

P1-2006-190

Коллаборация NA48/2

ПРЕЦИЗИОННЫЙ ПОИСК ПРЯМОГО  
*CP*-НАРУШЕНИЯ В РАСПАДАХ  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0\pi^0$   
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA48/2 НА SPS ЦЕРН

Коллаборация NA48/2

P1-2006-190

Прецизионный поиск прямого  $CP$ -нарушения в распадах  
 $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  в эксперименте NA48/2 на SPS ЦЕРН

Представлены результаты по прецизионному измерению параметра  $CP$ -нарушающей зарядовой асимметрии  $A_g$  в распадах  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ , выполненному в эксперименте NA48/2 на ускорителе SPS ЦЕРН. Предварительное значение асимметрии линейного наклона далитц-плота  $A_g = (2,1 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}$  получено на основе анализа  $\sim 91 \cdot 10^6$  событий, отобранных из всей накопленной в эксперименте статистики. Уникальная схема использования двух одновременных пучков  $K^+$  и  $K^-$ , конструкция детекторов, а также выбранный метод анализа полученных данных обеспечили прецизионный учет систематических эффектов, что позволило получить результат, ограниченный по точности в основном статистической ошибкой.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

The NA48/2 Collaboration

P1-2006-190

High Precision Search for Direct  $CP$ -Violation  
in  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  Decays by the NA48/2 Experiment at CERN

A precise search for direct  $CP$ -violation in  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  decays was performed by the NA48/2 experiment at CERN SPS. The asymmetry in the Dalitz plot linear slopes is measured to be  $A_g = (2.1 \pm 1.9) \cdot 10^{-4}$  by studying  $\sim 91 \cdot 10^6$  events. The unique double-beam system, the design of the detectors and the method of analysis provide good control of the instrumental charge asymmetries and allow one to keep the precision of the result limited by statistics.

The investigation has been performed at the Laboratory of Particle Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

## Коллаборация NA48/2

Д. Р. Батли, А. Д. Куллинг, Д. Кальмус, К. Лаццерони, Д. Д. Мундей,  
М. У. Слейтер, С. А. Уоттон

Кавендишская лаборатория, Кембриджский университет, Кембридж, Великобритания

Р. Арчидиаконо, Ж. Боке, Н. Кабиббо, А. Чеккуччи, Д. Канди, В. Фалалеев,  
М. Фидекаро, Л. Гатиньон, А. Гонидек, В. Кубишта, А. Нортон, А. Майер,  
М. Пател, А. Петерс

ЦЕРН, Женева

С. З. Балев, П. Л. Фрабетти, Е. А. Гудзовский, П. З. Христов, В. Д. Кекелидзе,  
В. В. Кожухаров, Л. Литов, Д. Т. Мадигожин, Э. М. Маринова,  
Н. А. Молоканова, И. А. Поленкевич, Ю. К. Потребеников, С. Стойнев,  
А. И. Зинченко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Э. Монье, Э. Своллоу, Р. Уинстон

Институт им. Э. Ферми, Чикагский университет, Чикаго, США

П. Рубин, А. Уолкер

Эдинбургский университет, Эдинбург, Великобритания

В. Балдини, А. Котта Рамузино, П. Далпиаз, К. Дамиани, М. Фиорини,  
А. Джаноли, М. Мартини, Ф. Петруччи, М. Саврие, М. Скарпа, Х. Валь  
Университет и ИНФН, Феррара, Италия

А. Биццетти, М. Калветти, Э. Челеньини, Э. Якопини, М. Ленти,  
Ф. Мартелли, Д. Руджеро, М. Велтри  
Университет и ИНФН, Флоренция, Италия

М. Бехлер, К. Эппард, К. Кляйнкнехт, П. Маруэлли, Л. Мазетти,  
У. Моосбрюггер, К. Моралез, Б. Ренк, М. Вахе, Р. Ванке, А. Винхарт  
Майнцский университет, Майнц, Германия

Д. Ковард, А. Дабровски, Т. Фонсека Мартин, М. Шиех, М. Слепер,  
М. Веласко, М. Д. Вуд

Северо-Западный университет, Эванстон, США

Д. Анзивино, П. Ченчи, Э. Имбергамо, А. Наппи, М. Пепе, М.К. Петруччи,  
М. Пиччини, М. Раджи, М. Валдата-Наппи  
Университет и ИНФН, Перуджа, Италия

К. Черри, Д. Коллацуол, Ф. Костантини, Л. Ди Лелла, Н. Добл, Р. Фантеки,  
Л. Фиорини, С. Джудичи, Д. Ламанна, И. Манелли, А. Микетти,  
Д. Пьераццини, М. Соцци

Университет, Скуола Нормале и ИНФН, Пиза, Италия

Б. Блок-Дево, Ц. Чешков, Ж. Б. Шез, М. Де Беер, Ж. Дерре, Ж. Марел,  
Э. Мацукато, Б. Пейо, Б. Валлаж  
DSM/DAPNIA, Сакле, Франция

