

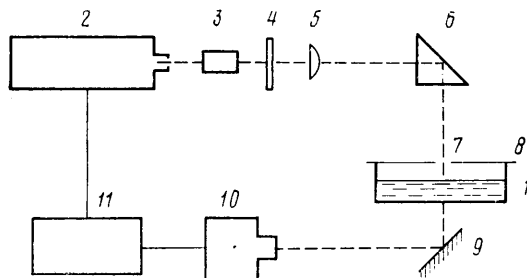
## О ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОМ ДВИЖЕНИИ, ВЫЗВАННОМ ЛОКАЛЬНЫМ НАГРЕВОМ ЖИДКОСТИ ИМПУЛЬСОМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

АЛЬВАРЕС-СУАРЕС В. А., РЯЗАНЦЕВ Ю. С.

Наличие градиента температуры на поверхности жидкости приводит к появлению градиента сил поверхностного натяжения и движению жидкости под действием этих сил (эффект Марангони). В литературе описано большое число конкретных примеров проявления эффекта Марангони, различающихся геометрией системы и причинами появления градиента температуры (например, [1–3]). Исследования термокапиллярного движения приобрели в последнее время особую актуальность в связи с изучением поведения жидкостей в условиях пониженной гравитации [4].

В данной работе, по-видимому, впервые сообщается о наблюдении и исследовании термокапиллярного движения жидкости, вызванного локальным нестационарным нагревом среды под действием импульса ультрафиолетового излучения. Обнаружение данного эффекта связано с разработкой метода фотохромной визуализации движения жидкостей, в основе которого лежит явление окрашивания первоначально бесцветного раствора фотохромного вещества под действием лазерного излучения [5–8].

В экспериментах со спиртовыми фотохромными растворами было отмечено, что в зоне прохождения инициирующего окраску излучения через жидкость на ее поверхности наблюдается интенсивное радиальное движение. Прохождение достаточно мощного луча ультрафиолетовой радиации через поверхность в объем фотохромного раствора приводит не только к его окрашиванию, но и к нагреванию, так что в результате облучения образуется простирающийся от поверхности раздела фаз столб нагретой и окрашенной жидкости. Появление градиента температуры вызы-



Фиг. 1

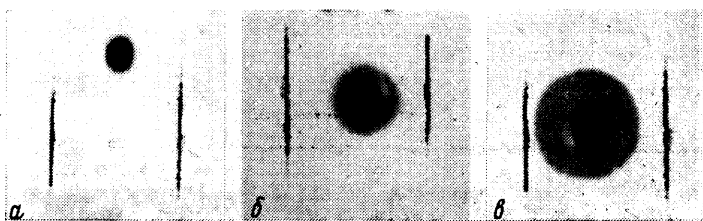
вает радиальное от оси луча движение поверхностного слоя жидкости, а появление окраски у облученного раствора позволяет регистрировать это движение. Ниже приводятся результаты исследования некоторых характеристик отмеченного явления.

Эксперименты по визуализации термокапиллярного движения жидкости проводились на установке, показанной на фиг. 1.

В круглую стеклянную кювету 1 радиуса  $r=50$  мм помещался этиловый спирт, в котором растворялось фотохромное вещество – индолоиновый спиропиран с концентрацией  $c \sim 2 \cdot 10^{-1}$  г/л [7]. Специальными измерениями поверхностного натяжения с помощью катетометра КМ-10 методом капилляров переменного диаметра было установлено, что введение спиропирана при указанных концентрациях не изменяет величины поверхностного натяжения этилового спирта.

Фотохромная реакция, т. е. изменение окраски первоначально бесцветного раствора, осуществлялась при воздействии на раствор излучения с длиной волны  $\lambda = 3473$  Å. В качестве источника ультрафиолетового излучения использовался оптический квантовый генератор (ОКГ) на рубине 2 с удвоением частоты при помощи кристалла КДП 3 с нелинейными оптическими свойствами. Лазер работал в режиме генерации одиночных импульсов с энергией  $0,025$  Дж  $\leq E \leq 0,08$  Дж и длительностью  $t = 50$ – $100$  нс. После кристалла устанавливался фильтр ФС-6 4 для предотвращения попадания в раствор излучения с длиной волны  $\lambda = 6947$  Å.

