



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2000-62
ОТФ

В.Ч. Жуковский, К.Г. Клименко*, В.В. Худяков, Д. Эберт*

**МАГНИТНЫЙ КАТАЛИЗ НАРУШЕНИЯ Р-ЧЕТНОСТИ
В МАССИВНОЙ МОДЕЛИ ГРОССА-НЭВЕ
И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ**

Направлено в *Письма в ЖЭТФ*

Московский государственный университет, Москва, Россия
* Институт физики высоких энергий, Протвино, Россия
* Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, Germany

Аннотация

Жуковский В.Ч., Клименко К.Г., Худяков В.В., Эберт Д. Магнитный катализ нарушения Р-четности в массивной модели Гросса-Нэве и высокотемпературная сверхпроводимость: Препринт ИФВЭ 2000–62. – Протвино, 2000. – 8 с., 2 рис., 1 табл., библиогр.: 21.

Впервые показано, что в рамках (2+1)-мерной Р-симметричной массивной теории Гросса-Нэве внешнее магнитное поле индуцирует нарушающий Р-четность фазовый переход первого рода. Обсуждается возможность использования результатов работы при описании магнитных фазовых переходов в высокотемпературных сверхпроводниках.

Abstract

Zhukovsky V.Ch., Klimenko K.G., Khudyakov V.V. and Ebert D. Magnetic Catalysis of Parity Breaking in a Massive Gross-Neveu Model and High-Temperature Superconductivity: IHEP Preprint 2000–62. – Protvino, 2000. – p. 8, figs. 2, tables 1, refs.: 21.

In the framework of a (2+1)-dimensional P-even massive Gross-Neveu model, an external magnetic field is shown to induce a parity breaking first order phase transition. Possibility of applying the results obtained to description of magnetic phase transitions in high-temperature superconductors is discussed.

Явление магнитного катализа представляет собой эффект динамического нарушения симметрии, индуцированного внешними (хромо)магнитными полями.

Впервые такое свойство внешнего однородного магнитного поля H наблюдалось при исследовании (2+1)-мерной (трехмерной) кирально-инвариантной теории поля с четырехфермионным взаимодействием (их еще называют теориями типа Гросса – Нэве (ГН) [1]). Здесь даже при сколь угодно малой константе взаимодействия внешнее магнитное поле, также произвольно малое, приводит к динамическому нарушению киральной симметрии (ДНКС) [2,3]. Позднее было дано объяснение этому явлению на основе механизма эффективной редукции размерности пространства-времени во внешнем магнитном поле и, соответственно, усилении роли инфракрасных расходимостей в перестройке вакуума [4]. Впоследствии было показано, что ДНКС индуцируется и внешним хромомагнитным полем [5,6,7]. Кроме того, на основе исследования целого ряда теорий, было отмечено, что явление магнитного катализа ДНКС, возможно, имеет модельно независимый характер [8] (для трехмерия этот факт доказан в [4]).

В недавней работе [9] в рамках Р-четной трехмерной модели ГН показано, что внешнее магнитное поле служит катализатором спонтанного нарушения также и Р-четности. Явление магнитного катализа уже использовалось в космологических и астрофизических исследованиях [10], для построения теории высокотемпературной сверхпроводимости [9,11,12,13]. Можно с уверенностью заявить, что в будущем этот эффект найдет применение в физике элементарных частиц, физике конденсированных состояний, физике нейтронных звезд и т.д., т.е. в тех разделах науки, где принцип динамического нарушения симметрии играет основополагающую роль, а внешнее магнитное поле является объективной реальностью¹.

Значительный интерес, проявленный за последнее десятилетие к изучению трехмерных теорий поля (включая и модели типа ГН [15]), во многом объясняется планарным характером высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП), так как электроны проводимости в ВТСП-системах сконцентрированы в плоскостях, образованных атомами Cu и O [16]. В недавнем эксперименте с высокотемпературным сверхпроводником $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ [17] было обнаружено, что теплопроводность, рассматриваемая как функция внешнего магнитного поля H , претерпевает скачкообразное изменение при некотором значении $H = H_c \sim T^2$ (температура образца $T < T_c$, где T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние).

