89-4

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-89-4

Г.Г.Бунатян

МОДЕЛЬ КИРАЛЬНОГО МЕШКА СВМ В ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

1989

1. ВВЕДЕНИЕ

Основные свойства нуклона удается успешно описать в модели кирального мешка СВМ [1], в которой существенную роль играет взаимодействие кварков, запертых в мешке, с пионным полем на поверхности мешка. СВМ является внутренне согласованной: условия запирания кварков в мешке и устойчивости мешка получаются непосредственно из исходного лагранжиана модели, их не надо вводить дополнительно. Так же вычисляются и основные величины, характеризующие нуклон: размеры, масса, магнитный момент и т.п. Исходный лагранжиан СВМ содержит все, что необходимо для описания мешка-нуклона. СВМ можно обобщить для исследования нуклона в ядерном веществе [2]. Влияние среды на мешок-нуклон сказывается в СВМ на изменении уравнений пионного поля в ядерной среде с определенной плотностью ρ и температурой T по сравнению с уравнениями в пустоте, $\rho = 0$, $T = 0$. Эти изменения естественным образом включаются в СВМ [2,3]. Применение СВМ позволяет исследовать изменения нуклона в ядре по сравнению со свободным нуклоном, например, изменение его размеров [3].

Свойства нуклона меняются в зависимости от плотности ρ и температуры T ядерного вещества. В настоящее время стало возможным в столкновениях тяжелых ядер высокой энергии получение и исследование ядерного вещества большой плотности и температуры. При этом естественно возникает вопрос о том, до каких пределов, до сколь больших ρ, T ядерное вещество может состоять лишь из трехкварковых мешков-нуклонов. СВМ дает возможность провести такие исследования. При большой плотности и температуре растет среднее пионное поле СВМ и его квантовые и термодинамические флюктуации. Поэтому оказалось необходимым развить СВМ, последовательно включающую существенно нелинейное взаимодействие кварков с пионным полем, как классическим, так и квантовым [4,5]. Как было показано в [2], увеличение плотности ρ (при $T = 0$) приводит к росту пионного поля мешка СВМ, из-за чего при достаточно большой $\rho > \rho_c$ невозможно существование трехкваркового мешка-нуклона. Причем эта критическая плотность ρ_c такова, что мешки-нуклоны еще "геометрически" не перекрываются. Для описания свойств нуклона в ядерном веществе в зависимости от его температуры мы в настоящей работе обобщаем СВМ, включая в нее термодинамические флюктуации пионного поля в среде при $T \neq 0$. В этой работе исследуются именно изменения мешка-нуклона, вызванные ростом температуры T, плотность же среды полагаем равной плотности обычных ядер $\rho = \rho_0$. Как будет показано, рост T меняет свойства нуклона, и при достаточно больших $T > T_c$ из-за роста термодинамических флюктуаций пионного поля в ядерной среде становится невозможным существование трехкваркового мешка-нуклона. Мы исследуем нуклон в существенно нелинейной по пионному полю СВМ, которая в пустоте приводит [4, 5] к устойчивому состоянию системы трех запертых в мешке кварков с определенным полным спином и изотопспином и их проекциями. Существование мешка-нуклона в ядерном веществе становится невозможным именно вследствие роста пионного поля и его термодинамических флюктуаций с увеличением T, ρ.

В разд. 2 мы получаем уравнения СВМ в ядерном веществе при конечной температуре, а в разд. 3 качественно исследуем решения этих уравнений и затем представляем результаты численных расчетов. Общие выводы наших исследований содержатся в заключении.

2. УРАВНЕНИЯ СВМ С УЧЕТОМ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ФЛЮКТУАЦИЙ ПИОННОГО ПОЛЯ

Общий лагранжиан СВМ [1, 6, 7] в наших исследованиях:

$$\mathcal{L}_{CBM} = \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}'. \tag{1}$$

Здесь

$$\mathcal{L}_q = \left(\frac{i}{2} q \overleftrightarrow{\partial\!\!\!/} q - B\right)\theta_V, \quad \overleftrightarrow{\partial\!\!\!/} = \gamma_\mu \overrightarrow{\partial}_\mu - \gamma_\mu \overleftarrow{\partial}_\mu \tag{2}$$

лагранжиан, описывающий кварки. Вакуумное давление B связано с энергией КХД-вакуума; $\theta_V = 1$ внутри мешка и $\theta_V = 0$ вне его. Лагранжиан пионного поля в среде представляем, как и ранее в [2, 3], в виде

$$\mathcal{L}_\pi = -\frac{1}{2}\vec{\pi}^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \vec{\pi})^2 - \frac{1}{2}\vec{\pi}\,\hat{\Pi}\,\vec{\pi} =$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{\omega,\vec{k}} [\omega^2 - 1 - \hat{\vec{k}}^2 - \hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho, T)]\,\vec{\pi}^2_{\omega,\vec{k}}(t, \vec{r}). \tag{3}$$

Здесь и везде далее используется система единиц $c = \hbar = m_\pi = 1$. Сюда входит поляризационный оператор пионного поля $\hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho, T)$, что отличает это выражение от лагранжиана свободного пионного поля. Величина $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ учитывает в общем случае как взаимодействие пионного поля со средой, так и его самодействие. Введением поляризации среды $\Pi(\rho, T)$ в (3) учитывается изменение пионного поля СВМ и, следовательно, влияние среды на мешок-нуклон. $\Pi(\rho, T)$ характеризует средние свойства ядерного вещества и пионного поля подобно тому, как в электродинамике свойства среды описываются диэлектрической проницаемостью и магнитной восприимчивостью. Эта величина $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho, T)$, в частности ее зависимость от температуры, исследовалась ранее [8, 9], и мы пользуемся далее, в разд. 3, результатами этих работ. Будет рассмотрен и пример термодинамических возбуждений свободных пионов ($\Pi(\omega, \vec{k}) = 0$), находящихся в тепловом равновесии с ядерной средой.

