*1972 г. Август* *Том 107, вып. 4*

# *УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК*

539.12.01

# РАСПАД $K_L \to 2\mu$

*А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь*

СОДЕРЖАНИЕ



## 1. ВВЕДЕНИЕ

Серия экспериментов [1], проведенных с целью поиска распада $K_L \to 2\mu$, привела к сенсационному отрицательному результату: распад не был обнаружен. Наиболее точный из опытов [2] дал следующую верхнюю границу для ширины распада $K_L \to 2\mu$:

$$\Gamma(K_L \to 2\mu) \leqslant \Gamma_L^{\mu} = 1{,}8\cdot 10^{-9}\Gamma_L \text{ (90\%-ный уровень достоверности)}, \quad (1)$$

где $\Gamma_L$ — полная ширина $K_L$-мезона. Этот результат, если верить теоретическим расчетам, противоречит другому экспериментальному результату, относящемуся к распаду $K_L \to 2\gamma$ [1, 3]:

$$\Gamma(K_L \to 2\gamma)/\Gamma_L = (5 \pm 1).10^{-4}\,{}^{*}). \quad (2)$$

Согласно теории [4]

$$\Gamma(K_L \to 2\mu)/\Gamma(K_L \to 2\gamma) \geqslant 1{,}2\cdot 10^{-5}, \quad (3)$$

*) Таблицы [1] дают для этого отношения значение $(5{,}6 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-4}$. Согласно работе [3б] мировое среднее значение равно $(5 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-4}$. При усреднении в таблицах [1] не учитывался результат группы ИТЭФ[3в] $\Gamma(K_L \to 2\gamma)/\Gamma_L = (4{,}6 \pm 0{,}9)\cdot 10^{-4}$.

и, следовательно, имеется нижняя теоретическая граница

$$\Gamma\ (K_L \to 2\mu)/\Gamma_L \geqslant (6 \pm 1{,}2)\cdot 10^{-9}.$$

а) Надежны ли опыты? Эксперты утверждают, что опыт [2] надежен. Во многих отношениях он является рекордным. Так, например, в качестве фона для распада $K_L \to 2\mu$ в этом опыте служил редкий распад $K_L \to 2\pi$, причем было зарегистрировано около миллиона случаев этого распада. Тем не менее, считать экспериментальный результат окончательным, основываясь на одном, пусть даже очень хорошем опыте, нельзя. История физики элементарных частиц за последние 15 лет предостерегает нас от этого. Достаточно напомнить об утверждениях о тензорном варианте в $\beta$-распаде $He^6$, об отсутствии с точностью $10^{-5}$ распада $\pi \to e\nu$, о нарушении правила $\Delta Q = \Delta S$ в распадах $K^0$-мезонов, о спектре электронов с $\rho = 0$ в распаде мюона, о зарядовой асимметрии в распаде $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$, о нарушении равенства $\eta_{00} = \eta_{+-}$ и других примерах, когда эксперименты, казавшиеся надежными, оказывались неправильными. Поэтому новые опыты по поискам распада $K_L \to 2\mu$ необходимы.

Что касается результата (2), то он является средним по нескольким экспериментам [3], различным по методике и согласующимся между собой. Было бы очень желательно, тем не менее, определить ширину распада $K_L \to 2\gamma$ с гораздо лучшей точностью.

Ввиду того, что обсуждаемые опыты (особенно поиски распада $K_L \to 2\mu$) требуют большого искусства, больших усилий и большого времени, совершенно необходимо проанализировать теоретическую сторону вопроса. (Заметим, что если и теория [4], и эксперимент по $K_L \to 2\gamma$-распаду правильны, то вероятность получить на опыте результат (1) для распада $K_L \to 2\mu$ составляет $(2—3)\cdot 10^{-3}$.)

б) Надежна ли теория? Этот вопрос в последний год обсуждался как в ряде оригинальных работ, о которых мы будем подробно говорить ниже, так и в обзорных докладах [5].

Вывод соотношения (3) — теоретической нижней границы вероятности распада $K_L \to 2\mu$ — кажется достаточно убедительным. Именно поэтому результат опыта [2] является столь неожиданным.

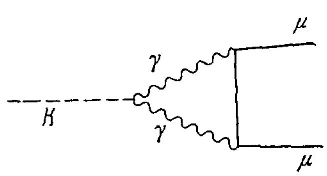

Рис. 1.

В следующей главе мы подробно обсудим вывод соотношения (3). Сейчас укажем только, что основная идея состоит в вычислении мнимой части амплитуды. Учет действительной части может только увеличить значение вероятности распада.

Мнимая часть возникает от переходов на массовой поверхности $K_L \to n \to 2\mu$, где $n$ — некоторое состояние, которое реально возникает при распаде $K_L$-мезона. Основной вклад в мнимую часть дает двухфотонное промежуточное состояние (рис. 1). Этот вклад вычисляется однозначно, если известна амплитуда распада $K_L \to 2\gamma$ и переход $2\gamma \to 2\mu$ описывается квантовой электродинамикой. Фазовый объем других состояний (например, $3\pi$, $2\pi\gamma$) намного меньше. Именно поэтому можно думать, что вклад двухфотонного состояния доминирует в мнимой части амплитуды. Тогда справедливо неравенство (3).

Теоретическое основание соотношения (3), если так можно выразиться, трехслойное. Самый нижний слой — это гипотеза о том, что справедливы такие общие принципы физики, как унитарность $S$-матрицы и $CPT$-теорема. На основе только этих принципов можно выразить мнимую часть амплитуды $K_L \to 2\mu$-распада через амплитуды переходов на массовой поверхности.

Следующий слой — это гипотеза о том, что нет «утечки» $K$-мезонов в неизвестные каналы распада, т. е. что нет других частиц с массой меньше (или порядка) массы $K$-мезона, кроме тех, которые перечислены в таблицах [1]: $\gamma$, $\nu$, $e$, $\mu$, $\pi$, $K$. Учет в условии унитарности новых каналов распада, если бы они существовали, мог бы изменить теоретическое значение вероятности $K_L \to 2\mu$.

И, наконец, самый верхний слой — это гипотеза о том, что известные частицы, образующиеся в распаде $K_L$, обладают лишь обычными взаимодействиями и что справедливы оценки по порядку величины для мнимых частей, связанных с различными промежуточными состояниями. Если бы, например, $\pi$-мезоны сильно взаимодействовали с мюонами, то пренебрежение вкладом $3\pi$-состояния в мнимой части было бы не оправдано.

в) План обзора. Гл. 2 посвящена подробному обсуждению вывода соотношения (3). Из обсуждения в предыдущем разделе видно, что если экспериментальное и теоретическое значения вероятности распада $K_L \to 2\mu$ действительно противоречат друг другу, то наши представления об элементарных частицах и их взаимодействиях должны быть в чем-то изменены. В соответствии с тремя слоями теоретического обоснования неравенства (3) эти возможные изменения рассмотрены в гл. 3—5: 1) Новые взаимодействия известных частиц (гл. 3); 2) новые частицы и, в частности, новые легкие частицы (гл. 4); 3) нарушение фундаментальных принципов физики (гл. 5).

Очевидно, что существование новых частиц или взаимодействий проявилось бы не только в распаде $K_L \to 2\mu$, но и в других опытах. Обсуждение вопроса о том, противоречат ли возможности 1)—3), перечисленные выше, известным экспериментальным данным, является одной из основных задач этого краткого обзора.

## 2. КОНСЕРВАТИВНАЯ ТЕОРИЯ РАСПАДА $K_L \to \mu^+\mu^-$

а) Условие унитарности. Ограничение (3) на вероятность распада $K_L \to \mu^+\mu^-$ получено с помощью *условия унитарности*, которое позволяет выразить мнимую часть амплитуды распада через произведение матричных элементов переходов $K_L \to n$ и $n \to 2\mu$ ($n$ — некоторое состояние, в которое может реально распасться $K_L$-мезон). Специфика данного случая состоит в том, что для вычисления мнимой части достаточно воспользоваться $CPT$-инвариантностью и не требуется, как обычно, $T$-инвариантности. Поясним это более подробно.

Если ввести обычную связь между $S$- и $T$-матрицами

$$S = 1 + iT,$$

то условие унитарности

$$SS^+ = 1$$

записывается в виде

$$T_i^f - (T_f^i)^* = i \sum_n \int d\tau_n \, T_i^n \, (T_f^n)^*,$$

где $T_i^f$ — амплитуда перехода из состояния $i$ в состояние $f$, сумма берется по всем состояниям $n$, для которых возможен реальный переход; $\tau_n$ — фазовый объем промежуточного состояния. Звездочка означает комплексное сопряжение (нормировки амплитуд см. в приложении 1).

В случае распада $K_L \to \mu^+\mu^-$ начальным состоянием является

$$K_L = K_2 + \varepsilon K_1, \tag{4}$$

где $K_2$ и $K_1$ имеют определенную $CP$-четность: $-1$ и $+1$ соответственно. Ввиду малости $\varepsilon$ ($|\varepsilon| = 2\cdot 10^{-3}$) пренебрежем пока членом $\varepsilon K_1$.

В результате распада образуется мюонная пара с полным моментом, равным нулю. Состояния этой пары $^1S_0$ и $^3P_0$ имеют $CP$-четность $-1$ и $+1$ и обозначаются в дальнейшем индексами $\mu_-$ и $\mu_+$ соответственно. Если поляризация мюонов не фиксируется, то эти состояния не интерферируют.

Рассмотрим переход в одно из них. Из $CPT$-инвариантности следует, что

$$T^i_f = T^{\tilde f}_{\tilde i},$$

где состояние $\tilde i$ получается (с точностью до фазовых множителей) из состояния $i$ $CP$-сопряжением. Поскольку в рассматриваемом случае начальное и конечное состояния — собственные состояния $CP$-оператора, $CPT$-преобразование сводится (с точностью до фазового множителя) к $T$-преобразованию и мы имеем

$$T^i_f = \pm T^f_i. \tag{5}$$

Амплитуды $T^f_i$ можно определить всегда таким образом (выделяя множитель $i$), чтобы условие унитарности имело одинаковый вид независимо от знака в правой части (5):

$$\operatorname{Im} T^{\mu\pm}_2 = \frac{1}{2}\int d\tau_n\, T^n_2\, (T^n_{\mu\pm})^*, \tag{6}$$

где индекс 2 означает состояние $K^0_2$.

