объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-91-322

Е.П.Каданцева, А.А.Шаненко, В.И.Юкалов

РОЛЬ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ В СТАТИСТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ ДЕКОНФАЙНМЕНТА

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1991

1. Введение

В настоящее время при изучении экстремальных состояний ядерного вещества большой популярностью пользуются статистические модели деконфайнмента [1-5], что обусловлено трудностями решеточного моделирования при конечной барионной плотности [6]. Напомним, что для полноты исследования деконфайнмента в рамках статистических моделей изучался не только фазовый переход из адронной материи в кварк-глюонную плазму, но и деконфайнмент в бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ теориях [7]. Как правило в статистическом подходе рассматривается система, которая может реализоваться либо в виде кластерной фазы (адроны в случае $SU(3)$ теории с кварками; глюболы для $SU(2)$ и $SU(3)$ теорий), либо в виде плазменной фазы (кварк - глюонная плазма; глюонная плазма). При задании уравнения состояния плазмы чаще всего используют идеи MIT - группы [8], но в последнее время появились и новые варианты описания [9,13]. Оказывается, что деконфайнмент в обсуждаемом подходе для бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ систем является фазовым переходом первого рода. В свою очередь, фазовый переход из адронов в кварк-глюонную плазму при нулевой барионной плотности также относится к первому роду. Как в случае бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ систем, так и в случае $SU(3)$ теории с кварками относительная теплота перехода $\Delta\mathcal{E}/\Theta_{dec}^4$ (Θ_{dec} - температура деконфайнмента) близка к величине $\mathcal{E}_{SB}/\Theta_{dec}^4$ ($\mathcal{E}_{SB}$ - энергия глюонного газа; кварк-глюонного газа). При этом равновесное сосуществование нерасслоенных фаз, при котором в одной и той же области пространства находятся и кластеры, и плазма, не учитывается. Однако в природе имеется множество примеров сосуществования нерасслоенных фаз. К тому же, учет подобных гетерофазных состояний сильно сказывается даже на качественной картине процессов, часто сглаживая резкие переходы в системе [14-16]. Следовательно, рассмотрение, не принимающее во внимание гетерофазные состояния, не может считаться полным.

Кроме того, подчеркнем следующее. В противовес статистическим результатам, решеточные расчеты указывают на второй род деконфайнмента в бескварковой $SU(2)$ теории [17,18]. К тому же, недавние результаты для решеток с большим пространственным объемом дают серьезные основания полагать, что в $SU(3)$ теории деконфайнмент - это или фазовый переход второго рода, или переход первого рода, но близкий ко второму (относительная теплота перехода $\Delta\mathcal{E}/\Theta_{dec}^4$ существенно меньше $\mathcal{E}_{SB}/\Theta_{dec}^4$) [19-21]. Наконец, множество публикаций говорит о том, что переход из адронной фазы в кварк-глюонную плазму сопровождается хотя и резким, но, тем не менее, непрерывным возрастанием объемной плотности энергии системы [22-26]. Таким образом, деконфайнмент в $SU(3)$ теории с изодублетом легких кварков, возможно, является либо переходом второго рода, либо переходом первого рода, близким ко второму. Сложившееся положение, очевидно, выдвигает дополнительные аргументы в пользу исследования свойств кварк-адронной и глюон -глюбольной смесей.

Во второй части работы мы сформулируем основные положения статистической модели деконфайнмента в $SU(2)$ и $SU(3)$ бескварковых системах, учитывающей сосуществование глюболов с глюонной плазмой, и исследуем термодинамические характеристики смеси глюонов и глюболов. Третья часть статьи будет посвящена анализу деконфайнмента в кварк-адронной смеси при нулевой барионной плотности.

2. Термодинамические свойства смеси глюонов и глюболов

Основной особенностью нашей статистической модели деконфайнмента в $SU(2)$ и $SU(3)$ системах является то, что мы учитываем возможность одновременного рождения из вакуума связанных состояний глюонов (глюболов) и несвязанных глюонов (глюонной плазмы). При рассмотрении такой смеси удобно ввести понятие полной глюонной плотности ρ, для которой выполнено соотношение

$$\rho = \rho_g + \sum_{nj} n\rho_{nj} . \qquad (1)$$

Здесь ρ_g - это плотность несвязанных глюонов, ρ_{nj} - плотность n -глюонных глюболов сорта j. Каждую фазу в смеси удобно характеризовать концентрацией

$$W_g \equiv \frac{\rho_g}{\rho} \quad , W_G \equiv \frac{1}{\rho} \sum_{nj} n\rho_{nj} , \qquad (2)$$

где индекс g относится к глюонной плазме, G - к фазе глюболов.

