

УДК 539.13

ФИЗИКА КАОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA48

В. Д. Кекелидзе

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория физики частиц

| | |
|---|-----|
| ЭКСПЕРИМЕНТ NA48 | 626 |
| ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПРЯМОГО <i>CP</i> -НАРУШЕНИЯ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ | 629 |
| РЕДКИЕ РАСПАДЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ | 631 |
| ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАСПАДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ | 636 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ | 639 |

УДК 539.13

ФИЗИКА КАОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ NA48

В. Д. Кекелидзе

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория физики частиц

Представлены результаты эксперимента NA48 (CERN) по точному измерению сигнала прямого CP -нарушения (отношение ε'/ε) в распадах $K^0 \rightarrow 2\pi$. Также обсуждаются результаты изучения редких каонных распадов и физическая программа дальнейших исследований на той же экспериментальной установке после ее модификации.

The results of the NA48 experiment (CERN) devoted to the precision measurement of the direct CP violation signal (ε'/ε ratio) in the decay $K^0 \rightarrow 2\pi$ are presented. The results on the study of rare kaon decays and physics program of further investigations at the same experimental set-up after its modification are discussed as well.

Исследование каонов внесло значительный вклад в формирование современной физики частиц. Тем не менее потенциал физики каонов далеко не исчерпан. На сегодня уже очевидно, что один из фундаментальных принципов, лежащих в основе современной картины мира, — прямое CP -нарушение обнаружено именно в распадах каонов. Прецизионное изучение распадов каонов позволяет проверять предсказания стандартной модели (СМ), осуществлять поиск явлений, выходящих за ее рамки, с высокой точностью измерять параметры пертурбативной киральной модели и многое другое.

Главной целью эксперимента NA48 является измерение параметра прямого CP -нарушения ε'/ε в распадах нейтральных каонов. Одновременно в эксперименте изучаются редкие распады нейтральных каонов K_L и K_S . Подготовлена также новая программа исследований распадов заряженных каонов.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ NA48

Система пучков нейтральных каонов [1], созданная в эксперименте NA48, позволила осуществить измерения параметра прямого CP -нарушения ε'/ε с минимальными систематическими погрешностями и высокой статистической точностью. Пучки K_L и K_S со средним импульсом 110 ГэВ образуются на

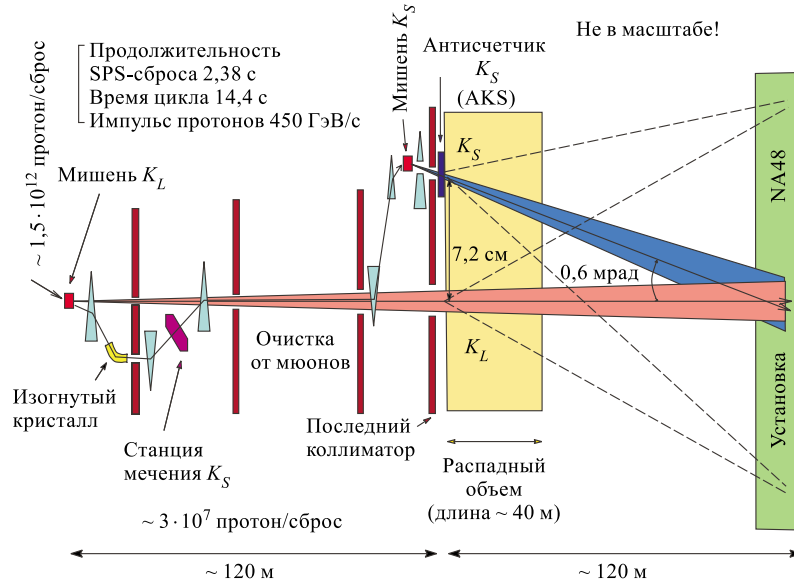


Рис. 1. Пучки нейтральных каонов в эксперименте NA48

двух различных мишенях с помощью одного и того же выведенного из SPS пучка протонов с импульсом 450 ГэВ и интенсивностью $\sim 1,1 \cdot 10^{12}$ за сброс, продолжительность которого составляет 2,4 с при цикле 14,4 с. Мишени K_L и K_S расположены на расстояниях, соответственно, 126 и 6 м от начала распадного объема и обеспечивают, таким образом, соизмеримые интенсивности распадов каждого из каонов в области общего распадного объема (рис. 1). Пучок K_L образуется под углом 2,4 мрад к падающим протонам и формируется системой коллиматоров и очищающих магнитов вдоль оси OZ . Часть протонов, не взаимодействовавшая в мишени K_L , с интенсивностью $\sim 1,1 \cdot 10^7$ за сброс направляются на мишень K_S , смещенную относительно оси пучка K_L в поперечном направлении ($Y = 68$ мм). Эти протоны детектируются с помощью системы мечения [2], состоящей из ряда тонких сцинтилляционных счетчиков. Временное разрешение системы мечения — 120 пс.

