Е.З. Авакян, С.Л. Авакян
УО «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Гомель, Беларусь

ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Введение

Проблема описания скалярных мезонов является одной из самых актуальных в современной физике элементарных частиц «до чарма» [1]. В первую очередь, это относится к самой легкой из скалярных частиц $f_0(600)$, которая играет ключевую роль при описании нуклон-нуклонных взаимодействий, $\pi\pi$-рассеяния и нелептонных взаимодействий каонов. Со времени, когда в своей работе [2] P. Estabrooks поставила вопрос " Где он и что это такое – скалярный мезон?" ("Where and what are the scalar mesons?") прошло уже около четырех десятилетий и если мы знаем ответ на первую часть вопроса, то вторая остается актуальной до сих пор.

Основные экспериментальные данные о скалярных мезонах получены при изучении s-волн в двухчастичных реакциях с псевдоскалярными мезонами: $\pi^+\pi^- \to \pi^+\pi^-, \pi^+\pi^- \to \pi^0\pi^0, \pi^+\pi^- \to K^+K^-, \pi^+\pi^- \to K_S^0 K_S^0, \pi K \to \pi K$

, при исследовании спектров масс псевдоскалярных мезонов, рождающихся в реакциях типа $J/\Psi \to X + \pi\pi, \phi + \pi\pi, p\bar{p} \to K_S^0 K_S^0(\pi\pi)$, в экспериментах SND и CMD2, в реакции$e^+e^- \to \pi^0\pi^0\gamma e^+e^- \to \pi^0\pi^0\gamma$ [1].

С теоретической точки зрения проблема скалярных мезонов состоит в том, что до сих пор остается неясной их внутренняя структура. Есть модели, рассматривающие скалярные мезоны 0^{++} 0^{++} как двухкварковые состояния $(q\bar{q})$ [3, 14]. Однако, наивный подход к вычислению спектра масс скалярных мезоновв указанных схемах приводит к спектру, не согласующемуся с экспериментальным. В ряде подходов данные частицы рассматриваются как четырехкварковые системы $(qq\bar{q}\bar{q})$ [5, 6]. Существуют также подходы, связывающие скалярные мезоны со скалярными глюониями, наличие которых предсказывается в рамках КХД [7].

В данной работе скалярные мезоны рассматриваются в рамках двух–кварковой схемы. Для вычисления матричных элементов будем использовать Модель Конфайнмированных Кварков (МКК), в рамках которой удалось описать широкий спектр низкоэнергетических мезонных взаимодействий [8].

1. Определение параметров скалярных мезонов в двухкварковой схеме

В МКК предполагается, что адронные поля возникают в результате интегрирования по глюонным и кварковым переменным в производящем функционале КХД. В результате получается лагранжиан взаимодействия адронов с кварками:

$$L_M^i = \frac{g_M}{\sqrt{2}} M^i \bar{q}_m^a \Gamma_M \lambda^{mn} q_n^a \quad (1)$$

Здесь q_j^a – кварковые поля, M_i – Евклидовские поля, связанные с полями физических частиц (P, V, A),λ_i – матрицы Гелл-Манна, Γ_μ – Дираковские матрицы, a – цветовой индекс, g_M – константы взаимодействия мезонов с кварками, которые определяются из условия связности.

Лагранжиан (1) позволяет хорошо описывать взаимодействия псевдоскалярных, векторных и аксиально векторных мезонов. Однако, как будет показано ниже, описание взаимодействий скалярных мезонов требует введения в Лагранжиан взаимодействия дополнительного члена.

Будем рассматривать скалярные мезоны как двухкварковые состояния, описываемые Лагранжианом:

$$L_S^i = \frac{g_S}{\sqrt{2}} S^i \bar{q}_m^a \left(I - i\frac{H}{\Lambda} \overleftrightarrow{\partial} \right) \lambda^{mn} q_n^a, \qquad (2)$$

где $\overleftrightarrow{\partial} \equiv \overleftarrow{\partial} - \overrightarrow{\partial}$, H – неизвестный параметр,

$$\lambda = \begin{cases} diag(1,-1,0) \Rightarrow a_0(975) \\ diag\left(\cos\delta_s, \cos\delta_s, -\sqrt{2}\sin\delta_s\right) \Rightarrow f_0(600) \\ diag\left(-\sin\delta_s, -\sin\delta_s, -\sqrt{2}\cos\delta_s\right) \Rightarrow f_0(980) \end{cases}.$$

Обсудим выбор вершины взаимодействия в более сложном, чем для остальных (псевдоскалярных, векторных и аксиально векторных) мезонов.

