539.12.01

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ НАРУШЕНИЯ *CP*-ИНВАРИАНТНОСТИ *)

Л. Вольфенштейн

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Напомним сначала стандартную формулировку [1] феноменологического описания нарушения CP-инвариантности в распаде долгоживущего нейтрального K-мезона K_L на два π-мезона. Два наблюдаемых отношения комплексных амплитуд таковы:

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

$$\eta_{00}=\frac{A(K_L\to\pi^0\pi^0)}{A(K_S\to\pi^0\pi^0)}.$$

Эти величины выражаются через комплексные параметры ε и ε':

$$\eta_{+-}=\varepsilon+\varepsilon', \qquad (1а)$$

$$\eta_{00}=\varepsilon-2\varepsilon', \qquad (1б)$$

где ε отвечает переходу K_L в конечное состояние с изоспином $I=0$, а ε' — переходу в конечное состояние с $I=2$.

Смысл такой параметризации состоит в следующем:

а) $2\operatorname{Re}\varepsilon=\langle K_L/K_S\rangle$ может быть измерено независимо, так как эта величина определяет относительные доли K и $\overline{K}$ для векторов состояний K_L и K_S.

б) Фаза ε', определенная в терминах фаз $\pi\pi$-рассеяния, должна быть равна $\left(\frac{\pi}{2}+\delta_2-\delta_0\right)+n\pi$.

в) Фаза ε может быть выражена через разность масс $\delta\equiv m_L-m_S$ и степень CP-неинвариантности в каналах распада, отличных от перехода в 2π. В частности, если зависимость от времени для распада пучка, содержавшего в момент времени $t=0$ только K^0-мезоны, в канал a имеет вид

$$I_a(t)=A_a e^{-\gamma_L t}+B_a e^{-\gamma_S t}+e^{-\frac{1}{2}(\gamma_L+\gamma_S)t}(C_a\cos\delta t+D_a\sin\delta t), \qquad (2)$$

то

$$\operatorname{Im}\varepsilon\simeq(2\delta/\gamma_S)\operatorname{Re}\varepsilon-(\gamma_{La}/2\gamma_S)\sum_a D_a/A_a, \qquad (3)$$

где суммирование происходит по всем каналам, кроме 2π. Единственные члены, которые могли бы вносить существенный вклад в сумму, отвечают лептонным распадам с нарушением правила $\Delta Q=\Delta S$ и $K^0\to 3\pi$-рас-

*) Перевод с рукописи выполнен Е. П. Шабалиным.

падам. Если в них нет большой CP-неинвариантности, то

$$\frac{\operatorname{Im}\varepsilon}{\operatorname{Re}\varepsilon} \simeq \frac{2\delta}{\gamma_S} \tag{4}$$

и фаза ε приблизительно равна 45°.

Этот анализ основан на предположении о CPT-инвариантности теории и на следующих приближениях:

1) Пренебрегается CP-инвариантной амплитудой распада K_S в конечное состояние с $I = 2$. Ряд последних работ не содержит этого приближения [2, 3]; не исключена возможность, что правило $\Delta I = 1/2$ может нарушаться сильно в $K_S \to 2\pi$, так что результат — отношение вероятностей $W(K_S \to \pi^+\pi^-)/W(K_S \to \pi^0\pi^0) = 2$ является случайным. Точные измерения η_{+-} и η_{00} дадут возможность проверить правило $\Delta I = 1/2$.

2) Пренебрегается членами второго порядка по ε и ε'. Это хорошее приближение.

Имеется всего лишь один тип эксперимента (кроме $K_L \to 2\pi$), в котором наблюдалось нарушение CP-инвариантности. В нем измерялось отношение вероятностей

$$R = \frac{W(K_L \to \pi^- + l^+ + \nu)}{W(K_L \to \pi^+ + l^- + \bar{\nu})},$$

где l — электрон или мюон.

Отношение R связано с $\operatorname{Re}\varepsilon$ формулой

$$R = 1 + 4\operatorname{Re}\varepsilon\left(\frac{1-x^2}{1-2x\cos\varphi + x^2}\right), \tag{5}$$

где

$$xe^{i\varphi} = \frac{A(\bar{K}^0 \to e^+ + \pi^- + \nu)}{A(K^0 \to e^+ + \pi^- + \nu)}$$

— мера нарушения правила $\Delta Q = \Delta S$. Член в скобках в равенстве (5) непосредственно измери́м по временно́й зависимости распада чистого K^0-пучка на $\pi^- + l^+ + \nu$, так как с хорошим приближением описывается величиной $\frac{1}{2}(C/A)$, где A и C определены равенством (2).

