

03

Вихрь в пленке жидкости, вызванный тепловой волной

© О.В. Шарыпов, П.А. Куйбин

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск
Новосибирский государственный университет, Новосибирск
E-mail: kuibin@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 28 февраля 2008 г.

Теоретически проанализировано воздействие движущегося локального источника тепла на структуру течения в тонком слое жидкости на горизонтальной подложке. Рассмотрена двумерная задача в приближении пограничного слоя, получено стационарное уравнение, описывающее деформацию пленки жидкости на горизонтальной подложке. Представлены результаты численных расчетов для заданного модельного распределения температуры на свободной поверхности, демонстрирующие формирование вихревой структуры. Показано, что даже в отсутствие течения жидкости под действием гравитации движение локального источника тепла обеспечивает существование стационарного режима без разрыва пленки и образования сухого пятна. Полученные результаты обосновывают новую схему эксперимента по изучению явлений в неизотермических пленках жидкости.

PACS: 47.55.nb

Экспериментальное исследование гравитационного течения пленки жидкости по наклонной подложке с неподвижным локальным нагревателем свидетельствует о возможности существования стационарного режима с двумерной структурой течения [1]. В этом режиме термокапиллярный эффект сбалансирован гравитацией, вызывающей течение жидкости. В случае горизонтальной подложки подобный стационарный режим невозможен. Под действием термокапиллярных сил толщина слоя жидкости в области неподвижного нагревателя должна уменьшаться вплоть до образования сухого пятна. Если же локальный нагреватель движется относительно горизонтальной подложки и слоя жидкости, то в сопровождающей системе координат, движущейся вместе с источником тепла, стационарный двумерный режим течения может существовать (в том числе и при $|\mathbf{g}| = 0$). В этом случае разрыв пленки и образование

сухого пятна не будут иметь места, что важно для обеспечения эффективной работы технологических тепло- и массообменников.

Рассмотрим тонкий слой несжимаемой жидкости на плоской подложке, наклоненной под углом θ к горизонту. Будем считать, что по подложке в направлении оси x распространяется плоская тепловая волна, происхождение которой может быть связано, например, с волной горения. Предположим, что характерный продольный масштаб термокапиллярной деформации поверхности пленки намного превосходит амплитуду деформации: $|\partial h(t, x)/\partial x| \sim O(\varepsilon) \ll 1$. В этом случае можно применить приближение пограничного слоя и использовать для описания уравнения Прандтля с учетом гравитации [2]. Для стационарного режима в сопровождающей системе координат, движущейся со скоростью $C = \text{const} > 0$, эти уравнения примут следующий вид:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho |\mathbf{g}|, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial y} = 0. \quad (3)$$

Здесь отброшены конвективные члены с учетом предположения о малом значении числа Рейнольдса ($\text{Re} = Ch_\infty/\nu \sim O(\varepsilon)$), $\theta = 0$, p — давление, u и w — компоненты скорости жидкости, ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость жидкости, x, y — координаты, \mathbf{g} — ускорение свободного падения. Зависимостью вязкости и плотности от температуры ($\nu = \text{const}$, $\rho = \text{const}$), обменом теплом, массой и импульсом с газовой фазой пренебрегается. Граничные условия для уравнений (1)–(3) включают: условия непротекания и прилипания на стенке (4), кинематическое условие на свободной поверхности (5) и условие баланса сил на свободной поверхности (6) [2]:

$$w = 0, \quad u = -C \quad \text{при} \quad y = 0, \quad (4)$$

$$w = u dh/dt \quad \text{при} \quad y = h, \quad (5)$$

$$(p - p_0 - \sigma/R)n_i = \sigma'_{ik}n_k + \partial\sigma/\partial x_i \quad \text{при} \quad y = h, \quad (6)$$

где p_0 — внешнее давление, σ — поверхностное натяжение, R — главный радиус кривизны свободной поверхности, σ'_{ik} — компоненты

тензора вязких напряжений в жидкости, n_i — компоненты вектора нормали к свободной поверхности. Условие сохранения расхода жидкости (к которому приводят уравнения (3)–(5)) имеет вид (h_∞ — толщина слоя жидкости вдали от источника тепла):

$$\int_0^h u dy = -Ch_\infty. \quad (7)$$

Из уравнений (2) и (6) получим:

$$p = p_0 + \rho|\mathbf{g}|(h - y) - \sigma d^2h/dx^2. \quad (8)$$

Подставляя выражение (8) для давления в уравнение (1), получим с учетом граничных условий (4), (6) выражение для x -компоненты скорости:

$$\frac{u}{C} = -1 + \frac{y}{\rho\nu C} \frac{d\sigma}{dx} + \left(hy - \frac{y^2}{2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho\nu C} \frac{d^3h}{dx^3} - \frac{|\mathbf{g}|}{\nu C} \frac{dh}{dx} \right), \quad (9)$$

