

Учреждение Российской академии наук  
Институт ядерных исследований РАН

*На правах рукописи*

*Дук Вячеслав Анатольевич*

**Измерение каонных формфакторов в  
распаде  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  на установке  
"ИСТРА<sub>+</sub>"**

01.04.16 — физика атомного ядра и элементарных частиц

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Москва 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте ядерных исследований РАН

**Научный руководитель:**

доктор физико-математических наук, профессор *В. Н. Болотов*

**Официальные оппоненты:**

доктор физико-математических наук, профессор *А. Н. Васильев*  
(ФГУП ГНЦ РФ ИФВЭ, г. Протвино)

кандидат физико-математических наук *В. С. Демидов*  
(ФГУП ГНЦ РФ ИТЭФ, г. Москва)

**Ведущая организация:**

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени  
Д. В. Скобельцына Московского Государственного университета  
имени М. В. Ломоносова

Защита состоится «        » \_\_\_\_\_ 2011 г. в \_\_\_\_\_ час.  
на заседании Диссертационного совета Д 002.119.01 Учреждения  
Российской академии наук Института ядерных исследований РАН  
по адресу: 117312 Москва, проспект 60-летия Октября, дом 7а.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Учреждения  
Российской академии наук Института ядерных исследований РАН.

Автореферат разослан «        » \_\_\_\_\_ 2011 г.

Ученый секретарь

Диссертационного совета Д 002.119.01

кандидат физико-математических наук

*Б. А. Тулунов*

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность проблемы.

С момента открытия первой элементарной частицы - электрона - прошло уже более ста лет. За это время физика частиц достигла впечатляющих результатов как в теории, так и в эксперименте. Большинство этих достижений легли в основу Стандартной Модели, сформировавшейся в 70-х—80-х годах XX века. Стандартная Модель (СМ) представляет собой объединение квантовой хромодинамики (КХД) и электрослабой теории на основе калибровочной группы  $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U(1)$  и описывает большинство наблюдаемых явлений в диапазоне энергий до нескольких сотен ГэВ. В то же время СМ содержит в себе ряд недостатков, которые не позволяют считать ее окончательной теорией. Кроме того, КХД имеет сложности с описанием явлений, происходящих при энергиях меньше 1 ГэВ. Это связано с тем, что глюоны, являющиеся носителями цветового заряда, взаимодействуют не только с кварками, но и сами с собой, что приводит к появлению конфайнмента - «невыветания» кварков. В результате кварки оказываются «запертыми» в барионах или мезонах и для их описания уже не применимы методы КХД.

Для преодоления этих недостатков было разработано множество эффективных полевых теорий, одной из которых является киральная теория возмущений (КТВ). КТВ является низкоэнергетической реализацией СМ, т.к. ее лагранжиан включает в себя все слагаемые, которые допускаются лежащими в основе теории

симметриями. Поэтому КТВ призвана описывать сильные и электрослабые процессы при низких энергиях.

В настоящее время в физике частиц проводятся и проектируются многочисленные эксперименты как по проверке предсказаний СМ, так и по поиску Новой Физики (НФ) за пределами СМ. Эксперименты можно условно разделить на три группы. Во-первых, это опыты при максимально высоких энергиях, предназначенные для прямого наблюдения эффектов НФ и изучения природы спонтанного нарушения симметрии в электрослабом секторе. Во-вторых, эксперименты с космическими лучами и различными типами нейтрино (ускорительные, реакторные, солнечные...). К третьей группе относятся высокоточные эксперименты по поиску отклонений от СМ в редких или запрещенных процессах. В эти процессы могут давать вклад новые частицы столь больших масс, что они не будут напрямую рождаться на коллайдерах.

Одним из направлений этой деятельности является изучение редких распадов  $K$ -мезонов. Несомненные достоинства данной техники - относительная простота получения ( $K$ -мезоны являются самыми легкими и самыми долгоживущими из частиц, включающих в себя кварки 2-го поколения), сравнительно небольшое количество каналов распада (и, соответственно, их интерпретация), возможность прецизионных измерений с точностью до  $\sim 1\%$  и выше.

Радиационные распады  $K$ -мезонов (распады, содержащие фотон в конечном состоянии) относительно просты в описании. Как

уже упоминалось, для таких процессов применяются вычисления в рамках эффективных теорий, таких как киральная пертурбативная теория. КТВ дает количественные предсказания для радиационных каонных распадов, поэтому эти распады позволяют проверять предсказания данной модели. Помимо этого радиационные распады могут быть чувствительны к Новой Физике.

Целью работы является экспериментальное измерение разности векторного и аксиального формфакторов  $F_V$  и  $F_A$  в радиационном распаде  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ .

Научная новизна. В ходе выполнения работы разработаны новые методика и критерии отбора событий распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ . Удалось выделить распад в ранее не изученной области. Полученная статистика является рекордной для изучаемого распада. Впервые измерен вклад интерференционного члена в дифференциальную ширину распада. Определены знак и абсолютное значение разности формфакторов  $F_V - F_A$ , которое сравнивается с различными теоретическими предсказаниями.

Разработана процедура кинематической калибровки на основе двухчастичного распада  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ . Использование процедуры максимизации значимости сигнала позволило определить область наилучшего выделения сигнала. Для надежного отделения сигнала от фона разработан метод одновременного фитирования трех гистограмм.

Полученные в данной работе результаты и методы анализа

представляют значительный интерес для текущих экспериментов по изучению редких распадов легких мезонов - ОКА (ИФВЭ, Протвино), NA62 (ЦЕРН, Швейцария), KLOE (Фраскати, Италия), а также для планируемых экспериментов на сильноточном протонном ускорителе JPARC в Японии.

На защиту выносятся следующие положения:

- Разработка методики отбора событий, соответствующих распаду  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ , на установке "ИСТРА+" и методов отделения сигнала от фона.
- Выделение интерференционного вклада  $\text{INT}^-$  в ширину распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ .
- Измерение разности векторного  $F_V$  и аксиального  $F_A$  форм-факторов. Изучение систематических ошибок. Сравнение полученного результата с теоретическими предсказаниями.

Апробация диссертации и публикации. Результаты, представленные в диссертации, неоднократно докладывались автором на семинарах и международных конференциях - на Международном семинаре "Кварки"(2006, 2010); международных конференциях BEACH (2006), ICHEP(2006), KAON (2007, 2009); семинарах ОТФ и ОФВЭ ИЯИ РАН. Основные результаты опубликованы в реферируемом журнале Physical Letters B [1], в препринтах ИЯИ РАН [2] и ИФВЭ [3] и трудах международных конференций [4–6].

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав основного текста, заключения, содержит 95 страниц ма-

шинописного текста, в том числе 84 рисунка, 2 таблицы и список литературы из 43 наименований.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении раскрывается актуальность проблемы, излагаются основная цель исследования, научная новизна работы и личный вклад автора; приводятся данные об апробации работы.

Глава 1 посвящена краткому теоретическому введению, в котором описывается феноменология распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ . Приводятся основные вклады в амплитуду и дифференциальную ширину распада и теоретические оценки для численных значений формфакторов  $F_V$  и  $F_A$ . Далее приводится краткий обзор экспериментальной ситуации, в котором рассматриваются предыдущие эксперименты по изучению распада. Приводятся результаты этих экспериментов.

