1968 г. Август *Том 95, вып. 4*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

539.12.01

СЛЕДСТВИЯ *CPT*-ИНВАРИАНТНОСТИ И ЭКСПЕРИМЕНТ *)

Л. И. Лапидус

I. ВВЕДЕНИЕ

Очень интересно проследить судьбу такого фундаментального утверждения, как *CPT*-теорема. В течение долгого времени ее не замечали. Затем, по мере того как в физику все больше входили соображения симметрии, появились первые указания на связь между требованиями дискретных симметрий. Для многих из нас это произошло на лекциях Л. Д. Ландау в 1954 г. Читая лекции, Л. Д. Ландау отметил, что ему не удалось найти ни одного примера запрета, который был бы новым по сравнению с тем, что уже запрещено требованием *P*- или *C*-инвариантности. По существу, в этом месте мы впервые встретились с одной из формулировок *CPT*-инвариантности: если теория *P*- и *C*-инвариантна, то она, так сказать, автоматически и *T*-инвариантна.

Как видно из литературы, в эти годы к формулировке того, что теперь носит название *CPT*-теоремы, подошли Белл [1], Швингер [2], Людерс [3] и Паули [4]. Настоящее понимание важности и глубины *CPT*-теоремы пришло после открытия нарушений в слабых взаимодействиях сначала *P*- и *C*-, а затем и *CP*-инвариантности.

В настоящее время, в начале 1968 г., когда мы уже расстались со многими ранее незыблемыми свойствами симметрии, представляется почти антинаучным вслух сомневаться в возможной несправедливости *CPT*-теоремы. Ее фундаментальность, а также тот факт, что никому до сих пор не удалось построить хотя бы модельный пример полевой теории с нарушением *CPT*-теоремы, заставляют считать *CPT*-теорему чем-то вроде последнего бастиона, который не должен пасть.

Представляется, что *CPT*-преобразование является более фундаментальным, чем другие дискретные преобразования (*C*-, *P*- и *T*-преобразования). Требования *CPT*-инвариантности накладывают на теорию значительно более слабые требования, чем инвариантность относительно *C*, *P* и *T* порознь. Глубина *CPT*-теоремы делает особенно важной проверку следствий, которые можно получить из ее требований. Существенным является то обстоятельство, что любая локальная лагранжева теория поля инвариантна относительно комбинированной операции *CPT* (если только теория инвариантна относительно собственных ортохронных лоренцевых преобразований).

Обычно принимается, что *CPT*-инвариантность является абсолютным принципом симметрии. В этом случае пока нет никаких указаний на обратное; например, проверка *CP*-инвариантности связывается

---

*) Доклад на Международном семинаре по проблемам нарушения *CP*-инвариантности (Москва, 22—26 января 1968 г.).

с проверкой T-инвариантности. Это особенно ясно видно при рассмотрении $K^0 - \overline{K^0}$-системы. Существование распада $K^0_L \to 2\pi$, который противоречит CP-инвариантности, является при справедливости CPT-теоремы указанием на нарушение T-инвариантности. Таким же образом CPT-инвариантность позволяет проводить непрямые проверки C-, P- или T-инвариантностей в тех случаях, когда прямые проверки не достаточно точны или находятся за пределами современной экспериментальной техники. В настоящее время проверены лишь частичные аспекты CPT-инвариантности.

Феноменологический подход позволяет развить аппарат анализа таким образом, что рассеяние протонов антипротонами, нелептонные распады гиперонов и антигиперонов, распады заряженных и нейтральных K-мезонов, заряженных пионов могут (при высокой точности измерений) явиться источником экспериментальной информации о справедливости CPT-теоремы. Наиболее известными результатами применения CPT-теоремы является такое заключение о свойствах частиц и их античастиц, как равенство масс покоя, времен жизни и магнитных моментов. Отметим, что именно нарушение других дискретных симметрий позволяет подойти к экспериментальной проверке самой CPT-теоремы.

II. CPT-ПРЕОБРАЗОВАНИЕ

Так как CPT-преобразование включает операцию обращения времени, ясно, что оно представляется антиунитарным оператором, который мы обозначим через CPT. Его действие на векторы состояния может быть получено из свойств преобразований относительно отдельных преобразований — C-, P- и T-преобразований. Отметим пока, что состояние одной частицы с импульсом $\mathbf{p}$ и спиральностью λ под действием CPT преобразуется в античастицу с импульсом $\mathbf{p}$ и спиральностью λ. Таким образом, направление спина частицы меняется на обратное. Более того, in-состояние преобразуется в out-состояние (расходящаяся волна превращается в сходящуюся).

Рассмотрим процесс $| i, \text{ in} \rangle \Rightarrow | f; \text{ out}\rangle$, где i и f представляют собой произвольные начальные и конечные состояния, характеризуемые импульсами и спиральностями отдельных частиц. Соответствующие состояния с частицами, замененные на состояния с античастицами, обозначим через $|\bar{i}; \text{ in}\rangle$ и $|\bar{f}; \text{ out}\rangle$. Наконец, мы обозначим через $|\tilde{i}; \text{ in}\rangle$ и $|\tilde{f}; \text{ out}\rangle$ исходные состояния с противоположными знаками спиральностей.

