Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Р. М. Квик, С. Г. Шарапов, Эффективный потенциал Колемана–Вейнберга
в теории сверхпроводимости, *ТМФ*, 2000, том 122, номер 3, 468–481

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf1938>

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: 3.89.197.203

26 апреля 2023 г., 17:28:23

© 2000 г.

Р. М. Квик*, С. Г. Шарапов†

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ КОЛЕМАНА–ВЕЙНБЕРГА В ТЕОРИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

С помощью эффективного потенциала Колемана–Вейнберга изучена квазидвумерная нерелятивистская четырехфермионная теория при конечной температуре в следующем за главным порядке приближения. Появление мнимой части в однопетлевой поправке обсуждается в рамках теории твердого тела, где оно известно как критерий Таулеса для сверхпроводимости. Используя соответствующий модифицированный эффективный потенциал и переформулируя критерий Таулеса, можно рассчитать в следующем за главным порядке приближения критическую температуру, которая, в отличие от среднеполевой температуры, стремится к нулю в двумерном пределе в соответствии с теоремой Колемана.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время квантово-полевые теории малой размерности являются объектом значительного внимания. Отчасти это связано с тем, что развитие теории сверхпроводимости, применимой к высокотемпературным сверхпроводникам (ВТСП) [1], потребовало разработки теоретических методов, не ограниченных рамками стандартного среднеполевого приближения Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [2]. В теории БКШ флуктуации, или, иными словами, поправки следующего за основным порядка приближения, трактуются как небольшие отклонения от среднеполевых значений (т.е. результатов основного порядка), которые сами по себе не приводят к существенному изменению такого важного параметра, как критическая температура T_c перехода к сверхпроводимости.

В нетрадиционных сверхпроводниках влияние флуктуаций может, напротив, приводить к значительному уменьшению температуры T_c . Физические причины этого достаточно просты. В сравнении с обыкновенными сверхпроводниками для ВТСП характерна меньшая плотность носителей и их движение происходит в пространстве меньшей

*Department of Physics, University of Pretoria, Pretoria, South Africa.
E-mail: rcarter@scientia.up.ac.za

†Department of Physics, University of Pretoria, Pretoria, South Africa; Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, Украина. E-mail: sharapov@msnperl.up.ac.za

размерности. Известно, что эти факторы способствуют увеличению влияния флуктуаций.

Соответственно для систем малой размерности приближение главного порядка может приводить к качественно неверным результатам. Это происходит, например, при рассмотрении $(2 + 1)$ -мерной модели Намбу–Иона–Лазинио [3] с конечной температурой или связанных с ней моделей [4, 5], имеющих непрерывную глобальную симметрию. Расчеты в главном порядке указывают на то, что симметрия остается нарушенной в некотором интервале ненулевых температур. Как известно, этот результат находится в видимом противоречии с выводами теоремы Колемана–Мермина–Вагнера–Хохенберга [6]. Действительно, в инфракрасной области системы доминирует нулевая мода Мацубары бозонного поля, которое, по существу, задано в $(1 + 1)$ -мерном пространстве. Таким образом, обратившись к упомянутой теореме, можно сделать вывод о невозможности нарушения симметрии. Однако, чтобы показать это явно, необходимо вычислить поправку следующего за главным порядком. В квазидвумерном случае [5] ситуация не столь сложна, поскольку нарушающий симметрию переход не запрещен. Тем не менее внесение поправки следующего порядка приводит к резкому изменению результатов.

Таким образом, возникает необходимость в развитии теоретических методов для изучения моделей, не ограниченных среднеполевым приближением. Наиболее простой путь связан с адаптацией методов квантовой теории поля, например метода Колемана–Вейнберга [7]. Основная цель предлагаемой работы – показать, как подход, основанный на эффективном потенциале Колемана–Вейнберга, может быть применен к теории сверхпроводимости.

Интересно отметить, что подобно хорошо известному явлению динамического нарушения симметрии, впервые обнаруженному в теории твердого тела, метод Колемана–Вейнберга был в некотором смысле предвосхищен подходом Таулеса в теории сверхпроводимости [8]. Существует, однако, важное отличие метода Колемана–Вейнберга от метода Таулеса. У Таулеса появление мнимой части эффективного потенциала, происходящее при температуре, меньшей среднеполевой температуры перехода, T_c^{MF} , рассматривается как признак начальной фазы сверхпроводимости. В этом состоит так называемый критерий Таулеса сверхпроводимости, который, по существу, эквивалентен критерию, предлагаемому теорией БКШ. Наоборот, более глубокий анализ эффективного потенциала Колемана–Вейнберга [9] (см. также [10, 11]) указывает на то, что появление мнимой части эффективного потенциала необязательно связано с нарушением симметрии, т.е. с переходом к сверхпроводимости. Скорее оно может указывать на несостоятельность предположений, использованных при выводе этого потенциала. Применение этих концепций в теории сверхпроводимости может оказаться интересным и полезным.

В разделе 2 мы представляем модель и выводим потенциал в древесном приближении вместе с однопетлевой поправкой Колемана–Вейнберга. Объяснение связи среднеполевых результатов теории БКШ с древесным потенциалом позволяет легко понять, почему однопетлевая поправка комплексна в интересующей нас точке. Как известно, проблема комплексности возникает в квантово-полевых теориях со спонтанным нарушением симметрии на древесном уровне, и для ее решения следует заменить однопетлевую по-

правку на так называемый модифицированный эффективный потенциал [9]. В разделе 3 дано приближенное решение полного уравнения для щели (включающего флуктуации) для случая $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$ [12] и тем самым выведен соответствующий эффективный потенциал. Решение полного щелевого уравнения в случае $T_c \ll T_c^{\text{MF}}$ получено в разделе 4. В разделе 5 приведены выводы.