Взаимодействие глюболов друг с другом мы описываем, вводя исключённый объем частиц, как это делал Бааке[7]. В данном случае средняя плотность рождающихся из вакуума глюболов определяется с помощью равенств

$$\rho_{nj} = \tilde{\rho}_{nj} \cdot \Big(1 + \sum_{n'j'} v_{n'j'} \tilde{\rho}_{n'j'}\Big)^{-1} , \qquad (3)$$

$$\tilde{\rho}_{nj} = \frac{\varepsilon_{nj}}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \left(\exp\left(\sqrt{k^2 + M_{nj}^2}/\theta\right) - 1\right)^{-1} k^2 dk . \qquad (4)$$

В выражениях (3) и (4) через v_{nj} мы обозначили объем кора глюбола сорта nj, M_{nj} и ε_{nj} - это масса и число внутренних степеней свободы глюбола. Для величин M_{nj} и v_{nj} корректно использовать соотношение

$$v_{nj} = \frac{M_{nj}}{M_{2,0}} \cdot v_{2,0} \quad , \qquad (5)$$

вытекающее из теории мешков[8], если предположить, что объем кора пропорционален объему мешка. При известных массах глюболов и величине $v_{2,0}$ с помощью (5) мы можем вычислить объем кора любого глюбола. Как видно, $v_{2,0}$ удобно считать параметром модели. Полагая, что легкие глюболы вносят основной вклад в термодинамику, мы учитываем только низколежащие связанные состояния глюболов со следующими характеристиками [27,28]: $\varepsilon_{2,0} = 6$, $M_{2,0} = 960$ МэВ; $\varepsilon_{2,1} = 6$, $M_{2,1} = 1290$ МэВ; $\varepsilon_{2,2} = 6$, $M_{2,2} = 1590$ МэВ; $\varepsilon_{3,0} = 11$, $M_{3,0} = 1460$ МэВ, $\varepsilon_{3,1} = 39$, $M_{3,1} = 1800$ МэВ. Заметим, что в работах [27,28] вычислялись массы $SU(3)$ глюболов. Однако, поскольку указанный набор хорошо согласуется с оценками масс $SU(2)$ глюболов [29,30], мы будем его использовать и при рассмотрении $SU(2)$ системы. Кроме того, отметим согласие данного набора масс с другими расчетами масс $SU(3)$ глюболов [31-33].

В MIT модели [8,27,28] энергия глюонной плазмы записывается в форме

$$E = \sum_{k} n_g(k) \cdot k + BV, \qquad (6)$$

$n_g(k)$ - распределение глюонов, V - объем системы, а B -константа, называемая давлением вакуума КХД. Если слагаемое BV интерпретировать как энергию взаимодействия глюонов, то BV/N, где N -число глюонов, представляет собой энергию взаимодействия, приходящуюся на одну частицу. Подставляя BV/N в спектр глюонов в плазме, мы получаем выражение для энергии плазмы

$$E = \sum_{k} n_g(k) \cdot \left(k + \frac{BV}{N}\right) . \qquad (7)$$

Обратим внимание на то, что использование при расчете энергии кварковой плазмы спектра кварков, подобного спектру в (7), дает результаты, неплохо согласующиеся с фермионным сектором энергии $SU(3)$ теории с изодублетом легких кварков выше температуры деконфайнмента [13].

По аналогии со спектром глюонов в плазме выбираем спектр глюонов в глюон-глюбольной смеси в виде

$$\omega(\kappa) = \kappa + \frac{B}{\rho}, \tag{8}$$

при этом средняя плотность несвязанных глюонов в смеси представляется выражением

$$\rho_g = \frac{\varepsilon_g}{2\pi^2}\int_0^{+\infty}\left(\exp\left(\omega(\kappa)/\theta\right) - 1\right)^{-1}\kappa^2 d\kappa, \tag{9}$$

ε_g – число квантовых степеней свободы глюона. Другая возможность выбора $\omega(\kappa) = \kappa + B/\rho_g$ приводит к термодинамической нестабильности модели. Подчеркнем, что так как ρ – это полная плотность глюонов в системе, то величина B/ρ, входящая в спектр (8), является энергией взаимодействия несвязанного глюона со средним полем всех глюонов, как связанных, так и квазисвободных. То есть задание эффективного спектра глюонов в форме (8) учитывает взаимодействие плазменных глюонов и друг с другом, и с глюболами. При этом глюболы допустимо считать сильносвязанными глюонными состояниями, масса которых незначительно зависит от взаимодействия с плазмой.

