

Письма в ЖЭТФ. том 14, стр. 529 – 534.

5 ноября 1971 г.

ЗАМЕЧАНИЕ О ПОИСКАХ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ БОЗОНОВ

Э. М. Липманов

Экспериментальные поиски промежуточных бозонов слабых взаимодействий планируются на всех новых ускорителях высоких энергий. Основным средством их наблюдения считается детектирование их распадов, которые в схеме ток – виртуальный бозон – ток соответствуют хорошо известным в настоящее время лептонным и адронным слабым реакциям. Ввиду особой важности задачи, стоит обратить внимание на то, что характер этого соответствия между картиной распадов реальных промежуточных бозонов и известными слабыми взаимодействиями может существенно измениться, если вместо общепринятой теории универсального взаимодействия с одним заряженным током и одним бозоном использовать "многотоковую" теорию слабых взаимодействий типа Гелл-Манна – Гольдбергера – Кролла – Лоу [1]. Здесь будет показано, что в этом случае появляется специфическая возможность существо-

ного различия интенсивностей "диагональных" и "недиагональных" реакций вида ток – реальный бозон – ток. Это различие аналогично указанному ранее [1] для ток-токовых реакций с виртуальными промежуточными бозонами. В заключение указывается также на другую, альтернативную возможность.

Рассмотрим простейшую многотоковую модель слабых взаимодействий заряженных токов в первом приближении теории возмущений, исходя из лагранжиана вида

$$L = g \sum_{k=0}^N J_k X_k + \text{эс}, \quad J_k \equiv \sum_{i=1}^{N+1} \epsilon_i^k i_i, \quad (1)$$

$$\epsilon_i^0 = 1, \quad i = 1, 2, \dots (N+1), \quad (2)$$

где опущены 4-векторные индексы токов и полей; g и ϵ_i^k – вещественные параметры, а i_i суть различные лептонные и адронные токовые элементы (как известные $(V-A)$ -элементы вида $\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e$ и др., так и, возможно, еще неизвестные, см. ниже), $(N+1)$ – полное их число. Здесь X_k – локальные операторы промежуточных бозонных полей, которые следуя [1], будем считать некоторыми суперпозициями векторных и скалярных полей. В отличие от [1], в нулевом приближении по взаимодействию (1) массовая матрица промежуточных бозонов считается здесь диагональной. Потребуем, чтобы в приближении равенства всех масс промежуточных бозонов исчезали недиагональные взаимодействия токов i_i , а их диагональные взаимодействия обладали симметрией, конкретный вид которой желательно заранее не ограничивать. Из этого требования непосредственно следует соотношение

$$1 + \sum_{k=1}^N \epsilon_i^k \epsilon_i^k = \gamma_i \delta_{ii}. \quad (3)$$

Для совместности уравнений (3) и (2) необходимо условие

$$\sum_{i=1}^{N+1} 1/\gamma_i = 1, \quad (4)$$

где γ_i – коэффициенты при квадратах токов в выражении $\sum_i \gamma_i i_i^\dagger i_i$. Простейший выбор операторов X_k с двумя параметрами затравочных масс,

$$(X_0)_\alpha = (V_0)_\alpha + \frac{1}{M_1} \frac{\partial \phi_0}{\partial x_\alpha}, \quad (X_k)_\alpha = (V_k)_\alpha + \frac{1}{M_0} \frac{\partial \phi_k}{\partial x_\alpha}, \quad (5)$$

где выписаны явно 4-векторные индексы α , $(V_0)_\alpha$ и ϕ_k , $k \neq 0$, суть векторное и скалярные поля с равными массами M_0 , а $(V_k)_\alpha$ и ϕ_0 имеют массы $M_k \equiv M_1 > M_0$, приводит теперь к следующему эффектив-

ному ток-токовому взаимодействию

$$\mathcal{Z} = g^2 \sum_{i, k=1}^{N+1} i_i^+ i_k \Delta_{ik} \quad (6)$$

с универсальным регуляризованным эффективным недиагональным пропагатором вида

$$\Delta_{ik}^{\alpha\beta} = \left(\frac{1}{q^2 + M_0^2} - \frac{1}{q^2 + M_1^2} \right) \delta_{\alpha\beta}, \quad i \neq k, \quad (7)$$

и эффективным диагональным пропагатором

$$\begin{aligned} \Delta_{ii}^{\alpha\beta} = & \left(\frac{1}{q^2 + M_0^2} + \frac{\gamma_i - 1}{q^2 + M_1^2} \right) \delta_{\alpha\beta} + \gamma_i q_\alpha q_\beta \times \\ & \times \left[\frac{1}{M_0^2 (q^2 + M_0^2)} + \frac{1}{M_1^2 (q^2 + M_1^2)} \right], \quad (8) \end{aligned}$$

где q_α — переданный 4-импульс. Отметим, что из (7) и (8) исключены ϵ_j^k . В случае, когда γ_i на зависят от i , из (4) следует $\gamma_i = (N+1)$ и пропагатор (8), а следовательно и диагональные взаимодействия, также универсальны¹⁾. Из (7) и (8) следует, что уже в низшем приближении при $M_1 \approx M_0$ диагональные взаимодействия существенно превосходят недиагональные по силе.

