

03

Влияние угла наклона подложки на испарение пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в микроканале при локальном нагреве

© Ю.О. Кабова^{1,2}¹ Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск² Новосибирский государственный архитектурно-строительный университет

E-mail: kabova@itp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 30 июля 2015 г.

В результате численного исследования обнаружен эффект влияния угла наклона подложки к горизонту на интенсивность испарения и экстремальные значения толщины тонкой пленки жидкости, движущейся в микроканале под действием потока газа при локальном нагреве. Показано, что наиболее интенсивное испарение происходит при малых углах наклона канала к горизонту.

Изучение динамики и испарения тонких, увлекаемых потоком газа пленок жидкости при локальном нагреве является актуальной задачей механики и теплофизики и необходимо для разработки перспективных методов охлаждения нагреваемых поверхностей в мини- и микросистемах. Взаимодействие различных механизмов, оказывающих влияние на движение и испарение неизотермической пленки жидкости, интенсивно изучается экспериментально и численно [1,2]. Исследования показывают, что динамика таких пленок весьма сложна и характеризуется такими явлениями, как развитие нелинейных волн, регулярных трехмерных структур и формирование сухих пятен [3]. Целью данной работы является определение особенности динамики и испарения тонкой локально нагреваемой пленки жидкости, увлекаемой потоком газа в микроканале при изменении угла наклона канала к горизонту.

Рассматривается совместное движение потока газа и неизотермической пленки вязкой несжимаемой жидкости в микроканале, α — угол наклона канала к горизонту. Канал считается неограниченным в направлении движения пленки (x), а также в направлении поперек

потока жидкости (y). На нижней стенке канала находится нагреватель с передней кромкой, расположенной вдоль оси y . Граница раздела газ–жидкость является деформируемой, а испарившееся вещество считается примесью в газовой фазе, не оказывающей существенного влияния на термодинамические свойства газа. Газ считается несжимаемым и нерастворимым в жидкости. Движения жидкости и газа описываются уравнениями Навье–Стокса, неразрывности, энергии и уравнением диффузии. Начальные данные задачи (1): толщина пленки и поля скорости в жидкости и в газе находятся из точного решения задачи изотермического совместного течения в канале с прямолинейными линиями тока при отсутствии возмущений [4]

$$H = H_0, \quad T = T_g = T_0, \quad C = C_0,$$

$$u = u_0(z), \quad u_g = u_{g0}(z), \quad v = v_g = w = w_g \equiv 0. \quad (1)$$

Здесь H — локальная толщина пленки, C — массовая доля испарившегося вещества в газовой фазе, T — температура в жидкости, T_g — температура в газе, u, v, w — компоненты вектора скорости в жидкости, u_g, v_g, w_g — компоненты векторов скорости в газе, z — координата, перпендикулярная плоскости (x, y) . Здесь T_0, C_0 — заданные постоянные. Верхняя стенка канала считается адиабатической и непроницаемой. На нижней стенке микроканала поставлено тепловое условие, учитывающее возможность задания температуры подложки, зависящей от пространственных переменных $T = T_1(t, x, y)$, а также условие прилипания. На границе раздела газ–жидкость задаются: непрерывность температуры, а также касательных компонент векторов скоростей жидкости и газа; соотношения, вытекающие из законов сохранения масс и энергии; динамическое условие, включающее силовое воздействие испаряющегося вещества на жидкость, а также условие локального термодинамического равновесия. Температурные зависимости концентрации, поверхностного натяжения и динамического коэффициента вязкости жидкости

$$C_* = C_0 + C_T(T - T_0) + C_{TT}(T - T_0)^2/2,$$

$$\mu = (1/\mu_0 + \mu_T(T - T_0) + \mu_{TT}(T - T_0)^2/2)^{-1},$$

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_T(T - T_0) + \sigma_{TT}(T - T_0)^2/2. \quad (2)$$

