

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1-2007-130

На правах рукописи
УДК 539.126.3

БАЛЕВ
Спасимир Запьянов

**ПОИСК ПРЯМОГО CP -НАРУШЕНИЯ
В РАСПАДАХ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA48/2**

Специальность: 01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2007

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель
доктор физико-математических наук КЕКЕЛИДЗЕ
профессор Владимир Дмитриевич

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук БООС
профессор Эдуард Эрнстович

доктор физико-математических наук НИКИТИН
профессор Владимир Алексеевич

Ведущее научно-исследовательское учреждение – Институт ядерных исследований РАН

Защита состоится " _____ " _____ 2007 г. на заседании диссертационного совета _____ при Лаборатории физики частиц Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московская область

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ ОИЯИ.

Автореферат разослан " _____ " _____ 2007 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета  КРИВОХИЖИН
Василий Геннадьевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Открытое в 1964 году явление CP -нарушения играет центральную роль в физике высоких энергий. Интерес к этому явлению, особенно к эффектам прямого CP -нарушения, обусловлен возможностью посредством его исследования выполнить количественные проверки Стандартной Модели (СМ), а также различных гипотез за ее пределами. Кроме того, этот эффект является важным условием для объяснения бариогенезиса и эволюции Вселенной в современных космологических моделях. Поэтому исследование каждого возможного его проявления является фундаментальной физической задачей.

В каонной физике помимо уже измеренного параметра ϵ'/ϵ в распадах $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$, наиболее перспективными дополнительными величинами, в измерениях которых может проявляться эффект прямого CP -нарушения, являются парциальные вероятности ГИМ-подавленных распадов с участием нейтральных токов с изменением странности ($K \rightarrow \pi\nu\bar{\nu}$), а также зарядовая асимметрия в распадах K^+ и K^- на три пиона.

Цель диссертационной работы — прецизионный экспериментальный поиск прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$. Работа выполнена в рамках эксперимента NA48/2, проведенного на ускорителе SPS в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН, Женева). Полученные результаты основаны на анализе рекордной статистики — $91 \cdot 10^6$ реконструированных и отобранных распадов исследуемого типа.

Научная новизна исследования.

С наивысшей точностью, превосходящей более, чем на порядок имеющиеся экспериментальные результаты, измерен параметр прямого CP -нарушения A_g ($\sim 10^{-4}$) в $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ -распадах. Достигнутая точность обеспечена за счет применения разработанного принципиально нового метода сокращения основных систематических эффектов. Полученное значение A_g согласуется с предсказаниями СМ, а высокая точность его измерения впервые представляет интерес с теоретической точки зрения для критического анали-

за ряда теоретических моделей. Более глубокое понимание структуры далиц-плота для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов позволило впервые измерить CP -нарушающий параметр с учетом эффектов $\pi\pi$ -перерасеяния.

Практическая ценность работы.

Результаты выполненной работы являются существенным звеном в широкой экспериментальной программе крупнейших лабораторий мира (эксперименты по физике каонов, B -мезонов, τ -лептонов и, в последнее время — нейтрино) по прецизионной проверке SM и поиску эффектов за ее пределами. На основе выполненных измерений могут быть проведены теоретические расчеты, в результате которых получены нетривиальные ограничения на параметры отдельных расширений Стандартной Модели, предсказывающих усиление CP -нарушения. Предсказательная сила результата будет расти по мере развития теоретических методов расчета адронных поправок, затрудняющих в настоящее время связь A_g с фундаментальными параметрами теории.

Разработанный метод измерения зарядовой асимметрии, а также предложенная схема сжатия данных при работе со статистикой порядка 10^9 событий, могут быть использованы в будущих прецизионных экспериментах по физике частиц.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации были представлены автором

- на семинаре Европейского центра ядерных исследований (Женева, Швейцария, 1 ноября 2005 г.);
- на Рочестерской конференции «International Conference of High Energy Physics» (Москва, Россия, август 2006 г.);
- на международной конференции «13th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics» (Москва, Россия, август 2007 г.);
- на международной конференции «Les Racontres de physique de la vallée d'Aoste» (Ла Тюиль, Италия, март 2007 г.);

- на международной конференции «Quarks 2006» (Санкт Петербург, Россия, май 2006 г.);
- на семинаре ЛФЧ ОИЯИ (Дубна, 24 ноября 2005 г.);
- на Европейской школе по физике частиц (Стокгольм, Швеция, май 2006 г.);
- на совещании международной коллаборации ЭКСЧАРМ (Царево, Болгария, сентябрь 2005 г.);
- многократно — на совещаниях международной коллаборации NA48/2.

Основные результаты выполненных исследований опубликованы в работах [1]—[6].

Структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, пять глав, заключения и списка цитируемой литературы, содержащего 85 наименования. Диссертация изложена на 153 страницах, включающих 76 иллюстраций и 20 таблиц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении сформулирована цель диссертационной работы, обоснована актуальность выполненного исследования, показана научная новизна работы и описана структура диссертации.

Первая глава содержит краткое теоретическое вступление, включающее в себя обзор основных дискретных симметрий в физике элементарных частиц, обсуждение истории исследования CP -нарушения и причин, по которым представляют интерес настоящие и будущие исследования в этой области, обсуждение механизма CP -нарушения в Стандартной Модели, детальное его рассмотрение в применении к распадам $K^\pm \rightarrow 3\pi$. Обсуждаются также существующие экспериментальные данные и перспективы поиска эффектов прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$.

