

9. High statistics measurement of the $K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu$ (Ke3) decay formfactors / V. Obraztsov [et al.] // Nucl. Part. Phys. Proc. – 2016. – Vol. 273-275. – P. 1330–1333.

Е. З. Авакян, С. Л. Авакян

УО «Гомельский государственный технический университет
имени П. О. Сухого», Гомель, Беларусь

НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ 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, π -рассеяния и нелептонных взаимодействий каонов. Со времени, когда в своей работе [2] Р. 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.

Идентификация скалярных состояний остается сложной задачей на протяжении всего времени их изучения. Основные экспериментальные данные о скалярных мезонах получены при изучении π -волн в двух частичных реакциях с псевдоскалярными мезонами: $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^-$, $\pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^0 \pi^0$, $\pi^+ \pi^- \rightarrow K^+ K^-$, $\pi^+ \pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0$, $\pi K \rightarrow \pi K$, при исследовании спектров масс псевдоскалярных мезонов, рождающихся в реакциях типа $J/\Psi \rightarrow X + \pi\pi$, $\phi + \pi\pi$, $p\bar{p} \rightarrow K_S^0 K_S^0 (\pi\pi)$, в экспериментах SND и CMD2, в реакции $e^+ e^- \rightarrow \pi^0 \pi^0 \gamma$ [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^{++} как двухкварковые состояния $(q\bar{q})$ [3, 4]. В отличие от псевдоскалярных, векторных, аксиально векторных и тензорных мезонов, описание которых полностью согласуется с наивной двухкварковой модели [5, 6], скалярные частицы не укладываются в указанную схему. В ряде подходов скалярные мезоны рассматриваются как четырехкварковые системы $(qq\bar{q}\bar{q})$ [7, 8]. Существуют также подходы, связывающие ска-

лярные мезоны со скалярными глюониями, наличие которых предсказывается в рамках КХД [9].

В данной работе скалярные мезоны рассматриваются в рамках двухкварковых схем. Для вычисления матричных элементов будем использовать Модель Конфайнмированных Кварков (МКК), в рамках которой удалось описать широкий спектр низкоэнергетических мезонных взаимодействий [10], а также в Ковариантной Модели Константноэнтных Кварков (КМКК) [11], которая является нелокальной и позволяет описывать как двух-, так и четырехкварковые состояния.

1 Описание скалярных мезонов в МКК

В МКК [11] 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.

Кварковая диаграмма, описывающая распад $S \rightarrow PP$ приведена на рисунке 1.

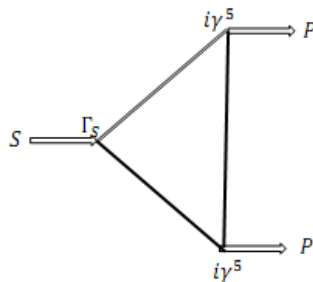


Рисунок 1 – Кварковая диаграмма, описывающая распад $S \rightarrow PP$ в двухкварковой модели

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

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

На рисунке 2 приведены зависимости структурных интегралов, входящих в (2) от массы скалярного мезона.

На рисунке 2а показана зависимость $I_0(x)/I_0(0)$ от массы скалярного мезона. $I_0(x)$ – форм фактор, полученный в предположении, что Лагранжиан взаимодействия скалярных мезонов с кварками имеет простейший вид $\Gamma_S = I$. Оказалось, что в случае простейшего Лагранжиана структурный интеграл $I_{SPP}(m_S^2)$ обращается в нуль при $m_S \approx 1070 \text{ МэВ}$, что, в свою очередь, приводит к значительно заниженному, по сравнению с экспериментальным, значению ширины распада $f_0 \rightarrow \pi\pi$. Полученный результат, по-видимому, свидетельствует в пользу более сложной структуры скалярных мезонов.

