

УДК 532.5.032

**ИЗОЛИРОВАННЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЙ ПРИ КОНВЕКЦИИ
АНОМАЛЬНО ТЕРМОВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В ПЛОСКОЙ ЯЧЕЙКЕ**© 2019 г. В. С. Кулешов^{1,*}, К. В. Моисеев^{1,2,**}, С. Ф. Урманчеев^{1,***}¹ *Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, Уфа, Россия*² *Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа, Россия***e-mail: kuleshovvs@gmail.com****e-mail: constgo@mail.ru*****e-mail: said@anrb.ru*

Поступила в редакцию 04.03.2019 г.

После доработки 15.03.2019 г.

Принята к публикации 19.03.2019 г.

Проведено численное исследование свободной конвекции ньютоновской аномально термовязкой жидкости в плоской ячейке, подогреваемой снизу и охлаждаемой сверху; ее боковые границы теплоизолированные. Аномалия вязкости жидкости моделируется гауссовой зависимостью вязкости от температуры и характеризуется двумя параметрами. При определенном наборе управляющих параметров обнаружен режим течения с изолированными конвективными ячейками, разделенными областью повышенной вязкости, так называемым вязким барьером. Для таких режимов течений приведены линии тока, изолинии тепловых потоков, поля температуры и компонент скорости жидкости.

Ключевые слова: конвекция, аномальная жидкость, термовязкая жидкость, вязкий барьер

DOI: 10.1134/S0032823519030093

Введение. Исследованию особенностей конвективного теплопереноса было уделено большое внимание во многих работах разных авторов [1–15] и др. Накоплен большой теоретический задел по изучению особенностей конвективных течений с постоянными теплофизическими свойствами жидкости, процессов переноса в пресной и соленой воде, естественной и смешанной конвекции и так далее. Учет переменных теплофизических параметров является существенным при решении задач, связанных с течением лавы, различных полимеров, жидких металлов и других сред. При этом в отечественной и зарубежной литературе широко представлены исследования по гидродинамике с переменными теплофизическими свойствами жидкости, берущие свое начало от работы Л.С. Лейбензона [16] и получившие продолжение в трудах С.С. Кутателадзе [17] и их коллег. Большинство рассматриваемых зависимостей вязкости от температуры имеют монотонный характер (модели аррениусовского типа). Ряд веществ, например, растворы полимерных жидкостей, жидкая сера, аномально вязкие нефти, характеризуются немонотонными зависимостями вязкости от температуры. При этом другие теплофизические и физико-химические параметры таких жидкостей также достаточно чувствительны к изменению температуры.

Грэхем [18], наблюдая конвективные течения в газе и жидкости, обнаружил, что газ в центральных частях конвективных ячеек опускается, а в жидкостях — поднимается.

Он выдвинул гипотезу, согласно которой направление потока зависит от знака первой производной; для жидкостей, как правило, она отрицательна, для газов — положительна. Гипотеза Грэхема экспериментально была подтверждена Типпельскирхом [23].

Авторами были [20–30] отмечены особенности конвективных течений жидкости с температурной аномалией вязкости, выявлены области существования стационарных и колебательных режимов течений жидкостей при квадратичной и гауссовой зависимости вязкости от температуры, также изучены теплоотдача на изотермических границах и интегральный теплообмен в области течения.

В настоящей работе рассматривается жидкость, вязкость которой на заданном температурном интервале может как убывать, так и возрастать (аномально термовязкие жидкости). Показана возможность существования изолированного режима конвективного течения для аномально термовязкой среды. Отметим, что такой режим невозможно реализовать для жидкостей как с постоянной вязкостью, так и при монотонной зависимости вязкости от температуры.

1. Постановка задачи. Исследуется конвективное течение ньютоновской аномально термовязкой жидкости, плотность которой — линейная функция температуры T :

$$\rho = \rho_0[1 - \beta_T(T - T_0)],$$

где $\beta_T = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$ — коэффициент температурного расширения; T_0 и ρ_0 — значения температуры и плотности в невозмущенном состоянии.

Основные уравнения тепловой конвекции термовязкой жидкости в приближение Обербека–Буссинеска можно записать в виде [35]

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad \rho_0 \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \mu(T) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right\} + (\rho - \rho_0) g \delta_{i2} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + u_j \frac{\partial T}{\partial x_j} &= \kappa_T \frac{\partial^2 T}{\partial x_j \partial x_j}, \end{aligned}$$

где u_i — i -я составляющая вектора скорости; x_i — пространственная координата; t — время; p — отклонение от гидростатического давления; $\mu(T)$ — динамическая вязкость жидкости как функция температуры T , g — ускорение свободного падения; δ_{i2} — символ Кронекера; κ_T — коэффициент теплопроводности; индексы i, j и l в плоском случае принимают значения 1, 2.

Рассмотрим свободно-конвективное течение жидкости с температурной аномалией вязкости в квадратной полости со стороной L . Горизонтальные стенки полости имеют различную температуру: на нижней стенке поддерживается температура T_H , на верхней T_C , причем $T_H > T_C$; вертикальные границы полости считаются теплоизолированными. Схема полости представлена на рис. 1, слева.