О диагональных взаимодействиях в настоящее время известно очень мало. Согласно (3), несохраняющие четность ядерные силы [4] следует отнести скорее к разряду "недиагональных", а сохраняющие четность адронные диагональные взаимодействия по своей симметрии не отличимы от сильных. Имеющиеся данные [5–7] о лептонном диагональном ν_e -рассеянии не исключают некоторого отличия G_{diag} от G_F . Однако, для дальнейшего наиболее существенно то, что при не слишком больших передачах импульса $E_{CM}^2 \ll M^2$, амплитуда реакции $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ в первом приближении может вообще исчезать, если существует нейтральный ток вида

$$J_e^{(0)} \equiv (\bar{\nu}_e O_\alpha \nu_e - \bar{e} O_\alpha e), \quad O_\alpha = (1 \pm \gamma_5) \gamma_\alpha, \quad (9)$$

¹⁾ Предполагаемая здесь схема многотокковой теории обладает, как нам кажется, тем методическим достоинством, что она применима непосредственно также и для описания системы связанных взаимодействий нейтральных токов, которая существенно включает электромагнитное взаимодействие. Она является обобщением схемы работы [2], где рассмотрен частный случай с $(N+1) = 4$, $\gamma_i = 4$, $M_0 = 0$, а X_0 — фотон и $J_0 \equiv J^{em}$ — полный электромагнитный ток.

который взаимодействует с самим собой с эффективной низ-коэнергетической константой $G_{diag}^0 = 1/2 G_F$. Такая возможность впервые подробно обсуждалась Б.Понтекорво [8]¹⁾. Очевидно, что если даже указанная "маскировка" лептонных диагональных взаимодействий действительно реализуется в природе, то она все же не может касаться реакций с реальными промежуточными бозонами, поскольку нейтральные промежуточные W^0 -бозоны не взаимодействуют с кулоновым полем. При каких же условиях характер различия между диагональными и недиагональными ток-токовыми слабыми взаимодействиями сохранится также для реакций, идущих с образованием короткоживущих реальных промежуточных бозонов?

Рассмотрим сначала случай равенства всех затравочных масс $M_1 = M_0$. Взаимодействие (1) можно тогда переписать в виде

$$L = g \sum_{i=1}^{N+1} j_i \tilde{X}_i + \text{эс}, \quad (10)$$

где

$$\tilde{X}_i = \sum_{k=0}^N \epsilon_i^k X_k. \quad (11)$$

В нулевом приближении по взаимодействию (1) как X_k , так и \tilde{X}_k бозоны имеют определенные, равные между собой массы. При "включении" взаимодействия (1) поля X_k уже не имеют определенных масс, но поля \tilde{X}_k по-прежнему не переходят друг в друга и только приобретают малые комплексные добавки к затравочным массам (появляются смещения масс и ширины). Если обозначить через $T_{ki}(E)$ суммарную амплитуду рождения и распада реальных промежуточных бозонов, которая связывает входной канал i (ток j_i) и выходной канал k (ток j_k), то в этом случае она равна нулю, в силу (10), при $i \neq k$. Можно ожидать, что при достаточно малой разности затравочных масс

$$\Delta M \equiv (M_1 - M_0) \ll \Gamma, \quad (12)$$

где Γ есть характерная ширина промежуточных бозонов, сечения недиагональных реакций будут малы по сравнению с сечениями диагональных реакций в соответствии с грубой оценкой

$$|T_{ki}(E)/T_{ii}(E)| \approx \Delta M/\Gamma, \quad i \neq k, \quad (13)$$

¹⁾ Отметим, что, в отличие от схемы Бладмена [9], в схеме лептонной изотопической симметрии с двумя нейтрино ν_e и ν_μ полного сокращения не получается [10], если только не вводить различные массы для заряженных и нейтральных промежуточных бозонов

как следствие интерференции перекрывающихся уровней¹⁾. При этом эффективный промежуточный бозон будет "помнить", как он родился: W -бозоны, рожденные в адронных реакциях будут распадаться преимущественно на адроны, а лептонные распады будут подавлены; если $(\nu_\mu \mu)$ - и $(\nu_e e)$ -токи суть "разные" токи, то W -бозоны, порожденные мюонными нейтрино, будут распадаться преимущественно на мюоны, а распады на электроны и адроны будут подавлены, и т. д.