¹ Возможные применения эффекта магнитного катализа обсуждаются также в работах [14].

Авторы работы [17] предположили, что при $H = H_c$ происходит фазовый переход, индуцированный внешним магнитным полем. Вскоре было предложено феноменологическое описание (на основе функционала свободной энергии системы) этого фазового перехода как перехода первого рода с нарушением Р-четности [18]. Кроме того, были представлены и теоретические (микроскопические) объяснения этого явления на основе двух трехмерных моделей типа ГН с помощью эффекта магнитного катализа динамического нарушения симметрии [9,11].² В одной из них магнитное поле индуцирует ДНКС [11], в другой — происходит нарушение Р-четности [9]. Общей характерной чертой фазовых переходов в обеих моделях является их непрерывность. Иными словами, и киральная симметрия в [11], и Р-симметрия в [9] нарушаются в точке $H = H_c$ с помощью фазового перехода второго рода, что не согласуется с феноменологическим подходом работы [18].

В предлагаемой работе показывается, что существует (2+1)-мерная модель ГН, в которой магнитный катализ имеет те же качественные особенности, что и при феноменологическом описании индуцированного внешним магнитным полем фазового перехода в ВТСП-системах [18].

Мы рассматриваем влияние внешнего магнитного поля на фазовую структуру (2+1)-мерной модели ГН вида

$$L = \sum_{a=1}^N (\bar{\psi}_a i\hat{\partial}\psi_a + m\bar{\psi}_a \psi_a) + \frac{G}{2N} \left(\sum_{a=1}^N \bar{\psi}_a \tau \psi_a \right)^2, \quad (1)$$

где $\hat{\partial} \equiv \gamma^\mu \partial_\mu$, поля ψ_a преобразуются по фундаментальному представлению группы $U(N)$, введенной для того, чтобы использовать в вычислениях непертурбативный метод $1/N$ разложения. Кроме того, для каждого значения $a = 1, 2, \dots, N$ ферми-поля ψ_a являются приводимыми относительно группы Лоренца четырехкомпонентными спинорами Дирака (соответствующие индексы опущены); τ — матрица в спинорном пространстве, имеющая вид $\tau = \text{diag}(1, 1, -1, -1)$.

Действие с лагранжианом (1) инвариантно относительно дискретного преобразования Р-четности $\psi_a(t, x, y) \rightarrow i\gamma^1\gamma^5\psi_a(t, -x, y)$ (алгебра γ^μ -матриц для случая приводимого, четырехмерного спинорного представления группы Лоренца преобразований трехмерного пространства приведена в работе [20].) При $m = 0$ именно эта модель использовалась в [9] для описания фазовых переходов, индуцированных внешним магнитным полем в ВТСП-системах.

Мы показываем, что в данной модели при $m \neq 0$, в отличие от случая $m = 0$, внешнее магнитное поле индуцирует в критической точке $H = H_c$ динамическое нарушение Р-четности, которое происходит дискретно, т.е. в рамках фазового перехода первого рода. Эта особенность магнитного катализа в модели (1) при $m \neq 0$ не имеет аналогов в других теориях поля и впервые наблюдается нами. Полученные результаты позволяют надеяться на успешном использовании массивной модели ГН (1) для теоретического объяснения магнитного фазового перехода в эксперименте [17], согласованного с феноменологическим подходом [18].

1. Фазовая структура модели при $H = 0$. Прежде, чем рассмотреть влияние ненулевого внешнего магнитного поля H на вакуум модели (1), исследуем ее фазовую структуру при $H = 0$. С этой целью введем вспомогательный лагранжиан

²В недавних работах [19] обсуждалась возможность описания этого фазового перехода и в рамках других релятивистских трехмерных теорий.

$$\tilde{L} = \bar{\psi} i\hat{\partial}\psi + m\bar{\psi}\psi + \sigma\bar{\psi}\tau\psi + \frac{N\sigma^2}{2G}, \quad (2)$$

где $\sigma(x)$ — вспомогательное бозонное вещественное поле, а индексы a суммирования по вспомогательной группе $U(N)$ здесь и далее подразумеваются. Теории поля (1) и (2) эквивалентны между собой в силу того, что с помощью уравнений движения можно исключить поле σ из (2) и получить лагранжиан (1). Нетрудно показать, что относительно дискретной операции Р-четности вспомогательное поле преобразуются следующим образом: $\sigma(t, x, y) \rightarrow -\sigma(t, -x, y)$, т.е. σ является псевдоскалярным полем.

