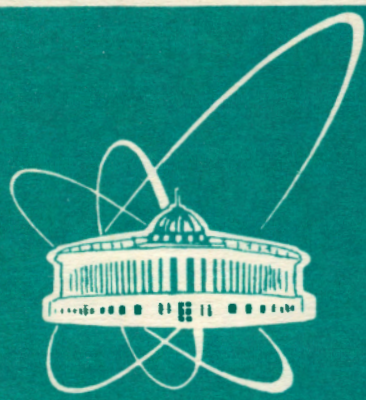


93-463



Объединенный
институт
ядерных
исследований
Дубна

P2-93-463

Т.И.Гуламов*, А.И.Титов

О СВОЙСТВАХ МЕЗОНОВ
ПРИ КОНЕЧНОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ
И ПЛОТНОСТИ В МОДЕЛИ
НАМБУ — ИОНА-ЛАЗИНИО

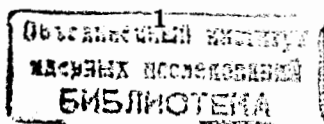
Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Физико-технический институт, Ташкент, Узбекистан

1. Введение

Одной из наиболее интересных и актуальных проблем современной ядерной физики является поиск и исследование ядерного вещества в состоянии с восстановленной киральной симметрией. Ожидается, что условия для возникновения такого состояния – киральный фазовый переход, могут быть реализованы в лобовых столкновениях релятивистских тяжелых ионов при образовании нагретого и сжатого ядерного вещества в центральной области. Возможный сигнал кирального фазового перехода мог бы проявиться в спектрах лептонных пар, излучаемых из этих состояний. Принцип векторной доминантности указывает, что электромагнитное поле взаимодействует с адронной средой через промежуточные векторные мезоны, свойства которых (масса, ширина распада) зависят от температуры и плотности окружающего их ядерного вещества. Это значит, что распределения лептонных пар по их инвариантным массам чувствительны к температурной зависимости свойств адронов в плотной ядерной среде. Поэтому первым шагом на пути исследования кирального фазового перехода является изучение свойств мезонов при конечных температурах и плотностях.

В настоящее время все еще трудно ожидать близкого успеха в решении этой задачи на основе стандартного лагранжиана квантовой хромодинамики (КХД), поэтому надежды на пути ее решения связываются с модельными эффективными киральными кварковыми лагранжианами. Одним из них является лагранжиан модели Намбу - Иона-Лазинио [НИЛ] [1]. Эта модель обладает существенным недостатком с точки зрения КХД: она не описывает механизма удержания кварков. Тем не менее имеется надежда, ее можно использовать для исследования качественных закономерностей свойств адронов при конечных температурах и плотностях [2]-[5]. Этот оптимизм основан с одной стороны на том, что модель НИЛ и ее модифицированные версии, объясняя природу спонтанного нарушения киральной симметрии, дают удовлетворительное описание мезонов [2], [6]-[9], барионов [10]-[12] и ряда ядерных процессов при низких энергиях [3, 13], с использованием минимального числа свободных параметров, с другой стороны, имеется предсказание, полученное на основе метода правил сумм КХД [14], что фазовый переход деконфайнмента на шкале температур предшествует киральному фазовому переходу, являющемуся объектом изучения "темпе-



ратурной" модели НИЛ [4, 5, 15]. То есть можно предположить, что существует область температур между точкой деконфаймента и киральным фазовым переходом, где модель НИЛ не противоречит КХД.

В недавней работе [16] проведено исследование свойств мезонов и дикварков при конечных температуре и барионной плотности (химическом потенциале) и исследованы условия возникновения кирального фазового перехода. Анализ этой работы показал, что развиваемый подход можно усовершенствовать таким образом, чтобы получить замкнутый самосогласованный метод нахождения температурных поправок. Именно это и является целью данной работы, где формулируется последовательный анализ температурной зависимости эффективных констант взаимодействия и масс σ , π , ρ , a_1 -мезонов. Суть работы состоит в ином определении зависящей от температуры массы мезона, которую мы находим из условия обращения в нуль обратного мезонного пропагатора. Такое определение массы эквивалентно стандартному [17, 7, 8, 9, 16] только при нулевой температуре. При конечных температурах разница в определении массы бозона сравнима по порядку величины с самой температурной поправкой, а это сказывается на величине массы при температурах и плотностях вблизи точки фазового перехода. Сами массы определяются путем решения соответствующих нелинейных уравнений. Статья построена следующим образом. В разделе 2 обсуждается процедура бозонизации и вывод массовых формул в модели НИЛ при нулевой температуре на основе метода функционального интегрирования. Этот раздел не содержит оригинальных результатов и приведен для полноты изложения и лучшего понимания последующего. В разделе 3 дано обобщение модели НИЛ для конечных температуры и барионных плотностей и приведен расчет температурной зависимости масс мезонов. В разделе 4 обсуждается температурная зависимость констант взаимодействия и ширины распада $\rho \rightarrow \pi\pi$. В разделе 5 сформулированы основные выводы.

2. Свойства мезонов при нулевой температуре и плотности в модели НИЛ

Основой модели НИЛ является кирально - инвариантный модельный лагранжиан с четырехкварковыми взаимодействиями, соответствующими скалярному, псевдоскалярному, векторному и аксиально - векторному секторам:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{NJL} = & \bar{q}(i\hat{\partial} - M_0)q + \frac{G}{2}[(\bar{q}\lambda_a q)^2 + (\bar{q}\lambda_a i\gamma^5 q)^2] \\ & - \frac{G'}{2}[(\bar{q}\lambda_a \gamma^\mu q)^2 + (\bar{q}\lambda_a \gamma^\mu \gamma_5 q)^2], \end{aligned} \quad (1)$$

где $\lambda_a (a = 0, \dots, N)$ - генераторы группы унитарной симметрии - $SU_f(N)$, M_0 - массовая матрица. Далее для простоты мы ограничимся рассмотрением изотопической $SU(2)$ -подгруппы с u - и d -кварками, принимая $m_{u0} \simeq m_{d0} \simeq m_0$.

Для получения эффективного действия используем метод функционального интегрирования [17, 4, 7, 8, 9, 16] путем введения в производящий функционал вспомогательных бозонных полей: скалярного - σ_a , псевдоскалярного - ϕ_a , векторного - V_a^μ , и аксиально - векторного - A_a^μ , и интегрируя по грассмановым фермионным полям. В результате находим эффективное действие в виде

$$\begin{aligned} S[B] = & -iN_c S \text{pln}(i\hat{\partial} - M_0 + \lambda_a U^a) \\ & - \int d^4x \left(\frac{1}{2G} [\sigma^2(x) + \phi^2(x)] - \frac{1}{2G'} [V_\mu^2(x) + A_\mu^2(x)] \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $U^a(x) = \sigma^a(x) + i\gamma^5 \phi^a(x) + \gamma^\mu V_\mu^a(x) + \gamma^\mu \gamma^5 A_\mu^a(x)$, $B = \sigma, \phi, V^\mu, A^\mu$, $N_c = (\text{число цветов})$.

Условие $\delta S[\bar{B}]/\delta \bar{B}_a = 0$ при $\bar{B}_a = B_a^0$, где символ ' \bar{B} ' означает константное поле, определяет состояние системы с минимальным значением потенциальной энергии. Этому условию удовлетворяет конфигурация:

$$\bar{\phi}_a = \bar{V}_a^\mu = \bar{A}_a^\mu = 0, \quad \bar{\sigma}_a = \delta_a^0 \sigma_0.$$

Непосредственно из условия минимума следует уравнение для определения массы "составляющего" кварка или среднего вакуумного

значения скалярного поля σ_0 . Это уравнение в импульсном представлении имеет вид

$$m - m_0 = iN_c N_f G \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} S p \frac{1}{k - m}, \quad m \equiv m_0 - \sigma_0. \quad (3)$$

Эффективное действие можно представить в виде разложения в ряд в окрестности $\sigma = \sigma_0$, добавив к эффективному действию константу $iN_c \text{Spln}(i\hat{\partial} - M_0 + \lambda_0 \sigma_0)$:

$$S[B] = -iN_c S p \sum_{n=2}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{n} (S_F U')^n - \int d^4 x \left(\frac{1}{2G} [\sigma^2(x) + \phi^2(x)] - \frac{1}{2G'} [V_\mu^2(x) + A_\mu^2(x)] \right). \quad (4)$$

Здесь $s^a(x) = \sigma^a(x) - \delta_0^a \sigma^0$ есть отклонение скалярного поля от среднего значения, $U'(x) = \lambda_a (\delta_0^a + s^a(x)) + \lambda_a (i\gamma^5 \phi^a(x) + \gamma^\mu V_\mu^a(x) + \gamma^\mu \gamma^5 A_\mu^a(x))$, $S_F = (i\hat{\partial} - m)^{-1}$.

