

C-13



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1 - 7776

САВИН Игорь Алексеевич

**ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ РЕГЕНЕРАЦИИ
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ НЕЙТРАЛЬНЫХ
К -МЕЗОНОВ**

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

**Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук**

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1974

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного
института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР, профессор В.П.ДЖЕЛЕПОВ,
доктор физико-математических наук И.Е.ТАММ,
доктор физико-математических наук Б.А.АРБУЗОВ

Ведущее предприятие: Институт теоретической и эксперимен-
тальной физики АН СССР.

Автореферат разослан "19" IV 1974 г.

Защита диссертации состоится "26" III 1974 г.
на заседании Ученого совета Лаборатории высоких энергий
Объединенного института ядерных исследований, г.Дубна,
Московской области, в конференц-зале ЛВЭ в II часов.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ЛВЭ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических
наук

М.Ф. Лихачев

М.Ф. Лихачев

1 - 7776

САВИН Игорь Алексеевич

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЯВЛЕНИЯ РЕГЕНЕРАЦИИ
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОЙСТВ НЕЙТРАЛЬНЫХ
K -МЕЗОНОВ

Специальность 01.04.01 - экспериментальная физика

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Система нейтральных каонов, вследствие своих уникальных свойств, в которых переплетаются все современные представления об элементарных частицах и их основных взаимодействиях, вот уже около 20 лет находится в центре внимания физиков.

С точки зрения сильных и электромагнитных взаимодействий система нейтральных каонов - частица и античастица - характеризуется двумя состояниями - K^0 и \bar{K}^0 , являющимися собственными состояниями операторов сильного и электромагнитного взаимодействий $H_c + H_e$, а также оператора странности S , с собственными значениями M_K , $+I$ и $M_{\bar{K}}$, $-I$ соответственно для K^0 и \bar{K}^0 .

С точки зрения слабых взаимодействий система нейтральных каонов образуется двумя состояниями, имеющими определенные (различные) массы и время жизни. Эти состояния были впервые предсказаны Гелл-Манном и Пайсом ^{/1/} в 1955 г. и названы K_1^0 и K_2^0 . С K^0 и \bar{K}^0 они связаны соотношениями

$$(I) \quad K_1^0 = (K^0 + \bar{K}^0) \cdot 2^{-0,5}, \quad K_2^0 = (K^0 - \bar{K}^0) \cdot 2^{-0,5}.$$

Состояния K_1^0 и K_2^0 являются собственными состояниями оператора комбинированной четности CP с собственными значениями $+I$ и $-I$ соответственно.

До 1964 г. предполагалось, что слабые взаимодействия инвариантны относительно операции CP , и переход K_1^0 в K_2^0 и обратно был запрещен. Поэтому K_1^0 и K_2^0 должны распадаться по различным схемам в соответствии с сохранением CP . Основными схемами распада K_1^0 были $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ или $\pi^0 \pi^0$ ($K\pi 2$)^I - двухчастичные распады с $CP = +I$. Разрешенные распады K_2^0 протекали по трехчастичным каналам $K_2^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ или $\pi^0 \pi^0 \pi^0$ ($K\pi 3$)^I, $K_2^0 \rightarrow \pi^\pm \mu^\mp \nu$ - ($K\mu 3$)^I, $K_2^0 \rightarrow \pi^\pm e^\pm \nu$ - ($KE 3$)^I, имеющим $CP = -I$.

1) Нестандартные обозначения, но удобные для печати.

Состояния K_1^0 и K_2^0 называют соответственно короткоживущим и долгоживущим.

Соотношения "смеси частиц" (1) были введены Гелл-Манном и Пайсом в то время, когда долгоживущий K_2^0 -мезон ещё не был открыт. Его открытие в 1956 году явилось первым блестящим подтверждением выдвинутой гипотезы.

Как нашли Пайс и Пиччиони /2/, наличие двух времен жизни приводит к небольшой разнице масс между K_1^0 и K_2^0 : $|M_{K_2} - M_{K_1}| = \Delta M$ или $\delta = \Delta M \hbar / \tau_1$. Показано, что $\Delta M \sim 10^{-5}$ эв - действительно малая величина /19/. Суперпозиция состояний K^0 и \bar{K}^0 , входящих в определение K_1^0 и K_2^0 , разное время жизни последних и наличие малой разницы масс привели к открытию одного из самых красивых явлений в физике элементарных частиц - явления регенерации, суть которого заключается в следующем /2/. Пусть на образец вещества падает чистая K_2^0 волна. До взаимодействия с образцом вещества состояния K^0 и \bar{K}^0 в падающей волне, согласно (1), будут находиться в равновесии. Однако на выходе из образца это равновесие нарушится, вследствие разного взаимодействия K^0 и \bar{K}^0 с веществом: $\psi_{in} = K_2^0 = (K^0 - \bar{K}^0) \cdot 2^{-0,5}$; $\psi_{out} = \frac{1}{\sqrt{2}} (f K^0 - \bar{f} \bar{K}^0) = \frac{1}{2} (f - \bar{f}) \cdot K_1^0 + \frac{1}{2} (f + \bar{f}) K_2^0$. В результате - в пучке за образцом появится, кроме ослабленной волны K_2^0 , регенерированная волна K_1^0 . Амплитуды f и \bar{f} характеризуют изменение состояний K^0 и \bar{K}^0 , а величины $f_{21} = (f - \bar{f})/2$ и $f_{22} = (f + \bar{f})/2$ называются амплитудами регенерации и рассеяния соответственно.

Явление регенерации было впервые предсказано в работе /2/ и подробно теоретически исследовалось в работах (см., напр. /3/).

В 1964 г. в г. Дубне на Международной конференции по физике высоких энергий были сообщены сенсационные результаты. В США группа физиков обнаружила распад долгоживущих нейтральных каонов на два пиона, строго запрещенный сохранением CP-инвариантности /4/. Сам факт наблюдения этого распада с малой вероятностью не означал однозначно нарушения CP инвариантности слабых взаимодействий, а лишь указывал на эту возможность.

Результаты эксперимента /4/ породили огромный поток новых работ, явившихся результатами теоретических и экспериментальных исследований всех возможных аспектов этой проблемы. Обсуждение этих аспектов продолжается до сих пор и выходит далеко за рамки данной работы. Однако, первым и наиболее важным следствием работы /4/ была настоятельная необходимость однозначного экспериментального установления факта нарушения CP-инвариантности. Он был установлен в экспериментах /12-14/, где использовалось явление регенерации. Его описанию посвящена одна из глав (3-я) диссертации.

Исследование регенерации при высоких энергиях есть предмет второй части диссертации (глава 4). В этих исследованиях факт нарушения CP - инвариантности уже является не предметом изучения, а инструментом, позволяющим установить определенные закономерности в поведении сильных взаимодействий при высоких энергиях. В частности, открывается возможность проверить одну из фундаментальных теорем физики сильных взаимодействий - теорему Померанчука /5/.

Описанию проведенных исследований предшествует краткое введение (глава I) и феноменологическое описание системы K^0 -ме-

зонов, а также явления регенерации (глава 2). В заключительной главе 5 приведены краткие выводы.

Если распад долгоживущих каонов на два пиона действительно существует и отражает факт несохранения CP-четности, то состояния K_1^0 и K_2^0 , введенные Гелл-Манном и Пайсом /1/, уже не совпадают с короткоживущими (K_S^0) и долгоживущими (K_L^0) каонами. Последние должны выражаться через K^0 и \bar{K}^0 линейными соотношениями с комплексными коэффициентами. Формулы, связывающие K_S^0 и K_L^0 с K^0 и \bar{K}^0 , а также с K_1^0 и K_2^0 , можно получить методом теории возмущений второго порядка /6,7/.

Приведем результаты общего феноменологического описания системы нейтральных каонов, которое было сделано без предположения выполнения теоремы CPT /6,7/ ещё до эксперимента /4/.

Поведение состояния $\psi(t) = a(t)|K^0\rangle + b(t)|\bar{K}^0\rangle$, являющегося когерентной смесью K^0 и \bar{K}^0 , определяется полным гамильтонианом $H = H_C + H_S + H_{cl}$. Функция $\psi(t)$ должна удовлетворять зависящему от времени уравнению Шредингера, решение которого в системе покоя каона можно найти в виде

$$(2) \quad \psi(t) = \exp[-(\Gamma_S/2 + iM_S)t] \cdot |K_S^0\rangle + \exp[-(\Gamma_L/2 + iM_L)t] \cdot |K_L^0\rangle,$$

где $\Gamma_{L,S}$ и $M_{L,S}$ - полная ширина и масса собственных состояний $|K_{L,S}^0\rangle$, определяемых функциями:

$$(3) \quad |K_S^0\rangle = [(1+\varepsilon_1)|K^0\rangle + (1-\varepsilon_1)|\bar{K}^0\rangle] / \sqrt{2(1+|\varepsilon_1|^2)};$$

$$(4) \quad |K_L^0\rangle = [(1+\varepsilon_2)|K^0\rangle - (1-\varepsilon_2)|\bar{K}^0\rangle] / \sqrt{2(1+|\varepsilon_2|^2)},$$

а ε_1 и ε_2 - комплексные величины, связанные с матричными элементами перехода K^0 и \bar{K}^0 между собой и в конечные состоя-

ния. Обычно для удобства используется полусумма и полуразность коэффициентов ε_1 и ε_2 , обозначаемые соответственно ε и δ . В случае сохранения CPT удовлетворяются условия $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$, $\delta = 0$, а выражения (3,4) сильно упрощаются.