2. МОДЕЛЬ И ФОРМАЛИЗМ

Рассматривается следующая плотность гамильтониана

$$H = -\psi_\sigma^\dagger(x) \left[\frac{\nabla_\perp^2}{2m_\perp} + \frac{1}{m_z d^2} \cos(id\nabla_z) + \mu \right] \psi_\sigma(x) - V \psi_\uparrow^\dagger(x) \psi_\downarrow^\dagger(x) \psi_\downarrow(x) \psi_\uparrow(x), \quad (2.1)$$

которая описывает слоистый квазидвумерный сверхпроводник с когерентным туннелированием между слоями. Здесь $x \equiv (\tau, \mathbf{r}_\perp, r_z)$ (где τ – мнимое время, а $\mathbf{r}_\perp$ – двумерный вектор); $\psi_\sigma(x)$ – фермионное поле, $\sigma = \uparrow, \downarrow$ – спиновая переменная; $m_\perp$ – эффективная масса носителя в плоскостях (например, плоскостях CuO_2); m_z – эффективная масса в направлении z ; d – расстояние между слоями; V – эффективная константа локального притяжения; μ – химический потенциал, фиксирующий плотность носителей n_f . Предполагается, что $\hbar = k_B = 1$.

Применение гамильтониана (2.1) к описанию ВТСП обсуждается в работах [12, 13].

Модель, наиболее близкая с точки зрения теории поля к рассматриваемой здесь, изучалась в [5]. Это квази-(2 + 1)-мерная модель Намбу–Иона–Лазинио, имеющая очень похожую и достаточно богатую фазовую диаграмму [5]. Однако сейчас в нашу задачу не входит обсуждение полной фазовой диаграммы модели, приведенное в работах [12, 13]. Мы ограничимся рассмотрением теоретико-полевых аспектов перехода к фазе с нарушенной симметрией. Существует важное отличие нашей нерелятивистской модели от модели, рассмотренной в [5]. Благодаря наличию химического потенциала μ в формуле (2.1) плотность частиц в нашей модели переменна и может быть высокой, а в работе [5] плотность фермионов не фиксирована. Известно также, что в присутствии поверхности Ферми переход к нарушению симметрии может происходить при сколь угодно малом притяжении, тогда как в модели Намбу–Иона–Лазинио требуется, чтобы притяжение превосходило некоторое критическое значение.

Нужно отметить, что в [5] рассматривался только случай $T_c \ll T_c^{\text{MF}}$ (напомним, что T_c^{MF} – среднеполевая температура перехода, а T_c – критическая температура перехода к сверхпроводимости). Это связано с предположением о том, что анизотропия квазидвумерной системы достаточно высока. Для нашего случая, однако, такое предположение недопустимо, поскольку, если анизотропия системы не слишком велика, следует ожидать, что $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$ при высокой плотности носителей [14, 15]. Таким образом, необходимо рассмотреть как случай $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$ [12], так и случай $T_c \ll T_c^{\text{MF}}$.

Для исследования гамильтониана (2.1) мы используем стандартный метод Хаббарда–Стратоновича (см., например, [16]). При этом подход статистическая сумма $Z(v, \mu, T)$ (где v – объем системы) формально записывается в виде функционального

интеграла по вспомогательным полям Хаббарда–Стратоновича Φ и Φ^*

$$Z(v, \mu, T) = \int \mathcal{D}\Phi \mathcal{D}\Phi^* \exp[-\beta\Omega(v, \mu, T, \Phi(x), \Phi^*(x))], \quad (2.2)$$

где

$$\beta\Omega(v, \mu, T, \Phi(x), \Phi^*(x)) = \frac{1}{V} \int_0^\beta d\tau \int d\mathbf{r} |\Phi(x)|^2 - \text{Tr} \text{Ln} G^{-1}[\Phi(x), \Phi^*(x)] \quad (2.3)$$

представляет однопетлевое эффективное действие. Вспомогательные поля заданы на классическом уровне уравнениями движения $\Phi = V\psi_\downarrow\psi_\uparrow$ и $\Phi^* = V\psi_\uparrow^\dagger\psi_\downarrow^\dagger$.

Действие (2.3) выражается через функцию Грина G , которая в представлении Намбу (см., например, [2]) имеет следующий операторный вид

$$G^{-1}[\Phi(x), \Phi^*(x)] = -\hat{I}\partial_\tau + \tau_3 \left[\frac{\nabla_\perp^2}{2m_\perp} + \frac{1}{m_z d^2} \cos(id\nabla_z) + \mu \right] + \\ + \tau_+ \Phi(x) + \tau_- \Phi^*(x), \quad (2.4)$$

где $\tau_3, \tau_\pm = (\tau_1 \pm i\tau_2)/2$ – матрицы Паули. Хотя представление (2.2), (2.3) является точным, в практических расчетах приходится ограничиться некоторым приближением. Для наших целей наиболее удобным является однопетлевое приближение эффективного потенциала Колемана–Вейнберга [7, 10, 11]. Точное выражение (2.2) заменяется приближенным

$$Z(v, \mu, T, |\Phi|^2) = \exp[-\beta\Omega_{\text{pot}}(v, \mu, T, |\Phi|^2)], \quad (2.5)$$

где эффективный термодинамический потенциал

$$\Omega_{\text{pot}}(v, \mu, T, |\Phi|^2) \simeq \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(v, \mu, T, |\Phi|^2) + \Omega^{(1)}(v, \mu, T, |\Phi|^2) \quad (2.6)$$

выражается через среднеполевой “древесный потенциал”

$$\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(v, \mu, T, |\Phi|^2) = \Omega(v, \mu, T, \Phi(x), \Phi^*(x))|_{\Phi, \Phi^* = \text{const}}, \quad (2.7)$$

который может быть явно преобразован к виду

$$\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(v, \mu, T, |\Phi|^2) = v \left[\frac{|\Phi|^2}{V} - \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \left\{ 2T \ln \text{ch} \frac{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + |\Phi|^2}}{2T} - \xi(\mathbf{k}) \right\} \right], \quad (2.8)$$

где

$$\xi(\mathbf{k}) = \frac{\mathbf{k}_\perp^2}{2m_\perp} - w \cos k_z d - \mu, \quad w = (m_z d^2)^{-1}, \quad (2.9)$$

