

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

УДК 539.17

ХВОРОСТУХИН

Андрей Сергеевич

**ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ И ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА ГОРЯЧЕЙ И
ПЛОТНОЙ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ В МОДЕЛЯХ СРЕДНЕГО ПОЛЯ**

Специальность: 01.04.16 „Физика атомного ядра
и элементарных частиц“

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна, 2011

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор

В.Д. ТОНЕЕВ (ЛТФ ОИЯИ)

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

В.С. ФИЛИНОВ (Объединенный
институт высоких температур РАН, г. Москва)

кандидат физико-математических наук

Н.В. АНТОНЕНКО (ЛТФ ОИЯИ)

Ведущая организация:

НИИ "Курчатовский институт", г. Москва

Защита диссертации состоится “___” _____ 2011 г. в 15⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, г. Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан “___” _____ 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

А.Б. Арбузов

Общая характеристика диссертации.

Актуальность темы. Квантовая хромодинамика (КХД) при конечных температурах T и/или барионных химических потенциалах μ_B имеет фундаментальное значение, так как описывает свойства вещества в ранней вселенной, в нейтронных звездах и в столкновениях тяжелых ионов. Фазовая диаграмма сильновзаимодействующей материи в широком интервале температур и барионных плотностей исследовалась и исследуется в настоящее время с помощью экспериментов по столкновениям тяжелых ионов на ускорителях AGS (Брукхэйвен), SPS (CERN), RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Брукхэйвен) и LHC (Large Hadron Collider, CERN). Исследования термодинамических свойств и фазовой структуры КХД-материи при высоких барионных плотностях и температурах привлекают особое внимание в последние годы в связи с планами построения новых ускорительных установок FAIR (GSI, Дармштадт) и NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility, Дубна), которые покроют область энергий тяжелых ионов $E_{\text{lab}} = 5 - 35 A$ ГэВ и $\sqrt{s_{NN}} = 4 - 11$ ГэВ, соответственно. Увеличение интереса к этой области энергий вызвано также низкоэнергетическим проектом на RHIC, целью которого является идентификация критической точки и фазовых границ, и идущими в настоящее время дискуссиями о поиске возможной кварк-глюонной смешанной фазы на планируемом коллайдере NICA.

В применении к столкновениям тяжелых ионов знание уравнения состояния (в дальнейшем, для краткости, УС) необходимо для понимания фазового состояния вещества и его гидродинамического моделирования. На сегодняшний день все предсказания о наличии кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов связаны с УС. Наличие фазового перехода в УС ядерного вещества способно значительно влиять на эволюцию образующегося файерболла, в частности, оно приводит к эффекту „точки наибольшей мягкости“ — локальному минимуму в отношении P/ε и скорости звука c_s^2 , что, очевидно, может привести к замедлению эволюции системы в этой точке. Также знание УС важно для изучения электромагнитных сигналов, практически без потерь несущих информацию о

распределении температур и барионных плотностей из всего объема файерболо.

В последние годы был достигнут очень значительный прогресс в понимании фазовой диаграммы КХД в рамках калибровочной теории на решетке (КТР). Однако из-за использования нефизических масс кварков вплоть до последнего времени КТР не могла предоставить надежные результаты по свойствам адронной материи в фазе конфайнмента. КТР также на данный момент существенно ограничена умеренными значениями барионного химического потенциала μ_B , такими что $\mu_B \lesssim T$. При этом — как при нулевом химическом потенциале, так и при его малых ненулевых значениях — оказалась очень успешной интерпретация решеточных результатов в рамках феноменологических квазичастичных моделей, т.е. в терминах эффективно массивных кварков и глюонов с простым взаимодействием. Такие модели позволяют при помощи нескольких феноменологических параметров разумно воспроизвести все решеточные термодинамические величины. По этой причине необходимость в различных феноменологических моделях для описания термодинамических свойств КХД-материи при больших барионных плотностях не уменьшается.

