

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

Кочкин Дмитрий Юрьевич

ДИНАМИКА ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО РАЗРЫВА ТОНКОГО СЛОЯ
ЖИДКОСТИ НА ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С
ЛОКАЛЬНЫМ ИСТОЧНИКОМ ТЕПЛА

1.3.14. Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, профессор, член-корреспондент РАН
Кабов Олег Александрович

Новосибирск – 2023

Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Обзор литературы.....	8
1.1 Конвекция в тонких слоях жидкости.....	8
1.2 Термокапиллярный эффект в горизонтальных пленках жидкости	10
1.3 Термокапиллярный эффект в стекающих пленках жидкости.....	17
1.4 Явление образования «остаточной» пленки в процессе термокапиллярного разрыва.....	19
1.5 Изотермический разрыв пленок жидкости	21
1.5.1 Изотермический разрыв горизонтального слоя жидкости.....	21
1.5.2 Динамика сухих пятен в горизонтальных изотермических пленках жидкости.....	28
1.5.3 Стекающая пленка жидкости.....	30
1.6 Разрыв неизотермических пленок жидкости	31
1.7 Методы измерения толщины пленок жидкости	33
1.7.1 Конфокальный метод.....	34
1.7.2 Синтетический шпирен-метод	37
1.8 Выводы к первой главе	38
Глава 2. Экспериментальная установка и методы исследования.....	39
2.1 Экспериментальный стенд с кондуктивным нагревом.....	40
2.2 Экспериментальный стенд с лазерным нагревом.....	43
2.3 Анализ поверхностей	44
2.4 Рабочие жидкости.....	48
2.5 Оптическая шпирен-система	48
2.6 Конфокальный метод	50
2.6.1 Частотная характеристика конфокального датчика.....	51
2.6.2 Угловая характеристика конфокального датчика	53
2.6.3 Измерение толщины микроразмерных пленок жидкости.....	55
2.7 Автоматическая обработка изображений. Измерение скорости контактной линии	57
2.8 Синтетический шпирен-метод.....	57
2.8.1 Валидация и ограничения синтетического шпирен-метода с отражательной оптической схемой.....	60
2.8 Неопределенности измерений.....	62
2.9 Выводы ко второй главе	63
Глава 3. Динамика в тонком слое жидкости с неоднородным нагревом со стороны подложки .	64
3.1 Микродеформации свободной поверхности тонкого локально нагреваемого слоя жидкости	64
3.2 Образование остаточной пленки в процессе термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости	72

3.3 Выводы к третьей главе	79
Глава 4. Термокапиллярный разрыв горизонтального слоя жидкости. Динамика сухих пятен ..	80
4.1 Динамика и термокапиллярный разрыв горизонтального слоя жидкости	80
4.1.1 Термокапиллярный эффект в горизонтальном слое жидкости на подложках различной шероховатости	80
4.1.2 Термокапиллярный эффект в горизонтальном слое жидкости на подложках различной смачиваемости	86
4.1.3 Обобщение данных по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости	90
4.2 Динамика сухих пятен	93
4.2.1 Динамика сухих пятен в горизонтальном слое жидкости на подложках различной смачиваемости	93
4.2.2 Динамика сухих пятен в горизонтальном слое жидкости на подложках различной смачиваемости	99
4.2.3 Обобщение данных по динамике контактной линии	103
4.3 Выводы к четвертой главе	106
Заключение	107
Список основных условных обозначений	108

Введение

Физические механизмы разрыва пленки жидкости на твердой поверхности на сегодняшний день недостаточно изучены. Отчасти, это связано с большим количеством параметров системы жидкая пленка-подложка, от которых зависит этот сложный процесс. Наличие нагрева в данной системе может оказывать на нее дополнительное дестабилизирующее воздействие. В целом ряде технологических процессов, включающих в себя нагрев пленок жидкости, обеспечение стабильного пленочного течения является первостепенной задачей, отвечающей за эффективность теплообмена и за корректную работу устройства в целом. Интенсификация теплообмена развивается в направлении значительного снижения толщин жидких пленок, что определяет качественно новые, стесненные межфазными границами условия для процессов кипения и испарения. Тонкие и сверхтонкие пленки жидкости подвергаются воздействию термокапиллярного эффекта, возникающего из-за термически индуцированных градиентов поверхностного натяжения вдоль границы раздела жидкость-газ. Для большинства жидкостей, нагреваемых со стороны подложки, поверхность пленки движется в направлении от мест с большей к местам с меньшей температурой, что может приводить к неустойчивости и разрыву пленки. Роль термокапиллярного эффекта многократно возрастает при локальном нагреве пленок жидкости.

В свою очередь, исследование теплоотвода от локального источника тепла становится в настоящее время одной из наиболее востребованных и сложнейших задач в теплофизике, поскольку прямым образом связано с проблемой охлаждения микроэлектронного оборудования. В настоящее время темпы развития технологий невероятно быстры, поэтому производительность оборудования, а значит и мощность, выделяемая на микрочипах, с каждым годом растет. С другой стороны, производители современных чипов стремятся достичь как можно большей компактности своего продукта, что существенно усложняет задачу охлаждения подобных локальных источников тепловыделения. Одним из перспективных методов охлаждения электронного оборудования являются технологии, использующие процессы с фазовым превращением, например, испарение тонкого слоя, приводимого в движение потоком газа. В таких системах теплоотвод от источника тепловыделения существенным образом зависят от условий в тонком слое жидкости, где при определенных условиях (относительно невысокие скорости потока жидкости, резкое увеличение мощности нагрева и т.д.) могут возникать кризисные явления, вызванные термокапиллярным эффектом и приводящие к разрыву плёнки, оказывая тем самым существенное влияние на теплообмен в газожидкостных системах.

Основная сложность исследования термокапиллярного разрыва пленки, заключается в том, что в ходе разрыва, толщина пленки изменяется на несколько порядков, что осложняет изучение данного явления как экспериментально, так и теоретически. Полной модели явления, описывающей переход от термокапиллярных деформаций к образованию сухих пятен, до сих пор не создано. Феномен разрыва тонких пленок жидкости является сложным явлением, так как тесно связан с физикой контактной линии и, на текущий момент, остается не полностью изученным.

Целью диссертационной работы является экспериментальное исследование термокапиллярного разрыва горизонтальной пленки жидкости, локально нагреваемой со стороны подложки. Исследование термокапиллярного разрыва включает в себя изучение термокапиллярных деформаций свободной поверхности, образование остаточной пленки, а также зарождение и распространение сухого пятна.

В соответствии с целью работы были поставлены следующие **задачи**:

1. Разработать методики комплексного исследования процесса термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости
2. Исследовать деформации свободной поверхности горизонтального слоя жидкости, вызванные локальным нагревом со стороны подложки
3. Измерить толщину остаточной пленки, а также определить влияние свойств жидкости на ее толщину
4. Определить влияние свойств жидкости, а также условий эксперимента на пороговую разницу температур между нагревателем и холодильником, необходимую для разрыва горизонтального слоя жидкости
5. Определить влияние шероховатости и смачиваемости поверхности на динамику сухого пятна в процессе термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости

Научная новизна

1. При помощи адаптированного отражательного синтетического шпирен метода были впервые экспериментально зафиксированы положительные деформации и валы жидкости, возникающие при неоднородном нагреве тонкого слоя жидкости со стороны подложки.

2. В ходе исследований с использованием конфокального датчика, который был адаптирован для измерения микроразмерных пленок жидкости, было впервые установлено, что с ростом вязкости и скорости нагрева толщина остаточной пленки, образующейся в процессе термокапиллярного разрыва слоя жидкости, существенно увеличивается.

3. Экспериментальные данные по толщине остаточной пленки впервые обобщены в зависимости от капиллярного числа, при этом эксперименты поведены с четырьмя различными рабочими жидкостями, вязкость которых отличается в 200 раз.

4. Данные по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости для различных рабочих жидкостей и условий эксперимента впервые обобщены единой корреляционной зависимостью.

5. Показано, что до момента образования сухого пятна смачиваемость поверхности в широком диапазоне краевых углов смачивания не оказывает существенного влияния на стадии термокапиллярной деформации свободной поверхности локально нагреваемого горизонтального слоя жидкости.

6. Установлено, что смачиваемость подложки оказывает существенное влияние на скорость контактной линии (более чем на 5 порядков). Данные по скорости контактной линии в процессе роста сухого пятна в остаточной пленке впервые обобщены единой корреляционной зависимостью.

Научная и практическая значимость работы

Полученная в исследованиях новая экспериментальная информация важна для фундаментального понимания физики процесса разрыва пленок жидкости, а также для создания новых моделей описывающих термокапиллярный разрыв неизотермического слоя жидкости.

Полученные в работе результаты будут полезны при разработке различных аппаратов, характеризующихся развитием сухих пятен в тонких пленках жидкости. В частности аппаратов с локальным и неоднородным по времени тепловыделением.

Положения, выносимые на защиту

Результаты адаптации отражательного синтетического шпирен-метода для измерения деформаций свободной поверхности, возникающих при неоднородном нагреве тонкого слоя жидкости со стороны подложки.

Результаты по применению адаптированного конфокального датчика для измерения микроразмерных пленок жидкости. Результаты экспериментального исследования влияния вязкости и скорости нагрева на толщину остаточной пленки. Обобщение экспериментальных данных по толщине остаточной пленки.

Результаты экспериментального исследования термокапиллярного разрыва горизонтальных слоев различных рабочих жидкостей в разных условиях эксперимента. Обобщение данных.

Результаты исследования влияния свойств подложки в широком диапазоне краевых углов смачивания и шероховатости на термокапиллярный разрыв локально нагреваемого горизонтального слоя жидкости.

Результаты по экспериментальному исследованию влияния свойств подложки в широком диапазоне краевых углов смачивания и шероховатости на скорость контактной линии

при распространении сухого пятна в горизонтальном слое жидкости в процессе термокапиллярного разрыва.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием современных методов, проведением калибровочных измерений, анализом погрешностей, воспроизводимостью полученных экспериментальных данных. Используемые методики предварительно тестировались, а результаты сравнивались с известными корреляциями. Достоверность полученных данных обусловлена также публикацией результатов исследований в жестко рецензируемых научных журналах, в том числе журналах первого квартиля.

Личный вклад соискателя

Основные научные результаты, включенные в диссертацию и выносимые на защиту, получены соискателем лично. Вклад автора состоял в проектировании и сборке экспериментальных установок и рабочих участков, подготовке и проведении всех представленных в работе экспериментов, разработке и тестировании комплекса численных алгоритмов для анализа базы полученных экспериментальных данных, обработке и анализе результатов, подготовке статей для публикации в рецензируемых журналах и докладов на конференциях. Постановка задачи и основные методы исследования сформулированы руководителем диссертационной работы чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н. Кабовым Олегом Александровичем.

Апробация результатов

Материалы диссертации были представлены на ведущих российских и международных конференциях: Всероссийской школе–конференции молодых ученых «Актуальные вопросы теплофизики и физической гидрогазодинамики» (Новосибирск, 2016, 2020); Школе–семинаре молодых ученых и специалистов под руководством академика РАН А. И. Леонтьева (Москва, 2019); Сибирском теплофизическом семинаре, (Новосибирск, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021); 2nd Int. School of Young Scientists “Interfacial Phenomena and Heat Transfer” (Новосибирск, 2017); V Всероссийская конференция «Теплофизика и физическая гидродинамика» (Ялта, Республика Крым, 2020).

Публикации

По теме диссертации опубликовано более тридцати работ, включая 24 статьи – в печатных изданиях, входящих в перечень ведущих рецензируемых научных журналов и изданий, рекомендованных ВАК.

Объем и структура работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 119 страниц с 77 рисунками и 5 таблицами. Список литературы содержит 130 наименований.

Глава 1. Обзор литературы

1.1 Конвекция в тонких слоях жидкости

В неравномерно нагретой жидкости, находящейся в поле тяжести, при достаточной неоднородности температуры механическое равновесие становится неустойчивым и сменяется конвективным движением. Такое движение, возникающее в поле тяжести, называют свободной или гравитационной конвекцией, в основе которой лежит механизм сил плавучести. Другим типом конвекции, наблюдаемым в слоях жидкости со свободной поверхностью, является капиллярная конвекция, вызванная неоднородностью поверхностного натяжения жидкости. Данный тип конвекции также именуется конвекцией Марангони в честь итальянского физика Карло Марангони, изучавшего данное явление [1]. Причиной капиллярной конвекции являются градиенты поверхностного натяжения, возникающие вдоль поверхности раздела жидкость-жидкость или жидкость-газ за счет локального изменения температуры или состава жидкости. Таким образом, неоднородность температуры в слое жидкости со свободной границей раздела может вызывать как гравитационную, так и термокапиллярную конвекцию, в то время как диссипативные эффекты (вязкость и теплопроводность) препятствуют развитию конвективного движения.

Началом систематического изучения конвективной неустойчивости можно считать эксперименты Бенара (1900 г.), наблюдавшего возникновение регулярной пространственно-периодической конвекции (ячейки Бенара) в подогреваемом снизу горизонтальном слое вязкой жидкости со свободной поверхностью [2]. Позже Рэлей (1916 г.) теоретически исследовал устойчивость равновесия в горизонтальном слое и определил порог конвекции для модельного случая слоя с обеими свободными границами [3]. Было установлено, что переход от чисто теплопроводного режима к режиму конвекции при подогреве снизу происходит при некотором критическом значении безразмерного комплекса, названного впоследствии числом Релея

$$Ra = \frac{g\beta\Delta TL^3}{\nu\kappa}, \quad (1.1)$$

где g — ускорение свободного падения, L — характерный размер, ΔT — характерная разность температур, ν — кинематическая вязкость жидкости, κ — температуропроводность жидкости, β — коэффициент теплового расширения жидкости. Число Рэля определяет отношение подъемно-опускных сил к силам вязкого трения.

Теория Релея объясняет возникновение конвективного движения влиянием архимедовых подъемных сил. В свою очередь, Блок [4], анализируя собственные наблюдения над

неустойчивостью тонких слоев жидкости со свободной поверхностью, а также известные опыты Бенара, пришел к заключению, что в этих случаях существенную роль играет термокапиллярный механизм, связанный с температурной зависимостью поверхностного натяжения.

В 1958 г. Пирсон [5] исследовал термокапиллярный механизм неустойчивости подогреваемой снизу жидкости со свободной поверхностью и пришел к выводу, что термокапиллярный механизм наряду с обычным механизмом, связанным с конвективной подъемной силой, может служить причиной неустойчивости равновесия подогреваемой жидкости. Для выяснения относительной роли обоих механизмов в возникновении конвекции Нилдом [6] было предпринято исследование устойчивости равновесия плоского горизонтального слоя с учетом как термокапиллярных, так и подъемных сил.

Анализируя результаты Нилда, Г.З. Гершуни и Е.М. Жуховицкий в работе [7] заключают, что, природа неустойчивости подогреваемого слоя жидкости со свободной границей зависит от толщины слоя. В тонком слое ($h \ll h_{cr}$) кризис вызывается термокапиллярным механизмом. В толстом слое ($h \gg h_{cr}$) определяющую роль в возникновении конвекции играет архимедова подъемная сила. В промежуточной области конкурируют, оба механизма неустойчивости. В свою очередь, критическая толщина определяется как:

$$h_{cr} = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho g \beta}}, \quad (1.2)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, ρ — плотность жидкости. Для многих жидкостей при нормальных условиях h_{cr} порядка нескольких миллиметров (~8 мм для воды и ~3 мм для силиконовых масел и этанола). Стоит отметить, что данная толщина получена авторами в предположении, что разница температур в слое жидкости в поперечном и продольном направлении одинакова, однако в условиях, когда толщина слоя намного меньше линейного размера локального нагревателя критическая толщина h_{cr} принимает существенно большие значения.

После того, как был указан термокапиллярный механизм неустойчивости, стало ясно, что во многих случаях, когда наблюдались ячеистые движения в тонких слоях жидкости со свободной границей, этот механизм играл существенную роль или даже был основным фактором возникновения конвекции. Переоценка проведенных ранее экспериментов коснулась даже известных опытов Бенара, которые в свое время послужили начальным толчком для создания теории конвективной устойчивости.

Во всех цитированных выше работах свободная поверхность жидкости считалась плоской. В действительности же свободная поверхность может деформироваться под

действием возмущений. В работе [8] впервые учитывается деформация свободной поверхности при исследовании термокапиллярной конвекции.

В работах, посвященных изучению термокапиллярной конвекции, градиент температуры вдоль свободной поверхности жидкости создается, как правило, либо кондуктивным подводом тепла, либо излучением.

При кондуктивном подводе тепла в зависимости от расположения источника и/или стока тепла по отношению к жидкости можно выделить следующие конфигурации задач:

1. Жидкость помещается в контейнер, в котором боковые стенки имеют различную температуру, что создает градиент температуры вдоль свободной поверхности [9–12].
2. Жидкость нагревается посредством расположенного в ее объеме тела [13–15].
3. Нагрев или охлаждение жидкости происходит через подложку, на которой располагается неподвижный слой жидкости [16–20].
4. Нагрев жидкости происходит через подложку, по которой стекает пленка жидкости [21]

Другой способ подведения тепла — излучение [22–27]. Наиболее часто для нагрева жидкости применяют лазерное излучение, при этом используются как импульсные лазеры, так и лазеры непрерывного излучения.

В зависимости от способности жидкости поглощать лазерное излучение могут реализовываться следующие варианты нагрева:

1. нагрев происходит в объеме жидкости (жидкость хорошо поглощает излучение)
2. тепло выделяется в тонком приповерхностном слое жидкости (жидкость обладает высоким коэффициентом поглощения), что практически мгновенно приводит к возникновению термокапиллярного течения.
3. лазерное излучение поглощается только подложкой (жидкость прозрачна для лазера), при этом градиент температуры на свободной поверхности жидкости возникает спустя некоторое время.

1.2 Термокапиллярный эффект в горизонтальных пленках жидкости

В 1939 году Хершей опубликовал результаты эксперимента [16] с тонкой пленкой жидкости, находящейся на горизонтальном предметном стекле, к которому снизу касались охлажденной в жидком азоте стеклянной палочкой. Во всех исследованных жидкостях в результате действия термокапиллярных сил жидкость собиралась в виде холмика над местом контакта. В слое воды циркуляция визуализировалась при помощи взвеси бентонитовой глины. На свободной поверхности наблюдалось движение жидкости к центру холмика, а в объеме под ним, наоборот, от центра к периферии. Для математического описания наблюдаемого эффекта

Хершей вывел уравнение и получил его приближенное решение для стационарного профиля термокапиллярной деформации

$$\frac{1}{2} h^2 \nabla \sigma - \frac{1}{3} h^3 \rho g \nabla h = 0. \quad (1.3)$$

Орелл и Банкофф [28] одними из первых исследовали разрыв тонкого некипящего слоя этилового спирта при медленном увеличении теплового потока со стороны твердой горизонтальной подложки, по которой движется пленка. Зона нагрева представляла собой прямоугольник размером $25,4 \times 114,3 \text{ мм}^2$. Этанол при начальной температуре, равной температуре окружающей среды, подавался на подложку, обеспечивая среднюю скорость потока на уровне $0,1 \text{ см/с}$, начальная толщина пленки при этом варьировалась от $0,813 \text{ мм}$ до $1,312 \text{ мм}$. По мере приближения теплового потока к пороговому значению, необходимому для образования сухого пятна, в утоненной области (которая возникала в произвольном месте на нагревателе) появлялась отчетливая структура конвективных ячеек типа Бенара. Авторы отмечают, что тепловой поток, при котором появляется сухое пятно, больше теплового потока, при котором сухое пятно замывается, что предположительно связано с гистерезисом краевого угла смачивания и/или температурными градиентами в на поверхности нагревателя вблизи тройной границы контакта. Также авторы заключают, что с увеличением расхода жидкости пороговый тепловой поток существенно увеличивается.

В работе [29] авторы теоретически рассмотрели стационарное термокапиллярное течение в тонком неподвижном слое жидкости со свободной поверхностью, неравномерно нагреваемом в центре со стороны твердой подложки и получили уравнение для двумерной формы границы раздела с учетом распределения температуры вдоль подложки. Для решения задачи использовалась длинноволновая теория, история которой берет начало для случая стекающих пленок [30, 31]. Позже Дэвис [32] впервые вывел длинноволновое эволюционное уравнение для формы поверхности раздела слоя на равномерно нагретой пластине в целях изучения неустойчивости Марангони. Постановка задачи [29] была следующей. Слой жидкости ограничен снизу неравномерно нагретой жесткой непроницаемой горизонтальной плоскостью, а сверху неподвижным газом. Непроницаемая плоскость лежит в точке $z = 0$, а граница раздела жидкость-газ — в точке $z = h(x)$, где x и z горизонтальная и вертикальная координаты двумерной системы, соответственно. На систему действует гравитация, которая вызывает гидростатические эффекты, однако слой жидкости настолько тонкий, что естественной конвекцией, вызванной плавучестью, можно пренебречь. В качестве рабочей жидкости используется ньютоновская жидкость с постоянными значениями плотности ρ , вязкости μ , теплоемкости C_p и теплопроводности λ ; $\kappa = \lambda / \rho C_p$ — температуропроводность, $\nu = \mu / \rho$ —

кинематическая вязкость. Поверхностное натяжение границы раздела жидкость-газ σ зависит от температуры жидкости T согласно линейному уравнению

$$\sigma = \sigma_0 - \gamma(T - T_0), \quad (1.4)$$

где T_0 – реперная температура. Плотность, динамическая вязкость и теплопроводность газа считаются пренебрежимо малыми по сравнению с соответствующими свойствами жидкости, также пренебрегается испарением на границе жидкость-газ. Температура жесткой непроницаемой плоскости T_s задается гладкой, четной и $2\pi L$ -периодической функцией x такой, что $x = 0$ есть максимум $T_s(x)$. Средняя температура жесткой плоскости, разность между максимальной и минимальной температурами жесткой плоскости и среднюю толщину слоя жидкости на интервале $-\pi L < x < \pi L$ обозначается через T_{s0} , ΔT и h_{av} , соответственно. Поскольку испарением пренебрегается, средняя толщина слоя жидкости равна начальной толщине слоя $h_{av} = h_0$. Предполагается, что соотношение сторон a

$$a = h_0/L, \quad (1.5)$$

мало и соответствует масштабам теории смазки. Также принимается во внимание поток энергии на границе раздела жидкость-газ используя закон Ньютона — Рихмана,

$$q = \alpha(T - T_g), \quad (1.6)$$

Здесь α — локальный коэффициент теплоотдачи вне слоя жидкости, а T_g — температура газа, которая задается постоянной. Однако следует отметить, что эффект нагрева/охлаждения вышележащим газом ожидается незначительным. Пренебрегая силами Лондона-Ван-дер-Ваальса, действующими на микроскопическом уровне, получаем следующее нелинейное уравнение для установившейся формы слоя жидкости

$$\left[\frac{1}{3} \left(-a^2 h_{xx} + \text{Bo} h \right)_x h^3 + \frac{1}{2} \text{C} \text{Ma} \left(\frac{T_s - \Theta \text{Bi} h}{1 + \text{Bi} h} \right)_x h^2 \right]_x = 0, \quad -\pi < x < \pi, \quad (1.7)$$

справедливое при $a \ll 1$ и выраженное через безразмерную физическую переменную x на интервале $-\pi < x < \pi$. Здесь C , Bo , Ma , Bi и Θ — соответственно число Криспайона, число Бонда, число Марангони, число Био и отношение температур, определяемые следующим образом:

$$C = \frac{\mu \kappa}{\sigma_0 h_0}, \quad \text{Bo} = \frac{\rho g h_0^2}{\sigma_0}, \quad \text{Ma} = \frac{\gamma_0 \Delta T h_0}{\mu \kappa}, \quad \text{Bi} = \frac{\alpha h_0}{\lambda}, \quad \Theta = \frac{T_{s0} - T_g}{\Delta T}. \quad (1.8)$$

Как видно из уравнения (1.7) стационарный профиль слоя жидкости является результатом баланса термокапиллярной силы, поверхностного натяжения и силы гравитации, измеряемой параметрами Ma , a^2/C и Bo/C , соответственно. Следует отметить, что

пренебрегаемый эффект сил Лондона-Ван-дер-Ваальса, может, как усиливать, так и ослаблять влияние термокапиллярной силы на стационарный профиль микрослоя жидкости. Другими словами, учет сил Лондона-Ван-дер-Ваальса в слое жидкости либо приводит к самопроизвольному разрыву, либо исключает появление какого-либо сухого пятна на микроскопическом уровне.

Для $a \rightarrow 0$ можно записать:

$$Bi = o(1), \quad Ma = O(1), \quad a^2/C = O(1), \quad Bo = O(1). \quad (1.9)$$

Ожидается, что член поверхностного натяжения не оказывает существенного влияния на прогнозируемое поведение пленки, за исключением, возможно, момента, близкого к разрыву, когда кривизна поверхности становится достаточно большой, чтобы поверхностное натяжение оказывало сглаживающий эффект. Если пренебречь силами поверхностного натяжения, полагая $a^2/C = o(1)$, уравнение (1.7) сводится к

$$hh_x + (3MaC/2Bo)T_{s_x} = 0, \quad -\pi < x < \pi, \quad (1.10)$$

что представляет собой баланс между гидростатическим и термокапиллярным эффектами. Созданный градиент поверхностного натяжения оттягивает жидкость от более горячей области вблизи $x = 0$ к более холодным областям вблизи $x = \pm\pi$, в то время как сила тяжести имеет тенденцию заполнять образовавшуюся в результате этого поверхностную депрессию вблизи $x = 0$.

В работе [18] для проверки описанной выше теории было выполнено экспериментальное исследование термокапиллярного эффекта в слое силиконового масла на стальной пластине ($114 \times 102 \times 7,9 \text{ mm}^3$), которая нагревалась снизу медным блоком длиной 10,2 см и шириной 1,9 см, расположенным под центром пластины и ориентированным длинной стороной вдоль оси y . Торцы пластины по обе стороны от нагревателя охлаждались снизу двумя параллельными нагревательному элементу медными блоками, через которые пропускалась охлаждающая жидкость. Таким образом, вдоль оси x пластины устанавливался горизонтальный градиент температуры с максимальной температурой в центре ($x = 0$) и минимальной температурой на краях ($x = \pm\pi$). Изменения температуры в направлении оси y вдали от торцевых стенок пренебрежимо малы, исходя из этого конвективное движение в тонком слое жидкости рассматривалось как двумерное (x, z). В ходе эксперимента измерялись стационарные профили свободной поверхности слоев жидкости, средняя толщина которых составляла от 0,125 до 1,684 мм, при этом горизонтальная разность температур ΔT варьировалась от 3,5 до 179 °C для самого тонкого и самого толстого слоя, соответственно. Значения средней толщины пленки h_0 и разницы температур ΔT из эксперимента использовались для расчета профиля границы раздела, при помощи описанной выше теории [29]. Сравнение полученного в

эксперименте стационарного профиля деформируемой свободной поверхности $h(x)$ с теоретическим предсказанием представлено на Рисунке 1.1.

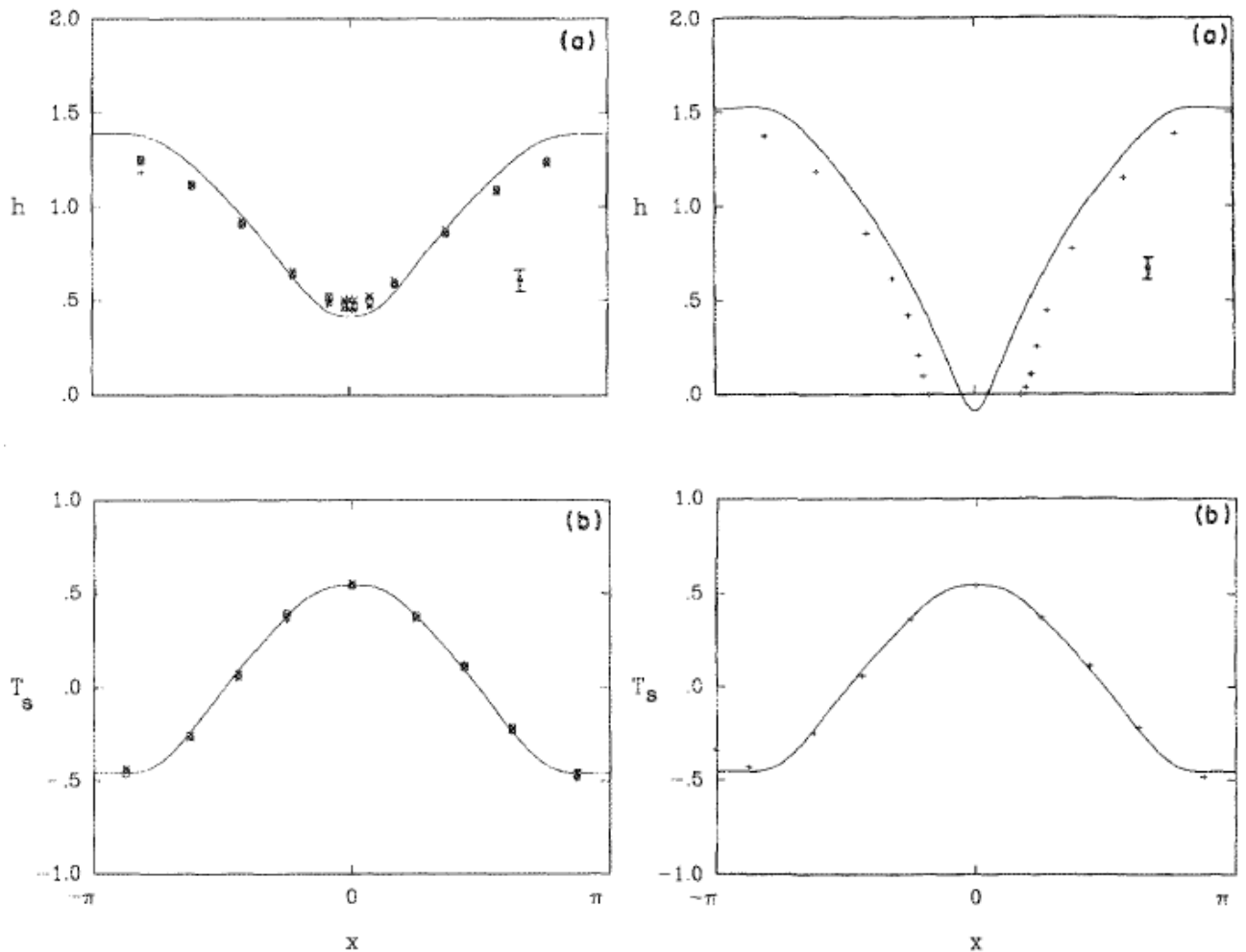


Рисунок 1.1 – Профиль свободной поверхности пленки жидкости (сверху), распределение температуры вдоль подложки (снизу), символы – эксперимент, сплошная линия – теория; $h_0 = 0,38$ мм, $\Delta T = 11,5$ °C (слева); $h_0 = 0,368$ мм, $\Delta T = 16,7$ °C (справа) [18]

Авторы обращают внимание, что в некоторых случаях наблюдается разрыв слоя жидкости (Рисунок 1.1). При этом используя уравнение (1.7) можно вычислить отрицательную толщину пленки. Однако, как отмечают сами авторы, после предсказания разрыва теория перестает быть справедливой, поскольку не допускаются ни бесконечные производные, ни отрицательные значения толщины. Также при анализе экспериментальных результатов удобно использовать параметр R , выведенный из уравнения (1.10) и представляющий собой отношение термокапиллярной и гидростатической сил

$$R = 3MaC/2Bo = \frac{3\gamma\Delta T}{2\rho gh_0^2}. \quad (1.11)$$

Таким образом, R прямо пропорционально ΔT и обратно пропорционально h^2 , а также не зависит ни от среднего поверхностного натяжения, ни от вязкости. Для заданного $T_s(x)$ разрыв

прогнозируется при некотором пороговом значении $R = R_{cr}$. Критическое значение R_{cr} зависит от поверхностного натяжения и отражает тот факт, что термокапиллярность должна преодолевать как поверхностное натяжение, так и силу тяжести, чтобы пленка могла разорваться. Как отмечают сами авторы, их теория справедлива только при $R/R_{cr} < 1$, в случае, когда $R/R_{cr} > 1$ предсказывается разрыв слоя.

В работе [19] д.ф.-м.н. И.В. Марчуком рассматривается осесимметричное стационарное термокапиллярное движение в тонком горизонтальном слое вязкой несжимаемой жидкости со свободной поверхностью. Помимо термокапиллярного эффекта, вызванного тепловой неоднородностью, в модели учтены капиллярное давление, связанное с переменной кривизной свободной поверхности и конвективный механизм переноса тепла в жидкости. Математическая формулировка задачи включает в себя уравнения Навье - Стокса, неразрывности и теплопроводности. На свободной поверхности выполняется условие равенства вязкого напряжения и поверхностной силы, которая определяется температурой поверхности. Уравнение на профиль свободной поверхности плёнки решается численно и выглядит следующим образом

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\sigma \left(\frac{\partial^2 h}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial r} \right) - \rho_0 g h \right] = \frac{3}{2h} \sigma_T \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (1.12)$$

Численные расчеты, проведённые на основе предложенной модели, показали, что локальный нагрев горизонтального слоя жидкости вызывает деформацию поверхности жидкости и стационарное циркуляционное движение внутри жидкости, которое образуется под действием термокапиллярных сил и силы тяжести (Рисунок 1.2). Максимальную скорость жидкость приобретает на поверхности в области максимального градиента температуры. С увеличением интенсивности нагрева при расчёте формы поверхности возникают отрицательные значения толщины плёнки. Механическое равновесие в этом случае недостижимо, термокапиллярное касательное напряжение превосходит стабилизирующее действие гравитации, что физически означает появление сухого пятна, т.е. разрыв плёнки.

В работе [33] моделируется движение тонкого локально нагреваемого слоя жидкости со свободной поверхностью, вызванное термокапиллярными силами при импульсном локальном нагреве ее поверхности. Модель предсказывает вал жидкости, возникающий в начальный момент нагрева на границе термокапиллярного углубления, (Рисунок 1.3). Данный вал в стационарных условиях исчезает (кривая 4 на Рисунке 1.3б). Наличие вала объясняется вытеснением жидкости из центральной впадины.

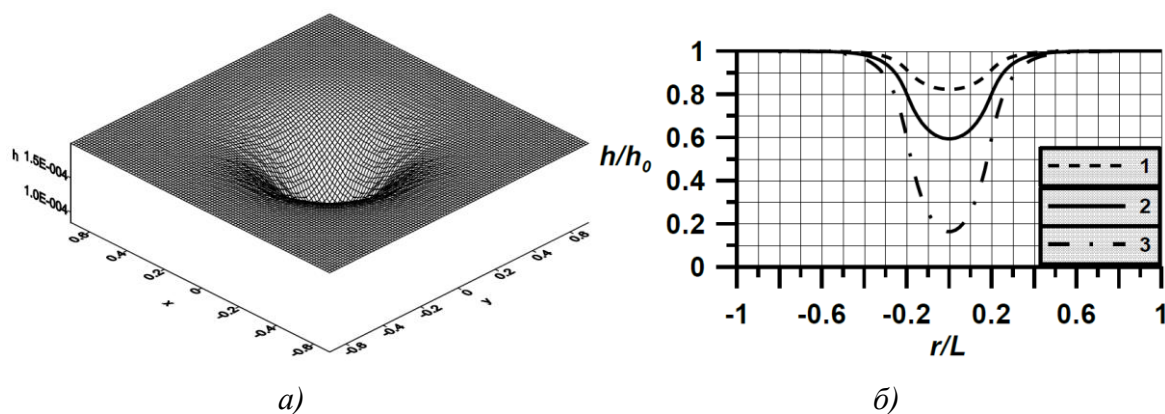


Рисунок 1.2 – Рассчитанная форма свободной поверхности слоя жидкости (а), безразмерные профили границы раздела при различной интенсивности нагрева и одинаковой начальной толщине плёнки. 1 – $\Delta T = 0,5$ К; 2 – $\Delta T = 1$ К; 3 – $\Delta T = 1,5$ К (б)

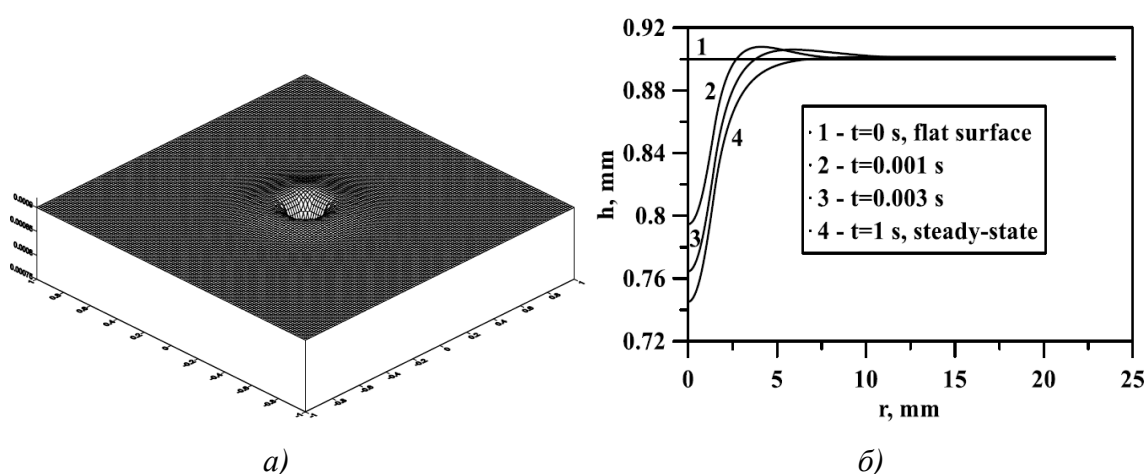


Рисунок 1.3 – Рассчитанный профиль термокапиллярного углубления в момент времени $t = 1$ мс (а), Рассчитанные профили поверхности жидкости в различные моменты времени от начала нагрева, этанол, $T_0 = 20$ °С, $\Delta T = 1$ К (б). Диаметр пятна нагрева 3 мм

Задача об эволюции горизонтального слоя, нагреваемого сверху пучком лазера, связана с работами А.А. Федорца по созданию прибора для идентификации жидкостей по индивидуальным особенностям генерируемых термокапиллярных течений и деформаций в горизонтальных слоях исследуемых жидкостей [34].

Термокапиллярное движение в тонких нагреваемых снизу слоях жидкости. В работе [17] выполнено экспериментальное исследование термокапиллярной конвекции в горизонтальных слоях этилового спирта толщиной 0,1–1,5 мм. Жидкость помещалась в металлические кюветы прямоугольной формы ($102 \times 40 \times 20$ мм), либо цилиндрической формы (диаметр 90 мм). К дну цилиндрической кюветы прижимался нагреватель диаметром 6 мм. Нагреватель и стенки кювет поддерживались при определенной температуре с помощью термостатов. Разность температур между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями составляла 10-30К. Деформация

поверхности составляла до 0,7 мм. Угол наклона поверхности достигал до 1,4 градусов. Для $h = 0,4-0,5$ мм при $\Delta T = 20-30$ К было зафиксировано оголение нагретых участков.

Разработана теоретическая модель термокапиллярного движения в тонком слое жидкости с деформируемой поверхностью. Рассматривалось плоское ползущее движение жидкости, нелинейными членами пренебрегали. Продольную компоненту скорости U с толщиной жидкого слоя $\xi(x)$ связывает уравнение

$$\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} = \frac{d\xi}{dX} - \frac{d^3 \xi}{dX^3}. \quad (1.13)$$

Здесь $\xi = h/l_\sigma$, $Y = y/l_\sigma$, $X = x/l_\sigma$, $U = u/(\sigma/\mu)$, x, y – координаты вдоль и поперек жидкого слоя соответственно, где $l_\sigma = \sqrt{\sigma/\rho g}$ – масштаб капиллярно-гравитационного взаимодействия. Граничные условия для скорости U имеют вид:

$$U(Y=0)=0, \quad \left. \frac{dU}{dY} \right|_{Y=\xi} = -\frac{\varepsilon}{3} \frac{d\vartheta}{dX}, \quad \varepsilon = \frac{3\Delta T^*}{\sigma_0} \left| \frac{d\sigma}{dT} \right|. \quad (1.14)$$

Здесь $\vartheta(x) = (T - T_x)/\Delta T^*$ – температура на поверхности жидкости, $\Delta T^* = (T_1 - T_2)/2$ – полуразность между нагревателем и холодильником. Учитывая, что в стационарном режиме поток через поперечное сечение слоя равен нулю, для толщины слоя получено уравнение

$$\xi^2 + \xi'^2 - 2\xi\xi'' = -\varepsilon\vartheta(x) + C. \quad (1.15)$$

Решение уравнения найдено в виде ряда по степеням малого параметра ε для случая, когда на краях прямоугольной кюветы, уровень жидкости остается постоянным и равен средней толщине слоя h_{av} . При $h_{av} \geq 0,5$ мм теоретический расчет хорошо описывает полученные экспериментальные данные. Авторы отмечают, что сила тяжести является основным фактором, препятствующим деформации свободной поверхности жидкости в наземных экспериментах. В условиях пониженной гравитации влияние термокапиллярной конвекции должно быть значительно больше. В частности, можно ожидать заметных эффектов (изменения толщины слоя жидкости на 5–20%) в слоях со средней толщиной 1–2 см.

1.3 Термокапиллярный эффект в стекающих пленках жидкости

В 1994 г. в Институте теплофизики СО РАН д.ф.-м.н О.А. Кабовым было обнаружено новое явление, связанное с формированием пространственной самоорганизующейся структуры в тонкой движущейся под действием гравитации пленке жидкости при ее локальном нагреве со стороны подложки. Нагрев пленки приводит к формированию подковообразных регулярных структур, включающих горизонтальный вал жидкости в верхней области нагревателя, который при пороговом значении плотности теплового потока теряет устойчивость и распадается на

периодические струи, стекающие с тонкой пленкой между ними (Рисунок 1.4). На основании измерений температуры поверхности пленки с помощью инфракрасного сканера была доказана термокапиллярная природа возникновения вала и структур [35].

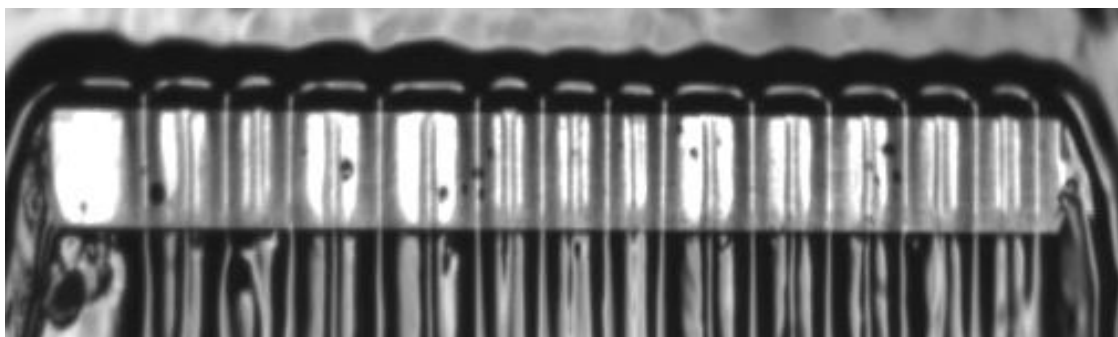


Рисунок 1.4 – Динамика формирования регулярных подковообразных структур, 10% раствор этилового спирта в воде, $T_0 = 17^\circ\text{C}$, нагреватель $6,75 \times 109$ мм, $Re = 1$, $q = 2,37$ Вт/см²

Эволюция регулярных структур под действием нагрева приводит к разрыву пленки и появлению сухих пятен, которые образуются в области тонкой пленки между стекающими струями. В [21] исследовался разрыв пленки жидкости на пластине с нагревателем длиной 6,5 мм (вдоль потока) и шириной 13 мм (поперек потока), который располагался в области безволнового течения пленки. В качестве рабочих жидкостей использовались вода, 25% раствор этилового спирта в воде и диэлектрическая жидкость MD3-F ($Re = 0,1-55$, $T_0 = 17-30^\circ\text{C}$). Исследования проводились на рабочем участке, наклоненном к горизонту под углом $\Theta = 90^\circ$, а также при $\Theta = 4^\circ$. Полученные данные по разрыву пленки были обобщены зависимостью

$$K_p = -q(d\sigma/dT)/\lambda\rho(g\nu\sin\Theta)^{2/3} = 8,14Re^{0,98}(\sin\Theta)^{0,27}. \quad (1.16)$$

Здесь $K_p = -q(d\sigma/dT)/\lambda\rho(g\nu\sin\Theta)^{2/3}$ - критерий разрыва. Производится сравнение полученного обобщения (1.16) с обобщениями, полученными в работе [36], где на основе анализа баланса динамического напора стекающей пленки и термокапиллярной силы экспериментальные данные [37–40] по разрушению пленок воды на вертикальных трубах высотой от $H = 0,305$ м до $H = 2,2$ м ($Re = 25-1500$) были описаны зависимостями.

$$K_p = 0,522Re^{0,4}(1 + 0,12(Re/250)^{4,5})^{0,5} \quad \text{для } H \leq 1\text{ м}, \quad (1.17)$$

$$K_p = 0,261Re^{0,4}(1 + (Re/250)^4)^{0,5} \quad \text{для } H=2\text{ м}. \quad (1.18)$$

Разброс данных составлял до 50% при минимальных Re и до 350% в турбулентном режиме течения. В результате сравнения обобщения (1.16) с обобщениями (1.17 1.18), был сделан вывод, что появление сухих пятен на локальных нагревателях происходило при тепловых потоках на порядок более высоких, чем на протяженных нагревателях. Для объяснения данного

факта высказывается предположение, что гидродинамическое волнообразование, присутствующее на трубах, оказывает дополнительное дестабилизирующее влияние на течение пленки. Позже в [41] проведено систематическое экспериментальное исследование разрыва стекающей пленки жидкости на локальных нагревателях и на нагревателе средних размеров в широком диапазоне физических параметров. Экспериментальные данные по термокапиллярному разрыву пленки в диапазоне чисел Рейнольдса 0,3–1500 и размера нагревателя 2,2–2200 мм были обобщены единой степенной зависимостью.