Опубликованные экспериментальные результаты собраны в табл. I. Если мы используем только результат для $|\eta_{00}/\eta_{+-}|$ (значительно

Таблица I

Экспериментальные величины

Параметр	Значение	Литература	Параметр	Значение	Литература
$\lvert\eta_{+-}\rvert$	$(1{,}91 \pm 0{,}06)\cdot 10^{-3}$	б	$R-1$	$(8{,}1 \mp 2{,}7)\cdot 10^{-3}$	ж
$\lvert\eta_{00}\rvert$	$(3{,}92 \pm 0{,}30)\cdot 10^{-3}$	б		$(4{,}5 \pm 0{,}7)\cdot 10^{-3}$	з
Φ_{+-}	$60° \pm 17°$	в	$2\delta/\gamma_S$	$0{,}88 \pm 0{,}06$	с
	$70° \pm 21°$	г		$0{,}96 \pm 0{,}05$	г
	$26° \pm 26°$	д		$0{,}88 \pm 0{,}08$	а
	$81° \pm 20°$	е			
	$35° \mp ?$	а			

[а] V. L. Fitch et al., Preprint. [б] Величины, данные Кронином (Принстонская конференция по распадам K-мезонов, ноябрь 1967 г.) Величина $|\eta_{00}|$ находится в полном согласии с опубликованными группой ЦЕРН — Лаборатория Резерфорда результатами. Приведенные ошибки в $|\eta_{00}|$ почти несомненно слишком малы. [в] C. Rubbia, Гейдельбергская конференция. [г] M. Bott-Bodenhausen et al., Phys. Lett. 24, 438 (1967). [д] R. E. Mishke et al., Phys. Rev. Lett. 18, 138 (1967). [е] C. Rubbia, J. Steinberger, Phys. Lett. 24, 531 (1967). [ж] D. Dorfan et al., Phys. Rev. Lett. 19, 987 (1967). [з] S. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. 19, 993 (1967).

увеличивая ошибки), то для величины Φ_{+-} из разных работ следуют результаты [4], представленные в табл. II, где ε и ε' выражены через $|\eta_{+-}|$ и фазы измерены относительно Φ_ε. В действительности имеются два решения, из которых второе отвечает величине $|\varepsilon|$, близкой к нулю, что, по-видимому, исключается величиной $R-1$ согласно равенству (5). Мы вскоре вернемся ко второму решению.

Чтобы продвинуться дальше, необходимо воспользоваться теми скудными экспериментальными данными, которые имеются для Φ_{+-}, $R-1$ и $\delta_2-\delta_0$. Попытаемся скомбинировать эти данные, увеличив их ошибки. Тогда можно считать правдоподобным, что

$$\left.\begin{aligned} \Phi_{+-} &= 65 \pm 20^\circ, \\ R-1 &= (5{,}0 \pm 1{,}5)\cdot 10^{-3}, \\ \delta_2-\delta_0 &= -45 \pm 20^\circ. \end{aligned}\right\} \qquad (6)$$

Чтобы использовать эти данные, необходимо сделать предположения относительно распадов с $\Delta Q = -\Delta S$, как и о вкладе 3π-распадов в равенство (3). Мы рассмотрим два случая.

а) Нет $\Delta Q = -\Delta S$ и значительного нарушения CP-инвариантности в 3π-распадах. Тогда можно использовать соотношение (4) и получить для решения (1) $\Phi_\varepsilon \simeq 43^\circ$ с неопределенностью порядка 5° из-за неопределенности в δ, а также из-за отброшенного вклада $I=2$ в соотношение

Таблица II

Решение (1) $|\eta_{00}/\eta_{+-}| = 2{,}0 \pm 0{,}4$

$\Phi_{+-}-\Phi_\varepsilon$	$\lvert\varepsilon\rvert / \lvert\eta_{+-}\rvert$	$\lvert\varepsilon'\rvert / \lvert\eta_{+-}\rvert$	$\delta_2-\delta_0-\Phi_\varepsilon$	$4\,\mathrm{Re}\,\varepsilon$ (если $\Phi_\varepsilon = 43^\circ$)
-15°	$1{,}29\pm0{,}15$	$0{,}41\pm0{,}12$	$-52\pm12^\circ$	$7{,}3\pm0{,}9$
0	$1{,}33\pm0{,}14$	$0{,}33\pm0{,}14$	-90°	$7{,}6\pm1{,}2$
$+15^\circ$	$1{,}29\pm0{,}15$	$0{,}41\pm0{,}12$	$-128\mp12^\circ$	$7{,}3\pm0{,}9$
$+45^\circ$	$0{,}93\pm0{,}2$	$0{,}74\pm0{,}05$	$-161\mp14^\circ$	$5{,}3\pm1{,}1$
$+60^\circ$	$0{,}67$	$0{,}88$	-180°	$3{,}8$

Неопределенности, обозначенные через $\pm$, показывают, как меняются величины при отклонении $|\eta_{00}/\eta_{+-}|$ от 2,0.

