

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12.01

**ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ
И ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ****О. Д. Чернавская, Д. С. Чернавский****СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	497
2. Модели столкновения адронов	499
2.1. Пертурбативная КХД модель. 2.2. Феноменологические модели (мешки, струны). 2.3. «Классические модели».	
3. Фазовый переход в кварк-глюонной плазме	502
3.1. Элементы общей теории фазовых переходов. 3.2. Фазовый переход в модели газа мешков. 3.3. Кинетика фазовых переходов.	
4. Фазовый переход адронизации в гидродинамической картине взаимодействий	510
4.1. Стационарная теория горения сплошной среды. 4.2. Сценарии адронизации. 4.3. Кинетический анализ сценариев фазового перехода.	
5. Заключение	519
Список литературы	520

1. ВВЕДЕНИЕ

Гидродинамическая теория множественного рождения частиц ¹⁻³ отличается по характеру от других моделей взаимодействия адронов. Главная особенность ее в том, что адронная материя рассматривается как сплошная нагретая среда и используются классические уравнения и понятия теории сплошных сред: температура (T), плотность энергии (ϵ) и энтропии (s) и т. п. Долгое время она была практически единственной теорией такого типа.

В последнее время ситуация изменилась. Концепция сплошной среды завоевала прочные позиции в квантовой хромодинамике (КХД) ⁴. Так, физический (наблюдаемый) вакуум интерпретируется как нетривиальная непертурбативная материя, обеспечивающая конфайнмент, т. е. отсутствие цветных объектов (уединенных кварков и глюонов) в спектре физических возбуждений. Независимо от конкретной природы вакуумной материи (инстантонная жидкость ^{5, 6}, квазиабелевы магнитного поля ⁷, поле Хиггса ⁸; подробнее см. обзоры ^{4, 9, 10}) такое состояние оказывается энергетически выгодным по сравнению с вакуумом в прежнем его понимании (абсолютная пустота). Оно обладает отрицательной плотностью *) энергии $\epsilon_V \approx -0,5-1 \text{ ГэВ фм}^3$ ^{11, 12} и избыточным давлением $p_V = -\epsilon_V > 0$ ^{10, 11}.

Состояние так называемого пертурбативного вакуума ($p_V = \epsilon_V = 0$) оказывается неустойчивым и может существовать лишь внутри адронов, т. е. в области $\sim 1 \text{ фм}^3$, откуда физический вакуум вытеснен ¹³ **). В приложениях оказывается удобным приписать пертурбативному вакууму положительную плотность энергии $\epsilon_{PV} = |\epsilon_V|$ и отрицательное давление

*) Здесь и далее полагается $\hbar = c = k = 1$.

**) Отметим, однако, что имеется ряд указаний ^{11, 12, 17} на то, что и внутри адрона непертурбативные вакуумные флуктуации подавлены не полностью, т. е. «точечные» валентные кварки оказываются «растворенными» в сплошной среде. Ниже мы обсудим это несколько подробнее.

$p_{PV} = -|\varepsilon_V|$; тогда в наблюдаемом вакууме формально полагается: $\varepsilon_V = p_V = 0$.

Наконец, обратимся к концепции кварк-глюонной плазмы — состоянию деконфайнмента сверхплотной или сверхгорячей адронной материи. В дальнейшем мы будем рассматривать только горячую материю, химпотенциал которой $\mu = 0$. Здесь плазма — термодинамически равновесная нагретая среда, в которой свободные безмассовые кварки (q) и глюоны (g) движутся на фоне пертурбативного вакуума. Уравнение состояния такой материи ^{14–16}:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \kappa T^4 + |\varepsilon_V|, \\ p_0 &= \frac{1}{3}(\varepsilon - 4|\varepsilon_V|), \\ \kappa &\equiv \frac{\pi^2}{3!} \left(G_g + G_q N_f \frac{7}{8} \right),\end{aligned}\tag{1.1}$$

где G_q , G_g — числа степеней свободы; N_f — число кварковых ароматов. Для цветовой группы SU (3) с двумя легкими кварками (u и d) $\kappa = 12,2$.

Переход к такому состоянию с точки зрения вакуумной структуры интерпретируется как разрушение вакуумных конденсатов, ответственных за массы кварков (т. е. нарушение киральной симметрии) и конфайнмент ¹⁰. При охлаждении до некоторой температуры T_c конденсаты восстанавливаются, а кварки и глюоны объединяются в бесцветные образования — адроны, т. е. материя испытывает фазовый переход к состоянию конфайнмента.

Единственной теорией, в которой рассматривается охлаждение горячей материи, является гидродинамическая теория. Таким образом, описание плазменной фазы и фазового перехода в рамках гидродинамической теории вполне естественно.

Отметим еще одно обстоятельство, стимулирующее развитие гидродинамического подхода к проблеме фазовых переходов в плазме. Это планируемые на ближайшее будущее эксперименты по соударению тяжелых ядер. Ожидается, что в этих экспериментах появится обширная информация о плазменной фазе и переходных процессах. Если вопрос о применимости гидродинамической теории к адронным соударениям остается дискуссионным *) ⁴, то описание столь сложных систем, как сталкивающиеся ядра, естественно проводить в рамках аппарата сплошной среды ¹⁸. Гидродинамический процесс содержит три этапа:

1. *Образование начального состояния.* Принимается ^{1–3}, что оно сильно нагрето, термодинамически равносильно, имеет поперечные размеры порядка размеров адрона $R \sim 1$ фм и в продольном направлении сильно сжато; размеры его $\Delta \ll R$.

2. *Изэнтропийное расширение, описываемое уравнениями идеальной релятивистской жидкости.* Оно происходит преимущественно в продольном направлении ² (одномерное течение), поскольку начальное состояние сжато. Режим расширения зависит от уравнения состояния материи. Для описания адронной материи обычно принимается уравнение состояния ультрарелятивистского адронного (пионного) газа:

$$p = \frac{1}{3} \varepsilon = \frac{1}{3} \kappa_\pi T^4, \quad \kappa_\pi = 1.\tag{1.2}$$

Введение в модель плазмы и фазового перехода связано с разрывным уравнением состояния.

3. *Прекращение взаимодействия и свободный разлет адронов при охлаждении до температуры $T \approx m_\pi = 140$ МэВ.*

*) Мы, однако, будем относить последующий анализ гидродинамического процесса и к адронным соударениям (ср. ^{18,35}).

Отметим дискуссионные вопросы. Во-первых, это вопрос о механизме образования начального состояния в результате соударения. Ясно, что теоретическую информацию о доли энергии, оставшейся в термализованном сгустке, о распределении скоростей в нем и о мере его сжатия можно получить, только рассматривая конкретные модели.

Во-вторых, не ясен механизм термализации начального состояния. При создании гидродинамической теории принималось, что ударные волны мгновенно термализуют систему², однако эта гипотеза требует подтверждения. Благодаря развитию теории динамического хаоса¹⁹ стало ясным, что стохастизация есть результат развития глобальной неустойчивости систем. Последнее происходит при определенных условиях и за конечное время, которые также зависят от модели.

Наконец, еще не вполне ясно, как может проявляться процесс фазового перехода при гидродинамическом разлете, хотя на этом пути достигнут значительный успех^{20–27}. В последнее время именно эта проблема стала средоточием интереса и усилий многих теоретических групп. Это обстоятельство связано с известной проблемой поиска сигналов плазмы; к ним относятся и сигналы фазового перехода. Многие экспериментальные характеристики чувствительны к переходному этапу; информация же, относящаяся к высокотемпературной плазме, может быть «стерта» на этапе фазового перехода. Наиболее показательны в этом отношении распределение вторичных частиц по поперечным импульсам и множественность^{23, 27}.

Цель предлагаемого обзора — обсудить существующие теоретические данные о характере фазового перехода (раздел 3) и возможные сценарии его реализации при гидродинамическом разлете (раздел 4). Мы ограничимся качественным описанием гидродинамической картины в разных сценариях (детальное количественное описание было бы слишком громоздким).

Прежде чем приступить собственно к фазовым переходам, целесообразно обсудить наиболее распространенные варианты моделей адрона и гидродинамического состояния, возникающего в результате их столкновения. Этому посвящен следующий раздел.

2. МОДЕЛИ СТОЛКНОВЕНИЯ АДРОНОВ

2.1. Пертурбативная КХД модель²⁸

Движущийся адрон представляет собой поток валентных кварков (наиболее энергичных или жестких) и моря виртуальных кварков и глюонов (составляющих так называемую мягкую компоненту). При соударении адронов жесткие и мягкие компоненты взаимодействуют различно. Жесткие пролетают без интенсивного взаимодействия и формируют область фрагментации. Мягкие (преимущественно глюоны) взаимодействуют сильно и многократно; в результате рождаются медленные (в системе центра масс) и термализованные частицы, формирующие центральную область. При этом жесткие компоненты сохраняют связь с центральной областью, взаимодействуя со своими мягкими «хвостами». В итоге процесс рождения возбужденной и термализованной материи охватывает область, занятую глюонными облаками и шлейфом жесткой компоненты. Такая картина отвечает так называемому скейлинговому начальному распределению: все термодинамические величины зависят лишь от собственного (для данного элемента) времени $\tau = (t^2 - z^2)^{1/2}$ (z — координата по оси столкновения), а скорость элементов $v = z/t$. Тогда скейлинг-режим изэнтропийного расширения имеет очень простой вид (вне зависимости от уравнения состояния)

$$S = S_{\text{in}} \tau_{\text{in}} \tau^{-1}, \quad (2.1)$$

где in относится к начальному состоянию; τ_{in} — параметр, вообще говоря, неопределенный, так как зависит от механизма и времени термализации.

В рамках данной модели считается, что термализация происходит за счет многократного взаимодействия мягких глюонов (хотя квантово-полевой механизм процесса не вполне ясен *). На языке теории динамического хаоса то же утверждение можно сформулировать следующим образом. Результаты вычисления фейнмановских диаграмм (включая диаграммы со сложной топологией) неустойчивы к малым вариациям параметров. Тогда система перестает быть чистой в квантовомеханическом смысле и стохастизируется²⁹. Энтропия при этом растет вплоть до своего равновесного значения; время прихода к равновесию определяется инкрементом неустойчивости. Такая задача корректно не решена, но сценарий представляется реалистичным. В отсутствие данных о времени релаксации обычно принималось: $\tau_{in} \approx \approx 1$ фм²⁸. Естественнее, однако, предположить, что τ_{in} — величина порядка длины свободного пробега λ , которая, в свою очередь, имеет порядок обратной температуры: $\lambda \sim T_{in}^{-1}$ ²⁵. Относительно доли энергии, перешедшей в термализованную подсистему, предполагается, что она $\sim 1/2$; более точную оценку в данной модели дать трудно³⁰.

2.2. Феноменологические модели (мешки^{31, 32}, струны³³)

В модели мешков MIT³¹ адрон представляет собой мешок, наполненный пертурбативным вакуумом (на фоне которого движутся кварки) и помещенный в физический вакуум. Масса мешка определяется из соотношения

$$m = (\varepsilon_T + \varepsilon_U - B) v, \quad (2.2)$$

где B — постоянная мешка, v — объем мешка; ε_T , ε_U — плотности тепловой и потенциальной энергии. Вопрос о среде-носителе положительной вакуумной энергии, как правило, не обсуждается. Важно отметить, что для удовлетворительного описания спектров нуклонов и резонансов принимается $B \approx 0.13 | \varepsilon_U |$, что почти на порядок меньше плотности энергии наблюдаемого (конденсированного) вакуума. Это обстоятельство свидетельствует о том, что вакуум внутри мешка нельзя считать пустым, он должен обладать свойствами сплошной среды.

Нагретый мешок ($\varepsilon_T \gg \varepsilon_U$ ³⁴) заполнен почти свободными равновесными кварками и глюонами, т. е. фактически содержит состояние плазмы. Объем стабильного мешка и его масса связаны соотношением $v = m/4B$, что отвечает нулевому давлению внутри мешка (отрицательное вакуумное давление компенсируется тепловым) и $\varepsilon_T = 3B$. Таким образом, в приближении, достаточном для гидродинамического описания, адроны можно рассматривать как жесткие сферы диаметра R , заполненные материей, уравнение состояния которой имеет вид: $\varepsilon = \text{const} = 4B$, $p = 0$.