Квадрат матричного элемента распадов $K^\pm \rightarrow 3\pi$ обычно представляется в виде полиномиального разложения по двум лоренц-инвариантным переменным u и v :

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

где $|h|, |k| \ll |g|$ – параметры, а

$$u = \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2}, \quad v = \frac{s_1 - s_2}{m_\pi^2}, \quad (2)$$

где m_π – масса заряженного пиона, $s_i = (p_K - p_i)^2$, $s_0 = \sum s_i/3$ ($i = 1, 2, 3$), p_K и p_i – четырех-импульсы каона и i -го пиона, соответственно. Индекс $i = 3$ соответствует нечетному пиону¹. Параметр прямого CP -нарушения определен в виде:

$$A_g = \frac{g^+ - g^-}{g^+ + g^-}, \quad (3)$$

где g^+ – линейный коэффициент в (1) для распадов K^+ , а g^- – для распадов K^- . Отклонение A_g от нуля является признаком прямого CP -нарушения.

Несколько экспериментов провели поиск такой асимметрии с точностью на уровне 10^{-3} для обеих типов распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$, и получили нулевой результат. Предсказания СМ для A_g находятся на уровне несколько единиц $\times 10^{-5}$, однако некоторые теоретические расчеты, выполненные за пределами СМ, не исключают существенного усиления CP -нарушения и, следовательно, большой асимметрии, которая могла бы быть обнаружена в специальном достаточно чувствительном эксперименте, нацеленном на исследование трехпионных распадов заряженных каонов. Эксперимент NA48/2 на SPS ЦЕРН был спроектирован именно с этой целью. Набор данных в эксперименте был осуществлен в 2003 и 2004 годах.

Во второй главе описан эксперимент NA48/2 – пучковая линия и комплекс детекторов. Наибольшее внимание уделяется элементам, существенным для измерения зарядовой асимметрии в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$.

¹Остальные два (четные) пиона имеют одинаковые заряды

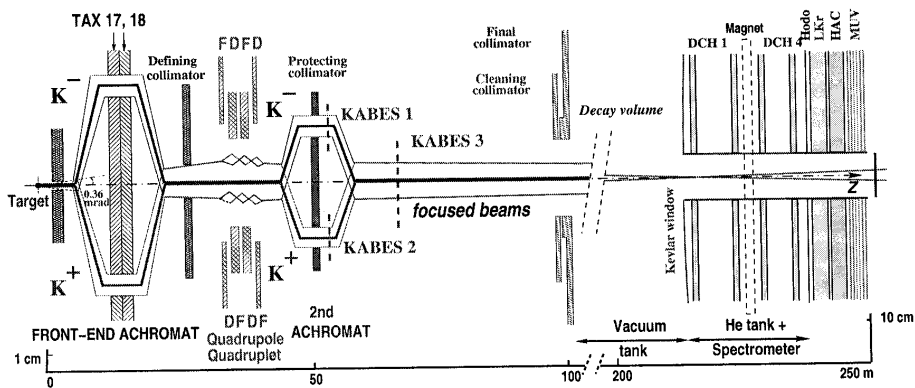


Рис. 1: Схема пучковой линии эксперимента NA48/2 (TAX17,18 – подвижные коллиматоры, используемые для формирования требуемого импульсного спектра пучков; DFDF – фокусирующие квадрупольные магниты; KABES1–3 – станции спектрометра каонного пучка), распадного объема и детектора (DCH1–4 – дрейфовые камеры, Hodo – сцинтилляционный годоскоп, LKr – жидкокриптоновый электромагнитный калориметр, HAC – адронный калориметр, MUV – мюонный детектор). Вертикальный масштаб различается в левой и правой частях схемы.

Для достижения запланированной точности при измерении параметра A_g ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$) важнейшим условием, позволяющим минимизировать возможные систематические неопределенности, является соблюдение максимально возможной симметрии при регистрации распадов K^+ и K^- . Этим определяется стратегия выбора пучковой линии, детекторов, набора данных и их анализа. Уникальная пучковая линия, состоящая из двух одновременных пучков частиц с противоположными знаками заряда, была спроектирована и построена в зале высокой интенсивности (ECN3) SPS ЦЕРН. Одновременный набор данных для распадов K^+ и K^- , а также периодическое (достаточно частое) переключение всех магнитных полей позволили достичь существенного сокращения основных возможных систематических эффектов при измерении A_g .

Схема пучковой линии и детекторов показана на рис. 1. Для описания установки используется правая ортогональная система координат с осью Oz , направленной вдоль пучковой линии, и осью Oy , направленной вертикально вверх. Поле в центре спектрометрического магнита (см. ниже) направлено параллельно или антипараллельно оси Oy . Пучковая линия и детекторы расположены симметрично

относительно оси Oz .

Пучки заряженных каонов рождаются при взаимодействии выведенного протонного пучка SPS 400 ГэВ с бериллиевой мишенью, представляющей из себя цилиндр диаметром 2 мм и длиной 40 см, расположенный вдоль оси пучка. Импульсный спектр пучков определяется зарядово симметричным способом, с помощью системы четырех одинаковых последовательно расположенных дипольных магнитов с чередующейся полярностью и с нулевым суммарным интегралом магнитного поля (так называемого «ахромата»), которая расщепляет положительный и отрицательный пучки в вертикальной плоскости, а затем соединяет их на общей оси. Номинальный импульс пучков составляет (60 ± 3) ГэВ/с. Далее пучки проходят систему из четырех квадрупольных магнитов, которая зарядово-симметричным образом фокусирует пучки в вертикальной и горизонтальной плоскостях с целью достижения их минимального поперечного размера в области экспериментальной установки. Далее располагается второй ахромат, в котором размещены станции спектрометра каонов (KABES) – детектора для измерения импульса частиц пучка.

После второго ахромата оба пучка распространяются по одному и тому же пути. После прохождения серии коллиматоров они входят в распадный объем, представляющий из себя цилиндрический вакуумный сосуд длиной 114 м, диаметром 1,92 м в начальной его части (длиной 65 м), и 2,40 м – в конечной части. За цикл ускорителя на мишень попадает $7 \cdot 10^{11}$ протонов, при этом потоки положительных (отрицательных) частиц на входе в распадный объем составляют $3,8 \cdot 10^7$ ($2,6 \cdot 10^7$) частиц за цикл, из которых 5,7 % (4,9 %) являются K^+ (K^-). Отношение интенсивностей потоков K^+/K^- составляет около 1,8. В вакуумном объеме распадаются около 22 % каонов.

