

УДК 532.68.001.5:536.42

## МЕТАСТАБИЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ ТЕЧЕНИЯ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ ПО ВЕРТИКАЛЬНЫМ ПОВЕРХНОСТЯМ

А.И. ФЕДОРЧЕНКО, Р.А. АБДУЛХАЛИКОВ

*Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск*

В работе показано, что условием образования сухих пятен или ривулетов является минимум характеристической функции (потенциала), которая определяется условиями рассматриваемого процесса. Показано также, что объемная часть потенциала является экстремалью соответствующей вариационной задачи. На основе предлагаемой теории определены критические толщины  $h_{кр}$  (объемные расходы  $G^*$ ) пленочного течения для пары жидкость — поверхность, имеющие различные значения равновесного краевого угла. С точки зрения проблемы образования сухих пятен предложено выделять только два режима пленочного течения: метастабильный, или докритический ( $G < G^*$ ), и стабильный, или закритический ( $G > G^*$ ).

В настоящее время считаются традиционными классификации режимов течения вертикальных пленок по форме поверхностных возмущений, причем у разных авторов эти классификации различаются лишь количеством выделяемых режимов течения. Так, в работе [1] выделяются пять режимов течения вертикальной пленки жидкости, которым, например для воды, соответствуют следующие диапазоны значений числа Re:

- чисто ламинарный —  $Re \leq 5,7$ ;
- первый переходной режим —  $5,7 \leq Re \leq 27$ ;
- устойчивое волновое течение —  $27 \leq Re \leq 75$ ;
- второй переходной режим —  $75 \leq Re \leq 400$ ;
- полностью турбулентное течение  $Re \geq 400$ .

Здесь  $Re = Q/\nu$  — число Рейнольдса, построенное по объемному расходу жидкости  $Q$  на единицу ширины пленки,  $\nu$  — кинематическая вязкость жидкости. В работе [2] автор выделяет четыре режима течения — ламинарный, волновой, переходный и развитый турбулентный. В других работах авторы ограничиваются только тремя режимами — ламинарным, волновым и турбулентным.

Следует отметить, однако, что все отмеченные выше классификации неявно подразумевают, что течение осуществляется в условиях полного смачивания жидкостью поверхности. Вместе с тем в реальных устройствах, где применяются пленки, это далеко не так. Например, в тепловых насосах, работающих на бромистом литии, равновесный краевой угол водного раствора LiBr с нержавеющей сталью близок к  $100^\circ$ , а для пары вода — медь составляет  $53^\circ$  [3]. В данных условиях появляется новое явление, которое уже в большей степени, чем форма поверхностных возмущений, определяет режим течения пленки, — это образование сухих пятен или ривулетов.

В этой связи следует отметить, что классические методы теории устойчивости в применении к проблеме образования сухих пятен принципиально не годятся. Дело в том, что на устойчивость пленочного течения влияет смачиваемость по-

верхности рабочей жидкостью, что никак не отражено в классических постановках задачи. Очевидно, что в условиях абсолютной смачиваемости сухие пятна не образуются.

Явление разрыва тонкой пленки жидкости, стекающей по вертикальной поверхности, впервые замечено Ю.П. Каретниковым [4] и качественно описано Лейденфростом [5]. В дальнейшем было экспериментально установлено, что разрыв пленки имеет место: а) в изотермических условиях, когда расход жидкости достигает минимального значения [6, 7]; б) при тепло- и массообмене между пленкой жидкости и окружающей средой [8].

Первой теоретической работой, где удалось связать равновесный краевой угол с минимальной толщиной пленки, ниже которой становится невозможным режим сплошной пленки, является статья [9]. В ней авторы, фактически используя термодинамические методы анализа устойчивости систем, предположили, что устойчивым является такое течение, при котором соответствующая характеристическая функция (потенциал) имеет локальный минимум. В [10], используя тот же подход и ту же характеристическую функцию (кинетическая плюс поверхностная энергия пленки), что и в [9], найдена минимальная плотность орошения для пленки, стекающей по трубе. Единственное отличие от [9] — учет криволинейности поверхности.

Следует отметить, однако, что вычисленные по модели [9] значения критической толщины значительно, в среднем на 30 %, отличаются от полученных экспериментально. Этот факт связан, по нашему мнению, со следующим обстоятельством.