В уравнении (4) линейные по полям члены отсутствуют: скалярные поля из-за условия (3), остальные - из-за свойств γ -матриц: $S p \gamma_\mu = S p \gamma_5 \gamma_\mu = 0$.

Удобно провести предварительную конечную перенормировку мезонных полей $B \rightarrow B(N_c N_f)^{-\frac{1}{2}}$ и $G, G' \rightarrow G(N_c N_f)^{-1}, G'(N_c N_f)^{-1}$. Тогда квадратичные, с $n = 2$ по полям члены в (4), которые определяют кинетические и массовые компоненты эффективного действия, могут быть представлены в виде:

$$\begin{aligned} S_{s,\phi}^{(2)} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} B(p) D(p)^{-1} B(-p), \\ S_{A,V}^{(2)} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} B_\mu(p) D(p)^{-1,\mu\nu} B_\nu(-p), \\ S^{(2)} &= S_s^{(2)} + S_\phi^{(2)} + S_V^{(2)} + S_A^{(2)} + S_M^{(2)}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $B(p)$ - амплитуды скалярных и псевдоскалярных полей s и ϕ , $B_\mu(p)$ - амплитуды векторных и аксиально-векторных полей V, A . $S_M^{(2)}$ описывает смешивание псевдоскалярных и аксиально-векторных полей ($\phi \rightarrow A$), и его мы рассмотрим позже.

Операторы D^{-1} в уравнении (5) содержат интегралы петлевых диаграмм, непосредственное вычисление которых дает следующий результат:

$$\begin{aligned} D_s^{-1}(p^2) &= 2I_2(m^2)[p^2 - 4m^2] - 4I_0(m^2) - \frac{1}{G}, \\ D_\phi^{-1}(p^2) &= 2I_2(m^2)p^2 - 4I_0(m^2) - \frac{1}{G}, \\ D_V^{-1,\mu\nu}(p) &= \frac{4}{3}I_2(m^2)(p^\mu p^\nu - p^2 g^{\mu\nu}) + \frac{g^{\mu\nu}}{G'}, \\ D_A^{-1,\mu\nu}(p) &= \frac{4}{3}I_2(m^2)(p^\mu p^\nu - p^2 g^{\mu\nu}) + g^{\mu\nu} \left(\frac{1}{G'} + 8m^2 I_2(m^2) \right), \end{aligned}$$

где, как обычно, [17, 8, 7, 9], оставлены только квадратично - $I_0(m^2)$, и логарифмически - $I_2(m^2)$, расходящиеся интегралы.

Устранение расходящихся множителей в эффективном действии (4) осуществляется перенормировкой полей

$$B_{\phi,s} = B_{\phi,s}^R Z_{s,\phi}^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где перенормировочные Z -факторы находятся из условий [18]:

$$\begin{aligned} Z_{\phi,s}^{-1} &= \frac{\partial D_{\phi,s}^{-1}(p^2)}{\partial p^2} \Big|_{p^2=0}, \\ Z_{A,V}^{-1} &= \frac{\partial}{\partial p^2} \left(\frac{1}{4} [-g^{\mu\nu} + \frac{p^\mu p^\nu}{m_{A,V}^2}] D_{A,V}^{-1,\mu\nu}(p) \right) \Big|_{p^2=0}. \end{aligned} \quad (7)$$

Константы взаимодействия кварков с перенормированными мезонными полями в кварковых петлях непосредственно связаны с Z -факторами и с учетом предварительной перенормировки даются выражениями:

$$\begin{aligned} g_{\phi,s}^2 &= Z_{\phi,s}(N_c N_f)^{-1} = (2I_2 N_c N_f)^{-1}, \\ g_{A,V}^2 &= Z_{A,V}(N_c N_f)^{-1} = \left(\frac{4}{3} I_2 N_c N_f \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Можно заметить, что между скалярной и векторной константами связи существует соотношение $g_{V,A}^2 = \frac{3}{2} g_{\phi,s}^2$. Формулы (6-7) определяют свободные части функций Грина перенормированных бозонных полей

$$D_{R,\phi,s}^{-1} = p^2 - m_{s,\phi}^2, \quad D_{R,A,V}^{-1,\mu\nu} = (p^\mu p^\nu - p^2 g^{\mu\nu}) + m_{V,A}^2 g^{\mu\nu}$$

с массами, задаваемыми соотношениями :

$$\begin{aligned} m_\phi^2 &= Z_\phi \left(\frac{1}{G} + 4I_0 \right), \quad m_V^2 = \frac{Z_V}{G'}, \\ m_s^2 &= 4m^2 + m_\phi^2, \quad m_A^2 = m_V^2 + 6m^2. \end{aligned} \quad (9)$$

Формулы (9) получены без учета смешивания между псевдоскалярными и аксиально-векторными мезонами. В работах [9, 16] показано, что для учета смешивания необходимо рассмотреть "недиагональный" член $S_M^{(2)}$ в эффективном действии, который в импульсном представлении имеет вид

$$\begin{aligned} S_M^{(2)} &= \frac{1}{2} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} [-4m\phi^R(p)p^\mu A_\mu^R(-p) + \\ &4m\phi^R(-p)p^\mu A_\mu^R(p)] Z_\phi^{\frac{1}{2}} Z_A^{\frac{1}{2}} (iI_2(m^2)). \end{aligned} \quad (10)$$

Устранение $S_M^{(2)}$ осуществляется перенормировкой полей:

$$\begin{aligned} A'_\mu(p) &= A_\mu(p) - \lambda i p_\mu \phi(p), \quad \phi^R = \phi'^R Z^{-\frac{1}{2}}, \\ \lambda &= \sqrt{6} \frac{m}{m_A}, \quad Z = 1 - 6 \frac{m^2}{m_A^2}, \end{aligned}$$

которая приводит к поправкам к массам и эффективной константе $\pi q q$ -взаимодействия

$$m_\phi^2 = m_\phi^2 Z, \quad m_s^2 = m_\phi^2 Z + 4m^2, \quad g_\phi^2 = g_\phi^2 Z^{-1}. \quad (11)$$

Свободными параметрами модели являются токовая масса m_0 , константы связи G, G' , регуляризующий параметр в интегралах $I_0(m^2), I_2(m^2)$. Выберем их, исходя из следующих условий:

(1). Ширина распада $\rho \rightarrow \pi\pi$ определяется константой $g_{\rho\pi\pi} = 2g_V \equiv 2g_\rho$. Из эксперимента следует, что $g_{\rho\pi\pi}^2/4\pi \simeq 2,96$, следовательно,

$$I_2(m^2) \simeq (24\pi)^{-1}. \quad (12)$$

(2). Массы псевдоскалярного и векторного мезонов в (9) отождествляются с массами π -и ρ -мезонов:

$$m_\phi = m_\pi, \quad m_V = m_\rho.$$

(2). Массу составляющего кварка можно получить из соотношения Гольдбергера - Треймана :

$$m = f_\pi g_\pi, \quad f_\pi = 93,3 \text{ МэВ}/c^2, \quad g_\pi^2 = \frac{2}{3} g_\rho^2 Z^{-1},$$

и формулы (12). Пренебрегая $(\phi - A)$ -смешиванием, находим $m = 234 \text{ МэВ}/c^2$. Если учесть $(P - A)$ -смешивание, отождествляя в (11) $m_{\phi'}$ и $g_{\phi'}$ с физической массой и константой связи π -мезона, и использовать экспериментальное значение для массы a_1 -мезона, приняв $m_A = m_{a_1} \sim 1,27 \text{ ГэВ}/c^2$ [20], то $m \simeq 276 \text{ МэВ}/c^2$. Теоретическая формула $m_A^2 = m_\rho^2 + 6m^2$ с использованием экспериментального значения для массы ρ -мезона $770 \text{ МэВ}/c^2$ предсказывает $m = 350 \text{ МэВ}/c^2$. Учет конфайнмента, который отсутствует в модели НИЛ, может изменить эту оценку. Для определенности конкретные расчеты мы проводим с массой составляющего кварка, равной $280 \text{ МэВ}/c^2$.

