Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16, № 5(224). С. 373–377

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

АДРОННЫЕ АМПЛИТУДЫ 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 динамический и ковариантный способ введения зависимости от изоспина в составной суперконформной струнной модели.

We discuss dynamical and covariant introduction of isospin quantum number into a composite string model.

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

ВВЕДЕНИЕ

Мы обсуждаем новый тип струнной модели, который подходит для описания спектра мезонов и барионов и позволяет вычислять адронные амплитуды взаимодействия при низких и промежуточных энергиях 0,1–10 ГэВ. Известно, что струнные модели дают линейные траектории Редже в древесном приближении. Петлевые поправки искривят эти траектории, но в последовательной струнной модели можно ожидать, что унитарные поправки будут малыми.

Струнные модели возникли из дуальных резонасных моделей и были предназначены для описания адронов. Однако они оказались непригодными для этого. Классические адронные струны должны иметь пересечение ведущей мезонной траектории $\alpha_0 = 1$ и, как следствие, иметь в адронном спектре безмассовую векторную частицу. Это нефизическое значение, так как экспериментальное значение пересечения ρ-мезонной траектории $1/2$. Сектор замкнутых струн содержит в спектре физических состояний безмассовую тензорную частицу, т. е. гравитон. Наклоны траекторий открытой и замкнутой струны связаны: $\alpha'_{\rm open} = 2\alpha'_{\rm closed}$. Константа связи гравитона пропорциональна $\alpha'_{\rm closed}$. Это дает размерный параметр замкнутого сектора порядка планковского, что препятствует обсуждению классических струн как адронных.

Другая проблема заключается во введении квантовых чисел. Хорошо известный фактор Чена–Патона вводит зависимость от изоспина нединамическим способом и приводит к вырождению по изоспину в спектре.

[1]E-mail: semenova@thd.pnpi.spb.ru

1. МОДЕЛЬ СОСТАВНОЙ СУПЕРКОНФОРМНОЙ СТРУНЫ

Модель составной суперконформной струны для адронов предложена в [1]. В ней проблемы классических струн преодолены за счет новой топологии. Классическая струна имеет одну двумерную поверхность. Данная модель имеет несколько двумерных поверхностей: базовую и две окаймляющие. В случае барионов есть еще одна двумерная поверхность — гребневая (рис. 1) [2]. Окаймляющие и гребневые поверхности несут кварковые квантовые числа и в некотором смысле соответствуют кваркам. Модель самосогласована при $\alpha_0 = 1/2$. Здесь мы имеем реалистичную ρ-мезонную траекторию [3]. Благодаря более сложной топологии в данной модели возможно иметь два независимых размерных параметра. Адронный масштаб α'_H определяется на окаймляющих поверхностях, планковский масштаб α'_{Pl} определен на гребневой поверхности [4]. Условия суперсимметрии выполняются только на мировой поверхности, модель не дает суперсимметричных состояний в спектре.

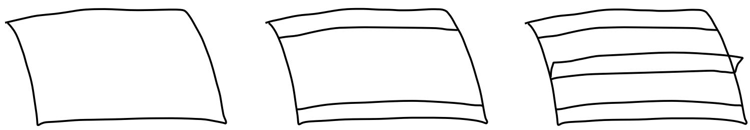

Рис. 1. Классическая струна, составная струна для мезонов, составная струна для барионов

Для формулировки модели используется VV-формализм. В этом случае симметрии модели определяются симметриями вершинного оператора:

$$\hat{V}(z_i) = z_i^{-L_0} \left\{ G, \hat{W} \right\} z_i^{L_0}, \tag{1}$$

где оператор G — генератор суперальгебры Вирасоро. В случае Нэве–Шварца оператор $\hat{W} \sim : \mathrm{e}^{ikX} :$ — нормально упорядоченная экспонента от двумерных полей. Вершинные операторы (1) должны коммутировать с генераторами G. Однако для того чтобы сделать спектр физических состояний свободным от состояния с отрицательной нормой, необходимо ввести дополнительное условие симметрии:

$$[\hat{V}, \Xi] = 0. \tag{2}$$

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

В терминах вершин (1) амплитуда взаимодействия в древесном приближении записывается как

$$A_N = \int \prod dz_i \langle 0 | V_1(z_1) \cdots V_N(z_N) | 0 \rangle. \tag{3}$$

Рассмотрим генераторы G в данной модели:

$$\begin{aligned} G = \ & \sum_{\mu=0}^{3} \partial X_\mu H_\mu + \sum_{a=1}^{6} I^a \theta^a + && \text{(на базовой поверхности)} \\ + \ & \sum_{i,\mu} (Y_\mu^{(i)} f_\mu^{(i)} + \phi_{(1)}^{(i)} \phi_{(2)}^{(i)} \phi_{(3)}^{(i)}) + && \text{(на окаймляющих поверхностях)} \\ + \ & \sum_{f,\mu} (Y_\mu^{(f)} f_\mu^{(f)}) && \text{(на гребневых поверхностях).} \end{aligned} \tag{4}$$

Для каждой поверхности существует набор двумерных полей. На 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 гребневой поверхности: $Y_\mu^{(f)}$ и антикоммутирующие суперпартнеры $f_\mu^{(f)}$.

