

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Что может дать дальнейшее изучение нарушения CP- и T-симметрии и проверка CPT-инвариантности

Е.П. Шабалин

Обсуждаются особенности различных моделей нарушения CP- и T-инвариантностей, позволяющие экспериментально выяснить, какие из этих моделей реализуются в природе. Так, наблюдение электрических дипольных моментов нейтрона и электрона с величинами, близкими к существующим пределам или всего лишь на один-два порядка меньшими, означало бы, что, кроме фазы Кобаяши – Маскавы, в Стандартной модели существуют другие источники CP-нарушения. Что же касается CPT-инвариантности, предсказывающей, в частности, равенство масс частицы и ее античастицы, то наилучшей ее проверкой считается результат, согласно которому отношение разности масс K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов к их сумме меньше 10^{-18} . Крайняя малость этого отношения, однако, не означает, что параметры возможного CPT-нарушения в распадах системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов также весьма малы. Из существующих данных лишь следует, что эти параметры не должны превышать 30 % от известного параметра η_{+-} CP-нарушения. Указаны другие возможные опыты по прецизионной проверке CPT-инвариантности.

PACS numbers: 11.30.Fr, 12.15.Hh, 12.60.-i

Содержание

1. Введение (951).
2. Нарушение CP- и T-инвариантностей в Стандартной модели (953).
2.1. CP-эффекты в распадах системы $\{K^0, \bar{K}^0\} \rightarrow 2\pi$. 2.2. Предсказание СМ для CP-эффектов в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$. 2.3. Предсказание СМ для редких распадов K-мезонов. 2.4. Нарушение CP-инвариантности в распадах гиперонов. 2.5. CP-эффекты в распадах системы $\{D, \bar{D}\}$ -мезонов. 2.6. Нарушение CP-инвариантности в распадах системы $\{B^0, \bar{B}^0\}$ -мезонов. 2.7. Поиски нарушения T-инвариантности в процессах с изменением странности. 2.8. T- и CP-эффекты в процессах с сохранением аромата.
3. Нарушение CP- и T-инвариантностей в теории с расширенным сектором хиггсовских полей (962).
3.1. Отношение ϵ'/ϵ в теории с дополнительным механизмом CP-нарушения Вайнберга. 3.2. CP-эффекты в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$. 3.3. Влияние CP-нарушения в хиггсовском секторе на распад $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$. 3.4. ЭДМ нейтрона в модели Вайнберга. 3.5. ЭДМ элементарных частиц в теории с двумя дублетами. 3.6. Распады $\eta, \eta' \rightarrow 2\pi$ в модели Вайнберга.
4. CP-нечетные эффекты в суперсимметричной теории (967).
5. Другие модели нарушения CP- и T-инвариантностей (968).

6. Что известно о CPT-инвариантности (968).
 7. Задачи и возможности дальнейшего исследования CP-нарушения на ускорителях (971).
7.1. Отношение ϵ'/ϵ . 7.2. $K^\pm \rightarrow 3\pi$. 7.3. $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$. 7.4. $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$. 7.5. $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. 7.6. T-неинвариантность в K-распадах. 7.7. CP-нарушение в гиперонах. 7.8. CP-нарушение в D-мезонах. 7.9. CP-нарушение в B-мезонах.
 8. Заключение (972).
- Список литературы (973).

1. Введение

Мир элементарных частиц описывается релятивистской квантовой теорией поля, которая оперирует с плотностью лагранжиана, содержащего локальное взаимодействие и инвариантного относительно лоренцевских вращений. Локальность означает, что плотность лагранжиана содержит лишь операторы полей и их производные конечного порядка. Предполагается также, что поля с целыми спинами удовлетворяют обычным коммутационным соотношениям, а поля с полуцелыми спинами — антикоммутационным соотношениям.

Такая теория оказывается CPT-инвариантной, т.е. инвариантной относительно произведения C-, P- и T-преобразований [1, 2], где C является оператором зарядового сопряжения, P — оператором отражения пространства и T — оператором обращения времени.

Под действием оператора C частицы преобразуются в античастицы, а C-четность нейтральных полей с целым спином определяется C-четностью состояний, в которые

Е.П. Шабалин. Институт теоретической и экспериментальной физики, 117218 Москва, Б. Черемушкинская ул. 25, Российская Федерация
Тел. (0-95) 123-02-92. Факс (095) 883-96-01
E-mail: shabalin@vitep5.itep.ru

Статья поступила 13 февраля 2001 г.,
после доработки 29 марта 2001 г.

они могут переходить в результате взаимодействий, сохраняющих С-четность. То обстоятельство, что фотон может переходить в систему фермион–антифермион с отрицательной зарядовой четностью, означает С-нечетность фотона. А π^0 -мезон, распадающийся на два фотона, оказывается С-четным объектом.

Под действием оператора Р пространственные координаты полей меняют знак, импульс, электрическое поле и псевдоскалярное поле меняют знак, а энергия, магнитное поле, спин и скалярное поле знака не меняют.

Оператор Т заменяет время t на $-t$ и обращает ход процесса на обратный, так что начальные и конечные частицы меняются местами.

Исторически, теория элементарных частиц долгое время строилась так, чтобы плотность лагранжиана любых взаимодействий была инвариантна относительно С-, Р- и Т-преобразований по отдельности. В сильных и электромагнитных взаимодействиях существование такой инвариантности подтверждалось экспериментально. Оставалось исследовать ситуацию в слабых взаимодействиях.

Несмотря на то что вопрос, является ли Р-инвариантность строгой симметрией, рассматривался еще в 1952 г. Мишелем [3], серьезные сомнения в том, что Р-четность сохраняется и в слабых взаимодействиях, возникли в связи с наблюдением распадов нейтральных К-мезонов в 2π - и 3π -состояния, различающиеся Р-четностью. Они прозвучали в выступлении Фейнмана на 6-й Рочестерской конференции в 1956 г. [4], повторившего заданный ему Блоком вопрос, не являются ли θ - и τ -частицы различными по четности состояниями одной и той же частицы, не имеющей определенной четности, т.е. четность не сохраняется¹. Вслед за этим возможные последствия нарушения Р-инвариантности в слабых взаимодействиях были проанализированы Ли и Янгом [5], и вскоре предложенный ими и осуществленный Ву и соавторами [6] эксперимент подтвердил несохранение Р-инвариантности в β -распаде поляризованных ядер ^{60}Co . Оказалось, что число электронов, вылетающих вдоль и против направления спина ядра, различно, а это означало наличие в выражении для вероятности распада Р-нечетного слагаемого σ_{P} .

Весьма важным для понимания ситуации с дискретными симметриями явилось замечание [7], что в случае сохранения С-инвариантности подобная корреляция невозможна. В [7] был сделан вывод о том, что нарушение Р-четности сопровождается нарушением С-четности. Позднее более подробно этот вопрос был проанализирован в [8] (см. также Нобелевские лекции [9, 10], посвященные открытию в дальнейшем нарушения СР-инвариантности).

Дальнейшие экспериментальные исследования подтвердили, что Р-четность не сохраняется в цепочке распадов $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ [11] и в распадах гиперонов [12]. При этом корреляции в распаде $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ указывали на то, что не сохраняется пространственная и зарядовая четности, но сохраняется временная четность.

Пытаясь спасти симметрию микромира хотя бы в урезанном виде, Ландау [13] предложил гипотезу об инвариантности взаимодействия элементарных частиц

относительно комбинированной инверсии — произведения С- и Р-преобразований. В сформулированной в тот же период $V-A$ -теории слабого взаимодействия [14] Р- и С-инвариантности нарушались 100%-ным образом, но взаимодействие оставалось СР-инвариантным.

Гипотеза о существовании СР-инвариантности продержалась, однако, не слишком долго. В 1964 г. было обнаружено [15], что и СР-симметрия является лишь приближенной. Рождающиеся нейтральные К-мезоны являются суперпозициями различных по СР-четности состояний [16]:

$$K_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0), \quad K_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0), \quad (1)$$

где $\bar{K}^0 = \text{CP}(K^0)$. Первое из них (K_1) может распадаться в СР-четную систему 2π , а второе (K_2) — в СР-нечетную систему 3π . Из-за существенно меньшего фазового объема 3π -системы K_2 -мезон оказывается долгоживущим состоянием, и вдали от точки рождения K^0 ($\bar{K}^0$)-мезонов должны были бы наблюдаться лишь распады в 3π -состояния. Обнаруженная в этом месте примесь 2π -распадов могла означать наличие переходов $K_2 \rightarrow K_1$, т.е. нарушение СР-инвариантности.

Поиск запрещенных СР-инвариантностью распадов $K_2^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ велся с 1958 г. [17, 18], но лишь в Дубненском эксперименте [19] общее число распадов K_2^0 -мезонов, а именно 597, было достаточным для обнаружения одного распада в $\pi^+\pi^-$. К сожалению, статистическая флуктуация сыграла так, что в наблюдаемом наборе не оказалось распада в $\pi^+\pi^-$, и открытие СР-нарушения задержалось на два года. История поисков, приведших к открытию нарушения СР-инвариантности, описана в [20].

В опытах с нейтральными К-мезонами СР-нарушение оказалось порядка 0,2 %. Вообще, СР-нарушение в слабых процессах может быть как намного меньше, так и значительно больше СР-нарушения в распадах $K \rightarrow 2\pi$. Так, для редких распадов $K_L \rightarrow \pi^0 1^+ 1^-$, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, а также для некоторых распадов системы $\{B^0, \bar{B}^0\}$ -мезонов современная теория предсказывает СР-нечетные эффекты порядка единицы.

Итак, слабые взаимодействия оказываются неинвариантными относительно С-, Р- и СР-преобразований. Какие выводы следуют относительно Т-инвариантности? Если взаимодействия элементарных частиц инвариантны относительно наиболее фундаментального СРТ-преобразования, то в классе взаимодействий с нарушенной СР-инвариантностью должно иметь место и нарушение Т-инвариантности, такое что при Т-преобразовании компенсируется неинвариантность, возникающая при СР-преобразовании.

Таким образом, в СРТ-инвариантном мире причины, порождающие СР-нечетные эффекты, одновременно служат источником Т-нечетных эффектов. Этими причинами являются комплексность некоторых констант связи и комплексность амплитуд одночастичных переходов в исходной теории. Так, в эффективном лагранжиане СР-нечетных переходов $K_1 \leftrightarrow K_2$

$$L(K_1 \leftrightarrow K_2) = g K_1 K_2^* + g^* K_1^* K_2,$$

где звездочка означает комплексное сопряжение, константа g должна быть мнимой, поскольку в соответствии с (1) K_1 является эрмитовым полем, K_2 — анти-

¹ Я благодарен Л.Б. Окуно, ознакомившему меня с историческими деталями, отраженными в ссылках [3, 4].

эрмитовым полем, а лагранжиан должен быть эрмитовым.

Проблеме нарушения СР-инвариантности уже более 35 лет, и посвященная ей литература весьма обширна. Для ознакомления с большинством теоретических и экспериментальных исследований читатель может воспользоваться статьями, обзорами и монографиями [21–34], во многих из которых обсуждался также вопрос о возможности проверки СРТ-инвариантности. Развитие идей может быть прослежено, в частности, по публикациям в журнале *УФН* [35].

В данном обзоре не ставилась задача обсуждения всех результатов, представленных в литературе по СР- и СРТ-проблемам. Это потребовало бы многократного увеличения объема статьи. Задача автора заключалась в освещении результатов последнего времени и в проведении сравнения предсказаний различных моделей нарушения СР-инвариантности, позволяющих экспериментально проверить реальность тех или иных источников СР-нарушения.

Число обсуждаемых в литературе источников СР-нарушения достаточно велико: 1) комплексность констант связи калибровочных взаимодействий электрослабой теории; 2) "мягкое" (спонтанное) и "жесткое" нарушения СР-симметрии в мультихиггсовском секторе, приводящие результативно к комплексности юкавских констант связи; 3) комплексность констант связи и масс в суперсимметричном обобщении Стандартной модели; 4) сверхслабое взаимодействие, изменяющее странность на две единицы, в сочетании с другими механизмами СР-нарушения; 5) другие, более экзотические источники.

Выяснение, какие из источников СР-нарушения могут дать самосогласованную картину СР-эффектов, позволит понять природу нарушения СР-инвариантности. Самосогласованность подразумевает объяснение в числе прочих такого глобального явления, как космический дисбаланс между материей и антиматерией. Среди условий, необходимых для возникновения барион-антибарионной асимметрии Вселенной (сформулированных Сахаровым [36]; см. также [37–39]), фигурирует нарушение С- и СР-инвариантностей.

Наиболее естественным источником СР-нарушения является рассматриваемый в разделе 2 источник 1), реализуемый в Стандартной модели [40]. Однако чтобы получить наблюдаемое значение барионной асимметрии

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \sim 10^{-9} - 10^{-10},$$

этот источник представляется недостаточным [41, 42] (см. также обзоры [43])². Возможные дополнительные источники СР-нарушения рассматриваются в разделах 3–5.

Что же касается СРТ-симметрии, то в настоящее время нет экспериментальных указаний на ее нарушение. Поскольку, однако, нарушение СРТ-инвариантности означало бы, что какие-то из постулатов квантовой теории поля не вполне адекватны природе, интерес к проверке СРТ-инвариантности не остывал с момента открытия СР-нарушения. Этот интерес был подогрев

последние десятилетия как появлением теории струн, являющихся нелокальными объектами с нелокальным взаимодействием [44, 45], так и разработкой модификации квантовой механики, допускающей эволюцию чистых состояний в смешанные состояния [46, 47]. В последнем случае оценка, основанная на предположении, что нарушение СРТ-инвариантности происходит на масштабах $l_{Pl} = 1/m_{Pl} \sim 10^{-33}$ см, показывает, что СРТ-нарушение могло бы вносить 1%-ный вклад в СР-нарушение в распадах системы³ $\{K^0, \bar{K}^0\} \rightarrow 2\pi$ [48]. Обсуждению ситуации с проверкой СРТ-симметрии посвящен раздел 6.

2. Нарушение СР- и Т-инвариантностей в Стандартной модели

Стандартная модель (СМ) [40] оперирует с плотностью лагранжиана сильного кварк-глюонного взаимодействия в форме

$$L^{\text{strong}} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a + \sum_q \bar{q} \left(i \gamma_\mu \frac{\partial}{\partial x_\mu} + g_s G_\mu^a t^a \gamma_\mu - m_q \right) q, \quad (2)$$

где $G_{\mu\nu}^a$ — антисимметричный тензор напряженности глюонного поля G_μ^a , t^a — генераторы цветовой группы SU(3). Число различных кварков равно шести: $q = u, c, t, d, s, b$.

Ни один из общих принципов, включая перенормируемость теории, не запрещает добавить так называемый θ -член [49]

$$\Delta L = -\theta \frac{g_s^2}{64\pi^2} \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} G_{\mu\nu}^a G_{\alpha\beta}^a. \quad (3)$$

Этот член явным образом СР-нечетен и должен приводить к нарушению СР-инвариантности в процессах с сохранением аромата. Теория не налагает ограничений на значение параметра θ , но из данных об электрическом дипольном моменте нейтрона следует (см. ниже), что $\theta < 3 \times 10^{-10}$.

Использование ограничения на Т-неинвариантную величину (электрический дипольный момент) для ограничения силы СР-нарушения обусловлено совпадением этих ограничений в СРТ-инвариантной теории, каковой, в частности, является СМ. Из-за крайней малости параметра θ эффекты, вызываемые θ -членом в процессах с изменением аромата, пренебрежимо малы. Эффекты θ -члена в процессах с сохранением аромата рассматриваются в разделе 2.8.

Слабые взаимодействия кварков с заряженными W-бозонами описываются лагранжианом

$$L_w = g \bar{U} \gamma_\mu \frac{1 + \gamma_5}{2} V D W_\mu^- + \text{H.c.}, \quad (4)$$

² Такая оценка является оптимистической. Вообще говоря, для СРТ-нечетного параметра Δ , обсуждаемого в разделе 6, из наивных размерных соображений следует, что

$$\Delta \sim \frac{m_K}{m_{K_L} - m_{K_S}} \left(\frac{m_K}{m_{Pl}} \right)^n.$$

Поэтому лишь в случае $n = 1$, когда $\Delta \sim 10^{-5}$, существует надежда обнаружить СРТ-нарушение.

² Впрочем, в [39] высказываются сомнения в окончательности такого вывода.

где

$$\bar{U} = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}), \quad D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

а V есть 3×3 -матрица смешивания ароматов в заряженных токах. Важным обстоятельством с точки зрения СР-нарушения является возможность некоторым элементам этой матрицы быть комплексными числами. Именно, в унитарной $n \times n$ -матрице при $n \geq 3$ разрешено появление ненулевых фаз, общее число которых равно $(n-1)(n-2)/2$.

Первыми на возможность появления фазы в теории с тремя поколениями кварков обратили внимание Кобаяши и Маскава [50], и эта фаза носит их имя. Сама же матрица смешивания ароматов носит название матрицы СКМ (Cabibbo–Kobayashi–Maskawa). В предложенной Кобаяши и Маскавой параметризации СКМ-матрица имеет вид

$$V = \begin{pmatrix} c_1 & -s_1 c_3 & -s_1 s_3 \\ s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 \exp i\delta & c_1 c_2 s_3 + s_2 c_3 \exp i\delta \\ s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 \exp i\delta & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 \exp i\delta \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где $c_i = \cos \theta_i$, $s_i = \sin \theta_i$.

Часто используются и другие формы параметризации, среди которых популярна форма, предложенная Волфенштайном [51] (она подчеркивает иерархию в величине углов, $s_1 \gg s_2 \gg s_3$):

$$V = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\lambda \approx s_1$, а A , ρ , η — действительные числа порядка единицы. Подчеркнем, что предсказываемая физика явлений не зависит от выбора параметризации.

Во взаимодействии кварков с нейтральным Z -бозоном аромат сохраняется и соответствующие константы связи действительны. Помимо векторных мезонов, кварки взаимодействуют с дублетом хиггсовских полей $\Phi = (\Phi^+, \Phi^0)$. При спонтанном нарушении симметрии из четырех действительных полей, образующих этот дублет, три превращаются в продольные компоненты векторных полей W^+ , W^- , Z^0 , которые, в свою очередь, из безмассовых поперечных полей становятся массивными (см., например, [33]). Остаточное нейтральное скалярное поле взаимодействует с фермионами СР-инвариантным образом. Поэтому единственным источником нарушения СР-инвариантности в СМ является комплексность элементов матрицы V .

2.1. СР-эффекты в распадах системы $\{K^0, \bar{K}^0\} \rightarrow 2\pi$

Комплексность некоторых констант взаимодействия $\bar{q}qW$ приводит в распадах нейтральных K -мезонов к СР-нарушению двоякого рода, что видно из диаграмм, представленных на рис. 1. Диаграммы 1а и 1б так называемого "ящичного" типа отвечают переходам с изменением странности на две единицы. Их реальная часть дает расщепление масс K_1 - и K_2 -мезонов, а мнимая часть — СР-нарушение, приводящее к переходам $K_1 \leftrightarrow K_2$. В результате состояниями нейтральных K -мезонов с определенной массой и временем жизни являются суперпозиции состояний с различной СР-четностью:

$$K_S = \frac{K_1 + \varepsilon K_2}{(1 + |\varepsilon|^2)^{1/2}}, \quad K_L = \frac{K_2 + \varepsilon K_1}{(1 + |\varepsilon|^2)^{1/2}}. \quad (7)$$

Эффекты, производимые диаграммами 1а и 1б, весьма малы, поскольку они возникают во втором порядке по фермиевской константе G_F . Так,

$$2 \frac{m_{K_L} - m_{K_S}}{m_K} \approx 1,4 \times 10^{-14}. \quad (8)$$

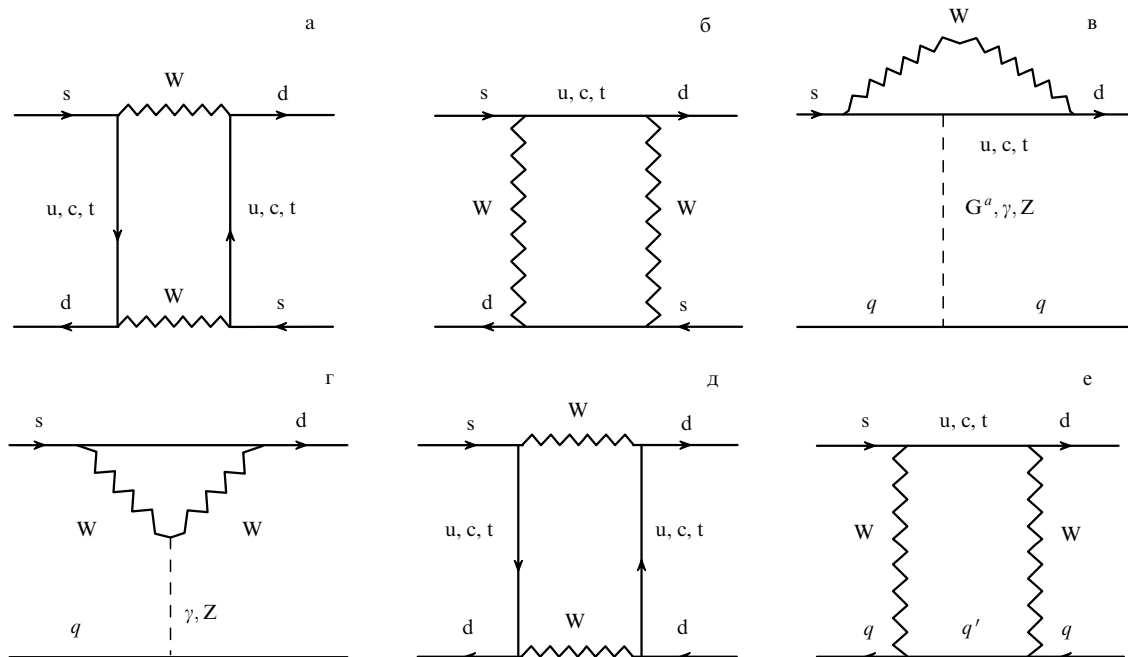


Рис. 1. Диаграммы, дающие вклад в СР-сохраняющую и СР-нарушающую части массовой матрицы системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов (а, б) и в прямое нарушение СР-инвариантности в распадной амплитуде (в–е).

