Письма в ЭЧАЯ. 2018. Т. 15, № 4(216). С. 362–367

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

МЕЗОНЫ В $N\bar{N}$-КАНАЛЕ В МОДЕЛИ СОСТАВНОЙ СУПЕРКОНФОРМНОЙ СТРУНЫ

В. А. Кудрявцев, А. Н. Семенова[1]

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

Обсуждается спектр легких мезонов в канале $N\bar{N}$ в рамках модели составной суперконформной струны. Даны оценки масс η-мезонов.

We discuss spectrum of lightest mesons in $N\bar{N}$ channel in the framework of composite superconformal string model and give estimation for η-mesons masses.

PACS: 12.40.Nn; 12.40.Yx; 13.75.Cs; 11.25.Wx

ВВЕДЕНИЕ

Мы описываем взаимодействие мезонов и барионов. Для этого необходима модель, способная получать амплитуды взаимодействия и спектр состояний. Общепризнанной теорией сильных взаимодействия является квантовая хромодинамика. Однако для малых энергий она имеет сколь угодно большую константу связи $g \gg 1$. Необходима модель с малым параметром. Известно, что струнные модели в древесном приближении дают линейные траектории Редже. Конечно, петлевые поправки искривят эти траектории. В последовательной струнной модели можно ожидать, что эти поправки будут малыми.

Однако описание адронов в классических струнных моделях обнаружило ряд проблем. А именно, классические адронные струны должны иметь пересечение ведущей мезонной траектории равным 1 и, как следствие, иметь в адронном спектре безмассовую векторную частицу. Это нефизическое значение, так как экспериментальное значение пересечения ρ-мезонной траектории равно 1/2. Сектор замкнутых струн содержит в спектре физических состояний безмассовую тензорную частицу, т. е. гравитон. Причем наклоны траекторий открытой и замкнутой струны связаны: $\alpha'_{\rm open} = 2\alpha'_{\rm closed}$. Из-за гравитона естественно сделать размерный параметр замкнутого сектора порядка планковского, что препятствует обсуждению классических струн как адронных.

[1]E-mail: ala.semenova@gmail.com

1. МОДЕЛЬ СОСТАВНОЙ СУПЕРКОНФОРМНОЙ СТРУНЫ

Модель составной суперконформной струны для адронов была предложена в [1]. В ней суперсимметрия есть только на двумерной поверхности. Спектр физических состояний свободен от состояний с отрицательной нормой при $\alpha_0 = 1/2$. Здесь мы имеем реалистичную ρ-мезонную траекторию [2]. В данной модели возможно иметь два независимых размерных параметра. Два последних свойства модели стали возможными благодаря новой топологии (см. рис. 1). Классическая струна имеет одну двумерную поверхность. Данная модель имеет несколько двумерных поверхностей: базовую и две окаймляющие для мезонов, в случае барионов есть еще одна двумерная поверхность — гребневая [3]. В некотором смысле окаймляющие и гребневая поверхности соответствуют кваркам, они несут кварковые квантовые числа. Такая топология соответствует топологии дуальных кварковых диаграмм, но с окаймляющими двумерными поверхностями вместо кварковых линий.

Адронный масштаб α'_H возникает благодаря окаймляющим поверхностям, планковский масштаб α'_{Pl} возникает благодаря гребневой поверхности. Импульс мезона является суммой импульсов i-й и j-й окаймляющих поверхностей:

$$p = \sqrt{\alpha'_H}(k_i - k_j), \quad \alpha'_H \sim 1\ \text{ГэВ}^{-2}. \tag{1}$$

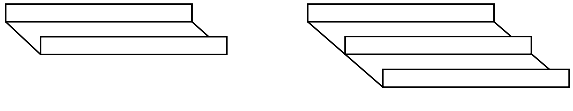
Импульс бариона (j, l — окаймляющие, f — гребневая поверхности):

$$p = \sqrt{\alpha'_H}(k_j + k_l) + \sqrt{\alpha'_{\mathrm{Pl}}}k_f, \quad \alpha'_{\mathrm{Pl}} \sim 10^{-38}\ \text{ГэВ}^{-2}. \tag{2}$$

