

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ НАУЧНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК» (ИПФ РАН)

На правах рукописи

ШОМИНА Ольга Владимировна

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ИЗМЕНЧИВОСТИ КОРОТКИХ ВЕТРОВЫХ ВОЛН
И ГЕОМЕТРИИ СЛИКОВЫХ СТРУКТУР В ПРИЛОЖЕНИИ К ПРОБЛЕМЕ
РАДИОЛОКАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ**

25.00.29 – физика атмосферы и гидросферы

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., Ермаков С.А.

Нижний Новгород – 2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ КОНТРАСТОВ В СЛИКАХ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ (ПАВ).....	19
1.1 Введение	19
1.2 Натурные эксперименты по наблюдению пленочных сликков с использованием средств многочастотной двухполяризационной радиолокации.....	24
1.2.1 Результаты спутниковых наблюдений модельных пленок в X- диапазоне.....	25
1.2.2 Результаты натурных экспериментов с использованием комплекса многочастотной радиолокации (КМРЛ) по наблюдению модельных пленок с подвижного основания.....	28
1.2.3 Результаты натурных экспериментов с использованием КМРЛ по наблюдению модельных пленок со свайного основания	31
1.3 Контрасты Брэгговской и неполяризованной компонент при радиолокационном зондировании сликков в различных направлениях к ветру: результаты и анализ в рамках модели локального баланса	32
1.4. Выводы к главе 1	43
ГЛАВА 2. ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ЗАТУХАНИЯ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНЫХ ВОЛН (ГКВ) В ПРИЛОЖЕНИИ К ПРОБЛЕМАМ ФОРМИРОВАНИЯ СПЕКТРА ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ И ДИСТАНЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛЕНОК ПАВ НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ.	45
2.1 Введение	45
2.2 Лабораторное исследование затухания поверхностных волн из-за турбулентности при помощи метода параметрически возбуждаемых волн	49
2.2.1 Возбуждение гравитационно-капиллярных волн	51
2.2.2 Генерация турбулентности и измерение ее характеристик.....	53
2.2.3 Преимущества метода.....	55
2.2.4 Результаты эксперимента и обсуждение.....	58
2.3. Сравнительный анализ затухания поверхностных волн из-за влияния турбулентности и пленок ПАВ в приложении к задачам дистанционного зондирования сликков	64
2.3.1. Влияние обрушающихся длинных волн на затухание гравитационно-капиллярных волн в присутствии пленки ПАВ	65
2.3.2. Сравнение коэффициентов затухания ГКВ из-за влияния пленки ПАВ и приповерхностной турбулентности.....	69

2.3.3. Развитие модели спектральных контрастов в сliках ПАВ с учетом затухания волн из-за влияния приповерхностной турбулентности.	75
2.4 Выводы к главе 2	77
ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ГЕОМЕТРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛИКОВЫХ СТРУКТУР В ПОЛЕ НЕОДНОРОДНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ВЕТРА	79
3.1. Введение	79
3.2. Теоретическое исследование геометрии линий тока в поле одиночного осесимметричного спирального вихря и однородного ветрового дрейфового течения.....	83
3.3. Численное моделирование распространения поверхностно-активного вещества от точечного источника	87
3.4. Обсуждение результатов.....	93
3.5. Выводы к главе 3	98
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	99
СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	101
СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	112

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Вариации характеристик ветрового волнения на морской поверхности могут служить маркером различных явлений и процессов, происходящих в атмосфере и гидросфере, например, вариаций поля приводного ветра, распространения атмосферных фронтов и внутренних волн в атмосфере и океане, неоднородных струйных течений и фронтальных зон, областей интенсивного цветения воды, особенностей профиля дна и др. [1-8]. Возможности определения природы аномалий обусловлены развитием методов интерпретации данных дистанционного мониторинга, опирающихся на фундаментальное понимание механизмов формирования спектра поверхностного волнения. Наряду с естественными процессами на морской поверхности могут проявляться аномалии волнения антропогенного характера, такие как нефтяные разливы и турбулентные корабельные следы [9-11]. В связи с резким увеличением антропогенной нагрузки, связанной с промышленными выбросами загрязняющих веществ, судовыми сбросами, бытовыми канализационными стоками, загрязнениями при добыче и транспортировке нефтепродуктов и т.д. [12], дистанционная диагностика загрязнений на морской поверхности является актуальной задачей. При этом к перспективным методам диагностики загрязнений относятся методы микроволнового радиолокационного (РЛ) зондирования как всепогодные и круглосуточные. Загрязняющие пленки поверхностно-активных веществ (ПАВ) на морской поверхности, как известно, оказывают сильное влияние на ветровое поверхностное волнение, а их присутствие на морской поверхности в условиях умеренных ветров проявляется на РЛ изображениях в виде т.н. сликов, областей пониженной интенсивности сигнала [2]. Основная проблема использования радиолокационной диагностики поверхностных загрязнений в настоящее время заключается в отсутствии надежных связей между характеристиками пленок и РЛ сигналов при заданных метеоусловиях, при этом физические механизмы и их относительный вклад в рассеяние микроволн морской поверхностью активно обсуждаются в литературе [13- 15]. Слабо изучены и физические механизмы распространения поверхностных загрязнений в океане, и процессы деградации последних, кроме того, данные о вязкоупругих характеристиках пленок разной природы (нефтепродуктов, синтетических поверхностно-активных веществ, биогенных пленок) носят фрагментарный характер [16-18]. Все описанные факторы ограничивают возможности оперативного мониторинга морской поверхности и препятствуют развитию систем экстренного реагирования на катастрофические загрязнения акваторий.

На данный момент в качестве основных параметров, характеризующих слики на РЛ изображении, в литературе рассматриваются радарные контрасты (отношение интенсивности РЛ сигнала в фоновом участке морской поверхности к соответствующей величине в слике) и морфологические особенности (набор данных о форме и изрезанности границы) [19]. При отсутствии предварительной информации о возможном источнике слика (изображение загрязняющего судна, близость крупных транспортных путей, присутствие в акватории нефтедобывающей платформы или мест естественного выхода нефти), решение о естественной или антропогенной природе загрязнения обычно принимают на основе данных о морфологии слика. Антропогенные слики, в отличие от биогенных, характеризуются обычно более четкой границей и высокими значениями радарных контрастов [20-22]. Экспериментальные РЛ наблюдения морской поверхности свидетельствуют о том, что для антропогенных пленочных сликов величины контрастов зависят от поляризаций ЭМ излучения, условий зондирования (угла падения и длины волны излучения), гидрометеорологических условий (скорость и направление ветра по отношению к направлению зондирования) и вязкоупругих характеристик самой пленки [23,24]. Одним из перспективных путей получения информации о веществе слика на морской поверхности является развитие методов восстановления вязкоупругих характеристик ПАВ по наблюдаемым значениям радарных контрастов с привлечением вспомогательной информации о гидрометеорологических условиях в момент получения изображения [20].

В последнее время в литературе поднимается вопрос о применимости резонансного (брэгговского) механизма рассеяния РЛ излучения морской поверхностью, что связано с накоплением эффектов, описание которых невозможно в рамках Брэгговской и двухмасштабной моделей. В качестве источников нерезонансного рассеяния, дающих значительный вклад в сигнал на горизонтальной поляризации зондирующего излучения, выделяют сильные обрушения интенсивных ветровых волн [25] и генерируемые ими водяные брызги и пузырьки [26], а также нелинейные особенности профилей микрообрушений [27, 28]. В условиях умеренных углов падения выделение Брэгговской компоненты рассеяния, пропорциональной интенсивности спектра ветровых волн на брэгговском волновом числе, возможно при одновременном зондировании морской поверхности на ВВ и ГГ (вертикальной и горизонтальной соответственно) поляризациях. В таком случае радарный контраст брэгговской компоненты пропорционален спектральному контрасту – отношению интенсивности ветрового волнения на брэгговском волновом числе в фоне к интенсивности в пленке. Существующие модели спектральных контрастов [14,29], описывающие формирование спектра поверхностного волнения и влияние ПАВ на его спектральные характеристики, нуждаются в развитии и верификации на основе систематических наблюдений РЛ контрастов в пленочных сликах с

известными характеристиками (модельных искусственных сликх) при различных условиях зондирования, на данный момент не представленных в литературе. Развитие предложенных моделей основано на корректном учете возбуждения волн ветром, процессов нелинейного взаимодействия волн и переноса энергии по спектру, а также слагаемых, описывающих сток энергии. Что касается последних, отметим, что сток энергии ветровых волн, связанный с влиянием приповерхностной турбулентности, в современных моделях не учитывается, при этом наблюдения областей локализованной турбулентности (например, выглаженных корабельных следов) свидетельствуют о существенном влиянии ее на затухание поверхностного волнения [30]. Предложенные в литературе механизмы проявления эффекта затухания волн на турбулентности описывают в основном предельные случаи потери энергии волны на крупных по сравнению с длиной волны вихрях [31,32] и на мелкомасштабной турбулентности [33], исключая, пожалуй, [34]. Оценки характеристик океанической турбулентности [35] показывают, что для задач радиолокации длина поверхностной брэгговской волны по порядку величины может быть сравнима с интегральным масштабом турбулентности – для таких случаев отсутствует и теоретическое описание затухания волнения, и экспериментальные данные. Таким образом, можно сделать вывод о необходимости проведения новых экспериментов, основанных на корректных экспериментальных методиках и затрагивающих случай сопоставимых по порядку пространственных масштабов турбулентности и волны. Учет членов, ответственных за затухание волнения на турбулентности, является одним из возможных способов развития модели спектральных контрастов для волн см диапазона, который мог бы объяснить некоторые наблюдаемые особенности поведения контрастов при изменении скорости ветра, которые будут описаны в рамках настоящей работы.

Рассматривая морфологические особенности сликх на морской поверхности, стоит отметить, что широкая распространенность сликх биогенной природы на морской поверхности позволяет использовать их в качестве маркеров приповерхностных процессов – неоднородных течений [36 37], внутренних волн [38], суб- и мезомасштабных вихревых структур [2,3]. В последнем случае внешний масштаб вытянутых и закрученных полос ПАВ часто напрямую ассоциируется с масштабом маркируемого морского вихря [39, 40]. Однако такой подход характеризуется рядом проблем: так, не учитываются зависимость размера формируемой спиральной структуры от положения источника ПАВ относительно центра реального вихря, а также влияние ветра на кинематику элемента слика. Это может приводить к некорректной оценке истинных масштабов наблюдаемых вихревых структур. Исследование влияния этих факторов на возможности формирования и морфологию сликх спиральной является одной из актуальных задач, имеющих практическое применение в части определения истинных

масштабов морских вихрей, наблюдаемых на РЛ и оптических изображениях морской поверхности.

Настоящая диссертационная работа представляет собой комплексное исследование, затрагивающее ряд проблем, связанных с радиолокационным зондированием и идентификацией пленочных сликов на морской поверхности, исследованием затухания гравитационно-капиллярных волн на приповерхностной океанической турбулентности, анализом геометрии сликовых спиралей, маркирующих неоднородные течения и океанические вихревые структуры. Указанное исследование выполнялось в ходе натуральных и лабораторных экспериментов с использованием современного оборудования, а также теоретического анализа и численного моделирования.

Цель и задачи исследования.

Основными целями настоящего исследования являются выявление новых особенностей отображения пленок в характеристиках радиолокационных сигналов, анализ механизмов изменчивости спектральных характеристик ветрового волнения в присутствии пленок ПАВ и приповерхностной турбулентности, а также исследование особенностей геометрии сликовых структур в поле неоднородных течений и ветра.

Достижение этих целей потребовало решения следующих задач:

а) проведение натуральных экспериментов по РЛ наблюдению модельных сликов ПАВ при умеренных углах зондирования и анализ полученных контрастов Брэгговской и неполяризованной компонент при различных условиях наблюдения;

б) исследование затухания поверхностных волн на турбулентности, сравнение его с затуханием на пленках ПАВ в условиях интенсивного ветрового волнения в приложении к проблеме формирования спектра ветровых волн и дистанционного зондирования сликов;

в) теоретическое исследование особенностей геометрии линий тока и численное моделирование распространения пассивной примеси от точечного источника в поле однородного ветрового дрейфа и неоднородного течения - одиночного морского вихря.

Научная новизна

Исследования, описанные в настоящей диссертационной работе, новы и оригинальны.

По итогам их выполнения были получены следующие научные результаты:

- На основе проведенных систематических экспериментов по радиолокационному зондированию сликов, связанных с высокоупругими пленками поверхностно-активных веществ

(ПАВ), показано, что в условиях умеренных скоростей ветра контрасты брэгговской компоненты рассеяния в S-/C-/X-диапазонах микроволн при умеренных углах падения излучения растут с уменьшением длины микроволн при зондировании параллельно скорости ветра и уменьшаются в перпендикулярном направлении. Контраст неполяризованной компоненты увеличивается с ростом волнового числа для всех направлений зондирования, оставаясь сравнимым по порядку величины с контрастом брэгговской компоненты.

- Развита лабораторный метод исследования затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности турбулизованной жидкости, основанный на одновременной генерации поверхностных волн и турбулентности в вертикально осциллирующей кювете. Метод оптимизирован в части выбора режимов параметрического возбуждения волн, что позволило существенно повысить точность определения коэффициента затухания последних. Показано, что развитый метод может характеризоваться как наиболее достоверный и точный по сравнению с известными из литературы.

- С использованием параметрического метода в условиях контролируемого лабораторного эксперимента исследовано затухание поверхностных волн на турбулентности. Получены зависимости коэффициентов затухания гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) и вихревой вязкости от частоты волны и для сопоставимых масштабов турбулентности и длины волны впервые выявлено существование максимума вихревой вязкости как функции длины волны, показано, что величина вихревой вязкости пропорциональна среднеквадратичной скорости турбулентных пульсаций.

- На основе теоретического анализа особенностей линий тока приповерхностного течения, связанного с осесимметричным спиральным вихрем и постоянным ветровым дрейфом, показано, что присутствие поверхностного дрейфа, меньшего максимума скорости в вихре, приводит к образованию двух критических точек линий тока. Первая, являющаяся узлом или фокусом и расположенная внутри ядра вихря, является устойчивой, если дивергенция двумерного поля скорости в этой критической точке отрицательна, и неустойчивой, если - положительна. Вторая особая точка, локализованная вне ядра вихря, является седлом. Такое поведение линий тока качественно согласуется с особенностями геометрии сликовых структур, наблюдаемых на спутниковых изображениях морской поверхности.

- Аналитически и численно показано, что в присутствии однородного поверхностного ветрового дрейфа центры морского вихря и спирального слика, формируемого от точечного источника, могут быть разнесены на расстояние, сравнимое с радиусом ядра вихря; для заданных характеристик вихря продемонстрировано существование максимальной величины скорости дрейфа, при которой возможно формирование спиральной структуры, при этом ее

геометрия сильно зависит от положения источника ПАВ относительно центра вихря и скорости поверхностного дрейфового течения.

Положения, выносимые на защиту.

1. Контрасты брэгговской компоненты радиолокационного сигнала при зондировании пленочных сликов на умеренных углах падения излучения в условиях умеренных ветров растут с увеличением волнового числа микроволн S-/C-/X-диапазонов при наблюдении параллельно ветру и уменьшаются в направлении поперек ветра.

2. Развитый параметрический метод исследования затухания волн на турбулентности позволяет минимизировать факторы, маскирующие эффект затухания, и получить более точные значения коэффициента затухания волн по сравнению с описанными ранее в литературе.

3. В диапазоне сопоставимых масштабов турбулентности и длин волн существует максимум вихревой вязкости как функции длины волны, а сама величина пропорциональна среднеквадратичной скорости турбулентных пульсаций.

4. Для осесимметричного вихря, модуль скорости течения в котором растет внутри ядра и спадает при удалении от него, в присутствии однородного дрейфового течения со скоростью, меньшей максимальной скорости течения вихря, картина линий тока, маркирующих распространение пассивной примеси от точечного источника поверхностно-активных веществ на морской поверхности, выявляет наличие двух критических точек.

5. В присутствии однородного ветрового дрейфа истинный центр морского вихря и центр сликовой спирали, формируемой от точечного источника, могут не совпадать, а расстояние между ними может достигать порядка радиуса ядра вихря. При заданных характеристиках вихря масштаб проявляемой спиральной структуры зависит от положения источника поверхностно-активных веществ относительно центра вихря, величины и направления однородного дрейфового поверхностного течения и может варьироваться в широких пределах.

Научная и практическая значимость работы.

Результаты диссертационной работы углубляют понимание механизмов изменчивости ветрового волнения в присутствии пленок ПАВ, в частности, в условиях интенсивного ветрового волнения; развивают возможности идентификации пленок на морской поверхности за счет учета затухания, связанного с влиянием на волны приповерхностной турбулентности; характеризуют особенности геометрии формируемой сликовой спиральной структуры на фоне ветра и неоднородного течения, связанного с морским вихрем.

Полученные в ходе натуральных экспериментов контрасты Брэгговской и неполяризованной компонент РЛ рассеяния одновременно в X-, C-, S- диапазонах могут быть использованы для дальнейшего развития и верификации предложенных моделей спектральных контрастов.

Экспериментально полученные при помощи метода параметрически возбуждаемых волн коэффициенты затухания и вихревой вязкости могут использоваться при развитии механизмов гашения поверхностных волн турбулентностью.

Исследование характерных особенностей линий тока поля течений в спиральных вихрях с наложенным однородным ветровым дрейфом может выступать основой для дальнейшего развития методов корректной интерпретации спутниковых изображений спиральных сликов для определения истинных характеристик морских вихрей.

Результаты работы использовались при выполнении проектов РФФИ (17-05-00448, 15-35-20992, 14-05-00876, 13-05-97043, 13-05-90429, 12-05-31237), РФФИ (18-77-10066, <https://rscf.ru/project/18-77-10066/>; 18-17-00224), Госзадания 0729-2020-0037 и 0030-2021-0006, работ по СЧ НИР договор № 075-15-2020-776-ИПФ от 17.10.2020 г., работ по Соглашению с Минобрнауки России от 26.08.2014 № 14.607.21.0055, исследований в рамках стипендии Президента Российской Федерации.

Апробация результатов работы и публикации

Основные результаты диссертации докладывались на семинарах ИПФ РАН, Конференции по радиофизике (2011), Международной конференции "Frontiers of nonlinear physics" (2013), Всероссийской открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса" (2016, 2018, 2019), Конференции молодых ученых «Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики» (2012), Генеральной ассамблее Европейского геофизического союза (EGU General Assembly, 2013, 2021), международном океанографическом симпозиуме SeaSAR (2018), международной конференции SPIE Remote Sensing (2016, 2019, 2020) и международной конференции IGARS (2020).

Основные научные результаты, изложенные в диссертации, с достаточной степенью полноты опубликованы в 21 печатной работе, из них 11 в реферируемых журналах текущего списка ВАК (Известия РАН. Физика атмосферы и океана 2014; Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса 2015, 2019; Proceedings of SPIE, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2016, 2017, 2019 (2), 2020; Remote Sensing 2018, Experiments in fluids 2020; IGARSS 2020 - 2020 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium), 3 статьи в сборниках трудов конференций, 7 тезисов докладов.

Личный вклад автора

Все результаты диссертации получены при непосредственном участии автора, в том числе, в части проведения натурных экспериментов по исследованию РЛ контрастов в сликах

модельных ПАВ, обработки, анализа и интерпретации данных по сценкам; проведения лабораторных экспериментов по исследованию затухания ГКВ из-за турбулентности, обработки и интерпретации данных; сравнительного анализа механизмов затухания ГКВ и развития модели спектральных контрастов с учетом затухания волн на турбулентности; автору принадлежит ведущая роль в исследовании особенностей линий тока в полях спиральных вихрей и ветрового дрейфа и приложении полученных при этом результатов для описания геометрических особенностей спиральных сценковых структур на морской поверхности.

Структура и объем работы

Работа состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитированной литературы и списка опубликованных работ по теме диссертации. Общий объем диссертации - 113 страниц, включая 46 рисунков, 2 таблицы, список цитированной литературы, состоящий из 211 работ, и список работ по теме диссертации.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность работы, сформулированы цели и задачи исследования, обозначена новизна результатов диссертации и приведены положения, выносимые на защиту, обозначены научная и практическая значимость работы, описано краткое содержание работы.

В **первой главе** представлены результаты натурных экспериментов по наблюдению модельных сценков ПАВ с использованием спутниковых данных и средств многочастотной радиолокации.

В разделе 1.1 описан современный подход к интерпретации характеристик рассеянного на морской поверхности РЛ сигнала при умеренных углах падения излучения; обоснована необходимость использования поляризационных средств радиолокации для выделения Брэгговской и неполяризованной компонент рассеяния, формируемых различными структурами на морской поверхности.

В разделе 1.2 описана методика проведения систематических натурных экспериментов по наблюдению искусственных пленочных сценков с известными характеристиками средствами спутниковой (X-диапазон) и многочастотной поляризационной радиолокации (S-X- диапазоны).

В разделе 1.3 представлены результаты РЛ зондирования модельных сценков в различных направлениях к ветру, в частности, анализ поведения контрастов Брэгговской и неполяризованной компонент. Показано, что контраст неполяризованной компоненты в сценке по порядку величины сравним с величиной Брэгговского контраста и подвержен росту с

увеличением волнового числа. Значительное (в несколько раз) уменьшение интенсивности неполяризованной компоненты при умеренных скоростях ветра свидетельствует о существенном влиянии пленки на характеристики микрообрушений.

Показано, что контрасты и Брэгговской, и неполяризованной компонент в целом демонстрируют уменьшение с ростом скорости ветра. В условиях умеренных ветров контрасты Брэгговской компоненты монотонно растут с волновым числом при синхронном наблюдении пленок ПАВ в S-C-X- диапазонах в направлении параллельно ветру и спадают при наблюдении поперек ветра. Интерпретация полученных результатов для волн см диапазона проведена на основе модели локального баланса энергии ветровых волн [29]. Показано, что для наблюдений поперек ветра расчеты адекватно описывают поведение контрастов Брэгговской компоненты в условиях умеренных ветров, однако не объясняют их уменьшения с ростом скорости ветра. Проблему несоответствия расчетов наблюдаемым радарным контрастам Брэгговской компоненты при ветрах $>6-7$ м/с предложено решать путем рассмотрения нового члена затухания, связанного с интенсификацией турбулентности верхнего слоя при увеличении скорости ветра.

Во **второй главе** приведено исследование затухания поверхностных волн в присутствии приповерхностной турбулентности в приложении к проблеме формирования спектра ветрового волнения, в том числе, в присутствии пленок ПАВ.

В разделе 2.1 приведен обзор литературных источников, описывающих затухание волнения на поверхности турбулизованной жидкости. Теоретические работы посвящены в основном описанию затухания волн на крупных вихрях [31, 41] или мелкомасштабной (по сравнению с длиной волны) турбулентности [33], рассеяние энергии волны на турбулентности широкого диапазона пространственных масштабов предложено к рассмотрению в работе [34]. Оценки показывают, что исследование случая сопоставимых масштабов может быть важным для задач РЛ наблюдения морской поверхности в X-S- диапазонах. Экспериментальные данные, при помощи которых могли бы проводиться верификация предложенных механизмов и оцениваться их относительный вклад, характеризуются значительным разбросом, который может быть связан с несовершенством методов проведения эксперимента. Влияние на динамику поверхностной волны таких факторов, как эффекты нелинейной передачи энергии между гармониками интенсивных волн, пространственная неоднородность характеристик турбулентности, а также средние приповерхностные течения, могут маскировать эффект гашения волн турбулентностью и ухудшать точность получаемых коэффициентов затухания.

Раздел 2.2 посвящен результатам лабораторного исследования затухания поверхностных волн из-за турбулентности при помощи метода параметрически возбуждаемых волн. В разделе приведено описание метода, адаптированного для одновременного возбуждения в кювете волн

и турбулентности. Турбулентность генерировалась благодаря низкочастотным интенсивным вертикальным осцилляциям при обтекании водой перфорированной пластины, закрепленной близко ко дну; ГКВ на водной поверхности возбуждались высокочастотными колебаниями с амплитудой, существенно меньшей амплитуды низкочастотных осцилляций. Коэффициент затухания волны в присутствии турбулентности восстанавливался по измеренному пороговому ускорению кюветы, при котором начиналась параметрическая генерация волн. Измерения проводились при двух интенсивностях турбулентности, частоты генерации турбулентности выбирались из условия отсутствия возбуждения на этой частоте моды ГКВ. Измерение характеристик турбулентности в вертикальном разрезе лазерного ножа проводилось при помощи метода Particle imaging velocimetry (PIV), широко используемого для измерения полей скоростей в макроскопических жидких или газовых системах.

Было показано, что вклад высокочастотных колебаний в характеристики турбулентности в новых экспериментах пренебрежимо мал, что позволяет считать возбуждение турбулентности и поверхностных волн независимыми. Близость внешних масштабов перфорированной пластины к масштабам дна бассейна позволяет ограничить область взаимодействия волны и турбулентности размерами кюветы и считать турбулентность квазиоднородной. Влияние вторичных средних течений, характерных для механически осциллирующих волновых бассейнов [42] и приводящих в случае бегущих волн к их трансформации, минимизировано за счет исследования стоячих волн как суммы двух противоположно направленных бегущих волн. Измерение затухания волн на пороге генерации позволяет минимизировать нелинейные эффекты передачи энергии волны гармоникам высокого порядка. Описанные факторы позволяют заключить, что предложенная экспериментальная методика имеет ряд преимуществ относительно использованных ранее, характеризуется более высокой достоверностью и точностью по сравнению с ранее описанными в литературе.

Результаты эксперимента анализировались в терминах вихревой вязкости. Показано, что описанные результаты относятся к случаю сопоставимых по порядку величины пространственных масштабов турбулентности и волны, указанный диапазон параметров слабо затронут в лабораторных исследованиях, известных из литературы. Это позволило впервые выявить существование максимума вихревой вязкости как функции частоты (или длины) волны. Величина вихревой вязкости в данной области параметров пропорциональна среднеквадратичной скорости турбулентных пульсаций.

Раздел 2.3. посвящен сравнительному анализу затухания поверхностных волн из-за влияния турбулентности и пленок ПАВ. Показано, что опрокидывание гребня волны приводит не только к генерации локализованной интенсивной турбулентности, но и к локальному разрыву пленки ПАВ. Результаты измерений коэффициентов поверхностного натяжения (КПН)

вдоль профиля обрушающихся волн с использованием методики одновременного взятия поверхностных проб воды демонстрируют увеличение КПН на гребне, что указывает на уменьшение концентрации ПАВ на поверхности воды вблизи этой точки.

Проведен сравнительный анализ механизмов затухания ГКВ, связанных с затуханием на турбулентности и на пленке, после опрокидывания пенного гребня в приложении к зондированию морской поверхности в S-, C- и X- диапазонах. На основании оценок характеристик фоновой океанической турбулентности предложено развитие модели спектральных контрастов в слайках ПАВ с учетом затухания волн из-за влияния приповерхностной турбулентности. Расчеты демонстрируют, что включение члена, связанного с затуханием волн на турбулентности, приводит к более адекватному соответствию модельных расчетов наблюдаемым контрастам Брэгговской компоненты в направлении зондирования поперек ветра.

Третья глава посвящена исследованию геометрических особенностей поверхностных сликовых структур, формирующихся в поле ветра и неоднородных течений, а именно одиночных океанических вихрей.

Раздел 3.1 посвящен постановке проблемы, существующей в настоящее время в методах интерпретации спутниковых данных о форме спиральных сликовых структур, ассоциированных с присутствием в акватории океанических вихрей. В условиях умеренных ветров около 80% океанических вихрей проявляются на РЛ изображениях благодаря сликовому механизму [43, 44], при этом проявление сликовых структур возможно только в присутствии ненулевого ветра. Традиционный подход к интерпретации таких изображений сводится к прямой ассоциации размеров спирали и размеров вихрей. Показано, что такой подход, пренебрегающий влиянием приповерхностного ветра на кинематику элемента слика, может приводить к некорректной интерпретации спутниковых данных в части восстановления характеристик вихрей.

В разделе 3.2 приведены результаты теоретического исследования геометрии линий тока в поле одиночного осесимметричного спирального вихря и однородного ветрового дрейфового течения. Система нелинейных уравнений линий тока проанализирована, показаны условия возникновения критических точек; определены положения этих точек, в общем случае исследован их характер. В отсутствие процессов растекания пленка ПАВ может рассматриваться как пассивный маркер, в таком случае траектории жидких частиц слика, маркирующие линии тока, демонстрируют появление описанных критических точек в геометрии спиральных сликовых структур на морской поверхности.

Раздел 3.3 посвящен численному моделированию распространения поверхностно-активного вещества от точечного источника. Для моделирования течений в вихре применялся профиль скоростей, который описывается уравнениями модели [45], показано, что

использование другого профиля для моделирования качественно не влияет на геометрию линий тока. Результаты моделирования хорошо совпадают с результатами теоретического исследования в части описания положения особых точек и их типа. Поведение линий тока качественно согласуется с особенностями сликовых структур, наблюдаемых на спутниковых изображениях морской поверхности.

В разделе 3.4 обсуждаются полученные результаты. Показано, что в присутствии однородного ветрового дрейфа истинный центр морского вихря и центр сликовой спирали могут не совпадать, а расстояние между ними может достигать порядка радиуса ядра вихря. Применимость полученного вывода обсуждается на основе анализа литературных данных по наблюдению полей течений в разных диапазонах спектра ЭМ волн – т.е. для полей течений в слоях разной глубины, по-разному подверженных влиянию ветрового дрейфа.

Продемонстрировано наличие «пороговой» скорости ветра, превышение которой приводит к невозможности образования спиральной сликовой структуры при неизменных характеристиках вихря. Показано, что при заданных характеристиках вихря масштаб проявляемой спиральной структуры зависит от положения источника ПАВ относительно центра вихря, величины и направления однородного дрейфового течения и может варьироваться в широких пределах.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации:

1. На основе проведенных систематических экспериментов по радиолокационному зондированию сликов, связанных с высокоупругими пленками ПАВ, показано, что в условиях умеренных скоростей ветра контрасты брэгговской компоненты рассеяния в S-/C-/X-диапазонах микроволн при умеренных углах падения излучения растут с уменьшением длины микроволн при зондировании параллельно скорости ветра и уменьшаются в перпендикулярном направлении. Контраст неполяризованной компоненты увеличивается с ростом волнового числа для всех направлений зондирования, оставаясь сравнимым по порядку величины с контрастом брэгговской компоненты.

2. Разработан лабораторный метод исследования затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности турбулизованной жидкости, основанный на одновременной генерации поверхностных волн и турбулентности в вертикально осциллирующей кювете. Метод оптимизирован в части выбора режимов параметрического возбуждения волн, что позволило существенно повысить точность определения коэффициента затухания последних. Показано, что разработанный метод может характеризоваться как наиболее достоверный и точный по сравнению с известными из литературы.

3. С использованием параметрического метода в условиях контролируемого лабораторного эксперимента исследовано затухание поверхностных волн на турбулентности. Получены зависимости коэффициентов затухания ГКВ и вихревой вязкости от частоты волны и для сопоставимых масштабов турбулентности и длины волны впервые выявлено существование максимума вихревой вязкости как функции длины волны, показано, что величина вихревой вязкости пропорциональна среднеквадратичной скорости турбулентных пульсаций.

4. На основе теоретического анализа особенностей линий тока приповерхностного течения, связанного с осесимметричным спиральным вихрем и постоянным ветровым дрейфом, показано, что присутствие поверхностного дрейфа, меньшего максимума скорости в вихре, приводит к образованию двух критических точек линий тока. Первая, являющаяся узлом или фокусом и расположенная внутри ядра вихря, является устойчивой, если дивергенция двумерного поля скорости в этой критической точке отрицательна, и неустойчивой, если - положительна. Вторая особая точка, локализованная вне ядра вихря, является седлом. Такое поведение линий тока качественно согласуется с особенностями геометрии сликовых структур, наблюдаемых на спутниковых изображениях морской поверхности.

5. Аналитически и численно показано, что в присутствии однородного поверхностного ветрового дрейфа центры морского вихря и спирального слика, формируемого от точечного источника, могут быть разнесены на расстояние, сравнимое с радиусом ядра вихря; для заданных характеристик вихря продемонстрировано существование максимальной величины скорости дрейфа, при которой возможно формирование спиральной структуры, при этом ее геометрия сильно зависит от положения источника ПАВ относительно центра вихря и скорости поверхностного дрейфового течения.

Статьи:

1.* *Shomina O., Kapustin I., Ermakov S.* Damping of gravity–capillary waves on the surface of turbulent fluid // *Experiments in Fluids*. 2020. Vol. 61, №. 8. P. 1-12. <https://doi.org/10.1007/s00348-020-03022-5>

2.* *Ermakov S., Sergievskaya I., da Silva J., Kapustin I., Shomina O., Kupaev A., Molkov A.* Remote Sensing of Organic Films on the Water Surface Using Dual Co-Polarized Ship-Based X-/C-/S-Band Radar and TerraSAR-X // *Remote Sensing*. 2018. Vol. 10, № 7. P.1097. <https://doi.org/10.3390/rs10071097>

3.* *Шомина О.В., Капустин И.А., Ермошкин А.В., Ермаков С.А.* О динамике искусственной сликовой полосы в прибрежной зоне Чёрного моря // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2019. №. 16 (4). С. 222-232. DOI: 10.21046/2070-7401-2019-16-4-222-232

4.* *Ермаков С. А., Капустин И. А., Шомина О. В.* Лабораторное исследование затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности турбулизованной жидкости // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 232–241. DOI: 10.1134/S0001433814020042

5.* *Ермаков С. А., Капустин И. А., Лазарева Т. Н., Шомина О. В.* Экспериментальное исследование разрушения поверхностных пленок обрушивающимися гравитационными волнами. Предварительные результаты // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12, № 1. С. 72-79.

6.* *Shomina O. V., Tarasova T. V., Danilicheva O. A., Kapustin I. A.* Manifestation of sub mesoscale marine eddies in the structure of surface slick bands // Proc. SPIE 11529, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2020. 2020. P. 115290H. <https://doi.org/10.1117/12.2572703>

7.* *Shomina O. V., Ermoshkin A.V., Danilicheva O.A., Tarasova T.V., Kapustin I.A., Ermakov S.A.* Slick bands kinematics due to marine current and wind: study and simulation // Proc. SPIE 11150, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2019. 2019. P. 111501J. Vol. 11150. P. 111501J.

8.* *Shomina O. V., Kapustin I. A., Ermakov S. A.* Damping of surface waves due to turbulence in application to the problem of ocean remote sensing // Proc. SPIE 11150, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2019. 2019. P. 111501M. <https://doi.org/10.1117/12.2533223>

9.* *Ermakov S., Danilicheva O., Kapustin I., Shomina O., Sergievskazya I., Kupaev A., Molkov A.* Film slicks on the sea surface: their dynamics and remote sensing // IGARSS 2020 - 2020 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium. 2020. P. 3545-3548. doi: 10.1109/IGARSS39084.2020.9323948.

10.* *Ermakov S., da Silva J., Kapustin I., Sergievskaya I., Shomina O.* Radar probing of surfactant films on the water surface using dual co-polarized SAR// Proc. SPIE 9999, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2016. 2016. P. 99990A. doi: 10.1117/12.2241444

11.* *Ermakov S. A., Kapustin I.A., Lavrova O.Yu., Molkov A. A., Sergievskaya I. A., Shomina O. V.* Experimental study of dual polarized radar return from the sea surface // Proc. SPIE 10422, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2017. 2017. P. 104220G. doi: 10.1117/12.2278555

Труды конференций:

1.* *Шомина О.В., Ермаков С.А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н.* Экспериментальное исследование гашения гравитационно-капиллярных волн турбулентностью // Труды XV

научной конференции по радиофизике. Нижний Новгород. Издательство ННГУ. 2011. С. 229-231.

2.* *Shomina O.V., Ermakov S.A., Kapustin I.A., Lazareva T.N.* Damping of surface waves by turbulence // Proceedings of V international conference "Frontiers of nonlinear physics". 2013. P. 197-198.

3.* *Ермаков С. А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н., Шомина О.В.* Лабораторное исследование разрушения пленок поверхностно-активных веществ обрушениями гравитационных волн // Труды конгресса международного научно-промышленного форума «Великие реки 2015». 2015. С. 335-337.

Тезисы и абстракты:

1.* *Шомина О. В., Ермаков С. А., Капустин И. А., Лазарева Т. Н.* Экспериментальное исследование затухания волн на воде под действием турбулентности // Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики, тезисы докладов конференции молодых ученых. Нижний Новгород. ИПФ РАН. 2012. С. 153-154

2.* *Shomina O., Ermakov S., Kapustin I., Lazareva T.* On the damping of surface waves due to turbulence // Geophysical Research Abstracts. 2013. V. 15. P. EGU2013-10557

3.* *Ермаков С. А., Бондур В. Г., Капустин И. А., Кунаев А. В., Лецев Г. В., Мольков А. А., Шомина О. В.* Аппаратно-программный комплекс многочастотной радиолокации для мониторинга океана и внутренних водоемов: результаты натурных испытаний // Тезисы докладов Пятнадцатой Всероссийской открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. С. 238.

4.* *Ermakov S., Sergievskaya I., da Silva J., Kapustin I., Molkov A., Shomina O.* Remote sensing of film slicks with co-polarized X-C-S-band scatterometer and TerraSAR-X // SeaSAR2018 Advances in SAR oceanography. 2018

5.* *Шомина О. В., Капустин И. А., Ермаков С. А.* Исследование затухания волн на поверхности турбулизованной жидкости: новые эффекты // Тезисы докладов Шестнадцатой Всероссийской открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса". 2018. С. 338.

6.* *Шомина О. В., Капустин И. А., Ермаков С. А., Даниличева О. А., Тарасова Т. В.* Кинематика сликовой полосы в поле морского течения и ветра: натурный эксперимент и моделирование // Тезисы докладов Семнадцатой Всероссийской Открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса". 2019. С. 350

7.* *Shomina O., Tarasova T., Danilicheva O., Kapustin I.* Peculiarities of marine eddy manifestation in the structure of surfactant slick band // Geophysical Research Abstracts 2021. P. EGU21-7699

Глава 1. Натурные исследования радиолокационных контрастов в сличках поверхностно-активных веществ (ПАВ)

1.1 Введение

Одной из важных прикладных задач дистанционного зондирования океана является мониторинг потенциально опасных загрязнений поверхностными ПАВ биогенной и антропогенной природы, часто наблюдаемых на морской поверхности. Благодаря применению радаров с синтезированной апертурой (РСА) стало возможно получение изображений морской поверхности с высоким разрешением (до 1 м) [46], что позволяет с высокой точностью определять границы аномальных областей сложной морфологии, связанных с наличием на водной поверхности ПАВ и характеризующихся пониженной интенсивностью сигнала обратного рассеяния. Пленочные слички, хорошо наблюдаемые на поверхности океана при слабых и умеренных ветрах, проявляются благодаря гашению ПАВ поверхностных ветровых волн. Несмотря на большой прогресс по части детектирования сличковых структур, проблема дистанционного определения характеристик поверхностно-активных веществ далека от решения. Во-первых, наиболее опасные для экологического состояния акваторий пленки нефти и нефтепродуктов характеризуются неоднородной структурой и, соответственно, сложными для описания вязкоупругими свойствами [20,17,47], во-вторых, степень подавления сигнала обратного рассеяния в сличках сильно зависит от характеристик пленки, условий зондирования и фоновых гидрометеорологических условий. Вторая проблема связана, в том числе, с разнообразием процессов, происходящих в приповерхностном слое при различных условиях – так, например, увеличение скорости ветра приводит к появлению на морской поверхности обрушивающихся гребней с пенными шапками (“white capping”), брызг различных типов [48,49], проявлению устойчивых структур неоднородных течений (лэнгмюровские циркуляции, гребенчатые структуры) [50, 51] и др. Существующие в литературе полуэмпирические модели спектров (например, [26, 52-55] и др.) основаны на результатах многочисленных комплексных измерений характеристик ветровых волн при различных гидрометеорологических условиях и разгонах в широком диапазоне длин волн. Проведение аналогичных измерений спектральных характеристик волнения в сличках каждого из веществ, которые могут присутствовать на морской поверхности, затруднено вследствие их многообразия и, соответственно, вариативности их вязкоупругих характеристик. Для решения задач дистанционной диагностики загрязнений может быть предложено развитие физических моделей спектров ветрового волнения, в том числе, в присутствии пленочных ПАВ (например, [56]). Исследование механизмов ветрового возбуждения [26, 57], нелинейной передачи энергии между

спектральными компонентами волнения [58], механизмов затухания поверхностных волн [59, 60] и отражение этих процессов в характеристиках спектров поверхностного волнения является комплексной задачей, активно развивающейся в настоящее время.

