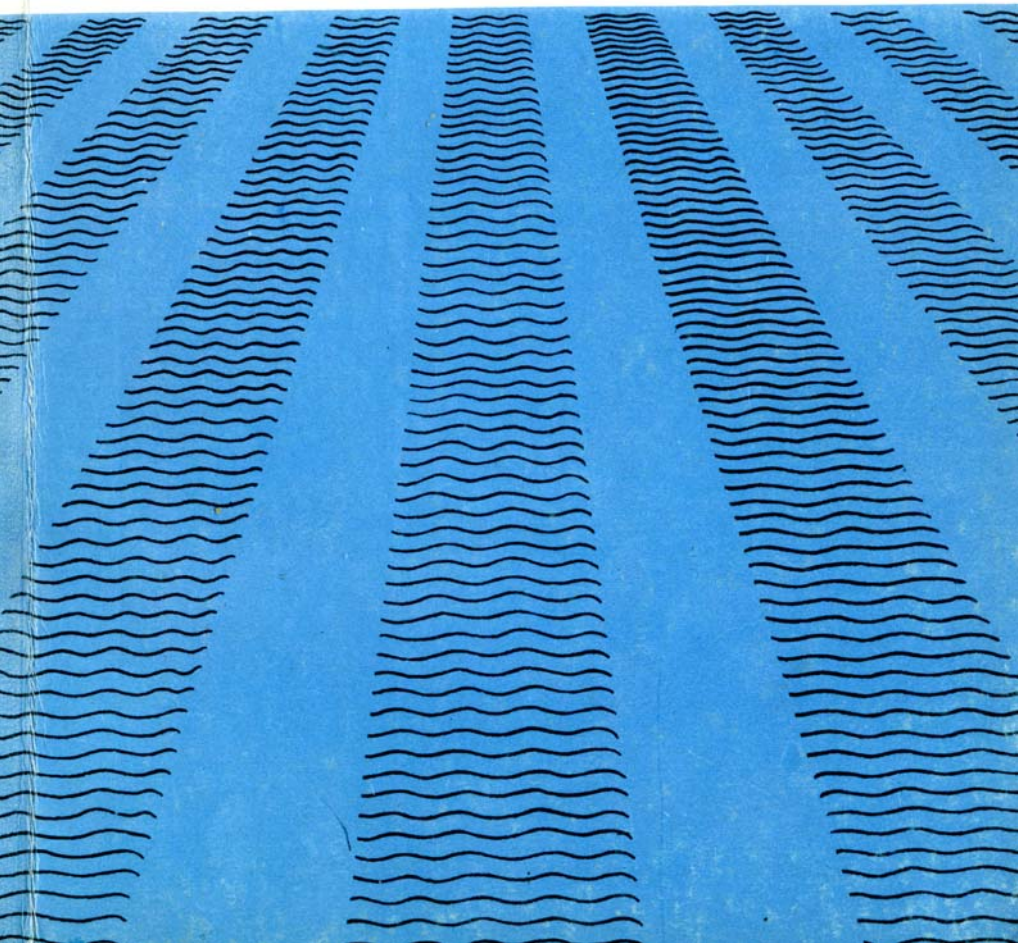


*ВОЗДЕЙСТВИЕ
крупномасштабных
внутренних волн
НА МОРСКУЮ
ПОВЕРХНОСТЬ*



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

7

№ _____

РАЗРЕШАЕТСЯ

В свет

В. Смирнов

Горький 18.03.83

ВОЗДЕЙСТВИЕ
КРУПНОМАСШТАБНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН
НА МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Соответствие разрешенному к печати
экземпляру подтверждаю:

Руководитель полиграфпредприятия *В. Смирнов*

15. *серию* 1983 г.

Сборник научных трудов



Горький 1982

В. Смирнов

И. Ток

28.02.83

Издано по решению Редакционно-издательского
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 551.466.8+551.466.4

В сборник включены статьи, посвященные проблеме видения внутренних волн по их проявлениям на океанической поверхности с помощью дистанционных средств. Рассмотрены гидродинамические модели изменения характеристик морской поверхности под действием внутренних волн, описаны механизмы формирования изображения внутренних волн в оптическом, радио- и ИК-диапазонах. Приведены результаты лабораторных и натуральных исследований взаимосвязи внутренних и ветровых волн. Проводится сопоставление данных теории и экспериментов.

Сборник предназначен для специалистов океанологов и радиофизиков, изучающих океан в различных его аспектах.

Ответственный редактор
доктор физико-математических наук
Е.Н.ПЕЛИНОВСКИЙ

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я

С.А.Ермаков, В.И.Талапов, Л.Ш.Цимринг,
Л.С.Долин (зам. отв. редактора), Н.А.Го-
родешкая (отв. секретарь)

ПРЕДИСЛОВИЕ

Внутренние волны в океане — одно из интереснейших и пока еще мало изученных природных явлений. Они зарегистрированы практически всюду, где проводились наблюдения изменчивости океанологических характеристик. Тем не менее, как отмечается в известном обзоре Торпа 1975 года: "...Наше знание физических процессов, контролирующих внутренние волны, очень ограничено. Мы не знаем определенно, как и даже где они возникают. Мы не знаем, какие процессы преобладают в их вырождении". В значительной степени эти трудности обусловлены трудоемкостью и дороговизной исследований внутренних волн традиционными океанографическими средствами, причем измерения проводятся, как правило, на малых акваториях. В этой связи большой интерес вызывает обнаруженная уже более 30 лет назад взаимосвязь между внутренними волнами в океане и гладкими полосами — сликами, а иногда участками с повышенной шероховатостью, видимыми на океанической поверхности, что позволяет использовать неконтактные средства наблюдения (радио- и оптические локаторы, СВЧ- и ИК-радиометры). Их установка на летательных аппаратах, включая космические, позволяет надеяться на создание системы оперативного сбора информации о внутренних волнах на больших акваториях по их проявлениям на океанической поверхности, что будет способствовать существенному расширению наших представлений о физике и географии внутренних волн в океане. Разумеется, слики могут вызываться различными причинами: внутренними волнами, течениями, конвективными движениями, неоднородностями поля ветра и т.п. Геометрия сликовых полос также может быть различной. Слики от внутренних волн — это система длинных параллельных полос (при визуальном наблюдении темных или светлых в зависимости от условий освещенности)

отстоящих друг от друга на расстоянии в сотни и тысячи метров. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по наблюдению внутренних волн дистанционными средствами с борта корабля, самолета и ИСЗ (ссылки на соответствующие работы имеются в статьях сборника). Контактные измерения параметров внутренних волн, проведенные одновременно с наблюдениями сликков в оптическом, радио- и ИК-диапазонах, позволили сделать следующие основные выводы:

- образование сликковых полос обычно наблюдается при слабом ветре (скорость ветра до $5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$), причем ширина полос с усилением ветра уменьшается;

- сликки вызываются крупномасштабными внутренними волнами, длина которых превышает глубину залегания пикноклина;

- расстояние между сликками соответствует длинам внутренних волн, скорость перемещения сликков совпадает со скоростью волн;

- амплитуды сликкообразующих внутренних волн меняются от 1,5 м (при наблюдении с корабля) до 8 м (при наблюдении со спутника);

- положение сликков изменяется в довольно широких пределах относительно подошвы внутренней волны: по данным разных авторов сликки наблюдаются как над подошвой, так и над гребнем, а также на обоих склонах внутренней волны. Приведенные выше данные свидетельствуют о том, что изучалось лишь изменение состояния океанической поверхности под действием внутренней волны, характеристики же ее изменчивости при этом не измерялись. А для разработки специализированной дистанционной аппаратуры регистрации внутренних волн необходимо иметь количественные закономерности, связывающие параметры принимаемого сигнала с характеристиками внутренних волн и гидрометеоусловий. Поиск таких закономерностей за последние десять лет идет сразу по нескольким направлениям:

- изучение гидрофизических механизмов воздействия внутренних волн на океаническую поверхность,

- изучение механизмов формирования изображения внутренних волн в различных каналах дистанционной аппаратуры,

- получение разного рода эмпирических соотношений в натурных и лабораторных условиях.

За эти годы проведено несколько комплексных экспериментов по изучению взаимосвязи внутренних и поверхностных

волн. Измерения канадских исследователей проводились в одном из заливов у американского побережья, специфика стратификации воды в котором позволила возбуждать достаточно интенсивные внутренние волны за медленно движущимся кораблем (глубина слоя скачка, осадка судна и скорость его движения соответствовали условиям возникновения явления "мертвой воды"). Были выполнены измерения высот и наклонов ветровых волн, скорости ветра, пульсаций горизонтальных скоростей частиц во внутренних волнах на нескольких горизонтах. В результате получена эмпирическая связь дисперсии уклонов поверхности с параметрами внутренних волн для различных скоростей ветра (данные этого эксперимента неоднократно приводятся в статьях сборника). Изучению влияния внутренних волн на радиационную температуру поверхности океана был посвящен комплексный эксперимент, проведенный в Атлантическом океане в ходе 18-го рейса НИС "Академик Вернадский" (статья В.Н.Кудрявцева, Ю.М.Куфтаркова). Синхронные измерения радиационной температуры и смещения термоклина показали подобие их спектров в диапазоне частот внутренних волн. При этом ИК-слики (участки с пониженной радиационной температурой) находились над впадинами внутренних волн. Исследование влияния внутренних волн на высокочастотную часть спектра ветрового волнения в диапазоне 1,6 - 17 см выполнено в ходе 26-го рейса НИС "Дмитрий Менделеев" в Индийском океане (статьи Л.Б.Гордеева, Ю.М.Жидко, Э.М.Зуйковой; Э.М.Зуйковой, А.Г.Лучинина, В.И.Титова; С.И.Муякшина). Измерения проводились с помощью радио- и оптических локаторов, оптических спектров-волнографов. Получены количественные данные о связи контраста в спектре ветрового волнения с параметрами внутренних волн. Интересные данные об изменении спектральных компонент волнения в слике получены в Черном море (статья Г.Н.Христофорова). Следует упомянуть еще об одном экспериментально наблюдаемом проявлении внутренних волн на морской поверхности - через колебания ледового покрова (статья В.В.Богородского, В.П.Гаврило, В.Н.Смирнова). Выполнены также специальные лабораторные эксперименты по взаимодействию поверхностных и внутренних волн, позволившие изучить некоторые характеристики процесса в контролируемых условиях (статья С.А.Ермакова). Проведенные экспериментальные исследования показали, что на внутренние волны реагирует спектр ветрового волнения, среднеквадратичный уклон поверхности, радиационная темпе-

ратура и некоторые другие параметры морской поверхности. Наконец, внутренние волны приводят к низкочастотным колебаниям уровня моря, проявляющегося, в частности, в колебаниях льда. Важно подчеркнуть, что впервые получены количественные закономерности, характеризующие воздействие внутренних волн на океаническую поверхность.

Теоретические исследования последних лет привели к пониманию основных механизмов воздействия внутренних волн на морскую поверхность. Если рассматривать только спектр ветрового волнения, то влияние внутренних волн происходит несколькими путями. Внутренние волны, создавая на поверхности крупномасштабные течения, улекают и перестраивают рябь. Особое место здесь занимает случай совпадения фазовой скорости внутренних волн и групповой скорости поверхностных волн, когда взаимодействие между ветровыми и внутренними волнами происходит наиболее сильно (статья А.Я.Басовича, В.В.Баханова, В.И.Таланова). С другой стороны, течения во внутренних волнах изменяют концентрацию повсеместно присутствующих в море пленок поверхностно-активных веществ (ПАВ), приводя к гашению ветровой ряби на отдельных участках (статья С.А.Ермакова, Е.Н.Пелиновского, Т.Г.Галиповой). Эти же течения модулируют уровень приповерхностной турбулентности, что также приводит к гашению ряби на отдельных участках (статья А.В.Иванова, Л.А.Островского, И.А.Соустовой, Л.Ш.Цимринга). Наконец, внутренняя волна может обрушиться, и возникающая при этом турбулентность, взаимодействуя с приповерхностной турбулентностью, тоже изменяет спектр ряби (статья Г.И. Баренблатта, А.Ю.Бенилова). Развитые теории объясняют некоторые наблюдаемые данные экспериментов (например, увеличение контраста в спектре ветрового волнения с возрастанием амплитуды внутренней волны и его уменьшение с ростом скорости ветра), хотя до количественного согласия данных теории и натуральных измерений еще далеко.

Теория формирования изображений внутренних волн на морской поверхности также активно развивается. Выяснены механизмы, ответственные за формирование изображений. На величину радиолокационного сигнала влияют два фактора: интенсивность ряби на бреговой длине волны (резонансный механизм рассеяния) и модуляция уклона поверхности (статья М.Б.Каневского). Оптические изображения формируются за счет изменения величины отраженного поверхностью моря излучения вследствие модуляции уклонов по-

верхности и изменения концентрации поверхностно-активных веществ. С другой стороны, внутренние волны изменяют вертикальную структуру гидрооптических характеристик толщи воды, что вызывает модуляцию обратнорассеянного толщей воды подповерхностного излучения (статья А.Г.Лучинина, В.И.Титова). ИК-изображения внутренних волн могут формироваться вариациями излучательной способности поверхности моря или термодинамической температуры тонкого приповерхностного слоя. При этом основной вклад в изменение излучательной способности оказывают пленки поверхностно-активных веществ, концентрация которых изменяется под действием внутренней волны (статья С.А.Гродского, В.Н.Кудрявцева). Уже из этого простого перечисления ясно, что на параметры сигналов, принимаемых дистанционными средствами, влияют несколько характеристик океанической поверхности и верхнего приповерхностного слоя (спектр ветрового волнения, поверхностно-активные вещества, температура поверхности, гидрооптические характеристики и т.п.), что затрудняет интерпретацию экспериментальных данных. Это приводит к опеределенной "расстыковке" теоретических результатов с данными наблюдений, которая еще не преодолена.

Настоящий сборник в значительной мере отражает современное состояние всех направлений исследований по проблеме воздействия внутренних волн на морскую поверхность, и будет полезен специалистам, изучающим океан в различных его аспектах.

Е.Н.Пелиновский

ГИДРОФИЗИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ВЕТРОВОЕ ВОЛНЕНИЕ (КИНЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ)

А.Я.Басович, В.В.Баханов, В.И.Таланов

Многочисленные наблюдения подтверждают, что образование гладких полос — "сликов" — на поверхности моря связано с внутренними волнами (ВВ). Вместе с тем до настоящего времени не существует исчерпывающей теории этого явления, а экспериментальных данных недостаточно для однозначного выбора той или иной частной модели. Вероятнее всего, что механизмы воздействия ВВ на ветровое волнение различны в различных диапазонах поверхностных волн. В данной работе исследуется изменение спектра поверхностного волнения, связанное непосредственно с действием течения, создаваемого в приповерхностном слое ВВ. Наиболее сильно этот эффект должен проявляться в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Полученные результаты сопоставляются, там где это возможно, с экспериментальными данными.

КРАТКИЙ ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ПРОБЛЕМЫ

Явление возникновения на морской поверхности видимых полос с различными характеристиками ветрового волнения получило название выглаживания*). Оно неоднократно наблю-

*Этот термин не совсем точно передает суть явления, так как наряду с гладкими полосами могут наблюдаться и участки усиленного волнения.

далось в натуральных условиях [1-4]. Физически оно объясняется изменением отражательной способности взволнованной поверхности при перестройке спектра ветрового волнения. Связь его с ВВ подтверждается совпадением периода и скорости перемещения полос с соответствующими величинами для ВВ, измеренными независимо [3,4]. Стики наблюдаются в случае достаточно интенсивных ВВ при слабом (до 5 м/с) ветре. Явление выглаживания обнаруживается не только в оптическом, но также в радио- и ИК-диапазонах [5-6].

К сожалению, большинство экспериментальных работ по изучению выглаживания носит характер наблюдений без детального измерения параметров ветрового волнения. Исключение составляет работа [7], на которую будем ориентироваться в дальнейшем при сопоставлении теоретических результатов с экспериментальными данными.

Имеются также немногочисленные лабораторные эксперименты по взаимодействию внутренних и поверхностных волн. В случае взаимодействия квазимонохроматических волн в отсутствие ветра данные теории и эксперимента находятся в хорошем согласии [8-9]. В случае, когда поверхностные волны генерируются ветром, лабораторных данных пока недостаточно для проверки теоретических моделей [10].

В настоящее время обсуждаются в основном три механизма явления выглаживания: модуляция коэффициента затухания поверхностных волн вследствие перераспределения под действием ВВ пленок поверхностно-активных веществ (ПАВ); влияние на характеристики ветрового волнения изменения турбулентности приповерхностного слоя в присутствии ВВ; трансформация поверхностных волн на переменном течении, создаваемом ВВ^{*}). Первые два механизма относятся, в первую очередь, к высокочастотной части спектра поверхност-

^{*}) Отметим, что полосы на морской поверхности могут возникать не только под действием ВВ, определяемых внешними факторами, но и вследствие возбуждения ВВ самим ветровым волнением, а также в результате самомодуляции поверхностных волн. Такое явление может иметь место лишь в случае значительных амплитуд поверхностных волн при малых ("затравочных") величинах поля ВВ [11 - 12].

ных волн. Их эффективность существенно зависит от концентрации ПАВ на поверхности и характеристик приповерхностной турбулентности соответственно. Детально они обсуждаются в статьях [13-14] настоящего сборника.

Третий механизм, анализируемый в данной работе, связан с влиянием течения, создаваемого ВВ, на кинематику поверхностных волн. Его соответствующее описание можно назвать кинематической моделью. Указанный механизм наиболее эффективен при выполнении условия группового синхронизма, когда проекция групповой скорости поверхностных волн на направление распространения внутренней волны равна ее фазовой скорости. Однако в случае интенсивных ВВ заметный эффект может возникать и при их значительном отличии. При выполнении условия синхронизма наряду с простой модуляцией параметров поверхностных волн могут возникать эффекты блокировки и захвата поверхностных волн полем ВВ. Эти эффекты, играющие определяющую роль для сравнительно слабо затухающих метровых и дециметровых волн, приводят к сильным перестройкам спектра поверхностного волнения на различных участках ВВ.

Эффект блокировки поверхностных волн, заключающийся в остановке и отражении волновых пакетов на переменном течении, анализировался впервые, по-видимому, в работах [15,16]. Для объяснения явления выглаживания он привлекался в [17,18]. Однако в этих работах не учитывалось отражение пакетов поверхностных волн, приводящее к значительному изменению их волнового числа. Наиболее полное описание эффекта блокировки дано независимо в работах [19 - 22], причем в [21 - 22] рассмотрены и капиллярные волны. Возможность отражения и захвата поверхностных волн в поле ВВ отмечалась также в [23].

В одномерной постановке изменение спектральных характеристик поверхностных волн в отсутствие ветра анализировалось в [20,24] с использованием сохранения плотности волнового действия. В [20] изучен частный случай рассеяния поверхностных волн на солитоне ВВ такой полярности, при которой возможно лишь их отражение: рассмотрена кинематика поверхностных волн, определена эволюция спектров в пространстве. Задача об изменении спектров поверхностного волнения в поле периодических и уединенных ВВ различной полярности решена в [24], где детально исследована кинематика волновых пакетов при учете захвата их ВВ, построен удобный аналитический аппарат ее описания, опирающийся на

аналогию движения волновых пакетов и частиц [25], определена эволюция спектров во времени и в пространстве.

Для построения более адекватной модели явления выглаживания принципиален учет действия ветра, нелинейных и диссипативных эффектов, а также неоднородного характера задачи. Влияние указанных факторов анализировалось в работах [21,26,27] на основе кинетического уравнения для плотности волнового действия поверхностных волн с соответствующими членами в правой его части. Вид правой части кинетического уравнения в [21] и в [26,27] различен. В работе [21] в уравнение включены члены, отвечающие генерации волн ветром, вязкой диссипации, нелинейному взаимодействию спектральных компонент и феноменологическому учету обрушения волн. В работах [26,27] все нелинейные эффекты описываются феноменологически с помощью члена, соответствующего нелинейному ограничению роста волн. Данная аппроксимация, являясь несколько более грубой, чем принятая в [21], существенно упрощает расчеты.

В [21] в одномерной постановке анализировался случай отражения поверхностных волн уединенной ВВ. В работе [26] решалась двумерная задача воздействия периодических ВВ на ветровое волнение. Однако кинематика волновых пакетов в [26] рассмотрена некорректно, в частности не учитывался принципиальный в данном случае захват поверхностных волн. При рассмотрении незахваченных поверхностных волн использовано приближение, в котором скорость волнового пакета постоянна, а изменяется лишь его волновое число. Недостаточно строгое рассмотрение кинематики поверхностных волн привело к качественному несоответствию полученных в [26] спектров с измеренными в [7]. В работе [27] для случая сильных ветров в одномерной постановке учтен захват волновых пакетов ВВ.

Элементы более строгой теории явления выглаживания содержатся в [28,29]. В данной работе проводится обобщение результатов [28,29] и сравнение их с экспериментальными данными.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания волнения на медленно меняющемся тече-нии, создаваемом длинной ВВ, воспользуемся понятием пространственного амплитудного спектра с плотностью

$$W(\vec{r}, \vec{k}, t) = \frac{1}{2} \rho_w g \frac{1}{(2\pi)^2} \int B(\vec{R}, \vec{r}, t) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{R}) d\vec{R}, \quad (1)$$

$$B(\vec{R}, \vec{r}, t) = \langle \xi_s\left(\vec{r} - \frac{\vec{R}}{2}, t\right) \xi_s\left(\vec{r} + \frac{\vec{R}}{2}, t\right) \rangle,$$

где $B(\vec{R}, \vec{r}, t)$ - функция корреляции смещения водной поверхности $\xi_s(\vec{r}, t)$; ρ_w - плотность жидкости; g - ускорение силы тяжести. Длины волн всех спектральных компонент и радиус корреляции полагаем много меньшими дли-ны ВВ. В движущейся среде изменение спектральной плот-ности волнового действия (числа квазичастиц) определяется кинетическим уравнением [24,26]

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \dot{\vec{r}} \frac{\partial N}{\partial \vec{r}} + \dot{\vec{k}} \frac{\partial N}{\partial \vec{k}} = S, \quad (2)$$

$$N(\vec{r}, \vec{k}, t) = W(\vec{r}, \vec{k}, t) / \omega_0, \quad (3)$$

где $\omega_0 = (g |\vec{k}|)^{1/2}$ - частота, соответствующая данной спектральной компоненте \vec{k} в точке \vec{r} в момент времени t в системе отсчета, движущейся со скоростью течения $\vec{U}(\vec{r}, t)$, создаваемого на поверхности ВВ. Член S , отвечающий действию ветра и вязкости на поверх-ностные волны и учитывающий их нелинейность, следуя [26], определим феноменологической формулой:

$$S = \alpha N - \frac{\alpha N^2}{N_0}, \quad (4)$$

где $N_0(\vec{k}^*)$ - спектральная плотность волнового действия в отсутствие ВВ, $\alpha(\vec{k}, \vec{U}_w)$ - инкремент нарастания ветровых волн, \vec{U}_w - скорость ветра. Формула (4) является наиболее простым модельным выражением, принятым в океанологии. Она содержит значительную степень произвола. Достаточно достоверной можно считать лишь часть, отвечающую экспо-ненциальному нарастанию волн. Но и здесь имеются различ-ные возможности при выборе выражения для α . Имеющий-

ся, произвол есть следствие неудовлетворительного состояния теории ветрового волнения.

Характеристики уравнения (1) определяются соотношениями

$$\dot{\vec{r}} = \frac{\partial \omega(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial \vec{k}}, \quad \dot{\vec{k}} = - \frac{\partial \omega(\vec{r}, \vec{k}, t)}{\partial \vec{r}}, \quad (5)$$

где $\omega(\vec{r}, \vec{k}, t)$ - частота поверхностной волны в лабораторной системе отсчета, а также

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N - \frac{\alpha N^2}{N_0}. \quad (6)$$

Уравнения (5) описывают движение волновых пакетов поверхностных волн в поле ВВ. Уравнение (6) определяет изменение плотности волнового действия на траекториях движения волновых пакетов в пространстве (\vec{r}, \vec{k}) .

КИНЕМАТИКА ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ

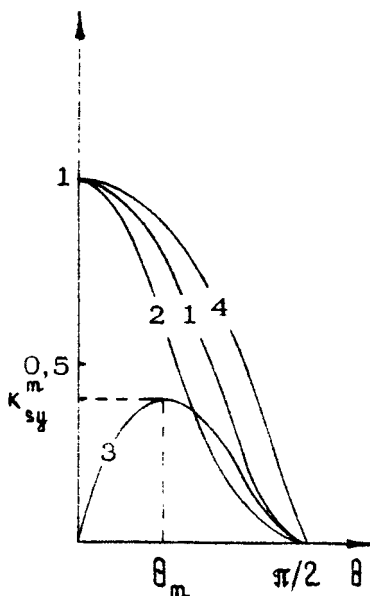
Рассмотрим поведение пакетов поверхностных волн при произвольном направлении их движения по отношению к направлению распространения ВВ. Результаты данного исследования необходимы для последующего анализа изменчивости спектров ветрового волнения.

Наиболее сильно меняются параметры волн, находящихся в групповом синхронизме с ВВ. Условие группового синхронизма имеет вид

$$\frac{1}{2} \sqrt{g/k_3} \cos \theta = c, \quad (7)$$

где c - фазовая скорость ВВ; \vec{k}_3 - волновой вектор поверхностной волны, проекция групповой скорости которой на направление распространения ВВ (ось x) равна c ; $\theta = \arctg(k_{3x}/k_{3y})$ - угол между \vec{k}_3 и осью x ; величины k_{3x} и k_{3y} - компоненты волнового вектора, парал-

* Заметим, что аппроксимация члена S в кинетическом уравнении (2), принятая в [21], представляется несколько более обоснованной. Однако ее использование связано со значительными вычислительными трудностями при определении вида спектров волнения в случае, когда возможен захват поверхностных волн внутренней.



Р и с. 1. Зависимость параметров поверхностной волны, находящейся в групповом синхронизме с ВВ, от угла θ :
 1 - k_s/k_* ; 2 - k_{sT}/k_* ;
 3 - k_{sY}/k_* ; 4 - $4-\omega_s/\sqrt{gk_*}$

дельная и перпендикулярная направлению распространения ВВ. На рис.1 показана зависимость от угла θ величин k_s , k_{sT} , k_{sY} , нормированных на $k_s(\theta=0)=k_* = g/4C^2$, и $\omega_s / (gk_*)^{1/2}$, где $\omega_s = (gk_s)^{1/2}$. Величина k_{sY} имеет максимум k_{sY}^m при $\theta = \theta_m = \arcsin(1/\sqrt{3})$, где θ_m - кельвиновский фазовый угол. Каждому значению k_{sY} отвечают две волны с различными k_s , k_{sT} , ω_s , находящиеся в синхронизме с ВВ.

Течение, создаваемое ВВ на поверхности жидкости,

$$\bar{U} = \bar{U}_0 \cos(qx - \Omega_i t) = \bar{U}_0 \cos \xi, \bar{U}_0 = U_0 \bar{I}_0, \quad (8)$$

считаем заданным, так как влияние на него поверхностных волн мало [30]. В выражении (8) q и Ω_i - волновое число и частота ВВ. В системе отсчета, движущейся со скоростью C (системе \bar{C}), течение, определяемое (8), стационарно и, следовательно, сохраняется частота волнового пакета

$$\Omega = \omega - (\bar{I}_0 \bar{K}) C = -k_x C + k_x C \beta_0 \cos \xi + \sqrt{g(k_x^2 + k_y^2)^{1/2}}, \quad (9)$$

где $\beta_0 = U_0/C$. При описании движения пакетов в системе \bar{C} в уравнениях (5) необходимо заменить ω на Ω .

Уравнения (5) аналогичны уравнениям движения частицы в форме Гамильтона с гамильтонианом (9). Соотношение (9) дает первый интеграл уравнений движения пакетов (5) в системе ζ и позволяет построить траектории движения пакетов в пространстве (ξ, k_x) , которые приведены на рис.2. При движении волновых пакетов в поле ВВ k_y сохраняется. Подобный вид имеют и траектории движения пакетов гравитационно-капиллярных волн в одномерном случае ($k_y = 0$) при замене ξ на $\xi + x$ *).

Для аналитического исследования параметров траекторий используем разложение выражения (9) по степеням малого изменения волнового вектора при движении пакета $\tilde{k}_x = k_x - k_{sx}$:

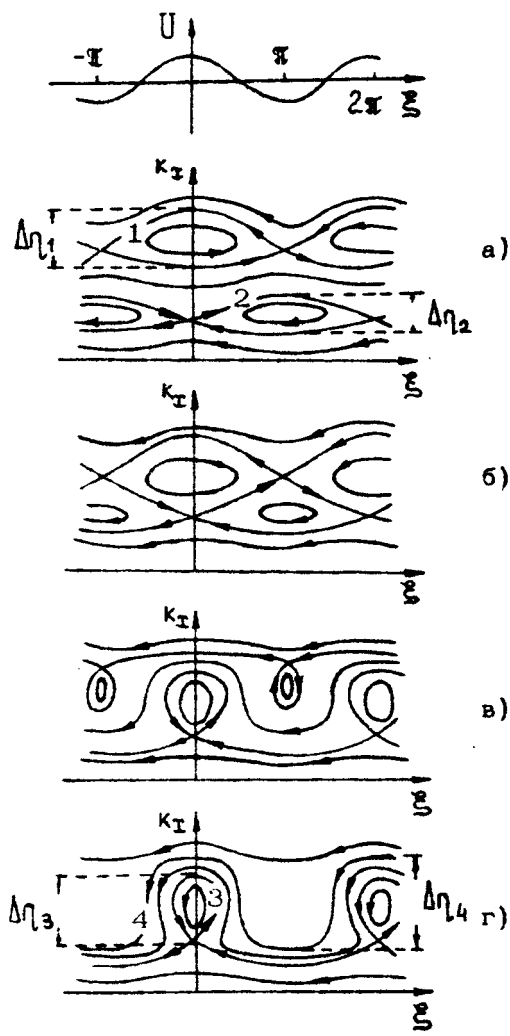
$$\Omega = \Omega_* + [k_{sx} \beta_0 \cos \xi + [\tilde{k}_x \beta_0 \cos \xi + \frac{1}{2} \frac{\tilde{k}_x^2}{m_*} + \chi \tilde{k}_x^3 + O(\tilde{k}_x^4)], \quad (10)$$

где

$$\Omega_* = [k_{sx}, m_* = \frac{4k_s^{3/2}}{\sqrt{g}} \frac{1}{2-3\cos^2\theta}, \chi = (-\sqrt{gk_s}/16k_s^3) \times \cos\theta (6-7\cos^2\theta). \quad (11)$$

Для волновых пакетов с $k_y \ll k_{sy}^m$ существенны первый, второй и четвертый члены разложения (10), а для пакетов с $k_y \sim k_{sy}^m$ - первый, второй, третий и пятый. В первом случае задача аналогична задаче о движении в поле плазменной волны заряженной частицы с эффективной массой m_* , зависящей от угла θ , во втором случае, когда величина m_* велика ($m_*^{-1} \approx 0$), гамильтониан имеет более сложный вид. В таблице приведены выражения для относительной ширины интервала изменения волнового числа и характерного времени движения волновых пакетов (характерного времени трансформации спектра поверхностного волнения под действием ВВ) при различных значениях k_y . Определенная с уче-

* При этом рис. 2,а соответствует случаю $[\gg V_{min}$, рис. 2,б,в - $[\sim V_{min}$, рис.2,г - $[= V_{min}$, где V_{min} - минимальная групповая скорость поверхностных волн.



Р и с. 2. Траектории движения волновых пакетов на плоскости (ξ, k_x) при различных значениях k_y : а - значительное отличие k_y от k_{y4}^m ; б, в - k_y близко к k_{y4}^m ; г - $k_y = k_{y4}^m$

том кубического члена в разложении Ω в окрестности $\theta \sim \theta_m$ величина характерного времени T при малых β_0 существенно больше, чем величина характерного времени при других углах θ .

На основании проведенного рассмотрения кинематики поверхностных волн в поле ВВ можно сделать некоторые заключения о характере изменения двумерного спектра волнения. Если предположить, что спектр изотропен и спектральная плотность отлична от нуля лишь при $\omega > \omega_{min}$, то изменения в таком спектре будут возникать лишь в некотором секторе $\theta < \theta_s (\omega_s = \omega_{min})$, как видно из рис.1.

	$k_y \ll k_{sy}^m$ (кривые 1,2 на рис.2,а)	$k_y = k_{sy}^m$ (кривая 3 на рис.2,г)	$k_y = k_{sy}^m$ (кривая 4 на рис.2,г)
$\Delta\eta$	$4\sqrt{2\beta_0} 2-3\cos^2\theta ^{1/2}$	$3\sqrt{3\beta_0}$	$2\sqrt{9\beta_0}$
T	$\frac{2\pi}{\Omega_i} \sqrt{2/\beta_0} 2-3\cos^2\theta ^{1/2}$	$\frac{2\pi}{\Omega_i} \sqrt{3/4} \beta_0^{-3/4}$	$\frac{10}{\Omega_i} \beta_0^{-2/3}$

Возможно также, что направления $\theta = \pm \theta_m$ по мере эволюции спектра окажутся выделенными вследствие значительного отличия величин $\Delta\eta$ и T в этой области углов θ от их значений при других углах. В случае малой угловой ширины спектра поверхностного волнения при малых углах между направлениями распространения поверхностных волн и ВВ ($\theta_w < \theta_m$) захват волновых пакетов происходит в области максимума скорости течения, создаваемого ВВ, а при $\theta_w > \theta_m$ - в области минимума скорости течения. Соответственно, наиболее существенные изменения в спектре волнения в зависимости от угла θ_w происходят в различных областях пространства. При больших θ_w спектр изменяется в более длинноволновой части, чем при малых. С увеличением θ_w диапазон волновых векторов, в котором существенно трансформируется спектр волнения, расширяется при $\theta_w < \theta_m$ и уменьшается при $\theta_w > \theta_m$.

ТРАНСФОРМАЦИЯ СПЕКТРОВ ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

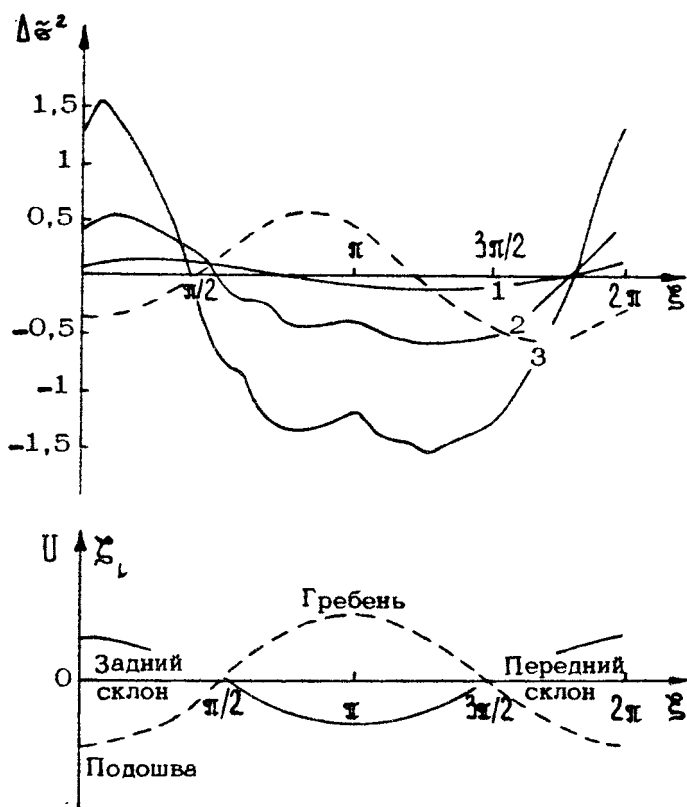
Знание траекторий движения волновых пакетов в поле ВВ позволяет проинтегрировать уравнение (2) и найти изменение спектра волнения. Основные закономерности изменения спектра поверхностного волнения под действием ВВ рассмотрим для простоты в одномерном случае $\vec{k} \parallel \vec{U}$. Двумерный случай вследствие появления дополнительных факторов, таких как угловое распределение спектральной плотности, угол между направлениями скорости ветра и распространения ВВ, сложен для анализа, поэтому расчет трансформации двумерного спектра проведен для конкретных условий, реализованных в эксперименте [7].

Характер трансформации спектра волнения определяется отношением времени его изменения под действием ВВ T к времени релаксации возмущенного спектра к стационарному состоянию под действием ветра $T_W = \alpha^{-1}(k_*)$. При малых скоростях ветра, когда $T \ll T_W$, вид спектров постоянно меняется с течением времени, причем при $T \rightarrow \infty$ спектры становятся сложными и изрезанными вследствие неизохронности движения волновых пакетов в пространстве (ξ, k) [24]. При $T \sim T_W$ быстро устанавливается стационарное распределение спектральной плотности, неоднородное по ξ . При $T \gg T_W$ влияние ВВ на поверхностное волнение очень мало, за исключением, может быть, окрестности нижней границы интервала захвата, где происходит быстрое убывание $\alpha(k)$ с уменьшением k .

Исследование эволюции волнения к стационарному состоянию проводилось с использованием ЭВМ. В качестве невозмущенного спектра волнения был выбран спектр Ролла-Фишера $W = A k^{-3} \exp(-2g/kU_W^2)$, где U_W - скорость ветра. Коэффициент A определяется по теории Майлса-Филлипса [31]. На основании вычислений построены спектры волнения в различных сечениях. Важной характеристикой волнения, определяющей модулячик отражательной способности морской поверхности, является изменение дисперсии уклонов поверхности:

$$\Delta \sigma^2 = \iint_{-\infty}^{\infty} |\vec{k}|^2 (W - W_0) d\vec{k}. \quad (12)$$

На рис.3 приведена зависимость величины $\Delta \tilde{\sigma}^2 = \Delta \sigma^2 / k_*^3 W_0(k_*)$.



Р и с. 3. Зависимость изменения нормированной дисперсии уклонов $\Delta\tilde{\sigma}^2 = \Delta\sigma^2 / \kappa_*^3 W_0(\kappa_*)$ в поле ВВ от ее фазы ξ при различных амплитудах ВВ: 1 - $\beta_0 = 0,01$; 2 - $\beta_0 = 0,05$; 3 - $\beta_0 = 0,1$; пунктир - отклонение пикноклина ξ_1 ; сплошная линия - скорость течения на поверхности, создаваемого ВВ низшей моды

в одномерном случае для стационарного спектра ветрового волнения ($t \rightarrow \infty$) в поле ВВ от ее фазы ξ . Графики построены для значений параметров $U_w = 2 \text{ м/с}$ и $\beta_0 = 0,01; 0,05; 0,1$ (на рис.3 кривые 1, 2 и 3 соответственно). Минимум величины $\Delta\sigma^2$ приходится на область $\pi < \xi < 3\pi/2$ (на переднем склоне, ближе к гребню)

что согласуется с экспериментальными данными, полученными в работе [7]*. Из рис.3 виден ряд качественных особенностей поведения величины $\Delta \bar{\sigma}^2$. В частности, область уменьшения дисперсии уклонов (слик) существенно превышает область ее увеличения. Уменьшение дисперсии уклонов более значительно, чем ее увеличение. С ростом амплитуды ВВ указанные различия быстро возрастают. Увеличение скорости ветра приводит к уменьшению изменения дисперсии уклонов поверхности.

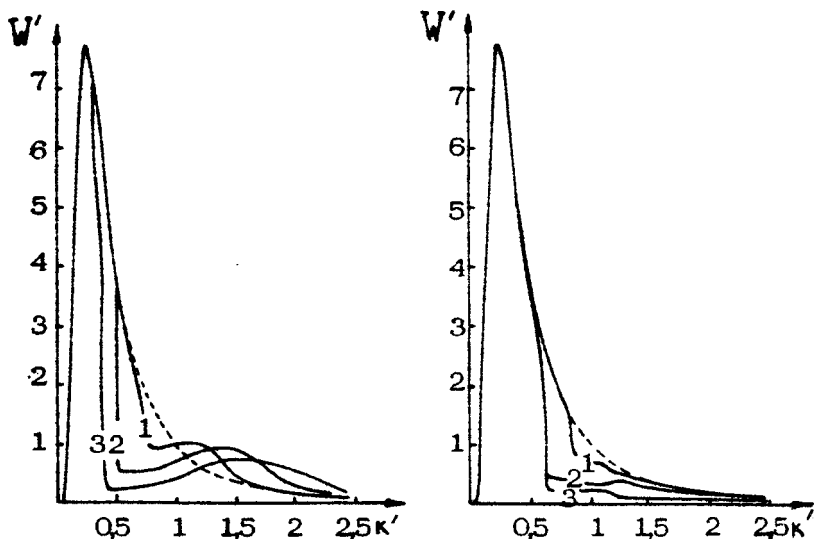
Расчёты показывают, что положение минимума дисперсии уклонов существенно зависит от показателя степени спадающего невозмущенного спектра κ^{-n} . При $n > 3$ слик смещается в область $3\pi/2 < \xi < 2\pi$ (на переднем склоне, ближе к подошве), причем положение минимума дисперсии уклонов ξ_m , в отличие от случая $n = 3$, существенно зависит от β_0 : при увеличении β_0 ξ_{min} стремится к 2π . Зависимость величины $\Delta \bar{\sigma}^2$ от ξ для $n = 4$ приведена на рис.3 пунктирной линией. При $n < 3$ ξ_{min} близко к π .

Таким образом, на основании расчетов можно сделать вывод, что, во-первых, слик занимает большую часть области пространства, во-вторых, наличие ВВ приводит в среднем к уменьшению дисперсии уклонов поверхности.

На рис.4 и 5 показаны установившиеся спектры ветрового волнения в сечениях, отвечающих максимуму (рис.4) и минимуму (рис.5) дисперсии уклонов σ^2 ($\kappa' = \kappa / \kappa_*$, $W' = W / W(\kappa_*)$). В области максимума σ^2 , как видно из рисунка, спектральная плотность в области волновых чисел $\kappa > \kappa_*$ возрастает по сравнению с невозмущенной. В области минимума σ^2 происходит подавление волнения в коротковолновой части спектра. Необходимо отметить, что в этом случае в отличие от результатов [26] отсутствует спектральный интервал, в котором $W = 0$ (см.далее рис.8). График рис.5 дает качественно лучшее согласие с экспериментом, чем приведенный в [26]. Этот факт является следствием некорректного рассмотрения кинематики захваченных волновых пакетов в [26].

*)

В работе [21]; где анализировалась трансформация ветровых волн, отражающихся на течении, отвечающем уединенной внутренней волне, с использованием иной аппроксимации функции S также получено, что значительное уменьшение спектральной плотности волнения происходит в области положительного градиента скорости течения.



Р и с.4. Спектр установившегося ветрового волнения в области максимума дисперсии уклонов: 1 - $\beta_0=0,01$; 2 - $\beta_0=0,05$; 3 - $\beta_0=0,1$. Пунктирной линией показан невозмущенный спектр

Р и с.5. Спектр установившегося ветрового волнения в области минимума дисперсии уклонов: 1 - $\beta_0=0,01$; 2 - $\beta_0=0,05$; 3 - $\beta_0=0,1$. Пунктирной линией показан невозмущенный спектр

Проведенные выше расчеты относятся к случаю выполнения условия группового синхронизма. Кинематическая модель позволяет анализировать и другие ситуации, однако возникающий при этом эффект **выглаживания** оказывается существенно слабее.

Полученные результаты дают качественную картину рассматриваемого явления. Для количественного сравнения теоретических результатов с экспериментальными данными необходимо учитывать двумерность поверхностного волнения и использовать в вычислениях реальный спектр волнения.

СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РЕЗУЛЬТАТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

В рамках построенной в данной работе кинематической модели выполнен расчет трансформации спектра двумерного волнения для значений параметров, приведенных в работе [7],

$$\begin{aligned} C = 0,8 \text{ м/с} , \quad \beta_0 = 0,18 , \quad \Omega_i = 0,074 \text{ с}^{-1}, \\ U_W = 2,1 \text{ м/с} , \quad \theta_W = -17^\circ, \end{aligned} \quad (13)$$

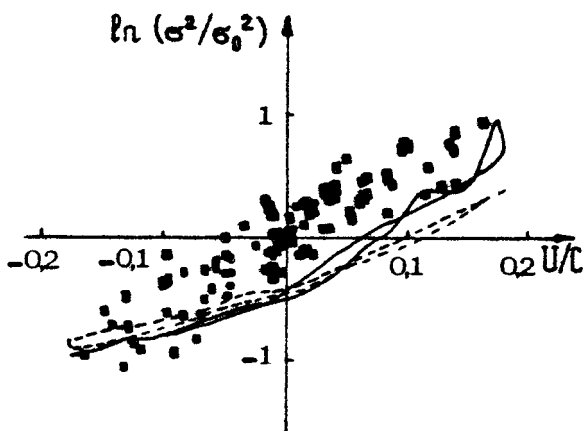
где θ_W - угол между направлениями распространения внутренней волны и скорости ветра. Перечислим кратко экспериментальные результаты работы [7]. В заливе Orford у побережья Канады, где вследствие впадения реки существует сильная стратификация - над соленой водой находится пресный слой четырехметровой толщины, судном за счет эффекта "мертвой воды" генерировались интенсивные ВВ. В серии опытов возбуждались дуги ВВ и на достаточном удалении от области генерации измерялись параметры ветровых и внутренних волн: дисперсия уклонов и спектр волнения в различных фазах ВВ, скорость течения, создаваемого ВВ, и направление и скорость ветра. Приведены данные опыта. Точками на плоскости (рис.6) показана полученная в [7] зависимость σ^2 от β , причем функция σ^2 смещена на величину оптимального фазового сдвига. Оптимальный фазовый сдвиг, введенный в [7], - это величина ξ_0 , на которую необходимо сдвинуть кривую $\sigma^2(\xi)$ относительно $\beta(\xi)$, чтобы коэффициент корреляции между указанными величинами был максимален. На основании данной зависимости в [7] определялась чувствительность ветрового волнения по отношению к ВВ

$$R = \frac{d \ln \sigma^2}{d \beta} . \quad (14)$$

Измерялся невозмущенный спектр волнения, а также спектры в областях максимума и минимума дисперсии уклонов.

На основе обработки данных многих опытов в [7] получены зависимости величин ξ_0 и R от скорости ветра U_W .

Теоретические расчеты выполнены при значениях параметров (13) на основе кинематической модели с использованием двух различных формул для $\alpha(\kappa, U_W)$: теоретической фор-

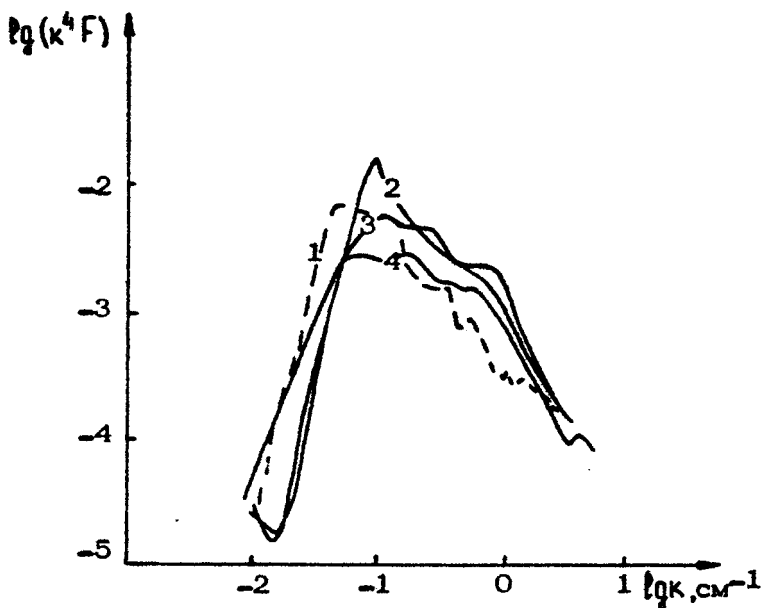


Р и с.6. Экспериментальная зависимость σ^2 от β [7] (точки) и теоретические графики, рассчитанные с использованием формул Майлса-Филлипса (сплошная линия) и Хьюза (пунктирная линия), учитывающие оптимальный фазовый сдвиг

мулы Майлса-Филлипса [31] и эмпирической Хьюза [26], последняя дает большие значения для α . Использование двух формул позволяет судить об устойчивости результата в условиях отсутствия надежной теории ветрового волнения. Зависимость дисперсии уклонов от фазы ВВ приведена на рис.9 (см. далее). Как и в одномерном случае, рассчитанное уменьшение дисперсии уклонов более значительно, чем ее увеличение. Указанное отличие больше в случае использования формулы Хьюза. При использовании обеих формул область уменьшения дисперсии уклонов существенно шире области ее увеличения.

Спектры установившегося ветрового волнения в поле внутренней волны

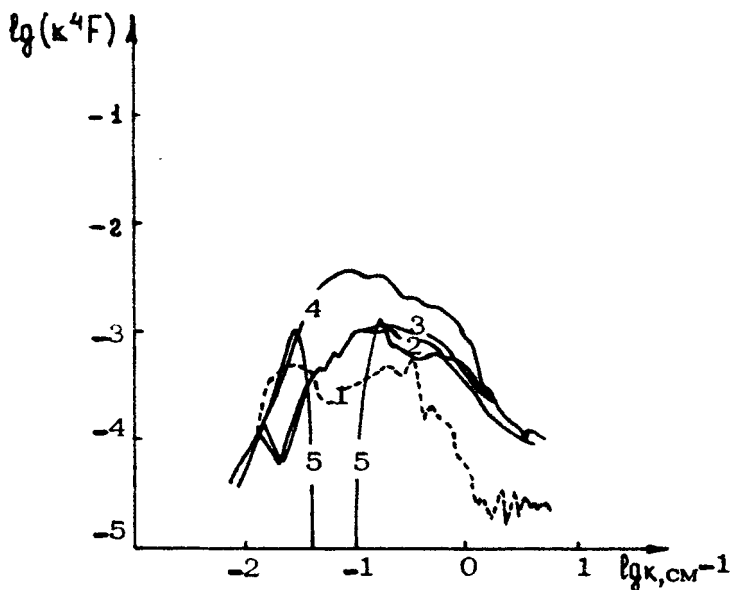
$$F(|\mathbf{k}|) = \int_{-1}^1 W(|\mathbf{k}|, \theta) d\theta \quad (15)$$



Р и с.7. Экспериментальный [7] (1) и теоретические спектры ветрового волнения, рассчитанные с использованием формул Майлса-Филлипса (2) и Хьюза (3), в области максимальной дисперсии уклонов и невозмущенный спектр волнения (4)

полученные в эксперименте [7] и рассчитанные теоретически, приведены на рис.7 и 8 в областях максимальной и минимальной дисперсии уклонов. Теоретически полученные спектры хорошо согласуются с экспериментальными, за исключением диапазона волн с длинами менее 10 см^{*}). В данном диапазоне развитое выше описание неприменимо, и необходи-

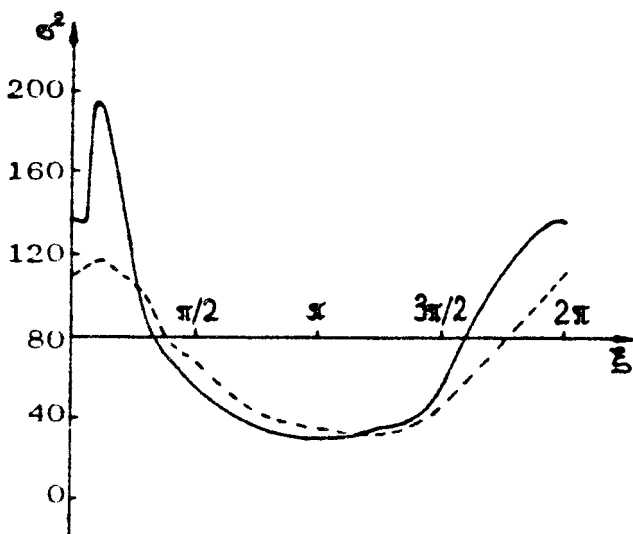
^{*}) Для сравнения на рис.8 приведен график, полученный теоретически в работе [26].



Р и с.8. Экспериментальный [7] (1) и теоретические спектры ветрового волнения, рассчитанные в настоящей работе с использованием формул Майлса-Филлипса (2) и Хьюза (3), а так же в работе [26] (5) в области минимальной дисперсии уклонов, и невозмущенный спектр (4)

мо рассмотрение других механизмов. Однако в случае [7] спектр ветрового волнения в отсутствие внутренней волны W_0 имеет такой вид, что вклад коротких волн (с длинами менее 10 см) в дисперсию уклонов поверхности достаточно мал (составляет менее 10%). Поэтому результаты определения σ^2 справедливы, несмотря на указанное расхождение.

Оптимальный фазовый сдвиг, полученный в работе [7] в опыте с параметрами (13), составляет -73° . Рассчитанные значения равны -9° и -24° при использовании формул Майлса-Филлипса и Хьюза соответственно. На рис.6 приведены теоретические зависимости, отвечающие приведенным на рис.9 с учетом фазового сдвига. Как видно из рисунка, теоретические кривые лежат ниже экспериментальной зависимости и не являются симметричными относительно центра плюс-



Р и с.9. Зависимость дисперсии уклонов от фазы ВВ, рассчитанная с использованием формул Майлса-Филлипса (сплошная линия) и Хьюза (пунктирная линия)

кости (σ^2 , β). Рассчитанное значение чувствительности R ниже, чем в [7], в первом случае примерно на 10%, а во втором – на 30%.

Количественное сопоставление теоретической и экспериментальной зависимостей R и ξ_0 от U_W невозможно, так как в [7] не приведен вид спектров при различных скоростях ветра U_W . Однако поведение указанных величин, рассчитанное для одномерного случая, качественно согласуется с экспериментальными данными: с ростом скорости ветра R убывает, а $|\xi_0|$ растет.

Некоторое расхождение теоретических результатов и экспериментальных данных (см.рис.6,7,8) является, по-видимому, следствием недостатков теории, обсуждавшихся выше. Имеется также ряд вопросов, связанных с экспериментом [7]:

1) Не проверялось, является ли спектр ветрового волнения установившимся в месте измерений.

2) Не измерялся пространственный спектр волнения, определялся лишь частотный спектр, а затем при определенных предположениях об угловом распределении находилась спектральная плотность $W(|\vec{k}|, \theta)$.

3) Имеются некоторые противоречия в приведенных экспериментальных данных.

Непосредственное измерение дает одинаковое максимальное увеличение и уменьшение дисперсии уклонов примерно в три раза (см. рис.6), в то время как вычисление ее по экспериментальным спектрам (см. рис.7 и 8) - увеличение σ^2 в 1,5 раза, а уменьшение в 5,5 раза.

Для детальной проверки теоретических схем необходимы дальнейшие экспериментальные исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Кинематическая модель явления выглаживания позволяет сделать ряд выводов о характере трансформации спектров ветрового волнения под действием интенсивных ВВ.

1) Наиболее сильные изменения в спектре ветрового волнения происходят в интервале длин волн с групповыми скоростями, близкими к скорости ВВ.

2) В пространственной картине поверхностного волнения существуют области как уменьшения, так и увеличения дисперсии уклонов поверхности, причем области уменьшения σ^2 существенно шире. В среднем дисперсия уклонов поверхности под действием ВВ убывает.

3) Относительное изменение дисперсии уклонов $\Delta \sigma^2$ увеличивается с ростом амплитуды ВВ и убывает с ростом скорости ветра.

4) При малых углах между направлениями скорости ветра и распространения ВВ ($\theta_w < \theta_m$), когда влияние ее на поверхностные волны наиболее эффективно, слик располагается на переднем склоне ВВ. Характеристики выглаживания зависят от вида начального спектра ветрового волнения, в частности, абсолютная величина оптимального фазового сдвига растет (слик смещается к подошве) при увеличении показателя спектра или скорости ветра.

Теоретические результаты качественно согласуются с экспериментальными данными. Для улучшения количественного согласия необходимо дальнейшее развитие теории. Преж-

де всего это касается усовершенствования описания ветрового волнения (спектральный состав, механизмы генерации волн, нелинейные и диссипативные эффекты). Для создания полной картины явления выглаживания значительный интерес представляет построение теории каскадного механизма воздействия ВВ на рябь через дециметровые волны, например, за счет их нелинейного укрупнения. Однако для разработки новых моделей необходима постановка целенаправленных экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. La Fond E.C., La Fond K.G. Sea surface features. - Marine Biological Association of India, 1972, v.14, N1, p.1-14.
2. Apel J.R., Byrne H.M., Proni J.R., Charnell R.L. Observations of oceanic internal and surface waves from the earth resources technology satellite. - J.Geophys.Res., 1975, v.80, N6, p.865-881.
3. Curtin T.B., Mooers C.N.K. Observation and interpretation of a highfrequency internal wave packet and surface slick pattern. - J.Geophys. Res., 1975, v.80, N6, p.882-894.
4. Osborne A.R., Burch T.L. Internal solitons in the Andaman sea. - Science, 1980, v.208, N4443, p.451-460.
5. Браво-Животовский Д.М. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами. - ДАН, 1982, т.265, №2, с.457-460.
6. Нелело Б.А., Куфтарков Ю.М. Экспериментальные исследования характеристик внутренних волн в океане дистанционными методами. - ДАН, 1979, т.249, №4, с.980-983.
7. Hughes B.A., Grant H.L. The effect of internal waves on surface wind waves. 1. Experimental measurements. - J.Geophys.Res., 1978, v.83, N1, p.443-454.
8. Lewis J.E., Lake B.M., Ko D.R.S. On the interaction of internal waves and surface gravity waves. - J.Fluid Mech., 1974, v.63, N4, p.773-800.
9. Ермаков С.А., Козлов С.И., Показеев К.В., Розенберг А.Д. Лабораторное исследование влияния внутренней волны на регулярные поверхностные волны. - Океанология, 1982, т.22, выш.2, с.204-210.

10. Ермаков С.А. Лабораторные исследования воздействия внутренних волн на поверхностное волнение. (В наст. сборнике, с. 168).
11. Петров В.В. К динамике нелинейных поверхностных волн в стратифицированном океане. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т.15, №7, с.740-749.
12. Моисеев С.С. Сагдеев Р.З., Тур А.В., Яновский В.В. Модуляционные неустойчивости в системе связанных колебаний неоднородной сплошной среды. - ДАН, 1981, т.258, №3, с.601-604.
13. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. Пленочный механизм воздействия внутренних волн на ветровую рябь. (В наст. сборнике, с. 31).
14. Баренблатт Г.И., Бенилов А.Ю. Влияние внутренних волн на неоднородности гидрофизических характеристик поверхности океана. (В наст. сборнике, с. 52).
15. Longuet-Higgins M.S., Stewart R.W. Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents. - J.Fluid Mech., 1960, v.8, N4, p.565-585.
16. Longuet-Higgins M.S., Stewart R.W. The changes in amplitude of short gravity waves on steady non-uniform currents. - J.Fluid Mech., 1961, v.10, N4, p.529-549.
17. Gargett A.E., Hughes B.A. On the interaction of surface and internal waves. - J.Fluid Mech., 1972, v.52, N1, p.179-191.
18. Филлипс О.М. О взаимодействии внутренних и поверхностных волн. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т.9, №9, с.954-961.
19. Smith R. The reflection of short gravity waves on a nonuniform current. - Math. Proc. Cambridge Phil. Soc., 1975, v.78, N3, p.517-525.
20. Thomson J.A., West B.J. Interaction of small-amplitude surface gravity waves with surface currents. - J.Phys.Oceanogr., 1975, v.5, N4, p.736-749.
21. West B.J., Thomson J.A., Watson K.M. Statistical mechanics of ocean waves. - J.Hydro-nautics, 1975, v.9, N1, p.25-31.

22. Басович А.Я., Таланов В.И. О трансформации коротких поверхностных волн на неоднородных течениях. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т.13, №7, с.766–733.
23. Воронович А.Г. Распространение внутренних и поверхностных гравитационных волн в приближении геометрической оптики. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1976, т.12, №8, с.850–857.
24. Басович А.Я. Трансформация спектра поверхностного волнения под действием внутренней волны. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т.15, №6, с.655–661.
25. Басович А.Я., Таланов В.И. Адиабатическое взаимодействие волн. — В кн.: Нелинейные волны. Распространение и взаимодействие. М.: Наука, 1981, с.147–166.
26. Hughes В.А. The effect of internal waves on surface wind waves. 2. Theoretical analysis. — J. Geophys. Res., 1978, v.83, NC1, p.455–465.
27. Кустарков Ю.М., Кудрявцев В.Н. Влияние внутренних гравитационных волн на спектр ветрового волнения. — Морские гидрофиз. исслед. Севастополь, 1980, № 1, с.44–55.
28. Басович А.Я., Баханов В.В. Кинематика поверхностных волн в поле внутренней волны. — Тезисы докл. УШ Всесоюз. симпозиума по дифракции и распространению волн. Львов, 1981, с.193–196.
29. Басович А.Я., Баханов В.В. О действии внутренних волн на ветровое волнение. — Тезисы докл. УШ Всесоюз. симпозиума по дифракции и распространению волн. Львов, 1981, с.197–200.
30. Петров В.В. Взаимодействие внутренних волн и мелкомасштабной поверхностной турбулентности в океане. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т.14, №3, с.342–347.
31. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. М.: Мир, 1969, 267 с.

ПЛЕНОЧНЫЙ МЕХАНИЗМ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ВЕТРОВУЮ РЯБЬ

С.А.Ермаков, Е.Н.Пелиновский, Т.Г.Талипов

1. Как известно, одним из наиболее ярких проявлений внутренних волн на морской поверхности является образование "гладких" сликовых полос. Данные дистанционных и контактных наблюдений поверхности моря показывают, что внутренние волны воздействуют на спектр ветровых волн в широком диапазоне частот и волновых чисел (см., например, обзор [1], где кратко изложены теоретические и экспериментальные аспекты проблемы выглаживания). В теории, описанной в статье [2], развивается один из механизмов такого воздействия, связанный с возможностью выполнения условий синхронизма — совпадения фазовой скорости внутренних и групповой скорости поверхностных волн — и поэтому эффективный, как правило, для не слишком коротковолновой части спектра ветрового волнения. Данная статья посвящена описанию другого механизма выглаживания, который связан с наличием пленок ПАВ, повсеместно присутствующих в море. Последние, как известно, приводят к эффективному гашению коротких ветровых волн, особенно сантиметровой ряби. Внутренние волны, создавая на морской поверхности переменное течение, перераспределяют концентрацию вещества пленки и модулируют коэффициент затухания ряби, обуславливая различную ее интенсивность на разных участках поверхности моря. Уже в первых работах по сликам, связанным с ВВ [3,4], для объяснения выглаживания привлекаются пленки ПАВ, правда, без количественного анализа соответствующих эффектов. С тех пор был выполнен ряд теоретических исследований по гашению ряби пленками ПАВ [5,6], а также проведены измерения (очень немногочисленные)

численные) физико-химических свойств реальных морских пленок [7-9]. Результаты этих работ послужили основой для разработки пленочного механизма взаимодействия внутренних и поверхностных волн применительно к образованию slickов сантиметрового диапазона [10], этот механизм и развивается в настоящей работе.