Чтобы понять основные принципы, которые будут использоваться при описании распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ , следует сначала рассмотреть распад  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . Диаграмма Фейнмана для распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  (называемого также  $K_{\mu 2}$ ) на кварковом уровне приведена на рис. 1. Для подобных слабых процессов с  $q^2 \ll m_W^2$  ( $q^2$  - квадрат переданного импульса,  $m_W$  - масса W-бозона) матричный элемент можно записать в виде произведения слабых токов:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} I_\lambda^q I^{l\lambda}, \text{ где}$$

$I_\lambda^q = \bar{u} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) s$  - кварковый ток,  $I_\lambda^l = \bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \mu$  - лептонный ток.

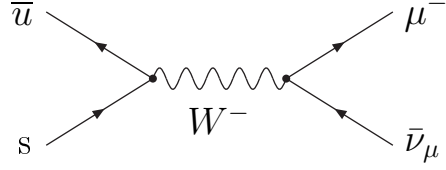


Рис. 1. Распад  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  на кварковом уровне.

Однако, поскольку кварки  $K$ -мезона не являются свободными частицами и взаимодействуют между собой сильным образом, приведенное выше выражение необходимо модифицировать:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} I_\lambda^h I^{l\lambda}, \text{ где}$$

$I_\lambda^l$  - лептонный ток, определенный выше, а  $I_\lambda^h$  - адронный ток.

Априори вид адронного тока неизвестен, но из инвариантности матричного элемента следует, что он должен иметь либо векторную, либо аксиально-векторную форму. Единственный 4-вектор, который имеется в распоряжении, - 4-импульс  $K$ -мезона  $q$ . Отсюда следует, что адронный ток может быть записан в виде

$$I_h^\lambda = V_{us} F(q^2) q^\lambda.$$

Здесь  $F(q^2)$  - некоторая функция единственного скаляра  $q^2$ . Поскольку  $q^2 = M_K^2$ , то  $F$  является константой и обозначается  $F_K$ . Элемент матрицы кваркового смешивания  $V_{us}$  по определению отделен от  $F_K$ .

Амплитуда распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  ( $K_{\mu 2 \gamma}$ ) включает в себя две компоненты - внутреннее тормозное излучение (IB) и структурное излучение (SD). IB представляет собой радиационные поправки к



распаду  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . SD содержит информацию об электрослабой структуре  $K$ -мезона. Диаграммы обоих процессов изображены на рис. 2.

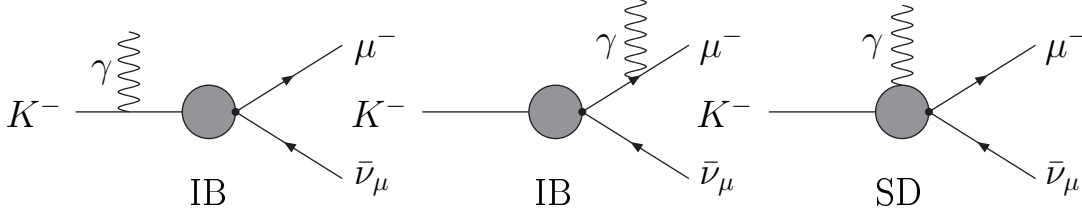


Рис. 2. Распад  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ .

Амплитуда IB вычисляется в рамках квантовой электродинамики. Амплитуду SD напрямую вычислить невозможно, т.к. фотон в этом случае излучается из промежуточных состояний  $K$ -мезона. Тем не менее в этом случае также можно вести адронный ток. В распаде  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  адронный ток может включать в себя следующие 4-векторы: импульс каона  $P_K^\mu$ , импульс фотона  $k^\mu$  и поляризацию фотона  $\epsilon^\mu$ . Единственным скаляром в данном случае является квадрат переданного импульса  $q^2 = (p_K - k)^2$ . Наиболее общая форма адронного тока будет иметь вид

$$I_h^\lambda = \frac{eV_{us}}{m_K} \epsilon_\nu^* [F_V(q^2) \epsilon^{\lambda\nu\alpha\beta} p_{K\alpha} k_\beta + iF_A(q^2) (g^{\lambda\nu} (p_K \cdot k) - k^\lambda p_K^\nu)],$$
 где  $F_V(q^2)$  и  $F_A(q^2)$  - векторный и аксиальный формфакторы, которые в общем случае зависят от  $q^2$ .

Матричный элемент для SD выражается следующим образом:

$$M_{SD} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} I_\lambda^l I^{h\lambda} =$$

$$= \left( e \frac{G_F V_{us}}{\sqrt{2} m_K} \right) \epsilon_\nu^* [\bar{\nu}_\mu \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \mu] \\ [F_V(q^2) \epsilon^{\lambda\nu\alpha\beta} p_{K\alpha} k_\beta + i F_A(q^2) (g^{\lambda\nu} (p_K \cdot k) - k^\lambda p_K^\nu)].$$

Этот матричный элемент складывается с амплитудой IB:

$$M_{K\mu 2\gamma} = M_{IB} + M_{SD}.$$

Возведение в квадрат, суммирование по поляризациям и интегрирование по фазовому объему позволяет вычислить ширину распада. Дифференциальная ширина распада записывается в терминах стандартных кинематических переменных  $x = 2E_\gamma^*/M_K$  и  $y = 2E_\mu^*/M_K$ , где  $E_\gamma^*$  - энергия фотона и  $E_\mu^*$  - энергия мюона в системе центра масс. Ширина включает в себя члены IB,  $SD^\pm$  и интерференцию между ними  $INT^\pm$ . Вклад IB является доминирующим. Вклады  $SD^\pm$  и  $INT^\pm$  определяются двумя формфакторами  $F_V$  и  $F_A$ .

Наиболее общая формула для ширины распада выглядит следующим образом:

$$\frac{d\Gamma}{dx dy} = A_{IB} f_{IB}(x, y) + A_{SD} [(F_V + F_A)^2 f_{SD^+}(x, y) + (F_V - F_A)^2 f_{SD^-}(x, y)] \\ - A_{INT} [(F_V + F_A) f_{INT^+}(x, y) + (F_V - F_A) f_{INT^-}(x, y)],$$

где

$$f_{IB}(x, y) = \left[ \frac{1 - y + r}{x^2(x + y - 1 - r)} \right] \left[ x^2 + 2(1 - x)(1 - r) - \frac{2xr(1 - r)}{x + y - 1 - r} \right],$$

$$f_{SD^+}(x, y) = [x + y - 1 - r][(x + y - 1)(1 - x) - r],$$

$$f_{SD^-}(x, y) = [1 - y + r][(1 - x)(1 - y) + r],$$

$$f_{INT^+}(x, y) = \left[ \frac{1 - y + r}{x(x + y - 1 - r)} \right] [(1 - x)(1 - x - y) + r],$$

$$f_{INT^-}(x, y) = \left[ \frac{1 - y + r}{x(x + y - 1 - r)} \right] [x^2 - (1 - x)(1 - x - y) - r],$$

$$A_{IB} = \Gamma_{K\mu 2} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{(1 - r)^2}, \quad A_{SD} = \Gamma_{K\mu 2} \frac{\alpha}{8\pi} \frac{1}{r(1 - r)^2} \left[ \frac{M_K}{F_K} \right]^2,$$

$$A_{INT} = \Gamma_{K_{\mu 2}} \frac{\alpha}{2\pi} \frac{1}{(1-r)^2} \frac{M_K}{F_K}.$$

В этих формулах  $r = (\frac{M_{\mu}}{M_K})^2$ ,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры,  $F_K$  - константа, определенная выше ( $F_K = 156.1 \pm 0.2 \pm 0.8 \pm 0.2$  МэВ), и  $\Gamma_{K_{\mu 2}}$  - ширина распада  $K_{\mu 2}$ .

