

Хромомагнитный катализ цветовой сверхпроводимости

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

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, 117234 Москва, Россия

*Институт физики высоких энергий, 142284 Протвино, Московская обл., Россия

†Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, D-10115 Berlin, Germany

Поступила в редакцию 15 октября 2001 г.

Исследуется влияние внешнего хромомагнитного поля на фазовую структуру расширенной модели Намбу – Йона-Лазинио с двумя ароматами кварков. Показано, что в зависимости от соотношения между константами взаимодействия кварков в $\bar{q}q$ - и qq -каналах некоторые типы хромомагнитных полей индуцируют спонтанное нарушение цветовой, киральной или обеих симметрий одновременно.

PACS: 21.10.-k

Введение. Согласно современным представлениям в квантовой хромодинамике (КХД), при низких температурах и плотностях реализуется фаза конфайнмента, для которой адроны являются элементарными возбуждениями основного состояния, то есть кварки не вылетают и цветовая симметрия не нарушена. Характерной особенностью этой фазы является ненулевой киральный конденсат $\langle \bar{q}q \rangle$, сигнализирующий о спонтанном нарушении киральной симметрии (СНКС). При больших температурах T предсказывается переход системы в состояние кварк-глюонной плазмы, где кварки становятся свободными и все симметрии лагранжиана КХД восстанавливаются. При достаточно больших значениях плотности барионов (значения T малы) в КХД ожидается появление новой фазы с цветовой сверхпроводимостью (ЦСП). В этой фазе возможно образование связанных состояний двух кварков – куперовских пар, конденсат которых $\langle qq \rangle$ в вакууме отличен от нуля, что говорит о спонтанном нарушении цветовой симметрии.

Свойства ЦСП-фазы материи обсуждались в работах [1] более двадцати лет назад. Недавно это явление исследовалось в рамках одноглюонного обмена в КХД [2], где доказана принципиальная возможность существования ЦСП при значениях химического потенциала μ , превышающих 10^8 МэВ [3]. Соответствующие плотности барионов столь велики, что не существуют ни в природных (нейтронные звезды), ни в лабораторных условиях (в будущих экспериментах по ион-ионным столкновениям можно получить плотности, превышающие лишь в несколько раз плотность обычной ядерной материи, что соответствует значениям $\mu \sim 500$ МэВ). Возможность наблюдения ЦСП в области промежуточных плотностей барионов

доказана совсем недавно (см. [4–6], а также обзор [7] и имеющиеся там ссылки) на основе различных эффективных теорий низкоэнергетической области КХД, среди которых и модель Намбу – Йона-Лазинио (НЙЛ). В этих работах с учетом такой непертурбативной характеристики реального вакуума КХД, как СНКС, то есть ненулевого кирального конденсата $\langle \bar{q}q \rangle$, показано, что ЦСП-эффект может проявиться при гораздо меньших значениях $\mu \approx 400$ МэВ, то есть уже в ближайших экспериментах по столкновению тяжелых ионов.

Важно подчеркнуть, что лагранжианы НЙЛ и КХД имеют одну и ту же группу симметрии, поэтому модель НЙЛ с успехом используется для изучения свойств непертурбативного вакуума КХД, в частности, при воздействии таких внешних условий, как температура и химический потенциал [8]. Эти исследования особенно важны в случаях, когда в КХД затруднено использование численных решеточных методов, то есть при наличии химического потенциала и внешнего магнитного поля [9, 10]. Кроме того, именно на основе теорий НЙЛ выяснилось, что сколь угодно малые внешние магнитные поля индуцируют СНКС [11]. Этот эффект получил название магнитного катализа СНКС и находит применение в самых различных областях физики (см. обзоры [12]).

Хорошо известно, что в низкоэнергетическом вакууме КХД помимо $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$ отличен от нуля и глюонный конденсат $\langle FF \rangle \equiv \langle F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} \rangle$, где $F_{\mu\nu}^a$ – тензор напряженности глюонного поля. Так как модель НЙЛ не содержит динамических глюонов, то глюонный конденсат в ней отсутствует. Чтобы исправить эту ситуацию и получить более реалистичное описание физических процессов, в рамках модели НЙЛ в качестве глюонного конденсата обычно используют

ся внешние цветовые поля [13]. В частности, в серии работ [14], посвященных модели НЙЛ с глюонным конденсатом, было показано, что внешнее хромоманнитное поле, подобно обычному магнитному полю, является катализатором СНКС.