Реконструкция $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ проводилась на основе информации, полученной с магнитного спектрометра и с жидкокриптонового электромагнитного калориметра (LKr). Спектрометр расположен в гелиевом объеме при атмосферном давлении, отделенном от вакуумного распадного объема тонким (0,0031 радиационной длины)

кевларовым окном. Через центр спектрометра (и всех остальных детекторов) проходит тонкостенная алюминиевая пучковая труба диаметром около 16 см, позволяющая нераспавшимся частицам пучка и мюонному гало от распадов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ и $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ распространяться в этой трубе (отделенной с вакуумным объемом) не загружая детектор. Две дрейфовые камеры (DCH1 и DCH2) находятся до, и две (DCH3 и DCH4) - после дипольного спектрометрического магнита, который отклоняет заряженные частицы в горизонтальной плоскости, передавая им дополнительный импульс вдоль оси Ox около 120 МэВ/с. Импульсное разрешение спектрометра составляет $\sigma_p/p = 1,02\% \oplus 0,044\%p$ (где p выражено в ГэВ/с).

После магнитного спектрометра по пучку располагается сцинтилляционный годоскоп, состоящий из плоскости горизонтальных и плоскости вертикальных полос сцинтилляционных счетчиков. Он используется как источник сигналов от заряженных частиц в системе запуска установки («триггера»).

В качестве жидкокриптонового калориметра (LKr) используется квазигомогенная ионизационная камера с активным объемом 10 м³ жидкого криптона, состоящая из 13248 проекционных ячеек размером 2×2 см² каждая, образованных системой Cu–Ве ленточных электродов без продольной сегментации. Калориметр имеет радиационную длину 27 X_0 и характеризуется энергетическим разрешением $\sigma(E)/E = 0,032/\sqrt{E} \oplus 0,09/E \oplus 0,0042$ (E измеряется в ГэВ). Пространственное разрешение для единичного электромагнитного каскада может быть параметризовано по поперечным координатам x и y как $\sigma_x = \sigma_y = 0,42/\sqrt{E} \oplus 0,06$ см. LKr используется для реконструкции $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распадов.

Отбор каонных распадов выполняется на первых двух уровнях триггерной системы эксперимента в режиме on-line. На первом уровне требуется совпадение двух сигналов: 1) сигнала с не менее, чем одного квадранта в обеих плоскостях сцинтилляционного годоскопа, которой соответствует прохождению через годоскоп как минимум одной заряженной частицы; 2) сигнала об энерговыделении в LKr, соответствующем прохождению через калориметр не менее, чем двух фотонов. На втором уровне специализированный быстрый процессор

получает информацию с дрейфовых камер, реконструирует импульс заряженной частицы и вычисляет недостающую массу в предположении, что зарегистрированная частица является заряженным пионом от распада заряженного каона с импульсом 60 ГэВ/с, который летит вдоль номинальной пучковой оси. Требование, чтобы недостающая масса была меньше массы π^0 , позволяет подавить большинство $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ распадов. Типичный отсчет этого триггера — ~ 15000 событий за сброс ускорителя.

Третья глава содержит описание метода прецизионного измерения зарядовой асимметрии в трехпионных распадах заряженных каонов, разработанного для проведения анализа данных эксперимента NA48/2 и приводящего к сокращению основных систематических эффектов. Рассмотрена также разработанная стратегия набора данных.

В соответствии с (2) переменная u вычисляется следующим образом: $u = (M_{00}^2 - s_0)/m_\pi^2$, где $s_0 = (m_K^2 + m_\pi^2 + 2m_{\pi^0}^2)/3$, m_K , m_π , m_{π^0} — масса каона, заряженного и нейтрального пиона соответственно, M_{00} — инвариантная масса двух нейтральных пионов, вычисляемая на основе информации только из LКг, который априорно является зарядово симметричным детектором. На рис. 2 показан далиц-плот (а) и u -спектр (б) отобранных событий².

Измерение асимметрии основано на сравнении u спектров для K^+ и K^- распадов, $N^+(u)$ и $N^-(u)$, соответственно. Для $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ распадов, отношение $N^+(u)/N^-(u)$ пропорционально

$$\frac{N^+(u)}{N^-(u)} \propto \frac{1 + (g + \Delta g)u + hu^2}{1 + gu + hu^2}, \quad (4)$$

где $g = 0.626 \pm 0.007$ и $h = 0.052 \pm 0.008$ — табличные значения линейного и квадратичного наклона в разложении матричного элемента. Возможная CP -нарушающая разница в линейных наклонах для K^+ и K^- , $\Delta g = g^+ - g^-$, может быть получена путем аппроксимации отношения спектров выражением (4). Параметр прямого CP -нарушения в таком случае определяется из простого отношения

²Критерии отбора $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов обсуждаются в четвертой главе.

