

ЭФФЕКТЫ КОНФАЙНМЕНТА И РЕАКЦИЯ $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$

И.М. Дремин, М.Т. Назиров

В модели, где конфайнмент учитывается ограничением пространственной области существования кварков и глюонов как свободных частиц, рассмотрена реакция $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Показано, что влияние конфайнмента на излучение фотона приводит к наблюдаемому эффекту.

Полной теории конфайнмента кварков и глюонов в КХД пока еще нет, существуют лишь различные феноменологические подходы к описанию этого явления /1/. Исключительно важными в этой связи, на наш взгляд, являются указания на те эффекты, которые при модельном описании удержания могли бы быть наблюдаемы на опыте.

В работе /2/ предложена модель, где удержание учитывалось ограничением пространственно-временной области, в которой цветные кварки и глюоны могут считаться свободными частицами. При классическом рассмотрении это проявлялось в ограничении пути, с которого кварк излучает глюоны, что приводило к появлению на опыте в неупругих адронных соударениях струй адронов, летящих под определенным углом (так называемые кольцевые события) /2/. При квантовом описании такое ограничение пути приводило эффективно к появлению у кварковых и глюонных пропагаторов мнимой части, связанной с конечным временем жизни кварков и глюонов /3,4/, причем мнимая часть (затухание) пропагаторов оказалась обратно пропорциональной энергии излучения. Этот эффект, обусловленный влиянием конфайнмента, можно было бы обнаружить, например, изучая e^+e^- -аннигиляцию в три адронные струи. Но в силу условий, налагаемых критериями выделения струй, предсказываемый эффект оказался очень мал /4/. Чтобы обойти эту трудность с критериями отбора струй, можно рассматривать электромагнитное излучение кварков, которое обладает такими же характерными угловыми особенностями, как и глюонное /3,5/.

Рассмотрим реакцию $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Покажем, что конфайнмент — ограничение пространственной области, где кварки и глюоны могут существовать как свободные, — приводит к наблюдаемым эффектам, таким же, как и в /2/. Расчеты проводились в рамках подхода, разработанного Бродским, Черняком и др. /6/. Часть диаграммы рис. 1, описывающей изучаемый процесс, приведена на рис. 2 со всеми принятыми в дальнейших вычислениях обозначениями. Остальные диаграммы (всего их 20) получают перестановкой переменных и индексов. Диаграмма рис. 2 дает

$$\begin{aligned}
 T_{\mu\nu} = & g_c^2 e_d^2 e^2 \int dz_1 dz_2 dz_3 \exp(-|z_1|/l_c - |z_2|/l_c - |z_3|/l_c) \exp(ikz_1) \times \\
 & \times \langle \pi^-(p_2) | (\bar{u}_a(z_3) \exp(ig_c \int_{z_1}^{z_3} d\sigma_\mu A_\mu(\sigma)) d_\beta(z_1))_{ij} | 0 \rangle [\gamma_\nu S(z_1) \gamma_\mu S(z_2) \times \\
 & \times \gamma_\sigma]_{\beta\sigma} \langle \pi^+(p_1) | (\bar{d}_\delta(z_2) \exp(ig_c \int_{z_3}^{z_2} d\sigma_\mu A_\mu(\sigma)) u_\gamma(z_3))_{kl} | 0 \rangle \times \\
 & \times (\gamma_\tau)_\gamma a D_{\sigma\tau}^{ab}(z_2 - z_3) \left(\frac{\lambda_a}{2}\right)^{jk} \left(\frac{\lambda_b}{2}\right)^{li}. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь z_1, z_2, z_3 — 4-координаты, за точку отсчета (0) принята точка аннигиляции e^+e^- — пары; a, β, γ, δ — спинорные и i, j, k, l, a, b — цветные индексы; $e_d = 1/3$ — электрический и g_c — цветной заряд кварка; e — заряд электрона; $S(z)$ и $D(z)$ — свободные кварковый и глюонный пропагаторы; γ_ν и

$\lambda/2$ — матрицы Дирака и Гелл-Манна. Факторы $\exp(-|z_i|/l_c)$ введены для феноменологического учета конфайнмента (кварки и глюоны не могут уйти от точки рождения на расстояния, большие чем l_c). При $l_c \rightarrow \infty$ формула (1) переходит в стандартное выражение теории возмущений КХД.