Распределения Далитца (двумерная гистограмма  $(y, x)$ ) для различных вкладов в ширину распада ( $SD^+$ ,  $INT^+$ ,  $SD^-$ ,  $INT^-$ ,  $IB$ ) показаны на рис. 3–7.

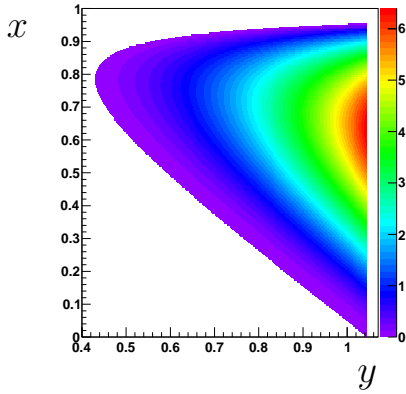


Рис. 3. Распределение Далитца для  $SD^+$ .

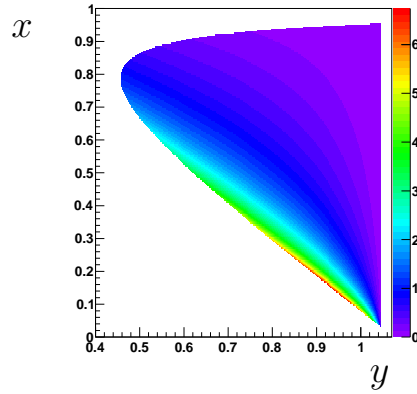


Рис. 4. Распределение Далитца для  $INT^+$ .

Формфакторы  $F_V$  и  $F_A$  могут быть вычислены в рамках эффективных теорий - КТВ ( $O(p^4)$ ,  $O(p^6)$ ), модели LFQM (light front quark model). В общем случае  $F_V$  и  $F_A$  зависят от  $q^2 = (P_K - P_{\gamma})^2 = M_K^2(1-x)$ . В низшем порядке КТВ  $O(p^4)$  формфакторы являются постоянными величинами:  $F_V=0.0945$ ,  $F_A=0.0425$ . В следующем порядке КТВ  $O(p^6)$   $F_V$  и  $F_A$  линейно зависят от  $q^2$ ,  $F_V(0)=0.082$ ,  $F_A(0)=0.034$ . В модели LFQM формфакторы также зависят от  $q^2$ , но более сложным образом. В этом случае  $F_V(0)=0.106$ ,  $F_A(0)=0.036$ .

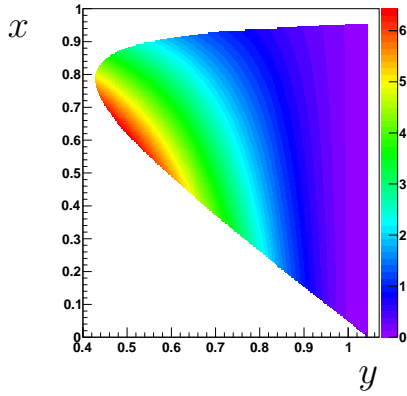


Рис. 5. Распределение Далитца для  $SD^-$ .

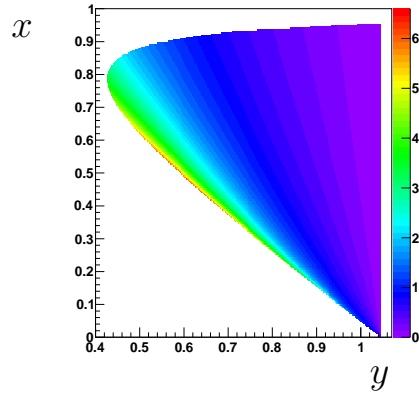


Рис. 6. Распределение Далитца для  $INT^-$ .

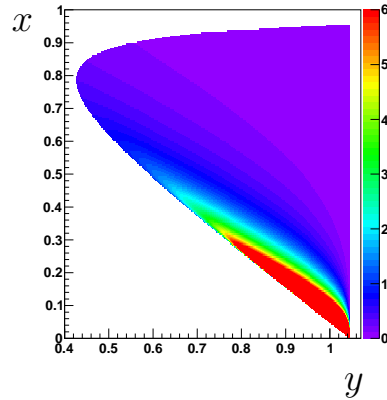


Рис. 7. Распределение Далитца для  $IV$ .

Структурные и интерференционные вклады в ширину распада имеют максимальную плотность распределения в разных кинематических областях. Подбором ограничений по  $x$  и  $y$  можно выбрать такую область, в которой будет доминировать вклад соответствующего члена и, следовательно, можно будет измерить сумму/разность формфакторов. В распаде  $K \rightarrow \mu\nu\gamma$  вклад  $IV$

является доминирующим, что затрудняет выделение  $SD^+$  и  $SD^-$ , зато позволяет иметь чувствительность к  $INT^+$  и  $INT^-$  и измерить как величину, так и знак  $F_V \pm F_A$ .

В Главе 2 описываются подходы к изучению редких распадов. Приводится краткое описание основных частей установки "ИСТРА+" - пучкового спектрометра, распадного объема и охранной системы, магнитного спектрометра, электромагнитного и адронного калориметров. Приводятся основные характеристики детекторов установки. Описывается триггер, применявшийся при наборе данных.

Эксперименты по изучению распадов легких мезонов можно условно разделить на две большие группы - изучение распадов на лету и эксперименты с остановленными мезонами. В первом случае пучковые частицы ( $K$ -мезоны,  $\pi$ -мезоны) обладают большой энергией, что позволяет свести к минимуму влияние пороговых эффектов и неупругих взаимодействий в веществе детектора. Большая энергия вторичных частиц в лабораторной системе позволяет повысить точность измерения энергии этих частиц в системе центра масс. Также при переходе в систему центра масс, как правило, доступен более широкий кинематический диапазон по сравнению с остановленными мезонами. В качестве недостатков можно отметить неизбежную ошибку измерения импульса пучковой частицы. В экспериментах с остановленными мезонами этот недостаток отсутствует, но к уже упоминавшимся эффектам (пороги, неупругие взаимодействия) добавляется погрешность, свя-

занная с наличием замедлителя первичных частиц. Также в экспериментах с остановленными мезонами можно изучать только распады положительно заряженных частиц, в то время как техника регистрации распадов на лету позволяет работать не только с зарядами обоих знаков (в т.ч. в одном эксперименте), но и изучать распады нейтральных мезонов.

Примерами экспериментов с остановленными мезонами являются E787/E949, E104, E246 ( $K$ -мезоны), PIVETA ( $\pi$ -мезоны). Техника распадов на лету используется в экспериментах ИСТРА+, NA62, E391a, КМН, Гиперон ( $K$ -мезоны), ИСТРА ( $\pi$ -мезоны).