(3). Равенство (5) тогда читается как $R-1 = 4\,\mathrm{Re}\,\varepsilon$ и решение с малым ε исключено. Из величин $4\,\mathrm{Re}\,\varepsilon$, данных в табл. II, мы найдем решение, которое дает

$$\begin{gathered} |\eta_{00}|/|\eta_{+-}| \simeq 2, \\ \Phi_{+-} \simeq \Phi_\varepsilon + 45^\circ \simeq 90^\circ, \\ R-1 \simeq 5{,}3\cdot 10^{-3}, \\ |\varepsilon|/|\varepsilon'| \simeq 1{,}25, \\ \delta_2-\delta_0 \simeq -120 \ (\text{или } 60^\circ). \end{gathered}$$

В сущности, именно это решение представила Колумбийская группа [6]. Оно, как нам кажется, дает неподходящую величину $\delta_2-\delta_0$. Имеется другое решение, несколько хуже согласующееся с экспериментальными данными [5]:

$$\begin{gathered} |\eta_{00}/\eta_{+-}| \simeq 1{,}6, \quad |\varepsilon|/|\varepsilon'| \simeq 6, \\ \Phi_{+-} \simeq \Phi_\varepsilon \simeq 45^\circ, \quad \delta_2-\delta_0 \simeq 50^\circ. \\ R-1 \simeq 6{,}7\cdot 10^{-3}, \end{gathered}$$

Заметим мимоходом, что решение (1) удовлетворяло бы равенству (6) почти точно, если бы Φ_ε равнялось 60° вместо 43° [7]. Без $\Delta Q = -\Delta S$ это потребовало бы практически максимального CP-нарушения в $K^0 \to 3\pi$.

б) Примем всерьез экспериментальные указания на $\Delta Q = -\Delta S$-распады. Наиболее детальный эксперимент дает результат [8]

$$x\cos\varphi = 0{,}2 \pm 0{,}08, \quad x\sin\varphi = -0{,}24 \pm 0{,}10.$$

Если мы подставим эти результаты в равенство (5), используя величину $R-1$ из (6), то найдем, что $4\mathrm{Re}\,\varepsilon$ может уменьшиться от первоначальной величины $(5{,}0 \pm 1{,}5)\cdot 10^{-3}$ до $(3{,}0 \pm 0{,}9)\cdot 10^{-3}$. Если мы теперь включим эффект $\Delta Q = -\Delta S$-распадов в уравнение (3), по-прежнему игнорируя CP-неинвариантность в распадах $K \to 3\pi$, то

$$\mathrm{Im}\,\varepsilon \cong (2\delta/\gamma_S)\,\mathrm{Re}\,\varepsilon + \frac{\gamma_{L\,(\text{лептонная})}}{\gamma_S}\,\frac{2x\sin\varphi}{1-2x\cos\varphi+x^2} \tag{7}$$

и значение Φ_ε для решения (1) опускается с 43° до значения, лежащего между 25 и 35°. Эти изменения делают решение (1) несколько менее удовлетворительным.

С другой стороны, решения второго типа становятся возможными. (В действительности решения образуют континуум для $|\eta_{00}| \neq 2\,|\eta_{+-}|$.) Мы приведем параметры для одного из таких решений с целью проиллюстрировать важность $\Delta Q = -\Delta S$-распадов:

$$\begin{array}{ll}
x\sin\varphi = -0{,}24, & |\varepsilon|/|\eta_{+-}| \cong 0{,}4,\\
x\cos\varphi \cong 0{,}28, & |\varepsilon'|/|\varepsilon| \cong 2{,}0,\\
\Phi_\varepsilon \cong -10^\circ, & \delta_2-\delta_0 \cong -25^\circ,\\
\Phi_{+-} \cong 45^\circ, & R-1 \cong 4{,}5\cdot 10^{-3}.\\
|\eta_{00}|/|\eta_{+-}| \cong 1{,}6. &
\end{array}$$

Разумеется, на фазу Φ_ε может также сильно влиять наличие $I=2$-состояний и возможные нарушения CP-четности в $K_L \to 3\pi$-распадах для случая малых $|\varepsilon|$.

