Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 7, стр. 301 – 303 *10 октября 1986 г.*

ОБРАЗОВАНИЕ ЯНГ-МИЛЛСОВСКОГО КРИСТАЛЛА В ЭЛЕКТРОСЛАБОЙ ТЕОРИИ ПРИ ВЫСОКИХ ФЕРМИОННЫХ ПЛОТНОСТЯХ

Д.Ю.Григорьев, Д.В.Дерягин, В.А.Рубаков

На примере стандартной модели электрослабых взаимодействий показано, что для калибровочных (V–A)-теорий при высоких фермионных плотностях и нулевой температуре характерно образование пространственно-неоднородного конденсата векторных бозонов.

В калибровочных (V–A)-теориях при высоких фермионных плотностях существенную роль играют эффекты, связанные с несохранением фермионного числа за счет треугольной аномалии [1, 2]. В случае нейтральной по всем калибровочным зарядам фермионной материи они приводят к нестабильности нормального состояния относительно образования конденсата калибровочных полей. Здесь мы рассмотрим холодные системы с отличными от нуля плотностями калибровочных зарядов фермионов. В таких системах существует другой механизм конденсации векторных бозонов [3, 4], который, в отличие от нейтральной среды, возникает уже на древесном уровне. В рамках древесного приближения этот конденсат пространственно однороден. В этой работе мы покажем, что учет эффектов, обусловленных аномалией в фермионном (барионном, лептонном) токе, приводит к неоднородности конденсата векторных бозонов, а именно, к образованию структуры типа[1)]

$$\mathbf{A}^1 = C(\mathbf{e}_1 \cos \mathbf{kx} - \mathbf{e}_2 \sin \mathbf{kx}), \qquad (1)$$

где $\mathbf{A}^a$ – конденсат калибровочного поля, направление импульса $\mathbf{k}$ произвольно, $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ – единичные вектора поляризации, ортогональные $\mathbf{k}$.

Рассмотрим для определенности стандартную теорию электрослабых взаимодействий и введем химические потенциалы μ_L и μ_B для лептонного и барионного числа. На древесном уровне конденсаты бозонных полей однородны [3]. Выберем унитарную калибровку. Используя остаточную калибровочную инвариантность относительно $U(1)_{EM}$, можно показать, что в наинизшем состоянии отличны от нуля, вообще говоря, конденсаты полей A_0^3, $\mathbf{A}^1$ и Z_0, где A^a_μ и Z_μ – калибровочные поля группы $SU(2)$ и поле Z – бозона соответственно. Интегрируя по фермионам, получаем эффективное действие для бозонных полей:

$$S^{(0)}_{eff} = -V\left\{-\frac{1}{24\pi^2}\Sigma\mu^4_{eff} + U(\sigma) + \frac{C^2}{2}\left[\left(\frac{g\sigma}{2}\right)^2 - (gA_0^3)^2\right] - \frac{e^2\sigma^2 Z_0^2}{2\sin^2\theta_W}\right\}, \qquad (2)$$

---

1) В работе [5] поле аналогичной структуры изучалось в рамках классической калибровочной теории и было названо янг-миллсовским кристаллом.

где $C^2 = (\mathbf{A}^1)^2$, σ — хиггсовское поле, $U(\sigma)$ — его древесный потенциал, V — объем системы. Суммирование в (2) ведется по всем киральным компонентам кварков и лептонов, причем $\mu_{eff} = B\mu_B + L\mu_L + gQA_0^3 + (eY/\sin 2\theta_W) Z_0$, где B, L, Q и Y — барионное, лептонное число, заряд и слабый гиперзаряд фермиона. Выражая A_0^3 и Z_0 через физические переменные с помощью уравнений связи $\partial S_{eff}^{(0)}/\partial A_0^3 = \partial S_{eff}^{(0)}/\partial Z_0 = 0$, находим плотность большого термодинамического потенциала как функцию C и σ. При малых C она имеет вид (с точностью до несущественных поправок порядка g^2):

$$\omega^{(0)} = \left[\left(\frac{g\sigma}{2}\right)^2 - (gA_0^3)^2\right] C^2 + aC^4 + U(\sigma) + \text{const}, \tag{3}$$

где A_0^3 удовлетворяет уравнению

$$(\mu_L - gA_0^3)^3 + \left(\frac{1}{3}\mu_B - \frac{1}{3}gA_0^3\right)^3 - 2\left(\frac{1}{3}\mu_B + \frac{2}{3}gA_0^3\right)^3 = 0 \tag{4}$$

