Письма в ЖЭТФ, том 39, вып. 10, стр. 494 – 497 *25 мая 1984 г.*

ДИНАМИЧЕСКОЕ НАРУШЕНИЕ ЦВЕТОВОЙ СИММЕТРИИ В СУПЕРСИММЕТРИЧНЫХ ТЕОРИЯХ ЯНГА – МИЛЛСА С МАТЕРИЕЙ

А.И.Вайнштейн, В.И.Захаров, В.А.Новиков, М.А.Шифман

В суперсимметричной КХД (при малой лагранжевой массе материи) и в $SU(5)$-теории с двумя антипятерками и двумя десятками (при малой юкавской константе) происходит спонтанное нарушение цвета, векторные безоны становятся очень тяжелыми, возникает теория слабой связи, конфайнмент отсутствует.

В последнее время выяснилось, что рассмотрение инстантонов в суперсимметричных теориях приводит в некоторых случаях к точным ответам для физических амплитуд [1]. Удается вычислить некоторые вакуумные конденсаты, например, конденсат глюино. В работах [2,3] подобные инстантонные вычисления были дополнены предположением о кластеризации корреляторов на больших расстояниях и соотношениями для различных конденсатов, которые следуют из тождеств Уорда. Решая возникающую систему уравнении для конденсатов можно придти к такому важному выводу, как необходимость спонтанного нарушения суперсимметрии в некоторых теориях [3].

С другой стороны, в работе [4] инстантонные вычисления были использованы не для вывода общих соотношений, а для анализа эффективного потенциала скалярных полей в суперсимметричных теориях. Было показано, что в теориях типа суперсимметричной квантовой хромодинамики с малой массой полей материи генерируется динамический механизм Хиггса.

В настоящей работе мы показываем, что кластеризация корреляторов согласуются с явными инстантонными вычислениями. Далее, одноинстантонное приближение для вычисления корреляторов может быть строго обосновано в предложенной модели с киральными полями материи [3,5] в пределе малой константы связи взаимодействия Юкавы (см. ниже). Можно утверждать, что в этих моделях имеет место спонтанное нарушение как цветовой симметрии, так и суперсимметрии, причем явление происходит в режиме *слабой связи*, т.е. спектр частиц и амплитуды различных процессов вычислимы в терминах полей, входящих в лагранжиан.

Утверждение о распадении корреляторов продемонстрируем на примере простейшей суперсимметричной калибровочной теории с лагранжианом

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{64g^2}\int d^2\theta W^\alpha W_\alpha + \frac{1}{4}\int d^4\theta[\bar{S}e^V S + \bar{T}e^{-V}T] + [\frac{m}{2}\int d^2\theta T\bar{S} + \text{э. с.}], \tag{1}$$

где $S, \bar{T}$ – суперполя материи, дублеты по цвету, W_α – суперполе напряженности глюонного поля, V – суперполе, включающее вектор-потенциал глюонного поля (V и W_α – триплеты по цвету), g – константа связи, m – масса частицы, причем m считается малой, $m \ll \Lambda$, где Λ – фундаментальный размерный параметр теории, входящий в закон асимптотической свободы для g^2.

Для получения физически интересных результатов, следуя методу [1], в этой теории полезно рассмотреть коррелятор [2]

$$< 0 \,|T\{W^2(x_1, \theta_1), S\bar{T}(x_2, \theta_2)\}|\, 0 > \tag{2}$$

где (x_i, θ_i) – координаты в суперпространстве. При $(x_1 - x_2) \to 0$ этот коррелятор насыщается инстантонами малых размеров, $\rho \sim |x_1 - x_2|$, и является константой

$$< 0 \,|\, T\{W^2(x_1, \theta_1), S\bar{T}(x_2, \theta_2)\}|\, 0 > = \frac{Cg^2}{64\pi^4}\Lambda^5, \tag{3}$$

где C и Λ входят ыв определение плотности инстантонов:

$$\mu(x_0, \rho, \alpha, \bar{\beta}, \eta_1, \eta_2) = C\Lambda^5 d\rho\, d^4x_0\, d^2\alpha\, d^2\bar{\beta}\, d\eta_1\, d\eta_2\,. \tag{4}$$

Здесь x_0 – положение центра инстантона, ρ – его размер, $\alpha, \bar{\beta}, \eta_{1,2}$ – грассмановы числа, коэффициенты разложения по нулевым фермионным модам (нормированным на единицу).

