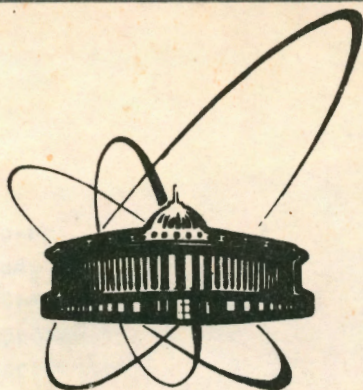


90-350



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Ш 202

P2-90-350

А.А.Шаненко, В.И.Юкалов

ТЕОРИЯ КВАРК-АДРОННОЙ МАТЕРИИ -
ОБЩАЯ ФОРМУЛИРОВКА

Направлено в журнал "Nuclear Physics A"

1990

I. Введение

В ряду важнейших вопросов физики сильных взаимодействий, по-видимому, самыми популярными в последние десятилетия являются вопросы, связанные с конфайнментом кварков. Данная популярность объясняется не только академическим интересом к этой своеобразной проблеме, но также широко обсуждаемой в настоящее время возможностью создания при столкновениях ядер таких условий существования адронной материи, при которых кварки способны освободиться из плена и представлять в виде кварк-глюонной плазмы.

Изучение деконфайнмента, основанное на КХД, наталкивается на множество преград. Наибольшего успеха в таком подходе достигли при использовании калибровочных теорий на решетках ^{/1-5/}. Но при трудностях фундаментального характера (например, конечность решетки и необходимость предельного перехода к непрерывному пространству) КХД на решетках сталкивается еще со сложностями при учете кварков. В связи с этим в данный момент большую актуальность имеют статистические модели ^{/6-16/}, которые описывают фазовый переход из адронов в кварк-глюонную плазму, привлекая некоторые феноменологические представления.

Одно из ключевых понятий, используемых в статистических моделях адронной материи, - это понятие связанного состояния кварков или многокварковой конфигурации. Существуют разные способы описания подобного состояния кварков: мешок Боголюбова ^{/17/}, мешок MIT ^{/18/}, гармонический мешок ^{/19/} и другие модели, см. обзоры ^{/20-22/}. Из квантовой хромодинамики следует, что кварки за счет обмена глюонами могут склеиваться и образовывать связанное состояние, которое называют мультикварковым кластером (мультикварком, мультибарионом). С подобной точки зрения традиционные нуклоны - это трехкварковые кластеры. Кумулятивный эффект рождения мезонов ^{/23,24/} и эксперименты по глубоконеупругому рассеянию лептонов на ядрах ^{/25/} позволили сделать вывод, что более крупные, чем трехкварки, связанные состояния кварков, по-видимому, являются реальностью, сосуществуя вместе с нуклонами в ядрах. К настоящему времени появилось большое количество работ, которые, интерпретируя результаты глубоконеупругого рассеяния, утверждают, что в ядрах могут находиться шестикварковые, девятикварковые и даже двенадцатикварковые кластеры ^{/26-28/}. Обширный экспериментальный материал по рассеянию нуклона на нуклоне

/29-32/ указывает на возможность слияния нуклонов при столкновении в экзотическое шестикварковое состояние.

В статистических моделях, описывающих как фазовый переход из адронной материи в кварк-глюонную плазму, так и просто адронную материю, состояния из кварковых кластеров интерпретируются как фазовые состояния кварков ^{/33/}. Кварк-глюонная плазма, в виде которой кварки предстают после деконфайнмента, также является их фазовым состоянием. Основная цель использования подобных моделей - изучить качественные и количественные характеристики фазовых переходов в свободные кварки и между различными мультикварковыми состояниями.

В рамках статистического подхода к описанию деконфайнмента было получено несколько заслуживающих внимания результатов, например, вывод о возможности фазового перехода в кварк-глюонную плазму из чистой нуклонной фазы ^{/7,15/}. Однако имеющиеся статистические процедуры рассмотрения деконфайнмента обладают множеством незавершенностей и не до конца выясненных моментов. Упомянем кратко только некоторые детали, а более подробное обсуждение проведем позже.

В частности, в моделях, рассматривающих рождающиеся из вакуума с ростом температуры адроны ^{/6,8-13/}, иногда вместо фазового перехода получались расходимости, а при его наличии поведение термодинамических средних системы при температуре, стремящейся к бесконечности, не соответствовало кварк-глюонному газу. Путем отказа от спектра Хагедорна ^{/6/} и введения в модель новой неизвестной функции - спектра масс-объемов адронов ^{/12,13/} - удавалось лишь частично избавиться от трудностей. Помимо этого, следует еще заметить, что деконфайнмент во всех моделях исследовался на основе систем из чистых фаз, в то время как учет равновесного, устойчивого сосуществования адронов и кварков способен серьезно повлиять на всю картину фазового перехода в кварк-глюонную плазму.

В данной работе мы формулируем теорию кварк-адронной материи, имеющую следующие отличительные особенности:

а) Кварк-адронная материя включает в себя все возможные фазовые состояния кварков: фазу свободных кварков, или кварк-глюонную плазму, и бесконечный набор фаз из n -кварковых кластеров, где $n = 3, 6, 9, 12, \dots$ и т.д.

б) Учитываются реакции слияния и распада частиц, которые происходят между мультикварками, а также между свободными кварками и кластерами. Включение в рассмотрение кварк-глюонной плазмы, всевозможных n -кварковых образований и реакций слияния и распада частиц позволяет исследовать сосуществование указанных фаз, а значит, и сосуществование кварков и адронов.

в) Во всем диапазоне значений температуры и плотности кварк-адронной материи используется микроскопический квантово-механический подход, причем потенциалы взаимодействия мультикварков задаются с помощью реалистического нуклон-нуклонного потенциала и закона сохранения энергии при слиянии кварковых кластеров.

Прежде чем переходить к изложению материала, скажем несколько слов о порядке, в котором оно будет производиться. Сначала мы обсудим наиболее известные статистические модели деконфайнмента. Затем подробно сформулируем основные положения теории кварк-адронной материи со всеми обоснованиями и необходимыми оценками. В конце сделаем краткий анонс некоторых результатов и расскажем о планах исследования. Детальное изложение результатов и технических тонкостей сделаем в следующих публикациях. В работе будет использоваться естественная система единиц ($\hbar = c = 1$).

2. Модели фазового перехода в свободные кварки

В рамках статистических моделей существуют различные процедуры рассмотрения деконфайнмента. За некоторым незначительным исключением их можно объединить в две отдельные группы.

1) Прием, используемый в статистических моделях первой группы, заключается в том, что рассматривают систему, которая может реализоваться в виде одной из двух чистых фаз: фазы нуклонов с рождающимися из вакуума π -мезонами или фазы свободных кварков с рождающимися из вакуума глюонами. Причем нуклоны полагаются либо невзаимодействующими частицами ^{/15/}, либо их взаимодействие задается некоторым феноменологическим образом ^{/16/}, а в случае нулевой температуры пользуются и реалистическими нуклон-нуклонными потенциалами ^{/17/}. Описание кварк-глюонной плазмы иногда осуществляется при помощи теории возмущений КХД, но наиболее популярно описание свободных кварков, учитывающее их взаимодействие через вакуум КХД ^{/7,14,15,34/}. Во всем диапазоне значений барионной плотности n_B и температуры θ исследуют термодинамическое поведение системы. Находят такие значения $\theta(n_B)$, при которых обе фазы имеют одинаковые свободные энергии. В результате получают, что выше кривой $\theta(n_B)$ адронная фаза менее выгодна, чем фаза свободных кварков, соответственно ниже кривой $\theta(n_B)$ системе более выгодно реализоваться в виде адронной фазы. Часто при этом выделяют область точек, где фаза, имеющая большую свободную энергию еще не потеряла термодинамическую устойчивость (например, перегретые адроны или переохлажденная кварк-глюонная плазма).

