Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.1, стр.7 - 9

ИЗОВЕКТОРНЫЙ ФОРМФАКТОР K-МЕЗОНА

Криворученко М.И.

Институт теоретической и экспериментальной физики

117259 Москва, Россия

Поступила в редакцию 21 мая 1993 г.

Получено одномерное интегральное представление для изовекторного формфактора K-мезона в терминах формфактора π-мезона и амплитуды πK-рассеяния назад. Нормировка формфактора в нуле дает правило сумм для амплитуды и позволяет оценить разность s-волновых длин πK-рассеяния: $a_0^{3/2} - a_0^{1/2} \approx 0,22\mu^{-1}$, где μ – масса π-мезона. Изовекторный формфактор K-мезона численно оказывается близким к деленному пополам формфактору π-мезона, что качественно согласуется с моделью векторной доминантности.

Экспериментальное изучение пионного, каонных и нуклонных формфакторов (см. [1] и приведенные там ссылки) стимулирует развитие феноменологических моделей, способных описать поведение формфакторов в области низких и промежуточных энергий и имеющих правильную КХД-асимптотику. В настоящей статье мы рассмотрим проблему изовекторного формфактора K-мезона (ИФКМ).

Соотношение унитарности ИФКМ вблизи порога имеет вид

$$\mathrm{Im} F_K^v(t) = \frac{t - 4\mu^2}{4\sqrt{t - 4m^2}} h_1^1(t) F_\pi^*(t). \tag{1}$$

Здесь m и μ – массы K- и π-мезонов, $F_\pi(t)$ – формфактор π-мезона, $h_1^1(t)$ – аналитическое продолжение в область $t < 4m^2$ p-волновой амплитуды πK-рассеяния в t-канале с изоспином $I = 1$.

Релятивистская инвариантная амплитуда $A_1^t(s, u, t)$ с $I = 1$ антисимметрична по переменным s и u, поэтому величина $\alpha(s, u, t) = A_1^t(s, u, t)/2(s - u)$ не имеет дополнительных особенностей. Вблизи $t = 4\mu^2$ в амплитуде

$$A_1^t(s, u, t) = 8\pi\sqrt{t}\Sigma(2l + 1) h_l^1(t) P_l(\cos\theta_t),$$

где θ_t – угол рассеяния в t-канале, можно пренебречь высшими парциальными волнами ($l = 3, 5, ...$) и выразить $h_1^1(t)$ через величину $\alpha(\nu, -1) = \alpha(s, u, t)$ при $\cos\theta_t = \cos\theta_s = -1$ (ν – квадрат импульса в системе центра в s-канале). В этом случае $t = -4\nu$ и $h_1^1(t) = ((t - 4m^2)(t - 4\mu^2))^{1/2}\alpha(\nu, -1)/(12\pi\sqrt{t})$.

В модели Фразера–Фулко–Гоунариса–Сакураи [2] для пионного формфактора имеет место соотношение

$$\frac{(t - 4\mu^2)^{3/2}}{64\pi\sqrt{t}} |F_\pi(t)|^2 = \mathrm{Im} F_\pi(t + i0) D(0), \tag{2}$$

где $D(0) = 0,0134$ ГэВ^2 – значение D-функции в нуле. Условие (1) означает, что фаза амплитуды $h_1^1(t)$, следовательно, и величины $\alpha(\nu, -1)$ совпадают с фазой пионного формфактора. Поэтому если в комплексной ν-плоскости функция $\alpha(\nu, -1)$ имеет два разреза $(-\infty, -\mu^2)$ и $(0, +\infty)$, как это следует из представления Мандельстама [3], то отношение $\alpha(\nu,-1)/F_\pi(t)$ имеет только один правый разрез. В модели [2] формфактор не имеет нулей в комплексной ν-плоскости, поэтому дисперсионное соотношение можно записать в виде

$$\frac{\alpha(\nu,-1)}{F_\pi(\nu)}=\frac{\alpha(0,-1)}{F_\pi(0)}+\frac{\nu}{\pi}\int\limits_0^{+\infty}\frac{\mathrm{Im}\alpha(\nu',-1)}{\nu'(\nu'-\nu)}\frac{d\nu'}{F_\pi(\nu')}. \qquad (3)$$

С учетом (2) имеем $\mathrm{Im}F_K^v(\nu)\propto \mathrm{Im}F_\pi(\nu)\alpha(\nu,-1)/F_\pi(\nu)$.

Используя безвычитательное дисперсионное соотношение, получаем для ИФКМ интегральное представление вида

$$F_K^v(\nu)=\frac{4D(0)}{3}F_\pi(\nu)\left(\frac{\alpha(0,-1)}{F_\pi(0)}-\frac{1}{\pi}\int\limits_0^{+\infty}d\nu'\frac{\mathrm{Im}\alpha(\nu',-1)}{\nu'}\frac{\nu/F_\pi(\nu')-\nu'/F_\pi(\nu)}{\nu-\nu'}\right). \qquad (4)$$

Это представление учитывает унитарность, кроссинг-симметрию и аналитичность. Асимптотически $F_K^v(\nu)\propto F_\pi(\nu)\propto 1/\nu$, что согласуется с правилами кваркового счета.