Здесь $C_*(T)$ — концентрация пара, соответствующая давлению насыщенного пара при температуре T ; $C_0, C_T, C_{TT}, \mu_0, \mu_T, \mu_{TT}, \sigma_0, \sigma_T, \sigma_{TT}$ — постоянные величины. Используемая здесь математическая модель подробно изложена в [4]. Отметим, что в этой модели использованы специально разработанные новые переменные, так что сохраняют вид уравнения неразрывности, а кинематические условия на свободной поверхности пленки упрощаются и становятся линейными. Уравнения с граничными условиями переписываются в слое $\xi \in (0, 1), \eta \in (1, \omega), -\infty < x, y < \infty$, где $\eta = (\omega - 1)/(H_C - H)z - (H\omega - H_C)/(H_C - H), \xi = z/H$. Здесь $\omega = H_C/H_0$, где H_C — высота канала. При построении модели использовалось приближение тонкого слоя, при котором отношение масштабов длин мало: $\varepsilon = H_0/l \ll 1$. Здесь $l = (\sigma_0 H_0^2 / \rho U^2)^{1/3}$ — масштаб продольной длины, $U = \mu_0 / \rho H_0$ — масштаб скорости, ρ — плотность жидкости. $[T] = \max_{l,x,y} (T_1(t, x, y) - T_0)$ — масштаб температуры. В итоге задача сводится к решению пяти уравнений: для локальной толщины пленки (3), давления в газе (4), распределения температур в жидкости и газе (6) и (7) и концентрации пара в газе (8)

$$\begin{aligned} & h_t + \varphi(\nabla^2 \nabla^2 h - \mathbf{A} \nabla^2 h) + \varphi_x(\nabla^2 h_x - \mathbf{A} h_x + \mathbf{C}) + \varphi_y(\nabla^2 h_y - \mathbf{A} h_y) \\ & + \mathbf{Ma}[\gamma \nabla^2 \theta + \gamma_x \theta_x + \gamma_y \theta_y] + \delta \nabla^2 p_g + \delta_x \nabla^2 p_{gx} + \delta_y \nabla^2 p_{gy} \\ & = \frac{k_3 \mathbf{R}}{1 - C} \left(\frac{\omega - 1}{\omega - h} \right) C_\xi, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \delta_g \nabla^2 p_g + \delta_{gx} p_{gx} + \delta_{gy} p_{gy} + \varphi_g(\nabla^2 \nabla^2 h - \mathbf{A} \nabla^2 h) + \varphi_{gx}(\nabla^2 h_x - \mathbf{A} h_x + \mathbf{C}) \\ & + \varphi_{gy}(\nabla^2 h_y - \mathbf{A} h_y) + \mathbf{Ma}[\gamma_g \nabla^2 \theta + \gamma_{gx} \theta_x + \gamma_{gy} \theta_y] = \mathbf{R} \frac{k_3 - 1}{1 - C} \left(\frac{\omega - 1}{\omega - h} \right) C_\xi. \end{aligned} \quad (4)$$

Функции $\varphi, \gamma, \delta, \varphi_g, \gamma_g, \delta_g, U_i, U_{gi}$ задаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi &= U_1|_{\xi=1}, \quad \gamma = U_2|_{\xi=1}, \quad \delta = U_3|_{\xi=1}, \\ \varphi_g &= (U_1 + U_{g1})|_{\xi=1}, \quad \gamma_g = (U_2 + U_{g2})|_{\xi=1}, \end{aligned}$$

$$\delta_g = (U_3 + U_{g3})|_{\xi=1}, \quad U_i = \int_0^{\xi} \Psi_i(t, x, y, \tau) d\tau,$$

$$U_{gi} = \int_{\xi}^{\omega} \Psi_{gi}(t, x, y, \tau) d\tau, \quad i = 1, 2, 3, \quad (5)$$

$$\Psi_1 = h^3 F - \frac{k_1 h^4 F_1}{\omega - h + k_1 h G_1} G, \quad \Psi_2 = -\frac{h^2(\omega - h)}{\omega - h + k_1 h G_1},$$