Исходя из лагранжиана (2), можно найти эффективный потенциал теории, который в однопетлевом приближении (\equiv в главном порядке $1/N$ -разложения) имеет вид

$$V_0(\sigma) = \frac{N\sigma^2}{2G} - N \sum_{k=1}^2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} \ln(p^2 + M_k^2), \quad (3)$$

где интегрирование ведется по импульсному пространству Евклида, а $M_{1,2} = |m \pm \sigma|$. Проинтегрируем в (3) по области $0 \leq p^2 \leq \Lambda^2$:

$$\frac{1}{N} V_0(\sigma) = \frac{\sigma^2}{2g} + \frac{|m - \sigma|^3}{6\pi} + \frac{|m + \sigma|^3}{6\pi}, \quad (4)$$

где $\frac{1}{g} = \frac{1}{G} - \frac{2\Lambda}{\pi^2}$. Известно, что фазовая структура любой теории поля в значительной степени определяется свойствами симметрии точки глобального минимума ее эффективного потенциала. Нетрудно показать, что функция (4) при $\pi/g > -2m$ имеет симметричную относительно преобразования Р-четности точку глобального минимума $\sigma = 0$. Если $\pi/g < -2m$, то у потенциала (4) на множестве $0 \leq \sigma < \infty$ появляется отличная от нуля точка абсолютного минимума

$$\sigma_0 = -\frac{\pi}{2g} + \sqrt{\frac{\pi^2}{4g^2} - m^2}, \quad (5)$$

и Р-симметрия модели спонтанно нарушается.

Используя вместо g голую константу связи G , можно получить следующую картину. При $G < G_c = \frac{\pi^2}{2\Lambda - 2m\pi}$ вакуум модели Р-четен, при $G > G_c$ реализуется фаза модели со спонтанным нарушением Р-симметрии. В точке $G = G_c$, поскольку глобальный минимум потенциала скачком переходит из начала координат в ненулевую точку (5), происходит фазовый переход первого рода. (Для сравнения отметим, что в случае безмассовой модели, т.е. при $m = 0$, в точке $G = G_c$ происходит непрерывный по константе связи фазовый переход второго рода.)

2. Магнитный катализ динамического нарушения Р-четности. Рассмотрим теперь, как действует внешнее магнитное поле H (температура равна нулю) на симметричную фазу модели (1), т.е. в случае $\pi/g > -2m$ (при этом голая константа связи достаточно мала: $G < G_c$). Соответствующий эффективный потенциал, являющийся частным случаем эффективного потенциала для более общей модели ГН при $H \neq 0$ [20], имеет следующий вид:

$$V_H(\sigma) = \frac{N\sigma^2}{2g} + N \sum_{k=1}^2 \left[\frac{eHM_k}{4\pi} - \frac{(2eH)^{3/2}}{4\pi} \zeta \left(-\frac{1}{2}, \frac{M_k^2}{2eH} \right) \right], \quad (6)$$

где $\zeta(s, x)$ — обобщенная дзета-функция Римана [21]. Покажем, что внешнее магнитное поле индуцирует спонтанное нарушение Р-четности модели (явление магнитного катализа), причем характер этого явления качественно различен в случаях $m = 0$ и $m \neq 0$.