2. Исходным уравнением для описания изменчивости спектра ветрового волнения является уравнение энергетического баланса

$$\frac{d}{dt} \frac{E}{\omega} = Q, \quad (1)$$

где $E(\vec{k}, \vec{v}, t)$ - пространственный спектр возвышений морской поверхности, ω - собственная частота ветровых волн и Q описывает источники и стоки, а также нелинейные взаимодействия спектральных компонент волнения. Одна из основных трудностей при анализе уравнения (1) заключается в том, что в настоящее время механизм установления спектра ветровых волн не является надежно обоснованным и имеющиеся аппроксимации для функции Q (часть из них приведена в Регистре СССР [11]) не подкреплены данными натуральных и лабораторных экспериментов (в обзоре [12] отмечается, что единственным критерием выбора функции Q является совпадение рассчитанного роста средней высоты волны с наблюдаемым - этот критерий, однако, не позволяет однозначно выбрать Q). При слабом ветре может быть использована следующая аппроксимация функции Q :

$$\omega Q = \frac{\kappa^2 \Pi(\vec{k}, \omega)}{4\rho^2 \omega^2} + (\beta - 2\gamma) E - \alpha E^2, \quad (2)$$

где Π - пространственно-временной спектр пульсаций атмосферного давления; β - линейный инкремент так называемой майлсовской неустойчивости; γ - декремент ряби из-за присутствия на поверхности воды пленок ПАВ; α - коэффициент нелинейной диссипации, связанный с насыщением спектра. В такой форме уравнение (2) не учитывает нелинейных взаимодействий, приводящих к стационарным спектрам волновой турбулентности [13], и позволяет рассматривать динамику каждой спектральной компоненты независимо. Точность этого приближения в настоящее время не может быть оцене-

на, в качестве оправдания сошлемся на работу [14], в которой использована данная аппроксимация Q и обсуждается способ выбора β и α .

Другая трудность связана с неизученностью дисперсионного соотношения коротких ветровых волн, а именно с вопросом является ли ветровая рябь волновой или турбулентной (некоторые соображения о характере дисперсионного соотношения высказаны в [15]). В настоящей статье принимается, что рябь является волновой и ее частота удовлетворяет ли — нейному или слабонелинейному дисперсионному соотношению (альтернативная точка зрения развивается в статье [16], вошедшей в этот сборник). С указанными оговорками и будем использовать в дальнейшем выражение (2).

Очевидно, что уравнение (1) в таком виде описывает как механизм изменчивости, связанный с эффектом синхронизма, так и диссипативный механизм. Чтобы отстроиться от первого механизма (он подробно изложен в статье [2] настоящего сборника) примем два допущения:

- скорость ряби существенно меньше скорости внутренних волн;
- скорость ряби велика по сравнению с орбитальными скоростями частиц воды во внутренних волнах.

Оба эти допущения могут выполняться для сантиметровой ряби в типичных океанических условиях, если внутренние волны являются слабонелинейными. Кроме того, учтем, что масштабы установления спектра в сантиметровом диапазоне малы по сравнению с длиной внутренней волны и ветровая рябь успевает подстраиваться под поле течения, создаваемого внутренней волной. Это позволяет пренебречь слагаемым $\frac{d}{dt} \frac{E}{\omega}$ и находить спектр из алгебраического выражения

$$\frac{\kappa^2 \Pi(\vec{\kappa}, \omega)}{4\rho^2 \omega^2} + (\beta - 2\gamma)E - \alpha E^2 = 0. \quad (3)$$

Влияние внутренней волны в этом уравнении проявляется через доплеровское изменение частоты ряби и изменение β , γ и α . Не приводя здесь общего решения уравнения (3) (ввиду отсутствия надежных данных о спектре атмосферных пульсаций и коэффициенте нелинейной диссипации и их изменчивости на течениях), дадим предельные выражения для контраста $K = E(\vec{\kappa}, \omega) / E_0(\vec{\kappa})$, учитывающие только вариации декремента ряби из-за внутренних волн.

Слабый ветер: $W < 2 + 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, работает механизм Филлипса ($\beta < 2\gamma_0$) [1]

$$K = (2\gamma_0 - \beta) / (2\gamma - \beta). \quad (4)$$

Сильный ветер: $W > 2 + 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, доминирует механизм Майлса ($\beta > 2\gamma_0$) [1]

$$K = (\beta - 2\gamma) / (\beta - 2\gamma_0). \quad (5)$$

Неопределенность в выборе промежуточного диапазона скоростей ветра обусловлена зависимостью граничного значения скорости ветра (при котором механизм Филлипса сменяется механизмом Майлса) от степени покрытия поверхности моря пленками поверхностно-активных веществ и турбулизации приповерхностного слоя [17]. Примем для определенности следующую аппроксимацию коэффициента β [14]:

$$\beta = 10^{-3} \kappa W. \quad (6)$$

В результате мы получили с рядом оговорок замкнутую схему расчета контраста в сантиметровой области спектра волнения, в которой воздействие внутренних волн определяется единственным параметром: коэффициентом диссипации γ .

3. Обсудим теперь роль пленок ПАВ в изменении спектра ветрового волнения. Пленки ПАВ на поверхности моря образуются жирными кислотами, жирными спиртами, эфирами и т.д., попадающими на поверхность воды вследствие разложения и жизнедеятельности морских организмов, а также вследствие загрязнения прибрежных зон отходами промышленного производства и населенных пунктов. Теория гашения ряби мономолекулярными пленками поверхностно-активных веществ развита в работах [5,6]. Из-за вязкости частицы воды "прилипают" к пленке и вблизи поверхности образуется пограничный слой, где и происходит диссипация энергии коротких по-верхностных волн (см., например, [10]). Коэффициент диссипации согласно [5], имеет вид

$$\gamma = 2\nu k^2 \frac{\frac{2\nu k^2}{\omega} - \frac{E k^3}{\rho \omega^2} \sqrt{\frac{2\nu k^2}{\omega}} + \frac{E^2 k^6}{2\rho^2 \omega^4} \sqrt{\frac{\omega}{2\nu k^2}}}{\frac{2\nu k^2}{\omega} - \frac{2E k^3}{\rho \omega^2} \sqrt{\frac{2\nu k^2}{\omega}} + \frac{2E^2 k^6}{\rho^2 \omega^4}} \quad (7)$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения, ν — кинематическая вязкость воды, E — модуль упругости пленки ($E = \Gamma \frac{d\sigma}{d\Gamma}$); $\omega = \sqrt{gk + \frac{\sigma}{\rho} k^3}$ — частота ряби, Γ — концентрация пленки.

Как видно из (7), декремент ряби определяется главным образом такой характеристикой пленки, как модуль упругости. С ростом модуля упругости декремент быстро нарастает до

$\gamma_{\text{млт}} = \sqrt{\nu k^2 \omega / 2}$ при $E = E_* = \frac{\rho}{k^2} \sqrt{2\nu \omega^3}$ и затем монотонно убывает до $\gamma_{\infty} = 2^{-1} \gamma_{\text{млт}}$ при очень больших значениях модуля упругости. Зависимости $\sigma(\Gamma)$ — изотермы пленок — хорошо изучены для химически чистых ПАВ [18,19].

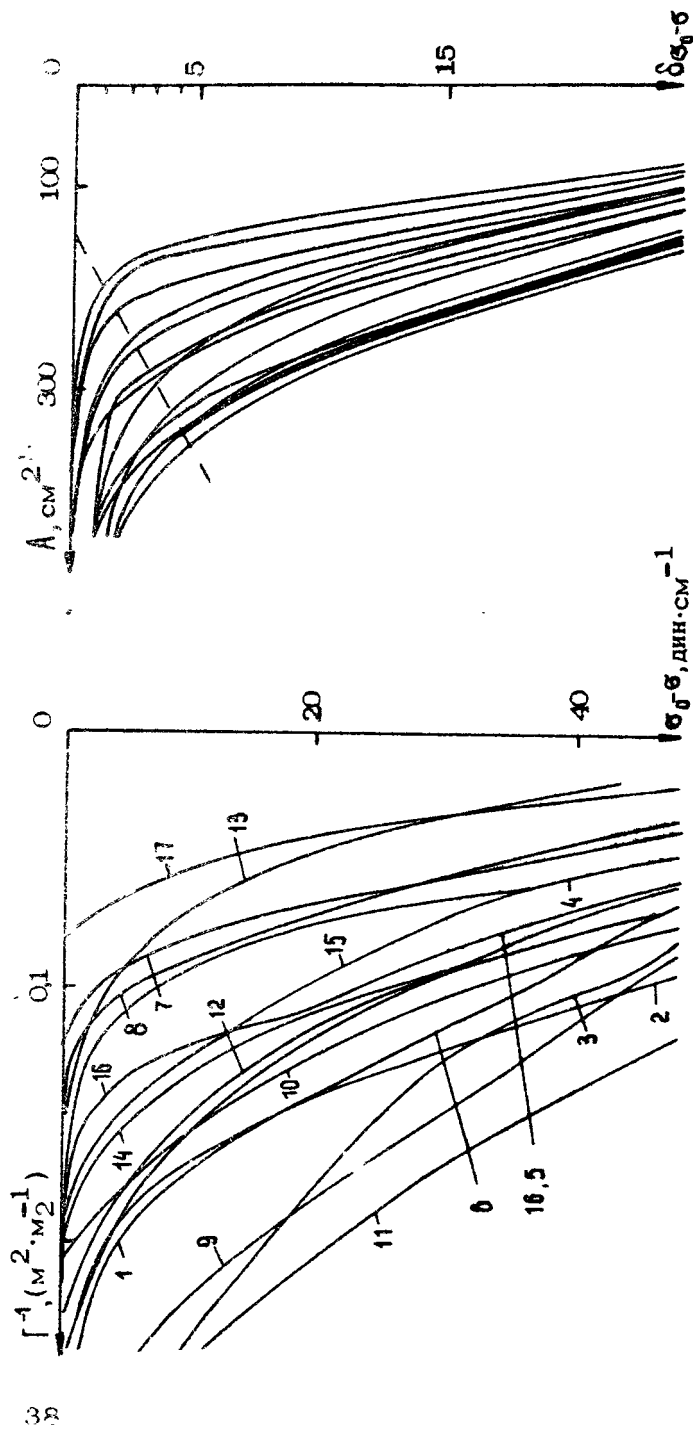
В зависимости от вида изотермы различают газообразные, жидко-растянутые и конденсированные (твердые) пленки. Изотермы газообразных пленок обнаруживают асимптотический характер приближения к поверхностному натяжению чистой воды σ_0 при уменьшении концентрации ПАВ. В свободном (несжатом) состоянии пленки этого типа неограниченно растекаются, образуя на поверхности воды двумерный газ; упругость газообразных пленок мала, и они практически не оказывают влияния на поверхностные волны. Жидко-растянутые и конденсированные пленки растекаются до мономолекулярного слоя, достигая некоторого предельно минимального значения концентрации $\Gamma_{\text{млн}}$, при котором $\sigma(\Gamma) \approx \sigma_0$. При $\Gamma > \Gamma_{\text{млн}}$ для изотерм этих пленок характерно наличие довольно узкой переходной области (ее ширина порядка $0,1 \Gamma_{\text{млн}}$), в которой упругость (а следовательно, и декремент γ) резко возрастает. За пределами переходной области начинается так называемый активный участок изотермы, где E меняется значительно медленнее, чем в переходной области.

Реальные морские пленки представляют собой смеси различных ПАВ довольно сложного состава. Поведение таких смесей может существенно отличаться от поведения химиче-

Т а б л и ц а 1

Номер пробы	Дата (1962г.)	Состояние морской поверхности	Наличие сликов	Место взятия пробы
1	Июнь	Штиль, гладкая поверхность	Есть	Атлантический океан, 30,5 км к югу от Блок-Айленда
2	Июнь	Штиль	Есть	То же
3	Июль	Слабая взволнованность	Нет	Атлантический океан, 56° с.ш., 51° з.д.
4	Июль	Умеренное волнение	Нет	То же
5	Август	Зыбь	Нет	Атлантический океан, 39° с.ш., 71° з.д.
6	Август	Зыбь	Нет	То же
7	Август	Штиль	Нет	То же
8	Август	Штиль	Нет	То же

9	Ноябрь	Зыбь	Нет	Бухта в Калифорнийском заливе, 4,8 км к востоку от Лос-Анджелеса
10	Ноябрь	Зыбь	Нет	48 км к юго-западу от Западного мыса Флориды
11	Ноябрь	Зыбь	Нет	То же
12	Февраль	Штиль	Нет	Бухта Панама, 24 км к юго-востоку от Панама-Сити
13	Февраль	Штиль	Есть	Бухта Панама, 19-22 км к югу от Панама-Сити
14	Февраль	Штиль	Есть	Бухта Панама, 13-16 км к юго-востоку от Панама-Сити
15	Февраль	Штиль	Есть	То же
16	Ноябрь	Волнение, но не зыбь	Есть	Тихий океан, 13 км к западу от Сан-Диего (Калифорния)
17	Ноябрь	Волнение, но не зыбь	Есть	То же



Р и с. 1. Зависимость σ_0 от концентрации пленки [9] (σ_0 - поверхностное натяжение чистой воды)

Р и с. 2. Зависимость σ_0 от площади A , занимаемой пленкой [7]. Концентрация пленки Γ обратно пропорциональна площади пленки. Номера образцов от 1 до 14 справа налево по пунктир -

ски чистых ПАВ. Они, в частности, не растекаются до молекулярных слоев, их толщина обычно порядка нескольких размеров молекул, толщины же нефтяных пленок достигают еще больших величин (до 10^{-1} - 10^{-2} мм) [20]. Свойства реальных морских пленок изучены еще довольно слабо. Так, на рис.1 приведены изотермы 17 образцов пленок, взятых с различных участков Мирового океана при одновременном наблюдении за состоянием морской поверхности (табл.1) [9]. В статье [7] приведены изотермы ПАВ, взятые в разное время, но в одном и том же месте прибрежной зоны Калифорнийского залива (рис.2). Нами выполнены аналогичные исследования в прибрежной зоне Черного моря. В табл. 2 приведены данные эксперимента, а также рассчитанная по измеренным изотермам *) (рис. 3) упругость пленки.

Т а б л и ц а 2

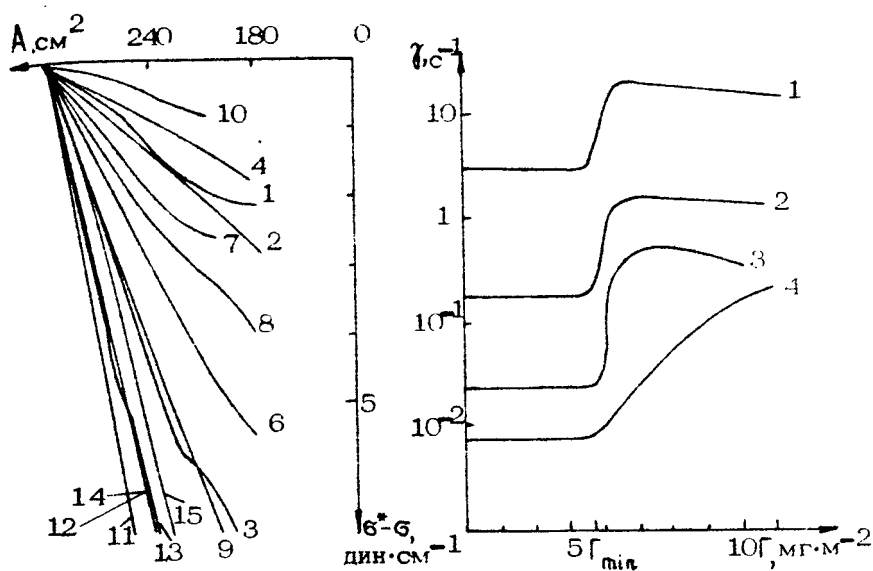
Состояние морской поверхности	Скорость ветра, м.с ⁻¹	Упругость пленки, дин·см ⁻¹
Небольшая рябь	-	6
Зеркальная поверхность	-	4
Зеркальная поверхность	1	21
Рябь, вдали слики	2,2	3
Проба взята из четко выраженного слика	2,6	25
После прохождения слика	2,6	17
Сликовая полоса	2,6	8
Вне области слика; рябь, слики	3,5	8
Зеркальная поверхность	0,3	17
Хорошо развитое волнение	5	2
Хорошо развитое волнение	6,3	33

*) Вследствие малой площади Δ юветы весов Лэнгмюра, применяемых нами, изотермы сняты в небольшом диапазоне изменения концентрации.

Состояние морской поверхности	Скорость ветра, $\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$	Упругость пленки, $\text{дин}\cdot\text{см}^{-1}$
Сильное волнение, барашки, долгоживущая пена	8	30
Сильное волнение, барашки, долгоживущая пена	12	28
Шторм, слабый слик	12	29
Шторм, около слабого слика	16	18
Шторм, в слике	16	27
Шторм вне слика	16	30

Как следует из всех этих данных, изотермы реальных морских пленок оказываются довольно близкими и подобны изотермам химически чистых ПАВ.

Изотермы реальных морских пленок использованы нами для расчета декремента ряби по формуле (7). На рис. 4 приведены графики зависимости декрементов ряби различной длины от концентрации ПАВ для одного из образцов морской пленки, при которой наблюдались слики. Как видим, декремент особенно сильно возрастает для сантиметровой ряби длиной 5 см, даже малые изменения концентрации ПАВ (примерно на 10%) приводят к изменению декремента для волн сантиметрового диапазона в среднем на порядок. Зависимость декремента ряби от концентрации, в том числе "скачкообразное" изменение декремента, подтверждено лабораторными экспериментами [8,9,21] (рис.5). Для сильного изменения декремента ряби сантиметрового диапазона и образования тем самым слика необходимо сравнительно небольшое изменение концентрации ПАВ (примерно на 10%). Сделанные в [10] оценки с помощью (7) показывают, что заметные слики должны образовываться на водной поверхности, покрытой пленками ПАВ с достаточно большой величиной упругости $E \geq 4 \text{ дин}\cdot\text{см}^{-1}$. На рис.6 представлены результаты расчета упругости пленок ПАВ по данным работы [9], в которой фиксировалось наличие и отсутствие сликов. Как видно из рис.6,

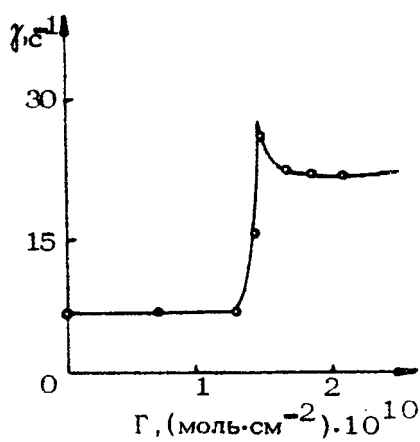


Р и с. 3. Зависимость $\sigma^* - \sigma$ от площади, занимаемой пленкой. σ^* - невозмущенное значение поверхностного натяжения образца

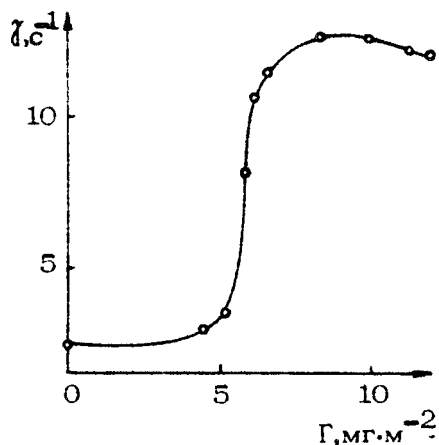
Р и с. 4. Зависимость декремента ряби длиной 0,5 см (1); 2 см (2); 5 см (3); 10 см (4) от концентрации для одного образца морской пленки (рис.1, образец 17)

в силикообразующих пленках упругость действительно превышает значение $4 \text{ дин}\cdot\text{см}^{-1}$.

Рассчитанные декременты ряби могут быть использованы для вычисления контрастов в спектре ряби под действием пленок ПАВ. Наиболее подробным является эксперимент с искусственным сликом, выполненный в рамках программы JONSWAP [22]. На рис.7 приведена полученная зависимость контраста от длины ряби. Контрасты в сантиметровом диапазоне волн, рассчитанные по формулам (4),(5) при упругостях, соответствующих условиям эксперимента, согласуются по порядку величины с результатами наблюдений. Отметим, что согласно наблюдениям при сильных ветрах слики пропадают [7,23]. Это же следует и из теоретической фор-

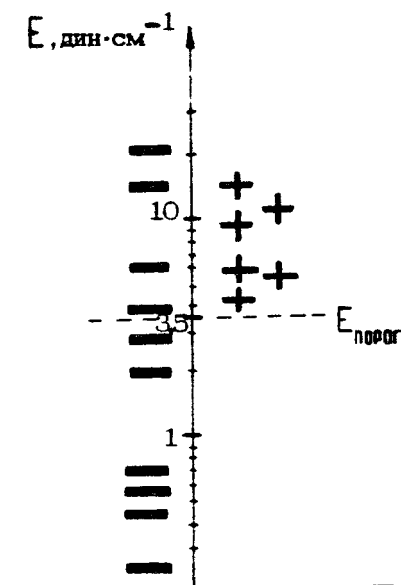


а)



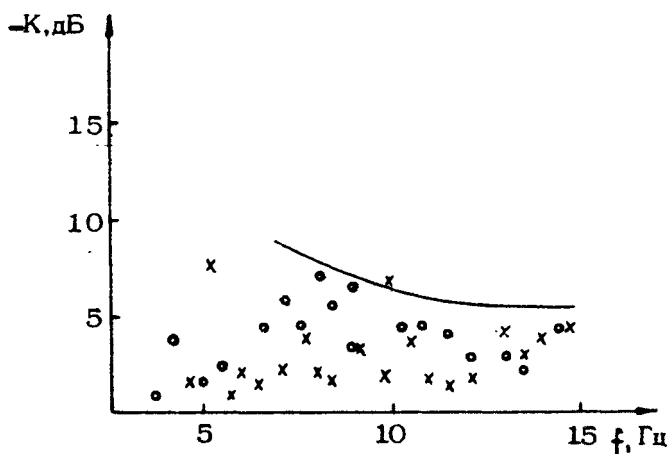
б)

Р и с. 5. Зависимость декремента от концентрации ПАВ, снятая в экспериментах: а - $\lambda = 1,37$ см [21], б - $\lambda = 0,53$ см [9]



Р и с. 6. Распределение величин упругости пленок ПАВ в районах, где наблюдались (+) и не наблюдались (-) слики

мулы (5), согласно которой с усилением ветра контраст уменьшается. В то же время в эксперименте [22] получены данные, не объясняемые теорией. Так, пленки ПАВ привели к эффективному гашению не только ряби, но и более длинных (метровых) волн — это хорошо известный морякам эффект успокоения ветровых волн маслом. Для описания этого эффекта в теории необходимо учесть взаимосвязь спектральных компонент и изменить функцию Ω — этого пока не сделано. Отметим также, что теория не объясняет и наблюдаемое изменение характеристик воздушного потока над сликом: уменьшение параметра шероховатости в 5–10 раз и увеличение средней скорости ветра на 10–20% [24]. Однако согласие данных по величине контраста в спектре ряби сантиметрового диапазона позволяет надеяться на возможность использования развитой теории для оценки параметров слика от внутренних волн.



Р и с. 7. Контраст на искусственном слике (JONSWAP) [22]: x x — первый слик, o o — второй слик, сплошная линия — расчет для слабых ветров по формуле (4)

Рассмотрим теперь в рамках данной теоретической модели перераспределение ПАВ в поле внутренней волны. Вообще говоря, задача о распределении ПАВ в поле волны (внутренней или поверхностной) должна решаться как самосогласо —

ванная. Однако, как следует из [5], обратным влиянием ПАВ на волны с длинами 1 м и более можно пренебречь. Поэтому пленку ПАВ в поле внутренней волны можно рассматривать как пассивную примесь и описывать изменения концентрации ПАВ исходя из уравнения баланса

$$\frac{d\Gamma}{dt} + \text{div}(\Gamma \vec{u}) = \frac{\Gamma}{\tau} \left(1 - \frac{\Gamma}{\Gamma_0} \right), \quad (8)$$

где \vec{u} — скорость орбитальных движений во внутренней волне на поверхности, τ — характерное время, определяющее вынос примеси из толщ воды или выпадение ее из атмосферы, Γ_0 — невозмущенная концентрация ПАВ. Уравнение (8) при $\tau = \infty$ рассматривалось в [10]. Выбор правой части этого уравнения в таком виде является произволом (почти в той же мере как аналогичная аппроксимация функции Q в уравнении энергетического баланса). Экспериментальных данных о величине τ крайне мало. Согласно [8] концентрация ПАВ морской воды, взятой с глубины 1 м спустя 20 мин после подъема пробы, заметно увеличилась, так что поверхностное натяжение упало на $6 \text{ дин}\cdot\text{см}^{-1}$. Таким образом, время "собственного" изменения концентрации сравнимо со временем его изменения под действием внутренней волны.

Выпишем здесь стационарное решение уравнения (8) в случае монохроматической внутренней волны

$$\Gamma = \Gamma_0 \left(1 + \frac{\Omega \tau}{\sqrt{1 + \Omega^2 \tau^2}} \right) \frac{U_0}{c} \exp \left[i \left(\Omega t - l x + \arctg \frac{1}{\Omega \tau} \right) \right], \quad (9)$$

где Ω и l — частота и волновое число внутренней волны. Из уравнения видно, что концентрация ПАВ возрастает из области, где скорость течений направлена в ту же сторону, что и скорость волны, опережая по фазе на угол $\varphi = \arctg \frac{1}{\Omega \tau}$.

Учитывая, что во внутренней волне низшей моды волна скорости отстает на полпериода от волны смещения, из формулы (9) следует увеличение концентрации пленки над подошмой ВВ ближе к заднему склону.

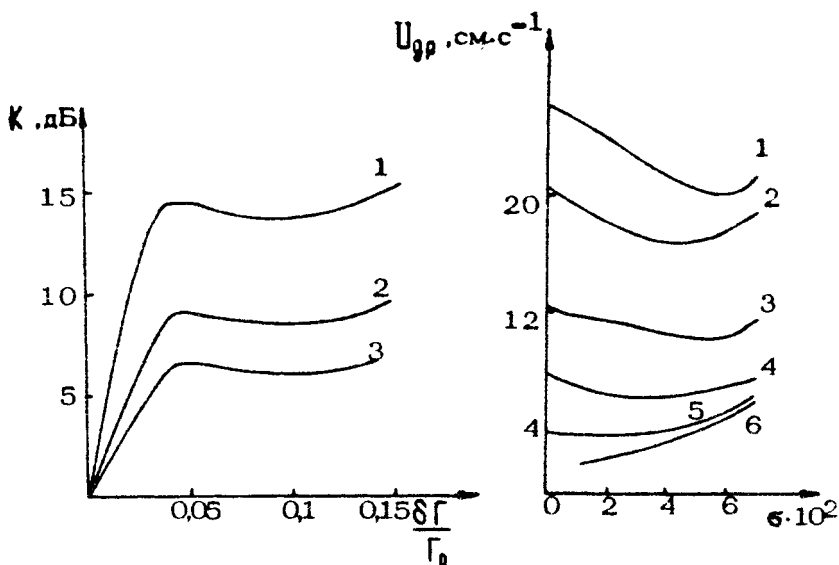
Интересно проследить за частотным ходом концентрации пленки. На низких частотах ($\Omega \tau \ll 1$) концентрация пленки остается практически неизменной, поддерживаемой процессами обмена с толщей океана и атмосферой, на высоких

частотах (порядка частоты Вайселя) концентрация также не изменяется, поскольку, как известно, короткие внутренние волны не создают заметных течений на морской поверхности. Поэтому концентрацию ПАВ меняют только длинные внутренние волны, период которых меньше характерного "времени жизни" ПАВ. Конкретные оценки оптимальных длин внутренних волн сделать в настоящее время трудно из-за недостатка данных о величине τ .

Подставляя теперь выражение (9) в формулу (7), с помощью (4) или (5) (в зависимости от величины скорости ветра) нетрудно оценить величину контраста в спектре сантиметровой ряби. Ответ зависит от невозмущенной концентрации ПАВ. Когда пленка ПАВ очень слабо сконцентрирована, так что невозмущенное значение Γ_0 находится слева от скачка $\gamma(\Gamma)$, то увеличение декремента происходит над задним склоном внутренней волны ближе к подошве, соответственно в этих местах располагаются слики. Над гребнями внутренних волн спектр практически не меняется. Рассчитанная зависимость контраста от длины ряби для одного из образцов реальной морской пленки для очень слабого ветра приведена на рис.8. С ростом скорости ветра величина контраста (по модулю) возрастает, а при сильных ветрах снова уменьшается (рис.8).

Если пленка в невозмущенном состоянии сконцентрирована так, что Γ_0 находится справа от скачка $\gamma(\Gamma)$, то волнение практически не меняется над подошвой, но зато усиливается над передним склоном внутренней волны ближе к гребню. Величина контраста при этом должна быть того же порядка, что и для несжатой пленки. Наконец, если пленка первоначально сконцентрирована очень сильно, то рябь затухает над задним склоном и усиливается над передним, контраст при этом знакопеременный. Степень первоначальной концентрации пленки зависит от скорости ветра и близости береговой линии (где пленка может накапливаться) и может быть различной в разных участках Мирового океана.

В развитой выше модели не учитывался дрейф пленки под действием ветра и крупных ветровых волн. Скорость дрейфа может составлять до $20 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (при скорости ветра до $7 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$) и сравниваться как со скоростью ряби, так и со скоростями орбитальных движений внутренних волн. На рис.9 представлена взятая из [20] зависимость скорости дрейфа



Р и с. 8. Контраст ряби ($\lambda = 2$ см) для разных ветров: 1 - $W = 1 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 2 - $W = 0 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 3 - $W = 6 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ (образец 17)

Р и с. 9. Зависимость скорости дрейфа пленки нефти от скорости ветра и крутизны волны [20]: 1 - $W = 7 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 2 - $W = 5,6 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 3 - $W = 3,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 4 - $W = 2,08 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 5 - $W = 0,8 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$; 6 - $W = 0 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$

пленки нефти от скорости ветра и крутизны волны. Очевидно, что постоянный дрейф не влияет на величину контраста в снимках ВВ. Однако внутренние волны изменяют крутизну крупных волн (дисперсию уклонов) в силу описанного в [2] эффекта синхронизма, а следовательно, меняют и скорость дрейфа пленки. Такая переменная часть скорости дрейфа влияет на концентрации ПАВ так же, как и орбитальные движения во внутренних волнах. Приближенная формула для величины переменной части скорости дрейфа по данным [20] имеет вид

$$\tilde{u}_{gr} = m W \sigma^2, \quad (10)$$

где m меняется от -3 до $+3$ в зависимости от скорости ветра; σ^2 — дисперсия уклонов. Изменение дисперсии уклонов крупных волн вследствие эффекта синхронизма описывается эмпирической формулой [14]:

$$\ln \frac{\sigma^2}{\sigma_0^2} = \frac{U}{c} \left(6,5 - 5,1 \lg \frac{W}{c} \right). \quad (11)$$

В результате удается получить связь модуляции концентрации пленки со скоростями орбитальных движений во внутренних волнах (для σ_0 использована известная эмпирическая формула Кокса-Манка):

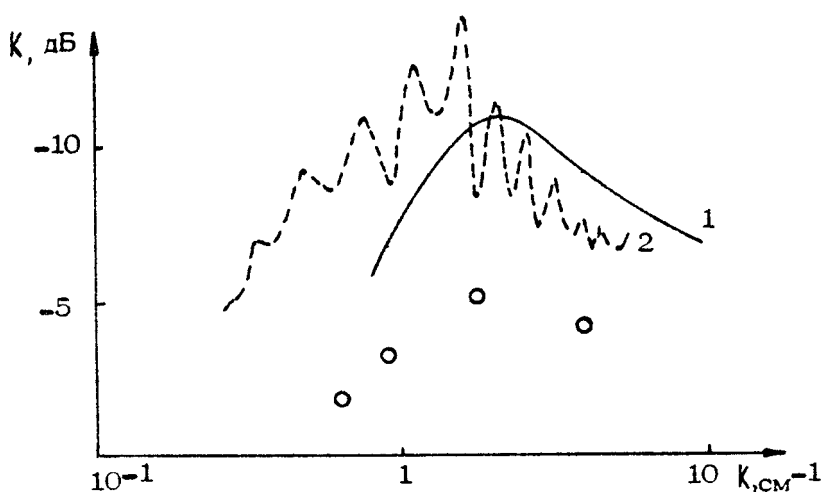
$$\frac{\delta \Gamma}{\Gamma_0} = \frac{\Omega \tau}{\sqrt{1 + \Omega^2 \tau^2}} m \left(0,003 + 1,92 \cdot 10^{-3} W \right) \left(6,5 - 5,1 \lg \frac{W}{c} \right) \times \frac{W U_0}{c^2} \operatorname{erf} [i(\psi + \varphi)] \quad (12)$$

(ψ — сдвиг фаз между внутренней волной и дисперсией уклонов [14], φ — определен выше), причем концентрация возрастает над передним склоном внутренней волны ближе к гребню при скоростях ветра больших $1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Учет этого эффекта приводит к образованию слика над гребнем внутренней волны, смещенным на ее передний склон. Величина изменения концентрации при этом примерно того же порядка, что и по формуле (9).

Таким образом, в рамках этого механизма можно связать характеристики ряби с параметрами внутренних волн. При этом информативной, на наш взгляд, является грубая оценка величины контраста и ее частотного хода, положение же слика и знак контраста зависят от многих причин (степени концентрации пленки, наличия крупных волн), и в настоящее время не могут быть определены с требуемой точностью.

4. Сравним выводы теории с результатами натуральных экспериментов. Зависимость контраста от частоты в сантиметровом диапазоне получена в эксперименте [14] (рис.10), выполненном при следующих условиях: $W = 2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; $U = 6,4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; $c = 0,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$.

В ходе эксперимента, проведенного во время 26-го рейса НИС "Дмитрий Менделеев" [25], получены корреляционные связи между контрастом и амплитудой внутренних волн



Р и с. 10. Сравнение теории с экспериментом в сантиметровом диапазоне ветровых волн: 1 - теория; 2 - эксперимент Хьюза-Гранта (○○ - эксперимент ИПФ на Маскаренском полигоне)

для четырех длин ряби. Данные, пересчитанные на условия эксперимента [14], представлены на рис. 10. Здесь же приведена теоретическая зависимость (4). Как видим, частотный ход кривых и величина контраста всех трех кривых согласуются между собой. Подчеркнем все же, что в данных экспериментах параметры ПАВ не измерялись, и поэтому говорить об однозначном объяснении эксперимента пока еще нельзя. Обсудим теперь имеющиеся данные о положении сликa. Согласно [4] слик находится над подошвой, по данным [26] - над задним склоном внутренней волны, по данным [14] - на переднем склоне, в эксперименте [25] слик наблюдался над горбом. Такой "разнобой" в данных также не противоречит теоретической модели, в теории положение сликa зависит от степени сжатия пленки, наличия крупных волн, от обмена примеси с глубинными слоями воды и т.д.

Итак, построенная модель пленочного механизма воздействия внутренних волн на ветровую рябь позволяет рассчитывать величины изменений в спектре ветрового волнения из-за внутренних волн, необходимых для оценки эффективности работы дистанционных методов зондирования моря. Надежность теории может быть выяснена после проведения специальных экспериментов с контрастом параметров ПАВ и разработки альтернативных теорий. Одна из таких теорий, в которой внутренние волны воздействуют на рябь после своего обрушения, изложена в статье [16] настоящего сборника. Обсуждается также модель взаимодействия внутренних и ветровых волн, обусловленная вариациями уровня приповерхностной турбулентности во внутренних волнах и связанными с этим вариациями декремента ряби [27].

Л и т е р а т у р а

1. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н. Воздействие внутренних волн на морскую поверхность: Препринт № 34. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. 26с.
2. Басович А.Я., Баханов В.В., Таланов В.И. Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель). (В наст. сборнике, с. 8).
3. Ewing G. Slicks, surface films and internal waves. - J.Mar.Res., 1950, v.9, N3, p.161-187.
4. Dietz R.S., La Fond E.C. Natural slicks on the ocean. - J.Mar.Res., 1950, v.9, N2, p.69-76.
5. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699с.
6. Dorrestein R. General linearized theory of the effect of surface films on water ripples. - Proc. Acad.Sci.Amst., 1951, v.B54, p.260-272.
7. Barger W.R., Daniel W.H., Garrett W.D. Surface chemical properties of banded sea slicks. - Deep Sea Res., 1974, v.21, p.83-89.
8. Garrett W.D. Damping of capillary waves at the air-sea interface by oceanic surface-active material. - J.Mar.Res., 1967, v.25, p.279-291.
9. Jarvis N.L., et al. Surface chemical characterization of surface-active material in sea water. - Limnol.Oceanogr., 1967, v.12. p.88-96.

10. Ермаков С.А., Петинский Е.Н., Талипова Т.Г. О влиянии пленок поверхностно-активных веществ на изменения спектров ветрового волнения под действием внутренних волн. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т.16, №11, с.1068-1076.
11. Регистр СССР, Ветер и волны в океанах и морях. Л.: Транспорт, 1974, с.352.
12. Абузяров З.К. Морское волнение и его прогнозирование. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 66с.
13. Захаров В.Е., Филоненко Н.Н. Спектр энергии для стохастических колебаний поверхности жидкости. - ДАН СССР, 1966, т.170, №6, с.1292-1295.
14. Hughes B.A., Grant H.L. The effect of internal waves on surface wind waves. I. Experimental measurements. Hughes B.A. II. Theoretical analysis. - J.Geophys.Res., 1978, v.83, NC1, p.443-454, 455-465.
15. Заславский М.М., Лейкин И.А. Об интерпретации измерений дисперсионных характеристик ветровых волн. - Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981, т.17, №6, с.639-646.
16. Баренблатт Г.И., Бенилов А.Ю. Влияние внутренних волн на неоднородности гидрофизических характеристик поверхности океана. (В наст. сборнике, с.52).
17. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя. Л.: Гидрометеиздат, 1980. 319с.
18. Адам Н.К. Физика и химия поверхностей. М.: ОГИЗ, 1947. 552с.
19. Поверхностно-активные вещества, Справочник. Л.: Химия, 1979. 376с.
20. Журбас В.С. Основные механизмы распространения нефти в море. - В кн.: Итоги науки и техники: Механика жидкости и газа. Т.12. М.: ВИНТИ, 1978, с.144-159
21. Luchassen, Hansen R.S. The damping of waves by monomolecular surface films. - J.Colloid and Interface Science., 1966, v.22, p.32-44.
22. Hühnerfuss H. et al. The damping of ocean surface waves by a monomolecular film measured by wave staffs and microwave radars. - J.Geophys.Res., 1981, v.86, NC1, p.429-438.

23. Hühnerfuss H. et al. On the variability of surface tension with mean speed. - J.Phys. Oceanogr., 1977, v.7, p.567-571.
24. Barger W.R. et al. Effects of an artificial sea slick upon the atmosphere and the ocean. - J.Appl.Meteorology, 1970, v.9, N.3, p.396-400.
25. Браво-Животовский Д.М. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами. - ДАН СССР, 1982, т.265, №2, с.457-460.
26. La Fond E.C., La Fond K.G. Sea surface features. - J.Mar.Biol.Ass.India, 1972, v.14, N.1, p.1-23.
27. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Соустова И.А. Диссипативные механизмы изменчивости ветровой ряби под действием внутренних волн. - Тезисы докл. II съезда советских океанологов, 1982, с.15-16.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА НЕОДНОРОДНОСТИ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Г.И.Баренблатт, А.Ю.Бенилов

1. ВВЕДЕНИЕ

Неконтактные методы измерения гидрофизических полей на поверхности океана получили в настоящее время широкое развитие. Они применяются для регистрации поверхностного волнения [1] и поверхностной температуры [2]. Эти методы представляют основной интерес для исследования океана с помощью искусственных спутников Земли [3].

Среди разнообразных процессов, ответственных за формирование поверхностных неоднородностей гидрофизических полей, внутренние волны, повсеместно распространенные в океане, играют важную роль. Они влияют на температуру поверхности, изменяют характер поверхностного волнения, образуя слики – области выглаживания мелкомасштабных компонент волнения [4].

Действие внутренних волн на поверхностные характеристики гидрофизических полей может проявляться двояко. Во-первых, поле внутренних волн индуцирует поле поверхностных движений, которое может приводить к образованию поверхностных неоднородностей гидрофизических полей в масштабах внутренних волн [5, 6]. Во-вторых, внутренние волны воздействуют на турбулентность верхнего квазиоднородного слоя. Турбулентность определяет процессы вертикального перемешивания в верхнем слое и оказывает, в свою очередь, сильное влияние на поверхностные и внутренние волны (см. [7-9]). Воздействие внутренних волн на турбулентность верхнего слоя проявляется в виде модуля –

ции статистических характеристик турбулентности внутренними волнами [10-11] и в воздействии на турбулентность верхнего слоя турбулентности, образующейся при обрушении внутренних волн.

Воздействие турбулентности на поверхностное волнение принципиально различно для волн, имеющих масштабы l , большие 10 см, и волн с масштабами l , меньшими или равными 10 см. В первом случае распространение поверхностных гравитационных волн определяется потенциальной теорией. Турбулентность верхнего слоя приводит к тому, что возникает поток j энергии потенциального волнового движения E_φ [8], направленный против ее градиента:

$$j = -K_\varphi \text{grad } E_\varphi, \quad (1.1)$$

где K_φ — коэффициент турбулентного обмена волновой энергии. Этот коэффициент можно считать пропорциональным коэффициентам обмена импульса и турбулентной энергии. Вследствие наличия потока энергии волновая энергия распределяется более равномерно по всему верхнему слою. Это и приводит к выглаживанию на поверхности волн с масштабами $l > 10$ см. При обрушении внутренних волн, распространяющихся в слое скачка плотности, в окрестности нижней границы верхнего слоя образуется локализованная турбулентная зона. Эта турбулентная зона может расширяться, повышая интенсивность турбулентности в верхнем слое, т.е. из области обрушения может происходить дополнительный приток турбулентной энергии в верхний слой. В результате этого, согласно [9], возрастает величина коэффициента обмена K_φ и, так как вблизи свободной поверхности $\text{grad } E_\varphi$ не мал, возрастает турбулентный поток волновой энергии. Отсюда следует, что над областями обрушения внутренних волн будут появляться области выглаживания на свободной поверхности. При малых интенсивностях турбулентности в зоне обрушения переток турбулентной энергии будет происходить уже в обратном направлении — турбулентность верхнего слоя будет подпитывать турбулентность зоны обрушения. Следствием этого будет кажущийся эффект выглаживания океанской поверхности в невозмущенных обрушением областях, так как уровень невозмущенной турбулентности окажется выше уровня турбулентности возмущенной.

Иной характер имеют колебания поверхности океана в области масштабов $\lambda \lesssim 10$ см. Проведенный в работах [12,13] детальный анализ экспериментальных данных по ветровому волнению указывает на значительные отклонения результатов измерений от выводов линейной потенциальной теории для этой области масштабов. Как отмечается в [14], эти различия свидетельствуют о том, что в этой области масштабов поле скорости в значительной мере определяется турбулентным движением. Изучение дисперсионных свойств мелкомасштабных волн в [12,13] подтверждает выводы [14] в том смысле, что "размазка" дисперсионной кривой $\Delta\omega$ оказывается одного порядка с частотой ω этих волн. Поэтому практически однозначная связь ω с волновым вектором \mathbf{k} здесь отсутствует, а это является одним из основных признаков турбулентного характера движения жидкости. Случайный вихревой характер поверхностной турбулентности может быть обусловлен как нерегулярностью воздействия на океанскую поверхность касательных напряжений от атмосферного турбулентного пограничного слоя (по данным [15] средние квадратичные значения возвышений морской поверхности, измеренные в диапазоне частот 1-10 Гц, определяются динамической скоростью ветра U_*), так и обрушением поверхностных волн.

Опираясь на указанные выше экспериментальные факты, можно отождествить мелкомасштабные колебания поверхности океана с обычной турбулентностью, которая может быть описана, например, в рамках современной полуэмпирической теории турбулентности. Каковы последствия этого предположения для поверхности океана? Модуляция турбулентности верхнего слоя внутренними волнами приведет к появлению чередующихся пятен, сликов - масштабы этого явления будут иметь масштабы внутренних волн. На эту картину накладываются неоднородности, обусловленные обрушением внутренних волн. Для рассматриваемой области масштабов колебаний поверхности ($\lambda \lesssim 10$ см) эффекты будут прямо противоположны тому, что было отмечено в случае колебаний с масштабами $\lambda > 10$ см. При увеличении интенсивности турбулентности верхнего слоя за счет притока турбулентной энергии из зоны обрушения внутренней волны поверхность будет менее выглаженной, чем в невозмущенных обрушением областях, и наоборот - более выглаженной там, где турбулентность верхнего слоя подпитывает турбулентность обрушения и имеется падение уровня турбулентности

в этом слое. В случае, если турбулентность ядра зоны обрушения значительно превосходит по уровню турбулентность верхнего слоя, одна зона обрушения проектируется на поверхность в виде двух пятен выглаживания, которые сливаются в одно по мере падения уровня турбулентности зоны обрушения со временем. Такая двухсвязная картина обусловлена неоднородностью распределения турбулентности в самой зоне обрушения — большой уровень в ядре и малые интенсивности на периферии. Обсуждению последнего механизма посвящена настоящая работа.

Для решения поставленной задачи необходимо построить модель, удовлетворительно описывающую формирование верхнего перемешанного слоя, равновесные характеристики которого определяются атмосферными воздействиями на поверхность и фоновой стратификацией вне слоя. Модель должна описывать взаимодействие турбулентности верхнего слоя с глубинной турбулентностью, генерируемой обрушением внутренних волн и другими механизмами. В настоящее время, по-видимому, отсутствует единая модель, удовлетворяющая всем перечисленным требованиям. Представляется, однако, что теория этого явления может быть построена в рамках традиционных методов полуэмпирической теории турбулентности.

2. ВЕРХНИЙ ТУРБУЛИЗИРОВАННЫЙ СЛОЙ

В качестве модели верхнего турбулизированного слоя океана рассмотрим жидкость, занимающую область пространства $x \geq 0$ (ось x направлена вертикально вниз). Стратификация плотности определяется изменением по вертикали температуры T . Анализ проводится в приближении верхнего квазиоднородного слоя, непрерывно заполненного турбулентностью и отделенного от нетурбулизированной области резкой границей [9] (перемешивание прекращается там, где турбулентная энергия ϵ обращается в нуль). Таким образом, считается, что в верхнем слое температура не зависит от вертикальной координаты x , но зависит от времени t : $T = T_S(t)$ (традиционное приближение в моделях верхнего квазиоднородного слоя [16]), а за его пределами постоянна и равна $T = T_\infty = \text{const}$. Состояние атмосферы над океаном характеризуется значением скорости ветра U_0 и температуры T_0 на стандартной высоте измерения $x = x_0 < 0$.

В результате воздействия ветра на свободную поверхность океана на ней возбуждаются ветровые волны, обрушение которых создает поток турбулентной энергии Q_s , идущий на поддержание турбулентности верхнего слоя. Согласно оценкам [17] этот поток энергии связан с фазовой скоростью спектрального максимума ветрового волнения U_0 соотношением $Q_s \approx 5 \cdot 10^{-8} U_0^3$, которое в случае развитого волнения принимает окончательный вид

$$Q_s \approx 5 \cdot 10^{-8} U_a^3, \quad (2.1)$$

поскольку при развитом ветровом волнении можно считать $U_0 \approx U_a$ [18].

Поток тепла G , идущий из атмосферы к верхнему слою, можно представить в виде

$$G = C_T \rho_a c_{pa} U_a (T_a - T_s), \quad (2.2)$$

где $C_T \approx 10^{-3}$ [18], ρ_a - плотность воздуха, c_{pa} - теплоемкость воздуха. В отсутствии обрушения внутренних волн, которые в рассматриваемом приближении возбуждаются турбулентностью верхнего слоя на его нижней границе $z=h$, атмосфера и верхний слой находятся в тепловом и динамическом равновесии - поступающая от волн энергия полностью расходуется на диссипацию и работу против сил плавучести.

При тепловом равновесии атмосферы и верхнего слоя $G=0$ и $T_s=T_a$. Таким образом, равновесное стационарное состояние верхнего слоя полностью определяется тремя постоянными размерными параметрами Q_s , $\delta T = T_a - T_\infty$, β , причем

$$[Q_s] = L^3 \tau^{-3}; \quad [\delta T] = \theta; \quad [\beta] = L \tau^{-2} \theta^{-1}, \quad (2.3)$$

где L - размерность длины, τ - размерность времени, θ - размерность температуры, $\beta = g\alpha$ - параметр плавучести, α - коэффициент теплового расширения жидкости, g - ускорение свободного падения.

Влияние сдвига скорости здесь не учитывается. Следует отметить, что бессдвиговое приближение дает реалистическое описание турбулентности верхнего слоя (см., например, [18]) и для целей рассматриваемой задачи представляется достаточным.

Используя определяющие параметры (2.3), запишем интегральный баланс энергии для верхнего слоя в предположении, что интегральная диссипация турбулентной энергии пропорциональна ее продукции, обусловленной потоком энергии Q_s . Такая оценка диссипации широко применяется при моделировании в рассматриваемом приближении верхнего квазиоднородного слоя [16]. Уравнение баланса энергии имеет вид

$$b_p = \mathcal{E}_1 q_s^{2/3}; \quad q_s = \mathcal{E}_2 g \alpha (T_p - T_\infty) h b_p^{1/2}; \quad T_p = T_a, \quad (2.4)$$

где b_p - интегральное среднее значение по верхнему слою турбулентной энергии, отвечающей равновесному стационарному состоянию; \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 - безразмерные эмпирические константы. Заметим, что определение b_p в уравнении (2.4) получается единственным образом из анализа размерностей определяющих параметров (2.3). Формулы (2.4) позволяют определить зависимость толщины верхнего слоя h от внешних параметров:

$$h = \varepsilon \gamma_s^{2/3} / \beta (T_a - T_\infty), \quad \varepsilon = \mathcal{E}_2 / \sqrt{\mathcal{E}_1}. \quad (2.5)$$

Формула (2.5) дает правильную качественную зависимость толщины верхнего квазиоднородного слоя от интенсивности воздействия ветра на поверхность океана и глобальной разности температур $\delta T = T_a - T_\infty$. Согласно [18], где приведены близкие (2.5) формулы, величина h представляет собой толщину ветрового перемешивания, которая определяет толщину верхнего слоя при условии, что толщина экмановского слоя $L_E \gg h$. Совместно с формулой (2.1) соотношение (2.5) позволяет определять по атмосферным параметрам U_a и T_a и температуре океанской воды T_∞ за пределами верхнего слоя его толщину h при известном значении параметра ε . Величины безразмерных коэффициентов ε , \mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2 можно определить, приняв для U_a , $\delta T = T_a - T_\infty$, b_p , h и α их типичные значения [16, 18, 19]: $10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$; 10° ; $1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$; $3 \cdot 10^3 \text{ см}$; $10^{-4} (\text{°C})^{-1}$ соответственно. В результате получаются следующие оценки

$$\varepsilon \approx 2 \cdot 10^2, \quad \mathcal{E}_1 \approx 7 \cdot 10^{-2}, \quad \mathcal{E}_2 \approx 4 \cdot 10^{-2}. \quad (2.6)$$

3. ВОЗНИКНОВЕНИЕ И РАЗВИТИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ПРИ ОБРУШЕНИИ ВНУТРЕННЕЙ ВОЛНЫ

1. Неустойчивость внутренних волн и их опрокидывание представляет собой (см. [19]) основной механизм генерации мелкомасштабной турбулентности в слое скачка плотности, где концентрируется наибольшая плотность энергии внутренних волн. Наибольшая доля этой энергии обычно приходится на их низшую моду, так что принятая идеализация двухслойной жидкости вполне оправдана. Частота внутренней волны ω связана в этом случае с волновым числом k соотношением

$$\omega^2 = g\alpha (T_a - T_\infty) k (1 + \text{cth } kh)^{-1}, \quad (3.1)$$

которое в реальных условиях будет справедливо для низшей моды внутренних волн. Для коротких волн ($kh \gg 1$) формула (3.1) дает асимптотическое соотношение $\omega^2 = g\alpha \times (T_a - T_\infty) k/2$, аналогичное дисперсионному соотношению для поверхностных волн на глубокой воде. Для длинных волн из (3.1) с учетом (2.5) получается соотношение

$$\omega = \sqrt{\epsilon} q_s^{1/3} k, \quad (3.2)$$

согласно которому фазовая скорость этих волн U_p полностью определяется потоком энергии от поверхностных волн q_s и равна $U_p = \epsilon^{1/2} q_s^{1/3} = 10\sqrt{2} q_s^{1/3}$ (при скорости ветра $U_a = 1 \cdot 10^3 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $U_p \approx 50 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, что дает для волн с масштабом $\lambda = 2\pi k^{-1} = 3 \cdot 10^4 \text{ см}$ период $\tau = 2\pi\omega^{-1} = 6 \cdot 10^2 \text{ с}$; волны с такими пространственными и временными масштабами типичны для океана).

Предположим далее, что внутренние волны, возбужденные турбулентностью верхнего слоя на его нижней границе $z = h$, обрушиваются, преобразуя свою энергию в энергию турбулентного пятна. В случае плоских внутренних волн турбулентная зона обрушения имеет форму цилиндра, образующая которого перпендикулярна направлению распространения волны. Такого типа зоны обрушения наблюдались в лабораторных экспериментах при генерации внутренних волн на скачке плотности сдвигом [20]. Эволюция во времени таких турбулентных зон согласно [20] и лабораторным экспериментам [21] на начальных стадиях происходит так же, как и в однородной по плотности жидкости. Таким образом, на

начальной стадии эволюции зоны обрушения приближение нестратифицированной жидкости представляется вполне допустимым. На этой стадии уровень турбулентности \bar{v}_w в зоне обрушения можно считать значительно превышающим величину уровня турбулентности в верхнем слое \bar{v}_s . Тогда распределение величины \bar{v}_w внутри зоны обрушения будет приблизительно осесимметричным (ось симметрии в плоскости (x, y) имеет координаты $(x, 0)$, где y — поперечная координата, параллельная направлению распространения волны) и влиянием турбулентности верхнего слоя на турбулентность зоны обрушения можно пренебречь. На более поздних стадиях, когда \bar{v}_w и \bar{v}_s соизмеримы и $\bar{v}_s \gg \bar{v}_w$, влияние верхнего слоя на \bar{v}_w будет уже существенным. При этом, однако, важную роль начинает играть стратификация, и приток энергии из верхнего слоя в зону обрушения будет расходоваться на работу против сил плавучести. Имея в виду это обстоятельство, можно приближенно принять, что внутри зоны обрушения приток турбулентной энергии из верхнего слоя полностью затрачивается на работу против архимедовых сил. Такое предположение позволяет при анализе турбулентности в зоне обрушения пользоваться приближением нестратифицированной жидкости при равных нулю потоках энергии на границе этой области. Следует отметить, что при оценке изменений уровня турбулентности верхнего слоя, вызванных взаимодействием с турбулентностью обрушения, обмен энергией между ними необходимо учитывать на всех стадиях эволюции зоны обрушения — именно этот обмен энергией и приводит к изменениям величины \bar{v}_s вблизи зоны обрушения. Из приведенных рассуждений ясно, что развитие турбулизованной области происходит по-разному внутри верхнего слоя ($x < h$) и за его пределами ($x > h$) — при $x < h$ величина $\bar{v}_w \neq 0$ на границе контакта верхнего слоя и зоны обрушения, при $x > h$, за пределами зоны обрушения жидкость невозмущена, турбулентность там отсутствует и \bar{v}_w на границе турбулизованной зоны равно нулю. Простейшей аппроксимацией, моделирующей такую асимметрию зоны обрушения и удовлетворяющей перечисленным выше условиям, является симметричное описание турбулентности зоны обрушения при $x > h$, так что $\bar{v}_w(x, y, t) = \bar{v}_w(x, -y, t)$.

Граница контакта с верхним слоем располагается на глубине $x = h$ — на границе с нетурбулентной областью жидкости $\bar{v}_w = 0$, а при $x = h$ должен быть равен нулю

вертикальный поток энергии и $\bar{b}_w \neq 0$. Таким образом приближенное описание эволюции турбулизованной обрушением внутренней волны области, взаимодействующей с верхним слоем, может быть сведено в рассматриваемом весьма грубом приближении к изучению развития во времени турбулизованной области однородной по плотности жидкости. Сама область отграничена от верхнего слоя плоскостью $z = h$ и от нетурбулентной жидкости некоторой поверхностью, которая, без учета коллапса турбулентной области под действием стратификации и последующего вязкого растекания [22], вскоре после формирования области принимает ту или иную простую форму. Потоки энергии на границе области везде равны нулю, а энергия турбулентности равна нулю только на границе с нетурбулентной областью. Этим требованиям в полной мере удовлетворяют модели эволюции турбулентных областей в однородной по плотности и первоначально невозмущенной жидкости, так как равенство нулю потока энергии на границе $z = h$ позволяет доопределить зону обрушения симметричным образом в область значений z меньших h , а тогда турбулизованная область при $z > h$ как раз и будет удовлетворять перечисленным выше требованиям.

2. Для моделирования локального взаимодействия верхнего слоя с турбулентностью, созданной обрушением внутренней волны, рассмотрим следующую схематизированную задачу. Обрушение внутренней волны порождает (в расчете на единицу площади) заряд турбулентной энергии I_1 , причем толщина турбулентного слоя, равная 2Ω , значительно меньше его продольного размера. Ниже мы не рассматриваем влияние сдвига явно, однако, следует учесть, что в величину I_1 вносит вклад работа рейнольдсовых напряжений на сдвиге скорости.

Аналогично [23] будем рассматривать эволюцию плоской турбулизованной области, возникшей от мгновенного источника (обрушение внутренней волны), который первоначально занимает горизонтальный плоский слой малой толщины на глубине $z = h$. В принятых предположениях изменение во времени и пространстве турбулентной энергии \bar{b}_w можно описать в рамках дифференциальной полуэмпирической теории турбулентности в бессдвиговом приближении [24], где для замыкания использованы гипотезы автомодельности колмогоровского типа. В случае плоского турбулизованного слоя \bar{b}_w зависит только от z и t , и уравнение балан-

са турбулентной энергии в переменных $x_1 = x - h$ и t имеет вид

$$\frac{\partial b_w}{\partial t} = \gamma_1 \frac{\partial b_w}{\partial x_1} \ell \sqrt{b_w} \frac{\partial b_w}{\partial x_1} - \gamma_2 b_w^{3/2} / \ell, \quad (3.3)$$

где γ_1, γ_2 - эмпирические константы, значения которых определялись из сопоставления расчетов с экспериментом [25]; ℓ - масштаб турбулентности, который будет определен ниже.

Уравнение (3.3) близко по типу к уравнениям нелинейной теплопроводности и аналогично уравнению, описывающему распространение турбулентной области от постоянно действующего поверхностного источника [9,26]. Особенностью таких уравнений является то, что скорость продвижения границы турбулентной области в нетурбулизованную жидкость конечна. Поэтому граничные условия обращения в нуль турбулентной энергии и ее потока можно поставить на этой, подлежащей определению, подвижной границе. В рассматриваемом случае эта граница представляет собой плоскость, отстоящую от нижней границы верхнего слоя на расстоянии $x_0(t)$. Для окончательного замыкания уравнения (3.4) необходимо задать масштаб турбулентности ℓ . Простейшая из гипотез замыкания [9,26] состоит в том, что масштаб ℓ составляет некоторую фиксированную долю от размера турбулентной области, т.е. $\ell = \gamma_\ell x_0(t)$, где γ_ℓ - константа пропорциональности.

Уравнение (3.3) дополняется начальным условием. Предполагается, имея в виду симметричное продолжение в глубину слоя, что функция, определяющая начальное распределение турбулентной энергии симметрична относительно срединной плоскости слоя и равна нулю вне некоторой полосы $-\Omega \leq x_1 \leq \Omega$, где 2Ω - начальная толщина турбулентного слоя. Начальное условие удобно записать в виде

$$b_w(x_1, 0) = (I_1 / \Omega) u_1(\tau), \quad \tau = x_1 / \Omega, \quad (3.4)$$

$$I_1 = \int_{-\Omega}^{\Omega} b(x_1, 0) dx_1, \quad \int_{-1}^1 u_1(\tau) d\tau = 1,$$

где $u_1(\tau)$ - четная безразмерная функция своего безразмерного аргумента, равная нулю при $|\tau| \geq 1$, а величина I_1 - суммарный заряд турбулентной энергии, порожденный обрушением внутренней волны. Таким образом, исследуемая задача привелась к решению задачи Коши для уравнения

(3.3) в области $-z_0(t) \leq z_1 \leq z_1(t)$ при начальном условии (3.4). Сама функция $z_0(t)$ — толщина зоны обрушения в момент t — заранее неизвестна и также должна быть определена в ходе решения задачи.