и через однопетлевую квантовую поправку

$$\Omega^{(1)}(v, \mu, T, |\Phi|^2) = \frac{T}{2} \text{Tr} \text{Ln} \Gamma^{-1}(\tau, \mathbf{r})|_{\Phi, \Phi^* = \text{const}} \quad (2.10)$$

с

$$\Gamma^{-1}(\tau, \mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \frac{\beta\delta^2\Omega}{\delta\Phi^*(\tau, \mathbf{r})\delta\Phi(0, \mathbf{0})} & \frac{\beta\delta^2\Omega}{\delta\Phi(\tau, \mathbf{r})\delta\Phi(0, \mathbf{0})} \\ \frac{\beta\delta^2\Omega}{\delta\Phi^*(\tau, \mathbf{r})\delta\Phi^*(0, \mathbf{0})} & \frac{\beta\delta^2\Omega}{\delta\Phi(\tau, \mathbf{r})\delta\Phi^*(0, \mathbf{0})} \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Здесь и выше Tr и Ln понимаются в функциональном смысле.

Используя “древесный потенциал” (2.8), легко воспроизвести результаты теории БКШ. В самом деле, условие минимума

$$\left. \frac{\partial\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(v, \mu, T, |\Phi|^2)}{\partial|\Phi|^2} \right|_{|\Phi|=\Phi_{\min}^{(0)}} = 0 \quad (2.12)$$

задает стандартное щелевое уравнение БКШ

$$\frac{1}{V} = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + (\Phi_{\min}^{(0)})^2}} \text{th} \frac{\sqrt{\xi^2(\mathbf{k}) + (\Phi_{\min}^{(0)})^2}}{2T}. \quad (2.13)$$

Уравнение для щели (2.12) дополняется условием

$$-\frac{1}{v} \frac{\partial\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(v, \mu, T, |\Phi|^2)}{\partial\mu} = n_f, \quad (2.14)$$

которое фиксирует плотность носителей n_f . Поскольку речь идет о квазидвумерной системе с квадратичным дисперсионным законом, энергия Ферми ϵ_F задается соотношением

$$\epsilon_F = \frac{\pi n_F d}{m_{\perp}}. \quad (2.15)$$

В стандартной теории БКШ плотность носителей столь высока, что можно пренебречь эффектом обратной связи между параметром порядка Φ и химическим потенциалом μ , и уравнение (2.14) имеет тривиальное решение $\mu = \epsilon_F$. При малой плотности носителей уравнение (2.14) становится очень важным [17], однако мы рассмотрим здесь только предел высоких плотностей.

В этом пределе квантовая поправка (2.10), записанная с помощью матрицы (2.11), может быть приближенно представлена в виде суммы

$$\Omega^{(1)}(v, \mu, T, |\Phi|^2) = \frac{T}{2} \text{Tr} \text{Ln} \Gamma_-^{-1}(\tau, \mathbf{r}) + \frac{T}{2} \text{Tr} \text{Ln} \Gamma_+^{-1}(\tau, \mathbf{r}), \quad (2.16)$$

где функции Грина $\Gamma_{\pm}$ даются равенствами

$$\begin{aligned} \Gamma_{\pm}^{-1}(\tau, \mathbf{r}) = & \frac{1}{V} \delta(\tau) \delta(\mathbf{r}) + \text{tr} [G(\tau, \mathbf{r}) \tau_+ G(-\tau, -\mathbf{r}) \tau_-] \pm \\ & \pm \text{tr} [G(\tau, \mathbf{r}) \tau_- G(-\tau, -\mathbf{r}) \tau_+] \Big|_{\Phi=\Phi^*=\text{const}}. \end{aligned} \quad (2.17)$$

Такое представление допустимо, если функции Грина являются четными функциями импульсов и частоты в импульсном представлении. Как показано в [18], это предположение оправдано, если функции берутся в приближении производных, т.е. в разложении по малым импульсам и энергиям. Именно этот случай рассматривается ниже.

В пределе слабой парной связи для локального притяжения между носителями можно заменить константу связи V на энергию двухчастичного связанного состояния в вакууме [19, 20],

$$\varepsilon_b = -2W \exp\left(-\frac{4\pi d}{m_\perp V}\right). \quad (2.18)$$

Здесь W – ширина интервала в плоскости и подразумевается предел $V \rightarrow 0$, $W \rightarrow \infty$. Эта замена позволяет устранить ультрафиолетовые расходимости, присутствующие в четырехфермионной теории. Напомним, что в случае нелокального фононного притяжения расходимости обычно устраняются введением обрезания на частоте Дебая [2]. Это упрощает нашу задачу, т.к. всегда существует естественный масштаб для регуляризации.

Вспомним, как форма потенциала $\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(|\Phi|^2)$ и решение уравнения (2.12) зависят от T . При значениях среднеполевой температуры выше критического T_c^{MF} уравнение (2.12) имеет только тривиальное решение $\Phi = \Phi^* = 0$, т.е. “древесный потенциал” (2.7) является всюду выпуклым: $\partial^2 \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}} / \partial \Phi \partial \Phi^* > 0$, причем минимуму отвечает значение $\Phi = \Phi^* = 0$.

Среднеполевая температура T_c^{MF} определяется уравнением

$$\left. \frac{\partial \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(v, \mu, T_c^{\text{MF}}, |\Phi|^2)}{\partial |\Phi|^2} \right|_{\Phi=\Phi^*=0} = 0, \quad (2.19)$$

которое приводит к стандартному уравнению БКШ

$$\frac{1}{V} = \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\xi(\mathbf{k})} \text{th} \frac{\xi(\mathbf{k})}{2T_c^{\text{MF}}}. \quad (2.20)$$

Учитывая описанную выше перенормировку (2.18) и используя соотношение $(m_z d^2)^{-1} \ll T_c^{\text{MF}}$, из (2.20) можно получить, что

$$T_c^{\text{MF}} = \frac{\gamma}{\pi} \sqrt{2|\varepsilon_b| \epsilon_F}, \quad (2.21)$$

где $\ln \gamma = 0.577$ – константа Эйлера.