Если говорить об исследовании отображения характеристик ветрового волнения в характеристиках РЛ сигналов, то в последние несколько лет в литературе ставится вопрос о том, что традиционные Брэгговская и двухмасштабная модели недостаточно адекватно описывают экспериментальные данные наблюдения морской поверхности [13,14, 61]. Одной из проблем применимости двухмасштабной модели является чувствительность к выбору параметра, разделяющего малые (порядка брэгговской длины волны) масштабы и длинноволновую часть [62]. Модель малых уклонов, предложенная в [63] и решающая данную проблему, описывает характеристики рассеяния на поверхности, возвышения которой описываются гауссовым распределением и характеризуются заданным спектром. Наблюдаемые существенные расхождения модельных расчетов и экспериментально полученных УЭПР для углов падения больше 40° , особенно для скоростей ветра >5 м/с и ГГ поляризации [62], связываются авторами с влиянием поверхностных волн с большими уклонами, в частности, обрушениями. Композитная модель [14], принимающая во внимание брэгговское и кирхгофовское квазизеркальное рассеяние [64], занижает контрасты относительно экспериментально наблюдаемых величин при углах падения ниже $25-30^\circ$, а при больших углах в условиях умеренных ветров (~ 7 м/с) дает нереалистично большие значения [15]. Кроме того, синхронные измерения характеристик РЛ сигналов при умеренных углах падения на различных поляризациях излучения демонстрируют существенное (в несколько раз) отличие поляризационного отношения (отношения интенсивностей сигналов на ВВ и ГГ поляризациях) от предсказываемых Брэгговской моделью величин (рисунок 1.1). Возможная причина, рассматриваемая в литературе, может быть связана с наличием дополнительной компоненты РЛ рассеяния, связанной с обрушением ветровых волн и не зависящей от поляризации [13]. Эта гипотеза подтверждается, в частности, присутствием «спайков» - резких всплесков интенсивности сигнала обратного рассеяния при сильных ветрах [65, 66].

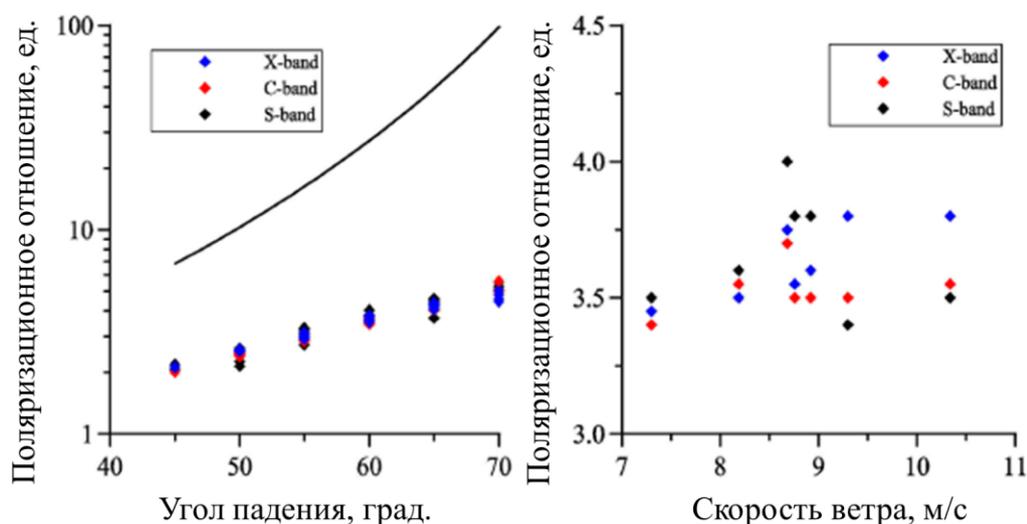


Рисунок 1.1 - Зависимость поляризационного отношения, наблюдаемого в натуральных экспериментах (описание в разделе 1.2 этой главы), от угла падения (слева) и скорости ветра (справа). Разными цветами обозначены различные диапазоны зондирующего РЛ сигнала

В работе [14] была предложена полуэмпирическая модель РЛ рассеяния, включающая в расчет существование небрэгговской компоненты так, что сигнал обратного рассеяния представляется суммой брэгговской (поляризованной) и небрэгговской (неполяризованной) компонент рассеяния, последняя появляется из-за квазизеркального рассеяния на элементах профиля крутой (обрушающейся) волны. Эмпирические коэффициенты, включенные в описание неполяризованного рассеяния по аналогии с рассеянием Кирхгофа, подбирались для лучшего соответствия с данными натуральных экспериментов по РЛ рассеянию морской поверхности, преимущественно в С- диапазоне. В развитии этой модели [68] было предложено отдельно анализировать комбинации ВВ и ГГ сигналов, такие как поляризационная разность (PD) и неполяризованная компонента рассеяния (NBC). Эти две компоненты формируются разными структурами на морской поверхности и физически по-разному реагируют на изменение скорости ветра, появление сликов ПАВ, течений и др. Для развития эффективных подходов к решению проблемы идентификации ПАВ в слике может быть использовано синхронное наблюдение морской поверхности на различных поляризациях (например, [23,24,69,70]). Проведение экспериментов с модельными пленками известной упругости [24] позволяет проводить дальнейшую верификацию моделей для описания спектральных характеристик ветрового волнения в сликах с заданными параметрами [23]. Описанные немногочисленные эксперименты могли бы быть расширены в части увеличения статистики, исследования характеристик РЛ сигналов в различных гидрометеорологических условиях, а также синхронного использования нескольких диапазонов зондирования. Получение новых

данных о характере воздействия пленки на гравитационно-капиллярные волны (ГКВ) в широком диапазоне длин волн способствует развитию механизмов изменчивости ветровых волн из-за влияния ПАВ, что способствует развитию методов интерпретации данных дистанционного зондирования океана для идентификации загрязнения морской поверхности.

Представим, следуя [13, 14], удельный эффективный поперечник рассеяния (УЭПР) как сумму поляризованной и неполяризованной компонент:

$$\sigma_{pp}^0 = \sigma_{BC_pp} + \sigma_{NBC}, \quad (1.1)$$

где σ_{pp}^0 - полный УЭПР, p обозначает вертикальную (V), или горизонтальную (H) передающую/приемную поляризации, σ_{BC_pp} - брэгговская компонента УЭПР, σ_{NBC} обозначает неполяризованную компоненту, характеризующую квазизеркальное рассеяние от элементов профиля обрушающейся волны.

Брэгговская компонента, описываемая двухмасштабной моделью [64, 71], может быть записана по формуле

$$\sigma_{BC_pp}^0 = 16\pi k_{em}^4 R_{pp}(\theta) F(\vec{k}_B), \quad (1.2)$$

где $F(\vec{k}_B)$ - интенсивность спектра ветровых волн на брэгговском волновом векторе $\vec{k}_B = 2k_{em} \vec{n}_s$, k_{em} - волновое число падающей ЭМ волны, \vec{n}_s - проекция единичного вектора падающей волны на морскую поверхность и $|\vec{n}_s| = \sin \theta$, θ - угол падения излучения, $R_{pp}(\theta)$ - коэффициент отражения, зависящий от поляризации падающей/отраженной волны и в целом от с.к. уклонов длинных волны, т.е. волн с длинами больше размера пятна антенны [64]. Небрэгговское рассеяние от областей обрушений считается не зависящим от поляризации, и σ_{NBC} в литературе начиная с [13] рассматривается как неполяризованная компонента.

Поскольку неполяризованная компонента по смыслу не зависит от поляризации, поляризованная компонента может быть найдена путем вычитания УЭПР на ГГ (НН)

поляризации из УЭПР на ВВ (VV) поляризации (см., например, [72]). Таким образом, поляризационная разность определяется как

$$\sigma_{PD} = \sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0 = \sigma_{BC_VV}^0 - \sigma_{BC_HH}^0 = (R_{VV} - R_{HH})F(\vec{k}_B). \quad (1.3)$$

Неполяризованная компонента рассеяния σ_{NBC} может быть найдена из (1.1) и (1.3):

$$\sigma_{NBC} = \sigma_{VV}^0 - (\sigma_{VV}^0 - \sigma_{HH}^0)/(1 - R_{HH}/R_{VV}). \quad (1.4)$$

Контраст брэгговской и неполяризованной компонент в слике определяется как

$$K_{PP} = \frac{\sigma_{pp_nonslick}^0}{\sigma_{pp_slick}^0}, K_{BC} = K_{PD} = \frac{\sigma_{PD_nonslick}}{\sigma_{PD_slick}}, K_{NBC} = \frac{\sigma_{NBC_nonslick}}{\sigma_{NBC_slick}}. \quad (1.5)$$

Если предположить, что пленка не влияет на коэффициенты Френеля R_{VV} and R_{HH} , то контраст поляризованной компоненты определяется только контрастом спектральных интенсивностей в слике относительно фонового участка морской поверхности

$$K_{BC} = F_{nonslick}(k_B)/F_{slick}(k_B). \quad (1.6)$$

Для описания изменения спектра коротких ветровых волн под действием пленки в литературе описаны модель локального баланса [29, 73] и полуэмпирическая физическая модель [14], отличающаяся от модели локального баланса в диапазоне см волн дополнительным феноменологическим источником энергии, связанным с опрокидыванием гребней обрушающихся волн.

Как показывает анализ данных натуральных экспериментов, описанных в [59], по наблюдению сликов оптическими и контактными средствами, характер зависимости спектрального контраста от волнового числа в случае слабого ветра адекватно описывается моделью локального баланса, в частности, модель описывает наличие максимума контраста. Развитие методов дистанционного зондирования пленок ПАВ на морской поверхности для более широкого диапазона скоростей ветра является актуальной и важной в прикладном значении задачей. Исследования РЛ сигналов в областях сликов ПАВ, описанные в литературе, демонстрируют фрагментарный характер [23,75-78], при этом использование многочастотных поляризационных методов зондирования позволяет получать качественно новую информацию о поведении сигналов в различных частотных диапазонах [79,80]. Систематизация описанных экспериментальных данных о контрастах в сликах ограничена на данный момент:

- а) зондированием сликов неизвестной природы либо с неизвестными вязкоупругими характеристиками [23];
- б) наблюдением сликов в узком диапазоне скоростей ветра [79];
- в) отсутствием разделения данных по азимутальным углам наблюдения по отношению к ветру [80];
- г) использованием двухмасштабной модели в широком диапазоне углов падения при анализе контрастов на ВВ и ГГ поляризациях [79, 80].

Первая глава настоящей работы посвящена новым данным систематических натуральных экспериментов по исследованию РЛ контрастов в сликах модельных ПАВ с использованием многочастотных двухполяризационных методов, анализу полученных результатов и обсуждению перспектив дальнейшего развития полуэмпирических моделей спектров поверхностного волнения.

1.2 Натурные эксперименты по наблюдению пленочных сликов с использованием средств многочастотной двухполяризационной радиолокации

Натурные эксперименты по исследованию РЛ сигналов в сликах проводились на двух основных полигонах: в южной части Горьковского водохранилища с подвижного основания и в пос. Качивели, Крым, со Стационарной океанографической платформы МГИ РАН. В качестве модельных веществ ПАВ с заранее известными вязкоупругими характеристиками были использованы раствор олеиновой кислоты (OLE, упругость 22 мН/м, КРН 32 мН/м) и

растительное масло (VO, упругость 12 мН/м, КПН 40 мН/м) [59]. Перед проведением экспериментов при помощи вспомогательных плавсредств вещество ПАВ наносилось на водную поверхность для создания максимального по протяженности растекшегося слика в области зондирования. Типичные размеры сликовых пятен составляли 200-300 м.

Скорость и направление ветра измерялись при помощи акустического анемометра WindSonic, расположенного в области проведения экспериментов на высоте 6-20 м от водной поверхности в зависимости от места проведения исследований, далее скорости ветра пересчитывались на высоту 10 м. В случае установки анемометра на движущемся носителе измерения скорости ветра сопровождалась измерениями скорости перемещения носителя при помощи датчика gps для дальнейшего восстановления скорости ветра относительно неподвижного берега. Во время проведения экспериментов при помощи акустического доплеровского профилографа течений (ADCP Workhorse Sentinel) собиралась сопутствующая информация о процессах в приповерхностном слое: приповерхностных течениях, положении пикноклина, температуре верхнего слоя воды и пр. Для дальнейшей интерпретации полученных результатов в сликах и в фоновых участках морской поверхности при помощи сеточной методики [59] собирались пробы поверхностно-активных веществ для обработки в лабораторных условиях и исключения из анализа случаев сильно загрязненных фоновых участков.

Эксперименты проводились при скоростях ветра от 4 до 12 м/с. Направления зондирования (угол между горизонтальной проекцией волнового вектора отраженной волны \mathbf{k} и направлением скорости ветра \mathbf{V}) выбирались по возможности с целью набрать наибольшее количество данных вблизи трех направлений: upwind – зондирование навстречу ветру $\angle \mathbf{kV}=0$; crosswind – поперек ветру $\angle \mathbf{kV}=90$ и downwind – по ветру $\angle \mathbf{kV}=180$.

При анализе экспериментов на Горьковском водохранилище использовались данные зондирования водной поверхности спутниковым РСА, полученные при наблюдении модельных пленок в известных гидрометеорологических условиях в предыдущие годы.

1.2.1 Результаты спутниковых наблюдений модельных пленок в X- диапазоне

Изображения искусственных сликов олеиновой кислоты на водной поверхности для экспериментов 2014 и 2015 года получались с помощью РСА TerraSAR-X, работающего на частоте 9.65 ГГц. Фрагмент изображения водной поверхности со сликом OLE при проведении эксперимента 31.08.2014 показан на рисунке 1.3. Падение УЭПР в сликах на ВВ и ГГ

поляризациях, а также контрасты брэгговской и неполяризованной компонент в эксперименте 31.08.2014 приведены на рисунке 1.4.

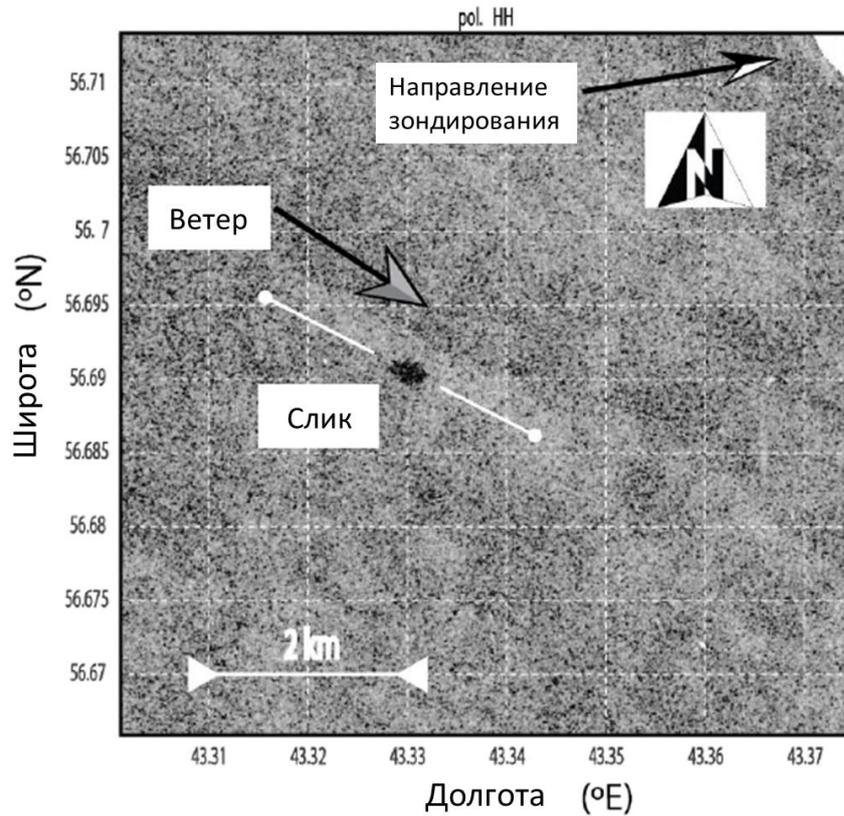


Рисунок 1.3 - Фрагмент изображений TerraSAR-X 31.08.2014, включающий слик OLE, на ГГ поляризации

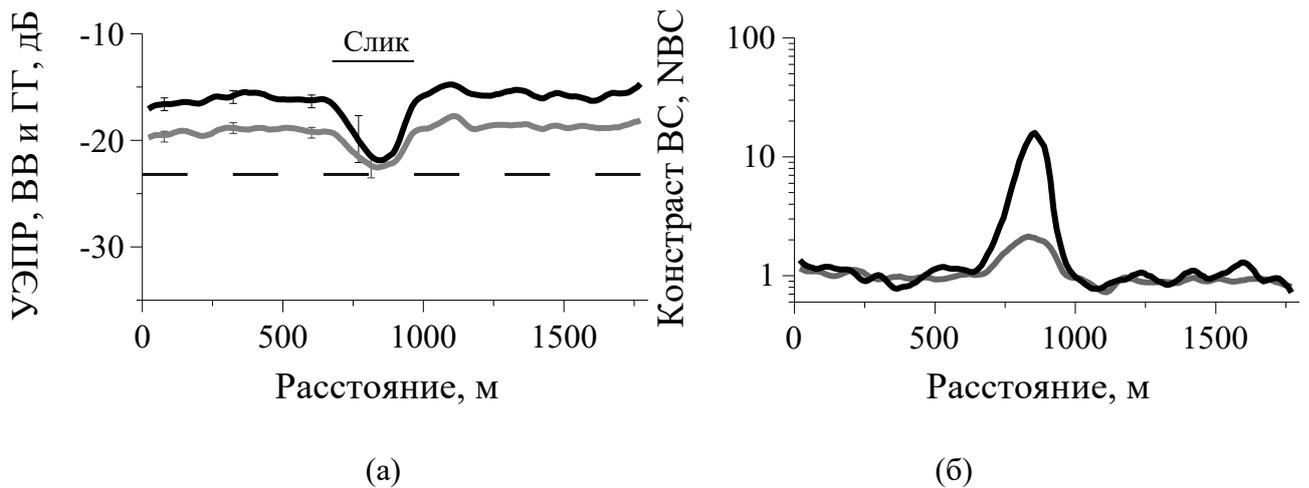


Рисунок 1.4 – Профиль УЭПР вдоль указанного на рисунке 1.3 разреза, эксперимент 31.08.2014. (а) УЭПР на ВВ (черная линия) и ГГ (серая линия) поляризациях. Вертикальный разброс - 95% доверительный интервал. Синяя пунктирная линия отображает уровень шумов. (б) Контрасты поляризованной (черная) и неполяризованной (серая линия) компонент РЛ рассеяния

На рисунке 1.5 показан фрагмент изображения TerraSAR-X на ВВ поляризации от 03.08.2015, с присутствующим разливом пленки олеиновой кислоты. В ходе эксперимента на момент пролета спутника слик растянулся по ветру, анализ контрастов проводится по разрезу вдоль слика.

В двух приведенных случаях падение интенсивности РЛ сигнала в слик достигало нескольких дБ. Недостатком эксперимента 31.08.2014 является то, что исходные величины УЭПР в слик всего на 1-2 дБ превышают порог шума, особенно на ГГ-поляризации. При этом порог шума примерно одинаков и для ВВ, и для ГГ поляризаций - ошибка определения контраста велика, и рассматриваемые величины могут служить лишь грубыми оценками. Для наблюдения 03.08.2015 УЭПР сигнала на ВВ и ГГ поляризациях сильно превышает порог шума, поэтому данные контрастов за этот день более точны.

Условия и результаты экспериментов приведены в таблице 1.1.

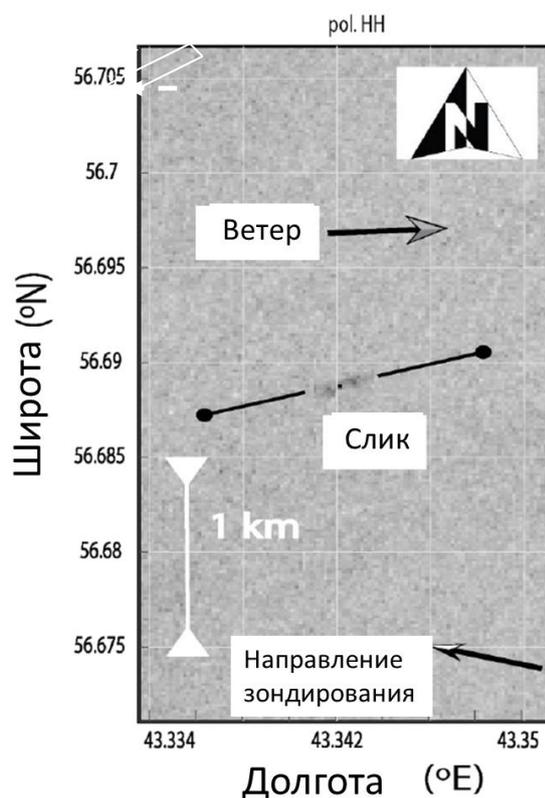


Рисунок 1.5 – Фрагмент изображения TerraSAR-X Горьковского водохранилища на ВВ поляризации от 03.08.2015, включающий разлив олеиновой кислоты

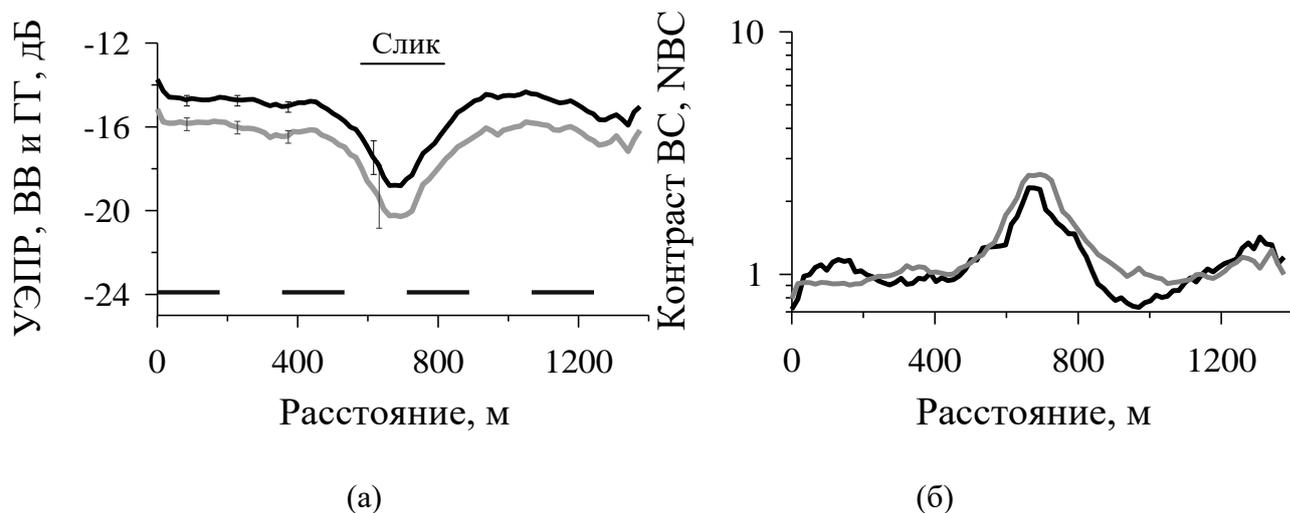


Рисунок 1.6 – То же, что на рисунке 1.4, для эксперимента 03.08.2015 - разрез показан на рисунке 1.5

Таблица 1.1 – Результаты подспутниковых наблюдений сликов OLE

Дата, условия	Угол падения, град.	Скорость ветра	k_B , рад/см	Контрасты			
				K_{VV}	K_{HH}	K_{Bragg}	K_{NBC}
31.08.2014							
TerraSAR-X, 40° от «по ветру»	37	7 m/s, NW	2.43	7.4	5.8	9	3.8
03.08.2015							
TerraSAR-X, «навстречу ветру»	32.5	5 m/s, W	2.17	2.9	2.5	2.0	3.5

1.2.2 Результаты натуральных экспериментов с использованием комплекса многочастотной радиолокации (КМРЛ) по наблюдению модельных пленок с подвижного основания

Эксперименты проводились с подвижного носителя – теплохода «Петр Андрианов» - на Горьковском водохранилище 22.07.2016. Основным прибором для синхронного измерения характеристик РЛ сигналов в проведенных натуральных экспериментах является доплеровский КМРЛ, работающий в X-, C-, и S- диапазонах (10; 6 и 3 ГГц соответственно) и в

двухполяризованном режиме зондирования для каждого канала: вертикальные (ВВ) и горизонтальные передача/прием (ГГ). КМРЛ устанавливался на верхней палубе судна на высоте около 7 м, смотрел под углом падения 60° , азимутальный угол был отвернут на 40° влево от носа судна. Фотография установки КМРЛ на теплоходе показана на рисунке 1.7. Радар работает в импульсном режиме с длиной импульса 30 нс. Ширина диаграммы направленности излучения составляет 0.03 рад (X-диапазон), 0.05 рад (С-диапазон), и 0.1 рад (S-диапазон). Рассчитанные на основе этих данных и высоты прибора размеры пятна излучения на водной поверхности варьируются от 2.8 м в S-диапазоне до 0.8 м в X-диапазоне вдоль направления излучения и от 1.2 м до 0.4 м соответственно в азимутальном направлении. Таким образом, размеры сликв ПАВ как минимум на 2 порядка превышали размер пятна излучения. Отношение сигнал/шум в экспериментах варьировалось от 15-17 дБ в слике до 23-27 дБ в фоновых участках в зависимости от диапазона и поляризации.

Для измерения интенсивности и степени подавления РЛ сигналов в сликах для различных азимутальных углов по направлению к ветру теплоход провел три разреза слика в различных направлениях. Схема эксперимента представлена на рисунке 1.8. Пример профилей сигналов обратного рассеяния на ВВ и ГГ поляризациях, а также контрастов брэгговской и неполяризованной компонент, для первого разреза показан на рисунке 1.9. Интенсивности указаны в относительных единицах, одинаковых для разных поляризаций, порог шума значительно ниже сигнала обратного рассеяния КМРЛ для обеих поляризаций на всех каналах. Приведенные графики показывают, что контрасты брэгговской и неполяризованной компонент близки по значениям друг к другу. Сводные результаты экспериментов приведены в таблице 1.2.



Рисунок 1.7 – Расположение КМРЛ на борту теплохода «Петр Андрианов»

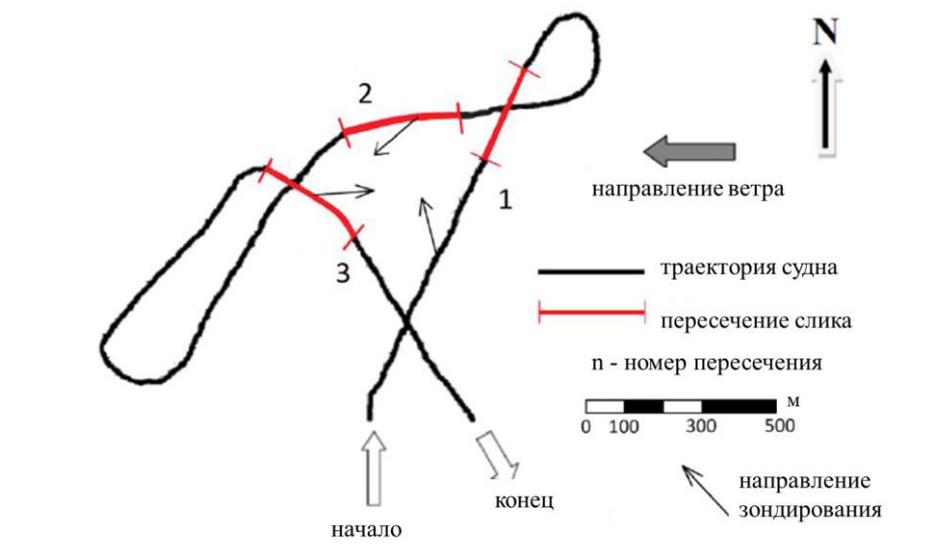


Рисунок 1.8 - Схема пересечения слика oleиновой кислоты в экспериментах 22.07.2016

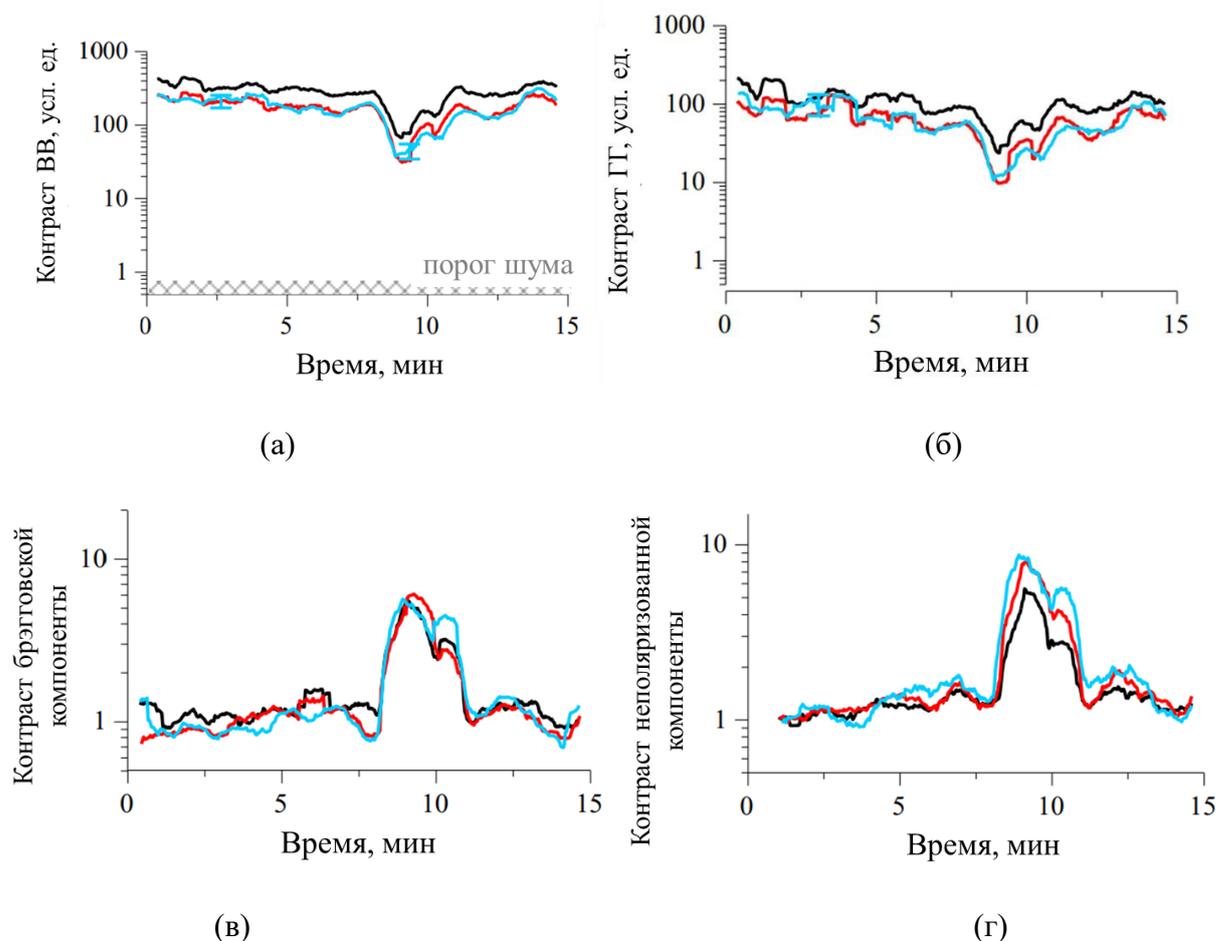


Рисунок 1.9 – Интенсивность сигнала обратного рассеяния на (а) ВВ и (б) ГГ поляризациях (условные, но равные единицы) в экспериментах 22.07.2016 по данным КМРЛ. Контрасты брэгговской (в) и неполяризованной (г) компонент. Черная, синяя и красная линии соответствуют сигналам в S-, C-, и X-диапазона. Уровень шума и 95% доверительный интервал показаны на (а)

Таблица 1.2. – Контрасты РЛ сигналов при наблюдении сликков OLE с подвижного основания

Дата, условия	Угол падения, град.	Скорость ветра	k_B , рад/см	Контрасты			
				K_{VV}	K_{HH}	K_{Bragg}	K_{NBC}
22.07.2016			1.09	4.3	4.1	4.5	4.1
Разрез 1, «поперек ветра»	60	7 м/с, Е	2.17	5.4	7.6	4.5	8
			3.63	5.7	8.2	4.6	8.5
22.07.2016			1.09	3.3	3	3.5	3
Разрез 2, 40° от «по ветру»	60	7 м/с, Е	2.17	3.9	3.5	4	3.5
			3.63	5	4.2	5.6	4.1
22.07.2016			1.09	4.5	2.3	8.8	2.1
Разрез 3, «навстречу ветру»	60	7 м/с, Е	2.17	8	5.2	9.9	4.9
			3.63	18	20.5	17.5	20.7

1.2.3 Результаты натурных экспериментов с использованием КМРЛ по наблюдению модельных пленок со свайного основания

При проведении РЛ наблюдений сликков с подвижных оснований неизбежно возникает ряд проблем, мешающих набору значительной базы данных о контрастах. Так, контролировать азимутальный угол зондирования по направлению к ветру в условиях движущегося судна весьма сложно. Чтобы эффективная длина сигнала в сликке была максимальна, разрез должен пройти через среднюю часть дрейфующего пятна ПАВ, а запись интенсивностей сигналов для анализируемых участков должна проходить в рамках одного азимутального угла по отношению к ветру. Это значит, что с момента ориентации носа корабля на слик трек должен быть близким к прямолинейному. Далее, после первого и, тем более, второго прохода, слик может быть частично разрушенным, что может приводить к появлению в записи интенсивности сигналов фрагментов относительно чистой поверхности. Для достижения высокой точности определения контраста длительность прохода области слика должна составлять не меньше ~ 1 мин, что при характерных скоростях движения судна требует больших размеров пятна. Для решения обозначенных проблем и с целью набора базы данных о контрастах в сликках было предложено

проведение экспериментов со свайных оснований. Оптимальным полигоном для проведения таких исследований является Океанографическая платформа МГИ РАН, расположенная в прибрежной зоне южной части Крымского полуострова в 600 м от берега.

Слики различной формы разливались с наветренной стороны платформы с маломерного вспомогательного судна, из-за особенностей свайного основания платформы реализация случаев «по ветру» была затруднена, что привело к небольшому количеству данных о контрастах при таких наблюдениях. Стоит отметить, что все приведенные на рисунке 1.14 данные о контрастах относятся не к строгому направлению «по ветру», а в пределах 20-30° отклонения.

За период 2016-2021 было проведено более 200 наблюдений сликов в различных гидрометеорологических условиях (скорости ветра от 3 до 12 м/с) при различных азимутальных углах зондирования. Углы падения излучения во время экспериментов варьировались от 50 до 70°. Данные о контрастах РЛ сигналов в сликах при различных скоростях ветра и азимутальных углах анализировались аналогично данным с рисунка 1.9, сортировались и систематизировались, полученные результаты приведены в следующем разделе.

1.3 Контрасты Брэгговской и неполяризованной компонент при радиолокационном зондировании сликов в различных направлениях к ветру: результаты и анализ в рамках модели локального баланса

Результаты обработки и систематизации данных по контрастам брэгговской и неполяризованной компонент в сликах показаны на рисунках 1.10- 1.14.