Другим вопросом, тесно связанным с предыдущим, к которому также наблюдается большой интерес, является описание свойств адронов в сильновзаимодействующей материи. Он обусловлен тем фактом, что различные эксперименты указывают на изменение адронных масс и/или ширин в среде (см., например, обзор V. Metag, Prog. Part. Nucl. Phys. **61**, 245 (2008)). Как ожидалось, эти изменения должны быть связаны с частичным восстановлением киральной симметрии в горячей и/или плотной ядерной материи. Позднее оказалось, что связь между киральным конденсатом КХД, являющимся параметром порядка для кирального фазового перехода, и адронными спектральными функциями не такая прямая, как это первоначально предполагалось. Тем не менее, изучение изменения свойств адронов в среде является важнейшим пунктом научных программ FAIR, NICA и низкоэнергетических исследований на RHIC.

Теоретические предсказания для критической барионной плотности и температуры кварк-адронного фазового перехода (ФП) сильно зависят от УС адрон-

ной и кварк-глюонной материи при высоких плотностях и температурах. Существуют определенные ограничения на выбор моделей, так как УС должно быть способным воспроизвести глобальное поведение и свойства ядерной материи вблизи основного состояния. Так, любое УС адронной материи должно описывать экспериментальные данные для глобальных характеристик атомных ядер, таких как плотность ядерного насыщения, энергия связи на нуклон, коэффициент сжимаемости, энергия асимметрии и некоторые другие. Определенные ограничения на модели адронного УС следуют из анализа прямого и эллиптического потоков частиц, результат которого задает допустимые теоретические значения давления в некотором конечном интервале барионных плотностей n_B при $T = 0$ (P. Danielewicz *et al.*, Science **298**, 1592 (2002)), и анализа данных по K^+ в столкновениях тяжелых ионов. В дополнение к этим ограничениям, следует учитывать астрофизические границы на поведение β -равновесной нейтронной материи (нейтронные/компактные звезды, $T = 0$, см. Yu. V. Ivanov *et al.*, Phys. Rev. C **72**, 025804 (2005)) при высоких плотностях, полученные в работе T. Klähn *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 035802 (2006). Также к существенным ограничениям на свойства моделей приводят результаты решеточных вычислений.

Построение УС с ФП тесно связано с нерешенной проблемой деконфайнмента. Несмотря на большой прогресс решеточных вычислений, они все еще не позволяют напрямую построить УС, описывающее ядерную материю в столкновениях тяжелых ионов и нейтронных звездах.

Простейшим способом включить в УС фазовый переход деконфайнмента является построение двухфазной модели, которая предполагает, что исследуемая система способна находиться в одном из трех состояний: адронной фазе, фазе кварк-глюонной плазмы (КГП) или смешанной фазе Гиббса. Двухфазная модель по построению реализует скачкообразное изменение термодинамических величин в точке ФП, т.е. ФП всегда первого рода. Следствием такой конструкции является то, что в двухфазных моделях полностью пренебрегается взаимодействием между кварками, глюонами и адронами в области сосуществования (смешанной фазе). Феноменологические УС как адронной фазы, так и фазы

КГП, также должны в дополнение к перечисленным выше ограничениям быть термодинамически согласованными.

В данной диссертации рассматривается только один вид УС сильновзаимодействующей материи, позволяющий простейшим образом учесть ФП деконфайнмента, — двухфазные УС с ФП деконфайнмента первого рода. Такие УС строятся на основе условий Гиббса теплового, химического и механического равновесия фаз. Для построения такой двухфазной модели нужны только соответствующие независимые модели адронной (низкотемпературной) и кварк-глюонной (высокотемпературной) фаз, что обеспечивает простоту подхода. Несмотря на то, что такое УС не содержит критической точки, о наличии которой говорит КТР, многие свойства УС КХД-материи можно понять на основании такой модели.

Цели и задачи работы. Целью работы является построение и исследование свойств феноменологического УС горячей и плотной ядерной материи с ФП деконфайнмента, включающего как адронные, так и кварк-глюонные степени свободы. Построенное УС должно разумно воспроизводить решеточные результаты в высокотемпературной фазе, а также удовлетворять основным известным ограничениям при $T = 0$ в адронной фазе.

