объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р17-92-481

В.К.Федянин, В.Б.Роганков*

МАСШТАБНОЕ УРАВНЕНИЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ФЛЮИДА. ФЛУКТУАЦИИ В МАЛЫХ ОБЪЕМАХ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Направлено в журнал «Fluid Phase Equilibria»

---

*Одесский институт низкотемпературной техники и энергетики

1992

1. В [1] было установлено, что интервал a-состояний $\tau \in [0, \tau_c)$ при детерминированном способе описания соответствует в РТ неподвижной точке q_0 (1.15)* рассматриваемой ДС. Учет флуктуаций интенсивных переменных, обусловленных реально существующими (x_i, t)-неоднородностями распределений вещества и энергии внутри отдельных V_τ-подсистем и увеличивающейся с уменьшением значения V_τ интенсивностью их обменного взаимодействия с окружением, формально не изменяет этого вывода для $\tau \in [0, \tau_c)$. Другими словами, ограниченные по величине гауссовы δ-флуктуации плотностей $\{a_j\}$ и полей $\{b_j\}$ в макроскопических объемах $V_\tau > V_c$:

$$|\delta| \lessapprox \Delta_\tau \tag{1}$$

можно связывать с беспорядочным T-движением изображающей точки $q(\tau)$ в малой окрестности Δ_τ вблизи равновесной точки q_0, относящейся к типу простейших аттракторов ДС [2]. Отсутствие практической необходимости в изучении такой детерминированной траектории $q(\tau)$, безусловно, оправдывает переход к вероятностному описанию совокупности (ансамбля) изображающих точек, нормально распределенных вблизи q_0. При применении гауссовой флуктуационной теории (ФТ) к РТ вначале предполагается [3,4] выполнение следующих требований:

а) Для V_τ-подсистемы и ее окружения, имеющего объем $\left(V_0 - V_\tau\right) >> V_\tau$, могут реализовываться только состояния равновесия, отвечающие отдельным точкам на ТП (1.1);

б) Условная вероятность обнаружить экстенсивные параметры V_τ-подсистемы в интервале значений от A_{τ_j} до $A_{\tau_j} + \bar{d}A_{\tau_j}$, если V_0-система описывается с помощью величин $\left\{A_{0_j}\right\}$, равна (для чистого вещества, в котором $j = 1, 2$):

---

*Ссылки на формулы из [1] в этой работе даются, как (1. ...)

$$\psi\left(A_{\tau_j}, V_\tau \mid A_{0_j}, V_0\right) \bar{d}A_{\tau_1} \bar{d}A_{\tau_2} = \Delta_\tau \exp\left[S_0\left(A_{0_j} \mid A_{\tau_j}\right)/k\right] \bar{d}A_{\tau_1} \bar{d}A_{\tau_2}, \qquad (2)$$

где полная энтропия S_0 характеризует V_0-систему, когда V_τ-подсистема имеет значения A_{τ_j}.

в) Энтропия S_0 является аддитивной функцией:

$$S_0\left(A_{0_j} \mid A_{\tau_j}\right) = V_\tau \sigma\left(a_{\tau_j}\right) + \left(V_0 - V_\tau\right) \sigma\left(a_{0,\tau_j}\right), \qquad (3)$$

в которой величины a_{τ_j} определяются в приближении (x_i, t)-однородности (1.5) и аналогично (для $V_0 = \mathrm{const}$):

$$a_{0,\tau_j} = \left(A_{0j} - A_{\tau_j}\right) / \left(V_0 - V_\tau\right) \xrightarrow[V_\tau \to V_c]{} a_{0j} = A_{0j} / V_0. \qquad (4)$$