Другим типом регулярных структур являются квазирегулярные метастабильные структуры в ламинарно-волновых стекающих пленках силиконовых масел, наблюдаемых на нагревателе 130×70 мм² [42]. Данные структуры (Рисунок 1.5) возникают в остаточном слое между большими волнами и также могут быть причиной разрыва стекающей пленки.

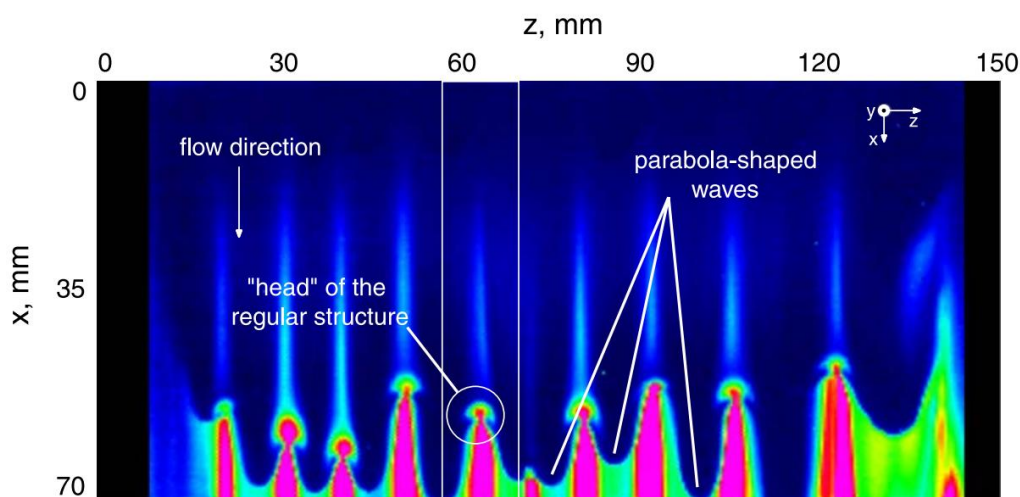


Рисунок 1.5 –ИК-изображение квазирегулярных метастабильных структур [42]

В работе [43] показано, что характерный размер регулярных структур не зависит от скорости течения жидкости и находится на уровне критической длины неустойчивости Рэлея-Тейлора (диапазон чисел Рейнольдса от 2 до 39). Также авторами представлена модель термокапиллярного разрыва на основе упрощенного баланса сил между поверхностным натяжением и тангенциальным напряжением, а также баланса энергии в остаточном слое.

Явление регулярных структур также наблюдаются в условиях интенсивного испарения и кипения жидкости, стекающей по нагреваемой поверхности [44, 45].

1.4 Явление образования «остаточной» пленки в процессе термокапиллярного разрыва

В 2007 г. в Институте теплофизики СО РАН к.ф.-м.н Д.В. Зайцевым было обнаружено, что в процессе термокапиллярного разрыва пленки жидкости на поверхности нагревателя формируется тонкая остаточная пленка, которая предшествует образованию сухого пятна.

Впервые данное явление наблюдалось в работе [46], где исследовалось образование сухих пятен в недогретой пленке дистиллированной воды, стекающей по локально нагреваемой пластине наклоненной на небольшие положительные и отрицательные углы по отношению к горизонту ($\Theta = -0,9-9,6$) с размерами нагревателя 6,5 мм (вдоль потока) и 22 мм (поперек потока). Перед разрывом на поверхности пленки наблюдались термокапиллярные деформации (Рисунок 1.6), растущие с увеличением теплового потока. С помощью скоростной камеры было обнаружено, что процесс разрыва включает в себя две стадии: 1) резкое утончение пленки до тонкой остаточной пленки; 2) разрыв и испарение остаточной пленки. Стоит отметить, что явление остаточной пленки наблюдалось как на относительно больших нагревателях (150×150 мм) [47], так и на малых ($22 \times 6,5$ мм) [46], причем как при вертикальном, так и при горизонтальном расположении подложки.

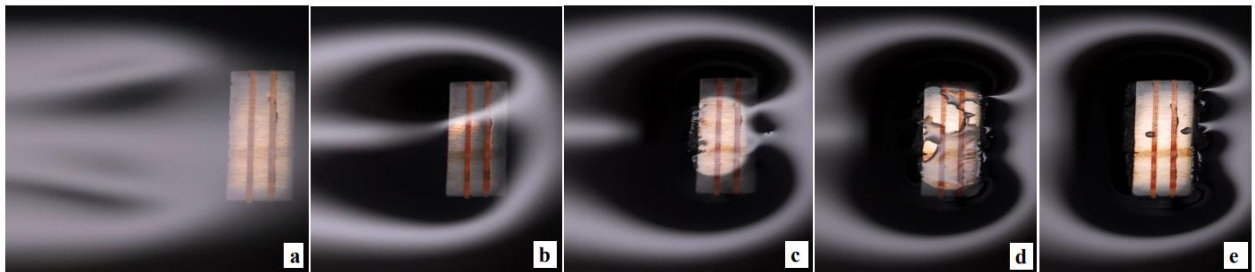


Рисунок 1.6 – Термокапиллярный разрыв пленки воды, движущейся по пластине с локальным нагревателем $6,5 \times 22$ мм², $\Theta=0$, $Re=14,8$. а – $q = 3,6$ Вт/см²; б–е – $q = 4,3$ Вт/см² (б – 0 с, с – 1,59 с, d – 3,91 с, e – 13 с) [46]

Позже в работе [48] остаточная пленка с помощью оптического шлирен-метода была четко визуализирована в тонком (0,3 – 0,7 мм) неподвижном слое этанола (Рисунок 1.7), помещенном на горизонтальную подложку, нагреваемую в центре локальным нагревателем ($\varnothing 1,6$ мм). Однако количественные данные о толщине остаточной пленки отсутствуют.

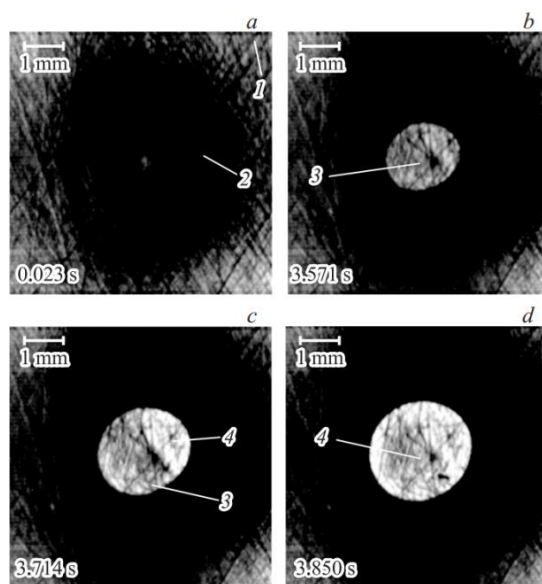


Рисунок 1.7 – Визуализация динамики разрыва и образования сухого пятна в горизонтальном слое этанола: 1 – недеформируемый слой жидкости; 2 – термокапиллярное углубление; 3 – остаточный слой; 4 – сухое пятно. Толщина слоя жидкости 700 μm [48]

1.5 Изотермический разрыв пленок жидкости

1.5.1 Изотермический разрыв горизонтального слоя жидкости

Тонкие пленки жидкости, находящиеся на твердой подложке, под действием внешних возмущений подвержены разрывам с образованием сухих пятен. При этом жидкие пленки более стабильны на гидрофильных поверхностях, чем на гидрофобных [49]. Рассмотрим процесс утонения толстого однородного слоя жидкости, находящегося на плоской горизонтальной твердой поверхности (Рисунок 1.8). В зависимости от смачиваемости поверхности, при уменьшении толщины пленки жидкости может наблюдаться два состояния. Так на поверхностях с малым краевым углом смачивания пленка жидкости стабильна во всем диапазоне толщин, в то время как на поверхностях с большим краевым углом смачивания слой жидкости метастабилен и может внезапно разрушаться при толщине несколько сотен микрометров под воздействием внешних возмущений.

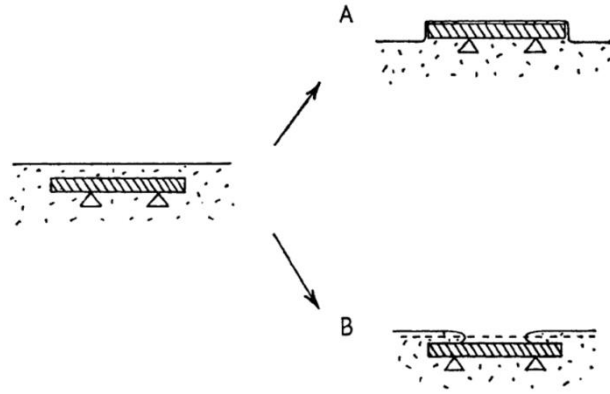


Рисунок 1.8 – Поведение пленки жидкости на твердой поверхности при уменьшении толщины слоя. А-гидрофильная подложка, В – гидрофобная подложка [49]

В зависимости от величины гравитационных и капиллярных сил, сухое пятно в слое жидкости может оставаться стабильным, расширяться или замываться. Если пленка достаточно толстая, любое сухое пятно в ней всегда будет замываться. Для слоя жидкости на плоской твердой поверхности, критическая толщина пленки h_{cr} , выше которой пленка, безусловно, устойчива, равна [50]:

$$h_{cr} = 2 \left(\frac{\sigma}{\rho g} \right)^{\frac{1}{2}} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.19)$$

где σ поверхностное натяжение жидкости, ρ плотность жидкости, g ускорение свободного падения, θ контактный угол смачивания. К примеру, для слоя воды на поверхности металла, критическая толщина слоя жидкости h_{cr} составляет несколько миллиметров. Также стабильность тонкого слоя жидкости толщиной h , находящегося на твердой подложке, может определяться числом Бонда:

$$Bo = \frac{\rho g h^2}{\sigma}. \quad (1.20)$$

При $Bo < 1$, слой жидкости может быть как стабильным, так и нестабильным, в зависимости от контактного угла смачивания и начального размера сухого пятна образованного в нем.

Шарма и Ракенштейн [50] разработали теоретическую модель, предсказывающую критическую толщину слоя жидкости, при которой становится возможным его разрыв, в зависимости от диаметра сухого пятна и равновесного контактного угла смачивания (Рисунок 1.9).

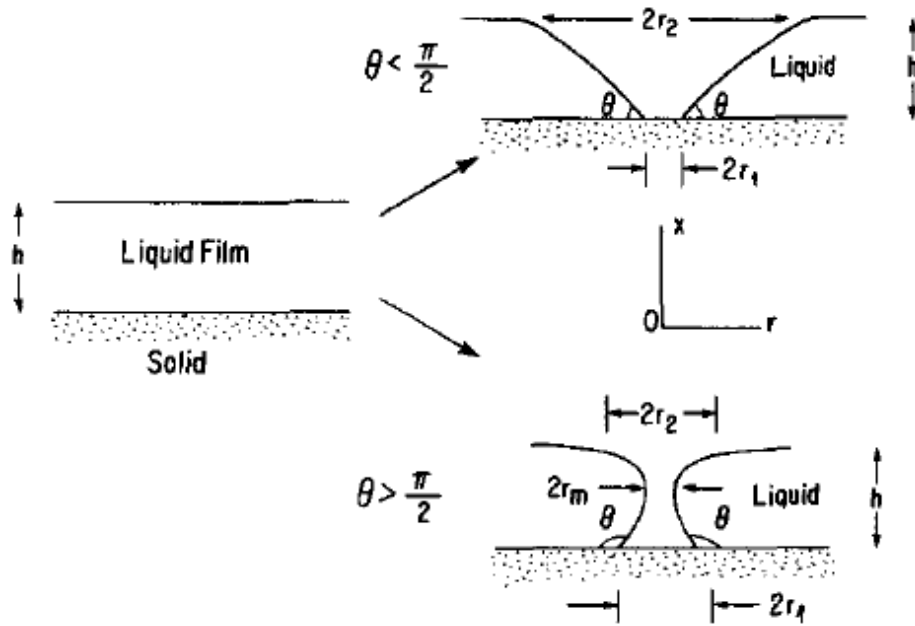


Рисунок 1.9 – Сухое пятно в слое жидкости на гидрофильной и гидрофобной подложке [50]

Подход авторов заключается в вычислении свободной энергии поверхности пленки жидкости в случае с сухим пятном некоторого диаметра, а также без него. Конфигурация с меньшей энергией считается стабильной. Поверхностная энергия тонкого слоя жидкости с площадью A , находящегося на твердой поверхности:

$$F_{film} = (\sigma_{lg} + \sigma_{sl})A \quad (1.21)$$

В случае формирования в пленке жидкости сухого пятна свободная энергия системы (жидкость-сухое пятно-твердое тело) становится равной:

$$F_{hole} = \sigma_{lg}(A - \pi r_2^2) + \sigma_{sl}(A - \pi r_1^2) + S\sigma_{lg} + \pi r_1^2 \sigma_{sg} \quad (1.22)$$

где S площадь мениска жидкости между радиусами r_1 и r_2 (r_1 и r_2 показаны на Рисунке 1.8 для случая гидрофильной и гидрофобной поверхности).

Таким образом, появление в слое жидкости сухого пятна изменяет свободную энергию системы на:

$$\Delta F = F_{hole} - F_{film} = -\pi r_2^2 \sigma_{lg} + \pi r_1^2 (\sigma_{sg} - \sigma_{sl}) + S\sigma_{lg} \quad (1.23)$$

Используя Уравнение Юнга:

$$\sigma_{sg} - \sigma_{sl} = \sigma_{lg} \cos \theta, \quad (1.24)$$

связывающее контактный угол смачивания и поверхностное натяжение, получаем, что изменение свободной энергии системы:

$$\Delta F = \sigma_{lg} (S - \pi r_2^2 + \pi r_1^2 \cos \theta) \quad (1.25)$$

При $\Delta F < 0$, появление в пленке жидкости сухого пятна уменьшает энергию системы, поэтому сухое пятно будет расти, в то время как при $\Delta F > 0$, сухое пятно увеличивает свободную энергию системы, вследствие чего оно будет замываться, предотвращая разрыв пленки. Решением уравнения Юнга-Лапласа площадь поверхности мениска S была найдена как функция краевого угла θ и отношения толщины пленки к радиусу сухого пятна, h/r_1 . Авторы заключают, что с увеличением контактного угла смачивания критическая толщина слоя жидкости растет нелинейным образом и прямо пропорциональна радиусу сухого пятна.

Дхиман и Чандра [51] использовали анализ Шармы и Ракенштейна [50] для расчета критического значения h/r_1 , выше которого пленка устойчива ($\Delta F > 0$), как функции от наступающего угла смачивания. Их результаты показаны на Рисунке 1.10. Как большие, так и малые углы смачивания создают мениск с большой площадью поверхности, когда в пленке жидкости появляется сухое пятно. Большая поверхностная энергия, связанная с данной образовавшейся областью, будет препятствовать дальнейшему расширению сухого пятна, стремясь его замыть. Напротив, промежуточные углы смачивания создают мениск с небольшой площадью поверхности, что делает такое сухое пятно энергетически выгодным и заставляет его расти. Наиболее нестабильная пленка жидкости находится на поверхности с краевым углом 118° , для которого $h/r_1 = 0,69$.

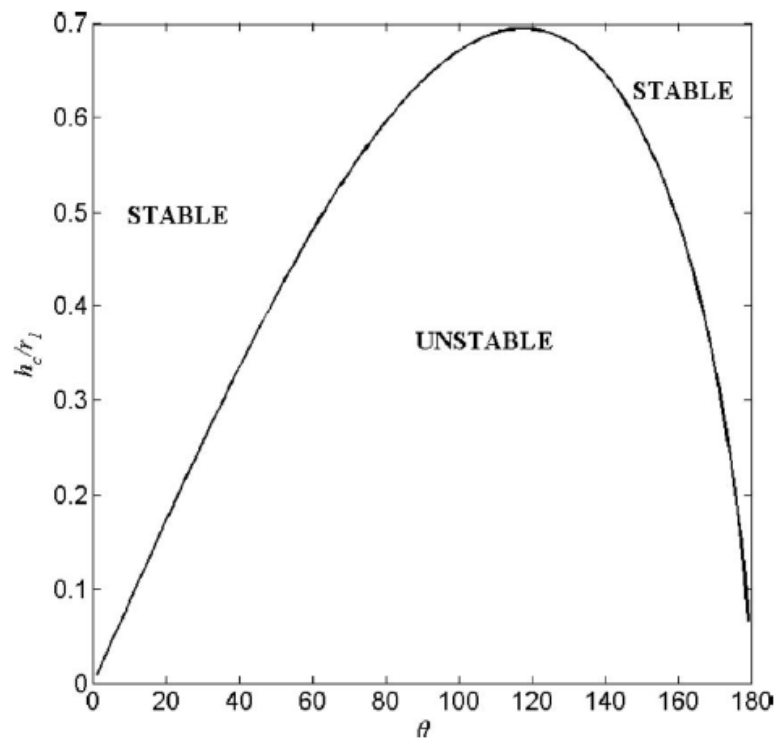


Рисунок 1.10 – Отношение критической толщины пленки h_{cr} к радиусу сухого пятна r_1 в зависимости от краевого угла смачивания подложки θ [51]

В работе [49] представлены экспериментальные данные по разрыву тонких пленок жидкости (вода, углеводороды, этиленгликоль) на гидрофобных поверхностях, таких как воск и тефлон. Выявлено, что слои жидкости спонтанно разрываются на данных поверхностях, при относительно большой критической толщине (160–560 мкм). Полученные экспериментальные данные для множества систем твердое тело-жидкость, (диапазон значений угла смачивания от 30° до 110°) сравниваются с теорией, предложенной Шармой и Ракенштейном [50], показывая хорошее согласие и подтверждая предсказываемую зависимость критической толщины от равновесного угла смачивания.

Тейлор и Майкл [52] провели эксперименты по образованию отверстий в горизонтальном слое ртути, находящемся на стеклянной поверхности под слоем воды. Ртуть помещалась в кювету диаметром 142 мм и глубиной 50 мм. Отверстие в слое ртути формировалось «проколом» с помощью цилиндрического зонда из плексигласа. Высота ртутного слоя варьировалась от 1 до 3 мм, а диаметр зондов от 5 до 25 мм. Было установлено, что существует критический диаметр зонда (выше которого отверстие в слое расширяется, а ниже замывается), который зависит от высоты слоя жидкости и контактного угла смачивания. Также авторами было проведено исследование динамики сухих пятен в горизонтальной пленке воды, находящейся на подложке с восковым покрытием. Сухие пятна образовывались под действием потока воздуха, направленного на поверхность слоя жидкости. Было обнаружено, что сухие пятна разных размеров в слое воды могли, как расширяться, так и замываться, или оставаться стационарными. Данное явление авторы связывают с гистерезисом краевого угла смачивания, который, по всей видимости, приводит к диапазону диаметров сухого пятна, в котором оно будет замываться или останется неподвижным.

В работе [53] было проведено экспериментальное исследование динамики разрыва тонких пленок жидкости, распыляемых на твердую поверхность. Воду или воду, смешанную с 20–70% по весу глицерина, распыляли в течение различного времени на круглую пластину диаметром 165 мм, изготовленную из оргстекла, стали или воска. Пленки воды рвались сразу после удара вблизи центра поверхности. Затем, если толщина пленки была больше критического значения, сухое пятно замывалось; в противном случае сухое пятно оставалось в пленке. Критическая толщина пленки линейно увеличивается с увеличением краевого угла смачивания жидкость – твердое тело. Повышение вязкости жидкости за счет добавления глицерина мало влияло на критическую толщину пленки, но препятствовало растеканию жидкости и подавляло первоначальный разрыв жидкого слоя. Измерения показали, что пузырьки воздуха в водной пленке обычно имеют размер от 0,3 до 0,8 мм. Таким образом, если пленка утончается примерно до 0,3 мм, то при $h/r_1 = 0,65$ подразумевается, что для ее разрыва будет достаточно отверстия диаметром 1 мм.

Дхиман и Чандра [51] экспериментально исследовали разрыв тонких слоев воды толщиной около 100 мкм, радиально растекающихся по твердой поверхности. Пленки формировались путем направления струи воды диаметром 1 мм на плоскую горизонтальную подложку в течение 10 мс. Скорость струи варьировалась от 1,6 до 6,1 м/с. В качестве подложек использовались диски диаметром 50 мм из стекла, оргстекла и воска с равновесными краевыми углами смачивания 47° , 71° и 105° соответственно. В свою очередь восковые подложки использовались как гладкие, так и шероховатые со средней шероховатостью Ra 0,13 и 1,98 мкм соответственно. Было обнаружено, что пленки воды не разрушались на подложках из стекла и оргстекла, однако разрушались на подложках из воска, которые имели самый высокий угол контакта газ-жидкость-твердое тело. Эксперименты, в которых растекающаяся пленка не находилась на твердой поверхности, а растекалась после удара о штифт для имитации совершенно несмачиваемой поверхности, не показали образования отверстий в пленке. Используя анализ [50] авторы заключили, что пленки будут стабильны на поверхностях с маленьким или очень большим контактным углом смачивания. Они также заметили, что увеличение шероховатости поверхности способствует разрыву пленок, и предположили, что данный эффект может быть связан с повышенным образованием сухих пятен в жидкости либо непосредственно из-за выступов на поверхности, либо из-за пузырьков воздуха, захвату которых способствуют неровности подложки. При этом не было ясно, какой эффект был более важным.

Исследование [54] было выполнено не только для выяснения влияния смачиваемости подложки, как в большинстве исследований разрыва тонких пленок жидкости, но также и для выяснения влияния шероховатости подложки, выступов на поверхности, а также пузырьков воздуха на границе жидкость-твердое тело. Эксперименты проводились с пленками воды на подложках из различных материалов (сталь, поликарбонат, воск) с разной шероховатостью (0,02–8,0 мкм). Тестовые подложки (размером 64×64 мм² и больше) погружали в цилиндрический стеклянный сосуд (диаметром 24 см и глубиной 3,8 см) с дистиллированной водой, уровень которой медленно понижался, так что инерционными эффектами можно было пренебречь. Пленки обычно разрывались при толщине 138 ± 36 мкм на поликарбонате и 478 ± 206 мкм на восковых поверхностях. Было замечено, что разрыв начинается вдоль самого высокого края плоской поверхности, как на гидрофобных, так и на гидрофильных подложках. Поскольку разрыв пленки инициировался в самом высоком месте поверхности, авторы попытались вызвать его искусственно, поместив на поверхность выступ (из воска или стали), возвышающийся над краями подложки. Размещение выступа на поверхности не поменяло место разрыва, наоборот жидкость имела тенденцию «цепляться» за выступ, а не осушать его. Авторы разработали термодинамическую модель, показывающую, что выступы снижают

поверхностную энергию системы и способствуют смачиванию. Таким образом, увеличение шероховатости поверхности повышает стабильность пленки, что также было подтверждено экспериментально. Однако эффект случайно распределенной микроскопической шероховатости поверхности сложен, поскольку он также может изменить кажущийся контактный угол смачивания. Тем не менее, устойчивость тонких жидких пленок на шероховатых поверхностях подтверждается и повседневным опытом. Например, для обеспечения равномерного покрытия при окраске поверхности обычно придают шероховатость. Однако Дхиман и Чандра [51, 55] наблюдали противоположную тенденцию: увеличение шероховатости подложки способствовало разрушению тонких пленок воды. Данная тенденция объясняется тем, что в работе [51] жидкие пленки создавались путем направления струй воды на подложку, вследствие чего воздушные пузырьки могли задерживаться на границе раздела жидкость-твердое тело. Вероятно, шероховатость поверхности способствовала захвату пузырьков воздуха, которые прорываясь сквозь пленку жидкости, формировали сухие пятна. Чтобы проверить, могут ли захваченные пузырьки воздуха вызывать разрыв слоя жидкости, авторы провели эксперименты, в которых пузырьки воздуха вводились в неподвижную пленку воды известной толщины через отверстие в подложке диаметром 2 мм. Пузырь увеличивался в размере до тех пор, пока его верхняя часть не прорывала поверхность воды, образуя тем самым отверстие в пленке воды. Экспериментально, а также при помощи анализа термодинамической стабильности авторы показали, что отверстие, образовавшееся из-за воздушного пузырька, замостится, если пленка будет относительно толстой, а контактный угол будет либо малым, либо большим.

Мальцев и др. [56] теоретически исследовали поведение сухого пятна в неподвижной пленке жидкости на горизонтальной подложке в поле сил тяжести, при этом модель учитывала наличие характерного жидкого валика окружающего сухое пятно. На Рисунке 1.11 показаны общий вид сухого пятна с окружающим его валиком и поперечное сечение валика в плоскости, проходящей через его ось симметрии. Авторами предложен критерий развития сухих пятен в изотермических пленках жидкости на горизонтальной подложке, а также получены выражения для сил гравитации и сил поверхностного натяжения, действующих в плоскости подложки на валик, баланс которых определяет, какое из сухих пятен будет замываться, а какое будет расширяться. При этом критические значения отношения радиуса сухого пятна к толщине пленки жидкости (характеризующие поведение сухого пятна), определяются числом Бонда и величиной краевого угла смачивания. При углах смачивания, превышающих значение $\theta = 70-80^\circ$, влияние числа Бонда на величину отношения ro/h невелико и сами значения ro/h малы, однако при средних и малых значениях краевого угла роль числа Бонда исключительно велика, а отношение ro/h принимает большие критические значения. То есть при малых значениях краевого угла смачивания даже большие сухие пятна имеют тенденцию к

замыванию. В условиях полной невесомости, а также в условиях, приближенных к ним (параболический полет, МКС), критические значения отношения радиуса сухого пятна к толщине слоя жидкости практически не зависят от числа Бонда и определяются величиной краевого угла смачивания.

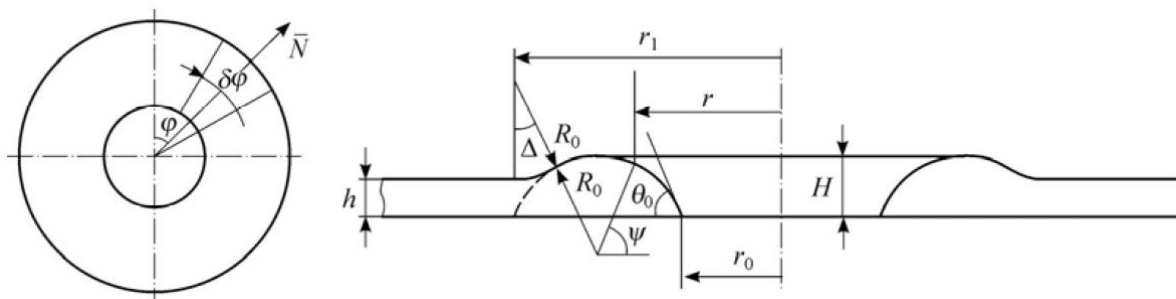


Рисунок 1.11 – Схематическое изображение сухого пятна в пленке жидкости

1.5.2 Динамика сухих пятен в горизонтальных изотермических пленках жидкости

В работе [57] исследовалась динамика схлопывающихся и расширяющихся сухих пятен в слоях водно-глицериновых растворов толщиной 1,7–4,1 мм находящихся на горизонтальной поверхности, которая была покрыта тонким слоем силиконового масла. Сухие пятна формировались при помощи направления струи воздуха перпендикулярно подложке. Толщина слоя жидкости, а также динамический краевой угол измерялись при помощи флуоресцентного метода. Авторы получили, что с уменьшением начальной толщины слоя жидкости уменьшается скорость схлопывания сухого пятна, в то время как скорость распространения сухого пятна, а также его конечный диаметр увеличиваются по мере уменьшения начальной глубины жидкости. Кроме того, была обнаружена взаимосвязь между контактным углом и скоростью как для наступающих, так и для отступающих фронтов жидкости, реализующихся при схлопывании и расширении сухого пятна, соответственно (при уменьшении скорости фронта уменьшается наступающий контактный угол и увеличивается отступающий).

Редон и др. [58] исследовали динамику сухих пятен в метастабильных пленках жидкости толщиной 20–50 мкм, находящихся на низкоэнергетических поверхностях. В качестве рабочих жидкостей использовались: 1) алканы, что позволило варьировать в эксперименте равновесный краевой угол смачивания за счет широкого диапазона поверхностного натяжения у различных алканов при их практически одинаковой вязкости; 2) полидиметилсилоксановые силиконовые масла, что позволило при практически одинаковом поверхностном натяжении у различных масел варьировать их вязкость на несколько порядков. Для создания в слое жидкости начального сухого пятна использовались два различных метода: 1) отсос жидкости стеклянным капилляром; 2) вдув струи воздуха перпендикулярно поверхности. Было обнаружено, что

скорость роста $V=dr/dt$ сухого пятна не зависит от его радиуса r , не зависит от толщины пленки, обратно пропорциональна вязкости жидкости μ и очень чувствительна к величине равновесного краевого угла смачивания θ_e . Также систематические измерения показали фиксированное соотношение между динамическим (отступающим) краевым углом смачивания θ_d и статическим θ_e . Авторы представили результаты экспериментов по динамике роста сухого пятна в виде зависимости капиллярного числа V_{cl}/V^* (где $V^* = \sigma/\mu$) от θ_e^3 , и получили уравнение

$$V_{cl}/V^* = k\theta_e^3 \quad (1.26)$$

где k зависит от природы и молекулярного веса жидкости. Обнаружив, что рост сухого пятна контролируется конкуренцией между капиллярными силами и вязким трением (через θ_e и V^* соответственно), авторы сравнили их результат с гидродинамической теорией, где рассматривается рост сухого пятна, окруженного жидким валиком, наличие которого также наблюдается в эксперименте (Рисунок 1.12). Поскольку ожидается, что давление в ободке быстро уравнивается, поперечное сечение валика представляет собой часть окружности (с динамическим краевым углом θ_d). Динамический контактный угол θ_d связан со скоростями V_A и V_B внутренней и внешней контактных линий, ограничивающих валик. Для малых контактных углов ($\theta_d < 1$)

$$\frac{1}{2}\sigma(\theta_e^2 - \theta_d^2) = 3\mu L \theta_d^{-1} V_A, \quad (1.27)$$

$$\frac{1}{2}\sigma\theta_d^2 = 3\mu L \theta_d^{-1} V_B. \quad (1.28)$$

Левые части уравнений (1.27, 1.28) представляют собой некомпенсированную силу Юнга, а правые части описывают вязкую силу, обусловленную течением в клине под углом θ_d , $L \sim 10$ - множитель, обусловленный диссипацией в жидком клине и зависящий от природы жидкости и ширины валика [59]. Учитывая, что в эксперименте ширина валика намного меньше радиуса сухого пятна, авторы приняли $V_A \approx V_B = V_{cl}$. В этом случае уравнения (1.27, 1.28) приводят к

$$\theta_d = \theta_e / \sqrt{2}, \quad (1.29)$$

$$V_{cl}/V^* = (1/12L\sqrt{2})\theta_e^3. \quad (1.30)$$

Авторы отмечают, что оба выражения хорошо подтверждаются экспериментальными данными (1.26). Следует отметить, что приведенное выше описание процесса роста сухого пятна перестанет быть справедливым, когда ширина валика станет больше капиллярной постоянной,

поскольку в этом случае валик будет уплощаться силами гравитации, и станет важной диссипация в плоской части валика.

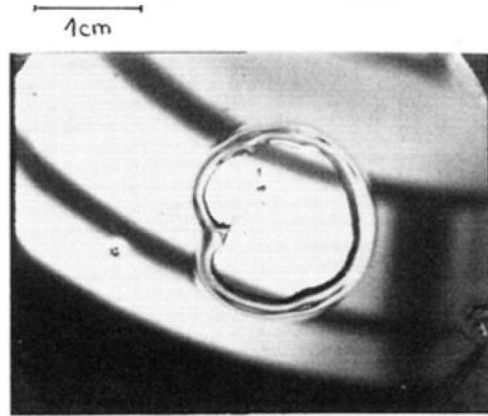


Рисунок 1.12 – Сухое пятно, окруженное жидким валиком, в слое силиконового масла толщиной 30 мкм [58]

1.5.3 Стекающая пленка жидкости

Теперь рассмотрим пленку жидкости, движущуюся под действием гравитации, в изотермических условиях (т.е. когда со стороны подложки отсутствует нагрев пленки). При снижении расхода жидкости, в определенный момент сплошное течение пленки нарушается, и образуются сухое пятно. Значение плотности орошения Γ_{cr} , при котором происходит разрыв пленки, называют критическим или минимальным смачиваемым расходом. Соответствующее значение толщины пленки h_{cr} называют критической толщиной. В работе [60] Хартли и Мергатройд впервые провели теоретический анализ разрыва пленки жидкости в изотермических условиях. Предложены два критерия, определяющих будет ли возникший сухой участок оставаться сухим или же он покроется жидкостью. Первый критерий основывается на предположении, что если сухое пятно устойчиво, то в критической точке силы поверхностного натяжения должны компенсировать гидродинамическое давление натекающей жидкости, равное ее кинетической энергии:

$$\sigma(1 - \cos \theta_e) = \frac{1}{2} \rho \int_0^{h_{cr}} [u(y)]^2 dy \quad (1.31)$$

где θ_e – равновесный краевой угол смачивания. Предполагалось, что толщина слоя жидкости не меняется до начала мениска. Для течения Нуссельта критические толщина пленки и расход жидкости имеют вид

$$h_{cr} = 1,72[\sigma(1 - \cos \theta_e)/\rho]^{1/5}[\mu/\rho g]^{2/5} = 1,72l_\delta(1 - \cos \theta_e)^{1/5}, \quad (1.32)$$

$$\Gamma_{cr} = 1,69[\sigma(1 - \cos \theta_e)]^{3/5}[\mu\rho/g]^{1/5}. \quad (1.33)$$

Второй, так называемый, «энергетический» подход основывается на предположении, что стекающая пленка принимает такую ширину, при которой сумма расхода кинетической энергии в поперечном сечении жидкости и расхода ее поверхностной энергии минимальна:

$$\frac{1}{2} z \rho \int_0^{h_{cr}} [u(y)]^3 dy + z \sigma U(h_{cr}) = \min. \quad (1.34)$$

Для стекающей под действием силы тяжести пленки получены выражения

$$h_{cr} = 1,34 \cdot (\sigma/\rho)^{1/5} (\mu/\rho g)^{2/5} = 1,34 l_\delta, \quad (1.35)$$

$$\Gamma_{cr} = 0,803 \sigma^{3/5} (\mu \rho / g)^{1/5}. \quad (1.36)$$

Из силового критерия следует, что при $\theta_e = 0$ в изотермических условиях пленка жидкости не разрывается при любой, сколь угодно малой толщине. При $\theta_e = 44,5^\circ$ оба подхода дают одинаковый результат $h_{cr} = 1,34 l_\delta$. Из энергетического критерия следует, что устойчивость пленки с ростом температуры возрастает. Расчет по (1.35) для течения пленки воды при $T_0 = 100^\circ \text{C}$ предсказывает $h_{cr} = 0,19$ мм, а при 25°C $h_{cr} = 0,307$ мм.

Энергетический подход Хартли и Мергатройда [60] не касается конфигурации течения после разрыва пленки, поэтому в выражение для критической толщины пленки (1.35) не входит краевой угол. Хоблер в серии работ, опубликованных на польском языке в 1964–1968 годах, развил энергетический подход Хартли и Мергатройда [60], включив в выражение для критической толщины пленки краевой угол, хотя его модель и не учитывает геометрию ручейков, образовавшихся в результате разрыва пленки. Для гравитационного течения пленки в [61] было получено выражение

$$h_{cr} / l_\delta = 1,86 (1 - \cos \theta_e)^{1/5}. \quad (1.37)$$

В работе [41] экспериментальные данные по изотермическому разрыву пленки [62, 63] сравниваются с теоретическими моделями [60, 61, 64–66]. Не смотря на достаточно большой разброс экспериментальных данных, наблюдается тенденция уменьшения критических расходов при уменьшении краевого угла смачивания (как и предсказывается всеми моделями). Наибольшее согласие с экспериментальными данными имеет модель [64].

1.6 Разрыв неизотермических пленок жидкости

В работе [67] экспериментально исследовано влияние равновесного краевого угла смачивания на динамику распространения сухого пятна и на критический тепловой поток при разрушении пленки воды, нагреваемой со стороны подложки локальным нагревателем размером 10×10 мм². Применялась различная шлифовка рабочей поверхности, что позволило

варьировать равновесный краевой угол смачивания от 27 ± 6 до $74 \pm 9^\circ$ без изменений теплофизических свойств системы. Исследования проводились для трех конфигураций течения: 1) пленка жидкости, свободно стекающая по подложке, наклоненной под углом 5° к горизонту; 2) пленка, движущаяся по горизонтальной подложке под действием гидростатического напора; 3) неподвижная пленка на горизонтальной подложке. Установлено, что во всех трех случаях смачиваемость подложки существенно влияет на скорость распространения сухого пятна, а также на его конечный размер, однако практически не влияет на пороговый тепловой поток, при котором происходит разрушение пленки.

Гонг и др. [68] экспериментально исследовали динамику испарения тонких пленок жидкости (вода, этанол, гексан) на нагреваемых горизонтальных поверхностях из различных материалов (титан, алюминий, медь, нержавеющая сталь) размером $30 \times 20 \text{ мм}^2$. Площадь нагрева была сопоставима с размером тестовой поверхности и составляла $10 \times 15 \text{ мм}^2$. Было замечено, что пленки воды и этанола разрываются при утонении до пороговой толщины, называемой авторами критической. Установлено, что критическая толщина пленки в экспериментах увеличивается с увеличением теплового потока (скорости испарения) и находится в пределах 60–150 мкм для пленок воды и 150–250 мкм для пленок этанола. Установлено, что помимо теплового потока на стабильность пленки также влияют свойства поверхности. Критическая толщина пленки воды, испаряющейся на поверхности различных материалов, увеличивается с увеличением краевого угла смачивания и уменьшается с увеличением теплопроводности материала нагревателя. Для случая пленки гексана, сформированной на поверхности титана (краевой угол близок к нулю), пленка устойчива до тех пор, пока ее толщина не станет менее 15 мкм.

В работе [69] изучаются условия, при которых сухое пятно, возникающее при течении пленки жидкости по нагреваемой поверхности, будет устойчиво. Уравнение (1.31) было расширено на случай влияния термокапиллярного эффекта и эффекта отдачи пара. Используя некоторые допущения, для минимальной толщины ламинарной гравитационно стекающей пленки жидкости, обеспечивающей течение без сухих пятен, получено уравнение

$$\frac{\rho}{15} \left[\frac{g(\rho - \rho_v)}{\rho v} \right]^2 h^5 = \sigma(1 - \cos \theta) + \frac{\partial \sigma}{\partial T} \frac{qh}{\lambda} \cos \theta + \rho_v \left(\frac{q}{\rho_v r} \right)^2 \frac{\rho - \rho_v}{\rho} h \cos^2 \theta. \quad (1.38)$$

В работе [70] получено аналитическое решение для критической толщины пленки жидкости, стекающей по равномерно нагреваемой поверхности. Решение получено из условия минимума полной энергии ривулета, образованного в результате разрыва пленки, с учетом полученного профиля ривулета и двумерного распределения скорости в нем. Установлено, что

критическая толщина является функцией свойств жидкости, числа Марангони и равновесного краевого угла смачивания.

Работа [71] посвящена экспериментальному исследованию разрыва пленки жидкости, стекающей по вертикальной пластине с нагревателем размером $150 \times 150 \text{ мм}^2$. Разрыв пленки происходил в результате эволюции струйного течения, возникающего под действием термокапиллярных сил на участке волнового движения пленки. Сухие пятна образуются в области тонкой пленки между стекающими струями, ограничивающими распространение сухих пятен по нагревателю. Для исследования влияния краевого угла смачивания на разрыв пленки в экспериментах использовались различные рабочие жидкости и покрытия рабочей поверхности. Полученные данные были обобщены в виде зависимости критерия разрыва K_m от числа Re. Критерий

$$K_m = -q(d\sigma/dT)/(c_p \mu \rho (g\nu)^{2/3}) \quad (1.39)$$

является отношением масштаба термокапиллярного касательного напряжения на поверхности пленки к масштабу касательного напряжения на стенке при чисто гравитационном течении. Все полученные данные удовлетворительно (с максимальным отклонением +25% и -20%) описываются зависимостью

$$K_m = 0,155 \text{Re}^{0,65}. \quad (1.40)$$

Критерий K_m , удовлетворительно обобщает экспериментальные данные с существенно различными равновесными краевыми углами смачивания ($11,4\text{--}43,5^\circ$), т.е. разрыв неизотермической пленки жидкости в отличие от разрыва изотермической пленки не зависит от равновесного краевого угла смачивания. В [21] при помощи критерия K_m также обобщены данные по разрыву пленки на нагревателе $6,5 \times 13 \text{ мм}$ при стекании различных жидкостей (вода, 25-процентный раствор спирта в воде и легкокипящая жидкость перфтортриэтиламин (МДЗФ), имеющих различные контактные углы смачивания. Влияния равновесного краевого угла смачивания на неизотермический разрыв пленки также не обнаружено. Авторы предположили, что, возможно, при разрыве неизотермической пленки смачиваемость все же оказывает влияние, но краевой угол, реализующийся на нагревателе, отличается от равновесного.

1.7 Методы измерения толщины пленок жидкости

Жидкие пленки встречаются в различных типах тепло- и массообменного оборудования в промышленности, также во многих других технологических приложениях. Толщина пленки жидкости является одним из ключевых факторов, влияющих на характеристики течения пленки

и, соответственно, скорость тепло- и массопереноса. Таким образом, разработка экспериментальных методов для точного измерения мгновенной локальной толщины пленки жидкости, а также поля толщины пленки является крайне важной задачей. Помимо разделения методов измерения толщины пленок на локальные и полевые, их можно разделить на контактные и бесконтактные. Подробный **обзор литературы** по методам измерения толщины пленки жидкости на твердой подложке, представлен в [72–74]. В зависимости от принципа действия методы измерения толщины пленки жидкости можно разделить на пять основных групп: **механические** [18, 28], **электрические** [75, 76], **акустические** [77, 78], **ядерные** [79, 80] и **оптические**.

Поскольку оптические методы измерения имеют важные преимущества, заключающиеся в том, что они являются бесконтактными и относительно доступными, они используются чаще. Различные виды оптических методов, используемые для измерения толщины пленки жидкости, представлены ниже:

- конфокальный метод [81, 82],
- волоконно-оптический метод [47, 83, 84],
- метод смещения фокуса лазера [85–87],
- теневой и шлирен-метод [88–90],
- сдвиговый шлирен метод [91],
- интерферометрия [92–94],
- метод полного внутреннего отражения [95–97],
- метод флуоресценции [98–102],
- эмиссионно-реабсорбционный лазерно-индуцированный флуоресцентный метод [103],
- метод люминесценции [104],
- метод поглощения лазерного излучения [105],
- метод лазерного рассеяния [106],
- метод сопоставления показателя преломления [107].

