Краткие сообщения по физике № 9-1990 г.

УДК 539.12

ВЫЧИСЛЕНИЕ ШИРИНЫ РАСПАДА $\phi \to K^0 \bar{K}^0 \gamma$

А.А. Пивоваров

В рамках модели конституентных кварков определена ширина радиационного распада ϕ мезона.

В последнее время интенсивно обсуждаются возможные проекты создания электрон-позитронных ускорителей большой светимости при энергиях $\phi(1020)$-резонанса – так называемых ϕ-фабрик /1–3/. Машины такого типа могут служить источниками каон-антикаонных пар в зарядово нечетном состоянии, поскольку С-четность ϕ-мезона отрицательна и сохраняется в сильных и электромагнитных взаимодействиях. Для моды распада ϕ-мезона на нейтральные каоны это означает рождение скоррелированных состояний $K_L K_S$. Изучение дальнейшей эволюции системы $K_L K_S$ позволяет получить информацию как о механизме СР-нарушения в слабых взаимодействиях, так и о возможном нарушении СРТ-инвариантности. Большая светимость ($3 \cdot 10^{32} - 1 \cdot 10^{33}$ $см^{-2} с^{-1}$ по предварительным оценкам /3/) дает возможность существенно повысить точность измерения параметров СР-нарушения – ϵ и ϵ', а также улучшить существующие экспериментальные ограничения на нарушение СРТ-инвариантности. В связи с этим важно оценить величину С-четных фоновых процессов для изучаемого распада $\phi \to K^0 \bar{K}^0$. В работе /4/ было показано, что вклад прямого двухфотонного рождения каонов пренебрежимо мал. В работе /5/ сделана попытка оценить величину радиационного распада $\phi \to K^0 \bar{K}^0 \gamma$ с помощью условия унитарности, путем насыщения амплитуд вкладами скалярных мезонов; однако, точность такой модели определить весьма трудно.

Цель настоящей заметки – вычисление ширины радиационного распада ϕ-мезона $\phi \to K^0 \bar{K}^0 \gamma$ в модели конституентных кварков, которая при определенных допущениях может быть получена из квантовой хромодинамики.

Для рассматриваемого процесса модельный лагранжиан записывается в виде

$$L = \sum_{q = d, s} \bar{q} (i\hat{D} - m_q) q + g (jK^0 + э.с.), \tag{1}$$

где $\hat{D} = \gamma^\mu D_\mu$; $D_\mu = \partial_\mu - ie_q A_\mu$; e_q – электрический заряд кварка q; A_μ – электромагнитное поле; m_q – масса кварка q; $j = \bar{s} i \gamma_5 d$ – псевдоскалярный ток с квантовыми числами нейтрального каона; g – эффективная модельная константа связи. Модельный лагранжиан (1) содержит в качестве параметров конституентные массы d- и s-кварков, хорошо известные из различных источников, и константу g, от которой не зависит отношение $r = \Gamma(\phi \to K^0 \bar{K}^0 \gamma)/\Gamma(\phi \to K^0 \bar{K}^0)$, а именно его и нужно определить. Как будет видно из дальнейшего, зависимость отношения r от масс кварков также весьма слабая. Таким образом, отношение r слабо зависит от специфического строения K- и ϕ-мезонов из кварков, т.е. от модели конфайнмента, а определяется в основном электромагнитным взаимодействием и фазовыми объемами конечных состояний, что вполне вычислимо теоретически. Именно эти свойства отношения r и позволяют получить для него надежные предсказания в рамках простой модели (1).