Лагранжиан

$$\mathcal{L}' = \lambda \bar{q}(\exp[i\gamma_5 \vec{\tau}\vec{\pi}/f])q\delta_s, \quad f \approx 0,66 \tag{4}$$

включает взаимодействие кварков с пионным полем на поверхности мешка. Его включение в $\mathcal{L}_{CBM}$ обеспечивает запирание кварков внутри мешка [1]. Входящий сюда лагранжев множитель λ [6,7] определяется далее. Из минимальности действия относительно вариаций полей q, $\vec{\pi}$, границы мешка и величины λ получаем уравнения Эйлера-Лагранжа для операторов полей

$$\theta_V[i\partial\!\!\!/ q] = 0, \tag{5}$$

$$[\bar{q}\exp(i\vec{\tau}\vec{\pi}\gamma_5/f)q]^{\cdot}_s = 0, \tag{6}$$

$$(-\frac{i}{2}\vec{\gamma}\vec{n}q)_s = \lambda(\exp(i\vec{\tau}\vec{\pi}\gamma_5/f)q)_s, \tag{7}$$

$$B = \lambda\vec{n}\vec{\nabla}[\bar{q}\exp(i\vec{\tau}\vec{\pi}\gamma_5/f)q]_s, \tag{8}$$

$$(-\omega^2 + 1 + \hat{\vec{k}}^2 + \hat{\Pi}(\omega, \vec{k}, \rho, T))\vec{\pi} = (\delta\mathcal{L}'/\delta\vec{\pi}). \tag{9}$$

Уравнение (5) описывает свободные безмассовые кварки в мешке. Уравнения (6), (8) представляют собой граничные условия (на это указывает индекс s), обеспечивающие равенство нулю нормальной составляющей тока через поверхность ($\vec{j}_s\vec{\nu} = 0$) и давления на поверхности ($\partial_\mu T^{\mu\lambda}_s = 0$) мешка [1, 7]. Лагранжев множитель λ определяется из (7). Усреднив (7) по состоянию пионного поля и взяв квадрат модуля обеих частей, находим

$$\frac{1}{4} = \lambda^2(<\exp(i\vec{\tau}\vec{\pi}\gamma_5/f)>)^+(<\exp(i\vec{\tau}\vec{\pi}\gamma_5/f)>). \tag{10}$$

Если принять, что в рассматриваемом состоянии есть лишь среднее пионное поле мешка $\vec{\phi} = <\vec{\pi}>$, источником которого согласно (9) служат кварки, а флюктуации $\vec{\pi} = \vec{\tilde{\pi}} - \vec{\phi}$ отсутствуют, то $|\exp(i\vec{\phi}\vec{\tau}\gamma_5/f)|^2 = 1$, и из (10) получаем значение

$$\lambda = \pm \frac{1}{2} \tag{11}$$

MIT-модели и обычной СВМ [1,6,7]. При учете квантового пионного поля $\vec{\pi}$ в расчеты входит пропагатор $\mathfrak{D}$ пионного поля в ядерной среде с температурой T [8,10].

$$< \hat{T}_\pi (\hat{\pi}_\alpha(x_1)\hat{\pi}_\beta(x_2)) > = \mathfrak{D}_{\alpha\beta}(x_1 - x_2, \rho, T) =$$

$$= \delta_{\alpha\beta} \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3} e^{i\vec{k}(\vec{x}_1 - \vec{x}_2)} \int_{+0}^{\infty} \frac{2d\xi}{\pi} e^{i\xi(t_1 - t_2)} \times$$

$$\times \mathrm{Jm}\, \mathfrak{D}(\xi - i0, \vec{k}, \rho, T)\, [\chi(\xi) + \frac{1}{2}], \tag{12}$$

$$\chi(\xi) = (\exp(\xi/T) - 1)^{-1},$$

$$\mathfrak{D}^{-1}(\xi, \vec{k}, \rho, T) = \xi^2 - 1 - \vec{k}^2 - \Pi(\xi, \vec{k}, \rho, T).$$

Пионное поле в (12) описывается лагранжианом (3), и среднее вычисляется в равновесном состоянии нагретого ядерного вещества. В частности, для свободных пионов, т.е. при $\Pi(\xi, \vec{k}) = 0$,

$$\mathfrak{D}(x_1 - x_2) = \int \frac{d\vec{k}(\chi(\omega(\vec{k})) + \frac{1}{2})}{(2\pi)^3 \omega(\vec{k})} \exp[i\vec{k}(\vec{x}_1 - \vec{x}_2) - i|t_1 - t_2|\omega(\vec{k})]. \tag{12a}$$

Мы имеем систему кваркового (2) пионного (3) взаимодействующих полей. Их взаимодействие включает лагранжиан $\mathfrak{L}'$ (4). Соответственно этому, применяя (5)-(10) к нашей системе, приходим к вычислению средних значений операторов в (5)-(10) по стационарному состоянию взаимодействующих полей (1)-(4). Такие вычисления были выполнены для свободного нуклона, $\Pi(\omega, \vec{k}) = 0$, в работе [5]. Как было показано в [5], СВМ допускает обобщение на существенно нелинейное взаимодействие кварков с квантовым пионным полем. В настоящей работе мы применяем соотношения (5)-(10) в нагретой ядерной среде к равновесному состоянию пионных возбуждений с функцией Грина (12), т.е. полагаем, что состояния квантового пионного поля, по которым усредняются (5)-(10), не искажены взаимодействием $\mathfrak{L}'$ с кварками рассматриваемого мешка. Влияние среды, в которой находится мешок, на пионные возбуждения учтено наличием $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho, T)$ в (3) и, соответственно, в (12). При этом вычислении средних значений (5)-(10) появится функция Грина $\mathfrak{D}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2, t_1 - t_2)$ (12) с совпадающими аргументами: $\vec{r}_1 = \vec{r}_2$, $t_1 = t_2 + 0$. Так получается, очевидно, потому, что все эти выражения содержат $<\exp(i\vec{\tau}\,\vec{\pi}(x)\,\gamma_5/f)>$, т.е. среднее от бесконечного ряда по степеням операторов $\vec{\pi}(x)$, взятых в одной точке x . Эти средние по теореме Вика выражаются через произведения функций $\mathfrak{D}(r_1 = r_2\ ,\ t_1 = t_2 + 0)$, содержащих бесконечный вклад нулевых колебаний вакуума — 1/2 рядом с $\chi(\xi)$ в (12). Чтобы исключить бесконечный вклад нулевых колебаний при расчетах в пустоте, произведения операторов в (5)-(10) записывают в нормальной форме, тогда в результаты расчетов величина $\mathfrak{D}(0,0)$ не войдет. Вклад нулевых колебаний поля в среде меняется по сравнению с пустотой — меняется $\mathfrak{D}(0,\rho,T)$. Чтобы это учесть, в среде не пишут в (5)-(10) N-произведения операторов, но из величины $\mathfrak{D}(0,\rho,T)$ в формулах для средних (5)-(10) вычитают ее значение при $\rho = 0$, $T = 0$, так что все наши расчеты в ядерном веществе содержат конечную величину