В предлагаемой работе исследуется образование ЦСП с учетом двух непертурбативных характеристик вакуума КХД – кирального и глюонного конденсатов. С этой целью рассматривается фазовая структура модели НЙЛ в присутствии внешнего цветового поля и показывается, что некоторые типы хромоманнитных полей способны индуцировать цветовую сверхпроводимость, критерием которой является отличный от нуля дикварковый конденсат. Так как химический потенциал μ способствует переходу системы в ЦСП-состояние, а роль глюонного конденсата (внешнего хромоманнитного поля) в этом процессе еще не достаточно хорошо изучена, всюду в работе полагается $\mu = 0$ ¹⁾.

Модель и ее эффективный потенциал. Рассмотрим (3+1)-мерную модель НЙЛ с лагранжианом вида

$$L = \bar{q}\gamma^\nu \left(i\partial_\nu + gA_\nu^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \right) q + \frac{G_1}{2N_c} [(\bar{q}q)^2 + (\bar{q}i\gamma^5\tau q)^2] + \frac{G_2}{N_c} [i\bar{q}_c\epsilon\epsilon^b\gamma^5 q][i\bar{q}\epsilon\epsilon^b\gamma^5 q_c], \quad (1)$$

где кварковые поля $q \equiv q_{i\alpha}$ образуют дублет ароматов ($i = 1, 2$), а также триплет группы цветов $SU(3)_c$ ($\alpha = 1, 2, 3$); $A_\mu^a(x)$ – вектор-потенциал классического $SU(3)_c$ -калибровочного поля (поэтому здесь и далее подразумевается, что $N_c = 3$); G_1, G_2 – независимые константы связи²⁾; $q_c = C\bar{q}^t$, $\bar{q}_c = q^t C$ – зарядово сопряженные спиноры, $C = i\gamma^2\gamma^0$ (t обозначает операцию транспонирования). В (1) также используются следующие обозначения: $\tau \equiv (\tau^1, \tau^2, \tau^3)$ – матрицы Паули в пространстве ароматов, λ_a – матрицы Гелл-Манна, $(\epsilon)^{ik} \equiv \epsilon^{ik}$, $(\epsilon^b)^{\alpha\beta} \equiv \epsilon^{\alpha\beta b}$ являются полностью антисимметричными тензорами в пространствах аромата и цвета, соответственно ($i, k = 1, 2$; $\alpha, \beta, b = 1, 2, 3$). Ясно, что лагранжиан (1) инвариантен относительно преобразований из киральной $SU(2)_L \times SU(2)_R$ и цветовой $SU(3)_c$ групп.

Модели такого типа эффективно описывают динамику мезонов и дикварков, а также процессы с участием барионов в низкоэнергетической КХД с двумя

ароматами кварков [17]. Кроме того, именно в рамках модели (1) при $A_\mu^a(x) = 0$ было продемонстрировано существование ЦСП в области умеренных значений химического потенциала $\mu \sim 400$ МэВ [6]³⁾.

Линеаризованная версия модели (1) со вспомогательными бозонными полями имеет вид

$$\tilde{L} = \bar{q}\gamma^\nu \left(i\partial_\nu + gA_\nu^a(x) \frac{\lambda_a}{2} \right) q - \bar{q}(\sigma + i\gamma^5\tau\pi)q - \frac{3}{2G_1}(\sigma^2 + \pi^2) - \frac{3}{G_2}\Delta^{*b}\Delta^b - \Delta^{*b}[i\bar{q}^t C\epsilon\epsilon^b\gamma^5 q] - \Delta^b[i\bar{q}\epsilon\epsilon^b\gamma^5 C\bar{q}^t]. \quad (2)$$

Лагранжианы (1) и (2) эквивалентны на уравнениях движения для бозонных полей, из которых следует, что

$$\Delta^b \sim i\bar{q}^t C\epsilon\epsilon^b\gamma^5 q, \quad \sigma \sim \bar{q}q, \quad \pi \sim i\bar{q}\gamma^5\tau q. \quad (3)$$

Очевидно, что поля σ и π – цветовые синглеты, а бозонные дикварковые поля Δ^b , каждое из которых является синглетом относительно $SU(2)_L \times SU(2)_R$ группы, образуют цветовой антитриплет. Отметим также, что σ и Δ^b являются скалярными, а π – псевдоскалярными полями. Поэтому, если $\langle\sigma\rangle \neq 0$, то киральная симметрия модели спонтанно нарушена, тогда как $\langle\Delta^b\rangle \neq 0$ указывает на динамическое нарушение цветовой симметрии.