Но именно благодаря этой малости нарушение СР-инвариантности оказывается не очень малым, поскольку распады $K_L \rightarrow 2\pi$ описываются, в частности, диаграммой, приведенной на рис. 2, в которой разность $m_{K_L} - m_{K_S}$ попадает в знаменатель и сокращает малость СР-нечетной части амплитуды $\langle K_S | K_L \rangle$. Таким образом, параметр СР-нарушения ε определяется фактически отношением мнимой и реальной частей диаграмм 1а и 1б, из которого выпадает G_F^2 и остается зависимость от параметров матрицы V : $\varepsilon \sim s_2 s_3 \sin \delta \sim 10^{-3} \sin \delta$. Наблюдаемое СР-нарушение оказывается малым по случайной причине — из-за малости параметров s_2, s_3 матрицы V , а не из-за малости фазы δ .

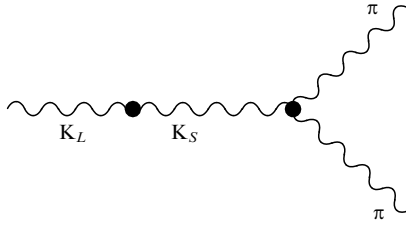


Рис. 2. Диаграмма, показывающая, как механизм СР-нарушения, представленный диаграммами 1а и 1б, делает возможным переход $K_L \rightarrow 2\pi$.

Мнимая часть диаграммы 1в дает прямое нарушение СР-инвариантности в амплитуде распада $K_L \rightarrow 2\pi$. Это нарушение происходит в части амплитуды, отвечающей переходу в состояние двух π -мезонов с изотопическим спином $T = 0$. Его нельзя было бы отделить от нарушения, инициированного диаграммами 1а и 1б, если бы амплитуда не содержала части, отвечающей переходу в состояние $\langle 2\pi, T = 2 |$. Поскольку $\pi^+\pi^-$ и $\pi^0\pi^0$ -состояния являются различными композициями состояний с $T = 0$ и $T = 2$, прямое СР-нарушение будет проявляться с разной силой в этих разных зарядовых состояниях.

В результате СР-нарушение в распадах $K_L \rightarrow 2\pi$ характеризуется двумя параметрами:

$$\eta_{+-} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^+\pi^-)}{A(K_S \rightarrow \pi^+\pi^-)} = \varepsilon + \varepsilon', \quad (9)$$

$$\eta_{00} = \frac{A(K_L \rightarrow \pi^0\pi^0)}{A(K_S \rightarrow \pi^0\pi^0)} = \varepsilon - 2\varepsilon', \quad (10)$$

где

$$\varepsilon' = \frac{A(K_2^0 \rightarrow 2\pi, T=2)}{A(K_1^0 \rightarrow 2\pi, T=0)}. \quad (11)$$

Параметр ε' , как и параметр ε , пропорционален $s_2 s_3 \sin \delta$, но имеет и дополнительные источники малости: он пропорционален $g_s^2/16\pi^2$ из-за петлевого интегрирования в диаграмме 1в и малому отношению

$$\omega = \frac{\langle 2\pi; T=2 | K_S \rangle}{\langle 2\pi; T=0 | K_S \rangle} \approx \frac{1}{22}, \quad (12)$$

поскольку проявляется благодаря малой примеси переходов в состояние $T = 2$. В итоге вначале для отношения ε'/ε ожидалось значение порядка $(3-5) \times 10^{-3}$ (см., например, [52]).

Ситуация, однако, резко изменилась после того, как было обнаружено, что диаграмма 1г с промежуточным фотоном также играет важную роль. Соответствующий ей вклад подавлен фактором α_{em}/α_s , но усилен отсутствием фактора ω благодаря изотопической неинвариантности электромагнитного взаимодействия. При массе t -кварка $m_t = 150-180$ ГэВ этот вклад отрицателен и приводит к существенному уменьшению теоретического предсказания для отношения ε'/ε [53].

Теоретические расчеты отношения ε'/ε производились с учетом поправок за счет "одевания" диаграмм, изображенных на рис. 1, глюонным облаком и различных предположений о том, как следует трансформировать четырехкварковые операторы, порождаемые этими диаграммами, в амплитуды физических K - и π -мезонов. Также использовались различные предположения о величине массы виртуального s -кварка $m_s(q^2)$.

Вследствие возникающих неопределенностей теоретические предсказания имеют значительный разброс:

$$\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)^{th} = 10^{-4} \begin{cases} 6,7 \pm 0,7 & [54] \\ 3,1 \pm 2,5 & [55] \\ 17_{-10}^{+14} & [56] \\ 1,5-31,6 & [57] \end{cases}. \quad (13)$$

В настоящее время экспериментальные данные таковы:

$$\left(\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)^{exp} = 10^{-3} \begin{cases} 2,30 \pm 0,65 & [58] \\ 0,6 \pm 0,7 & [59] \\ 2,8 \pm 0,41 & [60] \\ 1,85 \pm 0,75 & [61] \end{cases}. \quad (14)$$

За исключением данных [59], совместных с $\varepsilon' = 0$, все остальные свидетельствуют в пользу ненулевого значения параметра ε' . Тем самым исключается модель сверхслабого взаимодействия Волфенштайна [62] как единственного источника нарушения СР-инвариантности. Лагранжиан этой модели имеет вид

$$L_{sw} = i g_{sw} K^2 + \text{H. c.}, \quad (15)$$

где K — поле K^0 -мезона, а константа g_{sw} действительна. Лагранжиан (15) продуцирует лишь $\varepsilon \neq 0$. Однако в сочетании с другими механизмами, способными дать наблюдаемую величину ε' , сверхслабое взаимодействие могло бы остаться источником основного вклада в ε .

Еще одним СР-нечетным эффектом, наблюдаемым в распадах K_L -мезонов, является зарядовая асимметрия в полупертоновых распадах

$$\delta_L = \frac{\Gamma(K_L \rightarrow l^+ \nu \pi^-) - \Gamma(K_L \rightarrow l^- \bar{\nu} \pi^+)}{\Gamma(K_L \rightarrow l^+ \nu \pi^-) + \Gamma(K_L \rightarrow l^- \bar{\nu} \pi^+)} \approx 2 \text{Re } \varepsilon. \quad (16)$$

Согласно экспериментальным данным

$$\delta_L = (3,33 \pm 0,14) \times 10^{-3},$$

что находится в согласии с измерениями параметров η_{+-} и η_{00} , определенных формулами (9) и (10): $\eta_{+-} \approx \eta_{00} \approx 2,28 \times 10^{-3} \exp(i \cdot 44^\circ)$.

2.2. Предсказание СМ

для СР-эффектов в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$

Изучение СР-эффектов в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ позволяет по-новому взглянуть на прямое нарушение СР-инва-

риантности, только и допустимое в распадах заряженных К-мезонов, и это связано с относительно слабым подавлением переходов $\Delta T = 3/2$ по сравнению с переходами $\Delta T = 1/2$ (см. [63, 64]).

С точки зрения детектирования наиболее простым является сравнение характеристик распадов $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$ и $K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+$. К числу наблюдаемых СР-эффектов относятся

$$\Delta\Gamma = \frac{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) - \Gamma(K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+)}{\Gamma(K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-) + \Gamma(K^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+)}, \quad (17)$$

$$\Delta g = \frac{g^{(+)} - g^{(-)}}{g^{(+)} + g^{(-)}}. \quad (18)$$

Здесь параметры наклона $g^{(\pm)}$ определяются соотношением

$$|M(K^\pm(k) \rightarrow \pi^\pm(p_1)\pi^\pm(p_2)\pi^\mp(p_3))|^2 \sim \sim 1 + g^{(\pm)} \frac{s_3 - s_0}{m_\pi^2} + \dots, \quad (19)$$

при этом $s_3 = (k - p_3)^2$, $s_0 = (1/3)(m_K^2 + m_\pi^2)$.

Наблюдение указанных эффектов становится возможным благодаря наличию в амплитуде слагаемых с разной динамической структурой и эффекту перераспределения π -мезонов в конечном состоянии⁴. Действительно, амплитуда распада (условно) имеет вид

$$A(K^+) = a(s_1, s_2, s_3) \exp(i\delta_a + \varphi) + b(s_1, s_2, s_3) \exp(i\delta_b), \\ A(K^-) = a(s_1, s_2, s_3) \exp(i\delta_a - \varphi) + b(s_1, s_2, s_3) \exp(i\delta_b),$$

где функции a и b по-разному зависят от своих аргументов, δ_a и δ_b — сдвиги фаз от перераспределения π -мезонов, φ — фаза, порождаемая фазой Кобаяши–Маскавы (КМ). Тогда

$$|A(K^+)|^2 - |A(K^-)|^2 = 4ab \sin(\delta_b - \delta_a) \sin \varphi.$$

В главном приближении по импульсному разложению a и b ассоциируются с частями полной амплитуды, отвечающими переходам с $\Delta T = 1/2$ и $\Delta T = 3/2$.

Несмотря на то что отношение b/a в рассматриваемых распадах не мало, ожидаемая величина СР-эффектов из-за малости $\sin(\delta_b - \delta_a)$ оказывается незначительной: $\Delta\Gamma \sim 10^{-7}$ [67–69]. Поэтому заявление авторов работ [70], что в следующем приближении по p^2 эффекты усиливаются почти на два порядка, вызвало интерес и стремление проверить этот результат в независимых вычислениях. В p^4 -приближении вклады "пингвинной"⁵ и других диаграмм в амплитуду $A_{1/2}$ приобретают различную (в членах p^4) динамическую структуру и становится возможной интерференция вкладов внутри амплитуды $A_{1/2}$.

К сожалению, этот новый источник СР-нечетных корреляций оказывается не столь уж сильным. Согласно

оценкам в [73], которые выполнены, впрочем, без реального вычисления p^4 -поправок, а лишь учитывают малость фаз перераспределения конечных частиц, ожидается $\Delta g \sim 2 \times 10^{-6}$, $\Delta\Gamma \sim 6 \times 10^{-8}$. Расчеты с реальным вычислением p^4 -поправок дали такие результаты:

$$\Delta g \leq 3 \times 10^{-5} \sin \delta \quad [64], \quad \Delta\Gamma \leq 2,5 \times 10^{-6} \sin \delta \quad [74], \quad (20)$$

что при значении фазы КМ $\delta = \pi/2$ примерно в 30 раз меньше, чем в [70]. Из дальнейшего будет видно, что некоторое усиление СР-эффектов в распадах $K^\pm \rightarrow 3\pi$ ожидается при наличии СР-нарушения в расширенном хиггсовском секторе теории электрослабого взаимодействия.

2.3. Предсказания СМ для редких распадов К-мезонов

В ряде редких распадов К-мезонов СР-нечетная часть амплитуды оказывается сравнимой по величине с СР-четной частью или даже доминирующей. Это позволяет лучше проверить предсказания СМ для СР-нечетных эффектов, а также более точно определить параметры СКМ-матрицы. К числу таких распадов относятся $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. В первых двух распадах амплитуда содержит СР-четную и СР-нечетную части, а в третьем амплитуда является чисто СР-нечетной (см. (27)).

В распаде $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ ожидается, что вклад СР-инвариантного промежуточного 2γ -состояния дает относительную вероятность распада [75]

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{2\gamma} \leq 4 \times 10^{-12}. \quad (21)$$

Для СР-нечетного смешивания $K_2 \rightarrow K_1$ она равна [76]

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{indirect}} = (1,6 - 6) \times 10^{-12}. \quad (22)$$

Наконец, вклад прямого СР-нарушения приводит к [77]

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)_{\text{direct}} = (5 \pm 2) \times 10^{-12}. \quad (23)$$

Как видно из этих оценок, выделить вклад прямого СР-нарушения будет непросто, но убедиться, что основной вклад в вероятность распада дает СР-нечетное взаимодействие, было бы полезно для проверки СМ. Пока что экспериментально [78]

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)^{\text{exp}} < 4,3 \times 10^{-9}. \quad (24)$$

Вероятность распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ также зависит от СР-четных и СР-нечетных параметров СКМ-матрицы, поскольку она пропорциональна

$$|V_{\text{id}}|^2 = A^2 \lambda^6 [(1 - \rho)^2 + \eta^2].$$

Здесь использовалась параметризация (6) СКМ-матрицы. Параметр η в ней характеризует степень нарушения СР-инвариантности.

Из-за примеси петли с промежуточным s -кварком полное выражение для относительной вероятности распада имеет сложный вид [79]. Вероятность распада ожидается на уровне [80]

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}) \sim 10^{-10}. \quad (25)$$

⁴ Эффекты перераспределения конечных частиц в СР-инвариантной теории рассматривались в работах [65, 66].

⁵ "Пингвинной" Дж. Эллис и соавторы [71] назвали диаграмму 1в, впервые рассмотренную в [72], где было обнаружено значительное усиление амплитуды $\Delta T = 1/2$ в распадах К-мезонов благодаря вкладу этой диаграммы.

В настоящее время наблюдается лишь одно событие, означающее, что [81]

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})^{\text{exp}} = (1,5^{+3,5}_{-1,3}) \times 10^{-10}. \quad (26)$$

Наиболее интересным с точки зрения уточнения параметров СКМ-матрицы является распад $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$. Это практически чисто СР-нечетный распад, идущий за счет прямого СР-нарушения, так как адронная часть его матричного элемента есть

$$\begin{aligned} \langle \pi^0 | V_{ts} V_{td}^* (\bar{s}d)_{V-A} - V_{ts}^* V_{td} (\bar{d}s)_{V-A} | K_L \rangle \sim \\ \sim (V_{td}^* - V_{td}) \sim 2iA\lambda^3 \eta. \end{aligned} \quad (27)$$

Возможные поправки от непрямого СР-нарушения и от СР-инвариантной части амплитуды крайне малы [82, 83]. С учетом следующих по p^2 поправок к главному члену импульсного разложения амплитуды относительная вероятность распада [80]

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) = (3,1 \pm 1,3) \times 10^{-10}. \quad (28)$$

Пока что $\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) < 5,8 \times 10^{-5}$. Несмотря на трудность повышения точности измерения на пять порядков, в трех лабораториях планируется начать измерение этого распада: в КЕК эксперимент E391 начнется в 2001 г.; в Брукхейвенском эксперименте E926 (КОРЮ) планируется набрать 50 событий [84]; в Fermilab следующей фазой эксперимента КTeV будет поиск распадов $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ [85].

Нарушение СР- и, как следствие, Т-инвариантностей наблюдалось в распаде $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ [86]. Амплитуда этого распада определяется диаграммами, в которых СР-нарушающий распад $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^-$ сопровождается эмиссией виртуального тормозного фотона с последующей конверсией в пару $e^+ e^-$, и диаграммами, соответствующими СР-инвариантному переходу $K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ с виртуальным фотоном, испускаемым в М1-переходе и также конверсирующим в $e^+ e^-$ -пару. Интерференция двух вкладов приводит к дифференциальной вероятности распада

$$\frac{d\Gamma}{d\phi} = \Gamma_1 \cos^2 \phi + \Gamma_2 \sin^2 \phi + \Gamma_3 \sin \phi \cos \phi, \quad (29)$$

где

$$\sin \phi \cos \phi = [\mathbf{n}_e \times \mathbf{n}_\pi] \cdot \mathbf{z}(\mathbf{n}_e \cdot \mathbf{n}_\pi),$$

$\mathbf{n}_e$ и $\mathbf{n}_\pi$ — единичные векторы, перпендикулярные $e^+ e^-$ и $\pi^+ \pi^-$ -плоскостям распада, а $\mathbf{z}$ — единичный вектор вдоль суммы импульсов π -мезонов.

Член с Γ_3 в (29) очевидным образом Т-неинвариантен. Наличие этого члена порождает в $(d\Gamma/d\phi) d\phi$ интегральную асимметрию

$$A = \frac{\int_0^{\pi/2} - \int_{\pi/2}^{\pi}}{\int_0^{\pi/2} + \int_{\pi/2}^{\pi}},$$

которая в СМ ожидалась на уровне $A \approx 14\%$ [87]. Согласно эксперименту [86]

$$A = (13,6 \pm 2,5(\text{stat}) \pm 1,2(\text{syst}))\%. \quad (30)$$

2.4. Нарушение СР-инвариантности в распадах гиперонов

Нарушение СР-инвариантности приводит к неравенству парциальных ширин нелептонных распадов гиперона и антигиперона. Так, ширина распада $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ должна быть отлична от ширины распада $\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p} + \pi^0$ [88], хотя для полных ширин нелептонных распадов должно выполняться равенство

$$\begin{aligned} \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0) + \Gamma(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+) = \\ = \Gamma(\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{p} + \pi^0) + \Gamma(\bar{\Sigma}^+ \rightarrow \bar{n} + \pi^+). \end{aligned}$$

СР-нечетные эффекты в распадах гиперонов могут быть исследованы на протон-антипротонных машинах в реакциях

$$p\bar{p} \rightarrow \Lambda\bar{\Lambda}, \Sigma\bar{\Sigma}, \Xi\bar{\Xi}, \dots$$

с последующим наблюдением распада

$$Y \rightarrow N + \pi.$$

Феноменология нелептонных распадов гиперонов, происходящих с сохранением СР-инвариантности, подробно описана в книге [33]. Общий вид амплитуды таких распадов есть

$$A(Y \rightarrow N\pi) = S + P\sigma\mathbf{q}.$$

Здесь $\mathbf{q} \equiv \mathbf{q}_\pi$ в системе покоя гиперона,

$$S = \sum_i S_i \exp i(\delta_i^S + \phi_i^S), \quad P = \sum_i P_i \exp i(\delta_i^P + \phi_i^P),$$

$\delta_i^{S,P}$ — сдвиги фаз в i -канале реакции, возникающие из-за сильного перерасеяния конечных частиц (одинаковые для Y и $\bar{Y}$), а $\phi_i^{S,P}$ — СР-нарушающие фазы, причем $\phi(Y) = -\phi(\bar{Y})$.

В системе покоя гиперона одна из возможных СР-нечетных асимметрий имеет вид

$$A = \frac{\alpha + \bar{\alpha}}{\alpha - \bar{\alpha}},$$

где α для распада гиперона задается соотношением

$$\alpha = 2 \text{Re} \frac{S^* P}{|S|^2 + |P|^2},$$

а $\bar{\alpha}$ — соответствующая величина для распада антигиперона. Заметим, что в СР-инвариантном мире $\alpha(Y) = -\alpha(\bar{Y})$. Ожидаемое значение асимметрии A в случае Λ -гиперонов равно $-(0,5-1,5) \times 10^{-5}$ в СМ и $-2,5 \times 10^{-5}$ в модели Вайнберга с нарушением СР-симметрии в хиггсовском секторе [89]. В настоящее время точность в измерении этой асимметрии составляет 2×10^{-3} [90].

2.5. СР-эффекты в распадах системы $\{D, \bar{D}\}$ -мезонов

Феноменология СР-нарушения в распадах системы $\{D^0, \bar{D}^0\}$ -мезонов аналогична имеющей место для системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$. В СРТ-инвариантной теории состояниями D^0 -мезонов с определенной массой и временем жизни являются

$$|D_1\rangle = p|D^0\rangle + q|\bar{D}^0\rangle, \quad |D_2\rangle = p|D^0\rangle - q|\bar{D}^0\rangle. \quad (31)$$

В случае СР-инвариантности $p = q = 1/\sqrt{2}$, а при малом нарушении СР-инвариантности

$$\frac{p}{q} = \frac{1 + \varepsilon_D}{1 - \varepsilon_D}, \quad (32)$$

где ε_D — малый комплексный параметр, характеризующий силу СР-нарушения.

В отличие от распадов K^0 -мезонов в случае D^0 -мезонов времена жизни $\tau(D_1)$ и $\tau(D_2)$ оказываются очень близкими друг к другу и очень короткими (около 4×10^{-13} с), что делает наблюдение СР-эффектов весьма затруднительным. Поэтому, хотя в СМ для ε_D ожидается значение [91]

$$\varepsilon_D \approx \frac{\text{Im } V_{cs} V_{su} V_{dc} V_{du}}{\text{Re } V_{cs} V_{su} V_{dc} V_{du}} \sim s_2 s_3 \sin \delta \sim |\varepsilon_K| \sim 10^{-3}, \quad (33)$$

до сих пор СР-нарушение в распадах системы $\{D^0, \bar{D}^0\}$ -мезонов не обнаружено.

