



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

9 ~~16-1/268~~

1-2016-13
На правах рукописи

ЛИТОВ

Леандр Борисов

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУЛЕПТОННЫХ
РАСПАДОВ КАОНОВ

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Дубна 2016

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований.

Официальные
оппоненты:

ЗАЙЦЕВ Александр Михайлович,
доктор физико-математических наук, профессор,
ФГБУ ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий,
Протвино,
заместитель директора по научной работе

КИМ Виктор Тимофеевич,
доктор физико-математических наук, профессор,
Санкт-Петербургский политехнический университет
Петра Великого,
ведущий научный сотрудник

КРАСНИКОВ Николай Валерьевич,
доктор физико-математических наук,
ФГБУН Институт ядерных исследований РАН,
заведующий Отделом теоретической физики

Ведущее научно-
исследовательское
учреждение

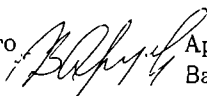
Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Защита состоится "___" _____" 2016 г. в "_____" часов на заседании диссертационного совета Д 720.001.02 в Лаборатории физики высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина Объединенного института ядерных исследований по адресу: 141980, г. Дубна Московской области, ул. Жолио-Кюри, д.6.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ или на сайт http://www.info.jinr.ru/announce_disser.html

Автореферат разослан "___" _____" 2016 г.

Ученый секретарь диссертационного
совета Д 720.001.02, к.ф.-м.н.



Арефьев
Валентин Александрович

Актуальность исследований

Стандартная модель электрослабых и сильных взаимодействий (СМ) в пределах своей применимости предлагает описание практически всех известных фактов физики элементарных частиц. Независимо от этого впечатляющего успеха, остается ряд вопросов, которые не находят ответа в рамках этой модели. Поэтому ее надо рассматривать как феноменологическую модель, которая является низкоэнергетическим приближением более общей теории или модели. За последние десятилетия было построено множество разных расширений СМ, в рамках которых предсказываются ряд новых физических явлений. Поиск экспериментальных указаний существования этих явлений, т.е. поиск физики вне СМ, является в настоящее время одной из самых актуальных задач физики элементарных частиц.

В СМ заложен механизм, приводящий через фазу матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ) к нарушению СР-инвариантности. Этот механизм хорошо описывает лабораторные измерения, однако не в состоянии объяснить асимметрию между материей и антиматерией во Вселенной. Поэтому поиск и изучение явлений, связанных с нарушением СР-симметрии, является одной из важнейших задач экспериментальной физики элементарных частиц.

В рамках СМ сильные взаимодействия описываются квантовой хромодинамикой (КХД). Все КХД вычисления делаются в рамках теории возмущений. При малых переданных импульсах (~ 1 GeV), соответствующих связанным состояниям кварков и глюонов, постоянная взаимодействия близка к единице и теория возмущений неприменима. Поэтому строятся эффективные полевые теории такие как киральная теория возмущений (ChPT). Главным недостатком этой модели является наличие большого числа параметров, которые определяются экспериментально.

В СМ полулептонные распады $d^i \rightarrow u^j l \nu$ описываются в терминах постоянной слабых взаимодействий G_F и элементов V_{ij} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы. Измерение вероятностей таких распадов позволяет определить эти параметры и проверить фундаментальные соотношения между ними. Ко времени начала наших экспериментов существовали указания на невыполнение условия унитарности для элементов первой строки матрицы СКМ.

Представленные в диссертации исследования объединены в три основных направления: прецизионная проверка СМ и поиск сигналов новой физики; определение параметров низкоэнергетических моделей сильных взаимодействий; исследование параметров СР-нарушения.

В диссертации представлены результаты исследований полулептонных распадов каонов, проведенных с детекторами HYPERON (на Серпуховском

ускорителе У-70) и NA48 (на ускорителе SPS в CERN). Исследованы полулептонные K_{l3} распады, K_{e4} распады и редкие $K \rightarrow \pi ll$ распады.

Степень разработанности темы

Материалы, составляющие основу данной диссертационной работы, содержат результаты завершённого цикла исследований автора в периоде 1985 — 2014 гг. Достигнутые в диссертации новые результаты имеют существенное научное значение, дают исчерпывающий ответ на ряд принципиальных вопросов современной теории и практически снимают необходимость в исследовании ряд ключевых вопросов физики слабых взаимодействий в распадах каонов. В настоящее время не планируются новые эксперименты по изучению столь мощного домена каонной физики как полулептонные распады.

Цель диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является измерение параметров и прецизионное исследование предсказаний Стандартной модели, измерение параметров низкоэнергетических моделей сильных взаимодействий и поиск физики вне СМ с использованием полулептонных каонных распадов.

Научная новизна исследования

1. Разработана новая методика прецизионного измерения полулептонных распадов нейтральных и заряженных каонов.
2. Измерены с наилучшей точностью параметры матричных элементов полулептонных распадов K_{l3} , ($K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$, $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$). Исследован возможный вклад скалярных и тензорных взаимодействий и получены самые жесткие ограничения на их вклад в слабые процессы. При этом не обнаружены отклонения от $V - A$ структуры слабых взаимодействий.
3. Измерены с высокой точностью относительные вероятности K_{l3} ($K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$, $K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu$) распадов. Полученные значения отличались существенно от опубликованных в PDG2004 данных, причем отклонения доходили до 3σ . В результате этих измерений были пересмотрены значения относительных вероятностей всех основных мод каонных распадов. Их современные значения, приведённые в PDG, в значительной мере определяются полученными нами результатами. Определено значение элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и показано, что условие унитарности выполняется, что решило давно стоявшую проблему.

4. Измерены относительные вероятности и формфакторы адронного матричного элемента распадов $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu (\bar{\nu}_e)$ с погрешностью, впервые позволившей достичь точности теоретических предсказаний. Эти результаты внесли существенный вклад в точность определения низкоэнергетических констант киральной теории возмущений и позволили провести наиболее строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей.
5. Проведено исследование полулептонных распадов $K \rightarrow \pi l^+ l^-$: Впервые наблюдались редкие распады $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и измерены их относительные вероятности. Выполнено наиболее точное исследование свойств распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\gamma)$, причем его относительная вероятность и параметры матричного элемента измерены с рекордной точностью. Впервые исследована возможная CP-нарушающая разница ширин K^+ и K^- распадов и поставлена соответствующая верхняя граница на 90% уровне достоверности.
6. Впервые для поиска и идентификации редких распадов каонов предложена и реализована методика определения типа частиц, основанная на концепции нейронных сетей и достигнуто 38-кратное уменьшение вероятности ошибочного распознавания пионов как электронов, сохраняя вероятность идентификаций электронов выше 95%. Это явилось ключевым условием успешной реализации эксперимента NA48/2.

Теоретическая и практическая значимость работы

Измерение формфакторов полулептонных распадов внесло существенный вклад в определение параметров киральной теории возмущений и позволило провести наиболее строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей. Одновременно с этим были получены самые жесткие ограничения на вклад скалярных и тензорных взаимодействий в амплитуды слабых процессов.

Результаты по исследованию полулептонных распадов привели к полному пересмотру относительных вероятностей всех основных мод каонных распадов, причем современные значения PDG определяются в основном результатами наших измерений. Определение значения элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы с точностью лучше 1% решило давно стоявшую проблему и стимулировало развитие теоретических методов вычисления формфакторов каонных распадов.

Впервые наблюдались редкие распады $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и были измерены параметры их матричных элементов и относительных вероятностей. Эти результаты позволяют оценить вероятность CP-нарушающих

распадов $K_L \rightarrow \pi^0 l^+ l^-$ и корректно планировать проведение экспериментов по их поиску.

Методология и методы исследования

Методология исследований концептуально базируется на использовании специально сформированных уникальных пучков нейтральных и заряженных каонов на ускорителях ИФВЕ и ЦЕРНа. Это и определило методику исследований: разработка и создание экспериментальной исследовательской аппаратуры нового поколения, адекватной как уникальности пучка, так и целям исследований, направленных на достижение предельных точностей, и параллельная разработка высокоспециализированного софтуера для анализа экспериментальных данных. Решающую роль для получения представленных в диссертации результатов имели разработанные автором оригинальные методики идентификации частиц и учёта радиационных поправок.

Результаты исследования выносимые на защиту

1. Разработан новый метод идентификации частиц в эксперименте NA48/2 с использованием нейронных сетей. Метод позволил уменьшить в 38 раз вероятность ошибочного распознавания пионов как электронов, сохраняя эффективность идентификации электронов выше 95 %. Показано, что можно успешно выделить K_{e4} распады из фона без применения дополнительного детектора переходного излучения.
2. Измерены формфакторы распада K_{e3} :
 - Измерен наклон векторного формфактора распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$: $\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$.
 - Измерена q^2 зависимость формфакторов матричного элемента $K_L^0 e3$ распада. В рамках двух гипотез — о чистом $V - A$ взаимодействии и о существовании дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий — получены следующие значения для соответствующих формфакторов

Form factor	value and stat. err.
λ_+	$0.0284 \pm 0.0007 \pm 0.0013$
$ f_S/f_+(0) $	$0.015^{+0.007}_{-0.010} \pm 0.012$
$ f_T/f_+(0) $	$0.05^{+0.03}_{-0.04} \pm 0.03$
λ_+ лин. пар.	$0.0288 \pm 0.0004 \pm 0.0011$
λ_+ квадр. пар.	$0.0280 \pm 0.0019 \pm 0.0015$
χ_+ квадр. пар.	$0.0002 \pm 0.0004 \pm 0.0002$

Получены наиболее жесткие ограничения на значения скалярного и тензорного формфакторов

$$|f_S/f_+(0)| < 0.041, \text{ сотв. } |f_T/f_+(0)| < 0.12. \text{ уд. } 90\%$$

что свидетельствует об отсутствии отклонений от $V-A$ структуры слабых взаимодействий.

- Измерены с высокой точностью формфакторы матричного элемента распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ в линейной, квадратичной, полюсной и дисперсионной параметризациях:

Linear ($\times 10^{-3}$)	λ_+	λ_0	
	26.7 ± 1.0	11.7 ± 1.2	
Quadratic ($\times 10^{-3}$)	λ_+	λ_+	λ_0
	20.5 ± 3.2	2.6 ± 1.3	9.5 ± 1.36
Pole (MeV/c^2)	m_V	m_S	
	905 ± 19	1400 ± 70	
Dispersive ($\times 10^{-3}$)	Λ_+	$\ln C$	
	23.3 ± 0.9	143.8 ± 13.8	

3. Измерены относительные вероятности $K_{\ell 3}$ распадов

$$B(K_L \rightarrow \pi e \nu) = 0.4010 \pm 0.0045$$

$$B(K^\pm \rightarrow \pi e^\pm \nu) = 0.05168 \pm 0.00036$$

$$B(K^\pm \rightarrow \pi \mu^\pm \nu) = 0.03425 \pm 0.00024$$

которые отличались на уровне до 3σ от опубликованных в PDG 2004.

4. Используя результаты измерений относительных вероятностей $K_{\ell 3}$ распадов, определены значения элемента V_{us} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы:

$$|V_{us}|f_+(0) = 0.2146 \pm 0.0016 \quad K_{e3}^0$$

$$|V_{us}|f_+(0) = 0.2193 \pm 0.0012 \quad K_{e3}^\pm$$

$$|V_{us}|f_+(0) = 0.2177 \pm 0.0013 \quad K_{\mu 3}^\pm$$

Показано, что условие унитарности для элементов первой строки матрицы СКМ выполняется, что решило давно стоявшую проблему. Отклонения от предсказаний СМ не обнаружены.