В указанном пределе V_τ приближается к значению V_c сверху, так что $\left(V_0 - V_\tau\right) \approx V_0 >> V_\tau$ и флуктуации $\delta a_j(V_\tau)$ не имеют обычной асимптотики РТ (1.16), поскольку, при соответствии прочих условий, V_τ здесь не устремляется к бесконечности. В мысленной процедуре уменьшения V_τ и перехода в область $б$-состояний: $\tau \approx \tau_c$, использование соотношений детерминированной РТ (1—6) достигает предела применимости. В частности, нарушается эмпирическое условие макроскопической эквивалентности (1.3), обеспечивающее возможность выбора одной из величин A_j в качестве масштаба и понижения размерности Q_j-пространства РТ на единицу, а также возможность локальной взаимозаменяемости в РТ полей $\{b_j\}$ и плотностей $\{a_j\}$ на основе полного (1.6) или частичного:

$$f\left(\rho, T\right) = -P\left(\mu, T\right) + \mu\rho, \qquad (5)$$

преобразования Лежандра. Само использование сильно флуктуирующих экстенсивных величин A_{τ_j} при описании малых объемов V_τ, и тем более определение с их помощью по формулам (1.4, 1.5) интенсивных переменных $\{a_j, b_j\}$, представляется физически необоснованным.

Следующим шагом построения гауссовой ФТ обычно является [3,4] аппроксимация функции:

$$S_0\left(A_{0j} \mid A_{\tau_j}\right) \equiv S_0\left(\delta A_j\right), \qquad (6)$$

достигающей максимума при $\delta A_j = 0$, с помощью ее разложения в ряд по степеням δA_j и сохранения членов второго порядка:

$$S_0\left(\delta A_j\right) = S_0(0) = (1/2) \sum_{j,k}^{n=2} \partial^2 S_0 / \partial\left(\delta A_j\right) \partial\left(\delta A_k\right) \Big|_{\delta A_j = 0} \delta A_j \delta A_k. \qquad (7)$$

На флуктуации экстенсивных переменных $\{\delta A_j\}$ здесь налагается требование малости (1), которое естественно, нарушается в малых объемах V_τ. То же утверждение относится к флуктуациям плотностных переменных $\{\delta a_j\}$, часто используемых в гауссовой ФТ [4,5] вместо $\{\delta A_j\}$. Рассмотрим, как входит введенный нами в [1] параметр τ (1.18) в данную ФТ.

Поскольку в объеме V_0 каждая из экстенсивных величин $\{A_j\}$ сохраняется при равновесном обменном взаимодействии открытой V_τ-подсистемы с окружением, имеющим объем $\left(V_0 - V_\tau\right)$, запишем это условие, вводя два типа флуктуаций плотностей относительно a_0:

$$\left(V_0 - V_\tau\right)\left(a_{0,\tau} - a_0\right) + V_\tau\left(a_\tau - a_0\right) = \left(V_0 - V_\tau\right)\delta a_{0,\tau} + V_\tau \delta a_\tau = 0. \qquad (8)$$

В предельном переходе (4) в область $б$-состояний ($\tau \approx \tau_c$) от начального значения $\tau_0 \approx 1$ $\left(V_\tau \approx V_0\right)$ из области a-состояний флуктуации $\delta a_{0,\tau}$ в окружающей $\left(V_0 - V_\tau\right)$-подсистеме все с большим основанием могут быть отнесены к характеристикам собственно V_0-системы и названы «гауссовыми». Напротив, флуктуации δa_τ в V_τ-подсистеме должны увеличиваться так, что их гауссово описание становится проблематичным и достигает предела применимости при значениях $\tau \approx \tau_c$. Тогда из (8) имеем

$$\tau = \tau_0 - \frac{\delta a_\tau}{\delta a_{0,\tau}} = \frac{a_{0,\tau} - a_\tau}{a_{0,\tau} - a_0}, \quad \tau_0 = 1, \qquad (9)$$

где параметр τ характеризует в малых V_τ-подсистемах соотношение флуктуаций $\delta a_\tau \approx \left(a_{0,\tau} - a_\tau\right)$, имеющих тенденцию становиться при $\tau \approx \tau_c$ «негауссовым» к флуктуациям гауссова типа $\delta a_{0,\tau} = \left(a_{0,\tau} - a_0\right)$.

2. Из предыдущего следует, что учет флуктуаций вблизи q_0 в РТ приводит к принципиальному различию в формулировке задачи T-движения, по сравнению с детерминированным описанием q_0. Оно заключается в том, что «долговременное» (по параметру τ) воздействие случайных гауссовых возмущений на ДС будет неизбежно обуславливать, как это установлено в теории стохастических ДС [6—8], возможность ухода при $\tau \approx \tau_c$ траектории изображающей точки $q(\tau)$ из области начального равновесного аттрактора q_0. Использование в дальнейшем результатов, полученных в рамках указанной теории относительно параметра физического времени t, применительно к ДС, изменяющей координаты q_j в зависимости от параметра τ (1.18), учитывает приведенную нами в [1] T-динамическую интерпретацию соотношений локальной РТ.

