

На правах рукописи



Шмыров Андрей Викторович

**ДИНАМИКА СЛОЯ  
ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНОГО ВЕЩЕСТВА  
В ЖИДКИХ МНОГОФАЗНЫХ СИСТЕМАХ  
С КОНВЕКТИВНЫМИ ТЕЧЕНИЯМИ**

Специальность 1.1.9 —  
«Механика жидкости, газа и плазмы»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Пермь — 2022

Работа выполнена в Институте механики сплошных сред Уральского Отделения Российской академии наук – филиале Федерального государственного бюджетного учреждения науки Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, доцент  
**Мизёв Алексей Иванович**

Официальные оппоненты: **Бердников Владимир Степанович**,  
доктор физико-математических наук,  
главный научный сотрудник лаборатории интенсификации процессов теплообмена ФГБУН Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН,

**Субботин Станислав Валерьевич**,  
кандидат физико-математических наук,  
доцент кафедры физики и технологии ФГБОУ ВО Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет,

Ведущая организация: **ФГБУН Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН**

Защита состоится 08 декабря 2022 г. в 14.00 часов на заседании диссертационного совета Д 004.036.01 на базе Федерального государственного бюджетного учреждения науки "Пермский федеральный исследовательский центр Уральского отделения Российской академии наук" (филиал – Институт механики сплошных сред УрО РАН) по адресу: 614013, г. Пермь, ул. Академика Королёва, 1; тел: (342) 237-84-61; факс: (342) 237-84-87; сайт: [www.icmm.ru](http://www.icmm.ru).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Института механики сплошных сред Уральского отделения Российской академии наук.

Автореферат разослан \_\_ ноября 2022 года.

Ученый секретарь диссертационного совета  
д.ф.-м.н., доцент



А.Л. Зуев

## Общая характеристика работы

**Актуальность и степень разработанности избранной темы.** Наличие слоя ПАВ на межфазной поверхности является осложняющим фактором в задачах как межфазной гидродинамики, так и гидродинамики многофазных сред. Первая из этих дисциплин сосредоточена главным образом на изучении тепломассопереноса через межфазную границу из одной жидкой фазы в другую, жидкую или газовую, тогда как вторая фокусируется на задачах динамики различных фазовых включений таких, как пузырьки, капли, жидкие плёнки и т.д., в условиях интенсивных течений в многофазных средах. И в том, и в другом случае важно правильно моделировать процессы, происходящие на межфазной границе. Успешное моделирование подобных задач необходимо, прежде всего, для прогресса во многих технологических процессах химии и биохимии, например, процессах тепло-массопереноса между фазами в многофазных средах, дренажа пен или режимов взаимодействия фазовых включений в пузырьковых жидкостях или эмульсиях, процессов обогащения неорганических или высокомолекулярных органических частиц методом флотации и т.д. Численное моделирование уже сейчас хорошо работает в задачах, в которых межфазная поверхность предполагается чистой. В то же время наличие адсорбированных слоёв ПАВ настолько усложняет задачу, что делает численный эксперимент скорее вспомогательным инструментом исследований. Такие слои обладают целым рядом собственных физико-химических характеристик и пока не ясно даже какие из них в каждой конкретной задаче необходимо включить в численную модель, чтобы успешно описать гидродинамику многофазной системы. В описанной ситуации основным инструментом исследований остаётся натурный эксперимент, в котором одинаковое внимание должно быть уделено как гидродинамической, так и физико-химической составляющим экспериментальных методик. Также при анализе подобных экспериментов нужно иметь в виду сложные физико-химические аспекты слоёв реальных ПАВ, выходящие за рамки простых теоретических моделей. Например, нужно научиться учитывать нелинейный вид уравнения состояния слоя ПАВ, зависимость коэффициента поверхностной диффузии ПАВ от его концентрации, вклад реологических характеристик в сильно неравновесную динамику межфазной поверхности и т.д. Такие эксперименты требуют глубокого овладения как теорией, так и современными экспериментальными методиками манипулирования слоями ПАВ, развитыми в поверхностной физ-химии.

**Целью** данной работы является экспериментальное изучение влияния ряда физико-химических аспектов на поведение слоя нерастворимого ПАВ на поверхности движущейся жидкости.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи:**

1. Разработать методику нагрева поверхности жидкости с сохранением постоянного градиента температуры вдоль выбранного направления.

2. Экспериментально исследовать положение границы слоя ПАВ в зависимости от его концентрации и перепада температуры на поверхности жидкости в ячейке Хеле-Шоу.
3. Экспериментально исследовать скорость течения жидкости в объёме и на поверхности в зависимости от концентрации ПАВ и перепада температуры на её поверхности в ячейке Хеле-Шоу.
4. Разработать конструкции нескольких локальных источников осесимметричного течения, отличающихся природой движущей силы (объёмной или поверхностной).
5. Экспериментально исследовать положение границы слоя ПАВ в осесимметричной постановке в зависимости от его концентрации для источников различных типов.
6. Экспериментально исследовать условия возникновения и характеристики вихревых структур на поверхности жидкости, содержащей слой ПАВ, и в объёме в осесимметричной постановке для источников различных типов.
7. Произвести модернизацию метода капиллярных волн для измерения физико-химических характеристик слоёв ПАВ.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. При одномерном движении межфазной поверхности, например в геометрии Хеле-Шоу, структура термокапиллярного течения на поверхности, содержащей нерастворимый ПАВ, полностью определяется величиной параметра упругости  $E$ , равного отношению приращений поверхностного натяжения за счет концентрационного и теплового механизмов Марангони. В случае линейного вида уравнения состояния слоя ПАВ положение застойной точки зависит от величины параметра упругости линейно, а не по корневому закону, как было получено ранее в теоретических исследованиях. В общем случае положение застойной точки можно приближенно рассчитать, решая не полную систему гидродинамических уравнений, а только уравнение баланса касательных напряжений.
2. Измерение скорости термокапиллярного течения жидкости в области застойной зоны может быть использовано для расчета коэффициента поверхностной диффузии  $D_s$  для случая разреженных слоёв нерастворимых ПАВ.
3. Радиальная структура осесимметричного течения на поверхности, содержащей ПАВ, полностью определяется обобщённым параметром упругости  $E$ , знаменатель которого выбирается в зависимости от природы движущей силы источника течения. Положение застойной линии можно приближенно рассчитать для случая  $E > 10^{-2}$ , если учесть в знаменателе  $E$  физические размеры источника и закон спадания его мощности с расстоянием.
4. Развитие многовихревого течения в застойной зоне носит пороговый характер и обусловлено неустойчивостью механического равновесия слоя ПАВ, возникающего в результате кризиса потока импульса, переносимого вязкими силами из движущегося объёма жидкости на межфазную поверхность. Безразмерный параметр подобия, поверхностное число Релея  $Ra_s$ , отвечающий за развитие указанной неустойчивости, зависит от скорости течения под застойной зоной, протяжённости застойной зоны, вязкости жидкости и величины поверхностной сдвиговой вязкости слоя ПАВ.

5. Применение акустического метода возбуждения высокочастотной вынужденной капиллярной волны в сочетании с интерференционным методом фиксации мгновенного профиля поверхности позволяет выделить полезную составляющую этого профиля на основе фильтрации пространственной частоты. Это позволяет кардинально упростить и ускорить использование метода капиллярных волн для измерения параметров слоя ПАВ.

**Научная новизна:**

1. Впервые выполнены измерения положения застойной точки на границе слоя ПАВ, характеризующегося нелинейным видом уравнения состояния, как функции приложенной разности температур для различных значений концентрации ПАВ. Предложена методика расчета положения застойной точки, не содержащая свободных параметров, дающая хорошее совпадение с результатами экспериментов.
2. Впервые измерена величина коэффициента поверхностной диффузии для случая разреженного (газообразного) слоя ПАВ на основании прецизионных измерений скорости течения на поверхности жидкости, покрытой этим слоем.
3. Впервые продемонстрировано в эксперименте, что параметры многовихревых структур, возникающих в слое ПАВ, не зависят от природы течения, воздействующего на этот слой.
4. Впервые показано, что толщина переходной зоны под слоем ПАВ, в котором вихревое течение на поверхности сменяется осесимметричным дивергентным потоком на глубине, сравнима с толщиной вязкого пограничного слоя, что на один - два порядка меньше горизонтальных размеров наблюдаемых многовихревых структур.
5. Впервые продемонстрировано, что возникновение многовихревых структур в слое ПАВ пороговым образом зависит от поверхностной сдвиговой вязкости этого слоя. Увеличение этой величины на порядок при прочих равных характеристиках приводит к невозможности возникновения многовихревых структур. Слой ПАВ при этом остаётся неподвижным.
6. Впервые продемонстрировано, что возникновение многовихревых структур в слое ПАВ пороговым образом зависит от скорости течения жидкости под этим слоем. При скорости меньшей некоторой величины слой ПАВ остаётся неподвижным, а после превышения порогового значения на поверхности возникают многовихревые структуры.
7. Впервые продемонстрировано глубокое сходство неустойчивости, приводящей к развитию многовихревых структур на поверхности, с неустойчивостью Релея-Бенара. На основании этой аналогии предложен новый безразмерный параметр  $Ra_s$  (поверхностное число Релея). Все оценки критической величины этого параметра, выполненные на основании собственных, а также, сторонних экспериментов, дают близкие значения.