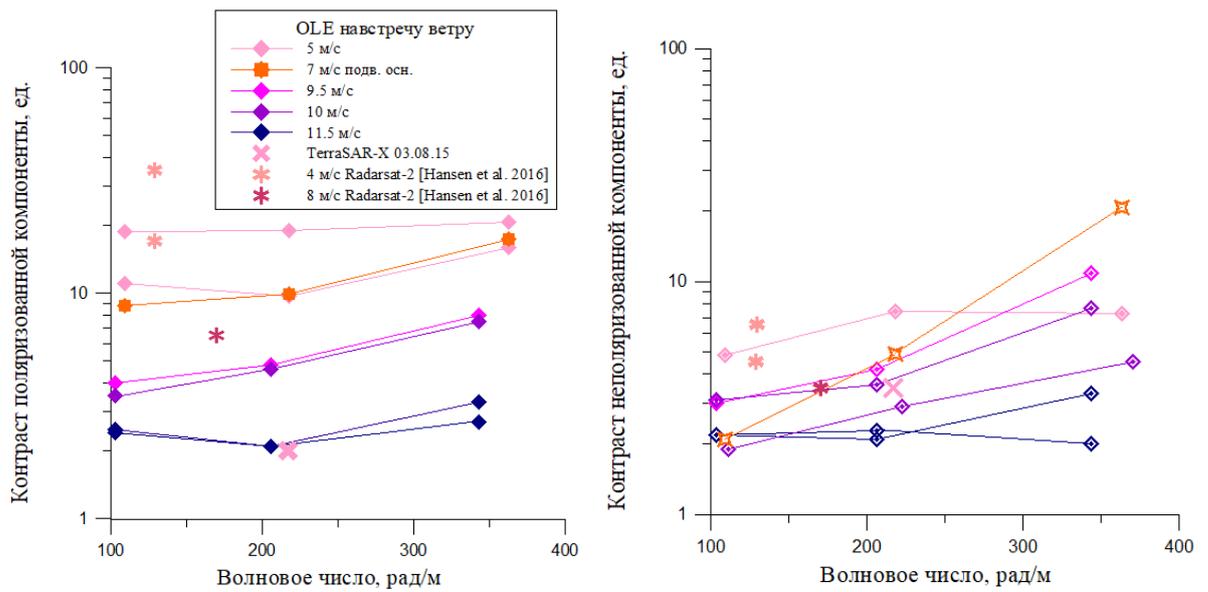


Рисунок 1.10 – Контрасты Брэгговской (слева) и неполяризованной (справа) компонент при зондировании навстречу ветру в снимках OLE при различных скоростях ветра (см. легенду)

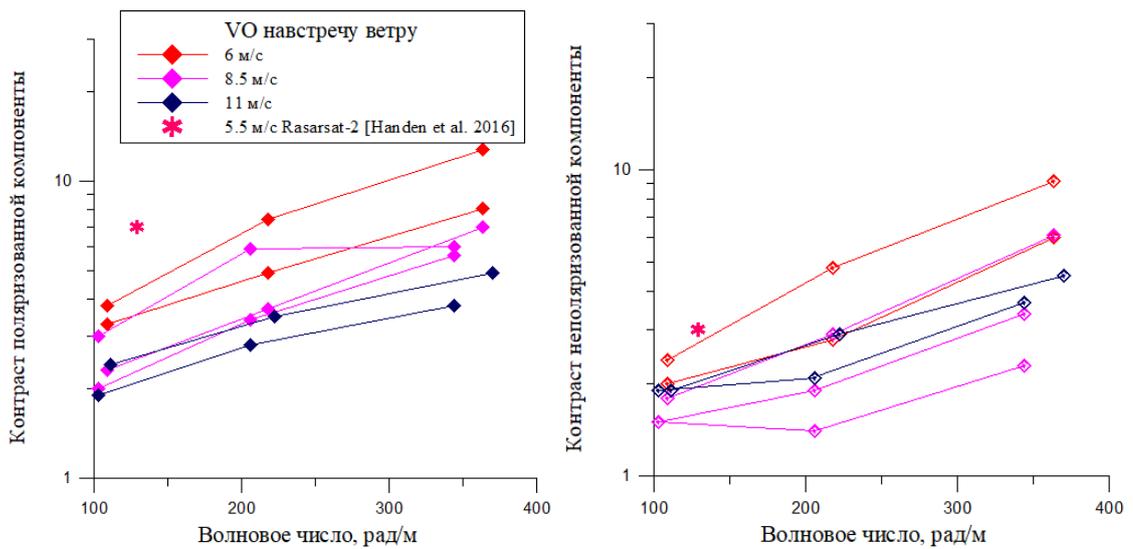


Рисунок 1.11 – Контрасты Брэгговской (слева) и неполяризованной (справа) компонент при зондировании навстречу ветру в снимках VO при различных скоростях ветра (см. легенду)

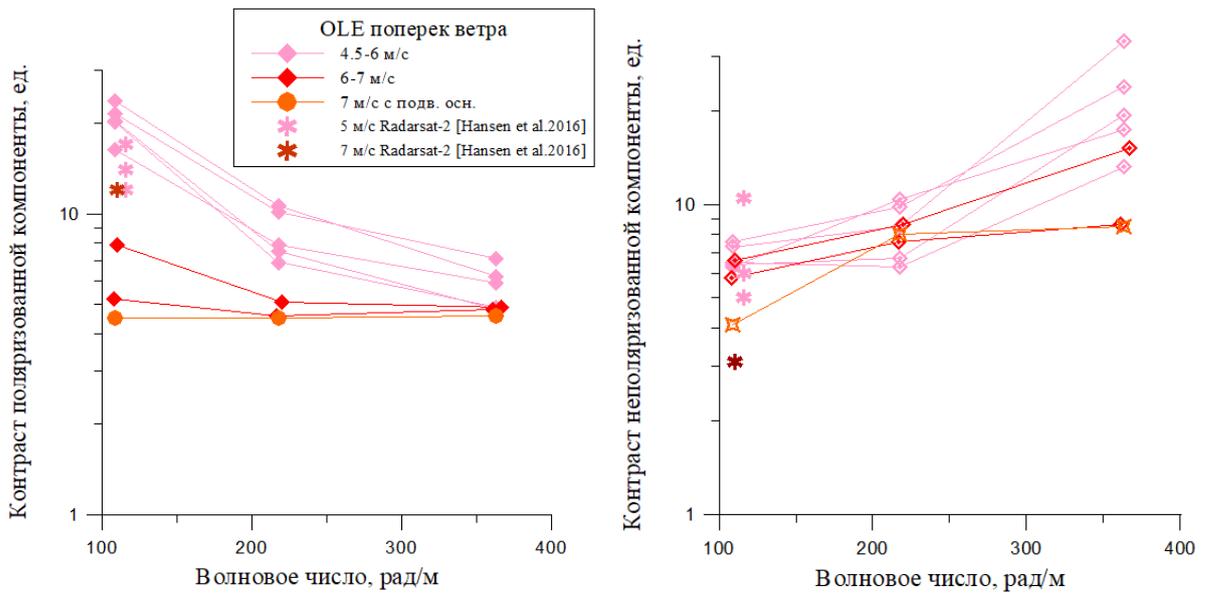


Рисунок 1.12 – Контрасты Брэгговской (слева) и неполяризованной (справа) компонент при зондировании поперек ветра в сликах OLE при различных скоростях ветра

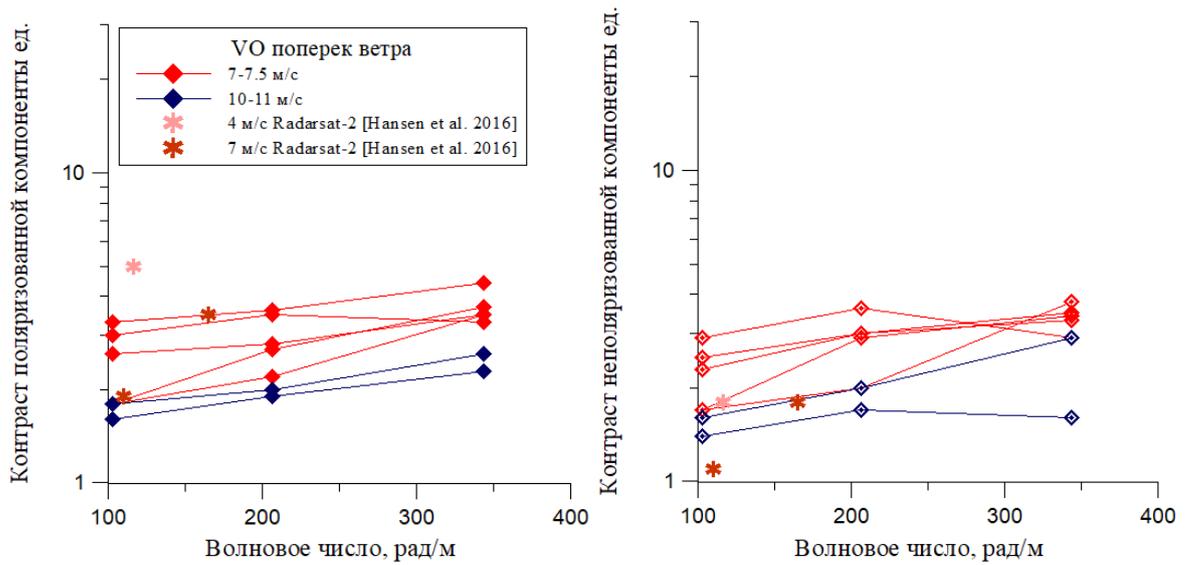


Рисунок 1.13 – Контрасты Брэгговской (слева) и неполяризованной (справа) компонент при зондировании поперек ветра в сликах VO при различных скоростях ветра

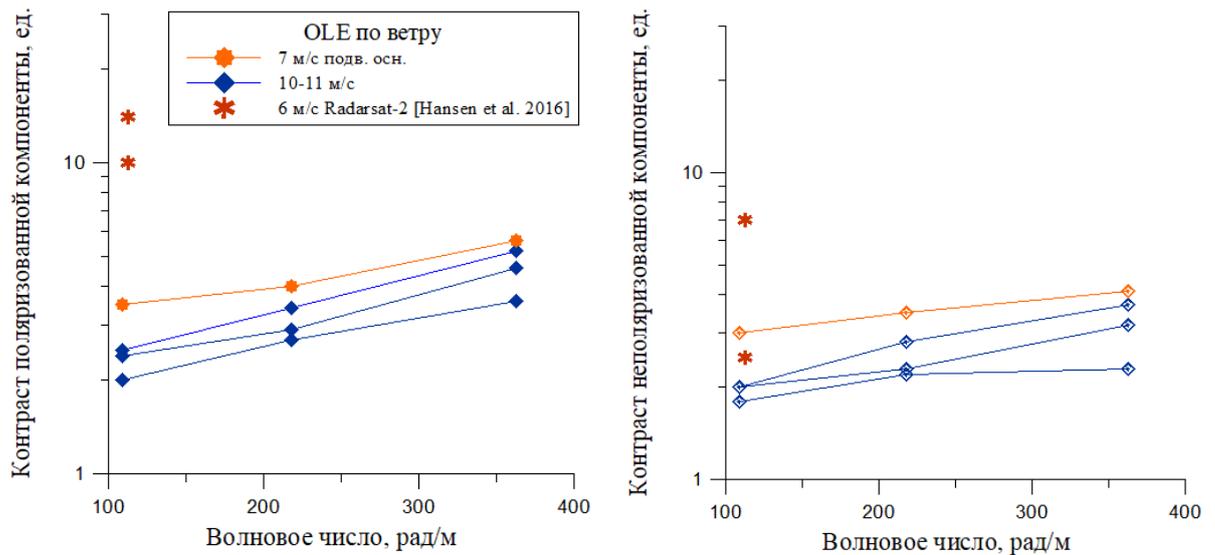


Рисунок 1.14 – Контрасты Брэгговской (слева) и неполяризованной (справа) компонент при зондировании по ветру в сликах OLE при различных скоростях ветра

На рисунках 1.4, 1.6 и 1.9 вертикальными интервалами показаны величины 95% доверительных интервалов для соответствующих компонент РЛ рассеяния в фонах и в областях пленочных сликов. Для того, чтобы оценить точность определения контрастов, эти доверительные интервалы интерпретируются как погрешности измерения средних интенсивностей сигналов различных компонент в фоне и в слике. Далее, согласно формулам (1.5), можно определить относительные ошибки определения контрастов как

$$\varepsilon K_{BC} = \varepsilon \sigma_{PD_nonslick} + \varepsilon \sigma_{PD_slick} = \frac{\Delta \sigma_{PD_nonslick}}{\sigma_{PD_nonslick}} + \frac{\Delta \sigma_{PD_slick}}{\sigma_{PD_slick}}, \quad (1.7)$$

$$\varepsilon K_{NP} = \varepsilon \sigma_{NP_nonslick} + \varepsilon \sigma_{NP_slick} = \frac{\Delta \sigma_{NP_nonslick}}{\sigma_{NP_nonslick}} + \frac{\Delta \sigma_{NP_slick}}{\sigma_{NP_slick}}. \quad (1.8)$$

Полученные ошибки для каждого измерения трехчастотным радиолокатором не превышают 20% для контрастов брэгговской компоненты и 60% - для неполяризованной. Ошибки контрастов, полученных по спутниковым данным (за 03.08.2015), составляют порядка 30%. Значительный массив данных по контрастам компонент РЛ сигналов в сликах модельных ПАВ с различными вязкоупругими свойствами при различных условиях наблюдения и скоростях ветра является уникальным.

Как видно из рисунков 1.10, 1.12 и 1.14, величины контрастов, полученные по данным измерений РЛ рассеяния в слайках при помощи КМРЛ с различных оснований, в целом не противоречат друг другу. При этом спутниковые данные, полученные в рамках настоящей работы, демонстрируют существенно меньшие величины контрастов сигналов в слайках. Кроме того, на рисунках приведены контрасты в слайках антропогенной природы, полученные путем анализа данных Radarsat-2 и изложенные в работе [23] (см. легенды на рисунках 1.10-1.14). Опорная частота РЛ излучения этого РСА составляет 5.405 ГГц, углы падения излучения в экспериментах - 30-50°, соответственно волновое число брэгговской волны составляет 110-170 рад/м. В качестве модельных используются слайки чистой нефти (crude oil) и растительного масла (plant oil). Авторы не описывают дополнительных измерений вязкоупругих характеристик модельных пленок, оценивая их путем сравнения измеренных величин контрастов с модельными расчетами для различных упругостей как величины порядка 15-30 мН/м в первом случае и 5-15 мН/м во втором. При интерпретации мы соотносили данные о контрастах в слайках OLE с контрастами в сырой нефти, а также случаи наблюдения растительного масла в наших экспериментах и в описанных в [23]. Сравнивая полученные контрасты, можно сделать вывод о том, что данные подспутниковых экспериментов [23] в целом хорошо вписываются в результаты наших экспериментов.

Первый результат, который может быть сформулирован на основе представленных данных, заключается в том, что контрасты и брэгговской, и неполяризованной компонент в целом демонстрируют уменьшение с ростом скорости ветра. Эффект уменьшения контрастов с ростом скорости ветра обсуждался в литературе, с некоторыми оговорками. Так, в работе [80] по результатам многочастотного наблюдения модельных пленок при умеренных углах падения излучения наблюдали падение контрастов на ВВ и ГГ поляризациях на фоне роста скорости ветра. Однако сами величины контрастов при сходных условиях эксперимента – веществе слайка, скорости ветра и угле падения – демонстрировали существенные вариации, что можно объяснить непринятием к рассмотрению такого фактора, как угол между ветром и направлением зондирования. В статье [23], описывающей поляризационные наблюдения слайков, проводились выделение и отдельный анализ Брэгговской и неполяризованной компонент. Рассматривая контрасты при зондировании под разными азимутальными углами, авторы выявили общий тренд на уменьшение их величин при увеличении скорости ветра. Однако такая тенденция не могла рассматриваться как надежно установленная ввиду малого количества данных и неизвестных вязкоупругих характеристик используемых пленок – растительного масла, сырой нефти и вещества неизвестной природы.

Второй результат состоит в том, что контраст неполяризованной компоненты в слике сравним по величине с контрастом Брэгговской компоненты и подвержен росту с увеличением волнового числа для подавляющего большинства наблюдений. Это свидетельствует о влиянии пленки не только на брэгговскую компоненту, но и на неполяризованную, связанную с вкладом квазизеркального рассеяния в областях обрушений. Сильное уменьшение (в несколько раз) интенсивности неполяризованной компоненты в сликах наблюдается при умеренных скоростях ветра (5 м/с), когда интенсивные обрушения на морской поверхности еще отсутствуют, что свидетельствует о том, что пленка ПАВ может влиять на характеристики т.н. микрообрушений.

Микрообрушениями в литературе называют обрушения гребней волн без образования скользящих бурунов и генерации пузырьковой фазы (microscale breaking waves, [81- 83]). В лабораторных экспериментах [84,85] на переднем склоне такого обрушающегося гребня были обнаружены характерные структуры, названные “bulge/toe” из-за особенностей формы, а также паразитная гравитационно-капиллярная рябь, «вмороженная» в профиль обрушающейся волны (схема особенностей профилей показана на рисунке 1.15).

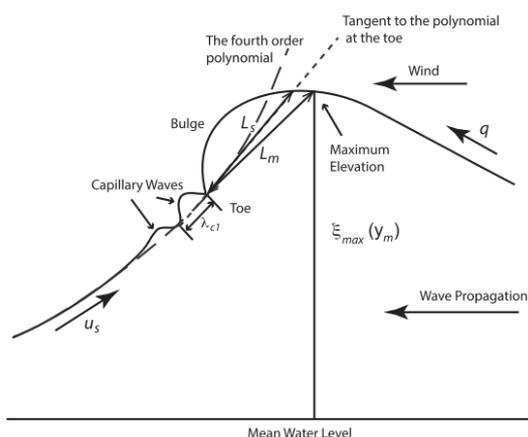


Рисунок 1.15 – схематичное представление структуры микрообрушений – рисунок из работы [86]

Результаты численного моделирования [87] и лабораторных экспериментов [86,88,89] микрообрушений волн высокой крутизны показали, что присутствие ПАВ на водной поверхности сильно влияет на процессы возбуждения паразитной ряби, уменьшая ее длину и амплитуду, и приводит к изменению геометрии bulge/toe структур (см рисунок 1.16). Влияние пленки на размеры bulge предположительно определяется как прямым подавлением структуры из-за влияния упругих свойств пленки на гребне, так и опосредованно через подавление более длинных волн, даже слабое изменение амплитуды которых существенно влияет на крутизну bulge при критических уклонах волн [89].

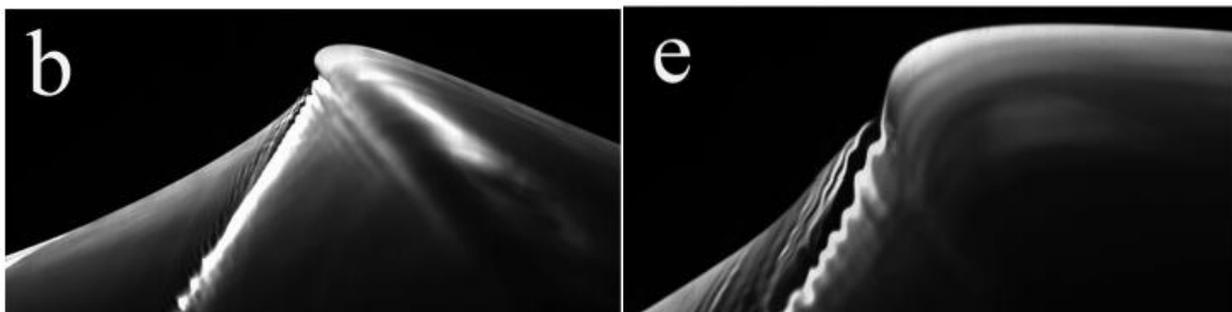


Рисунок 1.16 – Характерный вид профиля обрушающейся волны длиной ~ 120 см а) в отсутствие пленки ПАВ, б) в присутствии ПАВ (использовался TX25). Скорость ветра $U=2.3$ м/с, рисунок взят из [86]

В экспериментах [89] характерные размеры bulge при обрушении дм волн (частоты 3-4 Гц) не превышали порядка см, оценки масштаба структуры при обрушении метровых волн в эксперименте [86,88] дают сходные значения. Это соотносится с выводами [85] о том, что на чистой воде размеры bulge не зависят от опорной частоты обрушающейся волны, а характерные размеры структуры составляют порядка нескольких мм. Рассматривая в качестве источника неполяризованного рассеяния квазизеркальное отражение ЭМ волн от элементов bulge/toe структур [89,90], важно учитывать, что их размеры, хоть и зависят от КПН и упругих свойств пленки ПАВ, все же не превышают масштабов порядка десятка мм. Подавление структур такого масштаба будет наиболее сильно отражаться в сигналах рассеяния ЭМ волн со сравнимыми длинами [64], что находит отражение в эффекте роста контрастов неполяризованной компоненты с волновым числом в S-X-диапазонах. Уменьшение контрастов неполяризованной компоненты при увеличении скорости ветра связано, вероятно, с появлением и, далее, увеличением частоты интенсивных обрушающихся гребней с образованием пены сложной формы. Появление таких мощных квазиизотропных источников квазизеркального рассеяния, характеризующихся широким пространственным спектром, приводит к эффективному уменьшению контрастов и ослаблению их зависимости от длины зондирующей волны.

Рассмотрим теперь влияние пленки на Брэгговскую компоненту. Рисунки 1.10, 1.11 и 1.14 демонстрируют монотонный рост контрастов с увеличением волнового числа и уменьшение их величин на всех каналах при росте скорости ветра в направлении зондирования вдоль ветра. Поскольку контрасты Брэгговской компоненты характеризуют отношение спектральных интенсивностей поверхностного волнения на брэгговском волновом числе в фоновом участке и

в слике, проведем интерпретацию полученных данных на основе модели локального баланса энергии ветровых волн [29]. Модель основывается на стационарном и горизонтально однородном уравнении баланса спектральной плотности волнового действия $N(k)$; в простейшем случае не будем учитывать эффекты взаимодействия волн различных масштабов (а значит и существование паразитной капиллярной ряби), тогда спектр энергии можно описать с помощью уравнения

$$\frac{dN(k, \varphi, t)}{dt} = \Pi_a + \beta_{eff}(u^*, k, \varphi)N(k) - \alpha(k)N^m(k). \quad (1.9)$$

Спектральная плотность волнового действия, с учетом стационарности, отражающей случай полностью развитого волнения, может быть найдена из условия нулевой правой части (1.9). Π_a - источник энергии, связанный с пульсациями атмосферного давления, последний член в правой части отвечает за сток энергии из-за нелинейных процессов, в т.ч. перенос энергии по спектру ГКВ, m – показатель степени в феноменологическом выражении для нелинейного члена. В уравнении (1.9) $\beta_{eff} = \beta(k, u^*) - 2 \cdot \gamma(k, E(\Gamma), \sigma(\Gamma), \dots)$ - эффективный коэффициент возбуждения ветровых волн, отражающий ветровой источник и сток энергии из-за вязкого затухания.

Для описания инкремента ветровых волн используем формулу [57]:

$$\beta(u^*, k, \varphi) = a \cdot f(\varphi) \frac{u_*^2}{\omega} k^2, \quad (1.10)$$

где $f(\varphi)$ - функция углового распределения источника, $a = 0,04 \pm 0,02$ - эмпирический коэффициент, k - волновое число, ω - частота волны. u^* - скорость трения, зависящая от скорости ветра V . Для дальнейших оценок будет использовать [91]:

$$u_* = 0,034V. \quad (1.11)$$

Для фонового участка и в слике β_{eff} различным образом зависит от волнового числа, в частности, меняется вязкий член, отвечающий за сток энергии:

$$\gamma_{nsl} = 2\nu k^2,$$

$$\gamma_{sl} = 2\nu k^2 \frac{1-x+xy}{1-2x+2x^2}, \quad (1.12)$$

где

$$x = \frac{Ek^2}{\rho(2\nu)^{1/2} \omega^{3/2}},$$

$$y = \frac{Ek}{4\rho\nu\omega}. \quad (1.13)$$

Здесь ρ обозначает плотность воды, ν - кинематическая вязкость воды, E – упругость пленки. Несложно показать, что при скоростях ветра, превышающих порог возбуждения (~2 м/с), когда связанным с атмосферными пульсациями источником можно пренебречь, контраст брэгговской компоненты, равный отношению интенсивностей поверхностного волнения в фоне и в слике, выражается как

$$K = \frac{N_{nsl}}{N_{sl}} = \left(\frac{\beta_{\varepsilon\phi\phi nsl}}{\beta_{\varepsilon\phi\phi sl}} \right)^{\frac{1}{m-1}}. \quad (1.14)$$

На рисунке 1.17 для слика олеиновой кислоты и наблюдения «навстречу ветру» ($\phi=0$) для случаев умеренных и свежих ветров (5 и 9 м/с) показан расчет контраста брэгговской компоненты по модели локального баланса с параметрами $a = 0,06$; $f(\phi) = \cos(\phi)$; $m=2$.

Несмотря на то, что модель локального баланса при выбранных параметрах недостаточно адекватно описывает результаты РЛ наблюдений в сликах в направлении параллельно ветру, она все же качественно объясняет эффект уменьшения величин контрастов для брэгговской компоненты при росте скорости ветра. Так, при увеличении ветра наблюдается рост

эффективного ветрового инкремента в числителе и знаменателе формулы (1.13), что приводит к уменьшению контрастов поляризованной компоненты. Уменьшение контрастов, рассчитанных по модели локального баланса и наблюдаемых экспериментально, с увеличением скорости ветра наглядно продемонстрировано на рисунке 1.17.

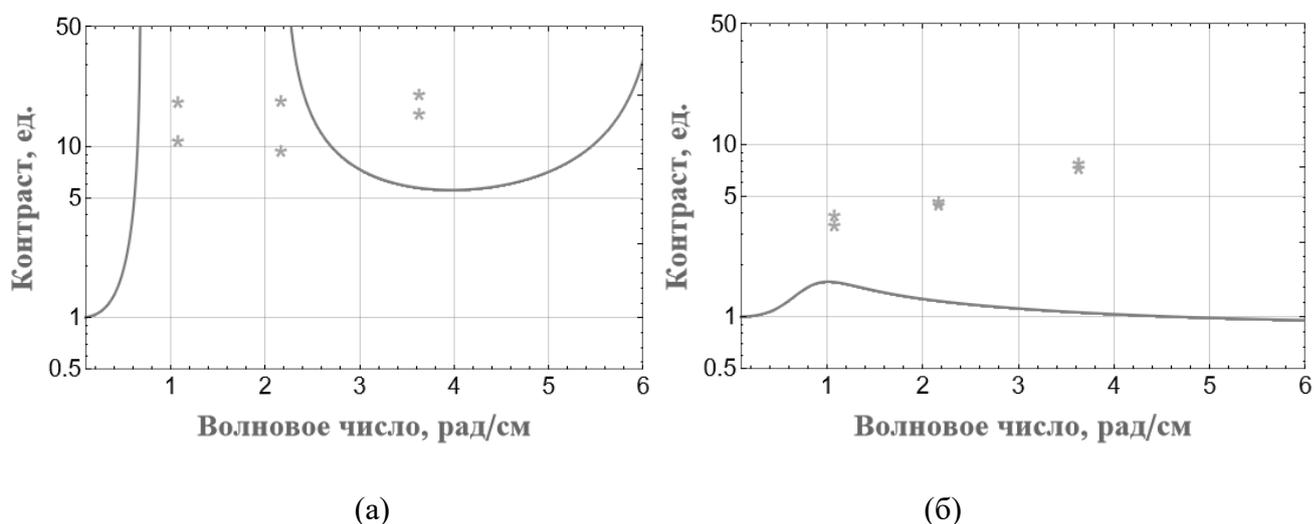


Рисунок 1.17 – Контрасты (а) 5 м/с (б) 9 м/с OLE. * - данные натуральных измерений радарных контрастов Брэгговской компоненты, сплошные линии- расчеты по модели локального баланса.

Можно заметить, что даже в такой относительно простой модели, как модель локального баланса, используется множество параметров и эмпирических функциональных зависимостей. Использование различных комбинаций этих параметров, тем не менее, не позволяет получить характер зависимости контрастов, функционально близкий к наблюдаемым в натурном эксперименте величинам. Доработка модели может идти по пути описания дополнительных источников см волн, связанных, например, с генерацией паразитной ряби, а также рассмотрения иных, кроме вязких, механизмов диссипация ветровых волн. Ответ на вопрос о присутствии дополнительных членов, отвечающих за сток энергии см волн, может дать рассмотрение случаев зондирования в направлении «поперек ветра».

Пренебрегая при малых скоростях ветра или при зондировании «поперек ветра» нелинейным членом в правой части (1.9) и считая неизменным источник волн в слике и вне его, контраст представим в виде:

$$K_{BC} \approx \frac{\gamma_s}{\gamma_0} = \frac{1-x+xy}{1-2x+2x^2}. \quad (1.15)$$

Рисунок 1.18 демонстрирует характер спада контраста с волновым числом при РЛ наблюдении слика олеиновой кислоты поперек ветра. На рисунке 1.19 показаны аналогичные расчеты для слика растительного масла. Первые результаты синхронного наблюдения модельных сликов в многочастотном режиме поперек ветра приведены в [79], анализ контрастов РЛ сигналов на ВВ поляризации в условиях слабых и умеренных ветров проводился путем сравнения с расчетами относительного коэффициента затухания в пленке в приближении двухмасштабной модели; анализируемые контрасты для высокоупругих пленок при $k > \sim 100$ рад/м превышали расчетные величины, демонстрируя выход на плато. Выделение неполяризованной компоненты рассеяния в наших экспериментах позволяет впервые наблюдать спадающий характер зависимости контраста от волнового числа при наблюдении поперек ветра при его умеренных скоростях.

Функциональная зависимость контраста от волнового числа (1.15) не содержит членов с ветровой накачкой, поэтому величины должны определяться только характеристиками пленки. Однако, как показывает рисунки 1.13 и 1.14, экспериментальные данные свидетельствуют о существенном влиянии ветра на характер зависимости.

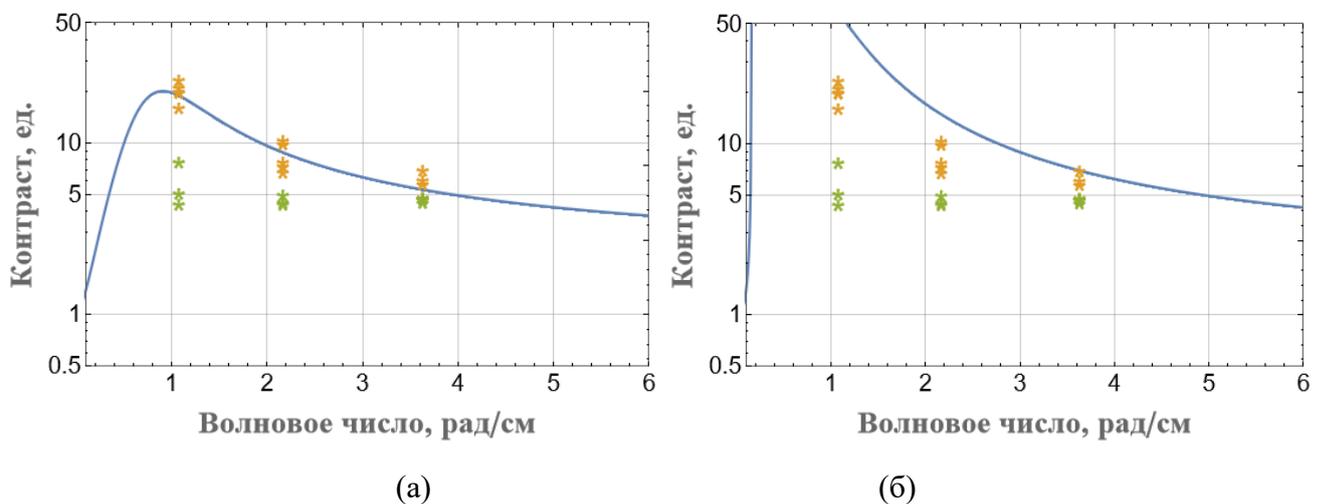


Рисунок 1.18 – Расчеты контрастов брэгговской компоненты в слике OLE (упругость 22 мН/м, КПН 32 мН/м) при зондировании поперек ветра и радарные данные 4,5-6 м/с (желтым цветом) и 6-7 м/с (зеленым цветом). (а) строго поперек ветра; (б) отклонение 10 град

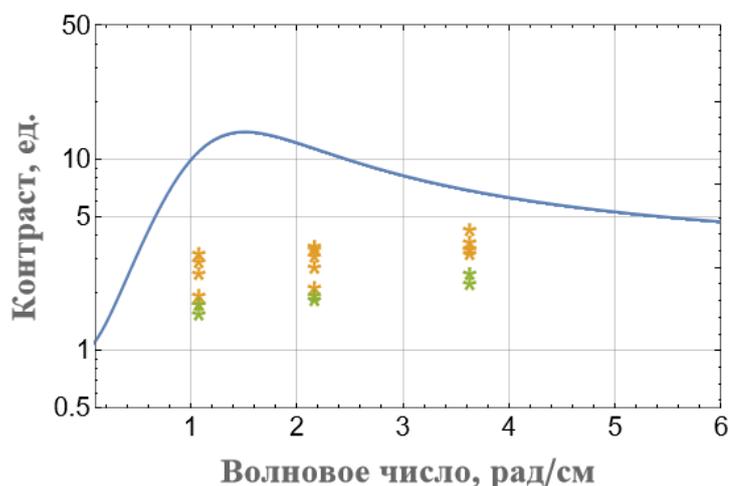


Рисунок 1.19 – Расчеты контрастов брэгговской компоненты в слике VO (упругость 12 мН/м, КПН 40 мН/м) при зондировании поперек ветра и данные 7-7.5 м/с (желтым цветом) 10-11 м/с (зеленым цветом)

Экспериментально полученные зависимости контрастов брэгговской компоненты демонстрируют хорошее согласие с расчетами по модели локального баланса при наблюдении слика OLE в направлении поперек ветра при умеренных скоростях ветра (4-6 м/с). Поскольку контрасты в сликах VO измерены при больших скоростях ветра, случай, демонстрирующий функциональное спадание контрастов с ростом волнового числа и характерный для слабых ветров, отсутствует. При анализе полученных результатов возникает вопрос о строгости направления «поперек ветра» в описанных экспериментах и об оценке влияния возможного отклонения от этого направления, которое могло бы объяснить такое несоответствие. Введение в формулу (1.7) дополнительного члена, отвечающего за генерацию волн ветром при отклонении от строгого направления поперек ветра, как показывает рисунок 1.18 (б), только усугубляет проблему несоответствия измеренных и рассчитанных контрастов.

Скорости ветра порядка 6 м/с соответствуют началу генерации интенсивных обрушений на морской поверхности типа spilling с опрокидыванием гребня и появлением пенных шапок (whitescapping); для решение проблемы несоответствия модели и натуральных наблюдений радарных контрастов предлагается рассмотреть новый член затухания, связанный с интенсификацией турбулентности верхнего слоя при увеличении скорости ветра [92].

1.4. Выводы к главе 1

На основе данных натуральных экспериментов по РЛ зондированию искусственных сликов получены контрасты Брэгговской и неполяризованной компонент S-X- диапазонов микроволн при разных условиях наблюдений. В условиях умеренных ветров контрасты Брэгговской компоненты демонстрируют монотонный рост с увеличением волнового числа при наблюдении

параллельно ветру и слабое спадание для зондирования поперек ветра. Увеличение скорости ветра в целом приводит к уменьшению величин контрастов для всех каналов и направлений зондирования при умеренных углах падения. Интенсивность небрэгговской компоненты демонстрирует существенное (в несколько раз) уменьшение в слайках, что свидетельствует о влиянии пленки на формирование обрушений, в частности, на генерацию паразитных волн и bulge/toe структур на гребнях микрообрушений. Контрасты неполяризованной компоненты в S - X диапазонах демонстрируют рост с уменьшением длины волны излучения.

Полученные зависимости контрастов брэгговской компоненты демонстрируют хорошее согласие модели локального баланса и результатов натуральных экспериментов при наблюдении высокоупругих слайков в направлении поперек ветра при умеренных скоростях ветра (4-6 м/с); увеличение скорости ветра приводит к уменьшению контрастов в слайках в S-X- диапазонах РЛ зондирования; для решение проблемы несоответствия модельных расчетов и натуральных наблюдений радарных контрастов предлагается рассмотреть новый член затухания, связанный с интенсификацией турбулентности верхнего слоя при увеличении скорости ветра.

Глава 2. Исследование механизмов затухания гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) в приложении к проблемам формирования спектра ветрового волнения и дистанционного зондирования пленок ПАВ на морской поверхности.

2.1 Введение

Результаты натурных РЛ наблюдений модельных сликов, как отмечалось в первой главе, демонстрируют отклонение полученных контрастов брэгговской компоненты от рассчитанных по модели локального баланса величин. При этом различия характера зависимости контраста от волнового числа наблюдались не только для зондирования вдоль ветра, где должна учитываться ветровая накачка, но и для направления поперек ветра. Для последнего случая характерно хорошее согласие экспериментальных данных и модельных расчетов в условиях слабого ветра, но с ростом его скорости наблюдается очевидное уменьшение контрастов для брэгговских волновых чисел, отвечающих X-S- диапазонам.

Как отмечалось в первой главе, согласно существующим моделям (модель локального баланса [29], физическая модель [14]), контраст в случае наблюдения сликовой структуры поперек ветра определяется отношением коэффициентов затухания ветровых волны на брэгговском волновом числе γ_s / γ_{nsl} , не зависящим от скорости ветра. Поскольку экспериментальные данные свидетельствуют о зависимости контрастов при зондировании поперек ветра от его скорости, модели спектрального контраста должны учитывать либо влияние ветра на свойства пленки, либо иные механизмы гашения ветрового волнения, кроме рассмотренных.

Для поверхностных волн см диапазона в качестве стока волновой энергии может выступать влияние приповерхностной турбулентности. В приповерхностном слое океана существует большое количество явлений, приводящих к его турбулизации: возмущения полей ветра и температуры [93], неустойчивость горизонтальных сдвиговых течений [94-97], особенности движения жидкости вблизи гребней крутых гравитационных волн [98-100], обрушение внутренних и поверхностных ветровых волн [101- 105] и т.д. При исследовании динамики поверхностных ветровых волн имеет смысл говорить об океанической турбулентности верхнего слоя, характеристики которой обусловлены ветроволновым взаимодействием. Относительный вклад различных механизмов генерации турбулентности зависит от характеристик поверхностных ветровых волн и обсуждается в литературе [106], при этом турбулентность может характеризоваться как сильно неоднородная и подверженная влиянию фоновых распределений температуры и солености [107, 108]. Взаимодействие

волнения и турбулентности, им генерируемой, в условиях произвольных распределений температуры и солености является комплексным самосогласованным процессом [110], который в рамках настоящей работы рассматриваться не будет. Наше внимание будет посвящено исследованию влияния турбулентности с заданными характеристиками на монохроматические поверхностные волны.

На данный момент в литературе описано несколько механизмов затухания волн на поверхности турбулизованной жидкости. Механизм рассеяния поверхностной волны на турбулентности, предположительно доминирующий в случае медленно меняющихся крупных вихрей, был предложен в [31]. В работе рассматривалось абсолютно упругое однократное рассеяние энергии волны только в горизонтальном направлении на турбулентности с малой интенсивностью. Затухание падающей волны оценивалось как эффективное уменьшение энергии волны в направлении, близком к начальному. Описание рассеяния энергии волны малой амплитуды на крупномасштабной турбулентности в рамках теории волновой турбулентности было предложено в [41]. Декремент затухания волны, полученный в предположении существования инерционного интервала, в котором турбулентность однородна и изотропна, а ее спектральная плотность описывается степенным законом, пропорционален квадрату турбулентной скорости. Работа [34] уточняет выводы [31] и в борновском приближении обобщает затухание волны из-за рассеяния на случай длин волн, больших масштабов турбулентности, рассматривая в том числе случай анизотропной турбулентности верхнего слоя.

Вертикальный поток энергии волны из-за вовлечения частиц в турбулентное движение был рассмотрен в статье [32]. В результате такого вовлечения распределение волнового движения становится более однородным по глубине относительно исходного экспоненциально спадающего, что может трактоваться как затухание волны. Наибольший вклад в такое перемешивание должны вносить высокочастотные и крупные (относительно частоты и длины поверхностной волны соответственно) вихри, однако на практике одновременное удовлетворение обоим этим критериям вряд ли выполнимо.

Механизм затухания волны на турбулентности, впервые предложенный Филлипсом [31] и впоследствии развитый [33], описывает потери энергии волны на создание пространственно-временной неоднородности полей турбулентных скоростей. Авторы разделили деформации поля изначально однородной турбулентности из-за орбитального движения волновых частиц и Стоксова дрейфа. Согласно их расчетам, эффект второго механизма, хоть и пропорционален квадрату малой величины уклона волны, имеет свойство накапливаться во времени и доминировать над первым механизмом спустя некоторое число циклов волны. Подход, описанный в работе, справедлив для случая сильной ГКВ и мелкомасштабной турбулентности,

когда орбитальные скорости волны превышают скорости турбулентных пульсаций, а деформация вихрей из-за волновых движений превалирует над деформацией турбулентности из-за самой себя. Отметим, что выражение для затухания волны никак не отражает зависимость от масштаба турбулентности, поэтому не очевидно, что оно согласуется с базовыми предположениями, на которых построена теория.

В целом можно заключить, что соотношение между рассмотренными механизмами остается в общем случае неопределенным, в частности, для описания случая сопоставимых длин волн и интегральных масштабов турбулентности, а верификация описанных моделей невозможна без использования экспериментальных данных.

Работа [111] посвящена измерению затухания интенсивных квазипериодических ГКВ, распространяющихся через область турбулентности. Декларируемые в работе уклоны волн варьировались от 0,04 до 1, однако эти оценки кажутся некорректными, поскольку превышают критические значения, близкие к 0,44 [112]. Поверхностные волны в эксперименте характеризуются сильной нелинейностью, что может приводить к передаче энергии между гармониками и дополнительному затуханию исследуемой волны.

В работе [113] представлены результаты лабораторных измерений затухания бегущих цилиндрических ГКВ на турбулентности, генерируемой вертикально осциллирующей решеткой. Возбуждение волн проводилось в области генерации турбулентности, что приводило к модуляции волны и уширению ее спектра и, возможно, сказалось на полученных величинах коэффициентов затухания ГКВ. В статье были показаны эквивалентность механизма Боева [32] и описания потерь энергии волны из-за турбулентности, развитого в [110], а также удовлетворительное согласие полученных коэффициентов затухания и оценок согласно [32], хотя основные предположения модели Боева не выполнялись. Реанализ экспериментальных данных [114] также приведен в приложении, однако обсуждение особенностей используемой методики представляется затруднительным, поскольку оригинальная работа за давностью отсутствует в открытых источниках.

Эксперимент [115] имел целью изучение совместного влияния турбулентности и поверхностно-активного вещества (ПАВ) на затухание волны и продемонстрировал аддитивность затухания из-за влияния этих двух факторов. Согласно полученным экспериментальным данным затухание волн из-за турбулентности было сопоставимо с вязким затуханием.

Серия экспериментов с турбулентностью, генерируемой дождевыми каплями, была проведена в работе [116]. Исследовались две интенсивности дождя (разница расходов воды составляла порядка 30%), но существенной разницы между характеристиками генерированной турбулентности в верхнем слое не наблюдалось, так же, как и разницы в коэффициентах

затухания бегущих на фоне дождя волн. Авторы заключили, что полученные коэффициенты затухания в несколько раз превышают оценки по формуле [33] с привлечением измеренных характеристик турбулентности в верхнем слое.

Серия экспериментов, описанная в работе [117], была посвящена исследованию затухания плоских бегущих волн на турбулентности, генерируемой осциллирующей решеткой внутри заглубленного прямоугольного контейнера. Авторы предположили, что использование такой конструкции уменьшит прямое воздействия колебания решетки на поверхностные волны; однако оно могло приводить к диффузии турбулентности вне контейнера и в конечном итоге – к неоднородности и не локализованной турбулентности. Неоднородность турбулентности могла проявляться также в возбуждении неоднородных горизонтальных течений вне контейнера, взаимодействие с которыми могло приводить к усилению/затуханию бегущей поверхностной волны. Эффект усиления энергии волны в самом деле наблюдался для ряда измерений на низких частотах поверхностной волны, а относительное изменение волновой энергии для близких параметров наблюдения варьировалось в несколько раз. Это свидетельствует о низкой точности результатов эксперимента, вероятно, вследствие взаимодействия бегущей поверхностной волны с циркуляционным течением.

В целом, по результатам проведенного обзора, можно сделать вывод о том, что существующие на данный момент экспериментальные данные характеризуются значительным разбросом, который может быть связан с несовершенством методов проведения эксперимента, а именно с влиянием нелинейных эффектов, пространственной неоднородности характеристик турбулентности, а также средних приповерхностных течений на динамику поверхностной волны. Описанные экспериментальные данные, которые предварительно могут быть оценены как наиболее надежные [113, 115, 116] на основе анализа используемых экспериментальных методик и полученных результатов, будут использоваться далее при сравнении с новыми данными. Данные работы [111] представляют сложность для интерпретации из-за существенной нелинейности исследуемых поверхностных волн, а также из-за сомнений относительно справедливости заявленных уклонов волн и характеристик турбулентности, и далее приводиться не будут. Результаты [114, 117] также будут использоваться при анализе литературных данных, однако стоит учитывать их низкую достоверность из-за большого разброса данных, в том числе, из-за эффекта «отрицательного» затухания на турбулентности, связанного предположительно с влиянием средних циркуляционных течений, маскирующих сам эффект.

Подход, предполагающий слабое влияние поверхностных волн на характеристики турбулентности, при корректной параметризации последних позволяет оценивать коэффициенты затухания гравитационно-капиллярных волн на турбулентности, генерируемой

различными источниками. Такими источниками, например, могут служить корабельный след, интенсивная неоднородно распределенная турбулентность, возникающая в верхнем слое сразу после обрушения гребня длинной волны, а также фоновая, поддерживаемая повторяющимися обрушениями волн. Интересно, в частности, проанализировать, какой вклад в затухание ГКВ в слике может вносить затухание на турбулентности верхнего слоя и как это может повлиять на развитие моделей спектральных контрастов при РЛ наблюдении пленочных ПАВ. Анализ коэффициентов затухания из-за влияния пленки и турбулентности применим и к описываемому в этой главе эффекту разрушения пленки вблизи обрушающегося гребня.

Вторая глава настоящей работы посвящена анализу литературных источников по теоретическим и экспериментальным исследованиям гашения волн в присутствии турбулентности, результатам нового лабораторного эксперимента, обсуждению особенностей применяемого метода и анализу полученных данных. Сравнительный анализ затухания поверхностных волн из-за влияния ПАВ и приповерхностной турбулентности проводится в приложении к задаче развития моделей спектральных контрастов. В русле исследования динамики ГКВ в пленочных сликах рассмотрен эффект разрушения поверхностных пленок на обрушающемся гребне, отвечающий за перенос ПАВ вглубь жидкости в условиях интенсивного волнения.