Аналог интервала T-времени $\Delta\tau = \tau_c - 0 \approx \tau_c - 1$, предшествующего моменту ухода траектории $q(\tau)$ из области притяжения аттрактора q_0, назван в работе [6] «устойчивостью» («persistence») ДС по отношению к случайным возмущениям. Аналог нестабильного состояния q_c $(\tau \approx \tau_c)$, когда сила, возвращающая изображающую точку в окрестность Δ_τ состояния равновесия q_0 становится чрезвычайно малой и реализуется известная модель критического замедления, называется в стохастической теории [7] «граничным» («marginal») состоянием. Помимо «расплывания» гауссова распределения вблизи q_0, вследствие увеличивающихся флуктуаций δa_τ, этому состоянию могут сопутствовать явления скачкового (катастрофического [9]) изменения обобщенных координат $\overline{q}(\tau)$ центра этого распределения и возможного изменения числа его максимумов (модальности) [9]. В работе R.Graham [8] приведены известные качественные графики двух, наиболее характерных сценариев эволюции ДС по достижению области граничных б-состояний.

Принятое описание динамики возникновения неравновесных фазовых переходов [11] выделяет [8,12] следующие основные этапы. Вначале ДС находится в термодинамическом равновесии и на нее начинают действовать t-однородные $(\partial/\partial t = 0)$ внешние «силы», постепенно увеличивающейся интенсивности λ. Такие «силы» могут отвечать наличию сравнительно небольших градиентов $(\partial/\partial x_i \neq 0)$ полевых переменных $\{b_j\}$ и связанных с ними потоков экстенсивных величин, приводящих к изменениям плотностей $\{a_j\}$. Если рассматриваемая «сила» достаточно мала, то ДС «откликается» на ее действие согласно линейной онсагеровой теории необратимых процессов

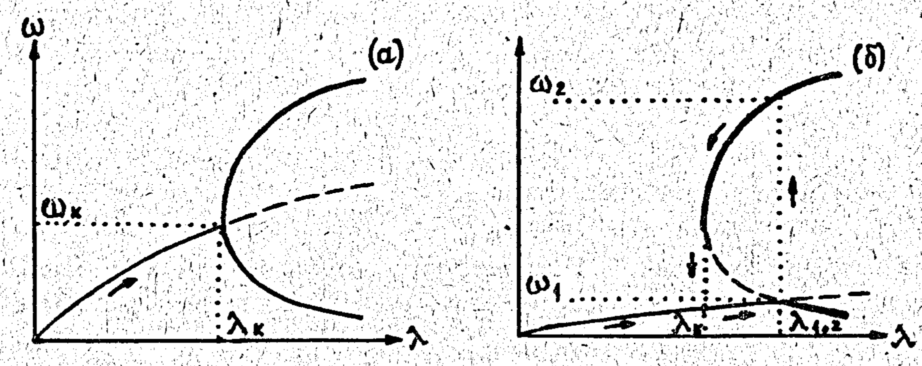

Рис.1. Бифуркации «нелинейной тепловой ветви» по типу: (а) фазового перехода второго рода; (б) фазового перехода первого рода (ω — макроскопическая переменная, λ — интенсивность внешних «сил»)

[12]. При этом ДС уходит от начального равновесия q_0 и достигает нового, «близкого к q_0», неравновесного установившегося состояния $\overline{q}$. На рис.1 описываемому процессу отвечает малая (локальная) область в окрестности начала координат $(\omega, \lambda = 0)$, где в качестве переменной ω естественно рассматривать отклонения детерминированных значений плотностей $\overline{a}$ от a_0, т.е. $\omega = (a_0 - \overline{a})$, а в качестве характеристики интенсивности внешних сил λ — аналогичные отклонения полевых переменных: $\lambda = (b_0 - \overline{b})$. Связь ω с λ на малых отрезках детерминированной траектории $\omega(\lambda)$ определяется линейными соотношениями теории Онсагера. Непрерывное увеличение значения λ может перевести ДС в область, «далекую от состояния q_0» [13], где ее «отклик» на действие λ будет становиться локально нелинейным. Возникающие типы неустойчивого поведения ДС (бифуркации «тепловой ветви») изображены на рис.1.