1.7.1 Конфокальный метод

Хроматический конфокальный метод представляет собой готовую к использованию измерительную систему заводского изготовления, являющуюся одним из перспективных методов измерения мгновенной локальной толщины пленки жидкости с высоким пространственным и временным разрешением. В Таблице 1.1 приведен список имеющихся в литературе работ, в которых применялся хроматический конфокальный метод для измерения

толщины пленки жидкости, с указанием объекта исследования и основных параметров эксперимента. Из Таблицы 1.1 видно, что конфокальный датчик используется для измерения толщины пленки жидкости в различных условиях: для неподвижных и текучих пленок с гладкими и волнистыми границами раздела пленок; с подогревом и без; для прямых измерений и для измерений через оптически прозрачную стенку. Был исследован широкий спектр жидкостей, но подавляющее большинство исследований было проведено для воды и силиконовых масел. Следует отметить, что измерения проводились на высокой частоте порядка 1 кГц и выше. Конфокальный датчик в основном используется для измерения пленок жидкости толщиной от 100 мкм до 1–2 мм. Измерения тонких пленок жидкости менее 100 мкм затруднены из-за ограничения датчика на минимально измеряемую толщину, которая, по данным производителя, составляет несколько десятков микрон в зависимости от модели датчика. Однако в [68] с помощью конфокального датчика измерялись пленки жидкости толщиной в несколько микрон, но не описано, как это было сделано.

Таблица 1.1 – Обзор работ, в которых применялся хроматический конфокальный метод для измерения толщины пленок жидкости

Авторы	Объект исследования	Рабочая жидкость	Нагрев	Диапазон толщин (мм)	Частота измерений	Конфокальная система
1) Helbig et al. (2005), Helbig et al. (2009) [108, 109]	стекающие тонкие пленки на гладких и рифленых поверхностях в кольцеобразном канале	Вода	+	0,2-0,5	-	-
2) Lel et al. (2005) [81]	пленка жидкости, стекающая по пластине	силиконовая жидкость	-	0,2-1,4	2 кГц	STIL CHR-450
3) Rulliere et al. (2007) [110]	радиус кривизны мениска вдоль канавок	вода, метанол, н-пентан	+	до 0,35	-	-
4) Lel et al. (2008) [42]	пленка жидкости, стекающая по пластине	силиконовая жидкость	+	0,2-1,6	-	STIL CHR-450
5) Dietze et al. (2008) [111]	пленка жидкости, стекающая по пластине	силиконовая жидкость DMS-T05	-	0,4-1,7	0,8 кГц	-
6) Zhou et al. (2009) [82]	волновая пленка воды на плоской пластине	Вода	-	0,2-0,75	2 кГц	STIL CHR-150E
7) Dietze et al. (2009), Dietze and Kneer (2011) [112, 113]	жидкая пленка, стекающая по внутренней части стеклянного корпуса	диметилсульфоксид (DMSO) – водный раствор	-	0,2-0,6	0,8 кГц	STIL CHR-540

Авторы	Объект исследования	Рабочая жидкость	Нагрев	Диапазон толщин (мм)	Частота измерений	Конфокальная система
8) Gong et al. (2010) [114]	изотермическая пленка жидкости, стекающая по горизонтальной кремниевой пластине / испаряющаяся пленка жидкости на горизонтальной кремниевой пластине	Вода	- / +	до 0,84	до 30 кГц	контроллер optoNCDT2431 датчики IFS2431-3 и IFS2431-0.3
9) Gong et al. (2011) [68]	жидкие пленки, испаряющиеся на горизонтальных поверхностях	вода, гексан, этанол	+	до 0,3	до 30 кГц	контроллер optoNCDT2431 датчики IFS2431-3 и IFS2431- 0.3
10) Rohlfes et al. (2012) [115]	пленка жидкости, стекающая по пластине в электрическом поле	силиконовая жидкость DMS T12	-	0,5-2	-	Micro-Epsilon optoNCDT 2451 с датчиком IFS 2401-3
11) Rohlfes et al. (2013) [116]	пленка жидкости, стекающая по пластине в электрическом поле	силиконовая жидкость DMS T12	+	0,5-2,3	-	Micro-Epsilon optoNCDT 2451 с датчиком IFS 2401-3
12) Gong et al. (2014) [117]	кипение пленок жидкости/ кипение в большом объеме	Вода	+	1,4-2,3	до 30 кГц	контроллер optoNCDT2431, датчики IFS2431-3 и IFS2431-0.3
13) Rietz et al. (2015) [118]	пленка жидкости, стекающая по пластине	силиконовая жидкость DMS T12	+	0,3-1,6	-	IFS 2401-3
14) Wang et al. (2017), K. Wang et al. (2016) [119, 120]	тонкая пленка жидкости, со спутным потоком воздуха сверху, нагреваемая снизу в горизонтальном канале	Вода	+	0,1-1,7	1 кГц	optoNCDT2431 IFS2431-3
15) Swartz and Yao (2017) [121]	конденсация на вертикальной стенке с гладкой и волновой свободной поверхностью пленки	Вода	-	0,1-0,5	4 кГц	Precitec Chrocodile M4
16) Leng et al. (2018) [122]	тонкая пленка жидкости, со спутным потоком воздуха сверху	Вода	-	0,02-1	-	ACR-HNDS100 (Schmitt Industries)

1.7.2 Синтетический шлирен-метод

Курата и др. 1990 [123] предложил оптический метод измерений поля толщин слоя жидкости, который относительно прост с точки зрения необходимого оборудования, поскольку для него требуется только камера. В предлагаемом методе топография водной поверхности измеряется по изображению решетки, расположенной на дне канала и используемой в качестве шаблона. Позже Мойзи и соавторы 2009 [124] представил синтетический шлирен-метод для измерения деформаций свободной поверхности, основанный на кросс-корреляционном анализе преломленных изображений случайного точечного рисунка, расположенного под прозрачной подложкой со слоем жидкости и визуализируемого через деформированную границу раздела жидкость-газ. Недавно Винниченко и соавторы [125] предложили новую модификацию синтетического шлирен-метода, основанную на кросс-корреляционной обработке изображений, полученных с использованием отражательной оптической схемы. Однако данная модификация использовалась авторами для измерения топографии свободной поверхности относительно глубоких слоев жидкости ($\sim 30\text{ мм}$). Авторы сравнили предложенный ими метод с синтетическим шлирен-методом, основанным на преломлении, и заключили, что их модификация более чувствительна и позволяет надежно измерять возмущения свободной поверхности размером до 1 мкм . Также стоит отметить преимущество отражательной схемы, заключающееся в том, что она позволяет более точно измерять профиль границы раздела неизоэнтальпических слоев жидкости, поскольку температурные неоднородности не вызывают дополнительного смещения точек фона, как в схеме с преломлением.

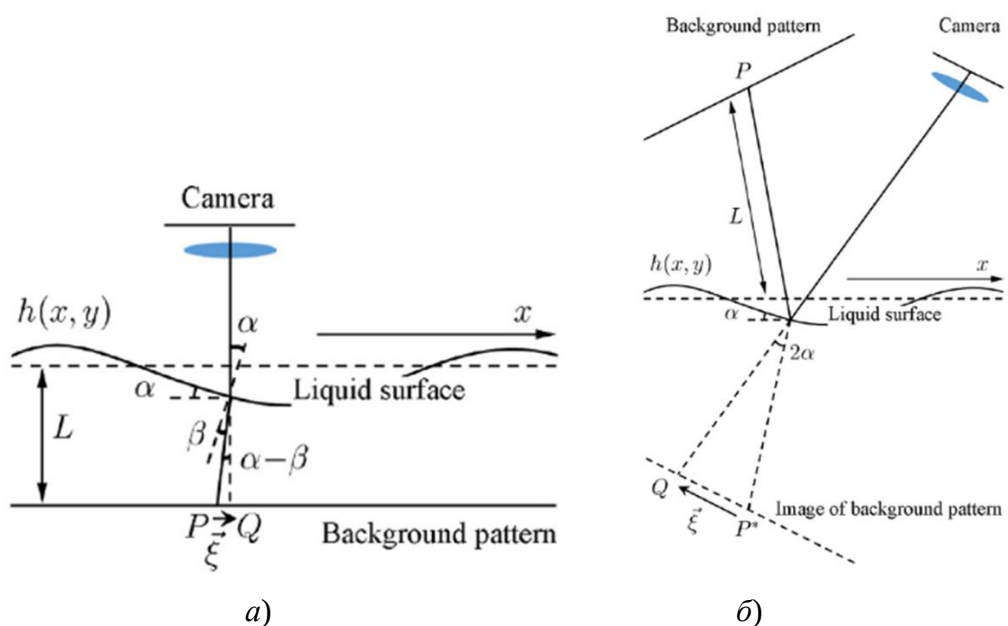


Рисунок 1.12 – Синтетический шлирен-метод для измерения деформаций свободной поверхности слоя жидкости со схемой на преломлении (а) и со схемой на отражении (б) [125]

1.8 Выводы к первой главе

Физические механизмы разрыва пленки жидкости на твердой поверхности на сегодняшний день недостаточно изучены. Отчасти, это связано с большим количеством параметров системы жидкая пленка-подложка, от которых зависит этот сложный процесс. Основная сложность заключается в том, что в ходе разрыва пленки ее толщина изменяется примерно на 5-6 порядков. На разных стадиях разрыва доминируют силы разной природы, что затрудняет построение полной модели явления.

Из анализа литературы можно сделать выводы, что

- достаточно хорошо исследованы ТК деформации свободной поверхности локально нагреваемых пленок жидкости, а также эволюция и устойчивость сухих пятен в изотермических пленках жидкости. Однако процесс ТК разрыва, т.е. переход от макропленки к субмикронной пленке и распространение сухого пятна, практически не исследованы, особенно в случае локального нагрева;
- важным аспектом проблемы ТК разрыва пленки жидкости является вопрос о влиянии смачиваемости и шероховатости подложки;
- отсутствуют понимание механизма образования остаточной пленки, а также количественные данные о ее толщине;
- крайне важным является разработка экспериментальных методов с высоким пространственным и временным разрешением для детального исследования процессов в тонких пленках жидкостей.

Глава 2. Экспериментальная установка и методы исследования

Представленное исследование выполнялось экспериментальным путем на двух специально разработанных и взаимодополняющих экспериментальных стендах, основное отличие которых заключалось в различном подводе тепла к подложке, на которой находился горизонтальный слой рабочей жидкости. Общая концепция экспериментальных стендов без уточнения способа нагрева представлена на Рисунке 2.1. Основной частью стендов являются рабочие участки, на подложке которых формируется горизонтальная пленка жидкости, которая нагревается в центре и охлаждается по периферии. На одном из стендов реализован кондуктивный нагрев подложки, в то время как на другом подвод тепла к нижней стороне подложки осуществляется при помощи лазера. После включения нагрева под действием термокапиллярных сил пленка жидкости сначала деформируется (утончается) над нагревателем, а в конечном итоге разрывается, образуя сухое пятно. Рабочий участок и экспериментальное оборудование установлены на оптическом столе, который представляет собой жесткую платформу, установленную строго параллельно горизонту и выполняющую функцию гашения вибраций. В Таблице 2.1 представлено используемое оборудование.

Таблица 2.1 – Экспериментальные методы и оборудование

Оборудование/методика	Для чего применяется
Конфокальная система Micro-Epsilon Компоненты: контроллер, датчики, система позиционирования датчика	Измерение толщины пленок жидкости
Синтетический шликер метод Компоненты: LED панель, видеокамера	Измерение поля деформаций свободной поверхности пленок жидкости
Оптический шликер-метод Компоненты: система линз, видеокамера, источник света, полупрозрачное зеркало	Визуализация деформаций свободной поверхности и сухих пятен
Скоростная камера Photron Fastcam	Видеосъемка деформаций свободной поверхности и сухих пятен
Скоростная камера Phantom VEO	
Видеокамера NIKON	
ИК сканер	Измерение поля температур на поверхности слоя жидкости
Система KRUSS DSA100	Измерение смачиваемости подложек
Сканирующий нанотвердомер NanoScan-3D	Измерение шероховатости
Тензиометр KRUSS	Измерения поверхностного натяжения рабочих жидкостей, в том числе для контроля отсутствия ПАВ
Источник питания	Питание кондуктивного нагревателя
Лазер	Нагрев подложки
Термостат	Прокачка воды заданной температуры для термостабилизации

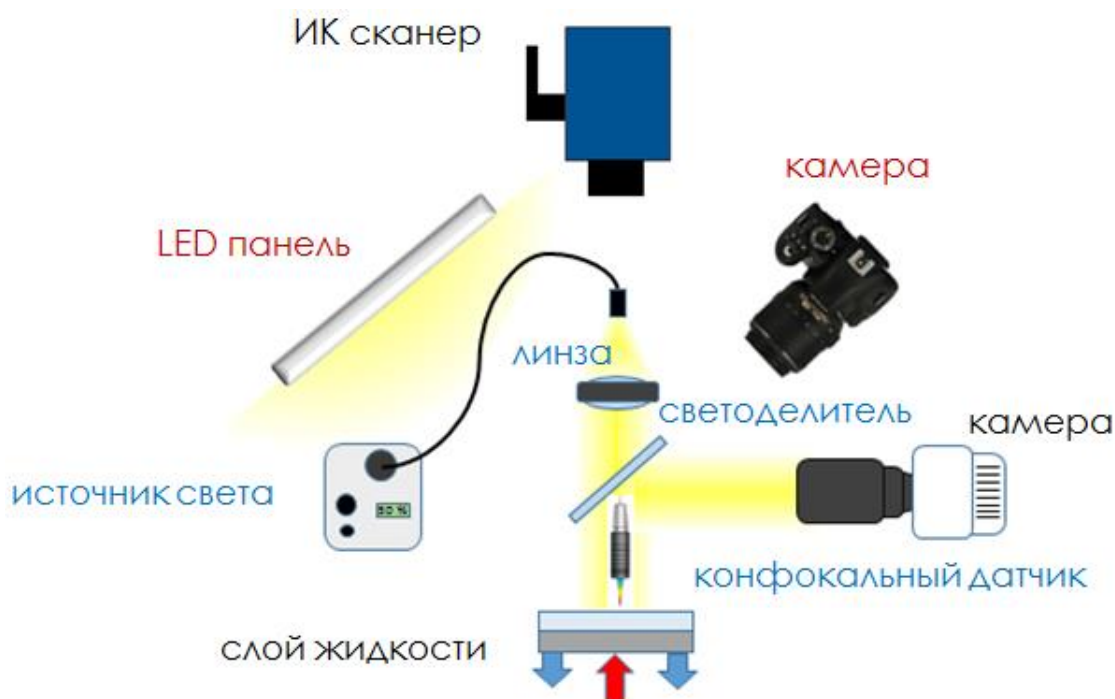
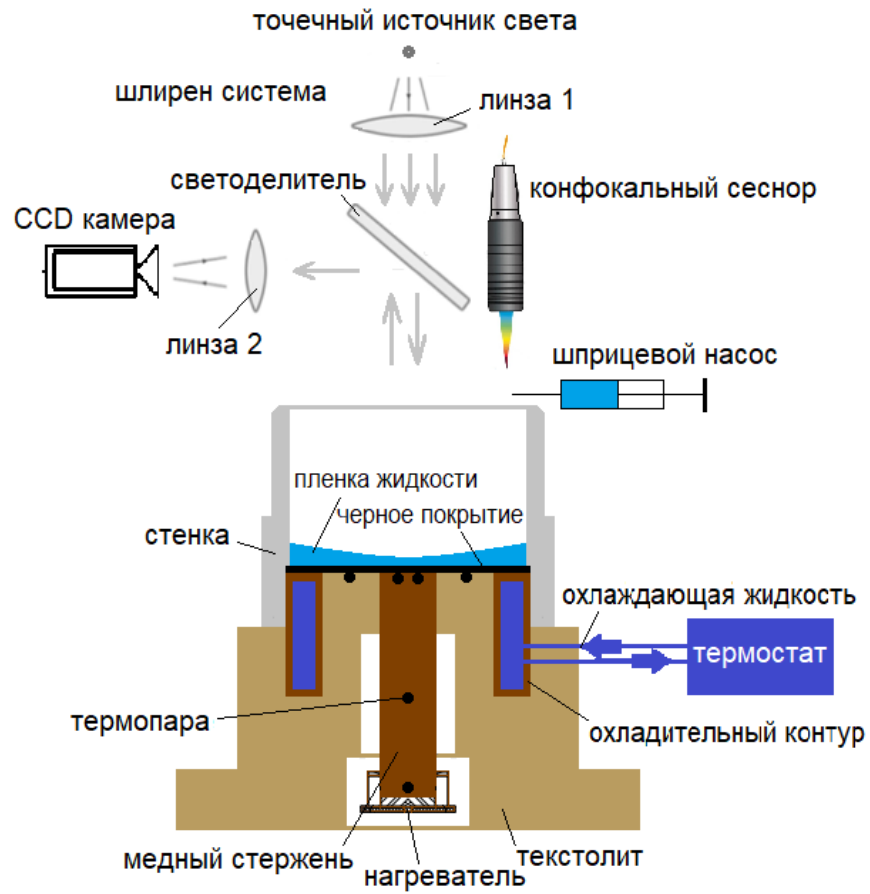


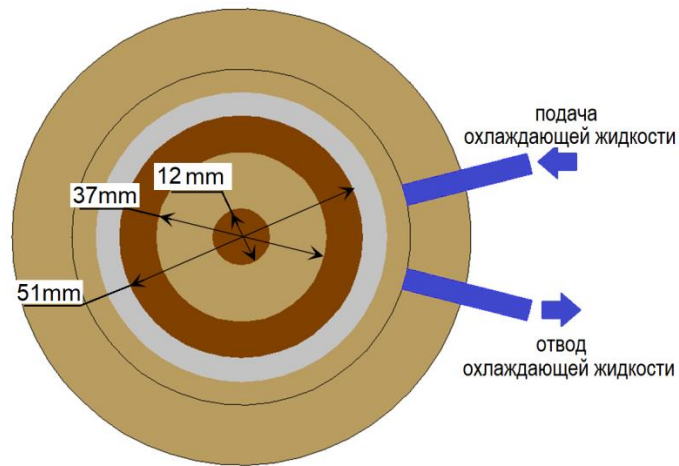
Рисунок 2.1 – Общая схема экспериментальной установки

2.1 Экспериментальный стенд с кондуктивным нагревом

Рабочий участок (Рисунок 2.2, 2.3) представляет собой текстолитовое основание, в центре которого впрессован медный стержень круглого сечения диаметром 12 мм, снизу к стержню прикреплен керамический нагреватель, соединенный с источником тока. По периметру основания находится медный охлаждающий контур, соединенные с термостатом, по которому циркулирует охлаждающая жидкость (вода) заданной температуры. На рабочий участок с помощью высокоточного шприцевого насоса подается заданный объем жидкости для образования пленки нужной толщины. Источник питания (GW Instek) через USB - интерфейс автоматически управляется с помощью программы, написанной в среде LabVIEW. Измерение толщины производилось при помощи бесконтактной конфокальной оптической системы Micro-Epsilon, установленной на систему позиционирования.



а)



б)

Рисунок 2.2 – Схема рабочего участка, вид сбоку (а), вид сверху (б)

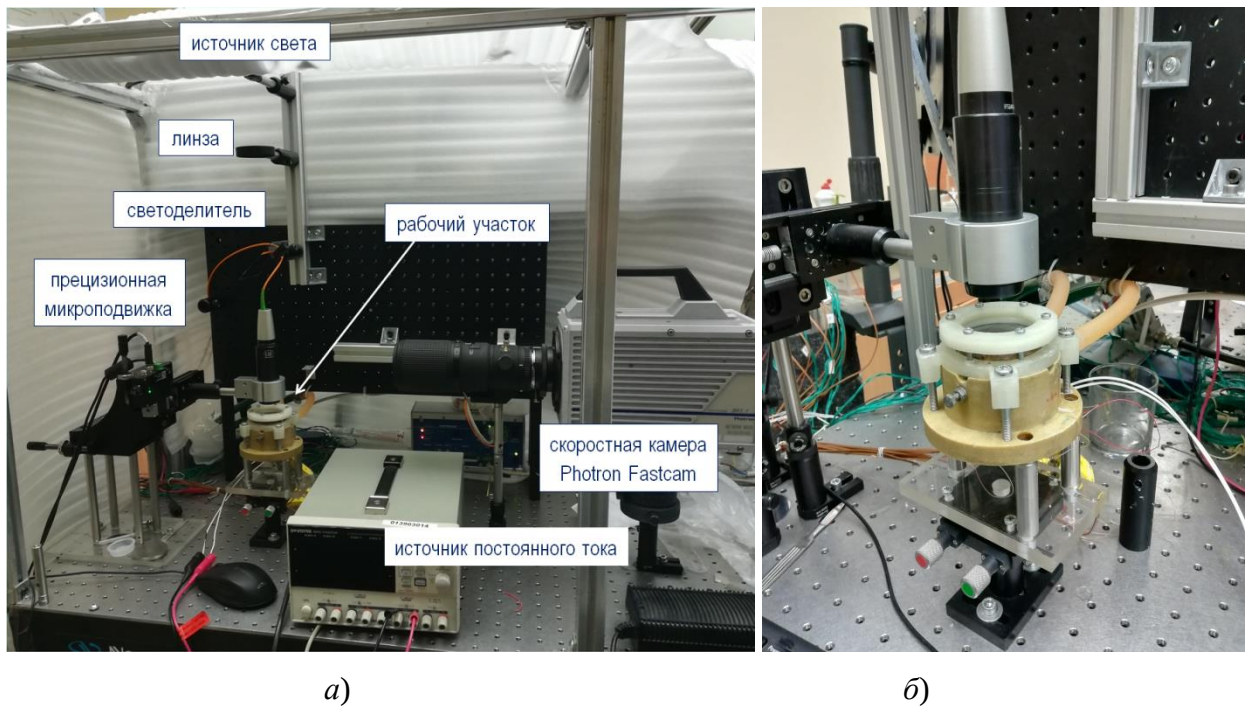


Рисунок 2.3 – Фото экспериментального стенда с кондуктивным подводом тепла (а), фото рабочего участка (б).

После включения нагревателя пленка жидкости сначала деформируется (утончается) над нагревателем, а затем происходит ее разрыв с образованием сухого пятна. Температура определяется с помощью термопар (К типа), сигнал от которых через аналого-цифровой преобразователь (National Instruments) поступает в ПК, где с помощью программы LabVIEW производится его обработка и запись. Достоинством представленного рабочего участка является возможность использования разных сменных подложек, которые могут устанавливаться на рабочий участок, что позволяет исследовать влияние морфологии поверхности (шероховатости) и смачиваемости подложки на термокапиллярный разрыв слоя жидкости без изменения теплофизических свойств системы.

В качестве рабочего участка также использовалась цилиндрическая кювета (внутренний диаметр 88 мм) (Рисунок 2.4). Нагревательный элемент представляет собой медный цилиндр, выступающая часть которого имеет квадратное сечение размером $10 \times 10 \text{ мм}^2$ и впрессовывается в дно кюветы. Нихромовая проволока, подключенная к источнику питания, используется для нагрева медного стержня. По периметру кюветы расположена канавка, в которой расположена трубка. За счет прокачки воды заданной температуры через трубку обеспечивается термостабилизация периметра кюветы. Испытательная секция открыта в атмосферу. Для измерений рельефа свободной поверхности используется модификация синтетического шпирен метода. Оптическая схема состоит из дистанционно управляемой камеры Nikon и светодиодной панели (размер $147 \times 147 \text{ мм}^2$, мощность 18 Вт, температура

освещения 4000 К). Для подтверждения полученных результатов измерений локальная толщина пленки дополнительно измеряется с помощью контроллера Micro-Epsilon IFC2451 с конфокальным хроматическим датчиком IFS2405-3 (точность около 1,5 мкм, диапазон измерения 3 мм и частота измерения 0,3 кГц).

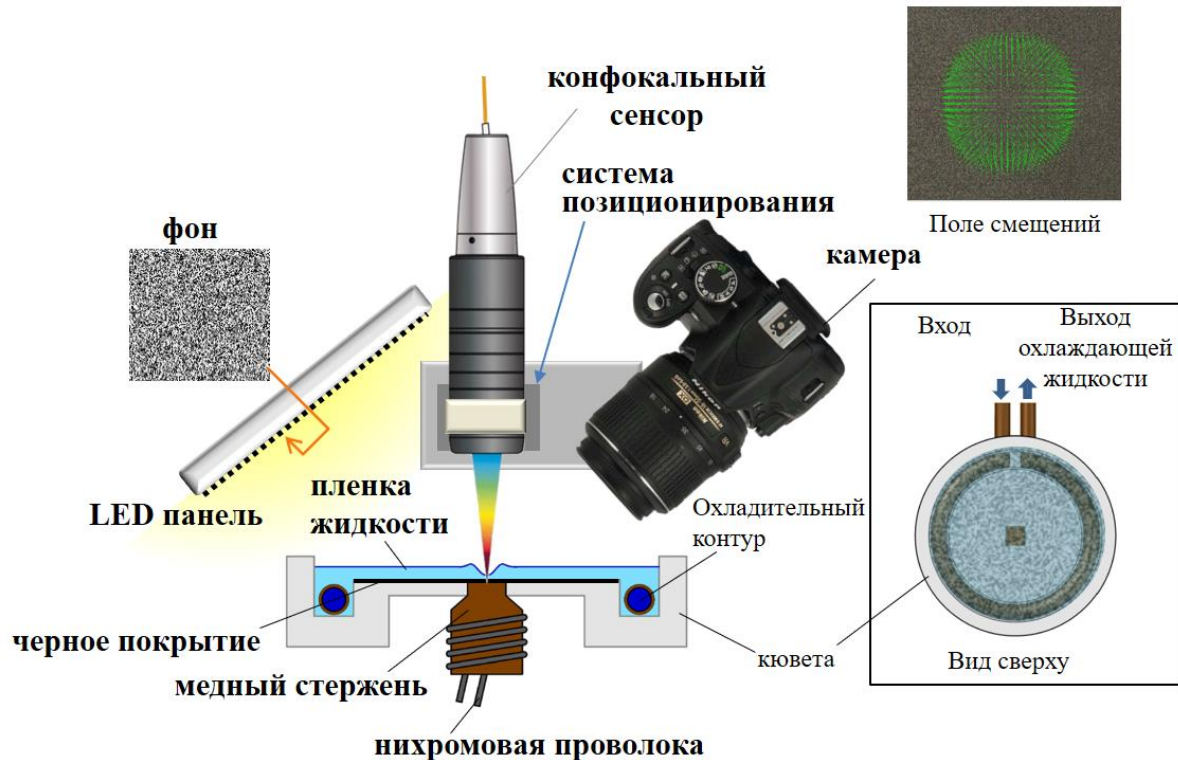


Рисунок 2.4 – Экспериментальный стенд для исследования деформаций в тонких слоях жидкости

2.2 Экспериментальный стенд с лазерным нагревом

Рабочий участок экспериментальной установки представляет собой открытую в атмосферу цилиндрическую кювету, на которой крепятся сменные кремниевые подложки толщиной 0,5 мм и диаметром 25 мм (Рисунок 2.5, 2.6). Для позиционирования относительно горизонта рабочий участок устанавливается на гониометр. Кювета заполняется рабочей жидкостью таким образом, что подложка покрывается тонкой пленкой жидкости. Для поддержания постоянной температуры жидкости вокруг подложки в кювету погружается медная трубка, через которую прокачивается вода заданной температуры. Через отверстие в кювете нижняя сторона подложки нагревается непрерывным лазером с диаметром луча около 3,5 мм и максимальной мощностью 2,2 Вт. Для компенсации потерь рабочей жидкости, вызванных испарением, кювета соединяется с резервуаром по принципу сообщающихся сосудов. Толщина жидкого слоя измерялась в центре кюветы конфокальным датчиком IFS2405-3. Температура поверхности жидкости измерялась ИК-сканером. Процесс образования сухого

пятна регистрировался высокоскоростной камерой. Для визуализации деформации и разрыва горизонтального слоя жидкости применялась оптическая шлирен система.

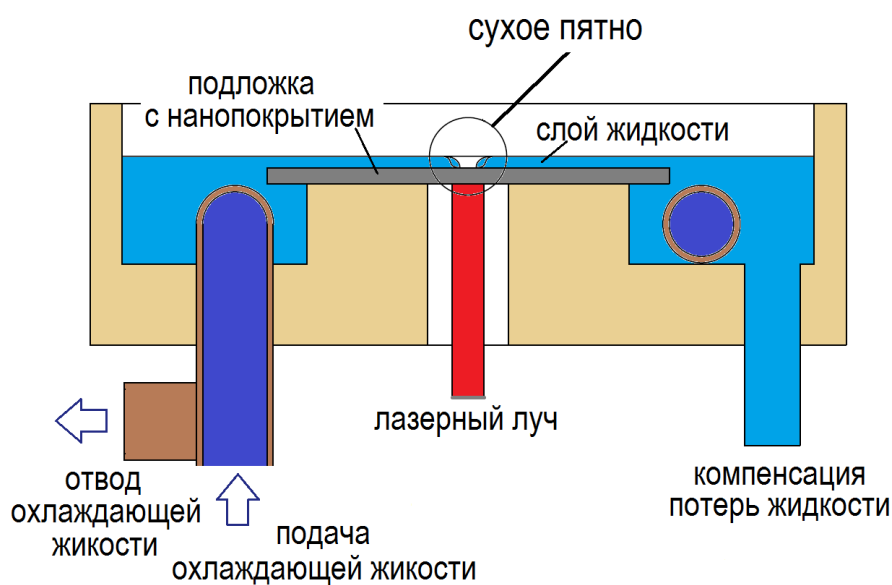


Рисунок 2.5 – Схема рабочего участка с лазерным подводом тепла

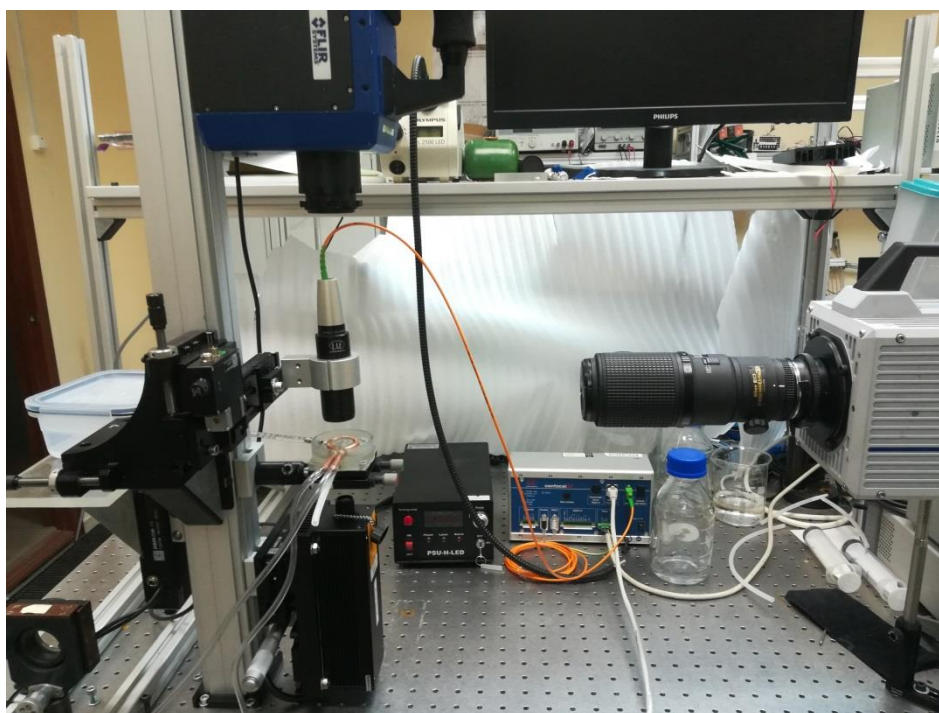


Рисунок 2.6 – Фото экспериментального стенда с лазерным подводом тепла

2.3 Анализ поверхностей

Исследования смачиваемости подложек были выполнены с использованием системы анализа формы капли DSA100 производства KRUSS (Рисунок 2.7). Процедура измерения краевого (контактного) угла смачивания (КУС) была следующей: подложка устанавливалась на

трехосной системе позиционирования; с помощью высокоточной системы дозирования (с шагом дозирования 0,1 мкл) жидкость (сверхчистая вода Milli-Q) подавалась на подложку через иглу диаметром 0,52 мм для реализации натекающего угла смачивания, затем жидкость отбиралась через иглу для реализации оттекающего угла смачивания. Измерения краевого угла смачивания проводились с помощью программы DSA100, которая автоматически обрабатывала теневые изображения капли (Рисунок 2.8). Изображения снимались со скоростью 2 кадра в секунду с помощью оптической теневой системы, включающей источник света мощностью 50 Вт и камеру CCD с разрешением 780×580 пикселей (поле обзора от $3,7 \times 2,7$ мм до $23,2 \times 17,2$ мм). Анализ морфологии поверхности подложек (Рисунок 2.9) осуществлялся с помощью сканирующего нанотвердомера NanoScan-3D. В Таблице 2.2 представлены основные свойства исследуемых в работе подложек, а именно среднеквадратическая шероховатость r_{ms} , а также наступающий и отступающий контактный угол смачивания (КУС). Максимальное отклонение от представленных в таблице значений КУС не превышало $\pm 5^\circ$ для всех подложек.

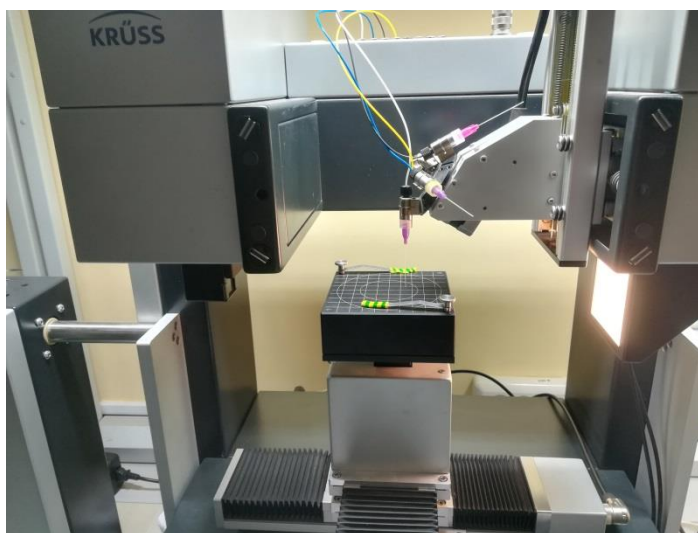


Рисунок 2.7 – Система для измерения краевого угла смачивания

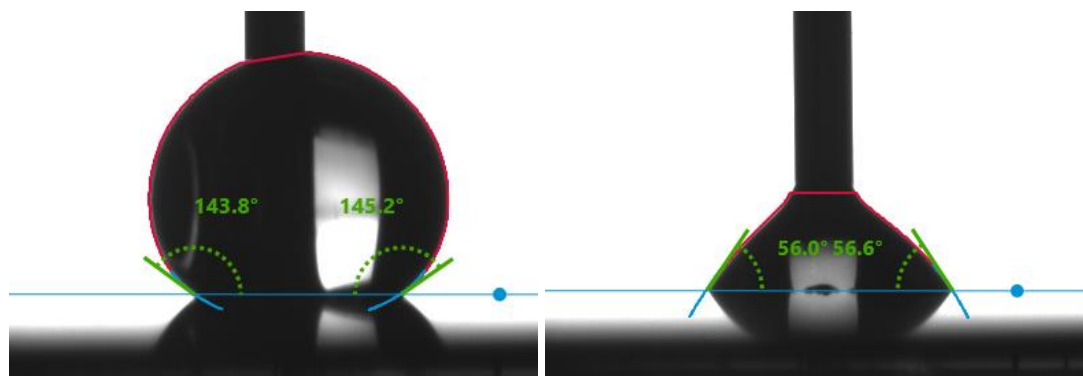


Рисунок 2.8 – Пример измерения контактного угла смачивания. Наступающий контактный угол смачивания (слева), отступающий контактный угол смачивания (справа)

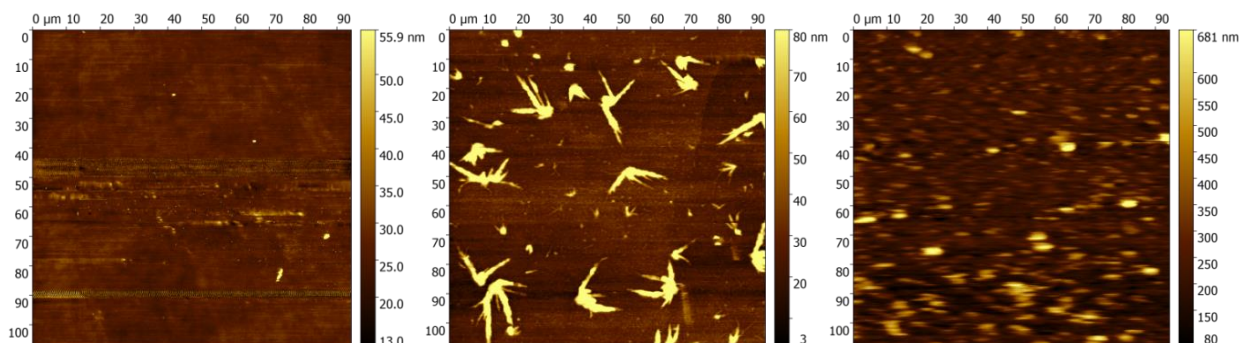


Рисунок 2.9 – Изображения поверхности кремния с тефлоновым покрытием при различных условиях синтеза

Фторполимерные нанопокрyтия. Покрyтия из фторполимера наносились на кремниевые подложки в ИТ СО РАН к.ф.-м.н. Сафоновым А.И. методом химического осаждения из паровой фазы (Hot Wire Chemical Vapor Deposition). Применение данных покрyтий позволяет варьировать смачиваемость подложки в широком диапазоне краевых углов смачивания.

Черное покрyтие. Данное покрyтие наносилось на металлическую подложку для устранения паразитного отражения от подложки. Толщина покрyтия составляла около 30 мкм.

Нанотрубки. Была исследована смачиваемость подложек, покрyтых массивами вертикально ориентированных углеродных нанотрубок (Рисунок 2.10). Было получено, что данные покрyтия супергидрофобны и имеют маленький гистерезис, т.е. натекающий и оттекающий контактные углы практически равны. Для уменьшения краевого угла смачивания подложки, покрyтые нанотрубками, отжигались в различных условиях (в вакууме при температуре 450 °С; в воздухе при температуре 200 °С). Отжиг в течение 4 часов не влияет на натекающий контактный угол, однако кардинально меняет оттекающий контактный угол, который практически становится равен нулю. Также было получено, что толщина покрyтия из углеродных нанотрубок (в диапазоне от 60 до 400 мкм) не оказывает существенного влияния на краевой угол смачивания, однако с увеличением толщины покрyтия снижается его устойчивость, поскольку более толстые покрyтия впитывают жидкость и разрушаются. Для исследования влияния плотности покрyтия из углеродных нанотрубок на его смачиваемость, во время синтеза использовалась различная концентрация катализатора. Было обнаружено, что плотность покрyтия не влияет на смачиваемость. В Таблице 2.2 представлены данные по подложкам с нанотрубками без термической обработки (термическая обработка не влияет на наступающий КУС, однако уменьшает отстающий КУС практически до нуля).

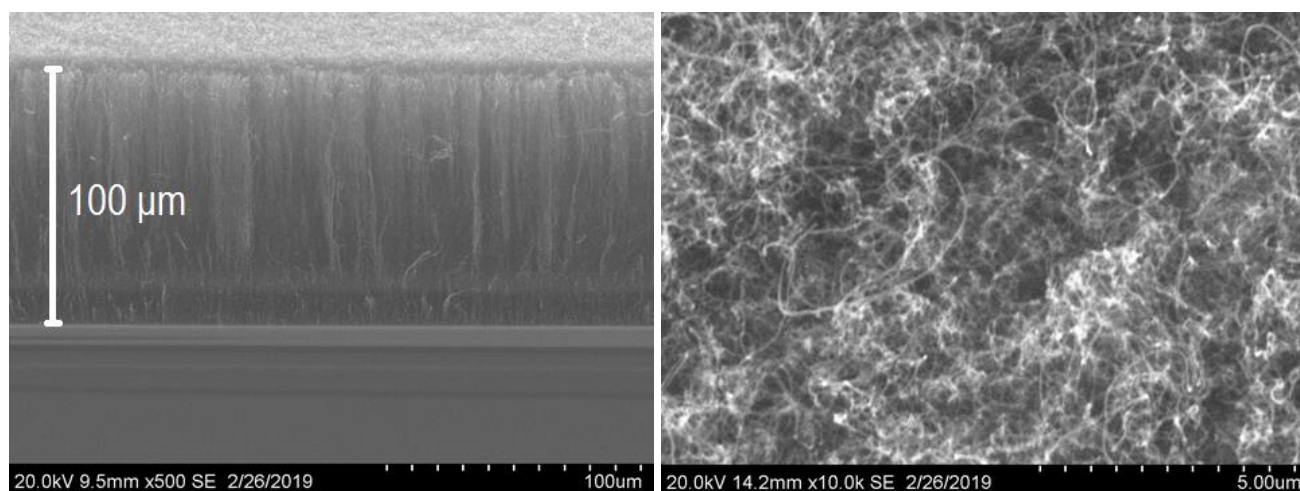


Рисунок 2.10 – СЭМ изображения покрытия из нанотрубок

Графен. В работе также исследовалась смачиваемость медных подложек, покрытых графеном. Было получено, что покрытие из графена (приблизительно 6–8 слоев) практически не влияет на натекающий контактный угол, однако увеличивает оттекающий контактный угол по сравнению с медной подложкой без графена.

Таблица 2.2 – Свойства поверхности подложек

Подложка	Наступающий краевой угол смачивания водой, °	Отступающий краевой угол смачивания водой, °	Среднеквадратичная шероховатость, нм
«Гладкая» подложка из нержавеющей стали 40X13, полированная	87	55	4
«Гладкая» подложка из нержавеющей стали 40X13, полированная, обработанная в ультразвуковой ванне 3 часа	82	39	4
«Шероховатая» подложка из нержавеющей стали 40X13, шлифованная	106	~0	175
«Шероховатая» подложка из нержавеющей стали 40X13, шлифованная	108	~0	550
Кремниевая подложка	49	19	2,5
Кремниевая подложка, обработанная в ультразвуковой ванне 3 часа	41	7,5	2,5
Кремниевая подложка, покрытая фторполимером	118	71	6
Кремниевая подложка, покрытая фторполимером	124	93	19
Кремниевая подложка, покрытая фторполимером	169	147	35

Продолжение Таблицы 2.2

Кремниевая подложка, покрытая массивом многостенных вертикально ориентированных углеродных нанотрубок, толщина покрытия 100 мкм	158	149	-
Кремниевая подложка, покрытая массивом многостенных вертикально ориентированных углеродных нанотрубок, толщина покрытия 330 мкм	151	149	-
Кремниевая подложка, покрытая массивом многостенных вертикально ориентированных углеродных нанотрубок, толщина покрытия 400 мкм	162	-	-
Медная подложка, покрытая «черным» покрытием	85	13	168
Медная подложка, покрытая графеном	91	48	-

2.4 Рабочие жидкости

В качестве рабочих жидкостей применялись сверхчистая вода Milli-Q, а также силиконовые масла различной вязкости (PMS-5, PMS-100, PMS-200). Достоинством силиконовых масел является то, что они обладают практически одинаковыми основными теплофизическими свойствами при большом диапазоне изменения вязкости. Свойства рабочих жидкостей представлены в Таблице 2.3.

Таблица 2.3 – Свойства рабочих жидкостей ($T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$)

Жидкость	Вода	ПМС-5	ПМС-100	ПМС-200
ρ , кг/м ³	998,1	960	965	970
$\nu \times 10^6$, м ² /с	1,004	5	100	200
c_p , Дж/кгК	4187	1970	1460	1460
λ , Вт/мК	0,603	0,12	0,16	0,16
$\sigma \times 10^3$, Н/м	72,8	19,7	20,9	21,1

2.5 Оптическая шпирен-система

Для визуализации деформации и разрыва горизонтального слоя жидкости применялась оптическая шпирен-система со скоростной видеокамерой. Данный метод позволяет получать изображения, интенсивность засветки которых зависит от угла наклона свободной поверхности. На Рисунках 2.1, 2.11 показан принцип работы шпирен-метода. В зависимости от коэффициента отражения подложки могут реализовываться две оптические схемы шпирен-метода, основанные на отражении и на преломлении. Рассмотрим шпирен-метод с отражательной оптической схемой, применяемый в случае низкого коэффициента отражения подложки (черное

покрытие, высокая шероховатость). Свет от источника проходит через линзу, расположенную на фокусном расстоянии. Линза генерирует коллимированный (параллельный) пучок света, который направляется в светоделитель, установленный под углом 45 градусов к горизонтальной плоскости и разделяющий свет на две части. Половина света зеркально отражается от светоделителя, а другая половина проходит через светоделитель к подложке, покрытой слоем рабочей жидкости. Затем часть света отражается от свободной поверхности слоя жидкости, а часть проходит через слой жидкости и практически полностью поглощается подложкой. Отраженный от свободной поверхности пленки свет снова направляется на светоделитель, где также делится пополам. Часть пучка света проходит сквозь светоделитель, а часть направляется им в объектив камеры, в результате чего захватывается изображение поверхности жидкого слоя. При наличии деформации свободной поверхности световой пучок отклоняется от направления, перпендикулярного подложке, что вызывает уменьшение интенсивности изображения в области наклона свободной поверхности по сравнению с интенсивностью изображения, получаемого при плоской поверхности пленки жидкости. Таким образом, интенсивность получаемых изображений связана с углом наклона поверхности пленки. В представленной работе шпирен-метод использовался только для визуализации без количественных измерений деформации поверхности. При использовании подложек с высоким коэффициентом отражения (полированная сталь, кремний) реализуется оптическая схема с преломлением, которая работает по похожему принципу с той лишь разницей, что для визуализации наклона свободной поверхности пленок жидкости используется свет, отраженный от подложки, а не от свободной поверхности.