Если предположить, что CP - инвариантность выполняется и внешних полей нет, то состояния $|K_S^0\rangle$ и $|K_L^0\rangle$ должны быть ортогональными. В общем случае их неортогональность определяется соотношением

$$(5) \quad \langle K_S^0 | K_L^0 \rangle = 2(\operatorname{Re} \varepsilon - i \operatorname{Im} \delta).$$

Мерой нарушения CP-инвариантности в распадах K_L^0 являются комплексные параметры

$$(6) \quad \eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+ \pi^- | H_{cl} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^+ \pi^- | H_{cl} | K_S^0 \rangle}, \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0 \pi^0 | H_{cl} | K_L^0 \rangle}{\langle \pi^0 \pi^0 | H_{cl} | K_S^0 \rangle},$$

для которых, пользуясь приведенными выше формулами и разложением системы двух пионов на состояния с изоспином 0 и 2, можно получить выражения в случае соотношения CPT /8/:

$$(7) \quad \eta_{+-} = \varepsilon + \sqrt{\frac{1}{2}} \cdot i \cdot \frac{\operatorname{Im} A_2}{A_0} \exp(i(\frac{\pi}{2} + \varphi_2 - \varphi_0)) \equiv \varepsilon + \varepsilon'.$$

Аналогично $\eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon'$. Здесь A_0 и A_2 - амплитуды перехода K_L^0 и K_S^0 в состояния двух пионов с изоспином 0 и 2, а φ_0 и φ_2 - соответствующие фазы π -рассеяния при энергии в с.ц.м., равной массе каона.

В общем случае, пользуясь (3) и не предполагая сохранения CPT, можно провести аналогичные выкладки и с теми же приближениями получить выражения

$$(8) \quad \eta_{+-} = \varepsilon + \varepsilon' - \delta, \quad \eta_{00} = \varepsilon - 2\varepsilon' - \delta.$$

По ходу вывода этих выражений ясно, что параметр ε связан с возможным нарушением CP-чётности при перемешивании состояний K_1^0 и K_2^0 ; параметр ε' соответствует возможному нарушению CP-инвариантности в амплитуде перехода, а параметр δ связан с возможным нарушением CPT-теоремы или существованием внешних полей. Для объяснения механизма CP-нарушения было предложено много моделей (см. /10/), из которых наиболее просто поддается экспериментальной проверке так называемая модель сверхслабых взаимодействий Вольфенштейна.

В настоящее время имеется много оригинальных работ /3,7,9/, в которых даётся элегантно математическое описание процессов регенерации. Можно различить несколько типов регенерации, основные из которых следующие: трансмиссионная (или когерентная), упругая (или дифракционная), неупругая, электромагнитная. В настоящей работе мы будем иметь дело в основном с первым типом регенерации.

Трансмиссионная регенерация, или регенерация в прошедшем пучке происходит тогда, когда весь блок вещества, все его атомы как целое, взаимодействует с падающей волной K_L^0 и даёт вклад в амплитуду регенерированных K_S^0 . Было доказано, что этот процесс когерентен. Поэтому такую регенерацию часто называют когерентной регенерацией.

Упругая регенерация (упругое регенеративное рассеяние) есть такой процесс, при котором отдельные нуклоны ядра, на котором рассеивается K_L^0 , дают когерентный вклад в амплитуду рассеяния под данным углом. Другие ядра дают вклад в интенсивность.

Можно показать, что все когерентно регенерированные пластины K_S^0 летят практически в том же направлении, что и падающие, и их угловое распределение будет определяться разрешающей способностью прибора, с помощью которого они наблюдаются.

Интенсивность трансмиссионной регенерации $I_S(\rho) = |\rho(\rho)|^2$ определяется коэффициентом регенерации $\rho(\rho)$, связанным с амплитудой регенерации $f_{21}^0(\rho)$ соотношением:

$$(9) \quad \rho(\rho) = 2\pi N \lambda_S \cdot \frac{i f_{21}^0(\rho)}{k} \cdot \frac{e^{-\ell/2} - e^{-i\delta\ell}}{-(i\delta - 1/2)} \cdot e^{-N\sigma_L \ell / 2},$$

где $\ell = \lambda/\lambda_S$ - длина мишени в единицах распадной длины K_S^0 , σ_L - полное сечение взаимодействия K_L^0 в веществе регенератора, δ - разность масс $K_L^0 - K_S^0$, N - количество атомов в см^3 .

Обращает на себя внимание структура $\rho(\rho)$, зависящего от числа атомов в единице объема, разности амплитуд упругого рассеяния вперед K^0 и \bar{K}^0 на данном ядре и фактора, связанного с длиной мишени. Последний при малых длинах просто равен ℓ . Фаза коэффициента регенерации определяется суммой двух членов:

$$(10) \quad \Phi_\rho(\rho) = \arg i [f_{21}^0(\rho)] + \arg \frac{e^{-\ell/2} - e^{-i\delta\ell}}{-(i\delta - 1/2)},$$

первый из которых есть фаза разности амплитуд упругого рассеяния K^0 и \bar{K}^0 в данном веществе на угол ноль, а второй полностью вычисляется. При малых ℓ фаза коэффициента регенерации целиком определяется первым членом.

Из определения дифракционной регенерации следует ожидать, что угловое распределение K_S^0 будет похожим на распределение частиц при упругом рассеянии на ядре.

Угловое распределение дифракционно регенерированных K_S^0 можно вычислить, например, по оптической модели. Р.Гуд и др. /3/ показали, что оно очень близко к Гауссовскому

$$(II) \quad \frac{dN}{dR}(\theta) = \frac{dN}{dR}(0) \cdot \exp(-\theta^2/2\theta_0^2),$$

дисперсия которого связана с размерами ядра R и длиной волны падающего K_L^0 : $\theta_0 = \lambda/R$, а $\frac{dN}{dR}(0) = N\lambda_s |\zeta_2^0(\rho)|^2 \cdot (1 - e^{-L})$.

Для доказательства нарушения CP-инвариантности в распадах K_L^0 было предложено /II, I2-I4, I6/ попытаться наблюдать интерференцию в распадах когерентной смеси K_L^0 и K_S^0 - мезонов на пионные пары. Если K_L^0 действительно распадается с нарушением CP-инвариантности на Π^+ и Π^- - мезоны, то такая интерференция должна существовать. Возможность же экспериментального образования когерентной смеси имеется, например, с использованием явления регенерации.

Пусть в пучок чистых K_L^0 - мезонов помещена пластина вещества. Согласно сказанному ранее, в пространстве за пластиной, кроме ослабленной волны K_L^0 , появится в том же направлении когерентная регенерированная волна K_S^0 с амплитудой $\rho(\rho)$, определяемой соотношением (9). Если обе они могут распадаться на $\Pi^+\Pi^-$ пары, то после несложных вычислений можно получить следующее выражение для их интенсивности:

$$(I2) \quad I_{\Pi^+\Pi^-}(\rho, t) = \Gamma_S^+ [|\eta_+|^2 e^{-\Gamma_S^+ t} + |\rho(\rho)|^2 e^{-\Gamma_S^- t} + 2|\rho(\rho)\eta_+| e^{-\frac{\Gamma_S^+ + \Gamma_S^-}{2} t} \cdot \cos(\delta t + \Phi_\rho(\rho) - \Phi_+)],$$

где, кроме уже использованных обозначений, Γ_S^+ есть парциальная скорость распада K_S^0 на $\Pi^+\Pi^-$ пары.

Число наблюдаемых распадов каонов с данным импульсом ρ на данном расстоянии (или времени) от пластины зависит от полной

интенсивности K_L^0 , прошедших через пластину (M); эффективности регистрации произошедших распадов $\varepsilon(\rho, t)$ и той доли, которую составляют каоны данного импульса среди всех возможных импульсов, т.е. от спектра падающих K_L^0 ($S(\rho)$):

$$(I3) \quad \frac{dN_{\Pi^+\Pi^-}}{d\rho dt} d\rho dt = M \cdot S(\rho) \cdot \varepsilon(\rho, t) \cdot I_{\Pi^+\Pi^-}(\rho, t) \cdot d\rho dt.$$

Эффективность аппаратуры может быть вычислена методом Монте-Карло, а M и $S(\rho)$ определяются экспериментально.