Аномалия вязкости по температуре задается в виде функции гауссовского типа:

$$\mu(T) = \mu_{\min} (1 + A e^{-B(T-T_0)^2}), \quad (1.1)$$

где A и B — параметры аномалии справа на рис. 1 показан график функции (1.1) и пояснен геометрический смысл этих параметров. При этом параметр A отвечает за высоту пика и равен отношению максимального к минимальному значению вязкости в заданном диапазоне изменения температуры $[T_C, T_H]$. Параметр $B > 0$ — полуширина пика (ширина на половине высоты), и его увеличение свидетельствует о сужении диапазона температур, в котором изменение вязкости немонотонное (ширина пика у основания). Произведение этих двух параметров равно площади, ограниченной данной кривой, и характеризует степень аномалии вязкости: во сколько раз жидкость будет более вязкая по сравнению с минимальным значением.

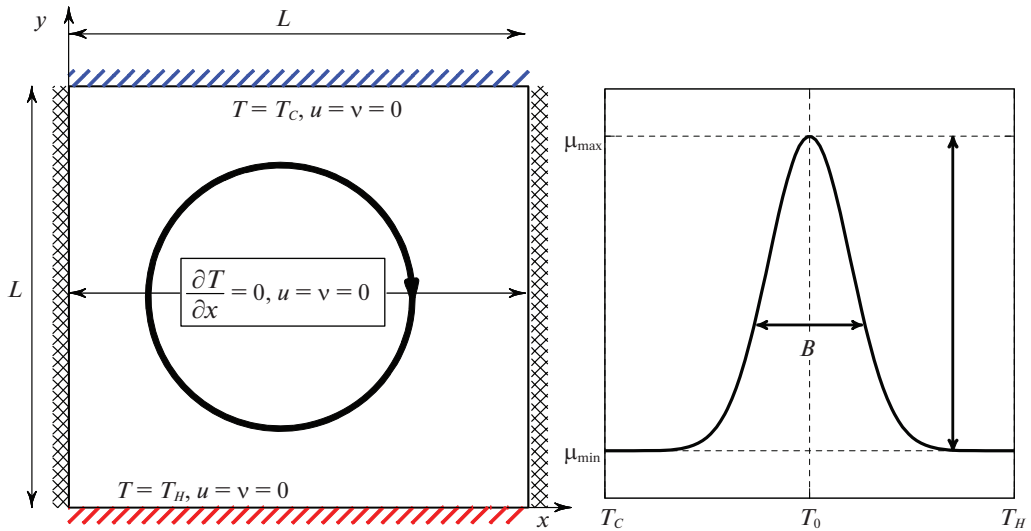


Рис. 1. Схема расчетной области (слева), гауссовская зависимость вязкости от температуры (справа).

Введем следующие характерные масштабы: линейный размер области L , скорость $u = \sqrt{g\beta_T L \Delta T}$, время $t = L/u$, давление $p = \rho_0 u^2$ и перепишем исходную систему уравнений тепловой конвекции в безразмерном виде:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \left(\frac{\text{Pr}}{\text{Ra}}\right)^{1/2} \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \mu(\theta) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right) \right\} + \delta_{i2} \theta$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u_j \frac{\partial \theta}{\partial x_j} = (\text{Pr Ra})^{-1/2} \frac{\partial^2 \theta}{\partial x_j \partial x_j}$$

$$\mu(\theta) = 1 + A' e^{-B' \theta^2}$$

Здесь

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_H - T_C}, \quad T_0 = \frac{1}{2}(T_H + T_C), \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\kappa_T}, \quad \text{Ra} = \frac{g\beta_T L^3}{\kappa_T \nu}$$

(Pr и Ra – числа Прандтля и число Релея), $\nu = \mu_{\min}/\rho_0$ – кинематическая вязкость. Параметры аномалии вязкости $A' = (\mu_{\max}/\mu_{\min} - 1)$, $B' = B \Delta T^2$ далее штрихи в обозначениях будем опускать.

На границах плоской полости для компонент вектора скорости жидкости заданы условия прилипания, для температуры условия на границах описаны в тексте выше. Тогда безразмерные граничные условия можно записать в следующем виде:

$$\text{на левой границе } (x = 0): u|_{x=0} = 0, v|_{x=0} = 0;$$

$$\text{на нижней границе } (y = 0): u|_{y=0} = 0, v|_{y=0} = 0, \theta|_{y=0} = \theta_H = \frac{1}{2};$$

$$\text{на правой границе } (x = 1): u|_{x=1} = 0, v|_{x=1} = 0, \frac{\partial \theta}{\partial x}|_{x=1} = 0;$$

Таблица 1. Сравнение сходимости числа Нуссельта на подогреваемой границе с работой [37]

	50 × 50	100 × 100	200 × 200	
Ra	Nu			[37]
10 ⁴	2.1558	2.1558	2.1558	2.1558
10 ⁵	3.9024	3.9078	3.9098	3.9103
10 ⁶	6.5156	6.3944	6.3340	6.3092

на верхней границе ($y = 1$): $u|_{y=1} = 0$, $v|_{y=1} = 0$, $\theta|_{y=1} = \theta_C = -\frac{1}{2}$