2. ПАРАМЕТРЫ В МОДЕЛЯХ С ГАМИЛЬТОНИАНОМ

Рассмотрим теперь соотношение между феноменологическими параметрами и возможными моделями гамильтонианов. Мы рассмотрим гамильтониан в виде

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1,$$

где $\mathcal{H}_0$ — обычный, описывающий сильное + электромагнитное + слабое взаимодействие CP-инвариантный гамильтониан, а $\mathcal{H}_1$ нарушает CP-инвариантность. Мы можем тогда использовать $\mathcal{H}_0$ для определения CP-преобразования без каких-либо фазовых неопределенностей и положить

$$\begin{aligned}
|\overline{K^0}\rangle &= CP\,|K^0\rangle,\\
|K_+\rangle &= (|K^0\rangle + |\overline{K^0}\rangle)/\sqrt{2},\\
|K_-\rangle &= (|K^0\rangle - |\overline{K^0}\rangle)/\sqrt{2}.
\end{aligned}$$

Обозначим через $|I\rangle$ состояние двух π-мезонов с изоспином I, соответствующее стоячей волне. Мы надеемся, что теория даст возможность вычислить амплитуды переходов

$$\left.\begin{aligned} \langle 0 | T | K_+\rangle &= A_0, \\ \langle 2 | T | K_+\rangle &= \beta A_0, \\ \langle 0 | T | K_-\rangle &= i\alpha A_0, \\ \langle 2 | T | K_-\rangle &= i\alpha\chi A_0, \end{aligned}\right\} \tag{8}$$

где A_0, α, β и χ — действительные величины (это есть следствие CPT-инвариантности). Кроме того, мы рассмотрим собственно-энергетическую матрицу $M - i\frac{\Gamma}{2}$, которая в K_+-,K_--, представлении записывается в виде

$$M - i\frac{\Gamma}{2} = \begin{pmatrix} m_+ & im' \\ -im' & m_- \end{pmatrix} - \frac{i}{2}\begin{pmatrix} \gamma_+ & i\gamma' \\ -i\gamma' & \gamma_- \end{pmatrix}. \tag{9}$$

В первом порядке по нарушению CP-инвариантности диагональные элементы m_+, γ_+, m_- и γ_- равны физическим величинам m_S, γ_S, m_L и γ_L. Недиагональные элементы m' и γ' обусловлены CP-нарушающим взаимодействием $\mathscr{H}_1$. Антисимметричность матрицы следует из CPT-инвариантности, согласно которой CP-нечетные члены должны быть T-нечетными. Матричный элемент γ' связан с реальными промежуточными состояниями и, таким образом, непосредственно связан с нарушением CP-инвариантности в физических процессах.

Мы теперь предположим, что (как в моделях, которые обсудим позднее) с хорошим приближением можно пренебречь вкладом в γ' нарушения CP-четности во всех процессах, кроме промежуточного состояния двух π-мезонов с $I = 0$. $\left(\text{Это эквивалентно пренебрежению вторым членом в равенстве (3): } \frac{\gamma'}{2} = \alpha A_0^2 \cong \alpha\,\frac{\gamma_S}{2}.\right)$ У нас, таким образом, остались *три* параметра нарушения CP-инвариантности: α, χ и m'. В действительности имеется лишь два феноменологических параметра нарушения CP-четности, описывающие $K^0 \to 2\pi$-распад, а именно $|\varepsilon|$ и $|\varepsilon'|$, поскольку фаза ε' определяется разностью $\delta_2 - \delta_0$, а фаза ε определяется равенством (3) или, в нашем приближении, равенством (4). Прямыми вычислениями, включающими определение состояний $|K_L\rangle$ и $|K_S\rangle$, найдем

$$\varepsilon' = i\alpha\,\frac{\chi}{\sqrt{2}}\,e^{i(\delta_2-\delta_0)}, \quad \varepsilon = i\,(\alpha\delta + m')/[\delta + (i\gamma_S/2)]. \tag{10}$$

Сравнивая эти результаты с рассуждениями в первом разделе, найдем, что следует исключить все модели, для которых $\alpha = 0$, т. е. модели, в которых CP-неинвариантность заключена только в массовой матрице и $\varepsilon' = 0$. К ним относятся сверхслабое взаимодействие, модель Сакса, в которой только $\Delta Q = -\Delta S$-лептонные распады нарушают CP-инвариантность, и модели, где CP-неинвариантность обусловлена относительной фазой между четным и нечетным нелептонными гамильтонианами.

Все другие модели гамильтонианов, которые мы знаем, обладают тем свойством, что они не могут дать численные предсказания относительно как α, так и m'. В общем случае α связана с некоторыми произвольными параметрами в модели, которые определяют долю CP-неинвариантности, в то время как m' включает интегрирование по всем виртуальным промежуточным состояниям, которое слишком трудно выполнить.

Как будет обсуждено в следующем разделе, в моделях зачастую предсказывается значение χ из изотопической структуры, но остаются два параметра, m' и α, которые в общем могут быть выбраны так, чтобы получилось согласие с экспериментальными результатами для ε и ε'.

