1965 г. Июнь *Том 86, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

РАСПАД $K_2 \to 2\pi$ И ВОЗМОЖНОЕ НЕСОХРАНЕНИЕ CP-ЧЕТНОСТИ

М. В. Терентьев

СОДЕРЖАНИЕ

Введение 231
I. Общие вопросы теории распада K-мезона 235
II. Распад $K_L \to \pi^+ \pi^-$ и сохранение T-, CP- и CPT-четностей 240
III. Распад $K_L \to \pi^+\pi^-$ и возможное существование новых полей 244
IV. Распад $K_L \to \pi^+\pi^-$ и несохранение CP-четности 249
V. Интерференционные явления в K-мезонном пучке 259
VI. Необходимые эксперименты в связи с проблемой распада $K_L \to \pi^+ \pi^-$ и несохранением CP-четности 261
Цитированная литература 262

ВВЕДЕНИЕ

В августе 1964 г. на Международной конференции по физике высоких энергий в г. Дубне впервые были доложены сенсационные результаты, полученные группой экспериментаторов из Принстонского университета в США. Кристенсон, Кронин, Фитч и Тёрлей наблюдали распад на два π-мезона долгоживущей компоненты в нейтральном K-мезонном пучке, полученном на Брукхейвенском протонном ускорителе.

Рождающийся за время 10^{-23} *сек* в ядерных столкновениях K-мезон является состоянием с определенной странностью $S = 1$. Его античастица $\overline{K}$ имеет странность $S = -1$, и поскольку слабое взаимодействие может менять странность, возникают переходы $K \rightleftarrows \overline{K}$. Несмотря на то, что в таких переходах странность меняется на две единицы и они происходят, по-видимому, во втором порядке по слабым взаимодействиям, возникает тем не менее мощная перестройка состояний K и $\overline{K}$, так как соответствующие уровни являются вырожденными.

Если бы CP-инвариантность была строгой, то состояниями, между которыми отсутствуют переходы и которые имеют определенную массу и время жизни, были бы CP-четная и CP-нечетная комбинации из K и $\overline{K}$. Их называют соответственно K_1- и K_2-мезонами. Эти состояния являются соответственно коротко- и долгоживущей компонентами K-мезонного пучка. Времена жизни K_1 и K_2 должны сильно отличаться. Это связано с тем, что K_1-мезон может распадаться на два π-мезона, а для K_2 такой распад запрещен сохранением CP-четности. Время жизни K_1 примерно в 600 раз меньше, чем K_2. Поэтому K_1-мезон должен очень быстро выбывать из K-мезонного пучка, и при временах много больше времени жизни K_1 распады на два π-мезона не должны наблюдаться. Это с большой точностью до последнего времени подтверждалось экспериментом и служило основным аргументом в пользу сохранения CP-четности.

В эксперименте Принстонской группы [1] искались распады $K \to 2\pi$ на расстоянии ~ 19 *м* от места рождения K-мезонов. При импульсе

$p_K \sim 1,1$ *Гэв/с* (что отвечает скорости мезонов $v \sim 0,91\ c$) это расстояние отвечает ~ 300 длинам распада K_1-мезона. Если бы опыт производился в вакууме, можно было бы утверждать, что K_1-мезоны должны полностью исчезнуть из пучка (их примесь $\sim e^{-300}$). Тем не менее распады на два π-мезона наблюдались в опыте с вероятностью $2,6 \cdot 10^4$ *сек*$^{-1}$ (отнесенной к одному K_2-мезону в пучке). Это означает, что: 1) либо на большом расстоянии от места рождения имеется примесь K_1-мезонов порядка $4 \cdot 10^{-4}\%$ (так как вероятность распада $K_1 \to 2\pi$ равна $\sim 0,7 \cdot 10^{10}$ *сек*$^{-1}$), 2) либо K_2-мезон может распадаться на два π-мезона.

Здесь важно отметить, что опыт Кристенсона, Кронина и др. производился не в вакууме. K-мезонный пучок проходил в воздухе, а на последнем этапе — в баллоне с гелием при атмосферном давлении. В этой среде возможна регенерация K_1-мезонов из K_2. Возможна регенерация также в стенках приборов установки. Однако авторы работы с помощью ряда контрольных опытов, а также используя существующие экспериментальные данные и проверенные на опыте теоретические представления о регенерации K_1-мезонов в веществе, оценили, что этот эффект в их условиях в 10^6 раз меньше того, что необходимо для объяснения величины наблюдаемого явления.

В таком случае объяснение эксперимента должно быть связано с радикальными изменениями наших представлений, и во всяком случае в настоящий момент кажется, что наиболее естественным его следствием является несохранение CP-четности.

Инвариантность природы относительно преобразований комбинированной инверсии и связанное с этим сохранение CP-четности — это красивая гипотеза, впервые выдвинутая Ландау [2] для того, чтобы сохранить инвариантность пустого пространства (вакуума) относительно пространственной инверсии. Она возникла после того, как в 1956 г. было установлено, что пространственная (P) четность не сохраняется в слабых взаимодействиях *). Отказ от сохранения CP-четности (и связанное с этим нарушение T-инвариантности природы) — это трудный шаг для теоретической физики. Пресловутый «здравый смысл» не позволяет нам «представить изотропию пространства - времени вместе с выделенностью определенного направления оси времени. Связь между сохранением CP- и T-четностей возникает из CPT-теоремы (см. Паули [3]), которая имеет очень глубокие основания в теоретической физике. Принципы специальной теории относительности и связь между спином и статистикой (которая в свою очередь есть следствие теории относительности и положительности энергии) автоматически приводят к сохранению CPT. Присущая релятивистской теории связь между зарядовым сопряжением (заменой частица $\rightleftarrows$ античастица) и направлением течения времени распространяется настолько далеко, что вообще оказывается возможной формальная интерпретация античастиц как частиц, распространяющихся назад во времени (см. Фейнман [4]). Вообще говоря, может оказаться тем не менее, что CPT-четность не сохраняется, и тогда наблюдаемое в опыте Кристенсона, Кронина и др. нарушение CP-инвариантности не будет означать несохранение временной (T) четности. Только эксперимент сможет в будущем дать ответ на вопрос, что́ же имеется на самом деле. Сейчас, однако, естественным является желание выбрать из двух «зол» меньшее. В математической структуре современной релятивистской физики буквально нет места для нарушения CPT-инвариантности. Поэтому весьма вероят-

*) Весьма примечательно, что именно K-мезоны (правда, в этом случае заряженные) были тем объектом, где впервые был обнаружен эффект несохранения пространственной четности (знаменитая τ — θ-проблема).

но, что опыт Принстонской группы указывает также на отсутствие в природе инвариантности относительно инверсии времени $t \to -t$, или, как говорят иначе, на нарушение T-инвариантности.

Преобразование $t \to -t$ как элемент симметрии в квантовой механике впервые было исследовано Вигнером [5]. Значение обращения времени в классической физике изучалось систематически сравнительно недавно (см. [6]). Мы рассмотрим некоторые следствия из инвариантности относительно обращения времени в классической и атомной физике *).

Все интересные следствия имеют характер запрета: такие-то явления не могут иметь места при наличии T-инвариантности. Если наша интерпретация опыта Кристенсона, Кронина и др. является правильной, то этот запрет уже не будет абсолютным. Противоречащие T-инвариантности явления, вообще говоря, будут возникать как в атомной, так и в классической физике при посредстве слабых взаимодействий.

а) Прежде всего, элементарные частицы могут теперь иметь внутренний дипольный момент. Поскольку дипольный момент $\mathbf{d}$ обязательно должен быть направлен по спину $\boldsymbol{\sigma}$ (нет другого выделенного направления), соотношение $\mathbf{d} \sim \boldsymbol{\sigma}$ противоречит T-инвариантности (так же, как, впрочем, и P-инвариантности), так как $\mathbf{d}$ — времени-симметричный вектор ($\mathbf{d} \to \mathbf{d}$ при $t \to -t$), а $\boldsymbol{\varrho}$ — времени-асимметричный вектор. Отсутствие у частиц дипольного момента проверялось в ряде экспериментов (см. [8–11]), но точность этих опытов недостаточна, чтобы наблюдать маленький дипольный момент за счет несохранения T-четности в слабых взаимодействиях.

б) T-инвариантность приводит к двукратному вырождению уровней атомов в произвольном электрическом поле (теорема Крамерса). Уровни с проекциями момента J_z и $-J_z$ имеют одинаковую энергию. Теперь такое вырождение снимается. Это, в частности, связано с возможностью существования дипольного момента у электрона (см. п. а)).

в) Поскольку магнитное поле $\mathbf{H}$ является времени-асимметричным вектором, соображения о T-инвариантности запрещают явления «пиромагнетизма» и «пьезомагнетизма» (появление в кристаллах магнитного момента при нагревании или сжатии). Теперь пиромагнитный и пьезомагнитный эффекты могли бы, вообще говоря, появиться из-за слабых взаимодействий.

г) Могла бы появиться циркулярная асимметрия проводимости в кристаллах. Обычно отсутствие циркулярной асимметрии (различие в проводимости для токов, бегущих в кристалле по и против часовой стрелки) следует из T-инвариантности.

д) Известен эффект вращения плоскости поляризации света, проходящего через вещество, помещенное в магнитное поле (эффект Фарадея). Поворот вектора линейной поляризации $\boldsymbol{\varepsilon}'$ в прошедшей волне по отношению к поляризации $\boldsymbol{\varepsilon}$ в падающей пропорционален магнитному полю: $[\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\varepsilon}'] \sim \mathbf{H}$. Нарушение T- и P-инвариантностей в слабых взаимодействиях привело бы, вообще говоря, к вращению поляризации в веществе за счет наложенного извне электрического поля, так что $[\boldsymbol{\varepsilon}\boldsymbol{\varepsilon}'] \sim \mathbf{E}$ **).

---

*) Интересные соображения о T-инвариантности в связи с термодинамикой и законом возрастания энтропии читатель может найти в книге Ландау и Лифшица (см. [7]).

**) Кроме того, как известно, нарушение P-инвариантности само по себе может привести к вращению за счет слабых взаимодействий плоскости поляризации света в веществе, не содержащем оптически активных молекул (см. работы Зельдовича и Переломова [12, 13]).

Мы убеждены, что это далеко не полный перечень эффектов, которые в принципе могли бы существовать в атомной и макроскопической физике, если бы K_2-мезон действительно распадался на 2π. К этому нужно добавить большое число новых явлений в физике элементарных частиц, исследование которых и составит основное содержание нашего обзора.

Однако, чтобы делать столь далеко идущие выводы, необходимо иметь подтверждение результатов Принстонской группы в ряде независимых экспериментов. Одного опыта, конечно, недостаточно для полного выяснения ситуации. Нужно учесть, однако, что K-мезоны являются очень сложным объектом. В их распадах через виртуальные процессы замешана вся физика слабых взаимодействий, включая и область высоких энергий. Из-за маленькой разности масс K_1 и K_2 эта система чувствительна к очень слабым внешним полям. Иначе говоря, эксперимент Принстонской группы затрагивает ту область явлений, к которым пока нет доступа ни в одном другом опыте в физике элементарных частиц. Учитывая ограниченность наших знаний, нельзя исключить, что в этой новой области природа приготовила нам новый сюрприз. В этом смысле самым серьезным образом нужно относиться к возможности того, что данные Принстонской группы подтвердятся в других экспериментах. Мы убедимся ниже, что несохранение CP-четности не есть однозначный вывод, который должен следовать из факта распада на два π-мезона долгоживущей компоненты K-мезонного пучка. Однако если говорить именно о CP-четности, важно отметить сразу, что, кроме опытов по изучению спиновых корреляций в β-распаде поляризованного нейтрона [14] (их точность — на уровне десяти процентов) и экспериментов по асимметриям в нелептонных распадах гиперонов [15] (их точность, по-видимому, еще хуже), нет ни одного эксперимента, в котором сохранение CP-четности в слабых взаимодействиях устанавливалось бы на уровне хотя бы нескольких десятков процентов. До сих пор, как мы уже отмечали, именно отсутствие распадов $K_2 \to 2\pi$ считалось основным аргументом в пользу сохранения CP-четности.

В настоящем обзоре мы обсудим физические следствия эксперимента, принимая его результаты как факт.

Если существует несохранение CP-четности либо распространение K-мезонного пучка происходит в каком-то внешнем поле (в котором возможны переходы $K_2 \rightleftarrows K_1$), то состояния K_1 и K_2 уже не совпадают с короткоживущей K_S (S — от short) и долгоживущей K_L (L — от long) компонентами пучка. K_S и K_L должны определяться как состояния, имеющие определенную массу и время жизни. Именно эти состояния распадаются по простому экспоненциальному закону. В опыте Кристенсона, Кронина и др. измеряется вероятность распада $K_L \to \pi^+\pi^-$ в единицу времени.

Данные по скоростям распадов K_S- и K_L-мезонов в различные конечные состояния мы приведем здесь в виде таблицы

Способ распада	Скорость распада, 10^6 *сек*$^{-1}$	
	K_S	K_L
$\pi^+\pi^-$	$2/3\cdot 1{,}1 . 10^{+4}$	$2{,}6\cdot 10^{-2}$
$2\pi^0$	$1/3\cdot 1{,}1\cdot 10^{+4}$	Неизвестно
Лептоны	~ 11	~ 11
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$\lesssim 2$	~ 2
$3\pi^0$	$\leqslant 4$	~ 4
	Суммарная $1{,}1\cdot 10^4$	~ 18

В гл. I обзора мы приводим общее рассмотрение явлений распада и интерференции в K-мезонном пучке *).

В гл. II мы изучаем в общем виде характер информации, которая вытекает из данных Принстонской группы. Вместе с самим фактом существования распада $K_L \to \pi^+\pi^-$ требует своего объяснения и малость наблюдаемого эффекта. Распад $K_L \to \pi^+\pi^-$ составляет всего $4 \cdot 10^{-6}$ от $K_S \to \pi^+\pi^-$.

В гл. III излагаются попытки объяснения эксперимента на основе гипотезы о существовании в природе новых полей с макроскопическим радиусом действия сил. Здесь предполагается, что CP-четность сохраняется строго.

В гл. IV излагаются попытки объяснения эксперимента на основе различных механизмов нарушения CP-инвариантности.

Возможно, что все рассматриваемые нами модели слишком спекулятивны, чтобы правильно описывать реальную ситуацию. Однако рассмотрение их полезно, поскольку позволяет наметить конкретные пути для дальнейшего экспериментального изучения проблемы.

Если долгоживущая компонента K_L может распадаться на 2π, то в K-мезонном пучке амплитуды распадов $K_S \to 2\pi$ и $K_L \to 2\pi$ когерентны и возможна интерференция между ними. Это приводит к новым особенностям во временно́й зависимости распада на два π-мезона. Интерференционные явления такого сорта рассматриваются в гл. V.

В последней, гл. VI мы перечисляем ряд экспериментов, выполнение которых в будущем кажется в той или иной степени необходимым в связи с распадом $K_L \to 2\pi$ и возможным несохранением CP-четности.

I. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ РАСПАДА K-МЕЗОНА

§ 1. Общая теория распада K-мезона

Для изучения распада K-мезона мы используем гайтлеровскую теорию затухания. Для тех же целей во всех отношениях не менее удобен метод Вайскопфа — Вигнера [16] (этот метод в связи с K-распадом использовали Ли, Эме, Янг [17] в работе о симметриях слабых взаимодействий). Однако теория затухания является более общим методом, позволяющим качественно обсудить вопрос о поправках к экспоненциальному закону распада **).