(3). Константа связи G и масса токового кварка m_0 задаются массой π -мезона и параметром обрезания Λ , который, в свою очередь, может быть найден из уравнения (12). Значение параметра обрезания Λ и, следовательно, значение параметров G' и m_0 , зависит от способа перенормировки. В данной работе мы не обсуждаем эту зависимость, поскольку явное значение этих параметров несущественно для последующего обсуждения температурной зависимости свойств мезонов.

3. Модель НИЛ при конечной температуре и плотности

Все важнейшие термодинамические свойства системы могут быть получены из статистической суммы $Z = \text{Tr} e^{-\beta(H - \mu_i N_i)}$, где H - гамильтониан системы и μ_i, N_i - обобщенные потенциалы и соответствующие им операторы сохраняющихся зарядов. Статистическая сумма может быть представлена в виде функционального

интеграла [19] и для модели НИЛ имеет вид

$$Z = \int \mathcal{D}q \mathcal{D}\bar{q} \exp \left[\int_0^\beta d\tau \int d^3x (\mathcal{L}_{NJL} + \mu N) \right],$$

аналогичный выражению для производящего функционала в евклидовом пространстве при нулевой температуре и плотности. Ограничение на область интегрирования по временной компоненте и антипериодические граничные условия для фермионных полей ведут к модификации фейнмановских правил диаграммной техники [19, 21]. Интегрирование по временной компоненте заменяется дискретным суммированием

$$\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \rightarrow \frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3}, \quad (13)$$

где T , μ – соответственно температура и химический потенциал, с использованием температурных функций Грина для фермионов [21]:

$$S^\beta = \frac{1}{\hat{k} - m}, \quad k = (i\omega_n + \mu, \mathbf{k}),$$

$$k_0 \rightarrow i\omega_n + \mu, \quad \omega_n = \frac{(2n+1)\pi}{\beta}, \quad \beta = \frac{1}{T}. \quad (14)$$

Для суммирования по дискретным значениям энергии мы используем метод контурного интегрирования [23]. Суть его в замене суммы в (13) контурным интегралом в комплексной k_0 плоскости. Требуемые дискретные значения энергии даются полюсами функции $(\exp(\beta k_0) + 1)^{-1}$ на мнимой оси. Этот прием позволяет выделить из суммы температурно-независимую лоренц-инвариантную часть, совпадающую с обычным интегралом в евклидовом пространстве для случая $T = 0$, $\mu = 0$, и конечную температурную поправку, содержащую вклады состояний с положительной и отрицательной энергией.

Уравнение "щели" (3) при $T \neq 0$, $\mu \neq 0$ принимает вид

$$m^* - m_0 = -N_c N_f G \frac{1}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} S p \frac{1}{\hat{k} - m^*}. \quad (15)$$

Суммирование в правой части (15) дает

$$\frac{1}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} (k^2 - m^{*2})^{-1} = -i \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (k^2 - m^{*2})^{-1} + \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2w_k} N(w_k),$$

$$N(w) = \frac{1}{e^{\beta(w-\mu)} + 1} + \frac{1}{e^{\beta(w+\mu)} + 1}, \quad w_k = (k^2 + m^{*2})^{\frac{1}{2}}.$$

Используя соотношение, справедливое для любой схемы регуляризации

$$I_0(m^{*2}) \simeq I_0(m^2) + (m^{*2} - m^2) I_2(m^2),$$

и уравнение "щели" для нулевой температуры (3), находим функциональную зависимость массы составляющего кварка от температуры и химического потенциала:

$$m^{*2} = m^2 - \frac{1}{2} m_\phi^2 \left(1 - \frac{m}{m^*}\right) - 2g_\phi^2 N_c N_f \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2w_k} N(w_k). \quad (16)$$

На рис. 1 показана температурная зависимость массы фермиона при двух значениях химического потенциала, $\mu = 0, 200$ МэВ. Видно, что при $T \simeq 200$ МэВ наблюдается почти скачкообразное уменьшение массы, или киральный фазовый переход, что означает восстановление киральной симметрии.

Наличие среды отражается на свойствах мезонов, поскольку, с одной стороны, они являются коллективными состояниями фермионов с зависящей от температуры массой, с другой – функции распространения мезонов в среде отличаются от функций распространения в вакууме, следовательно, отличным будет и их энергетический спектр – зависимость энергии от импульса.

Пропагаторы мезонов при конечных температурах и плотностях вычисляются по той же схеме, что и при нулевой температуре и плотности, но с учетом модифицированных правил расчета петлевых диаграмм. В результате, в обратных пропагаторах мезонов появляется дополнительный, лоренц-неинвариантный член, исчезающий в пределе $T \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow 0$, который отражает влияние нагретой среды на энергетический спектр мезонов.

Скалярные и псевдоскалярные мезоны.

Рассмотрим сначала скалярные и псевдоскалярные мезоны, которые мы в дальнейшем будем обозначать как σ и π соответственно. Перенормировочные Z -факторы для σ - и π -мезонов находятся прежним способом:

$$Z_{\pi,\sigma}^{-1} = \frac{\partial(\text{Lim}_{T=0} D_{\pi,\sigma}^{-1}(p))}{\partial p^2} \Big|_{p^2=0} \quad (17)$$

Перенормированные по правилу (17) пропагаторы, с учетом уравнения для щели и определений (9) можно представить в следующем виде:

$$D_{R;\pi}^{-1}(p_0, p) = p^2 - m_\pi^2 \frac{m}{m^*} + g_\pi^2 N_c N_f (\Delta_\pi(p_0, p) + 4C(T, \mu)), \quad (18)$$

$$D_{R;\sigma}^{-1}(p_0, p) = D_{R;\pi}^{-1}(p_0, p) - 4m^{*2} \left(1 - \frac{1}{2} g_\pi^2 N_c N_f \Delta_\sigma(p_0, p)\right),$$

где функции Δ_π и Δ_σ имеют следующий явный вид:

$$\Delta_\pi(p_0, p) = \frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) \left(-1 + \frac{p^2}{8|p|k} \ln \psi\right), \quad (19)$$

$$\Delta_\sigma(p_0, p) = \frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} dw N(w) \ln \psi,$$

$$4C(T, \mu) = \frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w), \quad k(w) \equiv k = (w^2 - m^{*2})^{\frac{1}{2}},$$

$$\psi = \frac{R_+(p_0)R_+(-p_0)}{R_-(p_0)R_-(-p_0)}, \quad R_\pm(p_0) \equiv p^2 + 2p_0 w \pm 2|p|k.$$

Для определения закона дисперсии мезонов $E = E(p)$ мы выполняем аналитическое продолжение от мнимых дискретных значений нулевой компоненты внешнего импульса $p_0 = 2\pi i n T$ к реальным и непрерывным $p_0 = E + i\delta$.