Распад  $K \rightarrow \mu\nu\gamma$  экспериментально изучался в основном в кинематическом диапазоне с преобладанием IV. Единственное измерение формфакторов было сделано в эксперименте E787/949. В кинематической области  $E_\mu^* > 243$  МэВ,  $E_\gamma^* > 90$  МэВ было получено около 2700 сигнальных событий. Впервые была выделена компонента  $SD^+$  и измерено абсолютное значение  $|F_V + F_A|$ :

$$|F_V + F_A| = 0.165 \pm 0.007(stat) \pm 0.011(syst).$$

Также были получены ограничения на  $F_V - F_A$  на 90% уровне достоверности:

$$-0.04 < F_V - F_A < 0.24.$$

Установка "ИСТРА+", являющаяся модификацией установки "ИСТРА-М", расположена на отрицательном пучке 4А ускорителя У-70 с максимальной интенсивностью  $10^7$  частиц/импульс ускорителя. Установка спроектирована для исследования распадов пучковых частиц с импульсами в диапазоне 15-25 ГэВ. При сравни-

тельно высоких энергиях пучка установка является практически герметичной, позволяя регистрировать продукты распадов в  $4\pi$ -геометрии (в системе центра масс пучковой частицы). При этом в поперечном направлении установка достаточно компактна ( $\sim 1$  м). На рис. 8 представлен схематический вид установки.

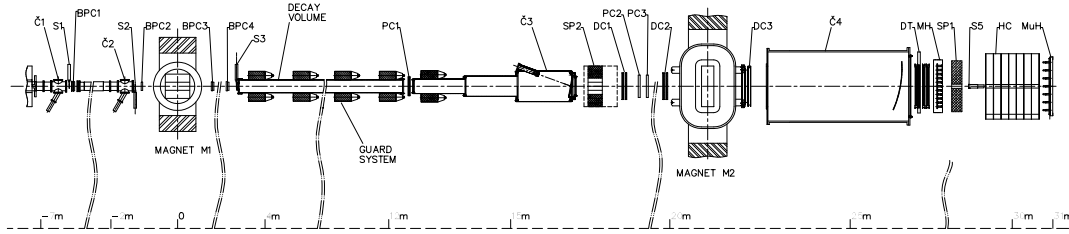


Рис. 8. Общий вид установки "ИСТРА+".

Пучковые частицы – пионы, каоны и антипротоны – проходят сцинтилляционные счетчики  $S_1 - S_4$ , служащие для геометрического и временного выделения пучковой частицы в акцептансе пучковых камер, и попадают в вакуумированный распадный объем длиной 9 метров. Нераспавшиеся пучковые частицы попадают в сцинтилляционный счетчик  $S_5$ , включенный в антисовпадении и служащий для подавления проходящих частиц. Идентификация пучковой частицы производится пороговыми черенковскими счетчиками  $\check{C}_0 - \check{C}_2$ .

Пучковая трековая система состоит из магнита  $M_1$  с интегралом поля  $\sim 0.5$  Т·м и быстрых пропорциональных камер  $BPC_1 - BPC_4$  с шагом 1.1 мм.

Вакуумированный распадный объем окружают 8 колец  $LG_1 - LG_8$ , состоящих каждое из восьми блоков свинцового стекла и

предназначенных для регистрации фотонов низкой энергии, излучаемых под большими углами. Данная охранная система дополняется электромагнитным калориметром из свинцового стекла  $SP_2$ , который имеет отверстие в центральной части для прохождения пучковых частиц и продуктов распада и также служит для обеспечения герметичности установки.

Основная трековая система состоит из спектрометрического магнита  $M_2$  с апертурой  $\sim 2 \times 1$  м<sup>2</sup> и интегралом поля  $\sim 1.0$  Т·м, пропорциональных камер  $PC_1 - PC_4$  с шагом сигнальных проволок 2 мм, широкозачерненных дрейфовых камер  $DC_1$  и  $DC_2$  с шагом 4 см, дрейфовых камер  $DC_3$  и  $DC_4$  с шагом 1 см и четырех двойных плоскостей дрейфовых трубок  $DT_1 - DT_4$  диаметром 2 см.

Электромагнитный калориметр  $SP_1$ , изготовленный из свинцового стекла, состоит из 576 ячеек размером  $5.2 \times 5.2$  см<sup>2</sup> и длиной  $\sim 15 X_0$ .

Адронный калориметр  $HC$  типа “сэндвич”, изготовленный из железа и сцинтиллятора, имеет продольное секционирование (7 секций); каждая секция разделена на  $7 \times 7$  ячеек.

Для улучшения временного разрешения трековой системы и для однозначного реконструирования треков используется сцинтилляционный годоскоп  $MH$ , состоящий из  $11 \times 11$  ячеек.

При изучении распадов каонов импульс пучка составлял  $\sim 26$  ГэВ/с,  $\Delta p/p \sim 1.5\%$ . Доля каонов в пучке составляла  $\sim 3\%$ , а интенсивность пучка была  $\sim 3 \cdot 10^6$  за цикл ускорителя У-70



(1.9 с).

Триггер обеспечивался сцинтилляционными счетчиками  $S_1 - S_5$ , пороговыми черенковскими счетчиками  $\check{C}_0 - \check{C}_2$  и аналоговой суммой с последних динодов калориметра  $SP_1$  :

$$T_0 = S_1 \cdot S_2 \cdot S_3 \cdot \bar{S}_4 \cdot \check{C}_0 \cdot \check{C}_1 \cdot \check{C}_2 \cdot \bar{S}_5 \cdot \Sigma(SP_1),$$

где  $S_4$  – сцинтилляционный счетчик с отверстием в центре, используемый для подавления пучкового гало,  $S_5$  – счетчик, расположенный в фокусе пучка и служащий для подавления нераспавшихся пучковых частиц,  $\Sigma(SP_1)$  накладывает условие, что аналоговая сумма амплитуд в  $SP_1$  превышает  $\sim 3$  ГэВ. Последнее требование направлено на подавление доминирующего распада  $K^- \rightarrow \mu^- \nu$ .

В Главе 3 подробно излагается процедура реконструкции событий на установке ”ИСТРА+”, включающая в себя калибровку и геометрическую привязку трековых детекторов, реконструкцию пучкового и вторичного треков, вершинный фит и реконструкцию ливней в электромагнитном калориметре. Обсуждаются набор физической статистики и генерация событий Монте-Карло. Также описываются процедура идентификации мюонов с использованием электромагнитного и адронного калориметров и кинематическая калибровка.

Калибровка трековых детекторов начинается с выбора рабочих интервалов во временных спектрах. Эта процедура применяется для пучковых пропорциональных камер ( $BPC$ ), дрейфовых камер ( $DC$ ) и трубок ( $DT$ ), а также для матричного годоскопа ( $MH$ ).

После завершения процедуры калибровки осуществляется геометрическая привязка всех детекторов установки. Система координат установки "ИСТРА+" определена следующим образом: ось  $Z$  направлена по оси входящего пучка, ось  $Y$  направлена вертикально вверх, а ось  $X$  дополняет их до правой тройки. Начало системы координат помещено в центр пучкового магнита.

Положение всех элементов установки по оси  $Z$  измерялось по отношению к реперным плоскостям, расстояние которых до центра пучкового магнита известно с высокой точностью. Привязка в  $X - Y$  плоскости осуществлялась с помощью проходящих частиц пучка.

Реконструкция пучкового трека начинается с отбора хитов в пучковых камерах. После формирования списка хитов в плоскостях пучковых камер применяются предварительные критерии отбора. После отбора кандидатов осуществляется фит каждого трекового кандидата в проекциях  $X$  и  $Y$  соответственно. Процедура реконструкции вторичных треков аналогична реконструкции пучкового трека.