Распадный объем представляет собой вакуум в стальной трубе диаметром 2,4 и длиной 90 м. Вакуумный объем продолжается и за концом распадного объема, но уже в трубе диаметром 20 см, проходящей сквозь все элементы установки для пропуска интенсивного нейтрального пучка. Начало распадного объема определено системой счетчиков антисовпадений, расположенных не-

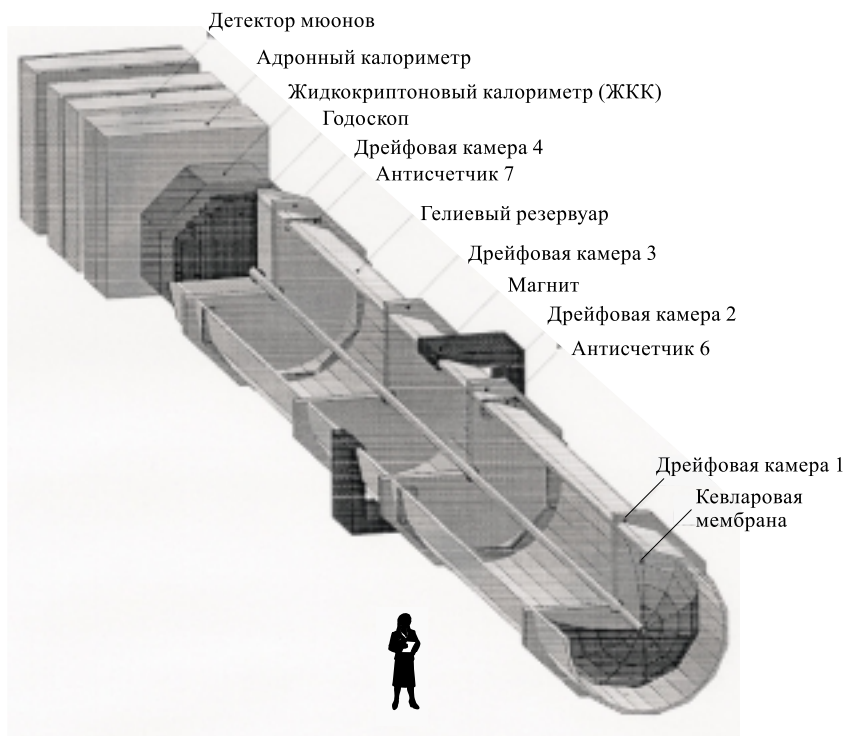


Рис. 2. Схема установки NA48

посредственно за системой коллиматоров, формирующих пучок K_S . Оси пучков K_L и K_S образуют угол 0,6 мрад и сходятся в центре установки.

Заряженные частицы детектируются с помощью магнитного спектрометра, состоящего из анализирующего магнита с апертурой $2,6 \times 2,6$ м и полем, направленным вертикально (вдоль оси OY), и четырех дрейфовых камер [3], расположенных вдоль пучка по две до и после магнита (рис. 2). Каждая камера состоит из четырех регистрирующих плоскостей, измеряющих, соответственно, X -, Y -, U - и V -координаты (оси OU и OV образуют угол 45° , соответственно, с осями OX и OY). Пространство между камерами заполнено гелием для минимизации многократного рассеяния детектируемых частиц. Средние эффективности камер — 99,5%, а пространственное разрешение в каждой из плоскостей — 90 мкм, что обеспечивает достаточно высокое импульсное разрешение спектрометра $\sigma(P)/P = 0,5\% \oplus 0,009$ (ГэВ/с) $^{-1} \cdot P$.

Запуск спектрометра осуществляется триггером первого уровня, сигналы на который поступают от двух плоскостей годоскопов (вертикального и горизонтального) сцинтилляционных счетчиков, расположенных непосредственно за четвертой камерой магнитного спектрометра. Логика триггера обеспечивается срабатыванием двух диаметрально противоположных квадрантов годоскопических счетчиков. Временное разрешение сигналов ~ 200 нс. Пространственное разрешение восстановленной вершины распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ около 50 см вдоль оси пучка и 2 мм в поперечном направлении. С учетом сдвинутой K_S -мишени последний параметр обеспечивает полное пространственное разделение K_S - и K_L -распадов по их вершине. Типичное разрешение по инвариантной массе двух пионов — 2,5 МэВ/ c^2 .

Для регистрации электронов и фотонов применяется квазигомогенный жидкокриптоновый электромагнитный калориметр (ЖКК) [4], расположенный непосредственно за годоскопом сцинтилляционных счетчиков и имеющий 27 радиационных длин по пучку. Калориметр представляет собой помещенную в жидкий криптон структуру из медно-бериллиевых электродов в виде лент, натянутых между передней и задней стенками калориметра и образующих геометрию «аккордеона» с углами ± 48 мрад. Всего образовано 13212 каналов, имеющих поперечное сечение 2×2 см и проекционную геометрию, то есть слегка расходящиеся вдоль пучка (0,2 мм на 1 м) оси каналов. Сигналы с электродов измеряются по силе тока, индуцированного ионизацией в результате электромагнитного ливня или проходящих заряженных частиц. Достигнутое пространственное разрешение калориметра лучше 1,3 мм, а временное — не хуже 300 нс при энергии фотонов 20 ГэВ. Энергетическое разрешение составляет величину $\sigma(E)/E = 0,100/E \oplus 0,032/\sqrt{E} \oplus 0,005$, где энергия E выражена в ГэВ. За ЖКК последовательно по пучку расположены адронный калориметр типа «сэндвич», образованный слоями железа и сцинтилляционных счетчиков, и детектор мюонов, состоящий из двух плоскостей сцинтилляционных счетчиков с железной защитой перед каждой плоскостью.

2. ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРА ПРЯМОГО CP -НАРУШЕНИЯ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

Впервые CP -нарушение было обнаружено в распадах нейтральных долгоживущих каонов на два заряженных пиона $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ [5], которые происходят за счет незначительной примеси CP -четного состояния в K_L , характеризующейся малым комплексным параметром ε ($\text{Re}(\varepsilon) = 2,28 \cdot 10^{-3}$). В рамках СМ такое смешивание обусловлено переходами с $\Delta S = 2$, описываемыми «box»-диаграммами с привлечением двух поколений кварков. Однако СМ предсказывает также и «прямое» CP -нарушение, проявляющееся непосред-

ственно в слабых распадах с $\Delta S = 1$. Для описания прямого CP -нарушения необходимо наличие трех поколений кварков и ненулевой фазы матрицы смешивания Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. Прямое CP -нарушение в распадах нейтральных каонов может проявиться за счет интерференции конечных состояний с различными значениями изоспина и описывается малым комплексным параметром ε' . Расчеты предсказывают значения для отношения $\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon')$ в интервале $0 \div 10 \cdot 10^{-4}$ [6].

Экспериментально наблюдаемой величиной, позволяющей измерить параметр прямого CP -нарушения, является двойное отношение

$$R = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^0 \pi^0)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)/\Gamma(K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-)} \approx 1 - 6\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon').$$

Результаты двух наиболее точных измерений, полученных в экспериментах предыдущего поколения E731 в FNAL и NA31 в CERN, дали плохо согласующиеся значения, соответственно, $(7, 4 \pm 5, 9) \cdot 10^{-4}$ [7] и $(23 \pm 6, 5) \cdot 10^{-4}$ [8], которые не позволили сделать однозначный вывод о существовании явления прямого CP -нарушения. Это привело к появлению двух новых предложений по измерению R с точностью порядка $2 \cdot 10^{-4}$: KTEV в FNAL и NA48 в CERN. Первые результаты этих экспериментов, основанные на обработке 10–15 % от запланированной статистики, были опубликованы в 1999 г. [9, 10]. При этом в эксперименте KTEV была использована техника, аналогичная эксперименту E731, и получен результат $\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon') = (28, 0 \pm 4, 1) \cdot 10^{-4}$, что существенно выше основных расчетов в рамках СМ.

В эксперименте NA48 был реализован новый подход, основанный на измерении величины R путем счета числа событий в каждой из четырех мод распада независимо в достаточно узких интервалах импульсов. При этом большинство возможных систематических погрешностей R контролируется с высокой точностью благодаря их сокращению при симметричном вкладе в различные компоненты двойного отношения.

Информация о каждой из четырех мод распада нейтральных каонов регистрируется одновременно, минимизируя тем самым зависимость измерений от любых вариаций во времени интенсивности пучков и связанной с этим активности случайных совпадений, а также от возможных временных нестабильностей характеристик детекторов установки. Распады K_L и K_S обеспечиваются двумя почти совпадающими в пространстве пучками с аналогичными спектрами импульсов, нацеленными на центр установки. С целью уменьшения разности геометрических эффективностей регистрации из-за существенно различающихся распадных длин K_L - и K_S -распады в каждом из пучков регистрировались только в области K_S -распадов, а события при анализе взвешивались в зависимости от времени пролета в соответствии с известным отношением времен жизни K_L и K_S . Благодаря такому подходу

конечный результат не зависит существенно от расчетов эффективностей, которые, тем не менее, проводились методом Монте-Карло и учитывались в качестве поправок.

Статистика зарегистрированных и выделенных распадов в первом сеансе эксперимента NA48, проведенном в 1997 г., составила $484 \cdot 10^3$ распадов $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, $975 \cdot 10^3$ — $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0$, $1,058 \cdot 10^6$ — $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $2,087 \cdot 10^6$ — $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Наиболее трудными для регистрации являются *CP*-нарушающие распады $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$, которые и обусловили, в конечном счете, статистическую точность измерения $\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon')$. Основными источниками систематической ошибки являются поправки, связанные с мечением пучка, эффективностью триггера $\pi^+\pi^-$, оценкой фона, эффективностью регистрации, оценкой случайных совпадений, перерасеянием частиц пучка, калибровкой энергетических шкал нейтральных и заряженных распадов, восстановлением вершины распада. Итоговым результатом является величина [10]

$$\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon') = (18,5 \pm 4,5 (\text{стат.}) \pm 5,8 (\text{сист.})) \cdot 10^{-4}.$$

На рис. 3 приведено сравнение результатов измерения $\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon')$ в разных экспериментах.