М. Холдер, М. Циолковски  
Зигенский университет, Зиген, Германия

С. Бифани, К. Биино, Н. Картилья, М. Клеменчич, С. Гой Лопез, Ф. Маркетто  
Университет и ИНФН, Турин, Италия

Х. Дибон, М. Яйтлер, М. Маркитан, И. Микунец, Г. Нойхофер, Л. Видхалм  
Институт физики высоких энергий, Вена, Австрия

## ВВЕДЕНИЕ

Спустя 40 лет после открытия  $CP$ -нарушения в системе нейтральных каонов [1] ученые все еще далеки от полного понимания этого явления. Следует отметить два крупных достижения в этой области:

- в 1990-х гг. эксперименты NA48 [2] и KTeV [3] подтвердили указание, полученное из эксперимента NA31 [4], о существовании прямого  $CP$ -нарушения в распадах нейтральных каонов;
- в начале этого столетия  $CP$ -нарушающие процессы были обнаружены в распадах  $B$ -мезонов в экспериментах Belle и Babar [5].

Последовательное экспериментальное изучение всех проявлений  $CP$ -нарушения в природе является чувствительным инструментом для поиска возможных расширений Стандартной модели (СМ). В каонной физике помимо уже измеренного параметра  $\varepsilon'/\varepsilon$  в распадах  $K_{L,S} \rightarrow 2\pi$  наиболее перспективными дополнительными величинами 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.

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  $m_\pi$  — масса заряженного пиона;  $s_i = (p_K - p_i)^2$ ;  $s_0 = \sum s_i/3$  ( $i = 1, 2, 3$ );  $p_K$  и  $p_i$  — четырехимпульсы каона и  $i$ -го пиона соответственно. Индекс  $i = 3$  соответствует нечетному пиону\*. Параметр прямого  $CP$ -нарушения определен в виде

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

---

\*Остальные два (четные) пиона имеют одинаковые заряды.

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

В нескольких экспериментах [6] был проведен поиск такой асимметрии для обоих типов распадов  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$  и  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  и получен нулевой результат с точностью на уровне  $10^{-3}$ . Предсказания СМ для  $A_g$  варьируются от нескольких единиц  $10^{-6}$  до нескольких единиц  $10^{-5}$  [7], однако некоторые теоретические расчеты, выполненные за пределами СМ [8], не исключают существенного усиления  $CP$ -нарушения, которое могло бы быть обнаружено 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 гг. В настоящей работе представлены предварительные результаты измерения зарядовой асимметрии в распадах  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ , полученные на основе всей набранной в эксперименте статистики.

## 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Для достижения запланированной точности при измерении параметра  $A_g$  важнейшим условием является соблюдение максимально возможной зарядовой симметрии между  $K^+$  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 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 система координат с осью  $z$ , направленной вдоль пучковой линии, и осью  $y$ , направленной вертикально вверх (поле в центре спектрометрического магнита (см. ниже) является параллельным или антипараллельным оси  $y$ ). Пучковая линия и детекторы расположены симметрично относительно оси  $Oz$ .

Пучки заряженных каонов рождаются при взаимодействии выведенного 400-ГэВ протонного пучка SPS с бериллиевой мишенью, представляющей из себя цилиндр диаметром 2 мм и длиной 40 см. С помощью системы четырех одинаковых, последовательно расположенных дипольных магнитов 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, зарядово-симметричным

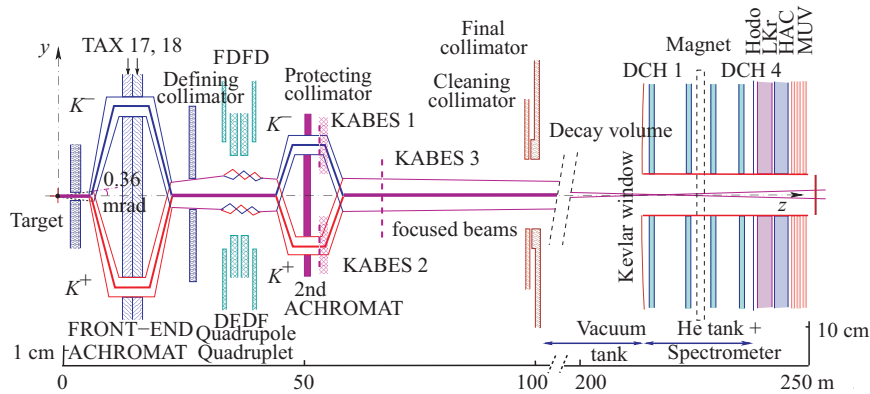


Рис. 1. Схема пучковой линии эксперимента NA48/2: TAX17,18 — подвижные коллиматоры, используемые для формирования требуемого импульсного спектра пучков; DFDF — фокусирующие квадрупольные магниты; KABES1–3 — станции спектрометра каонного пучка, распадного объема и детектора; DCH1–4 — дрейфовые камеры;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

образом определяется спектр пучков со средним импульсом  $(60 \pm 3)$  ГэВ/с. Далее пучки проходят систему из четырех квадрупольных магнитов, которая зарядово-симметричным образом фокусирует пучки в вертикальной и горизонтальной плоскостях с целью добиться их минимального поперечного размера в области экспериментальной установки. Далее располагается второй ахромат, в котором размещены станции спектрометра каонного пучка (KABES) [9] — детектора для измерения импульса частиц пучка (в данном анализе не используется).