Определение импульса трека осуществляется на этапе вершинного фита. В данной процедуре происходит полный фит всех хитов, ассоциированных с пучковым и вторичным (вторичными) треками с наложением условия наличия общей вершины.

Калибровка электромагнитного калориметра  $SP_1$  производилась на пучке электронов с энергией 10 ГэВ при равномерной засветке всех ячеек калориметра.

Калибровка адронного калориметра  $HC$  состояла в выравнивании отклика различных секций на проходящий мюон, т.к. абсолютные значения калибровочных параметров для различных секций калориметра являются несущественными.

Исследование распада  $K_{\mu 2\gamma}$  предполагает надежную идентификацию заряженных частиц и фотонов в конечном состоянии. Идентификация мюонов осуществляется с помощью адронного калориметра установки, поскольку он имеет продольное секционирование. Фотон идентифицируется по электромагнитному ливню в калориметре  $SP_1$ .

Для проверки и уточнения значений импульсов и энергий вторичных частиц выполняется дополнительная кинематическая калибровка, основанная на существовании моноэнергетических пиков в двухчастичных распадах каонов. Калибровка производится по распаду  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$  ( $p_{\pi}^* \sim 205 \text{ МэВ}/c$ ,  $E_{\pi^0}^* = (E_{\gamma 1}^* + E_{\gamma 2}^*) \sim 248 \text{ МэВ}$ ).

Набор физической статистики осуществлялся в трех сеансах: одном сеансе 1999-го года и двух сеансах в 2001 году. Количество записанных триггеров составило 206М (206 млн), 363М и 332М соответственно. В данной работе для анализа используются данные, полученные в последнем сеансе, зимой 2001 года.

Монте-Карло установки "ИСТРА+" основано на пакете GEANT3. Для каждого сеанса осуществлялась генерация Монте-Карло событий с учетом конкретной геометрии и конфигурации установки и триггерных условий. Общее количество Монте-Карло данных, включая сигнальные и фоновые процессы, составляет  $\sim$

500М событий.

Глава 4 посвящена описанию методов и критериев отбора событий распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  из экспериментальных данных, которые включают в себя первичный отбор, выбор переменных для наблюдения сигнала, определение оптимального кинематического диапазона, процедуру фитирования для выделения сигнала и определение общего количества выделенных сигнальных событий.

Для наблюдения изучаемого распада используется распределение по  $M(\mu\nu\gamma)$ .  $M^2(\mu\nu\gamma) = (P_\mu + P_\nu + P_\gamma)^2$ , где  $P_\mu, P_\nu, P_\gamma$  - 4-импульсы соответствующих частиц; «недостающая масса»  $m_\nu$  предполагается равной нулю, тогда  $\vec{p}_\nu = \vec{p}_K - \vec{p}_\mu - \vec{p}_\gamma$ ;  $E_\nu = |\vec{p}_\nu|$ . Распределение по  $M(\mu\nu\gamma)$  для сигнальных событий имеет пик на массе  $K^-$ , причем оно практически одинаково для всех видов сигнала - IB, SD, INT.

Основной фон обусловлен двумя модами распада:  $K^- \rightarrow \mu^- \nu \pi^0$  ( $K_{\mu 3}$ ) и  $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$  ( $K_{\pi 2}$ ) с одним потерянным фотоном от распада  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  и пионом, ошибочно идентифицируемым как мюон. Распределения в плоскости  $(y, x)$  для фонов от  $K_{\mu 3}$  и  $K_{\pi 2}$  показаны на рис. 9, 10. В сигнальной области при малых  $x$  преобладает фон от  $K_{\pi 2}$ , при больших  $x$  - фон от  $K_{\mu 3}$ .

Для измерения формфакторов в распаде  $K \rightarrow \mu\nu\gamma$  необходимо выделить вклад SD или INT на фоне доминирующего вклада IB. Это можно осуществить по крайней мере двумя способами.

Первый способ состоит в выделении сравнительно большой кинематической области  $(y, x)$  с как можно бóльшим вкладом от

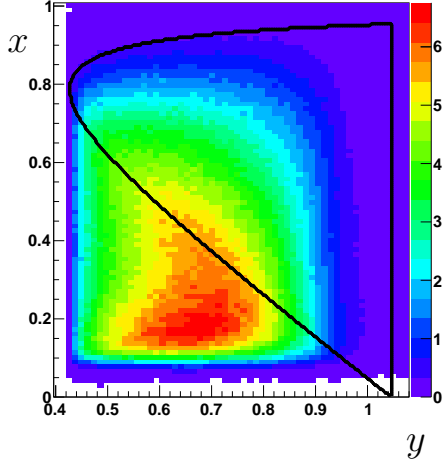


Рис. 9. Распределение Далитца для фона  $K_{\mu 3}$ .

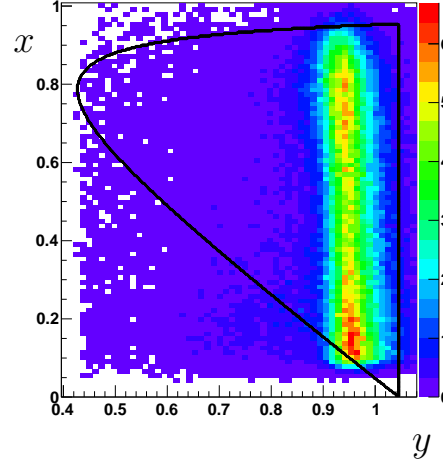


Рис. 10. Распределение Далитца для фона  $K_{\pi 2}$ .

SD/INT и последующим фитированием величины  $F(x, y)$ , распределение по которой отличается для IB и SD(INT). Например, в эксперименте E949 для определения  $|F_V + F_A|$  фитируется  $F(x, y) = \cos \theta_{\mu\gamma}^*$  ( $\theta_{\mu\gamma}^*$  - угол между направлениями импульсов мюона и фотона в системе центра масс).

Второй способ состоит в том, что кинематическая область разбивается на бины в плоскости  $(y, x)$ . С помощью Монте-Карло данных находится плотность сигнальных и фоновых событий в бинах, после чего производится фит плотности распределения событий с учетом вкладов IB и INT(SD). Размер бинов и их количество (иначе говоря, выбранная кинематическая область) подбираются так, чтобы, с одной стороны, минимизировать эффекты разрешения и связанную с этим миграцию событий в бинах, а с другой - иметь максимальную чувствительность к INT/SD. Данный подход

применяется, например, для измерения формфакторов в распадах  $K \rightarrow \mu\nu\pi^0$  и  $K \rightarrow e\nu\pi^0$ .

В данной работе для измерения  $F_V-F_A$  (и, соответственно, выделения  $\text{INT}^-$ ) используется новый метод, комбинирующий оба подхода. Аналогично второму подходу вся кинематическая область  $(y, x)$  разбивается на бины. Для наилучшего выделения сигнала разбиение происходит в два этапа: сначала происходит разделение на полосы по переменной  $x$  ( $x$ -полосы), затем в каждой полосе выставляется ограничение на переменную  $y$ .