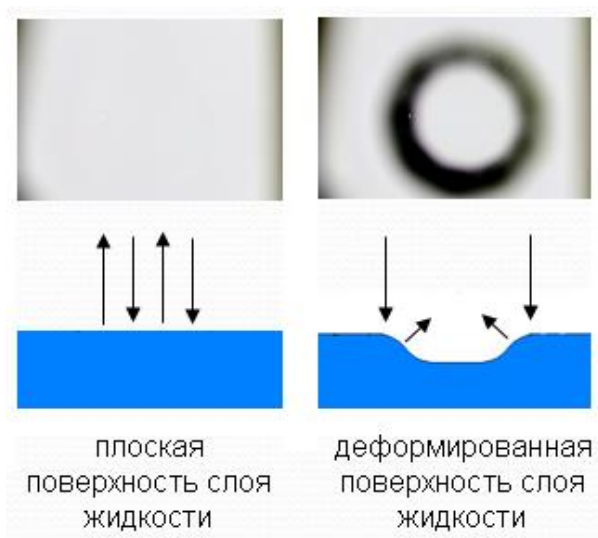


Рисунок 2.11 – Шпирен-изображения поверхности пленки жидкости

2.6 Конфокальный метод

Для измерения мгновенной локальной толщины слоя жидкости используется контроллер Micro-Epsilon IFC2451 с конфокальными хроматическими сенсорами IFS2405-0.3 и IFS2405-3. Таблица 2.4 содержит информацию о характеристиках сенсоров из паспорта производителя.

Таблица 2.4 – Характеристики конфокальных сенсоров

Модель сенсора	IFS2405-0.3	IFS2405-3
Диапазон измерений	0,3 мм	3 мм
Начало диапазона измерений	6 мм	20 мм
Числовая апертура	0,6	0,45
Диаметр пятна света	6 мкм	9 мкм
Разрешение	10 нм	36 нм
Максимальный угол наклона (в середине диапазона измерений датчика)	$\pm 34^\circ$	$\pm 24^\circ$

Конфокальный оптический сенсор установлен на платформу позиционного устройства и ориентирован перпендикулярно поверхности подложки. Позиционное устройство перемещается по двум осям вручную и по одной оси прецизионной микроподвижкой, которая управляется с ПК специальным программным обеспечением. Микроподвижка способна перемещаться с заданной скоростью (до 100 мм/с) и шагом 1 мкм на расстояние 50 мм. Измерения толщины слоя жидкости могут осуществляться как в фиксированной точке, так и линейным перемещением сенсора подвижкой вдоль подложки.

На Рисунке 2.12 показан принцип работы конфокального датчика. Полихроматический белый свет от источника света, находящегося в контроллере, по световоду попадает на систему линз внутри датчика, которая разлагает белый свет на спектр и с помощью контролируемой хроматической аберрации фокусирует каждую монохроматическую длину волны на определенном расстоянии, заданном заводской калибровкой. Для измерения используется только длина волны, которая точно сфокусирована на измеряемой поверхности. Остальные длины волн отсекаются пространственным щелевым фильтром. Таким образом, отраженный от измеряемой поверхности свет попадает на светочувствительный сенсорный элемент (спектрометр), на котором определяется соответствующий спектральный цвет, по которому вычисляется расстояние до исследуемой поверхности.

Также при помощи конфокального датчика можно измерять толщину оптически прозрачных объектов, используя при этом сигналы от верхней и нижней поверхности образца. В этом случае необходимо знать показатель преломления материала объекта. Таким образом, хроматический конфокальный датчик может работать в двух режимах: режиме измерения расстояния и режиме измерения толщины (если материал образца прозрачен). Измерения в режиме толщины, когда температура измеряемого объекта не контролируется, имеют меньшую точность, так как показатель преломления зависит от температуры.

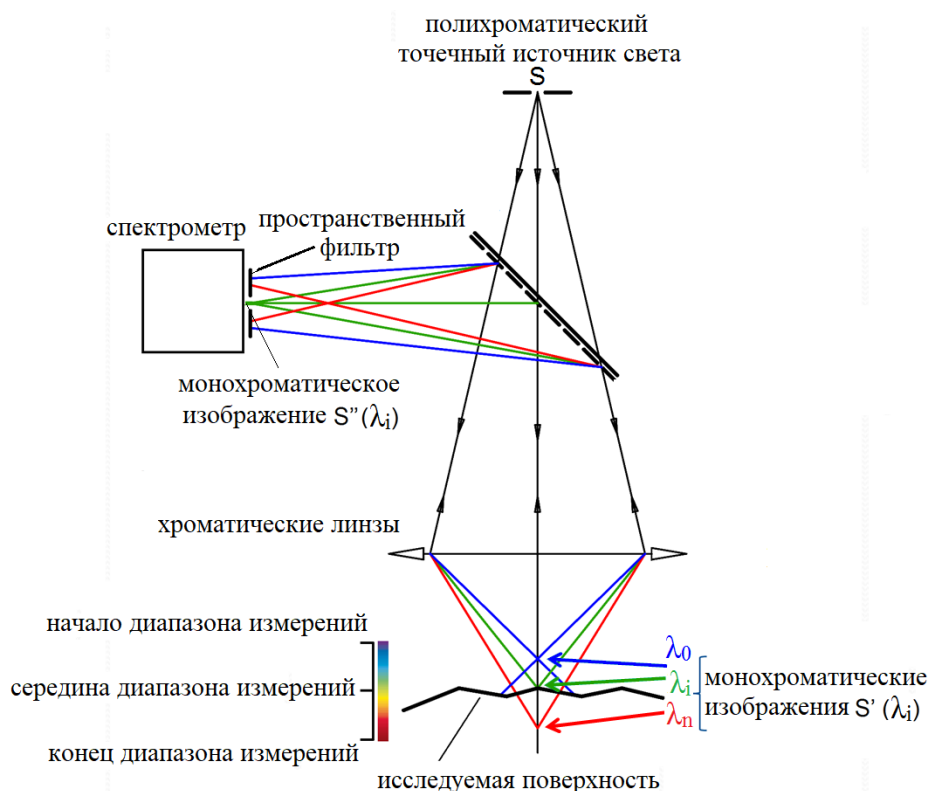
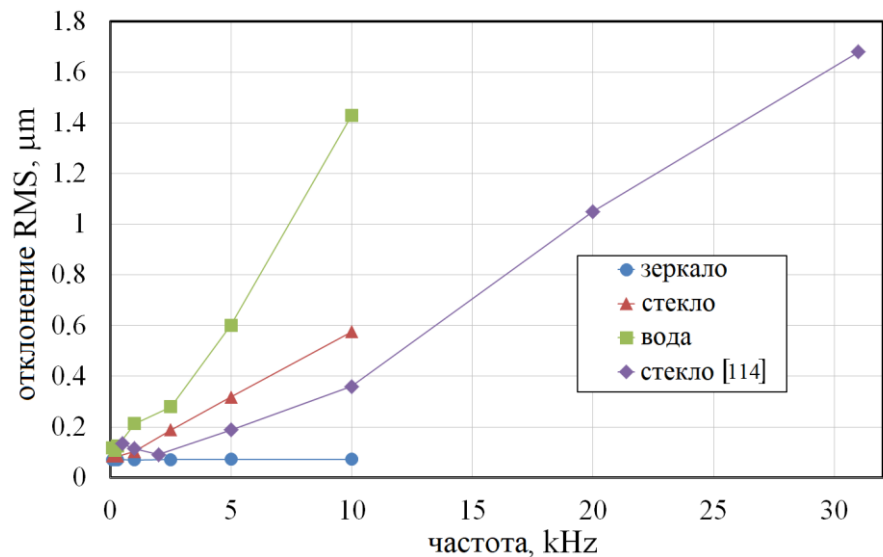


Рисунок 2.12 – Принцип работы конфокального метода

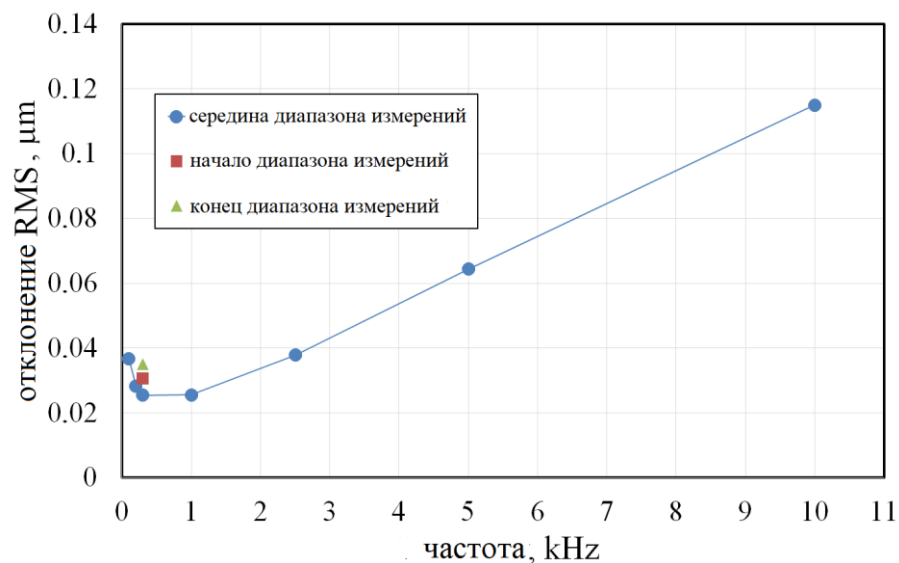
2.6.1 Частотная характеристика конфокального датчика

Частота измерения конфокального метода с использованием контроллера IFC2451 может регулироваться от 0,1 кГц до 10 кГц. Исследование [114] показывает, что частота измерений влияет на точность измерений конфокальной системы. В этой работе было определено среднеквадратичное отклонение измеренного расстояния до поверхности кусочка стекла. Мы провели аналогичные испытания с использованием датчика IFS2405-3, но с измерениями расстояния не только до поверхности стекла, но и до поверхности зеркала и воды. Коэффициент отражения зеркала, стекла и воды составляет 0,85; 0,04; и 0,02 соответственно. Среднеквадратичное отклонение рассчитывалось по 500 полученным значениям. Частота

измерений варьировалась от 0,1 до 10 кГц. Измерения проводились в середине диапазона измерений датчика. При измерении расстояния до поверхности с высоким коэффициентом отражения (зеркало) среднеквадратичное отклонение практически не зависит от частоты измерения (Рисунок 2.13а). Однако при измерении расстояния до поверхности с низким коэффициентом отражения (стекло, вода) среднеквадратичное отклонение увеличивается с частотой измерения. Испытания с измерением расстояния до поверхности слоя воды также проводились с использованием датчика IFS2405-0,3, при этом среднеквадратичное отклонение не превышало 0,12 мкм при частоте измерения 10 кГц (Рисунок 2.13б). При измерении расстояния в начале и в конце диапазона измерения датчика (с частотой 1 кГц) среднеквадратичное отклонение немного больше, чем в середине диапазона.



а)



б)

Рисунок 2.13 – Частотная характеристика сенсора IFS2405-3 (а), сенсора IFS2405-0.3 (б)

2.6.2 Угловая характеристика конфокального датчика

Хорошее разрешение конфокального сенсора и малый диаметр пятна света позволяют измерять поверхностные структуры. Однако отклонения измерения могут возникнуть, если структура имеет размер, соизмеримый диаметру пятна луча, или если превышен максимальный угол наклона поверхности.

В данной работе максимальный угол наклона определяли путем измерения профиля поверхности образца круглого сечения (Рисунок 2.14а). В качестве образца использовали цилиндр из нержавеющей стали диаметром 1,5 мм. Соответственно угол наклона варьировался от -90° до 90° . Датчик был установлен на систему позиционирования и перемещался с помощью линейного привода вдоль оси измерения со скоростью 5 мм/с и шагом 1 мкм. Частота измерения составляла 1 кГц.

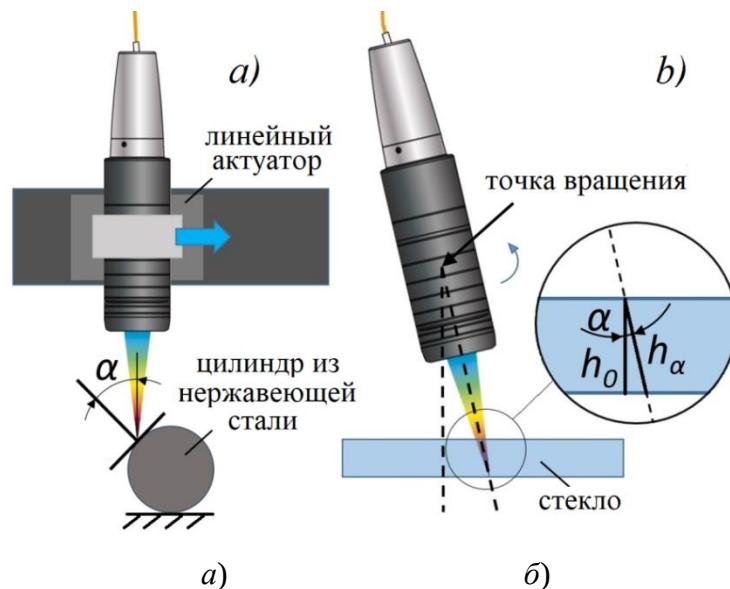
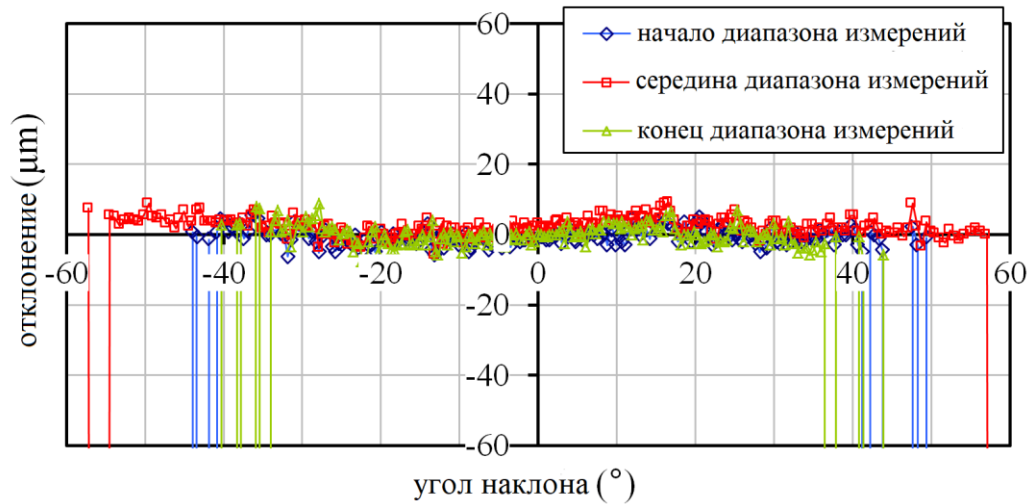


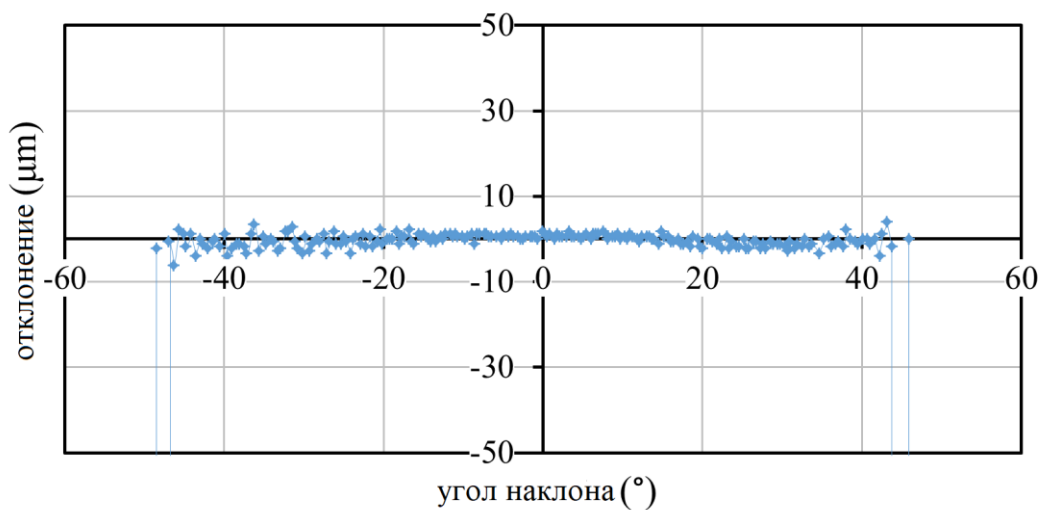
Рисунок 2.14 – Процедура определения угловой характеристики конфокального сенсора. Режим измерения расстояния (а), режим измерения толщины (б)

На Рисунке 2.15 показано, что при превышении максимального угла наклона отклонение (разность между измеренным и действительным расстоянием) резко возрастает, и дальнейшие измерения становятся невозможными. Следует отметить, что, когда измерение профиля поверхности выполняется в середине диапазона датчика (среднее измеренное расстояние до поверхности 1,5 мм), максимальный угол наклона может достигать 57° для датчика IFS2405-3 (Рисунок 2.15а). Полученные данные превышают данные, указанные в паспорте сенсора (Таблица 2.4). При измерении профиля поверхности в начале и в конце диапазона датчика (среднее измеренное расстояние составляет 0,3 мм и 2,85 мм), максимальный угол наклона составляет 41° и 35° соответственно. Отклонение при измерении профиля поверхности

(максимальный угол наклона не превышен) не превышает 9 мкм для датчика IFS2405-3 и 4 мкм для датчика IFS2405-0.3 (среднее измеренное расстояние составляет 0,16 мм и 1,5 мм соответственно) (Рисунок 2.15). Эти отклонения могут быть объяснены не только углом наклона, но также колебаниями датчика, перемещаемого приводом, а также шероховатостью поверхности образца.



(а)



(б)

Рисунок 2.15 – Угловая характеристика (режим измерения расстояния) сенсора IFS2405-3 (а), сенсора IFS2405-0.3 (б)

Чтобы определить влияние угла наклона на измерения толщины объекта по двум сигналам, были проведены испытания на кусочке стекла толщиной 2,94 мм путем регулирования углов наклона (поворотом датчика) (Рисунок 2.14б). Очевидно, что, если датчик не ориентирован перпендикулярно поверхности, измеренная толщина будет больше, чем реальная толщина объекта. На Рисунке 2.16 представлен график измеренной и теоретической

толщины от угла наклона α . Теоретическая толщина h_α рассчитывается как гипотенуза прямоугольного треугольника с катетом h_0 и углом α (Рисунок 2.146). Отклонение при угле наклона $\alpha = 21^\circ$ составляет около 1%.

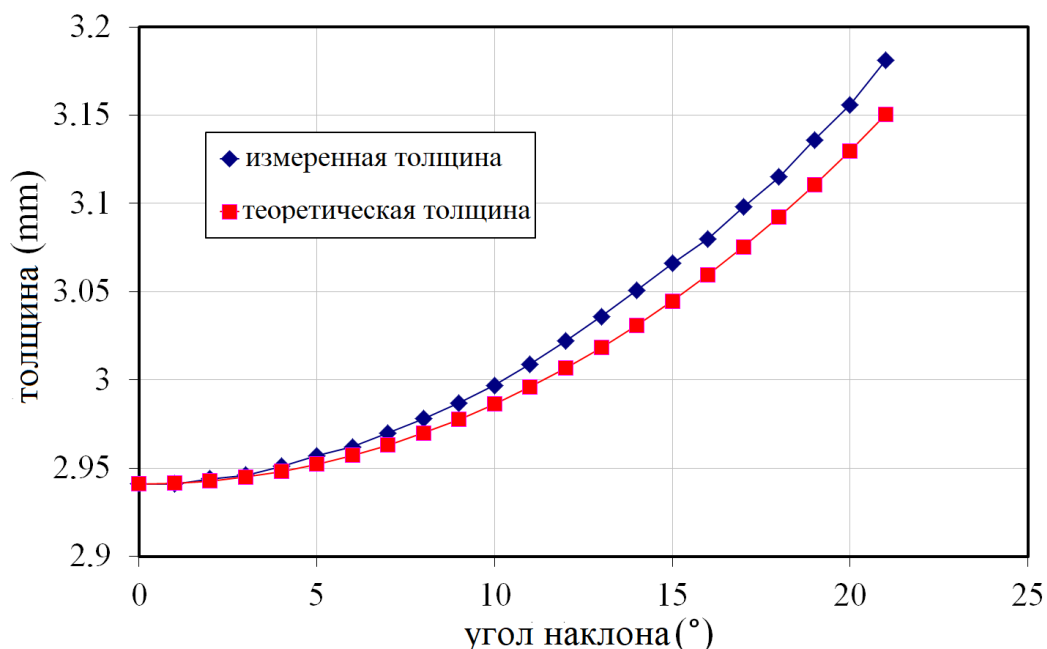
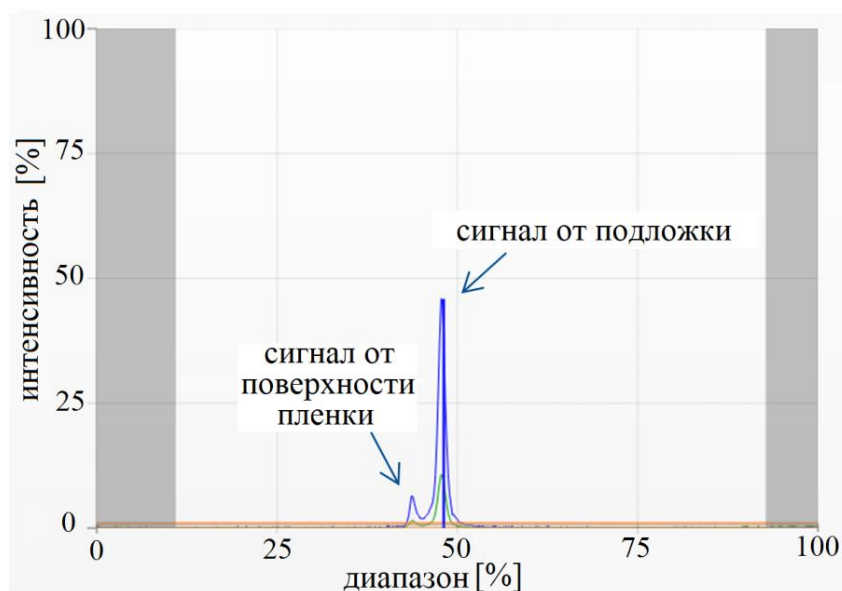


Рисунок 2.16 – Угловая характеристика сенсора IFS2405-3 (режим измерения толщины)

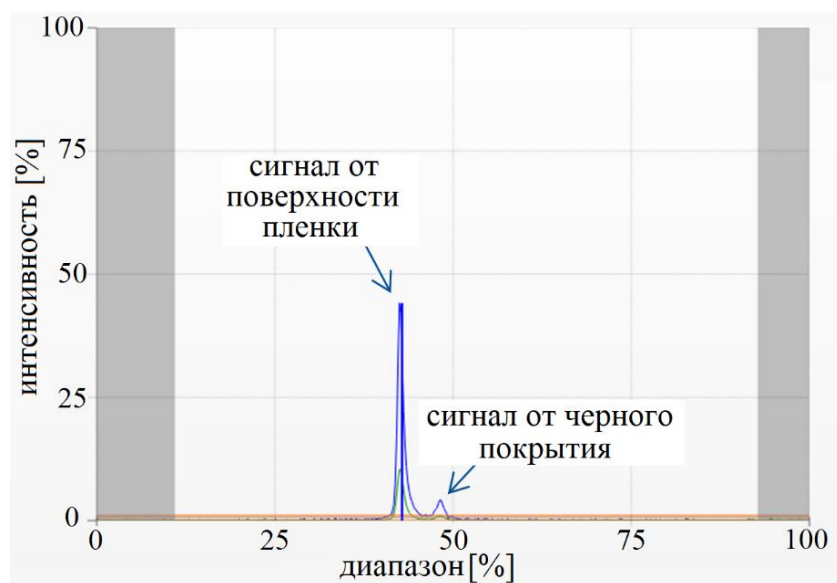
2.6.3 Измерение толщины микроразмерных пленок жидкости

Важным результатом представленного исследования является разработка метода, позволившего измерять динамическую толщину микропленок в процессе термокапиллярного разрыва горизонтальных слоев жидкости. При измерении жидких пленок на отражающих подложках конфокальный датчик имеет ограничение по минимальной измеряемой толщине. По мере уменьшения толщины пленки сигналы от пленки и подложки сближаются (Рисунок 2.17а) и в итоге регистрируется только сигнал от подложки, что делает невозможным проведение дальнейших измерений. Наименьшая измеренная датчиками IFS2405-3 и IFS2405-0.3 толщина слоя воды на металлической подложке, составляет около 80 и 30 мкм, соответственно. Измерение толщины микроразмерных пленок жидкости конфокальным сенсором стало возможным благодаря уменьшению коэффициента отражения поверхности подложки путем нанесения на нее специального черного покрытия, позволившего практически на два порядка уменьшить паразитный сигнал от подложки (Рисунок 2.17б) и, следовательно, обеспечить четкий сигнал от свободной поверхности пленки независимо от толщины слоя жидкости. Такая модификация подложки позволяет измерять толщину сверхтонких пленок жидкости (толщиной около 1 мкм), работая в режиме измерения расстояния: мгновенная локальная толщина пленки

определяется как разность между расстоянием до сухой подложки, измеренным до эксперимента, и расстоянием до свободной поверхности пленки, измеряемым в ходе эксперимента.



а)



б)

Рисунок 2.17 – Сигналы от поверхности пленки и подложки. Без черного покрытия (а), с черным покрытием (б)

Стоит отметить, что режим измерения толщины пленки (по двум сигналам) конфокальным датчиком в случае неизотермических пленок жидкости нежелателен также из-за того, что показатель преломления жидкости зависит от ее температуры, и в условиях изменения температуры жидкости, показания датчика могут быть искажены.

2.7 Автоматическая обработка изображений. Измерение скорости контактной линии

Для обработки полученных в процессе эксперимента изображений был разработан алгоритм в среде Matlab. Программа анализирует шпирен-изображения в оттенках серого за счет бинаризации, а также анализа градиента. В результате на каждом кадре определяются области, соответствующие сухому пятну. Точность данного метода соответствует пространственному разрешению полученных изображений. Далее определяется положение контактной линии, а также площадь сухого пятна. В результате обработки выводится файл, где для каждого изображения выводится информация о сухом пятне во времени. Изображения в процессе обработки записываются в видео файл для контроля обработки пользователем. Пример обработки изображения показан на Рисунке 2.18. В правой части Рисунка 2.18 представлено бинаризованное изображение, используемое для определения сухого пятна. В левой части Рисунка 2.18 показан пример обработанного изображения, где на исходное изображение желтым цветом нанесена граница сухого пятна. Программа также автоматически определяет скорость контактной линии при распространении сухого пятна как изменение радиуса сухого пятна во времени. Зная масштаб изображения, а также считая, что сухое пятно имеет круглую форму, вычислялся его эквивалентный радиус. Соответственно, вычислив радиусы сухого пятна на двух последовательных изображениях и зная временной интервал между ними, можно вычислить мгновенную скорость контактной линии.

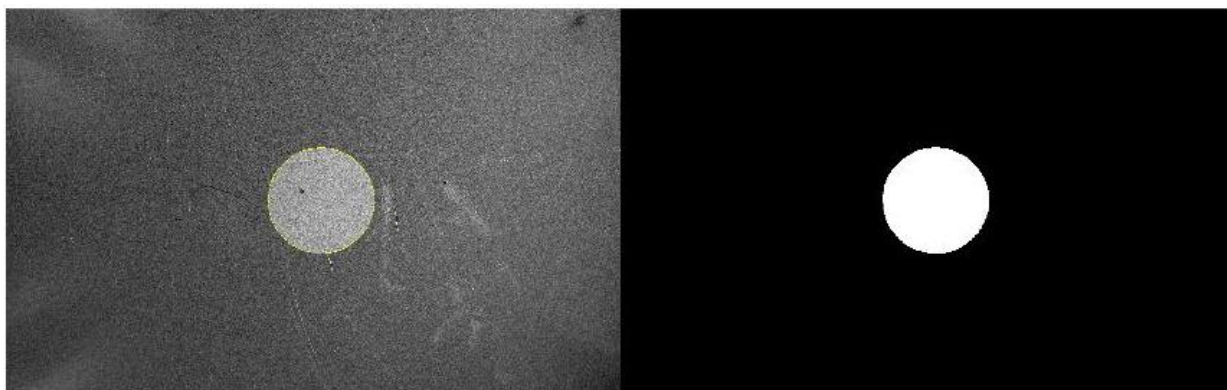


Рисунок 2.18 – Пример обработки изображения. Исходное изображение с выделенной границей сухого пятна (слева), бинаризованное изображение (справа)

2.8 Синтетический шпирен-метод

Для измерения деформации свободной поверхности пленки жидкости в работе использовался адаптированный синтетический (фоново-ориентированный) шпирен-метод с отражательной оптической схемой, включающей расположенный над поверхностью жидкости

фон со случайным точечным рисунком, и камеру, фиксирующую его отражение от поверхности жидкости. Локальные наклоны поверхности пленки вызывают смещение точек на изображении фона относительно изображения фона, снятого при отсутствии каких-либо деформаций свободной поверхности. Следовательно, топография поверхности жидкой пленки кодируется кажущимся смещением точечного рисунка на изображении фона. Адаптация метода заключалась в покрытии подложки специальным черным покрытием для минимизации отражения от ее поверхности света, что позволило обеспечить четкую визуализацию точечного рисунка, отраженного от свободной поверхности, даже для тонких пленок жидкости.

На Рисунке 2.19 представлена оптическая схема адаптированного синтетического шпирен-метода. Фон (точечный рисунок) и камера устанавливаются над слоем жидкости под углом к горизонту таким образом, чтобы отражение фона от поверхности жидкости регистрировалось видеокамерой. Поскольку видеокамера установлена неперпендикулярно поверхности жидкости, захваченные изображения фона имеют трапецеидальные искажения. Для устранения этого эффекта полученные изображения точечного рисунка фона корректируются в цифровом виде с помощью калибровочного прямоугольного листа бумаги, прикрепленного к фону и имеющего на изображениях форму трапеции, параллельные стороны которой определяют коэффициент искажения. Чтобы свести к минимуму отражение паразитного света от подложки и тем самым сделать возможным применение данного метода для измерения тонких (~ 1 мм) пленок жидкости, подложка покрывается специальным черным покрытием.

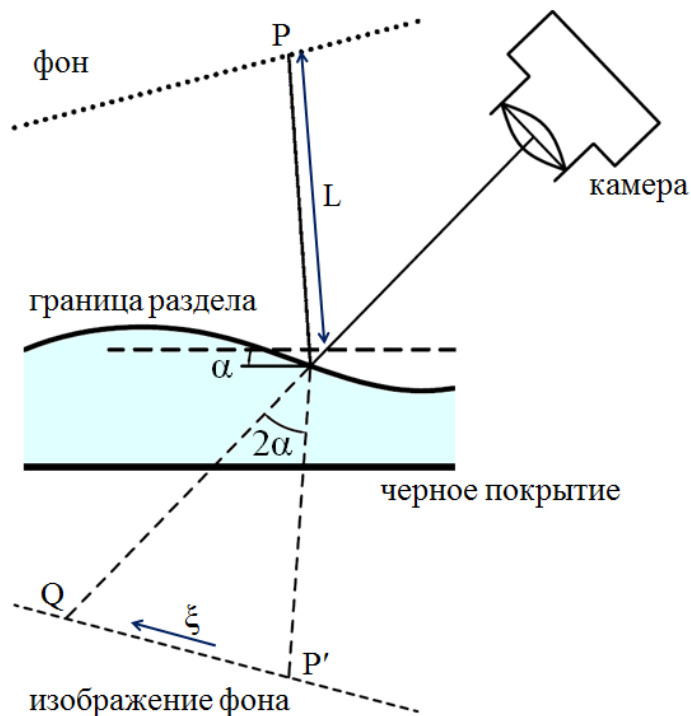


Рисунок 2.19 – Оптическая схема синтетического шпирен метода

В качестве фона используется светодиодная панель, на которую наклеена прозрачная полиэфирная пленка с напечатанным рисунком из случайных точек (размером $\sim 0,1$ мм). Деформация поверхности жидкости вызывает смещение точек на изображении фона. Угол смещения луча, отраженного от деформированной поверхности, относительно луча, отраженного от плоской невозмущенной поверхности, равен удвоенному углу наклона поверхности (Рисунок 2.19). Таким образом, при малых деформациях поверхности в параксиальном приближении смещение точек фонового рисунка в x -направлении и y -направлении могут быть записаны как:

$$\xi_x = 2L \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (2.1)$$

$$\xi_y = 2L \frac{\partial h}{\partial y}, \quad (2.2)$$

где α – локальный угол наклона, $h(x,y)$ – локальное изменение уровня жидкости, L – расстояние от фона до исследуемой поверхности.

Для определения кажущегося смещения точек используется метод цифровой корреляции изображений (DIC). Эталонное изображение фона, полученное, когда поверхность пленки плоская (невозмущенная поверхность в начале эксперимента), сравнивается в цифровом виде с изображениями фона, полученными при наличии возмущений свободной поверхности слоя жидкости. Процедура цифровой корреляции изображений заключается в следующем: эталонное изображение разбивается на области одинакового размера (окна опроса) с множеством точек фона внутри них. На изображении с нарушенными точками для каждого окна опроса определяется окно поиска, включающее в себя окно опроса. Затем вычисляется кросс-корреляционная функция, ее максимум соответствует наиболее вероятному смещению группы точек в пределах окна опроса. Таким образом, каждое окно опроса содержит один вектор смещения группы точек. Для повышения разрешающей способности метода эталонное изображение может быть разделено на окна опроса с перекрытием (в данной работе перекрытие составляло 50% окна опроса). В результате кросскорреляционной обработки изображения получаем поле векторов смещения (Рисунок 2.20), которое для восстановления профиля поверхности жидкости подставляется в уравнение Пуассона

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = \frac{a_{pat}}{2La_{surf}} \left(\frac{\partial \xi_x}{\partial x} + \frac{\partial \xi_y}{\partial y} \right) \quad (2.3)$$

полученное путем сложения уравнений (2.1) и (2.2) дифференцированных по x и y соответственно, где a_{pat} и a_{surf} — разрешение изображения (мм/пиксель) относительно плоскости точечного рисунка и плоскости свободной поверхности соответственно [125], a_{back}

определяется при помощи калибровочной мишени, закрепленной на LED панель, a_{surf} – определяется при помощи калибровочного объекта, расположенного на уровне свободной поверхности слоя жидкости. Уравнение (2.3) решается численно конечно-разностной схемой второго порядка точности. Расстояние между двумя соседними узлами равно шагу кросс-корреляции (половина размера окна опроса). В качестве граничного условия используется предположение о том, что пленка жидкости имеет постоянную высоту на краю исследуемой области (условие Дирихле).

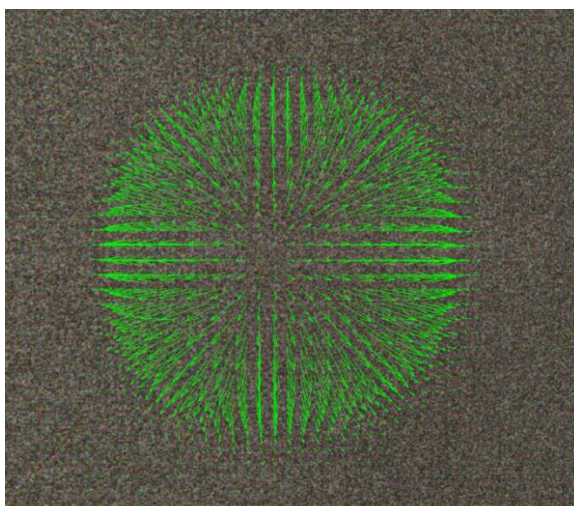


Рисунок 2.20 – Векторное поле смещений точек фонового изображения

2.8.1 Валидация и ограничения синтетического шлирен-метода с отражательной оптической схемой

Влияние размера окна опроса на измерения. При цифровой обработке изображений для реконструкции высоты поверхности размер окна опроса варьировался, чтобы выбрать разумную степень сглаживания (Рисунок 2.21). Другими словами, при использовании окна опроса большого размера смещения точек в пределах области измерения усредняются, в результате чего измеряемая деформация занижается. Соответственно, для более корректных измерений размер окна опроса следует уменьшить. Анализ сглаживания проводился для разных значений деформаций, так как с увеличением деформации увеличивается смещение группы точек, что требует увеличения размера окна опроса для определения поля векторов смещения. Соответствующий размер окна опроса выбирается при условии, что уменьшение окна опроса в несколько раз не приводит к разбросу значений по высоте слоя более чем на 1%.

Наименьшее значение измеряемой деформации и влияние расстояния от поверхности слоя до фона на результаты измерений. Наименьшее значение измеряемой деформации

профиля свободной поверхности связано с точностью взаимной корреляции. Был проведен кросскорреляционный анализ эталонного фонового изображения и того же изображения с искусственным смещением точек на несколько пикселей. Отклонение измеренного значения смещения точек от заданного не превышало 0,2 пк, что соответствует значениям, представленным в [125]. Из уравнения (2.1) можно оценить, что для наших экспериментальных параметров ($L = 13$ см, $a_{\text{pat}} = 15$ мкм/пк, $a_{\text{surf}} = 13$ мкм/пк) значение точности кросс-корреляции 0,2 пикселя приводит к чувствительности представленного метода около 10 мкрад. Для повышения чувствительности метода следует увеличить расстояние от поверхности слоя жидкости до фона. При тех же параметрах эксперимента увеличение расстояния L до 1 м позволит измерять уклоны поверхности примерно от 2 мкрад, что соответствует значению, представленному в [125].

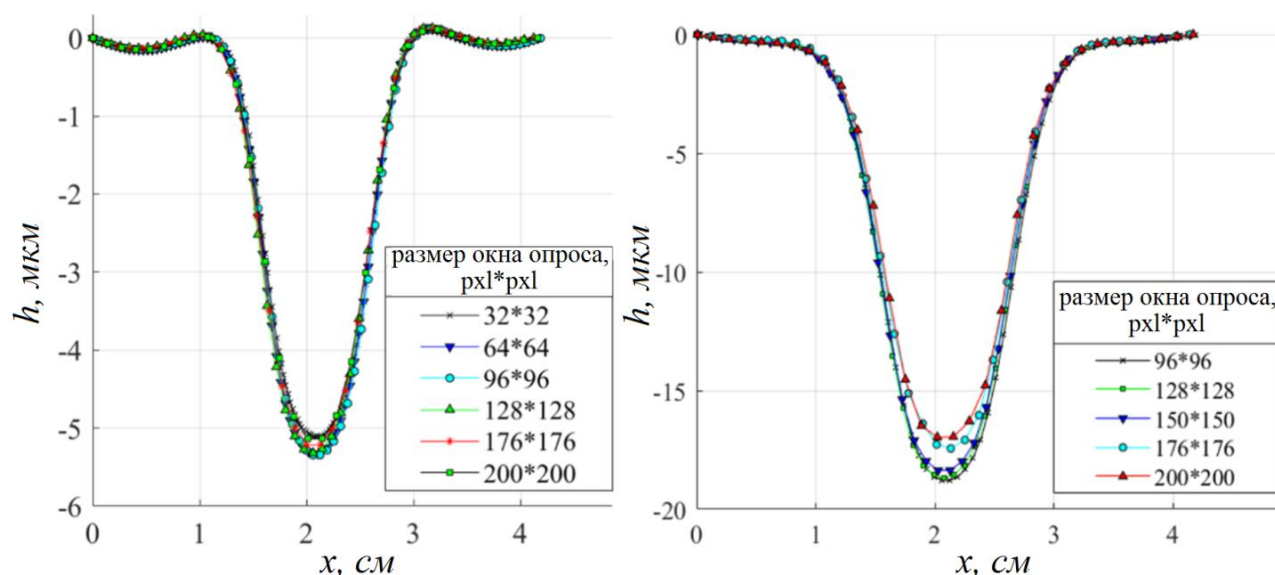


Рисунок 2.21 – Влияние размера окна опроса на восстанавливаемый профиль: а) амплитуда деформации в центре нагревателя около 5 мкм, б) 18 мкм

Максимальный уклон, который можно измерить предлагаемым способом, ограничен кривизной измеряемой поверхности. Сильная кривизна вызывает пересечение лучей (каустики), в результате чего захваченное фоновое изображение размывается и не может быть обработано (Рисунок 2.22). Предотвратить размытие изображения и соответственно увеличить предел измеряемого наклона поверхности можно, уменьшив расстояние между фоном и поверхностью слоя жидкости. В этом случае пересечение лучей будет предотвращаться. С другой стороны, чем больше расстояние от фона до поверхности жидкости, тем выше разрешение. На Рисунке 2.23 представлены максимальные измеренные деформации свободной поверхности в зависимости от расстояния L . На расстоянии 33 см максимальная деформация, которую можно было измерить, составила 3,6 мкм. Сократив расстояние до 8 см, удалось зарегистрировать

деформации 12,5 мкм. Также видно, что при уменьшении L можно зафиксировать меньшие радиусы кривизны поверхности.



Рисунок 2.22 – Фоновое изображение с размытием, вызванным кривизной поверхности

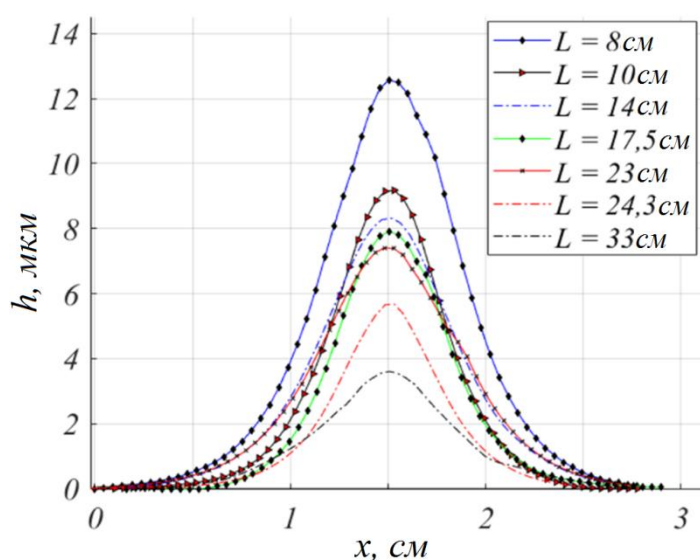


Рисунок 2.23 – Максимальные измеренные деформации свободной поверхности при различных расстояниях L , а) профили выпуклой границы раздела жидкость-газ

Сильная кривизна и/или большое расстояние до фона с точечным рисунком также ограничивают диапазон измерений другого варианта фонового шпирен-метода, основанного на анализе преломленного изображения случайного точечного рисунка, визуализируемого через интерфейс [124].

2.8 Неопределенности измерений

Неопределенность измерения толщины слоя жидкости складывается из точности конфокального метода (от 0,1 до 1,5 мкм, в зависимости от сенсора и режима измерения), а также от точности позиционирования датчика относительно горизонта. Датчик устанавливался

перпендикулярно подложке с точностью $0,1^\circ$, что обеспечивало отклонение измеряемой величины не более $0,1\%$ от измеряемой величины. При измерении толщины пленки жидкости в режиме измерения расстояния тепловое расширение положки не превышало 1 мкм . Тестирование частотной и угловой характеристики конфокального датчика представлено в разделе 2.6.

Неопределенность измерения геометрических характеристик сухих пятен напрямую зависит от пространственного разрешения видеосъемки. Как было указано в разделе 2.2, данная величина в экспериментах варьировалась в диапазоне от 8 до 22 мкм/пк в зависимости от формата съемки.

