Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 10, стр. 599 – 602 *20 мая 1976 г.*

О РЕДЖЕЗАЦИИ ФЕРМИОНА В НЕАБЕЛЕВЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ ТЕОРИЯХ

В.С.Фадин, В.Е.Шерман

Мы вычисляем высокоэнергетическое поведение амплитуды рассеяния назад векторного мезона на фермионе в спонтанно нарушенной янг-миллсовской модели и находим, что фермион реджезуется. В каналах с отрицательной сигнатурой наряду с полюсом имеются ветвления.

В последнее время большое внимание привлекают теоретико-полевые модели, основанные на янг-миллсовских калибровочных полях [1]. Исчезновение взаимодействия на малых расстояниях в неабелевых калибровочных теориях приводит к приближенному бьеркенскому скейлингу [2], что стимулирует использование таких теорий для описания сильных взаимодействий. Естественен поэтому интерес к высокоэнергетическому поведению амплитуд в этих теориях. Изучение амплитуд рассеяния вперед, начатое в [3], привело к доказательству реджезации векторного мезона [3–5] и выяснило положение и характер вакуумной сингулярности [5].

В этой работе мы рассматриваем амплитуду рассеяния векторного мезона на фермионе при углах рассеяния, близких к 180°. Высокоэнергетическое поведение этой амплитуды позволяет выяснить вопрос о реджезации фермиона. Для простоты ограничимся здесь простейшей моделью [6], основанной на изотриплете янг-миллсовских векторных полей V^μ с массой m, возникающей в результате появления отличного от нуля вакуумного среднего у изодублетного комплексного скалярного поля. Взаимодействие полей V^μ с изодублетом фермионов с массой M имеет вид $-g\bar{\psi}\hat{V}(\vec{\tau}/2)\psi$.

Вычисление амплитуды $A_{AB}^{A'B'}$ процесса $A+B\to A'+B'$, где A, A' — векторные мезоны; B, B' — фермионы, проводится в главном логарифмическом приближении

$$g^2\ln\frac{S}{m^2}\sim 1,\quad g^2<<1;\quad S=(p_A+p_B)^2>>m^2,\quad -t=-q^2\sim m^2. \quad (1)$$

Здесь $q=p_{B'}-p_A$; неисчезающие при $S\to\infty$ компоненты q лежат в плоскости, перпендикулярной p_A и p_B; $q\approx q_\perp$. В приближении (1) амплитуду $A_{AB}^{A'B'}$ можно представить в виде

$$A_{AB}^{A'B'}=g^2\bar u(p_{B'})\left(\hat e_A-\frac{2\hat p_A(e_A p_B)}{S}\right)\left\{\frac{\tau^a}{2}\frac{\tau^{a'}}{2}(A_{1/2}^+ + A_{1/2}^-)+\right. \quad (2)$$

$$\left.+\frac{1}{2}\left(\delta^{aa'}-\frac{\tau^a\tau^{a'}}{3}\right)A_{3/2}^-\right\}\left(\hat e_{A'}-\frac{2\hat p_{A'}(e_{A'}p_{B'})}{S}\right)U(p_B),$$

выделив вклады с определенным изоспином в t-канале и положительной и отрицательной сигнатурой. (Отметим, что положительно сигнатурная часть, которая в каждом порядке теории возмущений в $\ln S$ превышает отрицательно сигнатурную из-за сокращения в последней вкладов S- и U-каналов, имеется только в канале с квантовыми числами фермиона. Это обстоятельство является следствием коммутационных соотношений и справедливо не только для рассматриваемой модели, но и для групп высшего порядка.) Для амплитуд $A_T^\pm$ используем j-представление ($\omega=$ $=j-1/2$)

$$A_T^\pm(S;q)=\frac{1}{4i}\int_{\delta-i\infty}^{\delta+i\infty}d\omega\left(\frac{S}{m^2}\right)^\omega\frac{(e^{-i\pi\omega}\pm 1)}{\sin\omega\pi}F_T^\pm(\omega,q). \quad (3)$$

При вычислении амплитуды $A_{AB}^{A'B'}$, так же как и в задаче о рассеянии вперед, оказывается удобным дисперсионный метод [3–5]. Проведенные нами расчеты вплоть до восьмого порядка теории возмущений показывают, что в этом приближении $F_{1/2}^+$ представляется реджевским полюсом с траекторией

$$j=\frac{1}{2}+\delta(q_\perp);\qquad \delta(q_\perp)=\frac{3g^2}{4(2\pi)^3}(\hat q_\perp-M)\int\frac{d^2k_\perp}{(M-\hat k_\perp)(m^2-(q-k)_\perp^2)}, \quad (4)$$

проходящей через $j=1/2$ при $\hat q_\perp=M$, что означает реджезацию фермиона, в то время как для отрицательной сигнатуры парциальные амплитуды не могут быть представлены как разложение реджевских полюсов. Исследование высших порядков теории возмущений проводилось нами двумя способами. Один из них позволял непосредственно вычислить в каждом порядке старший логарифмический член, дающий вклад только в $A_{1/2}^+$ и подтвердить реджезацию фермиона. Другой способ аналогичен использованному в [5] и заключается в следующем. Дисперсионный подход требует знания неупругих амплитуд для восстановления $A_{AB}^{A'B'}$ по унитарности и аналитичности. Вычисленные нами для g^8 порядка неупругие амплитуды в кинематике, дающей основной вклад в соотношение унитарности, имеют простой мультиреджевский вид и легко могут быть обобщены на произволный порядок. Используя их, мы восстанавливаем $A_{AB}^{A'B'}$. Если представить $F_T^{\pm}(\omega, q)$ в виде (здесь и далее все вектора двумерные, перпендикулярные p_A и p_B)

$$F_T^{\pm}(\omega, q) = \frac{r_T^{\pm}}{M - \hat{q}} + C_T^{\pm} \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int \frac{d^2k}{(m^2 - (q-k)^2)(M - \hat{k})} f_T^{\pm}(\omega; k, q) \qquad (5)$$