**Теоретическая и практическая значимость работы.**

При выполнении поставленных задач была разработана методика определения положения границы слоя ПАВ и расчёта термокапиллярных касательных напряжений в случае неоднородного разогрева межфазной поверхности, основанная на анализе температурных данных, полученных при помощи тепловизора. Она

может быть использована, например, для бесконтактного мониторинга межфазной поверхности на предмет наличия нерастворимых остаточных загрязнений.

Методика расчета положения границы слоя реального ПАВ с нелинейным уравнением состояния, сжимаемого термокапиллярным течением, опирается на малость вязких касательных напряжений по сравнению с термокапиллярными напряжениями. Эту методику можно использовать при численном моделировании в термокапиллярных или концентрационно-капиллярных задачах для определения площади поверхности, занятой слоем ПАВ. Обобщенная методика для осесимметричного источника течения произвольной природы, приведенная в третьей главе, позволяет сделать то же самое, но для разных типов течений, не только термокапиллярных.

Величина поверхностной диффузии слоя ПАВ необходима при численном моделировании большинства задач межфазной/многофазной гидродинамики. Поскольку диапазон значений этого коэффициента охватывает четыре порядка (в зависимости от концентрации ПАВ), то далеко не всегда этим параметром можно пренебречь, особенно, если при моделировании целью является количественное описание поведения реальных многофазных систем. Неожиданно большая величина коэффициента поверхностной диффузии в разреженных слоях ПАВ, обнаруженная в работе, подразумевает необходимость пересмотра ряда уже имеющихся теоретических результатов, полученных для таких слоёв.

Полученная оценка критической величины введённого параметра подобия  $Ra_s^*$  позволяет предсказать условия, при которых в слое ПАВ развивается многовихревая циркуляция, приводящая к уменьшению потерь энергии на трение в вязком пограничном слое субфазы. Такая возможность должна оказаться востребована в ряде прикладных задач многофазной гидродинамики таких, как флотация, динамика пен, пузырьковых жидкостей, обтекание тел с супергидрофобной поверхностью и т.д. Также появляется возможность уточнить математические модели, использующиеся при численном моделировании подобных задач.

Модификация метода капиллярных волн существенно упрощает его применение в широком круге задач, связанных с измерением различных свойств слоёв ПАВ как равновесных, так и динамических. Достоинства новой методики заключаются в неинвазивности, очень малом объёме образца жидкости, необходимом для исследования, нетребовательности к виброзащите и малом времени цикла измерения. Все перечисленные особенности в совокупности позволяют производить измерения непосредственно внутри различных технологических установок. Это может найти своё применение не только в лаборатории, но и на производственных линиях различных химических или биохимических производств.

**Методология и методы диссертационного исследования** Все основные результаты, представленные в диссертационном исследовании, получены с помощью различных современных экспериментальных методик как традиционно применяемых в экспериментальной гидродинамике, так и оригинальных, разработанных и реализованных автором работы. Для визуализации структуры течения в жидкость добавлялись светорассеивающие частицы, и применялась подсветка интересующей области световым ножом, сформированным лазерным излучением. Видеокамера

с матрицей чувствительной в инфракрасном диапазоне использовалась для измерений распределения температуры вдоль поверхности жидкости. Для измерения профиля поверхности жидкости применялась оптическая интерферометрия. Измерения поверхностного натяжения исследуемых жидкостей проводились методом отрыва кольца на коммерческом тензиометре. Исследования поверхностных свойств сурфактантов были проведены как модернизированным методом капиллярных волн, представленным в работе, так и в лотке Ленгмюра, оснащенной системой подвижных барьеров, с измерением поверхностного давления методом пластинки Вильгельми.

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается тщательным контролем как гидродинамических, так и физико-химических аспектов выполненных экспериментов. Это заключается в выборе материалов, контактирующих с рабочей жидкостью, проверке чистоты подготовленной поверхности, контроле физ-химических параметров слоёв ПАВ с использованием методик и оборудования, общепринятыми в физ-химии поверхности. Результаты находятся в соответствии с экспериментальными и теоретическими результатами, полученными другими авторами, а также результатами численного моделирования.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на следующих конференциях:

1. Зимняя школа по механике сплошных сред (Пермь, Россия, 2013, 2015, 2017, 2019).
2. Всероссийская конференция с международным участием «Задачи со свободными границами» (Бийск/Красноярск, Россия, 2014, 2017, 2020)
3. International Marangoni Association (IMA7) Vienna, Austria, June 23-26, (2014)
4. International Marangoni Association (IMA8) Bad Honnef, Germany, June 12-16, (2016)
5. Всероссийская конференция «Пермские гидродинамические научные чтения» (Пермь, Россия, 2015, 2018)
6. Experimental Fluid Mechanics (Prague, Czech Republic, November 13-16, 2018)
7. XII Всероссийский съезд по механике (Уфа, Россия, 19-24 августа, 2019)
8. Оптические методы исследования потоков (ОМИП) (Москва, Россия, 28 июня – 02 июля, 2021)

**Личный вклад.** Автор принимал активное участие в постановке задач рассматриваемых в главах 2 и 3. Автор самостоятельно разрабатывал и изготавливал экспериментальные установки, описанные в главе 2 и в приложении, а также различные источники течения, описанные в главе 3. Подавляющее большинство экспериментальных результатов (кроме данных, относящихся к источнику  $M_1$  в главе 3) получены автором лично. Автор самостоятельно выполнил расчеты положения границы слоя ПАВ на основе уравнения баланса касательных напряжений. Также автор предложил физический механизм неустойчивости, приводящей к развитию многовихревой структуры в слое ПАВ и соответствующий безразмерный параметр.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 печатных изданиях, 10 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК.

## Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

В **первой главе** приведён краткий обзор капиллярных эффектов, связанных с наличием межфазной поверхности в гидродинамических задачах. Рассмотрены как термокапиллярные, так и концентрационно капиллярные случаи. Отдельное внимание уделено эффектам, связанным с наличием слоя ПАВ на межфазной поверхности. Приведён обзор существующих экспериментальных методик визуализации слоя ПАВ. Приведено краткое описание всех физико-химических характеристик поверхностных слоёв ПАВ: поверхностная диффузия, нелинейное уравнение состояния, адсорбция/десорбция, дилатационные упругость и вязкость, сдвиговые упругость и вязкость; для каждой из них приведены примеры гидродинамических задач, в которых эта характеристика себя проявляет.

**Вторая глава** посвящена исследованию взаимодействия термокапиллярного течения со слоем ПАВ в геометрии Хеле-Шоу. В разделе 2.1 дано обоснование такой постановки, позволяющей рассмотреть задачу о динамике слоя ПАВ при пониженной размерности. Сам слой ПАВ в постановке Хеле-Шоу обладает одной степенью свободы, а объём жидкости двумя. Это позволяет ограничить круг возможных процессов в слое ПАВ только его растяжением или сжатием.

Раздел 2.2 посвящён описанию экспериментальной установки. Экспериментальная кювета представляет из себя ячейку Хеле-Шоу с открытой верхней границей. В кювету наливается вода высокой степени очистки, на поверхность которой наносится слой ПАВ, и затем поверхность воды подвергается неоднородному нагреву. Приведено подробное описание техники работы со сверхчистой водой, выбора материалов, подготовки рабочей ячейки, контроля чистоты поверхности, способа нагрева поверхности воды и нанесения слоя ПАВ. Далее, приведены основные характеристики выбранного ПАВ, в частности, приведён вид уравнения состояния (зависимости поверхностного давления от площади, приходящейся на одну молекулу ПАВ) и его аппроксимация кусочно-линейной функцией. Нагрев воды осуществляется с помощью излучения лампы, свет которой проходит через специально подобранную систему линз так, что профиль температуры вдоль нагреваемой поверхности получается линейным. Дано описание методики измерения скорости жидкости в объёме и на поверхности с помощью трассеров и процедуры очистки этих трассеров от примесей. Данные о скорости на межфазной поверхности были получены путём измерения скорости движения отдельных трассеров, касающихся её. Для измерения выбирались самые маленькие трассеры диаметром менее 5 мкм. Кроме скорости в работе также измеряется распределение температуры вдоль поверхности воды с помощью тепловизора.