В случае полуплептонных распадов вакуумные переходы $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ приводят к тому, что пара $D^0 \bar{D}^0$ распадается не только, скажем, в состояние $(K^- \mu^+ \nu_\mu)(K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)$, но и в состояния $(K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)(K^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ и $(K^- \mu^+ \nu_\mu)(K^- \mu^+ \nu_\mu)$. Если обозначить числа таких редких пар как N^{++} и N^{--} , то выражение для СР-нарушающей зарядовой асимметрии дается формулой [92]

$$\delta_D = \frac{N^{++} - N^{--}}{N^{++} + N^{--}} = \frac{4 \text{Re } \varepsilon_D (1 + |\varepsilon_D|^2)}{(1 + |\varepsilon_D|^2)^2 + 4(\text{Re } \varepsilon_D)^2} \approx 4 \text{Re } \varepsilon_D. \quad (34)$$

Если D^0 - и $\bar{D}^0$ -мезоны рождаются когерентно в состоянии с четным орбитальным моментом, то для пар $N_- = (l^- X^+, K^+ K^-)$ и $N_+ = (l^+ X^-, K^+ K^-)$ могла бы наблюдаться СР-нечетная асимметрия [93]

$$\frac{N_- - N_+}{N_- + N_+} = -\frac{2x_D}{(1 + x_D)^2} \text{Im} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{M}}{M} \right), \quad (35)$$

где $x_D = \Delta m_D / \Gamma_D$, $\Delta m_D = M = m_{D_1} - m_{D_2}$, а $\bar{M}/M$ есть либо V_{cs}/V_{cs}^* , либо V_{cd}/V_{cd}^* . В СМ величина Δm_D , возникающая от "ящичной" диаграммы, весьма мала [94]:

$$\Delta m_D \approx 0,5 \times 10^{-8} \left(\frac{m_s}{0,2 \text{ ГэВ}} \right)^4 \frac{f_D}{f_\pi}, \quad (36)$$

а вклад больших расстояний может увеличить Δm_D не более чем до значения порядка 10^{-7} эВ [95].

Поскольку $\Gamma_D^{\text{exp}} \approx 1,5 \times 10^{-3}$ эВ [78], а

$$\text{Im} \left(\frac{q}{p} \frac{\bar{M}}{M} \right) \sim O(s_1^4) \sim 3 \times 10^{-3}$$

[96], в СМ ожидаемая асимметрия (35) оказывается порядка $10^{-6} - 10^{-7}$. Этот пример показывает, что из-за малости смешивания $D^0 \leftrightarrow \bar{D}^0$ связанные с этим явлением СР-эффекты весьма малы. К такому же заключению в рамках СМ приводит и рассмотрение СР-эффектов, возникающих из-за интерференции СР-нарушающей фазы с фазами перерасеяния конечных частиц [96]. Этот механизм СР-нарушения реализуется также в распадах заряженных D -мезонов.

Если амплитуда распада D^+ -мезонов

$$A = a \exp i\delta_1 + b \exp i\delta_2,$$

а соответствующая СР-сопряженная амплитуда

$$\bar{A} = a^* \exp i\delta_1 + b^* \exp i\delta_2,$$

где $\delta_{1,2}$ — фазы перерасеяния конечных частиц, то СР-нарушающая асимметрия дается формулой

$$A_{\text{CP}} = \frac{|A|^2 - |\bar{A}|^2}{|A|^2 + |\bar{A}|^2} = \frac{2 \text{Im}(ab^*) \sin(\delta_2 - \delta_1)}{|a|^2 + |b|^2 + 2 \text{Re}(ab^*) \cos(\delta_2 - \delta_1)}.$$

Для двухчастичных кабиббо-запрещенных распадов $D^\pm$ -мезонов, таких как $D^+ \rightarrow \rho^+ \pi^0, \bar{K}^{*0} K^+$, значение A_{CP} ожидается на уровне 3×10^{-3} , а для распадов $D_s^+ \rightarrow K^{*+} \pi^0, K^{*+} \eta'$ — на уровне $(6-8) \times 10^{-3}$. Эти оценки получены в [97], где рассмотрен также ряд других двухчастичных распадов.

Результаты экспериментальных поисков СР-нарушения в распадах D -мезонов суммированы в [98]. Пока что погрешности в измерении A_{CP} для различных мод распада D_{tag}^0 - и D^+ -мезонов составляют от 1 до 8 %. Средние значения асимметрий пока того же порядка. Если они сохраняются при дальнейшем увеличении точности измерений, это будет указанием на наличие других источников СР-нарушения, помимо фазы КМ в СМ.

2.6. Нарушение СР-инвариантности в распадах системы $\{B^0, \bar{B}^0\}$ -мезонов

Как отмечалось выше, малость СР-нарушения в распадах системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов носит случайный характер, связанный с малостью параметров $s_i = \sin \theta_i$, фигурирующих в амплитуде K -распадов, и с тем обстоятельством, что прямое нарушение СР-симметрии не играет существенной роли в переходах $K_L \rightarrow 2\pi$. Для системы $\{B^0, \bar{B}^0\}$ -мезонов параметр ε_B также мал (порядка $10^{-4} - 10^{-3}$). Но СР-нечетные части кварковых амплитуд

$$b \rightarrow c\bar{s}s, \quad b \rightarrow u\bar{u}d$$

велики и появляются уже на "древесном" уровне. По этой причине *времени-зависимая* СР-нарушающая асимметрия

$$A_B(\tau) = \frac{\Gamma(B_{f=0}^0 \rightarrow f_{f=\tau}) - \Gamma(\bar{B}_{f=0}^0 \rightarrow f_{f=\tau})}{\Gamma(B_{f=0}^0 \rightarrow f_{f=\tau}) + \Gamma(\bar{B}_{f=0}^0 \rightarrow f_{f=\tau})} \quad (37)$$

(f — состояние с определенной СР-четностью) в некоторых процессах, в частности в распадах

$$\{B^0, \bar{B}^0\} \rightarrow J/\psi K_S, \quad \{B^0, \bar{B}^0\} \rightarrow \pi^+ \pi^-,$$

может быть порядка единицы.

В "древесном" приближении имеет место простая пропорциональность асимметрий $A_B(J/\psi K_S)$ и $A_B(\pi^+ \pi^-)$ комбинациям параметров СКМ-матрицы,

⁶ D -мезоны рождаются парами $D^0, \bar{D}^0$. По знаку заряда лептона в распаде одного из мезонов можно узнать, был ли это распад D^0 или $\bar{D}^0$. Тогда о другом мезоне, распавшемся в адроны, известно, был ли он частицей или античастицей. Этот мезон называется "помеченным" (*tagged*).

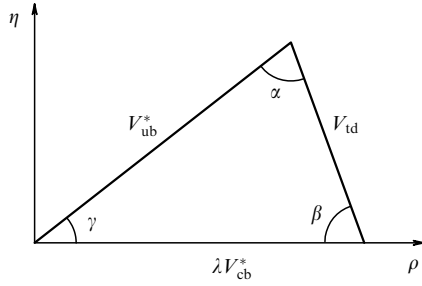


Рис. 3. Представление на комплексной плоскости треугольника унитарности, образуемого матричными элементами V_{ub}^* , V_{td} и λV_{cb}^* СКМ-матрицы (6).

известным как синусы двойных углов α и β в треугольнике унитарности, изображенном на рис. 3 (см. [99, 79]):

$$A_B(J/\psi K_S) \sim \sin 2\beta = \frac{2\eta(1-\rho)}{\eta^2 + (1-\rho)^2}, \quad (38)$$

$$A_B(\pi^+\pi^-) \sim \sin 2\alpha = \frac{2\eta[\eta^2 + \rho(\rho-1)]}{[\eta^2 + (1-\rho)^2][\eta^2 + \rho^2]}, \quad (39)$$

где η и ρ — параметры матрицы (6).

Вышеупомянутый треугольник отражает свойство ортогональности столбцов СКМ-матрицы [100]. В частности, ортогональность первого и третьего столбцов дает соотношение

$$V_{ud}V_{td}^* + V_{us}V_{ts}^* + V_{ub}V_{tb}^* = 0,$$

которое с учетом того, что

$$V_{ud} \simeq V_{tb} \simeq 1, \quad V_{ts}^* \simeq -V_{cb},$$

превращается в соотношение

$$V_{ub} + V_{td}^* = V_{us}V_{cb}, \quad (40)$$

представимое в комплексной плоскости параметров ρ и η в виде треугольника (см. рис. 3).

Таким образом, наблюдение СР-нечетных асимметрий в распадах В-мезонов позволяет, в принципе, уточнить значения параметров СКМ-матрицы. К сожалению, простые соотношения "древесного" приближения портятся при учете вклада "пингвинных" диаграмм [101], и определение $\sin 2\beta$ и $\sin 2\gamma$ становится возможным лишь при использовании более изощренных схем измерений. Так, выделение "древесного" вклада в асимметрию $A_B(\pi^+\pi^-)$ требует измерения вероятности распадов $B^0 \rightarrow 2\pi$, $B^+ \rightarrow \pi^+\pi^0$ и их зарядово-сопряженных, что позволяет выделить амплитуду перехода в состояние системы 2π с изоспином $T=2$, не подверженного влиянию "пингвинных" диаграмм, вычисление которых содержит теоретические неопределенности [102].

Для избавления от неопределенностей, связанных с вкладом "пингвинных" диаграмм, может быть использовано измерение асимметрий распада В-мезонов в смешанные по СР-четности состояния [103]. Детали, относящиеся к возможности определения параметров СКМ-матрицы из распадов В-мезонов, читатель может найти в обзорах [104, 105].

Возвращаясь к вопросу о величине возможных СР-нечетных эффектов, отметим, что в распадах $B^0, \bar{B}^0 \rightarrow J/\psi K_S$ при среднем значении $\sin 2\beta \simeq 0,7$ ожидалась интегральная асимметрия [107]

$$A_B(J/\psi K_S) \simeq -0,47 \sin 2\beta \simeq -0,3.$$

Недавнее измерение дало [108]

$$\sin 2\beta = 0,79 \pm 0,43. \quad (41)$$

Хотя среднее значение $\sin 2\beta$ оказалось близким к ожидаемому среднему значению, следующему из экспериментальных ограничений на параметры СКМ-матрицы, большая погрешность в результате (41) пока не позволяет с уверенностью сказать, что мы имеем хорошее подтверждение предсказаний СМ. Напомним, что одно из предыдущих измерений [109] дало $\sin 2\beta > 1$.

Для заряженных В-мезонов асимметрии ожидаются на уровне нескольких процентов и менее [110]. Ожидаемые асимметрии в полупентонных распадах оцениваются на уровне [111]

$$A_{B_d}(l^\pm \nu X) \leq (1-3) \times 10^{-3}, \quad A_{B_s}(l^\pm \nu X) \leq O(10^{-4}).$$

2.7. Поиски нарушения Т-инвариантности в процессах с изменением странности

Проверка Т-инвариантности подразумевает сравнение прямой и обратной реакций. Впервые такая проверка для системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов была осуществлена коллаборацией CPLEAR в 1998 г. [112]. Поскольку слабое взаимодействие не сохраняет странность, K^0 -мезон в процессе распространения может трансформироваться в $\bar{K}^0$, и наоборот, $\bar{K}^0$ -мезон может трансформироваться в K^0 .

Т-инвариантность означает, что все детали второго процесса могут быть установлены из первого. В частности, вероятность P , что частица, родившаяся в момент времени $t=0$ как K^0 , будет наблюдаться через время τ как $\bar{K}^0$, должна равняться вероятности того, что частица, рожденная при $t=0$ как $\bar{K}^0$, будет наблюдаться как K^0 через то же самое время τ . Иными словами, отличие от нуля асимметрии

$$\frac{P(\bar{K}^0 \rightarrow K^0)_\tau - P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)_\tau}{P(\bar{K}^0 \rightarrow K^0)_\tau + P(K^0 \rightarrow \bar{K}^0)_\tau}$$

характеризует силу нарушения Т-инвариантности.

В эксперименте CPLEAR сорт родившегося в момент времени $t=0$ нейтрального К-мезона устанавливался по его заряженному партнеру в реакции

$$\bar{p}p \rightarrow \begin{cases} K^-\pi^+K^0, \\ K^+\pi^- \bar{K}^0, \end{cases}$$

а факт трансформации $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ и $\bar{K}^0 \rightarrow K^0$ через время τ устанавливался по распаду в моду $e^+\pi^-\nu$, разрешенную правилом $\Delta Q = \Delta S$ для K^0 , или в моду $e^-\pi^+\bar{\nu}$, разрешенную для $\bar{K}^0$.

⁷ Согласно данным о параметрах СКМ-матрицы $0,55 \leq \sin 2\beta \leq 0,94$ [106].

Измерения, проведенные в интервале времени $\tau_S < \tau < 20\tau_S$ (где τ_S — время жизни K_S -мезона), дали результат

$$\frac{P(\bar{K}_{t=0}^0 \rightarrow (e^+\pi^-v)_{t=\tau}) - P(K_{t=0}^0 \rightarrow (e^-\pi^+\bar{v})_{t=\tau})}{P(\bar{K}_{t=0}^0 \rightarrow (e^+\pi^-v)_{t=\tau}) + P(K_{t=0}^0 \rightarrow (e^-\pi^+\bar{v})_{t=\tau})} = (6,6 \pm 1,6) \times 10^{-3}. \quad (42)$$

Это значение согласуется с ожидаемым в случае СРТ-инвариантности значением, равным

$$4 \operatorname{Re} \varepsilon = (6,04 \pm 0,02) \times 10^{-3}.$$

Напомним, что в СМ нарушение Т-инвариантности вызывается теми же причинами, что и нарушение СР-инвариантности, так что значения обоих нарушений коррелированы.

Другой способ проверки Т-инвариантности заключается в исследовании эффектов, возникающих, когда ограничения, следующие из Т-инвариантности на формфакторы амплитуды процесса, отсутствуют, т.е. когда формфакторы, которые в случае Т-инвариантности должны быть чисто реальными или чисто мнимыми, становятся комплексными величинами. В результате, возникающие Т-нечетные корреляции между импульсами частиц или импульсами и спинами частиц оказываются пропорциональными $\sin \chi_{ij}$, где χ_{ij} — разность фаз формфакторов в каналах i и j процесса. Поскольку сдвиг фаз возникает также за счет Т-инвариантного взаимодействия в конечном состоянии, полное значение исследуемой корреляции зависит в действительности от $\sin(\chi_{ij} - \delta_i + \delta_j)$, где δ_i и δ_j — фазы перерасеяния конечных частиц в каналах i и j реакции.

Для сильновзаимодействующих частиц фазы δ_i и δ_j довольно велики, и точность их измерения пока составляет величину порядка нескольких градусов. Фазы же, порождаемые слабой Т-неинвариантностью, малы, и потому для поиска Т-нечетных эффектов выбираются процессы, в которых взаимодействием конечных частиц можно пренебречь по сравнению с планируемой точностью измерений. Таковыми являются процессы [113, 114]

$$K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu, \quad K^+ \rightarrow \gamma \mu^+ \nu, \quad K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu \gamma.$$

Соответствующие Т-нечетные корреляции имеют вид

$$\sigma_\mu[\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\pi], \quad \sigma_\mu[\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\gamma], \quad \mathbf{p}_\pi[\mathbf{p}_l \times \mathbf{p}_\gamma].$$

В случае $K_{\mu 3}^+$ -распада адронная часть матричного элемента содержит два формфактора:

$$\langle \pi(p) | J_\alpha^W | K(k) \rangle = f_+(q^2)(p+k)_\alpha + f_-(q^2)(p-k)_\alpha,$$

где $q^2 = (k-p)^2$. Поперечная поляризация мюона пропорциональна мнимой части отношения двух формфакторов:

$$P_\perp^\mu \sim \operatorname{Im} \left(\frac{f_-}{f_+} \right) \sigma_\mu[\mathbf{p}_\mu \times \mathbf{p}_\pi].$$

Зависимость дифференциальной вероятности распада от $P_\perp^\mu$ вычислялась в [115], где содержатся также ссылки на предшествующие работы. В СМ поперечная поляризация мюона в "древесном" приближении отсут-

ствует, а имитация Т-нарушения, возникающая от электромагнитного взаимодействия в конечном состоянии в распаде $K^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu$ приводит к $P_\perp^\mu \sim 2 \times 10^{-3}$ [115], а в распаде $K_{\mu 3}^+$ — к $P_\perp^\mu \sim 10^{-6}$ [116]. Поэтому предпринимаемые в настоящее время исследования $P_\perp^\mu$ в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ имеют целью поиск других механизмов нарушения Т-инвариантности и, следовательно, СР-инвариантности, в частности СР-нарушения в мультихиггсовском секторе расширенной СМ. Оценка возможного в этом случае эффекта и достигнутая точность измерения $P_\perp^\mu$ приводятся в разделе 3.3.

В случае распада $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$ средняя поперечная поляризация мюона, обусловленная Т-четным электромагнитным взаимодействием конечных частиц и имитирующая нарушение Т-инвариантности, ожидается на уровне 4×10^{-4} [117].

К числу Т-нечетных характеристик элементарных частиц относятся также их электрические дипольные моменты, рассмотрение которых содержится в следующем разделе.

2.8. Т- и СР-эффекты

в процессах с сохранением аромата

Как уже отмечалось, помимо фазы Кобаяши–Маскавы (фазы КМ), СМ может содержать другой источник СР-нарушения, а именно θ -член в глюонной части лагранжиана сильных взаимодействий. Этот источник существует лишь для процессов, в которых не происходит изменения аромата. Поэтому при их рассмотрении необходимо различать два случая: $\theta = 0$ и $\theta \neq 0$.

Случай $\theta = 0$. В процессах с сохранением аромата СР-эффекты в первом порядке по G_F отсутствуют, так как в этом случае амплитуды пропорциональны произведению элементов СКМ-матрицы $V_{ij}V_{ij}^*$ (где нет суммирования по индексам), из которого фаза КМ выпадает. Во втором порядке по G_F появляются мнимые части амплитуды, пропорциональные

$$\operatorname{Im}(V_{ij}V_{kj}^*V_{kl}V_{il}^*), \quad \operatorname{Im}(V_{il}V_{kl}^*V_{kj}V_{ij}^*)$$

(где по-прежнему нет суммирования по индексам). Для возникновения наблюдаемых СР- или Т-нечетных эффектов необходимо, чтобы эти две части (противоположные по знаку) не компенсировали одна другую.

В результате, помимо подавления из-за фактора G_F^2 , возникает дополнительное динамическое подавление наблюдаемых эффектов. Это, в частности, видно на примере электрических дипольных моментов (ЭДМ) элементарных частиц.

ЭДМ нейтрона. ЭДМ системы зарядов

$$\mathbf{D} = \int \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}) d^3r,$$

где $\rho(\mathbf{r})$ — плотность распределения заряда, является полярным вектором, и его взаимодействие с электрическим полем Т-инвариантно. В случае элементарной частицы единственным пространственным вектором в ее системе покоя является спин — аксиальный вектор, и взаимодействие $\sigma \mathbf{E}$ нарушает Р-, Т- и, следовательно, СР-инвариантности.

Подобно заряду и магнитному моменту ЭДМ бариона представляет собой статический предел эффективной вершины взаимодействия бариона с электромагнитным полем. Поэтому, как и в случае магнитных

моментов барионов, выражающихся через магнитные моменты составляющих кварков (см., например, [118]), ЭДМ бариона может быть рассмотрен в рамках статической $SU(6)$ -симметрии. Предполагая, что барионы октета с $J^P = (1/2)^+$ являются трехкварковыми состояниями с $L = 0$, а перестановочная симметрия кварков в нуклоне есть $SU(6)$ -симметрия, для ЭДМ нейтрона получим

$$d_n \approx \frac{4}{3} d_d - \frac{1}{3} d_u.$$

В лоренц-ковариантной записи взаимодействие ЭДМ кварка с тензором напряженности электромагнитного поля имеет вид

$$L = \frac{i}{2} d\bar{q} \left(p + \frac{k}{2} \right) \gamma_5 \sigma_{\mu\nu} q \left(p - \frac{k}{2} \right) F_{\mu\nu}(k). \quad (43)$$

Здесь q — четырехмерный спинор кваркового поля. В нерелятивистском пределе это взаимодействие приобретает вид

$$L^{\text{non-rel}} = d\bar{\sigma} \mathbf{E},$$

где σ — вектор спина. Следовательно, ЭДМ характеризуется величиной d и измеряется в единицах электрического заряда, умноженного на единицу длины.

Как уже отмечалось, ЭДМ кварка может возникнуть в порядке G_F^2 . Для отличия ЭДМ, скажем, d-кварка от нуля, необходимо, чтобы порождаемые фазой КМ мнимые части диаграмм, изображенных на рис. 4 (они различаются перестановкой внутренних кварков), не компенсировали одна другую.

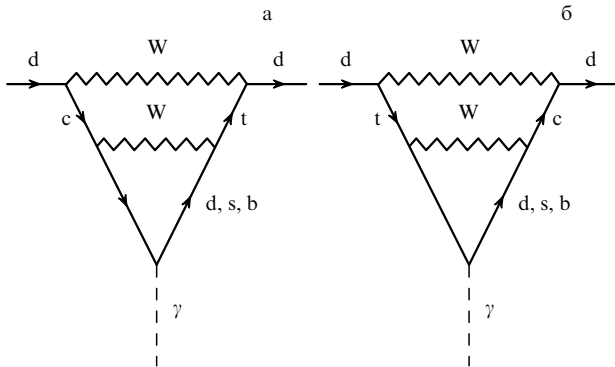


Рис. 4. Двухпетлевые диаграммы, каждая из которых дает ненулевой вклад в ЭДМ кварка, который, однако, зануляется в сумме диаграмм.

Но, как показано в [119, 120], такая компенсация имеет место, и только различие в условиях распространения $t(c)$ -кварка, возможное при дополнительном обмене виртуальным глюоном [121], может привести к ЭДМ $d_d \neq 0$. Оценка $d_d/e \sim 10^{-34}$ см, полученная в [121], представляется, однако, заниженной. Дело в том, что вычисление диаграмм типа представленной на рис. 5 приводит к выражению, имеющему структуру

$$\bar{q}(p)(a\hat{p} + m_q)\sigma_{\mu\nu}\gamma_5 q(p-k)F_{\mu\nu}(k).$$

Здесь $|a| \sim 1$, а m_q — масса кварка внутри петли, включающей глюон G^a , замкнутый на внешний кварк.