С этой целью решались следующие задачи: 1) обобщена на случай ненулевых температур модель адронной фазы, основанная на релятивистском среднем поле и включающая скейлинг адронных масс и констант связи, сформулированная ранее для случая $T = 0$ в работе E. E. Kolomeitsev and D. N. Voskresensky, Nucl. Phys. A **759**, 373 (2005); 2) проведена оценка величины эффектов, которые возникают при ненулевой ширине резонансов в этой модели; 3) построены полурелятивистская и релятивистская двухфазные модели; 4) получены в приближении времени релаксации выражения для сдвиговой и объемной вязкостей в квазичастичной релятивистской среднеполевой модели; 5) с использованием разработанных УС проиллюстрированы зависимости η/s , ζ/s для кварк-глюонной и адронной систем в широком интервале T и μ_B и сопоставлены с результатами других авторов.

Научная новизна и практическая ценность.

- На случай ненулевых температур была обобщена модель релятивистского среднего поля, предложенная ранее Коломейцевым и Воскресенским. Подробно исследованы ее термодинамические свойства, коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости и пределы применимости.
- Были построены две двухфазные модели, содержащие ФП деконфайнмента первого рода, с гамильтонианами разных типов. Полученные УС могут быть применены в гидродинамических расчетах. Они также использовались в качестве теоретических оценок при рассмотрении задач по поиску смешанной фазы на Нуклотроне ОИЯИ.
- Показано, что при $\mu_B = 0$ общее падение отношения сдвиговой вязкости к энтропии с ростом температуры в адронной фазе является общим свойством всех адронных моделей.
- Показано, что значение объемной вязкости адронной фазы не является пренебрежимо малым по сравнению со сдвиговой, и что малые значения отношения сдвиговой вязкости к энтропии η/s , требуемые для объяснения большого эллиптического потока, наблюдаемого на RHIC, могут быть достигнуты в адронной фазе.

Апробация работы. Результаты, представленные в диссертации, доклады-вались и обсуждались на научных семинарах в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Института теоретической физики при Университете им. Юстаса-Лебега в Гиссене, Теоретического отдела GSI, а также представлялись и докладывались на XIX международном семинаре им. А.М. Балдина по проблемам физики высоких энергий „Релятивистская ядерная физика и квантовая хромодинамика“ (Дубна, Россия, 2008), молодежной школе-семинаре „Физика вещества с высокой концентрацией энергии“ (Москва, ИТЭФ, 2009).

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 6 работ.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, четырех глав основного содержания, заключения и приложения общим объемом 191 страница, включая 2 таблицы, 61 рисунок и список цитируемой литературы из 254 наименований. В начале каждой главы формулируется рассматриваемая в ней проблематика, в конце — приводятся основные результаты.

Содержание работы

Первая глава носит вводный характер. В ней обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, дается краткий обзор по теме диссертации.

Вторая глава посвящена рассмотрению полурелятивистской двухфазной модели (т.е. гамильтонианы обеих фаз этой модели полурелятивистского типа). В этой главе внимание акцентируется на том, что для моделей кварковой материи, а, следовательно, и для полного УС горячей и плотной ядерной материи, существенными являются ограничения, накладываемые решеточными результатами, которые могут существенно сузить набор моделей. Формулируется и исследуется феноменологическая двухфазная модель УС с ФП деконфайнмента первого рода. Модель строится в рамках квазичастичного приближения. Как адронная фаза, так и фаза КГП рассматриваются как неидеальные системы, взаимодействия между составляющими которых учитываются в рамках приближения среднего поля полурелятивистским образом (гамильтонианы обеих фаз имеют одну и ту же форму). Для описания взаимодействующего адронного газа применяется модифицированная среднеполевая модель Зимани. Она правильно воспроизводит свойства насыщения изосимметричной ядерной материи в основном состоянии, а также удовлетворяет, т.н. „ограничениям Данилевича“, следующим из данных по столкновениям тяжелых ионов при промежуточных энергиях. Кварк-глюонный сектор в двухфазной модели описывается как система массивных квазичастиц, дополненная зависящим от плотности потенциалом, который асимптотически воспроизводит массы кварков в НТЛ-приближении (НТЛ —

Hard Thermal Loop).