Случай $m = 0$. Соответствующий эффективный потенциал модели $V_H^{m=0}(\sigma)$ получается из формулы (6) при $m = 0$:

$$V_H^{m=0}(\sigma) = \frac{N\sigma^2}{2g} + \frac{NeH|\sigma|}{2\pi} - \frac{N(2eH)^{3/2}}{2\pi} \zeta\left(-\frac{1}{2}, \frac{\sigma^2}{2eH}\right). \quad (7)$$

Ясно, что $V_H^{m=0}(\sigma)$ есть симметричная относительно преобразования $\sigma \rightarrow -\sigma$ функция. Следовательно, для нахождения точки глобального минимума достаточно исследовать ее только на множестве $\sigma \in [0, \infty)$. В этом случае уравнение стационарности

$$\frac{\partial V_H^{m=0}(\sigma)}{\partial \sigma} \equiv 2N\sigma F(\sigma) = 2N\sigma \left[\frac{1}{2g} + \frac{eH}{4\pi\sigma} - \frac{\sqrt{2eH}}{4\pi} \zeta\left(\frac{1}{2}, \frac{\sigma^2}{2eH}\right) \right] = 0 \quad (8)$$

получается из (7) с помощью формулы $d\zeta(s, x)/dx = -s\zeta(s+1, x)$.

Исследование потенциала (7) проводилось в работах [2,4,6]. Несмотря на это, мы более подробно остановиться на некоторых деталях, необходимых для дальнейшего.

Прежде всего отметим, что из (8) следует

$$\left. \frac{\partial V_H^{m=0}(\sigma)}{\partial \sigma} \right|_{\sigma \rightarrow 0_+} = \lim_{\sigma \rightarrow 0_+} (2N\sigma F(\sigma)) = -\frac{NeH}{2\pi}, \quad (9)$$

т.е. точка $\sigma = 0$ не является решением уравнения стационарности (8). Кроме того, так как $V_H^{m=0}(\sigma) = V_H^{m=0}(-\sigma)$, имеются еще два следствия формулы (9): 1) в точке $\sigma = 0$ находится локальный максимум потенциала; 2) первая производная функции $V_H^{m=0}(\sigma)$ не существует в точке $\sigma = 0$. (В то же время при $H = 0$ эффективный потенциал — дифференцируемая на всей оси σ функция.)

Следствие 1), а также тот факт, что $\lim_{|\sigma| \rightarrow \infty} V_H^{m=0}(\sigma) = +\infty$, говорят о наличии отличной от нуля точки глобального минимума $\sigma_0(H)$ потенциала $V_H^{m=0}(\sigma)$. Это означает, что Р-симметрия рассматриваемой безмассовой модели в присутствии внешнего магнитного поля (сколь угодно малого) обязательно спонтанно нарушена даже при сколь угодно малой константе взаимодействия G (при этом $g > 0$). Таким образом, происходит динамическое нарушение Р-четности, индуцированное внешним магнитным полем (явление магнитного катализа).

Известно, что функция $F(\sigma)$ монотонно возрастает на множестве $\sigma \in [0, \infty)$ так, что $F(0) = -\infty$ (следствие равенства (9)) и $\lim_{\sigma \rightarrow \infty} F(\sigma) = \infty$ [2,6]. Поэтому существует единственная точка $\sigma_0(H)$, в которой функция $F(\sigma)$ обращается в нуль, где и находится глобальный минимум потенциала (7). Из уравнения $F(\sigma) = 0$ как равенства, неявно задающего функцию $\sigma_0(H)$, следует, что $\sigma_0(H) \approx egH/(2\pi)$ при $H \rightarrow 0$ [2,6]. Таким образом, при включении магнитного поля в модели происходит нарушающий Р-четность непрерывный по H фазовый переход второго рода в силу того, что параметр порядка $\sigma_0(H)$ в точке фазового перехода (т.е. при $H = 0$) является непрерывной функцией переменной H .