Полная глюонная плотность и концентрации фазы температуры определяются из системы уравнений (I)-(5),(8).(9), зависящих от параметров B и $\vartheta_{2,0}$. С помощью ρ находятся другие термодинамические характеристики глюон-глюбольной смеси, в частности, плотность средней энергии системы

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_g}{2\pi^2}\int_0^{+\infty} d\kappa\cdot\kappa^2\cdot\left(\kappa + B/\rho\right)\left[\exp\left(\frac{\kappa + B/\rho}{\theta}\right) - 1\right]^{-1} +$$

$$+\sum_{nj}\frac{\varepsilon_{nj}}{2\pi^2\left(1+\sum\limits_{n'j'}\vartheta_{n'j'}\tilde{\rho}_{n'j'}\right)}\cdot\int_0^{+\infty}\frac{\sqrt{\kappa^2+M_{nj}^2}\cdot\kappa^2\cdot d\kappa}{\exp\left(\frac{\sqrt{\kappa^2+M_{nj}^2}}{\theta}\right)-1}, \tag{I0}$$

давление

$$p = -\frac{\theta\cdot\varepsilon_g}{2\pi^2}\int_0^{+\infty} d\kappa\cdot\kappa^2\cdot\ln\left(1-\exp\left(-\frac{\kappa + B/\rho}{\theta}\right)\right) -$$

$$-\sum_{nj}\frac{\theta\cdot\varepsilon_{nj}}{2\pi^2\left(1+\sum\limits_{n'j'}\vartheta_{n'j'}\tilde{\rho}_{n'j'}\right)}\int_0^{+\infty} d\kappa\cdot\kappa^2\cdot\ln\left(1-\exp\left(-\frac{\sqrt{\kappa^2+M_{nj}^2}}{\theta}\right)\right). \tag{II}$$

Параметры $\vartheta_{2,0}$ и B выбираются из согласия наших расчетов с решеточными данными.

Численное исследование модели приводит к следующим результатам.

а) $SU(3)$ система, $\varepsilon_g = 16$. При любом B и при всех значениях $\vartheta_{2,0}$, меньших критической величины $\vartheta_{2,0}^{(c)}(B)$, в

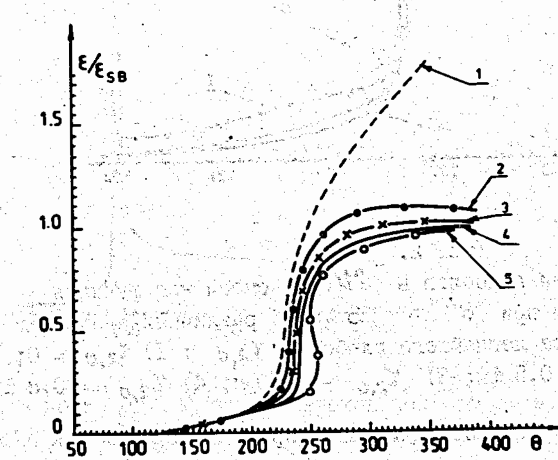

Рис. I.

Зависимость приведенной энергии $SU(3)$ смеси $\varepsilon/\varepsilon_{SB}$ температуры при $B^{1/4}$ = 235 МэВ и различных значениях радиуса кора легчайшего глюбола $r_{2,0}$: I) $r_{2,0}$ = 0; 2) $r_{2,0}$ = 0,5 фм; 3) $r_{2,0}$ = 0,7 фм; 4) $r_{2,0}$ = 0,8 фм; 5) $r_{2,0}$ = I фм.

некотором диапазоне значений температуры, зависящем от параметров, происходит резкое возрастание функции $\varepsilon(\theta)/\varepsilon_{SB}(\theta)$ ($\varepsilon_{SB}(\theta)$ – объемная плотность энергии идеального газа глюонов), сопровождающееся таким же резким уменьшением концентрации фазы глюболов W_G (см. рис. I,2, на которых изображены температурные зависимости величин $\varepsilon/\varepsilon_{SB}$ и W_G при $B^{1/4}$ = 235 МэВ и различных значениях $r_{2,0} = (3\vartheta_{2,0}/4\pi)^{1/3}$).

Отметим принципиальную необходимость учета взаимодействия глюболов. Так, если глюболы не взаимодействуют друг с другом ($\vartheta_{2,0} = 0$), то далее при возрастании температуры убывание W_G прекращается

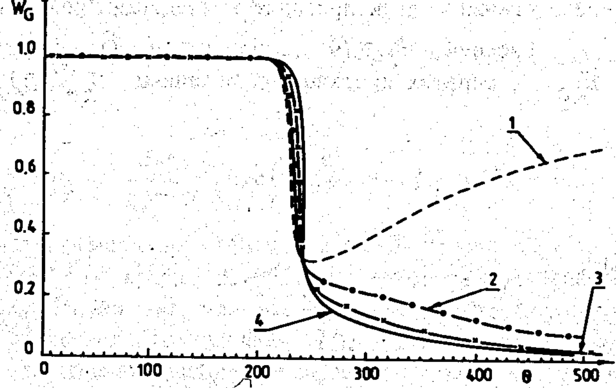

Рис. 2.
Концентрация глюболов в $SU(3)$ смеси как функция температуры при $B^{1/4}=$ 235 МэВ и различных значениях радиуса кора легчайшего глюбола $r_{2,0}$: I) $r_{2,0}=0$; 2) $r_{2,0}$ = 0,5 фм; 3) $r_{2,0}$ = 0,7 фм; 4) $r_{2,0}$ = 0,8 фм.