Модель является термодинамически согласованной, а ее параметры подбираются таким образом, чтобы воспроизводить полученные на решетке зависимости основных термодинамических характеристик УС от температуры и химического потенциала. Сравнение модельных предсказаний с КТР-данными проводится с учетом приближений, которые использовались при решеточных вычислениях. Особенную важность представляет правильная трактовка спектра адронных масс, который в используемых решеточных данных нефизический из-за все еще слишком большого значения кварковых масс. Модель разумно воспроизводит зависимость основных термодинамических величин от температуры/хим. потенциала в широком диапазоне термодинамических параметров. Наблюдаемые отклонения модельных предсказаний от решеточных результатов вблизи T_c и в адронном секторе для случая 2+1 аромата могут быть связаны, в значительной степени, с неопределенностями решеточных данных из-за эффектов конечных размеров. Предсказанные изоэнтропические траектории на фазовой диаграмме, как было показано, согласуются с вычисленными на решетках в рамках двухароматной КХД.

Феноменологическое УС, построенное в этой главе, удовлетворяет всем физически обоснованным ограничениям, ожидаемым в холодной и возбужденной ядерной материи. Оно может быть применено в широкой области параметров, которая покрывает область перехода деконфайнмента в КХД, т.е. может быть использовано как входные данные в динамических моделях, описывающих пространственно-временную динамику и эволюцию среды, возникающей в столкновениях тяжелых ионов (далее СТИ). В рамках гидродинамических моделей наше УС может быть важным для изучения роли и влияния деконфайнмента и порядка фазового перехода на физические наблюдаемые. Такое исследование для построенного УС было выполнено в 2010 году Ивановым Ю.Б. (Yu.B. Ivanov, Phys. Lett. B **690**, 358 (2010); arXiv: 1101.2092). В цитируемых работах было показано, что наличие ФП I рода позволяет качественно объяснить нерегулярности в поведении удельной кривизны и величины протонного быстрого

спектра, взятых при средней быстроте, как функций $\sqrt{s_{NN}}$.

В третьей главе развивается модель адронной фазы на основе релятивистского среднего поля (РСП) и исследуются ее термодинамические свойства. Для этого модифицированная РСП-модель со скейлингом адронных масс и констант связи (SHMC-модель), сформулированная для нулевой температуры в работе Коломейцева и Воскресенского (Е.Е. Kolomeitsev and D.N. Voskresensky, Nucl. Phys. A **759**, 373 (2005)), обобщается на ненулевые температуры. Это предполагает как собственно переход к конечнотемпературным квантостатистическим средним, так и включение в модель расширенного набора адронов: кроме нуклонов и средних полей учитываются гипероны и низколежащие барионные резонансы (и их античастицы), бозонные возбуждения (следуя $SU(3)$ -концепции) и возбуждения σ -, ω -, ρ -полей. УС при $T = 0$ удовлетворяет общим ограничениям известным из атомных ядер, нейтронных звезд и следующим из анализа эллиптического потока в столкновениях тяжелых ионов. Как и в первоначальной модели, предполагается, что σ -, ω - и ρ -полевые массовые члены, как и масса нуклона, падают с ростом величины $f = g_{\sigma N} \chi_{\sigma}(\sigma) \sigma / m_N$, зависящей от скалярного среднего поля σ . Этот рост соответствует изменению плотности кирального конденсата. В модели выбрана простейшая форма скейлинга Брауна-Ро

$$\Phi_N = \Phi_{\sigma} = \Phi_{\omega} = \Phi_{\rho} = 1 - f, \quad (1.1)$$

где $\Phi_i = m_i^*/m_i$ — скейлинговая функция масс, когда изменение всех масс, упомянутых выше, следует единому универсальному закону. Чтобы описать собственно УС, вводится аналогичный скейлинг констант связи (с легким нарушением универсальности закона скейлинга, т.е. для разных средних полей константы связи имеют слегка отличающийся скейлинг).

Рассматриваются два варианта модели, которые совпадают при нулевой температуре. В первом, т.н. пертурбативном, варианте, газ бозонных возбуждений рассматривается как невзаимодействующий. В полном же варианте модели возбуждения учитываются с помощью метода Хартри-Фока, однако при этом принимается во внимание, что, используя РСП-модели и их обобщения, мы должны

всегда балансировать между реалистичностью описания и его практичностью. Это приводит к тому, что мы отбрасываем барионные вклады при вычислении масс возбуждений. Результаты, полученные в обоих вариантах модели, близки друг к другу, поэтому далее описаны общие свойства модели.