В частности, если $\rho \equiv |\varepsilon'|/|\varepsilon|$, мы должны иметь

$$\frac{m'}{\delta\alpha} = \frac{\chi}{\rho} - 1. \tag{11}$$

Единственными моделями, которые мы можем исключить, являются те, для которых требуемые величины m' оказываются неразумными.

Согласно (9) мы имеем во втором порядке теории возмущений

$$\frac{m'}{\delta} = \frac{m'}{m_- - m_+} =$$

$$= \frac{\sum\limits_n \langle K_- | \mathscr{H}' | n \rangle \langle n | \mathscr{H}' | K_+ \rangle / \omega_n}{\left[\sum\limits_{n\, CP\text{-нечет}} \langle K_- | \mathscr{H}' | n \rangle \langle n | \mathscr{H}' | K_- \rangle - \sum\limits_{n\, CP\text{-чет}} \langle K_+ | \mathscr{H}' | n \rangle \langle n | \mathscr{H}' | K_+ \rangle \right] / \omega_n},$$

где $\mathscr{H}'$ — гамильтониан слабого взаимодействия, а суммы включают главные значения интегралов.

Поскольку числитель содержит однократное нарушение CP-четности, мы ожидаем, что $|m'/\delta|$ должно быть порядка α, при условии, что в знаменателе не происходит значительного взаимного уничтожения слагаемых, и при условии, что одни и те же состояния n могут быть достигнуты и в CP-четных, и CP-нечетных виртуальных переходах. Поскольку ρ, согласно обсуждению в разделе 1, порядка единицы, следует ожидать, что любая величина χ порядка единицы отвечает разумному значению m'.

Представляют интерес два специальных класса моделей:

1) $\chi \gg 1$, т. е. нарушение CP-инвариантности удовлетворяет по крайней мере приближенному правилу $\Delta I > \frac{1}{2}$. В такой модели, если рассматривать в промежуточном состоянии только 2π (с $I = 0$ и $I = 2$), числитель в выражении для m' должен быть мал, так как состояния, в которые легко переходит K_- за счет нарушения CP-четности, не могут быть получены в переходе из состояния K_+. Тогда следовало бы ожидать в такой модели, что ρ много больше единицы, чтобы удовлетворить равенству (11), как ранее отмечалось в связи с моделью Труонга. Однако если промежуточные состояния с $I = 1$ существенны и нарушают CP-инвариантность и переходы с $\Delta T = 3/2$ (в противоположность переходам с $\Delta I = 5/2$) должны учитываться, то такие модели нельзя исключить.

2) $\chi \ll 1$, т. е. переходы с нарушением CP-четности удовлетворяют правилу $\Delta I = 1/2$, возможно, с той же точностью, что и переходы, сохраняющие CP-четность.

Такие модели не могут быть исключены, хотя содержат явное большое нарушение правила $\Delta I = 1/2$ (так как $|\varepsilon'| \sim |\varepsilon|$) в $K_L \to 2\pi$. Все, что необходимо согласно равенству (11), так это $m' \cong -\delta\alpha$ с точностью порядка χ. Такое точное равенство обсуждалось уже Вейнбергом, который отметил, что в этом случае большой параметр CP-нечетности α приводил бы к малым эффектам нарушения CP-инвариантности. Нет, однако, причин, как было подчеркнуто Саксом и др.[9], по которым такое точное равенство должно выполняться.

Таким образом, мы считаем разумным заключение о том, что χ должно быть порядка единицы, хотя много меньшие или много большие значения χ не могут быть исключены.

3. ТОК-ТОКОВЫЕ МОДЕЛИ И ПРАВИЛО $\Delta I = 1/2$

Рассмотрим теперь специфические модели, в которых CP-инвариантность нарушается в гамильтониане слабого взаимодействия, с тем, чтобы понять возможную связь между CP-неинвариантностью и нарушением правила $\Delta I = 1/2$ [10].