б) Двухфотонная мнимая часть. Как уже упоминалось, в условии унитарности (6) доминирует двухфотонное промежуточное состояние (см. рис. 1). Соответствующий вклад в мнимую часть вычислен в приложении 1. Если ограничиться только этим вкладом и считать, что в распаде $K_2 \to 2\gamma$ сохраняется $CP$-четность, то

$$\Gamma(K_2 \to 2\mu)/\Gamma(K_2 \to 2\gamma) = (\alpha^2/2v)(m_\mu/m_K)^2 \ln^2[(1+v)/(1-v)] = \\ = 1{,}2\cdot 10^{-5}, \tag{7}$$

где $v$ — скорость $\mu$-мезона в системе покоя $K$-мезона ($v \approx 0{,}9$).

Если предположить, что в распаде $K_2 \to 2\gamma$ максимальным образом нарушается $CP$-инвариантность, то нижняя граница отношения вероятностей $K_2 \to 2\mu$ и $K_2 \to 2\gamma$ будет такой же, как для распада $K_1$-мезона с сохранением $CP$ [6]:

$$\Gamma(K_1 \to 2\mu)/\Gamma(K_1 \to 2\gamma) = (\alpha^2 v/2)(m_\mu/m_K)^2 \ln^2[(1+v)/(1-v)] = \\ = 1\cdot 10^{-5} \tag{8}$$

в) Другие мнимые части. Кроме двухфотонного, вклад того же порядка по слабой и электромагнитной константам связи вносят состояния $2\pi\gamma$, $3\pi$, $3\pi\gamma$. Однако фазовый объем их значительно меньше, и можно думать, что учет этих состояний несущественным образом меняет результат. Некоторые количественные оценки вкладов различных состояний в абсорбтивную часть амплитуды распада $K_L \to 2\mu$ представлены в таблице.

| Состояние $n$ | $2\gamma$ | $\pi^+\pi^-\gamma$ | $3\pi$ | $2\pi$ | $\pi\mu\nu$ |
|---|---|---|---|---|---|
| $\mathrm{Im}\, T\,(K_L \to n \to 2\mu)$ | 1 | $10^{-2}$ *) | $\sim 10^{-5}$ **) | $\sim 10^{-3}$ ***) | $10^{-7}$ ****) |

*) Результат основан на вычислении диаграммы рис. 2 в работе [7]. В работе [8] получен результат $5 \cdot 10^{-2}$, который, по нашему мнению, является завышенным.

**) Блок $3\pi - 2\gamma$ в амплитуде $(3\pi - 2\gamma - 2\mu)$ (рис. 3) вычислен в рамках алгебры токов [9, 10]. Если воспользоваться для амплитуды $(3\pi - 2\mu)$ простой размерной оценкой $(3\pi \mid 2\mu) = (\alpha^2/M_K^2)\bar{\mu}\gamma^5\mu\varphi_\pi^3$, то результат примерно на порядкок больше приведенного в таблице.

***) Результат основан на размерной оценке для амплитуды $2\pi - 2\mu$-перехода: $(2\pi \mid 2\mu) = (\alpha^2/m_K)\,\bar{\mu}\mu\varphi_\pi^2$ Вычисления по теории возмущений приведены в работе [6] (рис. 4).

****) Результат основан на грубой оценке диаграммы рис. 5.

По поводу этих оценок уместны следующие замечания:

1) *Состояние* $2\pi\gamma$ (см. рис. 2). Вычисление здесь [6] несколько менее определенно, чем в случае двухфотонной мнимой части. Если пренебречь

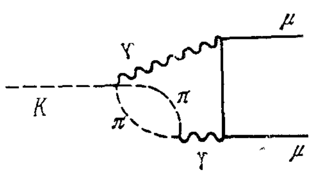


Рис. 2.

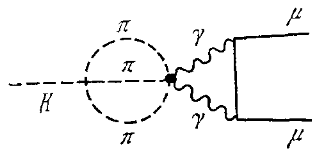


Рис. 3.

формфактором $\pi$-мезона и формфакторами в распаде $K_2 \to 2\pi\gamma$, то ответ выражается через вероятность распада $K_2 \to 2\pi\gamma$. Учет формфакторов

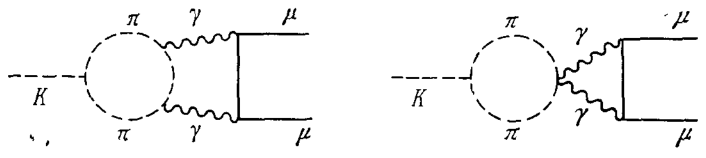


Рис. 4.

может изменить результат примерно в два раза [7, 8]. Экспериментальн в настоящее время известна только верхняя граница для вероятност распада $K_L \to 2\pi\gamma$. В таблице приведена оценка верхней границы для вклада $2\pi\gamma$ из работы [7]. Отметим, что эта оценка примерно на порядок меньше, чем в работе [8].

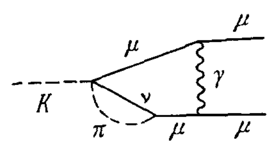


Рис. 5.

2) *Состояние* $3\pi$ (см. рис. 3). Вычисление в значительно большей степени использует модельные представления. Амплитуду $3\pi - 2\gamma$-перехода можно найти в рамках алгебры токов [9, 10, 18]. Приведенная в таблице величина $10^{-5}$ получена [10] на основе этих вычислений и дисперсионных соотношений. Простые порядковые оценки (учитывающие отношение фазовых объемов $3\pi$ и $2\gamma$) дают величину $\sim 10^{-4}$.

г) Учет членов $\sim\varepsilon$. До сих пор мы пренебрегали членом $\varepsilon K_1$ в формуле (4), считая, что $K_L = K_2$. Оценим теперь вклад этого члена. К сожалению, эта оценка будет крайне ненадежна из-за того, что распады $K_S \to 2\mu$ и $K_S \to 2\gamma$ не наблюдались на опыте и потому амплитуды переходов $K_1 \to 2\gamma$ и $K_1 \to 2\mu$ неизвестны. Напомним, что если $CPT$ сохраняется, то

$$K_S = K_1 + \varepsilon K_2.$$

Экспериментальные верхние границы

$$\Gamma(K_S \to 2\mu) \leqslant \overline{\Gamma}{}_S^{\mu} = 7 \cdot 10^{-6} \Gamma_S \ ^{1}$$

(см. также ниже формулу (14)) и

$$\Gamma(K_S \to 2\gamma) \leqslant \overline{\Gamma}{}_S^{\gamma} = 1{,}2 \cdot 10^{-3} \Gamma_S \ ^{3б}. \tag{9}$$

Если принять консервативные гипотезы:

$$\Gamma(K_S \to 2\mu) \sim \Gamma_{\text{теор}}(K_L \to 2\mu) \sim 10^{-8} \Gamma_L \sim 10^{-11} \Gamma_S,$$
$$\Gamma(K_S \to 2\gamma) \sim \Gamma(K_L \to 2\gamma) \sim 10^{-6} \Gamma_S,$$

то члены, пропорциональные $\varepsilon$, внесут вклад $\sim 10^{-3}$ в амплитуду $K_L \to \to 2\mu$. Заметим, что фаза этого вклада обусловлена не только фазой $\varepsilon$ (на опыте $\varepsilon \approx 2 \cdot 10^{-3} e^{i\pi/4}$), но и наличием абсорбтивной части, обусловленной вкладом реального двухпионного промежуточного состояния.

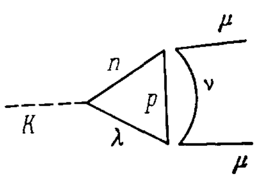

Рис. 6.

д) Члены порядка $G^2$. Первоначально интерес к распаду $K_L \to 2\mu$ был связан с поисками нейтральных токов в слабом взаимодействии. Даже если в исходный лагранжиан слабого взаимодействия нейтральные токи не входят, они могут и, вообще говоря, должны возникнуть во втором порядке по константе слабого взаимодействия (рис. 6). Амплитуда рис. 6 квадратично расходится, и согласно работе [11] результат можно записать в виде

$$\Gamma(K_L \to 2\mu)/\Gamma(K^+ \to \mu\nu) = G^2 (\Lambda/4\pi)^4 \times \begin{cases} 2 & \text{в теории с промежуточным } W\text{-бозоном,} \\ 32 & \text{в четырехфермионной теории;} \end{cases}$$

здесь $G = 10^{-5}/m_p^2$ и $\Lambda$ — параметр обрезания. Следует подчеркнуть, что если справедливы такие общие принципы, как унитарность $S$-матрицы и $CPT$-инвариантность, то амплитуда, отвечающая рис. 6, чисто действительна и потому не может компенсировать двухфотонной абсорбтивной части (см. рис. 1). Абсорбтивная часть в порядке $G^2$ могла бы возникнуть за счет реального промежуточного $\pi\mu\nu$-состояния (см. диаграмму на рис. 5). Однако вклад этого состояния на массовой поверхности на несколько порядков меньше, чем обсуждавшиеся выше вклады состояний $2\pi\gamma$, $3\pi$ и $2\pi$.

е) Нарушение консервативной теории и компенсации. Мы видим, что по сравнению с вкладом состояния $2\gamma$ вклад всех других промежуточных состояний мал. Однако приведенные выше оценки используют теоретические значения констант связи $K$- и $\pi$-мезонов, фотонов и мюонов. Эксперимент в настоящее время допускает в ряде случаев значительно бóльшие значения этих констант связи. Поэтому нельзя исключить, что вклад некоторых из каналов значительно превышает консервативные оценки. Мы уже упоминали также и другие возможности нарушения теории: «утечка» $K$-мезонов в ненаблюдавшиеся до сих пор каналы распада $K_L$, нарушение фундаментальных принципов.

Во всех обсуждаемых ниже моделях нарушения теории вводится компенсация двухфотонной мнимой части. Отметим одно тривиальное численное обстоятельство. Для того чтобы устранить расхождение теории с опытом, достаточно компенсировать не всю мнимую часть амплитуды, а 0,45 ее величины. Если ширина распада $K_L \to 2\gamma$ составляет не $5 \cdot 10^{-4}\Gamma_L$, а $4 \cdot 10^{-4}\,\Gamma_L$, что не противоречит ни одному отдельному опыту по измерению $\Gamma\,(K_L \to 2\gamma)$ [3], то доля компенсирующего члена уменьшается с 0,45 до 0,35.