При $T = 0$ модель демонстрирует характерное для частичного восстановления киральной симметрии поведение: массы барионов, ω -, ρ - и σ -возбуждений падают с увеличением барионной плотности в интервале $0 < n_B < n_B^{\text{min}} \simeq 8n_0$. В известной степени, это предопределяется используемым скейлингом Брауна-Ро (1.1). Для более высоких плотностей массы начинают расти. Такое поведение похоже на зависимость от плотности кирального и глюонного конденсатов, полученную в работах R. Brockmann and W. Weise, Phys. Lett. B **367**, 40 (1996), G. Rodriguez and J.I. Kapusta, Phys. Rev. C **44**, 870 (1991).

Хотя лагранжиан SHMC-модели не содержит явно киральной симметрии, модель воспроизводит восстановление киральной симметрии с ростом температуры. Как видно из Рис. 1, в узком интервале температур $170 \lesssim T \lesssim 210$ МэВ массы нуклона, а также возбуждений средних полей падают до нуля при $T_{c\sigma} \simeq 210$ MeV для случая $n_B = 0$ и, аналогично, при конечных n_B . Массы более высоколежащих резонансов также падают, но не обращаются в нуль при $T_{c\sigma}$. Т.о. при высоких температурах и плотностях мы получаем сильно взаимодействующую адронную материю, которая демонстрирует некоторые (пред)критические свойства.

Эти свойства могут быть связаны с падением эффективной массы σ . Масса σ -возбуждения достигает нуля с увеличением температуры до $T_{c\sigma}$, в то же время не падая никогда ниже половины вакуумной массы при $T = 0$. Температурная

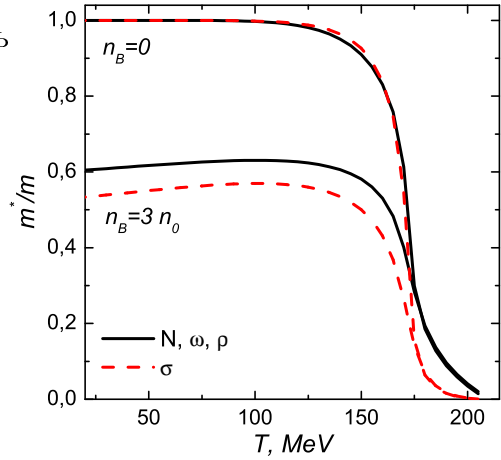


Рис. 1: Массы нуклона и σ -возбуждения как функции температуры.

зависимость УС при T вблизи $T_{ср}$ напоминает поведение „фазовой границы“, далекое от УС идеального газа (ИГ).

Детально рассматриваются подробности термодинамического поведения при высоких температурах вблизи этой „фазовой границы“. В случае $n_B = 0$ результаты SHMC-модели сравниваются с КХД-решеточными данными. Для $T \gtrsim 170$ МэВ давление, вычисленное в рамках модели, намного выше, чем предсказываемое решеточным моделированием, что вызывает проблемы при построении двухфазной модели с переходом деконфайнмента, если пытаться пересечь это адронное УС с кварк-глюонным при $T \gtrsim 170$ МэВ. Обсуждаются пути решения этой проблемы. Наиболее естественным кажется ввести отличный от нуклонного скейлинг для барионных констант связи, что приведет к увеличению масс барионных резонансов в области высоких температур по сравнению с используемыми здесь. Тогда мы могли бы пересечь наше УС SHMC-модели с УС для кварков и глюонов при достаточно высоких температурах. В этом случае кварковая жидкость маскировалась бы под адронную. Эта идея демонстрируется при помощи подавления констант связи всех барионов, за исключением нуклонов, множителями $1/3$ и $1/10$. Тогда мы легко воспроизводим решеточное давление до $T \sim 240$ МэВ ($T_{ср} \sim 330$ МэВ для множителя $1/3$).

