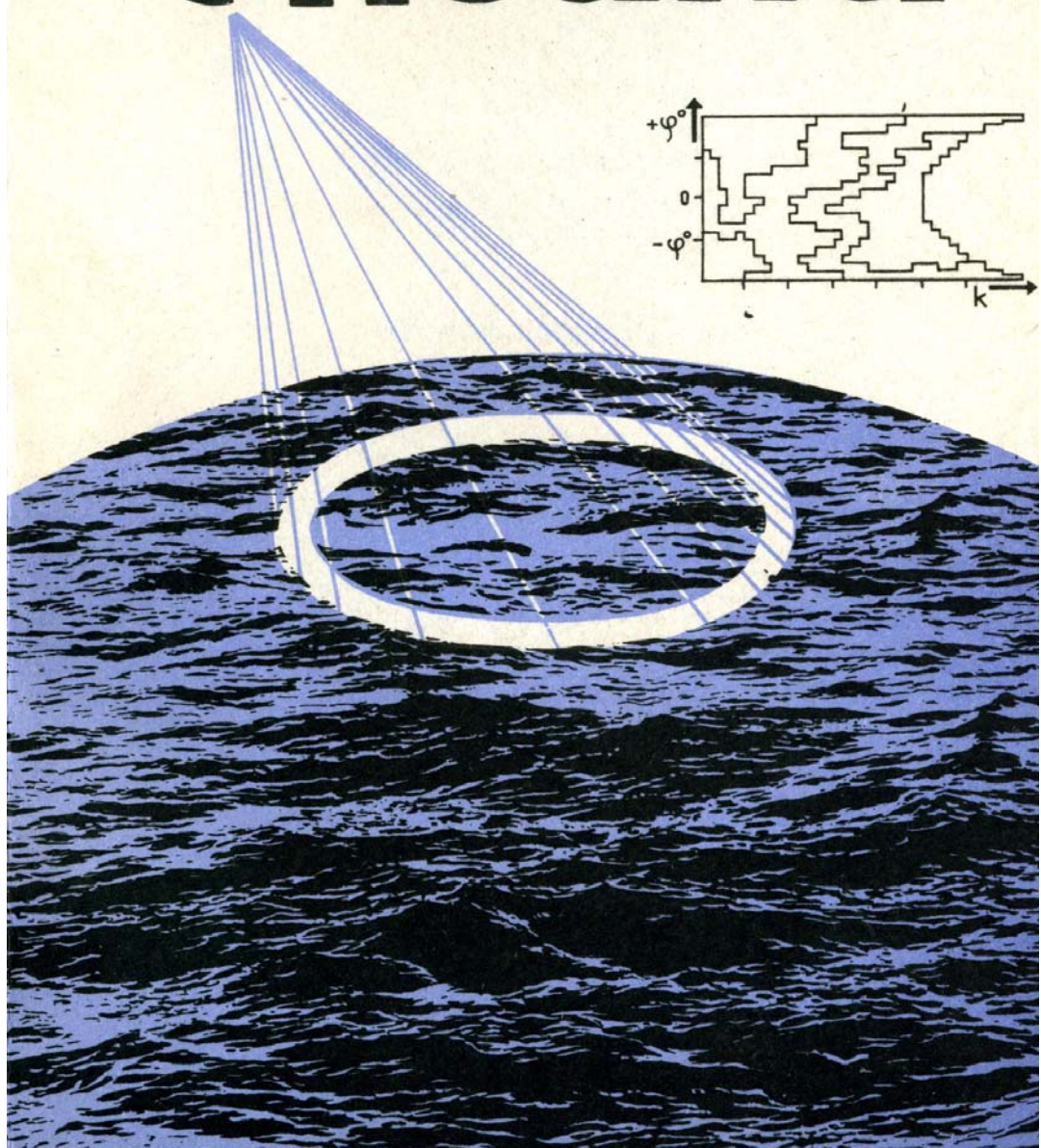


**ДИСТАНЦИОННЫЕ  
МЕТОДЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ  
ОКЕАНА**



**АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ**

**ДИСТАНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ  
ИЗУЧЕНИЯ ОКЕАНА**

**Сборник научных трудов**

**Горький 1987**

УДК 551.46:528.8

Рассматриваются активные и пассивные методы дистанционной диагностики океана, в основе которых лежит анализ характеристик электромагнитных и ультразвуковых сигналов, рассеянных и отраженных морской поверхностью и различными неоднородностями в приповерхностном слое воды. Приведены сведения о принципах построения дистанционной аппаратуры различного типа и назначения. Представленные в сборнике результаты натуральных исследований иллюстрируют возможности некоторых приборов при измерении параметров поверхностного волнения, гидрофизических и гидрооптических характеристик воды, внутренних волн и др.

Сборник предназначен для специалистов океанологов и радиофизиков, изучающих океан в различных его аспектах, а также для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

#### Рецензенты

доктор физико-математических наук Н. С. ПЕТРУХИН,  
доктор физико-математических наук К. С. СТАНКЕВИЧ

#### Ответственные редакторы

Д. М. БРАВО-ЖИВОТОВСКИЙ, Л. С. ДОЛИН

#### Редакционная коллегия

М. Б. КАНЕВСКИЙ, А. Г. ЛУЧИНИН, К. С. ШИФРИН, В. С. ЭТКИН,  
С. И. МУЯКШИН, В. В. ФАДЕЕВ, Н. А. ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Дистанционные методы и средства диагностики океана уже сейчас эффективно используются в экспериментальной океанологии при исследовании пространственно-временной изменчивости физических параметров поверхности и приповерхностного слоя океана, структуры и нелинейных взаимодействий гидрофизических полей, процессов взаимодействия океана и атмосферы. Эти методы призваны сыграть важную роль и в решении народнохозяйственных задач: создание космических систем наблюдения за состоянием океана позволит получать оперативную информацию, необходимую для навигации, морского промысла, прогноза погоды и океанологических параметров, борьбы с загрязнениями водной среды, предупреждения об опасных явлениях в океане.