В настоящее время завершен анализ данных, полученных в сеансах 1998 и 1999 гг., и достигнута запланированная статистика, в частности, более $3 \cdot 10^6$ распадов $K_L \rightarrow \pi^0\pi^0$. Был проведен детальный анализ всех возможных источников систематической ошибки на уровне лучше, чем 10^{-5} . Результаты этих работ будут опубликованы в ближайшее время.

3. РЕДКИЕ РАСПАДЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ

Наличие высокоинтенсивных K_S - и K_L -пучков и детекторов высокого разрешения обеспечили уникальные условия эксперимента, позволившие значительно улучшить точности измеренных параметров ряда редких распадов K_S и K_L .

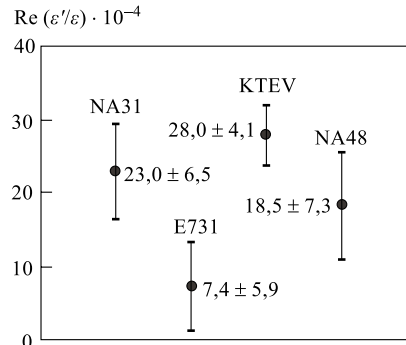


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных по $\text{Re}(\varepsilon/\varepsilon')$ (FNAL и CERN)

3.1. Исследование распада $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ позволяет понять структуру вершины $K_L \rightarrow \gamma\gamma^*$, в которой виртуальный фотон образует лептонную пару. Для описания этой структуры в рамках векторной доминантности в работе [11] введен параметр $\alpha(K^*)$, который определяет относительный вклад амплитуд $K_L \rightarrow \gamma K^* \rightarrow \gamma(\rho, \omega, \phi)^* \rightarrow \gamma\gamma^*$ в исследуемый процесс. Соответствующие измерения были выполнены на основе данных сеанса 1997 г. [12]. Было выделено 6864 распада $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$, среди которых фон составил $(10,4 \pm 1,4)$ событий. Основными источниками фона являются распады $K_L \rightarrow \pi^0\pi_D^0 \rightarrow \pi^0e^+e^-\gamma$, $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0 \rightarrow \pi^0e^+e^-\gamma$ и K_{e3} . Для оценки формфактора определялись энергетические спектры в системе покоя каона, которые сравнивались со спектрами, смоделированными в предположении матричного элемента распада, соответствующего модели [13]. Для учета радиационных поправок применялся метод, развитый в работе [14]. В результате получена величина

$$\alpha(K^*) = -0,36 \pm 0,06 (\text{стат.}) \pm 0,02 (\text{сист.}).$$

При расчете вероятности распада $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$ в качестве нормировочных рассматривались каналы $K_L \rightarrow \pi^0\pi_D^0$ и $K_L \rightarrow \gamma\gamma$. Вероятность распада

$$\begin{aligned} \text{Br}(K_L \rightarrow e^+e^-\gamma) &= \\ &= (1,06 \pm 0,02 (\text{стат.}) \pm 0,02 (\text{сист.}) \pm 0,04 (\text{норм.})) \cdot 10^{-5}. \end{aligned}$$

3.2. Измерение вероятности распада $K_S \rightarrow \pi^0e^+e^-$ позволяет непосредственно оценить вклад непрямого CP -нарушения в распад $K_L \rightarrow \pi^0e^+e^-$. Предсказания, полученные в ряде киральных моделей для вероятности этого распада, составляют величину порядка 10^{-9} , в то время как существующее экспериментальное ограничение равно $1,1 \cdot 10^{-7}$. Анализировались данные, полученные в специальном сеансе высоких интенсивностей K_S , проведенном в 1999 г. В качестве нормировочных событий было выделено 83960 распадов $K_S \rightarrow \pi^0\pi_D^0 \rightarrow \pi^0e^+e^-\gamma$. На рис. 4 проведено сравнение спектра инвариантных масс подсистемы двух электронов (M_{ee}), измеренного для нормировочного канала, с рассчитанным спектром для $K_S \rightarrow \pi^0e^+e^-$. Отсутствие событий в области масс $M_{ee} > 165 \text{ МэВ}/c^2$ позволяет получить верхнюю оценку для фона от нормировочного канала на уровне 0,3 события. Рассчитанная модельно независимая верхняя оценка для вероятности распада составляет величину (предварительный результат):

$$\text{Br}(K_S \rightarrow \pi^0e^+e^-, M_{ee} > 165 \text{ МэВ}/c^2) < 8,3 \cdot 10^{-8}$$

на уровне достоверности 90%. С использованием модели [15] для описания спектра M_{ee} получено верхнее ограничение для вероятности распада во

