3⁰

ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 17 - 73

В.Н.Байер

НАРУШЕНИЕ CP ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ ВКЛЮЧАЯ СИСТЕМУ $K^0\bar{K}^0$

Новосибирск

1973

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

В.Н.Байер

НАРУШЕНИЕ CP ИНВАРИАНТНОСТИ В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАОНОВ ВКЛЮЧАЯ СИСТЕМУ $K^0\bar{K}^0$

Новосибирск
1973

INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS, NOVOSIBIRSK,
630090, USSR

CP VIOLATION IN DECAYS OF THE NEUTRAL KAONS INCLUDING $K_o\bar{K}_o$ SYSTEM

V.N.BAIER

A rewiew of the recent situation of the whole problem with espesial detailed treatment of the decays of the $K_o\bar{K}_o$ system produced by electron-positron colliding beams.

1. Введение

При подготовке программы работ на накопителе ВЭПП-2М Института ядерной физики СО АН СССР на ученом Совете ИЯФ по инициативе академика Г.И.Будкера в течение ряда месяцев обсуждались эффекты нарушения СР инвариантности и возможность их экспериментального исследования. В этой связи автору представляется желательным обсудить проблему нарушения СР инвариантности в распадах нейтральных каонов в целом, а также отдельно рассмотреть соответствующие эффекты при распадах системы $K^0\bar{K}^0$.

В мае 1956 г. в Москве состоялась Всесоюзная конференция по физике частиц высоких энергий, на которую впервые после окончания войны была приглашена представительная группа зарубежных ученых, в том числе Ф.Дайсон, М.Гелл-Манн, В.Вайскопф, Р.Пайерльс, А.Пайс.

Среди вопросов, которые были в центре внимания физиков в то время (проблема "нуль-заряда" в квантовой теории поля, решение задачи пион-нуклонного рассеяния в рамках различных формулировок метода Тамма-Данкова, экспериментальные данные по нуклон-нуклонному и пион-нуклонному взаимодействию и их анализ) был и так называемый $\vartheta-\tau$ -парадокс. Последний состоял в том, что наблюдались распады двух частиц ($\vartheta\to 2\pi$, $\tau\to 3\pi$), но эти частицы (в современной терминологии К-мезоны) имели (в пределах точности опыта) равные массы, одинаково взаимодействовали с веществом, с большой степенью достоверности имели спин 0, но в то же время имели различные четности[x)], так что это не могла быть одна частица, поскольку четность считалась

---

x) Из распадов $\vartheta^0\to\pi^++\pi^-$, $\vartheta^+\to\pi^++\pi^0$ следует, что четность $P_\vartheta=(-1)^\ell(-1)^2$, где $s_\vartheta=\ell$ - орбитальный момент пары пионов, так что момент J и четность P для ϑ-мезона следующие $J^P=0^+, 1^-, 2^+\ldots$ Распад $\tau^+\to\pi^++\pi^++\pi^-$ - анализировался с помощью диаграммы Далитца, если $\vec{\ell}$ -момент пары $\pi^+\pi^+$, а $\vec{\ell}'$ -момент π^- -относительно системы центра инерции $\pi^+\pi^+$, то спин $\vec{s}_\tau=\vec{\ell}+\vec{\ell}'$ Распределение точек указывало, что $s_\tau=0$ (отметим, что энерговыделение при τ -распаде очень мало, т.к. $Q_{\tau^+}=75$ Мэв (на трипиона), но тогда $|\vec{\ell}|=|\vec{\ell}'|$ и четность $P_\tau=(-1)^\ell(-1)^3=-1$.

сохраняющимся квантовым числом. Было предложено много гипотез, объяснявших этот парадокс: существование дублетов по четности, по крайней мере для всех странных частиц (т.е. частицы должны существовать в двух состояниях с противоположной четностью), возможность $\vartheta - \tau$ переходов за счет электромагнитных взаимодействий в веществе или излучения мягких фотонов. В одной из частных дискуссий Ф.Дайсон заметил, что выступая где-то в США Фейнман указал, что возможно четность не сохраняется при распаде странных частиц. На это И.Е.Тамм сказал, что в этом случае люди улыбались бы в правую сторону в северном полушарии и в левую сторону в южном, а Л.Д.Ландау заметил, что все это напоминает ему 37 гипотез земного магнетизма. Такая реакция была естественной, поскольку речь шла о нарушении одного из фундаментальных законов природы, а эксперимент еще не указывал на это с должной степенью достоверности.

Летом 1956 г. Т.Ли и Ч.Янг проанализировали все существовавшие к тому времени экспериментальные обоснования закона сохранения четности ("лево-право симметрии") и пришли к заключению, что вопреки общему убеждению, для слабых взаимодействий не существовало экспериментальных доказательств лево-право симметрии /1/. Эти авторы указали эксперименты, в которых эта проблема могла быть непосредственно изучена. К моменту появления этой работы было ясно, что все гипотезы, в которых рассматривались распады двух различных K-мезонов противоречат опыту. В возникшей экспериментальной и теоретической ситуации отношение к гипотезе несохранения четности стало предельно серьезным. Установление факта несохранения четности назревало и перед физиками стала задача его осмысливания. Еще до завершения опытов Ву и др. /2/, в которых было установлено несохранение четности в β-распадах поляризованных ядер x) Co^{60}, Л.Д.Ландау выступил с работой /3/, в которой указал, что несохранение четности P не означает еще асимметрию пространства по отношению к инверсии, что учитывая однородность пространства (сохранение энергии-импульса) и

---

x) В этих опытах наблюдалась угловая корреляция между направлением поляризации ядер $\langle\vec{\sigma}\rangle$ и импульсом вылетающего электрона $\vec{p}_e$. Величина $\langle\vec{\sigma}\rangle\vec{p}_e$ является псевдоскаляром. Для получения поляризованных ядер Co^{60} необходима температура 0,1°K.

его полную изотропию (сохранение момента) "поставило бы теоретическую физику в тяжелое положение". Выход из создавшейся ситуации Л.Д.Ландау видел в том, чтобы отказаться и от инвариантности по отношению к зарядовому сопряжению C, но так, чтобы сохранилась инвариантность относительно совокупности обеих операций CP, которая была названа "комбинированной инверсией". Тогда пространство остается полностью симметричным, а несимметричными оказываются заряженные (речь идет о любом виде "заряда") частицы. Независимо к тем же результатам пришли Т.Ли и Ч.Янг /4/. С этими работами тесно связана двухкомпонентная теория нейтрино, предложенная Л.Д.Ландау /5/, Т.Ли и Ч.Янгом /4/ и А.Саламом /6/.

Если отразить какой-либо распад в зеркале, то мы увидим процесс, который в природе происходить не может (нарушение P инвариантности). Но, если, кроме того, провести зарядовое сопряжение (CP-отражение), то получим реально существующий процесс. "Выражаясь наглядно, K^- мезон есть K^+ мезон, отраженный в зеркале /3/". Можно спросить еще, как природа выбирает знак перед псевдоскалярным членом, иными словами, как природа различает левые и правые винты. Ответ на этот вопрос состоит в том, что природа не делает выбора /5/. Если частица обладает левым винтом, то её античастица обладает правым винтом. Таким образом, в указанном выше смысле сохранилась симметрия между левым и правым, частицей и античастицей.

Указанные работы в значительной степени определили развитие наших представлений о слабых взаимодействиях. Вся совокупность имевшихся данных подтверждала инвариантность относительно операции комбинированной инверсии. Однако в 1964 году было обнаружено нарушение CP инвариантности, проявляющимся в распадах нейтральных K мезонов, потребовавшее нового пересмотра смысла дискретных симметрий.

В сильных и электромагнитных взаимодействиях рождаются частицы с определенной странностью S – $K^0 (S=1)$ и $\bar{K}^0 (S=-1)$, поскольку странность сохраняется. Определим состояния $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$, так, чтобы они переходили друг в друга при CP преобразовании:

$$CP|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle \quad , \quad CP|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle \tag{1.1}$$

тогда линейные суперпозиции их обладают определенными CP-четностями

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle\right] \qquad CP=+1$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle\right] \qquad CP=-1 \qquad (1.2)$$

При строгом сохранении CP-четности переходы между $|K_1^0\rangle$ и $|K_2^0\rangle$ были бы запрещены, т.е. эти состояния диагонализовали бы полный гамильтониан, иными словами частицы K_1^0, K_2^0 обладали бы определенными (и различными) массами и временами жизни. В случае, когда конечные системы обладают определенной CP-четностью[x)] K^0 мезоны участвовали бы именно в суперпозициях K_1^0, K_2^0. Укажем эти распады /7/

$$K_1^0 \to \pi^+\pi^-,\ 2\pi^0,\ \pi^+\pi^-\pi^0 \ (\ell = L = 1,3,5\ldots)$$

$$K_2^0 \to 3\pi^0, \qquad \pi^+\pi^-\pi^0 \ (\ell = L = 0,2,4\ldots) \qquad (1.3)$$

Если не рассматривать лептонные распады ($K_{e3}\to\pi^\pm e^\mp\nu$, $K_{\mu 3}\to\pi^\pm\mu^\mp\nu$), учет которых не меняет приводимых ниже рассуждений, то ясно, что K_1^0 мезон должен жить существенно меньше, чем K_2^0, поскольку при K_2^0 распаде мал фазовый объем (фактически отношение времен жизни ~600). Что касается распада $K_1^0\to\pi^+\pi^-\pi^0$, то вероятность его должна быть приблизительно на два порядка меньше $W(K_2^0\to 3\pi)$, поскольку испусканию π мезонов препятствует центробежный барьер.

x) Системы $\pi^+\pi^-$ и $2\pi^0$ имеют всегда CP = +1. Для системы $\pi^+\pi^-$, $P=(-1)^\ell$, $C=(-1)^\ell$, для системы $2\pi^0$ C = +1, а P = 1 из тождественности частиц (требование статистики Бозе-Эйнштейна). Перейдем к нейтральной системе из трех пионов. Сначала обсудим $3\pi^0$, где $CP|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle$. Поскольку в силу тождественности частиц все орбитальные моменты четны, то $CP|3\pi^0\rangle = (-1)^3|3\pi^0\rangle = -|3\pi^0\rangle$. В системе $\pi^+\pi^-\pi^0$ обозначим ℓ относительный момент $\pi^+\pi^-$, а L-момент π^0 относительно системы $\pi^+\pi^-$, причем полный момент (равный спину K-мезона) $\vec{J} = \vec{\ell} + \vec{L} = 0$, т.е. $|\vec{L}| = |\vec{\ell}|$. Как уже отмечалось для системы $\pi^+\pi^-$ CP=+1. Учитывая, что $CP|\pi^0\rangle = -|\pi^0\rangle$ имеем $CP|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle = -(-1)^L|\pi^+\pi^-\pi^0\rangle$. Состояния с L = 0,2,4... имеют CP = −1, а состояние с L = 1,3,5... имеют CP = +1.

