Краткие сообщения по физике № 8-1984 г.

РОЖДЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ В КХД СТРУЯХ

И.В. Андреев

УДК 539.12

С помощью эффективного лагранжиана хромодинамики дана оценка вероятности рождения нейтральных скалярных мезонов, представляющих собой возбуждения глюонного и кваркового конденсатов.

Рождение адронов в хромодинамике обычно описывается феноменологическими функциями фрагментации кварков и глюонов. В то же время, в эффективный КХД лагранжиан L, учитывающий наличие кваркового $(\bar{\psi}\psi)$ и глюонного $(F^2_{\mu\nu})$ конденсатов, явно входят соответствующие скалярные поля χ, φ, которые сопоставляются известным мезонам с квантовыми числами 0^+0^+. Это дает возможность оценить вероятность рождения таких мезонов.

Мы воспользуемся формой лагранжиана, предложенной в /1/,

$$L = -\frac{1}{4}\gamma(F^2_{\mu\nu} + \chi^4)\left[\ln\frac{F^2_{\mu\nu} + \chi^4}{\chi_0^4} - 1\right] + \frac{i}{2}\bar{\psi}\overset{\leftrightarrow}{\nabla}_\nu\gamma^\nu\psi - m\bar{\psi}\psi - n_f m\varphi^3 -$$

$$-\frac{n_f}{4}D\varphi^4 + \frac{1}{2\eta^2}(\partial\chi)^2 + \frac{1}{2\zeta^2}(\partial\varphi)^2, \quad \gamma = \frac{9}{32\pi^2}, \quad n_f = 3, \qquad (1)$$

и вычислим среднее число скалярных мезонов, излучаемых кварковыми струями (например, при e^+e^--аннигиляции) при достаточно больших энергиях. Работая с логарифмической точностью, ограничимся классическим подсчетом. При этом поток энергии S дается компонентами тензора энергии-импульса T^{0i}, вычисленного для заданного кваркового тока.

Связь скаляров с током $\bar{\psi}\psi$ оказывается слабой (вследствие численной малости), что дает возможность использовать линеаризованные уравнения для скалярных полей χ', φ', описывающих возмущения глюонного и кваркового конденсатов.

$$\partial^2\chi' + 4\gamma\chi_v^2(1 - ef\ln h)\eta^2\chi' - 3\gamma\ln h\,\frac{\chi_v^3}{|\varphi_v|}\,\varphi'\eta\zeta = \frac{1}{n_f}\,\eta\gamma\ln h\,\frac{\chi_v^3}{|\varphi_v^3|}\,\bar{\psi}\psi,$$

$$\partial^2\varphi' - 3\gamma\ln h\,\frac{\chi_v^3}{|\varphi_v|}\,\eta\zeta\chi' + 3n_f m_v|\varphi_v|\zeta^2\varphi' = 0, \qquad (2)$$

где χ_V, φ_V, m_V – вакуумные значения полей и массовой функции; численные значения параметров e, f, η, ζ находятся из условий экстремума (1) и данных о массах мезонов, $h = 2 \div 3$. Диагонализация (2) дает волновые уравнения для полей u_1, u_2, описывающих скалярные мезоны.

У составляющих тензора энергии-импульса T^{oi} при наличии ненулевых вакуумных средних скалярных полей имеются, вообще говоря, линейные по χ', φ' члены. Однако они не дают вклада в проинтегрированный по времени поток энергии на больших расстояниях, равно как и добавочные члены в T^{oi}, связанные с отличием фигурирующего здесь метрического тензора $T^{\mu\nu}$ от канонического. В результате остается стандартная квадратичная форма

$$T^{oi} \approx \partial^o \chi' \partial^i \chi' + \partial^o \varphi' \partial^i \varphi' = \partial^o u_j \partial^i u_j, \ j = 1,2,$$

и для полного потока энергии в направлении i получаем

$$dS/d\Omega = i \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \omega [u_j^*(\omega, \vec{x}) \partial^i u_j(\omega, \vec{x}) - u_j(\omega, \vec{x}) \partial^i u_j^*(\omega, \vec{x})],$$

где надо использовать асимптотические решения уравнений (2).

Для скалярного кваркового тока имеем

$$\bar{\psi} \psi = \mp \frac{M}{E} \bar{\psi} \gamma_0 \psi, \ \bar{\psi} \gamma_0 \psi \approx \delta(\vec{x} - \vec{x}(t)),$$

где M и E – масса и энергия кваркового источника, знаки $\mp$ относятся к кварку и антикварку, и использована аппроксимация точечной частицы, движущейся по траектории $\vec{x}(t)$. Имея в виду КХД струи, под M и E будем понимать виртуальность $(Q^2)^{1/2}$ этих струй и их энергию. В качестве траекторий возьмем полупрямые, имея в виду, что основной вклад в излучение дают большие энергии ω испускаемых частиц.

При сделанных упрощениях находим:

$$d\mathcal{E} = \sum_{j=1,2} \frac{2a_j^2}{(2\pi)^2} \frac{Q^2}{E^2} \frac{(1 - Q^2/E^2)\cos^2\Theta k^4 dk \sin\Theta d\Theta}{[k^2 - k^2(1 - \frac{Q^2}{E^2})\cos^2\Theta + m_j^2]},$$

где k – импульс мезона, m_j – его масса и Θ – угол его вылета по отношению к импульсу струи. Численно $a_1^2 = 0{,}32$, $a_2^2 = 0{,}26$ (при выборе h = 3).

При $E^2 \gg Q^2 \gg m_j^2$ нейтральные мезоны рождаются в узком интервале углов $\Theta \sim \Theta_m$ с максимумом при $\Theta_m^2 \approx \frac{1}{3} (Q^2/E^2 + m^2/\omega^2)$.

Среднее число рожденных частиц на событие составляет

$$\bar{n} \approx \frac{1}{4\pi^2} (a_1^2 \ln \frac{Q^2}{m_1^2} + a_2^2 \ln \frac{Q^2}{m_2^2}) \sim \frac{1}{4\pi^2} (a_1^2 + a_2^2) \ln \frac{E^2}{m_j^2}$$

(с логарифмической точностью). При современных энергиях $E \sim 20$ ГэВ это дает примерно 0,1 скалярный мезон на событие, что меньше, чем число $\bar{p}p$-пар (0,4) или число $\bar{\Lambda}\Lambda$-пар (0,2÷0,3).

Таким образом, использование эффективного лагранжиана хромодинамики (1) приводит к выводу о весьма незначительном рождении нейтральных скалярных мезонов, хотя в проблеме нет малого параметра, и можно было бы ожидать обильного рождения скаляров ввиду той выделенной роли, которую играют здесь возбуждения кваркового и глюонного конденсатов.

Поступила в редакцию 12 марта 1984 г.