Пусть в начальный момент имеется состояние $|K\rangle$, которое отвечает K-мезону, рожденному в ядерных столкновениях практически мгновенно по сравнению с его временем жизни. Поэтому вполне последовательно, по-видимому, утверждение о том, что состояние $|K\rangle$ является собственным состоянием энергии H, не включающей слабое взаимодействие (точность этого утверждения, по-видимому, не хуже 10^{-13} — отношения характерных времен для сильного и слабого взаимодействий). Зависимость от времени состояния $|K\rangle$ определяется оператором полной энергии $H+W$, где W включает как слабые взаимодействия H_W (W — от week), так и какие-то (если они существуют) макроскопические поля.

Нас интересует как функция времени амплитуда распада $c_j(t) = \langle j | K;\, t\rangle$ состояния $|K;\, t\rangle = e^{-i(H+W)t}|K\rangle$ в какие-либо из собственных

*) Эта глава содержит вывод довольно большого числа используемых в дальнейшем формул. Читатель, интересующийся лишь результатами, может спокойно эту главу опустить. Окончательная сводка формул (уже без вывода) приводится нами в гл. II.

**) Простое и физически прозрачное рассмотрение явлений в K-мезонном пучке в том случае, когда CP-четность сохраняется, читатель может найти в работе Зельдовича [18].

состояний j гамильтониана H. Последующее рассмотрение мы ведем в системе покоя K-мезона.

Амплитуды $c_j(t)$ удовлетворяют уравнению Шрёдингера

$$i\frac{\partial c_j(t)}{\partial t}=\varepsilon_j c_j(t)+\sum_{j'} W_{j,j'}c_{j'}(t) \tag{1,1}$$

с начальным условием $c_j(0)=\delta_{jK}$. Здесь ε_j — собственные значения $H: H|j\rangle=\varepsilon_j|j\rangle$, $W_{j,j'}\equiv\langle j|W|j'\rangle$. Уравнение (1,1) с граничным условием представим в форме интегрального уравнения

$$c_j(t)=c_j(0)e^{-i\varepsilon_j t}-i\sum_{j'}\int_0^t W_{j,j'}e^{-i\varepsilon_j(t-t')}c_{j'}(t')\,dt', \tag{1,2}$$

решение которого удобно искать в виде фурье-интеграла

$$c_j(t)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}F_j(E)e^{-iEt}dE. \tag{1,3}$$

Тогда

$$F_j(E)=i\frac{c_j(0)}{E-\varepsilon_j+i\delta}+\sum_{j'}W_{j,j'}\frac{F_{j'}(E)}{E-\varepsilon_j+i\delta}. \tag{1,4}$$

Среди состояний $|j\rangle$ имеется состояние $|\overline{K}\rangle$, отвечающее $\overline{K}$-мезону, имеющему в отсутствие слабых взаимодействий одинаковую с K-мезоном массу m. Вырожденность состояний $|K\rangle$ и $|\overline{K}\rangle$ заставляет отдельно рассматривать амплитуды $c_{\overline{K}}(t)$ и $c_K(t)$. Удобно выделить поэтому отдельно фурье-компоненты этих амплитуд в (1,4). Ищем решение в виде

$$F_j(E)=\frac{1}{E-\varepsilon_j-i\delta}\left[T_{j,K}(E)F_K(E)+T_{j,\overline{K}}(E)F_{\overline{K}}(E)\right], \tag{1,5}$$

при $j\neq K,\overline{K}$, причем по определению $T_{j,K}(E)$ и $T_{j,\overline{K}}(E)$ равны нулю при $j=K$ или $\overline{K}$. В дальнейшем мы условимся индекс j всегда относить к состояниям, среди которых нет K и $\overline{K}$.

Тогда из (1,5) и (1,4) получаем систему двух уравнений

$$\sum_{b=K,\overline{K}}\left[(E-m)\delta_{a,b}+\frac{i}{2}\lambda_{a,b}(E)\right]F_b(E)=c_a(0) \tag{1,6}$$

(a — либо K, либо $\overline{K}$), причем матрица $\lambda(E)$ равна

$$\lambda_{a,b}(E)=2i\left[W_{a,b}+\sum_{j\neq K,\overline{K}}\frac{W_{a,j}T_{j,b}(E)}{E-\varepsilon_j+i\delta}\right], \tag{1,7}$$

где $T_{j,b}(E)$ — решение следующей системы:

$$T_{j,b}(E)=W_{j,b}+\sum_{j'\neq K,\overline{K}}\frac{W_{j,j'}T_{j',b}(E)}{E-\varepsilon_{j'}+i\delta}\quad (j\neq K,\overline{K}). \tag{1,8}$$

Начиная с этого момента нам удобнее перейти к другому представлению. Вместо состояний $|K\rangle$ и $|\overline{K}\rangle$ рассмотрим их линейные комбинации $|K_S\rangle$ и $|K_L\rangle$:

$$|\alpha\rangle=\sum_{b=K,\overline{K}}U_{b\alpha}|b\rangle\quad (\alpha=K_S,\ K_L). \tag{1,9}$$

Соответствующие ковекторы мы определим с помощью обратной матрицы

$$\langle \alpha | = \sum_{b=K, \overline{K}} \langle b | U^{-1}_{\alpha b} \quad (\alpha = K_S, K_L) \tag{1,10}$$

так, чтобы выполнялись условия

$$\langle \alpha | \alpha' \rangle = \delta_{\alpha, \alpha'},$$

$$\sum_{\alpha = K_S, K_L} | \alpha \rangle \langle \alpha | = \sum_{b=K, \overline{K}} | b \rangle \langle b |.$$

В соответствии с этими определениями амплитуды и матричные элементы в новом представлении имеют вид

$$c_\alpha(t) = \sum_{b=K, \overline{K}} U^{-1}_{\alpha b} c_b(t),$$

$$\langle j | W | \alpha \rangle = \sum_{b=K, \overline{K}} \langle j | W | b \rangle U_{b\alpha} \quad (\alpha = K_S, K_L). \tag{1,11}$$

Уравнения (1,6) перепишутся в новом представлении так:

$$\sum_{\beta = K_S, K_L} \left[(E-m)\,\delta_{\alpha, \beta} + \frac{i}{2} \lambda'_{\alpha, \beta}(E) \right] F_\beta(E) = c_\alpha(0) \quad (\alpha = K_S, K_L). \tag{1,12}$$

Теперь удобно выбрать матрицу U в (1,9) и (1,10) так, чтобы матрица $\lambda'(E) = U^{-1}\lambda(E)U$ в уравнении (1,12) была диагональной. Тогда получим

$$F_\alpha(E) = \frac{c_\alpha(0)}{E - m + \frac{i}{2}\lambda_\alpha(E)}, \tag{1,13}$$

где $\lambda_\alpha(E)$ — собственные значения матрицы $\lambda(E)$. Начиная с этого момента мы ограничимся низшим приближением по взаимодействию W в матрице $T_{j,\alpha}(E)$. Тогда получим из (1,5)

$$F_j(E) = \sum_{\alpha = K_S, K_L} W_{j,\alpha} \frac{F_\alpha(E)}{E - \varepsilon_j + i\delta} \quad (j \neq K, \overline{K}), \tag{1,14}$$

и окончательное выражение для амплитуд

$$c_\alpha(t) = \frac{c_\alpha(0)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-iEt}\,dE}{E - m + \frac{i}{2}\lambda_\alpha(E)} \quad (\alpha = K_S, K_L), \tag{1,15}$$

$$c_j(t) = \sum_{\alpha = K_S, K_L} \frac{W_{j,\alpha} c_\alpha(0)}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-iEt}\,dE}{(E - \varepsilon_j + i\delta)\left(E - m + \frac{i}{2}\lambda_\alpha(E)\right)}$$

$$(j \neq K, \overline{K}). \tag{1,16}$$

Свойства собственных значений $\lambda_\alpha(E)$ можно исследовать, представив матрицу $\lambda(E)$ в виде суммы двух членов:

$$\lambda(E) = \Gamma(E) + 2iM(E), \tag{1,17}$$

где Γ и M — эрмитовы двухрядные матрицы с матричными элементами, равными соответственно

$$\Gamma_{ab}(E) = 2\pi \sum_{j \neq K, \overline{K}}{}' \int W_{a,j} W_{j,b}\,\delta(E - \varepsilon_j)\, n_j(\varepsilon_j)\, d\varepsilon_j, \tag{1,18}$$

$$M_{a,b}(E) = W_{a,b} + P \sum_{j \neq K, \overline{K}}{}' \int \frac{W_{a,j} W_{j,b}}{E - \varepsilon_j} n_j(\varepsilon_j)\, d\varepsilon_j, \tag{1,19}$$

где $n_j(\varepsilon_j)$ — это плотность состояний с энергией ε_j.

Интеграл в (1,19) берется в смысле главного значения. Этот интеграл формально расходится и должен обрезаться на некоторых энергиях в теории, правильно учитывающей вклад области высоких энергий. Мы никогда не будем вычислять конкретно интеграл в (1,19). Для нас важна лишь возможность представить $\lambda(E)$ в виде (1,17).

Тогда только из положительной определенности матрицы $\Gamma(E)$ и эрмитовости $\Gamma(E)$ и $M(E)$ вытекает важный факт положительности вещественной части собственных значений $\gamma_S(E) = \mathrm{Re}\,\lambda_S(E)$ и $\gamma_L(E) = \mathrm{Re}\,\lambda_L(E)$ матрицы $\lambda(E)$. Абсолютная величина $\lambda_\alpha(E)$ очень мала. В дальнейшем мы убедимся, что $\lambda_\alpha(E) \sim 10^{-5}$ *эв*. С другой стороны, масштабы δ, на которых существенно изменяется $\lambda_\alpha(E)$ как функция E, определяются массами элементарных частиц (точнее, энергиями ε_j). Таким образом, с очень хорошей точностью $\lambda_\alpha(E)/\delta \sim 10^{-11} \div 10^{-13}$ можно пренебречь зависимостью от E в аргументе $\lambda_\alpha(E)$ в (1,15) и (1,16), т. е. считать $\lambda_\alpha(E) \approx \lambda_\alpha(m)$. Тогда единственными особенностями подынтегральных выражений в (1,15) и (1,16) будут простые полюсы в нижней полуплоскости комплексной плоскости E. Интегрирование теперь производится элементарно. Мы получим

$$c_\alpha(t) = c_\alpha(0)\, e^{-im_\alpha t - \frac{1}{2}\gamma_\alpha t} \quad (\alpha = K_S, K_L), \tag{1,20}$$

$$c_j(t) = \sum_{\alpha=K_S,K_L} \frac{W_{j,\alpha} c_\alpha(0)}{\varepsilon_j - m_\alpha + \frac{i}{2}\gamma_\alpha}\left(1 - e^{i(\varepsilon_j - m_\alpha) - \frac{1}{2}\gamma_\alpha t}\right) \quad (j \neq K, \overline{K}). \tag{1,21}$$

Здесь мы одновременно ввели новые обозначения. Если выделить из $\lambda_\alpha(m)$ вещественную и мнимую части:

$$\lambda_\alpha(m) = \gamma_\alpha + 2i\Delta_\alpha, \tag{1,22}$$

то $\gamma_\alpha > 0$ будет определять время жизни состояния $|\alpha\rangle$, а величина $m_\alpha = m + \Delta_\alpha$ дает массу состояния $|\alpha\rangle$.

Структура выражений (1,20), (1,21) никак не связана с рядом упрощающих предположений, которые мы сделали при выводе. В частности, ограничение низшим приближением по взаимодействию W совершенно непринципиально. Учет высших приближений даст лишь малые поправки к m_α и γ_α, но эти параметры мы все равно находим из эксперимента. Вид взаимодействия W никак не фиксировался нами. Однако экспоненциальный характер распада состояния $|\alpha\rangle$ тесно связан с предположением о постоянстве величин $\lambda_\alpha(E)$.

Вероятность распада K-мезона в единицу времени по каналу j определяется выражением

$$\frac{\partial}{\partial t}|c_j(t)|^2 = \Gamma_j(t).$$

Эта вероятность получается из (1,21) в форме

$$\Gamma_j(t)\, d\varepsilon_j = 2\pi \Big|\sum_\alpha W_{j,\alpha} c_\alpha(t)\Big|^2 \delta(\varepsilon_j - m)\, n_j(m)\, d\varepsilon_j, \tag{1,23}$$

если пренебречь изменением с энергией ε_j матричных элементов $W_{j,\alpha}$ и плотности состояний $n_j(\varepsilon_j)$ в масштабах порядка γ_α, Δ_α. Если взаимодействие W и содержит вклад каких-либо внешних полей, все равно распад $\alpha \to j$ происходит за счет слабого взаимодействия, поэтому $W_{j,\alpha} = (H_W)_{j,\alpha}$ в формуле (1,23). В дальнейшем амплитудой $\alpha \to j$ распада мы будем называть величину

$$A(\alpha \to j) = \langle j | H_W | \alpha \rangle c_\alpha(0). \tag{1,24}$$

В соответствии с определением (1,11) и формулой (1,20) зависимость от времени амплитуды K- и $\overline{K}$-мезонных состояний дается выражением

$$c_{\hat{a}}(t) = \sum_{\alpha=K_S, K_L} \sum_{b=K, \overline{K}} U_{\hat{a}\alpha} U^{-1}_{\alpha b} c_b(0)\, e^{-im_\alpha t - \frac{1}{2}\gamma_\alpha t} \quad (a = K, \overline{K}). \tag{1,25}$$

§ 2. О неэкспоненциальных поправках к закону распада

Матрица $\lambda_{a,b}(E)$ имеет точки ветвления, соответствующие массам физических состояний, в которые возможен переход из состояний $|K\rangle$ и $|\overline{K}\rangle$. В низшем приближении по взаимодействию W из формул (1,7) или (1,18), (1,19) очевидно, что все особенности подобного типа лежат на вещественной оси в комплексной плоскости E. Рассмотрим, например, порог рождения π-мезонов. Соответствующая энергия $E_{\text{пор}} = 2m_\pi$. Деформируя контур интегрирования в (1,15) в нижнюю полуплоскость, мы придем к интегралу от скачка функции $\left(E - m + \frac{i}{2}\gamma_\alpha(E)\right)^{-1}$ на разрезе, а именно:

$$c_\alpha(t) = \frac{c_\alpha(0)}{2\pi} \int\limits_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \frac{\gamma_\alpha(E)}{(E - m_\alpha)^2 + \frac{1}{4}\gamma_\alpha^2(E)} e^{-iEt}(-i\, dE). \tag{1,26}$$

Снова деформируя контур в нижнюю полуплоскость и отдельно вычисляя вклад от полюса при $E - m_\alpha \approx -\frac{i}{2}\gamma_\alpha$, получим

$$c_\alpha(t) = c_\alpha(0)\, e^{-im_\alpha t - \frac{1}{2}\gamma_\alpha t} +$$
$$+ \frac{c_\alpha(0)}{2\pi} e^{-iE_{\text{пор}} t} \int\limits_0^{-i\infty} \frac{\gamma_\alpha(E_{\text{пор}} + z)}{(z + E_{\text{пор}} - m_\alpha)^2 + \frac{1}{4}\gamma_\alpha^2} e^{-izt}(-i\, dz).$$

Асимптотика интеграла легко может быть вычислена. Если $\gamma_\alpha(E_{\text{пор}} + z) \sim \left(\frac{z}{E_{\text{пор}}}\right)^{n/2} \gamma_\alpha$ при $z \to 0$, то с учетом, что $E_{\text{пор}} - m_\alpha \gg \gamma_\alpha$, поправочный член к экспоненциальному распаду будет

$$\sim c_\alpha(0)\, e^{-iE_{\text{пор}} t} \frac{\gamma_\alpha}{t\,(E_{\text{пор}} - m_\alpha)^2\,(E_{\text{пор}} t)^{n/2}}. \tag{1,27}$$

Относительный вклад этого слагаемого при $\gamma_\alpha t \sim 1$ составляет $\sim 10^{-26}(10^{-13})^{n/2}$. Наличие других точек ветвления, связанных с возможностью распада K и $\overline{K}$ по другим каналам, приводит к появлению дополнительных поправок к основному закону распада $e^{-\frac{1}{2}\gamma_\alpha t}$. Общая структура этих поправок по-прежнему имеет вид (1,27), где $E_{\text{пор}}$ — энергия, отвечающая соответствующему порогу, n определяет характер особенности (ветвления) в точке $E = E_{\text{пор}}$.