Наименьшее значение измеряемой деформации профиля свободной поверхности синтетическим шпирен-методом связано с точностью взаимной корреляции. Был проведен кросс-корреляционный анализ эталонного фонового изображения и того же изображения с искусственным смещением точек на несколько пикселей. Отклонение измеренного значения смещения точек от заданного не превышало $0,2\text{ пк}$. Из уравнения (2.1) можно оценить, что для наших экспериментальных параметров ($L = 13\text{ см}$, $a_{\text{pat}} = 15\text{ мкм/пк}$, $a_{\text{surf}} = 13\text{ мкм/пк}$) значение точности кросс-корреляции $0,2$ пикселя приводит к чувствительности представленного метода около 10 мкрад .

Измерение температурных полей пленок воды при помощи ИК сканера обеспечивает минимальную разрешимую разность температур (эквивалентную шуму) на уровне 18 мК . При измерении температуры термопарами точность измерения составляет $0,1^\circ\text{C}$.

2.9 Выводы ко второй главе

- Создан уникальный комплекс рабочих участков и оптического оборудования для исследований разрушения пленок жидкости в неизотермических условиях в широком диапазоне определяющих параметров.
- Конфокальный метод адаптирован для измерения микроразмерных пленок жидкости.
- Синтетический шпирен-метод с отражательной оптической схемой адаптирован для измерений микродеформаций локально нагреваемых пленок жидкости.
- Проведены систематические исследования смачиваемости сверхчистой водой более чем 20 подложек с различными покрытиями, в том числе с покрытиями из фторполимера, углеродных нанотрубок и графена.

Глава 3. Динамика в тонком слое жидкости с неоднородным нагревом со стороны подложки

Анализ литературы показал, что термокапиллярная конвекция в локально нагреваемом тонком горизонтальном слое жидкости приводит к деформации границы раздела газ-жидкость. С увеличением градиента температуры вдоль слоя жидкости деформации границы раздела газ-жидкость увеличиваются настолько, что свободная поверхность жидкости может достигать подложки с образованием сухого пятна. Как показывают некоторые исследования [46, 48], образованию сухого пятна при термокапиллярном разрыве предшествует стадия формирования на поверхности нагревателя остаточной пленки, механизм которой остается неизученным.

Раздел 3.1 посвящен изучению термокапиллярных деформаций, а также первичных возмущений свободной поверхности пленки жидкости, вызванных ее локальным нагревом. В разделе 3.2 представлены результаты экспериментальных исследований образования остаточной пленки при термокапиллярном разрыве горизонтального слоя неподвижной жидкости, а также приведены обобщение и анализ полученных данных для различных рабочих жидкостей, описывающие механизм данного явления.

3.1 Микродеформации свободной поверхности тонкого локально нагреваемого слоя жидкости

Неравномерный нагрев тонких слоев жидкости приводит к деформациям свободной поверхности, которые вызваны действием термокапиллярного эффекта, создающим на поверхности слоя жидкости касательные напряжения [11]

$$\tau = \text{grad}\sigma, \quad (3.1)$$

возникающие, в свою очередь, вследствие зависимости поверхностного натяжения от температуры

$$\text{grad}\sigma = \frac{\partial\sigma}{\partial T} \text{grad}T. \quad (3.2)$$

Для большинства жидкостей значение $\partial\sigma/\partial T$ отрицательно, т.е. поверхностное натяжение жидкости уменьшается с ростом температуры, следовательно, касательное напряжение, возникающее на свободной поверхности слоя жидкости, действует в противоположном направлении по сравнению с $\text{grad}T$ и перемещает жидкость из более теплых областей в менее теплые, что может вызывать вогнутую деформацию свободной поверхности над нагревателем, как и предсказывается теоретическими моделями [19, 29, 33]. Также можно отметить

теоретическую работу [33], предсказывающую вал жидкости, возникающий в начальный момент нагрева на границе термокапиллярного углубления.

Для исследования деформаций свободной поверхности тонкого слоя жидкости в начальный момент нагрева проводились эксперименты на установке, подробное описание и схема которой представлены в главе 2 (Рисунок 2.4). Процедура эксперимента была следующей: на поверхности рабочего участка формировался слой жидкости, после чего включался нагрев с постоянной мощностью. В качестве рабочей жидкости использовалось силиконовое масло ПМС-100. Температура воды в контуре термостабилизации периметра кюветы составляла 23 °С.

Для измерения деформации поверхности пленки жидкости использовался фоновый ориентированный синтетический шпирен-метод с отражательной оптической схемой, включающий фон со случайным точечным рисунком, расположенный над поверхностью жидкости, и камеру, фиксирующую его отражение от поверхности жидкости. Локальные наклоны поверхности пленки вызывают смещение точек на изображении фона, благодаря этому, при помощи кросскорреляционной обработки изображений фона восстанавливался профиль свободной поверхности пленки жидкости. Подробное описание и оптическая схема синтетического шпирен-метода представлены в разделе 2.8.

В эксперименте расстояние от поверхности слоя жидкости до фона и объектива составляло 13 и 17 см соответственно, камера и фон установлены таким образом, что угол между оптической осью камеры и горизонтом составлял около 18°. В качестве фона используется светодиодная панель, на которую наклеена прозрачная пленка с напечатанным рисунком из случайных точек (размером около 0,1 мм), который был напечатан с разрешением 1400 dpi. Изображения фонового рисунка снимались со скоростью 1 кадр/с., при этом поле зрения составляло 55 × 67 мм, а разрешение изображения составило 5568 × 3712 пикселей. При кросс-корреляционной обработке изображений размер окна опроса составлял 128 × 128 или 64×64 пикселя с перекрытием 50% в зависимости от восстанавливаемого профиля поверхности (меньшее значение для меньших деформаций). Уравнение Пуассона (3) решается численно по конечно-разностной схеме второго порядка. Расстояние между двумя соседними узлами равно шагу кросс-корреляции и составляет половину размера окна опроса. В качестве граничного условия используется предположение о том, что пленка жидкости имеет постоянную толщину на краю исследуемой области. Отсутствие смещения точек по краю обрабатываемого изображения, а также измерение толщины слоя конфокальным датчиком на расстоянии 2 см от центра кюветы в ходе эксперимента подтверждают справедливость данного предположения. Несколько изображений, снятых на неискаженную пленку, были подвергнуты взаимной

корреляции для обнаружения паразитных шумов. Выявленные отклонения не превышали 0,05 мкм.

На Рисунках 3.1 и 3.2 представлен восстановленный при помощи синтетического шпирен-метода трехмерный профиль свободной поверхности пленки жидкости, для различных времен после включения нагрева. Начальная толщина слоя составляла около 1,25 мм. Электрическая мощность, подводимая к нагревательному элементу, составляла 5 Вт. В первые секунды после начала нагрева над нагревателем образуется выпуклая деформация величиной около 1 мкм. Данный эффект, по всей видимости, связан с тем, что нижние слои жидкости над нагревателем прогреваются быстрее, вследствие чего расширяются и вызывают положительные деформации свободной поверхности. Затем в верхней части выпуклости образуется углубление, формирующее вали жидкости, которые смещаются к периферии по мере развития вогнутой деформации (Рисунок 3.2а). Возникновение валов жидкости в процессе эволюции термокапиллярной деформации, вызванной локальным нагревом слоя жидкости, предсказывается численной моделью [10] и объясняется движением жидкости от центра к периферии. Данная модель также предсказывает отсутствие валов в стационарных условиях. Амплитуда наблюдаемого в нашем исследовании вала невелика и составляет менее одного микрометра (Рисунок 3.2а, 3.3). Видно, что гребень вала формируется на расстоянии примерно 1 мм от края нагревателя, далее вал движется со средней скоростью около 0,7 мм/с, при этом его амплитуда уменьшается с некоторыми колебаниями. Также стоит отметить, что по сравнению с развитием положительных деформаций, наблюдаемых только в течение нескольких секунд после начала нагрева, процесс роста вогнутой деформации (отрицательной) развивается очень медленно в течение 30–40 секунд. Следует отметить, что не осесимметричный профиль свободной поверхности слоя жидкости, обусловленный квадратной формой нагревателя (Рисунок 3.4а), по мере развития вогнутой деформации становится более осесимметричным (Рисунок 3.2б).

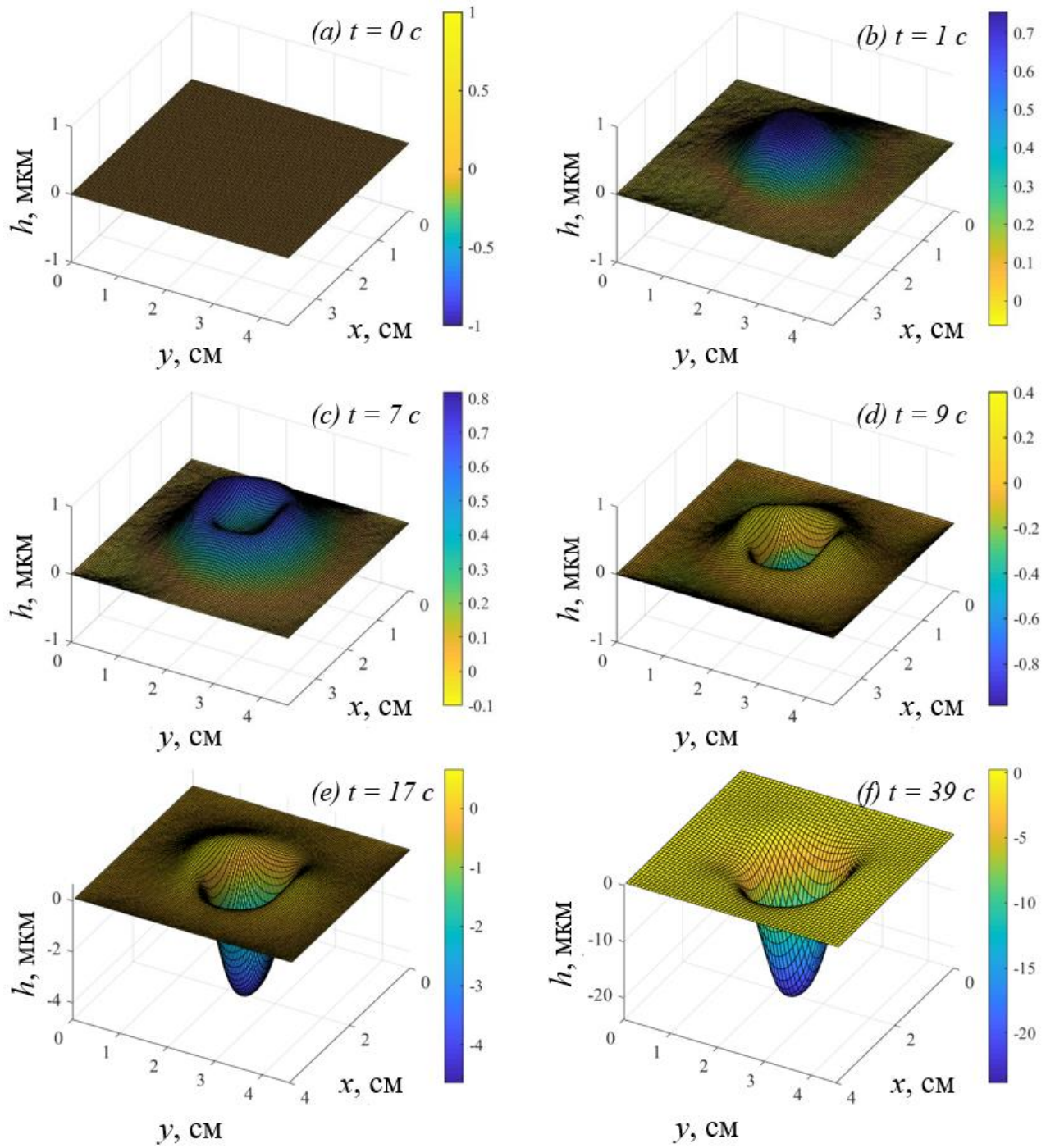
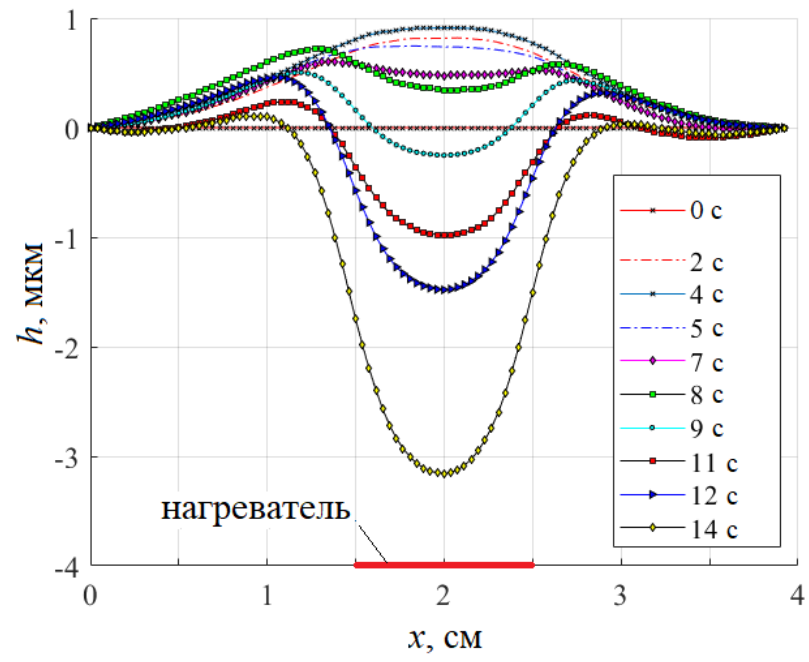
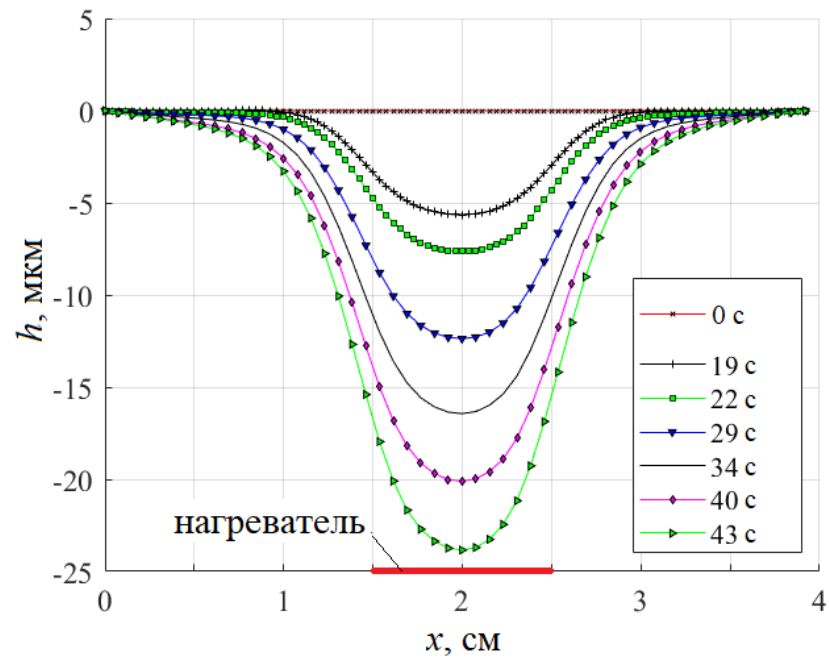


Рисунок 3.1 – Эволюция деформации свободной поверхности слоя жидкости, нагреваемой со стороны подложки



a)



б)

Рисунок 3.2 – Профили свободной поверхности пленки в разное время после начала нагрева

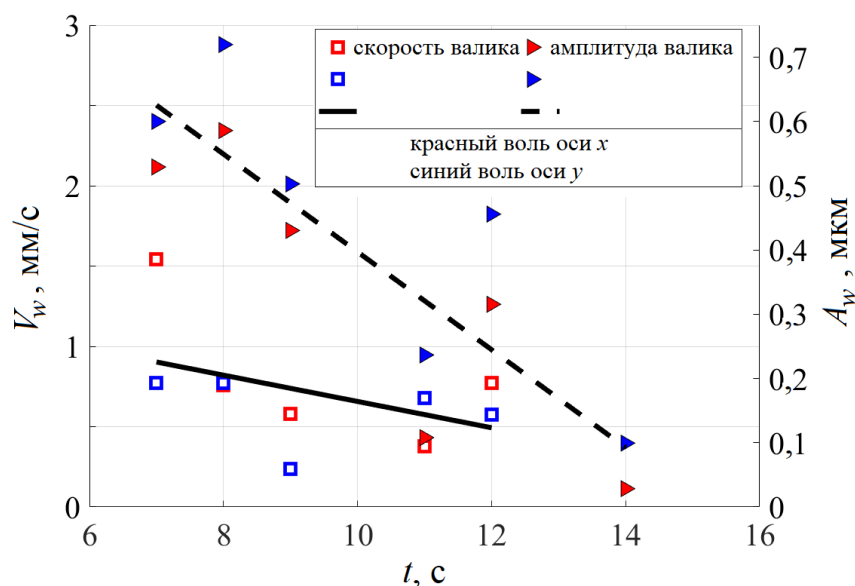


Рисунок 3.3 – Средняя скорость и амплитуда вала в процессе эволюции деформации свободной поверхности

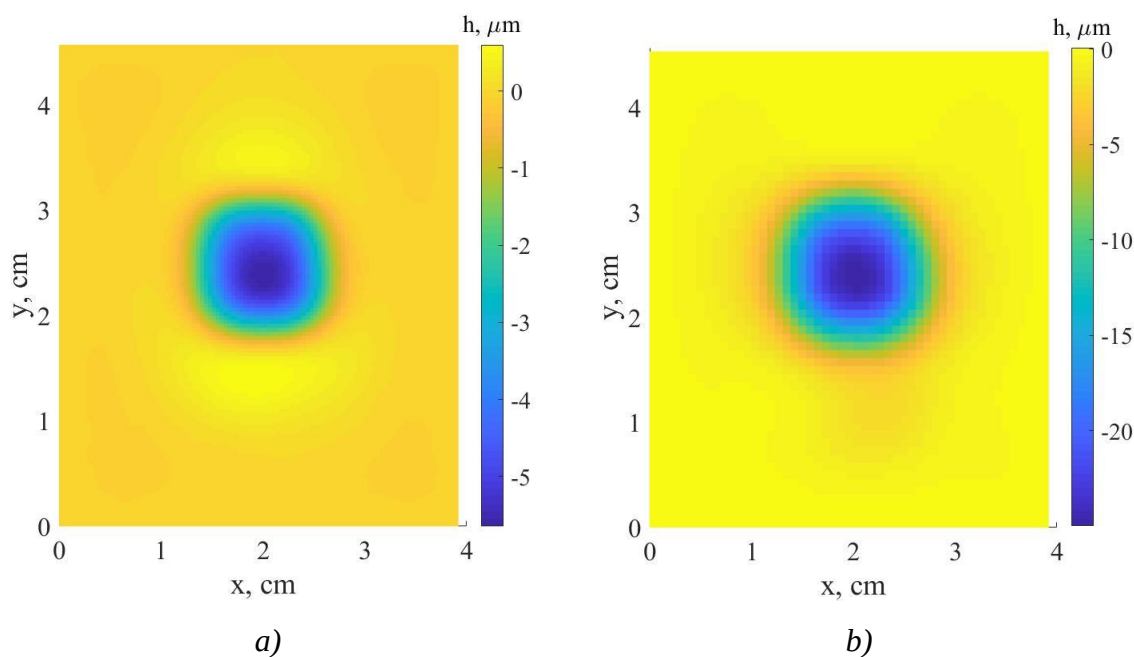


Рисунок 3.4 – Асимметрия деформации, вызванная квадратным нагревателем а) 19 с, б) 38 с

Для верификации результатов измерения трёхмерного профиля слоя жидкости, данные, полученные при помощи синтетического шпирен-метода, сравнивались с локальными измерениями толщины слоя жидкости в центре кюветы конфокальным методом (Рисунок 3.5). Стоит отметить, что измерения двумя методами, были получены в одних и тех же условиях, но при разных повторах. Из Рисунка 3.5, видно, что данные, полученные при помощи синтетического шпирен-метода, хорошо согласуются с данными, полученными конфокальным методом.

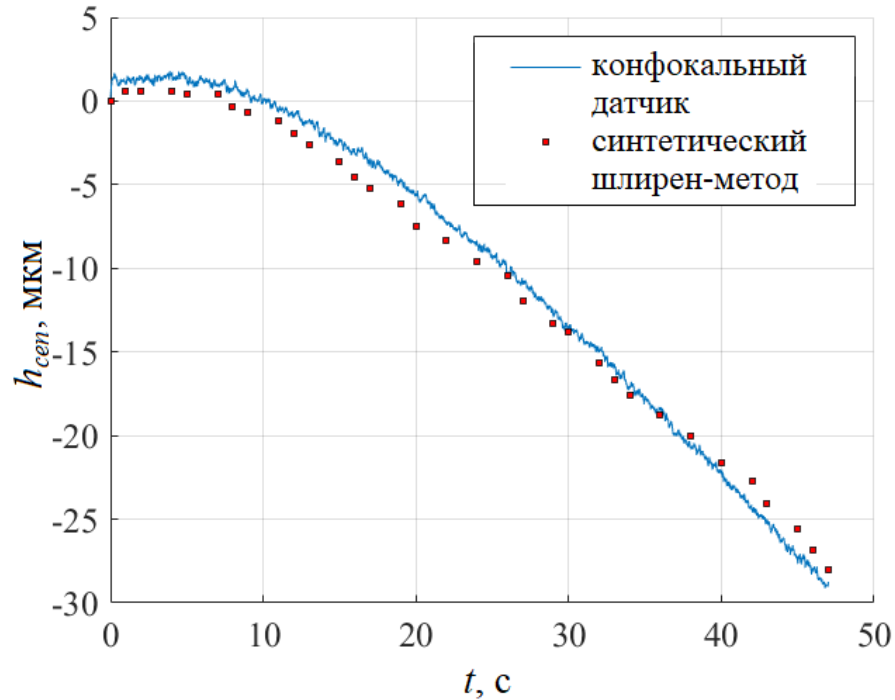


Рисунок 3.5 – Изменение локальной толщины слоя жидкости в центре кюветы под действием нагрева, $h_{cen} = 0$ мкм соответствует недеформируемой свободной поверхности пленки жидкости

В работе [126] Александром Мунгаловым было проведено численное моделирование описанного в данном разделе эксперимента. На Рисунке 3.6 представлены расчетные профили деформаций, полученные методом VOF. Видно, что, как и в эксперименте, сначала над нагревателем появляется выпуклая деформация свободной границы, которая затем переходит в вогнутую. По расчетным профилям температуры в слое жидкости (Рисунок 3.7) видно, что нижние слои прогреваются быстрее поверхности пленки. Это позволяет подтвердить гипотезу о том, что образование положительной деформации свободной поверхности пленки жидкости происходит из-за теплового расширения, а не за счет естественной конвекции, как в толстых слоях жидкости.

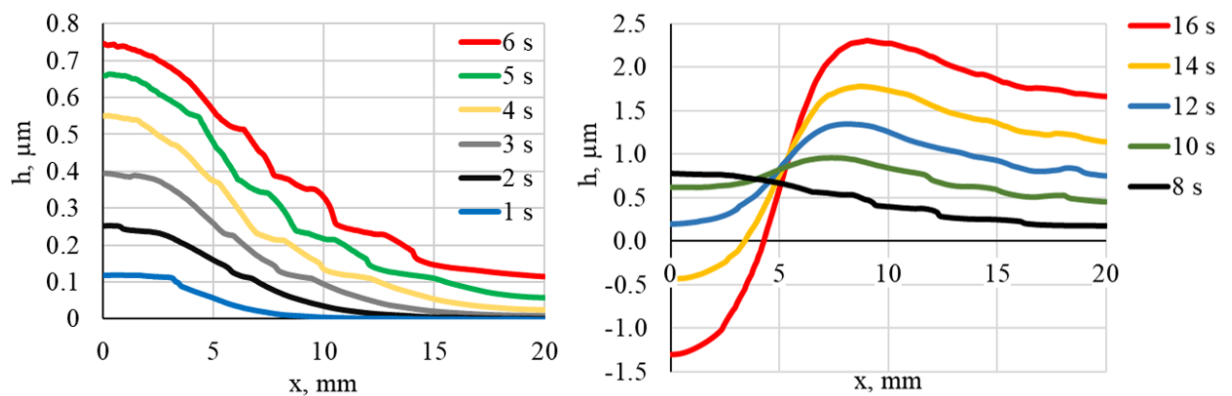


Рисунок 3.6 – Расчетные профили деформаций в разное время после начала нагрева, полученные методом VOF. Начальная толщина пленки составляет 1250 мкм [126]

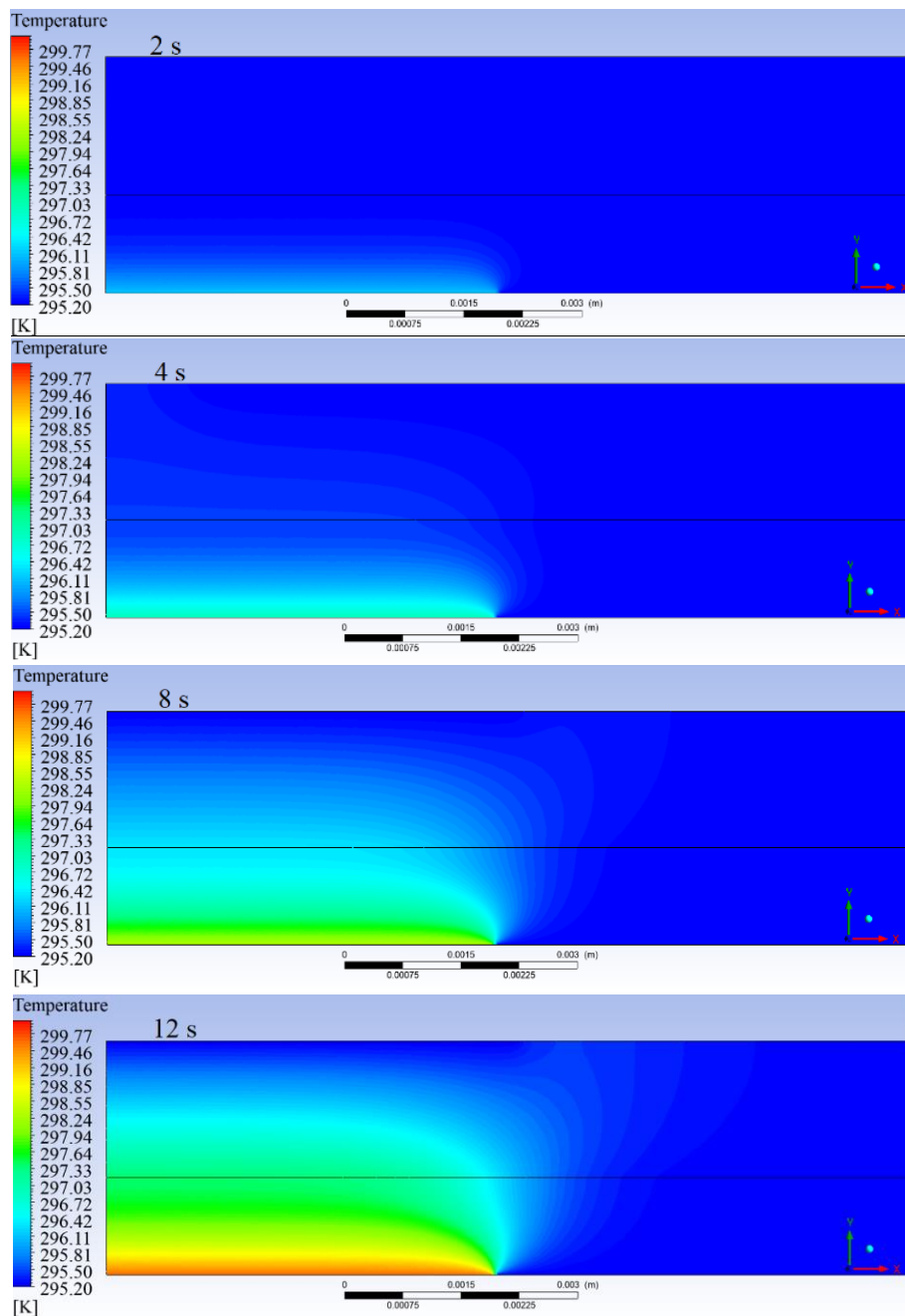


Рисунок 3.7 – Рассчитанные поля температуры в различные моменты времени после начала нагрева. Темная линия – межфазная граница в начальный момент моделирования [126]

На Рисунке 3.8 показаны профили межфазных границ жидкость-газ для эксперимента и численного моделирования в разное время после начала нагрева. При численном моделировании высота слоя на периферии области увеличивается, чего в эксперименте не наблюдается. Данный эффект объясняется тепловым расширением слоя, при этом несоответствие с экспериментом вызвано разными геометрическими размерами кювет (при моделировании из-за недостатка вычислительной мощности размер кюветы был уменьшен).

Тем не менее, данные, полученные в эксперименте и моделировании, качественно хорошо согласуются.

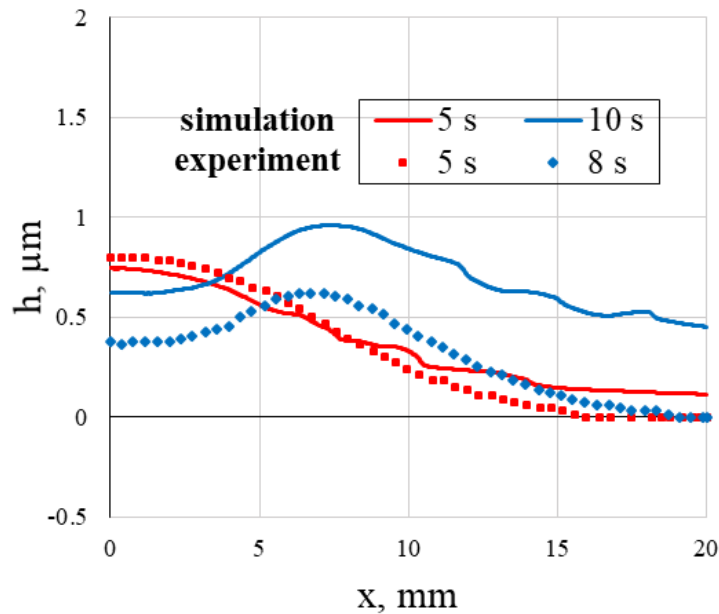


Рисунок 3.8 – Сравнение экспериментальных данных с численным моделированием [126]

3.2 Образование остаточной пленки в процессе термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости

Процедура эксперимента. Эксперименты проводились на установке, подробное описание и схема которой представлены в главе 2 (Рисунок 2.2). Рабочий участок представляет собой текстолитовую пластину со встроенными заподлицо медным нагревателем (диаметром 12 мм) в центре, и медным охлаждающим контуром по периферии. Поверхность рабочего участка покрыта специальным черным покрытием, что делает возможным измерение сверхтонких пленок жидкости конфокальным методом (раздел 2.6.3). Перед экспериментом слой жидкости необходимой толщины формировался на поверхности рабочего участка, после чего включался нагрев. В экспериментах реализовывались два сценария нагрева слоя жидкости, в первом случае пленка жидкости нагревалась резко (мощность нагрева составляла 75 Вт), во втором случае пленка жидкости нагревалась медленно (мощность нагрева увеличивалась плавно) с шагом не более 5% от пороговой мощности нагрева, при которой происходит разрыв). При резком и медленном нагреве температура поверхности медного стержня увеличивалась примерно на 2,5 и 0,02 $^{\circ}\text{C}$ в секунду соответственно. Температура воды в охлаждающем контуре поддерживалась термостатом и составляла 5 $^{\circ}\text{C}$. Максимальная температура нагревателя не превышала 85 $^{\circ}\text{C}$. Эксперименты проводились при комнатной температуре

воздуха (23–25 °C), атмосферном давлении и относительной влажности воздуха около 60%. В качестве рабочей жидкости использовались сверхчистая вода Milli-Q и силиконовые масла (PMS-5, PMS-100 и PMS-200). Измерения локальной толщины проводились конфокальными сенсорами IFS2405-0,3 и IFS2405-3 при частоте измерений 0,3 кГц. Начальная толщина слоя жидкости в центре кюветы варьировалась от 400 до 700 мкм. Для визуализации процесса термокапиллярного разрыва применялась оптическая шпирен система с видеокамерой Nikon. Скорость съемки составляла 60 кадров в секунду при разрешении 1920×1080 пк. Поле зрения камеры составляло 32×18 мм.

Разрыв пленки воды при локальном нагреве. На Рисунке 3.9 представлена последовательность шпирен-изображений деформаций свободной поверхности и разрыва пленки воды в процессе ее локального нагрева со стороны подложки (мощность нагрева 75 Вт). На изображениях, полученных шпирен-методом, плоская горизонтальная поверхность пленки жидкости – белая, а поверхность, наклоненная к горизонту, – темная. Без нагрева пленка жидкости в исследуемой области плоская (Рисунок 3.9, изображение 1). После начала нагрева свободная поверхность деформируется с образованием над нагревателем углубления, которое развивается с увеличением градиента температуры по мере прогрева пленки. После достижения максимального углубления (Рисунок 3.9, изображение 4), движущийся фронт жидкости образует на нагревателе остаточную пленку, которая, как видно из шпирен-изображений, практически плоская (Рисунок 3.9, изображение 5). Также видно, что граница остаточной пленки достаточно четкая, что свидетельствует о резком переходе от остаточной пленки к мениску жидкости. Затем сплошная остаточная пленка рвется, образуя сухое пятно (Рисунок 3.9, изображение 6). Разрыв остаточной пленки начинается на краю нагревателя, где градиент температуры максимален. Благодаря тому, что молекулы жидкости притягиваются друг к другу сильнее, чем к молекулам покрытия, неиспарившиеся «остатки» остаточной пленки собираются в каплю (Рисунок 3.9, изображение 7). Капля практически всегда формируется в самом центре нагревателя и затрудняет локальные измерение толщины пленки жидкости в этой области, поэтому измерения проводились в точке рядом с центром (показана синим крестом на Рисунке 3.9, изображение 1), где капля не мешала измерениям. Характерное изменение локальной толщины пленки над нагревателем в процессе развития термокапиллярного углубления показано на Рисунке 3.10. Видно, что сначала пленка резко утончается вплоть до остаточной пленки толщиной около 10 мкм. Измерение остаточной пленки проводились конфокальным сенсором IFS2405-0,3 с точностью $\pm 0,1$ мкм. Красная линия на Рисунке 3.10 – зависимость температуры поверхности нагревателя от времени после начала нагрева. Обратите внимание, что данные, представленные на Рисунках 3.9 и 3.10, получены в одинаковых условиях (рабочая

жидкость вода, начальная средняя толщина пленки около 400 мкм, мощность нагрева 75 Вт), но для разных опытов.

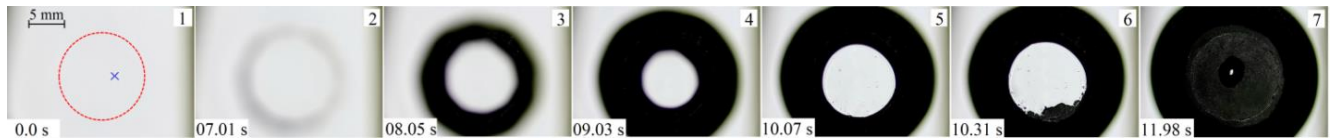


Рисунок 3.9 – Последовательность шпирен-изображений, демонстрирующих динамику разрыва горизонтальной пленки воды (вид сверху). Начальная толщина пленки 400 мкм, мощность нагрева 75 Вт. Красный кружок указывает положение нагревательного стержня

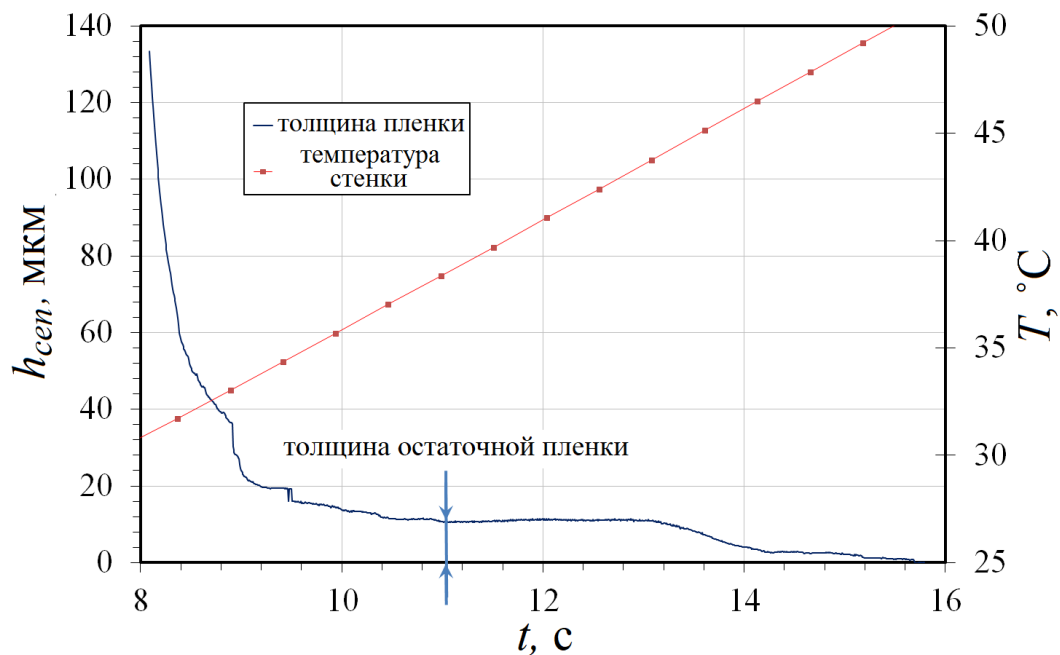


Рисунок 3.10 – Толщина пленки над нагревателем и температура нагревателя в процессе термокапиллярного разрыва слоя воды. Измерение проводилось в точке, указанной на Рисунке 3.9, начальная толщина пленки 400 мкм, мощность нагрева 75 Вт

Предполагается, что явление остаточной пленки обусловлено вязким трением в жидкости, которое препятствует движению жидкости из зоны нагрева и тем самым противодействует разрыву пленки.

Разрыв пленок силиконовых масел при их локальном нагреве. Для оценки влияния вязкого трения на образование остаточной пленки в качестве рабочих жидкостей использовались силиконовые масла ПМС (полиметилсилоксаны) с различной вязкостью, поскольку они обладают практически одинаковыми физическими свойствами при широком диапазоне вязкости. На Рисунке 3.11 представлены шпирен-изображения, демонстрирующие динамику разрыва горизонтального слоя силиконового масла ПМС-100. В отличие от термокапиллярного разрыва пленки воды, в результате которого поверхность нагревателя практически полностью осушается (Рисунок 3.9, изображение 7), разрыв слоя силиконового

масла не вызывает осушения нагревателя, поверхность которого остается полностью покрытой устойчивой остаточной пленкой (Рисунок 3.11, изображение 5), а «сухое» пятно имеет кольцеобразную форму и формируется строго по краю нагревателя расширяясь к периферии (Рисунок 3.11, изображения 5, 6). Однако сухое пятно в слое силиконового масла условно сухое, так как подложка остается покрытой тонким адсорбированным слоем масла. Об образовании адсорбционного слоя при термокапиллярном разрыве слоя силиконового масла также сообщается в [18].

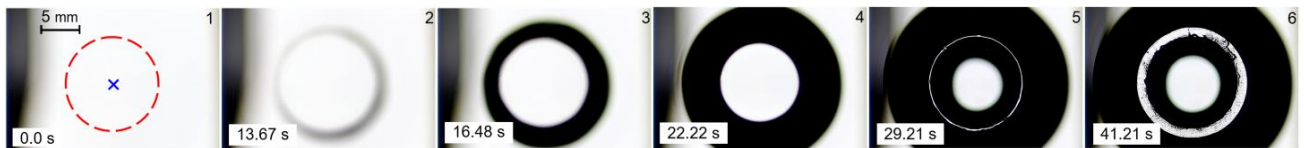


Рисунок 3.11 – Последовательность шпирен-изображений, демонстрирующая динамику разрыва пленки силиконового масла ПМС-100 (вид сверху). Начальная толщина пленки около 600 мкм, мощность нагрева 75 Вт. Красный кружок указывает положение нагревателя

На Рисунке 3.12 представлено изменение толщины слоя силиконового масла ПМС-100 измеренное конфокальным сенсором IFS2405-3 в центре кюветы в процессе термокапиллярного разрыва для различных начальных толщин слоя. Видно, что при увеличении начальной толщины слоя масла с 414 до 656 мкм толщина остаточной пленки остается практически неизменной (около 250 мкм).

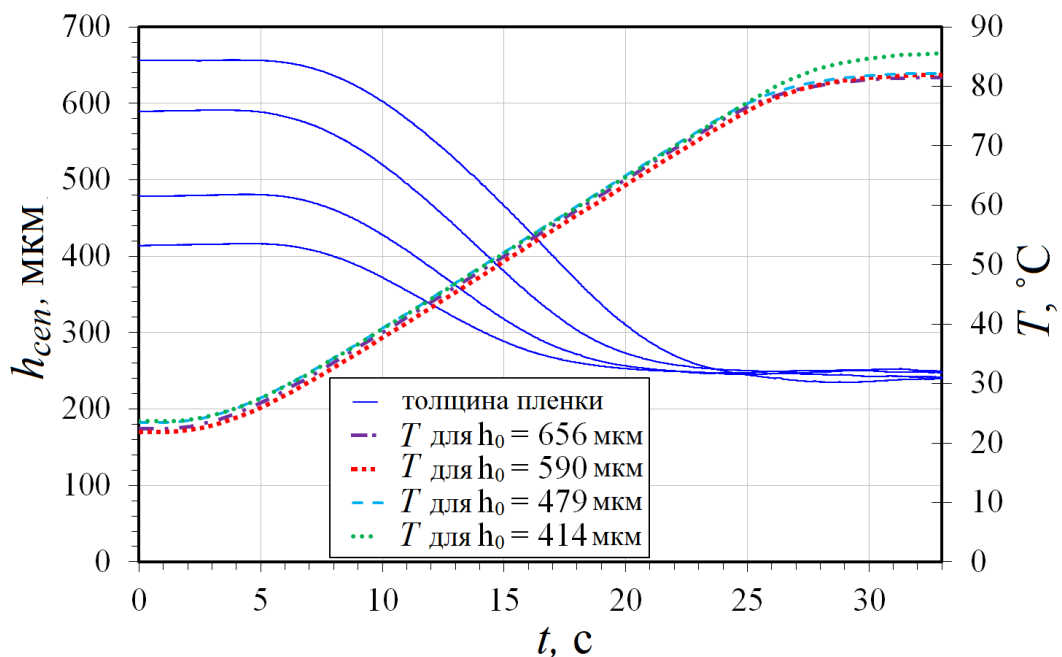


Рисунок 3.12 – Толщина пленки над центром нагревателя (сплошная линия) и температура нагревателя (пунктирная линия) в процессе термокапиллярного разрыва горизонтального слоя силиконового масла ПМС-100 при различной начальной толщине слоя, мощность нагрева 75 Вт

Динамика разрыва пленки силиконовых масел ПМС-5 и ПМС-200 аналогична динамике разрыва слоя силиконового масла ПМС-100 (Рисунок 3.11). На Рисунке 3.13 представлены данные по динамике локальной толщины пленки над центром нагревателя для различных силиконовых масел. Сравнивая Рисунки 3.10, 3.12, 3.13 можно сделать вывод, что толщина остаточной пленки сильно зависит от вязкости жидкости: для воды толщина остаточной пленки составляет около 10 мкм, в то время как для силиконового масла ПМС-200 - около 275 мкм. Следует отметить, что при мощности нагрева 75 Вт зависимость температуры нагревателя от времени практически одинакова во всех опытах и практически не зависит от рабочей жидкости.