5. Измерена относительная вероятность радиационного распада $K_{e3\gamma}$:

$$Br(K_{e3\gamma}^0, E_\gamma^* > 30 \text{ MeV}, \theta_{e\gamma}^* > 20^\circ) / Br(K_{e3}^0) = (0.964 \pm 0.008_{-0.009}^{+0.011}) \%$$

6. Измерено отношение ширин распадов $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и 5×10^6 и $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$: $\Gamma_{K2\pi}/\Gamma_{Ke3} = (4.835 \pm 0.022_{stat.} \pm 0.016_{syst.}) \times 10^{-3}$. Определена относительная вероятность CP-нарушающего распада $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$, $Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) = (1.941 \pm 0.019) \times 10^{-3}$ и значение CP-нарушающего параметра $|\eta_{+-}| = (2.223 \pm 0.012) \times 10^{-3}$.
7. Измерено отношение ширин распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu$ и $K_L \rightarrow \pi e \nu$. Результат $-0.993 \pm 0.026_{stat} \pm 0.022_{syst}$, сравним с единицей и находится в согласии с предсказаниями Стандартной модели. Это приводит к $Br(K_S \rightarrow \pi e \nu) = (7.05 \pm 0.18_{stat.} \pm 0.16_{syst.}) \times 10^{-4}$, что является самым точным измерением этой величины.
8. Измерена относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$

$$Br(K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)) = (5.21 \pm 0.07_{stat} \pm 0.09_{syst}) \times 10^{-5},$$

и значения формфакторов \bar{f}_s , \bar{f}_p , λ_g и \bar{h} его матричного элемента. Определено значение параметра L_3 кирального Лагранжиана $L_3 = (-4.1 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, с точностью, превышающей точности теоретических оценок, полученных аппроксимированием данных предыдущих измерений.

9. Исследованы формфакторы адронного матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^- e^\pm \nu(\bar{\nu}_e)$ в десяти независимых интервалах по инвариантной массе $\pi\pi$. Измерена также относительная вероятность этого распада $Br(K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^- e^\pm \nu_e(\bar{\nu}_e)) = (4.257 \pm 0.016_{exp} \pm 0.31_{ext}) \times 10^{-5}$

Получены следующие значения формфакторов:

$$\begin{array}{l}
 \hline
 f_s = 5.705 \pm 0.003_{stat} \pm 0.017_{syst} \pm 0.031_{ext} \\
 f_s = 5.705 \pm 0.035_{norm} \\
 \hline
 f'_s = 0.867 \pm 0.040_{stat} \pm 0.029_{syst} \pm 0.005_{norm} \\
 f''_s = -0.416 \pm 0.040_{stat} \pm 0.034_{syst} \pm 0.003_{norm} \\
 f'_e = 0.388 \pm 0.034_{stat} \pm 0.040_{syst} \pm 0.002_{norm} \\
 f_p = -0.274 \pm 0.017_{stat} \pm 0.023_{syst} \pm 0.002_{norm} \\
 g_p = 4.952 \pm 0.057_{stat} \pm 0.057_{syst} \pm 0.031_{norm} \\
 g'_p = 0.508 \pm 0.097_{stat} \pm 0.074_{syst} \pm 0.003_{norm} \\
 h_p = -2.271 \pm 0.086_{stat} \pm 0.046_{syst} \pm 0.014_{norm} \\
 \hline
 \end{array} \quad (0.1)$$

Точность измерения всех параметров повышена в несколько раз (от 2 до 5). Впервые достигнута точность измерений, сопоставимая с точностью теоретических предсказаний.

10. Впервые наблюдался редкий распад $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Зарегистрированы 7 событий при ожидаемом фоне 0.15 событий. Получена относительная вероятность этого распада $Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-, m_{ee} > 0.165 \text{ GeV}/c^2) = (3.0_{-1.2}^{+1.5}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})) \times 10^{-9}$. Используя векторный матричный элемент и единичный формфактор, для полной вероятности этого распада получено $Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) = (5.8_{-2.4}^{+2.9}) \times 10^{-9}$.

11. Впервые наблюдался редкий распад $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Зарегистрированы шесть $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ событий при ожидаемом фоне $0.22_{-0.11}^{+0.18}$ событий. Определена относительная вероятность этого распада

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [2.9_{-1.2}^{+1.5}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-9}.$$

12. На рекордный статистике измерена в полном кинематическом диапазоне относительная вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-(\gamma)$, $Br(K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-) = (3.11 \pm 0.12) \times 10^{-7}$.

Формфактор матричного элемента W параметризован согласно предсказаниям нескольких моделей и получены наиболее точные значения соответствующих параметров теории. Впервые исследована возможная CP-нарушающая разница ширин K^+ и K^- распадов и поставлена соответствующая верхняя граница на 90 % уровне достоверности.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации были представлены автором на:

- VIII International Workshop on Advanced Computing and Analysis Techniques in Physics Research ACAT'2002, June 24-28, 2002, Moscow;
- 32nd International Conference on High Energy Physics (ICHEO04), Beijing, China, 2004;
- International workshop KAON 2005, Northwestern University, Evanston, Illinois, 2005;
- на семинарах в ЦЕРН, НЕРНУ Vienna, Bern University, ОИЯИ Дубна, Софийского Университета;
- многократно докладывались на совещаниях международных коллабораций NA48 и NA62.

Они также многократно докладывались аспирантами автора диссертации на международных конференциях и симпозиумах.

Семнадцать результатов были оценены Particle Data Group как достаточно достоверными и включены в мировые таблицы.

Личный вклад автора

Основные результаты, представленные в диссертации, получены с определяющим вкладом автора.

Организация и проведение экспериментов

Эксперимент ГИПЕРОН: разработка физической программы исследования каонных распадов на установке ГИПЕРОН; разработка конфигурации оборудования, схемы триггера для набора данных и создание аппаратуры для реализации программы исследования каонных распадов; существенное участие в создании и эксплуатации электромагнитного калориметра SHD -1; разработка алгоритма реконструкции многотрековых событий и программного обеспечения для моделирования отклика установки; ведущая роль в организации сеансов набора данных и создании программного обеспечения для анализа данных и получения физических результатов по исследованию каонных распадов.

Цикл экспериментов NA48, NA48/1, NA48/2: разработка нового метода идентификации частиц в эксперименте NA48/2 с использованием нейронных сетей; разработка алгоритмов для анализа данных и моделирования отклика установки; разработка методики учета радиационных поправок в полуплеетонных распадах; участие во всех сеансах набора данных по изучению распадов заряженных каонов; создание программ и ответственность за экспресс-анализ данных во время их набора.

Физические результаты

Измерение K_{l3} формфакторов: инициирование и руководство измерением форм-факторов $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ распада в эксперименте ГИПЕРОН, набор и анализ данных; инициирование проведения исследования форм-факторов K_{l3} распадов нейтральных каонов в эксперименте NA48; ведущая роль на всех этапах работы по исследованию K_{l3} распадов; разработка методики корректного учета радиационных поправок, сыгравшей ключевую роль в получении всех результатов по изучению K_{l3} распадов; анализ данных и моделирование отклика установок.

Измерение относительных вероятностей распадов K_{e3} : инициирование и руководство на всех этапах работами по измерению относительных вероятностей K_{l3} распадов заряженных и нейтральных каонов; разработка оригинальной методики измерения относительных вероятностей K_{e3} распадов нейтральных каонов; разработка методики учета радиационных поправок и измерения радиационных K_{e3} распадов; разработка методики определения элемента V_{us} матрицы СКМ; инициирование и ведущий вклад в измерение относительной вероятности радиационного $K_{e3\gamma}$ распада; существенный вклад в измерение отношений $\Gamma_{K_{2\pi}}/\Gamma_{K_{e3}}$ и $\Gamma(K_S \rightarrow \pi e \nu)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)$.

Измерение относительной вероятности и формфакторов распадов

$K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu (\bar{\nu}_e)$: разработка методики распознавания типа частиц при помощи нейронной сети, которая позволила измерить формфакторы и относительные вероятности $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu (\bar{\nu}_e)$ распадов; обучение нейронной сети на экспериментальных данных и ответственность за ее применение в анализе данных.

Исследование распадов $K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$: руководство одним из двух анализов по поиску распада $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$; участие в анализ данных для наблюдения распада $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$; инициирование измерения параметров матричного элемента и относительную вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-(\gamma)$ и руководство одним из двух анализов; разработка методики учета радиационных поправок в распаде $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-(\gamma)$.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, семи глав, заключения, списка публикаций, на которых основана диссертация, списка цитируемой литературы, содержащего 119 наименований, списка иллюстративных материалов и списка сокращений. Диссертация содержит 119 страниц, 41 иллюстраций и 4 таблицы.

1 Стандартная модель

В первой главе дано краткое введение в Стандартную модель сильных и электрослабых взаимодействий. Рассмотрены основные аспекты квантовой хромодинамики — теории сильных взаимодействий. Обсуждены основные элементы модели Глэшоу–Вайнберга–Салама. Особое внимание уделено механизму смешивания кварков. Показано что, для определения параметров матрицы СКМ необходимо исследовать слабые адронные распады типа $H \rightarrow H' l^- \bar{\nu}_l$ или $H \rightarrow H' l^+ \nu_l$, связанные с соответствующими кварковыми переходами $d_j \rightarrow u_i l^- \bar{\nu}_l$ и $u_i \rightarrow d_j l^+ \nu_l$.

2 Каонные распады как инструмент прецизионной проверки СМ

Во второй главе рассмотрены некоторые аспекты исключительно богатой каонной физики. Излагаются мотивы проведения представленных в диссертации исследований. Существенная часть посвящена физике полулептонных распадов каонов, определению их матричных элементов, измерению их относительных вероятностей и определению значения элемента V_{us} матрицы СКМ. Рассмотрена физика K_{e4} и $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ распадов.

Полулептонные распады K_{l3} . В рамках СМ все переходы $d^i \rightarrow u^j l \nu$ определяются только матрицей V_{ij} , удовлетворяющей условию унитарности $\sum_k |V_{ik}|^2 = 1$, и константой G_F . Наличие физики за пределами СМ приводит к дополнительным вкладам в амплитуды этих процессов. Поиск отклонений от выполнения условия унитарности матрицы СКМ и $V - A$ структуры слабых взаимодействий позволяет наложить строгие ограничения на возможные сценарии физики вне СМ. Условие унитарности матрицы СКМ можно записать как

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 + \epsilon_{NP} . \quad (2.1)$$

где V_{ij} – элементы матрицы СКМ, которые определяются исследованием процессов $d^i \rightarrow u^j$, а значение $G_\mu = 1.166371(6) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ фиксировано из

измерения времени жизни мюона. $\epsilon_{\text{НР}}$ характеризует возможные отклонения от СМ. Точность, с которой измерен элемент $|V_{us}|$, позволяет поставить границу на значение $\epsilon_{\text{НР}}$ на уровне 0.1%, что соответствует шкале проявления новой физики выше 1 TeV.

В рамках СМ полная ширина распада $K_{\ell 3}$ дается

$$\Gamma(K_{\ell 3(\gamma)}) = \frac{G_F^2 m_K^5}{192\pi^3} C_K S_{\text{ew}} |V_{us}|^2 f_+(0)^2 I_K^\ell(\lambda_{+,0}) \left(1 + \delta_{SU(2)}^K + \delta_{\text{em}}^{K\ell}\right)^2, \quad (2.2)$$

где $C_K = 1$ (1/2) для нейтральных (заряженных) каонов, $I_K^\ell(\lambda_{+,0})$ — фазовый интеграл, зависящий от наклонов формфакторов (обозначение $\lambda_{+,0}$), и $S_{\text{ew}} = 1.0232(3)$ — универсальная электрослабая радиационная поправка. Через $\delta_{\text{em}}^{K\ell}$ обозначена зависящая от канала распада мягкая электромагнитная поправка; $\delta_{SU(2)}^K$ — коррекция, учитывающая нарушение изоспиновой симметрии. В ряду моделей предсказывается определенный вклад скалярных и тензорных взаимодействий в амплитуду слабых процессов. Поэтому, в общем случае, для описания матричного элемента надо добавить скалярные и тензорные формфакторы.