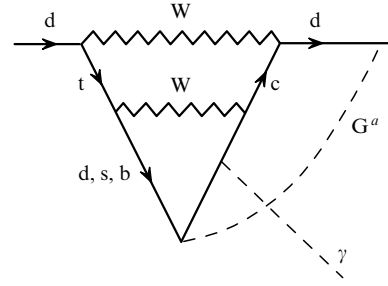


Рис. 5. Трехпетлевая диаграмма, дающая вклад в ЭДМ кварка.

Поскольку

$$\bar{q}(p)\hat{p} = M_q \bar{q}(p),$$

где M_q — масса внешнего кварка, для окончательной оценки ЭДМ важно, рассматриваются ли внешние кварки как токовые или как конституентные. В [121] бралась токовая масса, что не согласуется с идеей использования статического приближения для выражения ЭДМ нейтрона через ЭДМ отдельных кварков. Если же в качестве M_q взять конституентную массу, то оценка ЭДМ d-кварка и, следовательно, нейтрона возрастает на два порядка и согласуется с оценкой $d_n/e \sim 10^{-32}$ см, полученной в [120] с учетом межкварковых сил в нейтроне.

Столь малое значение ЭДМ нейтрона, предсказываемое СМ, не оставляет надежды на его измерение в обозримом будущем. Достаточно напомнить, что результат группы Лобашева [122]

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| < 1,6 \times 10^{-24} \text{ см},$$

полученный в 1979 г. с использованием весьма оригинальной и сложной техники, был понижен в 1992 г. этой же группой до значения [123]

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| < 1,1 \times 10^{-25} \text{ см}.$$

В последующие семь лет удалось понизить верхний предел лишь до значения [124]

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| \leq 6 \times 10^{-26} \text{ см}. \quad (44)$$

Таким образом, ожидать, что предсказание СМ для d_n будет проверено экспериментально, не приходится. Но дальнейшее увеличение точности в измерении ЭДМ нейтрона крайне желательно, поскольку другие возможные источники нарушения СР- и Т-инвариантностей (рассматриваемые ниже) не исключают значений d_n , близких к существующей верхней границе.

ЭДМ электрона. ЭДМ электрона в СМ мог бы возникнуть за счет внутренних кварковых петель в трехпетлевых диаграммах типа изображенной на рис. 6, т.е. благодаря ЭДМ векторного W-бозона. Однако этого не происходит [125] по той же причине, по которой ЭДМ кварка равнялся нулю в двухпетлевом приближении [119, 120]. Обмен виртуальным глюоном может изменить ситуацию, и в этом случае согласно оптимистической оценке [126] для ЭДМ W-бозона ожидается значение

$$\left| \frac{d_W}{e} \right| \sim 8 \times 10^{-30} \text{ см}.$$

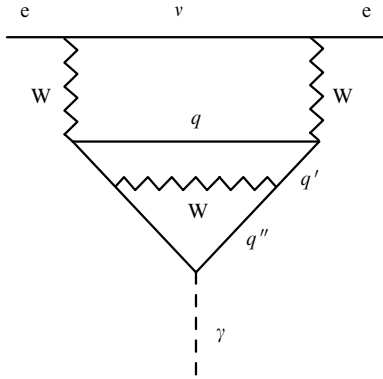


Рис. 6. Пример трехпетлевой диаграммы, дающей ненулевой вклад в ЭДМ электрона, который, однако, исчезает после суммирования всех трехпетлевых диаграмм.

Интеграл по верхней петле диаграммы на рис. 6 дает [127]

$$d_e = -\frac{G_F m_e M_W}{4\sqrt{2}\pi^2} \left[\ln \frac{A^2}{M_W^2} + O(1) \right] d_W,$$

так что ожидаемое значение d_e при значении члена в скобках, равном единице, составляет⁸

$$\left| \frac{d_e}{e} \right| \sim 6 \times 10^{-38} \text{ см.} \quad (45)$$

Более консервативная оценка дает значение [128]

$$\frac{d_e}{e} < 10^{-40} \text{ см.} \quad (46)$$

Экспериментальный предел на значение d_e есть [129]

$$\left| \frac{d_e^{\text{exp}}}{e} \right| < 4 \times 10^{-27} \text{ см.} \quad (47)$$

Распады $\eta, \eta' \rightarrow 2\pi$. Эти распады нарушают Р- и СР-инвариантности [130] и становятся возможными благодаря переходу η, η' в промежуточные состояния $K^0, \bar{K}^0, B^0, \bar{B}^0$ и т.д. с последующим переходом этих состояний в систему 2π . Расчеты показывают [131], что индуцируемые фазой КМ фазы переходов $\langle K_S | \eta \rangle$ и $\langle 2\pi | K_S \rangle$ частично компенсируют одна другую и относительная вероятность распада

$$\begin{aligned} \text{Br}(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^-) &= 2\text{Br}(\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0) \simeq \\ &\simeq (6,6_{-3,2}^{+6,3}) \times 10^{-28} \sin^2 \delta. \end{aligned} \quad (48)$$

Относительная вероятность распада $\eta' \rightarrow 2\pi$ оказывается еще в 40 раз меньше. Таким образом, относительные вероятности распадов $\eta, \eta' \rightarrow 2\pi$ слишком малы, чтобы наблюдаться на опыте.

Случай $\theta \neq 0$. На языке эффективных пион-нуклонных лагранжианов θ -член приводит к замене реальной массы m нуклонов на $m + i\mu\gamma_5$ [132] или к замене взаимодействия $i\bar{N}\gamma_5 \tau N \pi$ на $\bar{N}(i\gamma_5 + \varepsilon)\tau N \pi$ [133], или к появлению перехода $\pi\sigma$ и контактной вершины $\pi\pi\eta_0$, где σ — изотриплетный скалярный мезон с массой порядка 1 ГэВ, а η_0 — SU(3)-синглетный псевдоскалярный мезон с массой 958 МэВ [134].

⁸ В работе [126] при пересчете от d_W к d_e допущена численная ошибка, что привело к занижению оценки d_e на три порядка.

Расчеты, выполненные с учетом этих возможностей, для ЭДМ нейтрона дают [132, 133]

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| = (2-3,6) \times 10^{-16} |\theta| \text{ см.} \quad (49)$$

Оценка в скирмовской модели нейтрона [135] такова [136, 137]:

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| = (1,2-2) \times 10^{-16} |\theta| \text{ см.} \quad (50)$$

Из сравнения оценок (49) и (50) с экспериментальным результатом (44) заключаем, что

$$|\theta| \leq 3 \times 10^{-10}. \quad (51)$$

Для распада $\eta \rightarrow 2\pi$, индуцируемого θ -членом, расчеты дают [133, 138]

$$\text{Br}(\eta \rightarrow 2\pi) \simeq 350 \theta^2, \quad (52)$$

и, следовательно,

$$\text{Br}(\eta \rightarrow 2\pi)_\theta \leq 3 \times 10^{-17}. \quad (53)$$

Это на десять порядков больше, чем в случае $\theta = 0$, но все равно такой малый распад ненаблюдаем. В настоящее время экспериментальное значение $\text{Br}(\eta \rightarrow 2\pi^0) < 4,3 \times 10^{-4}$ [78, 139], откуда $|\theta| \leq 2 \times 10^{-3}$.

3. Нарушение СР- и Т-инвариантностей в теории с расширенным сектором хиггсовских полей

Простейшим расширением СМ является увеличение числа хиггсовских дублетов. В такой теории вакуумные средние нейтральных (но комплексных) полей H_i^0 могут быть сдвинуты по фазе и, кроме того, в потенциале хиггсовских полей возможно присутствие комплексных констант связи. В результате возникает дополнительный источник СР-нарушения, меняющий картину и количественные результаты минимальной СМ.

Хотя введение дополнительных хиггсовских дублетов, на первый взгляд, кажется не вполне оправданным усложнением СМ, природа, возможно, требует этого усложнения. В частности, суперсимметричное расширение Стандартной модели (SUSY) нуждается в двух хиггсовских дублетах, а решение проблемы бариогенезиса во Вселенной, вполне возможно (см. раздел 1), требует новых источников СР-нарушения. Источник же СР-нарушения в мультихиггсовском секторе теории, в принципе, достаточен для решения этой проблемы [140].

Перенормируемый потенциал хиггсовских полей, образующих дублеты

$$\Phi_1 = \begin{pmatrix} \Phi_1^+ \\ \Phi_1^0 \end{pmatrix}, \quad \Phi_2 = \begin{pmatrix} \Phi_2^+ \\ \Phi_2^0 \end{pmatrix},$$

может быть выбран в форме, инвариантной относительно дискретного преобразования⁹ $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$ (или

⁹ Такого рода дискретная симметрия дает возможность исключить взаимодействие нейтральных кварковых токов с изменением аромата в процессах с промежуточными хиггсовскими мезонами [141].

$\Phi_2 \rightarrow -\Phi_2$):

$$V(\Phi_1, \Phi_2) = -\mu_1^2 \Phi_1^\dagger \Phi_1 - \mu_2^2 \Phi_2^\dagger \Phi_2 + h_1 (\Phi_1^\dagger \Phi_1)^2 + \\ + h_2 (\Phi_2^\dagger \Phi_2)^2 + f_{12} (\Phi_1^\dagger \Phi_1) (\Phi_2^\dagger \Phi_2) + g_{12} (\Phi_1^\dagger \Phi_2) (\Phi_2^\dagger \Phi_1) + \\ + k_{12} (\Phi_1^\dagger \Phi_2)^2 + k_{12}^* (\Phi_2^\dagger \Phi_1)^2, \quad (54)$$

где все константы, кроме k_{12} , действительны из требования эрмитовости гамильтониана.

Спонтанное нарушение симметрии означает, что нейтральные компоненты дублетов приобретают вакуумные средние v_1 и v_2 :

$$\Phi_1^0 = \frac{v_1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{H_1 + i\chi_1}{|v_1|} \right), \quad \Phi_2^0 = \frac{v_2}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{H_2 + i\chi_2}{|v_2|} \right),$$

а сами $|v_1|$, $|v_2|$ и относительная фаза между v_1 , v_2 определяются из требования, чтобы сдвинутый потенциал не содержал членов, линейных по полям H_1 , H_2 или $(\chi_1/|v_1| - \chi_2/|v_2|)$. В этом случае вакуумные значения полей соответствуют минимуму потенциала.

Среди возникающих ограничений, необходимым, в частности, является условие

$$B_3 \equiv \text{Im} [k_{12}(v_1^* v_2)^2] = 0, \quad (55)$$

которое исключает из массовой матрицы хиггсовских полей единственно пригодный для нарушения СР-инвариантности член

$$\text{Im} [k_{12}(v_1^* v_2)^2] \left(\frac{H_1}{|v_1|} + \frac{H_2}{|v_2|} \right) \left(\frac{\chi_1}{|v_1|} - \frac{\chi_2}{|v_2|} \right). \quad (56)$$

Благодаря условию (55) СР-нарушение в хиггсовском секторе отсутствует. Ситуация изменяется в двух различных случаях.

1. Нарушение СР-инвариантности возможно при добавлении к потенциалу $V(\Phi_1, \Phi_2)$ части, нарушающей дискретную симметрию относительно замены $\Phi_1 \rightarrow -\Phi_1$, например при добавлении

$$V' = \mu'^2 \Phi_1^\dagger \Phi_2 + \text{H. c.}$$

с комплексной константой μ'^2 . Однако, помимо СР-нарушения, при этом возникает взаимодействие нейтральных токов, меняющее аромат. Чтобы избежать противоречия с отсутствием таких взаимодействий на опыте, константа μ'^2 должна быть достаточно малой.

2. В теории без меняющих аромат нейтральных токов нарушение СР-симметрии возможно при увеличении числа хиггсовских дублетов, как минимум, до трех [141]. В этом случае хиггсовский потенциал получается из $V(\Phi_1, \Phi_2)$ увеличением числа индексов до трех. Вместо конструкции B_3 появляются конструкции B_1 , B_2 , B_3 с различными перестановками индексов, а условие (55) заменяется условием [142]

$$B_1 = B_2 = B_3 \equiv B, \quad (57)$$

где B уже не обязано равняться нулю, как это требовалось в двухдублетном случае.

В массовой 3×3 -матрице для заряженных состояний Φ_1^+/v_1 , Φ_2^+/v_2 , Φ_3^+/v_3 возникают СР-нечетные элементы:

$$\begin{pmatrix} 0 & iB & -iB \\ -iB & 0 & iB \\ iB & -iB & 0 \end{pmatrix}.$$

Чтобы обеспечить естественное сохранение аромата во взаимодействии нейтральных токов, необходимо также условие, согласно которому дублет Φ_1 дает массы "верхним" кваркам $U_j = u, c, t$, дублет Φ_2 дает массы "нижним" кваркам $D_j = d, s, b$, а дублет Φ_3 вовсе не взаимодействует с кварками [141]. Тогда изменение аромата возможно лишь благодаря обмену заряженными W -бозонами и заряженными хиггсовскими бозонами. В последнем случае лагранжиан имеет вид

$$L_W = -\frac{\Phi_1^{+*}}{v_1^*} (m_d \bar{d}_R V_{1j} + m_s \bar{s}_R V_{2j} + m_b \bar{b}_R V_{3j}) u_{Lj} + \\ + \frac{\Phi_2^+}{v_2} (m_u \bar{u}_R V_{j1} + m_c \bar{c}_R V_{j2} + m_t \bar{t}_R V_{j3}) d_{Lj} + \text{H. c.}, \quad (58)$$

где V_{ij} — элементы матрицы СКМ, а индексами L и R помечены лево- и правоспиральные кварки.

Появление элементов V_{ij} в (58) связано с тем обстоятельством, что взаимодействие кварков с хиггсовскими бозонами имеет вид

$$L_{qq\Phi} = g_{ij}^a \bar{q}_{Li} \Phi_{ij}^a q_{Rj} + \text{H. c.}$$

Здесь q_{Rj} — синглеты в пространстве слабого изоспина, q_{Li} — дублеты

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L,$$

а структура d' , s' , b' (как СКМ-смешанных комбинаций кварков с зарядом $-1/3$) фиксирована калибровочным взаимодействием с W -бозонами, т.е. матрицей (5).

Чтобы массовая матрица кваркового лагранжиана была диагональной, следует взять q_{Rj} в форме

$$q_{Rj} = u_R, c_R, t_R, d_R, s_R, b_R.$$

Из выражения (58) следует, что фазы v_1 и v_2 могут быть отнесены в произвольные фазы заряженных хиггсовских мезонов, и нарушение СР-инвариантности характеризуется одним параметром B , определяемым формулой (57). В литературе используются и другие параметризации СР-нарушения в хиггсовском секторе, например [141, 143]

$$\text{Im} A \equiv \frac{\langle 0 | T \{ \Phi_1^{+*} \Phi_2^+ \} | 0 \rangle}{v_1^* v_2}. \quad (59)$$

Если бы механизм Вайнберга был единственным источником СР-нарушения, значение $\text{Im} A$ можно было бы извлечь из сравнения амплитуды, соответствующей диаграмме на рис. 7, с наблюдаемым значением пара-

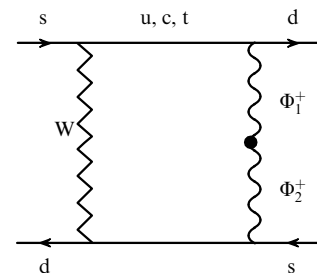


Рис. 7. Диаграмма, дающая вклад в параметр ϵ в теории Вайнберга.

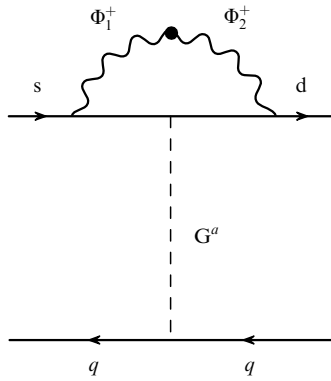


Рис. 8. Диаграмма, дающая вклад в оператор O_1^W , возникающий в теории СР-нарушения Вайнберга.

метра ε в распадах $K_L \rightarrow 2\pi$. Будучи, однако, подставленным в диаграмму, изображенную на рис. 8, это значение $\text{Im} A$ давало бы слишком большое значение отношения¹⁰ ε'/ε [144–146]. Поэтому приходится заключить, что основной вклад в параметр ε дают другие источники нарушения СР-инвариантности, например фаза КМ или сверхслабое взаимодействие Волфенштайна [62]. Механизм же Вайнберга может быть дополнительным источником СР-нарушения.

3.1. Отношение ε'/ε в теории с дополнительным механизмом СР-нарушения Вайнберга

Как указывалось в разделе 2.1, теоретические значения, предсказываемые СМ для отношения ε'/ε , оказываются либо заметно меньше экспериментальных, либо столь неопределенны, что при дальнейшем их уточнении не исключают расхождения с экспериментом. Механизм Вайнберга мог бы разрешить проблему с отношением ε'/ε [146].

Для обсуждения этой возможности удобно воспользоваться еще одной параметризацией СР-нарушения в хиггсовском секторе, которая также использовалась в литературе. А именно, путем диагонализации массовой части лагранжиана полей Φ_1^+ и Φ_2^+ можно перенести СР-нарушение из недиагонального члена $\Phi_1^{+*}\Phi_2^+$ в константы взаимодействия новых физических бесспиновых полей $H_{1,2}^+$ с кварковыми полями. Тогда лагранжиан взаимодействия приобретает вид [147, 148]

$$L = 2^{3/4} G_F^{1/2} \bar{U} \left[M_U V \sum_{i=1}^2 Y_i H_i^+ \frac{1+\gamma_5}{2} - V M_D \sum_{i=1}^2 X_i H_i^+ \frac{1-\gamma_5}{2} \right] D, \quad (60)$$

где M_U и M_D — массовые матрицы для "верхних" и "нижних" кварков, V — СКМ-матрица, а $2^{3/4} G_F^{1/2} X_i$ и $2^{3/4} G_F^{1/2} Y_i$ — комплексные константы, в которые превращаются $(v_1^*)^{-1}$ и $(v_2)^{-1}$ в формуле (58) после диагонализации массовой матрицы хиггсовских полей. Заметим,

¹⁰ В [146] оценка вклада диаграммы, представленной на рис. 8, в параметр ε' оказалась на порядок меньше, чем в работах [144, 145], но был найден дополнительный вклад диаграммы на рис. 9, дающий слишком большое значение ε' , если $\text{Im} A$ является основным источником вклада в параметр ε .

что $|v_1|^2 + |v_2|^2 + |v_3|^2 = (2\sqrt{2}G_F)^{-1}$. Удвоение числа констант в (60) связано тем, что каждое из полей Φ_1^+ и Φ_2^+ при диагонализации превращается в линейную комбинацию новых полей H_1^+ и H_2^+ .

Для простоты картины СР-нарушения можно предположить, что $m_{H_2} \gg m_{H_1}$, и рассматривать лишь эффекты обмена наилегчайшим заряженным бозоном $H_1^+ \equiv H^+$. Тогда СР-нечетные эффекты будут пропорциональны $\text{Im}(XY^*)$. Верхний предел на этот новый параметр может быть извлечен довольно неожиданным образом — из данных о распаде¹¹ $b \rightarrow s\gamma$ [149]:

$$\text{Im}(XY^*) \leq \left(\frac{\text{Br}(b \rightarrow s\gamma)}{C} \right)^{1/2} F_H^{-1}(x),$$

где $C \approx 3 \times 10^{-4}$, $x = m_t^2/m_H^2$, а функция $F_H(x)$ определена в [148].

Вместе с оценкой [150]

$$\text{Br}(b \rightarrow s\gamma) = (3,11 \pm 0,80 \pm 0,72) \times 10^{-4}$$

пределы оказываются следующими:

$$\text{Im}(XY^*) \leq 2, \quad m_H = 100 \text{ ГэВ},$$

$$\text{Im}(XY^*) \leq 3, \quad m_H = 175 \text{ ГэВ},$$

$$\text{Im}(XY^*) \leq 4,7, \quad m_H = 300 \text{ ГэВ},$$

а отношение параметра прямого СР-нарушения в модели Вайнберга ε'_W к параметру ε определяется формулой

$$\frac{\varepsilon'_W}{\varepsilon} = \text{Im}(XY^*) \times 10^{-3} \times \begin{cases} 0,846[1 + 0,184(1-6)], & m_H = 100 \text{ ГэВ}, \\ 0,315[1 + 0,364(1-6)], & m_H = 175 \text{ ГэВ}, \\ 0,117[1 + 0,623(1-6)], & m_H = 300 \text{ ГэВ}. \end{cases}$$

Второе слагаемое в квадратных скобках этих соотношений, содержащее неопределенность в значении $s_2^2 = 3,3 \times 10^{-4}(1-6)$, где s_2 — параметр СКМ-матрицы, отсутствовало в оценке [151] рассматриваемого эффекта. Оно существенно стабилизирует окончательную оценку $\varepsilon'_W/\varepsilon$, если значение s_2^2 близко к его верхнему пределу. Тогда для $100 \leq m_H \leq 300$ ГэВ отношение $\varepsilon'_W/\varepsilon \leq (2,6-3,5) \times 10^{-3}$.