Решение такой задачи не автомодельно: оно зависит от параметров $I_1, t, z_1, \gamma_1, \gamma_2, \Omega$, из которых z_1 и Ω имеют одинаковые размерности. Основным интерес, однако, представляет асимптотика решения при толщине слоя, много большей начальной ($z_0(t) \gg \Omega$), так как при этом должно исчезнуть влияние деталей начальных условий. Предположим поэтому, что в рассматриваемой задаче имеет место неполная автомодельность (подробнее см. [26,23]) и, следовательно, справедлива следующая форма представления решения:

$$B_w = 4 A^2 t^{-2n_1} [(3+2\nu)\gamma_1\gamma_2]^{-2} B_1(z_1/h), \quad h = A t^{1-n_1},$$

$$A = \xi_0 I_1^{(1-n_1)/2} \Omega^{(3n_1-1)/2}, \quad n_1 = (1+2\nu)/(3+2\nu_1).$$

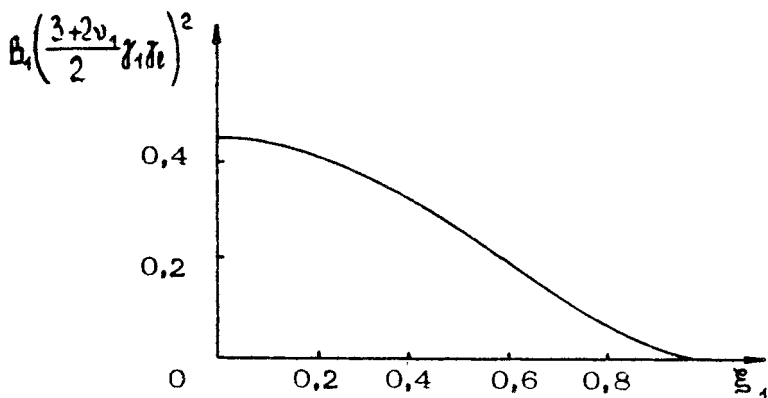
где A, ξ_0 — постоянные величины. Параметр ν_1 характеризует отличие степенного закона расширения слоя при неполной автомодельности от случая полной автомодельности, который имеет место при $\gamma_2 = 0$, т.е. когда диссипация равна нулю и начальная энергия заряда турбулентности от обрушения волны I_1 сохраняется при всех временах t ; при этом $\nu_1 = 0$ [23]. Подставляя (3.4) в уравнение (3.3), получим для функции $B_1(\xi_1)$ обыкновенное дифференциальное уравнение ($\xi_1 = z_1/h$)

$$\frac{d}{d\xi} \sqrt{B_1} \frac{dB_1}{d\xi_1} + \xi_1 \frac{dB_1}{d\xi_1} + (1+2\nu_1)B_1 - \sigma B_1^{3/2} = 0, \quad \sigma = \gamma_2 \gamma_1^{-1} \gamma_2^{-2}. \quad (3.5)$$

Ввиду симметрии задачи, $B_1(\xi_1) = B_1(-\xi_1)$, можно ограничиться построением решения только при $\xi_1 \geq 0$. Таким образом, ищется нетривиальное решение уравнения (3.5) при условиях

$$\frac{dB_1(0)}{d\xi_1} = \frac{dB_1^{3/2}(1)}{d\xi_1} = B_1(1) = 0. \quad (3.6)$$

В результате возникает классическая ситуация нелинейной задачи на собственные значения: нужно построить нетривиальное решение уравнения (3.5) при условиях (3.6) и определить значение параметра ν_1 , при котором такое



решение существует. В работе [23] показано, что решение задачи на собственные значения единственно, и приведено ее численное решение, выполненное Е.С.Бениловым. На рисунке представлено решение $B_1(\xi)$ для случая $\mathfrak{E} = 2,5$, при этом собственное число ν_1 оказалось равным $\nu_1 = 0,257$ ($n_1 = 0,431$). Интегрирование уравнения (3.5) по всей толщине турбулизированной зоны обрушения показывает, что при произвольных положительных значениях параметра \mathfrak{E} величина ν_1 будет положительна ($\nu_1 \rightarrow 0$ при $\mathfrak{E} \rightarrow 0$ и возрастает с ростом \mathfrak{E} , так что величина n_1 ограничена при всех \mathfrak{E} и лежит в пределах $1/3 < n_1 < 1$). Отсюда следует, что если стремить начальную толщину турбулизированного при обрушении слоя 2Ω к нулю и желать сохранить неизменной асимптотику решения при больших временах, то при наличии диссипации нельзя сохранять интенсивность заряда турбулентности I_1 неизменной: она должна возрастать и притом так, чтобы оставался неизменным момент

$$M_1 = I_1 \Omega^{2\nu_1}. \quad (3.7)$$

Легко видеть, что величина этого момента для данного решения остается неизменной при всех значениях времени t и, следовательно, при наличии диссипации M_1 может служить мерой интенсивности обрушения внутренней волны.

При этом порядок момента ν_1 является собственным числом рассмотренной нелинейной задачи. Для решения $B_1(\xi_1)$ в окрестности границы с нетурбулентной областью ($\xi_1 \rightarrow 1$) справедливо разложение

$$b_1 = \left(\frac{1 - \xi_1}{2} \right)^2 - 2 \frac{3 + 2\psi_1}{3} \left(\frac{1 - \xi_1}{2} \right)^3 + \dots \quad (3.8)$$

Отметим, что, как следует из полученного решения, влияние диссипации при фиксированном значении параметра ψ на локальную структуру турбулентности вблизи границы турбулизованной области мало: диссипация начинает давать вклад в решение только с членом четвертого порядка по переменной $\left(\frac{1 - \xi_1}{2} \right)$.

В рамках рассматриваемого приближения, согласно которому все процессы, протекающие в верхнем слое, полностью определяются внешними параметрами (2.3), можно указать, используя анализ размерностей [26], формулу, связывающую среднее значение момента \bar{M} с этими параметрами. В результате такого анализа получим

$$\bar{M}_1 = \chi_1 q_s^{4(1+\psi_1)/3} (\beta \delta T)^{-(2\psi_1+1)}, \quad (3.9)$$

где χ_1 — эмпирическая безразмерная константа. Согласно выражению (3.9) интенсивность обрушения возрастает с ростом скорости ветра (увеличение q_s) и падает с ростом стратификации (увеличение разности температур $\delta T = T_0 - T_\infty$), что представляется качественно правильным с точки зрения физической реализуемости рассматриваемого механизма. Оценку константы χ_1 в (3.9) можно произвести при тех же значениях определяющих параметров, что и раньше, приняв дополнительно в качестве оценки b_w ее наибольшее наблюдаемое значение в термоклине $b_w \approx b_w \frac{m}{dx} \approx 1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$ [19] и считая, что зона обрушения внутренней волны имеет начальный размер порядка амплитуды волны [20]. Таким образом, можно принять оценку $\rho \sim 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$. Используя указанные численные значения параметров в выражениях (3.4), (3.7), (3.9), получим оценку χ_1 при $\psi_1 = 0,257$, которая оказалась равной $\chi_1 = 7,4$.

3. В случае плоской системы внутренних волн, распространяющихся по нижней границе верхнего слоя в направлении ψ , турбулентность в зоне обрушения будет горизонтально неоднородна вдоль оси ψ . До соединения с соседними зонами обрушения каждая из них имеет конечный размер [20]. Внутри такой зоны турбулентность убывает от наибольших значений в ядре до нуля на границе с нетурбулентной жидкостью. В принятых выше предположениях такую неоднородную зону обрушения можно аппроксимировать осе-

симметричной, нестационарной моделью развития некоторой круговой цилиндрической турбулизованной области, располагая ось симметрии на глубине $z=h$. Зоне обрушения в этом случае отвечают точки области со значениями $r < r_0(t)$ при $z \geq h$, где $r = \sqrt{x_1^2 + y^2}$, $r=r_0(t)$ — граница зоны обрушения с нетурбулентной жидкостью. На границе с нетурбулентной областью жидкости равны нулю турбулентная энергия и поток турбулентной энергии. На границе контакта с верхним слоем при $z=h$ в силу симметрии равен нулю поток турбулентной энергии и $b_w \neq 0$. С учетом осевой симметрии и в предположении, что масштаб турбулентности l , как и раньше, составляет некоторую фиксированную долю от размера турбулентной области ($l = \gamma_e r_0(t)$), уравнение баланса турбулентной энергии для b_w в переменных r и t имеет вид

$$\partial_t b_w = (1/r) \partial_r \gamma_1 \gamma_e r_0 \sqrt{b_w} r \partial_r b_w - (\gamma_2 / \gamma_e) b_w^{3/2} / r_0. \quad (3.10)$$

Уравнение (3.10) дополняется начальным условием. Предполагая, что начальное распределение турбулентной энергии осесимметрично и равно нулю вне некоторой круговой цилиндрической области $0 \leq r \leq a$, где a — начальный радиус турбулизованной области, можно записать его в виде

$$b_w(r, 0) = (I_2 / 2\pi a^2) u_2(\tau), \quad \tau = r/a, \quad (3.11)$$

$$I_2 = 2\pi \int_0^a b_w(r, 0) r dr, \quad \int_0^1 u_2(\tau) d\tau = 1,$$

где $u_2(\tau)$ — безразмерная функция своего безразмерного аргумента, равная нулю при $\tau_2 \geq 1$, а величина I_2 — суммарный заряд турбулентной энергии на единицу длины цилиндрической области радиуса a , порожденный обрушением внутренней волны. Таким образом, исследуемая задача*) свелась к решению задачи, полностью аналогичной случаю, рассмотренному в предыдущем пункте. Предполагая, как и раньше, неполную автомодельность, получим следую-

*) Эта задача изучалась в дипломной работе В.И.Царенко, МФТИ, 1980г.

шую форму представления асимптотического решения:

$$B_w = A^2 [\gamma_1 \gamma_2 (2 + \nu_2)]^{-2} t^{-2n_2} B_2(\xi_2), \quad \xi_2 = r/r_0(t), \quad (3.12)$$

$$r_0 = A t^{1-n_2}, \quad n_2 = (1 + \nu_2)/(2 + \nu_2),$$

где A — постоянная величина, а параметр ν_2 является собственным числом новой нелинейной задачи. Подставляя выражения (3.12) в уравнение (3.10), получим для функции B_2 обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{1}{\xi_2} \frac{d}{d\xi_2} \xi_2 \sqrt{B_2} \frac{dB_2}{d\xi_2} + \xi_2 \frac{dB_2}{d\xi_2} + 2(1 + \nu_2) B_2 - \sigma B_2^{3/2} = 0, \quad (3.13)$$

нетривиальное решение которого должно удовлетворять тем же условиям, что и в предыдущем случае

$$\frac{dB_2(0)}{d\xi_2} = \frac{dB_2^{3/2}(1)}{d\xi_2} = B_2(1) = 0. \quad (3.14)$$

Умножая уравнение (3.13) на ξ_2 и интегрируя его от 0 до 1 с учетом условий (3.14), получим, что при произвольных положительных значениях параметра σ величина ν_2 будет положительной, а величина n_2 ограничена при всех σ и находится в пределах $1/2 < n_2 < 1$. Для рассмотренной цилиндрической турбулизованной области остается неизменным момент M_2 , имеющий вид

$$M_2 = I_2 \alpha^{2\nu_2}. \quad (3.15)$$

Для решения $B_2(\xi_2)$ в окрестности границы с нетурбулентной областью ($\xi_2 \rightarrow 1$) справедливо разложение (3.8), т.е. вблизи границы решение двумерной задачи с точностью до членов третьего порядка по переменной ($(1 - \xi_2)/2$) совпадает с решением одномерной задачи. Влияние кривизны границы и диссипация дают вклад в следующие члены разложения.

Анализ размерностей дает для среднего значения момента \overline{M}_2 следующую формулу:

$$\overline{M}_2 = \chi_2 \alpha^{2(3+2\nu_2)/3} (\beta \delta T)^{-(2\nu_2+2)}, \quad (3.16)$$

где χ_2 — эмпирическая безразмерная константа, оценка которой может быть произведена так же, как и в предыдущем случае производилась оценка константы χ_1 .

4. В случае двумерной системы внутренних волн, распространяющихся по нижней границе верхнего слоя $z = h$, в плоскости (x, y) зоны обрушения (до их взаимодействия между собой) представляют собой ограниченные области турбулизованной жидкости. Каждая из таких областей развивается независимо под действием полученного в некоторый начальный момент заряда турбулентности от локального обрушения внутренней волны. В тех же предположениях, что и раньше, такую зону обрушения будем аппроксимировать нестационарной моделью турбулентности в некоторой сферической турбулизованной области с центром, расположенным на глубине $z = h$. Внутри области турбулентность отлична от нуля и центрально-симметрична, а за ее пределами равна нулю. Зоне обрушения здесь отвечают точки области со значениями $R < R_0(t)$ при $z \geq h$, где $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z_1^2}$, $R = R_0(t)$ - граница зоны обрушения с нетурбулентной жидкостью. Как и раньше, в этом случае на границе с нетурбулентной жидкостью равен нулю поток турбулентной энергии и сама турбулентная энергия \bar{v}_w , а на границе контакта с верхним слоем при $z = h$ в силу симметрии модельной аппроксимации зоны обрушения равен нулю поток турбулентной энергии и $\bar{v}_w \neq 0$. Полагая масштаб турбулентности равным $l = \gamma_e R_0(t)$, для величины \bar{v}_w в переменных R и t будем иметь уравнение баланса турбулентной энергии в виде

$$\partial_t \bar{v}_w = R^{-2} \partial_R \gamma_1 \gamma_e R^2 R_0 \sqrt{\bar{v}_w} \partial_R \bar{v}_w - (\gamma_2 / \gamma_e) \bar{v}_w^{3/2} / R_0, \quad (3.17)$$

которое дополняется следующим начальным условием: начальное распределение турбулентной энергии обладает центральной симметрией и равно нулю вне некоторой сферической области $0 \leq R \leq a$, a - начальный радиус турбулизованной области. Это условие имеет вид

$$\bar{v}_w(R, 0) = (I_3 / 4\pi a^2) u_3(\tau), \quad \tau = R/a, \quad (3.18)$$

$$I_3 = 4\pi \int_0^a \bar{v}_w(R, 0) R^2 dR, \quad \int_0^1 u_3(\tau) \tau^2 d\tau = 1,$$

где $u_3(\tau)$ - безразмерная функция аргумента τ , равная нулю при $\tau > 1$, а величина I_3 - суммарный заряд турбулентной энергии в сферической области радиуса a , порожденный обрушением внутренней волны. Возникающая ситуация вполне аналогична случаям, рассмотренным в преды-

дущих пунктах. В предположении существования неполной автомодельности асимптотическое решение может быть представлено в следующем виде:

$$b_w = 4A^2 [\gamma_1 \gamma_2 (5 + 2\nu_3)]^{-2} t^{-2n_3} b_3(\xi_3), \xi_3 = R/R_0(t), \quad (3.19)$$

$$R_0 = At^{1-n_3}, \quad n_3 = (3 + 2\nu_3)/(5 + 2\nu_3),$$

где A — постоянная величина, ν_3 — собственное число этой нелинейной задачи. Уравнение для функции $b_3(\xi_3)$ с учетом формул (3.19) получается из (3.17) и имеет вид

$$\xi_3^{-2} \frac{d}{d\xi_3} \xi_3^2 \sqrt{b_3} \frac{db_3}{d\xi_3} + \xi_3 \frac{db_3}{d\xi_3} + (3 + 2\nu_3)b_3 - \sigma b_3^{3/2} = 0. \quad (3.20)$$

Его нетривиальное решение должно удовлетворять условиям, аналогичным условиям (3.6):

$$\frac{db_3(0)}{d\xi_3} = \frac{db_3^{3/2}(1)}{d\xi_3} = b_3(1) = 0. \quad (3.21)$$

Из уравнения (3.20) и условий (3.21) следует, что при $\sigma > 0$ будет $\nu_3 > 0$, а величина n_3 находится в пределах $3/5 < n_3 < 1$. В случае сферической турбулизованной области остается неизменным момент M_3 , имеющий вид

$$M_3 = I_3 a^{2\nu_3}. \quad (3.22)$$

Решение $b_3(\xi_3)$ в окрестности границы с нетурбулентной областью ($\xi_3 \rightarrow 1$) с точностью до членов третьего порядка совпадает с решением одномерной задачи, т.е. для $b_3(\xi_3)$ с указанной точностью также справедливо разложение (3.8).

Для среднего значения момента \bar{M}_3 анализ размерностей дает формулу

$$\bar{M}_3 = \chi_3 a_s^{2(4+2\nu_3)/3} (\beta \delta T)^{-(3+2\nu_3)}, \quad (3.23)$$

где χ_3 — эмпирическая безразмерная константа для трехмерного случая.

5. В океане могут реализовываться оба рассмотренных в пп. 3 и 4 типа локализованных зон обрушения внутренних волн. Характеризующие эти зоны обрушения интенсивности зарядов турбулентности I_2 и I_3 , а также их размеры в

общем случае являются случайными функциями времени и пространственных координат x, y (зависимость от вертикальной координаты z появляется, когда ниже верхнего слоя имеется невозмущенная ветровым перемешиванием фоновая стратификация). При достаточно плотном распределении таких зон обрушения на нижней границе верхнего слоя они со временем начинают взаимодействовать друг с другом, образуя в конечном счете на нижней границе верхнего квазиоднородного слоя некоторую нерегулярную турбулизованную прослойку, отделяющую верхний слой от основной толщи океанской воды. Турбулентность в этой прослойке постоянно подпитывается актами обрушения внутренних волн, которые происходят в случайные моменты времени в случайных точках пространства. Такая статистически установившаяся ситуация может быть описана в рамках локальной модели обрушения, рассмотренной в п.2, если считать удельную плотность заряда от обрушения внутренней волны I_1 и начальный размер Q случайными функциями времени и пространственных координат. В этом случае знание статистических свойств величин I_1 и Q полностью определит статистические свойства турбулентности зоны обрушения δ_w и толщины этой зоны z_0 . К сожалению, имеющиеся экспериментальные данные по обрушению внутренних волн пока недостаточны для определения статистических свойств величин I_1, Q и получения окончательных выводов о свойствах турбулентности в одиночных актах обрушения.

4. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЕРХНЕГО КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ С ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ЗОНЫ ОБРУШЕНИЯ

При возникновении на нижней границе верхнего слоя турбулентной области, которая распространяется за пределы слоя, локально (на масштабах, соизмеримых с масштабами образовавшейся от обрушения турбулентной области) нарушается его динамическое и термодинамическое равновесие. Нарушение вызвано обменом теплом и энергией верхнего слоя и нижележащей жидкости в пределах турбулизованной обрушением внутренней волны области. Возникающий при этом баланс тепла и энергии приближенно можно записать в виде

$$(q_s - q_h) = \alpha_2 g \alpha (T_s - T_\infty) h b_s^{1/2}, \quad (4.1)$$

$$\rho_w c_{pw} c_T U_w (T_w - T_s) = G_h, \quad (4.2)$$

где q_h и G_h — турбулентные потоки турбулентной энергии и тепла на глубине $z=h$ — на границе контакта верхнего слоя и турбулизованной при обрушении зоны. В случае цилиндрических турбулизованных зон поверхность контакта представляет собой (см. п.3, разд.3) полосы, шириной $D_2 = 2r_0$, ориентированные перпендикулярно направлению y . В случае сферических турбулизованных зон (п.4, разд.3) это круги диаметром $D_3 = 2R_0$. В случае статистически установившегося режима (п.5, разд.3) это вся плоскость нижней границы верхнего слоя за исключением тех областей, где величина I_1 обращается в нуль. Там, где отсутствует обрушение, потоки q_h и G_h равны нулю. Уравнение (4.1) представляет собой обобщение уравнения баланса (2.4) на случай $q_h \neq 0$ и имеет тот же физический смысл, однако b_s здесь уже не равно b_p из-за взаимодействия верхнего слоя с зоной обрушения. Согласно (4.2), возникающий в зоне обрушения поток тепла G_h нарушает в области взаимодействия тепловой баланс ($T_s \neq T_w$), вследствие чего из атмосферы начинает поступать тепло (левая часть (4.2)), компенсирующее эти потери.

Одна из простейших возможностей параметризации потоков q_h и G_h имеет вид

$$q_h = \alpha_3 \sqrt{b_w b_s} (\sqrt{b_s} - \sqrt{b_w}), \quad (4.3)$$

$$G_h = \alpha_4 \rho_w c_{pw} (b_w b_s)^{1/4} (T_s - T_w), \quad (4.4)$$

где α_3 и α_4 — безразмерные эмпирические коэффициенты, ρ_w и c_{pw} — соответственно плотность воды и ее теплоемкость, а под b_s и b_w понимаются уже средние, взятые соответственно по толщине зоны обрушения плотности турбулентной энергии. Формулы (4.3)–(4.4) обеспечивают физически осмысленное направление потоков, которое регулируется разностями в правых частях, и обращают эти потоки в нуль при вырождении турбулентности обрушения $b_w = 0$.

Используя формулы (4.1)–(4.4), нетрудно определить зависимость b_s и T_s от средней по толщине плотности

энергии турбулентности в зоне обрушения β_w . Эти зависимости имеют вид

$$U_s = \frac{1}{2} \left[\sqrt{\left(\frac{U_w^2 - \beta \alpha_1^{-3/2} \alpha_3^{-1}}{U_w} \right)^2 + \frac{4}{\alpha_1^{3/2} \alpha_3 U_w}} + \frac{U_w^2 - \beta \alpha_1^{-3/2} \alpha_3^{-1}}{U_w} \right], \quad (4.5)$$

$$\beta = \frac{\alpha U_a / \alpha_1^{1/2} U_s^{1/3}}{\alpha U_a / \alpha_1^{1/2} U_s^{1/3} + \sqrt{U_w U_s}}, \quad U_s = \beta_s^{1/2} / \beta_l^{1/2},$$

$$U_w = \beta_w^{1/2} / \beta_l^{1/2}, \quad \beta = (T_s - T_\infty) / (T_a - T_\infty), \quad (4.6)$$

$$\alpha = \rho_a c_{pa} \Gamma_T / \rho_w c_{pw} \alpha_5.$$

Формула (4.5) показывает, что при значениях $0 \leq U_w \leq 1$ и значениях β , близких к единице, величина U_s с ростом U_w убывает от значения $U_s = 1$ до некоторого минимального значения, а затем начинает возрастать, снова достигая значения $U_s = 1$ при U_w , близком к единице (если $\beta = 1$, то при $U_w = 1$ будет и $U_s = 1$, так как при этом отсутствует влияние β_w на стратификацию в (4.1)), и асимптотически (при больших значениях U_w) становится пропорциональным U_w ($U_s \approx U_w$ при $U_w \rightarrow \infty$). Таким образом, в последнем предельном случае влияние поверхностного обрушения волн оказывается несущественным и турбулентная энергия β_s будет полностью определяться обрушением внутренней волны. В реальных условиях такая предельная ситуация представляется маловероятной и наиболее естественным случаям отвечают значения $U_w \leq 1$.

Температура верхнего слоя и, следовательно, температура поверхности океана над областью обрушения монотонно убывает с увеличением U_w . Так как турбулентная зона обрушения со временем увеличивается, а турбулентность в ней ослабевает, то аномалии в поле турбулентности верхнего слоя, характеризуемые величиной U_s , и в поле температуры, характеризуемые величиной β , будут уменьшаться по величине, хотя пространственный размер этих неоднородностей будет возрастать.

Зарегистрированные неоднородности поверхностной температуры в масштабах внутренних волн составляют согласно [6] примерно $10^{-1} \text{ } ^\circ\text{C}$. Используя эту величину температурного возмущения, можно оценить константу α_4 , которая при

принятых в работе численных значениях внешних параметров оказывается равной $\mathcal{E}_4 \sim 3 \cdot 10^{-6}$. При этом значении коэффициента \mathcal{E}_4 величина $\propto U_0 / \mathcal{E}_4^{1/2} Q_3^{1/3}$ имеет порядок 10^2 и, следовательно, при реальных значениях $U_w \approx 1$ величина $\mathcal{B} \sim 1$. По этой причине для реальных в океане ситуаций величина U_3 будет порядка, или меньшей единицы.

Формулы (4.5)–(4.6) вместе с соотношениями, приведенными в разд.3, в определенном приближении решают поставленную в настоящей работе задачу. В частности, из этих формул и соотношений п.3 разд.3 следует, что слики – области выглаживания волн длиной порядка нескольких сантиметров – в случае зоны обрушения в форме удлиненного цилиндра имеют форму чередующихся полос, перпендикулярных распространению волны. В случае, если размеры области обрушения в плане примерно одинаковы, зону обрушения можно аппроксимировать полусферой. Соотношения п. 4 разд.3 и формулы (4.5)–(4.6) показывают, что слики в этом случае имеют кольцевую или круговую форму. В других случаях форма сликов имеет случайный характер.

Л и т е р а т у р а

1. Загородников А.А. Радиолокационная съемка морского волнения с летательных аппаратов. Л.: Гидрометеоздат, 1978. 293с.
2. Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов / Ред. Г.И.Галазий, К.С.Шифрин, П.П.Шерстянкин. Новосибирск: Наука, 1979. 373с.
3. Федоров К.Н., Складов В.Е. Перспективы исследования океана с помощью ИСЗ. – В кн.: Исследование земных ресурсов космическими средствами / Ред. Ю.К.Ходарев, В.И.Кравцов. Ч.2. М.: Комиссия по исследованию природных ресурсов с помощью космических средств АН СССР, 1980, с.42–57.
4. Океанографическая энциклопедия / Пер. с англ. Ред. Р.М.Деменицкая и др. Л.: Гидрометеоздат, 1974, 632с.
5. Монин А.С., Питербарг Л.И. О статистическом описании внутренних волн. – ДАН СССР, 1977, т.234, №3, с. 564–567.
6. Федоров К.Н. О физической структуре приповерхностного слоя океана. – Метеорология и гидрология, 1981, №10, с.58–66.

7. Hasselmann K. Weak-interaction theory of ocean waves. - In: Basic Developments in Fluid Dynamics, Ed. M.Holt, v.2, Academic Press, N-Y., London, 1966, p.5-57.
8. Беньюв А.Ю. О генерации турбулентности в океане поверхностными волнами. - Изв. АН СССР. Физика атмос. и океана, 1973, т.9, №3, с.293-303.
9. Баренблатт Г.И. Сильное взаимодействие гравитационных волн и турбулентности. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1977, т.13, №8, с.845-849.
10. Островский Л.А., Соустова И.А. Верхний перемешанный слой океана как сток энергии внутренних волн. - Океанология, 1977, т.17, №6, с.973-981.
11. Островский Л.А., Соустова И.А., Цимринг Л.Ш. Воздействие внутренних волн на мелкомасштабную турбулентность в океане: Препринт №31. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. 15с.
12. Заславский М.М. О дисперсионных характеристиках ветровых волн. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1981, т.17, №1, с.59-66.
13. Заславский М.М., Лейкин И.А. Об интерпретации измерений дисперсионных характеристик ветровых волн. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1981, т.17, №6, с. 639-646.
14. Ефимов В.В., Христофоров Г.Н. Волновые и турбулентные составляющие спектра скорости в верхнем слое океана. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1971, т.7, №2, с.200-211.
15. Кузнецов О.А. Роль высокочастотных гравитационных волн в аэродинамическом сопротивлении морской поверхности. - Океанология, 1978, т.18, №2, с.203-207.
16. Моделирование и прогноз верхних слоев океана / Ред. Э.Б.Краус. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 367с.
17. Longuet-Higgins M.S. On the wave breaking and the equilibrium spectrum of wind-generated waves. - Proc.Roy.Soc. London, 1969, A310, N1501, p.151-159.
18. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 284с.
19. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность. Л.: Гидрометеиздат, 1981. 920с.

20. Browand F.K., Winant C.D. Laboratory observations of shear-layer instability in a stratified fluid. - *Boundary Layer Meteorology*, 1973, v.5, N1/2, p.67-77.
21. Schooley A.N., Stewart R.W. Experiments with a self-propelled body submerged in a fluid with a vertical density gradient. - *J.Fluid Mech.*, 1963, v.15, p.83-96.
22. Баренблатт Г.И. Динамика турбулентных пятен и интрузии в устойчиво стратифицированной жидкости. - *Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана*, 1978, т.14, №2, с.195-206.
23. Баренблатт Г.И. Расплывание турбулентного слоя. - В кн.: Н.Е.Кочин и задачи механики/ Ред. П.Я.Полуба - ринова-Кочина. М.: Наука, 1982.
24. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Механика турбулентности. Ч.1. М.:Физматгиз, 1965. 639с.
25. Турбулентность. Принципы и применения/ Ред. У.Фрост, Т.Моулден. М.: Мир, 1980. 536 с.
26. Баренблатт Г.И. Подобие, автомодельность, промежуточная асимптотика. Л.: Гидрометеиздат, 1978. 207с.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН И ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ВЕРХНЕМ СЛОЕ ОКЕАНА

А.В.Иванов, Л.А.Островский, И.А.Соустова,
Л.Ш.Цимринг

ВВЕДЕНИЕ

Понимание процесса взаимодействия атмосферы и океана не может быть достигнуто без детального изучения явлений, происходящих в верхнем слое океана. Одно из таких явлений — взаимодействие внутренних волн с мелкомасштабной океанической турбулентностью. В рамках этого взаимодействия можно условно выделить эффекты двух типов. С одной стороны, турбулентность активно подавляет внутренние волны, обуславливая тем самым сток их энергии. С другой — турбулентность сама существенно трансформируется под действием внутренних волн. При этом изменяется как уровень турбулентности, так и ее пространственное распределение.

Процессы такого рода представляют значительный интерес в связи с тем, что турбулентность верхнего слоя океана во многом определяет как "внутреннюю погоду", так и состояние морской поверхности, а вместе с тем и процессы обмена через границу вода — воздух.

В настоящей работе рассматривается ряд вопросов, связанных с взаимодействием турбулентности и внутренних волн в верхнем слое океана.

В качестве исходной примем хорошо известную систему полуэмпирических уравнений [1]

$$\vec{u}_t + (\vec{u} \nabla) \vec{u} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_z \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa_z \frac{\partial \vec{u}}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \nabla p - \vec{g} + [\vec{f} \times \vec{u}] = 0,$$

$$\rho_t + (\vec{u} \nabla) \rho - \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{px} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{pz} \frac{\partial \rho}{\partial z} \right) = 0; \quad \text{div } \vec{u} = 0, \quad (1)$$

дополненную уравнением баланса турбулентной энергии

$$\begin{aligned} b_t + (\vec{u} \nabla) b = & \frac{\partial}{\partial x} \left(K_{bx} \frac{\partial b}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_{bz} \frac{\partial b}{\partial z} \right) + K_x \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \\ & + K_z \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + K_{\rho z} \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} - \left(\frac{K_x}{l_x^2} + \frac{K_z}{l_z^2} \right) c^4 b, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\vec{u} (u, w)$ - средняя скорость; ρ - давление; ρ - плотность жидкости; K_x, K_z - коэффициенты турбулентного обмена; $c^4 = 0,046$; x, z - горизонтальная и вертикальная координаты; l_x, l_z - масштабы турбулентности; f - параметр Кориолиса. Согласно гипотезам замыкания Колмогорова [1] $K_x = \rho_i \sqrt{b}$; $K_{\rho i} = \alpha_p K_i$; $K_{z i} = \alpha_b K_i$. Масштабы турбулентности l_i считаем постоянными, причем $l_x = \chi l_z$. Здесь α_p, α_b, χ - эмпирические постоянные. Эти уравнения и будут служить основой для дальнейшего анализа.

УСИЛЕНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ

Рассмотрим вначале изменение турбулентной энергии в заданном поле внутренней волны. Пренебрегая пока турбулентной диффузией (условия применимости этого приближения обсуждаются ниже), получим из (2) уравнение вида

$$b_t = l_z \sqrt{b} (u_x^2 + \chi w_z^2 - \alpha_p N^2) - c^4 b^{3/2} (l_x^{-4} + l_z^{-4}). \quad (3)$$

Как следует из (3), в постоянном сдвиговом потоке ($w_x = 0$, $u_x \neq 0$) фоновая турбулентность растет, если $Ri < \alpha_p^{-1}$ (см. также [1]). Поскольку в типичных условиях $\alpha_p = 0,1$, то указанное выше требование существенно мягче, чем условие $Ri < 1/4$, необходимое для неустойчивости ламинарных потоков. Для осциллирующих течений, создаваемых внутренней волной, ситуация несколько сложнее. Обсудим вкратце наиболее характерные случаи.

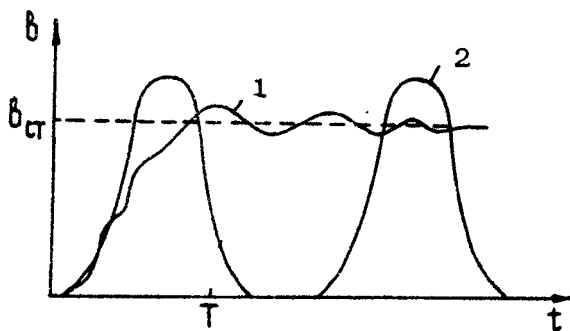
Подставляя значение $u(x, z, t), w(x, z, t), N(x, z, t)$ для заданной внутренней волны в уравнение (3), получим уравнение типа Риккати для \sqrt{b} . Пусть в экспоненциально стратифицированной жидкости течение создается длинной внутренней волной, для которой $u = u_0 \sin(k_x z) \cos(\omega t - k_x x)$,

а $\omega \ll \omega_0$. Для не слишком больших амплитуд внутренних волн, когда $\omega^2 \gg \left(\frac{A}{2} - D\right)/\zeta$, где $A = \omega_0^2 \cos^2(k_z z) l_z k_T^2$, $\zeta = \zeta^4 l_z^{-1}$, $D = \mathcal{F} N^2 l_z$, решение уравнения (3) может быть найдено методом усреднения. Представляя турбулентную энергию в виде $b = b_0 + b_1$, где b_0 — медленно меняющаяся, а $b_1 \ll b_0$ — осциллирующая части, и разделяя в уравнении (3) медленно меняющуюся и осциллирующую части, легко получить

$$b_0(x, t) = [A \cos^2(k_z z) - D] / \zeta \operatorname{th}(t T^{-1}); \quad (4)$$

$$b_1(x, t) = \frac{(A \zeta)^{1/2}}{\omega} b_0(x, t) \cos 2(\omega t - k_T x). \quad (5)$$

Соответствующие вариации $b(t)$ показаны на рис. 1 (кривая 1). Полагая $N = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $l_z = 1 \text{ м}$, $k_T = 10^{-2} \text{ м}^{-1}$, $k_z = 10^{-1} \text{ м}^{-1}$, $\omega_0 = 1 \text{ см}^2/\text{с}^{-1}$, найдем, что типичное время нарастания турбулентности $T \approx 1,5 \cdot 10^4 \text{ с}$. При этом сред-



Р и с. 1

нее значение турбулентной энергии достигает максимума на уровне $1 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-2}$.

Для более интенсивных или более низкочастотных внутренних волн эффект существенно другой. Если

$$\omega^2 \ll (A/2 - D), \quad (6)$$

то производная b_t в уравнении (3) может быть опущена, т.е. турбулентная энергия "следит" за сдвигом во внутренней волне, и решение имеет вид

$$b = [\kappa_T^2 l_z \omega_0^2 \cos^2(k_z z) \cos^2(\omega t - k_T x) - D] / \zeta \quad (7)$$

при $\rho_2 u_0^2 \cos^2(k_x z) \cos^2(\omega t - k_x z) - D > 0$, и $\bar{v} = 0$. В противном случае. Отсюда видно, что в некоторые моменты времени турбулентная энергия обращается в нуль, т.е. турбулентность после существенного усиления может быть подавлена (см. рис. 1, кривая 2). Для новой "вспышки" турбулентности опять необходима турбулентная "затравка".

Эти результаты справедливы в случае, если можно пренебречь турбулентной диффузией, т.е.

$$\omega^2 \gg \rho_2^2 \bar{v} k_x^2 \quad (8)$$

Интервал значений частот, в которых неравенства (6), (8) выполняются, существует при $\rho_2 k_x \gg 1$. Если предположить, что всюду в толще океана существует слабый "фон" турбулентности, поддерживаемый, например, сдвиговым течением, распространение интенсивной низкочастотной внутренней волны приведет к тому, что с фазовой скоростью волны будут "перемещаться" пятна турбулентности, совпадающие с областями, где $Ri < Ri_p^{-1}$ *

Для еще более длиннопериодных волн, частоты которых не удовлетворяют неравенству (8), необходимо учитывать диффузию. Нестационарная задача такого рода весьма сложна: заметим, однако, что в квазистационарном приближении существует решение в виде локализованных по z прослоек турбулентности с резкими границами [2].

ЗАТУХАНИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВЕРХНЕГО СЛОЯ

Рассмотрим теперь задачу о распространении внутренней волны на фоне стационарных распределений плотности и турбулентной энергии. Предположим, что внутренние волны возмущают стационарные профили $\bar{v}_0(z)$, $\bar{\rho}_0(z)$, при этом решение системы (1), (2) отыскивается в виде [3]

$$\rho = \bar{\rho}_0(z) + \rho', \quad \bar{v} = \bar{v}_0(z) + \bar{v}', \quad \bar{u} = \bar{u}' \quad (9)$$

и т.д. Штрихом обозначены порожденные внутренними вол-

*). Естественно, что при этом не происходит перемещения турбулизованной жидкости. В одних точках турбулентность усиливается, а в других затухает до фоновой интенсивности.

нами возмущения, которые задаются в виде $\vec{v}', \vec{u}', \rho' \sim \sim \exp i(\omega t - \kappa_x x)$. После линеаризации системы и несложных преобразований можно получить одно уравнение для амплитуды вертикальной компоненты скорости во внутренней волне:

$$\frac{d^2 w'}{dz^2} + \kappa^2 \left(\frac{N^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} \right) w = (i\omega)^{-1} \left[\frac{d^2}{dz^2} \left(\kappa_z^0 \frac{d^2 w}{dz^2} \right) - \frac{\kappa^2}{(\omega^2 - f^2)} \frac{d}{dz} (\kappa_{px}^0 + \kappa_{pz}^0) \frac{dw}{dz} - \frac{\kappa^2}{(\omega^2 - f^2)} \frac{d\kappa_{pz}^0}{dz} \frac{d(N^2 w)}{dz} - \frac{\kappa^2 N^2}{\omega^2 (\omega^2 - f^2)} \frac{d}{dz} \left(\kappa_{pz} \frac{db}{dz} \right) w \right]. \quad (10)$$

Далее предположим, что затухание внутренних волн мало на масштабе длины волны (это предположение может нарушаться лишь для очень коротких волн). В таком случае решение (10) можно построить с помощью асимптотической схемы теории возмущений, полагая $w = w_0 + w_1 + \dots$, $\kappa = \kappa_0 + \kappa_1 + \dots$; где κ_0, w_0 обращают в нуль левую часть уравнения (10). Тогда для w_1 получаем уравнение с заданной правой частью. Условие ограниченности w_1 дает уравнение для κ_1 , причем мнимая часть κ_1 определяет затухание внутренних волн. Такую схему можно построить для произвольной стратификации, определяемой стационарными уравнениями (1), (2). Рассмотрим простейшую модель вида

$$N(z) \begin{cases} N_1 & 0 < z < h, \\ N_2 & h < z < H, \end{cases}$$

причем на глубине залегания термоклина h имеется скачок плотности $\Delta \rho$. Такая модель стратификации приближенно описывает реальное распределение $N(z)$ в верхнем слое океана. Будем полагать, что вне области термоклина ($z > h$) уровень турбулентности пренебрежимо мал. Тогда вне слоя справедливо уравнение вида (10) с нулевой правой частью.

В качестве граничных условий для внутренних волн примем приближение твердой крышки на поверхности и дне, а также непрерывности давления и нормальной компоненты скорости при $z = h$. Для вертикальной скорости w эти условия имеют вид

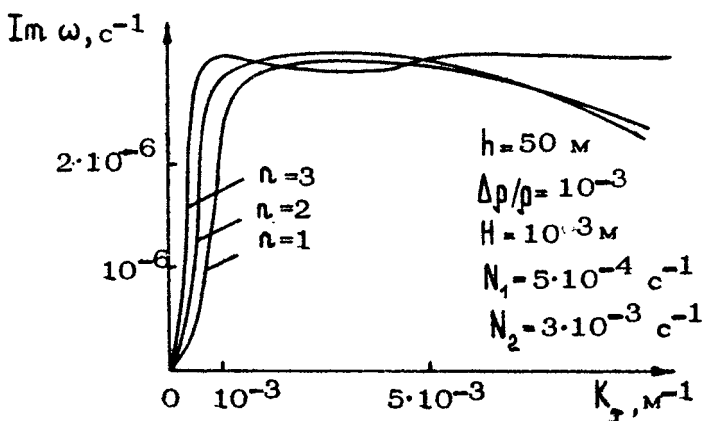
$$w_1(0) = w_2(H) = 0, \quad (11)$$

$$\frac{dw_1}{dz}(h) = \frac{dw_2}{dz}(h) = \frac{g \kappa^2}{\omega^2} \frac{\Delta \rho}{\rho_0} w,$$

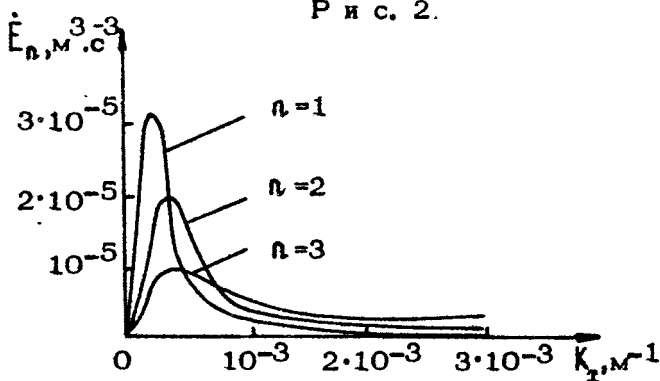
где $\omega_{1,2}$ соответствуют вертикальной компоненте скорости над и под термоклин. Не выписывая общего выражения для k_1 (метод решения аналогичен развитому в [3] для более частного случая), приведем выражение для декремента затухания $\text{Im } \omega$ в диапазоне волн, длинных в сравнении с глубиной жидкости H ($kH \ll 1$),

$$\text{Im } \omega = \left(\frac{N_2 H}{\pi} \right)^2 \left\{ \frac{k_0^2 K_x(0)}{(\Delta\rho/\rho)g} + \frac{(\omega^2 - f^2) C_2(0) k_0^2}{(\Delta\rho/\rho)gh [f^2 + k_0^2 (NH/\pi)^2]} \right\}, \quad (12)$$

где π - номер моды внутренней волны. Первое слагаемое,



Р и с. 2.



Р и с. 3.

пропорциональное квадрату волнового числа внутренней волны, обусловлено турбулентной вязкостью верхнего слоя, а второе слагаемое связано с конечностью потока плавучести $C_2(0)$ через поверхность океана. Нетрудно видеть, что для

низкочастотных волн ($N \gg \omega$) вклад последнего слагаемого становится преобладающим, поскольку обусловленный им декремент не зависит от волнового числа. На рис.2 приведена зависимость $\text{Im}(\omega)$ от k в длинноволновом диапазоне при $h = 50$ м, $\Delta\rho/\rho = 10^{-3}$, $H = 10^3$ м, $N_1 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $N_2 = 3 \cdot 10^{-3} \text{ с}^{-1}$, рис.3 - вычисленная скорость поглощения энергии $\dot{E}_n(k)$ для спектра Гаррета-Манка [4]. Из приведенных здесь расчетов для простейшей модели стратификации ясно, что область термоклина, где коэффициенты турбулентной диффузии обладают резкой вертикальной изменчивостью, может быть существенным стоком энергии внутренних волн. Это связано с дополнительным расходом энергии волн на преодоление сил плавучести в процессе турбулентной диффузии.

УСРЕДНЕННОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ТЕРМОКЛИН

В предыдущем разделе рассматривалось воздействие турбулентности верхнего слоя на длинные внутренние волны, приводящее к эффективному затуханию последних. В следующем порядке малости по амплитуде внутренних волн пере-страивается и сама турбулентность, а в поле турбулентности - другие гидрофизические поля (плотность, скорость и т.д.). Этот эффект, влияющий на формирование структуры верхнего слоя океана, может быть описан следующим образом.

Усредненная (медленно эволюционирующая по сравнению с периодом волны) деформация обусловлена нелинейностью уравнений этой теории, так что к невозмущенным профилям $\rho_0(x)$, $\bar{v}_0(x)$ добавляются квадратичные по амплитуде внутренней волны поправки. Для получения количественных соотношений будем считать величины u и w в уравнениях (1), (2) соответствующими некоторой заданной моде внутренних волн, а величины \bar{v} и $\bar{\rho}$ - возмущенными этой модой, т.е.

$$u = u_{\sim}(x, z, t), \quad w = w_{\sim}(z, x, t),$$

$$\bar{v} = \bar{v}_0(x) + \bar{v}(z, t) + \bar{v}_{\sim}(x, z, t),$$

$$\bar{\rho} = \bar{\rho}_0(x) + \bar{\rho}(z, t) + \bar{\rho}_{\sim}(z, x, t).$$

Считая добавки \bar{b} и \bar{p} малыми по сравнению с b_0 и p_0 , а временной масштаб их изменения большим по сравнению с периодом волны, усредним систему (1), (2) по t с учетом средних квадратов осциллирующих величин, а затем линеаризуем ее по \bar{p} и \bar{b} . В результате получим

$$\bar{b}_t + \left(\frac{\alpha_p \rho_z N^2}{b_0} + \frac{3}{2} c^4 \rho_z^{-1} b_0^{1/2} \right) \bar{b} - \alpha_p \rho_z \rho_0^{-1} b_0^{-1/2} \bar{p}_z - \alpha_p \rho_z b_0^{1/2} \bar{b}_{zz} = F(x), \quad (13)$$

$$\bar{p}_t - \frac{1}{2} \alpha_p \rho_z \frac{d\rho_0}{dz} b_0^{-1/2} \bar{b}_z - \alpha_p \rho_z b_0^{1/2} \bar{p}_{zz} = 0, \quad (14)$$

где

$$F(x) = \left(2 \alpha_p x \rho_z b_0^{1/2} \frac{K^2}{\omega^2} N^2 + \frac{3}{8} c^4 \rho_z b_0^{1/2} \alpha_p^2 \frac{K^2}{\omega^4} N^4 - \frac{\alpha_p^3 \rho_z^3 K^2}{8 b_0^{1/2} \omega^4} N^6 \right) u_{zz} - K^2 x \rho_z b_0^{1/2} u_z^2 + \rho_z b_0^{1/2} u_{zz}^2 - \frac{1}{2} \alpha_p^2 \rho_z^3 \frac{K^2}{\omega^4} N^4 (u_z^2)_{zz}. \quad (15)$$

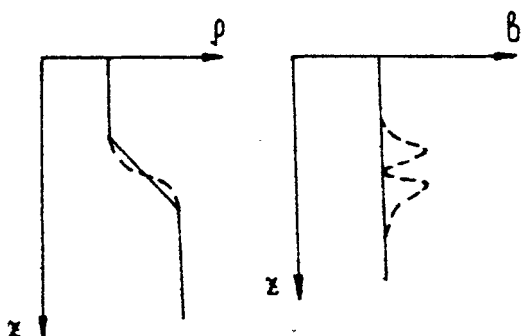
Поскольку "вынуждающая" сила $F(x)$ вызывает в первую очередь изменения $\bar{b}(x, t)$ (см. (13)), то на начальном этапе, когда $t < t_1 \approx d_z / \alpha_p \rho_z N$ (d_z - вертикальный масштаб внутренней волны), членом пропорциональным ρ_z в уравнении (13) можно пренебречь, при этом система (13) - (14) расщепляется. Если, кроме того, $t < t_{diff} \sim \sim d_z^2 / \alpha_p \rho_z b_0^{1/2}$, то можно пренебречь всеми диффузионными слагаемыми за исключением члена пропорционального \bar{b}_{zz} в уравнении (14), который сам играет роль вынуждающей силы для \bar{p} . Решение при этом имеет вид

$$\bar{b}(x, t) = F(x) \alpha^{-1} (1 - e^{-\alpha t}), \quad (16)$$

$$\bar{p}(x, t) = \alpha_p \rho_z \alpha^{-1} b_0^{-1/2} \frac{d\rho_0}{dz} \frac{dF}{dx} (t + \alpha^{-1} e^{-\alpha t} - \alpha^{-1}),$$

где $\alpha = \alpha_p \rho_z N^2 b_0^{-1/2} + (3/2) c^4 \rho_z^{-1} b_0^{1/2}$. В этом приближении функция $\bar{b}(x, t)$ стремится к стационарному значению из-за стабилизирующего влияния стратификации и диссипации, но $\bar{p}(x, t)$ неограниченно растет во времени. Спустя время $t = \min(t_1, t_{diff})$ станут существенными диффузионные слагаемые или член $\alpha_p \rho_z \rho_0^{-1} b_0^{1/2} \bar{p}_{zz}$ в уравнении (13). Их учет приводит к ограничению роста $\bar{p}(x, t)$, и в результате плотность $\bar{p}(x, t)$ тоже выходит на стационарный уровень.

В качестве примера рассмотрим следующую ситуацию. Пусть исходная стратификация трехслойная (рис.4), причем крайние слои однородны по плотности, а промежуточный



Р и с . 4

экспоненциально стратифицирован с частотой Брента-Вяйсяля N . Предположим также, что во всех трех слоях на начальном уровне турбулентности равен β_0 . Пользуясь известными выражениями для структуры первой моды, нетрудно получить в явном виде выражения, описывающие деформации полей плотности и турбулентной энергии. Характерный вид получающихся распределений изображен на рис.4 пунктиром. Как видно из рисунка, первая мода приводит к усилению турбулентности и обострению градиента плотности в пикноклине за счет перемешивания в неоднородном усиливающемся поле турбулентности. Оценим характерное время возникновения деформации. Образование турбулентных неоднородностей (а также их релаксация после прохождения дуга внутренних волн) происходит за время порядка α^{-1} и при $\rho_z \approx 1$ м, $\beta_0 \approx 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-2}$, $N_0 = 10^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\alpha^{-1} = 10^3 \text{ с}$. Время образования и вырождения неоднородностей поля плотности существенно больше - порядка времени турбулентной диффузии ($t_{diff} \approx 10^4 \text{ с}$ при $d_z \approx 10$ м), что на полтора порядка больше периода Вяйсяля в сезонном термоклине.

Таким образом, дуги интенсивных внутренних волн в присутствии турбулентности активно влияют на средний профиль стратификации. Структура деформаций определяется структурой моды внутренней волны, а время их жизни довольно значительно, так что с помощью такого механизма внутренняя волна высокой моды может создавать необратимую тонкую структуру наряду с другим "волновым" механизмом генерации тонкой структуры [5].

В заключение коснемся вопроса о вкладе внутренних волн в механизм модуляции уровня турбулентности вблизи поверхности. Эта модуляция турбулентности в свою очередь приводит к модуляции декремента затухания поверхностных волн и в конечном счете к модуляции интенсивности волнения на поверхности. Простые оценки, основанные на линеаризованных уравнениях (1), (2) и гипотезе о линейности установившегося спектра волнения при слабом ветре [6], когда линейный рост амплитуды волн в результате резонансного воздействия пульсаций атмосферного давления ограничивается затуханием из-за турбулентной вязкости, приводят к следующему соотношению между амплитудой скорости во внутренней волне u и контрастом K (отношением интенсивностей поверхностного волнения в максимуме и в минимуме):

$$K = 1 + \alpha_p \sqrt{Ri_T} \frac{N}{\omega^2} \frac{u'}{d}, \quad (17)$$

где $Ri_T = \rho_z^2 N_0^2 / B_0$ - турбулентное число Ричардсона, d - масштаб верхнего квазиоднородного слоя. При следующих характерных значениях параметров $\alpha_p \approx 0,1$, $N/\omega \approx 1$, $u'/\omega d \approx 1$ контраст имеет порядок 1,1. Этот эффект в известном смысле аналогичен действию пленок поверхностно-активных веществ, гасящих капиллярную рябь (см. [7]). Рассмотренный здесь механизм, по-видимому, существен в более длинноволновом диапазоне. Отметим, что существует и иная гипотеза относительно воздействия внутренних волн на морскую поверхность посредством турбулентности [8], заключающаяся в том, что модуляции турбулентности, вызванные тем или иным путем внутренней волной, не действуют на ветровое волнение, а сами проявляются на поверхности, непосредственно изменяя ее отражательную способность. Не исключено, что как тот, так и другой процессы реализуются в океане, но действуют в различных спектральных диапазонах.

Л и т е р а т у р а

1. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Т.1. М.: Наука, 1965. 639с.
2. Островский Л.А., Соустова И.А., Цимринг Л.Ш. Воздействие внутренних волн на мелкомасштабную турбулентность в океане: Препринт №31. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, 13с.
3. Островский Л.А., Соустова И.А. Верхний перемешанный слой океана как сток энергии внутренних волн. - Океанология, 1979, т.19, №6, с.973-981.
4. Garret C., Munk W. Space-time scales of internal waves: A progress report. - J.Geophys. Res., 1975, v.80, N3, p.291-297.
5. Воронович А.Г., Леонов А.И., Митропольский Ю.З. К теории образования тонкой структуры гидрофизических полей в океане. - Океанология, 1976, т.16, №5, с.490-497.
6. Пелиновский Е.Н. Линейная теория установления и изменчивости ветрового волнения при слабом ветре. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1978, т.14, №11, с.1167-1176.
7. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. Пленочный механизм воздействия внутренних волн на ветровую рябь. - (В наст. сборнике, с.31).
8. Баренблатт Г.И., Бенилов А.Ю. Влияние внутренних волн на неоднородности гидрофизических характеристик поверхности океана. - (В наст. сборнике, с.52).

ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ
ИЗОБРАЖЕНИЙ ВНУТРЕННИХ ВОЛН
НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

ФОРМИРОВАНИЕ РАДИОЛОКАЦИОННОГО
ИЗОБРАЖЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН
НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

М.Б.Каневский

Неоднородности пространственного распределения сантиметровой ряби на морской поверхности, появляющиеся в областях выхода крупномасштабных внутренних волн, дистанционно регистрируются с помощью радиолокатора сантиметрового диапазона [1,2]. Однако в радиолокационном (РЛ) изображении морской поверхности наряду с распределением ряби неаддитивным образом присутствует пространственно-временное распределение уклонов крупномасштабного волнения, причем связь между интенсивностью отраженного РЛ-сигнала и уклонами, вообще говоря, нелинейна. Естественно поэтому поставить вопрос о том, как выглядит радиоизображение внутренних волн на фоне поверхностного волнения, в частности на фоне крупной океанской зыби.

В настоящей работе анализируется пространственно-временной спектр радиоизображения области выхода крупномасштабных внутренних волн, формируемого с помощью радиолокатора сантиметрового диапазона в режиме бокового обзора.

В качестве РЛ-сигнала $I(\vec{r}, t)$ рассмотрим интенсивность отраженного поля, усредненную за время $\tau \sim 1$ с. При скорости перемещения радиолокатора $V \lesssim 100$ м·с⁻¹ такое усреднение позволяет, не теряя полезной информации, отфильтровать высокочастотный шум, обусловленный движениями ряби в пределах элемента разрешения. В соответствии с [3] запишем выражение для $I(\vec{r}, t)$:

$$I(\vec{r}, t) = \alpha \int d\vec{r}' \Phi(\vec{r}' - \vec{r}) F_0(\vec{r}', t) F_1(\vec{r}', t), \quad (1)$$

где α - коэффициент, определяемый мощностью радиолока - тора и расстоянием до зондируемого участка поверхности, $\Phi(\vec{r}' - \vec{r})$ - функция, характеризующая распределение интен - сивности падающего электромагнитного поля в элементе раз - решения и равная нулю вне его. Функция $F_0(\vec{r}, t)$ описывает модуляцию РЛ-сигнала уклонами крупномасштабного волнения:

$$F_0(\vec{r}, t) = a_0 [1 + a_{\perp} \vartheta_{\perp}(\vec{r}, t) + a_{\perp\perp} \vartheta_{\perp}^2(\vec{r}, t) + \dots], \quad (2)$$

где ϑ_{\perp} - уклон в плоскости падения XZ электромагнитной волны (в [3] приведена таблица коэффициентов a_0, a_{\perp} и $a_{\perp\perp}$ для различных значений угла скольжения ψ_0 вертикально поляризованной волны $\lambda = 3$ см);

$$F_1(\vec{r}, t) = \frac{W_{\Sigma}(\vec{r}, t)}{W_{\Sigma}^0} = 1 + \frac{\Delta W_{\Sigma}(\vec{r}, t)}{W_{\Sigma}^0}, \quad (3)$$

где W_{Σ}^0 - невозмущенная спектральная плотность ряби на резонансной пространственной частоте $\frac{4\pi}{\lambda} \cos \psi_0$, $\Delta W_{\Sigma}(\vec{r}, t)$ - поле возмущений с характерными масштабами, много больши - ми, нежели масштаб корреляции ряби.

Составим пространственно-временную корреляционную функ - цию флуктуаций сигнала

$$B(\vec{r}, \tau) = \langle I(\vec{r}, t) I(\vec{r} + \vec{\rho}, t + \tau) \rangle - \langle I(\vec{r}, t) \rangle^2$$

и найдем ее спектр

$$\Psi(\vec{x}, \omega) = 4\pi^2 \alpha^2 \psi^*(\vec{x}) \left[\langle F_1 \rangle^2 \Psi_0(\vec{x}, \omega) + \langle F_0 \rangle^2 \Psi_1(\vec{x}, \omega) + \iint d\vec{x}' d\omega' \Psi_0(\vec{x}, \omega) \Psi_1(\vec{x} - \vec{x}', \omega - \omega') \right]; \quad (4)$$

$\Psi_0(\vec{x}, \omega)$ и $\Psi_1(\vec{x}, \omega)$ - спектры флуктуаций полей $F_0(\vec{r}, t)$ и $F_1(\vec{r}, t)$; $\psi^*(\vec{x})$ - спектр корреляционной функции элемен -

та разрешения, характеризующий его фильтрующее действие:

$$w^*(\vec{x}) = \frac{1}{4\pi^2} \int d\vec{p}' b(\vec{p}') \exp(i\vec{x}\vec{p}'); \\ b(\vec{p}') = \int d\vec{r}' \Phi(\vec{r}' - \vec{r}) \Phi(\vec{r}' - \vec{r} + \vec{p}').$$

Если в разложении (2) ограничиться квадратичным по \vec{v}_x членом, то, полагая распределение уклонов нормальным, получим [3]

$$\Psi_0(\vec{x}, \omega) = a_0^2 a_x^2 \Psi_{\Phi}(\vec{x}, \omega) + 2 a_0^2 a_x^2 \int \int d\vec{x}' d\omega' \Psi_{\Phi}(\vec{x}', \omega') \Psi_{\Phi}(\vec{x} - \vec{x}', \omega - \omega'), \quad (5)$$

где Ψ_{Φ} - пространственно-временной спектр уклонов \vec{v}_x . С учетом движения носителя РЛС

$$\Psi_{\Phi}(\vec{x}, \omega) = \frac{1}{2} \sum_{p=\pm 1} W_{\Phi}(p\vec{x}) \delta[\omega - p\Omega(\vec{x}) + \vec{x}\vec{V}], \quad (6)$$

где W_{Φ} - "односторонний" пространственный спектр уклонов^{*}, $\Omega = (gq)^{1/2}$ - дисперсионное соотношение для поверхностных волн, $q = 9,8 \text{ м} \cdot \text{с}^{-2}$.

Пусть на морской поверхности присутствуют зыбь с волновым вектором \vec{x}_0 , направленным под углом φ_0 к оси Γ , и ветровое волнение, описываемое спектром Пирсона-Московитца:

$$W_{\Phi}(\vec{x}) = \varepsilon_0^2 \cos^2 \varphi_0 \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) + \\ + \frac{\beta}{\varepsilon^2} \cos^2 \varphi \exp(-0,74g^2/u^4 x^2) \frac{2}{\pi} \cos^2(\varphi - \varphi_u); \quad (7) \\ \varphi_u - \frac{\pi}{2} \leq \varphi \leq \varphi_u + \frac{\pi}{2},$$

где ε_0^2 - дисперсия уклонов зыби; u - модуль вектора средней скорости ветра, направленного под углом φ_u к оси

* Полный "двусторонний" спектр есть сумма $\sum_{p=\pm 1} W(p, \vec{x})$.

τ , $\beta \approx 8 \cdot 10^{-3}$. Спектр ветрового волнения имеет максимум при $\bar{x} \approx q/u^2$. Поскольку внутренние волны (так же как и зыбь) существенно более крупномасштабны, рассмотрим область $\bar{x} \ll q/u^2$. В ветровом волнении соответствующие масштабы практически отсутствуют, однако учет в выражении (3) квадратичного члена приводит к тому, что спектр $\Psi_0(\bar{x}, \omega)$, вообще говоря, отличен от нуля в области самых низких пространственных и временных частот [3]. При $\bar{x} \ll q/u^2$ получим

$$\begin{aligned} \Psi_0(\bar{x}, \omega) = & \frac{a_0^2 a_{\text{IT}}^2}{2} \sigma_0^2 \cos^2 \varphi_0 \sum_{p=\pm 1} \delta(\bar{x} - p\bar{x}_0) \delta[\omega - p\Omega(\bar{x}) + \\ & + \bar{x}\bar{V}] + \frac{a_0^2 a_{\text{IT}}^2}{2} \sigma_0^4 \cos^4 \varphi_0 \left\{ 2\delta(\bar{x})\delta(\omega) + \sum_{p=\pm 1} \delta(\bar{x} - 2p\bar{x}_0) \cdot \right. \\ & \left. \cdot \delta[\omega - 2p\Omega(\bar{x}) + 2\bar{x}\bar{V}] \right\} + a_0^2 a_{\text{IT}}^2 \beta^2 f(\varphi_u) \frac{u^4}{q^2} \delta(\omega + \bar{x}\bar{V}), \quad (8) \end{aligned}$$

$$f(\varphi_u) = 0,235 \pi \cos^2 \varphi_u + 0,039 \pi (\cos^4 \varphi_u + 0,6 \sin^4 \varphi_u).$$

Если элемент разрешения имеет размеры Δx , $\Delta y \approx u^2/q$, что мы и предполагаем, то вид Ψ_0 при $\bar{x} \approx q/u^2$ несуществен, поскольку в радиоизображении соответствующие масштабы отфильтрованы.