$$\Psi_3 = -h^3 F + \frac{h^2(2k_1 h^2 F_1 - (\omega - h)^2)}{2(\omega - h + k_1 h G_1)} G,$$

$$\Psi_{g1} = -\frac{h^2(\omega - h)^2(\omega - \xi)F_1}{(\omega - 1)^2(\omega - h + k_1 h G_1)},$$

$$\Psi_{g2} = \frac{h(\omega - h)^2(\omega - \xi)}{(\omega - 1)^2(\omega - h + k_1 h G_1)} G_1,$$

$$\Psi_{g3} = \frac{(\omega - h)^2(\omega - \xi)}{(\omega - 1)^2 k_1} \left[\frac{2h^2 k_1 F_1 - (\omega - h)^2}{2(\omega - h + k_1 h G_1)} + \frac{(\omega - h)[(\omega - \xi) - 2(\omega - 1)]}{2(\omega - 1)} \right],$$

$$G_1 = G|_{\xi=1}, \quad F_1 = F|_{\xi=1},$$

$$F = \int_0^{\xi} \frac{1 - \tau}{\mu(\theta(t, x, y, \tau))} d\tau, \quad G = \int_0^{\xi} \frac{1}{\mu(\theta(t, x, y, \tau))} d\tau,$$

$$\begin{aligned} h\mathbf{D}(h\theta_t - h_t \xi \theta_{\xi} + u\theta_x + v\theta_y + w\theta_z) &= \varepsilon^2 h^2 (\theta_{xx} + \theta_{yy}) \\ &+ (1 + \varepsilon^2 \xi^2 (h_x^2 + h_y^2)) \theta_{\xi\xi} - 2\varepsilon^2 h (h_x \theta_{x\xi} + h_y \theta_{y\xi}) \xi \\ &+ 2\varepsilon^2 \xi^2 (h_x^2 + h_y^2) \theta_{\xi} - \varepsilon^2 \xi h (h_{xx} + h_{yy}) \theta_{\xi}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\omega - h}{\omega - 1} \right) \mathbf{D}_g \left(\left(\frac{\omega - h}{\omega - 1} \right) \theta_{gt} - h_t \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) \theta_{g\xi} + u_g \theta_{gx} + v_g \theta_{gy} + w_g \theta_{g\xi} \right) \\
&= \varepsilon^2 \left(\frac{\omega - h}{\omega - 1} \right)^2 (\theta_{gxx} + \theta_{gyy}) + \left(1 + \varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right)^2 (h_x^2 + h_y^2) \right) \theta_{g\xi\xi} \\
&- 2\varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) (h_x \theta_{gx\xi} + h_y \theta_{gy\xi}) + \frac{2\varepsilon^2}{\omega - 1} \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) (h_x^2 + h_y^2) \theta_{g\xi} \\
&- \varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) (h_{xx} + h_{yy}) \theta_{g\xi}, \tag{7}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{\omega - h}{\omega - 1} \right) \mathbf{S}_g \left(\left(\frac{\omega - h}{\omega - 1} \right) C_t - h_t \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) C_\xi + u_g C_x + v_g C_y + w_g C_\xi \right) \\
&= \varepsilon^2 \left(\frac{\omega - h}{\omega - 1} \right)^2 (C_{xx} + C_{yy}) + \left(1 + \varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right)^2 (h_x^2 + h_y^2) \right) C_{\xi\xi} \\
&- 2\varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) (h_x C_{x\xi} + h_y C_{y\xi}) - \frac{2\varepsilon^2}{\omega - 1} \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) (h_x^2 + h_y^2) C_\xi \\
&- \varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \xi}{\omega - 1} \right) (h_{xx} + h_{yy}) C_\xi, \tag{8}
\end{aligned}$$