В рамках СМ адронный матричный элемент $K \rightarrow \pi$ описывается при помощи двух формфакторов $f_+(t)$ и $f_0(t)$, заданных как

$$\langle \pi^-(k) | \bar{s} \gamma^\mu u | K^0(p) \rangle = (p+k)^\mu f_+(t) + (p-k)^\mu f_-(t) \quad (2.3)$$

$$f_-(t) = \frac{m_K^2 - m_\pi^2}{t} (f_0(t) - f_+(t)) \quad (2.4)$$

где $t = (p-k)^2$. По определению, $f_0(0) = f_+(0)$. В физической области ($m_\rho^2 < t < (m_K - m_\pi)^2$) формфакторы можно разложить в ряд Тейлора:

$$\tilde{f}_{+,0}(t) \equiv \frac{f_{+,0}(t)}{f_{+,0}(0)} = 1 + \lambda'_{+,0} \frac{t}{m_\pi^2} + \frac{1}{2} \lambda''_{+,0} \left(\frac{t}{m_\pi^2}\right)^2 + \dots \quad (2.5)$$

Другая параметризация (т.н. полюсная параметризация) $\tilde{f}_+(t) = M_V^2 / (M_V^2 - t)$, с $M_V \sim 892 \text{ MeV}$, соответствующая резонансу $K^*(892)$, приводит к $\lambda'_+ = 2(\lambda'_{+,0})^2$, в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

Недавно была предложена параметризация адронного элемента, основанная на дисперсионных вычислениях:

$$\tilde{f}_0(t) = \exp \left[\frac{t}{t_{CT}} \left(\ln \left(\tilde{f}_0(t_{CT}) \right) - G(t) \right) \right] \quad (2.6)$$

$$c \ G(t) = \frac{t_{CT}(t_{CT} - t)}{\pi} \int_{t_{\text{th}}}^{\infty} \frac{ds'}{s' (s' - t_{CT}) (s' - t - i\epsilon)},$$

где $t_{CT} \equiv (m_K^2 - m_\pi^2)$ в точке Калана–Треймана. Здесь фаза $\phi(x)$ формфактора $\tilde{f}_0(t)$ может быть идентифицирована в области упругого рассеяния с

S-волновой $I = 1/2$ фазой $\delta_{K\pi}(s)$ $K\pi$ рассеяния. Подобное выражение может быть получено и для векторного формфактора:

$$\bar{f}_+(t) = \exp\left[\frac{t}{m_\pi^2}(\Lambda_+ + H(t))\right], \quad H(t) = \frac{m_\pi^2 t}{\pi} \int_{t_{K\pi}}^{\infty} \frac{ds}{s^2} \frac{\varphi(s)}{(s-t-i\epsilon)}. \quad (2.7)$$

Для прецизионного измерения вероятностей полуплептонных распадов каонов надо аккуратно учитывать радиационные поправки к матричному элементу. Для проверки теоретических предсказаний необходимо провести измерения не только вероятностей, но и дифференциальной плотности матричных элементов.

Радиационные $K_{\ell 3\gamma}$ распады. В амплитуде радиационного распада $K_L \rightarrow \pi^\mp l^\pm \nu_l \gamma$ [$K_{l3\gamma}$], с $l = e, \mu$ можно выделить две компоненты: вклад внутреннего тормозного излучения (IB) и амплитуда структурного излучения (SD), которая учитывает излучение фотонов из промежуточных адронных состояний. Экспериментальное измерение SD амплитуды является существенным тестом ChPT. Первое измерение распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu \gamma$ было проведено коллаборацией NA31. Их результат находился в хорошем согласии с теоретическими вычислениями. Позднее, коллаборация KTeV опубликовала свой результат измерения этого распада с точностью 1 %. Этот результат оказался существенно ниже теоретических предсказаний. Это потребовало проведения новых измерений этого распада с точностью, сопоставимой с аккуратностью теоретических вычислений.

Отношение вероятностей распадов $K_S \rightarrow \pi \ell \nu / K_L \rightarrow \pi \ell \nu$. K^0 мезоны являются собственными состояниями оператора четности и распадаются на специфические ($\pi^+ e^- \bar{\nu}$, $\pi^- e^+ \nu$) зарядовые состояния. Экспериментально наблюдаются, однако, их смешанные состояния K_S и K_L . Зависимость числа распадов от собственного времени можно записать как

$$dN/dt(\pi \ell \nu) \propto |\eta|^2 e^{-(t/\tau_S)} + e^{-(t/\tau_L)}, \quad (2.8)$$

где τ_S и τ_L — времена жизни K_S и K_L мезонов. Параметр η определяется как $|\eta|^2 = 1 + 4\text{Re}(x_l)$ где принято, что правило $\Delta S = -\Delta Q$ выполняется и $x_l = \Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow \pi^- l^+ \nu)$. В рамках CM $|\eta|^2 = 1$.

Значение $|\eta|^2$ в (2.8) определяется путем сравнения предсказанного Монте-Карло симуляцией числа событий с измеренным, как функцию расстояния Z (расстояние от точки рождения K-мезона до точки его распада).

Обобщение $K_{\ell 3}$. В последние годы проверка унитарности матрицы СКМ вызвала исключительный интерес. Был опубликован ряд новых экспериментальных результатов, которые привели к существенному прогрессу в теоретическом описании распадов $K_{\ell 3}$. Чтобы определить значение V_{us} с точностью лучше 1%, необходимо реализовать следующую экспериментальную программу:

- Измерение векторных и скалярных формфакторов матричных элементов распадов $K_{\ell 3}$;
- Измерение относительной вероятности распада $K_{\ell 3}$ с точностью лучше 1%;
- Измерение и четкое понимание радиационных распадов $K_{\ell 3\gamma}$.

K_{e4} распады. Распады $K \rightarrow \pi\pi e\nu$ (K_{e4}), признаны одними из лучших для проверки предсказаний ЧНРТ. В частности, они используются для измерения параметров парциального разложения амплитуды $\pi\pi$ рассеяния: пороговых параметров, наклонов и длин рассеяния, причем S-волновая длина рассеяния связана со значением кваркового конденсата. До наших измерений процесс $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^-e^+\bar{\nu}_e$ был исследован на статистике, основанной на 400000 событий, а $K_L \rightarrow \pi^+\pi^0e^+\bar{\nu}_e$ ($\bar{\nu}_e$) – на статистике 729 событий.

Для описания K_{e4} распадов необходимы 5 независимых кинематических переменных. Обычно используются так называемые переменные Кабиббо–Максимовича: квадраты инвариантных масс двух пионов (S_π) и двух лептонов (S_e); углы θ_π (θ_l) – между пионом (электроном) с зарядом каона и линии полета двух пионов (лептонов) в системе покоя каона, вычисленным в системе покоя двух пионов (лептонов); угол ϕ между плоскостями, определенными двумя пионами и двумя электронами в системе покоя каона.

Адронная часть матричного элемента параметризуется при помощи трех аксиальных (F, G, R) и одного векторного (H) формфакторов. Эти формфакторы можно разложить по парциальным s, p, d волнам:

$$\begin{aligned}
 F &= F_s e^{i\delta_s} + F_p e^{i\delta_p} \cos \theta_\pi + d \text{ wave...} \\
 G &= G_p e^{i\delta_s} + d \text{ wave...} \\
 H &= H_p e^{i\delta_h} + d \text{ wave...}
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

Пренебрегая членами, связанными с d -волной, и предполагая общую фазу для F_p, G_p, H_p , можно параметризовать амплитуду, используя только 4 вещественных формфактора и одну фазу ($\delta = \delta_s - \delta_p$ и F_s, F_p, G_p, H_p). Эти параметры можно разложить по степеням безразмерных инвариантов $q^2 = (S_\pi/4m_\pi^2) - 1$ и $S_e/4m_\pi^2$:

$$\begin{aligned}
 F_s &= f_s + f'_s q^2 + f''_s q^4 + f'_e S_e/4m_\pi^2 + \dots \\
 F_p &= f_p + f'_p q^2 + \dots \\
 G_p &= g_p + g'_p q^2 + \dots \\
 H_p &= h_p + h'_p q^2 + \dots \\
 \delta(q^2) &= \delta_s - \delta_p,
 \end{aligned}
 \tag{2.10}$$

где $S_\pi = M_{\pi\pi}^2$ — квадрат инвариантной массы двух пионов, а $S_e = M_{e\nu}^2$ — инвариантная масса двух лептонов.

В диссертации приведены результаты измерения этих формфакторов на рекордной статистике.

$K \rightarrow \pi l^+ l^-$ распады. Распады $K \rightarrow \pi l^+ l^-$ ($l = e, \mu$) в случае, когда не нарушается CP-симметрия, протекают в основном за счет обмена одного виртуального фотона ($K \rightarrow \pi \gamma^*$). Это имеет место в случае распадов заряженных K-мезонов и K_S^0 . В случае K_L -мезонов определяющей является CP-нарушающая компонента.

Относительную вероятность K^\pm и K_S^0 распадов можно выразить как функцию одного формфактора $W(z)$, где $z = (M_l/M_K)^2$:

$$\frac{d\Gamma}{dz} = \frac{\alpha^2 M_K}{12\pi(4\pi)^4} \lambda^{3/2}(1, z, r_\pi^2) \sqrt{1 - 4\frac{r_l^2}{z}} \left(1 + 2\frac{r_l^2}{z}\right) |W(z)|^2, \quad (2.11)$$

где $r_l = m_l/M_K$, $r_\pi = m_\pi/M_K$ и $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2ac - 2bc$. Для определения формфактора $W(z)$ использовались параметризации, предложенные в следующих моделях: линейная модель $W(z) = G_F M_K^2 f_0(1 + \delta z)$ со свободной нормировкой и наклонами ($|f_0|, \delta$); модель киральной теории возмущений (ChPT) в следующем-за-лидирующим порядке, в которой $W(z) = G_F M_K^2 (a_s + b_s z) + W^{\pi\pi}(z)$ со свободными параметрами (a_s, b_s) и с вычисленной в явном виде пионной петлей $W^{\pi\pi}(z)$; комбинированная киральная теория возмущений с КХД с большим N_c , в которой формфактор параметризован как $W(z) \equiv W(\tilde{w}, \beta, z)$, со свободными параметрами (\tilde{w}, β); параметризация, включающая мезонные формфакторы: $W(z) \equiv W(M_a, M_\rho, z)$, где массы резонансов M_a, M_ρ рассматриваются как свободные параметры.

В рамках ChPT относительную вероятность распада $K_S \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$ можно выразить как функцию двух параметров a_S и b_S . В рамках VMD (модель векторной доминантности) эти два параметра связаны соотношением $b_S = 0.4 a_S$. Таким образом, значение параметра $|a_S|$ можно определить из измерения относительной вероятности распада $K_S \rightarrow \pi^0 \ell^+ \ell^-$

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-) \simeq 5.2 \times 10^{-9} a_S^2, \quad (2.12)$$

$$B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) \simeq 1.2 \times 10^{-9} a_S^2. \quad (2.13)$$

Значения параметров a_S и b_S можно определить из совместного анализа $B(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ и $B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$.

Если относительные вероятности распадов $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ известны, можно предсказать CP-нарушающую компоненту соответствующую

щих K_L распадов как функцию $\text{Im}(\lambda_t)$ с точностью до знака:

$$B(K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)_{\text{CPV}} \times 10^{12} = C_{\text{MIX}} \pm C_{\text{INT}} \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right) + C_{\text{DIR}} \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right)^2, \quad (2.14)$$

где

$$C_{\text{MIX}} = 3.1 \times 10^9 B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-), \quad C_{\text{INT}} = 4.6 \times 10^4 \sqrt{B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)}, \\ C_{\text{DIR}} = 1.0.$$

C_{INT} коэффициент интерференционного члена прямой (C_{DIR}) и не прямой (C_{MIX}) CPV компонент, а $\lambda_t = V_{td} V_{ts}^*$.

Аналогичным образом для распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ можно записать

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{CPV}} \times 10^{12} \simeq 15.3 a_S^2 - 6.8 a_S \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right) + 2.8 \left(\frac{\text{Im}(\lambda_t)}{10^{-4}} \right)^2. \quad (2.15)$$

До проведения экспериментов коллаборацией NA48 распады $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ не наблюдались. В диссертации приведены результаты выполненных исследований распадов $K_S^0 \rightarrow \pi l^+ l^-$ и $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$.