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 (на протяжении 65 м) и 2,40 м — в конечной части. За цикл ускорителя на мишень попадают  $7 \cdot 10^{11}$  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  $K^+/K^-$  — около 1,8. Доля каонов, распадающихся в распадном объеме, составляет около 22 %.

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 находится при атмосферном давлении

в гелиевом объеме, 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 вакууме, 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. Форма всех четырех дрейфовых камер октагональная с площадью 4,5 м<sup>2</sup>. Импульсное разрешение спектрометра составляет  $\sigma_p/p = 1,02 \oplus 0,044\% p$  (где  $p$  выражается в ГэВ/с).

После магнитного спектрометра по пучку располагается сцинтилляционный годоскоп, состоящий из плоскости горизонтальных и плоскости вертикальных полос сцинтилляционных счетчиков. Каждая плоскость годоскопа разделена на четыре квадранта; ширина полосы составляет 6,5 см для центральных и 9,9 см для периферийных счетчиков.

В качестве жидкокритонового калориметра (LКг) [10] используется квазигомогенная ионизационная камера с активным объемом 10 м<sup>3</sup> жидкого криптона, состоящая из 13248 проекционных ячеек размером 2×2 см каждая, образованных системой Си–Ве ленточных электродов без продольной сегментации. Калориметр имеет радиационную длину  $27 X_0$  и энергетическое разрешение  $\sigma(E)/E = 0,032/\sqrt{E} \oplus 0,09/E \oplus 0,0042$  ( $E$  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. LКг используется для реконструкции распадов  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ .

Комплекс детекторов эксперимента NA48/2 включает в себя также адронный калориметр и мюонный детектор. Описание этих детекторов можно найти в [10].

Отбор каонных распадов в режиме on-line выполняется на первых двух уровнях триггерной системы эксперимента. На первом уровне необходимо совпадение двух сигналов: 1) сигнала не менее чем с одного квадранта в обеих плоскостях сцинтилляционного годоскопа, которому соответствует прохождение через годоскоп как минимум одной заряженной частицы; 2) сигнала об энерговыделении в LКг, соответствующем прохождению через калориметр не менее двух фотонов. На втором уровне специализированный быстрый процессор получает информацию с дрейфовых камер, реконструирует импульс заряженной частицы и вычисляет недостающую массу в предположении, что частица является  $\pi^\pm$  от распада заряженного каона с импульсом 60 ГэВ/с, который летит вдоль номинальной пучковой оси. Требование, чтобы недостающая масса была меньше массы  $\pi^0$ , позволяет подавить большинство распа-



дов  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$ . Типичный отсчет этого триггера  $\sim 15000$  событий за сброс ускорителя.

## 2. ОТБОР И РЕКОНСТРУКЦИЯ СОБЫТИЙ

После отброса данных, набранных при неправильно функционировавших детекторах экспериментальной установки, для дальнейшего анализа осталось больше 140 млн событий, содержащих хотя бы одну заряженную частицу с импульсом больше 5 ГэВ/с и не менее четырех энергетических кластеров в LКг с энерговыделением более 3 ГэВ. Чтобы исключить события с перекрывающимися электромагнитными каскадами в LКг, минимальное расстояние между любыми двумя кластерами было выбрано больше 10 см, а расстояние между любым кластером и проекцией заряженной частицы на поверхность LКг — не меньше 15 см. Чтобы обеспечить точное измерение полного энерговыделения электромагнитных каскадов, были наложены также ограничения на расстояния от каждого кластера до границ LКг 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 DСН1 (DСН4) должно было быть больше 12,5 см (16,5 см). Такой отбор прошли больше 80 млн событий.

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

$$D_{ik} = \frac{\sqrt{E_i E_k [(x_i - x_k)^2 + (y_i - y_k)^2]}}{m_{\pi^0}}, \quad (4)$$

где  $E_i$  и  $E_k$  — энергии  $i$ -го и  $k$ -го фотона соответственно;  $x_i, y_i, x_k, y_k$  — их поперечные координаты на поверхности LКг, а  $m_{\pi^0}$  — масса  $\pi^0$  [11].

Из всех комбинаций фотонных пар выбираются две с минимальной разницей между расстояниями  $D_{ik}$ , что соответствует гипотезе о том, что два  $\pi^0$ -мезона относятся к одному и тому же  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распаду. В качестве расстояния между точкой  $K^\pm$  распада и плоскостью LКг выбирается среднее арифметическое двух расстояний  $D_{ik}$ .

На рис. 2, *а* показана инвариантная масса двух  $\pi^0$  и реконструированной заряженной частицы в предположении, что последняя является  $\pi^+$  или  $\pi^-$ . Виден хороший сигнал от  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов, имеющий разрешение  $\sim 0,9$  МэВ/ $c^2$ . «Хвосты» в распределении 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 рис. 2, *б*, в данном распределении зарядовая асимметрия не наблюдается.