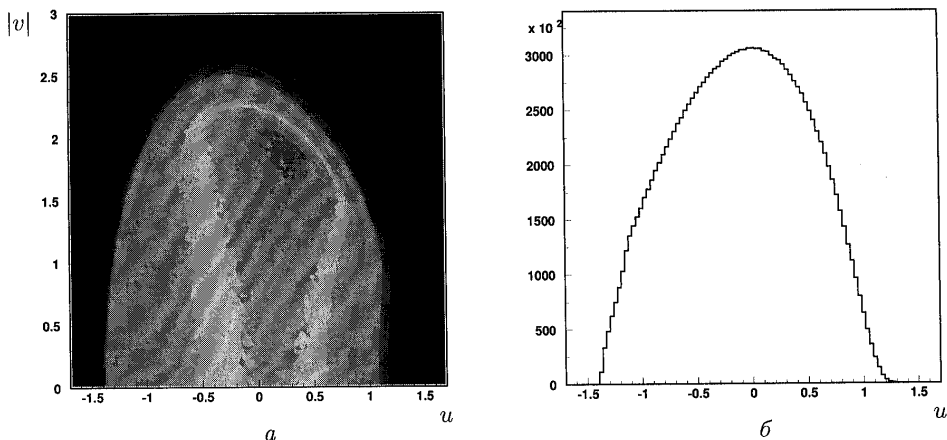


Рис. 2: Далиц-плот (а) и u -спектр (б) отобранных событий.

$$A_g = \Delta g / 2g.$$

Наличие магнитных полей в спектрометре и, в меньшей степени, – в пучковой линии (ахроматы, фокусирующие квадрупольи и др.) вносит небольшую, но неизбежную зарядовую асимметрию в геометрическую эффективность установки. Чтобы эффективно сократить соответствующую разницу между K^+ и K^- пучками, полярности всех элементов магнитной оптики в пучковой линии («полярности ахроматов») переключались во время набора данных еженедельно, а полярность спектрометрического магнита – чаще (каждый день в 2003 г. и каждые 3 часа – в 2004 г.). Значения всех магнитных полей контролировались на уровне 10^{-4} . Данные, набранные за период времени, равный в среднем двум неделям эффективной работы установки, в течение которого реализуются все четыре возможные конфигурации магнитных полей (то есть комбинации полярности пучковой линии и полярности спектрометрического магнита), образуют так называемый полный набор данных, являющийся независимым и самодостаточным для измерения асимметрии. За два сеанса экспозиции записаны семь полных наборов данных, пронумерованные от I до VII: три – в 2003 г. (наборы I–III) и четыре – в 2004 г. (наборы IV–VII). Каждый полный набор данных содержит четыре набора

событий $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ и четыре набора событий $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$ с разными комбинациями магнитных полей.

Чтобы в максимальной степени сократить аппаратные зарядовые асимметрии в пучковой линии и в детекторах, используется отношение $R_Q(u)$, которое представляет собой произведение четырех отношений $N^+(u)/N^-(u)$:

$$R_Q(u) = \frac{N_{A^+B^+}^+(u)}{N_{A^+B^+}^-(u)} \cdot \frac{N_{A^+B^-}^+(u)}{N_{A^+B^-}^-(u)} \cdot \frac{N_{A^-B^+}^+(u)}{N_{A^-B^+}^-(u)} \cdot \frac{N_{A^-B^-}^+(u)}{N_{A^-B^-}^-(u)} =, \quad (5)$$

где индексы A^\pm и B^\pm указывают полярность магнитов в пучковой линии и в спектрометре, соответственно. Параметр Δg и нормировка R извлекаются из аппроксимации четырехкратного отношения (5) с помощью функции

$$f(u) = R \left(1 + \frac{\Delta g \cdot u}{1 + gu + hu^2} \right)^4. \quad (6)$$

Измеренная разница Δg нечувствительна к нормировке R , которая лишь отражает отношение потоков K^+ и K^- .

Техника четырехкратного отношения позволяет полностью использовать процедуру переключения полярностей магнитов и приводит к сокращению систематических эффектов по следующим причинам: 1) благодаря переключениям полярности спектрометрического магнита локальные эффекты в детекторе сокращаются в $R_Q(u)$ между наборами событий K^+ и K^- , в которых продукты распада регистрируются в одних и тех же частях детекторов; 2) благодаря переключениям полярности пучковой линии, локальные эффекты в ней, приводящие к небольшим отличиям форм и импульсных спектров пучков, в значительной степени сокращаются в $R_Q(u)$ между наборами событий, в которых K^+ и K^- следуют по одинаковому пути в пучковой линии; 3) в силу одновременности пучков происходит сокращение глобальных не постоянных во времени эффектов между наборами событий K^+ и K^- .

Незначительные систематические эффекты, оставшиеся после применения описанной выше процедуры и возникающие из-за присутствия постоянных магнитных полей (поле Земли, намагниченность

металлической трубы, ограничивающей распадный объем), минимизируются за счет азимутальной симметрии геометрических критериев отбора.

Полученный таким образом результат не зависит от отношения потоков K^+/K^- и от относительных объемов данных с различными конфигурациями магнитных полей. Тем не менее, баланс статистики контролировался во время набора данных, т.к. статистическая точность измерения определяется наименьшим из восьми набором данных, входящим в четырехкратное отношение. Результат измерения остается чувствительным только к временным изменениям асимметрий экспериментальных условий, имеющим характерные времена, меньшие, чем соответствующие периоды переключения полярностей магнитов.

Существенной особенностью разработанного метода измерения зарядовой асимметрии является то, что его применение не требует вычисления эффективностей регистрации событий с помощью моделирования, т.к. основные систематические погрешности в первом приближении сокращаются. Несмотря на это, было разработано программное обеспечение для моделирования экспериментальных условий методом Монте-Карло на основе пакета GEANT, которое было использовано в качестве инструмента для изучения систематических эффектов. В разработанном программном комплексе учитываются полное описание материалов и геометрии установки, временная зависимость карт эффективности и разрешения по времени дрейфа дрейфовых камер, временные изменения геометрической юстировки спектрометра, временные изменения геометрии пучков, а также случайные совпадения событий во времени.

Четвертая глава содержит описание метода и результата сжатия и фильтрации данных, основной и дополнительных реконструкций $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов, критериев отбора, а также некоторых основных свойств отобранных событий.