В действительности, однако, долгоживущий K-мезон распадается на $\pi^+\pi^-$ (CP = +1). Поскольку он же распадается на $3\pi^0$ (CP = −1), то отсюда следует, что в распадах долгоживущего K-мезона нарушается CP-инвариантность, хотя степень нарушения невелика ($\sim 10^{-3}$). Отсюда следует, что реальные диагональные состояния $|K^0_S\rangle$ и $|K^0_L\rangle$, которые обладают определенными массами m_S и m_L и временами жизни τ_S и τ_L, есть линейная суперпозиция $|K^0_1\rangle$ и $|K^0_2\rangle$. В силу того, что степень нарушения мала, короткоживущее состояние $|K^0_S\rangle$ есть $|K^0_1\rangle$ с малой примесью $|K^0_2\rangle$, а долгоживущее состояние $|K^0_L\rangle$ есть $|K^0_2\rangle$ с малой примесью $|K^0_1\rangle$. По этой причине приведенные выше соображения относительно времен жизни сохраняются.

Обнаружение CP несимметрии, наряду с C и P несимметрией поставило общий вопрос о дискретных симметриях в физике. Известно, что существует одна выделенная комбинация дискретных преобразований - CPT-преобразование (T-отражение времени). Её выделенность связана с тем, что инвариантность по отношению к CPT (CPT-теорема) следует из очень общих положений, лежащих в основе современного теоретического описания элементарных частиц[x)]. Из CPT-теоремы следует, в частности, что нарушение CP инвариантности означает также нарушение инвариантности по отношению к отражению времени T. Конечно CPT-теорема, как теоретическое положение нуждается в экспериментальной проверке[xx)].

x) Существует ряд доказательств CPT-теоремы в рамках различных подходов (см., напр., /8/). В аксиоматическом подходе, претендующем на наибольшую общность и абстрактность, доказательство основано на постулатах: релятивистская (и пуанкаре)-инвариантность; существование оператора 4-импульса P_μ, $P_\mu P^\mu = m^2 > 0$; существование вакуума и локальных операторов $\varphi(x)$, используемых для описания элементарных частиц, слабая локальная коммутативность: $\langle 0|\varphi(x_1)\ldots\varphi(x_n)|0\rangle = \langle 0|\varphi(x_n)\ldots\varphi(x_1)|0\rangle$. В лагранжевом подходе доказательство основано на релятивистской инвариантности лагранжиана; локальности уравнений поля (входят тензора и спиноры конечного ранга, производные конечного порядка); связи спина со статистикой.

xx) Теорема CPT проверяется по равенству масс, времен жизни и магнитных моментов частиц и античастиц. Наибольшая точность достигнута при измерении масс m_L и m_S K_0-мезонов: $\frac{m_L - m_S}{m_L} \sim 6\cdot 10^{-15}$, поскольку разность масс $|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}| < m_L - m_S$; равенство магнитных моментов $\mu^-(e^-)$ и $\mu^+(e^+)$ известно с точностью $\sim 10^{-6}$.

более того эта проверка представляет фундаментальный интерес. В то же время следует понимать, что нарушение CPT-инвариантности потрясет все здание современной теоретической физики.

Общая ситуация, сопутствующая открытию несохранения CP-инвариантности, кардинально отличается от той, которая была при установлении несохранения четности. С одной стороны, тогда было открыто общее свойство слабых взаимодействий и несохранение четности было в короткое время обнаружено практически во всех слабых распадах. В данной же ситуации только в распадах K^0 мезонов удается наблюдать эффекты, свидетельствующие о несохранении CP-инвариантности, хотя со времени их обнаружения прошло более 8 лет. С другой стороны, как отмечалось выше, был достигнут определенный уровень теоретического понимания нарушения P и C инвариантности, причем удалось восстановить симметрию лево-право за счет рассмотрения двух видов материи – вещества и антивещества. Однако второй раз использовать зарядовое сопряжение, для того, чтобы восстановить симметрию по отношению к T (или CP) уже невозможно. Иными словами имеется объективная возможность отличить вещество от антивещества, что особо наглядно проявляется в лептонных распадах $K^0_L \to \pi^\mp e^\pm \nu$: в вакууме K^0_L дает больше $\pi^- e^+ \nu$, чем $\pi^+ e^- \nu$. На языке проблемы выбора это означает, что из двух одинаково простых законов природа по своему капризу выбирает один. В случае нарушения CP-инвариантности по крайней мере одна из констант связи становится комплексной /9/, на этом языке проблема выбора означает выбор фазы $\pm\varphi$ в комплексной константе /10/.

Г.Вейль /11/ заметил, что "асимметрия редко бывает просто отсутствием симметрии". Это, конечно, справедливо и в физике. В этом смысле все аспекты нарушения CP-инвариантности остаются непонятыми.

П. Феноменологическое описание несохранения CP-инвариантности в распадах каонов

Как уже отмечалось, нарушение CP-инвариантности наблюдается только в распадах нейтральных K-мезонов. Поскольку происхождение этого явления остается не выясненным, имеет смысл описывать весь круг явлений на феноменологическом уровне. Имеется большое число работ, содержащих такого рода анализ(см., например, /10,12-16/).

а) <u>Двухпионные распады.</u> Система из двух пионов с полным зарядом, равным 0 ($\pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$), находящаяся в s -волне ($\ell=0$) может быть в двух изотопических состояниях[x)] I=0,2:

$$|I=0\rangle \equiv |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|\pi^+\pi^-\rangle + |\pi^-\pi^+\rangle\right) - \frac{1}{\sqrt{3}}|\pi^0\pi^0\rangle$$

$$|I=2\rangle \equiv |2\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\left(|\pi^+\pi^-\rangle + |\pi^-\pi^+\rangle\right) + \sqrt{\frac{2}{3}}|\pi^0\pi^0\rangle \quad (2.1)$$

Состояние, диагонализующие полный гамильтониан системы и имеющие определенные массы и времена жизни $|K^0_S\rangle \equiv |S\rangle$, $|K^0_L\rangle \equiv |L\rangle$ выбраны так, что в пределе, когда имеет место CP-инвариантность

$$K^0_S \to K^0_1, \quad K^0_L \to K^0_2 \quad (2.2)$$

Процесс распада K^0 мезонов на два пиона описывается набором из 4-х амплитуд:

$$\langle 0|T|L\rangle, \langle 0|T|S\rangle, \langle 2|T|L\rangle, \langle 2|T|S\rangle \quad (2.3а)$$

или

$$\langle \pi^+\pi^-|T|L\rangle, \langle \pi^0\pi^0|T|L\rangle, \langle \pi^+\pi^-|T|S\rangle, \langle \pi^0\pi^0|T|S\rangle \quad (2.3б)$$

Общая фаза этих амплитуд, естественно, несущественна. Принято описывать двухпионные распады в терминах отношений:

$$\eta_{+-} = \frac{\langle \pi^+\pi^-|T|L\rangle}{\langle \pi^+\pi^-|T|S\rangle} = |\eta_{+-}|e^{i\varphi_{+-}}, \quad \eta_{00} = \frac{\langle \pi^0\pi^0|T|L\rangle}{\langle \pi^0\pi^0|T|S\rangle} = |\eta_{00}|e^{i\varphi_{00}} \quad (2.4)$$

и

$$\epsilon = \frac{\langle 0|T|L\rangle}{\langle 0|T|S\rangle}, \quad \epsilon' = \frac{\langle 2|T|L\rangle}{\sqrt{2}\langle 0|T|S\rangle}, \quad \omega = \frac{\langle 2|T|S\rangle}{\sqrt{2}\langle 0|T|S\rangle} \quad (2.5)$$

---

x) В p-волне I = 1.

Используя соотношения (2.1) легко получить, что

$$\eta_{+-} = \frac{\epsilon+\epsilon'}{1+\omega}, \quad \eta_{00} = \frac{\epsilon-2\epsilon'}{1-2\omega} \qquad (2.6)$$

Кроме величин η_{+-}, η_{00} на опыте определяется еще отношение вероятностей

$$R = \frac{\Gamma(S \to 2\pi^0)}{\Gamma(S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{1}{2}\left|\frac{1-2\omega}{1+\omega}\right|^2 \qquad (2.7)$$

Изотопический спин начального состояния $I = 1/2$. В большинстве слабых распадов странных частиц с большой степенью точности выполняется правило отбора $\Delta I = 1/2$. Согласно этому правилу переходы в состояние $I = 2$ ($\Delta I = 3/2$) сильно подавлены. По этой причине величина ω оказывается малой^x).

Несохранение CP-инвариантности определенно следует из распада $K_L^0 \to \pi^+\pi^-$, который впервые наблюдали в 1964 г. Кристенсон, Кронин, Фитч, Тюрлей /17/. После этого было поставлено очень большое число экспериментов, результаты которых приведены в /12-16/. Последний подробный анализ экспериментальных данных содержится в докладе Винтера на Амстердамской конференции /18/, где приведены^xx) результаты:

$$\eta_{+-} = (1{,}95 \pm 0{,}03) \cdot 10^{-3} e^{i(43{,}6 \pm 3{,}3)^\circ}$$

$$\eta_{00} = (2{,}24 \pm 0{,}20) \cdot 10^{-3} e^{i(43 \pm 19)^\circ} \qquad (2.8)$$

$$\omega = (4{,}4 \pm 1{,}3) \cdot 10^{-2} e^{i(-39 \pm 18)^\circ}$$

$$\frac{|\eta_{00}|}{|\eta_{+-}|} = 1{,}00 \pm 0{,}06$$

---

x) По измерению R можно определить $Re\,\omega$ $\left(R \sim \frac{1}{2}(1-6Re\,\omega)\right)$

xx) На конференции в Батавии (август 1972), были представлены предварительные результаты, заметно отличающиеся от приведенных в формуле (2.8).

б) Вектора состояний. Состояния $|L\rangle$, $|S\rangle$ всегда (независимо от существования дискретных симметрий, в том числе CPT-инвариантности) могут быть записаны в виде линейной суперпозиции:

$$|S\rangle = p_S|K\rangle + q_S|\bar{K}\rangle$$

$$|L\rangle = p_L|K\rangle - q_L|\bar{K}\rangle \qquad (2.9)$$

где $|K\rangle \equiv |K^0\rangle$, $|\bar{K}\rangle \equiv |\bar{K}^0\rangle$. Имеется свобода в выборе фаз состояний $|L\rangle, |S\rangle$ и относительной фазы^x) $|K\rangle, |\bar{K}\rangle$ поэтому всегда можно выбрать p_L, q_L, p_S -вещественными и положительными, а q_S вообще говоря комплексная величина. Состояния $|L\rangle$ и $|S\rangle$ нормированы

$$|p_L|^2 + |q_L|^2 = |p_S|^2 + |q_S|^2 = 1 \qquad (2.10)$$

Обратные (2.9) соотношения

$$|K\rangle = D^{-1}[q_L|S\rangle + q_S|L\rangle]$$

$$|\bar{K}\rangle = D^{-1}[p_L|S\rangle - p_S|L\rangle] \qquad (2.11)$$

где $D = p_S q_L + p_L q_S$. Состояния $|L\rangle$ и $|S\rangle$ обладают определенными массами и временами жизни; в момент времени t (в системе покоя частицы)

$$|L\rangle_t = e^{-iM_L t}|L\rangle_0$$

$$|S\rangle_t = e^{-iM_S t}|S\rangle_0 \qquad (2.12)$$

где $M_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L$, $M_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S$; m_L, m_S -массы, $\tau_L = \Gamma_L^{-1}$, $\tau_S = \Gamma_S^{-1}$ -времена жизни^xx) K_L^0 и K_S^0 мезонов.

