что З. ч. η^0-, ω-, φ-мезонов равны соответственно $+1$, -1, -1. (При этом предполагается, что взаимодействия, обусловливающие распады соответствующих частиц, инвариантны относительно зарядового сопряжения.)

Частицы, образующиеся при распаде истинно нейтральной частицы, должны находиться в состоянии с той же C-чётностью, что и C-чётность нач. частицы. Поэтому, напр., распады $\pi^0 \to 3\gamma$ и $\eta^0 \to 3\gamma$ запрещены.

Классич. примером истинно нейтральной системы является позитроний — связанное состояние электрона и позитрона. З. ч. позитрония равна:

$$C = (-1)^{l+s}, \tag{*}$$

где s — полный спин. (По ф-ле (*) определяется также З. ч. истинно нейтральных мезонов, построенных из *кварка* и соответствующего антикварка.) Т. о., З. ч. парапозитрония ($l=0$, $s=0$) и ортопозитрония ($l=0$, $s=1$) равны соответственно $+1$ и -1. Из C-инвариантности эл.-магн. взаимодействия следует, что парапозитроний может распадаться на чётное число γ-квантов (в осн. на 2γ, т. к. константа эл.-магн. взаимодействия мала: $\alpha \approx 1/_{137}$), а ортопозитроний — на нечётное (в осн. на 3γ). См. *Позитроний*.

Лит.: Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981.

С. М. Биленький.

ЗАРЯДОВОЕ СОПРЯЖЕНИЕ (C-преобразование) — операция замены частиц соответствующими *античастицами*.

Оператор З. с. $\hat{C}$ определяется след. образом. Если обозначить *вектор состояния* системы частиц а через $|a\rangle$, а вектор состояния системы соответствующих античастиц с теми же импульсами и проекциями спинов через $|\tilde{a}\rangle$, то

$$\hat{C}\,|a\rangle = C(a)\,|\tilde{a}\rangle, \tag{1}$$

где $C(a)$ — фазовый множитель, $|C(a)| = 1$. Т. к. *истинно нейтральная частица* (система частиц) тождественна своей античастице, то в этом случае $|\tilde{a}\rangle = |a\rangle$ и

$$\hat{C}\,|a\rangle = C(a)\,|a\rangle. \tag{2}$$

Множитель $C(a)$ в (2) может принимать значения ± 1 и наз. *зарядовой чётностью* частицы (системы частиц) или *C-чётностью*.

Если гамильтониан взаимодействия коммутирует с оператором $\hat{C}$, то взаимодействие инвариантно относительно З. с. При этом матричные элементы C-сопряжённых процессов

$$a + b \to c + d \quad \text{и} \quad \tilde{a} + \tilde{b} \to \tilde{c} + \tilde{d}$$

($\tilde{a}$, $\tilde{b}$, $\tilde{c}$, $\tilde{d}$ — античастицы, у к-рых импульсы и проекции спинов такие же, как у частиц a, b, c, d) связаны соотношением:

$$\langle c,\ d\,|\,S\,|\,a,\ b\rangle = C\,\langle\tilde{c},\ \tilde{d}\,|\,S\,|\,\tilde{a},\ \tilde{b}\rangle \tag{3}$$

(где S — *матрица рассеяния*, C — фазовый множитель), из к-рого могут быть получены соотношения между измеряемыми на опыте величинами. Напр., из (3) следует, что для процесса $\tilde{p} + p \to \tilde{\Lambda} + \Lambda$ перпендикулярные к плоскости реакции компоненты векторов поляризации Λ- и $\tilde{\Lambda}$-гиперонов должны быть одинаковыми.

Если нач. система обладает определ. C-чётностью, то из инвариантности относительно З. с. вытекает, что конечная система должна обладать той же C-чётностью. Из эксперим. данных по проверке принципов инвариантности следует, что сильное и эл.-магн. взаимодействия инвариантны относительно З. с. Поэтому, напр., π^0-мезон распадается (за счёт эл.-магн. взаимодействия) на два γ-кванта, а распад $\pi^0 \to 3\gamma$ запрещён. На опыте последний распад действительно не наблюдается (верх. граница отношения вероятностей распадов $\pi^0 \to 3\gamma$ к $\pi^0 \to 2\gamma$ $R < 1{,}5 \cdot 10^{-6}$). Из C-инвариантности вытекает также, что спектры π^+- и π^--мезонов в распаде $\eta \to \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ (вызываемом сильным взаимодействием) должны быть одинаковыми. Данные опыта показывают, что зарядовая асимметрия

$$A = (N^+ - N^-)/(N^+ + N^-) = 0{,}28\,(26) \cdot 10^{-2}$$

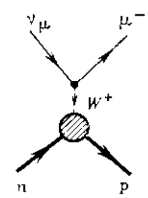
(где $N^\pm$ — число событий с энергией $\pi^\pm$-мезонов большей, чем энергия $\pi^\mp$ в системе покоя η-мезона). Это значение согласуется с $A = 0$.

