



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 2003-5  
ОТФ

К.Г. Клименко, Д. Эберт\*

**МАГНИТНЫЙ КАТАЛИЗ СТАБИЛЬНОСТИ  
КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ В МОДЕЛИ  
НАМБУ-ЙОНА-ЛАЗИНИО**

---

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

**Аннотация**

Клименко К.Г., Эберт Д. Магнитный катализ стабильности кварковой материи в модели Намбу–Йона–Лазинио: Препринт ИФВЭ 2003–5. – Протвино, 2003. – 9 с., 4 рис., библиогр.: 15.

В рамках модели Намбу–Йона–Лазинио исследуется влияние внешнего магнитного поля  $H$  на стабильность кварковой материи. Показано, что при  $H = 0$  сгустки кварковой материи стабильны, лишь когда константа связи  $G$  больше некоторого значения  $G_{bag}$ . Если  $H \neq 0$ , то даже при  $G < G_{bag}$  могут существовать стабильные многокварковые образования (магнитный катализ стабильности).

**Abstract**

Klimenko K.G., Ebert D. Magnetic Catalysis of Quark Matter Stability in the Nambu–Jona–Lasinio Model: IHEP Preprint 2003–5. – Protvino, 2003. – p. 9, figs. 4, refs.: 15.

The influence of external magnetic field  $H$  on the stability of the quark matter is investigated in the framework of simple Nambu–Jona–Lasinio model. It is shown that at  $H = 0$  quark droplets are stable one only at  $G > G_{bag}$ , where  $G_{bag}$  is some value of the coupling constant  $G$ . If  $H \neq 0$ , then stable quark droplets might exist even at  $G < G_{bag}$  (magnetic catalysis effect of quark matter stability).

В последнее время объектом пристального внимания физиков является плотная кварк-адронная материя, которая присутствует в нейтронных звездах, может возникать в экспериментах по столкновению релятивистских ионов и т.д. Строго говоря, теоретической базой для ее изучения является квантовая хромодинамика — теория сильных взаимодействий. Большинство предсказаний КХД основаны на использовании метода теории возмущений, который неприменим при сравнительно низких плотностях барионов. В таких случаях обычно используются эффективные модели, в той или иной степени адекватные КХД в области низких энергий, а также при плотностях барионов  $\rho_B$ , сравнимых по величине с  $\rho_o$ -плотностью барионов обычной ядерной материи ( $\rho_o = 0.16 \text{ фм}^{-3}$ ). Среди них большой популярностью пользуются модели с четырехфермионным взаимодействием, т.е. модели типа Намбу–Йона–Лазинио (НЙЛ) [1].

Поскольку предполагается, что в процессах с тяжелыми ионами на короткое время образуется стабильный, т.е. не стремящийся схлопнуться в точку или распространиться на все пространство, сгусток кварковой материи, то любая реалистичная эффективная модель должна предсказывать существование стабильных многокварковых объектов с большим барионным числом (будем называть их барионными капельками). В моделях НЙЛ кварки обычно рассматриваются как точечные частицы, тогда как мезоны являются коллективными кварк-антикварковыми возбуждениями вакуума. В рамках модели можно также описывать октет и декуплет простейших барионов. Наконец, в работах [2,3] было доказано, что стабильные многокварковые образования также присутствуют в спектре масс моделей НЙЛ. Однако при этом существенно ограничивается область допустимых значений параметров модели (констант связи и т.д.), а стабильность таких кварковых капелек наступает только в случае, когда они состоят из безмассовых кварков (мы обсуждаем случай кирально симметричных моделей НЙЛ).

Как уже упоминалось выше, в природе есть объекты, физика которых в значительной степени определяется свойствами плотной кварк-адронной материи. Это — нейтронные звезды. Их поверхность образована из обычных ядер, электронов и т.д. По мере продвижения вглубь звезды растут давление и плотность. Поэтому сначала ядра, а потом и их составляющие нуклоны могут сливаться друг с другом, образуя кварковые капельки. Центр нейтронных звезд согласно некоторым современным представлениям состоит из кварковой материи с барионной плотностью в несколько раз большей, чем  $\rho_o$ . Одной из неотъемлемых характеристик нейтронных звезд является сверхсильное магнитное поле, достигающее по некоторым оценкам величин порядка  $10^{18}$  Гс. В связи с этим некоторые

аспекты влияния внешнего магнитного поля на плотную кварк-адронную материю ранее уже исследовались [4,5,6,7].

