

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Х.М. Бештоев

О теории электрослабого
взаимодействия

П-0577

МОСКВА

1988

Слабое взаимодействие является источником сюрпризов и противоречий, разрешение которых приводило к более глубокому пониманию явлений на малых расстояниях, уже не первое десятилетие. Одним из таких противоречий в настоящее время является то, что уже открытые [1], переносчики слабого взаимодействия W^\pm, Z^0 являются векторными частицами, с одной стороны, но слабое взаимодействие является $V-A$ взаимодействием с другой стороны (в этой теории присутствуют также правые синглеты). Из этой теории видно, можно сделать вывод о том, что переносчики слабого взаимодействия W^\pm, Z^0 не ответственны за $V-A$ характер слабого взаимодействия. Тогда возникает вопрос, почему слабое взаимодействие является не V -теорией, а $V-A$ -теорией (с примесью $V+A$)?

Ответ на этот вопрос может показаться очевидным. Если правое нейтрино отсутствует, то мы получаем именно $V-A$ -теорию, но так получается только в секторе, где во взаимодействиях принимает участие нейтрино. Тогда возникает другой вопрос — откуда в слабых взаимодействиях, где не участвуют нейтрино, возникает лево-правая асимметрия (или $V-A$ взаимодействие), несмотря на то, что заряженные лептоны и кварки имеют массы и обе проекции спинов?

Такие вопросы ставились в литературе [2] неоднократно. В дальнейшем мы будем делать попытку ответить на некоторые вопросы, поставленные выше.

Начнем рассмотрение с нейтрино. Гипотеза: Безмассовые свободные частицы не могут обладать зарядом (тогда выражение для токов $j^\mu = \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L, \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L, \dots$, построенные из безмассовых спиноров $m_\nu = 0$, не имеют смысла, т.к. заряд u ν равен нулю).

Получим некоторые указания на справедливость вышепредложенной гипотезы (в настоящее время существуют также экспериментальные указания на наличие массы у нейтрино [3]). Для этого определим выражения для эффективного заряда Q , в релятивистски ковариантном виде так, чтобы заряд Q совпадал со стандартным зарядом в системе покоя для массивных частиц, с точностью до нормировочных множителей.

Таким условиям удовлетворяет выражение

$$Q = \frac{1}{P_0} \langle P' | j^\mu P_\mu | P \rangle = \frac{1}{P_0} P_\mu \langle P' | j^\mu | P \rangle \quad (1)$$

$$\vec{P}' \rightarrow \vec{P} \qquad \vec{P}' \rightarrow P$$

$$P_\mu | P \rangle = P_\mu | P \rangle$$

в системе $P_\mu (m, 0, 0, 0)$

$$Q = \langle P' | j^0 | P \rangle$$

$$\vec{P}' \rightarrow \vec{P}$$

Подставляя в (1) выражение

$$\langle P' | j^\mu | P \rangle \rightarrow g \frac{P^\mu}{(2\pi)^3 E}$$

$$\vec{P}' \rightarrow \vec{P}$$

полученное из требования Лоренц-ковариантности [4] получаем:

$$Q \rightarrow g \frac{P^\mu P_\mu}{(2\pi)^3 E^2} = g \frac{m^2}{(2\pi)^3 E^2} \quad (2)$$

При $m \neq 0$ $Q \neq 0$, а при $m = 0$ и $g < \infty$, $Q \rightarrow 0$. Итак, при таком определении эффективного заряда Q , заряд безмассовых частиц должен равняться нулю (пространственные и временные части компенсируют друг друга).

В дальнейшем будем предполагать, что нейтрино имеют массы.
Нейтринный массовый член в лагранжиане можно записать в виде

$$\bar{\nu} \begin{pmatrix} m & 0 \\ & m \\ & & m \\ 0 & & & m \end{pmatrix} \nu \quad (3)$$

Если предположить, что массы, связанные с ν_L и ν_R ($\nu \rightarrow \nu_L + \nu_R$) будут различными $m_{\nu_L} \rightarrow m_1$, $m_{\nu_R} \rightarrow m_2$, $m_2 > m_1$, тогда (3) приобретет вид (мы придерживаемся обозначения [5]):

$$\bar{\nu} \begin{pmatrix} m_1 & & 0 \\ & m_2 & \\ & & m_1 \\ 0 & & & m_2 \end{pmatrix} \nu = m_2 \bar{\nu}_L \nu_R + m_1 \bar{\nu}_R \nu_L$$

В результате получаем частицу со спином 1/2, у которой вырождение по проекции спина снято и переходы между состояниями с проекциями $S_Z = \pm 1/2$ идет с выделением энергии $\Delta E = m_2 - m_1$ (на эксперименте этот переход будет наблюдаться как одноструйное событие $\nu_R \rightarrow \nu_L + X$). Этим можно объяснить $V-A$ характер слабого взаимодействия заряженных лептонных (но не кварковых) токов.

В работе [6] были воспроизведены результаты стандартной теории электрослабого взаимодействия в подходах, в которых начальные частицы являются массивными, а параметры смешивания векторных полей определяются через заряды или массы частиц.

В этих подходах в лагранжианы взаимодействия входят (также как и в электрослабой теории, исходя их экспериментальных указаний) дублеты левых лептонов и кварков, синглеты правых заряженных лептонов и кварков, массивные W^\pm , Z и безмассовые A_μ векторные частицы. Как отмечалось выше, такой выбор лагранжиана является неудовлетворительным. Действительно, за (возможным) исключением нейтрино, все другие частицы (лептоны, кварки, векторные бозоны) имеют (массы) все проекции спинов и искусственный выбор лагранжиана, когда определенные компоненты частиц не принимают участие во взаимодействиях, является неестественным.

