

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
ТЮМЕНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ



*На правах рукописи*

**КЛЮЕВ ДЕНИС СЕРГЕЕВИЧ**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОИНДУЦИРОВАННОЙ  
ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ  
В ДВУХСЛОЙНЫХ ЖИДКИХ СИСТЕМАХ**

Специальность 1.3.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Диссертация на соискание учёной степени кандидата  
физико-математических наук

Научный руководитель:  
кандидат физико-математических  
наук, доцент Иванова Н. А.

Тюмень – 2022

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	5
ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....	10
1.1 Краткая история .....	10
1.2 Поверхность жидкости как средство диагностики.....	23
1.2.1 Методы измерения профиля деформированной поверхности жидкости. ....	24
1.2.1.1 Контактные методы. ....	24
1.2.1.2 Бесконтактные методы. ....	25
1.3 Управляемые жидкостные диафрагмы .....	26
ГЛАВА 2 ДЕФОРМАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ В ОДНОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ....	30
2.1 Проведение эксперимента.....	30
2.1.1 Распределение энергии в лазерном пучке. ....	30
2.1.2 Экспериментальная установка и метод измерения поверхности. ....	32
2.2 Методы расчёта деформированного профиля .....	35
2.2.1 Метод интерполяции сплайнами.....	37
2.2.1.1 Проверка метода интерполяции на эталоне.....	37
2.2.1.2 Недостатки метода интерполяции.....	39
2.2.2 Аппроксимация цельной функцией. ....	40
2.2.2.1 Аппроксимация с помощью Гауссовой функции.....	40
2.2.2.2 Аппроксимация с помощью функции Анъези. ....	41
2.3 Анализ погрешностей .....	43
2.4 Численная модель однослойной системы .....	44
2.4.1 Основные допущения. ....	45
2.4.2 Объёмные уравнения. ....	49
2.4.3 Начальные условия и граничные условия.....	50

2.4.3.1	Начальные условия. ....	50
2.4.3.2	Условия на внешних границах расчётной области. ....	50
2.4.3.3	Условия на межфазных границах для теплового уравнения.....	50
2.4.3.4	Условия на межфазных границах для уравнений Навье-Стокса. ....	52
2.4.3.5	Оценка сходимости расчёта.....	52
2.5	Результаты расчёта.....	53
2.5.1	Сравнение ТК деформаций профиля .....	53
2.5.2	ТК псевдоразрыв в тонких слоях. ....	55
2.5.3	Сравнение измеренных и рассчитанных профилей температур.....	57
2.6	ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2 .....	59
ГЛАВА 3 НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ В СИСТЕМАХ ДВУХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ.....		60
3.1	Методика эксперимента .....	60
3.2	Результаты измерений динамики ФТК отклика в двухслойных системах...	63
3.2.1	Режимы ТК конвекции в системе жидкость-жидкость.....	63
3.2.1.1	Причина периодических колебаний в системе.....	68
3.3	Аппроксимация профиля поверхности двухслойной системы .....	71
3.3.1	Выбор и проверка функций. ....	72
3.4	ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3 .....	77
ГЛАВА 4 АДАПТИВНАЯ ОПТОФЛЮИДНАЯ ДИАФРАГМА.....		78
4.1	Устройство и принцип работы адаптивной светоправляемой жидкостной диафрагмы.....	78
4.1.1	Оценка работоспособности диафрагмы.....	80
4.1.2	Влияние толщины верхнего слоя на работу диафрагмы. ....	82
4.1.2.1	Диафрагма с поглощающим верхним слоем.....	83
4.1.2.2	Диафрагма с прозрачным верхним слоем. ....	85

4.1.2.3	Скорость аккомодации диафрагмы.....	85
4.1.3	Самоцентрирование диафрагмы.....	87
4.2	ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4.....	88
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....		90
Список литературы .....		92

## ВВЕДЕНИЕ

### **Актуальность темы.**

На сегодняшний день широкое распространение получила идея применения лазерно-индуцированного термокапиллярного эффекта в методах бесконтактной диагностики материалов, манипуляции микрообъёмами жидкостей, а также в качестве технологии управления свободной поверхностью с целью преобразования оптического сигнала.

В силу своей природы форма термокапиллярной деформации поверхности зависит от множества свойств жидкости и подложки, а также от параметров нагревателя. Существующие сегодня методы бесконтактной диагностики материалов, основанные на методе фототермокапиллярного отклика [1], позволяют измерять только диаметр последнего, без расшифровки его структуры. Решение обратной задачи по его расшифровке позволило бы, отталкиваясь от известных уравнений гидродинамики, определять внутренние параметры системы. Однако в силу технических ограничений это не тривиальная задача. В связи с этим важной является проблема разработки метода определения профиля поверхности путём её сканирования. Восстановление структуры отклика на основе измеренного профиля и сравнение его с экспериментальным позволяет установить достоверность и оценить точность результата сканирования. Основная проблема заключается в том, что для восстановления структуры отклика необходима гладкая, хорошо аппроксимирующая данные сканирования функциональная зависимость. Эта задача является актуальной как для методов диагностики материалов, так и для жидкостных оптических преобразователей.

В последние пару десятилетий активно развивается направление оптофлюидных технологий [2]. Необходимость создания адаптивных оптических устройств на основе жидкости состоит в том, что по сравнению с их механическими твердотельными аналогами, первые [3-12] обладают большей компактностью, не требуют множества вспомогательных движущихся деталей, а их основным преимуществом является гибкость настройки. Точное описание формы

жидкостных элементов крайне необходимо для верного определения критически важных параметров оптических устройств (фокусное расстояние и кривизна), а также для корректного расчёта структуры оптических сигналов, проходящих через эти устройства.

**Целью** данной работы является экспериментальное и численное исследование поведения поверхности раздела одно- и двухслойных систем жидкостей при наличии локального градиента температуры, вызванного поглощением лазерного излучения на межфазной границе.

**Задачами**, выполнение которых необходимо для осуществления указанной цели являются:

Разработка и апробация способа повышения точности и скорости определения формы границы раздела системы жидкость-воздух;

Получение и анализ экспериментальных данных об эволюции формы поверхности двухслойных систем, а также о ключевых особенностях протекания процессов термокапиллярной конвекции в зависимости параметров среды;

Проведение численных расчётов и сравнение их результатов с данными натуральных экспериментов;

Оценка возможности практического использования двухслойной системы в качестве оптического элемента при наличии локального нагрева межфазной границы.

**Научная новизна работы состоит в следующем:**

1. Разработана усовершенствованная численная модель лазерно-индуцированной термокапиллярной конвекции в тонком слое жидкости. Нововведением является применение в численной модели условий открытой воздушной границы системы и учёт тепловых потерь за счёт излучения совместно с геометрией экспериментальной установки;

2. Впервые обнаружен новый тип гидродинамической неустойчивости колебательного типа в двухслойной системе ПМС/бензиловый спирт с открытой воздушной границей;

3. Предложена аппроксимирующая функция, позволяющая описывать сложный профиль деформации поверхности двухслойной системы;

4. Впервые предложена и исследована двухслойная система с открытой воздушной границей в качестве жидкостного оптического элемента — подвижной самоцентрирующейся диафрагмы.

**Практическая значимость работы** заключается в предложенной аппроксимирующей функции для усовершенствования метода определения профиля деформации поверхности жидкости. Предложенная аппроксимация может быть полезна другим исследователям в качестве вспомогательного инструмента для описания деформаций границ раздела жидкость – газ, а также может быть использована для повышения точности сканирующих методов диагностики жидкостей.

Разработана адаптивная самоцентрирующаяся оптофлюидная диафрагма с возможностью перемещения и аттенюации проходящего излучения. Идея данной диафрагмы может быть использована как основа для создания систем наблюдения за фотофобными микроорганизмами, находящимися в жидкой среде и не терпящих длительного воздействия прямого солнечного излучения; применения в качестве элемента в системах машинного зрения, либо для использования в бионике.

**Достоверность результатов** обеспечивается точностью используемого современного измерительного оборудования; их высокой воспроизводимостью; согласованностью между экспериментально измеренными и использованными в численной модели параметрами жидкостей, а также высокой сходимостью результатов численных расчётов с данными, полученными из натурального эксперимента.

**Личный вклад** автора состоит в разработке и проведении натуральных экспериментов по исследованию процессов развития термокапиллярной неустойчивости в жидкостных системах; обработке и последующем анализе результатов измерений; созданию численных моделей экспериментов и проведению их сравнительного анализа, а также в разработке и апробации метода использования двухслойных систем в качестве оптического элемента. Автором

предложена и протестирована аппроксимирующая функция, позволяющая с высокой точностью описывать профиль деформированной поверхности жидкости, в том числе при наличии термокапиллярного разрыва.

**Положения, выносимые на защиту:**

1. Представлена усовершенствованная осесимметричная численная модель лазерно-индуцированной термокапиллярной конвекции в тонком слое жидкости, включающая условия открытой воздушной границы системы и тепловых потерь за счёт излучения, а также применение в модели геометрии экспериментальной установки;

2. Результаты экспериментального исследования профиля лазерно-индуцированной термокапиллярной деформации однослойной системы;

3. Предложена аппроксимирующая функция, позволяющая описывать сложный профиль деформации поверхности двухслойной системы;

4. Результаты исследования обнаруженного нового типа гидродинамической затухающей неустойчивости колебательного типа в двухслойной жидкостной системе;

5. Результаты исследования нового типа оптофлюидного элемента на основе двухслойной системы со стационарным термокапиллярным разрывом — жидкостной адаптивной самоцентрирующейся диафрагмы. Показана возможность её перемещения и аттенюации.

**Апробация работы.** Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

- 12-th International Conference «Two-Phase Systems for Space and Ground Applications». Novosibirsk, Russia, 11-16, September 2017;
- Bubble & Drop. Lyon, France June 26-30th 2017;
- The 9<sup>th</sup> Conference of the International Marangoni Association. Interfacial Fluid Dynamics and Processes. Guilin, China, August 31 - September 5, 2018;
- IV Всероссийская научная конференция с элементами школы молодых учёных. Теплофизика и физическая гидродинамика. Ялта, Республика Крым, 15–22 сентября 2019;

- VII Всероссийская конференция с участием зарубежных учёных «Задачи со свободными границами: теория, эксперимент и приложения». Красноярск, 1–4 июля 2020.

**Публикации.** Результаты диссертационного исследования опубликованы в 10 печатных работах, 4 из которых являются статьями в рецензируемых научных журналах перечня Web of Science и Scopus, а одна входит в журнал перечня ВАК.

**Структура и объём диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, 4 глав, заключения и списка литературы. Общий объём работы составляет 106 страниц и включает 36 рисунков. Список литературы включает в себя 135 источников.

**Благодарности.** Автор выражает искреннюю благодарность своему научному руководителю, кандидату физико-математических наук, доценту Ивановой Н. А. за оказанную поддержку, наставления и консультации на протяжении всего времени работы над темой диссертации.

Также автор глубоко признателен кандидату физико-математических наук Флягину В. М. за оказанное содействие и помощь в написании специального вспомогательного программного обеспечения, позволившего ускорить обработку результатов измерений, а также за полезные советы автору в рамках общих вопросов темы исследования и проведения экспериментов.

Напоследок автору хотелось бы выразить отдельную признательность PhD Семёнову С. В. за уделённое им время для проведения полезных обсуждений некоторых вопросов тематики исследования, а также за данные им советы об особенностях работы программного пакета COMSOL Multiphysics® и помощи в отладке численных расчётов.

## ГЛАВА 1 ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

### 1.1 Краткая история

Известно, что деформация границы раздела жидкостей является следствием не только гравитационной конвекции, но и капиллярной. Первую подразумевают, когда течения в жидкости, приводящие к неустойчивости границы раздела, возникают за счёт неравномерного распределения плотности в объёме или, говоря по-другому, за счёт так называемых сил плавучести. Вторая же обусловлена изменением поверхностного (межфазного) натяжения жидкости. Причиной изменения последнего в этих видах *естественной* конвекции является наличие градиента температуры [13, 14] или/и градиента концентрации [15].

Гравитационную конвекцию обычно рассматривают либо в закрытых объёмах жидкости, либо в системах со свободной поверхностью, но достаточно большой высотой слоя. Джон Пирсон в своей работе [15] 1958 года показал, что для большинства жидкостей, гравитационная конвекция доминирует в слоях толщиной ( $h$ ) более 1 см. При меньших  $h$ , а в особенности при значениях менее 1 мм конвективное движение можно с уверенностью описывать только капиллярной составляющей, пренебрегая силами плавучести.

Исторически сложилось так, что наиболее ранними поверхностными явлениями были замечены *концентрационные* эффекты, такие как «танец камфоры» [16], «слёзы крепкого вина» [17], эффект «апельсиновой кожуры» [17], в том числе и полезные с практической стороны (успокоение морских волн посредством выливания масла на поверхность воды [18]).

Природу этих явлений удалось описать только в 1855 году британским инженером Джеймсом Томсоном [17], а позднее, в 1865 году, в рамках своей докторской диссертации итальянцем Карло Марангони [19], чьим именем в последствии и была названа группа эффектов.

Позднее, в 1931 году, в свет выходит статья Макса Ловенталя [20], в которой он, основываясь на работе Томсона [17] и собственных опытах с различными

комбинациями смешиваемых жидкостей, приходит к заключению, что подобные «плачущие» эффекты присущи только растворам при наличии летучей компоненты. Также он отметил, что повышение температуры, наличие воздушных потоков или свободный контакт с окружающим воздухом, способствуют испарению, тем самым благоприятствуя проявлению этих эффектов, а понижение температуры и ограничение сообщения с внешней воздушной средой, наоборот, подавляет их.

Первые систематические работы по наблюдению и исследованию конвекции в горизонтальном слое жидкости, а также попытки описать это явление принадлежат французскому физика Анри Бенару [21, 22]. В своих работах Бенар исследовал слои толщиной около одного миллиметра, располагавшиеся на выровненной термостатированной металлической пластине. При этом поверхность жидкости граничила с воздухом и имела более низкую температуру по сравнению с границей контакта с пластиной. Он обнаружил, что при постепенном повышении температуры пластинки, в слое образовывалась структура, состоящая из гексагональных ячеек, каждая из которых имела вогнутую поверхность. В 1916 году публикуется статья за авторством лорда Рэлея [23], в которой он полагал, что ячеистая структура в работе Бенара являлась следствием действия сил плавучести. Принимая градиент плотности линейным и решая задачу с подогревом снизу, он установил, что возникновение конвективной неустойчивости происходит при некотором критическом значении градиента температуры, который в последствии в безразмерном виде стал известен как число Рэлея ( $Ra$ ).

Спустя 40 лет Майрон Блок показал [24], что в задаче Бенара (для толщин слоёв менее 1 миллиметра) ячеистая структура имеет причину возникновения отличную от предложенной Рэлеем. При воспроизведении эксперимента с образованием ячеек Бенара в слое углеводородной жидкости Блок наносил на её поверхность силиконовое масло. Наблюдая за его растеканием, он заметил, что в местах, где силиконовая плёнка покрывала поверхность слоя, деформация слоя исчезала, а конвективные течения прекращались. Полагая, что вертикальное изменение плотности не может происходить так быстро из-за натекающей плёнки,

Блок заключил, что движение и деформация ячейки Бенара возникает вследствие изменения *поверхностного натяжения*, которое, в свою очередь, вызвано изменением температуры. В подтверждение своего вывода Блок ссылается на работу Аллена Хершея [25] 1939 года, в которой последний показал, что перепад поверхностного натяжения, созданный разностью температур, может вызывать течения в жидкости. Хершей проводил опыты следующим образом: сверху на горизонтально расположенную стеклянную пластину наносили тонкий слой жидкости, а к нижней стороне прикладывали стеклянный стержень, предварительно охлаждённый в жидком воздухе. Далее он наблюдал образование холмика жидкости в области, охлаждаемой стержнем. При этом, в случае с водой, автор с помощью разведённой в ней суспензии бентонитовой глины смог наблюдать циркуляционные течения в холмике, направленные по его поверхности к центру, а под холмиком — обратно. Для проверки того, являлись ли причиной образования холмика поверхностные силы, Хершей дополнительно добавлял на границу деформированной жидкости монослой нерастворимого в ней вещества, которое, растекаясь, приводило к скорому уплощению деформации. Для оценки высоты поднятия поверхности слоя в условиях стационарного режима течений Хершей путём решения уравнений Навье-Стокса с определёнными упрощениями получил следующее выражение:  $\Delta h = 3\Delta\gamma/2\rho gh$ , где  $\Delta\gamma$  — разница между поверхностным натяжением жидкости, располагающейся на краю пластинки и охлаждаемым центром,  $\Delta h$  — высота холмика. Исходя из этого уравнения автор посчитал, что разница температур в 1 °С для воды со средней температурой 20 °С и начальной толщине слоя в 0.2 мм создаст перепад высот в 0.09 мм [25]. Основываясь на этой же формуле Майрон Блок и Мартин Харвит рассчитывали угол наклона деформированной поверхности жидкости при работе над созданием нового типа оптических элементов [26].

Впервые понятие *термокапиллярного* (ТК) движения встречается в работе А. И. Федосова [27], где он рассматривал задачи о течении жидкости в открытом контейнере в рамках приближения тонкого слоя, и о перемещении капли, взвешенной в другой жидкости. Причиной движения жидкости в этой работе

служил градиент поверхностного натяжения, вызванный горизонтальным перепадом температуры.

Немного позднее, в 1964 году, Дональд Нилд [28] оценил влияние подъёмных архимедовых и поверхностных сил на устойчивость горизонтальной жидкостной системы с недеформируемой поверхностью, расположенной на твёрдой подложке с «идеальной теплопроводностью». В своей работе он показал, что кривые устойчивости для случаев жидкости с теплоизолированной и проводящей свободной поверхностью достаточно хорошо описываются соотношением  $Ra/Ra_c + Ma/Ma_c = 1$ , где  $Ma$  — число Марангони, а  $Ra_c$  и  $Ma_c$  — критические значения этих чисел, рассчитанные в той же работе, равные 669 и 79.607 (для случая непроводящей свободной поверхности) [28], соответственно.

Рассматривая равновесие сил плавучести и сил поверхностного натяжения, обычно используют отношение их безразмерных параметров, т. е.  $Ma/Ra = \Gamma = 1 = Bo^{-1}$ , где  $Bo$  — число Бонда. Для задачи Нилда [28] это соотношение даёт величину  $Ma = Ra = 71.14$ . Исходя из этого можно получить критическую толщину слоя для системы с недеформируемой границей:  $h_c = (\gamma'_T / \Gamma g \alpha \rho_0)^{1/2} = |\Gamma = 1| = (\gamma'_T / g \alpha \rho_0)^{1/2}$ , где  $\gamma'_T$  — температурный коэффициент поверхностного натяжения (отрицательный для большинства органических жидкостей), [Н/м·К];  $g$  — ускорение свободного падения, [м/с<sup>2</sup>];  $\alpha$  — коэффициент объёмного теплового расширения жидкости, [К<sup>-1</sup>];  $\rho_0$  — плотность жидкости, [кг/м<sup>3</sup>].

Р. В. Бирих в [29], решая задачу тепломассопереноса в жидкости с горизонтальным градиентом температур при наличии свободной поверхности, рассматривал влияние теплового и капиллярного механизмов. Для определения условия доминирования первого или второго типа конвекции он вывел своё выражение для характеристической (критической) толщины слоя;  $h_c = (-12\gamma'_T / g \alpha \rho_0)^{1/2}$ .

Ранее упоминалось, что в работе Нилда, значения параметров  $Ma$  и  $Ra$  были определены при условии недеформированной поверхности жидкости, но в

реальности для свободной поверхности при наличии неустойчивости характерно возникновение деформации.

Исследованию этой проблемы посвящены работы за авторством Дэвиса и Хомси [30], Переса-Гарсии и Карнейро [31, 32]. В этих статьях авторы получили достаточно близкие значения чисел ( $Ma = 67$ ,  $\Gamma = 0.580$ ) и ( $Ma = 66.67$ ,  $\Gamma = 0.587$ ), соответственно.

На основе их работ, собственно, и было получено выражение для определения критической толщины слоя жидкости со свободной деформируемой поверхностью, при которой доминирующими в системе становятся поверхностные силы [33]  $h_c = (\gamma'_T / \Gamma g \alpha \rho_o)^{1/2} = (\gamma'_T / 0.587 g \alpha \rho_o)^{1/2} = 1.305 (\gamma'_T / g \alpha \rho_o)^{1/2}$ .

В работе С. М. Пимпуткара и С. Остраха [34] теоретически рассмотрен случай нестационарного ТК течения в системе с деформируемой свободной поверхностью при заданном распределении температуры на ней. Здесь авторы вывели безразмерное выражение для расчёта профиля поверхности слоя в заданный момент времени  $h_t = [\tilde{\theta}_x (h^2/2) + (BoA^2/12)(h^4)_x]_x$ , где  $A$  является отношением начальной высоты слоя к горизонтальной протяжённости потока,  $\tilde{\theta} = \exp(-Cx^2)$  — заданное распределение температуры,  $C$  — параметр, задаваемый в расчёте вместе с  $Bo$  и  $A$ ,  $x$  — координата. Для стационарного случая выражение для эволюции профиля приобретает вид:  $h = [1 - 3\tilde{\theta}/BoA^2]^{1/2}$ .

А. Ф. Пшеничников и Г. А. Токменина в своей работе [35] провели экспериментальное и теоретическое исследование ТК конвекции в тонком горизонтальном слое жидкости с деформируемой поверхностью. Ссылаясь на статьи с недеформируемой свободной границей, в том числе и работу Бириха [29], они пишут, что изучение ТК конвекции в земных условиях для этих систем даёт хорошо сходящиеся результаты только в слоях до 4–5 мм. На меньших толщинах движение жидкости начинает достаточно сильно оказывать влияние на свободную поверхность, деформируя её. Используя в качестве исследуемой жидкости этанол, они показали, что при средней толщине слоя меньше 1–2 мм ТК течения значительно искривляли поверхность. Проводя опыты в прямоугольной кювете с горизонтальным однородным градиентом температуры  $\nabla T$ , равным 3 К/см, и

средней толщине слоя 0.4–1.5 мм они получили перепад высот между различно нагретыми стенками в 0.7–0.2 мм. Для случая с круглой кюветой, диаметром 90 мм, в которой цилиндрический нагреватель (6 мм) был вмонтирован в центр, при разнице температур между стенкой и цилиндром в 10.7 К они получили значения перепада высот в 0.35 мм. Изменение роли цилиндра с источника тепла на сток приводило к образованию холмика в центре кюветы. Также авторы получили выражение в приближении тонкого слоя, описывающее форму деформированной поверхности для случая горизонтальной кюветы:

$$\frac{h}{H} = 1 + \frac{\varepsilon}{2H^2} \left( \frac{x}{B} - \frac{shx}{shB} \right) + \frac{\varepsilon^2}{8H^4} \left\{ \left[ \frac{B}{3(B-1)} - \frac{1}{B} \right] \left( 1 - \frac{chx}{chB} \right) + \frac{x shx}{B shB} - \frac{x^2}{B^2} \right\},$$

где  $x$  — координата вдоль слоя жидкости,  $h$  — высота профиля поверхности в  $x$ ,  $H$  — средняя толщина слоя,  $\varepsilon$  и  $B$  — параметры эксперимента, равные 0.162 и 30, соответственно.

Полученное уравнение, по словам авторов, показывает хорошую сходимость с экспериментом при значениях  $H \geq 0.5$ . При меньших значениях  $H$  сходимость уравнения с результатами опытов становилась меньше вследствие того, что при его выводе не учитывали влияние мениска смачивания.

В работе [36] А. Л. Зуев и А. Ф. Пшеничников изучали критические условия образования разрыва плёнки жидкости. Они рассмотрели эволюцию профиля поверхности системы одиночных слоёв жидкости различной толщины (от 0.14 до 0.95 мм для первой системы и от 0.15 до 0.7 мм для второй) с одной и двумя деформируемыми поверхностями.

В первом случае исследование ТК деформации проводилось на квадратной металлической пластине с нагреваемым продольно центром и двумя охлаждаемыми противоположными концами. Авторы установили, что для такой системы с начальной толщиной слоя  $H$  в случае длинноволнового возмущения, критические значения параметров  $\varepsilon = 3\Delta T \gamma'_T / \gamma_0$  и  $\Delta T$ , где  $\gamma_0$  — поверхностное натяжение,  $\Delta T$  — перепад температур между нагревателем и охладителем, хорошо описываются соотношениями  $\varepsilon_{кр} \approx H^2$  и  $\Delta T_{кр} \gamma'_T = \rho g h^2$  (\*), где  $h$  — средняя толщина слоя жидкости.

Во второй части работы авторы рассматривали плёнку жидкости, натянутую между двумя параллельными проволоками длинами 24 мм и находящимися друг от друга на расстоянии 3 мм, диаметр которых регулировали для изменения начальной толщины слоя. Противоположные концы проволок контактировали с нагревателем и охладителем, тем самым способствуя созданию разницы температур вдоль плёнки. Рассчитав теоретическое значение критической температуры  $\Delta T_{кр} = h^2 \gamma_0 [(3\pi^2/2\lambda^2) + 4/(h^2 + d^2)]/\gamma'_T$ , где  $\lambda$  — пространственный период температуры, указываемый в начальных условиях задачи,  $d$  — расстояние между проволоками,  $h$  — толщина плёнки, при которой происходит разрушение плёнки, авторы установили, что сходимость с экспериментом наблюдается только в диапазоне толщин до 0.3 мм. Для  $h \geq 3$  мм данное выражение не выполняется вследствие того, что нижняя свободная поверхность более чувствительна к гравитации, соответственно неустойчивость Рэлея-Тейлора будет иметь большую роль в формировании разрыва. Вследствие этого, заключают авторы [36], разрыв слоя жидкости будет наступать значительно раньше, чем в случае чисто ТК неустойчивости.

Примерно в это же время выходят работы [37, 38] Тана и Бурельбаха, посвящённые теоретическому и экспериментальному исследованию деформации горизонтального слоя жидкости, подогреваемого со стороны твёрдой подложки, где авторы, решая подобную первому случаю задачу из [36], получили безразмерный параметр  $R = 3\gamma'_T \Delta T / 2\rho gh^2 (**)^1$ .

Первые заметки о возбуждении сфокусированным пучком света конвективных течений жидкости датируются второй половиной 70-х годов прошлого века. Тогда, в работе [39] Б. А. Безуглый с соавторами публикует результаты наблюдения теплового фотоиндуцированного образования и перемещения конденсированной капли йода за пучком света, объяснение которого было дано немногим позже [40]. Начиная примерно с этого времени, Герман Да

---

<sup>1</sup> При сравнении выражений (\*) и (\*\*) видно, что независимо друг от друга авторы получили идентичные параметры (за исключением постоянного множителя), характеризующие формирование разрыва в системе при  $R \geq 1$  в [37, 38] и  $\Delta T_{кр} \gamma'_T / \rho gh^2 \geq 1$  в [36].

Коста с соавторами последовательно публикуют ряд работ [41-49], посвящённых исследованию ТК деформации поверхности жидкостей, индуцированной лазерным излучением в тонких слоях жидкости. В работе [41] авторы изучали влияние маломощного (менее 2.3 мВт/мм<sup>2</sup>) лазерного излучения на деформацию слоя вязкой нефти. Одновременно с этим они исследовали эволюцию интерференционной картины (*термокапиллярного отклика (ТКО)*), образованной из отражённого от деформированной поверхности лазерного излучения. Были получены зависимости максимального угла наклона поверхности, который рассчитывался из диаметра отклика, от времени облучения системы и интенсивности излучения лазера. С помощью стационарного ТКО установлены распределения углов наклона поверхности и сравнены с их теоретическими значениями. В [42] авторы продолжили рассматривать задачу лазерно-индуцированной деформации в нефти, рассчитав форму поверхности для различных моментов времени нагрева. Расчёт производили, основываясь на уравнении для расчёта стационарной поверхности в приближении тонкого слоя [50]  $h(\gamma) = [h_0^2(\rho_0 - \rho)^{3/4} + 3(\gamma - \gamma_0)/\rho g]^{1/2}$  (\*\*\*) , где  $h_0$  — начальная толщина слоя,  $\rho_0$  и  $\rho$  — начальная и действующая плотности, а  $\gamma_0$  и  $\gamma$  — начальное и действующее поверхностные натяжения, соответственно. Получив набор деформированных поверхностей, авторы с их помощью теоретически рассчитали направления отражённых лучей, формирующих картину ТКО [42]. Немного позднее Да Коста теоретически и экспериментально описал процесс самофокусировки отражённого лазерного излучения, причиной которого служило явление термокапиллярности [43]. Желая экспериментально определить форму жидкой поверхности в реальном времени [45], авторы воспользовались методом интерферометрии, результаты измерений которой сравнили с теоретическими [44]. Позднее авторами была продемонстрирована деформация на двух границах тонкой (менее 0.1 мм) нефтяной мембраны в случае одностороннего нагрева лазером [46]. Высокая вязкость плёнки (около 1 Па·с), обеспечивающая продолжительное, порядка одного часа, затягивание истончённого слоя, позволяла точно выводить различные надписи, видимые на просвет. Авторами было отмечено, что

классический подход описания термокапиллярных гидродинамических эффектов [50] был непригоден для данной системы, так как не учитывал ненулевую скорость на нижней границе и пренебрегал изменением давления вследствие искривления поверхности (давление Лапласа). В работах [47, 48] Да Коста и Эскалона исследовали фокальные свойства жидких плёнок, деформированных гауссовым лазерным пучком и эволюцию каустик от отражённых и прошедших слой жидкости лучей. Авторы теоретически и экспериментально показали, что отношение между диаметрами ТКО у отражённого и прошедшего через поверхность лазерного пучка в один и тот же моменты времени зависит только от одного параметра жидкости — показателя преломления ( $n$ ):  $(n - 1)/2$ , тем самым предложив новый метод для его измерения в чёрной нефти. В своей следующей статье [49] авторы уже рассматривали случай не нормально падающего лазерного пучка, а наклонного. Они рассчитали начальную стадию формирования ТК углубления, показав его асимметричность, а также сравнили полученную из расчёта интерференционную картину с экспериментальной.

Отталкиваясь от работ Да Косты [43- 46], другие исследователи продолжили рассматривать его задачу, внося дополнительные поправки. Так, в работе Хелмерса и Витте [51] представлены результаты экспериментальных измерений и расчёта по теории Ландау [50] стационарной двухмерной деформации, индуцированной лазерным излучением. Отличие от работ Да Косты заключалось в том, что авторы [51] использовали распределение температуры (а именно гауссово), не зависящее от времени, как в случае [42]. Применение последнего приводило бы к тому, что в описываемой задаче, где главным процессом теплопереноса является теплопроводность (конвекцией пренебрегали), температура облучаемого объёма с течением времени возрастала бы до бесконечности.

Позднее, С. А. Визнюк и А. Т. Суходольский [52] отметили, что прямое применение формулы (\*\*\*) из [50] для описания экспериментальных результатов не является корректным по трём причинам. Первая из них заключалась в интерпретации экспериментальных результатов двухмерной ТК деформации [44] решением для одномерного случая. Вторая была в том, что поле температур

аппроксимировалось гауссовым профилем без решения тепловой задачи. Третья же состояла в том, что формула (\*) получена без учёта вклада давления Лапласа, которым нельзя пренебрегать в случае, когда размер индуцирующего пучка сравним с капиллярной постоянной ( $a = (2\gamma/\rho g)^{1/2}$ ). Исходя из этого, авторы предложили тепловое (пренебрегая конвективной составляющей в силу её малости ( $Pe \sim 0.01$ )) и гидродинамическое решение данной задачи с учётом вышеуказанных недостатков, получив следующее выражение для описания профиля деформации:

$$\left[ 1 + \frac{2}{3} \left( hh'' + \frac{hh'}{r} \right) \right] \frac{\partial \gamma}{\partial r} = \frac{1}{4} gh^2 \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{2}{3} \rho g h h' - \frac{2}{3} \gamma h \left( h''' + \frac{h''}{r} - \frac{h'}{r^2} \right).$$

Основываясь на профилях деформированной поверхности, полученных с помощью данного выражения, авторы в своей следующей работе [53] рассчитали интерференционную картину проходящего через слой жидкости лазерного излучения, показав её высокую сходимость с экспериментальным откликом.