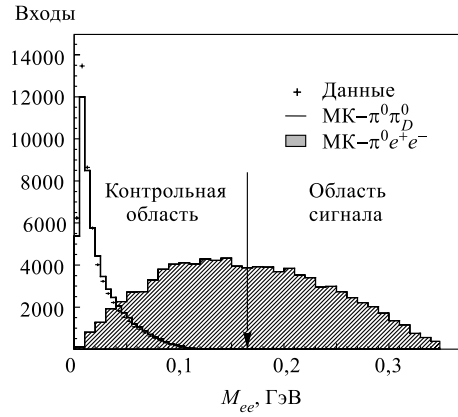


Рис. 4. Спектры инвариантных масс M_{ee} , рассчитанные методом Монте-Карло для сигнала и полученные для фоновых распадов

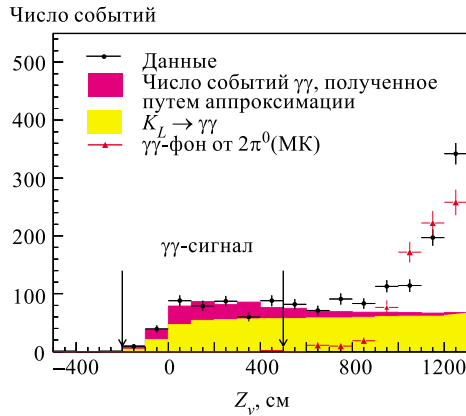


Рис. 5. Вклад различных распадов в распределение по Z_γ

всей кинематической области на уровне $1,6 \cdot 10^{-7}$. В полученные значения включены систематические ошибки, обусловленные, в основном, расхождениями между моделированными и экспериментальными спектрами (рис. 5), радиационными поправками и погрешностями восстановления энергии кластеров в ЖКК.

3.3. Изучение распада $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ важно для оценки CP -сохраняющего вклада в распад $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$. Подтверждение CP -сохранения в этом распаде может быть получено путем измерения асимметрии $A(\pi e) = \cos\phi \sin\phi$, где ϕ — угол между двумя плоскостями в системе покоя каона, одна из которых определена парой пионов, а другая — парой электронов. Данные для этих измерений были получены в 1998 г. Эффективность регистрации была рассчитана на основании модели [16]. Всего было реконструировано 56 событий распадов $K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-$ и 105 распадов $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-(\gamma)$, которые использовались в качестве нормировочного канала. От этого же канала ожидается основной фон, который не превышает одного события. Доминирующие источники систематических ошибок обусловлены радиационными поправками, процедурой реконструкции кластеров в ЖКК и незначительными различиями между моделированным и экспериментальным спектрами. Величина восстановленной асимметрии $A(\pi e)$ совместима с нулем, что свидетельствует об отсутствии CP -нарушения. Вероятность распада [17]:

$$\text{Br}(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-) = (4,5 \pm 0,7(\text{стат.}) \pm 0,4(\text{сист.})) \cdot 10^{-5}.$$

3.4. Измерение вероятности двухфотонного распада $\text{Br}(K_S \rightarrow \gamma\gamma)$ важно для проверки киральной теории возмущений в высших порядках. Эти измерения [18] были выполнены на основании данных, полученных в 1998 г. в

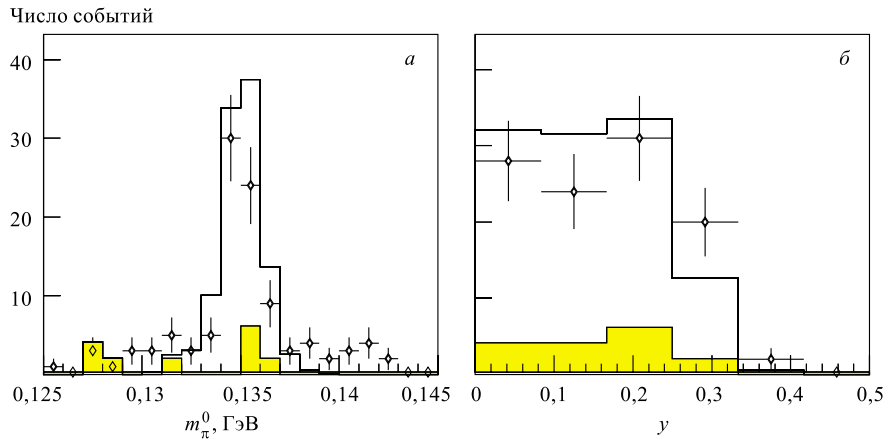


Рис. 6. Спектры инвариантных масс двух фотонов (а) и энергии фотона в системе покоя каона (б)