Ранее доказано [2,6], что $\sigma_0(H)$ при больших значениях H имеет следующее поведение: $\sigma_0(H) \approx k\sqrt{eH}$, где k — решение уравнения $1 = \sqrt{2}\zeta(1/2, k^2/2)$ и $k \approx 0.45$. Так как

$\sigma_0(H)$ — точка глобального минимума потенциала (7), то для всех значений H справедливо неравенство $V_H^{m=0}(0) > V_H^{m=0}(\sigma_0(H))$. В частности, используя это соотношение при $H \rightarrow \infty$, имеем

$$-\frac{N(2eH)^{3/2}}{2\pi}\zeta\left(-\frac{1}{2}, 0\right) > \frac{Nk(eH)^{3/2}}{2\pi} - \frac{N(2eH)^{3/2}}{2\pi}\zeta\left(-\frac{1}{2}, \frac{k^2}{2}\right). \quad (10)$$

Случай $m \neq 0$. Остановимся теперь на некоторых особенностях спонтанного нарушения симметрии в модели (1) при $H, m \neq 0$. Как и в безмассовом случае, при $m \neq 0$ потенциал $V_H(\sigma)$ — четная функция переменной σ , поэтому достаточно провести его исследование на полуоси $\sigma \in [0, \infty)$. Здесь уравнение стационарности для эффективного потенциала имеет вид

$$0 = \frac{1}{N} \frac{\partial V_H}{\partial \sigma} = \begin{cases} (\sigma + m)F(\sigma + m) - (m - \sigma)F(m - \sigma), & \text{при } \sigma < m; \\ (\sigma + m)F(\sigma + m) + (\sigma - m)F(\sigma - m), & \text{при } \sigma > m, \end{cases} \quad (11)$$

где функция $F(x)$ представлена в (8). С учетом (9) отсюда нетрудно получить

$$\frac{\partial V_H}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma \rightarrow m_+} = -\frac{NeH}{2\pi} + \frac{\partial V_H}{\partial \sigma} \Big|_{\sigma \rightarrow m_-}, \quad (12)$$

что при $H \neq 0$ означает недифференцируемость потенциала (6) в точках $\sigma = \pm m$. В силу этого точкой глобального минимума функции $V_H(\sigma)$ на множестве $\sigma \in [0, \infty)$ может быть либо точка $\sigma = m$, либо одно из решений уравнения стационарности (11). Однако, используя (12), можно сделать важный вывод: если в некоторой окрестности слева от точки $\sigma = m$ эффективный потенциал имеет отрицательную производную, то и в некоторой окрестности справа от нее производная также отрицательна. Значит, $\sigma = m$ не может быть точкой не только глобального, но даже и локального минимума. Поэтому особое внимание нужно уделить решениям уравнения (11).

Очевидным решением этого уравнения для всех H является точка $\sigma = 0$. С помощью аналитических и численных методов можно показать, что при всех $H \neq 0$ в этой точке находится, по крайней мере, локальный минимум функции $V_H(\sigma)$. Более того, при достаточно малых значениях H глобальный минимум потенциала располагается именно в точке $\sigma = 0$, а Р-четность остается ненарушенной (это следствие того, что при таких H производная потенциала положительна для всех $\sigma \in [0, \infty)$).

Покажем, что при больших H уравнение (11) имеет еще одно решение, которое отсутствует при малых H . Действительно, в области $\sigma >> m$ это уравнение совпадает по своему виду с уравнением стационарности (8) для безмассового случая. Решение $\sigma_0(H)$ последнего становится большой величиной только в пределе $eH \rightarrow \infty$. Следовательно, в области больших значений магнитного поля уравнение (11) имеет кроме $\sigma = 0$ еще одно решение $\tilde{\sigma}_0(H)$ такое, что $\tilde{\sigma}_0(H) \approx k\sqrt{eH}$ при $eH \rightarrow \infty$ (значение коэффициента k то же, что и в формуле (10)). Других решений уравнения стационарности (11), кроме $\sigma = 0$ и $\tilde{\sigma}_0(H)$, нам не удалось обнаружить.