Картина центрального соударения таких объектов рассматривалась в модели Ландау (см. ¹). Напомним ее.

В момент соударения стенок адронов в системе центра масс формируются две ударные волны, расходящиеся со скоростью $1/3$ по оси столкновения. В результате прохождения ударных волн образуется покоящаяся термализованная материя, которая и интерпретируется как начальное состояние. Продольный размер системы $\Delta_0 = R\gamma^{-1}$ ($\gamma = E_{CM}/2m_h$ — лоренц-фактор сталкивающихся адронов); время процесса формирования $t_0 = 3\Delta_0$ **). Считается, что вся энергия системы выделяется в виде тепла. Тогда начальная температура $T_{in} \sim m_\pi \gamma^{1/2}$, и размер системы оказывается меньше длины свободного пробега ***).

*) См., однако, ³⁵.

**) То есть $\tau_0 = (t_0^2 - \Delta_0^2)^{1/2} = \sqrt{2}\Delta_0 \sim R\gamma^{-1}$.

***) Именно это обстоятельство вызвало в свое время критику модели Ландау.

Закон расширения в центральной области близок к скейлинговому; отличие заключается в том, что все термодинамические величины имеют зависимость от быстроты $y = \frac{1}{2} \ln [(t + z)/(t - z)]$ («колокол» вместо «плато»). Эта картина содержит единственный гипотетический элемент — предположение о мгновенной термализации в ударной волне, однако именно он подвергается критике. Дело в том, что ширина фронта ударной волны (равно как и время термализации t_{st}) порядка обратной температуры. В течение времени $t < t_{st}$ система развивается динамически, как упруго сжатая материя с уравнением состояния $\epsilon = p$ ³⁶. Термализация сжатого состояния может происходить за счет образования и взаимодействия элементарных возбуждений типа фононов. По существу, речь идет о термализации за счет глобальной неустойчивости типа Колмогорова — Синая^{19, 35}. Временной масштаб установления равновесного состояния здесь $t_{st} \sim T_m^{-1} \propto \gamma^{-1/3}$ фм $> t_0$.

В струнной модели³³, идейно близкой к модели мешков, адрон представляется как система кварков, стянутых глюонными трубками, помещенная в физический вакуум. Картина соударения таких объектов несколько иная, чем в модели мешков: струны «запутываются», натягиваются и обрываются. Оторвавшиеся кварки фомируют область фрагментации; судьба оставшейся натянутой струны может быть двоякой.

а) В случае столкновения адронов с большим параметром удара вероятно образование одной натянутой струны. На ней, в результате ее релаксации, образуются несколько нарастающих во времени неоднородностей (пример такой эволюции в классике — образование диссипативных структур в неравновесных системах³⁷). Они затем эволюционируют и распадаются независимо друг от друга.

б) В случае столкновения ядер растянутые струны сливаются в один (толстый) растянутый стержень. Он устойчив по отношению к образованию мелкомасштабных неоднородностей; главный путь его релаксации — сжатие его как целого. Далее процесс развивается так же, как и в модели мешков.

2.3. «Классические модели»^{8, 38}

Под классическими моделями мы понимаем интерпретацию адрона как автолокализованного стационарного решения классических нелинейных уравнений поля. Такие модели существенно отличаются от феноменологических, хотя и приводят к близкой картине: сферическому решению соответствует мешок, цилиндрически симметричному решению — струна. Автолокализованные решения имеют конечную энергию, которую естественно сопоставить массе частицы m_h ; физические поля сосредоточены внутри области размера R и экспоненциально спадают вне ее, т. е. факт удержания следует из самого существования решения. Параметры (m_h , R , степень резкости границы) такого частицеподобного решения определяются только параметрами лагранжиана и требованием существования решения (набор их дискретен).

Примером сферического решения такого типа для КХД-лагранжиана с полем Хиггса служит монополюс Хоофта — Полякова³⁹. Отметим, что его существование и устойчивость связаны с наличием топологического заряда и нетривиальной структуры вакуума вне монополя.

Адрон таким («монополюсным») зарядом не обладает, однако ему можно сопоставить топологическое число, связанное с поведением гомоклинической траектории, описывающей адрон в фазовом пространстве. Если эта траектория имеет узел, то соответствующее решение стабильно и не расплывается в пространстве. Такая ситуация встречается при описании нервного импульса³⁷. Этот подход пока не реализован в калибровочной теории КХД. Однако решения такого типа существуют в киральных моделях («скирмионы»³⁸); в калибровочных моделях, оперирующих с эффективными (модельными)

лагранжианами. Примером решения последнего типа служит «теоретико-полевой» мешок⁸; отметим (нам понадобится это в дальнейшем), что здесь решение имеет достаточно резкую границу, что позволяет выделить энергию «поверхностного натяжения» такого мешка. Соударение таких объектов — процесс чисто динамический; состояние, возникающее в результате столкновения, также должно следовать из решения соответствующих (нелинейных) уравнений. Однако возможна (и вероятна) стохастизация такого состояния за счет неустойчивости его по отношению к малым возмущениям. Возможно также образование фрактальных структур³⁵. Важно отметить, что в этом случае характерное время стохастизации определяется параметрами уравнений и не обязано быть порядка длины свободного пробега^{*}), т. е. $t_{st} \geq T_{in}^{-1}$.

Из приведенного анализа следует, что в широком классе моделей^{**}) столкновение адронов приводит к образованию однородной сжатой термализованной материи, продольные размеры которой и время формирования связаны соотношением

$$\Delta \sim t_{st} \propto \tau_{in} \propto K T_{in}^{-1}, \quad (2.3)$$

где K — численный коэффициент порядка 1.

Начальное распределение скоростей, энтропии и т. д. модельно зависимо, в соответствии с этим экспериментальные предсказания этих моделей, вообще говоря, отличаются.

Отметим, что сам процесс фазового перехода слабо чувствителен к начальному состоянию. Для анализа кинетики перехода в различных сценариях, как мы покажем ниже, требуется лишь информация о темпе охлаждения,

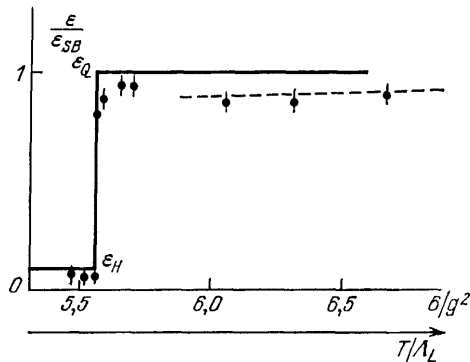


Рис. 1. Зависимость плотности энергии ε в SU(3) в единицах асимптотического значения $\varepsilon_{SB}(T^4)$ от $\tilde{\beta}^{-1} = 6/g^2 \leftrightarrow T/\Lambda_L$ (из⁴²). Штриховая линия относится к пертурбативному вычислению $\varepsilon(T, g^2)$. Сплошная линия отвечает «идеальному» ε/T^4 . ε_Q и ε_H — критические значения плотности энергии в плазме и адронной фазе

заложенная в соотношении (2.3). Поскольку (2.3) приближенно справедливо для всех моделей, картина фазового перехода оказывается модельно независимой. Таким образом, для качественного описания картины фазового перехода достаточно аппроксимировать процесс охлаждения наиболее простым скейлинговым законом (2.1).

3. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В КВАРК-ГЛЮОННОЙ ПЛАЗМЕ

Теоретические исследования фазового перехода (ФП) плазма \rightleftharpoons адроны развиваются преимущественно в трех направлениях.

Первое направление — так называемая решеточная формулировка КХД⁴⁰. На этом пути достигнут

^{*}) Само это понятие здесь отсутствует.

^{**}) Исключение составляет лишь струнная (периферическая) модель.

падает. Анализ вакуумных эффектов дает для величины $(1/4) (\epsilon - 3p) = |\epsilon_V| \rightarrow \text{const } (T)$ значение $0,5-1 \text{ ГэВ/фм}^3$, что согласуется с теоретическими представлениями.

В последнее время появились данные и для $811(N)$ -теорий с легкими (динамическими) кварками, однако эти данные не окончательны и противоречивы; характер (род) фазового перехода остается неясным (более подробный анализ ситуации можно найти, например, в ⁴¹). Пока опорными данными для различных моделей фазового перехода служат результаты, приведенные выше.

Второе направление — исследование непертурбативных КХД-эффектов поляризации вакуума и экранирования ^{43, 44}. Мы не имеем возможности останавливаться на этих проблемах подробно (см. например, ⁴⁵).

Наконец, третье направление — феноменологические модели фазового перехода. Ниже мы подробно рассмотрим модель мешков, так как эта модель ближе остальных к гидродинамической трактовке фазового перехода.

3.1. Элементы общей теории фазовых переходов

Характер любого процесса смены фаз определяется двумя обстоятельствами ⁴⁶:

- а) равновесными характеристиками фаз, т. е. выбором стационарного состояния;
- б) характером подхода к новому равновесию.

Первая проблема — чисто термодинамическая — представляет собою выбор наиболее вероятного (при данных условиях) состояния. Вторая проблема связана с более тонкими свойствами системы (вообще говоря, микроскопическими) и относится к кинетике. На самом деле, несмотря на разный масштаб названных проблем, необходимо решать (или хотя бы ставить) их одновременно — иначе теряется большая часть информации, заложенной в аппарате термодинамики.

Поясним сказанное более подробно: рассмотрим систему, занимающую фиксированный объем V ; температура T фиксируется извне (экстенсивные параметры *). Тогда термодинамика системы строится на основе статсуммы

$$Z(T, V) = \int dr e^{-\beta \mathcal{H}(r)}, \quad \beta \equiv T^{-1}, \quad (3.1)$$

где $\mathcal{H}(r)$ — гамильтониан; интеграл берется по всему фазовому пространству. Тогда

$$\begin{aligned} F(T, V) &= -T \ln Z(T, V) \text{ — свободная энергия,} \\ \epsilon &= -\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \frac{\partial}{\partial \beta} \ln Z(T, V) \text{ — плотность энергии,} \\ p &= \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{T}{V} \ln Z(T, V) \text{ — давление.} \end{aligned} \quad (3.2)$$

С другой стороны, в теории фазовых переходов часто используется плотность статсуммы $Z(T, V; \chi)$ по параметру порядка χ такая, что

$$\begin{aligned} Z(T, V) &\equiv \int d\chi \tilde{Z}(T, V; \chi) \equiv \int e^{-\beta \mathcal{H}} d\chi dr \delta(r - r(\chi)) = \\ &= \exp(-\beta F_{\min}(\tilde{\chi})) \int d\chi \exp[-\beta (F(\chi) - F_{\min}(\tilde{\chi}))]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

*) Условия выбраны таким образом потому, что именно такая задача ставится в расчетах на решетке.

В силу аддитивности F показатель экспоненты под интегралом пропорционален $V(\chi - \tilde{\chi})^2$:

$$F(T, V) = -(\lim_{V \rightarrow \infty} T) \ln Z(T, V) - F(\tilde{\chi})(1 + O(V^{-1} \ln V)). \quad (3.4)$$

Равновесное значение $\tilde{\chi}$ отвечает минимуму свободной энергии; в пределе $V \rightarrow \infty$ лишь оно выживает.

Введение $\tilde{Z}(T, V; \chi)$ приобретает принципиальную роль в том случае, если $F(\chi)$ имеет несколько экстремумов по χ , один из которых отвечает истинному равновесию, остальные минимумы — локальному равновесию, или метастабильным состояниям. Именно такая ситуация соответствует фазовому переходу (ФП). Характерная для переходов I рода картина зависимости $F(T, V; \chi)$ от χ при различных температурах представлена на рис. 2, а.