В начальный момент времени полагалось, что жидкость находится в невозмущенном состоянии при средней температуре:

$$u|_{t=0} = 0, \quad v|_{t=0} = 0, \quad \theta|_{t=0} = \theta_0 = 0$$

Система уравнений, описывающая процесс конвективного теплообмена жидкости, решалась численно. Применялись метод контрольного объема и алгоритм SIMPLE [36], модифицированный до второго порядка аппроксимации нестационарных членов и с применением кубических сплайнов для вычисления физических величин на гранях контрольных объемов, для граничных условий использовалась схема второго порядка аппроксимации. Валидация программного кода и сравнение результатов расчетов с эталонными решениями задачи о свободной конвекции однородной жидкости при фиксированном значении числа Прандтля $Pr = 0.71$ представлены в табл. 1, где приведены числа Нуссельта на подогреваемой стенке при различных числах Рейля. Также авторами исследовалась сходимость и оценивалась погрешность основных характеристик течения, таких как числа Нуссельта на изотермических стенках; максимальные значения горизонтальной и вертикальной составляющей вектора скорости жидкости в центральных сечениях [30].

2. Результаты вычислительных экспериментов. Приведем результаты вычислительных экспериментов в задаче о свободной конвекции ньютоновской аномально термовязкой жидкости в квадратной полости подогреваемой снизу и охлаждаемой сверху, при $Ra = 10^6$ и $Pr = 0.1$, 1. Расчеты проводились на равномерной сетке размером 100×100 узлов и шагом по времени $dt = 10^{-4}$.

В начальный момент времени теплообмен протекает в режиме теплопроводности, что приводит к формированию линейного профиля температуры и соответственно к колоколообразному распределению вязкости в ячейке: у изотермических границ ячейки сосредоточена жидкость с минимальным значением вязкости, в центральном горизонтальном сечении находится слой жидкости с максимальным значением вязкости, причем ширина слоя зависит от параметра B , а само значение максимальной вязкости определяется параметром A .

При дальнейшем нагреве ячейки режим теплопроводности становится неустойчивым, вследствие чего происходит переход к конвективному режиму течения. Поле температуры становится отличным от линейного профиля, характерного для режима чистой теплопроводности. При этом наличие функциональной зависимости вязкости от температуры гауссовского типа приводит к тому, что при определенных условиях реализуется режим течения с изолированными конвективными ячейками. На рис. 2 (а)–(г) представлены основные характеристики при данном режиме течения.

На рис. 2 (а) показаны изолинии функции тока в ячейке. Видно, что область разделена на две изолированные подобласти относительно центральной горизонтальной линии полости, причем разделение происходит за счет так называемого “вязкого барьера” — области с максимальным значением вязкости (рис. 2 (б)), который являет-

