

КОНДЕНСАЦИЯ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ В ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ФАЗЕ НЕАБЕЛЕВЫХ МОДЕЛЕЙ ЕДИНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С КОНЕЧНОЙ ФЕРМИОННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ ВНЕШНЕГО ЗАРЯДА

О.К.Калашников, Л.В.Разумов

*Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР
117924, Москва*

Поступила в редакцию 8 января 1991 г.

Найдено при $T \gtrsim T_c$ и вдали от T_c температурное поведение кривой $\rho_c(T)$, определяющей границу конденсата калибровочных бозонов в фазе симметричного хиггсовского вакуума для неабелевых моделей единого взаимодействия с конечной фермионной плотностью внешнего заряда ρ . Показано, что при $\rho < \rho_c$ появление конденсата исключается и вид фазовой диаграммы существенно зависит от значения параметра $k = M_H/M_W$.

Изучение фазовых переходов, связанных с W -конденсацией в моделях единого взаимодействия, является важной физической задачей, имеющей интересные следствия как для теории великого объединения (ТВО), так и в космологии. Конденсация заряженных калибровочных бозонов возникает для неабелевых полей с конечной плотностью фермионного заряда, если одновременно требовать сохранения полной электронейтральности всей системы в целом. Такое явление для квантовых моделей было впервые предсказано в работах ^{1,2} и впоследствии обобщено на случай конечных температур рядом других авторов ^{3,4}. Однако в работах ^{3,4} и во всех последующих работах (см., например, ^{5,6}) изучались свойства W -конденсата для моделей ТВО в фазе несимметричного хиггсовского вакуума и делались лишь качественные оценки для фазы с восстановленной симметрией. В то же время вычисления в высокотемпературной фазе с симметричным хиггсовским вакуумом также актуальны, так как определяют правую границу области W -конденсата и, в целом, позволяют

получить замкнутую картину этого явления во всем интервале температур и плотностей внешнего заряда.

Нами исследуется упрощенная модель электрослабого взаимодействия (модель Вайнберга - Салама) с тем же мультиплетным набором полей, что и в работах 5,6

$$S = -\frac{1}{4}(G_{\mu\nu}^a)^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^2 - |(\partial_\mu - ig\frac{\tau^a}{2}W_\mu^a - i\frac{\tilde{g}}{2}B_\mu)\phi|^2 - \bar{\psi}_L\gamma_\mu(\partial_\mu - ig\frac{\tau^a}{2}W_\mu^a + i\frac{\tilde{g}}{2}B_\mu)\psi_L - \bar{e}_R\gamma_\mu(\partial_\mu + i\tilde{g}B_\mu)e_R - \frac{\lambda^2}{2}(\phi^+\phi - \frac{a^2}{2\lambda^2})^2, \quad (1)$$

хотя ряд несущественных членов в (1) сразу опущен. Все вычисления проводятся в симметричной фазе без хиггсовского конденсата с привлечением ряда самосогласованных выражений, определяющих спектр калибровочных бозонов ⁷ и скалярных полей ⁸ вблизи критической точки хиггсовской конденсации T_c и вдали от нее, когда $T \gg T_c$. Квантовое действие модели (1) строится стандартным методом ⁹, дополняя выражение (1) членами, фиксирующими калибровку, и членами, вносящими в теорию фиктивные (духовые) поля и их взаимодействие с полями материи. Для определенности мы следуем работе ⁶, в частности, фиксируем R_ζ -калибровку, и (что более важно) после введения стандартным образом (см., например, ^{4,5}) в модель (1) всех необходимых химических потенциалов, строим ее калибровочно инвариантную версию с помощью дополнительных членов, найденных в ⁶.