## 3. НОВЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ?

а) Аномальное $K_1\bar{\mu}\mu$-взаимодействие. Крист и Ли[12] (см. также [13]) выдвинули гипотезу о том, что подавление вероятности $K_L \to 2\mu$-распада связано с небольшой примесью $K_1$-состояния в волновой функции $K_L$-мезона:

$$K_L = K_2 + \varepsilon K_1.$$

Ясно, что в этом случае должны выполняться два условия. Во-первых, чтобы компенсировать малость $\varepsilon$, амплитуда распада $K_1 \to 2\mu$ должна быть намного больше амплитуды распада $K_2 \to 2\mu$. Во-вторых, в распадах $K^0 \to 2\mu$ должна сильно нарушаться $CP$-инвариантность. В противном случае конечные состояния в распадах $K_1 \to 2\mu$ и $K_2 \to 2\mu$ различны, в полной вероятности распада $K_L \to 2\mu$ они не интерферируют и компенсации двухфотонной мнимой части не может быть.

1) *Нарушение $CP$-инвариантности в распаде $K_S \to 2\mu$.* Предположим сначала, что существует $CP$-нечетное взаимодействие [14]:

$$iK_1\bar{\mu}\gamma_5\mu, \tag{10}$$

которому отвечает амплитуда $T_1^\mu = i\tilde{T}_1^\mu K_1\bar{\mu}\gamma_5\mu$ такой величины, что

$$(m_K v/8\pi)\,|\tilde{T}_2^{\mu-} + \varepsilon\tilde{T}_1^{\mu-}|^2 < \Gamma_L^\mu \tag{11}$$

(см. приложение 1, формулы (1.3) и (1.5)).

Глядя на формулы (11) и (7), легко понять, что необходимо, чтобы выполнялось неравенство

$$(1{,}2\cdot10^{-5}\Gamma_L^\gamma)^{1/2} + (\Gamma_L^\mu)^{1/2}]^2 \geqslant |\,\mathrm{Im}\,\varepsilon\,|^2\,|\,\tilde{T}_1^{\mu-}|^2\,(m_K v/8\pi) \geqslant$$
$$\geqslant [(1{,}2\cdot10^{-5}\Gamma_L)^{1/2} - (\Gamma_L^\mu)^{1/2}]^2.$$

Это означает в свою очередь, что вероятность распада $K_S \to 2\mu$ должна быть заключена в пределах

$$1{,}2\cdot10^{-5} \geqslant \Gamma\,(K_S \to 2\mu)/\Gamma_S \geqslant 1\cdot10^{-6}. \tag{12}$$

Отметим, что вероятность гипотетического $CP$-нечетного распада $K_S \to 2\mu$ оказалась того же порядка, что и вероятность известного $CP$-нечетного распада $K_L \to 2\pi$, так что взаимодействие (10) имеет естественный порядок величины. Возможность существования $CP$-нечетного взаимодействия $K_1\bar{\mu}\mu$ такой величины обсуждалась несколько лет назад Липмановым[15а] и Маршаком с сотрудниками[15б].

Рассмотрим теперь несколько более экзотическую возможность.

2) *Нарушение $CP$-инвариантности в распаде $K_L \to 2\gamma$.* Пусть $CP$ сохраняется в распаде $K_S \to 2\mu$ (амплитуда которого, как и в предыдущем разделе, считается значительно больше амплитуды $T_L^\mu$), но нарушается максимальным образом в распаде $K_2 \to 2\gamma$. Тогда двухфотонная мнимая часть меньше (см. п. б) гл. 2) и амплитуда $\tilde{T}_1^{\mu+}$ удовлетворяет неравенствам

$$[(1\cdot10^{-5}\Gamma_L^\gamma)^{1/2} + (\Gamma_L^\mu)^{1/2}]^2 \geqslant |\,\mathrm{Im}\,\varepsilon|^2\,|\,T_1^{\mu+}|^2\,(m_K v/8\pi) \geqslant [(1\cdot10^{-5}\Gamma_L^\gamma)^{1/2} - (\Gamma_L^\mu)^{1/2}]^2,$$

а вероятность распада $K_S \to 2\mu$ заключена в пределах

$$1{,}0\cdot 10^{-5} \geqslant \Gamma\,(K_S \to 2\mu)/\Gamma_S \geqslant 6\cdot 10^{-7}. \tag{13}$$

Проф. Клейнкнехт сообщил одному из авторов предварительный результат, полученный в ЦЕРНе:

$$\Gamma\,(K_S \to 2\mu) \leqslant \overline{\Gamma}{}^{\mu}_{S} = 1{,}5\cdot 10^{-6} \text{ (90\%-ный уровень достоверности).} \tag{14}$$

При улучшении этого результата в три раза можно было бы закрыть возможности (12) и (13). При сравнении теории с опытом следует, однако, иметь в виду неопределенность, связанную с ошибкой в измерении вероятности распада $K_L \to 2\gamma$. Если эта вероятность составляет $4\cdot 10^{-4}$ от полной вероятности распада, то нижние границы в соотношениях (12) и (13) уменьшаются до $6\cdot 10^{-7}$ и $3\cdot 10^{-7}$ соответственно.

б) Аномальное $(2\pi)(2\mu)$-взаимодействие[16]. До сих пор мы считали, что распад $K_1 \to 2\mu$ вызван прямым взаимодействием $K_1$-мезонов и мюонов и в силу эрмитовости эффективного гамильтониана (более точно, в силу унитарности и $CPT$-инвариантности $S$-матрицы) фаза амплитуды распада $K_1 \to 2\mu$ фиксирована. Ясно, однако, что максимальным образом скомпенсировать амплитуду перехода $K_2 \to 2\mu$ можно в том случае, если матричный элемент $T_2^{\mu}$ и произведение $\varepsilon T_1^{\mu}$ имеют противоположные фазы. Если амплитуда $T_2^{\mu}$ чисто мнимая, то наиболее низкая граница для $\Gamma\,(K_S \to 2\mu)$ достигается, когда фаза $T_1^{\mu}$ равна $\pi/4$. (Напомним, что $\varphi_\varepsilon = \pi/4$.) Очевидно, что в этом случае нижние границы (12) или (13) могут быть уменьшены в два раза:

$$\Gamma\,(K_S \to 2\mu)/\Gamma_S \geqslant 5\cdot 10^{-7}, \tag{12$'$}$$

если $CP$-четность нарушается в распаде $K_S \to 2\mu$, и

$$\Gamma\,(K_S \to 2\mu)/\Gamma_S \geqslant 3\cdot 10^{-7}, \tag{13$'$}$$

если $CP$-четность нарушается в распаде $K_2 \to 2\gamma$.

Причиной того, что фаза амплитуды $K_S \to 2\mu$ велика, могло бы служить аномально сильное $(2\pi)(2\mu)$-взаимодействие. Если амплитуда распада $K_2 \to 2\gamma$ $CP$-четна, то аномальное $(2\pi)(2\mu)$-взаимодействие должно нарушать $CP$-инвариантность, и его эффективный лагранжиан имеет вид

$$c_- m_K^{-1}\,(\varphi_\pi \varphi_\pi^*)\,(\overline{\mu}\gamma^5\mu). \tag{15}$$

Если $CP$-четность не сохраняется в распаде $K_2 \to 2\gamma$, то аномальное $(2\pi)(2\mu)$-взаимодействие может быть $CP$-инвариантно. В этом случае его эффективный лагранжиан имеет вид

$$c_+ m_K^{-1}\,(\varphi_\pi \varphi_\pi^*)\,(\overline{\mu}\mu). \tag{16}$$

Последняя возможность обсуждалась в работах [16]. Из требования, чтобы фаза амплитуды $T_S^{\mu\pm}$, которую мы обозначим через $\varphi_S^{\mu\pm}$, была близка к $\pi/4$, легко получить [16a], используя условие унитарности, что

$$c_-^2 = (256\pi^2 \sin^2 \varphi_S^{\mu-}/3v_\pi v_\mu)\,(\Gamma_S^{\mu}/\Gamma_S) \approx 3\cdot 10^{-4},$$

$$c_+^2 = (256\pi^2 \sin^2 \varphi_S^{\mu+}/3v_\pi v_\mu^3)\,(\Gamma_S^{\mu}/\Gamma_S) \approx 2\cdot 10^{-4},$$

где для отношения $\Gamma_S^{\mu}/\Gamma_S$ мы приняли соответствующие нижние границы (12$'$) и (13$'$).

Полученное значение константы $(2\pi)(2\mu)$-взаимодействия $c_\pm \sim 10^{-2}$ намного больше, чем в теории возмущений[6], согласно которой эта константа является величиной второго порядка по $\alpha$. Тем не менее, в опытах с $\mu$-мезонами, проведенными до сих пор (измерение аномального магнитного момента мюона, сечений рассеяния и рождения мюонов, уровней $\mu$-мезоатомов), $CP$-инвариантное взаимодействие (16) могло бы не проявиться. Что касается $CP$-неинвариантного взаимодействия (15), то при константе связи $\sim 10^{-2}$ оно дало бы дипольный момент нейтрона, на 2—4 порядка превышающий современный верхний предел для $d_n$. Это является серьезным аргументом против гипотезы о существовании такого взаимодействия.

Отметим, что в работе Гайяр [17] была получена более низкая граница, чем (13′): $(K_S \to 2\mu) \geqslant 1{,}6 \cdot 10^{-7}\, \Gamma_S$. Эта граница может быть достигнута, если фаза $T\ (K_S \to 2\mu)$ составляет 45°. Тем самым неявным образом в работе [17] было введено аномальное $(2\pi)\ (2\mu)$-взаимодействие. Кроме того, при анализе распада $K_L \to 2\gamma$ в работе [17] было предположено, что в выражении $T_L^\gamma = T_2^\gamma + \varepsilon T_1^\gamma$ модуль члена $\varepsilon T_1^\gamma$ равен своей максимально допустимой опытом величине (9), а его фаза совпадает с фазой $T_L^\gamma$, что требует, кроме того, аномально сильного $(2\pi)\ (2\gamma)$-взаимодействия. Такое сочетание четырех аномалий в распадах $K_L \to 2\gamma$, $K_S \to 2\gamma$ и взаимодействиях $(2\pi - 2\mu)$, $(2\pi - 2\gamma)$ кажется нам крайне неправдоподобным.

