

УДК 532.62:532.59

## **Регулярные волны на вертикально стекающих ривулетах при разных углах смачивания\***

**С.В. Алексеенко<sup>1,2</sup>, А.В. Бобылев<sup>1</sup>, В.В. Гузанов<sup>1</sup>, Д.М. Маркович<sup>1,2</sup>,  
С.М. Харламов<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*

<sup>2</sup>*Новосибирский государственный университет*

E-mail: bobilev@itp.nsc.ru

Представлены результаты экспериментального исследования регулярных волновых режимов для прямых ривулетов, стекающих по вертикальной плоскости. Полевые измерения локальной толщины ривулетов проведены с использованием метода лазерной индуцированной флюоресценции. Представлена информация о волновой структуре ривулетов в широком диапазоне частот регулярных волн для различных чисел Рейнольдса течения и значений краевого угла смачивания. Для всех исследованных волновых режимов наблюдалась нечувствительность поперечной ширины ривулетов и краевого угла к фазе проходящих волн. Вместе с тем обнаружено, что волновая структура ривулетов существенно отличается для случаев малого и большого значений краевого угла.

**Ключевые слова:** ривулет, краевой угол смачивания, регулярные волны, лазерно-индуцированная флуоресценция.

### **ВВЕДЕНИЕ**

Течение пленки жидкости по наклонной поверхности при наличии контактных линий раздела трех фаз — жидкости, газа и твердого тела — явление широко распространенное в природе и технике. Вид пленочного течения, когда жидкость стекает по поверхности в виде множества струек, принято называть ручейковым или ривулетным течением, а отдельную струйку, ограниченную двумя контактными линиями, — ривулетом. Особое внимание к таким течениям обусловлено тем, что ривулеты часто наблюдаются при разрушении сплошного пленочного течения [1, 2], а также тем, что ривулет является наиболее вероятным видом течения при стекании жидкости по плохо или неоднородно смачиваемой поверхности [3, 4]. При определенных условиях формирование ривулетов происходит даже в случае течения сплошных пленок жидкости по идеально смачиваемой поверхности [5].

---

\* Работа выполнена при финансовой поддержке Федеральной целевой программы “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013 гг.”.

Течения с движущимися контактными линиями, особенно на переднем фронте стекающей пленки жидкости, интенсивно исследуются в настоящее время, поскольку поперечная неустойчивость контактной линии приводит к формированию вниз по потоку ривулетного течения и, соответственно, приводит к изменению режима течения жидкости в целом [6–8]. Отдельными вопросами исследований при определении граничных условий в области контактных линий являются способы описания процессов смачивания твердой поверхности жидкостью и формирования контактных линий. Подробно механизмы этих процессов рассмотрены в [3].

Характер течения отдельного ривулета по наклонной плоскости зависит от угла наклона плоскости, расхода и физических свойств жидкости [9]. В зависимости от расхода жидкости выделяют несколько основных режимов ривулетного течения. При малых расходах жидкости реализуется капельный режим [10], с дальнейшим ростом расхода — прямоточное ривулетное течение [11, 12]. По достижении первого критического значения расхода реализуется стационарное течение в виде меандра [13, 14], радиус искривления которого определяется гистерезисом краевого угла смачивания. По достижении второго критического значения расхода ривулет перестает быть стационарным и начинает “вилять” из стороны в сторону, иногда распадаясь на несколько отдельных струек [15]. При дальнейшем увеличении расхода ривулет вновь становится прямым и стационарным [9], а структура его свободной поверхности напоминает жгут. С ростом вязкости жидкости течение становится более устойчивым, при этом растут критические расходы и радиусы меандра [9, 16].

Большинство работ по моделированию ривулетного течения посвящено стационарным и гладким (безволновым) ривулетам. Так, в работе [12] представлено аналитическое и численное моделирование гладкого прямоточного ривулета, стекающего по наклонной пластине, а также проведены расчеты для определения формы свободной поверхности и поля скорости. Расчеты свободной поверхности ривулетов, стекающих по наклонным, слабо искривленным поверхностям, приведены в [17]. В работе [18] решалась задача о стационарном течении прямого ривулета под действием силы тяжести и касательного напряжения на свободной поверхности. Течения гладких ривулетов по нагретым и охлажденным поверхностям рассмотрены в [19, 20].

Как и для наклонно стекающих пленок жидкости, на свободной поверхности ривулетов реализуется широкий спектр волновых режимов. Исследование волновой структуры ривулетного течения затруднено из-за неоднородности и неустойчивости большинства режимов ривулетного течения [13, 15]. Дополнительная сложность связана с трехмерной структурой свободной поверхности волновых ривулетов. Для детального экспериментального исследования такой структуры необходимо применять полевые методы измерений с высоким пространственным разрешением. В силу указанных сложностей работы, посвященные исследованию волновых режимов ривулетного течения, носят в литературе единичный характер.

Впервые волновая структура ривулетов с прямыми контактными линиями рассмотрена в [21] при стекании жидкости по нижней части наклонного цилиндра. С применением метода наложенных периодических пульсаций расхода жидкости в [21] были изучены стационарные нелинейные волновые режимы, обнаружены новые виды волн, проведено сопоставление с известными характеристиками двумерного пленочного течения. Диапазон исследуемых параметров, включая различные физические свойства жидкостей, был расширен в работе авторов [22]. С применением метода PIV (Particle Image Velocimetry) мгновенные поля скорости в волновом ривулете, стекающем по наклонному цилиндру, были впервые измерены

в работе [23]. Анализ устойчивости ривулетного течения в линейной постановке для ривулетов, стекающих по внешней или внутренней поверхности наклонного цилиндра, проведен в работах [24, 25]. Для неизотермического пленочного течения развитые волновые режимы ривулетного течения исследовались экспериментально [26] и теоретически [27]. В работе [27] представлены результаты расчета формы развитых волн на ривулетах, образовавшихся при пленочном течении по нагреваемой поверхности, показан ряд особенностей волнового движения при таком течении. В то же время экспериментальная информация о топологии волновых ривулетов даже для более простого случая изотермического течения крайне ограничена.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования волновых режимов ривулетного течения жидкости по вертикальной пластине. С целью регуляризации волновой картины использовался метод наложенных колебаний. Эксперименты проводились с использованием полевого метода лазерной индуцированной флюоресценции (ЛИФ), что позволило получить детальную информацию о форме волновых ривулетов при разных частотах возбуждения. Использование в эксперименте различных покрытий рабочей поверхности пластины и жидкостей с разными физическими свойствами позволило исследовать особенности развитых волновых режимов ривулетного течения при различных краевых углах смачивания.