---

x) Гамильтониан сильного (st) и электромагнитного (e) взаимодействий инвариантен относительно унитарного преобразования $exp(iS\chi)$ (S -оператор странности, χ -произвольное вещественное число). Под действием этого преобразования $e^{iS\chi}|K\rangle = e^{i\chi}|K\rangle$, $e^{iS\chi}|\bar{K}\rangle = e^{-i\chi}|\bar{K}\rangle$, т.е. относительная фаза $|K\rangle$ и $|\bar{K}\rangle$ не является наблюдаемой.

xx) Здесь и в дальнейшем для описания нестабильных частиц используется приближение Вайскопфа-Вигнера, в котором закон распада является чисто экспоненциальным (распределение масс нестабильной частицы в энергетическом представлении дается простым полюсом). Все известные опытные данные укладываются в это приближение.

Подставляя (2.12) в (2.11) получим:

$$|K\rangle_t = D^{-1}\{(p_S q_L e^{-iM_S t} + q_S p_L e^{-iM_L t})|K\rangle_o + q_S q_L (e^{-iM_S t} - e^{-iM_L t})|\bar{K}\rangle_o\},\qquad(2.13)$$

$$|\bar{K}\rangle_t = D^{-1}\{p_S p_L (e^{-iM_S t} - e^{-iM_L t})|K\rangle_o + (p_L q_S e^{-iM_S t} + q_L p_S e^{-iM_L t})|\bar{K}\rangle_o\}$$

Для интервала времени $\Delta t \to 0$ имеем из (2.13):

$$|K\rangle_{\Delta t} = |K\rangle_o - i\Delta t[\Lambda_{11}|K\rangle_o + \Lambda_{21}|\bar{K}\rangle_o]$$

$$|\bar{K}\rangle_{\Delta t} = |\bar{K}\rangle_o - i\Delta t[\Lambda_{12}|K\rangle_o + \Lambda_{22}|\bar{K}\rangle_o]\qquad(2.14)$$

где

$$\Lambda_{11} = D^{-1}(p_S q_L M_S + p_L q_S M_L),\ \Lambda_{12} = D^{-1} p_S p_L (M_S - M_L),\qquad(2.15)$$

$$\Lambda_{21} = D^{-1} q_S q_L (M_S - M_L),\ \Lambda_{22} = D^{-1}(p_L q_S M_S + p_S q_L M_L)$$

Поскольку мы имеем дело с системой, которая может находится в двух состояниях, удобно воспользоваться двухкомпонентной формой записи; произвольное состояние системы тогда можно записать в виде

$$\Psi = \Psi_1|K\rangle + \Psi_2|\bar{K}\rangle = \begin{pmatrix}\Psi_1\\ \Psi_2\end{pmatrix}\qquad(2.16)$$

тогда из (2.14) следует уравнение, описывающее изменение системы во времени:

$$i\frac{d\Psi}{dt} = \Lambda\Psi \quad\text{или}\quad i\frac{d\Psi_i}{dt} = \Lambda_{ik}\Psi_k\qquad(2.17)$$

Произвольную 2 x 2 матрицу можно записать в виде суммы эрмитовой и антиэрмитовой частей

$$\Lambda_{ik} = M_{ik} - i\Gamma_{ik}\qquad(2.18)$$

где матрицы M и Г - эрмитовы: $M_{ik} = M_{ki}^*$, $\Gamma_{ik} = \Gamma_{ki}^*$. Матрица M - массовая матрица, матрица Г - матрица распада. При выборе состояний согласно (1.1) преобразование CP означает перестановку $1 \leftrightarrow 2$, обращение времени T переставляет индексы начального и конечного состояний. Поэтому требование CPT- инвариантности означает, что

$$\Lambda_{11} = \Lambda_{22}\ (M_{11} = M_{22},\ \Gamma_{11} = \Gamma_{22})\qquad(2.19)$$

Этот результат очевиден, поскольку оз означает равенство масс и времен жизни частицы и античастицы. Если бы существовала еще и CP-инвариантность, то имело бы место еще равенство.

$$\Lambda_{12} = \Lambda_{21}\ (M_{12} = M_{21},\ \Gamma_{12} = \Gamma_{21})\qquad(2.20)$$

откуда, с учетом того, что M и Г - эрмитовы матрицы следовало бы, что M_{12} и Γ_{12} - вещественны.

Подставляя (2.15) в (2.19) имеем, что CPT-инвариантной теории

$$q_S p_L = q_L p_S\qquad(2.21)$$

откуда с учетом условия нормировки (2.10) и того, что p_L, q_L, p_S - вещественные числа имеем

$$p_L = p_S = p,\ q_L = q_S = q\qquad(2.22)$$

т.е.

$$|S\rangle = p|K\rangle + q|\bar{K}\rangle,\ |L\rangle = p|K\rangle - q|\bar{K}\rangle\qquad(2.23)$$

Используя соотношение (1.2) можно выразить состояния $|S\rangle, |L\rangle$ через $|K^o_1\rangle, |K^o_2\rangle$:

$$|S\rangle = \frac{|K_1\rangle+\varepsilon|K_2\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} = \frac{(1+\varepsilon)|K\rangle+(1-\varepsilon)|\bar K\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}},$$

$$|L\rangle = \frac{|K_2\rangle+\varepsilon|K_1\rangle}{\sqrt{1+|\varepsilon|^2}} = \frac{(1+\varepsilon)|K\rangle-(1-\varepsilon)|\bar K\rangle}{\sqrt{2(1+|\varepsilon|^2)}} \qquad (2.24)$$

где $\varepsilon = \frac{p-q}{p+q}$ (если не налагать требования CPT инвариантности, то, как следует из общей формы (2.9), в $|L\rangle$, $|S\rangle$ будут входить разные параметры: $\varepsilon_L, \varepsilon_S$). Состояния $|L\rangle, |S\rangle$ очевидно не ортогональны. В общем случае $\langle L|S\rangle = p_L^* p_S - q_L^* q_S$, а в CPT-инвариантной теории

$$\langle L|S\rangle = |p|^2 - |q|^2 = \frac{2\,\mathrm{Re}\,\varepsilon}{1+|\varepsilon|^2} \qquad (2.25)$$

С учетом (2.21) формулы (2.13) приобретают вид

$$|K\rangle_t = \frac{1}{2}\left(e^{-iM_L t}+e^{-iM_S t}\right)|K\rangle_0 - \frac{q}{2p}\left(e^{-iM_L t}-e^{-iM_S t}\right)|\bar K\rangle_0$$

$$|\bar K\rangle_t = \frac{1}{2}\left(e^{-iM_L t}+e^{-iM_S t}\right)|\bar K\rangle_0 - \frac{p}{2q}\left(e^{-iM_L t}-e^{-iM_S t}\right)|K\rangle_0 \qquad (2.26)$$

Взаимодействие конечных пионов между собой (в случае двухчастичных распадов) можно учесть стандартным образом, умножив амплитуды распадов на соответствующие фазовые множители:

$$\langle 0|T|K\rangle = e^{i\delta_0}A_0, \quad \langle 2|T|K\rangle = e^{i\delta_2}A_2$$

$$\langle 0|T|\bar K\rangle = e^{i\delta_0}A_0^*, \quad \langle 2|T|\bar K\rangle = e^{i\delta_2}A_2^* \qquad (2.27)$$

где δ_0, δ_2 – фазы $\pi\pi$ рассеяния в s –волне для $I=0,2$ при энергии в ц-системе равной массе K-мезона. Воспользовавшись произволом в выборе относительной фазы состояний $|K\rangle$, $|\bar K\rangle$ (см. сноску на стр. 11) можно положить $A_0 = A_0^*$. В терминах (2.23),(2.27) параметры (2.5) приобретают вид:

$$\epsilon = \frac{p-q}{p+q} = \varepsilon$$

$$\epsilon' = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(i\frac{\mathrm{Im}A_2}{A_0} + \varepsilon\frac{\mathrm{Re}A_2}{A_0}\right)e^{i(\delta_2-\delta_0)} \simeq \frac{i\,\mathrm{Im}A_2}{\sqrt{2}A_0}e^{i(\delta_2-\delta_0)} \qquad (2.28)$$

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\mathrm{Re}A_2}{A_0} + i\varepsilon\frac{\mathrm{Im}A_2}{A_0}\right)e^{i(\delta_2-\delta_0)} \simeq \frac{\mathrm{Re}A_2}{\sqrt{2}A_0}e^{i(\delta_2-\delta_0)}$$

где в приближенных выражениях для ϵ', ω опущены члены, содержащие дополнительный множитель ε, поскольку, как это очевидно из (2.6), (2.8), $|\varepsilon| \ll 1$.

в) Соотношение унитарности. Вероятность перехода в определенное конечное состояние F пропорциональна квадрату матричного элемента (см.(2.16)):

$$|\langle F|T|\psi\rangle|^2 = |\langle F|T|K\rangle\psi_1 + \langle F|T|\bar K\rangle\psi_2|^2 \qquad (2.29)$$

Полная вероятность перехода дается суммой по всем возможным конечным состояниям F:

$$\Gamma = |\psi_1|^2\sum_F|\langle F|T|K\rangle|^2 + |\psi_2|^2\sum_F|\langle F|T|\bar K\rangle|^2 + \psi_1\psi_2^*\sum_F\langle F|T|K\rangle\langle F|T|\bar K\rangle^* + \psi_1^*\psi_2\sum_F\langle F|T|K\rangle^*\langle F|T|\bar K\rangle \qquad (2.30)$$

При указанных переходах уменьшается норма K-мезонного состояния (см.(2.17)):

$$-\frac{d}{dt}\left(|\psi_1|^2+|\psi_2|^2\right) = -2\mathrm{Re}\left(\psi_1^*\frac{d\psi_1}{dt}+\psi_2^*\frac{d\psi_2}{dt}\right) =$$

$$= -2|\psi_1|^2\,\mathrm{Im}\,\Lambda_{11} - 2|\psi_2|^2\,\mathrm{Im}\,\Lambda_{22} + i\left(\Lambda_{12}-\Lambda_{21}^*\right)\psi_1^*\psi_2 + i\left(\Lambda_{21}-\Lambda_{12}^*\right)\psi_2^*\psi_1 \qquad (2.31)$$

Сравнивая (2.30) и (2.31) с учетом того, что ψ_1, ψ_2 произвольны, имеем /14/ (ср.(2.18)):

$$-2\,\mathrm{Im}\,\Lambda_{11} = 2\Gamma_{11} = \sum_F |\langle F|T|K\rangle|^2 > 0$$
$$-2\,\mathrm{Im}\,\Lambda_{22} = 2\Gamma_{22} = \sum_F |\langle F|T|\bar K\rangle|^2 > 0 \qquad (2.32)$$
$$i(\Lambda_{21}-\Lambda_{12}^*) = 2\Gamma_{12} = \sum_F \langle F|T|K\rangle\langle F|T|\bar K\rangle^*$$

Наряду со стандартными соотношениями между мнимой частью массы и вероятностью распада (первые два соотношения, в CPT инвариантной теории $\Gamma_{11} = \Gamma_{22}$), получено еще соотношение для антиэрмитовой части матрицы Λ – "соотношение унитарности"[x].