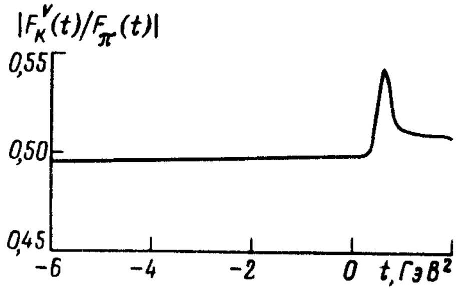
Условие нормировки в нуле дает правило сумм для амплитуды πK-рассеяния назад

$$\frac{1}{2}=\frac{4D(0)}{3}\left(\alpha(0,-1)-\frac{1}{\pi}\int\limits_0^{+\infty}d\nu'\frac{\mathrm{Im}\alpha(\nu',-1)}{\nu'}\right). \qquad (5)$$

Простой результат получается, если предположить $\alpha(\nu,-1)/F_\pi(\nu)=\mathrm{const}$. Эта гипотеза эквивалентна ρ-мезонной доминантности в амплитуде πK-рассеяния, поскольку поведение пионного формфактора определяется ρ-мезонным полюсом. Условие $\mathrm{Im}F_K^v(\nu)\propto \mathrm{Im}F_\pi(\nu)\alpha(\nu,-1)/F_\pi(\nu)=\mathrm{Im}F_\pi(\nu)\mathrm{const}$ с учетом нормировки в нуле дает $F_K^v(\nu)=F_\pi(\nu)/2$, что справедливо в $SU(3)_f$-пределе. Этот результат является точным также в пределе нулевой ширины ρ-мезона. Подставив в (4) $F_\pi(\nu)=(1+4\nu/m_\rho^2)^{-1}$, мы обнаруживаем, что интегральный член не зависит от ν.

Величина $\alpha(0,-1)$ выражается через разность s-волновых длин πK-рассеяния в каналах с изоспином $I=1/2,\ 3/2$. Фазовые сдвиги [4] в каналах $l=0$ с $I=1/2,\ 3/2$ и $l=1$ с $I=1/2$ интерполировались гладким образом и использовались для оценки интегрального члена в (5). Результат можно суммировать следующим образом: $0,50=2,52(a_0^{3/2}-a_0^{1/2})\mu+(-0,33+0,06+0,24+...)$, откуда находим $a_0^{3/2}-a_0^{1/2}\approx 0,22\mu^{-1}$. Чтобы оценить ошибку, мы учли вклады более массивных резонансов с $l=0\div 4$ и $I=1/2$. Они вносят погрешность $\approx 0,02\mu^{-1}$, что свидетельствует о согласованности низкоэнергетического приближения. Киральные лагранжианы в древесном приближении дают $a_0^{3/2}-a_0^{1/2}=0,21\mu^{-1}$, эксперимент [5] $a_0^{3/2}-a_0^{1/2}=(0,14\div 0,37)\mu^{-1}$.

С учетом тех же парциальных волн вычислен ИФКМ, исходя из представления (4). Результат показан на рисунке. Отклонение ИФКМ от деленного пополам пионного формфактора не превышает 10% в области ρ-пика и пренебрежимо мало в пространственной области, что качественно согласуется с моделью векторной доминантности.



Существующие во времениподобной области экспериментальные данные о формфакторах K^+- и K^0-мезонов пока недостаточны для выделения изовекторной части. В резонансной области, согласно модели векторной доминантности, $|F(t)| = O(m/\Gamma)$, где m и Γ – масса и ширина соответствующего векторного мезона. В изоскалярном канале $|F_K^s(m_\omega^2)| \approx 100$, в то время как в изовекторном $|F_K^v(m_\rho^2)| \approx 10$. Следовательно, в резонансной области доминирует изоскалярная компонента. С данными S.R.Amendolia et al. [1] при $t < 0$ вблизи $t = 0$ согласуется предположение $F_K^v(t) \approx F_K^s(t)$, которое в нуле выполняется точно.

Автор благодарит Л.А.Кондратюка и С.Фруллани за полезные обсуждения.

---

1. S.R.Amendolia, et al., Phys. Lett. B **178**, 435 (1986); P.E.Bosted, et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 3841 (1992).
2. W.Frazer and J.Fulco, Phys. Rev. Lett. **2**, 365 (1959); Phys. Rev. **115**, 1763 (1960); **117**, 1609 (1960); G.Gounaris and J.J.Sakurai, Phys. Rev. Lett. **21**, 244 (1968).
3. P.S.Isaev and M.Sewerinski, Nucl. Phys. **22**, 663 (1961).
4. W.Hogland, et al., Nucl. Phys. B **126**, 109 (1977); P.Estabrooks, et al., Nucl. Phys. B **133**, 490 (1978); D.Aston, et al., Nucl. Phys. B **296**, 493 (1988).
5. A.Karabouraris and G.Shaw, J.Phys. G **6**, 583 (1980); O.Drumbajs, et al., Nucl. Phys. B **216**, 277 (1983).