Таким образом, если бы удалось доказать, что $\Gamma_L^\gamma = 5 \cdot 10^{-4}\ \Gamma_L$, а $\Gamma_S^\mu < 3 \cdot 10^{-7} \Gamma_S$, то гипотезу [12] о взаимной компенсации амплитуд $T_1^\mu$ и $T_2^\mu$ можно было бы считать отвергнутой. Как уменьшается предельное значение $\Gamma_S^\mu$ (12′) и (13′) в зависимости от величины $\Gamma_L^\gamma$, мы уже обсуждали выше. Если $\Gamma_L^\gamma = 4 \cdot 10^{-4}$, то вместо (12′) и (13′) мы имели бы $\Gamma_S^\mu \geqslant 2{,}9 \cdot 10^{-7} \Gamma_S$ и $\Gamma_S^\mu \geqslant 1{,}6 \cdot 10^{-7}\ \Gamma_S$ соответственно.

Обратимся теперь к обсуждению таких механизмов компенсации двухфотонной абсорбтивной части амплитуды $T_L^\mu$, при которых член $\varepsilon T_1^\mu$ несуществен.

в) Аномальное $(3\pi)\,(2\mu)$-взаимодействие [16в, 18]. Может ли вклад $3\pi$-канала в мнимую часть амплитуды $K_L \to 2\mu$ быть на 3—4 порядка больше, чем естественные оценки, приведенные в таблице? Если это увеличение должно быть обусловлено аномально большим значением амплитуды перехода $3\pi \to 2\gamma$, то, по-видимому, не может.

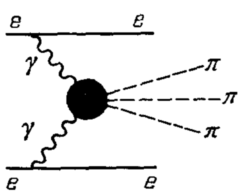


Рис. 7.

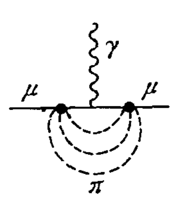


Рис. 8.

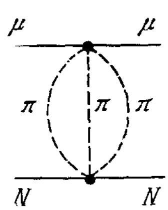


Рис. 9.

Действительно, такое взаимодействие привело бы, вообще говоря, к большому сечению рождения $3\pi$-мезонов на встречных лептонных пучках [18, 19] (рис. 7), что противоречит опыту. Противоречия можно избежать, предположив [19], что $(3\pi)\ (2\gamma)$-взаимодействие — сильное при инвариантной массе $3\pi$-мезонов $\leqslant m_K$, а при большей массе его амплитуда резко падает. Однако такая возможность представляется весьма искусственной.

Если увеличение вклада $3\pi$-канала обусловлено прямым переходом $3\pi \to 2\mu$, вызванным каким-то неизвестным взаимодействием мюонов с адронами, то прямых противоречий с опытом не возникает. В частности, не противоречат такому довольно сильному взаимодействию адронов с мюонами данные об уровнях энергии $\mu$-мезоатомов и данные о $g - 2$ мюона, об упругом рассеянии мюонов протонами и о неупругом рассеянии мюонов протонами с образованием пионов (см. рис. 8—10, где черный кружок изображает обсуждаемое аномальное $(3\pi)$ $(2\mu)$-взаимодействие). По-видимому, наиболее чувствительными к такому аномальному взаимодействию являются опыты по упругому рассеянию мюонов протонами при не очень больших энергиях ($\sim 1$ *Гэв*) и больших углах ($\sim 180°$) и опыты по измерению $g - 2$. (Диаграмма рис. 8 дает величину, близкую к экспериментальному верхнему пределу при величине обрезания $\Lambda = 1$ *Гэв*.)

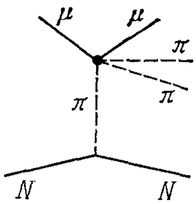

Рис. 10.

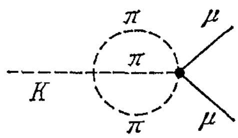

Рис. 11.

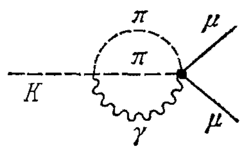

Рис. 12.

Тем не менее, объяснение результата (1) аномально сильным $(3\pi)$ $(2\mu)$-взаимодействием кажется весьма неправдоподобным по следующей причине, отмеченной М. Ж. Шматиковым. Малость мнимой части амплитуды перехода $K_L \to 3\pi \to 2\mu$ обусловлена малым фазовым объемом трех $\pi$-мезонов, который пропорционален $Q^2$; $Q \approx 70$ *Мэв* — энерговыделение в распаде $K \to 3\pi$. В реальной части амплитуды этого подавления, вообще говоря, нет. Поэтому, если мнимая часть амплитуды рис. 11 сравняется с мнимой частью амплитуды рис. 1, то реальная часть, отвечающая рис. 11, будет в $(m_x/Q)^2$ раз больше, где $m_x$ — некоторая адронная масса, а вклад реальной части в вероятность будет соответственно в $(m_x/Q)^4$ раз больше. Если, например, $m_x = m_K$, то $(m_x/Q)^4 \approx 2{,}5 \cdot 10^3$. Поэтому реальная часть амплитуды $K_L \to 3\pi \to 2\mu$-перехода должна с большой точностью сокращаться с вкладами других диаграмм. Необходимость такого сокращения кажется нам очень серьезным аргументом против рассматриваемой возможности.

г) А н о м а л ь н о е $(2\pi\gamma)$ $(2\mu)$-в з а и м о д е й с т в и е[20]. Аномальное $(2\pi\gamma)$ $(2\mu)$-взаимодействие (рис. 12) с константой связи, необходимой для компенсации вкладом $2\pi\gamma$ состояния двухфотонной абсорбтивной части амплитуды $T_L^\mu$, привело бы к аномально большому сечению фоторождения мюонных пар (рис. 13). На основе экспериментальных данных возможность такого взаимодействия может быть исключена.

д) А н о м а л ь н о е $(2\gamma)$ $(2\mu)$-в з а и м о д е й с т в и е[21]. Вклад диаграммы (рис. 1) можно скомпенсировать, если предположить, что имеет место нарушение квантовой электродинамики мюона за счет взаимодействия $(2\gamma)$ $(2\mu)$ (рис. 14). Однако чтобы не придти в противоречие с данными о $g - 2$ и о фоторождении мюонов, необходимо предположить, что аномальное взаимодействие максимально, когда масса двух мюонов порядка массы $K$-мезона и резко падает как с ростом массы двух мюонов, так и с уменьшением ее (более точно, с уменьшением энергии фотона). Такое поведение требует в свою очередь, чтобы эффективные размеры мюона были велики, и качественно противоречит прекрасному согласию данных о $g-2$ с расчетами по квантовой электродинамике. Окончательно «закрыть» эту возможность можно, измерив с точностью в несколько процентов сечение рождения мюонных пар в процессах, изображенных на рис. 15 и 16.

е) Сильное взаимодействие между мюонами. Сильное взаимодействие между мюонами, если бы оно существовало, могло бы, разумеется, изменить величину диаграммы рис. 1. Однако в неменьшей степени оно изменило бы величину $g-2$, что, учитывая

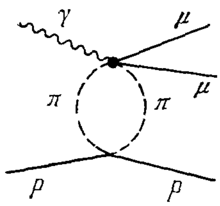

Рис. 13.

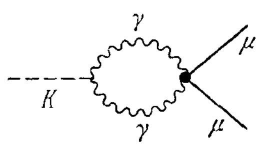

Рис. 14.

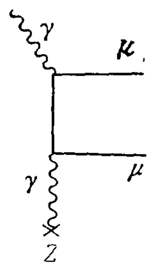

Рис. 15.

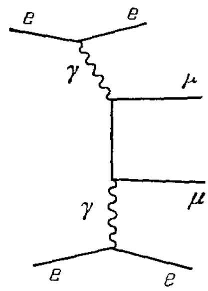

Рис. 16.

высокую точность согласия теории с опытом по $g-2$, недопустимо. Единственная возможность, которая кажется нам не исключенной, это существование димюонного резонанса с массой, равной $m_K$, и настолько узкого, чтобы его вклад в $g-2$ стал допустимо мал. Такой резонанс был бы, по существу, новой частицей, и мы еще вернемся к нему в следующей главе.

## 4. НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ?

а) Зачем они? Простейший способ, которым какие-то неизвестные нам частицы могли бы понизить нижнюю теоретическую границу для вероятности распада $K_L \to 2\mu$, — это дать вклад в мнимую (абсорбтивную) часть амплитуды $K_2 \to 2\mu$. Для этого они должны, во-первых, возникать в распаде $K_L$-мезона и, следовательно, быть легче, чем $K_L$-мезон, и, во-вторых, они должны взаимодействовать с мюонами. Заметим, что чем меньше ширина распада $K_L$-мезона в эти частицы, тем сильнее должны они взаимодействовать с мюонами, чтобы дать требуемую величину абсорбтивной части амплитуды $K_L \to 2\mu$.

б) Основные ограничения. Каким ограничениям должны удовлетворять эти новые частицы? Они должны быть нейтральны, так как в противном случае наблюдалось бы их фоторождение. Они не могут сильно взаимодействовать с мюонами, так как это привело бы к неправильному значению $g-2$. Относительная вероятность распада $K_L$-мезона на эти частицы не может быть большой. Это утверждение безусловно правильно, если эти частицы быстро распадаются и продукты их распада — заряженные. Если эти частицы «невидимы» (стабильны или распадаются по невидимым каналам, например нейтринным), то ситуация менее определенная.

Если бы существовала большая утечка в невидимый канал, то сумма парциальных ширин распада $K_L$-мезона не равнялась бы полной ширине. Однако опыты по прямому сравнению числа рожденных и распавшихся $K_L$-мезонов, насколько нам известно, не проводились. То, что утечка в невидимые каналы не может превышать десятка процентов, видно из следующих соображений.

Для $K_S^0$-мезона отсутствие невидимых каналов легко проверяется в опытах, где измеряются не только распады $K_S^0 \to \pi^+\pi^-$, но и распады $K_S^0 \to \pi^0\pi^0$. Время жизни $K_S^0$ мало, и нетрудно убедиться, что число рожденных и распавшихся $K_S^0$-мезонов одинаково. (О числе рожденных $K_S^0$ можно судить, например, отбирая те случаи, когда в реакции $\pi^- p \to K^0\Lambda^0$ регистрируется распад $\Lambda$-гиперона, или наблюдая реакцию перезарядки $K^- p \to K^0 n$.)