После отброса данных, набранных при неправильно функционировавших детекторах экспериментальной установки, для дальнейшего анализа осталось больше 240 миллионов события, содержащих

хотя бы одну заряженную частицу с импульсом больше 5 ГэВ/с и не менее четырех энергетических кластеров в ЛКг с энерговыделением более 3 ГэВ. Чтобы исключить события с перекрывающимися электромагнитными каскадами в ЛКг, минимальное расстояние между любыми двумя кластерами было выбрано большим, чем 10 см, а расстояние между любым кластером и проекцией заряженной частицы на поверхность ЛКг - не меньше 15 см. Чтобы обеспечить точное измерение полного энерговыделения электромагнитных каскадов, были наложены также ограничения на расстояния от каждого кластера до границ ЛКг и центральной пучковой вакуумной трубы. Симметризация геометрической эффективности для положительно и отрицательно заряженных частиц осуществлялась посредством радиальных ограничений на положение частицы относительно некоего центра, соответствующего среднему положению пучка, который вычислялся путем анализа достаточно большой статистики одновременно зарегистрированных $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ распадов. В частности, чтобы сократить возможную зарядовую асимметрию, связанную с неэффективными областями дрейфовых камер около пучковой трубы, расстояние между заряженным пионом и средним положением пучка на ДСН1 (ДСН4) должно было быть больше 12,5 см (16,5 см).

Для каждого события реконструкция $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ распада проводилась следующим образом: предполагая, что каждая пара i, k кластеров в ЛКг ($i, k = 1, 2, 3, 4$) образуется из $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ распада, вычислялось расстояние D_{ik} между z -координатой вершины распада π^0 и поверхностью ЛКг:

$$D_{ik} = \frac{\sqrt{E_i E_k \left[(x_i - x_k)^2 + (y_i - y_k)^2 \right]}}{m_{\pi^0}}, \quad (7)$$

где E_i и E_k – энергии i -ого и k -ого фотона, соответственно, x_i, y_i, x_k, y_k – их поперечные координаты на поверхности ЛКг, а m_{π^0} – масса π^0 ; из всех комбинаций фотонных пар выбирались две с минимальной разницей между расстояниями D_{ik} , что соответствует гипотезе о том, что два π^0 -мезона относятся к одному и тому же $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$

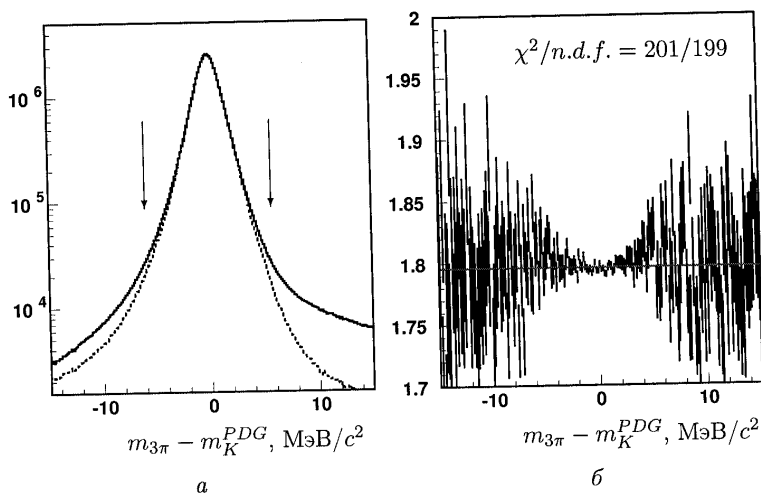


Рис. 3: а) Разность между инвариантной массой системы $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ и табличной каонной массой. Стрелками помечен интервал, в пределах которого события были приняты для дальнейшего анализа. Пунктирной линией показано распределение событий, для которых пионный распад не зарегистрирован. б) Отношение восстановленных инвариантных масс $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ и $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ систем аппроксимировано константой.

распаду; в качестве расстояния между точкой K^\pm распада и плоскостью LKг выбиралось среднее арифметическое двух расстояний D_{ik} .

На рис. 3, а, показана инвариантная масса двух π^0 и реконструированной заряженной частицы в предположении, что последняя является π^+ или π^- . Виден хороший сигнал от $K^\pm \rightarrow \pi^\pm\pi^0\pi^0$ распадов, характеризующийся разрешением ~ 1 МэВ/ c^2 . «Хвосты» распределения соответствуют ошибочно подобранным комбинациям фотонов (с помощью моделирования было показано, что доля таких событий не превышает 0,23%) и $\pi \rightarrow \mu\nu$ распадам. Как видно из отношения спектров инвариантных масс (рис. 3, б), данное распределение симметрично для K^+ - и K^- -распадов.

На следующем этапе отбора событий требовалось, чтобы инвариантная масса $\pi^\pm\pi^0\pi^0$ отличалась от табличной массы каона не больше, чем на 6 МэВ/ c^2 , а восстановленный импульс каона находился в интервале 54–66 ГэВ/с. Дополнительно требовалось, чтобы времена регистрации заряженной частицы (t^\pm) и четырех фотонов (t^γ) сов-

| Полный набор | $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$ | $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$ | $\Delta g \cdot 10^4$ |
|--------------|-------------------------------------|-------------------------------------|-----------------------|
| I | 16,43 | 9,18 | $3,4 \pm 3,9$ |
| II | 10,16 | 5,67 | $0,6 \pm 5,1$ |
| III | 3,71 | 2,07 | $-3,0 \pm 8,4$ |
| IV | 5,16 | 2,87 | $4,8 \pm 7,1$ |
| V | 8,89 | 4,94 | $4,1 \pm 5,3$ |
| VI | 7,49 | 4,17 | $4,1 \pm 5,8$ |
| VII | 6,87 | 3,82 | $-2,1 \pm 6,0$ |
| Сумма | 58,71 | 32,73 | $2,2 \pm 2,1$ |

Таблица 1: Накопленная статистика (в миллионах) и разница в линейных наклонах, Δg с соответствующими статистическими ошибками для каждого полного набора данных и среднее взвешенное всех полученных результатов.