Таким образом, при температуре T_c^{MF} кривизна “древесного потенциала” около точки $\Phi = \Phi^* = 0$ переходит от выпуклого к невыпуклому виду, т.е.

$$\left. \frac{\partial^2 \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(T_c^{\text{MF}})}{\partial \Phi \partial \Phi^*} \right|_{\Phi=\Phi^*=0} = 0.$$

При $T < T_c^{\text{MF}}$ уравнение (2.12) имеет нетривиальное вырожденное решение, которое при $T \lesssim T_c^{\text{MF}}$ удовлетворяет условию

$$|\Phi(T)|^2 = \Phi_{\min}^{(0)}(T)^2 = \frac{8\pi^2 (T_c^{\text{MF}})^2}{7\zeta(3)} \left(1 - \frac{T}{T_c^{\text{MF}}}\right), \quad (2.22)$$

где $\zeta(3)$ – дзета-функция. Это, в свою очередь, означает, что $\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(|\Phi|^2)$ имеет вырожденный минимум, для которого $|\Phi(T)| = \Phi_{\text{min}}^{(0)}(T) \neq 0$, в то время как точка $\Phi = \Phi^* = 0$ становится максимумом, так что “древесный потенциал” является невыпуклым в окрестности этой точки,

$$\left. \frac{\partial^2 \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}}{\partial \Phi \partial \Phi^*} \right|_{\Phi=\Phi^*=0} < 0.$$

Шелевое уравнение (2.16), включающее флуктуационную поправку, имеет ту же форму, что и уравнение (2.12), но “древесный потенциал” заменен на полный потенциал (2.6):

$$\frac{\partial \Omega_{\text{pot}}(v, \mu, T, |\Phi|^2)}{\partial |\Phi|^2} = 0. \quad (2.23)$$

Соответственно критическая температура T_c определяется уравнением

$$\left. \frac{\partial \Omega_{\text{pot}}(v, \mu, T_c, |\Phi|^2)}{\partial |\Phi|^2} \right|_{\Phi=\Phi^*=0} = 0. \quad (2.24)$$

Из того, что $T_c < T_c^{\text{MF}}$, следует наличие вогнутости у “древесного потенциала” в окрестности точки $\Phi = \Phi^* = 0$ при $T = T_c$. Тем не менее полный потенциал Ω_{pot} должен быть выпуклым, т.е.

$$\left. \frac{\partial^2 \Omega_{\text{pot}}}{\partial \Phi \partial \Phi^*} \right|_{\Phi=\Phi^*=0} > 0$$

в окрестности точки $\Phi = \Phi^* = 0$ при $T > T_c$, иначе T_c не была бы критической температурой. Из этого следует, что для $T_c < T < T_c^{\text{MF}}$ квантовая поправка (2.16) должна преобразовывать максимумы в точке $\Phi = \Phi^* = 0$ в минимумы полного потенциала $\Omega_{\text{pot}}(|\Phi|^2)$.

К сожалению, однопетлевая поправка $\Omega^{(1)}$, заданная уравнением (2.16), плохо определена (комплексна) в интересующей нас точке. Комплексная часть потенциала появляется при температуре ниже значения $T = T_c^{\text{MF}}$. На ранних стадиях развития теории БКШ [8] это считалось знаком перехода к сверхпроводимости (критерий сверхпроводимости Таулеса). Подобная ситуация, однако, достаточно типична для квантовой теории поля, а именно для класса теорий с нарушением симметрии на древесном уровне. Существует обширная литература на эту тему [9, 10, 21, 22]. С точки зрения теории поля появление мнимой части эффективного потенциала лишь указывает на неприменимость однопетлевого приближения около точки $\Phi = \Phi^* = 0$ и не означает, что симметрия нарушается в следующем за главным порядке приближения. Мнимая часть появляется в связи с невыпуклостью функции $\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(|\Phi|^2)$ в этой точке, что приводит к отрицательности аргумента логарифма в (2.16) в импульсном пространстве. Эта невыпуклость связана с нарушением симметрии на древесном уровне. Важно отметить, что обсуждение в работах [9, 10, 22] применимо лишь к случаю, когда квантовая поправка записана в диагонализированной форме (2.16), а не в недиагонализированном виде (2.10).

Существует ряд способов избежать появления комплексности эффективного потенциала. Например, можно использовать так называемый гауссов [21] или модифицированный [9] эффективный потенциал, который совпадает с Ω_{pot} в области, где последний

корректно определен и остается хорошо определенным в области, где исходный эффективный потенциал корректно определен быть не может. Этот модифицированный потенциал может быть рассчитан непосредственно, но мы приведем здесь более ясное (по нашему мнению) рассмотрение, которое позволит исследовать однопетлевую поправку к щелевому уравнению не при $\Phi = 0$, где она плохо определена, а в области, где она определена хорошо. Это будет сделано в следующем разделе, где будет получено решение полного щелевого уравнения при $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$. Мы также обсудим связь соответствующего модифицированного потенциала с потенциалом, введенным в [9]. Для простоты далее будем полагать без ограничения общности, что потенциал Φ действителен.

3. РЕШЕНИЕ ПРИ $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$

Предположим, что $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$. Это означает, что положение $\Phi_{\min}^{(0)}$ минимума функции $\Omega_{\text{rot}}^{\text{MF}}(|\Phi|^2)$ близко к нулю. В этой точке функция $\Omega_{\text{rot}}^{\text{MF}}$ заведомо выпукла и однопетлевая поправка (2.16) действительна и корректно определена. Поэтому при $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$ уравнение (2.24) может быть записано в приближенном виде

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Omega_{\text{rot}}^{\text{MF}}(v, \epsilon_F, T_c, \Phi^2)}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=0} + \frac{1}{v} \frac{\partial \Omega^{(1)}(v, \epsilon_F, T_c, \Phi^2)}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}} = 0, \quad (3.1)$$

где значение $\Phi_{\min}^{(0)}$ при температуре $T \lesssim T_c^{\text{MF}}$ задается выражением (2.22).