Рассматривая Δ_π и Δ_σ , мы видим, что эти функции имеют также мнимую часть, поскольку выражение под знаком логарифма становится отрицательным при значениях переменной интегрирования, лежащих в пределах:

$$p_0 - |p| \sqrt{1 - \frac{4m^{*2}}{p^2}} \leq 2w \leq p_0 + |p| \sqrt{1 - \frac{4m^{*2}}{p^2}}.$$

Поэтому выражения для функций Δ_π и Δ_σ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta_\pi(p_0, p) &= \frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) \left(\frac{p^2}{8|p|k} (\ln|\psi| - i\pi\xi(w)) - 1\right), \\ \Delta_\sigma(p_0, p) &= \frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} dw N(w) (\ln|\psi| - i\pi\xi(w)), \\ \xi(w) &= \theta(w + |p| \sqrt{1 - \frac{4m^{*2}}{p^2}} - p_0) \theta(p_0 + |p| \sqrt{1 - \frac{4m^{*2}}{p^2}} - w). \end{aligned} \quad (20)$$

Нули обратных пропагаторов, как функций $E(p)$, определяют закон дисперсии мезонов. В общем случае решением уравнения

$$D^{-1}(p_0, p) = 0 \quad (21)$$

является комплексное число $p_0 = E(p) + i\gamma(p)$. Реальная часть соответствует дисперсии, характерной для распространения в плотной среде. Мнимая часть определяет распад (поглощение) мезонного состояния при распространении в среде.

Значение энергии мезона при нулевом значении пространственных компонент импульса $E(0)$ мы определяем как массу мезона. В то же время естественно определить разность $E^2(p) - p^2$ как эффективную массу мезона, зависящую от пространственных компонент импульса.

Таким образом, уравнение (21) эквивалентно системе связанных уравнений для двух неизвестных: $E(p)$ и $\gamma(p)$. В предположении $\gamma \ll E$ уравнения для пиона, например, имеют вид

$$\begin{aligned} E_\pi^2(p) &= p^2 + m_\pi^2 \frac{m}{m^*} - g_\pi^2 \text{Re} \left(\Delta_\pi(p_0, p) + 4C(T, \mu) \right)_{p_0=E+i\gamma}, \\ \gamma_\pi(p) &= \frac{1}{2E_\pi(p)} g_\pi^2 \text{Im} \left(\Delta_\pi(p_0, p) + D_\pi^0(p_0, p) \right)_{p_0=E}. \end{aligned} \quad (22)$$

Здесь мы учли также температурно-независимый мнимый вклад, т.е. мнимую часть поляризационной диаграммы при $T = 0$. Сумма мнимых вкладов "моря", т.е. состояний с энергиями, не превышающими граничной энергии Ферми, и среды дается выражением

$$\text{Im} \left(D_\pi^*(E_0) + D_\pi^0(E_0) \right)_{p=0} = -\frac{1}{8\pi} E_0^2 \sqrt{1 - \frac{4m^{*2}}{E_0^2}} \left(1 - N(E_0/2)\right).$$

Фактор в скобках в правой части отражает влияние среды на вероятность распада мезона $\pi \rightarrow q\bar{q}$. В силу принципа запрета Паули распад не может происходить в состоянии, уже занятые другими фермионами, вероятность же заполнения уровня с энергией E определяется величиной $N(E) = n(E) + \bar{n}(E)$, где $n(E) = (\exp(E - \mu) + 1)^{-1}$ и $\bar{n}(E) = (\exp(E + \mu) + 1)^{-1}$ есть функции распределения для фермионов и антифермионов соответственно.

На рис. 1 приведен результат расчета зависимости масс σ - и π -мезонов от температуры. Пунктирные линии соответствуют расчету этой зависимости по приближенным формулам [5, 16]:

$$m_{\pi}^{*2} = \frac{m}{m^*} m_{\pi}^2, \quad m_{\sigma}^{*2} = m_{\pi}^{*2} + 4m^{*2}.$$

Из рисунка видно, что самосогласованный расчет приводит к немонотонной зависимости массы π -мезона от температуры в окрестности точки $m_{\pi}^* = 2m_q^*$, когда открывается канал распада мезона на кварки. Это приводит к резкому изменению хода кривой. При дальнейшем увеличении температуры масса пиона вновь продолжает расти из-за уменьшения массы составляющего кварка. Если отвлечься от немонотонного поведения кривой при $m_{\pi}^* \sim 2m_q^*$, то в целом качественное поведение зависимости $m_{\pi}^*(T)$ в обоих случаях одинаково – масса растет с увеличением температуры. Однако видно, что этот рост для точного решения (уравнение (23)) сильнее, так что разность в определении массы пиона вблизи критической температуры может достигать величины ~ 100 МэВ. Причина немонотонного поведения $m_{\pi}^*(T)$ при $m_{\pi}^* \sim 2m_q^*$ состоит в отсутствии механизма удержания кварков в модели НИЛ. Поэтому если фаза деконфайнмента действительно опережает фазу восстановления киральной симметрии, то можно надеяться, что такое предсказание модели НИЛ действительно осуществляется и, по-видимому, может быть извлечено из эксперимента. Отметим также, что такое немонотонное поведение массы мезона в зависимости от температуры предсказывается только для π -мезонов. У остальных мезонов масса превышает массу двух кварков даже при нулевой температуре, поэтому для них отсутствует порог распада, который приводит к немонотонному поведению.

Далее, на рис. 2, приведена зависимость массы пиона от температуры при фиксированном пространственном импульсе мезона, равном 300 МэВ. Видно, что степень немонотонности значительно

ниже, чем при нулевом пространственном импульсе. Резкий пик в значении массы пиона в пороговой точке $m_{\pi}^* = 2m_q^*$ здесь почти не проявляется. Это, по-видимому, связано с тем, что полная энергия мезона в этом случае значительно больше массы и при решении самосогласованных уравнений возникновение дополнительного масштаба – константы распада γ_{π} в пороговой точке $m_{\pi}^* = 2m_q^*$, здесь не проявляется столь заметно.

На рис. 3 показана зависимость массы π -мезона от пространственного импульса при фиксированном значении температуры, равном 150 МэВ, и химическом потенциале, равном 200 МэВ. Видно, что отклонение от обычной релятивистской зависимости $m^2 = E^2 - p^2$ довольно существенное. Из рисунка можно заключить, что эффективная масса пиона в среде уменьшается с увеличением его пространственного импульса почти линейно в интервале значений пространственного импульса от $p \sim 150$ МэВ до $p \sim 400$ МэВ. При меньших значениях пространственного импульса зависимость более слабая и почти исчезает в пределе $p \rightarrow 0$. Заметно также, что зависимость массы пиона от пространственного импульса становится несколько более слабой при увеличении значения импульса выше 400 МэВ.

Для скалярных мезонов температурная зависимость массы, полученная путем самосогласованного метода, качественно не отличается от результата расчета по приближенным формулам, приведенным выше, во всем интервале температур. В обоих случаях видно резкое уменьшение массы σ -мезона вследствие уменьшения массы составляющего кварка и отчетливый минимум, который обычно ассоциируется с киральным фазовым переходом [5, 16]. Далее масса скалярного мезона увеличивается и становится почти равной массе π -мезона, что наряду с уменьшением массы токового кварка является показателем восстановления киральной симметрии. Можно отметить, что восстановление киральной симметрии на мезонном уровне происходит уже при значениях массы составляющего кварка порядка 50 МэВ, т.е. значительно превышающих массу токового кварка m_0 . Разница в значениях масс для σ -мезона, полученных по приближенным формулам и путем решения самосогласованных уравнений, заметно проявляется при температурах, превышающих 100 МэВ, и достигает своего наибольшего значения ~ 40 МэВ в точке минимума, положение которого в обоих случаях почти не отличается.

Векторные и аксиально-векторные мезоны

При изучении влияния среды на свойства векторных и аксиально-векторных мезонов, далее обозначаемых соответственно как ρ и a_1 , возникает небольшое усложнение, которое вносится лоренцевыми индексами, поскольку, в отличие от (9), функция распространения векторной частицы есть, в общем случае, матрица размерности 4×4 по лоренцевым индексам. При наличии среды матричная структура пропагаторов векторных и аксиально-векторных мезонов отлична от имеющих лоренц-ковариантную форму выражений (6), поэтому мы введем иное, отличное по форме, определение констант Z , по сути, однако, совпадающее с (7).