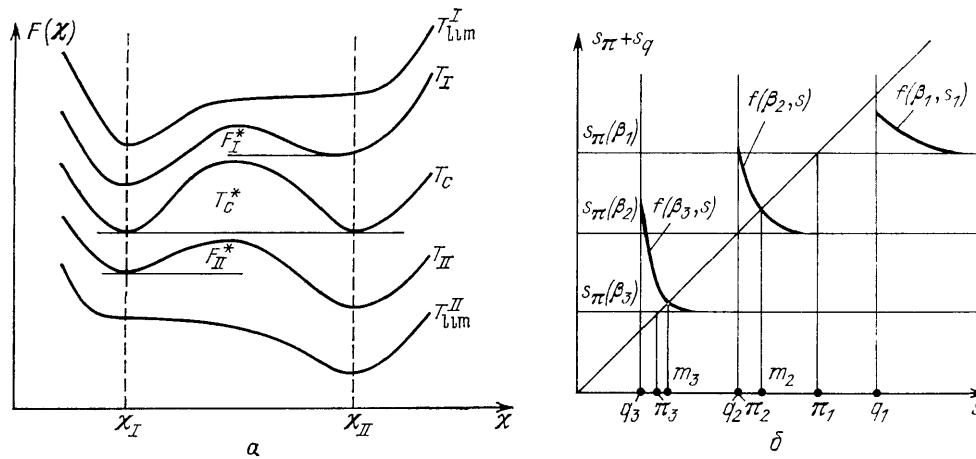


Рис. 2. а — Зависимость плотности свободной энергии $F(T, \chi)$ от параметра порядка χ при разных температурах; $T_{\text{lim}}^{\text{II}}$ — термодинамический предел существования фазы II, T_C — температура равновесного перехода, $T_{\text{lim}}^{\text{I}}$ — предел существования фазы I. б — Особенности статсуммы $\hat{Z}(T, s)$ при различных температурах: $T_1 > T_C$, $T_2 = T_C$, $T_3 < T_C$; $\beta \equiv T^{-1}$

Температура T_C соответствует точке равновесного перехода, т. е. сосуществованию фаз. При температурах $T_C < T < T_{\text{lim}}^{\text{I}}$ стабильно состояние I, но состояние II может существовать как метастабильное. При температуре $T > T_{\text{lim}}^{\text{II}}$ состояние II отсутствует. При температуре $T < T_C$ метастабильно или отсутствует состояние I. Таким образом, условие $F_{\text{II}} \geq F_{\text{I}}$ является необходимым, но не достаточным для перехода $I \rightarrow II$, требуются еще факторы, достаточные для преодоления энергетического барьера. Если же барьер отсутствует или сами значения χ_{I} и χ_{II} сближаются и сливаются, достаточное условие смены фаз совпадает с необходимым. Эта ситуация соответствует ФП II рода и выше. Кинетика здесь самостоятельного значения не имеет в том смысле, что определяет лишь характеристики ФП, но не факт его реализации.

Здесь уместно сделать замечание. В качестве χ можно рассматривать любую характеристику (или их набор) состояния, но для эффективности анализа желательно, чтобы релаксация по χ шла медленнее, чем по всем остальным (заинтегрированным) параметрам. Таким образом, выбор χ диктуется соображениями кинетики. По существу, мы имеем дело с проблемой выделения главной переменной или, что то же, выделения процесса, ответственного именно за данный эффект. Корректная процедура известна в математике под названием теоремы Тихонова⁴⁷.

Барьер F определяет время жизни метастабильного состояния: $\tau \propto T^{-1} \exp(\beta F^*)$. Если χ выбрано так, что пространственная однородность системы не нарушается при переходе, то $F^* \propto V$: очень велик, т. е. одновременный переход I рода всей системы невероятен. Физическая картина перехода связана с возникновением и развитием очага (пузырька) новой фазы внутри старой; в этом случае F^* совпадает с работой, затрачиваемой на создание такого пузырька, и остается конечным в термодинамическом пределе $V \rightarrow \infty$.

Мы специально остановились на вопросе о параметре порядка, поскольку в большинстве работ, посвященных фазовым переходам плазма \rightleftharpoons адронная фаза, плотность статсуммы по параметру порядка не анализируется.

3.2. Ф а з о в ы й п е р е х о д в м о д е л и г а з а м е ш к о в

В классе полуфеноменологических моделей газ мешков выделен тем, что фаза плазмы — газ свободных безмассовых кварков и глюонов — заложена в модель априори. В силу этого понятия ФП по киральности здесь не существует, а переход к фазе деконфайнмента представляет собою разрастание отдельных мешков, слияние их и переход к одному мешку, занимающему весь доступный объем. Наиболее четко эта картина реализована в работах ⁴⁸⁻⁵¹, см. также ^{52,53}. Статсумма в этом случае представлялась в виде

$$Z(T, V) = \sum_{N=1}^{\infty} \frac{1}{N!} \int_0^{\infty} \prod_{j=1}^N \left\{ \frac{d^3 \mathbf{p}_j}{(2\pi)^3} dm_j dv_j \rho(m_j, v_j) \exp[\beta(p_j^2 + m_j^2)^{1/2}] \right\} \times \\ \times \left(V - \sum_{j=1}^N v_j \right) \Theta \left(V - \sum_{j=1}^N v_j \right), \quad (3.5)$$

здесь N — число «объектов» в системе, их массы — m_j , объем — v_j , импульс — \mathbf{p}_j . Величина ρ — спектр, или статсумма, одного «объекта». Она представляется в виде

$$\rho(m, v) = \frac{\pi^2}{3} \delta(m - m_\pi) \delta(v - v_\pi) + \rho_B(m, v). \quad (3.6)$$

Первый член соответствует пионам; постоянный коэффициент $\pi^{2/3}$ учитывает зарядовое состояние пиона. При высоких температурах, $T > m_\pi$, можно положить $m_\pi = 0$, $v_\pi = 0$.

Второй член ρ_B соответствует мешкам. Спектр мешка, вычисленный в ³⁴ и модифицированный для нестабильных (раздувающихся) мешков, имеет вид

$$\rho_B(m, v) = A \pi^2 v^{-3-\alpha} \left(\frac{m}{v} - B \right)^{-7/4} \Phi(v) \exp \left\{ \frac{4}{3} [\chi(m - Bv)^3 v]^{1/4} \right\}; \quad (3.7)$$

A — числовой коэффициент (~ 1). Здесь $m - Bv = \varepsilon_T v$ — внутренняя (тепловая) энергия мешка (ср. (2.2)), α — модельный параметр (в ³⁴ $\alpha = 0$). Фактор $\Phi(v)$ падает с уменьшением объема и может быть аппроксимирован как $\Phi(v) = \Theta(v - V_0)$, где V_0 — минимально допустимый объем мешка (достаточно велик, ³⁴).

Выражение (3.5) сильно упрощается, если пренебречь исключенным объемом (т. е. считать, что $\sum_j v_j \ll V$). Тогда статсумма факторизуется и приводится

к виду

$$Z(T, V) = \exp(V \Phi(\beta)), \quad (3.8)$$

где

$$\begin{aligned}\varphi(\beta) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} dm dv \rho(m, v) \exp[-\beta(\mathbf{p}^2 + m^2)^{1/2}] \equiv \varphi_\pi(\beta) + \varphi_B(\beta). \\ \varphi_\pi(\beta) &= \frac{1}{3} \beta^{-3} - \text{вклад } \pi\text{-газа в давление, } \varphi_\pi(\beta) \equiv s_\pi, \\ \varphi_B(\beta) &= \frac{1}{3} \int_{V_0}^{\infty} dv v^{-3-\alpha} \tilde{\varphi}(\beta) \exp(s_q(\beta)v), \quad \tilde{\varphi}(\beta) \equiv \beta^3 \left(\frac{\kappa}{\beta^4} - B \right)^{3/2},\end{aligned}\quad (3.9)$$

символом s_q обозначена конструкция

$$s_q \equiv \frac{\kappa}{3\beta^3} - B\beta = \frac{1}{T} \left(\frac{1}{3} \kappa T^4 - B \right), \quad (3.10)$$

которая представляет собой давление в мешке, отнесенное к температуре; $\epsilon = (\kappa\beta^{-4} + B)$ — плотность энергии в мешке. Зависимость $\epsilon(T)$, $p(T)$ воспроизводит уравнение состояния плазмы: $p = (\epsilon - 4B)/3$. При низких температурах $T < T_0 \equiv (3B/\kappa)^{1/4}$ (таких, что $s_q < 0$) $\varphi_B(\beta, V_0)$ экспоненциально мало; уравнение состояния имеет вид, характерный для пионного газа: $p = 1/3$, $\epsilon = (1/3) T^4$. При $T > T_0$ интеграл (3.9) расходится. На этом основывалось известное утверждение Хагедорна о «предельной» температуре⁵². Однако учет фактора $(V - \sum_j v_j)$ в (3.5) снимает расходимость.

В работах^{50,51} была развита изящная техника, позволяющая учесть эффект исключенного объема — так называемый формализм изобарического ансамбля. Использовалось представление $Z(T, V)$ в виде интеграла по комплексной переменной s

$$Z(T, V) = \frac{1}{2\pi i} \int_{s-i\infty}^{s+i\infty} ds e^{sV} Z(T, s), \quad (3.11)$$

где контур расположен правее особенностей функции $\hat{Z}(T, s)$ и

$$\hat{Z}(T, s) \equiv \int_0^\infty dV e^{-sV} Z(T, V) \quad (3.12)$$

представляет собою лапласов образ статсуммы.

Положения особенностей функции $\hat{Z}(T, s)$ зависят от температуры (аналогично движущимся полюсам в формализме Редже³). При $V \rightarrow \infty$ вклад в (3.11) дает лишь правая (лидирующая) особенность. Фазовый переход интерпретируется как столкновение особенностей (пинч-эффект) при температуре $T = T_c$, которая и рассматривается как температура перехода.

Функция $\hat{Z}(T, s)$ приводится к виду

$$\hat{Z}(T, s) = (s - f(\beta, s))^{-1}, \quad (3.13)$$

где

$$\begin{aligned}f(\beta, s) &= \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} dm dv \rho(m, v) \exp[-\beta(\mathbf{p}^2 + m^2)^{1/2} - sv] \equiv f_\pi(\beta, s) + f_B(\beta, s); \\ f_B(\beta, s) &= \tilde{A}\varphi(\beta) \int_{V_0}^{\infty} dv v^{-1-\alpha} \exp[-v(s - s_q)],\end{aligned}\quad (3.14)$$

$$f_\pi(\beta, s) = \frac{1}{3} \beta^{-3} \int_0^\infty dv \delta(v - v_\pi) e^{-sv} \approx \frac{1}{3} \beta^{-3} \quad (3.15)$$

(практически совпадает с s_π ; ср. (3.9)).

Выражение (3.13) содержит две особенности: полюс и особенность типа $f_B(\beta, s) \propto (s - s_q)^{\alpha} \Gamma(V_0(s - s_q), \alpha)$ при $s = s_q$. Полюсом (обозначим его s_m) является корень уравнения $s_m - f(\beta, s_m) = 0$.

В случае $\alpha \leq 0$ полюс всегда расположен правее особенности; при этом фазовый переход, строго говоря, отсутствует. В случае $\alpha > 0$ функция $f_B(\beta, s)$ конечна при $s = s_q$ и фазовый переход возможен. На рис. 2, б представлено графическое решение уравнения $s_m - f(\beta, s_m) = 0$ при трех температурах: $T_1 > T_c$, $T_2 = T_c$ и $T_3 < T_c$.

При $T = T_1$ лидирует особенность при $s = s_q$, соответствующая плазме. При $T = T_c$ полюс и ветвление совпадают (этот момент на рисунке не представлен). Точное значение T_c задается выражением

$$s_q(T_c) - s_\pi(T_c) = f_B(T_c, s_q(T_c)) = \int_{V_0}^{\infty} \frac{dv}{v^{1+\alpha}}. \quad (3.16)$$

Для больших V_0 и $\alpha > 0$ $f_B(T_c, s_q(T_c)) \rightarrow 0$, т. е. значение $T_c \equiv [3B/(\kappa - 1)]^{1/4}$ — хорошая аппроксимация T_c . При $T_2 = T_c$ полюс при $s = s_m(\beta)$ расположен правее $s_q(\beta)$ и $s_\pi(\beta)$. При температуре $T_3 < T_c$, s_m приближается к величине $s_\pi(\beta)$, но всегда остается больше ее.