Рассмотрим теперь эрмитов оператор Ω, например гамильтониан слабых взаимодействий, который предполагается CPT-инвариантным, т. е.

$$CPT\Omega\,(CPT)^{-1} = \Omega. \tag{1}$$

Рассматривая матричные элементы от Ω, взятые по собственным состояниям гамильтониана сильных взаимодействий H, получаем тогда следующее соотношение:

$$\langle \bar{f}; \text{ out} | \Omega | \bar{i}; \text{ in} \rangle = \langle \bar{f}; \text{ out} | (CPT)^{-1} (CPT)\, \Omega\, (CPT)^{-1}\, (CPT) | i; \text{ in}\rangle = \\ = \langle \tilde{f}; \text{ in} | \Omega | \tilde{i}; \text{ out}\rangle^*. \tag{2}$$

Мы можем ввести S-оператор и переписать (2) в следующем виде:

$$\langle \bar{f}; \text{ out} | \Omega | i; \text{ in}\rangle = \langle \tilde{f}; \text{ out} | S^{-1}\Omega S | \tilde{i}; \text{ in}\rangle^*. \tag{3}$$

Если состояния $|\tilde{f};\ \text{out}\rangle$ и $|\tilde{i};\ \text{in}\rangle$ выбраны собственными состояниями сильного гамильтониана, а, следовательно, и S-оператора, мы получаем

$$\langle \bar{f};\ \text{out}\,|\,\Omega\,|\,\bar{i};\ \text{in}\rangle = e^{2i(\delta_i+\delta_f)}\langle \tilde{f};\ \text{out}\,|\,\Omega\,|\,\tilde{i};\ \text{in}\rangle^*. \tag{4}$$

Это соотношение связывает матричные элементы эрмитова оператора Ω между состояниями частиц и соответствующими состояниями античастиц. Из этого важного соотношения можно получить ряд предсказаний, которые могут быть подвергнуты экспериментальной проверке.

III. РАВЕНСТВО МАСС ЧАСТИЦ И АНТИЧАСТИЦ

Пусть состояния $|i;\ \text{in}\rangle$ и $|f;\ \text{out}\rangle$ описывают одну частицу в покое и, следовательно, нет различия между in- и out-значками в этом случае. Если мы потом рассмотрим $\Omega = H$, где H — полный гамильтониан, то соотношение (4) дает

$$\bar{m}\delta_{\bar{i},\,\bar{f}} = m^*\delta_{\tilde{i},\,\tilde{f}}, \tag{5}$$

где m и $\bar{m}$ представляют массы античастицы и частицы соответственно. Так как оператор H эрмитов, а m представляет собой диагональный матричный элемент H, то m действительно, и мы заключаем, что имеет место строгое равенство

$$\bar{m} = m, \tag{6}$$

т. е. масса частицы равна массе античастицы.

Тот же результат получается из требования C- или CP-инвариантностей. Так как в слабых взаимодействиях имеются нарушения C- и CP-инвариантностей, очень важно, что (6) следует из (очень слабого) предположения о CPT-инвариантности.

Некоторые, наиболее точные экспериментальные результаты сравнения масс частиц и их античастиц приведены в табл. I.

Таблица I

Равенство масс частиц и их античастиц (литература)

μ^{+-}	$\frac{m_+}{m_-} - 1 = 10^{-4}$	7
	$m_- = 105{,}659 \pm 2$ *Мэв*	8
π^{+-}	$m_+ = 139{,}60 \pm 0{,}05$ *Мэв*	9
	$m_- = 139{,}578 \pm 0{,}017$ *Мэв*	10
	$m_- = 139{,}584 \pm 0{,}020$ *Мэв*	10
	Среднее $m_- = 139{,}580 \pm 0{,}015$ *Мэв*	10
K^{+-}	$m_- = 493{,}7 \pm 0{,}3$ *Мэв*	11
	$m_+ = 493{,}78 \pm 0{,}17$ *Мэв*	12
$K^0 - \bar{K}^0$	$\frac{\lvert M_{11} - M_{22}\rvert}{\lvert M_{11} + M_{22}\rvert} \leqslant \frac{2\lvert M_L - M_S\rvert}{\lvert M_L + M_S\rvert} \approx 6{,}5 \cdot 10^{-15}$	13
$p - \bar{p}$	$m_p = 938{,}256 \pm 0{,}005$ *Мэв*	14
	$m_{\bar{p}} = (1{,}008 \pm 0{,}005)\, m_p$	15
	$m_{\bar{p}} = (1{,}004 \pm 0{,}025)\, m_p$	16
	$m_{\bar{p}} = (0{,}998 \pm 0{,}015)\, m_p$	17
$d - \bar{d}$	$\frac{m_+}{m_-} - 1 = \pm 3\%$	18
$\Lambda^0 - \bar{\Lambda}^0$	$m_\Lambda = 1115{,}44 \pm 0{,}12$ *Мэв*	19
	$Q_\Lambda = 37{,}60 \pm 0{,}12$ *Мэв*	19
	$Q_{\bar{\Lambda}} = 35\,^{+2{,}6}_{-0{,}9}$ *Мэв*	20

Наиболее точная проверка CPT-инвариантности связана со свойствами $K^0 - \overline{K}{}^0$-системы[13]. Поскольку в этом случае для описания поведения системы требуется 2×2-массовая матрица, весьма важно, что можно сформулировать все необходимые утверждения без требований дискретных симметрий.