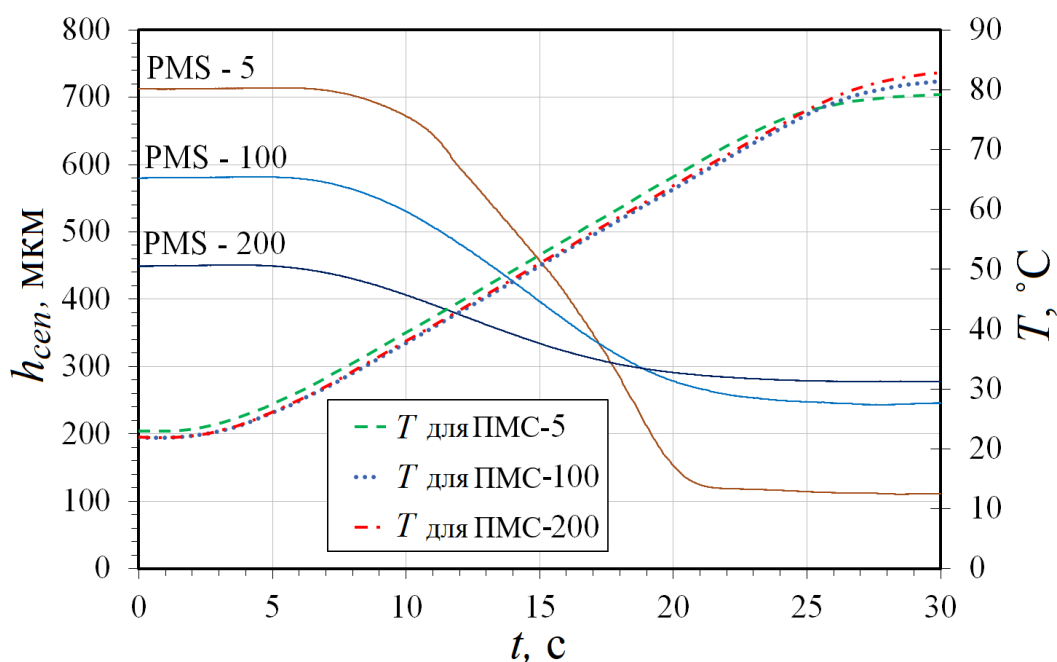


Рисунок 3.13 – Толщина пленки над центром нагревателя (сплошные линии) и температура нагревателя (пунктирная линия) в ходе экспериментов с различными силиконовыми маслами, мощность нагрева 75 Вт

Для исследования влияния скорости нагрева на толщину остаточной пленки были проведены эксперименты с медленным нагревом горизонтальных пленок силиконовых масел. Установлено, что при уменьшении скорости нагрева от 2,5 до 0,02 °C в секунду толщина остаточной пленки уменьшается примерно в 3 раза для всех рабочих жидкостей (Рисунок 3.14). Эффект влияния скорости нагрева на толщину остаточной пленки объясняется тем, что при медленном нагреве жидкость имеет больше времени для оттекания из области нагрева (время эксперимента при медленном нагреве более чем в 50 раз больше, чем при резком).

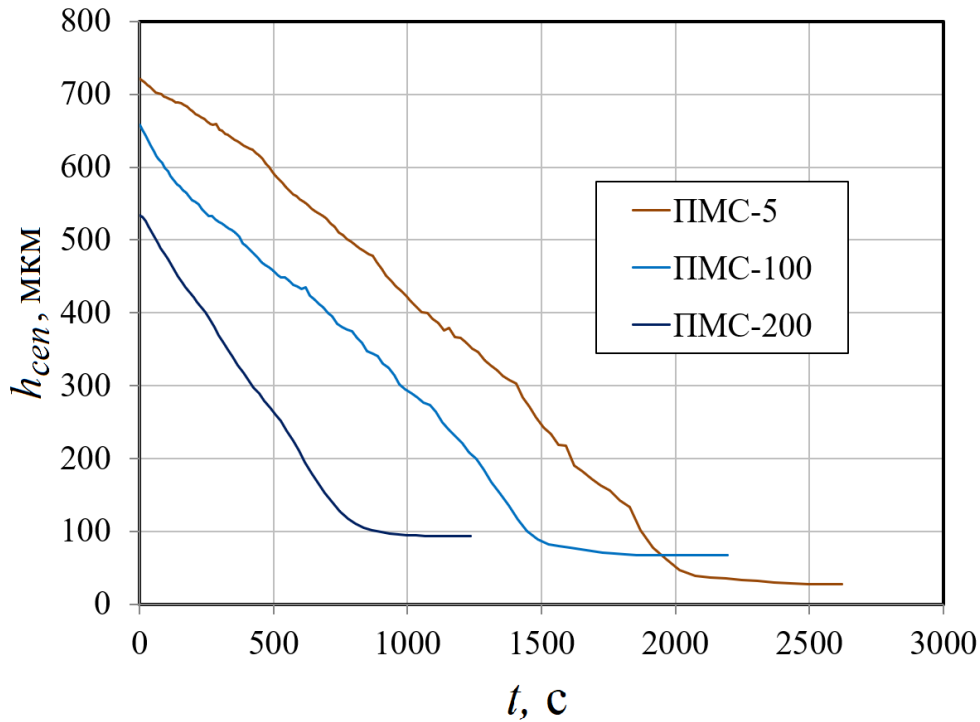


Рисунок 3.14 – Толщина пленки над центром нагревателя в ходе экспериментов с различными силиконовыми маслами, скорость роста температуры на поверхности нагревателя $0,02^{\circ}\text{C}$ в секунду

Обобщение данных по толщине остаточной пленки. Экспериментальные данные по толщине остаточной пленки были обобщены следующим образом. Толщина остаточной пленки h масштабируется начальной толщиной слоя жидкости h_0 и представляется как степенная функция капиллярного числа. Капиллярное число

$$Ca = \mu U / \sigma \quad (3.3)$$

- безразмерная величина, представляющая отношение сил вязкого трения и сил поверхностного натяжения, действующих на границе раздела газ-жидкость, где μ – динамическая вязкость жидкости, U – характеристическая скорость, а σ – поверхностное натяжение. В качестве характерной скорости использовалась скорость фронта жидкости при образовании остаточной пленки. Свойства жидкости брались при $T_0 = 25^{\circ}\text{C}$. Скорость фронта жидкости измерялась по шпирен-изображениям. Используя экспериментальные данные для различных рабочих жидкостей, была получена следующая корреляция (Рисунок 3.15)

$$h_{res}/h_0 = 27,9Ca^{0,64}. \quad (3.4)$$

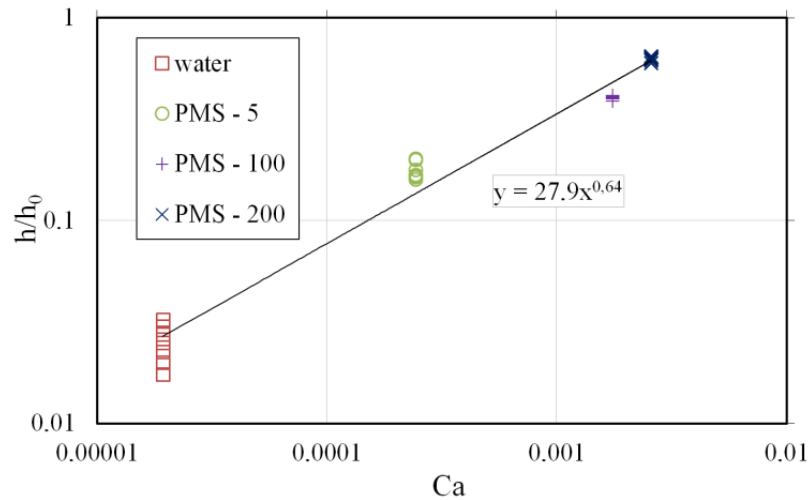


Рисунок 3.15 – Обобщение данных по толщине остаточной пленки (приведены данные для нескольких опытов для каждой жидкости)

Данная корреляция удовлетворительно описывает экспериментальные данные. В частности, на воде наблюдаемый разброс данных, по всей видимости связан с влиянием испарения.

Поскольку механизм движения жидкости относительно твердого тела встречается во многих задачах гидродинамики, целесообразно сравнить полученные результаты по толщине остаточной пленки с некоторыми родственными задачами гидродинамики. Одной из таких задач является задача Ландау–Левича описывающая течение, создаваемое пластиной, извлекаемой из объема жидкости с определенной скоростью U (Рисунок 3.16а), при этом. Исходя из предположения, что силы вязкости, тяжести и поверхностного натяжения находятся в равновесии, Ландау и Левич [127] теоретически получили толщину увлекаемой пластиной пленки h_∞ как

$$h_\infty/l_\sigma = 0,9458 Ca^{2/3}, \quad (3.5)$$

где $l_\sigma = (\sigma/\rho g)^{1/2}$ – капиллярная длина, ρ – плотность жидкости, g – ускорение свободного падения.

Течение Ландау-Левича тесно связано с задачей Бретертона (Рисунок 3.16б), где рассматривается движение газового пузыря в трубке с жидкостью [128]. Наличие тонкой пленки жидкости между стенкой трубы и пузырем приводит к тому, что скорость пузырька отличается от средней скорости жидкости. Бретертон обнаружил, что параметром, определяющим задействованную физику, является капиллярное число Ca , которое выражает взаимосвязь между скоростью пузырька, поверхностным натяжением и вязкостью жидкости. Толщина пленки b , образованной газовым пузырем, движущимся со скоростью U по трубе радиуса r , выражается как

$$b/r = 0,643(3Ca)^{2/3}. \quad (3.6)$$

Из уравнений (3.5 и 3.6) видно, что, несмотря на разные условия формирования тонкой пленки на твердой стенке, толщина пленки подчиняется одному и тому же степенному закону $Ca^{2/3}$, при этом полученный в нашем обобщении уравнение (3.4) показатель степени равный 0,64 очень близок к $2/3$. Таким образом, можно сделать вывод, что образование остаточной пленки с точки зрения физики аналогично образованию тонкой пленки в задачах Ландау - Левича и Бретертона и обусловлено движением жидкости относительно подложки.

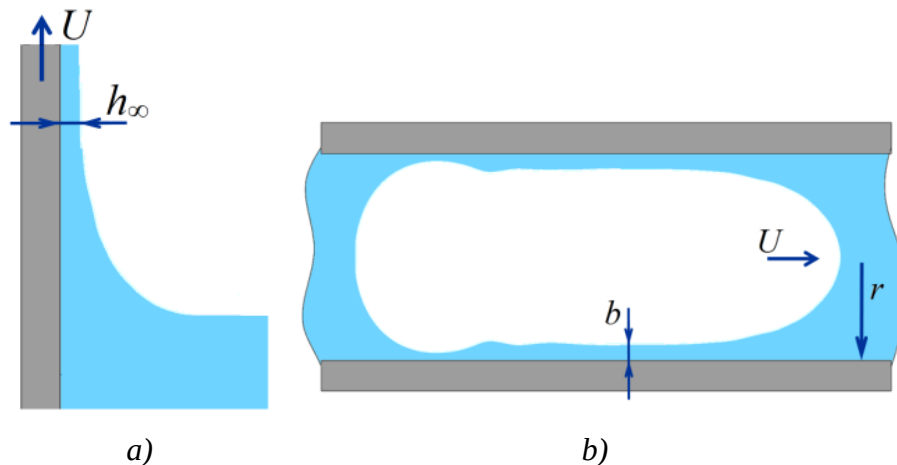


Рисунок 3.16 – Задача Ландау - Левича (а), задача Бретертона (б)

3.3 Выводы к третьей главе

При помощи адаптированного отражательного синтетического шпирен метода были впервые экспериментально зафиксированы положительные деформации и валы жидкости, возникающие при неоднородном нагреве тонкого слоя жидкости со стороны подложки.

В ходе исследований с использованием конфокального датчика, который был адаптирован для измерения микроразмерных пленок жидкости, было впервые установлено, что с ростом вязкости и скорости нагрева толщина остаточной пленки, образующейся в процессе термокапиллярного разрыва слоя жидкости, существенно увеличивается.

Экспериментальные данные по толщине остаточной пленки впервые обобщены в зависимости от капиллярного числа, при этом эксперименты проведены с четырьмя различными рабочими жидкостями, вязкость которых изменяется в 200 раз.

Глава 4. Термокапиллярный разрыв горизонтального слоя жидкости.

Динамика сухих пятен

В данной главе приведены результаты систематических экспериментальных исследований влияния шероховатости и смачиваемости подложки на процесс термокапиллярного разрыва горизонтального локально нагреваемого снизу слоя недогретой жидкости.

В разделе 4.1 представлено краткое описание методики проведения и условия экспериментов, а также результаты по динамике и теплообмену в пленках жидкости локально нагреваемых двумя различными способами. Раздел 4.2 посвящен динамике контактной линии в процессе роста сухого пятна на подложках различной шероховатости и смачиваемости.

4.1 Динамика и термокапиллярный разрыв горизонтального слоя жидкости

4.1.1 Термокапиллярный эффект в горизонтальном слое жидкости на подложках различной шероховатости

Исследования были выполнены на экспериментальной установке, подробное описание и схема которой представлены в главе 2 (Рисунок 2.2). Эксперименты проводились с открытым в атмосферу горизонтальным слоем недогретой жидкости, сформированным на сменной подложке. Подложка устанавливалась на рабочий участок, где кондуктивно нагревалась в центре медным нагревателем диаметром 12 мм и охлаждалась по периметру. Использование сменных подложек позволяет исследовать процесс термокапиллярного разрыва слоя жидкости на однородных поверхностях с контролируемыми свойствами при неизменных теплофизических свойствах системы. Подложки представляют собой диски из нержавеющей стали диаметром 51 мм и толщиной 1 мм, поверхность которых механически обрабатывалась при помощи шлифовки и полировки для обеспечения необходимой шероховатости. Перед экспериментами подложки очищали в ультразвуковой ванне. Подобная информация о свойствах поверхности применяемых подложек представлена в разделе 2.3 (Таблица 2.2).

В качестве рабочей жидкости использовалась сверхчистая вода Milli-Q с начальной температурой, равной температуре окружающей среды. Начальная толщина пленки жидкости варьировалась от 300 до 1100 мкм. Для контроля чистоты рабочей жидкости до и после эксперимента измерялось ее поверхностное натяжение с помощью тензиометра KRUSS K100. Измеренное значение поверхностного натяжения воды составило 72,3 мН/м (при температуре

24,4 °C) и практически не изменилось в ходе эксперимента, что позволяет утверждать, что рабочая жидкость на протяжении всего эксперимента не содержала ПАВ.

Для измерения толщины слоя жидкости использовался контроллер Micro-Epsilon IFC2451 с конфокальным хроматическим датчиком IFS2405-3 (с точностью измерения около 1,5 мкм), который устанавливался на платформе системы позиционирования. Датчик расположен со стороны свободной поверхности пленки и ориентирован перпендикулярно поверхности подложки. Измерения толщины слоя жидкости проводилось как в фиксированной точке, так и вдоль подложки путем линейного перемещения датчика (для измерения профиля свободной поверхности слоя жидкости).

На Рисунке 4.1 показаны профили толщины слоя жидкости в условиях отсутствия нагрева для различных начальных объемов жидкости. В зависимости от положения свободной поверхности слоя жидкости относительно канавки, служащей для пиннинга контактной линии на боковой стенке кюветы, профиль пленки является выпуклым или вогнутым. На Рисунке 4.2 показана зависимость средней толщины слоя воды в кювете h_{av} от локальной толщины пленки в центре кюветы h_{cen} для различных объемов жидкости. Средняя толщина слоя жидкости в кювете рассчитывалась по геометрическим размерам кюветы и объему жидкости в ней. Объем жидкости, в свою очередь, определялся как объем тела вращения, ограниченный профилем свободной поверхности слоя жидкости. Из Рисунка 4.2 видно, что в диапазоне исследуемых толщин слоя жидкости средняя толщина пленки в кювете отличается не более чем на 7% от толщины пленки в центре кюветы.

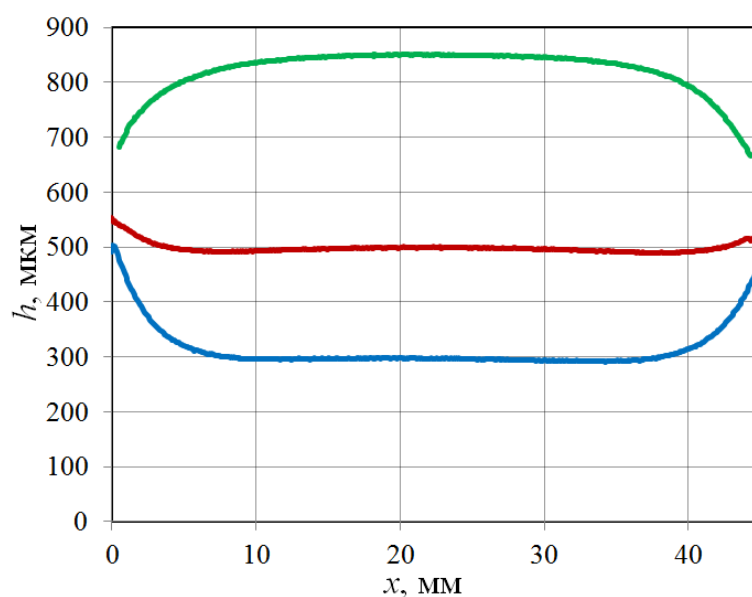


Рисунок 4.1 – Профили свободной поверхности пленки воды в изотермическом случае (без нагрева) для разных объемов жидкости

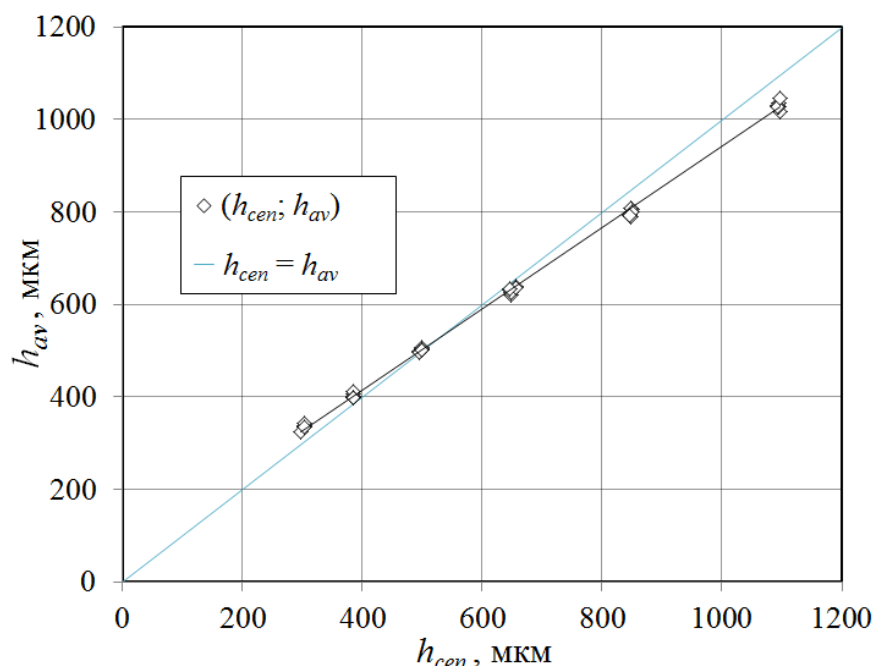


Рисунок 4.2 – Зависимость средней толщины слоя жидкости в кювете от локальной толщины пленки в центре кюветы. Голубая линия иллюстрирует случай, когда средняя толщина равна локальной толщине (абсолютно плоская пленка)

Нагрев подложки осуществлялся при помощи запрограммированного источника тока. Мощность нагрева автоматически увеличивалась на 0,15 Вт каждые 18 с, так что температура поверхности медного стержня увеличивалась примерно на 0,025 °С каждую секунду. Сразу после разрыва пленки нагрев прекращался. Температура поверхности медного нагревателя измерялась при помощи термопары (точность измерения 0,1 °С). При этом по специально проведенным расчетам температура поверхности подложки из нержавеющей стали в центре кюветы оценивалась не более чем на 0,3 °С ниже температуры поверхности медного нагревателя. В очень тонких плёнках на горизонтальной подложке с локальным нагревом нет необходимости решать тепловую задачу, а можно считать везде внутри жидкости распределение температуры таким же, как на подложке.

Температура воды в охлаждающем контуре, поддерживающем постоянную температуру по периметру подложки, составляла 23 °С. Эксперименты проводились при температуре окружающего воздуха 23–25 °С и относительной влажности воздуха 15–40%.

Для визуализации деформаций и разрывов пленки использовалась высокоскоростная камера Photron Fastcam с оптическим шлирен-методом, который позволяет визуализировать плоские горизонтальные участки свободной поверхности и наклонные с помощью оттенков серого на изображении (более темные участки соответствуют свободной поверхности с большим углом наклона). На Рисунке 4.3 представлены шлирен-изображения деформации свободной поверхности пленки жидкости при локальном нагреве. При включении нагревателя на поверхности пленки возникает температурный градиент, а поскольку поверхностное

натяжение жидкости зависит от температуры, появляются деформации слоя жидкости. При достижении критической деформации образуется тонкая остаточная пленка, в которой зарождается сухое пятно (Рисунок 4.3, изображение 5).

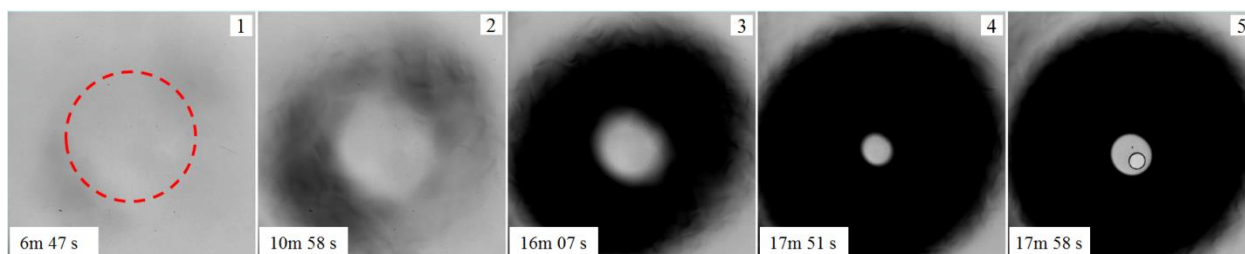


Рисунок 4.3 – Последовательность шпирен-изображений, демонстрирующих динамику деформаций свободной поверхности слоя воды на «гладкой» подложке (вид сверху). Начальная толщина пленки составляет 850 мкм. Красный круг указывает положение нагревателя диаметром 12 мм, внизу указано время от начала нагрева

Для измерения деформаций слоя жидкости использовался конфокальный датчик, установленный на системе позиционирования и перемещаемый вдоль поверхности подложки со скоростью 20 мм/с (частота измерений 0,3 кГц). На Рисунке 4.4 представлена эволюция профиля деформации свободной поверхности слоя жидкости при увеличении температуры нагревателя.

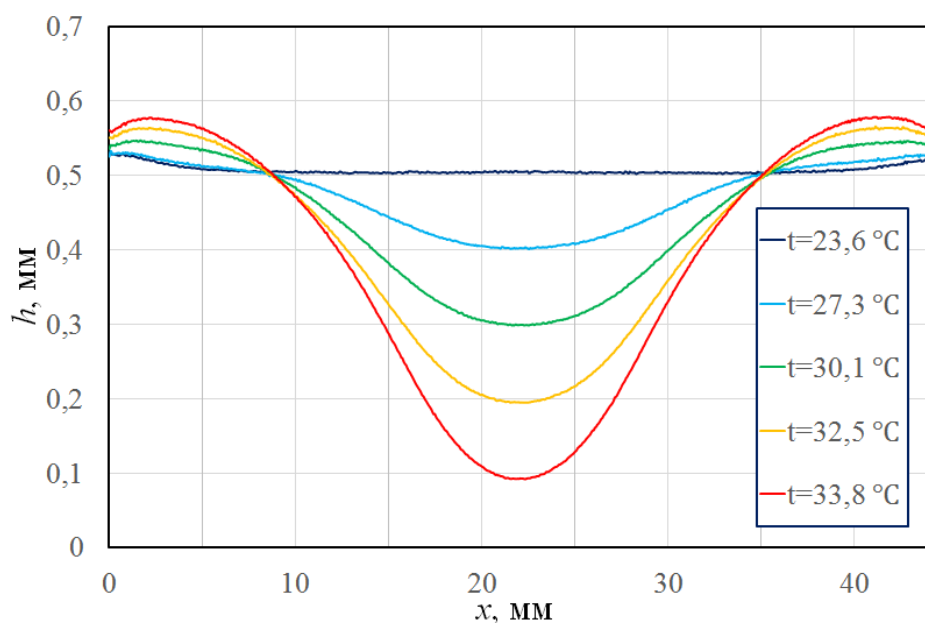


Рисунок 4.4 – Эволюция профиля свободной поверхности пленки воды под действием нагрева

Профиль деформированной под действием нагрева свободной поверхности имеет минимальную толщину пленки жидкости в центре кюветы. На Рисунке 4.5 приведено изменение толщины пленки в центре кюветы после включения нагревателя при различной

начальной толщине пленки. В более толстых пленках жидкости в процессе утонения пленки наблюдались колебания толщины слоя жидкости.

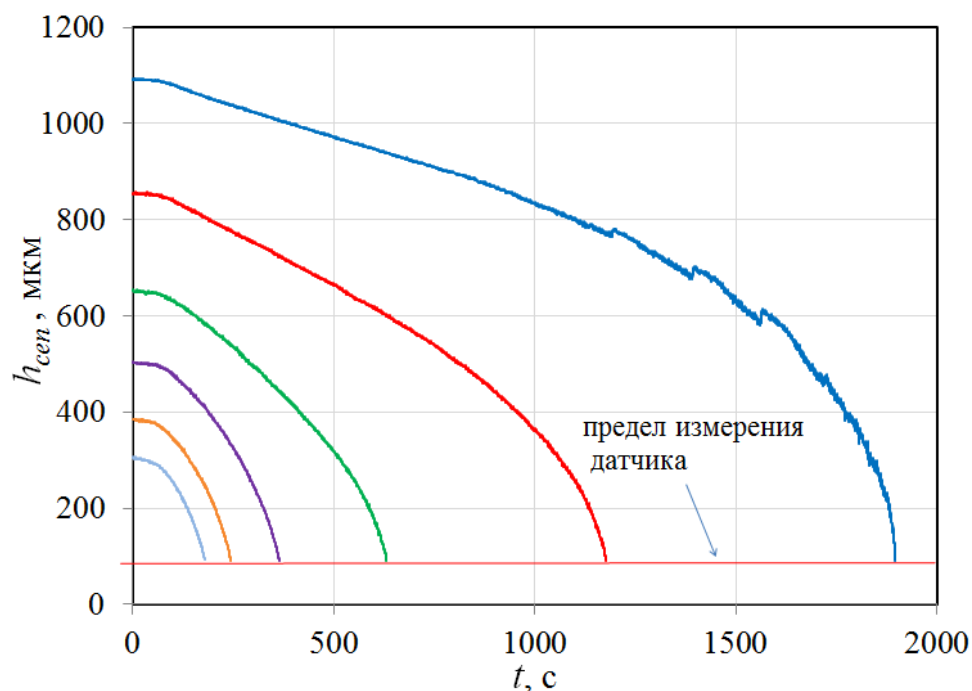


Рисунок 4.5 – Изменение локальной толщины слоя воды в центре кюветы после начала нагрева для различных начальных толщин пленки

На Рисунке 4.6 (красными квадратами) представлены экспериментальные данные по пороговой температуре поверхности медного стержня (при которой происходит разрыв слоя жидкости) в зависимости от начальной средней толщины слоя жидкости (измеренной конфокальным датчиком до включения нагревателя). Из графика видно, что с увеличением начальной толщины слоя жидкости температура разрыва увеличивается.

Синими крестиками на Рисунке 4.6 обозначены данные по пороговой температуре подложки в зависимости от средней толщины слоя жидкости непосредственно перед разрывом (рассчитанной по профилю деформации, измеренному конфокальным датчиком). Анализ данных показывает, что при меньших значениях начальной толщины слоя жидкости испарение незначительно, однако с ее увеличением доля испарившейся жидкости увеличивается, поскольку увеличивается максимальная температура подложки, а также продолжительность эксперимента. При начальной толщине пленки $h_{av0} = 1030$ мкм доля испарившейся жидкости составляет около 25%.

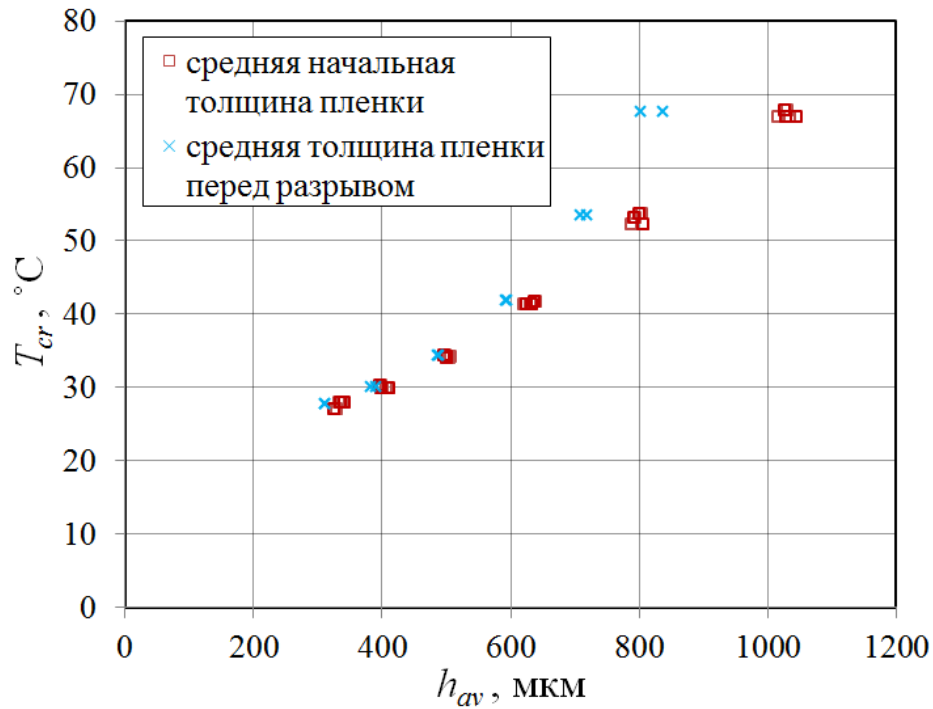


Рисунок 4.6 – Пороговая температура нагревателя, при которой происходит разрыв слоя жидкости на гладкой подложке, в зависимости от толщины пленки

Следует отметить, что при различной влажности атмосферного воздуха (15–40%), измеряемой на расстоянии около 20 см от рабочего участка, доля испарившейся жидкости при одинаковом алгоритме повышения мощности нагрева меняется, вследствие чего наблюдается некоторый разброс температур нагревателя (1–2 °C), при которых происходит разрыв слоя жидкости, к примеру, при относительной влажности атмосферного воздуха 21% и 37% разрыв слоя воды начальной толщиной $h_0 = 900 \pm 5$ мкм происходит при температуре нагревателя 57,3 и 58,9 °C, соответственно. Также стоит отметить и тот факт, что в процессе развития термокапиллярных деформаций жидкость вытесняется из более теплой области над нагревателем в менее теплую, тем самым высота слоя на периферии, а значит и гидростатическая сила, препятствующая разрыву, увеличивается. Для более корректного учета эффекта испарения, а также эффекта вытеснения жидкости из центра кюветы к периферии, целесообразно строить зависимость пороговой разницы температур вдоль кюветы, при которой происходит разрыв слоя, от толщины слоя перед разрывом на периферии кюветы (Рисунок 4.7). Что также является физически обоснованным, так как получаемая зависимость отражает факт конкуренции эффекта Марангони, определяемого разницей температур, а также гидростатической силы, определяемой толщиной слоя жидкости. Толщина слоя на периферии перед разрывом определяется, используя измеренный конфокальным датчиком профиль свободной поверхности (Рисунок 4.4), в точке на расстоянии 3–5 мм от края кюветы, для игнорирования образованного на стенке мениска. Таким образом, можно заключить, что с

увеличением толщины слоя жидкости, увеличивается и гидростатическая сила, препятствующая возникновению в пленке перепада толщин, следовательно, для разрыва слоя необходим больший градиент температуры. Было также установлено, что шероховатость подложки не влияет на пороговую разницу температур вдоль кюветы, при которой происходит разрыв слоя, однако значительно влияет на скорость распространения сухих пятен. Данные по динамике сухих пятен на подложках различной шероховатости представлены в разделе 4.2.1.

Для оценки потерь тепла, а также тепловых потоков, подводимых к пленке жидкости нагревателем, была численно решена тепловая задача, где в качестве граничных условий использовались показания встроенных в нагреватель и рабочий участок термодатчиков. По результатам расчетов в стационарных условиях диапазон тепловых потоков, необходимых для разрыва, пленок жидкости средней толщиной от 330–1030 мкм составляет от 0,8 до 7,6 Вт/см².

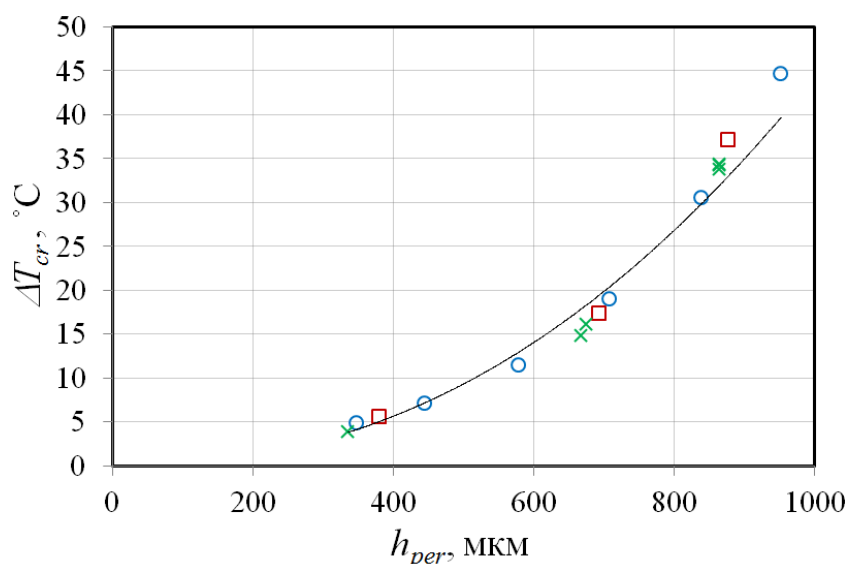


Рисунок 4.7 – Зависимость пороговой разницы температур, при которой происходит разрыв слоя, от толщины слоя жидкости на периферии кюветы. Символы обозначают различную шероховатость подложки (в диапазоне от $rms = 3$ нм до $rms = 550$ нм)

4.1.2 Термокапиллярный эффект в горизонтальном слое жидкости на подложках различной смачиваемости

Эксперименты проводились на экспериментальном стенде (Рисунок 2.5), рабочий участок которого представляет собой открытую в атмосферу цилиндрическую кювету со сменными подложками, заполненную рабочей жидкостью – сверхчистой водой Milli-Q. Для исследования влияния смачиваемости поверхности на процесс термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости применялись кремниевые подложки как с покрытиями, изменяющими краевой угол смачивания, так и без них. Изменение смачиваемости подложек

осуществлялось нанесением нанопокровтий из фторполимера методом химического осаждения из паровой фазы (Hot Wire Chemical Vapor Deposition). Применение покрытий данного типа позволяет исследовать влияние краевого угла смачивания без изменения теплофизических свойств системы. Смачиваемость подложек измерялась с помощью системы KRUSS DSA 100. Подобная информация о свойствах поверхности используемых подложек представлена в разделе 2.2 (Таблица 2.2).

Для компенсации потерь рабочей жидкости, вызванных испарением, кювета соединена по принципу сообщающихся сосудов с резервуаром большой площади, который был установлен на платформу системы позиционирования, позволяющую вертикально перемещать его. Формирование пленки жидкости на подложках осуществлялось следующим образом: резервуар с рабочей жидкостью поднимался системой позиционирования на некоторую высоту, что вызывало подъем уровня жидкости в кювете, в результате чего подложка полностью покрывалась толстым слоем рабочей жидкости; после смачивания подложки регулирование толщины слоя жидкости осуществлялось вертикальным перемещением резервуара с минимальным шагом 1 мкм. Толщина слоя жидкости измерялась конфокальным датчиком IFS2405-1, установленным на систему позиционирования датчика, позволяющую линейно перемещать его вдоль подложки. Начальная толщина пленки жидкости h_0 варьировалась от 200 до 600 мкм. Температура воды, прокачиваемой термостатом по медной трубке, погруженной в кювету для термостатирования рабочей жидкости по периметру подложки, поддерживается постоянной и составляет 24 °С. Температура и относительная влажность окружающего воздуха в период проведения экспериментов составляли 22 – 26 °С и 20 – 40% соответственно.

Нагрев нижней стороны подложки осуществляется через отверстие в кювете при помощи непрерывного лазера с эквивалентным диаметром луча около 3,5 мм и максимальной мощностью 2,2 Вт. Мощность нагрева плавно увеличивалась с шагом, не превышающим значение 5% от мощности, при которой происходит разрыв слоя. При этом каждое последующее увеличение мощности лазера не осуществлялось, пока не установится стационарное термокапиллярное течение жидкости в пленке, контролируемое измерением конфокальным датчиком профиля свободной поверхности, а также измерением ИК-сканером температуры поверхности жидкости.

Термокапиллярный разрыв горизонтальной пленки жидкости при нагреве подложки лазером происходит по похожему сценарию, что и в случае нагрева подложки кондуктивным нагревателем (раздел 4.1.1). При включении лазера слой жидкости нагревается в центре, при этом свободная поверхность деформируется под действием эффекта Марангони, принимая минимальное значение толщины слоя жидкости в центре кюветы. Однако в отличие от случая с нагревом подложки медным нагревателем диаметром 12 мм, при нагреве подложки лазером

наблюдается интересный эффект. При достижении некоторой критической толщины слоя жидкости в центре кюветы происходит его резкое необратимое утонение, сразу же приводящее к разрыву пленки. Для исключения влияния увеличения мощности нагрева на данное явление, шаг увеличения мощности нагрева перед разрывом составлял примерно 0,2% от мощности, при которой происходит разрыв пленки. Стоит отметить, что перед необратимым утонением пленки, приводящим к разрыву слоя, над центром кюветы наблюдаются колебания толщины слоя амплитудой 30–40 мкм. Данная неустойчивость, по всей видимости, связана с тем, что помимо гравитации развитию деформации свободной поверхности также препятствует сила, возникающая под влиянием давления Лапласа, которое в свою очередь вызывается кривизной свободной поверхности. Другими словами, с развитием термокапиллярных деформаций границы раздела также растет и сила, стремящаяся сгладить пленку, вызывая тем самым неустойчивость. При начальной толщине слоя жидкости $h_0 = 600$ мкм критическая толщина, при которой происходит резкое необратимое утонение пленки, составляет 100–120 мкм, и не зависит от смачиваемости подложки (Рисунок 4.8). К сожалению, при меньшей начальной толщине слоя жидкости $h_0 = 400$ мкм и $h_0 = 200$ мкм критическая толщина не была четко зафиксирована, поскольку колебания толщины выходили за минимальный предел измерения конфокального датчика, составляющий примерно 70 мкм. Увеличение критической толщины с ростом начальной толщины слоя жидкости подтверждает, что природа неустойчивости связана с кривизной поверхности, так как при одинаковом размере нагревателя с увеличением начальной толщины слоя увеличивается кривизна поверхности при его утонении до некоторой толщины в центре кюветы. На рабочем участке с кондуктивным нагревом явление критической толщины вовсе не наблюдается, поскольку кривизна поверхности из-за относительно большого размера нагревателя не так существенна. Таким образом, при локальном нагреве стационарный профиль слоя жидкости является результатом баланса термокапиллярной силы, силы гравитации, а также силы поверхностного натяжения, влиянием которой нельзя пренебрегать в случае высокой кривизны свободной поверхности.

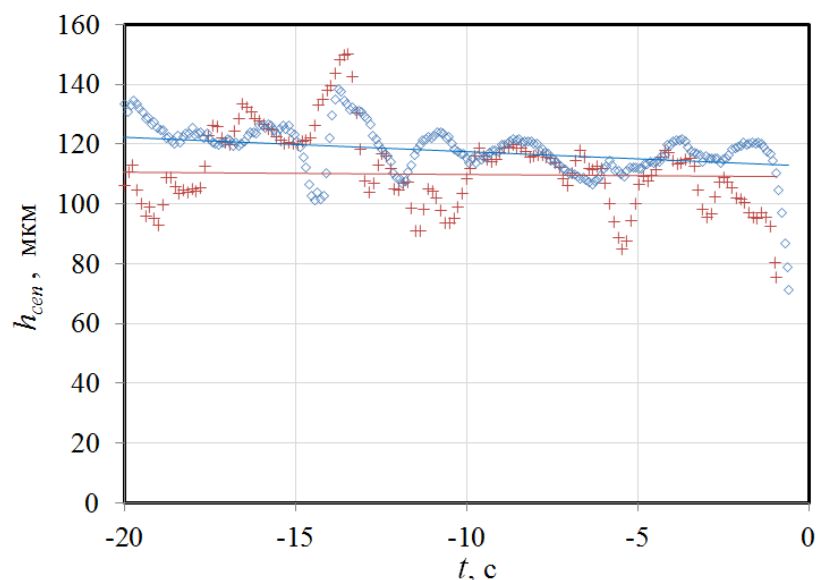


Рисунок 4.8 – Динамика толщины пленки жидкости в центре кюветы перед разрывом. Начало координат оси абсцисс соответствует моменту разрыва, т.е. появления сухого пятна. Синие ромбики – кремниевая подложка без покрытия, красные крестики – кремниевая подложка с гидрофобным покрытием

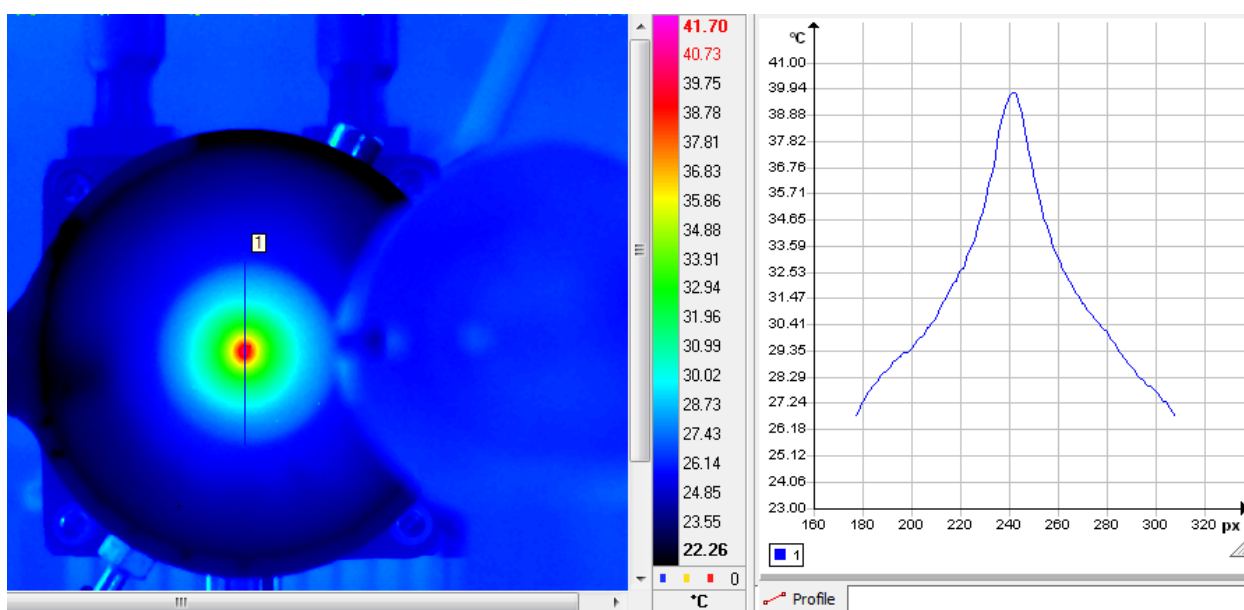


Рисунок 4.9 – Поле температур на свободной поверхности пленки воды $h_0 = 600$ мкм, измеренное перед разрывом

На Рисунке 4.10 представлена зависимость максимальной разницы температур вдоль подложки (между точками, расположенными в центре подложки и на ее периферии, $x = 12,5$ мм), при которой происходит разрыв жидкой пленки, от толщины слоя жидкости на периферии для подложек с различными значениями краевого угла смачивания. Поскольку кювета соединена по принципу сообщающихся сосудов с резервуаром с рабочей жидкостью, а нагрев слоя осуществляется достаточно медленно, толщина пленки на периферии подложки

(где отсутствуют термокапиллярные деформации) равна начальной толщине пленки. Поле температур измеряется ИК сканером в момент перед необратимым утонением пленки, когда ее толщина составляет около 100 мкм, чего достаточно для корректного измерения температуры приповерхностного слоя жидкости без влияния подложки. Как и предполагалось, с ростом толщины слоя жидкости пороговая разница температур увеличивается. Необходимо отметить, что влияния смачиваемости подложки в широком диапазоне краевых углов на пороговую разницу температур не обнаружено.

Зная мощность нагрева, диаметр лазерного луча, а также долю поглощаемого подложкой излучения, приведем оценку тепловых потоков, подводимых к подложке лазером. Так пороговые тепловые потоки, необходимые для разрыва пленок жидкости толщиной 200, 400 и 600 мкм составляют 1,5, 5,9 и 12,3 Вт/см², соответственно.