В предлагаемой работе проблема стабильности кварковой материи рассматривается в рамках простейшей кирально-инвариантной модели НЙЛ, и, в отличие от [2,3], с учетом постоянного и однородного магнитного поля  $H$ . Мы доказываем, что: i) во внешнем магнитном поле стабильные сгустки кварковой материи могут образовываться и из массивных кварков; ii) для тех значений параметров модели, при которых при  $H = 0$  стабильность невозможна, при  $H \neq 0$  происходит стабилизация кварковых капелек (магнитный катализ стабильности кварковой материи).

**1. Модель НЙЛ и условие стабильности.** Будем рассматривать проблему влияния внешнего магнитного поля на стабилизацию кварковой материи в рамках простейшей модели НЙЛ [1] с кварками трех цветов, но с одним и тем же электрическим зарядом  $q$ . В пространстве Минковского лагранжиан модели имеет вид

$$L = \bar{\psi}[i\gamma^\nu(\partial_\nu - iqA_\nu) + \mu\gamma^0]\psi + G[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma^5\psi)^2], \quad (1)$$

где  $\mu \geq 0$  — химический потенциал;  $A_\nu = \delta_{\nu 2}x^1H$  — вектор-потенциал внешнего постоянного и однородного магнитного поля  $H$  (мы рассматриваем случай нулевой температуры). Лагранжиан (1) инвариантен относительно непрерывной киральной группы преобразований  $U(1)_L \times U(1)_R$ .

Для решения проблемы стабильности кварковой материи будем, как и в работах [2,3], использовать термодинамический подход, в рамках которого сгусток кварковой материи можно интерпретировать как капельку плотной фазы, окруженной фазой с нулевой плотностью барионов — вакуумом. Тогда условие появления стабильных многокварковых капелек является условием существования этих двух фаз, т.е. наличия между ними фазового перехода первого рода. В количественном виде оно выглядит следующим образом (см. работу [2]):

$$m_{dense} < \mu_c < m_{vac}, \quad (2)$$

где  $\mu_c$  — критическое значение химического потенциала, при котором две фазы сосуществуют;  $m_{vac}$  — масса однокваркового возбуждения реального вакуума (этот вакуум не симметричен относительно киральных преобразований). Наконец,  $m_{dense}$  — масса кварка в фазе с ненулевой плотностью барионов, т.е. внутри кварковой капельки. Соотношение (2) мы будем называть условием стабильности кварковой материи. (Условие сосуществования двух фаз (2) легко понять, если интерпретировать химпотенциал как наименьшую энергию, которую необходимо иметь частице для вылета из системы. Тогда, если две фазы сосуществуют при значении химпотенциала  $\mu_c$  и одна из них (вакуум) не содержит кварков, то должно быть выполнено соотношение  $\mu_c < m_{vac}$  (в противном случае кварки с энергией  $\sim m_{vac}$  не смогли бы покинуть систему, и барионная плотность в вакууме была бы отлична от нуля). По той же причине в плотной фазе  $\rho_B \neq 0$  только потому, что  $m_{dense} < \mu_c$ , и кварки имеют недостаточное количество энергии для выхода из системы.) Таким образом, проблема стабильности сводится к решению вопроса о фазовой структуре модели и нахождению фазовых переходов первого рода, удовлетворяющих соотношению (2). Отметим также, что в данном подходе мы пренебрегаем поверхностными эффектами, которые существенны лишь в случае барионов, состоящих из небольшого числа кварков.

**2. Стабильность при  $H = 0$ .** На основе вышеизложенного исследуем сначала проблему стабильности при  $H = 0$ . В приближении среднего поля термодинамический потенциал (ТДП) модели в этом случае имеет вид (см. [2,8])

$$\Omega(m; \mu) = \frac{m^2}{4G} - 2N_c \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \left\{ E_p + \theta(\mu - E_p)(\mu - E_p) \right\}, \quad (3)$$

где  $E_p = \sqrt{m^2 + \vec{p}^2}$ ,  $m$  — параметр порядка системы, который в точке глобального минимума  $m_o$  потенциала  $\Omega(m; \mu)$  как функции  $m$  связан с вакуумным средним кварк-антикварковой пары  $m_o = -2G < \bar{\psi}\psi >$ , т.е. если  $m_o = 0$ , то вакуум модели кирально симметричен. Если  $m_o \neq 0$ , то киральная инвариантность модели спонтанно нарушена. Кроме того, значение  $m_o$  равно динамической массе кварков. Используя в (3) для расходящегося интеграла лоренц-инвариантную регуляризацию  $\vec{p}^2 \leq \Lambda^2$ , можно получить следующее выражение:

$$\begin{aligned} \Omega(m; \mu) = & \frac{m^2}{4G} - \frac{3}{8\pi^2} \left[ \Lambda(2\Lambda^2 + m^2)\sqrt{m^2 + \Lambda^2} - \right. \\ & - m^4 \ln \left( \frac{\Lambda + \sqrt{m^2 + \Lambda^2}}{m} \right) \left. \right] - \frac{\theta(\mu - m)}{8\pi^2} \left[ \mu(2\mu^2 - \right. \\ & - 5m^2)\sqrt{\mu^2 - m^2} + 3m^4 \ln \left( \frac{\mu + \sqrt{\mu^2 - m^2}}{m} \right) \left. \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

При  $\mu = 0$  отсюда следует, что если  $G < G_{crit} \equiv \frac{\pi^2}{3\Lambda^2}$ , то ТДП имеет глобальный минимум в точке  $m = 0$ , и вакуум кирально симметричен. Если  $G > G_{crit}$ , то киральная инвариантность модели спонтанно нарушается, так как глобальный минимум ТДП  $\Omega(m; 0)$  находится в ненулевой точке  $M$ , удовлетворяющей уравнению стационарности:

$$\frac{\pi^2}{3G} = \Lambda\sqrt{M^2 + \Lambda^2} - M^2 \ln \left( \frac{\Lambda + \sqrt{M^2 + \Lambda^2}}{M} \right). \quad (5)$$

Мы рассматриваем главным образом случай  $G > G_{crit}$ , где наряду с  $G$  удобно использовать параметр  $M$  — динамическую массу кварков в вакууме с нарушенной киральной симметрией. Величины  $G, M$  связаны между собой соотношением (5).

В работах [9] фазовая структура модели (1), регуляризованной лоренц-инвариантным образом, уже исследовалась при  $\mu \neq 0$  (проблема стабильности кварковой материи в [9] не рассматривалась). Используя те же методы, можно и в нашем случае получить фазовый портрет модели, изображенный на рис.1 в плоскости параметров  $(M, \mu)$ . Фаза А — это плотная кирально симметричная фаза модели, в которой кварки имеют нулевую массу. Реальному вакууму КХД соответствует фаза В со спонтанно нарушенной киральной симметрией и массой кварков, равной  $M$ . В этой фазе  $\rho_B = 0$ . Наконец, в фазе С плотность барионов  $\rho_B \neq 0$ , а масса кварков также не равна нулю и зависит от  $\mu$ . Сплошные и штриховые линии на рисунке обозначают кривые фазовых переходов второго и первого рода, соответственно. В частности,  $l_{BC} = \{(M, \mu) : \mu = M\}$ , а кривая  $l_{AB}$ , целиком лежащая под прямой  $\mu = M$ , определяется уравнением

$$\Omega(M; \mu) = \Omega(0; \mu). \quad (6)$$

Решая (6), получаем  $l_{AB} = \{(M, \mu) : \mu = \mu_c(M) < M, M \geq M_c = 0.56\Lambda\}$ , где

$$2\mu_c^4(M) = 6\Lambda^3\sqrt{M^2 + \Lambda^2} - 6\Lambda^4 - 3M^2F(M, \Lambda) \quad (7)$$

(выражение  $F(M, \Lambda)$  — это правая часть уравнения (5)). Кроме того, на рис.1 присутствуют две трикритические точки  $\alpha$  и  $\beta$  с координатами:  $\alpha = (\tilde{M}, \tilde{\mu})$ ,  $\beta = (M_c, M_c)$ , где  $\tilde{M} = 0.31\Lambda$ ,  $\tilde{\mu} = 0.37\Lambda$ .

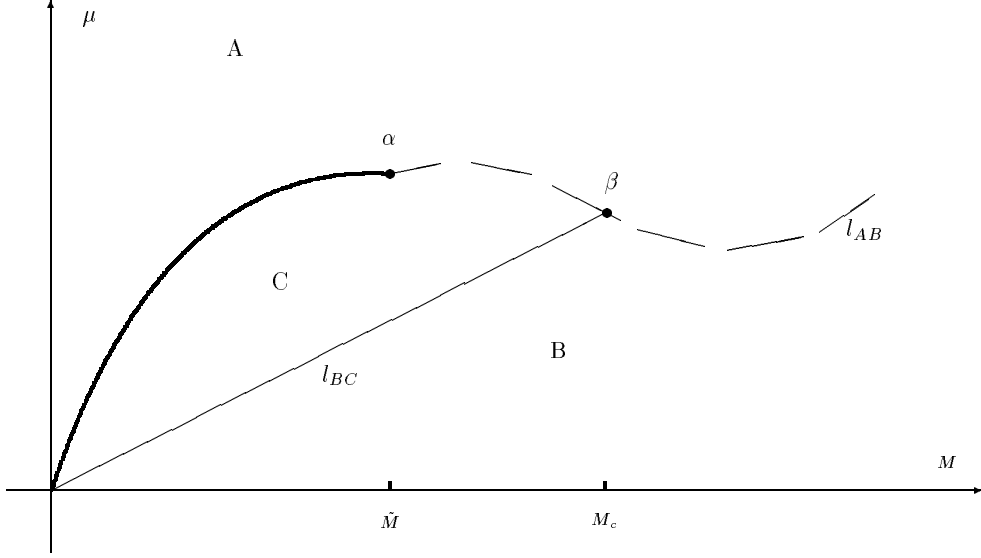


Рис. 1.  $(M, \mu)$ -фазовый портрет модели при  $H = 0$ . Условию стабильности удовлетворяют точки кривой  $l_{AB}$ , разделяющей фазы А и В.

Из вышесказанного следует, что для точек кривой фазовых переходов первого рода  $l_{AB}$ , отделяющей вакуумную фазу В от фазы А с ненулевой плотностью барионов, справедливы соотношения  $m_{dense} \equiv 0 < \mu_c(M) < M \equiv m_{vac}$ , которые есть ни что иное, как условие стабильности (2). Это означает, что в исходной модели НЙЛ только при  $M \geq M_c = 0.56\Lambda$ , т.е. при  $G > G_{bag} \equiv 1.37G_{crit}$ , возможно образование стабильных сгустков плотной кварковой материи (кварковых капелек). Кварки внутри них безмассовы.

Напомним, что в [2] проблема стабильности кварковых капелек уже исследовалась в рамках модели НЙЛ, но лишь для трех значений параметра  $M$ :  $M_1 = 0.48\Lambda$ ,  $M_2 = 0.67\Lambda$  и  $M_3 = 0.88\Lambda$ . Результаты работы [2] подтверждают наши более общие выводы: для значений  $M_{2,3}$  кварковые капельки стабильны, для  $M_1$  стабильность отсутствует.

Барионная плотность  $\rho_{drop}$  внутри стабильной кварковой капельки вычисляется по формуле

$$\rho_{drop}(M) = -\left. \frac{\partial \Omega(0; \mu)}{N_c \partial \mu} \right|_{\mu=\mu_c(M)} = \frac{1}{3\pi^2} \mu_c^3(M). \quad (8)$$

В частности, для  $M = M_2$  и  $\Lambda = 600$  МэВ из (8) следует, что  $\rho_{drop} = 1.43\rho_o$ ; для  $M = M_3$  и  $\Lambda = 570$  МэВ имеем  $\rho_{drop} = 2.09\rho_o$ .

**3. Стабильность при  $H \neq 0$ .** ТДП модели НЙЛ во внешнем магнитном поле имеет следующий вид (детали получения этого выражения можно найти в одной из работ [10, 11]):

$$\Omega(m; \mu, H) = \Omega(m; 0, H) - \frac{3qH}{4\pi^2} \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \theta(\mu - s_k) \cdot \left\{ \mu \sqrt{\mu^2 - s_k^2} - s_k^2 \ln \left[ \frac{\mu + \sqrt{\mu^2 - s_k^2}}{s_k} \right] \right\}, \quad (9)$$

где  $s_k = \sqrt{m^2 + 2qHk}$ ,  $\alpha_k = 2 - \delta_{0k}$ ,

$$\begin{aligned} \Omega(m; 0, H) &= \Omega(m; 0) - \frac{3(qH)^2}{2\pi^2} \left\{ \zeta'(-1, x) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{2} [x^2 - x] \ln x + \frac{x^2}{4} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

$\Omega(m; 0)$  это ТДП (4) при  $\mu = 0$ ,  $x = m^2/(2qH)$ ,  $\zeta(\nu, x)$  — обобщенная дзета-функция Римана [12],  $\zeta'(-1, x) = d\zeta(\nu, x)/d\nu|_{\nu=-1}$ .

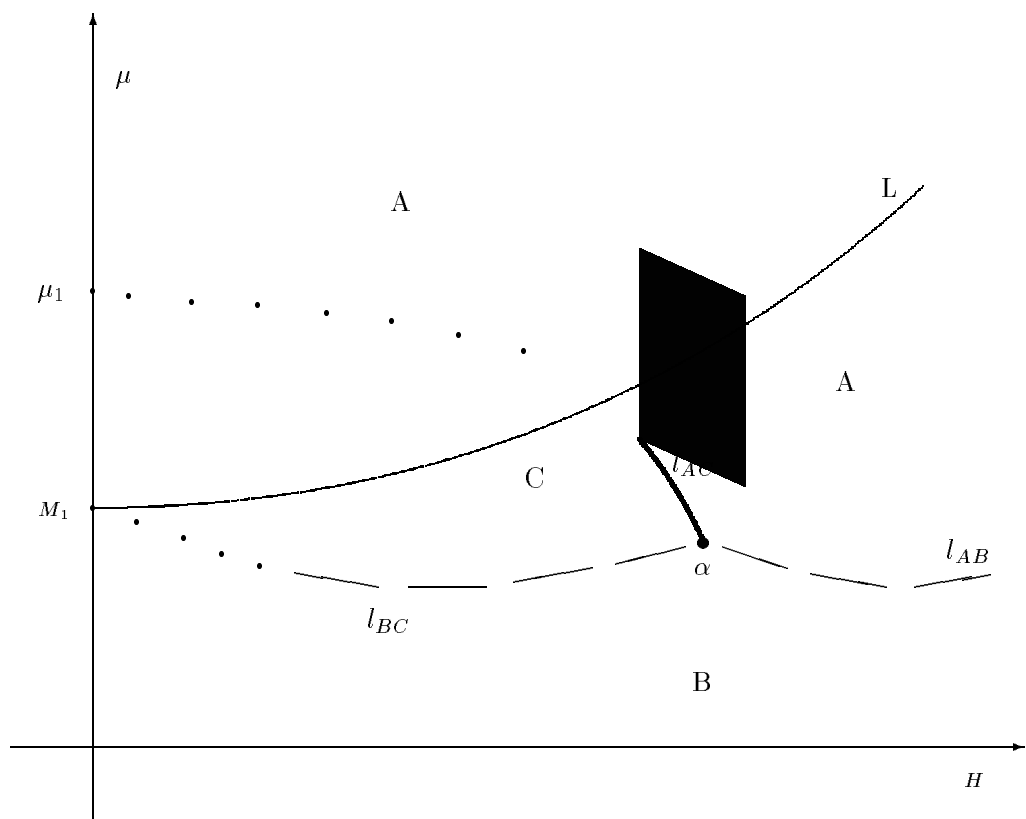
Несколько слов о влиянии магнитного поля на вакуум модели (1) при  $\mu = 0$ . Если  $G < G_{crit}$ , то, как было отмечено выше, при  $H = 0$  вакуум кирально симметричен. Однако при сколь угодно малых внешних однородных и постоянных магнитных полях киральная инвариантность модели спонтанно нарушается, и кварки приобретают массу [13]. (Это проявление универсального эффекта магнитного катализа динамического нарушения симметрии (см. обзоры [14]), который впервые наблюдался в (2+1)-мерной модели НЙЛ [15].) Если  $G > G_{crit}$ , то значение точки глобального минимума  $m_o(H)$  ( $\equiv$  динамическая масса кварков  $m_{vac}$  из соотношения (2)) потенциала  $\Omega(m; 0, H)$  монотонно возрастает с ростом  $H$ , причем  $m_o(H) \rightarrow M$  при  $H \rightarrow 0$ . Таким образом, при  $\mu = 0$  и  $H \neq 0$  киральная инвариантность модели спонтанно нарушена для всех значений  $G > 0$ .

В случае  $\mu \neq 0$  и  $H \neq 0$  исследование фазовой структуры модели, т.е. нахождение глобального минимума ТДП (9), является более сложной задачей, которая значительно упрощается, если плоскость  $(H, \mu)$  представить в виде объединения всех областей  $\omega_k$  ( $k = 0, 1, \dots, \infty$ ):

$$\omega_k = \{(H, \mu) : 2qHk \leq \mu^2 \leq 2qH(k+1)\}. \quad (11)$$

Действительно, в области  $\omega_0$  только первый член ( $k = 0$ ) бесконечного ряда из (9) отличен от нуля, в области  $\omega_1$  только члены, соответствующие  $k = 0$  и  $k = 1$  дают ненулевой вклад и т.д. В предлагаемой работе проблема стабильности кварковой материи во внешнем магнитном поле детально рассмотрена для тех же значений параметра  $M$ , что и в работе [2].

Магнитный катализ стабильности. В случае  $M = M_1$  мы исследовали с помощью численных методов ТДП (9) и получили фазовый портрет модели, изображенный на рис. 2. На этом портрете в фазе В, соответствующей реальному вакууму КХД во внешнем магнитном поле, плотность барионов равна нулю, а кварки имеют ненулевую массу  $m_o(H)$ , которая отождествляется с  $m_{vac}$  из соотношения (2). На рисунке линия  $L = \{(H, \mu) : \mu = m_o(H)\}$  является верхней границей величины  $\mu_c$  из (2). Непосредственно под этой кривой располагаются две плотные фазы: кирально симметричная фаза А с безмассовыми кварками (для нее  $m_{dense} = 0$ ), а также фаза С с массивными кварками и нарушенной киральной инвариантностью. На рис. 2 границы между фазами обозначены штриховыми и сплошными линиями, которые обозначают кривые фазовых переходов первого и второго рода, соответственно. Трикритическая точка  $\alpha$  имеет координаты  $\sqrt{2qH_\alpha}/\Lambda = 0.59$  и  $\mu_\alpha/\Lambda = 0.44$ , т.е. располагается в области  $\omega_0$  (11).





$\rho_B \neq 0$  критической кривой фазовых переходов первого рода. Нетрудно показать, что точки этой кривой также удовлетворяют условию стабильности (2). Таким образом, если при  $G < G_{bag} \equiv 1.37G_{crit}$  в модели (1) кварковые капельки нестабильны при  $H = 0$ , то при  $H \neq 0$  их стабильность индуцируется внешним магнитным полем. Этот эффект мы называем магнитным катализом стабильности кварковой материи.

Случай  $M = M_{2,3}$ . Как известно, при  $H = 0$  стабильность является неотъемлемым свойством модели (1) при  $G > G_{bag}$ , т.е. при  $M > M_c = 0.56$ . Здесь мы исследуем вопрос о влиянии внешнего магнитного поля на стабильность кварковых капелек при  $H \neq 0$  для тех же значений  $M = M_{2,3} > M_c$ , что и в работе [2].

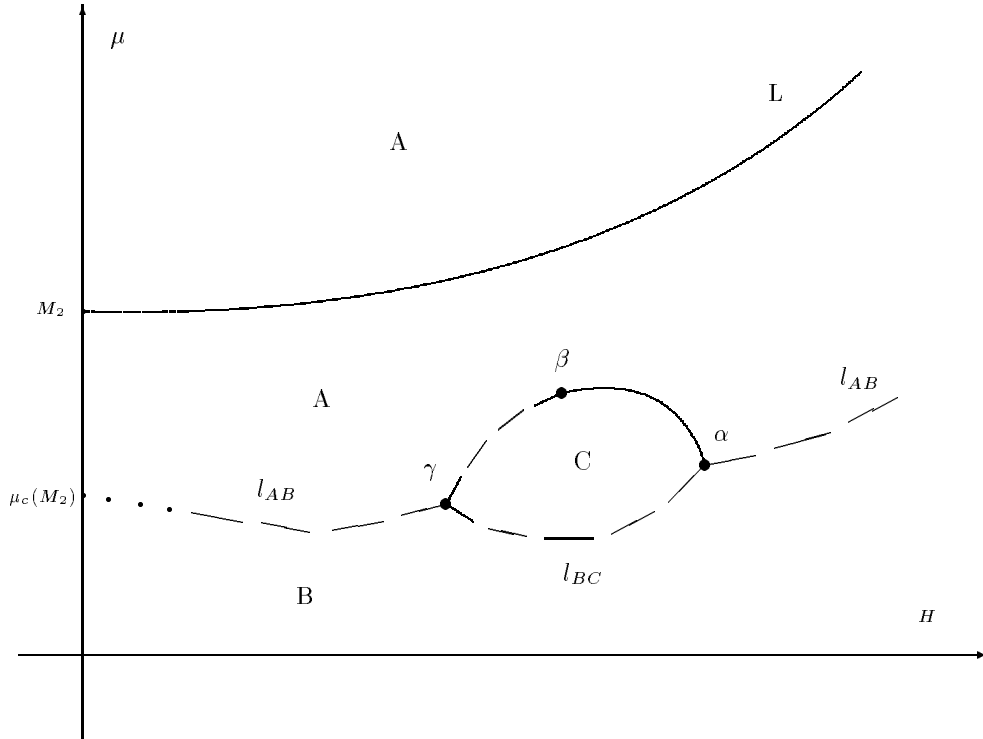


Рис. 3.  $(H, \mu)$ -фазовый портрет модели при  $M = M_2 \equiv 0.67\Lambda$  ( $M_c < M_2$ ), где  $\mu_c(M_2) = 0.63\Lambda$ . Условию стабильности удовлетворяют точки кривых  $l_{AB}$  и  $l_{BC}$ .

При  $M = M_2$  фазовый портрет модели схематично представлен на рис. 3, где использованы обозначения рис. 2. Здесь, в отличие от рис. 2, область массивной фазы С компактна, появились еще одна трикритическая  $\beta$ - и тройная  $\gamma$ - точки ( $H_{\alpha, \beta, \gamma} \sim 10^{19}$  Гс). Линии фазовых переходов первого рода  $l_{AB}$  и  $l_{BC}$  этого рисунка удовлетворяют условию стабильности (2). Поэтому как при  $H = 0$ , так и во внешнем магнитном поле, модель предсказывает существование стабильных кварковых капелек, образованных в зависимости от значений  $H$  либо из массивных, либо из безмассовых кварков. В случае  $M = M_3$  массивная фаза С нами не была обнаружена, а вакуум (фаза В) сосуществует с плотной кирально симметричной фазой А при значениях химического потенциала, удовлетворяющих условию (2). Следовательно, при  $M = M_3$  и  $H \neq 0$  разрешено существование стабильных многокварковых капелек, которые, как и при  $H = 0$ , могут быть построены только из безмассовых кварков.

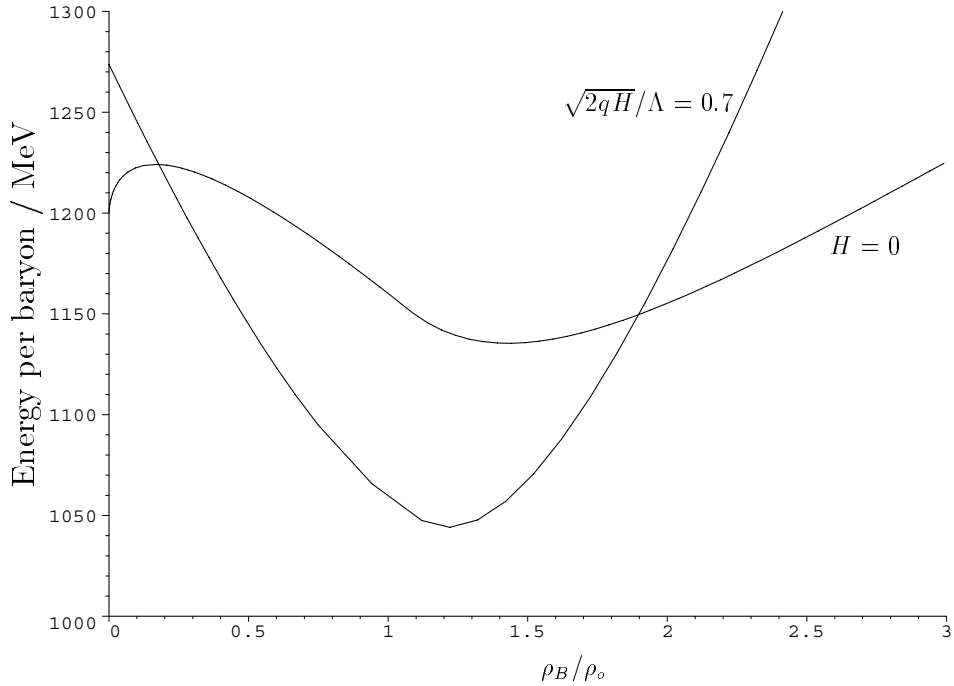


Рис. 4. Энергия, приходящаяся на один барион, как функция плотности барионов при  $H = 0$  и  $\sqrt{2qH}/\Lambda = 0.7$ .

Чтобы прояснить вопрос о роли внешнего магнитного поля в самом процессе образования кварковых капелек при  $M > M_c$ , мы представили на рис. 4 график  $\varepsilon/\rho_B$  — энергии, приходящейся на один барион, как функции плотности барионов  $\rho_B$  при  $H = 0$  и  $H \neq 0$  ( $M = M_2$ ). (Как и в работе [2], плотность энергии  $\varepsilon$  определяется соотношением

$$\varepsilon = \Omega(m; \mu, H) - \Omega(m_o(H); 0, H) + N_c \mu \rho_B, \quad (12)$$

где  $\rho_B = -\partial\Omega/(N_c \partial\mu)$ , а  $m_o(H)$  — динамическая масса кварка в фазе В.) У кривой этого рисунка, соответствующей  $H = 0$ , есть максимум в некоторой точке  $\rho_{max}$ , а также глобальный минимум в точке  $\rho_{drop}(M_2)$  (см. (8)). Очевидно, что если при  $H = 0$  в вакууме каким-нибудь образом появляется кварковая капелька, плотность которой меньше  $\rho_{max}$ , то она будет нестабильной, поскольку ей энергетически выгодно увеличить свой объем до бесконечности, при котором  $\rho_B = 0$ . Если  $\rho_B > \rho_{max}$ , то капелька будет стабильной: она просто уменьшит или увеличит свой объем и перейдет в состояние с наименьшей энергией, в котором  $\rho_B = \rho_{drop}(M_2)$ . Ситуация существенным образом меняется во внешнем магнитном поле. Действительно, в этом случае кварковой капельке даже со сколь угодно малой плотностью энергетически выгодно сжаться до объема, при котором плотность барионов внутри нее соответствовала бы минимуму функции  $\varepsilon/\rho_B$  при  $H \neq 0$  (см. рис. 4). Таким образом внешнее магнитное поле способствует зарождению стабильных сгустков кварковой материи при  $G > G_{bag}$ . (На самом деле, этот вывод справедлив для любых значений константы связи  $G$ , поскольку функция  $\varepsilon/\rho_B$  при  $H \neq 0$  всегда имеет локальный максимум в точке  $\rho_B = 0$ ).