Аналогичные соображения могут быть применены к вектору состояния (см.(2.12))

$$\Psi = \varphi_L e^{-iM_L t}|L\rangle_0 + \varphi_2 e^{-iM_S t}|S\rangle_0 \qquad (2.33)$$

Изменение нормы $|\Psi|^2$ в момент $t=0$

$$-\frac{d|\Psi|^2}{dt} = |\varphi_1|^2\Gamma_L + |\varphi_2|^2\Gamma_S - i(M_L^*-M_S)\varphi_1\varphi_2^*\langle L|S\rangle - i(M_S^*-M_L)\varphi_L\varphi_2^*\langle S|L\rangle \qquad (2.34)$$

эта величина должна равняться полной вероятности перехода

$$\Gamma = \sum_F |\langle F|T|L\rangle\varphi_L + \langle F|T|S\rangle\varphi_2|^2 \qquad (2.35)$$

Сопоставляя (2.34) и (2.35) найдем

$$-2\,\mathrm{Im}\,M_L = \Gamma_L = \sum_F |\langle F|T|L\rangle|^2 > 0$$
$$-2\,\mathrm{Im}\,M_S = \Gamma_S = \sum_F |\langle F|T|S\rangle|^2 > 0 \qquad (2.36)$$
$$-i(M_L^*-M_S)\langle L|S\rangle = \sum_F \langle F|T|L\rangle^*\langle F|T|S\rangle$$

x) Если рассматривать элементы матрицы $\Lambda = M - i\Gamma$ как матричные элементы от гамильтониана взаимодействия по соответствующим состояниям, то из (2.32) видно, что антиэрмитова часть Г определяется переходами в реальные состояния. Эрмитова же часть М определяется переходами в виртуальные состояния.

Как это следует из (2.25), последнее соотношение характеризует степень нарушения СР-инвариантности. Воспользовавшись неравенством Коши-Буняковского, получим из (2.36) /14/

$$|M_L^*-M_S||\langle L|S\rangle| \le (\Gamma_S\Gamma_L)^{1/2} \qquad (2.37)$$

Если суммирование проводится не по всем конечным состояниям, только по группе их $\mathcal{G}$, то

$$\Big|\sum_{\mathcal{G}}\langle F|T|L\rangle^*\langle F|T|S\rangle\Big| \le (\Gamma_L(\mathcal{G})\Gamma_S(\mathcal{G}))^{1/2} \qquad (2.38)$$

где $\Gamma(\mathcal{G})$ -парциальная ширина в состояния $\mathcal{G}$.

г) <u>Лептонные распады.</u> В лептонных распадах странных частиц, проходящих с изменением странности $\Delta S = \pm 1$, с хорошей степенью точности выполняется правило $\Delta Q = \Delta S$, где ΔQ -изменение заряда адронов. Это правило имеет место, например, в теории, с промежуточным векторным бозоном, если потребовать, чтобы $\Delta S \neq \pm 2$.

Если справедливо правило[x] $\Delta Q = \Delta S$, то при распаде нейтральных К-мезонов разрешены распады (K_{e3})

$$K^0 \to \pi^-\ell^+\nu, \quad \bar K^0 \to \pi^+\ell^-\nu \qquad (2.39)$$

и запрещены распады

$$K^0 \to \pi^+\ell^-\nu, \quad \bar K^0 \to \pi^-\ell^+\nu \qquad (2.40)$$

где $\ell^\pm$ -лептон (μ или e). Поскольку в состояние $|L\rangle$ вектора $|K\rangle$ и $|\bar K\rangle$ входят с разными весами (как следствие нарушения СР-инвариантности,(см.(2.24)), то в распадах (2.39),(2.40) будет иметь место зарядовая асимметрия.

x) Теоретически это правило нарушается в высших порядках по слабому взаимодействию, экспериментально оно подтверждается и установлено с точностью $\sim 10\%$.

Отношение вероятностей распада следует прямо из представления состояний в виде (2.24). Если справедливо правило $\Delta Q = \Delta S$, то

$$\delta = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = \frac{|1+\varepsilon|^2 - |1-\varepsilon|^2}{|1+\varepsilon|^2 + |1-\varepsilon|^2} = \frac{2 Re\,\varepsilon}{1+|\varepsilon|^2} \qquad (2.41)$$

где $N^{\pm}$ число событий с рождением $\ell^{\pm}$. В более общем случае, когда имеют место и переходы с $\Delta Q = -\Delta S$ обозначим отношение амплитуд $x = A(\Delta Q = -\Delta S)/A(\Delta Q = \Delta S)$. Тогда с точностью до членов $\sim |\varepsilon|^2$ найдем:

$$\delta = \frac{|1+\varepsilon - x(1-\varepsilon)|^2 - |1-\varepsilon - x^*(1+\varepsilon)|^2}{|1+\varepsilon - x(1-\varepsilon)|^2 + |1-\varepsilon - x^*(1+\varepsilon)|^2} = 2 Re\,\varepsilon \, \frac{1-|x|^2}{|1-x|^2} \qquad (2.42)$$

Зарядовая асимметрия должна наблюдаться также в распадах K_{e4}, где также имеет место правило $\Delta Q = \Delta S$, но вероятность этого процесса весьма мала. Еще меньше вероятность β-распада K-мезона: $K^0 \to K^{\pm} e^{\mp} \nu$, для которого на основании имеющихся данных не удается получить предсказаний относительно зарядовой асимметрии.

д) Результаты эксперимента. В таблице 1 приведены основные экспериментальные данные, характеризующие K^0_S и K^0_L -мезоны. Параметры, характеризующие несохранение CP- инвариантности, приведены выше (формула (2.8)). Величины $|\eta_{+-}|$ и $|\eta_{00}|$ измеряются по наблюдению двухчастичных распадов K^0_L, вдали от мишени, на которой рождались K^0. Особенно сложным является эксперимент по наблюдению процесса $K^0_L \to 2\pi^0$, где детектируются 4 кванта, на которые распадаются нейтральные пионы. Дело в том, что этот процесс надо выделить на фоне гораздо более вероятного распада $K^0_L \to 3\pi^0 \to 6\gamma$. Фазы величин η_{+-} и η_{00} – φ_{+-} и φ_{00} определяются по интерференции между распадами $K^0_S \to \pi^+\pi^-(2\pi^0)$ и $K^0_L \to \pi^+\pi^-(2\pi^0)$ которая определяется по зависимости числа распадов от времени (пройденного расстояния). В одном типе опытов интерференционная картина наблюдалась после прохождения пуч-

Таблица 1

$\tau_S = 1/\Gamma_S$		$=(0{,}862 \pm 0{,}006) \cdot 10^{-10}$ сек
$\tau_L = 1/\Gamma_L$		$=(517{,}2 \pm 4{,}2) \cdot 10^{-10}$ сек
$m_L - m_S$		$=(0{,}466 \pm 0{,}003)\ \hbar/\tau_S$
Относительная вероятность мод распада*) B		
$K^0_S \to$	$\pi^+\pi^-$	$(68{,}85 \pm 0{,}31)\%$
	$\pi^0\pi^0$	$(31{,}15 \pm 0{,}31)\%$
	$\mu^+\mu^-(e^+e^-)$	$<0{,}7 \cdot 10^{-5} (<35 \cdot 10^{-5})$
	$\pi^+\pi^-\gamma$	$(2{,}3 \pm 0{,}8) \cdot 10^{-3}$
$K^0_L \to$	$\pi^0\pi^0\pi^0$	$(21{,}4 \pm 0{,}7)\%$
	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$(12{,}6 \pm 0{,}3)\%$
	$\pi\mu\nu$	$(26{,}8 \pm 0{,}8)\%$
	$\pi e \nu$	$(39{,}0 \pm 0{,}6)\%$
	$\pi^+\pi^-$	$(0{,}157 \pm 0{,}005)\%$
	$\pi^0\pi^0$	$(0{,}094 \pm 0{,}019)\%$
	$\gamma\gamma$	$(4{,}9 \pm 0{,}4) \cdot 10^{-4}$
	$\pi^+\pi^-\gamma$	$< 0{,}4 \cdot 10^{-3}$
	$e\mu$	$< 1{,}6 \cdot 10^{-9}$
	$\mu^+\mu^-$	$< 1{,}9 \cdot 10^{-9}$ (или $(10 \div 6) \cdot 10^{-9}$)
	e^+e^-	$< 1{,}6 \cdot 10^{-9}$

*) Следует иметь в виду, что вероятность распада $W(K^0_S \to \pi \ell \nu)$ совпадает с вероятностью распада $W(K^0_L \to \pi \ell \nu)$ (см. (2.24), (2.39), (2.40)), поэтому в таблицу 1 следовало бы вставить $B(K^0_S \to \pi\mu\nu) = 47 \cdot 10^{-5}$ и $B(K^0_S \to \pi e \nu) = 65 \cdot 10^{-5}$.

ка K_L^0 через регенератор. Фактически наблюдается $\Phi_{+-} - \Phi_R$ $(\Phi_{00} - \Phi_R)$ (Φ_R – фаза регенерации, которая определяется независимо, например по зависимости от времени зарядовой асимметрии в распаде K_{L3}). В другом типе опытов интерференционная картина наблюдается непосредственно в пучке K^0 (если в мишени рождаются преимущественно K^0). Этот метод избегает усложнений, связанных с регенерацией, но явно зависит от разности $m_L - m_S$.