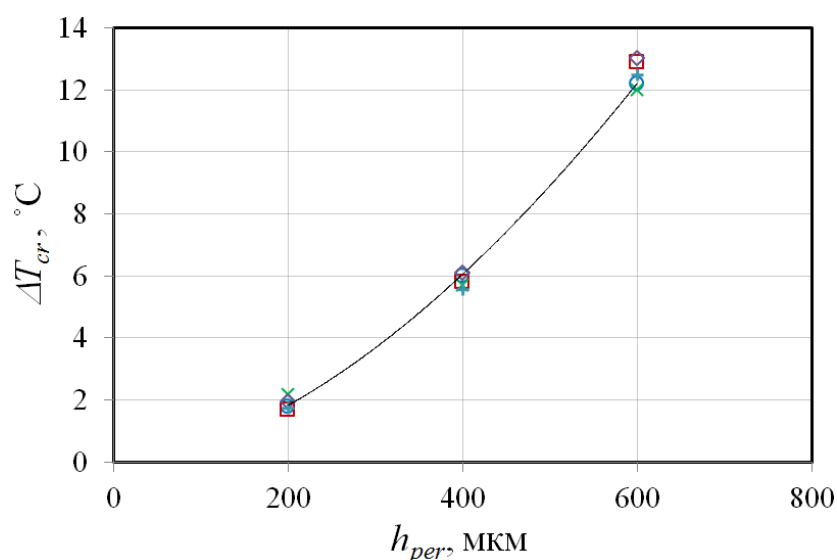


Рисунок 4.10 – Зависимость пороговой разницы температур, необходимой для разрыва горизонтального слоя жидкости, от начальной толщины слоя жидкости. Разными символами показаны подложки с различными значениями краевого угла смачивания (от гидрофильных до супергидрофобных)

4.1.3 Обобщение данных по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости

Описанные в разделах 4.1 и 4.2 исследования показали, что с увеличением начальной толщины горизонтального слоя жидкости возрастает разница температур между нагревателем и холодильником, необходимая для разрыва слоя. Полученный результат согласуется с теоретическими работами [19, 29]. Данный эффект объясняется тем, что основными конкурирующими силами в данной задаче являются сила Марангони (термокапиллярный эффект), стремящаяся утонить слой в более горячей области, а также гидростатический напор, вызванный гравитацией и препятствующий возникновению перепада высот в слое жидкости.

При этом сила Марангони характеризуется разницей температур между нагревателем и холодильником, а гидростатический напор толщиной слоя жидкости. На Рисунке 4.11 показано влияние начальной толщины пленки жидкости на разность температур между нагревателем и холодильником, необходимую для разрыва слоя, для различных рабочих жидкостей.

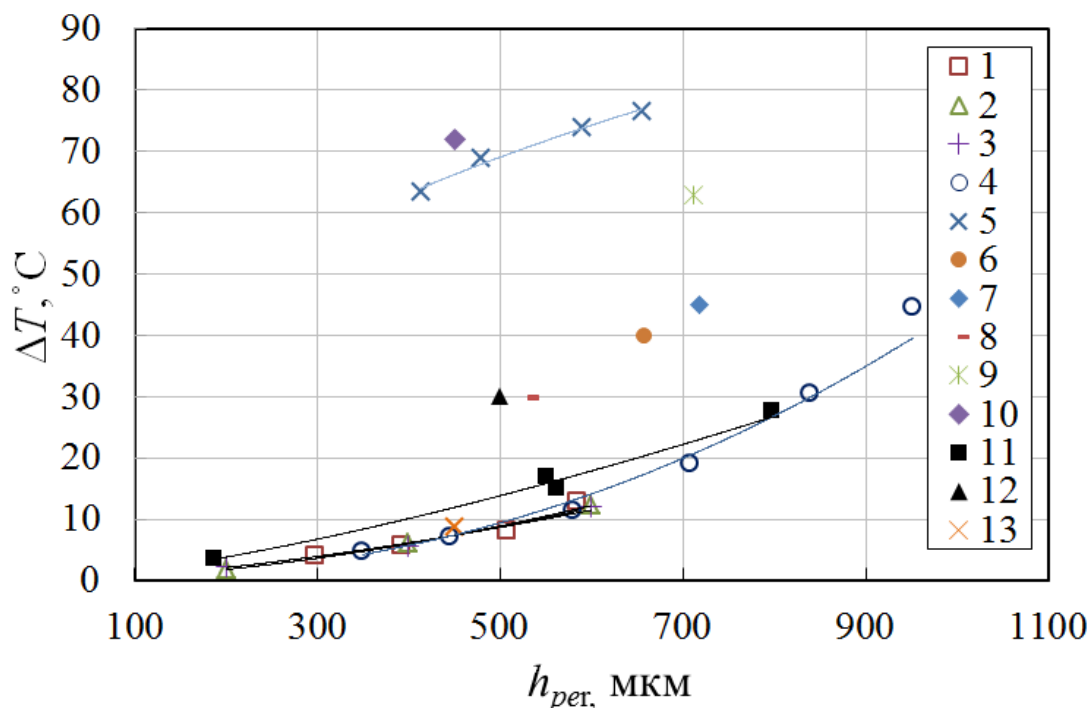


Рисунок 4.11 – Данные по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости в различных условиях. 1 – вода, диаметр нагревателя 3,5 мм (супергидрофобная поверхность); 2,3 – вода, диаметр нагревателя 3,5 мм (гидрофильная поверхность); 4 – вода, диаметр нагревателя 12 мм; 5 – Силиконовое масло ПМС 100, диаметр нагревателя 12 мм (резкий нагрев); 6 – Силиконовое масло ПМС 100, диаметр нагревателя 12 мм; 7 – Силиконовое масло ПМС 5, диаметр нагревателя 12 мм; 8 – Силиконовое масло ПМС 200, диаметр нагревателя 12 мм; 9 – Силиконовое масло ПМС 5, диаметр нагревателя 12 мм (резкий нагрев); 10 – Силиконовое масло ПМС 200, диаметр нагревателя 12 мм (резкий нагрев); 11 – силиконовое масло [18]; 12 – этанол [17]; 13 – этанол, диаметр нагревателя 12 мм

Представленные данные включают в себя данные полученные автором в различных условиях эксперимента (разделы 3.2, 4.1, 4.2), а также данные теоретических и экспериментальных работ других авторов [18, 129]. С увеличением начальной толщины слоя жидкости увеличивается разность температур, необходимая для разрыва, однако для различных рабочих жидкостей полученные зависимости не совпадают (для более вязких жидкостей линии зависимости лежат выше). Для получения единой корреляционной зависимости, учитывающей свойства рабочих жидкостей, а также условия нагрева, данные по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости представлены на Рисунке 4.12 в координатах (Ma_{cr} , h_{per}/l_δ), где Ma_{cr} – критическое число Марангони, определяемое при пороговой разнице температур между

нагревателем и холодильником ΔT_{cr} , h_{per} – толщина слоя, l_δ – масштаб устойчивости пленки (м), впервые предложенный Хартли и Мергатройдом [60] для стекающих пленок жидкости, определяемый как

$$l_\delta = (\sigma \mu^2 / \rho^3 g^2)^{1/5}, \quad (4.1)$$

где σ – поверхностное натяжение, μ – динамическая вязкость жидкости, g – ускорение свободного падения, ρ – плотность жидкости. Свойства жидкости брались при $T_0 = 25^\circ \text{C}$.

Исходя из вышесказанного, все данные, представленные на Рисунках 4.11 и 4.12 можно обобщить единой зависимостью

$$\text{Ma}_{cr} = 11665 (h_{per} / l_\delta)^{2,4}. \quad (4.2)$$

Соотношение (4.3.1) удовлетворительно обобщает данные для разных условий эксперимента, а также рабочих жидкостей, свойства которых изменяются в широком диапазоне.

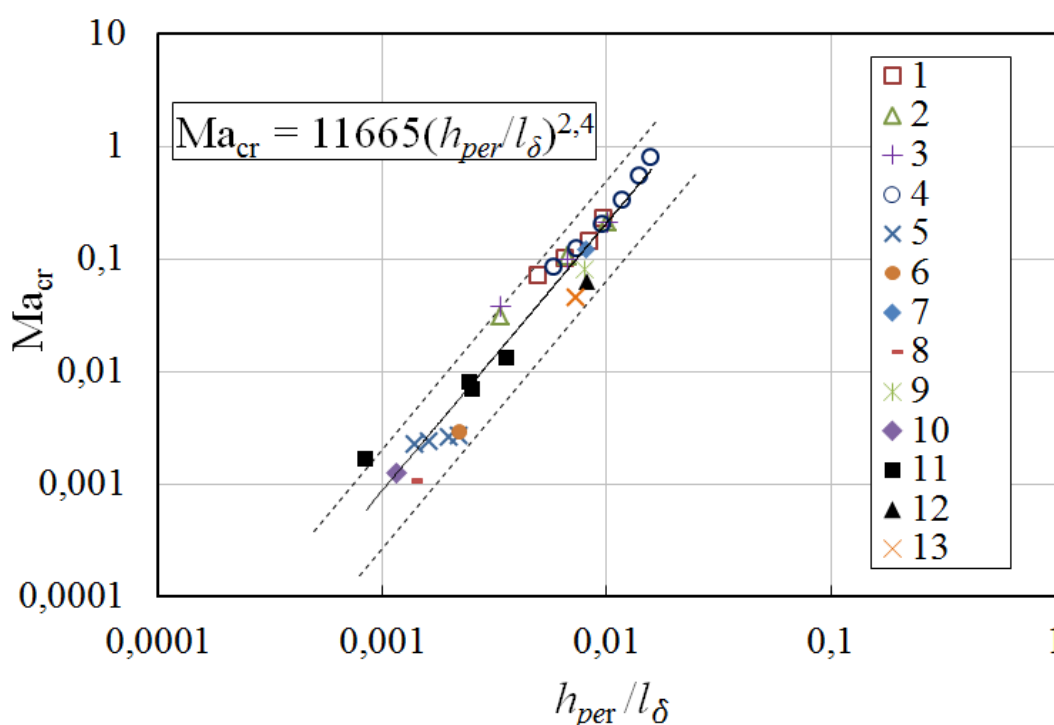


Рисунок 4.12 – Данные по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости в различных условиях. 1 – вода, диаметр нагревателя 3,5 мм (супергидрофобная поверхность); 2,3 – вода, диаметр нагревателя 3,5 мм (гидрофильная поверхность); 4 – вода, диаметр нагревателя 12 мм; 5 – Силиконовое масло ПМС 100, диаметр нагревателя 12 мм (резкий нагрев); 6 – Силиконовое масло ПМС 100, диаметр нагревателя 12 мм; 7 – Силиконовое масло ПМС 5, диаметр нагревателя 12 мм; 8 – Силиконовое масло ПМС 200, диаметр нагревателя 12 мм; 9 – Силиконовое масло ПМС 5, диаметр нагревателя 12 мм (резкий нагрев); 10 – Силиконовое масло ПМС 200, диаметр нагревателя 12 мм (резкий нагрев); 11 – силиконовое масло [18]; 12 – этанол [17]; 13 – этанол, диаметр нагревателя 12 мм

4.2 Динамика сухих пятен

Как описывалось выше, процесс термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости, вызванный конвекцией Марангони, завершается нуклеацией сухого пятна и его ростом. Очевидно, что такие свойства поверхности как смачиваемость и шероховатость могут оказывать существенное влияние на динамику сухого пятна, а также на его конечный размер. Понимание механизма эволюции сухих пятен важно для проектирования аппаратов, характеризующихся образованием сухих пятен.

4.2.1 Динамика сухих пятен в горизонтальном слое жидкости на подложках различной смачиваемости

Для исследования влияния шероховатости поверхности на процесс термокапиллярного разрыва применялись подложки из нержавеющей стали с различной механической обработкой поверхности. Подробное описание исследования процесса термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости до момента зарождения сухого пятна представлено в разделе 4.1.1.. Стоит отметить, что до момента появления сухого пятна процесс термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости на подложках различной шероховатости происходит по одному и тому же сценарию: увеличение градиента температуры вдоль слоя жидкости влечет за собой развитие вогнутой деформации свободной поверхности слоя жидкости над нагревателем, что в конечном итоге приводит к формированию остаточной пленки (в которой затем зарождается сухое пятно). Представленные же в данном разделе данные описывают динамику сухого пятна в процессе термокапиллярного разрыва слоя жидкости на подложках различной шероховатости и получены в ходе тех же экспериментов, что и данные, представленные в разделе 4.1.1.

Динамика сухого пятна в горизонтальном слое воды на «гладкой» подложке. Рассмотрим динамику роста сухого пятна в горизонтальном слое воды на «гладкой» подложке из нержавеющей стали со среднеквадратичной шероховатостью $r_{ms} = 4$ нм. Для визуализации динамики сухого пятна использовалась высокоскоростная камера Photron Fastcam с оптической штрих-системой. Скорость съемки составляла 3000 кадров в секунду. Поле зрения камеры составляло 23×23 мм. Разрешение изображения 1024×1024 пикселей.

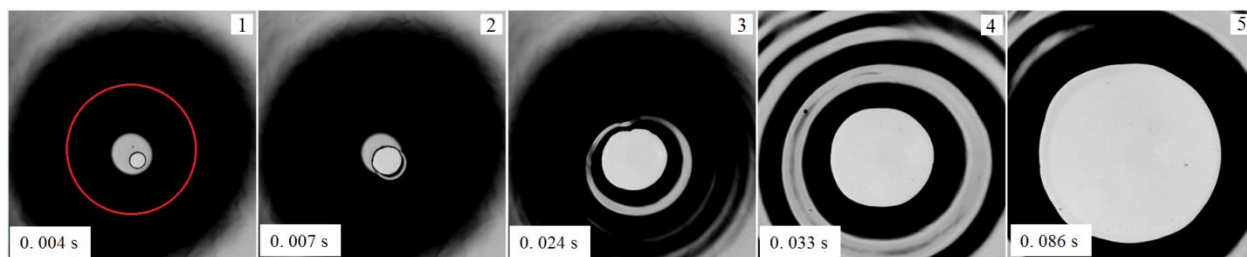


Рисунок 4.13 – Последовательность шпирен-изображений, демонстрирующих динамику роста сухого пятна в горизонтальном слое воды. Начальная толщина пленки 850 мкм. Круг указывает положение медного нагревателя диаметром 12 мм, внизу указано время от зарождения сухого пятна

При термокапиллярном разрыве горизонтального слоя воды на гладкой поверхности сухое пятно образуется как точечное отверстие в остаточной пленке (серая область в центре изображения). Далее единственное сухое пятно быстро распространяется почти по всей поверхности подложки. Подложка без жидкости на изображениях практически белая, так как хорошо отражает падающий свет, а мениск вблизи линии контакта черный, так как наклонен относительно подложки. Таким образом, за счет хорошего контраста можно четко определить положение границы сухого пятна (т.е. линии контакта). Среднюю скорость линии контакта определяли с помощью обработки изображений как разность радиусов сухого пятна во времени (раздел 2.7).

На Рисунках 4.14 и 4.15 показаны графики, демонстрирующие рост диаметра сухого пятна и скорости линии контакта в зависимости от времени после разрыва пленки для различных начальных толщин пленки жидкости. Скорость контактной линии максимальна сразу после разрыва, а затем уменьшается. Следует отметить, что с увеличением начальной толщины пленки увеличивается скорость линии контакта в момент зарождения сухого пятна. Однако на заключительном этапе разрыва скорость линии контакта становится ниже для более толстых пленок, вследствие большей гидростатической силы. Следует отметить, что сухое пятно в слое воды остается максимального размера и не замывается даже после исчезновения градиента температуры в подложке.

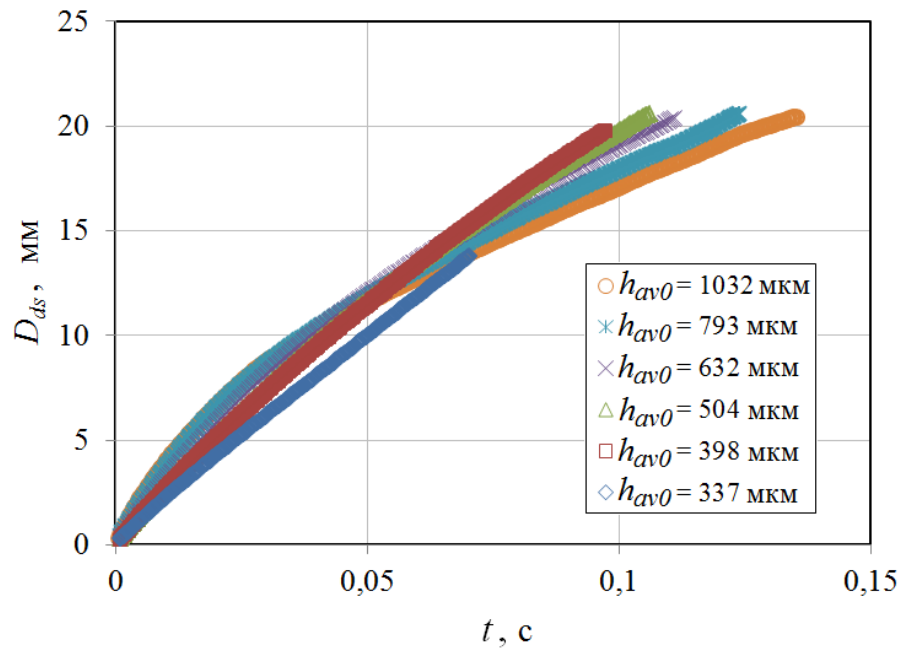


Рисунок 4.14 – Диаметр сухого пятна в процессе роста сухого пятна в горизонтальном слое воды на «гладкой» стальной подложке. Время указано от зарождения сухого пятна

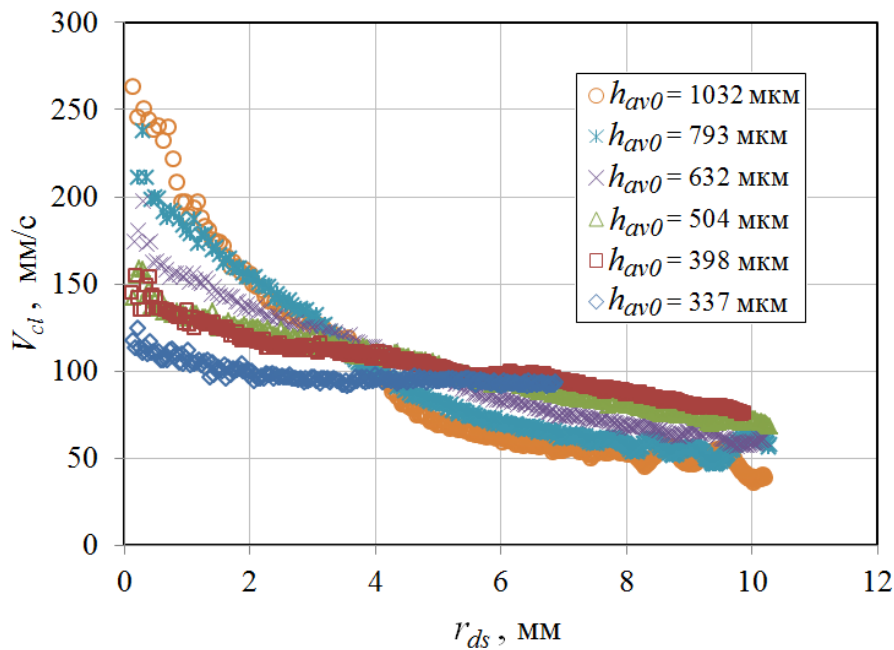


Рисунок 4.15 – Динамика контактной линии во время роста сухого пятна в горизонтальном слое воды на «гладкой» стальной подложке

Динамика сухого пятна в горизонтальном слое воды на «шероховатой» подложке.
Теперь рассмотрим динамику роста сухого пятна в горизонтальном слое воды на «шероховатой» подложке из нержавеющей. В разделе 4.1 показано, что шероховатость подложки не оказывает влияния на процесс термокапиллярного разрыва до момента зарождения сухого пятна. Для визуализации динамики сухого пятна использовалась высокоскоростная камера Photron Fastcam. Скорость съемки составляла 50 кадров в секунду.

Поле зрения камеры составляло 24×24 мм. Разрешение изображения 1024×1024 пикселей. Процесс роста сухого пятна записывался в течение 1–2 минуты, после чего нагрев подложки прекращался. Стоит отметить, что от момента зарождения сухого пятна и до выключения нагрева температура подложки увеличивалась незначительно (на 1–2 °С). На Рисунке 4.16 представлена динамика сухого пятна в горизонтальных слоях воды на «шероховатой» подложке из нержавеющей стали со среднеквадратичной шероховатостью $r_{ms} = 175$ нм. В отличие от термокапиллярного разрыва слоя воды на «гладкой» подложке, где сухое пятно возникает как точечное отверстие недалеко от центра остаточной пленки, разрыв слоя воды на «шероховатой» подложке начинается на краю остаточной пленки, в результате чего образуется сухое пятно кольцеобразной формы (Рисунок 4.16, изображение 1). Пока остаточная пленка не испарится и сухое пятно не примет круглую форму, скорость контактной линии (Рисунок 4.17) определяется по внешнему радиусу сухого пятна, при помощи автоматической обработки изображений (раздел 2.7).

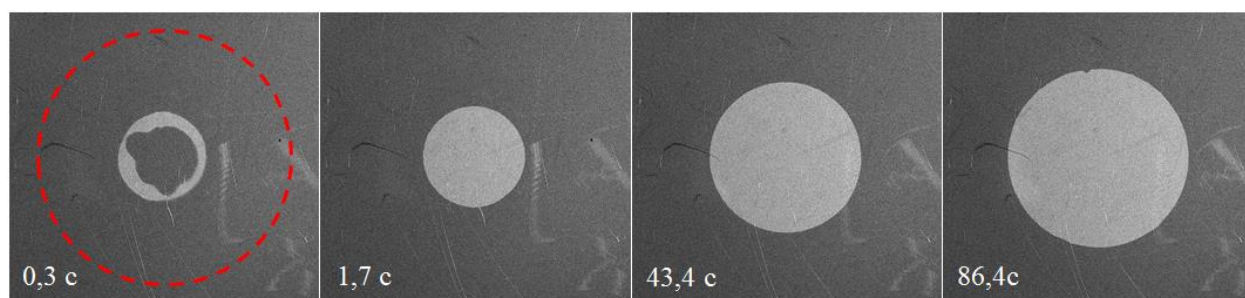


Рисунок 4.16 – Последовательность изображений, демонстрирующая динамику разрыва пленки воды на шероховатой подложке. Показано время от зарождения сухого пятна. Круг указывает положение нагревательного стержня (диаметр 12 мм)

По сравнению с динамикой сухого пятна в слое воды на гладкой подложке, скорость роста сухого пятна в слое воды на шероховатой подложке на несколько порядков ниже (Рисунок 4.17). Поскольку шероховатость поверхности влияет на краевой угол смачивания, остается неясным, что вносит больший вклад в динамику сухого пятна – морфология поверхности или смачиваемость.

После прекращения нагрева подложки процесс роста сухого пятна останавливался, при этом, как и на «гладкой» подложке сухое пятно оставалось максимального размера и не замывалось даже после выравнивания температуры в подложке.

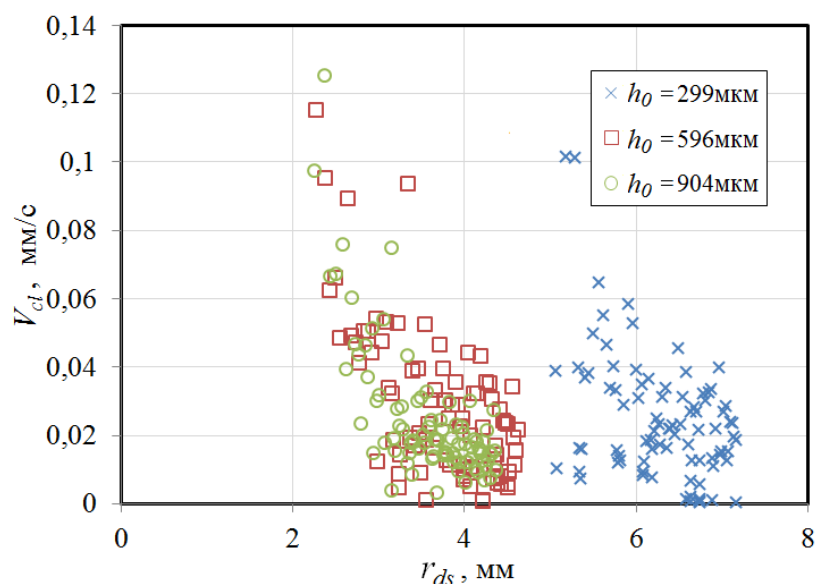
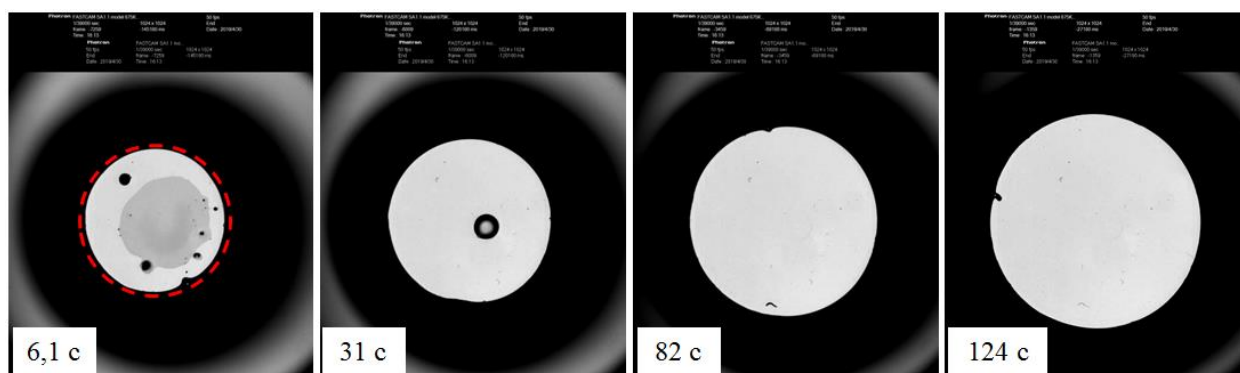
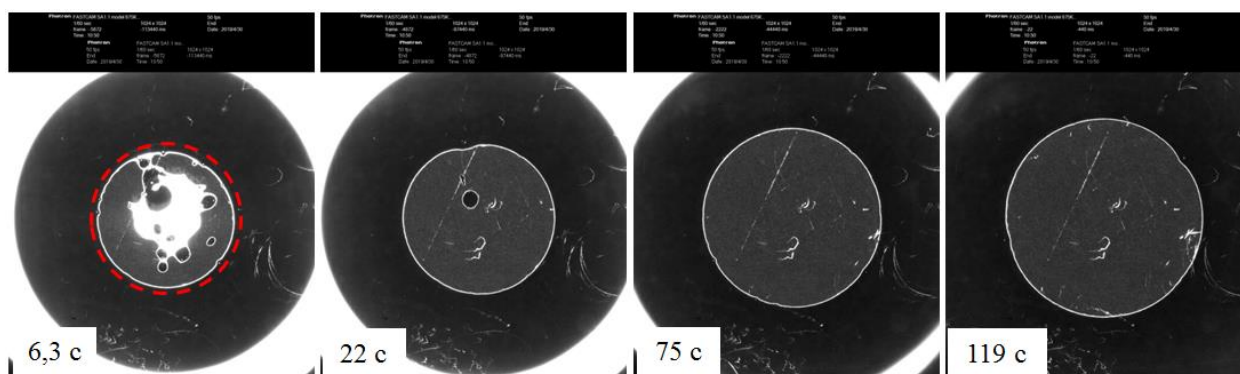


Рисунок 4.17 – Динамика контактной линии в процессе роста сухого пятна в горизонтальном слое воды на «шероховатой» подложке

Динамика сухого пятна в горизонтальном слое этанола на «гладкой» и «шероховатой» подложке. Для определения влияния морфологии поверхности на динамику контактной линии при росте сухого пятна, были проведены эксперименты с использованием этанола в качестве рабочей жидкости, поскольку краевой угол смачивания этанолом как гладкой, так и шероховатой подложки из нержавеющей стали близок к нулю. Рассмотрим процесс роста сухого пятна на «шероховатой» и «гладкой» подложке. На Рисунке 4.18 Последовательность шпирен-изображений, демонстрирующих динамику роста сухого пятна в горизонтальном слое этанола. В слое этанола, как на «гладкой», так и на «шероховатой» подложке сухое пятно образуется на краю остаточной пленки и имеет кольцообразную форму (пока остаточная пленка не испарится). Было обнаружено, что скорость контактной линии при распространении сухого пятна в слое этанола практически не зависит от шероховатости поверхности, так как этанол хорошо смачивает как «гладкую», так и «шероховатую» подложку. Таким образом, можно сделать вывод, что шероховатость поверхности влияет на динамику контактной линии через изменение смачиваемости стальной подложки (уменьшая оттекающий краевой угол), при этом значительного эффекта непосредственно морфологии поверхности на процесс роста сухого пятна не наблюдается.



а)



б)

Рисунок 4.18 – Последовательность шпирен-изображений, демонстрирующая динамику разрыва пленки этанола на гладкой (а) и шероховатой подложке (б). Внизу показано время от зарождения сухого пятна. Круг указывает положение нагревателя диаметром 12 мм. Начальная толщина слоя этанола 500 мкм

Следует отметить, что в отличие от сухого пятна в пленке воды, остающегося максимального размера даже после исчезновения градиента температуры в подложке, сухое пятно в пленке этанола замывается как на гладкой, так и на шероховатой подложке после прекращения нагрева из-за малого наступающего краевого угла смачивания.

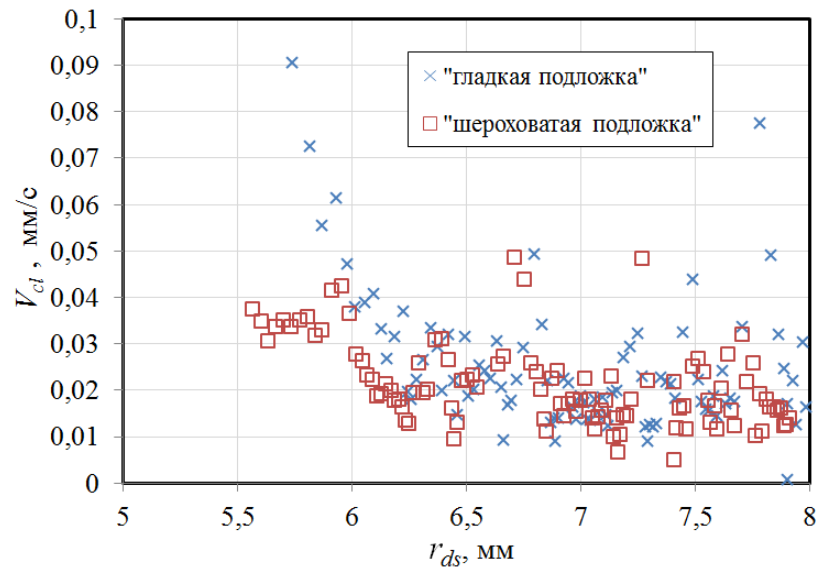
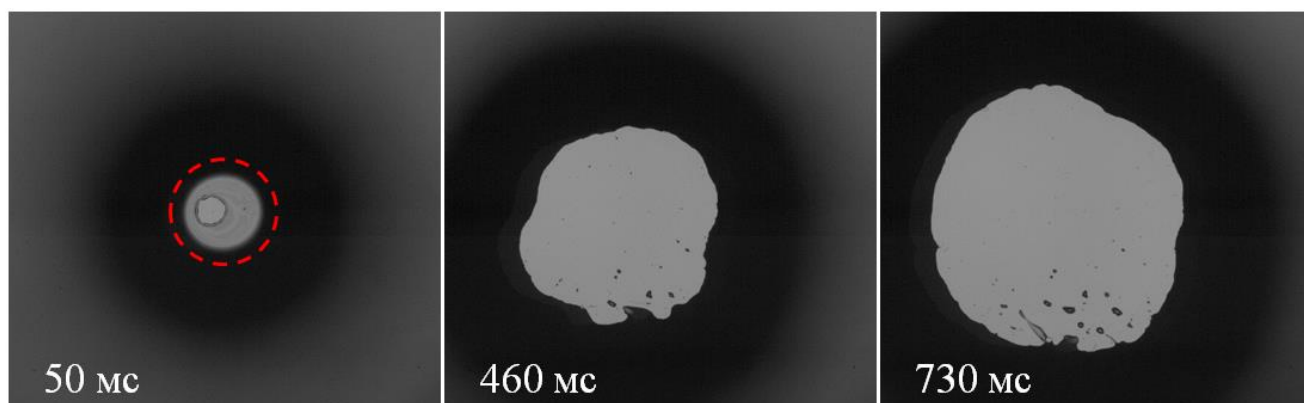


Рисунок 4.19 – Динамика контактной линии в процессе роста сухого пятна в горизонтальном слое этанола на «гладкой» и «шероховатой» подложке

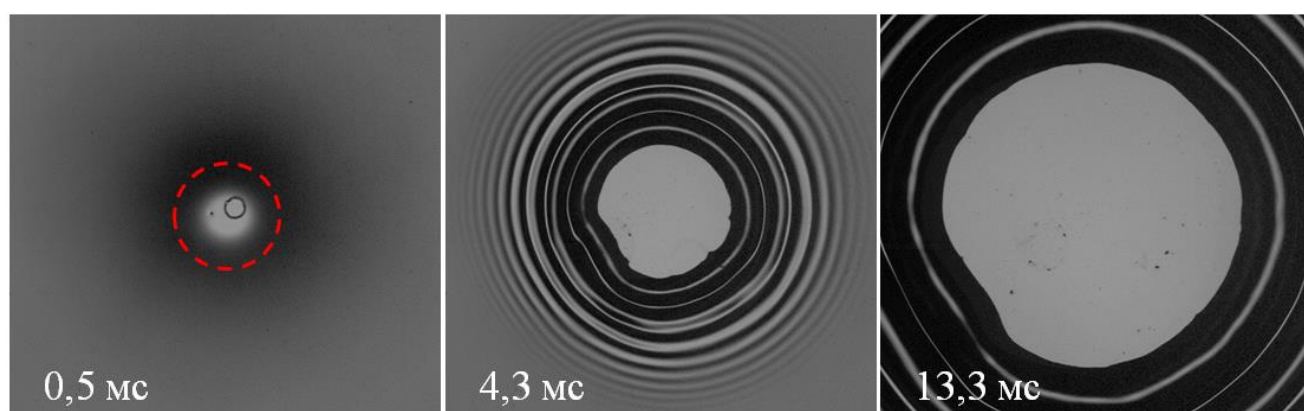
4.2.2 Динамика сухих пятен в горизонтальном слое жидкости на подложках различной смачиваемости

Для исследования влияния смачиваемости поверхности на процесс термокапиллярного разрыва применялись кремниевые подложки с фторполимерными покрытиями. Подробное описание исследования процесса термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости до момента нуклеации сухого пятна на данных подложках представлено в разделе 4.1.2., где отмечается, что до стадии формирования остаточной пленки, в которой зарождается сухое пятно процесс термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости на подложках различной шероховатости происходит по одному и тому же сценарию и не зависит от смачиваемости подложки. Представленные же в данном разделе данные описывают динамику сухого пятна в процессе термокапиллярного разрыва слоя жидкости на подложках различной смачиваемости и получены в ходе тех же экспериментов, что и данные, представленные в разделе 4.1.2.

Процесс образования сухих пятен фиксировался скоростной камерой Phantom VEO с разрешением 1280×800 пикселей и полем зрения $31 \times 19 \text{ мм}^2$. Скорость съемки составляла до 7500 кадров в секунду. В некоторых случаях скорость съемки увеличивалась до 50 000 кадров в секунду при этом поле зрения уменьшалось до размера $6 \times 6 \text{ мм}^2$. На Рисунке 4.20 представлены шпирен-изображения, демонстрирующие распространение сухого пятна в процессе термокапиллярного разрыва горизонтального слоя воды. Черные участки соответствуют наклоненной относительно горизонта границе раздела жидкость-газ, серые — плоскому остаточному слою, самые светлые — подложке без жидкости (сухое пятно).



а)



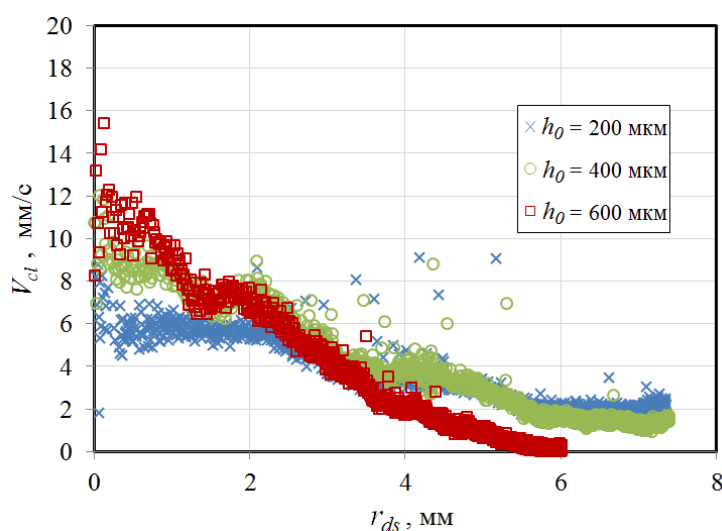
б)

Рисунок 4.20 – Динамика сухого пятна на кремниевой подложке (а), а также на кремниевой подложке с фторполимерным нанопокрывтием (б) (время указано от зарождения сухого пятна)

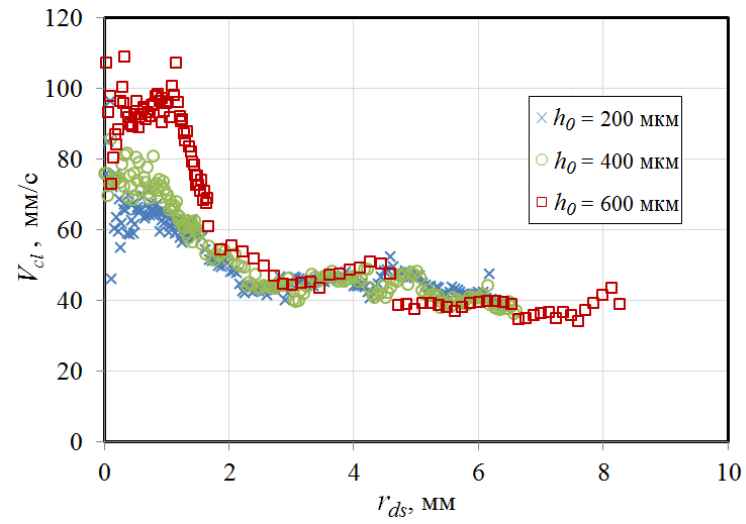
На всех рассматриваемых в данном разделе кремниевых подложках сухое пятно образуется как точечное отверстие в случайном месте остаточной пленки, которое затем распространяется практически по всей подложке. В редких случаях в остаточной пленке могут образовываться два сухих пятна, которые затем сливаются в одно. По полученным шлирен-изображениям определяется средняя скорость линии контакта (как разность радиусов сухого пятна во времени). На Рисунке 4.21 представлены графики зависимости скорости линии контакта от радиуса сухого пятна при разной начальной толщине слоя воды на кремниевых подложках с различным краевым углом смачивания. Из графика видно, что вне зависимости от начальной толщины слоя жидкости и смачиваемости подложки скорость контактной линии имеет максимальное значение при практически минимальном радиусе сухого пятна (зародившегося в остаточной пленке), и уменьшается по мере удаления контактной линии от центра кюветы. Уменьшение скорости контактной линии в процессе роста сухого пятна связано с увеличением толщины деформированного слоя жидкости от центра кюветы к периферии,

таким образом, по мере удаления границы сухого пятна от центра подложки увеличивается гидростатическое давление, которое препятствует распространению сухого пятна, что согласуется с результатами, полученными на другом рабочем участке (Рисунок 4.15), а также в работе [57], где исследовался рост сухого пятна в изотермическом слое жидкости. Стоит отметить, что поскольку сухое пятно образуется почти в центре подложки и распространяется симметрично, радиус сухого пятна практически эквивалентен координате от центра кюветы.

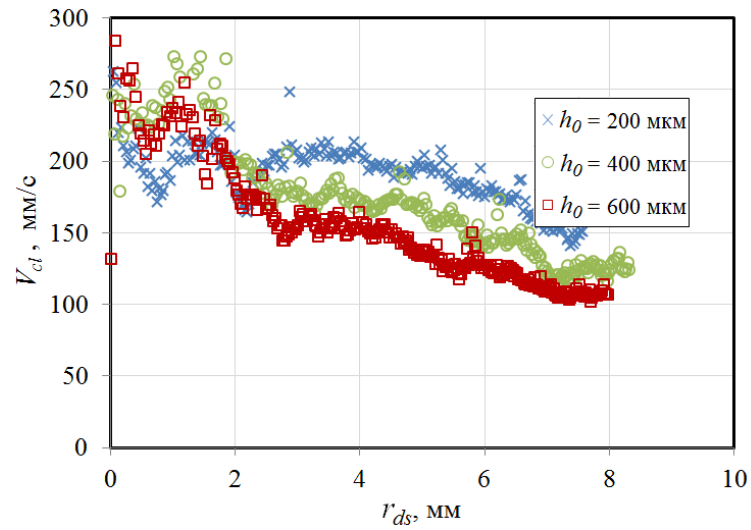
Также установлено, что с увеличением начальной толщины слоя воды максимальная скорость линии контакта увеличивается. Однако по мере удаления границы сухого пятна от центра подложки, скорость линии контакта уменьшается быстрее для более толстых пленок жидкости и при некотором радиусе сухого пятна (2–4 мм) становится меньше для более толстых пленок жидкости, что также связано с большей гидростатической силой, препятствующей росту сухого пятна. Данная тенденция наблюдается на всех кремниевых подложках с разными краевыми углами смачивания. На кремниевой подложке без покрытия с наименьшим краевым углом смачивания при начальной толщине слоя жидкости $h_0 = 600$ мкм сухое пятно перестает расти, достигая радиуса примерно 6 мм, в этом случае достигается баланс между гравитационными капиллярными силами.



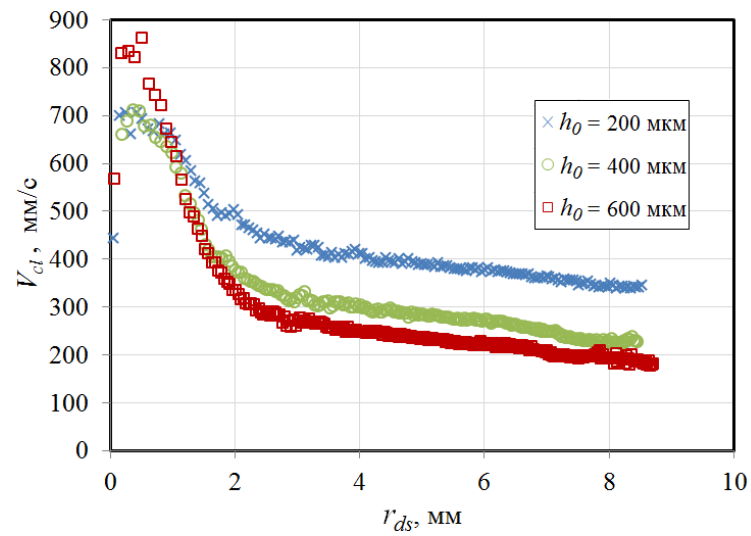
a)



б)



в)



г)

Рисунок 4.21 – Скорость линии контакта при росте сухого пятна $\theta_{ad} = 41^\circ$, $\theta_{rec} = 7,5^\circ$ (а); $\theta_{ad} = 49^\circ$, $\theta_{rec} = 19^\circ$ (б); $\theta_{ad} = 118^\circ$, $\theta_{rec} = 71^\circ$ (в); $\theta_{ad} = 124^\circ$, $\theta_{rec} = 93^\circ$ (г)

4.2.3 Обобщение данных по динамике контактной линии

Процесс роста сухого пятна при термокапиллярном разрыве горизонтального слоя жидкости можно разделить на две стадии: 1) распространение сухого пятна в остаточной пленке постоянной толщины; 2) распространение сухого пятна в деформированном слое жидкости. При этом вне зависимости от смачиваемости подложек скорость линии контакта максимальна при практически минимальном радиусе сухого пятна, зародившегося в остаточной пленке, и уменьшается по мере удаления контактной линии от центра кюветы. Все вышесказанное справедливо для сухих пятен, зарождающихся в виде точечного отверстия недалеко от центра остаточной пленки. На Рисунке 4.22 представлена зависимость скорости линии контакта от радиуса сухого пятна на кремниевых подложках с различными краевыми углами смачивания при одной и той же начальной толщине слоя воды $h_0 = 400$ мкм. Поскольку, как показано выше (Раздел 4.1), свойства поверхности подложки не оказывают существенного влияния на разницу температур между нагревателем и холодильником, необходимую для термокапиллярного разрыва горизонтального слоя жидкости, справедливо полагать, что условия в пленке жидкости до момента образования сухого пятна на кремниевых подложках различной смачиваемости существенно не отличаются. Также на графике представлена зависимость скорости линии контакта от радиуса сухого пятна на полированной подложке из нержавеющей стали при средней начальной толщине слоя воды $h_{av0} = 400$ мкм. Как видно из Рисунка 4.22 с увеличением краевого угла смачивания скорость линии контакта значительно увеличивается на всех стадиях роста сухого пятна. Причем влияние смачиваемости наиболее ярко выражено на начальном этапе роста сухого пятна.