$$\mathfrak{D}(0,\rho,T) - \mathfrak{D}(0,0,0) \equiv d f^2. \tag{13}$$

Мы рассматриваем далее при $T \neq 0$ ядерное вещество обычной плотности $\rho = \rho_o = 0{,}5$. Как увидим, в этих условиях среднее поле $\vec{\phi}$ CBM оказывается небольшим, $\phi < 1$, для физических состояний мешка-нуклона, и мы во всех вычислениях оставляем линейные по $\vec{\phi}$ члены. Это упрощает расчеты, делает их обозримыми, не меняя существа окончательных выводов наших исследований. В соответствии со всем сказанным вычисляем средние в формулах (5)-(10) по равновесному состоянию пионного поля. В соотношении (10) находим

$$< \delta_s \exp\left(i(\vec{\pi}(x) + \vec{\phi}(\vec{x}))\,\vec{\tau}\,\gamma_5/f\right) > \approx < \delta_s \sum_{k=o}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(2k)!} \times$$

$$\times \{\vec{\pi}^{2k}(x) + \frac{i\gamma_5}{(2k+1)}[\vec{\pi}^{2k}(x)(\vec{\phi}(\vec{x})\vec{\tau}) + 2k\vec{\pi}^{2(k-1)}(x) \times \tag{14}$$

$$\times (\vec{\pi}(x)\vec{\phi}(\vec{x}))(\vec{\tau}\vec{\pi}(x))]\} > = e^{-d/2}[1-d+i\gamma_5(\vec{\tau}\vec{\phi}(\vec{x}))(1-d/3)/f]\delta_s .$$

И тогда из (10) получаем

$$\lambda = \pm\frac{1}{2}\exp(\frac{d}{2})[(1-d)^2 + \vec{\phi}^2(\vec{x})(1-\frac{d}{3})^2 f^{-2}]^{-1/2} \approx$$

$$\approx \pm\frac{1}{2}\exp(\frac{d}{2})(1-d)^{-1}. \tag{15}$$

Как и в иных гибридных моделях мешков[1,6,7] , выбираем знак минус в выражении для лагранжева множителя λ . Естественно, в отсутствие термодинамических флюктуаций, $T = 0$, $d = 0$, получим $\lambda = -1/2$ (11), как в MIT-модели и в CBM без квантового пионного поля.

Уравнения (5)-(9) применяем к нуклону — стационарному состоянию трех кварков с полным спином $\sigma = 1/2$ и изотопспином $\tau = 1/2$ и их определенными проекциями σ_z, τ_o. Волновую функцию этого состояния строим обычным образом /1/ из функций свободных кварков в 1S1/2 -состоянии, находящихся в сферическом мешке радиуса R :

$$q^{\mu}_{1S\frac{1}{2}} = \frac{\mathfrak{N}}{\sqrt{4\pi}}\begin{pmatrix} j_o(pr) \\ i(\vec{\sigma}\vec{n})\, j_1(pr) \end{pmatrix}\chi^{\mu}_{\frac{1}{2}}, \quad \vec{n} = \vec{r}/r, \; x = pR,$$

$$\mathfrak{N}^{-2} = R^3(x^2 - \sin^2 x)\, x^{-4}, \quad j_{\ell}(z) = \sqrt{\frac{\pi}{2z}}\, J_{\ell+\frac{1}{2}}(z). \tag{16}$$

Далее мы убедимся, что все вычисления можно провести, принимая мешок-нуклон сферическим. Вычисляем среднее (5)-(9) в этом состоянии мешка с полем $\vec{\phi}$ при наличии пионных возбуждений в тепловом равновесии с нагретой ядерной средой. Усреднение по пионным степеням свободы делается аналогично (14), а среднее по состоянию трех кварков (16) с описанной выше полной волновой функцией вычисляется обычным образом /1/. В результате получаем уравнения

$$F_s(\vec{r}) = 0, \tag{17}$$

$$-2B = \frac{\mathfrak{N}^2}{4\pi}(\vec{n}\vec{\nabla}F(\vec{r}))_s, \tag{18}$$

где

$$F(\vec{r}) = 3\,(j_o^2(rp) - j_1^2(rp)) - \frac{10}{3}\, j_o(rp)\, j_1(rp)\, \times \tag{17a}$$

$$\times <N|(\vec{\sigma}\vec{n})\,\vec{\tau}\,|N> \vec{\phi}^N(\vec{r})\,(1 - d/3)\,(1-d)^{-1}.$$

$$(-\omega^2 + 1 + \vec{k}^2 + \Pi(\omega, \vec{k}, \rho, T))\, \phi^N_{\alpha}(\vec{r}) =$$

$$= <N|\,\delta\mathfrak{L}'/\delta\tilde{\pi}_{\alpha}|N> \equiv Q^N_{\alpha} = \tag{19}$$

$$= -\frac{\mathfrak{N}^2}{4\pi}\,\frac{\delta_s}{2f}\,\{3(j_o^2(rp) - j_1^2(rp))\;\phi^N_{\alpha}(\vec{r})/f \; +$$

$$+ \frac{10}{3}\, j_o(rp)\, j_1(rp) <N|\tau_{\alpha}|N><N|\vec{\sigma}\cdot\vec{n}|N>\}\,(\frac{d}{3} - 1)\,(1-d)^{-1}.$$

Индекс s указывает, что соотношения выполняются на поверхности мешка и δ_s — поверхностная δ-функция. Здесь $|N>$ — состояние нуклона с определенной проекцией спина и изоспина. Заметим, что в правой части (19) учтен член, пропорциональный $\vec{\phi}$, так что это уравнение можно применять к исследованию состояний с $\phi \lesssim 1$, но не обязательно $\phi \ll 1$. Уравнение (19) удобно для дальнейших расчетов переписать в виде

$$\phi^N_\alpha(\vec{r}) = -\int d\vec{r}_1 \mathfrak{D}(\vec{r}-\vec{r}_1)\, Q^N_\alpha(\vec{r}_1), \tag{19a}$$

