

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение  
«Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской академии наук»

На правах рукописи

**БАЙДАКОВ Георгий Алексеевич**

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВЕТРОВОГО  
ПОТОКА И ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА КОРОТКИХ РАЗГОНАХ**

Специальность: 25.00.29 – физика атмосферы и гидросферы

**ДИССЕРТАЦИЯ**

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

**Троицкая Юлия Игоревна**

г. Нижний Новгород - 2016

**ОГЛАВЛЕНИЕ**

Введение	4
Глава 1. Параметры приводного пограничного слоя атмосферы и спектральные характеристики поверхностного волнения на коротких разгонах на примере внутреннего водоема средних размеров	14
1.1. Введение	14
1.2. Горьковское водохранилище	16
1.3. Приборы и устройства. Веха Фруда	18
1.4. Измерение скорости приводного ветра	20
1.4.1. Структура воздушного потока	20
1.4.2. Выбор интервала усреднения ветра	21
1.4.3. Метод профилирования	23
1.4.4. Учет экранирования судном	24
1.5. Исследование волнения	26
1.6. Результаты измерений	28
1.6.1. Параметры воздушного потока	28
1.6.2. Характеристики поверхностного волнения	31
1.7. Заключение	40
Глава 2. Параметры приводного пограничного слоя атмосферы и спектральные характеристики поверхностного волнения на сверхкоротких разгонах (лабораторное моделирование) и сравнение с натурными данными	43
2.1. Введение	43
2.2. Высокоскоростной ветро-волновой канал	44
2.3. Измерение параметров воздушного потока	46
2.4. Исследование ветрового волнения	50
2.5. Результаты измерений и сравнение с натурным экспериментом	51
2.5.1. Параметры воздушного потока	51
2.5.2. Характеристики поверхностного волнения	53
2.6. Заключение	64
Глава 3. Оценка применимости слабо-нелинейных моделей для описания параметров приводного пограничного слоя атмосферы и спектральных характеристик поверхностного волнения на коротких разгонах	67
3.1. Введение	67
3.2. Квазилинейная модель приводного пограничного слоя атмосферы над	68

	3
взволнованной водной поверхностью	
3.2.1. Описание модели	68
3.2.2. Сопоставление с лабораторными данными	73
3.2.3. Сопоставление с натурными данными	74
3.3. Оценка применимости прогнозной модели WAVEWATCH III для описания поверхностного волнения на коротких разгонах	77
3.3.1. Описание модели	77
3.3.2. Сравнение результатов	79
3.4. Заключение	81
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	83
Список литературы	85
Список публикаций автора по теме диссертации	91

## ВВЕДЕНИЕ

Процессы турбулентного обмена в океане и атмосфере оказывают существенное влияние на климатическую систему Земли. Хотя эти мелкомасштабные динамические процессы не разрешаются современными численными моделями погоды и климаты моделей, но они учитываются посредством параметризации с помощью "балк-формул" для аэродинамического сопротивления и теплообмена на границе раздела воды и воздуха. В случае взаимодействия атмосферы и гидросферы важную часть таких параметризаций составляет описание влияния поверхностного волнения на турбулентный обмен.

Моделирование поверхностного волнения также представляет собой важную прикладную задачу, интерес к которой, прежде всего, обусловлен вопросами безопасности морской деятельности. Для прогнозирования волнения разработан ряд численных моделей, таких как WAVEWATCH III [1], WAM [2], SWAN [3], которые хорошо описывают эволюцию полного двумерного спектра волн под влиянием ветроволнового взаимодействия, диссипации, четырехволнового взаимодействия, а в случае мелкой воды – также трение о дно, трехволновое взаимодействие и обусловленные глубиной обрушения. Эти модели изначально создавались для прогноза океанских волн, однако, в последнее большой интерес вызывает и прогноз волнения на внутренних водоемах, связанный, прежде всего, с задачами защиты берегов и безопасности речного судоходства. Помимо этого плохо изучено влияние волнения на процессы обмена импульсом, теплом и влагой над водоемом, которые определяют микроклимат прилегающих территорий, часто представляющих собой рекреационные зоны. Волнение на внутренних водоемах имеет особенности, обусловленные короткими разгонами, для которых характерны большие крутизны волн, а значит, и сравнительно сильная нелинейность.

Следует также отметить, что изучение крутых коротких волн представляет большой интерес и для случая больших разгонов, поскольку обмен импульсом, теплом, массой, энергией и т.д. в основном определяется коротковолновой частью спектра ветровых волн. В частности, работы [4,5] подтверждают, что около 70-80% поверхностного напряжения ветра определяется волнами с волновым числом  $k > 9k_p$  ( $k_p$  – волновое число, соответствующее пику спектра) и около 80% шероховатости поверхности определяется волн с длиной волны менее 3 м [6–9]. Многочисленные инструментальные и визуальные наблюдения показывают, что эти короткие волны – крутые, поэтому поверхностные напряжения ветра определяются чрезвычайно сложными нелинейными явлениями в турбулентном потоке воздуха над крутыми элементами шероховатой поверхности (такими как экранирование, разделение потока и т.д.) Эти явления были исследованы с помощью

контактных методов и методов визуализации дымом в лабораторных экспериментах [10–15]. Основные трудности в проведении этих экспериментов, заключаются в измерении воздушного потока близко к поверхности воды, особенно во впадинах волн. Эти измерения могут быть выполнены с использованием отслеживающих форму волны контактных датчиков [14–16]. Также проблема измерения ветра ниже уровня гребней волн была решена в [12,13] с помощью засева потока малыми частицами визуализированных импульсным источником света и применения специальной техники фотографии. Эксперименты [12,13] продемонстрировали появление такого сильно-нелинейного явления, как отрыв воздушного потока на гребнях крутых волн.

В последнее время структура воздушного потока над волнами была подробно исследована методом анемометрии по изображениям частиц (метод PIV) [17], который заключается в засевании потока малыми частицами, освещаемыми лазерным светом и регистрирующимися при помощи цифрового фотоаппарата. Применение этого метода также продемонстрировало [18–20] проявление отрыва воздушного потока на гребнях волн и его последующего присоединения на наветренном склоне волны на изображениях мгновенных полей скорости ветра.

В то же время, имеется ряд указаний на то, что для описания ветро-волнового взаимодействия применимо так называемое квазилинейное приближение. Оно аналогично подходу, который широко применяется в физике плазмы, при этом волновые возмущения, индуцированные в воздухе волнами на поверхности воды, рассматриваются в линейном приближении, а в уравнении для средних компонент скорости необходимо учитывать нелинейные слагаемые – волновые потоки импульса или волновые напряжения. Квазилинейное приближение для описания взаимодействия волн с ветровым потоком было предложено в [8,21–23]. Оно широко используется для моделирования ветровой накачки при в моделях прогноза ветрового волнения (см., например, [24]).

Преимуществом квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя над взволнованной поверхностью воды является ее простота, так как в ее рамках величина коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности определяется только спектром поверхностного волнения без необходимости учитывать мгновенные характеристики ветро-волнового взаимодействия. Вследствие этого модель удобна для прогнозирования и имеет широкие перспективы применения. Однако значительные допущения, используемые в квазилинейном приближении для описания индуцированных поверхностными волнами возмущений в пограничном слое атмосферы, требуют верификации. Был проведен ряд физических и численных экспериментов, направленных на проверку модели.

В физическом эксперименте [25], в лабораторном эксперименте с использованием метода PIV была изучена структура турбулентного пограничного слоя над волнами, генерируемыми волнопродуктором.. Сопоставление результатов измерений с расчетами в рамках квазилинейно модели показали хорошее согласие величин средней скорости ветра, турбулентных напряжений, а также фазы основных гармоник индуцированных волнами компонент скорости. Кроме того, было показано, что квазилинейная модель также воспроизводит параметр взаимодействия ветровых волн, предложенного в [26].

Применимость модели также была подтверждена путем прямого численного моделирования воздушного потока над периодическими поверхностными волнами конечной амплитуды (см. [27]). Как и в физическом эксперименте, на мгновенных полях скорости наблюдался отрыв потока на гребнях волн, однако усредненные по ансамблю поля скорости имели характерные структуры, аналогичные образующимся в сдвиговых течениях вблизи критических уровней, где фазовая скорость возмущения совпадает со скоростью потока. Сравнение с расчетом показало, что квазилинейная модель хорошо воспроизводит профили средней скорости ветра, турбулентные напряжения, амплитуды и фазы основных гармоник волновых индуцированных компонент скорости, а также индуцированные волнами колебания давления и скорость роста ветровой волны.

Описанные работы указывают на применимость квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя в идеализированных условиях: при взаимодействии воздушного потока с гармоническими волнами, бегущими вдоль него. Настоящая работа посвящена изучению ее применимости к описанию взаимодействия ветра и создаваемого им волнения в натуральных и лабораторных условиях, когда спектр волнения широкий, но волны по-прежнему крутые.

### **Цели диссертационной работы**

Целью работы является оценка применимости квазилинейных моделей для описания ветра и волнения на коротких разгонах на основе сопоставления с данными лабораторных и натуральных экспериментов. Для реализации этой цели необходимо решить следующие задачи:

1. Усовершенствовать методики и создать оборудование для изучения приводного пограничного слоя и поверхностного волнения в условиях коротких разгонов.
2. Получить массив достоверных экспериментальных данных и на их основании параметризовать характеристики ветра и волнения на коротких разгонах.
3. Проверить применимость слабо-нелинейных моделей для описания ветрового потока и поверхностного волнения в присутствии крутых поверхностных волн.

### **Научная новизна результатов работы**

1. Предложена новая схема расположения датчиков скорости ветра для определения характеристик турбулентного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью методом профилирования в условиях коротких разгонов волн.

2. Получена немонотонная зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_D$  от скорости ветра: показан значительный рост коэффициента при уменьшении скорости ветра при скоростях ветра до 4 м/с.

3. Экспериментально подтвержден спектр Филлипса в условиях коротких и сверхкоротких разгонов: как для свободных, так и для связанных волн.

4. В рамках натурного эксперимента подтверждена применимость квазилинейной модели приводного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью в присутствии сильно-нелинейных волн, характерных для малых разгонов.

### **Основные положения, выносимые на защиту**

1. На результат измерения коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности  $C_D$  в условиях малых разгонов оказывает существенное влияние учет низко расположенных датчиков скорости ветра.

2. Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности  $C_D$  от скорости ветра немонотонна, а именно, значения  $C_D$  уменьшаются с ростом скорости ветра при скоростях ветра до 4 м/с, и имеется тенденция к насыщению при скоростях ветра, близких к ураганным.

3. На коротких и сверхкоротких разгонах волн высокочастотные асимптотики спектров волнения соответствуют спектру насыщения Филлипса, что указывает на их нелинейный характер.

4. Квазилинейная модель приводного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью позволяет корректно описать закон сопротивления в приводном пограничном слое в присутствии сильно-нелинейных волн на поверхности воды.

### **Достоверность полученных результатов**

Все полученные результаты обладают высокой степенью достоверности и являются обоснованными. Подтверждением этого служит хорошее качественное и количественное совпадение или согласие результатов, полученных экспериментально в

натурных и лабораторных условиях, а также с использованием квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя и численной модели волнения WAVEWATCH III. Физическая трактовка полученных результатов, находится в согласии с общепризнанными представлениями. Основные положения диссертации опубликованы в ведущих зарубежных журналах, докладывались на международных и всероссийских конференциях и неоднократно обсуждались на семинарах в ИПФ РАН.

### **Научная и практическая значимость результатов работы**

Экспериментальное обоснование применимости квазилинейной модели турбулентного потока над взволнованной водной поверхностью позволяет применять её для прогнозирования ветро-волновой обстановки в условиях водохранилищ, для которых характерна сильная нелинейность волн, а также для изучения природных процессов и интерпретации результатов натурных и лабораторных экспериментов по исследованию взаимодействия ветра с волнами на поверхности воды. Полученные в работе параметрические зависимости коэффициента сопротивления морской поверхности от скорости ветра могут быть использованы в моделях численного прогноза погоды, а также в моделях прогноза штормовых нагонов. Разработанная модификация метода профилирования турбулентного потока в приводном пограничном слое позволит проводить детальные исследования характеристик ветро-волнового взаимодействия в широком спектре условий.

### **Публикации и вклад автора**

Результаты диссертации изложены в 36 работах автора, из которых 5 – статьи, опубликованные в реферируемых журналах, входящих в перечень ВАК, 31 – статьи в сборниках трудов и тезисы докладов на российских и международных конференциях.

Автор диссертации принимал непосредственное участие в разработке методики и измерительной аппаратуры, планировании и проведении экспериментов, описанных в работе, а также в обработке полученных экспериментальных данных с использованием как разработанных автором, так и сторонних программных решений: автор написал основную часть программного обеспечения, использованного в работе, в том числе программы для получения пространственных спектров по данным волнографов, программы для исследования профилей скорости, получаемых в натурных условиях, исследования получаемых полей скорости.



## **Апробация работы**

Результаты диссертации были использованы в ходе исследовательских работ в рамках грантов РФФИ (инициативные, региональные, ориентированные на фундаментальные исследования - офим, международные), проектов в рамках Федеральной целевой программы Минобрнауки «Мировой океан», гранта Правительства Российской Федерации, выделенного на конкурсной основе для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих ученых в российских образовательных учреждениях высшего профессионального образования (11.G34.31.0048), грантов РНФ (14-17-00667, 15-17-20009).

Результаты, полученные в ходе выполнения работы, вошли в Отчеты РАН за 2012, 2013, 2014 и 2015 гг.

Основные результаты и положения работы доложены:

- на международных конференциях: EGU General Assembly, 2012, 2013, 2014, и 2015 гг.; EMS Annual Meeting, 2012, 2013, 2015 гг.; WISE meeting (Waves in Shallow water Environment) 2014 и 2015 гг.; 40th COSPAR Scientific Assembly, 2014 г.; International scientific school of young scientists Wave and Vortices in Complex Media, 2013 и 2014 гг.; V International conference «Frontiers of nonlinear physics – 2013»; International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS), 2012г.
- на российских конференциях: Всероссийская конференция «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики», 2014 г.; Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики, 2015; Форум молодых учёных ННГУ. Нижний Новгород: 2013; Нижегородская сессия молодых ученых (секции «Технические науки» в 2014 г. и «Естественные науки» в 2013 г.).
- на семинарах ИПФ РАН.

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, 3-х глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 95 страниц, включая 42 рисунка. Список литературы содержит 87 наименований, включая работы автора.

## **Краткое содержание работы**

Во **Введении** обосновывается актуальность работы, формулируются её цели, кратко излагается содержание диссертации.

В **Главе 1** описывается проведенное на Горьковском водохранилище исследование параметров ветро-волнового взаимодействия с использованием измерительной

платформы оригинальной конструкции. В разделе 1.1 проводится обзор методик восстановления параметров турбулентного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью и параметров ветрового волнения. В разделе 1.2 описывается Горьковское водохранилище, а именно его географические характеристики и характерные для него метеорологические условия. Обсуждается сильная зависимость наблюдаемых ветров от точки измерения, а также расположенные в районе водохранилища метеообсерватории. Раздел 1.3 посвящен описанию используемого оборудования, а также самой буйковой станции, сконструированной на базе океанографической вежи Фруда. Вежа имеет низкую резонансную частоту, за счет чего «игнорирует» высокочастотное волнение, оставаясь неподвижной относительно среднего уровня взволнованной поверхности воды. Это позволяет использовать на ней антенну струнных волнографов, подразумевающих неподвижное размещение, а также измерять скорость ветра на фиксированных горизонтах с использованием жестко закрепленных на веже датчиков скорости. В разделе 1.4 описывается методика измерения параметров воздушного потока и ход обработки полученных данных. Обсуждается структура турбулентного пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью и соответствие ей конфигурации измерительных приборов. Объясняется выбор интервала усреднения профиля скорости ветра на основании физических параметров, характерных для атмосферного планетарного пограничного слоя, а также спектров флуктуаций скорости ветра. Описывается используемый при обработке метод профилирования, а также рассматривается возможное влияние судна на результат измерений и описывается модель учета этого влияния. В разделе 1.5 описывается алгоритм обработки сигнала с волнографов, аналогичный Wavelet Directional Method (метод WDM), но использующий преобразование Фурье для разложения сигнала по гармоническим функциям, а также обсуждается выбор интервалов обработки волнения. В разделе 1.6 представлены результаты проведенных на Горьковском водохранилище экспериментов. Подраздел 1.6.1 посвящен результатам восстановления параметров турбулентного пограничного слоя. Продемонстрировано, что использование предложенной модификации метода профилирования, а именно расположение датчиков в непосредственной близости к поверхности воды, в том числе на отслеживающем форму волны поплавке, существенно влияет на результат измерений. Восстанавливаемые значения коэффициента  $C_D$  в области умеренных ветров оказываются ниже полученных другими авторами; при этом наблюдается увеличение значения  $C_D$  при уменьшении скорости ветра при малых скоростях ветра. Показано, что при использовании автономной заякоренной вежи в

сравнении со случаем связанной кабелем с судном, значения коэффициента  $C_D$  лежат выше, но, во-первых, остаются в пределах статистической погрешности, а во-вторых, все равно оказываются ниже результатов других авторов. По результатам эксперимента предложена параметризация зависимости коэффициента  $C_D$  от скорости ветра. В подразделе 1.6.2 описываются результаты восстановления характеристик ветрового волнения. Продемонстрировано, что в условиях Горьковского водохранилища спектры волнения имеют высокочастотные асимптотики, соответствующие спектру насыщения Филлипса, что говорит о сильной нелинейности волн. Были получены константы насыщения спектров, значения которых имеют большой разброс, но находятся в удовлетворительном согласии с результатами других авторов. Анализ двумерных пространственно-временных спектров показал, что для высокочастотной области хорошо выполняется дисперсионное соотношение для гравитационных свободных волн на глубокой воде. Анализ углового распределения направленных пространственных спектров продемонстрировал, что ширина углового спектра не зависит от скорости ветра и соответствует характерному для морских условий угловому распределению волновых векторов  $\cos^2 \vartheta$ .

**Глава 2** посвящена лабораторному моделированию ветро-волнового взаимодействия. В разделе 2.1 обсуждается возможность моделирования атмосферного турбулентного пограничного слоя над реальным водоемом в лабораторных условиях. В разделе 2.2 приведено описание устройства и характеристик экспериментальной установки. В разделе 2.3 описываются использованные контактные методы измерения параметров ветрового потока. Показано, как параметры слоя постоянных потоков могут быть получены из измерений в «следной» части турбулентного пограничного слоя, на основе автомодельности профиля дефекта скорости в развивающемся пограничном слое. В разделе 2.4 кратко описывается применение антенны струнных волнографов в условиях лабораторного моделирования. В разделе 2.5 приведены результаты лабораторного моделирования, а также сопоставления полученных результатов с данными натурального эксперимента. В подразделе 2.4.1 показаны результаты восстановления коэффициента  $C_D$  для разных скоростей ветра. Показано, что полученная зависимость коэффициента сопротивления поверхности от скорости ветра демонстрирует тенденцию к насыщению, при этом находится в хорошем согласии с результатами натуральных исследований других авторов в ураганных условиях. Сопоставление данных натурального и лабораторного экспериментов показало, что предложенная по результатам измерений на Горьковском

водохранилище параметризация зависимости коэффициента  $C_D$  от скорости ветра хорошо описывает результаты лабораторного моделирования за исключением области насыщения. Подраздел 2.4.2 посвящен результатам исследования характеристик ветрового волнения в лабораторных условиях. Показано, что в лабораторных условиях высокочастотная часть спектра определяется связанными волнами: наблюдается линейная зависимость  $\omega(k)$ , то есть постоянство фазовой скорости для различных гармоник. Как и в натуральных условиях, высокочастотная асимптотика пространственного спектра соответствует спектру насыщения Филлипса, при этом асимптотика временного спектра соответствует линейному дисперсионному соотношению, соответствующего связанным волнам. Продемонстрировано, что пиковые значения пространственной и временной частот лежат выше дисперсионного соотношения для свободных волн. При этом учет эффекта нелинейности волн приводит к хорошему соответствию восстановленного пространственно-временного спектра дисперсионному соотношению. Кроме этого показано, что ширина углового распределения направленного пространственного спектра значительно меньше, чем в натуральных условиях, однако так же не зависит от скорости ветра. Далее проводится сопоставление полученных в натурном и лабораторном экспериментах констант насыщения Филлипса. Показано, что аппроксимация натуральных данных хорошо описывает лабораторные результаты, при этом в области полностью развитого волнения полученная функция на 33% отличается от известных результатов.

В **Главе 3** проводится сравнение результатов численного моделирования с использованием квазилинейной модели приводного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью и спектральной модели волнения WAVEWATCH III. В разделе 3.1 обсуждается применимость рассматриваемых моделей в исследуемых условиях. Раздел 3.2 посвящен квазилинейной модели приводного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью. В подразделе 3.2.1 кратко описывается физическая составляющая квазилинейной модели. Подразделы 3.2.2-3.2.3 посвящены сопоставлению результатов численного счета и данных экспериментов. Показано, что расчет в рамках квазилинейной модели хорошо согласуется с результатами лабораторного моделирования в случае учета коротковолновой части спектра, нерегистрируемой в эксперименте. При этом учет коротковолновой части спектра в случае натурального эксперимента практически не влияет на результат численного моделирования. В разделе 3.3 рассматривается применение в численной модели WAVEWATCH III предложенной на основании данных натурального эксперимента параметризации зависимости коэффициента  $C_D$  от скорости ветра. Подраздел 3.3.1 посвящен описанию базовых принципов модели WAVEWATCH III. В подразделе 3.3.2

приводится сравнение результатов и численного моделирования на базе натуральных данных и полученных в натурном эксперименте результатов. Показано, что использование предложенной параметризации коэффициента  $C_D$ , полученной путем измерений с использованием модифицированного метода профилирования, значительно улучшает согласие результатов численного счета и экспериментальных данных.

В **Заключении** сформулированы основные результаты, полученные в диссертации.

# 1. ПАРАМЕТРЫ ПРИВОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ НА КОРОТКИХ РАЗГОНАХ (НА ПРИМЕРЕ ВНУТРЕННЕГО ВОДОЕМА СРЕДНИХ РАЗМЕРОВ)

## 1.1. Введение

Для экспериментальной проверки квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя в присутствии сильно-нелинейных волн в натуральных условиях было предложено исследовать параметры ветро-волнового взаимодействия на акватории внутреннего водоема средних размеров.

Экспериментальное определение величины турбулентного потока импульса и определяемой им скорости трения ветра – сложная задача. Наиболее распространенными методами являются метод профилирования, пульсационный и диссипационный методы.

Пульсационный метод основывается на прямом измерении пульсационных компонент скорости воздушного потока (см., например, [28–30]) с использованием многокомпонентной системы. Данный метод позволяет напрямую восстанавливать турбулентный поток импульса в точке измерения. Однако, этот метод требует прецизионных измерений, которые обычно невозможны в натуральных условиях: измеряемая величина флуктуаций скорости воздушного потока включает в себя движения, связанные с качкой корабля, вибрациями измерительной платформы и другими. Учет этих движений очень сложен даже при использовании системы акселерометров и инклинометров в непосредственной близости от датчика скорости. Диссипационный метод (см., например, [28]) лишен этого недостатка, так как основан на анализе распределения спектральной плотности турбулентности в предположении, что существует баланс между генерацией и затуханием турбулентности, и работает в более высокочастотной области, чем характерные движения судна.

Метод профилирования использует логарифмический закон, основанный на теории пограничного слоя Прандтля и Кармана для плоской пластины: в условиях нейтральной стратификации в слое постоянных потоков (где турбулентный поток импульса не зависит от высоты) профиль скорости ветра близок к логарифмическому (см., например, [31]):

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (1.1.1)$$

Здесь  $\kappa = 0,4$  - постоянная Кармана,  $z_0$  - высота шероховатости поверхности,

$u_* = \sqrt{\langle u'_x u'_z \rangle}$  - величина, имеющая размерность скорости и определяющая турбулентный поток горизонтального импульса в вертикальном направлении

$\tau_{turb} = \rho_a \langle u_x' u_z' \rangle$ ,  $\rho_a$  – плотность воздуха,  $u_x'$  и  $u_z'$  – флюктуации соответственно горизонтальной и вертикальной компонент скорости воздушного потока. По аналогии с сопротивлением плоской пластины вводят коэффициент аэродинамического сопротивления водной поверхности, который связывает измеряемую скорость ветра и турбулентный поток импульса  $\tau_{turb}$  (скорость трения ветра  $u_*$ ):

$$C_D = \frac{\tau_{turb}}{\rho_a U_{10}^2} = \frac{u_*^2}{U_{10}^2}, \quad (1.1.2)$$

где  $U_{10}$  - скорость ветра, приведенная к высоте 10 м.

В реальных условиях профиль скорости ветра в приводном пограничном слое атмосферы не всегда логарифмичен. В условиях океана это в основном обусловлено стратификацией пограничного слоя [32]. Однако в прибрежной зоне и в условиях внутренних водоемов есть дополнительный фактор, сильно влияющий на структуру воздушного потока: пограничный слой формируется над твердой поверхностью берега, а потом «адаптируется» к условиям взволнованной водной поверхности, причем эта перестройка происходит снизу вверх. Соответственно, вблизи береговой линии в случае дующего с берега ветра приводный слой атмосферы состоит из нижнего тонкого подслоя, соответствующего водной поверхности, верхней части, сформированной над берегом, и переходной области между ними. Причем, именно параметры заново формирующегося пограничного слоя, «приспособленного» к волнению, обуславливают его взаимодействие с волнами на поверхности воды,

Стандартные методы исследования турбулентного пограничного слоя в натуральных условиях подразумевают проведение измерений на высоте 5-10 метров и более, поэтому нуждаются в учете при помощи различных моделей дополнительных факторов, влияющих на профиль скорости ветра. Этого можно избежать, измеряя характеристики воздушного потока вблизи поверхности воды – в турбулентном пограничном слое, обусловленном только волнением.

Для исследования ветро-волнового взаимодействия недостаточно ограничиться определением характеристик турбулентного пограничного слоя – важно восстановить параметры волнения. Квазилинейная модель турбулентного пограничного слоя для расчета коэффициента  $C_D$  использует данные о направленном пространственном спектре. Для получения таких характеристик можно использовать, например, оптические методы (см [33]), однако наибольшее распространение на данный момент получил метод регистрации поверхностного волнения антенной струнных волнографов. Пример использования такой методики показан в работе [34], при этом авторами предлагается

Wavelet Directional Method (WDM), основанный на разложении сигналов волнографов по специальным wavelet-функциям с последующим сравнением их для разнесенных в пространстве волнографов. В настоящей работе используется предложенный в [9] метод – аналогичный WDM, но основанный на разложении сигнала волнографов по гармоническим функциям. При этом в [9] показано преимущество такого подхода, обеспечивающего разрешение кратных гармоник, наблюдаемых в экспериментах.

В данной главе описываются натурные эксперименты по изучению ветро-волнового взаимодействия, проведенные на Горьковском водохранилище, а также проводится анализ полученных результатов.

## **1.2. Горьковское водохранилище**

Натурные измерения проводились в широком диапазоне метеоусловий в 2012-2015 годах с мая по октябрь на акватории Горьковского водохранилища, образованного в результате перекрытия Волги плотиной Горьковской ГЭС в районе города Городец.

Протяженность водохранилища от Рыбинского шлюза до створа Горьковского гидроузла при нормальном подпорном уровне составляет 430 км, наибольшая ширина 26 км. Площадь водного зеркала (при нормальном подпорном уровне) 1591 км<sup>2</sup>, полный объем 8,8 км<sup>3</sup>, полезный объем 2,8 км<sup>3</sup> и объем навигационной части полезной призмы 0,6 км<sup>3</sup>. По гидрологическому режиму и судоходным условиям водохранилище делится на три участка – речной, озерно-речной и озерный. Измерения проводились в южной части озерного участка водохранилища (рис. 1.1). Озерный участок – от устья реки Елпать до Горьковского гидроузла – имеет протяжение 97 км. Ширина этой части водохранилища колеблется от 5 до 14 км и лишь у города Пучеж она уменьшается до 3 км. Глубины по основному судовому ходу 4,5-20 м, в исследуемой области – 9-12 метров в зависимости от сезона и выбора точки измерения. На всем протяжении озерной части водохранилища правый берег высокий, местами обрывистый. Левый берег почти всюду низкий и пологий; но в районе селения Сокольское и на участке от города Чкаловск до Горьковского гидроузла берег высокий и обрывистый.



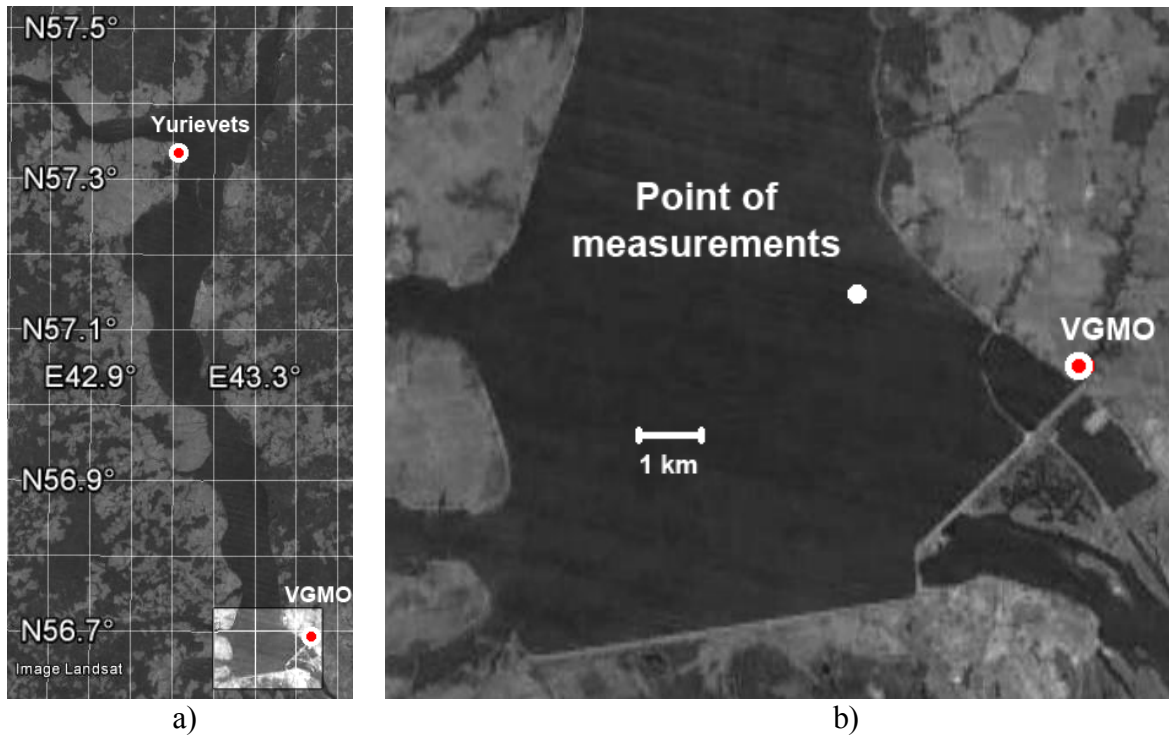


Рисунок 1.1. а) Горьковское водохранилище (данные Google Earth); б) Область измерения. Белыми кругами с красной серединой показаны метеостанции: Волжская ГМО и Юрьевец.

На рисунке 1.2а показано распределение скорости и направления ветра, измеренных на Волжской гидрометеоро-обсерватории [35] (Волжская ГМО, г. Городец) недалеко от области натуральных исследований. Распределение построено по данным 2010-2015 годов за навигационные периоды (10 мая – 31 октября). Видно, что, несмотря на ярко выраженные выделенные направления ветра, диапазон изменения возможных направлений довольно широкий. Учитывая вытянутую форму водохранилища, это позволяет проводить исследования ветра и волнения при различных величинах разгона. Необходимо отметить, что Волжская ГМО расположена на высоком берегу (около 15 метров над уровнем воды), и было установлено, что значения скорости ветра на берегу в значительной мере отличаются от таковых над акваторией водоема: скорость над акваторией до двух раз выше. Также на рисунке 1.2б показано распределение скорости и направления ветра, измеренных на метеостанции Юрьевец [36] в те же интервалы времени. Отличие распределений, полученных с двух метеостанций, свидетельствует о существенной пространственной неоднородности ветра над водохранилищем и, как следствие, необходимости измерения ветро-волновых характеристик в различных точках водохранилища в целях точного прогноза или определения статистики параметров ветра и волнения.