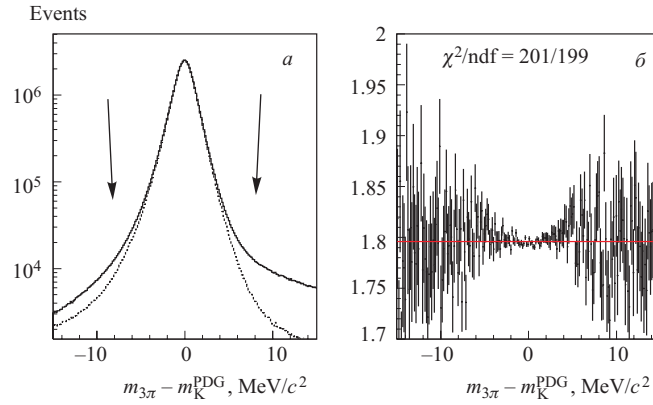


Рис. 2. *а*) Разность между инвариантной массой системы  $\pi^\pm \pi^0 \pi^0$  и каонной массой [11]. Стрелками помечен интервал, в пределах которого события были приняты для дальнейшего анализа. Пунктирной линией показано распределение событий, для которых пионный распад не зарегистрирован. *б*) Отношение восстановленных инвариантных масс  $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ - и  $\pi^- \pi^0 \pi^0$ -систем аппроксимировано константой

На следующем этапе отбора событий требовалось, чтобы инвариантная масса  $\pi^\pm \pi^0 \pi^0$  отличалась от табличной массы каона [11] не больше чем на  $6$  МэВ/ $c^2$ , а восстановленный импульс каона находился в интервале  $54$ – $66$  ГэВ/ $c$ . Дополнительно требовалось, чтобы времена регистрации заряженной частицы ( $t^\pm$ ) и четырех фотонов ( $t^\gamma$ ) совпадали 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 регистрации четырех фотонов. Этим условиям удовлетворяют  $91,32 \cdot 10^6$  событий.

Наличие магнитных полей в спектрометре и, в меньшей степени, в пучковой линии (ахроматы, фокусирующие квадруполь и др.) вносит небольшую, но неизбежную зарядовую асимметрию в геометрическую эффективность установки. Чтобы эффективно сократить 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 ч — в 2004 г.). Все магнитные поля 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 (т. е. комбинации полярности пучковой линии и полярности спектрометрического магнита), образуют так называемый полный набор данных, являющийся независимым и самодостаточным набором данных 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. Количество отобранных  $K^+$ - и  $K^-$ -распадов в каждом полном наборе приведено в табл. 1.

### 3. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ АСИММЕТРИИ

Переменная  $u$  вычислялась следующим образом:

$$u = \frac{M_{00}^2 - s_0}{m_\pi^2}, \quad (5)$$

где  $s_0 = (m_K^2 + m_\pi^2 + 2m_{\pi^0}^2)/3$ ;  $m_K$ ,  $m_\pi$ ,  $m_{\pi^0}$  — каонная масса, масса заряженного и масса нейтрального пиона соответственно;  $M_{00}$  — инвариантная масса двух нейтральных пионов, вычисляемая только с помощью LKr, который является зарядово-независимым детектором. На рис. 3 показан спектр отобранных событий по переменной  $u$ .

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:

$$\frac{N^+(u)}{N^-(u)} \propto \frac{1 + (g + \Delta g)u + hu^2}{1 + gu + hu^2}, \quad (6)$$

где  $g = (0,638 \pm 0,020)$  и  $h = (0,051 \pm 0,013)$  [11]. Возможная  $CP$ -нарушающая разность в линейных наклонах для  $K^+$  и  $K^-$ ,  $\Delta g = g^+ - g^-$ , может быть получена путем аппроксимации спектров выражением (6). Параметр прямого  $CP$ -нарушения в таком случае определяется по формуле  $A_g = \Delta g/2g$ .

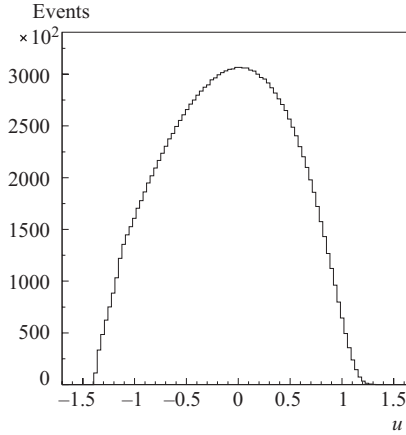


Рис. 3.  $u$ -спектр отобранных событий

Чтобы подавить в максимальной степени аппаратные зарядовые асимметрии в пучковой линии и в детекторах, используется отношение  $R_4(u)$ , которое представляет собой произведение четырех отношений  $N^+(u)/N^-(u)$ :

$$R_4(u) = R_{US} \cdot R_{UJ} \cdot R_{DS} \cdot R_{DJ} = R \left( 1 + \frac{\Delta g \cdot u}{1 + gu + hu^2} \right)^4, \quad (7)$$