Таким образом, для решения приближенного щелевого уравнения (3.1) необходимо вычислить величину

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{\partial \Omega^{(1)}(v, \epsilon_F, T, \Phi^2)}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}} = \\ & = \frac{1}{2} \frac{T}{(2\pi)^3} \sum_{\pm} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{K} \Gamma_{\pm}(i\Omega_n, \mathbf{K}) \frac{\partial \Gamma_{\pm}^{-1}(i\Omega_n, \mathbf{K})}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

где $\mathbf{K} = (\mathbf{K}_{\perp}, K_z)$. Исходя из (2.17) можно получить функции Грина как функции от Φ в импульсном представлении в виде

$$\Gamma_{\pm}^{-1}(i\Omega_n, \mathbf{K}) = \frac{1}{V} + \frac{T}{(2\pi)^3} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{k} \frac{[i\omega_l - \xi_-][i\omega_l + i\Omega_n + \xi_+] \pm \Phi^2}{[\omega_l^2 + \xi_-^2 + \Phi^2][(\omega_l + \Omega_n)^2 + \xi_+^2 + \Phi^2]}, \quad (3.3)$$

где введены сокращенные обозначения $\xi_{\pm} = \xi(\mathbf{k} \pm \mathbf{K}/2)$ и $\Omega_n = 2\pi nT$, $\omega_l = \pi(2l+1)T$ — соответственно нечетные и четные частоты Мазубары.

Поскольку $\Gamma_{-}^{-1}(0, \mathbf{0}) = 0$ есть не что иное, как щелевое уравнение БКШ, решением этого уравнения является значение $\Phi_{\min}^{(0)}$ теории БКШ. Иными словами, $\Gamma_{-}^{-1}(0, \mathbf{K})$ при $\Phi = \Phi_{\min}^{(0)}$ обращается в нуль при $\mathbf{K} = 0$. Это порождает полюс функции $\Gamma_{-}(0, \mathbf{K})$ при $\mathbf{K} = 0$ — единственном сингулярном члене в (3.2) при $\Phi = \Phi_{\min}^{(0)}$, т.е.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{v} \frac{\partial \Omega^{(1)}(v, \epsilon_F, T, \Phi^2)}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}} \simeq \\ & \simeq \frac{1}{2} \frac{T}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{K} \Gamma_{-}(0, \mathbf{K}) \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}} \frac{\partial \Gamma_{-}^{-1}(0, \mathbf{K})}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Чтобы выполнить расчеты аналитически, мы используем высокотемпературное разложение функций Грина $\Gamma_{\pm}^{-1}$ [12],

$$\Gamma_{\pm}^{-1}(\Phi^2; 0, \mathbf{K}) = \frac{m_{\perp}}{2\pi d} \left[\ln \left(\frac{T_c}{T_c^{\text{MF}}} \right) + a\mathbf{K}_{\perp}^2 + b(1 - \cos K_z d) + c(2\Phi^2 \pm \Phi^2) \right], \quad (3.5)$$

где

$$a = \frac{7\zeta(3)}{(4\pi)^2} \frac{\epsilon_F}{m_{\perp} T^2}, \quad b = \frac{7\zeta(3)}{(4\pi)^2} \frac{w^2}{T^2}, \quad c = \frac{7\zeta(3)}{8\pi^2 T^2}. \quad (3.6)$$

Можно убедиться, что величина $\Gamma_{-}^{-1}(0, \mathbf{0})$ становится отрицательной при $\Phi < \Phi_{\min}^{(0)}$, что приводит к появлению мнимой части эффективного потенциала, описанного в предыдущем разделе.

Строго говоря, однопетлевая поправка (2.10) должна быть действительной в области $\Phi_{\text{conv}} < \Phi < \Phi_{\min}^{(0)}$, где Φ_{conv} — точка, в которой выпуклость $\Omega_{\text{rot}}^{\text{MF}}(|\Phi|^2)$ меняет знак. Однако вследствие приближения, неявно содержащегося в факторизации, необходимой для получения (2.16), однопетлевая поправка комплексна при $\Phi < \Phi_{\min}^{(0)}$. Именно по этой причине мы использовали точку $\Phi_{\min}^{(0)}$ (а не Φ_{conv}) при расчете значения эффективного потенциала в приближенном щелевом уравнении (3.1).

Подставляя (3.5) с $\Phi_{\min}^{(0)}$, заданным (2.22), в (3.4), можно получить следующее приближение:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Omega^{(1)}(v, \epsilon_F, T, \Phi^2)}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}} \simeq \frac{T}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{K} \frac{c}{a\mathbf{K}_{\perp}^2 + b[1 - \cos K_z d]}. \quad (3.7)$$

Видно, что уравнение (3.7) не содержит инфракрасных расхождений из-за наличия третьего направления ($b \neq 0$). В двумерном случае такие расхождения имеются, как это требуется двумерными теоремами [6]. Это уравнение содержит также “искусственную” ультрафиолетовую расходимость, которая появляется в результате замены функции Грина Γ ее разложением по производным. Поэтому следует ввести достаточно естественное ультрафиолетовое обрезание

$$(\mathbf{K}_{\perp}^{\text{max}})^2 = 2m_{\perp} \Phi(T=0) = 2m_{\perp} \sqrt{2|\epsilon_b| \epsilon_F}$$

и выполнить интегрирование по импульсу $\mathbf{K}$, что приводит к выражению

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Omega^{(1)}(v, \epsilon_F, T, \Phi^2)}{\partial \Phi^2} \Big|_{\Phi=\Phi_{\min}^{(0)}} \simeq \frac{m_{\perp}}{2\pi d} \frac{T}{2\epsilon_F} |\ln \kappa|, \quad (3.8)$$

где

$$\kappa = \frac{1}{4\sqrt{2}} \frac{w^2}{\epsilon_F^2} \sqrt{\frac{\epsilon_F}{|\epsilon_b|}}. \quad (3.9)$$

Подставив (3.8) в (3.1), получим окончательное трансцендентное уравнение для T_c

$$\ln \frac{T_c}{T_c^{\text{MF}}} + \frac{T_c}{2\epsilon_F} |\ln \kappa| = 0, \quad (3.10)$$

которое может быть переписано в следующей более удобной форме:

$$T_c = 2\epsilon_F \frac{\left| \ln \frac{T_c}{T_c^{\text{MF}}} \right|}{|\ln \kappa|}. \quad (3.11)$$

Видно, что $T_c \rightarrow 0$ при $m_z \rightarrow \infty$ ($w \rightarrow 0$), как и должно быть [6].

