Письма в ЖЭТФ, том 29, вып.10, стр. 649 – 652 *20 мая 1979 г.*

η'-МЕЗОН КАК ПСЕВДОСКАЛЯРНЫЙ ГЛЮОНИЙ

А.И.Вайнштейн, В. И.Захаров, В.А.Новиков, М.А.Шифман

Показано, что правила сумм квантовой хромодинамики для тока, построенного из операторов глюонного поля, $G^a_{\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu}$, насыщаются η'-мезоном. Оценивается масса мезона и его вычет в глюонный ток. Отмечена существенная разница между η'-мезоном как глюонием и классическими кварковыми состояниями, такими как ρ-мезон.

Традиционные составные модели элементарных частиц ограничиваются связанными состояниями кварков. С утверждением квантовой хромодинамики (КХД) как наиболее вероятной теории сильных взаимодействий возник вопрос о глюонии, частице составленной из векторных глюонов.

Один "глюоний" , по-видимому, давно известен: это η'-мезон с массой 960 МэВ. Действительно, для дивергенции аксиально-векторного тока, унитарного синглета A°_μ можно получить:

$$\partial_\mu A^\circ_\mu = i\sum_{q=u,d,s} 2m_q \bar{q}\gamma_5 q + \frac{3\alpha_s}{4\pi} G^a_{\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu}; \quad A^\circ_\mu = \sum_{q=u,d,s}\bar{q}\gamma_\mu\gamma_5 q, \tag{1}$$

где $G^a_{\mu\nu}$ – тензор напряженности глюонного поля, $\widetilde{G}^a_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}G^a_{\alpha\beta}$, $\alpha_s = g_s^2/4\pi$, где g_s – константа сильных взаимодействий и член $G^a_{\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu}$ отвечает треугольной аномалии [1]. В пределе $SU(3)$-симметрии массами кварков можно пренебречь и ток A°_μ сохраняется, если не учитывать глюонного члена $G^a_{\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu}$. Сохраняющийся ток требовал бы безмассовой псевдоскалярной частицы [2]. Масса η' , очевидно, не обращается в ноль в пределе $m_{u,d,s} = 0$ и, следовательно, вклад глюонного оператора $G^a_{\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu}$ должен быть существенен для η'. Принципиальная возможность такого решения была продемонстрирована в работе [3].

В настоящей статье мы рассматриваем проблему псевдоскалярного глюония в рамках систематического подхода к резонансам в КХД, предложенного в работах [4]. Оказывается, что гипотеза о том, что матричный элемент $\langle 0 | G^a_{\mu\nu}\widetilde{G}^a_{\mu\nu} | \eta' \rangle$ велик, выглядит удовлетворительно с численной точки зрения. В этом смысле η' может считаться глюонием (это не исключает, однако, большого вычета η' и в кварковый ток). Во многих отношениях ситуация с η' отлична от классических кварковых резонансов типа ρ-мезона, и это отличие представляет, видимо, главный интерес.

Основным объектом в нашем подходе является амплитуда

$$T = i\int dx\, e^{iqx} \langle 0 | T\{\partial_\mu A^\circ_\mu(x),\ \partial_\nu A^\circ_\nu(0)\} | 0 \rangle, \tag{2}$$

причем обсуждается предел унитарной симметрии, т.е. $m_{u,\,d,\,s} = 0$. Мнимая часть T определяется вкладом физических состояний. В свете изложенного выше можно думать, что среди этих состояний есть η' и что его вклад доминирует в вещественной части при $|q^2| \sim 1$ ГэВ^2.

Квантовая хромодинамика не позволяет полностью вычислить амплитуду T, но дает возможность представить ее в виде разложения по обратным степеням Q^2 $(Q^2 = -q^2)$, которое формально полезно при больших Q^2, а реально справедливо вплоть до $Q^2 \approx 0{,}5 - 1$ ГэВ^2, где сшивается с резонансной формулой.

Основной результат наших вычислений сводится к нескольким первым членам разложения по Q^{-2} :

$$T \approx \left(\frac{3\alpha_s}{4\pi} \right)^2 Q^4 \left\{ \frac{2}{\pi^2} \ln \frac{\mu^2}{Q^2} - \sum_{n=2,\ldots} h_n Q^{-2n} \right\} + I(Q^2), \qquad (3)$$

где

$$h_2 = 4 \langle 0 | G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} | 0 \rangle; \quad h_3 = 8 g_s f^{abc} \langle 0 | G^a_{\mu\nu} G^b_{\nu\alpha} G^c_{\alpha\mu} | 0 \rangle;$$

$$h_4 = g_s^2 f^{abc} f^{ade} \langle 0 | \frac{1}{8} G^b_{\mu\nu} G^c_{\alpha\beta} G^d_{\mu\nu} G^e_{\alpha\beta} + \frac{5}{4} G^b_{\mu\alpha} G^c_{\alpha\nu} G^d_{\mu\beta} G^e_{\beta\nu} | 0 \rangle,$$

$$I(Q^2) = -18 Q^4 \int_0^{\rho_c} \frac{d\rho}{\rho} d(\rho) \, [K_2(\rho Q)]^2.$$

Здесь f^{abc} – структурные константы группы $SU(3)$, а матричные элементы могут быть найдены в разумном приближении [4].