где

$$\mathfrak{D}(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{k}\, e^{-i\vec{k}\vec{r}}\, \mathfrak{D}(0,\vec{k},\rho,T) = \int \frac{d\vec{k}\, e^{-i\vec{k}\vec{r}}\,(2\pi)^{-3}}{-\vec{k}^2-1-\Pi(0,\vec{k},\rho,T)}. \tag{20}$$

Для свободных пионов, $\Pi(\omega,\vec{k}) = 0$, имеем хорошо известное выражение

$$\mathfrak{D}(r) = -\frac{e^{-r}}{4\pi r}. \tag{21}$$

Диагональный матричный элемент $\langle N|\tau_\alpha|N\rangle \neq 0$ лишь при $\alpha = 0$. Поэтому для $\phi_{\beta\neq 0}$ уравнение (19) однородное, и нетрудно убедиться, что оно имеет лишь решение $\phi = 0$. Для $\alpha = 0$ из (19), (19a) получаем

$$\phi^N_0(\vec{r}) = \bar{\phi}(r)\langle N|\tau_0|N\rangle\langle N|\vec{\sigma}\vec{n}|N\rangle \equiv \tau^N_0\sigma^N_z\cos\theta\cdot\bar{\phi}(r), \tag{22}$$

$$\bar{\phi}(r) = \frac{\mathfrak{N}^2}{8\pi f} I(r,R)\frac{10}{3} j_0(x)\, j_1(x)\left(\frac{d}{3}-1\right)(1-d)^{-1}\times$$

$$\times\left[1-\frac{\mathfrak{N}^2}{8\pi f} I(R,R)\, 3\left(j_0^2(x)-j_1^2(x)\right)\left(\frac{d}{3}-1\right)(1-d)^{-1}\right], \tag{23}$$

$$I(r,R) = R^2\int d\vec{n}'(\vec{n}\vec{n}')\,\mathfrak{D}(\vec{r}-\vec{r}'),\ r' = R. \tag{24}$$

Выражение (23) для $\bar{\phi}$ справедливо, разумеется, лишь для d, существенно меньших 1, т.к. во всех расчетах мы принимали $\phi < 1$. Поле $\bar{\phi}^N_0(\vec{r})$, пропорциональное $\langle N|\vec{\sigma}\cdot\vec{n}|N\rangle$, входит в уравнения (17), (18), определяющие состояние мешка. Это состояние, очевидно, не может быть сферически симметричным, вопреки тому, что мы принимали при получении (17)-(19). Чтобы свести задачу к исследованию сферической системы, будем описывать нуклон усредненными по углам уравнениями (17), (18). Функция (17a) с ϕ^N_0 (22) содержит $(\langle N|\vec{\sigma}\cdot\vec{n}|N\rangle)^2 = \cos^2\theta$, и после усреднения $\overline{\cos^2\theta} = 1/3$ приходим к уравнениям

$$F(R) = 0, \tag{25}$$

$$-2B = \frac{\mathfrak{N}^2}{4\pi}\,\frac{\partial}{\partial r}\,F(r)\,\Big|_{r=R}, \tag{26}$$

$$F(r) = 3(j_o^2(rp) - j_1^2(rp) - \frac{10}{3}\,j_o(rp)\,j_1(rp)\,\frac{\bar{\phi}(r)}{3}(1-\frac{d}{3})(1-d)^{-1}, \tag{25a}$$

описывающим усредненное по углам состояние мешка-нуклона. Они совместно с (23) при $r = R$ определяют радиус мешка R, импульсы кварков p и поле $\bar{\phi}(R)$; зависимость $\bar{\phi}(r)$ и $\phi'(r)$ определяется функцией $I(r,R)$ в (24).

Уравнение (26) соответствует [1] условию

$$\partial E/\partial R = 0,$$

где

$$E = \int d\vec{r}\,T^{oo}(\vec{r}) \tag{27}$$

полная энергия системы. В устойчивом состоянии совместному решению $R_e, \bar{\phi}_e, p_e$ уравнений (23)-(26) соответствует абсолютный минимум E. Из (1)-(4), используя (5)-(9), имеем для полной энергии мешка (27)

$$E = 3p + B\,4\pi R^3/3 + E_\pi,$$

$$E_\pi = \frac{1}{2}\int d\vec{r} < (\delta \mathfrak{L}'(\vec{r})\,/\,\delta \vec{\pi}(\vec{r}))\,\vec{\phi}(\vec{r}) > . \tag{28}$$

Вычисление E_π аналогично предыдущим расчетам:

$$E_\pi = \frac{\mathfrak{N}^2 R^2}{4}\left(\frac{\bar{\phi}(R)}{3f}\right)\frac{10 j_o(x)\,j_1(x)}{3}\,(1-\frac{d}{3})(1-d)^{-1}, \quad x = pR. \tag{29}$$

Интегрирование по углам содержится в (27), (28), поэтому при вычислении полной энергии не требуется дополнительного усреднения по углам, которое делалось при получении (25)-(26). Как отмечалось ранее, наши расчеты пригодны для d, существенно меньших 1. Так что нельзя использовать для E_π выражение (29) при $d \to 1$, когда оно бесконечно растет, хотя сам по себе рост E с ростом d, т.е. температуры T, и представляется естественным.

В последующих расчетах мы исследуем E (28) как функцию R. Чтобы получить E(R), находим из (23)-(25) функции p(R) и $\bar{\phi}(R)$ и подставляем в (27). Уравнение (26) при этом не используется. Мы убеждаемся далее (см. разд.3), что при тех ρ, T, для которых (23)-(26) имеют совместное решение $\bar{\phi}_e$, P_e, R_e, энергия E(R) имеет абсолютный минимум точно при $R = R_e$. Но оказывается, что при достаточно большой $T > T_c$, (23)-(26) не имеют совместных решений, соответственно, при этих T полная энергия не имеет минимума, и, следовательно, невозможно существование мешка-нуклона.