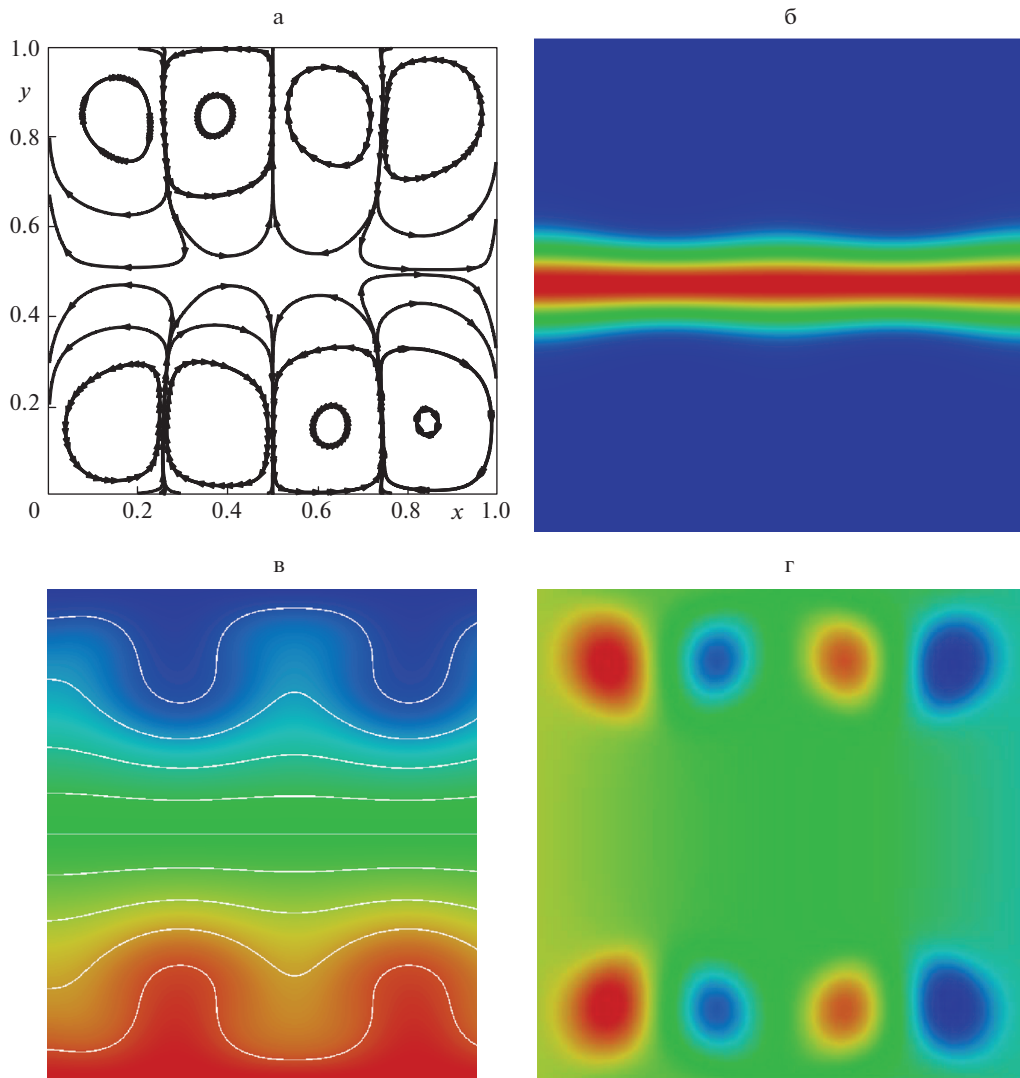


Рис. 2. Основные характеристики конвективного течения: (а) – изолинии функции тока, (б) – распределение вязкости, (в) – изолинии температуры, (г) – изолинии функции теплового потока.

ся гидродинамической преградой для потока жидкости или жесткой стенкой. В нижней подобласти более нагретые частицы жидкости от нижней границы за счет силы плавучести поднимаются вверх к центральной части ячейки, где располагается область повышенной вязкости, далее сила вязкого трения приводит к вертикальному торможению и частицы жидкости переходят в горизонтальный дрейф, после чего остывают и опускаются к нижней границе, образуя замкнутые вихревые структуры. В верхней подобласти нагретые частицы жидкости движутся также под действием силы плавучести, но только от слоя повышенной вязкости к верхней охлаждаемой границе ячейки, достигнув которую, теряют вертикальную скорость за счет заданных гранич-

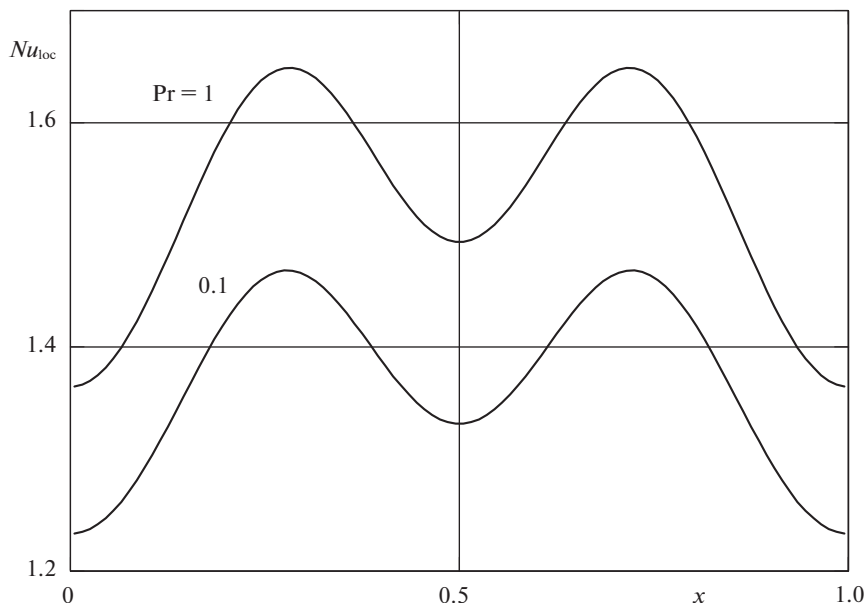


Рис. 3. Локальное распределение числа Нуссельта в центральном горизонтальном сечении.

ных условий и опускаются вниз, также образуя замкнутые вихревые структуры. Таким образом, в каждой подобласти наблюдается по 4 замкнутые вихревые ячейки.

Для поля температуры в каждой подобласти наблюдаются характерные конвективные плюмы, причем в нижней подобласти жидкость в центральных частях плюмов поднимается вверх, а в верхней подобласти — опускается вниз (рис. 2 (в)). Это свидетельствует о том, что в верхней (нижней) подобласти полости находится жидкость, для которой производная функция вязкости по температуре положительна (отрицательна). В центральной части полости в окрестности вязкого барьера, препятствующего вертикальному течению, профиль температуры близок к линейному, что характерно для теплообмена, обусловленного режимом чистой теплопроводности. Также отметим, что изолинии теплового потока, определяемые по методу Киумры и Бежана [38], выстроены по замкнутым траекториям подобным изолиниям функции тока (рис. 2 (г)). В центральной части полости в зоне повышенной вязкости изолинии функции теплового потока вертикальны, что также свидетельствует о режиме теплопроводности в высоковязкой области.

На рис. 3 приведено распределение локальных чисел Нуссельта в центральной горизонтальной части полости для чисел Прандтля $Pr = 0.1, 1$. Распределение чисел Нуссельта имеет немонотонный характер с двумя локальными максимумами, при этом максимальные значения чисел Нуссельта наблюдаются в окрестности конвективных плюмов. Отметим, что с ростом числа Прандтля интенсивность теплообмена в центральном горизонтальном сечении также увеличивается.

Поля продольной и поперечной компонент вектора скорости приведены на рис. 4, зеленый цвет соответствует нулевому значению, красный — наибольшему, синий — наименьшему, при этом абсолютные значения совпадают. Видно, что основное течение формируется в окрестности изотермических границ, а в центральной горизонтальной части полости, где располагается вязкий барьер, течение отсутствует, о чем также свидетельствует поле модуля вектора скорости (рис. 5).