В модель (1) введено три химических потенциала по методу работ ^{5,6}, что аппаратно проще, но полностью эквивалентно обычной схеме канонического квантования в статистической физике. Два химических потенциала (здесь μ_1 и μ_3 необходимы для сохранения электрического и слабого нейтральных зарядов, третий химический потенциал μ_2 вводится непосредственно в (1) как дуальный оператору лептонной плотности

$$N_L = \bar{e}\gamma_4 e + \frac{1}{2}\bar{\nu}\gamma_4(1 + \gamma_5)\nu \quad (2)$$

и обеспечивает сохранение величины (2) в соответствии с выбранными внешними условиями. Простейший путь введения химических потенциалов μ_1 и μ_3 в изучаемую модель эквивалентен предположению о существовании ненулевых вакуумных значений для ряда калибровочных полей.

$$\begin{aligned} \langle W_\mu^3 \rangle &= \frac{i}{g} \left[\mu_1 - \mu_3 \frac{2 \cos^2 \theta}{\cos 2\theta} \right] u_\mu, \\ \langle B_\mu \rangle &= \frac{i}{\tilde{g}} \left[\mu_1 + \mu_3 \frac{2 \sin^2 \theta}{\cos 2\theta} \right] u_\mu, \end{aligned} \quad (3)$$

и введения их в модель (1) путем сдвижки соответствующих полей согласно (3).

При $T \geq T_c$ нами изучались спектры всех элементарных возбуждений модели (1) и в первую очередь спектры заряженных W -калибровочных полей, которые при $\mu_i \neq 0$ могут конденсироваться в определенном интервале температур. Уравнение W -конденсации имеет стандартный вид ⁶

$$M_W = \pm \mu_W \quad (4)$$

и должно решаться совместно с уравнениями экстремума термодинамического потенциала, определяющими зависимость μ_W от температуры и внешней плот-

ности (здесь плотности лептонного заряда ρ). Решение последней задачи (хотя априори ясно, что

$$\mu_W = \rho\eta^2/T^2 \quad (5)$$

при $T \gtrsim T_c$) представляет весьма трудоемкую часть в общем объеме изучаемой проблемы и самосогласованное вычисление коэффициента η будет дано впоследствии. Здесь мы считаем, что при $T \gtrsim T_c$ коэффициент η является слабо меняющейся функцией температуры и для оценок его значение может быть взято из работы ⁶, где $1/\eta^2 = 73/36$. Другими словами, мы надеемся, что функция $\mu(\rho)$ не испытывает существенного изменения на границе фаз, а скорее всего остается непрерывной и гладкой функцией ρ по всем интервалам изменения температур.

Выражение для эффективной массы W -бозона при $T \gtrsim T_c$ выбирается нами согласно работе ⁷

$$M_W(T) = \frac{T}{T_c} M(T_c) - \frac{g^2}{8\pi} m(T) T_c / M(T_c), \quad (6)$$

в котором $m(T)$ - эффективная масса скалярных частиц, взятая из работы ⁸. Использование такого выражения для M_W является центральным пунктом предлагаемой работы и только на его основе удастся получить физически разумную картину изучаемого явления. При $T \gg T_c$ выражение для M_W (как было ранее найдено в работе ¹⁰) упрощается и для модели (1) имеет вид

$$M_W(T) = \sqrt{5/18} g T, \quad (7)$$

где предполагается, что $g^2 \lesssim 1$. В частности, при расчетах полезно в (7) вместо g^2 использовать $g_{eff}^2(T)$, построенное по стандартным рецептам (см., например, ¹¹).

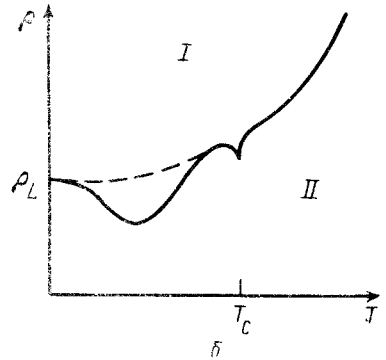
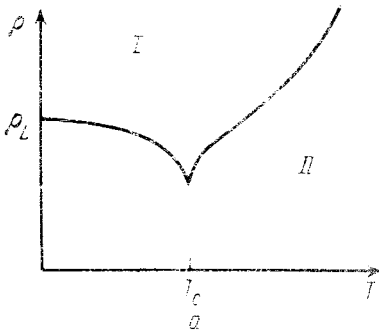


Рис. 1. Фазовая диаграмма W -конденсации (части кривой ниже взята из работы ⁶). W -конденсат существует в зоне I, нормальной фазе соответствует зона II. Значение $\rho_c = (a/k)^3/6\pi^2$ взято из работы ¹: а - случай легкого хиггса ($k < 1/\pi$); б - предел $k^2 \gg 1$. В обоих случаях критическая плотность ρ_c (минимум кривой $\rho_c(T)$) не равна нулю. Здесь $k = 2\lambda/g$