Модель Глэшоу [11] использует ток-токовый гамильтониан в стандартной кабиббовской форме

$$\mathcal{H}_W = \frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu J_\mu^+,$$
$$J_\mu = \cos\theta\,(J_\mu^1 + iJ_\mu^2) + \sin\theta\,(J_\mu^4 + iJ_\mu^5) + l_\mu,$$

но с модифицированной фазой аксиального тока

$$\left.\begin{array}{ll} J_\mu^i = V_\mu^i - e^{-i\varphi} A_\mu^i, & i = 1, 2, \\ J_\mu^i = V_\mu^i - e^{-i\psi} A_\mu^i, & i = 4, 5, \end{array}\right\} \tag{12}$$

где l_μ, V_μ^i и A_μ^i — обычные токи: лептонный, адронный векторный и адронный аксиальный, соответственно. Индекс i определяет компоненты $SU(3)$-октета. Произведение $J_\mu J_\mu^+$ в действительности означает $\frac{1}{2}(J_\mu J_\mu^+ + J_\mu^+ J_\mu)$. Гамильтониан с изменением странности и четности включает ток-токовые комбинации

$$L = (A'_\mu + iA_\mu^2)(V_\mu^4 - iV_\mu^5),$$
$$K = (V'_\mu + iV_\mu^2)(A_\mu^4 - iA_\mu^5),$$

или

$$M = L + K, \quad N = L - K.$$

Удерживая только низший порядок по φ и ψ, получаем для CP-четной части $\mathcal{H}_W$ обычный вид

$$\frac{G}{\sqrt{2}} \cos\theta \sin\theta M,$$

в то время как CP-нечетная часть есть

$$\frac{G}{2\sqrt{2}}\, i\cos\theta\sin\theta\,\{(\varphi - \psi) M + (\varphi + \psi) N\}. \tag{13}$$

Чтобы исследовать справедливость правила $\Delta I = 1/2$, мы можем воспользоваться стандартной техникой алгебры токов и гипотезой PCAC [12]. Применяя редукционную технику Вейнберга [13] к двум π-мезонам, можно для матричного элемента $K^0 \to 2\pi$-перехода написать

$$\langle \pi^a, \pi^b \,|\, \mathcal{H}_W \,|\, K^0 \rangle \propto \langle 0 \,|\, [F^{5a}, [F^{5b}, \mathcal{H}_W]] + [F^{5b}, [F^{5a}, \mathcal{H}_W]] \,|\, K^0 \rangle \tag{14}$$

в нулевом порядке по 4-импульсам π-мезонов, где

$$F^{5a} = \int d^3x A_4^a(\mathbf{x}, 0).$$

Коммутационные соотношения для F^5 с токами в $\mathcal{H}_W$ приводят к тому, что двойные коммутаторы в (14) будут производить новый ток-токовый гамильтониан, который теперь может включать также нейтральные токи и, следовательно, иметь другую изоспиновую структуру. Поэтому введем $M^{\frac{1}{2}}$ и $M^{\frac{3}{2}}$, которые определены как токовые взаимодействия с $\Delta I = 1/2$ и $\Delta I = 3/2$, построенные путем добавления к M соответствующих членов с нейтральными токами. Тогда можно записать

$$[F^{5a}, [F^{5b}, M^I]] + [F^{5b}, [F^{5a}, M^I]] = \sum_{I'} m_{ab}^{II'} M^{I'} \tag{15}$$

и аналогично для $n_{ab}^{II'}$; M и N не перемешиваются в силу свойств симметрии. Если член слабого гамильтониана, включающий M, разбить на изоспиновые части:

$$M = \alpha M^{\frac{1}{2}} + \beta M^{\frac{3}{2}},$$

то из уравнений (14) и (15) следует

$$\langle \pi^a, \pi^b | M | K^0 \rangle = (\alpha m_{ab}^{\frac{1}{2}\,\frac{1}{2}} + \beta m_{ab}^{\frac{3}{2}\,\frac{1}{2}}) \langle 0 | M^{\frac{1}{2}} | K^0 \rangle .$$

Вычисления, доказывающие правило $\Delta I = \frac{1}{2}$ для CP-инвариантного $\mathscr{H}_W$, основаны на факте, что $m_{ab}^{3/2\;1/2} = 0$, так что $\beta M^{3/2}$ не дает вклада; дело в том, что матрицы m диагональны, поскольку можно заменять F^5 на F в двойном коммутаторе.

Это не будет справедливо для n, так что правило $\Delta I = 1/2$ не следует для $\mathscr{H}_W$, если в нем содержится N. Прямое вычисление для членов N дает

$$\chi = -\frac{8}{19\sqrt{2}} .$$

Для общего гамильтониана Глэшоу, даваемого формулой (13), получим

$$\frac{1}{\chi} = -\frac{\sqrt{2}}{8}\left[19 + 3T\frac{\varphi - \psi}{\varphi + \psi}\right],$$

где

$$T = \frac{\langle 0 | M | K^0 \rangle}{\langle 0 | N | K^0 \rangle} .$$

Подробные вычисления с использованием метода промежуточных векторных бозонов, предложенного Глэшоу, Шнитцером и Вейнбергом [14], дают $T \cong -1/2$. Для большинства ненулевых величин $(\varphi + \psi)/(\varphi - \psi)$ χ — порядка единицы, как нам и хотелось.