Требование CPT-инвариантности приводит к тому, что диагональные матричные элементы массовой матрицы равны. Без требований CPT-инвариантности разность между M_{11} и M_{22} равна

$$M_{11} - M_{22} = (sp + qr)^{-1}(sp - qr)(M_L - M_S); \tag{7}$$

здесь p, q, r и s определяют суперпозиции $|K_L\rangle$ и $|K_S\rangle$:

$$|K_L\rangle = p|K\rangle - q|\overline{K}\rangle, \qquad |K_S\rangle = r|K\rangle + s|\overline{K}\rangle. \tag{8}$$

Через собственное время τ:

$$|K_L\rangle \Rightarrow e^{-iM_L\tau}|K_L\rangle, \qquad |K_S\rangle \Rightarrow e^{-iM_S\tau}|K_S\rangle, \tag{9}$$

$$M_L = m_L - \frac{i}{2}\Gamma_L, \quad M_S = m_S - \frac{i}{2}\Gamma_S,$$

$$|p|^2 + |q|^2 = 1, \qquad |r|^2 + |s|^2 = 1.$$

Имеет место тождество

$$|sp + qr|^2 + |pr^* - qs^*|^2 = (|p|^2 + |q|^2)(|r|^2 + |s|^2) = 1. \tag{10}$$

Требование унитарности для распадов K^0-мезонов позволяет дать оценку меры ортогональности состояний $|K_L^0\rangle$ и $|K_S^0\rangle$ без предположения о CPT-инвариантности. Используя экспериментальные данные, можно показать, что

$$|\langle K_L | K_S\rangle| = |pr^* - qs^*| \leqslant 0{,}06$$

и

$$|sp + qr| \cong 1.$$

Для величины $M_{11} - M_{22}$ имеем

$$|M_{11} - M_{22}| \leqslant 2|M_L - M_S|,$$

где в качестве верхней оценки использовано соотношение

$$|sp - qr| \leqslant 2.$$

Также без предположения о CPT-инвариантности можно получить

$$M_{11} + M_{22} = M_L + M_S.$$

Следовательно,

$$\left|\frac{M_{11} - M_{22}}{M_{11} + M_{22}}\right| \leqslant \frac{2|M_L - M_S|}{|M_L + M_S|}. \tag{11}$$

Если подставить [13] в соотношение (11) опытные данные, то

$$\frac{2|M_L - M_S|}{|M_L + M_S|} \sim 6{,}5 \cdot 10^{-15}.$$

В том смысле, в каком разумно разбиение полного гамильтониана H на сумму $H = H_S + H_{EM} + H_W$, этот результат означает, что отношение нарушающей CPT-инвариантность амплитуды к CPT-сохраняющей амплитуде менее 10^{-14} для H_S, менее 10^{-12} для H_{EM}, и менее 10^{-8} для $\Delta S = 0$-части H_W.

IV. РАВЕНСТВО ВРЕМЕН ЖИЗНИ ЧАСТИЦ И ИХ АНТИЧАСТИЦ

1. Рассмотрим теперь состояние $|i;\ \text{in}\rangle$, соответствующее частице, которая может распадаться только под действием слабых взаимодействий. По отношению к сильным и электромагнитным взаимодействиям она стабильна. Для начала рассмотрим только такой случай, когда взаимодействие в конечном состоянии пренебрежимо мало, так что (4) для $\Omega = H_W$ принимает вид

$$\langle \bar{f};\ \text{out}\,|\,H_W\,|\,i;\ \text{in}\rangle = \langle \tilde{f};\ \text{out}\,|\,H_W\,|\,\tilde{i};\ \text{in}\rangle^*. \qquad (12)$$

Из (12) для скорости парциального распада мы немедленно получаем $\bar{\Gamma} = \tilde{\Gamma}$, где $\bar{\Gamma}$ относится к каналу с античастицами, а $\tilde{\Gamma}$ — к каналу с частицами, в котором все спины изменили свои направления. Если мы суммируем по всем возможным спиновым ориентациям и имеем тем самым дело со скоростями парциальных распадов без измерения спинов в начальном или конечном состояниях, то получим

$$\Gamma(i \to f) = \Gamma(\bar{i} \to \bar{f}). \qquad (13)$$

Среди процессов, для которых это справедливо, мы можем отметить π_{l2}-, K_{l2}- и K_{l3}-распады. В силу уравнения (13) мы заключаем, что для этих процессов скорости парциальных распадов (после суммирования по спинам) равны для распадов K^+ и K^-

$$\left.\begin{aligned} \Gamma(K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu) &= \Gamma(K^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu),\\ \Gamma(K^+ \to \mu^+ + \nu_\mu + \pi^0) &= \Gamma(K^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu + \pi^0),\\ \Gamma(\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu) &= \Gamma(\pi^- \to \mu^- + \bar{\nu}_\mu). \end{aligned}\right\} \qquad (14)$$

С необходимой точностью эти предсказания CPT-инвариантности до сих пор проверены не были.

2. Равенство (12) позволяет получить для таких процессов, как K_{l3}^+-распад, ряд утверждений, справедливых для энергетических спектров частиц, угловых распределений и поляризаций фермионов (l — общее обозначение для электрона и мюона: $l = \mu, e$). Так, при заданных значениях двух кинематических переменных: α — угла между направлениями пиона и лептона (в системе покоя $l\nu_l$-системы) и квадрата переданного 4-импульса

$$-q^2 = m_k^2 + m_\pi^2 - 2m_k E_\pi,$$

при справедливости CPT-инвариантности совпадают дифференциальные распределения, просуммированные по поляризациям лептонов:

$$\frac{d^2N}{dq^2}\,\frac{(K_{l3}^+)}{d\cos\alpha} = \frac{d^2N\,(K_{l3}^-)}{dq^2 d\cos\alpha}\,. \qquad (15)$$

Для поляризации мюонов требования CPT-инвариантности приводят к равенству

$$\mathbf{s}(l^+) = -\mathbf{s}(l^-). \qquad (16)$$

Таким образом, поляризации мюонов от распадов $K_{\mu3}^+$ и $K_{\mu3}^-$ оказываются равными по величине и обратными по направлению. Чтобы увидеть чувствительность утверждения CPT-инвариантности (16), рассмотрим, к чему приводят требования T- и CP-инвариантности.