3 Экспериментальные установки и анализ данных

Представленные в диссертации исследования проводились с использованием двух экспериментальных комплексов — HYPERON, расположенных на Серпуховском ускорителе У-70 в России и NA48, работающий на ускорителе SPS в CERN. В этой главе дано краткое описание двух установок и представлены основные элементы анализа набранных с их помощью данных.

Установка HYPERON. Спектрометрический комплекс HYPERON расположен на 18-ом канале Серпуховского ускорителя У-70 в несепарированном пучке положительно заряженных частиц (e , μ , π , K , и p) с энергией в диапазоне 2–15 GeV. Установка состоит из двух частей — пучковый спектрометр и спектрометр вторичных частиц [10].

В состав пучкового спектрометра входят спектрометрический магнит SP 129, четыре станции пропорциональных камер, две из которых расположены перед магнитом и две — за ним, четыре пороговых черенковских счетчика и четыре сцинтилляционных детектора. Импульс частиц измеряется с точностью ≤ 0.5 %.

Спектрометр вторичных частиц (Рис. 1) построен на базе модифицированного магнита MS12. В состав спектрометра входят 19 пропорциональных

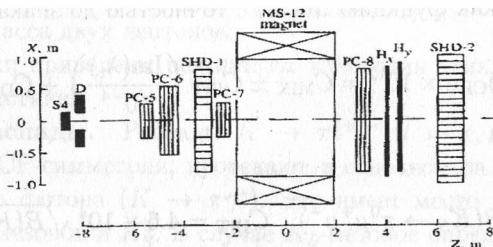


Рис. 1: Спектрометр вторичных частиц.

камер, объединенные в четырех станциях PC5–PC8, три из которых расположены перед магнитом и одна — за ним. Разрешение спектрометра по импульсам составляет 2.3 % для частиц с импульсом 10 GeV/c [2, 3, 6].

Сцинтилляционный годоскоп расположен за магнитом MS12 и состоит из двух плоскостей H_x и H_y . Энергия фотонов и электронов измеряется электромагнитными калориметрами SHD-1 и SHD-2, построенными из свинцового стекла [1, 5, 9]. Разрешение калориметров задается как $\frac{\sigma_E}{E} = a + \frac{b}{\sqrt{E[\text{GeV}]}}$ где $a = 0.01(0.02)$ и $b = 0.06(0.07)$ GeV^{1/2} для SHD-1 (SHD-2).

Программа исследований распадов заряженных K-мезонов на установке HYPERON была разработана в конце восьмидесятых годов [4, 7]. После тестового набора данных была проведена реконструкция экспериментального оборудования с целью улучшения эффективности регистрации каонных распадов. Последовал период, в котором укоритель в Серпухове не работал и проведение исследований было исключительно затруднено. Все это привело только к частичной реализации запланированных исследований. В конце 90-ых годов было подготовлено новое предложение эксперимента по изучению каонных распадов [11] и были получены предварительные результаты по измерению наклона λ векторного формфактора распада $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ [12, 13]. Полная программа этих исследований так и не была реализована. Несмотря на то, что с момента первоначального предложения прошло много лет, программа исследований оставалась актуальной, и это стимулировало ее реализацию в полном объеме в экспериментах, проводимых коллаборацией NA48 на ускорителе SPS в CERN.

Установка NA48. Установка NA48 состоит из системы формирования пучка, вакуумного распадного объема и детекторного комплекса. Протоны с импульсом 400 GeV/c из ускорителя SPS наводятся на бериллиевую мишень длиной 400 mm и диаметром 2 mm. Мишень для K_S расположена в 6 м, а для пучка заряженных каонов — в 120 м от распадного объема.

Пучки нейтральных и заряженных каонов. Одновременные K_S и K_L

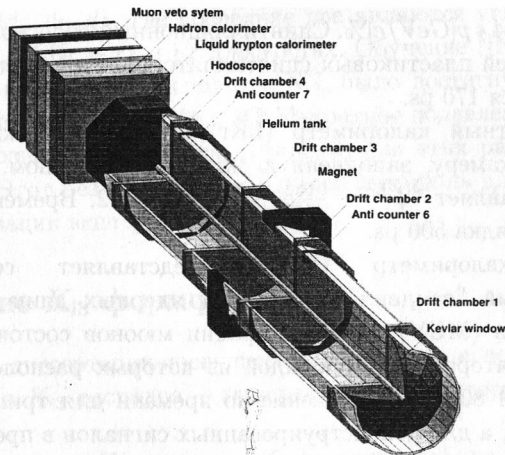


Рис. 2: Схема экспериментальной установки NA48.

пучки (NA48) формируются следующим образом: рожденные на бериллиевой мишени заряженные частицы, как и протоны, не давшие взаимодействия в мишени, отклоняются дипольным магнитом. Нейтральный пучок, сформированный при помощи серии коллиматоров, последний из которых расположен в 126 м после мишени, в основном состоит из долгоживущих К-мезонов, нейтронов и фотонов. Часть протонов, не давших взаимодействия в мишени, выводится на K_S мишень.

Для получения интенсивных пучков K_S и нейтральных гиперонов (NA48/1) из SPS на K_S мишень выводится протонный пучок интенсивностью 5×10^{10} частиц в цикле. Таким образом обеспечивается примерно 2×10^5 K_S распадов за цикл. Импульсы K_S -мезонов изменяются в диапазоне 60–200 GeV/c, со средним значением около 110 GeV/c.

Для изучения распадов заряженных каонов (NA48/2), рожденные в мишени частицы проходят через серию коллиматоров и два ахромата, которые формируют пучок со средним импульсом 60 ± 2 GeV/c. Второй ахромат используется спектрометром KABES для измерения импульса пучковых частиц с точностью 0.7 % и время прохождения частиц с точностью 0.65 ps.

Детекторный комплекс Продукты распада регистрируются детекторным комплексом, показанным на Рис. 2. Магнитный спектрометр (DCH) состоит из дипольного магнита с двумя трековыми станциями, каждая из них включающая две дрейфовые камеры. Для эксперимента NA48 разрешение спектрометра по импульсам составило $\frac{\delta p}{p} = 0.48 \% \oplus 0.009 * p$ [GeV/c]%, а для эксперимента NA48/2, в котором магнитное поле было уменьшено —

$\frac{\delta p}{p} = 1.02\% \oplus 0.044 * p[\text{GeV}/c]\%$. Сцинтилляционный годоскоп (HOD) состоит из двух плоскостей пластиковых сцинтилляторов. Разрешение годоскопа по времени равняется 170 ps.

Электромагнитный калориметр (LKr) представляет квази-гомогенную ионизационную камеру, заполненную жидким криптоном. Энергетическое разрешение составляет $\frac{\delta(E)}{E} = \frac{0.032}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.09}{E} \oplus 0.0042$. Временное разрешение калориметра порядка 500 ps.

Адронный калориметр (HAC) представляет собой железно-сцинтилляционный "сэндвич" глубиной 7 ядерных длин взаимодействия. Мюонная система (MUV) для регистрации мюонов состоит из трех плоскостей сцинтилляторов, перед каждой из которых расположена стенка из железа толщиной 80 см. Разрешение по времени для триггерного сигнала составляет 1.2 ns, а для реконструированных сигналов в процессе обработки данных доходит до 350 ps.

Идентификация частиц. Для корректного восстановления распадов и подавления возможного фона в исследуемых процессах очень важно обеспечить эффективную идентификацию типа частиц. Относительно легко можно идентифицировать мюоны и фотоны с высокой эффективностью и с вероятностью ошибки на уровне 10^{-4} . Мюоны идентифицируются с помощью отношения E/p , где E — энергия, выделенная заряженной частицей в LKr, а p — импульс частицы, измеренный в магнитном спектрометре. Ожидаемое значение этого отношения для мюонов меньше 0.1. В определенных случаях дополнительно можно потребовать и наличие сигнала в мюонном вето.

Для разделения пионов и электронов используется отличие сигналов, индуцированных этими частицами в электромагнитном калориметре. Можно определить следующие чувствительные к типу частиц величины: E/p — стандартные условия для выделения пионов и электронов соответственно $E/p < 0.8$ и $E/p > 0.9$; $RMS, RMSx, RMSy$ — среднеквадратичное отклонение электромагнитного ливня, ассоциированного с заряженной частицей, и его компоненты в x и y направлениях, $RMS = \sqrt{RMSx^2 + RMSy^2}$; $Dist, Distx, Disty$ — расстояние между точкой попадания заряженной частицы в LKr и центром ассоциированного с ней кластера в LKr, $Dist = \sqrt{Distx^2 + Disty^2}$; E_{max}/E_{all} , где E_{max} — энергия, выделенная в ячейке с максимальным сигналом в данном кластере.

Для реконструкции и выделения большинства распадов наложение условия E/p вполне достаточно. Однако для некоторых исследований (например, измерение формфакторов K_{e4} распадов) это недостаточно. Чтобы обеспечить надежное измерение параметров K_{e4} распадов, была разработана методика идентификации типа частиц с использованием нейронной сети [14]. На входы NN подаются значения величин $E/p, DIST, RMS, p, RMSx, RMSy$,

$Distx, Disty, dx/dz, dy/dz$, где последние две являются углами входа заряженной частицы в ЛКГ в xz и yz плоскостях. Обучение NN проводилось на экспериментальных данных. Используя NN, было достигнуто дополнительное по сравнению с условием $E/p > 0.9$ 38-кратное подавление фона для K_{e4} распадов, что позволило измерить формфакторы этих распадов с рекордной точностью. Этот результат сыграл решающую роль для утверждения и успешной реализации эксперимента NA48/2.

4 Измерение K_{l3} формфакторов

Четвертая глава диссертации посвящена выполнению первой точки программы исследования K_{l3} распадов — измерение формфакторов их матричных элементов.

$K_L^0 e_3$ формфакторы. Исследования были проведены на ускорителе SPS в CERN с использованием детектора NA48. При обработке данных была выделена совокупность событий, имеющих две реконструированные противоположно заряженные частицы, исходящие из общей вершины, с координатами в распадном объеме детектора. Число этих событий составило 12.6 миллиона. Из этой выборке, налагая дополнительные условия [19], было реконструировано $5.6 \cdot 10^6$ K_{e3} распадов. Для учета радиационных поправок применялся пакет PHOTOS, дополнительно модифицированный с тем, чтобы воспроизводить точные вычисления этих поправок.

Чтобы определить скалярный (f_S), векторные (f_+ и f_-) и тензорный (f_T) формфакторы, необходимо измерить плотность Далиц-плота, которая в системе покоя каона задается как

$$\rho(E_\pi^*, E_e^*) \sim a[f_+(q^2)]^2 + c[f_S + \frac{1}{m_K}(E_\nu^* - E_e^*)f_T]^2, \quad (4.1)$$

где E_i^* энергия частицы i , $f_+(q^2) = f_+(0)(1 + \lambda_+ q^2/m_\pi^2 + \lambda'_+ q^4/m_\pi^4)$, $a = m_K(2E_e^*E_\nu^* - m_K E_\pi')$, $c = m_K^2 E_\pi'$, $E_\pi' = \frac{(m_K^2 + m_\pi^2)}{2m_K} - E_\pi^*$ и $q^2 = (m_K^2 + m_\pi^2 - 2m_K E_\pi^*)$. Плотность Далиц-плота анализировалась в двух гипотезах — о чистом $V-A$ взаимодействии и в предположении о наличии дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий. Результаты приведены в Табл. 1.

Найденные значения скалярных и тензорных формфакторов сопоставимы с нулем. Были определены верхние границы их значений на 90 % уровне достоверности $|f_S/f_+(0)| < 0.041$ и $|f_T/f_+(0)| < 0.12$. Тем самым не наблюдаются отклонения от $V-A$ структуры слабых взаимодействий.