Говоря о более современных работах, можно отметить экспериментальные статьи [54, 55] А. И. Мизёва. В первой работе [54] автор исследовал устойчивость ТК течений от сосредоточенного твердотельного источника тепла, расположенного рядом со свободной поверхностью в системе размерами  $100 \times 100$  мм с большой толщиной слоя жидкости ( $h \sim 100$  мм), т. е. при учёте влияния свободной конвекции. Автором показано, что при перемещении источника тепла вдоль вертикальной оси системы, а точнее при уменьшении его погружённости в слое относительно свободной поверхности жидкости, деформация меняет свой профиль с выпуклого на вогнутый. Изменение знака кривизны автор объясняет сменой преобладающего механизма конвекции с термогравитационного на термокапиллярный. Для пороговой глубины погружения (около 1 мм), конкретное значение которой зависит от мощности источника тепла, автором обнаружено возникновение колебательной неустойчивости поверхности, которая со временем приводит к образованию поверхностных волн, форма и поведение которых зависит от глубины погружения источника. Во второй работе [55] автор рассматривает аналогичную задачу, но с использованием в качестве теплового источника — сфокусированного в объёме жидкости светового пучка. Отличительной чертой от

других исследований, связанных со световым и лазерным возбуждением течений, автор называет поглощение излучения объёмом жидкости (в связи с малым коэффициентом экстинкции) вместо её поверхности. Автором установлено, что вне зависимости от мощности излучения и вертикального положения центра источника, деформация всегда выгнута в сторону газовой фазы и является стационарной, что является основным отличием от систем с твёрдым основанием вблизи поверхности слоя, для которых характерно изменение знака кривизны поверхности при перемещении теплового источника вдоль оси симметрии системы.

Исследуя влияние конвективного теплопереноса на распределение температуры и соответственно на форму поверхности горизонтального слоя жидкости с локальным источником нагрева И. В. Марчук в [56] оценил, что в тонких слоях ( $h/L \ll 1$ ) конвективной компонентой можно пренебрегать в силу её малости. Решая стационарную задачу, автор показал, что уже при  $h/L \sim 0.2$  разница между профилями ТК углубления в задачах с учётом и без учёта конвективной составляющей незначительна вследствие того, что тепловой фронт не успевает достаточно измениться при достижении поверхности жидкости, однако уточнил, что для системы с наклоном основания относительно горизонта такое упрощение неприменимо.

Довольно большое распространение получили работы с системами жидкостей с количеством двух и более деформируемых границ раздела. Интерес к многослойным жидкостным системам обусловлен в том числе и их практической значимостью. Так, например, вспомогательный слой инкапсулирующей жидкости можно использовать для контроля однородности состава расплава [57] при выращивании кристаллов, где присутствуют летучие компоненты, либо для лучшего контроля процессов теплопереноса на межфазной границе зоны расплава [58]. В работе [59] авторами рассмотрено несколько случаев системы двух несмешивающихся жидкостей с низким и высоким числом Прандтля ( $Pr$ )<sup>2</sup> и

---

<sup>2</sup> Так, для жидкости, имитирующей расплав,  $Pr_1 = 0.01$ , а для инкапсулянта  $Pr_2 = 1$ .

различными отношениями чисел Марангони<sup>3</sup>. Показано, что в случае с  $Ma_2 = 2Ma_1$ , происходит значительное подавление конвективных течений в зоне расплава, тем самым благоприятствуя созданию однородной структуры выращиваемого кристалла. Позднее, Лю и Ру [60] численно исследовали горизонтальную двухслойную систему со стеночными нагревателем и охладителем в условиях микрогравитации ( $g = 0$ ). Они установили, что уменьшение толщины слоя инкапсулянта и увеличение его вязкости усиливают подавление конвекции в расплаве (аналогично результатам в [59]).

Среди множества работ о многослойных системах с открытой границей классическим можно считать исследование Лоулера с соавторами [61, 62], в котором он рассматривал задачу о малых возмущениях границ раздела с двумя слоями жидкости, расположенными друг на друге с открытой воздушной границей (при этом движением воздуха на границе пренебрегали). В его задаче изменение поверхностного натяжения производилось с помощью вертикального нагрева поглощающей поверхности верхнего слоя системы однородным оптическим пучком. Для модуляции самого излучения, и тем самым для возбуждения пространственно-периодических возмущений была использована пластина с периодически нанесёнными непрозрачными полосами (в первой работе пластина отсутствовала, возбуждение деформации было локальным). Авторы разработали математическую модель для вычисления линейного отклика межфазных границ системы двух жидкостей на модуляцию поверхностного натяжения, а также показали, что увеличение относительной амплитуды возмущений верхней и межфазной границ можно обеспечить, подбирая жидкости со сравнимыми плотностями, а также с низким значением совместного межфазного натяжения. Позднее Лоулерг совместно с Шу [63] описал оригинальный способ практического применения ТК эффекта на базе двухслойной жидкостной системы, предложив использовать температурную зависимость поверхностного натяжения как детектор-преобразователь для записи теплового изображения объектов.

---

<sup>3</sup> Было рассмотрено три случая:  $Ma_2 = Ma_1$ ;  $Ma_2 = 2Ma_1$ ;  $2Ma_2 = Ma_1$ .

А. А. Непомнящим в соавторстве с И. В. Симановским и другими коллегами опубликован целый ряд исследований, посвящённых изучению ТК неустойчивостей [64- 66], в том числе и колебательных [67], в системах с двумя и более слоями жидкостей.

Термокапиллярная конвективная неустойчивость в системах двух жидкостей играет важную роль в естественных процессах и производственных приложениях [68]. Большая часть работ посвящена исследованию неустойчивости межфазной границы, возникающей в двухслойных жидкостных системах, заключённых между двумя жёсткими стенками, где осуществляется нагрев нижней или верхней стенки [68, 69], либо непосредственно межфазной границы [70]. В зависимости от направления градиента температуры могут возникать различные типы неустойчивости в системе жидкость-жидкость, вызванные конкуренцией между термогравитационным и термокапиллярным механизмами.

Имеются исследования системы жидкость-жидкость при наличии свободной поверхности верхнего слоя в рамках решения проблемы инкапсуляции расплавов полупроводниковых материалов в условиях пониженной гравитации [71]. В работе [62] такую конфигурацию рассматривали в качестве прототипа чувствительного преобразователя ИК излучения в видимое изображение. В этом случае деформацию верхнего слоя индуцировали нагревом границы жидкость-жидкость пространственно-модулированным инфракрасным лазерным пучком.

Примерно со второй половины 80-х годов XX века начинает складываться ситуация, когда все большее число исследований становится посвящённым вопросам применения поверхности жидкости свободной формы в качестве измерительного инструмента, в том числе и в оптике.

Натурное исследование геометрии свободной поверхности жидкостных систем является критически необходимым для корректного определения фокальных свойств адаптивных оптических элементов [72].

## 1.2 Поверхность жидкости как средство диагностики

Ранее было сказано, что межфазная граница раздела жидкостей при наличии градиента температуры претерпевает деформацию [68, 73, 74]. Её конечная форма зависит от морфологии конкретной системы, учитывающей количество слоёв жидкости [68, 62, 63, 70, 75, 76], а также свойств жидкости и твёрдых подложек [41, 42, 77- 80] и характеристик источников и стоков тепла [25, 81-84].

Явление ТК деформации тонкого жидкого слоя, вызванной локальным нагревом пучком лазера твёрдой подложки, привлекает внимание исследователей благодаря его огромному потенциалу для создания новых высокочувствительных измерительных методов, включая бесконтактное измерение вязкости [85], температуропроводности [86] и коэффициента преломления [48] жидкости, детектирование микропримесей органических загрязнений на поверхности воды [87], измерение краевых углов смачивания твёрдых материалов [88], измерение теплопроводности твёрдых тел [89], тестирование тонкоплёночных защитных покрытий и неразрушающий контроль твёрдых материалов [90-92], а также контроль качества токопроводящих дорожек на печатных платах [93]. В качестве измеряемого параметра в этих методах служит диаметр ТК отклика. Размер и структура колец ТК отклика определяется формой ТК деформации, которая в свою очередь зависит от физико-химических и термодинамических свойств жидкости и подложки, а также от параметров лазерного пучка — в целом, более чем от десятка параметров [1]. В связи с этим, крайне актуальной является задача установления некой функциональной связи между параметрами отклика и формой ТК деформации слоя, что в свою очередь позволит не только увеличить точность, разрешающую способность перечисленных методов, провести их существенную оптимизацию, но и найти пути решения обратной задачи, т. е. расшифровки ТК отклика и восстановления по нему ТК профиля. Последнее, в свою очередь, может послужить основой для создания методов измерения ряда других свойств жидкости и твёрдых материалов.

Очевидно, что одним из подходов к решению данной проблемы является математическое решение задачи с учётом начальных и граничных условий, а также системы определяющих уравнений, которое позволит получить искомое уравнение, описывающее профиль ТК деформации. На сегодняшний день существует целый ряд математических моделей для решения задачи о ТК деформации слоя жидкости и предсказания поведения системы [37, 56, 68, 70, 73, 74, 76, 77, 81, 94-100]. Тем не менее все эти модели не универсальны, а критерий их применимости зависит от их допущений. Следует признать, что наиболее надёжным способом проверки модели является её сходимость с натурным экспериментом. Таким образом, одна из основных задач в данной работе состоит в разработке способа получения достоверных экспериментальных данных из измерений ТК деформации, которые могут быть использованы для оценки моделей ТК деформации.

### **1.2.1 Методы измерения профиля деформированной поверхности жидкости.**

Экспериментальное определение профиля ТК деформации — задача не простая. Существующие на сегодняшний день экспериментальные методы хоть и позволяют с высокой точностью установить профиль поверхности, но зачастую не имеют возможности измерить его эволюцию вдоль всей протяжённости слоя, оставляя для работы лишь стационарный случай. В целом все экспериментальные методы измерения профиля поверхности жидкости можно разделить на две группы: контактные [38] и бесконтактные [26, 35, 44, 45, 51, 54, 55, 83, 98, 101-103].

#### **1.2.1.1 Контактные методы.**

Контактные методы основаны на измерении сигнала на контрольном оборудовании при контакте микронзонда с поверхностью жидкости. Точность подобных методов напрямую зависит от чувствительности датчиков и размерами самого зонда, которые могут достигать единиц микрометров [38]. Достоинством контактного способа является относительная простота его устройства, а также упрощённая схема обработки сигнала, будь то измерение импеданса при касании либо прямое наблюдение за движением зонда, так как измерения проводятся

практически напрямую. Однако любое взаимодействие зонда с поверхностью жидкости вносит некоторое возмущение в форму профиля деформации, что негативно сказывается на точности измерения.

### **1.2.1.2 Бесконтактные методы.**

Бесконтактные методы измерения профиля поверхности жидкости включают в себя несколько видов. Метод сеток [26] базируется на анализе дисторсии изображения отражённого сигнала; интерферометрический метод [63] является одним из наиболее точных методов, но имеет ограничения на измерение глубины деформации; фотоабсорбционный метод [98] применим только для случая поглощающей жидкости и прозрачной подложки; конфокальная микроскопия [101, 104], которая по сравнению с интерферометрическим методом имеет менее высокую точность и малую зону исследования; метод сканирования лазерным листом [35, 54, 55] имеет недостаток, связанный со сложностью измерения поверхности с большой кривизной.

Так как измерение деформации слоя у бесконтактных методов проводится посредством обработки оптического сигнала, отражённого от поверхности, либо прошедшего через неё, то число внешних факторов, каким-либо образом влияющих на эксперимент, ниже, чем у контактных. При этом термическое воздействие от осветителя или излучения лазера может быть сведено к минимуму путём уменьшения поглощения излучения системой и/или уменьшения мощности светового потока.

Отдельно стоит сказать о методе лазерно-индуцированного ТК отклика, предложенного Да Костой [41-45, 48], а позже развитого Безуглым и коллегами [103]. Этот метод в некоторой степени является гибридом интерферометрического и сканирующего методов. Основным его достоинством является способность отображения всей освещённой области поверхности исследуемого образца с максимально быстрым откликом на любое внешнее воздействие, а также возможность восстановления профиля деформации [51] как и в случае с интерферометрическим методом. Недостаток метода такой же, как у последнего — при сильной деформации слоя возникает большое количество

близкорасположенных интерференционных колец, различить которые является довольно трудоёмкой и непростой задачей.

Таким образом, разработка метода измерения стационарного ТК профиля поверхности тонкого слоя в широком диапазоне толщин, начиная от области малой деформации до ТК разрыва слоя, является актуальной задачей, требующей комплексного решения. В рамках данной работы для измерения стационарного профиля ТК деформации тонкого слоя был задействован метод, основанный на сканировании поверхности лазерными полосками, с некоторыми отличиями использованный в [105]. Дополнительно к этому для определения критической толщины, при которой происходит ТК разрыв слоя, был применён метод ТК отклика.

### **1.3 Управляемые жидкостные диафрагмы**

На сегодняшний день оптофлюидная техника [2] как результат синтеза оптики и микрофлюидики стала хорошей альтернативой твердотельной оптике, позволяющей создавать многофункциональные, легко перестраиваемые и компактные оптические устройства для различных применений, включая биомедицинскую визуализацию [106, 107], связь [108] и оптические датчики [109]. Одним из важных элементов оптических систем является диафрагма, используемая для управления световым потоком и улучшения качества изображения путём регулировки апертуры. За последнее десятилетие было предложено большое разнообразие оптических диафрагм, основанных на жидкостной технологии [3-12]. Жидкостные диафрагмы обладают очевидными преимуществами перед их классическими механико-твердотельными аналогами, включая отсутствие движущихся твёрдых частей, компактность, высокую гибкость, идеальную (круглую) форму апертуры и высокую точность. Механизмы регулировки диафрагм основаны на смещении светопоглощающих жидкостей под воздействием внешних стимулов, таких как градиент давления [3] или электрические поля (электросмачивание диэлектриков [4-9], диэлектрофорез [10, 11] и

электрохромный эффект [12]). Однако, несмотря на такие превосходные характеристики, оптофлюидные диафрагмы имеют ряд недостатков. Для управления потоками жидкости или воздуха диафрагмам, работающим под давлением (см. Рисунок 1), требуются внешние насосные системы, которые не позволяют точно управлять апертурой, а время, требуемое на полное перестроение апертуры с момента подачи сигнала на насос, может быть продолжительным.

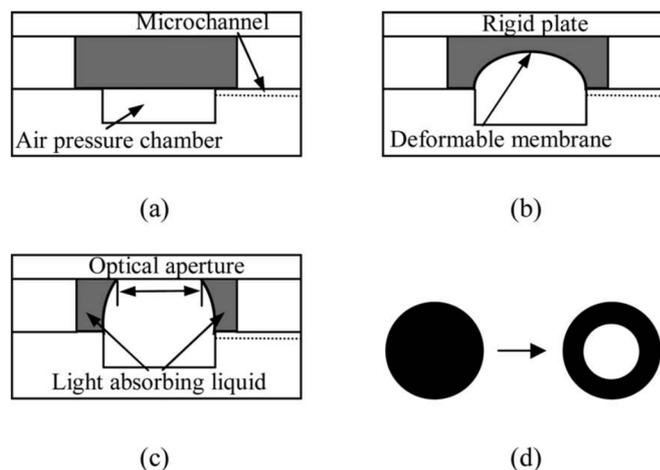


Рисунок 1. [3] Схема диафрагмы, работающей на разности давлений. (a) Исходное состояние. (b) Промежуточное состояние, мембрана отклоняется вверх, не соприкасаясь с нижней поверхностью верхней пластины. (c) Наличие светопропускания, мембрана и верхняя пластина соприкасаются. (d) Вид апертуры диафрагмы сверху. Слева — отсутствие светопропускания, как в случаях (a) и (b), справа — как в случае (c).

Использование диэлектрофореза (см. Рисунок 2) и электросмачивания (см. Рисунок 3) обеспечивает точное управление апертурой и очень быстрый её отклик, но в этом случае размер апертуры достаточно мал (см. Рисунок 2 (35 В)).

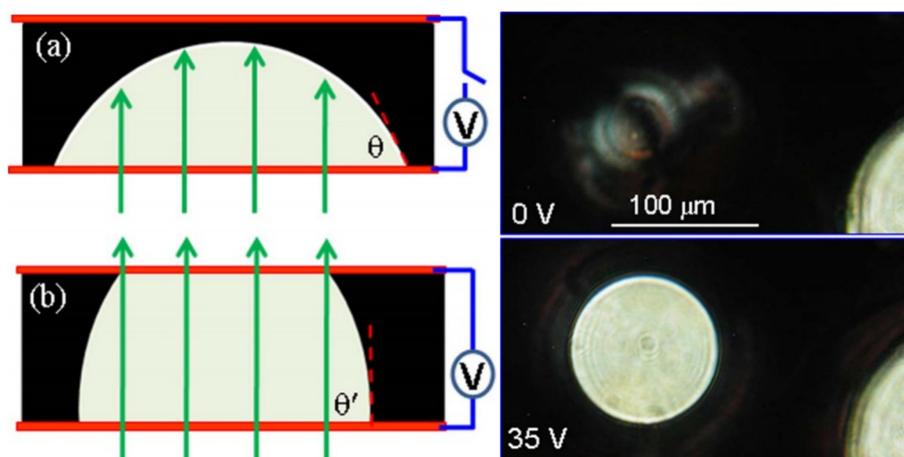


Рисунок 2. [10] Слева — схематическое поперечное сечение ячейки с жидкой каплей в (а) выключенном состоянии и (б) включённом состоянии. Справа — наблюдаемые под оптическим микроскопом с белой подсветкой изображения двух капель при напряжениях 0 и 35 В.

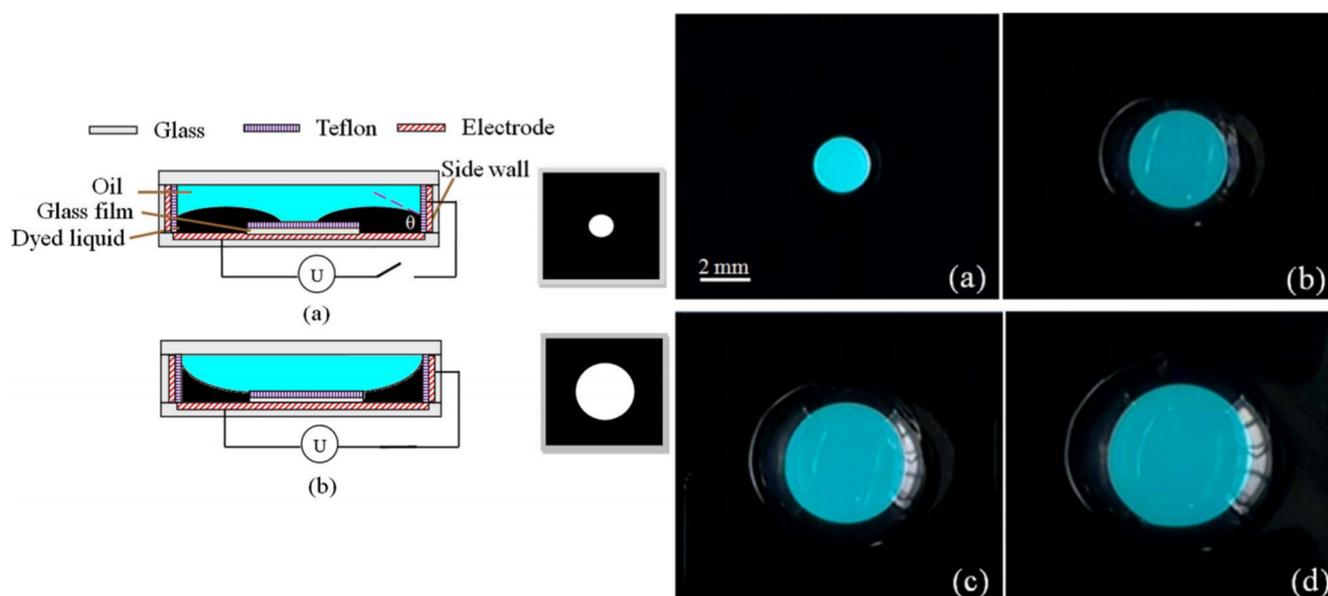


Рисунок 3. [4] Слева — схематическая структура сечения жидкой диафрагмы. (а) в выключенном состоянии и (б) во включённом состоянии. Справа — изменения апертуры жидкой диафрагмы с различными приложенными напряжениями. (а) 0 В. (б) 45 В. (с) 55 В. (д) 65 В.

Более того, коэффициент аттенюации большинства вышеупомянутых диафрагм меньше 100%, т. е. диафрагмы закрываются не полностью (см. Рисунок 3 (а)), что ограничивает их применимость.

Одним из основных недостатков жидкостных диафрагм, как и твердотельных аналогов, является невозможность динамического устранения несоосности оптического сигнала и диафрагмы, которая может возникнуть в результате каких-

либо внешних воздействий (изменение температуры и механические вибрации). Стоит отметить, что способность оптических систем поддерживать такое выравнивание по оси особенно важна для оптических линий связи [110].

В рамках настоящей диссертационной работы предложен новый способ создания адаптивной жидкостной диафрагмы, управление которой осуществляется за счёт лазерного излучения.

## ГЛАВА 2 ДЕФОРМАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ В ОДНОСЛОЙНОЙ СИСТЕМЕ

### 2.1 Проведение эксперимента

В данной главе была исследована деформация границы раздела жидкость-воздух, индуцированная тепловым воздействием лазерного излучения, результаты которой опубликованы соискателем в работе [111]. Слой прозрачного силиконового масла (ПМС-5, фирма Пента Юниор, ГОСТ 13032-77), располагался на твёрдой, поглощающей энергию лазерного луча подложке из эбонита. Выбор такого масла ПМС-5 обусловлен его низкой летучестью, что позволяет проводить длительные эксперименты без изменения толщины слоя, и низким значением поверхностного натяжения, что делает поверхность не чувствительной к органическим загрязнениям, в отличие от, например, воды [87]. Эбонитовая подложка (в нашем случае — дно кюветы) хорошо поглощает лазерное излучение, и, кроме того, хорошо смачивается большинством жидкостей, позволяя получать тонкие однородные слои. Температура окружающей среды соответствовала значениям  $T_{amb} = (23.5 \pm 1.5) \text{ }^\circ\text{C}$ . Для локального нагрева слоя жидкости использовали одномодовый DPSS лазер АТС-53-250 (длина волны 532 нм, мощность излучения  $P_w = 12.7$  мВт, диаметр пучка на выходе менее 2 мм, расходимость пучка менее 0.002 радиан). С учётом потерь на отражённый сигнал, мощность, поглощаемая на границе подложки и жидкости, составляла порядка  $P_0 = 12.3$  мВт. Диффузно-рассеянным излучением в силу его малости пренебрегали.

#### 2.1.1 Распределение энергии в лазерном пучке.

Распределение интенсивности излучения в пучке лазера имеет принципиальное значение при определении формы деформированной поверхности жидкости. Существует две причины необходимости установления распределения мощности нагревателя в зависимости от удалённости от его центра. Во-первых, профиль пучка лазера имеет форму близкую к гауссовому распределению,

следовательно, поле температур на поверхности поглощающей подложки в зоне проекции пучка лазера будет неоднородно. Строгая зависимость формы поверхности (угла наклона в нашем случае) жидкости от поверхностного натяжения и, соответственно, градиента температуры [25, 26], требует установления конкретного профиля лазерного пучка. Во-вторых, оценка верхней границы отношения чисел Рэлея и Марангони для экспериментально исследуемого диапазона толщин (см. пункт 2.1.2) составляет  $Ra/Ma < 0.2$ , поэтому деформация поверхности слоя будет управляться ТК механизмом и в значительной мере будет зависеть от распределения температуры на самой подложке.

Распределение интенсивности в лазерном пучке было получено с помощью профилометра THORLABS VC106N-VIS. Сенсор располагался в месте падения лазерного пучка на поверхность эбонита в плоскости последней. Было обнаружено, что сечение пучка лазера имеет эллиптическую форму: стандартные отклонения распределений Гаусса вдоль большой и малой осей эллипса были определены равными  $\sigma_1 \approx 0.72$  мм и  $\sigma_2 \approx 0.62$  мм, соответственно. В работах [45, 44] показано, что гауссов пучок, падающий на поверхность жидкости под ненулевым углом ( $37^\circ$ ), образует эллиптическую зону нагрева. Форма этой зоны оказывает влияние на осевую симметрию деформации, что в свою очередь отражается на форме отклика, который также принимает эллиптическую форму. В работе [112] использовали эллиптический лазерный пучок, для которого отношение диаметров  $D_{n.max} / D_{n.min}$  равнялось  $1.14 \pm 0.03$ , для изучения влияние мощности излучения лазера и толщины облучаемого слоя на отношение характеристических диаметров ТК отклика. Авторы показали, что в слоях жидкости толщиной более 800 мкм и при малых мощностях лазерного излучения (менее 1–2 мВт) отклик вытянут вдоль большего диаметра индуцирующего пучка, а отношение диаметров отклика  $D_{o.max} / D_{o.min}$  сравнимо с  $D_{n.max} / D_{n.min}$ . Данное равенство авторы объясняли малой деформацией слоя жидкости. При уменьшении толщины слоя и/или увеличении мощности лазера  $D_{o.max} / D_{o.min}$  начинает уменьшаться вплоть до значений меньше единицы, т. е. эллипс отклика вытягивается вдоль малого диаметра оси пучка. Это авторы объясняли наличием большего градиента температуры вдоль малой

полуоси плоскости углубления по сравнению с градиентом вдоль большей полуоси, что приводит к интенсификации течений и перестраиванию отклика.

В нашем случае лазерный луч падает по нормали к поверхности жидкости и имеет отношение диагоналей  $D_{n.max} / D_{n.min} = \sigma_1 / \sigma_2 \approx 1.15$ . Отражённая часть этого пучка падает на экран, образуя ТК отклик. Измерение формы отклика для различных толщин слоя показало, что при увеличении ТК углубления и росте размеров самого отклика отношение диаметров практически не изменяется и соответствует  $D_{o.max} / D_{o.min} \approx 1.02$ . В силу близости формы отклика к окружности можно сделать вывод о достаточной симметричности теплового поля и ТК потоков в слое жидкости. На основании этого параметр стандартного отклонения  $\sigma_{beam}$  распределения интенсивности усреднили и приняли равным 0.67 мм.

### **2.1.2 Экспериментальная установка и метод измерения поверхности.**

Экспериментальное измерение профиля деформации поверхности слоя жидкости проводили с помощью установки, ранее задействованной в работе [105] (см. Рисунок 4). Пучок лазера 1, отражаясь от направляющего зеркала 2, проходит через небольшое отверстие в экране 4, падая по нормали на границу раздела прозрачная жидкость-твёрдое тело 3, где поглощается, вызывая локальный рост температуры. Восходящий тепловой поток вызывает локальное понижение поверхностного натяжения жидкости, что способствует формированию ТК деформации. Часть излучения лазера, отражённая от искривлённой поверхности жидкости, попадает на белый экран 4 и за счёт интерференции формирует картину ТК отклика в виде чередующихся темных и ярких колец. Для сканирования профиля поверхности использовали систему из линейного двигателя с закреплённым на нем полупроводниковым лазером 5, излучение которого с помощью сферической и цилиндрической линз, а также трёхщелевой диафрагмы преобразовывали в тонкий лазерный лист (менее 0.3 мм толщиной в плоскости слоя жидкости), разделённый на три части. Отражённое от свободной поверхности жидкости излучение формировало на экране сканера 6 пунктирную линию, по искривлению которой судили о деформации слоя в области засветки лазерным листом. Камерой 7, подключённой к ПК, получали с экрана сканера цифровые

изображения для дальнейшей программной обработки. Подпружиненный столик 9 из полиметилметакрилата служил для выставления горизонтальности слоя.

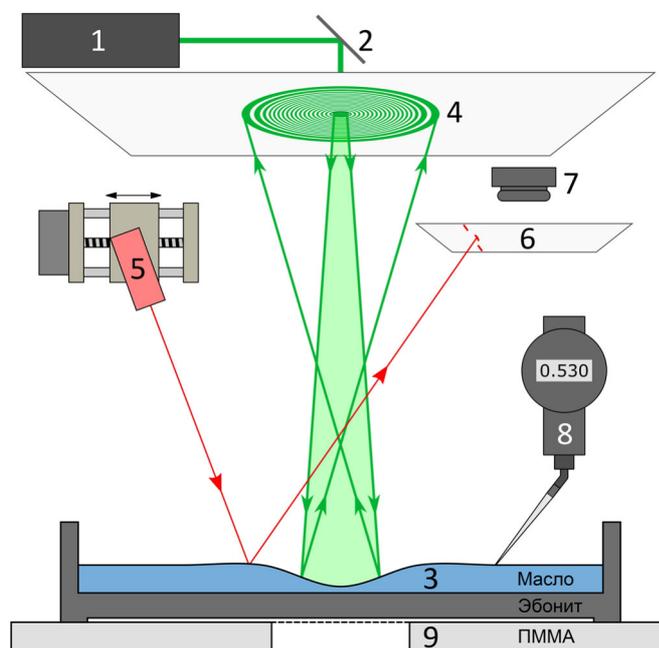


Рисунок 4. Схема экспериментальной установки: 1 — зелёный DPSS лазер; 2 — направляющее зеркало; 3 — слой жидкости на поверхности эбонита; 4 — ТК отклик на белом экране; 5 — сканирующий лазер; 6 — экран для считывания информации о форме деформации; 7 — камера; 8 — цифровой микрометр для выставления начальной толщины слоя жидкости; 9 — горизонтальный стол [111].

Начальную толщину слоя выставляли с помощью цифрового микрометрического винта 8 (Sylvac  $\mu$ 5234, паспортная погрешность измерения которого составляет  $\pm 5$  мкм) с тонким пластиковым наконечником, закреплённым на измерительном цилиндре. Перед каждым сканированием толщину слоя выставляли заново, так как силиконовое масло за счёт капиллярных сил постепенно поднималось по шероховатым стенкам чашки и «выползало» наружу, что приводило к снижению толщины слоя в чашке до 30 мкм за 10–12 часов. Измерение профиля стационарной деформации проводили на толщинах 530, 590, 700, 800, 910, 1050 мкм. Выбор значений обусловлен удобством выставления толщины путём наполнения чашки заданным объёмом с помощью двух микропипеток. Диапазон ограничили исходя из следующих соображений. В толстых слоях растёт влияние термогравитационной конвекции. Критическая толщина слоя, при которой

капиллярные силы уравниваются силами плавучести  $Ra / Ma = 1$  [15, 33, 113], составляла  $h_c = 2.45 \text{ мм}^4$ . В то же время, авторами в [83] было показано, что глубина прогиба при толщинах слоя больше 1 мм достаточно мала, и с увеличением толщины меняется незначительно, вследствие чего возрастает относительная погрешность измерения.

Измерение максимальных углов наклона деформации для слоёв толщиной менее 500 мкм было затруднено из-за технических особенностей установки. Более того при дальнейшем уменьшении толщины слоя в зависимости от мощности и диаметра индуцирующего пучка может возникнуть ТК разрыв. Необходимо отметить, что так как силиконовое масло хорошо смачивает поверхность эбонита, то формирования ТК разрыва в виде так называемого «сухого пятна» не происходит. Вместо этого на поверхности подложки в зоне лазерного пятна остаётся очень тонкая смачивающая плёнка. Таким образом, для данной однослойной системы более логичным будет применять термин «псевдоразрыв»

Используя метод ТК отклика [41, 45, 48, 86-93] для исследования динамики развития ТК деформации слоя, были определены времена стационаризации ТК деформации, толщина слоя, при которой происходит его ТК псевдоразрыв и время достижения. На изображении ниже (см. Рисунок 5) приведены временные зависимости нормированного диаметра ТК отклика,  $\bar{D}(t) = D(t) / D_\infty$ , от толщины слоя масла, где  $D_\infty$  — стационарный диаметр. Рисунок 5 (а) показывает, что для диапазона толщин от 530 до 1050 мкм система выходила на стационар за время около 30 минут. В этом случае,  $\bar{D}(t)$ , обусловленный максимальным углом наклона поверхности, переставал видимо изменяться. Таким образом, сканирование профиля ТК деформации начинали спустя 30 минут после включения индуцирующего лазера.

