

## КАПИЛЛЯРНО-ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВИЖЕНИЯ ЖИДКОСТИ ПРИ НЕПРЕРЫВНОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

С. А. Визнюк, А. Т. Суходольский

В последние годы все больший интерес вызывают исследования процессов самоорганизации в открытых системах [1]. Классическим примером по наблюдению процессов самоорганизации стали опыты Бенара [2]. Имеется большое количество работ по теории бенаровской неустойчивости жидкости, начало которым положила работа Рэлея [3]. Появление пространственной периодической структуры в жидкости связывалось с минимальным критическим числом Рэлея, характеризующим условия, при которых жидкость из состояния покоя переходит в движение. Такой переход возможен только при пространственно-однородном в горизонтальной плоскости нагреве [4]. В дальнейшем было показано, что для интерпретации опытов Бенара необходимо привлекать капиллярные силы, связанные с градиентом поверхностного натяжения [5].

В данной работе сообщается о наблюдении нового типа неустойчивости слоя жидкости, возникающей при непрерывном лазерном нагреве, которая приводит к упорядоченному во времени периподическому движению жидкости. Интерпретация эксперимента дается на основе модели диссипативной структуры — «циркулятора», введенной для описания динамики лазерного нагрева, теплопередачи и движения жидкости под действием гравитационных и капиллярных сил.

Эксперимент проводился с использованием многомодового излучения аргонового лазера ЛГН-404А с мощностью излучения до 1 Вт. Лазерное излучение направлялось снизу на чашку Петри с поглощающей жидкостью через линзу с фокусным расстоянием  $\sim 15$  см.

В качестве поглощающих веществ использовались различные маслоподобные жидкости: гиподное и трансформаторное масла с коэффициентами поглощения  $4-7$  см $^{-1}$  на длине волны аргонового лазера. Под действием лазерного нагрева возникали объемная и поверхностная капиллярная термодинамика, что приводило к значительной дефокусировке лазерного излучения. Движение жидкости наблюдалось в микроскоп, для чего в нее вводились частицы алюминиевой пудры. Для исследования временной динамики проходящего через слой жидкости излучения применялся фотодиод с диафрагмой, помещенный в конус прошедшего лазерного излучения, сигнал с которого подавался на самописец и частотомер.

Проявление неустойчивости движения жидкости состояло в том, что при некотором пороговом значении толщины слоя (и/или мощности накачки) движение от стационарного переходило в упорядоченный периодический режим. На рис. 1 представлена типичная временная зависимость оптического сигнала, регистрируемого фотодиодом, а в таблице — измеренная зависимость частоты периодического движения от толщины слоя жидкости. Следует заметить, что измеренная стабильность частоты при фиксированных условиях эксперимента составляла величину не хуже 5 %, а колебательный процесс носил характер, присущий нелинейным колебаниям [1].

Эксперимент интерпретируется на основе модели диссипативной структуры — «циркулятора», описывающей основные составляющие тепло- и массопереноса под действием гра-

витационных и термокапиллярных механизмов без полного решения задачи, которое связано со значительными математическими трудностями. В основу рассмотрения положена модель неразрывной трубки тока конечной длины и радиусом  $r$  с постоянной по всей длине в данный момент времени скоростью  $v$ . К вертикальной части трубки длиной  $L_1$  приложена гравитационная архимедова сила, которая пропорциональна интегралу температуры по вертикали

$$F_a = C_4 \int_0^{L_1} T dz.$$

На горизонтальную часть трубки, которая соответствует ее движению по поверхности, действует сила Марангони, пропорциональная разности температур в точке выхода струи на поверхность и на краю

$$F_M = C_5 (T_2 - T_3).$$

На трубку также действует ньютоновская сила трения

$$F_T = -C_6 v.$$

Если к «механической» части задачи добавить уравнение теплового баланса, которое учитывает непрерывный нагрев снизу, конвективный перенос тепла и теплоотдачу в окружающую среду, то получим исходную систему уравнений

$$\frac{\partial T}{\partial t} = C_1 e^{-c_2 z} - v \frac{\partial T}{\partial z} - C_3 T, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = C_4 \int_0^{L_1} T dz + C_5 (T_2 - T_3) - C_6 v, \quad (2)$$

где

$$C_1 e^{-c_2 z} C_p \rho \pi r^2$$

— мощность источников тепла на единицу длины трубки,  $-C_3 T$  — теплопотери в окружающей объем. Для коэффициентов в (1) и (2) имеем оценки (в системе СИ)

$$C_1 \sim \frac{I_0}{a C_p \rho} \sim 10^2, \quad C_2 \sim \frac{1}{a} \sim 10^3, \quad C_3 \sim \frac{\chi}{R^3} \sim 1 \div 10, \quad C_4 \sim \frac{9\beta}{L_1} \sim 0.1 \div 10,$$

$$C_5 \sim \frac{\alpha \sigma R}{L \rho r^2}, \quad C_6 \sim \frac{\nu}{r^2} \sim 1 \div 10,$$

где  $I_0$  — плотность мощности лазерного излучения;  $1/a$  — коэффициент поглощения;  $C_p$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $\chi$  — температуропроводность;  $\beta = -\frac{1}{\rho} \partial \rho / \partial T$ ;  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения;  $\alpha = -\frac{1}{\sigma} \partial \sigma / \partial T$ ;  $L$  — характерная длина трубки тока;  $r$  — ее поперечный радиус;  $R$  — характерный размер, определяющий теплоотвод в стороны от трубки тока;  $\nu$  — динамическая вязкость.