падали в пределах экспериментального разрешения: $|\langle t^\gamma \rangle - t_i^\gamma| < 5$ нс и $|\langle t^\gamma \rangle - t^\pm| < 20$ нс, где $\langle t^\gamma \rangle$ – среднее время четырех фотонов. Этим условиям удовлетворяют $91,4 \cdot 10^6$ событий. Количество отобранных K^+ и K^- распадов в каждом полном наборе приведено в табл. 1.

В *пятой главе* описаны возможные источники систематических эффектов, полученные оценки их влияния на результат, а также калибровка детекторов, используемых при реконструкции событий; приведены окончательный результат и его обсуждение.

Каждый полный набор данных обеспечивает самостоятельное измерение параметра CP -нарушения методом четырехкратного отношения. Окончательный результат в терминах Δg получен двумя способами усреднения³: 1) Δg измерялось для каждого из семи полных наборов при аппроксимации соответствующего четырехкратного отношения, а окончательный результат вычислялся как среднее взвешенное семи отдельных результатов; 2) для каждого разбиения по переменной u усреднялись четырехкратные отношения для всех семи полных наборов, а Δg извлекалось путем аппроксимации усредненного четырехкратного отношения.

Номинальное разбиение по переменной u составляло 0,1 в соответствии с разрешением (которое пренебрежимо мало в левой части u -спектра и достигает 0,04 при больших u).

³Результаты, полученные этими способами усреднения, совпадают с точностью до 10^{-6} .

В табл. 1 приведены значения Δg для каждого полного набора только со статистическими ошибками. Соответствующие аппроксимации четырехкратных отношений показаны на рис. 4. Результат после усреднения составляет

$$\Delta g = (2, 2 \pm 2, 1) \cdot 10^{-4}, \quad (8)$$

где приведена только статистическая погрешность

Для дополнительной проверки метода вычислялись величины, чувствительные к лево-правой асимметрии детекторов и к различиям в верхней и нижней частях пучковой линии, которые сокращаются в четырехкратном отношении (5) в первом приближении. Они извлекаются из специфических комбинаций восьми u -спектров, в которых физическая асимметрия сокращается, а проявляется только аппаратная асимметрия. Все аппаратные асимметрии не влияют на результат измерения Δg на уровне $< 0,1 \cdot 10^{-4}$ и хорошо описываются моделированием методом Монте-Карло.

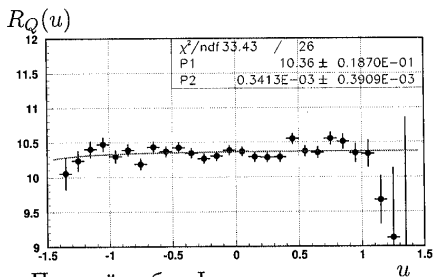
Измеренная асимметрия (8) не должна быть искажена систематическими эффектами благодаря сокращению аппаратных асимметрий при наборе данных и анализе. Несмотря на это, были сделанные проверки возможных систематических искажений измеренной величины.

Анализ четырехкратного отношения с учетом эффекта $\pi\pi$ -перерассеяния⁴ показал, что измеряемая величина Δg существенно не изменяется. В связи с модельной зависимостью определения и измерения параметра прямого CP -нарушения, рассчитаны значения усредненного четырехкратного отношения для каждого разбиения по переменной u . Это позволяет измерить параметр зарядовой асимметрии при любой параметризации матричного элемента распада.

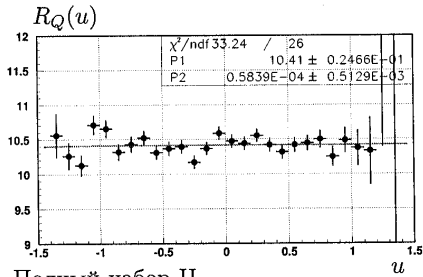
Так как для вычисления u используется только информация о фотонных кластерах, была выделена группа систематических эффектов, связанных исключительно с ЛКг. Процедуре реконструкции и отбора событий предшествовало применение коррекций энергетической шкалы ЛКг, на нелинейность его отклика⁵, юстировка его

⁴См. J. R. Batley *et al.*, Phys. Lett. B 633 (2006) 173.

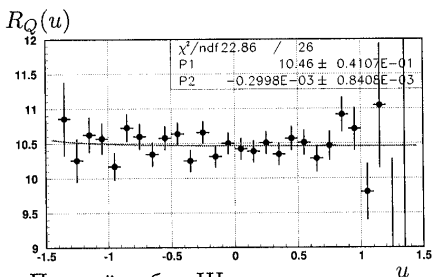
⁵Около 2% при энергии 3 ГэВ и незначительны при энергиях выше 10 ГэВ.