Кроме наблюдения распадов $K_L^0 \to \pi^+\pi^-, \pi^0\pi^0$ нарушение CP-инвариантности наблюдалось еще и по зарядовой асимметрии в распадах K_{e3}, $K_{\mu 3}$ (см. (2.41), (2.42)). В экспериментальных значениях величины δ имеется значительный разброс[x)]. Среднее значение

$$\delta = (3.46 \pm 0.28) \cdot 10^{-3} \qquad (2.43)$$

$$\frac{1-|x|^2}{|1-x|^2} = 0.96 \pm 0.034$$

Среднемировое значение $Re\,\varepsilon$, следующее из опытов по зарядовой асимметрии в распадах K_{e3} есть

$$Re\,\varepsilon = (1.66 \pm 0.14) \cdot 10^{-3} \qquad (2.44)$$

Если в формулах (2.6) пренебречь величиной ω (ω характеризует переходы с $\Delta I = 3/2$ в распадах K_S^0, которые как видно из (2.8) сильно подавлены), то

$$2\eta_{+-} + \eta_{00} = 3\epsilon = 3\varepsilon \qquad (2.45а)$$

$$\eta_{+-} - \eta_{00} = 3\epsilon' = \frac{3i\, Im A_2}{\sqrt{2}\, A_0} e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \qquad (2.45б)$$

Графическое представление в комплексной плоскости первого из этих соотношений называется треугольником By-Янга. Он используется для проверки консистентности экспериментальных данных (на более раннем этапе с его помощью восстанавливались неизвестные величины). В пределах точности эксперимента $\eta_{+-} = \eta_{00}$, $\epsilon' = 0$; проверка этого обстоятельства является одной из важнейших задач дальнейших экспериментов.

x) Особо велики разбросы в величине δ_μ (для распадов $K_{\mu 3}$) в недавних экспериментах получено:
$\delta_\mu = (6.0 \pm 1.4) \cdot 10^{-3}$ /24/, $\delta_\mu = (2.78 \pm 0.51) \cdot 10^{-3}$ /25/.

Из приведенных экспериментальных данных следует, что вероятность перехода Γ_S ($I = 0$) более чем на два порядка превышает вероятность всех остальных переходов вместе взятых, т.е. амплитуда $\langle 0|T|S\rangle$ много больше остальных. Поэтому в соотношении унитарности (2.36) выделим переходы в состояния $|I = 0, 2\pi\rangle$

$$-i\left(\Delta m + i\frac{(\Gamma_S + \Gamma_L)}{2}\right)\langle L|S\rangle = \epsilon^* \sum_{I=0}^{2} |\langle 0|T|S\rangle|^2 + \eta^* \Gamma_S' \qquad (2.46)$$

где $\Delta m = m_L - m_S$, $\eta^* \Gamma_S'$ – сумма по остальным состояниям. Если пренебречь здесь величиной $\eta^* \Gamma_S'$, которая гораздо меньше первого члена в (2.46) и опустить члены Γ_L / Γ_S, то найдем

$$\varepsilon = \frac{\langle L|S\rangle}{2}\sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta m}{\Gamma_S}\right)^2}\, e^{i\varphi_0} = \frac{\langle L|S\rangle}{2}\left(1 + i\frac{2\Delta m}{\Gamma_S}\right) \qquad (2.47)$$

где фаза

$$\varphi_0 = arc\,tg\left(\frac{2\Delta m}{\Gamma_S}\right)$$

называется естественной фазой, экспериментальное значение её

$$\varphi_0 = (42.94 \pm 0.26)^0 \qquad (2.48)$$

Учитывая, что $Re\,\varepsilon = \langle L|S\rangle / 2$ (ср. (2.25)) определено независимо, имеем в этом приближении всю величину ε.

По аналогии с (2.4) нарушение CP-инвариантности в распадах $K_S^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, $3\pi^0$ можно характеризовать величинами

$$\eta_{+-0} = \frac{\langle \pi^+\pi^-\pi^0|T|S\rangle_{CP\,viol}}{\langle \pi^+\pi^-\pi^0|T|L\rangle}, \quad \eta_{000} = \frac{\langle 3\pi^0|T|S\rangle}{\langle 3\pi^0|T|S\rangle} \qquad (2.49)$$

Следует иметь в виду, что распад $K^0_S \to \pi^+\pi^-\pi^0$ разрешены и при наличии CP-инвариантности (см.(1.3)), но подавлены центробежным барьером видимо на 2–3 порядка, поэтому выделение части с нарушением CP-инвариантности представляет чрезвычайно сложную задачу. Экспериментальное ограничение на полную величину η_{+-0} следующее:

$$\eta_{+-0} = (0{,}15 \pm 0{,}15) - i\,(0{,}05 \pm 0{,}24)\left[\frac{\Gamma(K^0_S \to \pi^+\pi^-\pi^0)}{\Gamma(K^0_S \to 2\pi)} < 2\cdot 10^{-5}\right] \qquad (2.50)$$

О распаде же $K^0_S \to 3\pi^0$, который возможен только в случае нарушения CP-инвариантности, прямых экспериментальных данных нет. Допустимыми изотопическими состояниями в 3π распадах являются $I = 1$ и $I = 3$. Если доминируют переходы в состояние с $I = 1$, то $\eta_{+-0} = \eta_{000}$. Заметим еще, что если $|\eta_{+-0}| \sim |\eta_{+-}| \simeq 2.10^{-3}$, то относительная вероятность (branching ratio) распада $K^0_S \to 3\pi$: $B_{3\pi} \sim 10^{-9}$.

г) CPT-инвариантность или T-инвариантность? Используя имеющиеся экспериментальные данные и соотношение унитарности (2.36) удается провести анализ CPT и T-инвариантности /18-23/. Вернемся к общему анализу в разделе б). Полагая в (2.9)

$$\varepsilon_L = \frac{p_L - q_L}{p_L + q_L}\,, \quad \varepsilon_S = \frac{p_S - q_S}{p_S + q_S} \qquad (2.51)$$

и вводя обозначения

$$\frac{\varepsilon_L + \varepsilon_S}{2} = \tilde{\varepsilon}\,, \quad \frac{\varepsilon_S - \varepsilon_L}{2} = \delta \qquad (2.52)$$

можно представить коэффициенты разложения в (2.9) в виде[x)]

$$p_S = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \tilde{\varepsilon} + \delta)\,; \quad p_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 + \tilde{\varepsilon} - \delta)$$
$$q_S = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \tilde{\varepsilon} - \delta)\,; \quad q_L = \frac{1}{\sqrt{2}}(1 - \tilde{\varepsilon} + \delta) \qquad (2.53)$$

Выполнению CPT-теоремы соответствует случай $\delta = 0$ (см.(2.22)). Матрица Λ (2.15), выраженная через параметры $\tilde{\varepsilon}$, δ согласно

x) Здесь и ниже мы будем пренебрегать квадратичными членами по $\tilde{\varepsilon}$, δ.

(2.53), приобретает вид:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} M - \Delta\delta & -\frac{\Delta}{2} - \tilde{\varepsilon}\Delta \\ -\frac{\Delta}{2} + \tilde{\varepsilon}\Delta & M + \Delta\delta \end{pmatrix} \qquad (2.54)$$

где $M = \frac{1}{2}(M_S + M_L)$, $\Delta = M_L - M_S$. Как отмечалось отражению времени T в выбранном представлении соответствует замена $1 \leftrightarrow 2$. Поэтому требование T инвариантности означает $\tilde{\varepsilon} = 0$ (CPT-инвариантность означает $\delta = 0$). Явное выделение величин δ и $\tilde{\varepsilon}$ удобно для проведения анализа. Учитывая, что перекрытие векторов состояния имеет вид:

$$\langle L|S\rangle = \langle S|L\rangle^* = 2\,(Re\,\tilde{\varepsilon} + i\,Jm\,\delta) \qquad (2.55)$$

можно переписать соотношение унитарности (2.46) в виде:

$$\left(1 + \frac{2i\Delta m}{\Gamma_S}\right)(Re\,\tilde{\varepsilon} - i\,Jm\,\delta) = \epsilon + \eta \qquad (2.56)$$

Отношение амплитуд ϵ (2.6) для вектора состояния общего вида (2.9) с учетом (2.53) приобретает вид:

$$\epsilon = \tilde{\varepsilon} - \delta + a = \tilde{\varepsilon} - \tilde{\delta} \qquad (2.57)$$

где $a = \frac{A_0 - \bar{A}_0}{A_0 + \bar{A}_0}$, величина A_0 введена как в (2.27), указанная там свобода в выборе фазы позволяет выбрать $Jm\,a = 0$, т.е. $Jm\,\delta = Jm\,\tilde{\delta}$ (в (2.57) отброшены квадратичные члены по $\tilde{\varepsilon}, \delta, a$). Соотношения (2.56), (2.57) позволяют выразить параметры $\tilde{\varepsilon}$, δ через экспериментально измеримые величины /22/:

$$\begin{aligned} Re\,\tilde{\varepsilon} + Jm\,\tilde{\varepsilon} &= Re\,\epsilon + Jm\,\epsilon + Re\,\eta \\ Re\,\tilde{\varepsilon} - Jm\,\tilde{\varepsilon} &= Jm\,\eta \\ Re\,\tilde{\varepsilon} + Jm\,\tilde{\varepsilon} &= Re\,\eta \\ Re\,\tilde{\delta} - Jm\,\tilde{\delta} &= Jm\,\epsilon - Re\,\epsilon + Jm\,\eta \end{aligned} \qquad (2.58)$$

При этом предполагается, что $\epsilon = \frac{2}{3}\eta_{+-} + \frac{1}{3}\eta_{00}$ (2.45), в величине η (см.(2.46)) учитывались вклады состояний 3π (2.50) и $\pi l \nu$ (2.43) – (2.44), так что

$$Re\,\eta = (-2{,}1 \pm 2{,}7)\cdot 10^{-4}$$

$$Jm\,\eta = (1{,}4 \pm 4{,}2)\cdot 10^{-4} \qquad (2.59)$$

Оценки показывают, что вклад остальных членов в $\eta \sim 10^{-5}$. Результаты анализа приведены в таблице П. Из них вытекает, что

1) Нарушение Т-инвариантности в матрице Λ установлено экспериментально на уровне 10 стандартных отклонений.

2) Все результаты указывают существование СРТ-инвариантности.