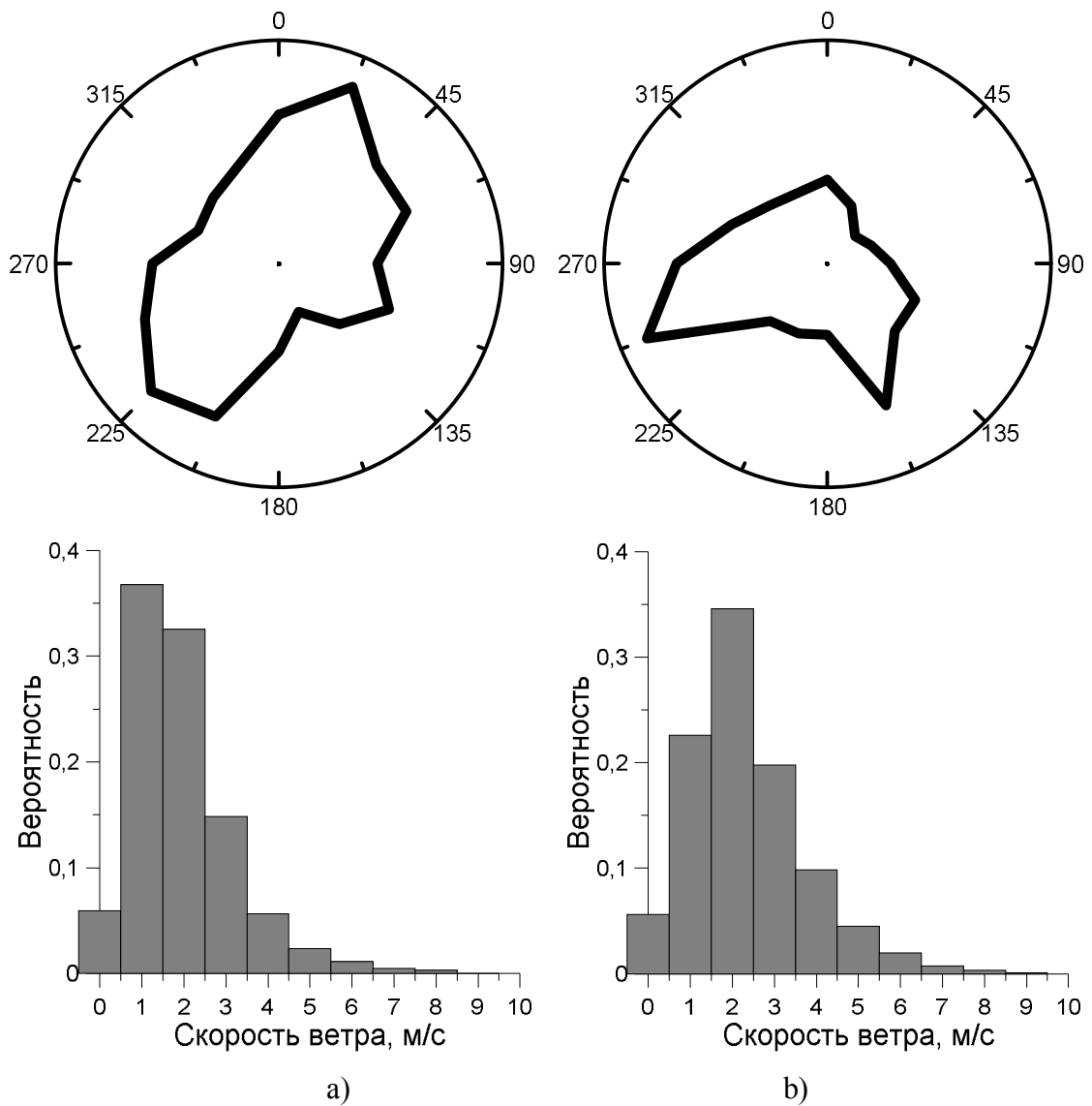


Рисунок 1.2. Статистическое распределение направлений (сверху) и скоростей (снизу) ветра, усредненное за 2010-2015 года в течение навигационного периода (с 10 мая по 31 октября): а) Волжская ГМО, б) Юрьевец

### 1.3. Приборы и устройства. Веха Фруда

Измерительная аппаратура размещалась на буйковой станции – оригинальной разработке ИПФ РАН на базе океанографической вехи Фруда. Веха представляет собой мачту, полупогруженную в воду и удерживаемую в вертикальном положении поплавком вблизи поверхности и грузом на глубине (рис. 1.3 а, б). Общая длина вехи – 12 м, длина надводной части – 5.3 м. Резонансная частота вертикальных колебаний вехи была определена по формуле

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_w g S}{M}}, \quad (1.3.1)$$

где  $\rho_w$  – плотность воды,  $g$  – ускорение свободного падения,  $M$  – масса вехи и «присоединенная» масса воды,  $S$  – площадь поперечного сечения трубы около

поверхности воды. При выбранной площади поперечного сечения трубы  $S = \pi \cdot 6,25 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$  и снаряженной массе вехи  $M \approx 20 \text{ кг}$ , резонансная частота равна  $f_0 = 0,16 \text{ Гц}$ , что соответствует длине свободной поверхностной волны около 60 м. Отметим, что учет «присоединенной» массы воды только уменьшит значение оценки частоты. В связи с резонансным характером возбуждения колебаний вехи можно ожидать существенного демпфирования ее колебаний вдали от резонанса. При этом длины наблюдаемых в ходе экспериментов волн гарантированно не превышали 10 м.

На мачте вехи располагались 4 ультразвуковых датчика скорости WindSonic производства Gill Instruments на высотах 0.85 м, 1.3 м, 2.27 м, 5.26 м. Пятый датчик был расположен на поплавке, отслеживающем форму волны, для измерения скорости ветра в непосредственной близости от поверхности воды. Расстояние от поплавок до мачты вехи около 1 м, высота зоны измерения скорости ветра от поверхности воды – 10 см. Также веха оборудована датчиками температуры воздуха (на высотах 0.1 м (поплавок), 0.85 м, 1.3 м), температуры воды и трехканальным струнным волнографом, позволяющим восстанавливать пространственно-временные спектры волнения.

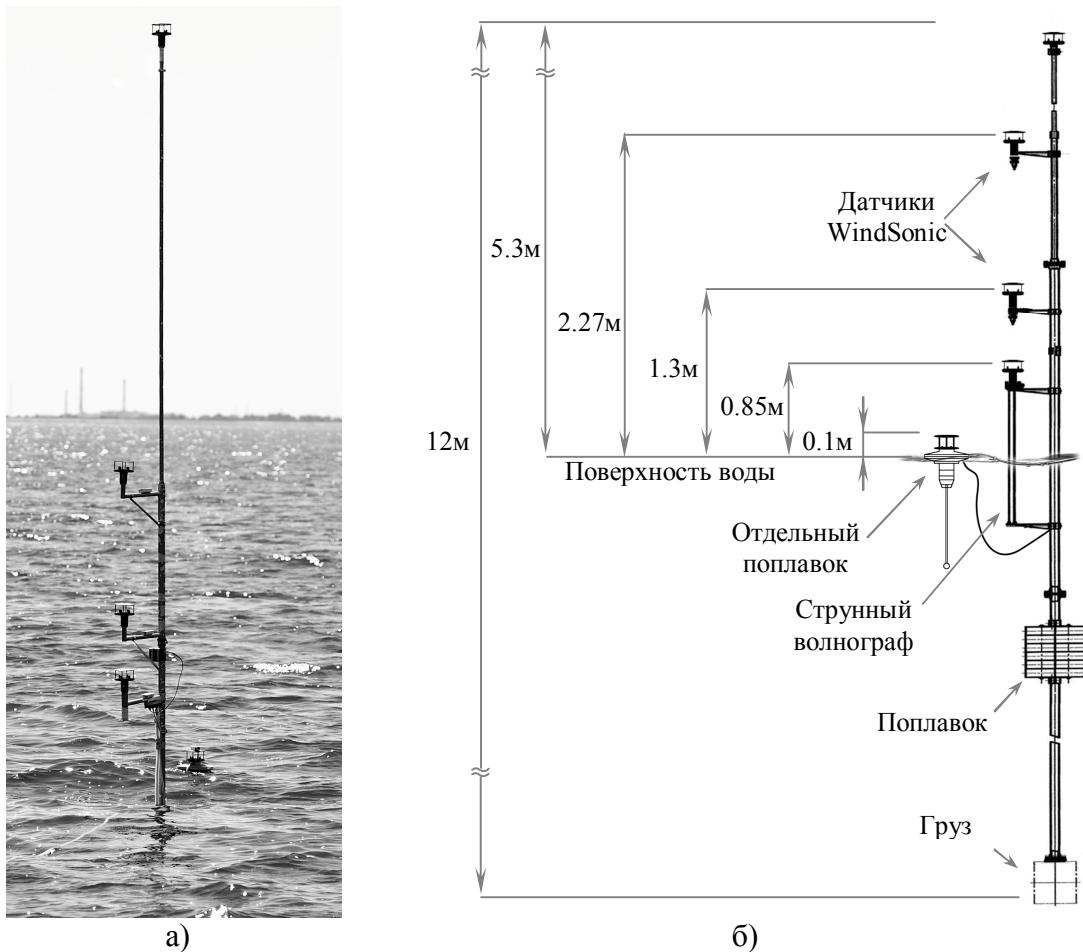


Рисунок 1.3. Веха Фруда: а) реальный вид в рабочем состоянии, б) схема

WindSonic – это ультразвуковой двухкомпонентный датчик скорости ветра, имеет погрешность измерения 4 % и разрешение по скорости 0.01 м/с. Интервал измеряемых скоростей  $(0 \div 60)$  м/с включает в себя штилевые условия, что выгодно отличает датчики WindSonic от широко используемых в натуральных измерениях анемометров-вертушек. Было изучено взаимное влияние датчиков при используемой на вехе конфигурации. Измерения показали, что при вертикальном смещении (перпендикулярно обеим осям измерения скорости потока) соседние датчики не оказывают влияния на получаемый сигнал.

Датчик температуры воды размещался на поплавке вблизи поверхности. Датчики температуры воздуха располагались на зеркале-крышке датчиков WindSonic таким образом, чтобы измерители скорости ветра не препятствовали свободному движению воздуха вокруг них. Резистивные датчики температуры измеряют температуру среды с погрешностью 3 % и разрешением  $0.01^\circ\text{C}$ .

Для регистрации возвышения водной поверхности использовался трехканальный струнный волнограф. Он состоит из трех пар струнных резистивных датчиков расположенных в вершинах равностороннего треугольника со стороной 62 мм, частота опроса равна 100 Гц. Датчики волны представляют собой две параллельные никелевые проволоки длиной 1,5 м, полупогруженные в воду. Расстояние между проволоками примерно равно 7 мм. Сопротивление системы из двух струн и воды между ними зависит от глубины их погружения, определяемой текущим возвышением взволнованной поверхности. Это сопротивление, включённое в цепь обратной связи усилителя, определяет его коэффициент передачи.

## 1.4. Измерение скорости приводного ветра

### 1.4.1. Структура воздушного потока

Важно отметить, что расположение датчиков скорости ветра соответствует структуре воздушного потока. В присутствии волн на поверхности воды функция тока в воздушной среде может быть представлена в виде суммы средней и волновой составляющих [37]:

$$\Phi = \int_0^z U(\eta) d\eta + \varphi, \quad (1.4.1)$$

где  $z$  - вертикальная координата,  $\varphi$  - волновое возмущение функции тока. В случае бегущей по ветру монохроматической волны, в которой возвышение поверхности составляет  $z = \zeta(x, t) = A \operatorname{Re} e^{-ik(ct-x)}$ , для  $\varphi$  справедливо уравнение:

$$(U - c)(\varphi'' - k^2\varphi) - U''\varphi = 0. \quad (1.4.2)$$

В случае, когда величина  $U''/k^2(U - c)$  много больше или много меньше единицы:

$$\begin{cases} U''/k^2(U - c) \gg 1 \\ U''/k^2(U - c) \ll 1 \end{cases}, \quad (1.4.3)$$

приближенным решением уравнения является функция:

$$\varphi = A(U - c)e^{-kz}, \quad (1.4.4)$$

где  $A$  – амплитуда волны. В случае логарифмического профиля скорости (1.1.1) условие (1.4.3) принимает вид

$$\begin{cases} u_*/\kappa(kz)^2|U - c| \ll 1 \\ u_*/\kappa(kz)^2|U - c| \gg 1 \end{cases} \quad (1.4.5)$$

и хорошо выполняется на высоте  $z$  порядка амплитуды волны и выше. Таким образом, основное возмущение, вносимое волнами в воздушный поток – изгиб ветра вдоль поверхности – экспоненциально спадает с высотой. Следовательно, чтобы датчик скорости был неподвижен относительно средних линий тока, на удалении от поверхности необходимо проводить измерения скорости на фиксированном горизонте, а измерения вблизи к поверхности должны проводиться с использованием отслеживающего форму волны датчика – с поплавка. При этом важно, чтобы нижний датчик не находился в волновом пограничном слое, величину которого  $\delta$  можно оценить в соответствии с [38]:

$$k \left( \frac{u_*}{\kappa} \ln \left( \frac{z}{z_0} \right) - c \right) \Big|_{z=\delta} = \frac{\kappa u_* z}{\delta^2} \Big|_{z=\delta}. \quad (1.4.6)$$

В условиях Горьковского водохранилища ( $k = (2 \div 3) \text{ м}^{-1}$ ,  $u_* = (0.1 \div 0.4) \text{ м/с}$ ) оценка (1.4.6) дает величину  $\delta \sim 1 \text{ мм}$ , что значительно меньше высоты измерения нижнего датчика скорости ветра.

#### 1.4.2. Выбор интервала усреднения ветра

Для ветра над водохранилищем характерна сильная изменчивость, поэтому усреднение скорости ветра необходимо проводить в течение более короткого интервала, чем это принято для океанических условий [39,40]. На рисунке 1.4 показан пример записей скорости ветра с двух датчиков: нижнего ( $h=0.1\text{м}$ ) и верхнего ( $h=5.3\text{м}$ ). Видно, что наблюдается сильная изменчивость на различных масштабах, и актуален вопрос выбора интервала усреднения данных.

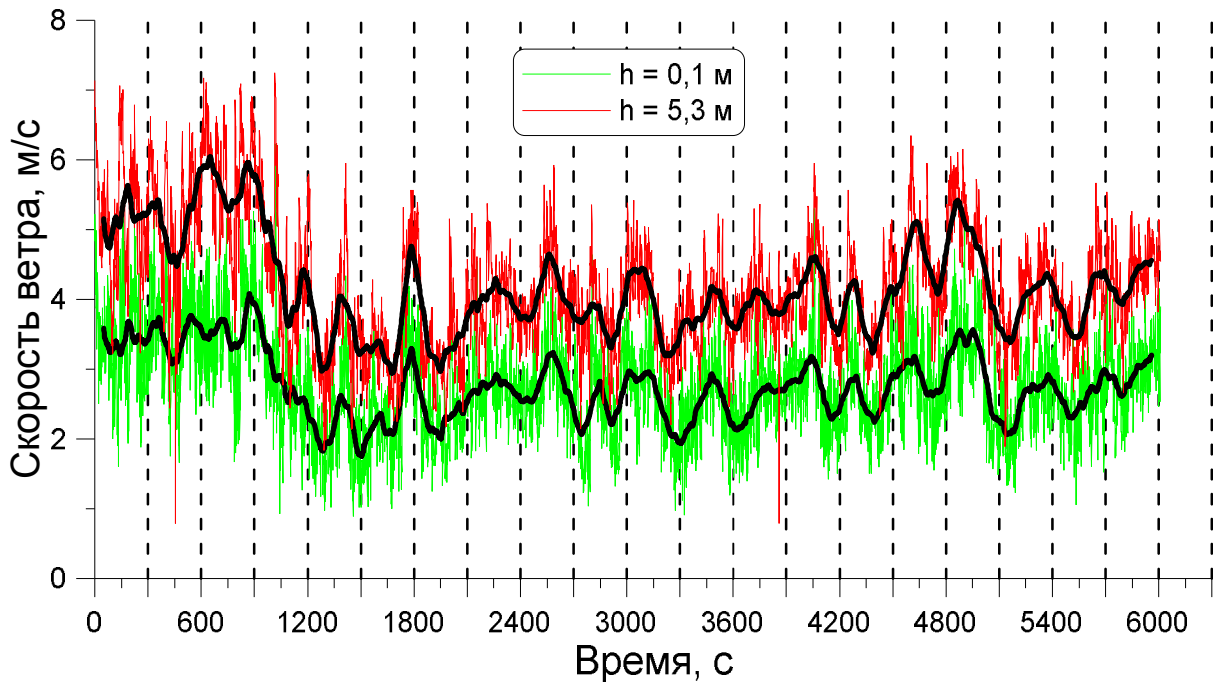


Рисунок 1.4. Оциллограммы скорости ветра на двух горизонтах:  $h=0,1$  м (зеленая линия) и  $h=5,3$  м (красная линия). Черные линии – скользящее среднее с интервалом усреднения 100 секунд.

Усреднение необходимо проводить по интервалу, не меньшему характерного времени корреляции сигнала, определяемого масштабами энергонесущих вихрей. Исходя из теории замороженной турбулентности, временной масштаб может быть оценен по величине пространственного, путем умножения на характерную скорость.

В атмосферном планетарном пограничном слое (АППС) внешний масштаб турбулентности определяется высотой АППС  $H = (500 \div 1500)$  м. При характерной для Горьковского водохранилища скорости ветра  $U_{10} = 5$  м/с это соответствует временному масштабу  $100 \div 300$  секунд. При этом анализ средних по ансамблю измерений спектров флюктуаций скорости ветра на различных высотах показывает (рисунок 1.5), что на частоте, соответствующей периоду колебаний около 220 секунд наблюдается пик спектра. На основании этого для усреднения скорости ветра был выбран временной интервал 300 секунд.

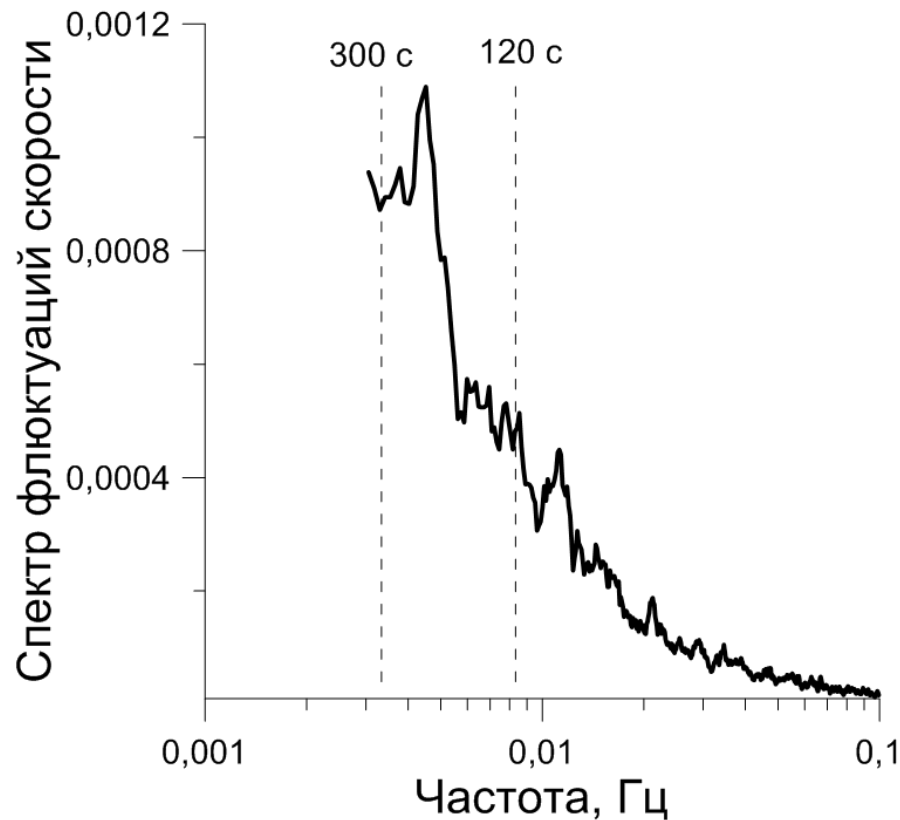


Рисунок 1.5. Средний спектр флюктуаций скорости ветра на высоте 5.3м.

### 1.4.3. Метод профилирования

Исследование параметров ветрового потока проводилось методом профилирования. Метод использует логарифмический закон, основанный на теории пограничного слоя Прандтля и Кармана для плоской пластины: в условиях нейтральной стратификации в слое постоянных потоков (где турбулентный поток импульса  $\tau_{turb} = \rho_a \langle u_x' u_z' \rangle$  не зависит от вертикальной координаты; здесь  $\rho_a$  – плотность воздуха,  $u_x'$  и  $u_z'$  – флюктуации горизонтальной и вертикальной компонент скорости ветра соответственно) профиль скорости ветра близок к логарифмическому (см, например, [31]):

$$U(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0}. \quad (1.4.7)$$

Здесь скорость трения

$$u_* = \sqrt{\langle u_x' u_z' \rangle} = \sqrt{\tau_{turb} / \rho_{air}} \quad (1.4.8)$$

определяет турбулентный поток импульса,  $z_0$  - высота шероховатости поверхности,  $\kappa = 0,4$  - постоянная Кармана. По аналогии с сопротивлением плоской пластины вводят коэффициент аэродинамического сопротивления водной поверхности, который связывает измеряемую скорость ветра и турбулентный поток импульса (скорость трения ветра):

$$C_D = \frac{\tau_{turb}}{\rho_a U_{10}^2} = \frac{u_*^2}{U_{10}^2}, \quad (1.4.9)$$

где  $U_{10}$  - скорость ветра на стандартной метеорологической высоте 10 м.

Для восстановления усредненных статистических параметров воздушного потока общая запись скорости ветра длительностью до 5 часов разбивалась на участки по 300 минут (300 точек измерения) с перекрытием в 50%. В результате усреднения для каждого участка получалось 5 значений скорости, соответствующих пяти горизонтам измерений. Полученный средний профиль аппроксимировался функцией  $U(z) = 2.5 \cdot u_* \ln(z/z_0)$  с параметрами аппроксимации  $u_*$  (скорость трения) и  $z_0$  (параметр шероховатости поверхности). Из полученной аппроксимации восстанавливались значения приведенной к высоте 10м скорости ветра  $U_{10} = U(z=10m)$  и коэффициент аэродинамического сопротивления  $C_D = (u_*/U_{10})^2$ .

#### **1.4.4. Учет экранирования судном**

В 2012-2014 годах вежа была связана кабелем с судном и располагалась от него на фиксированном расстоянии около 30 метров, при этом поперечное сечение судна примерно равно 3х3 м. Таким образом, вежа располагалась на расстоянии около 10 характерных размеров от препятствия. Согласно рекомендациям Gill Instruments [41], этого достаточно, чтобы воздушный поток считался невозмущенным, однако измерения показывают наличие небольших (3÷6%) отклонений измеренного профиля от логарифмической формы даже в условиях стационарного ветра и нейтральной стратификации (рис. 1.6а). Видимо, это связано с влиянием экранирования судна на 4 нижние датчика.



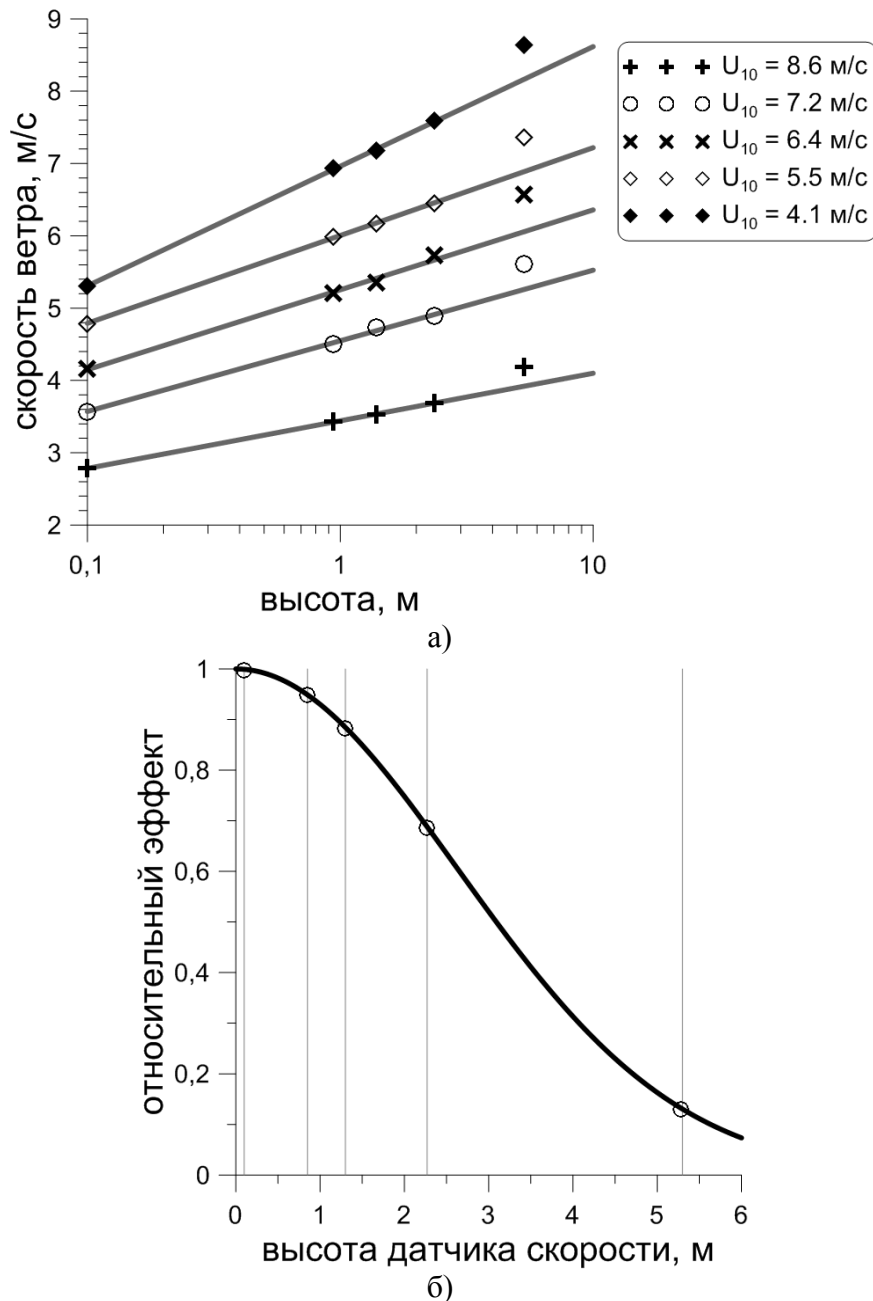


Рисунок 1.6. а) Отклонение от логарифмической формы усредненных за 5 минут профилей скорости ветра при различных значениях  $U_{10}$ . б) Относительное влияние судна на показания различных датчиков скорости ветра.

Для оценки возмущений, вносимых судном, были использованы формулы затухания дефекта скорости в турбулентном следе за телом. Известно [42], что возмущение, вносимое телом в неограниченный турбулентный поток, спадает пропорционально  $(x/D)^{-2/3}$  вдоль потока и пропорционально  $\exp(-r^2/2\sigma^2)$  в поперечном сечении. Здесь  $D$  - характерный размер тела,  $x$ ,  $r$  - цилиндрические координаты,  $\sigma/D \sim (x/D)^{1/3}$ , а коэффициенты пропорциональности определяются эмпирически. В случае экранирования судном воздушного потока в полуограниченном пространстве

справедливо ожидать, что характер развития следа остается таким же, но необходимо подобрать соответствующие коэффициенты. Поскольку верхний датчик скорости располагается вне следа судна, а четыре нижних хорошо аппроксимируются логарифмической зависимостью, то величина  $\sigma$  должна лежать в интервале между высотами четвертого и пятого датчиков. Линейный коэффициент при этом подбирается таким образом, чтобы профили скорости в среднем наилучшим образом аппроксимировались логарифмической зависимостью. В результате для определения величины возмущения, вносимой судном в воздушный поток, использовалась зависимость  $\gamma = U'/U_0 = 0.3(x/D)^{-2/3} \exp(-r^2/2\sigma^2)$ , где  $\sigma/D = 0.4(x/D)^{1/3}$ ,  $U_0$  – предполагаемая скорость ветра в невозмущенном потоке,  $U'$  – величина возмущения (см. рисунок 1.6б). Отметим, что подобранные коэффициенты близки к полученным в [43] для следа за сферой. Для нахождения скорости ветра в невозмущенном потоке, измеряемая датчиками скорость домножалась на коэффициент  $\alpha = (1-\gamma)^{-1}$ . Коэффициенты  $\alpha$  для различных датчиков были равны соответственно снизу вверх: 1.069, 1.065, 1.061, 1.047, 1.009.

В 2015 году веха была автономнизирована в том числе для исключения возможного влияния судна на измеряемые скорость ветра и волнение. Результаты (см. п.1.6.1) измерений с использованием автономной вехи показали, что судно вносило также дополнительные возмущения в поток, занижая осредненные по ансамблю реализаций восстановленные значения параметра  $C_D$ , однако эти отклонения лежат в пределах погрешности измерения.

### 1.5. Исследование волнения

Алгоритм обработки сигналов, получаемых с волнографа использует преобразование Фурье и аналогичен Wavelet Directional Method (WDM), предложенному в [34]. Зависимости возвышения поверхности от времени в трех точках, полученные со струнных волнографов, обрабатываются с использованием оконного быстрого преобразования Фурье (БПФ) с окном размером  $2^N$  ( $N$  – целое) с перекрытием. Затем вычисляются комплексные амплитуды гармоник на каждой частоте  $\omega: A_\omega(x_n, y_n) \exp(i\varphi_\omega(x_n, y_n))$ , где  $n = 1, 2, 3$  – номера струнных волнографов,  $(x_n, y_n)$  – соответствующие им декартовы координаты в плоскости невозмущенной поверхности воды. Предположим, что волновое поле является суперпозицией гармонических волн с волновыми числами  $\vec{k} = (k_x, k_y)$ :

$$A_{\omega}(x_n, y_n) \exp(i\varphi_{\omega}(x_n, y_n)) = \sum A_{x,y}(\omega) \exp(i(k_x x_n + k_y y_n)), \quad (1.5.1)$$

и одна гармоника доминирует в каждом окне БПФ. Тогда

$$\varphi_{\omega}(x_n, y_n) = k_x x_n + k_y y_n, \quad (1.5.2)$$

и компоненты волнового вектора могут быть вычислены по разности фаз комплексных амплитуд для разных волнографов

$$\Delta\varphi_{n,m} = \varphi_{\omega}(x_n, y_n) - \varphi_{\omega}(x_m, y_m). \quad (1.5.3)$$

В рассматриваемом случае использованных трех равноудаленных волнографов:

$$\begin{aligned} k_x &= (\Delta\varphi_{1,2}\Delta y_{1,3} - \Delta\varphi_{1,3}\Delta y_{1,2}) / \Delta, \\ k_y &= (\Delta\varphi_{1,3}\Delta y_{1,2} - \Delta\varphi_{1,2}\Delta y_{1,3}) / \Delta, \\ \Delta &= \Delta x_{1,2}\Delta y_{1,3} - \Delta x_{1,3}\Delta y_{1,2}. \end{aligned} \quad (1.5.4)$$

Для получения угловых спектров осуществляется переход от прямоугольных координат  $(k_x, k_y)$  к полярным  $(k, \theta)$ :  $k_x = k \cos \theta, k_y = k \sin \theta$ .

Тогда трехмерный пространственно-временной спектр  $S(\omega, k, \theta)$  может быть получен аналогично [34] с использованием условного усреднения амплитуд спектра по  $k$  и  $\theta$ . Интегрирование полученных спектров  $S(\omega, k, \theta)$  по волновому числу или по частоте позволяет получить направленные временные  $S(\omega, \theta)$  или пространственные  $S(k, \theta)$  спектры соответственно. Интегрирование по  $\theta$  дает частотный и пространственный спектры по модулю волнового числа. Наибольшее измеримое такой системой волнографов волновое число ограничено базой  $d$ , то есть расстоянием между точками измерения,  $k_{\max} = \pi / d$ . В использованной в натурном эксперименте конфигурации максимальное волновое число было равно  $k_{\max} = 0.5 \text{ см}^{-1}$ .

Разработанный алгоритм основан на предположении о том, что за время, соответствующее одному окну БПФ в волновом поле присутствует только одна доминирующая гармоника на частоте  $\omega$ , что верно только для достаточно коротких интервалов времени в силу групповой структуры поверхностного волнения. Исходя из характерных для исследуемых волн частот  $f_p = 0.35 - 0.8 \text{ Гц}$  (период волнения  $T_p = 1.25 - 2.80 \text{ с}$ ), в дальнейшем был использован метод, основанный на оконном БПФ с размером окна 2048 отсчетов (20,48 секунд) и перекрытием в 50%.

## 1.6. Результаты измерений

### 1.6.1. Параметры воздушного потока

По результатам измерений скорости ветра над Горьковским водохранилищем было проанализировано влияние использования различных датчиков на результат аппроксимации экспериментальных профилей скорости ветра. На рисунке 1.7 показано сравнение полученных зависимостей  $C_D(U_{10})$  для двух комбинаций датчиков: с использованием нижнего и без. Точки на графике – это результат усредненных на интервале скорости ветра  $\Delta U_{10} = 0.5 \text{ м/с}$  (биннинг) значений  $C_D$ . Ворота ошибок соответствуют величине среднеквадратичного отклонения. Также на рисунке 1.7 показаны результаты натуральных исследований из работ [44,45] и полуэмпирическая океаническая параметризация COARE 3.0 [46]. Видно, что полученные без использования нижнего датчика значения коэффициента  $C_D$  характеризуются большим разбросом и лежат выше и ближе к результатам [44–46]. При этом учёт данных нижнего датчика демонстрирует более низкие значения  $C_D$ . В эксперименте [44] датчики были расположены на высотах от 0,89 до 10 метров, а в [45] – на высотах от 0,5 до 4 метров. При этом в обоих случаях все датчики были жестко закреплены на мачтах, а аппроксимация проводилась по всему профилю скорости.