Будем считать, что возмущения ряби связаны лишь с выходом внутренних волн (в общем случае $\Psi_1 = \Psi_1^{bb} + \Psi_1'$, где Ψ_1' - спектр возмущений, вызванных прочими причинами), причем скорость носителя РЛС значительно превышает их фазовую скорость, т.е.

$$\Psi_1(\bar{x}, \omega) = \frac{1}{2} \sum_{p=\pm 1} W_1(p\bar{x}) \delta(\omega + \bar{x}\bar{V}), \quad (9)$$

где $W_1(\bar{x})$ - пространственный спектр возмущений ряби, сосредоточенный вблизи характерной пространственной частоты внутренних волн $\bar{x} = \bar{x}_1$. Оценим W_1 вблизи \bar{x}_1 :

$$W_1 \sim \sigma_1^2 / (\Delta \bar{x}_1)^2 \sim \sigma_1^2 / \bar{x}_1^2,$$

где $\Delta \bar{x}_1 \sim \bar{x}_1$ - ширина спектра, $\sigma_1^2 = \langle (\Delta W_{\bar{x}} - \langle \Delta W_{\bar{x}} \rangle)^2 \rangle / (W_{\bar{x}}^0)^2$. Согласно (8) вклад в область $\bar{x} \approx \bar{x}_1$, обусловленный нели-

действием функции $F_0(\varphi_x)$, могут давать ветровые волны и зыбь, последняя лишь в случае $\Delta x_0 \geq x_1$ (Δx_0 - ширина спектра зыби, которая, строго говоря, не равна нулю, как это принято в (7)). Поэтому в области $x \sim x_1$

$$\frac{W_0}{W_1} \approx a_0^2 a_{\text{IT}}^2 \left[\frac{\sigma_0^4}{\sigma_1^2} \cos^4 \varphi_0 + f(\varphi_0) \beta^2 \frac{u^4}{g^2} \frac{x_1^2}{\sigma_1^2} \right].$$

Пологая $\sigma_0 \sim 10^{-1}$, $\sigma_1 \sim 10^{-1}$, $x_1 \sim 10^2 \text{ м}^{-1}$, $u = 10 \text{ м/с}$, получаем, что при углах скольжения $\varphi_0 \geq 10^\circ$ (см. таблицу $a_{\text{IT}}(\varphi_0)$ в [3]) вклад поверхностного волнения в область $x \sim x_1$ оказывается пренебрежимо малым. Поэтому будем считать

$$\Psi_0(\vec{x}, \omega) = \frac{a_0^2 a_{\text{IT}}^2}{2} \sigma_0^2 \cos^2 \varphi_0 \sum_{p=\pm 1} \delta(\vec{x} - p\vec{x}_0) \delta[\omega - p\Omega(\vec{x}) + \vec{x}\vec{V}]. \quad (10)$$

Подставим (9) и (10) в выражение (4) и проинтегрируем пространственно-временной спектр радиоизображения $\Psi(\vec{x}, \omega)$ по переменной x_ψ (проекция \vec{x} на ось ψ), считая, что носитель РЛС движется вдоль ψ . В результате, обозначив $-\omega/V = x_\psi$, получим спектр радиоизображения, формируемого в режиме бокового обзора:

$$\begin{aligned} \Psi_{\text{BO}}(\vec{x}) \sim & \langle F_0 \rangle^2 \sum_{p=\pm 1} W_1(p\vec{x}) + \langle F_1 \rangle^2 a_0^2 a_{\text{IT}}^2 \sigma_0^2 \cos^2 \varphi_0 \times \\ & \times \sum_{p=\pm 1} \delta(\vec{x} - p\tilde{x}_0) + \frac{1}{2} a_0^2 a_{\text{IT}}^2 \sigma_0^2 \cos^2 \varphi_0 \left[\sum_{p=\pm 1} W_1(p\vec{x} - \tilde{x}_0) + \right. \\ & \left. + \sum_{p=\pm 1} W_1(p\vec{x} + \tilde{x}_0) \right], \quad \tilde{x}_0 \left\{ x_{0\text{IT}}, x_{0\psi} - \frac{\Omega(\vec{x}_0)}{V} \right\}. \quad (11) \end{aligned}$$

Если значение \tilde{x}_0 достаточно велико, так что стоящие в квадратных скобках спектры не перекрываются, то можно перейти к одностороннему спектру:

$$\begin{aligned} \Psi'_{\text{BO}}(\vec{x}) \sim & \langle F_0 \rangle^2 W_1(\vec{x}) + \langle F_1 \rangle^2 a_0^2 a_{\text{IT}}^2 \sigma_0^2 \cos^2 \varphi_0 \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) + \\ & + \frac{1}{2} a_0^2 a_{\text{IT}}^2 \sigma_0^2 \cos^2 \varphi_0 \sum_{p=\pm 1} W_1(p\vec{x} - \tilde{x}_0). \quad (12) \end{aligned}$$

Из (12) видно, что в радиоизображении, кроме одностороннего спектра возмущений ряби, присутствует и полный спектр на "несущей" пространственной частоте зыби $\vec{\mathcal{E}}_0$, какой эта частота фиксируется радиолокатором, перемещающимся с конечной скоростью.

Таким образом, при наличии зыби внутренние волны могут проявляться в различных участках спектра радиоизображения морской поверхности соответственно структуре и числу систем зыби.

Л и т е р а т у р а

1. Brown W.E., Elachi C., Thompson T.W. Radar imaging of ocean surface patterns. - J. Geoph. Res., 1976, v.81, N15, p.2657-2667.
2. Калмыков А.И., Пичугин А.П. Особенности обнаружения неоднородностей морской поверхности радиолокационным методом. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1981, т.17, №7, с.754-761.
3. Долин Л.С., Родин В.В. О пространственных флуктуациях интенсивности радиолокационного сигнала, отраженного морской поверхностью. - Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т.23, №1, с.79-89.

ОПТИЧЕСКИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

А.Г.Лучинин, В.И.Титов

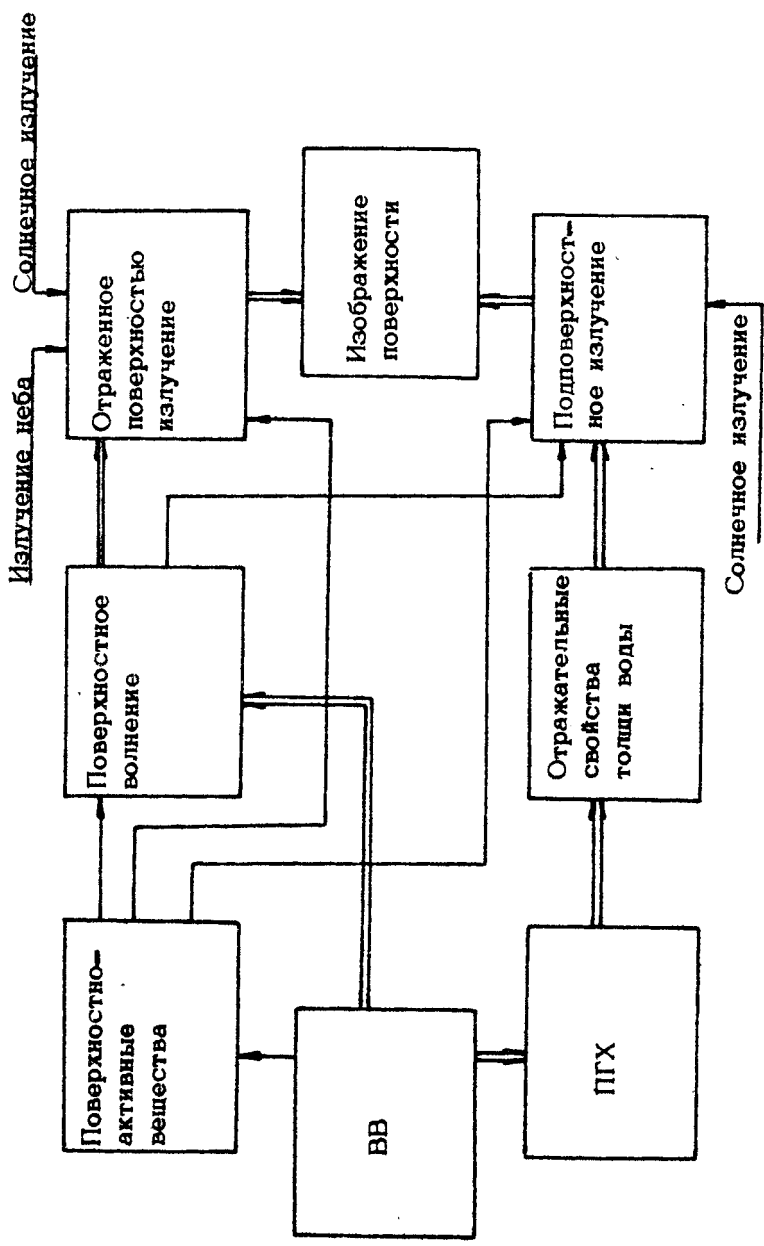
Как известно [1-3], внутренние волны (ВВ) могут проявляться на аэро- и космических фотографиях моря в виде квазипериодических структур. Однако практическая реализация возможности неконтактного определения параметров ВВ по их проявлениям в изображениях морской поверхности обусловливается решением целого комплекса задач. Это прежде всего задачи гидродинамического характера, решение которых должно ответить на вопрос о том, как невидимые подповерхностные волновые движения влияют на такие характеристики подповерхностной толщи воды и самой поверхности, которые могут привести к тем или иным изменениям в оптическом изображении поверхности. Здесь возникает ряд "оптических" задач, цель которых заключается в выяснении механизмов образования и разработке методов расчета оптического контраста в поле ВВ, его связи с "гидродинамическим" контрастом, а также в определении величины порогового контраста, начиная с которого ВВ становятся "видимыми". Можно указать несколько механизмов образования оптического изображения ВВ (рис.1). Один из них заключается в изменении отражательных свойств подповерхностной толщи воды в поле ВВ за счет перераспределения вертикальной стратификации первичных гидрооптических характеристик (ПГХ) [4]. Второй возможный механизм связан с воздействием ВВ на поверхностное волнение, изменение которого может повлиять на отражательные характеристики как самой поверхности [5, 6], так и подповерхностной толщи воды [7]. Существенную роль в образовании изображений ВВ могут также играть поверхностно-активные вещества [8,9], перераспределение ко-

торых может влиять как на поверхностное волнение, так и непосредственно на видимую яркость [10,11] (при подходе — шем выборе спектрального диапазона наблюдения). Ограничимся здесь анализом двух механизмов, а именно: ВВ → ДГХ → изображение и ВВ ← поверхностное волнение → изображение (связи, обозначенные двойной линией на рис.1). Для краткости будем в дальнейшем называть первый механизм внутренним, а второй — поверхностным.

Существенно, однако, подчеркнуть, что возможность наблюдения ВВ за счет поверхностного эффекта в сильной степени зависит от освещения поверхности *) и от того, с каким разрешением получено ее изображение. Здесь важно различать два случая. Первый — наблюдение с "плохим" разрешением, т.е. таким, при котором элемент разрешения существенно превышает характерные масштабы поверхностного волнения. Этот случай обычно реализуется при наблюдении с большой высоты. Во втором случае, при хорошем разрешении, характер оптического сигнала существенно иной, нежели в первом, и сформированное с его помощью изображение поверхности может заключать в себе различную информацию о ВВ. Разумеется, такое деление в значительной мере условно, и в дальнейшем под системой наблюдения с хорошим разрешением будем понимать такую, в которой разрешаются масштабы, соответствующие участкам спектра поверхностного волнения, подверженным действиям ВВ. При этом, как будет показано ниже, оказывается возможным реализовать такую систему наблюдения, в которой информативный сигнал пропорционален спектральной плотности поверхностного волнения.

Перейдем теперь к изложению результатов, полученных при решении перечисленных выше оптических задач. Часть из них была получена ранее [12-14] и приводится здесь для большей систематичности и полноты изложения.

*) Здесь необходимо различать три случая: а) наблюдение в зоне солнечной дорожки; б) наблюдение вне этой зоны при ясном небе; в) наблюдение при диффузном освещении. В последнем случае, как будет видно из дальнейшего, отраженное поверхностью световое поле не несет информации о поверхностном волнении и, следовательно, наблюдение ВВ за счет поверхностного эффекта невозможно.



Р и с. 1. Схема различных механизмов проявления ВВ в оптических изображениях поверхности

1. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ В ЗОНЕ СОЛНЕЧНОЙ ДОРОЖКИ

Пусть изображение поверхности формируется приемным устройством, расположенным на высоте H над уровнем моря, и пусть в его поле зрения попадает центральная часть солнечной дорожки. Элементу изображения соответствует мощность, величина которой помимо условий освещения по поверхности зависит от ширины элементарной диаграммы направленности и характеристик волнения. Выражение для ее величины в малоугловом приближении имеет вид ^{*})

$$P = (2\pi)^2 E_0 \Gamma \iint F_H(\vec{p} + \vec{k}H) F_n(-\vec{k}, \vec{p}) \exp\{i\vec{k}(\vec{r}_n - \vec{r}) - i(\vec{p} + \vec{k}H) [\vec{n}_H + 2\vec{n}(\vec{r})] - i\vec{p} \vec{n}_n\} d\vec{k} d\vec{p} d\vec{r}, \quad (1)$$

где F_H - фурье-спектр углового распределения яркости на солнечном диске; F_n - фурье-спектр апертурной функции элементарного приемника; E_0 - освещенность на поверхности; \vec{r}_n - координата приемника; \vec{n}_H и \vec{n}_n - проекции на горизонтальную плоскость единичных векторов, описывающих положение солнца и направление приемной диаграммы; Γ - коэффициент отражения; $\vec{n}(\vec{r})$ - проекция локальной нормали к поверхности на горизонтальную плоскость.

Изображение солнечной дорожки является случайным, коль скоро случайной является функция $\eta(\vec{r})$. Его статистические характеристики можно выразить через статистические характеристики уклонов поверхности, используя (1). В частности, если угловая ширина приемной диаграммы направленности много меньше дисперсии уклонов, среднестатистическая величина мощности пропорциональна одноточечной функции распределения уклонов:

$$\bar{P} = \frac{1}{4} E_0 \Gamma \Sigma \Omega W_1\left(-\frac{\vec{n}_H + \vec{n}_n}{2}\right), \quad (2)$$

где Σ - площадь приемной апертуры, Ω - телесный угол приема, W_1 - одноточечная функция распределения уклонов.

Таким образом, средняя мощность в одном элементе изображения как функция угла между направлением падающих лу-

^{*}) Формула (1) была получена в [12,15] для конкретного вида функций F_H, F_n .

чей и направлением приемной диаграммы повторяет функцию распределения уклонов поверхности. Отсюда следует, что по величине изменения средней мощности при известной функции W_1 можно судить об изменении дисперсии уклонов поверхности. Если это изменение вызвано ВВ и известна его связь с параметрами ВВ, то по характеру получаемого изображения можно судить о параметрах ВВ, в частности о пространственном спектре ВВ. Очевидно, однако, что точность определения параметров ВВ по характеристикам изображения будет зависеть не только от того, насколько точно известна зависимость дисперсии уклонов от ВВ, но и от уровня флуктуаций принимаемого сигнала. Этот уровень зависит от времени усреднения и от площади участка поверхности (элемента разрешения на местности), с которого собирается излучение. Пренебрегая шумами фотоприемника, будем считать, что флуктуации сигнала целиком определяются статистикой поверхности. Вычисление дисперсии этих флуктуаций выполнено в [12] в предположении, что уклоны поверхности распределены по нормальному закону, линейный размер элемента разрешения много больше радиуса корреляции волнения и время получения кадра много меньше характерного "времени жизни" поверхности, так что ее можно считать "замороженной". В этих приближениях и в случае изотропного волнения выражение для дисперсии имеет вид

$$\overline{\Delta P^2} = \overline{P^2} - \bar{P}^2 = (2\sigma_{\theta}^2 \rho_0^2 / \beta^4 H^2) \bar{P}^2, \quad (3)$$

где ρ_0 - введенный в [7] эффективный радиус корреляции волнения ($\rho_0^2 = 2\sigma_{\theta}^2 / \sigma_{\theta}^2$); $\sigma_{\theta}^2, \sigma_{\theta}^2$ - дисперсии уклонов и высот соответственно; β - угловая полуширина элемента разрешения.

Будем полагать, что пороговое, т.е. минимально регистрируемое, изменение сигнала ΔP_{min} определится равенством $\Delta P_{\text{min}} = \sqrt{\overline{\Delta P^2}}$. Тогда, считая, что это изменение вызвано изменением дисперсии уклонов, и учитывая, что при нормальном законе распределения справедливо соотношение

$$\Delta \bar{P} = - \frac{\Delta \sigma_{\theta}^2}{\sigma_{\theta}^2} \bar{P}, \quad (4)$$

нетрудно найти величину минимально регистрируемого изменения дисперсии уклонов:

$$\left| \Delta \sigma_{\theta}^2 \right|_{\min} = 8 \sigma_{\theta}^2 \sigma_{\theta} H / l_0^2. \quad (5)$$

Для анизотропного волнения это выражение принимает вид

$$\left| \frac{\Delta \sigma_{\theta x}^2}{\sigma_{\theta x}^2} + \frac{\Delta \sigma_{\theta y}^2}{\sigma_{\theta y}^2} \right| = \frac{8 \sigma_{\theta} H}{l_0^2}, \quad (5a)$$

где $l_0 = 2 \beta H$ - линейный размер элемента разрешения; $\sigma_{\theta x}^2$, $\sigma_{\theta y}^2$ - дисперсии уклонов по двум ортогональным направлениям.

Формулы (5), (5a) в силу (4) описывают относительный минимально регистрируемый уровень изменения сигнала в центральной области солнечной дорожки. Аналогичные соотношения, имеющие более сложный вид, можно получить для наблюдения периферии солнечной дорожки. Как показал анализ, оптимальные (с точки зрения регистрации малых изменений дисперсии уклонов) условия наблюдения обеспечиваются именно при наблюдении центра дорожки. С приближением к ее краям величина минимально регистрируемого контраста в дисперсии уклонов падает *).

2. ИЗОБРАЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ В РАССЕЯННОМ СВЕТЕ НЕБА

Пусть в поле зрения регистрирующего прибора попадает часть поверхности, свободная от солнечных бликов. В этом случае отраженное поверхностью и попадающее в приемник излучение также заключает в себе информацию о дисперсии уклонов поверхностного волнения. Допустим, что зеркальный по отношению к прибору участок неба свободен от облаков. Тогда угловое распределение его яркости является медленной в масштабе уклонов воли функцией, и распределение яркости светового поля, отраженного от поверхности, можно разложить по степеням $\bar{\eta}$, ограничиваясь при этом членами второго порядка малости. Таким образом, выражение для яркости поверхности I_{η} при наблюдении под небольшими уг-

* Уменьшение порогового контраста при смещении с центра дорожки происходит немонотонно. В частности, нетрудно найти угол "локально наилучшего" наблюдения.

лами к надиру, при которых можно считать постоянным коэффициент отражения Γ , будет иметь вид

$$I_n \propto \Gamma \left\{ I_H(\vec{n}_n) + 2V_{\vec{n}_1} I_H(\vec{n}_n) \vec{n}_1 + 2 \left[\frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x^2}(\vec{n}_n) \eta_x^2 + \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_y^2}(\vec{n}_n) \eta_y^2 + 2 \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x \partial n_y}(\vec{n}_n) \eta_x \eta_y \right] \right\}, \quad (6)$$

где I_H - яркость неба, $V_{\vec{n}_1} I_H$ - ее градиент в зеркальной по отношению к приемнику точке, $\eta_x, \eta_y, \eta_x, \eta_y$ - проекции векторов \vec{n} и \vec{n}_1 на два ортогональных направления.

Из (6) нетрудно получить выражение для среднестатистической величины световой мощности, попадающей в приемник. В случае изотропного волнения оно имеет вид

$$\bar{P} = \Sigma \Omega \Gamma \left[I_H(\vec{n}_n) + 2\sigma_\theta^2 \Delta_{\vec{n}_1} I_H(\vec{n}_n) \right], \quad (7)$$

где $\Delta_{\vec{n}_1} I_H$ - лапласиан функции I_H . Первое слагаемое в (7) описывает принимаемую мощность в отсутствие волнения, второе обусловлено волнением и пропорционально дисперсии уклонов. При неменяющихся условиях наблюдения изменчивость среднего сигнала определяется изменчивостью волнения и, как следует из (7),

$$\Delta \bar{P} = \Sigma \Omega \Gamma \Delta_{\vec{n}_1} I_H 2\Delta\sigma_\theta^2. \quad (8)$$

Оценку величины дисперсии сигнала при оговоренных выше условиях наблюдения можно выполнить с помощью формулы [13]

$$\Delta \bar{P}^2 = \frac{4\pi^2 \Sigma^2 \Omega^2}{\rho_0^2} \left[3 \left(\frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x^2} \right)^2 + 3 \left(\frac{\partial^2 I_H}{\partial n_y^2} \right)^2 + 2 \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x^2} \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_y^2} \right], \quad (9)$$

где $C = \int_0^{+\infty} \kappa^5 G_\Sigma^2(\kappa) d\kappa$; $G_\Sigma(\kappa)$ - спектр возвышений поверхности.

Полагая, что пороговая величина изменения среднего сигнала определяется тем же условием, что и ранее, из (7) и (9) получим

$$|\Delta \sigma_\theta^2|_{\min} = \frac{2\sqrt{2}}{\rho_0} \pi \sqrt{\alpha C}, \quad (10)$$

где α может принимать значения внутри интервала 2 + 3 ($\alpha = 2$ при изотропном распределении вторых производных яркости и $\alpha = 3$, когда в одном из направлений вторая производная пренебрежимо мала). Если спектр волнения аппроксимировать формулой Пирсона-Московица [16], то $C = \sigma_g^2 \rho_0 / 8\pi^2$ и

$$|\Delta\sigma_g^2|_{\min} = \frac{\sigma_g}{\rho_0} \sqrt{\alpha\rho_0}. \quad (11)$$

где ρ_0 - безразмерный коэффициент примерно равный $4 \cdot 10^{-3}$.

Таким образом, полученные соотношения позволяют, во-первых, связать изменения средней мощности сигнала с изменением дисперсии уклонов поверхности и, во-вторых, оценить пороговые величины этих изменений как функции условий наблюдения и условий на поверхности. В том случае, если известна функциональная зависимость интегральных параметров волнения от скорости приводного ветра, на основании этих формул можно рассчитать зависимость от нее порогового контраста в дисперсии уклонов. Наконец, наличие теоретически и (или) экспериментально установленной связи между дисперсией уклонов и параметрами ВВ позволяет построить один из вариантов "сквозной передаточной функции" ВВ - оптическое изображение поверхности, указав при этом максимально регистрируемые (по изображению) параметры ВВ.

Однако, как уже отмечалось выше, не только изменчивость волнения под действием ВВ может приводить к появлению их изображений при наблюдении поверхности. В следующем разделе исследуем, как ВВ влияют на величину светового поля, рассеянного подповерхностным слоем воды.

3. ВЛИЯНИЕ ВВ НА СВЕТОВОЕ ПОЛЕ, ОБРАТНОРАСSEЯННОЕ ТОЛЩЕЙ ВОДЫ

Будем считать, что излучение, выходящее из-под поверхности, обусловлено обратным рассеянием проникающего в воду прямого солнечного излучения. Если пренебречь вызванными волнением эффектами фокусировки светового поля, то, как следует из [7, 15], в малоугловом квазиоднократном приближении выражение для рассматриваемой компоненты мощности имеет вид

$$\rho = \frac{E_0 \sum \Omega T^2}{4\pi} \int_0^{\infty} \sigma_{\pi}(L) \exp(-2\kappa L) dL, \quad (12)$$

где T - коэффициент пропускания границы, $\sigma_{\pi}(L)$ - вертикальное распределение коэффициента обратного рассеяния воды, κ - коэффициент поглощения.

Выражение (12) справедливо при достаточно высоком положении солнца. Под величиной E_0 , как и ранее, следует понимать освещенность поверхности в том спектральном диапазоне, в котором ведется наблюдение.

Если предположить, что рассеяние в воде обусловлено пассивной примесью, то при наличии ВВ распределение σ_{π} будет иметь следующий вид [14]:

$$\sigma_{\pi}(L) = \sigma_{\pi}^0 [L - \psi(L, \vec{r}, t)], \quad (13)$$

где ψ - вертикальное смещение частиц в поле ВВ, которое зависит от их амплитуды, от глубины L , поперечных координат \vec{r} и времени t . Из выражений (12), (13) следует, что при неоднородном по вертикали распределении σ_{π} ВВ приводят к пространственно-временным вариациям принимаемой мощности и, следовательно, по вариациям в изображении поверхности, обусловленным таким механизмом, может быть получена информация о ВВ. В связи с этим важно оценить возможный контраст в изображении за счет рассматриваемого "внутреннего" эффекта и сравнить его с контрастом, возникающим за счет эффекта поверхностного.

Чтобы оценить изменение мощности в поле ВВ, приходится, однако, несколько поступиться общностью рассуждений и считать, во-первых, что распределение $\sigma_{\pi}(L)$ удовлетворяет неравенству $\frac{d\sigma_{\pi}^0}{dL} \psi(L) \ll \sigma_{\pi}^0(L)$ и, во-вторых, что производная $d\sigma_{\pi}^0/dL$ отлична от нуля и постоянна в слое толщиной Δh с центром на глубине h_0 . Первое из этих ограничений связано с применением для расчета метода возмущений. Второе, хотя и описывает идеализированную ситуацию, упрощает вычисления и дает правильную оценку по порядку величины.

Для верхних слоев океана смещение частиц в поле ВВ линейно зависит от глубины L [17]:

$$\psi = \psi_0(\vec{r}, t) L / h,$$

где h - глубина пикноклина и ψ_0 - смещение частиц на этой

глубине. Поэтому из выражения (12) можно получить следующую оценочную формулу для максимального изменения (от вершины к подошве ВВ) мощности:

$$\Delta P = \frac{E_0 \sum \Omega}{2\pi} T^2 \Delta \sigma_{\pi} \frac{h_0}{h} y_0^{\max} \quad (14)$$

где $\Delta \sigma_{\pi} = \frac{d\sigma_{\pi}^0}{dL} \Delta h$ - изменение коэффициента σ_{π} в слое толщиной Δh , y_0^{\max} - амплитуда ВВ.

Обсудим теперь вопрос о том, какова величина флуктуаций регистрируемого в этом случае сигнала, с тем чтобы, как и ранее, определить пороговое значение ΔP . Довольно очевидно, что излучение, выходящее из-под поверхности, флуктуирует в результате двукратного случайного преломления на взволнованной поверхности. С другой стороны, коль скоро мы не можем исключить компоненту излучения, непосредственно отраженного от поверхности, то необходимо учитывать флуктуации суммарного сигнала. Эта задача, однако, упрощается тем обстоятельством, что абсолютный уровень флуктуаций поля, отраженного поверхностью, как правило, больше соответствующей величины для подповерхностной компоненты. Поэтому оценку пороговой величины ΔP можно выполнить, зная дисперсию флуктуаций мощности поля, отраженного поверхностью. Формула для расчета этой величины при наблюдении вне зоны бликов была приведена в предыдущем разделе (см. (9)). Заметим, что обсуждать вопрос о возможности регистрации "внутреннего" эффекта в зоне солнечной дорожки не имеет смысла, поскольку в этом случае подповерхностное излучение пренебрежимо мало.

4. ОЦЕНКА "НАБЛЮДАЕМОСТИ" ВВ

До сих пор мы в основном занимались решением чисто "оптической" части задачи, практически не касаясь вопроса о том, как связаны изменения оптического сигнала с теми или иными параметрами ВВ. Исключение составляет формула (14), которая в случае внутреннего эффекта непосредственно связывает изменчивость сигнала в поле ВВ с ее амплитудой. Однако, коль скоро возможный поверхностный эффект заключается в изменчивости поверхностного волнения, влияющего в свою очередь на видимую яркость поверхности,

то для полного решения задачи необходимо знать, как влияют ВВ на поверхностное волнение, и в частности, как это влияние отражается на такой интегральной характеристике волнения, как дисперсия уклонов. Этой части проблемы посвящено значительное число работ как теоретических [18-20], так и экспериментальных [6]. Дальнейшие расчеты проведем на основе эмпирической связи между параметрами ВВ и дисперсией уклонов, установленной авторами уже неоднократно цитировавшейся в настоящем сборнике работы [6]. Эта связь выражается формулой

$$\sigma_{\theta}^2 = \sigma_{0\theta}^2 \exp(Ru/c),$$

где σ_{θ}^2 - дисперсия уклонов поверхности, не возмущенной ВВ; $u_{0\theta}$ - орбитальная скорость частиц во ВВ, c - ее фазовая скорость, R - некоторый коэффициент, величина которого зависит от отношения скорости приводного ветра V к фазовой скорости ВВ и, вероятно, ряда других неучтенных факторов. Зависимость R от скорости ветра описывается найденным авторами [6] регрессионным соотношением:

$$R = -5,1 \lg(V/c) + 6,47. \quad (15)$$

В том случае, если $u/c \ll 1$, изменение дисперсии уклонов поверхностного волнения от подошвы к гребню ВВ можно записать в виде

$$\Delta \sigma_{\theta}^2 = \sigma_{0\theta}^2 2Ru/c. \quad (16)$$

Таким образом, располагая выражениями (15), (16) и соотношениями, связывающими характеристики регистрируемых оптических сигналов с дисперсией уклонов, нетрудно сформулировать искомую их связь с параметрами ВВ и соответственно оценить их пороговую, с точки зрения оптической наблюдаемости, величину. Для того чтобы иметь возможность сравнить наблюдаемость ВВ в случае внутреннего и поверхностного эффектов, будем считать, что ВВ имеют односторонний характер и, следовательно, можно положить [17]:

$$y_0/h = u/c$$

Тогда, переходя во всех анализируемых случаях к параметру u/c , из формул (5), (9), (11), (14), (16) получим:

а) при наблюдении в зоне солнечной дорожки

$$|u/c|_{\min} = 4\sigma_{\text{з}} H / \rho_0^2 R, \quad (17)$$

б) при наблюдении в рассеянном свете неба (поверхностный эффект)

$$|u/c|_{\min} = \sigma_{\text{з}} \sqrt{\alpha \alpha_0} / 2R \sigma_{08}^2 \rho_0, \quad (18)$$

в) при регистрации ВВ по изменчивости излучения, обратнорассеянного толщей воды (внутренний эффект)

$$|u/c|_{\min} = \frac{8\pi^2 \sqrt{6} \Gamma \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x^2} \exp(2\alpha h_0)}{E_0 \rho_0 T^2 \Delta \sigma_x h_0}. \quad (19)$$

Формула (19) соответствует случаю $\alpha = 3$, т.е. $\frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x^2} \gg \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_y^2}$ (см. раздел 2).

Заметим, что пороговая величина u/c в случаях а) и б) не зависит от условий наблюдения^{*)} и определяется лишь состоянием поверхности и геометрией наблюдения (высотой и размером элемента разрешения). В то же время для оценки видимости ВВ в случае внутреннего эффекта необходимо знать целый ряд других факторов, в частности: величину освещенности поверхности E_0 [1], распределение вторых производных яркости по небосводу, гидрооптические характеристики и, наконец, фазовую скорость ВВ. Поэтому для выполнения конкретных оценок предположим, что распределение яркости по небу описывается формулой Покровского [2], так что для отношения $E_0^{-1} \frac{\partial^2 I_H}{\partial n_x^2}$ в солнечном вертикале справедливо выражение^{**)}

*) Разумеется, при соблюдении всех оговоренных ранее условий. В противном случае полученные формулы несправедливы.

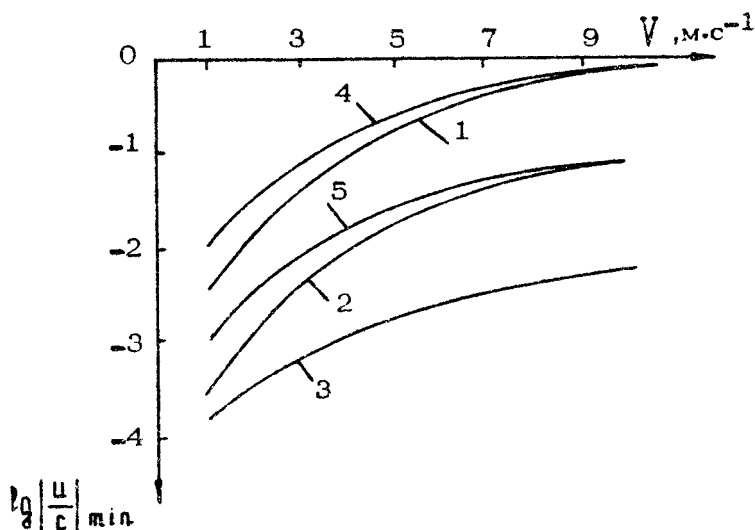
***) При выводе формулы (20) предполагалось также, что наблюдение ведется в надир и зенитное расстояние солнца не превышает 60° .

$$\frac{1}{\epsilon_0} \frac{d^2 I_H}{dn_x^2} \approx \frac{10^{-2}}{\cos \chi_s (1 - \cos \chi_s)^2}, \quad (20)$$

где χ_s - угловое зенитное расстояние солнца.

Зададимся также следующими характерными значениями параметров: $l_0 = 100\text{м}$, $c = 1\text{м}\cdot\text{с}^{-1}$, $h_0 = 30\text{м}$, $\alpha = 0,1\text{м}^{-1}$, $\Delta\sigma_x = 4 \cdot 10^{-3}\text{м}^{-1}$. Что касается описания интегральных параметров поверхностного волнения, то для вычисления $\sigma_{\text{в}}^2$ используем формулу Пирсона-Московица [16], а для $\sigma_{\text{об}}^2$ - формулу Кокса-Манка [5]. Результаты расчетов, выполненных при этих предположениях по формулам (17)-(19), приведены на рис.2 в виде зависимостей пороговой величины $\frac{u}{c}$ от скорости приводного ветра. Как видно из рисунка, минимальное наблюдаемое значение u/c обеспечивается за счет поверхностного эффекта при наблюдении вне зоны солнечной дорожки (кривая 3). При наблюдении внутри этой зоны величина $|u/c|_{\text{min}}$ оказалась сравнимой с соответствующей величиной в случае внутреннего эффекта (кривые 1,2 и 4,5). С увеличением зенитного угла отношение (20) уменьшается и, следовательно, средний сигнал уменьшается медленнее, нежели его флуктуации. Поэтому внутренний эффект более наблюдаем при не слишком высоком положении солнца.

Разумеется, рассчитанные кривые дают лишь представление о том, какова роль различных механизмов образования оптических изображений ВВ. Вероятно, существуют ситуации, когда внутренний эффект будет проявляться сильнее, нежели поверхностный (например, в том случае, если существует расположенный близко к поверхности ярко выраженный скачок в распределении $\sigma_x(L)$, а "поверхностные" шумы по ряду причин малы). Может также оказаться, что эти эффекты сравнимы по величине, и тогда существенную роль в наблюдаемости ВВ будут играть их фазовые соотношения, рассмотрение которых здесь опущено. Поэтому для обеспечения надежного определения параметров ВВ по их оптическим изображениям необходимо располагать характерным для каждой акватории набором условий наблюдений.



Р и с. 2. Оценка минимально наблюдаемой величины параметра u/c как функции скорости приводного ветра для различных механизмов и при различных условиях наблюдения: кривые 1 ($H = 10^4 \text{ м}$), 2 ($H = 10^3 \text{ м}$) - для поверхностного эффекта в зоне солнечной дорожки; 3 - для поверхностного эффекта в рассеянном свете неба; 4 ($\tau_c = 30^\circ$), 5 ($\tau_c = 60^\circ$) - в обратнорассеянном толщей воды излучении

5. СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ИЗОБРАЖЕНИЙ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

До сих пор обсуждались возможности регистрации ВВ в оптических системах с плохим разрешением. При этом размер элемента разрешения влиял в основном на уровень флуктуаций сигнала, а полезная информация заключалась в изменчивости его средней величины, обусловленной дисперсией уклонов поверхности. Между тем существует возможность по оптическому изображению поверхности судить о спектраль-

ном составе поверхностного волнения и, если ВВ по разному влияют на разные части спектра поверхностного волнения, извлекать из него более богатую информацию о ВВ, чем по изменчивости дисперсии уклонов. В частности, это можно сделать, подвергая спектральному анализу фотоснимки поверхности [23,24], полученные с хорошим разрешением. При этом, если анализируется часть фотоснимка, размер которой меньше характерного масштаба проявлений ВВ на поверхности, то, смещая по фотоснимку окно анализа, можно исследовать изменчивость спектра изображения в поле ВВ. Подобную процедуру можно реализовать, минуя процесс получения фотографий, подвергая спектральному анализу непосредственно световое поле, поступающее в приемник. Поясним это более подробно.

Пусть имеется оптический приемник, состоящий из объектива, формирующего изображение взволнованной поверхности, и оптико-электронной системы обработки изображения. Оптическая часть системы обработки состоит из транспаранта, расположенного в фокальной плоскости объектива. Его прозрачность меняется по синусоидальному закону с заданным пространственным периодом. Излучение, прошедшее через этот транспарант, детектируется, и полученный сигнал возводится в квадрат. Тогда полученный на выходе описанной системы обработки сигнал можно представить в виде

$$U = \left| \frac{\sum}{H^2} \int I_n(\vec{r}) S(\vec{r}) e^{i\vec{k}_a \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2, \quad (21)$$

где I_n - яркость поверхности, $S(\vec{r})$ - апертурная функция, определяющая окно анализа на поверхности, \vec{k}_a - пространственный волновой вектор анализа.

Таким образом, величина U пропорциональна квадрату модуля Фурье спектра изображения поверхности.

Воспользуемся формулой (6), представляющей яркость поверхности в виде ряда по степеням уклонов поверхности, и ограничимся линейным членом разложения. Кроме того, примем, что угловой размер поля зрения невелик, так что внутри него градиент яркости неба можно считать постоянным. Тогда, как следует из (6) и (21), средняя величина сигнала будет равна

$$\bar{U} = 2 \frac{\sum^2}{H^4} \Gamma^2 (2\pi)^4 \int_{-\infty}^{+\infty} \left[|F_S(\vec{k} - \vec{k}_a)|^2 + |F_S(\vec{k} + \vec{k}_a)|^2 \right] (\nabla_{\vec{n}_1} \cdot \vec{I}_N \vec{k})^2 G_S(\vec{k}) d\vec{k}, \quad (22) \quad *)$$

где $F_S(\vec{k})$ - фурье-спектр функции S . Из выражения (22) видно, что средняя величина сигнала линейно связана с энергетическим спектром волнения. Если $G_S(\vec{k})$ мало меняется в пределах ширины спектра $F_S(\vec{k})$, то (22) преобразуется к виду

$$\bar{U} = \frac{\sum^2}{H^4} \Gamma^2 (2\pi)^2 (\nabla_{\vec{n}_1} \cdot \vec{I}_N \vec{k}_a)^2 \rho_0^2 \left[G_S(\vec{k}_a) + G_S(-\vec{k}_a) \right]. \quad (23)$$

Таким образом, средний сигнал пропорционален пространственному энергетическому спектру возвышений поверхности. Очевидно, что при увеличении угла между векторами \vec{k}_a и $\nabla_{\vec{n}_1} \cdot \vec{I}_N$ среднее сигнала будет падать и при $\vec{k}_a \perp \nabla_{\vec{n}_1} \cdot \vec{I}_N$ обращаться в нуль. Это обстоятельство необходимо учитывать при выборе направления анализа и при интерпретации вида угловых спектров изображений.

Следуя принятой последовательности изложения, обратимся теперь к исследованию флуктуационных характеристик сигнала U . Нетрудно показать, что при отсутствии усреднения по некоррелированным реализациям поверхности дисперсия сигнала U равна единице. Однако возможность усреднения по времени или по независимым участкам поверхности существенно ограничена пространственно-временными масштабами ВВ. Другая возможность уменьшения флуктуаций связана с усреднением сигнала по пространственной частоте. Можно показать, что масштаб корреляции сигнала в \vec{k} -пространстве порядка $1/\ell_0$. Вводя усреднение по пространственной частоте с масштабом Δk и учитывая, что дисперсия флуктуаций сигнала обратно пропорциональна числу его некоррелированных значений на интервале усреднения [25], нетрудно получить

$$\frac{\Delta U^2}{U^2} \approx (\ell_0 \Delta k)^{-2}.$$

*) Выражение (22) справедливо при условии $k_a \gg 1/\ell_0$. В этом случае вкладом, обусловленным постоянной составляющей изображения, можно пренебречь.

К сожалению, мы не можем провести дальнейшие рассуждения о "видимости" ВВ в различных участках пространственного спектра, поскольку не располагаем надежными сведениями о том, как деформируется спектр поверхностного волнения в поле ВВ. Однако важно отметить следующее обстоятельство. Описанная в настоящем разделе процедура обработки сигнала достаточно сложна для того, чтобы можно было бы на ее основе реализовать систему видения. Это связано прежде всего с тем, что внутри каждого элемента разрешения такой системы необходимо выполнять пространственный спектральный анализ. Вместе с тем одноканальную (по пространству) систему спектрального анализа в реальном времени осуществить нетрудно. Такая система может быть использована в исследовательских целях, например для выяснения спектрального состава волнения и в конечном счете в сочетании с контактными датчиками ВВ, для установления искомых связей между спектром поверхностного волнения и параметрами ВВ.

Опыт такого использования одного из вариантов системы спектрального анализа изображения поверхности описан в работе [26] настоящего сборника.

Л и т е р а т у р а

1. Федоров К.Н. Наблюдения за океаническими внутренними волнами из космоса. - Океанология, 1976, т.16, №5, с.787-790.
2. Apel J.R., et al. Observations of oceanic internal and surface waves from Earth Resources Technology Satellite. - J.Geophys. Res., 1975, v.80, N6, p.865-881.
3. Munk W.H., et al. Remote sensing of the ocean Boundary-Layer Meteorology, 1973, v.5, N1, p.201-209.
4. Козляников М.В. О применении оптических методов при наблюдении ВВ в сильно стратифицированном океане. - Изв. АН СССР, Физ.атмос. и океана, 1977, т.10, №3, с. 312-314.
5. Cox C., Munk W.H. The measurements of the roughness of the sea surface from photographs of the sun's glitter. - J.Opt.Soc.America, 1954, v.44, N11, p.838-850.

6. Hughes B.A. Grant H.L. The effect of internal waves on surface wind waves. 1. Experimental measurements. - J.Geophys.Res., 1978, v.83, NC1, p.443-454.
7. Лучинин А.Г. Влияние ветрового волнения на характеристики светового поля, обратнорассеянного дном и толщей воды. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1979, т.15, №7, с.770-775.
8. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. О влиянии пленок поверхностно-активных веществ на изменение спектров ветрового волнения под действием внутренних волн. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1980, т.11, №10, с.1068-1076.
9. Ewing G. Slicks, surface films and internal waves. - J.Mar.Res., 1950, v.9, N3, p.161-187.
10. Арст Х.Ю., Арст Г.А. Модель расчета яркости отраженного от взволнованной поверхности моря излучения при наличии пленки нефти на воде. - В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Таллин, 1980, с.165-170.
11. Бузников А.А., Иванян Г.А., Комаратъев К.Я., Поздняков Д.В. Применение эффекта поляризации для целей дистанционного обнаружения пленок нефти на поверхности моря. - ДАН, 1975, т.221, №5, с.1032-1085.
12. Лучинин А.Г. О точности измерения параметров морской поверхности оптическими сканерами и альтиметрами. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1980, т.16, №3, с.305-312.
13. Лучинин А.Г., Титов В.И. О возможности дистанционной оптической регистрации параметров внутренних волн по их проявлениям на океанической поверхности. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1980, т.16, №12, с.1284-1290.
14. Лучинин А.Г., Пелиновский Е.Н., Титов В.И. О возможных механизмах образования изображения внутренних волн при их наблюдении из атмосферы. - Оптика океана и атмосферы: Материалы У1 пленума РГ по оптике океана. Баку: "Эльм" АН Аз ССР, 1982.
15. Долин Л.С., Савельев В.А. О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком. - Изв.

АН СССР, Физ. атмосфер. и океана, 1971, т.7, №5,
с.505-510.

16. Крылов Ю.М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Л.: Гидрометеоздат, 1966. 256с.
17. Краус В. Внутренние волны. Л.: Гидрометеоздат, 1968. 272с.
18. Басович А.Я., Таланов В.И. О трансформации коротких поверхностных волн на неоднородных течениях. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1977, т.13, №7, с.766-773.
19. Пелиновский Е.Н. Линейная теория установления и изменчивости ветрового волнения при слабом ветре. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1977, т.14. №11, с.1167-1176.
20. Hughes B.A. The effect of internal waves on surface wind waves. 2. Theoretical analysis. - J.Geophys.Res., 1978, v.83, NC1, p.455-469.
21. Лифшиц Г.Ш. Рассеянный свет дневного неба. Алма-Ата: Наука, 1973. 148с.
22. Hopkinson M. Measurements of sky luminance distribution at Stockholm. - J.Opt.Soc. America, 1954, v.44, p.455-459.
23. Загородников А.А., Чельшев К.Б. Применение оптической обработки при измерениях волнения дистанционным способом. - Труды ГОИН, 1973, вып.117, с.25-34.
24. Stilwell D.J. Directional energy spectra of the sea from photographs. - J.Geophys.Res., 1974, v.79, N9, p.1974-1984.
25. Коняев К.В. Спектральный анализ случайных процессов и полей. М.: Наука, 1973.
26. Зуйкова Э.М., Лучинин А.Г., Титов В.И. Оптические исследования изменчивости спектра поверхностного волнения в поле внутренних волн. (В наст. сборнике, с.137).

ФОРМИРОВАНИЕ ИК-ИЗОБРАЖЕНИЙ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

С.А.Гродский, В.Н.Кудрявцев

Для построения моделей дистанционной индикации ВВ принципиальными являются два момента: во-первых, это выявление информативных параметров, определяющих дистанционные изображения поверхности океана, а во-вторых, исследование влияния ВВ на информативные параметры поверхности.

В данной работе рассматриваются вопросы, связанные с формированием ИК-изображения ВВ по их проявлению на поверхности океана. Исследование проводится для спектральных диапазонов 3,5 - 4 мкм и 8 - 12 мкм, лежащих в "окнах прозрачности" атмосферы. В работе не рассматриваются вопросы, связанные с переносом излучения, исходящего от поверхности океана к регистрирующей аппаратуре. Предполагается, что такая задача решена и основная проблема состоит в установлении возможности индикации ВВ по контрастам радиационной температуры океана. Обсуждаются возможные информативные параметры поверхности в каждом из "окон прозрачности".

Радиационная температура поверхности океана. Радиационная температура взволнованной поверхности океана определяется по энергетической яркости, осредненной по обозреваемой радиометром поверхности. Излучение, исходящее от поверхности, в общем случае формируется тремя компонентами: собственным излучением океана, отраженным солнечным излучением и отраженным излучением атмосферы.

Пусть в фиксированный момент времени в малом телесном угле зрения радиометра $d\Omega$ обзревается достаточно большая статистически обеспеченная поверхность, для которой возможно определить любые статистические характеристики, в частности плотность распределения вероятности уклонов $P(\xi_x, \xi_y)$, которая определяется как относительная доля горизонтальной поверхности $P d\xi_x d\xi_y$, над которой наклон криволинейной поверхности находится в пределах $\xi_x \pm \frac{d\xi_x}{2}$, $\xi_y \pm \frac{d\xi_y}{2}$. В этом случае средняя яркость этого участка поверхности будет [1]

$$N = \operatorname{cosec} \varphi \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [(1-R)\theta_s + RN_{sk}] \cos \gamma \sec \beta P d\xi_x d\xi_y + \int_0^{\theta_0} R \theta_0 \cos \gamma \sec \beta P d\xi_x d\xi_y \right\}, \quad (1)$$

где $R = R(\gamma)$ - коэффициент отражения поверхности моря; θ_s, θ_0 - спектральная энергетическая яркость абсолютно черного тела при температуре поверхности моря T_s и Солнца T_0 ; N_{sk} - яркость атмосферы; φ - угол (отсчитанный от горизонтали), под которым ведется наблюдение; β - угол между нормалью к поверхности и вертикалью; γ - угол между нормалью и направлением в объектив радиометра. Вторым интеграл в соотношении (1) берется по солнечному диску. Если

$$R \gg \frac{\partial R}{\partial \gamma} \frac{(\xi_x^2 + \xi_y^2)^{1/2}}{(\xi_x^2 + \xi_y^2)^{1/2}}, \quad (\xi_x^2 + \xi_y^2)^{1/2} \gg \theta_0,$$

где θ_0 - угловой размер Солнца, то выражение для яркости может быть представлено в виде

$$N = (1-R)\theta_s + \frac{1}{4} \theta_0^2 R \theta_0 \cos \gamma \sec \beta \sec^2 \beta_x \sec^2 \beta_y \times \operatorname{cosec} \varphi P(\xi_x, \xi_y) + I_{sk}, \quad (2)$$

где I_{sk} - компонента яркости, обусловленная отраженным излучением атмосферы; ξ_x и ξ_y берутся в выражении (2) при условиях зеркального отражения:

$$\xi_x = \operatorname{tg} \left[\frac{\arccotg(\operatorname{ctg} h_0 \cos \mu) - \varphi}{2} \right];$$

$$\xi_y = \operatorname{tg} \left[\frac{\operatorname{arccctg}(\operatorname{ctg} h_{\odot} \sin \mu)}{2} \right], \quad (2a)$$

где μ , h_{\odot} - азимут и высота Солнца.

Выражение для яркости поверхности, обозреваемой радиометром с телесным углом обзора Ω_p , будет определяться выражением

$$\bar{N} = \Omega_p^{-1} \int_{\Omega_p} N d\Omega.$$

Однако, если $\Omega/\pi \ll \left(\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{\xi^2} \right)$, то соотношение для яркости \bar{N} приближенно будет иметь вид (2).

Определим радиационную температуру поверхности моря T_p как температуру абсолютно черной поверхности, энергетическая яркость которой равна яркости океана

$$B(T_p) = N. \quad (3)$$

В дальнейшем для расчетов аппроксимируем $\rho(\xi_x, \xi_y)$ симметричной функцией Гаусса

$$\rho(\xi_x, \xi_y) = (\pi \sqrt{\xi^2})^{-1} \exp\left(-\frac{\xi_x^2 + \xi_y^2}{\sqrt{\xi^2}}\right)$$

и будем рассматривать случай, когда поле зрения выбрано в центре "солнечной дорожки", т.е. $\mu = 0$, $\psi = h_{\odot}$, $\gamma = \frac{\pi}{2} - \psi$, $\beta = 0$, тогда

$$N = (1-R) B_s + \frac{R B_{\odot}^2}{4\pi \sqrt{\xi^2}} B_{\odot} + I_{sk}. \quad (4)$$

Учитывая определение радиационной температуры (3), получаем

$$T_p^{-1} = \frac{k}{h\nu} \ln \left[(1-R) B_s + \frac{R B_{\odot}^2 B_{\odot}^2}{4\pi \sqrt{\xi^2}} + I_{sk} \right], \quad (5)$$

где h , k - постоянные Планка и Больцмана, ν - частота принимаемого радиометром излучения. В формуле (5) и в дальнейшем используется безразмерная функция Планка, нормированная на величину $2h\nu^3/c^2$, где c - ско-

рость света. Принимая, что $T_0 = 6000\text{K}$ и $T_s = 300\text{K}$, не-
сложно оценить слагаемые под знаком \ln в выражении (5).

При $\lambda = 10 \text{ мкм}$ (окно 8-12 мкм) $R \approx 10^{-2}$; $B_s/B_0 =$
 $= 2,2 \cdot 10^{-3}$; $I_{sk}/B_s \approx 10^{-1} R$. При $\lambda = 3,7 \text{ мкм}$ (окно
3,5 - 4 мкм) $R \approx 3 \cdot 10^{-2}$, $B_s/B_0 \approx 2,1 \cdot 10^{-6}$.

Тогда для $\theta_0 \approx 10^{-2}$ и значения $\sqrt{v g^2} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ имеем

$$\frac{R \theta_0^2 B_0}{4\pi \sqrt{v g^2}} / [(1-R) B_s] \approx 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ при } \lambda = 10 \text{ мкм}$$

$$\text{и } (R \theta_0^2 B_0 / 4\pi \sqrt{v g^2}) / [(1-R) B_s] \approx 6 \text{ при } \lambda = 3,7 \text{ мкм.}$$

Тогда

$$T_{p10} \approx T_s + \tau_{10} \left(-R + R \frac{B_0 \theta_0^2}{B_s 4\pi \sqrt{v g^2}} + \frac{I_{sk}}{B_s} \right), \quad (6)$$

$$T_{p3,7}^{-1} \approx - \frac{\kappa}{h\nu} \left(\ln \frac{R B_0 \theta_0^2}{4\pi \sqrt{v g^2}} \right), \quad (7)$$

где $\tau_{10} = \kappa T_s^2 / h\nu \approx 60\text{K}$.

Изображение ВВ в "окне" 8 - 12 мкм. На основании
предыдущих оценок видно, что максимальный вклад отражен-
ного солнечного излучения (в центре солнечной "дорожки")
может достигать $\Delta T_p = 0,15\text{K}$ при $\sqrt{v g^2} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ (что
соответствует скорости ветра примерно 5 мс^{-1}), причем
вклад солнечного излучения быстро спадает при выходе за
пределы солнечной "дорожки". Вклад отраженного противо-
излучения атмосферы $\Delta T_{p sk} \approx 0,1\text{K}$ и, как было показано
в [1], при углах зрения $\psi = 90 \pm 40^\circ$ не зависит ни от
 $\sqrt{v g^2}$, ни от ψ . Атмосферная "засветка" начинает за-
висеть от взволнованности морской поверхности при углах
наблюдения, близких к скользящим, $\psi \leq 20^\circ$. Из резуль-
татов численных расчетов [1] можно получить, что при вари-
ациях среднеквадратичного уклона $\delta \sqrt{v g^2} \sim 0,1$, ожида-
емые вариации радиационной температуры при $\lambda \sim 10 \text{ мкм}$
будут иметь величину $\delta T_p \sim 0,3 \pm 0,5\text{K}$. Однако приме-
нение скользящих углов наблюдения вряд ли целесообразно
из-за резкого падения разрешающей способности по поверх-
ности. Поэтому в дальнейшем углы наблюдения предполагают-
ся лежащими в диапазоне $\psi = 90 \pm 40^\circ$.

Контрасты радиационной температуры в этом случае мо-
гут определяться только вариациями термодинамической тем-

пературы тонкого (~ 10 мкм) излучающего слоя (скин-температуры) и вариациями излучательной способности (или коэффициента отражения) поверхности, т.е.

$$\delta T_p = \delta T_s - \epsilon_{10} \delta R. \quad (8)$$

Рассмотрим возможные механизмы формирования ВВ контрастов радиационной температуры.

Скин-температура океана T_s связана с температурой T_0 нижележащего хорошо перемешанного слоя соотношениями [2]:

$$T_s = T_0 - \Delta T, \quad (9)$$

$$\Delta T = \lambda_0 Pr W q_* / V_*, \quad (9a)$$

где q_* — кинематический поток тепла, состоящий из двух основных компонент: затрат тепла на испарение LE и эффективного излучения B ; V_* — динамическая скорость в воде; Pr — число Прандтля; λ_0 — эмпирическая константа, равная в среднем 7; W — безразмерная функция, зависящая от крутизны поверхностных волн. Величина W учитывает два эффекта воздействия поверхностных волн на ΔT [3]. Во-первых, это эффект увеличения плотности потока тепла за счет увеличения площади взаимодействующей с атмосферой поверхности (увеличение испаряющей и излучающей поверхности) и, во-вторых, это эффект уменьшения средней толщины погранслоя. Перепад температуры по величине от нескольких десятых градуса до градуса сосредоточен в слое порядка нескольких миллиметров, где процессы переноса тепла и импульса происходят на молекулярном уровне. При $W = 1$ выражение (9a) переходит в соотношение для ΔT в подслое молекулярной теплопроводности турбулентного потока у гладкой жесткой стенки.

Очевидно, что крупномасштабные ВВ могут изменить скин-температуру либо за счет изменения температуры верхнего квазиоднородного слоя, либо путем косвенного воздействия на структуру тонкого подповерхностного погранслоя. Однако, так как характерное время формирования верхнего однородного слоя составляет величину порядка десятка часов, то, по крайней мере, короткопериодные ВВ вряд ли смогут приводить к существенным вариациям его температуры. С другой стороны, поле горизонтальной скорости, индуцируемое ВВ на поверхности, может эффективно воздействовать как

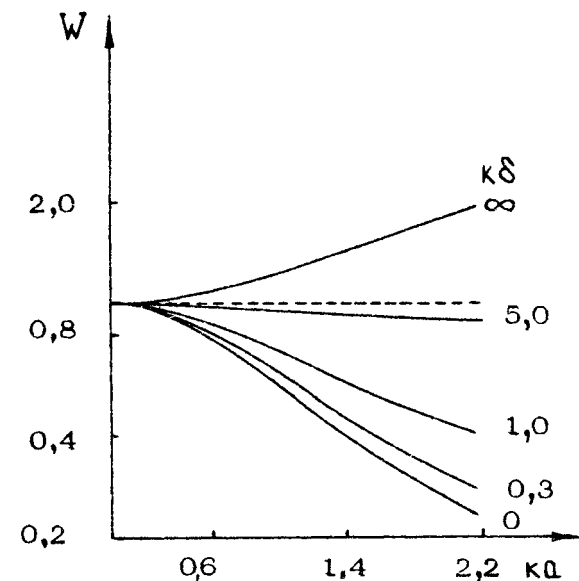
на поверхностное волнение, так и на концентрацию пленок ПАВ, почти повсеместно присутствующих в океане. Первый механизм может приводить к вариациям T_s через вариации W . Расчеты W , проведенные в статье [3] и представленные здесь на рис.1, показывают, что наиболее эффективное воздействие на перепад температуры в погранслое оказывают достаточно крутые капиллярные волны ($k\lambda \sim 1$), а следовательно, заметные контрасты скин-температуры поверхности (порядка десятых долей градуса) могут существовать между областями поверхности со значительными контрастами крутизны капиллярной ряби ($\delta(k\lambda) \sim 1$). Однако известные измерения среднеквадратичного наклона поверхности, выполненные Коксом и Манком, дают значения $\sqrt{\overline{v^2 g^2}}$ порядка нескольких десятых. Второй эффект воздействия ВВ на скин-температуру может быть связан с изменением потока тепла через поверхность. Действительно, затраты тепла на испарение являются основной компонентой теплового баланса поверхности океана, а скорость испарения E существенно зависит от чистоты поверхности. Например, по данным работы [4] мономолекулярные пленки некоторых ПАВ способны сокращать скорость испарения на 60%. Таким образом, можно предположить, что в результате перераспределения ПАВ под влиянием ВВ возникают вариации скин-температуры

$$\delta T_s / \Delta T = (\delta E / E)(1 + B / LE)^{-1}.$$

Например, при $\Delta T = 1\text{К}$ и $B / LE = 0,3$ относительные изменения скорости испарения равные 0,2 должны приводить к появлению контрастов T_s равных 0,15К.

Следовательно, контрасты термодинамической температуры поверхности океана, вызванные ВВ, вероятно, могут иметь значения примерно 0,1К.

Рассмотрим второй механизм воздействия ВВ на радиационную температуру поверхности океана через изменения ее излучательной способности (второе слагаемое в соотношении (8)). По нашему мнению, этот механизм является наиболее весомым. Простая оценка показывает, что изменение по каким-либо причинам коэффициента отражения поверхности на 10^{-2} приведет к изменению T_p на 0,6К. Изменчивость коэффициента отражения поверхности может быть связана с пленками ПАВ. Оптические свойства пленок веществ, находящихся на поверхности воды, исследованы только на примерах



Р и с. 1. Зависимость W от крутизны капиллярных волн ($\kappa\Delta$) и безразмерной толщины погранслоя ($\kappa\delta$)

пленок нефтепродуктов. К примеру, в лабораторном эксперименте [5] было показано, что при увеличении толщины нефтяной пленки с 1 мкм до 10 мкм коэффициент отражения поверхностью ИК-излучения с $\lambda = 10,6$ мкм увеличивается в 10 раз. В работах [6,7] в рамках общей теории интерференционных пленок был проведен расчет коэффициента отражения в зависимости от толщины пленки. Расчеты показали, что при изменении толщины пленки коэффициент R совершает осциллирующие колебания с амплитудой примерно 0,08. Вероятно, подобные эффекты должны иметь место и для естественных пленок ПАВ.

Рассмотрим простейшую модель влияния ВВ на радиационную температуру океана [8]. Будем считать, что у ВВ отношение индуцируемой на поверхности горизонтальной скорости u к фазовой скорости c является величиной малой, т.е. $u/c \ll 1$. В этом случае, рассматривая пленку ПАВ как пассивную примесь, линеаризованное уравнение для описания изменчивости ее концентрации Γ запишем в виде [9]

$$\frac{\partial \tilde{\Gamma}}{\partial t} + \Gamma_0 \frac{\partial u_{\alpha}}{\partial x_{\alpha}} = 0, \quad (10)$$

где Γ_0 - невозмущенное значение концентрации, u_{α} - компоненты горизонтальной скорости. Если пленка ПАВ представляет собой несжимаемое вещество, то уравнение (10) описывает изменение ее толщины.

Разложим R в ряд в окрестности $R(\Gamma_0)$:

$$R(\Gamma) = R(\Gamma_0) + \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma} \right)_0 \tilde{\Gamma} + \dots \quad (11)$$

Если величина $(\partial R / \partial \Gamma)_0$ известна, то система уравнений (10) - (11) позволяет по заданному полю u_{α} определить поле аномалий коэффициента отражения поверхности.

Пусть поле ВВ является статистически стационарным и горизонтально-однородным. Это позволяет представить компоненты орбитальной скорости ВВ, смещения термоклина и искомые функции в виде интеграла Фурье-Стилтьеса (Φ -С)

$$Y(x_{\alpha}, x, t) = \int \exp i(\kappa_{\alpha} x_{\alpha} - \omega t) dY(x), \quad (12)$$

где Y - произвольная функция; dY - компонента Φ -С; κ_{α} - волновое число и частота соответствующей компоненты. Подставляя (12) в формулы (10) - (11), получим

$$d\tilde{\Gamma} = \Gamma_0 (\kappa_{\alpha} / \omega) du_{\alpha}, \quad dR = \Gamma_0 \left(\frac{dR}{d\Gamma} \right)_0 (\kappa_{\alpha} / \omega) du_{\alpha}. \quad (13)$$

Из соотношения (8) следует выражение для компонент Φ -С вариаций радиационной температуры, обусловленной изменчивостью коэффициента отражения поверхности океана

$$dT_p = -\tau \Gamma_0 \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma} \right)_0 (\kappa_{\alpha} / \omega) du_{\alpha}. \quad (14)$$

Выражая в рамках линейной теории ВВ du_{α} через смещения $d\xi_{h_0}$ верхней границы термоклина с глубиной залегания h_0 ($h_0 \ll \kappa^{-1}$) $du_{\alpha} = -(\kappa_{\alpha} \omega / \kappa^2 h_0) d\xi_{h_0}$.

получим, что

$$dT_p = \tau \Gamma_0 \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma} \right)_0 d\xi_{h_0} / h_0. \quad (15)$$

Максимум концентрации ПАВ расположен над "подошвами" смещений термоклина, а расположение максимума T_p зависит от знака $(\partial R / \partial \Gamma)_0$; если он положителен, то гребню смещений термоклина соответствует максимум радиационной температуры. Очевидно, что величина эффекта решающим образом зависит от величины параметра $\Gamma_0 (\partial R / \partial \Gamma)_0$, который в случае пленки из несжимаемого вещества равен $h_0 (\partial R / \partial h)_0$, где h — толщина пленки.