Для увеличения интенсивности луча многомодовый пучок излучения фокусировался кварцевой линзой 5 с фокусным расстоянием  $400$  мм, диаметром перетяжки  $1,1$ – $1,2$  мм и длиной каустики  $55$  мм. С помощью кварцевой призмы 6 луч направлялся через отверстие 7 в матовом стекле 8 на поверхность жидкости. Матовое стекло 8, закрывающее кювету сверху, служило экраном при кино съемке движения поверхности жидкости. Изображение расплывающейся по поверхности окра-



Фиг. 2

шенной метки через зеркало 9 попадало в объектив кинокамеры 10, работавшей со скоростью 16 кадров в секунду. Данные о времени срабатывания лазера и режиме работы кинокамеры поступали на самописец 11. Для удобства обработки получаемых результатов на дне кюветы с интервалом 1 см были нанесены темные метки.

При воздействии на раствор лазерного луча, падающего нормально на поверхность раздела фаз, в растворе за время  $10^{-7}$ – $10^{-9}$  с формируется окрашенная трасса, простирающаяся от поверхности в объем жидкости. Поглощение излучения молекулами фотохромного вещества, а также этиловым спиртом приводит к нагреванию окрашенного цилиндрического следа луча в растворе и возникновению тангенциальных сил на поверхности раствора, связанных с появлением градиентов сил поверхностного натяжения вследствие повышения температуры в точке входа луча в жидкость. Результатом действия этих сил является развитие нестационарного движения поверхностного слоя жидкости в радиальном направлении от оси окрашенного столба. Киносъемка позволяла фиксировать изменение размеров и перемещение внешней границы окрашенного пятна.

На фиг. 2 показаны фотографии окрашенного пятна на поверхности в последовательные моменты времени при высоте слоя жидкости  $H=5$  мм, концентрации фотохромного вещества  $c=2 \cdot 10^{-1}$  г/л и энергии ультрафиолетового излучения  $E=0,08$  Дж. Время между кадрами составляло 0,0625 с. Граница пятна имела форму окружности.

При обработке снимков были получены зависимости радиуса  $R$  и соответственной скорости  $v_R$  движения внешней границы окрашенного пятна от времени  $t$ . Результаты для указанных выше значений  $c$  и  $E$  показаны на фиг. 3 при различных значениях  $H$ . Кривые 1–5 соответствуют значениям высоты слоя жидкости  $H$ , равным 0,5; 1, 2, 3 и 4 мм.

Из приведенных данных видно, что расплывание окрашенного пятна по поверхности жидкости со временем замедляется и в зависимости от условий эксперимента прекращается за время  $t=1,0$ – $2,0$  с. Оценки показывают, что этого времени недостаточно для развития гравитационной конвекции. Замедление и прекращение роста окрашенного пятна при наличии резкой границы, отделяющей окрашенную и прозрачную зоны на поверхности жидкости, указывает на то, что наблюдаемое движение поверхности не является также следствием капиллярно-концентрационной конвекции, вызванной градиентом концентрации окрашенных молекул фотохромного вещества. Приведенные выше аргументы свидетельствуют в пользу термокапиллярной природы наблюдаемого явления.

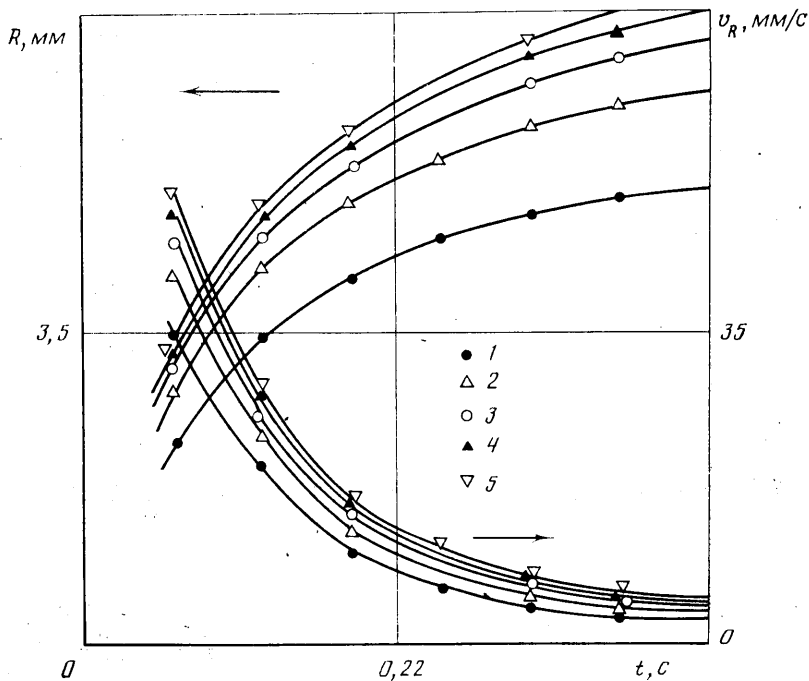
Как следует из фиг. 3, скорость роста окрашенной области на поверхности раствора и ее предельный радиус зависят от толщины слоя жидкости. При объяснении этой зависимости следует учитывать, что перемещение поверхности жидкости приводит к движению во всем объеме, интенсивность которого должна зависеть от степени влияния дна кюветы.