### 1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1, *a*. Рабочий участок по исследованию ривулетного течения представлял собой вертикальную стеклянную пластину. Ривулетное течение жидкости формировалось при помощи

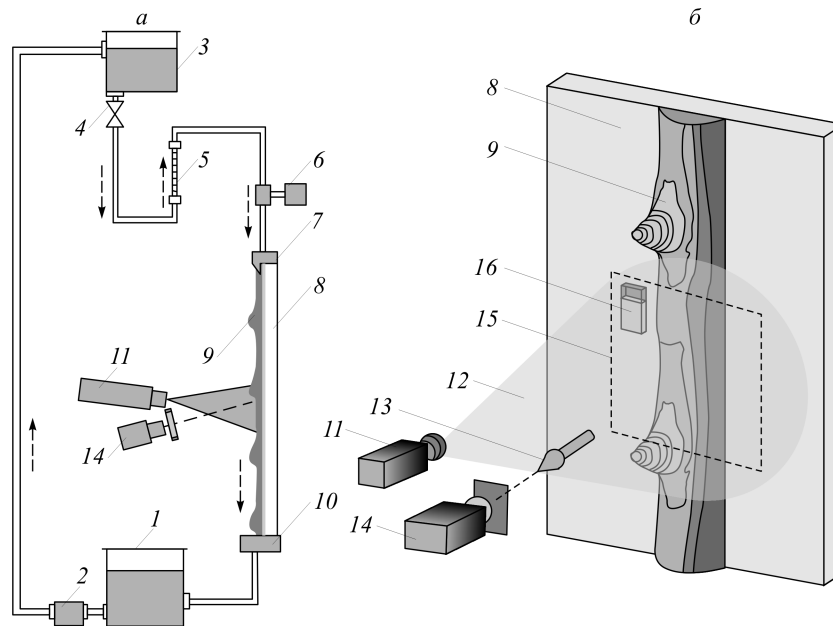


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (*a*) и конфигурация оптической схемы измерения (*b*).

1 — приемный бак, 2 — насос, 3 — бак постоянного уровня, 4 — регулировочный вентиль, 5 — ротаметр, 6 — модулятор расхода жидкости, 7 — щелевой распределитель, 8 — вертикальная пластина, 9 — волновой ривулет, 10 — кювета для сбора жидкости, 11 — лазер, 12 — возбуждающее излучение, 13 — переизлученный и отраженный свет, 14 — CCD-камера с фильтром нижних частот, 15 — область съемки, 16 — компенсационная кювета. Пунктирными стрелками показано направление течения жидкости.

распределительной щели с шириной зазора 2,5 мм и с регулируемым поперечным размером, который мог изменяться в диапазоне от 1 до 10 мм. Для изменения краевого угла смачивания при использовании одной и той же рабочей жидкости на рабочую поверхность пластины накатывались пленки из полимерных материалов с различной смачиваемостью. Регулярные волны заданной частоты создавались путем модуляции расхода жидкости на входе в распределительную секцию.

Для восстановления мгновенной формы свободной поверхности волновых ривулетов использовался полевой метод ЛИФ. Принцип измерения в методе ЛИФ основан на восстановлении толщины пленки по интенсивности излучения, испускаемого небольшим количеством растворенного в рабочей жидкости флуоресцентного красителя. Для восстановления мгновенного распределения толщины пленки по поверхности рабочего участка ее освещают внешним источником света, возбуждающим флуоресценцию, и регистрируют изображение исследуемой области пленочного течения на цифровую камеру. Различие оптических спектров возбуждения и испускания флуорофора позволяет при помощи соответственно подобранных светофильтров отсечь полезный сигнал от помех, связанных с рассеянием возбуждающего света, и использовать в экспериментах разные схемы относительного расположения камеры и источника. Впервые в такой постановке метод использовался в [28] для исследования волнового течения пленки жидкости по наклонной пластине. Применительно к ривулетным течениям метод использовался в [2] для исследования формирования ривулетов при стекании по наклонной пластине пленок жидкости, ограниченных контактной линией.

Аппаратный комплекс применявшейся измерительной системы создан на базе стандартного PIV измерителя скорости “Полис”. Схема проведения измерений методом ЛИФ представлена на рис. 1, *b*. Для возбуждения флуорофора используется сдвоенный импульсный лазер с энергией импульса 50 мДж при длине волны излучения 532 нм. Переизлученный флуорофором свет регистрируется работающей в режиме двойного кадра специализированной цифровой камерой с матрицей размерами 1008×1018 пикселей и глубиной градации 8 бит. В качестве флуоресцентного красителя в экспериментах использовался родамин 6Ж в весовых концентрациях 0,005–0,01 %. Для водоглицериновых и водноспиртовых растворов родамина 6Ж максимум в спектре оптического поглощения находится в зеленой области и лежит вблизи длины волны лазерного излучения, а максимум в спектре флуоресценции находится в оранжевой области. Для отсекающего отраженного и рассеянного излучения лазера на камере установлен оранжевый светофильтр с граничной длиной волны пропускания ≈550 нм и коэффициентом пропускания 0,9 в области частот от 550 до 700 нм. Рабочий цикл системы состоит из регистрации двух изображений через заданный интервал времени, который может программно задаваться в широком диапазоне значений (режим двойного кадра). Время экспозиции каждого кадра определяется длительностью лазерного импульса (10 нс). Максимальная частота повторения циклов при работе системы в непрерывном режиме — 7,5 Гц. При проведении экспериментов съемка осуществлялась с пространственным разрешением 95 мкм/пиксель.