Для того чтобы вычислить амплитуду взаимодействия, необходимо определить вершинные операторы основных состояний. Мы начинаем с описания нуклонов. Из эксперимента известно, что $N\bar{N}$ может перейти в нечетное число π-мезонов. Чтобы описать такой процесс, нужно чтобы вершина нуклона состояла из двух слагаемых $V_N = V^{\rm NS} + V^{\rm BH}$:

$$\begin{aligned} \hat{V}^{\rm NS}_{i,i+1}(z_j) &= z_j^{-L_0}\left\{G_r, \hat{W}_{i,i+1}\right\} z_j^{L_0}, \\ \hat{V}^{\rm BH}_{i,i+1}(z_j) &= z_j^{-L_0}\left\{G_r, \hat{F}\hat{W}_{i,i+1}\right\} z_j^{L_0}, \end{aligned} \tag{5}$$

где вершина типа Нэве–Шварца $\hat{V}^{\rm NS}$ — произведение нечетного числа компонент антикоммутирующих полей, вершина типа Бардакчи–Халперна $\hat{V}^{\rm BH}$ — произведение четного числа компонент антикоммутирующих полей, оператор $\hat{F}$ — сумма двумерных антикоммутирующих полей конформного спина $J = 1/2$. Существует несколько ограничений для вершин. Оператор $\hat{F}$ должен удовлетворять условию конформной суперсимметрии:

$$\left[\left\{G_r\hat{F}\right\}, \hat{W}\right] = 0. \tag{6}$$

Вершинный оператор должен иметь конформный спин $J = 1$.

Формулы (5), (6) определяют конформные свойства вершин. Для вычисления амплитуд конкретных состояний необходимо еще определить волновые функции, которые несут квантовые числа конкретных внешних состояний.

Каждая дополнительная поверхность несет спинорные и изоспинорные постоянные операторы λ_i, а не поля точечных кварков. В терминах таких λ_i можно представить структуру нуклона 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 двух частей нуклонной вершины (5) мы выбираем следующие реализации квантовых чисел нуклона:

$$\begin{aligned} (\tilde{\lambda}_i\lambda_j)\lambda_f \qquad &\text{для} \qquad \hat{V}^{\rm BH}, \\ \sum_a(\tilde{\lambda}_i\gamma_5\tau^a\lambda_j)\lambda_f\gamma_5\tau^a \qquad &\text{для} \qquad \hat{V}^{\rm NS}. \end{aligned} \tag{8}$$

2. КВАНТОВЫЕ ЧИСЛА

В этой модели особую роль играют собственные значения нулевых компонент двумерных полей $Q(z) = \sum\limits_n Q_n z^n$. Собственными значениями $Y^{(i)}_{0\mu}$ с окаймляющих поверхностей являются импульсы $\sqrt{\alpha'_H} k^{(i)}_\mu$ с адронным масштабом $\alpha'_H \sim 1$ ГэВ$^{-2}$, собственными значениями $Y^{()}_{0\mu}$ с гребневых поверхностей являются импульсы $\sqrt{\alpha'_{\mathrm{Pl}}} k^{(f)}_\mu$ с планковским масштабом $\alpha'_{\mathrm{Pl}} \sim 10^{-38}$ ГэВ$^{-2}$. Импульс P_μ мезона или бариона выражается как сумма собственных значений нулевых компонент полей $Y^{(l)}_{0\mu}$ на дополнительных поверхностях, которые формируют данное состояние: $\sum\limits_f \sqrt{\alpha'_{\mathrm{Pl}}} k^{(f)}_\mu + \sum\limits_i \sqrt{\alpha'_H} k^{(i)}_\mu$. При такой формулировке импульса автоматически выполняется закон сохранения импульса.