При ценности простого и наглядного указания на возможность фазового перехода в кварк-глюонную плазму из чистой нуклонной фазы

изложенный выше подход все же обладает следующими двумя недостатками. Во-первых, не учитываются реакции слияния и распада между мультикварками, а также между кластерами и свободными кварками. С ростом температуры и плотности ядерной материи в ней могут происходить два противоположных процесса. С одной стороны, из-за увеличения энергии столкновений частиц возрастает вероятность такого сближения нуклонов, при котором они способны сливаться в более крупные мультибарионы. В свою очередь, образованные при слиянии нуклонов кварковые кластеры также могут сливаться, и, в результате, будут появляться еще большие мультикварки. Одним словом, при повышении температуры и плотности ядерной материи может идти процесс увеличения концентраций шестикварковых кластеров, девятикварковых кластеров и т.д., вплоть до появления неограниченного гигантского мультикварка 14 . С другой стороны, из-за того же увеличения энергии столкновений возрастает вероятность для мультикварков "разбиться" при соударениях на более мелкие кластеры и даже кварки. И, таким образом, вполне возможно, что нуклоны скорее будут распадаться на составляющие их кварки при повышении температуры и плотности ядерной материи, чем будут сливаться. Причем то, что ни один эксперимент не обнаружил распада на изолированные кварки двух столкнувшихся нуклонов, еще не запрещает кластерам распадаться на кварки в среде, где условия существования совершенно иные.

Вероятнее всего, что указанные процессы конкурируют друг с другом, меняясь по значимости в различных областях термодинамических параметров. От того, какой из них является определяющим в районе деконфайнмента, зависят как качественная картина фазового перехода в свободные кварки, так и количественные характеристики деконфайнмента.

Например, если главную роль играет процесс слияния мультикварков, то фазовый переход в кварк-глюонную плазму будет следствием постепенного укрупнения мультикварков и их слияния в кластер-гигант. В противном случае деконфайнмент осуществится в результате распада кварковых кластеров на формировавшие их кварки, причем распад мультикварков может происходить постепенно, а не сразу.

Для выяснения истинного поведения ядерной материи при росте температуры и плотности необходимо принимать во внимание то, что возможны оба процесса. А для этого нужно помимо нуклонов включать в рассмотрение более крупные мультибарионы и учитывать реакции слияния и распада частиц. Как будет показано при изложении теории кварк-адронной материи, такой учет идентичен исследованию устойчивого сосуществования мультикварков и свободных кварков.

Во-вторых, при конечных температурах взаимодействие нуклонов либо не учитывается, либо используют его феноменологическое задание, что может исказить результаты при больших значениях плотности ядерной материи.

2) В статистических моделях деконфайнмента из второй группы рассматривают все возможные мультикварковые кластеры, рождающиеся из вакуума и имеющие конечные размеры $^{8-13}$. В случае ненулевой барионной плотности к ним добавляются адроны, присутствовавшие в системе изначально, при температуре равной нулю. Рассмотрение показывает, что с возрастанием температуры число частиц за счет их рождения из вакуума увеличивается, причем становится больше крупных мультикварков. Наконец, при некоторой температуре, зависящей от барионной плотности, достигается состояние плотной упаковки частиц, и при той же температуре в системе происходит фазовый переход. Как считается, он обусловлен тем, что в этот момент вместо только что плотно упаковавшихся адронов появляется один огромный кварковый кластер, занимающий почти всю систему, то есть происходит деконфайнмент. В пользу такого предположения приводятся следующие рассуждения. Если считать кварковые кластеры шариками, имеющими некоторые размеры, то при увеличении плотности этих шариков, вне зависимости от того, возрастает ли она за счет рождающихся из вакуума частиц, с ростом температуры, либо за счет увеличения барионной плотности, число адронов, чьи сферы перекрываются, становится все больше. Предполагается, что мультикварки с перекрывшимися сферами образуют один внутренне связанный кластер 14 , кварки внутри которого "забывают", какому из образующих данный кластер мультикварков они принадлежали. С возрастанием температуры или барионной плотности размеры внутренне связанных кварковых образований увеличиваются. Существует критическая плотность кластеров, когда они полностью упаковывают систему. Начиная с этой плотности, сферы всех мультикварков пересекаются, и, следовательно, образуется один огромный кварковый объект - кластер-гигант. С подобной точки зрения деконфайнмент является "геометрическим феноменом перекрытия сфер адронов" 35 .

Однако часто в описываемых моделях фазовый переход отсутствовал, либо при его наличии имелась не соответствующая кварк-глюонному газу зависимость термодинамических средних от температуры после перехода 36 . Чтобы преодолеть эти трудности, некоторые авторы 8,10 исследовали деконфайнмент на основе сравнения свободных энергий адронной фазы и кварк-глюонной плазмы. В другом случае существенным образом изменяли спектр масс адронов (спектр Хагедорна) 6 , устраняя жесткую связь между массами частиц и их объемами и вводя в рассмотрение неизвестную функцию, задающую спектр масс-объемов

адронов, а также множество феноменологических параметров /12,13/. При этом, варьируя вид данной функции, свободную энергию системы выше температуры фазового перехода удавалось сделать аналогичной таковой для кварк-глюонного газа. Тем не менее оставались сложности со средним числом частиц, которое после фазового перехода не равнялось единице и стремилось к бесконечности при уменьшении температуры до температуры перехода, что никак не соответствовало предположению о появлении кластера-гиганта.

По всей видимости, трудности моделей из второй группы, не учитывающих кварковые степени свободы, обусловлены тем, что фазовый переход в них связан с возникновением состояния плотной упаковки адронов. А то, что называют огромным мультикварком, на самом деле является системой плотно упакованных кластеров. Свободная энергия подобной системы сильно зависит от вида спектра адронов. Устраняя жесткую связь между массами и объемами частиц, вводят сжимаемость адронов, что существенно облегчает условия их существования. Изменяя степень сжимаемости, то есть варьируя функцию, задающую спектр масс-объемов адронов, можно в широком диапазоне изменять температурное поведение свободной энергии плотной упаковки кластеров, добиваясь ее аналогичности свободной энергии кварк-глюонного газа. С подобной точки зрения перестает быть странной ситуация со средним числом адронов.

Если же говорить о "геометрической" картине деконфайнмента, то в ней есть некоторые непоследовательности. При жестких столкновениях, когда перекрываются сферы частиц, возможен не только процесс слияния адронов. Они способны при этом еще распадаться на более мелкие кластеры и даже, быть может, на свободные кварки. Кроме того, мультикварки могут переходить в возбужденные состояния, сохраняя индивидуальность. То есть мы приходим к тому, что уже обсуждали. Для выяснения истинной картины деконфайнмента необходимо рассмотрение, включающее фазу свободных кварков и бесконечный набор состояний из n -кварковых кластеров ($n = 3, 6, 9, 12, \dots$), а также учитывающее квантовые переходы между мультикварками и свободными кварками (реакции слияния, распада частиц и возбуждения частиц).

Из приведенного выше следует, что основным недостатком описанных моделей является отсутствие последовательного рассмотрения равновесного устойчивого сосуществования различных фаз кварков, то есть учета реакций слияния и распада частиц. Имеется множество ситуаций, свидетельствующих о чрезвычайной важности исследования гетерофазных состояний /37-39/, причем часто фазовый переход с учетом сосуществования качественно отличается от перехода в системе с чистыми фазами.

В Дубне был выполнен ряд работ, рассматривающих возникновение шести-кварковых, девятикварковых и двенадцатикварковых состояний при повышении температуры и плотности ядерной материи /33,40,41/. Их важной особенностью является то, что они учитывают реакции слияния и распада мультикварковых кластеров. Но так как феноменологический выбор взаимодействия, подобно подходу Ван-дер-Ваальса, является довольно грубой аппроксимацией, то в качестве следующего шага было выполнено исследование поведения нуклон-шестикварковой системы, опирающейся на более реалистические кластерные потенциалы /42 - 44/. Однако невключение кварковых степеней свободы, а также крупных мультибарионов сильно ограничивало рамки применимости рассмотрений /33,40-44/. В серии работ, которую начинает данная статья, мы подробно исследуем поведение кварк-адронной материи, принимающей во внимание все возможные фазовые состояния кварков - свободные кварки и бесконечный набор n -кварковых кластеров ($n = 3, 6, 9, 12, 15, \dots$). Учет квантовых переходов между частицами позволяет нам рассмотреть устойчивое, равновесное сосуществование не только свободных кварков и адронов, но и различных мультикварковых состояний. Задание взаимодействий между мультикварками с помощью законов сохранения при реакциях слияния и распада частиц, на основе боннского нуклон-нуклонного потенциала, дает возможность при любых значениях термодинамических параметров использовать микроскопический, квантово-механический подход к решению проблемы. Краткий анонс предварительных результатов был сделан в работах /45,46/.