Обратные пропагаторы ρ и a_1 мезонов даются формулами

$$-iD_{\rho, a_1}^{-1, \mu\nu}(p_0, \mathbf{p}) = \frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{\phi_{\rho, a}^{\mu\nu}(k, p)}{(k^2 - m^{*2})((k-p)^2 - m^{*2})} + g^{\mu\nu} \frac{1}{G'} \\ \equiv P_{\rho, a_1}^{\mu\nu} + g^{\mu\nu} \frac{1}{G'}, \quad (23)$$

где $P^{\mu\nu}(T, \mu) = P^{\mu\nu}(T=0, \mu=0) + P_\beta^{\mu\nu}$. Рассмотрим функцию распространения для ρ -мезона. Как и в случае σ - и π -мезонов, лоренцева инвариантность нарушена средой, вследствие чего поляризационная матрица $P^{\mu\nu}(p_0, \mathbf{p})$ не является лоренцевым тензором. Однако она может быть представлена в виде [23, 24]:

$$P^{\mu\nu}(p_0, \mathbf{p}) = \alpha(p_0, \mathbf{p}) P_T^{\mu\nu} + \beta(p_0, \mathbf{p}) P_L^{\mu\nu}, \quad (24)$$

где проекционные операторы имеют свойства,

$$P_T^{00} = P_T^{0j} = P_T^{j0} = 0, \quad P_T^{ij} = \delta^{ij} - \frac{p^i p^j}{p^2}, \\ P_L^{\mu\nu} = \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} - g^{\mu\nu} - P_T^{\mu\nu}, \quad p_\mu P_L^{\mu\nu} = p_\mu P_T^{\mu\nu} = 0, \\ P_L^{\mu\alpha} P_{L\alpha\nu} = -P_{L,\nu}{}^\mu, \quad P_T^{\mu\alpha} P_{T\alpha\nu} = -P_{T,\nu}{}^\mu, \quad (25)$$

с помощью которых можно определить функции α и β :

$$\beta(p_0, \mathbf{p}) = \frac{p^2}{p^2} P^{00}, \quad \alpha(p_0, \mathbf{p}) = -\frac{1}{2} \left(P^{\mu\mu} + \frac{p^2}{p^2} P^{00} \right).$$

В отсутствие среды ($T = \mu = 0$) поляризационный оператор имеет вид

$$P_0^{\mu\nu}(p) = \left(\frac{p^\mu p^\nu}{p^2} - g^{\mu\nu} \right) P(p^2),$$

следовательно, в этом случае $\alpha = \beta$.

Матрица, обратная к (23), определяется из условия $D_{\mu\nu}^{-1} D^{\nu\alpha} = \delta_\mu^\alpha$ и имеет вид

$$D_\rho^{\mu\nu} = \frac{1}{\alpha - \mu_0^2} P_T^{\mu\nu} + \frac{1}{\beta - \mu_0^2} P_L^{\mu\nu} + \frac{1}{\mu_0^2} \frac{p^\mu p^\nu}{p^2}, \quad \mu_0^2 \equiv \frac{1}{G'}. \quad (26)$$

Из этого определения видно, что функции α и β определяют закон дисперсии для частиц, находящихся в состояниях с продольной и поперечной поляризацией соответственно.

Как и прежде, здесь необходимо провести перенормировку, что делается аналогично случаю со скалярными частицами. При $T = \mu = 0$:

$$\alpha(p) = \beta(p) \equiv c_0(p^2) = -\frac{1}{3} P^{\mu\mu}, \quad Z_\rho^{-1} = \left(\frac{\partial c_0(p^2)}{\partial p^2} \right)_{p^2=0}.$$

Перенормированный пропагатор ρ -мезона имеет вид

$$\bar{D}_\rho^{\mu\nu} = \frac{1}{p^2 + g_\rho^2 \alpha^* - m_\rho^2} P_T^{\mu\nu} + \frac{1}{p^2 + g_\rho^2 \beta^* - m_\rho^2} P_L^{\mu\nu}.$$

Здесь величины $\alpha^* \equiv \alpha - c_0$ и $\beta^* \equiv \beta - c_0$ обозначают температурно-зависимые поправки. Аналогично для a_1 -мезона:

$$\bar{D}_{a_1}^{\mu\nu} = \frac{1}{p^2 + g^2 \alpha^* - m_\rho^2 - 6m^{*2} \left(1 - \frac{4}{3} g_\rho^2 \lambda^* \right)} P_T^{\mu\nu} \\ + \frac{1}{p^2 + g^2 \beta^* - m_\rho^2 - 6m^{*2} \left(1 - \frac{4}{3} g_\rho^2 \lambda^* \right)} P_L^{\mu\nu}. \quad (27)$$

Приведем явные выражения для величин $\alpha^*(p_0, \mathbf{p})$, $\beta^*(p_0, \mathbf{p})$ и $\lambda^*(p_0, \mathbf{p})$:

$$\alpha^*(p_0, \mathbf{p}) = -\frac{1}{2} \left(P_\beta^{\mu\mu}(p_0, \mathbf{p}) + \frac{p^2}{p^2} P_\beta^{00}(p_0, \mathbf{p}) \right), \\ \beta^*(p_0, \mathbf{p}) = \frac{p^2}{p^2} P_\beta^{00}(p_0, \mathbf{p}),$$

$$P_{\beta}^{\mu\mu}(p_0, p) = -\frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) (-1 + A_1 \ln \psi), \quad (28)$$

$$P_{\beta}^{00}(p_0, p) = -\frac{1}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) (-1 + A_2 \ln \psi + B_2 \ln \eta),$$

$$\lambda_2^*(p_0, p) = -\frac{1}{8\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) \ln \psi,$$

$$A_1 = \frac{m^2 + p^2/2}{4k|p|}, \quad A_2 = \frac{w^2 + p^2/4}{2k|p|}, \quad B_1 = B_2 = \frac{p_0 w}{2k|p|},$$

$$\psi = \frac{R_+(p_0)R_+(-p_0)}{R_-(p_0)R_-(-p_0)}, \quad \eta = \frac{R_+(p_0)R_-(-p_0)}{R_-(p_0)R_+(-p_0)},$$

В пределе $p \rightarrow 0$ продольная и поперечная массы совпадают [23, 24], что следует из свойств операторов $P_T^{\mu\nu}$, $P_L^{\mu\nu}$, а также из инвариантности относительно 3-мерных вращений. Последнее эквивалентно утверждению $P^{ij} \simeq \delta^{ij}$. Равенство $\alpha = \beta$ можно также проверить непосредственно, взяв предел $p \rightarrow 0$ в соответствующих выражениях. Результат таков:

$$P_{\beta}^{00}(p \rightarrow 0) = -\frac{1}{\pi^2} \frac{p^2}{p_0^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) \left(1 + \frac{4}{3} \frac{k(w)}{p_0^2 - 4w^2} - \frac{p_0^2}{p_0^2 - 4w^2}\right),$$

$$P_{\beta}^{\mu\mu}(p \rightarrow 0) = -\frac{2}{\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) \frac{4w^2 + 2m^{*2}}{p_0^2 - 4w^2}.$$

Очевидно, что эти выражения удовлетворяют равенству

$$(p^2/p^2)P_{\beta}^{00} = (-1/2)(P_{\beta}^{\mu\mu} + (p^2/p^2)P_{\beta}^{00}).$$

Таким образом, мы получаем выражения для перенормированного пропагатора в пределе $p \rightarrow 0$:

$$D_{\rho}^{\mu\nu}(p \rightarrow 0) = \frac{P_T^{\mu\nu} + P_L^{\mu\nu}}{p_0^2 - m_{\rho}^2 + g_{\rho}^2 c^*(p_0)}, \quad (29)$$

$$c^*(p_0) = \frac{2}{3\pi^2} \int_{m^*}^{\infty} k(w) dw N(w) \frac{4w^2 + 2m^{*2}}{p_0^2 - w^2}.$$

Условие $p_0^2 - m_{\rho}^2 + g_{\rho}^2 c^*(p_0) = 0$ при $p_0 = m_{\rho}^* + i\gamma_{\rho}$ определяет температурно-зависимую массу и константу распада ρ -мезона. Соответствующие уравнения аналогичны уравнениям (23) для π -мезона. На рис. 4 приведен результат численного расчета для масс

ρ -и a -мезонов при разных значениях химического потенциала. Так же, как и в случае скалярных и псевдоскалярных частиц, мы видим восстановление киральной симметрии в том же интервале температур, что проявляется в приближенном равенстве значений масс a_1 -и ρ -мезонов. Масштаб изменения в значениях масс частиц здесь заметно меньше, что объясняется относительно большой величиной масс ρ -и a_1 -мезонов по сравнению с массой составляющего кварка. Качественная картина температурной зависимости масс векторных и аксиально-векторных мезонов отлична от полученной в работе [16]. В то время как результат этой работы дает убывающее поведение для массы ρ -мезона, самосогласованный метод определения массы, использованный в нашей работе, дает противоположный результат.