2.2 Лабораторное исследование затухания поверхностных волн из-за турбулентности при помощи метода параметрически возбуждаемых волн

Недостатки описанных выше экспериментов были устранены или существенно уменьшены в методе измерения затухания параметрически возбуждаемых поверхностных волн в присутствии турбулентности. Он является комбинацией метода [118], изначально предложенного для измерения коэффициентов затухания ГКВ в присутствии пленок ПАВ, и метода возбуждения турбулентности в бассейне ограниченных размеров с помощью вертикальных осцилляций турбулизующей решетки внутри него [119]. Результаты первых экспериментальных данных по исследованию затухания волн из-за турбулентности, полученных с помощью комбинированного метода, были приведены в [120, 121], далее они были существенно дополнены [122, 123], в частности, путем увеличения диапазона исследуемых длин волн. Увеличение частотного диапазона ГКВ позволило исследовать случаи, когда длина волны сравнима с характерным масштабом турбулентности. Это позволило обнаружить новый эффект при наблюдении зависимости коэффициента затухания от длины поверхностной волны.

Основная идея метода состоит в совмещении измерения затухания параметрически возбуждаемых ГКВ и генерации турбулентности в вертикально осциллирующей кювете, для чего был предложен двухчастотный режим колебания кюветы. Турбулентность генерируется благодаря низкочастотным интенсивным осцилляциям (f_1) при обтекании водой перфорированной пластины, закрепленной близко ко дну. ГКВ на водной поверхности параметрически возбуждаются высокочастотными колебаниями (f_2) с амплитудой, существенно меньшей амплитуды низкочастотных осцилляций.

Серия экспериментов проводилась в прозрачной кювете с горизонтальными размерами 263*63 мм и высотой 230 мм, установленной на вибростенде S521 производства TIRA с усилителем мощности ВАА 120 (АМР)). Неподвижная перфорированная пластина с внешними размерами 259,5*60 мм с отверстиями диаметром 0,5 см и расстояниями между ними величиной 2 см закреплялась в положении на 2 см выше центральной позиции дна. Глубина воды в кювете составляла приблизительно 11 см. Схема экспериментальной установки показана на рисунке 2.1.

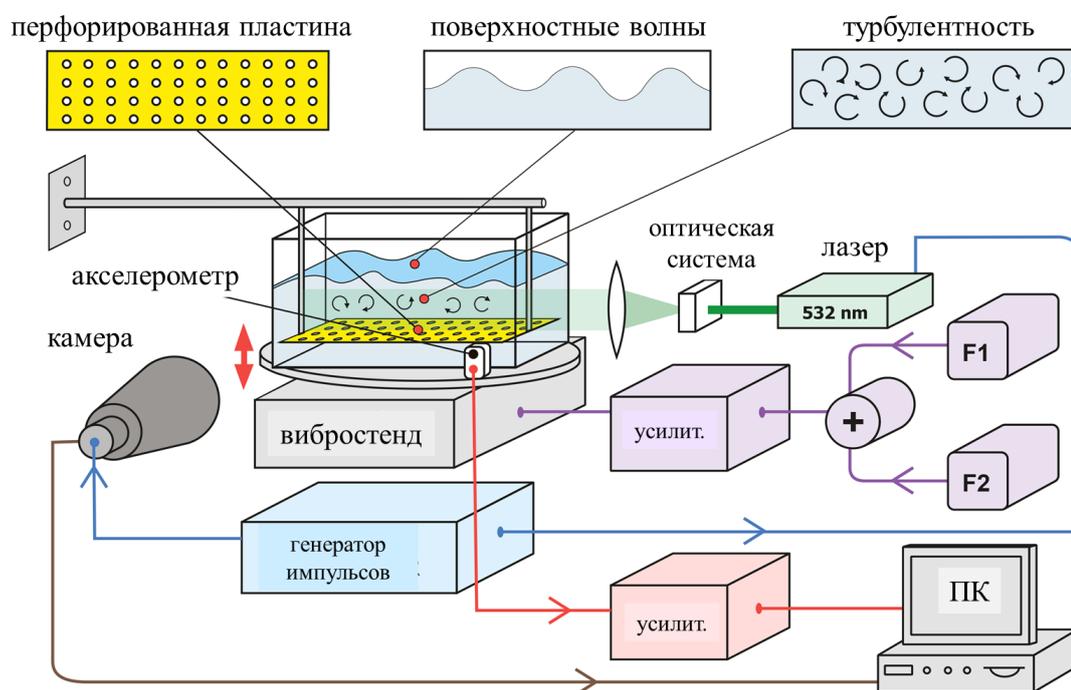


Рисунок 2.1 – Схема экспериментальной установки

2.2.1 Возбуждение гравитационно-капиллярных волн

Волны на поверхности воды параметрически возбуждаются благодаря осцилляциям кюветы на частоте вдвое больше частоты ГКВ, что соответствует первой зоне Матъе. Волновые числа k_{mn} мод поверхностных волн, возбуждаемых в кювете $a*b$, могут быть вычислены при отсутствии эффектов мениска как:

$$k_{mn}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2, \quad m, n = 0, 1, 2, \dots, \quad (2.1)$$

где a – ширина кюветы, b – ее длина ($a < b$). Частота ω_{mn} этой моды с числами (m, n) может быть найдена на основании дисперсионного соотношения в линейном приближении:

$$\omega_{mn}^2 = \left(gk_{mn} + \frac{\sigma}{\rho}k_{mn}^3\right)th(k_{mn}h), \quad (2.2)$$

где h – глубина воды, σ – коэффициент поверхностного натяжения, ρ – плотность воды, g – ускорение свободного падения. Частота накачки заранее рассчитывалась согласно (2.1) и (2.2) при $m=0$, и во время эксперимента подстраивалась вблизи величины $\frac{2\omega_{mn}}{2\pi}$ с целью достижения минимального значения порогового ускорения δg , что соответствует точному попаданию в параметрический резонанс. Можно показать, что коэффициент затухания волны $\gamma_{mn\Sigma}$ на определенной частоте волны может быть определен через измерение порогового ускорения δg [118] по формуле

$$\gamma_{\Sigma} = \frac{\delta g \cdot k \cdot th(kh)}{4\omega}, \quad (2.3)$$

где k и ω – длина и частота параметрически возбуждаемой волны.

Таким образом, для получения коэффициента затухания волны необходимо измерить пороговое значение ускорения кюветы δg , соответствующее началу постепенного роста стоячих волн с частотой вдвое меньше частоты накачки. Мода с $m=0$ визуально проявляется благодаря волновым фронтам, параллельным короткой стенке кюветы. Стоит отметить, что вынужденные волны с частотой, равной частоте накачки, тоже постоянно присутствуют на

поверхности воды, но их амплитуды малы и не увеличиваются со временем. Поскольку предложенный метод предполагает определение начала параметрической генерации волн с частотой $f_2/2$, экспоненциально нарастающих во времени после достижения порога, разграничение между вынужденными и параметрически возбуждаемыми волнами довольно очевидно.

Пороговое ускорение δg , минимальное в первой зоне Матье, измеряется акселерометром, установленным на вибростенде (в наших экспериментах использовалась модель “AP-11” производства ИПФ РАН). Длина волны стоячих параметрически возбуждаемых ГКВ измеряется с помощью фотосъемки водной поверхности, далее вычисляется соответствующее волновое число k . Частота волны определена как половина частоты накачки, подстроенной экспериментально (см. ниже).

Коэффициент затухания в кювете формируется под влиянием различных механизмов: затухания на стенках и на дне, на водной поверхности, в частности, из-за пленки ПАВ, и других факторов, в т.ч. турбулентности. Используя кювету с достаточно большим размером, мы можем пренебречь эффектами мениска и адекватно оценить затухание на стенках и дне; используя очищенную воду можно минимизировать затухание из-за поверхностных пленок. Для того, чтобы сохранить степень чистоты водной поверхности в ходе проведения серии экспериментов, выполнялась периодическая чистка поверхности. После этого чистота поверхности контролировалась при помощи тестовых измерений затухания волн в кювете в отсутствие турбулентности и сравнения полученных результатов с теоретическими оценками для чистой воды. Диапазон частот исследуемых волн в рамках нашего эксперимента ограничен двумя факторами. Чем выше частота волны, тем ближе находятся частоты поверхностных мод с различными наборами (m,n) и тем более вероятно, что при малом отклонении частоты от $\frac{2\omega_{0n}}{2\pi}$ произойдет возбуждение перекрестной моды. Таким образом, возбуждение выделенной поверхностной моды с параллельными фронтами становится сложнее; возбуждение нескольких мод с близкими частотами волн, но с разными наборами (m,n) приводит к появлению сложной волновой структуры на поверхности и к уменьшению точности определения порога возбуждения исследуемой выделенной моды. При уменьшении же частоты волны при малом превышении порога возбуждения время ее генерации существенно увеличивается, что, опять же, приводит к увеличению ошибки определения порога. Оптимальный диапазон частот в наших экспериментах составляет 3,5-14 Гц.

2.2.2 Генерация турбулентности и измерение ее характеристик

Генерация турбулентности проводилась на низких частотах колебания, которые не приводили к возбуждению поверхностной волновой моды. Следует отметить, что использование эффекта параметрического резонанса в условиях описанного подхода накладывает ограничения на частоты возбуждения турбулентности. Предварительные эксперименты показали, что возбуждение турбулентности на частотах ниже 1.6 Гц не приводит к увеличению коэффициента затухания волны относительно случая отсутствующей турбулентности (в пределах ошибки измерений) вследствие низкой интенсивности возбуждаемой турбулентности. При частотах выше 2.9 Гц в кювете помимо возбуждения турбулентности происходит возбуждение и одной из мод ГКВ.

Согласно описанному критерию частоты турбулентности были выбраны как 2 Гц (режим 1) и 2.8 Гц (режим 2). Амплитуда низкочастотных колебаний в обоих случаях составляла 0,5 см и была максимально возможной для используемого вибростенда.

Поля скоростей были получены путем применения метода Particle imaging velocimetry (PIV). PIV является широко используемым методом для измерения полей скоростей в макроскопических жидких или газовых системах [124, 125]. Метод основан на регистрации положения групп частиц, перемещающихся вместе со средой и подсвеченных тонким световым ножом, на парах близких по времени кадров. Для определения смещения групп частиц кадр разбивается сеткой, а затем смещение и искомая скорость внутри каждого элемента сетки определяется при помощи корреляционного анализа [126]. Отметим, что традиционный метод PIV позволяет измерить поле скоростей, спроецированных на плоскость светового ножа. Используемый алгоритм чувствителен к качеству подсветки: в областях кадра с недостаточной освещенностью или контрастностью возникают точки с отсутствием данных о поле скорости.

В наших экспериментах в качестве маркеров потока использовались полистирольные частицы с нейтральной плавучестью и размерами порядка 50 мкм. Для высвечивания вертикального разреза в жидкости использовалась специальная система подсветки, состоящая из лазера (532 нм, зеленый) и линзы, формирующей пучок ножевой формы толщиной 1 мм и шириной 15 мм. Видеокамера работала в двух экспозиционном режиме съемки, который характеризуется варьируемым временем экспозиции первого кадра (3.5 мкс и более) и фиксированным длительным интервалом для второго кадра (127 мкс). Для того, чтобы эффективно уменьшить время экспозиции второго кадра, использовалась модуляция подсветки генератором импульсов, синхронизованным также с видеокамерой. Так как экспозиция второго кадра длинная, для достижения необходимой контрастности видеосъемка должна проводиться в темной комнате.

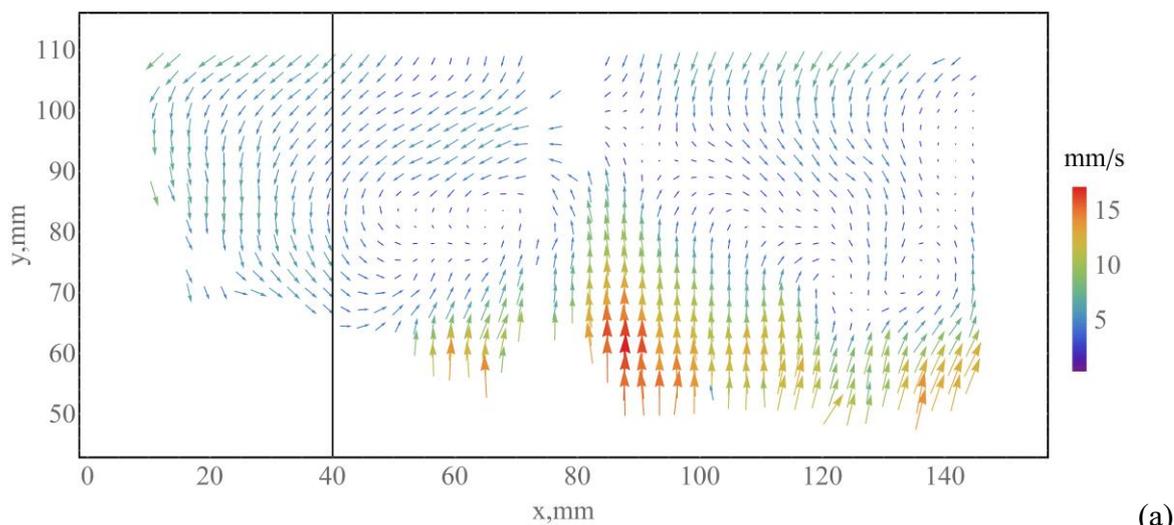
В экспериментах использовались следующие параметры: время экспозиции первого кадра 1 мс, длительность лазерного импульса подсветки 0.5 мс, период следования импульсов подсветки 0.02 с, период следования пар импульсов подсветки – 0.33 с.

Мгновенное поле скорости определялось на основе сравнения положений групп частиц между кадрами одной пары. Поскольку собственное движение частиц происходило на фоне вертикальных колебаний кюветы относительно неподвижной камеры, последние при обработке данных необходимо было исключить. Для этого в каждом кадре из пары был выделен некоторый уровень, движущийся вместе с кюветой (невозмущенный уровень воды Н). Определяя смещение данного уровня в паре кадров и зная промежуток времени между кадрами, для каждой пары были получены поправки к скорости частиц dH/dt , которые далее автоматически в ходе обработки вычитались из мгновенного поля. Точность определения вертикальной компоненты скорости, связанной с вертикальными колебаниями кюветы, составляет около 2 мм/с.

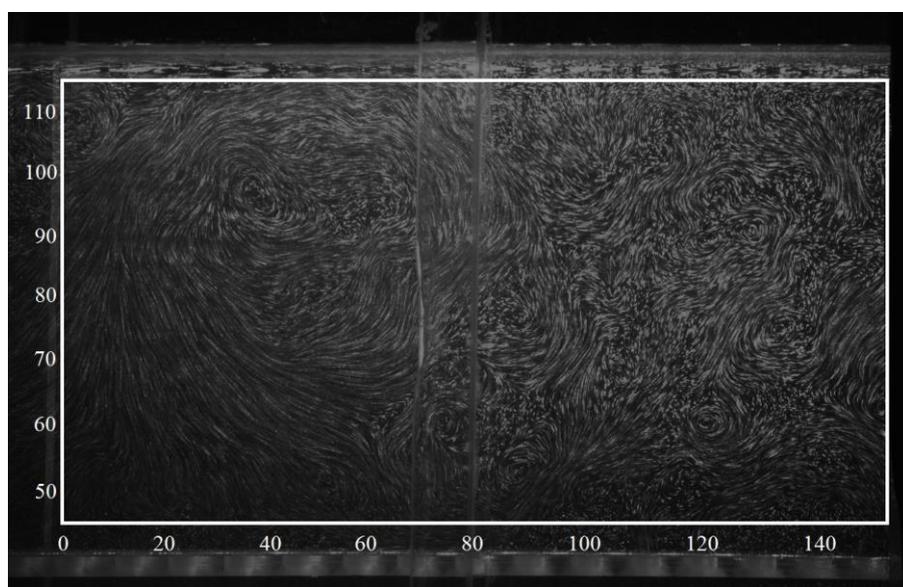
Из-за несовершенства системы подсветки область съемки была ограничена правой 2/3 частью кюветы. Наличие ребер жесткости кюветы и неоднородность подсветки приводили к появлению областей с регулярно неопределенными полями скорости.

Сначала полученные на основе описанной методики PIV мгновенные поля скорости усреднялись; усреднение для обоих режимов возбуждения турбулентности проводилось в разных фазах НЧ-колебаний кюветы, когда скорость вертикальных осцилляций была близка к минимальной (верхнее и нижнее положение кюветы). Для каждого положения отбирались пары кадров так, чтобы уровень жидкости оставался близким (в пределах 1 мм). Далее проводилось усреднение по 30 полям скорости, так что время между первым и последним кадром в этом наборе составляло около 50 секунд. Анализ показал, что поля средней скорости практически не меняются при дальнейшем увеличении количества полей для усреднения, а также слабо зависят от выбора фазы НЧ колебаний, в которой производится выборка. Полученное поле средней скорости по правой 2/3 части кюветы показано на рисунке 2.2 (а) для режима I.

Для визуализации траекторий движения жидких частиц в кювете применялась техника PTV [127] (см. рис 2.2 б). Неоднородность подсветки в левой верхней части кадра, так же, как и присутствие на передней стенке кюветы полупрозрачных ребер жесткости, препятствующих наблюдению частиц, приводит к появлению регулярных ячеек с неопределенными скоростями жидких трейсеров. Положение исследуемой при помощи PIV методики области показано на рисунке 2.2 (б), время экспозиции кадра 200 мс. Отметим, что размытая граница поверхности воды на рисунке 2.2 (б) является следствием длительного времени экспозиции кадра в технике PTV, при анализе кадров по методике PIV эта граница резка.



(a)



(б)

Рисунок 2.2 – Усредненное поле скорости для режима I, верхнее положение кюветы. Вертикальная линия отмечает центр кюветы (а). Траектории жидких частиц в кювете, время экспозиции 200 мс (б)

2.2.3 Преимущества метода

Высокочастотные колебания кюветы, используемые для параметрической генерации поверхностной ряби, генерируют также высокочастотные и мелкомасштабные вихри вблизи перфорированной решетки. Вклад высокочастотных колебаний в характеристики турбулентности в наших экспериментах пренебрежимо мал, поскольку

а) низкочастотные (НЧ) пульсационные скорости на порядок превосходят скорости турбулентных пульсаций, возбуждаемых высокочастотными (ВЧ) колебаниями кюветы. Это

обусловлено тем, что амплитуды НЧ осцилляций решетки на 2 порядка величины больше амплитуды ВЧ осцилляций.

б) энергия ВЧ вихрей спадает с расстоянием от решетки гораздо быстрее, чем энергия НЧ вихрей. Это обусловлено тем, что толщина осциллирующего пограничного слоя $d \propto \sqrt{\nu / 2\pi f}$ (ν – кинематическая вязкость воды, f – частота осцилляций) на стенках и дне бассейна мала для ВЧ колебаний по сравнению с НЧ колебаниями [119]. Турбулентные вихри, генерируемые вблизи осциллирующей решетки, имеют масштабы порядка масштабов перфорации той решетки и для НЧ, и для ВЧ осцилляций. Тогда градиенты скорости в пограничном слое, а значит, и диссипация энергии для ВЧ вихрей, гораздо больше, чем для НЧ. Отношение потерь энергии из-за вязкой диссипации для ВЧ и НЧ вихрей, таким образом, порядка $E_2 / E_1 \sim d_1 / d_2 \sim \sqrt{f_2 / f_1}$.

Отметим, что, поскольку внешние масштабы перфорированной пластины близки к внутренним масштабам дна бассейна, турбулентность будет близка к однородной, а область взаимодействия волны и турбулентности ограничена размерами кюветы. Согласно полученным полям средних скоростей (см. выше), осцилляции кюветы приводят к появлению вторичных средних течений (появление таких течений в механически осциллирующих волновых бассейнах показано, в том числе, в экспериментах [42, 128]). Компонента скорости, перпендикулярная плоскости лазерного ножа, не влияет на динамику ГКВ, поскольку является перпендикулярной волновому вектору поверхностной ГКВ [129]. Поскольку кювета имеет в плоскости лазерного ножа ось симметрии, среднее течение будет квазисимметричным относительно нее. Горизонтальная компонента среднего течения приводит обычно к трансформации набегающей волны, а именно к эффектам усиления ее в области встречного течения и ослабления в области сонаправленного течения. Поскольку описанный метод основан на генерации стоячей волны как суммы двух противоположно направленных волн, интегральный эффект горизонтального квазисимметричного течения на такую систему может считаться малым.

Другая особенность параметрического метода связана с тем, что измерения порогового ускорения, необходимого для начала раскачки стоячей волны, производятся в начальный момент ее роста. В этот момент ее амплитуда мала, а нелинейные эффекты не влияют на искомый коэффициент затухания волны.

В целом можно заключить, что предложенная экспериментальная методика имеет ряд преимуществ относительно использованных ранее, в частности,

- ГКВ исследуются вблизи порога параметрической генерации, на начальном этапе роста волн, таким образом, вклад нелинейных эффектов в восстанавливаемый коэффициент затухания пренебрежимо мал;

- параметрически возбуждаемые ГКВ являются стоячими, и измеряемый коэффициент затухания не подвержен влиянию волнового дрейфа;

- область взаимодействия поверхностной волны и турбулентности ограничена размерами волнового бассейна, поэтому волна не искажается перед вхождением в область локализованной турбулентности;

- интегральный эффект квазисимметричных неоднородных течений на исследуемые стоячие волны мал.

Теперь оценим точность метода. В первую очередь, точность определяется способностью достичь параметрического резонанса. Строго говоря, время раскачки волны в точном резонансе на границе зоны Матье бесконечно. Для того, чтобы увидеть развитие параметрической моды, амплитуда колебаний вибростенда должна несколько превышать минимально необходимую для раскачки, при этом время раскачки волнения уменьшается. В наших экспериментах ориентировочное время раскачки не превышало примерно 300 периодов волн. Если при заданной амплитуде колебаний время истекало, а поверхностная структура не проявлялась, амплитуда увеличивалась. Ошибка определения коэффициента затухания, связанная с этим фактором, не превышает 5%. Вторым источником ошибки измерения затухания волн является конечная дискретность установки частоты накачки. Частотный диапазон первой зоны Матье в случае глубокой воды ($kh \gg 1$) может быть оценен как [130]

$$1 - \sqrt{(2sk)^2 - \frac{4\gamma_\Sigma^2}{\omega^2}} < \frac{2\omega}{f_2} < 1 + \sqrt{(2sk)^2 - \frac{4\gamma_\Sigma^2}{\omega^2}}, \quad (2.4)$$

где s обозначает амплитуду вертикальных синусоидальных осцилляций кюветы. Достижимая точность определения коэффициента затухания может быть оценена как

$$\frac{d\gamma_\Sigma}{\gamma_\Sigma} = \frac{ds}{s} \approx \frac{\omega df_2}{8\gamma_\Sigma^2}, \quad (2.5)$$

где df_2 – минимально возможный шаг для подбора частоты накачки. Формула (2.5) свидетельствует о том, что относительная погрешность определения коэффициента затухания пропорциональна точности подстройки частоты при поиске минимальной величины порогового ускорения, и этот факт становится значимым для волн с низкими частотами (3-4 Гц). Так, предварительные эксперименты [ИКИ 2011, ФАО 2014] проводились при частотном шаге 0,01 Гц, что давало суммарную погрешность определения коэффициента затухания порядка 50 % на волнах частотой 3,5 Гц, уменьшающуюся до 8% с ростом частоты волны до 13 Гц. Изменение

подстройки частоты до 0,005 Гц позволило уменьшить погрешность до 25% и 6% соответственно. Развитие метода параметрически возбуждаемых волн для исследования затухания волн на турбулизованной жидкости, заключающееся в существенном уменьшении погрешности полученных результатов и представленное в настоящей работе, позволило провести более точные, по сравнению с предыдущими описанными в литературе, лабораторные исследования и расширить диапазон частот исследуемых поверхностных волн. Данные, демонстрирующие различие между результатами разных серий экспериментов, представлены в следующем разделе.

2.2.4 Результаты эксперимента и обсуждение

Поле турбулентных пульсаций получалось путем вычитания среднего поля скоростей из мгновенного. Пример такого поля показан на рисунке 2.3 (а), пространственный шаг между точками составляет около 2.8 мм. Дальнейшая обработка требовала выделения области с отсутствующими пропусками данных, полученные области имели размеры около 5*6 см. Для двумерного векторного поля скорости были получены пространственные корреляционные функции

$$B_{xx}(r) = \overline{u(r_0)u(r_0 + r)}, \quad B_{xy}(r) = \overline{u(r_0)v(r_0 + r)}, \quad B_{yy}(r) = \overline{v(r_0)v(r_0 + r)}, \quad (2.8)$$

где u – горизонтальная компонента пульсационной скорости, v – вертикальная. Значения кросскорреляционной функции малы по сравнению с $B_{xx}(r)$ и $B_{yy}(r)$, которые показаны на рисунке 2.3 (б). Согласно [131], интегральный масштаб турбулентности можно определить как расстояние, на котором наблюдаются значительные корреляционные связи между значениями поля в разных точках, что эквивалентно обратной величине характерного волнового числа в спектре турбулентных пульсаций. В условиях наших экспериментов масштаб турбулентности можно оценить как 15 мм для обоих режимов, с.к. скорости турбулентных пульсаций составляют 6.3 мм/с для режима 1 и 10 мм/с для режима 2.

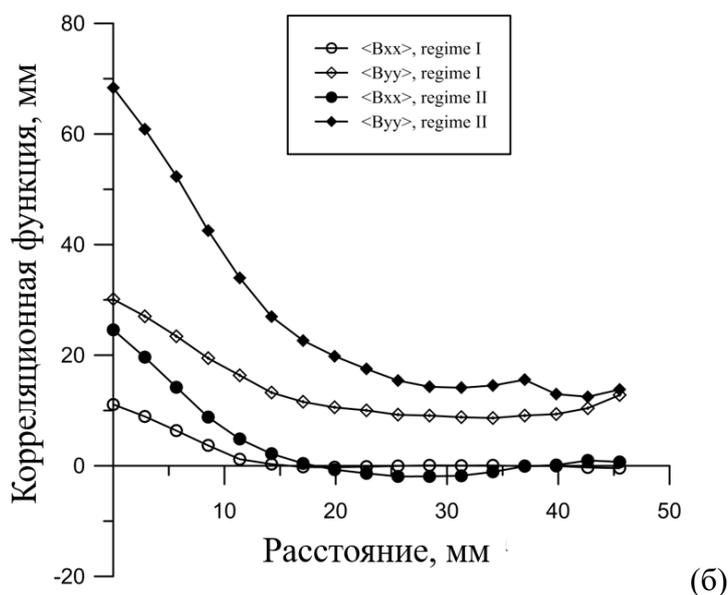
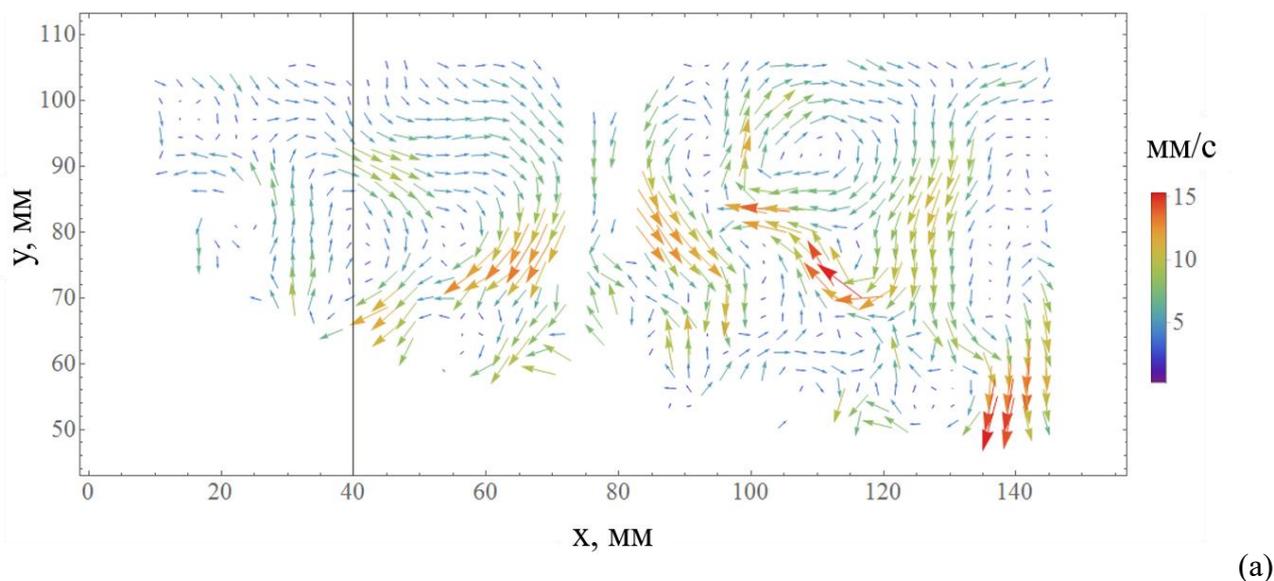


Рисунок 2.3 –Пример поля турбулентных пульсаций, режим 1 (а). Вертикальная черная линия отображает положение центра кюветы. Пространственная корреляционная функция (б)

Как можно заметить, турбулентность в области исследования характеризуется как анизотропная с преобладающей вертикальной компонентой. Это связано с тем, что описанный анализ характеристик турбулентности проводится по всей области между решеткой и поверхностью. Более тонкий пространственный анализ в рамках настоящей работы не проводился, однако турбулентность в бассейнах с колеблющейся решеткой довольно хорошо изучена. Так, в работе [132] показано, что вертикальная компонента турбулентной скорости, интенсивная вблизи вертикально осциллирующей решетки, уменьшается с удалением от нее и на глубинах 10-40% (от глубины решетки) становится близкой к характерной горизонтальной скорости. Таким образом, можно обоснованно предположить, что в условиях нашего эксперимента в слое глубиной 4 см, где происходит основное взаимодействие с волной, турбулентность квазиизотропна.

Коэффициент затухания собственных мод с числами $(0, m)$ является суммой коэффициентов затухания на поверхности воды γ_s , будь она чистая или покрытая ПАВ, из-за влияния дна и стенок γ_{wall} и из-за других механизмов, в частности, турбулентности γ_t . Вязкое затухание на чистой воде описывается как

$$\gamma_s \approx 2\nu k^2; \quad (2.6)$$

вязкое затухание волны с фронтами, параллельными малой стенке кюветы, из-за присутствия стенок –

$$\gamma_{wall} = \sqrt{\frac{\nu\omega}{2}} \frac{2}{a}. \quad (2.7)$$

Полученный теоретически с помощью (2.6) и (2.7) коэффициент затухания, а также экспериментальные результаты для двух режимов турбулентности показаны на рисунке 2.4. Экспериментально измеренные коэффициенты затухания в отсутствие НЧ колебаний кюветы хорошо соотносятся с теоретическими результатами. Это свидетельствует о том, что ВЧ турбулентность практически не дает вклада в затухание волн и может рассматриваться как слабая, по крайней мере, в верхнем слое. ВЧ турбулентность, как обсуждалось ранее, сильнее затухает из-за трения о стенки и дно, чем НЧ турбулентность, поэтому ее влияние на последнюю может быть расценено как пренебрежимо малое, по крайней мере, в верхнем слое. Такие измерения могут служить тестовыми, используя для проверки степени чистоты воды для последующих измерений затухания в присутствии турбулентности.

Рисунок 2.4 также отражает аналитические зависимости коэффициента затухания с учетом полученных характеристик турбулентности по формулам [34] для двух предельных случаев $kL \gg 1$, $kL \ll 1$ и по [33] с полуэмпирическими коэффициентами $a=12$ с учетом дополнительного затухания на поверхности и стенках. Коэффициенты затухания, полученные по [34] для рассеяния монохроматической волны полем квазистационарной однородной и изотропной турбулентности, пропорциональны третьей степени скоростей турбулентных пульсаций; коэффициенты затухания согласно аналитическому подходу [33] пропорциональны квадрату пульсационных скоростей.

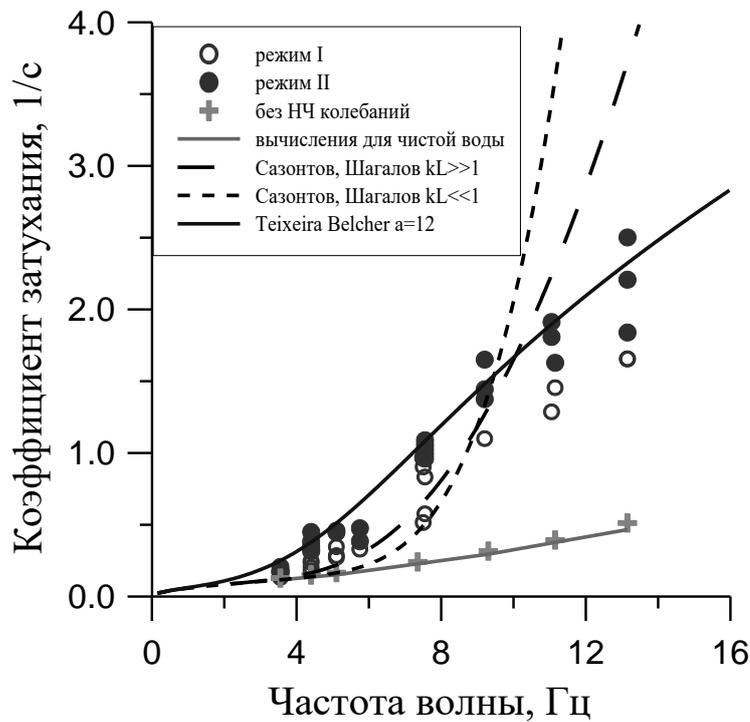


Рисунок 2.4. Частотная зависимость затухания ГКВ. Полые круги- на турбулентности режима I, сплошные – на турбулентности режима II, кресты- измерения в отсутствие НЧ колебаний кюветы, аналитические расчеты – см легенду.

Выделим затухание волны из-за влияния турбулентности в терминах вихревой вязкости ν_t , аналогично выражению (2.6), где молекулярная вязкость заменяется вихревой:

$$\gamma - 2\nu k^2 - \sqrt{\frac{\nu \omega}{2}} \frac{2}{a} \approx 2\nu_t k^2. \quad (2.9)$$

В формуле 2.9 мы предполагаем, что затухание на стенках может быть описано как чисто вязкая диссипация, аналогично случаю отсутствия турбулентности. Это предположение справедливо в случае, если толщина погранслоя мала или сравнима с диссипативным масштабом турбулентности $\lambda_0 \approx L/(\text{Re})^{3/4}$, где Re – число Рейнольдса (см. [134]). В наших экспериментах $\text{Re} \sim 10^3$, а диссипативный масштаб и вязкий погранслой одного порядка, 10^{-2} см. Таким образом, погранслоем может считаться ламинарным, а диссипация энергии вблизи стенок – вязкой.

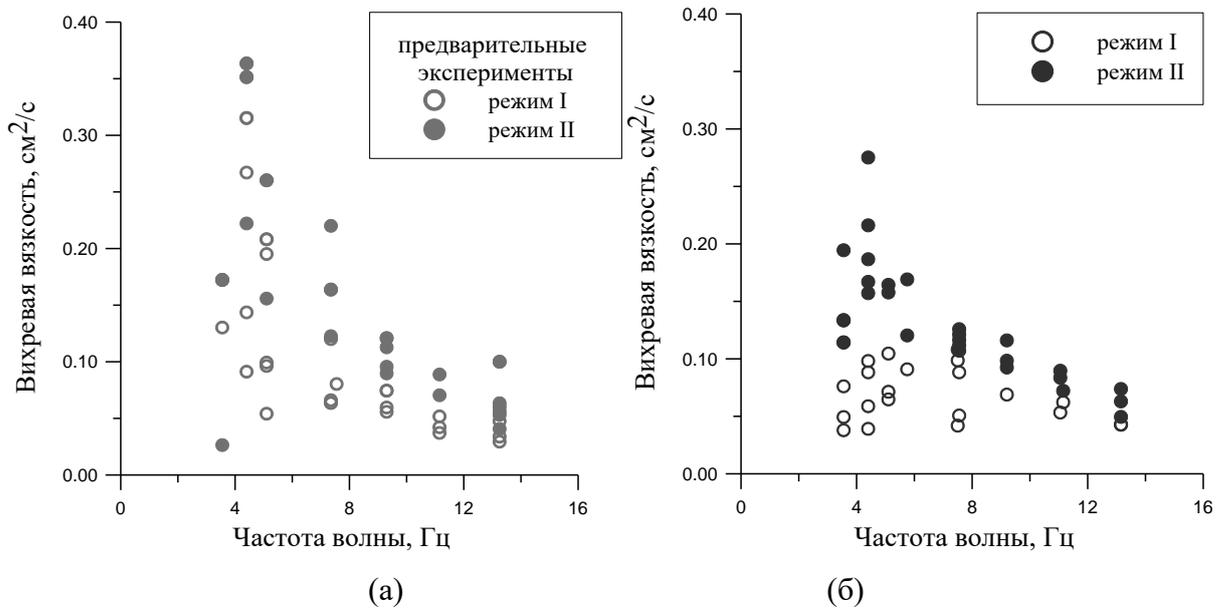


Рисунок 2.5 – Зависимость коэффициента вихревой вязкости от частоты ГКВ для двух интенсивностей турбулентности, возбуждаемых частотами 2(○) и 2,8 Гц (●), предварительные эксперименты с шагом подстройки частоты $f=0,01$ Гц (а) и новые эксперименты $f=0,005$ Гц (б)

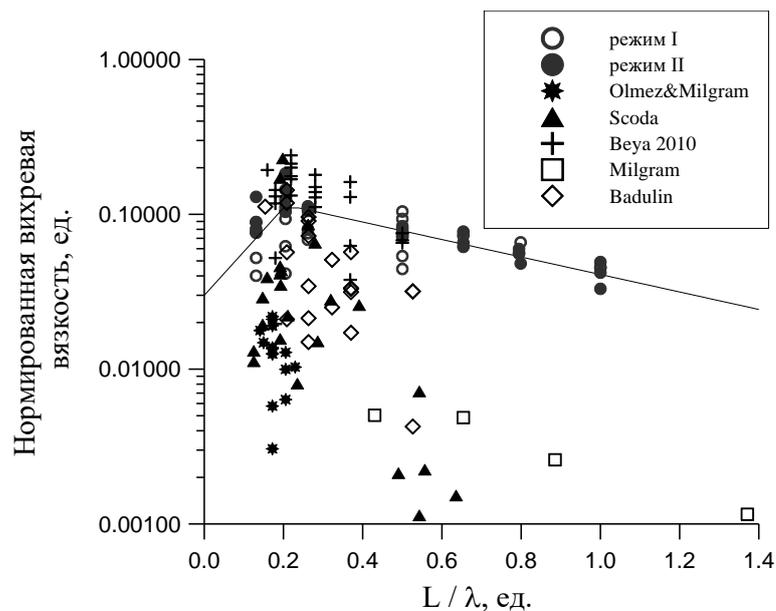


Рисунок 2.6 – Нормированная вихревая вязкость в новых экспериментах в сравнении с данными источников, взятыми из литературных источников – см. легенду

Рисунок 2.5 показывает коэффициенты вихревой вязкости, полученные в рамках предварительных экспериментов с шагом частоты 0,01 Гц (а), а также результаты новых экспериментов на основе развитой методики с частотной подстройкой 0,005 Гц (б). Сравнение графиков демонстрирует, что оптимизация метода в части выбора режимов параметрического возбуждения волн приводит к существенному уменьшению разброса данных, что соответствует, согласно формуле (2.5), уменьшению погрешности определения коэффициента затухания и вихревой вязкости. При этом средние величины вихревых вязкостей для каждой

фиксированной частоты в диапазоне до 8 Гц уменьшаются, что может свидетельствовать о более точном нахождении минимума порога генерации. Отметим, что полученные коэффициенты вихревой вязкости для двух интенсивностей турбулентности пропорциональны среднеквадратичным скоростям турбулентных пульсаций в диапазоне сопоставимых L и λ , в отличие от предложенных аналитических выражений [33, 34]. Кроме того, на обоих графиках наблюдается эффект, ранее не описанный в литературе - появлении максимума зависимости турбулентной вязкости от частоты волны.

При сравнении результатов новых экспериментов с описанными в литературе данными возникают трудности, связанные с существенным различием характеристик турбулентности в описанных экспериментальных работах. Для решения этой проблемы предлагается использование безразмерного параметра, связанного с коэффициентом вихревой вязкости, который часто интерпретируется как произведение характерной скорости турбулентных пульсаций $u' = \sqrt{\langle u^2 \rangle + \langle v^2 \rangle}$ и масштаба турбулентности L аналогично коэффициенту молекулярной вязкости. Величина нормированной вихревой (турбулентной) вязкости $\frac{\nu_t}{u' L}$ может служить безразмерным параметром (по аналогии с обратным числом Рейнольдса).