Далее, явление так называемой *«вакуумной регенерации»*, в котором наблюдается интерференция $\pi^+\pi^-$-распадов $K_L^0$- и $K_S^0$-мезонов, дает возможность прямо определить параметры $|\eta_{+-}| = |T_{K_L}^{\pi^+\pi^-}/T_{K_S}^{\pi^+\pi^-}|$ и, следовательно, *абсолютную*, а не относительную величину $\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)$. С другой стороны, отношение $\Gamma(K_L \to \pi^+\pi^-)/\Gamma(K_L \to$ все наблюдаемые каналы) известно. Таким образом, можно найти ширину всех наблюдаемых каналов и, сравнивая ее с обратным временем жизни $K_L^0$-мезона, определенным по экспоненциальной кривой распада, убедиться, что они с хорошей точностью совпадают.

Косвенно о малости утечки $K_L^0$ в невидимые каналы можно судить также на основе того, что правила $\Delta T = 1/2$ для лептонных и нелептонных распадов, связывающие между собой парциальные ширины $K_L^0$- и $K^+$-мезонов, выполняются с точностью в несколько процентов, а у $K^+$-мезонов невидимых распадов нет.

Каковы другие опыты, которые могли бы пролить свет на существование новых нейтральных легких частиц? Чтобы ответить на этот вопрос, обсудим некоторые конкретные модели, рассматривавшиеся в литературе.

в) Модель $\lambda$-частиц [22]. В этой модели предполагается существование нейтральных $\lambda$-частиц со спином 1/2 и массой меньше $0{,}5\,m_K$, дающих вклад в абсорбтивную часть амплитуды $K_L \to 2\mu$ (рис. 17). Если $\lambda$-частицы стабильны и не обладают сильным взаимодействием, они должны быть проникающими и в этом отношении похожи на нейтрино. Проходя

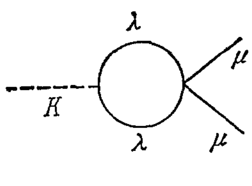


Рис. 17.

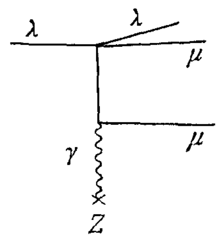


Рис. 18.

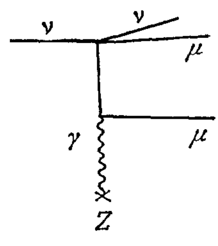


Рис. 19.

через защиту, они должны приводить к наблюдаемым эффектам в нейтринных экспериментах, например, приводить к образованию пар $\mu^+\mu^-$ (рис. 18) в искровых камерах.

Оценки показывают [23], что число таких пар, образованных $\lambda$-частицами в условиях нейтринного эксперимента, выполненного в ЦЕРНе, должно было быть порядка 0,1—1, что на два порядка больше ожидаемого числа мюонных пар, рожденных нейтрино (рис. 19).

Заметим, что ожидаемое число мюонных пар, рожденных $\lambda$-частицами, однозначно определяется произведением ширины распада $K_L \to \lambda\bar{\lambda}$ и сечения реакции $\lambda Z \to \lambda\mu^+\mu^- Z$. Но именно это произведение фиксируется величиной мнимой части диаграммы рис. 17. С этой точки зрения повышение точности нейтринного опыта на порядок было бы очень интересно. Особенно интересны были бы опыты, в которых источником нейтрино (и, возможно, других проникающих частиц) являются не заряженные мезоны $\pi^\pm$, $K^\pm$, как обычно, а нейтральные $K^0$ и $\overline{K}^0$.

г) Модель $\chi^0$-мезона[24, 25] *). В этой модели предполагается[24] существование нейтрального векторного мезона с массой порядка 350 *Мэв*,

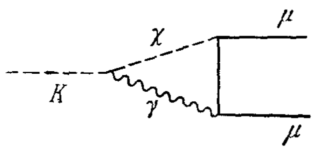


Рис. 20.

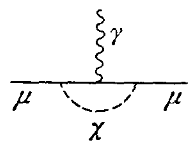


Рис. 21.

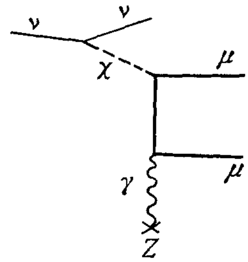


Рис. 22.

дающего вклад в абсорбтивную часть амплитуды $K_L \to 2\mu$ благодаря диаграмме рис. 20. Взаимодействие $\chi$-мезона с мюоном дало бы вклад в магнитный момент мюона (рис. 21). Из данных о $g - 2$ следует ограничение на константу этого взаимодействия. Это приводит в свою очередь к тому, что должно выполняться неравенство **)

$$\Gamma\,(K_L \to \chi^0\gamma)/\Gamma_L > 0{,}6\cdot 10^{-2}.$$

Имеющиеся опыты почти не оставляют «жизненного пространства» для $\chi^0$-мезона. Ширина распада $\chi^0 \to e^+e^-$ ограничена тем, что[25а]

$$\Gamma\,(K_L \to \chi^0\gamma \to e^+e^-\gamma)/\Gamma_L < 2{,}7\cdot 10^{-5}.$$

Ширина распада $\chi^0 \to \pi^0\gamma$ ограничена тем, что[25а]

$$\Gamma\,(K_L \to \chi^0\gamma \to \pi^0\gamma\gamma)/\Gamma_L < 1{,}5\cdot 10^{-4}.$$

Ширина распада $\chi^0 \to \mu^+\mu^-$ ограничена тем, что, по-видимому,

$$\Gamma\,(K_L \to \chi^0\gamma \to \mu^+\mu^-\gamma)/\Gamma_L < 4\cdot 10^{-4}$$

(это последнее неравенство получено на основе экспериментальной работы[26] по поискам распада $K_L \to \pi^+\pi^-\gamma$ и может оказаться неверным, если в этой работе эффективность регистрации $\mu$-мезонов была меньше, чем $\pi$-мезонов).

Если $\chi^0$-мезон стабильный (при $m_\chi < 2m_\mu$) или распадается по невидимым каналам[25б], то при $m_\chi \leqslant 300$ *Мэв* ширина $\Gamma\,(K_L \to \chi^0\gamma)$ ограничивается, по-видимому, опытом[27]

$$\Gamma\,(K_L \to \chi^0\gamma)/\Gamma_L < 4\cdot 10^{-4}.$$

Если $m_{\chi 0} > 2m_\mu$, то распад $\chi_0 \to 2\mu$ должен идти обязательно. Ненаблюдение этого распада могло бы быть связано с тем, что он составляет лишь малую долю распадов $\chi^0$, а основной канал распада невидим (например, $\chi^0 \to \nu\overline{\nu}$). При $m_{\chi 0} \gg 300$ *Мэв* опыт[27] по поискам распадов $K_L \to (\gamma +$ нейтральные частицы) не исключает такой возможности. Однако ширина

*) Мы благодарны А. Г. Долголенко, А. Г. Мешковскому и В. А. Шебанову за обсуждение экспериментальных ограничений, приведенных в этом разделе. Модель $\chi$-мезона была также независимо предложена А. Н. Москалевым.

**) Это число отличается в два раза от приведенного в работе[24]; см. работу[25б].

распада $\chi \to \nu\bar{\nu}$ может быть ограничена данными нейтринного опыта, поскольку не наблюдались события типа рис. 22.

д) Псевдокаоны и «узкий» димюон. Особый класс моделей составляют такие, в которых предполагается, что физические долгоживущие $K^0$-мезоны (мы их будем обозначать $\widehat{K_L}$) представляют когерентную суперпозицию «обычных» $K_L$-мезонов и еще какой-то неизвестной частицы $K'_L$ — псевдокаона с массой, равной $m_K$, так что

$$\hat{K}_L = K_L + \hat{\varepsilon} K'_L.$$

Такая модель сразу же вызывает множество вопросов. Существуют ли также $K'_S$-мезоны? Обладают ли $K'_S$-мезоны и $K'_L$-мезоны сильными взаимодействиями? Какой симметрией обеспечивается вырождение $K'$- и $K$-мезонов? И т. д. Оставив все эти вопросы без ответа, поясним, каким образом существование $K'$-мезонов могло бы изменить теоретический предел для вероятности распада $K_L \to 2\mu$. Идея та же, что и в обсуждавшемся выше механизме компенсации распадов $K_2$ и $K_1$: амплитуда распада $K_L \to \to 2\mu$ и амплитуда распада $K'_L \to 2\mu$, умноженная на $\hat{\varepsilon}$, должны деструктивно интерферировать.

Как можно проверить такую модель? Вызванная деструктивной интерференцией $K_L$ и $\hat{\varepsilon} K'_L$ компенсация будет нарушаться при прохождении пучка $\hat{K}_L$ через пластинку, *если сильные взаимодействия* $K_L$ *и* $K'_L$ различны. Поэтому за регенератором число распадов на $2\mu$ должно возрастать. Величина этого эффекта зависит от величины $\hat{\varepsilon}$ и, следовательно, от вероятности распада $K'_L \to 2\mu$, величину которой мы не можем предсказать.

Некоторые ограничения на величину константы $K'_L\bar{\mu}\gamma^5\mu$ взаимодействия и, следовательно, на вероятность распада $K'_L \to 2\mu$ можно получить из имеющихся экспериментальных данных. Так, вероятность распада не может быть очень малой, так как в противном случае $K'$-мезоны, если они не обладают сильными взаимодействиями, проникали бы через защиту нейтринного эксперимента и давали бы $2\mu$-распады в детекторах, которые на опыте не наблюдались. Ограничение сверху на константу $K'_L\bar{\mu}\gamma^5\mu$ взаимодействия следует из данных об измерении $g-2$ мюона и сечения реакции $\mu Z \to \mu\mu\mu Z$.

Обсуждавшийся выше эффект влияния регенератора на вероятность $K_L \to 2\mu$-распада может быть значителен, если вероятность $K'_L \to 2\mu$-распада близка к своему нижнему пределу и составляет величину порядка вероятности распада $K_S \to 2\pi$. Эффект весьма мал, если вероятность $K'_L \to 2\mu$-распада близка к своему верхнему пределу.

Попытка путем введения псевдокаонов объяснить как распад $K_L \to \to 2\mu$, так и распад $K_L \to 2\pi$ (без нарушения $CP$-инвариантности) содержится в работе [28].