3. Кварк-адронная материя

Кварк-адронная материя представляет собой бесконечную систему, в которой могут сосуществовать свободные кварки, или кварк-глюонная плазма, и связанные состояния кварков - n -кварковые кластеры, где $n = 3, 6, 9, 12, \dots$ и т.д., причем учитываются не только основные состояния мультикварков, но и их возбуждения. Гамильтониан кварк-адронной материи наряду с кинетическими энергиями частиц и энергиями их взаимодействий включает в себя и слагаемые, связанные с глюонным и мезонным излучением. Однако исследования системы, которая могла реализоваться либо в виде нуклонов с мезонным излучением, либо в виде свободных кварков с глюонным излучением /15,16/, показали, что учет этих излучений может быть важен при плотностях $\rho \ll \rho_0$, где $\rho_0 = 4 \cdot 10^6$ МэВ³ - нормальная ядерная плотность (здесь и далее договоримся называть плотностью кварк-адронной материи плотность всех валентных кварков вне зависимости от того, связаны они или свободны), а также при высоких

температурах $\Theta \geq 200$ МэВ. Поэтому, с учетом сказанного, мы сначала, в серии ближайших работ, рассмотрим кварк-адронную материю без излучений мезонов и глюонов, не забывая, что результаты при $\rho \ll \rho_0$ или при $\Theta \geq 200$ МэВ могут несколько измениться на следующем этапе. Затем мы собираемся включить в исследование указанные излучения и проанализировать их влияние на возможное равновесное и устойчивое сосуществование адронов и кварк-глюонной плазмы.

Гамильтониан системы из кварков и адронов (кварк-адронной материи), с которым мы будем иметь дело на первом этапе, записывается в таком виде:

$$\hat{H} = \sum_{\alpha} \int d\vec{x} \Psi_q^{\dagger}(\vec{x}, \alpha) (\sqrt{-\vec{\nabla}^2 + m_q^2} + U_q - \mu_q) \Psi_q(\vec{x}, \alpha) + \sum_{n, j, \xi} \int d\vec{x} \Psi_{nj}^{\dagger}(\vec{x}, \xi) (\sqrt{-\vec{\nabla}^2 + M_{nj}^2} - \mu_{nj}) \Psi_{nj}(\vec{x}, \xi) + \frac{1}{2} \sum_{n, j, \xi} \sum_{n', j', \xi'} \iint d\vec{x} d\vec{y} \Psi_{nj}^{\dagger}(\vec{x}, \xi) \Psi_{n'j'}^{\dagger}(\vec{y}, \xi') U_{nn'}(j, j', \xi, \xi', \vec{x} - \vec{y}) \Psi_{n'j'}(\vec{y}, \xi') \Psi_{nj}(\vec{x}, \xi). \quad (I)$$

В определении гамильтониана $\Psi_q^{\dagger}(\vec{x}, \alpha)$ ($\Psi_q(\vec{x}, \alpha)$) - полевые операторы свободных кварков в квантовом состоянии α , для которых справедливы соотношения:

$$\Psi_q(\vec{x}, \alpha) \Psi_q^{\dagger}(\vec{y}, \beta) + \Psi_q^{\dagger}(\vec{y}, \beta) \Psi_q(\vec{x}, \alpha) = \delta_{\alpha\beta} \delta(\vec{x} - \vec{y}),$$

$$\Psi_q(\vec{x}, \alpha) \Psi_q(\vec{y}, \beta) + \Psi_q(\vec{y}, \beta) \Psi_q(\vec{x}, \alpha) = 0.$$

Соответственно, $\Psi_{nj}^{\dagger}(\vec{x}, \xi)$ ($\Psi_{nj}(\vec{x}, \xi)$) - это полевые операторы n -кваркового кластера, находящегося в j -м возбужденном состоянии и в спин-изоспиновом состоянии ξ . Разумеется, что для каждого мультикварка имеются свои возбуждения, а у каждого возбуждения - свои спины и изоспины. Для компактности изложения мы не будем специально вводить отдельные обозначения внутренних степеней свободы каждого кваркового кластера, тем более, что индексы j и ξ всегда встречаются в комплексе с n . Полевые операторы мультикварков с различными n и j всегда перестановочны:

$$\Psi_{nj}(\dots) \Psi_{n'j'}(\dots) = \Psi_{n'j'}(\dots) \Psi_{nj}(\dots), \quad (n \neq n', j \neq j');$$

$$\Psi_{nj}(\dots) \Psi_{nj'}^{\dagger}(\dots) = \Psi_{nj'}^{\dagger}(\dots) \Psi_{nj}(\dots), \quad (n \neq n', j \neq j').$$

Если же операторы относятся к одному и тому же возбуждению n -кваркового образования, то имеем

$$\Psi_{nj}(\vec{x}, \xi) \Psi_{nj}^{\dagger}(\vec{y}, \xi') + \xi(n) \Psi_{nj}^{\dagger}(\vec{y}, \xi') \Psi_{nj}(\vec{x}, \xi) = \delta_{\xi\xi'} \cdot \delta(\vec{x} - \vec{y}),$$

$$\Psi_{nj}(\vec{x}, \xi) \Psi_{nj}(\vec{y}, \xi') + \xi(n) \Psi_{nj}(\vec{y}, \xi') \Psi_{nj}(\vec{x}, \xi) = 0,$$

где $\xi(n) = 1$, если n - нечетно; $\xi(n) = -1$, если n - четно. Кроме того, использованы еще такие обозначения: m_q и M_{nj} - это массы кварка и j -го возбуждения n -кваркового кластера. Через μ_q и μ_{nj} обозначены химические потенциалы различных сортов частиц - свободных кварков и n -кварков в j -м возбужденном состоянии. U_q - это энергия взаимодействия свободного кварка с окружающей средой, а $U_{nn'}(j, j', \xi, \xi', \vec{x} - \vec{y})$ - потенциалы взаимодействий мультикварковых объектов.

Следует пояснить, что для удобства мы полагаем основное состояние n -кварка нулевым возбуждением, а далее будем пользоваться для него обозначениями:

$$\Psi_{n0}(\dots) = \Psi_n(\dots), \quad M_{n0} = M_n, \quad \mu_{n0} = \mu_n.$$

Как уже говорилось, полное число кварков в системе $N = \rho \cdot V$, где V - объем системы, является суммой свободных кварков и кварков, заключенных в кластерах:

$$N = N_q + \sum_{n, j} n \cdot N_{nj}, \quad (2)$$

N_q - число свободных кварков, N_{nj} - число n -кварковых кластеров в j -м возбужденном состоянии. При этом каждый сорт частиц, или фазовая компонента, характеризуется собственной концентрацией кварков:

а) концентрация кварк-глюонной плазмы

$$w_q = \frac{N_q}{N} = \frac{1}{\rho \cdot V} \sum_{\alpha} \int d\vec{x} \langle \Psi_q^{\dagger}(\vec{x}, \alpha) \Psi_q(\vec{x}, \alpha) \rangle, \quad (\langle \dots \rangle = \frac{\text{Tr}(\dots e^{-\hat{H}/\Theta})}{\text{Tr} e^{-\hat{H}/\Theta}}), \quad (3)$$

б) концентрация фазы j -х возбуждений n -кварковых кластеров

$$w_{nj} = \frac{n \cdot N_{nj}}{N} = \frac{n}{\rho \cdot V} \sum_{\vec{x}} \int d\vec{x} \langle \Psi_{nj}^+(\vec{x}, \vec{z}) \Psi_{nj}(\vec{x}, \vec{z}) \rangle. \quad (4)$$