Зависимость от ρ, T входит в соотношения, описывающие мешок-нуклон в ядерном веществе, через величины d (13) и $\mathfrak{D}(\vec{r})$ (20), которые, в свою очередь, определяются функцией Грина $\mathfrak{D}(\xi, \vec{k}, \rho, T)$ (12), т.е. поляризационным оператором пиона в ядерном веществе. В следующем разделе мы исследуем мешок-нуклон в зависимости от T, принимая различные модели для описания пионного поля, т.е. $\mathfrak{D}(\xi, \vec{k}, \rho, T)$, в ядерном веществе.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные уравнения позволяют до выполнения численных расчетов выяснить, как ведет себя исследуемая система в зависимости от температуры T. Из (25), (25a) ясно, что при $\bar{\phi}(R) = 0$ имеем $pR = x = x_o = 2{,}04$ (первый корень уравнения $j_o(x) = j_1(x)$) и рост $\bar{\phi}(R)$ соответствует уменьшению $x < x_o$. Конечно, физический смысл имеют лишь $x > 1$ в соответствии с соотношением неопределенности. В этой работе мы ограничиваемся исследованием $\phi(R) < 1$, но для общего случая сильных полей при T = 0 в работе [2] было показано, что при уменьшении x величина $\bar{\phi}(R)/f$ стремится к "киральному пределу" π; наличие $d \neq 0$ этого вывода не меняет. Из (23), (25), (25a) находим соотношение

$$a(T,R)\, b(\psi)\, c(x) = 1, \quad c(x) = j_o^2(x) - j_1^2(x),$$
$$b(\psi) = (\psi^2 + 3)\,\psi^{-2}, \quad a = -\frac{3}{2} I(R,R)\, \mathfrak{N}^2 \left(1 - \frac{d}{3}\right)(1 - d)^{-1}, \tag{30}$$

связывающее величины $\psi = \bar{\phi}(R)/f$ и x, подобно соотношению (28) в работе [2]. Оно позволяет проследить поведение величин $\phi(R)$ и $x(R)$, т.е. $p(R)$, в зависимости от R, T. При больших R величина a(R) мала ($a \to 0$), и получить 1 в правой части (30) можно лишь при достаточно малых $\phi \ll 1$ и $x \sim x_o$, т.к. при этом произведение $c(x) \cdot b(\psi)$ может стать сколь угодно большим. С уменьшением R растет a(R), и, начиная с некоторого R_k, появляется возможность удовлетворить (30) не только при $\psi_1 \ll 1$, $x_1 \sim x_o$, но и при сильном поле $\psi_2 \gtrsim 1$ и $x_2 < x_o$, когда $b(\psi) \sim 1$, но и $c(x) \sim 1$; появляется второе решение уравнений (23)-(25). При дальнейшем уменьшении $R < R_k$, т.е. росте a(R), эти два решения сближаются, т.к. малую величину произведения $b(\psi)\, c(x) =$

$=1/a(R,T)$ можно получить, либо увеличивая ψ_1 и уменьшая x_1 в первом решении, либо, наоборот, уменьшая ψ_2 и увеличивая x_2 во втором. Но стать сколь угодно малым это произведение $b(\psi)\cdot c(x)$ не может, и a с уменьшением R растет неограниченно. Поэтому при некотором $R=R_c$ оба решения сливаются, а при $R<R_c$ уравнения (23)-(25) совместных решений не имеют. Следовательно, заведомо не может быть мешка с $R<R_c$.

Двум решениям (23)-(25) соответствуют и две ветви энергии $E(R)$ (27) как функции R. Соответствующая первому решению ψ_1, x_1 энергия $E_1(R)$ при больших R убывает с уменьшением R и может достигать минимума при $R=R_e$ — совместном решении (23)-(25), что и соответствует устойчивому физическому состоянию. В этом случае при $R<R_e$ энергия $E_1(R)$ вновь растет и достигает максимума при $R=R_m\approx\approx R_c$. Вторая ветвь $E_2(R)$, соответствующая второму решению x_2,ψ_2 при $R_c<R<R_k$, минимума не имеет и никакому физическому состоянию системы соответствовать не может. Решения ϕ, R, p (23)-(25) и энергия E (28) зависят, очевидно, от T (и ρ). С ростом T растет d и a при данном R, поэтому увеличивается R_c. R_e сближается с R_m, а максимум $E(R_m)$ понижается. При $T=T_c$ величины R_e и R_m совпадают, и при $T\geq T_c$ функция $E(R)$ не имеет минимума, нет совместных решений (23)-(25). При таких $T>T_c$ невозможно существование трехкваркового мешка-нуклона в ядерной среде.

Эту общую физическую картину мы получаем далее в численных расчетах, делая определенные предположения о пионном поле в ядерном веществе $T\neq 0$, т.е. о функции $\mathfrak{D}(\xi,\vec{k},\rho,T)$, определяющей d и $\mathfrak{D}(r)$ в (23)-(29). Во всех этих модельных расчетах оказывается возможным записать $\mathfrak{D}(0,\vec{k})$ в виде

$$\mathfrak{D}^{-1}(0,\vec{k})\approx-\gamma(\vec{k}^2+\tilde{m}^2), \tag{31}$$

и, соответственно,

$$\mathfrak{D}(r)=-(4\pi r\gamma)^{-1}\exp(-r\tilde{m}), \tag{32}$$

и для $I(R,R)$ (24) имеем

$$I(R,R)=(2\tilde{m}^3\gamma R^2)^{-1}(1+R\tilde{m})[(1-e^{-2R\tilde{m}})-R\tilde{m}(1+e^{-2R\tilde{m}})]. \tag{33}$$

В наши уравнения входит вакуумное давление B (2). Дальнейшие расчеты делались для значений B, не противоречащих имеющимся данным /11/. При этом, как увидим, для различных B все величины зависят от ρ, T сходным образом.

