

Тепловая конвекция в условиях нестационарного нагрева стенки

Н. С. Захаров¹, Д. А. Некрасов², Б. Г. Покусаев,

С. П. Карлов, Д. В. Зубов³

Московский политехнический университет

¹nicolazaharov@yandex.ru, ²nekrasov55@yandex.ru,

³dvzubov@gmail.com

А. В. Вязьмин

Московский технологический университет

av1958@list.ru

Аннотация. На основе использования оптического метода голографической интерферометрии экспериментально исследовано возникновение и развитие конвективных течений в жидкостях с различными теплофизическими характеристиками в процессе нестационарного кондуктивного нагрева стенки. Показано различие форм возникающих тепловых конвективных течений для разных жидкостей. Экспериментально установлена зависимость времени возникновения конвекции от величины тепловой нагрузки.

Ключевые слова: нестационарный тепловой поток; визуализация течений; термик; конвекция

I. ВВЕДЕНИЕ

Вопросам возникновения и развития термогравитационных конвективных течений посвящено большое количество экспериментальных и теоретических исследований, например [1, 2]. Это связано с широким практическим интересом к явлениям, возникающим при нагреве жидких или газообразных сред. Понимание структуры возникающих конвективных течений позволяет определять эффективность теплопередачи от источника тепла к жидкой среде [3, 4] и, наоборот, возможности повышения теплоизоляционных свойств конструктивных элементов [5]. Конвективные движения газа при его нагреве вблизи поверхности земли важны для предсказания динамики многочисленных атмосферных и техногенных процессов [6, 7].

Физически возникновение конвекции при нагреве жидкости снизу связано с развитием термокапиллярных и/или термогравитационных явлений. В первом случае, конвективные движения возникают на свободной поверхности за счет сил, связанных с температурной зависимостью поверхностного натяжения, а во втором, за счет объемных сил, когда наблюдается всплывание более легкой нагретой жидкости в окружающей более холодной, а значит, и более плотной [8]. Имеются многочисленные модели термогравитационной конвекции в замкнутом объеме жидкости, учитывающие те или иные факторы, влияющие на форму конвективных потоков, их интенсивность, время возникновения. К числу таких

факторов, например, относятся: форма полости с нагреваемой жидкостью [9], свойства нагреваемой среды [10], наличие теплообмена через стенки [11].

Одними из эффективных способов экспериментального изучения термогравитационной конвекции для оптически прозрачных сред являются методы визуализации [12, 13]. Они бесконтактны, их применение не искажает естественную динамику процесса теплопереноса. Особо интересен метод голографической интерферометрии, с его помощью удастся получить в режиме реального времени информацию о распределении плотности в среде переноса. Например, он успешно применялся для изучения временной и пространственной динамики распределения концентрационных полей в жидкости при хемосорбции диоксида углерода водными растворами щелочей [14]. Поскольку плотность жидкости зависит от температуры, этот метод также может эффективно использоваться для изучения динамики распространения температурных полей в жидкости при ее нагреве [15]. Применение специальных иммерсионных жидкостей позволяет существенно расширить возможности метода и распространить его на уникальные условия теплопереноса в полостях с насадкой [16].

В настоящей работе с помощью метода голографической интерферометрии получены экспериментальные данные об особенностях временной и пространственной динамики развития конвективных течений в жидкостях с различными свойствами в процессе их нестационарного кондуктивного нагрева через стенку. Особенность измерений заключалась в использовании специального градиентного датчика теплового потока, позволяющего с высокой точностью определить количество тепла, идущего на разогрев жидкости. При фиксированной тепловой нагрузке определено время возникновения термогравитационной конвекции для различных жидких сред.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Исследование возникновения и развития свободно-конвективных течений в условиях нестационарного нагрева жидкостей с разными теплофизическими свойствами выполнено методом голографической

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 16-08-01252

интерферометрии. Схема экспериментальной установки приведена и подробно описана в работе [16].



Рис. 1. Измерительный участок экспериментальной установки

Измерительный участок, на котором проводилось исследование, представляет собой кювету, изготовленную из прозрачного оптического стекла. Общий вид рабочего участка представлен на рис. 1. Кювета разделена на две секции. В экспериментах использовалась одна секция с размерами 5×10 мм, высотой 20 мм. Кювета устанавливалась на специальном держателе, в нижней части которого с внешней стороны послойно были установлены тепло- и электроизоляция, нагреватель и градиентный датчик теплового потока. Нагревательный элемент был выполнен в виде пластины из нихрома марки Х20Н80 размерами 5×10 мм, толщиной 0,06 мм. Для предотвращения тепловых потерь нагреватель углублялся на собственную толщину в слой теплоизоляции из текстолита. Теплоизоляция толщиной 8 мм плотно прижимала нагревательный элемент.