3. Сравним обсуждаемую в данной работе модель T-движения изображающей точки $q(\tau)$ с описанным выше изменением детерминированных переменных $\omega(\lambda)$ при протекании необратимых относительно физического времени t процессов. Прежде всего заметим, что в том и другом случаях траектории ДС полностью принадлежат ТП. Для системы детерминированных уравнений неравновесной термодинамики (НТ) и дополняющих их линейных соотношений теории Онсагера это утверждение имеет смысл гипотезы локального равновесия (ЛР) [13]. Согласно этой гипотезе в НТ рассматриваются только такие изменения интенсивных термодинамических величин $\{a_j; b_j\}$, обеспечивающих макроскопическое описание необратимо-

го процесса, которые не нарушают при любых значениях (x_j, t)-параметров вида функций (1.7, 1.8), определяющих ТП. В равновесной гауссовой ФТ это предположение распространяется (см. а)) на функцию (1.1), зависящую от экстенсивных переменных $\{A_j\}$. Укажем, что принятие гипотезы ЛР неявно подразумевалось также в приведенном выше утверждении о возможности интерпретации интенсивности внешних «сил» λ, действующих на ДС с помощью флуктуаций полей РТ: $\lambda = (b_0 - \bar{b}) \approx \delta b$. При этом часто используемое в линейной НТ ограничение t-однородности [13,14] для λ представляется излишним, и в настоящей работе будет применяться более общая форма:

$$\delta \longleftrightarrow d \longleftrightarrow d/dt = \partial/\partial t + v_i \, \partial/\partial x_i\,, \tag{10}$$

предположения Л.Онсагера о связи флуктуаций (δ) и детерминированых изменений (d/dt) переменных РТ вдоль траектории необратимого процесса на ТП. Справа в (10) нами введено обычное определение оператора субстанциональной производной, действующей на любую из величин $\{a_j ; b_j\}$ таким образом, что в общем случае учитываются как x_i-, так и t-неоднородности этих переменных. Другими словами, к обычному определению термодинамических «сил» $\{x_j\}$ в линейной НТ [14]:

$$\delta_{x_i} \mu \longleftrightarrow X_1 = \partial \mu / \partial x_i \quad \text{(а)} \qquad \delta_{x_i} T \longleftrightarrow X_2 = \partial T / \partial x_i \quad \text{(б)}\,, \tag{11}$$

вызывающих «потоки» диффузии и теплопроводности, здесь предлагается добавить учёт возможной t-неоднородности протекающих процессов:

$$\delta \mu \longleftrightarrow X_1 = \partial \mu / \partial t \quad \text{(а)} \qquad \delta T \longleftrightarrow X_2 = \partial T / \partial t \quad \text{(б)}\,. \tag{12}$$

Совершенно аналогично в определения «потоков» $\{Y_j\}$ нами предлагается включить оба рассматриваемых фактора (x_j, t)-неоднородности:

$$\delta \rho \longleftrightarrow Y_1 = d\rho/dt \quad \text{(а)}\,, \qquad \delta \sigma \longleftrightarrow Y_2 = d\sigma/dt \quad \text{(б)}\,. \tag{13}$$

В выражения (10—13) входит величина поля скорости $v_i(x_i, t)$, зависящего в эйлеровом описании НТ наряду с переменными $\{a_j ; b_j\}$ непрерывным образом от (x_i, t)-параметров. Для малых объемов V_τ подсистем в задаче T-движения предположения о непрерывности указанных функций и возможности дифференцирования по (x_i, t) требуют оправдания, поскольку

переменные $\{a_j ; b_j\}$, как уже отмечалось, сильно зависят от (x_i, t). Отсюда, нам необходимо дополнить гипотезу ЛР некоторой гарантией ее применимости при изучении малых объемов $V_\tau \in V_0$ N-системы, находящейся в макроскопическом равновесии в объеме V_0.