Однако вопрос об обнаружении таких поправок не может возникнуть не только по причине их малости. В самом деле, амплитуда (1,27) определяется вкладом состояний, энергия которых сильно отличается от энергии начального состояния, поскольку интеграл Фурье выражения (1,27) содержит лишь узкую область $E \sim E_{\text{пор}} = 2m_\pi$. Однако в любом эксперименте к распаду K-мезона возможно отнести лишь события, в которых энергия распадающегося состояния лежит в области пика, отвечающего полюсу в точке $E \approx m_\alpha$ в выражении (1,26). Теоретическая ширина пика равна γ_α, экспериментально она определяется разрешающей силой прибора $\delta \gg \gamma_\alpha$ (в современных экспериментах $\delta \sim 1$ *Мэв*). Принципиально невозможно отличить от фона события, не попадающие в пик. В самом деле, какой смысл имеет исходное предположение о том, что в момент $t = 0$ отлична от нуля лишь амплитуда K-мезонного состояния $c_k(0)$? Оно справедливо, пока мы интересуемся лишь очень узкой, $\sim\gamma_\alpha$, областью вблизи пика, поскольку положение и форма пика в основном определяются $c_K(0)$. Область вдали от пика существенно зависит от деталей волнового пакета, представляющего начальное состояние. Таким образом, учет поправочных членов типа (1,27) совершенно непоследователен при сделанном нами выборе начального состояния. Это есть превышение точности.

Остается важный вопрос о том, каков все же реальный вклад неэкспоненциальных поправок к закону распада. По условиям эксперимента выбрасываются все события, не попадающие в интервал $\sim\delta$ (экспериментальное разрешение) вокруг пика при $E \approx m_\alpha$. Кажется разумным обрезать интеграл в (1,26) с помощью некоторой функции $\varrho(E)$ так, чтобы $\varrho(E) = 0$ при $|E - m_\alpha| > \delta$ $\varrho(m_\alpha) = 1$. Закон убывания $\varrho(E)$ на границах интервала δ мы выберем в целях упрощения последующих выкладок в форме

$$\varrho(E) \to \left(\frac{E - m_\alpha \pm \delta}{m_\alpha}\right)^k \text{ при } E \to m_\alpha \mp \delta.$$

Это отвечает выбору начального состояния в форме волнового пакета с «шириной» $\sim\delta$ (см. в связи с этим вопросом работы Швингера [19], Якоба и Сакса [20], где можно найти также ссылки на более ранние работы). Временна́я зависимость возникающих поправок к экспоненциальному закону распада существенно определяется характером убывания $\varrho(E)$ при $E \to m_\alpha - \delta$; а именно (при $\gamma_\alpha \ll \delta \ll m_\alpha$) получим

$$c_\alpha(t) = c_\alpha(0)\, e^{-im_\alpha t - \frac{1}{2}\gamma_\alpha t} + o\left(c_\alpha(0)\, e^{-im_\alpha t}\, \frac{\gamma_\alpha}{\delta^2 t}\, \frac{1}{(m_\alpha t)^k}\right).$$

При $\gamma_\alpha t \sim 1$ поправочные члены совершенно ничтожны при любых значениях $k > 0$ и становятся существенными при столь больших t, когда абсолютная величина $c_\alpha(t)$ становится меньше $10^{-22}\ (10^{-13})^k$. Таким образом, невозможно, по-видимому, объяснить опыт Кристенсона, Кронина и др. за счет отклонений от экспоненциального закона распада.

II. РАСПАД $K_L \to \pi^+\pi^-$ И СОХРАНЕНИЕ T-, CP- И CPT-ЧЕТНОСТЕЙ

§ 1. Формулы для состояний и амплитуд распада

Поскольку физические амплитуды (1,23) и (1,25) содержат произведения матричных элементов прямой и обратной матриц U (введенной нами в (1,9) и (1,10)), имеет смысл искать матрицу U лишь с точностью до множителя, что отвечает произвольной нормировке состояний $|K_S\rangle$ и $|K_L\rangle$. Матрица U приводит к диагональному виду оператор $\Gamma + 2iM$ (см. (1,17)), который мы будем называть «массовым оператором». Матрица U может быть выбрана в виде

$$U = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\begin{pmatrix} s^2 & 1 \\ rs & -rs \end{pmatrix}, \quad U^{-1} = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\begin{pmatrix} 1 & 1/rs \\ 1 & -s/r \end{pmatrix}. \qquad (2,1)$$

В соответствии с этим состояниями $|K_S\rangle$ и $|K_L\rangle$, которые диагонализуют массовый оператор и которые имеют в этом смысле определенную массу и время жизни, будут следующие комбинации из $|K\rangle$ и $|\overline{K}\rangle$ (см., например, Сакс [21]):

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\,(s^2|K\rangle + rs\,|\overline{K}\rangle), \quad \langle K_S| = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\left(\langle K| + \frac{1}{rs}\langle \overline{K}|\right),$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\,(|K\rangle - rs\,|\overline{K}\rangle), \quad \langle K_L| = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\left(\langle K| - \frac{s}{r}\langle \overline{K}|\right). \qquad (2,2)$$

Параметры r и s, входящие в эти формулы, равны

$$r = \left(\frac{\Gamma_{\overline{K},K} + 2iM_{\overline{K}K}}{\Gamma_{K\overline{K}} + 2iM_{K\overline{K}}}\right)^{1/2}, \qquad (2,3)$$

$$s = \sqrt{1+\eta^2} - \eta, \qquad (2,3')$$

$$\eta = \frac{\Gamma_{\overline{K},\overline{K}} - \Gamma_{K,K} + 2i\,(M_{\overline{K},\overline{K}} - M_{K,K})}{2\,[(\Gamma_{K,\overline{K}} + 2iM_{K,\overline{K}})(\Gamma_{\overline{K},K} + 2iM_{\overline{K},K})]^{1/2}}.$$

Матричные элементы матриц Γ и M определены нами в формулах (1,18) и (1,19). Амплитуды состояний $c_{K_S}(t)$ и $c_{K_L}(t)$ мы в дальнейшем обозначаем просто $K_S(t)$ и $K_L(t)$ (аналогично $c_K(t) \equiv K(t)$, $c_{\overline{K}}(t) \equiv \overline{K}(t)$). $K_S(t)$ и $K_L(t)$ изменяются со временем по простому экспоненциальному закону

$$K_\alpha(t) = K_\alpha(0)\,e^{-im_\alpha t - \frac{1}{2}\gamma_\alpha t} = K_\alpha(0)\,e^{-imt}e^{-\frac{1}{2}(\gamma_\alpha + 2i\Delta_\alpha)t}, \qquad (2,4)$$

где параметры γ_α и Δ_α определяются как вещественная и мнимая части собственных значений матрицы $\Gamma + 2iM$:

$$\gamma_\alpha + 2i\Delta_\alpha = \Gamma_{K,K} + 2iM_{K,K} + [(\Gamma_{\overline{K},K} + 2iM_{\overline{K},K})(\Gamma_{K,\overline{K}} + 2iM_{K\overline{K}})]^{1/2} \times$$
$$\times \begin{cases} 1/s, & \alpha = S, \\ -s, & \alpha = L. \end{cases} \qquad (2,5)$$

Отметим, что состояния $|K_S\rangle$ и $|K_L\rangle$ не являются ни ортогональными, ни нормированными, поэтому это не есть «состояния» в обычном квантовомеханическом смысле. Зависимость от времени «нормальных» K- и $\overline{K}$-мезонных состояний определяется в соответствии с формулой (1,25) в виде

$$K(t) = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\,[s^2K_S(0)\,e^{-im_S t - \frac{1}{2}\gamma_S t} + K_L(0)\,e^{-im_L t - \frac{1}{2}\gamma_L t}],$$
$$\overline{K}(t) = \frac{sr}{\sqrt{1+s^2}}\,[K_S(0)\,e^{-im_S t - \frac{1}{2}\gamma_S t} - K_L(0)\,e^{-im_L t - \frac{1}{2}\gamma_L t}], \qquad (2,6)$$

где в свою очередь

$$K_S(0) = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\left[K(0) + \frac{1}{sr}\overline{K}(0)\right],$$
$$K_L(0) = \frac{1}{\sqrt{1+s^2}}\left[K(0) - \frac{s}{r}\overline{K}(0)\right] \qquad (2,7)$$

(нас, по существу, интересует случай $\overline{K}(0) = 0$).

Зависимость от времени вероятности распада K-мезона в какое-либо из состояний j определяется в соответствии с формулой (1,23) в виде

$$\Gamma_j(t) = 2\pi n_j(m)\,|\langle j|H_W|K\rangle K(t) + \langle j|H_W|\overline{K}\rangle \overline{K}(t)|^2 =$$
$$= 2\pi n_j(m)\,|\langle j|H_W|K_S\rangle K_S(t) + \langle j|H_W|K_L\rangle K_L(t)|^2. \qquad (2,8)$$

Скоростью распада w обычно называется вероятность распада в промежуток времени t малый по сравнению со временем жизни распадающейся частицы, т. е. при $\gamma_\alpha t \ll 1$:

$$w(K_\alpha \to j) = 2\pi n_j(m) \, |\langle j | H_W | K_\alpha \rangle K_\alpha(0)|^2. \qquad (2,9)$$

Здесь K_α может быть либо K_S- или K_L-, либо K- или $\overline{K}$-мезоном. Именно скорость распада w чаще всего измеряется на опыте. Она определяется амплитудой распада $A(K_\alpha \to j)$ (см. формулу (1,24)):

$$w = 2\pi n_j(m) \, |A(K_\alpha \to j)|^2,$$
$$A(K_\alpha \to j) = \langle j | H_W | K_\alpha \rangle K_\alpha(0).$$

§ 2. Ограничения, следующие из T-, CP- и CPT-инвариантностей

Инвариантность взаимодействия W относительно отражения времени (T), комбинированной инверсии (CP) и операции CPT приводит к ряду соотношений между матричными элементами. Для получения этих соотношений мы определим сначала результат применения этих операций к состоянию K-мезона. Мы условимся считать

$$\left.\begin{aligned} CP\,|K\rangle &= |\overline{K}\rangle, \\ T\,|K\rangle &= \langle K|, \\ CPT\,|K\rangle &= \langle \overline{K}|, \end{aligned}\right\} \qquad (2,10)$$

предполагая равным единице на данном этапе произвольный фазовый множитель, который может возникнуть при таких преобразованиях. Для круга вопросов, который будет рассматриваться в дальнейшем, этот произвол в выборе фазы совершенно несуществен. Здесь важно лишь предположение, что K-мезон по обычным для скалярного поля законам преобразуется при CP и T.

Собственные состояния $|j\rangle$ гамильтониана H, вообще говоря, по-разному преобразуются при CP и T. Поскольку мы предполагаем, что $[H, CP] = 0$, можно было бы выбирать в качестве $|j\rangle$ собственные состояния CP-оператора. Однако это не всегда удобно делать. Важно только то, что правила преобразований состояний $|j\rangle$ при операции CP такие же, как для свободных состояний $|j_0\rangle$ (соответствующих собственных состояний свободного гамильтониана H_0). Пусть $|j'\rangle$—состояние, которое получается из $|j\rangle$ при операции CP.

Если среди состояний $|j\rangle$ мы рассматриваем состояния с нулевым полным моментом, определенной четностью и изотопическим спином, то для таких состояний обычное представление T-операции *)

$$T\,|j\rangle = e^{2i\delta_j} \langle j|. \qquad (2,11)$$

Здесь фаза δ_j зависит от характера взаимодействия в состоянии j (см., например, Гелл-Манн и Уотсон [22]). В том случае, когда такое взаимо-

---

*) В качестве состояний $|j\rangle$ выбираются либо in- либо out-состояния. Тогда, например,

$$T\,|j;\ \mathrm{in}\rangle = \langle j;\ \mathrm{out}| = \sum_{j'} \langle j;\ \mathrm{out} | j';\ \mathrm{in}\rangle \langle j';\ \mathrm{in}| = \sum_{j'} S_{j,j'} \langle j';\ \mathrm{in}|.$$

Здесь $S_{j,j'}$ — матричный элемент S-матрицы. Если $|j\rangle$ классифицируются как состояния с определенным моментом, четностью, изотопическим спином (если мы пренебрегаем электромагнитными поправками), то $S_{j,j'} = e^{2i\delta_j} \delta_{j,j'}$ и мы получаем результат (2,11).

действие невелико (например, в состоянии $|\pi^+e^-\tilde{\nu}\rangle$, где существенны только электромагнитные силы), состояние $|j\rangle$ может рассматриваться как произведение волновых функций свободных частиц и фаза $\delta_j = 0$.

Итак, мы получаем следующие соотношения между матричными элементами при наличии соответственно CPT-, CP- и T-инвариантностей:

$$\left.\begin{aligned} &\langle K|W|j\rangle = e^{2i\delta_j}\langle j'|W|\overline{K}\rangle \quad (\text{из } CPT),\\ &\langle K|W|j\rangle = \langle\overline{K}|W|j'\rangle \quad (\text{из } CP),\\ &\langle K|W|j\rangle = e^{2i\delta_j}\langle j|W|K\rangle \quad (\text{из } T). \end{aligned}\right\} \tag{2,12}$$

Здесь был использован антиунитарный характер T-операции, эрмитовость гамильтониана и условие инвариантности $W = \hat{O}^{-1}W\hat{O}$, где $\hat{O}$ — одна из трех операций CPT, CP или T.

Используя выражения (1,18) и (1,19) для матриц Γ и M, мы получаем из (2,12)

$$\Gamma_{K,K} + 2iM_{K,K} = \Gamma_{\overline{K},\overline{K}} + 2iM_{\overline{K},\overline{K}} \quad (\text{из } CPT), \tag{2,13'}$$

$$\left.\begin{aligned} &\Gamma_{K,K} + 2iM_{K,K} = \Gamma_{\overline{K},\overline{K}} + 2iM_{\overline{K},\overline{K}},\\ &\Gamma_{K,\overline{K}} + 2iM_{K,\overline{K}} = \Gamma_{\overline{K},K} + 2iM_{\overline{K},K} \end{aligned}\right\} \quad (\text{из } CP). \tag{2,13''}$$

С учетом эрмитовости матриц Γ и M соотношения (2,13) означают, что матричные элементы $\Gamma_{K,\overline{K}}$ и $M_{K,\overline{K}}$ вещественны.

Из (2,13) и формул (2,3) мы получаем, что параметры s и r, определяющие диагональные комбинации из K- и $\overline{K}$-мезонов, равны

$$s = 1 \quad (\text{из } CPT), \tag{2,14'}$$

$$r = 1, \quad s = 1 \quad (\text{из } CP). \tag{2,14''}$$

Непосредственно видно из формул (2,2), что, в соответствии с общими принципами, при наличии CP-инвариантности:

$$|K_S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|K\rangle + |\overline{K}\rangle\} \equiv |K_1\rangle,$$

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|K\rangle - |\overline{K}\rangle\} \equiv |K_2\rangle.$$

Эти состояния являются CP-четной и CP-нечетной комбинациями из $|K\rangle$ и $|\overline{K}\rangle$. Они отвечают K_1- и K_2-мезонам.