Кювета заполнялась исследуемой жидкостью. В нижней ее части осуществлялся подвод теплоты электрическим нагревателем с контролируемой подачей мощности тепловой нагрузки. Величина режима тепловой нагрузки, равная джоуль-ленцевой мощности, устанавливалась на источнике постоянного тока и варьировалась в диапазоне от 4 до 30 Вт. Для измерения величины плотности поверхностного теплового потока, подводимого к исследуемой области, применялся градиентный датчик теплового потока. Температура жидкости контролировалась электронными измерителями Fluke 287 и CENTER-309 с возможностью определения до четырех значений температур одновременно термопарами хромель-алюмель и хромель-копель.

Градиентный датчик представляет собой гетерогенный анизотропный термоэлемент, изготовленный из слоистой композиции металлов: никеля и стали марки 12Х18Н9Т. Вследствие анизотропии тепло-электропроводности и коэффициентов термо-ЭДС в сечениях датчика, расположенных нормально вектору внешнего теплового потока, возникает поперечная разность температур и генерируется пропорциональная этой разности термо-ЭДС.

Изменение происходящих нестационарных процессов с помощью скоростной видеокамеры Fast Video-500M отображалось на экране компьютера в режиме реального времени от начала и в последующие моменты нагрева. Разрешающая способность видеокамеры с моментальным затвором (global shutter) при номинальной частоте видеозаписи 500 кадр/сек составляла 1280×1024 пикселя.

III. ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛЕЙ ТЕМПЕРАТУР

Измерение полей температур в исследуемых жидкостях осуществлялось следующим образом. На основе скоростной видеосъемки процесса нестационарного прогрева жидкости были получены интерференционные картины процесса возникновения конвекции. Интерференционные картины, представляют собой изображения, на которых фиксировались линии равных температур – изотермы. Для расшифровки изотерм необходимо иметь значение температуры минимум в одной точке исследуемого объема жидкости и градиент изменения показателя преломления жидкости от температуры. В опытах начальная температура жидкостей измерялась контактным методом при помощи термопар и составляла 20°C . Значения температурных зависимостей показателя преломления для различных жидкостей являются стандартными справочными.

В качестве примера на рис. 2 представлены видеокадры измерения полей температур в воде в условиях нестационарного нагрева снизу спустя 5 и 30 с от начала нагрева. Тепловая нагрузка, устанавливаемая на источнике тока, составляла $N = 10$ Вт.

Представленные на рис. 2(а) изотермы, параллельные поверхности нагрева, характеризуют режим классической нестационарной теплопроводности. Здесь же, в качестве примера, приведена шкала с восстановленными значениями температур. Для воды изменение температуры между двумя интерференционными полосами с начальной температурой $T_{\text{нач}} = 20^\circ\text{C}$ при длине волны гелий-неонового лазера $\lambda = 0,63$ мкм и длине луча L , проходящего через кювету 5×10^{-3} м, составило $\Delta T = 1,28^\circ\text{C}$.

В результате нагрева нижней стенки кюветы происходит искажение температурного поля, в котором вектор плотности теплового потока перестает быть коллинеарным с вектором градиента температур, что впоследствии приводит к искривлению параллельных изотерм. Как видно на рис. 2(б), через 30 с от начала нагрева жидкости наблюдаются искривления изотерм, свидетельствующие о развитии режима нестационарной конвекции. В экспериментах характерное время, при котором происходит искривление параллельных изотерм относительно поверхности нагрева, отождествлялось со временем начала возникновения тепловой конвекции.



Рис. 2. Развитие свободной конвекции в кювете с водой при нестационарном нагреве стенки: (а) прогрев пристенного слоя; (б) возникновение конвекции

IV. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С использованием разработанного измерительного комплекса, реализующего методов голографической интерферометрии проведено экспериментальное исследование возникновения и развития конвективных течений в процессе нестационарного кондуктивного нагрева нижней стенки кюветы. В качестве рабочих жидкостей использовались: дистиллированная вода деаэрированная предварительным кипячением, изопропиловый спирт (ХЧ) и хлористый метилен (ХЧ).