Компоненты вектора скорости в жидкости и в газе, а также давление в жидкости вычисляются по явным формулам. Безразмерные критерии подобия и коэффициенты

$$\begin{aligned}
\mathbf{A} &= \frac{g \cos \alpha H_0^2}{U^2 l}, \quad \mathbf{C} = \frac{g \sin \alpha H_0}{U^2}, \quad \mathbf{Ma} = \frac{g_T [T] H_0}{\mu_0 U l}, \quad \mathbf{L} = \frac{\lambda D \rho_g}{\kappa [T]}, \\
\mathbf{S}_g &= \frac{\mu_{0g} H_0}{D \rho_g}, \quad \mathbf{E} = \frac{f H_0^2}{\mu_0 U}, \quad \mathbf{R} = \frac{D l}{H_0^2 U}, \quad \mathbf{D} = \frac{c_p \mu_0 H_0}{l \kappa}, \\
\mathbf{D}_g &= \frac{c_{pg} \mu_{0g} H_0}{\kappa_g}, \quad k_1 = \frac{\mu_{0g}}{\mu_0}, \quad k_2 = \frac{\kappa_g}{\kappa}, \quad k_3 = \frac{\rho_g}{\rho}. \tag{9}
\end{aligned}$$

Численное решение поставленной задачи проводится методом конечных разностей с использованием метода переменных направлений, путем введения дробных шагов. Расчеты выполнены для воды и азота, высота канала равна $H_C = 250 \mu\text{m}$, начальная температура T_0 равна 20°C .

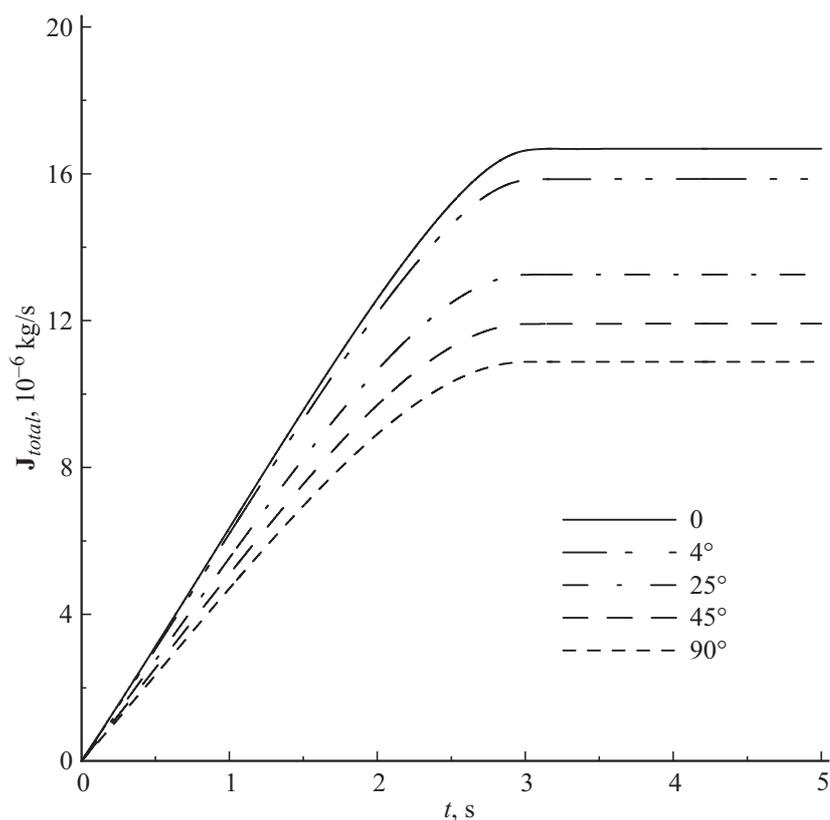


Рис. 1. Скорость суммарного испарения с границы раздела газ–жидкость при изменении угла наклона канала к горизонту от 0 до 90° соответственно. $T_1 = 25^\circ\text{C}$, $Re = 5$, $Re_g = 15$.

