

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОПЕРЕНОС В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ ОКОЛОКРИТИЧЕСКОЙ СРЕДЫ ПРИ НАГРЕВЕ И ОХЛАЖДЕНИИ СТЕНОК

АННОТАЦИЯ

Приведены результаты экспериментального и численного исследования процесса релаксации плотностных неоднородностей в цилиндрической ячейке, заполненной шестифтористой серой вблизи критических параметров, в результате нагрева и охлаждения стенок. Получены картины течений, возникающих в докритической и сверхкритической области параметров. Показано, что численная модель на основе полных уравнений Навье-Стокса с постоянными коэффициентами и уравнения состояния Ван-дер-Ваальса описывает основные особенности начальной стадии развития конвекции в результате нагрева в сверхкритической области параметров. При охлаждении стенок в докритической области параметров вблизи поверхности раздела образуются восходящие конвективные токи в газовой фазе и нисходящие конвективные токи в жидкой фазе. Получено, что при приближении к критической точке интенсивность адиабатического нагрева падает, а постоянная времени релаксации возрастает несмотря на повышение интенсивности конвективного перемешивания.

1. ВВЕДЕНИЕ

В исследованиях теплопереноса в околокритических средах особое место занимает изучение стационарной и нестационарной естественной конвекции в замкнутой области. С одной стороны, такие исследования представляют практический интерес с точки зрения изучения процессов, происходящих в непроточных химических реакторах, замкнутых полостях систем хранения и подачи криогенных компонентов в изделиях ракетной техники, кюветах для прецизионных измерений околокритических свойств различных веществ и т.д.. С другой стороны, такие исследования представляют самостоятельный интерес с точки зрения отработки математических моделей.

Аномалии термодинамических свойств и коэффициентов переноса при приближении к критической точке приводят к ряду особенностей распространения тепла [1-4], одной из которых является образование нагретой области вблизи нагревателя с довольно резкой границей, которая расширяясь, приводит к сжатию и нагреву невозмущенной жидкости. После прекращения нагрева температурные и плотностные неоднородности выравниваются в течение длительного времени. В условиях гравитации имеет место конвективный теплоперенос,

развивающийся на фоне существенной плотностной стратификации, обусловленной сильной сжимаемостью околокритической среды [5].

Несмотря на достаточно большое количество работ, опубликованных в последнее время, природа этих явлений не вполне ясна и актуальным остается вопрос о выборе адекватной математической модели (необходимость использования полной системы уравнений, учета переменности коэффициентов переноса, выбор уравнения состояния и т.д.). Для проверки моделей в эксперименте необходимо надежно регистрировать эволюцию плотностных неоднородностей и интегральные характеристики теплопереноса.

В настоящей работе приведен расчет начальной стадии развития конвекции и определены две важные интегральные характеристики [6]: доля тепла, переданного жидкости (отнятого от жидкости) вследствие расширения-сжатия среды во время роста (падения) температуры стенки, и время релаксации температурных и плотностных неоднородностей после прекращения роста температуры стенки.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