$K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ формфакторы. Это исследование основано на данных, описанных в предыдущем анализе. Было реконструировано 2.3×10^6 $K_L \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ распадов [22]. Были измерены параметры векторного $f_+(t)$

Формфактор	Значение и статистическая ошибка
λ_+	$0.0284 \pm 0.0007_{stat} \pm 0.0013_{syst}$
$ f_S/f_+(0) $	$0.015^{+0.007}_{-0.010} \pm 0.012_{syst}$
$ f_T/f_+(0) $	$0.05^{+0.03}_{-0.04} \pm 0.03_{syst}$
λ_+ лин. пар.	$0.0288 \pm 0.0004_{stat} \pm 0.0011_{syst}$
λ_+ квадр. пар.	$0.0280 \pm 0.0019_{stat} \pm 0.0015_{syst}$
λ'_+ квадр. пар.	$0.0002 \pm 0.0004_{stat} \pm 0.0002_{syst}$

Таблица 1: Результаты фита для двух гипотез: о чистом $V - A$ взаимодействии и при наличии дополнительных скалярных и тензорных взаимодействий.

и скалярного $f_0(t)$ формфакторов (см.(2.4) и (2.5)) и получены следующие результаты для линейного и квадратичного членов в разложении векторного формфактора: $\lambda'_+ = (20.5 \pm 2.2_{stat} \pm 2.4_{syst}) \times 10^{-3}$, $\lambda''_+ = (2.6 \pm 0.9_{stat} \pm 1.0_{syst}) \times 10^{-3}$ и $\lambda_0 = (9.5 \pm 1.1_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3}$. Квадратичный член совместим с нулем. Линейная аппроксимация приводит к $\lambda_+ = (26.7 \pm 0.6_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3}$, и $\lambda_0 = (11.7 \pm 0.7_{stat} \pm 1.0_{syst}) \times 10^{-3}$. На Рис. 3 приведены наши результаты вместе с результатами экспериментов KLOE, KTeV и ISTRA+. Видно, что результаты согласуются хорошо в пределах ошибок. Значения коэффициента квадратичного члена, найденные в экспериментах NA48 и KTeV, больше значений, измеренных в других K_{e3}^0 экспериментах. В случае линейной параметризации, полученное для λ_+ значение находится в хорошем согласии с другими измерениями, однако значение λ_0 сдвинуто в сторону меньших значений.

В случае полюсной параметризации формфакторов получаем $m_V = (905 \pm 9_{stat} \pm 17_{syst})(\text{MeV}/c)^2$ и $m_S = (1400 \pm 46_{stat} \pm 53_{syst})(\text{MeV}/c)^2$. Эти значения хорошо согласуются с массами $K^*(892)$ и $K^*(1430)$ соответственно.

Применяя дисперсионную параметризацию (2.6, 2.7) находим $\Lambda_+ = (23.3 \pm 0.5_{stat} \pm 0.8_{syst}) \times 10^{-3}$ и $\ln C = (143.8 \pm 8.0_{stat} \pm 11.2_{syst}) \times 10^{-3}$, где $\ln C = \ln(\tilde{f}_0(t_{CT}))$.

Полученные значения формфакторов использовались при измерении относительных вероятностей этих распадов.

$K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ формфакторы. Исследование этого распада было выполнено на Серпуховском ускорителе с использованием детектора HYPERON на 15 лет раньше измерений в экспериментах NA48. Для анализа плотности Далиц-плота было использовано 32 000 реконструированных событий $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ распадов [8]. Аппроксимация экспериментальных данных приводит к: $\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$, $|f_S/f_+(0)| = 0.070^{+0.016}_{-0.016}$ и $|f_T/f_+(0)| = 0.53^{+0.09}_{-0.10}$.

Значение линейного коэффициента в разложении векторного формфактора $\lambda_+ = 0.0284 \pm 0.0027 \pm 0.002$ находится в хорошем согласии с предыдущими

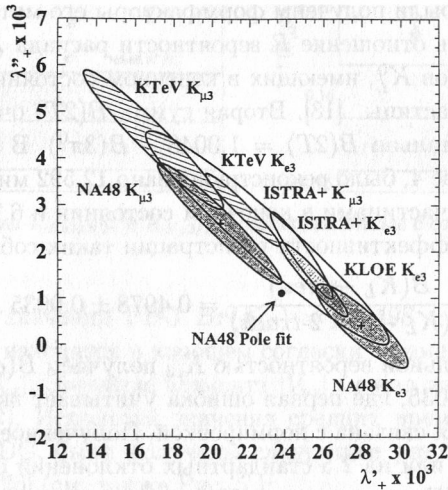


Рис. 3: 1σ -контурные плотности в плоскости $\lambda'_+ - \lambda''_+$, показывающие результаты квадратичной параметризации векторного формфактора для распадов $K_{\mu 3}^0$ и $K_{e 3}^0$, полученные в эксперименте NA48, вместе с результатами экспериментов KLOE, KTeV и ISTR A+. Точками представлены значения коэффициентов λ'_+ и λ''_+ в разложении в ряд Тейлора полюсного формфактора. Результаты ISTR A+ умножены на фактор $(m_{\pi^+}/m_{\pi^0})^2$.

измерениями этой величины. Надо отметить, что полученные в этом эксперименте ненулевые значения скалярного и тензорного формфакторов не были подтверждены проведенными десять лет спустя измерениями в экспериментах ISTR A+ и KEK E296. С другой стороны, эти результаты сыграли решающую роль для проведения программы измерений матричных элементов $K_{e 3}$ распадов, реализованной коллаборацией NA48.

5 Измерение относительных вероятностей распадов $K_{l 3}$

Условие унитарности матрицы СКМ приводит к соотношению для членов первой строки $|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1$. Вклад элемента V_{ub} несуществен, $|V_{ub}|^2 \simeq 10^{-5}$. Значение $|V_{ud}| = 0.9738 \pm 0.0005$ определено с достаточно хорошей точностью [PDG 2004]. Подставляя значение $|V_{ud}|$, получаем $|V_{us}| = 0.2274 \pm 0.0021$. Это значение отличалось на 2.2 стандартных отклонений от измеренного [PDG 2004] $|V_{us}| = 0.2200 \pm 0.0026$. В пятой главе представлены результаты измерения относительных вероятностей $K_{l 3}$ распадов и определения значения $|V_{us}|$.

Относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$. Для измерения от-

носительной вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu$ были использованы данные, из которых до этого были получены формфакторы его матричного элемента (Глава 4). Измерялось отношение R вероятности распада K_{e3} к сумме вероятностей всех распадов K_L^0 , имеющих в конечном состоянии две противоположно заряженные частицы [18]. Вторая сумма $B(2T)$ очень хорошо определяется экспериментально $B(2T) = 1.0048 - B(3\pi^0)$. В результате селекции, описанной в главе 4, было реконструировано 12.592 миллиона событий с двумя заряженными частицами в конечном состоянии и 6.759 миллиона K_{e3} распадов. С учетом эффективности регистрации таких событий

$$R = \frac{B(K_L \rightarrow \pi e \nu)}{B(K_L \rightarrow \text{all } 2\text{-track})} = 0.4978 \pm 0.0035. \quad (5.1)$$

Отсюда для относительной вероятностью K_{e3} получаем $B(e3) = R * B(2T) = 0.4010 \pm 0.0028 \pm 0.0035$, где первая ошибка учитывает экспериментальные погрешности, а вторая связана с нормировкой. Полученное значение отличается на $(3.3 \pm 1.3) \%$ или на 2.5 стандартных отклонений от приведенного в PDG 2004 значения. Ширину распада $K_L \rightarrow \pi e \nu$ можно определить, используя время жизни K_L , $\tau(K_L) = (5.15 \pm 0.04) \times 10^{-8}$ s, $\Gamma(K_{e3}) = B(e3)/\tau(K_L) = (7.79 \pm 0.11) \times 10^6$ s $^{-1}$.

Относительные вероятности распадов $K^\pm \rightarrow \pi^0 l^\pm \nu$. Для этого исследования использовались данные, полученные детекторным комплексом NA48/2 в пучке одновременных K^+ и K^- -мезонов с импульсом 60 GeV/c. Измерялись соотношения [25]:

$$\mathcal{R}_{K_{e3}/K_{2\pi}} \equiv \frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)}, \quad \mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{2\pi}} \equiv \frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0)} \quad (5.2)$$

и

$$\mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{e3}} \equiv \frac{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 \mu^\pm \nu)}{\Gamma(K^\pm \rightarrow \pi^0 e^\pm \nu)}. \quad (5.3)$$

Было реконструировано 56K (31K), 49K (28K) и 462K (256K) событий K_{e3}^+ (K_{e3}^-), $K_{\mu 3}^+$ ($K_{\mu 3}^-$) и $K_{2\pi}^+$ ($K_{2\pi}^-$) распадов соответственно. После комбинирования результатов измерений для K^+ и K^- , получено: $\mathcal{R}_{K_{e3}/K_{2\pi}} = 0.2470 \pm 0.0009(stat) \pm 0.0004(syst)$, $\mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{2\pi}} = 0.1637 \pm 0.0006(stat) \pm 0.0003(syst)$ и $\mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{e3}} = 0.663 \pm 0.003(stat) \pm 0.001(syst)$. Результаты для $\mathcal{R}_{K_{e3}/K_{2\pi}}$ и $\mathcal{R}_{K_{\mu 3}/K_{2\pi}}$ показаны на Рис. 4.

Используя значение $Br(K_{2\pi}) = 0.2092 \pm 0.0012$ [PDG 2006], для относительных вероятностей полулептонных распадов получаем: $Br(K_{e3}) = 0.05168 \pm 0.00019(stat) \pm 0.00008(syst) \pm 0.00030(norm)$ и $Br(K_{\mu 3}) = 0.03425 \pm 0.00013(stat) \pm 0.00006(syst) \pm 0.00020(norm)$. Основной вклад в неопределенность этого результата вносит точность измерения относительной вероятности распада $K_{2\pi}$. Найденные нами значения для вероятностей распадов

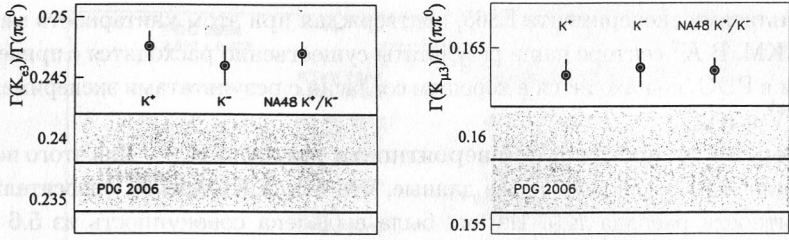


Рис. 4: Результаты для $\mathcal{R}_{K_{e3}/K_{2\pi}}$ и $\mathcal{R}_{K_{\mu3}/K_{2\pi}}$, сопоставленные с соответствующими результатами PDG 2006.

K_{e3} и $K_{\mu3}$ выше значений PDG $Br(K_{e3}) = 0.0498 \pm 0.0007$ и $Br(K_{\mu3}) = 0.0332 \pm 0.0006$ и находятся в хорошем согласии с измерением BNL-E865.

Определение $|V_{us}|$. Значение элемента $|V_{us}|$ можно извлечь из параметров K_{e3} распадов (2.2). Используя значения средних времен жизни K^\pm и K_L^0 , приведенных в PDG, были получены следующие результаты для значения $|V_{us}|f_+(0)$ [18, 21, 25] (см. также Рис. 5) :

$$\begin{aligned} |V_{us}|f_+(0) &= 0.2146 \pm 0.0016 & K_{e3}^0 \\ |V_{us}|f_+(0) &= 0.2188 \pm 0.0012 & K_{l3}^\pm \end{aligned}$$

Используя значения формфакторов, вычисленные в рамках $ChPT$, для $|V_{us}|$ находим $|V_{us}|^{K^0\pi^+} = 0.2187 \pm 0.0016_{exp} \pm 0.0023_{th}$ и $|V_{us}|^{K^\pm\pi^0} = 0.2277 \pm 0.0012_{exp} \pm 0.0019_{th}$.

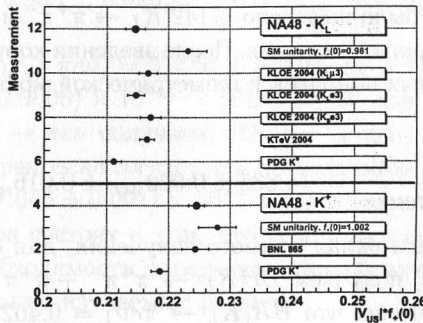


Рис. 5: $|V_{us}|f_+^{K\pi}(0)$.