На нагревателе размером 5×10 mm задана постоянная температура рабочей поверхности $T_1 = 25^\circ\text{C}$. Число Рейнольдса жидкости Re бралось равным 5, а число Рейнольдса газа $Re_g = 15$. Здесь числа Рейнольдса определяются как $Re = Q\rho/\mu_0$, $Re_g = Q_g\rho_g/\mu_{0g}$, где Q , Q_g — расходы жидкого и газового потоков на единицу ширины. Начальная массовая концентрация пара в газе $C_0\rho_g = 0.016931$ кг/м³ соответствует

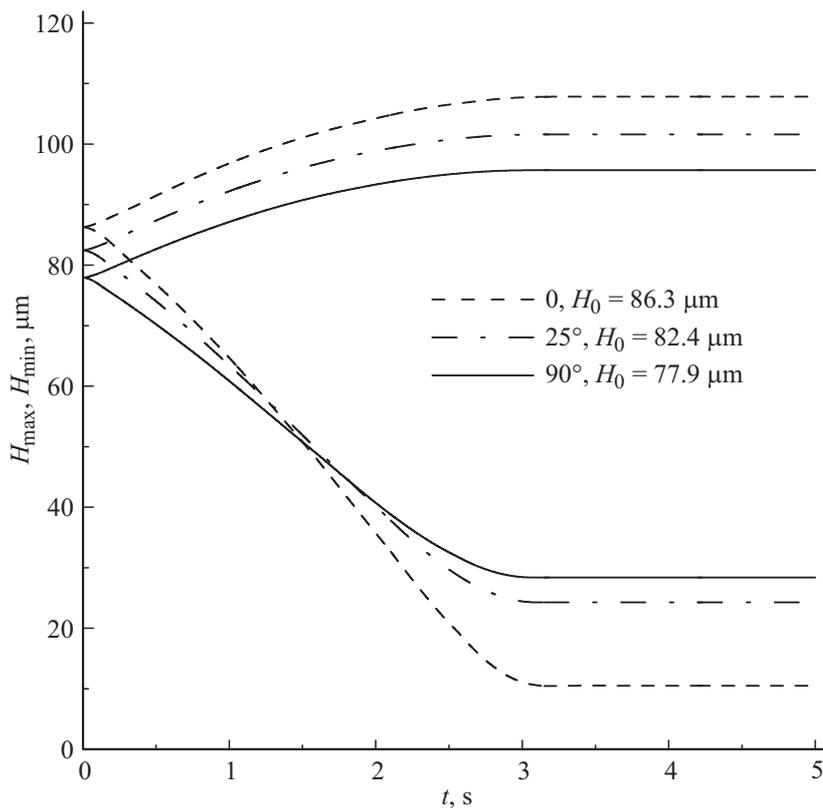


Рис. 2. Максимальная и минимальная толщины пленки при изменении угла наклона канала к горизонту. $T_1 = 25^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 5$, $\text{Re}_g = 15$.

парциальному давлению при температуре насыщения 20°C . Расчет безразмерной скорости испарения жидкости во всей расчетной области производился по формуле

$$J_{total} = \int_{\Lambda} \frac{1}{h(x, y)} \left. \frac{\partial C}{\partial \xi} \right|_{\xi=1} dx dy,$$

где $h(t, x, y)$ — безразмерная локальная толщина пленки, Λ — расчетная область. Физическая размерная скорость испарения равна величине