Энергия импульса используемых в составе измерительного комплекса лазеров не является достаточно стабильной и может меняться от вспышки к вспышке на 2–3 %, что приводит к примерно такой же ошибке в восстановлении толщины пленки. Для уменьшения погрешности измерений, связанной с нестабильностью энергии импульса, использовалась компенсационная схема: локальная яркость каждого изображения нормировалась на яркость расположенного на периферии участка этого же изображения, в котором находилась запаянная призматическая кювета, заполненная рабочей жидкостью (рис. 1, *b*). При использовании компенса-

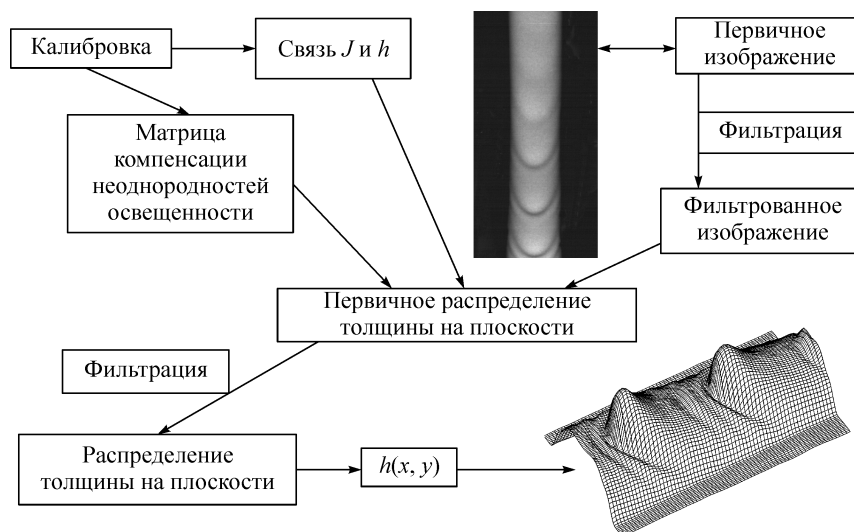


Рис. 2. Процедура обработки первичного изображения.

ционной кюветы ошибка в восстановлении толщины пленки, связанная с нестабильностью энергии импульса, не превышала 0,3 %.

Обработка первичных изображений, полученных измерительной системой, проводилась с применением программного обеспечения, включающего в себя процедуры компенсации неоднородности освещенности и фильтрации данных. Схема процедуры обработки первичного изображения и его пересчета в поле толщин представлены на рис. 2.

Локальная яркость ЛИФ изображения  $J(x, y)$  пропорциональна локальной толщине пленки жидкости  $h(x, y)$  и описывается следующим соотношением:

$$J(x, y) = C(x, y)[1 - e^{-\beta h(x, y)}][1 + k_{\text{отр}}(x, y)e^{-\beta h(x, y)}] + D(x, y). \quad (1)$$

Здесь  $x, y$  — координаты вдоль поверхности пластины,  $\beta$  — коэффициент поглощения на единицу толщины жидкости,  $k_{\text{отр}}(x, y)$  — коэффициент отражения от дальней границы слоя жидкости,  $D(x, y)$  — темновой уровень матрицы камеры,  $C(x, y)$  — передаточная функция, зависящая от местоположения камеры и лазера. Коэффициент поглощения  $\beta$  — физическое свойство рабочего раствора и определяется независимо от условий эксперимента. Темновой уровень  $D(x, y)$  измеряется в процессе эксперимента. Калибровка системы для определения  $C(x, y)$  проводится в условиях эксперимента по яркости изображения тонкого слоя рабочей жидкости постоянной толщины, который создается во всей области измерения.

Погрешность при восстановлении толщины пленки методом ЛИФ связана с ошибками в определении констант в уравнении (1) и нестабильностью модового состава излучения лазера. Основной вклад в погрешность дают шумы CCD матрицы камеры (0,5–1 %) и нестабильность модового состава лазерного излучения, приводящая к пространственному перераспределению интенсивности для серии последовательных импульсов (1,5–2 %). Суммарная ошибка в восстановлении локальной толщины ривулета в условиях эксперимента не превышала 4 %.

Систематическая ошибка за счет теплового дрейфа темнового уровня  $D(x, y)$  и частичного пропуска света фильтром рассеянного излучения лазера не превышала 5 мкм.

Таблица

**Физические свойства рабочих жидкостей и значения краевых углов смачивания  
в экспериментах**

Физические свойства растворов	Плотность $\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	Кинематическая вязкость $\nu$ , м <sup>2</sup> /с	Кинематическое поверхностное натяжение $\sigma/\rho$ , м <sup>3</sup> /с <sup>2</sup>	Материал поверхности, краевой угол смачивания $\alpha$
25 % водоглицериновый раствор	$1,06 \cdot 10^3$	$1,98 \cdot 10^{-6}$	$68,1 \cdot 10^{-6}$	стекло, $6 \pm 0,2^\circ$ фторопласт $35^\circ \pm 2^\circ$
45 % раствор этилового спирта в воде	$0,925 \cdot 10^3$	$2,65 \cdot 10^{-6}$	$33,5 \cdot 10^{-6}$	стекло $3 \pm 0,2^\circ$ фторопласт, $23 \pm 1^\circ$

В качестве рабочих жидкостей использовались водоглицериновый и водоспиртовой растворы, характеристики которых приведены в таблице.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Общей для разных углов смачивания является большая протяженность начального участка течения, формирование ривулетов с постоянными геометрическими характеристиками, остающимися неизменными вниз по течению (рис. 3), происходит на достаточно больших расстояниях от выхода из распределительной щели. Во всех случаях эти расстояния были существенно больше, чем обычные размеры области гидродинамической стабилизации для пленочного течения жидкости. По этой причине верхняя граница области измерения находилась на расстоянии 30 см от распределителя. Число Рейнольдса ривулетного течения определялось по аналогии с пленочным числом Рейнольдса:  $Re = gH^3/(3 \cdot \nu^2)$ , где  $H$  — экспериментально измеренная максимальная толщина ривулета (см. рис. 3),  $g$  — ускорение свободного падения.

Для сформировавшихся ривулетов зависимость между определенным таким образом числом Рейнольдса и объемным расходом жидкости в ривулете имеет линейный характер (рис. 4). При больших объемных расходах зависимость отклоняется от линейной. В этом случае область формирования ривулетов выходит за границы области проведения измерений. Все результаты по волновой структуре ривулетного течения представлены для сформировавшихся ривулетов в области линейной зависимости между  $Q$  и  $Re$ .