Из (2)-(4) следует, что для w_q и w_{nj} справедливо равенство

$$w_q + \sum_{nj} w_{nj} = 1. \quad (5)$$

Если известны концентрации всех фазовых компонент системы, то из (3) и (4) определяются химические потенциалы всех сортов частиц, а значит, можно найти свободную энергию

$$F(\theta, N, V, w_q, \{w_{nj}\}) = -\theta \ln \text{Tr} (e^{-\hat{H}/\theta}) + \mu_q \cdot N_q + \sum_{nj} \mu_{nj} \cdot N_{nj}. \quad (6)$$

При некоторых постоянных θ, N, V концентрации могут принимать различные значения, из которых необходимо выбрать те, которые обеспечивают минимальную величину свободной энергии. То есть, нужно найти инфимум функции $F(w_q, \{w_{nj}\})$ при постоянных θ, N, V на множестве

$$\{0 \leq w_q \leq 1; 0 \leq w_{nj} \leq 1, (\forall nj); w_q + \sum_{nj} w_{nj} = 1\}. \quad (7)$$

Или, выбирая в качестве независимых переменных совокупность концентраций $\{w_{nj}\}$, найти инфимум $\tilde{F}(\{w_{nj}\}) = F(1 - \sum_{nj} w_{nj}, \{w_{nj}\})$ в замкнутой области

$$\left\{ \sum_{nj} w_{nj} \leq 1, w_{nj} \geq 0, (\forall nj) \right\}. \quad (8)$$

Приращение функции \tilde{F} задается выражением

$$d\tilde{F} = \sum_{nj} \frac{\partial \tilde{F}}{\partial w_{nj}} dw_{nj} = \sum_{nj} \left(\frac{\partial F}{\partial w_{nj}} - \frac{\partial F}{\partial w_q} \right) dw_{nj}.$$

Учитывая произвольность набора $\{dw_{nj}\}$ и равенства

$$\frac{\partial F}{\partial w_{nj}} = \frac{N}{n} \cdot \mu_{nj}, \quad \frac{\partial F}{\partial w_q} = \mu_q \cdot N,$$

получаем условия

$$\mu_{nj} = n \cdot \mu_q, \quad (\forall nj), \quad (9)$$

которые задают вместе с уравнениями (3)-(5) концентрации w_q и $\{w_{nj}\}$, определяющие экстремум свободной энергии. Для получения инфимума необходимо сравнить значения \tilde{F} в точке экстремума и на границах области (8). Гиперповерхности, ограничивающие область (8), задаются одним из следующих уравнений:

$$\sum_{nj} w_{nj} = 1, \quad w_{nj} = 0.$$

Таким образом, нам необходимо сравнить значение свободной энергии в точке, определяемой (9), со значениями \tilde{F} на множествах

$$\{w_{nj} \geq 0, (\forall nj), \sum_{nj} w_{nj} = 1\},$$

$$\{w_{nj} = 0, \sum_{n'j'} w_{n'j'} \leq 1, w_{n'j'} \geq 0, n'j' \neq nj\}.$$

Если это аккуратно проделать, действуя аналогично описанному выше, можно получить следующий алгоритм выявления термодинамически выгодного состояния кварк-адронной материи.

При любых значениях термодинамических параметров системы исследуются произвольные комбинации сосуществующих сортов частиц, то есть концентрации некоторых фазовых компонент заведомо полагаются равными 0. При этом всегда для химических потенциалов сосуществующих фазовых компонент выполнены условия гетерофазного равновесия:

$$\mu_{nj}/\mu_{n'j'} = n/n', \quad \mu_q = \mu_{nj}/n. \quad (10)$$

К смешанным фазам добавляются еще и чистые фазовые состояния - фаза свободных кварков и фазы j -х возбуждений n -кварковых кластеров. Из перечисленного выбирается набор концентраций, обеспечивающий минимальное значение свободной энергии. При этом нельзя забывать об условиях термодинамической устойчивости:

$$\left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2}\right)_{\nu, N} \leq 0 \quad \text{и} \quad \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \nu^2}\right)_{\theta, \nu} \geq 0.$$

Благодаря тому, что в кварк-адронной материи сталкивающиеся частицы способны сливаться и распадаться, а мультикварки могут еще переходить в возбужденные состояния, система из кварков и адронов при изменении внешних условий изменяет концентрации своих фазовых компонент, выбирая наиболее оптимальное состояние. Следовательно, из всех возможных наборов концентраций система выбирает наиболее термодинамически выгодный, который делает свободную энергию минимальной. Таким образом, включение в рассмотрение и свободных кварков, и n -кварковых кластеров со сколь угодно большими n , кратными трем, а также исследование проблемы их сосуществования является одновременно и учетом происходящих в кварк-адронной материи квантовых переходов между частицами. Зная зависимости $W_q(\theta, \rho)$ и $\{W_{qj}(\theta, \rho)\}$, мы тем самым будем иметь наглядную картину происходящих в системе из кварков и адронов процессов. То есть однозначно ответим на вопрос, что определяет поведение кварк-адронной материи - слияние мультикварковых кластеров или распад кластеров на составлявшие их кварки.

4. Выбор взаимодействий

Для полного определения кварк-адронной материи необходимо задать потенциалы взаимодействия мультикварков $U_{nn'}(j_1, j_2, \vec{x}, \vec{y})$ и энергию взаимодействия свободного кварка с системой из кварков и адронов U_q . Рассмотрим сначала то, как мы предлагаем учитывать нуклон-нуклонное взаимодействие, а затем подробно остановимся на выборе потенциалов для произвольных кварковых кластеров. Конкретизацию же вида U_q сделаем после определения $U_{nn'}(j_1, j_2, \vec{x}, \vec{y})$. Выбирая способ учета взаимодействия нуклонов, будем основываться на боннском потенциале^{/47/}. Как известно, реальные нуклон-нуклонные потенциалы включают в себя слагаемые, зависящие от спиновых характеристик пары взаимодействующих частиц. Так как нас интересуют термодинамические средние системы нуклонов, то нам не так важно использовать полный микроскопический потенциал. Представляется разумным использование эффективного потенциала, имеющего смысл средней энергии взаимодействия нуклонов на расстоянии r , причем усреднение проводится по спиновым индексам пары частиц. При усреднении боннского

потенциала по спинам слагаемые, содержащие выражения $\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2$, $\vec{L} \cdot \vec{S}$ и $S_{12} = \left\{ \frac{3}{r^3} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{z})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{z}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 \right\}$ ($\frac{1}{2} \vec{\sigma}$ - спин отдельной частицы, \vec{L} и \vec{S} - орбитальный момент и спин пары нуклонов) зануляются, если мы считаем все направления для спина нуклона в пространстве равновероятными (отсутствие ферромагнетизма).

Кроме того, параметры боннского потенциала зависят от полного изоспина пары частиц, принимающего значения $T=0$ и $T=1$. Ввиду того, что нам необходимо учитывать взаимодействие протонов с нейтронами, а также протонов с протонами и нейтронов с нейтронами, остается единственная возможная приемлемая возможность выбора - это воспользоваться параметрами для полного изоспина $T=1$.

Наконец, боннский потенциал содержит слагаемые с так называемыми Λ -факторами ($\Lambda \sim 1000$ МэВ)^{/47/}. Данные слагаемые вносят существенный вклад во взаимодействие нуклонов на малых расстояниях $r \sim 0,1$ фм. Таким образом, их учет важен при высоких плотностях ($\rho \sim 1000 \rho_0$), когда средние расстояния между нуклонами имеют порядок $0,1$ фм. Договоримся в дальнейшем слагаемые с Λ -факторами не учитывать, помня при этом, что рассматриваемые плотности должны быть меньше указанного предела.

В результате, в соответствии со всем сказанным, получаем эффективный нуклон-нуклонный потенциал в следующем виде:

$$U_{33}(r) = \varphi_{33}(r) + V_{33}(r) \frac{\nabla^2}{M_3^2}, \quad (II)$$

причем

$$\varphi_{33}(r) = \sum_{i=1}^4 \varphi_i \cdot m_i \cdot Y(m_i r),$$

$$V_{33}(r) = \sum_{i=1}^4 \sigma_i \cdot m_i \cdot Y(m_i r).$$

Здесь $Y(x) = e^{-x}/x$, $\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} r - \frac{L^2}{r^2}$, $\vec{L} = -i\vec{r} \cdot \vec{\nabla}$, а m_i, φ_i и σ_i имеют значения, приведенные в таблице.