В другой модели, предложенной Захариазеном и Цвейгом [15], используются нейтральные скалярные и тензорные токи для построения CP-неинвариантного гамильтониана слабого взаимодействия. Было показано [16], что в этой модели $\chi = -\frac{\sqrt{2}}{4}$, что также удовлетворительно.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Наиболее критичным для выяснения природы CP-неинвариантности остается результат $|\eta_{00}| \neq |\eta_{+-}|$. Именно он исключает сверхслабое взаимодействие, а также ряд других моделей. В ближайшее время выяснится, подтвердится ли этот результат в опытах по $K_L \to 2\pi^0$, которые сейчас проводятся и анализируются.

Остаются три класса взаимодействий, которые согласно терминологии Окуня [17] есть:

а) миллислабое — с малой CP-неинвариантностью в $\Delta S = 1$-нелептонном гамильтониане слабого взаимодействия;

б) миллисильное — с малой CP-неинвариантностью в $\Delta S = 0$-сохраняющем четность гамильтониане сильного взаимодействия;

в) нарушение CP-инвариантности в электромагнитных взаимодействиях.

Согласно рассуждениям во втором разделе мы отдаем предпочтение теориям, в которых χ отлично от нуля. Это означает, что матричные элементы гамильтониана миллислабого взаимодействия должны нарушать правило $\Delta I = 1/2$, как это имеет место в моделях, обсуждавшихся в разделе 3. Для теорий с миллисильным взаимодействием это означает, что CP-нечетный член должен также нарушать изотопическую инвариантность. Одной из возможностей могла бы быть $\Delta I = 1$, которая не приводила бы к нарушению CP-четности в распаде $\eta \to 3\pi$, но могла бы давать вклад в запрещенные по изоспину переходы, как, например, $d + d \to He^4 + \pi^0$. Альтернативой является также смесь $\Delta I = 0$ и $\Delta I = 2$.

Электромагнитное нарушение CP-инвариантности может включать только $\Delta I = 0$, поскольку обычный ток обеспечивает $\Delta I = 1$.

Серьезной проверкой для любой модели являются все усиливающиеся ограничения на электрический дипольный момент нейтрона. Существующие пределы ниже, чем то, что следовало бы ожидать, если в электромагнетизме имеется большое нарушение, однако количественные расчеты очень ненадежны. Сейчас, пожалуй, наиболее правдоподобными кажутся теории миллисильного и миллислабого взаимодействий.

Мы должны надеяться, что сможем понять нарушение CP-инвариантности глубже, а не просто как наличие малых CP-нечетных членов в гамильтонианах сильного или слабого взаимодействий. Наша картина слабых взаимодействий определяется почти целиком процессами с малыми передаваемыми импульсами. Истинный же гамильтониан может содержать существенную CP-неинвариантность, проявляющуюся только при больших энергиях. Феноменология хороша лишь как схема для классификации экспериментальных данных, пока не появилась удовлетворительная теория.

Университет Карнеги — Меллона,
Питтсбург, Пенсильвания, США

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. T. Wu, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. **13**, 380 (1964).
2. B. R. Martin, E. de Rafael, Phys. Rev. **162**, 1453 (1967).
3. G. Field, P. K. Kabir, Zs. Phys. (будет опубликовано).
4. Краткое изложение результатов: T. Truong, Simposium on Present State of CP Violation, Argonne Natl. Lab., February 1967.
5. Обзор данных о $\delta_2 - \delta_0$ был сделан недавно W. Selove (неопубликовано); см. также: J. R. Fulco, D. Y. Wong, Phys. Rev. Lett. **19**, 1399 (1967).
6. S. Bennett et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 997 (1967).
7. Такое решение обсуждалось V. Linke, Heidelberg, 1967.
8. A. Engler, частное сообщение; D. G. Hill et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 668 (1967). Литература о фазах очень путаная. Обычный график, который дает $x \sin \varphi$ положительным, основан на ошибочном соглашении считать, что $(m_L - m_S)$ отрицательно.
9. L. Wolfenstein, Nuovo Cimento **42**, 17 (1966).
10. В этом разделе мы следуем B. R. Holstein (будет опубликовано).
11. S. Glashow, Phys. Rev. Lett. **14**, 35 (1964).
12. M. Suzuki, Phys. Rev. **144**, 1154 (1966); D. K. Elias, J. C. Taylor, Nuovo Cimento **44**, 518 (1966); W. Alles, R. Jengo, Nuovo Cimento **42**, 417 (1966).
13. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **17**, 336 (1966).
14. S. Glashow, H. Schnitzer, S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 205 (1967).
15. F. Zachariasen, G. Zweig, Phys. Rev. Lett. **14**, 794 (1965).
16. F. Zachariasen, J. C. Pati, Cal. Tech. Inst., preprint.
17. Л. Б. Окунь, Доклад на Гейдельбергской конференции, сентябрь 1967.