Прежде всего рассмотрим свободные пионные возбуждения $(\Pi(\omega,\vec{k})=0)$ в тепловом равновесии со средой ("черное излучение"). Тогда в (31)-(33), очевидно, имеем

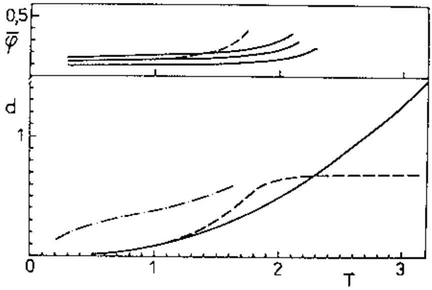


Рис. 1. Зависимость от T *величин* d *и* $\bar{\phi}$. *Сплошные кривые получены согласно формулам (34), (35); штрихованные — (39), (39а); штрихпунктирная — (41).* $\bar{\phi}$ *вычислены при* B = *1, 2, 3.*

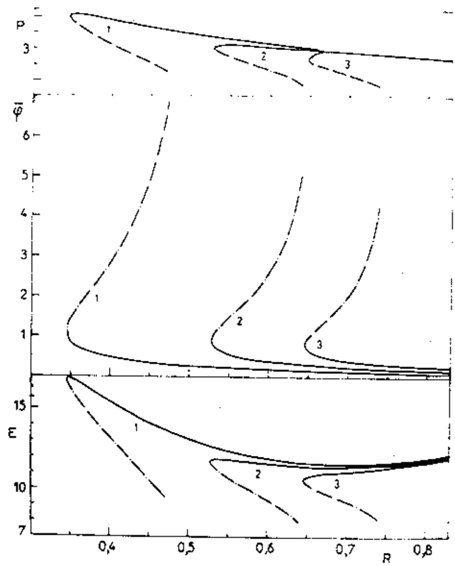


Рис. 2. Зависимость от R *энергии мешка* E, *поля* $\bar{\phi}$ *и импульса кварков* p *при* $\Pi(\omega, \vec{k}, \rho, T) = 0$, *формулы (34),(35). Кривые "1" соответствуют* T = *0,5, "2" —* T = *2,1, "3" —* T = *2,3. Все расчеты выполнены для* B = *2.*

$$\gamma = \tilde{m} = 1, \tag{34}$$

и величина

$$d(T) = \frac{1}{2\pi^2 f^2} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\omega(k)} [\exp(-\omega(k)/T) - 1]^{-1}; \quad \omega^2(k) = 1 + k^2. \tag{35}$$

Она представлена сплошной кривой на рис. 1. При каждом значении T ищем решение (23)-(26) $R_e(T)$, $p_e(T)$, $\phi_e(T)$ и вычисляем $\phi(R)$, $p(R)$, $E(R)$, как описано выше; см. рис. 2. При $T < T_c \approx 2{,}1$ решение существует, $E(R)$ имеет абсолютный минимум при $R = R_e(T) \approx 0{,}6 \div 0{,}8$. При $T > T_c$ система существовать не может: $E(R)$ не имеет минимума, (23)-(25) не имеют решения. Зависимость энергии $E(R)$, импульса кварков $p(R)$ и поля $\bar{\phi}(R)$ от R при различных T, представленная на рис. 2, соответствует проведенному выше качественному анализу. Из рис. 2 видно, как наступает неустойчивость мешка с ростом T. При $T = 0{,}3$ $E(R)$ имеет глубокий минимум. При $T = 2{,}1 \approx T_c$ система близка к неустойчивости, а при $T = 2{,}3 > T_c$ E никакого минимума не имеет, мешок существовать не может. Из рис. 1 видно, как растет поле $\bar{\phi}(R, T)$ на границе мешка по мере приближения T к T_c; заканчиваются эти кривые $\phi(T)$ при $T = T_c$. Для ветвей кривых, изображенных на рис. 2 штрихпунктиром, наши расчеты, строго говоря, не оправданы, *Таблица. Размер мешка R_e и импульс кварков p_e при $T=0$ и $T=T_c$ для различных* B *из (2) и* Λ *из (36)*

B	1		2		3	
Λ	0	0,4	0	0,5	0	0,7
T_c	2,35	1,95	2,15	1,75	2,15	1,55
$R_e(0)$	0,832		0,698		0,630	
$R_e(T_c)$	0,800	0,795	0,680	0,678	0,600	0,605
$p_e(0)$	2,43		2,88		3,18	
$p_e(T_c)$	2,29	2,25	2,75	2,74	2,95	3,05

т.к. здесь $\bar{\phi}(R) > 1$. Но это, с одной стороны, не очень важно — эти ветви не соответствуют физическим состояниям, а с другой стороны, в [2] без предположения $\bar{\phi}(R) < 1$ показано, что решения уравнений, аналогичных (23)-(26) при $T = 0$, имеют по существу ту же зависимость от R. Для различных B величины R_e, p_e, конечно, несколько различаются, на $\sim 20\%$ (см. таблицу). Значения R_e, p_e при $T = 0$ и при $T = T_c$ для всех B отличаются мало, на $\sim 5 \div 7\%$.

При больших T флюктуации пионного поля велики, и следует учесть взаимодействие пионных возбуждений. Запишем его в том же виде, что и для свободных пионов:

$$\mathcal{L}_{\pi\pi} = \Lambda\vec{\pi}^2[-\partial_\mu\vec{\pi}\partial^\mu\vec{\pi} + \vec{\pi}^2/2]/2. \tag{36}$$

Соответствующий (36) поляризационный оператор вычислен в [8,9] в приближении Хартри — Фока:

$$\Pi^\pi(\omega,\vec{k}) =$$  $$= -5d\Lambda + 3d\Lambda(\omega^2 - \vec{k}^2) + 3d\Lambda\,\frac{(1-5d\Lambda)}{(1-6d\Lambda)}, \tag{37}$$

где

$$d(T) = \int \frac{dk\cdot k^2\cdot\chi(\omega(k))}{\pi^2 2\omega(k)(1-3\Lambda d(T))}, \qquad \omega^2(k) = k^2 + \frac{1-5d\Lambda}{1-6d\Lambda}. \tag{38}$$

В формулах (31)-(33)

$$\tilde{m}^2 = (1-5\Lambda d)(1-6\Lambda d)^{-1}, \ \gamma = (1-3d\Lambda). \tag{39}$$

Расчеты проводились для $\Lambda \sim 0{,}5$ так, чтобы выполнялось приближение (37), (38) [9,10]. Найденная из (38), (39) $d(T)$ (см. рис. 1) при $T \gtrsim 1$ существенно отличается от d при $\Pi = 0$ (35). Взаимодействие пионных возбуждений с достаточно большим $\Lambda = 0{,}5$ препятствует росту $d(T)$ при больших T, что непосредственно видно из (38), (39). Как показали наши расчеты, включение взаимодействия (36)-(39) не меняет существенно физическую картину поведения мешка-нуклона в зависимости от T. Критическая температура несколько уменьшается, $T_c \approx 1{,}7$, и все величины меняются с ростом T, как и при $\Lambda = 0$; их значения при $T = T_c$ по существу такие же, как и при $\Lambda = 0$, что видно из таблицы и рис. 1.