Таким образом, измеряя распределение числа двухпионных распадов в функции расстояния (или времени) от конца пластины-регенератора, помещенной в пучок K_L^0 и зная M , $S(\rho)$ и $\varepsilon(\rho, t)$, можно получить $I_{\Pi^+\Pi^-}(\rho, t)$. Аппроксимируя последнюю теоретической зависимостью (I2), можно определить параметры $|\eta_+|$, $|\rho(\rho)|$, δ , $\Phi_\rho(\rho) - \Phi_+$, считая все остальные известными из других экспериментов. Если при этом окажется, что, кроме самого факта наличия интерференции, величина δ - разность масс K_L^0 и K_S^0 - совпадает с величиной, определенной в независимых экспериментах, где не используются двухпионные распады, то это будет служить окончательным доказательством нарушения CP-инвариантности в распадах $K_L^0 \rightarrow \Pi^+\Pi^-$.

Как видно из структуры формулы (I2), в данном эксперименте невозможно целиком определить параметр η_+ , поскольку его фаза входит в комбинации с фазой амплитуды регенерации в веществе пластины. Величина $\Phi_\rho(\rho)$, вообще говоря, должна быть определена или вычислена из другого эксперимента.

Одним из таких экспериментов может быть изучение распределения зарядовой асимметрии в лептонных распадах каонов; в част-

ности, в распадах КМЗ, которая в зависимости от расстояния от регенератора имеет следующий вид:

$$(14) \quad R(\mu^+) - R(\mu^-) = 4 R_e \varepsilon + 4 |\rho(p)| e^{-r_3 t/2} \cdot \cos(\delta t - \Phi_p(p)),$$

где $R(\mu^+)$ и $R(\mu^-)$ - интенсивность распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \nu$ и $K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$ соответственно. Изучая асимметрию в распадах КМЗ и ее зависимость от расстояния от регенератора, можно определить $\Phi_p(p)$, а затем и фазу Φ , величина которой существенна для установления типа модели, ответственного за нарушение СР-инвариантности.

Для обнаружения интерференции между амплитудами распада K_1^0 и K_2^0 - мезонов на два пиона /12-14/, а также между амплитудами распада по лептонным модам /15/ использовался детектор распадов каонов, представлявший собой спектрометр с фотографируемыми искровыми камерами до магнита и за ним (ФИС). Установка запускалась системой сцинтилляционных счетчиков. Для идентификации распадов КМЗ и КЕЗ в состав ФИС входили детекторы лептонов - мюонов и электронов.

Телесный угол детектора для распадов КП2 перекрывал распадную зону длиной около 100λ. Положение вершин распадов, происходивших в пространстве за регенератором, восстанавливалось по отрезкам треков, наблюдаемых в четырех искровых камерах (двух до и двух за магнитом). Расстояние от регенератора до вершины переводилось во время в собственной системе координат распавшегося каона, импульс которого определялся по двум вторичным частицам с помощью магнита. Установка позволила осуществить идею эксперимента - изучение распределения вершин

распадов идентифицированных КП2 и КМЗ - событий в функции расстояния от регенератора (углерода), помещенного в пучок K_2^0 - мезонов. Были выбраны три значения длины регенератора (2, 4 и 30 см) для того, чтобы исследовать интерференционный член в (12) с максимальной чувствительностью в тех областях, где интерферирующие амплитуды приблизительно равны.

Эксперименты проводились в пучке нейтральных частиц протонного синхротрона ЦЕРНа, выведенном с внутренней мишени ускорителя (бериллий, диаметр 1 мм, длина 20 мм) под углом 8,3° к направлению движения ускоренных протонов.

Фотографирование искровых камер осуществлялось в двух проекциях под углом 90° на один кадр. Полученные фотографии обрабатывались с помощью автоматического сканирующего устройства на электронно-лучевой трубке, работавшего на линии с компьютером и переводившего координаты искр в числовой код. С помощью этих чисел программа реконструкции на ЭВМ СДС 6200 восстанавливала событие и вычисляла его кинематические характеристики, которые затем записывались на вторичные магнитные ленты (ДСТ). Вычислялись координаты вершин распадов, направление полета падающего каона, направления и величина импульсов обеих распадных частиц \vec{P}_1 и \vec{P}_2 , импульс распавшегося каона $\vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2$, угол θ (тета) между \vec{P} и направлением полета падающего каона (угол коллинеарности или расщепления), инвариантная масса $M = [(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2]^{0,5}$. События, записанные на ДСТ, классифицировались по различным типам распадов каонов. Те из них, для которых отсутствовали метки лептонных детекторов, зачислялись кандидатами в КП2 - распад. Дальнейшая идентификация этих событий и очистка их от фона происходила

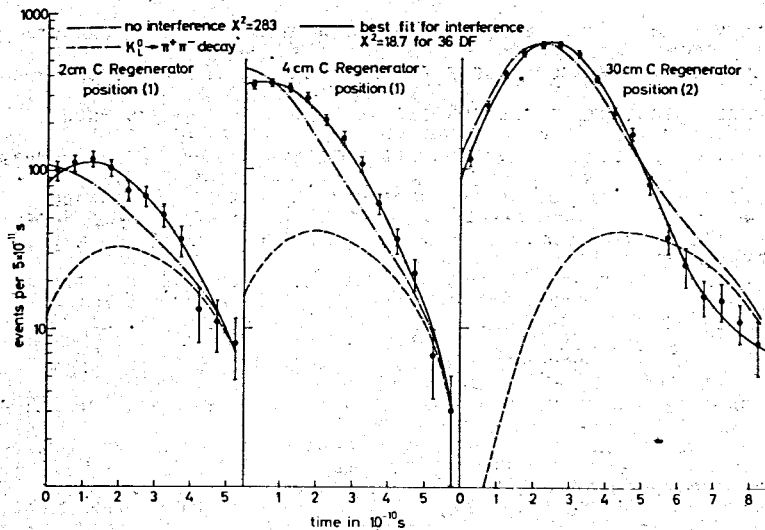


Рис. I. Интенсивность двухпионных распадов каонов, наблюдаемых в пространстве за углеродным регенератором различной толщины (2, 4 и 30 см), в зависимости от времени до распада в системе покоя K^0 . Сплошные кривые - результат аппроксимации данных интерференционной формулой; штрих-пунктир - гипотеза независимости распадов K_L^0 и K_S^0 ; пунктир - распады $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

при анализе различных распределений. В первую очередь исследовались распределения числа событий в функции M и Θ , позволявшие определить разрешающую способность детектора по инвариантной массе и углу рассеяния и установить критерии отбора. Инвариантная масса события, являющегося двухчастичным распадом K_{L2} , должна быть близкой к 497,8 Мэв, если массы распадающих частиц взяты равными массам пионов. Угол рассеяния для K_{L2} - распада долгоживущего каона должен быть близок к нулю по определению, и для короткоживущего каона, регенерированного в веществе, он должен быть также близкой к нулю на основании свойства регенерации. Все K_{L2} - распады после применения критериев отбора были разбиты на 14 временных интервалов шириной по $0,5 \cdot 10^{-10}$ сек. Их распределения показаны на рис. I для разных толщин регенератора.

Для сравнения полученных экспериментальных временных распределений с ожидаемыми теоретическими последние были соответствующим образом взвешены с учётом эффективности регистрации и усреднены по спектру. Аппроксимация экспериментальных данных осуществлялась методом наименьших квадратов для всех положений регенераторов одновременно. Полученные в результате аппроксимации значения параметров, наилучшим образом удовлетворяющие всем данным, приведены ниже:

- (15) $R = |\rho/\eta_{+-}| = 4,22 \pm 0,11$. (для 5,6 см углерода с плотностью 1,785 г/см² при среднем импульсе 4,5 Гэв/с);
 - (16) $\Phi = \phi_p - \phi_{-} = - (89,7^\circ \pm 6,3)$;
 - (17) $\delta = 0,483 \pm 0,020$;
 - (18) $\tau_S = 1/\Gamma_S = (0,883 \pm 0,017) \cdot 10^{-10}$ сек;
 - (19) $|\eta_{+-}| = (1,90 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$;
- $\chi^2 = 34$ для 54 степеней свободы.

(20) $|f^0(K^0) - f^0(\bar{K}^0)| = (4,67 \pm 0,23)$ мб.

Теоретические кривые с данными параметрами нанесены на рис. I. сплошными линиями.