и концентрация фазы глюболов начинает возрастать, причем для $\theta\to\infty$

$$W_G \to \sum_{nj} n\,\varepsilon_{nj} \Big/ \Big(\varepsilon_g + \sum_{n'j'} n'\varepsilon_{n'j'} \Big) \cong 0.92\,,$$

$$\varepsilon/\varepsilon_{SB} \to 1 + \sum_{nj} \varepsilon_{nj}/\varepsilon_g \cong 5.25\,.$$

Как видно, в данном случае при высоких температурах основная роль в системе принадлежит глюболам, а концентрация глюонной плазмы мала.

Напротив, при учете взаимодействия глюболов друг с другом $(v_{2,0}>0)$ имеем

$$W_G \to 0 \quad (\theta\to\infty),$$
$$\varepsilon/\varepsilon_{SB} \to 1 \quad (\theta\to\infty).$$

С возрастанием $v_{2,0}$ при постоянном B кривые $\varepsilon/\varepsilon_{SB}$ и W_G в области быстрого изменения становятся всё более крутыми. Наконец, когда $v_{2,0}$ сравниваются с $v_{2,0}^{(c)}$, у описываемых функций появляется точка перегиба, в которой их производные по температуре обращаются в бесконечность. Отметим, что для $B^{1/4}$ = 235 МэВ значение $v_{2,0}^{(c)}$ соответствует величине радиуса легчайшего глюбола $r_{2,0}^{(c)}\cong$ 0,8 фм. Теплоёмкость при $v_{2,0}=v_{2,0}^{(c)}$ имеет сингулярность (см. рис. 3), В области $v_{2,0}>v_{2,0}^{(c)}$ кривые $\varepsilon/\varepsilon_{SB}$ и W_G содержат петлю (она показана на рис. I). При таких значениях $v_{2,0}$ в смеси глюонов

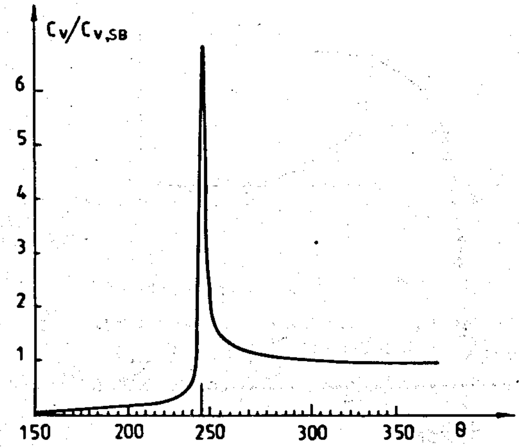

Рис. 3.

Теплоёмкость смеси, отнесенная к асимптотическому значению, при $B^{1/4}$ = 235 МэВ, $r_{2,0}$ = $r_{2,0}^{(c)}$ (235) $\cong$ 0,8 фм.

и глюболов происходит фазовый переход первого рода. Таким образом, при $v_{2,0}<v_{2,0}^{(c)}$ деконфайнмент в системе является непрерывным фазовым переходом с пикообразным максимумом теплоёмкости в точке перехода. При $v_{2,0}=v_{2,0}^{(c)}$ деконфайнмент представляет собой фазовый переход второго рода по классификации Эренфеста. Наконец, при $v_{2,0}>v_{2,0}^{(c)}$ происходит фазовый переход первого рода.