§ 3. Распад $K_L \to \pi^+\pi^-$

Отношения амплитуд $K_L \to \pi^+\pi^-$- и $K_S \to \pi^+\pi^-$-распадов может быть получено с учетом формул (2,2), (2,7) и (2,9) в виде

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{\langle\pi^+\pi^-|H_W|K_L\rangle}{\langle\pi^+\pi^-|H_W|K_S\rangle} = \frac{1-\xi sr}{s^2+\xi sr}, \quad \xi = \frac{\langle\pi^+\pi^-|H_W|\overline{K}\rangle}{\langle\pi^+\pi^-|H_W|K\rangle}. \tag{2,15}$$

Здесь CPT-инвариантность приводит к условию $s = 1$ (см. (2,14)).

Два π-мезона в любом состоянии, допускаемом статистикой Бозе, являются CP-четной системой:

$$CP|\pi^+\pi^-\rangle = (-1)^{2L}|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-\rangle,$$

где L — орбитальный момент системы. В рассматриваемом нами случае входит лишь состояние с $L = 0$. Поэтому сохранение CP-четности означает

$$s = 1, \quad r = 1, \quad \xi = 1. \tag{2,16}$$

В этом случае

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} = 0.$$

Таким образом, долгоживущая компонента в K-мезонном пучке не может в этом случае распадаться на два π-мезона. С другой стороны, опыт Кристенсона, Кронина и др. указывает, что

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} \approx 2 \cdot 10^{-3} \tag{2,17}$$

(равенство в смысле абсолютных величин).

Несохранением CPT-четности (при сохранении CP) нельзя объяснить результаты Принстонской группы. Как правило, и в других явлениях в K-мезонном пучке сохранение CP-четности маскирует возможное несохранение CPT. С другой стороны, CPT-инвариантность имеет очень глубокое обоснование в теоретической физике, и сейчас нет причин сомневаться в наличии такой симметрии. Мы будем считать, что слабые взаимодействия сохраняют CPT.

Однако возможно, что в опыте Принстонской группы K-мезоны взаимодействовали с каким-то внешним полем так, что

$$W = V + H_W, \tag{2,18}$$

где H_W — обычное слабое взаимодействие, V — взаимодействие с внешним полем; это поле мы условимся обозначать той же буквой V. Мы не будем здесь подробно рассматривать ядерные взаимодействия мезонов со средой, в которой распространяется пучок. Такой эффект тесно связан с условиями эксперимента, и при корректной его постановке отсутствие взаимодействия со средой должно подтверждаться с помощью контрольных опытов.

Тем не менее распространение K-мезонов происходит в физическом вакууме, где нельзя исключить присутствие полей, создаваемых удаленными объектами. В этом случае, даже если слабое взаимодействие H_W является CP- и CPT-инвариантным, нельзя говорить о сохранении CP и CPT в распадах, потому что K-мезоны не образуют замкнутую систему.

Трудно представить себе внешнее поле V меняющим странность, поэтому мы положим $V_{K,\bar{K}} = 0$ и, кроме того, $V_{K,j} = V_{\bar{K},j} = 0$. Однако матричные элементы $V_{K,K}$ и $V_{\bar{K},\bar{K}}$ могут отличаться. Это приведет к кажущемуся несохранению CP- и CPT-четностей. (Параметр s в (2,3″) будет отличаться от единицы.) Важно, что влиянием известных полей можно пренебречь, потому что оно либо слишком мало (если речь идет об электромагнитном взаимодействии, где $V_{K,K}$ и $V_{\bar{K},\bar{K}}$ могут отличаться благодаря различию в радиусах распределения заряда K и $\bar{K}$), либо имеет одинаковый эффект для частицы и античастицы (если речь идет о гравитационных силах).

III. РАСПАД $K_L \to \pi^+\pi^-$ И ВОЗМОЖНОЕ СУЩЕСТВОВАНИЕ НОВЫХ ПОЛЕЙ

§ 1. Распад $K \to \pi^+\pi^-$ во внешнем поле. Общие соотношения

Представим себе K-мезон в системе покоя взаимодействующим с внешним полем. Природа этого взаимодействия пока не важна для нас, существенно лишь предположение, что K- и $\bar{K}$-мезоны имеют различную потенциальную энергию в этом поле. Мы считаем здесь, что слабое взаимодействие H_W сохраняет CP-четность. Это означает, что $r = 1$, $\xi = 1$ в формуле (2,15), однако s может немного отличаться от единицы так, чтобы возник распад $K_L \to \pi^+\pi^-$. Используя выражения (2,3′) и (1,19), мы получим в низшем приближении по внешнему полю

$$s = 1 - i\,\frac{V_{\overline{K},\,\overline{K}} - V_{K,\,K}}{\left[(\Gamma_{K,\,\overline{K}} + 2iM_{K,\,\overline{K}})(\Gamma_{\overline{K},\,K} + 2iM_{\overline{K},\,K})\right]^{1/2}}\,. \tag{3,1}$$

Используя выражение (2,5), легко выразить s через разность ширин и масс K_S- и K_L-мезонов:

$$s = 1 - i\,\frac{2\,(V_{\overline{K},\,\overline{K}} - V_{K,\,K})}{\gamma_S - \gamma_L + 2i\,(m_S - m_L)}\,. \tag{3,2}$$

Теперь (используя (2,15) при $r = \xi = 1$) мы получаем отношение амплитуд

$$\frac{A\,(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A\,(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{V_{\overline{K},\,\overline{K}} - V_{K,\,K}}{2\left(m_S - m_L - \frac{i}{2}\,(\gamma_S - \gamma_L)\right)}\,. \tag{3,3}$$

Это отношение получено в системе покоя K-мезона. Его вид в лабораторной системе определяется правилами преобразований матричных элементов $V_{\overline{K},\,\overline{K}}$ и $V_{K,\,K}$. Поэтому, кроме нарушения CP-инвариантности, будет наблюдаться, вообще говоря, зависимость отношения амплитуд от системы отсчета, что выглядит как кажущееся нарушение релятивистской инвариантности.

§ 2. О возможной природе новых полей [23, 24]

Представим себе, что поле V создается макроскопическими телами. В качестве источников такого поля можно рассматривать либо гиперзаряд Y, либо третью проекцию изотопического спина T_3. Тогда K и $\overline{K}$ имели бы противоположные заряды относительно новых взаимодействий. Пусть

$$V_{\overline{K},\,\overline{K}} = \frac{1}{2}\,V_0, \qquad V_{K,\,K} = -\frac{1}{2}\,V_0.$$

Удобно выразить результат через потенциал V в лабораторной системе, где K-мезоны движутся со скоростью v (в опыте Кристенсона, Кронина и др. $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2} \approx 2{,}5$). Это можно сделать, если известна тензорная природа нового поля. Если поле является векторным, то статический потенциал V является четвертой компонентой вектора и $V_0 = \gamma V$. (Это предположение является довольно естественным, потому что в локальной теории скалярное и тензорное поля имеют одинаковый статический потенциал для частицы и античастицы.) Мы получаем

$$\frac{A\,(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A\,(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{\gamma}{2}\,\frac{V}{m_S - m_L - \frac{i}{2}\,(\gamma_S - \gamma_L)} \approx 2\cdot 10^{-3} \tag{3,4}$$

(равенство в смысле абсолютных величин).

В этом случае возникает очень интересный эффект зависимости отношения амплитуд от энергии K-мезонного пучка. Если бы такое кажущееся нарушение релятивистской инвариантности было обнаружено на опыте, это было бы серьезным аргументом в пользу существования V-поля. Эта зависимость от скорости отношения (3,4) является принципиальной.

Даже в том случае, если поле V является скалярным, все равно должен возникнуть фактор γ в (3,4). Действительно, в локальной теории (связь без производных) скалярное поле имеет одинаковое взаимодействие с частицей и античастицей (здесь—с K- и $\bar{K}$-мезонами), а это, как мы видели, нас не может устроить. Поэтому необходимо взять скалярное поле с градиентной связью, и это снова приведет к линейной зависимости от энергии в (3,4).

Поскольку разность масс и разность ширин K_S- и K_L-мезонов примерно одинаковы и порядка 10^{-5} *эв*, то $V \sim 10^{-8}$ *эв*. Таким образом, эксперимент Принстонской группы из-за малой разности масс K-мезонов чувствителен к очень слабым потенциалам. Ни один эксперимент в физике элементарных частиц в настоящее время не обладает подобной чувствительностью к малым энергиям.

Если V-поле является векторным, то кванты этого поля обязательно должны иметь массу. Это связано с тем, что источником V-поля является несохраняющийся ток, так как «заряды» Y или T_3, в отличие от электрического заряда, не сохраняются строго. Кроме того, если V-поле не имеет массы, градиентная инвариантность означает, что нельзя измерить абсолютную величину потенциала V, но именно абсолютная величина V входит в отношение амплитуд (3,4).

Если масса квантов V-поля $\mu \sim R_g^{-1}$, где R_g — радиус Галактики, то

$$V \sim f_g^2 \frac{M_g}{m_p} R_g^{-1}, \tag{3,5}$$

где f_g — постоянная взаимодействия, M_g — масса Галактики, m_p — масса протона (M_g/m_p — это гиперзаряд Галактики, или, с точностью до двойки, третья проекция изоспина). Принимая $R_g \sim 10^{22}$ *см*, $M_g \sim 10^{68}\ m_p$, получим $f_g^2 \sim 10^{-49}$.

Если радиус действия новых сил определяется размером Солнечной системы, то $\mu \sim R_s^{-1}$, где R_s — расстояние от Земли до Солнца ($R_s \sim 1{,}5 \times \times 10^{13}$ *см*). Для соответствующей постоянной мы получим $f_s^2 \sim 10^{-47}$.

И наконец, если $\mu \sim R_e^{-1}$, где R_e — радиус Земли ($R_e = 6 \cdot 10^8$ *см*), то $f_e^2 \sim 10^{-46}$.

Как отметил Вайнберг [25], сильное ограничение на массу квантов V-поля возникает из рассмотрения эффектов реального излучения легких квантов. В самом деле, амплитуда испускания реального кванта с поляризацией ε_μ и импульсом $\mathbf{q}$ в $K \to 2\pi$-распаде равна

$$\frac{fA(K \to 2\pi)\, 2p\varepsilon}{(2\pi)^{3/2}\sqrt{2q_0}\,[(p-q)^2-m^2]}, \tag{3,6}$$

где p — импульс K-мезона, $A(K \to 2\pi)$ — амплитуда $K \to 2\pi$-распада без испускания легких квантов, f — одна из постоянных f_g, f_s или f_e. (Поскольку мы предполагаем, что кванты уносят малый импульс, можно пренебречь испусканием непосредственно из области, в которой происходит превращение $K \to 2\pi$.) Тогда относительная вероятность испускания кванта с энергией $\omega \leqslant E$ равна

$$R = \frac{f^2}{4\pi^2\mu^2} \int\limits_{\mu}^{E} \frac{(\omega^2-\mu^2)^{3/2}\, d\omega}{\left(\omega - \frac{\mu^2}{2m}\right)^2} \approx \frac{f^2E^2}{8\pi^2\mu^2}. \tag{3,7}$$

Если $E \sim 100$ *Мэв* и $\mu \sim R_g^{-1}$, то $f_g^2/\mu^2 \sim 10^{17}$ $(Мэв)^{-2}$ и $R \sim 10^{13}$. Если бы $\mu \sim R_s^{-1}$, то мы получили бы $f_s^2/\mu^2 \sim 10$ $(Мэв)^{-2}$ и $R \sim 10^3$, т. е. в обоих случаях K-мезон был бы полностью не стабилен относительно распада с испусканием квантов. Наконец, в последнем случае $\mu \sim R_e^{-1}$,

$f_c^2/\mu^2 \sim 10^{-6}$ $(Мэв)^{-2}$, и мы получим $R \sim 10^{-4}$. Таким образом, этот случай является наиболее реалистическим. Здесь можно еще немного увеличить массу, однако радиус действия сил все же должен быть достаточен для того, чтобы K-мезон «чувствовал» макроскопические объекты вокруг. Мы приходим к заключению, что масса μ должна лежать в пределах

$$10^3\ см \leqslant \frac{1}{\mu} \leqslant 10^9\ см. \tag{3,8}$$

Кажется невероятным, чтобы масса квантов V-поля попала бы точно в указанный в (3,8) интервал. Это одна из трудностей рассматриваемой теории. Выход, однако, в этом пункте можно было бы отыскать. Действительно, аргументы, которые привели нас к (3,8), во многом внутренне противоречивы. Условие $f^2E^2/\mu^2 \sim 1$ в теории векторного поля означает выход в область эффективно сильной связи (см., например, [26]). При $f^2E^2/\mu^2 \gg 1$ рассмотренная нами диаграмма с излучением одного кванта дает эффект, величина которого несовместима с унитарностью. Необходимо учитывать другие процессы, что должно привести (если теория взаимодействий векторного поля с несохраняющимся током вообще имеет смысл) к появлению эффективного формфактора, быстро падающего с ростом E. Таким образом, R в (3,7) не может быть больше единицы. Однако, чему реально равняется R при $f^2E^2/\mu^2 \gg 1$, конечно, нельзя сказать, потому что мы ничего не умеем вычислять в этой области.

Теория с макроскопическим V-полем является очень необычной и в связи с тем фактом, что потенциал V имеет здесь абсолютный смысл (он измеряется в опыте Кристенсона, Кронина и др.). В этом глубокое отличие от электродинамики, где измеримыми являются лишь градиенты потенциала. Имеются соображения (см., например, [27]), что такую теорию трудно совместить с принципами теории относительности. Нам же кажется, однако, что эти соображения не имеют силы доказательства. Для выяснения вопроса необходимо измерение отношения (3,4) как функции энергии K-мезона.

Существование нового взаимодействия привело бы к нарушению принципа эквивалентности тяжелой и инертной масс, поскольку в дополнение к обычному ньютоновскому притяжению между телами теперь появляется сила, зависящая от числа нуклонов. Модифицированный вариант опыта Этвеша (см. Дике [28]) дает ограничение на величину постоянной такого взаимодействия:

$$f^2 < 2 \cdot 10^{-45}. \tag{3,9}$$

Этому не противоречат значения постоянных f_g^2, f_s^2, f_e^2. Интересно, что если радиус действия сил нового поля определяется масштабами Земли R_e, то эксперимент Дике не дает столь жесткого ограничения на f^2. В этом случае ограничение на f^2 следует из первоначальных опытов Этвеша, которые имеют на два порядка худшую точность *).

Характер нового взаимодействия (притяжение или отталкивание) в принципе мог бы быть установлен в опытах по изучению регенерации K-мезонов в веществе. В этих опытах нужно изучать интерференцию между амплитудой регенерации $K_2 \to K_1$ в веществе и амплитудой превращения

---

*) Недавно Ли [29] предложил теорию, в которой V-поле является скалярным и безмассовым. В его теории потенциал V является постоянным во времени и пространстве. Просто вычесть такой фон, отнеся его к энергии вакуума, нельзя, так как V разного знака для частиц с противоположным гиперзарядом. Здесь вообще не будет наблюдаемых нарушений принципа эквивалентности. Однако зависимость от скорости отношения (3,4) остается.