При справедливости CP-инвариантности соотношение (16) имеет место лишь для компонент поляризации, лежащих в плоскости, образованной векторами $\mathbf{k}_\pi$ и $\mathbf{k}_\mu$. Для перпендикулярной к этой плоскости составляющей вектора поляризации требование CP-инвариантности приводит к равенству

$$s_{\perp}(\mu^+) = +s_{\perp}(\mu^-). \tag{17}$$

Отличное от нуля значение $S_{\perp}$, как видно из (16) и (17), противоречит T-инвариантности. Современное состояние с измерением $S_{\perp}$ сводится к тому, что $S_{\perp}(\mu) = 0{,}04 \pm 0{,}35$, и, следовательно, при достигнутом уровне точности нет указаний на нарушение CP-инвариантности в $K_{\mu 3}$-распаде.

3. В случае существования *взаимодействия в конечном состоянии* (12) заменятся на

$$\langle \bar{f};\ \mathrm{out} \,|\, H_W \,|\, \bar{i};\ \mathrm{in}\rangle = e^{2i\delta_f} \langle \widetilde{f};\ \mathrm{out} \,|\, H_W \,|\, \widetilde{i};\ \mathrm{in}\rangle^*, \tag{18}$$

считая, что $|\,\bar{f};\ \mathrm{out}\rangle$ является собственным состоянием сильных (и электромагнитных) взаимодействий. В более общем случае, когда это не так, всегда можно разложить конечное состояние по таким собственным состояниям и получить сумму членов с различными фазовыми множителями в правой части. Так, для распадов K^0- и $\overline{K}^0$-мезонов получаем

$$\langle f_{CPT} \,|\, T \,|\, \bar{k}\rangle = \sum_{\beta} \langle \beta \,|\, T \,|\, K\rangle^* \langle \beta \,|\, S \,|\, f\rangle, \tag{19}$$

где сумма распространена по полному набору состояний $|\,\beta\rangle$, имеющих неисчезающие матричные элементы с состояниями $|\,f\rangle$ и $|\,K\rangle$. Смысл этого последнего замечания легко разъяснить на таком примере. Рассмотрим распады

$$\begin{aligned} \Lambda^0 &\to p + \pi^-, \\ &\to n + \pi^0, \end{aligned}$$

которые оба происходят за счет слабого взаимодействия. Так как обе частицы в конечном состоянии являются адронами, мы не можем пренебречь взаимодействием в конечном состоянии. Так как сильное взаимодействие сохраняет изоспин и P-четность, мы должны иметь дело с состояниями с определенными значениями изоспина I и L. В пренебрежение электромагнитными взаимодействиями должно быть четыре собственных состояния сильных взаимодействий и четыре фазовых сдвига $\delta_{2J}(L, I)$, а именно $\delta_1(0, 1/2)$, $\delta_1(0, 3/2)$, $\delta_1(1, 1/2)$ и $\delta_1(1, 3/2)$. Мы не будем проводить анализ дальше, но отметим, что существование нескольких членов с различными фазовыми множителями в (4) не позволяет вывести равенство между скоростями парциальных распадов зарядовосопряженных каналов [22]. Например, из CPT-инвариантности не следует, что $B = \overline{B}$, где B и $\overline{B}$ определяются как

$$B = \frac{\Gamma(\Lambda^0 \to n + \pi^0)}{\Gamma(\Lambda^0 \to p + \pi^-)}, \qquad \overline{B} = \frac{\Gamma(\overline{\Lambda}^0 \to \bar{n} + \pi^0)}{\Gamma(\overline{\Lambda}^0 \to \bar{p} + \pi^+)}.$$

Однако при дополнительных предположениях о C- или T-инвариантности это равенство получается.

4. В некоторых случаях конечные состояния являются собственными состояниями оператора S сильных взаимодействий из-за различных независимых правил отбора. В этом случае фазовый множитель в (4) не приводит ни к каким усложнениям. В качестве примера мы рассмотрим два зарядовосопряженных процесса:

$$K^{+-} \to \pi^{+-} + \pi^0.$$

Из обобщенного принципа Паули (бозе-статистика) следует, что конечные 2π-состояния должны быть собственными состояниями изоспина с $I = 2$. Более того, сохранение момента количества движения требует, чтобы $L = 0$ (s-состояние). Так как изоспин и P-четность сохраняются в сильных взаимодействиях, нет других возможных конечных состояний, которые могут быть достигнуты за счет сильного взаимодействия в конечном состоянии. Конечные 2π-состояния в этом случае являются собственными состояниями оператора сильных взаимодействий S. Пренебрегая влиянием электромагнитных взаимодействий, можно получить из CPT-инвариантности следующее равенство:

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+ + \pi^0) = \Gamma(K^- \to \pi^- + \pi^0).$$

Поправки из-за электромагнитного взаимодействия должны быть порядка 10^{-4}.

5. В рамках изотопической инвариантности $K^\pm \to 2\pi$-распады связаны с $K^0 \to 2\pi$-распадами. Можно показать [23], что в отсутствие электромагнитных взаимодействий

$$2A(K^0 \to 2\pi) + \sqrt{2}\, A(K^0 \to \pi^+\pi^-) = 3\alpha A(K^+ \to \pi^+\pi^0) \tag{20}$$

и

$$2A(\overline{K}^0 \to 2\pi^0) + \sqrt{2}\, A(\overline{K}^0 \to \pi^+\pi^-) = 3\beta A(K^- \to \pi - \pi^0), \tag{21}$$

где

$$\alpha = \frac{A_3 - A_5}{A_5 + \frac{2}{3} A_3}, \qquad \beta = \frac{\overline{A}_3 - \overline{A}_5}{\overline{A}_5 + \frac{3}{2} \overline{A}_3}, \tag{22}$$

а $A_{5,3} \equiv A_{5/2}$, $A_{3/2}$ — амплитуды $K^0 \to 2\pi$-распадов с изменением изоспина I на 5/2 и 3/2 соответственно; $\overline{A}_{5/3}$ — то же для 2π-распадов $\overline{K}^0$-частиц.