где первый индекс  $U$  ( $D$ ) показывает конфигурацию магнитных полей в пучковой линии, при которой положительные каоны движутся через верхнюю (нижнюю) часть ахромата; второй индекс  $S$  показывает полярность спектрометрического магнита (противоположную для событий в числителе и в знаменателе в каждом отношении), при которой заряженные пионы отклоняются против направления оси  $Ox$  (к горе Салев), а  $J$  обозначает отклонение заряженных пионов в противоположном направлении (в сторону хребта Юра). Спектры  $N^+(u)$  и  $N^-(u)$  для каждого из четырех отношений в (7) получены из последовательных периодов с одинаковой полярностью магнитных полей в пучковой линии и с одинаковым направлением отклонений для  $\pi^\pm$  в магнитном спектрометре. Параметр  $\Delta g$  и нормировка  $R$  получаются из аппроксимации с использованием (7) четверного отношения  $R_4(u)$ . Измеренная разность  $\Delta g$  нечувствительна к нормировке  $R$ , которая лишь отражает соотношение потоков  $K^+$  и  $K^-$ .

Техника четверного отношения логически завершает процедуру учета переключения полярностей магнитов и приводит к сокращению систематических эффектов в трех аспектах:

- благодаря переключениям полярности спектрометрического магнита локальные нефизические эффекты, способные имитировать в детекторе зарядовую асимметрию в распадах  $K^+$  и  $K^-$ , сокращаются в каждом из четырех отношений  $R(u)$ , участвующих в четверном отношении  $R_4(u)$ ;
- из-за одновременности  $K^+$ - и  $K^-$ -пучков происходит сокращение глобальных, непостоянных во времени эффектов между наборами событий  $K^+$  и  $K^-$  в произведениях отношений типа  $R_S(u)$  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 распадов  $K^+$  и  $K^-$  в произведении отношений типа  $R_U(u)$  и  $R_D(u)$ .

Остаточные незначительные систематические эффекты, возникающие из-за присутствия постоянных магнитных полей (поле Земли, намагниченность вакуумного сосуда), дополнительно минимизируются азимутальной симметрией геометрических критериев отбора.

Полученный описанным методом результат не зависит от отношения потоков  $K^+/K^-$  и от относительных объемов данных с различными конфигурациями магнитных полей. Однако статистическая точность измерения ограничивается наименьшим из восьми наборов данных, входящих в четверное отношение, поэтому баланс статистики контролировался во время набора данных. Результат измерения остается чувствительным только к временным изменениям асимметрий экспериментальных условий, которые имеют характерные времена, меньшие, чем соответствующие периоды переключения полярностей магнитов. Большинство ожидаемых систематических эффектов, в принципе, не должно оказывать влияния на результат.

#### 4. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Значение  $\Delta g$  получено для каждого полного набора данных, позволяющего выполнить с помощью описанной выше процедуры соответствующее независимое измерение. Четверные отношения для каждого такого набора и наилучшие их аппроксимации функцией (7) показаны на рис. 4. Соответствующие значения  $\Delta g$  приведены в табл. 1 и изображены на рис. 5, а с указанием только статистических ошибок.

**Таблица 1. Накопленная статистика (в миллионах) и разница в линейных наклонах,  $\Delta g$ , с соответствующими статистическими ошибками для каждого полного набора данных и средневзвешенное всех полученных результатов**

Полный набор	$K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$	$K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \pi^0$	$\Delta g \cdot 10^4$
I	16,40	9,14	$4,3 \pm 3,8$
II	10,17	5,66	$0,5 \pm 5,0$
III	3,71	2,06	$-2,0 \pm 8,2$
IV	5,15	2,87	$5,6 \pm 6,8$
V	8,88	4,94	$4,7 \pm 5,1$
VI	7,49	4,17	$3,5 \pm 5,6$
VII	6,86	3,82	$-1,4 \pm 5,8$
Сумма	58,66	32,66	$2,7 \pm 2,0$

Окончательный результат получен как средневзвешенное значение  $\Delta g$  для всех семи полных наборов данных:

$$\Delta g = (2,7 \pm 2,0) \cdot 10^{-4} \quad (8)$$

(приведена только статистическая ошибка).

Для дополнительной проверки метода вычислялись величины, чувствительные к лево-правой асимметрии детекторов и к различиям в верхней и