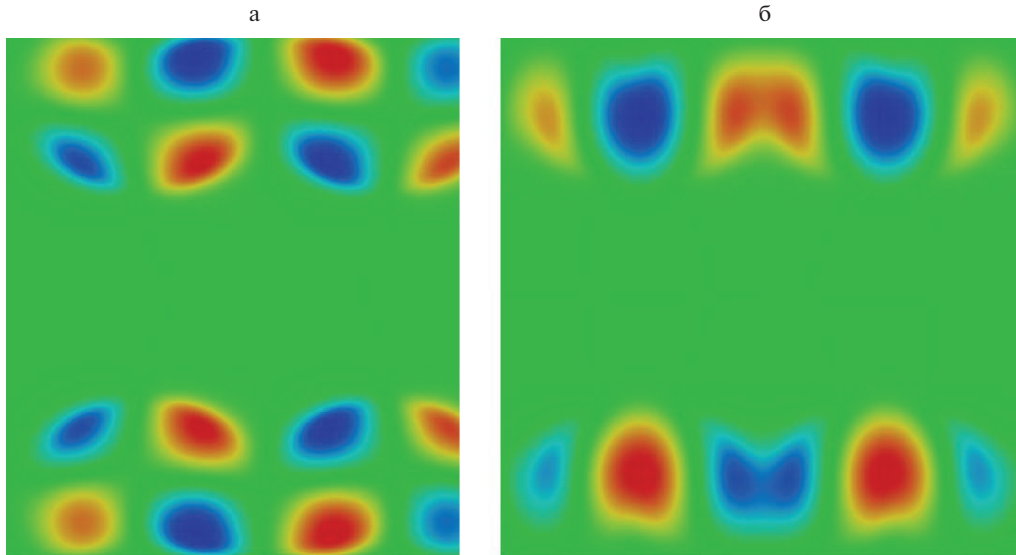


Рис. 4. Поля компонент вектора скорости жидкости: (а) — горизонтальная u , (б) — вертикальная v .

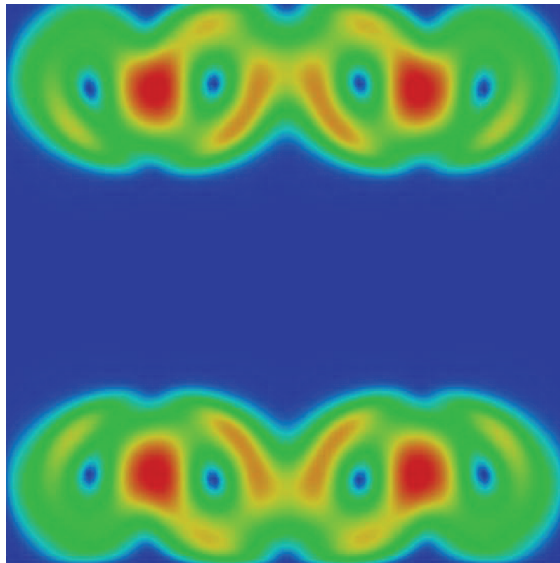


Рис. 5. Модуль вектора скорости жидкости.

Изолированный режим конвекции наблюдается в некотором интервале $A_1 \leq A < A_2$, при $A \geq A_2$ конвективные течения отсутствуют, наблюдается лишь режим чистой теплопроводности. С увеличением параметра B интервал $[A_1, A_2]$ сдвигается в большую сторону. При этом с ростом числа Прандтля наблюдается аналогичная картина течений с изолированными режимами конвекции, а время установления заданного режима увеличивается.

Таким образом, можно сделать вывод, что в формировании изолированных режимов ключевой фактор — гидродинамические особенности процесса в противовес термодинамическим аспектам.

Заключение. Продемонстрирована возможность существования изолированных режимов конвективных течений в квадратной полости для жидкости с функциональной зависимостью вязкости от температуры гауссовского типа. В ячейке образуется две подобласти, разделенные вязким барьером, в которых наблюдается конвективное течение, причем в верхней (нижней) подобласти — течение, характерное для жидкости, производная функция вязкости по температуре которой положительна (отрицательна). Отметим, что данный режим не наблюдается как для жидкостей с постоянной вязкостью, так и с монотонно убывающими и возрастающими зависимостями вязкости от температуры.