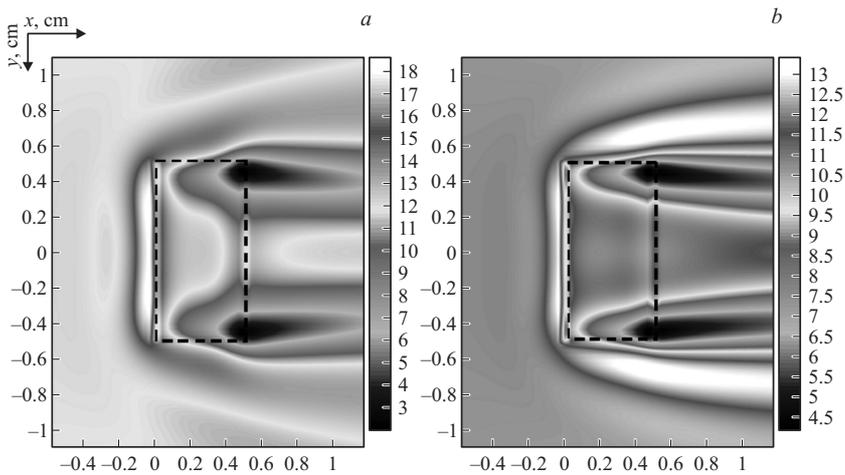


Рис. 3. Распределение продольной скорости газа вблизи поверхности раздела, cm/s , и шкалы интенсивности: a — угол наклона подложки к горизонту 0° , b — угол наклона подложки к горизонту 90° . $T_1 = 25^\circ\text{C}$, $\text{Re} = 5$, $\text{Re}_g = 15$.

\mathbf{J}_{total} , умноженной на постоянную $C_0 D \rho_g l^2 / H_0$ [kg/s], D — коэффициент диффузии. Угол наклона канала α варьировался от 0 до 90° . Получено, что уменьшение α приводит к увеличению деформаций поверхности пленки и росту интенсивности испарения, даже при относительно слабых нагревах. Как видно из рис. 1, при горизонтальном положении канала интенсивность испарения максимальна и минимальна при $\alpha = 90^\circ$, при этом разница составляет порядка 30%. Этот факт, видимо, объясняется тем, что с уменьшением значения α продольные деформации поверхности пленки усиливаются, в особенности увеличивается степень истончения пленки (рис. 2). Средняя толщина пленки снижается с ростом угла наклона, максимальная и минимальная деформации тоже снижаются. Однако поперечные деформации поверхности пленки усиливаются с уменьшением угла наклона. Необходимо отметить, что \mathbf{J}_{total} обратно пропорционален средней толщине пленки жидкости, так как в связи с очень небольшой толщиной пленки тепло передается в основном теплопроводностью. Максимальная толщина пленки менее подвержена влиянию угла наклона в отличие от минимальной

толщины (рис. 2). При стекании жидкости по наклонной плоской поверхности действие силы тяжести возрастает, что приводит к менее существенному истончению пленки в области сразу за нагревателем. Читатель мог ожидать противоположного результата: с увеличением угла наклона сила тяжести ускоряет пленку, ее средняя скорость увеличивается и средняя толщина уменьшается, а это должно интенсифицировать испарение. Однако такой подход не учитывает деформации на поверхности пленки и влияния термокапиллярного эффекта, который связан со снижением поверхностного натяжения на границе раздела, и способствует растеканию жидкости с нагревателя на периферию, что интенсифицирует испарение, так как снижает толщину пленки на нагревателе. Кроме того, как видно из рис. 3, интенсивность обдува газом при нулевом угле наклона значительно выше, особенно вблизи передней кромки нагревателя, где испарение наиболее существенно. Средняя скорость газа на границе раздела составляет 10.367 cm/s при 90° и 11.430 cm/s при 0° . Таким образом, показано, что угол наклона канала к горизонту существенно влияет на интенсивность испарения и экстремальные значения толщины тонкой локально нагреваемой пленки жидкости, движущейся в микроканале под действием потока газа. При этом наиболее интенсивное испарение происходит при малых углах наклона канала к горизонту.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 14-08-31677).

Список литературы

- [1] Кабов О.А., Кузнецов В.В., Марчук И.В., Пухначев В.В., Чиннов Е.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. 2001. № 9. С. 84–90.
- [2] Craster R.V., Matar O.K. // Rev. Modern Phys. 2009. V. 81 (3). P. 1131–1198.
- [3] Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 11. С. 79–85.
- [4] Kabova Yu., Kuznetsov V.V., Kabov O. // Interfacial Phenomena Heat Transfer. 2014. V. 2 (1). P. 85–102.