Используя (3.5), можно провести анализ плотности статсуммы по параметру порядка χ . В качестве такового удобно выбрать отношение объема мешка v к полному объему $V: \chi = v/V$. Плотность статсуммы по χ представим в виде

$$\begin{aligned} \tilde{Z}(T, V; \chi) &= \sum_{N=1}^{\infty} \frac{1}{N!} \sum_{k=1}^N \frac{1}{k} \int_{V_0}^{\infty} \prod_{j \neq k} \hat{\rho}(v_j) \left(V - \sum_{j=1}^N v_j \right) \times \\ &\quad \times \Theta \left(V - \sum_{j=1}^N v_j \right) dv_j \hat{\rho}(v_k) \left(V - \sum_{j \neq k}^N v_j - v_k \right) \approx \\ &\approx \sum_N \frac{1}{N!} \sum_{k=1}^N \frac{V}{N} \int dv_j \prod_{j \neq k} \hat{\rho}(v_j) \left(V - \sum_{j=1}^N v_j \right) \hat{\rho}(V\chi) \left(1 - \sum_{j=1}^{N-1} \chi \right); \end{aligned} \quad (3.17)$$

здесь

$$\hat{\rho}(v) \equiv s_\pi \delta(v - v_\pi) + \tilde{\varphi}(\beta) v^{-1-\alpha} \Theta(v - V_0) e^{s_q v}. \quad (3.18)$$

В области малых χ существен вклад большого числа объектов; здесь плотность $Z(\chi)$ падает с ростом χ^{51} и $\sum_{j=1}^{N-1} \chi_j \rightarrow 0$. В области больших χ основной вклад в статсумму вносит член $N = 1$, и $\sum_{j=1}^{N-1} \chi_j = 0$. Таким образом, приближенную информацию о характере функции можно получить, анализируя фактор

$$\tilde{\rho}(V\chi) (1 - \chi) = [s_\pi \delta(\chi) + \tilde{\varphi}(\beta) \chi^{-1-\alpha} \Theta(\chi - \chi_0) e^{s_q \chi V}] (1 - \chi). \quad (3.19)$$

отвечающий вкладу одного мешка произвольного объема.

При температуре $T \gg T_c$ здесь имеется два максимума: один при $\chi \rightarrow 1$ — соответствующий чистой плазме, и другой при $\chi \approx \chi_\pi$ — соответствующий пионной жидкости.

Минимум (3.19) по χ расположен при $\chi = \chi_{\min} \approx (1 + \alpha)(s_q V)^{-1}$. При температуре T_0 (такой, что $s_q = 0$) $\chi_{\min} \rightarrow 1$, и оба экстремума сливаются и исчезают. Остается только экстремум, соответствующий адронной жидкости. Температура T_0 — аналог $T_{\text{lim}}^{\text{II}}$ на рис. 2, а. При температуре $T \approx T_c \{1 + [(1 + \alpha)/(\kappa \chi_0)]^{1/4}\} \equiv T_{\text{lim}}^{\text{I}}$ величина $\chi_{\min} = \chi_\pi$, т. е. фактически в интер-

вале $\chi_\pi < \chi < 1$ исчезает максимум, соответствующий адронной жидкости; эта температура — аналог T_{lim}^I на рис. 2, а. Максимумам плотности статсуммы по χ соответствуют минимумы свободной энергии, а барьер между ними соответствует минимуму $\tilde{Z}(\chi)$. Наличие этих экстремумов при температурах $T \approx T_C$ свидетельствует о том, что мы имеем дело с переходом первого рода.

В заключение этого раздела сделаем следующие замечания:

а) Принципиально важные положения модели⁵¹ — введение запрещенного объема и нестабильных мешков ($v \neq m/4B$). Без них описать фазовый переход самосогласованно не удастся.

б) В области температур $T \lesssim T_C$, где лидирующей особенностью еще является полюс $s_m(\beta)$, система находится фактически в смешанной фазе: мешки и пионы сосуществуют в динамическом равновесии. Мешки «дышат» (часть их сжимается, часть расширяется); за счет этого упругость и соответственно скорость звука в этом состоянии мала ($c_s \rightarrow 0$). Уравнение состояния материи здесь

$$p = \beta^{-1} s_m(\beta) \approx p_C, \quad c_s^2 \equiv \frac{\partial p}{\partial \varepsilon} \rightarrow 0, \quad \varepsilon_\pi < \varepsilon - \frac{\partial}{\partial \beta} s_m(\beta) < \varepsilon_q. \quad (3.20)$$

что качественно отличает ее от «чистых» фаз.

в) Изложенный подход корректен в термодинамическом пределе $V \rightarrow \infty$. При этом из поля зрения выпадает ряд таких важных эффектов, как существование метастабильных и «чистых» состояний. Действительно, в бесконечно протяженной системе вероятность того, что нигде не возникает очаг посторонней фазы, крайне мала. Поэтому чистые состояния вносят в полную статсумму малый вклад. В реальных условиях, в частности при гидродинамическом разлете, объем системы конечен и даже не очень велик. В этом случае вероятность возникновения чистого состояния не мала. Кроме того, она зависит от кинетики процесса и может быть существенно больше, чем следует из анализа равновесной статсуммы. Вопрос о возможности учета этих эффектов в рамках изложенного метода требует специального обсуждения. Отметим, в частности, что статсумма (3.5) не содержит неодносвязных мешков, т.е. мешков с полостями, заполненными адронной материей. Эта «зеркальная асимметрия» сказывается при описании перехода в переохлажденной плазме, физика которого связана именно с такими объектами.

В рамках изложенного метода удастся описать кинетику метастабильных состояний, учтя в статсумме, наряду с лидирующим членом, члены, исчезающие в пределе $V \rightarrow \infty$:

$$Z(T, V) = \sum_j c_j(T, V) e^{s_j(T)V} \approx c_\pi e^{s_\pi V} + c_q e^{s_q V} + c_m e^{s_m V}. \quad (3.20')$$

где $c_j(T, V)$ — коэффициенты, значения которых зависят от предыстории и в пределе $V \rightarrow \infty$ стремятся к нулю.

г) В модели MIT-мешков не учтен вклад поверхностной энергии мешка (не существенный для мешка большого объема). Между тем эффекты зарождения пузырька новой фазы, определяющие кинетику метастабильных состояний, связаны именно с поверхностной энергией. В «теоретико-полевых» моделях мешков⁸ поверхностная энергия имеет вполне четкий физический смысл (взаимодействие внутренних полей с окружающим нетривиальным вакуумом) и величина ее $\sigma \equiv \omega B^{3/4}$, где параметр ω порядка единицы (см. также⁶¹). Выражение для массы мешка здесь принимает вид

$$m = \varepsilon_T v + Bv + \sigma v^{2/3}. \quad (3.21)$$

Видоизменения статсуммы сводятся к замене $s_q v$ выражением $(s_q v - \sigma v^{2/3})$, что не сказывается на положении особенностей, но становится важным в двух аспектах. Во-первых, функция $f(\beta, s)$ остается конечной в точке $s = s_q$ независимо от показателя α . Таким образом, фазовый переход I рода

имеет место при любом значении параметра α . Во-вторых, поверхностное натяжение влияет на положение и величину минимума плотности $\tilde{Z}(\chi)$. При этом температурная область существования метастабильных состояний заметно расширяется, что мы обсудим ниже.

3.3. Кинетика фазовых переходов

Обсудим теперь вопрос о реализации того или иного состояния. Ответ зависит от начальных условий и от кинетики. Напомним основные положения кинетики фазовых переходов первого рода. Скорость перехода связана с вероятностью возникновения очага (или пузырька) новой фазы. Необходимая для этого свободная энергия или работа

$$A = (p_I - p_{II}) \frac{4}{3} \pi R^3 + 4\pi\sigma R^2. \quad (3.22)$$

где R — радиус пузыря; p_I, p_{II} — давления в фазах I и II соответственно; σ — плотность поверхностной энергии: $\sigma = \omega B^{3/4}$; ω мы будем рассматривать как феноменологический параметр.

При $p_I - p_{II} \equiv \Delta p > 0$ оба члена в (3.21) положительны, $A \rightarrow \infty$ с ростом R ; это значит, что фаза II термодинамически не выгодна и пузырь схлопывается.

При $\Delta p < 0$ величина A имеет максимум при $R = R_{cr} = 2\sigma / |\Delta p|$. Легко убедиться в том, что состояние пузыря размером $R = R_{cr}$ неустойчиво: малое увеличение радиуса ведет к дальнейшему расширению, малое уменьшение — к схлопыванию. Величина $F^* = A(R_{cr}) = (16\pi/3) \sigma^3 / |\Delta p|^2$ является энергией той флуктуации, которая необходима и достаточна для перехода метастабильного состояния в стабильное. Вероятность появления такой флуктуации в единицу времени равна

$$W_A \propto \tau_T^{-1} e^{-F^*/T}, \quad (3.23)$$

где $\tau_T \sim T^{-1}$ — время тепловой флуктуации. Время жизни метастабильного состояния (оно же — время формирования очага перехода) равно

$$\tau_\Phi = W_A^{-1} \propto T^{-1} e^{F^*/T}. \quad (3.24)$$

В равновесии, т. е. при $T = T_c$, разность $\Delta p = 0$ и переход длится бесконечно долго, если $\omega \neq 0$. В случае $\omega = 0$ барьер отсутствует и зародыш образуется за время $\tau_c \propto T_c^{-1}$ даже вблизи равновесия. Если барьер F^* не равен нулю, но мал так, что $F^* \propto T$, то время жизни метастабильности порядка времени флуктуации $\tau_\Phi \propto T_c^{-1}$. Поэтому уравнение

$$\frac{16\pi}{3} \frac{\sigma^3}{T |\Delta p|^2} = 1 \quad (3.25)$$

можно считать условием спонтанного фазового перехода из метастабильного состояния в стабильное; сам переход в этих условиях носит взрывной характер.

Применительно к фазовому переходу адроны \leftrightarrow плазма такой подход, несмотря на свою схематичность, оказывается плодотворным⁵⁴: введение в теорию одного феноменологического параметра позволяет сделать важные качественные выводы. При этом для анализа свойств метастабильной переохлажденной плазмы необходимо использовать «зеркальную» картину (одпосвязные пузыри адронной фазы в плазме), о которой упоминалось выше.

Анализ выражений (3.23), (3.25) дает следующую картину поведения предельных температур в зависимости от параметра $\omega = \sigma/B^{3/4}$ (рис. 3, б).

а) При малых $\omega \sim 10^{-1}$ ($\sigma \ll B^{3/4} \rightarrow 0$) температура спонтанной адронизации $T_{lm}^a \approx T_c [1 - (\pi/3\omega^2)^{1/2}]$, температура спонтанной ионизации $T_{lm}^h \approx T_c (1 + \omega^3)$, т. е. температурный интервал существования переох-

лажденной плазмы (при данном ω) оказывается шире, чем ΔT перегретой адронной материи.

б) Отрицательное давление плазмы при $T < T_0$ не обеспечивает само по себе спонтанную адронизацию, если ω не слишком малы ($\omega \gtrsim 2 \cdot 10^{-4}$).

в) Значение $\omega \equiv \omega^* \sim 0,3$ оказывается критическим: для $\omega > \omega^*$ температура спонтанной адронизации отсутствует; переохлажденная плазма может существовать вплоть до $T_q = 0$. Это обстоятельство связано с тем, что W_A как функция температуры имеет максимум при $T = T^* = 0,57 T_C$ (см. рис. 3, а), положение которого не зависит от ω ; для $T_q < T^*$ вероятность

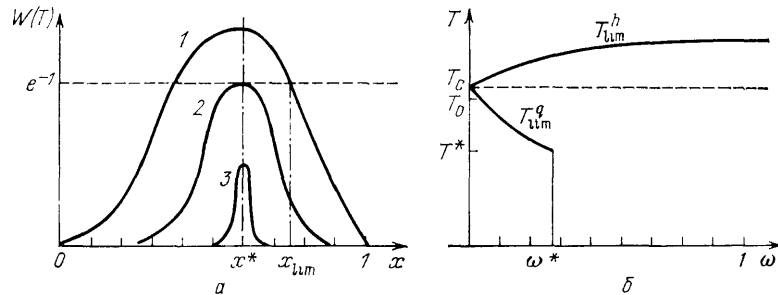


Рис. 3. а — Зависимость вероятности образования зародыша адронной фазы от безразмерной температуры $x = T_q/T_C$ переохлажденной плазмы; кривые 1–3 отвечают разным значениям параметра ω : $\omega_1 < \omega^* < \omega_3$. б — Зависимость предельной (T_{lim}^q) температуры плазмы и предельной (T_{lim}^h) температуры адронной фазы от параметра ω

адронизации падает. В отсутствие достоверных данных о ω , $T^* \equiv T_{\text{lim}}^h(\omega^*) = 0,57 T_C$ может быть принята в качестве разумной оценки температуры спонтанной адронизации переохлажденной плазмы.