Работа выполнена частично при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 17-41-020576-р_а), частично при финансировании государственного задания № 0246-2019-0052.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Palm E.* On the tendency towards hexagonal cells in steady convection // *J. Fluid Mech.* 1960. V. 8. P. 183–192.
2. *Cordon R.P., Velarde M.G.* On the (non linear) foundations of boussinesq approximation applicable to a thin layer of fluid // *J. Phys. France.* 1975. V. 36. P. 591–601.
3. *Kutateladze S.S., Berdnikov V.S.* Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 1984. V. 27. P. 1595–1611.
4. *Gebhart B., Jaluria Y., Mahajan R.L., Sammakia B.* Buoyancy-Induced Flows and Transport. New York: Hemisphere, 1988. 985 p.
5. *Chavanne X., Chilla F., Chabaud B., Castaing B., Hebral B.* Turbulent Rayleigh–Benard convection in gaseous and liquid He // *Phys. Fluids.* 2001. V. 13. P. 1300–1320.
6. *Arcidiacono S., Piazza I.D., Ciofalo M.* Low-Prandtl number natural convection in volumetrically heated rectangular enclosures II. Square cavity, $AR = 1$ // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2001. V. 44. P. 537–550.
7. *Fleischer A.S., Goldstein R.J.* High-Rayleigh-number convection of pressurized gases in a horizontal enclosure // *J. Fluid Mech.* 2002. V. 469. P. 1–12.
8. *Hartlep T., Tilgner A., Busse F.H.* Large scale structures in Rayleigh–Benard convection at high Rayleigh numbers // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91. P. 1–4.
9. *Amati G., Koal K., Massaioli F., Sreenivasan K., Verzicco R.* Turbulent thermal convection at high Rayleigh numbers for a Boussinesq fluid of constant Prandtl number // *Phys. Fluids.* 2005. V. 17. P. 1–4.
10. *Niemela J.J., Sreenivasan K.R.* Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4 // *J. Fluid Mech.* 2006. V. 557. P. 411–422.
11. *Palymskii I.B.* Numerical simulation of two-dimensional convection: role of boundary conditions // *Fluid Dyn.* 2007. V. 42. P. 550–559.
12. *Андреев В.К., Гапоненко Ю.А., Гончарова О.Н., Пухначев В.В.* Современные математические модели конвекции. Москва: Физматлит, 2008. 368 с.
13. *Turan O., Lai J., Poole R.J., Chakraborty N.* Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure submitted from below to a uniform heat flux density // *J. Non-Newtonian Fluid Mech.* 2013. V. 199. P. 80–95.
14. *Kang G.U., Chung B.J., Kim H.J.* Natural convection heat transfer on a vertical cylinder submerged in fluids having high Prandtl number // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2014. V. 79. P. 4–11.
15. *Park Y., Ha M., Park J.* Natural convection in a square enclosure with four circular cylinders positioned at different rectangular locations // *Int. J. Heat Mass Transfer.* 2015. V. 81. P. 490–511.
16. *Лейбензон Л.С.* О движении вязкой подогретой жидкости // *Азерб. нефт. хоз.* 1922. Т. 2. С. 60–66.
17. *Кутателадзе С.С., Боришанский В.М., Новиков И.И., Федынский О.С.* Жидкометаллические теплоносители. Москва: Атомиздат, 1967. 299 с.
18. *Bacon R.F., Fanelli R.* The viscosity of sulfur // *J. Amer. Chem. Soc.* 1943. V. 65. P. 639–648.

19. *Frenkel J.* Kinetic Theory of Liquids. Mineola: Dover Publ., 1984. 488 p.
20. *Wilson S.K., Duffy B.R.* On the gravity-driven draining of a rivulet of fluid with temperature-dependent viscosity down a uniformly heated or cooled substrate // *J. Eng. Math.* 2002. V. 42. P. 359–372.
21. *Лихачев Е.Р.* Зависимость вязкости воды от температуры и давления // *ЖТФ.* 2003. Т. 73. № 4. С. 135–136.
22. *Graham A.* Shear patterns in an unstable layer of air // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A.* 1934. V. 232. P. 285–296.
23. *Tippelskirch H.* Über konvektionszellen insbesondere im flüssigen schwefel // *Beitr. Phys. Atmos.* 1956. Т. 29. S. 37–54.
24. *Урманчиев С.Ф., Киреев В.Н.* Установившееся течение жидкости с температурной аномалией вязкости // *Докл. РАН.* Т. 396. № 2. С. 204–207.
25. *Урманчиев С.Ф., Киреев В.Н.* О влиянии температурной зависимости вязкости на течение жидкости // *Нефтегаз. дело.* 2004. Т. 2. С. 287–295.
26. *Ильясов А.М., Моисеев К.В., Урманчиев С.Ф.* Численное моделирование термоконвекции жидкости с квадратичной зависимостью вязкости от температуры // *Сиб. журн. индустр. матем.* 2005. Т. 8. № 4. С. 51–59.
27. *Моисеева Е.Ф., Мальшев В.Л., Моисеев К.В., Урманчиев С.Ф.* Влияние способа подвода тепла на характер течения при конвекции Релея–Бенара // *Вестн. УГАТУ.* 2011. Т. 15. № 4. С. 154–158.
28. *Кулешов В.С., Моисеев К.В.* Численное моделирование конвективных течений аномально термовязкой жидкости // *Вестн. УГАТУ.* 2016. Т. 20. № 2. С. 74–80.
29. *Кулешов В.С., Моисеев К.В., Урманчиев С.Ф.* Периодические структуры при конвекции аномально термовязкой жидкости // *Вестн. Башкирск. ун-та.* 2017. Т. 22. № 2. С. 297–302.
30. *Кулешов В.С., Моисеев К.В., Хизбуллина С.Ф., Михайленко К.И., Урманчиев С.Ф.* Особенности конвективных течений аномально термовязкой жидкости // *Матем. моделир.* 2017. Т. 29. № 5. С. 16–26.
31. *Moiseev K., Volkova E., Urmanceev S.* Effect of convection on polymerase chain reaction in a closed cell // *Procedia IUTAM.* 2013. V. 8. P. 172–175.
32. *Моисеев К.В., Хизбуллина С.Ф., Бахтизин Р.Н., Урманчиев С.Ф., Кулешов В.С., Алферов А.В.* Математические модели термогравитационной конвекции неоднородной жидкости // *Нефтегаз. дело.* 2017. Т. 15. № 2. С. 165–170.
33. *Malyshev V.L., Marin D.F., Moiseeva E.F., Gumerov N.A., Akhatov I.Sh.* Study of the tensile strength of a liquid by molecular dynamics methods // *High Temp.* 2015. V. 53. P. 406–412.
34. *Malyshev V.L., Marin D.F., Moiseeva E.F., Gumerov N.A.* Influence of gas on the rupture strength of liquid: Simulation by the molecular dynamics methods // *High Temp.* 2016. V. 54. P. 607–611.
35. *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. Москва: Наука, 1972. 392 с.
36. *Латанкар С.* Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. Москва: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
37. *Ouertatani N., Cheikh N.B., Beya B.B., Lili T.* Numerical simulation of two-dimensional rayleigh–bénard convection in an enclosure // *Comptes Rendus Mécan.* 2008. V. 336. P. 464–470.
38. *Kimura S. Bejan A.* The “heatline” visualization of convective heat transfer // *J. Heat Transfer.* 1983. V. 105. № 4. P. 916–919.