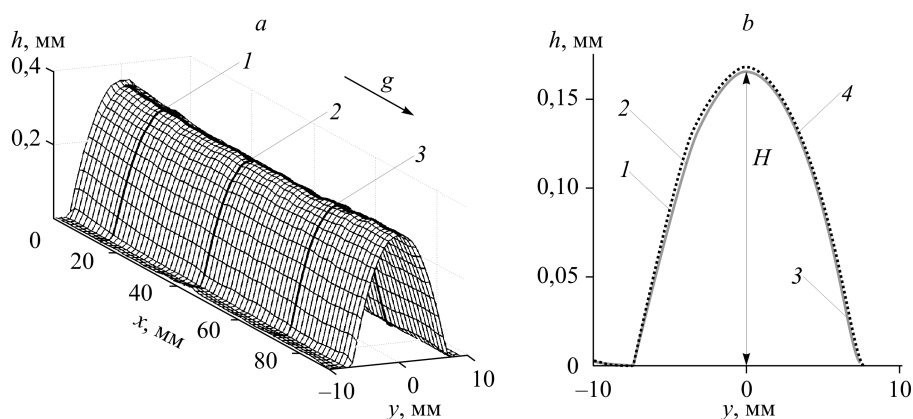


Рис. 3. Реконструированная свободная поверхность сформировавшегося ривулета (а); поперечные сечения в различных областях течения (сплошные линии 1, 2, 3), дуга окружности, построенная по максимальной толщине ривулета  $H$  и краевому углу  $\alpha = 6^\circ$  (пунктирная линия 4). Водоглицериновый раствор.  $Q = 1,25$  мл/с,  $Re = 36$  (b).

Рис. 4. Соотношение числа Рейнольдса и расхода жидкости.

Водоглицериновый раствор,  $\alpha = 6^\circ$ .

В отличие от пленочного течения жидкости, при ривулетном течении не наблюдалось режимов с развитыми естественными волнами. При отсутствии внешнего возбуждения ривулеты оставались гладкими в пределах рабочего участка. В экспериментах регистрировалась форма как гладких стационарных ривулетов, так и ривулетов с возбужденными регулярными волнами. Контактный угол смачивания определялся по форме гладкого ривулета. Для исследованных режимов течения форма свободной поверхности гладкого ривулета в поперечном сечении является дугой окружности, соответственно, краевой угол находится из выражения

$$\operatorname{tg} \alpha = 2Hb/(b^2 - H^2),$$

где  $H$  — максимальная толщина гладкого стационарного ривулета, а  $b$  — его полуширина. Пример определения краевого угла дугой окружности приведен на рис. 3,  $b$  пунктирной линией 4.

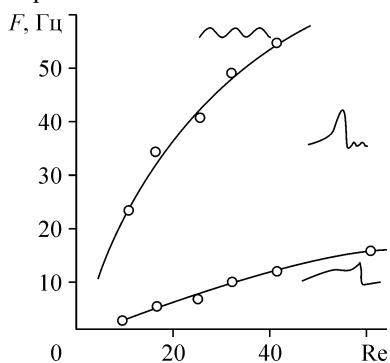
Частота возбуждения регулярных волн  $F$  менялась от 0,5 Гц до 50 Гц. При более низких и более высоких частотах возбуждения регулярные волновые режимы не наблюдались для всех исследованных случаев.

Эксперименты показали, что волновые режимы ривулетного течения существенно отличаются для малых и больших краевых углов смачивания. Поэтому эти случаи будут рассмотрены отдельно. Следует отметить, что в рамках настоящей работы не удалось подобрать материалов поверхности, позволяющих обеспечить промежуточные значения угла смачивания, при которых наблюдался бы переход от одних волновых режимов к другим. По этой причине разделение результатов, соответствующих малому или большому углам смачивания, эквивалентно разделению на группы установившихся волновых режимов.

### 2.1. Малый краевой угол смачивания

Случай малого краевого угла рассмотрим на примере течения водоглицеринового раствора по стеклу ( $\alpha = 6^\circ$ ). Для сформировавшихся ривулетов расходы жидкости  $Q$  лежали в диапазоне от 0,2 до 3 мл/с, а соответствующие числа Рейнольдса — в диапазоне от 10 до 59.

Частотный диапазон возбуждения, при котором наблюдались регулярные волны, показан на рис. 5. Существование регулярных волн при условии внешнего возбуждения наблюдалось только в ограниченном частотном диапазоне между верхней и нижней сплошными линиями. В зависимости от частоты возбуждения



при одном и том же расходе жидкости на поверхности ривулетов реализуются регулярные волны различной формы, схематически показанные на рис. 5.

Измерения мгновенного распределения поля толщины ривулетов позволили получить детальные картины волновой поверхности ривулета для различных волновых режимов

Рис. 5. Частотная область наблюдения регулярных волн,  $\alpha = 6^\circ$ .

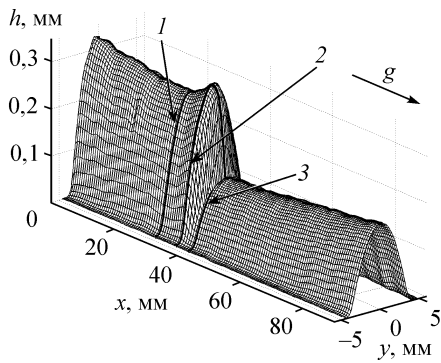


Рис. 6. Трехмерная форма низкочастотной волны.

Цифрами обозначены поперечные сечения, представленные на рис. 7.  $\alpha = 6^\circ$ ,  $Q = 0,2$  мл/с,  $Re = 10$ ,  $F = 1$  Гц.

и чисел Рейнольдса. Необходимо отметить, что область формирования регулярных волн на ривулете не совпадает с областью формирования стационарного ривулетного течения и, как правило, является более протяженной. Таким образом, в зависимости от параметров течения в экспериментах реализовывались ситуации как с развитыми регулярными волнами, так и с эволюцией волн вниз по потоку.

Волновая картина для верхней и средней частей диапазона существования регулярных волн имеет качественное сходство со случаем пленочного течения жидкости [29]. При возбуждении на высоких частотах наблюдаются волны малой амплитуды, близкие по форме к синусоидальным. В области средних частот возбуждения наблюдаются волны большой амплитуды с крутым передним фронтом и развитым капиллярным предвестником. Отличие волновой картины при ривулетном течении от случая пленочного течения проявляется на низких частотах возбуждения, когда формируются волны большой амплитуды, близкие по форме к ступеньке. При этом такие волны наблюдались для всех исследованных расходов жидкости. Существование волн ступенчатой формы является отличительной чертой ривулетного течения. В случае пленочного течения возбужденные волны ступенчатой формы нестабильны и быстро разрушаются с образованием последовательности уединенных волн [29].