В Разделе 2.3 приведены экспериментальные результаты. Параграф 2.3.1 посвящён общему обзору наблюдаемых в опытах режимов течения в объёме жидкости для случаев чистой поверхности, поверхности сильно загрязнённой



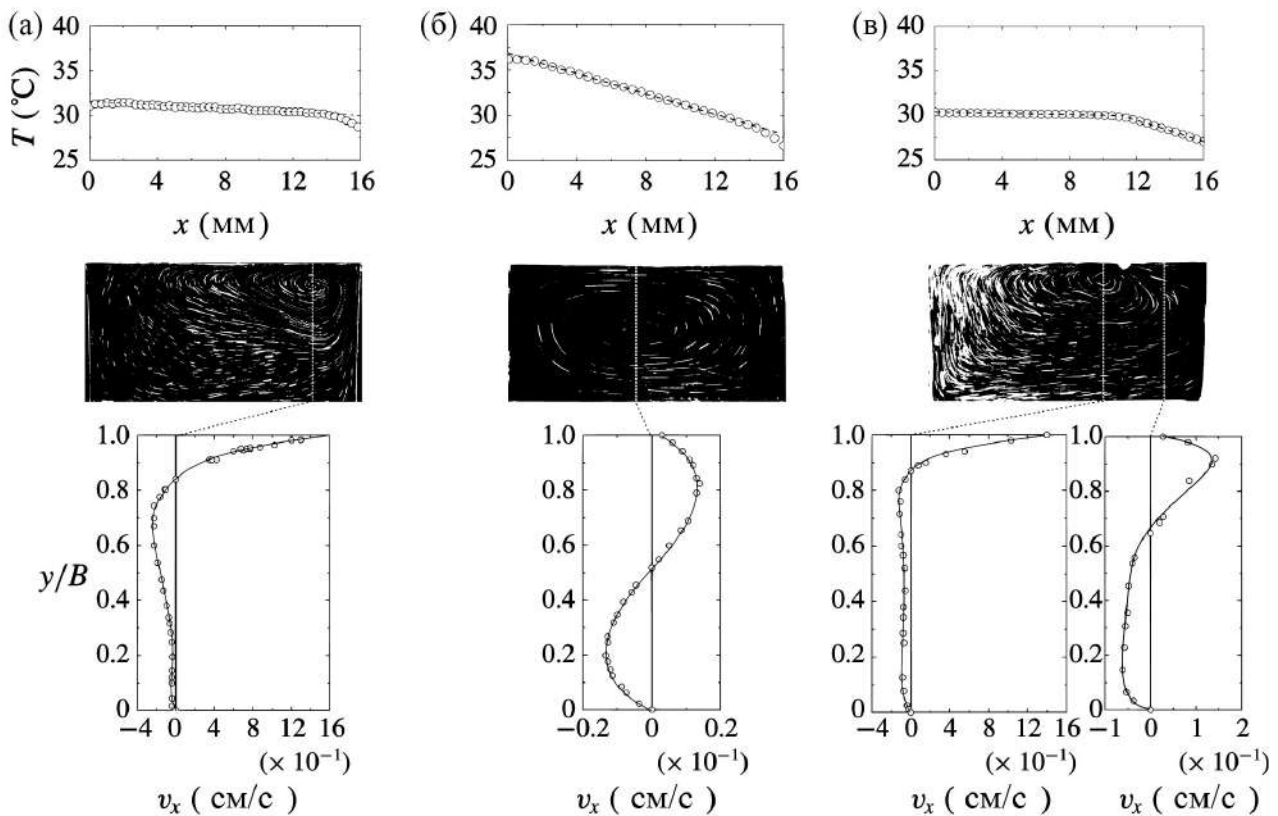


Рис. 1 — Температурный профиль вдоль границы

раздела (верхний ряд), структура течения в объёме (второй ряд), вертикальный профиль горизонтальной скорости жидкости (третий ряд) для трех случаев: (а) - поверхность воды, свободная от молекул ПАВ, т.е.  $\Gamma_0 = 0$ ; (б) - сильно загрязненная поверхность воды ( $\Gamma_0 = 0.6$ ), когда застойная зона занимает всю границу раздела; (в) - двухзонная структура течения,  $\Gamma_0 = 0.1$ .

ПАВ, а также для промежуточного случая (см. Рис. 1). Здесь же приводятся вертикальные профили горизонтальной компоненты скорости и распределения температуры вдоль свободной поверхности. В случае чистой поверхности в объёме наблюдается интенсивный термокапиллярный вихрь, центр которого расположен вблизи верхнего холодного угла прямоугольной полости. Скорость на поверхности воды больше сантиметра в секунду. В случае большого количества ПАВ на поверхности в объёме наблюдается медленное термогравитационное течение, центр этой циркуляции практически совпадает с геометрическим центром кюветы, характерная скорость в объёме составляет 1 мм/с. Скорость жидкости на поверхности оказывается очень маленькой 0.1-0.001 мм/с, но не нулевой (подробнее этот факт обсуждается в разделе 2.3.4). Профиль температуры вдоль поверхности воды сохраняет линейный вид, но полный перепад температуры достигает 10 градусов Цельсия (при той же мощности нагрева). Наиболее интересен промежуточный случай слабо загрязнённой поверхности. Под действием термокапиллярных сил слой ПАВ отесняется от более нагретого края кюветы и на поверхности образуются два участка, разделённых застойной точкой. У более нагретого края развивается интенсивное термокапиллярное течение, которое, достигнув застойной точки, вынуждено подныривать под участок поверхности, занятый слоем ПАВ возле более холодного края. Центр объёмной циркуляции

оказывается локализован перед застойной точкой, разделяющей чистую межфазную поверхность и застойную зону, занятую ПАВ. Вертикальный профиль скорости имеет качественно разный вид под этими двумя участками: под свободной от ПАВ поверхностью максимум скорости находится на поверхности, а под застойной зоной профиль приобретает деформированный S-образный вид. Положение застойной точки легко определить по излому на профиле температуры, который приобретает кусочно-линейный вид. Продольный градиент температуры, оставаясь постоянным в пределах каждого участка, испытывает скачок на границе между участками. Это происходит из-за существенной разницы в величине диффузионного и конвективного теплопереноса, доминирующих в застойной зоне и на чистом от ПАВ участках поверхности соответственно. Таким образом, распределение температуры на поверхности позволяет определить как сам факт возникновения свободного от ПАВ участка поверхности, так и положение границы слоя ПАВ. Кроме того, полный перепад температуры в пределах застойной зоны позволяет рассчитать величину термокапиллярной составляющей касательных напряжений, приложенных к ней.

В параграфе 2.3.2 приводится измерение критического перепада температуры  $\Delta T^*$  вдоль поверхности воды (при превышении которого появляется чистый от ПАВ участок поверхности) как функции от концентрации ПАВ на поверхности. Вид этой зависимости носит нелинейный характер в силу нелинейного вида уравнения состояния. Далее приведен расчет критического перепада температуры  $\Delta T^*$  на основе уравнения баланса касательных напряжений. При этом делается допущение, что вязкие касательные напряжения со стороны объёмного течения малы по сравнению с касательными напряжениями термокапиллярной природы. Для расчетов используется модельное уравнение состояния в виде кусочно-линейной аппроксимации, а также закон сохранения полного количества ПАВ на поверхности. Результаты расчетов хорошо описывают данные экспериментальных измерений.

В параграфе 2.3.3 даётся определение безразмерного параметра упругости –  $E$ , впервые введённого<sup>1 2</sup> для описания конкуренции термокапиллярного эффекта и встречного эффекта Марангони со стороны слоя ПАВ. Он определяется следующим образом  $E = \Delta\sigma_T / \Delta\sigma_C$ , т.е. как соотношение перепадов поверхностного натяжения вдоль межфазной границы концентрационно-капиллярной и термокапиллярной природы. Случай  $E \geq 1$  означает, что термокапиллярные касательные напряжения уравновешиваются встречными концентрационно-капиллярными напряжениями, и вся межфазная поверхность остаётся покрытой ПАВ. В случае  $E < 1$  баланс нарушается, часть поверхности освобождается от ПАВ, и там развивается интенсивное термокапиллярное течение. Случай  $E = 0$  соответствует свободной от ПАВ межфазной границе. Далее приведены результаты измерения положения застойной точки как функции приложенного перепада температуры для разных значений концентрации ПАВ на поверхности. Положение застойной точки измеряется по

<sup>1</sup>Homsy G. M., Meiburg E. The effect of surface contamination on thermocapillary flow in a two-dimensional slot // Journal of Fluid Mechanics. — 1984. — Т. 139. — С. 443–459

<sup>2</sup>Carpenter B., Homsey G. M. The effect of surface contamination on thermocapillary flow in a two-dimensional slot. Part 2. Partially contaminated interfaces // Journal of Fluid Mechanics. — 1985. — Т. 155. — С. 429–439

положению излома на профиле температуры, как было описано выше. Здесь же приведены данные расчетов положения застойной точки, выполненных аналогично предыдущему параграфу, отличие состоит лишь в том, что теперь площадь, занятая ПАВ до включения нагрева, не совпадает с площадью, занимаемой сжатым слоем ПАВ. Результаты расчетов, как видно из рисунка 2, хорошо согласуются с экспериментальными данными, особенно для малых значений концентрации, для которых нелинейность уравнения состояния сказывается на более поздних стадиях сжатия слоя ПАВ. Так, для наименьшей безразмерной концентрации  $\Gamma_0 = 0.1$  экспериментальные точки в области  $E > 0.5$  ложатся на прямую, соответствующую линейному виду уравнения состояния. Для следующей концентрации  $\Gamma_0 = 0.18$  линейный участок существенно меньше, а для концентрации  $\Gamma_0 = 0.27$  его нет вообще, поскольку выполняется условие  $2\Gamma_0 > \Gamma_{gl} = 0.38$ , т.е. динамика застойной точки на границе слоя ПАВ описывается нелинейным уравнением состояния во всём диапазоне значений.