Важную роль для сильного взаимодействия играет нулевая компонента поля I^6. Она имеет следующую структуру (сравните с гамильтонианом Гейзенберга для спиновой цепочки):

$$I^6_0 = g_6 \left[\sum_{a,i,f} T^{(a)(i)} T^{(a)(f)} + \delta \sum_{a,i \neq j} T^{(a)(i)} T^{(a)(j)} \right], \tag{9}$$

где l, j — номера окаймляющих поверхностей; f — номер гребневой поверхности; a — номер изотопической компоненты, $T^{(a)(l)} = 1/2 \bar{\lambda}^{(i)} \tau^a \lambda^{(i)}$. Различие изоспиновой структуры V_{BH} и V_{NS} (8) приводит к различным собственным значениям нулевой компоненты поля I^6 для $(\lambda_i \tau^a \lambda_j)$ и $(\lambda_i \lambda_j)$: $I^{6,\mathrm{NS}}_0 \neq I^{6,\mathrm{BH}}_0$.

На рис. 2 схематично изображена многочастичная амплитуда. Линии соответствуют дополнительным поверхностям, стрелочки обозначают направление импульсов на них. Как можно видеть, мезонное состояние формируется входящим и выходящим импульсами, это соответствует струнной реализации $q\bar{q}$-состояния. Барионное состояние формируется тремя дополнительными поверхностями с импульсами, текущими в одинаковом направлении. В сечении амплитуды можно получить $q\bar{q}$-, qqq- или $qq\bar{q}\bar{q}$-состояния.

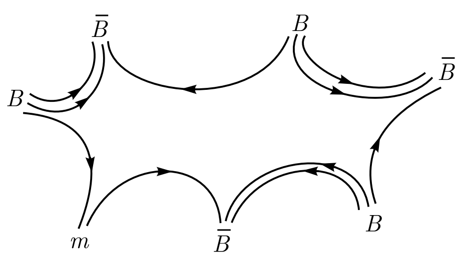

Рис. 2. Схема многочастичной амплитуды

Случай, когда гребневая поверхность распространяется между соседними вершинами, соответствует струнной реализации дикварка. В этой ситуации в четырехчастичной амплитуде мы не получим двух перекрестных фермионных каналов (рис. 3).

Четность промежуточного состояния определяется четностью внешних состояний и связана со спинором и изоспинором $\lambda^{(f)}$ на гребневой поверхности. Для внешнего

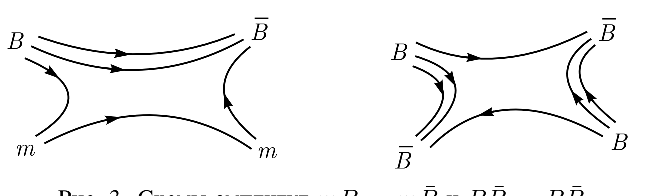

Рис. 3. Схемы амплитуд $mB \to m\bar{B}$ и $B\bar{B} \to B\bar{B}$

нуклона можно написать

$$\lambda^{(f)}\hat{p}_N = m_N\lambda^{(f)}. \tag{10}$$

Так как $\lambda^{(f)}$ не зависит от двумерной координаты z, можно переписать (10) в нековариантной форме:

$$\lambda^{(f)}\gamma_0 = \lambda^{(f)}. \tag{11}$$

$\lambda^{(f)}$ может оказаться в другом промежуточном состоянии. Тогда формула (10) может быть переписана в терминах импульса $\hat{p}_M$ рассматриваемого состояния:

$$\lambda^{(f)}\hat{p}_M = M\lambda^{(f)}, \tag{12}$$

где M — масса состояния. Для гребневой поверхности в компоненте нуклонной вершины типа Бардакчи–Халперна четность положительна. А в случае гребневой поверхности в компоненте нуклонной вершины типа Нэве–Шварца она отрицательна:

$$\lambda^{(f)}\gamma_5\hat{p}_M = -M\lambda^{(f)}\gamma_5. \tag{13}$$

Определенная спин-четность промежуточного состояния достигается багодаря неизменной определенной четности $\lambda^{(f)}$ на гребневой поверхности и фиксации этой четности на основных состояниях. Таким образом, мы имеем невырожденное по четности описание промежуточных барионных состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Составная суперконформная струна имеет динамическое описание зависимости от изоспина. Благодаря различной четности гребневой поверхности для компонент нуклона типа Нэве–Шварца и Бардакчи–Халперна составная струна дает невырожденные по четности барионные состояния. Основываясь на этих фактах и на том, что модель дает согласованное с экспериментом описание масс π-, η- мезонов и нуклона, можно ожидать успешного описания адронных амплитуд и адронного спектра. Мы благодарим участников HSQCD'18 за внимание.

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.* 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.
3. *Kudryavtsev V. A., Semenova A. N.* Hadron Amplitudes in Composite Superconformal String Model // Intern. J. Mod. Phys. A. 2012. V. 27. P. 1250170.
4. *Kudryavtsev V. A., Semenova A. N.* Mesons in $N\bar{N}$ Channel in the Framework of Composite Superconformal String Model // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15. P. 422.

Получено 17 января 2019 г.