

$$j^0 = \bar{\nu}_e \nu_e + \bar{\nu}_\mu \nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \nu_\tau + \bar{e} e + \bar{\mu} \mu + \bar{\tau} \tau + \bar{u} u + \bar{d} d + \bar{s} s + \bar{c} c + \bar{b} b + \bar{t} t.$$

Очень важным свойством нейтральных токов является то, что они диагональны, т. е. переводят лептоны (и кварки) самих в себя, а не в др. лептоны (кварки), как в случае заряженных токов. Каждый из 12 кварковых и лептонных нейтральных токов представляет собой линейную комбинацию аксиального тока с коэф. I_3 и векторного тока с коэф. $I_3 - 2Q \sin^2 \theta_w$, где I_3 — третья проекция т. н. слабого изотопического спина, Q — заряд частицы, а θ_w — Вайнберга угол.

Необходимость существования четырех векторных полей промежуточных бозонов W^+ , W^- , Z^0 и фотона A можно пояснить след. образом. Как известно, в эл.-магн. взаимодействии электр. заряд играет двойную роль: с одной стороны, он является сохраняющейся величиной, а с другой — источником эл.-магн. поля, осуществляющего взаимодействие между заряженными частицами (константа взаимодействия e). Такая роль электр. заряда обеспечивается калибровочной симметрией, заключающейся в том, что ур-ния теории не меняются, когда волновые ф-ции заряженных частиц умножаются на произвольный фазовый множитель $\exp(i e / \hbar c) \chi(x, y, z, t)$, зависящий от пространственно-временной точки [локальная симметрия $U(1)$], и при этом эл.-магн. поле, являющееся калибровочным, подвергается преобразованию $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial \chi / \partial x^\mu$. Преобразования локальной группы $U(1)$ с одним типом заряда и одним калибровочным полем коммутируют друг с другом (такая группа наз. абелевой). Указанное свойство электр. заряда послужило исходным пунктом для построения теорий и др. типов взаимодействий. В этих теориях сохраняющиеся величины (напр., изотопич. спин) являются одновременно источниками нек-рых калибровочных полей, переносящих взаимодействие между частицами. В случае неск. типов «зарядов» (напр., разл. проекций изотопич. спина), когда отд. преобразования не коммутируют друг с другом (неабелева группа преобразований), оказывается необходимым введение неск. калибровочных полей. (Мультиплеты калибровочных полей, отвечающих локальным неабелевым симметриям, наз. Янга — Миллса полями.) В частности, чтобы изотопич. спин [к-рому отвечает локальная группа $SU(2)$] выступал в качестве константы взаимодействия, необходимы три калибровочных поля с зарядами ± 1 и 0. Т. к. в С. в. участвуют заряженные токи пар частиц $e \nu_e$, $\mu \nu_\mu$, $d' u$ и т. д., то полагают, что эти пары являются дублетами группами изотопич. спина, т. е. группы $SU(2)$. Инвариантность теории относительно локальных преобразований группы $SU(2)$ требует, как отмечалось, существования триплета безмассовых калибровочных полей W^+ , W^- , W^0 , источником к-рых является слабый изоспин (константа взаимодействия g). По аналогии с сильным взаимодействием, в к-ром гиперзаряд Y частицы, входящей в изотопич. мультиплет, определяется ф-лой $Q = I_3 + Y/2$ (где I_3 — третья проекция изоспина, а Q — электр. заряд), наряду со слабым изоспином вводят слабый гиперзаряд. Тогда сохранению электр. заряда и слабого изоспина отвечает сохранение слабого гиперзаряда [группа $U(1)$]. Слабый гиперзаряд является источником нейтрального калибровочного поля B^0 (константа взаимодействия g'). Две взаимно ортогональные линейные суперпозиции полей B^0 и W^0 описывают поле фотона A и поле Z -бозона:

$$A = B^0 \cos \theta_w + W^0 \sin \theta_w, \\ Z = -B^0 \sin \theta_w + W^0 \cos \theta_w,$$

где $\text{tg} \theta_w = g'/g$. Именно величина угла θ_w определяет структуру нейтральных токов. Она же определяет связь между константой g , характеризующей взаимодействие W^\pm -бозонов со слабым током, и константой e , характеризующей взаимодействие фотона с электр. током: $e = g \sin \theta_w$.