Поскольку в теоретически предложенных механизмах затухания волны из-за влияния турбулентности [31, 32, 33] обычно в качестве условия их применимости рассматривается соотношение масштаба турбулентности и длины поверхностной волны, на рисунке 2.6 приводятся восстановленные коэффициенты нормированной вихревой вязкости в зависимости от отношения $\frac{L}{\lambda}$. Отметим, что предыдущие экспериментальные работы не включали в рассмотрение зависимость характеристик затухания волны от отношения масштаба турбулентности к ее длине. Хотя в работе [113] отмечалось, что рассмотренные авторами условия экспериментов относились к случаю затуханию поверхностной волны на мелкомасштабной (относительно длины волны) турбулентности, а диапазон рассмотренных длин волн был узким и требовал существенного расширения. Данные [116] демонстрируют несколько более широкий диапазон и в целом большие величины рассматриваемых $\frac{L}{\lambda}$, а нормированные вихревые вязкости дают на порядок бóльшие значения, чем в эксперименте [113]. Такая разница может быть связана с принципиальным различием способов генерации турбулентности: создание искусственного дождя в эксперименте [116] позволяет возбудить быстро затухающую по глубине низкоинтенсивную турбулентность, наиболее эффективно взаимодействующую с волнением см диапазона в тонком волновом слое.

Экспериментальные данные [114], как уже отмечалось, демонстрируют существенный разброс, в частности, на рисунке 2.6 приведены только положительные величины вихревой вязкости, хотя случаи усиления волнения в области турбулентности, предположительно связанные с влиянием средних течений, в исходных данных присутствуют. Аналогичное замечание справедливо и для данных [117].

Результаты [115] относятся к случаю затухания волн на турбулентности с масштабом, сравнимым с длиной исследуемых волн. В условиях относительно интенсивной турбулентности (скорости турбулентных пульсаций ~ 1 см/с, масштаб турбулентности ~ 5 см) затухание поверхностных волн было сопоставимо с вязким затуханием на чистой воде. К сожалению, в работе не оценена точность получения коэффициентов затухания из-за турбулентности. На данный момент сложно найти объяснение, почему в этом эксперименте были получены такие малые значения затухания на турбулентности по сравнению с остальными экспериментами. Так, например, в условиях эксперимента [116] при сопоставимом масштабе турбулентности и скоростях турбулентных пульсаций в 5 раз ниже полученных в эксперименте [115], коэффициент затухания из-за турбулентности получился выше в 3 раза. Возможно, повтор эксперимента [115], в частности, проверка аддитивного действия пленки ПАВ и турбулентности на затухание поверхностной волны, был бы полезен для дальнейшего исследования. Проведение экспериментов по исследованию совместного действия пленки ПАВ и турбулентности потенциально возможно и с использованием предложенной в данной работе методики. Тем более что в ходе обсуждений приложения полученных результатов к задачам дистанционного зондирования пленочных сликов вопрос об аддитивности механизмов гашения волн турбулентностью и пленкой ПАВ будет возникать.

2.3. Сравнительный анализ затухания поверхностных волн из-за влияния турбулентности и пленок ПАВ в приложении к задачам дистанционного зондирования сликов

Результаты описанных экспериментов демонстрируют, что затухание поверхностных волн на турбулентности может в несколько раз превышать вязкую диссипацию. При этом коэффициент затухания волны зависит от характеристик турбулентности (интегрального масштаба и характерной скорости турбулентных пульсаций) и соотношения между их характерными пространственными масштабами - длиной волны и масштабом турбулентности. Анализ литературы свидетельствует о том, что относительный вклад различных механизмов в генерацию турбулентности верхнего слоя меняется в зависимости от гидрометеорологических условий и глубины рассматриваемого слоя [134]. При скоростях ветра выше 7 м/с механизм генерации турбулентности, связанный с опрокидыванием гребней волн, становится

доминирующим в слое толщиной порядка высоты значимых волн [129, 135]. При рассмотрении генерации турбулентности сильными обрушениями можно говорить о пиковой турбулентности – возникающей сразу после обрушения гребня, и фоновой – являющейся результатом диффузии и вырождения пятен пиковой мелкомасштабной турбулентности. Как показывают результаты первой главы, в частности, уменьшение неполяризованной компоненты рассеяния в слике, формирование обрушений подвержено влиянию поверхностной пленки ПАВ. Наблюдения за морской поверхностью указывают на то, что распределение самой пленки ПАВ может изменяться вблизи гребня интенсивной поверхностной волны и после его опрокидывания. Исследование динамики пленки в приповерхностном слое в условиях обрушающихся волн, затрагиваемое в следующем подразделе, является потенциально интересной задачей, имеющей значение для оценки времени жизни сликов в условиях естественного морского волнения и развития моделей спектрального контраста в пленочных сликах.

2.3.1. Влияние обрушающихся длинных волн на затухание гравитационно-капиллярных волн в присутствии пленки ПАВ

Модельные слики, влияние которых на характеристики РЛ сигналов изучалось в первой главе, являются насыщенными пленками и характеризуются большими концентрациями (~ 1 мг/м²). Для таких пленок относительный коэффициент затухания и упругость слабо зависят от концентрации пленки (см. рисунок 2.7), в связи с чем модели спектральных контрастов [14, 29] не учитывают эффекты модуляции концентрации пленки на гребне длинных волн и используют формулы (1.7) и (1.8) для вычисления соответствующего коэффициента затухания. Однако стоит отметить, что, вообще говоря, распределение ПАВ по профилю крутой волны неоднородно.

Распределение концентрации ПАВ Γ по профилю синусоидальной поверхностной волны можно описать в пренебрежении диффузионными и релаксационными процессами уравнением баланса ПАВ

$$\frac{\partial \Gamma}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma U) = 0, \quad (2.10)$$

где $U(x, t)$ - орбитальная скорость частиц в волне, при этом для бегущей с фазовой скоростью C линейной волны со стационарным профилем справедливо $U(x, t) = U(x - Ct)$. Если Γ_0 – начальное распределение пленки, тогда (2.10) сводится к виду

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_0} = \left[1 - \frac{U(x - Ct)}{C} \right]^{-1}, \quad (2.11)$$

т.е. концентрация пленки максимальна на гребне волны. Учет членов релаксации и диффузии в (2.10) приводит к сдвигу области максимальной концентрации на передний склон волны [59]. Для крутой волны с характерными для микрообрушений структурами – роликом bulge/toe и паразитной капиллярной рябью этот эффект подтверждается результатами численного моделирования [87].

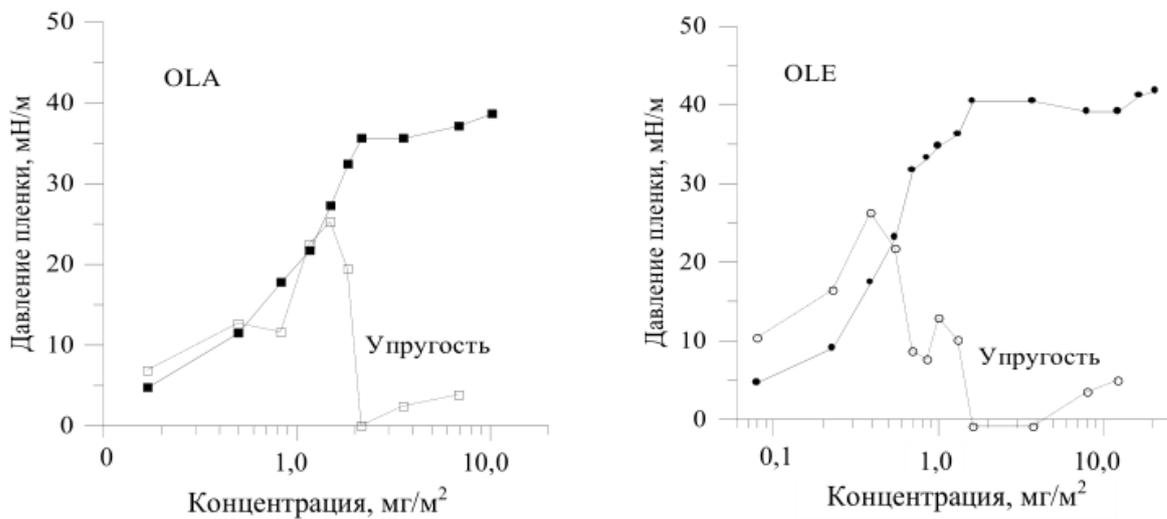


Рисунок 2.7 - Зависимости давления пленок от концентрации ПАВ (рисунок 2.2 из [Ермаков 2010])

Превышение волной критической величины крутизны (~ 0.3) приводит к опрокидыванию гребня, сопровождающемуся образованием турбулентности и пузырьковой фазы. При этом, как показали лабораторные эксперименты, проведенные в кольцевом ветроволновом бассейне ИПФ РАН [136], возможен разрыв пленки сразу после обрушения. В экспериментах [136] для возбуждения волн с сильным обрушением гребня использовался эффект дисперсионного сжатия волнового пакета с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). Частота колебания волнопродуктора менялась от 1,95 Гц (амплитуда волны при этом составляла 2,5 см) до 1,22 Гц (амплитуда 1,5 см), при этом высота волны в точке фокусировки достигала 5 – 6 см. На рисунке 2.7 (а) показаны примеры записей профилей ЛЧМ пакета в области его генерации и вблизи области максимальной фокусировки, полученные по данным измерений струнными волнографами. В условиях экспериментов за счет выбора скорости изменения частоты в пакете достигалось регулярное обрушение волны на заданном расстоянии от точки генерации пакета (в эксперименте это расстояние составляло 9-10 м). В силу особенностей экспериментальной

установки, связанных с ограничениями на длительность возбуждаемого ЛЧМ пакета и на скорость модуляции его частоты, волновой цуг в области фокусировки содержал два колебания достаточно большой амплитуды и, соответственно, одно – два следующих друг за другом сильных обрушения. Фотография обрушающегося гребня показана на рисунке 2.8 (б).

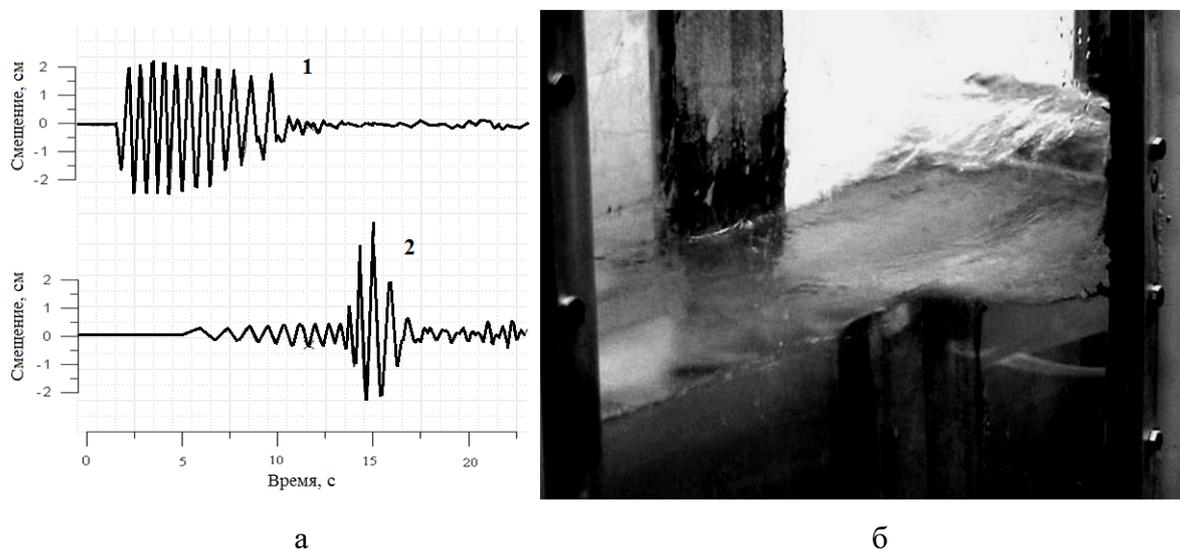


Рисунок 2.8 – Профили ЛЧМ-волны вблизи волнопродуктора (1) и в области максимальной фокусировки (2) (а), фотография волны м-диапазона с обрушением гребня, соответствующая (2) (б)

Взятие проб пленок ПАВ проводилось с использованием сеточной методики, модифицированной для одновременного использования нескольких сеток. Сетки (общим числом 5 штук) закреплялись на длинной штанге через каждые 20 см. В момент обрушения штанга опускалась к поверхности воды так, чтобы положение средней сетки соответствовало участку сильного обрушения волны, а остальных – соответствующим расстояниям по обе стороны от обрушения. Это позволяло, учитывая, что общая область взятия проб сетками по величине сравнима с длиной обрушающихся поверхностных волн, фактически проследить вариации характеристик пленки по профилю волн. За время взятия проб (0,2 – 0,3 с) профиль волны смещается на расстояния около 20- 25 см, такого же порядка составляет и ошибка в привязке положения пробы к профилю волны. После взятия пробы, ПАВ с сеток растворялись в спирте высокой степени очистки и затем переносились на поверхность дистиллированной воды в специальной кювете. Далее для каждой сеточной пробы методом параметрически возбуждаемых волн определялся коэффициент поверхностного натяжения (КПН) воды, покрытой пленкой.

Результаты измерений КПН вдоль профилей обрушающихся волн с использованием методики одновременного взятия проб пятью сетками приведены на рисунке 2.9. Видно, что на

гребне обрушающейся волны величины КПН возрастают, что указывает на уменьшение концентрации ПАВ на поверхности воды вблизи этой точки.

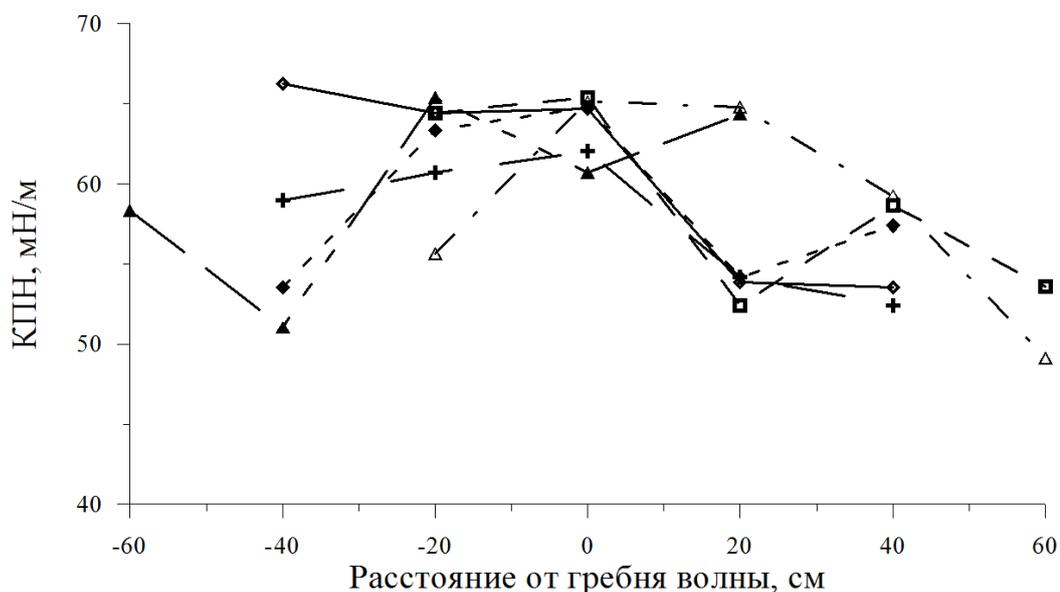


Рисунок 2.9 – КПН воды с пленкой ПАВ на профиле обрушающейся поверхностной волны. Положение обрушающегося гребня отвечает т.0 на горизонтальной оси, волна распространяется справа налево

При проведении натурных экспериментов с толстой модельной пленкой неоднородность ее концентрации и существование разрывов очевидны – см. рисунок 2.10 для примера. Оценим период существования области с уменьшенной концентрацией пленки. Согласно работам [137, 138], в отсутствие индуцированных поверхностными волнами сил уравнение баланса сил, действующих на край пленки, записывается как

$$\Delta\sigma - \alpha \frac{\mu x^2}{t\sqrt{\nu t}} \approx 0, \quad (2.10)$$

где $\Delta\sigma$ - разность коэффициентов поверхностного натяжения по разные стороны от границы пленки, эмпирический коэффициент α порядка 1, x - расстояние, в данном случае характерный масштаб разрыва пленки; t - время, μ и ν - динамическая и кинематическая вязкость воды. Характерный горизонтальный масштаб области обрушений составляет порядка $0.1-0.2\lambda$ [139, 140], что для метровых волн дает $x \sim 0.2$ м. Оценка времени существования разрыва, определяемого разницей давлений между областью слика и внутри разрыва, дает величины, не превышающие порядка десятка секунд.

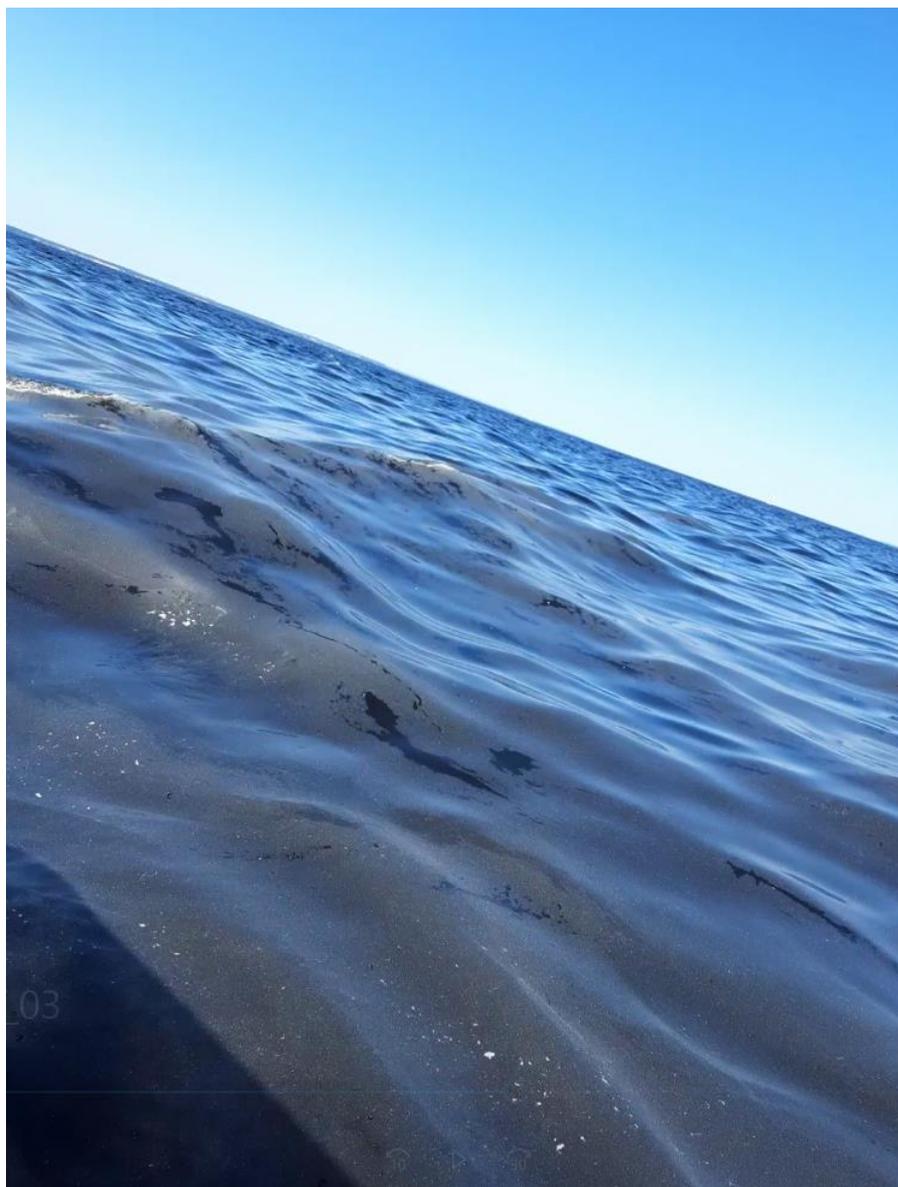


Рисунок 2.10 – Фотография морской поверхности в перенасыщенном слое олеиновой кислоты

2.3.2. Сравнение коэффициентов затухания ГКВ из-за влияния пленки ПАВ и приповерхностной турбулентности

Обрушение гребня гравитационной волны в слое не перенасыщенной пленки, с одной стороны, приводит к разрыву пленки, а с другой - генерирует локализованную интенсивную приповерхностную турбулентность. Таким образом, после обрушения наблюдается замещение механизмов подавления поверхностного волнения – затухание на пленке после ее частичного разрушения сменяется на затухание волнения из-за действия турбулентности. Взаимное соотношение описанных механизмов, очевидно, зависит от параметров пленки (упругость и

КПН) и генерируемой турбулентности. Для того, чтобы оценить действие турбулентности с заданными характеристиками (масштаб L_t и характерная с.к. скорость турбулентных пульсаций u_t) на волну с характерным волновым числом k , можно описать нормированную турбулентную вязкость ν_{t_norm} в виде функции от k :

$$\nu_{t_norm} = \begin{cases} 0.03 \exp\left[6.5 \frac{kL_t}{2\pi}\right], & k \leq \frac{0.2 \cdot 2\pi}{L_t} \\ 0.11, & \frac{0.2 \cdot 2\pi}{L_t} k \leq \frac{0.24 \cdot 2\pi}{L_t} \\ 0.15 \exp\left[-1.3 \frac{kL_t}{2\pi}\right], & k \geq \frac{0.24 \cdot 2\pi}{L_t} \end{cases} . \quad (2.10)$$

Полуэмпирические коэффициенты в (2.10) определены на основании экспериментальных данных, описанных в этой главе; соответствующие интерполяционные прямые показаны на рисунке. 2.6.

Относительный коэффициент затухания D_t может быть получен по формуле

$$D_t = \frac{\nu_{t_norm} L_t u_t}{\nu}, \quad (2.11)$$

а коэффициент затухания на турбулентности, зависящий от характерной скорости турбулентных пульсаций и масштаба турбулентности, определяется как

$$\gamma_t = \gamma_0 D_t, \quad (2.12)$$

где $\gamma_0 = 2\nu k^2$ - коэффициент затухания на чистой воде. На рисунке 2.11 продемонстрированы относительные коэффициенты затухания на пленке, рассчитанные по формуле 1.12, и на турбулентности с различными параметрами (см. подпись к рисунку). В целом можно заключить, что коэффициенты затухания на пленке и на турбулентности могут совпадать по порядку величины, из-за наличия максимума турбулентной вязкости (рисунок 2.6) их отношение сильно зависит от волнового числа.

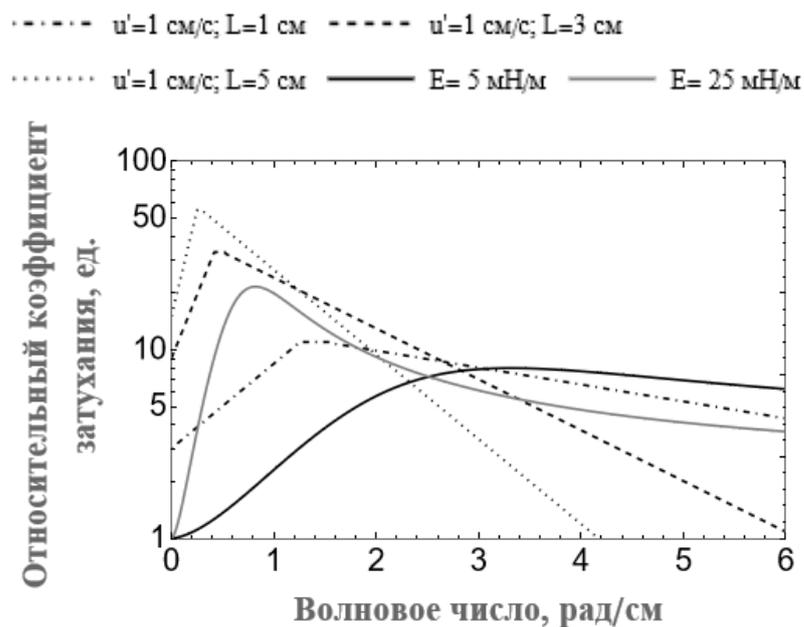


Рисунок 2.11 – Относительные коэффициенты затухания из-за турбулентности и из-за пленки. Характеристики пленки и турбулентности – см. легенду. КПН в пленки 40 мН/м

Поскольку развиваемый подход далее будет применяться к задачам РЛ зондирования, в частности, к анализу полученных контрастов брэгговских компонент в слайках, будем рассматривать величины волновых чисел, соответствующие S-, C- и X- диапазонам, а именно 100, 200 и 300 рад/м (длины волн 6.3, 3.1 и 2 см). Для простоты будем считать, что характеристики поверхности после разрыва пленки на гребне обрушения соответствуют случаю чистой воды, а приповерхностная турбулентность вне разрыва отсутствует. Таким образом, сравнение затухания волны с фиксированным волновым числом k из-за влияния турбулентности и из-за пленки включает в себя ряд параметров: L_t , u_t , E , $\bar{\sigma}$ (КПН), k .

На рисунке 2.12 изображены диаграммы, показывающие соотношение коэффициента затухания из-за турбулентности и из-за пленки, для различных параметров скорости турбулентных пульсаций и упругости пленки. Каждая кривая на плоскости параметров отвечает равенству описанных коэффициентов затухания, разделяя области с превалирующими турбулентным (выше кривой) и пленочным (ниже) механизмами. Зафиксированные параметры – КПН и масштабы турбулентных пульсаций отражены на каждом рисунке. Сплошная, штриховая и точечная линии соответствуют анализу влияния механизмов на линейные поверхностные волны с волновыми числами 100, 200 и 300 рад/м соответственно. На рисунке 2.13 отображены аналогичные кривые для меньшего начального КПН пленки – 40 мН/м.

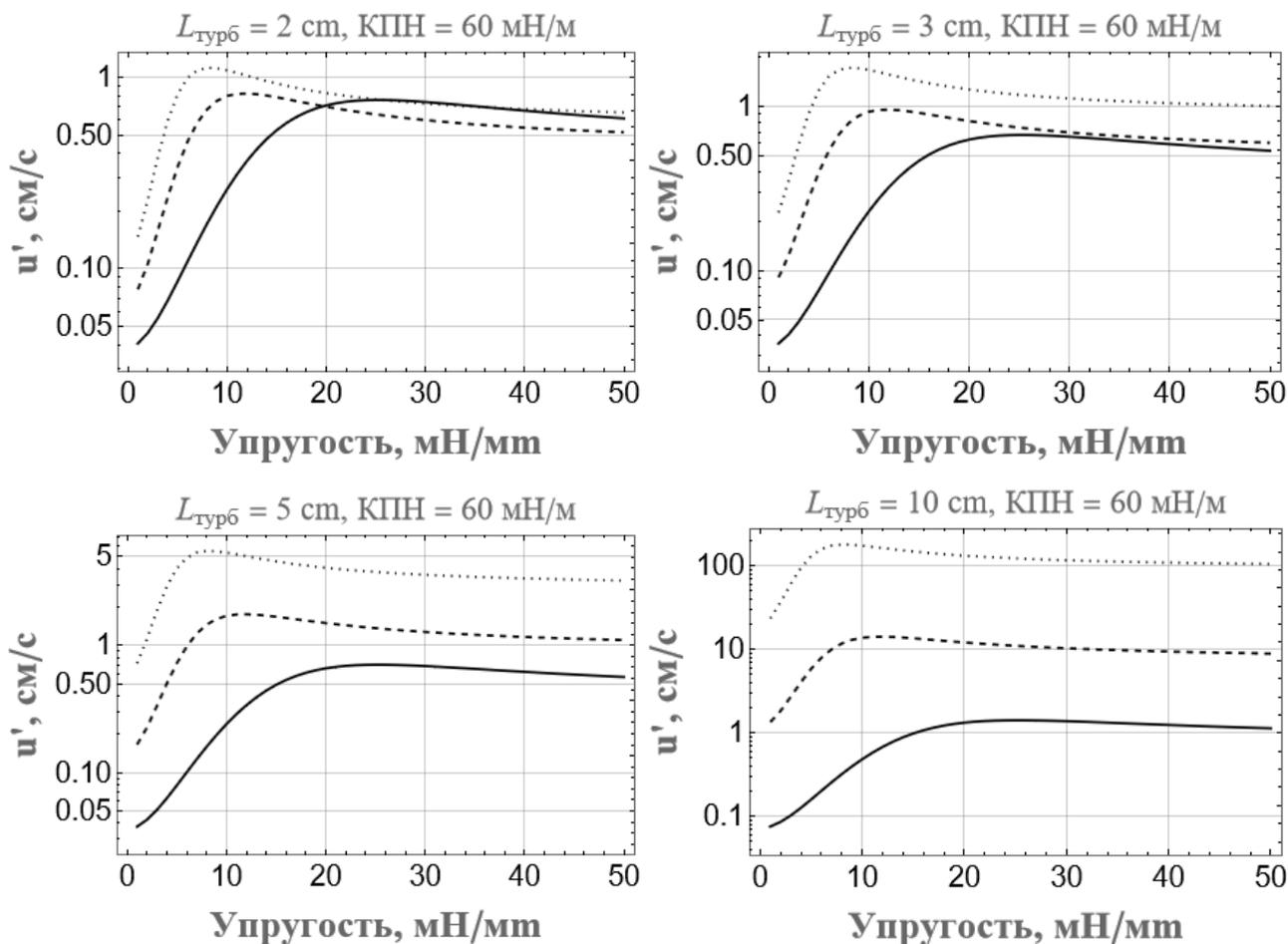


Рисунок 2.12 – Диаграмма сравнения коэффициентов затухания из-за турбулентности и пленки ПАВ после разрушения пленки обрушающейся волной. КПН пленки 60 мН/м. Фиксированные значения параметров отображены сверху над каждым графиком. Интегральные масштабы турбулентности: 2 см (сверху слева), 3 см (сверху справа), 5 см (снизу слева), 10 см (снизу справа). Сплошная кривая - $k=100$ рад/м, штриховая $k=200$ рад/м, точечная $k=300$ рад/м

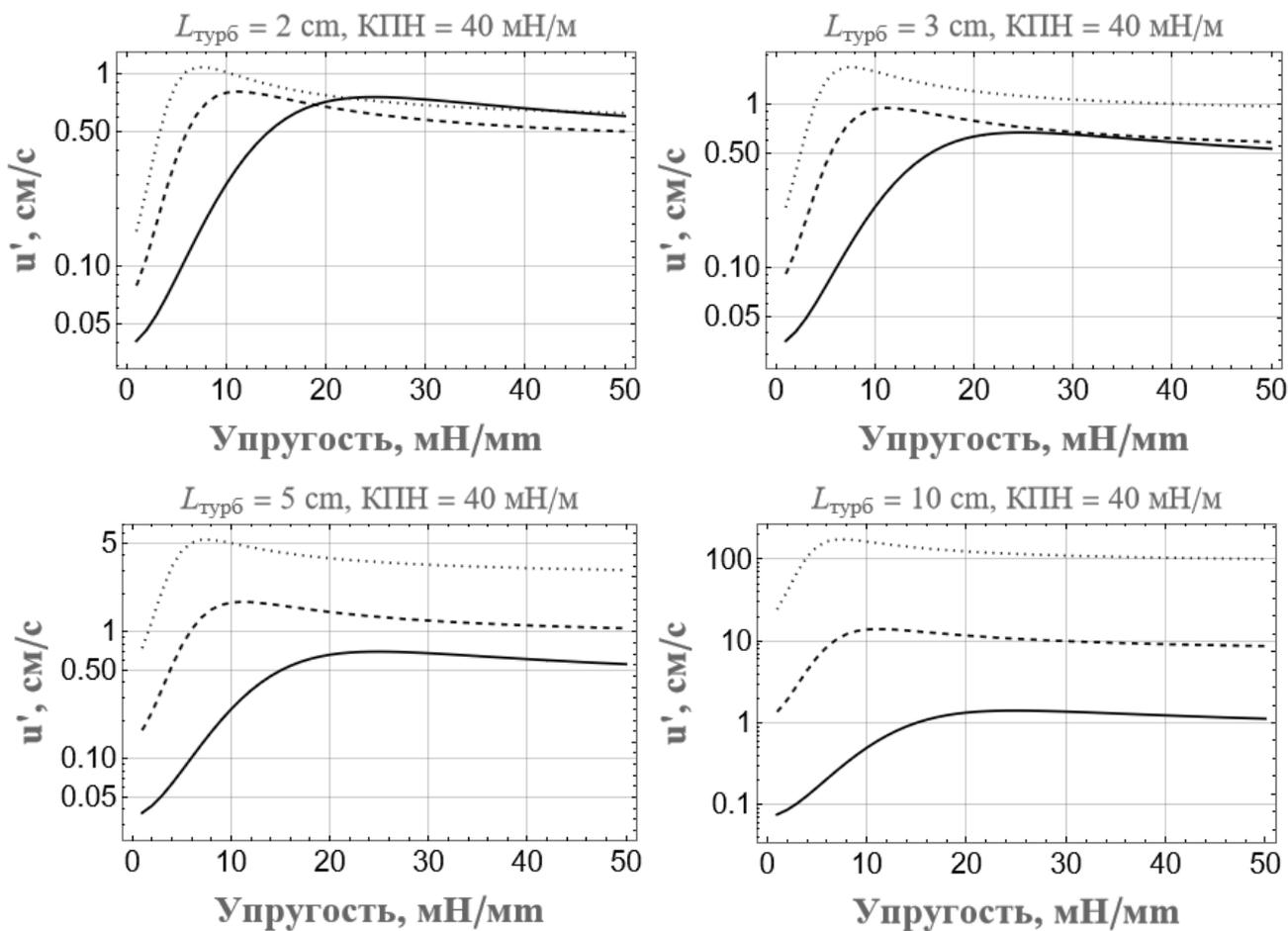


Рисунок 2.13 – То же, что на рисунке 2.12, но с КРН пленки 40 мН/м

Можно сделать вывод о том, что при фиксированном волновом числе увеличение характерного масштаба турбулентности приводит к тому, что коэффициент затухания волны из-за турбулентности уменьшается относительно пленки. При этом относительное влияние турбулентности с фиксированным масштабом уменьшается при увеличении длины волны. Это значит, что на более длинные волны (S-, L- диапазон РЛ зондирования) влияние даже слабой турбулентности будет превосходить влияние пленки. Сравнение рисунков 2.12 и 2.13 показывает, что изменение КРН в пленке слабо влияет на характер диаграмм.

На рисунке 2.14 показаны аналогичные диаграммы при других фиксированных параметрах: k и u_i . $\bar{\sigma}=60$ мН/м на всех представленных рисунках. Диаграммы демонстрируют, что увеличение волнового числа рассматриваемой ГКВ приводит к увеличению области параметров, где превалирует затухание на пленке, увеличение с.к. скорости турбулентных пульсаций приводит к обратному эффекту.

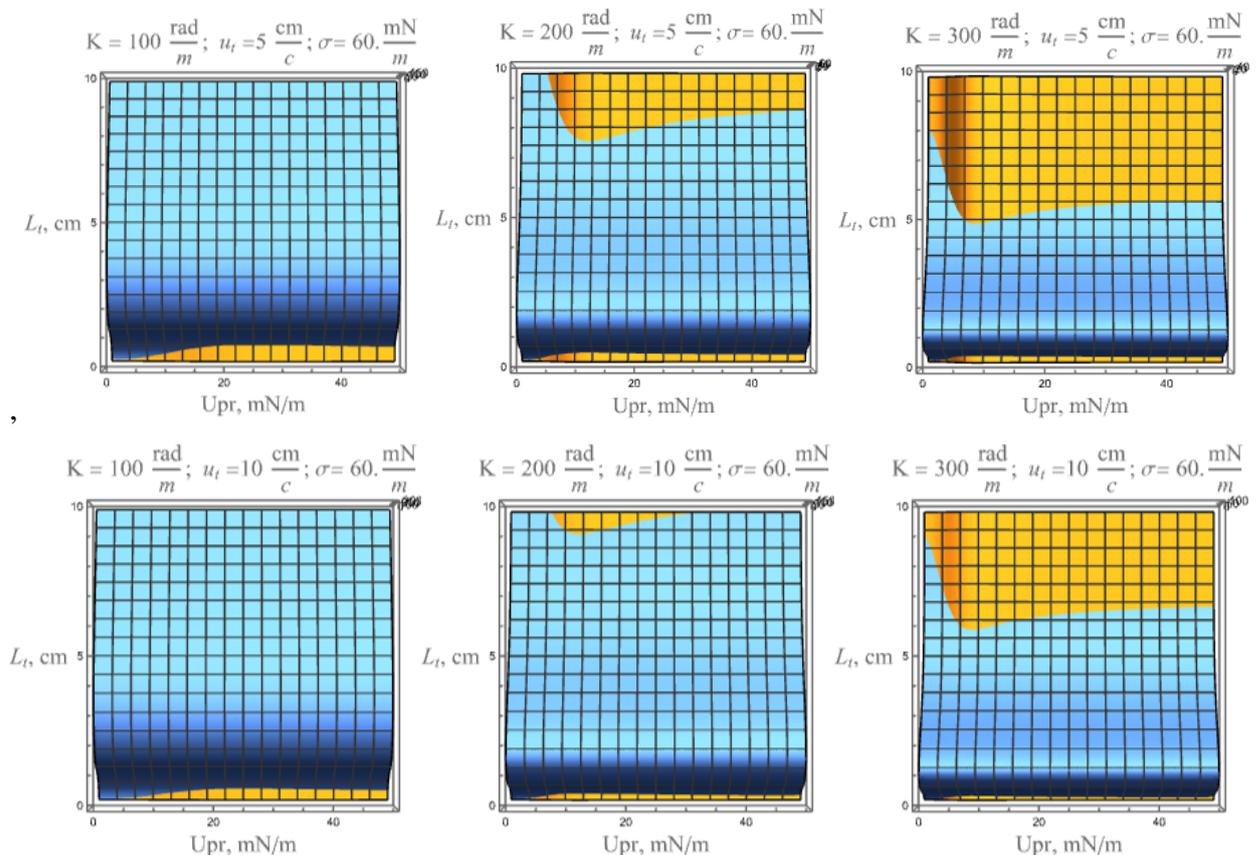


Рисунок 2.14 – Диаграмма сравнения коэффициентов затухания из-за турбулентности и пленки ПАВ после разрушения пленки обрушающейся волной. Синяя область на графике-превалирующее затухание на турбулентности, желтая – на пленке. Фикс. значения параметров отображены сверху над каждым графиком

Для того, чтобы проанализировать относительный вклад механизмов гашения волн при обрушении пенного гребня, необходима информация о параметрах турбулентности сразу после обрушения. Как отмечалось ранее, локальные характеристики турбулентности могут существенно зависеть от фоновых распределений температуры и солености в верхнем слое, а также от гидрометеорологических условий. Однако проведение качественных оценок возможно на основании литературных данных. Согласно [141], характерные скорости турбулентных пульсаций сразу после прохождения обрушений $u_t \sim 0.1 \cdot V_{ph}$, где V_{ph} - фазовая скорость обрушающейся волны. Согласно результатам работ [35], $L_t \sim 0.06 \cdot \lambda_{wb}$, где λ_{wb} - длина обрушающейся волны. Относительно характеристик обрушающейся волны в условиях развитого волнения возьмем оценку Китайгородского [142] - для наших экспериментов в условиях свежих ветров $\lambda_{wb} \sim 0.8 - 2$ м. Тогда $u_t \sim 10$ см/с, $L_t \sim 4 - 10$ см. Полученные оценки качественно совпадают с результатами натуральных измерений характеристик турбулентности [101, 102, 143]. Согласно приведенным оценкам и представленным диаграммам, в условиях

умеренных и сильных ветров на волновых числах, соответствующих S- и C-диапазонам, коэффициенты затухания на турбулентности будут превышать коэффициенты затухания на пленке, для более коротких волн в зависимости от точных характеристик турбулентности возможны различные варианты.

2.3.3. Развитие модели спектральных контрастов в сликах ПАВ с учетом затухания волн из-за влияния приповерхностной турбулентности.

Характерное время жизни интенсивного всплеска энергии турбулентности, согласно [102], составляет порядка нескольких секунд и сопоставимо с временем жизни разрыва пленки после обрушения гребня. Оценим поправку контраста с учетом изменения коэффициента затухания ГКВ сразу после обрушения. Пусть α - относительная площадь обрушения на морской поверхности, γ' – коэффициент затухания после обрушения. В первом приближении в соответствии с (1.14) контраст можно описать как

$$K = \frac{\beta - 2\gamma_0}{\beta - 2\gamma(1 - \alpha) - 2\gamma'\alpha} \approx K_0 - \alpha K_0 \frac{2(\gamma - \gamma')}{\beta - 2\gamma}, \quad (2.13)$$

где K_0 - контраст без учета поправки. Для больших скоростей ветра (~10 м/с) с учетом малой относительной площади обрушений на морской поверхности (<1%, [144, 145]) изменение коэффициента затухания после обрушения в несколько раз будет давать слабую поправку, составляющую порядка процентов.

