Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. Бордаг, В. В. Скалозуб, Суммирование всех лепестковых диаграмм в $O(N)$ -модели вблизи температуры фазового перехода, *ТМФ*, 2002, том 131, номер 1, 4–14

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1943>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 52.87.193.239

26 апреля 2023 г., 14:35:34

СУММИРОВАНИЕ ВСЕХ ЛЕПЕСТКОВЫХ ДИАГРАММ В $O(N)$ -МОДЕЛИ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Исследован температурный фазовый переход в теории N -компонентного скалярного поля. В приближении суммирования всех диаграмм лепесткового типа получен слабый фазовый переход первого рода. При $N \rightarrow \infty$ он становится фазовым переходом второго рода. Проведено сравнение с другими подходами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследования фазового перехода в N -компонентной ϕ^4 -теории при конечной температуре проводились в течение многих лет различными методами. Интерес к этой теории обусловлен, в частности, тем, что для $N = 4$ она описывает скалярный сектор стандартной электрослабой модели, а для некоторых больших N соответствует ее различным расширениям. Для отрицательного квадрата голй массы в теории возникает спонтанное нарушение $O(N)$ симметрии до $O(N - 1)$. При достаточно высокой температуре исходная симметрия восстанавливается [1], [2]. Тип фазового перехода, определенный в пертурбативных (см., например, [3]–[5]) и в непертурбативных (решеточные симуляции, усредненное действие) [6]–[10] методах разложения при больших N , различен. В первом случае обнаружен фазовый переход первого рода, тогда как во втором – второго рода. По общему мнению, это несоответствие обусловлено потерей сходимости ряда теории возмущений вблизи критической температуры. В работах [11], [4], [12], использующих пертурбативные методы, просуммированы так называемые лепестковые диаграммы. В работах [13], [14] с помощью метода вспомогательной массы обнаружено, что фазовый переход как в $O(1)$ -, так и в $O(N)$ -моделях – второго рода. Ввиду важности этих результатов, мы обсудим их ниже более подробно. Здесь же только обратим внимание на то,

*University of Leipzig, Institute for Theoretical Physics, Leipzig, Germany.
E-mail: Michael.Bordag@itp.uni-leipzig.de

†Днепропетровский государственный университет, Днепропетровск, Украина.
E-mail: Skalozub@ff.dsu.dp.ua

что вычисленный в статьях [13], [14] эффективный потенциал имеет в минимуме минимальную часть. Это означает несостоятельность примененной вычислительной процедуры.

В нашей предыдущей статье [15] проведен подробный анализ фазового перехода в $O(1)$ -модели в приближении суммирования всех лепестковых диаграмм и класса диаграмм более высокого порядка. Для усовершенствования вычислений был развит новый метод, совмещающий второе преобразование Лежандра с решением уравнений шели в экстремумах функционала свободной энергии. Это позволяет устранить конденсат, возникающий в результате спонтанного нарушения симметрии, как переменную из уравнений шели и значительно упрощает расчеты. В указанном приближении мы получили фазовый переход первого рода и предполагавшееся исчезновение эффективного параметра разложения вблизи температуры фазового перехода. Было показано также, что минимум эффективного потенциала в сделанном приближении является действительным, как это и следует из соображений самосогласованности метода вычислений.

В данной статье мы применяем метод работы [15] к $O(N)$ -модели. Показано, что решение уравнений шели в приближении суммирования всех лепестковых диаграмм в минимуме свободной энергии приводит к фазовому переходу первого рода для любого конечного N . Он становится переходом второго рода в пределе $N \rightarrow \infty$. Наблюдаемый фазовый переход весьма близок к фазовому переходу второго рода и отличается от него в следующем после основного порядке по $1/N$ для конечных, но больших N .

План дальнейшего изложения следующий. В разделе 2 приведены необходимые сведения о преобразовании Лежандра второго рода и уравнениях Швингера–Дайсона. В разделе 3 решены уравнения шели в приближении суммирования всех лепестковых диаграмм для произвольного N . Раздел 4 посвящен обсуждению результатов.

2. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Рассмотрим теорию скалярного N -компонентного поля размерности $3 + 1$ в евклидовом пространстве. Действие имеет вид

$$S[\phi] = \int dx \left(\frac{1}{2} \phi(x) K \phi(x) - \frac{\lambda}{4N} (\phi(x))^4 \right), \quad (1)$$

где $K = \square - m^2$ — ядро свободного действия. Знак выбран таким образом, чтобы вакуумные функции Грина определялись функциональным представлением

$$Z \equiv e^W = \int D\phi e^S, \quad (2)$$

где W — функционал для связных функций Грина. Он выражается через свободную энергию F с помощью соотношения:

$$W = -FT, \quad (3)$$

где T – температура. Мы рассматриваем теорию при конечной температуре в формализме мнимого времени, так что интегрирование по петлям дается формулой

$$\mathrm{Tr}_p = T \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int \frac{d^3 \vec{p}}{(2\pi)^3} \quad (4)$$

с импульсом $p = (2\pi Tl, \vec{p})$ ($l \in Z$). Символом ϕ в формуле (1) обозначена совокупность N скалярных полей, $\phi = \{\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N\}$.

В действии (1) предполагается следующее суммирование по внутренним индексам:

$$\phi^2 = \sum_{a=1}^N \phi_a^2, \quad \phi^4 = \left(\sum_{a=1}^N \phi_a^2 \right)^2.$$

Перенормировка производится при нулевой температуре. Второе преобразование Лежандра приводит к представлению [16]

$$W = S[0] + \frac{1}{2} \mathrm{Tr} \ln \beta - \frac{1}{2} \mathrm{Tr} \Delta^{-1} \beta + W_2[\beta] \quad (5)$$

для связанных функций Грина, где пропагатор β удовлетворяет уравнению Швингера–Дайсона (ШД)

$$\beta^{-1}(p) = \Delta^{-1} - \Sigma[\beta](p) \quad (6)$$

и $\Delta = -K^{-1}$ – свободный пропагатор. Здесь $\Sigma[\beta](p)$ – функционал всех графов собственной энергии без пропагаторных вставок,

$$\Sigma[\beta](p) = 2 \frac{\delta W_2}{\delta \beta(p)}, \quad (7)$$

где берется функциональная производная (см. подробнее [16]), $W_2[\beta]$ – сумма всех двух-частично неприводимых графов, полученных из связанных функций Грина,

$$W_2[\beta] = \sum W[\beta] \quad (8)$$

с функцией $\beta(p)$ на линиях.

Приведенные формулы записаны в обобщенных обозначениях. Ниже мы выпишем их явно для $O(N)$ -модели. Но прежде чем это сделать, введем спонтанное нарушение симметрии путем обращения знака массового члена $m^2 \rightarrow -m^2$ в свободном пропагаторе Δ . Тогда на древесном уровне минимум энергии достигается путем сдвига полей $\phi_1 \rightarrow \eta + v$, где v – конденсат. Затем заменим обозначения $\{\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_N\} \rightarrow \{\eta + v, \phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{N-1}\}$, где η – поле Хиггса и $\{\phi_1, \phi_2, \dots, \phi_{N-1}\}$ – голдстоуновские поля, симметричные относительно $O(N-1)$ -преобразований.

После этих операций действие принимает вид

$$S[\eta, \phi] = \int dx \left[\frac{m^2}{2} v^2 - \frac{\lambda}{4N} v^4 + \eta \left(m^2 - \frac{\lambda}{N} v^2 \right) v + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \eta (\square - \mu_\eta^2) \eta + \frac{1}{2} \phi (\square - \mu_\phi^2) \phi - \frac{\lambda}{4N} (\eta^4 + 4\eta^3 v + 2(\eta^2 + 2\eta v) \phi^2 + \phi^4) \right], \quad (9)$$

где

$$\mu_\eta = -m^2 + 3\frac{\lambda}{N}v^2, \quad \mu_\phi = -m^2 + \frac{\lambda}{N}v^2$$