здесь учтено, что $|hd^2h/dx^2| \ll 1$. Из уравнения (3) и условия (4) следует:

$$\begin{aligned} \frac{w}{C} = & -\frac{y^2}{2\rho\nu C} \frac{d^2\sigma}{dx^2} - \frac{y^2}{2} \frac{dh}{dx} \left(\frac{\sigma}{\rho\nu C} \frac{d^3h}{dx^3} - \frac{|\mathbf{g}|}{\nu C} \frac{dh}{dx} \right) \\ & - \left(\frac{hy^2}{2} - \frac{y^3}{6} \right) \frac{d}{dx} \left(\frac{\sigma}{\rho\nu C} \frac{d^3h}{dx^3} - \frac{|\mathbf{g}|}{\nu C} \frac{dh}{dx} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Используя условие (7), запишем уравнение для толщины пленки:

$$\frac{h^2}{2h_\infty^2} \frac{h_\infty}{\rho\nu C} \frac{d\sigma}{dx} + \frac{h^3}{3h_\infty} \left(\frac{\sigma}{\rho\nu C} h_\infty^2 \frac{d^3h}{dx^3} - \frac{|\mathbf{g}|h_\infty^2}{\nu C} \frac{dh}{dx} \right) = \frac{h}{h_\infty} - 1. \quad (11)$$

В силу предположений о том, что плотность и вязкость жидкости не зависят от температуры, гидродинамическая и тепловая части задачи связаны лишь граничным условием на свободной поверхности — через зависимость поверхностного натяжения от температуры. Если распределение температуры на поверхности пленки известно из эксперимента, то можно не рассматривать тепловую задачу, — решение определяется

гидродинамической частью общей задачи на основе полученных уравнений (8)–(11) и заданного распределения $\sigma(x)$ (аналогичный подход использован в работе [3]).

Нелинейное дифференциальное уравнение (11) для толщины пленки решалось численно итерационным методом, производные аппроксимировались конечными разностями, использовалась неявная конечно-разностная схема и алгоритм трехточечной прогонки. Граничные условия: $h(t, x \rightarrow \pm\infty) = h_\infty$, начальное приближение: $h(t = 0, x) = h_\infty$.

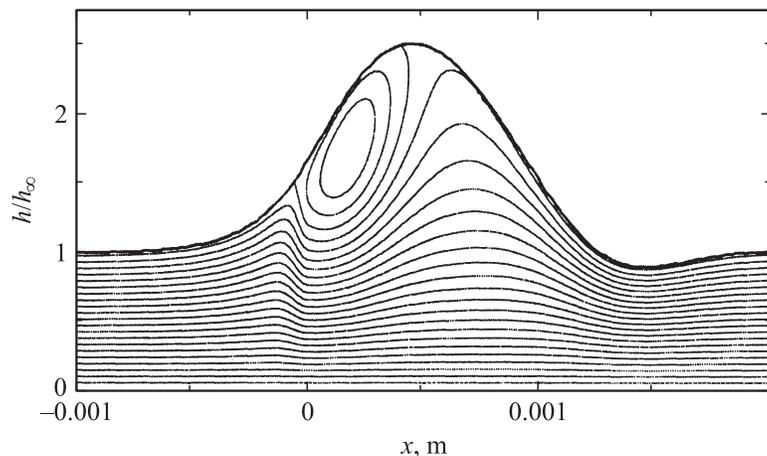
Поскольку в настоящее время отсутствуют экспериментальные данные о распределении температуры на поверхности горизонтального слоя жидкости при движении источника тепла, то в расчетах задавалось модельное распределение градиента температуры: $\partial T(x, y = h)/\partial x = A \exp(-(x/L)^2)$, $L = 15h_\infty$ при $x > 0$, $L = 4h_\infty$ при $x < 0$, $A = -15 \text{ K/mm}$, $T(x \rightarrow \infty) = 303 \text{ K}$. Координата $x = 0$ соответствует области выхода теплового пограничного слоя на свободную поверхность, в этой области градиент температуры достигает максимального абсолютного значения. Учитывая зависимость $\sigma(T)$, можно рассчитать функцию $\sigma(x)$ и ее производные.