Поскольку сигнал и фоны имеют различные распределения по  $y$ , накладывающиеся друг на друга, необходимо разработать критерий, с помощью которого можно было бы определить оптимальные значения ограничения на  $y$ . В данной работе величиной, отражающей оптимальное соотношение сигнала и фона, служит значимость сигнала, определяемая выражением  $\frac{S}{\sqrt{S+B}}$ , где  $S$  - число сигнальных событий,  $B$  - число фоновых событий:

$$S = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} N_{sig}(i), \quad B = \sum_{i=i_{min}}^{i_{max}} [N_{K\mu 3}(i) + N_{K\pi 2}(i)],$$

$i$  - номер бина в распределении по  $y$ . Величины  $y_{min}$  ( $i_{min}$ ) и  $y_{max}$  ( $i_{max}$ ) выбираются так, чтобы значимость сигнала была максимальной.

Для дальнейшего анализа отобраны двенадцать  $x$ -полос в диапазоне  $0.05 < x < 0.65$  ( $12\text{МэВ} < E_\gamma^* < 160\text{МэВ}$ ). Двенадцатая  $x$ -полоса используются только для изучения систематических ошибок. Ограничения на  $y$  систематизированы в табл.1.

$x$ -полоса	ограничение на $x$	ограничение на $y$	$\Delta y$	огран. на $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$
01	$0.05 < x < 0.1$	0.9–1.1	0.2	$> -0.8$
02	$0.1 < x < 0.15$	0.9–1.1	0.2	$> -0.8$
03	$0.15 < x < 0.2$	0.85–1.	0.15	$> -0.8$
04	$0.2 < x < 0.25$	0.8–0.95	0.15	$> -0.2$
05	$0.25 < x < 0.3$	0.75–0.9	0.15	$> -0.3$
06	$0.3 < x < 0.35$	0.72–0.87	0.15	$> -0.4$
07	$0.35 < x < 0.4$	0.65–0.85	0.2	$> -0.3$
08	$0.4 < x < 0.45$	0.62–0.85	0.23	$> -0.5$
09	$0.45 < x < 0.5$	0.57–0.8	0.23	$> -0.7$
10	$0.5 < x < 0.55$	0.52–0.75	0.23	–
11	$0.55 < x < 0.6$	0.48–0.7	0.22	–
12	$0.6 < x < 0.65$	0.45–0.65	0.2	–

Таблица 1. Ограничения на  $y$  и  $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$  в  $x$ -полосах.

Длина  $x$ -полос  $\Delta y$  меняется от полосы к полосе, в среднем  $\Delta y \sim 0.2$ . Выбранный кинематический диапазон чувствителен к интерференционному члену  $\text{INT}^-$  (рис. 11) и дополняет предыдущие эксперименты (рис. 12). Границы  $x$ -полос немного выходят за разрешенную кинематическую область из-за конечного разрешения по  $y$ .

Помимо распределений по  $M(\mu\nu\gamma)$  и  $y$  для выделения сигнала используется переменная  $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$ , где  $\theta_{\mu\gamma}^*$  - угол между  $\vec{p}_\mu$  и  $\vec{p}_\gamma$  в системе центра масс. На  $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$  также налагаются ограничения для подавления фонов в тех полосах, где распределения по этой переменной для сигнала и фона сильно различаются и могут быть разделены (см. табл.1).

В итоге для каждой  $x$ -полосы остаются события с ограничениями на  $y$  и  $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$ . Для этих событий строится распределение по  $M(\mu\nu\gamma)$ , которое будет использоваться в фите. Фит одной гисто-

граммы  $M(\mu\nu\gamma)$  недостаточно надежно выделяет сигнал, т.к. во многих  $x$ -полосах распределения сигнала и фона похожи. Также схожие формы распределений могут быть у двух основных фонов -  $K_{\mu 3}$  и  $K_{\pi 2}$ . Поэтому фит в  $x$ -полосе производится одновременно для трех гистограмм ( $y; \cos \theta_{\mu\gamma}^*$  с ограничением на  $y; M(\mu\nu\gamma)$  с ограничениями на  $y$  и  $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$ ) и далее будет называться одновременным фитом. Формы сигнальных и фоновых распределений берутся из Монте-Карло. Пример одновременного фита для одной из  $x$ -полос показан на рис. 13.

Поскольку в одновременном фите одни и те же данные используются несколько раз, необходимо корректным образом вычислить статистическую ошибку. Для этого применяется следующая процедура:

- выполняется одновременный фит трех гистограмм, в результате которого вычисляются  $\{p_i\}$  - «наилучшие» значения параметров фита (они соответствуют глобальному минимуму  $\chi^2$ );
- Значения  $\{p_i\}$  берутся в качестве начальных для фита одной гистограммы  $M(\mu\nu\gamma)$ , после выполнения которого получаются значения  $\chi^2/\text{ndf}$  (локальный минимум  $\chi^2$ ) и оценка статистической ошибки. Фит производится программой MINOS.

Побочным результатом одновременного фита в  $x$ -полосах является полное число наблюдаемых сигнальных событий, которое можно сравнить с другими экспериментами. Общее количество



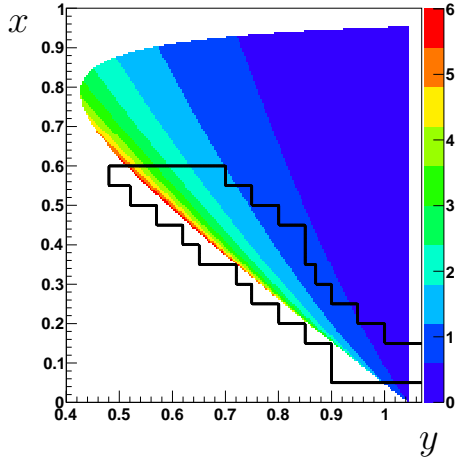


Рис. 11. Плотность распределения Далитца для  $INT^-$  и выбранный кинематический диапазон.

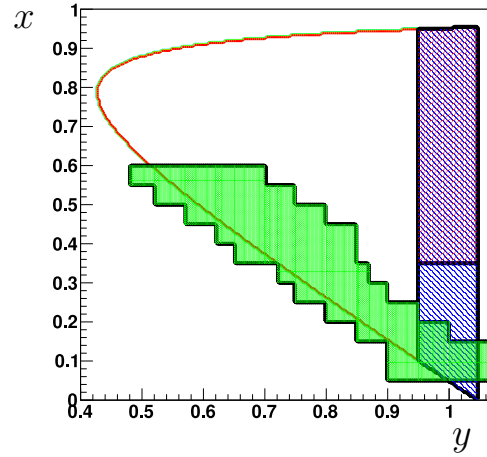


Рис. 12. ИСТРА+(зеленый); BNL E949(красная штриховка); КЕК E104(синяя штриховка).