Заканчивая обсуждение частиц с массой, близкой к массе $K$-мезона, упомянем еще об одной возможности. Как заметил А. Л. Любимов, противоречия с распадом $K_L \to 2\mu$ не было бы, если бы распад $K_L \to 2\gamma$ имел значительно меньшую парциальную вероятность, чем $5\cdot10^{-4}$, а в опытах [3] наблюдались бы распады на $2\gamma$ не $K_L$-мезона, а какой-то другой частицы с массой, скажем, на 20 *Мэв* меньшей, чем масса $K_L$. Распады этой частицы на $2\mu$ не могли бы быть при этом обнаружены в опыте [2] из-за $K_{\mu3}$-фона в этой области масс системы $2\mu$. Аргументом против такой возможности является то, что число $5\cdot10^{-4}$ получается одинаковым в разных опытах, в которых были различны энергии $K^0$-мезонов.

## 5. НОВЫЕ НАРУШЕНИЯ ПРИНЦИПОВ?

Если будут исчерпаны все другие возможности решения проблемы $K_L \to 2\mu$, то возникнет необходимость пересмотра тех принципов физики, которые лежат в основе теоретического неравенства (3). В первую очередь под подозрение попадут унитарность $S$-матрицы и $CPT$-теорема.

а) Нарушение $CPT$-инвариантности[29]. Хорошо известно, что есть два источника мнимостей в матричных элементах процессов. Во-первых, это наличие реальных промежуточных состояний, дающих отличную от нуля абсорбтивную часть. Во-вторых, нарушение $T$-инвариантности. До сих пор, обсуждая мнимую часть матричного элемента $K_2\bar{\mu}\gamma_5\mu$, мы рассматривали первую возможность — различные реальные промежуточные состояния: $2\gamma$, $3\pi$, $2\pi\gamma$, $\lambda\bar{\lambda}$, $\chi\gamma$ и т. д.

Рассмотрим теперь вторую возможность — нарушение $T$-инвариантности. Предположим, что в амплитуде $K_2\bar{\mu}\gamma_5\mu$ имеется мнимая часть, обусловленная $T$-неинвариантным взаимодействием с безразмерной константой $\sim 10^{-12}$, которая частично компенсирует мнимую часть, обусловленную реальным промежуточным состоянием $2\gamma$. Поскольку $CP$-четности $K_2$-мезона и пары мюонов в состоянии $^1S_0$ одинаковы, в амплитуде $K_2\bar{\mu}\gamma_5\mu$ $CP$-четность сохраняется. Отсюда следует, что нарушение $T$-инвариантности означает в данном случае нарушение $CPT$-инвариантности

$$CP = +1, \quad T = -1, \quad CPT = -1. \tag{17}$$

Если нарушение $CPT$-инвариантности удовлетворяет условиям (17), то обнаружить его в других эффектах очень сложно. (Это может быть не так, если взаимодействие заодно нарушает еще какие-то правила отбора, например $\Delta S < 2$, сохранение мюонного заряда и т. д.). Если, однако, имеется также нарушение $CPT$-инвариантности с правилами отбора

$$CP = -1, \quad T = +1, \quad CPT = -1, \tag{18}$$

то должны возникнуть отличные от нуля разности времен жизни частиц и античастиц и масс частиц и античастиц. Что касается масс, то из той точности, с которой на опыте проверен так называемый *треугольник Ву — Янга*, следует, что

$$(m_{K^0} - m_{\bar{K}^0})/m_K \leqslant 10^{-18}.$$

Это исключает универсальное нарушение $CPT$-инвариантности с правилами отбора (18) и безразмерной константой $\sim 10^{-12}$, поскольку $P$-четное взаимодействие с $\Delta S = 0$ и такой константой дало бы

$$(m_{K^0} - m_{\bar{K}^0})/m_K \sim 10^{-12}. \tag{19}$$

Что касается различий во временах жизни, то они ожидаются при этом на уровне $10^{-4}$ — $10^{-5}$, что примерно на один-два порядка меньше, чем сегодняшний верхний предел. Поскольку можно считать доказанным существование $CP$-неинвариантного взаимодействия, ответственного за распад $K_L \to 2\pi$ с правилами отбора

$$CP = -1, \quad T = -1, \quad CPT = +1, \tag{20}$$

то взаимодействие с правилами отбора (17) в сочетании с взаимодействием с правилами отбора (20) должно приводить к процессам с правилами отбора (18). Правда, безразмерная константа, характеризующая эти процессы, будет при этом существенно меньше $10^{-12}$. Величина этой константы будет различной в различных моделях нарушения $CP$ и $CPT$ с правилами отбора (20) и (17). Так, например, если за нарушение $CP$ ответственно сверхслабое взаимодействие с безразмерной константой $\sim 10^{-16}$, то безразмерная константа, характеризующая амплитуды с правилами отбора (18), будет порядка $10^{-28}$. Она будет порядка $10^{-21}$, если $CP$ нарушается в миллислабом взаимодействии с константой порядка $10^{-9}$. По-видимому, наиболее доступные для эксперимента $CPT$-нечетные эффекты были бы в этом случае в системе нейтральных $K$-мезонов из-за известного механизма усиления, связанного с близостью масс $K_L$- и $K_S$-мезонов. Этот вопрос нуждается в дальнейшем теоретическом анализе.

Если вернуться к амплитудам первого порядка по $CPT$- и $T$-нечетному взаимодействию с правилами отбора (17) (без поправок за счет $CP$- и $T$-нечетного взаимодействия), то следует подчеркнуть, что такое взаимодействие приводит к появлению в амплитудах дополнительного фазового множителя (одинакового в распаде частицы и античастицы), который не связан с реальными промежуточными состояниями и не определяется условием унитарности. Такое взаимодействие не приводит к различию амплитуд распада частицы и античастицы. Поэтому его поиски очень трудны. В случае распада $K_L \to 2\mu$, чтобы доказать, что за наблюдаемую аномалию ответственно именно нарушение $CPT$-инвариантности, надо экспериментально «закрыть» все другие возможные объяснения. Если $CPT$-неинвариантное взаимодействие содержит псевдоскалярные токи, то оно могло бы проявиться в распаде $K_L \to 2e$ на уже достигнутом уровне точности. Однако если это взаимодействие содержит не псевдоскалярные токи, а аксиальные, то потребуется повышение чувствительности эксперимента по поискам $K_L \to 2e$ на 4—5 порядков.

Нарушение $CPT$-инвариантности рассматривалось нами выше в рамках формализма $S$-матрицы чисто феноменологически. В квантовой теории поля нарушение $CPT$-инвариантности возможно лишь в том случае, если нарушаются такие фундаментальные принципы, как причинность, лоренц-инвариантность, положительность энергии. Вопрос о том, можно ли согласовать эти принципы с нарушением $CPT$-инвариантности в рамках формализма $S$-матрицы, остается в настоящее время открытым.

б) Унитарность $S$-матрицы? Как известно, условие унитарности $S$-матрицы

$$S^{+}_{ik}S_{km} = \delta_{im} \tag{21}$$

представляет собой компактное математическое выражение двух физических принципов: сохранения вероятности и принципа суперпозиции. Сохранение вероятности означает, что сумма вероятностей всех переходов из данного начального состояния во все возможные конечные равна единице. Сохранение вероятности описывается диагональными членами равенства (21), для которых $i = m$:

$$\sum_k S_{ik}S^{*}_{ik} = 1. \tag{22}$$

Недиагональные члены равенства (21) имеют вид

$$\sum_k S_{ik}S^{*}_{mk} = 0, \qquad i \neq m, \tag{23}$$

и выражают принцип суперпозиции *).

*) Мы благодарны И. Ю. Кобзареву, обратившему наше внимание на то, что соотношение (6), понимаемое как соотношение между экспериментальными величинами, может нарушаться в теориях, где не выполняется принцип суперпозиции.

Следует отметить, что непосредственное применение соотношения унитарности к распаду $K$-мезона (переход от соотношения (22) к соотношению (6)) нуждается в специальных оговорках. Дело в том, что $S$-матрица связывает между собой стабильные состояния, а $K$-мезон нестабилен. Поэтому соотношение (6), строго говоря, является не точным, а приближенным. Однако поправки к нему пренебрежимо малы, так как они наверняка меньше [30] $\Gamma_{K_L}/m_K$.

Каким образом унитарность $S$-матрицы в сочетании с $CPT$-инвариантностью приводит к теоретическому пределу для вероятности распада $K_L \to 2\mu$, обсуждалось в начале данного обзора. Как это ограничение может измениться, если отказаться от $CPT$-инвариантности, мы только что видели. К сожалению, нарушение унитарности $S$-матрицы мы не можем обсудить даже на таком феноменологическом уровне, как нарушение $CPT$, так как в этом случае надо менять сам аппарат $S$-матрицы.

Вопрос о необходимости экспериментальной проверки унитарности $S$-матрицы и принципа суперпозиции в связи с открытием нарушения $CP$-инвариантности обсуждался в литературе [31].

По-видимому, наилучшим способом проверки соотношения унитарности является сравнение с опытом известного соотношения Белла — Штейнбергера [32], представляющего собой развернутую запись соотношения (23) в случае $K_{L,S}$-мезонов:

$$[2i(m_L - m_S) + \Gamma_S + \Gamma_L](2\Gamma_S)^{-1}\langle K_S | K_L\rangle = \sum_i B_i \eta_i, \tag{24}$$

где $m_{L,S}$ — массы $K_{L,S}$-мезонов, $B_i = \Gamma(K_S \to i)/\Gamma_S$, $\eta_i = T^i_{K_L}/T^i_{K_S}$; здесь $i = \pi^+\pi^-$, $\pi^0\pi^0$, $\pi e\nu$, $\pi\mu\nu$, $\pi^+\pi^-\pi^0$, $3\pi^0$, $2\pi\gamma$ и т. д. Как известно, все величины, входящие в соотношение (24), можно измерить на опыте. Заметим, в частности, что было бы желательно измерить $\Gamma(K_S \to 3\pi^0)$ или получить хорошее ограничение на эту величину.

Представляет также интерес проверка условия унитарности в других распадах: $\beta$-распаде нейтрона, $K_{\mu 3}$-распаде, нелептонных распадах гиперонов и т. д. Точность измерения фаз в этих процессах лежит в пределах 1—10°. По-видимому, это можно рассматривать как экспериментальное доказательство того, что по крайней мере с такой точностью унитарность $S$-матрицы в этих процессах имеет место.