$a = (gA_0^3)^2\,[\partial^2(\Sigma\mu_{eff}^4)/\partial(gA_0^3)^2]^{-1} > 0$. $\omega^{(0)}$ имеет минимум при $\sigma = \sigma_0(1 + O(g^2))$, где σ_0 — вакуумное среднее хиггсовского поля. Из (3), (4) следует, что с ростом μ_B и μ_L происходит, вообще говоря, фазовый переход второго рода с образованием конденсата W-бозонов, $C \neq 0$. Критические значения μ_B и μ_L удовлетворяют уравнению (4) с $(gA_0^3)^2 = m_W^2 = \left(\frac{g\sigma_0}{2}\right)^2$. (Случай $\mu_B = 3\mu_L$ рассмотрен в [1] и соответствует нейтральной материи; в этом случае конденсат W-бозонов не возникает [4]). При $\mu_B, \mu_L \gg \sigma_0$ конденсаты ведут себя следующим образом: $C \sim \sigma \sim g^{-1/3}[\mu_L^3 - (^1/_3\mu_B)^3]^{1/3}$.

Неоднородность W-бозонного конденсата возникает при учете петлевых поправок. В интересующем нас случае $gC \ll \mu_L, \mu_B$ достаточно ограничиться вычислением однопетлевого поляризационного оператора. Особенностью данной задачи по сравнению с известными расчетами [6,1] является тот факт, что выражения для фермионных пропагаторов, соответствующих внутренним линиям одной и той же диаграммы, содержат различные значения эффективных химических потенциалов. Это обусловлено взаимодействием фермионов среды со средними полями A_0^3 и Z_0. Общее выражение для поляризационного оператора довольно громоздко, однако достаточно учитывать только часть, линейную по импульсу W-бозона. В этом приближении термодинамический потенциал имеет вид:

$$\Omega = \int d^3x \left[\frac{1}{4}(F_{ij}^a)^2 - \bar{\mu}\,\frac{g^2}{16\pi^2}\,\epsilon_{ijk}\partial_i A_j^a A_k^a + \omega^{(0)}(C, \sigma)\right], \tag{5}$$

где $\bar{\mu} = \Sigma\mu(1 + (gA_0^3)^2/12\mu^2)$, суммирование ведется по левым фермионным дублетам, μ — среднее значение μ_{eff} по дублету. Второе слагаемое в (5) возникает на однопетлевом уровне и связано с наличием аномалии в фермионном токе.

Из (5) следует, что W-бозонный конденсат имеет структуру (1), причем амплитуда C и критическая плотность совпадают, с точностью до поправок порядка g^2, с соответствующими древесными значениями, а импульс равен $k = g^2\bar{\mu}/16\pi^2 \sim (g^2/16\pi^2)\mu_B, \mu_L$. Малость k по сравнению с μ_B, μ_L оправдывает сделанные выше приближения.

Таким образом, характерным свойством калибровочных (V–A)-теорий при высоких фермионных плотностях и нулевых температурах является образование пространственно-неоднородного конденсата векторных бозонов (янг-миллсовский кристалл). Такие конденсаты должны возникать в моделях ранней Вселенной с промежуточной холодной стадией (модели этого типа обсуждались недавно в [7]).

Рассмотренное в этой работе состояние холодной плотной фермионной материи является, строго говоря, метастабильным, поскольку туннельные процессы, обусловленные сложной структурой вакуума, могут приводить к уменьшению фермионного числа [8]. Представляет несомненный интерес оценка скорости таких процессов в плотной среде; не исключено, что она значительно превышает скорость инстантонных процессов в вакууме.

Авторы благодарны В.А.Кузьмину, В.А.Матвееву и А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения.

Литература

1. *Рубаков В.А., Тавхелидзе А.Н.* Теор.мат.физ., 1985, **65**, 250; Phys. Lett., 1985, **165B**, 109; *Rubakov V.A.*, Prog. Theor. Phys., 1986, **56**, 988.
2. *Матвеев В.А., Рубаков В.А., Тавхелидзе А.Н., Токарев В.Ф.* Труды Международного семинара "Кварки-86", Сухуми, 1986.
3. *Linde A.D.* Phys. Lett., 1979, **86B**, 39.
4. *Криве И.В.* ЯФ, 1980, **31**, 1259.
5. *Линде А.Д.* Письма в ЖЭТФ, 1978, **27**, 470.
6. *Фрадкин Е.С.* Труды ФИАН, М.: Наука, 1965, **29**.
7. *Affleck I., Dine M.* Nucl. Phys., 1985, **B249**, 361.
8. *'t Hooft G.* Phys. Rev. Lett., 1976, **37**, 8.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
10 июля 1986 г.