Письма в ЖЭТФ, том 21, вып. 6, стр. 393 – 396 20 марта 1975 г.

КВАЗИСТАБИЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ФИЗИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ДУАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ПРИ БОЛЬШИХ МАССАХ

С.М.Герасюта, В.А.Кудрявцев

В дуальном спектре обнаружены физические состояния (ФС) вершины, связи которых с любыми другими состояниями аномально малы при достаточно большой их массе. Поэтому такие ФС должны иметь малые парциальные и полные ширины по сравнению с обычными. В дальнейшем эти состояния будем называть квазистабильными (КС).

В обобщенной модели Венециано при условии $\alpha(0) = 1$ на второй дочерней траектории (ДТ) впервые обнаруживается КС [1]. Состояние такого типа будем искать в области значений $\alpha' M^2 > J >> 1$, где J – спин-состояния. Нетрудно видеть, что квазистабильными оказываются такие ФС, которые в главном порядке по α совпадают со шпурионными состояниями (ШС), т. е. $|F_{\text{КС}}> = |S> + \frac{1}{M}|\Phi>$, где $|F_{\text{КС}}>$ – КС, $|S>$ – ШС, $|\Phi>$ – некоторое фоковское состояние, причем $<\Phi|\Phi> \sim 1$. Мы выбираем все ФС (в том числе и КС) ортонормированными.

ШС $|S>$ – состояния ортогональные к ФС: $|S_m(q)> = L_m^+(-q)|\Phi_{n-m}>$, где q – импульс состояния, а L_m – генераторы Вирасоро [2]. Полный набор независимых ШС$|S_m>$ построен в работе Брауэра – Торна [3].

Можно предложить способ явного построения КС. Будем строить ФС удовлетворяющие условиям:

$$< F_n|\, L_1^+(-q) = 0\,; \qquad < F_n|\, L_0 = 1; \quad 1 + \frac{q^2}{2} = n\,, \tag{1}$$

$$< F_n|\, L_2^+(-q) = 0, \tag{2}$$

$$< F_n|\, S_1^{(0)}(-q) = 0 \qquad S_1^{0}(q) = L_1^+(-q)|\, F_{n-1}> \tag{3}$$

и совпадающие в главном порядке по M (или q) со ШС. Начиная с пятой ДТ условия (1) и (2) оказываются зависимыми. Удовлетворяя условиям (1) – (3), получаем КС на второй ДТ $|F_{\text{КС}}>$:

$$< F_{\text{КС}}| = \left[< f_0\left| L_2 + \frac{3}{2}L_1^2 + \frac{D-26}{2(q^2+D-3)}\tilde{a}_1^{\,2} + \lambda < S_1^0\right|\right]\frac{1}{\sqrt{N}}\,, \tag{4}$$

где $\tilde{a}_{1\mu} = a_{1\mu} - \frac{(a_1 q)}{q^2}q_\mu$ $< f_0|$ – ФС на главной траектории. Как обычно, любое ФС определено с точностью до ШС с нулевой нормой $<S_1^{(0)}|$. Коэффициент λ находим из условия (3). Из конструкции состояния (4) видно, что в критической размерности (для данной модели $D_{\text{кр}} = 26$) КС

превращается в ШС с нулевой нормой $<f_o|L_2 \equiv\ <f_o|(L_2+\frac{3}{2}L_1^2)$ [4].

Это КС – единственное на второй ДТ.

Рассмотрим построение КС на третьей ДТ. Оказывается, что схема построения несколько усложнится. В случае второй ДТ состояние $<f_{on}|$ являлось собственной функцией оператора $\tilde{a}_1^2 L_2^+(-q)$. На третьей ДТ в качестве добавки к ШС возьмем $<f_1|\tilde{a}_1^2$, причем выполняются условия: $<f_1|L_1^+(-q) = <f_1|L_2^+(-q) = 0$ $<f_1|L_o = -1$. Можно увидеть, что $<f_1|$ уже не является собственной функцией оператора $\tilde{a}_1^2 L_2^+(-q)$. Поэтому, чтобы удовлетворить условию (2), нужно использовать два независимых ШС $<f_1|L_2'$ и $<f_o|L_3'$, для которых выполняется условие (1):

$$<f_1|L_2' = <f_1|(L_2+\frac{3}{2}L_1^2)\quad <f_o|L_3' = <f_o|(L_3+L_1L_2+\frac{1}{2}L_1^3). \quad (5)$$

Тогда, учитывая коммутацию операторов $\tilde{a}_1^2$ и $L_1^+(-q)$ можно получить ФС, совпадающее со ШС в главном порядке по $\alpha' q^2 >> 1$:

$$<F'_{\text{КС}}| = \frac{1}{\sqrt{N}}\left[<f_1|L_2' + \frac{(D-26)\sqrt{q^2-4}\,q}{2(D-28)(q^2+2D-10)}<f_o|L_3' + \frac{(D-26)}{q^2+2D-10}<f_1|\tilde{a}_1^2\right]. \quad (6)$$

Выполняя условие (3), получим КС $<F_{\text{КС}}| = <F'_{\text{КС}}| + \sum_{i=1}^{3}\lambda_i S_{1i}^{(o)}$, где $S_{1i}^{(o)} = <f_{2i}|L_1(q)\ <f_{2i}|$ – ФС второй ДТ вне массовой поверхности. Из явного вида (6) следует, что при $D = 26$ из исходного КС получается ШС с нулевой нормой .

На четвертой ДТ для удовлетворения условию (2) необходимо использовать шесть независимых ШС $<f_{2i}|L_2'$; $<f_1|L_3'$, $<f_o|L_4^j$, где $i = 1,2,3$, $j = 1,2$, так как состояние второй ДТ $<f_{2i}|\tilde{a}_1^2 L_2^+(-q)$ содержит шесть возможных фоковских состояний.