Существуют разные способы формулировки струнных моделей. Можно использовать функциональный интеграл. В случае составной суперконформной струны для амплитуды взаимодействия адронов мы имеем свободные действия для всех двумерных поверхностей. Для амплитуды взаимодействия мезонов имеем:

$$\begin{aligned} A_N = \int \prod dz_i \int DX(z) \sum_p \int Dg_p(z)\, \mathrm{e}^{S(z)}\, V_1(z_1)\cdots V_N(z_N)\times \\ \times \int DX^{ed}_{12}(z) \int Dg^{ed}_{12,p=0}(z)\, \mathrm{e}^{S^{ed}_{12}(z)}\, V^{ed}_1(z_1)\, V^{ed}_2(z_2) \times \cdots \times \\ \times \int DX^{ed}_{i,i+1}(z) \int Dg^{ed}_{i,i+1,p=0}(z)\, \mathrm{e}^{S^{ed}_{i,i+1}(z)}\, V^{ed}_i(z_i)\, V^{ed}_{i+1}(z_{i+1}) \times \cdots \times \\ \times \int DX^{ed}_{N1}(z) \int Dg^{ed}_{N1,p=0}(z)\, \mathrm{e}^{S^{ed}_{N1}(z)}\, V^{ed}_N(z_N)\, V^{ed}_1(z_1), \end{aligned} \tag{3}$$

где p — род двумерной поверхности; z — координата на поверхности; $X(z)$ — поля на базовой поверхности; $g(z)$ — метрика базовой поверхности; $\mathrm{e}^{S(z)}$ и $V_i(z_i)$ зависят от



Составная струна для мезонов и барионов

полей на базовой поверхности, объекты с верхним индексом ed соответствуют окаймляющим поверхностям. Первая строка в формуле (3) является аналогом обычного струнного действия, последние три строки формулы (3) — некоторым динамическим обобщением фактора Чена–Патона для струнных амплитуд.

Поскольку мы имеем свободные действия для каждой двумерной поверхности, которые приводят к простым функциям Грина для всех двумерных полей на этих поверхностях, удобно перейти к более простому VV-формализму:

$$A_N = \int \prod dz_i \langle 0|V_1(z_1)\cdots V_N(z_N)|0\rangle, \tag{4}$$

где $V_i(z_i) = z_i^{-L_0} V(1) z_i^{L_0}$ — вершинный оператор. В случае двумерной суперконформной симметрии вершинный оператор испускания основного состояния имеет следующую структуру:

$$\hat{V}(z_i) = z_i^{-L_0} \left\{G, \hat{W}\right\} z_i^{L_0}, \tag{5}$$

где оператор $\hat{W} \sim: \mathrm{e}^{ikX}$: — нормально упорядоченная экспонента от двумерных полей конформного спина $J = 1$, входящих в эту вершину. G — генератор алгебры супер-Вирасоро для случая Нэве–Шварца. Вершинные операторы (5) должны коммутировать с генераторами G. Однако для того чтобы сделать спектр физических состояний свободным от состояния с отрицательной нормой, необходимо ввести дополнительное условие симметрии:

$$[\hat{V}, Y_i k_i] = 0. \tag{6}$$

Это супертоковое условие приводит к безмассовому π-мезону в этой модели в древесном приближении.

Для каждой поверхности существует набор двумерных полей. Поля базовой поверхности: ∂X_μ, I^a и антикоммутирующие суперпартнеры H_μ, θ^a. Лоренцев индекс принимает значения $\mu = 0{-}3$, индекс a принимает значения $1{-}6$. Поля I^6 играют определенную роль для сильного взаимодействия, поля $I^1{-}I^5$ дают пренебрежимый вклад в древесное приближение для адронов. Поля i-й окаймляющей поверхности: $Y_\mu^{(i)}$ и антикоммутирующие суперпартнеры $f_\mu^{(i)}$; антикоммутирующие поля $\phi_{(1)}^{(i)}$, $\phi_{(2)}^{(i)}$, $\phi_{(3)}^{(i)}$ реализуют конформную суперсимметрию нелинейным образом на окаймляющих поверхностях. Поля гребневой поверхности: $Y_\mu^{(f)}$ и антикоммутирующие суперпартнеры $f_\mu^{(f)}$.