Isolated Regimes in the Convection of an Anomalous Thermoviscous Liquid

V.S. Kuleshov^{a, #}, K.V. Moiseev^{a, b, ##}, and S.F. Urmanceev^{a, ###}

^a *Institute of Mechanics UFIC RAS, Ufa, Russia*

^b *Ufa State Petroleum Technological University, Ufa, Russia*

[#] *e-mail: kuleshovvs@gmail.com*

^{##} *e-mail: constgo@mail.ru*

^{###} *e-mail: said@anrb.ru*

This work is devoted to the numerical research of free convection by a Newtonian anomalous thermoviscous fluid in a flat cell. The cell is heated from below, cooled from above; the lateral boundaries are heat insulated. The viscosity anomaly of the fluid is modeled by the Gaussian

function of temperature and is characterized by two parameters. At a certain set of control parameters, a flow regime with isolated convective cells separated by a region of high viscosity, the so-called viscous barrier, was detected. For these flow regimes, current lines, heat fluxes, temperature fields, and contours of the components of the velocity vector of the fluid are given.

Keywords: convection, anomalous fluid, thermo-viscous fluid, viscous barrier

REFERENCES

1. *Palm E.* On the tendency towards hexagonal cells in steady convection // *J. Fluid Mech.*, 1960, vol. 8, pp. 183–192.
2. *Cordon R.P., Velarde M.G.* On the (non linear) foundations of boussinesq approximation applicable to a thin layer of fluid // *J. Phys. France*, 1975, vol. 36, pp. 591–601.
3. *Kutateladze S.S., Berdnikov V.S.* Structure of thermogravitational convection in flat variously oriented layers of liquid and on a vertical wall // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1984, vol. 27, pp. 1595–1611.
4. *Gebhart B., Jaluria Y., Mahajan R.L., Sammakia B.* (1988) *Buoyancy-Induced Flows and Transport*. New York: Hemisphere, 1988. 985 p.
5. *Chavanne X., Chilla F., Chabaud B., Castaing B., Hebral B.* Turbulent Rayleigh–Benard convection in gaseous and liquid He // *Phys. Fluids*, 2001, vol. 13, pp. 1300–1320.
6. *Arcidiacono S., Piazza I.D., Ciofalo M.* Low-Prandtl number natural convection in volumetrically heated rectangular enclosures II. Square cavity, $AR = 1$ // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2001, vol. 44, pp. 537–550.
7. *Fleischer A.S., Goldstein R.J.* High-Rayleigh-number convection of pressurized gases in a horizontal enclosure // *J. Fluid Mech.*, 2002, vol. 469, pp. 1–12.
8. *Hartlep T., Tilgner A., Busse F.H.* Large scale structures in Rayleigh–Benard convection at high Rayleigh numbers // *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 91, pp. 1–4.
9. *Amati G., Koal K., Massaioli F., Sreenivasan K., Verzicco R.* Turbulent thermal convection at high Rayleigh numbers for a Boussinesq fluid of constant Prandtl number // *Phys. Fluids*, 2005, vol. 17, pp. 1–4.
10. *Niemela J.J., Sreenivasan K.R.* Turbulent convection at high Rayleigh numbers and aspect ratio 4 // *J. Fluid Mech.*, 2006, vol. 557, pp. 411–422.
11. *Palymskii I.B.* Numerical simulation of two-dimensional convection: role of boundary conditions // *Fluid Dyn.*, 2007, vol. 42, pp. 550–559.
12. *Andreev V.K., Gaponenko Ya.A., Goncharova O.N., Pukhnachev V.V.* *Mathematical Models of Convection*. Berlin: De Gruyter, 2012, 417 p.
13. *Turan O., Lai J., Poole R.J., Chakraborty N.* Laminar natural convection of power-law fluids in a square enclosure submitted from below to a uniform heat flux density // *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, 2013, vol. 199, pp. 80–95.
14. *Kang G.U., Chung B.J., Kim H.J.* Natural convection heat transfer on a vertical cylinder submerged in fluids having high Prandtl number // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2014, vol. 79, pp. 4–11.
15. *Park Y., Ha M., Park J.* Natural convection in a square enclosure with four circular cylinders positioned at different rectangular locations // *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2015, vol. 81, pp. 490–511.
16. *Leibenzon L.S.* On the motion of a heated viscous fluid // *Azerb. Neft. Khozyaist.*, 1922, vol. 2, pp. 60–66. (in Russian)
17. *Borishansky V. M., Kutateladze S.S., Novikov I.I., Fedynsky O.S.* *Liquid-Metal Coolants*. Moscow: Atomizdat, 1967, 299 p. (in Russian)
18. *Bacon R.F., Fanelli R.* The viscosity of sulfur // *J. Amer. Chem. Soc.*, 1943, vol. 65, pp. 639–648.
19. *Frenkel J.* *Kinetic Theory of Liquids*. Mineola: Dover Publ., 1984. 488 p.
20. *Wilson S.K., Duffy B.R.* On the gravity-driven draining of a rivulet of fluid with temperature-dependent viscosity down a uniformly heated or cooled substrate // *J. Eng. Math.*, 2002, vol. 42, pp. 359–372.
21. *Likhachev E.R.* Dependence of water viscosity on temperature and pressure, *Techn. Phys.*, 2003, vol. 48, pp. 514–515.
22. *Graham A.* Shear patterns in an unstable layer of air // *Phil. Trans. Roy. Soc. London A*, 1934, vol. 232, pp. 285–296.
23. *Tippelskirch H.* Über konvektionszellen insbesondere im flüssigen schwefel // *Beitr. Phys. Atmos.*, 1956, T. 29, S. 37–54.