и по-прежнему предполагается суммирование по внутренним индексам. В импульсном представлении соответствующие свободные пропагаторы имеют вид

$$\Delta_\eta = p^2 + \mu_\eta^2, \quad \Delta_\phi = p^2 + \mu_\phi^2. \quad (10)$$

Пропагатор голдстоуновских бозонов диагонален $(\Delta_\phi)_{ab} = \delta_{ab} \Delta_\phi$. В этих обозначениях представление (5) для связанных вакуумных функций Грина принимает вид

$$W = S[0] + \frac{1}{2} \text{Tr} \ln \beta_\eta + \frac{N-1}{2} \text{Tr} \ln \beta_\phi - \\ - \frac{1}{2} \text{Tr} \Delta_\eta^{-1} \beta_\eta - \frac{N-1}{2} \text{Tr} \Delta_\phi^{-1} \beta_\phi + W_2[\beta_\eta, \beta_\phi], \quad (11)$$

где $W_2[\beta_\eta, \beta_\phi]$ – сумма по всем двухчастично неприводимым графам с пропагаторами β_η и β_ϕ на линиях, соответствующим полям η и ϕ . В модели $O(N)$ в симметричной фазе уравнение ШД образует набор N уравнений, эквивалентных одному. В случае нарушенной симметрии остается два уравнения,

$$\beta_\eta^{-1}(p) = \Delta_\eta^{-1} - \Sigma_\eta[\beta_\eta, \beta_\phi](p), \\ \beta_\phi^{-1}(p) = \Delta_\phi^{-1} - \Sigma_\phi[\beta_\eta, \beta_\phi](p), \quad (12)$$

где аналогично (7) функционал собственной энергии дается выражением

$$\Sigma_\eta[\beta_\eta, \beta_\phi](p) = 2 \frac{\delta W_2[\beta_\eta, \beta_\phi]}{\delta \beta_\eta(p)}, \\ \Sigma_\phi[\beta_\eta, \beta_\phi](p) = \frac{2}{N-1} \frac{\delta W_2[\beta_\eta, \beta_\phi]}{\delta \beta_\phi(p)}. \quad (13)$$

Здесь использовано соотношение

$$(\Sigma_\phi)_{ab} = \delta_{ab} \Sigma_\phi = 2 \frac{\delta W_2}{\delta (\beta_\phi)_{ab}} = \delta_{ab} \frac{2}{N-1} \frac{\delta W_2}{\delta \beta_\phi}.$$

При достаточно высокой температуре симметрия восстанавливается. Это означает, что величина конденсата $v = 0$ и массы хиггсовских и голдстоуновских частиц равны, $M_\eta =$

M_ϕ . Тогда все уравнения ШД сводятся к одному (6). При низкой температуре симметрия нарушена, $v \neq 0$, массы различны и нужно рассматривать два уравнения (12). Свободная энергия становится, таким образом, функцией конденсата и имеет при $v > 0$ минимум, который возникает уже на древесном уровне. Функционал может иметь и другие экстремумы. В этом случае, ввиду непрерывности свободной энергии как функции v , дополнительный экстремум для $v > 0$ должен быть максимумом, означающим наличие фазового перехода первого рода.

Далее, следуя работе [15], рассмотрим свободную энергию в ее экстремумах. Вычислим первую производную W из уравнения (11)

$$\frac{d}{dv^2} W[\beta_\eta, \beta_\phi] = \frac{m^2}{2} - \frac{\lambda}{2N} v^2 - \frac{3\lambda}{2N} \text{Tr } \beta_\eta - \frac{\lambda(N-1)}{2N} \text{Tr } \beta_\phi. \quad (14)$$