Заметим, что уравнение (3.11) применимо только при $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$. Поэтому можно разложить в нем логарифм и получить уравнение

$$T_c = T_c^{\text{MF}} \left(1 + \frac{T_c^{\text{MF}} |\ln \kappa|}{2\epsilon_F} \right)^{-1}. \quad (3.12)$$

Как упоминалось выше, приближение, использованное в (3.1), может быть понято в терминах модифицированного эффективного потенциала. Модифицированный потенциал определен в работе [7] как минимальное значение Ω , причем рассматривается однородное состояние с однородным распределением $|\Phi|^2$. Действительная часть этого модифицированного потенциала имеет вид

$$\tilde{\Omega}^{(1)}(v, \mu, T, |\Phi|^2) = \frac{T}{2(2\pi)^3} \sum_{\pm} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{\mathcal{D}} d\mathbf{K} \ln \Gamma_{\pm}^{-1}(i\Omega_n, \mathbf{K}), \quad (3.13)$$

где область $\mathcal{D}$ интегрирования в импульсном пространстве включает только положительные моды. Можно видеть, что (3.13) действительно совпадает с (2.16), если $\Omega^{(1)}$ корректно определен. Модифицированный потенциал (3.13) приводит к шелевому уравнению (3.1), которое выше рассматривалось как приближенное.

В области $\Phi < \Phi_{\min}^{(0)}$ модифицированный эффективный потенциал отличается от традиционного эффективного потенциала $\Omega_{\text{eff}}(\Phi)$, который вводится как такое минимальное значение Ω , при котором пространственное среднее $\Phi(x)$ равно Φ . Можно показать, что обычный эффективный потенциал является выпуклой оболочкой модифицированного эффективного потенциала, всюду действителен и выпукл. Однако при $\Phi < \Phi_{\min}^{(0)}$ им описывается неоднородное смешанное состояние с пространственно неоднородным распределением $\Phi(x)$. Легко видеть, что именно модифицированный, а не исходный, потенциал пригоден для описания сверхпроводящего состояния.

Есть, однако, отличие нашей интерпретации модифицированного потенциала от трактовки, предложенной в работе [9]. В [9] однородное состояние, описываемое уравнением (3.13), считается распадным, и скорость распада определяется отрицательными модами в (2.16), которые не входят в (3.13). Физически очевидно (хотя нам не удалось это доказать), что в действительности распада однородного сверхпроводящего состояния с $\Phi < \Phi_{\min}^{(0)}$ для $T < T_c$ нет. Отсутствие распада согласуется с интерпретацией, принятой в работе [21], хотя следует подчеркнуть, что обсуждаемый здесь модифицированный потенциал не тождествен гауссову эффективному потенциалу, рассмотренному в [21].

4. РЕШЕНИЕ ПРИ $T_c \ll T_c^{\text{MF}}$

В этом разделе мы найдем приближенное решение уравнения (2.24) для случая $T_c \ll T_c^{\text{MF}}$, т.е. при высокой анизотропии ($w/|\varepsilon_b| \ll 1$).

Следуя [5], выполним разложение около минимума среднеполевого потенциала (2.7), т.е. около точки $\Phi_{\min}^{(0)}$, определенной уравнением (2.12). Включение флуктуаций смещает минимум от $\Phi_{\min}^{(0)}$ к $\Phi = \Phi_{\min}^{(0)} + \Phi^{(1)}$. Поэтому можно получить приближенную форму (2.23), используя разложение в окрестности среднеполевого минимума,

$$\frac{\partial \Omega_{\text{pot}}(\Phi^2)}{\partial \Phi^2} \simeq \frac{\partial \Omega_{\text{pot}}(\sigma)}{\partial \sigma} + \frac{\partial^2 \Omega_{\text{pot}}(\sigma)}{(\partial \sigma)^2} 2\Phi_{\min}^{(0)} \Phi^{(1)} = 0, \quad (4.1)$$

где для краткости введено обозначение $\sigma \equiv (\Phi_{\min}^{(0)})^2$. Это уравнение можно упростить при помощи “древесного” щелевого уравнения (2.12). Получим

$$\Phi^{(1)} = -\frac{\partial \Omega^{(1)}(\sigma)}{\partial \sigma} \left\{ 2\Phi_{\min}^{(0)} \left[\frac{\partial^2 \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(\sigma)}{(\partial \sigma)^2} + \frac{\partial^2 \Omega^{(1)}(\sigma)}{(\partial \sigma)^2} \right] \right\}^{-1}. \quad (4.2)$$

Температура T_c определяется из условия

$$\Phi(T_c) = \Phi_{\min}^{(0)}(T_c) + \Phi^{(1)}(T_c) = 0. \quad (4.3)$$

Подстановка $\Phi_{\min}^{(0)}(T_c)$ из (2.12) и $\Phi^{(1)}$ из (4.2) в (4.3) приводит к уравнению для T_c в том же приближении, что и в [5]. Легко показать, что свойство $T_c \rightarrow 0$ при $m_z \rightarrow \infty$ связано с поведением $\partial \Omega^{(1)}(\sigma)/\partial \sigma$ (см. ниже). Поэтому для больших m_z можно заменить $\Phi_{\min}^{(0)}(T_c, m_z)$ и $\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(T_c, m_z)$ на их двумерные значения при нулевой температуре, $\Phi^{(0)}(T=0, m_z \rightarrow \infty)$ и $\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(T=0, m_z \rightarrow \infty)$, а именно

$$\Phi_{\min}^{(0)}(T_c, m_z) \simeq \sqrt{2|\varepsilon_b|\epsilon_F} \quad (4.4)$$

и

$$\frac{\partial^2 \Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}(\sigma)}{(\partial \sigma)^2} \simeq v \frac{m_{\perp}}{4\pi d} \frac{1}{|\varepsilon_b|(2\epsilon_F + |\varepsilon_b|)}, \quad (4.5)$$

где вместо V снова используется энергия двухчастичного связанного состояния ε_b (2.18). Можно видеть, что вторая производная $\Omega^{(1)}$ пренебрежимо мала в сравнении с соответствующей производной $\Omega_{\text{pot}}^{\text{MF}}$. Таким образом, необходимо вычислить первую производную $\Omega^{(1)}$.