На основании всего изложенного можно сделать вывод: переход плазма \rightleftharpoons адронная фаза в модели мешков⁵¹ представляет собою переход I рода. Об этом свидетельствует наличие различных особенностей, соответствующих разным фазам, и наличие экстремумов статсуммы по параметру порядка. Поэтому при переходах (как прямом, так и обратном) могут возникать метастабильные состояния и связанные с этим гистерезисные явления.

Далее мы обсудим вопрос о реализации этих явлений в процессе гидродинамической эволюции плазмы.

4. ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД АДРОНИЗАЦИИ В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАРТИНЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Возможность включения фазовых переходов в гидродинамическую картину взаимодействия ультрарелятивистских ядер (адронов) заложена в самом аппарате гидродинамики. Действительно, эволюция горячей материи, образовавшейся в результате столкновения, подчиняется³:

1) закону сохранения тензора энергии-импульса

$$\partial_\mu T_\mu^\nu = 0, \quad T_\mu^\nu = (\epsilon + p) u^\mu u^\nu - p g^{\mu\nu} \quad (\mu, \nu = 0, 1, 2, 3), \quad (4.1)$$

где ϵ , p — плотность энергии и давление в собственной системе элемента материи; u^μ — гидродинамическая скорость элемента $\{\gamma; \gamma \mathbf{v}\}$;

2) требованию сохранения (или неубывания) энтропии (\hat{S})

$$\partial_\mu (s u^\mu) \geq 0, \quad s \equiv \frac{\epsilon + p}{T}, \quad (4.2)$$

где s , T — плотность энтропии и температура в собственной системе.

Для доопределения системы уравнений (4.12) необходимо зафиксировать уравнение состояния материи, которое в данном контексте выступает

как дополнительное условие или свободный параметр. Описание двухфазной материи связано с введением разрывного уравнения состояния. Заранее ясно что это приведет к развитию разрывных процессов на фоне решения, сформированного на ранней стадии гидродинамического разлета (т. е. вдали от области фазового перехода). В качестве такового удобно выбрать обсуждавшийся в разделе 2 скейлинг-режим расширения. Напомним:

$$\frac{s}{s_{\text{in}}} = \left(\frac{T}{T_{\text{in}}} \right)^3 = \frac{\tau_{\text{in}}}{\tau}, \quad \tau_{\text{in}} \approx \frac{1}{T_{\text{in}}} \quad (4.3)$$

Прежде чем рассмотреть влияние двухфазности материи на данный режим, остановимся на стационарных переходных процессах.

4.1. Стационарная теория горения сплошной среды

Стационарные режимы гидродинамической эволюции двухфазной материи хорошо известны в теории горения сплошных сред^{23,55}. Продемонстрируем характер этих режимов на простейшей одномерной модели. Рассмотрим элемент объема, по которому распространяется фронт фазового перехода из

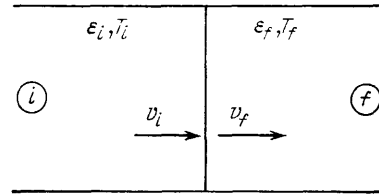


Рис. 4. Фронт модельного разрывного процесса

произвольной начальной фазы (i) в конечную (f) (рис. 4). При этом мы будем считать, что: а) обе среды однородны; б) фронт перехода бесконечно узкий; в) все процессы стационарны.

Уравнения гидродинамики в приложении к такому процессу дают условия сохранения на границе раздела сред. В системе покоя границы

$$\begin{aligned} (\epsilon + p)_i \gamma_i^2 v_i &= (\epsilon + p)_f \gamma_f^2 v_f, \\ (\epsilon + p)_i \gamma_i^2 v_i^2 + p_i &= (\epsilon + p)_f \gamma_f^2 v_f^2 + p_f. \end{aligned} \quad (4.4)$$

Это уравнение легко разрешить относительно скоростей потоков:

$$v_i^2 = \frac{p_i - p_f}{\epsilon_i - \epsilon_f} \frac{\epsilon_f + p_i}{\epsilon_i + p_f}, \quad v_f^2 = \frac{p_i - p_f}{\epsilon_i - \epsilon_f} \frac{\epsilon_i + p_f}{\epsilon_f + p_i}. \quad (4.5)$$

Пока не зафиксированы уравнения состояния, формулы (4.5) применимы к любому разрывному процессу. При этом возможны два качественно различных случая: $v_i < v_f$ и $v_i > v_f$. Физическое различие их особенно наглядно в системе покоя i-фазы. В первом случае конечная фаза оттекает от фронта перехода (испаряется с поверхности); этот процесс носит название «дефлаграция» (deflagration) *). Во втором — конечная фаза движется в том же направлении, что и фронт, она как бы давит на него. Этот процесс именуется «детонацией» (detonation), или взрывом.

Переходя к конкретной проблеме фазового перехода адронизации, примем уравнения состояния, соответствующие идеальной плазме (параметризовано в соответствии с моделью мешков) и идеальному газу низших адронных состояний (пионов), см. рис. 4. Тогда для i-фазы: (i = q)

$$\epsilon_q = \kappa_q T^4 + B, \quad p_q = \frac{1}{3} (\epsilon_q - 4B); \quad \kappa_q \approx 12. \quad (4.6)$$

*) В литературе употребляется несколько синонимов русского перевода: медленное горение, тление, испарение.

Для h -фазы ($f = h$)

$$\varepsilon_h = T^4 \kappa_\pi, \quad p_h = \frac{1}{3} \varepsilon_h.$$

$$c_s = \frac{1}{\sqrt{3}} \text{ — скорость звука, } \kappa_\pi = 1.$$

Точка пересечения кривых $p_h(T) = p_q(T)$ интерпретируется как температура равновесного фазового перехода:

$$T_C = \left(\frac{3}{\kappa - 1} B \right)^{1/4}.$$

Соответствие с данными, полученными в КХД на решетке ⁴¹, достигается, если принять $T_C \approx 200$ МэВ, $B \approx 1$ ГэВ/фм³. Выражения (4.5) и условие возрастания энтропии в этом случае имеют вид

$$\begin{aligned} v_q^2 &= \frac{1}{3} \frac{\varepsilon_q - \varepsilon_h - 4B}{\varepsilon_q - \varepsilon_h} \frac{3\varepsilon_h + \varepsilon_q - 4B}{3\varepsilon_q + \varepsilon_h}, \\ v_h^2 &= \frac{1}{3} \frac{\varepsilon_q - \varepsilon_h - 4B}{\varepsilon_q - \varepsilon_h} \frac{3\varepsilon_q + \varepsilon_h}{3\varepsilon_h + \varepsilon_q - 4B}, \\ \varepsilon_q - 1 &\leq \frac{\varepsilon_h}{\kappa} \left(\frac{3\varepsilon_q + \varepsilon_h}{3\varepsilon_h + \varepsilon_q - 4B} \right)^2. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Эти условия определяют области значений $\varepsilon_q, \varepsilon_h$, при которых процесс разрешен и термодинамически ($\Delta \hat{S} > 0$), и кинематически ($0 \leq v_{q,h}^2 \leq 1$).

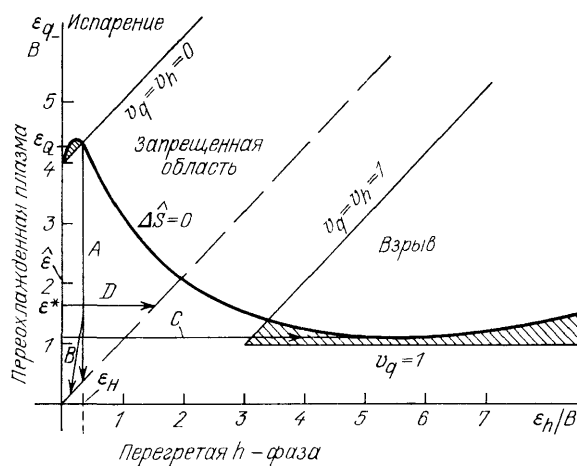


Рис. 5. Диаграмма разрешенных режимов фазового перехода.

(стрелками обозначены переходы типа А — D)

На диаграмме рис. 5 эти области заштрихованы. В одной из них $v_q < v_h$, т. е. возможен переход типа «испарение»; в другой $v_q > v_h$, что отвечает взрывному процессу. Области разделены, т. е. существует интервал ε_q (и соответственно T_q), в котором кинетически запрещены оба процесса. Обсудим характер этих процессов.

Испарение представляет собой квазиравновесный изотермический переход. Область температур T_q (и значений ε_q), где он кинематически разрешен, очень узка: $T_{\max} \geq T_q \geq T_0$, $T_{\max} \approx T_C$, $T_0 \approx 0,98 T_C$ (T_0 соответствует

точке $\varepsilon_q = 4B$, $\varepsilon_h = 0$ и $p_q = 0$). Процесс протекает очень медленно: скорость фронта перехода варьируется в пределах $0 < v_\Phi < c_s \cdot 0,04$ (нулевая скорость отвечает динамическому равновесию фаз $p_h(T) = p_q(T)$). Кроме того, испарение сопровождается изменением объема: объем адронной фазы на порядок (\approx в 12 раз) превышает объем плазмы. Это означает, что процесс испарения возможен, если исходный элемент плазмы граничит с вакуумом (испарение с поверхности системы). В любом случае переохлаждение плазмы до температур $T_q < T_0$ делает процесс испарения невозможным.

Взрыв представляет собой неравновесный процесс перехода переохлажденного ($T_q \leq T_q^d = 0,53 T_C$) метастабильного состояния плазмы в перегретую адронную фазу: $T_h \geq T_h^d = 1,8 T_C$. Фронт перестройки движется очень быстро $v_\Phi \approx 1$. В системе покоя плазмы адронная фаза движется в ту же

сторону, что и граница раздела фаз; в результате адронная фаза оказывается прижатой к границе, объем ее существенно меньше исходного:

$$\frac{V_h}{V_q} = \frac{4(\epsilon_q - B)}{3\epsilon_h + \epsilon_q - 4B} \leq \frac{2}{\kappa}.$$

Область значений ϵ_q , ϵ_h , разрешенных для взрыва, существенно шире, чем для испарения; выделенной точкой является $\epsilon_q \approx 1.2 B$, $\epsilon_h \approx 6.5 B$, что соответствует условию Жуге: $v_h = c_s$. При выполнении условия Жуге процесс «эволюционен» по Ландау⁵⁵.

Из приведенного анализа видно, что оба стационарных режима возможны не только в ограниченных интервалах ϵ_h и ϵ_q , но и в жестко определенных кинематических условиях. В частности, оба они не могут развиваться в продольном направлении расширения плазмы, ибо скорость фронта остывания материи (поверхности $T = \text{const}$) относительно налетающего потока в скейлинговом режиме остывания не совпадает со скоростью фронта разрыва ни в режиме испарения, ни в режиме взрыва. Фронт остывания движется быстрее скорости света, так как остывание отдельных элементов происходит причинно-независимо. Развитие стационарных разрывных процессов в поперечном направлении в принципе разрешено, но должно рассматриваться на фоне продольного расширения, т. е. в неоднородных и нестационарных условиях. При этом заранее ясно, что процесс испарения, по сути своей поверхностный и медленный, может играть роль в адронизации системы, если:

А) система невелика, и объемные эффекты в ней сравнимы с поверхностными; или

В) процесс охлаждения идет гораздо медленнее процесса адронизации $\tau_h \ll \tau_{\text{exp}}$, т.е. можно считать, что фазовый переход проходит в равновесных (изотермических) условиях.

Процесс взрыва, напротив, возможен, если остывание проходит гораздо быстрее, чем формируется очаг взрыва; кроме того, здесь существует две возможности:

С) время формирования очага взрыва относительно велико при любой $T_q < T_c$ (вплоть до $T_q = 0$); тогда отдельных очагов должно быть мало, и эффекты их роста не должны перекрываться;

Д) вероятность формирования очага зависит от T_q так, что при некоторой $T_q = T^*$ имеет резкий максимум; тогда стационарный коллективный процесс маловероятен; адронные потоки, возникшие в разных очагах, перемешиваются и создают эффект вскипания всего объема плазмы.