Окаймляющие и гребневые поверхности несут спинорные и изоспинорные операторы λ_i, а не поля точечных кварков. В терминах таких λ_i можно представить структуру нуклонной вершины по спин-четности и изоспину $IJ^P = (1/2)(1/2)^+$ как

$$(\tilde{\lambda}_i\lambda_j)\lambda_r, \quad (\tilde{\lambda}_i\gamma_5\lambda_j)\lambda_r\gamma_5, \quad \sum_a(\tilde{\lambda}_i\tau^a\lambda_j)\lambda_r\tau^a, \quad \sum_a(\tilde{\lambda}_i\gamma_5\tau^a\lambda_j)\lambda_r\tau^a\gamma_5, \tag{7}$$

где индексы i и j относятся к окаймляющим поверхностям, индекс r относится к гребневой поверхности, τ^a — матрицы Паули.

Для π-мезона и η-мезона имеем соответственно

$$(\bar{\lambda}_k\tau^{(i)}\gamma_5\lambda_j), \quad (\bar{\lambda}_k\gamma_5\lambda_j). \tag{8}$$

Для того чтобы сделать возможным описание перехода $N\bar{N} \to \pi$, необходимо, чтобы вершина нуклона состояла из двух слагаемых $V_N = V^{\mathrm{NS}} + V^{\mathrm{BH}}$:

$$\begin{aligned} \hat{V}^{\mathrm{NS}}_{i,i+1}(z_j) &= z_j^{-L_0} \left\{ G_r, \hat{W}_{i,i+1} \right\} z_j^{L_0}, \\ \hat{V}^{\mathrm{BH}}_{i,i+1}(z_j) &= z_j^{-L_0} \left\{ G_r, \hat{F}\hat{W}_{i,i+1} \right\} z_j^{L_0}, \end{aligned} \tag{9}$$

где вершина типа Нэве–Шварца $\hat{V}^{\mathrm{NS}}$ имеет нечетное число компонент антикоммутирующих полей, вершина типа Бардакчи–Халперна $\hat{V}^{\mathrm{BH}}$ имеет четное число компонент антикоммутирующих полей, оператор $\hat{F}$ состоит из двумерных антикоммутирующих полей конформного спина $J = 1/2$. Существует несколько ограничений для вершин. Оператор $\hat{F}$ должен удовлетворять условию конформной суперсимметрии:

$$\left[\left\{ G_r \hat{F} \right\}, \hat{W} \right] = 0. \tag{10}$$

Вершинный оператор дложен иметь конформный спин $J = 1$. Двумерные поля ∂X, I^a конформного спина $J = 1$ должны коммутировать друг с другом. Состояние с квантовыми числами π-мезона должно быть состоянием с минимальной массой.

Для двух частей нуклонной вершины (9) мы выбираем следующие реализации (7) квантовых чисел нуклона:

$$\begin{aligned} &A_1(\tilde{\lambda}_i \lambda_j)\lambda_f + A_2(\tilde{\lambda}_i \gamma_5 \lambda_j)\lambda_f \gamma_5 && \text{для} \quad \hat{V}^{\mathrm{BH}}, \\ &B_1 \sum_a (\tilde{\lambda}_i \tau^a \lambda_j)\lambda_f \tau^a + B_2 \sum_a (\tilde{\lambda}_i \gamma_5 \tau^a \lambda_j)\lambda_f \gamma_5 \tau^a && \text{для} \quad \hat{V}^{\mathrm{NS}}. \end{aligned} \tag{11}$$

2. МЕЗОНЫ В КАНАЛЕ $N\bar{N}$

В предыдущем разделе был сформулирован вершинный оператор испускания нуклона (9) и правила представления квантовых чисел (8), (11). Теперь обсудим π- и η-мезоны в канале $N\bar{N}$.

Важную роль играет нулевая компонента поля I^6. Она имеет следующую структуру:

$$I_0^6 = g_6 \left[\left(\sum_a \left(\sum_l T^{(a)(l)} \right) T^{(a)(i)\mathrm{ridge}} \right) + \delta \sum_{a,l \neq m} T^{(a)(l)} T^{(a)(m)} \right], \tag{12}$$

где l, m — номера окаймляющих поверхностей; i, j — номера гребневых поверхностей; a — номер изотопической компоненты, $T^{(a)(l)} = (1/2)\bar{\lambda}^{(l)} \tau^a \lambda^{(l)}$. Разная изоспиновая структура V_{BH} и V_{NS} (11) приводит к различным собственным значениям нулевой компоненты поля I^6 для $(\lambda_i \tau^a \lambda_j)$ и $(\lambda_i \lambda_j)$: $I_0^{6,\mathrm{NS}} \neq I_0^{6,\mathrm{BH}}$. Квадрат полного изотопического момента для qqq-бариона:

$$T^2_{\text{tot}} = \left[\sum_a \left(T^{(a)}_{l_1} + T^{(a)}_{l_2} + T^{(a)}_{i}\right)\right]^2 =$$
$$= \left[\sum_a \left(T^{(a)}_{l_1} + T^{(a)}_{l_2}\right)\right]^2 + 2\left[\sum_a \left(T^{(a)}_{l_1} + T^{(a)}_{l_2}\right) T^{(a)}_{i}\right] + \sum_a (T^{(a)}_{i})^2. \quad (13)$$