Результаты нашего рассмотрения лучше всего согласуются с численным моделированием на решетках, если $B^{1/4}\cong$ 2I0 ÷ 235 МэВ. При этом для $B^{1/4}$ = 235 МэВ $r_{2,0}\cong$ 0,6 фм ÷ 0,66 фм; для $B^{1/4}$ = 2I0 МэВ $r_{2,0}\cong$ 0,75 фм ÷ 0,82 фм (при упомянутых значениях параметров в системе происходит либо переход второго рода, либо близкий к нему переход первого рода. Отметим, что при $B^{1/4}$ = 235 МэВ фазовый переход второго рода осуществляется при $\theta_{dec}\cong$ 240 МэВ ($r_{2,0}=r_{2,0}^{(c)}(235)\cong$ 0,8 фм). Соответственно, выбирая $B^{1/4}$ = 2I0 МэВ и $r_{2,0}$ = $r_{2,0}^{(c)}(2I0)$ $\cong$ 0,64 фм, имеем $\theta_{dec}\cong$ 2I5 МэВ. На рис. 4 представлены результаты расчета величины $\varepsilon+P$ в рамках нашей модели (сплошная линия, $B^{1/4}$ = 235 МэВ, $r_{2,0}$ = 0,8 фм) и с помощью моделирования на решетке 24^3 x 6 (точки, см. ссылку 20) в) $SU(2)$ система, $\varepsilon_g = 6$. Все, что говорилось о качественном пове-

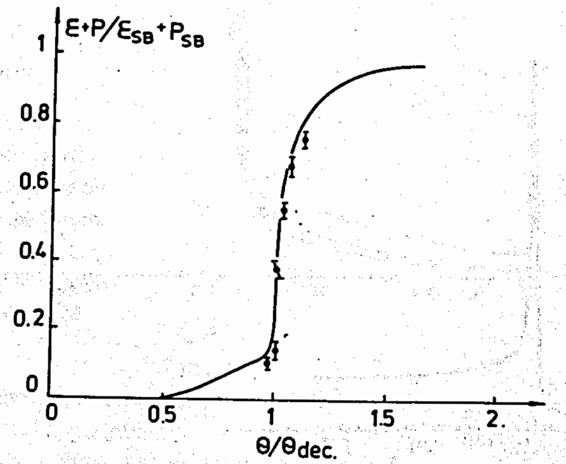

Рис. 4.

Величина $\varepsilon + P$ для $SU(3)$ смеси, отнесенная к асимптотическому значению, в зависимости от температуры: непрерывная линия – наша модель, $B^{1/4}$ = 235 МэВ, $r_{2,0}$ = 0,8 фм; точки – расчет на решетке $24^3 \times 6$ (см. работу /20/).

дении $SU(3)$ смеси, относится и к $SU(2)$ системе. Результаты исследования $SU(2)$ глюона-глобальной смеси, представлены на рис. 5 и 6. Наши расчеты находятся в наилучшем согласии с данными решеточного моделирования /17/, если $B^{1/4} \cong$ 165 МэВ и $r_{2,0} \cong$ 1.15 фм ÷ 1,2 фм (при этом в системе происходит или фазовый переход второго рода, или близкий к нему непрерывный переход, сопровождающийся высоким игловидным максимумом теплоёмкости в точке перехода; $\Theta_{dec} \cong$ 205 МэВ).

3. Кварк-адронная смесь

Как и при рассмотрении бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ систем, исследуя фазовый переход из адронов в кварк-глюонную плазму, мы учитываем сосуществование адронов и плазмы. В кварк-адронной смеси из вакуума одновременно рождаются и адроны, и кварки с глюонами (мы рассматриваем случай нулевой барионной плотности). Плотность ρ кварк-адронной смеси определяется равенством

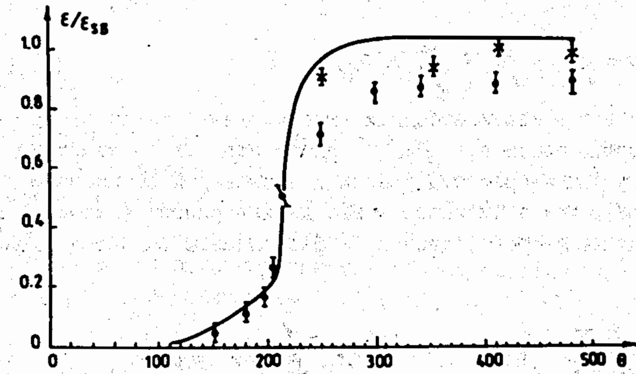

Рис. 5.

Относительная энергия $SU(2)$ системы $\varepsilon/\varepsilon_{SB}$ как функция температуры: результаты нашего рассмотрения при $B^{1/4}$ = 165 МэВ, $r_{2,0}$ = 1,2 фм. (непрерывная линия); данные решеточных вычислений /25/ для решетки $10^3 \times 2$ (кресты) и $10^3 \times 3$ (точки).