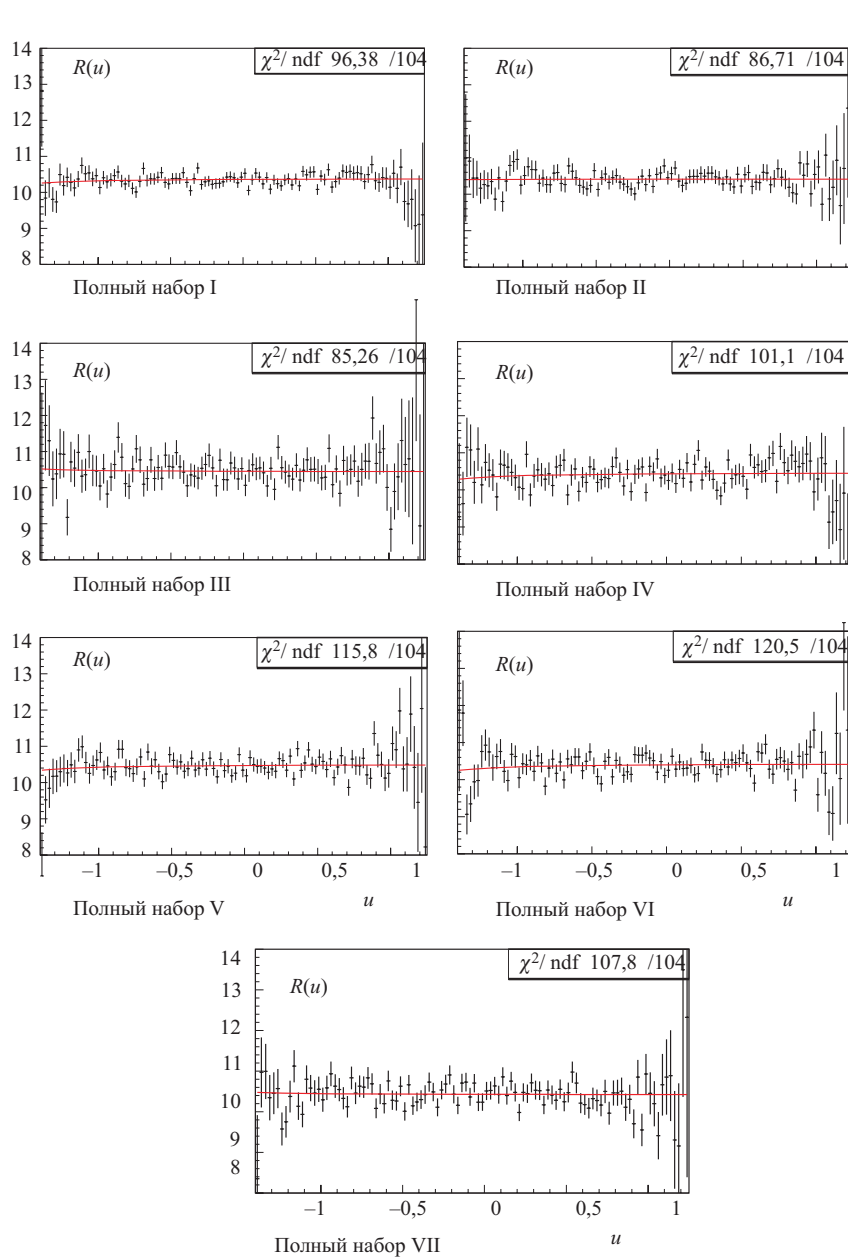


Рис. 4. Результаты аппроксимаций четверных отношений для каждого полного набора данных

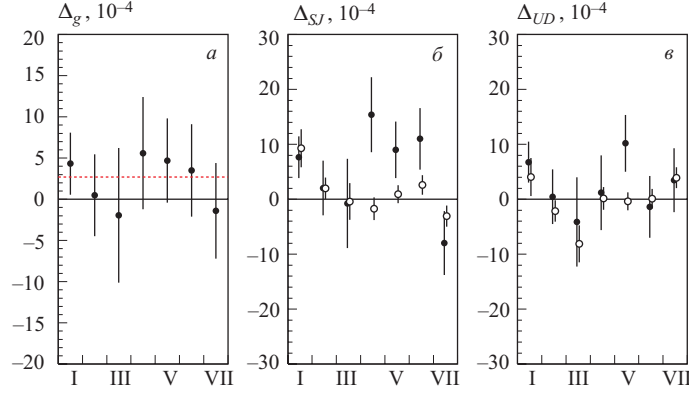


Рис. 5. *а)* Разница в линейных наклонах  $\Delta g$  для каждого полного набора данных. Горизонтальная линия представляет собой средневзвешенное значение семи результатов. Лево-правая аппаратная асимметрия (*б*) и асимметрия между верхней и нижней частью пучковой линии (*в*) для отобранных (темные кружки) и для моделированных методом Монте-Карло (светлые кружки) событий (эти аппаратные асимметрии сокращаются в четверном отношении (*б*))

нижней частях пучковой линии, которые сокращаются в четверном отношении (7). Асимметрия  $\Delta_S$  между  $K^+$  и  $K^-$ , отклоняющимися в сторону горы Салев (независимо от того, как пучки проходят через ахроматы), может быть получена из аппроксимации двойного отношения  $R_{US} \cdot R_{DS}$  функцией  $R_S[1 + \Delta_S \cdot u / (1 + gu + hu^2)]^2$ , где  $R_S$  — нормировочный параметр. Величина  $\Delta_S$  описывает комбинацию физической  $CP$ -нарушающей асимметрии между  $K^+$  и  $K^-$  и аппаратную асимметрию отклика установки для частиц обоих зарядов, отклоняющихся в сторону горы Салев. Аналогичная разница  $\Delta_J$  определяется для  $K^+$  и  $K^-$ , отклоняющихся в сторону горного хребта Юра, с помощью аппроксимации двойного отношения  $R_{UJ} \cdot R_{DJ}$ . Таким образом, в полуразности  $\Delta_{SJ} = (\Delta_S - \Delta_J)/2$  физическая  $CP$ -нарушающая асимметрия сокращается, а лево-правая аппаратная асимметрия остается. Подобным образом определяется и асимметрия, описывающая разницу между верхней и нижней частями пучковой линии:  $\Delta_{UD} = (\Delta_U - \Delta_D)/2$ , где  $\Delta_U$  и  $\Delta_D$  получают посредством аппроксимации двойных отношений  $R_{US} \cdot R_{UJ}$  и  $R_{DS} \cdot R_{DJ}$  соответственно. Эти аппаратные асимметрии достаточно малы, и моделирование методом Монте-Карло хорошо их воспроизводит (см. рис. 5, *б*, *в*).