Перейдем к вычислениям. Матричный элемент распада $\phi \to K^0 \bar{K}^0$ определяется выражением

$$_{out}\langle K^0(k_1) \bar{K}^0(k_2) | \phi(p) \rangle_{in} = i(2\pi)^4 \delta(p - k_1 - k_2) M_2, \tag{2}$$

где амплитуда M_2 в рамках модели (1) имеет вид:

$$M_2 = (g^2/2)\, i \int e^{ikx} \langle j(x/2)\, j^+(-x/2) | \phi(p) \rangle\, dx, \tag{3}$$

и $k = (k_1 - k_2)/2$, $k^2 = -m_\phi^2\Delta/4$, $\Delta = 1 - 4m_k^2/m_\phi^2$, m_k и m_ϕ – соответственно массы K- и ϕ-мезонов.

Введем обозначение $\langle 0|\bar{s}\gamma_\mu s|\phi(p)\rangle = g_\phi\epsilon_\mu(p)$, где $\epsilon_\mu(p)$ – вектор поляризации ϕ-мезона, а величина g_ϕ хорошо известна, ее численное значение может быть определено экспериментально из ширины распада ϕ-мезона на пару лептонов. Тогда для M_2 получаем:

$$M_2 = (g^2 g_\phi/2)\, k\epsilon/(m_d^2 - k^2). \tag{4}$$

В формуле (4) сохранять маленькую величину k^2 в знаменателе незаконно, поскольку ошибки к выписанному вкладу имеют порядок Λ/m_d, где Λ – характерный масштаб изменения волновой функции ϕ-мезона. Опуская k^2 в знаменателе выражения (4), для ширины распада окончательно имеем:

$$\Gamma(\phi \to K^0\bar{K}^0) = (2m_\phi)^{-1}\, \overline{|M_2|^2}\, \Phi_2, \tag{5}$$

где $\overline{|M_2|^2} = (1/3)(g^2 g_\phi/2)^2 m_\phi^2\Delta/(4m_d^4)$; $\Phi_2 = \Delta^{1/2}/8\pi$ – двухчастичный фазовый объем.

Формула (5) позволяет в принципе определить численную величину константы g, но для наших целей это не потребуется, поскольку в отношение r этот параметр не войдет.

Для радиационного распада $\phi \to K^0\bar{K}^0\gamma$ матричный элемент M_3, определенный аналогично формуле (2), имеет вид $M_3 = -(g^2 g_\phi e_d/2)\epsilon_\mu^\gamma(q)T^\mu$, где $\epsilon_\mu^\gamma(q)$ – вектор поляризации фотона, а амплитуда T_μ равна (ср. с формулой (3))

$$T_\mu = \int \langle j(x/2)\, j^+(-x/2)\, J_\mu^{em}(y)\,|\,\phi(p)\rangle\, e^{ikx + iqy}\, dxdy, \tag{6}$$

где $J_\mu^{em}(y)$ – электромагнитный ток кварков.

Вычисление величины T_μ удобно проводить подиаграммно. Вклад диаграммы, изображенной на рис. 1а, имеет вид $T_\mu^a = -\epsilon_\mu m_d^{-2}$, а сумма диаграмм рис. 1б,в равна

$$T_\mu^{б+в} = (p_\mu(q\epsilon) + (2m_d/m_\phi)((qp)\epsilon_\mu - p_\mu(q\epsilon)))\, m_d^{-2}\,(pq)^{-1}. \tag{7}$$

В этих выражениях сохранены только ведущие по m_d^{-1} члены и использовано равенство $m_\phi = 2m_s$. Амплитуда T_μ имеет следующий окончательный вид

$$T_\mu = T_\mu^a + T_\mu^{б+в} = (1 - (2m_d/m_\phi))\,(p_\mu(q\epsilon) - \epsilon_\mu(qp))\, m_d^{-2}\,(pq)^{-1}$$

и явно калибровочно инвариантна. Усредненный по направлениям спина ϕ-мезона квадрат модуля матричного элемента M_3 имеет вид:

$$\overline{|M_3|^2} = (1/3)(g^2 g_\phi e_d/2)^2(1 - (2m_d/m_\phi))^2\, 2/m_d^4. \tag{8}$$

Выражение (8), в отличие от выражения (7), не содержит сингулярности по переменной pq – энергии фотона в системе покоя ϕ-мезона, что является следствием калибровочной инвариантности.