Таким образом, исходя только из анализа простейшей модельной задачи, можно выделить четыре возможных сценария фазового перехода, основанных на гипотезах А — Д; реализацию этих гипотез мы обсудим ниже. Здесь отметим, что замена принятых (идеальных) уравнений состояния на более реалистичные, т. е. учитывающие взаимодействие в плазме и спектр высших адронных состояний¹⁶, влияет на структуру диаграммы лишь количественно; вывод о существовании двух различных режимов — «медленного» и взрывного — сохраняется в отношении любой материи.

Важно отметить также, что обилие возможностей А — Д связано с предположением о возможном переохлаждении плазмы, т. е. с представлением о барьерном фазовом переходе.

4.2. Сценарии адронизации

А. Сценарий адронизации путем испарения был предложен в²⁷ и затем Ван-Ховом в рамках струнной модели²². Так как эффект испарения поверхностный, реализоваться он может при специальных начальных условиях (в ситуации, где главная роль принадлежит поверхностным эффектам). Такая ситуация возникает, если в результате столкновения струны, соединяющие кварки в дроне, запутываются и образуют пористый клубок. По мере расши-

рения токовые трубки сужаются и растягиваются; острова вакуума между ними увеличиваются — среда представляется сеткой струн. В критической области $T \sim T_c$ натяжение струн препятствует дальнейшему расширению и рвет отдельные струны. Эти два фактора приводят к тому, что плазма разбивается на несколько мелких ($R \sim 1 \div n$ фм) капель, разделенных по быстроте ($\delta y \sim 1$) и охлаждающихся очень медленно. Далее капли испаряются независимо друг от друга, создавая сильные флуктуации в распределении вторичных частиц по быстроте. В случае переохлаждения капли до $T \ll T_c$ может установиться режим, связанный с двумя разрывными процессами, следующими по капле один за другим²³. Это ударная волна, нагревающая переохлажденную плазму до $T \ll T_c$, и обычный фронт испарения. Здесь скорость процесса не обязана быть близкой к нулю, но все же v_ϕ всегда меньше c_s .

Основные проявления, или сигналы, данного сценария: 1) флуктуации (пики) в распределении dn/dy ; 2) «эффективная» температура, ответственная за формирование среднего поперечного импульса частиц, несколько меньше T_c , но больше m_π : $T_{\text{eff}} = T_c \cdot 2^{-1/3}$, что соответствует значению $\langle p_\perp \rangle \lesssim 0,4$ ГэВ/с.

В. Сценарий перехода через смешанную фазу^{24–26} реализуется при сглаженном фазовом переходе (без энергетического барьера) и/или бесконечно медленном остывании. Тогда возможно сосуществование в равновесии адронного газа и островов (капель) плазмы. При этом переохлаждения вообще не происходит, температура поддерживается (за счет выделения скрытой теплоты перехода и рекомбинации) постоянной ($T \approx T_c$). Основанием для того, чтобы считать такой режим реальным, служит тот факт, что в области $T \sim T_c$ охлаждение (согласно скейлинговому закону) проходит сравнительно медленно. Так, падение плотности энергии от ϵ_Q до ϵ_H только за счет продольного расширения требует времени τ_H , большего на порядок, чем охлаждение от ϵ_{in} до ϵ_Q : $\tau_H/\tau_Q \approx \kappa^{3/4} \approx 10$. Другими словами, если характерное время формирования адрона $\tau_\phi \sim 1$ фм $\ll \tau_Q$, то большую часть времени система проводит в смешанном состоянии *). Кроме того, в этой области диссипативные эффекты велики за счет неравновесных коэффициентов вязкости (в частности, в работе²⁶ показано, что объемная вязкость, пренебрежимая в плазме и адронном газе, становится существенной в смешанной фазе). Благодаря диссипативным эффектам процесс расширения может сопровождаться ростом энтропии.

В термодинамическом отношении этот режим выделен тем, что здесь $c_s^2 = \partial p / \partial \epsilon \rightarrow 0$. Это приводит к неустойчивости относительно развития ударных фронтов (фронт «эволюционен»²⁵, если $v_\phi > c_s > 0$). Неустойчивость может проявиться в разрывном переходе в адронное состояние меньшего давления (ударная волна разрежения **), сопровождаемом поперечным коллективным движением. Все это приводит к тому, что средний поперечный импульс частиц как функция ϵ_{in} медленно растет в интервале $\epsilon_H < \epsilon_{\text{in}} < \epsilon_Q$, оставаясь вблизи значения $\langle p_\perp(T_c) \rangle$ ²⁵. Эта зависимость отличается от поведения $\langle p_\perp \rangle$ адронной материи — следовательно, является сигналом фазового перехода.

Отметим, что понятие фронта смешанная фаза — адронный газ в большей мере абстрактно, так как сама смешанная фаза содержит в себе множество границ раздела фаз (фрактальная структура). Представляется, что в такой ситуации приближение бесконечно узкого фронта неправомерно.

С. Сценарий роста «взрывного пузыря»²³ может реализоваться, если энергетический барьер, разделяющий фазы, настолько велик, что развитие

*) Отметим, однако, что τ_ϕ есть нетривиальная функция температуры T и в области $T \sim T_c$ может превышать 1 фм на порядки (см. раздел 3).

**) Более подробно вопрос об устойчивости ударных волн разрежения и соответствующий механизм адронизации плазмы рассматриваются в²⁷

флуктуации, «перебрасывающей» систему в новую (стабильную) фазу, маловероятно при любой температуре плазмы: $T_0 > T_q \rightarrow 0$. Динамический режим, соответствующий одному растущему пузырю, устойчив^{55,57}, если на фронте перехода выполняется условие Жуге: скорость адронного потока относительно границы раздела фаз равна скорости звука c_s . При этом адронная материя за фронтом перехода нагрета до температур $T_h \approx 2,5 T_c$ и прижата к фронту; волна разрежения распространяется от фронта перехода к центру очага взрыва, в центре, таким образом, устанавливается нормальное ($T_h \ll T_c$) покоящееся адронное состояние. Граница между покоящимся и возбужденным адронным тазом представляет собой слабый разрыв и движется со скоростью c_s вслед за фронтом взрыва *). В результате этих процессов почти вся энергия, запасенная в глубокой метастабиле, переходит в энергию коллективного поперечного движения адронного газа, что приводит к значительному росту среднего поперечного импульса адронов (и некоторому росту энтропии). Таким образом, сигналом реализации данного сценария являются аномально большие $\langle p_\perp \rangle \gtrsim 1 \text{ ГэВ}/c$ ⁵⁴, коррелирующие с сильными флуктуациями в распределении вторичных частиц по быстроте. Этот эффект должен иметь пороговый характер, т. е. проявляться скачком при достижении плотностей энергии, достаточных для образования плазмы: $\epsilon_{in} \geq \epsilon_Q$.

Д. Сценарий «вскипания» идейно близок к сценарию взрыва, но имеет ряд серьезных отличий: процесс не стационарный и не коллективный; понятие макроскопического фронта здесь отсутствует; наиболее близкий образ — мгновенное вскипание объема плазмы^{54,60}.

Такой сценарий основан на предположении о том, что выделение адронной фазы энергетически запрещено вплоть до некоторой температуры T_q^* , при которой барьер, разделяющий фазы, может быть преодолен за счет флуктуации энергии системы ($E_f \sim T$). Тогда вероятно образование сразу многих (N) очагов адронной фазы, растущих быстро и нестационарно; для них кинематические запрещения недействительны. При этом единое коллективное движение установится не может: расширяющиеся независимо адронные пузырьки придают адронной фазе ячеистую структуру, которая затем разрушается за счет столкновения отдельных микрофронтов (стенок пузырьков) и перемешивания адронных потоков. На этом этапе все процессы приобретают турбулентный характер, что типично для срыва метастабилы в любом физическом процессе. Это обеспечивает усреднение ϵ_h по объему элемента и мгновенный ($\tau_h \sim N^{-1}$) переход к состоянию нового — адронного — равновесия. Плотность энергии в данном объеме сохраняется, а температура адронной материи значительно превышает T_c ; весь процесс сопровождается ростом энтропии: при $T^* \approx 0,6 T_c$ (см. раздел 3)

$$T_h = T^* (\kappa + B (T^*)^{-4})^{1/4} \approx 1,5 T_c, \quad (4.8)$$

$$\frac{\hat{S}_h}{\hat{S}_q} = \frac{T_h^3}{\kappa T_q^3} = \frac{1}{\kappa^{1/4}} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{T_c}{T^*} \right)^3 \right] \approx 1,5. \quad (4.9)$$

Из соотношения (4.9) следует, что такой процесс требует определенной степени переохлаждения $T_q < \hat{T} \approx 0,75 T_c$ ($\epsilon_q \approx 2B$) (см. рис. 5). Физика начального этапа вскипания связана со стрикцией объема ($V_h \rightarrow V_q$), что возможно лишь в области $\epsilon_q \leq \epsilon_h$; для $T_q > \hat{T}$ такой процесс запрещен ($\Delta \hat{S}(T) = 0$).

Отметим, что в данном сценарии процесс фазового перехода не меняет «внешних» параметров элемента гидродинамической жидкости (объема V , скорости u^μ), а лишь увеличивает температуру и энтропию в элементе. Дру-

*) Изложенная картина воспроизводит решение классической задачи о горении (детонации) газа в трубе, закрытой с одного конца⁵⁵.

гимн словами, эволюция адронной материи после фазового перехода имитирует отсутствие плазмы в начальном состоянии и эволюцию чисто адронной материи. Важно, что начальная температура этой «имитационной» материи \tilde{T}_{in} больше не только T_{in}^q ($\tilde{T}_{in} \approx 2,5 \tilde{T}_{in}^q$), но и начальной температуры реальной адронной фазы \tilde{T}_{in}^h , отвечающей данной ϵ_{in} : $\tilde{T}_{in} \approx 1,33 \tilde{T}_{in}^h$.

Таким образом, сигналом фазового перехода в данном сценарии является резкий рост \hat{S} (следовательно, и множественности) и среднего поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ по сравнению с аналогичными характеристиками, справедливыми при расширении чисто адронной (вначале) материи. Кроме того, турбулентный этап фазового перехода должен проявляться в виде сильных флуктуаций как в распределении вторичных частиц по p_{\perp} , так и в зависимости $\langle p_{\perp} \rangle$ от ϵ_{in} .

Возможно, однако, что в перегретом адронном газе начнется обратный фазовый переход, т. е. вновь возникнут мелкие капли горячей ($T_0 = 1,5 T_C$) плазмы. Этот процесс также сопровождается стрпкийеп объема. Если бы система существовала бесконечно долго, то установилось бы равновесное (для данных ϵ) состояние — смешанная фаза. Достигается это состояние в данном случае путем периодических затухающих колебаний. Образование горячей адронной фазы из сильно переохлажденной плазмы — первый этап этого периодического процесса. Детальное обсуждение этой интересной и самостоятельной проблемы выходит за рамки данного обзора.

Применительно к реальным условиям более вероятным представляется, что еще на этапе турбулэнзации за счет включения интенсивных поперечных движений система распадается на невзаимодействующие объекты (адроны и мелкие капли плазмы)⁵⁸. Другими словами, происходит «закалка»⁴ материи при температуре $1,5 T_C$, чему соответствуют $\langle p_{\perp} \rangle \approx 0,75 \text{ ГэВ/фм}^3$ (вне зависимости от ϵ_{in}), т. е. результатом такой эволюции вскипания будет плато $\langle p_{\perp} \rangle$ начиная с $\epsilon_{in} \approx \epsilon_Q$. Отметим, что связь ϵ_{in} с $dN/du|_0$ здесь нарушается, поскольку весь процесс сопровождается значительным ростом энтропии.

Завершая обзор возможных вариантов фазового перехода, отметим, что реальный процесс адронизации гидродинамической системы может идти значительно сложнее, чем в сценариях А—D: возможна суперпозиция различных механизмов адронизации. Вполне реалистична, например, следующая ситуация. Центральная область ($y = 0$) быстро охлаждается и взрывается: часть продуктов взрыва (горячие адроны) проникает в боковые области, нагревая их и замедляя процесс охлаждения. В результате адронизация их идет за счет мягких механизмов (C + A, B). Или: в процессе вскипания происходит трехмерный разлет и «закалка» адронной материи у краев системы; в центре успевает образоваться фракция смешанной фазы, которая затем расширяется и переходит в холодные адроны (D + B).