В этих вычислениях учитывалось лишь наличие в нагретом ядерном веществе пионных возбуждений, не искаженных влиянием среды. Поляризационный оператор $\Pi(\rho, T)$ и функция Грина $\mathfrak{D}(\rho, T)$ пиона в ядерном веществе исследовались в [8-10] при различных ρ, T. Находя эти величины из численных расчетов [8,9], можно также численно получать и $d(T)$ (13), $\mathfrak{D}(r)$ (20), $I(r,R)$ (24), и из численного решения уравнений (23)-(26) находить R_e, Φ_e, R_e и вычислять $E(R)$ (28) при различных T, ρ. Такие общие вычисления мы не проводили, а для $\mathfrak{D}(0,\vec{k})$ воспользовались аппроксимацией (31)-(33) с

$$\tilde{m}^2 = 1 + 5\Lambda d; \ \gamma = 0{,}45 + (T-0{,}25)\,0{,}25; \ \Lambda \approx 0{,}1, \tag{40}$$

которую можно получить для $\rho = \rho_0 = 0{,}5$, $0{,}2 < T \lesssim 1{,}5$ из расчетов согласно [8,9]. $\Lambda = 0{,}1$ в $\pi\pi$-взаимодействии $\mathfrak{L}_{\pi\pi} = -\Lambda\vec{\pi}^4/4$ соответствует слабому отталкиванию. Согласно [9] d можно представить в виде

$$d = \sum_i \int_0^\infty \frac{k^2 dk[\chi(\omega_i(k)) + 1/2]}{\pi^2 |\partial\mathfrak{D}^{-1}(\omega,\vec{k})/\partial\omega|_{\omega=\omega_i(k)}} - \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{2\pi^2\sqrt{1+k^2}}, \tag{41}$$

суммы по ветвям $\omega_i(k)$ спектра пионных возбуждений при $T \neq 0$, который получается из уравнения

$$\omega^2 - 1 - \vec{k}^2 - \mathrm{Re}\,\Pi^n(\omega,\vec{k},\rho,T) - 5\Lambda d(\rho,T) = 0. \tag{42}$$

$\Pi^n(\omega,\vec{k})$ вычисляется согласно [8,9]. На рис. 3 для примера приведены $\omega_i(k)$ ($i = 1,2,3$) при $\rho = \rho_0 = 0{,}5$, $T = 0{,}5$. В (41) учтено, что $\mathfrak{D}(\omega,\vec{k},\rho,T) \neq \mathfrak{D}(\omega,\vec{k},0,0)$. Эта $d(T)$ представлена на рис. 1 штрихпунктирной кривой. Результаты расчетов согласно (40)-(42) представлены на рис. 4-6. Зависимости $p(R)$, $\phi(R)$, $E(R)$ остаются такими же, как и

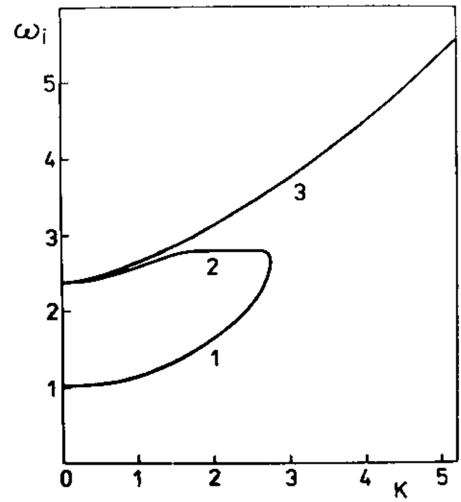
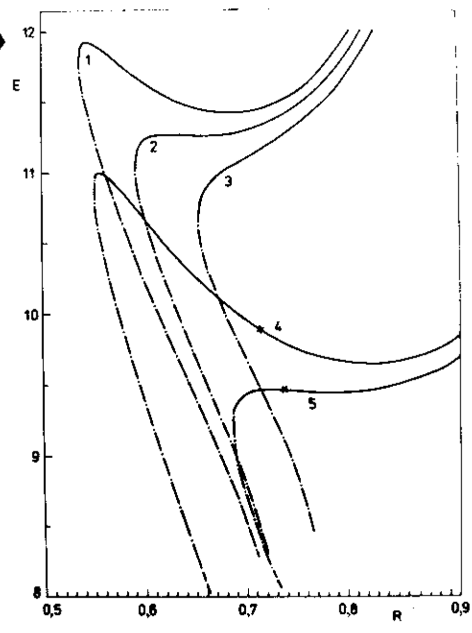


Рис. 3. Спектр пионных возбуждений в ядерном веществе при $\rho = \rho_0 = 0{,}5$, $T = 0{,}5$, полученный из (42). Цифры у кривых нумеруют ветви спектра, $i = 1, 2, 3$.

Рис. 4. Зависимость от R энергии мешка E при различных B и T; расчеты выполнены согласно (40), (41). Кривые без крестика получены для $B = 2$, а кривые, помеченные крестиком, – для $B = 1$. Кривым соответствуют температуры: "1" – $T = 0{,}2$; "2" – $T = 1{,}2$; "3" – $T = 1{,}5$; "4" – $T = 0{,}5$; "5" – $T = 1{,}575$.



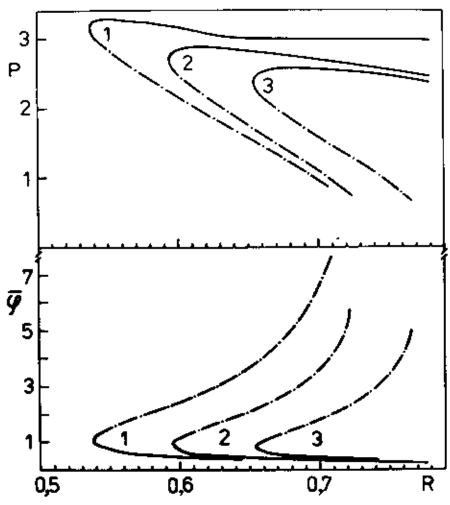
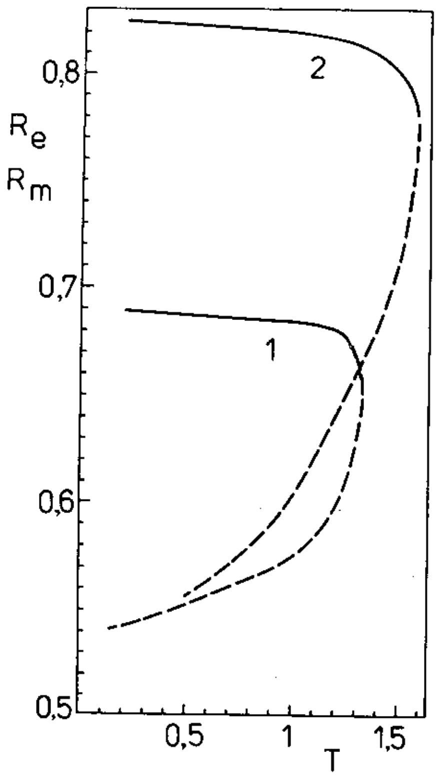