Как пример применения SHMC-модели к столкновениям тяжелых ионов, рассмотрен изоэнтропический режим нашего УС, соответствующий стадии расширения ядерной системы. Для нахождения термодинамических параметров стадии замораживания был применен интересный метод с использованием шоко-подобной модели замораживания (Yu.M. Sinyukov, Z. Phys. C **43**, 401 (1989); К.А. Bugaev, Nucl. Phys. A **606**, 559 (1996); К.А. Bugaev *et al.*, J. Phys. G **25**, 2147 (1999)). Этот метод учитывает некоторые элементы динамики столкновений тяжелых ионов и модификацию свойств адронов в среде. Полученные параметры для интервала энергий ниже максимальной энергии AGS оказались немного отличающимися от тех, что были найдены при помощи процедуры стандартной статистической модели. Отличия находятся в рамках ошибок стандартной процедуры для T_{ff} и слегка выходят за их для μ_{ff} . Для более определенных выводов

нужны более точные данные, а также измерения мультистранных частиц и включение их в схему. Кроме того, результаты зависят от используемой модели замораживания.

В последних разделах данной главы обсуждаются приближения, сделанные при построении модели: рассматриваются возможные эффекты ненулевой ширины резонансов, различные трактовки переменных σ и ω_0 и делается попытка учесть нуклон-нуклонные дырочные и нуклон-антинуклонные петлевые эффекты в нашей модели. Аргументируется, что все сделанные ранее приближения вполне разумны, если учесть, что, используя основанные на релятивистском среднем поле модели и их обобщения, следует всегда балансировать между реалистичностью и практичностью описания.

В четвертой главе SHMC-модель используется для построения релятивистской двухфазной модели и изучения кинетических свойств ядерной материи. В начале главы строится и коротко исследуется двухфазная модель УС с ФП деконфайнмента путем пересечения развитой в предыдущей главе модели SHMC и модели тяжелых мешков. Параметры модели мешков подбираются так, чтобы разумно воспроизвести решеточную термодинамику и критическую температуру на основе данных из M. Cheng *et al.*, Phys.Rev. D **81**, 054504 (2010). Показано, что полученная двухфазная модель разумно согласуется с решеточными данными как при $\mu_B = 0$, так и при $\mu_B \neq 0$.

Далее путем варьирования тензора энергии-импульса выводятся общие выражения для коэффициентов вязкости в приближении времени релаксации для системы, описываемой квазичастичной моделью со средним полем. При помощи полученных выражений выполнены численные расчеты вязкостей адронной в рамках SHMC-модели. Результаты сравниваются с предсказаниями других авторов, использующих отличающиеся модели адронной фазы. Демонстрируется, что при $\mu_B = 0$ общее падение удельной сдвиговой вязкости с температурой в адронной фазе является общим свойством всех моделей (см. Рис. 2), но количественные значения слегка различаются, особенно сильно в области температур вблизи температуры перехода T_c . Отношение η/s в модели SHMC ближе к

полученному в модели адронного резонансного газа с исключенным объемом с радиусом твердого ядра $r \simeq 0.7$ фм (см. M.I. Gorenstein *et al.*, Phys. Rev. C **77**, 024911 (2008)) и практически совпадает вблизи критической области с результатом модели резонансного газа, включающего хагедорновские состояния, из J. Noronha-Hostler *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 172302 (2009).

Для $\mu_B \neq 0$ транспортные коэффициенты качественно ведут себя аналогично случаю материи при нулевой барионной плотности, достигая AdS/CFT-предела (AdS — Anti de-Sitter, CFT — Conformal Field Theory) для удельной сдвиговой вязкости $\eta/s = 1/4\pi$ при увеличении T . Для более высоких барионных плотностей этот предел достигается при меньших T .

Для того чтобы связать наши расчеты с наблюдаемыми на эксперименте величинами, рассматривается стадия замораживания СТИ. Показывается, в частности, что с ростом температуры замораживания T_{fr} (для центральных столкновений Au+Au), отношение η/s монотонно падает, достигая значений близких к AdS/CFT-пределу при $T \sim T_c$,

в то время как отношение ζ/s демонстрирует максимум при $T_{\text{fr}} \sim 85$ МэВ. В широком интервале температур отношения η/s и ζ/s , вопреки широко распространенному мнению, не являются малыми, и эффекты вязкости могут играть заметную роль. Значения вязкостей при замораживании могут быть преобразованы в зависимость от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ (для центральных столкновений Au+Au). Когда энергия столкновения падает, η/s растет. Высокоэнергетическое выполаживание зависимости от $\sqrt{s_{NN}}$ происходит при достаточно низких $\eta/s < 0.2$. Это приводит нас к выводу, что *малые значения η/s , требуемые для объяснения большого эллиптического потока, наблюдаемого на RHIC, могут быть достигнуты в адронной фазе.* Это