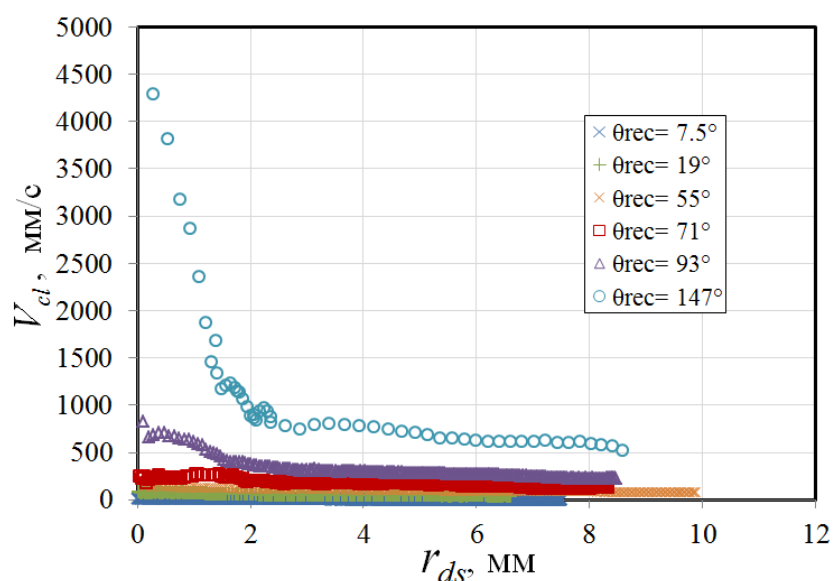


Рисунок 4.22 – Динамика линии контакта на подложках различной смачиваемости при начальной толщине слоя воды $h_0 = 400$ мкм

На Рисунке 4.23 представлена зависимость скорости контактной линии от краевого угла смачивания в процессе роста сухого пятна в остаточной пленке, при этом значение скорости усреднялось до достижения сухим пятном диаметра 0,5 мм. На Рисунке 4.24. представлена зависимость скорости контактной линии от смачиваемости подложки при радиусе сухого пятна 7–8 мм, что соответствует росту сухого пятна на периферии подложки, где толщина пленки близка к начальной. Ввиду того, что при термокапиллярном разрыве фронт жидкости оттекает из области нагрева, в качестве характерного краевого угла смачивания целесообразно использовать отступающий контактный угол смачивания.

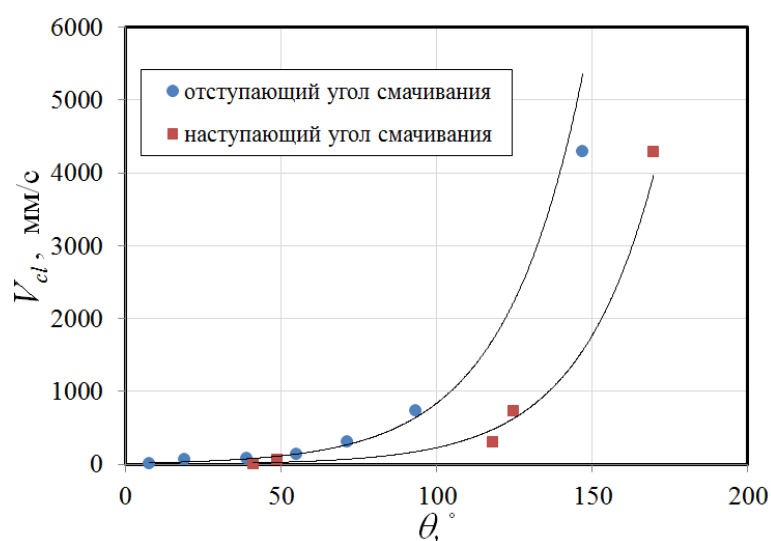


Рисунок 4.23 – Влияние оттекающего контактного угла смачивания на скорость контактной линии на этапе роста сухого пятна в остаточной пленке. Начальная толщина слоя жидкости $h_0 = 400 \text{ мкм}$

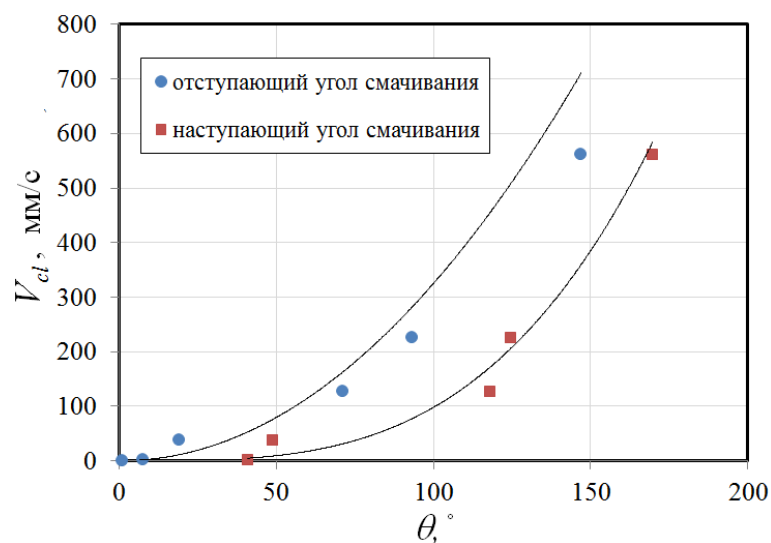


Рисунок 4.24 – Влияние оттекающего контактного угла смачивания на скорость контактной линии на этапе роста сухого пятна на периферии подложки. Начальная толщина слоя жидкости $h_0 = 400 \text{ мкм}$

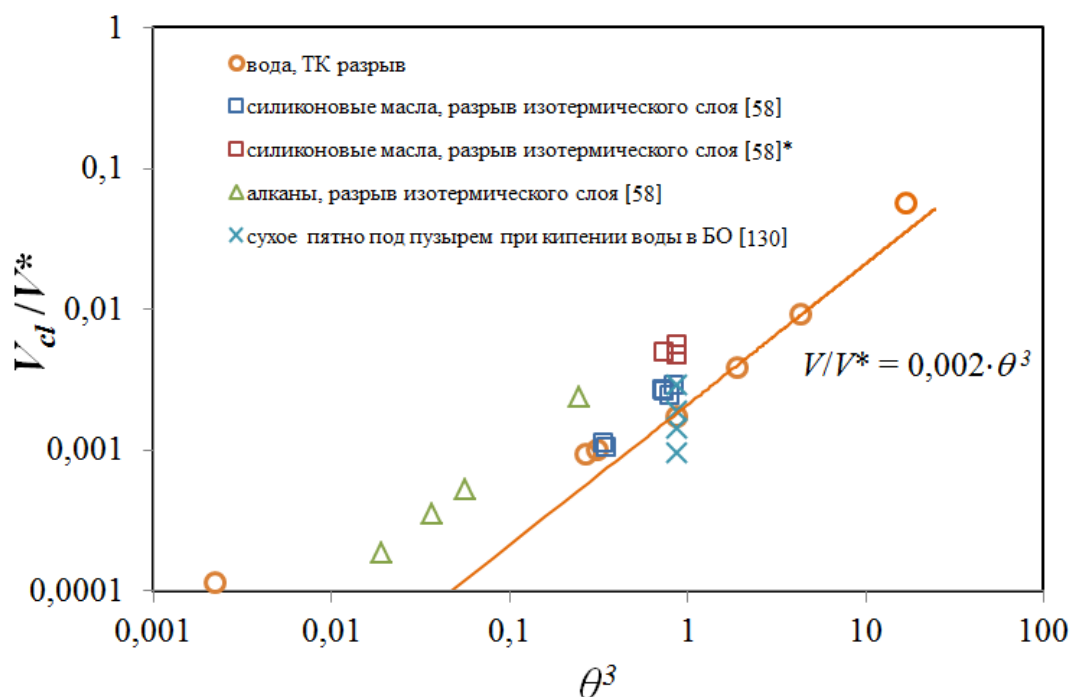


Рисунок 4.25 – Обобщение данных по скорости контактной линии на этапе роста сухого пятна в остаточной пленке, а также данные из литературы

Поскольку на первом этапе распространение сухого пятна происходит в практически плоской остаточной пленке толщиной ~ 10 мкм, уместно сравнить полученные данные с данными [58], где сухое пятно распространяется в изотермических пленках жидкости толщиной 20–50 мкм, а результаты экспериментов находятся в хорошем согласии с гидродинамической теорией, описывающей данный процесс и предсказывающей $V_{cl} \sim \theta^3$ (1.10). Данные (Рисунок 4.23), а также данные [58] представлены на Рисунке 4.25 в виде зависимости капиллярного числа V/V^* (где $V^* = \sigma/\mu$) от краевого угла смачивания в кубе θ^3 . Данные по динамике сухого пятна в остаточной пленке для среднего диапазона краевых углов смачивания подложки хорошо описываются следующим соотношением

$$V_{cl}/V^* = 0,002 \cdot \theta_{rec}^3 \quad (4.3)$$

где θ_{rec} отступающий краевой угол смачивания (свойства жидкости брались при комнатной температуре). Также на график нанесены данные по скорости контактной линии в микрослое при кипении воды в большом объеме при различных тепловых потоках (35–890 кВт/м²) [130] (свойства жидкости брались при температуре насыщения).

Таким образом, несмотря на различную причину разрыва микроразмерных пленок жидкости динамика линии контакта подчиняется зависимости (1.26), где в соответствии с работой [58] линейный коэффициент k зависит от природы жидкости (1.30).

4.3 Выводы к четвертой главе

Подтверждено, что с увеличением толщины слоя жидкости, находящегося в парогазовой среде, возрастает пороговая разница температур вдоль кюветы, необходимая для его разрыва. Данные по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости для шести рабочих жидкостей и различных условий эксперимента впервые обобщены единой корреляционной зависимостью $Ma_{cr} = 11665(h_{per}/l_{\delta})^{2,4}$.

Показано, что до момента образования сухого пятна смачиваемость поверхности в широком диапазоне краевых углов смачивания не оказывает существенного влияния на стадии термокапиллярной деформации свободной поверхности локально нагреваемого горизонтального слоя жидкости, находящегося в парогазовой среде.

Установлено, что смачиваемость подложки оказывает существенное влияние на скорость контактной линии (более чем на 5 порядков). Данные по скорости контактной линии в процессе роста сухого пятна в остаточной пленке впервые обобщены единой корреляционной зависимостью $V_{cl}/V^* = 0,002 \cdot \theta_{rec}^3$.

Заключение

В диссертационной работе выполнено комплексное экспериментальное исследование термокапиллярного разрыва горизонтальной пленки жидкости, локально нагреваемой со стороны подложки. Процесс термокапиллярного разрыва включает в себя термокапиллярные деформации свободной поверхности, образование остаточной пленки, нуклеацию и распространение сухого пятна.

По итогам работы получены следующие основные результаты:

1. При помощи адаптированного отражательного синтетического шпирен метода были впервые экспериментально зафиксированы положительные деформации и валы жидкости, возникающие при неоднородном нагреве тонкого слоя жидкости со стороны подложки.

2. В ходе исследований с использованием конфокального датчика, который был адаптирован для измерения микроразмерных пленок жидкости, было впервые установлено, что с ростом вязкости и скорости нагрева толщина остаточной пленки, образующейся в процессе термокапиллярного разрыва слоя жидкости, существенно увеличивается.

3. Экспериментальные данные по толщине остаточной пленки впервые обобщены в зависимости от капиллярного числа, при этом эксперименты проведены с четырьмя различными рабочими жидкостями, вязкость которых изменяется в 200 раз.

4. Подтверждено, что с увеличением толщины слоя жидкости, находящегося в парогазовой среде, возрастает пороговая разница температур вдоль кюветы, необходимая для его разрыва. Данные по термокапиллярному разрыву горизонтального слоя жидкости для шести рабочих жидкостей и различных условий эксперимента впервые обобщены единой корреляционной зависимостью $Ma_{cr} = 11665(h_{per}/l_{\delta})^{2,4}$.

5. Показано, что до момента образования сухого пятна смачиваемость поверхности в широком диапазоне краевых углов смачивания не оказывает существенного влияния на стадии термокапиллярной деформации свободной поверхности локально нагреваемого горизонтального слоя жидкости, находящегося в парогазовой среде.

6. Установлено, что смачиваемость подложки оказывает существенное влияние на скорость контактной линии (более чем на 5 порядков). Данные по скорости контактной линии в процессе роста сухого пятна в остаточной пленке впервые обобщены единой корреляционной зависимостью $V_{cl}/V^* = 0,002 \cdot \theta_{rec}^3$.

Список основных условных обозначений

Латинские символы

a – соотношение сторон

A – площадь, м²

b – толщина пленки между газовым пузырем и стенкой, м

C_p – изобарная теплоемкость жидкости, Дж/(кг К)

D – диаметр сухого пятна, м

F – поверхностная энергия, Дж/м²

F_{film} – тонкого слоя жидкости, Дж/м²

F_{hole} – поверхностная энергия пленки жидкости с сухим пятном, Дж/м²

g – ускорение свободного падения, м/с²

h – толщина пленки, м

h_0 – начальная толщина пленки, м

h_{av0} – средняя начальная толщина пленки, м

h_{av} – средняя толщина пленки, м

h_{cen} – толщина пленки в центре кюветы, м

h_{per} – толщина пленки в на периферии кюветы, м

h_{res} – толщина остаточной пленки, м

h_{∞} – толщина увлекаемой пластиной пленки, м

h_{cr} – критическая толщина пленки, м

H – высота вертикальных труб, м

$l_{\sigma} = \sqrt{\sigma / \rho g}$ – масштаб капиллярно-гравитационного взаимодействия, м

$l_{\delta} = (\sigma \mu^2 / \rho^3 g^2)^{1/5}$ – масштаб устойчивости пленки (м),

L – характерный линейный размер, м

q – плотность теплового потока, Вт/см²

Q – количество тепла, Вт

r – радиус, теплота фазового перехода, м, Дж/кг

ra – среднеарифметическая шероховатость, м

rms – среднеквадратичная шероховатость, м

S – площадь мениска

t – время, с

T – температура, °С

T_0 – начальная температура, °С

T_g – температура газа, °C

T_s – температура стенки, °C

T_{s0} – средняя температура стенки, °C

ΔT – разность между максимальной и минимальной температурами, °C

u, v, w – компоненты скорости в направлении x, y, z соответственно, м/с

U, V, W – безразмерные компоненты скорости в направлении x, y, z соответственно

U – продольная компонента скорости, характеристическая скорость м/с

V_{cl} – скорость контактной линии, м/с

$V^* = \sigma/\mu$ – характерная скорость, м/с

x, y, z - декартовы координаты, м

X, Y, Z - безразмерные декартовы координаты

Греческие символы

α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² К)

β – коэффициент теплового расширения жидкости

γ – температурный коэффициент поверхностного натяжения

Γ – удельный расход жидкости, кг/мс

Γ_{cr} – удельный расход жидкости, при котором происходит разрыв пленки, кг/мс

Θ – угол наклона пластины к горизонту, градус

$\kappa = \lambda / \rho C_p$ – температуропроводность, м²/с

λ – коэффициент теплопроводности, Вт/мК

μ – коэффициент динамической вязкости, кг/мс

ν – коэффициент кинематической вязкости, м²/с.

θ – контактный угол смачивания, градус

θ_e – равновесный краевой угол смачивания, градус

θ_d – динамическим краевой угол смачивания, градус

θ_{ad} – наступающий краевой угол смачивания, градус

θ_{rec} – отступающий краевой угол смачивания, градус (рад)

ρ – плотность, кг/м³

σ – коэффициент поверхностного натяжения, Н/ м

σ_{sg} – межфазное натяжения на границе твердое тело-газ, Н/ м

σ_{sl} – межфазное натяжения на границе твердое тело-жидкость, Н/ м

σ_{lg} – межфазное натяжения на границе жидкость-газ, Н/ м

τ – касательное напряжение, Н/м²

ξ – безразмерная толщина жидкого слоя, м

Нижние индексы

0 – начальное значение величины

av – средняя величина

cen – значение величины в центре кюветы

cl – контактная линия

cr – критическое значение величины

ds – сухое пятно

g – газ

l – жидкость

per – значение величины на периферии кюветы

s – твердое тело

v – пар

Безразмерные параметры

$$Bi = \frac{\alpha L}{\lambda} - \text{число Био}$$

$$Bo = \frac{\rho g L}{\sigma} - \text{число Бонда}$$

$$C = \frac{\mu \kappa}{\sigma h} - \text{число Криспайона}$$

$$Ca = \mu U / \sigma - \text{капиллярное число}$$

$$K_p = -q(d\sigma/dT) / \lambda \rho (g v \sin \Theta)^{2/3} - \text{критерий разрыва}$$

$$K_m = -q(d\sigma/dT) / (c_p \mu \rho (g v)^{2/3}) - \text{критерий разрыва}$$

$$Ma = \frac{\gamma \Delta T L}{\mu \kappa} - \text{число Марангони}$$

$$R = 3MaC/2Bo = \frac{3\gamma \Delta T}{2\rho g h_0^2} - \text{отношение термокапиллярной и гидростатической сил}$$

$$Ra = \frac{g \beta \Delta T L^3}{\nu \kappa} - \text{число Рэлея}$$

$$Re = \Gamma / \mu - \text{число Рейнольдса пленки}$$

$$\Theta = \frac{T_{s0} - T_g}{\Delta T} - \text{отношение температур}$$

Список литературы

1. Marangoni C.G.M. Sull' espansione delle gocce di un liquido galleggiante sulla superficie di altro liquido. Pavia, —1865.
2. Bénard H. Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquid // Rev. Gén. Sci. Pures Appl. — 1900. —Vol. 12.—№ 23. —P. 1261–1271.
3. Rayleigh, Lord. On the convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side // Philos. Mag. —1916. —Vol. 32. —P. 529–546.
4. Block M.J. Surface tension as the cause of Bénard cells and surface deformation in a liquid film // Nature. —1956. —Vol. 178. —P. 650–651.
5. Pearson J.R.A. On convection cells induced by surface tension // J. Fluid Mech. —1958. —Vol. 4. —P. 489–500.
6. Nield D.A. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection // J. Fluid Mech. — 1964. —Vol. 19. —P. 341–352.
7. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, —1972. 392 с.
8. Scriven L.E., Sternling C. V. On cellular convection driven by surface-tension gradients : effects of mean surface tension and surface viscosity // Fluid Mech. —1964. —Vol. 19. —P. 321–340.
9. Leontiev A.I., Kirdyashkin A.G. Experimental study of flow patterns and temperature fields in horizontal free convection liquid layers // Int. J. Heat Mass Transf. —1968. —Vol. 11. —P. 1461–1466.
10. Бердников В.С. Термокапиллярная конвекция в горизонтальном слое жидкости // Теплофизические исследования Сб. науч. тр. – Новосибирск. —1977. —С. 99–104.
11. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. .- Изд. 2.- М.: Гос.изд. физ.-мат. литературы, —1959.
12. Бирих Р.В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. — 1966. —№ 3. —С. 69–72.
13. Kamotani Y., Ostrach S., Pline A. A thermocapillary convection experiment in microgravity // J. Heat Transfer. —1995. —Vol. 117. —P. 611–618.
14. Kamotani Y., Chang A., Ostrach S. Effects of heating mode on steady axisymmetric thermocapillary flows in microgravity // J. Heat Transfer. —1996. —Vol. 118. —P. 191–197.
15. Mizev A.I. Experimental investigation of thermocapillary convection induced by a local temperature inhomogeneity near the liquid surface . 1 . Solid Source of Heat // J. Appl. Mech. Tech. Phys. —2004. —Vol. 45.—№ 4. —P. 486–497.
16. Hershey A. V. Ridges in a liquid surface due to the temperature dependence of surface tension //

- Phys. Rev. —1939. —Vol. 56. —P. 204.
17. Пшеничников А.Ф., Токмения Г.Л. Деформация свободной поверхности жидкости термокапиллярным движением // Известия АН СССР, МЖГ. —1983. —№ 3. —С. 150–153.
 18. Burelbach J.P., Bankoff S.G., Davis S.H. Steady thermocapillary flows of thin liquid layers . II. Experiment // Phys. Fluids A Fluid Dyn. —1990. —Vol. 2.—№ 3. —P. 322–333.
 19. Marchuk I. V. Thermocapillary deformation of a thin locally heated horizontal liquid layer // J. Eng. Thermophys. —2009. —Vol. 18.—№ 3. —P. 227–237.
 20. Чеверда В.В., Федорец А.А., Марчук И.В., Кабов О.А. Термокапиллярная деформация слоя воды при локальном нагреве // Теплофизика и аэромеханика. —2016. —Т. 23.—№ 2. —С. 241–246.
 21. Кабов О.А. Разрыв пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла // Теплофизика и аэромеханика. —2000. —Т. 7.—№ 4. —С. 537–545.
 22. Безуглый Б.А., Иванова Н.А., Зуева А.Ю. Термокапиллярная деформация тонкого слоя жидкости, вызванная пучком лазера // ПМТФ. —2001. —Т. 42.—№ 3. —С. 130–134.
 23. Klyuev D.S., Fliagin V.M., Al-Muzaiqer M., Ivanova N.A. Laser-actuated optofluidic diaphragm capable of optical signal tracking // Appl. Phys. Lett. —2019. —Vol. 114.—№ 011602.
 24. Malyuk A.Y., Ivanova N.A. Varifocal liquid lens actuated by laser-induced thermal Marangoni forces // Appl. Phys. Lett. —2018. —Vol. 112.—№ 103701.
 25. Klyuev D.S., Fliagin V.M., Semenov S. V, Ivanova N.A. Thermocapillary deformation induced by laser heating of thin liquid layers : Physical and numerical experiments // Int. J. Heat Mass Transf. Elsevier Ltd, —2021. —Vol. 172.—№ 121020.
 26. Альварес-Суарес В.А., Рязанцев Ю.С. О термокапиллярном движении, вызванном локальным нагревом жидкости импульсом ультрафиолетового излучения // Изв. АН СССР. —1986. —№ 6. —С. 165–168.
 27. Ostrach S., Pradhan A. Surface-tension induced convection at reduced gravity // AIAA J. —1978. —Vol. 16.—№ 5. —P. 419–424.
 28. Orell A., Bankoff S.G. Formation of a dry spot in a horizontal liquid film heated from below // Int. J. Heat Mass Transf. —1971. —Vol. 14. —P. 1835–1842.
 29. Tan M.J., Bankoff S.G., Davis S.H. Steady thermocapillary flows of thin liquid layers . I . Theory // Phys. Fluids A. —1990. —Vol. 2.—№ 3. —P. 313–321.
 30. Benny D.J. Long waves on liquid film // J. Math. Phys. —1966. —Vol. 45. —P. 150–155.
 31. Atherton R.W., Homsy G.M. On the derivation of evolution equations for interfacial waves // Chem. Eng. Commun. —1976. —Vol. 2. —P. 55–57.

32. Davis S.H. Thermocapillary instabilities // *Ann. Rev. Fluid Mech.* —1987. —Vol. 19. —P. 403–435.
33. Marchuk I. V. Thermocapillary deformation of a horizontal liquid layer under flash local surface heating // *J. Eng. Thermophys.* —2015. —Vol. 24.—№ 4. —P. 381–385.
34. Федорец А.А. Эффекты тепломассопереноса при локальном нагреве межфазной поверхности жидкость-газ.: Дис. докт. физ.-мат. наук.- Тюмень, ТГУ. —2011.
35. Кабов О.А. Влияние капиллярных эффектов на пленочную конденсацию и теплообмен в пленках жидкости: Дис. докт. физ.-мат. наук. Новосибирск: ИТ СО РАН. —1999.
36. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. Вильнюс: Моксклас, —1988. 233 с.
37. Гогонин И.И., Дорохов А.Р., Бочагов В.Н. К вопросу образования “сухих пятен” в стекающих тонких пленках жидкости // *Изв. СО АН СССР.* —1977. —Т. 3.—№ 13. —С. 46–51.
38. Fujita T., Ueda T. Heat Transfer to Falling Liquid Films and Film Breakdown- I (Subcooled Liquid Films) // *Int. J. Heat Mass Transf.* —1978. —Vol. 21. —P. 97–108.
39. Ганчев Б.Г., Боков А.Е. Исследование термокапиллярной устойчивости при гравитационном стекании пленки жидкости // *ИФЖ.* —1980. —Т. 39.—№ 4. —С. 581–591.
40. Ganic E.N., Roppo M.N. A note on heat transfer to falling liquid films on vertical tubes // *Lett. Heat Mass Transf.* —1980. —Vol. 7.—№ 2. —P. 145–154.
41. Зайцев Д.В. Термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости: Дис. канд. физ.-мат. наук.- Новосибирск: ИТ СО РАН. —2003.
42. Lel V. V, Kellermann A., Dietze G., Kneer R., Pavlenko A.N. Investigations of the Marangoni effect on the regular structures in heated wavy liquid films // *Exp. Fluids.* —2008. —Vol. 44. —P. 341–354.
43. Lel V., Stadler H., Pavlenko A., Kneer R. Evolution of metastable quasi-regular structures in heated wavy liquid films // *Heat Mass Transf.* —2007. —Vol. 43. —P. 1121–1132.
44. Павленко А.Н., Мацех А.М., Печеркин Н.И., Кнеер Р., Лель В.В., Суртаев А.С. Теплообмен и кризисные явления при интенсивном испарении в стекающих волновых пленках жидкости // *Теплофизика и аэромеханика.* —2006. —Т. 13.—№ 1. —С. 93–105.
45. Pavlenko A., Surtaev A. Development of crisis phenomena in falling wavy liquid films at nonstationary heat release // *Microgravity Sci. Technol.* —2010. —Vol. 22. —P. 215–221.
46. Zaitsev D. V, Kabov O.A. An Experimental Modeling of Gravity Effect on Rupture of a Locally Heated Liquid Film // *Microgravity Sci. Technol.* —2007. —Vol. 19.—№ (3-4). —P. 174–177.
47. Zaitsev D. V, Rodionov D.A., Kabov O.A. Study of Thermocapillary Film Rupture Using a

- Fiber Optical Thickness Probe // *Microgravity Sci. Technol.* —2007. —Vol. 19.—№ (3-4). —P. 100–103.
48. Люлин Ю.В., Спесивцев С.Е., Марчук И.В., Кабов О.А. Исследование динамики разрыва горизонтального слоя жидкости с точечным нагревом со стороны подложки // *Письма в ЖТФ.* —2015. —Т. 41.—№ 21. —С. 22–29.
 49. Padday J.F. Cohesive properties of thin films of liquids adhering to a solid surface // *Spec. Discuss. Faraday Soc.* —1970. —Vol. 1. —P. 64–74.
 50. Sharma A., Ruckenstein E. Dewetting of solids by the formation of holes in macroscopic liquid films // *J. Colloid Interface Sci.* —1989. —Vol. 133.—№ 2. —P. 358–368.
 51. Dhiman R., Chandra S. Rupture of radially spreading liquid films // *Phys. Fluids.* —2008. —Vol. 20.—№ 092104. —P. 1–10.
 52. Taylor G.I., Michael D.H. On making holes in a sheet of fluid // *J. Fluid Mech.* —1973. —Vol. 58. —P. 625–639.
 53. Kadoura S., Chandra M. Rupture of thin liquid films sprayed on solid surfaces // *Exp Fluids.* —2013. —Vol. 54.—№ 1465. —P. 1–11.
 54. Mulji N., Chandra S. Rupture and dewetting of water films on solid surfaces // *J. Colloid Interface Sci. Elsevier Inc.*, —2010. —Vol. 352.—№ 1. —P. 194–201.
 55. Dhiman R., Chandra S. Rupture of thin films formed during droplet impact // *Proc. R. Soc. A.* —2010. —Vol. 466. —P. 1229–1245.
 56. Мальцев Л.И., Поджаров Ю.С., Кабов О.А. Критерий роста сухих пятен в изотермических пленках жидкости на горизонтальной подложке // *Теплофизика и аэромеханика.* —2017. —Т. 24.—№ 3. —С. 395–399.
 57. Bankoff S.G., Johnson M.F.G., Miksis M.J., Schluter R.A., Lopez P.G. Dynamics of a dry spot // *J. Fluid Mech.* —2003. —Vol. 486. —P. 239–259.
 58. Redon C., Brochard-Wyart F., Rondelez F. Dynamics of Dewetting. —1991. —Vol. 66.—№ 6. —P. 715–719.
 59. Gennes P.G., Hua X., Levinson P. Dynamics of wetting : local contact angles // *J. Fluid Mech.* —1990. —Vol. 212. —P. 55–63.
 60. Hartley D.E., Murgatroyd W. Criteria for the break-up of thin liquid layers flowing isothermally over solid surfaces // *Int. J. Heat Mass Transf.* —1964. —Vol. 7. —P. 1003–1015.
 61. Hobler T. Minimal surface wetting (in Polish) // *Chem. Stosow.* —1964. —Vol. 2B. —P. 145–159.
 62. Ponter A.B., Davies G.A., Ross T.K., Thornley P.G. The influence of mass transfer on liquid film breakdown // *Int. J. Heat Mass Transf.* —1967. —Vol. 10. —P. 349–359.
 63. Munakata T., Watanabe K., Miyashita K. Minimum wetting rate on wetted-wall column.

64. El-genk M.S., Saber H.H. Minimum thickness of a flowing down liquid film on a vertical surface // *Int. J. Heat Mass Transf.* —2001. —Vol. 44. —P. 2809–2825.
65. Mikielewicz J., Moszynski J.R. Minimum thickness of a liquid film flowing vertically down a solid surface // *Int. J. Heat Mass Transf.* —1976. —Vol. 19. —P. 771–776.
66. Doniec A. Laminar flow of a liquid rivulet down a vertical solid surface // *Can. J. Chem. Eng.* —1991. —Vol. 69. —P. 198–202.
67. Зайцев Д.В., Кириченко Д.П., Кабов О.А. Влияние смачиваемости подложки на разрыв локально нагреваемой пленки жидкости // *Письма в ЖТФ.* —2015. —Т. 41.—№ 11. —С. 79–85.
68. Gong S., Ma W., Dinh T.-N. An experimental study of rupture dynamics of evaporating liquid films on different heater surfaces // *Int. J. Heat Mass Transf.* —2011. —Vol. 54. —P. 1538–1547.
69. Zuber N., Staub F.W. Stability of dry patches forming in liquid films flowing over heated surfaces // *Int. J. Heat Mass Transf.* —1966. —Vol. 9. —P. 897–905.
70. El-genk M.S., Saber H.H. An investigation of the breakup of an evaporating liquid film, falling down a vertical, uniformly heated wall // *J. Heat Transfer.* —2002. —Vol. 124.—№ February 2002.
71. Зайцев Д.В., Кабов О.А., Чеверда В.В., Буфетов Н.С. Влияние волнообразования и краевого угла смачивания на термокапиллярный разрыв стекающей пленки жидкости // *Теплофизика высоких температур.* —2004. —Т. 42.—№ 2. —С. 1–7.
72. Alekseenko S. V, Nakoryakov V.E., Pokusaev B.G. *Wave Flow of Liquid Films.* New York: Begell House, —1994. 313 p.
73. Clark W.W. Liquid film thickness measurement // *Multiph. Sci. Technol.* —2002. —Vol. 14.—№ 1. —P. 1–74.
74. Tibiriça C.B., Nascimento F.J., Ribatski G. Film thickness measurement techniques applied to micro-scale two-phase flow systems // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —2010. —Vol. 34. —P. 463–473.
75. Coney M.W.E. The theory and application of conductance probes for the measurement of liquid film thickness in two-phase flow // *J. Phys. E.* —1973. —Vol. 6. —P. 903–910.
76. Özgü M.R., Chen J.C., Eberhardt N. A capacitance method for measurement of film thickness in twophase flow // *Rev. Sci. Instrum.* —1973. —Vol. 44.—№ 12. —P. 1714–1716.
77. Lu Q., Suryanarayana N. V, Christodoulou C. Film thickness measurement with an ultrasonic transducer // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —1993. —Vol. 7. —P. 354–361.
78. Pedersen P.C., Cakareski Z., Hermanson J.C. Ultrasonic monitoring of film condensation for applications in reduced gravity // *Ultrasonics.* —2000. —Vol. 38. —P. 486–490.

79. Mishima K., Hibiki T. Quantitative limits of thermal and fluid phenomena measurements using the neutron attenuation characteristics of materials // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —1996. —Vol. 12. —P. 461–472.
80. Saito Y., Mishima K., Tobita Y., Suzuki T., Matsubayashi M. Measurements of liquid – metal two-phase flow by using neutron radiography and electrical conductivity probe // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —2005. —Vol. 29. —P. 323–330.
81. Lel V. V, Al-sibai F., Leefken A., Renz U. Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique // *Exp. Fluids.* —2005. —Vol. 39. —P. 856–864.
82. Zhou D.W., Gambaryan-Roisman T., Stephan P. Measurement of water falling film thickness to flat plate using confocal chromatic sensing technique // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —2009. —Vol. 33. —P. 273–283.
83. Zaitsev D. V, Kabov O.A., Evseev A.R. Measurement of locally heated liquid film thickness by a double-fiber optical probe // *Exp. Fluids.* —2003. —Vol. 34.—№ 6. —P. 748–754.
84. Zaitsev D. V, Kabov O.A. Study of the thermocapillary effect on a wavy falling film using a fiber optical thickness probe // *Exp. Fluids.* —2005. —Vol. 39. —P. 712–721.
85. Takamasa T., Hazuku T. Measuring interfacial waves on film flowing down a vertical plate wall in the entry region using laser focus displacement meters // *Int. J. Heat Mass Transf.* —2000. —Vol. 43. —P. 2807–2819.
86. Hazuku T., Fukamachi N., Takamasa T., Hibiki T., Ishii M. Measurement of liquid film in microchannels using a laser focus displacement meter // *Exp. Fluids.* —2005. —Vol. 38.—№ 6. —P. 780–788.
87. Han Y., Shikazono N. Measurement of the liquid film thickness in micro tube slug flow // *Int. J. Heat Fluid Flow.* Elsevier Inc., —2009. —Vol. 30.—№ 5. —P. 842–853.
88. Scheid B., Kabov O.A., Minetti C., Colinet P., Legros J.C. Measurement of free surface deformation by reflectance schlieren method // *3rd Eur. Therm. Sci. Conf.* —2000. —P. 651–657.
89. Scheid B., Margerit J., Iorio C.S., Joannes L., Heraud M., Queeckers P., Dauby P.C., Colinet P. Onset of thermal ripples at the interface of an evaporating liquid under a flow of inert gas // *Exp. Fluids.* —2012. —Vol. 52. —P. 1107–1119.
90. Settles G.S. *Schlieren and Shadowgraph Techniques: Visualizing Phenomena in Transparent Media.* Berlin: Springer-Verlag, —2001.
91. Joannes L., Dubois F., Legros J. Phase-shifting schlieren : high-resolution quantitative schlieren that uses the phase-shifting technique principle // *Appl. Opt.* —2003. —Vol. 42.—№ 25. —P. 5046–5053.

92. Ohyama T., Endoh K., Mikami A., Mori Y.H. Optical interferometry for measuring instantaneous thickness of transparent solid and liquid films // *Rev. Sci. Instrum.* —1988. — Vol. 59.—№ 9. —P. 2018–2022.
93. Hariharan P. Optical interferometry // *Reports Prog. Phys.* —1991. —Vol. 54. —P. 339–390.
94. Gatapova E.Y., Shonina A.M., Safonov A.I., Sulyaeva V.S., Kabov O.A. Evaporation dynamics of a sessile droplet on glass surfaces with fluoropolymer coatings: focusing on the final stage of thin droplet evaporation // *Soft Matter*. Royal Society of Chemistry, —2018. —Vol. 14. —P. 1811–1821.
95. Alonso M., Kay P.J., Bowen P.J., Gilchrist R., Sapsford S. A laser induced fluorescence technique for quantifying transient liquid fuel films utilising total internal reflection // *Exp. Fluids*. —2010. —Vol. 48. —P. 133–142.
96. Kabardin I.K., Meledin V.G., Eliseev I.A., Rakhmanov V. V. Optical measurement of instantaneous liquid film thickness based on total internal reflection // *J. Eng. Thermophys.* — 2011. —Vol. 20.—№ 4. —P. 407–415.
97. Reuter F., Kaiser S.A. High-speed film-thickness measurements between a collapsing cavitation bubble and a solid surface with total internal reflection shadowmetry High-speed film-thickness measurements between a collapsing cavitation bubble and a solid surface with total inter // *Phys. Fluids*. —2019. —Vol. 31.—№ 097108. —P. 1–15.
98. Smart A.E., Ford R.A.J. Measurement of thin liquid films by a fluorescence technique // *Wear*. —1974. —Vol. 29.—№ 1. —P. 41–47.
99. Jones A.C., Millington M., Muhl J., Freitas J.M. De, Barton J.S., Gregory G. Calibration of an optical fluorescence method for film thickness measurement // *Meas. Sci. Technol.* —2001. — Vol. 12. —P. 23–27.
100. Chinnov E.A., Kharlamov S.M., Nazarov A.D., Sokolov E.E., Markovich D.M., Serov A.F., Kabov O.A. Integrated Measurement of the Wave Characteristics of Heated Film of Liquid by the Capacitance and Fluorescence Methods // *High Temp.* —2008. —Vol. 46.—№ 5. —P. 647–653.
101. Chinnov E.A., Ron'shin F. V, Guzanov V. V, Markovich D.M., Kabov O.A. Two Phase Flow in a Horizontal Rectangular Microchannel // *High Temp.* —2014. —Vol. 52.—№ 5. —P. 681–687.
102. Chinnov E.A., Ron'shin F. V, Kabov O.A. Study of gas-water flow in horizontal rectangular channels // *Thermophys. Aeromechanics*. —2015. —Vol. 22.—№ 5. —P. 621–629.
103. Hidrovo C.H., Hart D.P. Emission reabsorption laser induced fluorescence (ERLIF) film thickness measurement // *Meas. Sci. Technol.* —2001. —Vol. 12. —P. 467–477.
104. Schagen A., Modigell M. Local film thickness and temperature distribution measurement in

- wavy liquid films with a laser-induced luminescence technique // *Exp. Fluids*. —2007. —Vol. 43. —P. 209–221.
105. Mouza A.A., Vlachos N.A., Paras S. V, Karabelas A.J. Measurement of liquid film thickness using a laser light absorption method // *Exp. Fluids*. —2000. —Vol. 28. —P. 355–359.
 106. Salazar R.P., Marschall E. Thickness measurement in liquid film flow by laser scattering // *Rev. Sci. Instrum.* —1975. —Vol. 46.—№ 11. —P. 1539–1541.
 107. Ding C.-P., Sjöberg M., Vuilleumier D., Reuss D.L., He X., Böhm B. Fuel film thickness measurements using refractive index matching in a stratified-charge SI engine operated on E30 and alkylate fuels // *Exp. Fluids*. —2018. —Vol. 59. —P. 59.
 108. Helbig K., Alexeev A., Gambaryan-Roisman T., Stephan P. Evaporation of Falling and Shear-Driven Thin Films on Smooth and Grooved Surfaces // *Flow, Turbul. Combust.* —2005. —Vol. 75. —P. 85–104.
 109. Helbig K., Nasarek R., Gambaryan-roisman T., Stephan P. Effect of Longitudinal Minigrooves on Flow Stability and Wave Characteristics of Falling Liquid Films // *J. Heat Transfer*. —2009. —Vol. 131.—№ 011601.
 110. Ruliere R., Lefevre F., Lallemand M. Prediction of the maximum heat transfer capability of two-phase heat spreaders – Experimental validation // *Int. J. Heat Mass Transf.* —2007. —Vol. 50. —P. 1255–1262.
 111. Dietze G.F., Leefken A., Kneer R. Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films // *J. Fluid Mech.* —2008. —Vol. 595. —P. 435–459.
 112. Dietze G.F., Al-Sibai F., Kneer R. Experimental study of flow separation in laminar falling liquid films // *J. Fluid Mech.* —2009. —Vol. 637. —P. 73–104.
 113. Dietze G.F., Kneer R. Flow separation in falling liquid films // *Front. Heat Mass Transf.* —2011. —Vol. 2.—№ 033001.
 114. Gong S., Ma W., Dinh T.-N. Diagnostic techniques for the dynamics of a thin liquid film under forced flow and evaporating conditions // *Microfluid Nanofluid.* —2010. —Vol. 9. —P. 1077–1089.
 115. Rohlf W., Dietze G.F., Haustein H.D., Yu T.O., Kneer R. Experimental investigation into three-dimensional wavy liquid films under the influence of electrostatic forces // *Exp. Fluids*. —2012. —Vol. 53. —P. 1045–1056.
 116. Rohlf W., Dietze G.F., Haustein H.D., Kneer R. Experimental investigation of 3-dimensional wavy liquid films under the coupled influence of thermo-capillary and electrostatic forces // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* —2013. —Vol. 219. —P. 111–119.
 117. Gong S., Ma W., Gu H. An experimental investigation on bubble dynamics and boiling crisis in liquid films // *Int. J. Heat Mass Transf.* —2014. —Vol. 79. —P. 694–703.

118. Rietz M., Rohlfes W., Kneer R., Scheid B. Experimental investigation of thermal structures in regular three-dimensional falling films // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* —2015. —Vol. 224. —P. 355–368.
119. Wang K., Zhang Y., Gong S., Bai B., Ma W. Dynamics of a thin liquid film under shearing force and thermal influences // *Exp. Therm. Fluid Sci.* Elsevier Inc., —2017. —Vol. 85. —P. 279–286.
120. Wang K., Lin R., Wu N., Ma W., Bai B. Thin liquid film dynamics and bubble behavior in flow boiling // *Interfacial Phenom. Heat Transf.* —2016. —Vol. 4.—№ 4. —P. 279–292.
121. Swartz M.M., Yao S.-C. Experimental study of turbulent natural-convective condensation on a vertical wall with smooth and wavy film interface // *Int. J. Heat Mass Transf.* —2017. —Vol. 113. —P. 943–960.
122. Leng M., Chang S., Wu H. Experimental investigation of shear-driven water film flows on horizontal metal plate // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —2018. —Vol. 94. —P. 134–147.
123. Kurata J., Grattan K.T. V, Uchiyama H., Tanaka T. Water surface measurement in a shallow channel using the transmitted image of a grating // *Rev. Sci. Instrum.* —1990. —Vol. 61.—№ 2. —P. 736–739.
124. Moisy F., Rabaud M., Salsac K. A synthetic Schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface // *Exp. Fluids.* —2009. —Vol. 46. —P. 1021–1036.
125. Vinnichenko N.A., Pushtaev A. V, Plaksina Y.Y., Uvarov A. V. Measurements of liquid surface relief with moon-glade background oriented Schlieren technique // *Exp. Therm. Fluid Sci.* —2020. —Vol. 114. —P. 110051.
126. Mungalov A.S., Kochkin D.Y., Kabov O.A. Free surface deformations of the horizontal liquid film heated from the substrate side. experiment and numerical simulation // *Interfacial Phenom. Heat Transf.* —2023.
127. Landau L., Levich B. Dragging of a liquid by a moving plate // *Acta Physicochim. URSS.* —1942. —Vol. 17.—№ 1–2. —P. 42–54.
128. Bretherton F.P. The motion of long bubbles in tubes // *J. Fluid Mech.* —1961. —P. 166–188.
129. Pshenichnikov A.F., Tokmenina G.A. Deformation of the free surface of a liquid by thermocapillary motion // *Fluid Dyn.* —1983. —Vol. 18.—№ 0015. —P. 463–465.
130. Surtaev A., Serdyukov V., Zhou J., Pavlenko A., Tumanov V. An experimental study of vapor bubbles dynamics at water and ethanol pool boiling at low and high heat fluxes // *Int. J. Heat Mass Transf.* Elsevier Ltd, —2018. —Vol. 126. —P. 297–311.