Такой гарантией предположительно может являться отказ от допущения РТ о равноправии полей $\{b_j\}$ и плотностей $\{a_j\}$ при описании локальных свойств N-системы и выбор подмножества полевых величин $\{b_1 = \mu,\ b_2 = T\}$ в качестве обобщенных координат $\{q_j\}$ в задаче T-движения. Физическая корректность этого выбора подтверждается непрерывностью полей $\{b_j\}$ в области равновесных и неравновесных (рис.1б) фазовых переходов первого рода и предпочтительностью их использования как базисных переменных при анализе критичеких явлений (рис.1а) [15,16]. Отметим, что в НТ и ФТ применение координатного базиса полей $\{q_j\} = \{b_j\}$ также дает важные преимущества, по сравнению с базисом плотностей $\{a_j\}$. Как указано в [14], дифференциальные уравнения необратимых процессов могут быть непосредственно получены только в X_j-представлении (17,18), тогда как их вывод в Y_j-представлении требует дополнительного предположения о наличии потенциалов поля скорости $v_j(x_i, t)$.

При исследовании глобальных траекторий необратимых процессов, принадлежащих ТП (1.9) и изображаемых «нелинейной тепловой ветвью» на рис.1, приближение линейной НТ справедливо для малых отрезков траекторий, где выполняется

$$Y_j \longleftrightarrow \delta a_j = P_{jk} \delta b_k \longleftrightarrow P_{jk} X_k\,. \tag{14}$$

Данное выражение (подразумевающее суммирование по повторяющимся индексам) обобщает конститутивные соотношения Онсагера в том смысле, что вместо экстенсивной энтропии S_0, определяющей «силы» как [3]:

$$\delta b_j = -\,\partial S_0 / \partial\,(\delta A_j) = S_{jk} \delta A_k\,, \tag{15}$$

в (14) входит матрица вторых производных от локального потенциала $P(\mu, T)$ (1.9). Вопреки обычному предположению гауссовой ФТ о возможности выразить S_0 через любые переменные РТ (поскольку в случае линейной зависимости (15) выполняется [3]):

$$dS_0 = -\,\delta b_k d\,(\delta A_k) = -\,S_{kj} \delta A_j\, d\,(\delta A_k) = -\,\delta A_j\, d\,(\delta b_j)\,, \tag{16}$$

где принято $\delta A_j = -\partial S_0/\partial\left(\delta b_j\right)$, термодинамически согласованная форма выражения (2) должна или использовать естественные переменные потенциала РТ $S_0\left(\delta N, \delta E\right)$, или переходить к другому потенциалу РТ, соответствующему новому выбору переменных. При замене переменных полная энтропия S_0, являющаяся функцией состояния, преобразуется как скаляр, но трансформация элемента «площади» $\delta A_j\ \delta A_k$ в (7) должна включать якобиан преобразования к новым переменным. В общем случае он не равен постоянной, как то предполагается в гауссовой ФТ [3,5], и форма выражения (2) в другой системе координат не будет сохраняться. Это обстоятельство учтено нами при переходе к исследованию N-систем с выраженной (x_i, t)-неоднородностью в терминах полей $\{b_j\}$ путем использования соответствующего им локального потенциала P.

Сопряженные плотности $\{a_j\}$ определяются тогда как частные производные (1.19) от непрерывной функции (1.9) и могут быть отнесены к любой из V_τ-подсистем, без дополнительного требования их непрерывности как функций от параметров (x_j, t) и координат $\{q_j\}$. Тем самым нами допускается возможность реализации в малых масштабах V_τ практически мгновенных по времени t состояний ЛР, в которых плотности $\{a_j\}$ могут испытывать разрывы в зависимости от значений (x_j, t) и $\{q_j\}$. Подобное поведение флюида, в свою очередь, может рассматриваться как неустойчивый и микроскопический в масштабах (x_j, t) аналог явлений, наблюдаемых в макроскопических масштабах при фазовых переходах. Согласно предыдущему обсуждению, данное состояние N-системы с большой вероятностью будет «далеким от состояния q_0», поскольку с уменьшением значения V_τ (увеличением τ) поведение флюида в объеме V_0 все менее сказывается на поведении каждой из V_τ-подсистем. На первый план в такой процедуре выходит необходимость учета усиливающихся обменных взаимодействий между соседними V_τ-подсистемами, определяемых выраженной (x_j, t)-неоднородностью флюида. Важной особенностью подобных корреляций должна быть их обратимость во времени t, так как мысленное изменение масштаба объема V_τ, разумеется, не приводит к возникновению необратимых процессов в первоначально равновесной N-системе. Процесс увеличения параметра τ для наглядности можно сравнить с применением микроскопа, имеющего непрерывно увеличивающуюся разрешающую способность. Благодаря этому свойству почти однородное распределение вещества в масштабе $V_\tau = V_0$