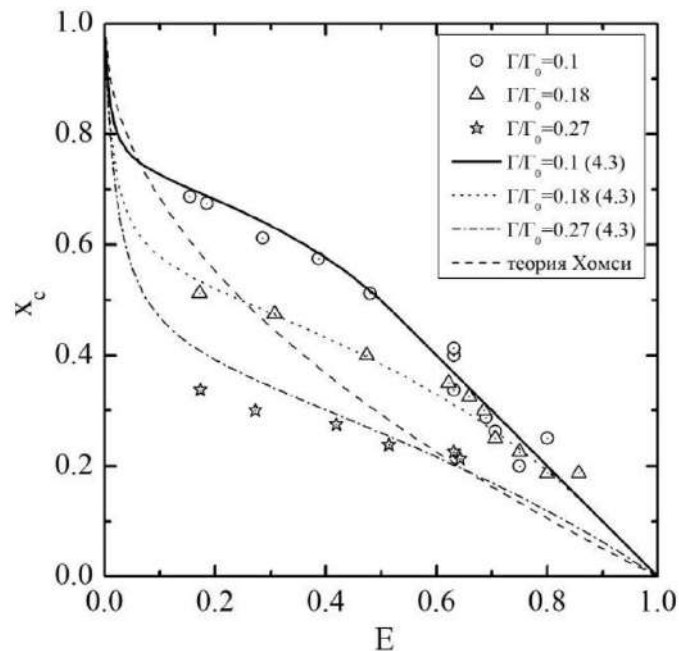


Рис. 2 — Сравнение аналитических (линии) и экспериментальных (точки) результатов. Безразмерное положение застойной точки  $x_c$  в зависимости от числа упругости  $E$  для трех различных значений начальной концентрации поверхностно-активного вещества.

На этом же графике приведена кривая, соответствующая формуле, полученной в пионерской работе<sup>2</sup> в допущении линейного вида уравнения состояния слоя ПАВ. Сразу бросается в глаза, что эта зависимость ни количественно, ни даже качественно не коррелирует с экспериментальными данными, в том числе и в области соответствующей линейному уравнению состояния (правый нижний квадрант). Главная причина такого несоответствия - это авторское предположение,<sup>2</sup> что распределение температуры вдоль поверхности жидкости в этой задаче всегда будет оставаться линейным как до появления чистого от ПАВ участка, так и после. Такое предположение эквивалентно пренебрежению конвективным теплопереносом вдоль поверхности по сравнению с диффузионным и, как оказалось, противоречит экспериментальным данным (см. параграф 2.3.1 и рисунок 1в). Учёт конвективного вклада в теплопроводность при фик-

сированном значении параметра  $E$  приводит к увеличению перепада температуры, приложенного к слою ПАВ и, как следствие, к его большему сжатию (см. рисунок 2).

Параграф 2.3.4 посвящён измерению скорости на поверхности воды для случая  $E > 1$ , когда приложенный перепад температуры ещё не приводит к появлению свободного от ПАВ участка. Прецизионные измерения показали, что, пока поверхность воды подвергается неоднородному нагреву, скорость на её поверхности не равна нулю. На рисунке 3а хорошо видно, что моменты включения или выключения нагрева сопровождаются резким увеличением скорости или сменой её знака. Первый пик на графике скорости связан с развитием термокапиллярного течения, переносящего ПАВ, возникающего сразу при включении неоднородного нагрева, и его последующего торможения за счёт Марангони эффекта. Второй (обратный) пик на графике скорости возникает при выключении нагрева, при этом сжатый слой ПАВ начинает растекаться в обратном направлении, возвращаясь к первоначальному однородному распределению по поверхности. За пределами этих переходных процессов скорость на поверхности воды достигает некоторого постоянного значения (см. рисунок 3б), величина которого существенно зависит от исходной концентрации ПАВ. Наличие некоторой «остаточной» скорости на межфазной поверхности связано с наличием встречного диффузионного потока в неоднородном по концентрации слое ПАВ. Поверхностная диффузия стремится «размыть» концентрационную неоднородность и для поддержания неизменного профиля концентрации необходимо наличие ненулевой скорости на поверхности жидкости. Таким образом, измерение поверхностной скорости позволяет рассчитать величину коэффициента поверхностной диффузии  $D_s$ .

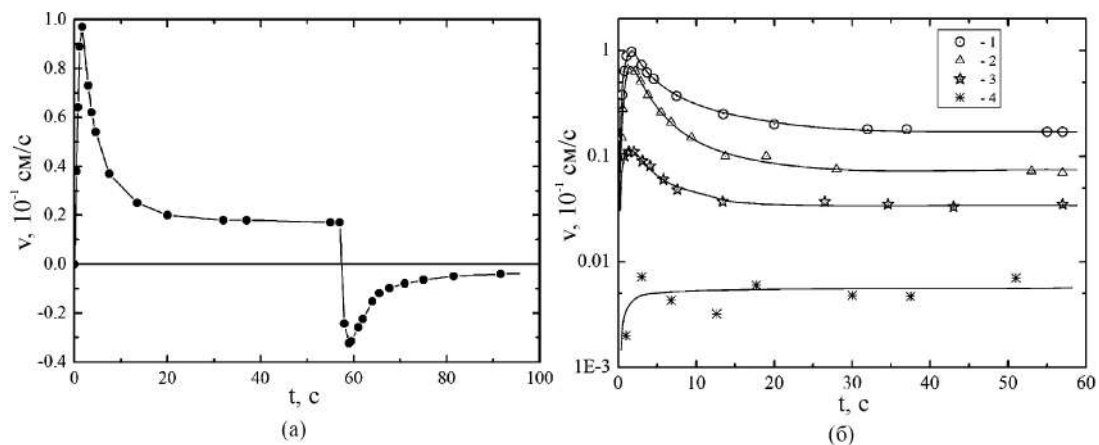


Рис. 3 — (а) Временная эволюция поверхностной скорости в точке с продольной координатой  $l/2$  (середина границы раздела) с момента включения лампы. Лампа погасла на пятьдесят седьмой секунде  $\Gamma/\Gamma_0=0.1$ . (б) Временная эволюция поверхностной скорости в середине границы раздела для различной начальной поверхностной концентрации  $\Gamma/\Gamma_0$ : 1 – 0.1, 2 – 0.18, 3 – 0.34, 4 – 0.43.

В параграфе 2.3.5 производится расчет величины  $D_s$  и сравнение полученных результатов с известными данными. Формула для такого расчёта была получена в своё время Хомси в постановке очень близкой той, которая реализуется в этой главе.<sup>1</sup> Величина поверхностной диффузии в разрежённых слоях ПАВ оказалась неожиданно большой. Так  $D_s = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$  для самых разреженных слоёв ПАВ и  $D_s = 6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$  для участка на стыке газообразного и жидко-расширенного фазовых

состояний. Здесь также подчёркивается, что альтернативных методов измерения поверхностной диффузии в разрежённых (газообразных) слоях нет, все существующие методики ориентированы на более конденсированные слои ПАВ и в данном случае неприменимы. Таким образом, полученные в работе значения, являются первыми экспериментальными данными по поверхностной диффузии в газообразных слоях низкомолекулярных ПАВ. Они согласуются по порядку величины с теоретическим предсказанием величины поверхностной диффузии, сделанным на основе кинетической газовой теории, молекулы ПАВ в которой моделировались жёсткими эллипсоидами, а взаимодействие с жидкостью подложки через введение эффективного трения<sup>3</sup>.

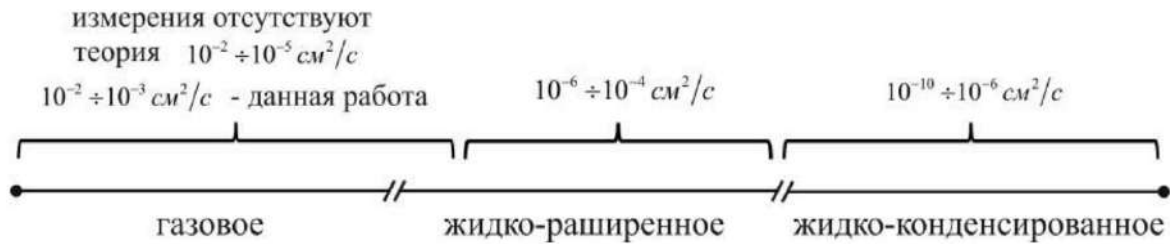


Рис. 4 — Диаграмма, иллюстрирующая результаты измерений поверхностной диффузии в различных диапазонах поверхностной концентрации, полученные в этом и других исследованиях.

**Третья глава** посвящена экспериментальному исследованию взаимодействия течения жидкости со слоем ПАВ в осесимметричной постановке. В разделе 3.1 даётся постановка задачи, которая состоит из двух пунктов: а) — определить влияние природы движущей силы (объёмной или поверхностной), создающей течение, на поведение слоя ПАВ; б) — исследовать условия нарушения осевой симметрии течения, сопровождающиеся возникновением многовихревых структур в слое ПАВ, и предложить возможный механизм этого явления. Здесь также приводится краткий обзор ряда экспериментальных работ, в которых подобное явление многократно наблюдалось.<sup>4 5 6 7 8</sup> Отдельно подчёркивается, что, несмотря на долгую историю этой задачи, вопрос о причинах и условиях возникновения таких структур до сих пор остаётся открытым.