Как было сказано выше, при достаточно малых H глобальный минимум потенциала находится в точке $\sigma = 0$. Покажем, что с ростом H он переходит в точку $\tilde{\sigma}_0(H)$. С этой целью найдем значения потенциала в стационарных точках при $eH/m^2 \rightarrow \infty$:

$$V_H(0) = -\frac{(2eH)^{3/2}}{2\pi}\zeta\left(-\frac{1}{2}, 0\right) + O(eH/m^2), \quad (13)$$

$$V_H(\tilde{\sigma}_0(H)) = \frac{k(2eH)^{3/2}}{2\pi} - \frac{(2eH)^{3/2}}{2\pi} \zeta\left(-\frac{1}{2}, \frac{k^2}{2}\right) + O(eH/m^2), \quad (14)$$

где мы учли, что $\tilde{\sigma}_0(H) \approx k\sqrt{eH}$ при $eH \rightarrow \infty$. Сравнивая с помощью (10) между собой выражения (13) и (14), приходим к выводу, что $V_H(\tilde{\sigma}_0(H)) < V_H(0)$ при $eH \rightarrow \infty$. Поскольку $\sigma = 0$ для всех значений H является по крайней мере локальным минимумом, то переход глобального минимума потенциала из точки $\sigma = 0$ в нетривиальную точку $\tilde{\sigma}_0(H)$ происходит скачкообразно при некотором критическом значении внешнего магнитного поля $H_c(g) \neq 0$. Таким образом, в точке $H_c(g)$ происходит нарушающий P -четность фазовый переход первого рода. Зависимость критического магнитного поля $H_c(g)$ от константы g при $T = 0$ и $m \neq 0$ приведена на рис. 1. На рис. 2 приведены графики функции $V_H(\sigma)$ при различных значениях H и $gm = 10$.

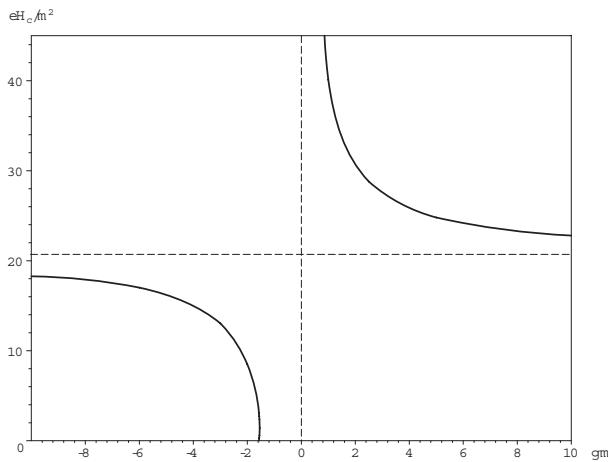


Рис. 1. Критическое магнитное поле в зависимости от константы связи g .

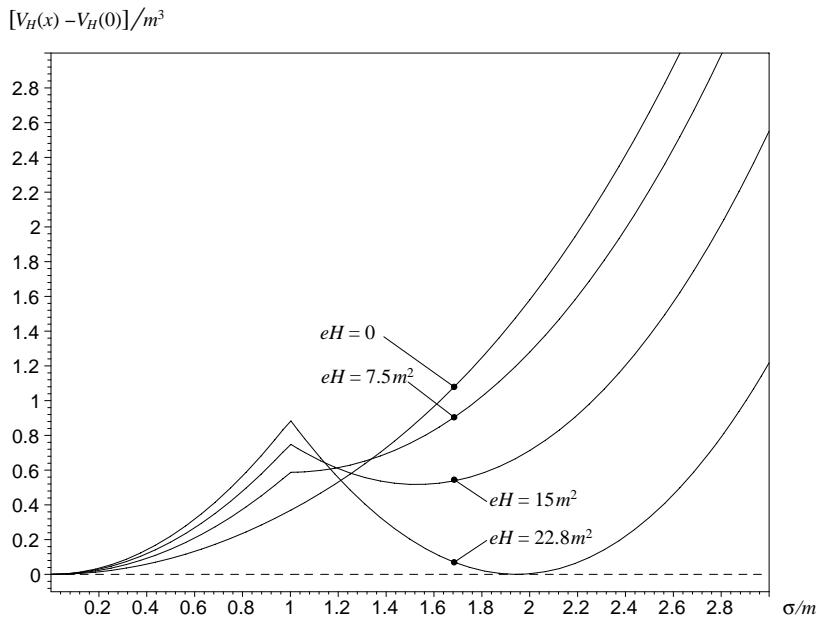


Рис. 2. Эффективный потенциал при различных значениях магнитного поля и $gm = 10$.