На рис. 6 и 7 показаны трехмерная форма такой волны, ее продольный профиль и профили в поперечных сечениях, проведенных в области наименьшей и наибольшей толщин, а также в области за гребнем волны. Отметим, что, несмотря на более чем двукратное превышение толщины ривулета в максимуме волны к толщине в минимуме, поперечные размеры ривулета и краевого угла не чувствительны к фазе волны.

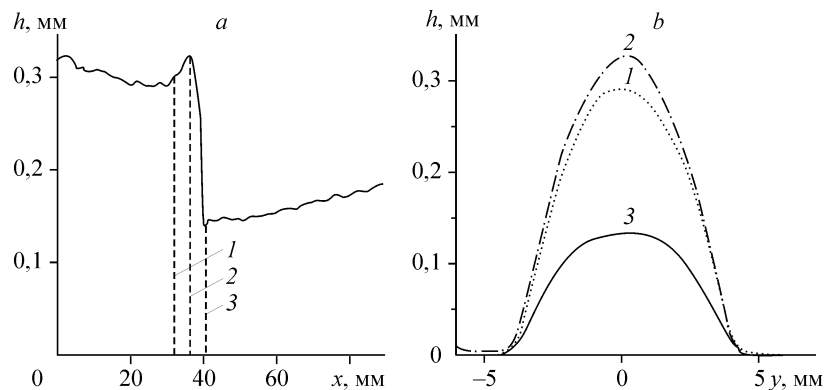


Рис. 7. Низкочастотная волна. Продольный профиль (а) и поперечные профили в различных сечениях (b).

$\alpha = 6^\circ$ ,  $Q = 0,2$  мл/с,  $Re = 10$ ,  $F = 1$  Гц.



Рис. 8. Трехмерная форма регулярной волны с развитым капиллярным предвестником. Цифрами обозначены поперечные сечения, представленные на рис. 9.

$$\alpha = 6^\circ, Q = 1,25 \text{ мл/с}, \text{Re} = 36, F = 23 \text{ Гц.}$$

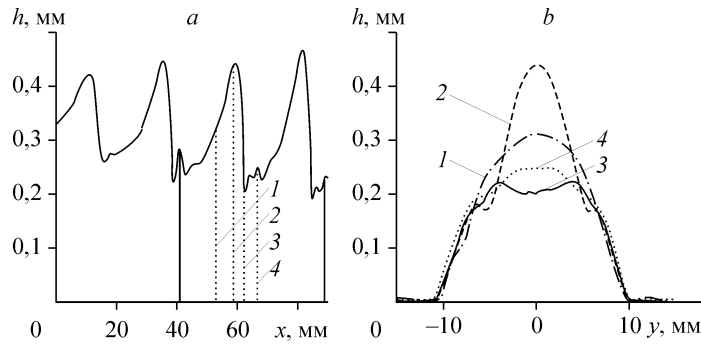
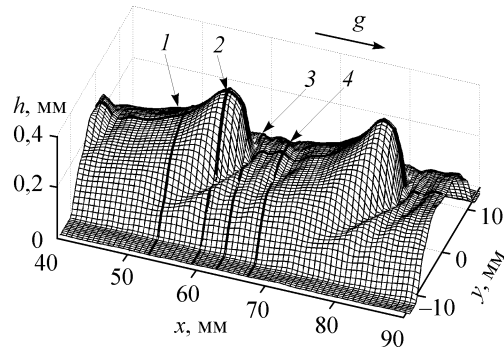


Рис. 9. Волна с развитым капиллярным предвестником. Профили: продольные (а) и поперечные в различных сечениях (b).

$$\alpha = 6^\circ, Q = 1,25 \text{ мл/с}, \text{Re} = 36, F = 23 \text{ Гц.}$$

На рис. 8 и 9 показаны трехмерная форма, продольный и поперечные профили волны большой амплитуды с развитым капиллярным предвестником (средняя часть частотного диапазона). Как видно из рис. 8 и 9, краевой угол и поперечная ширина ривулета не чувствительны к фазе волны и в этом случае. Эта особенность волнового движения ривулетов является характерной для всех исследованных режимов течения. Для всех расходов и частот возбуждения боковые границы ривулета и контактный угол остаются нечувствительными к фазе волны.

Характерный вид высокочастотных волн малой амплитуды представлен на рис. 10 и 11. Интересно отметить, что в случае высокочастотных волн малой амплитуды отклонение формы волны от равновесной формы гладкого (безволнового) ривулета в поперечном сечении

хорошо описывается для всех расходов простейшим выражением, удовлетворяющим условиям нечувствительности ширины ривулета и краевого угла

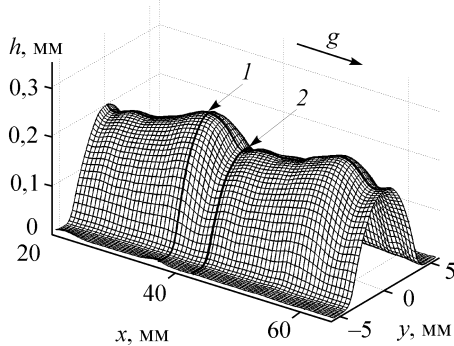


Рис. 10. Трехмерная форма высокочастотной волны. Цифрами обозначены поперечные сечения, представленные на рис. 11.

$$\alpha = 6^\circ, Q = 0,2 \text{ мл/с}, \text{Re} = 10, F = 15 \text{ Гц.}$$

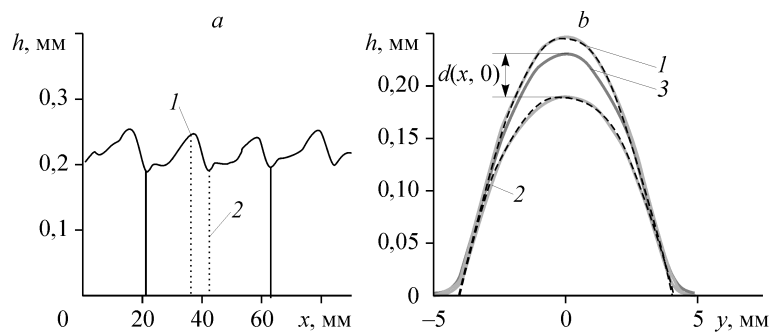


Рис. 11. Высокочастотная волна. Продольный профиль волны (а) и поперечные профили в области гребня и впадины волны (b). Профиль гладкого ривулета 3. Пунктирными линиями представлены результаты аппроксимации (2) (b).