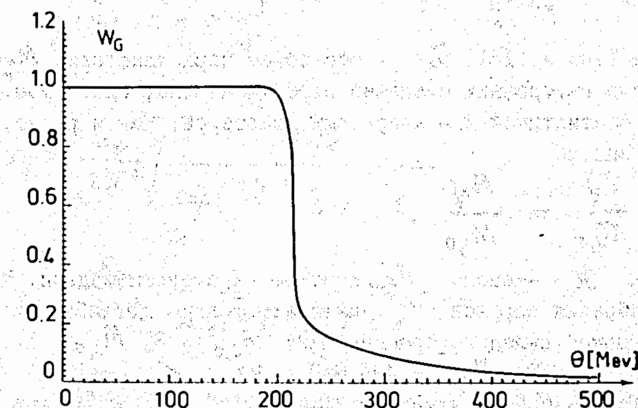

Рис. 6.

Концентрация глюболов в $SU(2)$ смеси как функция температуры при тех же значениях параметров, что и на рис. 5.

$$\rho = \rho_q + \rho_g + \sum_{nj} n\rho_{nj}\,, \qquad (12)$$

где ρ_q - плотность квазисвободных (несвязанных) кварков, ρ_g -плотность несвязанных глюонов, ρ_{nj} - плотность n - кварковых кластеров сорта j (для простоты кварки и антикварки обозначаем одним словом "кварки", при этом мезон - это двухкварковый кластер). Концентрации фазы кластеров (адронов) и фазы плазмы задаются выражениями

$$W_c \equiv \frac{1}{\rho}\sum_{nj} n\rho_{nj}\,, \quad W_{q,g} \equiv \frac{1}{\rho}(\rho_q+\rho_g). \qquad (13)$$

Взаимодействие адронов учитываем по Ван-дер-Ваальсу /3,34,35/. При этом для плотностей справедливы следующие соотношения:

$$\rho_{nj} = \tilde{\rho}_{nj}\left(1+\sum_{n'j'} \vartheta_{n'j'}\tilde{\rho}_{n'j'}\right)^{-1}, \qquad (14)$$

$$\tilde{\rho}_{nj} = \frac{\varepsilon_{nj}}{2\pi^2}\int_0^{+\infty}\left(\exp\left(\sqrt{k^2+M_{nj}^2}/\theta\right)-(-1)^n\right)^{-1} k^2 dk. \qquad (15)$$

В выражениях (14) и (15) ϑ_{nj} - это объем кора кластера, M_{nj} и ε_{nj} -масса и число внутренних степеней свободы адрона; слагаемое $(-1)^{n}$ обусловлено статистикой n - кварковых кластеров. Как и ранее, используем равенство

$$\frac{\vartheta_{nj}}{\vartheta_{2,0}} = \frac{M_{nj}}{M_{2,0}}\,, \qquad (16)$$

а объем кора π -мезона $\vartheta_{2,0}$ считаем параметром модели. Из всего многообразия адронов /36/ учитываем только легчайшие частицы, вносящие основной вклад в термодинамику: $\varepsilon_{2,0} = 3$, $M_{2,0} = 140$ МэВ (π -мезон), $\varepsilon_{2,1} = 2$, $M_{2,1} = 494$ МэВ (K^+, K^- -мезоны); $\varepsilon_{2,2} = 4$, $M_{2,2} = 498$ МэВ (K^0, $\bar{K}^0$ - мезоны); $\varepsilon_{2,3} = 1$, $M_{2,3} = 549$ МэВ (η -мезоны); $\varepsilon_{2,4} = 9$, $M_{2,4} = 765$ МэВ (ρ -мезоны); $\varepsilon_{2,5} = 3$, $M_{2,5} = 784$ МэВ (ω -мезоны); $\varepsilon_{3,0} = 8$, $M_{3,0} = 938$ МэВ (нуклоны и антинуклоны); $\varepsilon_{3,1} = 32$, $M_{3,1} = 1232$ МэВ (Δ (1232)- и анти Δ (1232) изобары).

При выборе спектра кварков в смеси пользуемся рассуждениями, аналогичными соображениям, изложенным в предыдущем параграфе. Энергия кварк-глюонной плазмы в MIT подходе определяется равенством

$$E = \sum_k n_g(k)\cdot k + \sum_k n_q(k)\cdot\sqrt{k^2+m_q^2} + BV. \qquad (17)$$

В (17) $n_g(k)$ и $n_q(k)$ - распределения глюонов и кварков по импульсу; B - это давление вакуума КХД, V - объем системы; $m_q = 7$ МэВ - масса кварка (учитываем только *up*- и *down* -кварки). Интерпретируя BV как энергию взаимодействия кварков и глюонов и добавляя в спектры частиц величину энергии взаимодействия на частицу $BV/(N_q+N_g)$, переписываем (17) в виде

$$E = \sum_k n_g(k)\cdot\left(k+\frac{BV}{N_q+N_g}\right) + \sum_k n_q(k)\cdot\left(\sqrt{k^2+m_q^2}+\frac{BV}{N_q+N_g}\right), \qquad (18)$$