$K_2 \to K_1$ в V-поле. В этом случае (см., например,[23])

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{1}{2}\,\frac{\gamma V - \frac{2\pi n}{m}(f_K - f_{\overline{K}})}{m_S - m_L - \frac{i}{2}(\gamma_S - \gamma_L)}, \tag{3,10}$$

где n — плотность вещества, f_K и $f_{\overline{K}}$ — амплитуды рассеяния K- и $\overline{K}$-мезонов в веществе на нулевой угол *). Величина $2\pi n/m\,(f_K - f_{\overline{K}})$ — это разность эффективных энергий взаимодействия K- и $\overline{K}$-мезонов с веществом.

Если распад $K_L \to \pi^+\pi^-$ действительно объясняется существованием каких-то новых дальнодействующих сил, то нигде, кроме распадов нейтральных K-мезонов, нельзя наблюдать кажущееся нарушение CP-инвариантности. Степень нарушения CP-инвариантности в распадах нейтральных K-мезонов во всех случаях будет определяться малым параметром $1-s$ (см. (3,3), (3,2)). Так, например, зарядовая асимметрия при лептонных распадах долго- и короткоживущей компоненты K-мезонного пучка определяется формулами

$$\left.\begin{aligned}\frac{w(K_L \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{w(K_L \to \pi^-e^+\nu)} &= 1 - 2\,\mathrm{Re}\,(1-s),\\ \frac{w(K_S \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{w(K_S \to \pi^-e^+\nu)} &= 1 + 2\,\mathrm{Re}\,(1-s).\end{aligned}\right\} \tag{3,11}$$

Эти формулы получаются в предположении, что имеет место правило $\Delta Q = \Delta S$. Для получения (3,11) нужно воспользоваться формулами (2,9), (2,2) и (2,7) при $r = 1$, $(1 - s) \ll 1$. Вычисляя матричные элементы $\langle \pi e\nu \mid H_W \mid K_{L,S}\rangle$, нужно учесть, что $\langle \pi^+e^-\tilde{\nu} \mid H_W \mid K\rangle = 0$ и $\langle \pi^-e^+\nu \mid H_W \mid \overline{K}\rangle = 0$ из-за правила $\Delta Q = \Delta S$ и, кроме того, $\langle \pi^+e^-\tilde{\nu} \mid H_W \mid \overline{K}\rangle = \langle \pi^-e^+\nu \mid H_W \mid K\rangle$ благодаря сохранению CP-четности в распадах.

Отметим также формулы

$$\left.\begin{aligned}\frac{w(K_S \to \pi^-e^+\nu)}{w(K_L \to \pi^-e^+\nu)} &= 1 - 4\,\mathrm{Re}\,(1-s),\\ \frac{w(K_S \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{w(K_L \to \pi^+e^-\tilde{\nu})} &= 1.\end{aligned}\right\} \tag{3,11'}$$

Интересно, что если зарядовая асимметрия (3,11) появится также при $s = 1$ за счет нарушения CP-четности в слабых взаимодействиях (при $r \neq 1$ см. ниже), различие времен жизни K_S- и K_L-мезонов относительно распада на $\pi^-e^+\nu$ (в пучке K-частиц при наличии правила $\Delta Q = \Delta S$) возникает только при $s \neq 1$ и тем самым характеризует именно степень несохранения CPT.

---

*) Можно оценить влияние вещества в эксперименте Кристенсона и др. Используя данные по сечениям взаимодействия K-мезонов с легкими ядрами, разумно принять для He $\sigma_K - \sigma_{\overline{K}} \sim 10$ *мб* (σ_K, $\sigma_{\overline{K}}$ — полные сечения для K и $\overline{K}$ соответственно). С другой стороны, из оптической теоремы $\mathrm{Im}\,(f_K - f_{\overline{K}}) = p/4\pi\,(\sigma_K - \sigma_{\overline{K}})$. Учитывая, что $n \approx 3\cdot 10^{19}$ *ат/см*^{3} и $p/m \approx 2$, $\mathrm{Im}\,f_K \sim |f_K|$, мы получим $2\pi n/m\,(f_K - f_{\overline{K}}) \sim 6\cdot 10^{-12}$ *эв*. Это означает, что взаимодействие со средой в эксперименте Кристенсона и др. дает для отношения амплитуд $A\,(K_L \to \pi^+\pi^-)/A\,(K_S \to \pi^+\pi^-)$ эффект в $10^3 \div 10^4$ раз меньше наблюдаемого.

IV. РАСПАД $K_L \to \pi^+\pi^-$ И НЕСОХРАНЕНИЕ CP-ЧЕТНОСТИ

§ 1. Полуфеноменологическое рассмотрение

Здесь мы рассмотрим данные по $K_L \to \pi^+\pi^-$-распаду как свидетельство несохранения CP-четности. Мы снова будем предполагать пока, что CP-четность сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях, а CPT-инвариантность является абсолютно строгой. Предположим также, что нет внешних полей типа рассмотренных нами в гл. III. Тогда из (2,15) и (2,14) получим

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{1-\xi r}{1+\xi r} \approx 2\cdot 10^{-3}. \tag{4,1}$$

Это равенство понимается в смысле равенства абсолютных величин и имеет место теперь в произвольной системе координат. Из (4,1) видно, что нарушение CP-инвариантности, наблюдаемое в эксперименте, характеризуется двумя параметрами ξ и r. Первый связан с несохранением CP непосредственно в распаде $K \to \pi^+\pi^-$, второй характеризует несохранение CP в виртуальных процессах *).

Очень существенно, что параметры ξ и r не являются вполне независимыми. Однако трудно представить себе ситуацию, в которой ξ и r сильно отличались бы от единицы, но так, чтобы $\xi r \approx 1$ с точностью $\sim 0{,}4\%$, как это должно следовать (из 4,1). Для понимания этого обстоятельства удобно ввести амплитуды K-распада в состояния с определенным изотопическим спином T:

$$\langle 2\pi,\ T \,|\, H_W^{+} \,|\, K\rangle = A_T e^{i\delta_T}, \tag{4,2}$$

$$\langle 2\pi,\ T \,|\, H_W \,|\, \overline{K}\rangle = A_T^* e^{i\delta_T}.$$

Здесь δ_T — фаза рассеяния двух π-мезонов в состоянии с изотопическим спином T. Тот факт, что именно A_T^* входит во второе равенство в формуле (4,2) является следствием CPT-инвариантности. Сохранение CP четности означало бы, что A_T — вещественная функция, однако сейчас $A_T = a_T\, e^{i\varphi_T}$, где

$$a_T = |A_T|, \qquad \varphi_T \neq 0. \tag{4,3}$$

Отношение $\langle \pi^+\pi^- \,|\, H_W \,|\, \overline{K}\rangle / \langle \pi^+\pi^- \,|\, H_W \,|\, K\rangle$, выраженное через амплитуды a_T, равно

$$\xi = \frac{\sqrt{2}\, a_0 e^{i(\delta_0-\varphi_0)} + a_2 e^{i(\delta_2-\varphi_2)}}{\sqrt{2}\, a_0 e^{i(\delta_0+\varphi_0)} + a_2 e^{i(\delta_2+\varphi_2)}} \equiv e^{-2i\varphi_0}(1+x). \tag{4,4}$$

Поскольку правило $\Delta T = 1/2$ хорошо подтверждается на опыте (и, в частности, для K-распадов), должно быть $a_2/a_0 \ll 1$. Это значит, что параметр x в (4,4) равен

$$x \approx -i\sqrt{2}\, \frac{a_2}{a_0}\, e^{i(\delta_2-\delta_0)} \sin(\varphi_2-\varphi_0) \ll 1. \tag{4,5}$$

---

*) Используя определение ξ в (2,15) и формулу $|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\{|K\rangle - |\overline{K}\rangle\}$, получаем $\langle \pi^+\pi^- \,|\, H_W \,|\, K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(1-\xi)\langle \pi^+\pi^- \,|\, H_W \,|\, K\rangle$. Поэтому можно сказать, что $\xi \neq 1$ характеризует несохранение CP-четности, проявляющееся в факте распада $K_2 \to \pi^+\pi^-$, а $r \neq 1$ — несохранение CP, проявляющееся в факте смешивания состояний K_2 и K_1.

С другой стороны, величина r (см. (2,3)) может быть представлена в виде

$$r^2=\frac{a_0^2e^{2i\varphi_0}+\Gamma'+2i(M^{(0)}+M')}{a_0^2e^{-2i\varphi_0}+\overset{*}{\Gamma}{}'+2i(\overset{*}{M}{}^{(0)}+\overset{*}{M}{}')}, \tag{4,6}$$

где Γ' и M' определяются вкладами в массовый оператор всех возможных состояний, исключая два π-мезона при $T=0$. Поскольку распад $K\to 2\pi$ является основным и в этом распаде преобладает амплитуда с $T=0$, то $a_0^2\gg|\Gamma'|$. Однако нельзя утверждать, что $M^{(0)}\gg M'$, поскольку здесь играют роль переходы вне энергетической поверхности и, в частности, три π-мезона в промежуточном состоянии могут сделать M' сравнимым с $M^{(0)}$. С другой стороны, a_0^2 и $M^{(0)}$ должны быть примерно одинаковы, так как величина a_0^2 определяет «ширину» K-мезона, а $M^{(0)}$ и M' определяют разность масс K_S и K_L (см. (2,5)). Поэтому «сильное» несохранение CP-четности в $K\to 2\pi$-распаде (иначе говоря, большая величина фазы φ_0 и большое отличие параметра ξ от единицы) противоречит экспериментальным данным, потому что величина r не будет пропорциональна $e^{2i\varphi_0}$ и, как следствие этого, величина $1-\xi r$ в (4,1) не будет малой в сравнении с единицей.

Строго говоря, это может быть и не так, если $M^{(0)}$ и M' имеют одинаковую с $a_0^2e^{2i\varphi_0}$ фазу. Тогда $r\sim e^{2i\varphi_0}$ и распад $K_L\to\pi^+\pi^-$ по-прежнему будет подавлен *). Однако равенство с точностью до десятых долей процента фаз величин $a_0^2e^{2i\varphi_0}$, $M^{(0)}$ и M' при «сильном» нарушении CP-инвариантности можно рассматривать не иначе, как удивительную случайность.

Таким образом, кроме самого факта возможного нарушения CP-инвариантности, новым в возникающей ситуации является также то, что нарушение CP проявляется как очень слабый эффект. Нарушение CP-инвариантности в слабых взаимодействиях, приводящих к нелептонным распадам с изменением странности, должно быть на уровне десятых долей процента в амплитуде. Столь незначительный эффект несохранения CP-четности сейчас нельзя также исключить в обычном β-распаде нейтрона.

Измерение эффектов несохранения CP-четности в слабых взаимодействиях, как правило, связано с наблюдением корреляций типа $\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2]$, $\mathbf{p}_1[\mathbf{p}_2\mathbf{p}_3]$, $\boldsymbol{\sigma}_1[\boldsymbol{\sigma}_2\boldsymbol{\sigma}_3]$. (Исключение составляют распады нейтральных K-мезонов, где имеются и другие способы проверки сохранения CP.) Такие величины меняют знак при замене $t\to -t$ (при наличии CPT-инвариантности проверка сохранения T- и CP-четности — одно и то же). Однако нельзя сказать, что наблюдение подобных корреляций во всех случаях предполагает несохранение CP-четности. (В самом деле, поляризация протонов, нормальная к плоскости рассеяния, наблюдается в pp-столкновениях, однако это не означает, что CP-четность не сохраняется в сильных взаимодействиях.) Здесь имеется принципиальное

*) Это явление (с примерами подобного типа мы постоянно будем сталкиваться в дальнейшем) связано с общим свойством, заключающимся в том, что несохранение CP всегда проявляется в разностях фаз соответствующих амплитуд. Фаза отдельной амплитуды — вещь в такой же степени условная, как фаза отдельного состояния. Утверждение, что CP-четность не сохраняется, потому что некоторая амплитуда комплексна, в то время как она должна быть вещественна, исходя из правил (2,12), лишено смысла, потому что вместе с этой амплитудой сами правила (2,12) могут быть изменены включением дополнительного фазового множителя. Это обстоятельство позволяет сдвинуть начало отсчета всех фаз, положив $\varphi_0=0$. Как видно из (4,2), это эквивалентно переопределению фазы K-мезона $|K\rangle\to e^{i\varphi_0}|K\rangle$. Мы не будем использовать такую возможность, так как с нею связана необходимость изменения правил (2,10), (2,12), что неудобно для нас по чисто методическим соображениям.

отличие от ситуации с несохранением пространственной (P) четности, где, как известно, достаточно просто наблюдать псевдоскалярную величину. Это отличие связано с существованием взаимодействия в конечном состоянии. Как правило, амплитуда реального распада представляет собой суперпозицию амплитуд распадов в состояния с определенным моментом, четностью и (или) изотопическим спином. Каждая из таких амплитуд содержит «свою» фазу рассеяния в конечном состоянии $e^{i\delta}$. (Мы видели на примере $K \to \pi^+\pi^-$-распада, что

$$A(K \to \pi^+\pi^-) = \sqrt{2}\, A_0 e^{i\delta_0} + A_2 e^{i\delta_2},$$

где $A_0 = |A_0|\, e^{i\varphi_0}$, $A_2 = |A_2|\, e^{i\varphi_2}$, причем $\varphi_0 = \varphi_2 = 0$ при сохранении CP.) Интерференция различных амплитуд приведет к появлению корреляций типа $\sin(\delta - \delta')\, \boldsymbol{\sigma}\, [\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2]$, которые, таким образом, возникают даже при сохранении CP-четности *). (Заметим, что фаза рассеяния $\delta \to -\delta$ при $t \to -t$.) Только в распадах типа $\pi \to \mu + \nu$, $\mu \to e + \nu + \tilde{\nu}$ отсутствует взаимодействие в конечном состоянии. В распадах типа $n \to p + e^- + \tilde{\nu}$ имеется электромагнитное взаимодействие и $\sin(\delta - \delta') \sim \alpha$ (либо $\sim Z\alpha$, если происходит β-распад ядра). Поэтому эффекты несохранения CP-четности на уровне 0,1% в β-распаде (не говоря уже о нелептонных распадах гиперонов) практически невозможно выделить на фоне взаимодействий в конечном состоянии.

Имеется, однако, целый ряд механизмов нарушения CP-инвариантности, таких, что при наблюдаемой малости относительной вероятности $K_L \to \pi^+\pi^-$-распада должны возникать тем не менее интересные наблюдаемые эффекты в других процессах.

§ 2. Несохранение CP и переходы с $\Delta T \neq 1/2$ [30, 31]

Весьма интересные следствия возникают, если CP-четность не сохраняется в распадах с нарушением правила $\Delta T = 1/2$. В распаде $K \to 2\pi$ этим «заведует» амплитуда перехода в состояние с изотопическим спином $T = 2$.