Потенциал $\Omega^{(1)}$, определенный уравнением (2.16), включает два члена: один содержит функцию Грина Γ_+ , а другой $-\Gamma_-$. В области низких температур и при $\Phi_{\min}^{(0)}$, заданном уравнением (2.22), Γ_+ -возбуждения массивны, в то время как Γ_- -возбуждения безмассовы (мода Голдстоуна) [18]. Поэтому щелевые Γ_+ -возбуждения могут не рассматриваться, и следует учитывать лишь член с Γ_- , что приводит к выражению

$$\frac{\partial \Omega^{(1)}(\sigma)}{\partial \sigma} = \frac{1}{2} \frac{vT}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{K} \Gamma_-(i\Omega_n, \mathbf{K}) \frac{\partial \Gamma_-(i\Omega_n, \mathbf{K})}{\partial \sigma}, \quad (4.6)$$

где функция Грина $\Gamma_-(i\Omega_n, \mathbf{K})$ была задана формулой (3.3).

Поскольку нам известно, что $\Gamma_-(0, \mathbf{0}) = 0$ при $\Phi = \Phi_{\min}^{(0)}$ (см. выше обсуждение, следующее за уравнением (3.3)), основной вклад в интеграл вносится областью около нуля и интеграл (4.6) допускает приближительную оценку

$$\frac{\partial \Omega^{(1)}(\sigma)}{\partial \sigma} \simeq \frac{1}{2} \frac{vT}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{K} \Gamma_-(i\Omega_n, \mathbf{K}) \frac{\partial \Gamma_-(0, \mathbf{0})}{\partial \sigma} \Big|_{m_z \rightarrow \infty, T=0}, \quad (4.7)$$

где m_z остается конечным, а $T \neq 0$ только там, где это необходимо.

Дифференцируя (3.3), можно получить

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Gamma_-(0, \mathbf{0})}{\partial \sigma} \Big|_{m_z \rightarrow \infty, T=0} &= T \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{[\omega_l^2 + \xi^2(\mathbf{k}) + \sigma]^2} \Big|_{m_z \rightarrow \infty, T=0} = \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{m_{\perp}}{d} \frac{1}{(\Phi_{\min}^{(0)})^2}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Таким образом, требуется найти лишь выражение для $\Gamma_-(i\Omega_n, \mathbf{K})$. В пределе низких температур эта функция Грина при малых Ω_n и $\mathbf{K}$ (приближение производной) имеет вид

$$\Gamma_{-}^{-1}(i\Omega_n, \mathbf{K}) = a' \mathbf{K}_{\perp}^2 + b' K_z^2 + d' \Omega_n^2, \quad \Omega_n, \frac{\mathbf{K}_{\perp}^2}{m_{\perp}}, \frac{K_z^2}{m_z} \ll \Phi_{\min}^{(0)}(T=0), \quad (4.9)$$

причем

$$a' = \frac{\epsilon_F}{8\pi d (\Phi_{\min}^{(0)})^2}, \quad b' = \frac{1}{32\pi d} \frac{m_{\perp}}{m_z} \frac{w}{\epsilon_F^2}, \quad d' = \frac{m_{\perp}}{8\pi d (\Phi_{\min}^{(0)})^2}. \quad (4.10)$$

Чтобы получить (4.9), нужно устранить ультрафиолетовые расходимости в (3.3), применив процедуру регуляризации с помощью энергии двухчастичного связанного состояния, описанную в разделе 2. Заметим, что в пределе $T \rightarrow 0$ можно разложить Γ_{-}^{-1} по Ω_n , не прибегая к аналитическому продолжению действительной частоты Ω . Отметим также, что при таком аналитическом продолжении полюс $\Gamma_{R-}^{-1}(\Omega, \mathbf{K}_{\perp}, K_z = 0) = 0$ дает дисперсионное соотношение для моды Боголюбова

$$\Omega = \sqrt{\frac{\epsilon_F}{m_{\perp}}} K_{\perp} = \frac{v_F}{\sqrt{2}} K_{\perp}. \quad (4.11)$$

Использование простого выражения (4.9) позволяет аналитически рассчитать величину $\partial \Omega^{(1)} / \partial \sigma$, входящую в (4.7).

Легко видеть, что в двумерном случае, когда $b' = 0$, член в интеграле (4.7) с $\Omega_n = 0$ имеет инфракрасную расходимость. Это, в свою очередь, означает, что щелевое уравнение (4.3) имеет только тривиальное решение $T_c \equiv 0$. Это еще раз показывает, что дальний порядок в двумерном случае отсутствует [6].

Если используется разложение (4.9), уравнение (4.7) приобретает также искусственную ультрафиолетовую расходимость. Последняя связана с применением разложения

по производным (4.9), которое допустимо только при малых Ω_n и $\mathbf{K}$. Для устранения этой расходимости можно воспользоваться тем же самым естественным обрезанием, что и в предыдущем случае, а именно щелевым БКШ-обрезанием $\Phi_{\min}^{(0)}(T=0)$.