для состояния q_0 при ближайшем рассмотрении будет выглядеть как совокупность мгновенно исчезающих и мгновенно появляющихся в масштабах $V_\tau \lesssim V_c$ «скоплений» и «разрежений» в распределении вещества, обусловленных движением и взаимодействием микроскопических частиц.

Справедливость описываемой физической картины поведения флюида в малых масштабах V_τ базируется на предположении о применимости к ним гипотезы ЛР, сформулированной исключительно в терминах полей $\{b_j\}$. Аналогичная замена основных, допускающих макроскопическое истолкование переменных (т.е. переход от $\{a_j\}$ к использованию $\{b_j\}$, как уже отмечалось, требуется в КО [15,16]), где экспериментально изучаемые объемы V_0 часто принадлежат области б– $\left(\tau \approx \tau_k\right)$, и даже в-состояний $\left(\tau > \tau_c\right)$ вследствие увеличения значений V_c для состояний q_0, близких к критической точке q_k. Формально к таким объемам неприменимы соотношения РТ, что вызывает использование в этой области «полумакроскопических» потенциалов, типа предложенного Ландау и Гинзбургом. В ренормгрупповой (РГ-) теории [19] к параметрам подобных потенциалов, допускающим микроскопическую интерпретацию и зависящим от полевых переменных $\{b_j\}$, применяется процедура непрерывного увеличения масштаба объема V_τ. Выбор направления изменения V_τ, обратного исследуемому в данной работе, определяется постановкой в РГ-теории задачи последовательного понижения числа микроскопических степеней свободы от N до n так, что чисто термодинамическое описание становится возможным при $V_\tau = V_c \to \infty$ в критической точке.

При несомненной ценности основной идеи РГ-метода и результатов, полученных с его помощью, нам представляется плодотворной и мысль о возможности введения обратной процедуры непрерывного уменьшения масштаба измерения V_τ при сохранении макроскопического числа n независимых переменных, высказанная практически одновременно в работах [5,20]. В таком подходе исследование произвольных, а не обязательно близких к критической точке состояний q_0 при значениях $\tau \gtrsim \tau_c$ (т.е. для областей б- и в-состояний по терминологии данной работы) представляет особый интерес. Как установлено выше, для указанных значений τ не исключена реализация на ТП (1.9) обратимой в физическом времени t траектории T-движения, являющейся частным случаем, в общем необратимых по t траекторий «нелинейной тепловой ветви», изображенной на рис.1. Предполагаемый качественный характер распределений стохастической плотностной переменной $\widehat{\omega}$ вблизи наиболее вероятных значений $\omega(\lambda)$ представлен на рис.2 в обозначениях, согласующихся с рис.1. Он соответствует основным этапам необратимой эволюции стохастических ДС, названным в работах M.Suzuki [21—23] «начальным» (*а*-состояния), «скейлинговым» (*б*-состояния) и «конечным» (*в*-состояния) режимами.

Очевидно, что обсуждаемый здесь эвристический метод выделения обратимой траектории T-движения из множества допустимых на ТП траекторий необратимых процессов окажется полезным при изучении равновесных свойств ТП, если будет обоснована возможность перехода от стохастических к наиболее вероятным значениям переменных $\{a_j; b_j\}$ на указанной траектории. В стохастической теории ДС [6—8] и квантовой механике [3,12] такая замена вероятностного описания детерминированным носит название квазиклассического (КК-) приближения [24]. Можно предположить, что применение слабо флуктуирующих полей $\{b_j\}$ в качестве обобщенных координат $\{q_j\}$, однозначно определенных в любой точке q на ТП, имеет преимущества, по сравнению с применением сильно флуктуирующих в малых объемах V_τ плотностей $\{a_j\}$. Это важно отметить, так как основное динамическое уравнение теории стохастических ДС- уравнение Фоккера — Планка в линейном [12] и нелинейном [21—23,25,27] вариантах обычно анализируется в терминах плотностных переменных $\{\omega_j\}$. Интересно указать, что R.Kubo, K.Matsuo, K.Kitahara [25] предложили использовать величину обратного объема $\left(\sim V_0^{-1}\right)$ в качестве аналога квантово-механической постоянной Планка h для задачи КК-перехода от вероятностного к детерминированному описанию траекторий необратимых процессов. Подобный прием оправдан исчезновением флуктуаций плотно-