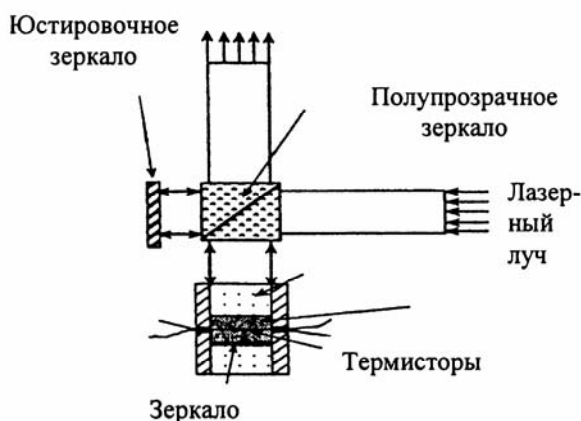


Рис. 1. Схема экспериментальной ячейки в составе интерферометра

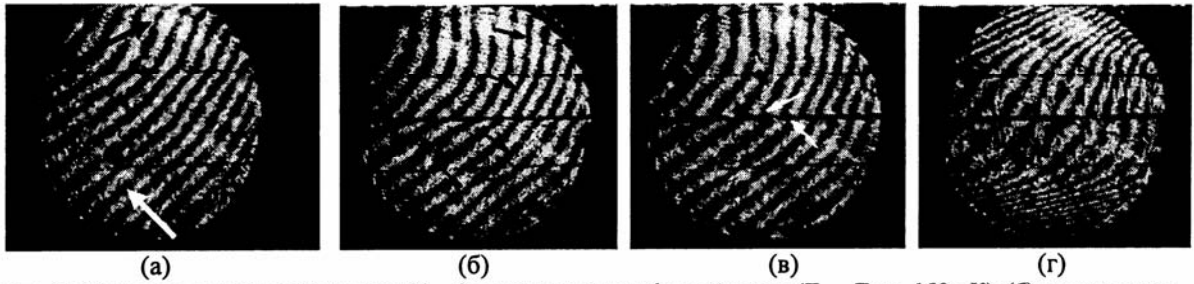


Рис. 2. (а) Нагрев однофазной среды и (б—г) охлаждение двухфазной среды ($T_{нач.} - T_c = -150$ мК): (б) равномерное адиабатическое охлаждение (понижение плотности) в объеме ячейки за счет сжатия среды вблизи стенки ($t < \tau_{охл}$) (черными стрелками показано направление движения интерференционных полос), (в) образование слоя пониженной плотности в газовой фазе и повышенной плотности в жидкой фазе около поверхности раздела (показаны белыми стрелками) ($t \approx \tau_{охл}$), (г) развитие конвективных токов вблизи поверхности раздела фаз («двойная конвекция») ($t > \tau_{охл}$)

Эксперименты проводились на французской аппаратуре Алис-1, предназначенной для исследования околокритических сред в диапазоне температур 30--70°C [7]. Установка содержит термостат с измерительной ячейкой, систему оптических измерений, измерений температуры и сбора информации. Температура ячейки поддерживается с точностью 1мК с помощью системы терморегулирования. Ячейка образована двумя сапфировыми стеклами, пространство между которыми заполнено шестифтористой серой (SF_6 , $T_{кр} = 45,7^\circ C$, $\rho_{кр} = 744$ кг/м³, $P_{кр} = 37,5$ атм). Ячейка является частью интерферометра Тваймана-Грина (Рис.1), который формирует в плоскости изображения интерференционную картину (Рис.2). Смещение полос влево свидетельствует об увеличении плотности, а вправо-об уменьшении.

В экспериментах устанавливалась определенная начальная температура внутри ячейки ниже или выше критической температуры. Затем стенки ячейки нагревались или охлаждались на определенную величину (в данных опытах ± 100 мК). Время нагрева составляло $\tau_{нагр} \approx 10$ с, а время охлаждения — $\tau_{охл} \approx 30$ с. С помощью интерферометра регистрировался процесс установления термодинамического равновесия, соответствующего новому значению температуры стенок.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

3.1. Основные режимы релаксации

Как и следовало ожидать, при нагревании сверхкритического газа (Рис. 2а) ситуация устойчива сверху и неустойчива внизу: вблизи нижней поверхности образуются восходящие конвективные токи (белая стрелка), а сверху хорошо различима область пониженной плотности с довольно резкой границей (черная стрелка). При охлаждении сверхкритического газа внизу образуется устойчивая область повышенной плотности, а сверху появляются нисходящие конвективные токи более плотной жидкости. При нагревании стенок в докритической области наблюдаются восходящие конвективные струи менее плотной среды в нижней части ячейки и

устойчивая область пониженной плотности в верхней части ячейки. И, наконец, охлаждение двухфазной среды (Рис. 2б-2г) характеризуется образованием интенсивных конвективных движений вблизи поверхности раздела фаз (восходящие от поверхности раздела струи в газовой фазе и нисходящие потоки в жидкости) и полным отсутствием движений вблизи стенки в верхней и нижней части ячейки. При всех режимах наблюдается увеличение (уменьшение) плотности среды одновременно во всем (за исключением тонкого теплового пограничного слоя) объеме ячейки во время нагрева (охлаждения) стенки (адиабатический нагрев/охлаждение), а также существенная интенсификация конвективных движений и, несмотря на это, увеличение времени релаксации при приближении к критической точке.