Теоретическая интерференционная кривая зависимости от времени числа 2П - распадов получена в предположении, что долгоживущее K_L^0 и регенерированное короткоживущее K_S^0 состояние когерентны. Можно осуществить процедуру аппроксимации экспериментальных данных, считая, что оба состояния распространяются независимо. В этом случае теоретическая формула будет содержать члены с двумя экспонентами без интерференционного члена. Наилучшее согласие с экспериментальными данными в этом случае имеют штрих-пунктирные кривые на рис. I, эти кривые имеют $(\chi)^2 = 283$ для 38 степеней свободы. Такая величина $(\chi)^2$ полностью исключает гипотезу независимости распадов двух состояний каонов на (P^+P^-) - пары.

Для проверки работы спектрометра и всей процедуры обработки данных были получены распады долгоживущих каонов в отсутствие регенератора. Приведенные на рис. I данные давали $\Gamma(K_L^0 \rightarrow P^+P^-) / \Gamma(K_L^0 \rightarrow \text{все}) = (1,93 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$ при $(\chi)^2 = 7,6$ для 11 степеней свободы, что находится в прекрасном согласии с данными (см. напр. /19/).

Величина разности масс K_L^0 и K_S^0 , определенная из интерференционной картины, находится в хорошем согласии с величиной $\delta = 0,50 \pm 0,10$, определенной в других экспериментах /9/, где не использовался распад K_L^0 на 2П. Это обстоятельство является прямым доказательством существования нарушения CP-инвариантности амплитуд в системе $K_L^0 - K_S^0$.

Фазу ϕ_{\pm} можно вычислить, используя данные других экспериментов /17/. Проведя вычисления, мы получили

$$(21) \arg i(f^0 - \bar{f}^0) = - (37 \pm 10)^0, \text{ и } \phi_{\pm} \equiv \arg \eta_{\pm} = (53 \pm 12)^0.$$

Таким образом, параметр η_{\pm} , характеризующий нарушение CP - инвариантности в распадах долгоживущих каонов на два заряженных пиона, определен нами как $\eta_{\pm} = (1,90 \pm 0,07) \cdot 10^{-3} \cdot \exp[i \cdot (53 \pm 12)^0]$. Полученная величина фазы ϕ_{\pm} согласовывалась с предсказанием модели сверхслабых взаимодействий /10/. Была осуществлена также попытка экспериментального определения фазы амплитуды регенерации на углероде методом изучения временной зависимости асимметрии лептонов в распадах K_M^0 /15/. Эксперимент был выполнен с помощью той же аппаратуры, расположение которой и условия запуска были несколько изменены. Этот оригинальный способ определения фазы амплитуды регенерации приводит к величине, согласующейся с вычислениями, выполненными выше, однако точность определения ϕ_{\pm} значительно хуже и существенно зависит от имеющейся статистики.

Полученные нами результаты были подтверждены измерениями, выполненными в ЦЕРН одновременно группой /16/ и многими другими /18/.

На XVI Международной конференции по физике высоких энергий в Батавии /18/ выяснилось, что в мировой статистике имеется существенное расхождение данных по определению времени жизни K_S^0 : мировая средняя величина /19/ $\tau_S = (0,862 \pm 0,006) \cdot 10^{-10}$ сек, существовавшая до 1972 г., не согласуется с новыми измерениями, которые дают величину $\tau_S = (0,897 \pm 0,0033) \cdot 10^{-10}$ сек. Наши данные относятся к числу наиболее точных до 1967 г. и ближе к новой средней величине /41/.

За последние годы, благодаря развитию он-лайн-методики, существенно повысилась точность экспериментов по определению разности масс K_L^0 и K_S^0 . Наиболее точные результаты были получены с применением так называемых метода "промежутка" и метода "пересечения нуля" /18/. Последний метод дает величину $\delta\Gamma_S$, не зависящую от τ_S : $\delta\Gamma_S = (0,542 \pm 0,006) \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$. В методе "промежутков" разность масс оказывается зависимой от времени жизни и должна быть пересчитана, если изменится τ_S . Например, мировая средняя величина $\delta\Gamma_S = 0,5400 \pm 0,0035$, соответствующая времени жизни $\tau_S = 0,862$, при переходе к $\tau_S = 0,900$ изменится до величины $\delta\Gamma_S = 0,547 \pm 0,0035$. Как видно, наши измерения (17), где одновременно определялись δ и Γ_S , согласуются с этой новой величиной, но имеют, конечно, значительно большие ошибки. На примере измерения этой величины наглядно демонстрируется преимущество новой техники эксперимента.

Наша величина (19) для $|\eta_{+-}|$ в течение длительного времени оставалась одной из наиболее точных и хорошо совпадала с мировой средней величиной до 1972 г.: $|\eta_{+-}| = (1,96 \pm 0,03) \cdot 10^{-3}$. Однако на конференции в Батавии был сообщен новый результат /18/ $|\eta_{+-}| = (2,35 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$, который отличается от предыдущего на 6 стандартных отклонений. Этот результат связан с новой величиной τ_S и получен той же группой. Мировая средняя величина 1972 г. была получена в результате ряда согласующихся друг с другом экспериментов, выполненных в пучке K_L^0 , где число распадов $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ сравнивалось с числом других известных распадов K_L^0 .

История, произошедшая за последние 2 года с параметрами системы K^0 -мезонов, показывает, что даже спустя 9 лет после

открытия нарушения CP-инвариантности, проблема все ещё остается горячей и интересной. Для ее решения требуются новые и новые эксперименты.

Во второй части диссертации, где описывается изучение энергетической зависимости амплитуды регенерации на водороде, установленный факт нарушения CP-инвариантности используется для получения сведений о сильных взаимодействиях нейтральных каонов. Зная параметры $|\eta_{+-}|$, ϕ_{+-} , Γ_S , Γ_L , δ и изучая временные распределения двухпионных распадов каонов разных импульсов в пространстве за водородной мишенью, помещенной в пучок K_L^0 , по формулам (13, 12, 10, 9) можно определить $|f_{2,1}^0(\rho)|$ и $\phi_{2,1}^0(\rho)$ - модуль и фазу разности амплитуд рассеяния вперед K^0 и \bar{K}^0 на водороде.

Изучение указанных зависимостей важно с точки зрения проверки представлений современной теоретической физики, поскольку они могут быть точно вычислены, например, с помощью дисперсионных соотношений /20-23/ или моделей комплексных угловых моментов /24-26/. Последние дают в простейшем случае /25/ очень четкие предсказания: $\phi_{2,1}^0 = \text{arctg} \frac{\text{Im} f_{2,1}^0}{\text{Re} f_{2,1}^0} - 135^\circ$ и $|f_{2,1}^0(\rho)|/k \sim \rho^{-\alpha_{\omega}(0)}$, где $\alpha_{\omega}(0)$ - значение траектории ω - полюса при нулевом переданном импульсе. Эти предсказания немного изменяются с учётом вклада ρ - полюса и соответствующих разрезов /24/.

Изучение энергетической зависимости амплитуды регенерации является одним из лучших способов проверки теоремы Померанчука /5/ об асимптотическом стремлении к нулю разности полных сечений взаимодействия частиц и античастиц на данном ядре, поскольку измеряемая нами $\text{Im} f_{2,1}^0(\rho)$ по оптической теореме прямо связана с разностью $\Delta\sigma = \sigma_L(K^0 p) - \sigma_L(\bar{K}^0 p) : 2 \text{Im} f_{2,1}^0(\rho) = k \Delta\sigma / 4\pi$. Проверка теоремы

Померанчука в опытах по регенерации на водороде облегчается еще и потому, что предсказания упомянутых моделей для случаев ее нарушения и выполнения сильно отличаются: фаза амплитуды регенерации уже не будет постоянной, а должна зависеть от энергии, асимптотически приближаясь к 0° с переходом через -90° при энергиях 20-100 Гэв; $|f_{21}^\circ(\rho)|/k$ тоже не будут подчиняться простой степенной зависимости от ρ , а будут описываться более сложной функцией ρ с минимумом при тех же энергиях /22-24, 26, 27/.

Опыты по регенерации через оптическую теорему и изотопинвариантность $(\sigma_2(K^0 p) - \sigma_2(K^0 \bar{p}) = \sigma_2(K^0 n) - \sigma_2(K^0 \bar{n}))$ позволяют получить независимую проверку основных закономерностей, наблюдаемых при измерениях полных сечений заряженных каонов /28/. Эти измерения при энергиях 20-55 Гэв обнаружили неожиданное поведение полных сечений, в особенности $K^+ p$, и с учётом данных при меньших энергиях для $K^+ p$ /29/ указывали либо на нарушение теоремы Померанчука, либо на рост полных сечений $K^+ N$ - взаимодействий в области импульсов больших 20 Гэв/с /26, 30/.

Эксперименты по регенерации на водороде предъявляют ряд серьёзных требований к аппаратуре. До определённого уровня развития методики и техники эксперимента проведение таких исследований вообще не представлялось возможным.

Малость сечения регенерации и зависимость оптимального выхода регенерированных K_S^0 от длины мишени требует создания жидководородной мишени длиной в несколько метров.