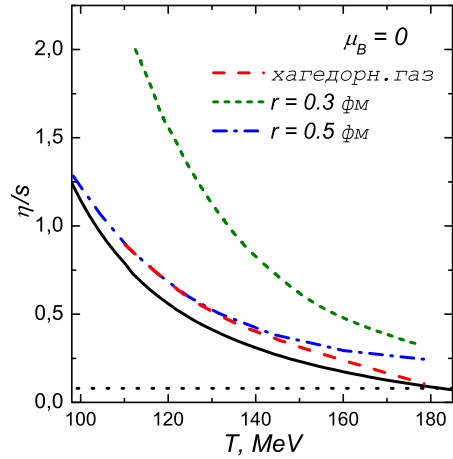


Рис. 2: Отношение сдвиговой вязкости к энтропии.

является важным наблюдением, которое было продемонстрировано в рамках моделей SHMC и ИГ с тем же набором адронов. Отношения η/s и ζ/s на кривой замораживания, вычисленные в рамках SHMC- и ИГ-моделей, согласуются друг с другом; однако, грубые оценки η/s , извлеченные из сравнения динамических моделей с экспериментальными данными, превышают эти теоретические ожидания в 2-5 раз.

Затем развитый подход распространяется на более высокие температуры. В рамках двухфазной модели появляется скачок в η/s и ζ/s при температуре ФП для любых значений μ_B . Для $T > T_c$ при $\mu_B = 0$ η/s растет с ростом температуры, в то время как ζ/s приблизительно остается постоянной. Величины обоих отношений значительно отличаются от полученных в NJL-модели, которая исследовалась в С. Sasaki and K. Redlich, Nucl. Phys. A **832**, 62 (2010).

Отмечается, что анализ эллиптического потока v_2 приводит к различным значениям η/s для периферических и центральных столкновений. Следовательно, было бы интересно провести гидродинамические вычисления, используя транспортные коэффициенты, зависящие от $T - \mu_B$ (на данный момент во всех вязких гидродинамических кодах используются постоянные значения, являющиеся, фактически, подгоночными параметрами).

В пятой, заключительной, главе коротко рассматривается вопрос об УС и кинетических свойствах чистой глюо-материи, в которой ФП деконфайнмента является переходом I рода из фазы глюоболов в глюонную фазу. Квазичастичный подход применяется к $SU(3)$ -глюо-материи с массами квазичастиц, зависящими от температуры. Сопряжение глюонного и глюобольного УС посредством условий Гиббса позволяет успешно описать такую систему термодинамически согласованным образом как ниже, так и выше T_c . Для термодинамических характеристик результаты модели находятся в хорошем согласии с новейшими решеточными данными М. Panero, Phys. Rev. Lett. **103**, 232001 (2009).

Полученные в предыдущей главе выражения для вязкостей (они значительно упрощаются по сравнению с главой 4, так как нет зависимости от химических потенциалов) используются, чтобы вычислить сдвиговую и объемную вязкости

развитой модели в приближении времени релаксации для широкого интервала температур (вплоть до $25 T_c$). Величины обеих вязкостей определяются, главным образом, значением времени релаксации, которое в нашем случае было ранее вычислено в приближении жестких тепловых петель (НТЛ). С выбранным значением времени релаксации отношение сдвиговой вязкости η/s довольно хорошо воспроизводит скудные решеточные данные. Отношение η/s испытывает разрыв в точке фазового перехода $T = T_c$ и при T слегка выше T_c имеет минимум, значение которого близко к пределу AdS/CFT, равному $1/4\pi$. Затем η/s растет с дальнейшим увеличением температуры.

Отношение объемной вязкости к энтропии ζ/s также имеет разрыв при T_c . Затем оно монотонно падает с ростом температуры. Хотя вычисленное отношение ζ/s существенно недооценивает верхние пределы, даваемые соответствующими решеточными данными, но качественная температурная зависимость, за исключением окрестности точки ФП, описывается хорошо. В рамках нашей модели отношение $\zeta/\eta \simeq 0.3$ при $T \rightarrow T_c+0$ и резко падает с ростом температуры до значений $\zeta/\eta \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ для $T > 2T_c$.