И в том и в другом случае прогнозировать наблюдаемые характеристики вторичных частиц весьма сложно. Можно лишь предполагать, что они (в частности, $\langle p_{\perp} \rangle$) будут лежать между значениями, характерными для «чистых» вариантов А — D ближе к значениям наиболее вероятного (конкурентоспособного) в данных условиях сценария.

Вопрос о том, какой из сценариев А — D имеет наибольшую вероятность реализоваться, может быть решен лишь на основе кинетического анализа. Прежде чем перейти к обсуждению этого вопроса, отметим, что наиболее популярным среди теоретиков^{24–26} является, пожалуй, сценарий В — равновесный переход с образованием смешанной фазы. Тому есть несколько причин. Во-первых, механизм испарения имеет преимущественное право реализации, так как включается значительно раньше ($T \sim T_C$), чем механизм взрыва ($T \lesssim 0,5 T_C$). Другими словами, C и D возможны лишь в том случае, если процесс В почему-либо не прошел. Во-вторых, величина фазового барьер-

ера оценивалась из общих соображений и считалась «не слишком большой»²⁵, что и позволяло считать включение «В» процессом не слишком медленным. В модели мешков с поверхностным натяжением, однако, величина барьера зависит от феноменологического параметра ω (см. раздел 3). Отметим, что косвенные оценки⁶¹ демонстрируют, что этот параметр может быть достаточно велик ($\omega \sim 0,5-1$), что соответствует весьма большому барьеру. Наконец, достижимая (пока) в эксперименте плотность энергии ϵ_{in} по многим оценкам $\epsilon_{in} \sim 2-4 \text{ ГэВ/фм}^3$ может быть недостаточна для полной ионизации материи, но перекрывает интервал значений смешанного состояния $\epsilon_H < \epsilon_{in} < \epsilon_Q$, следовательно, сигналы образования смешанного состояния уже должны быть видны.

В работе²⁵ был проведен подробный анализ (на основании машинного счета) гидродинамических процессов в смешанной фазе. Наибольшее внимание уделялось зависимости $\langle p_{\perp} \rangle \propto \int dV' dy \propto \epsilon_{in}$ и распределениям различных частиц по поперечному импульсу, так как характерное поведение $\langle p_{\perp} \rangle$ (медленный рост в интервале $\epsilon_H < \epsilon_{in} < \epsilon_Q$) является основным сигналом смешанного состояния. Сравнение полученных в работе²⁵ данных с экспериментальными данными⁵⁹ (рис. 6) показало, однако, большие расхождения предполагаемого режима и реальных значений. Это расхождение можно приписать неадекватности пересчета²⁸

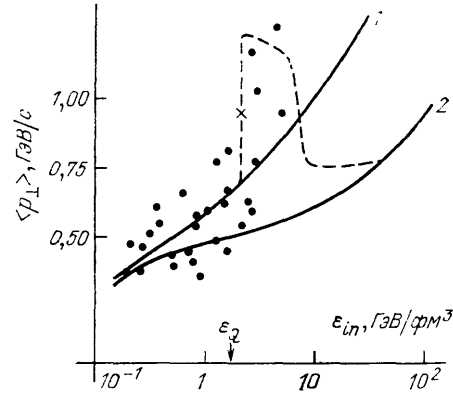


Рис. 6. Зависимость среднего поперечного импульса $\langle p_{\perp} \rangle$ от плотности энергии начального состояния системы ϵ_{in} . Точки отвечают экспериментальным данным группы JACEE⁵⁹. Кривая 1 относится к чисто адронной материи, 2 — к смешанному состоянию в плазме (теоретические расчеты²⁵). Штриховая кривая описывает вероятный характер зависимости $\langle p_{\perp} \rangle \sim \epsilon_{in}$ с учетом неравновесных фазовых переходов⁵⁴ (пояснения в тексте)

$$\epsilon_{in} = \frac{3}{4\pi\tau_{in}} (p_{\perp}^2 + m^2)^{1/2} \frac{dN}{dy} A^{-2/3}. \quad (4.10)$$

верного лишь в предположении постоянства энтропии на всех стадиях расширения, и некоторым другим причинам*). Заметим, однако, что экспериментальные точки более соответствуют качественным эффектам вскипания или взрывного роста адронного пузыряка.

4.3. Кинетический анализ сценариев фазового перехода **)

Как мы уже отмечали, вывод о реальности предложенных сценариев должен быть сделан на основе кинетического анализа процессов, т. е. сравнения характерных времен охлаждения, «включения» процесса адронизации и коллективной адронизации. Под временем включения процесса фазового перехода мы понимаем характерное время τ_{ϕ} формирования очага новой (h) фазы. Оно обычно принимается равным 1 фм; однако кинетический анализ, проведенный в разделе III, демонстрирует существенную зависимость τ_{ϕ} от величины барьера, разделяющего фазы ($\sim \omega$) и температуры T_q . Именно,

$$\tau_{\phi} \sim W_A^{-1}(T_q) \sim T_q^{-1} \frac{1}{x} \exp \left[\frac{16\pi}{3} \left(\frac{x-1}{3} \right)^{1/4} \frac{\omega^3}{x(1-x^4)^2} \right], \quad (4.11)$$

*) В приложениях обычно принимается $\tau_{in} \sim 1$ фм, что также может приводить к некорректности оценки ϵ_{in} .

**) В этом разделе излагаются результаты работы⁵⁴.

где $x = T_q/T_c$ — степень переохлаждения плазмы. τ_Φ как функция температуры (x) имеет минимум, отвечающий максимуму W_λ (см. рис. 3, а), при $x = 0.57 = x^*$. При малых $\omega \lesssim 10^{-1}$ минимум размыт (его полуширина $\Delta \sim (30 \omega)^{-3/2} \sim 1$), т. е. включение фазового перехода равновероятно для всех температур, меньших T_c ; при этом $\tau_\Phi \lesssim 1$ фм, что совпадает с общепринятой оценкой. Отметим, что в этом случае T_{lim}^q , при которой барьер F^* сравнивается с уровнем флуктуации энергии ($\sim T$), близка к T_c (см. рис. 3, б). Это, однако, не означает, что идет лавинообразный процесс адронизации («вскипание»), поскольку таковой запрещен в области $T_q > \hat{T} \approx 0.75 T_c$ термодинамически ($\Delta \hat{S} < 0$). В данном интервале со возможно лишь равновесное сосуществование фаз.

При больших ω распределение вероятности резко ($\sim \omega^{-3/2}$) сужается и сама W_λ падает как $e^{-\omega}$ — зарождение адронной фазы становится вероятно лишь в области $T_q \approx T^*$. Уменьшается также и предельная температура: $T_{lim}^q = T^*$ при $\omega = \omega^* \approx 0.3$; здесь τ_Φ по-прежнему 1 фм, но вне области $T \sim T^*$ τ_Φ растет по закону

$$\tau_\Phi(x) = \tau_\Phi^* \exp \frac{(x-x^*)^2}{2\Delta^2} \quad (4.11^*)$$

и превышает 1 фм на порядки.

Дальнейший рост ω приводит к тому, что T_{lim}^q исчезает (срыв фазы плазмы не происходит вплоть до $T_q = 0$) — барьер всюду превышает уровень энергетического шума и преодоление его всегда маловероятно.

Таким образом, анализ зависимости $\tau_\Phi(\omega, x)$ позволяет каждому из сценариев «А» — «D» сопоставить примерный интервал значений ω :

$0 < \omega < 0.2$ — смешанная фаза,

$\omega = 0.3$ — вскипание при $T \approx T^*$,

$\omega > 0.5$ — рост одиночных взрывных пузырьков [$\tau_\Phi(x^*) \gg 10$ фм].

Для более определенного выбора между сценариями необходимо сопоставление скорости охлаждения системы и скорости адронизации ее как целого в каждом из вариантов А — D.

Скорость (темп) охлаждения определяется из (4.3):

$$\Delta\tau \sim \frac{\Delta T}{T} \tau_{in} \left(\frac{T_{in}}{T} \right)^3 \sim 1 \text{ фм} \cdot \frac{\Delta T}{T_c} \left(\frac{T_{in}}{T_c} \right)^2 x^{-3}. \quad (4.12)$$

где $\Delta\tau$ — время, которое система проводит в интервале температур ΔT . Из (4.12) следует, что остывание не горячих вначале систем ($T_{in} > T_c$) происходит сравнительно быстро. Так, остывание от T_c до T^* занимает $\Delta\tau^* \sim 5$ фм, что в случае $\omega \gtrsim 0.25$ меньше, чем $\tau_\Phi(T_c)$. В этом случае должны работать механизмы перехода, связанные с переохлаждением: турбулентное «вскипание» или динамический рост уединенных пузырьков; выбор между ними определяется значением ω . Здесь может проявиться парадоксальный эффект. Если в начале $\varepsilon_{in} \simeq \varepsilon_Q$ (плазма близка к смешанному состоянию), адронизация ее проходит в условиях переохлаждения — быстро и неравновесно. Процесс фазового перехода «стирает» информацию о первоначально «мягком» состоянии ($p_{in} \ll \varepsilon_{in}$)²⁷, величина $\langle p_\perp \rangle$ формируется на этапе взрывного перехода и оказывается выше соответствующих значений для адронной материи. Другими словами, кривая зависимости, $\langle p_\perp \rangle \sim \varepsilon_{in}$, характерная для неравновесных механизмов фазового перехода (штриховая кривая на рис. 6), дает резкий (пороговый) рост в области плотностей энергии ε_{in} , достаточных для образования плазмы ($\varepsilon_{in} \approx \varepsilon_Q \sim 4 \text{ ГэВ} \cdot \text{фм}^3$), вместо «мягкого» поведения, характерного для смешанной фазы (кривая 2 на рис. 6).

Отметим, что все это не верно в случае $\omega \lesssim 10^{-1}$ — когда барьерные эффекты пренебрежимо малы. Тогда $\tau_\Phi(T_c) \approx 1 \text{ фм} \ll \Delta\tau^*$; переход обязан быть равновесным и зависимость $\langle p_\perp \rangle \propto dN/dy \varepsilon_{in}$ должна воспроизводить кривую 2 на рис. 6.

В процессе остывания более горячей плазмы могут включаться «мягкие» механизмы фазового перехода: сосуществование фаз, поверхностное испарение. Здесь делать определенные прогнозы трудно, так как конкуренция и суперпозиция различных механизмов фазового перехода «смешивают» эффекты, характерные для каждого из них.

Кроме того, даже в рамках единого неравновесного сценария число зародышей сравнительно невелико и может сильно флуктуировать. Следовательно, в надпороговой области ($\epsilon_{in} \gtrsim \epsilon_0 \sim 4 \text{ ГэВ/фм}^3$) неизбежны сильные флуктуации наблюдаемых (dN/dy , $dN/dy dp_{\perp} \cdot \langle p_{\perp} \rangle$) как в индивидуальных событиях, так и по ансамблю событий. Другими словами, сигналом надпороговой плазмы может служить хаотическое поведение наблюдаемых, или переменяемость³⁵. Отметим, что в этой связи представляет интерес детальная информация об индивидуальных событиях и, в частности, данные группы JASCE³⁹ (где из-за сравнительно небольшой статистики анализируются значения $\langle p_{\perp} \rangle$ без усреднения по ансамблю событий).

С дальнейшим увеличением ϵ_{in} мягкий механизм приобретает преимущественное право реализации, т. е. конкурентоспособным оказывается сценарий В. Следует ожидать уменьшения значений $\langle p_{\perp} \rangle$ и асимптотического приближения к равновесной зависимости от ϵ_{in} (штриховая кривая на рис. 6).

Наконец, в адронизации очень горячих систем основную роль может играть механизм поверхностного испарения. Область значимости его ограничена двумя факторами:

а) $(\Delta\tau)_{def} \sim 5 \cdot 10^{-2} (T_{in}/T_C)^2 \cdot 1 \text{ фм}$ — малó;

б) время коллективной адронизации велико: $v_{\Phi} \lesssim 0,04 c_s \Rightarrow \tau_h \gtrsim 40 \text{ фм}$.