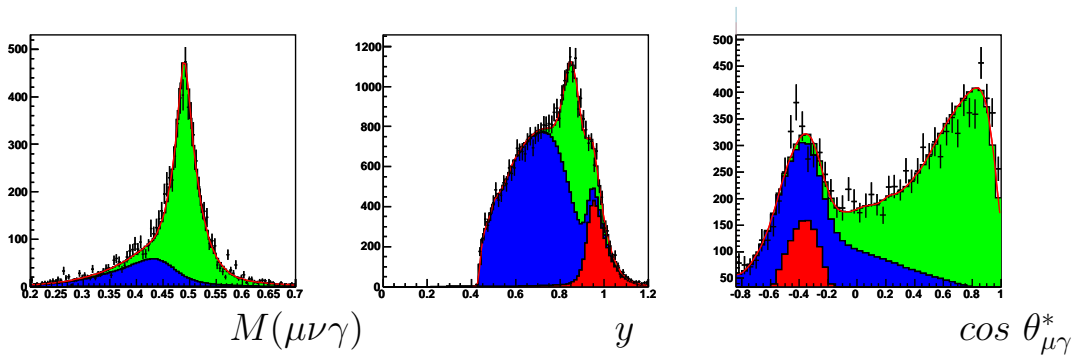


Рис. 13. Одновременный фит в полосе 4:  $M(\mu\nu\gamma)$ ,  $y$  и  $\cos \theta_{\mu\gamma}^*$ . Точки с ошибками - данные, синий -  $K_{\mu 3}$ , красный -  $K_{\pi 2}$ , зеленый - сигнал, красная линия - сигнал+фон.  $\chi^2/ndf=157.3/91$  (только для гистограммы  $M(\mu\nu\gamma)$ , см. текст).

событий составляет  $N_{tot} \sim 48$  тыс. Эти события имеют вес, обусловленный триггерной эффективностью. Поэтому  $N_{tot}$  является «взвешенным» числом событий. Для определения истинного, «невзвешенного», числа событий  $N_{true}$  вычисляется средний вес

каждой  $x$ -полосы  $w_{mean}$ . Количество «невзвешенных» событий в  $i$ -й  $x$ -полосе равно  $N_{true}^i = N_{tot}^i / w_{mean}^i$ . Общее количество «невзвешенных» событий  $N_{true} \sim 22$  тыс. Это число можно сравнить с другими экспериментами - E949 ( $\sim 2700$  событий) и E104 ( $\sim 6500$  событий).

В Главе 5 описывается заключительная процедура фитирования дифференциального спектра распада  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  по энергии фотона в системе центра масс суммой тормозного излучения IB и интерференционного члена INT<sup>-</sup> в рамках различных моделей. Вычисляются знак и абсолютное значение разности формфакторов  $F_V - F_A$ . Даются оценки возможным систематическим ошибкам.

Для каждой  $x$ -полосы из фитирования данных известно число сигнальных событий  $N_{exp}$ , а из Монте-Карло - ожидаемое число событий IB -  $N_{IB}$ . На рис. 14 показана зависимость  $N_{exp}$  от  $x$ , на рис. 15 - отношение  $N_{exp}/N_{IB}$  как функция  $x$ , где каждый бин соответствует  $x$ -полосе.

При наличии только члена IB  $N_{exp}/N_{IB} \approx 1$ . Это имеет место для малых  $x$ , где IB преобладает, а вклад INT<sup>-</sup> пренебрежимо мал. Для больших  $x$  видно, что  $N_{exp}$  также содержит деструктивный интерференционный член. Распределение  $N_{exp}/N_{IB}$  фитируется функцией  $(f_{IB}(x) - f_{INT^-}(x, par)) / f_{IB}(x)$ , где  $f_{IB}$  и  $f_{INT^-}$  - число событий, полученное из Монте-Карло для данной  $x$ -полосы, а параметр фита  $par$  равен  $F_V - F_A$  (фит данных осуществляется в рамках предсказаний КТВ  $O(p^4)$ , где  $F_V$  и  $F_A$  являют-

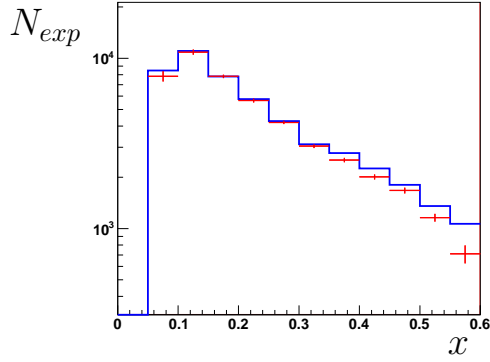


Рис. 14. Спектр по  $x$ . Точки - данные, гистограмма - IB.

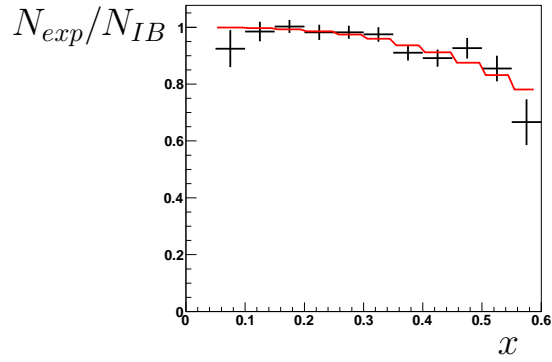


Рис. 15.  $N_{exp}/N_{IB}$  для  $x$ -полос и окончательный фит.  $\chi^2/ndf=7.8/9$ .

ся постоянными величинами). Результат заключительного фита:  $F_V - F_A = 0.21 \pm 0.04(stat)$ . Число «недостающих» событий, соответствующих деструктивной интерференции  $INT^-$ , равно 1483, что составляет  $\sim 3\%$  от ожидаемого вклада IB (49722 «взвешенных» события).

В следующем порядке теории возмущений КТВ  $O(p^6)$  формфакторы  $F_V$  и  $F_A$  линейно зависят от  $q^2$  и, следовательно, от  $x$ . Зависимость  $F_V$  и  $F_A$  от  $x$  параметризуется следующим образом:  $F_V = F_V(0) [1 + \lambda(1 - x)]$ ,  $F_A = const$ . Сравнение данных с теорией проводится несколькими способами. Сначала формфакторы  $F_V$  и  $F_A$  фиксируются (значения берутся из КТВ  $O(p^6)$ ):  $F_V(0) = 0.082$ ,  $F_A = 0.034$ ,  $\lambda = 0.4$ ) и выполняется окончательный фит.  $\chi^2$  такого фита равен 21.1/10 (отклонение  $\sim 2.5\sigma$  от  $\chi^2 = 1$ ). Так как согласие неидеальное, то на втором этапе сравнения данных с теорией одна из величин ( $F_V$ ,  $F_A$  или  $\lambda$ ) становится свободным парамет-

ром фита. В качестве такой величины выбран параметр  $\lambda$ . Значения  $F_V(0)$  и  $F_A$  фиксируются из КТВ  $O(p^6)$ , Такой фит дает  $\lambda = 4.0 \pm 1.0$  с  $\chi^2=8.8/9$  (рис. 16). И наконец,  $F_V(0)$  фиксируется (значение берется из КТВ  $O(p^6)$ ), а  $\lambda$  и  $F_A$  являются параметрами фита. Корреляция между ними показана на рис. 17. Теоретическое предсказание слегка выходит за  $3\sigma$ -эллипс.

В модели LFQM  $F_V$  и  $F_A$  зависят  $q^2$  сложным образом. Заключительный фит показан на рис. 18. LFQM плохо описывает экспериментальные данные (отклонение  $\sim 3\sigma$  от  $\chi^2 = 1$ ), хотя не может быть полностью исключена.

Систематические ошибки изучаются как для основного результата (разность формфакторов  $F_V-F_A$  при фитировании данных в рамках предсказаний КТВ  $O(p^4)$ ), так и для величины  $\lambda$ , полученной при фитировании спектра по  $x$  в рамках предсказаний КТВ  $O(p^6)$ . Основными потенциальными источниками систематических ошибок измерений  $F_V-F_A$  и  $\lambda$  являются:

- возможное неидеальное описание формы сигнала/фона в одновременном фите;
- ограничение на  $x$  (оно определяет, какие  $x$ -полосы участвуют в окончательном фите);
- влияние ширины  $x$ -полосы на результат;
- ограничение на  $y$  в  $x$ -полосах;
- ограничение на  $z$ -координату распада;
- учет вклада  $\text{INT}^+$ , определяемый абсолютным значением и знаком  $F_V+F_A$ .

