

## СПОНТАННЫЕ ВАКУУМНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ДУАЛЬНЫХ МОДЕЛЯХ

*Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев*

Показано наличие спонтанных вакуумных переходов в дуальной модели с ингерсептом траектории  $\alpha_0 = -1$ .

Как показано в [1, 2] суммирование по индуцированным вакуумным переходам в дуальных амплитудах приводит к следующему переопределению  $n$ -точечных  $B$ -функций.

$$\begin{aligned}
 & B_n^R(\beta, p_1, \dots, p_n) = \\
 & = \sum_{N_i=0}^{\infty} \beta^{N_1 + \dots + N_n} B_{n+N_1+\dots+N_n}(p_1, \overbrace{0, \dots, 0}^{N_1}, p_2, \overbrace{0, \dots, 0}^{N_2}, p_3, \dots, p_n, \overbrace{0, \dots, 0}^{N_n}),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где  $\beta$  — константа индуцированного перехода частиц в вакуум, и  $B_m(p_1, \dots, p_m)$  — дуальные амплитуды в представлении Кобы — Нильсона [3]

$$B_m(p_1, \dots, p_m) = \frac{1}{\Omega} \int \frac{\prod_i dx_i}{\prod_i (x_{i+2} - x_i)} \prod_{i,j=1}^m (U_{i,j})^{-a_{i,j}-1} \quad (2)$$

В формуле (2)  $x_i$  означает упорядоченный набор переменных интегрирования от  $-\infty$  до  $+\infty$ ;  $\Omega$  — инвариантный объем для трех переменных

$$U_{i,j} = \frac{(x_j - x_i)(x_{j+1} - x_{i-1})}{(x_j - x_{i-1})(x_{j+1} - x_i)}$$

— инвариантные ангармонические

отношения.

Наличие или отсутствие спонтанных вакуумных переходов частиц в вакуум связано с аналитическими свойствами  $B_n^R(\beta, p_1, \dots, p_n)$  как функции параметра  $\beta$ . В случае, когда  $B_n^R(\beta, p_1, \dots, p_n)$  являются многозначными функциями параметра  $\beta$ , значению  $\beta = 0$  на различных листах этих функций, соответствуют различные наборы дуальных амплитуд, связанных с исходными спонтанными вакуумными переходами.

Для выяснения аналитических свойств функций  $B_n^R(\beta, p_1, \dots, p_n)$  мы рассмотрели дуальную модель с интерсептом траектории  $a_0 = -1$ . В этом случае суммирование в формуле может быть проведено точно и приводит к переопределению параметров траекторий исходной модели и к появлению новых траекторий.

Главная траектория Редже сдвигается на величину  $2a$  по сравнению с траекторией исходной модели. Для внешних частиц, находящихся на сдвинутой главной траектории амплитуды рассеяния принимают вид

$$B_n^R(p_1, \dots, p_n) = \left(\frac{\beta}{a}\right)^n \frac{1}{\Omega} \int \frac{\prod_i dx_i}{\prod_i (x_{i+2} - x_i)} (U_{i,j})^{-a_{i,j}-2a-1}, \quad (3)$$

$$a = \frac{1}{\pi} \arcsin \pi \beta. \quad (4)$$

Начиная со второй дочерней траектории, появляются дополнительные траектории, сдвинутые на величину  $-2a$  по сравнению с исходной. Амплитуда рассеяния для внешних частиц, находящихся на сдвинутой таким образом траектории получается из формулы (3) заменой  $q \rightarrow -a-1$ . Частицы, находящиеся на траекториях, сдвинутых на  $2a$  и на  $-2a$  не могут переходить друг в друга.

Множитель  $(\beta/a)^n$  в формуле (3) соответствует перенормировке волновых функций каждой из внешних частиц. При нормировке волновых функций частиц на единицу, соответствующий множитель также следует заменить на единицу.

Возникающие в рассматриваемой модели спонтанные вакуумные переходы связаны с многозначностью функции (4). Нулевому значению

параметра  $\beta$  для функции (4) соответствует бесконечное множество значений величины  $\alpha$ :

$$\alpha = n \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

каждому из которых соответствует определенные наборы дуальных амплитуд.

При  $n = 0$  и  $n = -1$  главная траектория в амплитудах рассеяния имеет минимальное значение интерсепта  $\alpha_0 = -1$ . При  $n = 1$  и  $n = -2$  интерсепт главной траектории становится равным единице. При переходе от случая с  $n = 0$  к случаю с  $n = 1$  квадрат массы частиц меняет знак, что находится в соответствии с аналогичной ситуацией в  $\lambda\phi^3$ -теории.

При дальнейшем увеличении  $n$  происходит соответственное возрастание интерсепта главной траектории.

Аналогичная ситуация, по-видимому, имеет место и в других дуальных моделях <sup>1)</sup>.

Физико-технический институт  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
19 июля 1974 г.

#### Литература

- [1] Д.В.Волков, А.А.Желтухин, А.И.Пашнев. ЯФ, 18, 902, 1973.
- [2] K.Bardakci. Nucl. Phys. B68, 331, 1974; B70, 397, 1974.
- [3] Z.Koba, H.V.Nielsen. Nucl. Phys., B10, 637, 1970; E.Dohini, S.Sciuto. Annals of Physics, 58, 388, 1970.