В расчетах были заданы: $h_\infty = 10^{-4} \text{ m}$, $C = 10^{-2} \text{ m/s}$, $p_0 = 10^5 \text{ Pa}$, $|\mathbf{g}| = 9.8 \text{ m/s}^2$, физические параметры жидкости соответствовали 25% раствору этилового спирта в воде: $\sigma(x \rightarrow +\infty) = \sigma_\infty = 0.034 \text{ kg/s}^2$, $\nu = 1.8 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$, $d\sigma/dT = -1.1 \cdot 10^{-4} \text{ kg/(s}^2 \cdot \text{K)}$, $\rho = 956 \text{ kg/m}^3$.

При заданных параметрах термокапиллярный эффект приводит к существенному торможению потока и значительной деформации свободной поверхности. Относительная величина деформации пленки достигает 150%, x -компонента скорости потока на свободной поверхности изменяет свое направление в области больших значений градиента поверхностного натяжения, что означает формирование зоны вихревого движения жидкости, $(d\sigma/dx)_{\max} = 1.65 \text{ kg/(s}^2 \cdot \text{m)}$ (при малых значениях $(d\sigma/dx)_{\max}$ повсюду на свободной поверхности $u < 0$ и вихрь не формируется). На рисунке представлены результаты расчета свободной поверхности и линий тока в сопровождающей системе координат, связанной с волной. Функция тока получена интегрированием уравнений (9), (10):

$$\frac{\Psi}{C} = -y + \frac{y^2}{2\rho\nu C} \frac{d\sigma}{dx} + \left(h \frac{y^2}{2} - \frac{y^3}{6} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho\nu C} \frac{d^3h}{dx^3} - \frac{|\mathbf{g}|}{\nu C} \frac{dh}{dx} \right).$$

Часть линий тока являются замкнутыми, явно визуализируя вихрь. Двумерное решение с вихрем было ранее численно получено в работе [4]



Форма свободной поверхности и линии тока в сопровождающей системе координат.

для случая гравитационно стекающей пленки жидкости при наличии неподвижного нагревателя.

Уравнение (11), записанное для произвольного угла наклона ($0 \leq \theta \leq \pi/2$), получено в [5] с использованием предположения о том, что скорость движения источника тепла намного превосходит значение скорости течения жидкости под действием гравитации ($C \gg h_\infty^2 |\mathbf{g}| \sin \theta / \nu$). Под этим условием в [5] подразумевалось, что скорость течения жидкости под действием гравитации мала благодаря толщине пленки, либо вследствие малого угла наклона подложки. Уравнение, описывающее деформацию гравитационно стекающей пленки при действии неподвижного локального нагревателя, было получено в работе [4]. При $\theta = 0$ это уравнение не приводило к решениям без разрыва пленки и образования сухих пятен. В настоящей работе показано, что движение локального источника тепла позволяет исключить разрыв тонкой пленки и образование сухих пятен даже в случае отсутствия течения жидкости, в том числе — на горизонтальных подложках.

Этот новый эффект может быть использован при решении ряда важных практических задач, связанных с повышением эффективности теплоотдачи. В последнее время в рамках подготовки эксперимента SAFIR на борту МКС активно изучается динамика пленки жидкости,

нагреваемой неподвижным локальным источником тепла, [6,7]. При этом течение жидкости создается потоком газа (пара) над свободной поверхностью. Это заменяет гравитационный механизм течения жидкости и не допускает термокапиллярного разрыва пленки. Использование движущегося источника тепла может рассматриваться как альтернатива „сдвиговому механизму“ создания течения слоя жидкости („shear-driven mechanism“). Представленный в настоящей работе упрощенный анализ воздействия движущегося локального источника тепла на структуру тонкого горизонтального слоя жидкости указывает на возможность разработки новых экспериментальных подходов к изучению термокапиллярных эффектов в неизотермических пленках жидкости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 07-08-00296) и Программы Сибирского отделения РАН (комплексный интеграционный проект № 2.13).

Список литературы

- [1] Кабов О.А. // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5. № 4. С. 597–602.
- [2] Alekseenko S.V., Nakoryakov V.E., Pokusaev B.G. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992.
- [3] Шарыпов О.В., Медведко К.А. // Вестник НГУ. Серия: Физика. 2006. Т. 1. В. 2. С. 48–53.
- [4] Marchuk I.V., Kabov O.A. // Russ. J. Engineering Thermophys. 1998. V. 8. N 1–4. P. 17–46.
- [5] Шарыпов О.В., Медведко К.А., Фомин А.В. // Физика горения и взрыва. 2002. Т. 38. № 1. С. 24–29.
- [6] Гапанова Е.Я., Кабов О.А., Марчук И.В. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 10. С. 46–52.
- [7] Gatapova E.Ya., Kabov O.A. // Microgravity sci. technol. 2007. V. XIX. N 3–4. P. 132–134.