Рис. 5. Зависимость от R поля $\bar{\Phi}$ и импульса кварков p для $B = 2$. Расчеты выполнены согласно (40)-(42). Кривая "1" получена при $T = 0{,}2$, "2" – $T = 1{,}2$, "3" – $T = 1{,}5$, как и на рис. 4.

Рис. 6. Зависимость от температуры радиуса мешка-нуклона R_e, т.е. положения минимума $E(R_e)$ (сплошные кривые) и положения максимума $E(R_m)$ $-R_m$ (штрихованные кривые). Расчеты выполнены согласно (40)-(42). Кривая "1" получена при $B = 2$, "2" – $B = 1$.



в предыдущих примерах: сравним рис. 2 и рис. 4, 5. Для всех B рост $T \to T_c$ ведет к тому, что минимум $E(R_e)$ становится все "мельче" и сближается с максимумом $E(R_m)$; сближаются R_e и R_m (см. рис. 4). Прежними остаются и зависимости $p(R)$, $\bar{\phi}(R)$ (рис. 5). Сказанное выше о расчетах, представленных штрихпунктирными кривыми на рис. 2, относится, конечно, и к рис. 4, 5. Отметим, что в этом расчете (рис. 4), как и ранее (рис. 2), энергию E (28) можно сопоставлять массе нуклона лишь после учета ряда поправок к $E^{/1/}$, по крайней мере движения центра масс, что заметно, на $\approx 15 \div 20\%$, уменьшает $E(R_e)$. Учет изменения пионной моды в среде, т.е. $\Pi^n(\rho, T)$ в (40)-(42), ведет к заметному уменьшению T_c по сравнению с предыдущими расчетами: при $B = 1$ имеем $T_c = 1{,}575$, а при $B = 2$ — $T_c = 1{,}273$ (см. рис. 6). Рост T ведет, как и ранее, к незначительному уменьшению $R_e(T)$; зависимость $R_e(T)$ представлена на рис. 6. На этом же рисунке штрихованной кривой показана зависимость от T положения максимума $R_m(T)$. Из рис. 6 видно, как происходит слияние R_m и R_e при $T \to T_c$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Свойства нуклона в ядерном веществе меняются в зависимости от плотности ρ и температуры T. Зависимость от ρ подробно исследовалась в [2,3], а от T — в данной работе. Оказалось возможным естественным образом обобщить СВМ для описания нуклона в ядерной среде при конечной температуре. Наши расчеты в СВМ внутренне согласованы: если при данных ρ, T уравнения СВМ (23)-(26) имеют совместное решение R_e, $\bar{\phi}_e$, p_e, то при этих R_e, $\bar{\phi}_e$, p_e полная энергия E мешка имеет абсолютный минимум. При $T \geq T_c$ мешок-нуклон существовать не может: энергия $E(R)$ не имеет минимума, нет совместного решения (23)-(26). Когда T растет, но остается меньше T_c, свойства мешка меняются несущественно, так, $R_e(T_c)$ всего на $\approx$ 5-7% меньше $R_e(0)$. Аналогично этому в[2] было найдено, что нуклон мало меняется при увеличении плотности среды вплоть до $\rho = \rho_c$, а при $\rho > \rho_c$ существование мешка-нуклона уже невозможно. При $T > T_c$ (или $\rho > \rho_c$) ядерное вещество уже не может состоять из трехкварковых мешков-нуклонов, следует ожидать появления иной, ненуклонной фазы. Разумеется, основываясь лишь на наших исследованиях, нельзя судить о свойствах этой новой фазы. Это может быть вещество, состоящее целиком из кварков (и глюонов) и не содержащее мешков. Но возможно и такое состояние, где вместо нуклонов (возможно, частично) существуют более сложные мешки, например, содержащие 6,9 и т.д. кварков[12]. В наших исследованиях критическая температура получилась сравнительно небольшой, $T_c \approx 1 \div 2$. Такая температура может получаться в столкновениях тяжелых ядер высокой энергии[13], и можно надеяться достичь этого перехода в таких процессах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thomas A.W. — Adv. Nucl. Phys., 1984, 13, p.1.
2. Бунатян Г.Г. — ОИЯИ, Р2-84-840, Дубна, 1984; ЯФ, 1986, т.43, с.294; ОИЯИ, Р2-85-838, Дубна, 1985.
3. Бунатян Г.Г. — ОИЯИ, Р2-87-777, Дубна, 1987.
4. Бунатян Г.Г. — ОИЯИ, Р2-87-843, Дубна, 1987.
5. Бунатян Г.Г. — ОИЯИ, Р2-87-850, Дубна, 1987.
6. Chodos A., Thorn C.B. — Phys. Rev., 1975, v.D12, p.2733.
7. Jaffe R.L. — Lectures at the 1979 Erice School, Ed. by A. Zichichi E.P. Geneva, 1979.
8. Бунатян Г.Г. — ЯФ, 1980, т.31, с.1186.
9. Бунатян Г.Г. — ЯФ, 1985, т.41, с.875.
10. Бунатян Г.Г., Мишустин И.Н. — ЯФ, 1982, т.36, с.1121.
11. Shifman M.A. et al — Nucl. Phys., 1979, v.B147, p.385, p.448, p.519; Вайнштейн А.И., Захаров В.И., Шифман М.А. — Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, с.60;
    Voloshin M.B. — Preprint ITEP-21, Moscow, 1980;
    Reinders L.J. et al. — Nucl. Phys., 1981, v.B186, p.109.
12. Chizhov A.V. et al. — Nucl. Phys., 1986, v.A449, p.660.
13. Тонеев В.Д. и др. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, с.1093.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 января 1989 года.