$\alpha = 6^\circ$ ,  $Q = 0,2$  мл/с,  $Re = 10$ ,  $F = 15$  Гц.

к фазе волны:

$$d(x, y) = \frac{d(x, 0)}{b^4} y^4 - \frac{2d(x, 0)}{b^2} y^2 + d(x, 0), \quad (2)$$

где  $d(x, 0)$  — отклонение толщины волнового ривулета от равновесной в центральном продольном сечении. Пример применения подобной аппроксимации приведен на рис. 11.

## 2.2. Большой краевой угол смачивания

Случай большого краевого угла рассмотрим на примере течения водоспиртового раствора по фторопласту ( $\alpha = 23^\circ$ ). Для сформировавшихся ривулетов расходы жидкости  $Q$  изменялись от 0,12 до 4,8 мл/с, а соответствующие числа Рейнольдса от 25 до 58. Частотный диапазон, при котором наблюдались регулярные волны, и характерная форма волн для разных частот показаны на рис. 12.

Как и в случае малого краевого угла, поперечная ширина ривулета и контактный угол нечувствительны к фазе проходящих волн для всех исследованных чисел Рейнольдса и частот возбуждения. Вместе с тем, волновая структура ривулетов при большом краевом угле принципиально отличается от случая малого краевого угла. Во всей области существования регулярных волн не наблюдается волн, близких по форме к ступенчатым или к синусоидальным. Для всех частот возбуждения развитые волны имеют отчетливо выраженную двугорбую форму с коротким передним и длинным задним гребнем.

Трехмерная форма и продольные профили волн при фиксированном расходе жидкости и разных частотах возбуждения показаны на рис. 13 и 14.

При низких частотах возбуждения амплитуда переднего гребня превышает амплитуду заднего. С ростом частоты возбуждения ампли-

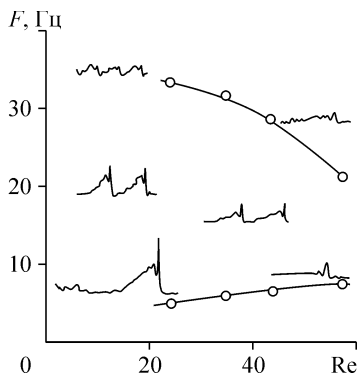
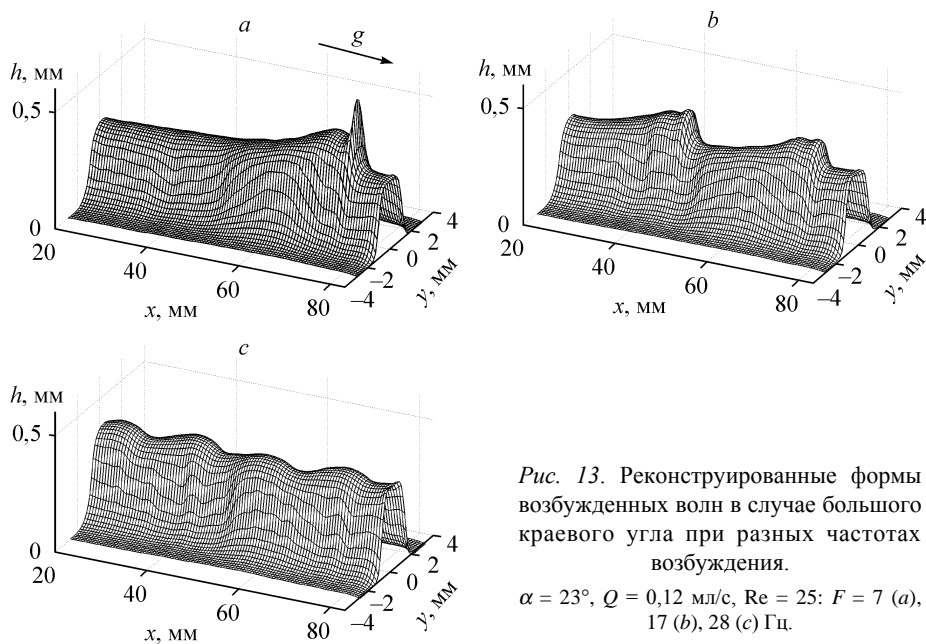


Рис. 12. Частотная область наблюдения регулярных волн.

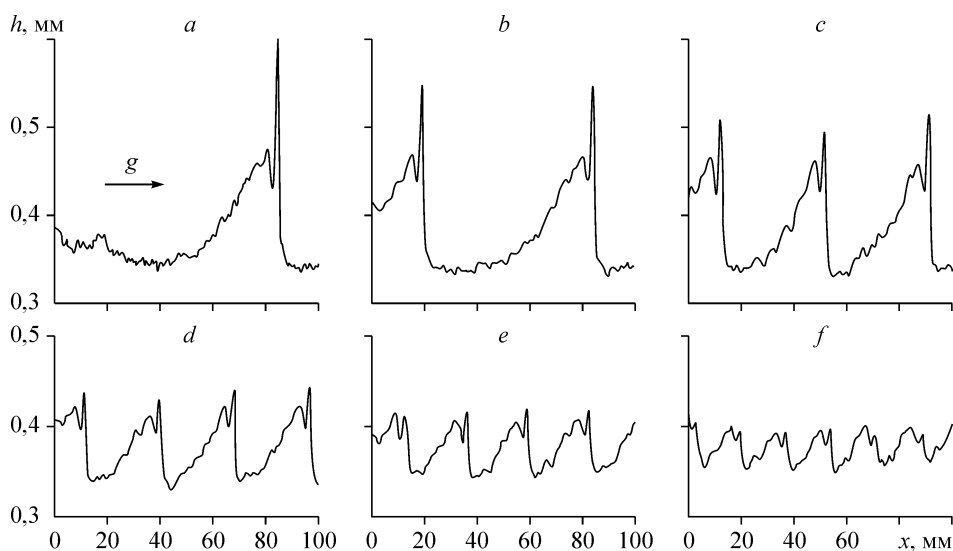
Водоспиртовый раствор,  $\alpha = 23^\circ$ .