Из суперсимметрии следует, что если коррелятор (2) есть константа на малых расстояниях, то он остается равным этой константе и на больших расстояниях. Используя, далее, кластеризацию коррелятора (2) на больших расстояниях, можно утверждать, что

$$< \lambda\lambda > < st^+ > = \frac{Cg^2}{64\pi^4}\Lambda^5, \tag{5}$$

где λ – поля глюино, s, t – скалярные поля, входящие в суперполя материи S, T.

Дополняя (5) следствием из тождества Уорда [6]

$$\frac{1}{32\pi^2} < \lambda\lambda > = m < s t^+ > \qquad (6)$$

можно найти оба конденсата, причем конденсат скалярного поля оказывается параметрически большим, если $m \to 0$:

$$< st^+ > = \left(\frac{Cg^2 \Lambda^5}{2^{11}\pi^6} \right)^{1/2} m^{-1/2}. \qquad (7)$$

Это означает, что скалярное поле классическое, и происходит спонтанное нарушение цветовой симметрии.

В результате спонтанного нарушения цветовой симметрии возникает большая масса у векторного поля и *эффективная константа связи мала на всех расстояниях.* Поэтому мы можем проверить соотношение (5) – центральное для всего анализа – явным вычислением конденсата $<\lambda\lambda>$, генерируемого инстантонами. Важно, что интеграл по размерам инстантона теперь сходящийся и определяется размерами инстантона порядка $\rho \sim 1/(g\sqrt{<st^+>})$. С технической и принципиальной точек зрения вычисление конденсата $<\lambda\lambda>$ совсем иное чем вычисление коррелятора (2) на малых расстояниях, которое определяется вкладом инстантонов произвольно малого размера и никак не зависит от вакуумного конденсата скалярного поля.

Конденсат $<\lambda\lambda>$ оказывается равным

$$<\lambda\lambda> = \int g^2 \frac{3}{\pi^2} \frac{\rho^4 d^4 x_0}{(x_0^2 + \rho^2)^4} v^2 \rho^3 d\rho \exp(-4\pi^2 \rho^2 v^2) C\Lambda^5 = Cg^2\Lambda^5/64\pi^4 v^2, \qquad (8)$$

$$< s > = < t > = v \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix},$$

так что соотношение (5) действительно выполнено в режиме слабой связи. При этом суперсимметрия не нарушается в соответствии с [7].

Если рассмотреть киральные теории, т.е. такие где введение массы запрещено цветовой симметрией, то соответствующие соотношения типа (5), (6) не могут быть разрешены без допущения конденсатов, которые должны отсутствовать в суперсимметричном вакууме [3,5]. Это рассматривается как серьезное указание на то, что суперсимметрия спонтанно нарушена.

Пример такого рода – $SU(5)$ калибровочная теория с двумя (анти) пятиплетами и двумя декуплетами Φ_i^α, $X_{\alpha\beta}^i$ ($i = 1, 2$; $\alpha = 1, \ldots, 5$). Помимо кинетического члена в лагранжиане есть юкавское взаимодействие

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = \sum_i h_i \int d^2\theta\, \Phi_k^\alpha\, \Phi_l^\beta\, X_{\alpha\beta}^i\, \epsilon^{kl} + \text{э.с.}, \qquad (9)$$

где $h_{1,2}$ – две независимые константы связи, $\epsilon^{kl} = -\epsilon^{lk}$.

Одно из основных утверждений настоящей работы состоит в том, что при $h_{1,2} \to 0$ мы имеем дело с теорией с малой эффективной константой связи. В этом пределе все соотношения для конденсатов проверяются явно (см. выше), и нарушение цветовой симметрии и суперсимметрии можно считать доказанным.

В ситуации, когда суперсимметрия спонтанно нарушена и есть безмассовая спинорная частица, голдстино, система соотношений для конденсатов несколько меняется из-за необходимости учесть в тождествах Уорда поверхностные члены.