Из сопоставления $\Delta\tau_{def}$ и τ_h следует вывод о реальности сценария испарения либо при сверхвысоких энергиях ($T_{in} \gtrsim 30 T_C$), либо при весьма специфических (и редких) начальных условиях²⁰.

Таким образом, исследование зависимости характера адронизации от величины барьера (в рамках предложенной феноменологической модели с одним параметром ω) и начальных условий дает интересную информацию о поведении системы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Присутствие плазмы в начальном состоянии влияет на гидродинамический процесс неоднозначно: возможны качественно разные сценарии фазового перехода к адронной материи.

Подчеркнем, что эта неоднозначность возникает, если фазовый переход жесткий (I рода), т. е. связан с преодолением энергетического барьера, разделяющего фазы. Лишь в этом случае возможны гистерезисные явления (метастабильные состояния системы), порождающие неравновесные (взрывные) механизмы перехода к адронной материи.

Фазовый переход имеет барьерный характер в модели мешков при учете неустойчивости мешков⁵¹ и поверхностных эффектов⁵⁴.

Параметр $\omega = \sigma/B^{3/4}$, определяющий величину поверхностного натяжения, рассматривается сейчас как феноменологический. Более точная теоретическая оценка его возможна в модели «теоретико-полевого» мешка⁸, т. е. автолокализованного решения нелинейных уравнений поля. На наш взгляд, исследования в этом направлении весьма желательны, поскольку от значения ω существенно зависит реальность обсуждавшихся сценариев.

Сценарии, основанные на взрывном механизме («вскипание» и взрывной рост пузырька), имеют общие черты: переход сопровождается ростом энтропии (и, следовательно, множественности вторичных частиц) и порождает избыток вторичных адронов, имеющих большие поперечные импульсы. Экспериментальные предсказания в сценариях, основанных на равновесном переходе (испарение, переход через смешанную фазу), — качественно другие:

здесь «мягкость» состояния плазмы вблизи перехода²⁷ должна сказываться в уменьшении $\langle p_{\perp} \rangle$ по сравнению с гидродинамическим разлетом чисто адронной материи.

Какой именно сценарий реализуется, зависит (при разумных $\omega \gtrsim 0,25$) от начального состояния системы (T_{in} , τ_{in} , степень однородности и идеальности). Подчеркнем, что в области надпороговой плазмы ($T_{in} \gtrsim T_c$, $\epsilon_{in} \gtrsim \epsilon_Q \sim 4 \text{ ГэВ/фм}^3$) мягкие и жесткие механизмы фазового перехода конкурируют. Включение конкретного сценария — процесс вероятностный, что приводит к сильным флуктуациям наблюдаемых (dN/dy , $\langle p_{\perp} \rangle$). Явления типа перемежаемости³⁵ могут служить сигналом надпороговой плазмы. Для изначально горячей плазмы ($\epsilon_{in} \gg \epsilon_Q$) следует ожидать равновесного поведения (кривая 2 на рис. 6). Детальные предсказания, однако, требуют уточнения начальных условий, а те зависят от моделей сталкивающихся адронов (ядер).

Таким образом, детальная информация об эволюции плазмы и экспериментальных проявлениях ее связана с широким кругом рассмотренных проблем: модели адрона, теоретический анализ характера (рода) фазового перехода, сценарии гидродинамической эволюции. Гидродинамическая теория может рассматриваться как связующее звено между близкими ей по духу моделями адронов и экспериментом.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Е. Л. Фейнбергу за плодотворные дискуссии и стимуляцию работы. Авторы благодарны И. В. Андрееву, И. М. Горенштейну, Г. М. Зиновьеву, О. В. Могилевскому и Э. В. Шуряку за плодотворные дискуссии и интересные замечания.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fermi E. // Prog. Theor. Phys. 1930. V. 5. P. 570.
Померанчук И. Я. // ДАН СССР. 1951. Т. 78. С. 889.
Ландау Л. Д. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1953. Т. 17. С. 51.
2. Милехин Г. А. // Тр. ФИАН СССР. 1961. Т. 16. С. 50.
Милехин Г. А., Розенталь И. Л. // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 197.
3. Розенталь И. Л. и др. Релятивистская кинетика и гидродинамика. — М.: Атомиздат, 1979.
Фейнберг Е. Л., Чернавский Д. С. // УФН. 1964. Т. 82. С. 3.
4. Фейнберг Е. Л. // УФН. 1983. Т. 139. С. 3.
5. Shuryak E. // Phys. Lett. Ser. B. 1979. V. 79. P. 135.
6. Dzyakonov D., Petrov Y. // Nucl. Phys. Ser. B. 1984. V. 245. P. 259.
7. Баталин И. А., Матинян С. Г., Саввиди Г. К. // ЯФ. 1977. Т. 26. С. 707.
Savvidi G. K. // Phys. Lett. Ser. B. 1977. V. 71. P. 133.
8. Vinciguerra P. // Nucl. Phys. Ser. B. 1975. V. 89. P. 463, 493.
9. Shuryak E. V. // Phys. Rep. Ser. C. 1984. V. 115. P. 153.
10. Андреев И. В. // УФН. 1986. Т. 150. С. 299.
11. Shifman M., Vainshtein A., Zakharov V. // Nucl. Phys. Ser. B. 1979. V. 147. P. 385.
12. Shuryak E. // Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 78. P. 159.
13. Callan C. G., Dashen R., Gross D. J. // Phys. Lett. Ser. B. 1978. V. 78. P. 307; Phys. Rev. Ser. D. 1979. V. 19. P. 1826.
14. a) Baym G. // Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons: Proc. of an International Symposium, Ed. H. Satz. — University of Bielefeld, F.R.G. — 1982. — P. 17.
b) Satz H. // Phys. Rep. 1982. V. 88. P. 349.
Ratelski J. // Ibidem. P. 331.
15. Шуряк Э. В. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 796.
16. Шуряк Э. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 79. С. 407; Phys. Rep. 1980. V. 61. P. 71
17. Migdal A. B. // ^{14a} — P. 349.
18. Carruthers F., Zachariasen F. // Phys. Rev. Ser. D. 1976. V. 13. P. 950.
Van Hove L. // ^{14a} — P. 349.
19. Сннан Я. Г. // ДАН СССР. 1963. Т. 153. С. 1261.
20. Kajantie K., McLerran L. // Phys. Lett. Ser. B. 1982. V. 119. P. 203; Nucl. Phys. Ser. B. 1983. V. 21. P. 261.

21. Kajantie K., Raitio R., Ruuskanen V.//*Ibidem*. V. 22. P. 152.
22. Van Hove L.//*Zs. Phys. Kl. C*. 1983. Bd 21 S. 93; 1985. Bd 27. S. 135.
23. Gyulassy M., Kajantie K., Kurki-Suonio H., McLerran L.//*Nucl. Phys. Ser. B*. 1984. V. 237. P. 477.
24. Kajantie K. et al.//*Ibidem*. 1986. V. 266. P. 468.
25. Gersdorff H., McLerran L.//*FERMILAB-Pub-86/13-T*.— 1986.— P. 986.
26. Gorenstein M. I., Pavlenko O. P., Zinovjev G. M.//*Preprint ITR-86-159E*.— Kiev, 1986.
27. Shuryak E. V.//*Phys. Lett. Ser. B*. 1978. V. 78. P. 150.
Жиров О. В.//*ЯФ*. 1979. Т. 30. С. 1098.
28. Bjorken J. D., Weissberg H.//*Phys. Rev. Ser. G*. 1976. V. 13. P. 1405.
Bjorken J. D.//*Ibidem*. 1982. V. 27. P. 140.
29. Chernavskaya O. D., Chernavsky D. S.//*Thermodynamics and Kinetics*. Eds. I. Lamprecht, A. Zotin.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1982.— P. 35.
30. Горенштейн Н. И., Жданов В. И., Сняжков Ю. М.//*ЖЭТФ*. 1978. Т. 74. С. 2.
31. Chodos A., Jaffe R. L., Johnson K., Thorn C. B., Weisskopf V.//*Phys. Rev. Ser. D*. 1974. V. 9. P. 3471.
32. Thomas A. W.//*Advances in Nuclear Physics*/Eds J. Negele, E. W. Vogt.— New York: Plenum Press, 1983.— V. 13. P. 1.
33. Miyazawa H.//*Phys. Rev. Ser. D*. 1979. V. 20. P. 2953.
34. Baaske J.//*Acta Phys. Polon. Ser. B*. 1977. V. 8. P. 625.
Каруста Ж. И.//*Phys. Rev. Ser. D*. 1981. V. 23. P. 2444.
35. Аносов Д. В., Снай Я. Г.//*УМН*. 1967. Т. 22. С. 107.
Дремлю И. М.//*Письма ЖЭТФ*. 1987. Т. 45. С. 505; *УФН*. 1987. Т. 152. С. 531.
36. Беленький С. З., Никшинов Т. Ш.//*ЖЭТФ*. 1955. Т. 28. С. 744.
Беленький С. З.//*ЖЭТФ*. 1957. Т. 32. С. 1171.
37. Романовский Ю. М., Степанова Н. В., Чернавский Д. С. *Математическая биофизика*.— М.: Наука, 1984.
38. Skyrme T. H.//*Nucl. Phys. Ser. B*. 1962. V. 31. P. 556.
39. 't Hooft G.//*Ibidem*. 1974. V. 79. P. 276.
Поляков А. М.//*Письма ЖЭТФ*. 1974. Т. 20. С. 430.
40. Polyakov A. M.//*Phys. Lett. Ser. B*. 1978. V. 72. P. 477.
Willson K. G.//*Phys. Rev. Ser. D*. 1974. V. 10. P. 2445.
Susskind L.//*Ibidem*. 1979. V. 20. P. 2610.
41. Карш Ф.//*Адронная материя в экстремальных условиях*.— Киев: Наукова думка, 1986. С. 129.
42. Karsch F. Invited talk at School Enrico Fermi: TH-4003-CERN.— 1984.
43. Kalashnikov O. K., Klimov V. V.//*Phys. Lett. Ser. B*. 1979. V. 88. P. 328.
44. Linde A. D.//*Rep. Prog. Phys.* 1979. V. 42. P. 389.
45. Калашников О. К.//⁴¹.— С. 157.
Сабо А., Калашников О., Veliev E. *Preprint GFT-ICIMAF-1*. 1987.
46. Лифшиц И. М. *Лекции по кинетике фазовых переходов*.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980.
47. Горенштейн М. И., Зинovieв Г. М., Петров В. К., Шелест В. И.//*ТМФ*. 1982. Т. 52. С. 346.
48. Горенштейн М. И.//*ЯФ*. 1980. Т. 31. С. 1630; 1981. Т. 34. С. 1604.
49. Горенштейн М. И., Липских С. И.//*ЯФ*. 1983. Т. 38. С. 1262.
50. Gorenstein M. I., Petrov V. K., Zinovjev O. M.//*Phys. Lett. Ser. B*. 1981. V. 106. P. 327.
51. Горенштейн М. И.//*ЯФ*. 1984. Т. 39. С. 712.
52. Hagedorn R., Rafelski J.//*Phys. Lett. Ser. B*. 1980. V. 97. P. 136
53. Хагедорн Р.//⁴¹.— С. 50.
54. Чернавская О. Д., Чернавский Д. С. *Препринт ФИАН СССР № 263-87*. Москва, 1987.
55. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Гидродинамика*.— М.: Наука, 1985.
56. Danielowitz P., Gyulassy M.//*Phys. Rev. Ser. D*. 1985. V. 31. P. 53.
57. Gorenstein M. I., Zhdanov V. I.— *Preprint ITP-86-62E*.— Kiev, 1986.
58. Розенталь И. Л., Тарасов Ю. А.//*ЖЭТФ*. 1983. Т. 85, с. 1535.
59. Hasenfratz P., Karach F., Stamatescu I. C.//*Phys. Lett. Ser. B*. 1983. V. 133. P. 221.
Burnett T. H. et al.//*Phys. Rev. Lett. Ser. B*. 1986. V. 52. P. 1.
60. Чернавская О. Д., Чернавский Д. С. *Препринт ИТФ-1986-66Р*.— Киев, 1986.
61. Laperashvili L., Nielsen P.//*Nucl. Phys. Ser. B*. 1986. V. 276. P. 93.