Ошибки в значении $|V_{us}|$ определяются в основном неопределенностью теоретического вычисления $O(p^6)$ вклада в $f_+^{K^+\pi^0}(0)$. Значения, полученные в результате измерения параметров заряженных K_{l3} распадов, существенно отличаются от приведенных в PDG значений и находятся в хорошем согласии с

результатами эксперимента E865, подтверждая при этом унитарность матрицы СКМ. В K^0 секторе наши результаты существенно расходятся с приведенными в PDG, но находятся в хорошем согласии с результатами экспериментов KTEV и KLOE.

Измерение относительной вероятности распада $K_{e3}\gamma$. Для этого исследования использовались те же данные, что и для измерения относительной вероятности распада K_{e3} . Из них была выделена совокупность из $5.6 \cdot 10^6$ полностью реконструированных событий инклюзивных K_{e3} распадов. В эту выборку входят и радиационные распады $K_{e3}\gamma$. Для их селекции было наложено дополнительное требование наличия зарегистрированного в ЛКг γ , выполняющего условия $E_\gamma^* > 30 \text{ MeV}$ и $\theta_{e\gamma}^* > 20^\circ$, где E_γ^* — энергия фотона и $\theta_{e\gamma}^*$ — угол между фотоном и электроном в системе покоя каона [20]. Было реконструировано 18977 $K_{e3\gamma}$ и $5.594 \cdot 10^6$ K_{e3} событий. Из этой подборки для отношения вероятностей R получается: $Br(K_{e3\gamma}^0, E_\gamma^* > 30 \text{ MeV}, \theta_{e\gamma}^* > 20^\circ) / Br(K_{e3}^0) = (0.964 \pm 0.008_{-0.009}^{+0.011}) \%$. Наш результат находится в хорошем согласии с теоретическими вычислениями и существенно отличается от результата коллаборации KTEV. После опубликования нашего результата, коллаборация KTEV пересмотрела свой анализ данных и получила значение для R, совместимое с результатом NA48.

Измерение отношения $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-) / \Gamma(K_L \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu)$ и определение параметра CP-нарушения $|\eta_{+-}|$. Из выборки реконструированных каонных распадов с двумя заряженными частицами в конечном состоянии, после наложения дополнительных кинематических условий и идентификации продуктов распадов, было выделено 47142 $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и 4999126 K_{e3} полностью реконструированных распадов. После введения коррекции для фоновых событий, радиационных поправок и геометрической эффективности детектора, получили [23]

$$\frac{\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{\Gamma(K_L \rightarrow \pi e \nu)} = (4.835 \pm 0.022_{stat.} \pm 0.016_{syst.}) \times 10^{-3}$$

Вычитывая из сигнала вклад прямого излучения, для относительной вероятности распада $K_{2\pi}$ получаем $Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^- + \pi^+\pi^-\gamma(1B)) = (1.941 \pm 0.019) \times 10^{-3}$, где учтено, что $BR(K_L \rightarrow \pi e \nu) = 0.4022 \pm 0.0031$. Этот результат позволяет определить $Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)$ и параметр CP-нарушения:

$$|\eta_{+-}| = \sqrt{\frac{BR(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{BR(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} \cdot \frac{\tau_{KS}}{\tau_{KL}}} = (2.223 \pm 0.012) \times 10^{-3},$$

При сравнении результатов по измерению $Br(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)$, показанных на Рис. 6, надо обратить внимание на то, что измерение KLOE инклюзивное

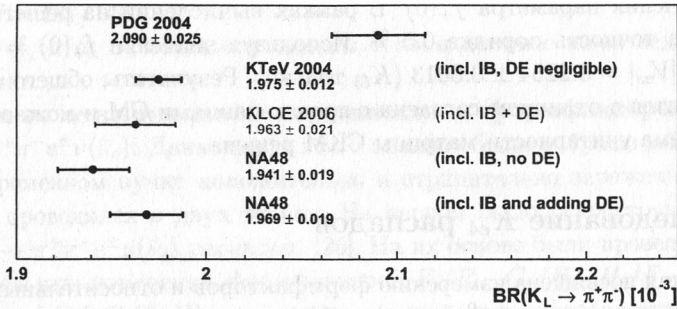


Рис. 6: Сравнение результатов для $BR(K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-)$.

и включает в себя как внутреннее тормозное излучение IB , так и прямое излучение DE . Учитывая вклад DE компоненты в нашем результате, получаем значение для относительной вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$, которое находится в очень хорошем согласии с результатом KLOE. Результаты измерений трех экспериментов (NA48, KLOE и KTeV) находятся в противоречии с результатами предыдущих измерений, обобщенных в PDG 2004.

Определение отношения частот распадов $K_S \rightarrow \pi \nu / K_L \rightarrow \pi \nu$. Представленное здесь измерение основано на данных, набранных с использованием детектора NA48/1 в высокоинтенсивном пучке K_S^0 -мезонов. Из них было извлечено 408000 распадов $K^0 \rightarrow \pi \nu$. Аппроксимируя распределение событий по оси Z с выражением, приведенным в (2.8), для параметра $|\eta|^2$ получаем [24]: $|\eta|^2 = 0.993 \pm 0.026_{stat} \pm 0.022_{syst}$, что отлично согласуется с предсказаниями СМ.

Используя $BR(K_L \rightarrow \pi \nu) = 0.4053 \pm 0.0015$, $\tau_L = (5.114 \pm 0.021) \times 10^{-8}$ с, и $\tau_S = (0.8958 \pm 0.0006) \times 10^{-10}$ с [PDG 2006], для относительной вероятности распада $K_S \rightarrow \pi \nu$ получаем: $BR(K_S \rightarrow \pi \nu) = (7.046 \pm 0.18_{stat} \pm 0.16_{syst}) \times 10^{-4}$, что прекрасно согласуется с результатом коллаборации KLOE $BR(K_S \rightarrow \pi \nu) = (7.046 \pm 0.091) \times 10^{-4}$. Существенное преимущество приведенных результатов состоит в том, что они получены без использования “мечения” и без необходимости определять абсолютную эффективность детектора для регистрации изучаемых распадов.

Обобщение: полуплеитонные K_{l3} распады. За последние годы несколько исключительно прецизионных экспериментов, среди них NA48, измерили основные параметры распадов K_{l3} . Относительные вероятности практически всех основных мод распадов К-мезонов претерпели существенные изменения. В результате повышения точности измерения относительных вероятностей новое среднее значение $|V_{us}| \times f_+(0) = 0.2163(5)$ имеет неопределенность на уровне 0.2 %. Одновременно достигнут существенный прогресс в вычис-

лении значения параметра $f_+(0)$. В рамках вычислений на решетках была достигнута точность порядка 0.5 %. Используя значение $f_+(0) = 0.959(5)$, получаем $|V_{us}| = 0.2254 \pm 0.0013$ (K_{E3} только). Результаты общего фита для $|V_{us}|$ находятся в отличном согласии с предсказаниями СМ и можно считать, что проблема унитарности матрицы СКМ решена.

6 Исследование K_{e4} распадов

Глава шестая посвящена измерению формфакторов и относительных вероятностей распадов $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$ и $K^\pm \rightarrow \pi^+ \pi^- e^\pm \nu (\bar{\nu}_e)$.

Измерение относительной вероятности и формфакторов распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e (\bar{\nu}_e)$. Эксперимент проводился в 2001г. в пучке с интенсивностью 2×10^7 K_L мезонов за один цикл ускорителя. Для выделения K_{e4} распадов и подавления фона использовалась нейронная сеть, описанная в [14]. Было реконструировано 5464 K_{e4} событий, отвечающих всем требованиям селекции [16]. Фон оценивается в 62 события. Относительная вероятность распада K_{e4} была измерена с использованием нормировочного распада $K_{3\pi}$. Найденное значение $Br(K_{e4}) = (5.21 \pm 0.07_{stat} \pm 0.09_{syst}) \times 10^{-5}$ хорошо согласуется с предыдущими измерениями, но его ошибка в 2.5 раза меньше (Рис. 7). Формфакторы матричного элемента, полученные аппроксимирова-

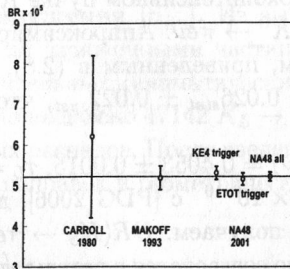


Рис. 7: Относительная вероятность K_{e4} из BNL E631, FNAL E731 и NA48.

нием дифференциального распределения событий по переменным Кабиббо-Максимовича, имеют следующие значения:

$$\begin{aligned}
 \bar{f}_s &= 0.052 \pm 0.006_{stat} \pm 0.002_{syst} \\
 \bar{f}_p &= -0.051 \pm 0.011_{stat} \pm 0.005_{syst} \\
 \lambda_g &= 0.087 \pm 0.019_{stat} \pm 0.006_{syst} \\
 \bar{h} &= -0.32 \pm 0.12_{stat} \pm 0.07_{syst}
 \end{aligned} \tag{6.1}$$

с $\chi^2/ndf = 137/146$.

Фазы δ_s и δ_p не были определены в этом анализе из-за недостаточной статистики.

Измерение относительной вероятности и формфакторов распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu(\bar{\nu}_e)$. Данные для этого анализа были набраны в 2003–2004 г. в одновременном пучке положительно и отрицательно заряженных каонов. Анализ проводился в двух этапах. На первом было реконструировано 677 510 $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu(\bar{\nu}_e)$ распадов [26]. На их основе были проведены только относительные измерения формфакторов F_p/F_s , G_p/F_s , H_p/F_s и фазового смещения δ (2.9, 2.10). Были получены следующие значения относительных формфакторов:

$$\begin{aligned}
 f'_s/f_s &= 0.172 \pm 0.009\text{stat} \pm 0.006\text{syst} \\
 f''_s/f_s &= -0.090 \pm 0.009\text{stat} \pm 0.007\text{syst} \\
 f'_e/f_s &= 0.081 \pm 0.008\text{stat} \pm 0.009\text{syst} \\
 f_p/f_s &= -0.048 \pm 0.004\text{stat} \pm 0.004\text{syst} \\
 g_p/f_s &= 0.873 \pm 0.013\text{stat} \pm 0.012\text{syst} \\
 g'_p/f_s &= 0.081 \pm 0.022\text{stat} \pm 0.015\text{syst} \\
 h_p/f_s &= -0.411 \pm 0.019\text{stat} \pm 0.008\text{syst}
 \end{aligned} \tag{6.2}$$

На втором этапе [27, 28, 30] было найдено 1 108 941 K_{e4} кандидатов (712 288 K^+ и 396 653 K^-). Фон в этой выборке оценивается в 10540 событий или на 0.95 % уровне. Для нормировочного канала $K_{3\pi}$ было реконструировано 18.82×10^6 (12.09×10^6 K^+ и 6.73×10^6 K^-) распадов с несущественным фоном. Для определения относительной вероятности использовалось взвешенное среднее 16 значений, измеренных в восьми независимых наборах данных для двух зарядов каонов. Для вычисления относительной вероятности распада K_{e4} использовалось значение $\text{BR}(K_{3\pi}) = (5.59 \pm 0.04)\%$ [PDG 2012]. В результате этого измерения получили $\Gamma(K_{e4})/\Gamma(K_{3\pi}) = (7.615 \pm 0.008\text{stat} \pm 0.028\text{syst}) \times 10^{-4}$ и

$$\text{BR}(K_{e4}) = (4.257 \pm 0.004\text{stat} \pm 0.016\text{syst} \pm 0.031_{\text{ext}}) \times 10^{-5}. \tag{6.3}$$