---

<sup>4</sup> Если рассчитывать по [33], что является более верным, так как поверхность деформируема, то  $h_c = 3.2 \text{ мм}$ .

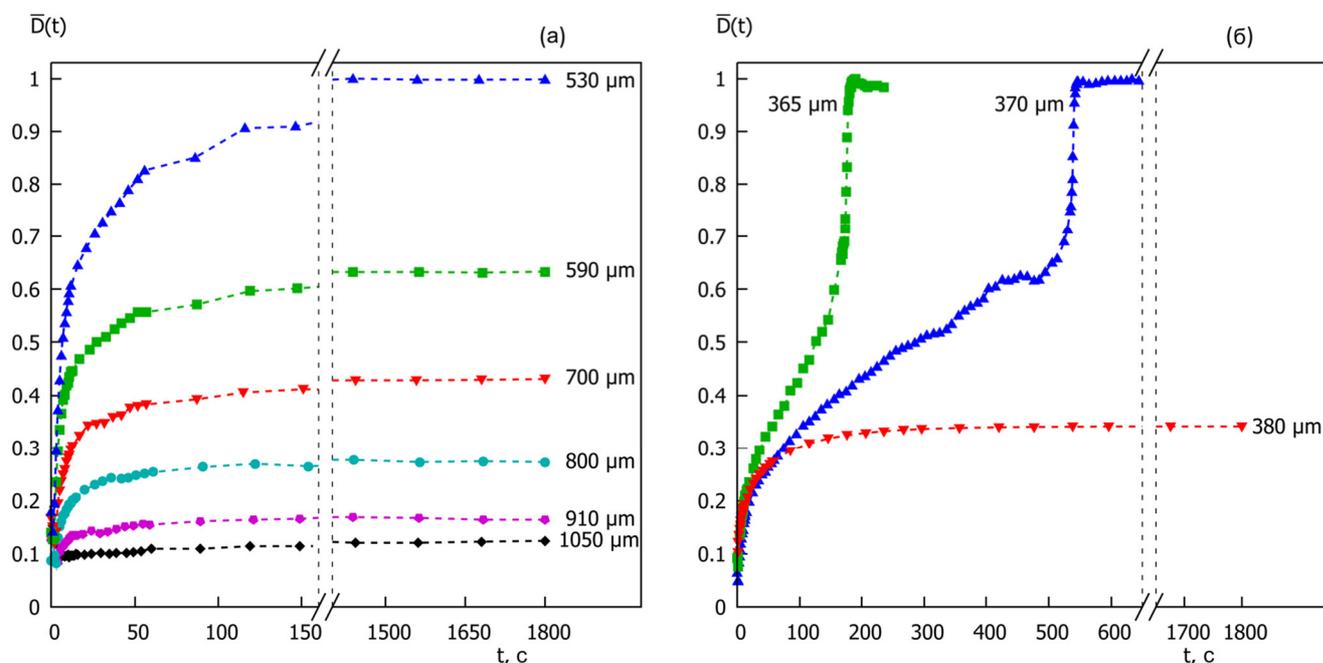


Рисунок 5. (а) Динамика изменения диаметра ТК отклика для диапазона толщин слоя от 350 до 1050 мкм. (б) Сравнение динамики ТК отклика для предразрывного слоя 380 мкм со слоями с псевдоразрывом от 365 до 370 мкм [111].

При последовательном уменьшении толщины слоя было определено, что ТК псевдоразрыв возникает в диапазоне толщин менее 380 мкм (см. Рисунок 5 (б)). Деформация 380 мкм слоя достигала стационарной формы и переставала видимо меняться к 30 минуте лазерного нагрева, тогда как слои 365 и 370 мкм претерпевали псевдоразрыв на 180 с и 540 с, соответственно.

## 2.2 Методы расчёта деформированного профиля

Углы падения  $\alpha_0$  и отражения  $\alpha_r$  сканирующего лазерного пучка относительно вертикали определяются из геометрических параметров установки (см. Рисунок 6):

$$\alpha_0 = \arctg(l/H), \quad \alpha_r = \arctg((l + disp \cdot M)/H),$$

где  $H = 182$  мм — высота экрана над слоем;  $2l = 97$  мм — горизонтальное расстояние от лазера до изображения, сформированного отражённым от горизонтальной поверхности лучом;  $disp$  — смещение изображения луча на экране за счёт наклона отражающей поверхности жидкости, измеряется в пикселях по

кадру с видеокамеры;  $M = 243.9$  мкм/пикс — коэффициент пересчёта пикселей в мкм.

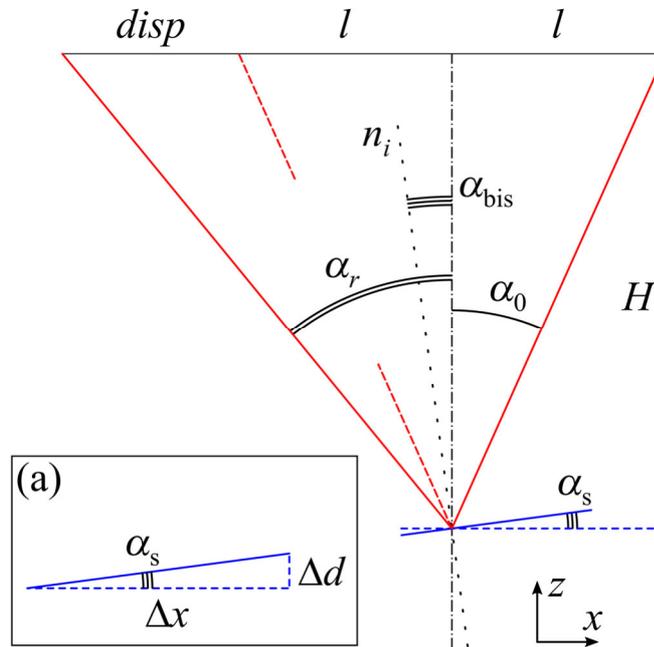


Рисунок 6. Метод расчёта угла наклона поверхности жидкости [111].

Поскольку  $n_i$  — нормаль к наклонённой поверхности жидкости — является биссектрисой для угла между падающим и отражённым лучами, то

$$\alpha_0 + \alpha_r = 2(\alpha_0 + \alpha_{\text{bis}}),$$

где  $\alpha_{\text{bis}}$  — угол наклона этой нормали относительно вертикали. В свою очередь, он равен углу наклона поверхности  $\alpha_s = \alpha_{\text{bis}}$ , поэтому  $\alpha_s = (\alpha_r - \alpha_0)/2$  или

$$\text{tg}(\alpha_s) = \text{tg}\left(\frac{\arctg\left(\frac{l+\text{disp}\cdot M}{H}\right) - \arctg\left(\frac{l}{H}\right)}{2}\right).$$

Сканирование поверхности лазерным ножом позволяет получить массив точек  $(x_i, \text{disp}_i)$  на экране. Это позволяет получить зависимость угла наклона поверхности жидкости  $u_i = \text{tg}(\alpha_{si})$  от горизонтальной координаты  $x_i$ , т. е. точно заданную функцию  $u(x)$ . Если с помощью аппроксимации или интерполяции подобрать для неё аналитическую функцию  $f(x)$ , то путём её интегрирования легко найти функцию, описывающую профиль поверхности жидкости  $F(x)$ .

### 2.2.1 Метод интерполяции сплайнами.

Одним из способов описания профиля поверхности является удобный для расчёта метод интерполяции сплайнами третьего порядка. Суть этого метода состоит в следующем. Каждую пару точек  $(x_i, u_i)$  и  $(x_{i+1}, u_{i+1})$ , полученные путём сканирования, где  $u$  является наклоном поверхности, а  $x$  — горизонтальной координатой, соединяли кубическим сплайном, т. е. полиномом третьего порядка  $s_i(x) = a_i(x - x_i)^3 + b_i(x - x_i)^2 + c_i(x - x_i) + d_i$ . Получившаяся кусочно-заданная функция вида  $f_S(x) = s_i(x)$  при  $x \in [x_i, x_{i+1}]$  содержит  $N - 1$  полиномов  $s_1(x) \dots s_{N-1}(x)$ , а также не имеет разрывов производной в точках  $x_i$ . Интегрируя её, мы получаем функцию профиля поверхности  $F_S(x)$ , определяемую кусочно полиномами  $S_i(x) = (a_i / 4)(x - x_i)^4 + (b_i / 3)(x - x_i)^3 + (c_i / 2)(x - x_i)^2 + d_i(x - x_i) + e_i$ . Коэффициент  $e_1$  равен начальной толщине  $h_0$  слоя жидкости. Коэффициенты  $e_i$  определяются путём сшивания полиномов  $S_{i-1}$  и  $S_i$  в точке  $x_i$ ,  $e_i = S_{i-1}(x_i)$ .

#### 2.2.1.1 Проверка метода интерполяции на эталоне.

Апробацию метода проводили путём определения профиля поверхности по множеству экспериментальных точек (см. Рисунок 7). Точки получены с помощью сканирования эталонной выпуклой деформации, изготовленной на фрезерном станке с числовым программным управлением из модельного пластика. Сечение деформации было задано функцией Гаусса. Шаг реза по вертикали составлял 10 мкм, высота холмика — 200 мкм. Так как обработанная поверхность имеет ступенчатый вид и отражает излучение только диффузно, её покрывали тонким слоем двухкомпонентного силикона, используя метод «spin-coating» с частотой вращения 2000 об./мин., поддерживая заданный режим в течение 2 минут. После полимеризации полученный слой сохраняет форму и отражает лазерный луч так же хорошо, как и поверхность жидкости. Увеличенное изображение эталона, снятое сбоку под микроскопом Carl Zeiss Stemi 508, показано ниже (см. Рисунок 8 (а)).

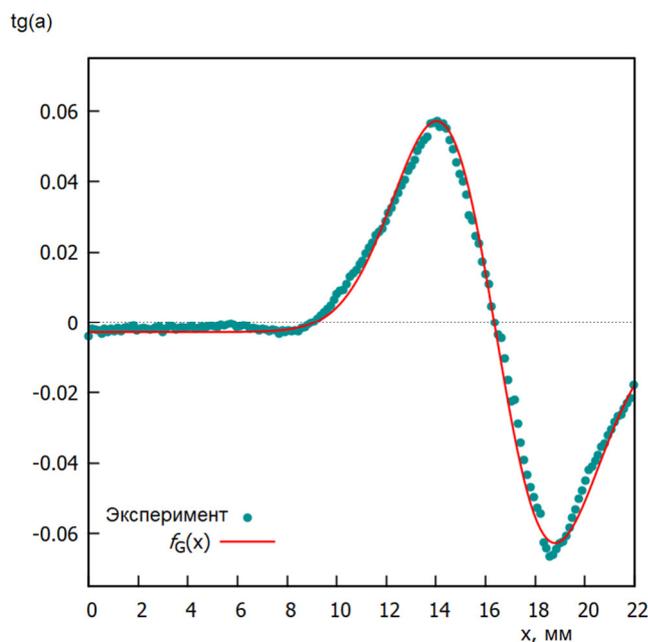


Рисунок 7. Тангенс угла наклона поверхности эталона, полученный из набора экспериментально снятых точек. Линией обозначена производная функции плотности распределения Гаусса, аппроксимирующая этот набор.

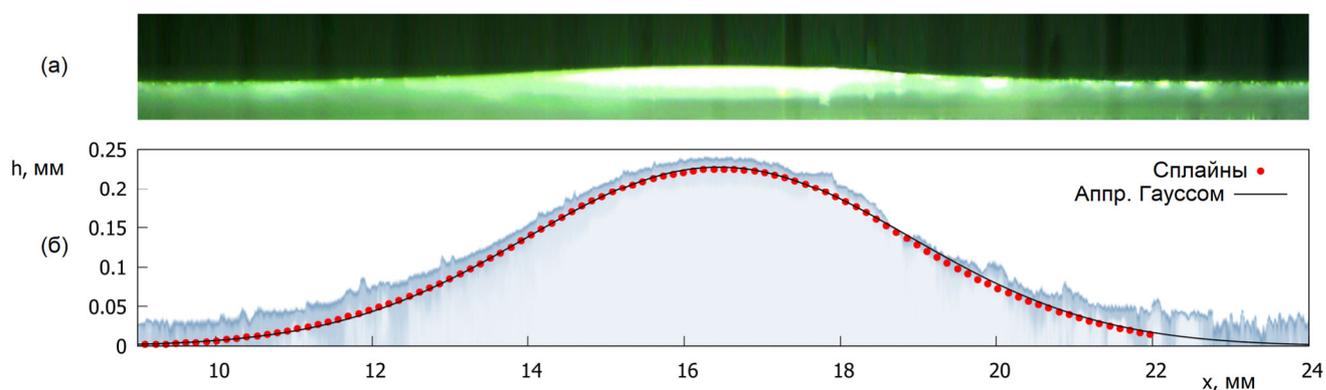


Рисунок 8. (а) Профиль поверхности эталона, снятый под микроскопом и подсвеченный для наглядности. (б) Вытянутый по вертикали (в 10 раз) профиль эталона с наложенными на него профилями, полученными методом интерполяции сплайнами и аппроксимации Гауссом.

Определив коэффициенты для каждого из полиномов  $S_i$ , сшиваем их между собой и получаем функцию профиля  $F_S(x)$  для эталона. Рисунок 8 (б) показывает сравнение полученного профиля с обработанным изображением эталона, растянутым по вертикали в 10 раз для наглядности.

### 2.2.1.2 Недостатки метода интерполяции.

Метод интерполяции сплайнами позволяет восстановить профиль деформации практически любой формы, вне зависимости от того, какова форма источника тепла. Однако у него есть ряд недостатков. Во-первых, каждый следующий полином  $S_{i+1}$  определяется на основе предыдущего  $S_i$ , тем самым накапливая погрешность. Во-вторых, если в процессе сканирования у центрального луча возникает постоянное смещение относительно боковых, то восстановленный профиль будет иметь общий наклон относительно горизонтали. В-третьих, из-за конечной ширины сканирующих лучей и дискретности шага сканирования сложно определить точное положение центра симметрии профиля углубления. В-четвёртых, при большом количестве экспериментальных точек метод интерполяции не позволит нам восстановить картину ФТК отклика (результатом будет зашумлённая картина в виде размытого пятна).

Указанные недостатки в основном связаны с несовершенством конструкции используемого сканера, и в будущем увеличение длины и уменьшение шага сканирования позволит с успехом бороться с ними (кроме последнего). Однако на данном этапе в качестве альтернативы был опробован метод аппроксимации колоколообразной функцией, который показал свою состоятельность. Предпосылкой для этого метода служит функция распределения интенсивности лазерного пучка индуцирующего лазера, хорошо аппроксимирующаяся функцией плотности распределения Гаусса (см. Рисунок 9).

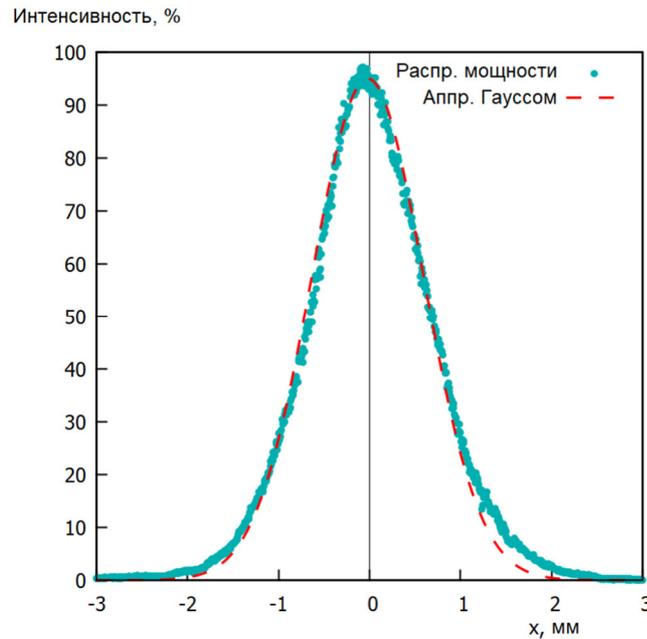


Рисунок 9. Экспериментальное распределение мощности лазерного пучка и его аппроксимация Гауссом.

## 2.2.2 Аппроксимация цельной функцией.

### 2.2.2.1 Аппроксимация с помощью Гауссовой функции.

Так как распределение температуры на границе твёрдое тело-жидкость неизвестно, было решено использовать классический подход определения профиля деформации, предполагая, что профиль температур на поверхности жидкости (соответственно и сама форма поверхности) близки к Гауссовой форме несмотря на то, что поглощение излучения осуществляется твёрдой подложкой, а не жидкостью [44, 51, 52]:

$$F_G(x) = A_G e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2w_G^2}} \quad (1)$$

Функция  $F_G(x)$  включает в себя параметры, отвечающие за высоту  $A_G$ , ширину  $w_G$  и смещение вдоль горизонтальной оси  $x_0$ . Так как сканирование лазером даёт наклон  $u(x)$  поверхности жидкости, то для аппроксимации экспериментальных данных воспользуемся производной функции  $F_G(x)$ :

$$f_G(x) = \frac{dF_G(x)}{dx} = -\frac{A_G(x-x_0)}{w_G^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2w_G^2}} \quad (2)$$

Для исключения систематической ошибки за счёт смещения добавим в функцию параметр сдвига по вертикали  $z_0$ :

$$f_G(x) = \frac{dF_G(x)}{dx} = z_0 - \frac{A_G(x-x_0)}{w_G^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2w_G^2}} \quad (3)$$

Параметр  $z_0$  в функцию  $F_G(x)$  не входит, тем самым позволяя устранить систематическую погрешность. Уравнения (1) и (3) были использованы для определения профиля эталона. Параметры  $A_G$ ,  $w_G$ ,  $x_0$ ,  $z_0$  для функции  $f_G(x)$  были вычислены методом наименьших квадратов на массиве точек  $(x_i, u_i)$ . Полученные отсюда значения параметров позволяют определить функцию  $F_G(x)$ .

### 2.2.2.2 Аппроксимация с помощью функции Анъези.

Несмотря на то, что интерполяция сплайнами и гауссова аппроксимация дают единообразные результаты и удовлетворительную форму эталонного профиля (величина достоверности аппроксимации ( $R^2$ ) равна 0.994) (см. Рисунок 8), последняя не может использоваться для описания профиля слоя жидкости. Как и следовало ожидать, между наибольшим наклоном поверхности жидкости и аппроксимацией наблюдается значительное отличие. Данная часть поверхности крайне важна, так как именно она ответственна за формирование внешнего кольца ТК отклика (см. Рисунок 10). Далее было предпринята попытка решения данной проблемы с помощью использования другой колоколообразной функции — функции Анъези (также известной как плотности вероятности распределения Лоренца), которая оказалась более близкой к профилю деформации (см. Рисунок 10). Таким образом, было решено использовать каноничную форму этой функции:

$$y(x) = \frac{8a^3}{(x-x_0)^2 + 4a^2}$$

в качестве основы для аппроксимационной функции с некоторыми доработками её параметров.

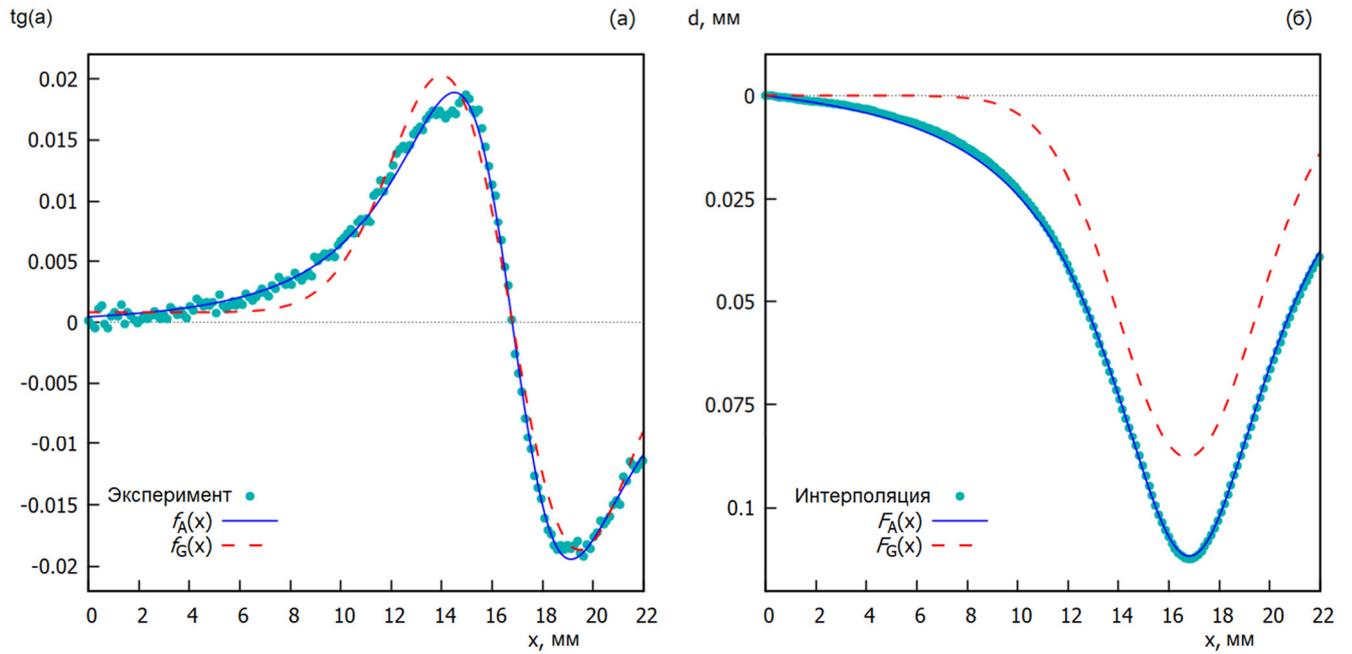


Рисунок 10. (а) Экспериментально измеренный наклон поверхности для слоя 530 мкм и аппроксимации функциями  $f_G(x)$  и  $f_A(x)$ . (б) Профили углубления для слоя 530 мкм, полученные разными подходами [111].

Модифицируем функцию Анъези, чтобы получить по аналогии с функцией Гаусса возможность для независимого изменения её ширины  $w_A$  и высоты  $A_A$ . Умножим функцию на  $A'$  и введём замену  $A_A = A'8a^3$ ,  $w_A = 2a$ , получив:

$$F_A(x) = A'y(x) = \frac{A'8a^3}{(x-x_0)^2 + 4a^2} = \frac{A_A}{(x-x_0)^2 + w_A^2} \quad (4)$$

Для аппроксимации массива точек  $(x_i, u_i)$  возьмём производную по координате:

$$f_A(x) = \frac{dF_A(x)}{dx} = -\frac{2A_A(x-x_0)}{\left((x-x_0)^2 + w_A^2\right)^2} \quad (5)$$

и введём параметр смещения  $z_0$ :

$$f_A(x) = z_0 - \frac{2A_A(x-x_0)}{\left((x-x_0)^2 + w_A^2\right)^2} \quad (6)$$

Уравнения (4) и (6) были использованы для построения профиля поверхности по набору экспериментальных точек, полученных путём сканирования стационарного углубления в слое 530 мкм (см. Рисунок 10 (а)). Наклон

поверхности, аппроксимированный с помощью функции  $f_A(x)$  значительно превосходит аналог, полученный с помощью  $f_G(x)$ : величина  $R^2$  увеличилась со значения 0.977 до 0.996. Рисунок 10 (б) отображает профили, полученные с помощью аппроксимации и интерполяции. Аппроксимация функцией Анъези показывает хорошее совпадение с результатами интерполяции сплайнами, в то время как аппроксимация Гауссом, как и ожидалось, даёт неудовлетворительный результат.

### 2.3 Анализ погрешностей

Случайную погрешность определения профиля поверхности жидкости рассчитывали для трёх измерений по нормальному распределению с доверительным интервалом 0.95. Систематическую погрешность оценивали как функцию геометрических параметров установки. В общем случае для этого было необходимо по известным значениям  $tg(\alpha_{si})$  для всех точек сканирования определить профиль поверхности, используя функциональную зависимость. Результат будет зависеть от методики расчёта профиля поверхности, а так как профиль поверхности определяется интегрированием её наклона, то для определения  $\delta h$  необходимо взять частные производные по вносящим погрешность параметрам от интеграла, что является непростой задачей. Поэтому для упрощения можно принять, что величина погрешности рассчитывается для изменения толщины слоя  $\Delta h = \Delta x tg(\alpha_{si})$  при смещении по горизонтали на один шаг  $\Delta x$  сканера (см. Рисунок 6 (а)). Так как  $tg(\alpha_{si}) = f(H, l, disp, M)$ , то  $\Delta h = f(H, l, disp, M, \Delta x)$  а значит абсолютная погрешность косвенного измерения толщины выражается как

$$\delta h = \sqrt{\left(\frac{\partial \Delta h}{\partial H} \delta H\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial l} \delta l\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial disp} \delta disp\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial M} \delta M\right)^2 + \left(\frac{\partial \Delta h}{\partial \Delta x} \delta x\right)^2},$$

где  $\delta H = 1.35$  мм,  $\delta l = 0.5$  мм,  $\delta disp = 0.5$  пикс,  $\delta M = 2.5$  мкм/пикс,  $\delta x = 0.01$  мм — абсолютные погрешности соответствующих величин. При этом погрешность высоты  $\delta H$  учитывает не только приборную погрешность измерения, но и максимальное значение систематической ошибки, возникающей при локальном

изменении толщины слоя при его деформации. Конкретное значение  $\delta h$  зависит от величины  $disp$ , и меняется от 52% (для  $disp = 1$ ) до 8% (для  $disp$  больше 10) (см. Рисунок 11). Поэтому, для текущих параметров системы, в толстых слоях (более 1000 мкм), где наклон поверхности и глубина деформации малы, значительно повышается погрешность определения профиля любым из приведённых способов. Полная погрешность, включающая и систематическую, и случайную, рассчитывалась для профиля поверхности каждого слоя в отдельности.

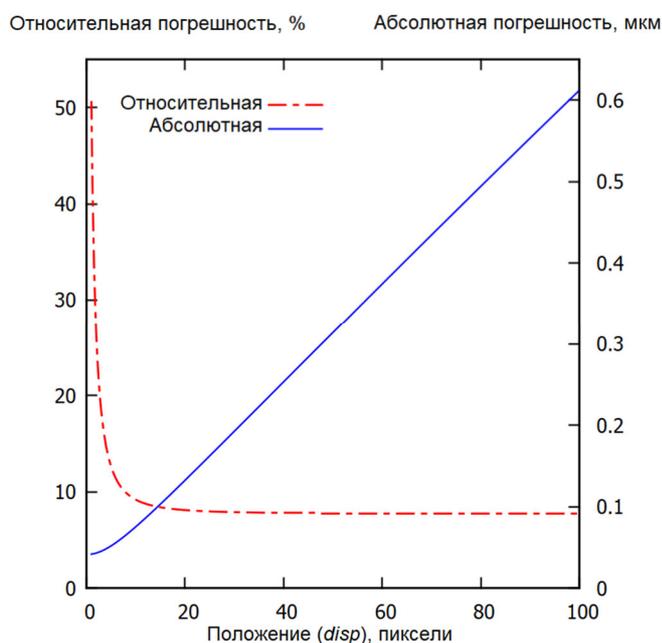


Рисунок 11. График зависимости относительной и абсолютной погрешностей от положения луча на экране.

## 2.4 Численная модель однослойной системы

Для получения расчётных результатов ТК деформации была использована осесимметричная модель нестационарной лазерно-индуцированной ТК конвекции в тонком слое силиконового масла в условиях земной гравитации, разработанная в программном пакете COMSOL Multiphysics® версии 5.3а. Уравнения системы были дискретизированы методом конечных элементов с использованием линейных Лагранжевых элементов для полей давления, кубических для кривизны и квадратичных для всех остальных полей. Уравнения системы представлены в

произвольной Лагранжево-Эйлеровой (ALE) формулировке. Применение данной формулировки заключается в использовании произвольно-перемещающейся расчётной сетки. Это позволяет сетке следовать за смещением границы раздела силиконовое масло-воздух и, таким образом, отслеживать её положение в процессе интегрирования по времени. Если говорить точнее то, узлы межфазной сетки движутся в нормальном направлении со скоростью масла, в то же время как они могут иметь произвольно заданную скорость вдоль границы раздела. Таким образом, координаты узлов на узлах сетки межфазной границы непосредственно интегрируются по времени и сохраняются в памяти, поэтому полученное численное решение сразу даёт форму поверхности масла без необходимости дополнительной постобработки. Сходимость по сетке и временному шагу приведена в пункте 2.4.3.5.

#### **2.4.1 Основные допущения.**

Для данной численной модели были приняты следующие допущения: 1) воздух и силиконовое масло являются Ньютонскими жидкостями: плотность воздуха рассчитывается по уравнению состояния идеального газа, а плотность масла зависит только от температуры; 2) влияние мениска масла, проявляющегося у стенки чашки, считаем незначительным и поэтому в расчёте не учитываем; 3) принимаем в расчёт наличие условие проскальзывания на внутренней вертикальной стороне бортика чашки для возможности свободного движения точки трёхфазного контакта воздух-масло-эбонит; 4) преломлением лазерного луча на границе масло-воздух пренебрегаем, в то время как отражение на границах воздух-масло и масло-эбонит учитываем; 5) предполагаем, что лазерный пучок полностью поглощается в бесконечно тонком слое эбонита; 6) в уравнении теплопереноса пренебрегаем влиянием вязкой диссипации, а производной давления пренебрегаем ввиду малой сжимаемости жидкости.

Геометрия задачи построена на основе экспериментальной установки. Тонкий слой силиконового масла находится внутри эбонитовой чашки, расположенной на поверхности столика из ПММА с цилиндрическим отверстием в центре последнего (см. Рисунок 12).

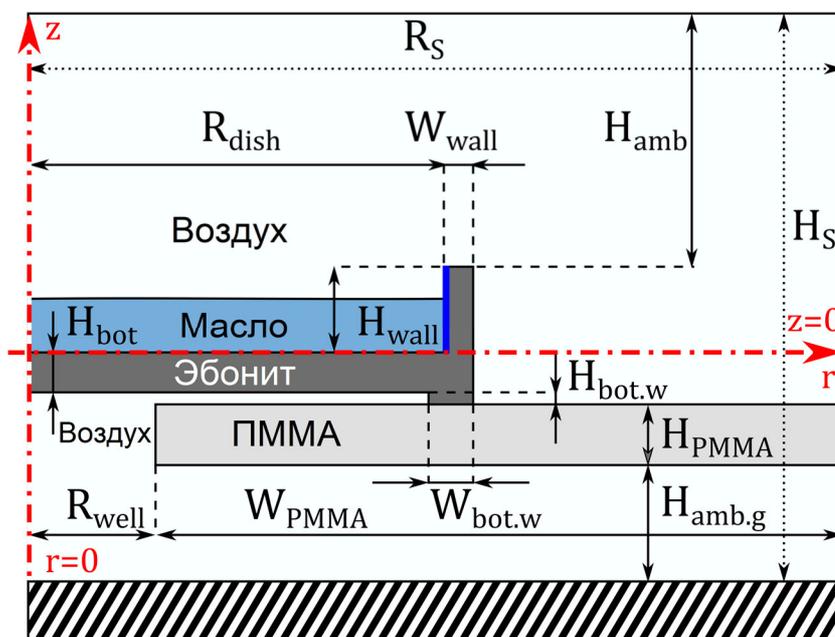


Рисунок 12. Схематичный вид геометрии задачи.