3. Магнитный катализ при ненулевой температуре Т. Используя технику, разработанную в [4], можно получить следующее выражение для эффективного потенциала модели (1) при $H, T \neq 0$:

$$\frac{1}{N} V_{HT}(\sigma) = \frac{1}{N} V_H(\sigma) - \frac{eH}{2\pi\beta} \sum_{i=1}^2 \left\{ \ln(1+\exp(-M_i\beta)) + 2 \sum_{k=1}^{\infty} \ln(1+\exp(-\beta\sqrt{M_i^2 + 2keH})) \right\}, \quad (15)$$

где $\beta = 1/T$, а $V_H(\sigma)$ — потенциал (6). Численный анализ потенциала (15) показывает, что в этом случае также при достаточно малых H четность ненарушенна. Однако существует критическое магнитное поле, при котором наступает нарушающий Р-четность фазовый переход первого рода. При фиксированном значении g обозначим величину критического поля как $H_c(T)$. Некоторые ее значения при $gm = 5$ приведены в табл. 1. Даже из данных этой таблицы очевидно, что $H_c(T) \sim T^2$ при $T \rightarrow \infty$, т.е. $H_c(T)$ ведет себя так же, как и в моделях [9,11].

Таблица 1. Некоторые значения $H_c(T)$ при $gm = 5$.

T/m	0.1	0.25	0.5	1	2.5	5	10	25	50	100	200
$eH_c(T)/m^2$	24.9	25.2	27	36	131	465	1782	10900	43200	173000	700000

Заключение

В предлагаемой работе впервые в рамках теории поля доказано, что внешнее магнитное поле может индуцировать фазовый переход первого рода³. В качестве примера мы предложили Р-инвариантную массивную трехмерную модель ГН (1).

При $m = 0$ в этой модели имеет место магнитный катализ динамического нарушения Р-симметрии [9]. Причем, в точке $H_c \sim T^2$ ($T \rightarrow \infty$) происходит *фазовый переход второго рода*, а теоретические значения H_c хорошо описывают данные эксперимента [17].

Мы показали, что при $m \neq 0$ в модели (1) внешним магнитным полем также индуцируется динамическое нарушение Р-четности. Поведение кривой H_c при больших T такое же, как и при $m = 0$. Однако, в отличие от последнего случая, в массивной модели ГН (1) в точке H_c происходит нарушающий Р-четность *фазовый переход первого рода*, что согласуется с феноменологическим описанием [18] магнитных фазовых переходов в ВТСП системах из эксперимента [17].

Один из авторов (Д.Е.) признателен Министерству образования Японии за поддержку его работы в RCNP университета Осаки. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по теме 98-02-16690, а также Немецкого исследовательского общества (DFG-Project 436 RUS 113/477/4).

³Численный анализ, проведенный недавно в кирально инвариантной модели КЭДз, также указывает на возможность магнитного катализа ДНКС в рамках фазового перехода первого рода [13].