Кроме введенного ранее параметра ξ, удобно ввести

$$\xi' = \frac{\langle 2\pi^0 | H_W | \overline{K} \rangle}{\langle 2\pi^0 | H_W | K \rangle}. \tag{4,7}$$

Выражая это отношение через амплитуды перехода в состояния с определенным изотопическим спином, будем иметь

$$\xi' = \frac{a_0 e^{i(\delta_0 - \varphi_0)} - \sqrt{2}\, a_2 e^{i(\delta_2 - \varphi_2)}}{a_0 e^{i(\delta_0 + \varphi_0)} - \sqrt{2}\, a_2 e^{i(\delta_2 + \varphi_2)}} = e^{-2i\varphi_0}(1 + x'), \tag{4,8}$$

где $x' \approx i\, 2\sqrt{2}\, a_2/a_0 e^{i(\delta_2 - \delta_0)} \sin(\varphi_2 - \varphi_0)$. Представляя параметр r в виде $r = e^{2i\varphi_0}(1 - \varepsilon)$, мы получим в низшем приближении по ε, x и x' из (4,1) и аналогичной формулы для $K_L \to 2\pi^0$-распада

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} \approx \frac{1}{2}(\varepsilon - x) \approx 2 \cdot 10^{-3}, \tag{4,9'}$$

$$\frac{A(K_L \to 2\pi^0)}{A(K_S \to 2\pi^0)} \approx \frac{1}{2}(\varepsilon - x') = ? \text{ (нет экспериментальных данных).} \tag{4,9''}$$

---

*) Существенно, однако, что корреляции типа $\mathbf{p}_1 [\mathbf{p}_2\mathbf{p}_3]$ и $\boldsymbol{\sigma}_1 [\boldsymbol{\sigma}_2\boldsymbol{\sigma}_3]$ могут возникать при сохранении CP, только если взаимодействие в конечном состоянии не сохраняет пространственную четность.

С другой стороны,

$$\frac{A(K_S \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to 2\pi^0)} = \frac{1+\xi r}{1+\xi' r}\,\frac{A(K \to \pi^+\pi^-)}{A(K \to 2\pi^0)} \approx \sqrt{2} + o(\varepsilon,\ x,\ x'). \qquad (4{,}10)$$

Последнее из цепочки равенств в (4,10) является следствием правила $\Delta T = 1/2$ в $K \to 2\pi$-распаде. Однако величина аналогичного отношения амплитуд распада долгоживущей компоненты K_L может быть совсем другой. В самом деле, из (4,9′), (4,9″) и (4,10) получим

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_L \to 2\pi^0)} = \sqrt{2}\,\frac{\varepsilon - x}{\varepsilon - x'}. \qquad (4{,}11)$$

С учетом соотношения (4,10) и равенства $x' = -2x$ (см. (4,8) и (4,5)) легко получить два предельных случая:

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_L \to 2\pi^0)} = \sqrt{2} \quad \text{при } \varepsilon \gg x, \qquad (4{,}12)$$

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_L \to 2\pi^0)} = -\frac{1}{2} \quad \text{при } \varepsilon \ll x. \qquad (4{,}13)$$

Первый случай (формула (4,12)) отвечает несохранению CP-четности в основном за счет виртуальных процессов. Здесь $\varepsilon \approx 4{,}10^{-3}$ (это следует из (4,9′)) и

$$\left|\sqrt{2}\,\frac{a_2}{a_0}\sin(\varphi_2 - \varphi_0)\right| \ll 4\cdot 10^{-3}.$$

Отношение a_2/a_0 можно оценить в $4\cdot 10^{-2}$ из данных по отношению вероятностей $K^+ \to \pi^+\pi^0$- и $K \to \pi^+\pi^-$-распадов; тогда $|\varphi_2 - \varphi_0| \ll 0{,}7\cdot 10^{-1}$.

Второй случай (формула (4,13)) возможен, если наблюдаемое несохранение CP-четности обязано в основном интерференции $\Delta T = 1/2$- и $\Delta T = 3/2$ (либо $\Delta T = 5/2$)-амплитуд и в этом смысле является указанием на несохранение CP именно в нелептонных распадах с изменением странности. Можно было бы себе представить (хотя это и не является необходимым в рассматриваемом варианте), что именно взаимодействия, вызывающие переходы с $\Delta T = 3/2$ (либо $\Delta T = 5/2$), являются «носителями» несохранения CP-четности (т. е. только фаза $\varphi_2 \neq 0$). Тогда из (4,9′) получим

$$\left|\sqrt{2}\,\frac{a_2}{a_0}\sin\varphi_2\right| \approx 4\cdot 10^{-3} \text{ и } \varphi_2 \approx 0{,}7\cdot 10^{-1}.$$

Легко убедиться, что $\varepsilon = (1 - r) \sim a_2^2/a_0^2\cdot\varphi_2$ и в самом деле много меньше, чем параметр $x \sim a_2/a_0\cdot\varphi_2$.

Таким образом, измерение отношения (4,11) представляет очень большой интерес. Кроме всего сказанного, измерение этого отношения важно в связи с замечанием Гринберга и Мэсьи [32] о том, что отсутствуют эксперименты, в которых проверялось, что π-мезон действительно является бозе-частицей. Если это не так, то нельзя утверждать, что состояние $\pi^+\pi^-$ имеет определенную CP-четность. В этом случае CP-четность может сохраняться, $K_L \equiv K_2$, но распад $K_2 \to \pi^+\pi^-$ не будет запрещен. Однако состояние $|2\pi^0\rangle$ с полным моментом $l = 0$ имеет положительную CP-четность независимо от статистики. Поэтому распад $K_2 \to 2\pi^0$ запрещен сохранением CP-четности независимо от статистики.

§ 3. Несохранение CP и лептонные распады

Аналогия, подсказанная несохранением пространственной четности, заставляет искать тот класс взаимодействий, которые были бы «носителями» несохранения CP. Нарушение CP-инвариантности в процессах, обусловленных такими взаимодействиями, проявлялось бы максимально. Такое представление ни в коей мере не является обязательным. Однако полезно тем не менее рассмотреть ряд моделей подобного типа, поскольку возникающие в них предсказания могут стимулировать экспериментальные исследования.

Представим, что CP-четность сохраняется в нелептонных распадах странных частиц и во всех распадах с сохранением странности. Несохранение CP-четности в $K \to 2\pi$-распаде будет возникать из-за виртуальных лептонных распадов, меняющих массовый оператор $\Gamma + 2iM$ (см. [33]).

В рассматриваемой модели параметр ξ в (4,1) равен единице из-за сохранения CP-четности в нелептонных распадах, а параметр r равен

$$r^2 = \frac{\Gamma^l_{\overline{K}, K} + \Gamma^N_{\overline{K}, K} + 2i\left(M^l_{\overline{K}, K} + M^N_{\overline{K}, K}\right)}{\overset{*}{\Gamma}{}^l_{\overline{K}, K} + \Gamma^N_{\overline{K}, K} + 2i\left(\overset{*}{M}{}^l_{\overline{K}, K} + M^N_{\overline{K}, K}\right)} . \tag{4,14}$$

Здесь Γ^l и M^l содержат только лептонные вклады в массовый оператор. С ними связана возможность виртуальных переходов типа $K \xrightarrow{\Delta S = \Delta Q} \pi^- e^+ \nu \xrightarrow{\Delta S = -\Delta Q} \overline{K}$. Очень важно, что недиагональные матричные элементы $\Gamma^l_{\overline{K}, K}$ и $M^l_{\overline{K}, K}$ отличны от нуля только при условии, что правило $\Delta S = \Delta Q$ нарушается. Ясно, что это не связано с конкретным выбором промежуточного состояния, а является отражением того факта, что в переходе $K \to j \to \overline{K}$ странность меняется на две единицы, а заряд не меняется вовсе.

Известно, что лептонные распады K-мезонов в 600 раз менее вероятны, чем распад $K \to 2\pi$. Поэтому $\Gamma^l_{\overline{K}, K}/\Gamma^N_{\overline{K}, K} \ll 1$. Если аналогичное неравенство имеет место и для матричных элементов $M^l_{\overline{K}, K}$ и $M^N_{\overline{K}, K}$ *), то для параметра $1 - r$, определяющего в соответствии с (4,1) отношение амплитуд $A(K_L \to \pi^+\pi^-)/A(K_S \to \pi^+\pi^-)$, получим

$$1 - r \approx \frac{\operatorname{Im} \Gamma^l_{\overline{K}, K} + 2i \operatorname{Im} M^l_{\overline{K}, K}}{\Gamma^N_{\overline{K}, K} + 2iM^N_{\overline{K}, K}} . \tag{4,15}$$

Предположим, что матричные элементы переходов с $\Delta S = \Delta Q$ и $\Delta S = -\Delta Q$ одного порядка и отличаются по фазе на $\sim\pi/2$ (тогда $\operatorname{Im} \Gamma^l_{\overline{K}, K} \sim \Gamma^l_{\overline{K}, K}$). Если считать $\Gamma^l_{\overline{K}, K}/\Gamma^N_{\overline{K}, K} \approx M^l_{\overline{K}, K}/M^N_{\overline{K}, K} \approx 1/600$, то

$$\frac{1-r}{1+r} \approx \frac{1}{2}\,\frac{1}{600} . \tag{4,16}$$

Это несколько меньше величины $2 \cdot 10^{-3}$, даваемой экспериментом. Серьезного значения столь небольшому различию придавать, конечно, нельзя. Здесь важно лишь то, что с точки зрения нарушения CP-инвариантности в лептонных распадах наблюдаемый эффект является большим.

---

*) Это допущение является на самом деле довольно произвольным. Предположение о доминирующей роли промежуточных состояний 2π является оправданным, если дело касается переходов на энергетической поверхности (фактор $\Gamma_{\overline{K}, K}$), однако состояния, включающие лептонные пары, могут дать большой вклад в $M_{\overline{K}, K}$ из-за того, что область интегрирования по энергии промежуточных состояний в $M_{\overline{K}, K}$ в этом случае уже не будет «обрезаться» сильными взаимодействиями и, вообще говоря, должна быть значительно больше, чем для двух π-мезонов (см. [34]).

В рассмотренной модели наряду с другими, наиболее серьезным, по-видимому, является предположение о существовании распадов с $\Delta S = -\Delta Q$. Такие распады до сих пор не наблюдались. Интересно, однако, что последние экспериментальные данные в пользу правила $\Delta S = \Delta Q$ в лептонных распадах K-мезонов должны интерпретироваться иначе, если существует большое нарушение CP в таких распадах.

Рассмотрим ситуацию подробнее на примере $K \to \pi e\nu$ (K_{e3})-распада. В целях упрощения последующих формул введем новые обозначения для матричных элементов:

$$\left.\begin{aligned} f &= \langle \pi^- e^+ \nu \mid H_W \mid K \rangle, \\ f^* &= \langle \pi^+ e^- \tilde{\nu} \mid H_W \mid \bar{K} \rangle \end{aligned}\right\} \quad \Delta S = \Delta Q,$$
$$\left.\begin{aligned} g &= \langle \pi^+ e^- \tilde{\nu} \mid H_W \mid K \rangle, \\ g^* &= \langle \pi^- e^+ \nu \mid H_W \mid \bar{K} \rangle \end{aligned}\right\} \quad \Delta S = -\Delta Q. \tag{4,17}$$

В формулах (4,17) уже использована CPT-инвариантность слабых взаимодействий. Дополнительное требование, накладываемое CP-инвариантностью,— это вещественность амплитуд f и g *). Зависимость от времени вероятностей распадов $K \to \pi^+ e^- \tilde{\nu}$ и $K \to \pi^- e^+ \nu$ дается формулами

$$\Gamma_{\pi^+ e^- \tilde{\nu}}(t) \sim \left| (g - rf^*)\, e^{-\frac{1}{2}\gamma_S t} + (g - rf^*)\, e^{-\frac{1}{2}\gamma_L t} e^{i\Delta t} \right|^2, \tag{4,18$'$}$$

$$\Gamma_{\pi^- e^+ \nu}(t) \sim \left| (f + rg^*)\, e^{-\frac{1}{2}\gamma_S t} + (f - rg^*)\, e^{-\frac{1}{2}\gamma_L t} e^{i\Delta t} \right|^2 \tag{4,18$''$}$$

($\Delta = m_S - m_L$ — разность масс мезонов).

Эти формулы получаются из (2,8) с учетом формул (2,4) и (2,2) (напоминаем, что $s = 1$ из инвариантности CPT).

Экспериментально измеряются обычно вероятности распадов (4,18) после суммирования по спиновым и энергетическим переменным лептонов. Факт такого суммирования мы обозначаем скобками $\langle\ \rangle$. В недавних экспериментах [35] измерялось отношение коэффициентов перед экспоненциальными факторами $e^{-\gamma_S t}$ и $e^{-\gamma_L t}$ в формулах (4,18$'$) и (4,18$''$). Это отношение

$$\alpha = \frac{w(K_S \to \pi e\nu)}{w(K_L \to \pi e\nu)} = \frac{\langle |g + f^*|^2 \rangle}{\langle |g - f^*|^2 \rangle}. \tag{4,19}$$

(Параметр r с хорошей точностью равен единице, как видно из (4,19) и (4,16).)

Было получено $\alpha = 0{,}85^{+1{,}8}_{-0{,}85}$. Если бы CP-четность сохранялась, то равенство единице параметра α указывало бы на отсутствие распадов с $\Delta S = -\Delta Q$ (т. е. $g = 0$). Если, как принято в рассматриваемой модели, CP-четность не сохраняется и $g \sim if$, то существование $\Delta S = -\Delta Q$-распадов совместимо с условием $\alpha = 1$.

---

*) Амплитуда f, например, равна $[F_1(q^2)\, p_\mu + F_2(q^2)\, q_\mu]\, \bar{u}_e \gamma_\mu (1 \quad \gamma_5)\, v_\nu$, где u_e и v_ν — дираковские спиноры для электрона и антинейтрино, p_μ — компонента K-мезонного импульса, q_μ — импульс, переданный лептонам. Аналогичное выражение имеют амплитуды $K_{\mu 3}$, $K^\pm_{e3}$, $K^\pm_{\mu 3}$-распадов Формфакторы F_1 и F_2 вещественны, если сохраняется CP-четность. Из того факта, что распады на электрон и μ мезон сравнимы, следует, что $F_2 < F_1$, поскольку одни и те же формфакторы могут быть использованы для электронного и μ-мезонного распадов Так как фактор $q_\mu \gamma_\mu$ может быть сведен к массе электрона с помощью уравнения Дирака, вклад F_2 в вероятность распада будет очень малым для электронного распада

Для получения информации об амплитуде g необходимо измерение отношения

$$\frac{w(K \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{w(K \to \pi^-e^+\nu)} = \frac{\langle |g|^2 \rangle}{\langle |f|^2 \rangle} \text{ при } \gamma_S t \ll 1, \tag{4,20}$$

но достигнутое до сих пор экспериментальное разрешение по времени еще недостаточно для того, чтобы исследовать такое отношение.

Существуют, однако, данные в пользу правила $\Delta S = \Delta Q$ в ряде других процессов (см. Окунь [36]). Для того чтобы объяснить подавленность $\Delta S = -\Delta Q$-амплитуд в этих процессах, требуется ряд дополнительных предположений. Поэтому нельзя не признать, что, едва родившись, рассмотренная нами выше модель уже находится на грани противоречия с экспериментом. Тем не менее мы рассмотрим следствия, вытекающие из такой модели.

В K_{e3}- и $K_{\mu 3}$-распадах должна возникать большая, зависящая от времени зарядовая асимметрия. Нарушение CP-четности само по себе приводит к зарядовой асимметрии, однако если правило $\Delta S = \Delta Q$ имеет место, зарядовая асимметрия

$$\frac{\Gamma(K \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{\Gamma(K \to \pi^-e^+\nu)} = |r|^2 \approx 1 - 2\mathrm{Re}(1-r) \tag{4,21}$$

оказывается небольшой и не зависящей от времени. Это непосредственно вытекает из (4,18′) и (4,18″) при $g = 0$.

Зарядовая асимметрия в K_L-распадах

$$\frac{\Gamma(K_L \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{\Gamma(K_L \to \pi^-e^+\nu)} = \frac{|g - rf^*|^2}{|rg^* - f|^2}$$

во всех случаях будет малым эффектом порядка $(1 - r)$.