3.2. СР-эффекты в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$

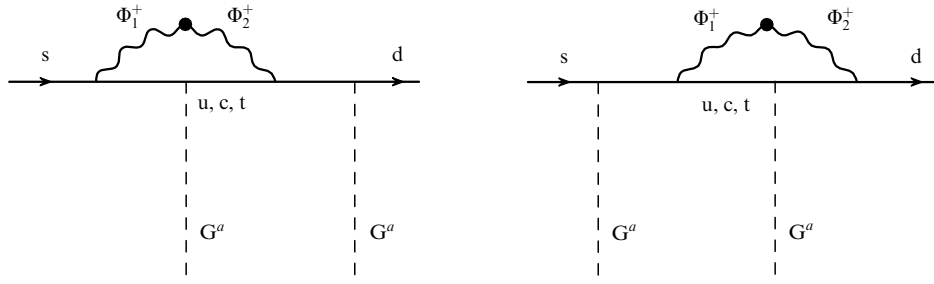
Нарушение СР-инвариантности в хиггсовском секторе теории приводит к появлению дополнительных СР-нечетных операторов [146]

$$O_{W1}^{\text{CP}=-1} = \frac{g_s \bar{C}_\zeta^\zeta}{3m_G^2} [M_s \bar{s}(1-\gamma_5)q\bar{q}(1+\gamma_5)d + M_d \bar{s}(1+\gamma_5)q\bar{q}(1-\gamma_5)d],$$

$$O_{W2}^{\text{CP}=-1} = \frac{g_s \bar{C}_\zeta^\zeta}{3m_K^2} (G_{\mu\nu}^a)^2 \bar{s}(1+\gamma_5)d.$$

Эти операторы содержат вклады от взаимодействий на малых и больших расстояниях, что делает оценку пере-

¹¹ Это ограничение возникает в предположении, что реальная часть амплитуды перехода $b \rightarrow s\gamma$ практически отсутствует из-за компенсации вклада от промежуточного W-бозона вкладом от промежуточных хиггсовских бозонов.

Рис. 9. Диаграммы, продуцирующие оператор O_2^W .

нормировочных коэффициентов ξ и ζ затруднительной. Без учета "одевания" диаграмм, изображенных на рис. 8 и 9, дополнительными виртуальными глюонами значения $\xi = \zeta = 1$.

В модели конституентных кварков $I = 1,54$, эффективная масса промежуточного глюона G^a на рис. 8 $m_G^2 = 0,64m_K^2$, $M_d = 328$ МэВ, $M_s = 480$ МэВ [146], а $\bar{C}$ — мнимая часть эффективной константы C кварк-глюонного оператора

$$L(sdG) = C\bar{s}(1 + \gamma_5)\sigma_{\mu\nu} \frac{\lambda^a}{2} d G_{\mu\nu}^a.$$

В главном приближении по импульсному разложению новые операторы дают

$$\begin{aligned} & \langle \pi^+(p_1) \pi^+(p_2) \pi^-(p_3) | O_{W1}^{CP=-1} + O_{W2}^{CP=-1} | K^+(k) \rangle = \\ & = -i(s_1 + s_2 - 2m_\pi^2)g_s \bar{C}r \left[\frac{\xi r(M_s + M_d)}{6\Lambda^2 m_G^2} + \frac{4\pi I \zeta}{27\alpha_s m_K^2} \right]. \end{aligned}$$

Здесь $r = 2m_\pi^2/(m_u + m_d)$, $\Lambda^2 = 0,94$ ГэВ², $m_u + m_d \approx 11$ МэВ, $s_i = (k - p_i)^2$. В киральной теории Λ является параметром импульсного разложения амплитуд мезонных процессов.

Параметр $\bar{C}$ входит в выражение для $e'_{W'}$, и значение этого параметра можно оценить, исходя из предположения, что наблюдаемое значение $\varepsilon' \simeq 2 \times 10^{-3} \varepsilon^{\text{exp}}$ в основном возникает благодаря механизму СР-нарушения Вайнберга. Тогда для СР-нечетных эффектов в распадах $K^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$, рассмотренных в разделе 2.2, получается [152]

$$\begin{aligned} \left| \frac{\Delta\Gamma}{\Gamma} \right|_{\text{SM+W}} &= 2,5 \times 10^{-3} Z \left[1 + \frac{1,88\rho}{(\text{few})} \left(1 + 2,5 \frac{\xi}{\zeta} \right) \right], \\ \left| \frac{\Delta g}{g} \right|_{\text{SM+W}} &= 3,8 \times 10^{-2} Z \left[1 + \frac{1,88\rho}{(\text{few})} \left(1 + 2,5 \frac{\xi}{\zeta} \right) \right], \end{aligned} \quad (61)$$

где $\rho = (\varepsilon'/\varepsilon)^{\text{exp}}/(2 \times 10^{-3})$, $Z = 10^{-4}(\text{few})$, $(\text{few}) = 10^4 (\varepsilon'/\varepsilon)_{\text{SM}}^{\text{th}}$ (см. (13)). Из формул (61) следует, что при $\xi \sim \zeta$ механизм Вайнберга мог бы удваивать СР-эффекты в распадах заряженных К-мезонов в три π -мезона.

3.3. Влияние СР-нарушения в хиггсовском секторе на распад $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$

Выше отмечалось, что в СМ поперечная поляризация мюонов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ ожидается на уровне $\langle P_\perp^\mu \rangle \sim 10^{-6}$, причем ее появление не связано с несохранением Т- и СР-четности. Эта поляризация особенно чувствительна к скалярному взаимодействию адронов с лептонами (см. ниже), и ее наблюдение на более высоком

уровне может дать сведения о нарушении СР-инвариантности в скалярном секторе теории.

Амплитуда $K_{\mu 3}$ -распада может быть представлена в виде [153]

$$\begin{aligned} A(K(k) \rightarrow \pi(p)\mu\nu) &= \frac{G_F}{2} \sin \theta_C [f_+(q^2)(k+p)_\alpha + \\ &+ f_-(q^2)(k-p)_\alpha] \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu = \\ &= G_F \sin \theta_C f_+(q^2) [k_\alpha \bar{\mu} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu + f_S m_\mu \bar{\mu} (1 + \gamma_5) \nu], \end{aligned}$$

где $f_S = (f_- - f_+)/2f_+$. Тогда [154]

$$\langle P_\perp^\mu \rangle = \frac{m_\mu}{m_K} \frac{|\mathbf{p}_\mu|}{E_\mu + |\mathbf{p}_\mu| \mathbf{n}_\mu \mathbf{n}_\nu - m_\mu^2/M_K} \text{Im} f_S \approx 0,2 \text{Im} f_S.$$

В случае модели Вайнберга

$$\text{Im} f_S \simeq \text{Im}(XY^*) \frac{v_2^2}{v_3^2} \frac{M_K^2}{m_H^2}.$$

Следуя анализу [155] возможных значений v_2/v_3 , получаем

$$\begin{aligned} \frac{v_2}{v_1} &< 21 \left(\frac{m_H}{\text{ГэВ}} \right)^{1/2}, \\ \frac{v_2}{v_3} &\leq \frac{1}{2 \text{Im}(XY^*)} \left[1 + \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 + \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^2 \right]^{1/2}, \end{aligned}$$

и для $m_H = 100$ ГэВ находим

$$\langle P_\perp^\mu \rangle \leq 1,2 \times 10^{-2}.$$

Недавние измерения дали результат [156]

$$\langle P_\perp^\mu \rangle^{\text{exp}} = (4,2 \pm 4,9 \pm 0,9) \times 10^{-3}. \quad (62)$$

Достигнутая точность пока не позволяет сделать определенных выводов о существовании или отсутствии рассматриваемого механизма СР- и Т-нарушения.

3.4. ЭДМ нейтрона в модели Вайнберга

Как уже отмечалось, ЭДМ нейтрона может быть получен сложением ЭДМ отдельных конституентных кварков. Последние равны (см., например, [148])

$$\begin{aligned} d_d &= \frac{\sqrt{2}G_F e}{12\pi^2} m_d \sum_{q=u,c,t} |V_{qd}|^2 \text{Im}(XY^*) F_d(x_q), \\ d_u &= \frac{\sqrt{2}G_F e}{12\pi^2} m_u \sum_{q=d,s,b} |V_{uq}|^2 \text{Im}(XY^*) F_u(x_q), \end{aligned}$$

где

$$F_d(x_q) = \frac{x_q}{(1-x_q)^2} \left[\frac{3}{4} - \frac{5}{4} x_q + \frac{2-3x_q}{2(1-x_q)} \ln x_q \right],$$

$$F_u(x_q) = \frac{x_q}{(1-x_q)^2} \left[x_q - \frac{1-3x_q}{2(1-x_q)} \ln x_q \right],$$

а $x_q = m_q^2/m_H^2$. Поскольку ЭДМ внешнего кварка пропорционален квадрату массы промежуточного кварка, а массы с- и t-кварков намного больше масс s- и b-кварков, ЭДМ нейтрона с хорошей точностью равен $(4/3)d_d$.

В случае $m_H = 100$ ГэВ, $m_c = 1,25$ ГэВ, $m_t = 175$ ГэВ верхний предел для d_n есть

$$\left| \frac{d_n}{e} \right| \leq [1,6 + 0,67(1-6)] \times 10^{-27} \text{ см} \leq 5,6 \times 10^{-27} \text{ см}. \quad (63)$$

Здесь использовался предел $\text{Im}(XY^*) \leq 2$ для $m_H = 100$ ГэВ и учитывалось, что параметр s_2 СКМ-матрицы пока имеет большую неопределенность: $s_2^2 = 3,3 \times 10^{-4}(1-6)$ (см. раздел 5). Полученная оценка d_n всего на порядок ниже верхнего предела (44).

Следует иметь в виду, что оценка (63) не учитывает эффекта перенормировки d_n вследствие глюонных поправок, возможной примеси $\bar{s}s$ -пар в нейтронной волновой функции, а также вклада так называемого хромозлектрического дипольного момента кварков. Если два последних эффекта увеличивают d_n , то первый эффект заметно уменьшает d_n .

Обсуждение всех этих эффектов читатель может найти в [157], но численные оценки этой работы необходимо исправить с учетом современных ограничений на m_H и $\text{Im} A$, т.е. вместо $m_c^2|\text{Im} A| = 0,3G_F$ должно быть

$$m_c^2|\text{Im} A| = 2\sqrt{2}G_F \left(\frac{m_c^2}{m_H^2} \right) \text{Im}(XY^*) \leq 9 \times 10^{-4}G_F$$

для $m_H \geq 100$ ГэВ. В результате такой поправки оценка d_n в работе [157] оказывается близкой к наивной оценке (63).

Таким образом, нарушение СР-инвариантности в пропагаторах заряженных хиггсовских полей не противоречит данным о верхнем пределе на ЭДМ нейтрона. Остается рассмотреть вопрос, как обстоит дело с эффектами, инициируемыми СР-нарушением в пропагаторах нейтральных хиггсовских полей, возможным как в теории с тремя, так и в теории с двумя хиггсовскими дублетами.

3.5. ЭДМ элементарных частиц в теории с двумя дублетами

В теории с двумя дублетами нарушение СР-инвариантности возможно при условии, что разрешено взаимодействие меняющих аромат нейтральных токов [158]. Исходные дублеты Φ_1 и Φ_2 могут быть представлены в форме линейных комбинаций собственных состояний $\tilde{\Phi}_1$ и $\tilde{\Phi}_2$:

$$\Phi_1 = \cos \beta \tilde{\Phi}_1 - \sin \beta \tilde{\Phi}_2,$$

$$\Phi_2 = (\sin \beta \tilde{\Phi}_1 + \cos \beta \tilde{\Phi}_2) \exp i\theta.$$

Здесь

$$\tilde{\Phi}_1 = \left(\frac{G^+}{v + H_1 + iG^0} \right), \quad \tilde{\Phi}_2 = \left(\frac{H^+}{H_2 + iA} \right), \quad (64)$$

$v = (v_1^2 + v_2^2)^{1/2} = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2}$, G^+ и G^0 — голдстоуновские состояния, поглощаемые продольными компонентами массивных $W^\pm$ - и Z -бозонов, а угол β определяется соотношением

$$\tan \beta = \frac{|v_2|}{|v_1|}. \quad (65)$$

Нарушение СР-инвариантности происходит из-за смешивания нейтрального псевдоскалярного поля A (см. (64)) со скалярными полями $H_{1,2}$ и может быть запараметризовано в форме [159, 160]

$$\langle H_1 A \rangle = \frac{1}{2} \sin 2\beta \sum_n \frac{\text{Im} Z_{0n}}{q^2 - m_n^2},$$

$$\langle H_2 A \rangle = \frac{1}{2} \sum_n \frac{\cos 2\beta \text{Im} Z_{0n} - \text{Im} \bar{Z}_{0n}}{q^2 - m_n^2}, \quad (66)$$

где индекс n нумерует собственные состояния нейтральных хиггсовских полей H_1 , H_2 , A , а Z_{0n} , $\bar{Z}_{0n}$ — новые безразмерные параметры.

Индекс n в (66) можно отбросить, если предположить, что суммы насыщаются наилегчайшим хиггсовским бозоном с массой m_H . Доминирующий вклад в ЭДМ заряженного фермиона дают диаграммы типа изображенных на рис. 10, в которых верхняя петля содержит тяжелые частицы t , b , c , W^+ , H^+ , τ [160–162]. В ЭДМ нейтрона дают вклад все типы диаграмм, а в ЭДМ электрона — только первая и третья.

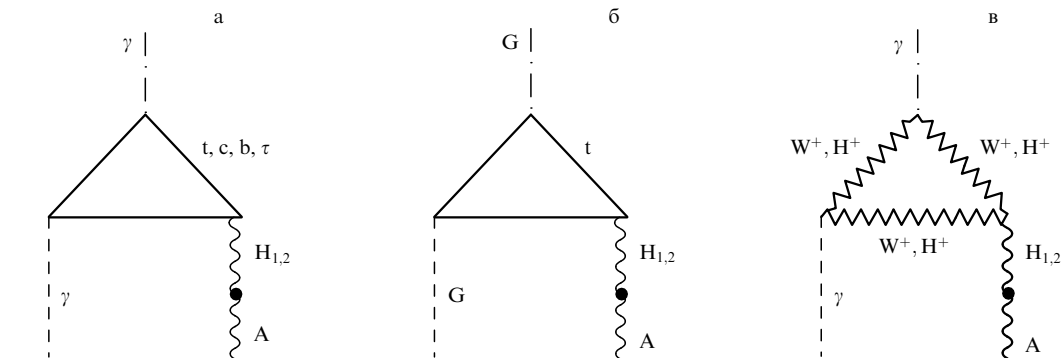


Рис. 10. Диаграммы, дающие вклад в ЭДМ кварка в теории с двумя хиггсовскими дублетами.

Вклад диаграммы 10а с t-кварком в верхней петле в ЭДМ d-кварка оказывается равным [160]

$$\left(\frac{d_d}{e}\right)^{\text{t-loop}} = 1,4 \times 10^{-26} \left\{ \text{Im } Z_0 [f(z) + g(z)] - \text{Im } \bar{Z}_0 [f(z) - g(z)] \right\} \text{ см.} \quad (67)$$

Здесь $z = m_t^2/m_H^2$, а функции f и g представляют собой результат двухпетлевого интегрирования в диаграммах на рис. 10 [160]. При $z = 1$ их значения отличаются от единицы на величину порядка 20 %, причем $g(z) > 1 > f(z)$.

Диаграмма 10б могла бы дать еще больший вклад в ЭДМ d-кварка, если оценка $(d_d/e) \approx d^c$ [163], где d^c — хромоэлектрический дипольный момент, была бы справедливой. Сомнения в такой оценке возникают при попытке закоротить глюонную линию и привязать фотонную линию к заряженным частицам диаграммы 10б. Тогда более естественной кажется оценка [164]

$$\frac{d_q}{e} \sim \frac{g_s}{(4\pi)^2} d_q^c.$$

Согласно [160] ЭДМ электрона

$$\left(\frac{d_e}{e}\right)^{\text{t-loop}} = -2,8 \times 10^{-27} \left\{ \text{Im } Z_0 [f(z) + g(z)] - \text{Im } \bar{Z}_0 [f(z) - g(z)] \right\} \text{ см.} \quad (68)$$

Прямой связи между ЭДМ электрона и нейтрона, однако, не существует из-за того, что петли с b , τ , W^+ , H^+ дают разные вклады в эти величины, по-разному зависящие от параметров Z_0 и $\bar{Z}_0$ [160].

Прямая связь между ЭДМ электрона и нейтрона возникает в специфической модели [165], в которой все фермионы, кроме t-кварка, получают массы от вакуумного среднего v_1 дублета Φ_1 , а t-кварк — от вакуумного среднего v_2 дублета Φ_2 , и сильное отличие m_t от масс остальных фермионов объясняется тем, что $|v_2/v_1| \sim \sim m_t/m_b$. Наибольший вклад в d_e возникает от петель с фермионами b и τ :

$$\begin{aligned} \left(\frac{d_e}{e}\right)^{b, \tau\text{-loops}} &= -\frac{m_e x \sqrt{2} G_F}{(4\pi)^3} \tan^2 \beta \times \\ &\times \left\{ \frac{4}{3} [f(b) + g(b)] + 4 [f(\tau) + g(\tau)] \right\} (\text{Im } Z_0 + \text{Im } \bar{Z}_0), \end{aligned} \quad (69)$$

где $b = m_b^2/m_H^2$, $\tau = m_\tau^2/m_H^2$, а наибольший вклад в d_n дает b-кварковая петля [166], так что

$$\begin{aligned} d_n &\sim d_d^{\text{b-loop}} = \\ &= 6 \times 10^{-25} [f(b) + g(b)] \tan^2 \beta (\text{Im } Z_0 + \text{Im } \bar{Z}_0). \end{aligned} \quad (70)$$

При $\tan \beta \gg 1$ возникает соотношение [166]

$$\left| \frac{d_e}{d_n} \right| \sim 2 \times 10^{-3},$$

не зависящее от параметров $\text{Im } Z_0$ и $\text{Im } \bar{Z}_0$.

Заметим, что эти параметры двухдублетной теории никак не связаны с параметрами нарушения СР-инвариантности в распадах $\{K^0, \bar{K}^0\} \rightarrow 2\pi$.

Из представленных формул, а также результатов других работ, ссылки на которые можно найти в [163], следует лишь вывод, что ЭДМ нейтрона и электрона могли бы быть близкими к существующим пределам на эти величины.

В случае модели Вайнберга с тремя хиггсовскими дублетами смешивание нейтральных хиггсовских мезонов определяется тем же параметром, что и смешивание заряженных полей Φ_1^+ и Φ_2^+ [142]. Если последнее дает $e'_W/\varepsilon \sim 2 \times 10^{-3}$, этот параметр приводит к значениям d_n и d_e , близким или даже превышающим известные пределы на эти величины. Возможный выход из такой ситуации заключается, в частности, в предположении, что массы нейтральных хиггсовских мезонов значительно больше масс их заряженных партнеров.

В литературе обсуждался возможный вклад в ЭДМ барионов эффективного трехглюонного оператора размерности 6 типа [167]

$$-c f_{abc} G_{a\mu}^p G_{b\rho\nu} G_{c\sigma\eta} \varepsilon^{\mu\nu\sigma\eta},$$

нарушающего Р- и СР-инвариантности и возникающего в теории с несколькими хиггсовскими дублетами, а также вклад чисто глюонных операторов размерности 8 типа [168]

$$g_s^4 \tilde{G}_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} G_{\alpha\beta}^b G^{b\alpha\beta}.$$

Результаты исследования эффекта таких операторов тоже не противоречат возможности возникновения ЭДМ нейтрона, близким к экспериментальному пределу [160, 169].

3.6. Распады $\eta, \eta' \rightarrow 2\pi$ в модели Вайнберга

В случае распада с сохранением аромата часть матричного элемента перехода $\eta \rightarrow 2\pi$, соответствующая диаграмме, представленной на рис. 8, но с одинаковыми кварками на концах, обращается в нуль. Остается лишь вклад диаграмм, изображенных на рис. 9, с одинаковыми внешними кварками. Оценка, полученная с учетом только промежуточного с-кварка, дает [146]

$$\text{Br}(\eta \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 2 \text{Br}(\eta \rightarrow \pi^0 \pi^0) \leq 1,2 \times 10^{-15}$$

(ср. с (53)), что по-прежнему ненаблюдаемо.

4. СР-нечетные эффекты в суперсимметричной теории

Появление множества новых, пока гипотетических, частиц в суперсимметричном обобщении Стандартной модели (SUSY) открывает двери для возникновения новых параметров нарушения СР-инвариантности. В частности, майорановские массы суперпартнеров обычных калибровочных полей, массы скалярных кварков и константа трехчастичного скалярного взаимодействия могут быть комплексными величинами. Эти источники изменяют предсказания СМ благодаря двум различным эффектам: 1) появлению новых диаграмм с суперпартнерами обычных частиц в промежуточных состояниях (при этом СР-нарушение пропорционально фазе КМ, но

величина эффектов становится иной) и 2) появлению новых фаз, не связанных с фазой КМ.

В качестве иллюстрации приведем результаты вычисления поправок к параметрам ε_K , ε'_K и ЭДМ нейтрона, полученные в минимальной суперсимметричной SO(10)-модели [170]. "Ящичная" диаграмма с промежуточными глюино дает для непрямого CP-нарушения

$$|\varepsilon_K|^{\tilde{g}} \simeq 2 \times 10^{-2} \sin(\phi_d - \phi_s) \left(\frac{300 \text{ ГэВ}}{M_3} \right)^2 \times \left| \frac{V_{ts} V_{td}}{4 \times 10^{-4}} \right|^2 \left| \frac{180 \text{ МэВ}}{m_s + m_u} \right|^2,$$

где M_3 — масса b-скварка, а ϕ_d и ϕ_s — новые фазы, появляющиеся в SO(10)-модели. Отношение ε'/ε для распадов $\{K^0, \bar{K}^0\} \rightarrow 2\pi$ получает поправку

$$\left| \frac{\varepsilon'_K}{\varepsilon_K} \right|^{\tilde{g}} = 3 \times 10^{-4} \left(\frac{300 \text{ ГэВ}}{M_3} \right)^2 \frac{A_b + \mu \tan \beta}{M_3} \times \frac{\sin(\phi_d - \beta) + \sin(\phi_s - \beta)}{2}.$$

Для ЭДМ нейтрона получается

$$d_n \simeq 4 \times 10^{-26} \frac{m_b(M_3)}{2,7 \text{ ГэВ}} \left| \frac{V_{td}}{0,01} \right|^2 \left(\frac{300 \text{ ГэВ}}{M_3} \right)^2 \times \frac{A_b + \mu \tan \beta}{M_3} \sin(\phi_d - 2\beta).$$

В двух последних формулах A_b и μ — параметры взаимодействия трех скалярных полей, а β — функция от фазы КМ.