Для того чтобы С. в. носило короткодействующий характер, промежуточные бозоны должны быть массивными, в то время как кванты исходных калибровочных полей — W^\pm , W^0 , B^0 — безмассовые. Согласно стандартной теории, возникновение массы у промежуточных бозонов происходит при спонтанном нарушении симметрии $SU(2) \times U(1)$ до $U(1)_{\text{эм}}$. При этом одна из суперпозиций полей B^0 и W^0 — фотон (A) остаётся безмассовой, а W^\pm - и Z -бозоны приобретают массы:

$$m_W = (1/\sin \theta_w) (\pi \alpha / \sqrt{2} G_F)^{1/2} \approx 37,3/\sin \theta_w \text{ ГэВ},$$

$$m_Z = m_W / \cos \theta_w.$$

Эксперим. данные по нейтральным токам давали $\sin^2 \theta_w \approx 0,23$. Этому отвечали ожидаемые массы W - и Z -бозонов соответственно ≈ 80 ГэВ и ≈ 90 ГэВ.

Для обнаружения W - и Z -бозонов созданы спец. установки, в к-рых эти бозоны рождаются при столкновениях встречных пучков $p\bar{p}$ и $e^- e^+$ высокой энергии. Первая $p\bar{p}$ -установка вступила в строй в 1981 в ЦЕРНе. В 1983 появились сообщения о детектировании в ЦЕРНе первых случаев рождения промежуточных векторных бозонов. В 1989 были опубликованы данные о рождении W - и Z -бозонов на американском протон-антипротонном коллайдере — Тэватроне, в Фермиевской национальной ускорительной лаборатории (FNAL). К кон. 1980-х гг. полное число W - и Z -бозонов, наблюдавшихся на протон-антипротонных коллайдерах в ЦЕРНе и FNAL, исчислялось сотнями.

В 1989 заработали электрон-позитронные коллайдеры LEP в ЦЕРНе и SLC в Стэнфордском линейном ускорительном центре (SLAC). Особенно успешной оказалась работа LEP, где к началу 1991 было зарегистрировано более полумиллиона случаев рождения и распада Z -бозонов. Изучение распадов Z -бозонов показало, что никаких других нейтрино, кроме известных ранее ν_e , ν_μ и ν_τ , в природе не существует. С высокой точностью была измерена масса Z -бозона: $m_Z = 91,173 \pm \pm 0,020$ ГэВ (масса W -бозона известна с существенно худшей точностью: $m_W = 80,22 \pm 0,26$ ГэВ). Изучение свойств W - и Z -бозонов подтвердило правильность основной (калибровочной) идеи стандартной теории электрослабого взаимодействия. Однако для проверки теории в полном объеме необходимо также экспериментально исследовать механизм спонтанного нарушения симметрии. В рамках стандартной теории источником спонтанного нарушения симметрии $SU(2) \times U(1)$ является специальное изодублетное скалярное поле ϕ , обладающее специфич. самодействием $\lambda(|\phi|^2 - \eta^2)^2$, где λ — безразмерная константа, а константа η имеет размерность массы [$\eta = (G_F \sqrt{2})^{-1/2}$]. Минимум энергии взаимодействия достигается при $|\phi| = \eta$, и, т. о., низшее энергетич. состояние — вакуум — содержит ненулевое вакуумное значение поля ϕ . Если этот механизм нарушения симметрии действительно осуществляется в природе, то должны существовать элементарные скалярные бозоны — т. н. Хиггса бозон (кванты поля Хиггса). Стандартная теория предсказывает существование как минимум одного скалярного бозона (он должен быть нейтрален). В более сложных вариантах теории имеются неск. таких частиц, причём нек-рые из них — заряженные (при этом возможно $\rho \neq 1$). В отличие от промежуточных бозонов массы хиггсовых бозонов теорией не предсказываются.

Калибровочная теория электрослабого взаимодействия перенормируема: это означает, в частности, что амплитуды слабых и эл.-магн. процессов можно вычислять по теории возмущений, причём высшие поправки малы, как в обычной квантовой электродинамике (см. Перенормируемость). (В отличие от этого четырёхфермионная теория С. в. неперенормируема и не является внутренней непротиворечивой теорией.)

Существуют теоретич. модели Великого объединения, в к-рых как группа $SU(2) \times U(1)$ электрослабого вза-