Раздел 3.2 посвящён описанию экспериментальной установки. Экспериментальная кювета, выполненная из стекла, имеет форму широкого низкого цилиндра, на оси которого располагается источник течения. Кювета заполняется водой высокой степени очистки, на поверхности которой наносится слой ПАВ заданной концентрации. В параграфе 3.2.1 приведено описание пяти различных

<sup>3</sup>Cooper E.R., Mann J.A. Kinetic theory model for insoluble monolayer transport properties. The Dilute gas case // The Journal of Physical Chemistry. — 1973. — Т. 77, No 25. — С. 3024–3033

<sup>4</sup>Linde H., Shulewa N. Eine neue hydrodynamische Instabilität an einer mit einem Tensidfilm bedeckten Wasseroberfläche bei Strömungen zur Oberflächenenergieerneuerung // Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaften zu Berlin. — 1970. — Т. 12, No 11/12. — С. 883–894

<sup>5</sup>Pshenichnikov A., Yatsenko S. Convective diffusion from a concentrated source of surfactant // Proceedings of Perm State University. Fluid Dynamics. Issue 5. No. 316. — 1974. — С. 175

<sup>6</sup>Mizev A. Influence of an adsorption layer on the structure and stability of surface tension driven flows // Physics of Fluids. — 2005. — Т. 17, No 12. — С. 122107

<sup>7</sup>Mizev A., Trofimenko A. Effect of an insoluble surfactant film on the stability of the concentration-driven Marangoni flow // Fluid Dynamics. — 2014. — Т. 49, No 1. — С. 26–36

<sup>8</sup>Azimuthal instability of the radial thermocapillary flow around a hot bead trapped at the water–air interface / G. Koleski [и др.] // Physics of Fluids. — 2020. — Т. 32, No 9. — С. 092108



конструкций источников течения, использованных в данном исследовании. Они делятся на три типа в зависимости от природы движущей силы: источник S типа, приводящий в движение межфазную поверхность, источники V типа, приводящие в движение жидкость под поверхностью, и источники смешанного M типа, задействующие оба механизма. Независимо от конструкции все источники обеспечивают осесимметричное растекание жидкости от центра кюветы к периферии.

Параграф 3.2.2 содержит описание методик визуализации течения на поверхности и в объёме. Для визуализации конвективных структур используются светорассеивающие трассеры, которые добавляются либо в объём жидкости, либо только на её поверхность. Один из источников M типа подразумевает локальный разогрев поверхности жидкости излучением, подобно тому, как это делалось в предыдущей главе. В этом случае для визуализации также применялся тепловизор, что позволяло рассчитать распределение термокапиллярных касательных напряжений на межфазной поверхности.

Параграф 3.2.3 посвящён описанию физ-химических свойств, выбранных для исследования ПАВ, олеиновой и стеариновой кислот. Главная причина выбора именно этой пары заключается в варьировании такой характеристики слоя ПАВ, как поверхностной сдвиговой вязкости  $\eta_s$ . Для олеиновой кислоты эта величина имеет значение  $10^{-4}$  гр/с, а для стеариновой кислоты достигает  $10^{-3}$  гр/с. В этом же параграфе описана процедура подготовки поверхности воды и нанесения слоя ПАВ.

В Разделе 3.3 приведены экспериментальные результаты этой главы. Параграф 3.3.1 посвящён общему обзору наблюдаемых в эксперименте конвективных структур для источников различного типа. В зависимости от параметров слоя ПАВ и источника течения в экспериментах наблюдались четыре различных конвективных режима. Первые два из них многократно описаны в различных работах,<sup>4–8</sup> третий режим (параллельно с приведёнными здесь исследованиями) был описан лишь в одной работе 2020 года,<sup>8</sup> четвёртый режим не был описан ранее.

Первый, наиболее часто наблюдаемый режим, представляет из себя систему периодических по азимуту вихревых пар, число которых варьируется от одной (два встречных вихря занимают всю поверхность) до пяти. Реализуется этот конвективный режим, пример которого приведён на рисунке 5-I в тех случаях, когда концентрация ПАВ достаточно велика, или интенсивность осесимметричного течения недостаточна для сжатия слоя ПАВ. В терминах параметра упругости этот режим соответствует случаю  $E > 1$ .

Следующий по сложности реализации в эксперименте идёт конвективный режим, при котором слой ПАВ оттесняется от источника течения, вокруг которого образуется круглая зона чистой от ПАВ поверхности с интенсивным осесимметричным течением в ней. Снаружи эта зона окружена слоем ПАВ в форме кольца, в которой формируется многовихревая азимутально-периодическая система вихрей (см. рисунок 5-II). Образование двух зон на поверхности соответствует случаю  $E < 1$ .

Третий конвективный режим представляет из себя осесимметричное растекание жидкости под неподвижным слоем ПАВ (см. рисунок 5-III). Его удаётся получить при очень небольшой интенсивности течения, при этом большую роль играет осе-

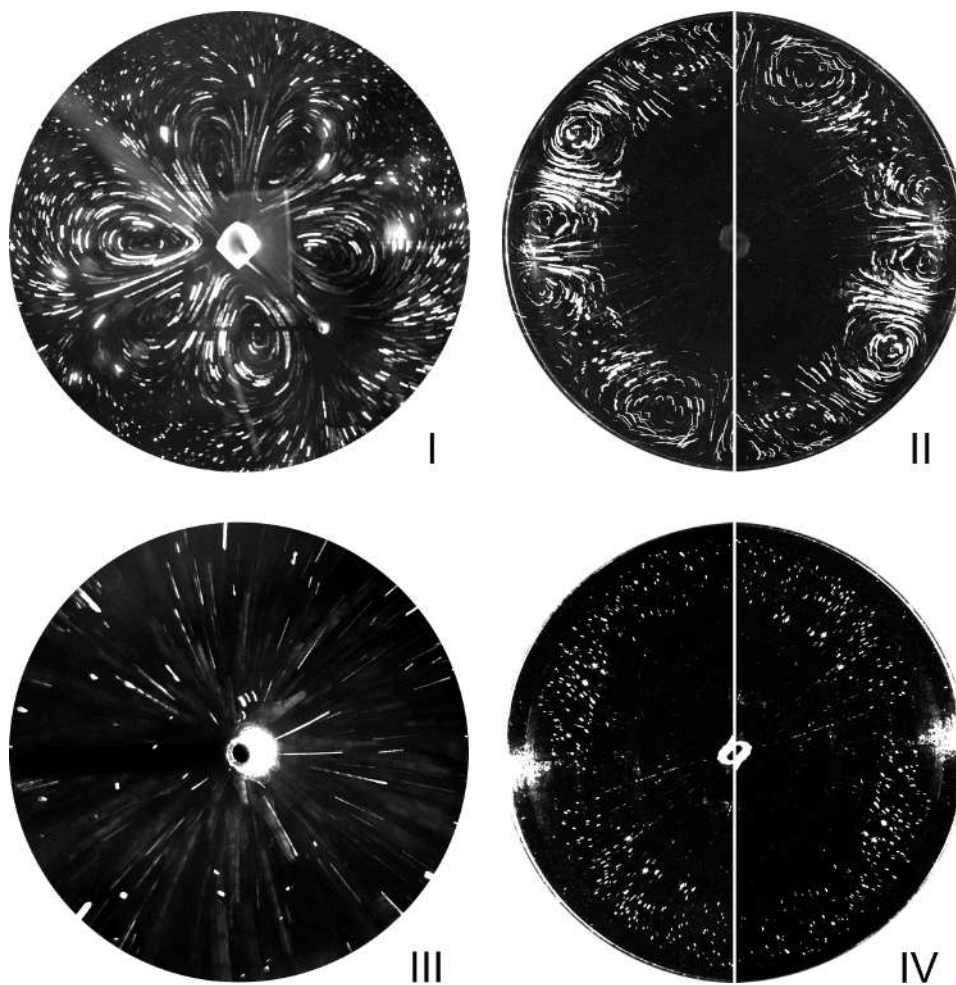


Рис. 5 — Четыре конвективных режима, наблюдающихся в эксперименте: I - источник типа  $V_2$ , время экспозиции  $t_{exp}=7$  s; II - источник S типа  $t_{exp}=10$  s; III - источник типа  $V_1$ ,  $t_{exp}=9$  s, длинные треки соответствуют течению под межфазной поверхностью, а точки - неподвижные трассеры на ней; IV - источник S типа,  $t_{exp}=10$  s.

вая симметрия исходного течения. Малые нарушения осевой симметрии течения приведут к тому, что получить в эксперименте третий конвективный режим не удастся. Плавное увеличение интенсивности течения приводит к смене третьего конвективного режима на первый, т.е. наблюдается пороговая потеря его устойчивости.

Последний, четвёртый режим представляет из себя случай двухзонного течения, подобного второму режиму, разница между ними заключается в отсутствии движения во внешнем кольцевом слое ПАВ (см. рисунок 5-IV). Более подробно этот режим рассматривается в параграфе 3.3.7. Описанные конвективные режимы реализуются для источников течения различной природы, и конвективные структуры для всех трёх типов источников практически идентичны.