При исследовании коэффициента отражения тонких пленок ПАВ рассматривается трехслойная модель: воздух — пленка — морская вода [6, 7]. В этом случае важную роль при отражении играют интерференционные эффекты в пленке. Характерное расстояние между экстремальными точками интерференционных колебаний равно $\lambda / 4n$, где n — коэффициент преломления ПАВ ($n \approx 1,5$). Расчеты, проведенные в статье [7] для нефтяной пленки, показывают, что коэффициент отражения на длине волны 10 мкм изменяется на $\Delta R \approx 0,08$, при изменениях толщины пленки $\Delta h \approx \lambda / 4n$. Если предположить, что средняя толщина пленки $h_0 \approx 1 \div 10$ мкм, то получим $h_0 \partial R / \partial h \approx h_0 \Delta R / \Delta h \sim 0,05 \div 0,5$ для длины волны $\lambda = 10$ мкм [7]. Предполагая, что у реальных пленок ПАВ $h_0 (\partial R / \partial h)_0$ имеет тот же порядок, получим при $d\xi_{h_0} / h_0 \sim 0,1$

$$dT_p \approx \tau_{10} h_0 (\partial R / \partial h)_0 d\xi_{h_0} / h_0 \approx 0,3 \div 3K.$$

Таким образом, модуляции излучательной способности поверхности, индуцируемые ВВ, могут приводить к существенным колебаниям радиационной температуры океана.

ИК-изображение ВВ в "солнечном блике". Как показано выше, в "окне прозрачности" 3,5 — 4 мкм вклад отраженного прямого солнечного излучения в радиационную температуру поверхности океана может быть существенно больше вклада собственного излучения океана. При выходе обзораваемой поверхности за пределы солнечной "дорожки" эффект, очевидно, резко спадает и ИК-изображение (как было рассмотрено выше) будет формироваться только собственным тепловым излучением океана и отраженным излучением атмосферы.

Рассмотрим случай, когда радиационная температура поверхности регистрируется в центре солнечной "дорожки", тогда

$$T_0^{-1} \approx - \frac{\kappa}{h\nu} \ln \left(\frac{\theta_0 \theta_0^2 R}{4\pi \overline{V \xi^2}} \right), \quad (16)$$

а выражение для вариаций радиационной температуры, обусловленных вариациями δR и $\delta \overline{V \xi^2}$, примет вид

$$\delta T_p = \tau \left(\delta R/R - \delta \overline{V \xi^2} / \overline{V \xi^2} \right), \quad (17)$$

где $\tau = \kappa T_p^2 / h\nu$, характерное значение τ в диапазоне $\lambda = 3.5 - 4$ мкм равно $\tau \approx 30$ К. Из соотношения (17) сразу же следует, что изменения коэффициента отражения или $\overline{V \xi^2}$ на 10% приведут к контрастам $\delta T_p = 3$ К.

В данном случае поле горизонтальной скорости, наведенное ВВ на поверхности, может быть идентифицировано как по возможным вариациям коэффициента отражения морской поверхности, так и по вариациям еще одного информативного параметра — среднеквадратичного уклона поверхности. Так как анализ этого вопроса не составляет цели данной работы, то для проведения дальнейших оценок воспользуемся эмпирическим выражением, связывающим среднеквадратичный наклон поверхности с полем горизонтальной орбитальной скорости ВВ [10]:

$$\overline{V \xi^2} = \overline{V \xi^2} \exp(\tau u/c), \quad (18)$$

$$\tau = -5,1 \lg(V/c) + 6,47. \quad (18a)$$

Рассмотрим компоненту Ф-С δT_p , обусловленную вариациями среднеквадратичного уклона. Когда показатель степени в экспоненте в выражении (18) достаточно мал, амплитуда колебаний радиационной температуры вследствие колебаний среднеквадратичного уклона будет равна

$$dT_p \approx (\tau \tau/c) du.$$

На рис. 2 представлены результаты расчета dT_p как функции du/c и скорости ветра V . Расчеты, проведенные для значений $c = 0,5$ м.с⁻¹, показывают возможность существенных контрастов радиационной температуры поверхности океана, вызванных ВВ.



Теперь рассмотрим вариации радиационной температуры в рамках рассмотренной выше модели модуляции коэффициента отражения поверхности океана. Подставляя соотношения (11), (13) в выражение (17), получим

$$dT_p = -\tau \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma} \right)_0 \frac{\Gamma}{R} \frac{\kappa \alpha}{\omega} du_\alpha,$$

$$dT_p = \tau \left(\frac{\partial R}{\partial \Gamma} \right)_0 \frac{\Gamma}{R} \frac{d\xi_{h_0}}{h_0}. \quad (19)$$

Если у пленки ПАВ в отсутствие ВВ $(\partial R / \partial \Gamma)_0 > 0$, то максимум радиационной температуры в солнечном блике будет соответствовать тем фазам внутренней волны, где концентрация ПАВ максимальна, т.е. над ложбинами смещений термоалина. Если считать, что

$$\frac{\partial R}{\partial h} \approx \frac{4n \cdot 0,08}{\lambda}$$

и $R \approx 6 \cdot 10^{-2}$ [6], то для $h_0 \approx 1,5$ мкм и $n = 1,3$ получим $dT_p \approx 6,5$ К.

При слабых скоростях ветра пленки ПАВ оказывают эффективное гасящее действие на спектр ветрового волнения в

капиллярно-гравитационном интервале, образуя полосы сликов на тех фазах ВВ, где концентрация ПАВ максимальна [11]. Если у пленки ПАВ, образовавшей слик, $(\partial R / \partial h)_0 > 0$, то радиационная температура слика в солнечном блике может существенно отличаться от "невыглаженной" поверхности моря.

Заключение. Крупномасштабные ВВ, индуцируя на поверхности знакопеременное поле горизонтальной скорости, приводят к модуляции концентрации пленок ПАВ и изменчивости спектральных и интегральных характеристик ветрового волнения. Оба эти эффекта могут быть использованы в задачах индикации ВВ методами дистанционного зондирования поверхности океана.

Вариации концентрации ПАВ приводят к вариациям коэффициента отражения поверхности океана и его излучательной способности. В "окне прозрачности" 8 - 12 мкм этот механизм формирования контрастов радиационной температуры, по-видимому, является основным, а величины контрастов могут достигать значений порядка градуса. Однако, так как оптические свойства реальных пленок ПАВ не изучены, оценки, приводимые в работе, сделаны по оптическим свойствам нефтяных пленок, и вопрос пригодности этих оценок к натурным условиям остается открытым.

В "окне прозрачности" 3,5 - 4 мкм наряду с эффектом изменения коэффициента отражения может быть использован эффект трансформации ВВ среднеквадратичного наклона поверхности. В этом случае основным источником формирования контрастов радиационной температуры океана (при регистрации излучения в центре солнечной "дорожки") являются вариации отраженного от поверхности прямого солнечного излучения. Ранее аналогичная задача (но только в рамках вариации $\sqrt{\xi^2}$) рассматривалась в статье [12], где была проанализирована возможность индикации ВВ в видимом диапазоне.

Л и т е р а т у р а

1. Saunders P.M. Radiance of Sea and Sky in the infrared window 800-1200 cm^{-1} .-J. of the optical society of America, 1968, v.58, N5, p.645-652.
2. Saunders P.M. The skin temperature of the ocean.-Met.Soc.Roy.Sci.Liege, 1974, Yi, p.93-99.

- 3 Кудрявцев В.Н. Оценка температурного контраста между сликом и чистой поверхностью. - В кн.: Морские гидрофизические исследования. Севастополь: МГИ АН УССР, 1980, №3, с.76-85.
- 4 Retardation of evaporation by monolayer: Transport processes. V.K.La Mer, Ed., New York; Academic Press, 1962. 227 p.
- 5 Богородский В.В., Кропоткин М.А., Шевелева Т.Ю. Исследование влияния нефтяных загрязнений, солености и некоторых других факторов на оптические свойства воды в ИК-части спектра. - Метеорология и гидрология, 1974, №12, с.3-9.
6. Арст Х.Ю., Кард П.Г. К теории радиационного режима открытого нефтяной пленкой приповерхностного слоя моря в ближней ИК-области спектра. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1981, т.17, №7, с.737-745.
7. Гуревич И.Я., Шифрин К.С. Отражение видимого и ИК-излучения нефтяными пленками на море. - В кн.: Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов. Новосибирск: Наука, 1979, с.166-183.
8. Кудрявцев В.Н. Определение параметров внутренних волн дистанционными методами. - В кн.: Спутниковая гидрофизика. Севастополь: МГИ АН УССР, 1980, с.19-27.
9. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: ГИФМЛ, 1959. 699с.
10. Hughes В.А., Crant Н.Л. The effect of internal waves on surface wind waves. 1. Experimental measurements. 5, Geoph. Res., 1978, N3, с.1, p.443-454.
11. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. О влиянии пленок ПАВ на изменения спектров ветрового волнения под действием внутренних волн. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1980, т.16, №10, с.1068-1076.
12. Лучинин А.Г., Титов В.Н. О возможности дистанционной оптической регистрации внутренних волн по их проявлениям на океанической поверхности. - Изв. АН СССР. Физ. атмосфер. и океана, 1980, т.16, №12, с.1284-1290.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ С БОРТА СУДНА СЛИКОВ НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ВЫЗВАННЫХ ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ

Л.Б.Гордеев, Ю.М.Жидко, Э.М.Зуйкова

Радиолокационные станции (РЛС) сантиметрового диапазона длин волн в последние годы стали широко использоваться при исследованиях океана: для измерения высоты волн, направления и скорости ветра, спектра волнения и т.д. [1,2]. Сравнительная простота радиолокационных (РЛ) измерений и возможность размещения РЛС на носителях, движущихся на большой скорости и большой высоте (самолеты, спутники), дают возможность за короткие интервалы времени получать информацию о состоянии морской поверхности в масштабах планеты. Это обстоятельство весьма ценно при изучении мезомасштабных явлений в верхнем слое океана, и в частности при составлении прогнозов погоды и волнения. Оно и стало одним из основных стимулов развития радиолокационных систем бокового обзора морской поверхности.

Радиолокационную систему бокового обзора можно установить и на борту судна. Темп выдачи информации и ширина полосы обзора РЛС, установленной на судне, значительно ниже, чем у аналогичных систем, расположенных на самолетах и спутниках. По этой причине, по-видимому, они до последнего времени мало использовались в океанографических исследованиях. Однако в ряде случаев размещение РЛС на борту судна оказывается предпочтительнее, чем на самолете или спутнике. Прежде всего это относится к комплексным исследованиям, проводимым одновременно контактными и

неконтактными приборами. Комплексные синхронные измерения дают более полную картину явлений, протекающих в океане, по сравнению с получаемой при наблюдениях разными приборами в разное время и в разных участках поверхности океана. Синхронные измерения радиолокатором и контактными средствами необходимы также для правильной интерпретации радиоизображений морской поверхности, получаемых с самолетов и космических аппаратов. Судовая РЛС дает возможность длительно наблюдать небольшие участки поверхности и, следовательно, изучать развитие медленных процессов. Немаловажным ее достоинством является высокое пространственное разрешение.

Указанные причины побудили авторов использовать судовую РЛС для изучения снимков на морской поверхности, вызванных внутренними волнами (ВВ). Измерения проводились в Индийском океане в районе подводного Маскаренского хребта с борта НИС "Дмитрий Менделеев" в феврале 1981г. Краткое изложение результатов этих измерений приведено в [3].

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Радиозондирование поверхности осуществлялось РЛС, имеющей следующие характеристики: длина волны 3,2 см, поляризация излучения вертикальная; ширина диаграммы направленности антенны по уровню 0,5 мощности в вертикальной плоскости 22° , в горизонтальной - $1,2^\circ$; длительность импульса 180 нс, частота повторения 1000 Гц, средняя мощность излучения 3 Вт; коэффициент шумов приемника 12; антенна располагалась на высоте 17м над уровнем океана.

Наблюдения проводились как на ходу судна, так и в дрейфе. Радиосигнал записывался на фотопленку, магнитофон и самописец. Запись на фотопленку осуществлялась следующим образом. Видеосигнал от РЛС поступал на вход управления яркостью луча осциллографа, развертка которого запускалась синхроимпульсом радиолокатора. При этом на экране осциллографа высвечивался разрез радиоизображения морской поверхности вдоль луча (яркость менялась в соответствии с изменением величины сигнала). Светящаяся линия проектировалась а фотопленку, двигающуюся с постоянной скоростью. В результате на пленке образовывались радиоизоб-

ражение полосы морской поверхности, параллельной направлению движения судна. Ширина полосы обзора определялась потенциалом станции и величиной удельной эффективной поверхности рассеяния (УЭПР) моря, которая зависит от балльности волнения и скорости ветра. Измерения велись в основном при волнении 1-2 балла и скоростях ветра 3-7 м·с⁻¹. В этих условиях ширина полосы обзора составляла 2,5 км.

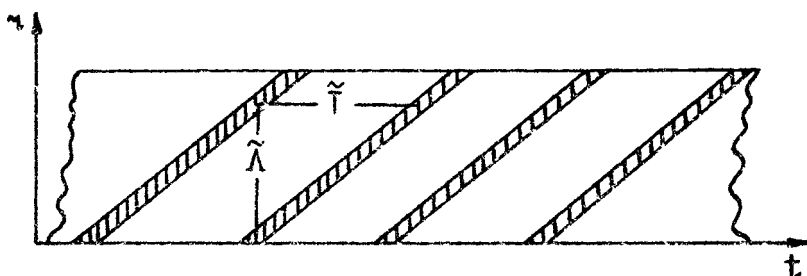
Радиоизображения, записанные на фотопленке, позволяют изучать геометрию возмущений, вносимых ВВ в поверхностное волнение: генеральное направление распространения, характерные длины волн и т.п. Эти радиоизображения могут быть использованы и для изучения интенсивности возмущений и ее зависимости от характеристик ВВ, метео- и гидрофизических параметров. Однако информативность радиоизображений в этом случае невелика из-за малого динамического диапазона системы "экран - фотопленка". Поскольку информация об интенсивности возмущений представляет большой интерес, то одновременно с записью сигнала на фотопленку производилась запись на магнитную ленту семиканального магнитофона и ленту восьмиканального самописца. Для этого использовалась система стробископии, позволявшая выделять сигналы от участков поверхности с фиксированными дальностями. Всего было 22 канала дальности, расположенных эквидистантно. Расстояние между центрами отражающих площадок, соответствующих соседним каналам дальности, равно 30 м. Сигналы, записываемые на самописце, преимущественно усреднялись ИИ - цепочками с постоянным временем 3 с.

Одновременно с РЛ-сигналом измерялись и записывались скорость и направление ветра, эти сведения требуются при обработке РЛ-сигналов.

Основной задачей экспериментальных исследований было выяснение возможностей обнаружения внутренних волн и измерения их параметров радиолокатором сантиметрового диапазона длин волн, работающим с борта судна. Поэтому одновременно с радиолокационными проводились измерения колебаний глубины звукорассеивающего слоя (ЗРС) в океане с помощью эхолота [3]. Как следует из [4], колебания глубин ЗРС достаточно хорошо коррелированы с колебаниями пикноклина под действием ВВ, что позволяет использовать эхолот для измерения амплитуды ВВ.

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ВНУТРЕННИХ ВОЛН И ЗЫБИ ПО ДАННЫМ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Радиоизображения ВВ и зыби имеют вид чередующихся полос с различающимися УЭПР. Полосы ориентированы параллельно фронту волны и движутся вместе с ней. Это позволяет определить длину, период, скорость и направление волны.



Р и с. 1. Схематическое радиоизображение волны в системе координат, связанной с судном

На рис.1 дано схематическое изображение волны, получаемое радиолокатором бокового обзора в координатах: дальность γ и время t . Расстояние между соседними полосами по оси времени обозначим \tilde{T} , а по дальности — $\tilde{\Lambda}$. Нетрудно видеть, что эти величины связаны с истинным периодом T и длиной волны Λ соотношениями

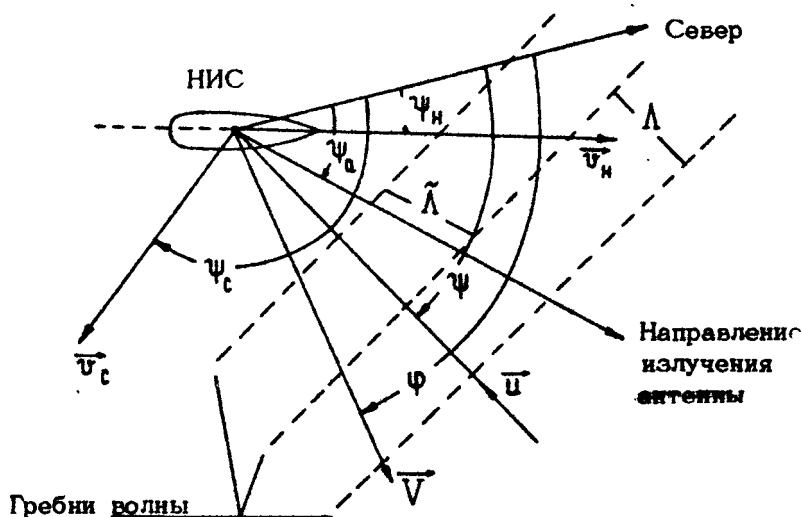
$$\Lambda = \tilde{\Lambda} \cos(\psi - \psi_R); \quad (1)$$

$$\tilde{\Lambda} = \frac{\cos(\psi - \varphi)}{\cos(\psi - \psi_R)} V \tilde{T} \operatorname{sign} \frac{d\gamma}{dt}; \quad (2)$$

$$T = \Lambda / u; \quad (3)$$

$$\vec{V} = \vec{u}_R + \vec{u}_c - \vec{u}; \quad \vec{u}_c = \vec{u}_c^{(c)} - \vec{u}_c^{(b)}, \quad (4)$$

где \vec{V} - скорость судна, носителя РЛС, относительно гребня волны, угол φ определяет ее направление. Скорость \vec{V} складывается из скорости движения судна относительно воды \vec{V}_H , скорости сноса судна под действием ветра и течений $\vec{V}_c^{(c)}$, фазовой скорости волны \vec{u} и скорости сноса волны течением $\vec{V}_c^{(b)}$. Углы $\psi_H, \psi_c^{(c)}, \psi$ и $\psi_c^{(b)}$ определяют направления этих скоростей, а ψ_a - направление излучения антенны; будем отсчитывать их от направления на север (рис.2).



Р и с. 2. Схема эксперимента

Для нахождения всех параметров волны, т.е. Λ, T, u и ψ , систему приведенных уравнений следует дополнить еще одним скалярным уравнением, связывающим эти параметры. Таковым можно взять дисперсионное уравнение

$$T = f(\Lambda). \quad (5)$$

Легко видеть, что в этом случае параметры Λ, T и u выражаются через ψ :

$$\Lambda = \tilde{\Lambda} |\cos(\psi - \psi_a)|,$$

$$T = f[\tilde{\Lambda} |\cos(\psi - \psi_a)|],$$

$$u = \frac{\tilde{\Lambda} |\cos(\psi - \psi_a)|}{f[\tilde{\Lambda} |\cos(\psi - \psi_a)|]}, \quad (6)$$

а ψ находится из уравнения

$$\tilde{\Lambda} |\cos(\psi - \psi_a)| \left[\frac{1}{f(\tilde{\Lambda} |\cos(\psi - \psi_a)|)} - \text{sign}\left(\frac{d\tau}{dt}\right) \frac{1}{\tilde{f}} \right] - v_n \cos(\psi_n - \psi) - v_c \cos(\psi_c - \psi) = 0. \quad (7)$$

Заметим, что привлечение дисперсионного уравнения для нахождения параметров ВВ приводит к необходимости измерения зависимости плотности морской воды от глубины. В ряде случаев это оказывается нежелательным или невозможным.

Из соотношений (1)–(4) видно, что параметры волны можно найти и из чисто радиолокационных измерений, т.е. не прибегая к дисперсионному уравнению, если наблюдать поверхность при двух ориентациях антенны или двух скоростях носителя. В первом случае направление волны ψ определяется выражением

$$\psi = \text{Arctg} \frac{\cos \psi_a^{(1)} - \varkappa \cos \psi_a^{(2)}}{\varkappa \sin \psi_n^{(1)} - \sin \psi_n^{(2)}},$$

$$\varkappa = \frac{\tilde{\Lambda}^{(2)}}{\tilde{\Lambda}^{(1)}} \text{sign} \left(\frac{d\tau^{(1)}}{dt} \cdot \frac{d\tau^{(2)}}{dt} \right), \quad (8)$$

где верхние индексы у $\tilde{\Lambda}$ и τ указывают положения антенны, при которых производились измерения.

Если измерения велись при двух скоростях носителя, то ψ определяется уравнением

$$\frac{\tilde{\Lambda}^{(1)} |\cos(\psi_n^{(1)} - \psi)|}{\tilde{f}^{(1)}} \text{sign} \left(\frac{d\tau^{(1)}}{dt} \right) - \frac{\tilde{\Lambda}^{(2)} |\cos(\psi_n^{(2)} - \psi)|}{\tilde{f}^{(2)}} \cdot \text{sign} \left(\frac{d\tau^{(2)}}{dt} \right) - v_n^{(1)} \cos(\psi_n^{(1)} - \psi) + v_n^{(2)} \cos(\psi_n^{(2)} - \psi) = 0. \quad (9)$$

Все остальные параметры легко находятся из выражений (1), (3) и (4).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Состояния морской поверхности с помощью РЛС можно изучать как в режиме бокового обзора, так и в режиме кругового обзора. фотографируя экран индикатора бокового обзора и записывая сигнал на магнитофон. Мы выбрали режим бокового обзора исходя из стремления уменьшить уровень шумов в изображении за счет усреднения сигнала по времени: в режиме бокового обзора от каждого элемента разрешения на поверхности приходит 1000 импульсов, тогда как в режиме кругового обзора порядка 1. Уменьшение шумов при боковом обзоре хорошо иллюстрируется рис. 3-5, где приведены радиоизображения морской поверхности, полученные в режимах кругового (рис.3 и 4, см. вклейку на с.237,238) и бокового (рис.5, вклейка на с. 239) обзоров. Более светлые участки поверхности имеют большую УЭПР. Темные секторы вверху и внизу на снимках экрана индикатора кругового обзора обусловлены затенением антенны РЛС судовыми надстройками на носу и корме соответственно.

Кроме ВВ и волн зыби, существует ряд других факторов, приводящих к крупномасштабным возмущениям поверхности. Их следует иметь в виду при интерпретации результатов радиолокационного зондирования ВВ. Прежде всего это ветер. Рябь, ответственная за обратное отражение радиосигнала от морской поверхности, практически мгновенно откликается на изменения скорости ветра. Пространственно-временные вариации скорости ветра "отпечатываются" на морской поверхности, что приводит к соответствующим вариациям РЛ-сигнала [5]. Как показывают натурные измерения, УЭПР морской поверхности пропорциональна скорости ветра, по крайней мере до скоростей $20 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, а дисперсия скорости ветра может достигать величины порядка среднего значения [6]. Следовательно, "ветровые" шумы в радиосигнале могут оказаться сравнимыми со средним значением РЛ-сигнала.

Другим фактором, приводящим к крупномасштабной изменчивости сигнала, являются дожди, весьма частые в районе измерений. На рис.6 (см. вклейку на с. 240) показаны радиоизображения морской поверхности при слабом дожде.

сопровождаемом резким порывом ветра, и при постоянном ветре. Геометрия возмущений, вызванных дождем при слабом ветре и ВВ (рис.7, см. вклейку на с. 241), существенно различна. Возмущения этих двух типов практически невозможно спутать. Радиоизображения порыва ветра (рис.6,а) и ВВ имеют общие черты: полосы с различающимися УЭПР. Это может привести к ошибкам при интерпретации результатов радиозондирования поверхности. Ошибки, однако, можно избежать, если имеются данные о скорости ветра над отражающей площадкой во время РЛ-измерений.

Измерения в районе Маскаренского хребта показали, что РЛС бокового обзора, расположенная на борту судна, является эффективным неконтактным инструментом дистанционного обнаружения ВВ и измерения их параметров, по крайней мере в случае волн достаточно большой амплитуды. Типичный пример изображения интенсивных ВВ приведен на рис.7. Измерения выполнены 10 февраля в точке с координатами $13^{\circ}06'$ ю.ш., $61^{\circ}58'$ в.д. Кривые а,б,в,г — записи РЛ-сигнала, отраженного участками поверхности, удаленными от антенны на расстояния 930, 750, 540 и 390 м соответственно. На всех дальностях видна модуляция сигнала волнами зыби с периодом 8,9с. Увеличение глубины модуляции с ростом дальности говорит о том, что основным механизмом формирования радиоизображения зыби является изменение УЭПР из-за модуляции углов уклона поверхности. Из дисперсионного соотношения для поверхностных волн на глубокой воде следует, что характерная длина наблюдаемых здесь волн зыби примерно 120 м. На записях самописца видна также крупномасштабная модуляция с периодом 10–14 мин. Характер модуляции одинаков для всех дальностей, однако времена прохождения максимумов на разных каналах разные. На более удаленных каналах максимумы появляются раньше, причем сдвиг во времени пропорционален разности дальностей до отражающих участков поверхности. Это означает, что в системе координат, связанной с НИС, возмущения на морской поверхности имеют вид квазиплоских волн, бегущих к наблюдателю. Эта модуляция коррелирует с колебаниями глубины ЗРС, измеренной эхолотом (рис.7,д). Следовательно, модуляция вызвана ВВ.

Одновременная запись РЛ-сигнала по нескольким каналам позволяет лишь в общих чертах представить двумерную картину радиоизображения поверхности. Более детальную и нагляд-

ную картину дает запись сигнала на фотопленку (рис.7,е). Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, на пленку записывается весь сигнал, т.е. по всем дальностям в пределах полосы обзора, эффективное число каналов дальности для рис.7, например, равно 75 (полоса обзора, деленная на разрешение по дальности). Во-вторых, представление сигнала в яркостном виде удобнее для восприятия глазом.

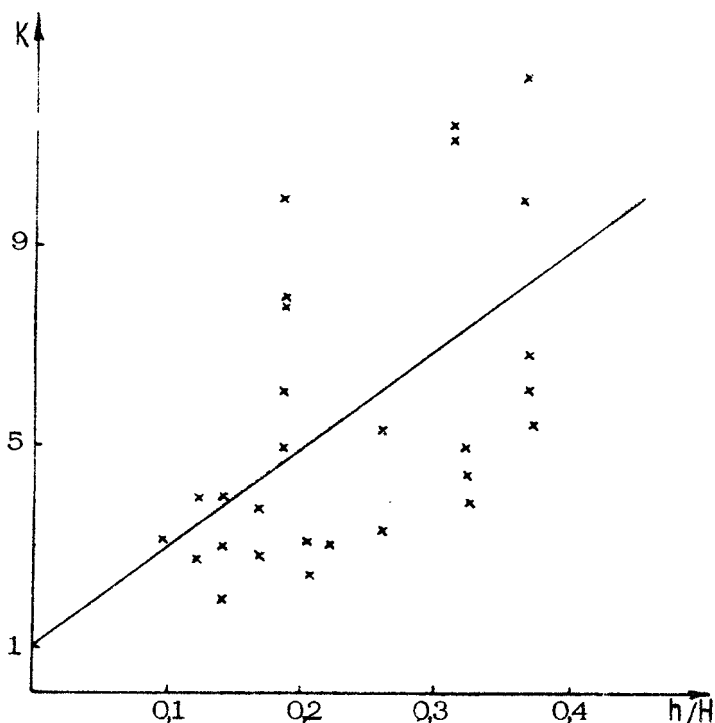
ВВ наблюдались нами в виде дугов из нескольких колебаний, как правило, не более 10. В примере на рис.7 показана центральная часть одного из таких дугов. Здесь отчетливо видна корреляция положений максимума РЛ-сигнала и подошвы ВВ. Имеется также корреляция между глубиной модуляции сигнала и амплитудой колебаний глубины ЗРС. Обработка записей четырех наиболее контрастных дугов ВВ 6,10,12 и 17 февраля показала, что максимум РЛ-сигнала приходится на участок поверхности, расположенный над подошвой ВВ. Погрешность определения координат максимумов составляла менее одной десятой длины ВВ. Скорость ветра во время наблюдений менялась от 2 до 4 м·с⁻¹, ВВ бежала под углом ~ 90° к ветру.

На рис.8 показана зависимость коэффициента модуляции K от отношения амплитуды колебаний ВВ h к глубине пикно-клина H . Коэффициент модуляции определялся выражением

$$K = \frac{2A_{\text{max}}}{A_{\text{min}}^{(1)} + A_{\text{min}}^{(2)}},$$

где A_{max} , $A_{\text{min}}^{(1)}$ и $A_{\text{min}}^{(2)}$ - значения РЛ-сигнала в максимуме и соседних с ним минимумах соответственно. Амплитуда волны h находилась по колебаниям глубины ЗРС и измеренному профилю плотности воды [3] (см. также [7]). Экспериментальные точки имеют значительный разброс относительно регрессионной прямой (сплошная линия), что можно объяснить, например, зависимостью коэффициента регрессии от условий наблюдения, которые несколько менялись в ходе измерений. Сравнительно малый объем экспериментальных данных не позволил, к сожалению, дифференцировать их по условиям наблюдений.

На всех полученных вами радионизображениях морской поверхности ВВ видны на фоне волн зыби (см. рис.7, а также



Р и с. 8. Зависимость контраста радиоизображения ВВ от амплитуды колебаний глубины ЗРС h

увеличенные фрагменты на рис.9 и 10 - вклейка, с. 242). В отсутствие волн зыби ВВ просто не видны. Дело в том, что даже сравнительно близкие к антенне участки поверхности с борта судна видны под малыми углами. Так при $r = 2$ км угол скольжения равен $0,5^\circ$. При столь малых углах и малых скоростях ветра, характерных для условий, при которых наблюдаются ВВ, сигнал, отраженный от морской поверхности в отсутствие волн зыби, чрезвычайно мал, не виден на фоне помех. Даже малые уклоны поверхности, вызванные зыбью, существенно увеличивают УЭПР поверхности, что и позволяет "увидеть" ВВ.

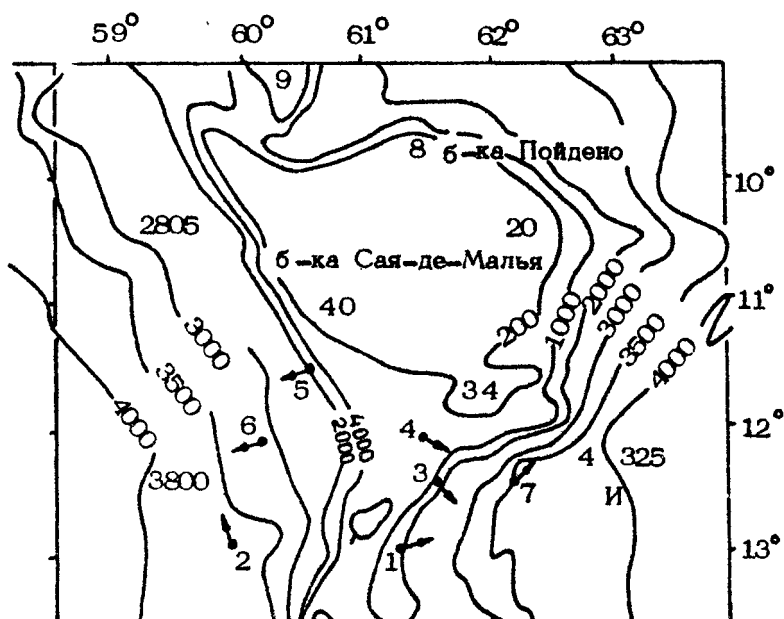
Наблюдения с дрейфующего судна дают информацию о процессах, протекающих на небольшом участке поверхности. Для получения данных о пространственных вариациях параметров ВВ следует проводить измерения с движущегося судна. Пример

изображения ВВ, полученного при скорости судна 14 узлов приведен на рис.11 (см. вклейку на с. 243) Наклонные светлые полосы-ВВ, ячеистая структура полос обусловлена двумя системами волн зыби.

Радиоизображения ВВ не всегда имеют столь регулярный характер, как на рис.7, 9-11. Примеры более сложной структуры ВВ даны на рис.12 (см. вклейку на с. 244): неэквидистантность гребней ВВ, распространение волн с разными скоростями.

Как отмечалось в предыдущем разделе, данные радиолокационных наблюдений дают возможность определить направление ВВ. К сожалению, мы не располагали необходимыми для этого сведениями о скорости сноса судна, поэтому ограничились приближенным расчетом направления движения ВВ по данным измерений с движущегося судна. Скорость его движения (10-14 узлов) существенно превышала скорости ВВ и сноса судна ветром и течением. Это позволяет в первом приближении считать $v_c = u = 0$. Направления движения ВВ, найденные в этом приближении в 7 точках района измерений, приведены на карте рис.13. Пронумерованными точками указаны места измерений, стрелками - направления ВВ. Измерения проводились 4,6,7 и 9 февраля. На карте указаны линии равной глубины и глубины в отдельных выделенных точках, взятые из атласа [8]. Из рис.13 можно сделать вывод, что источником внутренних волн является подводный Маскаренский хребет, вернее, возмущения приливных течений, а может быть и течений другого рода, вызванных хребтом. Фронты этих волн, насколько можно судить по экспериментальным точкам, имеют довольно сложный характер, обусловленный неоднородностью хребта в продольном направлении.

Радиолокационные наблюдения внутренних волн показали, что РЛС, расположенная на судне, является эффективным неконтактным инструментом дистанционного обнаружения ВВ и измерения их параметров: длины волны, направления и скорости распространения. В результате измерений установлена корреляция фазы ВВ с фазой волны ее радиоизображения (полосы пониженной и повышенной яркости, бегущие синхронно с ВВ), а также корреляции контраста радиоизображения ВВ с ее амплитудой.



Р и с. 13. Направления распространения ВВ по данным РЛ-измерений

Авторы выражают признательность Е.Н.Пелиновскому за полезные обсуждения работы, а также А.М.Дронову и С.И. Муякшину, любезно предоставившим данные эхолокации ЗРС, проведенной ими одновременно с радиозондированием.

Л и т е р а т у р а

- 1 Некотактные методы измерения океанографических параметров: Сб. докл. 2-го Всесоюз. семинара (Севастополь, 1975). М.: Гидрометеиздат, 1977. 328с.
2. Мур Р.К., Фэн А.К. Радиолокационное определение параметров ветра над морем. - ТИИЭР, 1979, т.67, №11, с 40-63.
- 3 Браво-Животовский Д.М. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами. - ДАН СССР, 1982, т.265, №2, с.457-460.

4. Андреева И.Б., Макштас Я.П. Внутренние волны и ЗРС у слоя скачка температуры. - Океанология, 1977, т.17, №3, с.440-444.
5. Жидко Ю.М., Каневский М.Б., Родин В.В. О корреляции радиолокационного сигнала, отраженного морской поверхностью, с флуктуациями скорости приводного ветра. - Тезисы докл. 13-й Всесоюзн. конф. по распространению радиоволн (Горький, 1981). М.: Наука, 1981, с.219-220.
6. Жидко Ю.М. Исследование зависимости интенсивности ряби на морской поверхности от скорости ветра с помощью радиолокатора. - Изв. АН СССР. Физ. атмос. и океана, 1982, т.18, №12.
7. Зуйкова Э.М., Лучинин А.Г., Титов В.И. Оптические исследования изменчивости спектра поверхностного волнения в поле внутренних волн. (В наст. сборнике, с.137)
8. Атлас океанов. Атлантический и Индийский океаны. ГУНО, 1977. 306с.

ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ В ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

Э.М. Зуйкова, А.Г. Лучинин, В.И. Титов

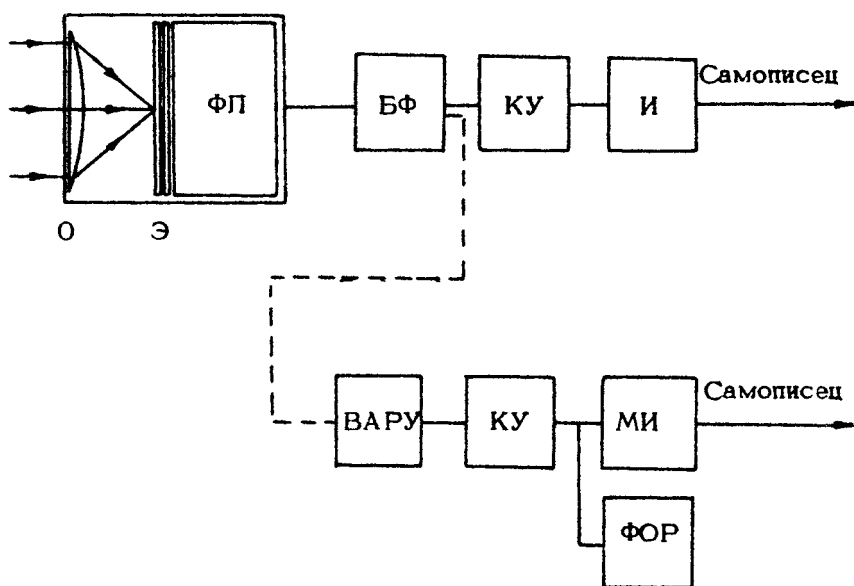
Оптические методы сравнительно давно применяются для изучения морского волнения. Отметим здесь методы стереофотосъемки и спектрального анализа фотоснимков морской поверхности [1-4], получившие, пожалуй, наибольшее распространение и дающие представление о пространственных характеристиках волнения. К сожалению, трудность получения и обработки стереопар, малый динамический диапазон современных фотоматериалов и невозможность оперативного (в реальном времени) получения информации о волнении существенно затрудняют их использование в исследовательских целях. В настоящей статье описывается свободная от этих недостатков система спектрального анализа изображения морской поверхности, в которой реализованы принципы оптико-электронной обработки изображения, изложенные в статьях [5,6], и приводятся результаты выполненных с помощью этой системы исследований изменчивости коротковолновой части спектра поверхностного волнения в поле ВВ*).

1. Для спектрального анализа изображения поверхности использовались анализаторы модуляционного типа, работающие в некогерентном свете [7]. Сочетание этих анализаторов с электронными блоками обработки сигнала, которые выполняют операции частотной фильтрации, квадрирования и усреднения, позволило обойтись без промежуточной записи изображения на фотошленку и регистрировать сигналы, про-

*)

Эти исследования были выполнены с борта НИС "Дмитрий Менделеев" во время его 26-го рейса.

порциональные спектральной плотности волнения, в реальном времени. Поясним устройство спектроанализатора, блок-схема которого изображена на рис.1.



Р и с.1. Блок-схема оптического спектроанализатора волнения моря

В фокальной плоскости объектива (С), в которой формируется изображение поверхности, располагается частотный эталон (Э), представляющий собой транспарант, прозрачность которого меняется вдоль некоторого направления по гармоническому закону. Световой поток, промодулированный прозрачностью эталона, собирается на фотоприемник (ФП). Сигнал на его выходе представляет собой сумму полезного сигнала (пропорционального спектральной компоненте изображения на частоте эталона) и помехи, обусловленной постоянной составляющей коэффициента пропускания эталона. Отделение полезного сигнала от помехи осуществляется с помощью модуляционного метода, при котором производится быстрая (в масштабе характерного времени изменения полезного сигнала) модуляция фазы эталона [7]. В результате полезный сигнал "переносится" на несущую частоту (скорость изменения фазы эталона) и его можно отфильтровать от по-

межи. Эта операция выполняется в блоке фильтров (БФ), после чего полезный сигнал подается на квадратичный усилитель (КУ) и усредняется по времени интегратором (И). Полученный таким образом сигнал пропорционален значению энергетического спектра изображения поверхности на заданной (определенной эталоном) пространственной частоте и, как показано в статьях [5,6], спектральной плотности волнения.

В соответствии с изложенным способом обработки были реализованы два варианта спектроанализатора, отличающиеся друг от друга устройством частотного эталона. Один из них, трехканальный, служит для регистрации спектральной плотности волнения на трех фиксированных пространственных частотах. Каждый из каналов этого анализатора отличается друг от друга только частотой эталона, в остальном их устройство одинаково. Во втором варианте спектроанализатора применен эталон с плавной перестройкой частоты [7]. Он может быть использован в том же режиме работы, что и трехканальный, т.е. для регистрации спектральной плотности волнения на одной фиксированной частоте, а также для исследования сечений спектра в каком-либо направлении. В последнем случае, при автоматической перестройке частоты эталона, в систему обработки вводится блок временной регулировки усиления (ВАРУ), выполняющий синхронное (с перестройкой частоты) "обеливание" сечения спектра для его согласования с динамическим диапазоном регистрирующих устройств. Наряду с ВАРУ в этом случае в систему включается многоканальный интегратор (МИ), осуществляющий накопление отсчетов спектра на различных частотах.

Длина анализируемых поверхностных волн равна периоду "спроектированного" на поверхность частотного эталона и зависит от фокусного расстояния объектива, угла визирования и расстояния до поверхности; направление этих волн соответственно определяется направлением, в котором меняется прозрачность "спроектированного" эталона. Поворотное устройство, на котором смонтирован анализатор, позволяет менять угол визирования, азимут и вращать анализатор вокруг его оптической оси. Это обеспечивает возможность изменения диапазона исследуемых длин волн и их ориентации, а также выбора анализируемого участка поверхности, свободного от солнечных бликов. Анализатор снабжен яркомерами для синхронной регистрации и контроля яркости поверхности

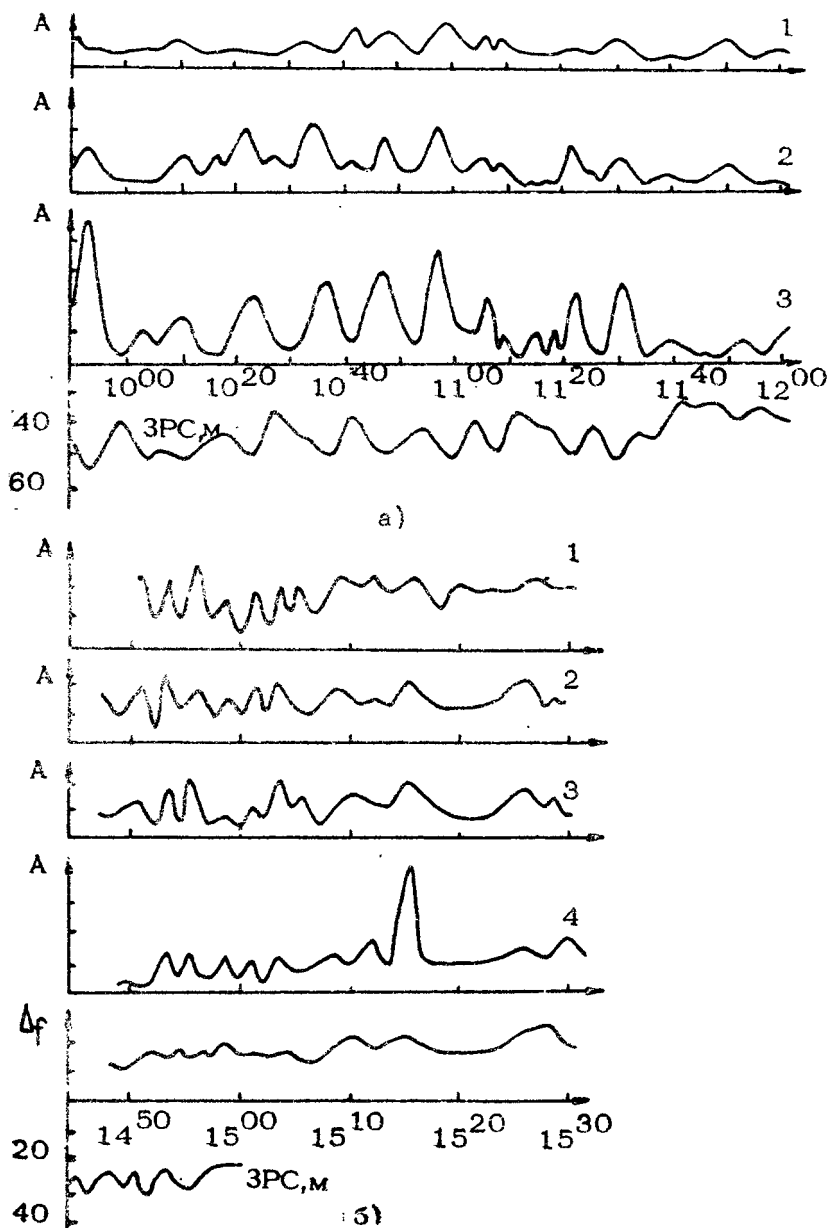
и зеркальной по отношению к направлению визирования точки неба.

2. Основной объем измерений, выполненных во время 26-го рейса НИС "Дмитрий Менделеев", заключается в регистрации изменчивости спектральной плотности волнения на фиксированных пространственных частотах. Чтобы дать общее представление о характере изменения спектральной плотности ряби в поле ВВ, на рис.2,а представлены примеры записей сигналов раздельных каналов анализатора, полученные во время дрейфа судна при проведении экспедиционных работ в районе Маскаренского подводного хребта в Индийском океане. На этом же рисунке показано изменение глубины звуко-рассеивающих слоев (ЗРС) под действием ВВ, зарегистрированное с помощью эхолота [8]. Как нетрудно видеть, участки выглаживания (штилевые полосы, слики) чередуются с участками увеличения спектральной плотности волнения на всех регистрируемых длинах волн, причем слики (в пределах точности измерений) располагаются над гребнями ВВ. Отметим также характерное для этой и ряда других записей обстоятельство: изменчивость волнения существеннее на более коротких длинах волн. Аналогичные, но полученные во время движения судна записи представлены на рис.2,б. На этом же рисунке, кроме записи колебаний глубины ЗРС, который был зафиксирован лишь на части данной серии измерений, приведена запись доплеровского смещения частоты эхосигнала гидролокатора Δf [8], рассеянного на горизонте 30 м. Заметим, что на примере этой реализации нельзя однозначно сказать, что изменчивость волнения в поле ВВ сильнее выражена на коротких ($\lambda \approx 3,5$ см) длинах волн, нежели на более длинных.

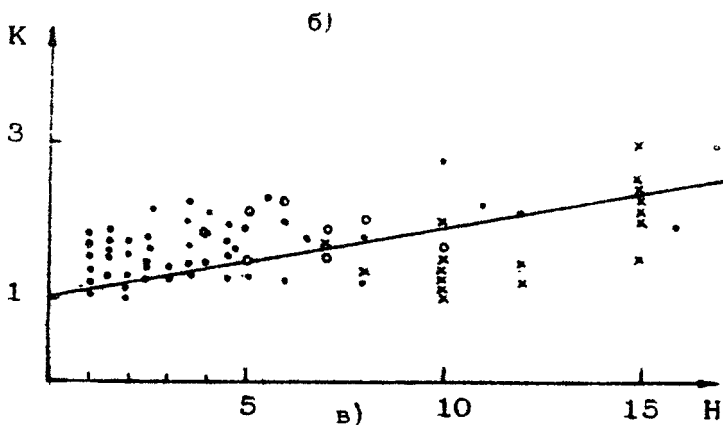
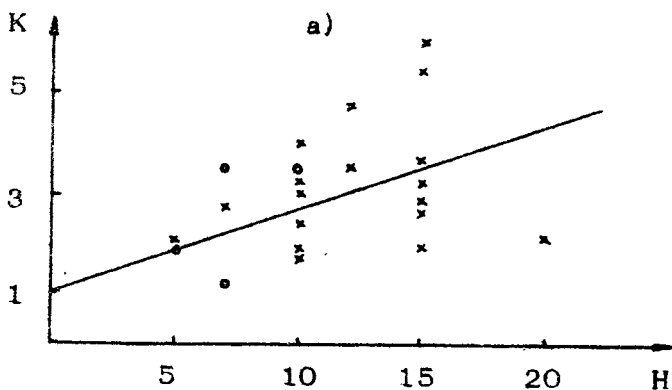
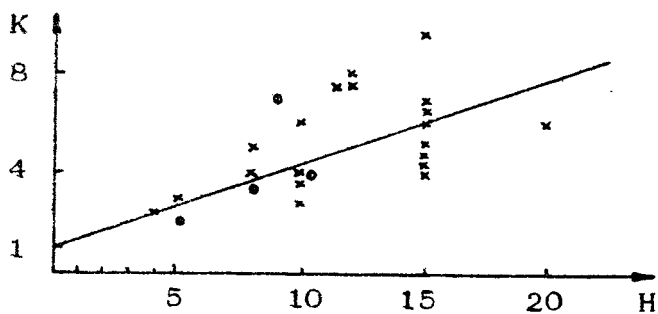
Для установления количественной связи между амплитудой ВВ и изменчивостью поверхностного волнения на различных длинах волн результаты измерений были подвергнуты статистической обработке. Контраст в спектральной плотности волнения определяется по формуле

$$K = 2A_{\text{max}} / (A_{\text{min}}^{(1)} + A_{\text{min}}^{(2)}), \quad (1)$$

где A_{max} - величина локального максимума спектральной плотности волнения, $A_{\text{min}}^{(1)}$, $A_{\text{min}}^{(2)}$ - величины соседних с ним минимумов. На рис.3 приводится зависимость контраста K от амплитуды H смещения ЗРС в поле ВВ для



Р и с. 2. Изменение спектральной плотности \bar{A} волнения на разных длинах волн λ и гидролокационных сигналов в поле ВВ: а- дрейф судна: 1 - $\lambda = 10$ см; 2 - $\lambda = 7$ см; 3 - $\lambda = 3,5$ см; б- ход судна: 1 - $\lambda = 17$ см; 2 - $\lambda = 10$ см; 3 - $\lambda = 7$ см; 4 - $\lambda = 3,5$ см



Р и с.3. Зависимость контраста K в спектральной плотности волнения на периоде внутренней волны от амплитуды смещения ЗРС ($h \approx 40$ м - глубина залегания ЗРС): а - длина поверхностной волны $\lambda = 3,5$ см; $Q \approx 13,6$; б - $\lambda = 7$ см, $Q \approx 6,8$; в - $\lambda = 10$ см, $Q \approx 3,2$. oo дрейф 12 февраля, xx дрейф 11 февраля, $..$ ход 16 февраля

различных длин λ поверхностных волн, а также полученные по этим данным прямые регрессии $K=1+qH/h$, где h - глубина залегания ЗРС, q - коэффициент регрессии. В данном случае глубина залегания ЗРС равнялась 40 м. Прямые регрессии, приведенные на рис.3, позволяют заключить, что существует среднестатистическая тенденция увеличения контраста с уменьшением длины поверхностной волны.

Для того чтобы иметь возможность сопоставить полученные данные с другими результатами, и в частности с теоретическими моделями, важно привести их к более общему виду, заменив параметр H/h более устойчивой характеристикой ВВ. В существующих теоретических моделях (см. раздел 1 настоящего сборника) показано, что определяющим параметром воздействия ВВ на поверхностное волнение является отношение u/c (u - скорость частиц в орбитальных движениях ВВ, c - фазовая скорость ВВ). Учитывая, что длина ВВ больше глубины залегания пикноклина h_n и полагая, что ВВ представлена низшей модой, можно считать $u/c \approx H_B/h_n$, где H_B - амплитуда ВВ. Эту амплитуду можно определить по амплитуде смещения ЗРС H , если известна вертикальная структура моды. Ее расчет был выполнен Е.Н.Пелиновским и Н.А.Завольским.

Результат этого расчета и соответствующее определение коэффициента регрессии показали, что $H_B/h_n \approx 0,5H/h$ и, следовательно [8],

$$K = 1 + q_n \frac{H_B}{h_n} = 1 + q_n \frac{u}{c}, \quad (2)$$

где $q_n \approx 2q$.

Заметим, что по данным радиолокационных измерений [9] величина q_n для ряби с $\lambda = 1,6$ см меньше, чем q_n для $\lambda = 3,5$ см по данным оптических измерений. К сожалению, условия эксперимента не позволили выполнить оптические измерения на "радиолокационной" длине волны и тем самым "сшить" результаты этих двух измерений. Поэтому в настоящее время лишь с большой осторожностью можно судить о существовании участка спектра поверхностного волнения между 1,5 см и 4 см, статистически наиболее "отзывчивого" на появление ВВ.

3. Необходимо подчеркнуть, что приведенные здесь коэффициенты линейной регрессии получены без разбраковки результатов измерений по величине скорости приводного ветра, его направления относительно направления распространения

ВВ, по наличию или отсутствию волн зыби, по направлению их распространения и т.д. Поэтому возможно, что по мере накопления данных величины $q_n(\lambda)$ изменятся или потребуются другой способ описания воздействия ВВ на поверхностное волнение. Это тем более вероятно, что в описанных выше измерениях практически не учитывалось направление распространения ряби с анализируемой длиной волны. Между тем, как показывают некоторые теоретические модели воздействия ВВ на поверхностное волнение [10], этот фактор может оказаться существенным. Кроме того, большой интерес представляют исследования изменчивости волнения в более широком диапазоне длин волн, чем это было сделано, поскольку согласно [10,11] модуляция поверхностного волнения внутренними волнами может быть заметной от сантиметрового до метрового диапазонов. Очевидно, что аппаратура, предназначенная для такого рода измерений, должна быть более многоканальной, чем описанная выше, и обладать соответствующими устройствами регистрации. Попытка построения такой аппаратуры была предпринята в ходе экспедиционных работ. Анализатор с перестраиваемым частотным эталоном работал в режиме быстрой перестройки (с периодом 0,5 с) частоты анализа, а исследуемый сигнал, представляющий в этом случае сечение текущего спектра волнения подавался на фоторегистратор (ФОР) (см. рис 1), где записывался в плотностном виде на фотопленку в координатах "пространственная частота (длина волны) - время". Примеры подобных записей приведены на рис.4 (см. вклейку на с.245). Записи получены в течение дня во время движения судна. Ветровое волнение практически отсутствовало, и штилевые полосы (слики) сменялись участками, на которых были видны поверхностные волны. Изменения яркости на приводимых фотоснимках при фиксированной длине волны λ соответствуют изменению спектральной плотности волнения на этой длине волны. Видно, что изменение спектральной плотности на различных длинах волн происходит отнюдь не синхронно. На отдельных участках поверхности существуют лишь "длинные" ($\lambda \sim 1$ м) волны (рис.4а,б) и практически нет сантиметровых волн, на других наблюдается обратная картина.

К сожалению, такой режим регистрации был реализован лишь к концу экспедиционных работ, и записи, подобные приведенным, были получены во время возвращения судна, когда уже не велись синхронные измерения подповерхностных явлений. Поэтому мы не можем утверждать, что за-

регистрированные явления вызваны ВВ, хотя визуально их характер был подобен тем, которые наблюдались в штилевые дни при аппаратурно подтвержденном наличии ВВ. Тем не менее они представляют значительный интерес, так как, насколько нам известно, в настоящее время не существует удовлетворительной модели для объяснения резко очерченных участков поверхности с масштабами волнения порядка метра при полном отсутствии сантиметровой ряби.

Авторы благодарны А.М.Дронову и С.И.Муякшину, предоставившим данные по синхронным акустическим измерениям параметров ВВ, и Е.Н.Пелиновскому за помощь в обработке результатов измерений и их обсуждение.

Л и т е р а т у р а

1. Крылов Ю.М. Спектральные методы исследования и расчета ветровых волн. Л.: Гидрометеониздат, 1966. 256с.
2. Загородников А.А., Челышев К.Б. Применение оптической обработки при измерениях волнения дистанционным способом. - Труды ГОИН, 1973, в.117, с.25-34.
3. Stilwell D.J. Directional energy spectra of the sea from photographs. - J. Geophys. Res., 1974, v.79, N9, p.1974-1984.
4. Kasevich R.S. et al. Analysis and optical processing of sea photographs for energy spectra. - IEEE Trans. on Geosc. Electr., 1972, v.8-10, p.51-57.
5. Лучинин А.Г., Титов В.И. Оптические изображения внутренних волн. (В наст. сборнике, с. 92).
6. Титов В.И. Определение спектра волнения моря путем спектрального анализа аэрофотоснимков. - В кн.: Оптика океана и атмосферы: Материалы VI пленума РГ по оптике океана. Баку: Элм АН АзССР, 1982.
7. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы. М.: Сов.радио, 1971. 240 с.
8. Браво-Животовский Д.М. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами. - ДАН, 1982, т.265, №2, с.257-460.
9. Гордеев Л.Б., Жидко Ю.М., Зуйкова Э.М. Радиолокационные наблюдения с борта судна сликов на морской поверхности, вызванных внутренними волнами. (В наст. сборнике, с. 124).

10. Басович А.Я., Баханов В.В., Таланов В.И. Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель). (В наст.сборнике, с. 8).
11. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. Пленочный механизм воздействия внутренних волн на ветровую рябь. (В наст.сборнике, с.31).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
СВЯЗИ ВНУТРЕННИХ ВОЛН
С РАДИАЦИОННОЙ ТЕМПЕРАТУРОЙ
ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

В.Н.Кудрявцев, Ю.М.Кутарков

В последнее время появились работы, посвященные индикации внутренних волн дистанционными методами. Значительные успехи в решении этой проблемы достигнуты в основном благодаря использованию оптических методов [1,2]. Вместе с тем, первые натурные эксперименты, проведенные в Морском гидрофизическом институте АН УССР [3], показали, что существуют определенные закономерные связи инфракрасной (ИК) радиационной температуры поверхности океана с полем внутренних волн. Цель данной работы состоит в изложении некоторых результатов эксперимента, проведенного в рамках международной программы JASIN-78 в августе - сентябре 1978 года на 2-м этапе 18-го рейса НИС "Академик Вернадский".

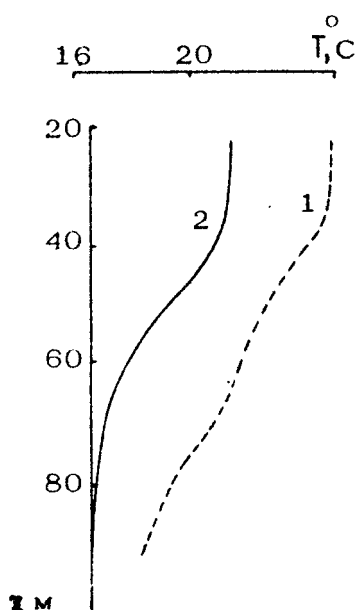
Эксперимент. Исследования проводились в открытой части Атлантического океана. Методические наблюдения проводились в дрейфе судна ($27^{\circ}30'$ с.ш., $21^{\circ}40'$ з.д., глубина океана 4500 м) и на якорной стоянке над вершиной банки Ампер ($35^{\circ}03'$ с.ш., $12^{\circ}53,8'$ з.д., глубина океана 110 м).

Радиационная температура регистрировалась ИК-радиометром модуляционного типа, работающим в "окне прозрачности" 8-12 мкм. Радиометр устанавливался на платформе, вынесенной с носа судна на расстояние в полтора метра; расстояние от объектива до воды составляло 10 метров. Угол зрения радиометра в 5° давал осредненные радиационной темпе -

ратуры поверхности по кругу диаметром в один метр. Достаточное удаление поля зрения ИК-радиометра исключало влияние судна на поле радиационной температуры поверхности. Относительно небольшая высота размещения радиометра позволила исключить влияние водяного пара и аэрозоля на сигнал. Точность регистрации контраста температуры составляла величину порядка 0,03 К. Все радиационные измерения проводились в ночное время.

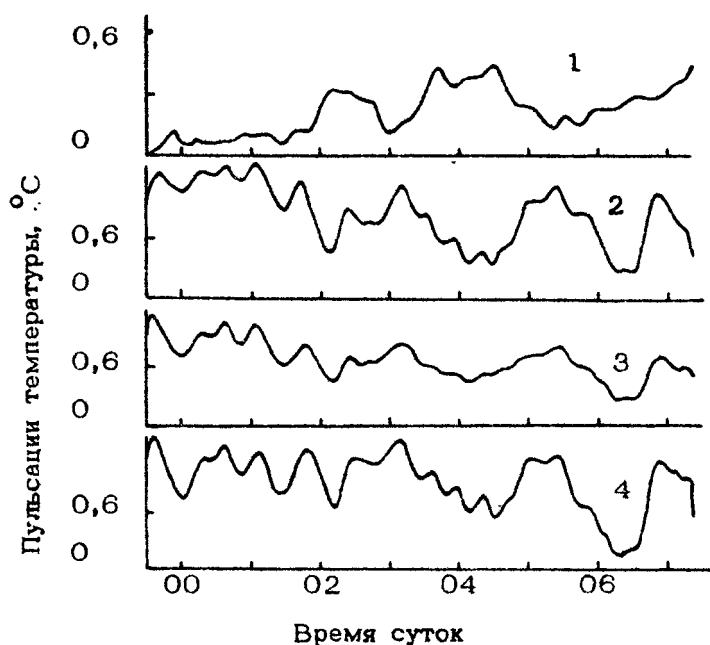
Идентификация вертикальных смещений термоклина при прохождении внутренних волн осуществлялась по флуктуациям температуры распределенных датчиков. Связка распределенных датчиков температуры, составленная из семи десятиметровых звеньев, частично охватывала верхний квазиоднородный слой и сезонный термоклин. Указанная схема размещения датчиков позволила исследовать вертикальную структуру колебаний температуры и оценить модальный состав внутренних волн.

На рис.1 показано вертикальное распределение температуры в верхнем 100-метровом слое океана, где была размещена связка распределенных датчиков.



Р и с. 1. Вертикальные профили температуры:
1 - эксперимент в дрейфе;
2 - эксперимент на банке
Ампер

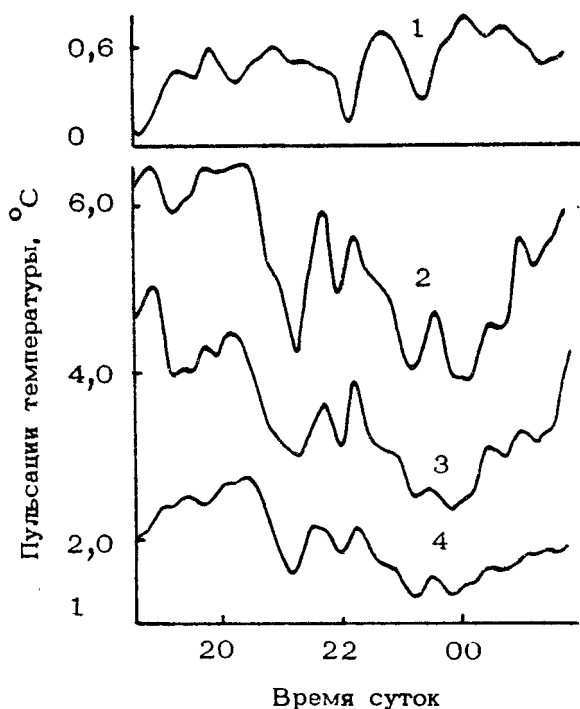
В обоих случаях во время проведения измерений было безоблачное небо и слабый ветер (в среднем равный 3 м.с^{-1}). В дневное время авторы наблюдали на поверхности океана полосы шлюков, визуальная оценка расстояния между которыми составляла величину порядка мили.