Однако после резкого всплеска интенсивности турбулентности, связанного с обрушением, локализованная турбулентность диффундирует и вырождается [129], образуя т.н. фоновую турбулентность перемешанного верхнего слоя. Данные о зависимости характеристик мелкомасштабной турбулентности в приповерхностном слое от гидрометеорологических условий в современной литературе пока недостаточны, особенно для квазиоднородного верхнего слоя толщиной порядка единиц-десятков см, наиболее сильно подверженного влиянию опрокидывающихся волн и ветрового дрейфа. Натурные наблюдения ([146] и др.) продемонстрировали существенную неоднородность турбулентности, при этом вариации спектральной плотности энергии турбулентности составляют несколько порядков в зависимости от фоновых гидрологических условий. Можно в целом сказать, что вопрос связи характеристик турбулентности и гидрометеорологических условий в заданной акватории – т.н. климатология мелкомасштабной турбулентности – на данный момент нельзя считать решенным

[108]. Качественные оценки характеристик турбулентности в верхнем слое, согласно [51, 102, 141], дают следующие величины (для скорости ветра порядка 10 м/с) : $u_t \sim (0.02 - 0.04) \cdot V_{ph} \sim 1$ см/с; $L_t \sim 1-10$ см. Описание зависимости пульсационных скоростей в верхнем слое при умеренных ветрах проведем по результатам натуральных наблюдений [147], полученным для широкого диапазона скоростей ветра ($>6-8$ м/с) и дающим

$$u' = 10^{-3} (1.05U_{10} - 2.64), \quad (2.13)$$

где U_{10} - скорость ветра (м/с) на высоте 10 м.

Для предварительных расчетов по модели локального баланса в числитель и знаменатель формулы (1.7) вводился дополнительный член затухания из-за турбулентности

$$K_{BC_crosswind} \approx \frac{\gamma_s + \gamma_t}{\gamma_0 + \gamma_t}, \quad (2.14)$$

что приводило к уменьшению рассчитанных контрастов.

Вообще говоря, характеристики турбулентности в фоне и в области, покрытой пленкой, могут отличаться вследствие потерь турбулентной энергии из-за вязкой диссипации в приповерхностном пограничном слое, толщина которого зависит от упругости пленки [148]. Результаты измерения характеристик турбулентности с заглубленным источником, приведенные в работе [115], свидетельствуют о слабом влиянии пленки на турбулентность глубже вязкого подслоя (~ 2 мм).

Представленные расчеты с соответствующими скоростями ветра и характеристиками фоновой турбулентности показаны на рисунке 2.15. Как уже отмечалось, при наблюдении сликов в условиях умеренных скоростей ветра (меньше 6 м/с) модель адекватно описывает наблюдаемые контрасты. Увеличение скорости ветра приводит к появлению обрушений ветровых волн и интенсификации турбулентности верхнего слоя; при этом, поскольку турбулентность сильнее действует на брэгговские волны, соответствующие S-диапазону (по сравнению с X-) на малых волновых числах наблюдается более сильное уменьшение контрастов. Этот эффект наблюдается как в модельных расчетах, так и в экспериментально полученных радарных контрастах брэгговской компоненты.

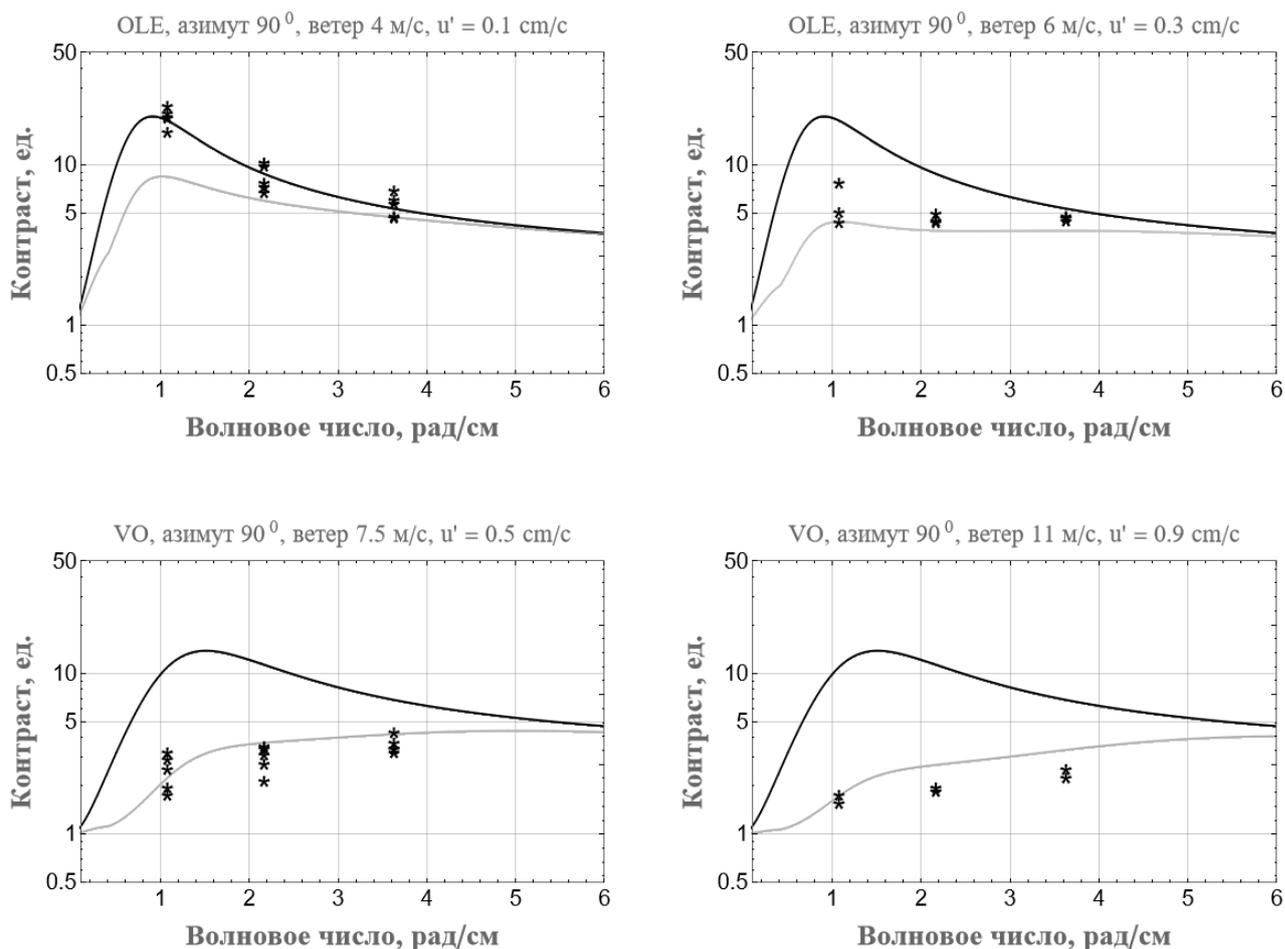


Рисунок 2.15 – Экспериментальные данные радарных контрастов Брэгговской компоненты и модельные расчеты исходные (черная кривая) и с учетом затухания ГКВ на турбулентности с заданными характеристиками(серая кривая). Скорости ветра во время экспериментов и характеристики турбулентности, используемые для расчетов, - см. шапку; масштаб турбулентности при расчетах 3 см.

2.4 Выводы к главе 2

Проведены детальный анализ и развитие параметрического метода исследования затухания волн на турбулентности с целью уменьшения погрешности получаемых коэффициентов затухания, показано, что он обладает большей достоверностью и точностью по сравнению в описанными ранее в литературе. Зависимости коэффициентов затухания ГКВ от частоты волны получены для двух режимов турбулентности, результаты представлены в терминах вихревой вязкости. В результате анализа экспериментальных данных показано, что в области сопоставимых пространственных масштабов турбулентности и волны величина турбулентной вязкости пропорциональна среднеквадратичным скоростям турбулентных

пульсаций, продемонстрирован эффект наличия максимума вихревой вязкости как функции длины волны при $kL \sim 1$. Показано, что вихревая вязкость может существенно, более чем на порядок, превышать кинематическую вязкость воды и таким образом сильно влиять на динамику поверхностных волн.

Проанализирован относительный вклад механизмов гашения ГКВ, связанных с влиянием пленки и приповерхностной турбулентности, для областей интенсивных обрушений в приложении к задаче дистанционного зондирования пленочных сликов. Оценки затухания поверхностных волн см диапазона на турбулентности в условиях реального морского волнения демонстрируют сопоставимые с затуханием из-за пленки ПАВ величины. Проведено развитие модели спектральных контрастов в сликах ПАВ с учетом затухания волн из-за влияния приповерхностной турбулентности. Показано, что учет дополнительного члена затухания позволяет получить адекватное соответствие модельных расчетов экспериментально наблюдаемым контрастам брэгговской компонент в модельных сликах в направлении зондирования поперек ветра на умеренных углах падения излучения.

Глава 3. Исследование особенностей геометрии поверхностных сликовых структур в поле неоднородных течений и ветра

3.1. Введение

Слики сложной формы в виде тонких нитевидных структур повсеместно наблюдаются на радиолокационных и оптических изображениях поверхности океана при скоростях ветра, как правило, не превышающих 5-7 м/с. Формирование таких сликовых структур обычно ассоциируется с влиянием процессов в приповерхностных слоях океана и атмосферы, таких как струйные течения, внутренние волны, атмосферные неоднородности и пр. Слики спиральной формы в литературе традиционно считаются маркерами проявлений морских вихрей [149, 150].

Ряд работ показал важную роль вихревых структур в процессах глобального перемешивания океана в таких аспектах, как перенос импульса [151, 152] и вещества [153], глобальный тепло- и газообмен [154], процессы вертикального перемешивания водных масс [155], локальное регулирование биологических процессов, влияющих на распределение питательных веществ, фито- и зоопланктона [156 – 159], оценка антропогенной нагрузки на шельфовые зоны [160] и др. Активное развитие численных моделей для описания динамики океанических процессов, наблюдаемое в последнее время, привело к лучшему согласию модельных расчетов с наблюдаемыми данными [161, 162]. Это обусловлено увеличением численных мощностей, которые позволяют разрешать все более мелкие масштабы глобальных океанических процессов – под «мелкими» в океане понимаются все же десятки км, и для глобальных моделей циркуляции океана достижение такого шага сетки является большим прогрессом [163, 164]. Валидация численных моделей может основываться на статистических данных о характеристиках вихревых структур в исследуемых регионах [165], и в этом ключе наиболее удобным инструментом является использование данных дистанционного зондирования.

Одним из часто используемых методов для детектирования и исследования динамики вихревых процессов с масштабами порядка десятков и сотен км в океане является спутниковая альтиметрия [166, 167]. Это обусловлено широким пространственным охватом альтиметрических данных, а также достаточной верификацией этого метода результатами подспутниковых измерений (например, [168]). Спутниковые альтиметры позволяют на регулярной основе и с высокой точностью (до 1-2 см, согласно [169]) создавать поля динамической топографии – карты отклонения поверхности океана от формы геоида, по которым с использованием геострофического приближения рассчитываются поля приповерхностных струйных течений, фронтов и мезомасштабных вихрей и др. [170-173] В

ходе развития указанных методик были достигнуты высокие точности восстановления скоростей течений порядка см/с на масштабах порядка десятков км [166, 171, 174], стандартное пространственное разрешение современных альтиметрических данных составляет порядка 5 км. Разрешаемые размеры вихревых структур вполне отвечают мезомасштабам в субтропических регионах, однако в умеренных и полярных широтах масштабы Россби могут иметь меньшие характерные размеры (например, [175-177]). Альтернативой использования альтиметрических данных для мониторинга морской поверхности в северных регионах могут служить методы РЛ зондирования, характеризующиеся высоким разрешением (~ метров), независимостью от условий освещенности и всепогодностью, что является большим плюсом ввиду плотной облачности в северных регионах. Можно заключить, что развитие корректных алгоритмов интерпретации РСА изображений вихревых структур является актуальной задачей.

Наиболее часто проявление океанических вихревых структур может наблюдаться на РЛ изображениях в условиях умеренных ветров благодаря сликовому механизму (около 80%, согласно [43]). В присутствии антропогенных либо распределенных биогенных источников в зонах конвергенции происходит увеличение концентрации пленки ПАВ, благодаря чему на фоне умеренных скоростей ветра на морской поверхности наблюдаются нитевидные сликовые структуры [43]. Благодаря гашению пленкой поверхностно-активного волнения такие нитевидные структуры наблюдаются как области уменьшения яркости на РЛ изображениях [178] или как яркие полосы в оптическом диапазоне при наблюдении в условиях солнечного блика (sun glint) [149]. Увеличение скорости ветра выше 7-9 м/с ведет к уменьшению наблюдаемых в сликах контрастов (см. главу 1), при этом происходит интенсификация обрушений, что приводит к разрушению тела слика, перемешиванию ПАВ и его уносу в толщу воды. Поэтому при более сильных ветрах проявление вихревых структур благодаря сликовому механизму практически не встречается.

Отметим, что на данный момент существуют сложности в интерпретации спутниковых изображений спиральных сликовых структур. Первая сложность связана с тем, что в настоящее время в литературе отсутствует описание возможного механизма формирования нитевидных структур в поле неоднородных течений, связанных с существованием вихря; отсутствует и описание самой неоднородной структуры таких течений, которое потенциально могло бы приводить к компрессии пленок. Вторая проблема заключается в том, что традиционно масштаб сликовых спиральных структур напрямую связывают с масштабом наблюдаемого вихря (иллюстрация – рисунок 3.1), что, вообще говоря, является необоснованным допущением. На этом отождествлении строятся многочисленные статистические исследования региональных характеристик морских вихрей [179-183]. При этом не учитывается, что в зависимости от начального положения пассивного маркера относительно центра вихря масштаб сликовой

спирали может сильно варьироваться. Подобные проблемы отождествления внешних масштабов спиральных структур с масштабами вихрей характерны не только для интерпретации изображений сликовых структур, но применимы и к наблюдениям захвата битого льда полями приповерхностных течений в северных регионах, к оптическим наблюдениям распределения объемной приповерхностной взвеси (в т.ч. органической) в приповерхностном слое, к интерпретации SST спутниковых наблюдений вихревых структур и др. [184].

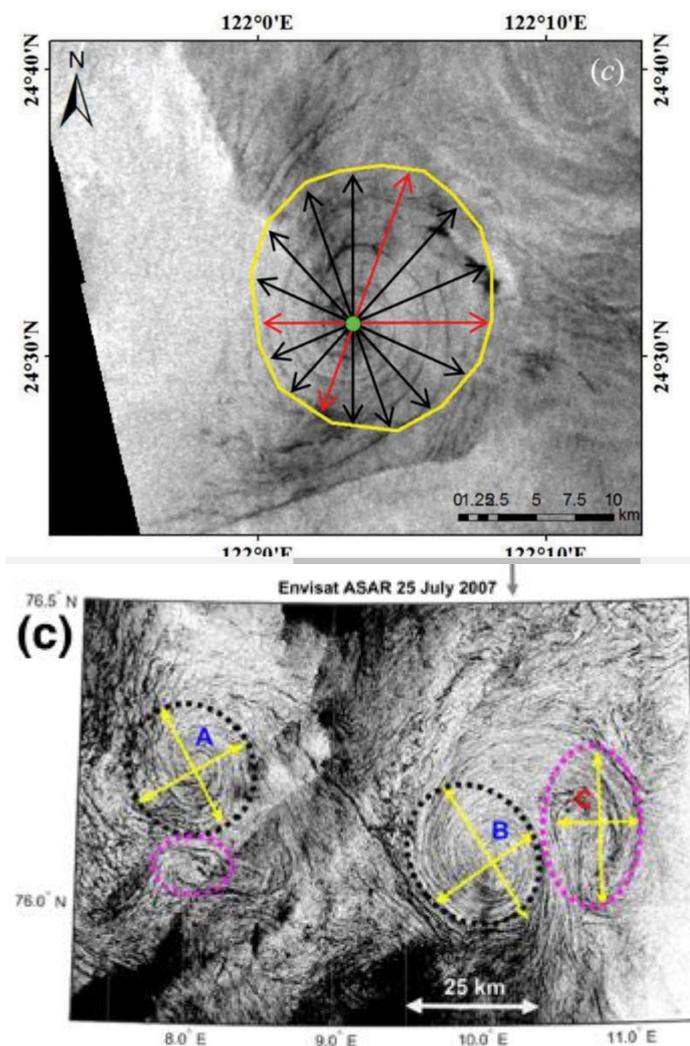


Рисунок 3.1 – Пример определения масштабов вихревых структур по их проявлению в геометрии сликовых спиралей. Приведенные изображения взяты из работ [179] (сверху) [185] (внизу)

Описанный подход строится, в том числе, на предположении о том, что кинематика пассивных маркеров (поверхностных или объемных) определяется исключительно полем течений наблюдаемой вихревой структуры. Для приповерхностного слоя глубиной меньше метра есть как минимум один источник дополнительного дрейфа – ветер. Согласно [62,186-188], скорость каждого элемента сликовой полосы можно удовлетворительно описывать как

векторную сумму локального морского течения и поверхностного ветрового дрейфа, оцениваемого как $\alpha=3\%$ от скорости ветра на высоте 10 м. Сливковый механизм проявления вихревых структур характерен для скоростей ветра, не превышающих 5-7 м/с, что дает 0,1-0,2 м/с вклада ветровой компоненты течения в кинематику сликовой полосы. Согласно натурным наблюдениям [189-194], характерные максимальные скорости течения в вихрях составляют порядка 0,1-0,8 м/с. Внутри ядра вихря обычно наблюдается квазилинейный рост тангенциальной компоненты скорости до максимального значения, далее следует спадание скорости при удалении от центра вихря (рисунок 3.2).

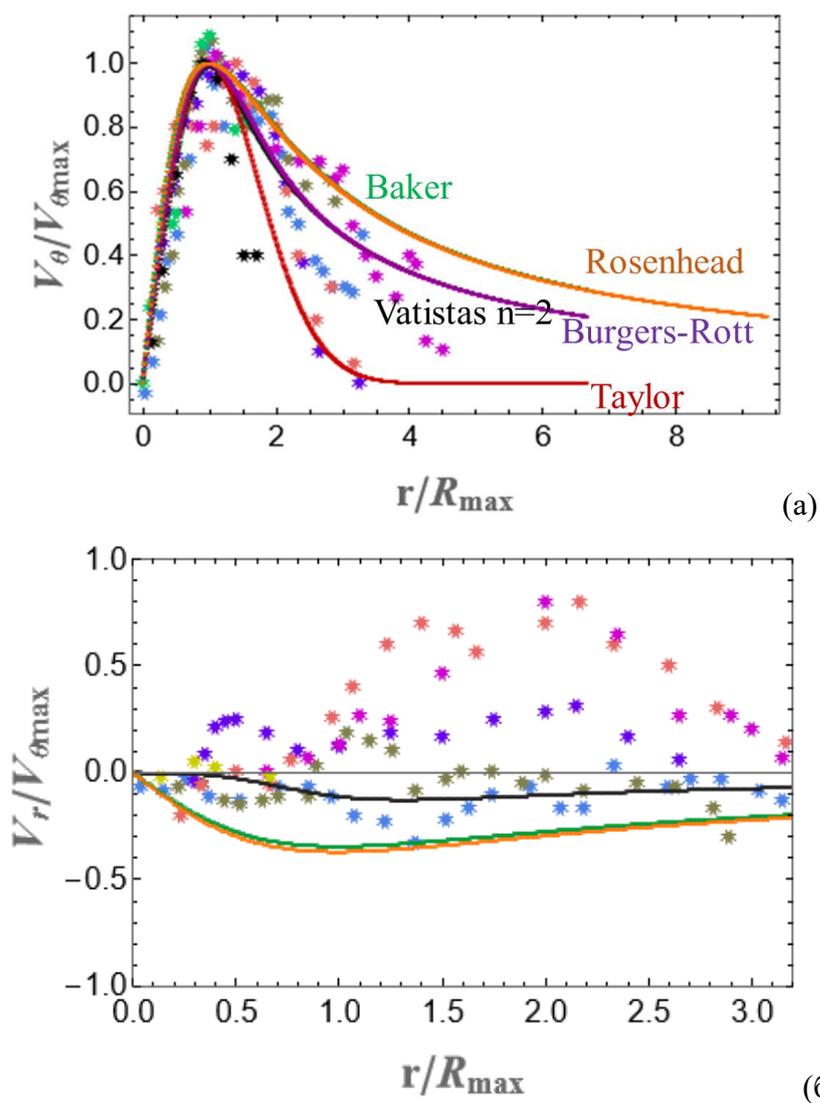


Рисунок 3.2 – Результаты натурных измерений компонент скорости внутри вихря при удалении от его центра [189-194]. Сплошные линии – модельные расчеты (подписи обозначены соответствующими цветами). Тангенциальная (а) и радиальная компоненты скорости (б)

Проведение подобных оценок демонстрирует, что для описания кинематики элемента сликовой полосы ветровой дрейф может быть сопоставим с вихревым течением, и его влияние на геометрию формируемой сликовой структуры должно учитываться. В противном случае будет возникать проблема некорректной интерпретации данных наблюдений вихрей по их проявлениям в геометрии сликовых, а также ледовых спиральных структур на морской поверхности.

Описываемая в данной главе задача является новой, ее развитие может быть важно в задачах корректной интерпретации данных о характеристиках морских вихревых структур. Не ставя на данном этапе цели решения обратной задачи - определения характеристик вихря по геометрии спиральной структуры, - перейдем к исследованию особенностей формы проявляемой спиральной структуры в поле заданных течений морского вихря и однородного ветрового дрейфа с использованием теоретического описания и численного моделирования.

3.2. Теоретическое исследование геометрии линий тока в поле одиночного осесимметричного спирального вихря и однородного ветрового дрейфового течения

Особенности формы сликовой спирали можно проанализировать через описание геометрии линии тока в стационарных полях однородного ветрового дрейфового течения и спирального осесимметричного вихря с ненулевой компонентой радиальной скорости. Положение частицы задается в полярной системе координат, связанной с центром вихря, через $(\rho; \theta)$. Модуль тангенциальной компоненты скорости V_θ ; радиальной, направленной от центра вихря - V_r . Скорость ветра W , направление обозначается углом ψ .

В случае стационарных полей уравнение линий тока, касательные к которым указывают направление вектора скорости в каждой точке, в декартовой системе принимает вид [133]:

$$\frac{dx}{V_x} = \frac{dy}{V_y} = dt, \quad (3.1)$$

При переходе в полярную систему координат в присутствии компоненты, связанной с ветровым дрейфом αW , получаем

$$\frac{d\rho}{V_r + \alpha W \cos(\psi - \theta)} = \frac{\rho d\theta}{V_\theta + \alpha W \sin(\psi - \theta)} = dt, \quad (3.2)$$

или

$$\begin{cases} \dot{\rho} = V_r(\rho) + \alpha W \cos(\psi - \theta) \\ \dot{\theta} = \frac{V_\theta(\rho)}{\rho} + \frac{\alpha W}{\rho} \sin(\psi - \theta) \end{cases} \quad (3.2)$$

В отсутствие процессов растекания пленка ПАВ может рассматриваться как пассивная примесь, не вносящая изменений в поле стационарных приповерхностных течений морского вихря. В этом случае система дифференциальных уравнений (3.2), описывающая геометрию линий тока в приповерхностном слое, также описывает и кинематику пассивного маркера, распространяющегося от точечного неподвижного источника ПАВ. В качестве такого локализованного источника может выступать, например, подводное высачивание нефти (т.н. нефтяной сип) или неподвижное судно, медленно сливающее загрязненные балластные воды.

Система дифференциальных уравнений (3.2), впервые сформулированная в [195], может иметь особые точки, соответствующие критическим точкам линий тока. Их координаты (ρ_*, θ_*) определяются системой уравнений

$$\begin{cases} V_r^2(\rho_*) + V_\theta^2(\rho_*) = (\alpha W)^2 \\ \tan(\psi - \theta_*) = -\frac{V_\theta(\rho_*)}{V_r(\rho_*)} \end{cases} \quad (3.3)$$

Анализ литературы, приведенный во введении к данной главе, в частности, результаты натуральных наблюдений (рисунок 3.2 (а)), свидетельствует о квазилинейном росте тангенциальной компоненты в ядре вихря и постепенном спадании при удалении от него. Характер зависимости радиальной компоненты скорости от расстояния до центра вихря, как демонстрирует 3.2 (б), может сильно различаться. Поскольку тангенциальная компонента скорости обычно значительно (в несколько раз) превышает радиальную [190- 192, 194], логично предположить, что для одиночного вихря $V(\rho) = \sqrt{V_r^2(\rho) + V_\theta^2(\rho)}$ будет повторять поведение тангенциальной компоненты и демонстрировать максимум на расстоянии R , соответствующем радиусу ядра вихря. Рисунок 3.3 демонстрирует, что в зависимости от соотношения между величиной максимальной скорости течения вихря $V_{\max} = V(R)$ и скоростью ветрового дрейфа первое уравнение системы (3.3) может иметь от 0 до 2 корней.

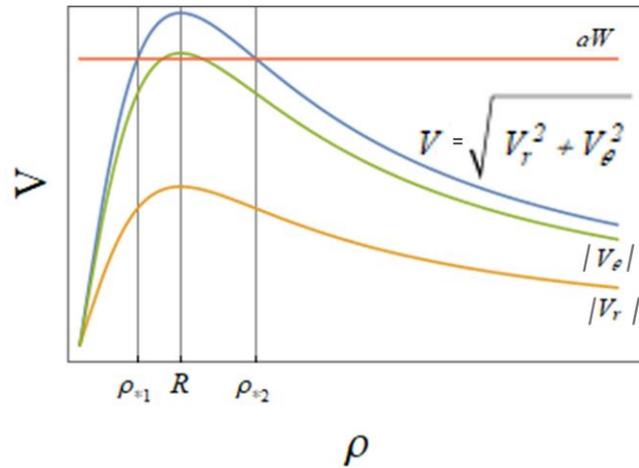


Рисунок 3.3 - Графическое решение системы (3.3)

Теперь определим характерные особенности поведения линий тока вблизи критических точек в случае, когда система (3.3) имеет 2 корня ($\alpha W < V_{\max}$). Для этого определим в общем виде собственные значения матрицы коэффициентов линеаризованной системы уравнений (3.2) вблизи особой точки

$$A = \begin{vmatrix} \frac{\partial V_r(\rho_*)}{\partial \rho} & \alpha W \sin(\psi - \theta_*) \\ -\frac{V_\theta(\rho_*)}{\rho_*^2} + \frac{1}{\rho_*} \frac{\partial V_\theta}{\partial \rho} \Big|_{\rho_*} - \frac{\alpha W}{\rho_*^2} \sin(\psi - \theta_*) & -\frac{\alpha W}{\rho_*} \cos(\psi - \theta_*) \end{vmatrix}. \quad (3.4)$$

С учетом условий (3.3) уравнение на собственные значения сводится к виду

$$\lambda^2 - \lambda \left(\frac{V_r(\rho_*)}{\rho_*} + \frac{\partial V_r(\rho_*)}{\partial \rho} \right) + \frac{V_r(\rho_*)}{\rho_*} \frac{\partial V_r}{\partial \rho} \Big|_{\rho_*} + \frac{V_\theta(\rho_*)}{\rho_*} \frac{\partial V_\theta}{\partial \rho} \Big|_{\rho_*} = 0. \quad (3.5)$$

Характер особой точки зависит от знака и соотношения величин

$$-b = \frac{V_r(\rho_*)}{\rho_*} + \frac{\partial V_r}{\partial \rho} \Big|_{\rho_*},$$

$$c = \frac{V_r(\rho_*)}{\rho_*} \frac{\partial V_r}{\partial \rho} \Big|_{\rho_*} + \frac{V_\theta(\rho_*)}{\rho_*} \frac{\partial V_\theta}{\partial \rho} \Big|_{\rho_*}, \quad (3.6)$$

являющихся комбинациями тангенциальной и радиальной компонент скорости, а также их производных по ρ . В случае симметричного относительно центра вихря выражение для $-b$ совпадает с определением двумерной дивергенции поля скорости в полярной системе координат, не меняющейся с добавлением к вихревому течению однородной добавки:

$$-b = \nabla \cdot \vec{V} \Big|_{\rho_*} . \quad (3.7)$$

Кроме того, можно заметить, что

$$c = \frac{1}{2\rho_*} \frac{\partial(V^2)}{\partial\rho} \Big|_{\rho_*} . \quad (3.8)$$

Первая особая точка, находящаяся на растущей ветке $V(\rho)$, дает $c > 0$. При дальнейшем рассмотрении возможны случаи

$$\text{а) } b^2 > 4c, \text{ или } \left| \frac{V_r(\rho_*)}{\rho_*} - \frac{\partial V_r}{\partial\rho} \Big|_{\rho_*,1} \right| > 2 \sqrt{\frac{V_\theta(\rho_*)}{\rho_*} \frac{\partial V_\theta}{\partial\rho} \Big|_{\rho_*,1}} .$$

Дискриминант (3.5) положителен, оба собственных значения действительны, их знак зависит от знака $\nabla \cdot \vec{V} \Big|_{\rho_*}$. Особая точка является узлом; устойчивым – если дивергенция поля в особой точке отрицательна либо неустойчивым – если положительна.

$$\text{б) } b^2 < 4c, \text{ или } \left| \frac{V_r(\rho_{*1})}{\rho_{*1}} - \frac{\partial V_r}{\partial\rho} \Big|_{\rho_{*1}} \right| < 2 \sqrt{\frac{V_\theta(\rho_{*1})}{\rho_{*1}} \frac{\partial V_\theta}{\partial\rho} \Big|_{\rho_{*1}}} .$$

Дискриминант отрицателен, оба собственных значения комплексные, знак действительной части зависит от знака $\nabla \cdot \vec{V} \Big|_{\rho_*}$. Особая точка является устойчивым фокусом, если дивергенция поля в особой точке отрицательна, или неустойчивым в случае положительной дивергенции.

Для второй особой точки характерно спадание $V(\rho)$, что приводит к $c < 0$. В таком случае собственные числа матрицы (3.4) являются действительными и противоположными по знаку, поэтому вторая особая точка всегда является седлом.

Мы показали, что устойчивость или неустойчивость первой особой точки системы дифференциальных уравнений (3.5) зависит от знака двумерной дивергенции поля течений локально в ней, а не от знака радиальной компоненты скорости в среднем в вихре. В реальных вихрях, как демонстрирует анализ литературы, поведение радиальной компоненты скорости может демонстрировать сложный характер. Таким образом, это уточнение может быть важным,

поскольку теоретически предсказывает возможность реализации случаев, когда, например, особая точка является устойчивой для линий тока системы течений вихрь+однородное течение даже при преобладающем положительном знаке радиальной компоненты скорости в вихре.

Суммируя, можно заключить, что для морских осесимметричных вихрей, модуль скорости которых демонстрирует рост внутри ядра ($\rho < R$) и спадание при удалении от него, при существовании однородного на масштабах вихря дрейфового течения со скоростью, меньшей V_{\max} , картина линий тока в приповерхностном слое демонстрирует 2 особые точки. Первая из них, расположенная внутри ядра вихря, является устойчивой в случае, если в ее малой окрестности двумерная дивергенция поля скорости отрицательна, и неустойчивой, если - положительна. Вторая особая точка, локализованная вне ядра вихря и расположенная на спадающем участке функции $V(\rho)$, является седлом для любого направления вращения вихря.

Увеличение скорости однородного течения до величины V_{\max} соответствует случаю одной особой точки системы уравнений (3.2). В этой точке тангенциальная и радиальная компоненты скорости вихря имеют нулевую производную, и уравнение (3.5) вырождается в вид

$$\lambda^2 - \lambda \left(\frac{V_r(\rho_*)}{\rho_*} \right) = 0, \quad (3.9)$$

что соответствует полуустойчивому седлоузлу. Дальнейшее увеличение скорости однородного течения проявляется в исчезновении особой точки.

В отсутствие процессов растекания траектории жидких частиц слик, маркирующие линии тока, демонстрируют появление описанных особых точек в геометрии спиральных сликовых структур на морской поверхности. В следующем разделе приведены результаты численного моделирования, позволяющего наглядно продемонстрировать геометрию формируемых спиральных сликовых структур и существование/характер особых точек при различном соотношении между скоростями морского вихря и однородного течения.

3.3. Численное моделирование распространения поверхностно-активного вещества от точечного источника

Для визуализации распространения ПАВ в поле морского вихря и однородного ветрового дрейфа был создан простой алгоритм: скорость каждой частицы определяется как векторная сумма локальной скорости вихря и скорости дрейфа, равного скорости ветра с коэффициентом (для ПАВ – 3% [188, 196]). Предварительные результаты, описанные в работе [195],

качественно показали существенное влияние скорости ветра на геометрию и масштаб формируемой спиральной структуры в поле вихря, профиль тангенциальной компоненты которого описывался моделью [197] с постоянной компонентой радиальной скорости везде кроме окрестности центра вихря. Проведенный анализ литературы показал наличие более физически адекватных моделей для описания поля скоростей в вихревой структуре.

На рисунке 3.2 (а) приводятся характерные профили тангенциальной компоненты скорости, описываемые в рамках пяти рассмотренных моделей вихрей: [45,197-200], [201] при $n=2$. Модель вихря, предложенная в [45], имеет ряд преимуществ: она трехмерна; радиальная и тангенциальная компоненты скорости равны нулю в центре и на бесконечности от него, радиальная компонента скорости меньше тангенциальной компоненты, но сравнима по порядку величины (в отличие от оригинальной модели [201], например). Профили радиальной и тангенциальной компонент скорости описываются следующими выражениями:

$$V_r(\rho) = U_{\max} \frac{-4 \cdot \frac{\rho}{R} \cdot \frac{z}{z_m}}{\left\{1 + \left(\frac{\rho}{R}\right)^2\right\} \left\{1 + \left(\frac{z}{z_m}\right)^2\right\}}, \quad (3.10)$$

$$V_\theta(\rho) = U_{\max} \frac{\frac{2S}{\ln 2} \cdot \frac{\rho}{R} \cdot \ln \left\{1 + \left(\frac{z}{z_m}\right)^2\right\}}{1 + \left(\frac{\rho}{R}\right)^2}, \quad (3.11)$$

где ρ - расстояние до центра вихря, R – радиус ядра вихря, параметр z/z_m определяет отношение между радиальной и тангенциальной компонентой, параметр $K = \frac{2S}{\ln 2}$, $S=1$, U_{\max} – множитель, определяющий абсолютные величины максимальных скоростей. Результаты натуральных измерений характеристик скорости в морских вихрях (рисунок 3.2) показывают адекватное описание профиля тангенциальной компоненты моделью Бэйкера, данные о профилях радиальной компоненты скорости характеризуются значительным разбросом, их использование для оценки функциональной зависимости на данный момент затруднительно. Для проведения численного моделирования использовался профиль скоростей течений внутри вихря, описываемый уравнениями модели [45]. Отметим, что, поскольку профиль тангенциальной компоненты для всех упомянутых моделей демонстрирует монотонный рост внутри ядра вихря и спадание при удалении от него, выбор другого профиля для моделирования качественно не

влияет на траектории распространения пассивной примеси, совпадающие в случае стационарных полей течений с линиями тока (описываемыми в предыдущем подразделе). Рисунок 3.6 (слева) показывает распространения Лагранжевых частиц в поле ветра северного направления (5 м/с, $\alpha=3\%$), и вихря Бэйкера со следующими параметрами: $U_{\max}=0.065$, $z/z_m=4$, $R=10000$. Выбранные параметры являются характерными для мезомасштабных вихрей со скоростями, которые реально наблюдаются в природе (см., например, [192]). Временной дискрет 50 с при используемых характерных скоростях достаточен для адекватного моделирования распространения пассивной примеси, его уменьшение качественно не изменяет результаты моделирования. Как можно наблюдать, моделирование так же, как и результаты теоретического описания, демонстрирует при не слишком большой скорости ветра (рисунок 3.4 – справа) существование двух особых точек: устойчивого фокуса и «седла».

Как обсуждалось в предыдущем разделе, система уравнений (3.3), описывающая положение особых точек в системе (3.2), может быть применима к любой модели вихря. Для профилей скорости (3.10) и (3.11) координаты особых точек $\theta_{*1,2}$ описываются следующим образом:

$$\operatorname{tg}(\psi - \theta_{*1,2}) = -K \frac{\left[1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right] \ln \left\{ 1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right\}}{4 \frac{z}{z_m}}. \quad (3.12)$$

Качественной спецификой используемых профилей модели [45] является то, что отношение тангенциальной и радиальной компоненты V_θ/V_r не зависит от расстояния до центра, откуда следует $\theta_{*1} = \theta_{*2}$. Для того, чтобы определить ρ^* , обозначим для уменьшения громоздкости дальнейших выкладок выражение в правой части (3.12):

$$-K \frac{\left[1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right] \ln \left\{ 1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right\}}{4 \frac{z}{z_m}} = \frac{1}{M}, \quad (3.13)$$

Тогда, применяя тригонометрические преобразования с учетом $M < 0$, получим выражение для ρ_{*1} и ρ_{*2} :

$$\frac{\rho_*^2}{R^2} - \frac{U_{\max}}{\alpha W} K \sqrt{1+M^2} \ln \left(1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right) \frac{\rho_*}{R} + 1 = 0, \quad (3.14)$$

что в конечном итоге приводит к

$$\frac{\rho_{*1,2}}{R} = \frac{\frac{U_{\max}}{\alpha W} K \sqrt{1+M^2} \ln \left(1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right) \pm \sqrt{\left[\frac{U_{\max}}{\alpha W} K \sqrt{1+M^2} \ln \left(1 + \left(\frac{z}{z_m} \right)^2 \right) \right]^2 - 4}}{2}. \quad (3.15)$$

Положения особых точек, полученные по формулам (3.12) и (3.15), показаны на рисунке 3.4 синими точками. Результаты моделирования хорошо совпадают с результатами теоретического исследования в части описания положения особых точек и их типа. При этом можно наблюдать, что в зависимости от начального положения точечного источника ПАВ (рисунок 3.4) масштаб формируемой сликовой спирали может меняться в несколько раз. Поскольку положение особых точек зависит от величины и направления однородного течения, эти параметры также будут влиять на размеры проявляемой спиральной структуры. Рисунки 3.5 - 3.7 отображают изменение траекторий при увеличении скорости дрейфового течения (в данном случае - увеличении модуля скорости ветра), а именно сближение особых точек, вырождение двух точек в одну и ее исчезновение.

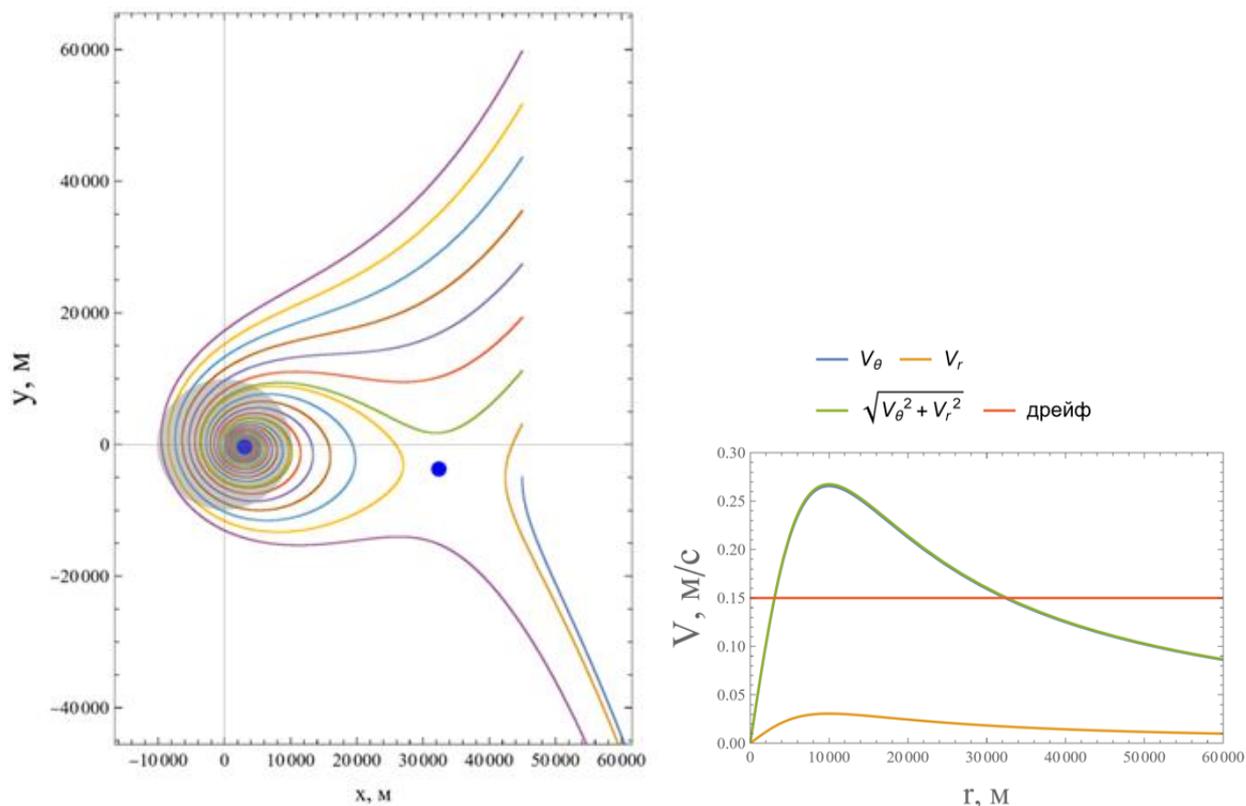


Рисунок 3.4 – Слева- траектории Лагранжевых частиц в поле однородного ветрового дрейфа, направленного с севера, (5 м/с , $\alpha=3\%$) и циклонического вихря Бэйкера ($U_{\max}=0.065$, $z/z_m=4$, $R=10000$). Линии разных цветов обозначают распространение элемента ПАВ при различных начальных положениях источника. Справа – компоненты скорости вихря и однородный ветровой дрейф. Полупрозрачный круг отображает положение и размер ядра вихря.