сеансе высоких интенсивностей K_S . Подбирались события, имеющие только два кластера в ЖКК с энергией каждого в интервале $3 \div 100$ ГэВ. Для выделения распадов $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ анализировались распределения восстановленных вершин событий вдоль оси пучка Z_v (рис. 6). Основной вклад в этот спектр вносят события $K_L \rightarrow \gamma\gamma$ и распады $K_S \rightarrow 2\pi^0$. Последние использовались в качестве нормировочного канала, спектр по Z_v для которых был получен методом Монте-Карло. Область сигнала была выбрана в ограниченном (7 м) интервале Z_v , который примыкает к границе K_S -коллиматора. Число распадов $K_S \rightarrow \gamma\gamma$ (149 ± 21 событий) было оценено в результате аппроксимации распределения по Z_v методом максимального правдоподобия. Вероятность распада

$$\text{Br}(K_S \rightarrow \gamma\gamma) = (2,58 \pm 0,36 \text{ (стат.)} \pm 0,22 \text{ (сист.)}) \cdot 10^{-6}.$$

3.5. В результате анализа данных сеанса 1999 г. было выделено 132 распада $K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, в качестве нормировочных каналов использовались распады $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-\pi_D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-e^+e^-\gamma$ и $K_L \rightarrow \pi^0\pi_D^0\pi_D^0 \rightarrow e^+e^-e^+e^-\gamma\gamma$. Вероятность распада

$$\begin{aligned} \text{Br}(K_L \rightarrow e^+e^-e^+e^-) = \\ = (3,67 \pm 0,32 \text{ (стат.)} \pm 0,23 \text{ (сист.)} \pm 0,08 \text{ (норм.)}) \cdot 10^{-8}. \end{aligned}$$

3.6. Измерение вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^0 2\gamma$ позволяет проверить расчеты киральной теории возмущений в p^6 порядке, принимая во внимание механизм обмена векторными мезонами, а также оценить CP -сохраняющие промежуточные состояния в распадах $K_L \rightarrow \pi^0 e^+e^-$. Диаграммы p^4 порядка не могут описать ни хвост в спектре инвариантных масс двух фотонов в области малых значений масс ($M_{\gamma\gamma} < 240$ МэВ/ c^2), ни спектр энергии фотона ($y = |E_1^* - E_2^*|/M_K$) в системе покоя каона. Использовались данные, полученные в 1999 г., и часть данных сеанса 1998 г. Было выделено 1397 распадов $K_L \rightarrow \pi^0 2\gamma$, 30 из которых оценены как фоновые. Для расчета методом Монте-Карло использовалась эффективная константа векторного взаимодействия $\alpha_v = -0,45$. Это привело к хорошему согласию между моделируемыми и экспериментальными спектрами $M_{\gamma\gamma}$ и y в области $M_{\gamma\gamma} < 240$ МэВ/ c^2 (рис. 6). Вероятность распада (предварительный результат)

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 2\gamma) = (1,51 \pm 0,05 \text{ (стат.)} \pm 0,20 \text{ (сист.)}) \cdot 10^{-6}.$$

3.7. Изучение распада $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$ важно для оценки фона при поиске CP -нарушающих распадов $K_L \rightarrow \pi^0 e^+e^-$. В сеансах 1997 и 1998 гг. было выделено 492 события $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$, а также 29879 распадов $K_L \rightarrow e^+e^-\gamma$, которые использовались в качестве нормировочного канала. Оценки фона

показали, что он, в основном, обусловлен распадами $K_S \rightarrow \pi^0 \pi^0 e^+ e^- (\gamma)$ (3,8 события), $K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma + (\gamma_{\text{тормоз}})$ (9,9 событий), а также $K_L \rightarrow \nu e \nu$ (11,4 событий). С учетом систематических ошибок, обусловленных неопределенностью константы связи $\alpha(K^*)$, внешним тормозным излучением и вариацией применяемых ограничений, была получена следующая вероятность распада при $E_\gamma > 5$ МэВ:

$$\begin{aligned} \text{Br}(K_L \rightarrow e^+ e^- \gamma \gamma) = \\ = (6,32 \pm 0,31 (\text{стат.}) \pm 0,20 (\text{сист.}) \pm 0,29 (\text{норм.})) \cdot 10^{-7}. \end{aligned}$$

4. ПРЕЦИЗИОННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАСПАДОВ ЗАРЯЖЕННЫХ КАОНОВ

В 1999 г. был подготовлен, а в 2000 г. утвержден проект эксперимента на SPS (CERN), основной целью которого является поиск прямого CP -нарушения в распадах заряженных каонов [19]. Кроме того, в эксперименте планируется с высокой точностью измерить параметры K_{e4} -распада, позволяющие оценить наличие кварк-антикваркового конденсата в КХД-вакууме, а также исследовать ряд редких распадов заряженных каонов.

Прямое CP -нарушение может проявиться в распадах заряженных каонов в виде различия матричных элементов трехпионных распадов K^+ и K^- , которое приводит к ненулевой зарядовой асимметрии

$$A = (g^+ - g^-)/(g^+ + g^-).$$

Здесь g^+ и g^- — параметры линейного наклона далитц-плотов распадов K^+ и K^- соответственно:

$$|M(K^\pm \rightarrow 3\pi)|^2 = |M^\pm(u, v)| \propto 1 + g^\pm u + h^\pm u^2 + k^\pm v^2,$$

где $u = (s_1 - s_0)/m_\pi^2$; $v = (s_1 - s_2)/m_\pi^2$; $s_0 = (s_1 + s_2 + s_3)/3$; $s_i = (P_K - P_i)^2$; P_K и P_i — 4-импульсы каона и i -го пиона соответственно.