Столик был поднят над твёрдым основанием и выравнен по горизонтали. Внешние границы расчётной области располагаются на значительном удалении от центра чашки, поэтому влияние внешних граничных условий на результаты расчёта незначительны. Начало цилиндрической системы координат  $(r, z)$  располагается на границе чашка-масло, а ось  $z$  совпадает с осью симметрии системы (см. Рисунок 8). Геометрические параметры задачи, значения физических свойств материалов и их функциональные зависимости от температуры приведены ниже (см. Таблица 1,

Таблица 2 и Таблица 3).

Таблица 1. Геометрические параметры, мм

$H_s$	44.95	$R_s$	64
$H_{bot}$	3.15	$R_{dish}$	32.625
$H_{wall}$	6.85	$R_{well}$	10
$H_{bot.w}$	0.95	$W_{PMMA}$	54
$H_{PMMA}$	4.8	$W_{wall}$	2.3
$H_{amb}$	20	$W_{bot.w}$	3.5
$H_{amb.g}$	9.2		

Таблица 2. Свойства материалов

Свойство	Ед. изм.	Воздух
$\rho(p, T)$	кг/м <sup>3</sup>	Рассчитывается из уравнения состояния идеального газа
$\mu(T)$	Па·с	$a_{\mu}^a T^6 + b_{\mu}^a T^5 + c_{\mu}^a T^4 + d_{\mu}^a T^3 + e_{\mu}^a T^2 + f_{\mu}^a T + g_{\mu}^a$ [114]
$k(T)$	Вт/(м·К)	$a_k^a T^6 + b_k^a T^5 + c_k^a T^4 + d_k^a T^3 + e_k^a T^2 + f_k^a T + g_k^a$ [114]
$c_p(T)$	Дж/(кг·К)	$a_{c_p}^a T^6 + b_{c_p}^a T^5 + c_{c_p}^a T^4 + d_{c_p}^a T^3 + e_{c_p}^a T^2 + f_{c_p}^a T + g_{c_p}^a$ [114]
$\rho(T)$	кг/м <sup>3</sup>	$a_{\rho}^{oil} T^2 + b_{\rho}^{oil} T + c_{\rho}^{oil}$ <sup>a</sup>
$\mu(T)$	Па·с	$a_{\mu}^{oil} T^3 + b_{\mu}^{oil} T^2 + c_{\mu}^{oil} T + d_{\mu}^{oil}$ <sup>a</sup>
$k$	Вт/(м·К)	0.117 <sup>b</sup>
$c_p$	Дж/(кг·К)	1632.852000003 <sup>b</sup>
$\sigma_{int}$	Н/м	$0.019059 - 0.0000581449025401609(T - 293.15)$ <sup>a</sup>
$\varepsilon_{oil}$		0.95 [115]
Эбонит		ПММА
$\rho(T)$	кг/м <sup>3</sup>	1200 [116]   $a_{\rho}^{PMMA} T^3 + b_{\rho}^{PMMA} T^2 + c_{\rho}^{PMMA} T + d_{\rho}^{PMMA}$
$k$	Вт/(м·К)	0.165 [116, 117]   0.193
$c_p(T)$	Дж/(кг·К)	1430 [118]   $a_{c_p}^{PMMA} T^3 + b_{c_p}^{PMMA} T^2 + c_{c_p}^{PMMA} T + d_{c_p}^{PMMA}$
$\varepsilon_{eb}$		0.89 [119]

<sup>a</sup> – Значения измерены лабораторными методами

<sup>b</sup> – Паспортные и литературные данные

Таблица 3. Значения полиномиальных коэффициентов

Воздух					
$a_{\mu}^a$	$-2.33134167359911 \times 10^{-24}$	$a_k^a$	$8.71274467492186 \times 10^{-20}$	$a_{c_p}^a$	$7.86205191897531 \times 10^{-16}$
$b_{\mu}^a$	$2.37055803196584 \times 10^{-20}$	$b_k^a$	$-4.30213067255015 \times 10^{-16}$	$b_{c_p}^a$	$-4.23989069802011 \times 10^{-12}$
$c_{\mu}^a$	$-7.72182021848446 \times 10^{-17}$	$c_k^a$	$8.50943115299446 \times 10^{-13}$	$c_{c_p}^a$	$9.30165058369326 \times 10^{-09}$
$d_{\mu}^a$	$1.21446150822363 \times 10^{-13}$	$d_k^a$	$-8.43429974055665 \times 10^{-10}$	$d_{c_p}^a$	$-1.07187965519980 \times 10^{-05}$
$e_{\mu}^a$	$-1.12247735584238 \times 10^{-10}$	$e_k^a$	$4.08269463114468 \times 10^{-07}$	$e_{c_p}^a$	$6.85773084631781 \times 10^{-03}$
$f_{\mu}^a$	$9.02980664177451 \times 10^{-08}$	$f_k^a$	$-1.53306500429232 \times 10^{-05}$	$f_{c_p}^a$	$-2.08238502974742 \times 10^{+00}$
$g_{\mu}^a$	$-1.15529935489505 \times 10^{-06}$	$g_k^a$	$1.11097014858221 \times 10^{-02}$	$g_{c_p}^a$	$1.23649311443659 \times 10^{+03}$
Силиконовое масло					
$a_{\rho}^{oil}$	$-1.09516114820156 \times 10^{-02}$	$a_{\mu}^{oil}$	$-4.31423172802000 \times 10^{-09}$		
$b_{\rho}^{oil}$	$5.81105744784165 \times 10^{+00}$	$b_{\mu}^{oil}$	$5.03973516331080 \times 10^{-06}$		
$c_{\rho}^{oil}$	$1.53753546375511 \times 10^{+02}$	$c_{\mu}^{oil}$	$-1.95481005627424 \times 10^{-03}$		
		$d_{\mu}^{oil}$	$2.54880175780753 \times 10^{-01}$		
ПММА					
$a_{\rho}^{PMMA}$	$4.31077694216242 \times 10^{-05}$	$a_{c_p}^{PMMA}$	$1.21457891929022 \times 10^{-04}$		
$b_{\rho}^{PMMA}$	$-4.32645112762035 \times 10^{-02}$	$b_{c_p}^{PMMA}$	$-6.77793276465763 \times 10^{-02}$		
$c_{\rho}^{PMMA}$	$1.38780250643573 \times 10^{+01}$	$c_{c_p}^{PMMA}$	$1.55719458783099 \times 10^{+01}$		
$d_{\rho}^{PMMA}$	$-2.46312646130951 \times 10^{+02}$	$d_{c_p}^{PMMA}$	$-4.16707471076343 \times 10^{+02}$		

Таблица 1 содержит значения геометрических параметров исследуемой системы (см. Рисунок 12). Здесь  $H_S$  — высота расчётной области,  $H_{bot}$  — толщина эбонитовой подложки (дна эбонитовой чашки),  $H_{wall}$  — высота стенки чашки над уровнем  $z = 0$ ,  $H_{bot.w}$  — высота нижнего кольца-подставки чашки (ниже  $z = 0$ ),  $H_{PMMA}$  — толщина акрилового столика,  $H_{amb}$  — толщина воздушного зазора над стенкой чашки,  $H_{amb.g}$  — толщина воздушного зазора под акриловым столиком,  $R_S$  — ширина расчётной области,  $R_{dish}$  — радиус эбонитовой чашки,  $R_{well}$  — радиус отверстия в акриловом столике,  $W_{wall}$  — ширина стенки чашки,  $W_{bot.w}$  — ширина нижнего кольца-подставки чашки.

#### 2.4.2 Объёмные уравнения.

Течение жидкости в системе моделируется уравнениями неразрывности сплошной среды и движения в ALE формулировке:

$$\left. \frac{\partial \rho}{\partial t} \right|_m + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) - \mathbf{w} \cdot \nabla \rho = 0 \quad (7)$$

$$\rho \left( \left. \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \right|_m + [(\mathbf{u} - \mathbf{w}) \cdot \nabla] \mathbf{u} \right) = \nabla \cdot \mathbf{T} + \rho \mathbf{g}, \quad (8)$$

где  $t$  — время;  $\mathbf{u}$  — вектор скорости; индекс  $m$  обозначает, что частная производная по времени берётся в конкретном узле вычислительной сетки, который движется с произвольной скоростью  $\mathbf{w}$ ;  $\nabla$  — это оператор Гамильтона (набла); оператор « $\cdot$ » обозначает скалярное произведение;  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения;  $\mathbf{T}$  — тензор полных напряжений (в предположении гипотезы Стокса):

$$\mathbf{T} = -p \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T) - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I}, \quad (9)$$

где  $p$  — давление,  $\mathbf{I}$  — единичный тензор,  $\nabla \mathbf{u}$  — градиент вектора скорости, а  $(\nabla \cdot \mathbf{u})$  — дивергенция вектора скорости. Уравнение теплопереноса:

$$\rho c_p \left( \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_m + (\mathbf{u} - \mathbf{w}) \cdot \nabla T \right) = \nabla \cdot (k \nabla T), \quad (10)$$

где  $c_p$  — удельная теплоёмкость,  $k$  — коэффициент теплопроводности, скорости  $\mathbf{w}$  и  $\mathbf{u}$  приравниваем к нулю в твёрдой фазе.

### 2.4.3 Начальные условия и граничные условия.

#### 2.4.3.1 Начальные условия.

Начальные условия для полей температур, скорости и давления принимают следующий значения:

$$T_0 = T_{amb}, \quad \mathbf{u}_0 = 0, \quad (11)$$

$$p_{a,0}(z) = p_{atm} - \rho_{a,0}gz, \quad (12)$$

$$p_{oil,0}(z) = p_{a,0}(h_0) + \rho_{oil,0}g(h_0 - z), \quad (13)$$

где индекс 0 — это начальное значение, индексы  $a$  и  $oil$  относят к воздуху и маслу,  $p_{atm}$  — атмосферное давление в  $z = 0$ ,  $\rho_{a,0} = p_{atm}M_a / RT_0$  и  $\rho_{oil,0}$  — начальные плотности,  $M_a$  — молярная масса воздуха,  $R$  — универсальная газовая постоянная,  $h_0$  — начальная толщина слоя масла,  $g = |\mathbf{g}|$ .

#### 2.4.3.2 Условия на внешних границах расчётной области.

Граничное условие осевой симметрии для всех полей в  $r = 0$ :

$$\left. \frac{\partial \psi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad u_r|_{r=0} = 0, \quad \psi = u_z, p, T, h, \quad (14)$$

где  $u_r$  и  $u_z$  — это радиальная и вертикальная компоненты вектора скорости  $\mathbf{u}$ , соответственно, а  $h$  — толщина слоя масла. На внешних границах твёрдых тел задаётся температура окружающей среды.

На внешних краях воздушной фазы действуют открытые граничные условия:

$$\begin{aligned} \mathbf{T}_a \cdot \mathbf{n} &= -p_{a,0}(z)\mathbf{n}, \\ \begin{cases} T_a = T_{amb}, & \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_a < 0 \\ \nabla T_a \cdot \mathbf{n} = 0, & \mathbf{n} \cdot \mathbf{u}_a \geq 0 \end{cases} \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\mathbf{n}$  — направленный наружу вектор нормали на внешних границах.

#### 2.4.3.3 Условия на межфазных границах для теплового уравнения.

При использовании упрощённой модели радиационного теплообмена эбонитовой чашки и масла с окружающим воздухом, были применены следующие условия:

На границе масло-воздух:

$$\mathbf{n}_{oil} \cdot (k_{oil} \nabla T_{oil} - k_a \nabla T_a) = (1 - \tau_{oil}) \varepsilon_{oil} \sigma_B (T_{amb}^4 - T^4), \quad (16)$$

где  $\mathbf{n}_{oil}$  — вектор нормали на границе жидкость-воздух, направленный в сторону последнего,  $\sigma_B$  — постоянная Стефана Больцмана,  $\tau_{oil}$  — коэффициент пропускания масла в ИК диапазоне,  $\varepsilon_{oil}$  — излучательная способность оптически толстого слоя масла (для случая  $\tau_{oil} \rightarrow 0$ ). Коэффициент  $\tau_{oil}$  учитывает частичную прозрачность силиконового масла в ИК диапазоне. Таким образом, часть ( $\tau_{oil}$ ) ИК излучения, испускаемого эбонитом, проходит через слой масла (см. уравнение (17)), в то время как остальная часть, т. е.  $(1 - \tau_{oil})$ , поглощается и переизлучается слоем масла. Для простоты, ИК излучение, испускаемое слоем масла, рассчитывалось так, как если бы оно полностью исходило от границы масло-воздух, см. уравнение (16).

На горизонтальной части границы эбонит-масло:

$$\mathbf{n}_{eb} \cdot (k_{eb} \nabla T_{eb} - k_{oil} \nabla T_{oil}) = Q_b + \tau_{oil} \varepsilon_{eb} \sigma_B (T_{amb}^4 - T^4) \quad (17)$$

$$Q_b = \frac{P_w (1 - R_{oil-a})(1 - R_{eb-oil})}{2\pi\sigma_{beam}^2} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_{beam}^2}\right], \quad (18)$$

где индекс  $eb$  обозначает принадлежность к эбониту,  $\mathbf{n}_{eb}$  — вектор нормали на границе жидкость-эбонит, направленный в сторону масла;  $\varepsilon_{eb}$  — излучательная способность эбонита,  $Q_b$  — поверхностная плотность теплового источника, обусловленная поглощением лазерного излучения эбонитом,  $R_{oil-a} = [(n_{oil} - n_a) / (n_{oil} + n_a)]^2$  и  $R_{eb-oil} = [(n_{eb} - n_{oil}) / (n_{eb} + n_{oil})]^2$  — коэффициенты отражения на границах масло-воздух и эбонит-масло,  $n_a \approx 1$ ,  $n_{oil} \approx 1.4$  [120] и  $n_{eb} \approx 1.6 \dots 1.7$  [121] являются показателями преломления для воздуха, масла и эбонита, соответственно. Необходимо отметить, что, подставляя значения показателей преломления в  $P_w(1 - R_{oil-a})(1 - R_{eb-oil})$ , мы получаем очень близкие значения (12.23...12.29 мВт при  $n_{eb} \approx 1.6 \dots 1.7$ , соответственно) к экспериментальной мощности ( $P_0 = 12.3$  мВт).

На горизонтальной донной части чашки (граница эбонит-воздух) мы имеем следующее условие:

$$\mathbf{n}_{eb} \cdot (k_{eb} \nabla T_{eb} - k_a \nabla T_a) = \varepsilon_{eb} \sigma_B (T_{amb}^4 - T^4), \quad (19)$$

где  $\mathbf{n}_{eb}$  — вектор нормали на границе воздух-эбонит, направленный в сторону воздуха.

Для всех остальных межфазных границ в системе условие непрерывности теплового потока выглядит следующим образом:

$$k_1 \nabla T_1 \cdot \mathbf{n} = k_2 \nabla T_2 \cdot \mathbf{n}, \quad (20)$$

где  $\mathbf{n}$  — вектор нормали на межфазной границе.

#### 2.4.3.4 Условия на межфазных границах для уравнений Навье-Стокса.

На внутренней стороне вертикальной стенки эбонитовой чашки (синяя линия, Рисунок 12) применены условия проскальзывания и непроникновения для того, чтобы позволить двигаться точке трёхфазного контакта воздух-масло-эбонит (индекс *fluid* обозначает либо воздух, либо силиконовое масло):

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{T}_{fluid} \cdot \boldsymbol{\tau} = 0 \quad (21)$$

$$\mathbf{u}_{fluid} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (22)$$

где  $\mathbf{n}$  и  $\boldsymbol{\tau}$  являются нормальным и тангенсальным единичными векторами на межфазной границе, соответственно. Для всех остальных границ твёрдое тело-жидкость применены условия прилипания и непроникновения:

$$\mathbf{u}_{fluid} = 0. \quad (23)$$

На границе масло-воздух действуют условия прилипания, отсутствия испарения и баланса сдвиговых напряжений:

$$\mathbf{u}_{oil} = \mathbf{u}_a \quad (24)$$

$$\mathbf{n}_{oil} \cdot (\mathbf{T}_a - \mathbf{T}_{oil}) = \sigma_{int} (\nabla \cdot \mathbf{n}_{oil}) \mathbf{n}_{oil} - \nabla_s \sigma_{int} \quad (25)$$

где  $\mathbf{n}_{oil}$  — вектор нормали на границе жидкость-воздух, направленный в сторону последнего,  $\sigma_{int}$  — межфазное натяжение,  $\nabla_s = \nabla - \mathbf{n}_{oil} \mathbf{n}_{oil} \cdot \nabla$  — оператор поверхностного градиента,  $(\nabla \cdot \mathbf{n}_{oil})$  — величина, связанная со средней кривизной межфазной границы масло-воздух  $\kappa$  как:

$$(\nabla \cdot \mathbf{n}_{oil}) = -2\kappa \quad (26)$$

#### 2.4.3.5 Оценка сходимости расчёта.

Расчёт проводился на сетке с порядка 77 тысячами элементов и параметрами относительной и абсолютной погрешностей равными 0.0001. Шаг по времени составлял 1 секунду. Проверка модели на сеточную сходимость показала, что для

данной расчётной сетки абсолютная погрешность для глубины деформации, а также для температуры на поверхности эбонита в точке  $r = 0$  составила  $\Delta h = 0.13$  мкм и  $\Delta T_{bot} = 0.0073$  К, соответственно. Относительная погрешность для глубины деформации составила  $\delta d = 0.12\%$  и для температуры в точке  $r = 0$  на поверхности эбонита  $\delta T = 0.06\%$ , что говорит о достаточном качестве расчётной сетки. Анализ сходимости по временному шагу показал, что для текущей сетки и шага по времени размер абсолютной и относительной вычислительной погрешности для глубины деформации в точке  $r = 0$  составил 0.016 мкм и 0.004% соответственно.

## 2.5 Результаты расчёта

### 2.5.1 Сравнение ТК деформаций профиля

Рисунок 13 показывает ТК деформации слоёв в случае отсутствия псевдоразрыва (384–1050 мкм), полученные путём численного моделирования, для двух типов граничных условий излучательного теплообмена в системе:  $\tau_{oil} \rightarrow 1$  и  $\tau_{oil} \rightarrow 0$  (см. 2.4.3.3).

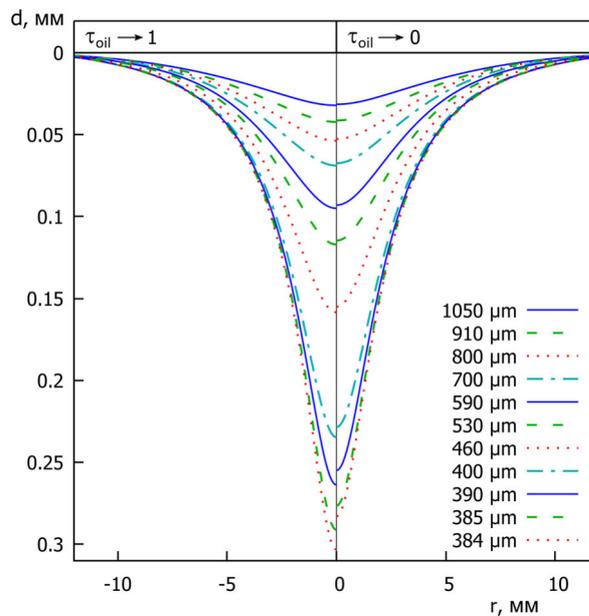


Рисунок 13. Результаты численного расчёта профилей ТК деформации поверхности неразрывных слоёв в диапазоне 384...1050 мкм для двух условий излучения  $\tau_{oil} \rightarrow 1$  (левая сторона графика) и  $\tau_{oil} \rightarrow 0$  (правая сторона) [111].

Оба этих предельных случая оценивают минимальные и максимальные потери тепла за счёт теплового излучения в окружающую среду. В случае  $\tau_{oil} \rightarrow 1$  глубина деформации поверхности возрастает нелинейно с уменьшением начальной толщины слоя и достигает максимального значения в 300 мкм для предразрывного слоя толщиной 384 мкм. Дальнейшее уменьшение начальной толщины слоя приводит к образованию ТК псевдоразрыва. На этом же рисунке можно увидеть, что разница между двумя граничными условиями ( $\tau_{oil} \rightarrow 1$  и  $\tau_{oil} \rightarrow 0$ ) становится значительной для слоёв толщиной менее 400 мкм, в то время как в более толстых слоях ( $h_0 > 400$  мкм) разница в глубине ТК деформации составляет менее 5 мкм. Сравнение профилей ТК деформации, измеренных экспериментально и полученных численно для слоёв 530...1050 мкм, показаны ниже (см. Рисунок 14).

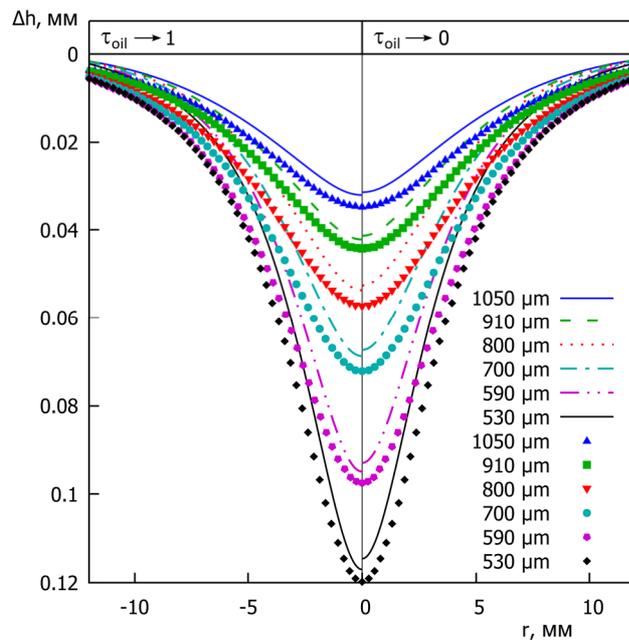


Рисунок 14. Сравнение расчётных и экспериментально измеренных профилей ТК деформации поверхности в диапазоне толщин 530...1050 мкм для двух условий излучения:  $\tau_{oil} \rightarrow 1$  (левая сторона графика) и  $\tau_{oil} \rightarrow 0$  (правая сторона) [111].

Общее расхождение между экспериментальными данными и результатами численных расчётов составили не более  $\pm 7$  мкм в центре деформации и в среднем около  $\pm 12$  мкм на периферии для всех измеренных толщин (см. Рисунок 14, Рисунок 15).

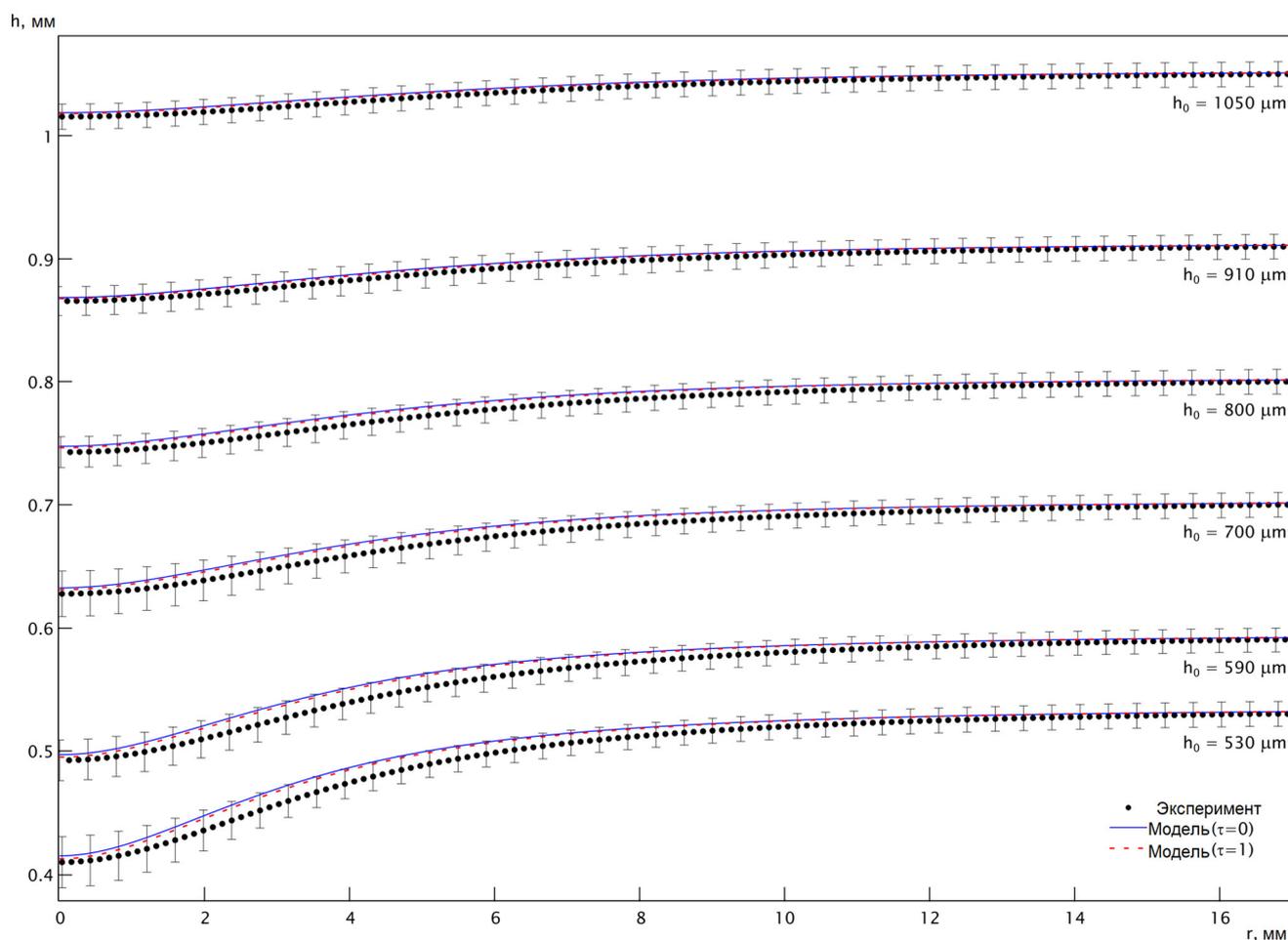


Рисунок 15. Сравнение расчётных и экспериментально измеренных профилей ТК деформации поверхности в диапазоне толщин 530...1050 мкм для двух условий излучения с обозначенными планками погрешностей, рассчитанными для  $\delta h$  в п. 2.3.

Исходя из рисунка выше, можно заключить, что результаты расчётов для обоих граничных условий излучательного теплообмена находятся в доверительном интервале экспериментальных измерений практически во всем диапазоне начальных толщин и расстояний от оси симметрии. Таким образом, несмотря на довольно большое количество упрощений в обоих случаях, была получена вполне хорошая корреляция между численными и экспериментальными результатами.

### 2.5.2 ТК псевдоразрыв в тонких слоях.

Для нахождения критической толщины слоя, при которой наступает ТК разрыв, численный эксперимент проводили для диапазона толщин 385...381 мкм, последовательно уменьшая толщину слоя на 1 мкм, начиная с 385 мкм. Отметим, что поскольку экспериментально измерить профиль деформации поверхности для

тонкого слоя ( $h_0 < 500$  мкм) было невозможно вследствие ограничения самого метода сканирования, то верификацию модели в области тонких слоёв проводили путём сравнения толщины слоя, при которой экспериментально (см. Рисунок 5 (б)) и численно детектируется ТК разрыв. Рисунок 16 показывает расчётные зависимости относительной толщины слоя  $h_c/h_0$  от времени для условий  $\tau_{oil} \rightarrow 1$  и  $\tau_{oil} \rightarrow 0$ , где  $h_c$  толщина слоя в центре ТК углубления.

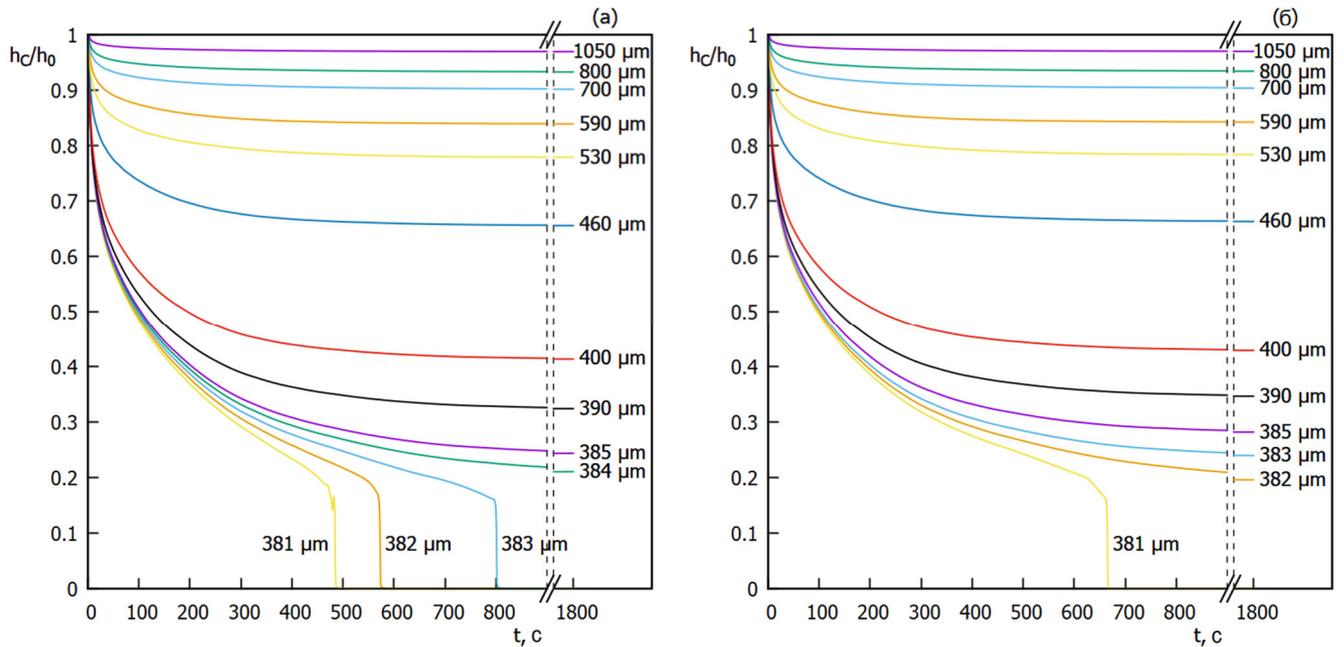


Рисунок 16. Динамика толщины слоя в центре ТК деформации: (а) тепловая энергии излучается эбуллитом ( $\tau_{oil} \rightarrow 1$ ), (б) — поверхностью масла ( $\tau_{oil} \rightarrow 0$ ) [111].

Можно заметить, что при больших толщинах деформация достигает стационарного положения примерно за 1800 секунд и остаётся устойчивой вплоть до достижения отношения  $h_c/h_0 \approx 0.2$ . Численный эксперимент показывает, что ТК псевдоразрыв разрыв формируется в слое толщиной 383 мкм при  $\tau_{oil} \rightarrow 1$  (Рисунок 16 (а)) и 381 мкм при  $\tau_{oil} \rightarrow 0$  (Рисунок 16(б)).

Так как эти случаи являются предельными, а в реальности силиконовое масло имеет относительно сложный спектр поглощения в ИК диапазоне (см. Рисунок 17), то можно принять, что ТК псевдоразрыв возникает в диапазоне толщин от 381 до 384 мкм. Тем не менее, эксперимент показал, что критическая толщина ТК псевдоразрыва находится в районе 380...370 мкм (см. Рисунок 5 (б)). Необходимо

заметить, что вследствие высокой погрешности ( $\pm 10$  мкм) выставления начальной толщины слоя с помощью контактного метода, диапазон критических толщин будет более широким, чем полученный из расчётов, и будет иметь пределы от 360 до 390 мкм. Эти результаты позволяют сделать вывод, что при толщине слоя от 380 до 500 мкм модель адекватно описывает реальную ситуацию, даже несмотря на невозможность экспериментального измерения профиля деформации при  $h_0 < 500$  мкм.