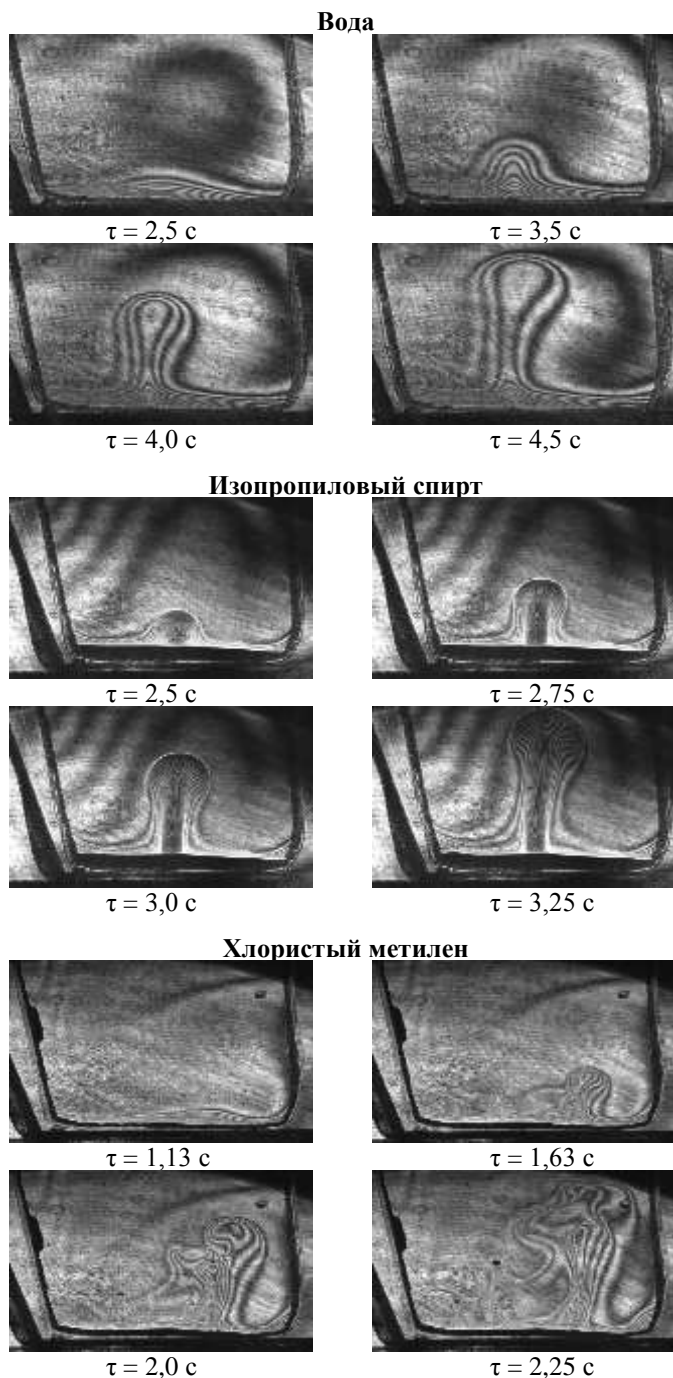


Рис. 3. Времена возникновения и развития естественной конвекции для различных жидкостей при тепловой нагрузке $N = 30$ Вт

Опыты проводились при атмосферном давлении. Режим тепловой нагрузки N , устанавливаемый на источнике тока, варьировался от 4 до 30 Вт. Температура окружающей среды поддерживалась постоянной и соответствовала начальной температуре исследуемой жидкости 20°C .

На рис. 3 представлены экспериментальные результаты по возникновению и динамике развития конвективных течений в кювете с установленной тепловой нагрузкой $N = 30$ Вт. Приведенные видеокдры позволяют определить время возникновения свободной конвекции. Как видно, в опыте с водой до момента времени 2,5 с от начала нагрева наблюдается режим классической нестационарной теплопроводности – изотермы практически параллельны поверхности нагрева. Для изопропилового спирта через 2,5 с уже наблюдается существенная деформация поля температуры. В этот момент начинает развиваться нестационарная свободная конвекция. Для сравнения, конвекция в воде возникает лишь через 3,5 с от начала нагрева. Среди исследованных жидкостей максимальное значение времени запаздывания, при котором начинается заметная деформация параллельных изотерм, а конвекция достигает поверхности раздела фаз жидкость-газ, принадлежит воде. Таким образом, при прочих равных условиях проведения эксперимента определяющими параметрами начала возникновения конвекции в однородной чистой жидкости, являются ее теплофизические свойства.