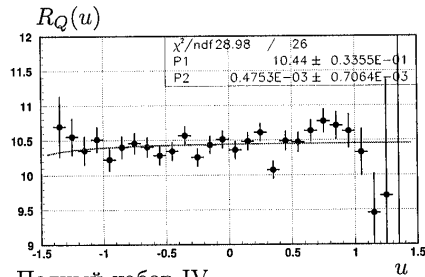
Полный набор I



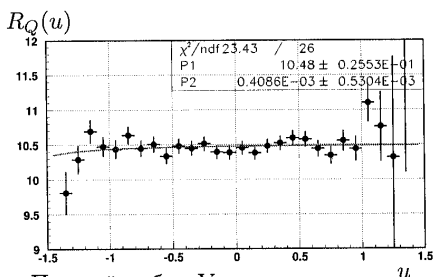
Полный набор II



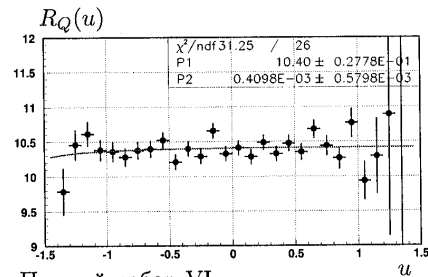
Полный набор III



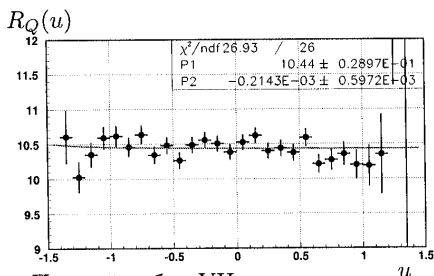
Полный набор IV



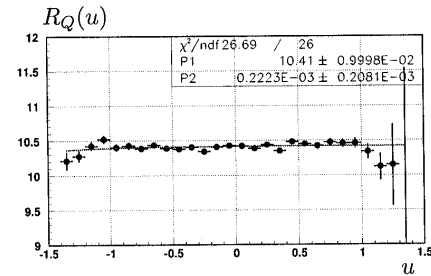
Полный набор V



Полный набор VI



Полный набор VII



Усредненное четырехкратное отношение

Рис. 4: Результаты аппроксимации четырехкратных отношений для каждого полного набора данных и для усредненного по полным наборам четырехкратного отношения.

положения по отношению к другим детекторам, а также к проекционной структуре ЛКг. Систематическое искажение результата Δg от каждого из перечисленных эффектов не превышало $0,1 \cdot 10^{-4}$.

Влияние эффекта перетекания энергии между кластерами, принадлежащими фотонам и заряженным пионам, исследовалось путем применения соответствующих коррекций, а также при изменении ограничения на минимально допустимое расстояние между кластерами в ЛКг, и не превышает $\delta\Delta g = 0,5 \cdot 10^{-4}$.

Также было показано, что измеренная асимметрия не чувствительна к радиальным ограничениям вокруг пучковой трубы в центре ЛКг и ограничению на минимальную энергию фотонных кластеров. Эффект ошибочного подбора комбинаций фотонов при реконструкции пары $\pi^0 - \pi^0$, исследованный на основе анализа большого количества моделированных событий, пренебрежимо мал: ($\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$).

Эффекты, связанные с разрешением по переменной u , исследовались посредством вариации разбиения спектра по u , а также путем моделирования методом Монте-Карло. Было показано, что способ вычисления u не оказывает влияние на измерение Δg .

Детально была исследована триггерная неэффективность, т.к. в случае ее зависимости от u и от знака заряда пиона, а также ее возможной нестабильности во времени, она в принципе могла бы исказить измеряемую асимметрию. Каждая компонента триггерной логики исследовалась независимо.

Неэффективность ($\sim 0,25\%$) срабатывания «заряженной» компоненты триггера первого уровня исследовалась как функция x и y координат проекции заряженного трека на поверхности годоскопа для каждого отдельного периода с одинаковой комбинацией полярностей магнитов. Для этого использовались все одотрековые события в контрольной выборке, полученной при наборе данных без участия заряженного годоскопа в триггерной логике. Возможные эффекты искажения Δg были учтены путем «взвешивания» $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ событий в соответствии с картами неэффективностей. После процедуры «взвешивания» результат отличался от номинального значения на $\delta\Delta g = (0,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$. Эта оценка была

подтверждена независимо при анализе смоделированных событий.

Неэффективность «нейтральной» компоненты триггерного сигнала первого уровня различалась в течении эксперимента от 0,7% в начале до 3% в конце набора данных в 2003 году. Начиная с полного набора данных VI, неэффективность нейтрального сигнала значительно уменьшилась (до $\sim 0,03\%$) в связи с упрощением условия срабатывания нейтрального триггера. Был проведен детальный анализ основных источников неэффективности и доказана их зарядовая независимость.

Неэффективность триггера второго уровня во время набора данных различалась от 4% до 6%. Преобладающая ее доля ($\sim 70\%$) связана с локальными неэффективностями в DCH, которые, в принципе, могли бы исказить результат, если бы они были нестабильны во времени. Моделирование этой «геометрической» доли неэффективности триггера показало влияние на результат Δg на уровне $(0,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$. Полная систематическая ошибка из-за триггера второго уровня с учетом остальных источников неэффективности триггера второго уровня (в основном связанных с временными эффектами между различными детекторами и случайными одновременными событиями) не превышает $\delta\Delta g = 0,3 \cdot 10^{-4}$.

В четырехкратном отношении в первом приближении сокращается эффект, обусловленный импульсной разницей между K^+ - и K^- -пучками, проходящими через нижнюю и верхнюю пучковую линию. Оставшийся эффект, в основном возникающий на стадия формирования пучков⁶, соответствует разнице в импульсах пучков ~ 20 ГэВ/с. С помощью моделированием было показано, что описанный остаточный эффект в четырехкратном отношении оказывает влияние на результат в пределах $\delta\Delta g < 0,3 \cdot 10^{-4}$.

Эффекты, связанные с магнитным спектрометром, не влияют на результат непосредственно, так как заряженная частица используется только для определения заряда, а не для вычисления u . Верхние границы таких эффектов, как юстировка (alignment) спектрометра и шкала импульсов, пренебрежимо малы: ($\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$). Пол-

⁶В меньшей степени этот эффект обусловлен также небольшими отклонениями каонного импульса от номинального значения внутри одного периода с определенной полярности ахроматов.

| Эффект | Сист. неопределенность $\delta\Delta g \cdot 10^4$ |
|--|---|
| Перетекание энергии в LKг | $\pm 0,5$ |
| Разрешение LKг | $\pm 0,1$ |
| Нелинейность LKг | $\pm 0,1$ |
| Ошибочные комбинации пар фотонов | $\pm 0,1$ |
| Неэффективность «заряженного» триггерного сигнала | $\pm 0,1$ |
| Неэффективность «нейтрального» триггерного сигнала | $\pm 0,1$ |
| Неэффективность триггера второго уровня | $\pm 0,3$ |
| Разница между импульсов K^+ и K^- | $\pm 0,3$ |
| Постоянное магнитное поле в распадном объеме | $\pm 0,1$ |
| Случайные одновременные события | $\pm 0,2$ |

Таблица 2: Систематические неопределенности при измерении Δg .