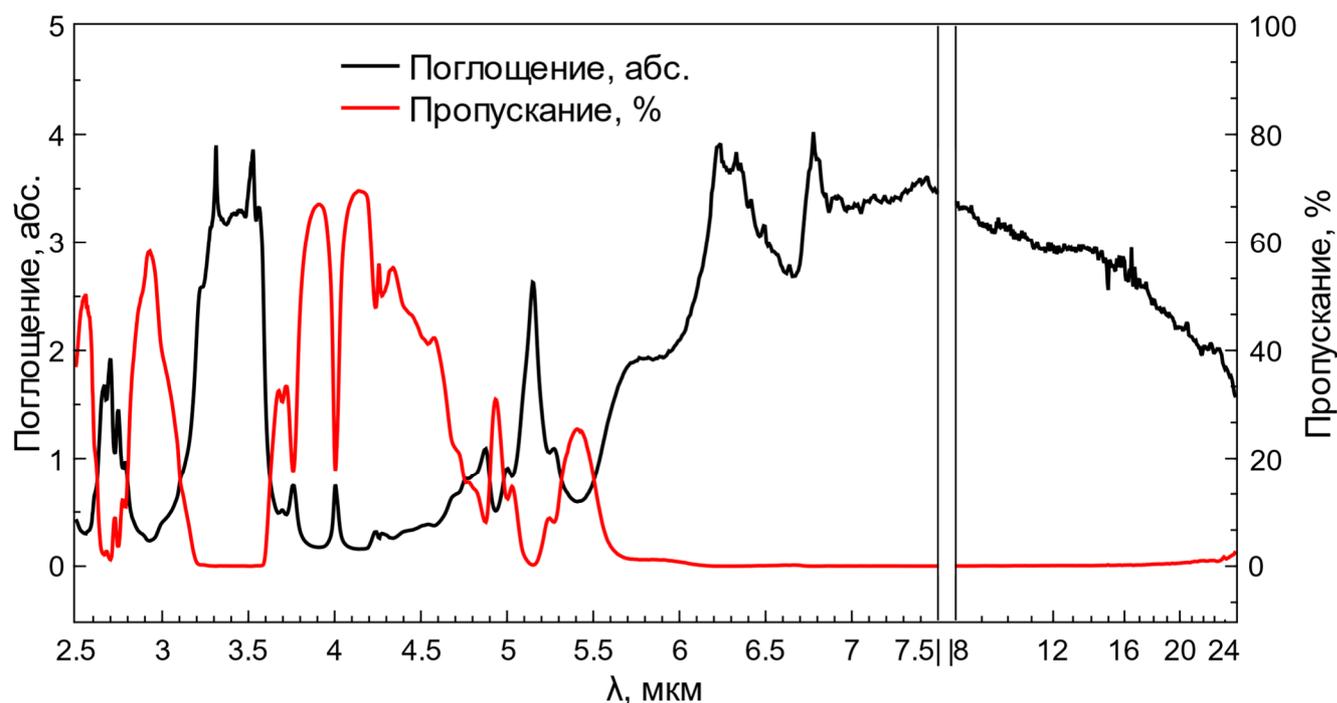


Рисунок 17. Спектры поглощения и пропускания используемого силиконового масла (ПМС-5), измеренные на ИК-Фурье спектрометре. На отметке 8 мкм начинается логарифмическая шкала.

### 2.5.3 Сравнение измеренных и рассчитанных профилей температур.

Поля температур были измерены с помощью инфракрасной камеры FLIR A655sc (спектральный диапазон 7.5–14 мкм, точность  $\pm 2$  %), сфокусированной на обратной стороне эбонитовой подложки (плоскость  $z = z(0) - H_{bot}$  (см. Рисунок 12)). Выбор такой конфигурации обосновывается следующим. Поскольку силиконовое масло имеет сложный спектр поглощения<sup>5</sup>, а межфазная граница деформируема

<sup>5</sup> Подразумевается случай поглощения и последующего излучения во всём диапазоне. Если говорить более строго, то для нашей задачи это условие будет не совсем уместно, так как по факту мы имеем температуру меньшую 100 °С, что соответствует достаточно узкому диапазону излучения  $8 > \lambda > 10$  мкм.

(что в процессе эксперимента приводит к её смещению относительно точки фокуса объектива), то температура *поверхности* слоя не может быть надёжно измерена для оценки численной модели. С другой стороны, температура на нижней поверхности недеформируемой эбонитовой подложки может быть измерена однозначно и, следовательно, может служить источником температурных данных для проверки численной модели. Для повышения точности измерений ИК излучение собиралось с большей площади задней поверхности эбонитовой подложки, для чего радиуса отверстия ( $R_{well}$ , Рисунок 12) увеличили до 15 мм. Экспериментальные измерения и численные расчёты температуры проводились для слоёв толщиной 530, 800, 1050 мкм при в условиях стационарной ТК деформации слоя. Рисунок 18 показывает экспериментально измеренные (точки) и рассчитанные (линии) радиальные распределения разностей температур  $\Delta T = T(r) - T_{amb}$  на нижней стороне эбонитовой подложки.

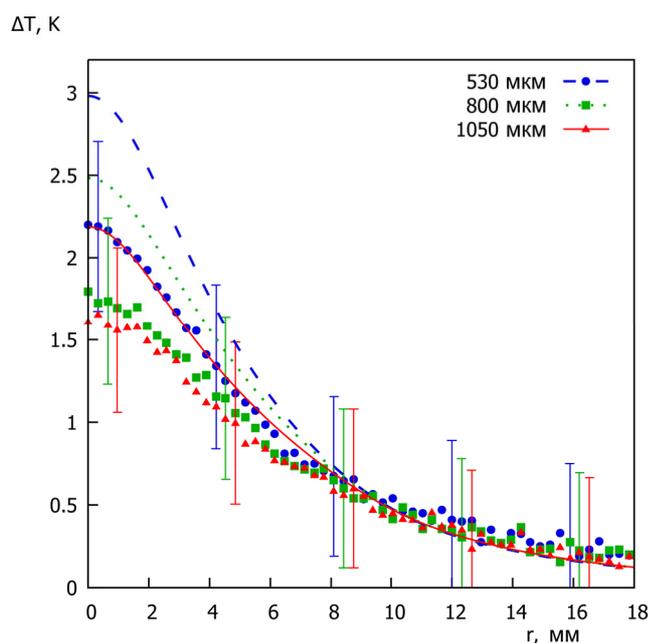


Рисунок 18. Измеренные и численно рассчитанные распределения температур на нижней стороне подложки  $\Delta T = T(r) - T_{amb}$ . Крупными точками показаны экспериментальные данные, линиями — данные, полученные из численной модели [111].

Несмотря на то, что экспериментальные и численные зависимости имеют схожий характер, прослеживаются некоторые количественные различия в

окрестности центра. Однако следует отметить, что расхождение между численными и экспериментальными данными незначительно и принимает значения 0.8, 0.7 и 0.5 К для слоёв 530, 800, 1050 мкм, соответственно. Эти результаты можно объяснить тем, что тепловые параметры жидкости и подложки, использованные в численной модели, могут отличаться от их реальных значений. Также всегда существует проблема точной настройки фокуса ИК камеры, которая могла уменьшить данные о температуре вместе со всем профилем и «размыть» центральную область. Тем не менее, учитывая погрешности при измерении температуры и выставлении начальной толщины слоя, можно говорить о хорошем совпадении результатов.

## 2.6 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2

1. Экспериментально и численно изучена форма ТК деформации свободной поверхности тонких слоёв жидкости при локальном лазерном нагреве в зависимости от толщины слоя. Установлено, что в данной задаче профиль ТК деформации поверхности слоя жидкости в виде углубления значительно отличается от гауссова, но достаточно хорошо описывается функцией Анъези.

2. С помощью программного пакета COMSOL Multiphysics® на основе известных уравнений гидродинамики и теплофизики была разработана осесимметричная численная модель лазерно-индуцированной ТК конвекции в тонком слое силиконового масла. Численное моделирование задачи проводилось для двух граничных условий — максимальных и минимальных тепловых потерь за счёт излучения. Показана хорошая согласованность между экспериментальными и численными результатами. Оценена погрешность измерений для всего диапазона исследуемых толщин слоя. Использование условий открытой воздушной границы системы совместно с применением в модели геометрии экспериментальной установки позволяет в будущем применять результаты расчётов для дальнейшего повышения точности сканирующих методов измерения, а также позволит с большей достоверностью определять внутренние параметры жидкостей.

## ГЛАВА 3 НЕУСТОЙЧИВОСТЬ МЕЖФАЗНЫХ ГРАНИЦ В СИСТЕМАХ ДВУХ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

### 3.1 Методика эксперимента

Общая схема установки и метод проведения экспериментов с системой двух жидкостей аналогичны описанным в пункте 2.1.2 за некоторыми исключениями.

Во-первых, вместо DPSS (см. п. 2.1) лазера был использован He-Ne лазер ( $P_w = 17$  мВт, длина волны 632.8 нм,  $\sigma_{beam} = 0.3$  мм). Его применение обусловлено тем, что его  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  являются более близкими, чем у его твердотельного аналога (0.32 и 0.29 против 0.72 и 0.62 мм, соответственно). В пункте 2.1.1 речь шла об усреднении  $\sigma_{beam}$ , отталкиваясь от симметрии ТК отклика при рассмотрении стационарного случая деформации слоя жидкости, расположенного на твёрдой подложке. Здесь же поглощающим нижним слоем системы является жидкость, у которой в процесс внутреннего теплопереноса помимо механизма теплопроводности значительный вклад вносит конвекция. Поэтому для предварительной компенсации осевой асимметрии вихревых течений и, соответственно, уменьшения эллиптичности ТК деформации на межфазной границе системы было принято использовать лазер с меньшим отношением  $\sigma_1$  к  $\sigma_2$ , равным 1.09.

Во-вторых, вместо эбонитовой чашки была использована прозрачная чашка Петри диаметром 60 мм. Замена эбонита на полистирол была обусловлена двумя причинами: (1) — прозрачность стенок сосуда, что в дальнейшем позволило использовать систему в качестве оптического элемента (см. п. 4.1), а также дало возможность визуализации профиля ТК деформации межфазной границы двух жидкостей; (2) — возможность замены сосуда при повторном воспроизведении эксперимента, так как эбонит, несмотря на свои достоинства в виде низкой теплопроводности по сравнению, например, с металлами, из-за пористой структуры способен абсорбировать в себя часть красителя из жидкости, что

приводит к загрязнению чистых образцов жидкостей в последующих экспериментах.

В-третьих, поглощение излучения происходило на границе раздела двух жидкостей за счёт растворённого в объёме нижнего слоя ( $L_1$ ) красителя (Бриллиантовый зелёный), в то время как верхний слой ( $L_2$ ) оставался прозрачным.

Толщину  $L_1$  выбрали равной 2 мм (для уменьшения влияния термогравитационной конвекции) и оставили неизменной для всех пар жидкостей. Толщину  $L_2$  варьировали в диапазоне от 0.3 до 1 мм. При поглощении излучения слоем  $L_1$  температура на межфазной границе  $L_1 - L_2$  возрастает, и после некоторой задержки  $\tau_d = h^2/4\kappa$  [122], происходящей вследствие диффузии тепла через слой  $L_2$ , температура на свободной поверхности  $L_2$  локально увеличивается. Здесь  $h$  и  $\kappa$  являются толщиной и температуропроводностью слоя  $L_2$ , соответственно. Локальный нагрев способствует возникновению градиента поверхностного и межфазного натяжений вдоль границ  $L_2$  и  $L_1 - L_2$ , приводящих к ТК деформации этих границ. Как и в случае с однослойной системой в пункте 2.1.2 для получения количественной информации о происходящих в системе процессах использовали метод измерения диаметра ( $D$ ) ФТК отклика. В исследованиях были использованы комбинации жидкостей, приведённые в таблице ниже.

Таблица 4. Комбинации жидкостей исследуемых систем

$L_1$ (20°C)	Межфазное натяжение $\gamma_{1,2}$	$L_2$ (20°C)
Глицерин (60 мН/м, 1300 сСт)	23.3 мН/м	Полиметилсилоксан (ПМС) 20 сСт
Этиленгликоль (48 мН/м, 20 сСт)	15.2 мН/м	ПМС 20 сСт
Бензиловый спирт (37 мН/м, 5.8 сСт)	~ 5 мН/м	ПМС 5 сСт, 19 мН/м ПМС 10 сСт, 19.6 мН/м ПМС 20 сСт, 20 мН/м

Данные по плотности и вязкости взяты из паспортов жидкостей

Поверхностное и межфазное натяжения выбранных комбинаций жидкостей измеряли методом пластины Вильгельми с помощью тензиометра DCAT 15

(DataPhysics, Германия) и методом висящей капли с помощью гониометра ОСА 25 (DataPhysics, Германия) при  $T = 20^\circ\text{C}$  в термостатирующих ячейках. Проведение непосредственно самих экспериментов проводили при  $T_{amb} = (23.5 \pm 1.5)^\circ\text{C}$ , как и в случае с однослойной системой.

Самостоятельно измеренные температурные зависимости межфазных натяжений для комбинаций жидкостей (бензиловый спирт/ПМС и глицерин/ПМС), которые проблематично найти в технической литературе, были приведены на рисунке ниже.

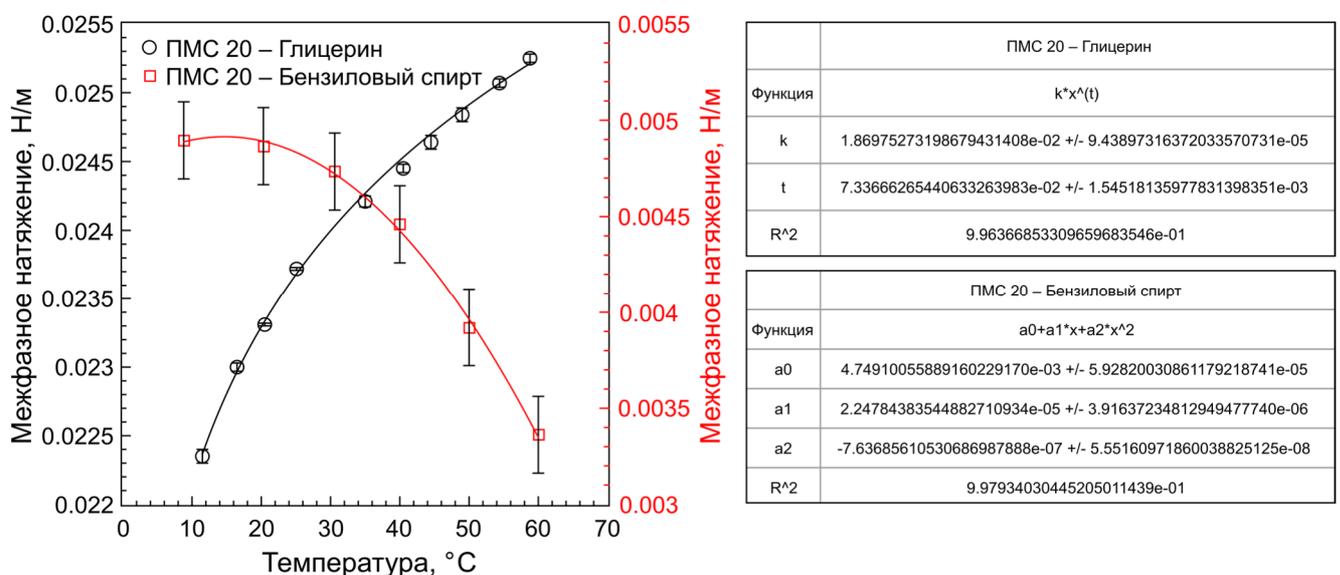


Рисунок 19. Зависимости межфазного натяжения в системах жидкостей ПМС 20 – глицерин и ПМС 20 – бензиловый спирт.

Обращая внимание на Рисунок 19, можно заметить существенную разницу в размерах погрешностей между зависимостями. Данное отличие связано с тем, что измерение для каждой из кривых проводилось различными методами. Для системы с бензиловым использовали метод пластины Вильгельми, в котором требуется наличие больших объёмов жидкости и открытая (имеющая свободное сообщение с воздушной средой) поверхность верхнего слоя. В связи с этим в системе при её нагреве возникают объёмные конвективные течения, вызывающие дестабилизацию погружённой в жидкость пластины, что в итоге приводит к зашумлению результатов.

В случае с глицерином применяли метод висящей капли, который является в меньшей степени подверженным влиянию внешней среды и перепадов температуры, так как термостабилизация осуществляется в гораздо меньшем и при этом закрытом объёме жидкости.

## 3.2 Результаты измерений динамики ФТК отклика в двухслойных системах

### 3.2.1 Режимы ТК конвекции в системе жидкость-жидкость.

Обобщая результаты проведённых экспериментов для исследуемых пар жидкостей  $L_1 - L_2$  (Таблица 4), было установлено существование трёх режимов протекания ТК конвекции [123]:

- (I) Состояние устойчивого *термокапиллярного псевдоразрыва* слоя  $L_2$ . При непрерывном облучении межфазной границы пучком лазера происходит вырождение увеличивающейся в диаметре интерференционной картины (ФТК отклика) в рассеянное световое пятно, что соответствует отражению лазерного луча либо от плоского слоя, либо от искривлённого с большим радиусом кривизны ( $R_{кр.}$ ) деформации, Рисунок 20 (а). Понятие псевдоразрыва применено по той же причине, что и в пункте 2.1.2;
- (II) Состояние устойчивой *термокапиллярной деформации* — диаметр ФТК отклика увеличивается в процессе непрерывного нагрева межфазной границы до достижения некоторого постоянного значения  $D_{const}$ , Рисунок 20 (b), соответствующего стационарному профилю деформации свободной поверхности;
- (III) Переходный режим — *затухающие колебания* диаметра ФТК отклика, Рисунок 20 (c). В этом случае ТК псевдоразрыв слоя  $L_2$  и его последующее восстановление повторяются периодически с постепенно затухающей амплитудой до тех пор, пока слой  $L_2$  не станет плоским, либо обладающим достаточно малым стационарным углублением (если сравнивать величину  $D$  между временами  $t = 0$  и  $t = 270$  с, Рисунок 20 (c)).

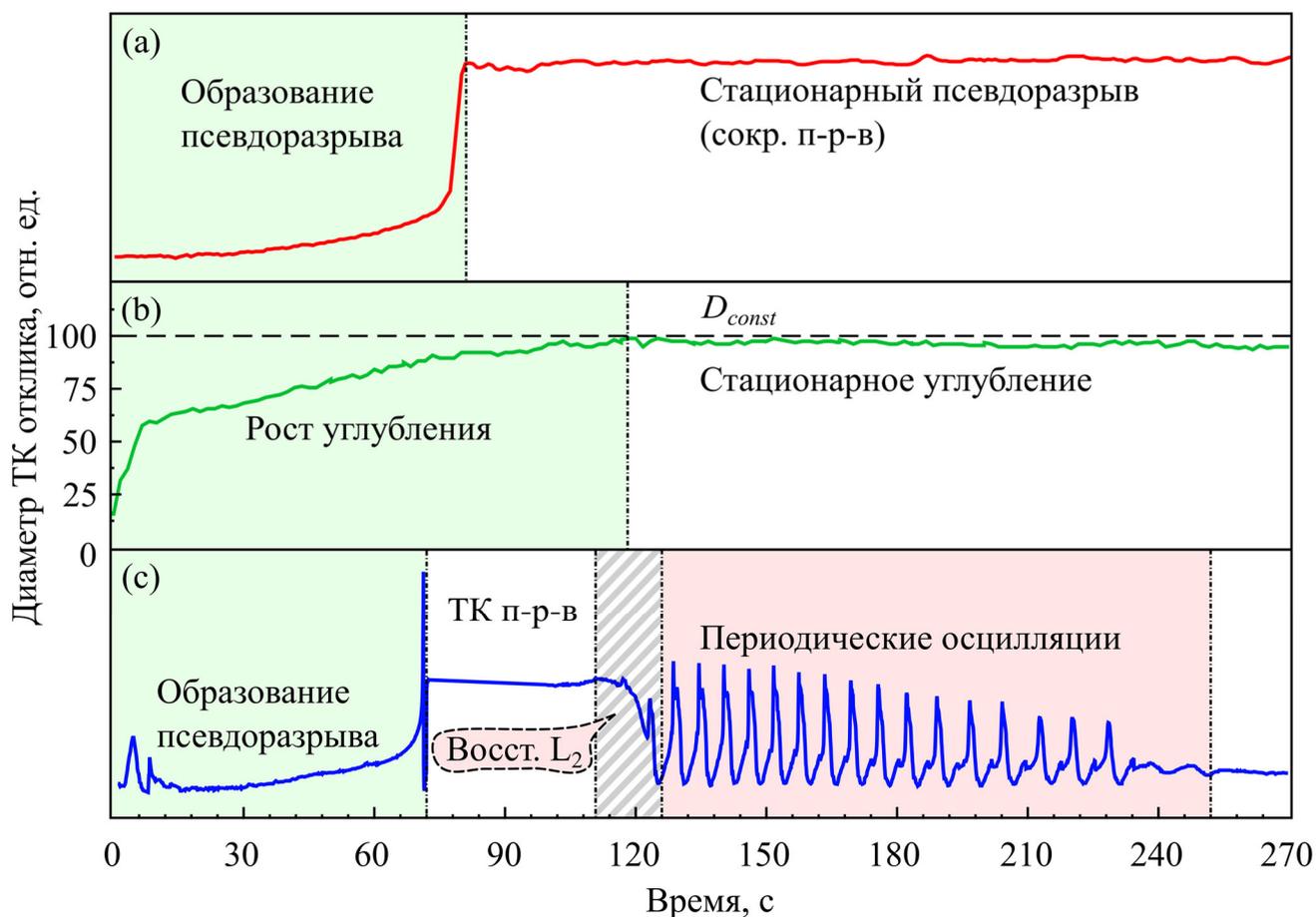


Рисунок 20. Зависимость диаметра ФТК отклика от времени: (а) режим ТК псевдоразрыва, (б) режим ТК углубления, (с) режим затухающих колебаний [123].

Обнаружено, что для пар жидкостей глицерин/ПМС и этиленгликоль/ПМС имеет место существование только первого (I) или второго (II) режимов в зависимости от толщины  $L_2$ . Такое поведение подобно тому, которое происходит в случае лазерно-индуцированной ТК конвекции в однослойной системе на твёрдой подложке. Это сходство позволяет заключить, что  $L_1$  может выступать в качестве жёсткого основания. Однако в случае пары глицерин/ПМС в области пятна лазерного пучка была обнаружена выпуклая деформация  $L_1$  (см. Рисунок 21), что говорит о наличии вихревых течений в  $L_1$ . Также установлено, что выпуклая поверхность нижнего слоя наблюдается для всех пар жидкостей вне зависимости от формы кривой межфазного натяжения (см. Рисунок 19). Если для пар глицерин/ПМС и этиленгликоль/ПМС [124] данное явление можно объяснить тем, что для них характерен аномальный ТК эффект — их межфазное натяжение растёт с увеличением температуры и соответственно ТК течения в нижнем слое

способствуют подъёму слоя. Исходя из этого выходит, что для системы бензиловый спирт/ПМС мы должны видеть обратную картину. Тем не менее, подобного не происходит. Было предположено, что за выпуклую деформацию в двухслойной системе с псевдо- разрывом в ответственно равнодействующая капиллярных сил и гидростатики, а не ТК механизм. Для проверки данного предположения был проведён дополнительный эксперимент, суть которого заключалась в следующем. Через тонкую трубку (порядка 1.5 мм) на поверхность двухслойной системы подавалась струя воздуха комнатной температуры. Регулируя обороты нагнетающего вентилятора, в системе создавали псевдоразрыв верхнего слоя диаметром, сопоставимым с лазерно-индуцированным ТК аналогом. В результате было установлено, что для всех пар используемых жидкостей после перекрытия воздушного потока в системе имеется выпуклая поверхность нижнего слоя, см. Рисунок 23.

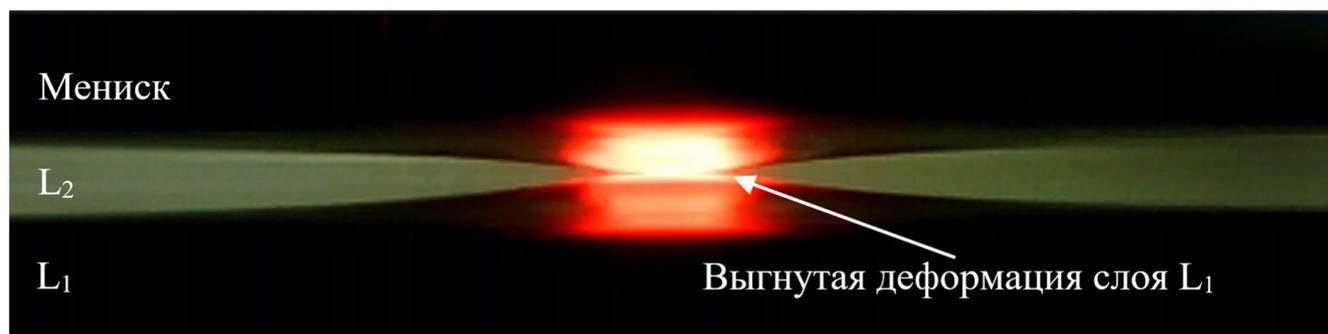


Рисунок 21. Профиль ТК псевдоразрыва в системе глицерин/ПМС [123].

Подобная картина наблюдалась и для системы глицерин/гексадекан (см. 4.1). Позднее было установлено, что для систем с гексадеканом в качестве верхнего слоя, после возникновения лазерно-индуцированного ТК разрыва, углубление в нижнем слое образуется, см. Рисунок 22, однако его размеры весьма малы и сопоставимы с диаметром пучка накачки (~1.5 мм).

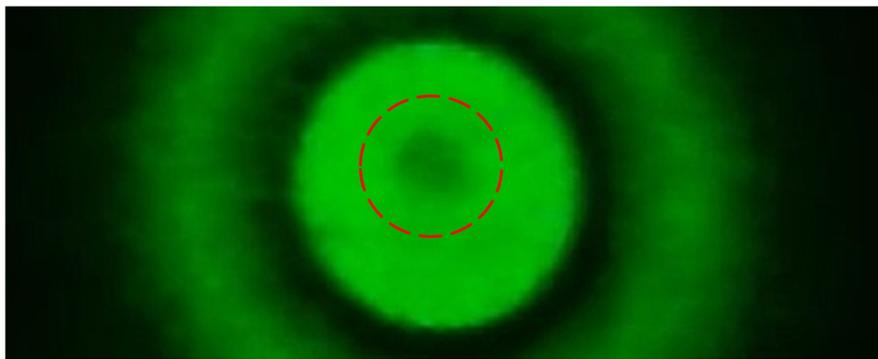


Рисунок 22. Теневая картина ТК разрыва в системе гексадекан/глицерин, полученная при исследовании жидкостной диафрагмы (см. главу 4). Красным пунктиром выделено небольшое ТК углубление, индуцированное лазером накачки на открытой поверхности глицерина.

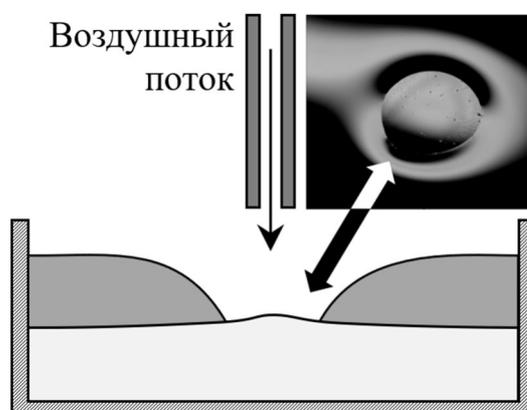


Рисунок 23. Фотография псевдоразрыва слоя, индуцированного вертикальной струёй воздуха.

На примере системы глицерин/гексадекан ( $h_2 = 500$  мкм) показано (см. Рисунок 24), что толщина нижнего слоя  $h_1$ , варьируемая диапазоне от 1 до 5 мм, не оказывает влияния на профиль деформации обоих слоёв при формировании ТК разрыва [100].

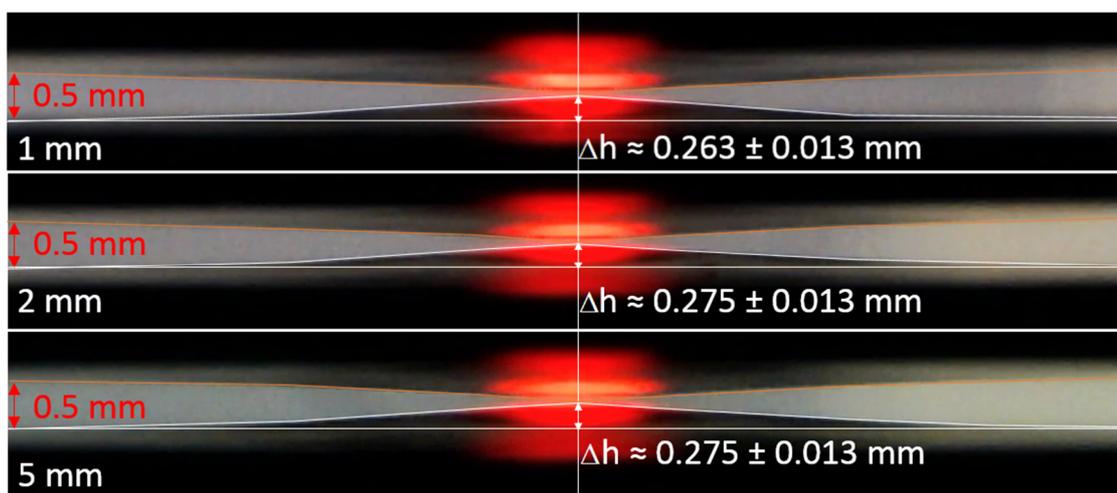


Рисунок 24. Профиль деформации межфазной границы между  $L_2$  и  $L_1$  в системе глицерин/гексадекан, где  $\Delta h$  обозначает высоту поднятия нижнего слоя в зоне падения лазерного пучка.

В системе бензиловый спирт/ПМС наблюдалось наличие всех трёх режимов ТК неустойчивости в зависимости от отношения толщин  $\varepsilon = h_1/h_2$  [123]: (I) ТК псевдоразрыв  $L_2$  наблюдается при  $\varepsilon < 0.2$ ; (II) стационарное ТК углубление слоя  $L_2$  имеет место при  $\varepsilon > 0.4$ , а режим (III) затухающих колебаний диаметра ФТК отклика возникает при значениях  $\varepsilon$ , находящихся в диапазоне от 0.2 до 0.4.

Установлено, что уменьшение толщины  $L_2$  ведёт к увеличению общего времени колебаний ( $t_{osc}$ ) и к уменьшению амплитуды ФТК отклика и периода осцилляций. Например, при изменении  $\varepsilon$  с 0.2 до 0.4,  $t_{osc}$  возрастает с 200 до примерно 400 с, а период колебаний уменьшается с 7 до 3 с. Между тем, вязкость слоя  $L_2$  влияет только на время образования псевдоразрыва.

С помощью ИК камеры выявлено, что в центре падения лазерного пучка в момент ТК псевдоразрыва происходит всплеск температуры с 35 до примерно 50°C, продолжительностью вплоть до начала затекания слоя  $L_2$ , см. Рисунок 25. После полного затухания колебаний поверхность слоя  $L_2$  приходит в состояние равновесия, а температура на поверхности слоя  $L_2$  стабилизируется. Прекращение лазерной накачки приводит к выравниванию температуры вдоль межфазной границы и исчезновению деформации поверхности  $L_2$ , соответственно ( $D \rightarrow D(t = 0)$ ).