в) Другие принципы. Мы не видим сегодня серьезных оснований для того, чтобы в связи с $K_L \to 2\mu$ поставить под сомнение другие принципы современной физики и, в частности, такие, как лоренц-инвариантность, сохранение углового момента, сохранение энергии и импульса, хотя точность, с которой эти принципы проверены в области высоких энергий, невелика. По нашему мнению, эти фундаментальные принципы лучше было бы проверить поточней вне всякой связи с проблемой $K_L \to 2\mu$.

Такая точка зрения, однако, не является общепринятой. Так, например, согласно гипотезе Б. А. Арбузова, несохранение импульса является специфическим свойством именно распада $K_L \to 2\mu$. При этом мюоны от распада $K_L \to 2\mu$ имеют не те импульсы, которые у них должны быть при обычной кинематике, и потому не обнаруживаются в эксперименте [2].

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние 20 лет $K$-мезоны несомненно внесли в наше понимание законов микромира больше, чем любая другая из известных элементарных частиц: открытие $K$-мезонов сыграло важную роль во введении квантового числа странности; исследование распадов $K$-мезонов привело к открытию нарушения $C$-, $P$- и $CP$-инвариантности.

Все эти годы мюоны оставались одной из наиболее глубоких загадок. Можно даже сказать, что они становились все более глубокой загадкой. Мы очень много узнали о них за эти годы, но вопрос «почему мюон тяжелей электрона?» по-прежнему не имеет ответа. Если эксперименты [2,3] правильны, то они, возможно, являются каонным ключом к тайне мюона. В этом случае очень вероятно, что 70-е годы принесут нам разгадку этой тайны.

Краткий обзор, приведенный выше, показывает, что нам недостает экспериментальных фактов, чтобы исключить целый ряд более или менее правдоподобных аномалий в той части физики элементарных частиц, которая считается обычно хорошо изученной.

Приведем здесь краткий перечень опытов, которые обсуждались в связи с проблемой $K_L \to 2\mu$.

1) Продолжение поисков распада $K_L \to 2\mu$ и измерение вероятности распада $K_S \to 2\gamma$ в нескольких независимых опытах.

2) Поиски распадов $K_S \to 2\mu$ с точностью до $10^{-7}$ и измерение вероятности распада $K_S \to 2\gamma$.

3) Поиски аномальных взаимодействий мюонов (упругое и неупругое рассеяние мюонов нуклонами, рождение мюонных пар в адронных и фотонных столкновениях, $g$ — 2, $\mu$-мезоатомы).

4) Поиски новых легких частиц в распадах $K_L$-мезонов (по фотонным распадам, по балансу родившихся и распавшихся $K_L$-мезонов, поиски аномальных событий в нейтринных опытах, поиски распада $K_L \to 2\mu$ в различных условиях, в частности после регенератора).

5) Проверка $CPT$-инвариантности, в частности, сравнение времен жизни и парциальных ширин частиц и античастиц на уровне $\sim 10^{-5}$.

6) Тщательная количественная проверка соотношения Белла — Штейнбергера, основанного на унитарности $S$-матрицы, измерение так называемых *$T$-нечетных корреляций* в распаде $K_{\mu 3}$, $\beta$-распаде нейтрона и распадах гиперонов.

7) Проверка основных законов сохранения (энергии, импульса, углового момента, лоренц-инвариантности).

Выше мы попытались проанализировать, насколько серьезной является проблема $K_L \to 2\mu$ и насколько предлагаемые решения этой проблемы противоречат имеющимся экспериментальным данным. Однако при оценке различных гипотез критерием является не только отсутствие противоречия с опытом, но и красота этих гипотез. Почти все обсуждаемые в этом обзоре возможности объяснения проблемы $K_L \to 2\mu$ кажутся сегодня искусственными и некрасивыми. С этой точки зрения естественно было бы ожидать, что экспериментальные данные либо по $K_L \to 2\mu$, либо по $K_L \to 2\gamma$, либо по обоим распадам изменятся и придут в согласие с теорией. Было бы, однако, гораздо более интересно, если бы экспериментальные данные не изменились и пришлось изменить основы теории. При этом, как уже не раз было в прошлом, изменились бы и критерии красоты.

Мы благодарны Е. Б. Богомольному, Г. В. Григоряну, Н. Н. Николаеву, М. В. Терентьеву, М. А. Шифману и М. Ж. Шматикову, совместные работы с которыми помогли прояснить нам целый ряд вопросов. Мы благодарны также В. Б. Берестецкому, Б. Л. Иоффе, И. Ю. Кобзареву, М. С. Маринову, С. Г. Матиняну, Б. М. Понтекорво, И. В. Чувило, И. С. Шапиро и Е. П. Шабалину, прочитавшим рукопись обзора, за полезные замечания.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

## 1. ВКЛАД ДВУХФОТОННОГО СОСТОЯНИЯ В АБСОРБТИВНУЮ ЧАСТЬ АМПЛИТУДЫ $K_2 \to 2\mu$-РАСПАДА

Вклад двухфотонного состояния в Abs $T_2^\mu$ определяется графиком рис. 1 и может быть символически записан в виде

$$\mathrm{Abs}\, T_2^\mu = \frac{1}{2} \int d\tau \sum_{e_1 e_2} T_2^\gamma (T_\mu^\gamma)^*, \tag{1.1}$$

где

$$d\tau = (2!)^{-1} [d^3k_1/(2\pi)^3\, 2\omega_1)]\, [d^3k_2/(2\pi)^3\, 2\omega_2]\, (2\pi)^4\, \delta^{(4)}\, (\mathcal{P} - k_1 - k_2)$$

— фазовый объем двух $\gamma$-квантов; сумма берется по поляризациям $(e_i)$; $\mathcal{P}$ — импульс $K$-мезона.

Амплитуда перехода $2\gamma$ — $2\mu$ описывается квантовой электродинамикой и равна

$$T_\mu^\gamma = e^2 \bar{\mu}_1 \{\hat{e}_1 [(\hat{p}_1 - \hat{k}_1 + m_\mu)/2p_1k_1]\, \hat{e}_2 + \hat{e}_2 [(\hat{p}_1 - \hat{k}_2 + m_\mu)/2p_1k_2]\, \hat{e}_1\}\, \mu_2, \tag{1.2}$$

где $p_1$ и $p_2$ — импульсы $\mu^-$ и $\mu^+$ соответственно.

Амплитуды $T_2^\mu$ и $T_2^\gamma$ теоретически неизвестны, и мы параметризуем их самым общим образом, причем не будем предполагать сохранение $CP$-инвариантности.

Пара $\mu^+\mu^-$, образующаяся при распаде $K_2^0$-мезона, может в силу сохранения углового момента быть в ${}^1S_0$- или ${}^3P_0$-состоянии. Так как $CP$-четность системы фермион — антифермион равна $(-1)^{S+1}$, где $S$ — полный спин пары, то при распаде в состояние ${}^1S_0$ $CP$ сохраняется ($CP\,(\bar{\mu}\gamma_5\mu) = -1$), а при распаде в ${}^3P_0$ — нарушается ($CP\,(\bar{\mu}\mu) = +1$). В силу сказанного амплитуда $T_2^\mu$ может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$T_2^\mu = \varphi_{K_2} \bar{\mu}_1 (\tilde{T}_2^{\mu-} \gamma_5 + iv^{-1} \tilde{T}_2^{\mu+})\, \mu_2, \tag{1.3}$$

где $v = 0{,}9$ — скорость мюона в системе покоя $K$-мезона, а индексы «$\pm$» указывают на $CP$-четность пары $(\mu^+\mu^-)$. Множитель $i$ выделен для того, чтобы абсорбтивная часть выражалась через $\mathrm{Im}\, T_2^{\mu\pm}$, или, другими словами, для того, чтобы при отсутствии реальных промежуточных состояний (т. е. в случае, если бы распад $K_L \to 2\gamma$ был запрещен) величины $\tilde{T}_2^{\mu\pm}$ были действительны. Это утверждение легко понять, если учесть, что при отсутствии реальных промежуточных состояний амплитуду распада можно рассматривать как матричный элемент некоторого эффективного лагранжиана, который должен быть эрмитов. Утверждение о действительности $\tilde{T}_2^{\mu\pm}$ следует в этом случае из того, что величины $\varphi_{K_2}$, $\bar{\mu}\gamma^5\mu$ и $i\bar{\mu}\mu$ антиэрмитовы.

Амплитуду $K_2 \to 2\gamma$ можно аналогично записать в виде

$$T_2^\gamma = i\varphi_{K_2} [\tilde{T}_2^{\gamma-} ((k_1k_2)(e_1e_2) - (k_1e_2)(k_2e_1)) + \tilde{T}_2^{\gamma+} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} e_{1\alpha} e_{2\beta} k_{1\gamma} k_{2\delta}]. \tag{1.4}$$

Первое слагаемое в выражении (1.4) отвечает распаду с сохранением $CP$, второе — с нарушением $CP$.

Амплитуды $\tilde{T}$ следующим образом связаны с вероятностью распада:

$$\Gamma (K_2 \to 2\mu) = (m_K v/8\pi)\, [|\tilde{T}_2^{\mu-}|^2 + |\tilde{T}_2^{\mu+}|^2], \tag{1.5}$$

$$\Gamma (K_2 \to 2\gamma) = (m_K/64\pi)\, [|\tilde{T}_2^{\gamma-}|^2 + |\tilde{T}_2^{\gamma+}|^2]. \tag{1.6}$$

Подставляя равенства (1.2), (1.3), (1.4) в (1.1), получим следующее соотношение, определяющее мнимые части величин $\tilde{T}_2^{\mu\pm}$:

$$\bar{\mu}_1 [\mathrm{Im}\, \tilde{T}_2^{\mu-} \gamma_5 + iv^{-1}\, \mathrm{Im}\, \tilde{T}_2^{\mu+}]\, \mu_2 =$$

$$= ie^2 \int d\tau\, [\tilde{T}_2^{\gamma-} (g_{\alpha\beta} k_1k_2 - k_{2\alpha} k_{1\beta}) + \tilde{T}_2^{\gamma+} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k_{1\gamma} k_{2\delta}]\, \bar{\mu}_1 \gamma_\alpha\, [(\hat{p}_1 - \hat{k}_1 + m_\mu)/2p_1k_1]\, \gamma_\beta \mu_2. \tag{1.7}$$

Отметим, что оба слагаемых в выражении (1.2) дают одинаковый вклад в $\mathrm{Im}\, \tilde{T}_2^{\mu\pm}$.