3.2. Развитие конвекции при нагреве в сверхкритической области (численное моделирование)

Рассматривается горизонтальный цилиндр диаметром D , заполненный вязким сжимаемым теплопроводным газом Ван-дер-Ваальса. Цилиндр находится в поле силы тяжести с ускорением g , перпендикулярным его оси. Предполагается, что коэффициенты переноса постоянны. Безразмерные нестационарные уравнения Навье-Стокса, включающие уравнение неразрывности, уравнения движения, уравнение энергии, а также уравнение состояния Ван-дер-Ваальса, имеют следующий вид [8]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{du}{dt} &= -\frac{1}{\rho \gamma} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho Re} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} \right] \\ \frac{dv}{dt} &= -\frac{1}{\rho \gamma} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho Re} \left[\frac{4}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right] + C_F \\ \frac{dT}{dt} &= -(\gamma - 1) \frac{T}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_p \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\gamma}{\rho Re Pr} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \\ &+ \frac{\gamma(\gamma - 1)}{\rho Re} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 \right] \right\} \\ p &= \frac{\rho T}{1 - \rho/3} - \frac{9}{8} \rho^2 \end{aligned}$$

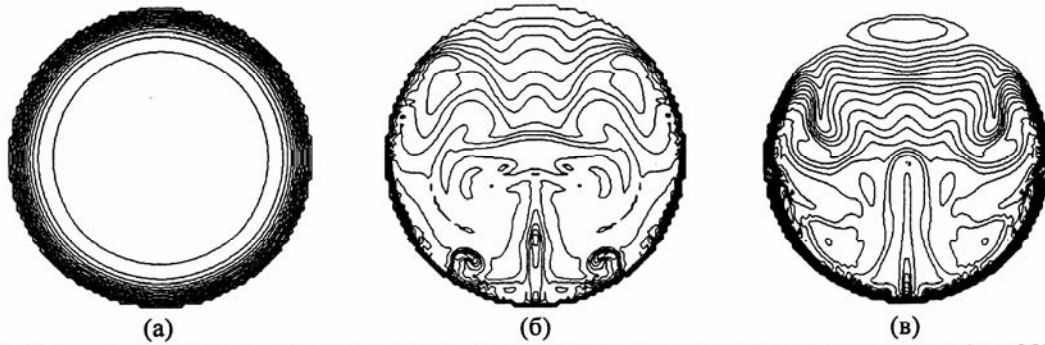


Рис.3. Изолинии температуры (а) сила тяжести отсутствует (только термоакустическая конвекция) $t = 250$, (б,в) при наличии силы тяжести: (а) $t = 250$, (б) $t = 350$

В начальный момент времени предполагается, что газ неподвижен ($u=v=0$) и имеет однородную температуру $T_0 = T_c + \varepsilon$, где $\varepsilon = (T_0 - T_c)/T_c > 0$ - параметр близости к критической точке. Плотность и давление из-за гидростатической сжимаемости и малых значений C_F предполагаются распределенными линейно по высоте согласно уравнениям гидростатики. Для компонент скорости на границе области ставится условие прилипания. При этом средняя плотность в объеме равна критической плотности и соответствует плотности в центре цилиндра. В начальный момент времени температура боковой границы цилиндра мгновенно повышается до температуры T_w . При этом $|T_w - T_0|/T_c$ порядка ε . Нагрев стенок цилиндра приводит к возникновению в области термоакустической конвекции, затухающей со временем. В тоже время в поле массовой силы в области развивается тепловая конвекция.

Расчеты проводились при следующих безразмерных параметрах: $\gamma = 4/3$, $\varepsilon = 0.1$, $|T_w - T_0|/T_c = 0.1$, $C_F = 0.01$, $Re = 10^5$, $Pr = 0.7$, сетка 80×80 узлов. На Рис.3а показаны изотермы для нагрева при $g=0$, время соответствует Рис.3б. Рис.3а иллюстрирует хорошую аппроксимацию потока тепла на границе – изотермы представляют собой почти идеальные круги (задача одномерна). Рис.3б иллюстрирует картину тепловой конвекции в объеме: подъем газа около боковых стенок, вынос теплого газа в верхнюю часть области, приводящий к вертикальной стратификации по температуре в ядре, одновременно внизу возникает конвекция Релея-Бенара (подогрев снизу), видно образование трех термиков (более мощного в центре и слабее – справа и слева). Похожие термики появляются и в эксперименте, и в расчетах других авторов [9]. На Рис.3в термики затухают, стратификация в ядре увеличивается, а в верхней части цилиндра появляется область, температура которой ($T_{max}=1.206$) выше, чем заданная температура на стенке ($T_w=1.2$). Этот результат был получен ранее в расчетах околоскритической конвекции при подогреве сбоку [10].