В однопетлевом приближении эффективное действие для бозонных полей можно представить в виде континуального интеграла по кварковым полям:

$$\exp(iS_{\text{eff}}(\sigma, \pi, \Delta^b, \Delta^{*b}, A_\mu^a)) = N' \int [d\bar{q}][dq] \exp\left(i \int \tilde{L} d^4x\right), \quad (4)$$

где N' – нормировочный множитель. Предположим, что все бозонные поля в (4), кроме A_μ^a , не зависят от точек пространства – времени. Так как S_{eff} – функция, инвариантная относительно киральных, цветовых и лоренцевых преобразований, всегда можно найти систему координат, в которой $\Delta^1 = \Delta^2 = \pi = 0$, то есть $S_{\text{eff}} \equiv S_{\text{eff}}(\sigma, \Delta)$, где $\Delta \equiv \Delta^3$. Далее введем эффективный потенциал V_{eff} : $S_{\text{eff}}(\sigma, \Delta) \equiv -V_{\text{eff}}(\sigma, \Delta) \int d^4x$. Точка глобального минимума эффективного потенциала определяет вакуумные средние полей, а также группу симметрии вакуума. В частности, если в этой точке $\Delta \equiv \langle\Delta\rangle \neq 0$, то $SU(3)$, симметрия спонтанно нарушается до $SU(2)$, и наблюдается явление ЦСП. (Если бы в этом случае мы ввели рассмотрение еще и динамические глюонные поля, то три глю-

¹⁾ Возможность существования ЦСП при нулевом внешнем поле и $\mu = 0$ уже рассматривалась в ряде моделей [15, 16].

²⁾ Чтобы в моделях типа (1) получить физически приемлемые оценки масс (псевдо-)векторных мезонов и дикварков, необходимо предположить независимость констант связи друг от друга [17]. В дальнейшем G_1, G_2 – свободные параметры модели.

³⁾ Аналогичная фазовая структура предсказывается и в четырехфермионной модели, индуцированной инстантонной структурой вакуума КХД при низких энергиях [4].

онных поля оставались бы безмассовыми, остальные пять приобрели бы массу.) Представим теперь внешнее однородное хромомагнитное поле в виде $H^a = H_I^a + H_{II}^a$, где $H_I^a = (H^1, H^2, H^3, 0, \dots, 0)$, $H_{II}^a = (0, 0, 0, H^4, \dots, H^8)$. По аналогии с обычной сверхпроводимостью, можно ожидать, что поля типа H_{II}^a , соответствующие массивным глюонам, будут вытесняться из ЦСП-среды (эффект Мейснера). Более того, достаточно интенсивные поля такого типа будут разрушать ЦСП. Однако наша физическая интуиция ничего не говорит о влиянии внешних полей типа H_I^a на ЦСП-среду. Далее предполагается, что именно такое внешнее поле и воздействует на систему. Не теряя общности рассмотрения, можно положить $H^1 = H^2 = 0$, $H^3 \equiv H$, а также направить его вдоль третьей пространственной оси. Тогда отличными от нуля компонентами тензора напряженности этого поля являются: $F_{12}^3 = -F_{21}^3 = H$. Соответственно, глюонный конденсат, влияние которого на модель НЙЛ (1) имитируется данным внешним хромомагнитным полем, имеет величину $\langle FF \rangle = 2H^2$. Вектор-потенциал $A_\nu^a(x)$, приводящий к такому внешнему полю, выберем в виде

$$A_\nu^3(x) = (0, 0, Hx^1, 0); \quad A_\nu^a(x) = 0 \quad (a \neq 3). \quad (5)$$

Тогда эффективный потенциал модели при $H \neq 0$ выражается следующим образом [18]:

$$V_H(\sigma, \Delta) = \frac{3\sigma^2}{2G_1} + \frac{3\Delta\Delta^*}{G_2} - \frac{\tilde{S}(\sigma, \Delta)}{v}, \quad v = \int d^4x, \quad (6)$$

где

$$\exp(i\tilde{S}(\sigma, \Delta)) = N' \det[i\hat{\partial} - \sigma] \det^{1/2} \left[4|\Delta|^2 + \left(-i\hat{\partial} - \sigma - g\hat{A}^3 \frac{\sigma_3}{2} \right) \left(i\hat{\partial} - \sigma + g\hat{A}^3 \frac{\sigma_3}{2} \right) \right]. \quad (7)$$

Оператор, стоящий под знаком первого детерминанта в (7), действует только в пространствах ароматов, спиноров и координат, тогда как оператор под знаком второго детерминанта действует также и в двумерном цветовом пространстве, соответствующем остаточной $SU(2)$ симметрии вакуума. В (7) $\sigma_3 = \text{diag}(1, -1)$ является матрицей в двумерном цветовом пространстве.