Каждый источник систематики исследуется отдельно; при этом предполагается, что ошибки являются независимыми.

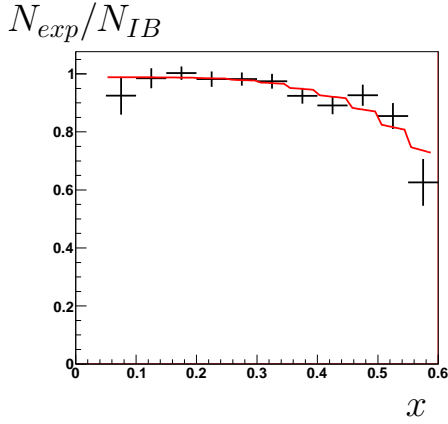


Рис. 16. КТВ  $O(p^6)$  фит,  $F_V(0)$  и  $F_A$  взяты из теории.  $\chi^2/ndf=8.8/9$ .

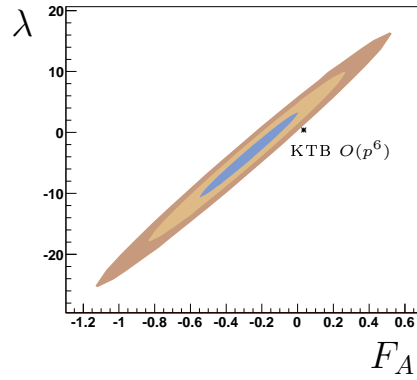


Рис. 17. КТВ  $O(p^6)$  фит, значение  $F_V(0)$  взято из теории.  $\chi^2/ndf = 7.5/8$ .

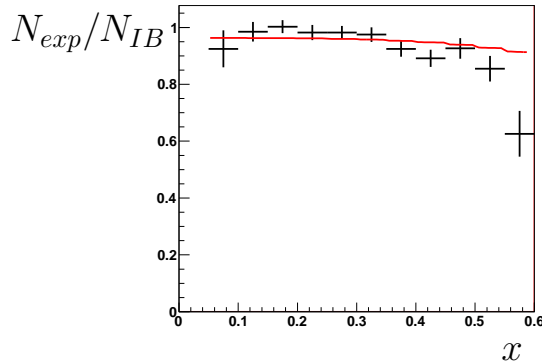


Рис. 18. LFQM фит,  $F_V$  и  $F_A$  взяты из теории.  $\chi^2/ndf=24.1/10$ .

В предположении независимости ошибок квадратичное суммирование дает  $\epsilon_{syst}^{F_V-F_A} \sim 4 \times 10^{-2}$  и  $\epsilon_{syst}^\lambda \sim 1.3$ . Различные вклады в суммарную систематическую ошибку приведены в табл. 2.

С учетом вычисленной систематической ошибки окончатель-

источник	сист. ошибка $F_V - F_A$	сист. ошибка $\lambda$
неидеальная форма	$3 \times 10^{-2}$	1.24
ограничение на $x$	$1.2 \times 10^{-2}$	0.34
ширина $x$ -полосы	$2 \times 10^{-2}$	–
ограничение на $y$	–	–
ограничение на $z$	–	–
вклад INT <sup>+</sup>	$1.4 \times 10^{-2}$	–
суммарная ошибка	$4 \times 10^{-2}$	1.3

Таблица 2. Вклады в суммарную систематическую ошибку.

ный результат выглядит следующим образом:  $F_V - F_A = 0.21 \pm 0.04(stat) \pm 0.04(syst)$ . Это на  $\sim 2.8\sigma$  отличается от теоретического предсказания в рамках КТВ  $O(p^4)$ :  $(F_V - F_A)_{ChPT} = 0.052$ .

Полученный результат можно сравнить со значением, полученным в эксперименте E865 в распаде  $K \rightarrow \mu\nu e^+e^-$ :

$$(F_V - F_A)_{E865} = 0.093 \pm 0.037.$$

Поскольку в цитируемой работе использовалось значение  $F_K^{old} = 0.160$  ГэВ, то для корректного сравнения результат следует подправить:

$$(F_V - F_A)_{corr} = (F_V - F_A)_{E865} \times F_K^{new} / F_K^{old} = 0.091 \pm 0.036.$$

Расхождение между результатами экспериментов ИСТРА+ и E865 составляет  $1.8\sigma$ .

Окончательное значение параметра  $\lambda$  составляет  $\lambda = 4.0 \pm 1.0(stat) \pm 1.3(syst)$ , что на  $\sim 2.2\sigma$  превышает теоретическое предсказание в рамках КТВ  $O(p^6)$ .

В Заключении перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

1. Разработаны методы отбора событий, соответствующих распаду  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ , что позволило выделить распад в ранее не изученном кинематическом диапазоне. Разработаны ме-

тоды анализа, позволившие отделить сигнал от фона. Число сигнальных событий составило около 22 тыс. Это самая большая статистика в мире для изучаемого распада.

2. Впервые наблюдается деструктивная интерференция  $\text{INT}^-$  в распаде  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$ . В выбранном кинематическом диапазоне ее вклад составил  $\sim 3\%$ .
3. Измерена разность векторного и аксиального формфакторов  $F_V - F_A$ :  $F_V - F_A = 0.21 \pm 0.04(\text{stat}) \pm 0.04(\text{syst})$ . Результат на  $\sim 2.8\sigma$  выше, чем теоретическое значение, полученное в рамках  $O(p^4)$  КТВ.
4. Проведено сравнение с предсказанием КТВ  $O(p^6)$  ( $F_V = F_V(0) [1 + \lambda(1 - x)]$ ,  $F_A = \text{const}$ ). Измерен параметр  $\lambda$ :  $\lambda = 4.0 \pm 1.0(\text{stat}) \pm 1.3(\text{syst})$ . Отклонение от предсказаний КТВ  $O(p^6)$  составило  $2.2\sigma$ .
5. Проведено сравнение экспериментальных данных с предсказаниями модели LFQM. Наблюдается различие на уровне  $\sim 3\sigma$ .

## Литература

1. V.A.Duk, et al., Extraction of kaon formfactors from  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  decay at ISTRA+ setup, Phys.Lett. B 695 (2011) 59–66.
2. V.A.Duk, et al., Extraction of kaon formfactors from  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \gamma$  decay at ISTRA+ setup, INR preprint 1254/2010.
3. O.G.Tchikilev, et al., Measurement of the  $\text{INT}^-$  term in radiative decay  $K^- \rightarrow \mu \nu \gamma$ , IHEP-2008-27.
4. V.A.Duk, Recent results from ISTRA+ experiment, Moscow 2006, ICHEP 777–781.
5. V.A.Duk, Study of radiative decay  $K \rightarrow \mu \nu \gamma$  at ISTRA+ setup, Proceedings of the 14th international Seminar Quarks-2006 vol.2 pp.383–386.
6. V.A.Duk, Study of  $K \rightarrow \mu \nu \gamma$  decay at ISTRA+ setup, PoS KAON09:036,2009.