Сделаем некоторые оценки для привлекательного частного случая модели с $g = \sqrt{4\pi}e$, где $e^2 = 1/137$. Подчеркнем здесь, что в отличие от однотоковой теории, в настоящей модели условия $g = e$ и $M_w \ll 100 \text{ ГэВ}$ вполне совместимы между собой. Приравнивая эффективную низкоэнергетическую 4-фермионную константу связи, следующую из (7), к константе Ферми G_F , находим²⁾

$$\Delta M = \frac{G_F M_o^3}{8\pi\sqrt{2}e^2} \approx \frac{1}{22} \left(\frac{M_o}{10} \right)^3 (\text{ГэВ}), \quad (14)$$

С другой стороны, например, для векторного бозона ширина лептонного распада равна

$$\Gamma_\ell = w(w \rightarrow \ell + \nu_\ell) = \frac{2}{3} e^2 M_w = M_o / 200. \quad (15)$$

Выбирая $M_w = 8 \text{ ГэВ}$ находим, например,

$$(M_1 - M_o) = 23 \text{ МэВ}, \quad \Gamma > \Gamma_\ell = 40 \text{ МэВ}.$$

Таким образом, предполагаемая многотоковая модель слабых взаимодействий, включающая нейтральные токи, физически интересна.

1) Здесь E есть энергия продуктов распада бозона в СЦИ. Общие формулы для амплитуды $T_{ki}(E)$ в энергетическом представлении приведены и обсуждаются в работе Кобзарева, Николаева, Окуня [11]. Используя эти формулы, а также явное выражение для CP -инвариантного взаимодействия (1) и соотношения (3) не трудно проверить прямым вычислением, что при условии (12) средние значения n -х степеней неэрмитовой массовой H -матрицы X -бозонов второго порядка типа $(A_i^{(k)} H^n, M^{(i)})$, $n = 1, 2, 3, \dots$, в обозначениях работы [11], при $i \neq k$ пропорциональны ΔM , что ведет к соотношению (13).

2) Возможно, что требование сохранения универсальности недиагональных взаимодействий при учете высших приближений по диагональным взаимодействиям приведет к ограничению на возможную симметрию последних (в частности, на значения параметров γ_i), причем соотношение типа (14), по-видимому, может быть сохранено.¹

В заключение отметим кратко еще другую, альтернативную возможность, также специфичную для многофотонной теории, которая может оказаться интересной в связи с поисками промежуточных бозонов. Не трудно убедиться, что при увеличении числа параметров затравочных масс промежуточных бозонов можно, при желании, нарушить универсальность недиагональных взаимодействий, существенно подавив какую-то одну, "нарушающую", группу по сравнению с другими. Если при этом уровни масс промежуточных бозонов не перекрываются между собой, то, ввиду отсутствия интерференционных явлений, это подавление вовсе не будет иметь места в распадах реальных промежуточных бозонов. Тогда, в этих распадах не исключены значительные нарушения известных правил отбора слабых взаимодействий, законов сохранения некоторых зарядов и т. д. Не исключено, например, что окажутся подавленными каналы распадов W -бозонов с одиночными странными частицами, с нарушением сохранения лептонного заряда, правила $\Delta S = \Delta Q$ или др. Несмотря на кажущуюся искусственность последних возможностей, по-видимому, априори не следует их отвергать, так как на пороге рождения W -бозонов можно ожидать сюрпризов.

Автор выражает искреннюю, глубокую благодарность Б.Понтекорво за интерес к работе и Л.Б.Окуню за полезное, детальное обсуждение

Ярославский
государственный университет

Поступила в редакцию
24 сентября 1971 г.

Литература

- [1] M.Gell-Mann, M.L.Goldberger, N.M.Kroll, F.E.Low. Phys. Rev., 179, 1518, 1969.
- [2] Э.М.Липманов. Письма в ЖЭТФ, 11, 462, 1970.
- [3] Э.М.Липманов. ЯФ, 11, 648, 1970.
- [4] В.М.Лобашов, В.А.Назаренко, Л.Ф.Саенко, Л.М.Смотрницкий, Г.И.Харкевич. Письма в ЖЭТФ, 5, 73, 1967.
- [5] F.Reines. H.S.Gurr. Phys. Rev. Lett., 24, 1448, 1970; H.S.Steiner. Phys. Rev. Lett., 24, 746, 1970.
- [6] D.C.Cundy et al. Phys. Lett., 31B, 478, 1970.
- [7] R.B.Stothers. Phys. Rev. Lett., 24, 538, 1970.
- [8] Б.М.Понтекорво. ЖЭТФ, 43, 1521, 1962.
- [9] S.Bludman. Nuova. Cim., 9, 433, 1958.
- [10] Э.М.Липманов. ЖЭТФ, 37, 1054, 1959.
- [11] И.Ю.Кобзарев, Н.Н.Николаев, Л.Б.Окунь. ЯФ, 10, 864, 1969.