24. *Urmancheev S.F., Kireev V.N.* Steady flow of a fluid with an anomalous temperature dependence of viscosity // *Doklady Physics*, 2004, vol. 49, pp. 328–331
25. *Kireev V.N., Urmancheev S.F.* On the effect of temperature dependence of viscosity on the flow of a fluid // *Oil and Gas Business*, 2004, no. 2, pp. 287–295. (in Russian)
26. *Ilyasov A.M., Moiseev K.V., Urmancheev S.F.* Chislennoe modelirovanie termokonveksii zhidkosti s kvadratichnoi zavisimosti viazkosti ot temperatury // *Sib. zhurn. industr. matem.*, 2005, vol. 8, no. 4, pp. 51–59. (in Russian)
27. *Moiseeva E.F., Malyshev V.L., Moiseev K.V., Urmancheev S.F.* The influence of the way of heating on the picture of flow during Rayleigh – Bernard convection // *Vestnik UGATU (Sci. J. Ufa State Aviation Techn. Univ.)*, 2011, vol. 15, no. 4, pp. 154–158. (in Russian)
28. *Kuleshov V.S., Moiseev K.V.* Numerical simulation of convection anomalous thermoviscous flow // *Vestnik UGATU (Sci. J. Ufa State Aviation Techn. Univ.)*, 2016, vol. 20, no. 2, pp. 74–80. (in Russian)
29. *Kuleshov V.S., Moiseev K.V., Urmancheev S.F.* Periodic structures in natural convection of anomalous thermoviscous liquid // *Vestnik Bashk. Univ.*, 2017, vol. 22, no. 2, pp. 297–302. (in Russian)
30. *Kuleshov V.S., Moiseev K.V., Khizbullina S.F., Mikhaylenko K.I., Urmancheev S.F.* Convective flows of anomalous thermoviscous fluid // *Math. Models Comput. Simul.*, 2017, vol. 10, pp. 529–537.
31. *Moiseev K., Volkova E., Urmancheev S.* Effect of convection on polymerase chain reaction in a closed cell // *Procedia IUTAM*, 2013, vol. 8, pp. 172–175.
32. *Moiseev K.V., Khizbullina S.F., Bakhtizin R.N., Urmancheev S.F., Kuleshov V.S., Alferov A.V.* To the analysis of mathematical models of stratification processes in inhomogeneous flow // *Oil and Gas Business*, 2017, vol. 15, no. 2, pp. 165–170. (in Russian)
33. *Malyshev V.L., Marin D.F., Moiseeva E.F., Gumerov N.A., Akhatov I.Sh.* Study of the tensile strength of a liquid by molecular dynamics methods // *High Temp.*, 2015, vol. 53, pp. 406–412.
34. *Malyshev V.L., Marin D.F., Moiseeva E.F., Gumerov N.A.* Influence of gas on the rupture strength of liquid: Simulation by the molecular dynamics methods // *High Temp.*, 2016, vol. 54, pp. 607–611.
35. *Gershuni G., Zhukhovitskii E.* (1976) *Convective Stability of Incompressible Fluids*. Jerusalem: Keter Publ. House, 1976. 336 p.
36. *Patankar S.* (1980) *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. New York: Hemisphere Publ. Corp., 1980. 197 p.
37. *Ouertatani N., Cheikh N.B., Beya B.B., Lili T.* Numerical simulation of two-dimensional rayleigh–bernard convection in an enclosure // *Comptes Rendus Mécan.*, 2008, vol. 336, pp. 464–470.
38. *Kimura S., Bejan A.* The “heatline” visualization of convective heat transfer // *J. Heat Transfer*, 1983, vol. 105, no. 4, pp. 916–919.