Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.7, стр.373 - 374 10 апреля 1992 г.

МОЖЕТ ЛИ РАСПАД $\phi \to \gamma K_S K_S$ ПОМЕШАТЬ ИССЛЕДОВАНИЮ НАРУШЕНИЯ CP ИНВАРИАНТНОСТИ НА ϕ-ФАБРИКАХ?

Н.Н.Ачасов

Институт математики Сибирского отделения РАН

630090, Новосибирск

Поступила в редакцию 5 февраля 1992 г.

Показано, что довольно распространенное мнение о распаде $\phi \to \gamma K_S K_S$ как о препятствии в изучении нарушения CP инвариантности в распаде $\phi \to K_L K_S$ является необоснованным.

Считается, что распад $\phi \to \gamma K_S K_S$ мог бы стать препятствием изучению $\mathcal{I}(\epsilon'/\epsilon)$ в распаде $\phi \to K_L K_S$, см. например, [1] [1)].

Между тем еще в 1987 году было показано [3], что интенсивность распада $\phi \to \gamma K_S K_S$ невелика.

$$BR(\phi \to \gamma(f_0(975) + a_0(980)) \to \gamma K_S K_S) \simeq 0,65 \cdot 10^{-8}, \tag{1}$$

в худшем с точки зрения изучения нарушения CP инвариантности случае - в случае четырехкварковой ($q^2\bar{q}^2$) природы $a_0(980)$ и $f_0(975)$-резонансов. Отметим, что вклады этих резонансов деструктивно интерферируют как в $q^2\bar{q}^2$-модели, так и в $q\bar{q}$-модели.

Давайте произвольно изменим знак интерференции. Тогда, используя результаты работы [3], вместо (1) получим

$$BR(\phi \to \gamma(f_0(975) + a_0(980)) \to \gamma K_S K_S) \simeq 3,6 \cdot 10^{-7}. \tag{2}$$

В "пиквикском", так сказать, смысле правую часть выражения (2) можно рассматривать как верхнюю границу. Почему трудно получить заметно большее число? Дело в том, что согласно калибровочной инвариантности амплитуда распада пропорциональна тензору электромагнитного (электрического) поля, то есть энергии фотона ($\sim \omega$), поскольку в нашем случае излучается достаточно мягкий γ-квант. Таким образом

[1)] Что касается измерения $\mathcal{R}(\epsilon'/\epsilon)$, то обсуждаемый фон, по-видимому, может быть устранен простыми обрезаниями по длинам пробега распадающихся частиц [2].

$$\frac{d}{d\omega}\Gamma(\phi \to \gamma K_S K_S) \sim \frac{\alpha}{\pi}\omega^3 P_S \sim \frac{\alpha}{\pi}\omega^3\sqrt{\omega_0 - \omega}, \qquad (3)$$

где $\omega_0 = (m_\phi^2 - 4m_{K_S}^2)/2m_\phi = 24$ МэВ - максимальная энергия фотона в распаде, $P_S = (m_\phi(\omega_0 - \omega)/2)^{1/2}$ - импульс K_S-мезона, $\alpha = 1/137$.

Из (3) следует [4]

$$\Gamma(\phi \to K_S K_S) \sim \frac{\alpha}{\pi}\ \ 0,1\omega_0^4\sqrt{\omega_0}. \qquad (4)$$

Именно фактор $\omega_0^4\sqrt{\omega_0}$, чрезвычайно малый в масштабах сильных взаимодействий, не позволяет получить для доли интенсивности обсуждаемого распада величину, заметно большую, чем (2).

Очень резкий закон поведения, ω^3, в спектре (3) дает идею определения и устранения рассматриваемого здесь фона посредством обрезания по энергии фотона:

$$\Gamma(\phi \to \gamma K_S K_S|\omega < \omega_{cut} \sim \frac{\alpha}{\pi}\cdot\frac{32}{315}\omega_0^4\sqrt{\omega_0}f(\omega_{cut}/\omega_0)) \qquad (5)$$

$$f(x) = 1 + \frac{1}{16}[35(1-x)^{9/2} - 135(1-x)^{7/2} + 189(1-x)^{5/2} - 105(1-x)^{3/2}], \qquad (6)$$

где $\omega_{cut} \leqslant \omega_0$ - энергия обрезания.

Функция $f(x)$ является сильным режущим фактором. При $x \to 0$ $f(x) \to x^4$. Если взять, например, $x = 1/3$ ($\omega_{cut} = 8$ МэВ), то $BR(\phi \to \gamma K_S K_S)$ будет подавлен в 40 раз по сравнению с (4), $f(1/3) = 0,026$.

Таким образом, обрезанием по энергии γ-кванта фон, связанный с распадом $\phi \to \gamma K_S K_S$, может быть устранен практически полностью [2)]. Кроме того, характерная зависимость от энергии обрезания фотона интенсивности распада $\phi \to \gamma K_S K_S$ (см. (5) и (6)) может быть использована для ее определения.

1. P.Franzini, Proc. DAFNE Workshop Frascati(Italy), 1991, 733.
2. D.Cocoliccio, Laboratori Nazionali di Frascati report No. LNF-90/031(R), 1990.
3. N.N.Achasov and V.N.Ivanchenko, Nucl. Phys. B **315**, 465 (1989); Preprint INP 87-89, Novosibirsk, 1987.
4. N.N.Achasov, Proc. DAFNE Workhop Frascati (Italy), 1991, 421.
5. V.Patera. Proc. DAFNE Workshop Frascati (Italy), 1991, 499.

[2)] Сейчас кажется, что даже величина (2) не является помехой измерению $\mathcal{T}(\epsilon'/\epsilon)$ [5]