При высоких энергиях, как показывает моделирование методом Монте-Карло, эффективности регистрации различных мод распадов K^0 - мезонов довольно близки и трудно выбрать такие условия,

когда распады K_M^0, K_E^0 и K_P^0 сильно подавлены по сравнению с распадами K_P^0 . Поэтому для выделения трансмиссионной регенерации необходимо, чтобы установка имела хорошее угловое и импульсное разрешение, а также содержала детекторы лептонов, с помощью которых K_P^0 распады чисто идентифицируются при анализе полученной информации.

Физическая задача требует изучения регенерации в функции энергии вплоть до максимально возможной на данном ускорителе. Для этого необходимо иметь пучок частиц, ориентированный на внутреннюю мишень ускорителя под малым углом, где выход K_P^0 высокой энергии достаточен для проведения эксперимента.

Наконец, требуемая точность измерений заставляет регистрировать за цикл работ ускорителя как можно большее число событий, что возможно только при автоматическом режиме приёма информации.

Предъявляемые требования в той или иной мере удовлетворяются в установке БИС /31/, с помощью которой были выполнены эксперименты на ускорителе 70 Гэв в Серпухове.

В состав БИС входили спектрометрический магнит /32/, система магнитострикционных искровых камер /33/, система сцинтилляционных годоскопических счётчиков /34, 35/, детектор электронов /30/, детектор мюонов /37/, антисовпадательные счётчики, мониторы, трёхметровая жидководородная мишень, распадный объем длиной до 10 м, заполненный гелием, и соответствующая электроника /38/. Вся аппаратура работала на линии с ЭВМ БЭСМ-ЭМ, принимавшей и записывавшей данные на магнитные ленты (МЛ).

Спектрометр работал в нейтральном пучке, который выводился с внутренней мишени ускорителя под углом 1° к направлению движения

ускоренных до 70 Гэв протонов. Использовалась алюминиевая внутренняя мишень длиной 20 мм и диаметром 2 мм.

Эксперимент проводился при двух значениях поля спектрометрического магнита 10,36 кгаусс и 12,672 кгаусс, обеспечивших оптимальную эффективность спектрометра соответственно для распадной базы длинной около 6м ("геометрия 1") и около 9 м ("геометрия 2").

Получение экспериментальных данных и их обработка осуществлялись в течение 1970-1972 годов. Они разбиваются на 3 этапа, которые можно рассматривать как 3 отдельных эксперимента. Каждый из этапов включает в себя определенное количество сеансов работы установки в пучке и получение определенного числа событий в разных условиях с водородной мишенью в пучке и без нее.

Первый этап следует рассматривать как этап получения предварительных данных, последовавший за комплексной настройкой всего спектрометра, в течение которого подбирались условия его работы, тип триггера, методы контроля экспериментальной информации, выяснения слабых мест и т.д. В течение первого этапа было записано на МЛ около 300 и 100 тыс. событий в измерениях с водородом (H_2) и без него (вакуум).

Второй этап экспериментов проводился в стабильных условиях геометрии 1. Количество зарегистрированных событий - 237 тыс. (H_2) и 81 тыс. (Вак.).

Третий этап проводился в условиях геометрии 2. Зарегистрировано около $1,5 \cdot 10^6$ (H_2) и $0,5 \cdot 10^6$ (Вак.) событий.

Записанная на первичные МЛ информация подлежала обработке на ЭВМ с целью реконструкции событий и их анализа на предмет

идентификации распадов нейтральных каонов. Обработка информации строилась на основе развития методов, использованных в предыдущих экспериментах. Была создана программа геометрической реконструкции событий /40/, программа их статистического анализа, использованная для изучения особенностей установки и информации, определения критериев отбора /41,42/ и идентификации каналов распада и получения распределений двухпионных распадов в функции времени, программа определения спектра падающих K_L^0 по их трехчастичным распадам $K_{\pi 3}$ и $K_{\pi 2}$, программа вычисления эффективности установки и программа аппроксимации данных интерференционной формулой, использованная для получения $|f_{21}^0(p)|$ и $\varphi_{21}^0(p)$ и всех связанных с ними величин.

На всех этапах было получено следующее число двухпионных распадов, по которым и определены физические результаты:

Этап	H_2	Вакуум
I, Киев, 1970 /43/	799	128
II, Амстердам, 1971 /44/	1850	242
III, Чикаго-Батавия, 1972 /45/	5000	800

Типичные распределения, характеризующие отобранные $K_{\pi 2}$ -распады, а также разрешающую способность спектрометра, приведены на рис. 2 и 3.

Временные распределения событий представлены на рис.4 вместе с результатами их аппроксимации интерференционной формулой. Также, как и в случае с твердыми регенераторами, гипотеза отсутствия интерференции в распадах $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ имеет пренебрежимо малый уровень достоверности.

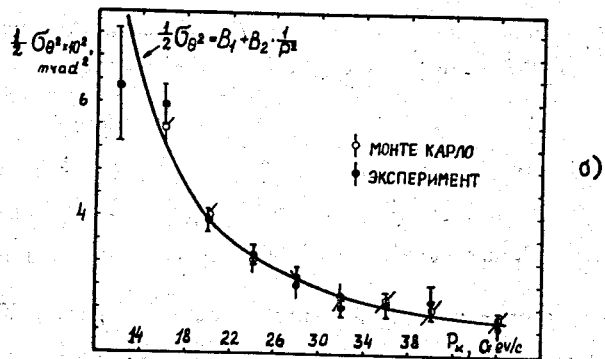
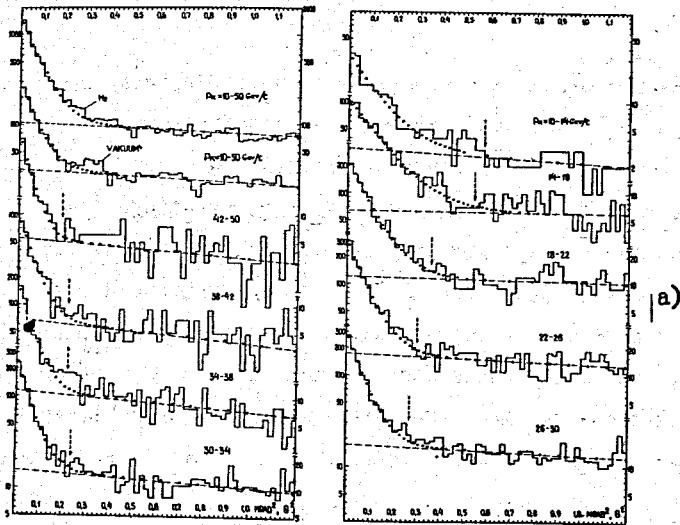


Рис.2. а: Угловые распределения событий, инвариантная масса которых $498 - 3\sigma_m < m_{\pi\pi} < 498 + 3\sigma_m$, где σ_m - разрешающая способность спектрометра по массе (см.рис.3). Точки - аппроксимация распределений функцией типа $N(\theta^2) = A_1 + A_2 \theta^2 + A_3 \exp(-\frac{\theta^2}{\sigma_\theta^2})$; пунктиром выделена из этой функции прямолинейная часть, описывающая фоновые распады. Экспоненциальный пик при малых θ^2 - распады $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

б: Зависимость величины $\sigma_\theta^2 = \theta^2/2$, характеризующей угловую разрешающую способность спектрометра, от импульса каона.

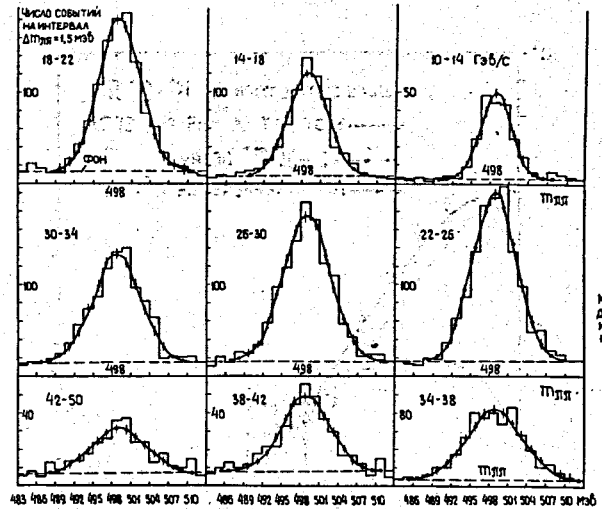


Рис.3. а: Распределения событий по инвариантной массе $m_{\pi\pi}$. Взяты события, для которых $\theta^2 < [3\sigma_\theta(p)]^2$. Распределения аппроксимированы функцией типа $N(m_{\pi\pi}) = A_1 + A_2 \cdot \exp[-(m_{\pi\pi} - \bar{m}_{\pi\pi})^2 / 2\sigma_m^2(p)]$ - сплошные линии; пунктир - фоновые события. Гауссовская часть этой функции - распады $K_{L,S}^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

б: Зависимость величины $\sigma_m(p)$, характеризующей разрешающую способность спектрометра по инвариантной массе, от импульса каона.