Как известно [11], выбор потенциала определяется характером процесса и своими характеристическими переменными. В данном случае он представляет собой сумму двух частей — объемной и поверхностной. Если выбор поверхностной части не представляет трудности — это член вида  $\sigma_{ij} dS_{ij}$ , где  $\sigma_{ij}$ ,  $S_{ij}$  — поверхностное натяжение и площадь поверхности раздела между  $i$ -й и  $j$ -й фазами, то выбор объемной части далеко не очевиден. В работе [9] в качестве объемной части потенциала была выбрана кинетическая энергия пленки. Однако известно [12], что такой потенциал соответствует течению идеальной жидкости, что в данном случае конечно же неверно. Для того чтобы определить истинное значение объемной части характеристической функции, запишем уравнение движения пленки, которое в нашем случае имеет вид

$$\frac{d^2 u}{dy^2} = -\frac{g}{\nu}, \quad (1)$$

причем функция  $u(y)$  должна удовлетворять следующим граничным условиям

$$u(0) = u'(h) = 0, \text{ где } u' = du/dy. \quad (2)$$

Пусть плотность энергии на единицу ширины пленки есть

$$E = \int_0^h \varepsilon(u, u') dy, \quad (3)$$

где  $\varepsilon$  — искомая функция,  $u' = \frac{du}{dy}$ . Потребуем, чтобы уравнение (1) с граничными

условиями (2) являлось экстремалью функционала (3). Запишем вариацию (3) как

$$\delta E = \delta \int_0^h \varepsilon(u, u') dy = \int_0^h \left[ \frac{\partial \varepsilon}{\partial u} \delta u + \frac{\partial \varepsilon}{\partial u'} \delta u' \right] dy.$$

Используя граничные условия (2) и равенство  $\delta u' = d\delta u / dy$ , получим,

$$\int_0^h \left[ \frac{\partial \varepsilon}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial y} \frac{\partial \varepsilon}{\partial u'} \right] \delta u dy + \frac{\partial \varepsilon}{\partial u'} \delta u(h) = 0. \quad (4)$$

Так как  $\delta u$  — произвольная функция, то для того чтобы из (4) следовало уравнение (1), требуется равенство функции  $\varepsilon(u, u')$  следующему значению:

$$\varepsilon = \left[ 1/2(u')^2 - gu/v \right] \rho h^2. \quad (5)$$

Таким образом, следуя [9], можем записать характеристическую функцию в виде

$$E_f = \lambda \left[ \int_0^h \varepsilon(y) dy + \sigma_{sf} + \sigma_{fg} \right], \quad e_f = E_f / \lambda,$$

где  $\lambda$  — ширина пленки, роль же объемной части  $\varepsilon$  играет выражение (5), а не кинетическая энергия пленки.

Найдем потенциал  $E$  после разрыва пленки:

$$e_{riv} = \frac{E_{riv}}{\lambda} = \frac{1}{\lambda} \int_0^{R \sin \theta_0} \int_0^{h(x)} \varepsilon(u, u') dx dy + \left( \frac{2R\theta_0}{\lambda} + \cos \theta_0 - \frac{R \sin 2\theta_0}{\lambda} \right) \sigma_{fg} + \sigma_{fs}.$$

Здесь  $R$  — радиус кривизны ривулета, который можно считать постоянным;  $\theta_0$  — равновесный краевой угол;  $\sigma_{fg}$ ,  $\sigma_{fs}$  — поверхностное натяжение на границе жидкость — газ и жидкость — твердое тело соответственно.

Вводя параметр  $X = 2R \sin \theta_0 / \lambda$ , т. е. отношение поверхности, смоченной ривулетой, к полной поверхности, будем считать, что ривулета устойчива, если при  $X = X_0$  функция  $e_{riv}$  имеет минимум

$$\partial e_{riv} / \partial X = 0, \quad \partial^2 e_{riv} / \partial X^2 > 0, \quad e_{riv} = e_f, \quad X_0 \leq 1.$$

В таблице приведены экспериментальные значения равновесного краевого угла  $\theta_0$ , безразмерные критические толщины  $h^+ = \left( \rho g^2 / (2v^2 \sigma_{fg}) \right)^{1/5} h_{кр}$ , вычисленные согласно предлагаемой теории и теории [9], и соответствующие экспериментальные величины. Видно хорошее согласие результатов настоящей работы и эксперимента.