Р и с. 2. Эксперимент в дрейфе. Флуктуации температуры: 1- радиационной, 2- в слое 38-48 м, 3- в слое 50-60 м, 4- в слое 61-71 м. Интервал сглаживания исходных рядов 20 мин

Анализ результатов. На рис. 2 и 3 представлены реализации временного хода радиационной температуры поверхности океана и температуры термоклина на горизонтах размещения датчиков. Из этих рисунков видно, что колебания температуры (кривые 2,3,4) на разных горизонтах синфазны. Наибольшие амплитуды колебаний зарегистрированы у датчиков, находящихся в слое максимальных градиентов температуры в термокline. Синфазность колебаний температуры на разных горизонтах свидетельствует, во-первых, об их волно-

вой природе и, во-вторых, о преобладании низшей моды в динамической структуре поля внутреннего волнения.



Р и с. 3. Эксперимент на банке Ампер. Флуктуации температуры: 1- радиационной, 2- в слое 44-54 м, 3- в слое 56-66 м, 4- в слое 79-89 м. Интервал сглаживания исходных рядов 30 мин

Несколько иной характер носят колебания радиационной температуры (кривые 1). Визуальное сравнение ее временного хода с колебаниями температуры в термоклине позволяет сделать вывод о противофазности этих колебаний. В табл.1 приведены среднеквадратичные значения флуктуаций температуры исходных рядов.

Для более наглядного выделения взаимосвязи радиационной температуры и смещений термоклина исходные ряды были профильтрованы с помощью низкочастотного скользящего косинус-фильтра.

Т а б л и ц а 1

Горизонт, м	$\overline{T^2}, K^2$	$(\overline{T^2})^{1/2}, K$
Эксперимент в дрейфе		
0(ИК)	0,027	0,16
33 - 48	0,14	0,37
50 - 60	0,06	0,25
61 - 71	0,145	0,38
Эксперимент на банке Ампер		
0(ИК)	0,045	0,21
10 - 20	0,006	0,08
33 - 43	0,25	0,5
44 - 54	0,92	0,97
56 - 66	0,71	0,85
79 - 89	0,22	0,47

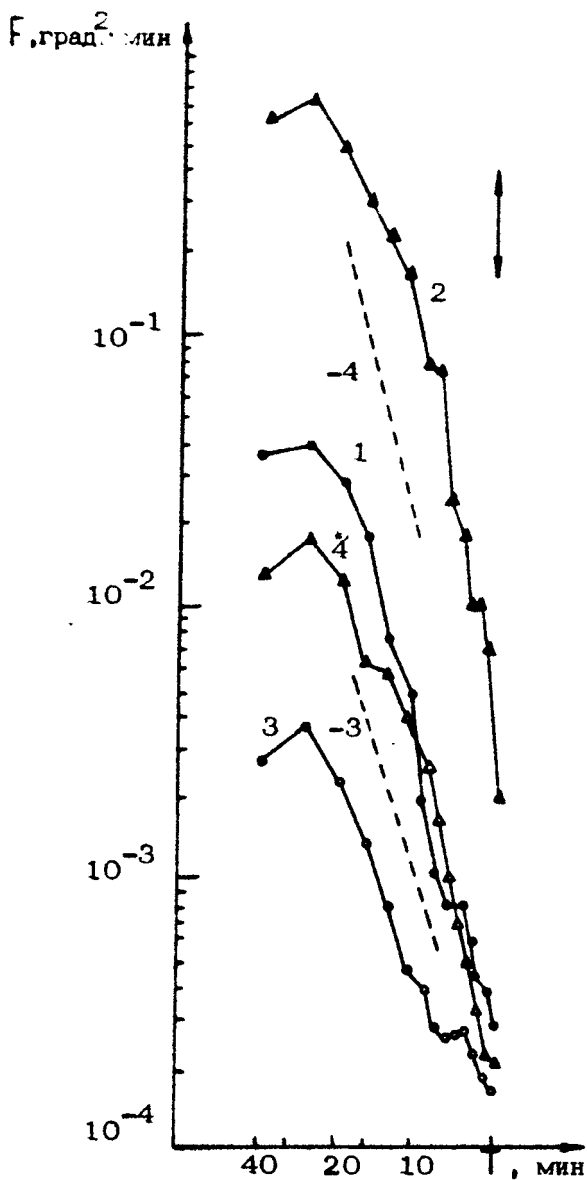
Приведем некоторые экспериментальные оценки. Для этого предположим, что изменения радиационной температуры однозначно определяются внутренними волнами. Среднеквадратичное значение флуктуаций температуры в слое термоклина 61-71 м в первом эксперименте равно $0,38^\circ$, а в эксперименте на банке Ампер соответствующее значение в слое термоклина 44-54 м равно $0,97^\circ$. Величины градиентов температуры в указанных слоях соответственно равны $0,08$ и $0,20$ град·м⁻¹. Используя соотношение $\xi = \overline{T} / (\partial \overline{T} / \partial z)$, связывающее смещения термоклина и колебания температуры, получим оценку среднеквадратичных смещений термоклина, равную в обоих экспериментах пяти метрам, т.е. колебания термоклина в 5 м индуцировали на поверхности вариации радиационной температуры со среднеквадратичной амплитудой $0,16^\circ$ (эксперимент в дрейфе), и $0,21^\circ$ (эксперимент на банке Ампер).

Высокочастотная часть исходных рядов была подвергнута взаимной статистической обработке. Длина рядов позволила провести анализ в диапазоне периодов колебаний от 5 до 40 минут. Число степеней свободы при спектральной обработке рядов равно 30.

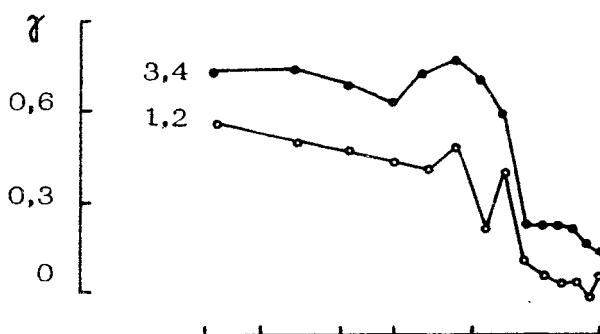
На рис.4 представлены автоспектры флуктуации радиационной температуры T_p и температурных флуктуаций в термоклине T_z . Стрелкой указаны доверительные интервалы 95% обеспеченности. Общим для всех спектров является крутое спадание в области высоких частот. При этом спектры флуктуаций T_p и T_z эксперимента в дрейфе имеют наклон порядка -3 , а спектры флуктуаций T_p и T_z эксперимента на банке Ампер — наклон порядка -4 .

Степень взаимосвязи внутренних волн и радиационной температуры поверхности океана иллюстрируют спектры когерентности (рис.5,а) и фазовые спектры (рис.5,б). Если бы ряды были некоррелированы, то при числе степеней свободы 30 значение оценок когерентности 95% обеспеченности не превышало бы уровень случайных ошибок 0,36. Стабильность сдвига фаз на исследуемых периодах также указывает на корреляцию колебаний температуры в термоклине и на свободной поверхности океана. Анализ фазового спектра показывает, что флуктуации радиационной температуры с точностью до регистрации и обработки данных находятся в противофазе с колебаниями температуры в термоклине (или синфазны со смещениями термоклина).

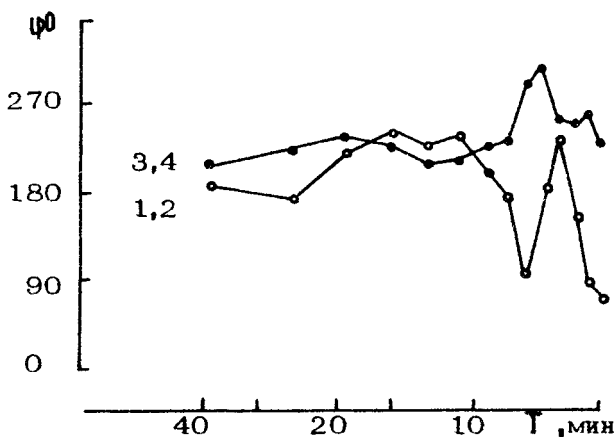
Интерпретация результатов эксперимента. Рассмотрим возможные причины воздействия внутренней волны на радиационную температуру поверхности океана. Флуктуации T_p не связаны с изменениями температуры однородного слоя, так как распределенный датчик температуры, расположенный непосредственно под поверхностью океана в слое 0-10 м, не зафиксировал колебаний температуры, превышающих $0,02^\circ$. С другой стороны, как обсуждалось в работе [4], имеется определенная возможность воздействия внутренней волны на перепад температуры ΔT в тонком (толщиной ~ 1 мм) подслое молекулярной теплопроводности под свободной поверхностью океана. Однако при скорости ветра $3 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$ капиллярные волны (способные наиболее эффективно воздействовать на ΔT) далеки от насыщения и динамические контрасты ряби между «слишком и невыглаженной» поверхностью не способны привести к значительным контрастам skin-температуры. К тому же, если принять, что возможные вариации



Р и с. 4. Автоспектры флуктуаций температуры: 1- радиационной, 2- в слое 44-54 м (эксп. на банке Ампер), 3- радиационной, 4- в слое 50-60 м (эксп. в дрейфе)



а)



б)

Р и с. 5. Спектры когерентности (а) и фазового сдвига (б)

скорости испарения по порядку величины соответствуют вариациям концентрации поверхностно-активных веществ (ПАВ), то ожидаемые аномалии скин-температуры будут порядка $\Delta T_{ц/с}$, где $ц/с$ - отношение горизонтальной скорости частиц на поверхности к фазовой скорости внутренней волны. При ΔT порядка нескольких десятых долей градуса возможные вариации скин-температуры будут порядка нескольких сотых долей градуса. Таким образом, в соответствии с [5].

наблюдаемые в эксперименте колебания радиационной температуры можно интерпретировать в рамках модели трансформации излучательной способности поверхности океана, за счет механизма перераспределения внутренней волной концентрации пленок ПАВ, правда, параметры ПАВ в эксперименте не измерялись.

Аппроксимируем вертикальное распределение температуры в однородном слое и верхнем термоклине моделью, в которой температура в слое $0 - h_0$ постоянна, а при $z > h_0$ средний градиент температуры постоянен и равен $\partial T / \partial z$.

Если предположить, что поле внутренних волн является статистически стационарным и горизонтально однородным, то смещения термоклина и искомые функции можно представить в виде интеграла Фурье-Стилтьеса (Ф-С). Компонента Ф-С флуктуаций радиационной температуры связана с компонентой Ф-С смещений верхней границы термоклина соотношением [5]

$$dT_p = - \left(\tau \Gamma \frac{\partial \varepsilon}{\partial \Gamma} / h_0 \right) d \xi_{h_0}, \quad (1)$$

где $\tau \approx 60$ К, Γ - концентрация (толщина) пленки ПАВ, ε - излучательная способность поверхности океана. В том случае, когда уровень размещения распределенного датчика z мало отличается от h_0 , компонента Ф-С флуктуаций температуры термоклина связана со смещением ξ_{h_0} выражением

$$dT = \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \cdot \frac{z}{h_0} d \xi_{h_0}. \quad (2)$$

Перейдем к построению спектральных соотношений. Определим пространственно-временные спектральные плотности по формулам

$$F_{XY}(k_1, \omega) = \frac{\overline{dX d^*Y}}{dk_1 dk_2 d\omega}, \quad (3)$$

где черта сверху означает теоретико-вероятностное осреднение, а звездочка - комплексно-сопряженную величину. Из этого определения и соотношений (1), (2) следует связь и подобие спектров F_{T_p} и F_{T_z}

$$F_{T_p} = \left(\tau \Gamma \frac{\partial \varepsilon}{\partial \Gamma} / z \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^2 F_{T_z}. \quad (4)$$

Этот результат качественно соответствует экспериментальному (см. рис.4). Очевидно, что теоретический коэффициент подобия спектров $\rho^2 = F_{T_p} / F_{T_x}$ существенно зависит от величины $\Gamma \frac{d\epsilon}{dT}$, характеризующей излучательные свойства поверхности моря, покрытой пленкой ПАВ. Так как мы не располагаем данными об оптических свойствах реальных пленок ПАВ, то для сравнения теоретического коэффициента подобия с экспериментальным в качестве оценки $\Gamma (d\epsilon/dT)$ примем значения 10^{-2} и $5 \cdot 10^{-2}$, характерные для нефтепродуктов. Результаты расчетов, представленные в табл. 2, по порядку величины согласуются с экспериментальными оценками.

Т а б л и ц а 2

$\lambda, \text{ м}$	$\frac{dT}{d\lambda} \cdot 10^3,$ град·см ⁻¹	$\rho^2_{\text{эксп}} \cdot 10^2$	$\rho^2_{\text{теор}} \cdot 10^2$	
			$\left \Gamma \frac{d\epsilon}{dT} \right = 10^{-2}$	$\left \Gamma \frac{d\epsilon}{dT} \right = 5 \cdot 10^{-2}$
50	2,0	5	0,4	9
55	1,0	20	1,2	20

Нетрудно убедиться, что в модели $\text{Im } F_{T_p, T_x} = 0$, а $\text{sign } \text{Re } F_{T_p, T_x} = \text{sign } \frac{d\epsilon}{dT}$. Следовательно, теоретический фазовый спектр $\theta_{T_p, T_x} = \pi$, если $\text{sign } \frac{d\epsilon}{dT} = -1$, и $\theta_{T_p, T_x} = 0$, если $\text{sign } \frac{d\epsilon}{dT} = 1$. Экспериментальное значение фазового спектра в диапазоне периодов 40 + 15 мин имеет в обоих экспериментах в среднем устойчивое значение, близкое к π (смещения термоклина и вариации радиационной температуры поверхности океана синфазны). Косвенная оценка параметра $\Gamma (d\epsilon/dT)$ поверхности океана, покрытой пленкой ПАВ, по данным эксперимента равна $4 \cdot 10^{-2}$.

Заключение. Экспериментальные исследования проявления внутренних волн в поле радиационной температуры поверхности океана, проведенные в естественных условиях открытого океана, показали, что колебания радиационной температуры коррелированы и синфазны со смещениями термоклина.

Спектр флуктуаций радиационной температуры подобен спектру температурных флуктуаций в термоклине.

Экспериментальная оценка показывает, что смещения термоклина в 5 м индуцируют на поверхности аномалию радиационной температуры порядка 0,2 К. Однако исследования были проведены при слабом ветре (скоростью $\sim 3 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$) и остается открытым вопрос о существовании этой связи при иных метеорологических условиях.

Интерпретация экспериментальных данных в рамках модели вариации излучательной способности океана за счет перераспределения внутренней волной концентрации пленок ПАВ позволила дать им непротиворечивое объяснение.

Л и т е р а т у р а

1. Apel J.R., et al. Observations of oceanic internal and surface waves from the earth resources technology satellite. - J.Geoph.Res., 1975, v.80, N6, p.865-881.
2. Гречко Г.М., Гришин Г.А., Толкаченко Г.Л. Наблюдения видимых проявлений динамики океана с борта орбитальной станции "Салют-6". - Исследования Земли из космоса, 1981, №4, с.5-10.
3. Нелепо Б.А., Кудряков Ю.М. Экспериментальное исследование характеристик внутренних волн дистанционными методами. - ДАН СССР, 1979, т.249, №4, с.980-983.
4. Кудрявцев В.Н. Оценка температурного контраста между сликом и чистой поверхностью. - Морские гидрофизические исследования. Севастополь: МГИ АН УССР, 1980, №3, с.76-85.
5. Гродский С.А., Кудрявцев В.Н. Формирование ИК-изображений внутренних волн на морской поверхности. (В наст. сборнике, с.111).

МЕДЛЕННЫЕ ВОЛНЫ В ЛЕДЯНОМ ПОКРОВЕ СЕВЕРНОГО ЛЕДОВИТОГО ОКЕАНА

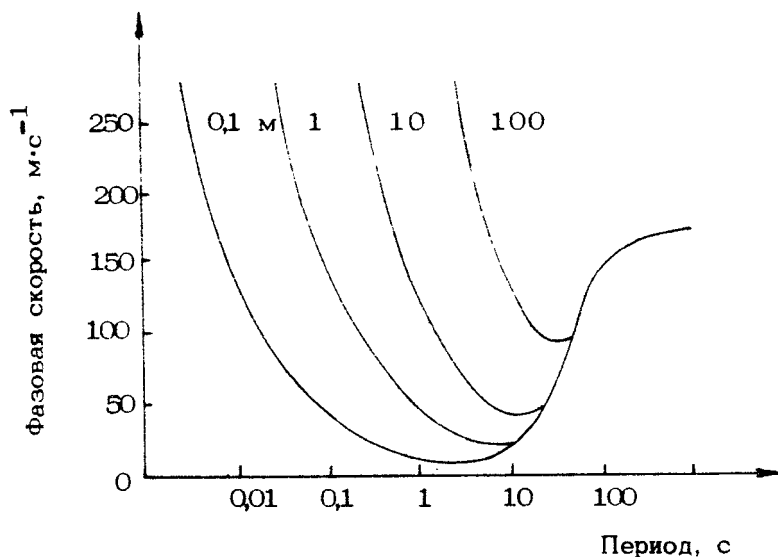
В.В.Богородский, В.П.Гаврило, В.Н.Смирнов

Изучение поверхностных и внутренних волн в Северном Ледовитом океане позволяет лучше понять механизм взаимодействия океана и атмосферы, что способствует решению проблемы прогноза гидрометеорологических явлений в Арктике.

В теоретических и экспериментальных работах по изучению поверхностных волн в море, покрытом льдом [1-15], имеются сведения о дисперсии фазовых и групповых скоростей распространения изгибно-гравитационных волн (рис. 1), о затухании волн в сплошных и битых льдах, о резонансных явлениях и др. Установлено, что естественные колебания ледяного покрова в диапазоне периодов 0,01 - 1000,0с создаются, в основном, за счет торожения льдов, воздействия ветра и прохождения свободных гравитационных волн со стороны чистой воды.

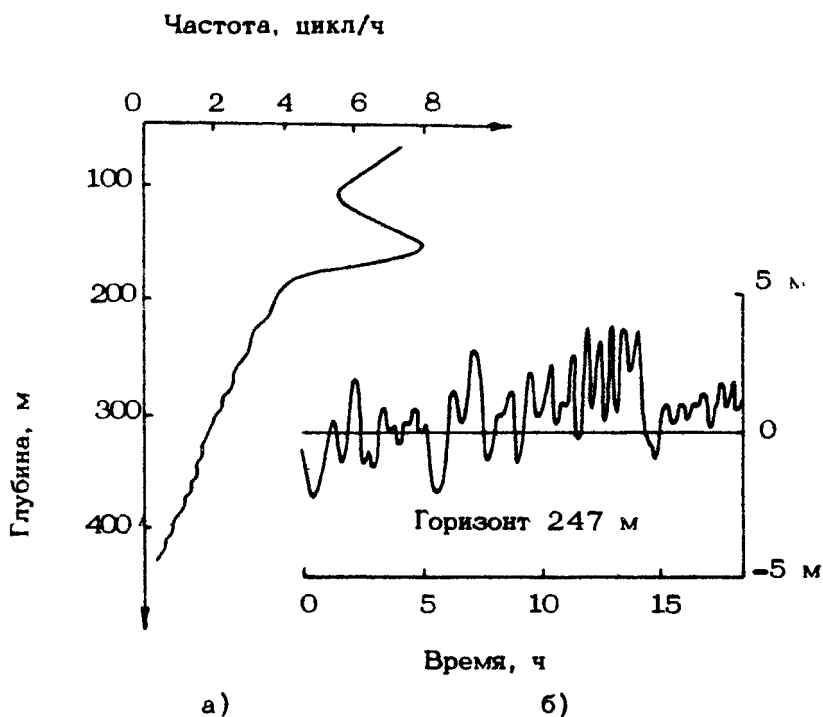
При анализе результатов исследования поверхностных волн море считалось однородным. Однако воды Арктического бассейна имеют ярко выраженную плотностную стратификацию, которая обуславливает развитие на границах раздела внутренних гравитационных волн (рис.2) [14]. Из теоретического решения задачи о внутренних волнах в двухслойной среде со свободной поверхностью раздела известно, что как на границе раздела двух жидкостей, так и на свободной поверхности существуют волны двух классов: собственно внутренние волны и поверхностные волны. На свободной поверхности (воздух - вода) наблюдается волновое движение, являющееся ре-

зультатом сложения волн обоих классов. Наличие ледяного покрова на свободной поверхности, очевидно, усложняет волновую структуру и в то же время позволяет применять методы для обнаружения тонких волновых эффектов в системе лед - вода.



Р и с. 1. Дисперсионные кривые фазовых скоростей распространения изгибно-гравитационных волн для льда различной толщины [12]

В ААНИИ был выполнен цикл работ на дрейфующих станциях "Северный полюс" для изучения структуры волновых процессов на поверхности Северного Ледовитого океана. Наблюдения проводились на льдинах с размерами в несколько километров в поперечнике и толщиной до 5 м. Льдину окружали сходящиеся ледяные поля, между которыми в летнее время образовывались полыньи и разводья. Исследование колебаний ледяного покрова и определение его упругих характеристик проводились с помощью сейсмических методов: использовались сейсмологические наклонометры и высокочастотные сейсмометры [6]. Для изучения внутренних волн измерялись звуковое давление в воде, температура и электропроводность воды на различных горизонтах [10].

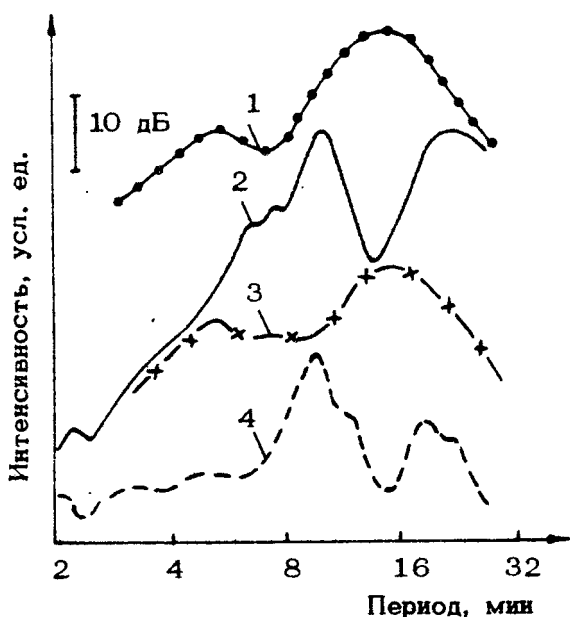


Р и с. 2. Профиль частоты Вьясяля-Брента (а) и колебания уровня 247м (б) подо льдом дрейфующей станции Т-3 [14]

Известно, что внутренние волны влияют на интенсивность звука, распространяющегося в фиксированном направлении. В условиях Арктического бассейна локальными звуковыми источниками являются зоны торошения ледяного покрова. Исследования уровня звукового давления с помощью заглубленного на 20-метровую глубину гидрофона показали, что в некоторые периоды времени огибающая регистрируемого процесса изменяется во времени, имея при этом вполне определенный спектр периодов колебаний, лежащий в диапазоне от единиц до десятков минут. Связи между характером изменчивости огибающей и изменениями метеорологической обстановки в эти интервалы времени не наблюдалось. Однако отмеченный частотный диапазон вписывается в интервал

частот Вайсяля, вычисленных для типичных условий Северного Ледовитого океана в зоне устойчивого верхнего термоклина. По-видимому, зарегистрированное гидрофоном изменение уровня звукового давления является следствием прохождения внутренних волн под ледяным покровом. Иными словами, изменение звукового поля в пространстве состоит в смене высокой и низкой интенсивности за счет фокусировки и расфокусировки распространяющейся звуковой энергии на впадинах и гребнях внутренней волны.

Внутренние волны регистрировались с помощью датчиков температуры и электропроводности [10]. Представление о спектральном составе колебаний температуры и звукового давления в зоне термоклина можно получить из рис.3.



Р и с. 3. Спектры колебаний: 1 - электропроводности воды на глубине 55 м; 2 - уровня звукового давления в воде на глубине 20 м; 3 - ледяного покрова; 4 - температуры воды на глубине 50 м

Исследование колебаний льда проводилось с помощью наклономеров. Методика наблюдений позволяла оперативно определять фазовую скорость, направление движения и высоту волны. Высота волны (двойная амплитуда) h определялась по формуле $h = \lambda \psi / \pi$, где λ - длина волны; ψ - максимальный наклон льдины при прохождении волны [6].

На рис.4 приведены типичные записи колебаний ледяного покрова. На долгопериодные колебания накладываются относительно короткопериодные ($T \approx 20-25$ с) поверхностные волны типа зыби. Форма волн носит самый разнообразный характер. Наблюдаются группы волн почти синусоидальной формы, иногда без видимой связи с метеоусловиями, регистрируются группы волн с явно выраженной нормальной дисперсией, спорадически возникают волны со "срезанными" гребнями и др.

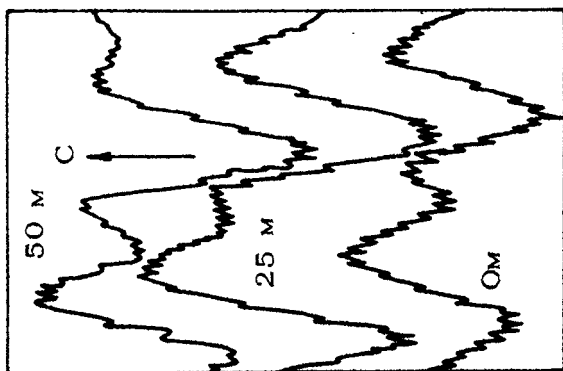
По наиболее устойчивым группам определялись основные характеристики волн: высота и фазовая скорость распространения. Векторная диаграмма колебаний ледяного покрова указывает на достаточно устойчивое направление движения волны (рис.5). Фазовые скорости волн с периодами 10-20 мин составляли $0,5 - 2,0$ м·с⁻¹. Максимальное значение высоты волны не превышало 5 мм.

Полученные данные говорят о том, что по ледяному покрову движется прогрессивная волна с очень малой для отмеченных периодов фазовой скоростью (медленные волны).

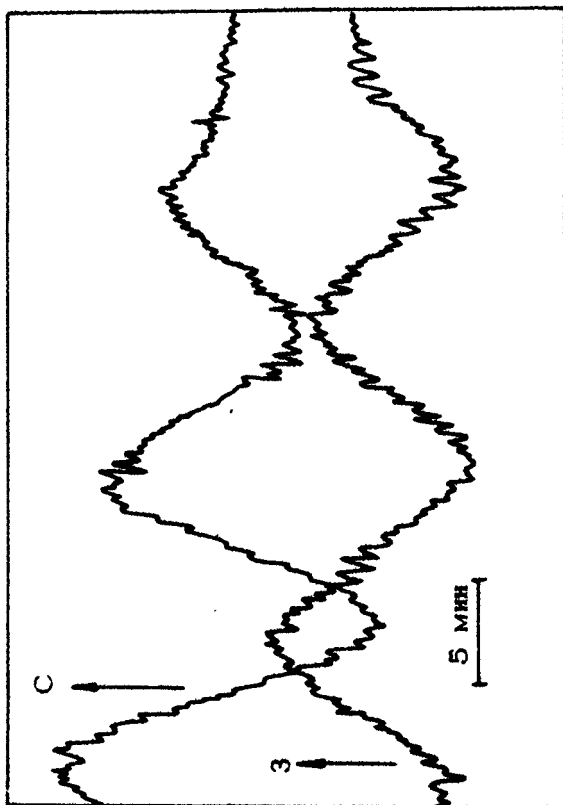
Возникновение медленных волн на поверхности Северного Ледовитого океана обуславливается короткопериодными внутренними гравитационными волнами.

Теоретическое рассмотрение свободных внутренних волн при наличии ледяного покрова на примере простейшей плотностной стратификации было рассмотрено в [2,8]. Расчеты показывают, что амплитуда колебаний поверхности оказалась незначительной. Например, для случая волны с длиной $\lambda = 730$ м и амплитудой $0,83$ м амплитуда колебаний поверхности достигает значения $-2,18$ мм (знак минус указывает на то, что колебания льда и внутренней поверхности раздела находятся в противофазе).

Синхронные исследования медленных волн и колебаний гидрофизических характеристик в слое наибольшего их градиента были проведены на дрейфующей станции СП-24.

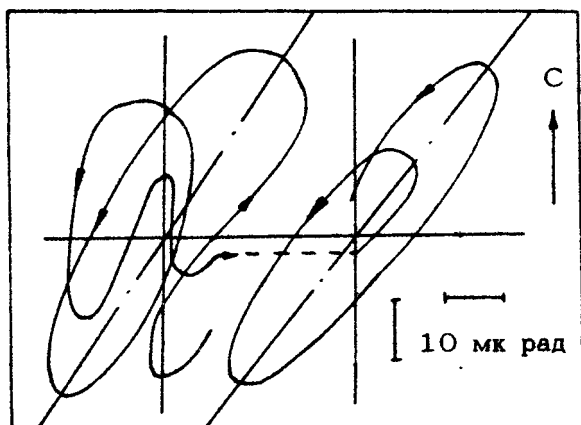


б)



а)

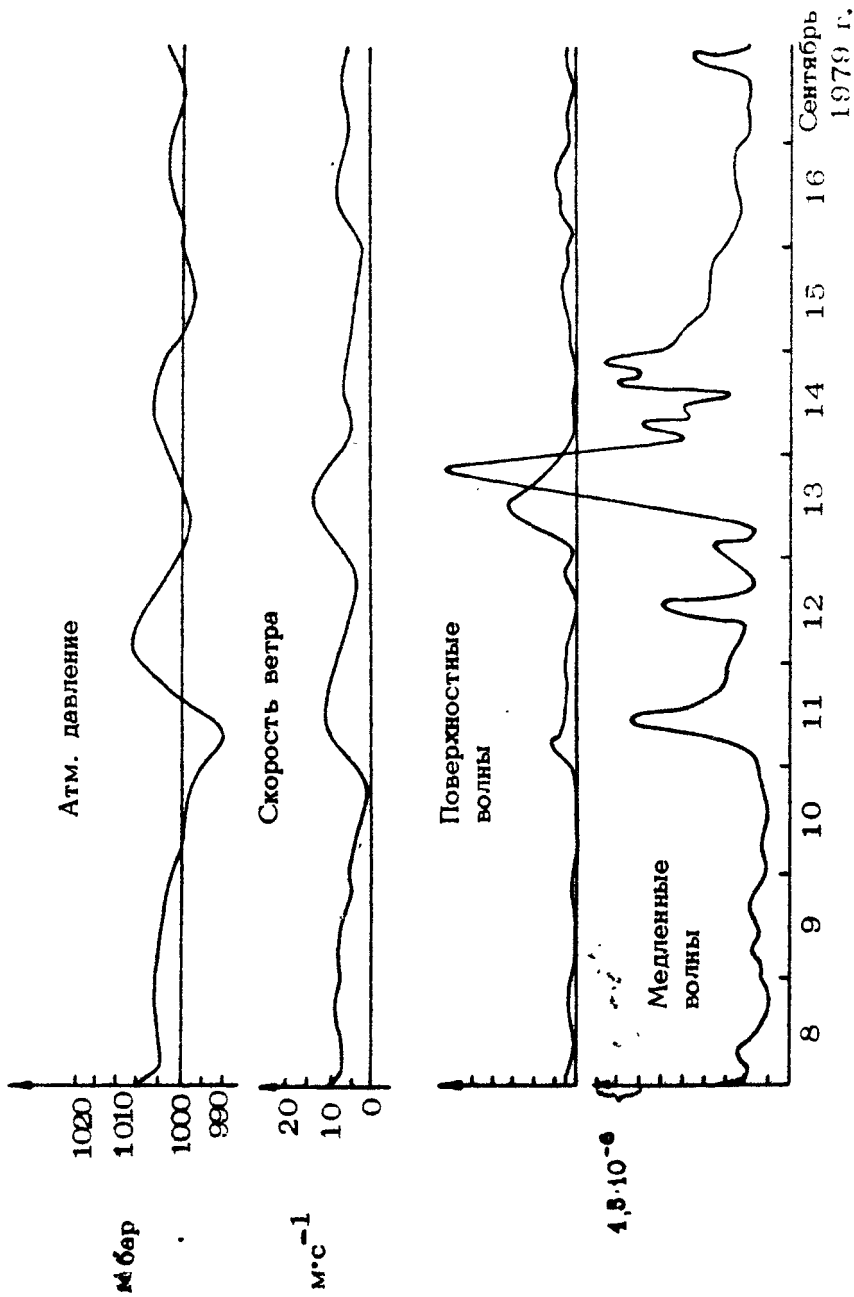
Р и с. 4. Типичные записи медленных волн: а - от двух ортогонально ориентированных наклонномеров; б - от трех наклонномеров, расположенных через 25 м на одной прямой



Р и с. 5. Векторная диаграмма наклонов ледяного поля при прохождении медленной волны

Кроме измерений температуры, измерялась также электропроводность, поскольку изменение солености морской воды более "ответственно" за плотностную стратификацию водных масс. В результате измерений отмечено наличие в верхнем слое океана характерных для него термо- и галоклина, образующих слой скачка плотности на глубине 50 м, на котором и развиваются внутренние волны. Взаимно корреляционный анализ непрерывных синхронных реализаций (длительностью несколько часов) колебаний льда и слоя наибольшего градиента электропроводности позволил выявить сходство характеристик волновых процессов, зарегистрированных в ледяном покрове и в воде. Значение когерентности на периодах 6–8 и 13–20 мин достигало 0,8. Однако отмечались также периоды наблюдений с низкой когерентностью во всем спектре колебательных процессов. Очевидно, что многомодовая структура внутренних волн, а также интерференционные эффекты требуют тщательного эксперимента.

На рис.6 показана изменчивость амплитуд поверхностных и медленных волн в ледяном покрове и сопутствующие им метеозаэлементы за длительный период непрерывных наблюде-



Р и с. 6. Ход метеозлементов и амплитуд поверхностных и медленных волн

ний на дрейфующей станции. Анализ графика позволяет утверждать следующее. Поверхностные волны с периодами 15–25 с возбуждаются штормовым ветром и приходят в точку наблюдения первыми, являясь своего рода "предвестниками" шторма. Действительно, поверхностные волны опережают момент усиления скорости ветра на 3–5 часов. Медленные волны 11 и 13 сентября запаздывают по отношению к поверхностным волнам на 6–10 часов. Из этого факта следует, что поверхностные волны, существуя длительное время, могут "раскачать слой" наибольшего градиента плотности воды с некоторым запаздыванием и возникающие в нем внутренние волны, достигая ледяного покрова, фиксируются в нем как медленные волны. На рис.6 можно также проследить появление медленных волн и без видимой связи с ветром и поверхностными волнами. Это говорит о том, что внутренняя волна, по-видимому, может проходить большие расстояния от места ее зарождения, что, в свою очередь, говорит о масштабах колебательного процесса.

Теория медленных волн может составить в дальнейшем раздел общей теории внутренних волн в среде атмосфера – лед – океан.

Л и т е р а т у р а

1. Березкин Вс.А. Динамика моря. Свердловск–Ленинград: Гидрометеиздат, 1947. 683с.
2. Богородский В.В., Гаврило В.П., Смирнов В.Н., Черкесов Л.В. Медленные волны в Северном Ледовитом океане – В кн.: Поверхностные и внутренние волны. Севастополь: МГИ АН УССР, 1978, с.122–126.
3. Гудкович З.М., Сытинский А.Д. Некоторые результаты наблюдений над приливными явлениями в Арктическом бассейне при помощи наклономеров. – Океанология, 1965, т.5, №5, с.57–60.
4. Ламб Г. Гидродинамика. М.–Л.: Гостехиздат, 1947. 928с.
5. Смирнов В.Н. Спектры микросейсм и изгибно-гравитационных циклонических волн. – В кн.: Проблемы Арктики и Антарктики. Л.: Гидрометеиздат, 1968, вып.29, с.70.
6. Смирнов В.Н., Линьков Е.М. Методика наблюдения за колебаниями ледяного покрова с помощью наклономеров. – Тр.ААНИИ, 1971, т.300, с.213–219.

7. Смирнов В.Н. Колебания ледяного покрова, обусловленные внутренними волнами Северного Ледовитого океана. - ДАН СССР, 1972, т.206, №5, с.1106-1108.
8. Смирнов В.Н., Савченко В.Г. О свободных внутренних волнах в море, покрытом льдом. - Тр.ААНИИ, 1972, т.306, с.108-122.
9. Сытинский А.Д., Трипольников В.П. Некоторые результаты исследования естественных колебаний ледяных полей Центральной Арктики. - Изв.АН СССР. Сер.геофиз., 1964, №4, с.615-621.
10. Федоров Е.К., Богородский В.В., Гаврило В.П., Смирнов В.Н. Медленные волны на поверхности Северного Ледовитого океана. - ДАН СССР, 1980, т.254, №6, с.1466-1468.
11. Хейсин Д.Е. Динамика ледяного покрова. Л.: Гидрометеоздат, 1967, с.217.
12. Hunkins K. Waves in the Arctic Ocean. - J.Geophys.Res., 1962, v.67, N6, p.2477-2489.
13. Lesohack L.A. Long-period vertical oscillation of the ice recorded by continuous gravimeter measurements from drift station T-3. Arctic Inst. of North America, 1964, v.17, N4, Dec., p.272-279.
14. Neshyba S., Neal V., Denner W. Spectra of internal waves. - J.Phys.Ocean, 1972, v.2, N1, p.91-95.
15. Robin G. de Q. Wave propagation through fields of pack ice. - Phil.Trans.Roy.Society, 1963, v.225, N1057, p.313-339.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТНОЕ ВОЛНЕНИЕ

С.А.Ермаков

ВВЕДЕНИЕ

Явление выглаживания поверхностного волнения под действием внутренних волн (ВВ) и образование сликов на морской поверхности весьма интенсивно изучаются в последние десятилетия [1]. При этом подавляющее большинство натуральных исследований сликовых полос носило характер наблюдений, которые позволили, в основном, установить сам факт связи сликовых полос с ВВ и возможность изучения последних дистанционными методами. В то же время ощущается острый недостаток данных целенаправленных экспериментов, которые позволили бы проанализировать роль различных факторов в образовании сликов и построить их теоретическую модель (фактически единственный пример такого рода представлен в работе [2]). Проведение подобных исследований требует, как правило, довольно специальных гидрометеорологических условий и большого объема измерений и оказывается весьма сложным в натуральных условиях. В связи с этим особенно большую роль приобретает лабораторный эксперимент.

К настоящему времени теоретически проанализирован ряд механизмов, обуславливающих выглаживание поверхностных волн (ПВ) внутренними (в частности, эффекты, связанные с синхронизмом ВВ и ПВ [3] и влиянием пленок поверхностно-активных веществ (ПАВ) [4] и турбулентности [5,6]), которые могут быть независимо исследованы в лабораторных условиях с целью их последующей проверки в натуре. Однако до последнего времени лабораторное моделирование явления

выглаживания значительно отставало от натуральных исследований и лишь сейчас получает должное развитие. Достаточно сказать, что систематическое наблюдение сликовых полос на море началось в 50-х гг. (см. [7]), а выглаживание ветровых волн в лабораторных условиях впервые смоделировано лишь в 1980г. [8].

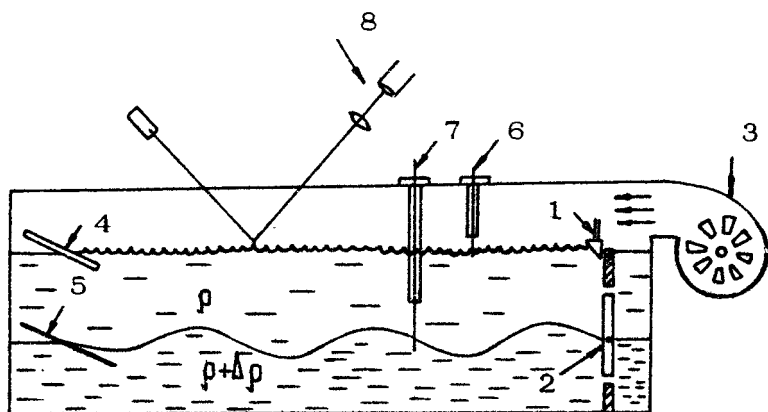
Первый лабораторный эксперимент относился к механизму образования сликов, связанному с действием пленок ПАВ [7]. Наблюдалось сжатие и растяжение пленки и соответственно увеличение и уменьшение гашения регулярной ряби, возбуждаемой волнопродуктором на поверхности воды. Эксперимент дал качественное подтверждение предлагаемого механизма сликообразования, хотя детальных количественных измерений выполнено не было, не проводились и эксперименты с ветровыми волнами.

Все последующие лабораторные исследования [8 - 12] (см. также [1]) относятся к резонансному механизму выглаживания. Здесь довольно подробно количественно изучена модуляция амплитуды, длины волны, частоты ПВ под действием ВВ и разбиение в итоге первоначально синусоидальной ПВ на отдельные волновые пути. При этом удовлетворительное теоретическое описание получила лишь начальная стадия развития модуляции. Что касается стадии образования сликов как для регулярных [8,11,12], так и для ветровых [8, 12] поверхностных волн, то здесь дана пока лишь качественная интерпретация результатов (их количественный теоретический анализ проводится в настоящее время).

Ниже будут представлены в основном результаты, полученные в работах [8-12]. Описаны экспериментальные установки, аппаратура и методика измерений, приведены данные по модуляции регулярных и ветровых ПВ. Дано обсуждение полученных результатов. Результаты эксперимента [7] по проверке "пленочного" механизма выглаживания изложены довольно кратко, поскольку они, как отмечалось выше, носят лишь качественный характер.

ОБОБЩЕННАЯ СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТОВ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Эксперименты [8-12] проводились в лотках (рис.1), заполняемых стратифицированной двухслойной жидкостью. Верхним слоем служила пресная вода, нижним - смесь фреона и керосина (перепад плотности $\Delta\rho = 0,15, 0,29 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$) [9], либо раствор поваренной соли ($\Delta\rho = 0,02 - 0,15 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$) [8, 10-12]. В начале лотков устанавливались волнопродук-



Р и с.1. Обобщенная схема экспериментов [8-12].
1,2 - волнопродукторы ПВ и ВВ, 3 - вентилятор,
4,5 - волногасители ПВ и ВВ, 6,7 - волнографы
ПВ и ВВ, 8 - измеритель наклонов ПВ

торы ПВ и ВВ, работающие независимо друг от друга и способные возбуждать монохроматические волны с регулируемой частотой. На противоположном конце лотков устанавливались волногасители ВВ и ПВ; коэффициенты отражения во всех экспериментах не превышали 10%. Амплитуды Q ПВ в экспериментах были порядка $1 - 2$ мм, частоты $f \sim 2 - 8$ Гц; для ВВ соответственно $\lambda \sim 0,4 - 1,5$ см и $f \sim 0,2 - 0,3$ Гц. Основные характеристики экспериментов [8-10] даны в таблице, где приведены также рассчитанные (см. ниже) значения параметра $\beta = U/c$ и рассматриваемые длины взаимодействия, измеренные в характерных длинах развития амплитудной модуляции $L_d = 2\sqrt{2}(\sqrt{\beta}K)^{-1}$

(U – амплитуда горизонтальной скорости, создаваемой ВВ на поверхности воды; C – фазовая скорость и K – волновое число ВВ).

Измерение поверхностных и внутренних волн производилось электродными волнографами, обладающими хорошей линейностью и постоянством чувствительности в диапазоне частот исследуемых волн. Минимально регистрируемые амплитуды колебаний поверхности составляли величины порядка 0,01 – 0,05 мм, границы раздела 0,1 – 0,2 мм. В работе [9] проводилось также измерение наклонов ПВ при помощи оптического наклономера (пределы измерений $\pm 14^\circ$).

В экспериментах [8–12] с регулярными ПВ проводились синхронная запись колебаний поверхности и границы раздела и спектральный анализ реализаций ПВ, рассчитывались коэффициенты амплитудной модуляции m , частотной модуляции ν и модуляции наклонов γ по формулам

$$m = \frac{\max a - \min a}{\max a + \min a}, \quad \nu = \frac{\max f - \min f}{\max f + \min f}, \quad \gamma = \frac{\max(\kappa a) - \min(\kappa a)}{\max(\kappa a) + \min(\kappa a)}.$$

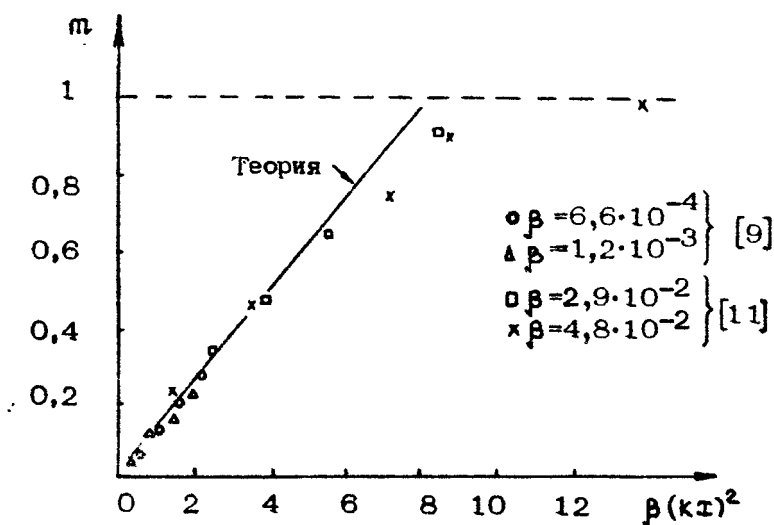
Были исследованы зависимости коэффициентов модуляции от расстояния, амплитуды ВВ, соотношения величин фазовой скорости ВВ и групповой скорости C_g ПВ, а также положение максимума амплитуды ПВ относительно фазы ВВ. При этом U , C , C_g рассчитывались на основе формул линейной теории, в частности, для величины U в двухслойной модели стратификации имеем $U = [KA(\operatorname{sh} Kh_1)]^{-1}$, где h_1 – толщина верхнего однородного слоя.

В экспериментах с ветровыми ПВ [8,12] проводились запись реализаций ПВ и ВВ и спектральный анализ ПВ. Исследовалась модуляция средней амплитуды волнения от амплитуды ВВ и скорости ветра [12], а также изменчивость частотных спектров волнения [8]. Для этого проводился машинный спектральный анализ отрезков реализаций ветрового волнения, соответствующих различным фазам ВВ (в частности, анализировались спектры над гребнями и впадинами ВВ) с усреднением по достаточно большому числу таких отрезков.

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА РЕГУЛЯРНЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

При возбуждении в лотке ВВ, скорость ζ которой достаточно близка к ζ_0 регулярной ПВ, возникает модуляция амплитуды, частоты, длины волны ПВ. Модуляция растет с расстоянием, с увеличением амплитуды ВВ и по мере приближения к резонансу $\zeta = \zeta_0$. В работе [9] ПВ модулировалась весьма слабо даже на достаточно больших расстояниях ($L \sim 10$ м) в силу малости амплитуды ВВ ($\beta \sim 10^{-4} - 10^{-3}$). При больших амплитудах ($\beta \sim 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-2}$) уже на расстояниях 1,5 - 2 м величина m достигала 50-100%, а затем происходило разбиение первоначально синусоидальной ПВ на отдельные волновые пути, разделенные сликами, хорошо наблюдавшимися визуально [8,11]. Пример записи ПВ на разных расстояниях от волнопродуктора дан на рис.2 (см. вклейку на с. 246). В спектре ПВ, состоящем первоначально из острого пика на частоте f , с появлением амплитудно-частотной модуляции возникали сателлиты на частотах $f \pm n f$, число n которых достигало 3-4 (рис.2).

Амплитудная модуляция. Коэффициент m оказывается прямо пропорциональным амплитуде ВВ ($m \sim \beta$) и при резонансе растет квадратично с расстоянием вплоть до достаточно больших значений (порядка 0,7 - 0,8). Эти выводы непосредственно следуют из рис.3, на котором представлены полученные в [8-11] значения m в зависимости от квадрата безразмерного расстояния $\beta (KL)^2$. Видно, что $m \sim \beta (KL)^2$, и приближается к 1 при $\beta (KL)^2 \sim 9 - 10$. Расстояния $\beta (KL)^2 \geq 10$ соответствуют области сликов. При отстройке по частоте ПВ от резонанса $\zeta = \zeta_0$ амплитудная модуляция уменьшается (см.рис.4,а, на котором, в частности, приведены данные измерений [9]). Отметим, что при исследовании резонансного характера амплитудной модуляции в капиллярно-гравитационной области частот ПВ ($f \leq 8-9$ Гц) [12] наблюдалось более сложное поведение коэффициента модуляции: при $\zeta/\zeta_0 > 1$ величина m вначале уменьшалась, а затем (при $\zeta/\zeta_0 \geq 1,15 - 1,2$, что соответствовало частотам $f \sim 5 - 6$ Гц) быстро возрастала (см рис 4,а где приведены результаты эксперимента [12]).

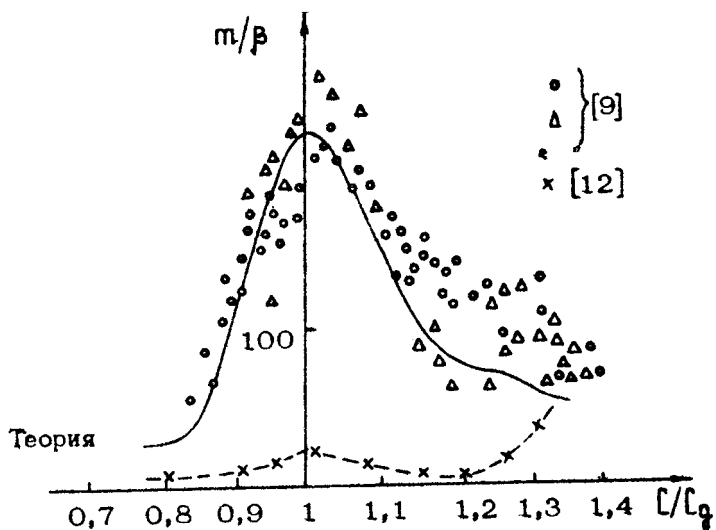


Р и с.3. Зависимость коэффициента амплитудной модуляции ПВ при резонансе от безразмерного расстояния.

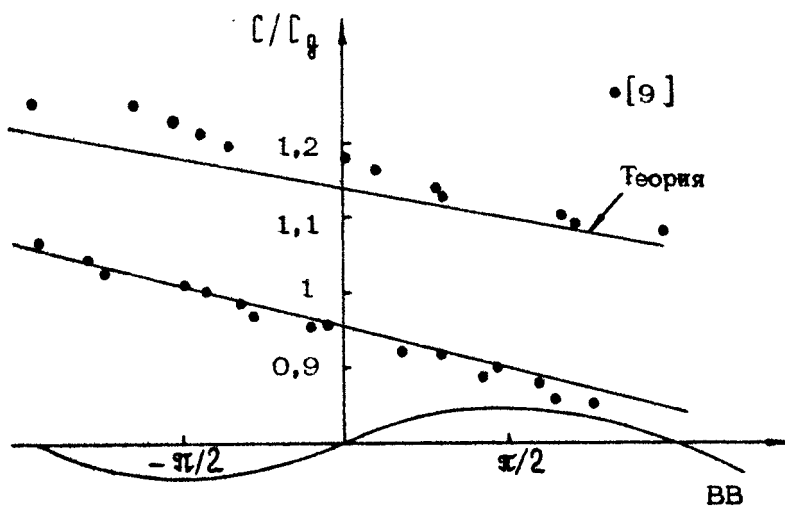
Это связано, видимо, с близостью резонанса в капиллярной области и более подробно обсуждается ниже.

Положение максимумов амплитуды ПВ. Максимумы амплитуды, соответствующие на больших расстояниях центрам лучей ПВ, при резонансе расположены над впадинами ВВ. Если ПВ распространяется быстрее, чем ВВ, т.е. $\zeta < \zeta_g$, то лучи смещаются на задний склон ВВ, при $\zeta > \zeta_g$ - на передний склон, достигая при $\zeta/\zeta_g \sim 1,1 - 1,2$ гребня ВВ (рис.4,б).

Модуляция наклонов ПВ. Поведение зависимостей коэффициента модуляции наклонов от расстояния, амплитуды ВВ и отношения скоростей ζ/ζ_g оказывается весьма близким к характеру соответствующих зависимостей для коэффициента амплитудной модуляции. Величина τ , как и m , прямо пропорциональна β , при $\zeta = \zeta_g$ растет с расстоянием практически также, как и величина m (по крайней мере, на длинах $\sqrt{\beta} \text{ км} \lesssim 1,5$ в эксперименте [9]), и изменяется резонансным образом при отстройке ζ/ζ_g от 1 [9]



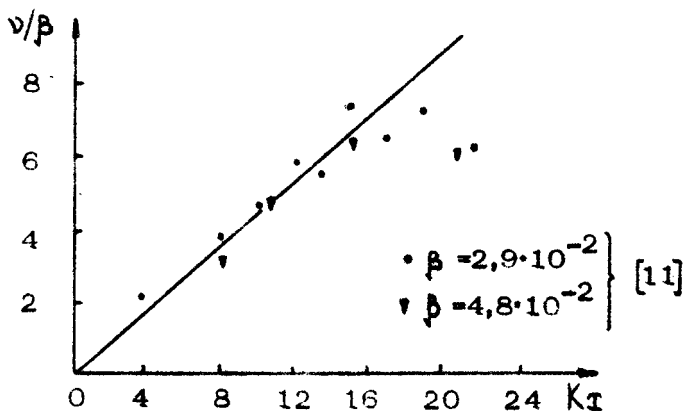
а)



б)

Р и с. 4. Нормированный коэффициент амплитудной модуляции (а) и положение максимумов (б), как функция отношения скоростей C/C_g

Частотная модуляция, Коэффициент ν , измеренный в [8,11], при $l=l_g$ прямо пропорционален β и на не слишком больших расстояниях растет по линейному закону. Как следует из эксперимента, величина ν/β прямо пропорциональна K_T вплоть до расстояний порядка длины развития стопроцентной амплитудной модуляции (рис.5), которые в условиях [8,11] соответствовали величинам $K_T \sim 14-16$. На больших расстояниях наблюдается уменьшение коэффициента частотной модуляции. Зависимости коэффициента ν от l/l_g в [9,11] не исследовались, однако в [9] приведены данные, подтверждающие резонансный характер коэффициента модуляции волнового числа K гравитационных ПВ; поскольку последний пропорционален величине ν (для гравитационных волн он равен $2^{-1}\nu$), то естественно ожидать резонансного поведения величины ν в зависимости от l/l_g .



Р и с.5. Зависимость нормированного коэффициента частотной модуляции ПВ при резонансе от расстояния

Обсуждение результатов. Изменчивость поверхностной волны в поле ВВ может быть проанализирована на основе уравнения сохранения адиабатического инварианта ПВ и кинематического уравнения для волнового числа K ПВ ("сохранения плотности волн") в движущейся среде [13], которые в одномерном случае имеют следующий вид:

$$(\partial/\partial t)(a^2/\omega_k) + (\partial/\partial t)[(l_g + U)(a^2/\omega_k)] = 0 ;$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial \tau} = - \frac{\partial \bar{\omega}}{\partial \tau}; \quad \omega = \omega_k + kU, \quad (1)$$

где $\omega_k = (\rho k + \frac{g}{\rho} k^3)^{1/2}$ - частота гравитационно-капиллярной ПВ.

Альтернативным является спектральный подход, оперирующий с уравнениями для спектральных амплитуд спутников $a_n = a(\omega + n\Omega)$ на частотах $f + nF$ [14]:

$$\frac{da_n}{d\tau} = iV(n)A^* a_{n+1} \exp(i\Delta_n \tau) + iV(n)A a_{n-1} \exp(-i\Delta_n \tau), \quad (2)$$

где $V(n)$ - матричный коэффициент взаимодействия ВВ и ПВ, Δ_n - расстройка взаимодействующих волн по волновым числам.

При анализе уравнений (1), записанных в характеристической форме, в работе [9] в приближении теории возмущений были получены выражения для малых поправок к амплитуде и волновому числу ПВ. В частности, при резонансе коэффициент амплитудной модуляции (при $k\tau \geq 10$) может быть представлен следующим выражением:

$$m \approx \frac{1}{8} \beta (k\tau)^2 = (\tau/\tau_a)^2 \quad \tau_a = 2\sqrt{2}(\sqrt{\beta} k)^{-1} \quad (3)$$

Как показывает сравнение с результатами экспериментов формула (3) достаточно хорошо описывает амплитудную модуляцию (см рис 3) вплоть до достаточно больших значений m (порядка 0,7 - 0,8), т.е. даже за рамками применимости приближения теории возмущений. Резонансная кривая, рассчитанная в [9], приведена на рис 4 а. Следует отметить хорошее согласие с экспериментом при $\zeta < \zeta_g$; в области же $\zeta/\zeta_g > 1$ наблюдается значительное превышение измеренных в [9] значений m над теорией, m растет с ростом ζ/ζ_g и достигает (при $\zeta/\zeta_g \sim 1,3$) 100%. Такое расхождение, по-видимому, связано с учетом в теории [9] капиллярной ветви ПВ. Для капиллярно-гравитационных ПВ (частоты $f \geq 4$ Гц) следует ожидать более сложного, чем получено в [9], вида резонансных кривых. Кроме гравитационной ветви резонансное условие $\zeta = \zeta_g$ будет выполнено и для капиллярной области частот ПВ. Если значение ζ достаточно близко к $m\zeta_g$, то резонансы в гравитационной и капиллярной областях не сильно разнесены по частоте (например, как в [12], при $\zeta \approx 20 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, $f_{\text{рез гв}} = 4,5$ Гц, $f_{\text{рез капил}} = 10$ Гц) и являются связанными. При этом

провал на резонансной кривой в области $l/l_q > 1$ может быть весьма слабым или отсутствовать вообще. Это и подтверждается качественно результатами [12] на рис.4,а. Зависимость коэффициента модуляции наклонов ПВ от расстояния при резонансе, рассчитанная в [9], хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Резонансная же кривая для χ [9], как и в предыдущем случае при $l/l_q > 1$, дает заниженные по сравнению с измеренными значения.

Для расчета спектров ПВ и коэффициента частотной модуляции удобнее исходить из спектральных уравнений (2). Если пренебречь расстройкой Δ_n и зависимостью V от n (для взаимодействия поверхностных и внутренних волн имеем $VA = 2^{-1} \beta k$ [11]), то спектр ПВ описывается следующим точным решением уравнений (2) [14]:

$$a_n(x) = i^n a_0(0) J_n(\beta k x). \quad (4)$$

При этом поверхностная волна $a(x, t) = \sum_n a_n(x) \exp[i(\omega + n\Omega)t - ik(\omega + n\Omega)x]$ имеет постоянную амплитуду и промодулирована по частоте с коэффициентом модуляции, равным при $l = l_q$

$$\nu = \frac{1}{2} \beta k x. \quad (5)$$

Учет расстройки и зависимости $V(n)$ приводит к появлению амплитудной модуляции (ее величина найдена из (2) методом возмущений и она согласуется с результатами [9]) и изменению характера частотной модуляции, которые становятся существенными при $x \geq x_d$. Поскольку характерная длина развития частотной модуляции $T_y = (k\beta)^{-1}$ и в условиях экспериментов [8,11] в 2-3 раза меньше x_d , то на расстояниях $x \sim T_y$ можно ожидать хорошего согласия результатов измерений спектров и величин с выражениями (4), (5). Зависимость (5) (см.рис.5), действительно, хорошо описывает данные эксперимента вплоть до расстояний порядка T_d , а амплитуды сателлитов близки к рассчитанным по формуле (4) (отмечены пунктиром на рис.2) при $x < T_y$. На больших расстояниях расхождение с (4), (5) становится, как и следовало ожидать, весьма сильным.

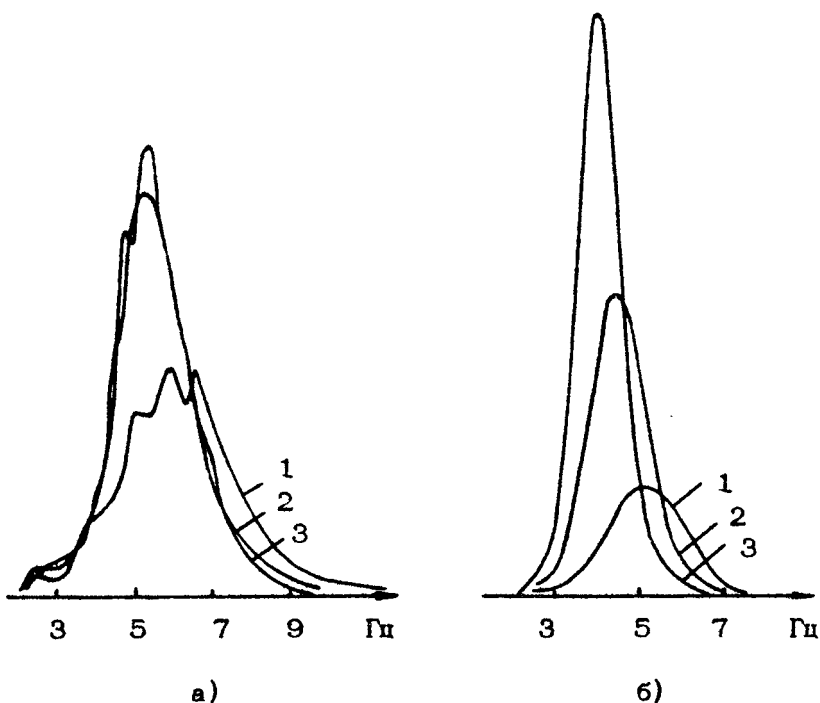
На стадии образования сликос изменения амплитуды, волнового числа и частоты ПВ становятся сильными, что не позволяет использовать теоретические результаты [9,11]. Для качественной интерпретации соответствующих эффектов

воспользуемся аналогией процесса взаимодействия поверх-
ностных и внутренних волн и поведения пучка заряженных
частиц в поле плазменной волны. Эта аналогия следует из
анализа кинематики волнового пакета, которая описывается
характеристическими уравнениями, следующими из второго
уравнениями (2) и аналогичными гамильтоновским уравнени-
ям для частицы с гамильтонианом $\omega(k, \tau, t)$ [15]. При
этом эффективная масса волнового пакета есть $(dC_g/dk)^{-1}$,
а сила R , действующая на него, есть $-k(dU/d\tau)$. Если
скорость пучка частиц близка к скорости волны, то происхо-
дит группировка ("бунчировка") частиц (ее начальная ста-
дия фактически и описана выше) в сгустки, располагающиеся
в областях нулевого поля, где $\partial R/\partial \tau < 0$ [16]. Для грави-
тационных ПВ группировка (образование цугов) будет проис-
ходить над максимумами скорости U , т.е. над подошвами
основной моды ВВ. Если скорость ПВ (скорость "пучка")
 $C_g > C$, то цуги сдвигаются в области тормозящего поля,
что соответствует смещению цуга ПВ на задний склон ВВ;
в обратном случае ($C < C_g$) цуг смещается на передний
склон, что и наблюдается в эксперименте. Для капиллярных
ПВ эффективная масса квазичастиц меняет знак и при резо-
нансе в капиллярной области бунчировка происходит не над
подошвами, а над гребнями ВВ. Характерный период T_g
колебаний пакетов ПВ вблизи нулей поля ВВ составляет
 $T_g = (F \sqrt{k} |dC_g/dk| C^2 \beta)^{-1}$, соответственно характерное время
группировки ПВ должно быть порядка $\tau_g \sim 4^{-1} T_g$. Нетрудно
видеть, что для гравитационных ПВ соответствующая
длина $L_g \sim (5/\beta K^2)^{1/2}$, что достаточно хорошо согла-
суется с получаемой в эксперименте длиной L_d . Время
 T_g , как следует из приведенного выше выражения, мо-
жет достигать весьма больших значений при $dC_g/dk \rightarrow 0$,
т.е. на частотах ПВ $f \sim 5 - 6$ Гц; соответственно в этой
области частот коэффициент η должен быть достаточно
мал. С дальнейшим ростом частоты ПВ, т.е. при переходе
на капиллярную ветвь дисперсионной кривой, T_g начинает
уменьшаться, а η соответственно нарастает. Эти особен-
ности поведения коэффициента η согласуются в капиллярно-
гравитационной области с данными эксперимента [12]
(см.рис.4).