## 5. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ

Измеренная асимметрия (8) не должна быть искажена систематическими эффектами благодаря сокращению аппаратных асимметрий при наборе дан-

ных и анализе. Несмотря на это, были сделаны проверки возможных систематических искажений измеренной величины.

Так как для вычисления  $u$  используется только информация о фотонных кластерах, была выделена группа систематических эффектов, связанных с LКг.

- Измеряемая асимметрия вычислялась для разных разбиений спектра по  $u$  при номинальном значении 0,025, включая также разбиение, пропорциональное разрешению по  $u$  (которое пренебрежимо мало в левой части спектра и достигает 0,04 при больших  $u$ ). Максимальная разница, которая была обнаружена,  $\delta\Delta g = 0,2 \cdot 10^{-4}$ , была принята в качестве верхней границы систематической неопределенности, связанной с вычислением  $u$ .
- Неопределенность  $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$  возникает из-за коррекции энергии фотонов, учитывающей нелинейность отклика LКг при низких энергиях (около 2% при энергии 3 ГэВ и незначительна при энергиях выше 10 ГэВ).
- При изменении ограничения на минимально допустимое расстояние между кластерами в LКг измеренная асимметрия меняется в пределах  $\delta\Delta g = 0,5 \cdot 10^{-4}$ .
- Эффект ошибочного подбора комбинаций фотонов при реконструкции пары  $\pi^0-\pi^0$ , исследованный на основе анализа большого количества моделированных событий, пренебрежимо мал:  $\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$ .
- Измеренная асимметрия не чувствительна к радиальным ограничениям вокруг пучковой трубы в центре LКг.

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:  $\delta\Delta g < 0,1 \cdot 10^{-4}$ . Полная систематическая неопределенность, связанная с геометрической эффективностью регистрации заряженной частицы ( $\pi^\pm$ ) и геометрией пучков, не превышает величины  $\delta\Delta g = 0,1 \cdot 10^{-4}$ . Исследование влияния распадов  $\pi \rightarrow \mu\nu$  на асимметрию с помощью моделирования показало, что соответствующий эффект не превышает  $\delta\Delta g = 0,5 \cdot 10^{-4}$ . 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 LКг, были изучены посредством варьирования всех временных ограничений, описанных в п. 2, и изменением числа допустимых одновременно регистрируемых дополнительных частиц. Результат остается стабильным в пределах  $\delta\Delta g = 0,2 \cdot 10^{-4}$ .

Была исследована триггерная неэффективность, так как в случае ее зависимости от  $u$  и от знака заряда пиона, а также ее нестабильности во времени она в принципе могла бы исказить измеряемую асимметрию. Каждая компонента триггерной логики исследовалась при этом самостоятельно.

- 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 были использованы все одотрековые события в контрольной выборке, полученной в эксперименте без участия заряженного годоскопа. Возможные эффекты искажения  $\Delta g$  были учтены путем «взвешивания» событий  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$  в соответствии с картами неэффективностей. Результат после процедуры «взвешивания» отличался на  $\delta\Delta g = (0,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$  от номинального значения. Близкий результат был получен путем учета неэффективности триггера в моделированных событиях.
- Самая большая систематическая неопределенность в данном анализе ( $\delta\Delta g = 1,3 \cdot 10^{-4}$ ) связана с неэффективностью «нейтрального» триггерного сигнала в триггере первого уровня. Эта неэффективность варьируется от  $0,7\%$  в начале до  $3\%$  в конце набора данных, полученного в 2003 г. Начиная с полного набора данных VI, неэффективность нейтрального сигнала значительно уменьшилась (на  $\sim 0,03\%$ ) в связи с облегчением условия срабатывания нейтрального триггера. Указанная неопределенность ограничена статистикой в контрольной выборке, на основе которой измерялась эффективность триггера.
- Неэффективность триггера второго уровня варьировалась от  $4$  до  $6\%$  во время набора данных. Преобладающая ее доля ( $\sim 70\%$ ) связана с локальными неэффективностями в DCH, которые, в принципе, могли бы исказить результат, если они нестабильные во времени. В 2003 г. неэффективность срабатывания проволочек в DCH моделировалась методом Монте-Карло. При этом была обнаружена незначительная разница  $(0,2 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$  между результатом, полученным на полной статистике моделированных данных, и результатом, полученным для событий, прошедших триггерное условие второго уровня. Общая неопределенность из-за неэффективности триггера второго уровня, включая все другие