Из представленных формул видно, что механизмы CP-нарушения SUSY дают отношение $\varepsilon'_K/\varepsilon_K$, по крайней мере на порядок меньшее экспериментально наблюдаемого. Этот вывод присутствовал и в других работах по суперсимметрии, опубликованных до результата [60]. После опубликования результата [60] появилась серия работ [171], в которых авторам удалось найти примеры теорий с отношением $\varepsilon'/\varepsilon \sim 3 \times 10^{-3}$.

ЭДМ нейтрона и электрона в SUSY могут быть близкими [172] к их экспериментальным значениям. Более того, в случае минимальной суперсимметричной Стандартной модели (MSSM) возникает проблема превышения теоретических предсказаний для этих величин над экспериментальными пределами [173].

Для поперечной поляризации мюона в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ ожидаемый эффект суперсимметричного CP-нарушения весьма мал [174, 175]. Для определенного в разделе 3.3 параметра $\text{Im} f_S$ в этом случае получается [174]

$$\text{Im} f_S \approx \frac{M_K m_s}{m_{\tilde{g}}^2} \frac{\alpha_s}{12\pi} \sin \phi_{\text{SUSY}},$$

где $\tilde{g}$ — глюино, а ϕ_{SUSY} — CP-нарушающая фаза массы глюино. Но из ограничений на ЭДМ нейтрона следует, что $\sin \phi_{\text{SUSY}} \leq 10^{-7} m_{\tilde{g}}^2 / \text{ГэВ}^2$ [175].

В распадах системы $\{B^0, \bar{B}^0\}$ -мезонов параметры ε_B и ε'_B также изменяются. Они могут заметно отличаться от ожидаемых в СМ. Это касается и CP-нечетных асимметрий. Так, согласно СМ асимметрия в распадах системы $\{B_s^0, \bar{B}_s^0\}$ -мезонов ожидается меньше 2%. Новая физика

генерирует в этих распадах асимметрию [176]

$$A(B_s \rightarrow J/\psi \phi) \sim \sin(2\zeta^{\text{New Phys}}).$$

Наблюдение асимметрии, превышающей предсказываемую СМ, стало бы свидетельством существования Новой физики. Появляющиеся в SUSY новые источники нарушения CP-инвариантности позволяют, в принципе, объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной (см. обзор [43]).

5. Другие модели нарушения CP- и T-инвариантностей

Среди моделей, в которых возможны другие источники нарушения CP-инвариантности, довольно широко обсуждались модели с (нарушенной) лево-правой симметрией [177]. В этих моделях имеются левые и правые $W^\pm$ -бозоны, причем масса вторых значительно больше, чем первых. Источником CP-нарушения являются комплексные массы недиагональных переходов $W_L \leftrightarrow W_R$, а также $\nu_L \leftrightarrow N_R$, где N_R — правоспиральная компонента гипотетического тяжелого нейтрино. В этих моделях генерируемые CP-нарушением T-нечетные ЭДМ d_n и d_e могут достигать существующих экспериментальных пределов. В некоторых из них возникает связь значений d_n и d_e с параметром ε' , характеризующим прямое CP-нарушение в распадах $K_L^0 \rightarrow 2\pi$ [178].

В секторе $\{B^0, \bar{B}^0\}$ теория, основанная на калибровочной группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, приводит к предсказанию значительного различия во времени-зависимой CP-асимметрии для распадов $B \rightarrow J/\psi K_S$ и $B \rightarrow \phi K_S$, которая в СМ должна быть одной и той же для этих распадов [179]. Угол γ треугольника унитарности СКМ-матрицы в электрослабых процессах, обусловленных "пингвинными" диаграммами, также становится отличным от предсказываемого СМ [180].

В модели "зеркальных фермионов" [181] известному семейству фермионных левоспиральных дублетов и правоспиральных синглетов сопоставляется семейство гипотетических тяжелых правоспиральных дублетов и левоспиральных синглетов. Источником нарушения CP-инвариантности является комплексность констант связи H^0 -, W -, Z -бозонов с лево- и правоспиральными фермионами. ЭДМ нейтрона и электрона могут достигать своих экспериментальных пределов.

В моделях с горизонтальными калибровочными взаимодействиями [182] тяжелые нейтральные горизонтальные векторные бозоны могут взаимодействовать с фермионами с изменением аромата и соответствующие константы связи могут быть комплексными. Сила этого источника CP-нарушения может быть оценена из предела на де-конверсию [183], и соответствующая граница для ЭДМ электрона оказывается $d_e/e < 2 \times 10^{-27}$ см.

6. Что известно о CPT-инвариантности

Отказ от каких-либо требований, предъявляемых к плотности лагранжиана в общепринятой релятивистской квантовой теории поля, делает невозможным доказательство CPT-теоремы [2].

Нарушение CPT-инвариантности возможно в теории, основанной на концепции бесконечнокомпонентного поля (БКП) [184]. Развитие БКП стимулировалось

одной из идей динамической симметрии — свести составную систему с бесконечным спектром массы (или энергии) к единому БКП как более "элементарному" объекту (см. ссылки в [184]). Но как показано в [185], в теории БКП возникает бесконечная вырождаемость массы по спину, чего не наблюдается в мире элементарных частиц.

Другим источником СРТ-неинвариантности могло бы стать существование самосопряженных мультиплетов полевых операторов с полуцелым изотопическим спином типа

$$\begin{pmatrix} V^+ \\ V^{+*} \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} V^{-*} \\ V^- \end{pmatrix},$$

где V — поля со спином 1 и $V^+ \neq V^{-*}$. Взаимодействие таких гипотетических полей с заряженными адронными токами, один из которых меняет аромат, при наличии смешивания V^+ - и V^{-*} -бозонов приводит к сохраняющим Т-инвариантность, но СР-нечетным и, следовательно, СРТ-нечетным адронным амплитудам [186]. Однако опять-таки пока нет указаний на существование таких мультиплетов.

Отказ от локальности взаимодействий также делает невозможным доказательство СРТ-теоремы. Поэтому нарушение СРТ-инвариантности могло бы иметь место в теории, описывающей взаимодействие струн — нелокальных объектов [44, 45]. Еще одним источником нарушения СРТ-симметрии могло бы стать нарушение лоренц-инвариантности [187]. Не исключено также, что квантовые флуктуации и появление виртуальных черных дыр [46, 47], приводящих по крайней мере к частичной необратимости процессов, могут вызвать потерю квантовой когерентности и, как следствие, нарушение СРТ-инвариантности.

Таким образом, теория не исключает возможности нарушения СРТ-инвариантности, но пока не существует реалистической модели, с помощью которой, исходя из первых принципов, можно было бы вычислить величину СРТ-эффектов во взаимодействиях элементарных частиц. Остается лишь исследовать феноменологические последствия СРТ-инвариантности. Таковыми, хотя далеко не единственными [188], являются равенства масс и времен жизни частицы и ее античастицы.

Наиболее прецизионные результаты, собранные в [78], следующие:

$$\frac{m_{e^+} - m_{e^-}}{m_e} < 8 \times 10^{-9}, \quad \frac{\tau_{\mu^+} - \tau_{\mu^-}}{\tau_\mu} = (2 \pm 8) \times 10^{-5},$$

$$\frac{|m_p - m_{\bar{p}}|}{m_p} < 5 \times 10^{-7}, \quad \frac{|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|}{m_K} < 10^{-18}.$$

Последний результат считается наилучшей проверкой СРТ-инвариантности. Его, однако, следует понизить на порядок, если допустить возможность прямого СРТ-нарушения в амплитуде распада $K_L \rightarrow 2\pi$ [189]. Кроме того, этот результат вовсе не означает, что параметры, характеризующие силу СРТ-нарушения, намного меньше параметров СР-нарушения.

Из детального анализа следует, что СРТ-инвариантность в распадах системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов проверена лишь с точностью 30 % от наблюдаемой величины СР-нарушения. Причина заключается в следующем. Будучи частью недиагонального элемента $\langle \bar{K}^0 | K^0 \rangle$ массовой

матрицы системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов, т.е. являясь эффектом порядка $G_F^2 m_K^2 s_1^2$, разность $\Delta m_{K\bar{K}} = m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}$ изначально меньше $3 \times 10^{-13} m_K$. Поэтому более естественным представляется сравнение этой разности с СРТ- и СР-четным эффектом — с разностью $m_{K_L} - m_{K_S}$, которая также пропорциональна $G_F^2 m_K^2 s_1^2$. Это и делалось при определении параметров СР-нарушения η_{+-} и η_{00} . При таком подходе полученные ограничения на параметры СРТ-нарушения оказываются весьма скромными. Рассмотрим ситуацию подробнее.

Поскольку известно, что СР-инвариантность нарушается в распадах нейтральных К-мезонов, для проверки СРТ-инвариантности достаточно рассмотреть феноменологию, в которой СР-нарушение не компенсируется нарушением Т-инвариантности, т.е. добавить в определение волновых функций $K_{S,L}$ -мезонов части, сохраняющие Т-инвариантность. Тогда волновые функции $K_{S,L}$ -мезонов приобретают вид [25, 26, 28]

$$K_S = \frac{K_1 + (\varepsilon + \Delta)K_2}{(1 + |\varepsilon + \Delta|^2)^{1/2}}, \quad (71)$$

$$K_L = \frac{K_2 + (\varepsilon - \Delta)K_1}{(1 + |\varepsilon - \Delta|^2)^{1/2}}, \quad (72)$$

где параметр ε по-прежнему описывает СР-нарушающую, но СРТ-сохраняющую часть в волновых функциях $K_{S,L}$ -мезонов, а параметр Δ — СРТ-нарушающую часть.

Кроме того, если СР- и СРТ-инвариантности нарушаются в прямых переходах системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов в конечные состояния, появляется ряд новых параметров [24–26, 28]:

$$a = \frac{A(K_2^0 \rightarrow 2\pi; T=0)}{A(K_1^0 \rightarrow 2\pi; T=0)}, \quad \text{СРТ} = -1, \quad (73)$$

$$\frac{1 - y_l}{1 + y_l} = \frac{A(K^0 \rightarrow 1^+ \nu \pi^-)}{A^*(\bar{K}^0 \rightarrow 1^- \bar{\nu} \pi^+)}, \quad \text{СРТ} = -1, \text{ если } y_l \neq 0. \quad (74)$$

Для полупертоновых распадов нейтральных К-мезонов вводятся дополнительные параметры, характеризующие силу нарушения правила $\Delta Q = \Delta S$:

$$x_l = \frac{A(\bar{K}^0 \rightarrow 1^+ \nu \pi^-)}{A(K^0 \rightarrow 1^+ \nu \pi^-)}, \quad \bar{x}_l = \frac{A^*(K^0 \rightarrow 1^- \bar{\nu} \pi^+)}{A^*(\bar{K}^0 \rightarrow 1^- \bar{\nu} \pi^+)}. \quad (75)$$

Неравенство $x_l \neq \bar{x}_l$ означает нарушение СРТ-инвариантности.

В результате наблюдаемые в распадах $K_{S,L} \rightarrow 2\pi$ параметры нарушения СР-инвариантности приобретают вид [25, 26, 28]

$$\eta_{+-} \cong \varepsilon - \Delta + \varepsilon' + a, \quad (76)$$

$$\eta_{00} \cong \varepsilon - \Delta - 2\varepsilon' + a \quad (77)$$

(ср. с (9) и (10)), а параметр зарядовой асимметрии в полупертоновых распадах K_L -мезонов задается формулой

$$\delta_L \cong 2 \operatorname{Re}(\varepsilon - \Delta) - 2 \operatorname{Re} y_l - \operatorname{Re}(x_l - \bar{x}_l). \quad (78)$$

$\operatorname{Im} y_l$ входит только в общие нормировочные коэффициенты для времени-зависимых амплитуд полупертоновых распадов K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезонов (см. [28, табл. 1]).

Из соотношений (76)–(78) ясно, что одни только данные по K_L -распадам не позволяют заключить, сопровождается ли нарушение СР-инвариантности нарушением СРТ-инвариантности. Нужны данные по распадам K_S , формулы для которых содержат иную комбинацию СРТ-четных и СРТ-нечетных параметров. В частности, необходимы данные о параметре

$$\delta_S = \frac{\Gamma(K_S \rightarrow l^+ \nu \pi) - \Gamma(K_S \rightarrow l^- \bar{\nu} \pi)}{\Gamma(K_S \rightarrow l^+ \nu \pi) + \Gamma(K_S \rightarrow l^- \bar{\nu} \pi)} \cong \\ \cong 2 \operatorname{Re}(\varepsilon + \Delta) - 2 \operatorname{Re} y_l + \operatorname{Re}(x_l - \bar{x}_l). \quad (79)$$

В современной теории с известным кварковым содержанием правило $\Delta Q = \Delta S$ нарушается во втором порядке по слабой константе G_F , так что верхняя граница для $\operatorname{Re}(x_l - \bar{x}_l)$ не больше, чем $G_F m_K^2 \approx 2 \times 10^{-6}$. Пренебрегая столь малым эффектом, получаем

$$\operatorname{Re} \Delta = \frac{1}{4}(\delta_S - \delta_L). \quad (80)$$

Первые оценки $\operatorname{Re} \Delta$ и $\operatorname{Im} \Delta$ с учетом того, что $\operatorname{Re} y_l$ может быть отлично от нуля¹², были получены в [190] из старых данных по K_{e3}^0 - и $\bar{K}_{e3}^0$ -распадам:

$$\operatorname{Re} \Delta = 0,018 \pm 0,020, \quad \operatorname{Im} \Delta = 0,021 \pm 0,037. \quad (81)$$

Недавние измерения [191] дали результат

$$\operatorname{Re} \Delta = (2,4 \pm 2,8) \times 10^{-4}, \quad \operatorname{Im} \Delta = (-1,5 \pm 2,3) \times 10^{-2}. \quad (82)$$

Предел на $\operatorname{Re} \Delta$ был понижен на два порядка, но точность в измерении $\operatorname{Im} \Delta$ осталась такой же, как в [190].

Как отмечалось в [25, 26, 30], предел на $\operatorname{Im} \Delta$ может быть существенно понижен при использовании соотношения унитарности Бэлла–Штайнбергера [22]. Тогда в соответствии с измерениями [192] параметров, входящих в это соотношение, получается

$$\operatorname{Im} \Delta = (2,4 \pm 5,0) \times 10^{-5}. \quad (83)$$

Для других СРТ-нарушающих параметров было найдено [192]

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} y_l &= (0,3 \pm 3,1) \times 10^{-3}, \\ \operatorname{Im} x_l &= (-2,0 \pm 2,7) \times 10^{-3}, \\ \operatorname{Re} \bar{x}_l &= (-0,5 \pm 3,0) \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (84)$$

Обратимся теперь к определению разности масс $m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}$. Эта разность задается соотношением [26, 28]

$$m_{K^0} - m_{\bar{K}^0} = 2(m_L - m_S)(\operatorname{Re} \Delta - \operatorname{Im} \Delta \cdot \tan^{-1} \Phi_{sw}), \quad (85)$$

так что из (82) и (83) следует, что

$$\frac{|m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}|}{m_{K^0}} \leq 1,2 \times 10^{-17}. \quad (86)$$

¹² Если не принимать во внимание возможность прямого СРТ-нарушения в полупертоновых распадах каонов, как в работе [26], т.е. полагать $y_l = 0$, возникает ограничение на параметр Δ , на два порядка лучшее [26].

Результат (86) на порядок больше, чем в [78, с. 67], где использовалась формула

$$\frac{m_{K^0} - m_{\bar{K}^0}}{m_{K^0}} = \frac{2(m_L - m_S)}{m_{K^0}} \left[|\eta| \left(\frac{2}{3} \Phi_{+-} + \frac{1}{3} \Phi_{00} - \Phi_{sw} \right) + \right. \\ \left. + a + \operatorname{Im} \left(\frac{1}{\Gamma_S} \sum_f \alpha_f \right) \tan^{-1} \Phi_{sw} \right] \quad (87)$$

и пренебрегалось двумя последними членами в квадратной скобке этого выражения.

Однако единственная существовавшая в литературе оценка [28]

$$a = (-0,75 \pm 6) \times 10^{-3}, \quad (88)$$

значительно превышавшая часть, пропорциональную комбинации фаз, не давала основания для исключения a из рассмотрения. Наоборот, из сравнения двух выражений для разности масс можно извлечь новую оценку предела для прямого нарушения СРТ-инвариантности, а именно

$$|a| \leq 8 \times 10^{-4}. \quad (89)$$

Из (82), (84) и (89) следует, что верхняя граница на параметры СРТ-нарушения в распадах системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ лишь в три раза ниже известного значения параметра СР-нарушения $|\eta| \cong 2,3 \times 10^{-3}$.

Упомянувшееся в начале раздела явление потери квантовой когерентности, которое приводит к диссипации, необратимости и, следовательно, нарушению СРТ-инвариантности, может быть учтено добавлением к уравнению эволюции нейтральных каонов запрещенного в обычной квантовой механике члена $\Delta H \rho$ [193]:

$$\frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = -i H \rho(t) + i \rho(t) H^\dagger + \Delta H \rho(t), \quad (90)$$

где $\rho(t)$ — матрица плотности системы $\{K^0, \bar{K}^0\}$ -мезонов, которая может быть представлена в форме разложения по матрицам Паули и единичной матрице σ_0 [31]: $\rho = \rho_\mu \sigma_\mu$. Тогда добавка ΔH может быть запараметризована в виде 4×4 -матрицы [193]

$$\Delta H = -2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & c \\ 0 & b & \alpha & \beta \\ 0 & c & \beta & \gamma \end{pmatrix} \quad (91)$$

с шестью реальными параметрами.

По данным [194] значения пяти из этих параметров матрицы (91) таковы:

$$\begin{aligned} a &= (2,5 \pm 2,6) \times 10^{-17} \text{ ГэВ}, \\ c &= (0,7 \pm 1,2) \times 10^{-17} \text{ ГэВ}, \\ \alpha &= (1,8 \pm 4,4) \times 10^{-17} \text{ ГэВ}, \\ \beta &= (-0,7 \pm 1,3) \times 10^{-17} \text{ ГэВ}, \\ \gamma &= (0,1 \pm 22,0) \times 10^{-20} \text{ ГэВ}. \end{aligned} \quad (92)$$

Поскольку потеря квантовой когерентности могла бы быть следствием возможной порчи свойств пространства-времени на расстояниях порядка обратной массы Планка (где гравитация становится сильной), для пара-

метров (92) не исключаются величины порядка $m_K^2/m_{\pi} \sim 10^{-19}$ ГэВ. Из близости этой оценки к данным [194] следует, что дальнейший поиск СРТ-эффектов в распадах нейтральных К-мезонов крайне желателен.

В секторе заряженных К-мезонов точность проверки СРТ-инвариантности пока невелика: $(m_K^+ - m_K^-)/m_K = (-0,6 \pm 1,8) \times 10^{-4}$. Точность в измерении отношения разности ширин $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ и $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$ к ширине одного из них составляет $(-0,5 \pm 0,4) \%$, а для $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ и $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ подобное отношение равно $(0,8 \pm 1,2) \%$. На установке DAPHNE (Фраскати), где числа K^+ - и K^- -мезонов одинаковы, точность этих измерений может быть улучшена на два порядка, а точность в сравнении остальных парциальных ширин K^+ - и K^- -мезонов доведена до 10^{-4} [30].

Весьма обещающими (с точки зрения прецизионности) выглядят обсуждаемые в литературе эксперименты с антиводородом, где сравнение частоты $(1s-2s)$ 2γ -перехода с соответствующим переходом в водороде возможно с точностью $10^{-15}-10^{-18}$ [195]. В предположении, что заряды частицы и античастицы одинаковы, такое измерение позволило бы понизить ограничение на комбинацию

$$\frac{m_e - m_{e^+}}{m_e} + \frac{m_e}{m_p} \frac{m_p - m_{\bar{p}}}{m_p}$$

до уровня $10^{-15}-10^{-18}$, что означало бы понижение существующих пределов на $(m_e - m_{e^+})/m_e$ на семь-десять, а для $(m_p - m_{\bar{p}})/m_p$ на пять-восемь порядков. В настоящее время ограничение на эту комбинацию следует из ограничения на разность масс электрона и позитрона и составляет 8×10^{-9} .

Еще одна прецизионная проверка СРТ-инвариантности возможна, если существует взаимодействие, превращающее нейтрон в антинейтрон. При $m_n - m_{\bar{n}} \equiv \Delta m_{n\bar{n}} \leq 1/t$ (где t — время свободного пролета нейтронного пучка в вакууме) наблюдение переходов $n \rightarrow \bar{n}$ могло бы дать верхний предел $\Delta m_{n\bar{n}} \leq (10^{-22} - 10^{-23}) m_n$ [196]. Пока переходов $n \rightarrow \bar{n}$ не обнаружено на уровне $\tau_{n\bar{n}} > 0,86 \times 10^8$ с [197]. Более подробное обсуждение проблемы переходов $n \rightarrow \bar{n}$ с ссылками на планируемые опыты читатель может найти в [198].