Видно, что с уменьшением толщины слоя жидкости в кювете  $H$  уменьшается и предельный радиус пятна и скорость его роста. На фиг. 4 показана зависимость радиуса окрашенного пятна  $R=R(t^*)$  в фиксированный момент времени  $t=t^*=0,25$  с после прохождения лазерного луча через раствор при различных значениях  $H$ . Из приведенных данных следует, что при  $H > 4,0$  мм влияние дна кюветы на движение жидкости становится незначительным.

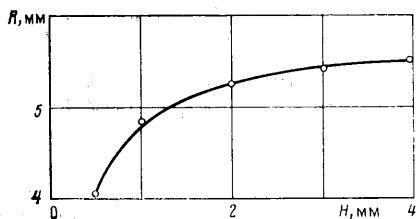
Увеличение концентрации  $c$  фотохромного вещества в растворе, а также энергии  $E$  активирующего импульса ОКГ приводит к увеличению плотности окраски и повышению температуры окрашенного столба жидкости. При этом максимальный радиус  $R$  и скорость  $v_R$  расплывания пятна увеличиваются.

На фиг. 5 представлена зависимость величины радиуса пятна  $R$  через 1 с после облучения от энергии  $E$  при различных значениях концентрации  $c$ . Кривые 1–3 соответствуют концентрациям фотохромного вещества 0,2, 0,13 и 0,065 г/л. В указанных пределах изменения параметров  $E$  и  $c$  величина радиуса  $R$  оказывается прямо пропорциональной энергии излучения  $E$  и концентрации  $c$ .

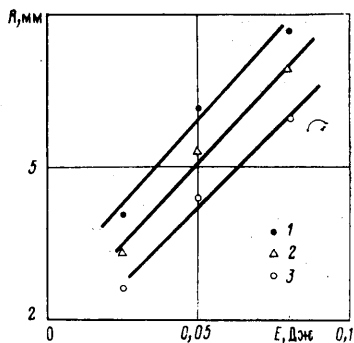
Описанное в работе нестационарное конвективное движение жидкости имеет сложный характер. В частности, было отмечено, что скорость движения части внутренней области пятна достигала минимума, после чего наблюдалось обратное движение, направленное к оси окрашенного столба жидкости.



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Отметим, что в связи с космическими приложениями цилиндрически-симметричное термокапиллярное движение, вызванное локальным точечным нагревом поверхности жидкости, ранее исследовалось в [3]. При этом использованный в [3] метод нагревания (тепловое излучение от нагретого электрическим током стержня) и метод визуализации (введение частиц краски на поверхность раздела с последующим их оседанием) приводили к появлению возмущающих эффектов, затрудняющих интерпретацию полученных данных. Использование фотохромного раствора и лазерного излучения позволяет провести бесконтактное нагревание жидкости с одновременным созданием окрашенной метки и существенно уменьшить возмущения, связанные с источниками нагревания и введением трассеров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Pimpitkar S. M., Ostrach S. Transient termocapillary flow in thin layers.— Phys. Fluids, 1980, v. 23, p. 1281–1285.
2. Yin C.-S. Fluid motion induced by surface-tension variation.— Phys. Fluids, 1968, v. 11, p. 477–488.
3. Ostrach S., Pradhan A. Surface-tension induced convection at reduced gravity.— AIAA Journal, 1978, v. 16, p. 419–425.
4. Авдучевский В. С., Агафонов М. С., Гришин С. Д., Левтов В. Л., Лесков Л. В., Романов В. В., Савичев В. В. Экспериментальные исследования по гидродинами-

- ке в невесомости.— В кн.: III Всесоюз. семинар по гидромеханике и теплообмену в невесомости. Тез. докл. Черноголовка, 1984. 269 с.
5. Альварес-Суарес В. А., Барачевский В. А., Манджиков В. Ф., Рязанцев Ю. С., Юречко В. Н. Метод фотохромной визуализации гидродинамических потоков. Препринт № 203. М.: ИПМ АН СССР, 1982.
  6. Барачевский В. А., Манджиков В. Ф., Рязанцев Ю. С., Строкач Ю. П., Юречко В. Н. Фотохромный метод визуализации гидродинамических потоков.— ПМТФ, 1984, № 5, с. 73—76.
  7. Барачевский В. А., Лашков Г. И., Цехомский В. А. Фотохромизм и его применение. М.: Химия, 1978. 280 с.
  8. Юречко В. Н., Рязанцев Ю. С., Барачевский В. А., Манджиков В. Ф., Хурцилава С. Г. Исследование гидродинамических характеристик потоков жидкости методом фотохромной визуализации. Препринт № 263. М.: ИПМ АН СССР, 1985.