Метод голографической интерферометрии, обладающий высокой чувствительностью, позволил визуализировать локальные области возникновения свободной конвекции. При подводе тепла в нижней части кюветы при прогреве жидкости образовывался, так называемый, тепловой термик («тепловое пятно»). Во всех жидкостях, кроме хлористого метилена, «тепловые пятна» принимают классический симметричный вид и сохраняют его до достижения верхней границы раздела фаз газ-жидкость. Однако для хлористого метилена термик развивается по объему жидкости несимметрично. Такая деформация теплового пятна в метиле интенсифицирует развитие свободной конвекции во всем объеме кюветы, что способствует более эффективному теплообмену.

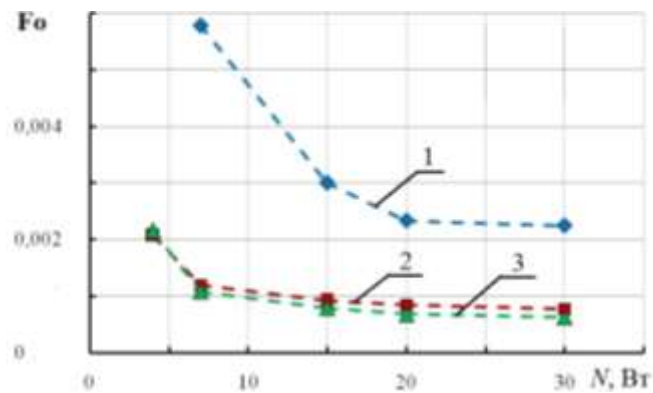


Рис. 4. Зависимость критерия Фурье Fo , определяемого по времени возникновения конвекции, от мощности тепловой нагрузки N нагревателя: 1 – вода, 2 – изопропиловый спирт, 3 – хлористый метилен

V. ОБСУЖДЕНИЕ И АНАЛИЗ

Из опытных данных определены характерные времена возникновения свободной конвекции для исследуемых жидкостей. Они представлены на рис. 4 в виде зависимости критерия Фурье Fo от мощности тепловой нагрузки N , устанавливаемой на источнике тока. Число Фурье определялось по соотношению

$$Fo = a\tau/L^2,$$

где a – коэффициент температуропроводности, и рассчитывалось для моментов времени τ , при которых режим нестационарной теплопроводности сменялся режимом свободной конвекции. Характерный линейный размер L , входящий в критерий Fo , принимался равным высоте слоя жидкости – 15 мм.

Из рис. 4 следует, что конвекция возникает раньше в хлористом метиле и изопропиловом спирте, а в воде, время ее возникновения в 2-3 раза больше. Видно, что для мощностей нагрева 15 Вт и выше, время возникновения конвекции меняется незначительно.

Как видно из представленных на рис. 3 интерферограмм, температура жидкости быстро возрастает со временем внизу кюветы вблизи нагревателя и остается постоянной и равной начальной в верхней части вплоть до потери устойчивости системой. Согласно имеющимся теоретическим представлениям об одномерном нестационарном теплопереносе в неподвижной жидкой среде, нагреваемой снизу источником тепла постоянной мощности N , зависимость максимального перепада температуры по высоте слоя ΔT от времени t может быть оценена, исходя из решения второй краевой задачи для уравнения теплопроводности на полубесконечной области, см., например, [17]: $\Delta T \sim N\sqrt{t}$.

Выполненная оценка позволяет рассчитывать мгновенное локальное значение числа Рэлея. Достижение локальным числом Рэлея при $t = \tau$ своего критического значения является необходимым условием возникновения самопроизвольной тепловой конвекции. Реализованная в эксперименте задача о тепловой конвективной неустойчивости отличается от классической задачи [18, 19] тем, что задан не температурный перепад по высоте жидкого слоя, а тепловой поток на нижней границе. Для классической задачи о тепловой конвекции, согласно [19], критическое значение числа Рэлея

$$R_{cr} = gL^3\beta\Delta T/(va) = 1700 \pm 51,$$

где g – ускорение свободного падения, β – коэффициент теплового расширения жидкости, v – кинематическая вязкость, a – коэффициент температуропроводности.