В Заключение суммируются результаты, выдвигаемые на защиту.

В Приложение вынесены часто используемые при описании квазичастичных моделей определения термодинамических функций однокомпонентного идеального газа с произвольной статистикой, а также некоторые свойства производных функции распределения.

На защиту выдвигаются следующие результаты.

- На основе адронной среднеполевой модели Зимани и феноменологической модели для фазы деконфайнмента, воспроизводящей свойства КХД в НТЛ-разложении при высоких температурах, предложено двухфазное уравнение состояния с фазовым переходом деконфайнмента первого рода. Изучены его свойства, и продемонстрировано, что модельные расчеты находятся в хорошем согласии с решеточными результатами. Показано, что полученное двухфазное уравнение состояния применимо в широкой области температур

и плотностей, доступных в столкновениях релятивистских ядер.

- Развита новая модель адронного уравнения состояния, основанная на релятивистском среднем поле со скейлингом адронных масс и констант связи (SHMC-модель). Показано, что SHMC-модель является реалистичной моделью для описания термодинамики адронной материи в широком интервале барионных плотностей и температур, если не учитываются флуктуации фермионных полей более высокого порядка.
- Построена модель двухфазного уравнения состояния, учитывающая фазовый переход деконфайнмента из адронов (SHMC-модель) в кварк-глюонную плазму (модель тяжелых мешков) и хорошо согласующаяся с современными решеточными данными биельфельдской группы.
- В рамках квазичастичного подхода и приближения времени релаксации вычислены сдвиговая и объемная вязкости. В расчетах были использованы развитые ранее модели SHMC для адронной и тяжелых мешков для кварк-глюонной фаз. Проведено сравнение полученных результатов с расчетами других авторов и экспериментальными оценками. Продемонстрировано, что падение сдвиговой вязкости адронной фазы с ростом температуры есть общее свойство различных моделей. Показано, что в общем случае значение объемной вязкости не является пренебрежимо малым и что малые значения отношения сдвиговой вязкости к энтропии η/s , требуемые для объяснения большого эллиптического потока, наблюдаемого на RHIC, могут быть достигнуты в адронной фазе.
- Построена двухфазная модель глюо-материи, успешно описывающая последние решеточные данные. Полученное уравнение состояния было использовано, чтобы вычислить сдвиговую и объемную вязкости в рамках подхода, примененного выше для релятивистского среднего поля. Было найдено, что отношение сдвиговой вязкости к плотности энтропии имеет минимум при температуре немного выше критической, значение которого близко к конформному пределу $1/4\pi$.

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

1. A. S. Khvorostukhin, V. V. Skokov, V. D. Toneev, K. Redlich, *Lattice QCD constraints on the nuclear equation of state*, Eur. Phys. J. C **48**, 531 (2006).
2. A. S. Khvorostukhin, V. D. Toneev, D. N. Voskresensky, *Equation of State for Hot and Dense Matter: σ - ω - ρ Model with Scaled Hadron Masses and Couplings*, Nucl. Phys. A **791**, 180 (2007).
3. A. S. Khvorostukhin, V. D. Toneev, D. N. Voskresensky, *Relativistic Mean-Field Model with Scaled Hadron Masses and Couplings*, Nucl. Phys. A **813**, 313 (2008).
4. A. S. Khvorostukhin, V. D. Toneev, D. N. Voskresensky, *Viscosity of hadron matter within relativistic mean-field based model with scaled hadron masses and couplings*, Yad. Fiz. **74**, 675 (2011) [Phys. Atom. Nucl. **74**, 650 (2011)].
5. A. S. Khvorostukhin, V. D. Toneev, D. N. Voskresensky, *Viscosity coefficients for hadron and quark-gluon phases*, Nucl. Phys. A **845**, 106 (2010).
6. A. S. Khvorostukhin, V. D. Toneev, D. N. Voskresensky, *Shear and bulk viscosities for pure glue matter*, Phys. Rev. C **83**, 035204 (2011).