Список литературы

- [1] D.J. Gross and A. Neveu. // Phys. Rev. **D10**, 3235 (1974).
- [2] К.Г. Клименко. // ТМФ **89**, 211 (1991); ТМФ **90**, 3 (1992); K.G. Klimenko. // Z. Phys. **C54**, 323 (1992).
- [3] I.V. Krive and S.A. Naftulin. // Phys. Rev. **D46**, 2737 (1992).
- [4] V.P. Gusynin, V.A. Miransky and I.A. Shovkovy. // Phys. Rev. Lett. **73**, 3499 (1994); Phys. Rev. **D52**, 4718 (1995).
- [5] K.G. Klimenko, A.S. Vshivtsev and B.V. Magnitsky. // Nuovo Cim. **A107**, 439 (1994); А.С. Вшивцев, К.Г. Клименко, Б.В. Магнитский. // ТМФ **101**, 391 (1994); ЯФ **57**, 2260 (1994).
- [6] А.С. Вшивцев, В.Ч. Жуковский, К.Г. Клименко, Б.В. Магнитский. // ЭЧАЯ **29**, 1259 (1998).
- [7] I.A. Shovkovy and V.M. Turkowski. // Phys. Lett. **B367**, 213 (1995); D. Ebert and V.Ch. Zhukovsky. // Mod. Phys. Lett. **A12**, 2567 (1997); V.P. Gusynin, D.K. Hong and I.A. Shovkovy. // Phys. Rev. **D57**, 5230 (1998).
- [8] G.W. Semenoff, I.A. Shovkovy and L.C.R. Wijewardhana. // Phys. Rev. **D 60**, 105024 (2000).
- [9] W.V. Liu. // Nucl. Phys. **B556**, 563 (1999).
- [10] T. Inagaki, T. Muta and S.D. Odintsov. // Progr. Theor. Phys. Suppl. **127**, 93 (1997); E.J. Ferrer and V. de la Incera, Int. J. Mod. Phys. **A14**, 3963 (1999); hep-th/9910035.
- [11] G.V. Semenoff, I.A. Shovkovy and L.C.R. Wijewardhana. // Mod. Phys. Lett. **A13**, 1143 (1998).
- [12] K. Farakos and N.E. Mavromatos. // Int. J. Mod. Phys. **B12**, 809 (1998); K. Farakos, G. Koutsoumbas and N.E. Mavromatos. // Int. J. Mod. Phys. **B12**, 2475 (1998); N.E. Mavromatos and A. Momen. // Mod. Phys. Lett. **A13**, 1765 (1998).
- [13] J. Alexandre, K. Farakos and G. Koutsoumbas, hep-th/0010211.
- [14] V.A. Miransky. Progr. Theor. Phys. Suppl. **123**, 49 (1996); V.P. Gusynin. // Ukrainian J. Phys. **45**, N_{4,5}, 603 (2000); V. de la Incera, hep-ph/0009303.
- [15] G.W. Semenoff and L.C.R. Wijewardhana. // Phys. Rev. Lett. **63**, 2633 (1989); R. Mackenzie, P.K. Panigrahi and S. Sakhi. // Int. J. Mod. Phys. **A 9**, 3603 (1994); V.P. Gusynin, V.M. Loktev and I.A. Shovkovy. // JETP **80**, 1111 (1995); E. Babaev, hep-th/9907089; hep-th/9909052.
- [16] A.S. Davydov. // Phys. Rep. **190**, 191 (1990).
- [17] K. Krishana et al. // Science **277**, 83 (1997).
- [18] R.B. Laughlin. // Phys. Rev. Lett. **80**, 5188 (1998).
- [19] M.R. Li, P.J. Hirschfeld and P. Wolfle, cond-mat/0003160; M. Vojta, Y. Zhang and S. Sachdev, cond-mat/0003163; cond-mat/0008048; D.V. Khveshchenko and J. Paaske, cond-mat/0009117.
- [20] V.Ch. Zhukovsky, K.G. Klimenko, V.V. Khudyakov. // Theor. Math. Phys. **124**, 1132 (2000).
- [21] Э.Т. Уиттекер, Дж.Н. Ватсон. *Курс современного анализа*. – М.: ГИФМЛ, т.2, 1963.

Рукопись поступила 20 декабря 2000 г.

В.Ч. Жуковский, К.Г. Клименко, В.В. Худяков, Д. Эберт.
Магнитный катализ нарушения Р-четности в массивной модели Гросса-Нэве
и высокотемпературная сверхпроводимость.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы L^AT_EX.
Редактор Н.В.Ежела. Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати 21.12.2000. Формат 60 × 84/8. Офсетная печать.
Печ.л. 1. Уч.-изд.л. 0,8. Тираж 120. Заказ 16. Индекс 3649.
ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

Индекс 3649

ПРЕПРИНТ 2000–62, ИФВЭ, 2000