Таблица

i	m_i [МэВ]	φ_i	σ_i
1	783	16,7	-15
2	769	2,7	-0,71
3	550	-7,8	-1,95
4	983	-2,7	-0,67

Как видно из (II), эффективный нуклон-нуклонный потенциал состоит из двух частей: $\Phi_{33}(r)$ отвечает за локальное взаимодействие пары нуклонов, а часть $V_{33}(r) V^2/M_3^2$ связана с нелокальным взаимодействием. Эти слагаемые оказывают различное влияние на термодинамическое поведение многонуклонной системы. В частности, можно показать, что учет нелокального взаимодействия необходим при достаточно высоких плотностях и температурах. Действительно, средняя энергия системы нуклонов выглядит следующим образом:

$$E_{nuc} = \sum_{\xi} \int d\vec{x} \langle \Psi_{\xi}^{\dagger}(\vec{x}, \xi) \sqrt{-\nabla^2 + M_3^2} \Psi_{\xi}(\vec{x}, \xi) \rangle + \\ + \frac{1}{2} \sum_{\xi \xi'} \iint d\vec{x} d\vec{y} \langle \Psi_{\xi}^{\dagger}(\vec{x}, \xi) \Psi_{\xi'}^{\dagger}(\vec{y}, \xi') U_{33}(|\vec{x} - \vec{y}|) \Psi_{\xi'}(\vec{y}, \xi') \Psi_{\xi}(\vec{x}, \xi) \rangle.$$

Для оценки E_{nuc} воспользуемся приближением Хартри. Тогда, переходя в представление вторичного квантования, для величины E_{nuc} мы получим выражение:

$$E_{nuc} \approx \frac{V}{2\pi^2} \int_0^{+\infty} \kappa^2 \sqrt{\kappa^2 + M_3^2} \cdot \rho_3(\kappa) d\kappa + \\ + \frac{1}{2} \rho_3 N_3 \left(\tilde{\Phi}_{33}(0) - \frac{1}{4} \tilde{V}_{33}(0) \frac{g_{33}^2}{M_3^2} \right), \quad (I2)$$

в котором ρ_3 - это плотность нуклонов, V - объем системы, N_3 - число нуклонов,

$$\int \Phi_{33}(r) d\vec{r} = \tilde{\Phi}_{33}(0) = 4,1 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\text{MeV}^2}, \\ \int V_{33}(r) d\vec{r} = \tilde{V}_{33}(0) = -3 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{MeV}^2}, \\ \rho_3 = \int \rho_3(\kappa) \frac{d\vec{\kappa}}{(2\pi)^3}, \quad (I3) \\ g_{33}^2 = \frac{\iint d\vec{\kappa} d\vec{p} \rho_3(\kappa) \rho_3(p) (\vec{\kappa} - \vec{p})^2}{\iint d\vec{\kappa} d\vec{p} \rho_3(\kappa) \rho_3(p)}$$

Полагая, что первое слагаемое в (I2) имеет порядок $M_3 V \rho_3$, для энергии нуклонов получаем

$$\frac{E_{nuc}}{V} \approx M_3 \cdot \rho_3 + \frac{1}{2} \rho_3^2 \cdot \left(\tilde{\Phi}_{33}(0) - \frac{1}{4} \tilde{V}_{33}(0) \frac{g_{33}^2}{M_3^2} \right). \quad (I4)$$

При нулевой температуре $g_{33} \sim K_F(3)$, $K_F(3)$ - это импульс ферми нуклонов, определяющийся из уравнения

$$\frac{\varepsilon(3)}{2\pi^2} \frac{K_F(3)}{3} = \rho_3,$$

$\varepsilon(3) = 4$ - число спин-изоспиновых состояний нуклона. Обозначим локальную и нелокальную части в (I4) выражениями

$$\frac{E_{loc}}{V} = \frac{1}{2} \rho_3^2 \tilde{\Phi}_{33}(0), \quad \frac{E_{nloc}}{V} = -\frac{1}{8} \tilde{V}_{33}(0) \rho_3^2 \cdot \frac{g_{33}^2}{M_3^2}$$

Тогда в зависимости от величины полной плотности кварков $\rho = 3 \cdot \rho_3$ имеем различные результаты:

а) $\rho = \rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ MeV}^3 (M_3 = 939 \text{ MeV}).$ (I5)

$$\frac{E_{nloc}}{E_{nuc}} \approx 0,001; \quad \frac{E_{nloc}}{E_{loc}} \approx 0,1.$$

б) $\rho = 10\rho_0.$

$$\frac{E_{nloc}}{E_{nuc}} \approx 0,2; \quad \frac{E_{nloc}}{E_{loc}} \approx 0,8. \quad (I6)$$

в) $\rho = 20\rho_0.$

$$\frac{E_{nloc}}{E_{nuc}} \approx 0,3; \quad \frac{E_{nloc}}{E_{loc}} \approx 2,7. \quad (I7)$$

При конечных температурах $g_{33}^2/M_3^2 \sim \theta/M_3$ и, следовательно,

$$E_{nloc} \sim E_{loc} \text{ при } \theta \sim M_3. \quad (I8)$$

Таким образом, из (I5)-(I8) можно заключить, что учет нелокального слагаемого в $U_{33}(r)$ важен при плотностях $\rho \geq 10\rho_0$ или при $\theta \geq M_3$. Следует еще обратить внимание на такую существенную деталь. С ростом температуры роль локальных взаимодействий становится все меньше. В то же время нелокальное взаимодействие усиливается при повышении θ .

Система нуклонов является частным случаем кварк-адронной материи, в которой могут существовать и более крупные мультикварки. Как можно задать взаимодействие произвольных мультикварков? Используя аргументы, аналогичные рассуждениям при выборе нуклон-нуклонного потенциала, мы можем предположить следующий вид эффективного потенциала взаимодействия n -кварка с m -кварковым кластером:

$$U_{nm}(r) = \Phi_{nm}(r) + V_{nm}(r) \cdot \frac{\nabla^2}{(2M_{nm})^2}, \quad (19)$$

где

$$M_{nm} = \frac{M_n M_m}{M_n + M_m}$$

Теперь так же, как и нуклон-нуклонную потенциальную энергию, можно оценить потенциальную энергию взаимодействия n -кварка и m -кварка и сравнить локальную и нелокальную ее части:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \sum_4 \sum_{4'} \iint d\vec{x} d\vec{y} \langle \Psi_n^\dagger(\vec{x}, 4) \Psi_m^\dagger(\vec{y}, 4') U_{nm}(|\vec{x}-\vec{y}|) \Psi_m(\vec{y}, 4') \Psi_n(\vec{x}, 4) \rangle \approx \\ & \approx \frac{1}{2} \rho_n \rho_m (\tilde{\Phi}_{nm}(0) - \frac{1}{4} \tilde{V}_{nm}(0) \frac{q_{nm}^2}{(2M_{nm})^2}), \end{aligned} \quad (20)$$

где ρ_n и ρ_m - плотности n - и m -кварковых кластеров;

$$\tilde{\Phi}_{nm}(0) = \int \Phi_{nm}(r) d\vec{r}, \quad \tilde{V}_{nm}(0) = \int V_{nm}(r) d\vec{r};$$

$$q_{nm}^2 = 4 \cdot M_{nm}^2 \frac{\int \rho_n(k) \rho_m(p) \left(\frac{\vec{k}}{M_n} - \frac{\vec{p}}{M_m} \right)^2 d\vec{k} d\vec{p}}{\int \rho_n(k) \rho_m(p) d\vec{k} d\vec{p}}; \quad (21)$$

$$\rho_n = \int \rho_n(k) \cdot \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}$$

Пусть $\theta=0$. Если и n -кварковый кластер, и m -кварк являются фермионами (n и m - нечетные), то

$$\frac{q_{nm}^2}{(2M_{nm})^2} = \frac{3}{5} \cdot \left(\frac{K_F^2(n)}{M_n^2} + \frac{K_F^2(m)}{M_m^2} \right),$$