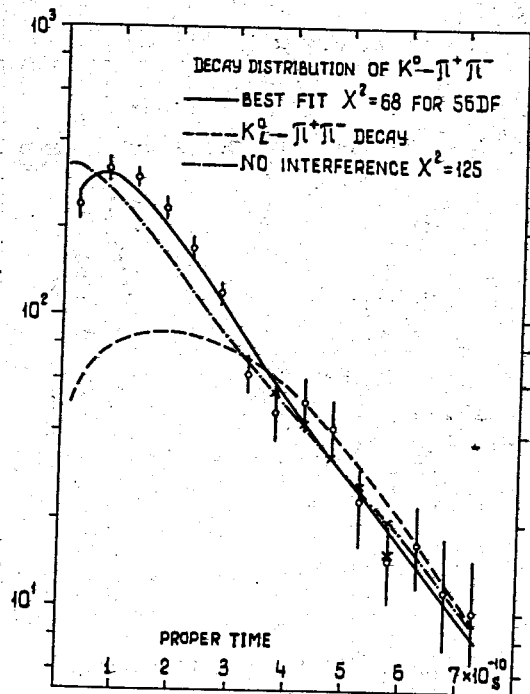


Рис. 4. Интенсивность двухпионных распадов каонов, наблюдаемых в пространстве за водородной мишенью, в зависимости от времени до распада в системе покоя K^0 : а) - геометрия I.

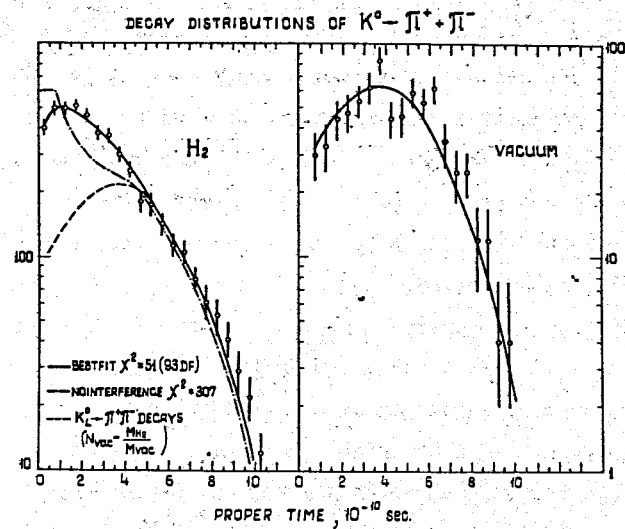


Рис. 4б. - геометрия 2; для измерений с водородом (H_2) и без водорода (вакуум). Сплошные кривые - результат аппроксимации данных интерференционной формулой, штрих-пунктир - гипотеза независимости распадов K_L^0 и K_S^0 , пунктир - распада $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$.

Значения $2|f_{21}^0(\rho)|/k$ и $\varphi_{21}^0(\rho)$, наилучшим образом удовлетворяющие экспериментальным данным соответствующих временных распределений, представлены на рис.5,6 в сравнении с другими данными /52-54/, имеющимися в литературе, и расчётами по модели комплексных моментов и дисперсионным соотношениям.

Как видно из этих рисунков, фаза амплитуды регенерации не зависит от энергии каонов. Этот вывод был проверен путем выполнения процедуры аппроксимации данных последнего этапа экспериментов с $\varphi_{21}^0 = \text{const.}$ в исследуемом интервале. Было получено согласие экспериментальных данных с этой гипотезой при $\varphi_{21}^0 = -131^\circ \pm 8^\circ$. Средняя же фаза, вычисленная по результатам рис.6, где она определялась независимо в каждом интервале, равна $\overline{\varphi_{21}^0(\rho)} = -132,3^\circ \pm 5,7^\circ$, что тоже подтверждает гипотезу ее независимости от энергии.

Значения $2|f_{21}^0(\rho)|/k$, $\Delta\sigma$ и $(d\sigma/dt)_0$, вычисленные по данным с $\varphi_{21}^0 = -131^\circ \pm 8^\circ$, были аппроксимированы степенной зависимостью от импульса $\sim p^{-n}$. Полученные данные и закономерности энергетического поведения как фазы, так и модуля амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде согласуются с теоретическими расчётами /23,24/ и исключают нарушение теоремы Померанчука в исследованной области энергий.

Из рис. 6 видно, что имеется хорошее согласие наших данных по $\Delta\sigma$ с данными измерений разности полных сечений K^0n и $K^0n - \text{взаимодействия}$. Это, во-первых, свидетельствует о том, что изотопинвариантность в этих реакциях выполняется с высокой точностью, и, во-вторых, является независимым экспериментальным подтверждением всех закономерностей, обнаруженных в прямых

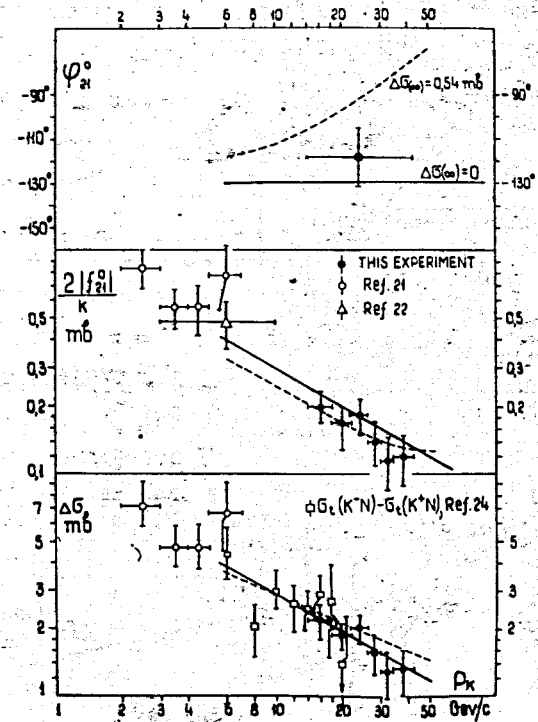


Рис.5. а: Экспериментальные данные определения фазы и модуля амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде (геометрия-1) и сравнение их с расчётами по модели комплексных угловых моментов /24/ с учётом вклада в амплитуду рассеяния полюсов ω, ρ и разрезов для случаев выполнения ($\Delta\sigma_\omega=0$) и нарушения теоремы Померанчука.

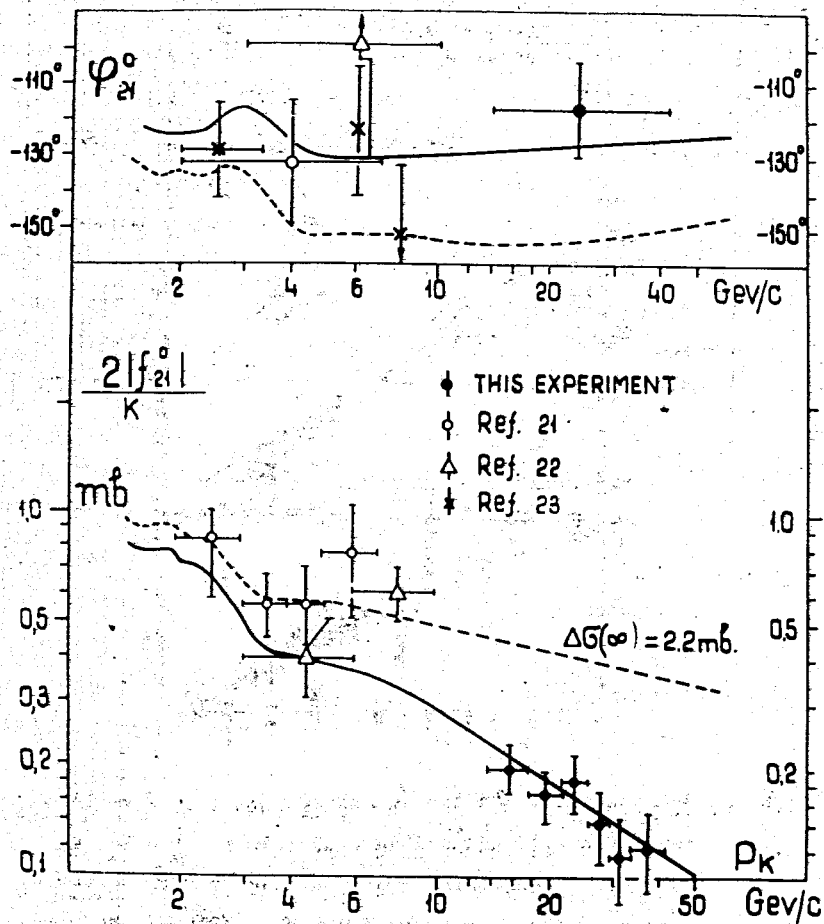


Рис. 5б. Те же данные в сравнение с расчётами по дисперсионным соотношениям /23/ для случаев выполнения теоремы Померанчука (сплошная кривая) и ее нарушения (пунктир). Результаты других экспериментов взяты из /52-54, 29/.