Случай $H = 0$. Полагая в (7) $A_\nu = 0$ и используя формулу $\det O = \exp(\text{tr} \ln O)$, можно получить следующее выражение для эффективного потенциала:

$$V_0(\sigma, \Delta, \Delta^*) = \frac{3\sigma^2}{2G_1} + \frac{3|\Delta|^2}{G_2} - 8 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sqrt{\sigma^2 + 4|\Delta|^2 + k^2} - 4 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sqrt{\sigma^2 + k^2}. \quad (8)$$

Сингулярные интегралы в (8) будем регуляризовать, используя компактную область интегрирования: $|\mathbf{k}| \leq \Lambda$. В результате интегрирования в полученном выражении имеем $V_0(\sigma, \Delta, \Delta^*) = \Lambda^4 v_0(x, y)/\pi^2$, где

$$v_0(x, y) = \frac{3A}{2}x^2 + By^2 - \frac{1}{2}\sqrt{1+x^2} - \frac{x^2}{4}F(x) - \sqrt{1+x^2+y^2} - \frac{x^2+y^2}{2}F(\sqrt{x^2+y^2}). \quad (9)$$

Кроме того, в (9) введены обозначения:

$$x = \frac{\sigma}{\Lambda}, \quad y = \frac{2|\Delta|}{\Lambda}, \quad A = \frac{\pi^2}{G_1\Lambda^2}, \\ B = \frac{3\pi^2}{4G_2\Lambda^2}, \quad F(x) = \sqrt{1+x^2} - x^2 \ln \frac{1+\sqrt{1+x^2}}{x}. \quad (10)$$

Уравнения стационарности для потенциала $v_0(x, y)$ имеют вид

$$\frac{\partial v_0(x, y)}{\partial x} \equiv x\{3A - F(x) - 2F(\sqrt{x^2+y^2})\} = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial v_0(x, y)}{\partial y} \equiv 2y\{B - F(\sqrt{x^2+y^2})\} = 0. \quad (12)$$

Легко показать, что функция $F(x)$, входящая в эти уравнения, на интервале $x \in (0, \infty)$ монотонно убывает от $F(0) = 1$ до $F(\infty) = 0$ ($F(x) = 2/3x + o(1/x)$ при $x \rightarrow \infty$). Кроме того, $F'(0) = 0$. На интервале $x \in (0, 1)$ можно определить функцию $f(x)$, обратную к $F(x)$ (напомним, что $x \equiv F(f(x))$), которая монотонно убывает от $f(0) = +\infty$ ($f(x) = 1/x + \dots$ при $x \rightarrow 0$) до $f(1) = 0$. При этом $f'(1) = -\infty$. Этой информации достаточно для нижеследующих выводов.

Существуют четыре типа решений уравнений (11), (12):

I) решение вида $(0, 0)$. Оно существует для всех значений $A, B \geq 0$;

II) решение вида $(x_0, 0)$, где $x_0 = f(A)$. Оно существует для всех значений $0 \leq A \leq 1$;

III) решение вида $(0, y_0)$, где $y_0 = f(B)$. Оно существует для всех значений $0 \leq B \leq 1$;

IV) решение вида $(\tilde{x}_0, \tilde{y}_0)$. Оно обращает в нуль выражения в скобках в (11) и (12). Из (12) следует, что $\sqrt{\tilde{x}_0^2 + \tilde{y}_0^2} = f(B)$, если $0 \leq B \leq 1$. С учетом этого из (11) следует, что $\tilde{x}_0 = f(3A - 2B)$, если $0 \leq 3A - 2B \leq 1$, а также

$$\tilde{y}_0^2 = f^2(B) - f^2(3A - 2B). \quad (13)$$

Величина \tilde{y}_0^2 должна быть неотрицательной, поэтому из монотонного убывания функции $f(x)$ и из (13) получаем ограничение на A, B : $B \leq A$. Следовательно, решение типа IV существует только в области ω , где

$$\omega = \{(A, B): B \geq 0, B \leq A, 3A - 2B \leq 1\}. \quad (14)$$

Чтобы найти точку глобального минимума (ГМ) потенциала (9), нужно найти его значения в стационарных точках типа I–IV и выбрать наименьшее. Результат этой процедуры, выполненной для каждой фиксированной пары значений A, B , представлен на рис.1 в виде фазового портрета модели. На этом ри-