Следует, однако, отметить, что в данном случае предположение о малости мнимой части γ_{ρ} , a_1 , соответствующей распаду ρ , $a_1 \rightarrow q\bar{q}$, в значительной степени условно. Например, ширина распада $\rho \rightarrow q\bar{q}$, определяемая как

$-\frac{g_{\rho}^2}{m_{\rho}^*} \text{Im}(c_0(p) + c^*(p))_{p_0^2 = m_{\rho}^{*2}}$ в системе покоя ρ -мезона имеет вид

$$W(\rho \rightarrow q\bar{q}) = \frac{g_{\rho}^2}{12\pi} m_{\rho}^* \left(1 - N(m_{\rho}^*/2)\right) \left(1 - \frac{4m^{*2}}{m_{\rho}^{*2}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{2m^{*2}}{m_{\rho}^{*2}}\right).$$

Температурная зависимость этой величины приведена на рис. 5. Даже при больших значениях температуры и химического потенциала, когда влияние принципа Паули на вероятность распада $\rho \rightarrow q\bar{q}$ значительно, ширина $W(\rho \rightarrow q\bar{q})$ имеет тот же порядок величины, что и масса ρ -мезона. Поскольку в модели НИЛ ρ -мезон является "продуктом" взаимодействия кварков, а экспериментальное значение массы ρ -мезона намного превышает массу составляющего кварка, как следствие, мы имеем связанное состояние, обратное время жизни которого того же порядка, что и его масса. Иными словами, из-за отсутствия в модели НИЛ механизма конфайнмента ρ -мезон оказывается крайне нестабильным. Четырехфермионное взаимодействие с положительной константой связи приводит к возникновению связанного состояния, но в "дополнение" мы получаем также и обратный процесс, поскольку нет никаких оснований пренебрегать мезонным распадом, если мы пользуемся температурными фермионными функциями Грина.

4. Эффективная константа связи $g_{\rho\pi\pi}$

Эффективная константа связи $g_{\rho\pi\pi}$ определяется в модели типа НИЛ [9] кварковой петлей с одним векторным и двумя псевдоскалярными концами.

Кроме непосредственного $\rho \rightarrow \pi\pi$ перехода, представленного диаграммой рис. 6, в модели [9] существуют также переходы типа $\rho \rightarrow \pi(a_1 \rightarrow \pi)$ и $\rho \rightarrow (a_1 \rightarrow \pi)(a_1 \rightarrow \pi)$, однако их учет не сказывается на значении параметра $g_{\rho\pi\pi}$ [9]. Поэтому мы сосредоточим внимание на процессе рис. 6. Эта диаграмма соответствует члену

$$iSp\left(\frac{1}{i\partial - m} \gamma_\mu V_a^\mu \lambda^a \frac{1}{i\partial - m} i\gamma^5 \phi_a \lambda^a \frac{1}{i\partial - m} i\gamma^5 \phi_a \lambda^a\right)$$

в разложении функционального детерминанта модели НИЛ.

Чтобы определить температурную зависимость константы $g_{\rho\pi\pi}$, мы вычислим эту диаграмму, пользуясь правилами (13). При этом вклад не зависящей от температуры части диаграммы аппроксимируется ее расходящейся частью [9].

Как отмечалось, наличие среды нарушает лоренц-инвариантность теории. Но в системе покоя ρ -мезона должна сохраняться инвариантность относительно 3-мерных вращений. Поскольку в этой системе отсчета диаграмма зависит от двух импульсов $p_1, p_2, p_2 = -p_1$, соответствующих пионам в конечном состоянии, очевидно, условию $O(3)$ инвариантности удовлетворяет лишь комбинация

$$\Gamma^j \sim (p_1 - p_2)^j, \quad j = 1, 2, 3. \quad (30)$$

Условие сохранения пионного тока в системе покоя ρ -мезона приводит к нулевой временной компоненте $\Gamma^0 = 0$. Это условие, с очевидностью выполняющееся при $T = \mu = 0$, сохраняется также и при конечных температуре и плотности, что может быть проверено непосредственным вычислением.

Из условия (30) находим общий вид вершины $\Gamma_{\rho\pi\pi}^\mu$ при нулевом 3-мерном импульсе ρ -мезона:

$$\Gamma^j = 2g_\rho (p_1 - p_2)^j \left(1 + \frac{1}{6} g_{\rho\pi\pi}^2 N_c N_f \frac{1}{m_\rho^{*2} - 4m_\pi^{*2}} F_\beta(q_0, q)\right), \quad (31)$$

$$q_0 = p_{1,0} = p_{2,0} = \frac{m_\rho^*}{2}, \quad q = p_1 = -p_2.$$

Прямой расчет приводит к следующему результату:

$$(2\pi)^2 F_\beta(q_0, q) = 2(2q^2 + q^2) \int_{m^*}^{\infty} (w^2 - m^{*2})^{\frac{1}{2}} dw N(w) \frac{1}{q_0^2 - w^2 + i\delta} \quad (32)$$

$$+ \frac{q^2}{4q_0|q|} \int_{m^*}^{\infty} N(w) dw \left((q^2 - 2wq_0) \ln \frac{R_+(q_0)}{R_-(q_0)} - (q_0 \rightarrow -q_0) \right) - \frac{q^2}{2q_0|q|} \int_{m^*}^{\infty} N(w) dw \left(\frac{\bar{R}(q_0)}{q_0 + w + i\delta} \ln \frac{R_+(q_0)}{R_-(q_0)} - (q_0 \rightarrow -q_0) \right),$$

$$\bar{R}(q_0) = \frac{1}{2} q^2 + \bar{q}^2 + q_0 w$$

Эффективная константа связи,

$$g_{\rho\pi\pi}(T, \mu) = g_{\rho\pi\pi}(0) \left(1 + \frac{4}{9} \frac{1}{m_\rho^{*2} - 4m_\pi^{*2}} F_\beta(q_0, q)\right), \quad (33)$$

имеет как реальную, так и мнимую части. Мнимая часть соответствует кварковой петле с кварками на массовой поверхности. Поскольку температурно-независимый вклад аппроксимируется расходящейся частью диаграммы и, следовательно, не содержит мнимой части, вклад от мнимой температурной поправки в эффективную константу связи пренебрежимо мал. На рис. 7 приведена температурная зависимость реальной части эффективной константы связи для двух значений химического потенциала. Мы видим, что при температурах, близких к температуре фазового перехода, эффективная константа связи довольно резко убывает.