В ошибке этого результата доминирует неопределенность в относительной вероятности нормировочного канала. Частота K_{e4} распадов (в с^{-1}) описывается в пятимерном пространстве переменных Кабиббо–Максимовича как

$$d\Gamma_5 = \frac{G_F^2 |V_{us}|^2}{2\hbar(4\pi)^6 m_K^5} \rho(S_\pi, S_e) J_5(S_\pi, S_e, \cos\theta_\pi, \cos\theta_e, \phi) dS_\pi dS_e d\cos\theta_\pi d\cos\theta_e d\phi, \tag{6.4}$$

где $\rho(S_\pi, S_e) = X\sigma_\pi(1 - z_e)$ – фактор фазового пространства, $X = \frac{1}{2}\lambda^{1/2}(m_K^2, S_\pi, S_e)$, $\sigma_\pi = (1 - 4m_\pi^2/S_\pi)^{1/2}$, $z_e = m_e^2/S_e$ и $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 +$

$c^2 - 2(ab + ac + bc)$. J_5 является функцией адронных F , G , R , H формфакторов. Интегрируя $d\Gamma_5$ (6.4) по фазовому пространству, используя измеренные значения формфакторов и вынося постоянные $|V_{us}|$ и f_s за интеграл, для относительной вероятности K_{e4} получаем:

$$\text{BR}(K_{e4}) = \tau_{K^\pm} \cdot (|V_{us}| \cdot f_s)^2 \cdot \int d\Gamma_5 / (|V_{us}| \cdot f_s)^2, \quad (6.5)$$

где τ_{K^\pm} — среднее время жизни K^\pm (в секундах). Отсюда, после вычисления интеграла, с учетом полученного значения $\text{BR}(K_{e4})$ (6.3) и мирового среднего для времени жизни каона $(1.2380 \pm 0.0021) \times 10^{-8}$ с, получаем:

$$|V_{us}| \cdot f_s = 1.285 \pm 0.001_{\text{stat}} \pm 0.004_{\text{syst}} \pm 0.005_{\text{ext}} \quad (6.6)$$

$$f_s = 5.705 \pm 0.003_{\text{stat}} \pm 0.017_{\text{syst}} \pm 0.031_{\text{ext}}, \quad (6.7)$$

(было использовано $|V_{us}| = 0.2252 \pm 0.0009$ [PDG 2012]).

Зная f_s и значения относительных формфакторов [27] можно определить абсолютные значения формфакторов, которые приведены в (0.1). Более подробную информацию можно найти в [31].

Точность измерения (0.8 %) относительной вероятности представляет ~ 3 -кратное улучшение по сравнению с мировым средним $\text{BR}(K_{e4}) = (4.09 \pm 0.10) \times 10^{-5}$. Точность измерения (0.6 %) формфактора $F_s(q^2 = 0, S_e = 0)$ представляет ~ 2 и 4-кратное улучшение соответственно по сравнению со значениями $f_s = 5.75 \pm 0.08$ и $f_s = 5.59 \pm 0.14$, найденными в предыдущих измерениях. Отношение вероятностей $\Gamma(K_{e4})/\Gamma(K_{3\pi})$ измерено с точностью 0.4 %, что ~ 5 раз меньше неопределенности в мировом среднем этой величины $(7.31 \pm 0.16) \times 10^{-4}$. Впервые достигнута точность измерений, сопоставимая с точностью теоретических предсказаний. Это вносит существенный вклад в определение низкоэнергетических констант киральной теории возмущений и позволяет провести строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей.

7 Исследование распадов $K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$

В седьмой главе приведены результаты поиска распадов $K_s^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_s^0 \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ и измерения относительных вероятностей и параметров матричных элементов распадов вида $K \rightarrow \pi \ell^+ \ell^-$.

Распад $K_s^0 \rightarrow \pi e^+ e^-$. До наших измерений распад $K_s^0 \rightarrow \pi e^+ e^-$ не наблюдался. Эксперимент для его поиска был проведен на ускорителе SPS с использованием детектора NA48/1 [15]. Набор данных проходил в интенсивном K_S пучке. При их обработке была применена техника "анализа вслепую". После

открытия сигнальной области, в ней наблюдались семь событий при ожидаемом фоне $0.15^{+0.10}_{-0.04}$, что соответствует сигналу $6.85^{+3.8}_{-1.8}$. Вероятность того, что этот сигнал результат флюктуации фона $\sim 10^{-10}$. Это дало нам основание интерпретировать сигнал как первое наблюдение распада $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$.

Для оценки относительной вероятности этого распада в качестве нормировочного канала было использовано $\sim 8.6 \times 10^6$ $K_S \rightarrow \pi^0 \pi_D^0$ распадов. Относительная вероятность распада $K_S^0 \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ равна: $Br(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-, m_{ee} > 0.165 \text{ GeV}/c^2) = (3.0^{+1.5}_{-1.2}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})) \times 10^{-9}$.

Были определены также значение параметра a_S (2.12), $|a_S| = (1.06^{+0.26}_{-0.21}(\text{stat}) \pm 0.07(\text{syst}))$. Используя мировое среднее $Im(\lambda_t) = (1.30 \pm 0.12) \times 10^{-4}$, для относительной вероятности распада $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ (2.15) приходим: $BR(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{CPV} \simeq (17.2_{\text{indirect}} \pm 9.4_{\text{interference}} + 4.7_{\text{direct}}) \times 10^{-12}$

Распад $K_S^0 \rightarrow \pi \mu^+ \mu^-$. Для этого измерения использовались те же данные и такая же методика анализа, что и в предыдущем параграфе. После наложения всех требований реконструкции в сигнальной области наблюдалось шесть событий при ожидаемом фоне $0.22^{+0.18}_{-0.11}$ событий [17]. Поток K_S мезонов был оценен при помощи 32 миллиона полностью реконструированных $K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-$ распадов. Для относительной вероятности $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ получили $B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-) = [2.9^{+1.5}_{-1.2}(\text{stat}) \pm 0.2(\text{syst})] \times 10^{-9}$. В рамках модели векторной доминантности можно определить параметр $|a_S|$ (2.13): $|a_S|_{\mu\mu} = 1.54^{+0.40}_{-0.32} \pm 0.06$. Это значение хорошо согласуется со значением, полученным при исследовании распада $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. Области допустимых значений параметров a_S и b_S можно определить из совместного анализа $B(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$ и $B(K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-)$: $a_S = -1.6^{+2.1}_{-1.8}$, $b_S = 10.8^{+5.4}_{-7.7}$ и $a_S = 1.9^{+1.6}_{-2.4}$, $b_S = -11.3^{+8.8}_{-4.5}$. Комбинируя CPV и CPC компонент, можно оценить полную относительную вероятность $K_L \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$ распада на 19×10^{-12} или 13×10^{-12} в зависимости от знака интерференционного члена амплитуд прямого и непрямого CP нарушения.

Распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$. Представленные результаты прецизионного исследования распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ основаны на данных, набранных экспериментом NA48/2 в одновременных пучках K^\pm -мезонов с энергией 60 GeV в 2003-2004 гг. [29]. Относительная вероятность $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ измерялась по отношению к нормировочному каналу $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$, где $\pi_D^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ – Далиц распад π^0 -мезона. Чтобы подавить основной источник фона ($K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$) и фон за счет других распадов, таких как π_D^0 и $\pi_{DD}^0 \rightarrow 4e^\pm$, требовалось, чтобы инвариантная масса пары $e^+ e^-$ была выше массы π^0 : $z = (M_{ee}/M_K)^2 > 0.08$, что соответствует $M_{ee} > 140 \text{ MeV}/c^2$. Было выделено $N_{\text{пее}} = 7253$ $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\gamma)$ кандидатов, из которых 4613 (2640) K^+ (K^-)-распадов. Фон в этой выборке оценивается на уровне 1 %. В нормировочном канале было выделено

Таблица 2: Модельно-независимые $BR_{mi}(z > 0.08)$ и результаты фита параметров моделей.

$BR_{mi} \times 10^7 =$	$2.28 \pm 0.03_{stat.} \pm 0.04_{syst.} \pm 0.06_{ext.} =$	2.28 ± 0.08
Модель (1)		
$ f_0 =$	$0.531 \pm 0.012_{stat.} \pm 0.008_{syst.} \pm 0.007_{ext.} =$	0.531 ± 0.016
$\delta =$	$2.32 \pm 0.15_{stat.} \pm 0.09_{syst.} =$	2.32 ± 0.18
$BR_1 \times 10^7 =$	$3.05 \pm 0.04_{stat.} \pm 0.05_{syst.} \pm 0.08_{ext.} =$	3.05 ± 0.10
Модель (2)		
$a_+ =$	$-0.578 \pm 0.012_{stat.} \pm 0.008_{syst.} \pm 0.007_{ext.} =$	-0.578 ± 0.016
$b_+ =$	$-0.779 \pm 0.053_{stat.} \pm 0.036_{syst.} \pm 0.017_{ext.} =$	-0.779 ± 0.066
$BR_2 \times 10^7 =$	$3.14 \pm 0.04_{stat.} \pm 0.05_{syst.} \pm 0.08_{ext.} =$	3.14 ± 0.10
Модель (3)		
$\bar{w} =$	$0.057 \pm 0.005_{stat.} \pm 0.004_{syst.} \pm 0.001_{ext.} =$	0.057 ± 0.007
$\beta =$	$3.45 \pm 0.24_{stat.} \pm 0.17_{syst.} \pm 0.05_{ext.} =$	3.45 ± 0.30
$BR_3 \times 10^7 =$	$3.13 \pm 0.04_{stat.} \pm 0.05_{syst.} \pm 0.08_{ext.} =$	3.13 ± 0.10
Модель (4)		
$M_a/GeV/c^2 =$	$0.974 \pm 0.030_{stat.} \pm 0.019_{syst.} \pm 0.002_{ext.} =$	0.974 ± 0.035
$M_\rho/(GeV/c^2) =$	$0.716 \pm 0.011_{stat.} \pm 0.007_{syst.} \pm 0.002_{ext.} =$	0.716 ± 0.014
$BR_4 \times 10^7 =$	$3.18 \pm 0.04_{stat.} \pm 0.05_{syst.} \pm 0.08_{ext.} =$	3.18 ± 0.10

$N_K = 1.212 \times 10^7$ кандидатов в распад $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi_D^0$ с примесью фоновых событий на уровне 0.15 %.

Измеренные значения модельно-независимой относительной вероятности $BR_{mi}(z > 0.08)$, вместе с параметрами исследуемых моделей, и соответствующие относительные вероятности в полной области значений переменной z приведены в Табл. 2. Каждая из четырех моделей дает удовлетворительное описание данных. Имеющаяся статистика не позволяет сделать вывод о том, какая из обсуждаемых моделей лучше.

Относительная вероятность в полном кинематическом интервале (включая $z < 0.08$), вычисленная как среднее значений, полученных в рамках моделей (1) и (4), равна:

$$BR = (3.11 \pm 0.04_{stat.} \pm 0.05_{syst.} \pm 0.08_{ext.} \pm 0.07_{model}) \times 10^{-7} = (3.11 \pm 0.12) \times 10^{-7}.$$

Полученное значение находится в хорошем согласии с предыдущими измерениями.

Было проведено измерение относительных вероятностей отдельно для K^+ и K^- распадов. Получены следующие значения в полном кинематическом диапазоне: $BR^+ = (2.99 \pm 0.05_{stat.}) \times 10^{-7}$ и $BR^- = (3.13 \pm 0.08_{stat.}) \times 10^{-7}$. Это позволило провести первое измерение CP-нарушающей асимметрии вероятностей K^+ и K^- распадов $\Delta(K_{\pi ee}^\pm) = (BR^+ - BR^-)/(BR^+ + BR^-) = (-2.2 \pm 1.5_{stat.} \pm 0.6_{syst.}) \times 10^{-2}$. Отсюда получаем консервативную границу для зарядовой асимметрии $|\Delta(K_{\pi ee}^\pm)| < 2.1 \times 10^{-2}$ на 90% уровне достоверности.

Заключение

Исследование полуплептонных распадов каонов предоставляет исключительно богатые возможности для прецизионной проверки предсказаний СМ и поиска новой физики. В диссертации приведены основные аргументы и сформулированы нерешенные проблемы, мотивирующие проведение представленных исследований.