ная систематическая неопределенность, связанная с геометрической эффективностью регистрации заряженной частицы (π^\pm) и геометрией пучков, не превышает величины $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$. Влияние распадов $\pi \rightarrow \mu\nu$ на асимметрию незначительно. Верхняя граница $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$ была получена варьированием карт постоянных магнитных полей в распадном объеме K^\pm при реконструкции распадов. Показано, что результат не зависит от выбранного для анализа диапазона инвариантных масс системы $\pi^\pm\pi^0\pi^0$.

Систематические эффекты, связанные с наличием совпадающих по времени заряженных треков и кластеров в LKг, были изучены посредством варьирования всех временных ограничений, применяемых на этапе отбора событий, и изменением числа допустимых одновременно регистрируемых дополнительных частиц. Результат остается стабильным в пределах $\delta\Delta g = 0,2 \cdot 10^{-4}$.

В табл. 2 перечислены только те эффекты, влияние которых на измерении Δg ограничено значением $\delta\Delta g \gtrsim 0,1 \cdot 10^{-4}$.

В итоге, была получена полная систематическая неопределенность результата $\delta\Delta g = 0,7 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, измеренная на основе $91 \cdot 10^6$ отобранных событий разница Δg составляет:

$$\Delta g = (2,2 \pm 2,1_{\text{стат.}} \pm 0,7_{\text{сист.}}) \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

При использованном значении параметра наклона $g = 0,626 \pm$

0, 007, параметр прямого CP -нарушения A_g составляет:

$$\begin{aligned} A_g = \Delta g/2g &= (1,8 \pm 1,7_{\text{стат.}} \pm 0,5_{\text{сист.}}) \cdot 10^{-4} = \\ &= (1,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-4}. \end{aligned} \quad (10)$$

Точность полученного результата ограничена накопленной статистикой, а систематическая погрешность составляет всего $\sim 1/3$ от статистической благодаря методу сокращений систематических эффектов и использованию зарядово симметричного детектора (LKr).

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. Измерено значение параметра прямого CP -нарушения, характеризующего зарядовую асимметрию параметров наклона далицплота в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. Полученный результат:

$$\begin{aligned} A_g &= (1,8 \pm 1,7_{\text{стат.}} \pm 0,5_{\text{сист.}}) \cdot 10^{-4} = \\ &= (1,8 \pm 1,8) \cdot 10^{-4} \end{aligned}$$

основан на анализе рекордной статистики ($91 \cdot 10^6$ распадов) и на порядок точнее результатов других экспериментов.

2. Указанная точность достигнута благодаря большой статистике, накопленной в эксперименте, и в результате сокращения систематических погрешностей за счет предложенной в работе методики анализа исследуемых спектров, а именно — путем аппроксимации так называемого четырехкратного отношения. Метод может быть применен для выполнения аналогичных задач в распадах элементарных частиц.
3. Проведен детальный анализ более 20 возможных остаточных систематических эффектов, который также позволил существенно ограничить систематическую погрешность параметра A_g . Впервые исследовано влияние эффекта $\pi\pi$ -перерасеяния на измерение параметра A_g .
4. Полученные экспериментальные результаты по измерению зарядовой асимметрии согласуются с теоретическими ожиданиями в рамках Стандартной Модели. В силу своей высокой точности они могут быть использованы для ограничения параметров,

лежащих в основе некоторых расширений Стандартной Модели, предсказывающих усиление эффектов CP -нарушения.

5. Развито программное обеспечение эксперимента, позволившее провести моделирование экспериментальных условий NA48/2 методом Монте-Карло и детально исследовать ряд потенциальных систематических погрешностей. Разработана процедура сжатия и фильтрации данных, которая существенно ускорила процесса их анализа и может быть применена в аналогичных исследованиях.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах

- [1] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Search for direct CP -violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays,» Phys. Lett. B **638** (2006) 22 [Erratum-ibid. B **640** (2006) 297] [arXiv:hep-ex/0606007].
- [2] J. R. Batley, ..., S. Balev *et al.* [NA48/2 Collaboration], «Search for direct CP violating charge asymmetries in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ and $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays,» arXiv:0707.0697 [hep-ex].
- [3] S. Balev for the NA48/2 collaboration, «Search for direct CP -violation in $K^\pm \rightarrow 3\pi$ decays by NA48/2,» труды конференции XXXIII International Conference on High Energy Physics (ICHEP'06), Москва, Россия, 26 июля – 2 августа, 2006 г.
- [4] S. Balev for the NA48/2 collaboration, «Recent results from NA48,» труды конференции «Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste 2007», Ла Тюиль, Италия, 4–10 марта 2007 г.
- [5] Д. Р. Батли, ..., С. Балева *и др.* «Прецизионный поиск прямого CP -нарушения в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ в эксперименте NA48/2 на SPS ЦЕРН,» P1-2006-190, сообщение ОИЯИ, 2006.
- [6] S. Balev for the NA48/2 collaboration, «Search for direct CP -violation in $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ decays,» труды конференции 14th International Seminar on High Energy Physics, Quarks-2006, Санкт Петербург, Россия, 19–25 мая, 2006 г.

Получено 7 сентября 2007 г.

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 10.09.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,44. Тираж 100 экз. Заказ № 55875.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/