Следует заметить, что второе слагаемое в (13) совпадает с первым слагаемым в (12). Значения $I_0^{6,\mathrm{NS}}$, $I_0^{6,\mathrm{BH}}$ находятся из уравнения на равенство единице конформного спина вершин V_{NS} и V_{BH}:

$$-\frac{m_N^2}{2} + \xi^2 + \frac{I_0^{(6,\mathrm{NS})2}}{2} = \frac{1}{2}, \quad -\frac{m_N^2}{2} + \xi^2 + \frac{I_0^{(6,\mathrm{BH})2}}{2} = 0. \quad (14)$$

Рассмотрим переход $\bar{N}N \to \mathrm{meson}$ (система $q\bar{q}$). Псевдоскалярный и изовекторный π-мезон (8) появляется в амплитуде $\bar{V}_{\mathrm{BH}}V_{\mathrm{NS}} \to \pi$. Для того чтобы избежать появления безмассового скалярного изовекторного состояния, необходимо наложить условие на коэффициенты в (11): $A_2 = -(A_1B_1/B_2)$. Псевдоскалярный и изоскалярный η-мезон (8) появляются в амплитудах $\bar{V}_{\mathrm{BH}}V_{\mathrm{BH}} \to \eta$ и $\bar{V}_{\mathrm{NS}}V_{\mathrm{NS}} \to \eta$. Массовое условие $L_0 = 1$ для π- и η-мезона:

$$\begin{gathered}\frac{1}{2} - \frac{m_\pi^2}{2} + \xi^2 + \frac{I_0^{(6,\pi)2}}{2} = 1, \\ \frac{1}{2} - \frac{m_\eta^2}{2} + \xi^2 + \frac{I_0^{(6,\eta)2}}{2} = 1,\end{gathered} \quad (15)$$

где ξ связано с полями ϕ на окаймляющих поверхностях. $I_0^{(6,\pi)2}$ и $I_0^{(6,\eta)2}$ определяются вторым слагаемым (12). Выбор значений m_N и m_π определяет значения параметров g_6 и δ в (12). Выражение (15) дает связь масс π- и η-мезонов:

$$m_\pi^2 + \frac{1}{2}m_\rho^2 = m_\eta^2. \quad (16)$$

Интересно, что при получении выражения (16) использовались только суперконформные свойства модели.

В данной модели масса нуклона является параметром, его значение выбрано $m_N^2 = (3/2)m_\rho^2$. Учитывая, что благодаря дополнительной симметрии модели $m_\pi^2 = 0$, можно получить массу η-мезона: $m_\eta = 544$ МэВ. Для основных состояний на первой и второй дочерних траекториях Редже получаем оценки масс $m_{\eta 1} = 1140$ МэВ и $m_{\eta 2} = 1520$ МэВ соответственно. Эти состояния можно интерпретировать как $\eta(1295)$ и $\eta(1405)$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулирован вершинный оператор испускания нуклона в модели составной суперконформной струны. Рассмотрены π- и η-мезоны в канале $N\bar{N}$. При использовании параметра $m_N^2 = (3/2)m_\rho^2$ оценены массы η-мезонов.

Благодарности. Мы благодарим участников 11-го APCTP – BLTP JINR – PNPI NRC KI – SPbU рабочего совещания «Современные проблемы ядерной физики и физики элементарных частиц» за внимание и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kudryavtsev V. A.* Superconformal String Amplitudes for π-Meson Interactions // JETP Lett. 1993. V. 58. P. 323.
2. *Kudryavtsev V. A., Semenova A. N.* Hadron Amplitudes in Composite Superconformal String Model // Intern. J. Mod. Phys. A. 2012. V. 27. P. 1250170.
3. *Kudryavtsev V. A., Semenova A. N.* Interaction of π and K Mesons and Nucleons in the Model of Composite Superconformal Strings // Theor. Math. Phys. 2013. V. 176, No. 1. P. 922.