Пользуясь выражением (31), мы можем вычислить ширину распада $W(\rho\pi\pi)$,

$$W_{\rho\pi\pi}(T, \mu) = W_{\rho\pi\pi}(0) \frac{g_{\rho\pi\pi}^2(T, \mu)}{g_{\rho\pi\pi}^2(0)} \frac{m_\rho^2}{m_\rho^{*2}} \left(\frac{m_\rho^{*2} - 4m_\pi^{*2}}{m_\rho^2 - 4m_\pi^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (34)$$

температурная зависимость которой определяется температурной зависимостью мезонных масс и константы связи $g_{\rho\pi\pi}(T, \mu)$. Результат расчета приведен на рис. 8. Видно, что с повышением температуры ширина распада убывает. Это обусловлено как уменьшением допустимого фазового объема, так и уменьшением эффективной константы связи. Таким образом, в рамках модели НИЛ

влияние среды на процесс распада $\rho \rightarrow \pi\pi$ проявляется в резком уменьшении вероятности этого процесса при повышении температуры и плотности.

5. Заключение

В заключение отметим, что проведенный нами самосогласованный анализ температурной зависимости масс мезонов в модели Намбу – Иона-Лазинио подтвердил существование фазового перехода с восстановлением киральной симметрии, предсказанного в предыдущих работах. Однако в нашем случае восстановление киральной симметрии предсказывается при меньших значениях температуры и химического потенциала. Кроме того, показан немонотонный рост массы пиона при повышении температуры, связанный с открытием канала распада пиона на кварки.

При рассмотрении векторных и аксиально-векторных мезонов выяснилось, что при стандартном выборе параметров модель предсказывает большую ширину распада $\rho \rightarrow q\bar{q}$, по порядку величины совпадающую с массой ρ -мезона. Это связано с отсутствием конфайнмента в модели НИЛ и является серьезной трудностью данной модели, поскольку практически исключает возможность интерпретации коллективных мезонных возбуждений в векторном и аксиально-векторном секторе как реальных векторных и аксиально-векторных мезонов. Для преодоления этой трудности необходим динамический запрет распада мезонов на кварки (или введение конфайнмента кварков), что является выходом за рамки стандартной модели НИЛ. Возможные пути решения этой проблемы могут быть найдены на основе подхода "конфаймированных кварков", развиваемых в работах [25], или других более реалистичных моделей КХД.

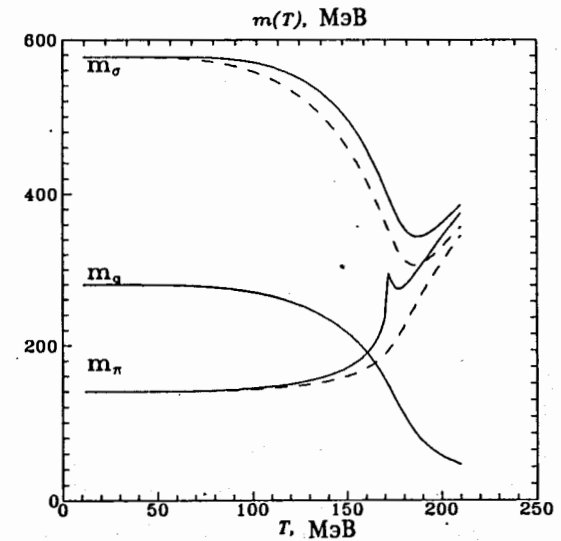


Рис. 1. Температурная зависимость массы составляющего кварка m^* , и масс π -и σ -мезонов при $\mu = 0$. Сплошные линии соответствуют расчету на основе самосогласованного метода, пунктирные – расчет по приближенным формулам [5, 16].

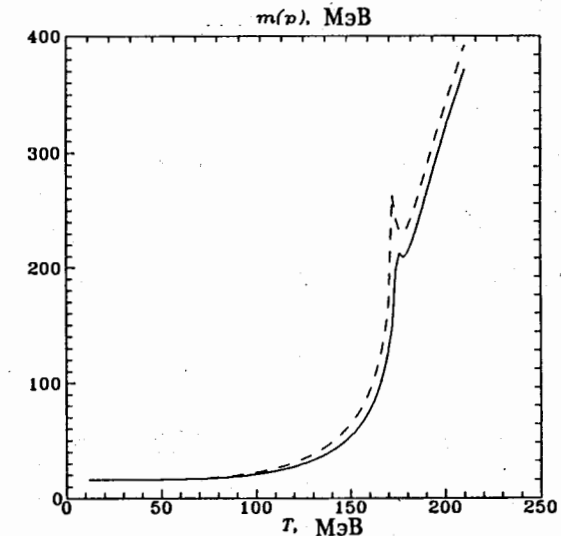


Рис. 2. Зависимость массы π -мезона $m_\pi^*(p) = (E^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}$ от температуры при фиксированном значении $|p| = 300$ МэВ (сплошная линия) и $|p| = 0$ (пунктирная линия).

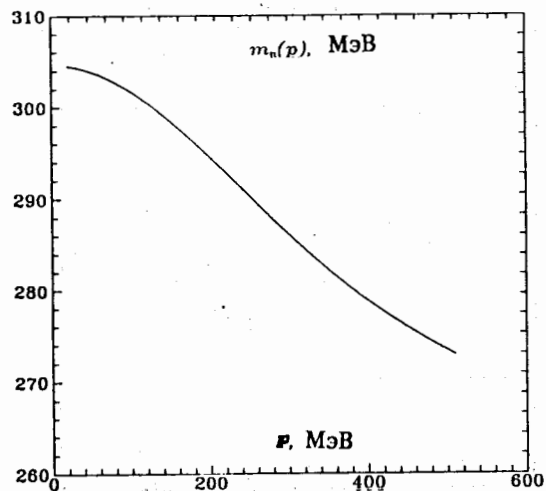


Рис. 3. Зависимость массы π -мезона $m_{\pi}^*(p) = (E^2 - p^2)^{\frac{1}{2}}$ от пространственного импульса $|p|$, при фиксированных температуре $T = 150 \text{ МэВ}$ и химическом потенциале $\mu = 200 \text{ МэВ}$

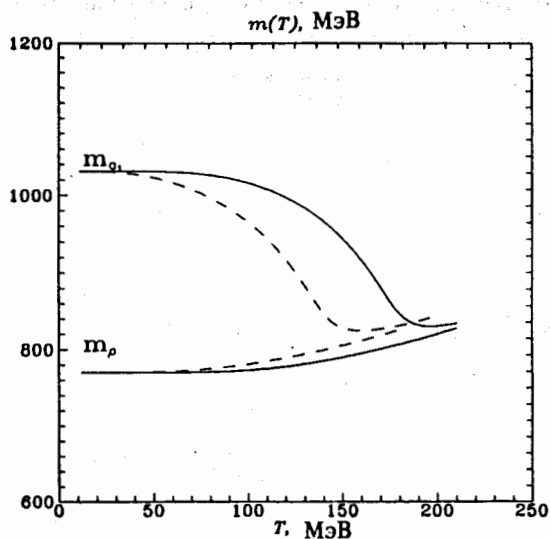


Рис. 4. Температурная зависимость массы a_1 -мезона (верхние кривые) и ρ -мезона (нижние кривые). Сплошная линия соответствует значению $\mu = 0$, пунктирная - значению $\mu = 200 \text{ МэВ}$

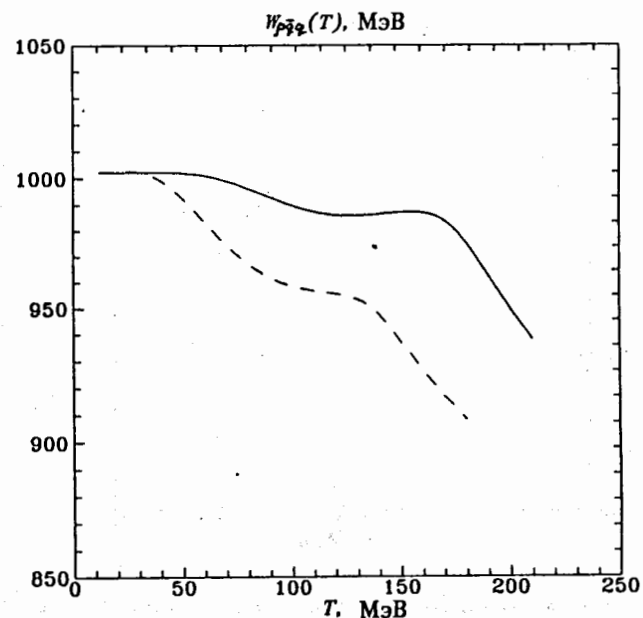


Рис. 5. Температурная зависимость ширины распада $W(\rho \rightarrow q\bar{q})$. Сплошная линия соответствует значению $\mu = 0$, пунктирная - значению $\mu = 200 \text{ МэВ}$