Например, при усреднении по суперсимметричному вакууму очевидно, что [3]

$$< F_\beta^{*i}\, \eta_{\gamma\delta}^k\, \eta_{\rho\sigma}^l\, \epsilon^{\beta\gamma\delta\rho\sigma} > = < \{ \bar{Q}\, \psi_\beta^{*i}\, \eta_{\gamma\delta}^k\, \eta_{\rho\sigma}^l\, \epsilon^{\beta\gamma\delta\rho\sigma} \} > = 0, \qquad (10)$$

где F^β, ϕ^β, ψ^β – соответственно, F – член, скалярное и спинорное поле из супермультиплета Φ^β, введенного выше, $\eta_{\gamma\delta}$ – скалярное поле из суперполя $X_{\gamma\delta}$. Теперь соотношение (10) переходит в общем случае в

$$< F^*\eta\eta > = \gamma_1\gamma_2, \tag{11}$$

где γ_1 – вычет для перехода супертока и голдстино, γ_2 – аналогичная величина для оператора $\psi^*\eta\eta$. Более того, в режиме слабой связи скалярные поля в (11) можно заменить на их вакуумные, классические значения.

Что касается предсказаний для корреляторов, которые следуют из инстантонных вычислений на малых расстояниях (см., например, (3)), то они остаются без изменения и в случае спонтанного нарушения суперсимметрии. Так возникает система соотношений для конденсатов, которая в принципе позволяет определить все конденсаты.

Мы ограничимся здесь кратким обсуждением свойств решения. Спектр частиц состоит из „тяжелых" частиц, „легких" и безмассового голдстино. Масса тяжелых частиц, в частности векторных бозонов, порядка $m_H \sim g(\Lambda/h^{2/11})$. Масса легких частиц порядка $\Lambda h^{9/11}$.

В рассмотренном примере h – безразмерное число, $h \to 0$. Если h строго равна нулю, то в теории нет низшего состояния [3,5]. Можно представить, однако, что в этом случае гравитационные взаимодействия приводят к эффективному лагранжиану, который содержит высокие степени полей и обратные массы Планка m_P. Обычно существование таких малых членов никак не сказывается на свойствах частиц при малых энергиях. Однако, в нашем случае именно эти малые члены фиксировали бы нижнее состояние, т.е. вакуум. Возникла бы иерархия масс, построенных из степеней Λ и m_P.

Разумеется, возможные феноменологические приложения требуют отдельного обсуждения. Однако, само существование теорий, в которых и нарушение цвета и нарушение суперсимметрии происходит когда константа мала и все физические величины в принципе вычислимы, кажется нам очень интересной.

Основные выводы таковы. В суперсимметричной КХД (при $m \sim 0$), либо в $SU(5)$-теории с двумя Φ и X (при $h_{1,2} \sim 0$) имеет место спонтанное нарушение цвета, возникает слабая связь, *конфайнмент отсутствует* SUSY либо сохраняется (первый случай), либо спонтанно нарушается (второй случай). В этом режиме спонтанное нарушение SUSY *обязательно* сопровождается нарушением цветовой симметрии (поскольку голдстино сводится к лагранжевым полям ψ λ, а суперток – синглет по цвету). При $m \sim \Lambda$, или $h_{12} \sim 1$ или в $SU(5)$-теории с одним Φ и X имеем дело с теорией сильной связи. Можно думать, однако, что цветовая симметрия остается нарушенной, что приводит к весьма необычной динамической ситуации.

Авторы признательны М.Б.Волошину за замечания.

Литература

1. *Novikov V.A., Shifman M.A., Vainshtein A.I., Zakharov V.I.* Nucl. Phys., 1983, **B229**, 391, 407.
2. *Rossi G.C., Veneziano G.* Preprint CERN TH-3771, Geneve 1983.
3. *Meurice Y., Veneziano G.* Preprint CERN TH-3803, Geneve 1984.
4. *Affleck I., Dine M., Seiberg N.* Preprint Inst. Adv. Study, Princeton, Nov., 1983.
5. *Affleck I., Dine M., Seiberg N.*, Preprint Inst. Adv. Study, Princeton, Dec., 1983.
6. *Clark T.E., Piguet O., Sibold K.* Nucl. Phys., 1979, **B159**, 1; *Konishi K.* Preprint CERN TH-3732, Geneve, 1983.
7. *Witten E.* Nucl. Phys., 1981, **B188**, 513, ibid, 1982, **B202**, 253.

Институт теоретической
и экспериментальной физики

Поступила в редакцию
5 апреля 1984 г.