В этом выражении присутствуют, вообще говоря, вклады, пропорциональные $\partial\beta_\eta/\partial v^2$ и $\partial\beta_\phi/\partial v^2$. Однако они исчезают при учете уравнений ШД (12). Здесь мы также приняли во внимание, что в приближении суммирования всех лепестковых диаграмм интересующий нас член $W_2[\beta_\eta, \beta_\phi]$ не зависит от v^2 (см. ниже формулу (17)). Требуя теперь обращения в нуль производной, определяемой уравнением (14),

$$\frac{dW[\beta_\eta, \beta_\phi]}{dv^2} = 0, \quad (15)$$

получаем

$$\frac{\lambda}{N} v^2 = m^2 - 3\frac{\lambda}{N} \text{Tr } \beta_\eta - \frac{\lambda(N-1)}{N} \text{Tr } \beta_\phi. \quad (16)$$

Уравнение (16) должно рассматриваться вместе с уравнениями ШД (12).

Обратимся теперь к приближению суммирования всех лепестковых диаграмм. Такое приближение обеспечивается сохранением в функционале W_2 графов только с одной вершиной

$$\begin{aligned} W_2^{\text{SD}} &= \frac{1}{8} \text{ (two solid circles joined at a vertex) } + \frac{1}{4} \text{ (solid circle joined to a dashed circle) } + \frac{1}{4} \text{ (two dashed circles joined at a vertex) } = \\ &= -\frac{3\lambda}{4N} (\Sigma_\eta^{(0)})^2 - \frac{\lambda}{2} \frac{N-1}{N} \Sigma_\eta^{(0)} \Sigma_\phi^{(0)} - \frac{\lambda}{2} \frac{N^2-1}{N} (\Sigma_\phi^{(0)})^2. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь мы ввели обозначения $\Sigma_\eta^{(0)} = \text{Tr } \beta_\eta$ и $\Sigma_\phi^{(0)} = \text{Tr } \beta_\phi$ для графов, состоящих из одной линии, замкнутой через одну вершину.

Вернемся теперь к уравнениям ШД. В данном приближении графы собственной энергии в правой части уравнений (12) не зависят от импульса p . Следовательно, подстановка

$$\beta_\eta^{-1} = p^2 + M_\eta^2, \quad \beta_\phi^{-1} = p^2 + M_\phi^2 \quad (18)$$

для пропагаторов становится точной и уравнения ШД сводятся к щелевым уравнениям для соответствующих масс.

В восстановленной фазе конденсат $v = 0$ и массы $M_\eta = M_\phi \equiv M_r$, где

$$M_r^2 = -m^2 + \lambda \frac{N+2}{N} \Sigma^{(0)}. \quad (19)$$

В фазе с нарушенной симметрией конденсат в экстремуме свободной энергии дается уравнением (16) и уравнения (12) можно переписать в виде

$$M_\eta^2 = -m^2 + \frac{3\lambda}{N} v^2 + \frac{3\lambda}{N} \Sigma_\eta^{(0)} + \lambda \frac{N-1}{N} \Sigma_\phi^{(0)}, \quad (20)$$

$$M_\phi^2 = -m^2 + \frac{\lambda}{N} v^2 + \frac{\lambda}{N} \Sigma_\eta^{(0)} + \lambda \frac{N+1}{N} \Sigma_\phi^{(0)}. \quad (21)$$

Уравнение (16) следует из условия экстремума, представленного в виде

$$\frac{\lambda v^2}{N} = m^2 - \frac{3\lambda}{N} \Sigma_\eta^{(0)} - \lambda \frac{N-1}{N} \Sigma_\phi^{(0)}. \quad (22)$$

Используем соотношение (22) для преобразования первого уравнения щели (20),

$$M_\eta^2 = 2 \left(m^2 - \frac{3\lambda}{N} \Sigma_\eta^{(0)} - \lambda \frac{N-1}{N} \Sigma_\phi^{(0)} \right). \quad (23)$$

Уравнение (22) можно записать в виде

$$\frac{\lambda}{N} v^2 = \frac{M_\eta^2}{2}. \quad (24)$$

В этом случае уравнение (21) записывается как

$$M_\phi^2 = \frac{2\lambda}{N} (\Sigma_\phi^{(0)} - \Sigma_\eta^{(0)}). \quad (25)$$

Таким образом, все необходимые общие формулы получены, и мы можем приступить к решению этих уравнений.

3. РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЩЕЛИ

Решение щелевых уравнений (19), (23) и (25) может быть исследовано численно для некоторых λ и T . Нас интересует малая затравочная константа связи λ . Вблизи фазового перехода температура велика, $T \sim 1/\sqrt{\lambda}$. Отсюда получаем известное высокотемпературное разложение для функции $\Sigma^{(0)}$,

$$\Sigma^{(0)} = \frac{T^2}{12} - \frac{MT}{4\pi} + \dots, \quad (26)$$

где нужно подставить соответствующие массы M_r , M_η или M_ϕ . В уравнении (26) точки обозначают вклады, подавленные более высокими степенями M/T . Они давали бы

только малую поправку к полученным ниже результатам. Заметим, что сохраненные в (26) члены не содержат ультрафиолетовых расходимостей и соответствующий произвол конечной перенормировки присутствует только в первых опущенных членах.

В этом приближении щелевые уравнения дают для фазы с восстановленной симметрией

$$M_r^2 = -m^2 + \frac{\lambda(N+2)T^2}{12N} - 2M_r \frac{\lambda(N+2)T}{8\pi N}. \quad (27)$$

В фазе с нарушенной симметрией

$$\begin{aligned} M_\eta^2 &= 2m^2 - \frac{\lambda(N+2)T^2}{6N} + 2M_\eta \frac{3\lambda T}{4\pi N} + M_\phi \frac{\lambda(N-1)T}{2\pi N}, \\ M_\phi^2 &= \frac{\lambda T}{2\pi N} (M_\eta - M_\phi). \end{aligned} \quad (28)$$

В восстановленной фазе уравнение (27) решается просто,

$$M_r = -\frac{\lambda(N+2)T}{8\pi N} + \sqrt{\left(\frac{\lambda(N+2)T}{8\pi N}\right)^2 - m^2 + \frac{\lambda(N+2)T^2}{12N}}. \quad (29)$$

Видно, что уравнение (27) имеет единственное решение для положительной массы при $T > T_-$, где

$$T_- = \sqrt{\frac{12N}{\lambda(N+2)}} m \quad (30)$$

— температура нижней спинодали.

Рис. 1

В нарушенной фазе два уравнения щели (28) образуют систему алгебраических уравнений. Второе уравнение (28) имеет единственное решение для всех T относительно M_ϕ ,

$$M_\phi = -\frac{\lambda T}{4\pi N} + \sqrt{\left(\frac{\lambda T}{4\pi N}\right)^2 + \frac{\lambda T}{2\pi N} M_\eta}. \quad (31)$$

Заметим, что при $M_\eta = 0$ частное значение $M_\phi = 0$ не зависит от T . Подставляя M_ϕ из (31) в первое уравнение (28), имеем

$$M_\eta^2 = 2m^2 - \frac{\lambda(N+2)T^2}{6N} + 2M_\eta \frac{3\lambda T}{4\pi N} + \frac{\lambda(N-1)T}{2\pi N} M_\phi(M_\eta). \quad (32)$$

Это уравнение имеет явное решение, которое весьма громоздко и здесь не приводится. Оно легко изображается графически и показано на рис. 1, где изображены массы M_η , M_ϕ и M_r как функции температуры T для $\lambda = 1$, $N = 2$. Верхние части кривых для M_η и M_ϕ дают соответствующие массы в точке минимума свободной энергии, нижние части – массы в точке максимума. Мы выбрали $\lambda = 1$, чтобы сделать более различимыми подробности вблизи точки фазового перехода. Можно получить основные свойства этого решения. Для малого T существует одно решение. При $T = T_-$ появляется второе решение, и при некоторой температуре T_+ оба решения сливаются и исчезают. Следовательно, значение T_+ интерпретируется как температура верхней спинодали. Таким образом, мы наблюдаем фазовый переход первого рода. Поскольку у нас есть алгебраическое решение уравнений щели, можно выписать алгебраическое выражение для T_+ . Оно также слишком сложно и здесь не приводится. Однако для малых λ значение T_+ можно выразить как

$$\frac{T_+}{T_-} = 1 + t_N \lambda + O(\lambda^2), \quad (33)$$

где числа t_N алгебраически зависят от N . Некоторые значения этих чисел даны в таблице.