В параграфе 3.3.2 приведены экспериментальные данные, касающиеся условий баланса на границе двух зон для случая формирования двухзонного конвективного режима. Локальный нагрев межфазной поверхности для приведения жидкости в движение позволил использовать методику расчета касательных напряжений на границе слоя ПАВ, аналогичную той, что описана в предыдущей главе. Расчеты

показывают, что на кольцевой застойной линии, являющейся границей двух зон, всегда выполняется условие баланса встречных касательных напряжений термокапиллярной и концентрационно-капиллярной природы

В параграфе 3.3.3 описана методика расчёта радиуса кольцевой застойной линии на основании параметра упругости  $E$ . Использование уже известных формул, связывающих параметр  $E$  с радиусом застойной линии для источников течения различной природы, не позволяет свести все зависимости к общему виду. Далее показывается, что получение единой зависимости возможно, если учесть такие характеристики источника, как его конечный физический размер и закон спадания мощности источника с расстоянием. Введение нового геометрического параметра  $\xi$  (см. рисунок 6а), позволяет свести на единую зависимость экспериментальные данные для источников различного типа. Здесь нужно обратить внимание, что эта зависимость является приближённой, поскольку получена в предположении, что концентрация в слое ПАВ не меняется существенно вдоль радиуса. Как видно из рисунка 6а, такое предположение хорошо выполняется для случая когда  $E > 0.01$ , при этом радиус застойной линии примерно равен трети радиуса кюветы.

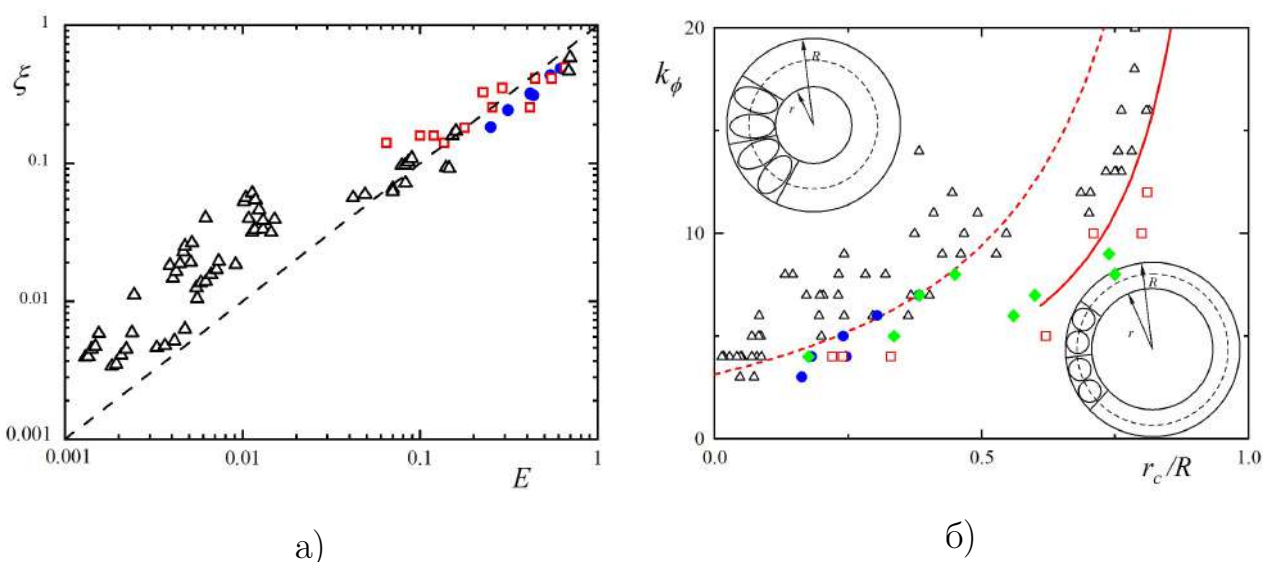


Рис. 6 — (а) Зависимость параметра  $\xi$  от числа упругости для различных типов источников. (б) Азимутальное волновое число многовихревой структуры в зависимости от безразмерного положения линии застоя для различных типов источников. Кривые строятся для  $m=1$  (красная сплошная линия) и  $m=2$  (красная пунктирная линия). Символы на всех графиках указывают на различные типы источников: черные треугольники -  $M_1$ , красные квадраты -  $M_2$ , синие круги -  $V_2$ , зеленые ромбы -  $S$ .

Параграф 3.3.4 посвящён исследованию основного параметра многовихревой структуры – длины волны как функции радиального размера застойной зоны для источников различного типа (см. рисунок 6б). Независимо от типа источника все данные ложатся на общую зависимость, которую можно сформулировать следующим образом: в узкой застойной зоне одиночный вихрь хорошо вписывается в квадрат (аспектное соотношение радиального и азимутального размеров вихря  $m$  равно единице), тогда, как в случае широкой застойной зоны, вихри становятся более вытянутыми вдоль радиуса и в квадрат вписывается уже пара



вихрей (аспектное соотношение  $m$  равно двум). Эти результаты не очень хорошо согласуются с уже известными результатами, полученными ранее для источника смешанного типа  $M_1$  (см. рисунок 6б). Этому расхождению даётся подробное объяснение, сводящееся к влиянию раствора спирта, используемого в источнике  $M_1$  для создания течения, на свойства самого слоя ПАВ.

В параграфе 3.3.5 также исследуются характеристики периодической вихревой структуры для случаев источников различного типа, но уже для случая  $E > 1$  (первый конвективный режим), когда застойная зона занимает всю поверхность. Здесь приведены экспериментальные снимки межфазной поверхности, где количество вихрей меняется от двух до восьми в зависимости от параметров источника течения.

Параграф 3.3.6 посвящён изучению структуры объёмного течения в случае второго конвективного режима, когда  $E < 1$ . Здесь приведены результаты визуализации течения как на поверхности, так и под ней в виде серии горизонтальных срезов, расположенных на различной глубине, а также вертикального среза, проходящего через ось симметрии кюветы (см. рисунок 7). Выполненные эксперименты показывают, что большую часть объёма кюветы занимает торроидальный вихрь, тогда как в узкой приповерхностной зоне осесимметричное течение сменяется радиальными струями периодическими по азимуту, которые достигают внешних стенок кюветы. Между этими струями формируются парные вихри. Наибольшую интенсивность эти вихри имеют непосредственно под поверхностью, на глубине 0.1 - 0.2 мм, с ростом глубины они очень быстро затухают и на глубине 1-2 мм следов вихревого движения не наблюдается. Вертикальный срез иллюстрирует то, как жидкость двигается от центра кюветы и, достигая границы слоя ПАВ, подныривает под него и движется дальше к периферии с формированием вязкого пограничного слоя, толщина которого оказывается порядка 1 мм. Таким образом, можно сделать следующий вывод: периодическая вихревая структура на поверхности согласуется с дивергентным течением жидкости в объёме посредством узкой приповерхностной зоны с переходным типом течения в виде периодической системы струй и вихрей между ними. Эта конвективная структура имеет необычное аспектное соотношение: её горизонтальные размеры в эксперименте достигали 7 см, а вертикальный размер составлял всего 1 мм. Фактически вся эта протяжённая по горизонтали структура помещается внутри вязкого пограничного слоя.

В параграфе 3.3.7 приведены результаты двух экспериментов, отличающихся друг от друга только одним параметром, а именно поверхностной сдвиговой вязкостью слоя ПАВ. В первом случае в качестве ПАВ выступала олеиновая кислота, а во втором – стеариновая кислота, свойства которых упоминались выше. Остальные параметры обоих экспериментов, такие как тип и мощность источника течения, размер кюветы и положение границы застойной зоны были одинаковы. В результате в первом эксперименте реализовывался второй конвективный режим с образованием двух радиальных зон и многовихревой структурой в застойной зоне (см. рисунок 5-II). А во втором эксперименте впервые удалось реализовать новый, четвёртый конвективный режим, который характеризуется также формированием двух радиальных зон, но движения на поверхности застойной зоны при этом не наблюдалось (см. рисунок 5-IV). Отсюда был сделан вывод, что при уменьшении