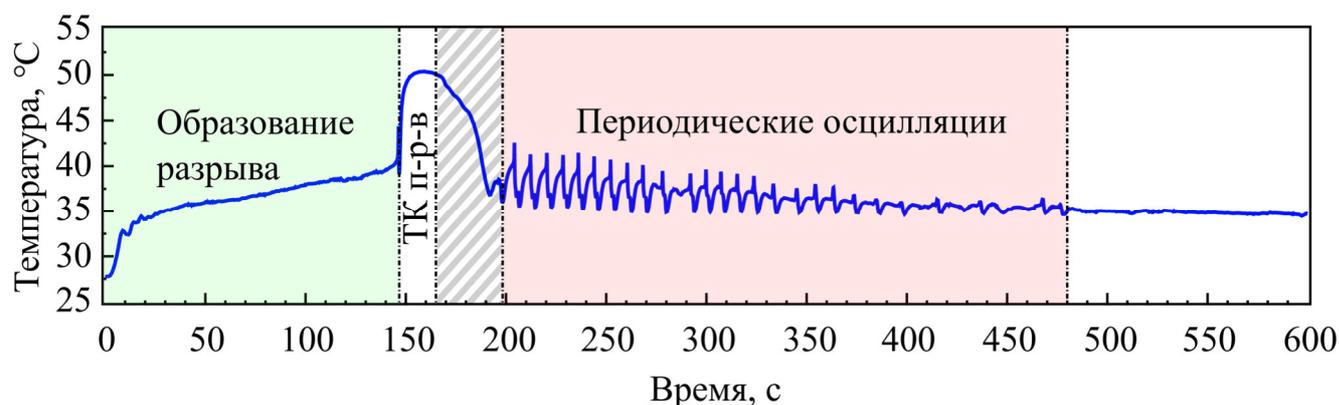


Рисунок 25. Динамика температуры в центре падения лазерного пучка [123].

Было замечено, что после полного затухания колебаний ( $D \rightarrow \text{const}$ ), в центре плоскости слоя  $L_2$  образуется пятно молочного оттенка, Рисунок 26 (а), площадь которого увеличивается с течением времени. Исследование с помощью микроскопа позволило установить, что данное пятно является скоплением *микропузырей*, характерный размер которых составляет от 10 до 40 мкм, Рисунок 26 (б).

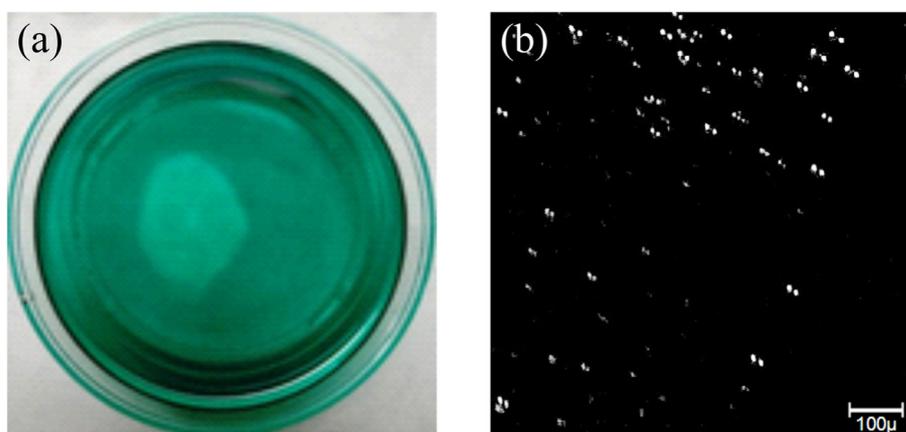


Рисунок 26 (а) Фотография «молочного» скопления в слое  $L_2$  (вид сверху), (б) увеличенный снимок скопления [123].

### 3.2.1.1 Причина периодических колебаний в системе.

Переход системы в состояние колебательной неустойчивости происходит вследствие появления указанных ранее микропузырьков в слое  $L_2$ , которые после формирования ТК псевдоразрыва (см. Рисунок 27 (а), нижний), накапливаются в зоне *стагнации* — в области вблизи границы псевдоразрыва, см. Рисунок 27 (б), где магнитуа скорости ТК течения наименьшая.

Более наглядно этот процесс можно описать следующим образом. Известно, что большинство чистых жидкостей, находящихся в комнатных условиях, содержат в себе растворённый газ. При повышении температуры в системе зарождение первых газовых пузырьков будет происходить на межфазной границе  $L_1 - L_2$  (в зоне раздела двух жидкостей) вследствие большего значения суммы давлений насыщенных паров жидкостей, чем их собственные показатели [125].

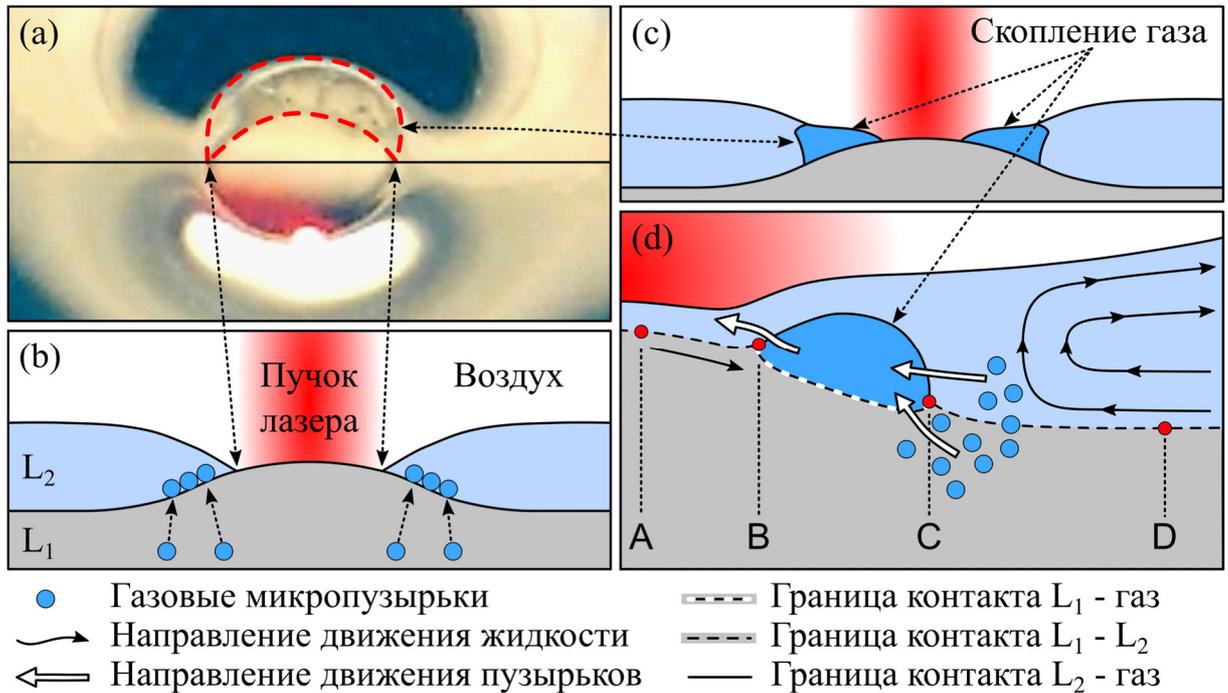


Рисунок 27. (а) Фотография ТК псевдоразрыва: (сверху) процесс затекания слоя, (снизу) стационарный псевдоразрыв, (b-d) схема перехода системы из режима (I) в (III) [123].

Из-за малой вязкости слоя  $L_1$  и того, что средний объём присутствующих в слое газовых пузырьков примерно на 20 порядков больше минимального значения, необходимого преодоления ими межфазной границы системы [126], большая часть микропузырей будет находиться в слое  $L_2$  вблизи границы  $L_1 - L_2$  и увлекаться придонными течениями  $L_2$ , направленными в зону псевдоразрыва, см. Рисунок 27 (d), пунктирный отрезок DC. Часть микропузырьков, оставшаяся на межфазной границе, также будет увлекаться к границе псевдоразрыва, но уже за счёт капиллярного дрейфа [127]. Коалесценция пузырьков в области стагнации приводит к образованию крупных газовых глобул, сидящих на межфазной границе  $L_1 - L_2$ , Рисунок 27 (d), отрезок СВ. Так как эти глобулы находятся вблизи области

максимального нагрева, растущий градиент поверхностного натяжения между точками границы пузырька В и С (см. Рисунок 27 (d)), способствует продвижению глобул в область максимальной температуры (зона ТК псевдоразрыва, точка А). При этом, так как пузыри сидят на границе  $L_1 - L_2$ , то они образуют со слоями  $L_1$  и  $L_2$  (черно-белый пунктир снизу и сплошная линия сверху между В и С, соответственно) границу раздела жидкость-газ, то есть две поверхности со значительно повышенным по сравнению  $\gamma_{1,2}$  поверхностным натяжением  $\gamma$ , (Таблица 4).

Таким образом, после образования ТК псевдоразрыва запускаются несколько одновременных процессов:

- (1) ТК конвекция жидкости в слое  $L_2$ ;
- (2) ТК конвекция в слое  $L_1$  под областью ТК псевдоразрыва;
- (3) Гравитационное и капиллярное, вследствие кривизны поверхности, затекание слоя  $L_1$ ; и

(4) Капиллярный дрейф микропузырей в зону стагнации с периферии вдоль границы  $L_1 - L_2$ , приводящий к образованию области с высоким поверхностным натяжением.

Первые три процесса приводят к стационаризации ТК псевдоразрыва в своих конечных размерах, как, например, в работе [76]. Последний, наоборот, способствует дестабилизации границы псевдоразрыва (см. Рисунок 27 (а (сверху) и d)), то есть постепенному расклиниванию плёнки ПМС из-за «наползающей» газовой глобулы в область максимума температуры. Как следствие, происходит отрыв плёнки смачивания в зоне ТК псевдоразрыва и образование ТК углубления, но в отличие от режима (II), с имеющейся под деформированной поверхностью верхнего слоя газовой прослойкой. Последнее состояние, как одно из предположений, и может являться неким «спусковым механизмом» для перехода системы в режим колебательной неустойчивости. Газовая прослойка и дрейфующие к зоне нагрева микропузырьки рассеивают излучение лазерного пучка уменьшая поглощение его нижним слоем, что ведёт к ослабеванию ТК потоков в жидкости и переходу системы в режим (II). После отключения лазера

накачки можно видеть, что «пятно» молочного оттенка имеет два максимума интенсивности: на оси падения пучка и на границе скопления — в зоне, где было примерное расположение области стагнации, Рисунок 26 (а).

### 3.3 Аппроксимация профиля поверхности двухслойной системы

При измерении профиля поверхности необходимо быть уверенным в достоверности получаемых результатов. Расшифровка картины ФТК отклика позволяет получить точный профиль деформации. Однако при больших деформациях всегда возникает проблема в разрешении многочисленных интерференционных колец между собой, что делает расшифровку картины отклика весьма сложной задачей. Другим способом может служить наложение и сравнение экстремумов экспериментального отклика и восстановленного путём расчёта интерференции от заданного профиля поверхности. Исходя из различий двух картин мы сможем судить о корректности измеренного профиля. Первые попытки теоретических расчётов интерференционной картины на однослойной жидкостной системе были предприняты в работах [47, 53]. Здесь уравнения, описывающие деформацию профиля, были описаны аналитически. В работах [76, 100] была рассмотрена задача о ТК конвекции, индуцированной лазерным излучением в двухслойной системе со свободной границей верхнего слоя, где за каждую из деформируемых поверхностей описывало отдельное уравнение. Несмотря на возможность расчёта деформированного профиля и в том числе ТК разрыва [76], необходимость решения численной, реже аналитической задачи, не является оптимальной. В параграфе 1.2 было сказано, что любые расчёты применимы в рамках своих допущений, поэтому пытаться проводить калибровку методов измерения поверхности с помощью теоретических расчётов было бы не корректно. В связи с этим для проверки качества сканированного профиля требуется сравнение восстановленного из него ФТК отклика с тем, который был получен напрямую с экрана.

В силу причин, указанных в п. п. 2.2.1.2, метод интерполяций сплайнами неприменим для этой задачи. Он хорошо описывает профиль ТК разрыва [76], достаточно прост и универсален в использовании, так как проходит через все точки. Тем не менее в последнем и заключается его главный недостаток — захват шумовых точек.

С описанием деформированного профиля хорошо справляются методы аппроксимации целыми гладкими функциями, в том числе и сплайнами. Однако недостаток последних заключается в поиске центра симметрии профиля и чрезмерном количестве множителей (зависит от количества точек и порядка сплайна).

В отличие от одиночной функции Анъези (см. п. 2.2.2), для аппроксимации сложного деформированного профиля (двухслойная система с разрывом) была использована комбинация из трёх функций, которая, как будет показано дальше, в полной мере справляется с поставленной задачей.

### **3.3.1 Выбор и проверка функций.**

Результаты аппроксимации показывают (см. п. п. 2.2.2.2), что функция Анъези с большой достоверностью описывает профиль стационарного углубления (см. Рисунок 10). В связи с этим было принято решение использовать её как основу для описания «крыльев» экспериментального профиля, (см. Рисунок 28).

$$W = \frac{A}{(x - x_0)^2 + \gamma^2}$$

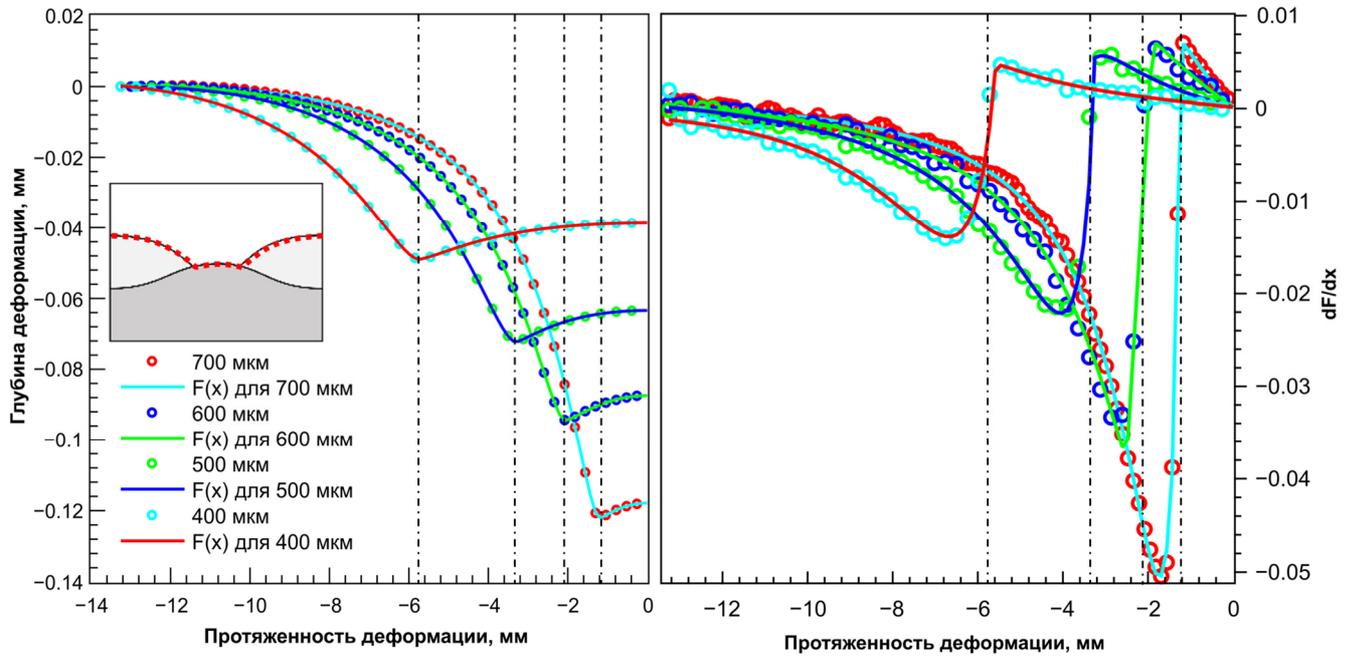


Рисунок 28. (Слева) Экспериментальные профили деформации двухслойной системы с различной толщиной верхнего слоя, восстановленные двумя способами: точки (показана каждая вторая) — интерполяция кубическими сплайнами, кривые — аппроксимация с помощью  $F$ . (Справа) Зависимости тангенса угла наклона и их аппроксимации с помощью  $dF/dx$ . Штрихпунктирные черные линии показывают границу «крыльев» деформации. Они проходят через точку, где производная меняет свой знак. Красный штрихпунктир показывает поверхность, аппроксимируемую с помощью  $F$ .

Для описания области ТК разрыва (псевдоразрыва) использовали сумму ( $C$ ) двух рациональных сигмоид  $C_1$  и  $C_2$ , отражённых относительно центра симметрии профиля  $x_0$ :

$$C = (C_1 + C_2 + n)k$$

$$C_1 = \frac{(x + x_{ww} - x_0)}{(|x + x_{ww} - x_0| + \beta)}$$

$$C_2 = \frac{(x - x_{ww} - x_0)}{(|x - x_{ww} - x_0| + \beta)}$$

Здесь  $\beta > 0$  отвечает за сглаженность наклона функции, изменяя её форму в пределе от меандра (при  $\beta \rightarrow 0$ ) до треугольника (при  $\beta \rightarrow \infty$ ) с вершиной в  $x_0$ . Параметр  $x_{ww}$  отвечает за ширину «холмика» в области разрыва и позволяет компенсировать пологую форму окрестности около центра симметрии системы в случае, когда диаметр разрыва достаточно большой (см. Рисунок 28, красная линия). Параметры

$n$  и  $k$  являются подстроечными, давая возможность более тонкой настройки профиля.

Для объединения функций  $W$  и  $C$  при их сшивании необходимо обеспечить «плавный» переход, то есть равенство первых производных. Для этого необходима некая весовая функция ( $M$ ), в которой при любых её параметрах отсутствуют точки разрыва второго рода. При этом данная функция должна быть осесимметричной относительно своего центра, а также обладать центральной симметрией перехода от своего минимального значения к максимальному относительно точки  $f_{max}(x)/2$ .

В нашем случае в качестве такой функции можно использовать ещё одну сигмоидальную функцию, аналогичную  $C$ :

$$M = (M_1 + M_2 + m)l$$

$$M_1 = \frac{(x + x_w - x_0)}{(|x + x_w - x_0| + \alpha)}$$

$$M_2 = \frac{(x - x_w - x_0)}{(|x - x_w - x_0| + \alpha)}$$

$$\alpha > 0$$

Все параметры данной функции имеют те же назначения относительно  $M$ , как и параметры в случае с  $C$ .

Далее мы складываем наши функции, перемноженные на свои веса:

$$F = Y_0 + [(K - M)W + M \cdot C]$$

Здесь параметры  $Y_0$  и  $K$  также являются подстроечными.

Причина, по которой было введено столь большое число дополнительных параметров заключается в том, что  $F(x)$  изначально задумывалась как способ получения гладкой поверхности, как можно более точно аппроксимирующей набор экспериментальных данных сканирования профиля ТК разрыва, без привязки к физической природе самого процесса. В зависимости от сложности описываемого профиля, число параметров можно варьировать, чтобы избегать т. н. эффекта *переобучения* или *сверхподгонки* функции. Однако их минимальное количество должно составлять не менее 4 (см. 2.2.2.2).

Рисунок 28 демонстрирует, что  $dF/dx$  и соответственно  $F(x)$  весьма хорошо описывает экспериментальный профиль, показывая высокую сходимость с результатами интерполяции.

Необходимо отметить, что если пытаться экстраполировать полученную функцию за пределы экспериментально исследуемой области, то существует значительная вероятность того, что кривая не будет асимптотична относительно горизонтальной оси. Тем не менее, в пределах области сканирования эта функция лишена недостатков, которыми обладает интерполяция (см. п. п. 2.2.1.2). Производная  $dF/dx$  здесь не приводится в силу своей громоздкости, однако в случае необходимости её нахождение не составляет какой-либо сложности.

На рисунках ниже представлены результаты аппроксимации с помощью  $F(x)$  экспериментальных данных, полученных в работах других исследователей.

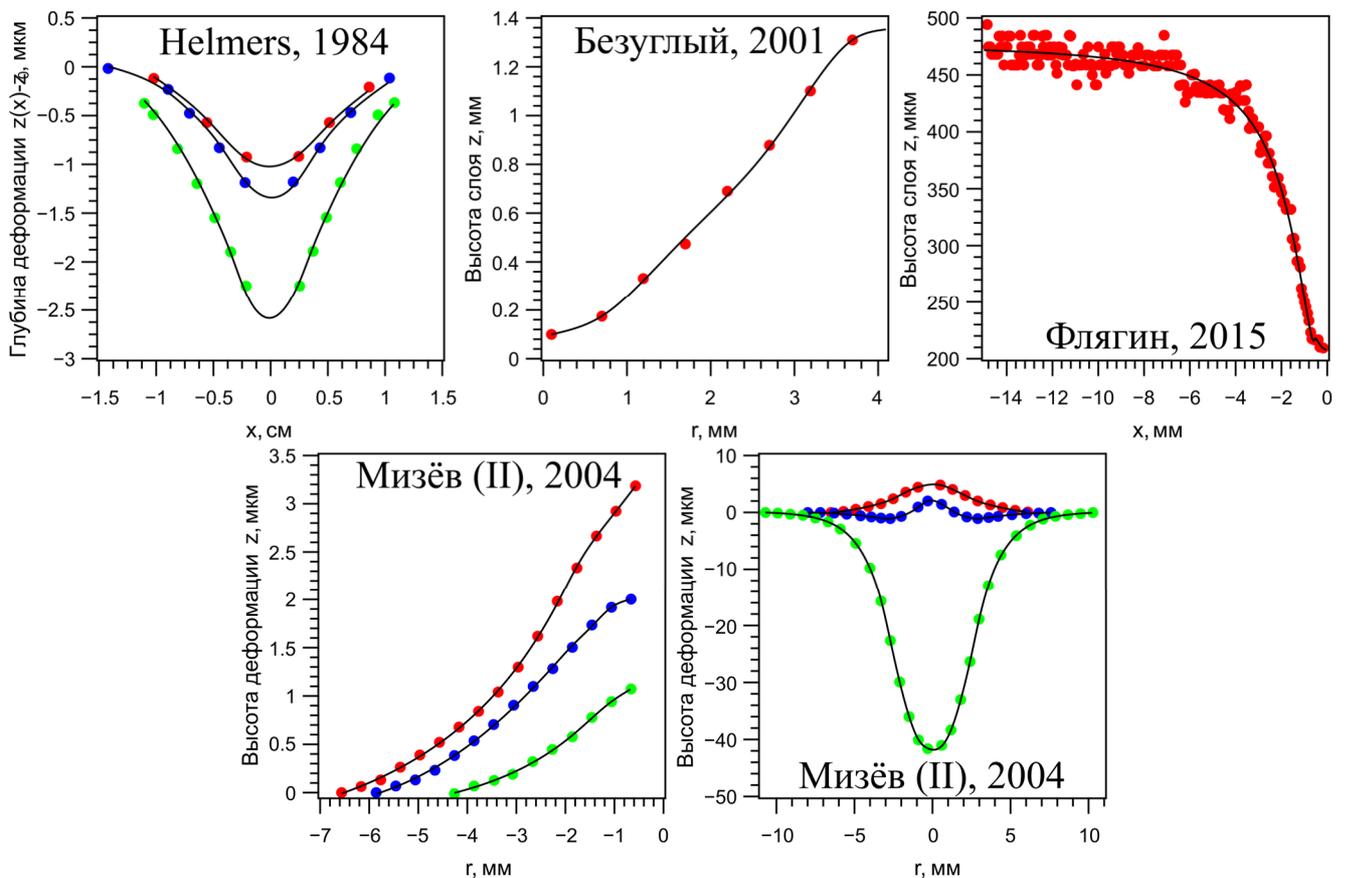


Рисунок 29. Аппроксимация (чёрная линия) экспериментальных данных из работ (слева – направо по строкам) [51, 98, 128, 55]. Деформация поверхности в этих работах осуществлялась с помощью лазерного и сфокусированного светового излучений.

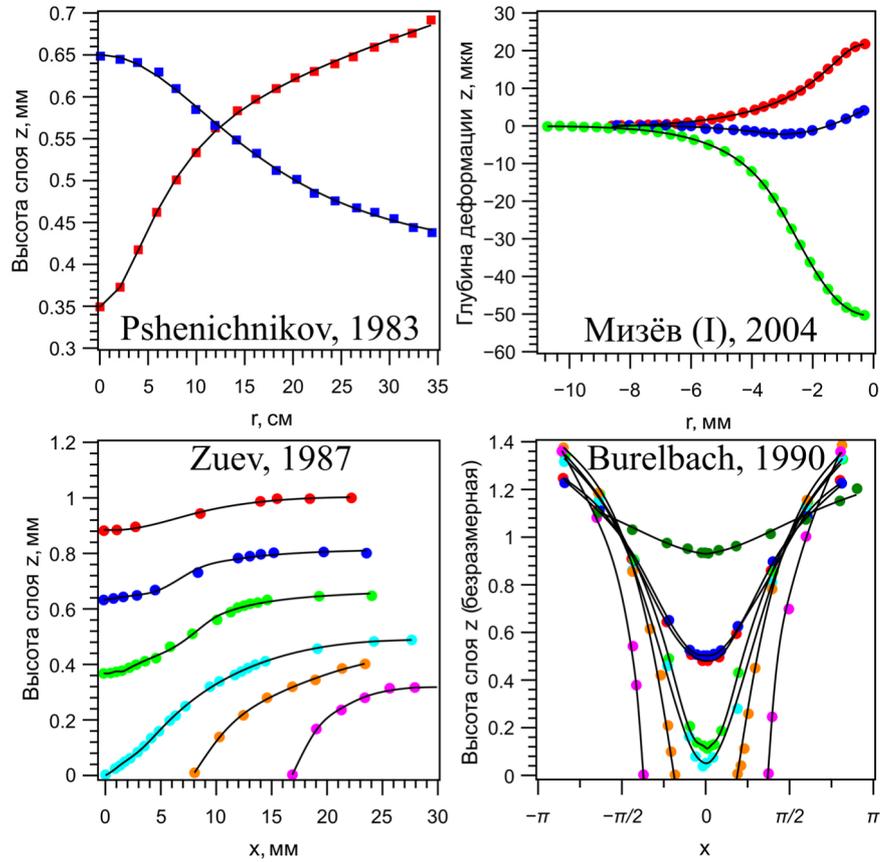


Рисунок 30. Аппроксимация (чёрная линия) экспериментальных данных из работ (слева — направо по строкам) [35, 54, 36, 38]. Деформация поверхности в этих работах осуществлялась с помощью твердотельного нагревателя.

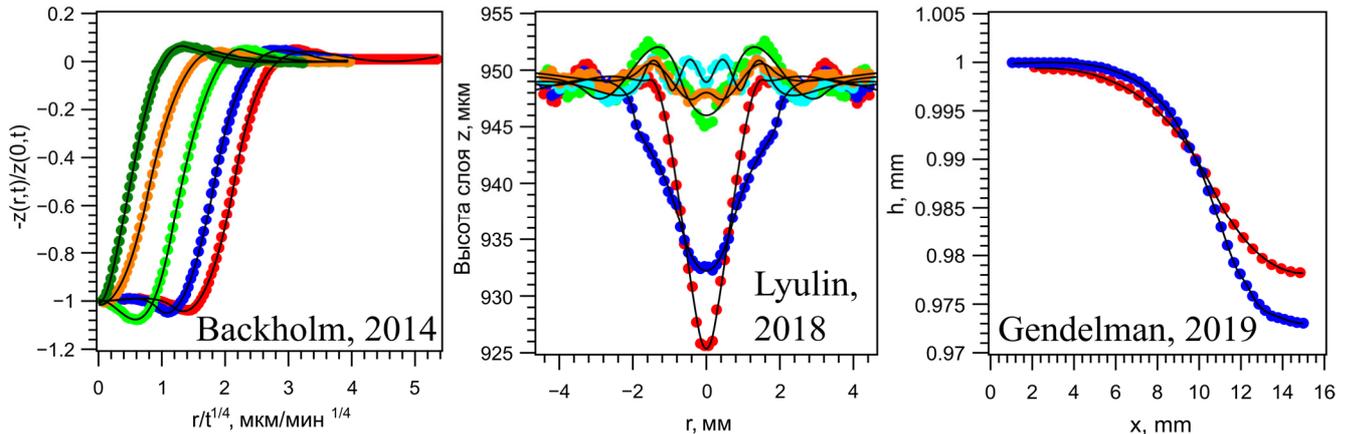


Рисунок 31. Аппроксимация (чёрная линия) экспериментальных данных из работ (слева — направо) [129, 130, 105]. Деформация поверхности в этих работах осуществлялась различными методами. Первые два справа — результат капиллярного затекания слоя в разные моменты времени, а последняя — результат деформации поверхности жидкости с помощью постоянного магнита.

На показанных рисунках можно увидеть, что представленная в данной работе аппроксимирующая функция  $F(x)$  позволяет с высокой точностью описывать большинство экспериментальных профилей поверхности вне зависимости от причины деформации от локального источника. Это позволяет позиционировать данную функцию как в некоторой степени универсальную в прикладных задачах, где необходимо получить гладкий профиль поверхности жидкости, в том числе и для расчёта кривизны в заданной точке, а в будущем проводить восстановление ФТК отклика.

### 3.4 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 3

В рамках данной главы были получены следующие результаты:

1. В двухслойных системах, представленных в данной главе, установлено существование трёх режимов протекания ТК конвекции: состояние устойчивого термокапиллярного псевдоразрыва верхнего слоя; состояние устойчивой термокапиллярной деформации; переходный режим — затухающие колебания.

2. Показано, что причиной перехода системы в режим затухающих колебаний является возникновение в области стагнации мелкодисперсной фазы в виде сферических микрообъектов — газовых микропузырьков.

3. На основе комбинаций функции Анъези и рациональной сигмоиды предложена аппроксимационная функция, позволяющая с высокой точностью описывать деформированную поверхность жидкости, в том числе и в случае ТК разрыва. Последнее позволяет восстанавливать картину ТК отклика для сравнения последней с аналогом, полученным напрямую. Дальнейший анализ сходимости откликов позволяет оценивать точность методов сканирования поверхности и проводить их калибровку.

## ГЛАВА 4 АДАПТИВНАЯ ОПТОФЛЮИДНАЯ ДИАФРАГМА

В данной главе продемонстрирован механизм работы оптофлюидной круглой диафрагмы, который основан на тепловых силах Марангони, управляемых лазерным лучом в двухслойной системе несмешивающихся жидкостей. Результаты этих исследований были опубликованы соискателем в [131].

### 4.1 Устройство и принцип работы адаптивной светоправляемой жидкостной диафрагмы

В качестве оптической диафрагмы была использована жидкостная система, состоящая из двух тонких слоёв несмешивающихся жидкостей. Нижний слой поглощает луч лазера накачки и передаёт оптический сигнал, тогда как верхний слой жидкости прозрачен для луча лазера накачки, но блокирует оптический сигнал (см. Рисунок 32). В основе принципа действия апертуры лежат индуцированные лазером тепловые силы Марангони. Пучок лазера накачки, поглощённый нижним слоем, генерирует источник тепла на границе раздела двух слоёв. Благодаря теплопроводности верхнего слоя, температура его свободной поверхности локально повышается, что приводит к возникновению градиента поверхностного натяжения  $\nabla\gamma = \gamma'_T \nabla T$ . За счёт наличия сил вязкого трения в жидкости этот градиент вызывает радиально направленные течения Марангони (также известные как термокапиллярные течения [42, 89, 98]), которые уносят жидкость из нагретой области (см. Рисунок 32 (а) и (б)). В зависимости от мощности пучка лазера накачки  $P$  и толщины верхнего слоя  $h$  может образовываться либо ТК вогнутая деформация [42, 89, 98] верхнего слоя (Рисунок 32 (б)), либо его ТК разрыв [38, 79] (см. Рисунок 32 (в) и (г)).