Если ввести A_I, $\overline{A}_I$ — приведенные амплитуды $K \to 2\pi$-распадов, то

$$A_I = e^{-i\delta_I} \langle I \mid T \mid K^0 \rangle, \qquad \overline{A}_{\mp} = e^{-i\delta_I} \langle I \mid T \mid \overline{K}^0 \rangle; \tag{23}$$

δ_I ($I = 0{,}2$) — фазы пион-пионного взаимодействия в s-состоянии при полной энергии, равной массе K-мезона.

Из (20) — (21) в отсутствие каких-либо требований дискретных симметрий можно получить, что

$$\frac{\beta}{\alpha} \frac{A(K^- \to \pi^-\pi^0)}{A(K^+ \to \pi^+\pi^0)} = \frac{\overline{A}_2}{A_2} \cong 1 + 2\frac{\overline{A}_2 - A_2}{\overline{A}_2 + A_2}. \tag{24}$$

При справедливости CPT-инвариантности

$$\beta = \alpha^*, \qquad \overline{A}_2 = A_2^*,$$

$$|A(K^- \to \pi^-\pi^0)| = |A(K^+ \to \pi^+\pi^0)|. \tag{25}$$

При справедливости T-инвариантности A_2 и $\overline{A}_2$ действительны, но $|A_2| \neq \neq |\overline{A}_2|$ и, вообще говоря, $|\beta| \neq |\alpha|$.

Возможное отличие $\overline{A}_2/A_2$ от единицы, по-видимому, не превышает 10^{-3}, поскольку оно входит в известное [24] выражение для параметра $\gamma \equiv \varepsilon'/\omega$, характеризующего относительное нарушение CP-инвариантности в $K_L \to 2\pi$-распадах:

$$\gamma \equiv \frac{\langle 2 \mid T \mid K_L \rangle}{\langle 0 \mid T \mid K_L \rangle} \cong \frac{p-q}{p+q} + \frac{\overline{A}_2 - A_2}{\overline{A}_2 + A_2}. \tag{26}$$

6. В отличие от $\Lambda \to \pi N$-распада, распад $\Sigma^- \to n + \pi^-$ приводит πN-систему в состояние с определенным значением изоспина $I = 3/2$, $I_{3\pi} = -3/2$. В этом случае CPT-инвариантность приводит к равенству ширин распадов $\Sigma^- \to n + \pi^-$ и $\overline{\Sigma}^- \to n^- + \pi^+$.

Чжоу Гуань-чжао в 1959 г. указал на соотношение [25] между коэффициентами асимметрии α и $\overline{\alpha}$ для распадов Σ^- и $\overline{\Sigma}^-$

$$\frac{\alpha}{\overline{\alpha}} = -\frac{\cos[\delta_s - \delta_p + \Delta_s - \Delta_p]}{\cos[\delta_s - \delta_p - \Delta_s + \Delta_p]}, \tag{27}$$

где δ_s и δ_p — πN-фазы в s- и p-состояниях, а Δ_s и Δ_p — фазы, связанные с нарушением T-инвариантности.

Хотя при достигнутой в настоящее время точности $\alpha \cong 0$ ($\Sigma^- \to n + \pi^-$-распад приводит πN-систему в основном в s-состояние), соотношение (27) указывает на полезность сопоставления поляризационных свойств гиперонов и антигиперонов.

7. *$K^{\pm}_{\pi 3}$-распад.* В отсутствие электромагнитного взаимодействия из требований CPT-инвариантности следует

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) + \Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0) = \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^+\pi^-) + \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0).$$

Если исключить из конечных состояний состояния с изоспином $I_{3\pi} = 3$, то

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) = \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^+\pi^-),$$
$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0\pi^0) = \Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0\pi^0).$$

8. До сих пор мы рассматривали парциальные скорости распадов, соответствующие отдельным каналам распада. Если просуммировать по всем возможным каналам, мы получим полную скорость распада (время жизни).

Формально к этому можно прийти с помощью выражения (19), если взять квадрат модуля и воспользоваться унитарностью S-матрицы.

Таким образом, мы приходим к выводу, что времена жизни частиц равны временам жизни их античастиц, если теория CPT-инвариантна. Это предсказание проверялось экспериментально, и мы приводим наиболее точные результаты в табл. II.

Таблица II

Времена жизни частиц и их античастиц, парциальные ширины (литература)

$\mu^{\pm}$	$\frac{\tau^+}{\tau^-} - 1 = 0{,}0 \pm 0{,}1\%$	26
π^{+-}	$\frac{\tau^+}{\tau^-} - 1 = 0{,}56 \pm 0{,}28\%$	27
	$0{,}4 \pm 0{,}7\%$	28
	$0{,}23 \pm 0{,}40\%$	29
K^{+-}	$\frac{\tau^+}{\tau^-} - 1 =$	
Полные ширины:	$0{,}049 \pm 0{,}097\%$	29
	$0{,}47 \pm 0{,}30\%$	30
Ширины $K \to \mu\nu$	$-0{,}54 \pm 0{,}41\%$	30
Ширины $K \to 3\pi$	$-0{,}04 \pm 0{,}21\%$	30
	$-050 \pm 0{,}90\%$	31
Ширины $K \to 2\pi$-распадов $\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0)$	$(21{,}4 \pm 0{,}8)\ \%$	32
	$(21{,}0 \pm 0{,}56)\ \%$	33
Среднее $\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0)$	$(21{,}2 \pm 0{,}5)\ \%$	34
Единственное измерение $\Gamma(K^- \to \pi^-\pi^0)$	$(25{,}0 \pm 3{,}3)\ \%$	35