N	0	1	2	3	4	5
t_N	0.0569932	0.029511	0.0203949	0.0158314	0.0130797	0.0112318

Для $N = 1$ мы получаем еще раз (с $t_1 = 9/(16\pi^2)$) известный результат для однокомпонентного случая [15]. Можно показать, что $t_N \rightarrow 0$ при $N \rightarrow \infty$.

Теперь, решив уравнение щели, рассмотрим функционал W . Пусть W_b – его значение в точке минимума (нарушенная фаза). При этом массы определены уравнениями (28), а конденсат – уравнением (22). Пусть также $W_r = W(0, M_r, M_r)$ – значение функционала W в восстановленной фазе. Соответствующие аналитические выражения снова слишком громоздки и приводить их здесь излишне. Поэтому мы ограничимся некоторыми численными значениями. Например, для $\lambda = 1$ и $N = 2$ имеем $T_- = 2.44949$

Рис. 2

и $T_+ = 2.52514$. При $T = T_-$ имеем $W_b = -8.15081$ и $W_r = -8.14568$ (заметим, что свободная энергия отличается от W знаком, см. (3)). При $T = T_+$ соответствующие значения $W_b = -8.15081$ и $W_r = -9.1671$. На рис. 2 изображена свободная энергия $F = -\Delta W/T$ как функция температурного параметра t ($T = T_- + t(T_+ - T_-)$) в области фазового перехода, т.е. для $T_- \leq T \leq T_+$. Из условия $\Delta W \equiv W_b - W_r = 0$ находим температуру фазового перехода $T_c = 2.5198$.

4. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНЫЕ ВЫВОДЫ

Мы исследовали фазовый переход в модели $O(N)$ пертурбативными методами. Были использованы преобразование Лежандра второго рода и метод анализа уравнений щели в экстремуме свободной энергии. Последний метод значительно упрощает выражения (так, например, не возникает однопетлевых графов с одной внешней линией “головастик”) и позволяет получить результат в более явном виде. В приближении суммирования всех лепестковых диаграмм для малой константы связи λ получается фазовый переход первого рода, что обобщает соответствующие результаты для однокомпонентного случая [15]. Массы хиггсовских и голдстоуновских частиц в нарушенной фазе и масса поля в восстановленной фазе показаны на рис. 1, соответствующая свободная энергия приведена на рис. 2. Стоит отметить, что характер фазового перехода как перехода первого рода выражен довольно слабо. Как видно из рис. 2, изменение свободной энергии между T_c и T_+ численно мало по сравнению с массовой шкалой (масса на рис. 2 принята за единицу). Кроме того, различие между двумя спинодальными температурами (33) имеет порядок λ . Таким образом, переход второго рода проявляется только в следующем порядке по λ и $1/N$. Точно таким же путем, как в однокомпонентном случае, можно показать, что эффективный параметр разложения для более высоких петлевых вкладов имеет первый порядок.

Полученные результаты оставляют нерешенной сложную проблему, состоящую в том, что непертурбативные подходы (решеточные расчеты, уравнения потока и т.д.), равно как и некоторые пертурбативные расчеты [17], предсказывают для фазового перехода характер второго рода. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В статье [17] использован метод ренормгруппы при конечной температуре. Результаты, полученные в этом подходе, трудно сравнить с найденными в случае стандартной перенормировки при нулевой температуре. Причина состоит в том, что при конечной температуре перенормировки эффективно пересуммируют некоторые ряды диаграмм, остающиеся не вполне корректно определенными.