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ВЕТРОВЫЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

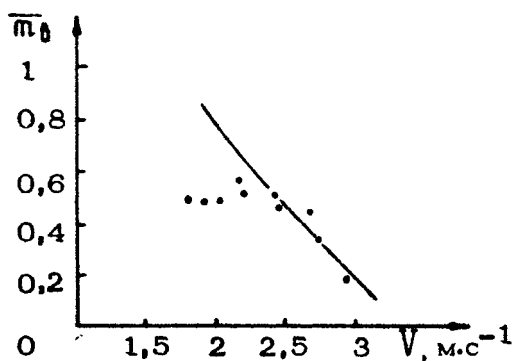
Как показали эксперименты [8,12] с ветровыми ПВ, при возбуждении ВВ достаточной амплитуды ($A \geq 3 - 4$ мм, $\beta > 10^{-2}$) и умеренных скоростях ветра ($V \sim 1,5 - 2$ м·с $^{-1}$) наблюдалось весьма сильное выглаживание ПВ с образованием отчетливо наблюдаемых визуально сликовых полос. Скорость ВВ в [8,12] подбиралась близкой к групповым скоростям энергонесущих спектральных составляющих ветрового волнения. В отличие от случая регулярных ПВ, для ветровых ПВ даже на достаточно больших расстояниях не происходило полного выглаживания, модуляция амплитуды достигала некоторого предельного значения, не превышая 100%. Пример синхронной записи ВВ и ветровых ПВ при скорости ветра 1,5 м·с $^{-1}$ на расстоянии 2 м представлен на рис.6 (см.вклейку на с. 247). С ростом скорости ветра величина модуляции уменьшалась и уже при скоростях $V \sim 3,5$ м·с $^{-1}$ выглаживания практически не наблюдалось. Отметим, что измерения ветровых ПВ в [8,12] проводились на таких расстояниях, где волнение можно было считать установившимся. Для скоростей $V \leq 3$ м·с $^{-1}$ это условие выполнялось на расстояниях порядка 1,5 - 2 м, при больших же скоростях ветра волнение в лотке было неустановившимся. Это видно из рис.7, на котором приведены результаты измерений развития спектров ПВ при $V=3,5$ и 5 м·с $^{-1}$ на разгонах 1,1, 1,8 и 2,6 м.

Коэффициент модуляции. Коэффициент модуляции \bar{m}_β средней амплитуды ветровых ПВ линейно растет с ростом амплитуды ВВ и быстро спадает с увеличением V , соответствующие результаты [12] приведены на рис.8 ($\beta = 3 \cdot 10^{-2}$, $C = 21$ см·с $^{-1}$, $K = 8,4 \cdot 10^2$ см $^{-1}$). Как следует из рис.8 при $\beta \approx 0,03$, $V \sim 1,5 - 2$ м·с $^{-1}$, $L = 2$ м предельное значение \bar{m}_β имеет величину порядка 0,5-0,6. При скоростях ветра меньших 1,7 м·с $^{-1}$ ветровое волнение носит нестационарный, дуговой характер с периодами, сравнимыми с периодом ВВ; это маскирует эффекты выглаживания, и при малых скоростях ветра сликовые полосы отсутствуют.

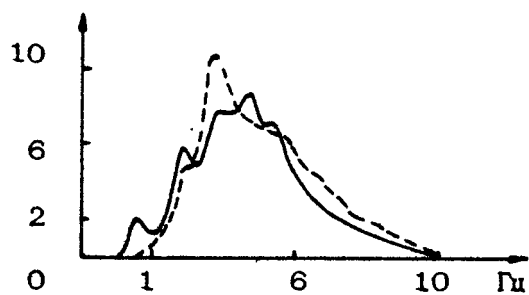


Р и с.7. Спектры ветровых ПВ при разных раз-
гонах и скоростях ветра: 1 - $\tau = 1,1$ м, 2 -
 $\tau = 1,8$ м, 3 - $\tau = 2,6$ м; $V = 3,5$ м·с⁻¹ (а) ;
 $V = 5$ м·с⁻¹ (б)

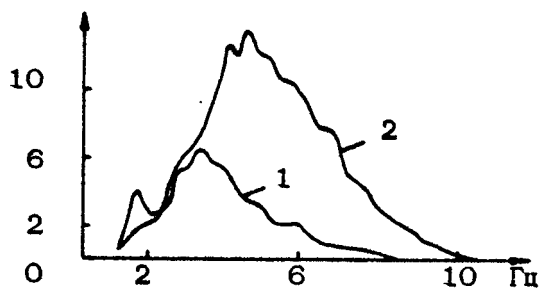
Изменчивость спектров ветровых ПВ. Воздействие ВВ на ПВ проявляется как для текущих, так и для усредненных спектров ПВ. На рис.9,а приведены спектр ветровых ПВ без ВВ ($\beta \approx 2,5 \cdot 10^{-2}$, $V = 2$ м·с⁻¹) и усредненный спектр с ВВ ($\beta \approx 20$ см·с⁻¹) [8]. Следует отметить, что ВВ несколько уширяет спектр на частоты порядка 0,5 Гц, т.е. на частоты порядка частоты ВВ, подобно уширению спектра регулярных ПВ за счет появления сателлитов, энергия ветровых ПВ, т.е. интеграл от спектра, при этом практически не меняется. Текущие спектры ПВ подвержены гораздо более сильному влиянию ВВ. На рис.9,б представлены спектры ПВ, соответствующие средним спектрам на рис.9,а, в дугах и сликах (дуги ПВ расположены над подошвами, а слики -



Р и с.8. Коэффициент модуляции средней амплитуды ветровых ПВ как функция скорости ветра ($\beta=0,03$)



а)



б)

Р и с.9. Усредненные спектры ПВ: а - без ВВ (сплошная линия), при наличии ВВ (пунктирная линия); б - в сличках (1) и цугах (2)

над гребнями ВВ). Величины спектрального коэффициента модуляции $m_g(f)$, т.е. коэффициента модуляции интенсивности отдельных спектральных составляющих, достигают 0,7 - 0,8; при этом отсутствует сколько-нибудь выраженный резонанс вблизи резонансных частот ПВ (4,5 Гц в гравитационной и 10 Гц в капиллярной областях), что аналогично случаю регулярных ПВ и так же, как и там, может быть связано с перекрытием резонансов.

Обсуждение результатов. Количественные расчеты изменчивости ветрового волнения под действием ВВ могут быть сделаны, например, на основе модели [3], однако, как уже упоминалось, такие расчеты пока не закончены, поэтому ограничимся качественной интерпретацией имеющихся результатов.

Как и для регулярных ПВ, для ветрового волнения в поле ВВ можно пользоваться аналогией с пучком частиц, с той разницей, что функция распределения частиц по скоростям (аналог спектра ПВ) является размытой и действует механизм релаксации функции распределения к невозмущенному состоянию (аналог механизма установления спектра ветрового волнения). Если характерная длина бунчировки L_g меньше длины релаксации, имеющей порядок обратного инкремента ветровых волн μ^{-1} , то на расстояниях $L \lesssim \mu^{-1}$ трансформация спектра происходит аналогично случаю регулярных ПВ. Эта ситуация соответствует случаю слабых ветров, здесь действительно имеется сходство в характере модуляции ветровых и регулярных ПВ: одинаковый порядок величины коэффициентов модуляции и уширение спектров, соответствие в положениях дугов ПВ, широкая резонансная область частот и т.д. В обратной ситуации $L_g \gg \mu^{-1}$ (сильный ветер) спектр все время близок к установившемуся и трансформация его в поле ВВ несущественна, что и наблюдается в эксперименте.

Дадим грубую оценку установившейся величины коэффициента модуляции ветровых ПВ m_g , полагая, что на расстояниях $L \lesssim \mu^{-1}$ модуляция развивается так же, как и для регулярных ПВ, т.е.

$$m_g \sim m(\beta, f, K, L) \Big|_{L \sim \mu^{-1}} \quad (6)$$

Таблица

Литера тип	Размеры лотка, м	Параметры стратификации	Скорость ветра, м · с ⁻¹	ПВ		ВВ		$\rho = U/C$	α / λ
				частота, Гц	амплитуда, мм	частота, Гц	амплитуда, мм		
[9]	1,2x0,9x0,9	$\Delta\rho = 0,15;$ $0,29 \text{ г · см}^{-3}$ $h_1 = 7,5 \text{ см}$ $h_2 = 7,5 \text{ см}$	$\tau =$	2,2-4,45	1,3	0,256	3,6-7,5	$4 \cdot 10^{-4} -$ $- 10^{-3}$	0,55
[10]	8,25x0,6x0,6	$\Delta\rho = 0,02 - 0,06 \text{ г · см}^{-3}$	$\tau =$	2,3-8	0,1-0,5	0,05-0,3	2,5-16	$2,5 \cdot 10^{-2} -$ $- 5 \cdot 10^{-2}$	0,7
[8]	4,5x0,3x0,5	$\Delta\rho = 0,06 - 0,1 \text{ г · см}^{-3}$ $h_1 = 17 \text{ см}$ $h_2 = 11 \text{ см}$	$\tau =$	2,5-7	1 - 4	0,2 - 0,3	5 - 15	$3 \cdot 10^{-2} -$ $- 5 \cdot 10^{-2}$	1,8

Инкремент μ , по данным ряда лабораторных экспериментов, можно представить следующей эмпирической формулой (см., например, [2]):

$$\mu \approx 10^{-2} \frac{2\pi f U_*}{c_g c(f)} [1 + 1,6 U_* / c(f)], \quad (7)$$

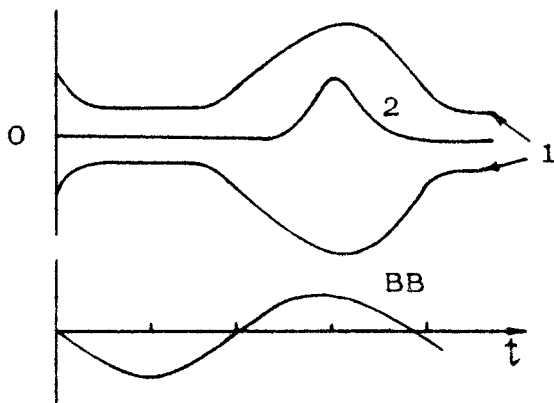
где U_* - скорость трения, $c(f)$ - фазовая скорость ПВ. В условиях лабораторного эксперимента $c/U_* \leq 10$ и U_* можно приближенно полагать равной $U_* = 4 \cdot 10^{-2} V$, где V - скорость ветра на высоте $z \approx 0,2$ м от поверхности воды. Расчет коэффициента \overline{m}_g по формулам (3), (7) для компоненты, соответствующей максимуму спектра ПВ и находящейся в резонансе с ВВ при соответствующих значениях параметров, приведен на рис.8 и дает качественное согласие с результатами эксперимента. Отметим, что выше не учитывалась зависимость частоты максимума от скорости ветра и разгона и ряд других осложняющих факторов, учет которых, возможно, привел бы к более медленному изменению \overline{m}_g при скоростях ветра $V \leq 1,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, наблюдавшемуся в эксперименте.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПАВ

Эффекты, возникающие при действии ВВ на пленки ПАВ, и соответственно на ПВ, изучались в работе [7]. Эксперимент проводился в лотке длиной 37,5 см, заполненном двухслойной жидкостью (вода и раствор сахара), в которой возбуждались стоячие ВВ. Толщина верхнего слоя составляла 8 см, нижнего - 24 см, перепад плотности $\Delta\rho = 0,029 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$, период ВВ составлял 7с, ее длина равнялась 75 см, т.е. удвоенной длине лотка, амплитуда $A = 2$ см. Поверхность воды, как правило, была сильно загрязненной, покрытой практически нерастяжимой пленкой, поэтому перед началом эксперимента проводилась частичная очистка поверхности воды. Основное внимание в [7] было уделено наблюдению растяжения и сжатия пленки в поле горизонтальных скоростей ВВ и модуляции коэффициента затухания регулярных ПВ.

Динамика пленки ПАВ в поле ВВ. Наблюдение движения поверхности воды, покрытой ПАВ, проводилось при помощи талька, нанесенного на поверхностную пленку. При возбужде-

нии ВВ расстояние между частицами талька над гребнями увеличивалось, т.е. пленка растягивалась, над подошвами — уменьшалось, что соответствовало сжатию пленки (рис.10).



Р и с.10. Расстояние между произвольными частицами пленки ПАВ (1) и интенсивность проходящей через лоток ряби в зависимости от фазы ВВ (2) [17]

Амплитуда горизонтальных смещений достигала 3 см. При этом, как следует из рис.10, сжатие пленки происходило лишь до определенного предела; это связано с тем, что пленка была близка к нерастяжимой и при достаточном сжатии под действием ВВ достигала этого состояния.

Изучалось также изменение толщины пленки в поле ВВ. Для этого создавалась достаточно толстая пленка нефти, на поверхности которой не проявлялись горизонтальные движения частиц, однако наблюдалось периодическое изменение интерференционной окраски пленки при наличии ВВ, что и свидетельствовало о модуляции толщины пленки. Над подошвами ВВ толщина пленки увеличивалась, над гребнями уменьшалась.

Модуляция коэффициента затухания ПВ. Для исследования гасящих свойств пленок в лотке возбуждалась регулярная ПВ, распространяющаяся поперек лотка и имеющая ширину фронта 15 см, т.е. меньшую, чем длина ВВ. Длина ПВ

(в [7] она составляла 8 мм) выбиралась так, чтобы волна при слабо загрязненной поверхности могла не затухнув пересечь лоток; небольшое увеличение концентрации ПАВ сильно гасило рябь. Амплитуда ПВ оценивалась по размытию (удлинению) изображения лампы в отраженном от поверхности воды свете, асимметрия этого изображения позволяла оценить величину коэффициента затухания ПВ. При включении стоячей ВВ наблюдалось прохождение ряби над ее гребнями и почти полное гашение над впадинами (см.рис.10). Это объясняется тем, что над гребнями концентрация ПАВ уменьшалась, соответственно уменьшался коэффициент затухания, так что рябь проходила через лоток. Над подошвами пленка становилась более плотной (близкой к нерастяжимой) и рябь сильно затухала.

Таким образом, в [7] дано качественное подтверждение механизма образования сликов, связанного с пленками ПАВ: ВВ приводит к модуляции концентрации ПАВ на поверхности воды, что в свою очередь модулирует коэффициент затухания ПВ и интенсивность ряби.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описанные выше экспериментальные результаты, несмотря на весьма ограниченное их количество, дали, по крайней мере, качественное подтверждение имеющихся теоретических моделей выглаживания ПВ. В дальнейшем представляется целесообразным проведение более детальных измерений с целью сравнения теории и эксперимента. В частности, требуется исследование резонансных свойств взаимодействия ВВ и ПВ в более широком диапазоне частот ПВ, включая капиллярные ПВ, развития и установления спектра ветровых ПВ и изменчивости отдельных спектральных компонент под действием ВВ; динамики пленок ПАВ в поле ветра и ВВ и их влияния на изменчивость спектров ветрового волнения и т.д. Необходимо также проведение экспериментов по изучению других механизмов образования сликов, в частности уже упоминавшегося во введении воздействия ВВ и ПВ через приповерхностную турбулентность. Исследование соответствующих эффектов в лабораторных условиях позволит построить их количественную модель, уточняемую впоследствии в ходе натурального эксперимента.

Л и т е р а т у р а

1. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н. Воздействие внутренних волн на морскую поверхность: Препринт № 34. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. 25с.
2. Hughes B.A., Grant H.L. The effect of internal waves on surface wind waves. 1. Experimental measurements. Hughes B.A. The effect of internal waves on surface wind waves. 2. Theoretical analysis. - J.Geophys.Res., 1978, v.83, NC1, p.443-454, 455-469.
3. Басович А.Я., Баханов В.В., Таланов В.И. Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель). (В наст. сборнике, с. 8).
4. Ермаков С.А., Пелиновский Е.Н., Талипова Т.Г. Пленочный механизм воздействия внутренних волн на ветровую рябь. (В наст. сборнике, с.31).
5. Баренблатт Г.И., Бенилов А.Ю. Влияние внутренних волн на неоднородности гидрофизических характеристик поверхности океана. (В наст. сборнике, с. 52).
6. Иванов А.В., Островский Л.А., Соустова И.А., Цимринг Л.Ш. Взаимодействие внутренних волн и турбулентности в верхнем слое океана. (В наст. сборнике, с. 75).
7. Ewing G. Slicks, surface films and internal waves. - J.Mar.Res., 1950, v.9, N3, p.161-187.
8. Ермаков С.А., Козлов С.И. О влиянии внутренних волн на характеристики поверхностного волнения. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М.: ВНИИФТРИ, 1980, с.197-199.
9. Lewis J.E., Lake B.M., Ko D.R.S. On the interaction of internal waves and surface gravity waves. - J.Fluid Mech., 1974, v.63, N4, p.773-800.
10. Показеев К.В., Розенберг А.Д. Лабораторные исследования взаимодействия поверхностных и внутренних волн. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М.: ВНИИФТРИ, 1980, с.201.
11. Ермаков С.А., Козлов С.И., Показеев К.В., Розенберг А.Д. Лабораторное исследование влияния внутренней волны на регулярные поверхностные волны. - Океанология, 1982, т.22, №2, с.204-210.

12. Салашин С.Г. Экспериментальное изучение взаимодействия внутренних и поверхностных волн в лабораторных условиях. [Дипломная работа]. Горький, 1981 (ГГУ).
13. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. Л. : Гидрометеониздат, 1980. 283с.
14. Кадомцев Б.Б., Кариман В.И. Нелинейные волны. - УФН, 1971, т.103, вып.2, с.193-232.
15. Басович А.Я., Таланов В.И. Адиабатическое взаимодействие волн. - В кн.: Нелинейные волны. М.: Наука, 1981, с. 147-166.
16. Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317с.

ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ МОРСКОГО ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ В ЗОНЕ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛИКА

Г.Н.Христофоров

1. ВВЕДЕНИЕ

На морской поверхности нередко можно наблюдать участки, заметно отличающиеся по внешнему виду от окружающих областей. При слабых и умеренных ветрах бывают видны пятна и полосы относительно спокойной, как бы "выглаженной" воды — слики. В 50-х гг. внимание океанографов было привлечено к этому явлению в связи с тем, что обнаружилась тесная связь между сликами и внутренними волнами в океане [1 — 4]. Аэрофотосъемка сликов открыла путь к дистанционному изучению внутренних волн по их проявлениям на поверхности океана, а в 70-х гг. были сделаны космические фотоснимки пакетов внутренних волн в разных районах Мирового океана [5 — 6]. В последнее время интенсивно разрабатывались радиолокационные методы получения изображений морской поверхности в СВЧ-диапазоне электромагнитного спектра, на которых также удается различать некоторые неоднородности структуры морской поверхности, в том числе связанные с внутренними волнами [7].

Из-за особенностей рассеяния электромагнитных волн на морской поверхности качество получаемых изображений, особенно радиолокационных, критически зависит от оптимальных соотношений между характерными масштабами рассеивателей и рабочими длинами волн прибора, их поляризацией и т.д. Поэтому в основе должны лежать адекватные представления о вариациях топографических характеристик морской поверхности и вызывающих их причинах. Однако до настоящего времени эти вопросы изучены крайне слабо, что объ-

ясняется трудностями проведения таких экспериментальных исследований в море.

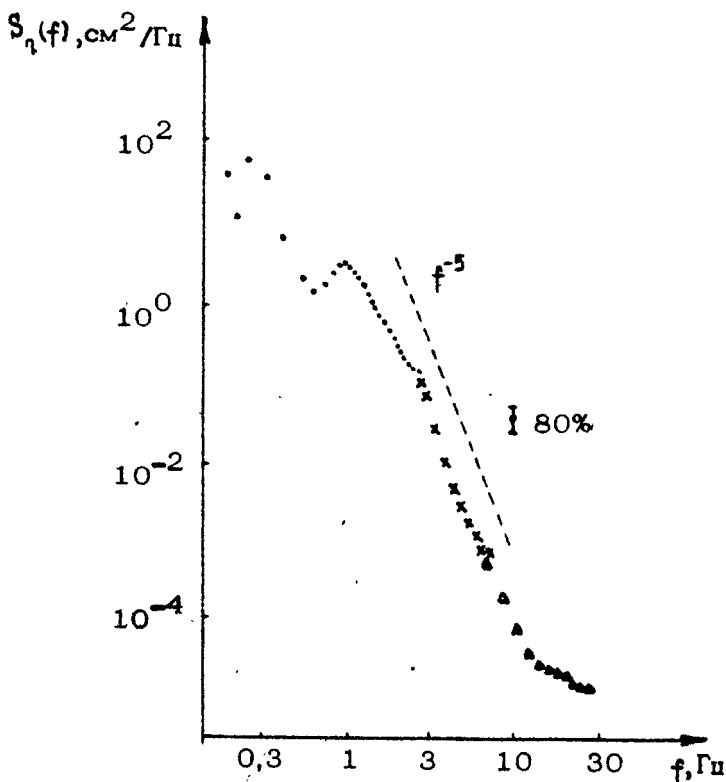
Цель настоящей работы состоит в анализе изменчивости высокочастотных составляющих спектра морского волнения при слабых и умеренных ветрах, когда на поверхности моря наблюдались хорошо выраженные слики. Данные были получены в ходе исследований, выполнявшихся в Морском гидрофизическом институте АН УССР в интересах развития дистанционных методов изучения океана с самолетов и космических аппаратов.

2. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения проводились на морском экспериментальном полигоне МГИ АН УССР, расположенном на Южном берегу Крыма в районе пос. Кацивели. Измерительная аппаратура размещалась на стационарной градиентной мачте, установленной в 350 м от берега на глубине 15 м. В комплекс аппаратуры входил волнограф с резистивным проволочным датчиком, позволяющий регистрировать составляющие морского волнения в широком диапазоне масштабов благодаря большому динамическому диапазону, превышающему 60 дБ [8]. Для уменьшения помех, создаваемых стволом градиентной мачты, генерирующим короткую рябь, датчик волнографа с помощью специальной оснастки был вынесен на 4 м от мачты. Частотно-модулированный выходной сигнал прибора транслировался по кабелю на береговой пункт регистрации, где после демодуляции производилось разделение аналогового сигнала на три канала, соответствующих определенным полосам частот: первый канал — 0,05–2, второй канал — 1–10, третий канал — 2–30 Гц. После разделения каналов сигналы записывались на аналоговом самописце.

Продолжительность наблюдений определялась конкретной ситуацией. В периоды появления сликов записывались серии волнограмм с целью получить представление о спектре волнения в широкой полосе частот. Заметим, что в районе Кацивели можно наблюдать сликовые полосы шириной от 20–50 до 100–200 м, движущиеся к берегу со скоростями порядка 0,2–1 м·с⁻¹, так что обычное время нахождения слика в конкретной точке составляло от нескольких десятков секунд до нескольких минут. С учетом этого в наи-

более характерных ситуациях, таких, как во время прохождения слика, на границе слика и ряби, вне зоны слика, записывалось до 10-15 волнограмм во втором и третьем каналах продолжительностью по несколько десятков секунд каждая. До начала и по окончании каждой серии записывались волнограммы в первом канале, по которым затем строились спектры в области энергонесущих составляющих морского волнения (зыбь и крупные ветровые волны). При расчете спектров применялось фильтрующее окно Тьюки. Все



Р и с. 1. Спектр мощности ветрового волнения в период существования сликов. Оценки спектральной плотности получены путем измерения в трех каналах, разнесенных по частоте: ● - первый канал; x - второй канал; Δ - третий канал

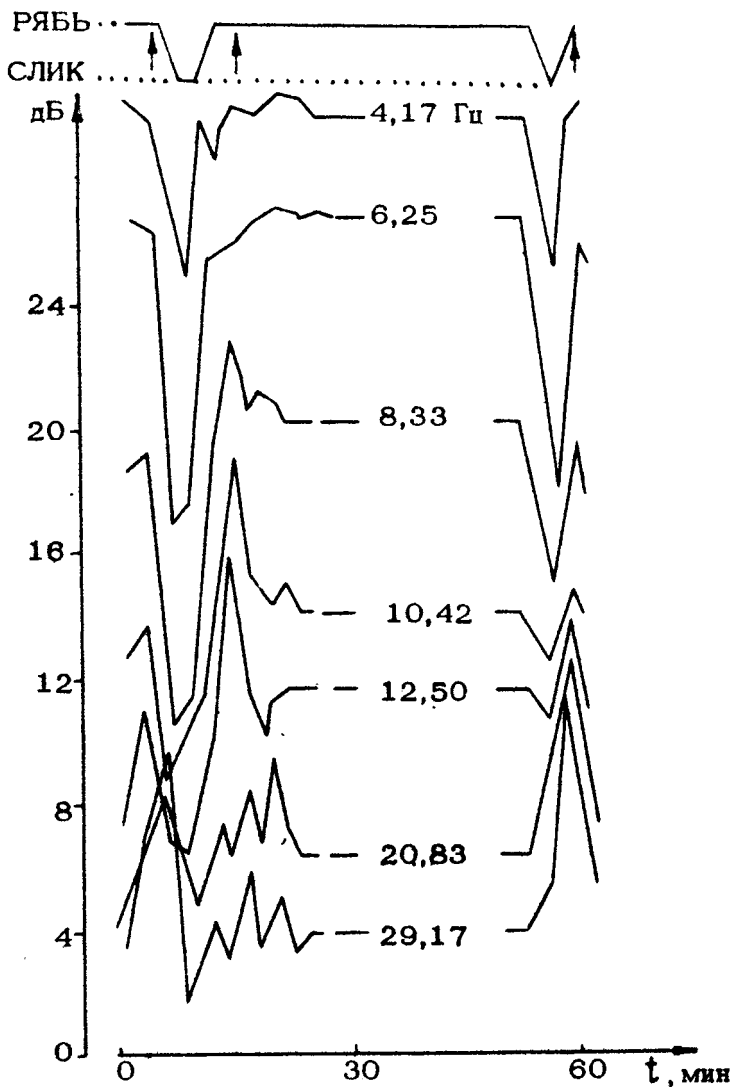
представленные ниже спектры были получены при числе степеней свободы не ниже 45-60 [9].

На рис. 1 в качестве примера показаны оценки спектральной плотности $S_{\eta}(f)$ возвышения морской поверхности в широкой полосе частот, сделанные по записям в трех каналах в период, когда через точку наблюдений проходили слики. Предварительный анализ этих данных был сделан в работе [9]. Было найдено, в частности, что во всем высокочастотном диапазоне 4-30 Гц наблюдались заметные колебания спектральной плотности, превышающие 80%-ный, а во многих случаях и 95%-ный доверительный интервал. Одна из интересных особенностей, отмеченных в [9], состояла в том, что короткие волны с периодами 0,3-0,6 с изменяли свою форму, становясь в слике более "синусоидальными", а за его пределами - более "трохоидальными". Однако из этих данных нельзя было получить достаточно определенных выводов о том, что именно меняется в структуре волнового поля в такой ситуации, если ее рассматривать в целом. В [9] был сделан предварительный вывод о том, что наблюдавшаяся специфическая изменчивость структуры могла быть вызвана резонансным взаимодействием поверхностных и внутренних волн.

3. ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ СТАТИСТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК

Наглядное представление о временном течении процесса дает диаграмма, показанная на рис. 2. В нижней части рисунка указаны промежутки времени, в которые датчик находился в зонах слика и вне этих зон. Кроме того, здесь же стрелками отмечены участки, на которых, в отличие от выглаженных зон слика, визуально наблюдалось некоторое возрастание шероховатости морской поверхности. Нижние кривые представляют изменения во времени составляющих спектра $S_{\eta}(f)$ в логарифмическом масштабе.

Из рис. 2 видно, что в зоне слика происходило относительное ослабление почти всех спектральных составляющих в полосе 2-30 Гц, однако на разных участках спектра изменчивость была неодинаковой. На участке 4-10 Гц кривые подобны, хотя уровни колебаний различны. Наибольшая модуляция имела место вблизи частоты 8 Гц. Самые высоко-



Р и с. 2. Диаграмма изменений во времени спектральной плотности составляющих спектра в разных диапазонах частот. Верхняя кривая представляет появление сликов и ряби; стрелками отмечены области повышенной шероховатости

частотные составляющие (15–33 Гц) усиливались в основном в тех случаях, когда визуально отмечалась большая шероховатость поверхности. Заметим, что такие шероховатости, темные на вид полосы, наблюдались непосредственно вблизи сликов, в зоне перехода от сликов к фоновой ряби или недалеко от нее. Помимо этого, спектральная плотность высокочастотных составляющих возрастала с увеличением скорости ветра. На рис.2 этот эффект легко заметить, сравнивая левую и правую части диаграммы. В начале измерений скорость ветра была около $1,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, а в конце достигла $4,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, что, очевидно, привело к росту спектральной плотности высокочастотных составляющих в полосе 15–30 Гц. В промежуточной полосе частот, приблизительно от 10 до 15 Гц, кривые на рис.2 имеют сходство как с более высокочастотными, так и с менее высокочастотными составляющими. В то же время видно, что эту область в целом можно выделить среди остальных.

Для проверки напрашивающегося интуитивного вывода о существовании в спектре характерных участков, занимающих полосу 2–30 Гц, была рассчитана матрица взаимных корреляций. Исходные предпосылки такого анализа состояли в следующем. В каждый "момент" времени определялся текущий спектр мощности в 14 полосах, от 2,08 до 29,27 Гц. Полагая, что наблюдавшиеся вариации уровней спектральной плотности были обусловлены действием некоторой (пока неизвестной) совокупности физических механизмов, по-разному влияющих на составляющие спектра в разных его участках, можно рассматривать полученные в каждый "момент" времени 14 оценок спектральных плотностей как набор из нескольких независимых переменных, наблюдаемых одновременно. Все указанные переменные $X_i = \log S_{\eta}(f_i)$, как уже отмечалось, были измерены в различных физических ситуациях, таких, как слик, рябь и т.п. Следовательно, можно ожидать, что изменение совокупности физических условий, приводящих к изменению структуры морской поверхности, может повлечь за собой одинаковые вариации всех измеряемых переменных только в том случае, если последние совершенно одинаково реагируют на возмущения внешних полей (таких, как ветер, течения, внутренние волны и т.п.) и к тому же одинаково взаимодействуют друг с другом. Только в этом случае коэффициенты корреляции между любой парой переменных будут одинаковы (и равны +1, если

влиянием шумов и других помех можно пренебречь), а корреляционная матрица будет полностью однородной, т.е. состоящей из одинаковых чисел, близких к единице. Соответственно, если корреляционная матрица отличается от однородной, это можно рассматривать как отражение того, что в действительности переменные по-разному реагировали на изменение физических условий и по-разному взаимодействовали между собой.

На рис.3 приведена корреляционная матрица, рассчитанная по серии из 14 отдельных измерений "мгновенных" спектров, показанных на рис.1 и 2. Анализируя полученные значения коэффициентов корреляции, нетрудно видеть, что между двумя любыми соседними (по частоте) переменными $\log S_{\eta}(f_i)$ и $\log S_{\eta}(f_{i+1})$ связь достаточно сильная, достигающая уровней корреляции 0,73-0,96. Если же рассматривать пары переменных, более удаленных друг от друга по оси частот, то оказывается, что корреляция везде уменьшается, но характер ее спада неодинаков в разных участках спектра. В центре частотного диапазона, на участке 10,42-14,58 Гц, связи между всеми переменными $X_5 - X_7$ заметно слабее, чем на более низкочастотном участке 2,08-8,33 Гц (переменные $X_1 - X_4$), а также на более высокочастотном участке 16,67-29,17 Гц (переменные $X_8 - X_{11}$).

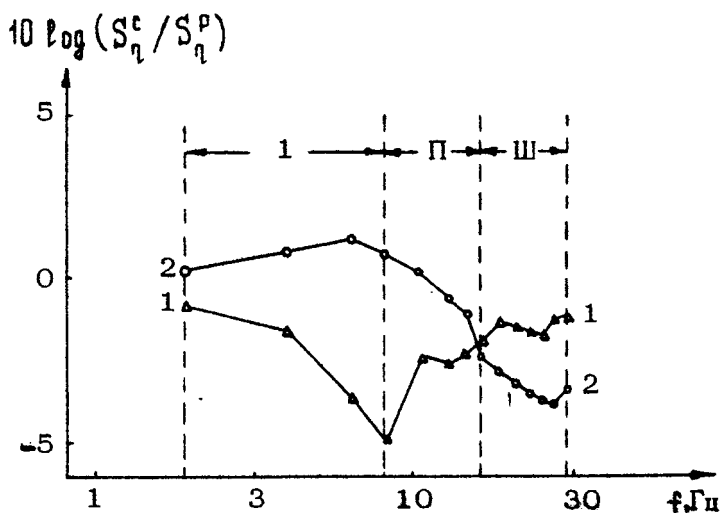
Очевидно, отмеченные особенности корреляционной матрицы подкрепляют сделанный выше вывод о том, что в частотном спектре ветрового волнения можно выделить три участка, отличающиеся по своим свойствам, а также уточнить их границы. При изменениях физической ситуации (например, при прохождении сликов через точку наблюдения) спектральные плотности внутри каждого из этих участков изменяются подобным образом, но на разных участках характер вариаций неодинаков.

4. СПЕКТРАЛЬНАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ

Для определения изменений спектрального состава морского волнения при появлении сликов были построены спектральные функции

$$q(f) = S_{\eta}^c(f) / S_{\eta}^p(f),$$

где индекс ζ обозначает величину, измеренную в зоне слика, а ρ - в зоне ряби. Для уменьшения неопределенности, вызываемой нестационарностью условий, выбирались только те случаи, когда интервал между моментами измерений спектров не превышал 10-15 мин. На рис.4 кривая 1,



Р и с. 4. Спектральные функции перестройки структуры ветровых волн относительно фоновой ряби: кривая 1 - при появлении слика (функция $Q(f)$); кривая 2 - при появлении повышенной шероховатости (функция $\rho(f)$, представляющая обратную величину, т.е. "фоновая рябь к повышенной шероховатости")

построенная в логарифмическом масштабе, представляет собой результат осреднения по 11 индивидуальным функциям $Q_i(f)$. Из поведения кривой видно, что во всей полосе 2-30 Гц спектральные плотности в слике в среднем меньше, чем вне зоны слика. Индивидуальные функции $Q_i(f)$ имеют разброс вверх и вниз относительно средней функции $Q(f)$ порядка 2:1 и 0,5:1 соответственно.

Наибольшая перестройка спектра происходит в полосе 5-15 Гц, а вблизи 6-8 Гц кривая 1 имеет минимум, отра-

жающий значительные вариации в этой полосе при чередовании сликов и ряби: при среднем значении $Q(8,33) = 0,3$ индивидуальные значения достигали здесь $0,1-0,15$, что соответствует вариациям спектральной плотности до $10-1$. На более высоких частотах, в полосе $15-30$ Гц, также встречались индивидуальные значения $Q_i(f)$ порядка $0,1$, однако средние значения $Q(f)$ здесь составляют всего $0,7-0,8$. По-видимому, это не столько связано с тем, что модуляция высокочастотной ряби при появлении сликов была слабее, чем низкочастотных составляющих, сколько обусловлено эффектами локальной генерации ряби при порывах ветра. Такие спорадические всплески ряби увеличивают рассеяние измеренных значений спектральной плотности в слике и ряби в сторону завышения, что в данном случае приводит к кажущемуся уменьшению глубины модуляции в высокочастотной области спектра.

Для изучения относительных изменений структуры в зоне ряби было отобрано 8 пар спектров, измеренных в зонах фоновой ряби и на участках с повышенной шероховатостью, отмеченных стрелкой на рис.2. Аналогично функциям $Q_i(f)$ были построены спектральные функции

$$\rho(f) = S_{\Phi}^{\Phi}(f) / S_{\Psi}^{\Psi}(f),$$

где индекс Φ соответствует средней, или фоновой, ряби, а Ψ - повышенной шероховатости. При этом так же выбирались только те случаи, когда спектры измерялись с интервалом не более нескольких минут. На рис.4 показана результирующая кривая 2, построенная в логарифмическом масштабе, как средняя из 8 индивидуальных функций $\rho_i(f)$. В отличие от кривой 1 виден небольшой подъем $\rho(f)$ в полосе $4-8$ Гц, а затем довольно крутой спад в сторону высоких частот со скоростью $2,3$ дБ на октаву. Это означает, что зона повышенной шероховатости отличается от зоны фоновой ряби в первую очередь тем, что в ней значительно возрастает энергия наиболее высокочастотных составляющих - мелкой ряби. На частотах $20-30$ Гц средние вариации спектральных плотностей достигают $2,5 : 1$, а в индивидуальных функциях $\rho_i(f)$ - до $6:1$.

Итак, оказалось, что перестройка структуры высоко-частотных составляющих морского ветрового волнения происходит несимметрично: локальное повышение шероховатос-

ти морской поверхности обусловлено усилением короткой высокочастотной ряби, а локальное уменьшение шероховатости в слике вызвано как общим понижением уровня спектральной плотности во всей полосе частот 2–30 Гц, так и относительно более сильным спадом уровня в более узкой полосе 5–15 Гц с минимумом вблизи 6–8 Гц.

Вид функций $\rho(f)$ и $Q(f)$ позволяет объяснить особенности рассмотренной выше матрицы корреляций. На рис.4 вертикальными линиями нанесены границы спектральных участков, отмеченных в предыдущем разделе. Ход кривых на рис.4 показывает, что на каждом из этих участков имела место определенная комбинация частотно-зависимых функций $\rho(f)$ и $Q(f)$. На первом участке $\rho(f)$ приблизительно постоянна, $Q(f)$ спадает с ростом частоты. На втором — $Q(f)$ возрастает, $\rho(f)$ спадает с частотой. На третьем — $Q(f)$ постоянна, $\rho(f)$ спадает с частотой. В результате оказывается, что внутри каждого из этих участков спектральные составляющие при изменении физической ситуации перестраивались более или менее одинаково, а на разных участках эта перестройка происходила по-разному.

Таким образом, особенности корреляционной матрицы можно объяснить, учитывая частотно-зависимый и несимметричный характер перестройки спектра ветрового волнения, когда на морской поверхности наблюдались слики, ряби и полосы повышенной шероховатости. При этом на разных участках спектра формировались статистически устойчивые (в среднем) комбинации спектральных составляющих. Учитывая достаточно большое число полос в спектрах, в сущности, можно говорить о выделении трех структурных кластеров в многомерном (в данном случае 14-мерном) пространстве признаков, где роль информативных признаков играли логарифмы уровней спектральной плотности. Первый кластер — фоновая рябь — является опорным. Второй кластер — повышенная шероховатость — отличается возросшей энергией высокочастотной ряби. В третьем кластере — слике — понижаются уровни спектральной плотности на всех частотах, особенно вблизи перехода от первого ко второму спектральным участкам, отмеченным в корреляционной матрице.

5. ПЕРЕСТРОЙКА СТРУКТУРЫ В ИНТЕРВАЛЕ НАСЫЩЕНИЯ

В работе [9], где анализировались данные той же серии измерений, был сделан вывод о том, что наблюдавшиеся изменения формы коротких гравитационных волн, которые в слике становились более "синусоидальными", а за его пределами более "трохоидальными", были обусловлены изменениями крутизны коротких гравитационных волн.

Как известно, при достижении волнами предельной крутизны, равной $\delta = h/L = 0,14$, их гребни разрушаются, порождая пену и мелкую рябь, а также воздушные пузырьки и турбулентность под поверхностью. Филиппс указал, что в диапазоне коротких гравитационных волн опрокидывание может произойти даже до достижения волнами предельного состояния, и при этом генерируется только мелкая рябь [10].

С учетом этого отметим, что второй структурный кластер – повышенная шероховатость – отличается от первого заметным ростом спектральной плотности лишь наиболее высокочастотных составляющих – мелкой ряби, в то время как на более низких частотах, соответствующих коротким гравитационным волнам, спектральная плотность сохранялась, либо даже несколько уменьшалась. Можно предположить, что короткие гравитационные волны были близки к предельному, или насыщенному, состоянию в том смысле, как его описал Филиппс, т.е. их гребни разрушались, порождая рябь. Следовательно, второй кластер отличался от первого тем, что в нем этот процесс происходил более интенсивно, причем должен был существовать усиленный поток энергии по спектру от коротких гравитационных волн к ряби.

В противоположность этому при появлении слика спектральные плотности уменьшались на всех частотах от 2 до 30 Гц, т.е. происходило не только ослабление ряби, но и переход коротких гравитационных волн от предельного насыщения к некоторому новому равновесному состоянию на более низком спектральном уровне, далеком от насыщенного. Видимо, при этом должен резко ослабевать поток энергии по спектру в сторону ряби.

В полосе 2–8 Гц, соответствующей коротким гравитационным волнам, наклон спектра был близок к f^{-5} , что

позволило использовать аппроксимацию спектра, предложенную Филиппсом [10]:

$$S_{\eta}(f) = \beta q^2 f^{-5}, \quad (1)$$

где среднее значение β близко к $7,5 \cdot 10^{-6}$, если частота измеряется в герцах, или к $1,23 \cdot 10^{-2}$, если в радианах в секунду. Разброс измерявшихся индивидуальных значений β у разных авторов превышал 2:1, что можно объяснить влиянием доплеровского сдвига на течениях (см. в [10] с.144-146).

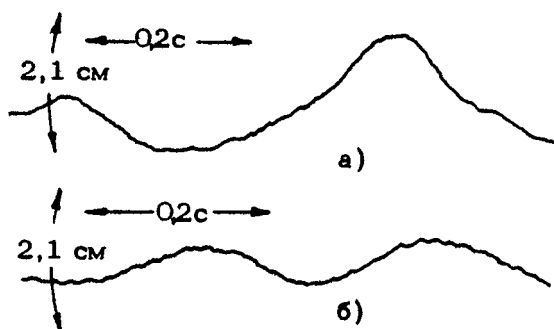
По нашим данным, при измерениях в зоне ряби и повышенной шероховатости найденные значения β были близкими, если спектры измерялись с интервалами не более нескольких минут. За весь период измерений разброс значений β был в пределах от $8 \cdot 10^{-6}$ до $18 \cdot 10^{-6}$, что не слишком расходится с данными других авторов, полученными, однако, в более низкочастотной области спектра гравитационных волн [10]. Поэтому можно принять среднее значение, найденное по всем оценкам спектров, измеренных вне зоны сликов, в полосе 2,08-8,33 Гц, равное $\beta = 14,2 \cdot 10^{-6}$ (или $\beta = 2,2 \cdot 10^{-2}$ при измерении частоты в радианах в секунду).

Аналогичным образом найденное среднее значение β в зоне сликов оказалось равным $\beta_c = 6,0 \cdot 10^{-6}$ (или $0,94 \times 10^{-2}$ при измерении частоты в радианах в секунду). Следует отметить, что, хотя в зоне сликов спектральная плотность коротких гравитационных волн уменьшалась в 1,5-3 раза (в среднем в 2,4 раза), наклон спектра практически не менялся и оставался близким к f^{-5} .

То, что в зоне ряби наклон спектра коротких гравитационных волн был близок к f^{-5} , можно объяснить в рамках модели Филиппса, используя представление о насыщенном спектре. Но почему в слике, где насыщение явно не достигнуто, наклон спектра такой же?

Здесь можно привлечь соображения, использованные ранее в [11] и [12] при интерпретации некоторых моделей спектра ветрового волнения, заданных в виде степенной зависимости. Как уже отмечалось, при чередовании зон сликов и ряби наблюдались изменения формы коротких гравитационных волн, обусловленные, видимо, изменениями их крутизны [9]. Вне зоны сликов крутизна, скорее всего, была достаточно близка к предельной во всем диапазоне частот

2-8 Гц, соответствующем коротким гравитационным волнам. Следовательно, во всем этом диапазоне, перекрывающем, по крайней мере, декаду волновых чисел, гравитационные волны должны быть приблизительно подобны, независимо от длины волны. Нечто похожее можно, в частности, увидеть на рис.5.



Р и с. 5. Примеры записей коротких гравитационных волн в разных ситуациях: а - "трохоидальные" волны вне зоны слика; б - "синусоидальные" волны в слике

Следуя [11], в качестве простейшей модели гравитационных волн с постоянной крутизной можно рассмотреть гармоническую волну

$$\eta = a \cos(kx - \omega t), \quad (2)$$

удовлетворяющую условию постоянства крутизны

$$\alpha = ak = \text{const} \quad (3)$$

и дисперсионному соотношению

$$\omega^2 = gk, \quad (4)$$

(где $\omega = 2\pi f$ - круговая частота, $k = 2\pi/L$ - волновое число поверхностных волн, a - амплитуда, g - ускорение силы тяжести).

Используя (3) и (4), получаем выражение для гармонической гравитационной волны, амплитуда которой на любой частоте имеет собственный уровень ограничения благо-

даря выполнению условия постоянной предельной крутизны:

$$\eta = \alpha_{\text{max}}^2 g \omega^{-2} \cos(kx - \omega t). \quad (5)$$

Энергетической характеристикой такой волны является ее дисперсия:

$$\overline{\eta^2} = \frac{1}{2} \alpha_{\text{max}}^2 g^2 \omega^{-4}. \quad (6)$$

Последнее выражение показывает, что определяющими энергетическими параметрами поля волн, находящегося в предельном состоянии перед обрушением, являются два размерных параметра — ускорение силы тяжести и частота, а также безразмерный квадратичный параметр крутизны α_{max}^2 . В случайном поле ветровых волн вместо него, видимо, целесообразно использовать аналогичную по смыслу величину $\langle \alpha_m^2 \rangle$, т.е. средний по ансамблю квадрат крутизны волн. Это позволяет представить спектральную плотность в интервале насыщения в виде

$$S_{\eta}^{\text{нас}}(\omega) = \theta \langle \alpha_m^2 \rangle g^2 \omega^{-5}, \quad (7)$$

где θ — некоторая безразмерная константа порядка единицы.

Функциональный вид спектра (7) совпадает со спектром Филлипса (1), хотя предпосылки при их выводе были разные. Отличие состоит в том, что в выражение (7) для спектральной плотности входит безразмерный квадратичный параметр крутизны волн $\langle \alpha_m^2 \rangle$. Кроме того, хотя в (7) входит предельное для случайного поля волн значение параметра $\langle \alpha_m^2 \rangle$, это условие не является обязательным. Если вследствие каких-либо причин средняя крутизна волн в этом диапазоне устанавливается на некотором равновесном уровне, более низком, чем предельный; то, по аналогии с (7), можно записать выражение для такого равновесного (но не обязательно насыщенного) спектра в виде

$$S_{\eta}^{\text{равн}}(\omega) = \theta \langle \alpha_{\text{равн}}^2 \rangle g^2 \omega^{-5}, \quad (8)$$

где $\langle \alpha_{\text{равн}}^2 \rangle$ — равновесное, более низкое значение квадратичного параметра крутизны. Таким образом, в этой интерпретации понятия равновесного и насыщенного интервалов в спектре гравитационных ветровых волн не идентичны, хотя наклон спектра в обоих случаях одинаков.

Изложенный подход можно использовать для объяснения полученных данных об изменчивости спектра коротких гравитационных волн. Если за пределами сликов спектр был близок к насыщенному, то, сравнивая (1) и (7), можем записать

$$\beta_p = \bar{v} \langle \alpha_m^2 \rangle. \quad (9)$$

Поскольку в зоне слика наклон спектра также был близок к f^{-5} , то теперь это можно объяснить тем, что средняя крутизна коротких гравитационных волн в слике уменьшилась по сравнению с насыщенным состоянием. Тогда

$$\beta_c = \bar{v} \langle \alpha_c^2 \rangle, \quad (10)$$

где $\langle \alpha_c^2 \rangle$ — средний по ансамблю квадратичный параметр крутизны коротких гравитационных волн в зоне слика. Из (9) и (10) следует, что

$$\alpha_c = \alpha_m (\beta_c / \beta_p)^{1/2}. \quad (11)$$

По нашим данным, среднее значение $\beta_p / \beta_c = 2,4$, откуда получаем, что в зоне слика крутизна коротких гравитационных волн уменьшилась в среднем в 1,45 раза по сравнению с крутизной волн за пределами слика. Если этот вывод удастся подтвердить независимыми исследованиями, то модель спектральной изменчивости коротких гравитационных волн в зонах сликов и ряби, представленная выражениями (7)–(12), получит дополнительные аргументы в свою пользу.

Аналогичным образом выводится пространственный спектр коротких гравитационных волн

$$\Psi(\vec{k}) = \langle \alpha^2 \rangle k^{-4} f(\theta), \quad (12)$$

где θ — направление волнового вектора \vec{k} ; $f(\theta)$ — некоторая функция, представляющая направленность волновых составляющих, а $\langle \alpha^2 \rangle$ принимает различные значения в зависимости от того, достигнуто насыщение или же имеется динамическое равновесие на более низком энергетическом уровне.

6. ОСОБЕННОСТИ ИНТЕРВАЛА КОРОТКИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

Представленные данные показывают, что в естественных условиях появление на морской поверхности сликов, ряби и других неоднородностей обусловлено весьма сложными изменениями спектрального состава ветрового волнения. Перестройка структуры происходит по-разному в разных участках спектра, однако при этом образуются устойчивые статистические комбинации спектральных составляющих — кластеры. Некоторые из них были идентифицированы с отмеченными визуально неоднородностями, такими, как слик, рябь и повышенная шероховатость, но несомненно, что этим их список не исчерпан. Например, слики, вызванные внутренними волнами и нефтяными загрязнениями, должны отличаться друг от друга не только по происхождению, но и по структурным особенностям. Поэтому для идентификации характерных типов неоднородностей морской поверхности потребуется измерение пространственных вариаций топографических характеристик поверхности океана одновременно в нескольких различных участках спектра ветровых волн. При этом, разумеется, надо хорошо представлять причинно-следственные отношения между процессами в пограничных слоях атмосферы и океана и вариациями топографической структуры поверхности раздела вода — воздух во всем диапазоне масштабов ветрового волнения.

В последние годы интенсивно изучалось резонансное взаимодействие поверхностных и внутренних волн, так же, как и другие физические механизмы, приводящие к трансформации гравитационных волн под влиянием течений, внутренних волн и других процессов [10, 13, 16], однако данных натуральных наблюдений в море пока крайне мало. Известные эксперименты Хьюза и Гранта [15] были выполнены в эстуарии и в проливе Джорджия, где условия сильно отличались от условий открытого моря. К тому же внутренние волны в этих экспериментах возбуждались искусственно.

По нашим данным, в естественных условиях при появлении слика заметно ослабевают все спектральные составляющие в широком диапазоне частот 2:30 Гц, особенно в полосе 6–8 Гц, соответствующей переходу от коротких гравитационных волн к гравитационно-капиллярной ряби. Большие вариации спектральной плотности в полосе 2–8 Гц, достигающие в

среднем 2,41, указывают на сильные эффекты на всем участке коротких гравитационных волн.

По сути дела, оказывается, что участок коротких гравитационных волн, с длинами от нескольких сантиметров до нескольких метров, обладает особыми свойствами, не имеющими аналогов в других диапазонах спектра морского ветрового волнения. Его особенность обусловлена тем, что эти волны имеют групповые скорости распространения от 0,2 до 1-2 м·с⁻¹, близкие к скоростям распространения внутренних волн и к обычным скоростям течений в морях и океанах. Этот геофизический факт предопределяет возможность возникновения резонансного взаимодействия, происходящего при совпадении фазовых скоростей внутренних волн с групповыми скоростями поверхностных волн,

$$\left[\begin{array}{l} \text{вн. волн} \\ \text{фаз} \end{array} \right] = \left[\begin{array}{l} \text{пов. волн} \\ \text{груп} \end{array} \right], \quad (13)$$

именно в указанном диапазоне спектра. В исключительных случаях, как, например, в проливах между островами, где приливные течения достигают иногда 8-9 узлов, или над внутренними солитонами, в резонанс могут попадать и более длинные волны, до 30-40 м, однако это не типично для большинства районов Мирового океана. Благодаря резонансному и другим нелинейным взаимодействиям обмен энергией между поверхностными волнами и течениями, в том числе связанными с внутренними волнами, становится особенно интенсивным в указанном диапазоне коротких гравитационных волн. Обладая собственной небольшой энергией, эти волны достаточно легко перестраиваются, вследствие чего на поверхности океана возникают их пространственно-временные модуляции, отражающие структуру поверхностных течений и внутренних волн. Границы диапазона коротких гравитационных волн определяются не столько в физическом, сколько в геофизическом контексте. В сторону высоких волновых чисел он ограничен гравитационно-капиллярной рябью, характеристики которой, в свою очередь, зависят от степени загрязненности поверхности, биологической продуктивности и других особенностей региона. В сторону низких волновых чисел он ограничен масштабами, определяемыми различными локальными факторами, от которых зависят характеристики течений и внутренних волн, такими, как глубина моря, вертикальная плотностная стратификация и т.п.

Резонансное взаимодействие волн и течений может происходить и в диапазоне гравитационно-капиллярной ряби, однако здесь эти эффекты, скорее всего, не играют доминирующей роли из-за влияния других сильных механизмов, таких, как генерация ряби ветром и разрушающимися гребнями крупных волн, диссипация и т.п. Аналогичные, но собственные особенности имеет наиболее коротковолновый диапазон чисто капиллярной ряби. Поэтому их следует рассматривать отдельно, учитывая всю совокупность^{*)} факторов, определяющих их структуру и изменчивость.

Л и т е р а т у р а

1. Dietz R.S., La Fond E.C. Natural slicks on the ocean. - J.Marine Research, 1950, v.9, p.69-76.
2. Ewing G. Slicks, surface films and internal waves. - J.Marine Research, 1950, v.9, p.161-187.
3. Ла Фонд Е.С. Внутренние волны. - В кн.: Море/Пер. с англ. Под ред. В.В.Тимонова. Л.: Гидрометеонадат, 1965, с. 346-373.
4. Shand J.A. Internal waves in Georgia Strait. - Transactions Amer.Geophys.Union, 1953, v.34, p.849-856.
5. Apel J.R., Byrne M., Proni J.R., Charnell R.L. Observations of internal and surface waves from Earth Resources Technology Satellite. - J.Geophys.Research, 1975, v.80, N6, p.865-881.
6. Гречко Г.М., Гришин Г.А., Толкаченко Г.А. Наблюдения видимых проявлений динамики океана с борта орбитальной станции "Салют-6". - Исследование Земли из космоса, 1981, №4, с.5-10.
7. Brown W.E., Elachi C., Thompson T.W. Radar imaging of ocean surface patterns. - J,Geo-

^{*)} Теоретические модели воздействия внутренних волн на ветровые волны различного диапазона описаны в разд.1 настоящего сборника. (Прим.ред.).

phys.Research, 1976, v.81, N15, p.2657-2667.

8. Христофоров Г.Н., Запевалов А.С., Смолов В.Е. Контактные измерения спектра ветровых волн в широком диапазоне частот. - В кн.: Экспериментальные методы исследования океана. Севастополь: МГИ АН УССР, 1978, с.43-48.
9. Христофоров Г.Н., Смолов В.Е., Запевалов А.С. Проявление нелинейности поверхностных морских волн в статистических и спектральных характеристиках. - Морские гидрофизические исследования, №3 (86). Севастополь: МГИ АН УССР, 1979, с.113-124.
10. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. 2-е изд. Л.: Гидрометеоздат, 1980, 283с.
11. Христофоров Г.Н. К вопросу о построении физических моделей верхнего пограничного слоя океана.- Морские гидрофизические исследования, №3 (49). Севастополь : МГИ АН УССР, 1970, с.92-112.
12. Ефимов В.В., Христофоров Г.Н. Об интервале равновесия в спектре поверхностных волн. - Морские гидрофизические исследования, №4(50). Севастополь: МГИ АН УССР, 1970, с.75-92.
13. Longuet-Higgins M.S. The generation of capillary waves by steep gravity waves. - J.Fluid Mechanics, 1963, v.16, pt.1, p.138-159.
14. Lewis J.E., Lake B.M., Ko D.R.S. On the interaction of internal waves and surface gravity waves. - J.Fluid Mechanics, 1974, v.63, pt.4, p.773-800.
15. Hughes B.A., Grant H.L. The effect of internal waves on surface wind waves. 1. Experimental measurements. - J.Geophys.Research, 1978, v.83, NC1, p.443-454.
16. Hughes B.A. The effect of internal wave on surface wind waves. 2. Theoretical analysis.- J.Geophys.Research, 1978, v.83, NC1, p.455-465.

ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ДИСТАНЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

С.И.Муякшин

За последние 10 лет были достигнуты большие успехи в экспериментальном исследовании внутренних волн (ВВ) в океане и теоретическом осмыслении полученных результатов. Важным достижением явилось создание Гарретом и Манком [1,2] моделей спектра ВВ. Как показала их проверка, они хорошо описывают реальное поле ВВ вдали от источников. Внимание экспериментаторов в настоящее время сосредоточено на исследовании отклонений от этих моделей, которые должны пролить свет на процессы генерации, затухания и взаимодействия ВВ [3,4]. Такие исследования возможны только при установке датчиков в точках, разнесенных в пространстве (системы из многих заякоренных буев), или при быстром получении разрезов основных гидрофизических полей с помощью цепочек датчиков, буксируемых судном. Подобные измерения крайне трудоемки и требуют больших материальных затрат. Это побуждает к поиску новых, более эффективных методов измерения ВВ. К таким методам относится, например, эхолокационная съемка пространственно-временных деформаций звукорассеивающих слоев (ЗРС). Обоснованный экспериментально в работах [5,6] и других, этот метод позволяет оценивать такие параметры ВВ, как период, фазовую скорость, направление распространения [7,8]. В то же время существуют проблемы, для решения которых необходимы прямые измерения орбитальных скоростей ВВ. Например, для проверки теории воздействия ВВ на поверхность

нужно знать эти скорости в приповерхностном слое. Такие измерения можно осуществить дистанционно с помощью гидролокационного способа, основанного на эффекте Доплера, возникающем при рассеянии высокочастотного ультразвука (100 - 200 кГц) на множестве дискретных неоднородностей, содержащихся в толще океана. Работы в этом направлении были начаты в НИРФИ в 1975г. и в настоящее время продолжаются в ИПФ АН СССР. Получен большой экспериментальный материал, анализ которого показал, что таким способом действительно можно измерять скорости движения массы воды с точностью, достаточной для наблюдения короткопериодных ВВ (периоды от нескольких минут до нескольких часов) с амплитудами 2 - 5 м и более при установке измерительного комплекса на борту дрейфующего или движущегося своим ходом и подверженного качке судна.

В настоящей статье приведено краткое описание способа обработки сигналов доплеровского гидролокатора, рассмотрена методика проведения измерений в океане и представлено несколько интересных фрагментов экспериментальных материалов.

Хорошо известно, что в радиолокации для измерения скоростей как сосредоточенных, так и распределенных целей с успехом применяется когерентное накопление множества импульсов, рассеянных в исследуемом объеме пространства. Существует так называемое "соотношение неопределенности", связывающее диапазон однозначного определения скорости v_{max} и дальности r_{max} при таком методе обработки:

$$v_{\text{max}} r_{\text{max}} \leq \frac{\lambda}{4} c, \quad (1)$$

справедливое и для гидролокационных систем (здесь λ - длина волны зондирующего сигнала, c - скорость его распространения). Дальность действия гидролокатора r_{max} должна быть не менее 200 - 300 м. Тогда при длине волны излучаемого сигнала $\lambda = 1,5 \cdot 10^2$ м диапазон однозначно измеряемой скорости составит $|v_{\text{max}}| < 0,5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Для измерений со свободно плавающего судна этого явно недостаточно, так как характерные скорости движения судна относительно воды из-за качки и дрейфа составляют 0,3 - 1 $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$. Поэтому для выделения доплеровского смещения частоты эхосигнала пришлось использовать независимую спектральную обработку принятых импульсов, а процедуры накопления применять к получающейся при этом последова-

тельности частот эхосигналов. В первом приближении для оценки точности единичного акта измерения частоты эхосигнала, а значит и скорости среды в импульсном объеме, можно воспользоваться формулами

$$\delta v_1 \geq A c \Delta f_3 / 2 f_0, \quad (2a)$$

$$\Delta f_3 \approx \frac{1}{T_{\text{и}}} + \frac{v_c \sin \alpha}{D}, \quad (2б)$$

где f_0 - несущая частота; Δf_3 - ширина спектра эхосигнала; $T_{\text{и}}$ - длительность излучаемого импульса; D - апертура антенны; A - коэффициент порядка 1, зависящий от способа измерения частоты эхосигнала; α - угол наклона оси диаграммы направленности приемно-передающей антенны к горизонту; v_c - скорость судна.

Выбрав для локации относительно высокие частоты $f_0 = 100 - 200$ кГц (более высокие сильно затухают) и ограничив минимально разрешаемый пространственный масштаб величиной $l = 5 - 30$ м, удалось получить удовлетворительную оценку точности однократного измерения скорости $\delta v_1 = 15 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ (при $f_0 = 200$ кГц; $T_{\text{и}} = 25$ мс; $D = 0,1$ м; $v_c = 5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; $\alpha = 14^\circ$; $A = 1$). Реализовать на практике идеальные условия, необходимые для проверки этих оценок, - равномерное прямолинейное движение невозмущенной среды по отношению к антенне и постоянный коэффициент рассеяния звука - не представляется возможным. Однако судить о реально достижимой точности метода можно на основании дисперсии однократного измерения скорости δv_1 , вычисленной по данным, полученным в "фоновых" условиях: установившееся движение судна, полный штиль, не заметные на эхограмме колебания ЗРС (амплитуда ВВ не менее 0,5 м). Если для определения частоты сигнала используется расчет центра тяжести его спектра и для измерений применяется гидролокатор с приведенными выше параметрами, величина $\delta v_1 = 6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Этот показатель ухудшается в 1,5 - 2 раза при определении частоты эхосигнала с помощью "счетчика нулей".