С этой целью рассмотрим диаграмму, описывающую распад $S \to PP$.

Соответствующий структурный интеграл, вычисленный в МКК при нулевых массах конечных состояний, может быть записан в виде:

$$I_{SPP}(m_S^2) = I_0(m_S^2) - 4H \cdot I_1(m_S^2), \qquad (3)$$

где $I_0(x), I_1(x)$ – структурные интегралы, вычисленные по правилам МКК [8].

Первое слагаемое соответствует выбору Лагранжиана взаимодействия в простейшем виде с $\Gamma_S = I$. Оказалось, что в случае простейшего Лагранжиана структурный интеграл I_0 обращается в нуль при $m_s \approx 1070$ МэВ, что, в свою очередь, приводит к значительно заниженному, по сравнению с экспериментальным, значению ширины распада $f_0 \to \pi\pi$.

Полученный результат, по-видимому, свидетельствует в пользу более сложной, нежели простейшая двухкварковая, структуры скалярных мезонов. Выбор вершины в виде (2) позволяет избежать обращения в нуль указанной величины.

Итак, одним из свободных параметров, входящих в Лагранжиан взаимодействия скалярных мезонов с кварками, является параметр H. Еще одним свободным параметром является угол смешивания скалярных мезонов δ_S.

За основу фитирования возьмем, во-первых, условие согласованности Адлера, состоящее в требовании обращения в нуль амплитуды $\pi\pi \to \pi\pi$ в пределе $m_\pi \to 0$, и, аналогичное ему требование обращения в нуль амплитуды $\pi^0\gamma \to \pi^0\gamma$; во-вторых, экспериментальное значение ширины распада $f_0 \to \pi\pi$.

Условие согласованности Адлера в МКК получено в виде:

$$\begin{cases} \int_0^\infty du\, b(u) = 2\Lambda^2 \left[\int_0^\infty du\, a(u) - 4H \int_0^\infty du\, u b(u) \right] h_f(H) D_f(0) \\ 5b(0) = -2\Lambda^2 \cos\delta_S \left(5\cos\delta_S - \sqrt{2}\sin\delta_S\right) \cdot a(0) h_f(H) D_f(0) \end{cases} \quad (4)$$

,

$a(u), b(u)$ – функции, используемые в МКК для обеспечения конфайнмента [8].

Для фитирования удобно использовать частное от деления выражений, входящих в (4), которое не зависит от массы $f_0(500)$ мезона и рассматривать равенство

$$R = -\frac{5b(0)\left[\int_0^\infty du\, a(u) - 4H\int_0^\infty du\, u b(u)\right]}{\cos\delta_S\left(5\cos\delta_S - \sqrt{2}\sin\delta_S\right)\cdot a(0)\int_0^\infty du\, b(u)} = 1 \quad (5)$$

в качестве одного из исходных для фитирования параметров H и δ_S.

Матричный элемент распада $S \to PP$ имеет следующий вид:

$$g_{SP_1P_2}\left(m_S^2, m_{P_1}^2, m_{P_1}^2\right) = \mathrm{Tr}\lambda_S\{\lambda_{P_1}, \lambda_{P_2}\} \cdot \\ \cdot \Lambda \frac{\sqrt{h_{P_1} h_{P_2} h_S(H)}}{6} I_{SPP}\left(m_S^2, m_{P_1}^2, m_{P_1}^2\right). \quad (6)$$

В случае распада $f_0(980) \to \pi\pi$ $\mathrm{Tr}\lambda_S\{\lambda_{P_1}, \lambda_{P_2}\} = 4\sin\delta_S$, $h_S(H)$ – константа связи, вычисленная из условия связности, $I_{SPP}\left(m_S^2, m_{P_1}^2, m_{P_1}^2\right)$ – структурный интеграл, зависящий от H. Ширина распада $f_0 \to \pi\pi$, вычисленная по стандартным формулам, имеет вид:

Наиболее близкими к единице параметры R и $\frac{g_{SPP}^t}{g_{SPP}^{exp}}$ оказываются при

$$H = 0{,}54 \\ \sin\delta_S = 0{,}3. \quad (7)$$

2. Определение массы скалярного $f_0(600)$ мезона

Массу промежуточного скалярного мезона будем определять, используя данные о длинах $\pi\pi$ – рассеяния. Матричный элемент рассеяния π мезона на π мезоне имеет вид

$$M_{\pi\pi}(s,t,u) = \delta^{ab}\delta^{cd}A(s,t,u) + \delta^{ac}\delta^{bd}A(t,u,s) + \delta^{ad}\delta^{bc}A(u,s,t),$$

где a, b, c, d – изотопические индексы.