Магнитные моменты частиц и их античастиц

e^{+-}	$\mu_- = (1{,}001159622 \pm 27)\ e/2m_e$	36
	$\mu_+ = (1{,}001168 \quad \pm 11)\ e/2m_e$	37
$\mu^{\pm}$	$\mu_+ = (1{,}001162 \quad \pm 5)\ e/2m_\mu$	38
	$\mu_- = (1{,}001165 \quad \pm 3)\ e/2m_\mu$	7

V. РАВЕНСТВО МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ ЧАСТИЦЫ И АНТИЧАСТИЦЫ

Рассмотрим явное выражение для матричного элемента электромагнитного тока $J_\mu(x)$ [39]. Из лоренц-инвариантности и сохранения тока следует, что для протона матричный элемент имеет вид (мы опускаем некоторые нормировочные множители и не выписываем явно P-нечетные члены)

$$\langle f;\ \text{out}\,|\,J_\mu(0)\,|\,i;\ \text{in}\rangle \equiv \langle \mathbf{p}',\ \mathbf{s}'\,|\,J_\mu(0)\,|\,\mathbf{p},\ \mathbf{s}\rangle = \\ = e\bar{u}(\mathbf{p}',\ \mathbf{s}')\,[F_1(q^2)\,\gamma_\mu + iF_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}q_\nu]\,u(\mathbf{p},\ \mathbf{s}), \tag{28}$$

где $\mathbf{q} = \mathbf{p} - \mathbf{p}'$. Рассматривая статический предел, т. е. устремляя $q \to 0$, легко связать $eF_1(0)$ с зарядом протона, а $eF_2(0)$ — с аномальным магнитным моментом протона. Из того факта, что $J_\mu(0)$ является эрмитовым оператором, следует, что $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ являются действительными функциями.

Чтобы рассмотреть следствия CPT-инвариантности для электромагнитных взаимодействий, мы отметим сначала трансформационные свойства оператора тока, необходимые для того, чтобы это условие соблюдалось:

$$(CPT)\,J_\mu\,|\,0)\,(CPT)^{-1} = -J_\mu(0). \tag{29}$$

Отсюда мы получим по аналогии с (4)

$$\langle \bar{f};\ \text{out}\,|\,J_\mu(0)\,|\,\bar{i};\ \text{in}\rangle = -\langle \bar{f};\ \text{out}\,|\,\bar{J}_\mu(0)\,|\,i;\ \text{in}\rangle^*. \tag{30}$$

Правую часть можно вычислить, исходя из соотношения (28):

$$\langle \bar{f}\colon \text{out}\,|\,J_\mu(0)\,|\,\bar{i};\ \text{in}\rangle = \\ = -e\,\{\bar{u}(\mathbf{p}',\ -\mathbf{s}')\,[F_1(q^2)\,\gamma_\mu + iF_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}q_\nu]\ \text{и}\ (\mathbf{p}',\ -\mathbf{s}')\}^*. \tag{31}$$

Если использовать следующие спинорные соотношения:

$$u(\mathbf{p}',\ -\mathbf{s}') = \gamma_0 T\bar{u}^T(\mathbf{p},\ \mathbf{s}'), \qquad \bar{u}(\mathbf{p},\ -\mathbf{s}) = u^T(\mathbf{p},\ \mathbf{s})\,T^{-T}\gamma_0, \tag{32}$$

то получаем

$$\langle \bar{f},\ \text{out}\,|\,J_\mu(0)\,|\,\bar{i};\ \text{in}\rangle = -e\bar{u}(\mathbf{p}',\ \mathbf{s}')\,[F_1(q^2)\,\gamma_\mu + iF_2(q^2)\,\sigma_{\mu\nu}q_\nu]\,u(\mathbf{p},\ \mathbf{s}). \tag{33}$$

Изменение знака в (33) по сравнению с (28) отражает тот факт, что заряды частиц и античастиц противоположны. Из (28) и (33) мы заключаем, что CPT-инвариантность приводит к равенству формфакторов частиц и античастиц. В частности, их аномальные магнитные моменты также должны быть равны.

К тому же заключению можно прийти, если рассматривать выражение для энергии взаимодействия магнитного момента $\boldsymbol{\mu}$ с магнитным полем $\mathbf{H}$: $[\boldsymbol{\mu}'\mathbf{H}']$. Так как при CPT-преобразовании $\mathbf{H}' \to +\mathbf{H}'$, а взаимодействие CPT-инвариантно, должны быть равны и магнитные моменты частиц и их античастиц. Это последнее утверждение проверялось экспериментально только для электронов и мюонов.

По поводу точных измерений $(g - 2)$ для e^{+-}- и μ^{+-}-мезонов необходимо сделать одно замечание. Измеренная величина находится в хорошем соответствии с результатами расчетов, в которых учитываются лишь электромагнитные взаимодействия. Равенство аномальных магнитных моментов имеет место также в силу C- или CP-инвариантности электромагнитных взаимодействий, на отклонение от которых не имеется никаких указаний. Следовательно, совпадение аномальных магнитных моментов лептонов может не быть чувствительным к нарушению CPT.