В качестве характерного масштаба длины L для локального числа Рэлея следует выбрать глубину области прогрева жидкого слоя до возникновения конвекции. Исходя из предположения об автомодельности температурного профиля, согласно [17], глубина теплового проникновения оценивается соотношением $L \sim \sqrt{4a\tau}$.

Подстановка характеристик области прогрева жидкости ΔT и L в выражение для локального критического числа Рэлея с учетом его значения, соответствующего условию возникновения конвекции, позволяет приблизительно оценить зависимость времени начала тепловой конвекции от мощности нагрева как $\tau \sim (N)^{-0.5}$. Полученное соотношение качественно соответствует зависимостям, приведенным на рис. 4, но требует дальнейших уточнений с целью возможности учета физико-химических и тепловых свойств нагреваемых жидкостей.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Latif M.Jiji Heat convection. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009. 553 p.
- [2] Lappa M. Thermal convection: patterns, evolution, stability. Chichester: John Wiley & Sons Ltd, 2010. 610 p.
- [3] Bilgen E. Conjugate heat transfer by conduction and natural convection on a heated vertical wall // App. Thermal Eng. 2009. V. 29. No. 2-3. P. 334–339.
- [4] Adrian R.J., Ferreira R.T.D.S., Boberg T. Turbulent thermal convection in wide horizontal fluid layers // Exper. Fluids. 1986. V. 4. No. 4. P. 121–141.
- [5] Диомидов М.В., Низовцев М.И., Терехов В.В., Терехов В.И. Исследование теплообмена вентилируемого окна // Пром. теплотехника. 2002. № 2-3. С. 40–44.
- [6] Скорер Р. Аэрогидродинамика окружающей среды. М.: Мир, 1980, 549 с.
- [7] Чуприн И.А., Щербин М.Д. Численное моделирование турбулентного термита // ПИМТФ. 2003. Т. 44. № 3. С. 64–75.
- [8] Schwabe D., Metzger J. Coupling and separation of buoyant and thermocapillary convection // J. Crystal Growth. V. 97., Is. 1. P. 23–33.
- [9] Kurian V., Varma M.N., Kannan A. Numerical studies on laminar natural convection inside inclined cylinders of unity aspect ratio // Int. J. Heat Mass Transfer. 2009. V. 52. No. 3–4. P. 822–838.
- [10] Терехов В.И., Калинина С.В., Леманов В.В. Механизм теплопереноса в наножидкостях: современное состояние проблемы (обзор). Часть 2. Конвективный теплообмен // Теплофизика и аэромеханика. 2010. Т. 17. № 2. С. 173–188.
- [11] Терехов В.И., Экаид А.Л. Трехмерная ламинарная конвекция внутри параллелепипеда с нагревом боковых стенок // ТВТ. 2011. Т. 49. № 6. С. 905–911.
- [12] Sparrow E.M., Husar R.B., Goldstein R.J. Observations and other characteristics of thermals // J. Fluid Mech. 1970. V. 41. No. 4. P. 793–800.
- [13] Martynenko O.G., Khramtsov P.P. Free-convective heat transfer: with many photographs of flows and heat exchange. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2005. 515 p.
- [14] Карлов С.П., Казенин Д.А., Баранов Д.А., Волков А.В., Полянин Д.А., Вязьмин А.В. Межфазные эффекты и макрокинетика хемосорбционных процессов при поглощении CO₂ водными растворами // Журнал физ. химии. 2007. Т. 81. № 5. С. 665–679.
- [15] Хауф В., Григуль У. Оптические методы в теплопередаче. М.: Мир, 1973. 238 с.
- [16] Покусаев Б.Г., Карлов С.П., Некрасов Д.А., Захаров Н.С. Возникновение конвективных течений в пристенном зернистом слое в процессе нестационарного вскипания жидкости // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. № 16. С. 9–14.
- [17] Кутепов А.М., Полянин А.Д., Запryanov З.Д., Вязьмин А.В., Казенин Д.А. Химическая гидродинамика. М.: Квантум, 1996. 336 с.
- [18] Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М., Непомнящий А.А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989, 320 с.
- [19] Паточкина О.Л., Казаринов Ю.Г., Ткаченко В.И. Физическая модель зависимости числа Нуссельта от числа Рэлея // Журнал техн. физики. 2016. Т. 86. Вып. 11. С. 23–29.