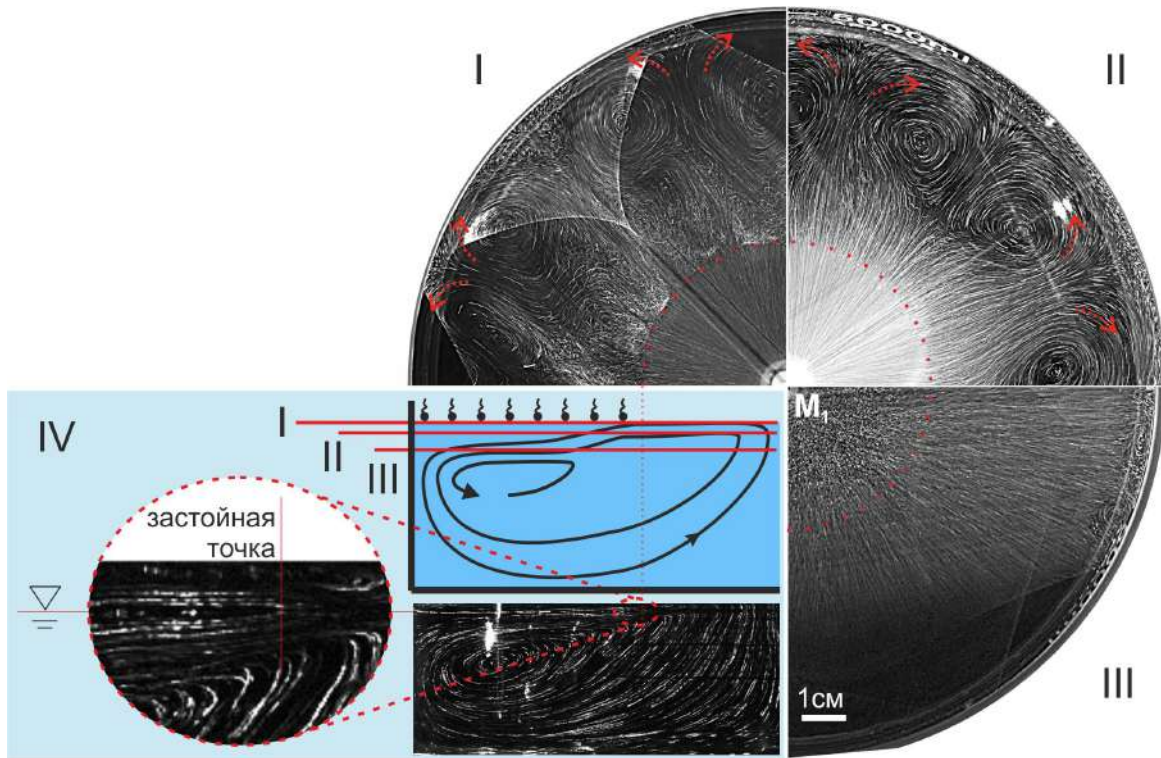


Рис. 7 — Структура течения, наблюдаемая в горизонтальных плоскостях, расположенных на: I - поверхности,  $t_{exp}=1.5$  с; II - глубине 0.5 мм,  $t_{exp}=5$  с; III - глубине 5 мм,  $t_{exp}=0.8$  с, для источника  $M_1$ . IV - схема расположения лазерного ножа (вверху) и структура течения, наблюдаемая в осевом поперечном сечении цилиндрической кюветы (внизу).

величины  $\eta_s$  от  $10^{-3}$  гр/с до  $10^{-4}$  гр/с, четвёртый конвективный режим пороговым образом теряет устойчивость и сменяется вторым конвективным режимом. Того же, по всей видимости, можно добиться, увеличивая интенсивность течения под слоем ПАВ аналогично тому, как это происходило с пороговой сменой третьего конвективного режима на первый (см. параграф 3.3.1).

В параграфе 3.3.8 обсуждается возможный физический механизм формирования вихревых структур, возникающих как результат неустойчивости механического равновесия слоя ПАВ при достижении порогового воздействия со стороны объемного течения. Причем механизм возникновения неустойчивости не зависит от наличия двухзонного течения и одинаков как в случае  $E < 1$  (при наличии двухзонного течения), так и в случае  $E > 1$ . Такой подход предполагает рассмотрение слоя ПАВ как отдельного гидродинамического объекта, чья динамика описывается в рамках так называемой модели Буссинеска-Скривена, где адсорбированный слой рассматривается как двумерная ньютоновская жидкость с присущими ей поверхностными вязкостями - сдвиговой  $\eta_s$  и дилатационной  $\eta_d$ . В основном состоянии вязкие касательные напряжения со стороны субфазы уравниваются градиентом поверхностного давления, обеспечивая механическое равновесие слоя. С этой точки зрения задача об устойчивости слоя ПАВ является двумерным аналогом задачи Рэлея-Бенара. Следуя этой аналогии, в работе был предложен безразмерный управляющий параметр задачи, названный поверхностным числом Релея  $Ra_s$ . Параметр был получен как отношение двух характерных времен - диссипативного и конвективного. Масштаб конвектив-

ного времени получен из соображений равенства сил, действующих на единичный элемент двумерной фазы, движущийся под действием вынуждающей силы со стороны течения жидкости. Его можно записать в следующем виде:  $\tau_f \sim L/u_s \sim \eta_s/\sigma_{xz} L$ . Возмущение скорости рассеивается вязкими силами в объёме, временной масштаб которых имеет порядок  $\tau_{dis} \sim L^2/\nu$ . Таким образом, безразмерный параметр, ответственный за возникновение неустойчивости в слое ПАВ может быть записан как:

$$Ra_s = \frac{\tau_{dis}}{\tau_f} = \frac{\sigma_{xz} L^3}{\nu \eta_s}.$$

где  $\sigma_{xz} = \eta \frac{\partial v_x}{\partial z} \Big|_{z=0}$  - удельная вязкая сила,  $L$  - продольный размер застойной зоны (относительно направления течения жидкости под слоем ПАВ), а  $\nu$  и  $\eta_s$  - кинематическая вязкость жидкости и поверхностная сдвиговая вязкость слоя ПАВ, соответственно. В работе также показано, что поверхностное число Рэлея может быть получено непосредственно при обезразмеривании уравнения Стокса для динамики двумерной ньютоновской жидкости в рамках приближения Буссинеска-Скривена.

Для случая, когда течение жидкости под слоем ПАВ приводит к образованию вязкого пограничного слоя, удельная вязкая сила может быть выражена как  $\sigma_{xz} = (\eta \rho U_0^3 / L)^{1/2}$ , а поверхностное число Рэлея принимает следующий вид:

$$Ra_s = \left( \frac{\eta \rho U_0^3}{L} \right)^{1/2} \frac{L^3}{\nu \eta_s} = \frac{\rho U_0^2 \delta L^2}{\nu \eta_s} = \frac{p \Delta Q L^2}{\nu \eta_s}.$$

здесь  $\delta$  - толщина вязкого пограничного слоя,  $p = \rho U_0$  - импульс единичного жидкого объёма,  $\Delta Q = U_0 \delta$  - падение удельного расхода жидкости на дистанции  $L$ . В последнем представлении введенный параметр  $Ra_s$  наиболее похож по структуре на число Рэлея, что дополнительно подчеркивает аналогию между задачами. На основании двух собственных экспериментов, а также данных, полученных сторонними авторами,<sup>8</sup> были получены оценки критической величины безразмерного параметра, которые во всех трёх случаях дали близкие значения  $10^4 < Ra_s < 10^5$ . Полученная оценка позволит в будущем проверить справедливость сделанных предположений о физической природе исследуемой неустойчивости на основе как новых экспериментальных данных, так и теоретических работ. В конце раздела обсуждается связь введенного в работе безразмерного параметра с известными в гидродинамике критериями подобия.

В разделе 3.4 обсуждаются необходимые и достаточные условия появления обнаруженной в работе неустойчивости, а также возможности ее развития в различных гидродинамических задачах. Здесь же высказано предположение, что развитие неустойчивости в слое ПАВ не ограничено только плоской поверхностью, а возможно на любой осесимметричной поверхности, например, цилиндрической (геометрия жидкого мостика) или сферической. Последний случай, соответствующий задаче о динамике пузырька или капли во внешнем однородном потоке, часто встречается в природе и широко распространён в ряде технологических процессов, подразумевающих тепло-массообмен в многофазных средах таких, как барботирование, флотация и т.д.

Описанный механизм неустойчивости позволяет по-новому взглянуть на результаты некоторых экспериментальных исследований в межфазной гидродинамике. Так, развитие первой моды описываемой неустойчивости на поверхности свободно всплывающего пузырька может естественным образом привести к переходу от прямолинейной к спиральной траектории его всплытия (парадокс Леонардо). Первая мода, состоящая из двух вращающихся навстречу друг другу вихрей, отличается от всех остальных мод тем, что не содержит застойной точки на оси симметрии задачи (в случае всплывающего пузырька на его верхнем полюсе), т.е. скорость поверхности в этой точке не обращается в ноль. Наличие же ненулевой касательной компоненты скорости жидкости в этой точке автоматически означает, что вертикальная траектория всплытия сменится наклонной. Дальнейшее сворачивание наклонной траектории в спираль может происходить, например, как результат взаимодействия двухвихревого поверхностного течения с присоединённым тороидальным вихрем.

С точки зрения современной науки спонтанная смена траектории всплытия обусловлена гидродинамической неустойчивостью в следе за всплывающим пузырьком, но механизм её развития до сих пор до конца не ясен. Возможно, что именно вихревая циркуляция на межфазной границе является в этой задаче важным передаточным механизмом, связывающим условия на межфазной поверхности и гидродинамические эффекты, развивающиеся в следе.

В **приложении** приведено описание модернизированного метода капиллярных волн, используемого в этой работе для определения равновесных и динамических свойств слоёв ПАВ. Целью модернизации метода ставилось упрощение экспериментальной методики, ускорение процедуры измерения и кардинальное уменьшение объёма жидкой пробы, необходимой для измерения. Предложен новый бесконтактный акустический способ возбуждения цилиндрических капиллярных волн субмикронной амплитуды, позволяющий работать с частотами возбуждения вплоть до  $10^4$  Гц. Использование высокочастотного источника позволяет получать волны на поверхности жидкости с длиной волны около 0.5 мм, при этом для работы метода достаточно около  $1 \text{ см}^2$  площади межфазной поверхности, а необходимый объём жидкости может быть ограничен  $0.1 \text{ см}^3$ , что в  $10^2 - 10^3$  раз меньше чем у существующих методик.

Для регистрации используется интерференционный метод, позволяющий мгновенно получить интерферограмму профиля поверхности. Также важным элементом предлагаемой методики является способ фильтрации нежелательной составляющей профиля поверхности, не связанной с профилем вынужденной капиллярной волны, а являющейся следствием паразитных вибраций или кривизны жидкого мениска. Для этого используется разложение пространственного сигнала в ряд Цернике с последующим выделением высокочастотной составляющей (см. рисунок 8).