$K_F(n)$ и $K_F(m)$ - импульсы ферми n - и m -кварков. Так как в кварк-адронной материи помимо указанных мультикварков могут присутствовать и другие фазы кварков, то справедливо неравенство:

$$n \rho_n + m \rho_m \leq \rho. \quad (22)$$

Из (22) получаются неравенства для $K_F(n)$ и $K_F(m)$:

$$\frac{\varepsilon(n)}{2\pi^2} \cdot \frac{K_F^3(n)}{3} \leq \frac{\rho}{n}, \quad \frac{\varepsilon(m)}{2\pi^2} \cdot \frac{K_F^3(m)}{3} \leq \frac{\rho}{m}. \quad (23)$$

Соответственно

$$K_F(n) \leq \sqrt[3]{\frac{6\pi^2 \rho}{\varepsilon(n) \cdot n}}, \quad K_F(m) \leq \sqrt[3]{\frac{6\pi^2 \rho}{\varepsilon(m) \cdot m}}. \quad (24)$$

В (23) и (24) через $\varepsilon(n)$ обозначено количество спин-изоспиновых состояний n -кваркового кластера. Нетрудно заметить, что для n -нечетного (n -кварковый кластер - фермион) $\varepsilon(n) \geq \varepsilon(3) = 4$. Следовательно,

$$K_F(n) \leq K_F(3) \cdot \sqrt[3]{\frac{3}{n}}, \quad K_F(m) \leq K_F(3) \sqrt[3]{\frac{3}{m}}.$$

Учитывая, что $M_n > M_3$ при $n > 3$, получаем

$$\frac{q_{nm}^2}{(2M_{nm})^2} \leq \frac{3}{5} \cdot \left(\frac{K_F^2(3)}{M_3^2} \cdot \left(\frac{3}{n}\right)^{2/3} + \frac{K_F^2(3)}{M_3^2} \cdot \left(\frac{3}{m}\right)^{2/3} \right) \leq \left(\frac{3}{\min(n,m)} \right)^{2/3} \cdot \frac{q_{33}^2}{M_3^2}. \quad (25)$$

Неравенство (25) мы получили в том случае, когда n - и m -кварковые кластеры являются фермионами. Но оно будет справедливо и при условии, что один или оба взаимодействующих мультикварка являются бозонами. Действительно, при $\theta=0$ бозоны находятся в состоянии с импульсом, равным нулю, или образуют бозе-конденсат. Тогда

$$q_{nm}^2 = 0, \quad n \text{ и } m \text{ четные}; \quad (26)$$

$$q_{nm}^2 = \frac{3}{5} \cdot (2M_{nm})^2 \cdot K_F^2(n), \quad \begin{matrix} n \text{ нечетное,} \\ m \text{ четное.} \end{matrix} \quad (27)$$

С помощью выражения (26), (27) можно легко доказать выполнимость (25).

Таким образом, при $\theta=0$ из неравенства $q_{33}^2/M_3^2 < 1$ вытекает неравенство $q_{nm}^2/(2M_{nm})^2 < 1$. То есть, если при некоторых плотностях кварк-адронной материи и при $\theta=0$ слабо нелокальное взаимодействие нуклонов, то вполне корректно предположение о том, что при тех же плотностях нелокальные взаимодействия любых мультибарионов также не вносят существенный вклад в поведение системы при $\theta=0$.

При высоких температурах

$$\frac{q_{nm}^2}{(2M_{nm})^2} \approx \frac{2\theta}{M_{nm}} \leq \frac{2\theta}{M_{33}} = \frac{\theta}{M_3} < 1 \quad (\theta < M_3),$$

так как $M_{33} \leq M_{nm} \quad (\forall n, m \geq 3)$.

Принимая во внимание все сказанное, можно сделать вывод: при $\rho \leq 10\rho_0$ и $\theta \leq M_3$ нелокальные взаимодействия можно не рассматривать при определении термодинамического поведения кварк-адронной материи.

Следует упомянуть, что мы не включали в изложенные рассуждения возбужденные состояния мультикварков, так как учет возбуждений не изменяет заключающих выводов, но делает более громоздкими выкладки.

Для окончательного определения мультикварковых потенциалов взаимодействия рассмотрим реакции слияния и распада кластеров при столкновениях. Пусть, для начала, мы имеем следующую ситуацию. Два нуклона сливаются в шестикварковый кластер, а поодаль находится еще один нуклон (см. рис.1). Запишем закон сохранения энергий в подобной реакции:

$$\begin{aligned} \sqrt{\vec{k}_1^2 + M_3^2} + \sqrt{\vec{k}_2^2 + M_3^2} + \sqrt{\vec{k}_3^2 + M_3^2} + \varphi_{33}(r_{f33}) + \varphi_{33}(r_1) + \varphi_{33}(r_2) = \\ = \sqrt{\vec{k}^2 + M_6^2} + \varphi_{36}(r) + \sqrt{\vec{p}^2 + M_3^2}, \end{aligned} \quad (28)$$

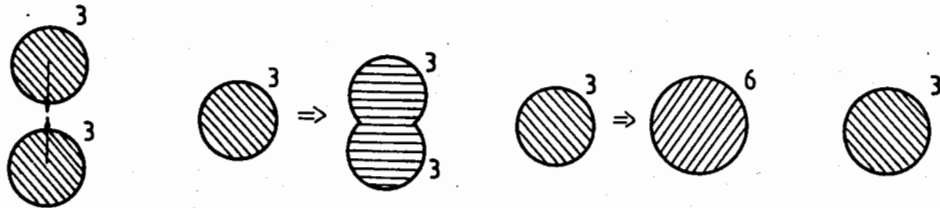


Рис.1. Образование шестикварка в системе из трех нуклонов.

где \vec{k}_1 и \vec{k}_2 - импульсы сливающихся нуклонов, \vec{k}_3 - импульс нуклона, находящегося поодаль, \vec{k} и \vec{p} - импульсы шестикварка и нуклона после реакции; r_{f33} - радиус слияния двух нуклонов, r_1 и r_2 - расстояния от сливающихся нуклонов до нуклона - "наблюдателя", r - расстояние между шестикварком и нуклоном (см. рис.2). Предположим, что $r \gg r_{f33}$. Тогда $r_1 \approx r$, $r_2 \approx r$, а систему сливающихся нуклонов и отдельно находящийся нуклон можно считать консервативными системами. То есть

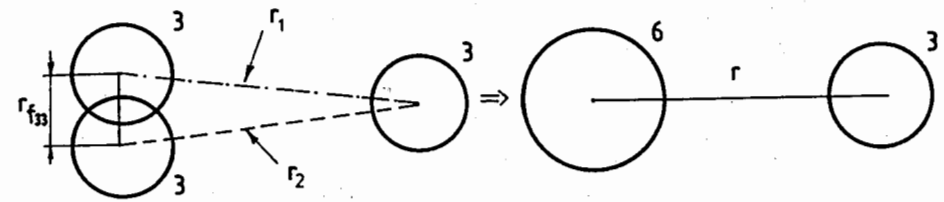


Рис.2. Геометрические характеристики процесса слияния нуклонов.

$$\sqrt{\vec{k}_1^2 + M_3^2} + \sqrt{\vec{k}_2^2 + M_3^2} + \varphi_{33}(r_{f33}) = \sqrt{\vec{k}^2 + M_6^2}, \quad (29)$$

$$\sqrt{\vec{k}_3^2 + M_3^2} = \sqrt{\vec{p}^2 + M_3^2}. \quad (30)$$

Тогда с помощью (28)-(30) выводится равенство

$$\varphi_{36}(r) = 2 \varphi_{33}(r) \quad (r \gg r_{f33}).$$

Аналогично можно рассмотреть другую ситуацию, когда m_1 - кварк сливается с m_2 - кварковым кластером, и на некотором расстоянии от них находится n - кварковый кластер. Записав закон сохранения энергии, используя при этом такие же соображения, как и при рассмотрении слияния нуклонов, получим следующее рекуррентное соотношение:

$$\varphi_{m_1 n}(r) + \varphi_{m_2 n}(r) = \varphi_{m_1 + m_2, n}(r), \quad (r \gg r_{f_{m_1 m_2}}), \quad (31)$$