Таблица П

Нарушение инвариантности	Величина	Значение $\times 10^3$
Т нарушение в Λ матрице	$Re\,\tilde{\varepsilon} + Jm\,\tilde{\varepsilon}$	$2{,}70 \pm 0{,}26$
Т нарушение в распадах не в канал $\vert I=0; 2\pi\rangle$	$Re\,\tilde{\varepsilon} - Jm\,\tilde{\varepsilon}$	$0{,}08 \pm 0{,}036$
СРТ нарушение в распадах не в канал $\vert I=0; 2\pi\rangle$	$Re\,\tilde{\delta} + Jm\,\tilde{\delta}$	$-0{,}20 \pm 0{,}24$
СРТ нарушение в Λ матрице	$Re\,\tilde{\delta} - Jm\,\tilde{\delta}$	$0{,}04 \pm 0{,}52$

з) Соотношение унитарности и оценка вкладов различных каналов. Будем теперь считать, что СРТ-теорема справедлива, тогда $\delta = a = Re\,\eta = 0$, $\tilde{\varepsilon} = \epsilon$. Соотношение унитарности теперь заметно упрощается:

$$\left(1 + \frac{2i\Delta m}{\Gamma_S}\right) Re\,\epsilon = Re\,\epsilon + i\,Jm\,\epsilon + i\,Jm\,\eta \qquad (2.60)$$

Подставляя сюда экспериментальные данные для $Jm\,\eta$ можно установить насколько фаза величины ϵ отличается от естественной фазы φ_0 (2.47), (2.48). Результаты для разности $\Delta\varphi_\epsilon = \varphi_0 - \varphi_\epsilon = \frac{Jm\,\eta}{\sqrt{2}|\epsilon|}$ приведены в таблице Ш. Заметим, что $\Delta\varphi_\epsilon$ равно 0 примерно с той же неопределенностью, что и разность $|\varphi_0 - \Phi_{+-}| = (0{,}66 \pm 3{,}30)^\circ$. Можно сузить разбросы, если потребовать, чтобы все данные удовлетворяли соотношению (2.45а). Треугольник Ву-Янга вырождается в линию Ву-Янга. Используя данные (2.8), (2.44), (2.48) в результате подгонки имеем /18/:

$$\eta_{+-} = (1{,}956 \pm 0{,}062)\cdot 10^{-3}\, e^{i(41{,}6 \pm 2{,}9)^\circ}$$

$$\eta_{00} = (2{,}15 \pm 0{,}09)\cdot 10^{-3}\, e^{i(42{,}3 \pm 2{,}9)^\circ}$$

$$\epsilon = (2{,}02 \pm 0{,}05)\cdot 10^{-3}\, e^{i(41{,}8 \pm 2{,}8)^\circ} \qquad (2.61)$$

$$Re\,\epsilon = (1{,}51 \pm 0{,}07)\cdot 10^{-3}$$

$$|\epsilon'| = \frac{1}{3}|\eta_{+-} - \eta_{00}| = (0{,}06 \pm 0{,}04)\cdot 10^{-3}$$

с $\chi^2 = 33$ на 26 степеней свободы.

Приведенные выше данные позволяют определить верхние пределы относительных вероятностей каналов, (с нарушением СР инвариантности), которые еще не наблюдались. Для фазы подгонки (2.61) имеем

$$\varphi_\epsilon(fit) - \varphi_0 = -(1{,}1 \pm 2{,}8)^\circ \qquad (2.62)$$

откуда полный вклад СР нарушающих каналов:

$$Jm\,\eta = \Delta\varphi_\epsilon \sqrt{2}|\epsilon| = -(0{,}06 \pm 0{,}14)\cdot 10^{-3} \qquad (2.63)$$

Если сравнить этот вклад с уже известными пределами для каналов $2\pi(I=2)$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $\pi\ell\nu$, то

$$Jm\,\eta_{\text{(неизв.)}} = (-0{,}063 \pm 0{,}22)\cdot 10^{-3} \qquad (2.64)$$

Таблица Ш

Вклады в $\Delta\varphi_\epsilon$

Канал	$\Im m\,\eta \times 10^6$	$\Delta\varphi_\epsilon$ (градусы)
$2\pi\ (I=2)$	-4 ± 10	$-0{,}08 \pm 0{,}21$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	10 ± 51	$0{,}21 \pm 1{,}04$
$3\pi^0\ (I=1)$	18 ± 85	$0{,}37 \pm 1{,}70$
$\pi e \nu$	0 ± 26	$0 \pm 0{,}32$
$\pi \mu \nu$	9 ± 134	$0{,}17 \pm 2{,}8$
$\Sigma\, \Im m\,\eta$	33 ± 177	$0{,}7 \pm 3{,}5$

Отсюда можно получить информацию относительно

$$\Im m\,\eta_{000} = 0{,}18 \pm 0{,}62 \qquad (2.65)$$

ж) Сверхслабая модель. Описанное выше явление нарушения СР инвариантности многократно пытались объяснить в рамках конкретных моделей СР неинвариантных взаимодействий. Поскольку относительная величина эффектов 2.10^{-3}, их можно получить во взаимодействиях с константой связи $10^{-3}g_{st}$ (миллисильное), $\frac{\alpha}{\pi}\sim 2.10^{-3}$ (электромагнитное), $10^{-3}\mathcal{G}$ (миллислабое) и, наконец, в специфическом сверхслабом взаимодействии. Последнее взаимодействие связывает состояния, различающиеся по странности на 2($\Delta S = \Delta Y = 2$), давая вклад только в недиагональные элементы матрицы Λ(2.54) (член $\tilde{\epsilon}\Delta$). Относительная величина этого члена $|\epsilon|\frac{\Gamma_S}{m_K}\sim 3.10^{-17}$. Этот член возникает в первом порядке по взаимодействию, константа связи которого

$$f m_p^2 \sim \epsilon\left(\frac{\mathcal{G} m_p^2}{24\pi}\right)^2 \sim 10^{-10}\left(\frac{\mathcal{G} m_p^2}{24\pi}\right) \quad (2.66)$$

где $\mathcal{G}$ – обычная слабая константа связи: $\mathcal{G} = 10^{-5} m_p^{-2}$, m_p – масса протона. Взаимодействие (2.66) естественно называть сверхслабым, оно приводит к ничтожно малому изменению недиагональных элементов Λ –матрицы: $|\Lambda_{21}| \sim |\epsilon|\,\Gamma_S$. Сравнительно большая величина нарушения СР инвариантности связана с тем, что $|\epsilon| \sim \frac{|\Lambda_{21}|}{\Gamma_S} \sim \frac{|\Lambda_{21}|}{|M_L - M_S|}$, т.е. является следствием близости масс M_L и M_S. Наблюдаемое нарушение СР инвариантности в распаде $K_L^0 \to \pi\pi$ обязано нормальному распаду $K_1^0 \to \pi\pi$, происходящему вследствие того, что в состоянии $|K_L^0\rangle$ имеется малая примесь состояния $|K_1^0\rangle$ индуцированного сверхслабым взаимодействием (см.(2.24)). Все эффекты нарушения СР инвариантности описываются одним комплексным параметром связанным только с наличием указанной примеси с противоположным значением СР четности в физических состояниях (2.24). Замечательной особенностью сверхслабой модели является то, что она дает жесткие предсказания.

1) $|\eta_{+-}| = |\eta_{00}| = |\epsilon|$ поскольку переходы с нарушением СР инвариантности возникают только вследствие примеси $|K_1^0\rangle$ с весом ϵ в состоянии $|K_L^0\rangle$(2.24).

2) $\phi_{+-} = \phi_{00} = \varphi_\epsilon = \varphi_0$ (2.47),(2.48). Фаза ϵ равна φ_0 поскольку в низшем порядке по сверхслабому взаимодействию возникает только вклад в матрицу масс, т.е. $(\Lambda_{21})_{CP\,viol}$ является чисто мнимой величиной.

3) $Re\,\epsilon = |\epsilon|\cos\varphi_0 = \dfrac{\epsilon}{\sqrt{1+\left(\frac{2\Delta m}{\Gamma_S}\right)^2}}$

4) $\eta_{+-0} = \eta_{000} = \eta_{+-}$, поскольку распады K_S^0 на 3π с нарушением СР инвариантности идут только за счет примеси $|K_2^0\rangle$ в $|K_S^0\rangle$.

5) $\delta_e = \delta_\mu = 2 Re\,\epsilon$

6) Нарушение СР инвариантности заметно проявляется только в распадах K^0 мезонов, в остальных процессах вклады сверхслабого взаимодействия не превышают $10^{-8} \div 10^{-10}$.

Согласие сверхслабой модели с экспериментальными данными (2.61) является впечатляющим, особенно, если учесть, что модель была предложена в 1964 г./26/, когда была известна толь-

Таблица 1У

Модель	$\frac{\lvert\eta_{+-}\rvert}{\lvert\eta_{00}\rvert}$	φ_ε (град)	η_{+-0}	Различие $K^+\to 3\pi$ и $K^-\to 3\pi$ распадов	Фаза величины g_A/g_V в β-распадах	Зарядовая асимметр. в распаде $\eta\to\pi^+\pi^-\pi^0$	Электрич. дипольный момент нейтрона в ед. е.10^{-20}см
Миллисильная $\Delta I \neq 0$	$\neq 1$	43 ± 1	$\sim 10^{-3}$	$\lesssim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$10^{-1}-10^{-3}$	10^{-3}
электромагнитная	$\neq 1$	43 ± 1	$\sim 10^{-3}$	$\lesssim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$10^{-1}-10^{-3}$	1
миллислабая	1	35–51	0,02–0,5	0,05–0,002	$\sim 10^{-2}-10^{-3}$	0	$10^{-2}-10^{-3}$
сверхслабая	1	43	η_{+-}	0	0	0	$<10^{-9}$
эксперимент	1	42 ± 3	$<0,4$	$<0,1$	$<0,03$	$<10^{-2}$	$\lesssim 2.10^{-3}$

ко величина $\lvert\eta_{+-}\rvert$ и, что она оставалась в поле зрения несмотря на то, что в течение длительного времени она противоречила опыту (опыты, проведенные до 1970 г. давали ($\lvert\eta_{+-}\rvert \neq \lvert\eta_{00}\rvert$)), главным образом благодаря пункту 6.

Сравнение типичных предсказаний различных моделей приведено в таблице 1У.

Заметим, что ряд миллислабых моделей дают предсказания, близкие к сверхслабой модели, отличаясь от неё на уровне процентов (например, нарушаются равенства $\lvert\eta_{+-}\rvert = \lvert\eta_{00}\rvert$ и $\phi_{+-} = \phi_{00}$). К сожалению, эти предсказания не являются жесткими и всегда могут быть изменены за счет изменения конкретного варианта модели.

Ш. Специфика распадов в системе $K^0\bar{K}^0$

В реакциях аннигиляции e^+e^- пары и $p\bar{p}$ пары может рождаться системе $K^0\bar{K}^0$, которая обладает весьма специфическими свойствами, связанными с тем, что последующие распады двух нейтральных К мезонов не являются независимыми. Корреляция этих двух распадов является чистым эффектом квантовомеханической когерентности, отмеченной впервые в знаменитой работе Эйнштейна, Подольского, Розена. Соответствующий круг вопросов рассматривался в /27,28/, а затем в /29–31/. Соответствующая экспериментальная программа изложена В.А.Сидоровым на сессии ОЯФ АН СССР осенью 1972 года.