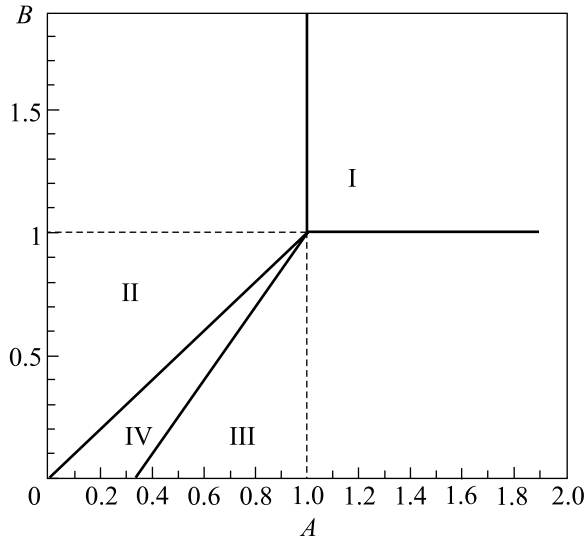


Рис.1. Фазовый (A, B)-портрет модели при $H = 0$. Левая и правая границы области IV – прямые $B = A$ и $3A - 2B = 1$, соответственно

сунке плоскость A, B разделена на четыре области (фазы), каждая из которых обозначена так же, как и стационарная точка, в которой находится ГМ потенциала для всех точек (A, B) из рассматриваемой области. Поэтому в области I рисунка ГМ является стационарной точкой типа I, и здесь находится полностью симметричная фаза теории. Область II соответствует ГМ, в котором $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$, $\langle qq \rangle = 0$. Следовательно, здесь располагается СНКС-фаза. В области III находится ЦСП-фаза, так как для всех ее точек ГМ соответствует ненулевому дикварковому конденсату. Наконец, в области IV, которая совпадает с ω (14), находится смешанная фаза модели в силу того, что в этом случае оба конденсата отличны от нуля: $\langle qq \rangle \neq 0$, $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$.

Отметим, что в работе [16] на основе метода случайных матриц рассматривалась возможность существования ЦСП при $\mu = 0$, $H = 0$. Используя общие симметричные закономерности, авторы получили строгое ограничение на константы взаимодействия кварков в $\bar{q}q$ - и qq -каналах, при котором ЦСП запрещена. В терминах модели (1) оно выглядит как $B > A$. Имея фазовый портрет модели рис.1, нетрудно проверить, что наши результаты не противоречат этому ограничению.

Случай $H \neq 0$. Рассмотрим теперь влияние внешнего хромагнитного поля с вектор-потенциалом (5) на фазовую структуру модели. В этом случае, используя методы работ [10], из (6), (7) нетрудно получить

$$V_H(\sigma, \Delta, \Delta^*) = \frac{3\sigma^2}{2G_1} + \frac{3|\Delta|^2}{G_2} + \frac{gH}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{ds}{s^2} \exp(-s(\sigma^2 + 4|\Delta|^2)) \coth(gHs/2) - 4 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sqrt{\sigma^2 + k^2}. \quad (15)$$

Потенциал (15) является ультрафиолетово расходящейся величиной, которая после регуляризации приводится к следующему виду:

$$v_h(x, y) = v_0(x, y) - \frac{h^2}{2} \left\{ \zeta'(-1, z) - \frac{1}{2} [z^2 - z] \ln z + \frac{z^2}{4} \right\}, \quad (16)$$

где мы использовали те же обозначения, что и в (9), (10), а также некоторые новые:

$$V_H(\sigma, \Delta, \Delta^*) = \frac{\Lambda^4}{\pi^2} v_h(x, y), \quad h = \frac{gH}{\Lambda^2}, \quad z = \frac{x^2 + y^2}{h}. \quad (17)$$

Кроме того, в (16) $\zeta'(-1, x) = d\zeta(\nu, x)/d\nu|_{\nu=-1}$, где $\zeta(\nu, x)$ – обобщенная дзета-функция Римана. Уравнения стационарности для потенциала (16) имеют вид

$$\frac{\partial v_h(x, y)}{\partial x} \equiv x \{ 3A - F(x) - 2F(\sqrt{x^2 + y^2}) - hI(z) \} = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial v_h(x, y)}{\partial y} \equiv y \{ 2B - 2F(\sqrt{x^2 + y^2}) - hI(z) \} = 0, \quad (19)$$

где функция $F(x)$ определена в (10). Кроме того,

$$I(z) = \frac{1}{2} \int_0^\infty \frac{ds}{s^2} \exp(-2sz) [s \coth(s) - 1]. \quad (20)$$