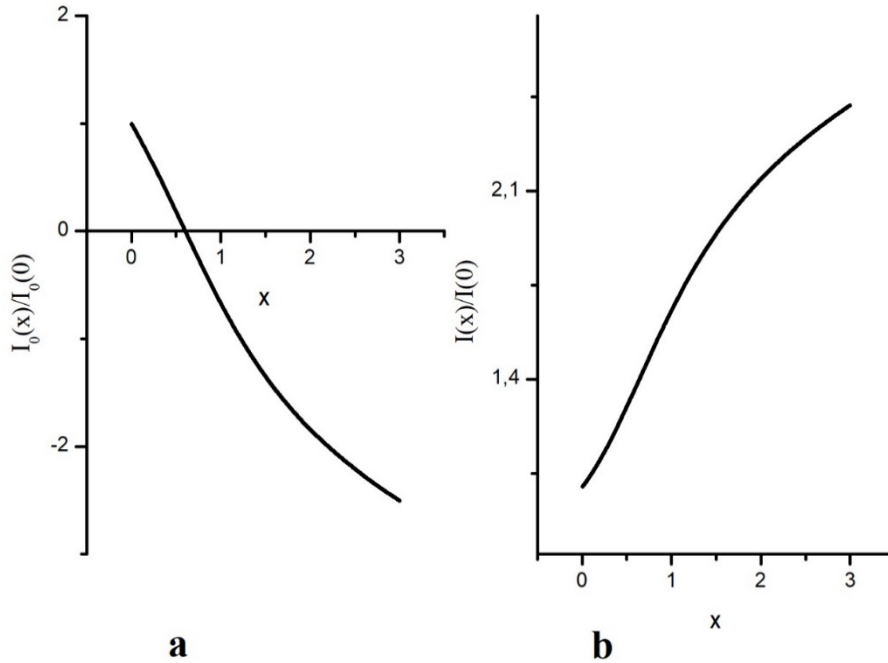


Рисунок 2 – Зависимость структурных интегралов, определяющих матричный элемент распада $S \rightarrow PP$, от массы скалярного мезона:

слева а) $\Gamma_S = I$; справа б) $\Gamma_S = I - i \frac{H}{\Lambda} \overleftrightarrow{\partial}$

Будем рассматривать скалярные мезоны как двухкварковые состояния, описываемые Лагранжианом:

$$L_S^i = \frac{g_S}{\sqrt{2}} S^i \bar{q}_m^a \left(I - i \frac{H}{\Lambda} \overleftrightarrow{\partial} \right) \lambda^{mn} q_n^a, \quad (3)$$

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

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

Параметр Λ – один из параметров модели, характеризующий область конфайнмента. Для нестранного сектора он был зафиксирован фитированием по хорошо известным константам низкоэнергетической физики ($f_\pi, g_{\rho\gamma}, g_{\pi\gamma\gamma}, g_{\omega\pi\gamma}, g_{\rho\pi\pi}$): $\Lambda_u = \Lambda_d = 460$ МэВ.

На рисунке 3b приведена зависимость $I(x)/I(0)$ от массы скалярного мезона. $I(x)$ – форм фактор, полученный в предположении, что Лагранжиан взаимодействия скалярных мезонов с кварками имеет вид (3).

Для фитирования значений H и δ_s были использованы условие согласованности Адлера, состоящее в требовании обращения в нуль амплитуды $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$ в пределе $m_\pi \rightarrow 0$, и, аналогичное ему требование обращения в нуль амплитуды $\pi^0\gamma \rightarrow \pi^0\gamma$; а также, экспериментальное значение ширины распада $f_0 \rightarrow \pi\pi$. В результате зафиксированы значения $H = 0,54$ и $\sin \delta_s = 0,3$.

2. Описание скалярных мезонов в КМКК.

Лагранжиан взаимодействия в данной модели имеет вид [11]:

$$L_{int}^{st}(x) = g_M M(x) \int dx_1 \int dx_2 F_M(x, x_1, x_2) \bar{q}_1(x_1) \lambda_M \Gamma_M q_2(x_2). \quad (4)$$

где $F_M(x, x_1, x_2)$ – вершинная функция, характеризующая конечные размеры мезона. В силу требования трансляционной инвариантности, вершинная функция должна удовлетворять условия может быть записана в виде

$$F_M(x, x_1, x_2) = \delta^4(x - \sum_{i=1}^2 w_i x_i) \Phi_M((x_1 - x_2)^2), \quad (5)$$

где $w_i = \frac{m_i}{m_1+m_2}$, m_i – массы конститьюэнтных кварков.