При больших значениях m_z единственным важным членом суммы (4.7) является член $\Omega_n = 0$, поскольку он расходится в двумерном пределе. Применение вышеупомянутого обрезания приводит к формуле

$$\frac{1}{2} \frac{vT}{(2\pi)^3} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int d\mathbf{K} \Gamma_{-}(i\Omega_n, \mathbf{K}) \simeq vT \frac{(\Phi_{\min}^{(0)})^2}{\epsilon_F} |\ln \delta|, \quad (4.12)$$

где

$$\delta = \frac{\pi^2}{4\sqrt{2}} \sqrt{\frac{|\epsilon_b|}{\epsilon_F}} \frac{w^2}{\epsilon_F^2}. \quad (4.13)$$

Подставив (4.12) в (4.7), а затем (4.7) в (4.2), получаем

$$\Phi^{(1)}(T) \simeq -\frac{T}{\epsilon_F} |\ln \delta| \frac{|\epsilon_b|(2\epsilon_F + |\epsilon_b|)}{2\Phi_{\min}^{(0)}}. \quad (4.14)$$

Наконец, подстановка (4.14) в (4.3) приводит к выражению для критической температуры

$$T_c \simeq \frac{2\epsilon_F}{|\ln \delta|}. \quad (4.15)$$

Этот результат применим только для случая $T_c \ll T_c^{\text{MF}}$, т.е. только когда $\delta \ll 1$.

Можно видеть, что выражения (3.11) и (4.15) имеют логарифмические особенности в пределе $m_z \rightarrow \infty$. В обоих случаях зависимость в главном порядке от энергии Ферми ϵ_F линейна, в отличие от среднеполевой БКШ-зависимости, которая имеет вид квадратного корня [23]. Таким образом, оба рассмотренных здесь приближения при значительных различиях между собой приводят к качественно одинаковым результатам.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно сделать вывод о том, что появление мнимой части в однопетлевом эффективном потенциале не является сигналом перехода к сверхпроводимости, а отражает хорошо известную ограниченность применимости однопетлевого приближения. С помощью модифицированного эффективного потенциала можно вывести новое приближение для критической температуры в пределе $T_c \lesssim T_c^{\text{MF}}$. Можно также получить приближение для критической температуры в пределе “нулевой температуры”. В отличие от среднеполевой критической температуры, оба эти приближения стремятся к нулю в двумерном пределе в согласии с теоремой Колемана–Мермина–Вагнера–Хохенберга [6]. Кроме того, для обеих оценок характерна приблизительно линейная зависимость от энергии Ферми, что согласуется с экспериментом.

Благодарности. Мы благодарим Н. Д. Дэвидсона, Е. В. Горбара, В. П. Гусынина, В. М. Локтева, В. А. Миранского и И. А. Шовкови за плодотворное обсуждение. Один из авторов (С.Г.Ш.) благодарен сотрудникам физического факультета Университета Претории за гостеприимство. Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития исследований (Foundation for Research Development, Pretoria).

Список литературы

- [1] *J. G. Bednorz, K. A. Müller.* Z. Phys. B. 1986. V. 64. P. 189.
- [2] *J. R. Schrieffer.* Theory of superconductivity. New-York: Benjamin, 1964.
- [3] *F. P. Esposito, I. A. Shovkovy, L. C. R. Wijewardhana.* Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 065003.
- [4] *R. MacKenzie, P. K. Panigrahi, S. Sakhi.* Phys. Rev. B. 1993. V. 48. P. 13892; Int. J. Mod. Phys. A. 1994. V. 9. P. 3603.
- [5] *H. Yamamoto, I. Ichinose.* Nucl. Phys. B. 1992. V. 370. P. 695.
- [6] *N. D. Mermin, H. Wagner.* Phys. Rev. Lett. 1966. V. 17. P. 1113; *P. C. Hohenberg.* Phys. Rev. 1967. V. 158. P. 383; *S. Coleman.* Commun. Math. Phys. 1973. V. 31. P. 259.
- [7] *S. Coleman, E. Weinberg.* Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 1888.
- [8] *D. J. Thouless.* Ann. Phys. 1960. V. 10. P. 553.
- [9] *E. J. Weinberg, A. Wu.* Phys. Rev. D. 1987. V. 36. P. 2474.
- [10] *V. A. Miransky.* Dynamical Symmetry Breaking in Quantum Field Theory. Singapore: World Scientific Co., 1993.
- [11] *Д. В. Перегудов.* ТМФ. 1997. Т. 113. С. 149.
- [12] *V. M. Loktev, R. M. Quick, S. G. Sharapov.* Superconducting condensate formation in quasi-2D systems with arbitrary carrier density. cond-mat/9804026; Physica C. (в печати).
- [13] *R. M. Quick, S. G. Sharapov.* Physica C. 1998. V. 301. P. 262.
- [14] *И. Е. Дзялошинский, Е. И. Кац.* ЖЭТФ. 1968. Т. 55. С. 2373.
- [15] *К. Б. Ефетов, А. И. Ларкин.* ЖЭТФ. 1974. Т. 66. С. 2290.
- [16] *H. Kleinert.* Fortschr. Phys. 1978. V. 26. P. 565.
- [17] *V. M. Loktev, S. G. Sharapov.* Cond. Mat. Phys. (Lviv). 1997. № 11. P. 131; cond-mat/9706285.
- [18] *В. Н. Попов.* Функциональные интегралы в квантовой теории поля и статистической физике. М.: Атомиздат, 1976.
- [19] *K. Miyake.* Progr. Theor. Phys. 1983. V. 69. P. 1794.
- [20] *Э. В. Горбар, В. П. Гусынин, В. М. Локтев.* ФНТ. 1993. Т. 19. № 11. С. 1171.
- [21] *P. M. Stevenson.* Phys. Rev. D. 1984. V. 30. P. 1712; 1985. V. 32. P. 1389.
- [22] *M. Sher.* Phys. Rep. 1989. V. 179. P. 273.
- [23] *Y. J. Uemura.* Physica C. 1997. V. 282. P. 194.

Поступила в редакцию 20.XI.1998 г.,
после доработки 1.IV.1999 г.