Система $K^0\bar{K}^0$ может находиться в антисимметричном состоянии (нечетные моменты, четность Р = -1)

$$\Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big[\lvert K^0(1)\bar{K}^0(2)\rangle - \lvert\bar{K}^0(1)K^0(2)\rangle\Big] = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big[\lvert L(1)S(2)\rangle - \lvert L(2)S(1)\rangle\Big] \tag{3.1}$$

и в симметричном состоянии (четные моменты, Р = +1)

$$\Psi_s = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big[\lvert K^0(1)\bar{K}^0(2)\rangle + \lvert\bar{K}^0(1)K^0(2)\rangle\Big] =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}}\Big\{\Big[\lvert S(1)S(2)\rangle - \lvert L(1)L(2)\rangle\Big] - 2\delta\Big[\lvert S(1)L(2)\rangle + \lvert L(1)S(2)\rangle\Big]\Big\} \tag{3.2}$$

Здесь использовались векторы состояния в форме (2.9), (2.53) отброшены члены квадратичные по $\varepsilon_L, \varepsilon_S$, не предполагалась справедливость CPT-теоремы, δ -параметр, характеризующий её нарушение, то, что члены с δ появляется только в (3.2) обусловлено сохранением четности в сильных взаимодействиях и статистикой Бозе-Эйнштейна. Один из каонов может распасться, например, по схеме $K^0_S \to \pi^+\pi^-$, а может провзаимодействовать с веществом и перезарядиться, например, $\bar{K}^0 + p \to n + K^+$. В первом случае второй каон должен вести себя как K^0_L , а во втором — как $\bar{K}^0$ [x], т.е. второй каон "знает" как вести себя в зависимости от того, что произошло с первым каоном, находящимся на большом расстоянии от него. Это конечно не "взаимодействие в конечном состоянии" или "дальнодействующие силы", а просто проявление квантовомеханических эффектов.

При аннигиляции электрон-позитронной пары источником $K^0\bar{K}^0$ пар является реакция образования ϕ^0 резонанса (J =1, P = -1), а именно $e^+e^- \to \phi^0 \to K^+K^-, K^0\bar{K}^0, \pi^+\pi^-\pi^0$. Сечение этого процесса в резонансе $\sigma_R \simeq 4.10^{-30}$ см^2, относительная вероятность образования пары нейтральных каонов $B \simeq 30\%$. Иными словами, при светимости установки $L \simeq 10^{31}$ см$^{-2}$сек$^{-1}$ (что является вполне реальным для установок второго поколения) будет рождаться около 13 пар $K^0\bar{K}^0$ в сек. Поскольку массы m_ϕ =1020 Мэв, m_{K^0}= 497,75 Мэв, то энерговыделение в распаде $\phi^0 \Rightarrow K^0\bar{K}^0$ составляет только 24 Мэв, рождающиеся каоны являются нерелятивистскими и движутся со скоростью $v \simeq$ 0,22c . Угловое распределение реакции, такое же как при рождении пар K^+K^- и $\pi^+\pi^-$: $\sigma(\theta) \sim \sin^2\theta$ (θ -угол между импульсом K^0 мезона и импульсом начального электрона). Важнейшим преимуществом рождения пары $K^0\bar{K}^0$ на встречных электрон-позитронных пучках (в области ϕ^0-резонанса), является выделенность рождения состояния (3.1) (вероятность рождения состояния (3.2) подавлена в 10^8 раз). В случае $p\bar{p}$ аннигиляции будут, естественно рождаться оба состояния, хотя и там, в принципе, возможно будет иметь место некоторая выделенность резонансного канала через ϕ^0.

Эволюция системы (3.1) во времени в соответствии с (2.12) описывается формулой:

$$\Psi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[e^{-iM_L t_1 - iM_S t_2}|L(1)S(2)\rangle_0 - e^{-iM_S t_1 - iM_L t_2}|S(1)L(2)\rangle_0\right] \qquad (3.3)$$

---

x) Естественно, свободный $\bar{K}^0$ ведет себя в соответствии с формулой (2.11), важно, однако, что фиксирована относительная фаза K^0_S и K^0_L .

Амплитуда перехода системы в определенное конечное состояние f_1, f_2 есть

$$\langle f_1, f_2 | T | \Psi_a\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\Big\{e^{-iM_L t_1 - iM_S t_2}\langle f_1 f_2 | T | L(1)S(2)\rangle -$$

$$- e^{-iM_S t_1 - iM_L t_2}\langle f_1 f_2 | T | S(1)L(2)\rangle\Big\} = \frac{1}{\sqrt{2}} A_S^{f_1} A_S^{f_2} \times \qquad (3.4)$$

$$\times\, e^{-im_L(t_1+t_2)}\left[g_{21}\eta^{f_1} - g_{12}\eta^{f_2}\right]$$

где введены обозначения

$$A_S^{f_i} = \langle f_i | T | S(i)\rangle, \quad A_L^{f_i} = \langle f_i | T | L(i)\rangle;$$

$$\eta^{f_i} = A_L^{f_i} / A_S^{f_i} = |\eta^{f_i}| e^{i\phi_{f_i}}; \qquad (3.5)$$

$$g_{12} \equiv g(t_1, t_2) = e^{i\Delta m t_1 - \frac{\Gamma_S t_1}{2} - \frac{\Gamma_L t_2}{2}}, \quad g_{21} = g(t_2, t_1)$$

Если распады происходят в моменты времени t_1, t_2 , то точки распада лежат на расстояниях от места рождения $\ell_1 = v_1\gamma_1 t_1$ и $\ell_2 = v_2\gamma_2 t_2$ (v_i - скорость, γ_i -Лоренц-фактор). В интересующем нас случае нерелятивистских каонов в с.ц.и. системы $\ell_1 = vt_1$, $\ell_2 = vt_2$. Число событий распада обоих каонов дается выражением

$$d^2N = |\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a\rangle|^2 dt_1 dt_2 =$$

$$= \frac{1}{2}|A_S^{f_1}|^2 |A_S^{f_2}|^2 \Big\{|g_{21}\eta^{f_1}|^2 + |g_{12}\eta^{f_2}|^2 -$$

$$- 2|\eta^{f_1}\eta^{f_2}| e^{-(\Gamma_S+\Gamma_L)\left(\frac{t_1+t_2}{2}\right)} \cos\left[\Delta m(t_1 - t_2) + \phi_{f_1} - \phi_{f_2}\right]\Big\} \qquad (3.6)$$

причем $|A_S^{f_i}|^2 = \Gamma_S B_S^{f_i}$ ($B_S^{f_i}$ -относительная вероятность распада $K^0_S \to f_i$).

Представляет интерес комбинации в d^2N симметричные d^2N_+ и антисимметричные d^2N_- относительно перестановки $t_1 \leftrightarrow t_2$.

Из (3.6) имеем

$$\frac{d^2N_+}{dt_1dt_2}=\frac{1}{2}|A_S^{f_1}|^2|A_S^{f_2}|^2 e^{-(\Gamma_L+\Gamma_S)\left(\frac{t_1+t_2}{2}\right)}\Big\{\left[|\eta^{f_1}|^2+|\eta^{f_2}|^2\right]\times$$

$$\times\, ch\left[(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_1-t_2}{2}\right)\right]-2|\eta^{f_1}||\eta^{f_2}|\cos\left[\Delta m(t_1-t_2)\right]\cos(\phi_{f_1}-\phi_{f_2})\Big\} \quad (3.7)$$

$$\frac{d^2N_-}{dt_1dt_2}=\frac{1}{2}|A_S^{f_1}|^2|A_S^{f_2}|^2 e^{-(\Gamma_L+\Gamma_S)\left(\frac{t_1+t_2}{2}\right)}\Big\{\left[|\eta^{f_1}|^2-|\eta^{f_2}|^2\right]\times$$

$$\times\, sh\left[(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_1-t_2}{2}\right)\right]-2|\eta^{f_1}||\eta^{f_2}|\sin\left[\Delta m(t_1-t_2)\right]\sin(\phi_{f_1}-\phi_{f_2})\Big\} \quad (3.8)$$

Приведенные выражения, особенно (3.8) чувствительны к разностям $|\eta^{f_1}|^2-|\eta^{f_2}|^2$, $\phi_{f_1}-\phi_{f_2}$, определение которых, как мы видели в предыдущем разделе представляет особый интерес.

Сделаем теперь несколько замечаний.

1) Из формулы (3.4) следует, что при распаде в заданный канал f_1 распад в канал f_2 четко задан, т.е. имеется строго определенное распадающееся состояние. Иными словами мы получаем таким образом "когерентный пучок нейтральных каонов".

2) Если каналы распада совпадают $f_1=f_2$ и $t_1=t_2$ то из (3.4) видно, что $\langle f_1 f_2|T|\Psi_a\rangle=0$. Это есть следствие статистики Бозе-Эйнштейна безотносительно к сохранению СР.

3) Если справедливо правило $\Delta I=1/2$, то изотопический спин конечных двухпионных состояний $I=0$ (см. раздел 2а). Но тогда из сказанного выше следует, что запрещен одновременный распад ($t_1=t_2$) обоих каонов на два пиона независимо от их заряда. Это утверждение несправедливо, если возможны переходы в состояние $I=2$.

4) Если каналы распада совпадают $f_1=f_2$ (например, $K_S^0\to\pi^+\pi^-$, $K_L^0\to\pi^+\pi^-$), то будет наблюдаться следующее распределение точек распада:

$$|\langle f_1 f_2|T|\Psi_a\rangle|^2=\frac{1}{2}|A_S^{f_1}|^4|\eta^{f_1}|^2\Big\{e^{-\Gamma_S t_1-\Gamma_L t_2}+$$

$$+e^{-\Gamma_S t_2-\Gamma_L t_1}-2e^{-\Gamma_S\frac{(t_1+t_2)}{2}}\cos\left[\Delta m\,(t_1-t_2)\right]\Big\} \quad (3.9)$$

где мы учли, что $\Gamma_L\ll\Gamma_S$. В случае, когда $t_1, t_2, |t_1-t_2|\sim\frac{1}{\Gamma_S}$ в распределении будут иметь место характерные осцилляции. Если же $t_{1(2)}\sim 1/\Gamma_S$, $t_{2(1)}\sim 1/\Gamma_L$, то в фигурных скобках остается только первый (второй) член и распределение представляет произведение двух простых экспонент.

5) Основными наблюдавшимися распадами будут, естественно, $K_S^0\to 2\pi$ (для определенности $f_1=2\pi$) и $K_L^0\to 3\pi$, $\pi\ell\nu$ ($f_2=3\pi$, $\pi\ell\nu$). Из приведенных выше экспериментальных данных следует, что приблизительно в одном из 400 распадов системы будет наблюдаться $f_2=2\pi$, т.е. нарушение СР-инвариантности. Распределение точек описывается формулой (3.9), пригодной, согласно пункту 3) как для $f_2=\pi^+\pi^-$, так и $f_2=\pi^0\pi^0$ поскольку в пределах точности эксперимента правило $\Delta I=1/2$ выполняется. Из того, что $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|=1{,}00\pm 0{,}06$ следует, что для установления неравенства $|\eta_{00}|\neq|\eta_{+-}|$ (если таковое существует) необходима статистика отчетов $\gtrsim 10^7$ событий.

6) Как уже отмечалось, весьма важным является наблюдение другого СР-инвариантного эффекта - зарядовой асимметрии в распаде. Поскольку начальная система (e^+e^-) симметрична по заряду, это будет прямое доказательство нарушения СР инвариантности, не связанное с какими-либо дополнительными предположениями.