Показано, что функция Φ_M , входящая в (5) может быть выбрана в простейшем виде

$$\Phi_M(-l^2) = \exp\left(-\frac{l^2}{\Lambda_M^2}\right), \quad (6)$$

где Λ_M^2 – параметр модели, характеризующий размер данного мезона.

Диаграмма, описывающая распад $S \rightarrow PP$ в (КМКК) аналогична диаграмме, приведенной на рисунке 1. Отличие состоит в том, что в вершинах взаимодействия появляются дополнительные форм факторы, имеющие вид (6).

На рисунке 3 приведена зависимость форм фактора данного распада от массы скалярной частицы. Из рисунка видно, что указанный форм фактор демонстрирует правильное физическое поведение.

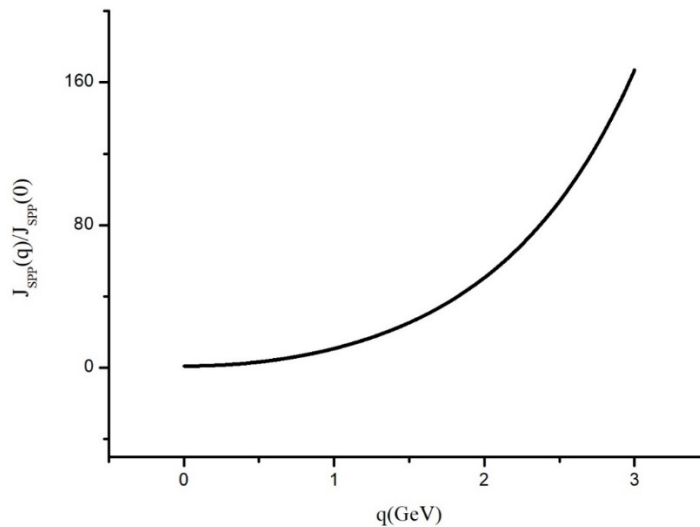


Рисунок 3 – Зависимость формфактора распада $S \rightarrow PP$ от массы скалярного мезона (нормированного к значению в 0) полученного в КМКК

Заключение

В данной работе изучались легкие скалярные мезоны в рамках кварковых моделей. Оказалось, что в Модели Конфайнмированных Кварков (МКК) использование простейшего Лагранжиана с вершиной $\Gamma_S = I$ приводит к нефизическому поведению формфактора распада

$S \rightarrow PP$. Оказалось, что для адекватного описания взаимодействия скалярных мезонов с кварками необходимо ввести в Лагранжиан взаимодействия дополнительный член с производной. Необходимость введения в Лагранжиан свидетельствует в пользу нелокального взаимодействия скалярных мезонов с кварками. В рамках Ковариантной Модели Константноэнтных Кварков (КМКК) рассматриваются нелокальные взаимодействия мезонов с кварковыми токами. Построенный в рамках двухкварковой схемы формфактор распада $S \rightarrow PP$ демонстрирует правильное поведение, что свидетельствует в пользу того, что скалярные мезоны могут рассматриваться как нелокальные двухкварковые состояния.

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. D19. – 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. C68. – P. 647.
5. Gell-Mann, M. Model of Baryons and Mesons / M. Gell-Mann, A Schematic // Phys. Lett. – 1964. – Vol. 8. – P. 214.
6. Zweig, G. An $Su(3)$ Model For Strong Interaction Symmetry And Its Breaking. 2.' / G. Zweig // CERN-TH-412.
7. A Theory of Scalar Mesons / G. t'Hooft [et al.] // Phys. Lett. – 2008. – Vol. B662. – P. 424.
8. Alford, M. Insight into the scalar mesons from a lattice calculation / M. Alford, R. L. Jaffe // Nucl. Phys. – 2000. – Vol. B578. – P. 367.
9. 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.
10. Efimov, G. V. The Quark Confinement Model of Hadrons / G. V. Efimov, M. A. vanov. – London: IOP Publishing Ltd, 1993. – 177 p.
11. Relativistic constituent quark model with infrared confinement / T. Brantz [et al.] // Phys. Rev. – 2010. – Vol. D81. – P. 034010.