Решение уравнений (1) и (2) производилось на ЭВМ методом Рунге—Кутты четвертого порядка, весь активный участок трубки от  $T_1$  до  $T_3$  разбивался на 19 зон, при этом температурам  $T_1$ ,  $T_2$  и  $T_3$  соответствовали температуры 1, 10 и 19 зон. На рис. 2 даны зависимость рассчитанной скорости движения от времени, а также фазовая диаграмма  $v$  от  $T_2$ . Видно, что решение (1) и (2) выходит на устойчивый цикл, что подтверждалось подбором достаточно произвольных начальных условий.

Если сравнить результаты эксперимента и расчета, то видно, что введенная нами модель, которая отображает основные механизмы, отвечающие за движение жидкости, достаточно хорошо описывает эксперимент (ср. рис. 1 и кривую  $a$  на рис. 2). Сущность процесса упорядочения движения жидкости качественно можно проследить на фазовой диаграмме рис. 2. Начальная фаза движения 1—2 связана с ростом скорости и температуры на поверхности при совместном действии гравитационных и капиллярных сил. На участке 2—3 происходит резкое падение температуры поверхности в центре за счет выноса на поверхность из глубины жидкости, которая не успевает нагреться. Участок 3—4 обусловлен сменой знака силы Марангони, которая тормозит жидкость и меняет направление ее движения.

Толщина, мм	Частота, Гц	Толщина, мм	Частота, Гц
2.8	2.1	5.3	0.7
3.1	1.8	6.0	0.65
3.5	1.3	6.3	0.63
4.2	1.0	7.7	0.6

Получим условия, необходимые для возникновения неустойчивости. Полагая скорость, как и ранее, постоянной вдоль всей трубки тока, мы можем записать уравнения для развития начальных флуктуаций скорости и температуры на поверхности

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{c\alpha R}{L\rho r^2} T_2 - \frac{\gamma}{r^2} v,$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial t} = -(\nabla T)_0 v - \frac{\gamma}{R^2} T_2,$$

где  $(\nabla T)_0$  — вертикальный градиент температуры в точке выхода струи на поверхность при стационарном течении. Отсюда получаем условие возрастания начальных флуктуаций

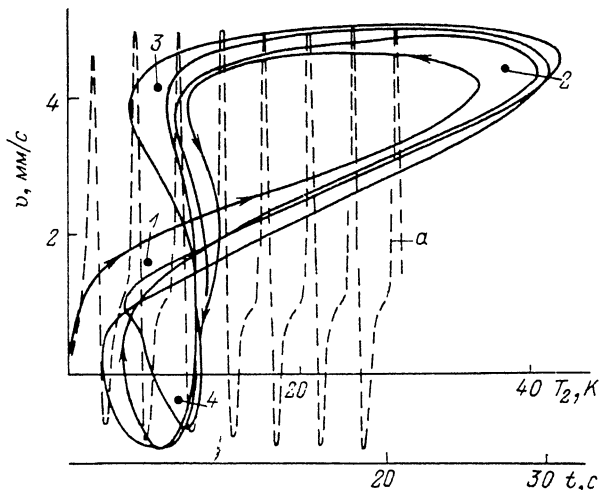


Рис. 2. Временная зависимость скорости движения трубки тока (a) и диаграмма  $v(T_2)$ , полученные решением уравнений (1)–(2) при следующем значении параметров данных в системе СИ:  $C_1=200$ ,  $C_2=2 \cdot 10^3$ ,  $C_3=0.7$ ,  $C_4=0.1$ ,  $C_5=0.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $C_6=4$ .

$$(\nabla T)_0 < -\frac{\eta\chi L}{c\alpha R^3}, \quad (3)$$

которое можно переписать, вводя число Марангони  $B$  [4], в виде

$$B > L^3/R^3.$$

Следовательно, для наблюдения неустойчивости, суть которой состоит в лавинообразном возрастании скорости движения в условиях, когда поступление тепла с током жидкости из объема на поверхность превышает потери тепла за счет теплопроводности в окружающую среду, необходимо выбрать жидкость и геометрию опыта из условия (3).

В заключение отметим, что обнаруженный экспериментально новый вид неустойчивости жидкости и представленная для ее интерпретации модель «циркулятора» могут служить новым примером структуры в синергетике [8].

Авторы выражают благодарность П. П. Пашину за полезное обсуждение результатов работы.

### Литература

- [1] Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. М.: Мир, 1979. 279 с.
- [2] Benard H. Revue generale des Sciences, pures et appliquees, 1900, N 12, p. 1261–1309.
- [3] Rayleigh Phil. Mag., 1916, v. 6, N 32, p. 529–534.
- [4] Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 329 с.
- [5] Pearson J. K. A. J. Fluid Mech., 1958, v. 4, N 6, p. 489–453.
- [6] Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1979. 174 с.

Институт общей физики  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
23 апреля 1987 г.  
В окончательной редакции  
2 октября 1987 г.