возможные источники (временные эффекты между детекторами, переполнение буфера, неэффективность алгоритма триггера), не превышает  $\delta\Delta g = 0,4 \cdot 10^{-4}$  для 2003 г. В 2004 г. в связи с улучшенными триггерными условиями статистика в контрольной выборке позволила измерить с достаточной точностью верхнюю границу этой неопределенности:  $\delta\Delta g = 1,2 \cdot 10^{-4}$ . Дальнейшее исследование и использование метода, примененного для анализа неэффективности в 2003 г., позволит уменьшить верхнюю границу этой неопределенности. Общая систематическая неопределенность из-за неэффективности триггера второго уровня для 2003 и 2004 гг. составляет  $\delta\Delta g = 0,6 \cdot 10^{-4}$ .

**Таблица 2. Систематические неопределенности  $\Delta g$  (в единицах  $10^{-4}$ )**

Эффекты, связанные с LКг	0,6
Геометрия пучков и аксептанс заряженного трека	0,1
$\pi \rightarrow \mu$ -распады	0,2
События, совпадающие по времени	0,2
Триггер первого уровня	0,8
Триггер второго уровня	0,6
Полная систематическая неопределенность	1,6
Внешняя неопределенность	0,3

В табл. 2 перечислены все основные систематические неопределенности. Общая неопределенность, полученная суммированием квадратов всех составляющих, равна  $1,6 \cdot 10^{-4}$ . Дополнительная внешняя ошибка  $0,3 \cdot 10^{-4}$  связана с точностями измеренных параметров  $g$  и  $h$  [11].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе анализа более чем 91 млн  $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$ -распадов измерена разность между линейными наклонами далитц-плотов  $K^+$ - и  $K^-$ -распадов:

$$\Delta g = (2,7 \pm 2,0_{\text{stat}} \pm 1,2_{\text{syst}} \pm 0,3_{\text{ext}}) \cdot 10^{-4}. \quad (9)$$

Соответствующий параметр прямого  $CP$ -нарушения  $A_g$  равен:

$$A_g = (2,1 \pm 1,6_{\text{stat}} \pm 1,0_{\text{syst}} \pm 0,2_{\text{ext}}) \cdot 10^{-4} = (2,1 \pm 1,9) \cdot 10^{-4}. \quad (10)$$

Полученный результат на порядок точнее измерения предшествующих экспериментов и находится в хорошем согласии с предсказаниями Стандартной модели.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Christenson J. H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138.
2. *Fanti V. et al. (NA48 Collaboration)* // Phys. Lett. B. 1999. V. 465. P. 335;  
*Lai A. et al. (NA48 Collaboration)* // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 22. P. 231;  
*Batley J.R. et al. (NA48 Collaboration)* // Phys. Lett. B. 2002. V. 544. P. 97.
3. *Alavi-Harati A. et al. (KTeV Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 22;  
*Alavi-Harati A. et al. (KTeV Collaboration)* // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. P. 012005;  
Phys. Rev. D. 2004. V. 70. P. 079904.
4. *Burkhardt H. et al. (NA31)* // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 169;  
*Barr G. et al. (NA31)* // Phys. Lett. B. 1993. V. 317. P. 233.
5. *Abe K. et al. (BELLE Collaboration)* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 93. P. 021601;  
*Aubert B. et al. (BABAR Collaboration)* // Phys. Lett. 2004. V. 93. P. 131801.
6. *Ford W. T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 1370;  
*Choong W. S.* HyperCP experiment. Ph.D. Thesis, Fermilab-2000-35, 2000;  
*Smith K. M. et al.* // Nucl. Phys. B. 1975. V. 91. P. 45;  
*Akopdzhanov G. A. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 40. P. 343.
7. *Maiani L., Paver N.* // The second DAΦNE Physics Handbook. INFN, LNF, 1995. V. 1. P. 51;  
*Shabalin E. P.* // Phys. Atom. Nucl. 2005. V. 68. P. 88;  
*Belkov A. A., Lanyov A. V., Bohm G.* // Czech. J. Phys. 54 Suppl. B. 2004. P. 193;  
hep-ph/0311209;  
*D'Ambrosio G., Isidori G.* // Int. J. Mod. Phys. A. 1998. V. 13. P. 1;  
*Scimemi I., Gamiz E., Prades J.* hep-ph/0405204;  
*Fäldt G., Shabalin E. P.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 635. P. 295.
8. *D'Ambrosio G., Isidori G., Martinelli G.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 480. P. 164;  
*Shabalin E. P.* ITEP-8-98, 1998.
9. *Peyaud B. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 2004. V. 535. P. 247.
10. *Barr G. D. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 370. P. 413.
11. *Eidelman S. et al. (PDG)* // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1.

Получено 20 декабря 2006 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 02.04.2007.

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

Усл. печ. л. 1,25. Уч.-изд. л. 1,53. Тираж 485 экз. Заказ № 55703.

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

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)