где

$$r_{1/2}^{+} = 1; \quad r_{1/2}^{-} = r_{3/2}^{-} = 0; \quad C_{1/2}^{+} = -\frac{3}{4}; \quad C_{1/2}^{-} = \frac{25}{12}; \quad C_{3/2}^{-} = 2. \qquad (6)$$

То для $f_T^{\pm}(\omega; k, q)$ получаем уравнение

$$[\omega - a((q-k)^2) - \delta(k)] f_T^{\pm}(\omega; k, q) = 1 + \frac{g^2}{(2\pi)^3} \int \frac{d^2k'}{(m^2 - (q-k')^2)} \times$$

$$\times \left\{ a_T^{\pm} \left[\hat{q} - M + (M - \hat{k}) \frac{1}{M - (\hat{k} + \hat{k}' - \hat{q})} (M - \hat{k}') \right] + b_T^{\pm} \left[\hat{q} - M + (M - \hat{k}) \times \right.\right.$$

$$\left.\left. \times \frac{(m^2 - (k' - q)^2)}{(m^2 - (k' - k)^2)} + (M - \hat{k}') \frac{(m^2 - (k-q)^2)}{(m^2 - (k' - k)^2)} \right] \right\} \frac{1}{M - \hat{k}'} f_T^{\pm}(\omega; k', q). \qquad (7)$$

Здесь

$$a_{1/2}^{\pm} = \mp \frac{1}{4}; \quad b_{1/2}^{\pm} = 1; \quad a_{3/2}^{-} = b_{3/2}^{-} = -\frac{1}{2} \qquad (8)$$

$a(q^2) + 1$ – траектория векторного мезона [3]

$$a(q^2) = \frac{g^2}{(2\pi)^3} (q^2 - m^2) \int \frac{d^2k}{(m^2 - k^2)(m^2 - (q-k)^2)}. \qquad (9)$$

Легко проверить, что в случае $T = 1/2$ и положительной сигнатуры решением уравнения (7) является

$$f_{1/2}^{+}(\omega; k, q) = \frac{1}{\omega - \delta(q)}. \qquad (10)$$

При этом

$$F_{1/2}^{+}(\omega, q) = \frac{1}{M - \hat{q}} \frac{\omega}{\omega - \delta(q)}; \quad A_{1/2}^{+} \approx \frac{(S/m^2)^{\delta(q)}}{M - \hat{q}}. \qquad (11)$$

Для отрицательной сигнатуры решить уравнение (7) не удается. Можно лишь утверждать, что соответствующие парциальные амплитуды наряду с полюсами, генерируемыми двухчастичным условием унитарности в t-канале, имеют также ветвления, происходящие от обмена реджезованными частицами – векторным мезоном и фермионом. Возможны и другие виды особенностей; так, например, механизм, приводящий, по-видимому, к появлению неподвижной точки ветвления в вакуумном канале [5] – существование сколь угодно высоких порогов по t – действует и здесь.

В заключение отметим следующее. Впервые задача о реджезации фермиона была решена в квантовой электродинамике с массивным фотоном в [7]. Из наших выражений результаты для квантовой электродинамики могут быть получены, если в (2) опустить член с $A^{-}_{3/2}$ и заменить $\frac{\tau^a}{2}\frac{\tau^{a'}}{2}$ на единицу ; в (5), (7) сделать замены $C^{\pm}_T \to \mp 1$; $a^{\pm}_T \to \pm 1$; $\delta(k) \to \delta_1(k) = \frac{4}{3}\delta(k)$, а $a((q-k)^2)$ и $b^{\pm}_T$ положить равными нулю в соответствии с тем, что фотон не реджезуется и нет трехфотонного взаимодействия. Тогда формулы (10), (11) остаются справедливыми с заменой $\delta(q) \to \delta_1(q)$ и показывают, что фермион реджезуется. Однако в канале с отрицательной сигнатурой и в квантовой электродинамике парциальная амплитуда не представляется реджевским полюсом. Здесь наши результаты для этой амплитуды совпадают с полученными недавно в работе [8] и показывают, что содержащееся в [7] утверждение о вырождении по сигнатуре неверно.

Мы благодарны Э.А.Кураеву, Л.Н.Липатову, Л.Л.Франкфурту за интерес к работе и ценные обсуждения.

Институт ядерной физики
Академии наук
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
8 апреля 1976 г.

Литература

[1] C.H.Yang, R.Mills. Phys. Rev., 96, 191, 1954.

[2] D.C.Gross, F.Wilczek. Phys. Rev. Lett., 26, 1343, 1973; H.D.Politzer. Phys. Rev. Lett., 26, 1346, 1973.

[3] Л.Н.Липатов. Препринт ЛИЯФ №157, 1975; ЯФ, 23, 642, 1976.

[4] Л.Л.Франкфурт, В.Е.Шерман. Препринт ЛИЯФ №186, 1975; ЯФ, 23, 1101, 1976.

[5] V.S.Fadin, E.A.Kuraev, L.N.Lipatov. Phys. Lett., 60B, 50, 1975; Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, В.С.Фадин. ЖЭТФ, 71, вып. 9, 1976.

[6] G.'t Hooft. Nucl. Phys. B33, 173, 1971; B35, 167, 1971.

[7] M.Gell-Mann, M.L.Goldberger, F.E.Low, E.Marx, F.Zachariaren. Phys. Rev., 133B, 145, 1964.

[8] B.M.McCoy, T.T.Wu. Phys. Rev. Lett., 35, 1190, 1975.