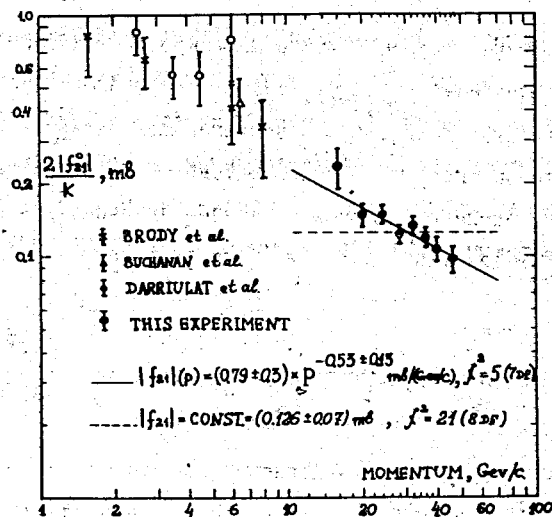
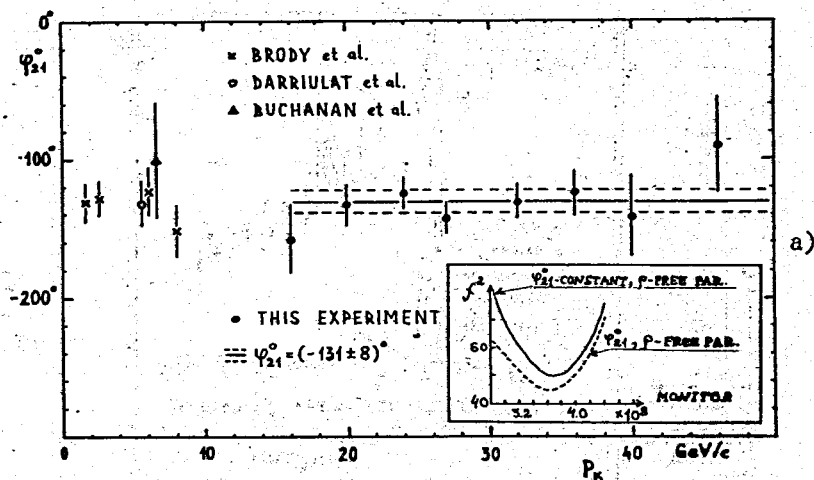


Рис. 6. Экспериментальные данные определения фазы (а) и модуля (б) амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде в зависимости от импульса каонов (геометрии 2);

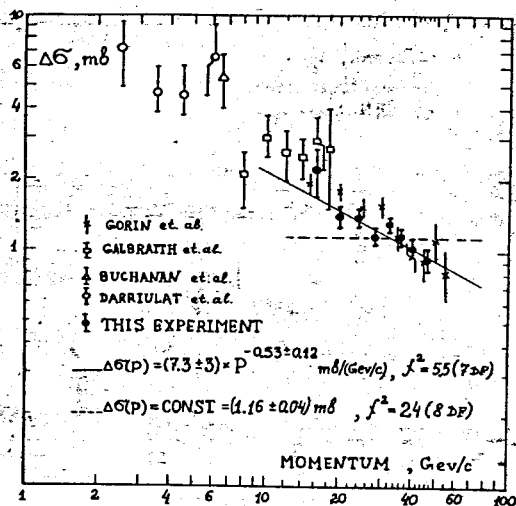


Рис. 6в. вычисление на основании предыдущих данных значения разности полных сечений взаимодействий $\bar{K}^0 p$ и $K^0 p$. Сплошные линии: (а) - значение фазы в предположении, что она постоянна в исследуемом интервале; (б), (в) - аппроксимация данных степенным законом. Для сравнения приведены данные других экспериментов /52-54, 46/.

измерениях полных сечений /46/. При проведении экспериментов с водородной мишенью часть времени была отведена на получение данных с углеродным регенератором длиной около 1 м и плотностью углерода $0,9 \text{ г/см}^3$. В результате этого эксперимента была определена фаза амплитуды регенерации на углероде в интервале 16-40 Гэв/с, которая оказалась независимой от энергии $\arg[\bar{f}^0(K^0c) - \bar{f}^0(K^+c)] = -129^\circ \pm 16^\circ$ и в пределах ошибок совпала с фазой (2I) определений при среднем импульсе 4,5 Гэв/с. Результаты определения модуля амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на углероде в том же интервале импульсов приведены на рис.7, откуда видно, что они согласуются с расчётами по оптической модели /47/.

В результате проведения экспериментов по применению явления регенерации для изучения слабых и сильных взаимодействий нейтральных каонов получены следующие результаты.

1. Впервые наиболее прямым и убедительным способом доказано наличие интерференции в распадах долгоживущих и короткоживущих нейтральных каонов на два пиона. При изучении интерференции определена разность масс K_L^0 и K_S^0 $\delta = 0,483 \pm 0,020$, которая в пределах ошибок согласовывалась с разностью масс $\delta = 0,50 \pm 0,1$, определенной в других экспериментах, где не использовались двухпионные распады каонов. Наличие интерференции и совпадение разности масс являются прямым доказательством нарушения CP-инвариантности в распадах нейтральных каонов.

2. Определен комплексный параметр $\eta_{+-} \equiv |\eta_{+-}| \exp(i\Phi_{+-})$, характеризующий нарушение CP-инвариантности и являющийся отношением амплитуд распада CP-нарушающего процесса $K_L^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и CP-сохраняющего процесса $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$:

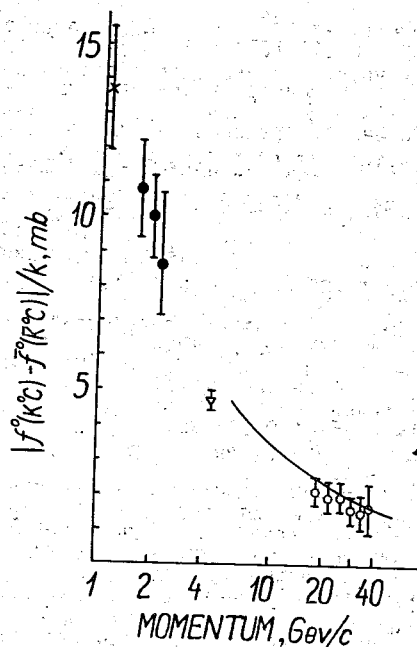


Рис.7. Энергетическая зависимость амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на углероде: открытые точки - данные работ /14, 47/, (•) - пересчет данных /17/ по K^+C и K^-C - полным сечениям, (x) - данные работы /9/.

$$\eta_{+-} = (1,90 \pm 0,07) \cdot 10^{-3} \cdot \exp [i (53 \pm 12)^\circ].$$

Величина фазы этого параметра в пределах ошибок эксперимента совпадала со значением, предсказываемым моделью сверхслабых взаимодействий, введенной для объяснения CP-нарушения.

3. Впервые сделана попытка наблюдать интерференцию в лептонных распадах нейтральных каонов при изучении зарядовой асимметрии мюонов из распадов K_M^0 .

4. Измерена амплитуда регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на углероде для среднего импульса каонов 4,5 Гэв/с:

$$\frac{1}{k} |f^0(K^0C) - \bar{f}^0(\bar{K}^0C)| = (4,67 \pm 0,23) \text{ мб}$$

$$\arg [f^0(K^0C) - \bar{f}^0(\bar{K}^0C)] = -127^\circ \pm 10^\circ.$$

Измерения были продолжены впоследствии в интервале импульсов 16-40 Гэв/с. Результаты измерений во всем интервале импульсов 4-40 Гэв/с согласуются с расчетами по оптической модели.

5. Впервые прямым способом доказано существование интерференции в двухпионных распадах K_L^0 и K_S^0 , регенерированных в жидком водороде. Измерена амплитуда трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде, то есть ее модуль и фаза в интервале импульсов 14-50 Гэв/с. Фаза амплитуды регенерации $\varphi_{21}^0 = \arg [f^0(K^0p) - \bar{f}^0(\bar{K}^0p)]$ не зависит от энергии каонов и ее средняя величина равна $\varphi_{21}^0 = -132,3^\circ \pm 5,7^\circ$. Энергетическая зависимость модуля амплитуды регенерации определяется законом

$$2 |f_{21}^0(p)|/k = (0,79 \pm 0,3) \cdot p^{-0,53 \pm 0,13} \text{ мб}.$$

6. Установленные закономерности энергетического поведения модуля и фазы амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде и углероде исключают нарушение теоремы Померанчука в реакциях взаимодействий K^0 и \bar{K}^0 с нуклонами и ядрами.