Другое замечание относится к такому чисто лептонному распаду, как $\mu \to e\nu\bar{\nu}$-распад, и весьма поучительно. Все экспериментальные данные о $\mu \to e\nu\bar{\nu}$-распаде хорошо описываются эффективным локальным лагранжианом. Следовательно, они не могут не соответствовать CPT-теореме.

VI. CPT и $K^0 - \bar{K}^0$-СИСТЕМА

Уникальные возможности для проверки CPT-инвариантности представляет изучение распадов K^0-мезонов, в особенности $K^0 \to 2\pi$-распадов, где доказано нарушение CP-инвариантности. Укажем на две возможности такой проверки, обсуждавшиеся в литературе [40, 13, 41, 24, 42].

1. Выражение для временно́й зависимости $K^0 \to 2\pi$-распадов на пучках, которые первоначально состояли только из K^0 и только из $\bar{K}^0$, имеет вид

$$\frac{dN_{\pm}(\tau)}{d\tau} = \Gamma_S(2\pi)\,[A_{\pm}e^{-\Gamma_S\tau} + B_{\pm}\,|\eta|^2\, e^{-\Gamma_L\tau} + \\ + (D_{\pm}\eta e^{i(m_S-m_L)\tau} + \text{c. c})\, e^{-\frac{1}{2}(\Gamma_S+\Gamma_L)\tau}], \quad (34)$$

где знак $+$ $(-)$ относится к случаю, когда вначале пучок состоял из чистых K^0 $(\bar{K}^0)$-мезонов. Выражения для $A_{\pm}$, $B_{\pm}$, $D_{\pm}$ (в пренебрежении квадратами малых величин) имеют вид [13]

$$\left.\begin{aligned} A_{\pm} &= \frac{1}{2} \mp \operatorname{Re}(\varepsilon - \delta), \\ B_{\pm} &= \frac{1}{2} \mp \operatorname{Re}(\varepsilon + \delta), \\ D_{\pm} &= \pm\frac{1}{2} - \operatorname{Re}\varepsilon - i\operatorname{Im}\delta, \end{aligned}\right\} \quad (35)$$

причем при справедливости CPT-инвариантности $\delta = 0$. Для проверки CPT-инвариантности необходимо измерять относительный ход временно́й зависимости и определять $A_{\pm}$, $B_{\pm}$, $D_{\pm}$ с точностью, лучшей 10^{-3}.

Сами формулы для связи параметров ε, ε' и ω с амплитудами распадов K^0 и $\bar{K}^0$ и выражения для суперпозиций $|K_L^0\rangle$ и $|K_S^0\rangle$ через $|K^0\rangle$ и $|\bar{K}^0\rangle$ зависят от того, выполняются ли требования CPT-инвариантности.

Наиболее чувствительной является проверка фазового соотношения [42]

$$\operatorname{Arg}(\eta_{+-} + R\eta_{00}) \equiv \operatorname{Arg}\varepsilon \equiv \varphi_\varepsilon = \operatorname{arctg}\frac{2(m_L - m_S)}{\Gamma_S + \Gamma_L} - \operatorname{arctg}\frac{\operatorname{Im}\langle K_S | K_L\rangle}{\operatorname{Re}\langle K_S | K_L\rangle}, \quad (36)$$

где η_{+-} и η_{00} — известные параметры [43, 13]

$$\left.\begin{aligned} \eta_{+-} &= \frac{(\pi^+\pi^- \,|\, T \,|\, K_L)}{(\pi^+\pi^- \,|\, T \,|\, K_S)} = \frac{\varepsilon + \varepsilon'/\sqrt{2}}{1 + \omega/\sqrt{2}}, \\ \eta_{00} &= \frac{(\pi^0\pi^0 \,|\, T \,|\, K_L)}{(\pi^0\pi^0 \,|\, T \,|\, K_S)} = \frac{\varepsilon - \sqrt{2}\varepsilon'}{1 - \sqrt{2}\omega}, \end{aligned}\right\} \quad (37)$$

а

$$R = \frac{\Gamma(K_S \to \pi^0\pi^0)}{\Gamma(K_S \to \pi^+\pi^-)} \simeq \frac{1}{2}.$$

Чтобы увидеть чувствительность соотношения (36), отметим, что при справедливости CPT (T)-инвариантности

$$\operatorname{Im}\langle K_S | K_L\rangle = 0 \quad (\operatorname{Re}\langle K_S | K_L\rangle = 0) \quad \text{и} \quad \varphi_\varepsilon^{CPT} \cong \frac{\pi}{4} \left(\varphi_\varepsilon^{T} \cong -\frac{\pi}{4}\right).$$

Соотношение (36) в более точной формулировке [42] содержит в левой части аргумент величины

$$Z = \sum_F (F | T | K_S)^* (F | T | K_L), \tag{38}$$

где сумма распространена по всем общим распадам K_S и K_L. По-видимому, основной вклад в Z дает распад на два пиона $Z_{2\pi}$. Экспериментальные данные о величине Z будут уточняться по мере дальнейшего изучения нарушения CP-инвариантности в различных распадах K^0-мезонов. В настоящее время весьма важным является определение фазы параметра ε, что даст возможность провести сопоставление с соотношением (36).