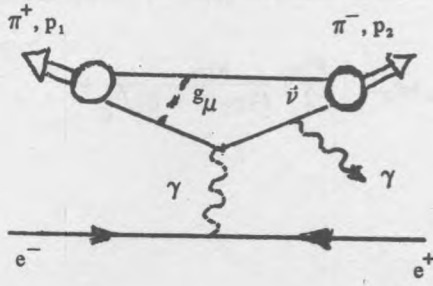


Рис. 1. Реакция $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ в КХД (борновский член).

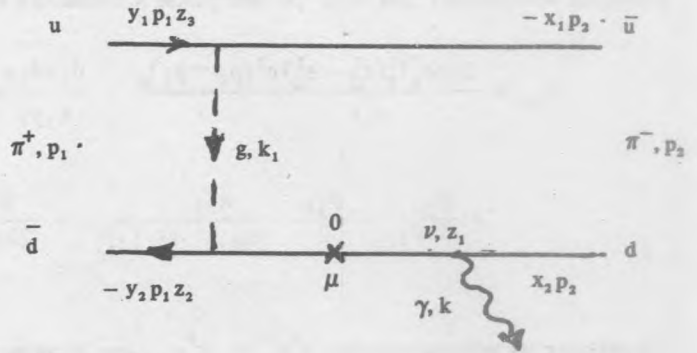


Рис. 2. Часть диаграммы рис. 1: о — аннигиляция e^+e^- -пары, z_1 — испускание гамма-кванта с импульсом k ; z_2, z_3 — пространство глюона с импульсом k_1 ; $x_2p_2, -x_1p_2, y_1p_1, -y_2p_1$ — импульсы кварков.

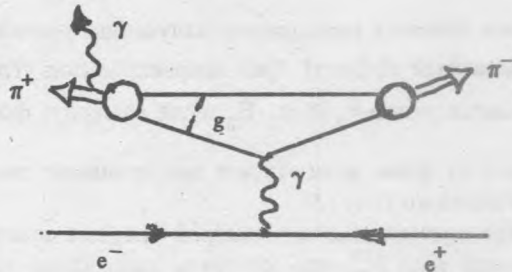


Рис. 3. Диаграмма с излучением фотона пионом.

Матричные элементы π -мезонов выберем в обычном виде [6]:

$$\langle \pi^-(p_2) | (\bar{u}_a(z_3) \exp(i g_c \int_{z_1}^{z_3} d\sigma_\mu A_\mu(\sigma)) d_\beta(z_1))_{ij} | 0 \rangle \cong$$

$$\cong \frac{\delta^{ij}}{\sqrt{n_c}} \left(-\frac{1}{4} p_2 \gamma_5 \right)_{\alpha\beta} i f_\pi \int d_2x \exp[i x_1(z_3 p_2) + i x_2(z_1 p_2)] \varphi_{\pi^-}(x_1 - x_2),$$
(2)

где $d_2x = dx_1 dx_2 \delta(1 - x_1 - x_2)$; x_1, x_2 — доли импульсов кварков; n_c — число цветов; φ_π — волновая функция мезона. Подставляя (2) в (1) и переходя в импульсное представление, получим:

$$T_{\mu\nu} = \frac{2\pi a_s f_\pi^2 e_d^2 e^2}{n_c} \int d_2x d_2y \varphi_{\pi^-} \varphi_{\pi^+} \left\{ \prod_i \frac{dq_i}{(2\pi)^4} \left[\frac{16\pi^2 \delta(q_0)}{l_c (q^2 + l_c^{-2})} \right]_i \right\} \times$$

$$\times \frac{\text{Sp} [p_2 \gamma_\nu (k + x_2 p_2 - q_1) \gamma_\mu (p_1 + x_1 p_2 - q_2 - q_3) p_1]}{(k + x_2 p_2 - q_1)^2 (x_1 p_2 + y_1 p_1 - q_3)^2 (p_1 + x_1 p_2 - q_2 - q_3)^2}.$$
(3)