Если теперь воспользоваться соотношениями

$$\bar{\mu}_1 \gamma_\alpha\, (\hat{p}_1 - \hat{k}_1 + m_\mu)\, \gamma_\beta \mu_2 = \bar{\mu}_1\, (2p_{1\alpha} - \gamma_\alpha \hat{k}_1)\, \gamma_\beta \mu_2, \tag{1.8}$$

$$\gamma_\alpha \hat{k}_1 \gamma_\beta\, \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} k_{1\gamma} k_{2\delta} = 2i\, (k_1k_2)\, \gamma_5 \hat{k}_1$$

и учесть, что член $\sim p_{1\alpha}$ в равенстве (1.8) обращается в нуль при интегрировании по $d\tau$, то равенство (1.7) сводится к следующим двум:

$$\operatorname{Im} \widetilde{T}_2^{\mu-} \bar{\mu}_1 \gamma_5 \mu_2 = (e^2/2)\, m_K^2 \widetilde{T}_2^{\gamma-} \int d\tau\, (p_1 k_1)^{-1} \bar{\mu}_1 \gamma_5 \hat{k}_1 \mu_2, \tag{1.9}$$

$$\operatorname{Im} \widetilde{T}_2^{\mu+} \bar{\mu}_1 \mu_2 = (v/2)\, e^2 \widetilde{T}_2^{\gamma+} \int d\tau\, (p_1 k_1)^{-1} \bar{\mu}_1 (m_\mu m_K^2 + 2 p_1 k_1 \hat{k}_1)\, \mu_2. \tag{1.10}$$

Интегрирование в равенствах (1.9), (1.10) выполняется тривиально, и окончательно получим

$$\operatorname{Im} \widetilde{T}_2^{\mu-} / \widetilde{T}_2^{\gamma-} = v^{-1} (\operatorname{Im} \widetilde{T}_2^{\mu+} / \widetilde{T}_2^{\gamma+}) = (\alpha m_\mu / 4 m_K)\, v^{-1} \ln [(1+v)/(1-v)]. \tag{1.11}$$

При выводе этого результата неявно предполагалось, что $\operatorname{Im} \widetilde{T}_2^{\gamma} = 0$. Рассмотрение условия унитарности для распада $K \to 2\gamma$ показывает, что это действительно так, если не существует аномально сильных взаимодействий $(3\pi \,|\, 2\gamma)$ и $(2\pi \,|\, 2\gamma)$.

Подставляя равенства (1.11) в (1.5) и пользуясь соотношением (1.6), получим ограничение снизу на вероятность распада $K_2 \to \mu^+\mu^-$ (формулы (7) и (8)).

## 2. УСЛОВИЕ УНИТАРНОСТИ ДЛЯ РАСПАДОВ $K_L$-МЕЗОНА

Согласно аргументам, приведенным в п. а) гл. 2, условие унитарности непосредственно позволяет вычислить мнимую часть только для переходов между состояниями с определенной $CP$ (или $C$)-четностью. Поэтому рассмотрим сначала амплитуды переходов $K_{1,2} \to 2\mu$:

$$T(K_1 \to 2\mu) = T_1^{\mu+} + i T_1^{\mu-}, \qquad T(K_2 \to 2\mu) = T_2^{\mu-} + i T_2^{\mu+};$$

здесь индексы «$\pm$» указывают на $CP$-четность пары $\bar{\mu}\mu$. Условие унитарности для этих амплитуд принимает вид

$$\operatorname{Im} T_1^{\mu\pm} = (1/2) \sum_n \int d\tau_n\, [T_1^{n\pm} (T_{\mu\pm}^{n\pm})^* \mp T_1^{n\mp} (T_{\mu\pm}^{n\mp})^*], \tag{2.1}$$

$$\operatorname{Im} T_2^{\mu\pm} = (1/2) \sum_n \int d\tau_n\, [T_2^{n\pm} (T_{\mu\pm}^{n\pm})^* \pm T_2^{n\mp} (T_{\mu\pm}^{n\mp})^*]; \tag{2.2}$$

здесь $T_{\mu\pm}^{n\pm}$ — амплитуда перехода $(\bar{\mu}\mu) \pm \to n \pm$ с сохранением $CP$, а $T_{\mu\pm}^{n\mp}$ — амплитуда перехода $(\bar{\mu}\mu) \pm \to n\mp$ с нарушением $CP$.

Если теперь учесть, что $K_2 = K_L - \varepsilon K_1$, то

$$T_2^{n-} = T_L^{n-} - i\varepsilon T_1^{n-}, \tag{2.3}$$

$$T_2^{n+} = T_L^{n+} + i\varepsilon T_1^{n+}. \tag{2.4}$$

Подставляя (2.3) и (2.4) в соотношение (2.2), получим

$$\operatorname{Im} T_L^{\mu\pm} \pm \operatorname{Re} (\varepsilon T_1^{\mu\pm}) = \frac{1}{2} \sum_n \int d\tau_n\, \{T_L^{n\pm} (T_{\mu\pm}^{n\pm})^* \pm T_L^{n\mp} (T_{\mu\pm}^{n\mp})^* \pm$$
$$\pm i\varepsilon\, [T_1^{n\pm} (T_{\mu\pm}^{n\pm})^* \mp T_1^{n\mp} (T_{\mu\pm}^{n\mp})^*]\}. \tag{2.5}$$

Последние два слагаемых в равенстве (2.5) в силу соотношения (2.1) равны $\pm i\varepsilon \operatorname{Im} T_1^{\mu\pm}$. Используя это, получим окончательно

$$\operatorname{Im} T_L^{\mu\pm} = (1/2) \sum_n \int d\tau_n\, [T_L^{n\pm} (T_{\mu\pm}^{n\pm})^* \pm T_L^{n\mp} (T_{\mu\pm}^{n\mp})^*] \mp (\operatorname{Re} \varepsilon)\, (T_S^{\mu\pm})^*$$

(здесь мы заменили $\varepsilon T_1$ на $\varepsilon T_S$). Это соотношение выражает мнимую часть амплитуды распада $K_L \to 2\mu$ через амплитуды физических процессов и является основой теоретического анализа.

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА


1. Particle Data Group, Phys. Lett. **B39**, 1 (1972).
2. A. R. Clark et al., Phys. Rev. Lett. **26**, 1661 (1971).
3. *а*) L. Criegee et al., ibid. **17**, 15 (1966), см. также: J. Todoroff, Ph. D. Thesis (Univ. of Illinois, 1967); M. Banner et al., Phys. Rev. Lett. **21**, 1109 (1968); Phys. Rev. **188**, 2033 (1969); J. Pilcher, Ph. D. Thesis, Elementary Particle. Princeton University Report No. 49, 1968; J. E. Enstrom, Ph. D. Thesis, SLAC Report No. 125, 1970; R. Arnold et al., Phys. Lett. **B28**, 56 (1968); *б*) J. P. Repellin et al., ibid. **B36**, 603 (1971); *в*) V. V. Barmin et al., ibid. **B35**, 604 (1971).
4. L. M. Sehgal, Phys. Rev. **183**, 1511 (1969); C. Quigg, J. D. Jackson, UCRL Report 18487.
5. L. Wolfenstein, Proc. of the Rochester Meeting of APS/DPF, ed. by A. C. Mellisinos and P. F. Slattery, N.Y., American Institute of Physics, 1971, p. 204; R. J. Oakes, ibid., p. 181.
6. B. R. Martin, E. de Rafael, J. Smith, Phys. Rev. **D2**, 179 (1970); errat. **D3**, 272 (1971).
7. А. Д. Долгов, М. А. Шифман, М. Ж. Шматиков, ЯФ **16**, 149 (1972).
8. M. K. Gaillard, Phys. Lett. **B35**, 431 (1971).
9. М. В. Терентьев, Письма ЖЭТФ **14**, 140 (1971).
10. S. L. Adler, G. R. Farrar, S. B. Treiman, Phys. Rev. **D5**, 770 (1972).
11. Б. Л. Иоффе, Е. П. Шабалин, ЯФ **6**, 828 (1967).
12. N. Christ, T. D. Lee, Phys. Rev. **D4**, 209 (1971).
13. H. H. Chen, S. Y. Lee, ibid., p. 903.
14. G. V. Dass, L. Wolfenstein, Phys. Lett. **B38**, 435 (1972).

15*а*). Э. М. Липманов, ЖЭТФ **53**, 254 (1967); *б*) R. E. Marshak et al., Nucl. Phys. **B11**, 253 (1969).

16. *а*) А. Д. Долгов, В. И. Захаров, Л. Б. Окунь, Письма ЖЭТФ **15**, 434 (1972); *б*) S. Barshay, Phys. Lett. **B36**, 571 (1971); *в*) **B37**, 397 (1971).
17. M. K. Gaillard, Phys. Lett. **B36**, 114 (1971).
18. Е. Б. Богомольный и др., ЯФ **16**, 129 (1972).
19. B. R. Martin et al., Phys. Rev. **D4**, 913 (1971).
20. М. А. Шифман, М. Ж. Шматиков, ЯФ 16, 143 (1972).
21. Г. В. Григорян, Н. Н. Николаев, Л. Б. Окунь, ЯФ 15, 995 (1971).
22. L. M. Sehgal, Phys. Rev. **D5**, 744 (1972).
23. Г. В. Григорян, и др., Nucl. Phys. **B42**, (1972).
24. W. Alles, J. C. Pati, CERN Preprint TH-1429.
25. *а*) В. В. Бармин и др., ЯФ 15, 1149 (1972); *б*) А. Д. Долгов и др., ЯФ **16**, № 2 (1972).
26. R. C. Thatcher et al., Phys. Rev. **174**, 1674 (1968).
27. J. Cronin et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 25 (1967).
28. N. N. Nikolaev, Phys. Lett. **B39**, 263 (1972).
29. E. B. Bogomolny et al. ibid. **B38**, 45 (1972); Е. Б. Богомольный и др., ЯФ **15**, 985 (1972).
30. М. В. Терентьев, ЯФ **11**, 1099 (1970).
31. B. Laurent, M. Roos, Phys. Lett. **B13**, 269 (1964); **B15**, 104 (1965); Nuovo Cimento 40, 788 (1965); H. Feissner et al., Preprint PITHA-44 (1971); C. Alff-Steinberger et al., Phys. Lett. **21**, 595 (1966).
32. J. S. Bell, J. Steinberger, Proc. of the Intern. Conference on Elementary Particles (Oxford, 1965), Oxford, 1965, p. 193; G. C. Wick, Phys. Lett. **B30**, 126 (1969).