3.3. Конвекция при охлаждении в докритической области (эксперимент)

На рис. 2(б, в, г) приведены различные фазы развития процесса после начала охлаждения стенки на 100мК для разности начальной температуры в ячейке и критической температуры $T_{нач.}-T_c = -150\text{мК}$. Сразу после начала охлаждения интерференционные полосы начинают двигаться вправо и в жидкой, и в газовой фазе, что свидетельствует о понижении плотности и охлаждении объема за счет адиабатического расширения, вызванного сжатием охлажденного слоя вблизи стенок (Рис. 2б). Движение полос прекращается практически одновременно с окончанием охлаждения. При этом пар оказывается переохлажден относительно жидкости и его часть, прилегающая к поверхности раздела, конденсируется, что приводит к уменьшению плотности пара и увеличению плотности жидкости в слое, прилегающем к поверхности раздела (Рис. 2в). В результате этого возникают восходящие конвективные токи в паровой фазе и нисходящие токи в жидкой фазе (Рис. 2г). Процесс конвективного перемешивания продолжается до установления полного термодинамического равновесия системы жидкость-пар, соответствующего новой температуре стенок ($T_{нач.}-100\text{мК}$).

При существенном приближении к критической точке по сравнению с рассмотренным случаем ($T_{нач.}-T_c = -50\text{мК}$) наблюдается та же картина, но интенсивность конвекции значительно выше. Временами процесс приобретает такую интенсивность, что поверхность раздела полностью исчезает. Заметно также, что значительно увеличивается время релаксации по сравнению с первым случаем. Существенно иная картина возникает на значительно большем расстоянии от критической точки ($T_{нач.}-T_c=11.3\text{К}$). Здесь наблюдается быстрое выравнивание поля плотности во всей толще за счет адиабатического расширения и практически полное отсутствие конвективных течений (по крайней мере в пределах разрешения прибора).

Вклад адиабатического охлаждения. Было найдено отношение изменения плотности, вызванного адиабатическим охлаждением, к

максимальному изменению плотности при достижении термодинамического равновесия внутри ячейки в зависимости от степени приближения к критической точке. Эта величина представляет собой, по сути, долю тепла, отнятого от жидкости с помощью адиабатического расширения, к суммарному теплу, отнятому от жидкости для достижения термодинамического равновесия, соответствующего новому значению температуры. При приближении к критической точке доля адиабатического охлаждения уменьшается.

Зависимость темпа релаксации от степени приближения к критической точке. Для количественной оценки темпа релаксации кривая зависимости уменьшения плотности в газовой фазе от времени аппроксимировалась экспоненциальной функцией $(\delta\rho_{\max} - \delta\rho) / \delta\rho_{\max} = e^{-t/\tau}$. Графики зависимостей, построенных в логарифмических координатах, имеют вид прямых, наклон которых заметно уменьшается по мере приближения начальной температуры к критическому значению, что свидетельствует о существенном увеличении времени релаксации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведено исследование процесса релаксации околокритической среды после нагрева и охлаждения стенок ячейки и получены картины возникающих при этом течений.

Показано, что численная модель на основе полных уравнений Навье-Стокса с постоянными коэффициентами и уравнения состояния Ван-дер-Ваальса описывает характерные особенности начальной стадии развития конвекции в сверхкритической области параметров.