N_q обозначает число кварков в плазме, N_g - число глюонов. Далее по аналогии со спектрами кварков и глюонов в плазме задаем спектры этих частиц в кварк-адронной смеси в форме

$$\omega_q(k) = \sqrt{k^2+m_q^2} + \frac{B}{\rho}\,, \qquad (19)$$

$$\omega_g(k) = k + \frac{B}{\rho}. \qquad (20)$$

При этом

$$\rho_q = \frac{\varepsilon_q}{2\pi^2}\int_0^{+\infty}\frac{k^2 dk}{\exp(\omega_q(k)/\theta)+1}\,, \qquad (21)$$

$$\rho_g = \frac{\varepsilon_g}{2\pi^2}\int_0^{+\infty}\frac{k^2 dk}{\exp(\omega_g(k)/\theta)-1}\,, \qquad (22)$$

ε_q и ε_g обозначают числа внутренних степеней свободы кварка и глюона. Отметим, что другая возможность выбора спектров, $\omega_q(k) = \sqrt{k^2+m_q^2} + B/(\rho_q+\rho_g)$, $\omega_g(k) = k + B/(\rho_q+\rho_g)$, ведет к неустойчивости модели.

Модель деконфайнмента в $SU(3)$ системе с кварками двух ароматов в своем частном случае (когда $\rho_q = 0$, а среди адронов учитываются только глюболы) совпадает с моделью бескварковой $SU(3)$ системы. Таким образом, для согласованности, необходимо положить $B^{1/4} \cong 210$ МэВ $\div$ 235 МэВ. Решая систему уравнений (12)-(16),(19)-(22) для различных наборов параметров $\vartheta_{2,0}$ и B, получаем следующее. Качественное поведение модели подобно поведению рассмотренных

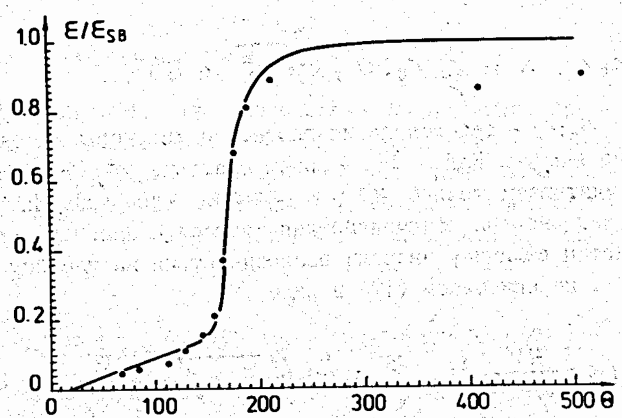

Рис. 7.

Зависимость от температуры величины $\varepsilon/\varepsilon_{SB}$ для кварк-адронной смеси (ε_{SB} – плотность энергии кварк-глюонного газа): непрерывная линия – наши результаты для $B^{1/4}$ = 210 МэВ, $r_{2,0}$=0,56фм; точки – решеточные данные из работы /22/, относящиеся к θ_{dec} = 166 МэВ.

моделей деконфайнмента в бескварковых $SU(2)$ и $SU(3)$ системах. При $B^{1/4}$ = 210 МэВ наилучшее согласие с решеточными данными имеется, если радиус кора π -мезона $r_{2,0}$ попадает в область (0,52 фм, 0,58 фм) соответственно, для $B^{1/4}$ = 235 МэВ, $r_{2,0} \in$ (0,56 фм , 0,62 фм). При этом в смеси происходит либо фазовый переход второго рода ($B^{1/4}$ = = 210 МэВ, $r_{2,0} \div r_{2,0}^{(c)}(210) \cong$ 56 фм и θ_{dec} = 166 МэВ; $B^{1/4}$ = 235 МэВ, $r_{2,0} = r_{2,0}^{(c)}(235) \cong$ 0,6 фм и $\theta_{dec} \cong$ 192 МэВ), либо близкие к нему фазовый переход первого рода или непрерывный переход с пикообразным максимумом теплоёмкости. Результаты расчетов приведены на рис. 7,8. Кроме того, обратим внимание на хорошее согласие полученных значений радиуса кора π -мезона с величиной эффективного радиуса π -мезона /37/: R_π = 0,66 фм.

В заключение еще раз отметим, что в данной статье поведение смеси кварк-глюонной плазмы и адронов рассмотрено только при нулевой барионной плотности. Деконфайнмент, происходящий в нерасслоенной кварк-адронной смеси с ростом барионной плотности при низких температурах, описан в работах /38,39/.