Амплитуда определяется вкладами «box» –диаграмм с промежуточными скалярными и векторными мезонами.

$$A(s,t,u) = I_{box}^{\pi\pi}(s,t,u) + S^{\pi\pi}(s,t,u) + V^{\pi\pi}(s,t,u) \quad (8)$$

Вклад промежуточных скалярных мезонов в (8) имеет вид:

$$S^{\pi\pi}(s,t,u) = F_{S\pi\pi}^2(s)\left(\frac{\cos^2\delta_s}{\Pi_s(s)-\Pi_s(m_1^2)} + \frac{\sin^2\delta_s}{\Pi_s(s)-\Pi_s(m_2^2)}\right) + \\ + F_{S\pi\pi}^2(t)\left(\frac{\cos^2\delta_s}{\Pi_s(t)-\Pi_s(m_1^2)} + \frac{\sin^2\delta_s}{\Pi_s(t)-\Pi_s(m_2^2)}\right), \quad (9)$$

где $F_{S\pi\pi}(x) = F_{S\pi\pi}(x, m_\pi^2, m_\pi^2)$; m_1 – масса $f_0(500)$, m_2 – масса $f_0(980)$.

Рассеяние π-мезона на π-мезоне возможно по трем каналам $I = 0,1,2$. Амплитуды рассеяния по различным каналом T^I могут быть выражены через $A(s,t,u), A(t,s,u), A(u,t,s)$ следующим образом:

$$T^0(s,t,u) = 3A(s,t,u) + A(t,s,u) + A(u,t,s), \\ T^1(s,t,u) = A(t,s,u) - A(u,s,t), \\ T^2(s,t,u) = A(t,s,u) + A(u,s,t). \quad (10)$$

В силу симметрии между конечными мезонами имеет место равенство $A(s,t,u) = A(s,u,t)$, поэтому отличными от нуля оказываются только $T^0(s,t,u)$ и $T^2(s,t,u)$.

Длины рассеяния a^I вычисляются по формуле

$$a^I = \frac{1}{32\pi} T^I(4m_\pi^2, 0,0) \quad (11)$$

Экспериментальные значения для длин $\pi\pi$ рассеяния a_0^0 и a_0^2 получены несколькими экспериментальными группами [9-11].

Оказалось, что для того, чтобы полученные численные значения длин $\pi\pi$- рассеяние a_0^0 и a_0^2 не противоречили экспериментальным данным, масса промежуточного $f_0(500)$ мезона должна быть выбрана в диапазоне $500 \div 515$ МэВ.

Литература

1. Amsler, C. Note on Scalar Mesons below 2 GeV/C. Amsler et al//Chin. Phys. – 2016. – Vol. C40. – P. 100001.

2. Estabrooks, P. Where and what are the scalar mesons? / P. Estabrooks // Phys. Rev. – 1979. – Vol. D 19. – P. 2678.

3. Boglione, M. Dynamical generation of scalar mesons/ M. Boglione, M.R. Pennington // Phys. Rev. – 2002. –Vol. D65. – P. 114010.

4. Tornqvist, N. A. Understanding the scalar meson q anti-q nonet/ N. A. Tornqvist// Z. Phys. – 1995. – Vol. C 68. – P. 647.

5. t'Hooft, G. A Theory of Scalar Mesons / G. t'Hooft, G. Isidori, L. Maiani, A.D. Polosa, V. Riquer // Phys.Lett. – 2008. – Vol. B662. – P.424.

6. Alford, M. Insight into the scalar mesons from a lattice calculation/ M. Alford, R. L. Jaffe // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. B 578. – P. 367.

7. Kaminski, R. Gluonium nature of the sigma/f(0)(600) from its coupling to K anti-K / R. Kaminski, G. Mennessier, S. Narison // Phys. Lett. – 2009. – Vol. B680. – P.148.

8. Efimov, G.V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G.V. Efimov, M.A. Ivanov // London: IOP Publishing Ltd, 1993. – 177 p.

9. Rosselet, L. Experimental Study of 30,000 K(e4) Decays / L. Rosselet [et al.] // Phys. Rev. – 1977. – Vol. D15. – P. 574.

10. Pislak, S. High statistics measurement of K_{l4} decay properties / S. Pislak [et al.] // Phys. Rev. – 2003. – Vol. D67. – P. 072004.

11. Bizzeti A., Precision measurements of pi pi scattering lengths at NA48/2/ A. Bizzeti // AIP Conf.Proc. – 2011. – Vol. 1374. – P. 639.