В рассматриваемой модели максимальный наблюдаемый эффект несохранения CP должен возникать при интерференции $\Delta Q = \Delta S$- и $\Delta Q = -\Delta S$- амплитуд, поскольку они имеют большую относительную фазу. Вместе с нарушением CP должно иметь место нарушение T-инвариантности. Так, например, в распадах $K_L \to \pi e\nu$ и $K_L \to \pi\mu\nu$ поперечная поляризация электрона или μ-мезона $\sigma_\perp \sim [\mathbf{k}\mathbf{k}_\pi]$ должна быть большой.

Если несохранение CP-четности сводится только к сдвигу по фазе на $\pi/2$ $\Delta S = \Delta Q$- и $\Delta S = -\Delta Q$-взаимодействий, то в распадах $K^\pm$-мезонов и гиперонов не будет наблюдаемых эффектов из-за отсутствия необходимой интерференции. Так, например, формфакторы F_1 и F_2, определяющие амплитуду $K^\pm_{\mu 3}$-распада (см. сноску на стр. 254), могут иметь только общую фазу. Только в распадах нейтральных K-мезонов проявится подобный механизм нарушения CP.

§ 4. О возможном существовании новых очень слабых взаимодействий

Еще одна модель, которую мы рассмотрим (см. [37]), исходит из обычной формы слабых взаимодействий в виде произведения токов

$$H_W = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^+, \tag{4,22}$$

где $J_\mu = l_\mu + g_\mu + s_\mu - iat_\mu$. Здесь l_μ, g_μ и s_μ — обычные заряженные лептонный, адронный, сохраняющий странность, и адронный, меняющий странность в соответствии с правилом $\Delta S = \Delta Q$, токи; t_μ — это новый, меняющий странность по закону $\Delta S = -\Delta Q$ ток, определенный так, чтобы множитель i обеспечивал CP-нечетность следующих членов в H_W *):

$$\left.\begin{aligned} H_W^l &= ia\frac{G}{\sqrt{2}}(l_\mu t_\mu^+ - t_\mu l_\mu^+), \\ H_W^{N1} &= ia\frac{G}{\sqrt{2}}(g_\mu t_\mu^+ - t_\mu g_\mu^+), \\ H_W^{N2} &= ia\frac{G}{\sqrt{2}}(s_\mu t_\mu^+ - t_\mu s_\mu^+). \end{aligned}\right\} \tag{4,23}$$

Взаимодействие H_W^{N2} дает переходы с $\Delta S = 2$. Возникает нарушающий CP-инвариантность вклад в массовый оператор уже в первом порядке по H_W^{N2}. Малый параметр $(1 - r)$ имеет порядок величины

$$1 - r \sim \frac{\langle \overline{k} \mid H_W^{N2} \mid K\rangle}{m_S - m_L - i/2\,(\gamma_S - \gamma_L)} \sim \eta\,\frac{Gm}{\Delta} \tag{4,24}$$

(Δ — разность масс $m_S - m_L \sim 10^{-5}$ *эв*).

Данные по $K_L \to \pi^+\pi^-$-распаду (см. (4,1)) позволяют оценить $\eta \sim 10^{-11}$ (можно считать $\xi = 1$ в формуле (4,1). Отличие ξ от единицы возникает только из-за взаимодействия H_W^{N1}, которое дает поправки $\sim\eta$ (но не $\eta\sigma m/\Delta$) к обычному слабому взаимодействию, вызывающему переходы с $\Delta S = 1$).

В такой модели единственные реально наблюдаемые эффекты несохранения CP-четности связаны с условием $r \neq 1$. Это (кроме самого факта $K_L \to \pi^+\pi^-$-распада) — зарядовая асимметрия в лептонных распадах нейтральных K-мезонов (см. (4,21)).

Масштаб всех прочих эффектов определяется очень малым параметром η. К таким эффектам относится, в частности, нарушение T-инвариантности в лептонных распадах нейтральных K-мезонов (из-за интерференции между $\Delta Q = -\Delta S$-взаимодействием с H_W^l и обычным слабым взаимодействием таким же образом, как и в § 4), зависимость от времени зарядовой асимметрии (ср. § 4), нарушение CP в нелептонных распадах с $\Delta S = 1$ (из-за интерференции H_W^{N1} и обычного слабого взаимодействия).

§ 5. Несохранение CP и токи II рода

Представляет интерес возможность связать несохранение CP-четности с токами II рода, которые до сих пор считались отсутствующими. Рассматриваемая ниже модель (см. [38]) тесно связана с предположением об унитарной SU_3-симметрии сильных взаимодействий. Она возникла в связи с экспериментом по распаду $K_L \to \pi^+\pi^-$, но не объясняет масштаба, наблюдаемого в этом опыте эффекта. Однако даже если $K_L \to \pi^+\pi^-$-распад получит в будущем какую-либо иную не связанную с нарушением CP-инвариантности интерпретацию, a priori нет основа-

*) Заметим, что в первом порядке по слабому взаимодействию невозможно получить несохранение CP-четности на основе обычного выражения для тока J_μ в $V - A$-теории слабых взаимодействий. Ток s_μ всегда может быть умножен на произвольный фазовый множитель $\exp(i\varphi_s)$. Такое преобразование отвечает сохранению странности в отсутствие слабых взаимодействий. Ток l_μ всегда может быть умножен на произвольный множитель $\exp(i\varphi_\nu)$. Это отвечает сохранению числа нейтрино в отсутствие слабых взаимодействий. Поэтому всегда можно сделать так, чтобы три тока l_μ, s_μ и g_μ складывались с общей фазой $e^{i\varphi}(l_\mu + s_\mu + g_\mu)$ (эта фаза, кстати, тоже может быть убрана преобразованием, отвечающим сохранению заряда). Таким образом, CP-инвариантность не накладывает на вид тока никаких ограничений.

ний исключать сильное нарушение CP в ряде других процессов. В этом смысле ряд содержащихся в этой модели предсказаний заслуживает серьезного внимания.

Входящая в слабые взаимодействия адронная часть векторного J^V_μ и аксиального J^A_μ токов является определенной комбинацией компонент октета эрмитовских токов. Величины $J^{(i)}_\mu = J^{V\,(i)}_\mu + J^{A\,(i)}_\mu$ определенным образом преобразуются при CP-операции:

$$CPJ^{(i)}_\mu (CP)^{-1} = \eta_i J^{(i)}_\mu \text{ (знак минус при } \mu = 4), \tag{4,25}$$
$$\eta_i = 1 \quad (i = 2, 3, 5, 6, 8), \qquad \eta_i = -1 \quad (i = 1, 4, 7).$$

Слабое взаимодействие, описывающее, например, β- или μ-распады бариона, имеет вид произведения заряженных токов

$$\frac{G}{\sqrt{2}} (J_\mu l_\mu + \text{к. с.}). \tag{4,26}$$

Для распадов без изменения странности $J_\mu = \cos\theta\,(J^{(1)}_\mu + iJ^{(2)}_\mu)$ и увеличивает заряд адрона на единицу ($\Delta Q = 1$), для распадов с изменением странности $J_\mu = \sin\theta\,(J^{(4)}_\mu + iJ^{(5)}_\mu)$ и дает переходы $\Delta S = \Delta Q = 1$.

Заметим, что при CP-операции

$$\begin{aligned} CPJ_\mu (CP)^{-1} &= J^+_\mu, \\ CPl_\mu (CP)^{-1} &= l^+_\mu, \end{aligned} \tag{4,27}$$

и взаимодействие (4,26) сохраняет CP-четность. Нелептонные взаимодействия получаются в форме произведения адронных токов $J^{(i)}_\mu$ и тоже сохраняют CP-четность при наличии правил преобразования (4,25).

Теперь представим себе, что токи $J^{(i)}_\mu$ имеют смешанное поведение при CP. А именно, пусть $J^{(i)}_\mu = J^{(i),R}_\mu + J^{(i),I}_\mu$, где $J^{(i),R}_\mu$ по своим пространственным и унитарным свойствам не отличается от прежних токов $J^{(i)}_\mu$, а $J^{(i),I}_\mu$ отличается только знаком преобразования при CP *):

$$CPJ^{(i),I}_\mu (CP)^{-1} = -\eta_i J^{(i),I}_\mu \text{ (знак + при } \mu = 4). \tag{4,28}$$

Очевидно, что входящий в слабое взаимодействие (4,26) заряженный ток J_μ также будет иметь структуру $J_\mu = J^R_\mu + J^I_\mu$, причем

$$CPJ^R_\mu (CP)^{-1} = (J^R_\mu)^+, \quad CPJ^I_\mu (CP)^{-1} = -(J^I_\mu)^+. \tag{4,29}$$

Ток J^I_μ (так же как и токи $J^{(i),I}_\mu$) называется током II рода. Взаимодействие (4,26) будет теперь неинвариантно относительно CP-отражения. Поведение J^R_μ и J^I_μ при CP-преобразовании имеет интересные следствия в свойствах матричных элементов лептонных распадов. Эти матричные элементы соответственно для векторной и аксиальной частей тока имеют вид (для барионных распадов)

$$\begin{aligned} V_\mu &= f_1\gamma_\mu + f_2\sigma_{\mu\nu}q_\nu + f_3 q_\mu, \\ A_\mu &= g_1\gamma_\mu\gamma_5 + g_2 q_\mu\gamma_5 + g_3\sigma_{\mu\nu}q_\nu\gamma_5. \end{aligned} \tag{4,30}$$

*) Двухкомпонентная природа нейтрино накладывает сильное ограничение на выбор аналогичного способа нарушения CP-инвариантности благодаря лептонным токам. Нарушение CP могло бы быть введено с помощью добавления к обычному лептонному току выражения

$$\bar{u}_e (k_e + k_\nu)_\mu (1 + \gamma_5) v_\nu.$$

Однако такие члены с хорошей точностью запрещаются данными по отношению $\pi^+ \to e^+ \nu / \pi^+ \to \mu^+ \nu$.

Существенно, что члены $f_3 q_\mu$ и $g_3 \sigma_{\mu\nu} q_\nu \gamma_5$ «происходят» только из токов II рода J_μ^I, в то время как остальные — только из I_μ^R. Это будет всегда так, если сильные взаимодействия SU_3-инвариантны и сохраняют CP-четность.

Действительно, в группе SU_3 всегда имеется операция отражения O_R, меняющая либо знак ΔQ, либо одновременно знак ΔQ и ΔS. В первом случае — это преобразование, переводящее нейтрон в протон ($n \rightleftarrows p$), во втором случае — это преобразование $n \rightleftarrows \Sigma^-$. Такая операция переводит

$$J_\mu^R \xrightarrow{O_R} (J_\mu^R)^+,$$
$$J_\mu^I \xrightarrow{O_R} (J_\mu^I)^+. \qquad (4,31)$$

J_μ^R и J_μ^I преобразуются одинаково (с одной и той же фазой), поскольку их свойства относительно SU_3-группы одинаковы. Следовательно, токи J_μ^R и J_μ^I имеют определенную и противоположную четность относительно произведения двух операций: CP и O_R-отражения. Их матричные элементы тоже должны обладать этим свойством, если сильные взаимодействия CP- и SU_3-инвариантны. Матричные элементы V_μ и A_μ одинаково преобразуются при преобразовании O_R, так как являются одинаковыми компонентами SU_3-вектора. Известно, однако, что $f_3 q_\mu$ меняет знак относительно первых двух членов в матричном элементе V_μ при CP-преобразовании (см., например, [39]). Аналогично $g_3 \sigma_{\mu\nu} q_\nu \gamma_5$ меняет знак относительно первых двух членов в матричном элементе A_μ при CP-преобразовании. Следовательно, члены $f_3 q_\mu$ и $g_3 \sigma_{\mu\nu} q_\nu \gamma_5$ имеют другую четность при отражении $CP \times O_R$. Поэтому $f_3 q_\mu$ и $g_3 \sigma_{\mu\nu} q_\nu \gamma_5$ являются матричными элементами соответственно векторной и аксиальной частей тока II рода J_μ^I. Используя свойства (4,29), можно обычным способом убедиться, что f_1, f_2, g_1, g_2 являются, как обычно, вещественными, в то время как f_3 и g_3 чисто мнимы.

Аналогичные рассуждения в связи с $K_{\mu 3}$-распадом позволяют заключить, что в такой модели формфактор F_2 в амплитуде $K_{\mu 3}$-распада (см. сноску на стр. 254) «произошел» от тока II рода и является поэтому чисто мнимым. Интересно, что большая величина мнимой части F_2 не находится в противоречии с существующими данными по $K_{\mu 3}$-распаду.

Наблюдаемые эффекты несохранения CP-четности связаны с интерференцией токов I и II родов. Важно, что f_3 и g_3 участвуют лишь в запрещенных переходах. Поэтому нарушение CP- и T-инвариантностей должно быть малым в β-распаде с низким энерговыделением Q, даже если абсолютные величины f_3 и g_3 сравнимы с f_1 и g_1.

Однако большая величина токов II рода, вообще говоря, должна сильно проявиться в виртуальных взаимодействиях и нелептонных распадах частиц. В этом смысле малый эффект, наблюдаемый в $K \to 2\pi$-распаде, нельзя объяснить.

В эффектах, где нарушение CP-инвариантности не может обнаружиться (спектры, вероятности распадов, продольные поляризации), токи II рода будут проявляться лишь на фоне дважды запрещенных переходов, так как из-за сдвига по фазе, равного 90°, будут отсутствовать интерференционные члены типа $\mathrm{Re}\, f_1 f_3^*$.

Для наблюдения эффектов нарушения T-инвариантности нужно искать корреляции типа $\boldsymbol{\sigma}\,[\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2]$ либо $\boldsymbol{\sigma}_1\,[\boldsymbol{\sigma}_2\mathbf{p}]$ в распадах с большим энерговыделением, в частности в распадах гиперонов, $K_{\mu 3}$-распаде, опытах по μ-захвату или нейтринных опытах *). Масштаб наблюдаемых эффектов должен быть порядка QR, где R — размер распадающейся системы ($R \sim m^{-1}$ или m_p^{-1} для распадов K-мезонов и барионов).

§ 6. Распад $K_L \to \pi^+\pi^-$ и несохранение CP-четности в сильных взаимодействиях

До сих пор все рассмотренные нами модели касались несохранения CP-четности в слабых взаимодействиях. Мы считали, что CP-четность сохраняется строго в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Однако Л. Б. Окунем было отмечено [40], что точность, с которой установлен факт сохранения CP в сильных взаимодействиях, не достаточна для того, чтобы исключить возможность $K_L \to \pi^+\pi^-$-распада за счет небольшого нарушения CP-инвариантности в сильных взаимодействиях. В самом деле, представим, что сильные взаимодействия CP-неинвариантны. Тогда состояние $|\pi^+\pi^-\rangle$ двух сильно взаимодействующих π-мезонов уже не обязано иметь такую же CP-четность, как два свободных π-мезона. Пусть $|\pi^+\pi^-\rangle = |\pi^+\pi^-;\ CP = 1\rangle + |\pi^+\pi^-;\ CP = -1\rangle$. Тогда в основной формуле (4,1) параметр ξ равен (при условии, если слабое взаимодействие сохраняет CP-четность)

$$\xi = \frac{\langle \pi^+\pi^- \mid H_W \mid \bar{K}\rangle}{\langle \pi^+\pi^- \mid H_W \mid K\rangle} = \frac{\langle \pi^+\pi^-;\ CP=1 \mid H_W \mid K\rangle - \langle \pi^+\pi^-;\ CP=-1 \mid H_W \mid K\rangle}{\langle \pi^+\pi^-;\ CP=1 \mid H_W \mid K\rangle + \langle \pi^+\pi^-;\ CP=-1 \mid H_W \mid K\rangle}. \quad (4,32)$$

Если CP-нечетная примесь в состоянии $|\pi^+\pi^-\rangle$ является небольшой (порядка 0,1%), то $1 - \xi \sim 10^{-3}$. Такого же порядка эффект нарушения CP проявится в массовом операторе, так что $1 - r \sim 10^{-3}$. Все это приведет, в соответствии с (4,1), к наблюдаемой на опыте относительной вероятности $K_L \to \pi^+\pi^-$-распада.