Рассмотрим распад, в котором $f_1=\pi^-\ell^+\nu$, $f_2=\pi^+\pi^-$. Для определения вероятности воспользуемся вектором состояния в форме (3.4) и формулой (2.24). При выполнении правила $\Delta Q=\Delta S$ разрешен распад $K^0\to\pi^-\ell^+\nu$ и запрещен распад $\bar K^0\to\pi^-\ell^+\nu$. Вероятность перехода пропорциональна.

$$|\langle f_1 f_2|T|\Psi_a\rangle|^2=\frac{1}{4}|A^{\ell^+}|^2|A_S^{\pi^+\pi^-}|^2|1+\epsilon|^2|g_{21}-\eta_{+-}g_{12}|^2 \quad (3.10)$$

где $A^{\ell^+} = \langle \pi^- \ell^+ \nu | T | K \rangle$, остальные обозначения см. в (3.5), (2.4), (2.5). Аналогично, вероятность перехода в состояние $f_1 = \pi^+ \ell^- \nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ пропорциональна

$$|\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle|^2 = \frac{1}{4} |A^{\ell^-}|^2 |A_S^{\pi^+\pi^-}|^2 |1-\epsilon|^2 |g_{21} + \eta_{+-} g_{12}|^2 \tag{3.11}$$

Зарядовая асимметрия δ (2.41) с точностью до квадратичных членов по малым параметрам имеет вид:

$$\delta = \frac{2\left\{ Re\,\epsilon - |\eta_{+-}| e^{-(\Gamma_S - \Gamma_L)\left(\frac{t_1 - t_2}{2}\right)} \cos\left[\Delta m (t_1 - t_2) + \phi_{+-}\right]\right\}}{1 + |\epsilon|^2 + |\eta_{+-}|^2 e^{-(\Gamma_S-\Gamma_L)(t_1-t_2)} - 4 Re\,\epsilon |\eta_{+-}| e^{-(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_1-t_2}{2}\right)} \times \cos\left[\Delta m (t_1-t_2)+\phi_{+-}\right]} \tag{3.12}$$

В случае, если правило $\Delta Q = \Delta S$ не выполняется, амплитуда перехода в состояния $f_1 = \pi^- e^+ \nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ имеет вид:

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = \frac{1}{2} A^{e^+} A_S^{\pi^+\pi^-} e^{-im_L(t_1+t_2)} \left\{ g_{21}\left[1+\epsilon - x(1-\epsilon)\right] - \eta_{+-} g_{21} \left[1 + \epsilon + x(1-\epsilon)\right]\right\} \tag{3.13}$$

где величина x – та же, что в (2.42). Для перехода в состояния $f_1 = \pi^+ e^- \nu$, $f_2 = \pi^+\pi^-$ имеем

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = \frac{1}{2} A^{e^-} A_S^{\pi^+\pi^-} e^{-im_L(t_1+t_2)} \times \tag{3.14}$$

$$\times \left\{ g_{21}\left[-(1-\epsilon) + x^*(1+\epsilon)\right] - \eta_{+-} g_{12} \left[(1-\epsilon) + x^*(1+\epsilon)\right]\right\}$$

В выражении для зарядовой асимметрии (3.12) в этом случае в числителе появится дополнительный фактор $(1 - |x|^2)$, а знаменатель в (3.12) необходимо заменить на следующее выражение:

$$|1-x|^2 - 4 Jm\,x\, Jm\,\epsilon + |\epsilon|^2 |1+x|^2 - 4|\eta_{+-}| e^{-(\Gamma_S-\Gamma_L)\left(\frac{t_1-t_2}{2}\right)} \left\{ Re\,\epsilon \times (1+|x|^2) \cos\left[\Delta m(t_1-t_2)+\phi_{+-}\right] + (2 Re\,x\, Jm\,\epsilon - Jm\,x) \sin\left[\Delta m(t_1-t_2)+\phi_{+-}\right]\right\} + |\eta_{+-}|^2 e^{-(\Gamma_S-\Gamma_L)(t_1-t_2)} |1+x|^2 \tag{3.15}$$

Важные особенности этих результатов, существенно отличающие их от (2.41), состоят в том, что 1) Зарядовая асимметрия зависит теперь не только от $Re\,\epsilon$, но и от η_{+-} – и является функцией точек t_1, t_2. 2) При $t_1, t_2 \sim 1/\Gamma_S$ зарядовая асимметрия испытывает заметные осцилляции. 3) В случае, когда $(t_2-t_1)\Gamma_S \gg 1$ так что $|\eta_{+-}| e^{\Gamma_S(t_2-t_1)} \sim 1$ (см.(3.12)) зарядовая асимметрия может, вообще говоря, принимать значения порядка 1 (числа таких событий, естественно, экспоненциально мало). Указанные особенности могут быть весьма полезны при экспериментальном исследовании задачи.

7) Если интересоваться особенностями распада K^0_S мезонов (например, нарушением CP-инвариантности в K^0_S распаде), то естественно, нормировать на известные распады K^0_L мезонов и вместо (4.3) запишем

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} A_L^{f_1} A_L^{f_2} e^{-im_L(t_1+t_2)} \left[g_{21} \tilde{\eta}^{f_2} - g_{12} \tilde{\eta}^{f_1} \right] \tag{3.16}$$

где $\tilde{\eta}^{f_i} = A_S^{f_i} / A_L^{f_i}$ (см.(3. 5)). Заметим, что в этом случае особенно ценна когерентность пучка K^0_S (отождествляемая по распаду K^0_L), что позволяет выделить весьма редкие распады $K^0_S \to 3\pi$ (как уже отмечалось, если $|\eta_{+-0}| \approx |\eta_{000}| \simeq |\eta_{+-}|$, то для наблюдения этого распада необходимо число пар $K^0 \bar{K}^0 \gtrsim 10^8$).

8) Если оба каона распадаются по схеме $\pi \ell \nu$, то для $f_1 = f_2 = \pi^\mp \ell^\pm \nu$ амплитуда распада:

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = \pm \frac{(1 \pm \epsilon)^2}{2\sqrt{2}(1+|\epsilon|^2)} (A^{\ell^\pm})^2 e^{-im_L(t_1+t_2)} (g_{21} - g_{12}) \tag{3.17}$$

а для $f_1 = \pi^\mp \ell^\pm \nu$, $f_2 = \pi^\pm \ell^\mp \nu$ амплитуда распада есть

$$\langle f_1 f_2 | T | \Psi_a \rangle = \pm \frac{(1-\epsilon^2)}{2\sqrt{2}(1+|\epsilon|^2)} A^{\ell^+} A^{\ell^-} e^{-im_L(t_1+t_2)} (g_{21} + g_{12}) \tag{3.18}$$

В этом случае нарушение CP инвариантности также приводит к зарядовой асимметрии. Например,

$$\delta^{++}_{--} = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} = \frac{|1+\epsilon|^4 - |1-\epsilon|^4}{|1+\epsilon|^4 + |1-\epsilon|^4} \simeq 4 Re\,\epsilon \qquad (3.19)$$

где +, - означают знаки заряда лептонов, а

$$\delta^{++}_{+-} = \frac{|1+\epsilon|^4 |g_{21} - g_{12}|^2 - |1-\epsilon^2|^2 |g_{21} + g_{12}|^2}{|1+\epsilon|^4 |g_{21} - g_{12}|^2 + |1-\epsilon^2|^2 |g_{21} + g_{12}|^2} \qquad (3.20)$$

Приведенный анализ показывает, что система $K^o\bar{K}^o$, образующаяся при e^+e^- аннигиляции и дающая экспериментатору когерентный пучок нейтральных каонов, предоставляет уникальные возможности для изучения нарушения СР-инвариантности, требуя, однако, для получения новых результатов рождения весьма большого числа пар $K^o\bar{K}^o$ ($\gtrsim 10^6 \div 10^7$).

Автору приятно выразить благодарность В.Е.Балакину и В.А.Сидорову за дискуссию и полезные советы.

Литература

1. T.D.Lee,C.N.Yang.Phys.Rev.104,254,1956.
2. C.S.Wu et al.Phys.Rev.105,1413,1957.
3. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 32, 405, 1957.
4. T.D.Lee,C.N.Yang.Phys.Rev.105,1671,1957.
5. Л.Д.Ландау, ЖЭТФ, 32,407, 1957.
6. A.Salam.Nuovo Cimento 5,299,1957
7. Л.Б.Окунь. Слабое взаимодействие элементарных частиц, Москва, 1963 г.
8. В.Я.Файнберг, УФН, 95,479, 1968.
9. T.D.Lee,R.Oehme,C.N.Yang.Phys.Rev.106,340,1957
10. Л.Б.Окунь, УФН, 95, 402, 1968.
11. Г.Вейль, Симметрия, Наука, Москва, 1968.
12. Л.Б.Окунь, УФН, 89, 603, 1966.
13. Ц.Ли, Ц.Ву. Слабые взаимодействия, "Мир" Москва, 1968.
14. J.Bell,J.Steinberger.Weak Interaction of Kaons Preprint CERN TH 605-1965.
15. J.Steinberger.Topical Conference on Weak Interaction,CERN 69-7,1969,p.291.
16. R.E.Marschak,Riazuddin,C.Ryan.Theory of weak interaction in particle physics.Wiley Int.1969
17. J.Christenson,j.Cronin,V.Fitch,R.Turlay. Phys.Rev.Lett.13,138,1964
18. K.Winter.Proceedings of the Amsterdam Internat. Conf. on Elementary Particles.North Holl.1972
19. J.Ashkin,P.Kabir.Phys.Rev.D1,868,1970
20. R.Casella.Phys.Rev.Lett.22,554,1969;21,1128,1968

21. J.Gaillard.Proceedings Daresbury Study. Week-End Meeting on K Dekays,1971.

22. K,Schubert et al.Phys.Letters 31B,662,1970

23. G,Dass.CERN preprint TH 1373,1971

24 R,McCarthy et al,Phys,Letters 42B,291,1972

25. R,Piccioni et al.Phys.Rev.Lett.29,1412,1972

26. L.Wolfenstein.Phys.REV.Lett.13,562,1964

27. В.А.Любошиц, Э.О.Оконов. Ядерная физика. 4, 194, 1966.

28. C.P.Enz,R.R,Lewis.Helv.Phys.Acta 38,860,1965

29. В.Л.Любошиц, Э.О.Оконов, М.И.Подгорецкий. Ядерная физика, 6, 1248, 1967.

30. H.Lipkin.Phys.Rev.Phys.Rev.176,1715,1968

31. M.Goldberger,C.N.Yang.Evolution of Particle Physics.Academic Press, 1970.

Ответственный за выпуск С.Н.Родионов
Подписано к печати 22/Ш-73 МН 08113
Усл. 1,7 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно.
Заказ № 17 . ПРЕПРИНТ

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР