



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-399

P2-96-399

Т.И.Гуламов\*

КВАРКОВЫЙ КОНДЕНСАТ  
И МАССА НЕЙТРАЛЬНОГО ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА  
ПРИ КОНЕЧНОЙ БАРИОННОЙ ПЛОТНОСТИ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

\*Физико-технический институт Академии наук РУз, 700084, Ташкент

## Кварковый конденсат и масса нейтрального векторного мезона при конечной барионной плотности

Проведено исследование кваркового конденсата и эффективной массы нейтрального векторного мезона при конечной нуклонной плотности. Также исследовано возможное отклонение от предсказанного правилами сумм КХД приближенного скейлингового поведения мезонной массы. Показано, что модификация нуклонной массы в среде ведет к заметным изменениям значения конденсата даже при относительно низкой плотности. Найдена сильная зависимость значения эффективной массы векторного мезона от степенного параметра скейлинга.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1996

Перевод автора

Gulamov T.I.

P2-96-399

## Chiral Condensate and Neutral Vector Meson Mass at Finite Baryon Number Density

The chiral condensate and neutral vector meson mass are investigated at finite nucleon density. It is shown, that in-medium nucleon mass modification may lead to the significant changes of the chiral condensate even at relatively low density. Also, the possible deviation from the QCD SR predicted approximate scaling behavior of the meson mass is analysed. We found a strong dependence of the value of the in-medium effective vector meson mass on the precise form of the scaling law.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

## ВВЕДЕНИЕ

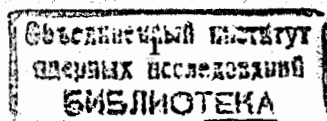
Исследование свойств адронного спектра в нагретой и плотной ядерной среде является актуальной и весьма интересной проблемой. При этом немаловажное значение имеет задача об определении поведения кваркового конденсата, как функции температуры и плотности окружающего ядерного вещества. Кварковый конденсат определяется следующим образом:

$$\langle \bar{q}q \rangle^* = \frac{\text{Tr} \bar{q}q e^{\beta(H - \mu_i Q_i)}}{\text{Tr} e^{\beta(H - \mu_i Q_i)}},$$

где  $\beta$  есть обратная температура,  $\beta = 1/T$ , а  $Q_i$  и  $\mu_i$  — набор сохраняющихся зарядов и соответствующих им химических потенциалов. Величина  $\langle \bar{q}q \rangle^*$  является важным параметром при исследовании свойств адронов в среде с помощью метода правил сумм КХД [1]. Кроме того, для связи изменения кваркового конденсата в среде с наблюдаемыми адронными параметрами часто используется предположение об универсальном скейлинговом поведении. В частности, гипотеза Брауна - Ро [2] утверждает, что

$$\left( \frac{\langle \bar{q}q \rangle^*}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \right)^{1/3} = \frac{f_\pi^*}{f_\pi} = \frac{M_N^*}{M_N} = \dots,$$

где звезда обозначает соответствующий адронный параметр, модифицированный влиянием ядерной среды. Существуют также и более общие предположения о связи кваркового конденсата с адронными массами и ширинами распадов [3]. В целом, представляется весьма вероятным, что качественное поведение параметров адронного спектра аналогично поведению кваркового конденсата  $\langle \bar{q}q \rangle^*$ . Это предположение подтверждается результатами, полученными на основе эффективных киральных моделей, и согласуется с результатами расчетов в методе правил сумм КХД [1] при конечной температуре и плотности.



Особый интерес представляет исследование соотношения между киральным конденсатом и свойствами нейтральных векторных резонансов ( $\rho, \omega, \phi \dots$ ). Принцип векторной доминантности указывает на то, что изменение свойств нейтральных векторных мезонов в среде может непосредственно наблюдаться в спектрах лептонных пар, излучаемых при столкновениях тяжелых ионов из центральной зоны соударения. При таких условиях ожидается восстановление киральной симметрии (киральный фазовый переход), что означает значительное уменьшение величины  $\langle \bar{q}q \rangle^*$ . Если это действительно имеет место и если массы и ширины нейтральных векторных мезонов в среде зависят от величины  $\langle \bar{q}q \rangle^*$ , то в принципе киральный фазовый переход может проявляться в дилептонных спектрах [3]. Это является одной из основных причин интенсивных теоретических исследований адронных параметров в среде и их связи с киральным конденсатом [2].

#### КВАРКОВЫЙ КОНДЕНСАТ В ЯДЕРНОМ ФЕРМИ - ГАЗЕ

Для не взаимодействующего нуклонного газа зависимость величины кваркового конденсата от нуклонной плотности  $\rho_N$  дается формулой [4]:

$$\langle \bar{q}q \rangle^* = \langle \bar{q}q \rangle_0 + \langle N | \bar{q}q | N \rangle \rho_N. \quad (1)$$

Учет взаимодействия, в частности, нуклон - нуклонных корреляций приводит лишь к поправкам порядка 10% при значениях плотности  $\rho_N \simeq \rho_0 = 0.17 \text{ фм}^{-3}$  [5,6]. Поэтому, ограничиваясь случаем низких плотностей, мы можем взять за основу приближение не взаимодействующего газа. Однонуклонный матричный элемент, входящий в формулу (1), может быть получен с помощью соотношения Гелл-Манна - Оукса - Реннера [7] и определения нуклонного  $\Sigma_N$ -члена [1,8,2]:

$$\langle N | \bar{q}q | N \rangle = \frac{\partial M_N}{\partial m_q} = - \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \langle \bar{q}q \rangle_0. \quad (2)$$

Однако в условиях ядерного вещества свойства нуклона меняются, причем эти изменения определяются в основном параметром нарушения киральной симметрии. На адронном уровне таким параметром является зависящая от плотности константа распада пиона  $f_\pi^*$ , которая, как было

показано в рамках различных моделей (сигма-модель, модель НИЛ), убывает с увеличением плотности. В частности, из соотношения Гольдбергера - Треймана следует, что нуклонная масса в среде приближенно убывает как  $f_\pi^*$ :

$$M_N^* \simeq \frac{f_\pi^*}{f_\pi} M_N.$$

Таким образом, выражение (1) должно быть модифицировано:

$$\langle \bar{q}q \rangle^* = \langle \bar{q}q \rangle_0 + \langle N^* | \bar{q}q | N^* \rangle \rho_N, \quad (3)$$

где  $\langle N^* | \bar{q}q | N^* \rangle$  есть

$$\langle N^* | \bar{q}q | N^* \rangle \equiv \frac{\partial M_N^*}{\partial m_q} = \frac{f_\pi^*}{f_\pi} \frac{\partial M_N}{\partial m_q},$$

так что окончательное выражение для отношения  $R \equiv \langle \bar{q}q \rangle^* / \langle \bar{q}q \rangle_0$  запишется в виде

$$R = 1 + \frac{f_\pi^*}{f_\pi} \frac{\langle N | \bar{q}q | N \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \rho_N. \quad (4)$$

Используя предположение о скейлинге,  $f_\pi^*/f_\pi = R^a$ , где  $a$  есть некоторая константа, мы можем получить уравнение для определения величины  $R$ :

$$R = 1 + R^a \frac{\langle N | \bar{q}q | N \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle_0} \rho_N. \quad (5)$$

Для оценки параметра  $a$  необходимо сделать дальнейшие предположения. Модель НИЛ дает значение  $a = 1$  [11]. В соответствии с гипотезой Брауна-Ро  $a = 3$  [12]. В первом случае мы имеем линейное относительно  $R$  уравнение, решение которого есть

$$R = \left( 1 + \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \rho_N \right)^{-1}.$$

Во втором случае уравнение кубическое, и его решение имеет вид

$$R = \sqrt[3]{\frac{1}{2}c^{-1} + d} + \sqrt[3]{\frac{1}{2}c^{-1} - d}, \quad c = \frac{\Sigma_N}{f_\pi^2 m_\pi^2} \rho_N, \quad d = \sqrt{\frac{1}{4}c^{-2} + \frac{1}{27}c^{-3}}.$$

Решения для обоих случаев приведены на рис.1. Мы видим, что отклонение от линейного закона убывания конденсата (пунктирная линия) с плотностью довольно заметное. При нормальной плотности  $\rho = \rho_0$  оно составляет  $\simeq 20\%$  для  $a = 1$  и  $\simeq 30\%$  для  $a = 3$ .

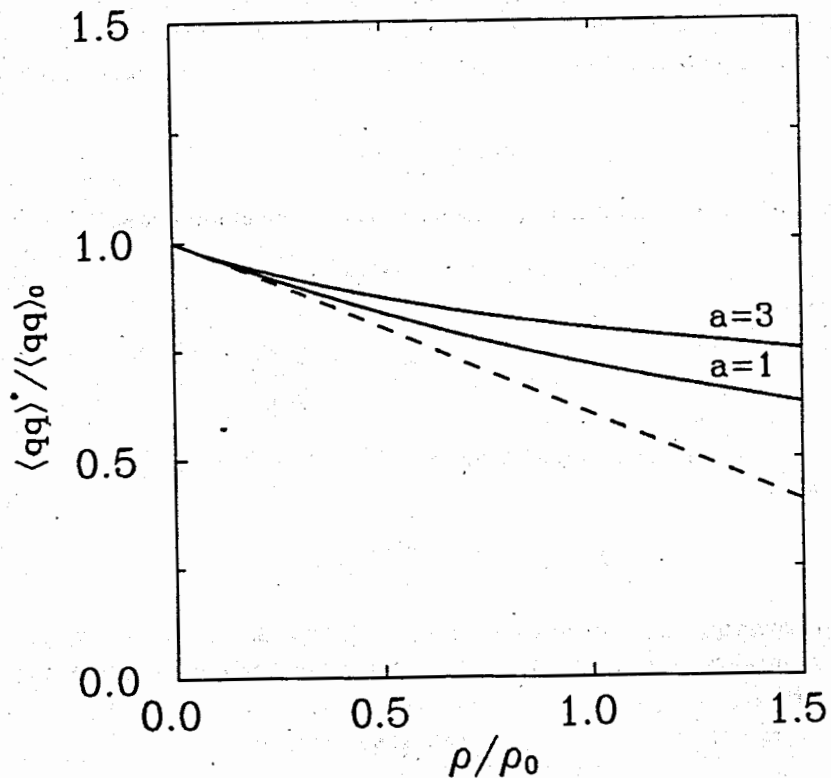


Рис. 1. Зависимость кваркового конденсата от плотности. Пунктирная линия соответствует линейному закону убывания, верхние кривые получены с учетом предположения о скейлинговом поведении для нуклонной массы (см. текст).

### КВАРКОВЫЙ КОНДЕНСАТ И МАССА ВЕКТОРНОГО МЕЗОНА ПРИ КОНЕЧНОЙ ПЛОТНОСТИ

Как упоминалось во Введении, исследование свойств векторных мезонов в среде представляет определенный интерес, поскольку модификация свойств в принципе доступна для экспериментального наблюдения.

В этой главе мы рассмотрим эффективную массу векторного мезона, определяемую как реальная часть полюса пропагатора при значении пространственного импульса мезона  $p = 0$ .

Наше рассмотрение основывается на скейлинговой гипотезе [2], в соответствии с которой эффективные адронные параметры в среде изменяются сходным образом:

$$\frac{M_N^*}{M_N} \simeq \frac{m_\rho^*}{m_\rho} \simeq \frac{m_\omega^*}{m_\omega} \simeq \frac{f_\pi^*}{f_\pi}. \quad (6)$$

Для нуклонной массы это поведение следует из соотношения Гольдбергера - Треймана, которое, как было показано, сохраняется и при наличии среды. Скейлинговое поведение для массы  $\rho$ -мезона следует из соотношения KSFR [13]. Рассмотрение, основанное на правилах сумм КХД и скейлинговых свойствах модели Скирма, предсказывает скейлинговое поведение также и для других адронов [12]. Таким образом, зная, как ведет себя отношение  $f_\pi^*/f_\pi$ , можно также приближенно оценить и эффективную массу векторного мезона. В свою очередь, параметр нарушения киральной симметрии на адронном уровне связан со значением кваркового конденсата.

В предыдущей главе мы рассматривали два возможных случая для связи константы распада пиона с киральным конденсатом. В этой главе мы рассмотрим возможное отклонение от скейлингового поведения для массы векторного мезона, связанное с учетом взаимодействия на адронном уровне. Более точно, взаимодействие эффективно перенормирует массу векторного мезона, сдвигая таким образом экспериментально наблюдаемое положение полюса мезонного пропагатора. При этом, как показывают результаты правил сумм КХД при конечной температуре и плотности, изменение мезонной массы за счет изменения кваркового конденсата происходит независимо от взаимодействия на адронном уровне [8]. Учет адронного взаимодействия в рамках этого метода может проявиться в изменении спектральной функции мезона, входящей в феноменологическую часть правила сумм [14], а также в значениях зависящих от температуры и плотности конденсатах  $\langle \bar{q}q \rangle$ ,  $\langle G^2 \rangle$  и т.д. Однако и в том и в другом случае учет взаимодействия при реалистичных значениях температуры и плотности не оказывает значительного влияния на результат предсказаний правил сумм КХД.

В данной работе мы рассмотрим поправки к значению полюса мезонного пропагатора на основе эффективного лагранжиана с вектор-

ными и нуклонными полями. При этом мы предположим, что входящие в лагранжиан массовые параметры имеют скейлинговое поведение (6).

Взаимодействие векторной частицы с нуклонами приводит к появлению у него собственно-энергетической функции  $\Pi_{\mu\nu}$ , которая связана с полным пропагатором уравнением Дайсона:

$$D_{\mu\nu}^{-1} = D_{0\mu\nu}^{-1} + \Pi_{\mu\nu}. \quad (7)$$

В системе покоя мезона все три величины, входящие в это уравнение, имеют одинаковую лоренцеву структуру  $p^\mu p^\nu / p^2 - g^{\mu\nu}$ , где  $p^\mu = (p_0, \mathbf{0})$  есть 4-импульс мезона. Поэтому в этой системе полный пропагатор имеет вид

$$D^{\mu\nu}(p_0, \mathbf{0}) = -\frac{p^\mu p^\nu / p^2 - g^{\mu\nu}}{p_0^2 - m_V^2 - \Pi(M_N^*, \mu; p_0)}, \quad \Pi(M_N^*, \mu; p_0) = -\frac{1}{3}g^{\mu\nu}\Pi_{\mu\nu}, \quad (8)$$

где  $M_N^*$  и  $m_V^*$  есть массы нуклона и векторного мезона при конечной плотности и  $\mu$  – нуклонный химический потенциал, связанный с граничной энергией  $E_F$  посредством соотношения

$$E_F = \mu - M_N^*.$$

Здесь мы рассмотрим собственно-энергетическую функцию и положение полюса для пропагатора  $\omega$ -мезона ( $V = \omega$ ) во втором порядке по константе связи  $g_\omega (\simeq 10.1)$ . Лагранжиан взаимодействия есть

$$\mathcal{L}_{int} = -g_\omega \bar{N} \gamma^\mu N \omega_\mu. \quad (9)$$

Используя правила Фейнмана для конечных температур и плотностей [15], нетрудно получить следующее выражение:

$$\Pi(M_N^*, \mu; p_0) = \frac{8g_\omega^2}{3\pi^2} \int_{M_N^*}^{\Lambda} dE \sqrt{1 - \frac{M_N^{*2}}{E^2}} (2E^2 + M_N^{*2}) \left\{ \frac{1 - \theta(\mu - E)}{p_0 - 2E} + \frac{-1 + \theta(\mu - E)}{p_0 + 2E} \right\}. \quad (10)$$

Несмотря на то, что векторная связь (9) является перенормируемой, мы ввели в модель нековариантный параметр обрезания  $\Lambda$ . Мы предполагаем, что этот параметр является характерным энергетическим масштабом адронного спектра,  $\Lambda \simeq M_N$ . Тогда мы можем, рассматривая структуру поляризационного оператора (10), дать следующую физическую

интерпретацию: при нулевой плотности  $M_N^* = M_N \simeq \Lambda$  и интеграл равен нулю. В этом случае также  $m_\omega^* = m_\omega$  и полюс пропагатора соответствует физической массе  $\omega$ -мезона в свободном пространстве. При конечной плотности  $\rho_N = 2p_F^3 / (3\pi^2)$ , где  $p_F$  определяется из соотношения  $\mu = p_F^2 / (2M_N^*) + M_N^*$ , происходят виртуальные возбуждения вакуума в интервале от  $M_N^*$  до  $M_N$ . При этом, вследствие принципа Паули, интервал от  $M_N^*$  до  $\mu$  оказывается закрытым. Таким образом, изменение положения полюса пропагатора  $\omega$ -мезона из-за взаимодействия происходит благодаря скейлинговому изменению нуклонной массы. Этот эффект имеет место при условии, что значение химического потенциала  $\mu$ , определяемое фиксированным значением плотности  $\rho_N$ , не превышает нуклонной массы  $M_N$  в свободном пространстве, в противном случае эффект подавлен благодаря принципу запрета Паули.