**Закключение.** В предлагаемой работе в рамках простейшей модели НЙЛ рассмотрена проблема стабильности кварковой материи при наличии внешнего магнитного поля. Мы

показали, что: 1) при  $H = 0$  существует значение константы связи  $G_{bag} \equiv 1.37G_{crit}$  такое, что только при  $G > G_{bag}$  кварковые капельки могут быть стабильными; 2) если магнитное поле отлично от нуля, то сгустки кварковой материи могут быть стабильными даже при  $0 < G < G_{bag}$  (эффект магнитного катализа стабильности кварковой материи); 3) в отличие от случая  $H = 0$ , при  $H \neq 0$  стабильные кварковые капельки могут быть образованы не только из безмассовых, но и из массивных кварков. Наконец, используя общие энергетические соображения, мы показали, что 4) внешнее магнитное поле способствует образованию стабильных сгустков кварковой материи даже при  $G > G_{bag}$ .

Работа выполнена при поддержке Немецкого Исследовательского Общества (DFG-project 436 RUS 113/477(0-2)).

### Список литературы

- [1] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio. // Phys. Rev. **122**, 345 (1961).
- [2] M. Buballa. // Nucl. Phys. **A611**, 393 (1996); M. Buballa and M. Oertel. // Nucl. Phys. **A642**, 39 (1998).
- [3] M. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek. // Phys. Lett. **B422**, 247 (1998).
- [4] Г.Г. Лихачев, А.И. Студеникин. // ЖЭТФ **108**, 769 (1995); S. Chakrabarty. // Phys. Rev. **D54**, 1306 (1996); T.C. Phukon. // Phys. Rev. **D62**, 023002 (2000); V.R. Khalilov // Phys. Rev. **D65**, 056001 (2002); ТМФ **133**, 103 (2002).
- [5] T. Tatsumi. // Phys. Lett. **B489**, 280 (2000); astro-ph/0004062.
- [6] M. Alford, J. Berges and K. Rajagopal. // Nucl. Phys. **B571**, 269 (2000).
- [7] D. Blaschke, D.M. Sedrakian and K.M. Shahabasyan et al. // Astrofiz. **44**, 443 (2001).
- [8] P. Zhuang, J. Hufner and S.P. Klevansky. // Nucl. Phys. **A576**, 525 (1994).
- [9] А.С. Вшивцев, К.Г. Клименко. // Письма в ЖЭТФ. **64**, 313 (1996); А.С. Вшивцев и др. // ЖЭТФ **111**, 1921 (1997).
- [10] D. Ebert, K.G. Klimenko, M.A. Vdovichenko et al. // Phys. Rev. **D61**, 025005 (2000); ЯФ **64**, 386 (2001); D. Ebert and K.G. Klimenko, nucl-th/9911073.
- [11] K.G. Klimenko, hep-ph/9809218; А.С. Вшивцев, М.А. Вдовиченко, К.Г. Клименко. // ЯФ **63**, 542 (2000).
- [12] H. Bateman and A. Erdelyi, *Higher Transcendental Functions*, McGrawHill, New York, 1953.
- [13] V.P. Gusynin, V.A. Miransky and I.A. Shovkovy. // Phys. Lett. **B349**, 477 (1995).
- [14] V.A. Miransky, Progr. Theor. Phys. Suppl. **123**, 49 (1996); А.С. Вшивцев, Б.В. Магницкий, В.Ч. Жуковский, К.Г. Клименко. // ФЭЧАЯ **29**, 1259 (1998); V.P. Gusynin. // Ukr. J. Phys. **45**, 603 (2000).
- [15] K.G. Klimenko. // Z. Phys. **C54**, 323 (1992); ТМФ **89**, 211 (1991); **90**, 3 (1992); V.P. Gusynin, V.A. Miransky and I.A. Shovkovy. // Phys. Rev. Lett. **73**, 3499 (1994).

*Рукопись поступила 14 февраля 2003 года.*

К.Г. Клименко, Д. Эберт.

Магнитный катализ стабильности кварковой материи в модели Намбу–Йона–Лазинио.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы  $\LaTeX$ .

Редактор Н.В. Ежела

Технический редактор Н.В. Орлова

---

Подписано к печати 28.03.2003. Формат  $60 \times 84/8$ .    Офсетная печать.  
Печ.л. 1,12.    Уч.-изд.л. 0,9.    Тираж 130.    Заказ 30.    Индекс 3649.

---

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