Москва

Поступила в редакцию  
22.IV.1986

УДК 532.592:519.63

## ДВУМЕРНЫЙ СВЕРХКРИТИЧЕСКИЙ РЕЖИМ ТЕЧЕНИЯ «МЕЛКОЙ ВОДЫ» В КАНАЛЕ С ПРИДОННЫМ ПРЕПЯТСТВИЕМ

МАХМУДОВ А. А.

Исследования по взаимодействию потоков жидкости с препятствиями в рамках модели мелкой воды развиваются в нескольких направлениях. Наиболее широко теоретически и экспериментально изучены режимы обтекания моделей высотой много большей глубины жидкости. Это связано в первую очередь с возможностью применения газогидравлической аналогии для изучения сверхзвуковых течений газа [1]. Значительно меньше работ посвящено рассмотрению течений около препятствий в форме придонных образований. В [2] дан обзор современных экспериментальных и численных исследований по двумерному обтеканию неограниченным потоком воды конусообразных тел при умеренных числах Фруда. Практически неизученными остаются случаи обтекания придонных тел в ограниченных потоках, например в каналах. Рассмотрению некоторых задач этого круга и посвящена данная работа. Результаты численного исследования показали, что в зависимости от числа Фруда набегающего потока меняется характер взаимодействия возмущений, идущих от препятствия со стенкой канала. Это приводит к возникновению совершенно различных режимов, отличающихся друг от друга как по распределению параметров потока, так и по общим характеристикам, например расходу.

Решаемая задача определяется следующими геометрическими величинами: формой препятствия и поперечного сечения канала и их взаимным расположением. С целью уменьшения числа параметров придонное препятствие было выбрано в виде параллелепипеда с высотой  $h$ , длиной  $l$  и шириной  $z$ . Канал имел прямоугольное сечение с шириной  $d$ . Их взаимное положение показано на фиг. 1, где препятствие обозначено штриховой линией. Считалось, что в начальный момент времени в равномерном потоке жидкости (толщина слоя  $H_0$ , продольная скорость  $u_0$ , поперечная скорость  $v_0=0$ ) на дне появляется препятствие. Этому соответствуют начальные условия  $H(x, t)=H_0$ ,  $u(x, t)=u_0$ ,  $v(x, t)=0$ . Как показали расчеты, течение жидкости очень быстро переходит в стационарный или квазистационарный режим, не зависящий от вида начальных данных и определяемый только числом  $Fr^0$  во входном сечении канала. Ниже будут приведены и проанализированы эти предельные решения.

Система нестационарных двумерных уравнений «мелкой воды» решалась численным методом [3, 4]. На фиг. 1 представлено распределение высоты свободной поверхности жидкости для следующего расчетного варианта:  $h=3$  см,  $l=600$  см,  $z=200$  см,  $d=600$  см,  $H_0=10$  см,  $u_0=120$  см/с,  $Fr=1.2$ . Выход канала имеет координату  $x=0$ , цифрам у кривых соответствуют числовые значения высот, время с начала процесса  $t=26,4$  с. Течение вышло на квазистационарный режим, характеризующийся распространением вверх по потоку прыжка высоты ( $x=100$  см). Он имеет прямую форму фронта, постоянную скорость распространения, равную 11,5 см/с. Высота жидкости поднимается за ним до 14,5 см; продольная скорость падает до 78 см/с, поперечные скорости — на порядок меньше. Эти величины сохраняют свои значения по всей ширине канала вплоть до начала препятствия ( $x=400$  см), где уровень жидкости понижается до начального значения 10 см. На заднем срезе препятствия ( $x=1000$  см) образуется вторая волна падения уровня. Этим перепадам сопутствует ускорение жидкости в продольном направлении. Дальнейшее выравнивание потока происходит вне рассмотренной области. Во всех сечениях канала за головным прыжком расход составляет 85% от входного значения. По терминологии [2], где приведены исследования одномерных течений, такие режимы называются подкритическими.