Отметим, что аналогичный эффект вакуумных флуктуаций также рассматривался в ряде работ на основе модели Валечки [16].

Вблизи значения  $p_0 \simeq m_\omega^*$  интеграл может быть разложен в ряд,

$$\Pi(M_N^*, \mu; p_0) \simeq I_1 + p_0^2 I_3,$$

где

$$I_1 = -\frac{2g_\omega^2}{3\pi^2} \int_{\mu}^{M_N} \frac{dE}{E} \sqrt{1 - \frac{M_N^{*2}}{E^2}} (2E^2 + M_N^{*2}),$$

$$I_3 = -\frac{g_\omega^2}{6\pi^2} \int_{\mu}^{M_N} \frac{dE}{E^3} \sqrt{1 - \frac{M_N^{*2}}{E^2}} (2E^2 + M_N^{*2}). \quad (11)$$

Здесь следует отметить, что первый член разложения появился из-за нековариантного обрезания. Вследствие поперечности поляризационного оператора этот член не должен присутствовать в разложении, поэтому в дальнейших расчетах он не учитывается. Интеграл  $I_3$  легко вычисляется, и в итоге мы имеем следующее приближенное выражение для эффективной массы  $m_{eff}^*$ :

$$m_{eff}^{*2} = m_\omega^{*2} (1 + I_3)^{-1} = m_\omega^{*2} \frac{f_\pi^{*2}}{f_\pi^2} (1 + I_3)^{-1}. \quad (12)$$

Результаты численных расчетов представлены на рис.2 для двух различных случаев скейлингового поведения  $f_\pi^*/f_\pi$ . Для сравнения также

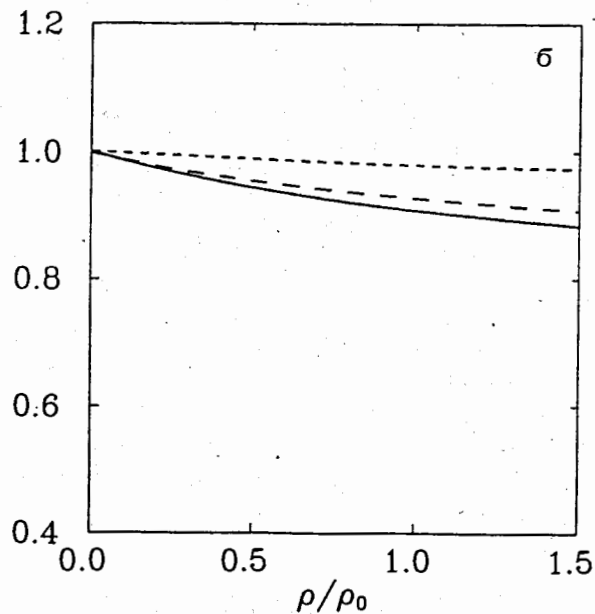
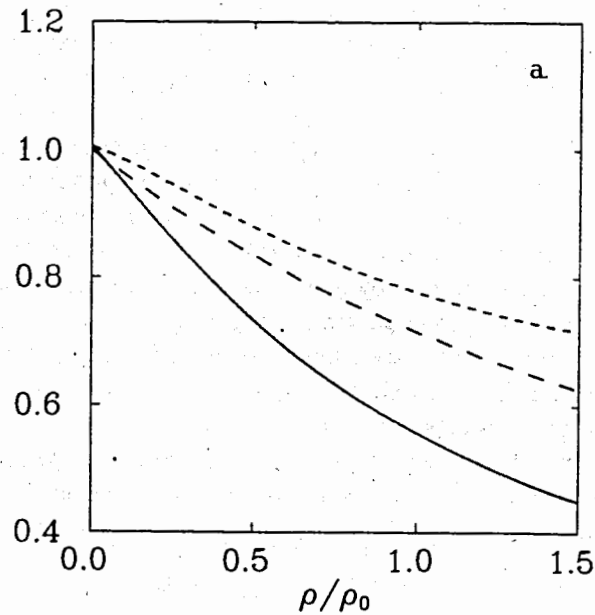


Рис. 2. Зависимость отношения  $m_{eff}^*/m_{\omega}$  и  $f_{\pi}^*/f_{\pi}$  от плотности для двух значений скейлингового параметра,  $a = 1$  (а) и  $a = 3$  (б). Пунктирная линия соответствует отношению  $f_{\pi}^*/f_{\pi}$ , мелкопунктирная линия есть расчет эффективной массы без предположения о скейлинге.