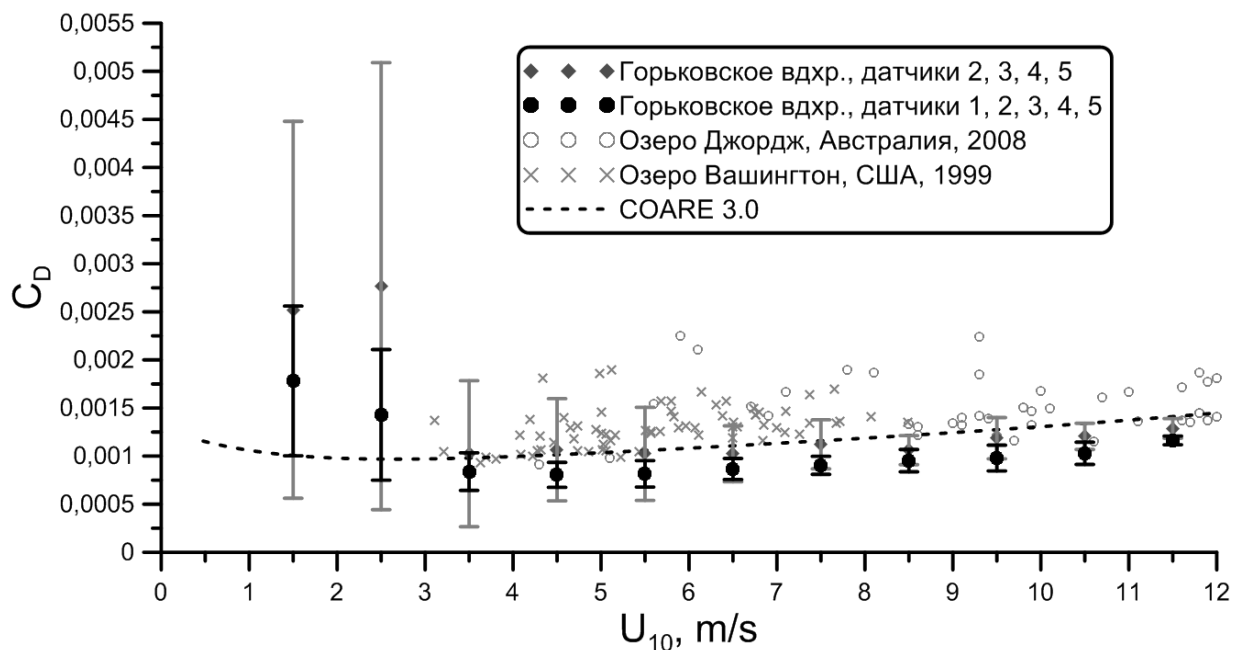


Рисунок 1.7. Сравнение восстановленных зависимостей  $C_D(U_{10})$  с использованием нижнего датчика скорости и без:  $\diamond$  – данные, полученные с использованием нижнего датчика (в качестве допустимых интервалов использовано среднеквадратичное отклонение);  $\bullet$  – данные, полученных без использования нижнего датчика (в качестве допустимых интервалов использовано среднеквадратичное отклонение);  $\circ$  – результаты из [44];  $\times$  – результаты из [45]; пунктирная линия – эмпирическая океаническая параметризация COARE 3.0.

На рисунке 1.8 показано сравнение зависимостей  $C_D(U_{10})$ , полученных с использованием только двух нижних и всех пяти датчиков скорости. Результат, полученных с использованием только двух датчиков существенно отличается в области слабых ветров: существенно уменьшаются разброс и величина значений параметра  $C_D$ . При умеренных и сильных ветрах полученные значения коэффициента сопротивления отличаются несущественно, несмотря на увеличение погрешности измерения.

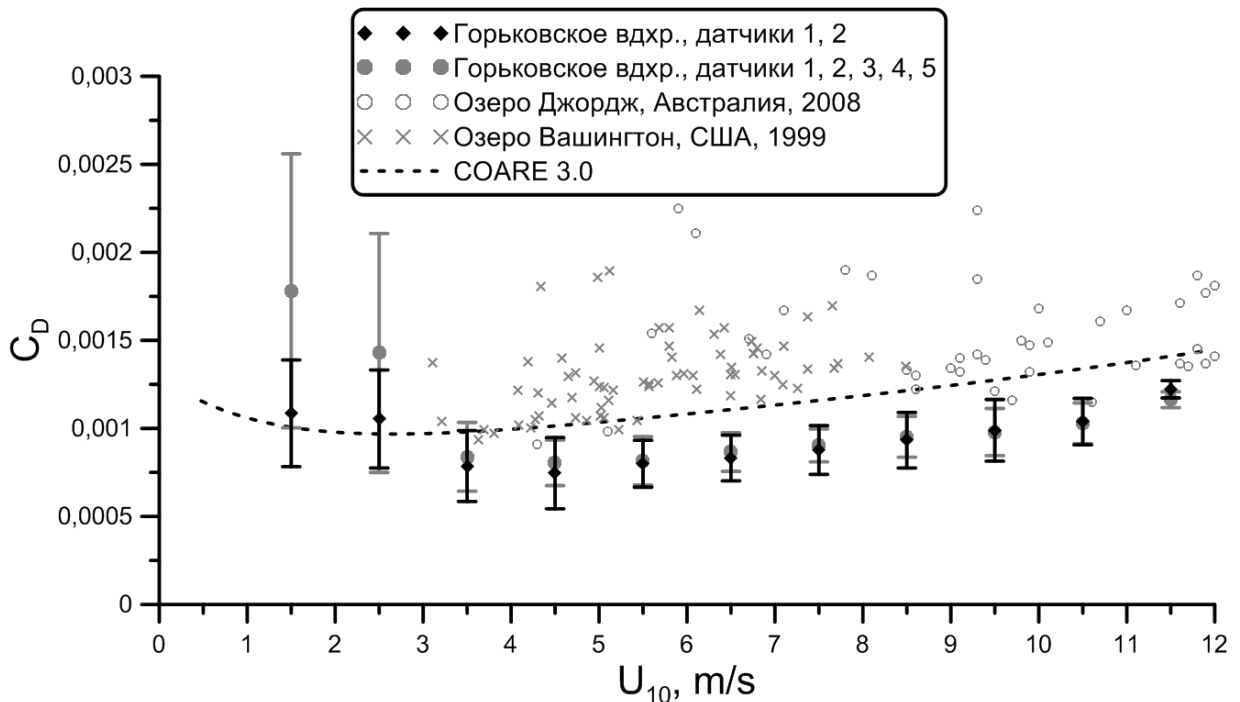


Рисунок 1.8. Сравнение восстановленных зависимостей  $C_D(U_{10})$  с использованием двух нижних и всех датчиков скорости: ● – данные, полученные с использованием всех пяти датчиков (в качестве допустимых интервалов использовано среднеквадратичное отклонение); ◆ – данные, полученные с использованием только двух нижних датчиков (в качестве допустимых интервалов использовано среднеквадратичное отклонение); ○ – результаты из [44]; × – результаты из [45]; пунктирная линия – эмпирическая океаническая параметризация COARE 3.0.

Полученные результаты можно объяснить отличием формы профиля скорости ветра от логарифмической. Это отличие (см. п.1.1) обусловлено стратификацией приподнятого слоя атмосферы (оказывающей существенное влияние при слабых ветрах), влиянием берегов, а также порывистостью ветра, влияние которой аналогично близости береговой линии, а именно быстрой «подстройкой» только нижней части профиля скорости в случае резкого изменения скорости ветра. При этом параметры воздушного потока именно на границе раздела вода-воздух определяют передачу импульса от ветра к волнам. Вследствие этого, дальнейший анализ зависимости  $C_D(U_{10})$  был основан на данных измерений двух нижних датчиков.

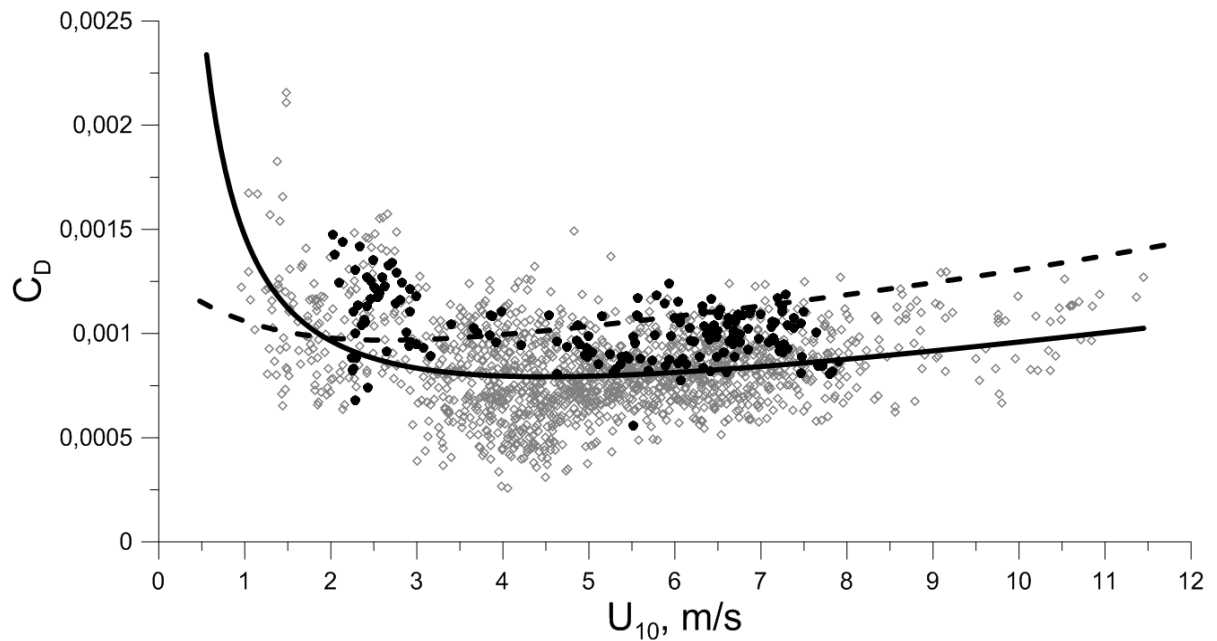


Рисунок 1.9. Полученная зависимость  $C_D(U_{10})$ :  $\diamond$  – данные, полученные в 2012-2014 годах с использованием привязанной к судну вежи;  $\bullet$  – данные, полученные в 2015 году с использованием автономной заякоренной вежи; пунктирная линия – эмпирическая океаническая параметризация COARE 3.0; сплошная линия – аппроксимация данных за 2012-2015 годы функцией (1.6.1)

На рисунке 1.9 приведены все результаты измерений за 2012-2015 года. Каждая точка – результат аппроксимации усредненного за 5 минут профиля скорости ветра. Необходимо отметить, что измерения с использованием автономной вежи в 2015 году (черные точки) показали в среднем более высокие значения коэффициента  $C_D$  в области умеренных и сильных ветров, однако они ложатся в диапазон среднеквадратичного отклонения по результатам измерений в 2012-2014 годах (серые точки). Таким образом, можно сделать вывод о возможном дополнительном (не учтенном в п. 1.4.1) влиянии судна на воздушный поток и поверхностное волнение, однако это не сказывается существенно на результатах измерений.

Важным результатом серии экспериментов на Горьковском водохранилище также являются уникальные измерения с высокой точностью характеристик воздушного потока при слабых ветрах, а именно – полученный в натурном эксперименте значительный рост коэффициента  $C_D$  с уменьшением скорости ветра при слабых ветрах. Так, например, приведенные в [47] результаты демонстрируют статистическую ошибку более 100% для измерений коэффициента  $C_D$  в области скоростей ветра  $U_{10} < 4 \text{ м/с}$ .

Отметим, что в представленных результатах минимальная скорость ветра равна 1 м/с, поскольку при ветрах менее 2 м/с часто (а при ветрах менее 1 м/с – всегда) интенсивности ветрового волнения недостаточно для перемешивания поверхностных

органических пленок. В результате водная поверхность искусственно выглаживается, что приводит к экстремально низким восстанавливаемым значениям коэффициента  $C_D$ . В случае интенсивного образования пленок результаты измерений отбрасывались как недостоверные.

Таким образом, по результатам экспериментов 2012-2015 годов на основании записей профилей скорости ветра общей длительностью около 120 часов был получен массив данных характеристик воздушного потока над внутренним водоемом в условиях малых разгонов. Экспериментальные данные лежат в следующих диапазонах: по скорости ветра  $U_{10}$ : от 1 м/с до 12 м/с; по длине разгона волн: от 3 км до 7 км (безразмерный разгон  $\tilde{x} = xg/U_{10}^2$  от 900 до 12000) и, в отдельно выделенном направлении, – 50 км ( $\tilde{x}$  до 14000); по величине стратификации приводного слоя атмосферы: от  $-5^\circ C$  до  $15^\circ C$ . Полученная зависимость коэффициента  $C_D$  от скорости ветра  $U_{10}$  аппроксимирована функцией (рисунок 1.9)

$$C_D = 0.00124U_{10}^{-1} + 0.00034 + 0.000049U_{10}, \quad (1.6.1)$$

предложенной в качестве альтернативной параметризации зависимости  $C_D(U_{10})$  в условиях внутренних водоемов при малых величинах разгона волн.

### **1.6.2. Характеристики поверхностного волнения**

С применением метода FDM (см. п.1.5) были получены пространственно-временные спектры поверхностного волнения. На рисунке 1.10а,б показаны типичные примеры частотных и пространственных спектров. Необходимо заметить, что они имеют асимптотики  $f^{-5}$  и  $k^{-3}$ , что соответствует спектру насыщения Филлипса [48], а не типичному для условий океана спектру Гоба [49–51]. Отметим, что в океанических условия при сильных ветрах может наблюдаться два наклона:  $f^{-4}$  в «низкочастотной» (после пика) части спектра и  $f^{-5}$  – в высокочастотной. В условиях водохранилища наклон  $f^{-4}$  не наблюдается, что говорит о сильной нелинейности волн и их основном механизме диссипации – нелинейное ограничении амплитуды за счет обрушения.

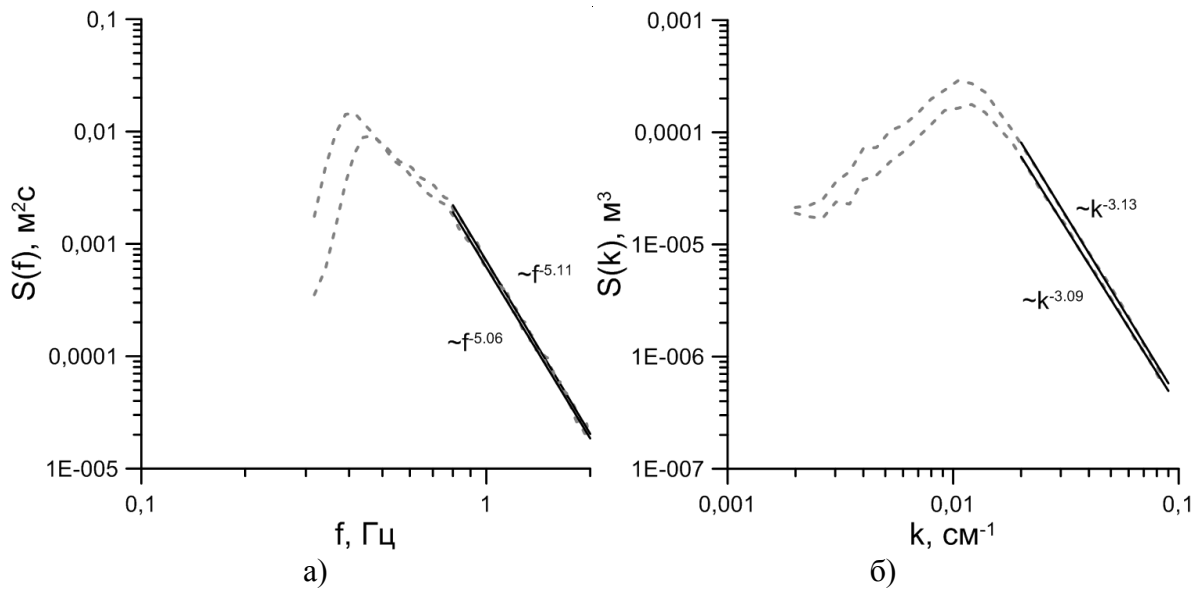


Рисунок 1.10. Усредненные за 60 минут частотный (а) и пространственный (б) спектры волнения для скорости ветра  $U_{10} = 6 - 7 \text{ м/с}$ .

Поскольку для волнения на водохранилище, как и для ветра, характерна изменчивость, то для более детального изучения спектральных характеристик записи волнения длительностью до 5 часов разбивались на интервалы по 15 минут. При использовании меньшего интервала для метода FDM получаемые спектры сильно зависят от выбора интервала и имеют пилообразный вид. При дальнейшем увеличении интервала, изменения заключаются только в «расплывании» спектрального распределения: увеличении ширины и уменьшении значения в пике – происходит усреднение реального спектра.

На рисунке 1.11 показаны домноженные на  $k^3$  и нормированные на референсное значение распределения по волновым числам спектральной плотности мощности волнения:

$$k^3 S(k) \rightarrow \frac{k^3 S(k)}{(k^3 S(k))_{rf}}, \quad (1.6.2)$$

В качестве  $(k^3 S(k))_{rf}$  выбрано среднее «насыщенной» части распределения в интервале  $1.5 < k/k_p < 3$ :

$$(k^3 S(k))_{rf} = \langle k^3 S(k) \rangle_{1.5 < k/k_p < 3}. \quad (1.6.3)$$

Из рисунка 1.11 видно, что асимптотика  $k^{-3}$  достаточно хорошо описывает спектры волнения в натурном эксперименте в широком диапазоне метеорологических условий.



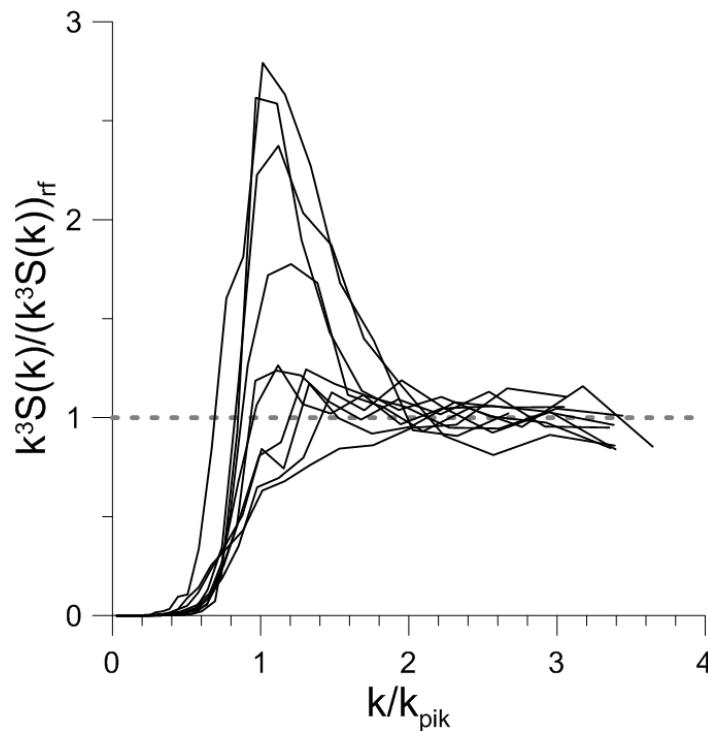


Рисунок 1.11. Спектры насыщения при различных скоростях ветра, нормированные на референсные значения (1.6.3).

По аналогии с [52] были определены константы насыщения спектров. В соответствии с моделью JONSWAP [53], в области «насыщения» (выходе на постоянный наклон) значение спектра приближенно равно

$$S(\omega) \approx 2\alpha g^2 \omega^{-5}, \quad (1.6.4)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $2\alpha$  – некоторая константа насыщения. Отметим, что в [52] в качестве асимптотики спектра взято значение  $S(\omega) \approx 2\alpha g^2 \omega^{-4} \omega_p^{-1}$ , где  $\omega_p$  – круговая частота пика спектра. В случае характерных для Горьковского водохранилища зависимостей  $k^{-3}, \omega^{-5}$ , с учетом преобразования спектров  $S(k) = S(\omega(k)) d\omega/dk$  для пространственного спектра асимптотика примет вид

$$S(k) \approx \alpha k^{-3} \quad (1.6.5)$$

Определенные по формуле (1.6.5) константы для 15-минутных пространственных спектров приведены на рисунке 1.12 в зависимости от параметра возраста волнения  $U_{10}/c_p$ . Фазовая скорость спектрального пика, входящая в выражение для параметра возраста волнения, определялась как  $c_p = \omega_p/k_p$ . Видно, что наблюдается удовлетворительное соответствие с модельной кривой, предложенной Донеланом [52],

$$\alpha = 0.003(U_{10}/c_p)^{0.55}, \quad (1.6.6)$$

хотя полученные на Горьковском водохранилище значения в среднем лежат выше.

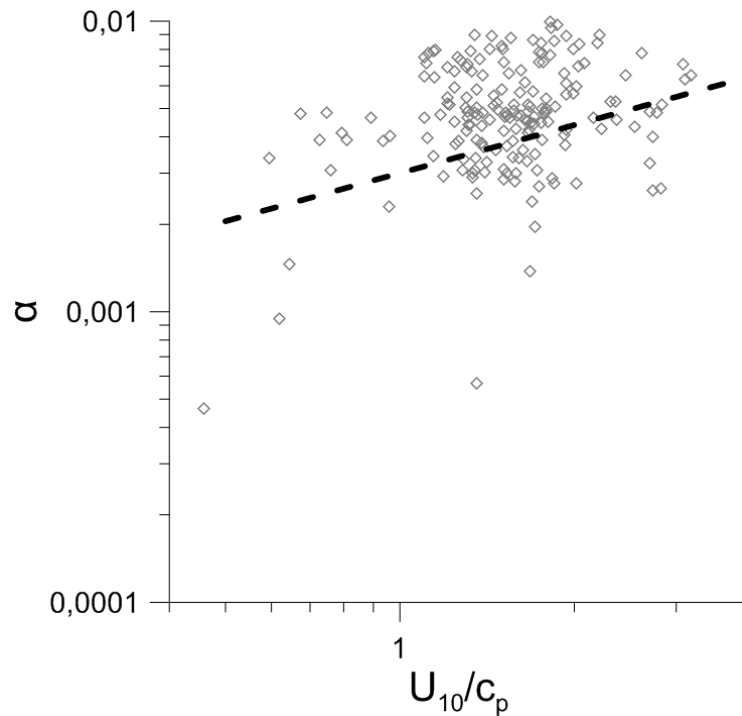


Рисунок 1.12. Зависимость коэффициента насыщения  $\alpha$  от параметра возраста волнения.  $\diamond$  – результаты эксперимента, пунктирная линия – функция (1.6.4)

Также были исследованы двумерные пространственно-временные спектры  $S(k, \omega)$ . Известно, что линейные свободные волны на поверхности жидкости удовлетворяют дисперсионному соотношению (в случае гравитационных волн на глубокой воде – это  $\omega = \sqrt{gk}$ ). В большинстве случаев наблюдаемые поверхностные волны вблизи пика спектра удовлетворяют дисперсионному соотношению, однако всегда есть некоторый разброс, связанный с влиянием нелинейности, течений, конечной ширины углового спектра и другими факторами. Однако в условиях молодого волнения, характерного для водохранилищ, влияние нелинейности становится более существенным, что видно на восстановленных двумерных пространственно-временных спектрах.

На рисунке 1.13 приведены примеры таких спектров. Здесь слева показаны распределения плотности спектров возвышения  $S(k, \omega)$ . Видно, что при слабых ветрах восстановленные спектры находятся в хорошем согласии с дисперсионным соотношением, однако в некоторых случаях, особенно при сильных ветрах, наблюдается особенность – смещение пика спектра в область более низких частот или более высоких значений волновых чисел. Линейной цветовой шкалой на графиках показана величина спектральной плотности энергии волн в относительных единицах, сплошной линией – дисперсионное соотношение для свободных волн на глубокой воде  $\omega = \sqrt{gk}$ .

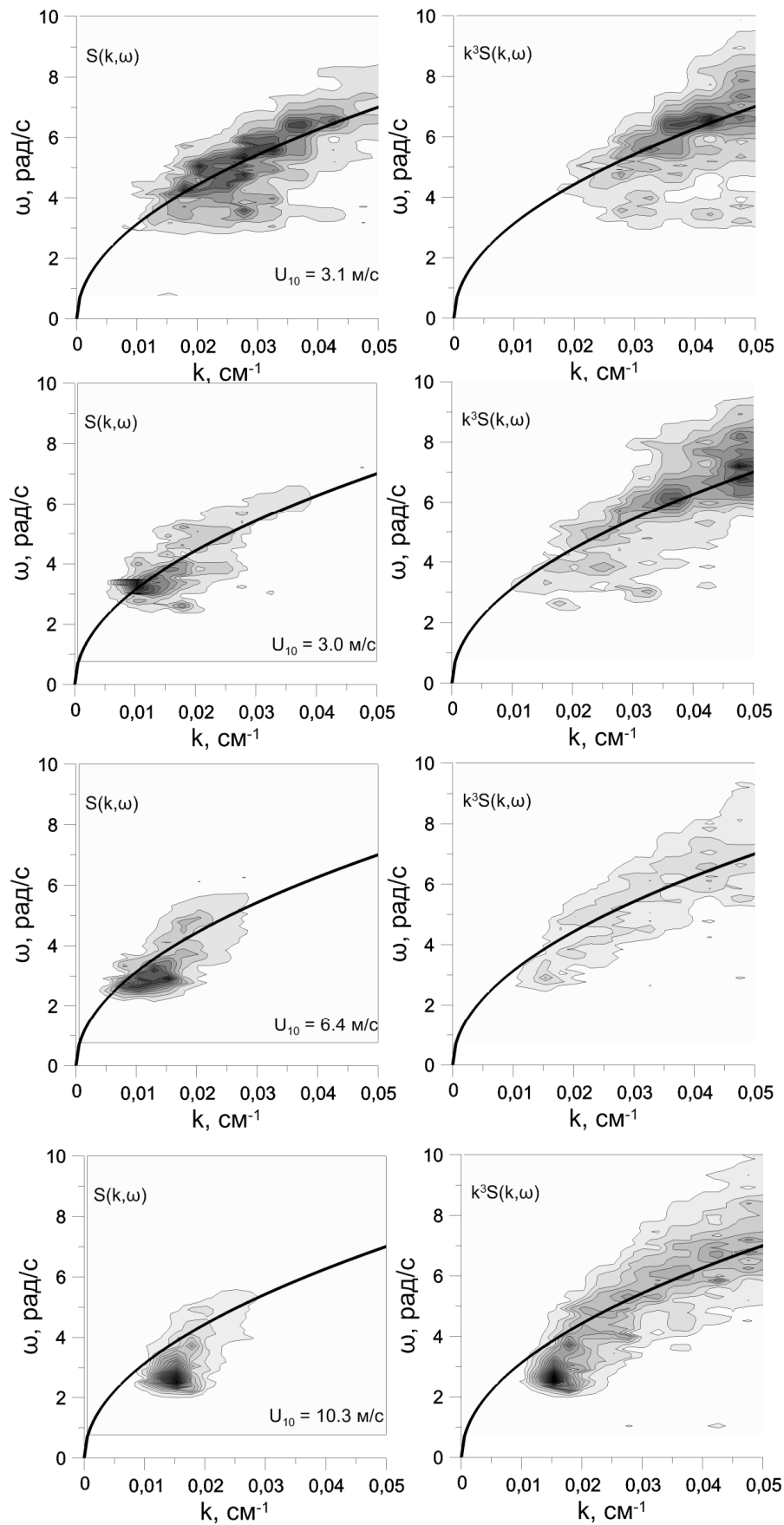


Рисунок 1.13. Примеры двумерных пространственно-временных спектров возвышения  $S(k, \omega)$  (слева) и насыщения  $k^3 S(k, \omega)$  (справа). Линейная цветовая шкала – величина спектральной плотности энергии волн в относительных единицах, сплошная линия – дисперсионное соотношение  $\omega = \sqrt{gk}$ .

На рисунке 1.13 справа показаны двумерные распределения величины  $k^3 S(k, \omega)$  – так называемого спектра насыщения. Графики демонстрируют хорошее выполнение дисперсионного соотношения для высокочастотной части спектра волнения. Кроме этого, видно, что в ходе экспериментов не были зарегистрированы связанные волны – волны кратных гармоник, для которых характерны та же фазовая скорость, что и для пика спектра.

Общее распределение значений временной и пространственной частот пика спектра приведено на рисунке 1.14. По графику видно, что в некоторых случаях, особенно при больших значениях скорости ветра,  $\omega_p(k_p)$  смещается с кривой  $\omega_p = \sqrt{gk_p}$  в сторону кривой  $\omega_p = \sqrt{gk_p/2}$ , то есть имеется тенденция к удвоению пространственной частоты. Предполагается, что это связано с влиянием нелинейности, так как особенно заметно в условиях более молодого волнения (при сильном ветре), влияние нелинейных процессов на формирование которого наиболее существенно. Аналогичная генерация кратных как по волновому числу гармоник отмечается и другими авторами [54,55]. При этом алгоритм восстановления пространственного спектра (см п.1.5) не разрешает несколько волновых векторов, соответствующих одной частоте и одновременно присутствующих в спектре на каждом интервале обработки. В связи с этим возможно искажение регистрируемого значения  $k$  при интенсивной генерации кратных гармоник.

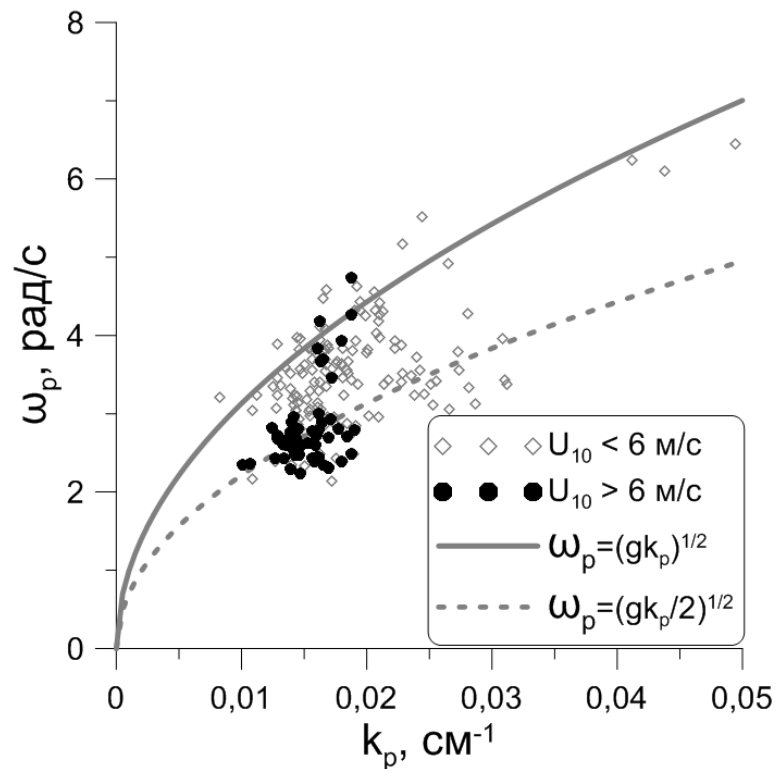


Рисунок 1.14. Распределение значений временной и пространственной частот пика спектра.  $\diamond$  – результаты эксперимента в интервале скоростей ветра  $U_{10} = 1 \div 6 \text{ м/с}$ ;  $\bullet$  – результаты эксперимента в интервале скоростей ветра  $U_{10} = 6 \div 12 \text{ м/с}$ ; сплошная линия

– дисперсионное соотношение  $\omega_p = \sqrt{gk_p}$ ; пунктирная линия – соотношение

$$\omega_p = \sqrt{gk_p/2}$$

Как было отмечено, одним из факторов, влияющих на регистрируемые значения пространственной частоты пика, является конечная ширина углового спектра. Это влияние обусловлено интерференцией бегущих под разными углами волн одинаковой частоты и должно приводить к уменьшению наблюдаемой частоты  $k$ . На рисунке 1.15 приведены примеры двумерных пространственных спектров  $S(k, \vartheta)$ . На примерах видно, что угловой спектр достаточно широкий, при этом его ширина не зависит от скорости ветра.

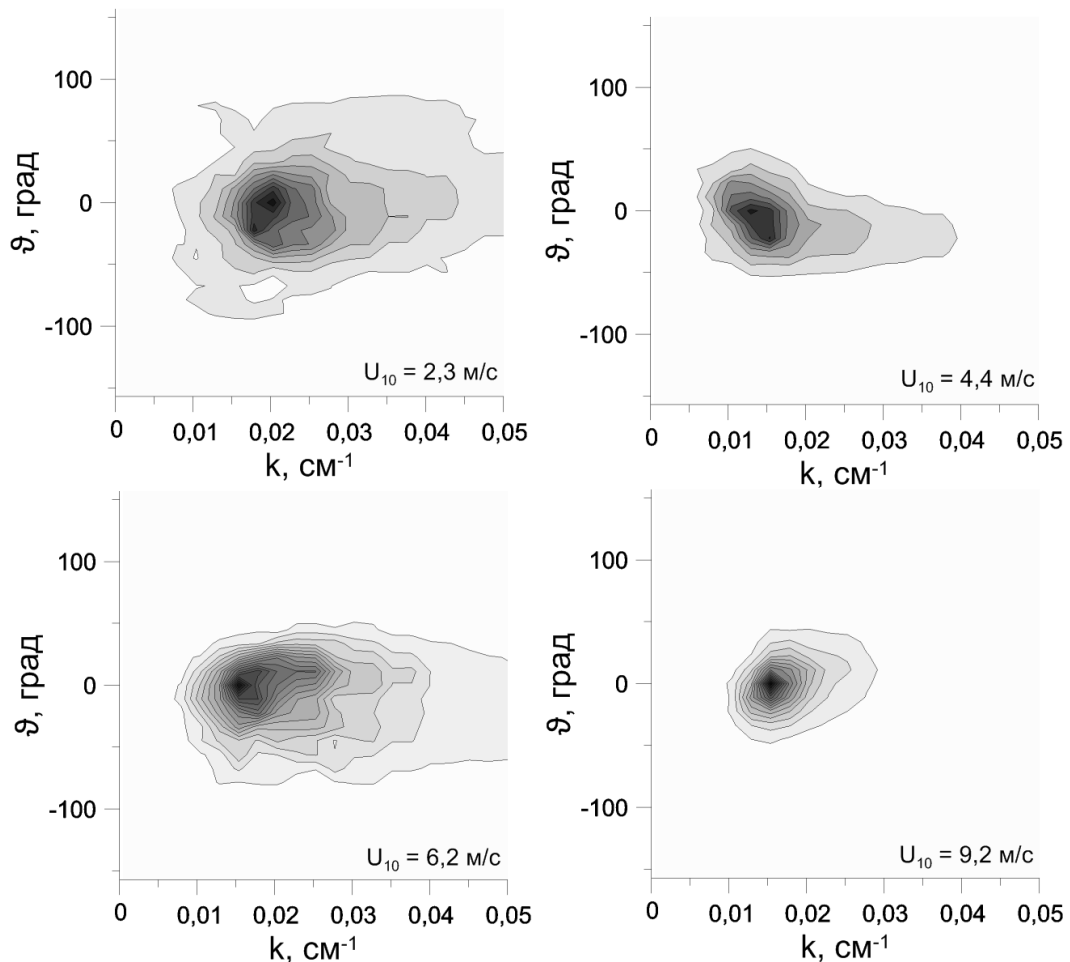


Рисунок 1.15. Примеры направленных пространственных спектров  $S(k, \vartheta)$ . Линейная цветовая шкала – величина спектральной плотности энергии волн в относительных единицах.