7. Задачи и возможности дальнейшего исследования СР-нарушения на ускорителях

Задачей дальнейшего экспериментального исследования нарушения СР-инвариантности является увеличение точности в измерении уже известных эффектов и поиск новых СР-нечетных эффектов, позволяющих проверить справедливость предсказаний СМ или установить наличие отклонений от этих предсказаний, что означало бы присутствие дополнительных источников нарушения СР-инвариантности. Ниже в этом разделе рассматриваются возможности выполнения такой программы в проводимых и планируемых экспериментах на ускорителях.

7.1. Отношение ε'/ε

Уже начатый эксперимент на детекторе KLOE ϕ -фабрики DAPHNE (Frascati) позволит измерить отношение ε'/ε в процессе

$$e^+e^- \rightarrow \phi(1020) \rightarrow K^0 \bar{K}^0$$

с точностью $\delta(\varepsilon'/\varepsilon) \sim 10^{-4}$ [199]. Этот эксперимент важен потому, что в нем используется техника измерения, совершенно отличная от техники предшествующих экспериментов.

7.2. $K^\pm \rightarrow 3\pi$

В эксперименте К-ИФВЭ (Серпухов) подготавливается эксперимент по измерению разности параметров наклона Δg (см. (18)) в K^+ - и K^- -распадах с точностью 10^{-4} [200]. Заодно удастся измерить разность ширин распадов $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \gamma$ и $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \gamma$ с точностью $\Delta G/2G \leq 4 \times 10^{-4}$.

В CERN существует проект измерения Δg на уровне 10^{-4} (см. [201, табл. 10]). Возможность измерения Δg с аналогичной точностью имеется и на детекторе KLOE [202].

7.3. $K_{L,S} \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$

Распады $K_L \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ будут наблюдаться на установке KAMI (Fermilab). Чтобы выделить в этом распаде часть амплитуды, отвечающую непрямоу СР-нарушению, необходимо независимое измерение $\text{Br}(K_S \rightarrow \pi^0 e^+ e^-)$, которое возможно на детекторе KLOE DAPHNE [203].

7.4. $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$

За экспериментом E787 в Брукхейвене, в котором был найден один случай распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, последует эксперимент E949 [204], в котором продолжится поиск этого распада. Более отдаленные планы (2005 г.) предполагают исследование такого распада в эксперименте SKM (Fermilab), где за два года измерений ожидается порядка 100 событий [205].

7.5. $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$

Возможности исследования распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$ уже обсуждались в разделе 2.3. Добавим только, что в эксперименте E391 КЕК (Tsukuba) удастся достичь лишь предела $\text{Br}(K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}) \leq 10^{-10}$. В планируемых исследованиях этого распада на будущем ускорителе JHF (Japan Hadron Facility) КЕК число таких событий ожидается на уровне 10^3 [206].

7.6. Т-неинвариантность в К-распадах

Ведущееся в КЕК измерение Т-нечетной поперечной поляризации мюонов в распаде $K^+ \rightarrow \pi^0 \mu^+ \nu$ будет продолжено на будущем ускорителе JHF КЕК. Предполагается, что точность в измерении $P_\perp^\mu$ (см. раздел 2.7) будет не ниже $5,5 \times 10^{-5}$ [207, 208].

Ожидается также, что в эксперименте AGS923 (Брукхейвен) точность измерения $P_\perp^\mu$ достигнет уровня $1,4 \times 10^{-4}$ [208], а в эксперименте на ϕ -фабрике DAPHNE она достигнет уровня 5×10^{-4} [209].

7.7. СР-нарушение в гиперонах

В Fermilab существует проект измерения СР-нечетной асимметрии между распадами $\Lambda \rightarrow N \pi$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{N} \pi$ с точностью A_Λ (см. раздел 2.4) на уровне 10^{-5} [210].

7.8. СР-нарушение в D-мезонах

До настоящего времени результаты для очарованных частиц поступали из четырех источников: 1) e^+e^- при энергии $E_{\text{с.м.}} = m_\Upsilon$ (CLEO II.V, Cornell); 2) распады Z^0 (ALEPH, LEP, CERN); 3) фоторождение адронов (FOCUS/E831, Fermilab); 4) рождение адронов (E791,

Fermilab) [98]. В этих экспериментах был достигнут уровень реконструированных событий 10^6 . Статистическая погрешность в измерении СР-нечетных асимметрий составила 10–20 %. Систематическая же погрешность была на порядок ниже. Это означает, что при увеличении статистики точность измерения $A_{\text{CP}}(D)$ может быть увеличена на порядок. В продолжающихся опытах на В-фабриках ожидается потенциал реконструированных распадов D-мезонов 10^7 , а также потенциал таких распадов $10^8 - 10^9$ на установках BTeV (Fermilab) и LHCb (CERN) (см. далее).

7.9. СР-нарушение в В-мезонах

Исследование нарушения СР-инвариантности в распадах В-мезонов особенно интересно, поскольку СР-эффекты в некоторых каналах распада могут быть значительными. Кроме того, наряду с фиксацией самого факта нарушения СР-инвариантности это исследование позволит существенно уточнить значения параметров СКМ-матрицы.

Эксперименты с В-мезонами ведутся и планируются как на адронных ускорителях, так и на встречных электрон-позитронных пучках. В последнем случае для изучения СР-нечетных эффектов наиболее подходящими являются машины с асимметричной энергией электронов и позитронов, на которых промежуточный резонанс $\Upsilon(4S)$ реакции $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B^0\bar{B}^0$ рождается движущимся в лабораторной системе. Если относительные вероятности распадов $B^0 \rightarrow f_1$ и $\bar{B}^0 \rightarrow f_2$ сильно различаются, расстояние между вершинами этих распадов в лабораторной системе увеличивается по сравнению со случаем покоящегося $\Upsilon(4S)$ -мезона примерно в V/v раз, где V — скорость $\Upsilon(4S)$ -мезона, а v — скорость B^0 -мезона в системе покоя $\Upsilon(4S)$. В системе же покоя $\Upsilon(4S)$ такое расстояние (около 30–50 мкм) слишком мало, чтобы при существующей технике отделить распад B^0 от распада $\bar{B}^0$, без чего измерение СР-асимметрии невозможно.

Машинами указанного типа являются PEP-II (Stanford; $e^-(9 \text{ ГэВ}) + e^+(3,1 \text{ ГэВ})$) с установкой BaBar и KEK-B (Tsukuba; $e^-(8 \text{ ГэВ}) + e^+(3,5 \text{ ГэВ})$) с установкой BELLE.

На установке BaBar будет продолжено исследование распадов $\{B_d^0, \bar{B}_d^0\} \rightarrow J/\psi K_S$, которое при интегральной светимости 30 fb^{-1} позволит установить из СР-нечетной асимметрии значение $\sin 2\beta$ с точностью 0,12–0,14. В других модах распада точность в определении $\sin 2\beta$ составит 0,30–0,60 [211, 212]. Кроме того, BaBar-коллекция изучает возможность измерения $\sin 2\alpha$ в модах $B^0 \rightarrow \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^-\pi^0$ [213].

На установке BELLE также исследуются распады В-мезонов в $J/\psi K_S$ -состояние. Пока точность измерения $\sin 2\beta$ составляет $\pm 0,44$ и основывается на анализе 6×10^9 В-пар.

Большие возможности для исследования СР-нарушения в В-мезонах открываются на модернизированных адронных коллайдерах и проектируемом протонном ускорителе HERA-B (DESY). Последний позволит измерять СР-нечетные корреляции в распадах B_s^0 -мезонов, что невозможно сделать на установках BaBar и BELLE.

Из сравнения данных, полученных для разных каналов распада B_d^0 , среди которых доминирует распад в $J/\psi K_S$, на базе 1500 реконструированных событий, станет возможным измерить $\sin 2\beta$ с точностью $\pm 0,13$.

В ближайшее время вступят в строй усовершенствованные детекторы CDF и D0 (Fermilab), которые в первые годы работы будут иметь 10^{11} В-пар в год. На детекторе CDF предполагается исследовать 20 000 событий $B_s^0 \rightarrow D_s^-\pi^+, D_s^-\pi^+\pi^-\pi^-$ с распадом $D_s^- \rightarrow \phi\pi^-$, $K^{*0}K^-$, а также измерить $\sin 2\beta$ с точностью $\pm 0,15$ и СР-нечетную асимметрию в распадах $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ с точностью $\delta A_{\text{CP}} \approx 0,09$. Эта асимметрия связана с $\sin 2\alpha$, где α — другой угол унитарного треугольника (см. (39)), но извлечение величины α сопряжено с необходимостью учета поправок от "пингвинных" диаграмм.

В более отдаленном будущем, а именно после 2005 г., установки ATLAS, CMS и LHCb (CERN) начнут накапливать данные о распадах В- и заодно D-мезонов. Примерно в то же время предполагается пустить установку BTeV (Fermilab). Ожидается, что в результате экспериментов на этих установках вместе с накопленными к тому времени данными на установках BaBar, BELLE, HERA-B, CDF и D0 появится возможность определения $\sin 2\beta$ с точностью $\pm 0,04$ [214] и что данные CDF и D0 позволят найти $\sin 2\beta$ с точностью $\pm 0,015$, а данные LHCb и BTeV — с точностью $\pm 0,025$ [215].

Измерение B_s^0 -осцилляций в экспериментах CDF и D0 в сочетании с данными, полученными на ускорителе HERA-B, позволит точнее установить длину стороны унитарного треугольника, противолежащей углу β , используя соотношение [78]

$$\frac{|V_{td}|^2}{|V_{cb}|^2} \approx \left| \frac{\Delta m_d}{\Delta m_s} \right|,$$

где Δm_d — разность масс между различными собственными состояниями системы $\{B_d^0, \bar{B}_d^0\}$, а Δm_s — подобный параметр для системы $\{B_s^0, \bar{B}_s^0\}$.

Для измерения $\sin 2\gamma$ на установке LHCb предполагается исследовать шесть проинтегрированных по времени асимметрий в каналах $B_d^0 \rightarrow D^0 K^{*0}, \bar{D}^0 K^{*0}, D_{1,2}^0 K^{*0}$ и их зарядово-сопряженных с D^0 -мезонами, распадающимися в $K^+\pi^-$ и $\pi^+\pi^-$, а $D_{1,2}^0$ -мезонами, распадающимися в K^+K^- и $\pi^+\pi^-$. Ожидается, что эти измерения позволят достичь точности 10° в определении угла γ [216]. В экспериментах на установке LHCb появится возможность проверить соотношение $2\beta + \gamma = \pi + \beta - \alpha$ с точностью 9° , исследуя распады $B_d^0 \rightarrow D^{*+}\pi^-$.

На установке BTeV из данных о распадах $B^\pm \rightarrow D^0/\bar{D}^0 K^\pm$ с D^0 и $\bar{D}^0$, распадающимися в одни и те же конечные состояния, значение γ будет определено с точностью 13° .

Таковы перспективы дальнейших исследований СР-нарушения на ускорителях.

8. Заключение

В настоящее время совокупность данных о взаимодействиях элементарных частиц успешно описывается СМ, а заложенный в СМ механизм нарушения СР-инвариантности выглядит абсолютно естественным. Полученные недавно данные [108] о наличии предсказываемой СМ значительной асимметрии в распадах $\{B^0, \bar{B}^0\} \rightarrow J/\psi K_S$ (см. (41)), если они сохранятся при дальнейшем увеличении точности, свидетельствуют в пользу механизма Кобаяши–Маскавы.

Существование предсказываемого СМ прямого нарушения СР-инвариантности в распадах $K_L \rightarrow 2\pi$ после

серии недавних экспериментов [60, 61] не вызывает более сомнений. Единственно, что осталось установить, совпадает ли наблюдаемое значение параметра ε' с ожидаемым в СМ. Пока что теоретические расчеты дают либо заметно меньшее, либо слишком неопределенное значение параметра ε' . Если дальнейшие исследования не решат проблему согласования теоретического и экспериментального значений параметра ε' , возникнет необходимость привлечения дополнительных источников СР-нарушения.

Уникальной возможностью убедиться, что фаза КМ — не единственный реализуемый в природе источник СР-нарушения, стало бы обнаружение ЭДМ нейтрона или электрона, значения которых не слишком далеки от существующих экспериментальных ограничений. Эта уникальность связана с тем, что предсказываемое СМ значение d_n на 7 порядков, а d_e на 11–13 порядков меньше соответствующих верхних пределов для этих величин. Большинство же рассмотренных нами дополнительных источников нарушения СР-инвариантности допускает возможность существования d_n и d_e , значения которых близки к их известным пределам.

Ввиду чрезвычайной важности вопроса об источниках СР-нарушения как для теории элементарных частиц, так и для космологии, опыты по поиску d_n и d_e являются наиболее приоритетными. Ожидается, что в ближайшие три года точность измерения d_e с использованием парамагнитных молекул YbF увеличится в 10 раз [217]. В дальнейшем этот метод позволит уменьшить погрешность в измерении d_e еще в 100 раз [217]. В ближайшие несколько лет ожидается увеличение точности измерения d_n в три раза, а в следующем десятилетии новые установки с накопителями нейтронов при температуре жидкого гелия позволят увеличить эту точность еще в 100 раз [217].

В экспериментах с нейтральными К-мезонами приоритет за поисками СР-нечетного распада $K_L \rightarrow \pi^0 \nu \bar{\nu}$, измерение вероятности которого представляет уникальную возможность уточнения параметров СКМ-матрицы.

В секторе заряженных каонов приоритет за измерением поперечной поляризации мюонов в распаде $K^+ \rightarrow \mu^+ \pi^0 \nu$, а также поиск Т-нечетных корреляций в распадах $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \gamma$ и $K^+ \rightarrow \pi^0 l^+ \nu \gamma$, где лишь дополнительные к фазе КМ источники СР- и, следовательно, Т-нарушения могли бы дать эффекты, значения которых доступны для измерения в такого рода экспериментах.

Если при повышении точности в исследовании СР-нечетных асимметрий в распадах системы $\{D^0, \bar{D}^0\}$ сохранятся уже наблюдаемые средние значения, то, как уже отмечалось, это стало бы свидетельством существования источников СР-нарушения вне СМ.

В экспериментах с В-мезонами первоочередной является задача повышения точности измерения СР-нечетной асимметрии в распадах $\{B^0, \bar{B}^0\} \rightarrow J/\psi K_S$ в 3–6 раз, чтобы окончательно убедиться в том, что предсказания СМ выполняются для этих распадов, и уточнить значение параметра $\sin 2\beta$ треугольника унитарности. Решение такой задачи планируется на ближайшее будущее [218]. Поскольку SUSY не исключает большого СР-нарушения в распадах $\{B_s^0, \bar{B}_s^0\} \rightarrow J/\psi \phi$ (см. раздел 4), весьма актуально исследование этой асимметрии.

К первоочередным исследованиям наиболее ярких проявлений СР-нарушения следует добавить поиск воз-

можного нарушения СРТ-инвариантности. Поскольку такая возможность ассоциируется с изменением свойств пространства-времени на масштабах $m_{Pl} \sim 10^{19}$ ГэВ, СРТ-эффекты ожидаются на уровне $(E/m_{Pl})^n$, что для отношения разности масс частицы и ее античастицы к массе частицы при $n = 1$ составляет $m/m_{Pl} \sim 10^{-19}$. Несмотря на крайнюю малость, наблюдение СРТ-эффектов не исключается как при увеличении точности измерений в опытах с нейтральными каонами [48, 192, 194], так и при осуществлении других прецизионных экспериментов [195, 196].

Автор выражает глубокую признательность Л.Б. Окуню, взявшему на себя труд по прочтению рукописи обзора и сделавшему многочисленные полезные рекомендации и замечания.

Список литературы

1. Schwinger J *Phys. Rev.* **82** 914 (1951); Luders G *Dansk. Mat. Fys. Medd.* **28** 17 (1954)
2. Gravert G, Luders G, Rollnik G *Fortschr. Phys.* **7** 291 (1959) [*УФН* **51** 289 (1960)]
3. Мишель Л, в сб. *Физика космических лучей* Т. 1 (Под ред. Дж Вильсона) (М.: ИИЛ, 1954) с. 99, 111
4. Gell-Mann M, in *Proc. VI Annual Rochester Conf.* (April 3–7, 1956) p. VIII-27
5. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **104** 254 (1956)
6. Ambler E et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
7. Иоффе Б Л, Окунь Л Б, Рудик А П *ЖЭТФ* **32** 396 (1957)
8. Lee T D, Ohme R, Yang C N *Phys. Rev.* **106** 340 (1957)
9. Кронин Дж В *УФН* **135** 195 (1981)
10. Фитч В Л *УФН* **135** 185 (1981)
11. Garvin R L, Lederman L M, Weinrich M *Phys. Rev.* **105** 1415 (1957); Friedman J, Telegdi V *Phys. Rev.* **105** 1681 (1957)
12. Crawford F S et al. *Phys. Rev.* **108** 1102 (1957); Eisler et al. *Phys. Rev.* **108** 1353 (1957)
13. Ландау Л Д *ЖЭТФ* **32** 405 (1957); *Nucl. Phys.* **3** 138 (1964)
14. Sudarshan E C G, Marshak R E, in *Proc. Intern. Conf. on Mesons and Recently Discovered Particles* (Padova, Venezia, 1957); Feynman R P, Gell-Mann M *Phys. Rev.* **109** 193 (1958); Sakurai J J *Nuovo Cimento* **7** 649 (1958)
15. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)
16. Gell-Mann M, Pais A *Phys. Rev.* **97** 1387 (1955)
17. Bardin M et al. *Ann. Phys. (New York)* **5** 156 (1958)
18. Neagu D et al. *Phys. Lett.* **6** 552 (1961)
19. Аникина М Х и др. *ЖЭТФ* **42** 130 (1962)
20. Turley R, in *History of Original Ideas and Basic Discoveries in Particle Physics* (NATO ASI Ser., Ser. B, Vol. 352, Eds H B Newman, T Ypsilantis) (New York: Plenum Press, 1996) p. 429
21. Wu T T, Yang C N *Phys. Rev. Lett.* **13** 380 (1964)
22. Bell J S, Steinberger J, in *Proc. Intern. Conf. on Elementary Particles* (Oxford, 1965) (Chilton: Rutherford High Energy Lab., 1966) p. 193
23. Okun L B, Rubbia C, in *Proc. Heidelberg Intern. Conf. on Elementary Particles* (Ed. H Filtuth) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1968) p. 299
24. Shubert K R et al. *Phys. Lett. B* **31** 662 (1970)
25. Cronin J W *Rev. Mod. Phys.* **53** 373 (1981)
26. Barmin V V et al. *Nucl. Phys. B* **247** 293 (1984)
27. Wolfenstein L *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** 137 (1986)
28. Tanner N W, Dalitz R H *Ann. Phys. (New York)* **171** 463 (1986)
29. Lavoura L *Ann. Phys. (New York)* **207** 428 (1991)
30. Demidov V S, Shabalin E P, in *The DAPHNE Physics Handbook Vol. 1* (Eds L Maiani, N Paver, G Pancheri) (Italy: LNF, 1992) p. 45
31. Maiani L, in *The Second DAPHNE Physics Handbook Vol. 1* (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Italy: LNF, 1995) p. 3
32. Jarlskog C (Ed.) *CP Violation* (Singapore: World Scientific, 1989)
33. Окунь Л Б *Лептоны и кварки* 2-е изд. (М.: Наука, 1990)
34. Bigi I I, Sanda A I *CP Violation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)