Особняком в этом разложении стоит член $I(Q^2)$, который описывает вклад инстантонов[1] (ρ – размер инстантона, $d(\rho)$ – их плотность, $K_2(\rho Q)$ – функция Макдональда). При больших Q^2 он ведет себя как Q^{-9}. При $Q^2 \sim 1$ ГэВ^2 следует уже учитывать, что инстантонов размера больше $\rho \gtrsim 1/200$ МэВ нет, и для явного вычисления $I(Q^2)$ надо привлекать дополнительные гипотезы о виде обрезания интеграла по ρ, что нежелательно.

При больших Q^2 вклад инстантонов заведомо меньше вклада регулярных по Q^2 членов, и в правилах сумм скажем для ρ-мезона им всегда можно было пренебречь. Существенное отличие рассматриваемого случая состоит в том, что инстантоны дополнительно усилены множителем $2\pi/\alpha_s$: для глюонного тока инстантоны проявляются уже в классическом приближении, в то время как остальные члены представляют собой квантовые поправки. Наиболее интересный вопрос заключается в том, какой из членов оказывается главным в резонансной области, т.е. при $Q \sim 1$ ГэВ. Наше утверждение сводится к тому, что доминирует инстантонный вклад, и он оказывается главным для определения параметров η'-мезона.

---

[1] Вклад инстантонов в поляризационный оператор кваркового тока обсуждался в [4 – 6].

Для дальнейшего важны низкоэнергетические теоремы для $T(q^2)$:

$$T(Q^2) \approx 0 - 3f_\pi^2\ Q^2 + 0(Q^4) \qquad (f_\pi \approx 0{,}95\ m_\pi). \tag{4}$$

Здесь зануление первого члена разложения по Q^2 сразу следует из того, что мы рассматриваем T-произведение от дивергенций. Второй член разложения $(-3f_\pi^2\ Q^2)$ удается вычислить предполагая, что спектр аксиально-векторных мезонов с изотопическим спином 0 и 1 одинаков (аналог $\rho - \omega$-вырождения), что можно обосновать правилами сумм квантовой хромодинамики.

Окончательно правила сумм борелевского образа T (см. [4]) выглядят так:

$$\frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{ds}{s}\, e^{-s/M^2}\,\mathrm{Im}T(s) \approx 10^{-3}M^4 \times \tag{5}$$
$$\times \left[1+\left(\frac{1{,}3}{M}\right)^4+\left(\frac{0{,}9}{M}\right)^6+\left(\frac{0{,}9}{M}\right)^8+\left(\frac{1{,}1}{M}\right)^{11}+\dots\right]$$

где M выражена в ГэВ и $M^2 \gtrsim 1$ ГэВ^2. Численные значения приведены для $\Lambda = 100$ МэВ (где $\alpha_s(M) = 2\pi/b\ln\frac{M}{\Lambda}$).

Правила сумм позволяют оценить массу и вычет псевдоскалярного глюония:

$$m_{\eta'} \approx 0{,}9\ \text{ГэВ};\quad \langle 0|\ \frac{3\alpha_s}{\alpha}\, G^a_{\mu\nu}\,\tilde{G}^a_{\mu\nu}\ |\eta'\rangle \approx 0{,}5\sqrt{3} f_\pi m_\eta^2.$$

Масса резонанса сильно зависит от выбора Λ. Величина $\Lambda \sim 100$ МэВ следует и из других соображений; однако, здесь этот выбор подтверждается наиболее драматическим образом.

Подчеркнем, что правила сумм для η' качественно отличаются от правил сумм для ρ-мезона. В последнем случае вклад резонанса дуален кварковому сечению, а его масса выражается через $\langle 0|\ \bar{q}q\ |0\rangle$, вклад инстантонов пренебрежимо мал. Для η' нет дуальности: в правилах сумм при $Q^2 \sim 1$ ГэВ^2 доминирует не теория возмущений (представленная логарифмическим членом в (3)), а константа $\sim 3f_\pi^2$, определенная из низкоэнергетической теоремы (4). Это различие делает, на наш взгляд, неоправданным вычисление массы псевдоскалярного глюония в модели мешков. Мезоны ρ и η' представляют как бы разные сорта адронов. Основой новой классификации является порядок по α_s, в котором проявляются инстантоны в правилах сумм для соответствующего тока.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
11 апреля 1979 г.

Литература

[1] S.L.Adler. Phys.Rev., 177, 2426, 1969.

[2] S.Weinberg. Phys. Rev., D11, 9583, 1975.

[3] 'tHooft. Phys. Rev., D14, 3432, 1976.

[4] M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov. Nucl. Phys., B147, 385, 448, 1979 .

[5] C.Callan, R.Dashen, D.Gross. Phys. Rev., D17, 2717, 1978.

[6] R.Carlitz. Preprint PITT- 199, 1978 ; B.Geshkenbein, B.Ioffe. Preprint ITEP, 1979.