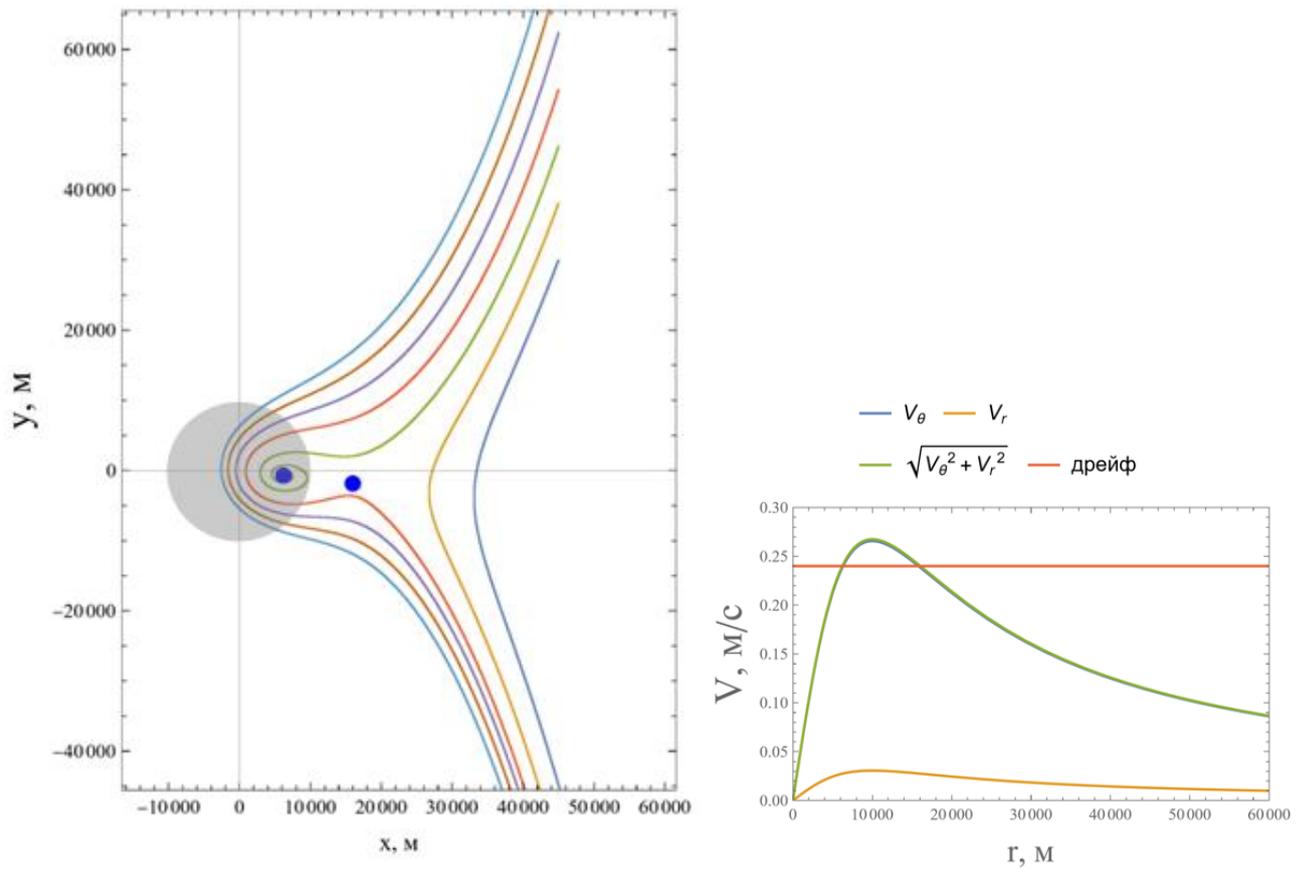


Рисунок 3.5 – Результаты моделирования аналогично рисунку 3.4, скорость ветра 8 м/с

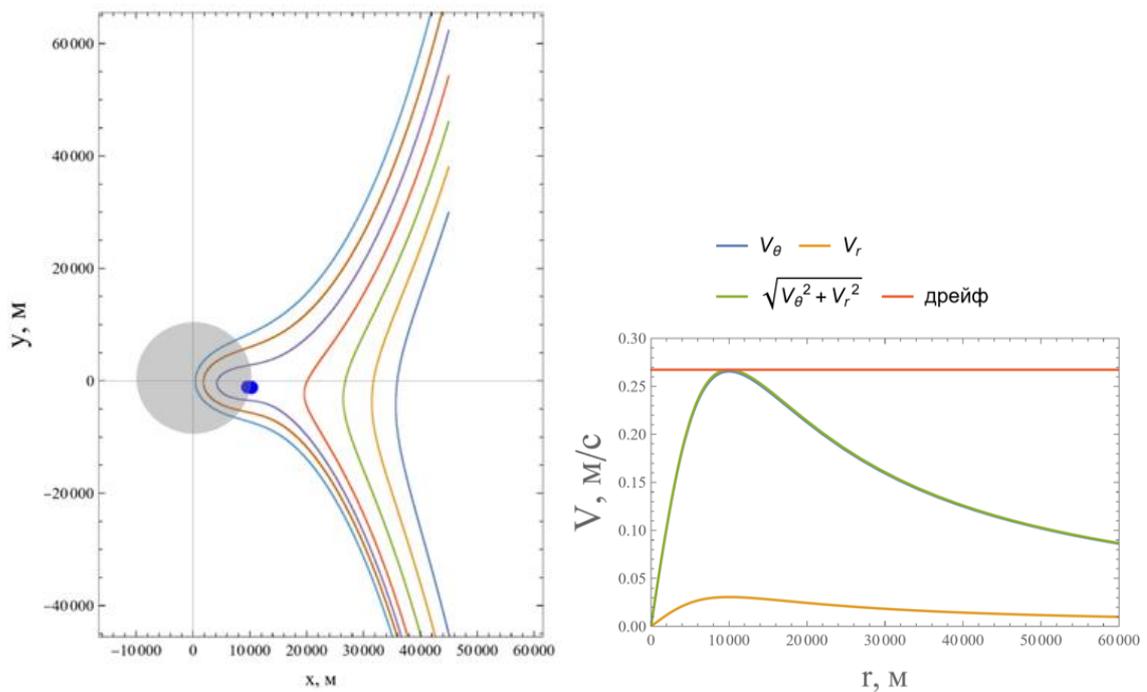


Рисунок 3.6 – Результаты моделирования аналогично рисунку 3.4, скорость ветра 8,9 м/с

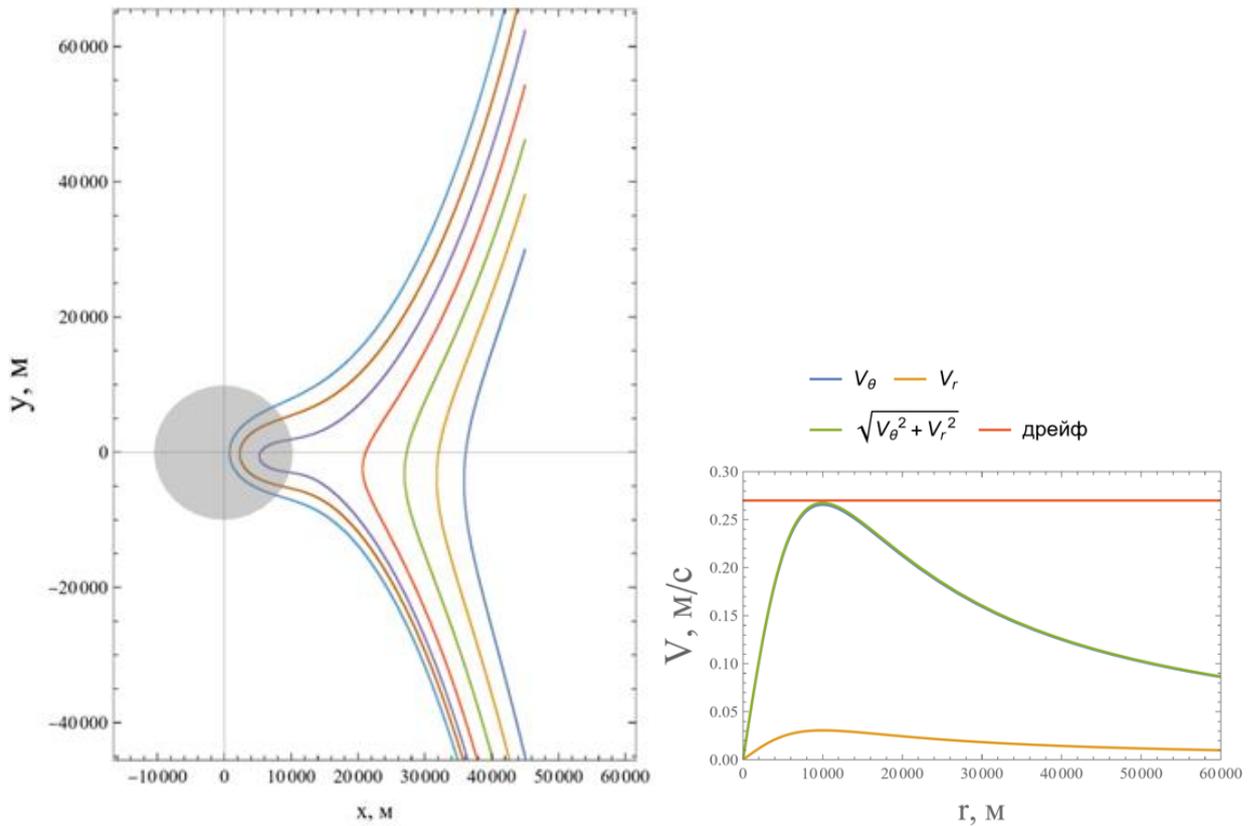


Рисунок 3.7 – Результаты моделирования аналогично рисунку 3.4, скорость ветра 8,95 м/с

3.4. Обсуждение результатов

Одна из важных особенностей геометрии линий тока и, соответственно, спиральных сликовых структур от точечных источников, заключается в том, что центр сликовой спирали (ρ_*, θ_*) и центр реального вихря $(0,0)$ могут не совпадать, а расстояние между ними может достигать порядка радиуса ядра вихря.

В случае, когда радиальная компонента скорости в несколько раз меньше тангенциальной (что демонстрирует анализ литературы по наблюдению реальных морских вихрей, рисунок 3.2), смещение центра спирали происходит квазиперпендикулярно направлению ветра. Это следует из второго уравнения системы (3.3):

$$\theta_* = \psi + \operatorname{arctg} \frac{V_\theta(\rho_*)}{V_r(\rho_*)} \approx \psi + \frac{\pi}{2}. \quad (3.16)$$

Первые свидетельства применимости описанных рассуждений для реально наблюдаемых морских вихревых структур появились в литературе в последние годы. Как упоминалось выше, морской лед так же, как и слики ПАВ, может служить маркером приповерхностных процессов и

быть подверженным как морскому течению, так и ветровому воздействию, на временных масштабах порядка дней и более [202]. При этом коэффициент взаимодействия с ветром обычно принимается составляющим около 1-2%, [202, 203]. В связи с этим исследование геометрии областей битого льда, вовлеченного в спиральные структуры, в целом эквивалентно исследованию геометрии сликовой полосовой структуры (например, рисунок 3.8). В работе [185] приводились сравнения наблюдаемых вихревых структур в акватории Северного моря и пролива Фрама альтиметрическими методами и по изображениям в РЛ диапазоне. Авторы отмечают несовершенство альтиметрических методов при наблюдении северных акваторий, связанных, в частности, с точностью вычисления формы геоида и негативным влиянием льда на алгоритмы восстановления скоростей течений. На рисунке 3.9 показана наблюдаемая разница положений центров вихрей, определенных двумя методами, которая может достигать порядка масштаба самого вихря. Отметим, что в альтиметрии масштаб вихря обычно определяется как радиус последнего замкнутого контура аномалии возвышения морской поверхности на топографических картах [168], хотя, вообще говоря, справедливость такого допущения также требует обоснования.

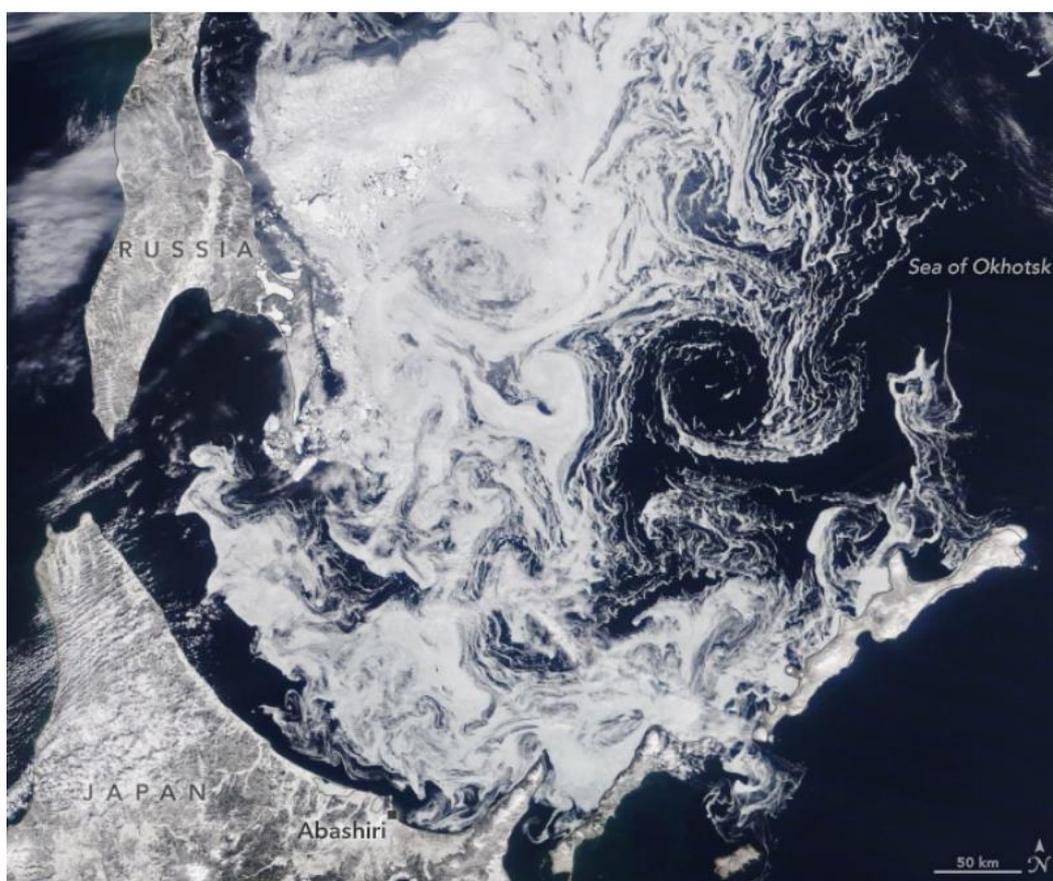


Рисунок 3.8 – Спутниковое изображение Охотского моря со спутника Landsat-8 12.03.2020

[204]

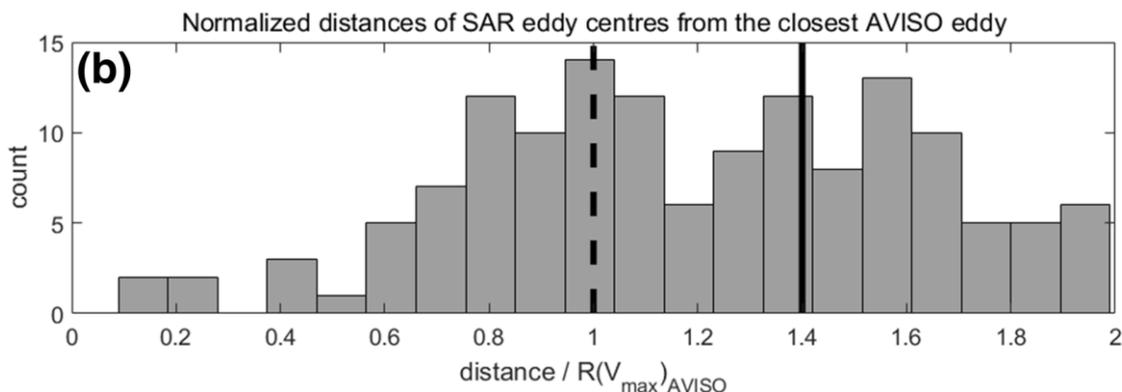


Рисунок 3.9 – Разница между положениями центров вихревых структур по данным РСА наблюдений и альтиметрическими методами, нормированная на масштаб ядра вихря, полученный по альтиметрическим данным - из статьи [185]

В работе [205] приведены данные альтиметрических наблюдений вихревых структур и обработки последовательных ИК изображений морской поверхности. Наблюдение морской поверхности при помощи ИК-радиометров характеризует особенности поверхностной температуры в очень тонком верхнем слое воды, порядка десятков и сотен микрон [206, 207]. Интерпретация альтиметрических данных и получение полей скоростей течений проводится на основе уравнений квазигеострофического баланса в приближении мелкой воды [208, 209], и глубины, для которых характерны получаемые поля скоростей, явно превышают порядок характерных возвышений поверхности (~ нескольких см, [168, 210, 212]). Поэтому при сравнении полей скорости, полученных путем восстановления из альтиметрических данных и по последовательным ИК изображениям, должно учитываться то, что они характеризуют слои разной глубины. При этом тонкий слой, наблюдаемый радиометрами, сильно подвержен ветровому дрейфу.

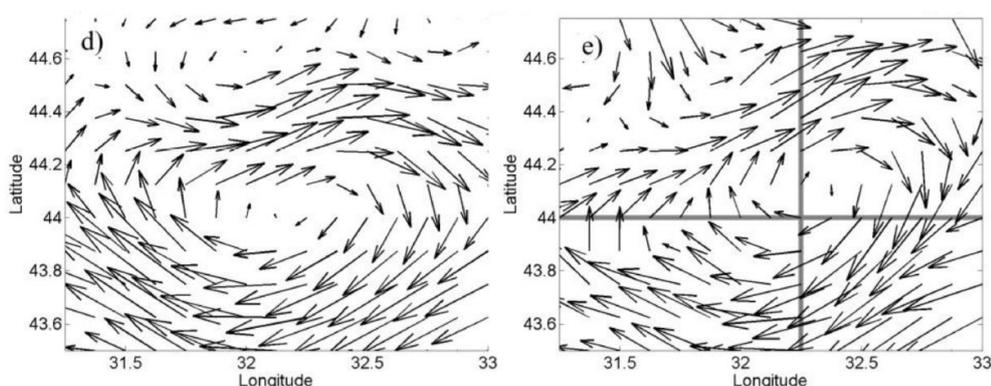


Рисунок 3.10 – Пример полей скоростей, полученных квазисинхронно при помощи альтиметрических данных и путем обработки последовательных ИК изображений 13.05.2005– из работы [205]

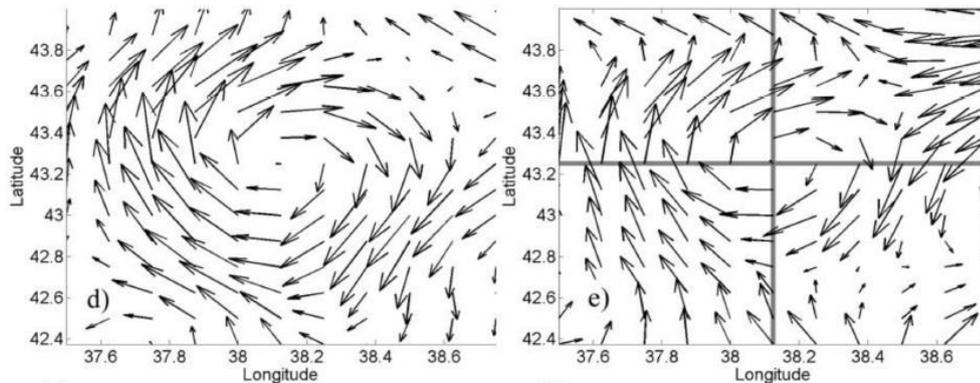


Рисунок 3.11 – Аналогично рисунку 3.10 – из работы [205]

На рисунке 3.10 приведены полученные поля скоростей – авторы наблюдали, что центры вихря в слоях различной глубины не совпадают, и качественно объясняли их возможным влиянием ветра на приповерхностный слой. Как показывает рисунок 3.11, для одиночного вихря (в отличие от 3.10) структура течений вида «фокус+седло» может наблюдаться весьма отчетливо. Рисунок 3.12 показывает наличие аналогичных структур на РСА изображениях Черного (сверху) и Средиземного морей (снизу). Можно заключить, что качественное наблюдение описанных теоретически и численно особенностей распространения пассивных примесей (в частности, ПАВ) в поле морского вихря может наблюдаться на спутниковых изображениях реальной морской поверхности.

Важным следствием проведенных аналитических исследований и численного моделирования является вывод о том, что в присутствии однородных течений (связанных с ветровым дрейфом либо с крупномасштабным по сравнению с размерами вихря средним течением) возможности появления спиральной структуры в поле морского вихря с фиксированными скоростями течений определяются, в том числе, характеристиками этого однородного течения. Так, при превышении модулем скорости течения пороговой величины V_{\max} спиральная сликовая структура в принципе не может быть сформирована. Еще более важным в прикладном значении является вывод о том, что в случае формирования спирали, как минимум в квазиперпендикулярном ветру направлении максимально возможный радиус формируемой спиральной структуры определяется не радиусом ядра вихря, а расстоянием между точками ρ^*1 и ρ^*2 . Поскольку ветер напрямую влияет на положение этих точек, он также влияет и на наблюдаемую геометрию спиральной сликовой полосы. Таким образом, можно сказать, что присутствие однородного сдвигового течения (например, ветрового дрейфа)

естественным образом ограничивает масштабы формируемой сликовой структуры. При этом, как уже отмечалось, проявляемый масштаб спиральной структуры сильно зависит и от положения источника относительно центра морского вихря.

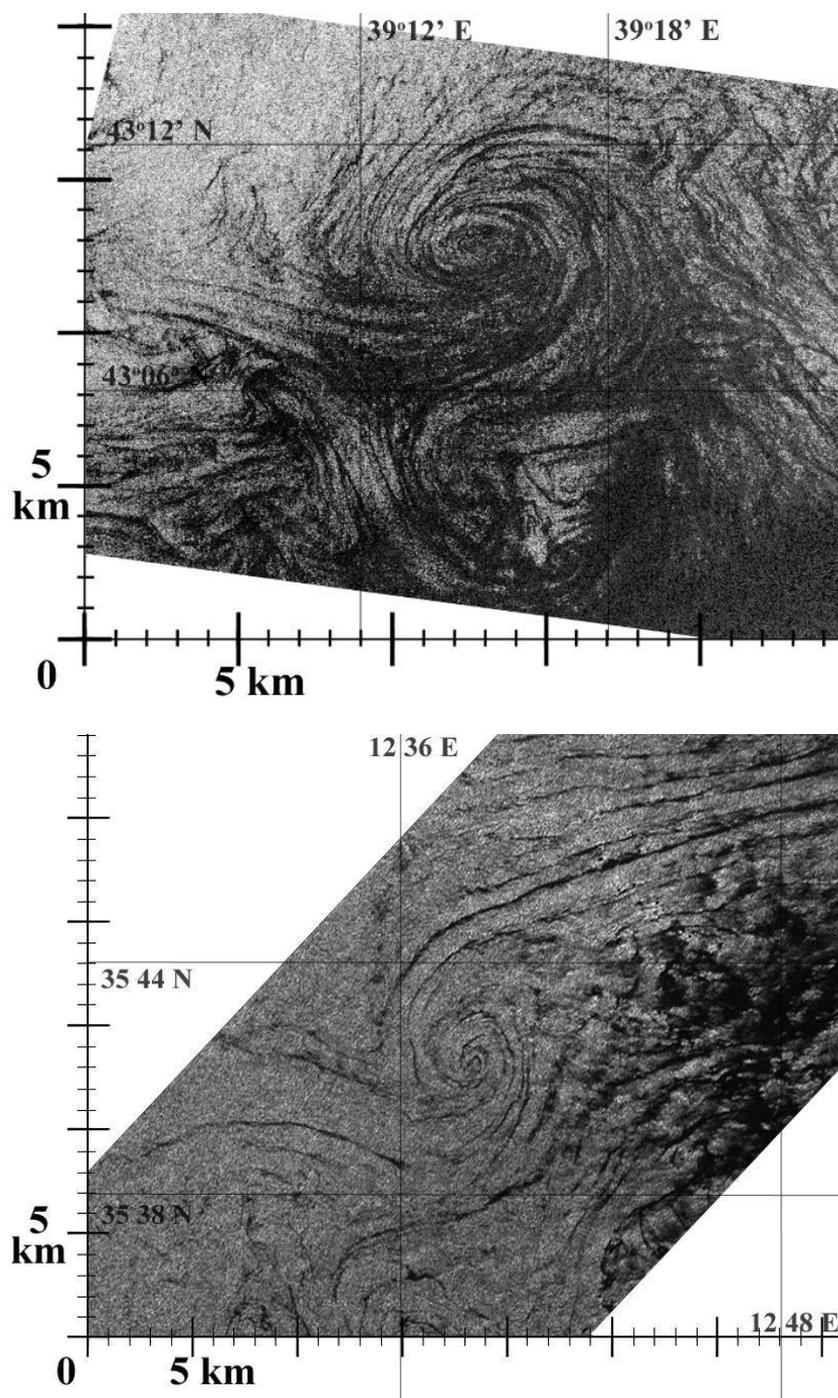


Рисунок 3.12 – Результаты спутниковых PCA наблюдений сликовых структур на морской поверхности. Сверху - Sentinel-1B SAR от 03:32:06 GMT 04.10.2017; снизу - XSAR shuttle от 02:29:53 GMT 19.10.1994

3.5. Выводы к главе 3

Для описания кинематики распространения ПАВ получена и проанализирована в общем виде система нелинейных дифференциальных уравнений линий тока в стационарных полях однородного ветра и спирального морского вихря. Показано, что для морских осесимметричных вихрей, модули компонент скорости которых демонстрируют рост внутри ядра вихря и спадание при удалении от него, при наложении однородного дрейфового течения со скоростью, меньшей максимальной скорости течения вихря, картина линий тока в приповерхностном слое демонстрирует 2 критические точки. Первая из них, расположенная внутри ядра вихря, является устойчивой в случае, если в ее малой окрестности дивергенция поля скорости отрицательна, и неустойчивой, если - положительна. Вторая особая точка, локализованная вне ядра вихря, является седлом для любого направления вращения вихря.

Аналитически и численно показано, что истинный центр морского вихря и центр сликовой спирали могут не совпадать, а расстояние между ними может достигать радиуса ядра вихря. Продемонстрировано наличие «пороговой» скорости ветра, при превышении которой спиральная сликовая структура не может образоваться при неизменных характеристиках вихря. На основании численного моделирования показано, что при заданных характеристиках вихря масштаб проявляемой спиральной структуры сильно зависит от положения источника ПАВ относительно центра вихря, величины и направления однородного течения и может варьироваться в широких пределах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ниже перечислены основные результаты диссертации:

1. На основе проведенных систематических экспериментов по радиолокационному зондированию сликов, связанных с высокоупругими пленками ПАВ, показано, что в условиях умеренных скоростей ветра контрасты брэгговской компоненты рассеяния в S-/C-/X-диапазонах микроволн при умеренных углах падения излучения растут с уменьшением длины микроволн при зондировании параллельно скорости ветра и уменьшаются в перпендикулярном направлении. Контраст неполяризованной компоненты увеличивается с ростом волнового числа для всех направлений зондирования, оставаясь сравнимым по порядку величины с контрастом брэгговской компоненты.

2. Разработан лабораторный метод исследования затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности турбулизованной жидкости, основанный на одновременной генерации поверхностных волн и турбулентности в вертикально осциллирующей кювете. Метод оптимизирован в части выбора режимов параметрического возбуждения волн, что позволило существенно повысить точность определения коэффициента затухания последних. Показано, что разработанный метод может характеризоваться как наиболее достоверный и точный по сравнению с известными из литературы.

3. С использованием параметрического метода в условиях контролируемого лабораторного эксперимента исследовано затухание поверхностных волн на турбулентности. Получены зависимости коэффициентов затухания ГКВ и вихревой вязкости от частоты волны и для сопоставимых масштабов турбулентности и длины волны впервые выявлено существование максимума вихревой вязкости как функции длины волны, показано, что величина вихревой вязкости пропорциональна среднеквадратичной скорости турбулентных пульсаций.

4. На основе теоретического анализа особенностей линий тока приповерхностного течения, связанного с осесимметричным спиральным вихрем и постоянным ветровым дрейфом, показано, что присутствие поверхностного дрейфа, меньшего максимума скорости в вихре, приводит к образованию двух критических точек линий тока. Первая, являющаяся узлом или фокусом и расположенная внутри ядра вихря, является устойчивой, если дивергенция двумерного поля скорости в этой критической точке отрицательна, и неустойчивой, если - положительна. Вторая особая точка, локализованная вне ядра вихря, является седлом. Такое поведение линий тока качественно согласуется с особенностями геометрии сликовых структур, наблюдаемых на спутниковых изображениях морской поверхности.

5. Аналитически и численно показано, что в присутствии однородного поверхностного ветрового дрейфа центры морского вихря и спирального слика, формируемого от точечного

источника, могут быть разнесены на расстояние, сравнимое с радиусом ядра вихря; для заданных характеристик вихря продемонстрировано существование максимальной величины скорости дрейфа, при которой возможно формирование спиральной структуры, при этом ее геометрия сильно зависит от положения источника ПАВ относительно центра вихря и скорости поверхностного дрейфового течения.

СПИСОК ЦИТИРОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Johannessen J. A., Shuchman R. A., Digranes G., Lyzenga D. R., Wackerman C., Johannessen O. M., Vachon P. W.* Coastal ocean fronts and eddies imaged with ERS 1 synthetic aperture radar // *Journal of Geophysical Research Atmospheres*. 1996. V. 101, №. C3. P. 6651-6667.
2. *Gade M., Byfield V., Ermakov S., Lavrova O., Mitnik L.* Slicks as Indicators for Marine Processes // *Oceanography*. 2013. V. 26, №. 2. P. 138-149.
3. *Mitnik L., Vyacheslav D., Konstantinov O., Fischenko V., Darkin D.* Remote sensing of surface films as a tool for the study of oceanic dynamic processes // *Ocean and Polar Research*. 2009. V. 31, №. 1. P. 111-119.
4. *Булатов М. Г., Кравцов Ю. А., Лаврова О. Ю., Литовченко К. Ц., Митягина М. И., Раев М. Д., Сабинин К. Д., Трохимовский Ю. Г., Чурюмов А. Н., Шуган И. В.* Физические механизмы формирования аэрокосмических радиолокационных изображений океана // *Успехи физических наук*. 2003. №. 173(1). С. 69-87.
5. *Пиваев П. Д., Кудрявцев В. Н., Балашова Е. А., Шапрон Б.* Особенности проявления донной топографии на спутниковых РСА-изображениях // *Морской гидрофизический журнал*. 2020. №.36 (3). С. 313-328.
6. *Иванов А. Ю.* О распознавании океанических внутренних волн и атмосферных гравитационных волн на радиолокационных изображениях морской поверхности // *Исследование Земли из космоса*. 2011. №. 1. С. 70-85.
7. *Лаврова О. Ю., Соловьев Д. М., Строчков А. Я., Шендрик В. Д.* Спутниковый мониторинг интенсивного цветения водорослей в Рыбинском водохранилище // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2014. №. 11 (3). С. 54–72.
8. *Дулов В. А., Юровская М. В., Козлов И. Е.* Прибрежная зона Севастополя на спутниковых снимках высокого разрешения // *Морской гидрофизический журнал*. 2015. №. 6 (186).
9. *Костяной А. Г., Литовченко К. Ц., Лаврова О. Ю., Митягина М. И., Бочарова Т. Ю., Станичный С. В., Соловьев Д. М., Лебедев С. А., Сирота А. М.* Оперативный спутниковый мониторинг нефтяного загрязнения юго-восточной части Балтийского моря // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2006. №.3, (1). С. 22-31.
10. *Иванов А. Ю.* Нефть и нефтепроявления озера Байкал // *Земля из космоса*. 2011. №.8. С. 45-52.
11. *Ермаков С. А., Капустин И. А.* Экспериментальное исследование расширения турбулентного следа надводного судна // *Изв. РАН. Физика атмосферы и океана*. 2010. №.46 (4). С. 565-570.
12. *Иванов А. Ю.* Стики и пленочные образования на космических радиолокационных изображениях // *Исследование Земли из космоса*. 2007. №.3. С. 73-96.
13. *Phillips O. M.* Radar returns from the sea surface—Bragg scattering and breaking waves // *J. Phys. Oceanogr.* 1988. V. 18. P. 1065–1074.
14. *Kudryavtsev V., Hauser D., Gaudal G., Charpon B. A.* semiempirical model of the normalized radar cross-section of the sea surface-1. Background model // *J. Geophys. Res.* 2003. V. 108, № C3. P. 8054.
15. *Ermakov S., da Silva J. C. B., Kapustin I., Sergievskaya I.* Remote sensing of oil films on the water surface using radar // *Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions* 2012. / *International Society for Optics and Photonics* (19 October 2012). V. 8532. P. 85320M.
16. *Filip D., Uricanu V. I., Duits M. H. G., Agterof W. G. M., Mellema J.* Influence of Bulk Elasticity and Interfacial Tension on the Deformation of Gelled Water-in-Oil Emulsion Droplets: An AFM Study // *Langmuir*. 2005. V. 21, №. 1. P. 115–126.
17. *Sergievskaya I., Ermakov S., Lazareva T., Guo J.* Damping of surface waves due to crude oil/oil emulsion films on water // *Marine Pollution Bulletin*. 2019. V. 146. P. 206-214.
18. *Lombardini P. P., Fiscella B., Trivero P., Cappa C., Garrett W. D.* Modulation of the Spectra of

Short Gravity Waves by Sea Surface Films: Slick Detection and Characterization with a Microwave Probe // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 1989. V.6, № 6. P. 882–890.

19. Kudryavtsev V., Myasoedov A., Chapron B., Johannessen J. A., Collard F. Joint sun-glitter and radar imagery of surface slicks // Remote sensing of environment. 2012. V. 120. P. 123-132.

20. Alpers W., Holt B., Zeng K. Oil spill detection by imaging radars: Challenges and pitfalls // Remote Sensing of Environment. 2017. V. 201. P. 133-147.

21. Дулов В. А., Юровская М. В., Козлов И. Е. Прибрежная зона Севастополя на спутниковых снимках высокого разрешения // Морской гидрофизический журнал. 2015. №. 6 (186). P. 43-60.

22. Малиновский В. В., Иванов В. А., Sandven S., Дулов В. А. Наблюдения загрязнений поверхности моря по радиолокационным данным // Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. 2006. №. 13. С. 99–111.

23. Hansen M. W., Kudryavtsev V., Chapron B., Brekke C., Johannessen J. A. Wave Breaking in Slicks: Impact on C-Band Quad-Polarized SAR Measurements // IEEE J. Sel. Top. Appl. Earth Obs. Remote Sens. 2016. V. 9. P. 4929–4940.

24. Gade M., Alpers W., Ermakov S.A., Huehnerfuss H., Lange P. Wind-wave tank measurements of bound and freely propagating short gravity-capillary waves. // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 21697–21709.

25. Liu Y., Frasier S. J., McIntosh R. E. Measurement and classification of low-grazing-angle radar sea spikes // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1998. V. 46, № 1. P. 27-40.

26. Donelan M.A., Pierson Jr W. J. Radar scattering and equilibrium ranges in wind-generated waves with application to scatterometry // Journal of Geophysical: Oceans. 1987. V. 92, №.C5. P. 4971-5029.

27. Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., Da Silva J. C. B., Kapustin I. A., Shomina O. V., Kupaev A. V., Molkov A. A. Remote sensing of organic films on the water surface using dual co-polarized ship-based X-/C-/S-band radar and TerraSAR-X // Remote sensing. 2018. V. 10, №. 7. P. 1097.

28. Sergievskaya I. A., Ermakov S.A., Ermoshkin A.V., Kapustin I.A., Shomina O.V., Kupaev A.V. The Role of Micro Breaking of Small-Scale Wind Waves in Radar Backscattering from Sea Surface // Remote Sensing. 2020. V. 12, № 24. P. 4159.

29. Ермаков С. А., Пелиновский Е. Н., Талинова Т. Г. О влиянии пленок поверхностно-активных веществ на изменения спектров ветрового волнения под действием внутренних волн // Известия АН СССР. ФАО. 1980. №.16(10). С. 1068-1076.

30. Ermakov S., Kapustin I., Lazareva T. Ship wake signatures in radar/optical images of the sea surface: observations and physical mechanisms // Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions. 2014. V. 9240. P. 92400N.

31. Phillips O. M. The scattering of gravity waves by turbulence // Journal of Fluid Mechanics. 1959. V. 5, №.2. P. 177–192.

32. Боев А.Г. О гашении поверхностных волн сильной турбулентностью // Изв. РАН ФАО, 1971. № 7. С. 31-36.

33. Teixeira M. A. C., Belcher S. E. On the distortion of turbulence by a progressive surface wave // Journal of Fluid Mechanics. 2002. V. 458. P. 229-267.

34. Сазонтов А. Г., Шагалов С. В. рассеяние гравитационных волн турбулентностью верхнего слоя океана // Известия АН СССР Физика атмосферы и океана. 1986. №.22(2). С. 185-194.

35. Drazen D. A., Melville W. K. Turbulence and mixing in unsteady breaking surface waves // Journal of Fluid Mechanics. 2009. V. 628. P. 85-119.

36. Ochadlick Jr A. R., Cho P., Evans-Morgis J. Synthetic aperture radar observations of currents colocated with slicks // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1992. V. 97., №. C4. P. 5325-5330.

37. Lavrova O., Serebryany A., Bocharova T. Investigation of small scale hydrodynamic processes using high resolution SAR imagery and ADCP data // European Space Agency Living Planet Symp.. Edinburgh, UK (9–13 September) 2013. P. 9–13.