7. Установлено, что результаты измерений амплитуды трансмиссионной регенерации $K_L^0 - K_S^0$ на водороде хорошо согласуются с расчетами соответствующих величин с помощью простых моделей комплексных угловых моментов, в которых используются другие экспериментальные сведения о каон-нуклонных амплитудах рассеяния, а также с расчетами по дисперсионным соотношениям для случаев выполнения теоремы Померанчука.

8. Определена энергетическая зависимость разности полных сечений взаимодействий нейтральных каонов и антикаонов на водороде $\sigma_t(K^0p) - \sigma_t(\bar{K}^0p) = (7,3 \pm 3) \cdot p^{-0,53 \pm 0,13}$ мб, которая хорошо согласуется с разностью изотопически сопряженных сечений взаимодействий K^+n и K^-n , определенных в работе /46/: $\sigma_t(K^+n) - \sigma_t(K^-n) = (12,3 \pm 3,9) \cdot p^{-0,65 \pm 0,09}$. Это является, с одной стороны, экспериментальной проверкой изотопинвариантности в соответствующих реакциях, а с другой стороны - независимым подтверждением роста полных сечений K^+n - взаимодействий, установленного в работах /46/.

9. Описанные в настоящей работе эксперименты и созданная для них аппаратура послужили основой для проведения дальнейших исследований явления регенерации в опытах с дейтерием /48/. Зарегистрированные в течение экспериментов трехчастичные распады K_L^0 , статистика которых во многих случаях превышает лучшие мировые работы, позволили провести исследования специфических вопросов слабых взаимодействий /49/, предложить решение проблемы неоднозначности параметров, описывающих формфакторы в распадах K_{S3} и др. /50/.

10. Методические исследования разрешений спектрометра послужат основой дальнейшего расширения программы исследований явления регенерации на тяжелых ядрах с целью определения формфактора нейтральных каонов и его среднеквадратичного радиуса /55/.

11. Опыт, накопленный при проведении описанных исследований, основанный на прогрессе техники, позволил предложить ряд будущих экспериментов по исследованию CP-нарушающих эффектов в распадах каонов /52/, которые уже начинают осуществляться в Институте физики высоких энергий.

В основу диссертации положены результаты, опубликованные в работах /12, 13, 14, 15, 34, 36, 37, 40, 41, 42, 44, 45, 47/, выполненных с участием автора. Физические результаты экспериментов по регенерации были представлены на Международных конференциях в Киеве (1970), Амстердаме (1971) и Чикаго (1972) и вошли в соответствующие раппортерские доклады.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Gell-Mann M., and Pais A., Phys.Rev. 97(1955)1387.
2. Pais A., Piccioni O., Phys.Rev.100(1955)1487.
3. Good R.H. et.al., Phys.Rev. 124(1961)1223.
4. Christenson J.H. et.al., Phys.Rev.Lett.13(1964)138.
5. И.Я.Померанчук, ЖЭТФ 34(1958).725
6. Lee T.D., Oehme R., Yang C.N., Phys.Rev.106(1957)340.
7. Lee T.D., Wu C.S., Ann.Rev. of Nucl.Sc.V.16, 1966;
Ц.Ли и Ц.Бу. Слабые взаимодействия, изд.Мир(1968) с.182-295.
8. T.T.Wu, C.N.Yang, Phys.Rev.Letters 13(1964)380.
9. Christenson et al., Phys.Rev. 140(1965)B74.
10. См. обзоры Л.Б.Окуня, К.Руббия, и др. в УФН 95(1968) вып.3.
11. V.L.Lyuboshits et al., JINR D-1926, Dubna (1965).
12. M.Bott-Bodenhausen, .. I.Savin., Phys.Letters 20(1966)212.
13. Те же авторы, Phys.Letters 23(1966)277.
14. Те же авторы, Proceedings of the Topical Conference on
Weak Interactions, CERN 69-7(1969)p.329.
15. M.Bott-Bodenhausen, ..I.Savin., Phys.Letters 24B(1967)438.
16. S.Alff et al., Phys.Letters 20(1966)207, 21(1966)595.
17. R.L.Cool et al., Phys.Rev.Letters 17(1966)102.
18. C.Rubbia, Proc.of XVI Conf.on High En.Phys., Chicago-Batavia
(1972), v.4, p.157.
19. Particle Data Group., Phys.Lett. 39B(1972)1.
20. A.A.Logunov et al., Ann.of Phys.31(1965)203; Phys.Lett.7(1969)71.
21. Нгуен Ван Хьеу, Теор.и мат.физ. 8(1971)354.
22. И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев, ЯФ 12(1970)638.
23. М.Е.Вишнеvский и др. Препринт ИТЭФ № 815(1970).
24. В.Л.Лисин и др. Nucl.Phys.B40(1972)298.

25. F.J.Gilman, Phys.Rev.171(1968)1453.
26. V.Barger, R.Phillips, Phys.Rev.D2(1970)1871; Phys.Lett.
33B(1970)425; 31B(1970)643.
27. С.С.Герштейн и др. Письма ЖЭТФ II(1970)72.
28. J.V.Allaby et al. Phys.Lett. 30B(1969)500.
29. W.Galbraith et al., Phys.Rev.138B(1965)913.
30. А.И.Лендел, К.А.Тер-Мартirosян, Письма ЖЭТФ II(1970)70.
31. С.Басиладзе, .. И.А.Савин, .. ОИЯИ, П1-5361, Дубна (1970).
32. А.С.Вовенко, .. И.А.Савин, .. ОИЯИ, Б1-13-4545(1969); Б1-1-7039(1973)
33. Григалашвили Т.С. и др. ОИЯИ, Р3-5324 (1970).
34. Бирулев В.К., .. Савин И.А., .. ОИЯИ, I-6660 (1972).
35. Бирулев В.К., .. Савин И.А., .. ОИЯИ, I-6665 (1972).
36. В.К.Бирулев, .. И.А.Савин, .. ОИЯИ, I-7307 (1973).
37. К.-Ф.Альбрехт, .. И.А.Савин, .. ОИЯИ, I-7305, Дубна (1973).
38. Басиладзеv С.Г., .. Савин И.А., .. ОИЯИ, I-5910, Дубна(1971).
39. Л.Б.Голованов и др. ОИЯИ, 8-5416, Дубна (1970).
40. Д.Вестергомби, .. И.А.Савин. ОИЯИ, П10-7284, Дубна (1973).
41. В.К.Бирулев, .. И.А.Савин, .. ОИЯИ, П1-7083, Дубна(1973).
42. В.К.Бирулев, ..И.А.Савин, .. ОИЯИ, П1-6878, Дубна(1973).
43. З.В.Борисовская, .. И.А.Савин, .. Доклад, представленный на XV Межд.
конференцию по физике высоких энергий, Киев, 1970г. Данные вошли
в доклад Д.Аллаби, Наукова Думка, Киев, 1972, стр.11;
Acta Phys.Acad.Sc.Hung. 31(1972)259.
44. В.К.Бирулев, .. И.А.Савин, .. ОИЯИ, П1-6164, Дубна(1971);
Д-6004 (1972); ЯФ, 15(1972)959; Phys.Lett. 38B(1972)452;
G.Giacomelli, Proc.of Int.Conf.on Elem.part, Amsterdam(1971)p.

45. Бирулев В.К.,... И.А.Савин,... ОИЯИ, ЕИ-6851, Дубна(1972);
G.Giacomelli, Proc.of XVI Intern.Conf.on High Energy Phys.,
Chicago-Batavia (1972), v 3, p 219.
46. И.Горин и др. ЯФ 17(1973)309.
47. К.-Ф.Albrecht,... Savin I.A.,... JINR, Е1-7353(1973).
48. К.-Ф.Альбрехт,... И.А.Савин,... ОИЯИ, I-7427, Дубна(1973).
49. А.С.Ровенко,... И.А.Савин,... ОИЯИ, PI-7157, Дубна(1973).
50. К.-Ф.Albrecht,... I.Savin,... KFKI-73-46, Budapest(1973).
51. К.-Ф.Альбрехт и др. ОИЯИ Б5-1-669(1972);
ЕИ-1-6826(1972); ЕИ-7175(1973).
52. P.Darrinlat et al. Phys.Lett. 33B(1970)433.
53. C.Buchanan et al. Phys.Lett. 37B(1972)213.
54. A.Brody et al., Phys.Rev.Lett.26(1971)1050.
55. Э.О.Оконов, ОИЯИ № БЗ-2964 (1966); ОИЯИ PI-3788(1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
14 февраля 1974 года.