Слабое взаимодействие нарушает инвариантность относительно З. с. Это следует уже из первого опыта Ц. С. Ву (C. S. Wu) с сотрудниками, доказавшего несохранение пространств. чётности в слабом взаимодействии (см. *Чётность*). В этом эксперименте была обнаружена асимметрия в угловом распределении электронов, образующихся при β-распаде поляризованного ^{60}Co. Такая асимметрия может возникать, если в угловое распределение входит член $\langle \boldsymbol{s}\rangle \boldsymbol{p}$, где $\langle \boldsymbol{s}\rangle$ — вектор поляризации ядер ^{60}Co, $\boldsymbol{p}$ — импульс электронов; оно инвариантно относительно *обращения времени* T (при изменении знака времени $\langle \boldsymbol{s}\rangle$ и $\boldsymbol{p}$ меняют знак), но меняет знак при пространств. инверсии P ($\boldsymbol{p}$ преобразуется как вектор, а $\langle \boldsymbol{s}\rangle$ как псевдовектор), поэтому в силу *теоремы CPT* C-инвариантность также оказывается нарушенной.

Лит.: Мэтьюс П., Релятивистская квантовая теория взаимодействий элементарных частиц, пер. с англ., М., 1959; Новожилов Ю. В., Введение в теорию элементарных частиц, М., 1972; Бьёркен Д. Д., Дрелл С. Д., Релятивистская квантовая теория, пер. с англ., т. 2, М., 1978; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

С. М. Биленький.

ЗАРЯЖЕННЫЙ ТОК (заряженный слабый ток) — один из фундаментальных операторов теории *слабого взаимодействия*, обусловливающий переходы, при к-рых электрич. заряд конечных и нач. частиц (лептонов, адронов) меняется на единицу (в единицах элементарного электрич. заряда e). З. т. $j_\mu(x)$ (x — пространственно-временная точка, $\mu = 0, 1, 2, 3$) представляет собой сумму лептонного $j^l_\mu(x)$ и адронного (кваркового) $j^q_\mu(x)$ *токов*: $j_\mu(x) = j^l_\mu(x) + j^q_\mu(x)$, каждый из к-рых является суммой векторного и аксиального токов.



Примером процесса, обусловленного как лептонным, так и адронным З. т., является квазиупругое рассеяние нейтрино на нейтроне: $\nu_\mu + n \to \mu^- + p$ (рис.). Как видно из рисунка, заряд меняется на -1 в лептонной ($\nu_\mu\,\mu^-$) и на $+1$ в адронной (pn) вершинах диаграммы Фейнмана.

В плотность лагранжиана слабого взаимодействия З. т. входит след. образом:

$L = \frac{ig}{2\sqrt{2}}\,j^\mu(x)\,W_\mu(x) +$ эрмитово сопряжённое слагаемое. Здесь $W_\mu(x)$ — поле заряж. *промежуточных векторных бозонов* $W^\pm$, g — безразмерная константа взаимодействия (в единицах $\hbar = c = 1$). В области квадратов передач 4-импульса, много меньших m^2_W (m_W — масса W-бозона), плотность эффективного гамильтониана слабого взаимодействия имеет вид:

$$H = \frac{G_F}{\sqrt{2}}\,j^\mu(x)\,j^+_\mu(x)$$

(j^+_μ — ток, эрмитово сопряжённый j_μ), $G_F = g^2/4\sqrt{2}\,m^2_W$ — фермиевская константа слабого взаимодействия.

В соответствии с данными опытов в лептонный ток входят только левые L компоненты полей лептонов (см. *Киральность*):

$$j^l_\mu(x) = 2\sum_{l=e,\,\mu,\,\tau} \bar{\nu}_{lL}(x)\,\gamma_\mu\, l_L(x) =$$

$$= \sum_{l=e,\,\mu,\,\tau} \bar{\nu}_l(x)\,\gamma_\mu\,(1+\gamma_5)\,l(x) \tag{1}$$