Если предположить, что нарушающая CP-инвариантность поправка в 0,1% к обычному сильному взаимодействию одновременно сохраняет пространственную (P) четность, то можно понять отсутствие дипольного момента у нуклонов (см. [8, 9]). Данные в пользу T-инвариантности (по CPT-теореме это эквивалентно сохранению CP) сильных взаимодействий, полученные при измерении поляризации в pp-рассеянии при низких энергиях [41], а также при сравнении сечений прямых и обратных реакций [42], имеют точность 2—3%.

Таким образом, чтобы исключить рассмотренную возможность, требуется увеличение точности на один порядок в опытах по проверке сохранения CP-четности в сильных взаимодействиях.

V. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В K-МЕЗОННОМ ПУЧКЕ

Мы рассмотрим теперь ряд интересных и новых эффектов, которые возникают в K-мезонном пучке, если существует распад $K_L \to 2\pi$. Эти явления связаны с возможностью интерференции амплитуд распадов $K_L \to 2\pi$ и $K_S \to 2\pi$ (см., например, [43]). Здесь, как правило, неважно, каков механизм нарушения CP-инвариантности. Интерференция определяется непосредственно отношением амплитуд

$$\frac{A(K_L \to \pi^+\pi^-)}{A(K_S \to \pi^+\pi^-)} = \frac{1-\xi sr}{s^2+\xi sr} \equiv \beta, \quad \beta = |\beta| e^{i\chi}. \quad (5,1)$$

*) Особенно удобно изучение корреляции $\sigma_\Lambda [\mathbf{p}_\Lambda \mathbf{p}_e]$ в $\Sigma^\pm \to \Lambda e^\pm \nu$-распаде. Здесь имеет место относительно большое (по сравнению с β-распадом) энерговыделение, а поляризация Λ может быть непосредственно измерена из ее распада.

Так, например, вероятность распада на два π-мезона как функция времени получается непосредственно из (2,8) в форме

$$\Gamma_{2\pi}(t)=w(K_S\to 2\pi)\left|e^{-\frac{1}{2}\gamma_S t}+\beta\frac{K_L(0)}{K_S(0)}e^{-\frac{1}{2}\gamma_L t+i\Delta t}\right|^2, \tag{5,2}$$

где $\Delta = m_S - m_L$. (В лабораторной системе координат необходимо заменить $t \to t_{\text{лаб}}/\gamma$, где $t_{\text{лаб}}$ — время в л. с. к., γ — лоренц-фактор).

Если рассматривается K-мезонный пучок ($K(0)=1$, $\overline{K}(0)=0$), то $K_L(0)/K_S(0)=1$ (см. (2,7)). Тогда

$$\Gamma_{2\pi}(t)\sim e^{-\gamma_S t}+|\beta|^2 e^{-\gamma_L t}+2|\beta|e^{-\frac{1}{2}(\gamma_S+\gamma_L)t}\cos(\Delta t+\chi). \tag{5,3}$$

При $e^{-\gamma_S t}\sim|\beta|^2$, $e^{-\gamma_L t}\sim 1$ интерференционный член сказывается очень сильно (см. [43]). В опыте Кристенсона, Кронина и др. измерялась абсолютная величина отношения (5,1). Измерение функции $\Gamma_{2\pi}(t)$ позволяет определить фазу χ.

Если рассматривается пучок $\overline{K}$-мезонов ($K(0)=0$, $\overline{K}(0)=1$), то $K_L(0)/K_S(0)=-s^2$ (см. (2,7)). В формуле (5,2) $s=1$, если CPT-четность сохраняется. Таким образом, в выражении (5,3) для пучка $\overline{K}$-мезонов изменится лишь знак перед интерференционным членом. Если $CPT\neq 1$, то возникнут дополнительно малые поправки, вид которых будет зависеть от конкретного механизма нарушения CPT-инвариантности. Так, например, в модели Бернштейна и др. [23, 24] (макроскопическое поле) эти поправки легко вычислить с помощью формул (3,2) и (3,3).

Другой возможный способ наблюдения интерференции состоит в том, что в пучке K_L-мезонов (т. е. достаточно далеко от места рождения K или $\overline{K}$) помещается слой вещества (регенератор). Амплитуды распадов на 2π для K_L- и K_S-мезонов (возникающих в веществе в результате регенерации) когерентны, и снова возможна интерференция. Мы не будем здесь заниматься подробным исследованием таких явлений. Ограничимся лишь довольно общими замечаниями.

Примесь K_S-мезонов, появившихся после прохождения пучком слоя вещества толщиной d (пусть $t_0=d/v$ — время в лабораторной системе, которое тратится на прохождение такого слоя), определяется коэффициентом регенерации α (см., например, [44]):

$$\begin{gathered}K_S(t_0)=\alpha K_L(t_0)=\alpha K_L(0)\,e^{-\lambda'_L t_0},\\ \alpha=R\,(1-\exp(-(\lambda'_S-\lambda'_L)\,t_0)).\end{gathered} \tag{5,4}$$

Здесь

$$\lambda'_{L;\,S}=i\,(\varepsilon_{L;\,S}+pv)+\frac{1}{2\gamma\tau_{L,\,S}},$$

где $\varepsilon_{S;\,L}$ — энергия соответственно K_S- и K_L-мезонов, p — их импульс, $\tau_{S;\,L}$ — время жизни. Величина R зависит от свойств вещества и выражается линейно через его плотность и разность амплитуд рассеяния на угол нуль K- и $\overline{K}$-мезонов в веществе. Даже для плотных веществ величина R мала (так, для меди $R\leqslant 10^{-1}$).

По выходе из вещества каждая из амплитуд K_S и K_L развивается во времени в соответствии с факторами $e^{-\lambda'_S t}$ и $e^{-\lambda'_L t}$. Поэтому вероятность распада на два π-мезона в момент t после выхода из вещества равна (снова из формулы (2,8))

$$\Gamma_{2\pi}(t) = w(K_S \to 2\pi)\left|\frac{K_L(t_0)}{K_S(0)}\right|^2 |\alpha e^{-\lambda'_S t} + \beta e^{-\lambda'_L t}|^2 =$$

$$= w(K_S \to 2\pi)\left|\frac{K_L(t_0)}{K_S(0)}\right|^2 \left|\alpha e^{-\frac{t}{2\gamma\tau_S}} + \beta e^{-\frac{1}{2\gamma\tau_L}} e^{i\frac{\Delta}{\gamma}t}\right|^2. \quad (5,5)$$

Если же распад наблюдается непосредственно в среде (например, в газе или жидкости) в момент t_0, то *)

$$\Gamma_{2\pi}(t_0) = w(K_S \to 2\pi)\left|\frac{K_L(t_0)}{K_S(0)}\right|^2 |\alpha + \beta|^2. \quad (5,6)$$

Изменяя толщину слоя вещества, его плотность и сорт (иначе говоря, меняя модуль и фазу α), можно сильно менять картину интерференции. В принципе можно было бы добиться обращения в нуль вероятности $\Gamma_{2\pi}$ в (5,6) из-за полной деструктивной интерференции.

VI. НЕОБХОДИМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ РАСПАДА $K_L \to \pi^+\pi^-$ И НЕСОХРАНЕНИЕМ CP-ЧЕТНОСТИ

Мы перечислим теперь ряд экспериментов, выполнение которых в будущем кажется особенно полезным. Необходимость каждого из экспериментов в этом перечне уже отмечалась нами в связи с различными моделями, которые мы рассматривали. Одновременно указывался и ожидаемый масштаб эффекта. (В перечне мы будем давать ссылку на соответствующее место обзора.) Однако эти эксперименты важны прежде всего сами по себе, вне зависимости от моделей, в которых они были предложены.

1. Измерение отношения $\frac{w(K_L \to \pi^+\pi^-)}{w(K_L \to 2\pi^0)}$ (см. гл. IV, § 2).

2. Измерение зависимости от времени вероятности $K \to \pi^+\pi^-$-распада в интервале времени $e^{-\gamma_S t} \sim 10^{-6}$ (см. гл. V).

3. Измерение зависимости от скорости K-мезонов отношения $\frac{w(K_L \to \pi^+\pi^-)}{w(K_S \to \pi^+\pi^-)}$ (см. гл. III, § 1, 2).

4. Измерение зарядовой асимметрии в лептонных распадах долгоживущей компоненты $\frac{w(K_L \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{w(K_L \to \pi^-e^+\nu)}$ (см. гл. III, § 2, гл. IV, § 3).

5. Измерение отношения $\frac{w(K_S \to \pi e\nu)}{w(K_L \to \pi e\nu)}$ (см. гл. IV, § 3, гл. III, § 2).

6. Измерение зарядовой асимметрии $\frac{\Gamma(K \to \pi^+e^-\tilde{\nu})}{\Gamma(K \to \pi^-e^+\nu)}$ как функции времени (см. гл. IV, § 3).

7. Измерение поперечной (нормальной к плоскости рождения) поляризации μ-мезонов и электронов в распадах $K^\pm_{\mu3}$, $K^\pm_{e3}$, $K_{\mu3}$ и K_{e3} и наблюдение корреляций типа $\sigma_\mu\,[\mathbf{p}\mathbf{p}_\pi]$ (см. гл. IV, § 3, 5).

8. Наблюдение корреляций типа $\sigma\,[\mathbf{p}_1\mathbf{p}_2]$ и $\sigma_1\,[\mathbf{p}\sigma_2]$ в β-распаде, лептонных распадах гиперонов, μ-захвате и нейтринном эксперименте (см. гл. IV, § 5).

9. Проверка T-инвариантности в нелептонных распадах гиперонов. Относительно характера корреляций здесь см. [15, 39].

*) Заметим, что

$$|\lambda'_S - \lambda'_L| \approx \frac{1}{\gamma}\left|i\Delta + \frac{1}{2\tau_S}\right| \approx \frac{1}{2\gamma\tau_S}.$$

Если $t_0/\gamma\tau_S \gg 1$, то $\alpha \approx R$ и не зависит от t_0. Если, с другой стороны, $t_0/\gamma\tau_L \ll 1$, то $K_L(t_0) \approx K_L(0)$ и тоже не зависит от t_0. Поэтому при $\gamma\tau_S \ll t_0 \ll \gamma\tau_L$ величина $\Gamma_{2\pi}(t_0)$ в (5,6) практически не зависит от t_0.

10. Увеличение точности в опытах по проверке CP-инвариантности сильных взаимодействий (см. гл. IV, § 6).

11. Наблюдение интерференции между $K_L \to \pi^+\pi^-$- и $K_S \to \pi^+\pi^-$-амплитудами в экспериментах по регенерации (см. гл. V).

Добавление при корректуре. В последнее время появились подтверждения данных работы[1] в двух экспериментах: X. De Douard et al., Phys. Letts. 15, 58 (1956); W. Galbraith et al., Phys. Rev. Letts. 14, 383 (1965). Не было обнаружено зависимости от энергии отношения $\frac{K_L \to \pi^+\pi^-}{K_S \to \pi^+\pi^-}$. Таким образом, эффект внешнего поля (см. гл. III), по-видимому, исключен. В других отношениях теоретическая сторона проблемы прояснилась мало, хотя появилось уже более десятка новых работ, не вошедших в обзор

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. Christenson, J. Cronin, V. Fitch, R. Turlay, Phys. Rev. Letts. **13**, 138 (1964).
2. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ **32**, 405 (1957).
3. В. Паули, в сб. «Нильс Бор и развитие физики», М., ИЛ, 1958.
4. Р. Фейнман, Квантовая электродинамика, М., Изд-во «Мир», 1964.
5. E. Wigner, Gott. Nachr. Math. Phys., 546 (1932); см. также: Е. Вигнер, Теория групп, М., ИЛ, 1961.
6. H. Zöcher, C. Török, Proc. Natl. Acad. Sci. (USA) **39**, 681 (1953).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Статистическая физика, М., Изд-во «Наука», 1964.
8. J. Smith, E. Purcell, N. Ramsay, Phys. Rev. **108**, 120 (1957).
9. R. Sternheimer, Phys. Rev. **113**, 828 (1959).
10. D. Nelson, A. Schupp et al., Phys. Rev. Letts. **2**, 492 (1959).
11. G. Charpak et al., Nuovo cimento **22**, 1043 (1961).
12. Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ **33**, 1488 (1957).
13. Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, ЖЭТФ **39**, 1115 (1960).
14. M. Burgy, V. Krohn et al., Phys. Rev. Letts. **1**, 324 (1958).
15. J. Cronin, O. Overseth, Phys. Rev. **129**, 1795 (1963).
16. E. Weisskopf, E. Wigner, Zs. Phys. **63**, 54; **65**, 18 (1930).
17. T. D. Lee, R. Oehme, C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957).
18. Я. Б. Зельдович, УФН **59**, 377 (1956).
19. J. Schwinger, Ann. Phys. **9**, 169 (1960).
20. R. Jacob, R. Sachs, Phys. Rev. **121**, 350 (1961).
21. R. Sachs, Ann. Phys. **22**, 239 (1963).
22. M. Gell-Mann, K Watson, Ann. Rev. Nucl. Sci. **4**, 267 (1955).
23. J. Bernstein, N. Cabibbo, T. D. Lee, Phys. Letts. **12**, 146 (1964).
24. J. Bell, J. Perring, Phys. Rev. Letts. **13**, 348 (1964).
25. S. Weinberg, Phys. Rev. Letts. **13**, 495 (1964).
26. Б. Л. Иоффе, М. В. Терентьев, ЖЭТФ **47**, 744 (1964).
27. В. Л. Любошиц и др., Препринт, Дубна, 1964.
28. R. Dicke, Phys. Rev. **126**, 1580 (1962).
29. T. D. Lee, Preprint, 1964.
30. T. T. Wu, C. N. Yang, Phys. Rev. Letts. **13**, 380 (1964).
31. T. Truong, Phys. Rev. Letts. **13**, 358 (1964).
32. O. Greenberg, A. Messiah, Phys. Rev. **B136**, 248 (1964).
33. R. Sachs, Phys. Rev. Letts. **13**, 286 (1964).
34. Б. Л. Иоффе, ЖЭТФ **42**, 1411 (1962).
35. L. Kirsh, R. Plano et al., Phys. Rev. Letts. **13**, 35 (1964).
36. Л. Б. Окунь, Препринт ИТЭФ № 287 (обзор).
37. L. Wolfenstein, Phys. Rev. Letts. **13**, 562 (1964).
38. N. Cabibbo, Phys. Letts. **12**, 137 (1964).
39. Л. Б. Окунь, Слабое взаимодействие элементарных частиц, М., Физматгиз, 1963.
40. Л. Б. Окунь, Ядерная физика 1, № 6 (1965).
41. C. Hwang, T. Ophel et al., Phys. Rev. **119**, 352 (1960); A. Abashian, E. Hepner, Phys. Rev. Letts. **1**, 255 (1964); P. Hillman, A. Johansson, T. Tiebell, Phys. Rev. **110**, 1121 (1958).
42. D. Bodansky, S. Eceles et al., Phys. Rev. Letts. **2**, 101 (1959).
43. В. Л. Любошиц, Э. О. Оконов, М. И. Подгорецкий, У Цзун-фань, Препринт, Дубна, 1964.
44. M. Good, Phys. Rev. **106**, 591 (1957).