35. Широков М И *УФН* **78** 471 (1962); Терентьев М В *УФН* **86** 231 (1965); Окунь Л Б *УФН* **89** 603 (1966); в сб. *Труды межд. семинара "Проблемы нарушения СР-инвариантности"* (Январь 22–26, 1968); *УФН* **95** 401–525 (1968); Уральцев Н Г, Хозе В А *УФН* **146** 507 (1985); Хриплович И Б *УФН* **158** 80 (1988)
36. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967)
37. Кузьмин В А *Письма в ЖЭТФ* **12** 335 (1970)
38. Kuzmin V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **92** 115 (1980); Kolb E, Wolfraam S *Nucl. Phys. B* **172** 224 (1980); Kuzmin V A, Rubakov V A, Shaposhnikov M E *Phys. Lett. B* **155** 36 (1985)
39. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996)
40. Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961); Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967); Salam A, in *Elementary Particle Theory: Proc. Eighth Nobel Symp., Sweden, 1968* (Ed. N Svartholm) (Stockholm: Almqvist & Wiksell, 1968)
41. Gavela M B et al. *Mod. Phys. Lett. A* **9** 795 (1994); *Nucl. Phys. B* **430** 382 (1994)
42. Huet P, Sather E *Phys. Rev. D* **51** 379 (1995)
43. Riotto A, in *Lectures at the Summer School in High Energy Physics and Cosmology* (Trieste, Italy, June 29–July 17, 1998); Preprint CERN-TH/98-204; hep-ph/9807454; Riotto A, Troden M *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49** 35 (1999)
44. Kostelecky V, Potting R *Nucl. Phys. B* **359** 545 (1991); *Phys. Lett. B* **381** 89 (1996)
45. Kostelecky V A, in *Proc. Workshop on K Physics* (Orsay, France, May 30–June 4, 1996) p. 407
46. Hawking S W *Phys. Rev. D* **14** 2460 (1975); *Commun. Math. Phys.* **87** 395 (1982); *Phys. Rev. D* **53** 3099 (1996)
47. Ellis J et al. *Nucl. Phys. B* **241** 381 (1984); Coleman S *Nucl. Phys. B* **307** 867 (1988); Srednicki M *Nucl. Phys. B* **410** 143 (1993); Unruh W G, Wald R M *Phys. Rev. D* **52** 2176 (1995)
48. Huet P, in *Proc. Workshop on K Physics* (Orsay, France, May 30–June 4, 1996) p. 413
49. 'tHooft G *Phys. Rev. Lett.* **37** 8 (1976)
50. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
51. Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **51** 1945 (1983)
52. Шабалин Е П *ЯФ* **48** 272 (1988)
53. Flynn J M, Randall L *Phys. Lett.* **224** 221 (1989); Paschos E A, Wu Y L *Mod. Phys. Lett. A* **6** 93 (1991); Buchalla G *Nucl. Phys. B* **337** 313 (1990)
54. Buras A J, Jamin M, Lautenbacher M E *Nucl. Phys. B* **408** 209 (1993)
55. Ciuchini M et al., in *The Second DAPHNE Physics Handbook Vol. 1* (Eds L Maiani, N Paver, G Pancheri) (Italy: LNF, 1995) p. 27
56. Bertolini S et al. *Nucl. Phys. B* **514** 93 (1998)
57. Hambye T et al. *Nucl. Phys. B* **564** 391 (2000)
58. Barr G D et al. (NA31 Collab. CERN) *Phys. Lett. B* **317** 233 (1993)
59. Gibbons L K et al. (E731 Collab. FNAL) *Phys. Rev. Lett.* **70** 1203 (1993)
60. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab. FNAL) *Phys. Rev. Lett.* **83** 22 (1999)
61. Fanti V et al. (NA48 Collab. CERN) *Phys. Lett. B* **465** 335 (1999)
62. Wolfenstein L *Phys. Rev. Lett.* **13** 569 (1964)
63. Вайнштейн А И, Захаров В И *УФН* **100** 225 (1970)
64. Shabalin E P *Nucl. Phys. B* **409** 87 (1993)
65. Грибов В Н *ЖЭТФ* **41** 1226 (1958)
66. Анисович В В, Ансельм А А *УФН* **88** 287 (1965)
67. Grinstein B, Rey S, Wise M B *Phys. Rev. D* **33** 1495 (1986); Cheng H-Y *Phys. Rev. D* **44** 919 (1991)
68. D'Ambrosio G, Isidori G, Paver N *Phys. Lett. B* **273** 497 (1991)
69. Shabalin E, Preprint ITEP 6-92 (1992)
70. Bel'kov A A et al. *Phys. Lett. B* **232** 118 (1989); Bel'kov A A et al. *Phys. Lett. B* **300** 283 (1993)
71. Ellis J et al. *Nucl. Phys. B* **131** 285 (1977)
72. Вайнштейн А И, Захаров В И, Шифман М А *ЖЭТФ* **72** 1275 (1977)
73. Isidori G, Maiani L, Pugliese A *Nucl. Phys. B* **381** 522 (1992); Maiani L, Paver N, in *The Second DAPHNE Physics Handbook Vol. 1* (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Italy: LNF, 1995) p. 51
74. Шабалин Е П *ЯФ* **62** 1552 (1999)
75. Cohen A G, Ecker G, Pich A *Phys. Lett. B* **304** 347 (1993)
76. Winstein B, Wolfenstein L *Rev. Mod. Phys.* **65** 1113 (1993)
77. Buras A J et al. *Nucl. Phys. B* **423** 349 (1994)
78. Particle Data Group *Eur. Phys. J. C* **15** 1 (2000)
79. Buras A J, Lautenbacher M E, Ostermaier G *Phys. Rev. D* **50** 3433 (1994)
80. Buchalla G, Buras A J *Nucl. Phys. B* **548** 309 (1999)
81. Sato T, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 159
82. Littenberg L S *Phys. Rev. D* **39** 3322 (1989)
83. Buchalla G, Isidori G *Phys. Lett. B* **440** 170 (1998)
84. Bryman D, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DaPhNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 189
85. Ray R E, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 179
86. Alavi-Harati A et al. (KTeV Collab. FNAL) *Phys. Rev. Lett.* **84** 408 (2000)
87. Heiliger P, Sehgal L M *Phys. Rev. D* **48** 4146 (1993); Sehgal L M, Lensen J *Phys. Rev. Lett.* **83** 4933 (1999)
88. Okubo S *Phys. Rev.* **109** 984 (1958)
89. Donoghue J F et al. *Phys. Rev. D* **34** 883 (1986)
90. Barnes P D et al. (LEAR PS185) *Phys. Rev. C* **54** 1877 (1996)
91. Carter A B, Sanda A I *Phys. Rev. D* **23** 1567 (1981)
92. Okun L B, Pontecorvo B M, Zakharov V I *Nuovo Cimento Lett.* **13** 218 (1983)
93. Bigi I, Sanda A I *Phys. Lett. B* **171** 320 (1986)
94. Datta A, Kumbhakar D Z. *Phys. C* **27** 515 (1985); Cheng H Y *Phys. Rev. D* **26** 143 (1982); Donoghue J F et al. *Phys. Rev. D* **33** 179 (1986)
95. Petrov A A *Phys. Rev. D* **56** 1685 (1997)
96. Le Yaouanc A, Oliver L, Raynal J-C *Phys. Lett. B* **292** 353 (1992)
97. Buccella F et al. *Phys. Lett. B* **302** 319 (1993)
98. Appel J A, in *Proc. III Intern. Conf. Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 231
99. Nir Y, in *Proc. XX SLAC Summer Institute on Particle Physics* (SLAC-Report-412, 1992) p. 81
100. Chau L-L, Keung W Y *Phys. Rev. Lett.* **53** 1802 (1984)
101. London D, Peccei R D *Phys. Lett. B* **223** 257 (1989); Grinstein B *Phys. Lett. B* **229** 280 (1989); Gronau M *Phys. Rev. Lett.* **63** 1451 (1989); *Phys. Lett. B* **300** 163 (1993)
102. Gronau M, London D *Phys. Rev. Lett.* **65** 3381 (1990)
103. Fleischer R, Preprint CERN-TH/99-92; hep-ph/9903540; *Phys. Rev. D* **60** 073008 (1999)
104. Ali A, in *Lectures at XX Intern. Summer College on Physics and Contemporary Needs* (Bhurban, Pakistan, June 24–July 13, 1995); Preprint DESY 96-106 (1996)
105. Fleischer R, Preprint DESY 00-087; hep-ph/0006132; *Acta Phys. Pol. B* **31** 2633 (2000)
106. Ali A, London D *Eur. Phys. J. C* **9** 687 (1999); Mele S *Phys. Rev. D* **59** 113011 (1999)
107. Nelson H M, in *Proc. XX SLAC Summer Institute on Particle Physics* (SLAC-Report-412, 1992) p. 47
108. Blocker C A (CDF Collab.), in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 248
109. Ackerstaff K et al. (OPAL Collab.) *Eur. Phys. J. C* **5** 379 (1998)
110. Simma H, Eilam G, Wyler D *Nucl. Phys. B* **352** 367 (1991)
111. Bigi I I et al., in *CP Violation* (Ed. C Jarlskog) (Singapore: World Scientific, 1989)
112. Angelopoulos A et al. (CPLEAR Collab.) *Phys. Lett. B* **444** 43 (1998)
113. Sakurai J J *Phys. Rev.* **109** 980 (1958)
114. Gervais J-L, Iliopoulos J, Kaplan J M *Phys. Lett.* **20** 432 (1966)
115. Окунь Л Б, Хриплович И Б *ЯФ* **6** 821 (1967)
116. Житницкий А Р *ЯФ* **31** 1024 (1980)
117. Ефросинин В П, Куденко Ю Г *ЯФ* **62** 1054 (1999)
118. Коккедэ Я *Теория кварков* Гл. 11 (М.: Мир, 1971) с. 115
119. Шабалин Е П *ЯФ* **28** 151 (1978)
120. Шабалин Е П *УФН* **139** 561 (1983)
121. Khriplovich I B *Phys. Lett. B* **173** 193 (1986)
122. Алтарев И С и др. *Письма в ЖЭТФ* **29** 794 (1979)
123. Altarev I S et al. *Phys. Lett. B* **276** 242 (1992)
124. Harris P G et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 904 (1999)

125. Поспелов М Е, Хриплович И Б *ЯФ* **53** 1030 (1991)
126. Booth M J, Preprint EFT-93-01 (1993)
127. Marciano W L, Queijeiro A *Phys. Rev. D* **33** 3449 (1986)
128. Khriplovich I B, in *Proc. 15th Intern. Conf. on Particles and Nuclei (PANIC'99)* (Uppsala, Sweden, June 10–16, 1999) p. 147
129. Commins E D et al. *Phys. Rev. A* **50** 2960 (1994)
130. Кобзарев И Ю, Окунь Л Б *ЖЭТФ* **46** 1418 (1964)
131. Jarlskog C, Shabalin E *Phys. Rev. D* **52** 248 (1995)
132. Baluni V *Phys. Rev. D* **19** 2227 (1979)
133. Crewter R J et al. *Phys. Lett. B* **88** 123 (1979)
134. Шабалин Е П *ЯФ* **36** 981 (1982)
135. Skyrme T H R *Proc. R. Soc. London Ser. A* **260** 127 (1961); *Nucl. Phys.* **31** 556 (1962); *J. Math. Phys.* **12** 1735 (1971)
136. Schnitzer H J *Phys. Lett. B* **139** 217 (1984)
137. Dixon L J et al. *Phys. Lett. B* **253** 459 (1991)
138. Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I *Nucl. Phys. B* **166** 494 (1980)
139. Achasov M N et al. *Phys. Lett. B* **425** 388 (1998)
140. Cline J M, Kainulainen K, Vischer A P *Phys. Rev. D* **54** 2451 (1996)
141. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **37** 657 (1976)
142. Deshpande N G, Ma E *Phys. Rev. D* **16** 1583 (1977)
143. Anselm A A, D'yakonov D I *Nucl. Phys. B* **145** 271 (1978)
144. Deshpande N G *Phys. Rev. D* **23** 654 (1981)
145. Sanda A I *Phys. Rev. D* **23** 2647 (1981)
146. Jarlskog C, Shabalin E *Phys. Rev. D* **52** 6327 (1995); Shabalin E, in *Proc. Workshop on K Physics* (Orsay, France, May 30–June 4, 1996) p. 71
147. Branco G C, Buras A J, Gerard J-M *Nucl. Phys. B* **259** 306 (1985)
148. Krawczyk P, Pokorski S *Nucl. Phys. B* **364** 10 (1991)
149. Grossman Y, Nir Y *Phys. Lett. B* **313** 126 (1993)
150. Barate et al. (ALEPH Collab.) *Phys. Lett. B* **429** 169 (1998)
151. Shabalin E *Phys. Rep.* **320** 355 (1999)
152. Шабалин Е П *ЯФ* **62** 1657 (1999)
153. Окунь Л Б *Слабое взаимодействие элементарных частиц* (М.: Физматгиз, 1963) с. 154
154. Kuno Y *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **37** 87 (1994)
155. Belanger G, Geng C Q *Phys. Rev. D* **44** 2789 (1991)
156. Abe M et al., in *Proc. 15th Intern. Conf. on Particle and Nuclei (PANIC'99)* (Uppsala, Sweden, June 10–16, 1999) p. 511
157. Житницкий А Р, Хриплович И Б *ЯФ* **34** 167 (1981)
158. Lee T D *Phys. Rev. D* **8** 1226 (1973); *Phys. Rep. C* **9** 145 (1974)
159. Weinberg S *Phys. Rev. D* **42** 860 (1990)
160. Barr S M, Zee A *Phys. Rev. Lett.* **65** 21 (1990)
161. Gunion J F, Wyler D *Phys. Lett. B* **248** 170 (1990)
162. Gunion J F, Vega R *Phys. Lett. B* **251** 157 (1990)
163. Khriplovich I B *Phys. Lett. B* **382** 145 (1996)
164. Barr S M *Int. J. Mod. Phys. A* **8** 209 (1997)
165. Das A, Kao C *Phys. Lett. B* **372** 106 (1996)
166. Bramon A, Shabalin E *Phys. Lett. B* **404** 115 (1997)
167. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **63** 2333 (1989); Weinberg S *Phys. Rev. D* **42** 860 (1990)
168. Морозов А Ю *ЯФ* **40** 788 (1984); Chang D *Phys. Rev. Lett.* **68** 439 (1992)
169. Хацимовский В М *ЯФ* **53** 548 (1991); Cheng H Y *Phys. Rev. D* **42** 2329 (1990)
170. Barbieri R, Hall L, Strumia A *Nucl. Phys. B* **449** 437 (1995)
171. Masiero A, Murayama H *Phys. Rev. Lett.* **83** 907 (1999); Khalil S, Kobayashi T, Masiero A *Phys. Rev. D* **60** 075003 (1999); Khalil S, Kobayashi T *Phys. Lett. B* **460** 341 (1999); Babu K S, Dutta B, Mohapatra R N, hep-ph/9907572; Barbieri R, Contino R, Strumia A *Nucl. Phys. B* **578** 153 (2000); hep-ph/9908255; Buras A J et al. *Nucl. Phys. B* **566** 3 (2000); hep-ph/9908371; Eyal G, Masiero A, Nir Y, Silverstrini L *JHEP* **9911** 032 (1999); hep-ph/9908382
172. Ellis J, Ferrara S, Nanopoulos D V *Phys. Lett. B* **114** 231 (1982); Polchinski J, Wise M B *Phys. Lett. B* **125** 393 (1983); del Aguila F et al. *Phys. Lett. B* **126** 71 (1983); Dugan M, Grinstein B, Hall L *Nucl. Phys. B* **255** 413 (1985)
173. Pilaftsis A, Wagner C E M *Nucl. Phys. B* **553** 3 (1999); hep-ph/9902371
174. Christova E, Fabbrihesi M *Phys. Lett. B* **315** 113 (1993)
175. Dugan M, Grinstein B, Hall L *Nucl. Phys. B* **255** 413 (1985)
176. Bigi I I, in *Proc. Les Rencontres de Physique de la Vallee d'Aoste* (La Thuile, Italy, March 6–11, 1994) p. 137
177. Pati J C, Salam A *Phys. Rev. D* **10** 275 (1974); Mohapatra R N, Pati J C *Phys. Rev. D* **11** 566, 2558 (1975); Senjanovich G, Mohapatra R N *Phys. Rev. D* **12** 1502 (1975); Senjanovich G *Nucl. Phys. B* **153** 334 (1979); Mohapatra R N, Senjanovich G *Phys. Rev. Lett.* **44** 912 (1980); *Phys. Rev. D* **21** 165 (1981)
178. Mohapatra R N, in *CP Violation* (Ed. C Jarlskog) (Singapore: World Scientific, 1989)
179. Barenboim G, Bernabeu J, Raidal M *Nucl. Phys. B* **478** 527 (1996); *Phys. Rev. Lett.* **80** 4625 (1998); *Nucl. Phys. B* **511** 577 (1998)
180. Matias J, Preprint CERN-TH/99-127; hep-ph/9905363
181. Maalampi J, Mursula K Z. *Phys. C* **16** 83 (1982); *Nucl. Phys. B* **269** 109 (1986); del Aguila F *Ann. Phys. (New York)* **165** 237 (1985); Fabbrihesi M, Fishbane P M, Norton R E *Phys. Rev. D* **37** 1942 (1988); Langacker P, London D *Phys. Rev. D* **38** 886 (1988)
182. Mohapatra R N, Pati J C, Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **11** 3319 (1975); Maehara T, Yanagida T *Prog. Theor. Phys.* **60** 822 (1978); **61** 1434 (1979); Wilczek F, Zee A *Phys. Rev. Lett.* **42** 421 (1979); Joshimura A S, Montvay I *Nucl. Phys. B* **196** 147 (1982); Zoupanos G *Phys. Lett. B* **115** 221 (1982); Gavela M B, Georgi H *Phys. Lett. B* **119** 141 (1982)
183. Ahmad S et al. *Phys. Rev. Lett.* **59** 970 (1987)
184. Боголюбов Н Н и др. *Общие принципы квантовой теории поля* Дополнение II (М.: Наука, 1987) с. 366
185. Grodsky I T, Streater R F *Phys. Rev. Lett.* **20** 695 (1968)
186. Carruthers P *J. Math. Phys.* **9** 928, 1835 (1968); *Phys. Rev.* **172** 1406 (1968)
187. Bais F A, Frere J M *Phys. Lett. B* **98** 431 (1981); Bigi I I *Z. Phys. C* **12** 235 (1982); Kostelecky V A, Samuel S *Phys. Rev. D* **39** 683 (1989)
188. Okun L B *Commun. Nucl. Part. Phys.* **2** 116 (1968)
189. Shabalin E *Phys. Lett. B* **369** 335 (1996)
190. Демидов В, Гусев К, Шабалин Е *ЯФ* **58** 1041 (1995)
191. Angelopoulos A et al. (CLEAR Collab.) *Phys. Lett. B* **444** 52 (1998)
192. Apostolakis A et al. (CLEAR Collab.) *Phys. Lett. B* **456** 297 (1999)
193. Ellis J et al. *Phys. Rev. D* **53** 3846 (1996); Huet P, Peskin M E *Nucl. Phys. B* **434** 3 (1995); Benatti F, Floreanini R *Ann. Phys. (New York)* **273** 58 (1999)
194. (CLEAR Collab.) см. [112]; *Eur. Phys. J. C* **5** 389 (1998); *Phys. Lett. B* **458** 545 (1999)
195. Eades J, Hartmann F J *Rev. Mod. Phys.* **71** 373 (1999)
196. Абов Ю Г, Джеббаров Ф С, Окунь Л Б *Письма в ЖЭТФ* **39** 493 (1984)
197. Baldo-Ceolin M et al. *Z. Phys. C* **63** 409 (1994)
198. Okun L B, in *Proc. Workshop on K Physics* (Orsay, France, May 30–June 4, 1996) p. 419
199. Palutan M, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 109
200. Landsberg L G, Obratsov V F, in *Proc. Workshop on K Physics (KAON-99)* (Chicago, June 21–26, 1999) (Eds J L Rosner, B D Winstein) (Chicago: Univ. Chicago Press, 2000) p. 619
201. Ландсберг Л Г "Редкие распады К-мезонов, Стандартная модель и новая физика", Препринт ИФВЭ-2000-27 (Протвино: ИФВЭ, 2000)
202. Lee-Franzini J, in *The Second DAPHNE Physics Handbook* Vol. 1 (Eds L Maiani, G Pancheri, N Paver) (Italy: LNF, 1995) p. 761
203. D'Ambrosio G et al. *JHEP* **8** 004 (1998)
204. E949 Collab. (BNL), <http://www.phy.bnl.gov/e949/>
205. Coleman R et al. (CKM Collab.) Fermilab-P-0905 (1998)
206. Shinkawa T *JHF98 Proc., KEK, Tsukuba* (1998)
207. Lim G Y, in *Proc. Intern. Workshop on CP Violation in K* (KEK, Tsukuba, December 18–19, 1999) (Eds S Sugimoto, T Yamanaka) (KEK Proc. 99-3) p. 177
208. Littenberg L, in *Proc. Intern. Workshop on Kaons, Muons, Neutrino Physics and Future* (Tsukuba, October 31–November 1, 1997) (Eds Y Kuno, T Shinkawa T) (KEK Proc. 97-3) p. 27
209. Privitera P, Preprint ROM2F/96/13; hep-ph/9605416
210. Kaplan D M, in *Proc. HYPERON-99* (Fermilab, Batavia, September, 1999) (Eds D A Jensen, E Monnier) p. 165

211. Peruzzi I, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 273
212. Harrison P F, Quinn H R (Eds) *BaBar Physics Book* (SLAC-Report-504, 1998)
213. Plaszczynski S, in *Proc. Les Rencontres de Physique de la Vallée d'Aoste* (La Thuile, Italy, March 1–7, 1998) p. 283
214. Miquel R, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999) p. 291
215. Harnew N "B-Physics Potential of ATLAS, CMS, LHCb and BTeV", in *8th Intern. Symp. on Heavy Flavour Physics* (Southampton (UK), July 1999)
216. LHCb Technical Proposal, CERN/LHCC 98-4 (1998)
217. Pendlebury M, in *Proc. III Intern. Workshop on Physics and Detectors for DAPHNE* (Frascati, November 16–19, 1999)
218. Kroll J "B Physics in Run II from CDF", in *Workshop on B Physics at the Tevatron Run II and Beyond* (Fermilab, September 1999)

What future for CP- and T-violation studies and CPT-invariance tests?

E.P. Shabalin

Institute of Theoretical and Experimental Physics

B. Cheremushkinskaya ul. 25, 117218 Moscow, Russian Federation

Tel. (7-095) 123-02 92

Fax (7-095) 883-96 01

E-mail: shabalin@vitep5.itep.ru

Some aspects of CP- and T-violating models are discussed which make it possible to see experimentally which of the models are realized in nature. Thus, neutron or electron dipole moments close to (or 1–2 orders of magnitude smaller than) their currently existing experimental limits would imply that CP violation sources other than the Kobayashi–Maskawa phase in Standard Model exist. The CPT invariance — which in particular implies equal masses for particle and its antiparticle — is believed to be established best if the difference-to-sum ratio of the K^0 and $\bar{K}^0$ masses is smaller than 10^{-18} . These extremely small ratio does not mean, however, that CPT violation parameters in the decays of the $\{K^0, \bar{K}^0\}$ system should also be very small. The available data only suggest that these parameters should be within 30% of the CP violation parameter η_{+-} . Other high precision experimental tests of the CPT invariance are also suggested.

PACS numbers: 11.30.Fr, 12.15.Hh, **12.60.–i**

Bibliography — 218 references

Received 13 February 2001, revised 29 March 2001