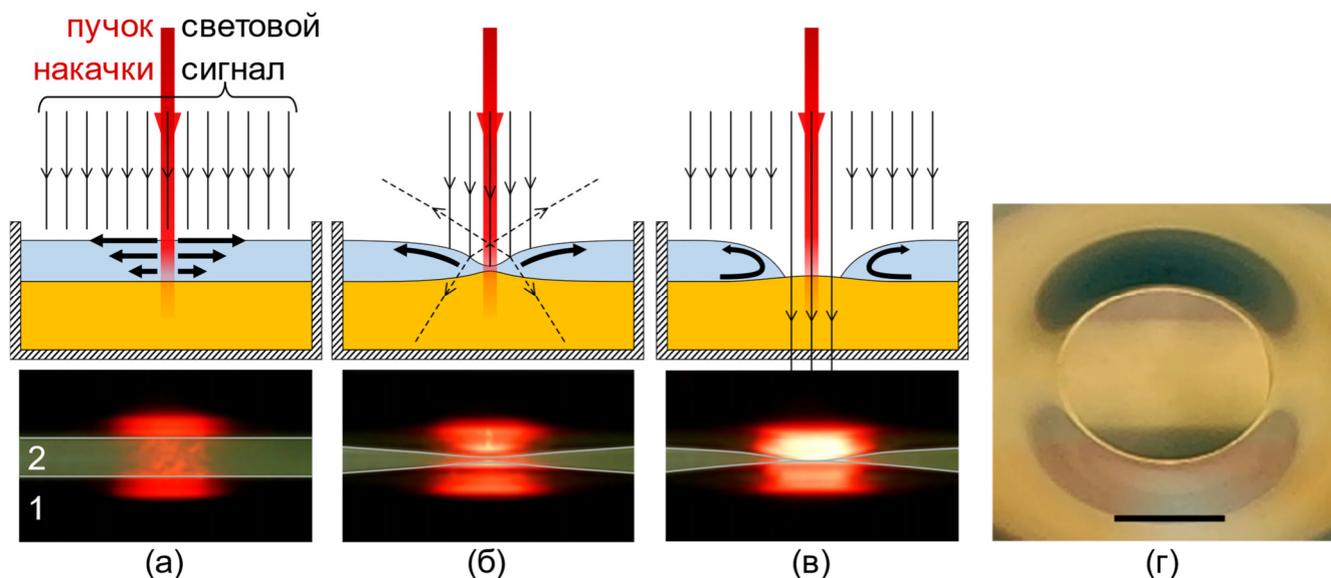


Рисунок 32. Схематичная иллюстрация механизма работы двухслойной ТК диафрагмы и боковые изображения деформации двух слоёв (1 — слой глицерина, 2 — слой гексадекана): (а) Возникновение ТК потоков в верхнем слое при нагревании системы; (б) Формирование ТК углубления в верхнем слое и выпуклой деформаций в нижнем слое (пунктирные линии показывают отражённый и рассеянный свет); (в) ТК разрыв верхнего слоя (диафрагма открыта, свет проходит насквозь). (г) Изображение ТК разрыва верхнего слоя толщиной 600 мкм. Длина масштабной линии равна 1 мм [131].

В нашем случае область ТК разрыва верхнего слоя служит в качестве оптической апертуры, через которую проходит падающий световой сигнал. После возникновения разрыва его диаметр увеличивается до достижения постоянного значения  $d_{max}$ . В зависимости от начальной  $h$  верхнего слоя могут быть достигнуты различные  $d_{max}$  апертуры. Необходимо отметить, что процесс нагрева также вызывает выпуклую деформацию границы раздела жидкость-жидкость (см. Рисунок 32 (а) – (в)) вследствие совместного действия ТК течений, термогравитационного эффекта и гидростатического давления. Для уменьшения вклада термогравитационного эффекта в деформацию границы раздела толщина нижнего слоя должна быть меньше значения  $h_c$  [33, 132], только в качестве  $\gamma'_T$  здесь будет выступать температурный коэффициент не поверхностного, а межфазного натяжения. Тем не менее, на практике межфазная деформация оказывает незначительное влияние на характеристики диафрагмы из-за своей малой кривизны (см. п. 4.1.2.1). При отключении лазерного луча накачки ТК разрыв начинает

релаксировать в плоский слой, и диафрагма закрывается. По сравнению с ТК разрывом одиночного слоя, лежащего на твёрдой поверхности, жидкая подложка позволяет сформировать идеально круглую и легко управляемую диафрагму благодаря условию скольжения и отсутствию шероховатостей на границе раздела жидкость-жидкость, что снижает трение. Следует отметить, что ТК деформация верхнего слоя не пропускает оптический сигнал, поскольку деформированная поверхность слоя работает как жидкое зеркало, частично отражающее падающий свет [42, 89] и в то же время как сходящаяся линза, рассеивающая проходящий свет (см. Рисунок 32 (б)). Этот факт позволяет рассматривать два режима работы диафрагмы по отношению к исходному состоянию, когда пучок накачки выключен: (I) — диафрагма закрыта в случае, когда верхний слой поглощает оптический сигнал, и (II) — диафрагма открыта, когда верхний слой оптически прозрачен.

#### **4.1.1 Оценка работоспособности диафрагмы.**

Для проверки работоспособности предложенной двухслойной оптической диафрагмы с лазерным приводом, были проведены следующие эксперименты. Не-Не лазер (см. п. 3.1) был использован в качестве источника энергии для накачки системы, а DPSS лазер (см. п. 2.1) (пучок расширен до 50 мм в диаметре) использовался в качестве источника оптического сигнала. Этот сигнал, проходя через апертуру, проецировался на белый экран, расположенный на 10 см ниже апертуры, и регистрировался с помощью CCD камеры. Двухслойная система была сделана в прозрачной чашке из полистирола диаметром 60 мм, расположенной горизонтально. Для поглощения лазерного луча накачки использовался слой глицерина толщиной 2 мм, окрашенный Бриллиантовым зелёным (максимум поглощения на 625 нм). Его применение в качестве нижнего слоя обосновано тем, что он обладает относительно высокой вязкостью (Таблица 4), что позволило использовать его в качестве устойчивой к внешним вибрациям подложке. Для демонстрации каждого режима работы диафрагмы в качестве верхнего слоя было использовано две жидкости: (1) гексадекан, окрашенный Oil Red O (максимум абсорбции на 518 нм), который поглощает оптический сигнал и (2) оптически

прозрачный гексадекан. Окрашивание всех заранее подогретых до 60 °С жидкостей производили в пропорции 1000 мг на литр с последующим их перемешиванием в магнитной мешалке. Остатки нерастворённого красителя удаляли после их полного осаждения на дне сосуда с подогретой жидкостью<sup>6</sup>. Рисунок 33 (а) отображает радиальное распределение относительного пропускания оптического сигнала через слой глицерина и двухслойную систему с прозрачным и окрашенным гексадеканом.

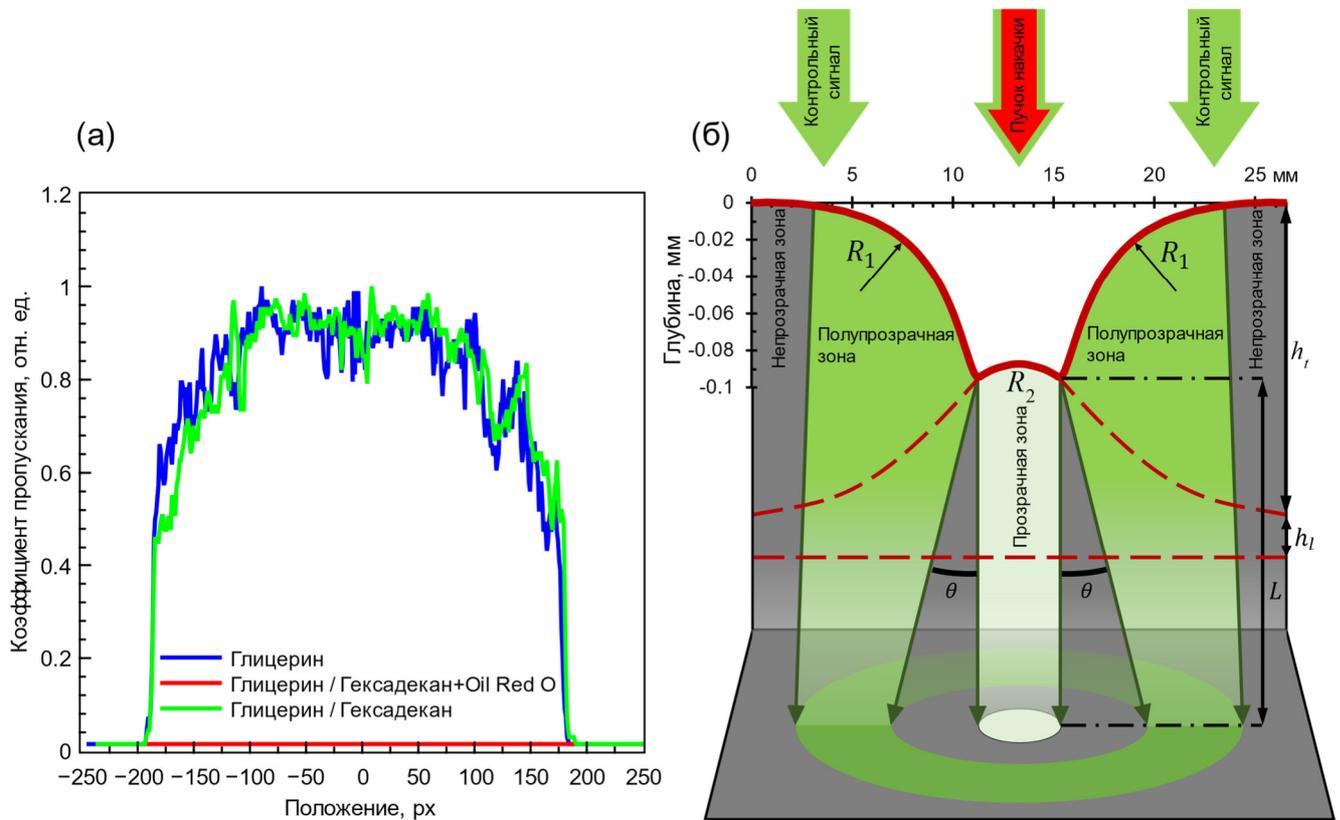


Рисунок 33. (а) Относительное пропускание слоя глицерина, окрашенного Бриллиантовым зелёным и двухслойной системы с прозрачным и окрашенным Oil Red O слоем гексадекана. (б) Схема формирования темных и светлых колец на экране.  $R_1$  и  $R_2$  являются радиусами выгнутых поверхностей верхнего и нижнего слоёв разрыва, соответственно;  $h_t$  и  $h_l$  — толщины верхнего и нижнего слоёв, соответственно;  $L$  —расстояние между апертурой и экраном [131].

Пропускающая способность оценивалась как интенсивность пикселей на изображении светового пятна, нормированная на максимум интенсивности всей засвеченной области. Интенсивность рассчитывалась в соответствии со средним

<sup>6</sup> Для снижения вязкости глицерина и ускорения процесса седиментации нерастворённых частиц.

арифметическим трех компонентов цветовой модели RGB для каждого пикселя. Рассматривая распределения интенсивностей (см. Рисунок 33 (а)) можно заметить, что окрашенный Бриллиантовым зелёным слой глицерин прозрачен для оптического сигнала, следовательно, он не влияет на оптические характеристики диафрагмы. Чистый гексадекан прозрачен для сигнала<sup>7</sup>, однако окрашенный с помощью Oil Red O он перестаёт пропускать подаваемый в систему оптический сигнал.

#### **4.1.2 Влияние толщины верхнего слоя на работу диафрагмы.**

Для изучения влияния толщины верхнего слоя на работу диафрагмы было подготовлено несколько систем жидкость-жидкость с различной толщиной верхнего слоя. Для каждой системы были измерены диаметр диафрагмы и времена её отклика (открытие, закрытие, перемещение и релаксация при смещении пучка накачки). Предварительные эксперименты показали, что диапазон толщин верхнего слоя, при которых происходит ТК разрыв при заданной мощности лазерного луча накачки, варьируется от 300 до 600 мкм. Минимальная толщина ограничена 300 мкм вследствие увеличения погрешности измерения толщины, обусловленной влиянием мениска на стенке чашки.

Температура поверхности нижнего слоя в центре стационарного разрыва, измеренная с помощью ИК-камеры, увеличивается на 20 °С по сравнению с комнатной температурой ( $24 \pm 1$  °С) (см. Рисунок 34).

---

<sup>7</sup> В том числе и в ИК спектре [135], что позволяет оценивать температуру на межфазной границе

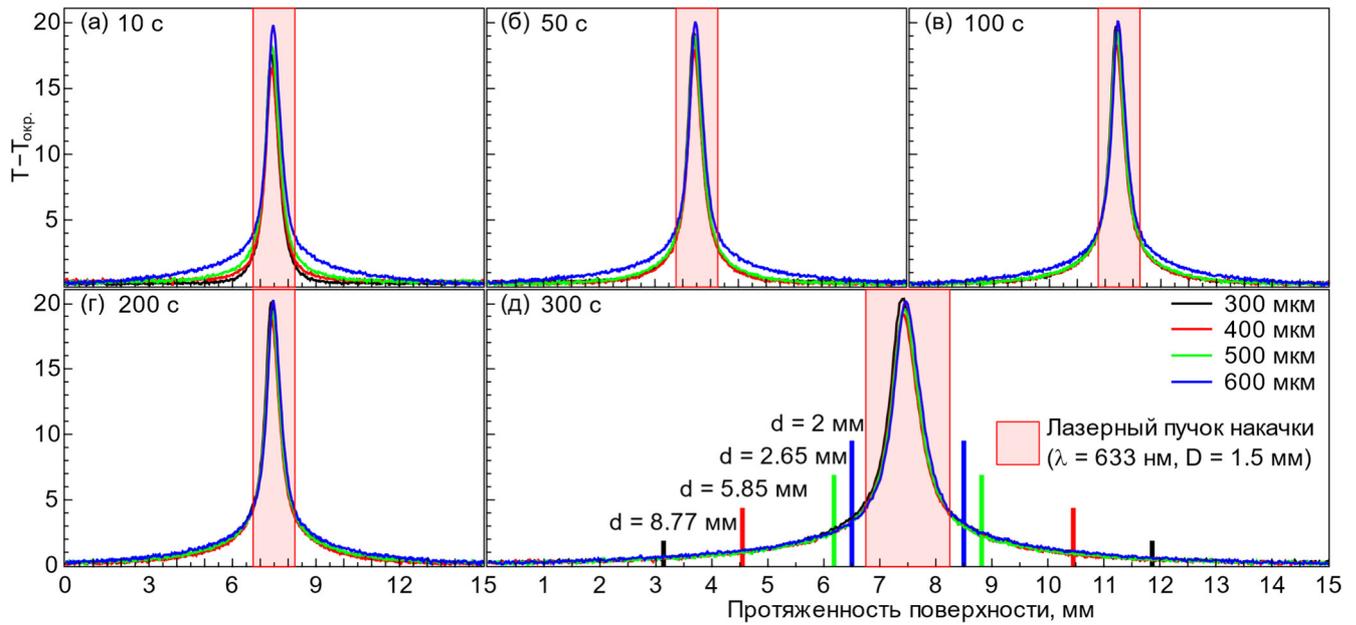


Рисунок 34. Радиальные распределения температуры на границе раздела глицерин-гексадекан, полученные в различные моменты времени после ТК разрыва верхних слоёв: (а) 10 с; (б) 50 с; (в) 100 с; (г) 200 с; (д) 300 с, вертикальные линии показывают положение границ апертуры для каждого слоя. Красный прямоугольник на графиках обозначает положение и диаметр лазерного луча.

#### 4.1.2.1 Диафрагма с поглощающим верхним слоем.

Принцип работы диафрагмы с поглощающим свет верхним слоем заключается в следующем. В исходном состоянии, когда лазер накачки выключен, поглощающий верхний слой находится в невозмущённом состоянии, и диафрагма закрыта (см. Рисунок 32 (а)). После того как пучок накачки разрывает верхний слой, диафрагма открывается и пропускает оптический сигнал, впоследствии наблюдаемый на экране (см. Рисунок 32 (в), Рисунок 33 (б), Рисунок 35). Изображения открытой апертуры, полученные для различных  $h$ , представлены ниже (см. Рисунок 35 (а) – (в)). При этом для тонких верхних слоёв наблюдается тусклое световое кольцо (гало), отделённое от апертуры чёрным кольцом (см. Рисунок 35 (б) и (в)). Это явление объясняется следующим образом (см. Рисунок 33 (б)). Падающий оптический сигнал преломляется на линии контакта двух поверхностей с разными радиусами кривизны ( $R_1$  и  $R_2$ ) и создаёт на экране тёмное кольцо. Светлое кольцо появляется вследствие фокусировки тороидальной

поверхностью верхнего слоя (с радиусом кривизны  $R_1$ ) оптического сигнала, который частично пропускается истончённым верхним слоем вблизи разрыва.

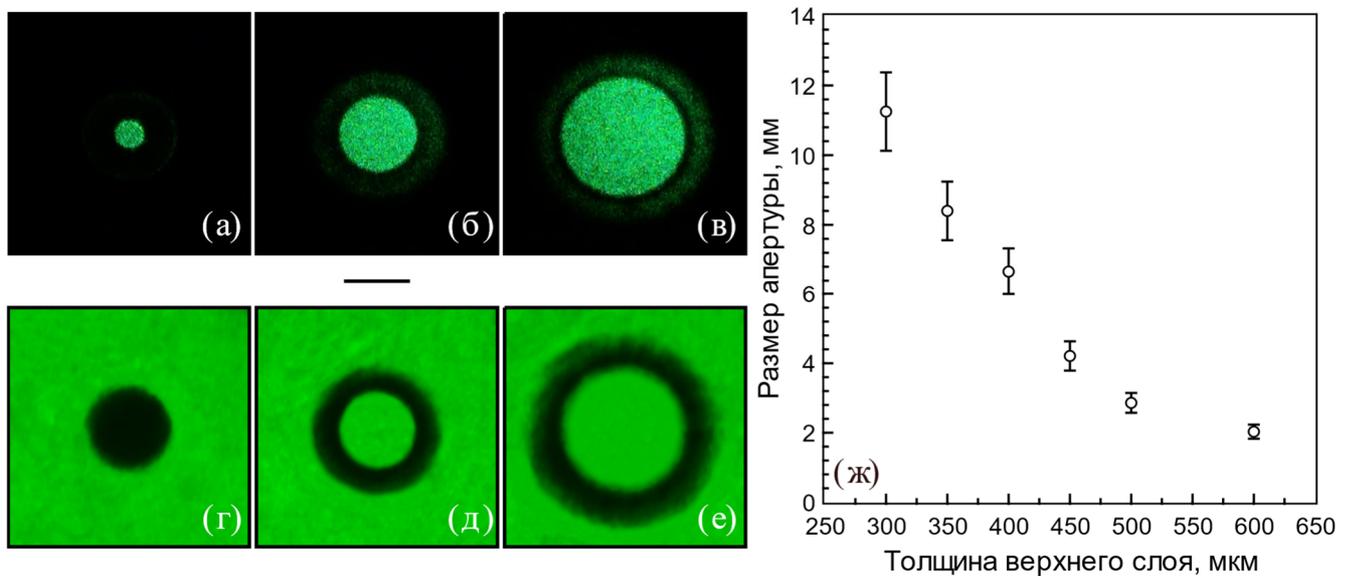


Рисунок 35. Изображения апертуры в непрозрачном слое гексадекана различной толщины: (а) 500 мкм, (б) 400 мкм и (в) 350 мкм; и прозрачном слое гексадекана: (г) закрытая апертура ( $P = 5$  мВт), (д) 400 мкм и (е) 350 мкм. Мощность пучка накачки равна 17 мВт. Длина масштабной линии равна 5 мм. (ж) Зависимость диаметра апертуры диафрагмы от толщины верхнего слоя [131].

Стоит отметить, что появление светового кольца можно избежать, используя более оптически плотный краситель вместо Oil Red O. По оценке, проведённой путём анализа профиля поверхности, полученного с помощью метода лазерного листа, радиус кривизны  $R_2$  выпуклого нижнего слоя изменяется от 33 до 120 см при уменьшении  $h$  с 600 до 300 мкм. Столь большие значения показывают, что выпуклый нижний слой в области разрыва не влияет на распределение интенсивности проходящего оптического сигнала в диапазоне рабочих расстояний диафрагмы. При выключении лазера накачки система возвращается в исходное состояние, и диафрагма полностью закрывается. Таким образом, коэффициент аттенюации апертуры диафрагмы, оцениваемый как  $T = (d_{max} - d_{min}) \cdot 100\% / d_{max}$ , принимает максимальное значение, равное 100%.

#### 4.1.2.2 Диафрагма с прозрачным верхним слоем.

Второй режим работы диафрагмы реализован за счёт использования оптически прозрачного верхнего слоя. В исходном состоянии, когда  $P = 0$ , верхний слой не деформирован, что позволяет оптическому сигналу свободно проходить через систему. В этом случае диафрагма открыта, и её апертура равна диаметру двухслойной системы. Для закрытия диафрагмы в систему подаётся лазерный пучок накачки с мощностью, уменьшенной с помощью фильтра до  $P = 5$  мВт, с целью создания ТК деформации в верхнем слое (Рисунок 32 (б)). Как упоминалось выше, деформированный верхний слой не пропускает оптический сигнал, поэтому на экране мы видим только чёрное пятно (Рисунок 35 (г)). При увеличении  $P$  до максимального значения (17 мВт), верхний слой разрывается, и диафрагма снова открывается. Однако в этом случае на экране наблюдается только чёрное кольцо (Рисунок 35 (д) и (е)). Это кольцо можно рассматривать как границу диафрагмы, которая отсекает часть общего светового потока. Отметим, что такая апертура может также использоваться для модуляции радиального распределения интенсивности оптических сигналов. Рисунок 35 (ж) показывает, что при фиксированной  $P$  лазерного пучка накачки  $d_{max}$  апертуры увеличивается с 2.1 до 11.3 мм при уменьшении  $h$  слоя гексадекана с 600 до 300 мкм. Это связано с тем, что разница температур,  $\Delta T(h) = T_e(h) - T_0$ , необходимая для начала ТК движения края апертуры, уменьшается с 3.5 до 0.5 °С с уменьшением толщины верхнего слоя. Здесь  $T_e(h)$  и  $T_0$  — температуры края апертуры и периферии диафрагмы, соответственно. В результате стационарное расстояние между краем апертуры и локальным источником тепла увеличивается (см. Рисунок 34 (д)).

#### 4.1.2.3 Скорость аккомодации диафрагмы.

Важными характеристиками диафрагмы являются время открытия и закрытия. Временной интервал между моментом включения пучка накачки и образованием ТК разрыва с  $d_{max}$  — это время открытия, а время закрытия (релаксации) измеряется от момента выключения пучка накачки до полного «затягивания» ТК разрыва. На изображении ниже (см. Рисунок 36 (а), пустые и закрашенные круги) показаны зависимости времени отклика апертуры от  $h$

верхнего слоя. Уменьшение времени открытия с увеличением толщины верхнего слоя связано с тем, что стационарное положение края апертуры располагается ближе к источнику нагрева (Рисунок 34 (д)), поэтому скорость ТК смещения линии трёхфазного контакта увеличивается.

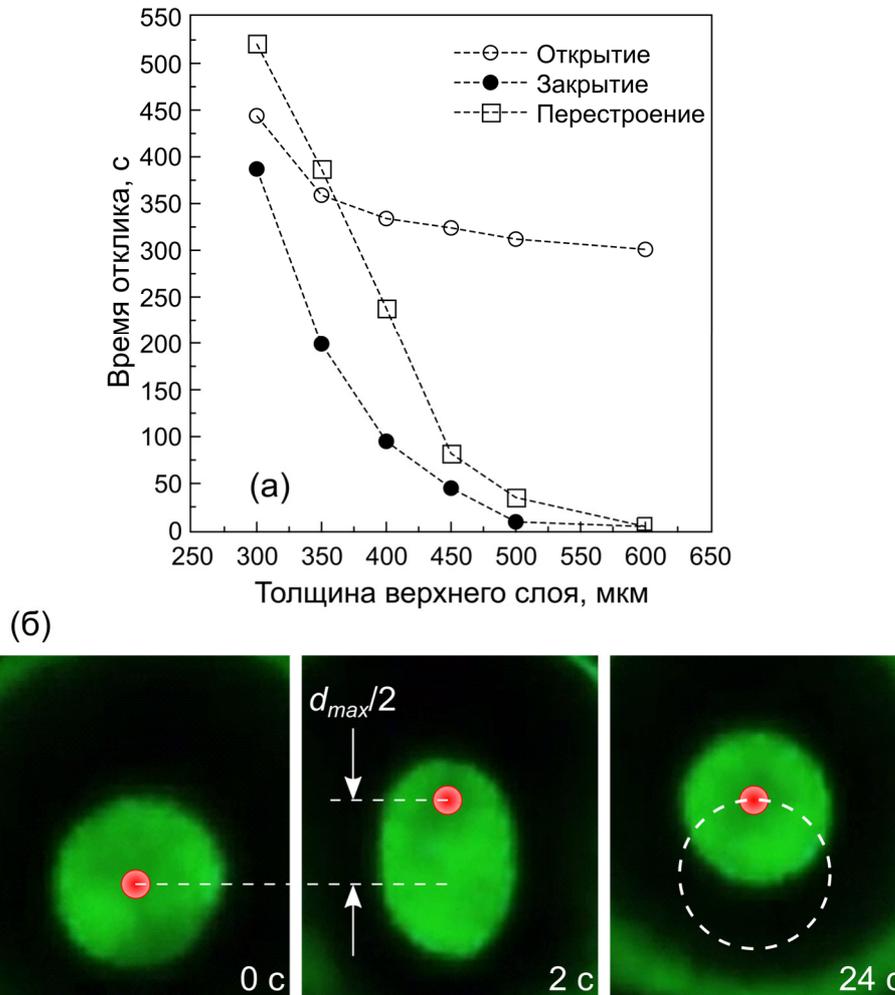


Рисунок 36. (а) Время отклика и перестроения диафрагмы от толщины верхнего слоя. Окружности показывают время открытия, кружки — время закрытия. (б) Картина перестроения и самоцентрировки диафрагмы (для верхнего слоя в 500 мкм) вокруг пучка накачки (показан ярким кружком), смещённого на радиус апертуры. Пунктирной окружностью показано предыдущее положение апертуры. Длина масштабной линии равна 3 мм [131].

Однако увеличение скорости смещения незначительно уменьшает время раскрытия (см. Рисунок 36 (а), пустые кружки), поскольку время разогрева системы до температуры разрыва верхнего слоя [38],  $\Delta T_c \sim h^2$ , увеличивается с ростом  $h$ . В тонких слоях, наоборот, ТК разрыв происходит в течение нескольких секунд, но

достижение  $d_{max}$  занимает больше времени, поскольку с увеличением расстояния от источника тепла  $\Delta T(h)$  уменьшается и, как следствие, уменьшается скорость ТК движения линии трёхфазного контакта диафрагмы. Значительное уменьшение времени закрытия диафрагмы можно объяснить тем, что снижение разности температур,  $\Delta T(h)$ , происходит гораздо быстрее по сравнению с увеличением температуры. Например, для слоя толщиной 600 мкм уменьшение  $\Delta T(h)$  происходит на два порядка быстрее, чем её увеличение. Релаксация температурного поля приводит к уменьшению ТК сил, препятствующих релаксации апертуры, и к увеличению капиллярных сил, способствующих закрытию апертуры. В свою очередь, время капиллярной релаксации [129] уменьшается как  $r_{max}^4/h^3$ , где  $r_{max}$  — радиус апертуры.

Стоит отметить, что медленная динамика используемой системы жидкость-жидкость не является внутренним ограничением работоспособности предлагаемого типа диафрагмы. Выбор рабочих жидкостей с соответствующими характеристиками, т. е. с низким поверхностным натяжением и термокапиллярным коэффициентом, позволяет уменьшить время отклика как минимум в несколько раз.

#### 4.1.3 Самоцентрирование диафрагмы.

Отличительной особенностью предлагаемой ТК диафрагмы является возможность регулировки нарушения соосности оптического сигнала и диафрагмы в плоскости последней. Регулирование было продемонстрировано путём смещения пучка накачки к краю диафрагмы, т. е. на расстояние  $d_{max}/2$ , и измерено время самоцентрирования диафрагмы в новом положении. При смещении пучка накачки апертура начинает перемещаться в текущее положение пучка и самоцентрируется на его оси, как показано ранее (Рисунок 36 (б)). Механизм такого перемещения аналогичен ТК движению пузырьков воздуха в тонких ячейках, описанному в работах [133, 134]. Рисунок 36 (а) (квадратные символы) показывает время перестроения апертуры в зависимости от толщины верхнего слоя. Стоит обратить внимание, что чем тоньше слой, тем больше время перестроения в новое положение. Маленькие диафрагмы перемещаются без искажения их круглой

формы, в то время как большие приобретают вытянутую форму вдоль траектории движения. В результате для восстановления круглой формы апертуры требуется больше времени. Причиной искажения больших апертур является уменьшение давления Лапласа,  $p \approx \gamma/d_{max}$ , которое ответственно за сохранение формы линии трёхфазного контакта. Отметим также, что в случае необходимости диафрагма может быть смещена на расстояние до нескольких радиусов её апертуры.

## 4.2 ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 4

В данной главе была представлена разработанная оптическая жидкостная диафрагма, приводимая в действие лазерным лучом. В качестве этой диафрагмы служила двухслойная жидкостная система с ТК разрывом верхнего слоя, вызванным лазерно-индуцированными силами Марангони. Использование жидкого нижнего слоя позволяет расширить диапазон изменения апертуры диафрагмы и обеспечивает идеальную круглую форму. Показано, что при заданной мощности лазерного пучка накачки апертура диафрагмы может изменяться в широком диапазоне в зависимости от толщины верхнего слоя. Несмотря на длительный отклик, который может быть уменьшен путём выбора жидкостей с соответствующими характеристиками, лазерно-индуцированный тепловой механизм Марангони для приведения в действие диафрагмы обладает следующими конкурентными преимуществами:

1. Диафрагма может работать не только с поглощающим свет верхним слоем (непрозрачной жидкостью), подобно аналогам, работающим на электросмачивании [4-7] и диэлектрофорезе [10, 11], но и с прозрачным верхним слоем;

2. Диафрагма позволяет регулировать нарушение соосности оптического сигнала и апертуры путём смещения её лазерным лучом накачки в текущее положение сигнала;

3. Диафрагма обладает свойством самоцентрирования за счёт совокупного действия капиллярных и гравитационных сил вместе с давлением Лапласа, поддерживающего осесимметричную форму ТК разрыва.

4. Диаметр апертуры достигает 11.3 мм, что больше, чем у упомянутых ранее диафрагм [4-11], а коэффициент аттенюации всегда составляет 100%.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. С помощью программного пакета COMSOL Multiphysics® на основе известных уравнений гидродинамики и теплофизики была разработана усовершенствованная осесимметричная численная модель лазерно-индуцированной ТК конвекции в тонком слое силиконового масла. Усовершенствование состоит в использовании условий открытой воздушной границы системы и в учёте тепловых потерь за счёт излучения совместно с применением в модели геометрии экспериментальной установки. Это позволяет в будущем применять результаты расчётов для дальнейшего повышения точности сканирующих методов измерения, а также позволит с большей достоверностью определять внутренние параметры жидкостей. Показана хорошая согласованность между экспериментальными и численными результатами. Оценена погрешность измерений для всего диапазона исследуемых толщин слоя.

2. В исследованных в рамках данной работы двухслойных системах установлено существование трёх режимов протекания ТК конвекции: (I) состояние устойчивого термокапиллярного псевдоразрыва верхнего слоя; (II) состояние устойчивой термокапиллярной деформации; (III) переходный режим — затухающие колебания.

3. Показано, что причиной перехода системы в режим затухающих колебаний является возникновение в области стагнации мелкодисперсной фазы в виде сферических микрообъектов — газовых микропузырьков.

4. На основе комбинаций функции Анъези и рациональной сигмоиды предложена аппроксимирующая функция, позволяющая с высокой точностью описывать деформированную поверхность жидкости, в том числе и в случае ТК разрыва. Последнее позволяет восстанавливать картину ТК отклика для сравнения последней с аналогом, полученным напрямую. Дальнейший анализ сходимости откликов позволит оценивать точность методов сканирования поверхности и проводить их калибровку.