Логически более последовательным является подход, в котором предполагается, что массы правой компоненты нейтрино гораздо больше, чем массы левой компоненты нейтрино, т.е. $m_2 \gg m_1$, и массы правых компонент векторных полей ($W^\pm \rightarrow W_{L,R}^\pm$, $Z \rightarrow Z_{L,R}$) значительно больше масс левых компонент, т.е. $M_{W_R^\pm} \gg M_{W_L^\pm}$, $M_{Z_R} > M_{Z_L}$. В этих предположениях естественное объяснение находит характер слабого взаимодействия (в отличие от стандартного подхода [1]), в котором считается, что левые компоненты спиноров являются дублетами, а правые — синглетами, что не очень ясно, т.к. массы всех левых и правых компонент совпадают, за исключением нейтрино).

Наше рассмотрение является полуфеноменологическим, т.е. мы не будем рассматривать механизмы, приводящие к расщеплению масс, $\nu_{L,R}$ и $W_{L,R}^\pm$, $Z_{L,R}$ (в принципе, можно придумать большое число механизмов, которые приводят к таким последствиям, но какой из этих механизмов является более реалистическим трудно определить без экспериментальных указаний).

При учете выше указанных расщеплений масс нейтрино и векторных бозонов лагранжиан электрослабого взаимодействия [6] приобретает вид (зарядовое смешивание):

$$L_{\text{лепт}} = \frac{g_L}{2\sqrt{2}} (\bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L W_{\mu L}^- + \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L W_{\mu L}^+) + e J_{\text{эм}}^\mu \cdot A_\mu - \\ - \frac{\sqrt{g_L^2 + g_L'^2}}{2} J_L^\mu Z_{\mu L} + \frac{g_R}{2\sqrt{2}} (\bar{e}_R \gamma^\mu \nu_R W_{\mu R}^- + \bar{\nu}_R \gamma^\mu e_R W_{\mu R}^+) - \\ - \frac{\sqrt{g_R^2 + g_R'^2}}{2} J_R^\mu Z_{\mu R}, \quad l_{R,L} = \begin{pmatrix} \nu \\ e \end{pmatrix}_{LR}, \quad J_{\text{эм}}^\mu = \bar{e} g \gamma^\mu e$$

$$g = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, J_{L,R}^\mu = \bar{e} \gamma^\mu (\tau_{L,R}^3 (1 \pm \gamma_5) - 2g \sin^2 \theta_{L,R} (1 + \gamma_5)) e \quad (4)$$

Углы смешивания для левых и правых компонент в общем случае могут не совпадать

$$g_{L,R} \sin \theta_{L,R} = g'_{L,R} \cos \theta_{L,R} = e,$$

$$L_{\text{кварк}} = g_L (\bar{u}_L \gamma^\mu d_L W_{\mu L}^- + \bar{d}_L \gamma^\mu u_L W_{\mu L}^+) + e J_{\text{эм}}^\mu \cdot A_\mu -$$

$$- \frac{\sqrt{g_L^2 + g_L'^2}}{2} \tilde{J}_L^\mu Z_{\mu L} + \frac{g_R}{2\sqrt{2}} (\bar{u}_R \gamma^\mu d_R W_{\mu R}^- + \bar{d}_R \gamma^\mu u_R W_{\mu R}^+) - \quad (5)$$

$$- \frac{\sqrt{g_R^2 + g_R'^2}}{2} \tilde{J}_R^\mu Z_{\mu R}, q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, J_{\text{эм}}^\mu = \bar{q} g \gamma^\mu q, g = \begin{pmatrix} 2/3 & 0 \\ 0 & -1/3 \end{pmatrix}$$

$$\tilde{J}_{L,R}^\mu = \bar{q} \gamma^\mu (\tau_{L,R}^3 (1 \pm \gamma_5) - 2g \sin^2 \theta_{L,R} (1 \pm \gamma_5)) q$$

При $M_{W_R^\pm} \gg M_{W_L^\pm}$, $M_{Z_R} \gg M_{Z_L}$ в лагранжианах (4) и (5) можно отбросить члены, связанные с правыми компонентами. В этом случае по измерению поляризации лептонов при распаде Z-бозона можно установить справедливость подхода рассмотренного выше. В этом случае отношение поляризации будет

$$B = \frac{\langle S_R^Z \rangle}{\langle S_L^Z \rangle} \cong \frac{1}{3}$$

При высоких энергиях, когда передача импульса будет больше масс M_W , M_Z , лево-правая симметрия восстановится, и взаимодействие станет векторным.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Weinberg. Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264; A.Salam. Proc. 8th Nobel Symp. Almqvist and Winsell, 1968, p. 367; G.Arnison et al. Phys. Lett. 129B (1983) 273; P.Bagnia et al. 129B (1983) 130.
2. M.A.Beg et al. Phys. Rev. Lett. 38 (1977) p. 1252; R.N.Mohapatra and G.Senjanovic. Phys. Rev. Lett. 44 (1980) p. 912; Phys. Rev., 23D (1981) p. 165; G.Beal et al. Phys. Rev. Lett., 48 (1982) p. 848; G.Senjanovic. Nucl. Phys. B153 (1979) p. 334.
3. V.A.Lubivov et al., Phys. Lett. 94B (1980) 266; L.Wolfenstein. Proc. XXIII ICHE. Berkeley VII, 1986, p. 893.
4. S.Wienberg, E.Witten. Phys. Lett. 96B (1980) p. 59. E.C.G.Sudarshan. Phys. Rev., D24 (1981) 1591.
5. С.Швебер. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, Москва, ИЛ, 1963 г.
6. Х.М.Бештоев. ИЯИ П-0397, Москва, 1985; П-0217, Москва, 1981.