$r_{f_{m_1 m_2}}$ - радиус слияния m_1 - и m_2 - кварковых образований. В нулевом приближении по параметрам $r_{f_{m_1 m_2}}/r$ имеем равенство

$$\varphi_{m_1 n}(r) + \varphi_{m_2 n}(r) = \varphi_{m_1 + m_2, n}(r), \quad (32)$$

из которого можно вывести компактную связь кластерных потенциалов с $\varphi_{33}(r)$. В самом деле, так как

$$\varphi_{mn}(r) = \varphi_{3n}(r) + \varphi_{m-3, n}(r) = \frac{\varphi_{3n}(r) + \dots + \varphi_{3n}(r)}{m/3} = \frac{m}{3} \cdot \varphi_{3n}(r), \quad (33)$$

то, учитывая $\varphi_{3n}(r) = \varphi_{n3}(r)$, получим из (33):

$$\varphi_{mn}(r) = \frac{m \cdot n}{9} \varphi_{33}(r). \quad (34)$$

Нулевыми приближениями по параметрам разложений $r_{f_{m_1, m_2}} / r_c$ можно пользоваться при таких плотностях кварк-адронной материи, когда

$$a_{m_1+m_2, n} > r_{f_{m_1, m_2}}, \quad (35)$$

где $a_{m_1+m_2, n}$ - среднее расстояние между мультикварками в системе. В частности, из экспериментальных данных известен порядок радиуса слияния нуклонов $r_{f_{33}} \sim 0,1 \text{ фм}$. Ввиду того, что

$$a_{36} \approx \frac{1}{(\rho_3 + \rho_6)^{1/3}}, \quad a_{66} \approx \frac{1}{\rho_6^{1/3}},$$

а также

$$\rho_3 + \rho_6 \leq \frac{\rho}{3}, \quad \rho_6 \leq \frac{\rho}{6},$$

справедливо неравенство

$$a_{36} \geq \frac{1}{(\rho/3)^{1/3}}, \quad a_{66} \geq \frac{1}{(\rho/6)^{1/3}}.$$

При $\rho \leq 10\rho_0$ $a_{36} \geq 1 \text{ фм}$, $a_{66} \geq 1 \text{ фм}$. Таким образом,

$$a_{36} > r_{f_{33}}, \quad a_{66} > r_{f_{33}}$$

и, следовательно, выполнены условия (35). Это позволяет задать $\Phi_{36}(r)$ и $\Phi_{66}(r)$ в форме (34). По-видимому, для шестикварков и девятикварков радиусы слияния имеют порядок нуклонного. Поэтому для $\Phi_{mn}(r)$ ($m, n = 9, 12, 15, 18$) приближения нулевого порядка по r_f/r_c корректно при $\rho \leq 10\rho_0$. Что же касается радиусов слияния крупных мультибарионов, то относительно них нет никакой экспериментальной информации. Однако радиусы слияния можно оценить с помощью предполагаемых масс мультибарионов M_n :

$$M_n = \xi \cdot \frac{M_3}{3} \cdot n, \quad n \gg 1,$$

$\xi \approx 1,22$ для потенциальной модели, $\xi \approx 1,31$ для струнной модели. Закон сохранения энергии для изолированной системы двух сливающихся мультибарионов дает следующее уравнение:

$$\sqrt{\vec{k}^2 + M_n^2} + \sqrt{\vec{p}^2 + M_m^2} + \Phi_{mn}(r_{f_{mn}}) = \sqrt{\vec{q}^2 + M_{n+m}^2},$$

где \vec{k} и \vec{p} - импульсы сливающихся кластеров, \vec{q} - импульс образовавшегося объекта. Предполагая, что $|\vec{k}| \ll M_n$, $|\vec{p}| \ll M_m$,

получаем

$$\Phi_{mn}(r_{f_{mn}}) = M_{n+m} - M_n - M_m = 0$$

или
$$\frac{m \cdot n}{3} \Phi_{33}(r_{f_{mn}}) = 0 \Rightarrow r_{f_{mn}} \approx 0,7 \text{ фм}.$$

Если учесть возможность неупругого процесса слияния мультикварков, то

$$\Phi_{mn}(r_{f_{mn}}) = E_x \quad (E_x > 0),$$

где E_x - энергия, уносимая некоторой частицей. В итоге

$$r_{f_{mn}} \leq 0,7 \text{ фм}.$$

В то же время для любых m и n

$$a_{mn} \geq \frac{1}{\left(\sum_{n=3} \rho_n\right)^{1/3}} \geq \frac{1}{(\rho/3)^{1/3}} \quad \left(\sum_{n=3} \rho_n \leq \frac{\rho}{3}\right). \quad (36)$$

Таким образом, при $\rho \leq 10\rho_0$ $a_{mn} \geq 1 \text{ фм}$ для $\forall m, n$. Следовательно, приближение нулевого порядка разложения по r_f/r_c , в общем, возможно и для больших кластеров. Оценка (36) дана для произвольных значений m и n . Можно привести дополнительно неравенства для конкретных значений m и n

$$a_{3m} \approx \frac{1}{(\rho_3 + \rho_m)^{1/3}} \geq \frac{1}{(\rho/3)^{1/3}}, \quad (\rho_3 + \rho_m \leq \frac{\rho}{3}),$$

$$a_{mn} \approx \frac{1}{(\rho_m + \rho_n)^{1/3}} \geq \frac{1}{\left(\frac{\rho}{\min(m, n)}\right)^{1/3}}, \quad (\rho_m + \rho_n \leq \frac{\rho}{\min(m, n)}).$$

Как видно из приведенного, чем больше m и n , тем больше средние расстояния между мультикварками.

Кроме того, если использовать предсказания для масс мультикварков на основе модели скирмионов M_n , то

$$M_n = \beta \cdot n^2.$$

Легко убедиться, что в этом случае $r_{f_{mn}} < 0,7 \text{ фм}$ при $\forall m$ и n .

До сих пор мы почти никак не упоминали возбужденные состояния мультикварковых кластеров. Но в нашей схеме рассуждений о потенциалах кластеров нигде не уточнялось - в основном или в возбужденном состоянии

находится образованный при слиянии мультикварков кластер. Для возбуждений можно проделать ту же цепочку рассуждений, что и для основного состояния мультикварка. Иными словами, при $\rho \leq 10\rho_0$ и при $\theta \leq M_3$ имеем следующее тождество:

$$U_{nm}(j^1, j^1, \vec{x} - \vec{y}) = \frac{n \cdot m}{g} \varphi_{33}(|\vec{x} - \vec{y}|). \quad (37)$$

Для окончательного задания всех величин, входящих в гамильтониан (I), необходимо определить величину U_g . Следуя наиболее употребительному способу описания кварк-глюонной плазмы /15/, энергию свободных кварков записывают в виде

$$E_{pe} = \sum_i K_i + BV, \quad (38)$$

где i - нумерует кварки, K_i - кинетическая энергия кварка, B - давление вакуума, V - объем, занимаемый плазмой. То же самое можно переписать в следующей форме /34/:

$$E_{pe} = \sum_i (K_i + \Pi_i), \quad \Pi_i = B/\rho_{pe}. \quad (39)$$

Здесь ρ_{pe} - это плотность кварков в плазме. Из (39) следует, что каждый кварк находится в среднем поле других кварков и имеет энергии взаимодействия с ним, равную B/ρ_{pe} .

Зададим энергию взаимодействия свободного кварка с кварк-адронной материей аналогично (39):

$$U_g = \frac{B}{\rho}.$$

Так как ρ - это полная плотность кварков в системе, то B/ρ представляет собой энергию взаимодействия свободного кварка со средним полем всех кварков, вне зависимости от того, связаны они или свободны. Тем самым учитывается не только взаимодействие свободных кварков друг с другом, но и взаимодействие последних с мультикварковыми объектами.