Для получения отношения r необходимо вычислить трехчастичный фазовый объем для конечного состояния. Это можно сделать аналитически:

$$\Phi_3 = (2\pi)^4 \int \delta(p - k - k - q)\, d\tilde{k}_1\, d\tilde{k}_2\, d\tilde{q} = m_\phi^2\Delta^{5/2}/480\pi^3\left\{1 + 0(\Delta^{1/2})\right\},$$

где $d\tilde{k} = d^3k/2k^0(2\pi)^3$. Полная формула слишком громоздка, а выписанный член дает ответ с точностью лучше нескольких процентов.

Собирая вместе все вклады, окончательно получаем для отношения r выражение

$$r = \frac{\Gamma(\phi \to K^0 \bar{K}^0 \gamma)}{\Gamma(\phi \to K^0 \bar{K}^0)} = \frac{\overline{|M_3|^2}\, \Phi_3}{\overline{|M_2|^2}\, \Phi_2} = \frac{2e_d^2\, \Delta}{15\pi^2} = \frac{8\alpha^{em}\Delta}{135\pi} = 3{,}2 \cdot 10^{-6}, \qquad (9)$$

где α^{em} – постоянная тонкой структуры.

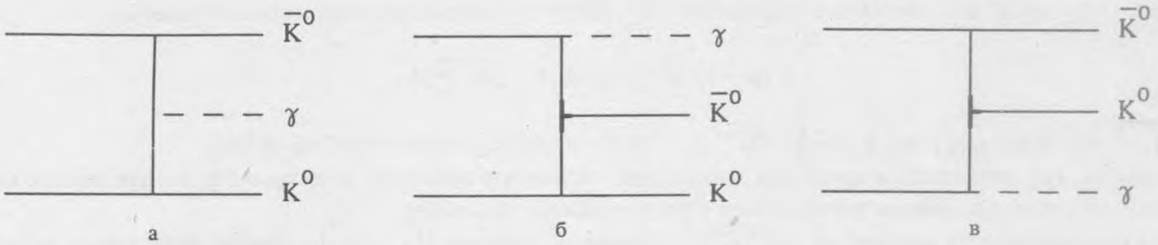

Рис. 1.

Полученная оценка согласуется с результатом работы /5/. Влияние такого C-четного фона на извлекаемые из эксперимента параметры CP-нарушения зависит от конкретного способа проведения эксперимента и может оказаться существенным. В выражении для ширины радиационного распада был опущен множитель $(1 - (2m_d/m_\phi))^2$, что соответствует приближению $m_\phi \gg m_d$. Именно в таком приближении справедлива изложенная выше схема и учет поправок порядка m_d/m_ϕ незаконен. Для реальных параметров $m_d/m_\phi \cong 0{,}3$, поэтому формула (9) справедлива как оценка сверху.

В заключение сформулируем еще раз результат работы. Получена оценка ширины радиационного распада ϕ-мезона, представляющего C-четный фон для двухчастичной моды. Поскольку фотон мягкий ($E_q \lesssim 20$ МэВ), то такой процесс трудно детектировать экспериментально и его надо обязательно учитывать при планировании и проведении экспериментов на строящихся ϕ-фабриках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rubbia C. A $\phi \to K_L K_S$ factory using the Triest Synchrotron light source, UA1 report, CERN (1988).
2. Botman J.I.M. et al. Initial design of a ϕ-factory, NIKHEF note, Amsterdam (1988).
3. Barkov L.M. et al. ϕ-factory project in Novosibirsk, Novosibirsk note (1989).
4. Dunietz I., Hauser J., Rosner J.L. Phys. Rev., **D35**, 2166 (1987).
5. Nussinov S., Truong T.N. Phys. Rev. Lett., **63**, 1349 (1989).

Институт ядерных исследований АН СССР Поступила в редакцию 18 июня 1990 г.