Для определения правой границы W -конденсации (кривой $\rho_c(T)$) необходимо решить уравнение (4), используя выражение (5) и формулу (6) или (7). При $T \gg T_c$ (где используется (7)) асимптотической кривой $\rho_c(T)$, является кубическая парабола

$$\eta^2 \rho_c(T) = \sqrt{5/18} g T^3, \quad (8)$$

однако, в отличие от ранее сделанных оценок (см., например, ^{4,6}), кривая $\rho_c(T)$ при $T = T_c$ в ноль не обращается. Согласно формуле (6) (в которой $m(T) = \frac{2\pi}{3}(T - T_c)$ вблизи T_c , как в работе ⁸, находим, что

$$\eta^2 \rho_c(T) = \tilde{M}(T_c) T^3 \left(1 - \frac{g^2}{12 T \tilde{M}^2(T_c)} \right), \quad (9)$$

где $\tilde{M} = M/T$ - приведенная масса (функция слабо зависящая от температуры). Важно, что формула (9) (по нашему мнению) справедлива в некотором интервале температур вблизи T_c (как выше, так и ниже этой точки) и сингулярность в T_c есть сигнал о фазовом переходе в хиггсовском секторе теории. Кривая $\rho_c(T)$ всюду непрерывна и, в частности, ее поведение вблизи $T = 0$ (которое здесь не изучается) можно позаимствовать из работ ^{5,6} а также ¹².

В целом, поведение кривой $\rho_c(T)$ весьма чувствительно к величине параметра k^2 (здесь $k = M_H/M_W$ и справедлива оценка)

$$\rho_L/\rho_c(T_c) = g^2(1 + k^2/3)^{3/2}/\pi^5 k^3, \quad (10)$$

однако при любом значении k^2 появление конденсата при плотностях ρ меньших некоторой критической плотности $\rho_c \neq 0$ исключено. При $k \lesssim 1/\pi^2$ критическая плотность ρ_c заведомо ниже ρ_L (см. рис. а), но в случае тяжелых хиггсовских бозонов (когда $k^2 \gg 1$), в принципе, возможен и альтернативный вариант (см. пунктирную кривую на рис. в). На эту возможность указывалось в работах ^{5,12}, хотя авторы данной статьи считают, что даже в случае $k^2 \gg 1$ наиболее вероятна другая ситуация (как изображена на рис. в сплошной линией). Мы также надеемся, что полученные в статье результаты на качественном уровне модельно независимы и справедливы для любой неабелевой теории единого взаимодействия. Вид кривой $\rho_c(T)$ всецело определяется температурным поведением массы векторных полей $M(T)$, которое имеет универсальный характер (см. работы ⁷, а также ¹³).

Литература

1. Linde A.D. Phys. Lett. B, 1979, 86, 39.
2. Криве И.В. ЯФ, 1980, 31, 1259.
3. Калашников О.К. Перес Рохас У. КСФ, 1986, N2, 23.
4. Perez Rojas H., Kalashnikov O.K. Nucl. Phys. B, 1987, 293, 241.
5. Ferrer E., de la Incera V., Shabad A.E. Nucl. Phys. B, 1988, 309, 120.
6. Kalashnikov O.K., Razumov L.V., Perez Rojas H. Preprint, TPI-MINN-89/39-T Phys. Rev., 1990.
7. Калашников О.К., Разумов Л.В. ЯФ, 1991, N4, в печати.
8. Dolan L., Jackiw R. Phys. Rev. D, 1974, 9, 3320.
9. Fradkin E.S., Tyutin Rivista I.V. Nuova Cim., 1974, N4, 1.
10. Калашников О.К., Климов В.В. ЯФ, 1980 31, 1357.
11. Kalashnikov O.K. Fortschr. Phys., 1984, 32, 525.
12. Kapusta J.I. Preprint TPI-MINN-90/6-T. Phys. Rev. 1990.
13. Smilga A.V. Phys. Lett. B, 1989, 222, 462.