5. Заключение

Как мы уже подчеркивали во введении, данная работа является подробным изложением основных принципов теории кварк-адронной материи. Детальное рассмотрение мы опубликуем в следующих статьях. В частности, сначала обсудим поведение кварк-адронной материи при низких температурах, проведем аналитическое исследование и рассмотрим результаты численных расчетов на ЭВМ. Интересно, что при низких температурах фазовый переход в кварк-глюонную плазму происходит с

ростом плотности следующим образом. Свободные кварки появляются в системе при $\rho \approx 2,1\rho_0$ (напомним, что $\rho_0 = 4 \cdot 10^6$ МэВ³ - нормальная ядерная плотность кварк-адронной материи), а затем их концентрация медленно увеличивается. При этом в кварк-адронной материи сосуществуют свободные кварки, нуклоны и шестикварки. Концентрации любых более крупных кластеров равны нулю. Это свидетельствует в пользу того, что деконфайнмент обусловлен распадом мультикварков на составлявшие их кварки.

После рассмотрения кварк-адронной материи при низких температурах мы исследуем высокотемпературные асимптотики для термодинамических характеристик системы и обсудим машинные расчеты для промежуточных значений температуры. Важно, что обширная область сосуществования свободных кварков и адронов имеется и при конечных температурах (это согласуется с указаниями расчетов КХД на решетках /48/), причем концентрации более крупных, чем шестикварки, кластеров также практически равны нулю ($w_g < 10^{-3}$, $\sum_{n \geq 12} w_n < 10^{-3}$). Необходимо отметить, что плотность появления свободных кварков $\rho = 2,1\rho_0$ при $\theta = 0$ и температура их зарождения $\theta \approx 100$ МэВ при $\rho = \rho_0$ находятся в хорошем согласии с плотностью и температурой потери устойчивости трехкваркового мешка в среде /49,50/.

Авторы признательны Д.П.Вэри за интерес к работе и полезные обсуждения.

1. Mo Lerran L.D., Svetitsky B.-Phys.Lett., 1981, B 98, p.195.
2. Engels J., Karsh F., Montvay I., Satz H.-Phys.Rev., 1981, B 101, p.89.
3. Kajantie K., Montonen C., Pietarinen E.-Z.Phys., 1981, C9, p.253.
4. Polonyi J., Wyld H.W., Kogut J.B., Shigemitsu J., Sinclair D.K.-Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.644.
5. Kogut J.B., Sinclair D.K.-Illinois Univ. Preprint ILL-TH-87-46, 1987.
6. Hagedorn R. - Nuovo Cim. Suppl., 1965, 3, p.147.
7. Baym G., Chin S.A.-Phys. Lett., 1976, B62, p.241.
8. Waacke J.-Acta Phys. Pol., 1977, B8, p.625.
9. Hagedorn R., Rafelski J.-Phys.Lett., 1980, B97, p.136.
10. Kapusta J.I.-Phys. Rev., 1981, D23, p.2444.
11. Satz H.-Phys. Rep., 1982, 88, p.349.
12. Горенштейн М.А., Зиновьев Г.М., Петров В.К., Шелест В.П.-ТМФ, 1982, 3, с.346.
13. Gorenstein M.I., Lipskikh S.A., Zinovjev G.M.-Z. Phys., 1984, C18, p.13.
14. Wong C.W.-Phys.Rep., 1986, 136, p.1.
15. Cleymans J., Gaval R.V., Suhonen E.-Phys.Rep., 1986, 130, p.217.
16. Барц Х.В., Кэмпфер Б., Лукач Б. - ЭЧАЯ, 1987, 18, с.1234.
17. Bogolubov P.N.-Ann. Inst. Henri Poincare, 1968, 8, p.163.
18. Chodos A., Jaffe R., Johnson K., Thorn C.-Phys.Rev., 1974, D10, p.2599.
19. Ravndal F.-Phys.Lett., 1982, E113, p.57.
20. Быков А.А., Дремин И.М., Леонидов А.В.-УФН, 1984, 143, с.3.
21. Thomas A.-Adv. Nucl.Phys., 1983, 13, p.1.
22. Боголюбов П.Н., Дорохов А.Е.-ЭЧАЯ, 1987, 18, с.917.
23. Балдин А.М.-Краткие сообщения по физике, ФИАН СССР, 1971, № 1, с.35.
24. Балдин А.М.-ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
25. D.Day et al.-Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1143.
26. Vary J.P.-Nucl. Phys., 1984, A418, p.195.
27. Sato M., Coon S.A., Pirner H.J., Vary J.P.-Phys.Rev., 1986, C33, p.1062.
28. Burov V.V., Lukyanov V.K.-Few-Body Syst., 1988, 4, p.1.
29. Siemiorczuk T., Stepaniak J., Zielinski P.-Phys.Lett., 1983, E128, p.367.
30. Tatishev B. et al. - Phys.Rev.Lett., 1984, 52, p.2022.

31. Троян К.А. и др. - В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, 1985, №13-85, с.12.
32. Баллансурен Я. и др.-Сообщения ОИЯИ, PI-88-503, 1988, Дубна.
33. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I.-Nucl.Phys., 1986, A449, p.660.
34. Москаленко И.В., Хардеев Д.Э.-ЯФ, 1988, 48, с.1122.
35. Kajantie K., Miettinen H.I.-Z. Phys., 1981, C9, p.341.
36. Горенштейн М.И.-ЯФ, 1984, 39, с.712.
37. В.И.Окалов.-ТМФ, 1976, 26, с.403.
38. Yukalov V.I.-Phys.Rev., 1985, B32, p.436.
39. Yukalov V.I.-Physica, 1987, A141, p.352.
40. Baldin A.M., Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I.-DAN SSSR, 1984, 279, с.602.
41. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I.-JINR Rapid Comm., 1985, N 7-85, с.45.
42. Шаненко А.А., Окалов В.И.-IV Международный Симпозиум по избран-ным проблемам статистической механики, ОИЯИ, Д17-87-477, Дубна, 1987, с.99.
43. Шаненко А.А., Окалов В.И.-IX Международный семинар по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ Д1,2-88-272, Дубна, 1988, с.46.
44. Shanenko A.A., Shumovsky A.S., Yukalov V.I.-Int. J.Mod.Phys., 1989, A4, p.2235.
45. Шаненко А.А., Окалов В.И. - В сб.: Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика, ОИЯИ, Д1,2-88-652, Дубна, 1988, с.445.
46. Шаненко А.А., Окалов В.И. - Третий Международный симпозиум "Пион-нуклонные и нуклон-нуклонные взаимодействия", Гатчина, ЛИЯФ АН СССР, 1989, с.130.
47. Machleidt R., Holinde K., Elster Ch.-Phys. Rep., 1987, 149, p.1.
48. Chu-Xin Chen, C. De Tar, T.De Grand.-Phys.Rev., 1988, D37, p.247.
49. Бунатян Г.Г.-ЯФ, 1986, 43, с.294.
50. Бунатян Г.Г.-Сообщения ОИЯИ, P2-89-4, 1989, Дубна.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 мая 1990 года.

Подробно сформулированы основные положения теории кварк-адронной материи, которая включает в рассмотрение все возможные фазовые состояния кварков — кварк-глюонную плазму, или фазу свободных кварков, и состояния из n -кварковых кластеров, где $n = 3, 6, 9, 12, 15, \dots$ и т.д.; а также учитывает реакции слияния и распада между мультикварками и между кварковыми кластерами и свободными кварками. Учет всех возможных фазовых состояний кварков и реакций слияния и распада частиц позволяет исследовать устойчивое, равновесное сосуществование кварк-глюонной плазмы и мультикварков. Записан гамильтониан системы из кварков и адронов, реалистическим образом заданы кластерные потенциалы взаимодействия и сделаны все необходимые оценки. Кроме того, приведен краткий обзор существующих статистических моделей деконфайнмента.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод Г.Г.Сандуковской

The basic assumptions of the quark-hadron matter theory are formulated in detail. The theory includes into consideration all possible phase states of quarks: the quark-gluon plasma or the phase of free quarks, and the states from n -quark clusters where $n = 3, 6, 9, 12, 15, \dots$, etc. It also allows for the fusion and decay reactions between multi-quarks and between quark clusters and free quarks. Inclusion of all possible phase states of quarks and fusion and decay reactions of particles enables one to study a stable, equilibrium coexistence of the quark-gluon plasma and multi-quarks. The Hamiltonian of the quark-hadron system is written down, the interaction cluster potentials are given in a realistic way and all necessary estimates are made. Moreover, a brief review of the available statistical deconfinement models is given.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990