Более наглядно распределение ширины углового распределения, соответствующего пику спектра по волновому числу, показано на рисунке 1.16. Ширина пика спектра определялась как дисперсия  $\sigma$  распределения  $S(k_p, \vartheta)$ :

$$\sigma_{k,\vartheta}^2 = \frac{\int \vartheta^2 S(k_p, \vartheta) d\vartheta}{\int S(k_p, \vartheta) d\vartheta}. \quad (1.6.7)$$

Показано, что ширина пика спектра не зависит скорости ветра и равна  $33^\circ \pm 9^\circ$ . Отметим, что в случае характерного для морских условий (см., например, [53,56]) углового распределения волновых векторов  $S(k_*, \vartheta) \sim \cos^2 \vartheta$  (здесь  $k_*$  – текущий модуль волнового числа,  $\vartheta \in [-180^\circ; 180^\circ]$ ) вычисленная аналогичным (1.6.7) образом ширина составляет  $32.5^\circ$ . Таким образом, ширина углового распределения волновых векторов в условиях водохранилища соответствует значениям, характерным для морских условий.

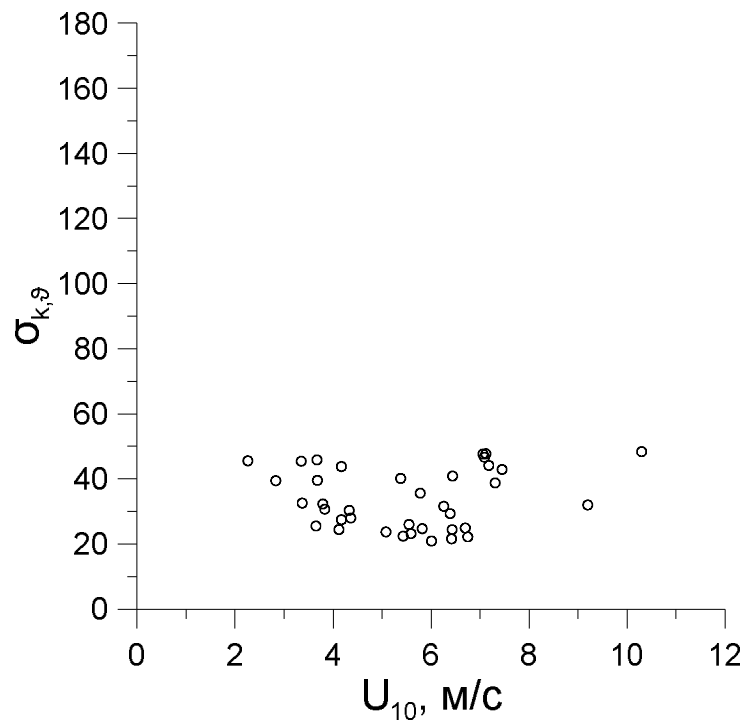


Рисунок 1.16. Зависимость ширины пика спектра  $S(k_p, \theta)$  от скорости ветра  $U_{10}$ .

Кроме этого, были сопоставлены интегральные характеристики волнения, такие как значимая высота волн  $H_S$  и среднеквадратичный уклон водной поверхности  $slope$ , также скорость ветра  $U_{10}$  и коэффициент аэродинамического сопротивления  $C_D$ .

На рисунке 1.17 показаны полученные зависимости значимой высоты  $H_S$  (рисунок 1.17а) и среднеквадратичного уклона  $slope$  (рисунок 1.17б) волн от скорости ветра  $U_{10}$ .

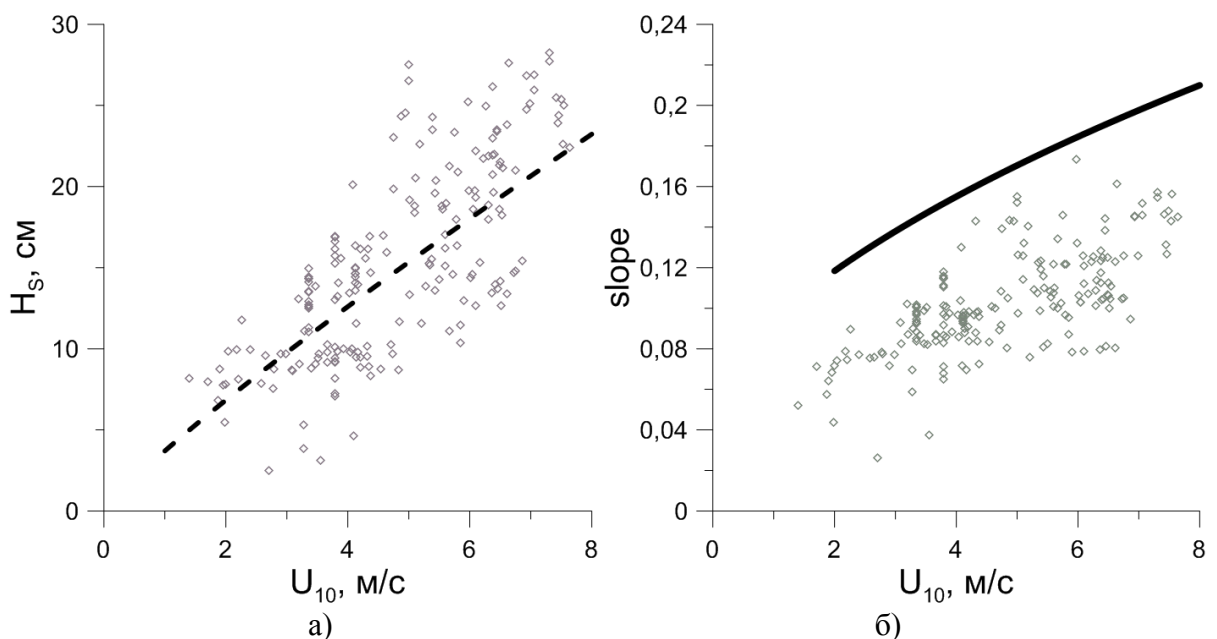


Рисунок 1.17. а) Зависимость от скорости значимой высоты волнения  $H_S$  от скорости ветра  $U_{10}$ . Пунктирная линия – функция (1.6.10). б) Зависимость среднеквадратичного уклона от скорости ветра  $U_{10}$ . Сплошная линия – кривая Кокса-Манка (1.6.11).

Значимая высота волн определялась по формуле

$$H_s = 4\sqrt{E}, \quad (1.6.8)$$

где  $E = \int S(f)df$  – полная энергия,  $\sigma = \sqrt{E}$  – величина среднеквадратичного отклонения возвышения водной поверхности от среднего уровня. Средний квадрат уклона волн определялся как интеграл от спектра уклонов:

$$slope^2 = \int k^2 S(k)dk. \quad (1.6.9)$$

Зависимость  $H_s(U_{10})$  была аппроксимирована степенной функцией

$$H_s = 3.71U_{10}^{0.88} \quad (1.6.10)$$

с коэффициентом корреляции  $R = 0.71$ .

На рисунке 1.17б сплошной линией показана кривая Кокса-Манка [57]

$$slope = \sqrt{10^{-3}(4 + 5.01U_{10})}. \quad (1.6.11)$$

Заниженные значения среднеквадратичного уклона можно объяснить тем, что система волнографов в совокупности с методом FDM имеют ограничение сверху по волновому числу регистрируемых волн  $k_{\max} = 0.5\text{см}^{-1}$  (см. п. 1.5), в то время как кривая Кокса-Манка предложена на основе данных, полученных оптическими методами, и, следовательно, включающих в себя коротковолновую часть спектра волнения.

## 1.7. Заключение

Таким образом, в 2012-2015 годах с мая по октябрь на Горьковском водохранилище была проведена большая серия экспериментов, направленных на изучение ветро-волнового взаимодействия. Всего было проведено 56 измерений общей длительностью около 250 часов в широком диапазоне метеорологических условий. Скорость ветра, приведенная к стандартной метеорологической высоте 10 м  $U_{10}$  менялась в диапазоне  $1 \div 10\text{м/с}$ , разница температур приводного слоя атмосферы и приповерхностного слоя воды составляла от  $-5^\circ\text{C}$  до  $15^\circ\text{C}$ . Предметом исследования являлись профиль скорости ветра вблизи водной поверхности и ветровое волнение.

Основное измерительное оборудование – линейка ультразвуковых двухкомпонентных датчиков скорости ветра, система струнных волнографов и датчики температура воды и воздуха – располагались на буйковой станции оригинальной конструкции на базе океанографической вехи Фруда. Конструкция вехи, а именно – низкая частота резонансных колебаний, позволяет использовать для регистрации



поверхностного волнения струнные волнографы, требующие неподвижного закрепления относительно невозмущенной поверхности воды. Разнесенные в пространстве волнографы позволяют восстанавливать не только частотный, но и направленный пространственный спектр волнения, имея ограничение сверху на величину разрешаемого волнового числа, определяемое расстоянием между точками измерения.

Размещение ультразвуковых датчиков, используемых для измерения среднего профиля скорости ветра, соответствует структуре воздушного потока над взволнованной водной поверхностью. Нижний датчик размещен на отдельном поплавке, отслеживающем форму волны, и предназначен для измерения скорости ветра в непосредственной близости к водной поверхности. Остальные датчики жестко закреплены на мачте вехи в логарифмическом масштабе по высоте и неподвижны относительно среднего уровня поверхности воды. Это обеспечивает неподвижность всех датчиков относительно средних линий тока, то есть измерение скорости ветра на фиксированном горизонте.

Исходя из анализа спектра флуктуаций скорости воздушного потока, а также с учетом структуры атмосферного пограничного слоя был выбран период усреднения скорости ветра. Кроме этого, было учтено влияние судна, с которым веха соединялась кабелем, на измерение профиля скорости ветра. По аналогии с обтеканием сферы [43] была предложена простая модель турбулентного следа за судном. В результате нормировочные коэффициенты оказались близки к полученным для следа за сферой. При этом результаты восстановления характеристик воздушного потока все-таки отличаются в экспериментах со связанной с судном вехой и с автономной заякоренной вехой (вторая стадия экспериментов), но новые данные лежат в пределах статистической погрешности.

В ходе экспериментов отмечено занижение наблюдаемых значений коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности  $C_D$  по сравнению с результатами других работ на внутренних водохранилищах средних размеров [44,45], а также эмпирической океанической параметризацией COARE 3.0 [46]. Предложена параметризация  $C_D(U_{10})$ . Кроме этого впервые с высокой точностью, была измерена зависимость коэффициента  $C_D$  от скорости ветра при слабом ветре  $U_{10} < 3 м/с$ , то есть в том диапазоне, в котором значение  $C_D$  уменьшается с ростом скорости ветра.

С применением алгоритма, основанного на быстром преобразовании Фурье и аналогичного Wavelet directional method (WDM) [34], были восстановлены временные спектры поверхностного волнения, а также оценены их пространственные характеристики. Важным результатом является подтверждение асимптотик спектров  $k^{-3}$  и  $\omega^{-5}$ , соответствующих спектру насыщения Филлипса [58], и отличающихся от

характерного для океанических условий спектра Тоба [49–51]  $k^{-2.5}$  и  $\omega^{-4}$ . Отмечено хорошее выполнение дисперсионного соотношения для гравитационных свободных волн на глубокой воде  $\omega = \sqrt{gk}$  для высокочастотной области пространственно-временных спектров.

Исследованы направленные пространственные спектры волнения  $S(k, \theta)$ . Показано, что ширина пика спектра соответствует наблюдаемым в морских условиях значениям. Были определены константы Филлипса для спектров волнения. Полученные значения характеризуются большим разбросом, однако удовлетворительно описываются кривой, предложенной в [52].

Проведен анализ зависимости высоты волнения от скорости ветра, аппроксимация степенной функцией дает близкий к единице показатель зависимости.

## 2. ПАРАМЕТРЫ ПРИВОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ НА СВЕРХКОРОТКИХ РАЗГОНАХ (ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ) И СРАВНЕНИЕ С НАТУРНЫМИ ДАННЫМИ

### 2.1. Введение

Для полноты верификации квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью в присутствии сильно-нелинейных волн, было также проведено лабораторное моделирование ветро-волнового взаимодействия при сверхкоротких разгонах волн, в том числе в условиях сильных и ураганных ветров.

Значительные принципиальные проблемы при лабораторном моделировании приводного слоя атмосферы связаны с ограниченностью размеров ветро-волновых каналов по площади сечения, в частности – по высоте. Для каналов конечной длины и сечения характерно развитие турбулентного пограничного слоя, в котором слой с постоянным турбулентным напряжением (слой постоянных потоков) занимает приблизительно 15% высоты пограничного слоя. Только в слое постоянных потоков профиль скорости потока логарифмический и может быть использован для непосредственного вычисления коэффициента сопротивления поверхности методом профилирования. Обычно в аэродинамических трубах и ветровых каналах толщина слоя постоянных потоков составляет единицы сантиметров. Измерение профилей скорости ветра на таких малых расстояниях от взволнованной поверхности воды при сильных ветрах является сложной задачей. Прежде всего, это связано с присутствием брызг в пограничном слое, нарушающих работы датчиков.

Рассмотрим вопрос отношения взаимодействия ветрового волнения в натуральных и лабораторных условиях. Несмотря на то, что для водоемов характерно молодое волнение, по сравнению с океаническими условиями, лабораторные и натурные условия значительно отличаются длиной разгона. Волны в лабораторных каналах отвечают начальной стадии развития волнения. На этой стадии фазовая скорость волн, соответствующая спектральному пику  $c_p$  мала в сравнении со скоростью ветра  $U_{10}$ , т.е. параметр возраста волнения  $U_{10} / c_p \gg 1$ . Ветро-волновое взаимодействие – это резонансный процесс, и взаимодействие, в основном, происходит в слое, где скорость ветра близка к фазовой скорости волны. В теории Майлса [59] взаимодействие происходит в критическом слое, где скорости ветра и волны сравниваются. В более сложных моделях взаимодействие происходит в слое конечной толщины. Так как логарифмический профиль скорости ветра очень резко меняется вблизи поверхности воды, этот слой достаточно тонкий, он расположен очень близко к поверхности воды

плоть до  $c_p < U_{10} / 2$  [58], то есть область ветро-волнового обмена энергией расположена близко к водной поверхности и слабо зависит от возраста волн. Поэтому приближение «молодого» волнения адекватно. Другими словами, так как «молодые» волны распространяются намного медленнее, чем ветер, они взаимодействуют с ветром как почти стационарная шероховатость поверхности. Следует также принять во внимание, что основной вклад в волновой поток импульса в приводном пограничном слое атмосферы вносят короткие поверхностные волны с длинами менее 1 м [60,8,61,25]. Такие ветровые волны можно генерировать на крупномасштабных лабораторных установках, и, таким образом, моделировать особенности аэродинамического сопротивления поверхности в лабораторных условиях.

В данной главе описаны эксперименты по лабораторному моделированию ветро-волнового взаимодействия ветра и мелкомасштабного ветрового волнения на Высокоскоростном ветро-волновом канале ИПФ РАН. Целью этих экспериментов является определение статистических параметров ветро-волнового взаимодействия, в частности коэффициента аэродинамического сопротивления волной поверхности  $C_D$  и спектральных характеристик ветрового волнения. Полученные результаты были сопоставлены с результатами измерений на Горьковском водохранилище, в том числе с целью определения корректности натурных данных.

## **2.2. Высокоскоростной ветро-волновой канал**

Для моделирования процесса взаимодействия ветра с волнами в лабораторных условиях на базе Большого Термостратифицированного Бассейна (БТСБ) ИПФ РАН был построен прямоточный высокоскоростной ветро-волновой канал (далее ВСВВК). Общий вид на канал представлен на рисунке 2.1. Тракт канала состоит из воздухозаборной части, нагнетательного насоса, воздухопроводной системы, П-образной рабочей части, установленной непосредственно в бассейне, и системы отвода воздуха.

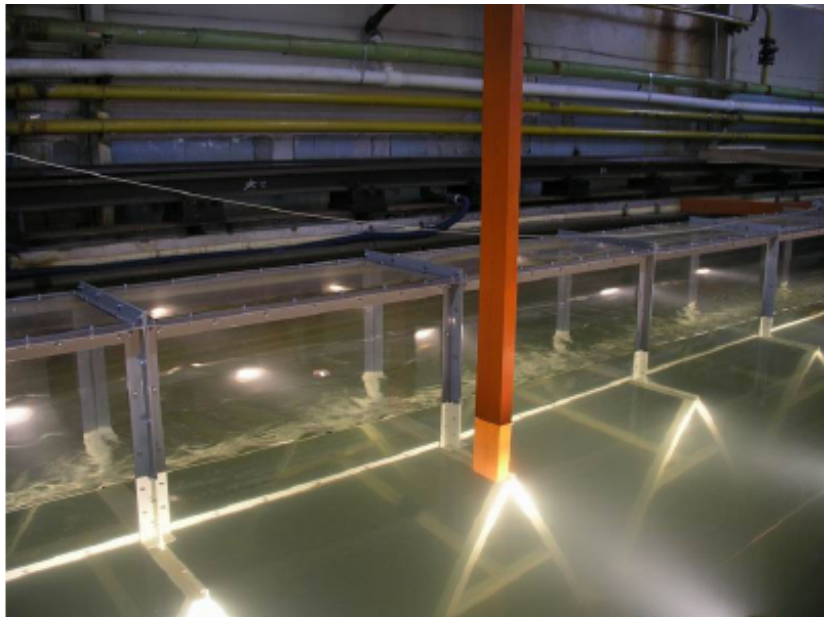


Рисунок 2.1. Общий вид на ветро-волновой канал (вид сбоку)

Общая длина прямой части канала составляет 10 м. Перед входом в канал дополнительно установлена расширяюще-сужающая секция для выравнивания потока и уменьшения уровня турбулентных флуктуаций [62]. При необходимости в ней с целью изменения (выравнивания) профиля скорости дополнительно устанавливаются хонейкомбы (наборы сеток, ячеек на твердом каркасе). Сам канал имеет П-образное сечение (крышка сверху) и установлен на вертикальные опоры. Рабочее сечение воздушного потока составляет  $40 \times 40$  см, боковые стенки погружены в воду на 30 см. На месте поверхности воды может быть установлена нижняя стенка, имитирующая поверхность. Каркас и стойки канала выполнены из дюралюминиевого сплава, боковые стенки и крышки – из оргстекла толщиной 10 мм и 12 мм соответственно. В конце лотка, на выходе воздушного потока установлен волногаситель – клин из мелкоячеистой сетки.

На верхней стенке канала расположены отверстия для введения в канал датчиков. В качестве датчиков используются термоанемометр, трубки Пито, струнные волнографы.

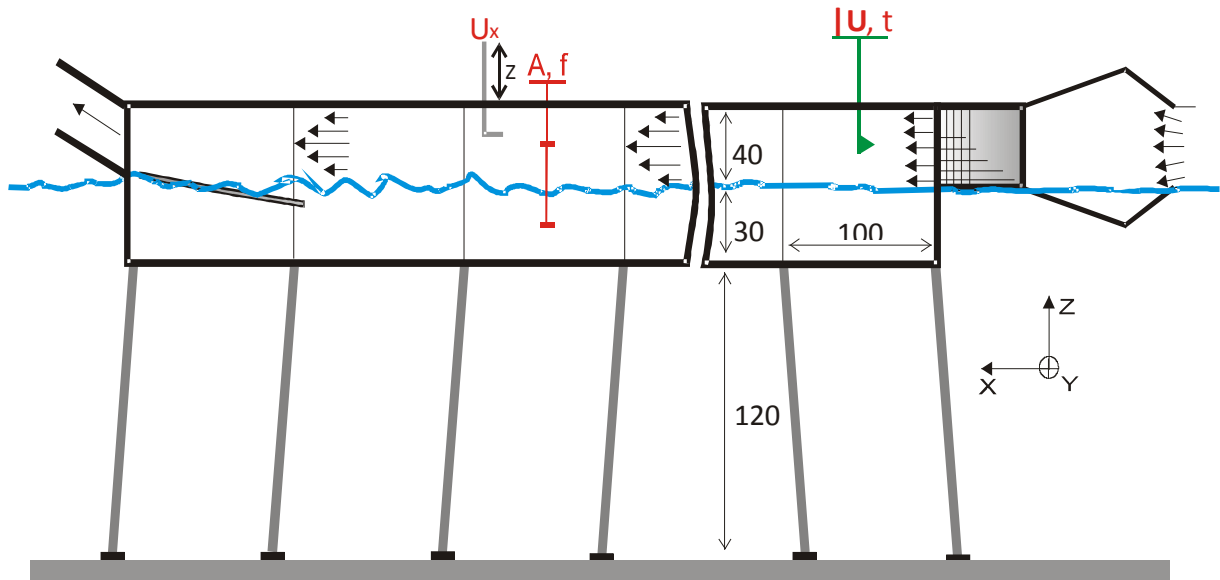


Рисунок 2.2. Схема экспериментов на Высокоскоростном ветро-волновом канале (ВСВВК) в БТСБ ИПФ РАН с измерительным оборудованием. Размеры указаны в см.

Для создания устойчивой стратификации вода в бассейне охлаждалась в среднем до  $12^{\circ}\text{C}$  и благодаря большому резервуару БТСБ ( $160\text{ м}^3$ ) слабо варьировались (дисперсия по всем реализациям составила  $0,2^{\circ}\text{C}$ ). Воздух в канал при этом поступал из помещения лаборатории, и его температура в канале в среднем равнялась  $21^{\circ}\text{C}$ . Для создания неустойчивой стратификации приповерхностный слой в бассейне прогревался до  $17^{\circ}\text{C}$ , а воздух в канал поступал с улицы, и его температура в канале была около  $10^{\circ}\text{C}$ . Для контроля температуры и средней скорости воздуха на входе в канал был установлен пленочный термоанемометр. Точность измерения температуры составляла  $0,02^{\circ}\text{C}$ , а скорости  $0,1\text{ м/с}$  для всего диапазона скоростей в эксперименте. Средняя температура воздуха на входе в канал варьировалась достаточно сильно (дисперсия составляет  $0,8^{\circ}\text{C}$ ). Этому было две основных причины. Первая: температура воздуха на входе зависит о скорости вращения вентилятора. Вторая причина заключается в изменении температуры в рабочем помещении лаборатории, откуда поступает воздух в канал. Ввиду сильной изменчивости температуры воздуха в канале, она учитывалась при пересчете показаний трубки Пито.

### 2.3. Измерение параметров воздушного потока.

Для измерения характеристик воздушных потоков в рабочей секции на расстоянии  $7\text{ м}$  от начала канала совместно использовались пневмометрическая трубка Пито (рис. 2.3а), соединенная с дифференциальным измерителем давления MKS Baratron 226 AD (рис. 2.3б), и термоанемометр, аналогичный установленному в начале канала. Они были

соединены друг с другом и размещены на едином сканирующем устройстве. Оба датчика имеют одинаковый диаметр, а уровень измерительной головки термоанемометра совпадал с уровнем входного отверстия динамического давления Пито. Это обеспечивало одинаковый уровень измерений скорости и температуры воздушного потока. Термоанемометр размещался сзади Пито, и потому, в отличие от термоанемометра на входе в канал, использовался только для измерения температуры. Тестовые эксперименты продемонстрировали отсутствие взаимного влияния на результаты измерения обоих приборов. Разница результатов измерений по отдельности и совместно не выходила за границы погрешности приборов.

Для питания MKS Baratron 226 AD и индикации результатов измерения давления используется двухканальный блок PR4000B (Рис. 2.3в). На вход манометра подается напряжение питания в 15 В, а на выходе при помощи АЦП L-Card E14-140 снимается напряжение, пропорциональное разности давлений в подводящих трубках. Частота измерения до 20 Гц. Сигнал с АЦП записывается компьютером.

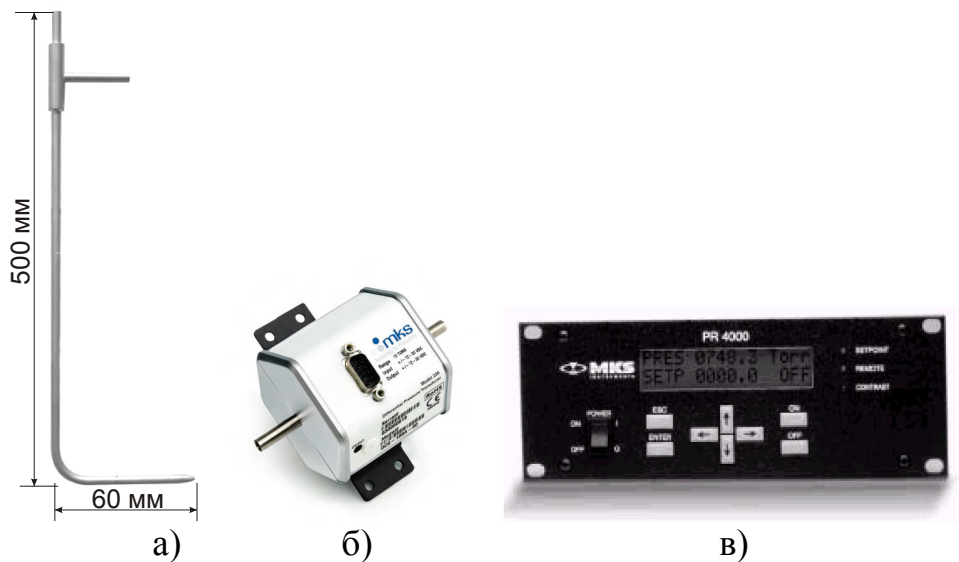


Рисунок 2.3. а) Пневмометрическая трубка Пито. б) дифференциальный измеритель давления MKS Baratron 226 AD. в) Блок питания и сбора информации PR4000B.

Скорость в области измерения получается пропорциональной корню из напряжения, снимаемого с дифференциального манометра:

$$v = \sqrt{\frac{2\Delta P}{\rho_{air}}} \sim \sqrt{U}, \quad (2.3.1)$$

где  $\Delta P$  – разность давлений, получаемых с трубки,  $\rho_{air}$  – плотность воздуха,  $U$  – напряжение на дифференциальном манометре. Плотность воздуха определялась, исходя

из измерений температуры, давления, а также оцененной относительной влажности по формуле [63]:

$$\rho_{air} = \frac{P_d}{R_d T} + \frac{P_v}{R_v T}, \quad (2.3.2)$$

где  $T$  – температура ( $K$ ),  $p_v = \phi \cdot 6.1078 \cdot 10^{\frac{7.5T-2048.625}{T-35.85}}$  – давление водяного пара ( $Па$ ),  $\phi$  – относительная влажность воздуха,  $p_d = p - p_v$  – парциальное давление сухого воздуха ( $Па$ ),  $p$  – абсолютное давление,  $R_d = 287,058 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot K)$  – газовая постоянная для сухого воздуха,  $R_v = 461,495 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot K)$  – постоянная для пара. Относительная влажность воздуха  $\phi$  в канале в отсутствие брызг практически не зависит от скорости ветра и интенсивности волнения и примерно равна 80%.

Точность измерения скорости с использованием трубки Пито, MKS Baratron 226 AD и блока PR4000B составляет 0,5%, разрешение 0,01%, максимальная скорость 23 м/с.

При использовании трубки Пито размеры области измерения скорости сопоставимы с расстоянием между отверстиями трубки в продольном направлении и с диаметром трубки в поперечном, то есть глобальные градиенты скорости, вызванные влиянием стенок и поверхности воды, в данном случае не влияют на измерения. Брызги, образующиеся при обрушении волн в случае сильного ветра, непосредственно не влияют на измерение скорости трубкой Пито, но лишь до тех пор, пока капля воды не попадет в одно из отверстий трубки. Такая капля, попадая в соединительные шланги, сильно искажает показания дифференциального манометра. При записи реализаций момент попадания капли в трубку Пито четко виден по резкому изменению характера сигнала. В этом случае запись прекращается, и через оба канала трубки Пито прокачивается воздух, выталкивающий капли из каналов системы. В итоге среднее значение скорости вычисляется как среднее по времени и по реализациям (в случае интенсивного попадания брызг в трубку – по нескольким частям реализаций, в которых брызги еще не попали в трубку, т.к. затруднительно получить достаточно длинную реализацию).

Сканирование по высоте начиналось с различных позиций в зависимости от параметров поверхностного волнения. Минимальная высота измерения от невозмущенной поверхности составляла 10 мм

Классический метод профилирования (см. п.1.4.3) при измерении коэффициента сопротивления поверхности основан на сохранении в стационарном пограничном слое тангенциальных турбулентных напряжений, определяющих турбулентный поток импульса  $\tau_{turb} \sim u_*^2$ . Однако для аэродинамических труб и ветровых каналов характерно



развитие турбулентного пограничного слоя, при этом можно выделить три подслоя на различном расстоянии от поверхности: вязкий подслой, слой постоянных потоков и «следная» часть. Вязкий подслой, где наибольшую роль играют эффекты, связанные с вязкостью, существует над аэродинамически гладкой поверхностью на расстояниях меньших, чем  $20 \div 30\nu/u_*$  (где  $\nu$  – кинематическая вязкость), что для умеренных ветров составляет около 1 мм. «Следная» часть – это внешняя часть турбулентного пограничного слоя, где пограничный слой переходит во внешний поток. Его толщина  $\delta$  линейно растёт от начала канала. Слой постоянных потоков находится над верхней границей вязкого подслоя и простирается на толщину приблизительно  $(0.15 \div 0.2)\delta$ . Только в слое постоянных потоков профиль скорости потока логарифмический и может быть экстраполирован на стандартную метеорологическую высоту 10 м. Обычно в аэродинамических трубах и ветровых каналах толщина слоя постоянных потоков менее 10 см, и его прямое исследование при сильных ветрах является сложной задачей, в основном ввиду эффекта сдувания брызг с горбов волн и конечной высоты самих волн. К счастью, параметры слоя постоянных потоков могут быть получены из измерений в «следной» части турбулентного пограничного слоя, так как профиль дефекта скорости в развивающемся пограничном слое является автомодельным и подчиняется «закону следа» [64,65]:

$$\frac{U_{\max} - U(z)}{u_*} = F\left(\frac{z}{\delta}\right), \quad (2.3.3)$$

где  $U_{\max}$  – скорость свободного потока. Лабораторные эксперименты показывают [9], что автомодельное выражение (2.3.3) не зависит от аэродинамической шероховатости стенок канала в пределах экспериментальной точности.

Автомодельными параметрами для профиля дефекта скорости и вертикальной координаты являются  $z/\delta$  и  $(U_{\max} - U(z))/u_*$ , где  $U_{\max}$  – максимальная скорость в турбулентном пограничном слое. Автомодельные профили дефекта скорости могут быть аппроксимированы следующими уравнениями [58]:

$$U_{\max} - U(z) = u_* (-2.5 \ln(z/\delta) + \alpha) \quad (2.3.4)$$

в слое постоянных потоков, и

$$U_{\max} - U(z) = \beta u_* (1 - z/\delta)^2 \quad (2.3.5)$$

в «следной» части.

Полученные в ВСВВК данные в автомодельных переменных ложатся на одну кривую (см. рисунок 2.4). Параметры в уравнениях (2.3.4) и (2.3.5) были получены из аппроксимаций экспериментальных данных:  $\alpha = 1,5$ ,  $\beta = 8,5$ .

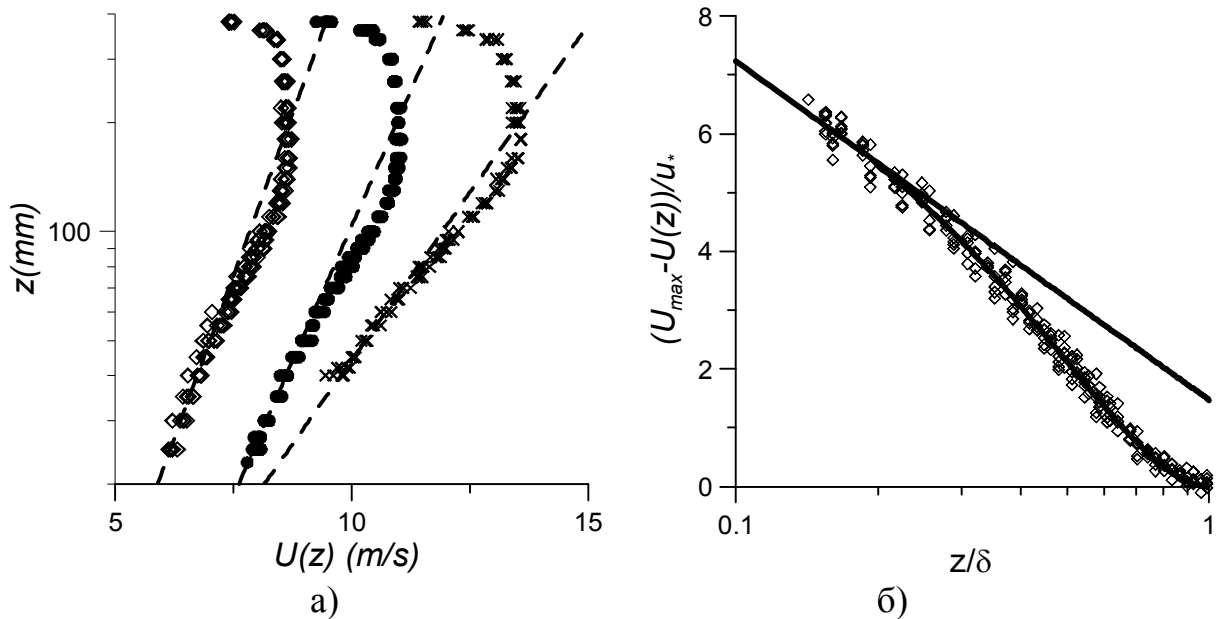


Рисунок 2.4. а) Примеры профилей скорости ветра для различных значений расхода воздуха в канале. Пунктирными линиями показаны логарифмические аппроксимации в слое постоянных потоков; б) Результаты измерений профилей скорости в автомодельных переменных (2.3.4) и (2.3.5).