Легко показать, что функция $I(z)$ на интервале $z \in (0, \infty)$ монотонно убывает от $+\infty$ до нуля. С учетом монотонного убывания функции $F(x)$, из (18), (19) следует, что частные производные $\partial v_h(x, 0)/\partial x$ и $\partial v_h(0, y)/\partial y$ отрицательны при достаточно малых значениях x или y , соответственно. Иными словами, потенциал $v_h(x, y)$ в начале координат является убывающей функцией, как в направлении оси x , так и в направлении оси y . Из этого простого наблюдения следует очень важный вывод. При отличных от нуля, в том числе и сколь угодно малых, внешних полях (5) точка $(0, 0)$ не может быть глобальным минимумом эффективного потенциала, то есть исходная симметрия модели обязательно спонтанно нарушена, независимо от значений констант связи. В

частности, если при некоторых значениях G_1, G_2 вакуум модели симметричен, то при $H \neq 0$ или киральная, или цветовая, или обе симметрии одновременно нарушаются. Это явление называется хромомагнитным катализом динамического нарушения симметрии. Ранее [14] оно наблюдалось в простейшей модели НЙЛ, где хромомагнитное поле индуцирует СНКС.

Привлекая численные методы, можно получить более детальную информацию о фазовой структуре. Так на рис.2 в переменных A, B изображен фазовый

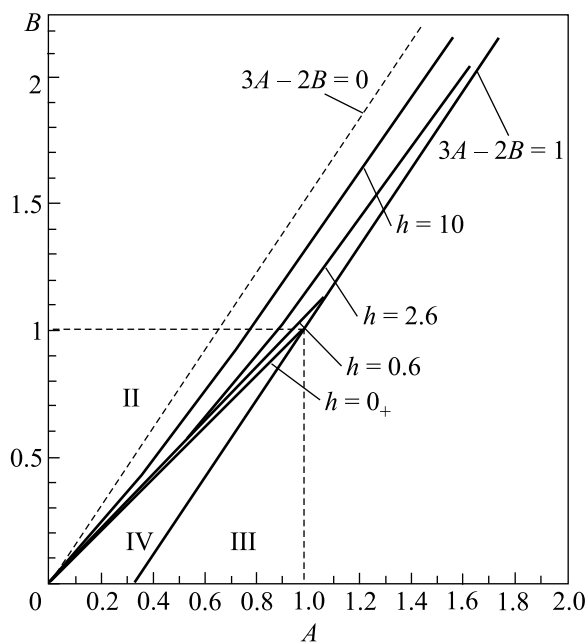


Рис.2. Фазовый (A, B) -портрет модели для нескольких значений переменной $h = gH/\Lambda^2$

портрет модели (1) для нескольких значений переменной h . Видно, что прямая $3A - 2B = 1$ является границей между ЦСП-фазой III и смешанной фазой IV, а граница между IV фазой и СНКС-фазой II зависит от значений параметра h . При этом при каждом фиксированном h левая и правая границы фазы IV совпадают лишь асимптотически при $A, B \rightarrow \infty$. Для всех значений h смешанная фаза IV лежит внутри области $\Omega = \{(A, B): 0 < 3A - 2B < 1\}$, причем $\omega \subset \Omega$. Можно показать, что для произвольно фиксированной точки $(A, B) \in \Omega$ существует такое критическое поле $H_{cr}(A, B)$, что при $H > H_{cr}(A, B)$ происходит переход в фазу IV. На рис.3 представлены значения $h_{cr}(A, B) = gH_{cr}(A, B)/\Lambda^2$ для некоторых значений (A, B) . Одна из кривых рисунка – график функции $h_{cr}(A, B = 1.5)$ (параметр A изменяется так, что точка $(A, B = 1.5)$ движется по прямой внутри Ω), другая – функции $h_{cr}(A = 1.2, B)$ (аргументам A и B этих функций на рисунке соответству-

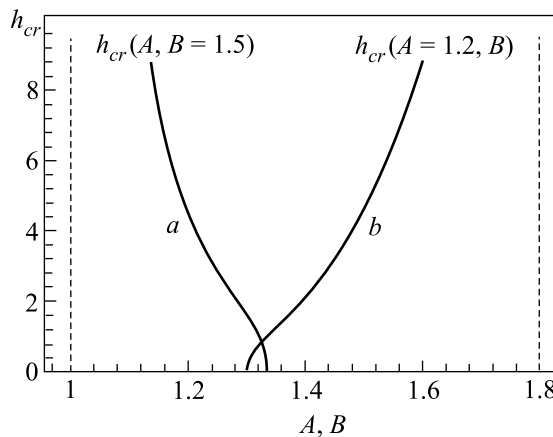


Рис.3. Критические значения h перехода системы из СНКС в смешанную фазу в двух случаях: а) $B = 1.5$, A – переменная; б) $A = 1.2$, B – переменная (подробности в тексте)