Далее, выделенный полезный сигнал аппроксимируется функцией, описывающей бегущую цилиндрическую волну, с подбором оптимальных значений длины волны  $\lambda$  и коэффициента затухания  $\beta$ . Эти две величины вместе с частотой возбуждения  $\nu$  позволяют рассчитать различные физические характеристики, такие как поверхностное натяжение и вязкость жидкости, а также вязко-упругие свойства слоя ПАВ. Для этого можно использовать численные методы решения

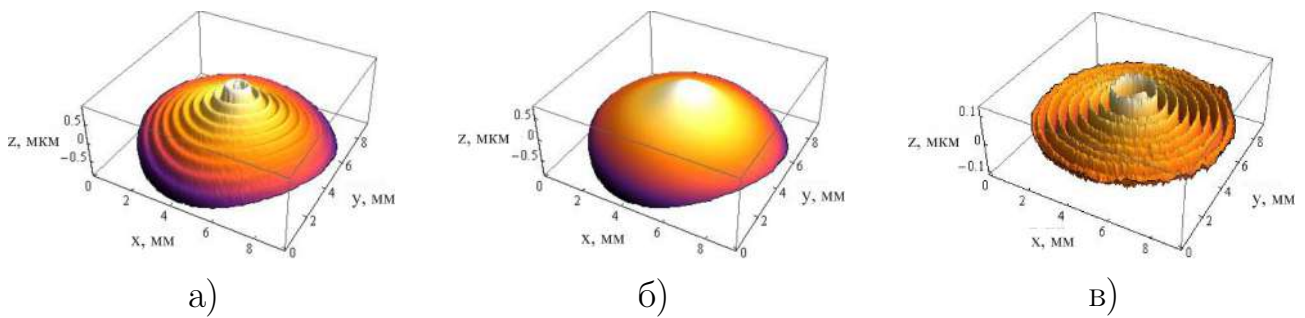


Рис. 8 — Этапы реконструкции капиллярной волны. (а) 3D-профиль межфазной поверхности, восстановленный из интерферограммы, (б) паразитная крупномасштабная составляющая профиля, (в) профиль вынужденной капиллярной волны, полученный после вычитания паразитного профиля.

полного дисперсионного соотношения, которое в общем виде является комплексным уравнением десятого порядка, или использовать упрощённые формулы для отдельных частных случаев.<sup>9</sup> Выполненные тестовые измерения на различных чистых жидкостях, а также с контролируруемыми слоями ПАВ показали хорошую точность измерения по сравнению с общепринятыми в физ-химии методами.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

Экспериментально изучены некоторые случаи взаимодействия течения жидкости со слоем ПАВ на её поверхности и продемонстрировано, что возможные стационарные конвективные режимы на межфазной поверхности, покрытой слоем нерастворимого ПАВ, полностью определяются двумя параметрами подобия  $E$  и  $Ra_s$ .

Если течение жидкости вдоль межфазной границы, покрытой слоем ПАВ, приводит к его перераспределению по поверхности, то, как следствие, возникает встречный эффект Марангони, тормозящий это течение. Так происходит в случае дивергентного растекания жидкости от локального источника или при однонаправленном течении жидкости, например, в узких зазорах, навязывающих одномерный характер движения слоя ПАВ. В этом случае взаимодействие течения со слоем ПАВ описывается с помощью единственного безразмерного параметра – параметра упругости  $E$ .

1. В случае, когда  $E < 1$  течение настолько сжимает слой ПАВ, что возникает чистый участок межфазной поверхности, граничащий с застойной зоной, занятой ПАВ. Положение границы застойной зоны зависит от сжимаемости слоя ПАВ, т.е. от уравнения состояния, которое для реальных ПАВ всегда нелинейно. Прямые измерения продемонстрировали, что на границе застойной зоны соблюдается равенство встречных касательных напряжений. Расчёты положения границы застойной зоны на основе решения уравнения баланса касательных напряжений в предположении малости вязкого слагаемого находятся в хорошем согласии с экспериментом.
2. Если  $E > 1$ , то вся межфазная поверхность является застойной зоной, занятой ПАВ. В случае конденсированного фазового состояния слоя ПАВ скорость жидкости на поверхности оказывается порядка 1 мкм/с, т.е. фактически нулевой. Нетривиальным с точки зрения скорости течения оказывается

<sup>9</sup>Rajan G. K., Henderson D. M. Linear waves at a surfactant-contaminated interface separating two fluids: Dispersion and dissipation of capillary-gravity waves // Physics of fluids. — 2018. — Т. 30, No 7. — С. 072104

случай разрежённого (газообразного) слоя ПАВ, что обусловлено величиной коэффициента поверхностной диффузии. В нестационарном режиме слой ПАВ может существенно сжиматься или релаксировать, что сопровождается возникновением поверхностных течений со скоростями порядка 1 мм/с. В установившемся режиме скорость этих течений может оказаться порядка 0.1 мм/с. Измерение установившейся поверхностной скорости может быть использовано для определения величины поверхностной диффузии  $D_s$ .

Наличие второй степени свободы слоя ПАВ приводит к потенциальной возможности вихревой циркуляции молекул ПАВ по замкнутым траекториям на межфазной поверхности, что не приводит к его перераспределению и торможению течения за счёт эффекта Марангони. Возникновение такого типа движения на межфазной поверхности обусловлено вязким взаимодействием с течением в объёме и происходит пороговым образом. Предложен механизм ответственный за возникновение на поверхности циркуляционного течения и соответствующий параметр подобия - поверхностное число Релея  $Ra_s$ , которое зависит от величины вязких касательных напряжений на межфазной поверхности, протяжённости застойной зоны и вязких характеристик жидкости и слоя ПАВ. Величина критического значения параметра подобия оценивается на основе экспериментальных данных как  $10^4 < Ra_s^* < 10^5$ .

1. Если  $Ra_s < Ra_s^*$ , то поверхностная скорость в застойной зоне обусловлена поверхностной диффузией и может достигать значений порядка 0.1 мм/с для газообразных слоёв ПАВ.
2. Если  $Ra_s > Ra_s^*$ , в застойной зоне начинает формироваться упорядоченная вихревая структура, поверхностная скорость в различных участках этой структуры может варьироваться в широком диапазоне значений  $10^{-2} - 10^1$  мм/с. Формирование этой структуры приводит к уменьшению диссипации энергии в вязком пограничном слое под застойной зоной.

**Перспективы дальнейшей разработки темы** состоят в первую очередь в построении полной математической модели неустойчивости механического равновесия слоя ПАВ и её исследовании методами теории возмущений. Также необходимо провести тщательную экспериментальную проверку предложенного параметра подобия для случая плоской межфазной границы. Следующей точкой для приложения усилий может стать задача о неустойчивости механического равновесия слоя ПАВ в сферической геометрии, например, на поверхности всплывающего газового пузырька.



## Публикации автора по теме диссертации

1. *Shmyrov A., Mizev A., Demin V., Petukhov M., Bratsun D.* On the extent of surface stagnation produced jointly by insoluble surfactant and thermocapillary flow // *Advances in colloid and interface science.* — 2018. — Т. 255. — С. 10–17.
2. *Shmyrov A., Mizev A., Shmyrova A., Mizeva I.* Capillary wave method: An alternative approach to wave excitation and to wave profile reconstruction // *Physics of Fluids.* — 2019. — Т. 31, № 1. — С. 012101.
3. *Shmyrov A., Mizev A.* Surface diffusion in Gaseous monolayers of an insoluble surfactant // *Langmuir.* — 2019. — Т. 35, № 44. — С. 14180–14187.
4. *Shmyrov A., Mizev A., Demin V., Petukhov M., Bratsun D.* Phase transitions on partially contaminated surface under the influence of thermocapillary flow // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2019. — Т. 877. — С. 495–533.
5. *Mizev A., Shmyrov A., Shmyrova A.* On the shear-driven surfactant layer instability // *Journal of Fluid Mechanics.* — 2022. — Т. 939. — С. 495–533.
6. *Shmyrov A.* Thermo-capillary flow in a Hele-Shaw cell as a tool for research of the dynamics of insoluble surfactant monolayer // *EPJ Web of Conferences.* Т. 213. — EDP Sciences. 2019. — С. 02073.
7. *Shmyrova A., Shmyrov A.* Instability of a homogeneous flow from a lumped source in the presence of special boundary conditions on a free surface // *EPJ Web of Conferences.* Т. 213. — EDP Sciences. 2019. — С. 02074.
8. *Shmyrova A., Shmyrov A., Mizeva I., Mizev A.* Registration of high-frequency waves on the surface by the interference methods // *EPJ Web of Conferences.* Т. 213. — EDP Sciences. 2019. — С. 02075.
9. *Шмырова А.И. Шмыров А.* Механизмы формирования вихревых структур на границе раздела жидкость-газ в присутствии адсорбционного слоя // *Вест. ПГУ Физика.* — 2020. — № 3. — С. 31–38.
10. *Mizev A., Shmyrov A.* Studying the surfactant dynamics at non-isothermal liquid surface with thermography // *Journal of Physics: Conference Series.* Т. 2127. — IOP Publishing. 2021. — С. 012003.