Путем аппроксимации по уравнению (2.3.5) результатов измерений в «следной» части вычисляются параметры турбулентного пограничного слоя ( $U_{\max}$  и  $\delta$ ), а затем параметры логарифмической части вычисляются по выражению:

$$U(z) = 2.5u_* \ln(z/z_0), \quad (2.3.6)$$

где

$$z_0 = \delta \exp(-\kappa U_{\max} / u_* + \alpha \kappa). \quad (2.3.7)$$

Далее определяется коэффициент аэродинамического сопротивления  $C_D$ , выражения для которого через  $u_*$ ,  $U_{\max}$  и  $\delta$  следует из уравнений (2.3.6) и (2.3.7):

$$C_D = \frac{\kappa^2}{(\kappa U_{\max} / u_* - \alpha \kappa + \ln(H_{10} / \delta))}. \quad (2.3.8)$$

## 2.4. Исследование ветрового волнения

Для измерения формы поверхностного волнения применялась трехканальная система струнных волнографов, аналогичная используемой в натурном эксперименте на

Горьковском водохранилище, описанной в п.1.3. Расстояние между парами струн составляло 2,5 см, частота опроса – 100 Гц. Обработка данных так же проводилась с помощью FDM метода. В данном случае, ограничение восстанавливаемых пространственных спектров по волновому числу (см п.1.5) составляет  $k_{\max} = 1,25 \text{ см}^{-1}$ . Волнограф находился в рабочей секции в 7 см за датчиками скорости и температуры воздушного потока.

Рядом располагался датчик для измерения температуры воды. Глубина расположения датчика увеличивалась по мере увеличения скорости ветра, чтобы он всегда находился на 3 см ниже среднего уровня впадин волн в рабочей секции. Точность измерения датчика 0.05 °С.

## **2.5. Результаты измерений и сравнение с натурным экспериментом**

### **2.5.1. Параметры воздушного потока**

Профили скорости ветра были измерены для 12 значений скорости на оси канала (от 6 до 24 м/с) с разрешением по высоте 0,3-0,5 см.  $C_D$  и  $U_{10}$  вычислены по уравнениям (2.3.6) и (2.3.8) соответственно. Полученная зависимость коэффициента сопротивления поверхности от скорости ветра на стандартной метеорологической высоте 10 м показана на рисунке 2.5. в вместе с данными, взятыми из статьи [66]. Данные, полученные на двух различных установках различными методами, достаточно близки при низких и высоких скоростях ветра – различие  $C_D$  менее 10%. Тенденция к насыщению коэффициента сопротивления поверхности хорошо видна для обоих наборов данных, однако пороги насыщения по скорости ветра несколько отличаются (33 м/с для данных из [66] и около 27 м/с для данных, полученных на ВСВВК). Возможно, причина тому – разница в деталях обработки данных.

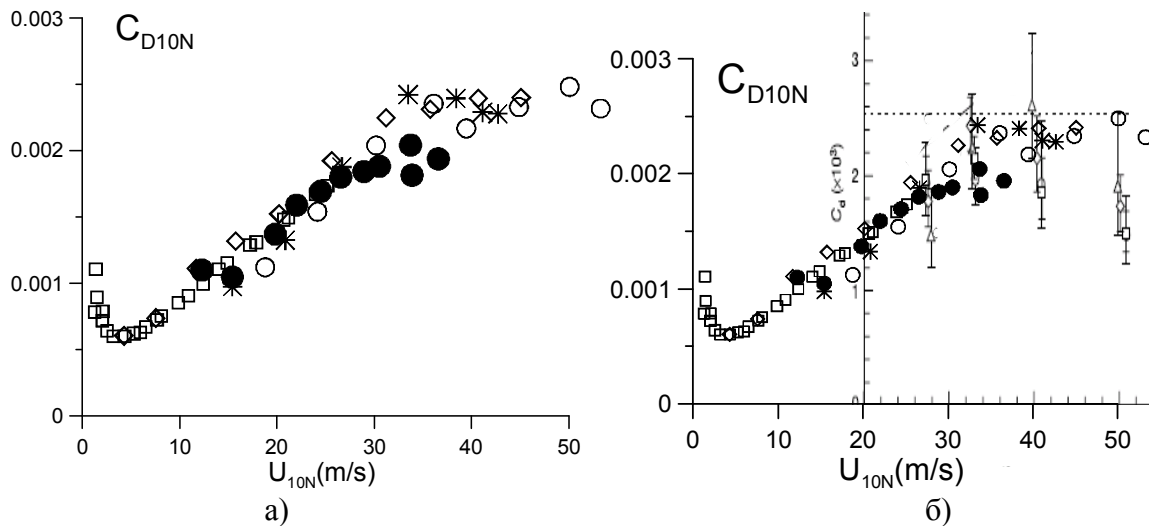


Рисунок 2.5. Зависимость коэффициента сопротивления поверхности от скорости ветра.  
 а) Закрашенные круги – измерения на ВСВВК, незакрашенные символы – данные из работы [66]. б) Закрашенные круги – измерения на ВСВВК, незакрашенные символы – данные из работ [66] и [67].

Значения  $C_D$ , полученные в лаборатории в работе [66], несколько превышают данные, полученные в натуральных условиях [67] (рисунок 2.5б). Кроме того, в работе [67] описывается уменьшение  $C_D$  для скорости ветра на высоте 10 м, превышающей 35 м/с, которое не наблюдалось [66]. Наши лабораторные данные находятся в лучшем согласии с натурными данными, и хотя экстремально высокие скорости ветра, когда  $C_D$  уменьшается, не были достигнуты на установке, в измеренном интервале скоростей ветра данные находятся в хорошем согласии, в том числе в области насыщения (замедления скорости роста) коэффициента  $C_D$ . Таким образом, результаты лабораторного моделирования хорошо согласуются с натурными измерениями в условиях урагана в океане, несмотря на то, что разгон волн на лабораторной установке значительно меньше, чем в натуральных условиях, и, как следствие, волны в лаборатории короче и круче, то есть можно ожидать повышенное аэродинамическое сопротивление поверхности. Вероятно, это связано с тем, что основной вклад в аэродинамическое сопротивление взволнованной водной поверхности вносит коротковолновая часть спектра волнения.

Также было проведено сравнение данных, полученных на ВСВВК и на Горьковском водохранилище. На рисунке 2.6 представлены результаты натурального эксперимента (см. п.1.6.1), включая аппроксимацию  $C_D(U_{10})$  (1.6.1), и данные лабораторного моделирования. Видно, что предложенная параметризация (1.6.1) хорошо описывает лабораторные данные при скоростях ветра  $U_{10}$  меньших порогового значения  $27 м/с$ , при котором наблюдается тенденция к насыщению коэффициента  $C_D$ . При этом

область насыщения ( $U_{10} > 27 \text{ м/с}$ ) хорошо описывается медленно растущей линейной зависимостью

$$C_D = 1.29 \cdot 10^{-5} U_{10} + 0.0015. \quad (2.5.9)$$

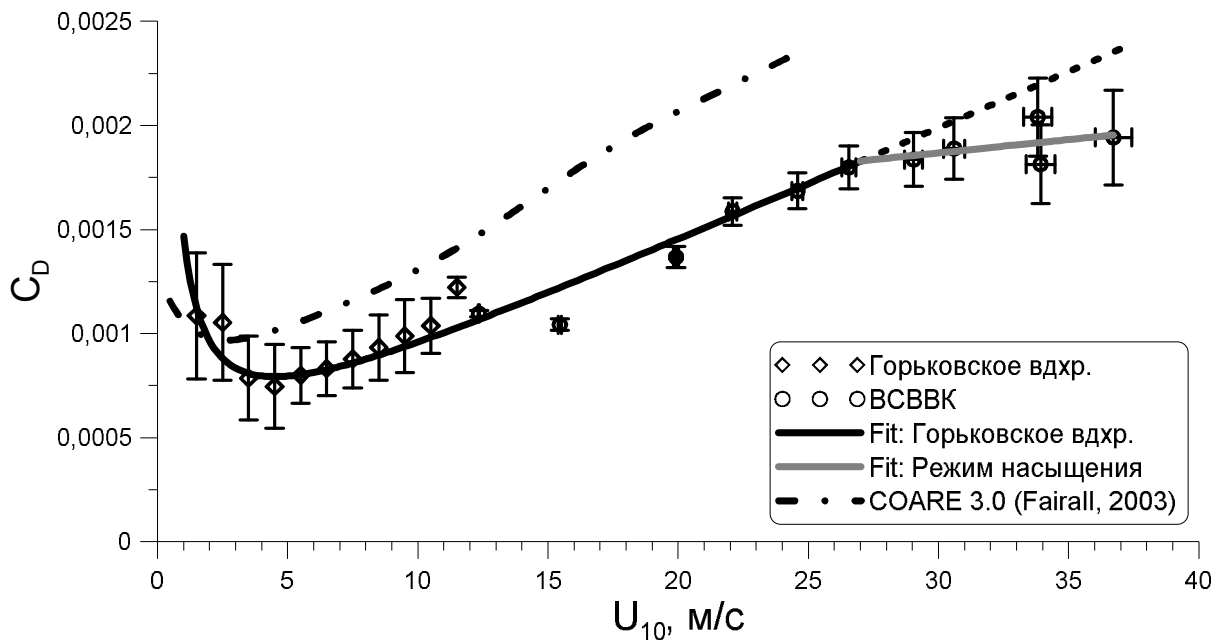


Рисунок 2.6. Зависимость коэффициента сопротивления поверхности от скорости ветра.  $\diamond$  – натурные данные,  $\circ$  – результаты лабораторного моделирования. Черная сплошная линия – аппроксимация (1.6.1) натуральных данных, серая линия – линейная аппроксимация (2.5.9) режима насыщения, штрих-пунктирная линия – эмпирическая модель COARE 3.0 [46].

Таким образом, результаты лабораторного моделирования хорошо согласуются и с данными, полученными в условиях урагана, и результатами измерений на Горьковском водохранилище. Следовательно, обмен импульсов между атмосферой и гидросферой достаточно качественно моделируется на ВСВБК.

### 2.5.2. Характеристики поверхностного волнения

С применением метода FDM (см. п.1.5) для лабораторного моделирования также были получены пространственно-временные спектры поверхностного волнения. На рисунке 2.7 показаны восстановленные пространственные спектры волнения при различных значениях скорости ветра. На графике спектров по волновому числу (рисунок 2.7а) пунктиром показан наклон, соответствующий асимптотике  $k^{-3}$ . Аппроксимации высокочастотных асимптотик спектров показаны на рисунке 2.7б. Видно, что, как и в натуральных условиях, в лабораторном моделировании наблюдаются близкие к  $k^{-3}$  асимптотики спектров. Отметим, что при малых ветрах асимптотики смещаются в область длин волн, нерегистрируемых системой волнографов (см. п.2.4).

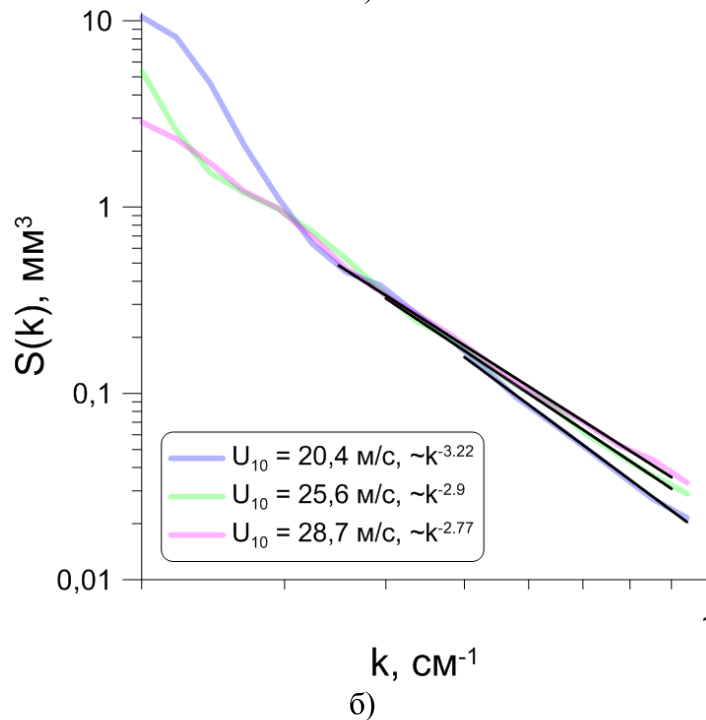
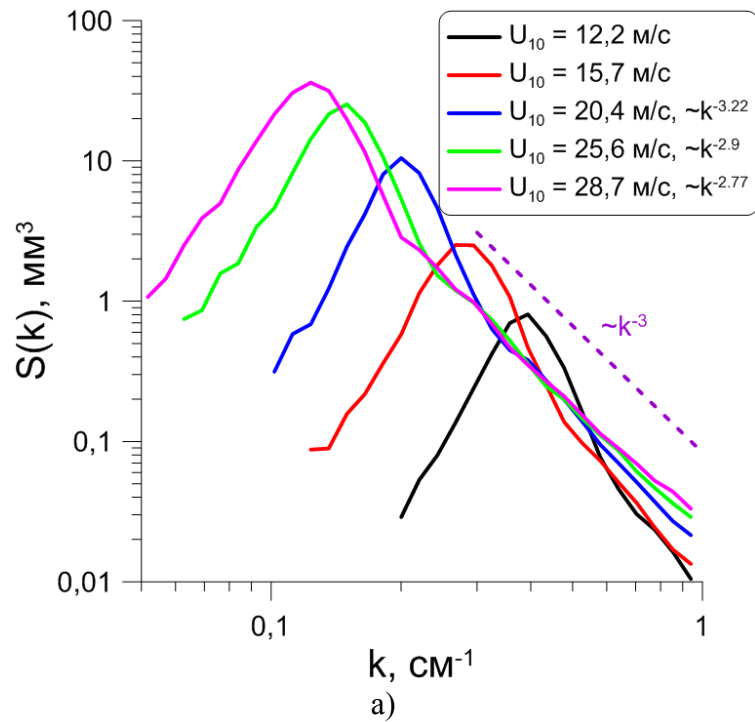
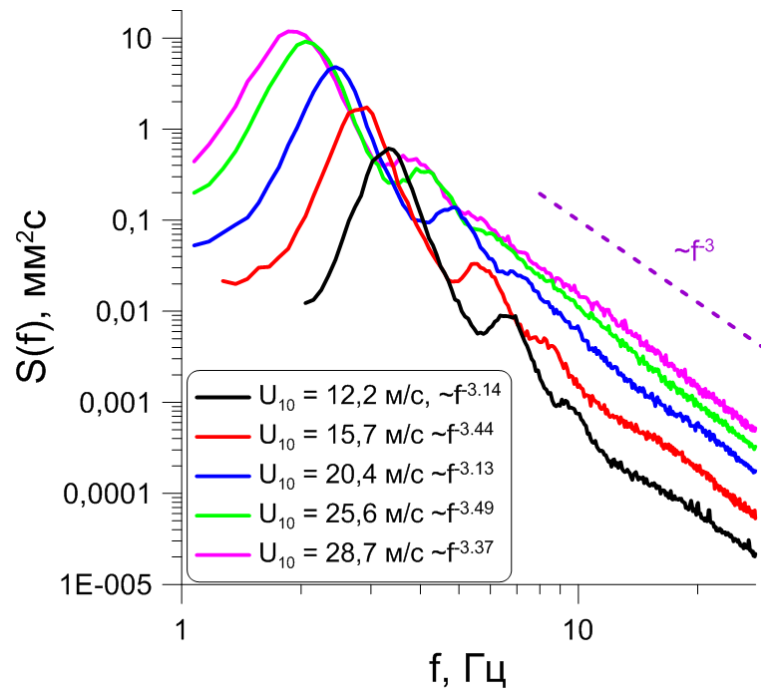
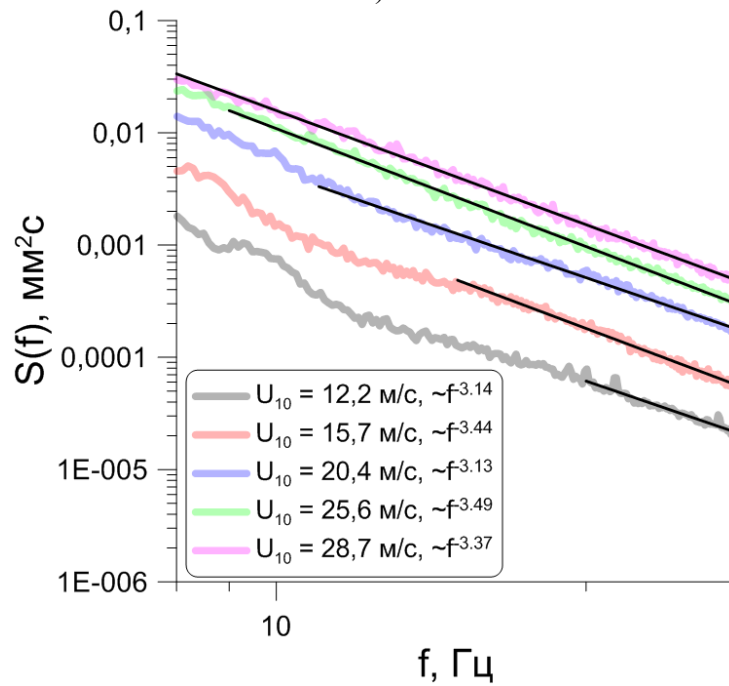


Рисунок 2.7. а) Пространственные спектры волнения, восстановленные при различных скоростях ветра в канале. б) Высоочастотные асимптотики спектров. Черными линиями показаны аппроксимации степенной функцией

Анализ временных спектров волнения (рисунок 2.8) показывает, что для них характерны асимптотики, близкие к  $\sim \omega^{-3}$ . Кроме этого, в лабораторном эксперименте наблюдались волны кратных частот, что хорошо видно спектрах волнения. Эти явления объясняются тем, что в лабораторных условиях генерируются связанные волны кратных гармоник. Отличие асимптотики от  $\sim \omega^{-3}$  обусловлено тем, что в канале распространяются также и свободные волны, для которых должно выполняться  $\sim \omega^{-5}$ .



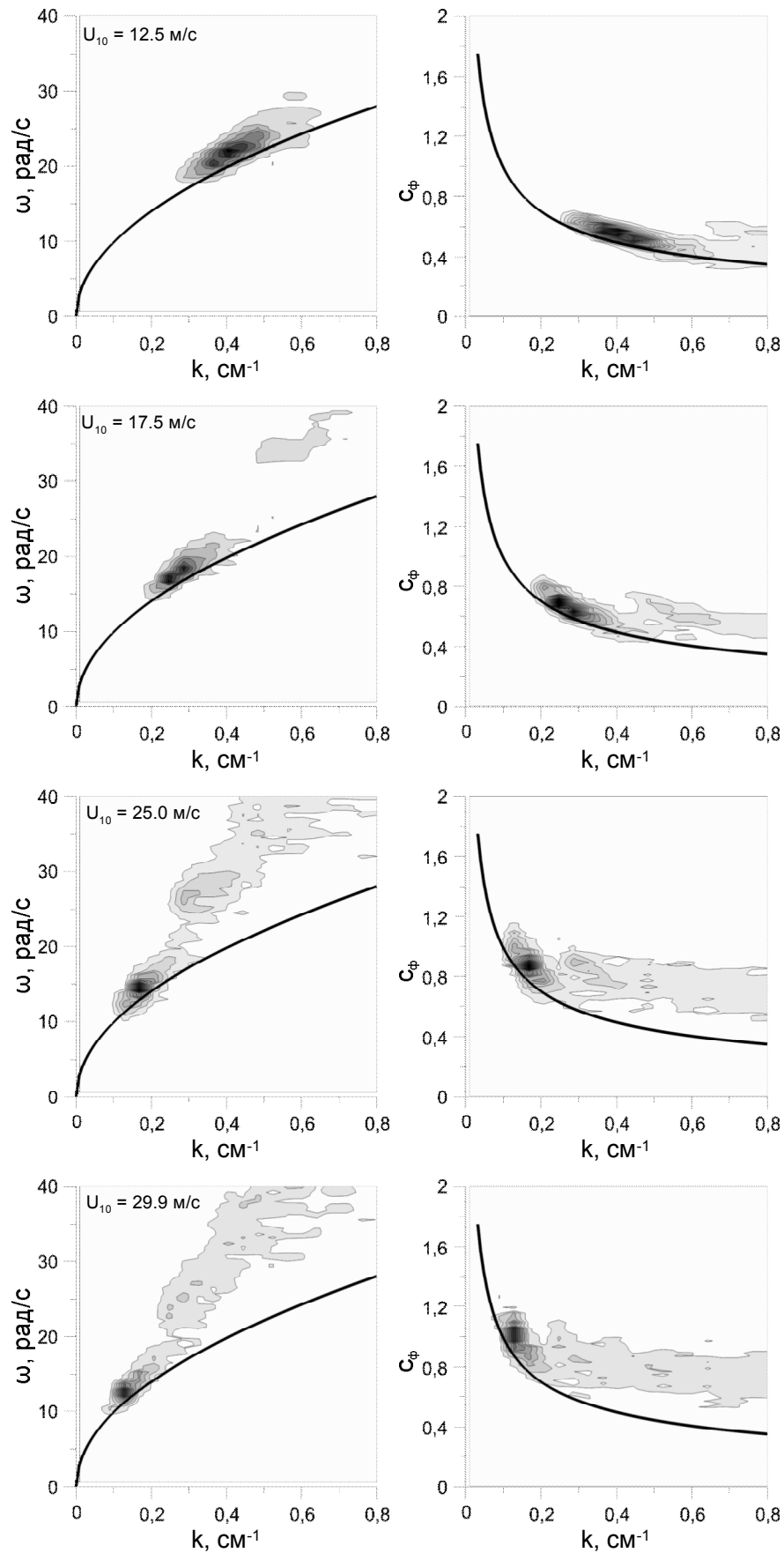
а)



б)

Рисунок 2.8. а) Временные спектры волнения, восстановленные при различных скоростях ветра в канале. б) Высоочастотные асимптотики спектров. Черными линиями показаны аппроксимации степенной функцией

Связанность волн наглядно иллюстрируется двумерными спектрами: на рисунке 2.9 показано распределение величины  $k^3 S(\omega, k)$  на плоскостях  $(k, \omega)$  и  $(k, c_\phi)$ , где  $c_\phi = \omega/k$  – фазовая скорость соответствующих гармоник.



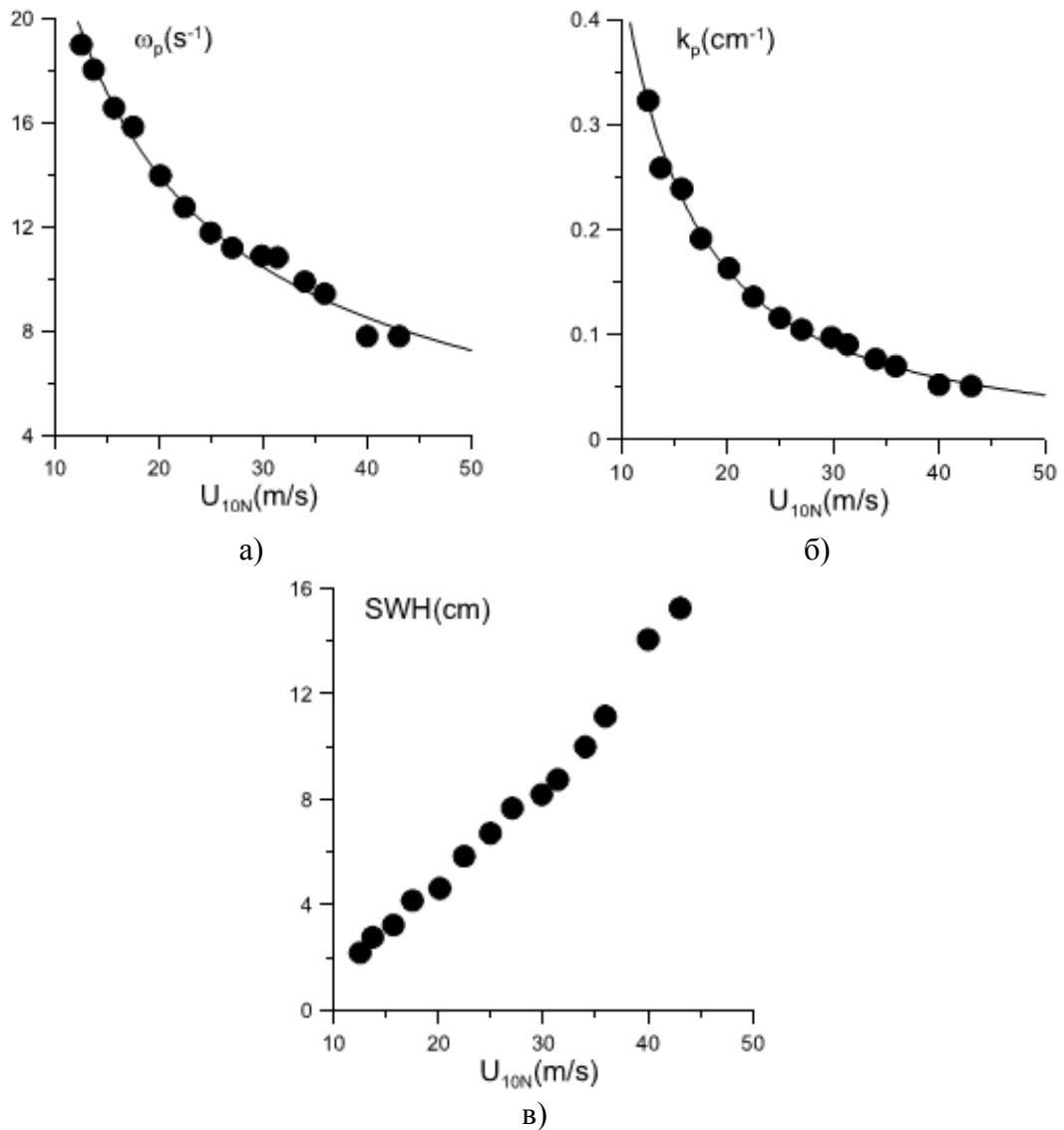
. Рисунок 2.9. Примеры двумерных пространственно-временных спектров насыщения  $k^3 S(k, \omega)$ . Линейная цветовая шкала – величина спектральной плотности энергии волн в относительных единицах, сплошная линия – дисперсионное соотношение  $\omega = \sqrt{gk}$ .



По графикам (рисунок 2.9) видно, что спектр достаточно узкий по сравнению с натурными условиями (см. рисунок 1.13), а высокочастотная составляющая в основном определяется связанными волнами: наблюдается линейная зависимость  $\omega(k)$ , то есть постоянство фазовой скорости для различных гармоник. Особенно сильно это проявляется при сильном ветре.

Таким образом, и в натуральных, и в лабораторных условиях высокочастотная асимптотика пространственного спектра волнения соответствует спектру насыщения Филлипса. При этом асимптотика временного спектра определяется дисперсионным соотношением: свободных волн на глубокой воде  $\omega = \sqrt{gk}$  для натуральных условий и связанных волн  $\omega \sim k$  для лабораторного моделирования. Вследствие этого спектры имеют высокочастотные асимптотики  $\omega^{-5}$  и  $\omega^{-3}$  для натуральных и лабораторных условий соответственно.

Был проведен анализ зависимости интегральных характеристик волнения (значимая высота волн  $H_s$ , среднеквадратичный уклон водной поверхности  $slope$ , временная  $\omega_p$  и пространственная  $k_p$  частоты пика спектра) от скорости ветра  $U_{10}$ . На рисунке 2.10 показаны зависимости временной  $\omega_p$  (рисунок 2.10а) и пространственной  $k_p$  (рисунок 2.10б) частот пика спектра волнения, а также значимой высоты волнения  $H_s$  (рисунок 2.10в) от скорости ветра  $U_{10}$ .



. Рисунок 2.10. а) Зависимость временной частоты пика спектра волнения от скорости ветра. б) Зависимость пространственной частоты пика спектра от скорости ветра. в) Зависимость значимой высоты волнения от скорости ветра. г) Распределение временной и пространственной частот пика спектра волнения. Сплошная линия – дисперсионное соотношение  $\omega = \sqrt{gk}$ .

Аппроксимация зависимостей, представленных на рисунке 2.10 степенными функциями, дает  $k_p \sim U_{10}^{-1,45}$ ,  $\omega_p \sim U_{10}^{-0,72}$  и  $H_S \sim U_{10}^{1,5}$ . В результате, уклон спектрального пика, пропорциональный произведению значимой высоты волны и пикового волнового числа,

$$slope_p = k_p a_p \approx k_p H_S / 4 \quad (2.5.1)$$

мало зависит от скорости ветра, что, возможно, отвечает режиму насыщения пиковых волн, подобно описанному в работе [66]. Полученные значения величины  $slope_p$  представлены на рисунке 2.11 окружностями. Кроме этого был найден

среднеквадратичный уклон волнения  $slope$  как интеграл от спектра уклонов  $k^2 S(k)$  аналогично (1.6.9). На рисунке 2.11 значения  $slope$  показаны закрашенными кругами.

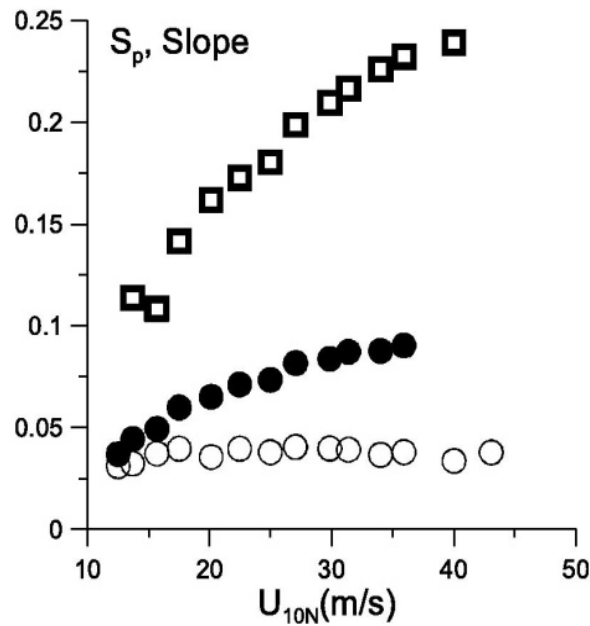


Рисунок 2.11. Зависимость среднего квадрата уклона волн от скорости ветра.  $\circ$  – значения  $slope_p^2$  (см. (2.5.1));  $\bullet$  – значения  $slope^2$ ,  $\square$  – значения  $slope_{(E)}^2$ .

Поскольку регистрируемое системой волнографов волнение имеет ограничение сверху по волновому числу (см. п.2.4), экспериментальные спектры  $S(k)$  были дополнены модельной функцией, предложенной Эйфохейли [68]:

$$S_{tot}(k) = S(k) + \frac{10^{-2}}{2} \left( 1 + 3 \ln \frac{u_*}{c_m} \right) \frac{c_m}{c} e^{-\frac{1}{4} \left( \frac{k}{k_m} - 1 \right)^2}, \quad (2.5.2)$$

где  $k_m = 3k_p$ , а  $c_m$  - соответствующая волновому числу  $k_m$  фазовая скорость волны.

Определенный для полученного спектра средний квадрат уклона

$$slope_{(E)}^2 = \int k^2 S_{tot}(k) dk. \quad (2.5.3)$$

также показан на рисунке 2.11.

Поскольку максимумы распределения спектральной мощности  $S(\omega, k)$  лежат значительно выше (около 10%) кривой линейной дисперсионной зависимости для свободных гравитационных поверхностных волн  $\omega = \sqrt{gk}$  (рисунок 2.9), был оценен вклад нелинейности в соотношение наблюдаемых  $\omega(k)$ . В дисперсионное соотношение для нелинейных гравитационных волн на глубокой воде [69]

$$\omega = \left( 1 + \frac{(ka)^2}{2} \right) \sqrt{gk} \quad (2.5.4)$$

В качестве  $ka$  были подставлены полученные в (2.5.1) оценки величины  $k_p a_p$ . На рисунке 2.12 показаны двумерные спектры возвышения  $S(\omega, k)$ , на которые наложены кривые линейной и нелинейной дисперсионной зависимостей. Видно, что учет эффекта нелинейности волн приводит к хорошему соответствию восстановленного пространственно-временного спектра дисперсионному соотношению.