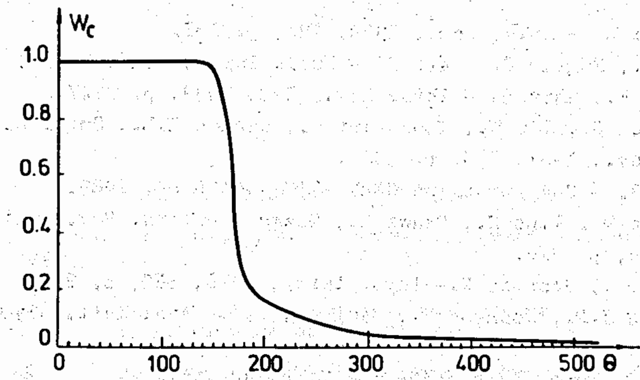

Рис. 8.

Концентрация кластерной фазы W_c при $B^{1/4}$ = 210 МэВ, $r_{2,0}$ = 0,56 фм.

Литература

1. Hagedorn R. – Nuovo Cim. Suppl., 1965, 3, p. 147.
2. Baym G., Chin S. – Phys. Lett., 1976, B 62, p. 241.
3. Hagedorn R., Rafelski J. – Phys. Lett., 1980, B97, p. 136.
4. Dixit V.V., Suhonen E. – Z. Phys., 1983, C 18, p. 355.
5. Wong C.W. – Phys. Rep., 1986, 136, p. 1.
6. Karsch F., Mütter K.H. – Nucl. Phys., 1989, B313, p. 541.
7. Baacke J. – Acta. Phys. Pol., 1977, B 8, p. 625.
8. Chodos A., Jaffe R., Johnson K., Thorn C. – Phys. Rev., 1974, D 10, p. 2599.
9. Källman C.G. – Phys. Lett., 1984, B 134, p. 363.
10. DeGrand T.A., De Tar C.E. – Phys. Rev., 1987, D 35, p. 742.
11. Karsch F. – Z. Phys., 1988, C38, p. 147.
12. Москаленко И.В., Харзеев Д.Э. – ЯФ, 1988, 48, с. 1122.
13. Gorenstein M.I., Modilevsky O.A. – Z. Phys., 1988, C38, p. 161.
14. Yukalov V.I. – Physica, 1981, A108, p. 402.
15. Yukalov V.I. – Phys. Rev., 1985, B. 32, p. 436.
16. Yukalov V.I. – Phys. Lett., 1987, A125, p. 95.
17. Engels J., Karsch F., Montvay I., Satz H. – Phys. Lett., 1981, B 101, p. 89.
18. Engels J. et al. – Nucl. Phys., 1987, B 280, [FS18] , p. 577.
19. Bacilieru P. et al. – Phys. Rev. Lett., 1988, 61, p. 1545.
20. Brown J.R. et al. – Phys. Rev. Lett., 1988, 61, p. 2058.

21. Marinari E. - Phys. Rep., 1989, 184, p. 131.
22. Celik T., Engels J., Satz H. - Nucl. Phys., 1985, B 256, p. 670.
23. Redlich K., Satz H. - Phys. Rev., 1986, D33, p. 3747.
24. Gottelieb S., Liu W., Toussaint D., Renken R.L., Sugar R.L. - Phys. Rev., 1987, D35, p. 3972.
25. Karsch F. - CERN preprint CERN - TH - 5498/89, 1989.
26. Fukugita M., Mino H., Okawa M., Ukawa A.- Phys. Rev. Lett., 1990, 65, p. 816.
27. Jaffe R.L., Johnson K.- Phys. Lett., 1976, B60, p. 201.
28. Donoghue J.F., Johnson K., Bing An. Li - Phys. Lett., 1981, B 99, p. 416.
29. Berg B. - Phys. Lett., 1980, B97, p. 401.
30. Engelz J., Karsch F., Montway I., Satz H. - Nucl. Phys., 1982. B 205, p. 545.
31. Fritzsch H., Minkowski P. - Nuovo Cimento, 1975, A 30, p. 393.
32. Kogut J., Sinclair D.K., Susskind L. - Nucl. Phys. , 1976, B114, p. 199.
33. Berg B., Billoire A. - Nucl. Phys., 1983, B 221, p. 109.
34. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I., - Nucl. Phys., 1986, A449, p. 660.
35. Cleymanz J., Satz H., Suhonen E., D.W. von Oertzen - Phys.Lett., 1990, B 242, p.111.
36. Particle Data Group - Phys. Lett., 1990, B 239, p. II 4, p. II 18.
37. Amendolia et al. - Phys. Lett., 1984, B146, p. 116.
38. Yukalov V.I., Kadantseva E.P., Shanenko A.A. - Queen's University preprint DMS-5, Kingston, 1990.
39. Kadantseva E.P., Shanenko A.A., Yukalov V.I. - Phys. Lett., 1991, B 255, p. 427.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июля 1991 года.