К ТЕОРИИ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.С.Ваняшин

В предлагаемой заметке барион-лептонное слабое взаимодействие рассматривается на основе гипотезы о существовании промежуточного бозона, обладающего барионным и лептонным зарядами. Эта гипотеза приводит к необходимости ряда взаимодействий с нейтральными лептонными токами с константами связи, подчиненными единственному условию:

$$G_{ee}\, G_{\nu_e \nu_e} = G_{\mu\mu}\, G_{\nu_\mu \nu_\mu} = G^2. \qquad (I)$$

Соответствующее обобщение октетной теории Кабиббо [I] получается при простых предположениях относительно унитарных свойств барион-бозона.

Скалярный барион-бозон был предложен в работе [2] (см.также [3,4]) в качестве альтернативы промежуточному векторному бозону. Оценки нижней границы для массы барион-бозона в настоящее время значительно выше, чем для массы векторного бозона, и доходят до 60 Гэв [5] . Поэтому сейчас имеет смысл рассмотреть только те следствия возможного существования барион-бозона, которые сохраняются в локальном пределе. Они исчерпываются определенными правилами композиции четырехфермионного лагранжиана.

Пусть "фундаментальное" взаимодействие имеет вид:

$$L_x = g\bar{e}^c_\alpha (1+\gamma_5) B'^\alpha_\beta X^\beta + g\bar{e}^\alpha (1-\gamma_5) B'^\beta_\alpha X_\beta + \text{эрм.сопр.}, \quad (2)$$

так что два триплета барион-бозонов: $X^\alpha = \left((X^+)^1, (X^0)^2, (X^0)^3\right)$ и $X_\alpha = \left((X^-)_1, (X^0)_2, (X^0)_3\right)$ осуществляют связь повернутого октета барионов $B' = e^{i\lambda_7\theta} B e^{-i\lambda_7\theta}$ ($B^1_3 = p$) с электроном и нейтрино: $e_\alpha = (\lambda^{-1/2}e, \lambda^{1/2}\nu, 0)$. Постоянная λ учитывает различие в константах связи с электроном и с нейтрино. Связь с μ и ν_μ, для которой требуются свои два триплета бозонов, для простоты записи опущена.

Взаимодействие (2) порождает эффективный четырехфермионный лагранжиан

$$L' = \sqrt{2}G\left(\bar{e}^c_\alpha (1+\gamma_5) B'^\alpha_\beta \bar{B}'^\beta_\gamma (1-\gamma_5) e^{c\gamma} + \bar{e}^\gamma (1-\gamma_5) B'^\beta_\gamma \bar{B}'^\alpha_\beta (1+\gamma_5) e_\alpha\right) \equiv$$
$$\equiv \frac{G}{\sqrt{2}}\left(\bar{B}'^\beta_\gamma \gamma_n (1+\gamma_5) B'^\alpha_\beta - \bar{B}'^\alpha_\beta \gamma_n (1-\gamma_5) B'^\beta_\gamma\right)\left(\bar{e}^\gamma \gamma_n (1+\gamma_5) e_\alpha\right). \quad (3)$$

Если для (2) справедлива теория возмущений, то $\sqrt{2}G = g^2 M_X^{-2}$.

Удобно ввести матрицу лептонных токов:

$$J_n = \begin{pmatrix} \lambda^{-1}\bar{e}\, O_n e & \bar{e}\, O_n \nu\cos\theta & \bar{e}\, O_n \nu \sin\theta \\ \bar{\nu}\, O_n e\cos\theta & \lambda\bar{\nu}\, O_n \nu\cos^2\theta & \lambda\bar{\nu}\, O_n \nu\cos\theta\sin\theta \\ \bar{\nu}\, O_n e\sin\theta & \lambda\bar{\nu}\, O_n \nu\cos\theta\sin\theta & \lambda\bar{\nu}\, O_n \nu\sin^2\theta \end{pmatrix}, \quad O_n = \gamma_n(1+\gamma_5) \quad (4)$$