Сравнение вкладов в Z от $K^0 \to 3\pi$- и $K^0 \to 2\pi$-распадов, $Z_{3\pi}$ и $Z_{2\pi}$, также может быть использовано для проверки CPT-инвариантности [44]. При справедливости ее ($n\langle K_S | K_L\rangle \neq 0$)

$$\frac{\operatorname{Re} Z_{3\pi}}{\operatorname{Re} Z_{2\pi}} = \frac{\Gamma_L(3\pi) + \Gamma_S(3\pi)}{\Gamma_L(2\pi) + \Gamma_S(2\pi)}. \tag{39}$$

При справедливости T-инвариантности

$$\frac{\operatorname{Im} Z_{3\pi}}{\operatorname{Re} Z_{2\pi}} = \frac{\Gamma_L(3\pi) + \Gamma_S(3\pi)}{\Gamma_L(2\pi) + \Gamma_S(2\pi)}. \tag{40}$$

VII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время существуют убедительные экспериментальные свидетельства в пользу справедливости предположения о CPT-инвариантности сильных, электромагнитных и сохраняющих странность слабых взаимодействий. Чисто слабые взаимодействия также CPT-инвариантны. Полулептонные, или меняющие странность слабые взаимодействия, необходимо изучать с большой точностью. Необходимо также отметить, что в целом только некоторые аспекты CPT-инвариантности подвергались проверке. Мы не имеем ни одного случая точных измерений, проверяющих соотношение (4) без суммирования по направлениям спинов. Безусловно, стóит провести проверку таких соотношений для сопряженных процессов с обращенными направлениями спинов и предсказаний типа соотношения (16). Будущие опыты с K-мезонами позволят проверить CPT-инвариантность с высокой точностью.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. J. S. Bell, Proc. Roy. Soc. **A231**, 479 (1955).
2. J. Schwinger, Phys. Rev. **82**, 914 (1951); **91**, 714 (1953); Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. **44**, 223 (1958).
3. G. Luders, Kongl. Dansk. Medd. Fys. **28**, № 5 (1954); Ann. of Phys. **2**, 1 (1957).
4. W. Pauli, в сб. «Niels Bohr and the Development of Physics», McCraw-Hill Book Co., N. Y., 1955 (см. перевод: М., ИЛ, 1957).
5. E. R. Coehen, J. W. M. Du Mond, Rev. Mod. Phys. **37**, 537 (1965).
6. G. Show, M. Shapiro, Rev. Mod. Phys. **33**, 231 (1961).
7. M. Farley et al., Nuovo Cimento **A45**, 281 (1966).

8. G. Feinberg, L. M. Lederman, Ann. Rev. Nucl. Sci. **13**, 431 (1963).
9. W. H. Barkas, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 67 (1965).
10. R. E. Shafer et al., UCRL 16056 (1965).
11. W. H. Barkas, Phys. Rev. Lett. **11**, 26 (1963).
12. D. E. Greiner, Look at Ann. Rev. Nucl. Sci. 15, 67 (1965).
13. J. S. Bell, J. Steinberger, Weak Interactions of Kaons, Oxford Conf. on Elementary Particles, 1965; T. D. Lee, C. S. Wu, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 251 (1966).
14. E. R. Coehen, J. W. M. DuMond, Internat. Conf. Nucl. Masses, 2nd, Vienna, Austria, July 15—19, 1963.
15. W. T. Cocconi et al., Phys. Rev. Lett. **5**, 19 (1960).
16. Antiproton Collaboration Experiment, Phys. Rev. **105**, 1037 (1957).
17. G. Baroni et al., Nuovo Cimento **12**, 564 (1959).
18. D. E. Dorfan et al., Phys. Rev. Lett. **14**, 1003 (1965).
19. B. Bhownik, D. P. Goyal, Nuovo Cimento 28, 1494 (1963).
20. D. J. Prowse, M. Baldo Ceolin, Nuovo Cimento **10**, 625 (1958).
21. T. D. Lee, C. S. Wu, Ann. Rev. Nucl. Sci. **16**, 471 (1966).
22. S. Okubo, Phys. Rev. **109**, 984 (1958).
23. B. M. Martin, E. de Rafael, Preprint 1967.
24. M. Gourdin, Nucl. Phys. **B3**, 207 (1967).
25. Chou Kuang-chao, Nucl. Phys. **9**, 652 (1958/59).
26. S. L. Meyer et al., Phys. Rev. **132**, 2693 (1963).
27. D. S. Ayres et al., Phys. Rev. Lett. **B24**, 483 (1967).
28. M. Bardon et al., Phys. Rev. Lett. **16**, 775 (1966).
29. F. Lobkowicz et al., Phys. Rev. Lett. **17**, 548 (1966).
30. W. T. Ford et al., Phys. Rev. Lett. **18**, 1214 (1967).
31. Fletcher et al., Phys. Rev. Lett. **19**, 98 (1967).
32. B. P. Roe et al., Phys. Rev. Lett. **7**, 346 (1961).
33. F. S. Shaklee et al., Phys. Rev. **B136**, 1423 (1964).
34. G. H. Trilling, 1965 Argonne Conf. on Weak Interaction.
35. A. Callahan, D. Cline, Phys. Rev. Lett. **15**, 129 (1965).
36. D. T. Wilkinson et al., Phys. Rev. **130**, 852 (1963).
37. A. Rich et al., Phys. Rev. Lett. **17**, 271 (1966).
38. G. Charpak et al., Phys. Lett. **1**, 16 (1962).
39. Jan Nilsson, The Discrete Symmetries P,C and T, Proc. 1967, CERN School of Physics, 1967.
40. L. Wolfenstein, Nuovo Cimento **42**, 17 (1966).
41. Jean Kaplan, Some Remarks on the Measurements of Neutral Kaons Decay Rates, and CPT Invariance, Preprint 1965.
42. Л. И. Лапидус, Препринт ОИЯИ Р2-3622, 1967.
43. T. T. Wu, C. N. Yang, Phys. Rev. Lett. **13**, 501 (1964).
44. M. Gourdin, TCP Invariance, Time-reversal Invariance and *K* Meson Decay, Preprint Orsay TH/224.