38. da Silva J.C.B., Ermakov S.A., Robinson I.S., Jeans D.R.G., Kijashko S.V. Role of surface films

- in ERS SAR signatures of internal waves on the shelf: 1. Short-period internal waves // *Journal of Geophysical Research*. 1998. V.103, № C4. P. 8009-8031.
39. *Ivanov A. Y., Ginzburg A. I.* Oceanic eddies in synthetic aperture radar images // *Journal of Earth System Science*. 2002. V. 111, № 3. С. 281-295.
 40. *Лаврова О. Ю., Митягина М. И.* Спутниковый мониторинг пленочных загрязнений поверхности Черного моря // *Исследование Земли из космоса*. 2012. № 3. С. 48–65.
 41. *Сазонтов А. Г.* Влияние гидродинамической турбулентности на динамику гравитационных волн. Горький: ИПФ академия наук СССР. Препринт № 53. 1982.
 42. *McKenna S. P., McGillis W. R.* Observations of flow repeatability and secondary circulation in an oscillating grid-stirred tank // *Physics of Fluids*. 2004. V. 16, № 9. P. 3499-3502.
 43. *Karimova S.* Spiral eddies in the Baltic, Black and Caspian seas as seen by satellite radar data // *Advances in Space Research*. 2012. V. 50, № 8. P. 1107-1124.
 44. *Lavrova O., Serebryany A., Bocharova T., Mityagina M.* Investigation of fine spatial structure of currents and submesoscale eddies based on satellite radar data and concurrent acoustic measurements // *SPIE Remote Sensing/ Edinburgh, UK (19 October 2012)*. 2012. P. 85320L
 45. *Baker C. J., Sterling M.* Modelling wind fields and debris flight in tornadoes // *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 2017. V. 168. P. 312-321.
 46. «Совзонд» - URL: sovzond.ru (дата обращения 01.01.2021).
 47. *Li C., Miller J., Wang J., Koley S. S., Katz J.* Size Distribution and Dispersion of Droplets Generated by Impingement of Breaking Waves on Oil Slicks // *JGR: Oceans*. 2017. V.122, № 10. P. 7938-7957. <https://doi.org/10.1002/2017JC013193>
 48. *Troitskaya Yu., Kandaurov A., Ermakova O., Kozlov D., Sergeev D., Zilitinkevich S.* Bag-breakup fragmentation as the dominant mechanism of sea-spray production in high winds // *Scientific Reports*. 2017. V.7. P. 1614.
 49. *Collins D. B., Zhao D., Ruppel M. J., Deane G. B., Stokes M. D., DeMott P. J., Lee C., Modini R. L., Russell L. M., Prather K. A.* Evaluating the properties of sea spray aerosols produced in the laboratory: Comparisons with controlled breaking waves // *AIP Conference Proceedings*. 2013. V. 1527, № 1. P. 551.
 50. *Ермаков С. А., Лаврова О. Ю., Капустин И. А., Ермошкин А. Б., Мольков А. А., Даниличева О. А.* О гребенчатой структуре границ сликов на морской поверхности // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из Космоса*. 2018. № 15(7). С. 208-217
 51. *Melville W.K., Veron F., White C.J.* The velocity field under breaking waves: coherent structures and turbulence // *Cambridge University Press*. 2002. V. 454. P. 203 – 233.
 52. *Apel J.R.* An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1994. V. 99, № C8. P. 16269-16291.
 53. *Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., Vandemark D.* A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1997. V. 102, № C7. P. 15781-15796.
 54. *Hwang P. A., Fois F.* Surface roughness and breaking wave properties retrieved from polarimetric microwave radar backscattering // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2015. V. 120, № 5. P. 3640-3657.
 55. *Yurovskay M., Rascle N., Kudryavtsev V., Chapron B., Marié L., Molemaker J.* Wave spectrum retrieval from airborne sunglitter images // *Remote Sensing of Environment*. 2018. V. 217. P. 61-71.
 56. *Kudryavtsev V. N., Makin V. K., Chapron B.* Coupled sea surface-atmosphere model: 2. Spectrum of short wind waves // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1999. V.104, № C4. P. 7625-7639.
 57. *Plant W. J.* A relationship between wind stress and wave slope // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1982. V. 87, № C3. P. 1961-1967.
 58. *Phillips O. M.* Spectral and equilibrium properties of the equilibrium range in the wind-generated gravity waves // *J. Fluid Mech.* 1985, V. 156, P. 505–531.
 59. *Ермаков С. А.* Влияние пленок на динамику гравитационно-капиллярных волн. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2010. 164 с.
 60. *Grare L., Peirson W.L., Branger H., Walker J.W., Giovanangeli J.-P., Makin V.* Growth and

dissipation of wind-forced, deep-water waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 2013. V. 722. P. 5–50.

61. *Sergievskaya I. A., Ermakov S. A., Ermoshkin A. V., Kapustin I. A., Molkov A. A., Danilicheva O. A., Shomina O. V.* Modulation of dual-polarized X-band radar backscatter due to long wind waves // *Remote Sensing*. 2019. V. 11, № 4. P. 423.

62. *Voronovich A. G., Zavorotny V. U.* Theoretical model for scattering of radar signals in Ku- and C-bands from a rough sea surface with breaking waves // *Waves in Random Media*. 2001. V. 11, № 3. P. 247.

63. *Voronovich A.* Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces // *Waves in random media*. 1994. V. 4. №. 3. P. 337.

64. *Valenzuela G. R.* Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves—A review // *Bound.-Layer Meteorol.* 1978. V. 13, № 1. P. 61–85.

65. *Kwoh D. S., Lake B. M.* A deterministic, coherent, and dual-polarized laboratory study of microwave backscattering from water waves, Part I: Short gravity waves without wind // *IEEE J. Ocean. Eng.* 1984. V. 9, №. 5. P. 291–308.

66. *Kwoh D. S., Lake B. M.* The Nature of Microwave Backscattering from Water Waves // *The Ocean Surface*. 1985. P.249-256.

67. *Jessup A. T., Keller W. C., Melville W. K.* Measurements of sea spikes in microwave backscatter at moderate incidence // *JGR: Oceans*. 1990. V. 95, № C6. P. 9679-9688.

68. *Kudryavtsev V. N., Chapron B., Myasoedov A. G., Collard F., Johannessen J. A.* On dual co-polarized SAR measurements of the Ocean surface // *IEEE Geosci. Remote Sens. Lett.* 2013. V. 10, № 4. P. 761 – 765.

69. *Brekke C., Solberg A.H.S.* Oil spill detection by satellite remote sensing // *Remote Sensing of Environment*. 2005. V. 95, № 1. P. 1-13.

70. *Minchew B., Jones C.E., Holt B.* Polarimetric Analysis of Backscatter From the Deepwater Horizon Oil Spill Using L-Band Synthetic Aperture Radar // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. – 2012. – V. 50, №10. – P. 3812 – 3830.

71. *Bass F.G., Fuks I. M.* Wave Scattering From Statistically Rough Surfaces. International Series in Natural Philosophy., 1979. 525 pp.

72. *Ermakov S. A., Kapustin I. A., Sergievskaya I. A.* On peculiarities of scattering of microwave radar signals by breaking gravity-capillary waves // *Radiophysics and Quantum Electronics*. 2012. V. 55, № 7. P. 453 - 461.

73. *Ermakov S. A., Panchenko A. R., Salashin S. G.* Film Slicks on the Sea Surface and Some Mechanisms of Their Formation // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1992. –V.16, № 3-4. P. 279-304.

74. *Ermakov S. A., Zujkova E. M., Panchenko A. R., Salashin S. G., Talipova T. G., Titov V. I.* Surface film effect on short wind waves // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. 1986. V.10. P. 31-50.

75. *Montuori A., Nunziata F., Migliaccio M., Sobieski P.* X-Band Two-Scale Sea Surface Scattering Model to Predict the Contrast due to an Oil slick // *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and Remote Sensing*. 2016. V.9, № 11. P. 4970 – 4978.

76. *Nunziata F., Sobieski P., Migliaccio M.* The Two-Scale BPM Scattering Model for Sea Biogenic Slicks Contrast // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2009. V. 47, № 7. P. 1949 – 1956.

77. *Angelliaume S., Dubois-Fernandez P. C., Jones C. E., Holt B., Minchew B., Amri E., Miegbielle V.* SAR Imagery for Detecting Sea Surface Slicks: Performance Assessment of Polarization-Dependent Parameters // *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2018. V. 56, № 8. P. 4237 – 4257.

78. *Trivero P., Fiscella B., Gomez F., Pavese P.* SAR detection and characterisation of sea surface slicks // *Int. Journal of Remote Sensing*. 1998. V.19. P. 543-548.

79. *Hühnerfuss H., Gericke A., Alpers W., Theis R., Wismann V., Lange P. A.* Classification of sea slicks by multifrequency radar techniques: New chemical insights and their geophysical implications // *JGR: Oceans*. 1994. V.99, №C5. P.9835-9845.

80. *Gade M., Alpers W., Hühnerfuss H., Masuko H., Kobayashi T.* Imaging of biogenic and

anthropogenic ocean surface films by the multifrequency/multipolarization SIR-C/X-SAR // JGR: Oceans . 1998. V. 103, № C9. P. 18851-18866.

81. *Siddiqui M. H. K., Loewen M. R.* Characteristics of the wind drift layer and microscale breaking waves // Journal of Fluid Mechanics. 2007. V. 573. P. 417-456.

82. *Loewen M.R., Siddiqui M. H. K.* Detecting microscale breaking waves // Measurement Science and Technology. 2006. V. 17, № 4. P. 771–780.

83. *Jessup A. T., Zappa C. J., Yeh H.* Defining and quantifying microscale wave breaking with infrared imagery // JGR: Oceans. 1997. V.102, №C10. P. 23145-23153.

84. *Duncan J. H., Philomin V., Behres M., Kimmel J.* The formation of spilling breaking water waves // Physics of Fluids. 1994. V. 6, №8. P. 2558-2560.

85. *Duncan J. H., Qiao H., Philomin V., Wenz A.* Gentle spilling breakers: crest profile evolution // Journal of Fluid Mechanics. 1999. V. 379. P. 191 – 222.

86. *Liu X.* A laboratory study of spilling breakers in the presence of light-wind and surfactants // Journal of Geophysical Research: Oceans. 2016. V. 121, № 3. P. 1846-1865.

87. *Ceniceros H. D.* The effects of surfactants on the formation and evolution of capillary waves // Physics of Fluids. 2003. V. 15, № 1. P. 245 – 256.

88. *Liu X., Duncan J. H.* An experimental study of surfactant effects on spilling breakers // Journal of Fluid Mechanics. 2006. V.567. P. 433 – 455.

89. *Ermakov S. A., Sergievskaya I. A., Dobrokhotov V. A., Lazareva T. N.* Wave Tank Study of Steep Gravity-Capillary Waves and Their Role in Ka-Band Radar Backscatter // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2021. P. 1 – 12.

90. *Sergievskaya I. A. Ermakov S.A., Ermoshkin A.V., Kapustin I.A., Shomina O.V., Kupaev A.V.* The Role of Micro Breaking of Small-Scale Wind Waves in Radar Backscattering from Sea Surface // Remote Sensing. 2020. V. 12, № 24. C. 4159.

91. *Amorochio J., DeVries J. J.* A new evaluation of the wind stress coefficient over water surfaces // Journal of Geophysical Research: Oceans. 1980. V. 85, № C1. P. 433-442.

92. *Terray E. A. Donelan M. A., Agrawal Y. C., Drennan W. M., Kahma K. K., Williams A. J., Hwang P. A., Kitaigorodskii S. A.* Estimates of kinetic energy dissipation under breaking waves // Journal of Physical Oceanography. 1996. V. 26, № 5. C. 792-807.

93. *Skylingstad E. D., Smyth W. D., Moum J. N., Wijesekera H.* Upper-Ocean Turbulence during a Westerly Wind Burst: A Comparison of Large-Eddy Simulation Results and Microstructure Measurements // Journal of Physical Oceanography. 1999. V. 29, № 1. P. 5–28.

94. *MacDonald D.G., Geyer W.R.* Turbulent energy production and entrainment at a highly stratified estuarine front // JGR: Oceans. 2004. V.109, № C5. P. C05004.

95. *Geyer W. R., Lavery A. C., Scully M. E., Trowbridge J. H.* Mixing by shear instability at high Reynolds number // Geophysical Research Letters. 2010. V.37, №22. P. L22607.

96. *Orton P. M., Visbeck M.* Variability of internally generated turbulence in an estuary, from 100 days of continuous observations // Continental Shelf Research. 2009. V. 29, № 1. P. 61-77.

97. *D'Asaro E. A., Thomson J., Shcherbina A. Y., Harcourt R. R., Cronin M. F., Hemer M. A., Fox-Kemper B.* Quantifying upper ocean turbulence driven by surface waves // Geophysical Research Letters. 2014. V. 41, №1. P. 102-107.

98. *Babanin A. V., Chalikov D.* Numerical investigation of turbulence generation in non-breaking potential waves // JGR: Oceans. 2012. V.117, № C11.

99. *Babanin A.V., Haus B.K.* On the Existence of Water Turbulence Induced by Nonbreaking Surface Waves // Journal of Physical Oceanography. 2009. V. 39, № 10. P. 2675–2679.

100. *Dai D., Qiao F., Sulisz W., Han L., Babanin A.* An Experiment on the Nonbreaking Surface-Wave-Induced Vertical Mixing // Journal of Physical Oceanography. 2010. V. 40, № 9. P. 2180–2188.

101. *Lemmin U., Scott J. T., Czapski U. H.* The development from two-dimensional to three-dimensional turbulence generated by breaking waves // Journal of Geophysical Research. 1974. V. 79, № 24. P. 3442-3448.

102. *Gemmrich J. R., Farmer D. M.* Near-Surface Turbulence in the Presence of Breaking Waves // *Journal of Physical Oceanography*. 2004. V. 34, № 5. P.1067–1086.
103. *Soloviev A., Lukas R.* Observation of wave-enhanced turbulence in the near-surface layer of the ocean during TOGA COARE // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. 2003. V. 50, № 3. P. 371-395.
104. *Moum J. N., Farmer D. M., Smyth W. D., Armi L., Vagle S.* Structure and Generation of Turbulence at Interfaces Strained by Internal Solitary Waves Propagating Shoreward over the Continental Shelf // *Journal of Physical Oceanography*. 2003. V. 33, № 10. P. 2093–2112.
105. *Yakovenko S. N., Thomas T. G., Castro I. P.* A turbulent patch arising from a breaking internal wave // *Journal of Fluid Mechanics*. 2011. V. 677. P. 103 – 133.
106. *Raschle N., Chapron B., Ardhuin F., Soloviev A.* A note on the direct injection of turbulence by breaking waves // *Ocean Modelling*. 2013. V. 70. P. 145-151.
107. *Беляев В.С.* Статистические характеристики мелкомасштабной турбулентности в океане // Беляев В.С., Гезенцвей А.Н., Пака В.Т., Пыжевич М.Л. // Издание МГИ АН СССР Севастополь «Исследования турбулентной структуры океана». 1975. С.41-49.
108. *Монин А. С., Озмидов Р. В.* Океанская турбулентность. Л: Гидрометеиздат, 1981. 320 с.
109. *Geyer W.R.* The importance of suppression of turbulence by stratification on the estuarine turbidity maximum // *Journal of the Coastal and Estuarine Research Federation*. 1993. V.16. P.113–125.
110. *Kitaigorodskii S. A., Lumley J. L.* Wave-turbulence interactions in the upper ocean. Part I: The energy balance of the interacting fields of surface wind waves and wind-induced three-dimensional turbulence // *Journal of physical oceanography*. 1983. V. 13, № 11. P. 1977-1987.
111. *Green T., Medwin H., Paquin J. E.* Measurements of surface wave decay due to underwater turbulence // *Nature Physical Science*. 1972. V. 237, № 77. P. 115-117.
112. *Stokes G. G.* XXXVIII. Note on the theory of the solitary wave // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1891. V. 32, № 196. P. 314-316.
113. *Ölmez H. S., Milgram J. H.* An experimental study of attenuation of short water waves by turbulence // *Journal of Fluid Mechanics*. 1992. V. 239. P. 133-156.
114. *Skoda J. D.* The interaction of waves and turbulence in water. Dissertation, University of California, Berkeley., 1972.
115. *Milgram J. H.* Short wave damping in the simultaneous presence of a surface film and turbulence // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 1998. V. 103, № C8. C. 15717-15727.
116. *Beya J., Peirson W., Banner M.* Attenuation of gravity waves by turbulence // *Coastal Engineering Proceedings*. 2011. № 32.
117. *Бадулин С. И., Воронаев С.И., Куликов А.В., Розенберг А.Д.* О воздействии турбулентности на регулярные гравитационные волны малой амплитуды // *Океанология*. 1988. №. XXXIII (4). С. 551-560.
118. *Ermakov S. A., Kijashko S. V.* Laboratory study of the damping of parametric ripples due to surfactant films // *Marine surface films*. Springer, Berlin, Heidelberg. 2006. P. 113-128.
119. *Ermakova O. S., Kapustin I. A., Papko V. V.* Turbulent-layer dynamics in homogeneous and stratified fluids // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2008. V. 44, № 5. P. 583-593.
120. *Ермаков С.А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н., Шомина О.В.* Об одном методе исследования затухания волн на поверхности турбулизованной жидкости // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2011. №. 8(2). С. 93-99.
121. *Ермаков С. А., Капустин И. А., Шомина О. В.* Лабораторное исследование затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности турбулизованной жидкости // *Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана*. 2014. №. 50(2). С. 232-232.
122. *Shomina O.V., Kapustin I. A., Ermakov S.A.* Damping of surface waves due to turbulence in application to the problem of ocean remote sensing // *Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2019 / International Society for Optics and Photonics (September 2019) № 11150*. P. 111501M.

123. *Shomina O., Kapustin I., Ermakov S.* Damping of gravity–capillary waves on the surface of turbulent fluid // *Experiments in Fluids*. 2020. V. 61, № 8. P. 1-12.
124. *Adrian R. J.* Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics // *Annual review of fluid mechanics*. 1991. V. 23, № 1. P. 261-304.
125. *Willert C. E., Gharib M.* Digital particle image velocimetry // *Experiments in fluids*. 1991. V. 10, № 4. P. 181-193.
126. *Meinhart C. D., Wereley S. T., Santiago J. G.* PIV measurements of a microchannel flow // *Experiments in fluids*. 1999. V. 27, № 5. P. 414-419.
127. *Adamczyk A. A., Rimai L.* 2-Dimensional particle tracking velocimetry (PTV): technique and image processing algorithms // *Experiments in fluids*. 1988. V. 6, № 6. P. 373-380.
128. *Variano E.A., Cowen E.A.* A random-jet-stirred turbulence tank // *Journal of Fluid Mechanics*. 2008. V. 604. P. 1 – 32.
129. *Филлипс О. М.* Динамика верхнего слоя океана 2-е изд. Гидрометеиздат, 1980. 320 с.
130. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Механика. Теоретическая физика: т. I. М.: Наука., 1988. 216 с.
131. *Монин А. С., Яглом А. М.* Статистическая гидродинамика, т. 2. М: Наука., 1967. 720 с.
132. *Brumley B. H., Jirka G. H.* Near-surface turbulence in a grid-stirred tank // *Journal of Fluid Mechanics*. 1987. V. 183. P. 235-263.
133. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Теоретическая физика: т. VI. М.: Наука., 1986. 736 с.
134. *Чухарев А. М., Павлов М. И.* Модельные и экспериментальные оценки интенсивности вертикального перемешивания в верхнем однородном слое моря // *Морской гидрофизический журнал*. – 2021. №.37(3). С.333-349
135. *Чухарев А. М.* Влияние различных механизмов генерации турбулентности на интенсивность вертикального обмена вблизи поверхности моря // *Моря России: фундаментальные и прикладные исследования / Севастополь (23–28 сентября 2019)*. 2019. С. 317-319.
136. *Ермаков С. А., Капустин И. А., Лазарева Т. Н., Шомина О. В.* Экспериментальное исследование разрушения поверхностных пленок обрушивающимися гравитационными волнами. Предварительные результаты // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2015. №. 12(1). С. 72-79.
137. *Fay J. A.* The Spread of Oil Slicks on a Calm Sea // *Oil on the Sea*. 1969. P. 53-63.
138. *Ermakov S. A., Danilicheva O. A., Kapustin I. A., Molkov A. A.* Drift and shape of oil slicks on the water surface // *Proc. SPIE 11150, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions/ Strasbourg, France (14 October 2019)*. 2019. P. 111500J.
139. *Wu J.* Individual characteristics of whitecaps and volumetric description of bubbles // *IEEE journal of oceanic engineering*. 1992. V. 17. №. 1. P. 150-158.
140. *Hwang P. A., Xu D., Wu J.* Breaking of wind-generated waves: Measurements and characteristics // *Journal of Fluid Mechanics*. 1989. V. 202. P. 177-200.
141. *Chang K. A., Liu P. L. F.* Experimental investigation of turbulence generated by breaking waves in water of intermediate depth // *Physics of Fluids*. 1999. V. 11, № 11. P. 3390-3400.
142. *Китайгородский С. А.* Новые доказательства влияния процесса опрокидывания нелинейных ветровых волн на увеличение диссипации кинетической энергии в верхнем слое моря // *Доклады Академии наук*. 2001. № 376(4). С. 539-542.
143. *Siddiqui M. H. K., Loewen M. R.* Characteristics of the wind drift layer and microscale breaking waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 2007. V. 573. P. 417 – 456.
144. *Монин А. С., Красицкий В. П.* Явления на поверхности океана. Л.: Гидрометеиздат, 1985. 376 с.
145. *Callaghan A., de Leeuw G., Cohen L., O'Dowd C. D.* Relationship of oceanic whitecap coverage to wind speed and wind history // *Geophysical Research Letters*. 2008. V.35, №23. P. L23609.
146. *Беляев В. С., Монин А. С., Озмидов Р. В., Пака В. Т.* Экспериментальное исследование мелкомасштабной турбулентности в океане // *Изв. АН СССР. Сер. Физ. атмосферы и океана* т. 10., 1974.

959 c.

147. *D'Asaro E. A., J. Thomson, Shcherbina A. Y., Harcourt R. R., Cronin M. F., Hemer M. A., Fox-Kemper B.* Quantifying upper ocean turbulence driven by surface waves // *Geophys. Res. Lett.* 2014. V. 41, №1. P. 102–107. doi:10.1002/2013GL058193.
148. *Davies P.* Turbulence structure in free shear layers // *AIAA journal.* 1966. V. 4, №11. P. 1971-1978.
149. *Eldevik T., Dysthe K. B.* Spiral eddies // *Journal of Physical Oceanography.* 2002. V. 32, № 3. P. 851-869.
150. *Munk W.* Spirals on the sea // *Scientia Marina.* 2001. V. 65, № S2. P. 193-198
151. *Morrow R., Church J., Coleman R., Chelton D., White N.* Eddy momentum flux and its contribution to the Southern Ocean momentum balance // *Nature.* 1992. V. 357. P. 482–484.
152. *Holland W. R.* The Role of Mesoscale Eddies in the General Circulation of the Ocean—Numerical Experiments Using a Wind-Driven Quasi-Geostrophic Model // *Journal of Physical Oceanography.* 1978. V. 8, № 3. P. 363–392.
153. *Rii Y. M., Brown S. L., Nencioli F., Kuwahara V., Dickey T., Karl D. M., Bidigare R. R.* The transient oasis: Nutrient-phytoplankton dynamics and particle export in Hawaiian lee cyclones // *Deep-Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography.* 2008. V. 55, № 10–13. P. 1275-1290.
154. *Griffies S. M., Winton M., Anderson W. G., Benson R., Delworth T. L., Dufour C. O., Dunne J. P., Goddard P., Morrison A. K., Rosati A., Wittenberg A. T., Yin J., Zhang R.* Impacts on ocean heat from transient mesoscale eddies in a hierarchy of climate models // *Journal of Climate.* 2015. V. 28, № 3. P. 952–977.
155. *Klein P., Lapeyre G.* The oceanic vertical pump induced by mesoscale and submesoscale turbulence // *Annual Review of Marine Science.* 2009. V. 1. P. 351-375.
156. *McGillicuddy Jr D. J., Robinson A. R.* Eddy-induced nutrient supply and new production in the Sargasso Sea // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers.* 1997. –V. 44, № 8. P. 1427-1450.
157. *McGillicuddy, D. J., Robinson, A. R., Siegel, D. A., Jannasch, H. W., Johnson, R., Dickey, T. D., Knap, A. H.* Influence of mesoscale eddies on new production in the Sargasso Sea // *Nature.* 1998. V. 394. №. 6690. P. 263-266.
158. *Siegel D. A., McGillicuddy Jr D. J., Fields E. A.* Mesoscale eddies, satellite altimetry, and new production in the Sargasso Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans.* 1999. V. 104. №. C6. P. 13359-13379.
159. *Jannasch H. W., Dickey T., McGillicuddy D., Brzezinski M., Sakamoto C. M.* New chemical, bio-optical and physical observations of upper ocean response to the passage of a mesoscale eddy off Bermuda // *Journal of Geophysical Research: Oceans.* 1999. T. 104. №. C7. C. 15537-15548.
160. *Zatsepin A. G., Baranov V. I., Kondrashov A. A., Korzh A. O., Kremenetskiy V. V., Ostrovskii A. G., Soloviev D. M.* Submesoscale eddies at the caucasus Black Sea shelf and the mechanisms of their generation // *Oceanology.* 2011. V.51, №4. P.554-567.
161. *Fox-Kemper B., Adcroft A., Böning C.W., Chassignet E.P., Curchitser E., Danabasoglu G., Eden C., England M.H., Gerdes R., Greatbatch R.J., Griffies S.M., Hallberg R.W., Hanert E., Heimbach P., Hewitt H.T., Hill C.N., Komuro Y., Legg S., Le Sommer J., Masina S., Marsland S.J., Penny S.G., Qiao F., Ringler T.D., Treguier A.M., Tsujino H., Uotila P., Yeager S.G.* Challenges and Prospects in Ocean Circulation Models // *Front. Mar. Sci.* 2019. V.6. P.65.
162. *Berloff P., Dewar W., Kravtsov S., McWilliams J.* Ocean Eddy Dynamics in a Coupled Ocean–Atmosphere Model // *Journal of Physical Oceanography.* 2007. V.37, №5. P. 1103–1121.
163. *Hogg A. C., Dewar W. K., Berloff P., Kravtsov S., Hutchinson D. K.* The Effects of Mesoscale Ocean–Atmosphere Coupling on the Large-Scale Ocean Circulation // *Journal of Climate.* 2009. V.22, №15. P. 4066–4082.
164. *Chamecki M., Chor T., Yang D., Meneveau C.* Material Transport in the Ocean Mixed Layer: Recent Developments Enabled by Large Eddy Simulations // *Reviews of Geophysics.* 2019. V.57, № 4. P. 1338-1371.
165. *Sadighrad E., Fach B. A., Arkin S. S., Salihoğlu B., Hüsrevoğlu Y. S.* Mesoscale eddies in the

- Black Sea: Characteristics and kinematic properties in a high-resolution ocean model // *Journal of Marine Systems*. 2021. V. 223. P. 103613.
166. *Chelton D. B., Schlax M. G., Samelson R. M.* Global observations of nonlinear mesoscale eddies // *Progress in oceanography*. 2011. V. 91, №2. P. 167-216.
167. *Chen G., Han G., Yang X.* On the intrinsic shape of oceanic eddies derived from satellite altimetry // *Remote Sensing of Environment*. 2019. V. 228. P. 75-89
168. *Chaigneau A., Le Texier M., Eldin G., Grados C., Pizarro O.* Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats // *JGR: Oceans*. 2011. V. 116, №C11. P. C11025.
169. *Fu L. L., Le Traon P.-Y.* Satellite altimetry and ocean dynamics // *Comptes Rendus Geosciences*. 2006. V. 338, № 14—15. P. 1063—1076.
170. *Kubryakov A. A., Stanichny S. V., Zatsepin A. G., Kremenetskiy V. V.* Long-term variations of the Black Sea dynamics and their impact on the marine ecosystem. - *J. Mar Systems*. 2016. –V. 163. P. 80-94.
171. *Лебедев С. А., Костяной А. Г.* Спутниковая альтиметрия Каспийского моря. М.: Изд. центр «МОРЕ» Международного ин-та океана. 2005. 366 с.
172. *Лаврова О. Ю., Митягина М. И., Костяной А. Г.* Спутниковые методы выявления и мониторинга зон экологического риска морских акваторий. М.: ИКИ РАН. 2016. 334 с.
173. *Троицкая Ю. И., Рыбушкина Г. В., Соустова И. А., Баландина Г. Н., Лебедев С. А., Костяной А. Г., Панютин А. А., Филина Л. В.* Спутниковая альтиметрия внутренних водоемов // *ВОДНЫЕ РЕСУРСЫ*. 2012. №. 39 (2). С. 169–185.
174. *Raj R. P., Halo I.* Monitoring the mesoscale eddies of the Lofoten Basin: importance, progress, and challenges // *International Journal of Remote Sensing*. 2016. V. 37, №16. P. 3712-3728.
175. *Kurkin A., Kurkina O., Rybin A., Talipova T.* Comparative analysis of the first baroclinic Rossby radius in the Baltic, Black, Okhotsk, and Mediterranean seas // *RUSSIAN JOURNAL OF EARTH SCIENCES*. 2020. V.20. P. ES4008.
176. *Volkov D. L., Pujol I.* Quality assessment of a satellite altimetry data product in the Nordic, Barents, and Kara Seas // *Journal of Geophysical Research Atmospheres*. 2012. V. 117. P. 1978–2012.
177. *Müller V., Melnichenko O.* Decadal changes of meridional eddy heat transport in the subpolar North Atlantic derived from satellite and in situ observations // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. T. 125. №. 5. С. e2020JC016081.
178. *Ginzburg A. I., Bulycheva E. V., Kostianoy A. G., Solovyov D. M.* Vortex dynamics in the Southeastern Baltic Sea from satellite radar data // *Oceanology*. 2015. V.55, №6. P. 805-813.
179. *Xu G., Yang J., Dong C., Chen D., Wang J.* Statistical study of submesoscale eddies identified from synthetic aperture radar images in the Luzon Strait and adjacent seas // *International Journal of Remote Sensing*. 2015. V. 36, № 18. P. 4621-4631.
180. *Gade M., Stuhlmacher A.* Updated Eddy Statistics For The Western Mediterranean Based On Three Years Of Sentinel-1A Sar Imagery // 2019 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium / Yokohama, Japan (28 July-2 Aug. 2019). 2019 P. 8086-8089.
181. *Gade M., Karimova S., Buck A.* Mediterranean Eddy Statistics Based on Multiple SAR Imagery // *Advances in SAR Remote Sensing of Oceans*. 2018. P. 257- 270.
182. *Kozlov I. E., Artamonova A. V., Manucharyan G. E., Kubryakov A. A.* Eddies in the Western Arctic Ocean From Spaceborne SAR Observations Over Open Ocean and Marginal Ice Zones // *JGR: Oceans*. 2019. V.124, №9. P. 6601-6616.
183. *Stuhlmacher A., Gade M.* Statistical analyses of eddies in the Western Mediterranean Sea based on Synthetic Aperture Radar imagery // *Remote Sensing of Environment*. 2020. V. 250, № 1. P. 112023.
184. *Karimova S., Gade M.* Improved statistics of sub-mesoscale eddies in the Baltic Sea retrieved from SAR imagery // *International Journal of Remote Sensing*. 2016. V. 37, №10. P. 2394-2414.
185. *Bashmachnikov I. L., Kozlov I. E., Petrenko L. A., Glok N. I., Wekerle C.* Eddies in the North Greenland Sea and Fram Strait from satellite altimetry, SAR and high-resolution model data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. 2020. V. 125, № 7. P. e2019JC015832.

186. *Малиновский В. В.* Натурные исследования дрейфа искусственных тонких пленок на морской поверхности / Малиновский В.В., Дулов В. А., Кориненко А.Е., Большаков А.Н., Смолов В.Е. // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2007. №. 43(1). С. 117-127.
187. *Wu J.* Sea-surface drift currents induced by wind and waves // J. Geophys. Res. 1983. V. 13, № 8. P. 1441-1451.
188. *Шомина О.В., Капустин И.А., Ермошкин А.В., Ермаков С.А.* О динамике искусственной сликовой полосы в прибрежной зоне Чёрного моря // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. №. 16 (4). С. 222-232.
189. *Ruiz S., Font J., Emelianov M., Isern-Fontanet J., Millot C., Salas J., Taupier-Letage I.* Deep structure of an open sea eddy in the Algerian Basin //Journal of Marine Systems. 2002. V. 33. P. 179-195.
190. *Nencioli F., Kuwaharaab V. S., Dickey T. D., Rii Y. M., Bidigare R. R.* Physical dynamics and biological implications of a mesoscale eddy in the lee of Hawai'i: Cyclone Opal observations during E-Flux III //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. 2008. V. 55, № 10-13. P. 1252-1274.
191. *Kuwahara V. S., Nencioli F., Dickey T. D., Rii Y. M., Bidigare R. R.* Physical dynamics and biological implications of Cyclone Noah in the lee of Hawai'i during E-Flux I //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. 2008. V. 55, № 10-13. P. 1231-1251.
192. *Kasajima Y., Olsson K. A., Johannessen T., Messias M., Jeansson E., Bellerby R. G. J., Skjelvan I.* A submesoscale coherent eddy in the Greenland Sea in 2003 //Journal of Geophysical Research: Oceans. 2006. V. 111, № C7. P. C07013.
193. *Budéus G., Cisewski B., Ronski S., Dietrich D., Weitere M.* Structure and effects of a long lived vortex in the Greenland Sea // Geophysical research letters. 2004. V. 31, № 5. P. L05304.
194. *Hu Z. Y., Petrenko A. A., Doglioli A. M., Dekeyser I.* Study of a mesoscale anticyclonic eddy in the western part of the Gulf of Lion // Journal of Marine Systems. 2011. V. 88, № 1. P. 3-11.
195. *Shomina O. V., Ermoshkin A.V., Danilicheva O.A., Tarasova T.V., Kapustin I.A., Ermakov S.A.* Slick bands kinematics due to marine current and wind: study and simulation //Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2019. International Society for Optics and Photonics / (14 October 2019). 2019. V. 11150. P. 111501J.
196. *Kapustin I. A., Shomina O. V., Ermoshkin A. V., Bogatov N. A., Kupaev A. V., Molkov A. A., Ermakov S. A.* On Capabilities of Tracking Marine Surface Currents Using Artificial Film Slicks // Remote Sensing. 2019. V. 11, № 7. P. 840.
197. *Taylor G. I.* On the dissipation of eddies // Meteorology, Oceanography and Turbulent Flow. 1918. P. 96-101.
198. *Burgers J. M.* A mathematical model illustrating the theory of turbulence //Advances in applied mechanics. 1948. V. 1. P. 171-199.
199. *Rott N.* On the viscous core of a line vortex // Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP. 1958. V. 9, № 5-6. P. 543-553.
200. *Rosenhead L.* The spread of vorticity in the wake behind a cylinder // Proceedings of the Royal Society. 1930. V. 127, № 806. P. 590-612.
201. *Vatistas G. H., Kozel V., Mih W. C.* A simpler model for concentrated vortices // Experiments in Fluids. 1991. V.11. P. 73-76.
202. *Thorndike A. S., Colony R.* Sea ice motion in response to geostrophic winds // JGR: Oceans. 1982. V. 87, № C8. P. 5845-5852.
203. *McPhee M. G.* An analysis of pack ice drift in summer // Sea ice processes and models. 1980. P. 62-75.
204. «Drift Ice in the Sea of Okhotsk» - URL: <https://earthobservatory.nasa.gov/images/146451/drift-ice-in-the-sea-of-okhots> (дата обращения 01.01.2021).
205. *Kubryakov A., Plotnikov E., Stanichny S.* Reconstructing large-and mesoscale dynamics in the Black Sea region from satellite imagery and altimetry data—a comparison of two methods //Remote Sensing. 2018. V. 10, №2. P. 239.
206. *Ward B.* Near-surface ocean temperature // JGR: Oceans. 2006. V.111, №C2. P. C02004.

207. *Emery W. J., Castro S., Wick G. A., Schluessel P., Donlon C.* Estimating Sea Surface Temperature from Infrared Satellite and In Situ Temperature Data // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2001. V. 82, № 12. P. 2773–2786.
208. *Кубряков А. А., Станичный С. В.* Синоптические вихри в Черном море по данным спутниковой альтиметрии // *Океанология*. 2015. №.55(1). С. 65 -77.
209. *Онищенко О. Г., Похотелов О. А., Астафьева Н. М.* Планетарные волны в атмосфере. Обзор. М.: Препринт ИКИ РАН, 2007. — 32 с.
210. *Guinehut S., Le Traon P., Larnicol G.* What can we learn from Global Altimetry/Hydrography comparisons? // *Geophysical Research Letters*. 2006. V. 33, № 10. P. L10604.
211. *Fu L. L., Chelton D. B., Le Traon P. Y., Morrow R.* Eddy dynamics from satellite altimetry // *Oceanography*. 2010. V. 23, №4. P.14-25.

СПИСОК РАБОТ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

- 1.* *Shomina O., Kapustin I., Ermakov S.* Damping of gravity–capillary waves on the surface of turbulent fluid // *Experiments in Fluids*. 2020. Vol. 61, № 8. P. 1-12. <https://doi.org/10.1007/s00348-020-03022-5>
- 2.* *Ermakov S., Sergievskaya I., da Silva J., Kapustin I., Shomina O., Kupaev A., Molkov A.* Remote Sensing of Organic Films on the Water Surface Using Dual Co-Polarized Ship-Based X-/C-/S-Band Radar and TerraSAR-X // *Remote Sensing*. 2018. Vol. 10, № 7. P.1097. <https://doi.org/10.3390/rs10071097>
- 3.* *Шомина О.В., Капустин И.А., Ермошкин А.В., Ермаков С.А.* О динамике искусственной сликовой полосы в прибрежной зоне Чёрного моря // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2019. № 16 (4). С. 222-232. DOI: 10.21046/2070-7401-2019-16-4-222-232
- 4.* *Ермаков С. А., Капустин И. А., Шомина О. В.* Лабораторное исследование затухания гравитационно-капиллярных волн на поверхности турбулизованной жидкости // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2014. Т. 50, № 2. С. 232–241. DOI: 10.1134/S0001433814020042
- 5.* *Ермаков С. А., Капустин И. А., Лазарева Т. Н., Шомина О. В.* Экспериментальное исследование разрушения поверхностных пленок обрушивающимися гравитационными волнами. Предварительные результаты // *Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса*. 2015. Т. 12, № 1. С. 72-79.
- 6.* *Shomina O. V., Tarasova T. V., Danilicheva O. A., Kapustin I. A.* Manifestation of sub mesoscale marine eddies in the structure of surface slick bands // *Proc. SPIE 11529, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2020*. 2020. P. 115290H. <https://doi.org/10.1117/12.2572703>
- 7.* *Shomina O. V., Ermoshkin A.V., Danilicheva O.A., Tarasova T.V., Kapustin I.A., Ermakov S.A.* Slick bands kinematics due to marine current and wind: study and simulation // *Proc. SPIE 11150, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2019*. 2019. P. 111501J. Vol. 11150. P. 111501J.
- 8.* *Shomina O. V., Kapustin I. A., Ermakov S. A.* Damping of surface waves due to turbulence in application to the problem of ocean remote sensing // *Proc. SPIE 11150, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2019*. 2019. P. 111501M. <https://doi.org/10.1117/12.2533223>
- 9.* *Ermakov S., Danilicheva O., Kapustin I., Shomina O., Sergievskaya I., Kupaev A., Molkov A.* Film slicks on the sea surface: their dynamics and remote sensing // *IGARSS 2020 - 2020 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium*. 2020. P. 3545-3548. doi: 10.1109/IGARSS39084.2020.9323948.
- 10.* *Ermakov S., da Silva J., Kapustin I., Sergievskaya I., Shomina O.* Radar probing of surfactant films on the water surface using dual co-polarized SAR// *Proc. SPIE 9999, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2016*. 2016. P. 99990A. doi: 10.1117/12.2241444
- 11.* *Ermakov S. A., Kapustin I.A., Lavrova O.Yu., Molkov A. A., Sergievskaya I. A., Shomina O. V.* Experimental study of dual polarized radar return from the sea surface // *Proc. SPIE 10422, Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, Coastal Waters, and Large Water Regions 2017*. 2017. P. 104220G. doi: 10.1117/12.2278555

- 12.* *Шомина О.В., Ермаков С.А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н.* Экспериментальное исследование гашения гравитационно-капиллярных волн турбулентностью // Труды XV научной конференции по радиофизике. Нижний Новгород. Издательство ННГУ. 2011. С. 229-231.
- 13.* *Shomina O.V., Ermakov S.A., Kapustin I.A., Lazareva T.N.* Damping of surface waves by turbulence // Proceedings of V international conference "Frontiers of nonlinear physics". 2013. P. 197-198.
- 14.* *Ермаков С. А., Капустин И.А., Лазарева Т.Н., Шомина О.В.* Лабораторное исследование разрушения пленок поверхностно-активных веществ обрушениями гравитационных волн // Труды конгресса международного научно-промышленного форума «Великие реки 2015». 2015. С. 335-337.
- 15.* *Шомина О. В., Ермаков С. А, Капустин И. А., Лазарева Т. Н.* Экспериментальное исследование затухания волн на воде под действием турбулентности // Фундаментальные и прикладные задачи нелинейной физики, тезисы докладов конференции молодых ученых. Нижний Новгород. ИПФ РАН. 2012. С. 153-154
- 16.* *Shomina O., Ermakov S., Kapustin I., Lazareva T.* On the damping of surface waves due to turbulence // Geophysical Research Abstracts. 2013. V. 15. P. EGU2013-10557
- 17.* *Ермаков С. А., Бондур В. Г., Капустин И. А., Кунаев А. В., Лецев Г. В., Мольков А. А., Шомина О. В.* Аппаратно-программный комплекс многочастотной радиолокации для мониторинга океана и внутренних водоемов: результаты натурных испытаний // Тезисы докладов Пятнадцатой Всероссийской открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2016. С. 238.
- 18.* *Ermakov S., Sergievskaya I., da Silva J., Kapustin I., Molkov A., Shomina O.* Remote sensing of film slicks with co-polarized X-C-S-band scatterometer and TerraSAR-X // SeaSAR2018 Advances in SAR oceanography. 2018
- 19.* *Шомина О. В., Капустин И. А., Ермаков С. А.* Исследование затухания волн на поверхности турбулизованной жидкости: новые эффекты // Тезисы докладов Шестнадцатой Всероссийской открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса". 2018. С. 338.
- 20.* *Шомина О. В., Капустин И. А., Ермаков С. А., Даниличева О. А., Тарасова Т. В.* Кинематика сликовой полосы в поле морского течения и ветра: натурный эксперимент и моделирование // Тезисы докладов Семнадцатой Всероссийской Открытой конференции "Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса". 2019. С. 350
- 21.* *Shomina O., Tarasova T., Danilicheva O., Kapustin I.* Peculiarities of marine eddy manifestation in the structure of surfactant slick band // Geophysical Research Abstracts 2021. P. EGU21-7699