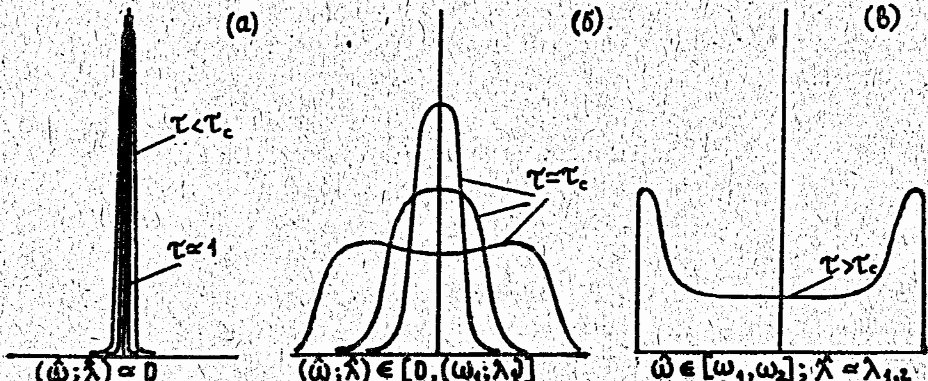

Рис.2. Плотность вероятности значений переменной $\hat\omega$ в а-, б- и в-состояниях

стей $\delta_t a_j$ в T-пределе $\left(V_0^{-1}\to 0\right)$ (1.16), когда использование детерминированных уравнений баланса НТ становится строго обоснованным. В предлагаемой нами модели T-движения, с учетом предыдущего, непротиворечивым представляется допущение о наличии стохастического уравнения обратимой по t эволюции $\{a_j(x_i, t),\ b_j(x_i, t)\}$-переменных в конечном объеме V_0 и отвечающих ему детерминированных уравнений баланса, описывающих взаимодействие V_τ-подсистем с ближайшим окружением. Вопросы вывода уравнения обратимого T-движения и дальнейшего обоснования развиваемого подхода будут составлять содержание следующих работ.

Литература

1. Fedyanin V.K., Rogankov V.B. — JINR, E17-91-347, Dubna, 1991; Phys. Lett., 160, 1991, p.274.
2. Парс Л.А. — Аналитическая динамика, М.: Наука, 1971.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теоретическая физика, т.5. Статистическая физика. М.: Наука, 1976.
4. Ruppeiner G. — Phys. Rev., 1979, v.A20, N 4, p.1608.
5. Ruppeiner G. — Phys. Rev., 1983, v.A27, N 2, p.1116.
6. Ludwig D. — SIAM Rev., 1975, v.17, N 4, p.605.
7. Mangel M. — Physica, 1979, v.97A, p.597.
8. Graham R. — In: «Fluctuations, Instabilitites and Phase Transitions». N.Y. Plenum, 1975, p.215.
9. Гилмор Р. — Теория катастроф для ученых и инженеров, М.: Мир, 1984, т.1, т.2.
10. Эбелинг В., Энгель-Герберт Г. — В сб.: «Термодинамика и кинетика биологических процессов». М.: Наука, 1980, с.158.
11. Климонтович Ю.Л. — Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
12. Грэхем Р. — В сб.: «Синергетика». М.: Мир, 1984, с.95.
13. Гленсдорф П., Пригожин И. — Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Мир, 1973.
14. Дьярмати И. — Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1974.
15. Widom B. — J. Chem. Phys., 1965, v.43, N 4.
16. Паташинский А.З., Покровский В.И. — Флуктуационная теория фазовых переходов, М.: Наука, 1975.
17. Peterson M.A. — Am. J. Phys., 1979, v.46, N 6, p.488.
18. Преснов Е.В., Мальгин С.Н. — В сб.: «Термодинамика и кинетика биологических процессов», М.: Наука, 1980, с.197.
19. Вильсон К., Когут Д. — Ренормгруппа и ϵ-разложение, М.: Мир, 1975.