ДИСКУССИЯ

Р. Н. Фаустов:

Что вы можете сказать о модели Нишиджимы нарушения CP-четности, в которой обычное слабое взаимодействие происходит во втором порядке, а CP-нечетное взаимодействие — в третьем порядке?

Л. Вольфенштейн:

Ничего. Я не понимаю модели.

Л. Френкель:

Д-р Вольфенштейн заявил, что величина $\mathrm{Re}\,\varepsilon$ может быть очень малой, если $\Delta Q \neq \Delta S$. Мне кажется, что экспериментальные данные не позволяют изменить порядок величины $\mathrm{Re}\,\varepsilon$. Пожалуйста, разъясните ситуацию.

Л. Вольфенштейн:

Можно изменить величину $\mathrm{Re}\,\varepsilon$, по-видимому, в два раза, если учесть, что существующие эксперименты по $\Delta Q = -\Delta S$-распадам допускают $\mathrm{Re}\,x \cong 0{,}4$ с той же вероятностью, что и $\mathrm{Re}\,x = 0$. Кроме того, становится возможным для решения с «малым ε» иметь фазу ε близкой к нулю. Таким образом, мы придем к решению с $|\varepsilon|$, по-видимому, вдвое меньшему $|\varepsilon'|$ вместо вдвое большего. Конечно, мы не можем иметь $\varepsilon = 0$ и мы должны предположить, что $|\eta_{00}|/|\eta_{+-}|$ несколько меньше двух.

Г. Маркс:

Д-р Вольфенштейн пренебрег вкладом CP-четного взаимодействия с $\Delta I > 1/2$. Каков в действительности вклад $\Delta I > \frac{1}{2}$ в распады K_S^0 экспериментально?

Л. Вольфенштейн:

Сейчас нет хороших данных по проверке отклонения от правила $\Delta I = 1/2$ в $K_S \to 2\pi$. В настоящее время проводятся новые эксперименты по определению отношения $K_S \to \pi^+\pi^-/K_S \to \pi^0\pi^0$. Вместе с определением $\delta_2 - \delta_0$ они позволят найти величину $\mathrm{Re}\,A_2/A_0$, определенную по Ву и Янгу. В настоящее время все, что мы можем отметить, — это согласие экспериментальных данных с отсутствием $\Delta I = 5/2$ и величиной $\mathrm{Re}\,A_2/A_0 \sim 0{,}05$. При этом можно пренебречь $\mathrm{Re}\,A_2/A_0$ и все будет в порядке в пределах современных ошибок экспериментов.

Л. А. Халфин:

Я хотел бы обратить внимание на необходимость дальнейших экспериментальных исследований детального вида закона распада K_L и K_S как функции времени в возможно бóльшем интервале времени и с возможно большей точностью. К этому есть две теоретические причины.

1. Обычный феноменологический анализ всей проблемы K^0-распада, соотношение унитарности и все следствия из них самым существенным образом основаны на предположении, что законы распада K_L- и K_S-мезонов строго экспоненциальны и, следовательно, описываются простыми полюсами распределений масс. В то же время, если их распределения масс есть полюсы более высокого порядка (в духе Гольдбергера — Ватсона), то, как можно показать, из условия унитарности следует, что $\langle L \mid S \rangle = 0$. Этот результат объясняется тем, что вероятность распада в единицу времени в этом случае уже не постоянна, зависит от времени, и при $t = 0$, как можно видеть, равна нулю.

2. Ранее мной был предложен механизм объяснения проблемы $K_L \to 2\pi$-распада за счет своеобразной «фильтрации масс» (Письма ЖЭТФ 3, 129 (1966)), суть которого сводится к тому, что за счет «фильтрации» K_S^0 распадается не только со своим характерным временем, но некоторая его часть — со временем, характерным для K_L^0. Эффективно почти все выводы совпадают с выводами сверхслабого взаимодействия Вольфенштейна, однако взаимодействия, ответственного за переход $K_L \rightleftarrows K_S$, в моей модели вводить не надо.

В последнее время я получил теорию динамической фильтрации масс, основанную на точных следствиях строгого закона сохранения энергии-импульса от стабильных частиц к стабильным, т. е. с точностью до слабых ширин. Оказывается, что, если нестабильные частицы рождаются совместно, в силу законов сохранения их распределения масс «отпечатываются» друг на друге, что и приводит к динамической фильтрации распределения масс.

Этот результат еще более усиливает интерес к исследованию детального вида законов распада.