Полученные данные позволяют объяснить эксперимент по определению зависимости критического теплового потока от плотности орошения [13]. Опыты проводились на вертикальных нагреваемых трубах, причем рабочей жидкостью

Сравнение предлагаемой теории с экспериментальными данными и теорией [9]

Система	$\theta_0$	Эксперимент	Теория [9]	Предлагаемая теория
Вода — алюминий	37,7	0,728	0,550	0,825
Вода — стекло	35,8	0,787	0,540	0,810
Вода — медь	53,0	0,901	0,660	0,990
Вода — нержавеющая сталь	36,3	0,900	0,545	0,820
Вода — лак	56,8	0,977	0,680	1,020

была вода. При низких расходах наблюдалась слабая зависимость критического теплового потока  $q^*$  от расхода  $G$ :  $q_m^* \sim G^{0,35}$ , начиная же с некоторого значения  $G^*$  зависимость становилась сильной:  $q_s^* \sim G^{1,74}$ . Определение из графика расхода  $G^*$  как проекции на ось абсцисс точки пересечения прямых  $q_m^*$  и  $q_s^*$  показало, что он равен критическому расходу и соответственно критической толщине пленки воды на нержавеющей стали. Экспериментально найденное значение критической толщины пленки для пары вода—нержавеющая сталь  $h_{кр} = 360$  мкм, в то время как по нашим данным значение  $h_{кр} = 330$  мкм.

Таким образом, до значения  $h_{кр}$  пленка находится в метастабильном состоянии и слабые возмущения поверхности, обусловленные термокапиллярной конвекцией, заставляют ее рваться, в то время как в закритической области она устойчива к слабым возмущениям. Критическое число Рейнольдса, соответствующее значению  $h_{кр}$ , равно  $Re_{кр} = 157$ , что, согласно классификации режимов течения, приведенных в начале статьи, соответствует второму переходному режиму. Однако с точки зрения проблемы образования сухих пятен, как показывают полученные результаты и данные [13], достаточно выделить только двух режимов — докритического, или метастабильного ( $Re < Re_{кр}$ ), и закритического, или стабильного ( $Re > Re_{кр}$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ishigai S., Nakanisi S., Koizumi T., Oyabi Z. Hydrodynamics and heat transfer of vertical falling liquid films // Bull. JSME. — 1972. — Vol. 15, No. 83. — P. 594.
2. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. — Вильнюс: Мокслас, 1988.
3. Hobbler T., Czajka J. Minimal wetting of a flat surface // Chemia Stosow. — 1968. — 2B. — P. 169 – 177. (In Polish.)
4. Каретников Ю.П. Исследование теплоотдачи к пленке кипящей жидкости // ЖТФ. — 1954. — Т. 24, Вып. 2. — С. 193 – 199.
5. Leidenfrost W. Stromungs- und Wärmeübergangsverhältnisse, bei frei fallenden Reifelfilm im Zustand der Verdampfung // Naturwissenschaften. — 1956. — Bd. 46. — S. 465 – 472.
6. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. — М.: Энергия, 1976.
7. Доманский И.В., Соколов В.Н. Определение режимов устойчивости работы выпарных аппаратов с падающей жидкостной пленкой // ЖПХ. — 1967. — Т. 40, вып.2. — С. 365–370.
8. Norman W.S., Binns D.T. The effects of surface tension changes on the minimum wetting rates in a wetted-rod distillation column // Trans. J. Ch. Eng. — 1960. — Vol. 38. — P. 294 – 302.
9. Mikielewicz J., Moszynski J.R. Minimum thickness of a liquid film flowing vertically down a solid surface // Int. J. Heat Mass Transfer. — 1976. — Vol. 19, No. 7. — P. 771–776.
10. Hughes D.T., Bott T.R. Minimum thickness of a liquid film flowing down a vertical tube // Ibid. — 1998. — Vol. 41, No. 2. — P. 253–260.
11. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1 (Сер. Теорет. физика. Т. V). — М.: Наука, 1976.
12. Бердичевский В.Л. Вариационные принципы механики сплошной среды.—М.: Наука, 1983.
13. Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Бочагов В.Н. К вопросу образования “сухих” пятен в стекающих пленках жидкости // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук.—1977. — № 13. — Вып. 3.— С. 46 – 51.

*Статья поступила в редакцию 24 июля 1998 г.*