5. Разработана самоцентрирующаяся подвижная оптическая жидкостная диафрагма, приводимая в действие лазерным лучом. Показано, что при заданной мощности лазерного пучка накачки апертура диафрагмы может изменяться в широком диапазоне в зависимости от толщины верхнего слоя, а коэффициент аттенюации всегда составляет 100%.

**Список литературы**

1. *Безуглый Б. А.* Фотоиндуцированная термокапиллярная конвекция: Новый подход к лазерной диагностике материалов / Б. А. Безуглый // VI Minsk International Heat and Mass Transfer Forum. Минск. – 2008. – С. 1-10;
2. *Minzioni P.* Roadmap for optofluidics / P. Minzioni, R. Osellame, C. Sada, S. Zhao, F. G. Omenetto, K. B. Gylfason, T. Haraldsson, Y. Zhang, A. Ozcan, A. Wax // *Journal of Optics*. – 2017 – Vol. 19. – No. 9. – pp. 093003;
3. *Yu H.* Optofluidic variable aperture / H. Yu, G. Zhou, F. S. Chau, F. Lee // *Optics Letters*. – 2008. – Vol. 33. – No. 6. – pp. 548-550;
4. *Li L.* Adaptive liquid iris based on electrowetting / L. Li, C. Liu, H. Ren, Q. H. Wang // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. – No. 13. – pp. 2336-2338;
5. *Xu M.* Electrically actuated liquid iris / M. Xu, H. Y. H. Ren, Lin // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – No. 5. – pp. 831-834;
6. *Yu C. C.* Tunable liquid iris actuated using electrowetting effect / C. C. Yu, J. R. Ho, J. W. Cheng // *Optical Engineering*. – 2014. – Vol. 53. – No. 5. – pp. 057106;
7. *Chang J. H.* Variable aperture controlled by microelectrofluidic iris / J. H. Chang, K. D. Jung, E. Lee, M. Choi, S. Lee, W. Kim // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38. – No. 15. – pp. 2919-2922;
8. *Schuhladen S.* Variable optofluidic slit aperture / S. Schuhladen, K. Banerjee, M. Stürmer, P. Müller, U. Wallrabe, H. Zappe // *Light: Science & Applications*. – 2016. – Vol. 5. – No. 1. – pp. e16005;
9. *Muller P.* Integrated Optofluidic Iris / P. Muller, R. Feuerstein, H. Zappe // *Journal of Microelectromechanical Systems*. – 2012. – Vol. 21. – No. 5. – pp. 1156-1164.
10. *Ren H.* Optical switch using a deformable liquid droplet / H. Ren, S. T. Wu // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – No. 22. – pp. 3826-3828;
11. *Tsai G. C.* Circular dielectric liquid iris / G. C. Tsai, J. A. Yeh // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – No. 14. – pp. 2484-2486;

12. *Deutschmann T.* High contrast electrochromic iris / T. Deutschmann, C. Kortz, L. Walder, E. Oesterschulze // *Optics Express*. – 2015. – Vol. 23. – No. 24. – pp. 31544-31549;
13. *Skogen N.* Increase of surface tension of certain solutions when brought into contact with hot gases / N. Skogen // *American Journal of Physics*. – 1958. – Vol. 26. – No. 25. – pp. 25-27;
14. *Scriven L. E.* The Marangoni Effects / L. E. Scriven, C. V. Sternling // *Nature*. – 1960. – Vol. 187. – No. 4733. – pp. 186-188;
15. *Pearson J. R. A.* On convection cells induced by surface tension / J. R. A. Pearson // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1958. – Vol. 4. – No. 5. – pp. 489-500;
16. *Tomlinson C.* On the Motions of Camphor on the Surface of Water / C. Tomlinson // *Proceedings of the Royal Society of London*. – 1862. – Vol. 11. – pp. 575-577;
17. *Thomson J.* On certain curious Motions observable at the Surfaces of Wine and other Alcoholic Liquors / J. Thomson // *Philosophical Magazine*. – 1855. – Vol. 10. – No. 67. – pp. 330-333;
18. *Долгов, Б. Н.* Катализ в органической химии / Б. Н. Долгов – Л.: Госхимиздат, 2-е изд., 1959. – 101 с;
19. *Carlo Marangoni.* Sull'espansione delle gocce d'un liquido galleggianti sulla superficie di altro liquido. Fratelli Fusi. – 1865. – pp. 66;
20. *Loewenthal M.* Tears of strong wine / M. Loewenthal // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. – 1931. – Vol. 12. – No. 77. – pp. 462-472;
21. *Bénard H.* Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquid / H. Bénard // *Revue Générale des Sciences Pures et Appliquées*. – 1900. – No. 11. – pp. 1261-1271;
22. *Bénard H.* Les Tourbillons Cellulaires dans une Nappe Liquide Transportant de la Chaleur par Convection en Régime Permanent / H. Bénard // *Annales de Chimie et de Physique*. – 1901. – No. 23. – pp. 62-144;

23. *Lord Rayleigh*. On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side / Lord Rayleigh // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1916. – Vol. 32. – No. 192. – pp. 529-546;
24. *Block M.* Surface Tension as the Cause of Benard Cells and Surface Deformation in a Liquid Film / M. Block // Nature. – 1956. – Vol. 178. – pp. 650-651;
25. *Hershey A.* Ridges in a Liquid Surface Due to the Temperature Dependence of Surface Tension / A. Hershey // Physical review. – 1939. – Vol. 56. – No. 2. – pp. 204;
26. *Block M. J.* Free Surface of Liquids as an Optical Element / M. J. Block, M. Harwit // Journal of the Optical Society of America. – 1958. – Vol. 48. – No. 7. – pp. 480-482;
27. *Fedosov A. I.* Thermocapillary motion / A. I. Fedosov // Zhurnal Fizicheskoi Khimii. – 1956. – Vol. 30. – No. 2. – pp. 366-373;
28. *Nield D. A.* Surface tension and buoyancy effects in cellular convection / D. A. Nield // Journal of Fluid Mechanics. – 1964. – Vol. 19. – No. 3. – pp. 341-352;
29. *Birikh R. V.* Thermocapillary convection in a horizontal layer of liquid / R. V. Birikh // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. – 1966. – Vol. 7. – pp. 43-44;
30. *Davis S. H.* Energy stability theory for free-surface problems: buoyancy-thermocapillary layers / S. H. Davis, G. M. Homsy // Journal of Fluid Mechanics. – 1980. – Vol. 98. – No. 3. – pp. 527-553;
31. *Pérez-García C.* Linear stability analysis of Bénard–Marangoni convection in fluids with a deformable free surface / C. Pérez-García, G. Carneiro // Physics of Fluids. – 1991. – Vol. 3. – No. 2. – pp. 292-298;
32. *Pérez-García C.* Linear analysis of surface deflection in Bénard-Marangoni instability / C. Pérez-García, J. Pantaloni, R. Ocelli, P. Cerisier // Journal de Physique. – 1985. – Vol. 46. – No. 12. – pp. 2047-2051;

33. *Tan K. K.* On convection driven by surface tension caused by transient heat conduction / K. K. Tan, R. B. Thorpe // *Chemical Engineering Science*. – 1999. – Vol. 54. – No. 6. – pp. 775-783;
34. *Pimputkar S. M.* Transient thermocapillary flow in thin liquid layers / S. M. Pimputkar, M. Ostrach // *Physics of Fluids*. – 1980. – Vol. 23. – No. 7. – pp. 1281-1285;
35. *Pshenichnikov A. F.* Deformation of the free surface of a liquid by thermocapillary motion / A. F. Pshenichnikov, G. A. Tokmenina // *Fluid Dynamics*. – 1983. – Vol. 18. – pp. 463-465;
36. *Zuev A. L.* Deformation and breakup of a liquid film under the action of the thermocapillary convection / A. L. Zuev, A. F. Pshenichnikov // *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*. – 1987. – Vol. 28. – No. 3. – pp. 399-403;
37. *Tan M. J.* Steady thermocapillary flows of thin liquid layers. I. Theory / M. J. Tan, S. G. Bankoff, S. H. Davis // *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*. – 1990. – Vol. 2. – No. 3. – pp. 313-321;
38. *Burelbach J. P.* Steady thermocapillary flows of thin liquid layers. II. Experiment / J. P. Burelbach, S. G. Bankoff, S. H. Davis // *Physics of Fluids A*. – 1990. – Vol. 2, – No. 3. – pp. 322-333;
39. *Безуглый Б. А.* О фотоконденсации йода / Б.А. Безуглый, Е.А. Галашин, Г.Я. Дудкин // *Письма в ЖЭТФ*. – 1975. – Т. 22. – № 2. – С. 76-79;
40. *Безуглый Б. А.* Капля, рождённая Солнцем / Б. А. Безуглый, В. В. Низовцев // *Химия и жизнь*. – 1977. – № 7. – С. 33-36;
41. *Da Costa G.* Self-holograms of laser-induced surface depressions in heavy hydrocarbons / G. Da Costa, J. Calatroni // *Applied Optics*. – 1978. – Vol. 17. – No. 15. – pp. 2381-2385;
42. *Da Costa G.* Transient deformation of liquid surfaces by laser-induced thermocapillarity / G. Da Costa, J. Calatroni // *Applied Optics*. – 1979. – Vol. 18. – No. 2. – pp. 233-235;

43. *Da Costa G.* Self-focusing of a Gaussian laser beam reflected from a thermocapillary liquid surface / G. Da Costa // *Physics Letters A.* – 1980. – Vol. 80. – No. 4. – pp. 320-322;
44. *Da Costa G.* Competition between capillary and gravity forces in a viscous liquid film heated by a Gaussian laser beam / G. Da Costa // *Journal de Physique.* – 1982. – Vol. 43. – No. 10. – pp. 1503-1508;
45. *Calatroni J.* Interferometric determination of the surface profile of a liquid heated by a laser beam / J. Calatroni, G. Da Costa // *Optics Communications.* – 1982. – Vol. 42. – No. 1. – pp. 5-9;
46. *Da Costa G.* Laser-induced thermohydrodynamic effects in thin liquid membranes / G. Da Costa, F. Bentolila, E. Ruiz // *Physics Letters A.* – 1983. – Vol. 95. – No. 6. – pp. 313-315;
47. *Da Costa G.* Focal properties of liquid films deformed by heating with a Gaussian laser beam / G. Da Costa, R. Escalona // *Optics Communications.* – 1989. – Vol. 73. – No. 1. – pp. 1-6;
48. *Da Costa G.* Time evolution of the caustics of a laser heated liquid film / G. Da Costa, R. Escalona // *Applied Optics.* – 1990. – Vol. 29. – No. 7. – pp. 1023-1033;
49. *Da Costa G.* Thermocapillary surface wave induced in a liquid film by oblique incidence of a laser beam / G. Da Costa, M. C. Coll // *Physics Letters A.* – 1992. – Vol. 165. – No. 2. – pp. 153-158;
50. *Ландау Л. Д.* Теоретическая физика. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М.: Физматлит, 2000. 5-е изд. Т. 6. – 339-340 с;
51. *Helmerts H.* Holographic study of laser-induced liquid surface deformations / H. Helmerts, W. Witte // *Optics Communications.* – 1984. – Vol. 49. – No. 1. – pp. 21-23;
52. *Viznyuk S. A.* Thermocapillary self-interaction of laser radiation in thin layers of an absorbing liquid / S. A. Viznyuk, A. T. Sukhodol'skii // *Soviet Journal of Quantum Electronics.* – 1988. – Vol. 18. – No. 4. – pp. 489-491;

53. *Viznyuk S. A.* On thermocapillary aberrational transformation of laser beams / S. A. Viznyuk, S. F. Rastopov, A. T. Sukhodol'skii // *Optics Communications*. – 1989. – Vol. 71. – No. 5. – pp. 239-243;
54. *Мизёв А. И.* Экспериментальное исследование термокапиллярной конвекции, индуцированной локальной температурной неоднородностью вблизи поверхности жидкости. 1. Твердотельный источник тепла / А. И. Мизёв // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2004. – Т. 45. – № 4. – С. 36-49;
55. *Мизёв А. И.* Экспериментальное исследование термокапиллярной конвекции, индуцированной локальной температурной неоднородностью вблизи поверхности жидкости. 2. Источник тепла, индуцированный излучением / А. И. Мизёв // *Прикладная механика и техническая физика*. – 2004. – Т. 45. – № 5. – С. 102-108;
56. *Marchuk I. V.* Thermocapillary deformation of a thin locally heated horizontal liquid layer / I. V. Marchuk // *Journal of Engineering Thermophysics*. – 2009. – Vol. 18. – No. 3. – pp. 227-237;
57. *Metz E. A.* A Technique for Pulling Single Crystals of Volatile Materials / E. A. Metz, R. C. Miller, R. Mazelsky // *Journal of Applied Physics*. – 1962. – Vol. 33. – No. 6. – pp. 2016-2017;
58. *Johnson E. S.* Liquid encapsulated floating zone melting of GaAs / E. S. Johnson // *Journal of Crystal Growth*. – 1975. – Vol. 30. – No. 2. – pp. 249-256;
59. *Crespo del Arco E.* Thermocapillary convection in a two-layer fluid system with flat interface / E. Crespo del Arco, G. P. Extremet, R. L. Sani // *Advances in Space Research*. – 1991. – Vol. 11. – No. 7. – pp. 129-132;
60. *Liu Q. S.* Thermocapillary convection in two-layer systems / Q. S. Liu, B. Roux, M. G. Velarde // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1998. – Vol. 41. – No. 11. – pp. 1499-1511;
61. *Loulergue J. C.* Interface deflections induced by the Marangoni effect: an application to infrared-visible image conversion / J. C. Loulergue, P. Manneville, Y.

- Pomeau // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 1981. – Vol. 14. – No. 11. – pp. 1967-1977;
62. *Louergue J. C.* Deformation of surfaces of a thin liquid film by thermal perturbation / *J. C. Louergue* // *Thin Solid Films*. – 1981. – Vol. 82. – No. 1. – pp. 61-71;
63. *Louergue J. C.* Infrared photography in liquid films by thermocapillary convection / *J. C. Louergue, S. L. Xu* // *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*. – 1986. – Vol. 7. – No. 1. – pp. 171-182;
64. *Nepomnyashchy A. A.* Combined action of anticonvective and thermocapillary mechanisms of instability / *A. A. Nepomnyashchy, I. B. Simanovskii* // *Physics of Fluids*. – 2002. – Vol. 14. – No. 11. – pp. 3855-3867;
65. *Boeck T.* Three-dimensional convection in a two-layer system with anomalous thermocapillary effect / *T. Boeck, A. Nepomnyashchy, I. Simanovskii, A. Golovin, L. Braverman, A. Thess* // *Physics of Fluids*. – 2002. – Vol. 14. – No. 11. – pp. 3899-3911;
66. *Nepomnyashchy A. A.* *Interfacial Phenomena and Convection* / *A. A. Nepomnyashchy, M. G. Velarde, P. Colinet* – Boca Raton: Chapman & Hall/CRC, 2002. – 365 pp;
67. *Nepomnyashchy A. A.* Thermocapillary convection in a two-layer system / *A. A. Nepomnyashchy, I. B. Simanovskii* // *Fluid Dynamics*. – 1983. – Vol. 18. – pp. 629-633;
68. *Nepomnyashchy A.* *Interfacial Convection in Multilayer Systems* / *A. Nepomnyashchy, I. Simanovskii, J. C. Legros* – New York: Springer. – 2012. – 2nd ed. – 7-11 pp;
69. *Juel A.* Surface tension-driven convection patterns in two liquid layers / *A. Juel, J. Burgess, W. D. McCormick, J. B. Swift, H. L. Swinney* // *Physica D*. – 2000. – Vol. 143. – pp. 169-186;

70. *Chraïbi H.* Thermocapillary flows and interface deformations produced by localized laser heating in confined environment / H. Chraïbi, J. P. Delville // *Physics of Fluids*. – 2012. – Vol. 24. – No. 3. – pp. 032102;
71. *Doi T.* Thermocapillary convection in two immiscible liquid layers with free surface / T. Doi, J. N. Koster // *Physics of Fluids A*. – 1993. – Vol. 5. – No. 8. – pp. 1914-1927;
72. *Ivanova N.* Biomimetic optics: liquid-based optical elements imitating the eye functionality / N. Ivanova // *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. – 2020. – Vol. 378. – No. 2167. – pp. 1-17;
73. *Oron A.* Long-scale evolution of thin liquid films / A. Oron, S. H. Davis, S. G. Bankoff // *Reviews of Modern Physics*. – 1997. – Vol. 69. – No. 3. – pp. 931-980;
74. *Davis S. H.* Thermocapillary Instabilities / S. H. Davis // *Annual Review of Fluid Mechanics*. – 1987. – Vol. 19. – pp. 403-435;
75. *Gupta N. R.* Effect of free surface heat transfer on thermocapillary flow in double-layer fluid structures / N. R. Gupta, H. Haj-Hariri, A. Borhan // *Heat Mass Transfer*. – 2014. – Vol. 50. – pp. 333-339;
76. *Bekezhanova V. B.* Thermocapillary deformations of a two-layer system of liquids under laser beam heating / V. B. Bekezhanova, V. M. Fliagin, O. N. Goncharova, N. A. Ivanova, D. S. Klyuev // *International Journal of Multiphase Flow*. – 2020. – Vol. 132. – pp. 103429;
77. *Oron A.* Nonlinear dynamics of irradiated thin volatile liquid films / A. Oron // *Physics of Fluids*. – 2000. – Vol. 12. – No. 1. – pp. 29-41;
78. *Saeki F.* Thermocapillary instability of irradiated transparent liquid films on absorbing solid substrates / F. Saeki, S. Fukui, H. Matsuoka // *Physics of Fluids*. – 2013. – Vol. 25. – pp. 062107;
79. *Wedershoven H. M. J. M.* Infrared laser induced rupture of thin liquid films on stationary substrates / H. M. J. M. Wedershoven, C. W. J. Berendsen, J. C. H.

- Zeegers, A. A. Darhuber // *Applied Physics Letters*. – 2014. – Vol. 104. – No. 5. – pp. 054101;
80. *Kabova Y. O.* Marangoni-induced deformation and rupture of a liquid film on a heated microstructured wall / Y. O. Kabova, A. Alexeev, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan // *Physics of Fluids*. – 2006. – Vol. 18. – pp. 012104;
81. *Hitt D. L.* Radiation-driven thermocapillary flows in optically thick liquid films / D. L. Hitt, M. K. Smith // *Physics of Fluids*. – 1993. – Vol. 5. – No. 11. – pp. 2624-2632;
82. *Longtin J. P.* Laser-induced surface-tension-driven flows in liquids / J. P. Longtin, K. Hijikata, K. Ogawa // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 1999. – Vol. 42. – No. 1. – pp. 85-93;
83. *Bezuglyi B. A.* Thermocapillary Convection in a Liquid Layer with a Quasi-Point Heat Source in the Substrate / B. A. Bezuglyi, V. M. Flyagin // *Fluid Dynamics*. – 2007. – Vol. 42. – No. 6. – 2007. – pp. 978-986;
84. *Wedershoven H. M. J. M.* Infrared-Laser-Induced Thermocapillary Deformation and Destabilization of Thin Liquid Films on Moving Substrates / H. M. J. M. Wedershoven, C. W. J. Berendsen, J. C. H. Zeegers, A. A. Darhuber // *Physical Review Applied*. – 2015. – Vol. 3. – pp. 024005;
85. *Безуглый Б. А.* Бесконтактный способ измерения вязкости / Безуглый Б.А., Федорец А. А. Патент РФ № 2201587. Бюл. № 9 // *Изобретения*, 2003;
86. *Bezuglyi B. A.* Effect of delay of the thermocapillary response of a transparent liquid layer during laser heating of the absorbing substrate / B. A. Bezuglyi, S. I. Chemodanov // *Technical Physics*. – 2005. – Vol. 50. – No. 9. – pp. 1243-1245;
87. *Bezuglyi B.A.* New approach to diagnostics of organic impurities in water / B. A. Bezuglyi, S. I. Chemodanov, O. A. Tarasov // *Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects*. – 2004. – Vol. 239. – No. 1-3. – pp. 11-17;

88. *Bezuglyi B. A.* Modified Tilting-Plate Method for Measuring Contact Angles / B. A. Bezuglyi, O. A. Tarasov, A. A. Fedorets // *Colloid Journal*. – 2001. – Vol. 63. – No. 6. – pp. 735-741;
89. *Zykov A. Y.* Laser-induced thermocapillary convection in thin liquid layers: effect of thermal conductivity of substrates / A. Y. Zykov, N. A. Ivanova // *Applied Physics B*. – 2017. – Vol. 123. – No. 235. – pp. 1-7;
90. *Bezuglyi B. A.* Photothermocapillary Diagnostics of Near-Surface Flaws in a Solid under a Varnish-and-Paint Coating / B. A. Bezuglyi, A. Y. Zykov, S. V. Semenov // *Russian Journal of Nondestructive Testing*. – 2008. – Vol. 44. – No. 6. – pp. 391-394;
91. *Bezuglyi B. A.* Photothermocapillary Method for Detecting Foreign Inclusions in Solids under Paint and Varnish Coatings / B. A. Bezuglyi, A. Y. Zykov, S. V. Semenov // *Technical Physics Letters*. – 2008. – Vol. 34. – No. 17. – pp. 38-44;
92. *Bezuglyi B. A.* A Photothermocapillary Method for Detecting Delamination of Paint and Varnish Coatings / B. A. Bezuglyi, A. Y. Zykov // *Technical Physics Letters*. – 2009. – Vol. 35. – No. 7. – pp. 650-652;
93. *Zykov A. Y.* Photothermocapillary detection of conductive track ruptures on a printed circuit board coated with a protective film / A. Y. Zykov, N. A. Ivanova // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2019. – Vol. 1421, – No. 1. – pp. 012039;
94. *VanHook S.* Long-wavelength surface-tension-driven Bénard convection: experiment and theory / S. VanHook, M. Schatz, J. Swift, W. McCormick, H. Swinney // *Journal of Fluid Mechanics*. – 1997. – Vol. 345. – pp. 45-78;
95. *Garcia-Ybarra P. L.* A nonlinear evolution equation for Bénard-Marangoni convection with deformable boundary / P. L. Garcia-Ybarra, J. L. Castillo, M. G. Velarde // *Physics Letters A*. – 1987. – Vol. 122. – No. 2. – pp. 107-110;
96. *Ovcharova A. S.* Features of the rupture of free hanging liquid film under the action of a thermal load / A. S. Ovcharova // *Physics of Fluids*. – 2011. – Vol. 23. – pp. 102106;

97. *Ovcharova A. S.* Rupture of liquid film, placed over deep fluid, under action of thermal load / A. S. Ovcharova // International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2014. – Vol. 78. – pp. 294-301;
98. *Безуглый Б. А.* Термокапиллярная деформация тонкого слоя жидкости, вызванная пучком лазера / Б. А. Безуглый, Н. А. Иванова, А. Ю. Зуева // Прикладная механика и техническая физика. – 2001. – Т. 42, – № 3. – С. 130-134;
99. *Marchuk I. V.* Thermocapillary Deformation of a Horizontal Liquid Layer under Flash Local Surface Heating / I. V. Marchuk // Journal of Engineering Thermophysics. – 2015. – Vol. 24. – No. 4. – pp. 381-385;
100. *Bekezhanova V. B.* Instability of a Two-layer System with Deformable Interfaces under Laser Beam Heating / V. B. Bekezhanova, O. N. Goncharova, N. A. Ivanova, D. S. Klyuev // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics. – 2019. – Vol. 12. – No. 5. – pp. 1-8;
101. *Cheverda V. V.* Thermocapillary deformation of a water layer at local heating / V. V. Cheverda, A. A. Fedorets, I. V. Marchuk, O. A. Kabov // Thermophysics and Aeromechanics. – 2016. – Vol. 23. – No. 2. – pp. 231-236;
102. *Barakhovskaia E. V.* Thermocapillary deformation in a locally heated layer of silicone oil / E. V. Barakhovskaia, I. V. Marchuk, A. A. Fedorets // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 754. – No. 3. – pp. 032002;
103. *Tarasov O. A.* Evaluation of the Possibility of Using the Laser-Induced Thermocapillary Effect for Photothermal Spectroscopy / O. A. Tarasov // Optics and Spectroscopy. – 2005. – Vol. 99. – No. 6. – pp. 968-974;
104. *Barakhovskaya E.* Numerical Modeling of Thermocapillary Deformation and Film Breakdown in a Locally Heated Thin Horizontal Volatile Liquid Layer / E. Barakhovskaya, I. Marchuk // MATEC Web of Conferences. – 2016. – Vol. 72. – pp. 01007;

105. *Gendelman O.* Study of the Displacement of Floating Diamagnetic Bodies by Magnetic Field / O. Gendelman, M. Frenkel, V. Danchuk, I. Legchenkova, A. Vilks, E. Bormashenko, V. Fliagin, N. Ivanova // *Surface Innovations*. – 2019. – Vol. 7. – No. 3. – pp. 1-8;
106. *Grewe B. F.* Fast two-layer two-photon imaging of neuronal cell populations using an electrically tunable lens / B. F. Grewe, F. F. Voigt, M. Hoff, F. Helmchen // *Biomedical Optics Express*. – 2011. – Vol. 2. – No. 7. – pp. 2035-2046;
107. *Duocastella M.* Simultaneous imaging of multiple focal planes for three-dimensional microscopy using ultra-high-speed adaptive optics / M. Duocastella, B. Sun, C. B. Arnold // *Journal of Biomedical Optics*. – 2012. – Vol. 17. – No. 5. – pp. 050505;
108. *Lee C. L.* Fiber Fabry–Pérot Interferometers Based on Air-Bubbles/Liquid in Hollow Core Fibers / C. L. Lee, H. J. Chang, Y. W. You, G. H. Chen, J. M. Hsu, J. S. Horng // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2014. – Vol. 26. – No. 8. – pp. 749-752;
109. *Mach P.* Dynamic tuning of optical waveguides with electrowetting pumps and recirculating fluid channels / P. Mach, T. Krupenkin, S. Yang, J. A. Rogers // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81. – No. 2. – pp. 202-204;
110. *Morris T.* Dynamical optical signal tracking a detector array a free space optical communication system / T. Morris, M. R. Tan, S. Y. Wang, R. S. Williams, D. Stewart, M. Fiorentino // U.S. patent 8,009,991 B2. – August 30. – 2011;
111. *Klyuev D. S.* Thermocapillary deformation induced by laser heating of thin liquid layers: Physical and numerical experiments / D. S. Klyuev, V. M. Fliagin, S. V. Semenov, N. A. Ivanova // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. – 2021. – Vol. 172. – pp. 121020;
112. *Bezuglyi B. A.* Effect of the Ellipticity of an Inducing Beam on the Thermocapillary Response / B. A. Bezuglyi, O. A. Tarasov // *Optics and Spectroscopy*. – 2003. – Vol. 94. – No. 2. – pp. 230-234;

113. *Bezuglyi B.A.* Transport phenomena and dimensionless numbers: towards a new methodological approach / B. A. Bezuglyi, N. A. Ivanova, L. V. Sizova // *European Journal of Physics*. – 2017. – Vol. 38. – pp. 033001;
114. *Михеев М. А.* Основы теплопередачи / М. А. Михеев, И. М. Михеева – М: Энергия, 2-е изд. 1977. – 319 с;
115. *Lee E.* Black body-like radiative cooling for flexible thin-film solar cells / E. Lee, T. Luo // *Solar Energy Materials and Solar Cells*. – 2019. – Vol. 194. – pp. 222-228.
116. *Чиркин В. С.* Теплофизические свойства материалов ядерной техники / В. С. Чиркин – М: Атомиздат, 1968. – 453 с;
117. *Исаченко В. П.* Теплопередача / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел – М: Энергия, 3-е изд. 1975. – 467 с;
118. *Хлопкин М.Н.* Теплоемкость // В кн.: Физические величины / ред. И. С. Григорьев, Е. З. Мейлихов – М: Энергоатомиздат, 1991. – С. 219;
119. *Minkina W.* Infrared Thermography: Errors and Uncertainties / W. Minkina, S. Dudzik –Wiley, 1st ed. 2009. – 177-183 pp;
120. Refractive index database [Электронный ресурс] // *RefractiveIndex.Info*: — Режим доступа: <https://refractiveindex.info/?shelf=organic&book=polydimethylsiloxane&page=Zhang-20-1> (дата обращения: 2021.08.2021);
121. МФТИ. Таблицы физических величин (оптика) [Электронный ресурс] // МФТИ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет). Режим доступа: [https://mipt.ru/education/cha/r/physics/S\\_IV/Opt\\_man.php](https://mipt.ru/education/cha/r/physics/S_IV/Opt_man.php) (дата обращения: 25.08.2021);
122. *Carslaw H. S.* Conduction of heat in solids / H. S. Carslaw, J. C. Jaeger – Oxford University Press. 2nd ed. 1959. – 58-62 pp;
123. *Клюев Д. С.* О колебательной неустойчивости в системе двух несмешивающихся жидкостей при локальном нагреве межфазной границы / Д. С. Клюев, Н. А. Иванова // *Вестник Тюменского государственного*

- университета. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2021. – Т. 7. – № 4. – С. 111-123;
124. *Абрамзон А. А.* Поверхностные явления и поверхностно-активные вещества / А. А. Абрамзон, Л. Е. Боброва, Л. П. Зайченко и др. – Л: Химия, 1984. – 84-85 с;
125. *Randall M.* The boiling point composition diagram of immiscible and partially miscible liquid systems / M. Randall, W. Avila // *Journal of Chemical Education.* – 1940. – Vol. 17. – No. 11. – pp. 536-537;
126. *Edrisi A.* A novel experimental procedure to measure interfacial tension based on dynamic behavior of rising bubble through interface of two immiscible liquids / A. Edrisi, M. Dadvar, B. Dabir // *Chemical Engineering Science.* – 2021. – Vol. 231. – pp. 116255;
127. *Братухин Ю. К.* Термокапиллярный дрейф капельки вязкой жидкости / Ю. К. Братухин // *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа.* – 1975. – № 5. – С. 156-161;
128. *Флягин В. М.* Применение фотоабсорбции для определения профиля поверхности тонкого слоя поглощающей жидкости, деформированного термокапиллярной конвекцией / В. М. Флягин // *Вестник ТюмГУ. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика.* – 2015. – Т. 1. – № 1. – С. 29-33;
129. *Backholm M.* Capillary levelling of a cylindrical hole in a viscous film / M. Backholm, M. Benzaquen, T. Salez, E. Raphael, K. Dalnoki-Veress // *Soft Matter.* – 2014. – Vol. 10. – pp. 2550-2558;
130. *Lyulin Y. V.* Thermocapillary deformations of a spot-heated self-rewetting liquid layer / Y. V. Lyulin, S. E. Spesivtsev, I. V. Marchuk, O. A. Kabov // *Journal of Physics: Conference Series.* – 2018. – Vol. 1105. – pp. 012066;

131. *Klyuev D. S.* Laser-actuated optofluidic diaphragm capable of optical signal tracking / D. S. Klyuev, V. M. Fliagin, M. Al-Muzaiqer, N. A. Ivanova // *Applied Physics Letters*. – 2019. – Vol. 114. – No. 1. – pp. 011602;
132. *Эйдельман Е. Д.* Влияние толщины слоя жидкости на соотношение размеров ячейки конвекции / Е. Д. Эйдельман // *Журнал технической физики*. – 1998. – Т. 68. – № 11. – С. 7-11;
133. *Bezuglyĭ B. A.* Gas Bubbles in a Hele–Shaw Cell Manipulated by a Light Beam / B. A. Bezuglyĭ, N. A. Ivanova // *Technical Physics Letters*. – 2002. – Vol. 28. – No. 19. – pp. 71-75;
134. *Bezuglyĭ B. A.* Pumping of a fluid through a microchannel by means of a bubble driven by a light beam / B. A. Bezuglyĭ, N. A. Ivanova // *Fluid Dynamics*. – 2007. – Vol. 42. – No. 1. – pp. 91-96;
135. Hexadecane [Электронный ресурс] // NIST Chemistry WebBook, SRD 69: — Режим доступа: <https://webbook.nist.gov/cgi/cbook.cgi?ID=C544763&Mask=80> (дата обращения: 28.05.2021).