ет одна и та же ось). Видно, что по мере приближения точки $(A, B = 1.5)$ к левой границе области Ω , то есть при $A \rightarrow 1$, критическое поле $H_{cr}(A, B = 1.5)$ стремится к бесконечности (левая пунктирная линия на рисунке – вертикальная асимптота для функции $h_{cr}(A, B = 1.5)$). Аналогичное поведение и у функции $h_{cr}(A = 1.2, B)$, которая обращается в бесконечность при $B \rightarrow 1.8$.

Обсуждение результатов. Сравнивая фазовые диаграммы рис.1 и 2, мы видим, что под влиянием внешнего хромомагнитного поля (5) ЦСП-фаза III модели расширяется за счет фазы I, а смешанная фаза IV – за счет фаз I и II. В связи с этим хромомагнитный катализ ЦСП (то есть динамическое нарушение цветовой симметрии и появление ненулевого дикваркового конденсата, индуцированные внешним хромомагнитным полем) в рамках модели (1) имеет три качественно различных особенности: i) если точка (A, B) находится в области I (см. рис.1), но ниже прямой $3A - 2B = 1$, то сколь угодно малое поле $H = 0_+$ индуцирует нарушение цветовой симметрии. При этом $\langle \bar{q}q \rangle = 0$, $\langle qq \rangle \neq 0$; ii) если (A, B) принадлежит области I, а также $(A, B) \in \Omega$, то при $H = 0_+$ спонтанным образом генерируется СНКС-фаза, в которой $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$, $\langle qq \rangle = 0$, а при достаточно больших $H > H_{cr}(A, B)$ система переходит в смешанную фазу IV, где оба конденсата не равны нулю; iii) внешнее поле индуцирует переход из СНКС-фазы в смешанную фазу IV при достаточно больших $H > H_{cr}(A, B)$, если константы связи таковы, что точка (A, B) находится в области II рис.1 и $(A, B) \in \Omega$.

Как и в простейшей модели НЙЛ [14], здесь также возможен хромомагнитный катализ СНКС. Действи-

тельно, если точка (A, B) из области I лежит выше прямой $3A - 2B = 0$, то при $H > 0_+$ происходит генерация СНКС-фазы.

Напомним, что при $\mu = 0$, $H = 0$ существует общее ограничение на значения констант взаимодействия кварков в $\bar{q}q$ - и qq -каналах, при котором невозможно образование дикуаркового конденсата [16]. Нами показано, что при $\mu = 0$, $H \neq 0$ получается еще более сильное ограничение на область, запретную для ЦСП- и смешанной фаз. Действительно, в модели (1) при $\mu = 0$, $H = 0$ конденсат $\langle qq \rangle$ запрещен в области $B > A$ (см. рис.1). Однако при $\mu = 0$, $H \neq 0$ ЦСП- и смешанная фазы не могут существовать в более узкой области $\{(A, B): 2B > 3A\}$ (см. рис.2).

Наконец отметим, что если точка (A, B) находится в области II (см. рис.1) и выше прямой $3A - 2B = 0$, то при всех значениях H система остается в СНКС-фазе. Тем не менее, величина кирального конденсата $\langle \bar{q}q \rangle$ в этом случае зависит от H , вследствие чего при ненулевом химическом потенциале возможно, по крайней мере количественное, изменение общепринятой картины образования ЦСП.

Работа выполнена при финансовой поддержке Немецкого Исследовательского Общества (DFG-Project # 436 RUS # 113/477/4).

1. B. C. Barrois, Nucl. Phys. **B 129**, 390 (1977); S. C. Frautschi, in *Proc. of the Workshop on Hadronic Matter at Extreme Energy Density*, Ed. N. Cabibbo, Erice, Italy (1978); D. Bailin and A. Love, Phys. Rept. **107**, 325 (1984).
2. D. T. Son, Phys. Rev. **D59**, 094019 (1999); D. K. Hong, Nucl. Phys. **B582**, 451 (2000); S. D. H. Hsu and M. Schwetz, Nucl. Phys. **B572**, 211 (2000); R. D. Pisarsky and D. H. Rischke, Phys. Rev. **D61**, 074017 (2000).
3. K. Rajagopal and E. Shuster, Phys. Rev. **D62**, 085007 (2000).
4. R. Rapp, T. Schafer, E. A. Shuryak et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 53 (1998); Ann. Phys. **280**, 35 (2000); M. Alford, K. Rajagopal, and F. Wilczek, Phys. Lett. **B422**, 247 (1998); Nucl. Phys. **B537**, 443 (1999); K. Langfeld and M. Rho, Nucl. Phys. **A660**, 475 (1999); R. Nebauer, F. Gastineau, and J. Aichelin, hep-ph/0101289.
5. J. Berges and K. Rajagopal, Nucl. Phys. **B538**, 215 (1999).