туды гребней уменьшаются с разной скоростью и становятся практически одинаковыми вблизи верхней границы частотного диапазона существования регулярных волновых режимов (рис. 15).

Аналогичные волновая структура и характер изменения амплитуд переднего и заднего гребней с частотой возбуждения наблюдаются для всех исследованных расходов жидкости, с той лишь разницей, что с увеличением расхода задний горб становится менее выраженным (рис. 16).

Следует отметить, что двугорбые волны подобной формы впервые наблюдались для ривулетов, стекающих по нижней части наклонного цилиндра [21].



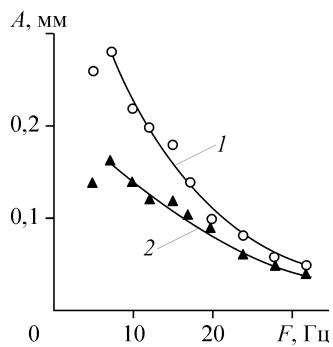


Рис. 15. Амплитуды переднего (1) и заднего (2) гребней волн при разных частотах возбуждения.

$$\alpha = 23^\circ, Q = 0,12 \text{ мл/с}, Re = 25.$$

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С использованием метода ЛИФ проведены полевые измерения локальной толщины прямых безволновых и волновых ривулетов, стекающих по вертикальной плоскости. Регулярные волновые режимы создавались путем модуляции расхода жидкости гармоническими колебаниями малой амплитуды. Получена информация о волновой структуре ривулетов в широком диапазоне частот для разных чисел Рейнольдса течения при двух различных значениях краевого угла смачивания. Измеренная форма безволновых ривулетов в поперечном сечении хорошо совпадает с расчетной. Представлена детальная форма волновых ривулетов для разных

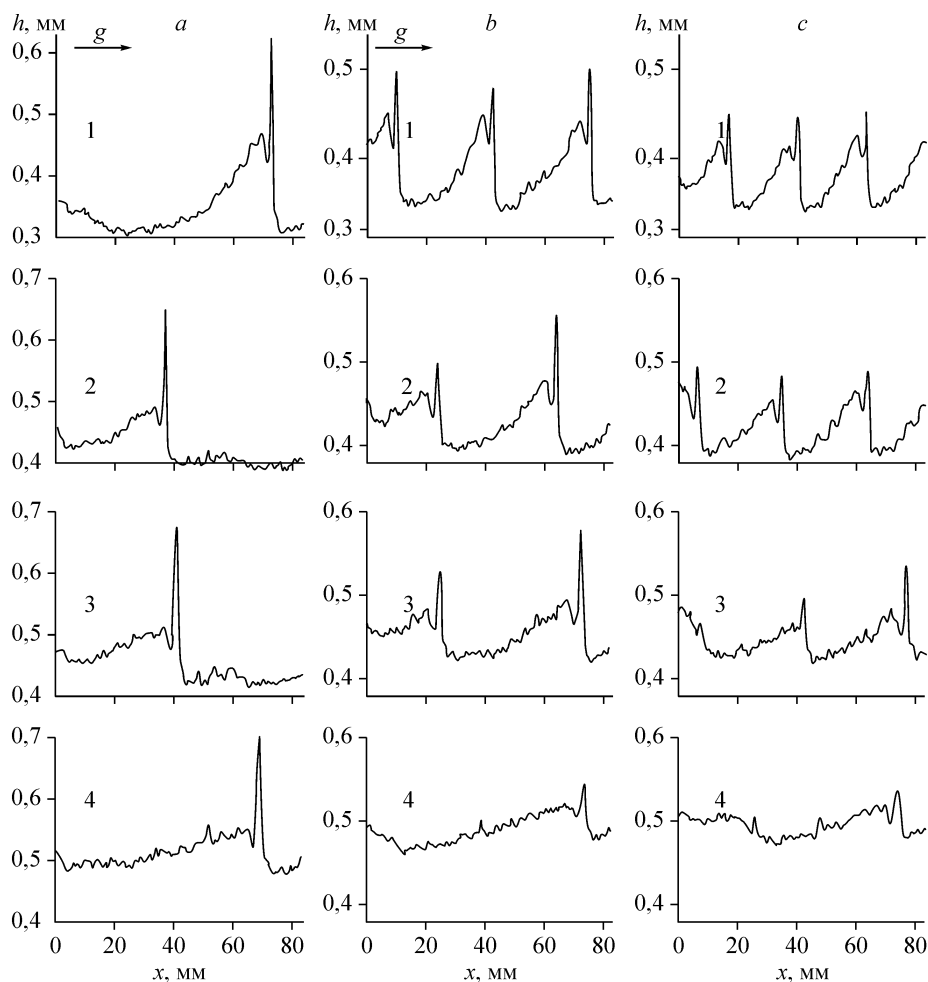


Рис. 16. Профили регулярных волн в зависимости от частоты возбуждения и числа Рейнольдса жидкости.

$$\alpha = 23^\circ, F = 5 \text{ (a)}, 15 \text{ (b)}, 20 \text{ (c)} \text{ Гц. } Re = 25 \text{ (1)}, 33 \text{ (2)}, 44 \text{ (3)}, 58 \text{ (4)}.$$

режимов течения. Продемонстрировано общее для всех исследованных случаев свойство нечувствительности поперечных размеров ривулета и краевого угла к волновому движению. Показано, что волновая структура при ривулетном течении существенно отличается для случаев малого и большого краевых углов смачивания.

Для малого краевого угла и высоких частот возбуждения форма регулярных волн имеет качественное сходство с волновой картиной при пленочном течении жидкости. Отличие между ривулетным и пленочным течениями наблюдается при низких частотах возбуждения, когда на поверхности ривулета появляются волны ступенчатой формы, в то время как для пленочного течения жидкости такие волны являются неустойчивыми и быстро разрушаются за счет развития естественных волн в области повышенной толщины пленки. Развития естественных волн на поверхности ривулетов в исследованном диапазоне параметров не происходит (что подтверждают наблюдения в условиях отсутствия внешнего возбуждения для всех исследованных расходов жидкости), это может быть причиной развития долгоживущих ступенчатых волн.