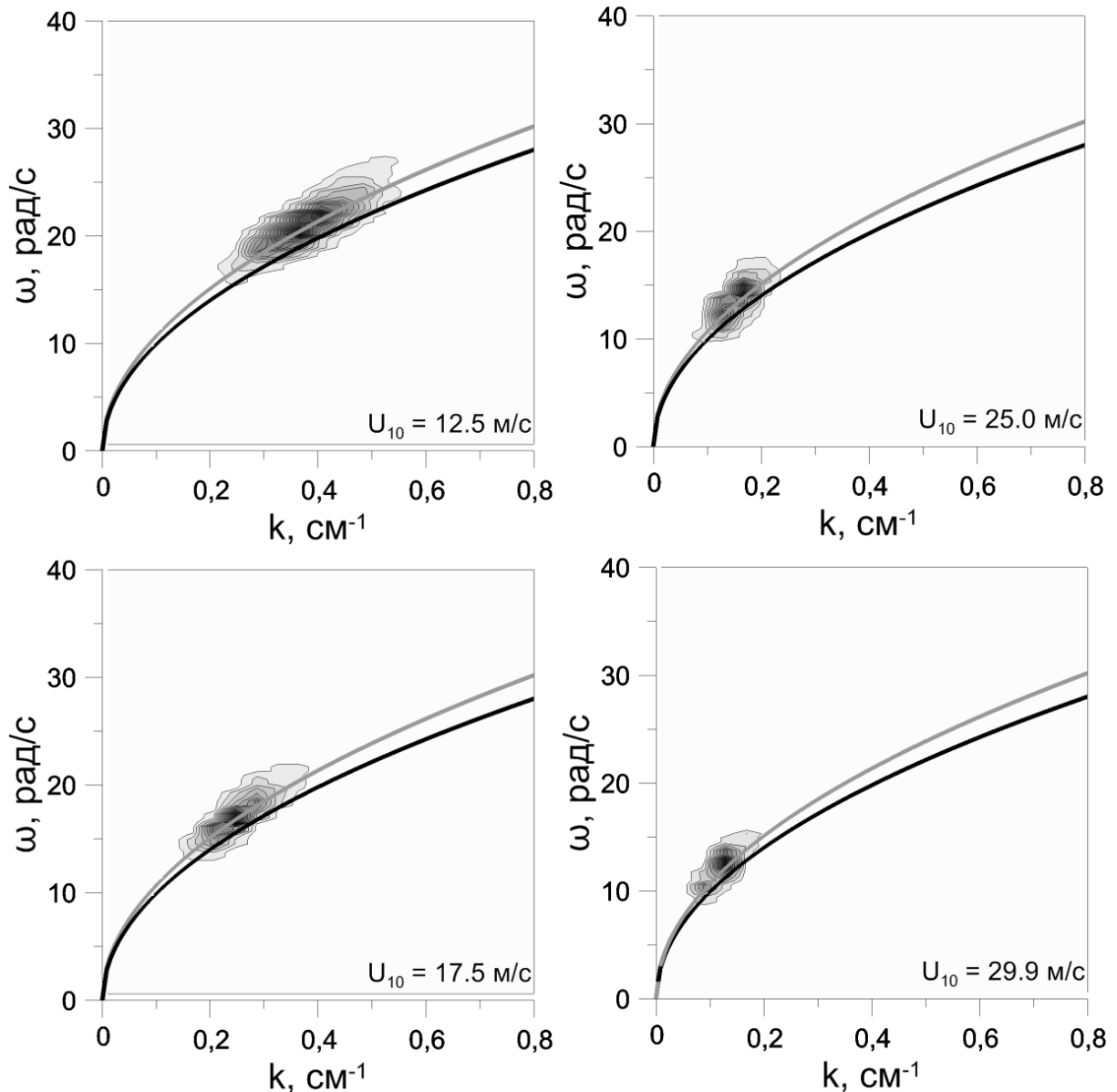


Рисунок 2.12. Примеры двумерных пространственно-временных спектров  $S(k, \omega)$ .

Линейная цветовая шкала – величина спектральной плотности энергии волн в относительных единицах; черная линия – линейное дисперсионное соотношение  $\omega = \sqrt{gk}$ , серая линия – оценка нелинейного дисперсионного соотношения для пика спектра (2.5.4)

На рисунке 2.13 представлено распределение частот пика спектра  $\omega_p(k_p)$ , а также отмечены результаты, полученные в натурном эксперименте. Линиями на графике показаны линейная и нелинейная дисперсионные зависимости. Видно, что, несмотря на

достаточно хорошее соответствие максимумов пространственно-временных спектров дисперсионному соотношению, наблюдается завышение значений распределения  $\omega_p(k_p)$  относительно кривой (2.5.4).

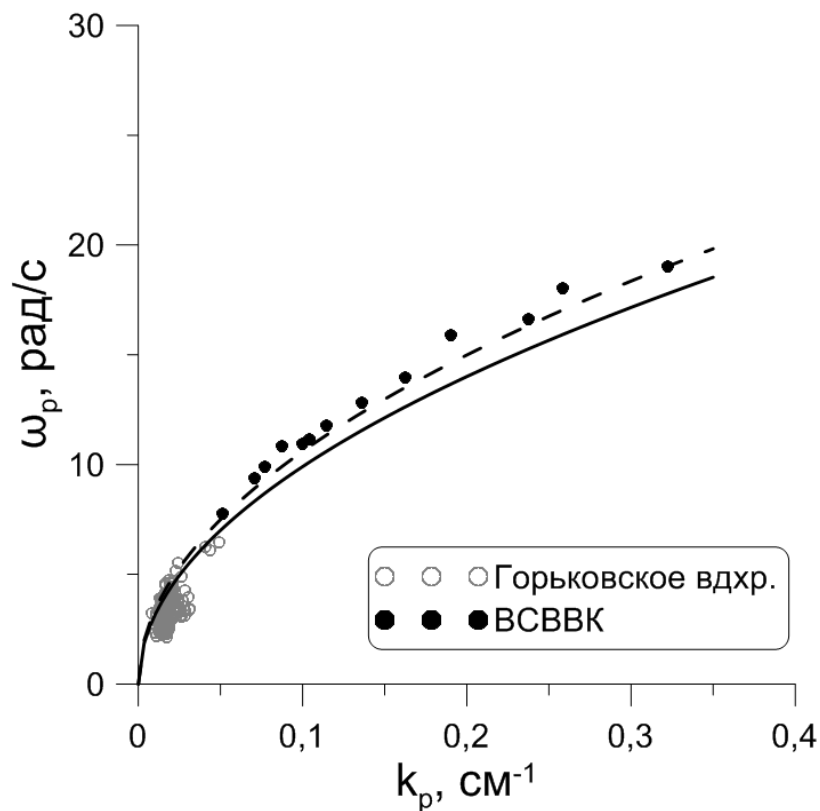


Рисунок 2.13. Распределение значений временной и пространственной частот пика спектра.  $\circ$  – результаты натурального эксперимента,  $\bullet$  – результаты лабораторного моделирования; сплошная линия – дисперсионное соотношение  $\omega = \sqrt{gk}$ , пунктирная линия – нелинейное дисперсионное соотношение (2.5.4).

Эти расхождения могут быть объяснены индуцированными ветром течениями, дающие поправку

$$\omega_p(k_p) = \omega_p^{(0)} + k_p u, \quad (2.5.5)$$

где  $u$  – скорость индуцированного течения.

Для сравнения со спектрами, полученными на Горьковском водохранилище, были построены распределения  $S(k, \vartheta)$  (рисунок 2.14). Видно, что по сравнению с натурными условиями, угловое распределение волновых чисел характеризуется меньшей шириной, несмотря на более молодое волнение в условиях ВСВВК.

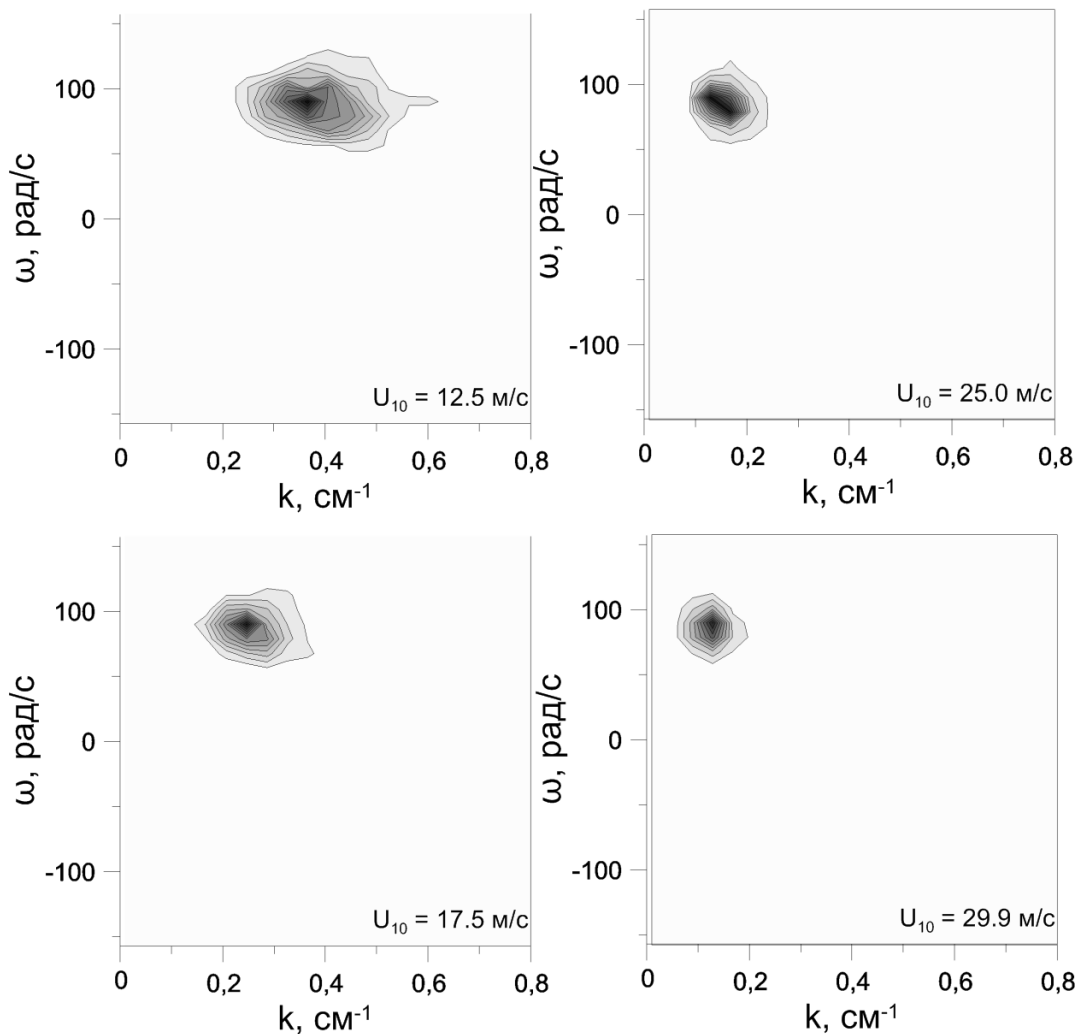


Рисунок 2.14. Примеры направленных пространственных спектров  $S(k, \vartheta)$ . Линейная цветовая шкала – величина спектральной плотности энергии волн в относительных единицах.

Аналогично натурному эксперименту был проведен анализ ширины углового распределения спектрального пика  $\sigma_{k, \vartheta}$  (см. (1.6.7)), результат представлен на рисунке 2.15. Как и в натуральных условиях, величина  $\sigma_{k, \vartheta}$  не зависит от скорости ветра, однако ее абсолютное значение  $15^\circ \pm 1^\circ$  значительно меньше. Это объясняется стабильностью воздушного потока в лабораторном моделировании и его более узким угловым распределением.

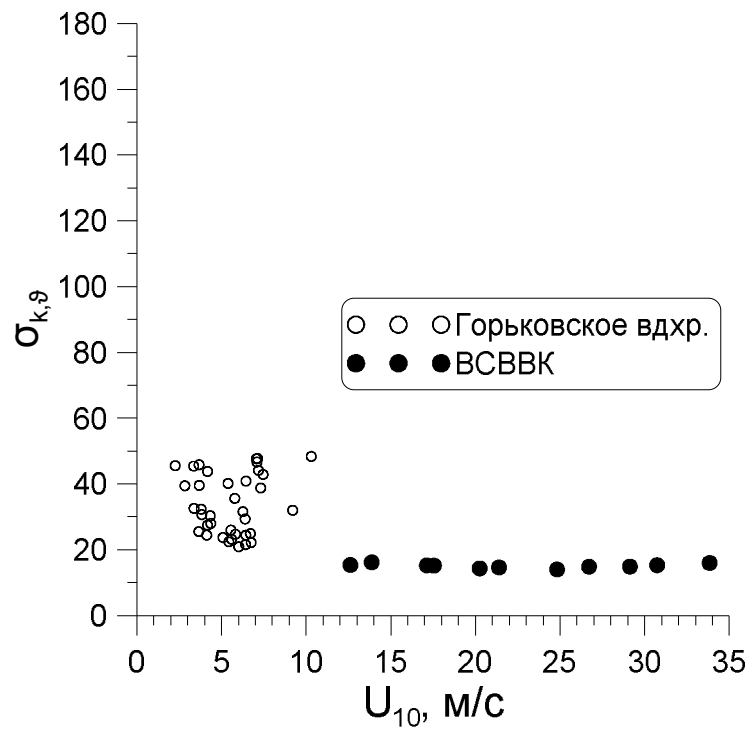


Рисунок 2.15. Зависимость угловой ширины пика спектра  $S(k_p, \vartheta)$  от скорости ветра  $U_{10}$ .

По аналогии с п.1.6.1 был проведен анализ спектров ветрового волнения. На рисунке 2.16а приведены спектры насыщения, нормированные на референсные значения (см. (1.6.3)). Полученные константы насыщения спектров  $\alpha$  приведены на рисунке 2.16б. Отметим, что значения параметра  $\alpha$  достаточно точно описываются кривой (1.6.4), полученной при значениях параметра возраста волн  $0.83 < U_{10}/c_p < 4$ .

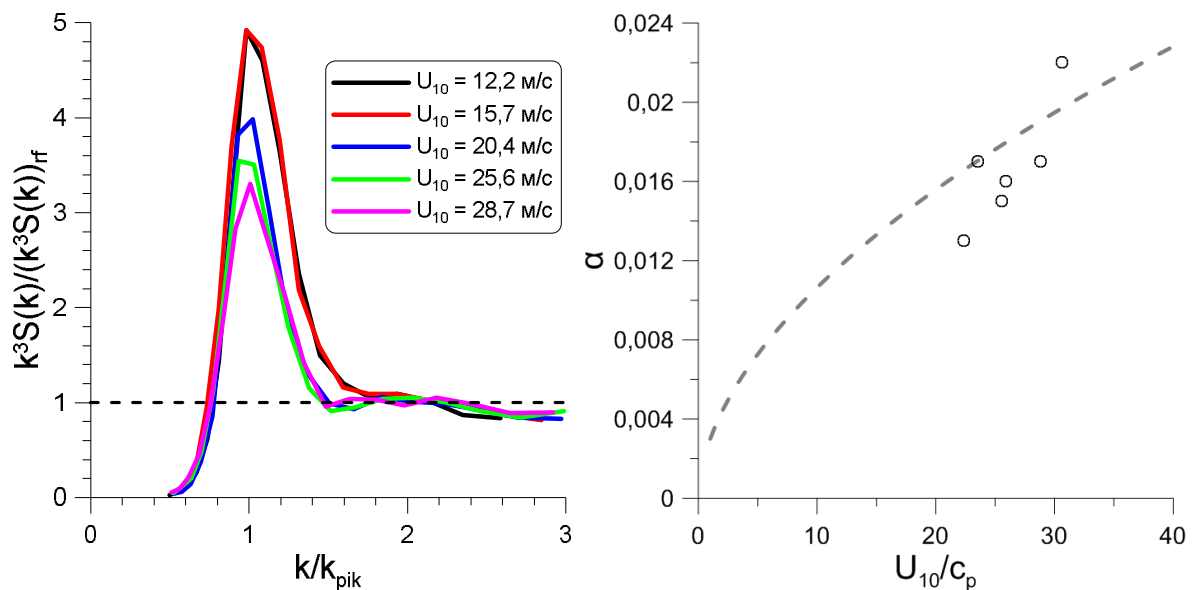


Рисунок 2.16. а) Спектры насыщения при различных скоростях ветра, нормированные на референсные значения (1.6.3). б) Зависимость коэффициента насыщения  $\alpha$  от параметра возраста волнения.  $\circ$  – результаты эксперимента, пунктирная линия – функция (1.6.4)

На рисунке 2.17 приведены результаты как лабораторного моделирования, так и натурального эксперимента. Сплошной линией на графике показана аппроксимация данных с Горьковского водохранилища степенной функцией

$$\alpha = 0.004(U_{10}/c_p)^{0.44}, \quad (2.5.6)$$

отличающейся от предложенной Донеланом [52] функции (1.6.4), причем разница достигает 33% в области  $U_{10}/c_p \sim 1$ , что соответствует полностью развитому волнению или волнам зыби, наблюдаемым на водохранилищах при стихающем ветре.

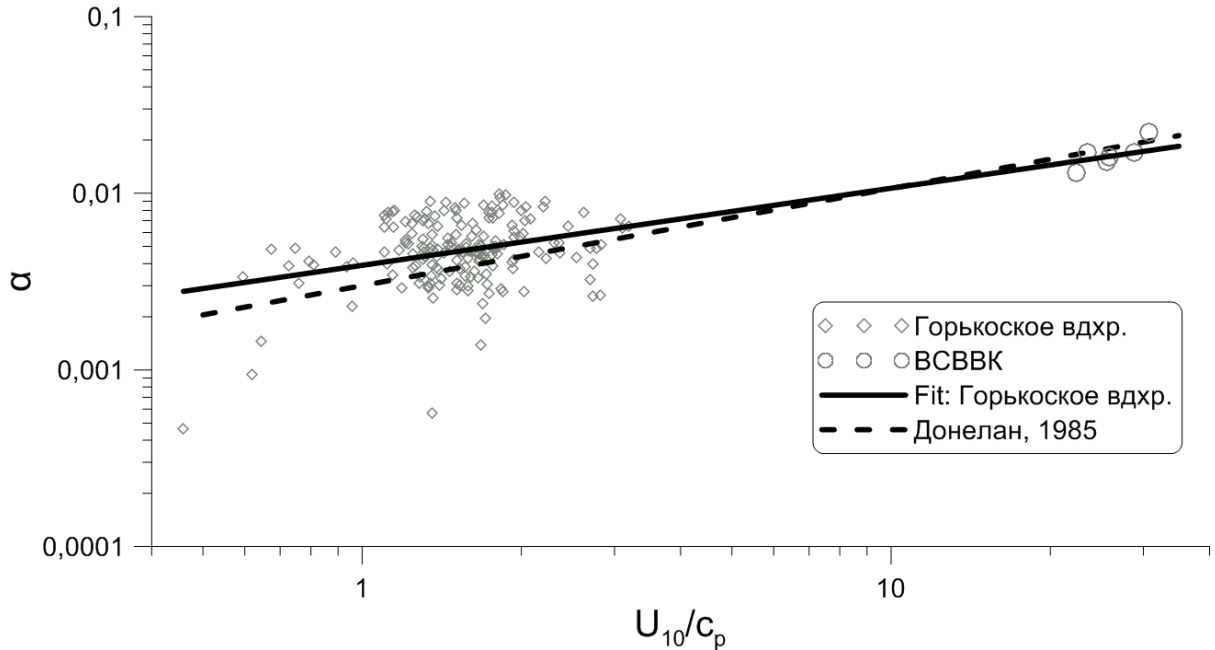


Рисунок 2.17. Зависимость коэффициента насыщения  $\alpha$  от параметра возраста волнения.  $\diamond$  – результаты натурального эксперимента,  $\circ$  – результаты лабораторного моделирования, пунктирная линия – функция (1.6.4), сплошная линия – аппроксимация натуральных данных функцией (2.5.6)

На представленном графике видно, что обе функции (1.6.4) и (2.5.6) хорошо предсказывают полученные в лабораторном эксперименте значения, однако предложенная в [52] зависимость (1.6.4) предсказывает чуть большие значения по сравнению с экспериментальными результатами.

## 2.6. Заключение

В ходе лабораторного моделирования была проведена серия экспериментов, направленных на изучение ветро-волнового взаимодействия. Эксперименты проводились на Высокоскоростном ветро-волновом канале Института прикладной физики со следующими параметрами установки: скорость ветра  $0 \div 25$  м/с (эквивалентная скорость ветра на высоте 10 м  $U_{10}$  до 40 м/с), длина рабочей части 10 м, сечение  $40 \times 40$  см<sup>2</sup>. В ходе экспериментов проводились одновременные измерения скорости ветра и параметров



ветровых волн. Возвышение поверхности измерялось системой из трех струнных волнографов, обеспечивающей восстановление трехмерных пространственно-временных спектров. С помощью трубки Пито и термоанемометра, а также системы PIV, получены вертикальные профили средней скорости потока воздуха. Для вычисления скорости трения ветра и коэффициента сопротивления использован метод профилирования, при котором параметры логарифмического пограничного слоя найдены в предположении автомодельности профиля дефекта скорости из аппроксимации «следной» части, расположенной выше, где провести измерения проще. Полученные данные оказались в хорошем согласии с результатами измерений [66].

Пространственно-временные спектры поверхностных волн получены аналогично восстановленным в ходе натурного исследования – с использованием алгоритма, основанного на быстром преобразовании Фурье и аналогичного Wavelet directional method (WDM) [34]. Показано, что как и в натурном эксперименте, пространственные спектры имеют асимптотику  $k^{-3}$ , соответствующую спектру насыщения Филлипса [48]. Найденные в соответствии с этой асимптотикой константы насыщения спектра хорошо описываются кривой, полученной в [52] в условиях значительно более развитого волнения. Сопоставление с данными натурного эксперимента показало, что аналогичная функция, являющаяся аппроксимацией данных с Горьковского водохранилища, немного лучше описывает полученные и в натуральных, и в лабораторных условиях результаты. При этом в области  $U_{10} / c_p \sim 1$ , соответствующей полностью развитому волнению либо волнам зыби при стихающем ветре, полученная функция отличается от предложенной в [52] на 33%.

Также были восстановлены направленные пространственные спектры и двумерные пространственно-временные. Показано, что коротковолновая часть спектра в условиях лабораторного моделирования во многом обусловлена наличием связанных волн. При этом пиковые значения спектра  $S(\omega, k)$  отклоняются от дисперсионного соотношения для свободных волн на глубокой воде  $\omega = \sqrt{gk}$  в сторону увеличения  $\omega$ . Учет полученных оценок влияния нелинейности на дисперсионное соотношение приводит к хорошему соответствию спектра  $S(\omega, k)$  и нелинейного дисперсионного соотношения.

Угловое распределение по волновым векторам, наблюдаемое в лабораторном эксперименте, значительно уже полученного на Горьковском водохранилище, при этом, как и в натуральных условиях, ширина углового распределения пика спектра  $S(k_p, \theta)$  не зависит от скорости ветра.

Результаты измерений параметров воздушного потока показывают существование двух режимов – с критическим значением скорости ветра  $U_{10} \approx 27 \text{ м/с}$ . Коэффициент сопротивления  $C_D$  имеет тенденцию к насыщению при скоростях ветра больших критической подобно результатам [66], причем именно при этих скоростях начинается интенсивное обрушение волн с образованием пенных гребней и генерацией брызг.

Сопоставление результатов лабораторного исследования воздушного потока и данных натурального эксперимента показало, что предложенная по результатам исследования на Горьковском водохранилище параметризация  $C_D(U_{10})$  хорошо описывает поведение коэффициента аэродинамического сопротивления при скоростях ветра меньших критической.

### 3. ОЦЕНКА ПРИМЕНИМОСТИ СЛАБО-НЕЛИНЕЙНЫХ МОДЕЛЕЙ ДЛЯ ОПИСАНИЯ ПАРАМЕТРОВ ПРИВОДНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ И СПЕКТРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ НА КОРОТКИХ РАЗГОНАХ

#### 3.1. Введение

Чаще всего численное описание волн в озерах и водохранилищах основывается на эмпирических моделях [70,71]. Но эмпирические соотношения основаны на усредненных характеристиках, которые не могут предсказать важные для многих задач оперативной метеорологии экстремальные условия (например, шторм [72]), и поэтому необходимо использование различных численных моделей волнения или воздушного потока. При этом часто подобные модели либо используют более простые эмпирические как часть себя, либо нуждаются в эмпирических данных для калибровки. В любом случае, любая численная модель должна адекватно предсказывать наблюдаемый результат, а потому нуждается в верификации на основании экспериментальных данных.

В настоящей главе приводится описание квазилинейной модели приводного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью и глобальной прогностической модели ветрового волнения WAVEWATCH III [1], а также приводится сравнение результатов моделирования и экспериментальных исследований.

Квазилинейная модель предназначена для определения коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности и инкремента нарастания поверхностных волн в условиях ураганного ветра и позволяет объяснить снижение (стабилизацию) коэффициента  $C_D$  при ураганных ветрах. Модель основана на решении уравнений Рейнольдса в криволинейных координатах с использованием аппроксимации вихревой вязкости, учитывающей наличие вязкого подслоя. Профиль средней скорости ветра находится с учетом нелинейных волновых напряжений (волнового потока импульса), а волновые возмущения, индуцированные в воздухе волнами на поверхности воды, определяются в рамках линейных уравнений. В качестве входных параметров модель использует направленный пространственный спектр и скорость трения  $u_*$ , определяющую вертикальный поток горизонтальной компоненты импульса. Результаты натурного и лабораторного экспериментов были использованы в качестве входных данных, а полученные в результате численного моделирования значения коэффициента  $C_D$  сравнивались с экспериментальными данными.

Спектральная модель WAVEWATCH III предназначена для расчета параметров ветрового волнения на основе данных о скорости ветра над исследуемой областью.

Модель направлена главным образом на описание морских и океанических волн, в том числе в прибрежных зонах, но на сегодняшний день WAVEWATCH III и другие аналогичные модели, такие как WAM [2] и SWAN [3], применяются не только для крупномасштабного прогноза в условиях океана, но и на крупных внутренних водоемах, например, на Великих озерах в Северной Америке [73,74]. Комплекс WAVEWATCH III включает в себя несколько моделей ветро-волнового взаимодействия, подключаемых пользователем, в том числе такие, в которых задание параметризации  $C_D(U_{10})$  возможно напрямую. Для численного счета в качестве информации о ветре были использованы данные с Горьковского водохранилища, а рассчитанные спектральные характеристики сравнивались с полученными в натуральных условиях. При этом в том числе была использована предложенная по результатам натуральных исследований на Горьковском водохранилище параметризация  $C_D(U_{10})$  для проверки ее корректности.

### 3.2. Квазилинейная модель приводного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью

#### 3.2.1. Описание модели

Модели ветрового потока над взволнованной поверхностью моря, в которых вычисляется коэффициент сопротивления морской поверхности, как правило, основаны на решении уравнения для закона сопротивления морской поверхности (см., например, [5,22,75,76]). Он следует из сохранения вертикального потока горизонтальной компоненты импульса в турбулентном пограничном слое, осредненного по волновым возмущениям, т.е.

$$\tau_{turb}(\eta) + \tau_{wave}(\eta) = u_*^2, \quad (3.2.1)$$

где  $\tau_{turb}(z)$  – касательное турбулентное напряжение. Для аппроксимации  $\tau_{turb}(z)$  используют либо модель турбулентной вязкости, либо модель длин смешения:

$$\tau_{turb}(z) = \nu \frac{dU}{dz} = l^2 \left| \frac{dU}{dz} \right|^2, \quad (3.2.2)$$

где  $\nu$  – коэффициент турбулентной вязкости, а  $l$  – длина смешения.

Волновое напряжение  $\tau_{wave}$  определяется из следующего выражения:

$$\tau_{wave}(\eta) = u_*^2 \int_0^\infty k dk \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \beta(k, \theta) k^2 S(k, \theta) \varphi(z, k, \theta) \cos \theta d\theta. \quad (3.2.3)$$

Здесь  $\varphi(z, k, \theta)$  – волновой поток импульса в  $k$ -й гармонике,  $S(k, \theta)$  – спектр возвышений поверхности воды,  $\beta$  – безразмерный коэффициент ветровой накачки, пропорциональный инкременту поверхностных волн:

$$\text{Im } \omega = \frac{1}{2} \omega \frac{u_*^2}{c^2} \beta. \quad (3.2.4)$$

Коэффициент сопротивления морской поверхности находится из решения уравнения, выражающего закон сопротивления морской поверхности с граничными условиями

$$\begin{aligned} U|_{z=0} &= 0, \\ U|_{z=H_{10}} &= U_{10}. \end{aligned} \quad (3.2.5)$$

В различных моделях отличаются выражения для  $\beta$ ,  $\varphi(z, k, \theta)$  и спектров возвышений  $S(k, \theta)$ . Данные экспериментов и результаты модельных расчетов показывают, что при скоростях ветра  $U_{10}$  меньших 30 м/с коэффициент сопротивления является возрастающей функцией  $U_{10}$ .

Развиваемая в настоящей работе модель является обобщением двумерной модели [77] на трехмерный случай и аналогична квазилинейной модели, предложенной в [21,78]. В отличие от [21,78] используется аппроксимация коэффициента вихревой вязкости, учитывающая вклад вязкого подслоя, и спектр поверхностного волнения с добавлением его высокочастотной части. Это позволяет напрямую учесть вклад коротких волн сантиметрового и дециметрового диапазонов в отличие от большинства используемых в настоящее время моделей, которые описывают вклад коротковолновой части спектра волнения введением параметра шероховатости.

Модель основана на решении системы уравнений Рейнольдса

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial \langle p \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}, \quad (3.2.6)$$

замыкаемых с помощью градиентной аппроксимации

$$\sigma_{ij} = \langle u_i u_j \rangle = \nu \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right). \quad (3.2.7)$$

Здесь  $\nu$  – коэффициент турбулентной вязкости – заданная функция координат, вид которой обсуждается ниже. В присутствии волн на поверхности воды граничные условия на поверхности раздела вода-воздух имеют вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \langle u \rangle \frac{\partial \xi}{\partial x} + \langle v \rangle \frac{\partial \xi}{\partial y} \Big|_{z=\xi(x,y,t)} = \langle w \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}, \quad (3.2.8)$$

$$\langle \vec{u}_\tau^w \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)} = \langle \vec{u}_\tau^a \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)},$$

где  $\langle \vec{u}_\tau^w \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}$ ,  $\langle \vec{u}_\tau^a \rangle \Big|_{z=\xi(x,y,t)}$  – тангенциальные компоненты скорости в воздухе и воде.

Случайные поля возвышений поверхности воды представим в виде интеграла Фурье-Стилтьеса:

$$\zeta(\vec{r}, t) = \int dA(\vec{k}, \omega) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}, \quad (3.2.9)$$

где  $\vec{k} = (k_x, k_y)$  – двумерный волновой вектор.

Для статистически однородного и стационарного поля возвышения поверхности воды имеет место тождество

$$\langle dA(\vec{k}, \omega) dA(\vec{k}_1, \omega_1) \rangle = F(\vec{k}, \omega) \delta(\vec{k} - \vec{k}_1) \delta(\omega - \omega_1) d\vec{k} d\vec{k}_1 d\omega d\omega_1, \quad (3.2.10)$$

где  $F(\vec{k}, \omega)$  – пространственно-временной спектр возвышений.

В настоящей модели учитывается вязкий подслой логарифмического пограничного слоя вблизи водной поверхности, масштаб которого, не превышающий нескольких миллиметров, мал по сравнению с типичными амплитудами поверхностных волн. Чтобы избежать сильной геометрической нелинейности, перейдем от декартовых координат  $(x, y, z)$  к криволинейным координатам  $(\xi_1, \xi_2, \eta)$  по формулам:

$$\begin{aligned} x &= \xi_1 + \int i \cos \vartheta e^{i(k(\xi_1 \cos \vartheta + \xi_2 \sin \vartheta) - \omega t) - k\eta - i\varphi} dA, \\ y &= \xi_2 + \int i \sin \vartheta e^{i(k(\xi_1 \cos \vartheta + \xi_2 \sin \vartheta) - \omega t) - i\varphi - k\eta} dA, \\ z &= \eta + \int e^{i(k(\xi_1 \cos \vartheta + \xi_2 \sin \vartheta) - \omega t) - i\varphi - k\eta} dA. \end{aligned} \quad (3.2.11)$$

Здесь  $\vartheta$  – угол, который отсчитывается от направления ветра. В линейном приближении координатная поверхность  $\eta = 0$  совпадает с взволнованной поверхностью воды.

Будем искать решение системы уравнений Рейнольдса, описывающих ветровой пограничный слой над взволнованной водной поверхностью, в виде суммы среднего поля скорости ветра  $\vec{U}_0(\eta)$  и возмущений, индуцированных в воздушном потоке волнами на поверхности воды:

$$\langle \vec{u} \rangle = \vec{U}_0(\eta) + \int \vec{u}'(\eta) e^{i(k(\xi_1 \cos \vartheta + \xi_2 \sin \vartheta) - \omega t) - i\varphi - k\eta} k \cdot dA. \quad (3.2.12)$$

Будем в дальнейшем предполагать, что для описания волнового поля применимо приближение случайных фаз. Строго говоря, это утверждение не вполне корректно, его нарушение связано, прежде всего, с генерацией связанных волн [79], которые представляют собой высшие гармоники гравитационных волн. Их фаза определенным

образом связана с фазой более длинных волн, так как они наблюдаются вблизи гребней последних. Как показывают наблюдения [80], в натуральных условиях вклад связанных волн в спектр поверхностного волнения невелик, поэтому в настоящей работе они учитываться не будут. Аналогично подходу, который широко применяется в физике плазмы, воспользуемся квазилинейным приближением, тогда отдельные гармоники следует рассматривать независимо. При этом волновые возмущения, индуцированные в воздухе волнами на поверхности воды, следует рассматривать в линейном приближении, а в уравнении для средних компонент скорости необходимо учитывать нелинейные слагаемые – волновые потоки импульса или волновые напряжения.