При отводе тепла от стенок сосуда в докритической области процесс релаксации характеризуется возникновением т.н. режима «двойной конвекции»: образование восходящих конвективных токов от поверхности раздела фаз в газовой фазе и нисходящих – в жидкой фазе. Получено, что при приближении к критической точке: доля адиабатического охлаждения среды уменьшается, постоянная времени релаксации увеличивается, а интенсивность конвективных движений возрастает. Таким образом, несмотря на существенную интенсификацию конвективных движений при приближении к критической точке, процесс релаксации жидкости к новому равновесному состоянию затягивается. Причины такого затягивания до сих пор не вполне ясны и, на наш взгляд, представляют значительный интерес для понимания особенностей поведения среды вблизи критической точки.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 05-02-17106

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

u, v , – безразмерные компоненты вектора скорости;
 ρ, p, T – безразмерные плотность, давление и температура;

$$d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y;$$

D – диаметр ячейки (масштаб длины);

T_c и ρ_c – критическая температура (масштаб температуры) и плотность;

$R\rho_c T_c$ – масштаб давления;

$(\gamma R T_c)^{1/2}$ – масштаб скорости;

$D/(\gamma R T_c)^{1/2}$ – масштаб времени;

$\gamma = C_p/C_v$ – отношение теплоемкостей для совершенного газа;

$Pr = \mu C_p/\lambda$ – число Прандтля;

$Re = \rho_c (\gamma R T_c)^{1/2} D/\mu$ – число Рейнольдса;

$C_F = gD/(\gamma R T_c)$ – критерий гидростатической сжимаемости;

$\delta\rho$ – текущее изменение плотности;

$\delta\rho_{\max}$ – максимальное изменение плотности;

t – безразмерное время;

τ – характерное безразмерное время релаксации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Polezhaev V.I., Emelianov V.M., Gorbunov A.A., Soboleva E.B. Near-Critical Convection in Ground-Based and Microgravity Experiments // *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2002, Vol. 26, P. 101-108
2. Polezhaev V.I., Gorbunov A.A., Emelianov V.M., Soboleva E.B., Sazonov V.V., Levto V.L., Romanov V.V., Putin G.F., Zyuzgin A.V., Ivanov A.I. Convection and Heat Transfer in Near-Critical Fluid: Study on MIR and Project of the Experiment CRIT on ISS // 41st ASME 6-9 January 2003, Reno, AIAA 2003-1305, 1-11
3. Garrabos Y., Bonetti M., Beysens D., Perrot F., Frohlich T., Carles P., Zappoli B. Relaxation of a Supercritical Fluid after a Heat Pulse in the Absence of Gravity Effect: Theory and Experiments // *Physical Review E*, 1998, Vol. 57, No. 5
4. Bartscher C. and Straub J. Dynamic Behavior of a Pure Fluid at and near its Critical Density Under Microgravity and 1g // *Int. J. Thermophysics*, 2002, Vol. 23, No. 1, P. 77
5. Ashkenazi S. and Steinberg V. High Rayleigh Number Turbulent Convection in a Gas near the Gas-Liquid Critical Point // *Phys. Rev. Lett.*, 1999, Vol. 83, P. 3641
6. Zhong F., Meyer H. Density Equilibration Near the Liquid-Vapor Pure Critical Point of a Pure Fluid. II. Coexisting Phases for $T < T_c$ // *Phys. Rev. E*, 1996, Vol. 53, No. 6, P. 5935-5948.
7. Емельянов В.М., Леднев А.К. Интерферометрия конвективных процессов в сверхкритической жидкости // Оптические методы исследования потоков: Тр. 7-й междунар. конф. М.: МЭИ, 2003, С. 130-133
8. Polezhaev V.I., Gorbunov A.A., Nikitin S.A. Soboleva E.B. Hydrostatic compressibility phenomena: new opportunities for near critical research in microgravity // *Proceedings of the Interdisciplinary Transport Phenomena In Microgravity and Space Sciences, Conference IV, Tomar Portugal, August 7 – 12, 2005.*
9. Accary G., Raspo I, Bontoux P., Zappoli B. Three-dimensional Rayleigh-Benard instability in a supercritical fluid by direct numerical simulation // 21st International Congress on Theoretical and Applied Mechanics, August 15-21, 2004, Warsaw, Poland, p. 76.
10. Polezhaev V.I., Gorbunov A.A., Soboleva E.B. Unsteady near critical flows in microgravity environment // In: *Transport phenomena in microgravity 2004, Annals of the New York Academy of Science*. V.1027, 2004, 286-302.