6. T. M. Schwarz, S. P. Klevansky, and G. Papp, Phys. Rev. **C60**, 055205 (1999).
7. M. Alford, hep-ph/0102047.
8. S. Kawati and H. Miyata, Phys. Rev. **D23**, 3010 (1981); V. Bernard, U.-G. Meissner, and I. Zahed, Phys. Rev. **D36**, 819 (1987); Chr. V. Christov and K. Goeke, Acta Phys. Pol. **B22**, 187 (1991); D. Ebert, Yu. L. Kalinovsky, L. Munchow et al., Int. J. Mod. Phys. **A8**, 1295 (1993); A. S. Vshivtsev, K. G. Klimenko, and V. Ch. Zhukovsky, JETP Lett. **64**, 338 (1996); JETP **84**, 1047 (1997).
9. S. P. Klevansky and R. H. Lemmer, Phys. Rev. **D39**, 3478 (1989); H. Suganuma and T. Tatsumi, Ann. Phys. **208**, 470 (1991); T. Inagaki, S. D. Odintsov, and Yu. I. Shil'nov, Int. J. Mod. Phys. **A14**, 481 (1999).
10. A. S. Vshivtsev, K. G. Klimenko, and B. V. Magnitsky, JETP Lett. **62**, 283 (1995); Teor. Mat. Fiz. **106**, 390 (1996); D. Ebert, M. A. Vdovichenko, K. G. Klimenko et al., Phys. Rev. **D61**, 025005 (2000); Phys. Atom. Nucl. **64**, 336 (2001); M. A. Vdovichenko, A. S. Vshivtsev, and K. G. Klimenko, Phys. Atom. Nucl. **63**, 470 (2000).
11. K. G. Klimenko, Teor. Mat. Fiz. **89**, 211 (1991); **90**, 3 (1992); Z. Phys. **C54**, 323 (1992); I. V. Krive and S. A. Naftulin, Phys. Rev. **D46**, 2737 (1992); V. P. Gusynin, V. A. Miransky, and I. A. Shovkovy, Phys. Rev. Lett. **73**, 3499 (1994).
12. A. S. Vshivtsev, V. Ch. Zhukovsky, K. G. Klimenko et al., Phys. Part. Nucl. **29**, 523 (1998); V. P. Gusynin, Ukr. J. Phys. **45**, 603 (2000).
13. D. Ebert and M. K. Volkov, Phys. Lett. **B272**, 86 (1991); D. Ebert, Yu. L. Kalinovsky and M. K. Volkov, Phys. Lett. **B301**, 231 (1993).
14. K. G. Klimenko, B. V. Magnitsky, and A. S. Vshivtsev et al., Nuovo Cim. **A107**, 439 (1994); Teor. Mat. Fiz. **101**, 391 (1994); Phys. Atom. Nucl. **57**, 2171 (1994); I. A. Shovkovy and V. M. Turkowski, Phys. Lett. **B367**, 213 (1996); D. Ebert and V. Ch. Zhukovsky, Mod. Phys. Lett. **A12**, 2567 (1997).
15. A. Chodos, F. Cooper, and H. Minakata, hep-ph/9905521; D. Diakonov et al., Phys. Lett. **B373**, 147 (1996).
16. B. Vanderheyden and A. D. Jackson, Phys. Rev. **D61**, 076004 (2000).
17. D. Ebert, Yu. L. Kalinovsky, L. Munchow, and M. K. Volkov, Int. J. Mod. Phys. **A8**, 1295 (1993); D. Ebert, L. Kaschlun, and G. Kastelewicz, Phys. Lett. **B264**, 420 (1991).
18. D. Ebert, K. G. Klimenko, and H. Toki, Phys. Rev. **D64**, 014038 (2001); D. Ebert, K. G. Klimenko, H. Toki et al., hep-th/0106049; D. Ebert, V. V. Khudyakov, K. G. Klimenko et al, hep-ph/0106110; hep-ph/0108185.