Далее удовлетворим условию (3) и построим ортогональные друг к другу три КС. Легко понять, что коэффициенты при добавках обращаются в нуль при $D = 26$ Действительно, коэффициент при $<f_2^i|\tilde{a}_1^2$ выбирается из условия равенства нулю коэффициентов r_σ:

$$(\sum_{i=1}^{3} a_i <f_{2i}|L_2' + \beta <f_{2j}|\tilde{a}_1^2)L_2^+(-q) = \sum_{j=1}^{3} r_\sigma <f_{2\sigma}| + \sum_k \gamma_k <S_k|.$$

Но при действии на состояния $<f_{2i}|L_2'$ оператором L_2^+ получаем множитель $(D-26)$, который определяет равенство нулю коэффициента β при размерности $D_{\text{кр}} = 26$. Для определения коэффициентов в других слагаемых выражения (7)

$$<F| = <f_2^j|L_2' + \sum_{i\neq j} a_i <f_{2i}|L_2' + \gamma <f_1|L_3' + \sum_j \delta_j <f_o|L_4^{(j)} + \beta <f_{2j}|\tilde{a}_1^2 \quad (7)$$

используем систему уравнений, неоднородные члены которой пропорциональны $(D - 26)$. Поэтому все коэффициенты β, γ, δ_j обращаются в нуль при $D = 26$.

При построении КС на пятой ДТ имеется одно условие типа (1), совпадающее с условием типа (2). Поэтому на пятой ДТ достаточно 12ШС, удовлетворяющих условию (1). В физическом случае $D = 4$ на пятой ДТ существует пять КС. На шестой ДТ таких состояний будет уже 11. Заметим, что рассматриваются только состояния с положительной внутренней четностью. Нетрудно увидеть, что число ШС удовлетворяющих условию (1), достаточно для построения КС на любой ДТ, причем спин состояния $J \gg 1$. Действительно, число ШС, удовлетворяющих условию (1), равно $N_S(\text{к}) - N_S(\text{к} - 1)$, где $N_S(\text{к})$ – число ШС на "к" ДТ. Число независимых условий типа (2) также равняется $N_S(\text{к}) - N_S(\text{к} - 1)$, т. е. точно совпадает с числом возможных комбинаций ШС $< f | L_m$ Поэтому число КС на "к"ДТ равняется числу ФС на (к – 2)ДТ $N_{\text{КС}} = N_{FD\,\text{к}-2} = N_{\text{ф}\,D-1\,\text{к}-2}$, причем ассимптотическая оценка для числа фоковских состояний при больших значениях массы полюса имеют вид

$$N_{\text{ф}D\text{к}} \sim C\,\text{к}^{-B} \exp(2\sqrt{Da\,\text{к}}), \tag{8}$$

где $a = (\pi^2/16)B = \frac{1}{4}(D + 2)$. Мы видим, что число КС совпадает с числом типа $< f(\text{к} - 2) | L_2'$. При $D = 26$ШС $< f_{\text{К}-2} | L_2'$ становятся ШС с нормой нуль и поэтому выпадают из спектра вместе с сопряженными состояниями $< f^{(-q)}_{\text{К}-2} | L_2'(-q)$, аналогично состояниям $< f_{\text{К}-1} | L_1$ и $< f^{(-q)}_{\text{К}-1} L_1^{(-q)}$. Наши КС при $D = 26$ превращаются в ШС $< f_{\text{К}-2} | L_2'$ и поэтому не асимптотически, а точно выпадают из дуальной амплитуды. Таким образом, квазистабильность есть проявление ШС с нулевой нормой в случае низших размерностей $D < 26$. Из непосредственного расчета КС на второй, третьей [1] и четвертой ДТ можно предположить, что других конструкций КС при больших массах не существует. Однако, можно построить ФС при условиях $J \sim 1$ и $a'q^2 >> 1$, которые квазистабильны по номеру траектории к >> 1; например $< F | \sim \frac{D-26}{\text{к} + c} < 0 | (a_{15}^2 - a_{16}^2)^{\frac{\text{к}}{2} - 2} \times (a_{15}^2 + a_{16}^2) + \sum_j a_j < S_j |$ для "к"ДТ при $D \geqslant 6$, где a_j и c – постоянные. Такие состояния не существуют при физической размерности $D = 4$.

Интересно попытаться обнаружить экспериментально тяжелые КС. Такая возможность рассматривалась, например, в работе [5]. В этой связи заслуживает особенного внимания экспериментальное наблюдение в e^+e^--аннигиляции аномально узких разонансов со сравнительно большими массами: $M_\psi^2 \sim 10$ *Гэв*^{2} $M_{\psi'}^2 \sim 13{,}7$ *Гэв*^{2}. Экспериментальное обнаружение квазистабильных резонансов важно для выделения дуальных моделей с оптимальной D, так как, если КС не существуют, то необходима критическая размерность модели $D = 4$. Если же они существуют, то можно использовать модели с $D_{\text{кр}} > 4$ в качестве приближения к физическим.

Авторы хотят выразить благодарность В.А.Франке за стимулирующие дискуссии.

Ленинградский
институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
27 января 1975 г.

Литература

[1] В.А.Кудрявцев, Е.М.Левин. Письма в ЖЭТФ, 13, 507, 1971.

[2] M.A.Virasoro. Phys. Rev. Д1, 2933, 1970

[3] R.C.Brower, C.B.Thorn. Nucl. Phys., B 31, 163, 1971.

[4] P.Goddard. C.B.Thorn. Phys. Lett., 40B, 235, 1972.

[5] Б.Понтекорво. ЯФ, 11, 846, 1970.