Для большого краевого угла волновая картина принципиально отличается от случая малого угла, при этом не наблюдается ни похожих на ступеньки, ни близких по форме к синусоидальным волн. Для всех исследованных режимов течения в области существования регулярных волн их форма подобна и имеет отчетливый двугорбый профиль с коротким передним гребнем и длинным задним.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eres M.H., Schwartz L.W., Roy R.V. Fingering phenomena for driven coating films // *Phys. Fluids*. 2000. Vol. 12, No. 6. P. 1278–1295.
2. Johnson M.F.G., Schluter R.A., Miksis M.J., Bankoff S.G. Experimental study of rivulet formation on an inclined plate by fluorescent imaging // *J. Fluid Mech.* 1999. Vol. 394. P. 339–354.
3. Gennes P.G. Wetting, statics and dynamics // *Rev. Modern Phys.* 1996. Vol. 57, No. 3. P. 827–863.
4. Marshall J.S., Wang S. Contact-line fingering and rivulet formation in the presence of surface contamination // *Computers & Fluids*. 2005. Vol. 34, No. 6. P. 664–683.
5. Schwarts L.M. Viscous flows down an inclined plane, instability and finger formation // *Phys. Fluids*. 1989. Vol. 1, No. 3. P. 443–445.
6. Kondic L., Diez J. Pattern formation in the flow of thin films down an incline: Constant flux configuration // *Phys. Fluids*. 2001. Vol. 13, No. 11. P. 3168–3184.
7. Diez J., Gonzalez A.G., Gomma J., Gratton R., Kondic L. Unstable spreading of a fluid filament on a vertical plane. Experiments and simulations // *Physica D*. 2005. Vol. 209. P. 49–61.
8. Ye Y., Chang H.-C. A spectral theory for fingering on a prewetted plane // *Phys. Fluids*. 1999. Vol. 11, No. 9. P. 2494–2515.
9. Grand-Piteira N. Le., Daerr A., Limat L. Meandering rivulets on a plane: a simple balance between inertia and capillarity? // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 254–503.
10. Snoeijer J.H., Rio E., Le Grand N., Limat L. Self-similar flow and contact line geometry at the rear of cornered drops // *Phys. Fluids*. 2005. Vol. 17. P. 072101–072112.
11. Алексеенко С.В., Гешев П.И., Куйбин П.А. Течение жидкости со свободной поверхностью по наклонному цилиндру // *ДАН*. 1997. Т. 354, № 1. С. 47–50.
12. Perazzo C.A., Gratton J. Navier-Stokes solutions for parallel flow in rivulets on an inclined plane // *J. Fluid Mech.* 2004. Vol. 507. P. 367–379.
13. Towell G.D., Rothfeld L.B. Hydrodynamics of rivulet flow // *AIChE J.* 1966. Vol. 12. P. 972–980.
14. Kim H., Kim J., Kang B.H. Meandering instability of a rivulet // *J. Fluid. Mech.* 2004. Vol. 498. P. 245–256.
15. Birmir B., Mertens K., Putkaradze V., Vorobieff P. Meandering fluid streams in the presence of flow-rate fluctuations // *Phys. Rev. Lett.* 2008. Vol. 101. P. 114501.
16. Schmuki P., Laso M. On the stability of rivulet flow // *J. Fluid Mech.* 1990. Vol. 215. P. 125–143.
17. Wilson S.K., Duffy B.R. A rivulet of perfectly wetting fluid draining steadily down a slowly varying substrate // *J. Appl. Math.* 2005. Vol. 70. P. 293–322.

18. Myers T.G., Liang H.X., Wetton B. The stability and flow of a rivulet driven by interfacial shear and gravity // Inter. J. Nonlinear Mech. 2004. Vol. 39. P. 1239–1249.
19. Holland D., Duffy B.R., Wilson S.K. Thermocapillary effects on a thin viscous rivulet draining steadily down a uniformly heated or cooled slowly varying substrate // J. Fluid Mech. 2001. Vol. 441. P. 195–221.
20. Wilson S.K., Duffy B.R. On the gravity-driven draining of a rivulet of fluid with temperature-dependent viscosity down a uniformly heated or cooled substrate // J. Engng. Math. 2002. Vol. 42. P. 359–372.
21. Alekseenko S.V., Markovich D.M., Shtork S.I. Wave flow of rivulets on the outer surface of an inclined cylinder // Phys. Fluids. 1996. Vol. 8. P. 3288–3299.
22. Alekseenko S.V., Bobylev A.V., Markovich D.M. Rivulet flow on the outer surface of an inclined cylinder // J. Engng. Thermophys. 2008. Vol. 17, No. 4. P. 259–272.
23. Alekseenko S.V., Antipin V.A., Bobylev A.V., Markovich D.M. Application of PIV to velocity measurements in a liquid film flowing down an inclined cylinder // Exp. Fluids. 2007. Vol. 43, No. 2–3. P. 197–207.
24. Kuibin P.A. An asymptotic description of the rivulet flow along an inclined cylinder // J. Engng. Thermophys. 1996. Vol. 6. P. 33–45.
25. Гешев П.И., Черепанов А.А. Устойчивость ламинарного ручейкового течения жидкости в круглых трубах в приближении одномерных волн // ПМТФ. 1999. Т. 40, № 3. С. 90–96.
26. Чиннов Е.А., Харламов С.М., Назаров А.Д., Соколов Е.Э., Серов А.Ф., Маркович Д.М., Кабов О.А. Комплексное измерение волновых характеристик нагреваемой пленки жидкости емкостным и флуоресцентным методами // Теплофизика высоких температур. 2008. Т. 46, № 5. С. 746–755.
27. Scheid B., Kalliadasis S., Ruyer-Quil C., Colinet P. Interaction of three-dimensional hydrodynamic and thermocapillary instabilities in film flows // Phys. Rev. E. 2008. Vol. 78, No. 6. P. 066311.
28. Liu J., Paul J. D., Gollub J.P. Measurement of the primary instabilities of film flow // J. Fluid Mech. 1993. Vol. 250. P. 69–101.
29. Алексеев С.В., Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г. Волновое течение пленок жидкости. Новосибирск: Наука, 1992. 256 с.

*Статья поступила в редакцию 24 марта 2010 г.*