Тогда уравнения для возмущений, индуцированных в воздушном потоке отдельной гармоникой поверхностных волн с волновым вектором  $\vec{k}$  и частотой  $\omega$  в локальной криволинейной системе координат, в которой одна из координатных осей перпендикулярна волновому вектору, имеют вид

$$\begin{aligned} (\Phi_{0\eta_k} X_1 - \Phi_1 \Phi_{0\eta_k \eta_k}) ik - \left( \frac{d^2}{d\eta_k^2} - k^2 \right) (X_1 v) &= -2v_{\eta_k} \Phi_1 k^2 - 2kAe^{-k\eta_k} (\Phi_{0\eta_k} v_{\eta_k})_{\eta_k}, \\ \frac{d^2 \Phi_1}{d\eta_k^2} - k^2 \Phi_1 &= X_1 - 2ke^{-k\eta_k} \Phi_{0\eta_k \eta_k}, \\ (\Phi_{0\eta_k} V_1 - \Phi_1 \hat{V}_{\eta_k}) ik &= v \left( \frac{d^2}{d\eta_k^2} - k^2 \right) V_1 + v_{\eta_k} V_{1\eta_k} k^2. \end{aligned} \quad (3.2.13)$$

Здесь  $\Phi_{0\eta_k} = U_0(\eta_k) \cos \varphi + V_0(\eta_k) \sin \varphi$  и  $\Phi_1$  – среднее значение и возмущения функции тока,  $\hat{V} = V_0(\eta_k) \cos \varphi - U_0(\eta_k) \sin \varphi$  и  $V_1$  – среднее значение и возмущения поперечной скорости ветра.

Граничные условия (см. [77]) имеют вид

$$\begin{aligned} \Phi_1 \Big|_{\eta_k=0} &= 0, \\ \Phi_{1\eta_k} \Big|_{\eta_k=0} &= 2\omega, \\ V_1 \Big|_{\eta_k=0} &= 0. \end{aligned} \quad (3.2.14)$$

В квазилинейном приближении вклад, вносимый всем спектром поверхностных волн в средний профиль скорости ветра, определяется суммой потоков импульсов от ветра к отдельным гармоникам. При этом проекции скорости ветра на оси  $x$  и  $y$  удовлетворяют следующим уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\eta} \left( v \frac{dU_0}{d\eta} \right) &= \int (\tau_{\parallel}(\eta, k, \varphi, \omega)(\eta) \cos \varphi - \tau_{\perp}(\eta, k, \varphi, \omega)(\eta) \sin \varphi) k^2 F(k, \varphi, \omega) k dk d\varphi d\omega, \\ \frac{d}{d\eta} \left( v \frac{dV_0}{d\eta} \right) &= \int (\tau_{\parallel}(\eta, k, \varphi, \omega)(\eta) \sin \varphi + \tau_{\perp}(\eta, k, \varphi, \omega)(\eta) \cos \varphi) k^2 F(k, \varphi, \omega) k dk d\varphi d\omega. \end{aligned} \quad (3.2.15)$$

где  $\eta$  определяется преобразованием координат (3.2.11), а  $\tau_{\parallel}(\eta, k, \varphi, \omega)$  и  $\tau_{\perp}(\eta, k, \omega)$  выражаются через комплексную амплитуду  $k$ -й гармоники:

$$\begin{aligned}\tau_{\parallel}(\eta, k, \varphi, \omega) &= k \left[ k v_{\eta} \operatorname{Re}(\Phi_{1\eta} - k \Phi_1) e^{-k\eta} + 2k^2 e^{-2k\eta} v_{\eta} U_0 \cos \varphi \right] - \frac{1}{2} k \operatorname{Im}(\Phi_1^* X_1), \\ \tau_{\perp}(\eta, k, \omega) &= -\frac{1}{2} k \frac{d}{d\eta} \operatorname{Im}(\Phi_1^* V_1).\end{aligned}\quad (3.2.16)$$

Уравнения (3.2.15) выражают закон сохранения вертикального потока двух проекций горизонтальной компоненты импульса в турбулентном пограничном слое. Если на большом расстоянии от поверхности касательное турбулентное напряжение направлено по  $x$ , то можно записать компоненты закона сохранения среднего импульса в виде:

$$\begin{aligned}\tau_{turb}^{(x)}(\eta) + \tau_{wave}^{(x)}(\eta) &= u_*^2, \\ \tau_{turb}^{(y)}(\eta) + \tau_{wave}^{(y)}(\eta) &= 0.\end{aligned}\quad (3.2.17)$$

Важным элементом модели взаимодействия турбулентного ветра и волн является гипотеза замыкания уравнений Рейнольдса, а в случае гипотезы замыкания первого порядка это модель коэффициента вихревой вязкости. В настоящей работе  $\nu$  считается заданной функцией вертикальной координаты  $z$ , для которой используется аппроксимация, полученная в эксперименте [81], где определялся профиль скорости турбулентного потока над гидродинамически гладкой пластинкой. При этом в [81] предложена следующая аппроксимация  $\nu(z)$ :

$$\nu = \nu_a \left\{ 1 + \kappa z^+ \left[ 1 - \exp \left[ - \left( z^+ / L \right)^2 \right] \right] \right\}, \quad (3.2.18)$$

где  $z^+ = z / z^*$ , а  $z^* = \nu_a / \sqrt{\tau_{turb}}$  – вязкий масштаб,  $L$  – числовой параметр. Сравнение с параметрами профиля скорости ветра в турбулентном пограничном слое, приведенными в работе [26], дает для аэродинамически гладкой поверхности  $L = 22.4$ , для шероховатой поверхности  $L = 1.15$ , а для переходного режима обтекания  $L = 13.3$ . В случае симметричной относительно ветра формы спектра волн

$$\tau_{turb} = u_*^2 \left( 1 - \frac{\tau_{wave}^{(x)}}{u_*^2} \right), \quad (3.2.19)$$

и получается следующее выражение для коэффициента вихревой вязкости

$$\nu = \nu_a \left\{ 1 + \kappa \frac{u_* \eta \sqrt{1 - \tau_{wave} / u_*^2}}{\nu_a} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{1}{L} \left( \frac{u_* \eta}{\nu_a} \right)^2 \left( 1 - \frac{\tau_{wave}}{u_*^2} \right) \right) \right] \right\}. \quad (3.2.20)$$



Данная аппроксимация отражает тот факт, что вблизи поверхности ( $z^+ < 1$ ) коэффициент вязкости почти постоянен и равен молекулярной вязкости воздуха  $\nu_a$ , а далеко от поверхности он линейно растет при удалении от поверхности воды.

### 3.2.2. Сопоставление с лабораторными данными

В качестве входных данных модели использовались полученные в результате эксперимента значения скорости трения  $u_*$ , а также распределения по модулю и направлению волнового числа спектральной плотности мощности волнения  $S(k, \vartheta)$ . Поскольку в соответствии с (3.2.15) нелинейная добавка к профилю определяется пространственным спектром поверхностных волн  $S(\vec{k})$ , то информация о спектре является одним из важнейших компонентов модели. На рисунке 3.1 ромбами показана зависимость восстановленных в результате численного счета значений скорости  $U_{10}$  от экспериментальных значений  $U_{10}$ , соответствующих входным данным  $u_*$ . Видно, что наблюдается завышение значений скорости ветра  $U_{10}$ , предсказываемых моделью, что соответствует заниженным значениям коэффициента  $C_D$ .

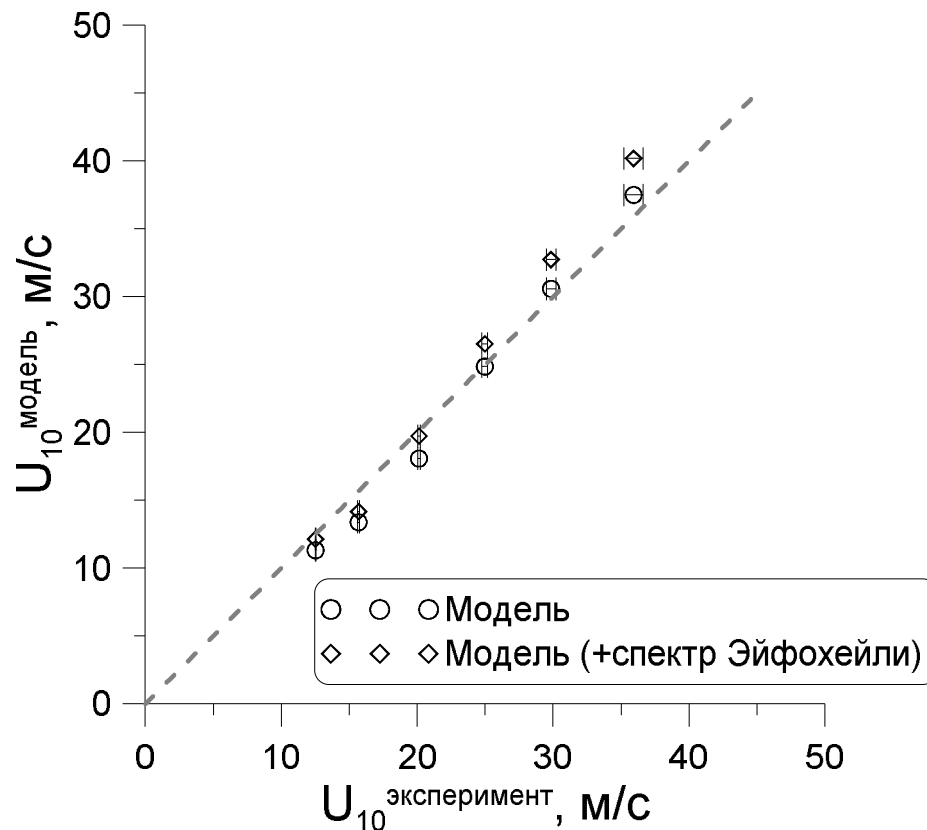


Рисунок 3.1. Сравнение результатов численного моделирования с использованием квазилинейной модели и результатов лабораторных измерений.  $\diamond$  – расчет с использованием экспериментальных данных;  $\circ$  – расчет с использованием дополненной модельной функцией (2.5.2) экспериментального спектра.

В предположении, что существенное влияние на результат численного моделирования может оказывать учет коротковолновой части спектра, экспериментальные спектры  $S(k)$  были дополнены модельной функцией (2.5.2). Полученные зависимости коэффициента сопротивления от скорости ветра (рисунок 3.1) демонстрируют, что учет коротковолновой части спектра в лабораторных условиях при сильных ветрах и, соответственно, интенсивном обрушении волн дает не только качественное (эффект насыщения), но и количественное соответствие вычисленных и измеренных значений  $C_D$ , что демонстрируется хорошим соответствием измеренных и численно определенных значений  $U_{10}$ . При этом одной из возможных причин наблюдаемого различия между вычисленными и измеренными значениями  $C_D$  и  $U_{10}$ , особенно в области умеренных ветров, может быть некорректная модель высокочастотной части волновых спектров, использованная при вычислении, так как спектр Эйфохейли (2.5.2) был предложен на основании обобщения экспериментальных данных для морских условий [68], отличающихся от лабораторных как возрастом энергонесущих волн, так и шириной пространственного спектра.

### 3.2.3. Сопоставление с натурными данными

Аналогично с использованием модели также был произведен расчет для условий Горьковского водохранилища. В качестве входных данных были использованы восстановленные по усредненным в течение 15 минут профилям скорости ветра значения  $u_*$  и соответствующие им двумерные пространственные спектры волнения  $S(k, \vartheta)$ . При этом выбирались 15-минутные интервалы в конце участков записи с постоянным ветром; то есть точки, используемые в качестве входных данных, имеют стабильную предысторию ветра и волнения. Результаты численного счета представлены на рисунке 3.2. Как и для лабораторных условий, расчет проводился для двух вариантов входных данных: только для измеренной части спектра волнения, и для продленной модельной функцией (2.5.2).

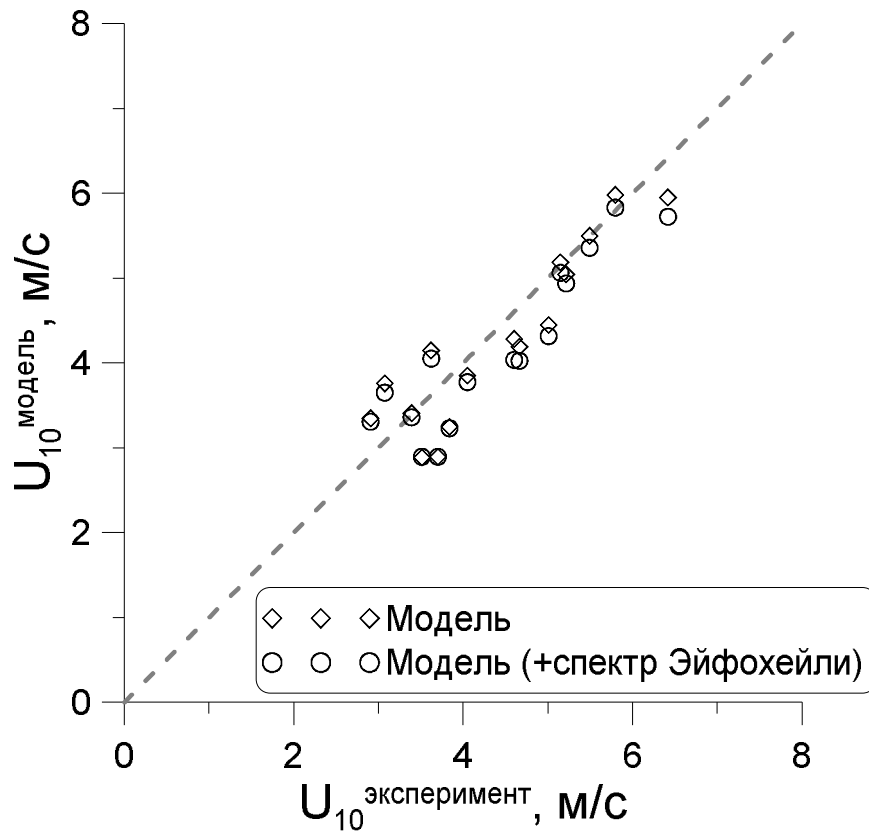


Рисунок 3.2. Сравнение результатов численного моделирования с использованием квазилинейной модели и результатов натуральных измерений.  $\diamond$  – расчет с использованием экспериментальных данных;  $\circ$  – расчет с использованием дополненной модельной функцией (2.5.2) экспериментального спектра.

Полученные в ходе численного моделирования значения скорости ветра  $U_{10}$  находятся в хорошем соответствии результатам натуральных измерений. Необходимо отметить, что в отличие от лабораторных условий, характеризуемых малыми длинами волн, а также большими скоростью ветра и параметров возраста волнения ( $U_{10} = 10 \div 36 \text{ м/с}$ ,  $U_{10} / c_p = 20 \div 30$ ), в случае водохранилища учет высокочастотной составляющей спектра не влияет существенно на восстанавливаемые значения скорости ветра  $U_{10}$  и, следовательно, коэффициента  $C_D$ .

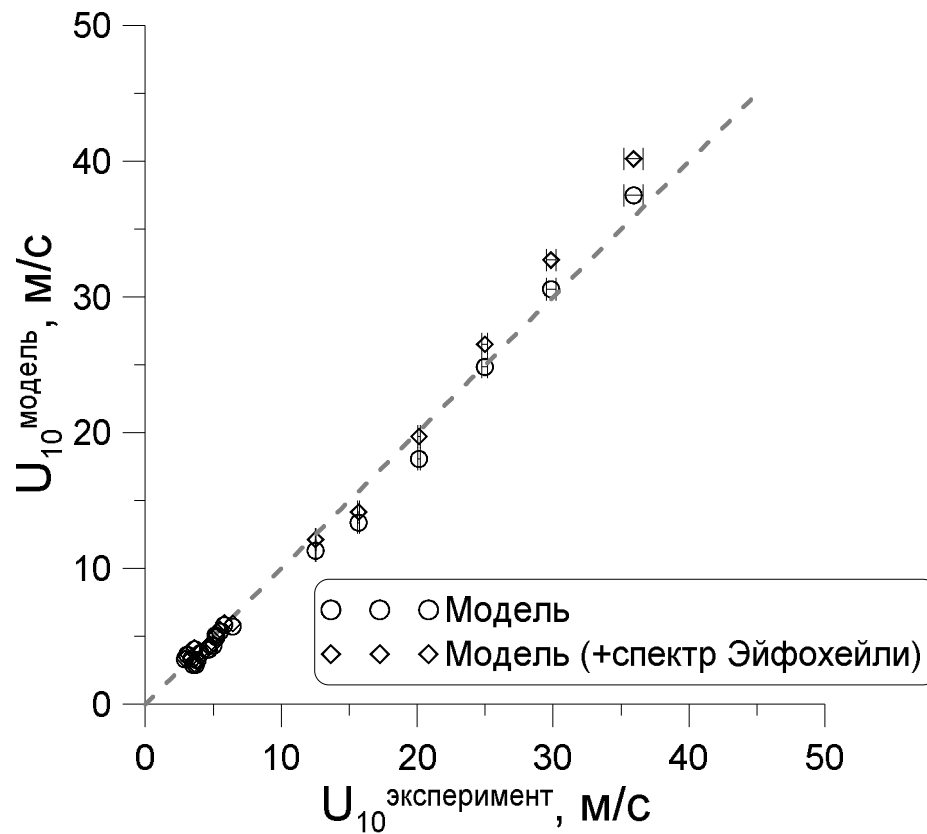


Рисунок 3.3. Сравнение результатов численного моделирования с по данным натурального и лабораторного экспериментов.  $\diamond$  – расчет с использованием экспериментальных данных;  $\circ$  – расчет с использованием дополненной модельной функцией (2.5.2) экспериментального спектра.

На рисунке 3.3 сведены вместе графики рисунков 3.1 и 3.2. На графике демонстрируется хорошее соответствие экспериментальных данных и результатов численного моделирования с использованием квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью.

Был рассмотрен вклад, который вносят в волновой поток импульса  $\tau_{wave}$  различные гармоники. На рисунке 3.4 представлен интеграл от спектральной плотности волнового потока импульса, а также распределение спектральной мощности волнения на одной горизонтальной оси. Результаты приведены для натурального эксперимента.

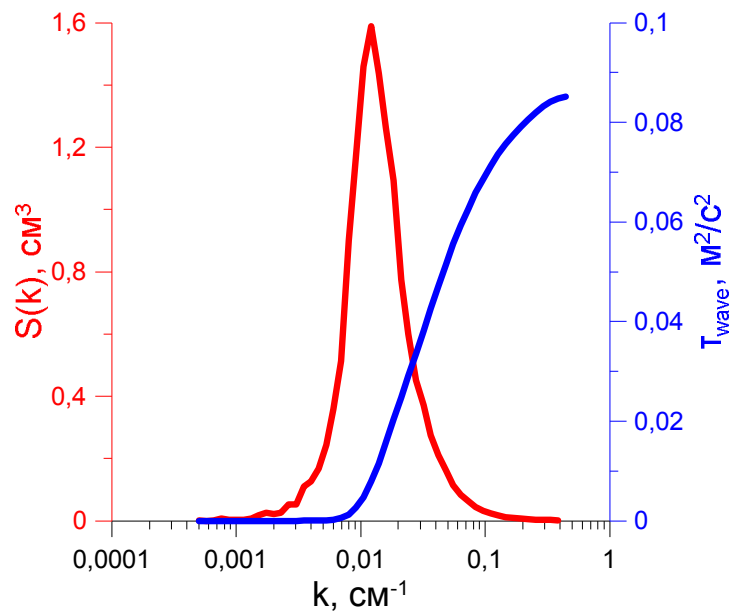


Рисунок 3.4. Интеграл от спектральной плотности волнового потока импульса  $\tau_{wave}$  (синим), совмещенный на горизонтальной оси с распределением спектральной мощности волнения (красным) по модулю волнового числа.

Анализ показывает, что основной вклад в волновой поток импульса и, соответственно коэффициент аэродинамического сопротивления  $C_D$  вносит коротковолновая часть спектра (около 80%). При этом было показано, что и в натуральных (см. п.1.6.2), и в лабораторных (см. п.2.5.2) условиях коротковолновая часть соответствует спектру насыщения Филлипса, характеризуемому только константой насыщения  $\alpha$ , медленно растущей в зависимости от параметра возраста волнения  $U_{10}/c_p$ . Это объясняет слабую зависимость коэффициента  $C_D$  от величины разгона обеспечивает корректность сравнения натуральных и лабораторных данных.

### 3.3. Оценка применимости прогнозной модели WAVEWATCH III для описания поверхностного волнения на коротких разгонах

#### 3.3.1. Описание модели

Сравнение с экспериментом проводилось в рамках глобальной прогностической модели WAVEWATCH III. Данная модель разработана в Национальном центре атмосферы и океана США (NOAA) под руководством Хендрика Толмана [1,82], программный комплекс находится в открытом доступе и активно используется в оперативной метеорологии. Эта модель основана на численном решении уравнения Хассельмана для спектральной плотности волнового действия  $N(k, \theta; x, t)$  в приближении фазового осреднения.

Программный комплекс модели WAVEWATCH III основан на численном решении

уравнения Хассельмана для спектральной плотности волнового действия  $N(k, \theta; x, t)$ , которое в случае глубокой воды имеет вид:

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_x \dot{x} N + \frac{\partial}{\partial k} \dot{k} N + \frac{\partial}{\partial \theta} \dot{\theta} N = \frac{1}{\omega} (S_{nl} + S_{in} + S_{dis}). \quad (3.3.1)$$

Левая часть уравнения описывает кинематику волн,  $\dot{x}$  - групповая скорость,  $k$  - волновое число,  $\theta$  - угловое направление,  $\omega$  - круговая частота. В правую часть входят динамические слагаемые:  $S_{nl}$  описывает 4х-волновое взаимодействие,  $S_{in}$  - нарастание волн под действием ветра и  $S_{dis}$  - диссипацию, обусловленную главным образом обрушением волн. Программный код волновой модели позволяет при заданных топографических данных по входным данным (скорость и направление приводного ветра и разность температур вода-воздух) рассчитывать изменения спектральной плотности волнового действия во времени и получать на выходе статистические характеристики: спектры волнения, значимые высоты и другие.

Счет может быть произведен с подключением различных численных схем и параметризаций физических процессов. Для учёта нелинейности была выбрана численная схема Discrete Interaction Approximation (DIA) [83,84], основанная на параметризации точных интегралов Больцмана для четырёхволнового взаимодействия.

Параметризации ветровой накачки и диссипации в версии WAVEWATCH III v.3.14 [1] представлены моделями WAM 3, Tolman & Chalikov, WAM 4, при этом в модели WAM 3 есть возможность напрямую задавать в программном коде зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления  $C_D$  от скорости ветра, что позволяет использовать для сравнения предложенную параметризацию  $C_D(U_{10})$  (1.6.1). Поэтому модель WAM 3 была использована для анализа применимости в условиях водоемов.

Модель WAM 3 [85–87] задается двумя эмпирическими формулами. Первая - для инкремента ветровой накачки:

$$S_{in}(k, \theta) = C_{in} \frac{\rho_a}{\rho_w} \max \left[ 0, \left( \frac{28u_*}{c_{ph}} \cos(\theta - \theta_w) - 1 \right) \right] \omega N(k, \theta), \quad (3.3.2)$$

где  $C_{in}$  - постоянная,  $\rho_a/\rho_w$  - отношение плотностей воздуха и воды,  $\theta_w$  - основное направление ветра,  $c_{ph}$  - фазовая скорость,  $\omega$  - круговая частота,  $N(k, \theta)$  - спектральная плотность волнового действия. Вторая - параметризация коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности  $C_D$ , предложенная в [87]:

$$C_D = 0,001 \times (0,8 + 0,65U_{10}), \quad (3.3.1)$$

обеспечивающая связь между скоростью ветра  $U_{10}$  и скоростью трения  $u_* = U_{10}\sqrt{C_D}$  (см. (1.4.9)).

На рисунке 3.1 показана модельная зависимость  $C_D(U_{10})$ , а также предложенная по результатам натурных измерений параметризация (1.6.1). Предложенная параметризация (1.6.1) дает значительно более низкие значения при скоростях ветра  $U_{10} > 3 \text{ м/с}$ .

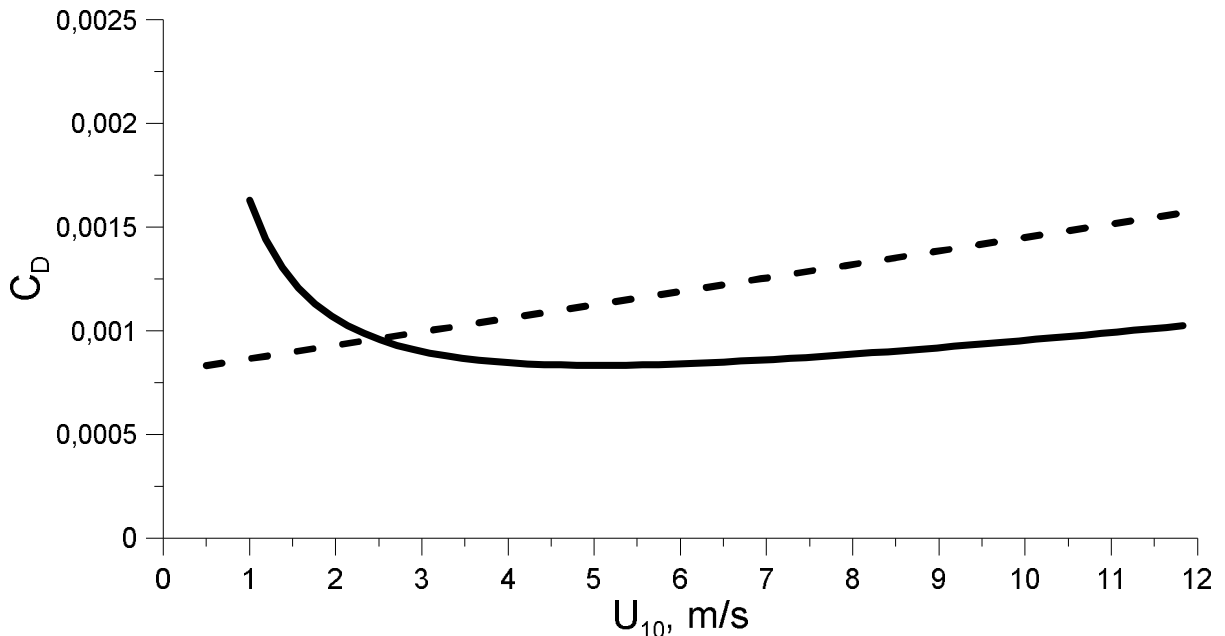


Рисунок 3.1. Сравнение параметризаций  $C_D(U_{10})$ : сплошная линия – предложенная параметризация (1.6.1), пунктирная линия – параметризация WAM 3.

### 3.3.2. Сравнение результатов

Численный счет был произведен двумя способами: в качестве параметризации  $C_D(U_{10})$  были по очереди использованы внутренняя функция модели и полученная в натурном эксперименте зависимость (1.6.1).

На рисунке 3.2 представлены характерные результаты моделирования и натурных измерений, полученные для одного из дней. На нижнем графике показаны измеренные значения ветра, используемые в качестве входных данных моделирования, на верхних – изменение в течение дня восстановленных значений  $H_S$ . Как видно из рис. 3.2, значения значимой высоты волнения при счете в рамках встроенных параметризаций завышены. Одна из вероятных причин завышения восстановленных значений  $H_S$  – неверное задание ветровой накачки, поэтому было использовано уточненное задание ветровой накачки, заключающееся в применении предложенной экспериментальной параметризации  $C_D$  (1.6.1) в рамках параметризации WAM 3. Видно, что использование предложенной параметризации улучшает соответствие с экспериментом.

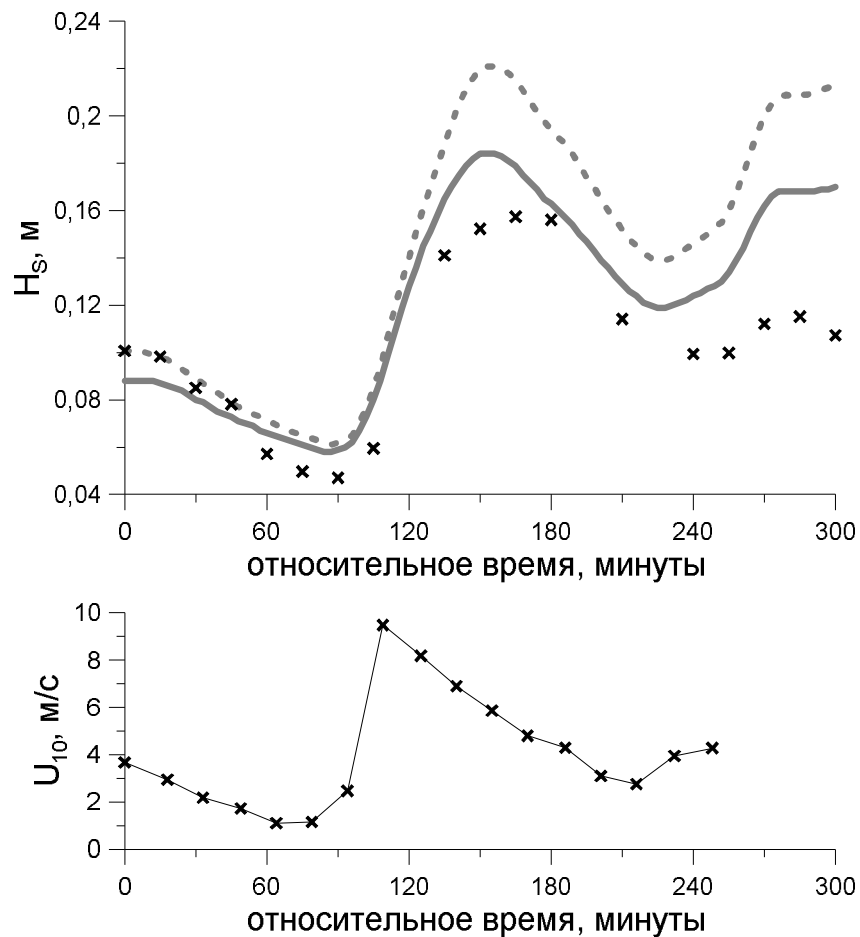


Рисунок 3.2. Верхний график: зависимость  $H_s$  от времени: **x** – натурные данные; сплошная линия – результат расчета модели WAM 3 с использованием предложенной параметризации (1.6.1); пунктирная линия – результат расчета модели WAM 3 со встроенной параметризацией  $C_D(U_{10})$ .

Для всех проведенных экспериментов было проведено сравнение интегральной характеристики –  $H_s$ . Расчет  $H_s$  как в модели, так и в эксперименте производился по формуле  $H_s = 4\sqrt{E}$ . На графиках (рисунок 3.3) по оси абсцисс отложены значения, полученные в натурном эксперименте, по оси ординат – результаты численного моделирования. Видно, что для модели наблюдается систематическое завышение высоты волнения, при этом среднеквадратичное отклонение результатов (STD) составляет 52%. Также приведено сравнение интегральных характеристик, полученных при моделировании с использованием оригинальной и модифицированной модели. Использование новой параметризации  $C_D$  уменьшает STD с 52% до 39%.



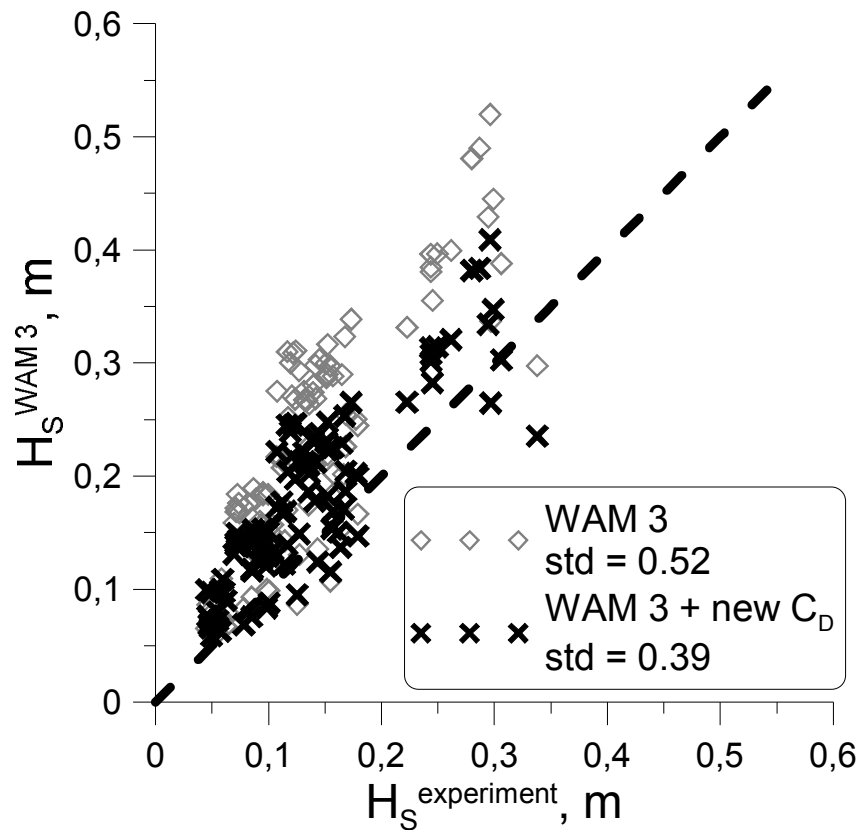


Рисунок 3.3.  $H_S$  в сравнении с данными натурального эксперимента.  $\times$  – результат расчета модели WAM 3 с использованием предложенной параметризации (1.6.1);  $\diamond$  – результат расчета модели WAM 3 со встроенной параметризацией  $C_D(U_{10})$ .