Предсказания теоретических моделей для параметра A различаются на несколько порядков. Так, расчеты, выполненные в рамках СМ, предсказывают как довольно малые величины $4 \cdot 10^{-5}$ [20] и $(2,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-6}$ [21], так и значительно бóльшие: $4 \cdot 10^{-4}$ [22] и $(2-4) \cdot 10^{-4}$ [23]. В рамках суперсимметричной модели [24] также ожидается большая величина CP -нарушающей асимметрии порядка 10^{-4} . Единственное существующее измерение асимметрии A , основанное на анализе $1,6 \cdot 10^6$ распадов, дает совместимый с нулем результат $(-7 \pm 5) \cdot 10^{-3}$ [25].

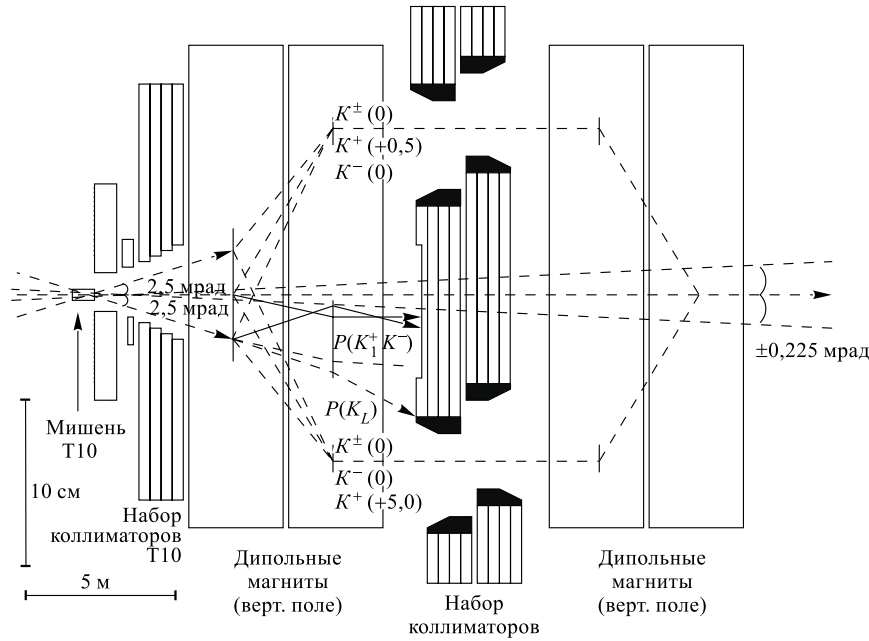


Рис. 7. Схема пучков заряженных каонов

В проекте NA48 предложен подход, позволяющий минимизировать систематические ошибки измерений. Измеряемой величиной является отношение

$$R(u) = \int dv |M^+(u, v)|^2 / \int dv |M^-(u, v)|^2,$$

которое в общем случае является функцией от u . Наличие такой зависимости (от u) будет свидетельствовать о CP -нарушении. Экспериментальные данные будут набираться при следующих условиях:

- пучки K^+ и K^- , образованные на общей мишени, присутствуют одновременно в одном и том же фазовом объеме;
- полярность поля в спектрометрическом магните периодически меняется с целью обеспечения равных эффективностей регистрации распадов K^+ и K^- ;
- измерения величины $R(u)$ производится независимо в каждом из достаточно узких интервалов по импульсу каона и усредняется по ориентациям магнитного поля.

Одним из ключевых элементов эксперимента является система пучков K^+ и K^- (рис. 7). Пучки образуются на бериллиевой мишени протонами с энергией 400 ГэВ, выведенными из SPS. При этом пучки K^+ и K^- могут выводиться как под симметричными, так и под разными углами (в интервале $0 \div 2,5$ мрад) для обеспечения схожих импульсных спектров. Одинаковые центральные значения импульсов и их интервалов обеспечиваются ахроматической системой, состоящей из четырех однотипных дипольных магнитов, расположенных последовательно с одинаковыми значениями поля, но чередующимися знаками, и системой коллиматоров/заглушек (ТАХ) с переменными, но симметричными апертурами. Дипольные магниты отклоняют вертикально пучки положительно и отрицательно заряженных частиц симметрично в противоположных направлениях. Зазор в коллиматорах определяет центральное значение и интервалы импульсов проходящих частиц. Система из двух последовательно расположенных ахроматических систем позволяет значительно улучшить фоновые условия. Предполагается также установить пучковый спектрометр, представляющий собой четыре детектора типа «микро-мега» с временно-проекционной системой регистрации, расположенные в области отклоненных пучков второй ахроматической системы, и два детектора, расположенные за ахроматической системой на базе ~ 40 м. Планируемые точности измерения координат на уровне 300 мкм обеспечат измерения импульса и направления пучка с точностями, соответственно, не хуже 1% и 0,01 мрад.