приведены кривые, показывающие поведение адронной массы без учета поправок от взаимодействия (пунктирные линии), а также расчет для массы  $\omega$ -мезона без предположения о скейлинге, т.е.  $m_{\omega}^* = m_{\omega}$  (мелкопунктирные линии). Мы видим, что для обоих рассматриваемых значений скейлингового параметра  $a$  эффект учета взаимодействия оказывается слабее, чем эффект изначально введенного в модель скейлинга. В то же время отклонение от скейлинга благодаря взаимодействию оказывается весьма незначительным для  $a = 3$  (скейлинг Брауна-Ро), но довольно заметным для  $a = 1$  (скейлинг модели НИЛ).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было рассмотрено поведение кваркового конденсата и эффективной массы векторного мезона в среде при конечной барионной плотности. Были сделаны численные оценки для отклонения от скейлингового поведения мезонной массы, вызываемое взаимодействием мезона с нуклонными источниками. Рассмотрен возможный физический механизм отклонения от скейлинга. Показано, что основным источником возможного отклонения является уменьшение в среде нуклонной массы. Показано также, что величина изменения мезонной массы в среде сильно зависит от характера скейлингового соотношения, то есть от параметра скейлинга  $a$ .

Автор выражает благодарность А.И.Титову за неоднократные обсуждения и полезные замечания.

## Литература

- [1] A.I. Bochkarev and M.E. Shaposhnikov, Nucl. Phys. B **268**, 220 (1986);  
E.G. Drukarev, E.M. Levin, Prog. Part. Nucl. Phys. A **556**, 467 (1991);  
C.Adami, T. Hatsuda and I.Zahed, Phys. Rev. D **43**, 921 (1991);  
См. также [8].

- [2] C. Adami and G.E. Brown, Phys. Rep. **234**, 1 (1993).
- [3] F. Karsh, K. Redlich, L. Turko, Z. Phys. C **60**, 519 (1993).
- [4] E.G. Drukarev, E.M. Levin, Nucl. Phys. A **511**, 679 (1990);
- [5] T.D. Cohen, R.J. Furnstahl and K. Kreigel, Phys. Rev. C **45**, 1881 (1992);  
L.S. Celenza, A. Pantziris, C.M. Shakin and W.D. Sun, Phys. Rev. C **45**, 2015 (1992);  
G. Chanfray, M. Ericson, Nucl. Phys. A **556** 427 (1993);  
G.O. Lee, C.M. Ko, Phys. Lett. B **338** 118 (1994).
- [6] G. Bunatian, J. Wambach, Phys. Lett. B **336** 290 (1994).
- [7] M. Gell-Mann, R. Oakes and B. Renner, Phys. Rev. **175**, 2195 (1968).
- [8] T. Hatsuda, Y. Koike, and S.H. Lee, Nucl. Phys. B **374**, 221 (1993).
- [9] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **17** 616 (1966);  
Phys. Rev. Lett. **18** 188 (1967);  
Physica A **96** 327 (1979).
- [10] H. Shiomi, T. Hatsuda, Phys. Lett. B **334** 281 (1994).
- [11] M. Lutz, S. Klimt, W. Weise, Nucl. Phys., A **542** 521 (1992);
- [12] G.E. Brown, M. Rho, Phys. Rev. Lett., **66** 2720 (1991);
- [13] G.E. Brown, Nucl. Phys. A **522** 397c (1991);
- [14] M. Asakawa, C.M. Ko, Nucl. Phys. A **560** 399 (1993);
- [15] N.P. Landsman, Ch. G. van Weert, Phys. Rep. **145** 141 (1987);
- [16] R.J. Furnstahl, C.J. Horowitz, Nucl. Phys. A **485** 632 (1988);  
H.-C. Jean, J. Piekarewicz, A.G. Williams, Phys. Rev. D **49** 1981 (1994);  
H. Shiomi, T. Hatsuda, Phys. Lett. B **334** 281 (1994);

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 октября 1996 года.