и переписать лагранжиан (3) в виде:

$$L' = \frac{G}{\sqrt{2}} Sp\left(\bar{B}\gamma_n (1+\gamma_5) J_n B - \bar{B}\gamma_n (1-\gamma_5) B J_n\right). \quad (5)$$

Требуемая для векторного тока F - связь возникла автоматически при переходе от (2) к (5). Сильные взаимодействия превращают первоначальную D - связь аксиального тока в смесь D- и F - связей и перенормируют унитарно-скалярную связь; все это в известном приближении можно учесть введением параметров D, F и E:

$$L' = \frac{G}{\sqrt{2}}\Big[Sp(\bar{B}\gamma_n J_n B - \bar{B}\gamma_n B J_n) + (D+F)Sp\,\bar{B}\gamma_n\gamma_5 J_n B +$$
$$+ (D-F)Sp\,\bar{B}\gamma_n\gamma_5 B J_n + \frac{2}{3}(E-D)Sp(\bar{B}\gamma_n\gamma_5 B)Sp J_n\Big]. \qquad (6)$$

Таким образом мы приходим к расширенному варианту теории Кабиббо, включившему в себя также ряд взаимодействий с нейтральными лептонными токами. При этом, как легко заметить по виду матрицы (4), между константами связи выполняется соотношение (I).

В нейтринном эксперименте была получена оценка: $\sigma(\nu_\mu p \to \nu_\mu p) < 0,03\,\sigma(\nu_\mu n \to \mu^- p)$ [6]. Согласно (6) (νp)- рассеяние идет в основном за счет эффектов перенормировки и $\sigma(\nu_\mu p \to \nu_\mu p) \lesssim 0,01\,\lambda_\mu^2\,\sigma(\nu_\mu n \to \mu^- p)$. На два порядка интенсивнее должно быть (νn)- рассеяние. По-видимому, λ_μ^2 и λ_e^2 довольно малы, иначе уже были бы зарегистрированы распады $K^\pm \to \pi^\pm + \nu + \bar{\nu}$, $K_2^0 \to \pi^0 + \nu + \bar{\nu}$, вероятность которых по отношению к соответствующим K_{e3} - распадам равна $2(\lambda_\mu^2 + \lambda_e^2)\cos^2\theta$. Для нейтринных распадов гиперонов $\Sigma^+ \to p + \nu + \bar{\nu}$, $\Lambda \to n + \nu + \bar{\nu}$ и др. аналогичная вероятность равна половине предыдущей. Точные экспериментальные оценки здесь весьма желательны, так как с уменьшением λ увеличивается интенсивность взаимодействия с электронным и мюонным нейтральными токами и может оказаться реальным обнаружение его примеси к конкурирующему электромагнитному в (e^+e^-) - распадах ядер, в распаде $\Sigma^0 \to \Lambda + e^+ + e^-$ в (ep) - и (μp)- рассеянии (в распадах $\pi^0 \to e^+ + e^-$, $\mu \to e^+ + e^-$, $\mu \to \mu^+ + \mu^-$ изменяется только вероятность).

Установление неравенств $G_{ee}\,G_{\nu_e\nu_e} < G^2$, $G_{\mu\mu}\,G_{\nu_\mu\nu_\mu} < G^2$ определенно говорило бы о существовании некоторого механизма, ответственного за взаимодействие только заряженных токов, например заряженного векторного бозона.

За ценные обсуждения автор выражает благодарность М.А.Маркову и Л.Б.Окуню.

Днепропетровский
государственный университет

Поступило в редакцию
2 августа 1965 г.

Литература

[1] N.Cabibbo. Phys. Rev.Lett., 10, 531, 1963.

[2] Y.Tanikawa. Phys. Rev., 108, 1615, 1957.

[3] G. Wentzel. Zs. Phys., 104, 34, 1936.

[4] Я.Б.Зельдович. Докл. АН СССР, 89, 33, 1953 .

[5] I.Bahcall. Phys. Rev., 136, B1547, 1964.

[6] G.Bernardini. Dubna conference, 1964.