Выражение в фигурных скобках содержит фурье-образы сомножителей $\exp(-|z_i|/l_c)$. Соответствующие импульсы q_i , ответственные за перестройку (удержание) кварков в π -мезоны, должны быть малы (порядка l_c^{-1}), и можно считать, что они много меньше импульсов кварков и глюонов. Поэтому всюду, где это можно, мы ими будем пренебрегать.

Собирая выражения для всех 20 диаграмм и добавляя излучение π -мезонов (рис. 3), получим в итоге

$$T_{\mu\nu} = \frac{16\pi\alpha_s f_\pi^2 (e_d^2 - e_u^2) e^2 (p_1 - p_2)_\mu}{n_c s} \int \frac{d_2 x d_2 y}{x_1 y_1} \varphi_{\pi^+ \pi^-} \left[\frac{p_{2\nu}}{2} \frac{k p_2}{(k p_2)^2 + E_2^2/l_c^2} + \right. \\ \left. + \frac{p_{2\nu}}{2k p_2} - \frac{p_{1\nu}}{2} \frac{k p_1}{(k p_1)^2 + E_1^2/l_c^2} - \frac{p_{1\nu}}{2k p_1} \right]. \quad (4)$$

Нормируя на полное сечение $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, инклюзивное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ можно записать в следующем виде:

$$\frac{1}{\sigma(\pi^+\pi^-)} \frac{d\sigma}{\omega d\omega d\theta_\gamma^2 s m_\pi^2 d\theta_\pi} \cong \frac{3\alpha}{2\pi} \left(\frac{1}{\theta_\gamma^2} + \frac{\theta_\gamma^2}{\theta_\gamma^4 + 4/\omega^2 l_c^2} \right). \quad (5)$$

Первое слагаемое отвечает тормозному излучению π -мезона как целого (фон), второе — излучению кварков (предсказываемый эффект). Оно направлено под углами $\theta_\gamma^m \cong \sqrt{2/\omega} l_c$, которые будут много больше обычных тормозных углов $\theta_T \cong m_\pi/E_\pi$, если измерять фотоны с энергией $\omega \ll 2E_\pi^2/m_\pi^2 l_c^2 \cong s/2m_\pi^2 l_c^2$. Можно

легко избавиться от фона, если строить инклюзивные сечения, предварительно умножив их на θ_γ^2 и затем продифференцировав по углу $/3/$.

В заключение подчеркнем, что измеряя угловые спектры фотонов в реакции $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ и определяя максимальный угол θ_γ^m , под которым направлено излучение, можно оценить параметр l_c , характеризующий размеры области действия конфайнмента. Квантовый подход дает те же характеристики, что и классический, но, к сожалению, в рассматриваемой реакции эффект удержания дает малую поправку к фону, хотя и отличающуюся от него угловым поведением, что допускает его выделение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bander A. S. Phys. Rep., 106, 281 (1981).
2. Дремин И. М. Письма в ЖЭТФ, 34, 617 (1981).
3. Дремин И. М. ЯФ, 33, 1357 (1981); Дремин И. М., Назиров М. Т., Саакян В. А. ЯФ, 42, 1010 (1985).
4. Леонидов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, 17 (1985).
5. Drem in I. M., Leonidov A. V. Mod. Phys. Lett., 1, 51 (1986).
6. Chernyak V. L., Zhitnitsky A. R. Phys. Rep., 112, 173 (1984).

Поступила в редакцию 20 марта 1987 г.