### 3.4. Заключение

Было проведено сопоставление расчета в рамках квазилинейной модели турбулентного пограничного слоя и результатов натурального и лабораторного экспериментов. Показано, что результаты расчета находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными, при этом продемонстрировано, что в лабораторном моделировании, то есть при сверхкоротких разгонах при сильном ветре, важен учет коротковолновой части спектра, нерегистрируемой антенной струнных волнографов. При этом влияние учета коротковолновой части спектра на результаты численного счета на базе натуральных данных оказалось несущественным. По результатам сравнения сделан вывод, что квазилинейная модель хорошо описывает закон сопротивления в приводном пограничном слое в присутствии сильно-нелинейных крутых волн на поверхности воды.

Анализ вклада различных гармоник в волновой поток импульса, определяющего коэффициент  $C_D$ , показал, что сопротивление водной поверхности на 80% определяется коротковолновой частью спектра, которая одинакова как для натуральных, так и для лабораторных условий, и соответствует спектру насыщения Филлипса. Это обеспечивает

корректность сравнения результатов натуральных измерений и лабораторного моделирования.

Численный счет в рамках спектральной модели волнения WAVEWATCH III показал, что использование измеренных в натуральных условиях значений коэффициента аэродинамического сопротивления приводит к хорошему согласию результатов численного счета и экспериментальных данных. Таким образом, подтверждена адекватность предложенной параметризации зависимости коэффициента  $C_D$  от скорости ветра, полученной с использованием модифицированного метода профилирования приземного атмосферного слоя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулированы основные результаты диссертации.

1. Разработана методика, представляющая собой адаптацию стандартного метода профилирования приводного пограничного слоя к условиям коротких разгонов волн. Создан мобильный автономный комплекс на базе океанографической вежи Фруда для определения характеристик турбулентного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью и параметров ветрового волнения, учитывающий предложенные изменения, а именно:

- 1) датчики скорости ветра располагаются близко к поверхности воды, что позволяет восстанавливать характеристики той части пограничного слоя, которая определяет развитие волн;
- 2) для измерения скорости ветра используются ультразвуковые датчики, не имеющие ограничения снизу на измеряемые скорости;
- 3) для определения характеристик волнения используется антенна струнных волнографов. Получен массив достоверных данных одновременных измерений параметров турбулентного пограничного слоя и ветрового волнения на коротких разгонах.

2. Разработано программное обеспечение для определения параметров турбулентного пограничного слоя над взволнованной водной поверхностью, а также спектральных характеристик ветрового волнения на основе Fourier Directional Method (FDM), заключающегося в сопоставлении Фурье-спектров сигналов, полученных с разнесенных в пространстве датчиков. По измеренному массиву данных восстановлены следующие параметры: скорость трения –  $u_*$ , скорость ветра, приведенная к стандартной метеорологической высоте 10 м, –  $U_{10}$ , коэффициент аэродинамического сопротивления –  $C_D$ , пространственно-временные трехмерных спектры волнения –  $S(\omega, k, \theta)$ .

3. По данным натурных и лабораторных экспериментов определена зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления водной поверхности  $C_D$  от скорости ветра. Показано, что зависимость немонотонна, а именно, значения  $C_D$  уменьшаются с ростом скорости ветра при скоростях ветра меньше 4 м/с, и наблюдается тенденция к насыщению при скоростях ветра, близких к ураганным. Предложена параметризация зависимости коэффициента  $C_D$  от скорости ветра, учитывающая данные особенности.

4. На основе данных измерений с использованием антенны струнных волнографов получены спектральные характеристики ветрового волнения на коротких и сверхкоротких разгонах. Показано, что высокочастотные асимптотики спектров волнения по волновым числам в данных условиях соответствуют спектру насыщения Филлипса, что указывает на

сильно-нелинейный характер волн. Показано, что асимптотики частотного спектра соответствуют дисперсионному соотношению: в натуральных условиях соотношению для свободных гравитационных на глубокой воде, в лабораторных условиях – для связанных волн. Получена зависимость константы Филлипса от возраста волнения, уточняющая известные результаты.

5. На основании сопоставления результатов численного моделирования с данными натурального и лабораторного экспериментов показано, что квазилинейная модель приводного пограничного слоя атмосферы над взволнованной водной поверхностью позволяет корректно описать закон сопротивления в приводном пограничном слое в присутствии сильно-нелинейных волн на поверхности воды, характерных для коротких разгонов.

### Список литературы

1. Tolman H.L. User manual and system documentation of WAVEWATCH-III // User Man. Syst. Doc. WAVEWATCH-III Version 118. 1999. P. 110.
2. Gunter H., Hasselmann S., Janssen P.A.E.M. The WAM model cycle 4. Technical report No. 4. DKRZ WAM Model Documentation. Hamburg, 1992.
3. SWAN team. SWAN – user manual. Delft University of technology, Environmental Fluid Mechanics Section, 2006.
4. Caudal G. Self-Consistency between Wind Stress, Wave Spectrum, and Wind-Induced Wave Growth for Fully Rough Air-Sea Interface // J Geophys Res. 1993. Vol. 98(C12): 22743-22752.
5. Makin V.K., Kudryavtsev V.N., Mastenbroek C. Drag of the sea surface // Bound.-Layer Meteorol. 1995. Vol. 79. P. 159–182.
6. Hwang P.A., Wang D.W. An empirical investigation of source term balance of small scale surface waves // Geophys Res Lett. 2004. Vol. 31: L15301.
7. Hwang P.A. Wave number spectrum and mean square slope of intermediate-scale ocean surface waves // J Geophys Res. 2005. Vol. 110(C10029).
8. Troitskaya G.V. Yu. I...Rybushkina. Quasi-linear model of interaction of surface waves with strong and hurricane winds // Izv. - Atmospheric Ocean Phys. 2008. Vol. 44, № 5. P. 621–645.
9. Troitskaya Y.I. Sergeev, D.A...Kandaurov, A.A...Baidakov, G.A...Vdovin, M.A...Kazakov V.I. Laboratory and theoretical modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions // J. Geophys. Res. Oceans. 2012. Vol. 117, № 6.
10. Banner M.L., Melville W.K. On the separation of airflow over water waves // J Fluid Mech. 1976. Vol. 77. P. 825–842.
11. Kawamura H., Toba Y. Ordered motion in turbulent boundary layer over wind waves // J Fluid Mech. 1988. Vol. 197. P. 105–138.
12. Kawai S. Structure of air flow separation over wind wave crest // Bound-Layer Meteor. 1982. Vol. 23. P. 503–521.
13. Kawai S. Visualisation of air flow separation over wind wave crest under moderate wind // Bound-Layer Meteor. 1981. Vol. 21. P. 93–104.
14. Hsu T.C., Hsu E.Y. On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed wave-following coordinate system. Part 2 // J Fluid Mech. 1983. Vol. 131. P. 123–153.

15. Hsu T.C., Hsu E.Y., Street R.L. On the structure of turbulent flow over a progressive water wave: theory and experiment in a transformed, wave-following co-ordinate system // *J Fluid Mech.* 1981. Vol. 105. P. 87–117.
16. Donelan C., M.A.a. Babanin, A.V.b. Young, I.R.c. Banner, M.L.d. McCormick. Wave-follower field measurements of the wind-input spectral function. Part I: Measurements and calibrations // *J. Atmospheric Ocean. Technol.* 2005. Vol. 22, № 7. P. 799–813.
17. Adrian R.J. Particle imaging techniques for experimental fluid mechanics // *Annu Rev Fluid Mech.* 1991. Vol. 23. P. 261–304.
18. Reul N., Branger H., Giovanangeli J.P. Air flow separation over unsteady breaking waves // *Phys Fluids.* 1999. Vol. 11(7). P. 1959–1961.
19. Reul N., Branger H., Giovanangeli J.P. Air flow structure over short-gravity breaking water waves // *Bound-Layer Meteor.* 2008. Vol. 126. P. 477–505.
20. Veron F., Saxena G., Misra S.K. Measurements of the viscous tangential stress in the airflow above wind waves // *Geophys Res Lett.* 2007. Vol. 34: L19603.
21. Jenkins A.D. Quasi-linear eddy-viscosity model for the flux of energy and momentum to wind waves using conservation-law equations in a curvilinear coordinate system // *J Phys Ocean.* 1992. Vol. 22, № 8. P. 843–858.
22. Janssen P.A.E.M. Wave-induced stress and the drag of air flow over sea waves // *J Phys Ocean.* 1989. Vol. 19. P. 745–754.
23. Reutov Y.I. V.P...Troitskaya. Nonlinear growth rate of wind water waves and their excitation near the stability threshold // *Radiophys. Quantum Electron.* 1995. Vol. 38, № 3. P. 133–136.
24. Janssen P.A.E.M. Interactions of ocean waves and wind. Cambridge Univ. Press. 2004. 300 p.
25. Troitskaya G. Y...Sergeev, D...Ermakova, O...Balandina. Statistical parameters of the air turbulent boundary layer over steep water waves measured by the PIV technique // *J. Phys. Oceanogr.* 2011. Vol. 41, № 8. P. 1421–1454.
26. Miles J.W. On the generation of surface waves by shear flows // *J Fluid Mech.* 1957. Vol. 3. P. 185–204.
27. Druzhinin S.S.. с O.A.a. Troitskaya, Y.I...b, Zilitinkevich. Direct numerical simulation of a turbulent wind over a wavy water surface // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2012. Vol. 117, № 3.
28. Fairall C.W., Larsen S.E. Inertial-dissipation methods and turbulent fluxes at the air-ocean interface // *Bound-Layer Meteor.* 1986. Vol. 34. P. 287–301.
29. Чухарев А.М., Репина И.А. Взаимодействие пограничных слоев моря и атмосферы на малых и средних масштабах в прибрежной зоне // *Мор Гидрофиз Журн.* 2012. Vol. 2. P. 60–78.

30. Fairall C.W. et al. Bulk parameterization of air-sea fluxes for Tropical Ocean-Global Atmosphere Coupled-Ocean Atmosphere Response Experiment // *J Geophys Res.* 1996. Vol. 101, № C2. P. 3747–3764.
31. Сеттон О.Г. Микрометеорология. Гидрометеиздат. Л., 1958.
32. Resch F.J., Selva J.P. Turbulent Air-Water Mass Transfer Under Varied Stratification Conditions // *J Geophys Res.* 1979. Vol. 84, № C6. P. 3205–3217.
33. Баханов В.В. и др. Определение спектров волнения по оптическому изображению морской поверхности // *Изв Вузов Радиофизика.* 2006. Vol. 49, № 1. P. 53–63.
34. Donelan A.K., M.A...c, Drennan, W.M.a. Magnusson. Nonstationary analysis of the directional properties of propagating waves // *J. Phys. Oceanogr.* 1996. Vol. 26, № 9. P. 1901–1914.
35. [http://rp5.ru/Архив\\_погоды\\_в\\_Волжской\\_ГМО](http://rp5.ru/Архив_погоды_в_Волжской_ГМО).
36. [http://rp5.ru/Архив\\_погоды\\_в\\_Юрьевце](http://rp5.ru/Архив_погоды_в_Юрьевце).
37. Brooke B.T. Shearing flow over a wavy boundary // *J FLUID MECH.* 1959. Vol. 11. P. 161–205.
38. Belcher S.E., Hunt J.C.R. Turbulent shear flow over slowly moving waves // *J. Fluid Mech.* 1993. Vol. 251. P. 109–148.
39. Бовшеверов В.М., Гурвич А.С., Цванг Л.Р. Прямые измерения турбулентного потока тепла в приземном слое атмосферы // *ДАН СССР.* 1959. Vol. 125, № 6. P. 5–10.
40. Волков Ю.А., Кухарец В.П., Цванг Л.Р. Турбулентность в пограничном слое атмосферы над степной и морской поверхностью // *Изв АН СССР Физика Атмосферы И Океана.* 1968. Vol. 4, № 10. P. 18–28.
41. WindSonic User Manual, Doc No 1405-PS-0019, Issue 21. 2013.
42. Hopfinger E.J. et al. Internal waves generated by a moving sphere and its wake in a stratified fluid // *Exp. Fluids.* 1991. Vol. 11, № 4. P. 255–261.
43. Spedding G.R. The evolution of initially turbulent bluff-body wakes at high internal Froude number // *J. Fluid Mech.* 1997. Vol. 337. P. 283–301.
44. Babanin V.K., A.V.a. Makin. Effects of wind trend and gustiness on the sea drag: Lake George study // *J. Geophys. Res. Oceans.* 2008. Vol. 113, № 2.
45. Ataktürk S.S., Katsaros K.B. Wind stress and surface waves observed on Lake Washington // *J. Phys. Oceanogr.* 1999. Vol. 29, № 4. P. 633–650.
46. Fairall C.W. et al. Bulk parameterization of air-sea fluxes: Updates and verification for the COARE algorithm // *J. Clim.* 2003. Vol. 16, № 4. P. 571–591.
47. Edson J.B. et al. On the Exchange of Momentum over the Open Ocean // *J. Phys. Oceanogr.* 2013. Vol. 43, № 8. P. 1589–1610.

48. Phillips O.M. Spectral and statistical properties of the equilibrium range in wind-generated gravity waves // *J. Fluid Mech.* 1985. Vol. 156. P. 505–531.
49. Toba Y. Local Balance in the Air-Sea Boundary Processes. Part 1: On the Growth Process of Wind Waves // *J Ocean Soc Jpn.* 1972. Vol. 28. P. 109–121.
50. Toba Y. Local Balance in the Air-Sea Boundary Processes. Part 2: Partition of Wind Stress to Waves and Current // *J Ocean Soc Jpn.* 1973. Vol. 29. P. 70–75.
51. Toba Y. Local Balance in the Air-Sea Boundary Processes. Part 3: On the Spectrum of Wind Waves // *J Ocean Soc Jpn.* 1973. Vol. 29. P. 209–220.
52. Donelan J. M.A...Hui, W.H...Hamilton. Directional spectra of wind-generated waves. // *PHILOS TRANS R SOC -A.* 1985. Vol. 315, № 1534, Sep. 26, 1985, p.509-562.
53. Hasselmann D.E., Dunckel M., Ewing J.A. Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973 // *J Phys Oceanogr.* 1980. Vol. 10. P. 1264–1280.
54. Krogstad H.E., Trulsen K. Interpretations and observations of ocean wave spectra // *Ocean Dyn.* 2010. Vol. 60. P. 973–991.
55. Taklo T.M.A. et al. Measurement of the dispersion relation for random surface gravity waves // *J Fluid Mech.* 2015. Vol. 766. P. 326–336.
56. Donelan M.A., Hamilton J., Hui W.H. Directional Spectra of Wind-Generated Waves // *Philos. Trans. R. Soc. A.* 1985. Vol. 315. P. 509–562.
57. Cox C.S., Munk W.H. Statistics of the sea surface derived from sun glitter // *J Mar Res.* Vol. 13. P. 198–227.
58. Phillips O.M. *The Dynamics of the Upper Ocean.* Cambridge Univ. Press. 2-nd ed., 1977.
59. Miles J.W. On the generation of surface waves by shear flows. Part 2 // *J Fluid Mech.* 1959. Vol. 6. P. 568–582.
60. Makin V.K., Kudryavtsev V.N. Coupled sea surface-atmosphere model. Part 1. Wind over waves coupling // *J Geophys Res.* 1999. Vol. 104. P. 7613–7623.
61. Troitskaya Y. Daniil Sergeev, Alexander Kandaurov and Vasilii Kazakov. Air-sea interaction under hurricane wind conditions // *Recent Hurricane Research - Climate, Dynamics, and Societal Impacts.*
62. Пэнкхерст Р., Холдер Д. Техника эксперимента в аэродинамических трубах: пер. с англ. Иностранная литература. М., 1955. 657 p.
63. [http://wahiduddin.net/calc/density\\_altitude.htm](http://wahiduddin.net/calc/density_altitude.htm).
64. Hinze J.O. *An Introduction to its Mechanism and Theory.* New York: McGraw-Hill. 1956. 586 p.
65. Clauser F. The turbulent boundary layer // *Adv. Appl Mech.* 1956. P. 1–51.



66. Donelan E.S., M.A.a. Haus, B.K.a. Reul, N.b. Plant, W.J.c. Stiassnie, M.d. Graber, H.C.a. Brown, O.B.a. Saltzman. On the limiting aerodynamic roughness of the ocean in very strong winds // *Geophys. Res. Lett.* 2004. Vol. 31, № 18. P. L18306 1–5.
67. Powell M.D., Vickery P.J., Reinhold T.A. Reduced drag coefficient for high wind speeds in tropical cyclones // *Nature*. 2003. Vol. 422, № 6929. P. 279–283.
68. Elfouhaily T.B. V. Chapron, K. Katsaros, and D. Vandemark. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves // *J Geophys Res.* 1997. Vol. 107, № 15. P. 781–796.
69. Юэн Г., Лейк Б. Нелинейная динамика гравитационных волн на глубокой воде. М. 1987.
70. Поддубный С.А. Сухова Э.В. Моделирование влияния гидродинамических и антропогенных факторов на распределение гидробионтов в водохранилищах: Руководство для пользователей. Рыбинск: Изд-во ОАО «Рыбинский дом печати», 2002.
71. Сутырина Е.Н. Определение характеристик волнового режима Братского водохранилища // *Известия Иркутского Государственного Университета*. 2011. Vol. 4, № 2. P. 216–226.
72. Newton-Matza. Disasters and tragic events: an encyclopedia of catastrophes in American history.
73. Jose-Henrique G.M., Alves A., Chawla H.L. The great lakes wavemodel atNOAA/NCEP: Challenges and future developments // *Proc. 12th Int. Workshop Wave Hindcasting Forecast. Kohala Coast HawaiiUSA*. 2011.
74. Alves J.-H.G.M. et al. The operational implementation of a Great Lakes wave forecasting system at NOAA/NCEP // *Weather Forecast*. 2014. Vol. 29, № 6. P. 1473–1497.
75. Janssen P.A.E.M. Quasi-linear theory of wind wave generation applied to forecasting // *J Phys Ocean*. Vol. 21. P. 1631–1642.
76. Hara T., Belcher S.E. Wind profile and drag coefficient over mature ocean surface wave spectra // *J Phys Ocean*. 2004. Vol. 34, № 11. P. 2345–2358.
77. Реутов В.П., Троицкая Ю.И. Нелинейный инкремент ветровых волн на воде и их возбуждение вблизи порога устойчивости // *Изв Вузов Радиофизика*. 1995. Vol. 38, № 3-4. P. 206–210.
78. Jenkins A.D. Simplified quasi-linear model for wave generation and air–sea momentum flux // *J Phys Ocean*. 1993. Vol. 23, № 9. P. 2001–2018.
79. Plant M.A., e g W.J...i, Keller, W.C...i, Hesany, V...i, Kara, T...h, Bock, E...f, Donelan. Bound waves and Bragg scattering in a wind-wave tank // *J. Geophys. Res. Oceans*. 1999. Vol. 104, № C2. P. 3243–3263.

80. Plant W.J. A new interpretation of sea-surface slope probability density functions // *J Geophys Res.* 2003. Vol. 108, № C9-3295.
81. Смольяков А.В. Спектр квадрупольного излучения плоского турбулентного пограничного слоя // *Акуст Ж.* 1973. Vol. 19, № 3. P. 420–425.
82. Tolman H.L. A third-generation model for wind waves on slowly varying, unsteady and inhomogeneous depths and currents // *J Phys Ocean.* 1991. Vol. 21, № 6. P. 782–797.
83. Hasselmann S., Hasselmann K. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part I: a new method for efficient computations of the exact nonlinear transfer integral. // *J PHYS Ocean.* 1985. Vol. 15, № 11, Nov. 1985. P. 1369–1377.
84. Hasselmann S. et al. Computations and parameterizations of the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part II: parameterizations of the nonlinear energy transfer for application in wave models. // *J PHYS Ocean.* 1985. Vol. 15, № 11, Nov. 1985. P. 1378–1391.
85. Snyder R.L. et al. ARRAY MEASUREMENTS OF ATMOSPHERIC PRESSURE FLUCTUATIONS ABOVE SURFACE GRAVITY WAVES. // *J. Fluid Mech.* 1981. Vol. 102. P. 1–59.
86. Komen G.J., Hasselmann S., Hasselmann K. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum. // *J PHYS Ocean.* 1984. Vol. 14, № 8, Aug. 1984. P. 1271–1285.
87. Wu J. Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane // *J Geophys Res.* 1982. Vol. 87, № C12. P. 9704–9706.

### Список публикаций автора по теме диссертации

1. *Yu. I. Troitskaya, D.A. Sergeev, A.A. Kandaurov, G.A. Baidakov, M.A. Vdovin, V.I. Kazakov* Laboratory and theoretical modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions // JOURNAL OF GEOPHYSICAL RESEARCH, VOL. 117, C00J21, 13 PP., 2012, doi:10.1029/2011JC007778
2. *Troitskaya Yu. I., Ezhova E. V., Sergeev D. A., Kandaurov A. A., Baidakov G. A., Vdovin M. I., Zilitinkevich S. S.* Momentum and buoyancy transfer in atmospheric turbulent boundary layer over wavy water surface – Part 2: Wind–wave spectra // Nonlin. Processes Geophys., 20, 841-856, 2013, doi:10.5194/npg-20-841-2013
3. *А.А. Кандауров, Ю.И. Троицкая, Д.А. Сергеев, М.И. Вдовин, Г.А. Байдаков* Среднее поле скорости воздушного потока над поверхностью воды при лабораторном моделировании штормовых и ураганных условий в океане // Известия РАН ФАО, т. 50, № 4, с. 455–467, 2014, DOI: 10.7868/S0002351514040063
4. *Kuznetsova A.M., Baydakov G.A., Papko V.V., Kandaurov A.A., Vdovin M.I., Sergeev D.A., Troitskaya Yu. I.* Adjusting of wind input source term in WAVEWATCH III model for the middle-sized water body on the basis of the field experiment // Hindawi Publishing Corporation, Advances in Meteorology, 2016, vol. 1, article ID 574602, pp. 1-13.
5. *Кузнецова А.М., Байдаков Г.А., Папко В.В., Кандауров А.А., Вдовин М.И., Сергеев Д.А., Троицкая Ю.И.* Натурные исследования и численное моделирование ветра и поверхностных волн на внутренних водоемах средних размеров // Метеорология и гидрология, 2016, №2, с.85-97.
6. *Troitskaya Y., Sergeev D., Kandaurov A., Baidakov G., Kazakov V.* Laboratory modelling of air-sea interaction under severe wind conditions // Proceedings of the International Geoscience and Remote Sensing Symposium (IGARSS) , 6350496, pp. 3772-3775, 2012
7. *G.A. Baydakov, M.I. Vdovin, A.A. Kandaurov, V.V. Papko, D.A. Sergeev, Yu.I. Troitskaya* Investigation of the wind-wave interaction in the inland basin. Aerodynamic drag coefficient // Proceedings of the 4-th international scientific school of young scientists Wave and Vortices in Complex Media, p. 6-7, Moscow, 2013
8. *Yu.I. Troitskaya, D.A. Sergeev, A.A. Kandaurov, M.I. Vdovin, G.A. Baydakov* Laboratory modeling of air-sea momentum transfer under severe wind conditions // Proceedings of the 4-th international scientific school of young scientists Wave and Vortices in Complex Media, p. 41-43, Moscow, 2013
9. *Papko V.V., Baidakov G.A., Vdovin M.I., Kandaurov A.A., Sergeev D.A.* Field measurements of the wind-wave interaction in the boundary layer over a reservoir and verification of the

- model // Proc. of the V International conference «Frontiers of nonlinear physics - 2013». Nizhny Novgorod, P. 183.
10. *Sergeev D.A., Troitskaya Yu.I., Kandaurov A.A., Baidakov G.A., Vdovin M.I.* Laboratory investigations of the air flow velocity field structure above the wavy surface under severe wind conditions by digital visualization technique // Proc. of the V International conference «Frontiers of nonlinear physics - 2013». Nizhny Novgorod, P.195-196.
  11. *Г.А. Байдаков, М.И. Вдовин, А.А. Кандауров, М.Б. Салин* Сравнение результатов измерения характеристик волнения контактными и оптическими средствами // Тр. XII Всерос. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики». СПб.: Нестор-История, 2014. С. 233-236.
  12. *G.A. Baydakov, Yu.I. Troitskaya, D.A. Sergeev, M.I. Vdovin, A.A. Kandaurov, V.V. Papko* Investigation of the wind-wave interaction on the reservoir // Proceedings of the 5-th international scientific school of young scientists Wave and Vortices in Complex Media, p. 11- 13, Moscow, 2014
  13. *A.M. Kuznetsova, D.A. Zenkovich, V.V. Papko, A.A. Kandaurov, G.A. Baidakov, M.I. Vdovin, D.A. Sergeev, Yu.I. Troitskaya* Simulation of surface wind waves on Gorky reservoir with the tuned WaveWatch III model// Proceedings of the 5-th international scientific school of young scientists Wave and Vortices in Complex Media, p. 244-247, Moscow, 2014
  14. *Alexandra Kuznetsova, Dmitry Zenkovich, Vladislav Papko, Alexander Kandaurov, Georgy Baidakov, Maxim Vdovin, Daniil Sergeev, Yuliya Troitskaya* Tuning of the WAVEWATCH III model for the conditions of the lake-like basin of Gorky Reservoir // 5<sup>th</sup> International Geosciences Student Conference, Nizhny Novgorod, 2014
  15. *Байдаков Г.А., Вдовин М.И., Кандауров А.А., Панко В.В., Сергеев Д.А., Троицкая Ю.И.* Исследование ветро-волнового взаимодействия на внутренних водоёмах // Сборник трудов Девятнадцатой сессии молодых ученых, с. 9-10, Нижегородская область, 2014
  16. *Александра Кузнецова, Дмитрий Зенькович, Владислав Панко, Александр Кандауров, Георгий Байдаков, Максим Вдовин, Даниил Сергеев, Юлия Троицкая* Моделирование ветровых волн в озерной части Горьковского водохранилища программным комплексом WAVEWATCH III // Девятнадцатая сессия молодых ученых, Нижегородская область, 2014
  17. *Yu.Troitskaya, G.Rybushkina, I.Soustova, A.Kuznetsova, A.Khvostov, G.Baidakov, S.Lebedev, A.Panutin* Adaptive re-tracking algorithm for retrieval of water level variations and wave heights from satellite altimetry data for middle-sized inland water bodies // 40th COSPAR Scientific Assembly, Moscow, 2014

18. *A.M. Kuznetsova, D.A. Zenkovich, V.V. Papko, A.A. Kandaurov, G.A. Baidakov, M.I. Vdovin, D.A. Sergeev, Yu.I. Troitskaya* Simulation of wind waves on Gorky reservoir in the framework of WAVEWATCH III model // Proceedings of the “Topical problems of nonlinear wave physics 2014”, p.167-168, 2014
19. *N. Marinina, Yu. Troitskaya, D. Sergeev, V. Papko, G. Baidakov, M. Vdovin, A. Kandaurov, D. Zenkovich, A. Kuznetsova* Field measurements of wind-wave interaction in the atmospheric boundary layer over a reservoir // Proceedings of the “Topical problems of nonlinear wave physics 2014”, p. 174.
20. *Александра Кузнецова, Георгий Байдаков, Владислав Папко, Александр Кандауров, Максим Вдовин, Даниил Сергеев, Юлия Троицкая* Моделирование ветровых волн на внутреннем водоеме адаптированным программным комплексом WAVEWATCH III // Сборник трудов 20-й сессии молодых ученых, Нижегородская область, с. 34 – 36, 2015.
21. *Г.А. Байдаков, Н.А. Богатов* Натурные исследования особенностей воздушного потока над внутренними водоемами средних и малых размеров // XI Всероссийский съезд по фундаментальным проблемам теоретической и прикладной механики: сборник докладов, с. 291-293, Казань, 2015
22. *Троицкая Ю.И., Папко В.В., Рыбушкина Г.В., Байдаков Г.А., Вдовин М.И., Ермошкин А.В., Кандауров А.А.* Подспутниковые измерения приводного ветра и поверхностного волнения во внутреннем водоеме (на примере Горьковского водохранилища) // Тезисы докладов Девятой открытой Всероссийской конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», 2011, с.295
23. *Yu. Troitskaya, E. Ezhova, D. Sergeev, A. Kandaurov, G. Baidakov, and M. Vdovin* On effect of wind surface waves on mass and momentum transfer in a stratified turbulent boundary layer // Geophysical Research Abstracts, Vol. 14, EGU2012-12187, 2012
24. *Ю.И. Троицкая, Г.А. Байдаков, М.И. Вдовин, В.В. Папко, А.В. Ермошкин, В.В. Баханов, О.Н. Кемарская, Н.А. Богатов, Д.А. Сергеев, А.А. Кандауров* Исследование ветро-волнового режима Горьковского водохранилища дистанционными и контактными методами // Тезисы докладов Десятой открытой Всероссийской конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», 2012, с.251
25. *D.A. Sergeev, Yu.I. Troitskaya, G.A. Baidakov, M.I. Vdovin, A.A. Kandaurov, V.I. Kazakov* Investigation of air-sea momentum transfer under hurricane wind conditions within laboratory modeling // EMS Annual Meeting Abstracts, Vol. 9, EMS2012-400, 2012

26. *Yu. Troitskaya, V. Papko, G. Baydakov, M. Vdovin, A. Kandaurov, D. Sergeev* Wind-wave coupling in the atmospheric boundary layer over a reservoir: field measurements and verification of the model // *Geophysical Research Abstracts*, Vol. 15. EGU2013-2576, 2013
27. *A.A. Kandaurov, G.A. Baydakov, M.I. Vdovin, V.V. Papko, D.A. Sergeev, and Yu.I. Troitskaya* Investigation of wind-wave interaction in the inland reservoirs and in the coastal zones of ocean // *EMS Annual Meeting Abstracts*, Vol. 10, EMS2013-44, 2013
28. *Байдаков Г.А., Троицкая Ю.И., Вдовин М.И., Кандауров А.А., Папко В.В., Рыбушкина Г.В., Сергеев Д.А.* Комплексные натурные исследования пограничных слоев атмосферы и гидросферы во внутреннем водоеме // Тезисы докладов Одиннадцатой открытой Всероссийской конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», 2013, с.204
29. *Ермошкин А.В., Байдаков Г.А., Богатов Н.А., Баханов В.В., Кемарская О.Н., Троицкая Ю.И.* О радиолокационном рассеивании при скользящих углах зондирования // Тезисы докладов Одиннадцатой открытой Всероссийской конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», 2013, с.222
30. *Троицкая Ю.И., Байдаков Г.А., Вдовин М.И., Кандауров А.А., Папко В.В., Сергеев Д.А.* Ветро-волновое взаимодействие в пограничном слое атмосферы над внутренним водохранилищем: натурные измерения и проверка модели // Форум молодых учёных. Тезисы докладов. Том 1. Нижний Новгород, 2013. С. 317.
31. *Вдовин М.И., Казаков В.И., Кандауров А.А., Сергеев Д.А., Троицкая Ю.И.* Лабораторное моделирование ветро-волнового взаимодействия при экстремальных метеоусловиях // Форум молодых учёных. Тезисы докладов. Том 1. Нижний Новгород, 2013. С. 317.
32. *Yuliya Troitskaya, Dmitry Zenkovich, Vladislav Papko, Alexander Kandaurov, Georgy Baidakov, Maxim Vdovin, Daniil Sergeev* Modeling of wind waves on the lake-like basin of Gorky Reservoir with WAVEWATCH III // *Geophysical Research Abstracts*, Vol.16, EGU2014-5053-3, 2014
33. *Dmitry Zenkovich, Vladislav Papko, Alexander Kandaurov, Georgy Baidakov, Maxim Vdovin, Daniil Sergeev, Yuliya Troitskaya* Modeling of wind waves on the inland reservoirs with WAVEWATCH III // Abstracts of the " WISE (Waves in Shallow water Environment) meeting 2014", Reading, 2014
34. *Троицкая Ю.И., Байдаков Г.А., Рыбушкина Г.В., Вдовин М.И., Кандауров А.А., Папко В.В., Сергеев Д.А.* Определение высоты волнения и скорости ветра на внутренних водохранилищах по альтиметрическим данным (на примере Горьковского водохранилища) // Тезисы докладов Двенадцатой открытой Всероссийской

- конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», с.289, Москва, 2014
35. *Georgy Baydakov, Alexandra Kuznetsova, Daniil Sergeev, Vladislav Papko, Alexander Kandaurov, Maxim Vdovin, Yuliya Troitskaya* Field study and numerical modeling of wind and surface waves at the middle-sized water body // Geophysical Research Abstracts, Vol. 17, EGU2015-9427, 2015.
  36. *Alexandra Kuznetsova, Yuliya Troitskaya, Alexander Kandaurov, Georgy Baydakov, Maxim Vdovin, Vladislav Papko, Daniil Sergeev* Wind waves modelling on the water body with coupled WRF and WAVEWATCH III models // Geophysical Research Abstracts, Vol. 17, EGU2015-497, 2015.
  37. *Alexandra Kuznetsova, Georgy Baidakov, Vladislav Papko, Alexander Kandaurov, Maxim Vdovin, Daniil Sergeev, Yuliya Troitskaya* Verification of the experimental parameterization of the drag coefficient for the middle-sized water body in the framework of WAVEWATCH III model // Abstracts of the “WISE (Waves in Shallow water Environment) meeting 2015”, Goa, 2015
  38. *Georgy Baydakov, Alexandra Kuznetsova, Daniil Sergeev, Vladislav Papko, Alexander Kandaurov, Maxim Vdovin, Yuliya Troitskaya* Field investigation and numerical modeling of wind-wave interaction at the middle-sized water body // EMS Annual Meeting Abstracts, Vol. 12, EMS2015-31, 2015.