20. Роганков В.Б. — Динамическая структура равновесных теорий флюидного состояния. Деп. ВИНИТИ, 1982, ч.1, 5710-82.
21. Suzuki M. — Progr. Theor. Phys., 1976, v.56, N 1, p.77.
22. Suzuki M. — Progr. Theor. Phys., 1976, v.56, N 2, p.477.
23. Suzuki M. — Progr. Theor. Phys., 1977, v.57, N 2, p.380.
24. Маслов В.П., Федорюк М.В. — Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. — М.: Наука, 1976.
25. Kubo R. Matsuo K., Kitahara K. — J. Stat. Phys., 1973, v.9, p.51.
26. Grabert H., Green M.S. — Phys. Rev., 1979, v.A19, N 4, p.1747.
27. Grabert H., Graham R., Green M.S. — Phys. Rev., 1980, v.A21, N 6, p.2136.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1992 года.

Роганков В.Б., Федянин В.К. P17-92-481
Масштабное уравнение термодинамической поверхности флюида.
Флуктуации в малых объемах макроскопических систем

Работа является продолжением нашей работы JINR, E17-91-347, Dubna, 1991 (Phys. Lett., 160, 1991, p.274—278), цитируемой далее как [1]. Ссылки на формулы из этой работы даются как (1. ...).

Обсуждается модель T-движения, в которой мы отказываемся от равноправия полей $\{b_1 = \mu,\ b_2 = T\}$ и плотностей $\{a_1 = \rho,\ a_2 = \sigma\}$ при $V_\tau \to (V_c)_+$. Параметром τ при $V_\tau \to (V_c)_+$ служит $\tau = V_c/V_\tau$ [1], $1 \lesssim \tau \lesssim \tau_c : V_\tau \gtrsim V_c$. Увеличение флуктуаций при $V_\tau \to (V_c)_+$ диктует введение конвенциальной производной $\delta = \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i(\mathbf{r}, t)\frac{\partial}{\partial x_i}$: автоматически учитываются $(\mathbf{r}, t)$-однородности. Весьма примечательны изменения плотности распределения вероятности при $(\tau < \tau_c)$, $(\tau \approx \tau_c)$, $(\tau \gtrsim \tau_c)$, обусловленные бифуркацией «нелинейной тепловой ветви» по типу фазового перехода II-го рода $(\tau < \tau_c)$, I-го рода $(\tau \approx \tau_c)$ и переходом в «конечный режим» $(\tau \lesssim \tau_c)$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Rogankov V.B., Fedyanin V.K. P17-92-481
Scale Equation for the Thermodynamic Surface of Fluid.
Fluctuations in Small Volumes of Macroscopic Systems

This paper is a continuation of our work JINR, E17-91-347, Dubna, 1991 (Phys. Lett., 160, 1991, p.247—278) further cited as [1], references (1....)).

The model of T-motion is discussed in which we assume that the fields $\{b_1 = \mu,\ b_2 = T\}$ and densities $\{a_1 = \rho,\ a_2 = \sigma\}$ are not equally justified at $V_\tau \to (V_c)_+$. As a parameter τ as $V_\tau \to (V_c)_+$ we take $\tau = V_c/V_\tau$ [1], $1 \lesssim \tau \lesssim \tau_c : V_\tau \gtrsim V_c$. The increase of fluctuations as $V_\tau \to (V_c)_+$ forces one to introduce the conventional derivative $\delta = \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_i(\mathbf{r}, t)\frac{\partial}{\partial x_i}$: the $(\mathbf{r}, t)$ inhomogeneities are automatically taken into account. We should mention the changes of the probability distribution density at $\tau < \tau_c$, $\tau \approx \tau_c$, $\tau \gtrsim \tau_c$ which are due to bifurcation of a «nonlinear thermal branch» of the type of a phase transition of the second kind $(\tau < \tau_c)$, first kind $(\tau \approx \tau_c)$ and transition to the «final regime» $(\tau \gtrsim \tau_c)$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992