Оптимальным является средний импульс каонных пучков ~ 60 ГэВ/с и импульсный интервал в пределах $\pm 10\%$. Предполагается использовать выведенные пучки протонов с интенсивностью около 10^{12} за сброс при длительности сброса 5 с и цикле 19,2 с. Это позволит обеспечить интенсивности положительных каонов на уровне $1,9 \cdot 10^6$, а отрицательных — на уровне $1,1 \cdot 10^6$ за сброс при общей интенсивности пучков $5,6 \cdot 10^7$. При таких условиях в течение годового сеанса (120 дней) при типичной его эффективности (50%) в распадной трубе длиной 50 м распадутся, соответственно, $5,5 \cdot 10^{10}$ и $3,1 \cdot 10^{10}$ положительных и отрицательных каонов.

Основными элементами установки являются существующие детекторы NA48 и дополнительный детектор переходного излучения. Этот детектор, расположенный между годоскопом сцинтилляционных счетчиков и ЖКК, обеспечит как минимум на два порядка подавление пионов среди выделенных кандидатов в электроны. Такое условие вытекает из необходимости уменьшить фон до 1% среди исследуемых распадов K_{e4} . Поле спектрометрического магнита соответствует отклоняющему импульсу 120 МэВ/с. Это обеспечит, с одной стороны, максимальную разрешающую способность спектрометра, а с другой — позволит частицам пучка остаться внутри центральной трубы с вакуумом после магнита.

Ожидаемые результаты. Для измерения асимметрии A планируется зарегистрировать за один год эксперимента $2 \cdot 10^9$ распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^+ \pi^-$ и

$1,2 \cdot 10^8$ распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \pi^0$. При систематической ошибке измерений, по оценкам не превышающей $7 \cdot 10^{-5}$, предполагается измерить величины асимметрий с точностями не хуже $2 \cdot 10^{-4}$ для моды со всеми заряженными пионами и $3 \cdot 10^{-4}$ — для моды с нейтральными пионами. За один год экспозиции ожидается регистрация более 10^6 распадов K_{e4} , что позволит измерить длину рассеяния пионов a_0^0 с точностью, превышающей 0,01. Предполагается также зарегистрировать 10^5 и 10^4 радиационных распадов $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \gamma$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma$ соответственно. Для распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \gamma \gamma \gamma$ может быть установлен верхний предел вероятности распада на уровне 10^{-6} . Это позволит измерить и уточнить ряд параметров киральной пертурбативной модели.

Эксперимент с заряженными каонами запланирован на 2003 г. В настоящее время началась его подготовка.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Biino C. et al. Preprint CERN-SL-98-033 (EA). 1998;
Doble N., Gatignon L., Grafstrom P. // Nucl. Instr. Meth. B. 1996. V. 119. P. 181.
2. Bergauer H. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 419. P. 623.
3. Bederede D. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 367. P. 88;
Augustin I. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 403. P. 472.
4. Palestini S. et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 421. P. 75.
5. Christenson J. H. et al. // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 138.
6. Buras A., Jamin M., Lautenbacher M. E. // Phys. Lett. B. 1996. V. 389. P. 749;
Ciuchini M. et al. // Z. Phys. C. 1995. V. 68. P. 239;
Bertolini S. et al. // Nucl. Phys. B. 1998. V. 514. P. 93;
Hambye T. et al. // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 014017;
Bel'kov A. et al. hep-ph/9907335. 1999.
7. Barr G. D. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 317. P. 233.
8. Gibbons L. K. et al. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 70. P. 1203.
9. Alavi-Harati A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 22.
10. Fanti V. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 465. P. 335.
11. Bergstrom L. et al. // Phys. Lett. B. 1983. V. 131. P. 229.
12. Fanti V. et al. // Phys. Lett. B. 1999. V. 458. P. 553.
13. Ohl K. E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1407.
14. Greenlee H. B. // Phys. Rev. D. 1990. V. 42. P. 3724.
15. D'Ambrosio G. et al. IHEP08. 1998. 004.
16. Heilinger P., Seghal L. M. // Phys. Rev. D. 1983. V. 48. P. 4146.
17. Lai A. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 496. P. 137.
18. Bevan A. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 493 P. 29.
19. Batley R. et al. CERN/SPSC 2000-003.

20. *Belkov A. et al.* // Phys. Lett. B. 1989. V. 232. P. 118; *ibid.* 1993. V. 300. P. 283; Phys. Part. Nucl. 1995. V. 26. P. 239.
21. *Шабалин Е. П.* // ЯФ. 1999. Т. 62, № 9. С. 1657.
22. *D'Ambrosio G.* // Proc. of the Workshop on *K*-Physics. Paris, 1997.
23. *Maiani L., Paver N.* The Second DAFNE Physics Handbook. INFN, LNF. 1995. V. 1. P. 51.
24. *D'Ambrosio G., Isidori G., Martinelli G.* hep-ph/9911522. 1999.
25. *Ford W. T. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 1370.