Была разработана обширная программа изучения каонных распадов на Серпуховском ускорителе с детектором HYPERON. Проведена оптимизация детектора, построен электромагнитный калориметр и исследованы его характеристики. После частичной реализации запланированных исследований на установке HYPERON эта программа была полностью реализована на ускорителе SPS в CERN на экспериментальном комплексе NA48. Для достижения поставленных целей был разработан новый метод идентификации частиц в эксперименте NA48/2 с использованием нейронных сетей, который позволил успешно выделить K_{e4} распады из фона без применения дополнительного детектора переходного излучения стоимостью 1 мил. долларов. Этот результат сыграл ключевую роль для утверждения и успешной реализации эксперимента NA48/2.

Разработана новая методика прецизионного измерения полуплептонных распадов каонов. Самые существенные элементы этой методики являются высокая эффективность распознавания частиц и корректный учет радиационных поправок.

Измерены с наилучшей точностью параметры матричных элементов полуплептонных распадов $K_{\ell 3}$. Исследован возможный вклад скалярных и тензорных взаимодействий. Измеренные значения соответствующих формфакторов сопоставимы с нулем и соответственно получены самые жесткие ограничения на их вклад в слабые процессы. Эти результаты внесли существенный вклад в разработку теоретических моделей адронных взаимодействий при малых переданных импульсах.

Проведено измерение относительных вероятностей $K_{\ell 3}$ распадов, причем полученные значения отличались на уровне до 3σ от опубликованных в PDG 2004. В результате этих измерений были пересмотрены значения относительных вероятностей всех основных мод каонных распадов и современные значения PDG в значительной мере определяются результатами наших экспериментов. Определены значения элемента V_{cs} матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы и показано, что условие унитарности для элементов первой строки выполняется, что решило давно стоявшую проблему.

Измерена относительная вероятность радиационного распада $K^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu \gamma$. Это измерение устранило существенную расходимость между экс-

периментом и теорией и заставило коллаборацию KTeV пересмотреть свой результат. Новые данные KTeV подтвердили наше измерение.

Измерено отношение $\Gamma_{K_{2\pi}}/\Gamma_{K_{e3}}$ и определена относительная вероятность CP-нарушающего распада $K_L \rightarrow \pi^+\pi^-$ и значение CP-нарушающего параметра $|\eta_{+-}|$. Этот результат относится к числу трех наиболее точных измерений данного параметра.

Измерено отношение ширины распадов $K_S \rightarrow \pi e \nu$ и $K_L \rightarrow \pi e \nu$. Результат находится в согласии с предсказаниями Стандартной модели. Проведено самое точное измерение относительной вероятности распада $Br(K_S \rightarrow \pi e \nu)$.

Проведено исследование K_{e4} распадов. Измерена относительная вероятность распада $K_L \rightarrow \pi^\pm \pi^0 e^\mp \nu_e(\bar{\nu}_e)$ и значения формфакторов \bar{f}_s , \bar{f}_p , λ_g и \bar{h} его матричного элемента. Определено значение параметра L_3 кирального Лагранжиана с точностью, превышающей точности теоретических оценок, полученных аппроксимированием данных предыдущих измерений. Исследованы формфакторы адронного матричного элемента распада $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu(\bar{\nu}_e)$ в десяти независимых интервалах по инвариантной массе $\pi\pi$. Измерена также относительная вероятность этого распада. Точность измерения всех параметров повышена в несколько раз (от 2 до 5). Впервые достигнута точность измерений, сопоставимая с точностью теоретических предсказаний. Это вносит существенный вклад в определение низкоэнергетических констант киральной теории возмущений и позволяет провести строгую проверку предсказаний низкоэнергетических КХД моделей.

Впервые наблюдались редкие распады $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ и $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$. Определены относительные вероятности этих распадов. На рекордной статистике измерена в полном кинематическом диапазоне относительная вероятность распада $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^- (\gamma)$. Формфактор W был параметризован согласно предсказаниям нескольких моделей и были получены наиболее точные значения соответствующих параметров теории. Впервые была исследована возможная CP-нарушающая разница ширины K^+ и K^- распадов и поставлена соответствующая верхняя граница на 90 % уровне достоверности.

Представленные в диссертации исследования можно обобщить как проведение прецизионных измерений параметров матричных элементов и относительных вероятностей полуплептонных распадов нейтральных и заряженных каонов. Полученные результаты относятся к точнейшим измерениям исследуемых величин. Они позволили провести прецизионную проверку предсказаний Стандартной модели, поиск физики вне СМ и определение ряда параметров феноменологических моделей сильных взаимодействий. Семнадцать из полученных результатов вошли в мировые таблицы PDG. В ближайшие годы не планируются новые измерения полуплептонных распадов.

В заключение надо отметить, что исследования редких процессов, в том

числе очень редких распадов каонов, предлагают альтернативный подход к поискам физики вне СМ, наряду с экспериментами при сверхвысоких энергиях, который не только их дополняет, но и открывает доступ к областям параметрического пространства моделей, обобщающих СМ, которые недоступны для экспериментов на ЛНС. Поэтому проведение исследований распадов каонов остается одним из самых актуальных направлений современной физики элементарных частиц.

Список работ, опубликованных автором по теме диссертации

- [1] G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*, *Characteristics Of Lead Glass Hodoscopic Electromagnetic Calorimeter With Aperture Of 2-M**2*, Instrum. Exp. Tech. **30**, 808 (1987)
- [2] V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*, *Algorithm of multitrack event recognition for HYPERON facility*, JINR Commun., P10-85-705, Dubna, 1985.
- [3] V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*, *A programme for geometrical reconstruction of multitrack events in the spectrometer HYPERON*, JINR, 1-10-86-302, Dubna, 1986
- [4] L. Litov, *Investigation of K^+ meson decays*, In: Proc. 3rd JINR Young Sci. Sem. in Exp. Phys., Dubna, 1987, P15-87-288 (Dubna, 1987) p.10
- [5] G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*, *Coordinate Resolution Of A Hodoscopic Electromagnetic Calorimeter Of 2-M**2 Aperture With Active Converter And Drift Chambers*, Instrum. Exp. Tech. **33**, 305 (1990)
- [6] S.L. Bagdasarov, ... L. Litov *et al.*, *Mathematical support for data-processing of events, registered on the spectrometer HYPERON*, JINR, 3-10-90-82, Dubna, 1990.
- [7] V.B. Vinogradov, ... L. Litov *et al.*, *The registration efficiency of the spectrometer HYPERON in experiments on inclusive creation of strange pseudoscalar and vector mesons*, JINR Commun., P1-90-230, Dubna, March 1990, 16pp.
- [8] S. A. Akimenko, ... L. Litov *et al.*, *Measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ form-factors*, Phys. Lett. B **259**, 225 (1991)
- [9] G. S. Bitsadze, ... L. Litov *et al.*, *Reconstruction of the coordinate and energy of the electromagnetic shower in the lead glass hodoscope calorimeter*

- at different entrance angles of 5-GeV positrons”, Nucl. Instrum. Meth. A **311**, 472 (1992)
- [10] A. Asmolov, ... L. Litov *et al.*, *Spectrometric complex HYPERON for investigation of K-decays*, Instrum. Exp. Tech. **37**, 271 (1994)
- [11] V. Y. Batusov, ... L. Litov *et al.* [HYPERON Collaboration], *Study of K meson decays with the HYPERON-2 spectrometer. (Proposal for experiment)*, JINR-E1-98-193, Dubna, 1998, 9pp.
- [12] V. Batusov, ... L. Litov *et al.*, *The measurement of the vector form-factor slope λ for the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ decay*, JINR, P1-99-293, Dubna, Dec. 1999, 8pp.
- [13] V.Yu. Batusov, ... L. Litov *et al.*, *Preliminary results of investigation of semileptonic decay $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ in experiment ‘Serpukhov-167’*, JINR, P1-2001-140, Dubna, Aug. 2001, 13pp.
- [14] L. Litov [for the NA48 Collaboration], *Particle identification in the NA48 experiment using neural networks*, Nucl. Instrum. Meth. A **502**, 495 (2003)
- [15] J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48/1 Collaboration], *Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$* , Phys. Lett. B **576**, 43 (2003) [arXiv:hep-ex/0309075]
- [16] J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration], *Measurement of the branching ratio and form factors for the decay $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^0 e^- \nu_e (\bar{\nu}_e)$* , Phys. Lett. B **595**, 75 (2004) [arXiv:hep-ex/0405010]
- [17] J. R. Batley, ... L. Litov *et al.* [NA48/1 Collaboration], *Observation of the rare decay $K_S \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$* , Phys. Lett. B **599**, 197 (2004) [arXiv:hep-ex/0409011]
- [18] A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration], *Measurement of the branching ratio of the decay $K_L \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu$ and extraction of the CKM parameter $|V_{us}|$* , Phys. Lett. B **602**, 41 (2004) [arXiv:hep-ex/0410059]
- [19] A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration], *Measurement of K_{e3}^0 form factors*, Phys. Lett. B **604**, 1 (2004) [arXiv:hep-ex/0410065]
- [20] A. Lai, ... L. Litov *et al.* [NA48 Collaboration], *Measurement of the radiative K_{e3} branching ratio*, Phys. Lett. B **605**, 247 (2005) [arXiv:hep-ex/0411069]
- [21] L. Litov [for the NA48 Collaboration], *Recent NA48 results on semileptonic and rare kaon decays. Measurement of $V(us)$* , arXiv:hep-ex/0501048, *Talk given at 32nd International Conference on High-Energy Physics (ICHEP 04), Beijing, China, 16-22 Aug 2004*

- [22] A. Lai, ... L.Litov et al., *Measurement of $K^0(\mu 3)$ form factors*, Phys. Lett. B **647** (2007) 341-350
- [23] A. Lai, ... L.Litov et al., *Measurement of the ratio $\Gamma(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \rightarrow \pi\nu)$ and extraction of the CP violation parameter $|\eta_{+-}|$* , Phys. Lett. B **645** (2007) 26–35, arXiv:hep-ex/0611052
- [24] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *Determination of the relative decay rate $K(S) \rightarrow \pi\nu/K(L) \rightarrow \pi\nu$* , Phys. Lett. B **653** (2007) 145–150
- [25] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *Measurement of Charged Kaon Semileptonic Decay Branching Fractions $K^\pm \rightarrow \pi^0\mu^\pm\nu$ and $K^\pm \rightarrow \pi^0e^\pm\nu$ and Their Ratio*, Eur. Phys. J. C **50** (2007) 329–340, Erratum-ibid. C **52** (2007) 1021–1023.
- [26] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *New high statistics measurement of $K(e4)$ decay form factors and $\pi\pi$ scattering phase shifts*, Eur. Phys. J. C **54** (2008) 411–423.
- [27] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *Precise test of low energy QCD from $K(e4)$ decay properties*, Eur. Phys. J. C **70** (2010) 635.
- [28] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *New measurement of the charged kaon semileptonic $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($Ke4$) decay Branching Ratio and Hadronic Form Factors*, Phys. Lett. B **715** (2012) 105–115.
- [29] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *Precise measurement of the $K^\pm \rightarrow \pi^\pm e^+ e^-$ decay*, Phys. Lett. B **677** (2009) 246–254.
- [30] D. Madigozhin,..., L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *Recent NA48/2 and NA62 results*, Aug 4, 2014. 4 pp. Conference: C14-03-22, p.369-374 Proceedings, e-Print: arXiv:1408.0585 [hep-ex]
- [31] J.R. Batley, ... L.Litov et al. (NA48/2 Collaboration), *Addendum to New measurement of the charged kaon semileptonic $K^\pm \rightarrow \pi^+\pi^-e^\pm\nu_e(\bar{\nu}_e)$ ($Ke4$) decay Branching Ratio and Hadronic Form Factors*, Phys. Lett. B **740** (2015) 364.

16 - - 3616

Отпечатано методом прямого репродуцирования
с оригинала, предоставленного автором.

Подписано в печать 04.03.2016.

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

Усл. печ. л. 2,5. Уч.-изд. л. 2,9. Тираж 100 экз. Заказ № 58762.

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

2015576797