Низкочастотная фильтрация последовательности частот эхосигналов, полученных из возмущенной области среды, позволяет выделить малые и медленные изменения скорости, вызванные ВВ, на фоне гораздо больших, но быстрых флуктуаций,

обусловленных неточностью измерения частоты и качкой судна. Получаемый при этом выигрыш пропорционален \sqrt{N} ; N — число усредняемых отсчетов частоты. Очевидно, что время усреднения должно быть меньше минимального временного масштаба исследуемого явления. Еще больший выигрыш можно получить с помощью спектрального анализа последовательности частот эхосигналов, правда при условии, что в среде имеется достаточно длительный цуг квазисинусоидальных колебаний. Это позволяет, по крайней мере в принципе, довести точность измерения скоростей до $1 \text{ мм} \cdot \text{с}^{-1}$.

Доплеровский метод измерения скоростей обладает очень важным достоинством. Используя временное стробирование принятого сигнала, можно выделять информацию о скоростях среды в определенных элементах дальности. Таким образом, несложный прибор гидролокатор оказывается эквивалентным набору датчиков скорости, разнесенных на расстояние $\Delta r = cT_{\text{и}}/2$, осуществляющих к тому же усреднение скоростей среды по импульсному объему *).

Ориентируя луч почти горизонтально, получим "датчики", чувствительные в основном к горизонтальной составляющей скорости и разнесенные по горизонтали. Это дает возможность, сравнивая фазы колебаний скорости в соседних элементах дальности, определить проекцию волнового вектора на направление зондирования. Направив два наклонных луча перпендикулярно друг другу, можно измерить величину и направление скорости на нескольких горизонтах.

Перейдем к изложению экспериментальных данных. Измерения проводились при различных ориентациях луча: верти-кальной (только в дрейфе), наклонной при $\alpha = 30^\circ$ и 45° (в дрейфе и на ходу до $2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$) и близкой к горизонтальной при $\alpha = 10^\circ$ и 20° (на ходу до $5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$). При этом для уменьшения расширения спектра из-за движения судна диаграмма направленности устанавливалась вдоль хода. Одновременно обязательно велась запись эхограммы с помощью обычного эхолота, что позволяло регистрировать ВВ известным способом — по деформациям ЗРС. Кроме этого, в ряде дрейфовых измерений проводилось зондирование среды термобати-

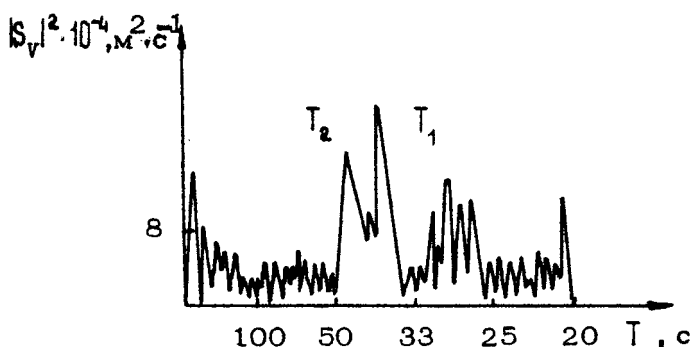
*) Везде идет речь об информации, которую несет средняя частота эхосигнала. О флуктуациях скорости внутри импульсного объема можно судить по дополнительному расширению спектра.

графом, а затем по последовательности вертикальных профилей температуры строились изотермы.

Рис.1 (см. вклейку на с. 248) представляет результаты одного из таких экспериментов, проведенного в южной части Тихого океана во время рейса научно-поискового судна "Огонь" в 1978г. Доплеровский гидролокатор работал вертикальным лучом, эхограмма получена эхолотом с параметрами: $f_0 = 20$ кГц, $P_{AK} = 1$ кВт, ширина диаграммы направленности $\beta = 20^\circ$, $T_M = 1$ мс. Колебания нижней границы ЗРС, видимые на эхограмме, говорят о том, что в месте наблюдения существуют ВВ. Прямым подтверждением этому служит запись вертикальной скорости, полученная с помощью доплеровского гидролокатора. Сравнивая ее с производной от колебаний ЗРС dx/dt , видим, что эти процессы почти повторяют друг друга. Заметим, что реализация получена путем низкочастотной фильтрации исходной последовательности значений скорости, которая для сравнения приводится на нижнем графике рис.1. Этот пример иллюстрирует описанный выше эффект усреднения данных измерений.

Интересен также фрагмент спектра $|S_v|^2$ этой реализации, полученного без предварительного усреднения ее (рис.2). На нем выделяются два узких пика, соответствующие периодам $T_1 = 37$ с, $T_2 = 45$ с. Они близки к значениям периода Вайсяля, соответствующим скачкам профиля плотности, характерного для района измерений. По-видимому, доплеровский гидролокатор регистрирует протяженные цуги короткопериодных ВВ, локализованных возле такого слоя скачка. Плохое пространственное разрешение делает эти колебания неразличимыми на эхограмме.

Рассмотрим еще два фрагмента экспериментальных данных, полученных в Индийском океане в районе банок Назарет и Сая-де-Малья во время 26-го рейса НИС "Дмитрий Менделеев" (зима 1980-81г.). Измерения проводились лучом, наклоненным под углом 45° к горизонтالي в дрейфе, эхограммы получены эхолотом с параметрами: $f_0 = 140$ кГц; $P_{AK} = 1$ кВт; $\beta = 6^\circ$; $T_M = 0,5$ мс. На рис.3 (см. вклейку на с.249) приведена эхограмма, полученная 10 февраля 1981г., на которой записан цуг квазисинусоидальных колебаний двух ЗРС: верхнего (глубина 20-30м), приуроченного к нижней границе приповерхностного изотермического слоя, и нижнего, связанного с повышенным градиентом температуры на глубинах 60-80м (см. профиль температуры справа от эхограммы на рис.3). Синфазность колебаний ЗРС свидетельствует о том, что на-



Р и с. 2. Фрагмент спектра 20-минутной неусредненной последовательности значений вертикальной скорости. Всплески интенсивности, соответствующие периодам $T_1 = 37$ с и $T_2 = 45$ с, могут быть вызваны короткими ВВ на слоях с большим градиентом плотности

блюдаемая ВВ имеет одномодовую структуру. На эхограмму на 3 горизонтах измерения нанесены реализации колебательных скоростей, зарегистрированных доплеровским гидролокатором. Колебания скорости на приповерхностном горизонте 28 м, где горизонтальные скорости намного выше вертикальных и последние не дают вклада в проекцию на направление зондирования, находятся в фазе с колебаниями соответствующего ЗРС, что и должно быть в одномодовой ВВ. На больших глубинах появляется фазовый сдвиг, который, по-видимому, обусловлен увеличением вклада в лучевую скорость вертикальной составляющей, сдвинутой по отношению к горизонтальной на $\pi/2$. Амплитуда ее при таком размахе колебаний и периоде ($T = 9$ мин) составляет около $12 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. В то же время в интервале времени 3.20 – 3.40 колебания скоростей на горизонтах 53 и 78 м явно противофазны. На эхограмме такие детали менее заметны. Этот пример показывает, что в тех случаях, когда имеющиеся в среде ЗРС имеют низкую контрастность, доплеровский метод более информативен, чем эхолокационный. Поскольку такие ситуации в природе встречаются чаще, доплеровский метод представляется более универсальным, чем эхолокационный.

Анализ записи, приведенной на рис.3, а также многих аналогичных примеров (см. рис.4), показывает, что вопреки известному распределению горизонтальной скорости по глубине в первой моде, скорость, регистрируемая доплеровским гидролокатором, минимальна в приповерхностном слое и растет с глубиной. Такое искажение действительной картины явления возникает из-за того, что поверхностные течения, связанные с низкочастотными ВВ (периоды около 10 мин и более), практически полностью увлекают судно. Этот вывод следует из теоретической оценки и подтверждается экспериментально. При меньших периодах (около 1-2 мин) этот эффект выражен слабее. Противоположность колебаний скоростей на горизонтах 53 и 78 м (см. интервал 3.20 - 3.40 на рис.3) подтверждает это положение.

На рис.4 (см. вклейку на с. 250) приведен фрагмент эхограммы, полученной 16 февраля 81г. во время дрейфа над подводным проливом с глубиной 300 м между банками Назарет и Сая-де-Малья. При этом принимался сигнал, рассеянный не только толщей воды, но и дном, что позволило измерить скорость сноса судна по отношению к дну. Оказалось, что увеличение глубины залегания ЗРС, происшедшее в интервале времени с 8ч 1 мин до 8ч 12 мин, сопровождается изменением направления дрейфа. Новое направление дрейфа - с запада на восток - совпадает, очевидно, с направлением течения на поверхности и говорит о том, что также перемешалась и наблюдавшаяся ВВ. Аналогичным образом двигались и полосы-слики, видимые на поверхности во время измерений (см. схему эксперимента на рис.4). Приведенный пример показывает недостаток доплеровского метода при измерениях в дрейфе: носитель аппаратуры увлекается течениями на поверхности. Это, естественно, осложняет интерпретацию данных. Но этот же пример показывает, что при измерениях на глубине до 400м тот же доплеровский гидролокатор позволяет исключить эти погрешности. Так, на эхограмму рис.4 нанесены реализации абсолютных скоростей жидкости, полученные вычитанием из скоростей масс воды относительно судна скорости его сноса.

Для того чтобы доплеровский метод превратился в надежный инструмент наблюдения ВВ во всем их природном многообразии, надо многое сделать. Главным образом это касается алгоритмов обработки реализаций скоростей, полученных при зондировании среды. Необходимо создать способы исклю-

чения влияния качки (на основании измерений параметров движения судна с помощью гироскопических датчиков углов и акселерометров). Должны быть разработаны алгоритмы, позволяющие "сжать" полученную информацию и извлечь из нее физически значимые характеристики ВВ, необходимые для сравнения с теорией: пространственно-временные спектры, корреляционные функции, коэффициенты возбуждения мод и т.д.

В заключение автор выражает благодарность Д.А.Селивановскому, предоставившему данные проведенных им измерений, Н.А.Васильевой, проводившей обработку результатов эксперимента на ЭВМ, и А.М.Дронову, участвовавшему в измерениях во время 26-го рейса НИС "Дмитрий Менделеев".

Л и т е р а т у р а

1. Garrett C.J.R., Munk W.H. Space-time scales of internal waves. - *Geophysical Fluid Dynamics*, 1972, v.3, p.225-264.
2. Garrett C.J.R., Munk W.H. Space-time scales of internal waves: A progress report. - *Journal of Geophysical Research*, 1975, v.180, N3, p.291-297.
3. Thorpe S.A. Excitation dissipation and interaction of internal waves in the deep ocean. - *Journal of Geophysical Research*, 1975, v.80, N3, p.328-338.
4. Wunsch C. Deep ocean internal waves: What do we really know? - *Journal of Geophysical Research*, 1975, v.80, N3, p.291-297.
5. Андреева И.Б., Макштас Я.П. Внутренние волны и звуко-рассеивающие слои у слоя скачка температуры. - *Океанология*, 1977, т.17, №3, с.440-444.
6. Kaye G.T. Correlation between acoustic scatterers and temperature gradient. - *Journal of Marine Research*, 1979, v.37, N2, p.319-326.
7. Павленко А.М., Плотников Л.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Определение параметров внутренних волн по данным эхолокации. - Тез. докл. 2-й Дальневосточной акустич. конф. Владивосток, 1978, с. 62-65.

8. Забродина Н.А., Муякшин С.И., Селивановский Д.А. Определение пространственно-временных характеристик поля внутренних волн по данным эхолокации. - Тез. докл. 1-й Всесоюз. конф. "Метрология гидрофизических измерений". М.: ВНИИФТРИ, 1980, с.55-56.

Рисунки
к статье Л. Б. Гордеева, Ю. М. Жидко, Э. М. Зуйковой

**«РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ С БОРТА СУДНА
СЛИКОВ НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ,
ВЫЗВАННЫХ ВНУТРЕННИМИ ВОЛНАМИ»**

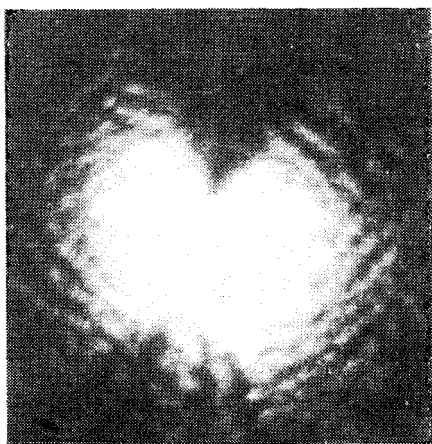
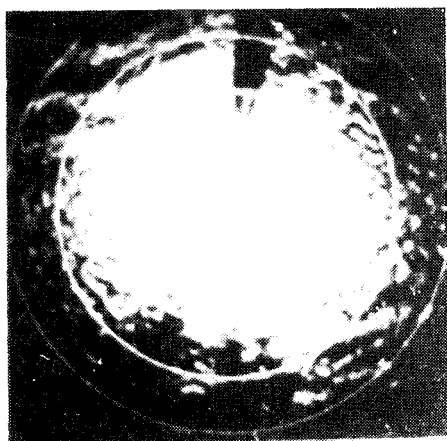
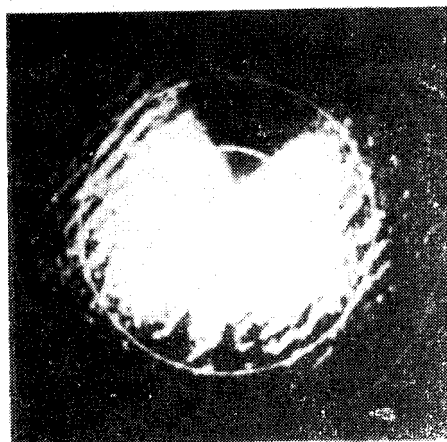


Рис. 3. Экран индикатора кругового обзора 31 декабря 1980 г. в точке с координатами $3^{\circ}08'$ с ш., $84^{\circ}57'$ в. д. Масштаб изображения 0,2 миль между метками дальности (светлые кольца)



а)



б)

Рис. 4 Экран индикатора кругового обзора 10 января:
 а — $V_n = 0$, $\Psi_n = 28^\circ$, масштаб 0,2 мили между метками дальности; координаты точки наблюдения 0° ю ш., 85° в д;
 б — $V_n = 13$ узлов, $\Psi_n = 340^\circ$; масштаб 0,5 мили между метками дальности; координаты точки наблюдения $2^\circ 05'$ ю ш., $85^\circ 01'$ в. д.

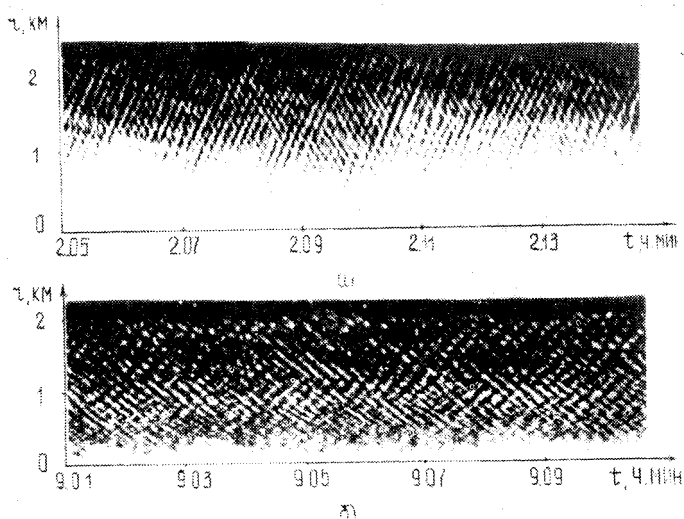


Рис 5. Радиоизображения волн зыби в режиме бокового обзора: а — 18 января 1981 г., $V_n=0$, $\Psi_n - \Psi_a = 55^\circ$, координаты точки наблюдения $0^\circ 18'$ с ш., $84^\circ 16'$ в. д.; б — 2 февраля 1981 г., $V_n=12,5$ узла, $\Psi_n=229^\circ$, $\Psi_a=270^\circ$, координаты $7^\circ 48'$ ю ш., $67^\circ 54'$ в д.

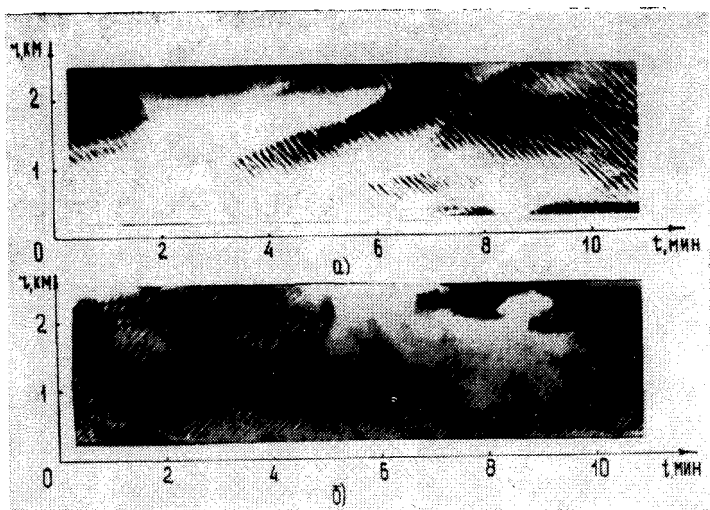


Рис. 6. Радиоизображения морской поверхности при слабом дожде, сопровождающемся резким порывом ветра (а) и при слабом дожде с малыми отклонениями скорости ветра от среднего значения (б)

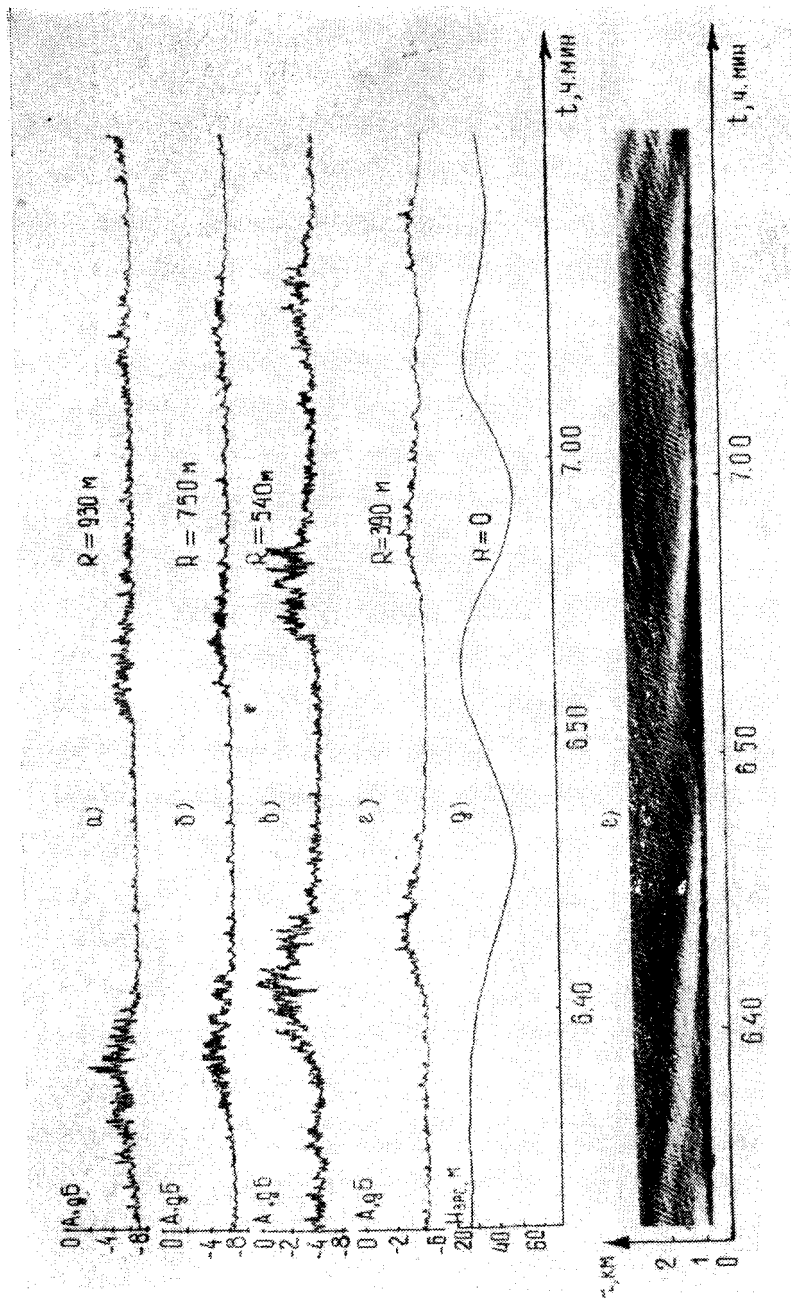


Рис. 7. Радионизображения ВВ и колебания глубины ЗРС (10 февраля, дрейф): а—г — записи 4 стробов РЛ-сигнала на самописце; д — колебания глубины ЗРС; е — запись РЛ-сигнала на фотопленку

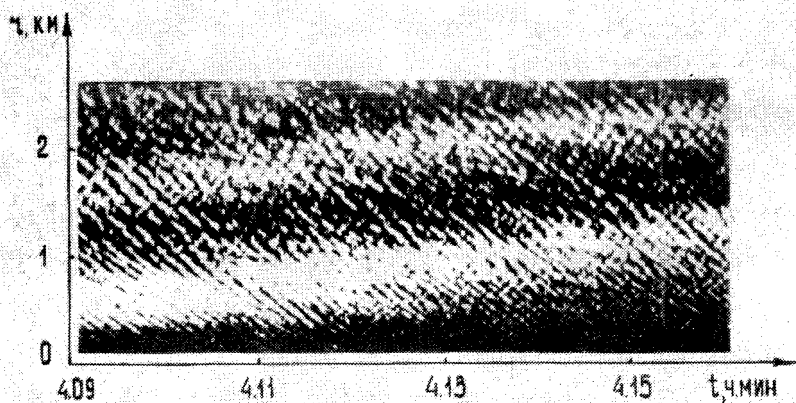


Рис. 9. Радионизображение одного периода квазипериодической ВВ (10 февраля, дрейф). Координаты точки наблюдения $13^{\circ}06'$ ю. ш., $62^{\circ}02'$ в. д.

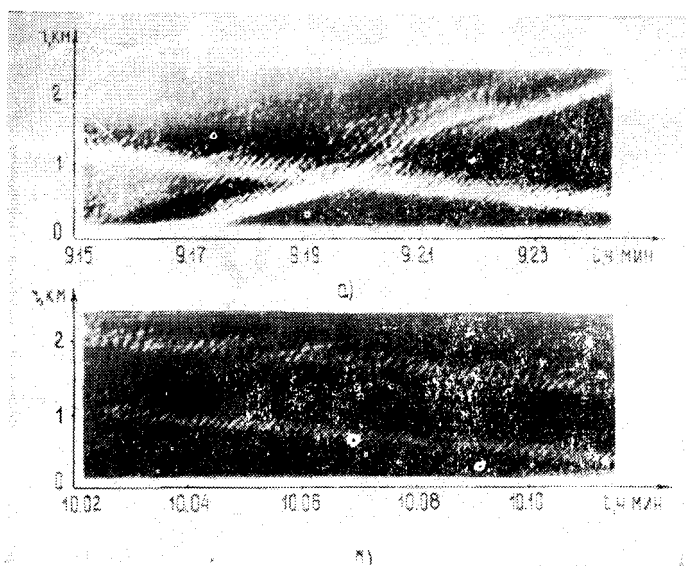
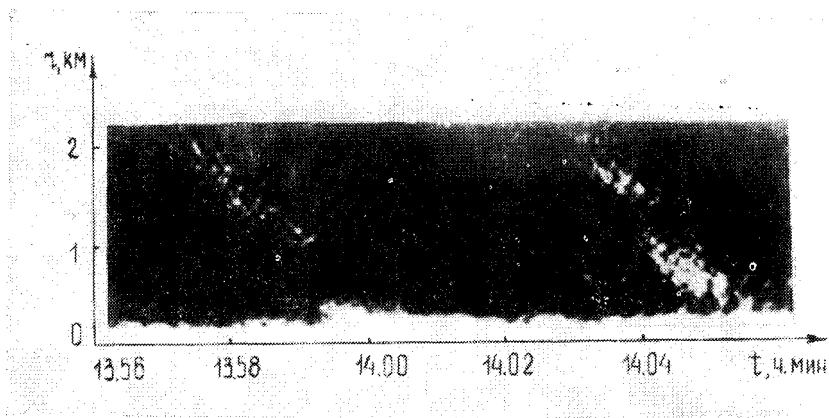


Рис. 10 Радионизображения ВВ (10 февраля, дрейф; координаты $13^{\circ}05'$ ю. ш., $61^{\circ}58'$ в. д.): а — одна система ВВ; б — две ВВ, распространяющиеся под углом друг к другу



Р и с. 11. Радиоизображение дуга ВВ (6 февраля, $V_H = 14$ узлов, координаты $12^{\circ}06'$ ю. ш., $61^{\circ}24'$ в. д.)

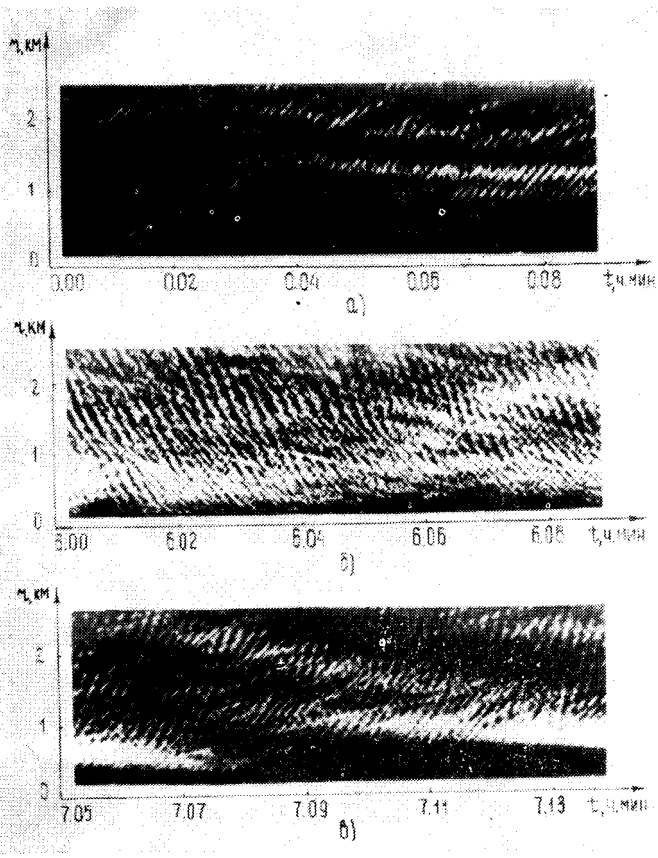


Рис. 12. Радиозображения слабых ВВ: а — неэквидистантность гребней ВВ (6 февраля); б, в — распространение волн с разными скоростями (10 февраля)

Рисунок
к статье Э. М. Зуйковой, А. Г. Лучинина, В. И. Титова
**«ОПТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ СПЕКТРА
ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ В ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН»**

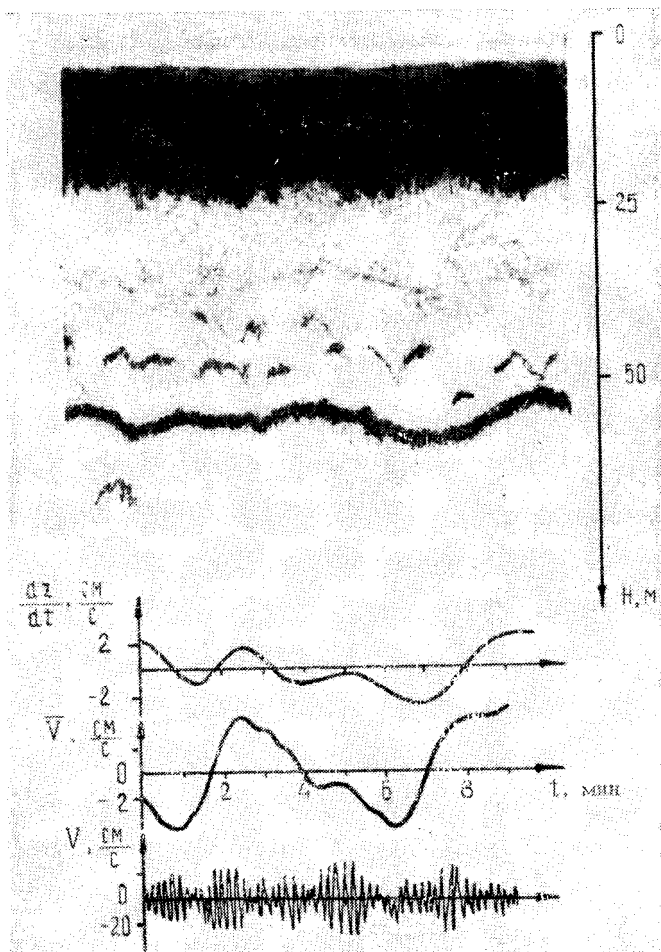


Рис. 4. Запись на фотоленку сечений текущего спектра волнения в координатах «пространственная частота (длина волны λ) — время» (получено во время движения судна 23 февраля 1981 г.)

Рисунки
к статье С. А. Ермакова

**«ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ
ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА ПОВЕРХНОСТНОЕ ВОЛНЕНИЕ»**

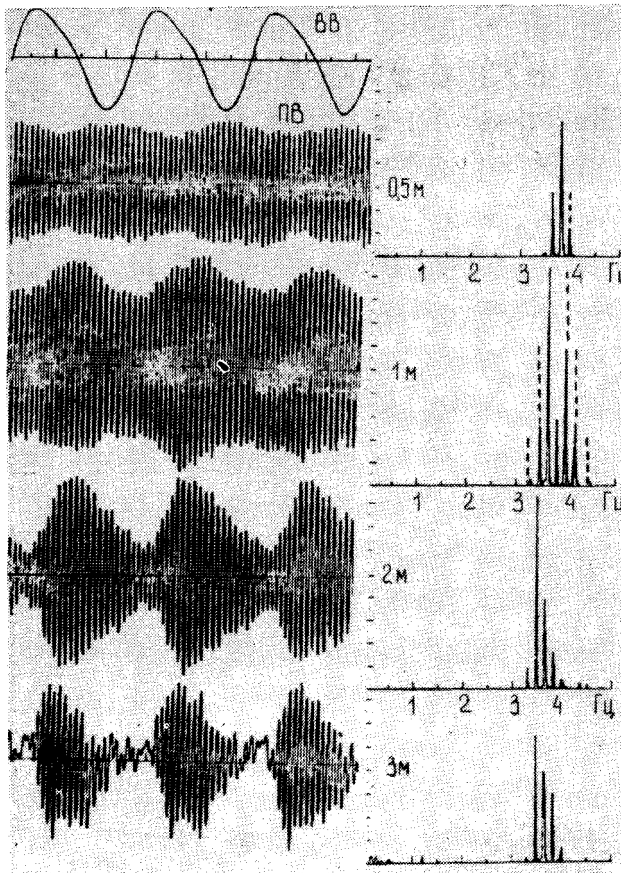
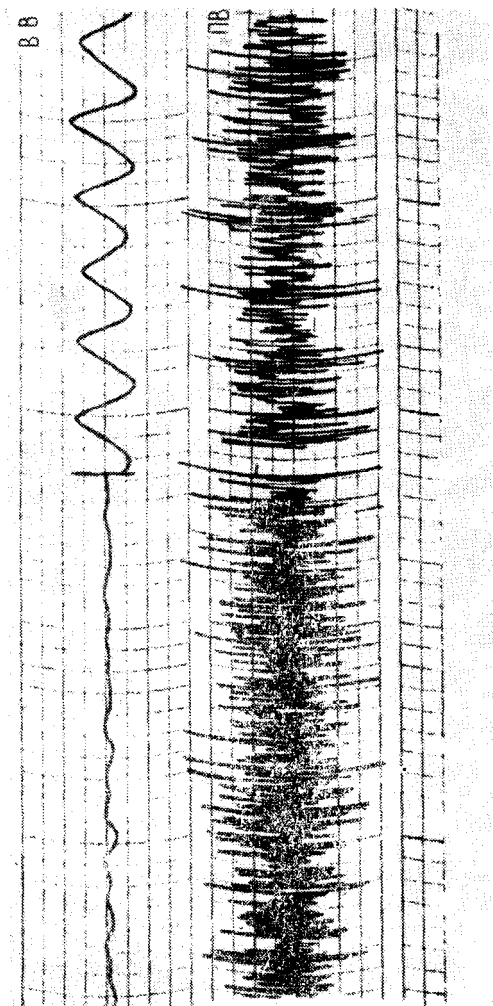


Рис. 2. Реализации ПВ и их спектры ($f = 4,7$ Гц),
в присутствии ВВ ($F=0,21$ Гц, $\beta=0,03$) на разных
расстояниях от волнопродуктора



Р и с. 6. Слнхронная запись ВВ и встровой ряби ($V = 1,5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, разгон 2 м)

Рисунки
к статье С. И. Муякина

**«ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЙ ДИСТАНЦИОННЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ
ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ОКЕАНЕ»**

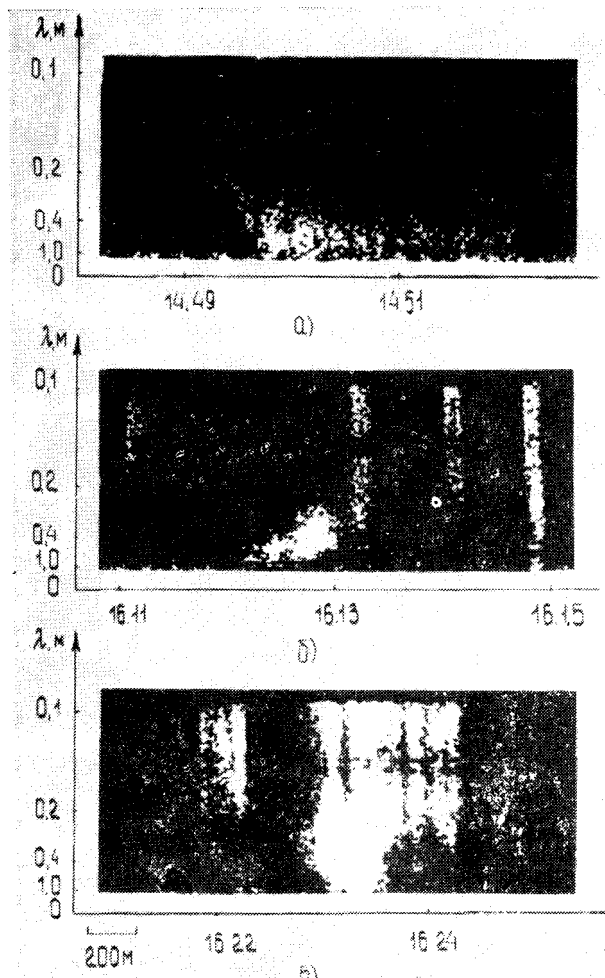


Рис 1. Результаты измерения ВВ доплеровским гидролокатором с вертикальным лучом. Сверху вниз: эхограмма; производная от глубины залегания ЗРС; вертикальная скорость, измеренная гидролокатором на г.л. бине 55 м (время усреднения 30 с); последовательность значений вертикальной скорости до усреднения

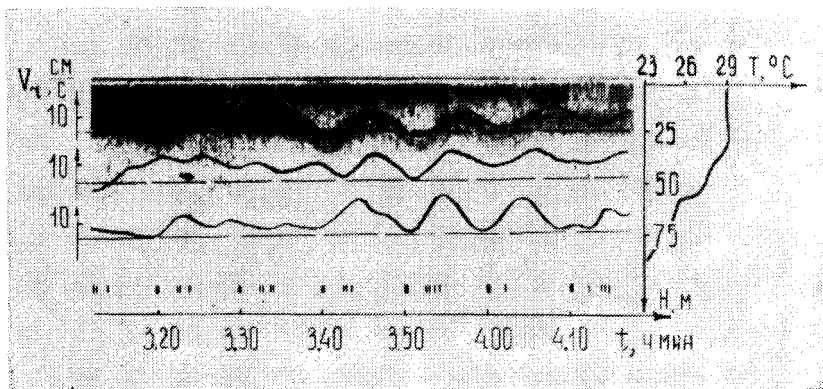


Рис. 3. Результат измерения ВВ доплеровским гидролокатором при наклоне луча под углом 45° к поверхности. Для наглядности реализации лучевых скоростей на глубинах 28, 53 и 78 м нанесены непосредственно на эхограмму. Справа — профиль температуры

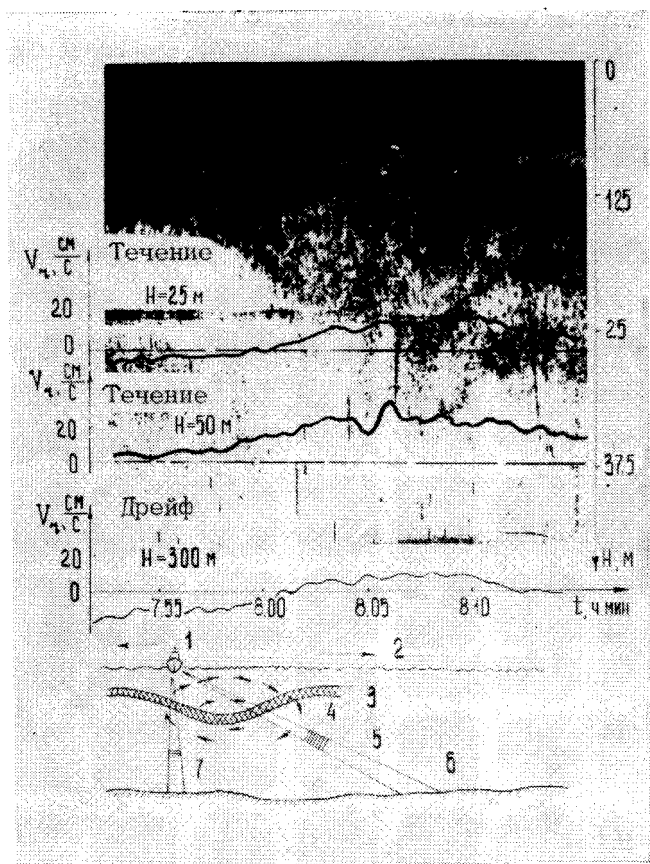


Рис. 4. Эффект увлечения судна течениями, вызванными ВВ. Вверху — эхограмма с нанесенными на нее абсолютными скоростями течения на глубинах 25 и 50 м. Ниже эхограммы — скорость дрейфа судна (положительным везде считается направление с запада на восток). Внизу — схема эксперимента: 1 — направление среднего дрейфа; 2 — направление движения сликков и возмущений ЗРС; 3 — ЗРС; 4 — скорости масс воды; 5 — луч доплеровского гидролокатора; 7 — луч эхолота

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	3
-------------------	---

ГИДРОФИЗИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ И ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

А.Я.Басович, В.В.Баханов, В.И.Таланов. Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель).....	8
С.А.Ермаков, Е.Н.Пелиновский, Т.Г.Талипова. Плечной механизм воздействия внутренних волн на ветровую рябь.....	31
Г.И.Баренблатт, А.Ю.Бенилов. Влияние внутренних волн на неоднородности гидрофизических характеристик поверхности океана	52
А.В.Иванов, Л.А.Островский, И.А.Соустова, Л.Ш.Цимринг. Взаимодействие внутренних волн и турбулентности в верхнем слое океана	75

ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

М.Б.Каневский. Формирование радиолокационного изображения внутренних волн на морской поверхности..	86
А.Г.Лучинин, В.И.Титов. Оптические изображения внутренних волн.....	92
С.А.Гродский, В.Н.Кудрявцев. Формирование ИК-изображений внутренних волн на морской поверхности..	111

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗДЕЙСТВИЯ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НА МОРСКУЮ ПОВЕРХНОСТЬ

Л.Б.Гордеев, Ю.М.Жидко, Э.М.Зуйкова. Радиолокационные наблюдения с борта судна сликов на морской поверхности, вызванных внутренними волнами.....	124
Э.М.Зуйкова, А.Г.Лучинин, В.И.Титов. Оптические исследования изменчивости спектра поверхностного волнения в поле внутренних волн.....	137
В.Н.Кудрявцев, <u>Ю.М.Куфтарков</u> . Экспериментальное исследование связи внутренних волн с радиационной температурой поверхности океана.....	147
В.В.Богородский, В.П.Гаврило, В.Н.Смирнов. Медленные волны в ледяном покрове Северного Ледовитого океана.....	158
С.А.Ермаков. Лабораторные исследования воздействия внутренних волн на поверхностное волнение.....	168
Г.Н.Христофоров. Изменение структуры морского ветрового волнения в зоне поверхностного слика..	189
С.И.Муякшин. Гидроакустический дистанционный метод измерения пространственно-временных характеристик поля внутренних волн в океане.....	209

CONTENTS

Introduction.....	3
-------------------	---

HYDROPHYSICAL THEORY OF INTERNAL WAVES - SURFACE WAVES INTERACTION

A.Ya.Basovich, V.V.Bakhanov, V.I.Talanov, Effect of intense internal waves on wind waves (a kinematic model).....	8
---	---

S.A.Ermakov, E.N.Pelinovsky, T.G.Talipova, Film mechanism of the internal wave effect on wind ripples	31
---	----

G.I.Barenblatt, A.Yu.Benilov, Internal wave effect on nonuniformity of hydrophysical characteristics of the oceanic surface	52
---	----

A.V.Ivanov, L.A.Ostrovsky, I.A.Soustova, L.Sh.Tsimring. Interaction of internal waves and turbulence in the upper layer of the ocean	75
---	----

THE THEORY OF IMAGING OF INTERNAL WAVES ON THE SEA SURFACE

M.B.Kanevsky. Radar imaging of internal waves on the sea surface	86
---	----

A.G.Luchinin, V.I.Titov. Optical images of internal waves.....	92
---	----

S.A.Grodsky, V.N.Kudryavtsev. IR imaging of internal waves on the sea surface.....	111
--	-----

EXPERIMENTAL STUDY OF INTERNAL WAVE EFFECT ON THE SEA SURFACE

L.B.Gordeev, Yu.M.Zhidko, E.M.Zujkova. On-board radar observations of the sea surface slicks due to internal waves	124
E.M.Zujkova, A.G.Luchinin, V.I.Titov. Optical study of the variability of the surface wave spectrum in the internal wave field ..	137
V.N.Kudryavtsev, <u>Yu.M.Kuftarkov</u> . Experimental study of the relation between internal waves and radiation temperature of the oceanic surface	147
V.V.Bogorodsky, V.P.Gavrilo, V.N.Smirnov. Slow waves in the ice sheet of the Arctic Ocean.....	158
S.A.Ermakov. Laboratory study of internal wave effect on surface waves.....	168
G.N.Khristoforov. Changes in the structure of wind waves in the surface slick zone..	189
S.I.Muyakshin. Remote hydroacoustic method of measuring space-time characteristics of the internal wave field in the ocean	209

УДК 551.466.8+551.466.4

Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель). Б а с о в и ч А. Я., Б а х а н о в В. В., Т а л а н о в В. И. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 8.

Построена теоретическая модель трансформации ветрового волнения дециметрового и метрового диапазонов в поле внутренней волны. Рассмотрено движение пакетов поверхностных волн на переменном течении, создаваемом внутренними волнами. Рассчитано поведение спектров поверхностного волнения и дисперсии уклонов морской поверхности в присутствии внутренней волны. Полученные теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Ил.9, список лит. 31 назв.

УДК 551.466.38+551.466.8

Пленочный механизм воздействия внутренних волн на ветровую рябь. Е р м а к о в С. А., П е л и н о в с к и й Е. Н., Т а л и п о в а Т. Г. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 31.

Предложена теоретическая модель влияния пленок поверхностно-активных веществ на ветровое волнение сантиметрового диапазона в поле внутренних волн. Рассмотрены свойства реальных морских пленок, показано, что природные поверхностно-активные вещества при определенной концентрации способны сильно гасить рябь. Проанализирована динамика пленки в поле внутренних и поверхностных волн при учете поступления поверхностно-активных веществ из океана и атмосферы. Рассчитана изменчивость спектра волнения, проведено сопоставление полученных контрастов с имеющимися экспериментальными данными. Табл.2, ил.10, список лит. 27 назв.

УДК 551.465

Влияние внутренних волн на неоднородности гидрофизических характеристик поверхности океана. Баренблатт Г. И., Бенилов А. Ю. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 52.

На основе методов полуэмпирической теории турбулентности предложена модель, описывающая воздействие внутренних волн на структуру гидрофизических полей вблизи поверхности океана. Механизм процесса связан с взаимодействием турбулизованной области, образующейся при обрушении внутренних волн, и верхнего перемешанного слоя океана. В предположении о неполной авиамодельности найдено решение задачи об эволюции плоской или осесимметричной турбулизованной области. Исследован тепловой баланс в области взаимодействия турбулентных движений в верхнем слое и в области обрушения внутренней волны; получены зависимости поверхностной температуры и турбулентной энергии от средней плотности турбулентной энергии в зоне обрушения. Приводятся некоторые оценки проявления механизма, рассмотренного в работе. Ил.1, список лит. 26 назв.

УДК 551.465

Взаимодействие внутренних волн и турбулентности в верхнем слое океана. Иванов А.В., Островский Л.А., Соустова И. А., Цимринг Л. Ш. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 75.

В рамках системы уравнений полуэмпирической теории турбулентности исследуются процессы взаимодействия внутренних волн с мелкомасштабной турбулентностью в верхнем слое океана. Найдены условия поддержания и характеристики турбулентности в осциллирующем сдвиговом течении, создаваемом заданной внутренней волной, период которой меньше времени диффузии турбулентной энергии. Исследовано затухание внутренних волн на турбулентности верхнего слоя океана: показано, что в длинноволновом диапазоне это затухание связано не с обычной сдвиговой турбулентной вязкостью, а с диффузией турбулентности в поле сил плавучести. Рассмотрена возможность усредненного воздействия внутренних волн на вертикальную структуру стратификации в верхнем слое. Сделаны оценки модуляции интенсивности поверхностного волнения из-за модуляции поверхностной турбулентности под действием внутренних волн. Ил.4, список лит. 8 назв.

УДК 621.371.22.4

Формирование радиолокационного изображения внутренних волн на морской поверхности. К а н е в с к и й М. Б. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 86.

Анализируется пространственно-временной спектр радиоизображения морской поверхности в области выхода на поверхность крупномасштабных внутренних волн. Предполагается, что радиоизображение формируется с помощью некогерентного радиолокатора сантиметрового диапазона в режиме бокового обзора. Показано, что в присутствии крупной океанской зыби внутренние волны могут проявляться в различных участках спектра радиоизображения соответственно структуре и числу систем зыби. Список лит. 3 назв.

УДК 551.463.5

Оптические изображения внутренних волн. Л у ч и н и н А. Г., Т и т о в В. И. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 92.

Рассматриваются два механизма образования изображения крупномасштабных внутренних волн на поверхности моря: за счет изменения величины отраженного поверхностью моря излучения солнца и неба из-за вариаций характеристик поверхностного волнения в поле ВВ и обратнорассеянного толщей воды подповерхностного излучения из-за перераспределения вертикальной стратификации первичных гидрооптических характеристик в поле внутренних волн. По известным данным о влиянии внутренних волн на поверхностное волнение и стратификацию первичных гидрооптических характеристик определяется связь между величиной оптического контраста в изображении внутренних волн и их параметрами. В предположении, что флуктуации изображения определяются статистикой поверхности, оцениваются пороговые значения параметров внутренних волн, в зависимости от скорости ветра, при которых внутренние волны становятся "видимыми" на поверхности моря. Ил. 2, список лит. 26 назв.

УДК 551.466.8:551.521.2

Формирование ИК-изображений внутренних волн на морской поверхности. Г р о д с к и й С. А., К у д р я в ц е в В. Н. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 111.

Исследуется влияние крупномасштабных внутренних волн на информативные параметры, определяющие дистанционные изображения морской поверхности. Расчеты проведены для "окон прозрачности" атмосферы 3,5-4 и 8-12 мкм. Показано, что контрасты радиационной температуры в "окне" 8-12 мкм определяются в основном вариациями излучательной способности поверхности океана и могут достигать величины порядка нескольких градусов.

В диапазоне 3,5-4 мкм в случае, когда радиометр направлен на центр "солнечной дорожки", контрасты радиационной температуры достигают максимальных величин и определяются как вариациями излучательной способности поверхности, так и вариациями среднеквадратичного уклона поверхности. Ил. 2, список лит. 12 назв.

УДК 621.371.22.4

Радиолокационные наблюдения с борта судна снимков на морской поверхности, вызванных внутренними волнами. Гор д е е в Л. Б., Ж и л к о Ю. М., З у й к о в а Э. М. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 124.

Описаны результаты радиолокационных наблюдений снимков на морской поверхности, вызванных внутренними волнами. Наблюдения велись с борта судна в Индийском океане в районе подводного Маскаренского хребта с помощью радиолокатора трехсантиметрового диапазона длин волн, работающего в режиме бокового обзора.

Показано, что РЛС, расположенная на судне, является эффективным неконтактным инструментом дистанционного обнаружения внутренней волны и измерения их параметров: длины волны, направления и скорости распространения. Установлена корреляция фазы внутренней волны с фазой волны ее радиоизображения (полосы повышенной и пониженной яркости, бегущие синхронно с внутренней волной), а также корреляция контраста радиоизображения внутренней волны с ее амплитудой. Наблюдаемые внутренние волны имели вид коротких цугов (до десяти периодов) с характерными пространственны-

ми периодами 400–1500 м и временными – 8 ± 15 мин.

Генеральные направления распространения внутренних волн по обе стороны хребта имеют разные знаки. Это позволяет предположить, что источником внутренних волн являются возмущения приливных течений, вызванные подводным Маскаренским хребтом. Ил.13, список лит. 8 назв.

УДК 551.46.07+551.46.08

Оптические исследования изменчивости спектра поверхностного волнения в поле внутренних волн. З у й к о в а Э.М., Л у ч и н и н А. Г., Т и т о в В. И. – В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.137.

Описывается оптическая система спектрального анализа изображения морской поверхности, использующая анализаторы изображения, работающие в некогерентном свете. Применение таких анализаторов в сочетании с электронными блоками обработки позволило обойтись без промежуточной записи изображения на фотопленку и получить спектры волнения в реальном времени и с большим динамическим диапазоном. Приводятся результаты исследований изменчивости коротковолновой части спектра поверхностного волнения (для волн длиной от единиц до десятков сантиметров) в поле внутренних волн. Эти измерения выполнялись как в дрейфе, так и во время хода судна. Ил.4, список лит. 11 назв.

УДК 551.466.8:551.521.2

Экспериментальное исследование связи внутренних волн с радиационной температурой поверхности океана. К у д р я в ц е в В. Н., К у ф т а р к о в Ю. М. – В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с.147.

В работе представлены основные результаты эксперимента, проведенного МГИ АН УССР в рамках международной программы "JASIN -78", по исследованию влияния внутренних волн на радиационную температуру поверхности океана. Анализ результатов показал, что флуктуации радиационной температуры коррелированы со смещениями термоклина, вызванными внутренней волной нижней моды. Дается интерпретация данных эксперимента на основании простейшей модели изменения излучательной способности океана за счет перераспределения концентрации пленок ПАВ полей внутренней волны. Табл.2, ил.5, список лит. 5 назв.

УДК: 551.46

Медленные волны в ледяном покрове Северного Ледовитого океана. Богородский В. В., Гаврило В. П., Смирнов В. Н. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 158.

В статье изложены основные результаты наблюдений за медленными волнами — колебаниями ледяного покрова, которые обусловлены проходящими подо льдом внутренними волнами. Ил. 6, список лит. 15 назв.

УДК 551.466.8+551.466.4

Лабораторные исследования воздействия внутренних волн на поверхностное волнение. Ермаков С. А. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 168.

Представлены результаты имеющихся лабораторных исследований воздействия внутренних волн на поверхностные волны. Описана аппаратура и методика измерений, приведены данные по выглаживанию поверхностных волн за счет эффектов, связанных с синхронизмом внутренних и поверхностных волн и влиянием поверхностно-активных пленок, дано обсуждение полученных результатов. Ил. 10, список лит. 16 назв.

УДК 551.466.3

Изменение структуры морского ветрового волнения в зоне поверхностного слика. Христов Г. Н. — В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 189.

Рассматриваются экспериментальные данные об изменчивости высокочастотных составляющих морского ветрового волнения при слабых и умеренных ветрах. В периоды появления на морской поверхности полос выглаживания — сликов — уменьшается спектральная плотность всех составляющих в широкой полосе частот $2 \div 30$ Гц, но особенно сильно вблизи $6 \div 8$ Гц. При появлении полос повышенной шероховатости спектральная плотность возрастает в основном на высоких частотах ($15 \div 30$ Гц), соответствующих мелкой ряби. Отмечены особенности перестройки спектра в диапазоне коротких гравитационных волн, предложена модель спектра на этом участке, учитывающая вариации крутизны волн. Обсуждаются геофизические аспекты изменчивости спектра морского ветрового волнения в диапазоне коротких гравитационных волн. Ил. 5, список лит. 16 назв.

УДК 681.883.072+551.46.085

Гидроакустический дистанционный метод измерения пространственно-временных характеристик поля внутренних волн в океане. М у я к ш и н С. И. - В кн.: Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький: ИПФ АН СССР, 1982, с. 209.

В статье описывается метод дистанционного гидролокационного измерения скоростей масс воды в верхнем слое океана, основанный на эффекте Доплера. Кратко рассмотрены способ обработки сигналов гидролокатора и методика измерений в океане. Представлены экспериментальные результаты, демонстрирующие возможности предлагаемого метода. Ил.4, список лит. 8 назв.

ABSTRACTS

EFFECT OF INTENSE INTERNAL WAVES ON WIND WAVES (A KINEMATIC MODEL)

A.Ya.Basovich, V.V.Bakhanov

A theoretical model is constructed for transformation of decimeter and meter wind waves in the internal wave field. Propagation of surface wave packets on a flow produced by internal waves is considered. Surface wave spectra and dispersion of sea slopes in the presence of internal waves are calculated. The results obtained theoretically are in good agreement with the experimental data.

FILM MECHANISM OF THE INTERNAL WAVE EFFECT ON WIND RIPPLES

S.A.Ermakov, E.N.Pelinovsky, T.G.Talipova

A theoretical model of the influence of surface active agents on centimeter wind waves in the internal wave field is proposed. Features of real sea films are considered. It is shown that at a certain concentration surface active agents can effectively damp the ripples. The film dynamics in the field of internal and surface waves is analyzed taking into account surface active agents from the ocean and the atmosphere. Variability of the wind wave spectrum is calculated. The obtained contrasts are compared with the available experimental data.

INTERNAL WAVE EFFECT ON NONUNIFORMITY OF HYDROPHYSICAL CHARACTERISTICS OF THE OCEANIC SURFACE

G.I.Barenblatt, A.Yu.Benilov

Based on the methods of semiempirical theory of turbulence a model is proposed which describes the effect of internal waves on the structure of hydrophysical fields near the oceanic surface. The mechanism of the process is stipulated by the interaction of the turbulized region formed as a result of internal wave breaking, with the upper mixed layer of the ocean. Solution of the problem on evolution of a plane or axisymmetric turbulized region is found assuming that self-similarity is incomplete. The heat balance in the region of turbulent mixing in the upper layer and in the region of internal wave breaking is investigated. The surface temperature and the turbulent energy are found as a function of the mean density of turbulent energy in the breaking zone. Some estimates of manifestation of the discussed mechanism are presented.

INTERACTION OF INTERNAL WAVES AND TURBULENCE IN THE UPPER OCEAN LAYER

A.V.Ivanov, L.A.Ostrovsky,
I.A.Soustova, L.Sh.Tsimring

Interaction of internal waves and small-scale turbulence in the upper ocean layer is studied within the frames of semiempirical equations for turbulence. Conditions of sustaining turbulence and its characteristics in an oscillating shear flow produced by a given internal wave with a period smaller than the time of turbulent energy diffusion, are obtained. Internal wave damping due to the upper layer turbulence is investigated.

This damping in the long-wave range is associated with turbulence diffusion in the presence of the buoyancy force rather than with usual shear turbulent viscosity. Possibility of an averaged effect of internal waves on the vertical structure of the upper layer stratifications is considered. Wind wave modulation due to the variation of the surface turbulence by internal waves is estimated.

RADAR IMAGING OF INTERNAL WAVES ON THE SEA SURFACE

M.B.Kanevsky

The space-time spectrum of the sea surface radar image for large-scale internal waves arriving at the surface is analyzed. Radar image is supposed to form by an incoherent centimeter radar. It is shown that in the presence of large oceanic swells internal waves may occur in different portions of the radar image spectrum according to the structure and number of the swell systems.

OPTICAL IMAGES OF INTERNAL WAVES

A.G.Luchinin, V.I.Titov

Two mechanisms of imaging for large-scale internal waves on the sea surface are described. These are stipulated by the change in the value of the sun and sky radiation reflected at the sea surface due to the variation of the characteristics of surface waves in the internal wave field, and by the change in the surface radiation backscattered by the water mass due to redistribution of vertical stratification of primary hydrooptical characteristics in the internal wave field. Available data on the effect of internal

waves on surface roughness and stratification of primary hydrooptical characteristics permit one to determine the relation between the value of the optical contrast in the internal wave image and their parameters. Assuming that image fluctuations are defined by the surface statistics, the threshold values of internal wave parameters at which internal waves become "visible" on the sea surface, are estimated as a function of the wind velocity.

IR IMAGING OF INTERNAL WAVES ON THE SEA SURFACE

S.A.Grotsky, V.N.Kudryavtsev

The effect of large-scale internal waves on information parameters defining remote images of the sea surface are studied. The calculations are accomplished for atmospheric windows 3,5-4 and 8-12 mcm. It is shown that contrasts of the radiation temperature in a 8-12 mcm window are principally defined by the variations of the sea surface emittance and may reach several degrees.

In the range 3,5-4 mcm when the radiometer is oriented at the center of the "sun path", the contrasts of radiation temperature reach their maximum values and are defined by the variations of the surface emittance, as well as by the variations of the root-mean-square surface slope.

ON-BOARD RADAR OBSERVATIONS OF SEA SURFACE SLICKS DUE TO INTERNAL WAVES

L.B.Gordeev, Yu.M.Zhidko, E.M.Zuykova

Results of radar observations of sea surface slicks due to internal waves are presented. The

observations were carried out on board a ship in the Indian ocean in the region of the underwater Mascarene Ridge with the help of a 3-cm radar operating in the regime of side scanning.

It is shown that a radar located on board a ship is a good noncontact device for remote detection of internal waves and measurement of their parameters: wavelength, direction and velocity of propagation. Correlation is established between the internal wave phase and its radar image (strips of high and low brightness moving in synchronism with the internal wave), as well as between the contrast of the internal wave radar image and its amplitude. The observed internal waves were in the form of short trains (up to ten periods) with characteristic space periods 400-1500 m and time periods 8-15 min.

The general directions of internal wave propagation on both sides of the ridge have different signs. This enables one to assume that the perturbation of tidal flows due to the underwater Mascarene Ridge is the source of internal waves.

OPTICAL STUDY OF THE VARIABILITY OF THE SURFACE WAVE SPECTRUM IN THE INTERNAL WAVE FIELD

A.G.Luchinin, V.I.Titov, E.M.Zuykova

An optical system of spectral analysis of the sea surface image is described, which uses image analysers operating in noncoherent light. Use of these analysers in combination with electron processing units made it possible to expel intermediate photofilm recording of the image and to obtain the wave spectra in real time and in a wider dynamical range. Results of the investigations are presented for variability of the short-wave portion of the surface wave spectrum (for wavelengths from unity to tens of centimeters) in

LABORATORY STUDY OF INTERNAL WAVE EFFECT ON SURFACE WAVES

S.A.Ermakov

The results of internal wave effect on surface waves obtained in laboratory are presented. The apparatus and measurement procedure are described. Data on surface wave smoothing due to the effects associated with the internal-surface wave synchronism and the influence of surface-active films are given. Discussion of the obtained results is presented.

CHANGES IN THE STRUCTURE OF WIND WAVES IN THE SURFACE SLICK ZONE

G.N.Khristorov

Experimental data on variability of high-frequency components of the wind wave spectrum at weak and moderate breeze are considered. When banded slicks appear on the sea surface, spectral intensity decreases in a wide frequency range 2-30 Hz, particularly so around 6-8 Hz. When rough bands appear, the spectral density increases mainly at high frequencies (15-30 Hz) which correspond to fine ripples. Features of spectrum retuning at short gravity waves are observed and a model of spectrum in this range is proposed, which takes into account variation of wave steepness. Geophysical aspects of variability of the wind wave spectrum at short gravity waves are discussed.

the internal wave field. These measurements were taken both when drifting and in motion.

EXPERIMENTAL STUDY OF THE RELATION BETWEEN INTERNAL WAVES AND RADIATION TEMPERATURE

V.N.Kudryavtsev, Yu.M.Kuftarkov

The basic results of the experiment carried out within the frames of the international program "JASIN-78" are presented. The effect of internal waves on the radiation temperature of the oceanic surface was studied. It was shown that fluctuations of the radiation temperature correlate with the thermocline variations in low-mode internal waves. The experimental data are interpreted based on a simple model of variation of oceanic emittance due to redistribution of the concentration of surface active films by the internal wave field.

SLOW WAVES IN THE ICE SHEET OF THE ARCTIC OCEAN

V.V.Bogorodsky, V.P.Gavrilo,
V.N.Smironov.

The basic results of observation of slow waves, that is variation of the ice sheet due to internal waves propagating under the ice, are presented.

REMOTE HYDROACOUSTIC METHOD
OF MEASURING SPACE-TIME
CHARACTERISTICS OF THE INTERNAL
WAVE FIELD IN THE OCEAN

S.I.Muyakshin

A method of remote sonar measurement of water mass velocities in the upper ocean layer based on the Doppler effect is described. The way of treating sonar signals and measurement procedure in the ocean are briefly discussed. The experimental results demonstrating potentialities of this method are presented.