В статьях [13], [14] был разработан метод непертурбативного расчета эффективного потенциала при конечной температуре — метод вспомогательного поля. Фазовый переход второго рода наблюдался в однокомпонентной и N -компонентных моделях. Как упоминалось во введении, этот подход представляется нам не вполне самосогласованным, так как у эффективного потенциала в его минимуме возникает мнимая часть. Этот важный пункт является критическим для вычислительных процедур в целом. Действительно, минимум эффективного потенциала описывает физические вакуумные состояния системы. Мнимая часть сигнализирует либо о ложном вакууме, либо о несостоятельности использованной расчетной процедуры. Этот хорошо известный основополагающий момент восходит к работе [2], где указана необходимость пересуммирования для сохранения эффективного потенциала действительным. В нашем методе расчета это требование удовлетворяется автоматически, когда все лепестковые диаграммы суммируются в экстремумах свободной энергии. Стоит также упомянуть работу [18], где приведены аргументы в пользу невозможности фазового перехода второго рода в инфракрасно-стабильных теориях, хотя выдвигались также и противоположные утверждения [19].

Обычно принято считать, что суммирование других классов диаграмм (по отношению к лепестковым диаграммам) будет придавать фазовому переходу характер второго рода. Специфический вид диаграмм, ответственных за это важное изменение, также еще не определен. Более того, как было установлено в статье [15], некоторые классы диаграмм сверх лепестковых диаграмм могут усиливать характер первого рода в фазовом переходе. В частности этим свойством обладают диаграммы типа “цепочки пузырей”. В случае потери малого параметра разложения вблизи температуры фазового перехода, обнаруженной в приближении “всех лепестков”, интересен не только поиск нового класса диаграмм для пересуммирования, но и более подробный анализ самого класса лепестковых диаграмм.

Список литературы

- [1] *J. Zinn-Justin.* Quantum Field Theory and Critical Phenomena. Oxford: Clarendon Press, 1996.
- [2] *L. Dolan, R. Jackiw.* Phys. Rev. D. 1974. V. 9. P. 3320–3341.
- [3] *P. Arnold, O. Espinosa.* Phys. Rev. D. 1993. V. 47. P. 3546–3579.
- [4] *M. E. Carrington.* Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 2933–2944.
- [5] *J. R. Espinosa, M. Quiros, F. Zwirner.* Phys. Lett. B. 1992. V. 291. P. 115–124.

- [6] *N. Tetradis, C. Wetterich.* Nucl. Phys. B. 1993. V. 398. P. 659–696.
- [7] *M. Reuter, N. Tetradis, C. Wetterich.* Nucl. Phys. B. 1993. V. 401. P. 567–590.
- [8] *J. Adams et al.* Mod. Phys. Lett. A. 1995. V. 10. P. 2367–2380.
- [9] *I. Montvay, G. Muenster.* Quantum Fields on a Lattice (Cambridge monographs on Mathematical Physics). Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994.
- [10] *Z. Fodor, J. Hein, K. Jansen, A. Jaster, I. Montvay.* Nucl. Phys. B. 1995. V. 439. P. 147–186.
- [11] *K. Takahashi.* Z. Phys. C. 1985. V. 26. P. 601–613.
- [12] *P. Arnold.* Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 2628–2635.
- [13] *K. Ogure, J. Sato.* Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 7460–7466.
- [14] *K. Ogure, J. Sato.* Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 085010.
- [15] *M. Bordag, V. Skalozub.* J. Phys. A. 2001. V. 34. P. 461–471.
- [16] *J. M. Cornwall, R. Jackiw, E. Tomboulis.* Phys. Rev. D. 1974. V. 8. P. 2428–2445.
- [17] *P. Elmfors.* Z. Phys. C. 1992. V. 56. P. 601–608.
- [18] *S. Mallik, Krishnendu Mukherjee.* Absence of a second order phase transition in $\lambda\phi^4$ theory. hep-th/9607087.
- [19] *P. Ginsparg.* Nucl. Phys. B. 1980. V. 170(FS1). P. 388–408.