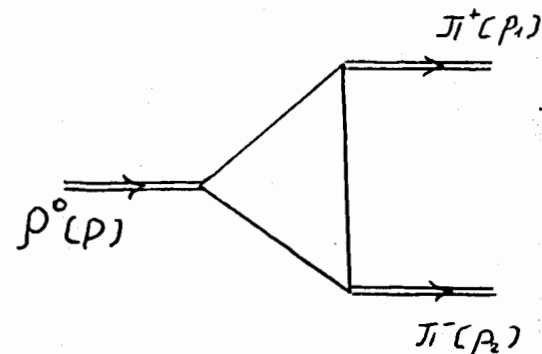


Рис. 6. Диаграмма распада $\rho \rightarrow \pi\pi$.

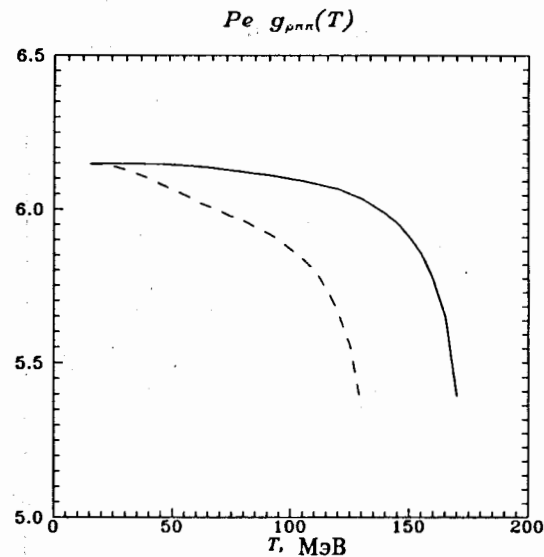


Рис. 7. Реальная часть $Re g_{\rho\pi\pi}^*$ эффективной константы распада ($\rho \rightarrow \pi\pi$) как функция температуры. Сплошная линия – расчет при $\mu = 0$, пунктирная – при $\mu = 200$ МэВ

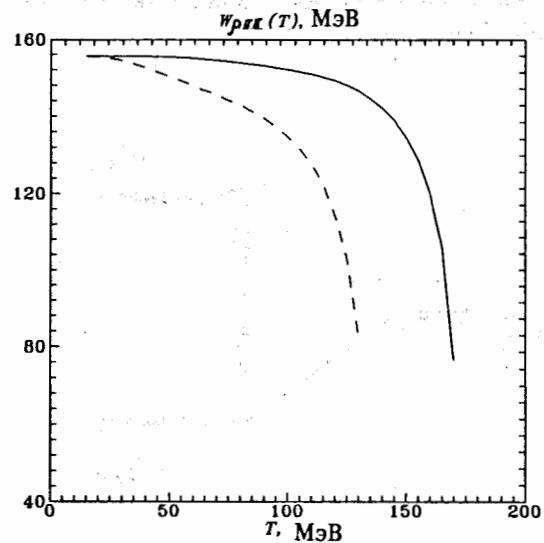


Рис. 8. Температурная зависимость ширины распада $\Gamma(\rho \rightarrow \pi\pi)$. Сплошная линия – $\mu = 0$, пунктирная – $\mu = 200$ МэВ

Литература

- [1] Nambu Y., Jona-Lasinio G. // Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 345.
- [2] Bernard V., Meissner U.-G. // Nucl.Phys. 1988. V. A489. P. 647.
- [3] Bernard V., Meissner U.-G., Zahed I. // Phys. Rev. 1987. V. D36. P. 819.
- [4] Kawati S., Miyata H. // Phys. Rev. 1981. V. D23. P. 3010.
- [5] Christov Chr. V., Ruiz Arriolla E., Goeke K. // Phys. Lett. 1990. V. 243B. P. 191. Christov Chr. V., Fiolhais M., Ruiz Arriolla E. et al. // Phys. Lett. 1990. V. 243B. P. 333.
- [6] Bernard V., Meissner U.-G., Zahed I. // Phys. Rev. 1987. V. D36. P. 966.
- [7] Ebert D., Volkov M.K. // Z. Phys. C. 1983. V. 16. P. 205. Volkov M.K. // Ann. Phys. 1984. V. 157. P. 282.
- [8] Ebert D., Reinhardt H. // Nucl. Phys. 1988. V. B271. P. 188.
- [9] Волков М.К. // ЭЧАЯ 1986. Т. 17. С. 433.
- [10] Cohen T.D. Bronjowski W. // Phys. Rev. 1986. V. D34. P. 3472.
- [11] Meissner Th., Grummer F., Goeke K. // Phys. Lett. 1989. V. 227B. P. 296.
- [12] Meissner Th., Goeke K. // Nucl. Phys. 1991. V. A524. P. 719.
- [13] Cahill R.T., Roberts C.D., Praschifka J. // Aust. J. Phys. 1989. V. 42. P. 129.
- [14] Bochkarev A.I., Shaposhnikov M.E. // Nucl. Phys. 1986. V. B268. P. 220.
- [15] Lutz M., Klimt S., Weise W. // Phys. Lett. 1990. V. B249. P. 386.
- [16] Ebert D., Kalinovsky Yu.L., Munchov L., Volkov M.K. // Preprint JINR. 1992. E2-92-134.
- [17] Kikkawa K. // Progr. Theor. Phys. 1976. V. 56. P. 947.

- [18] Tamvakis K., Guralnik G.S. // Phys. Rev. 1978. V. D18. P. 4551.
- [19] Bernard C. // Phys. Rev. 1974. V. D9. P. 3312.
- [20] Review of Particle Properties // Phys. Lett. 199C. V. 239B.
- [21] Dolan L., Jackiw R. // Phys. Rev. 1974. V. D9. P. 3320.
- [22] Kislinger M.B., Morley P.D.. // Phys. Rev. 1976. V. D14. P. 2670.
- [23] Kislinger M.B., Morley P.D.. // Phys. Rep. 1979. V. 51 P. 65.
- [24] Kapusta J.I. // "Finite temperature field theory" (Cambridge Univ. Press, 1989).
- [25] Efimov G.V. // Int. J. Mod. Phys. 1989. V. A4. P. 2031.

**Рукопись поступила в издательский отдел
24 декабря 1993 года.**

Гуламов Т.И., Титов А.И.

P2-93-463

О свойствах мезонов при конечной температуре и плотности
в модели Намбу — Иона-Лазинио

Исследуется зависимость свойств мезонов при конечных температурах и плотностях на основе модели Намбу — Иона-Лазинио. Анализ проведен с помощью самосогласованного подхода для нахождения температурных поправок, который только при нулевой температуре и плотности совпадает со стандартным. В результате обнаружено количественное и качественное отличие в зависимости масс σ -, π -, ρ -, a_1 -мезонов от полученного в предыдущих работах. Исследуется зависимость от температуры эффективной константы и ширины распада $\rho \rightarrow \pi\pi$.

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

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1993

Перевод авторов

Gulamov T.I., Titov A.I.

P2-93-463

Meson Properties at Finite Temperature and Density
Within Nambu — Jona-Lasinio Model

The properties of mesons at finite temperature and density are studied within the Nambu — Jona-Lasinio model. The analysis is done by means of the selfconsistent way, which is equivalent to the standard one only at zero temperature and density. As a result, a qualitative and quantitative difference in σ , π , ρ , a_1 meson masses in comparison with previous works is found. Also the temperature dependence of the effective coupling constant of $\rho \rightarrow \pi\pi$ decay is studied.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1993