Несмотря на несомненные успехи в разработке и практической проверке методов дистанционного зондирования, их потенциальные возможности по-настоящему еще не выявлены. Это подтверждается, в частности, появлением новых работ, которые указывают либо на неизвестные ранее диагностические возможности дистанционного зондирования, либо на возможности повышения точности дистанционных измерений (за счет комплексирования различных каналов информации, а также совершенствования аппаратуры, методики измерений и алгоритмов решения обратных задач).

Настоящий сборник (подготовленный при участии ряда ведущих специалистов соответствующего профиля) содержит обзорные материалы и оригинальные результаты по физическим основам и способам реализации большинства известных методов дистанционного зондирования морской поверхности и приповерхностного слоя океана, включая активную радиолокацию, СВЧ- и ИК-теплолокацию, оптическое наблюдение, лазерное и ультразвуковое зондирование. Значительное место отведено механиз-

мам рассеяния радиоволн и ультразвука на взволнованной морской поверхности, закономерностям формирования полей теплового излучения поверхности моря и ее изображений в рассеянном свете неба, механизмам обратного рассеяния лазерного излучения и ультразвука в толще воды, а также способам восстановления характеристик гидрофизических полей по сигналам дистанционного зондирования (т.е. обратным задачам). Рассмотрены также принципы построения некоторых дистанционных средств и приведены конкретные экспериментальные результаты, дающие представление о реальных возможностях дистанционной диагностики океана, в том числе определения статистических характеристик ветрового волнения, скорости и направления приводного ветра, температуры, солености и оптических характеристик воды, концентрации содержащихся в ней органических примесей, параметров внутренних волн и неоднородных течений, а также регистрации нефтяных пленок и поверхностных проявлений гидродинамических процессов, происходящих в верхнем слое океана.

Хотя сборник ориентирован в целом на проблемы космической океанографии, значительное внимание уделяется в нем и судовым неконтактным методам, которые крайне необходимы для подспутниковых измерений и выполнения натуральных экспериментов, направленных на разработку моделей гидродинамических процессов в океане и алгоритмов "расшифровки" изображений морской поверхности, получаемых из космоса.

Д.М.Браво-Животовский  
Л.С.Долин

# РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ОКЕАНА

Ю.М.Жидко, А.И.Калмыков, М.Б.Каневский,  
А.П.Пичугин, В.Н.Цымбал

Радиолокация – всепогодное средство, позволяющее с помощью береговых, корабельных и аэрокосмических локаторов зондировать океан сквозь туман и облака.

Изучение рассеяния радиоволн морской поверхностью началось еще во время второй мировой войны, однако ввиду сложности явления сколько-нибудь ясная его картина длительное время отсутствовала. Первые успехи в этом направлении были достигнуты в середине 50-х годов, когда в результате экспериментов, проводившихся в декаметровом диапазоне волн [1,2], было установлено, что в данном диапазоне рассеяние имеет избирательный характер, т.е. излучение заданной частоты рассеивается по направлению к локатору на определенной компоненте спектра волнения.

В 60-х годах в СССР в целях изучения рассеяния СВЧ-радиоволн была создана многоволновая доплеровская система для волн 8 мм, 3, 10 и 50 см, 1,5 и 4 м, работающая при различных поляризациях [3]. Эксперименты с этой системой, а также ряд последующих работ как экспериментальных, так и теоретических, показали общность механизмов рассеяния в КВ- и СВЧ-диапазонах при наличии характерных для каждого диапазона особенностей.

Установление основных закономерностей рассеяния позволило перейти к практическому применению радиолокации для дистанционной диагностики морской поверхности.

# 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ОКЕАНА

## 1.1. Механизмы рассеяния и методы расчетов

Типичный временной спектр отраженного морской поверхностью сигнала КВ-диапазона (частота зондирующего сигнала 13,4 МГц) показан на рис.1, взятом из обзора [4]. Основной особенностью спектра являются две четко выраженные линии, разнесенные в обе стороны относительно зондирующей частоты  $\omega_0$ ; интенсивности этих линий сильно различаются (обычно на 15 - 20 дБ). Примечательно то, что при заданной  $\omega_0$  положение линий не зависит от степени волнения, а при переходе на другую частоту сдвиг линий хотя и изменяется, однако не пропорционально  $\omega_0$ , как можно было бы предположить, имея в виду доплеровский сдвиг на каких-то фиксированных рассеивателях, а пропорционально  $\omega_0^{1/2}$ .

Объяснение этим фактам дает решение задачи рассеяния излучения на шероховатой плоскости в первом приближении теории возмущений по малому параметру  $\epsilon_z/\lambda$ , где  $\epsilon_z = \langle \xi^2 \rangle^{1/2}$  - среднеквадратическая высота шероховатостей, которые предполагаются пологими ( $\langle (\nabla \xi)^2 \rangle \ll 1$ ). Согласно теории (см., например, [5]) рассеяние является избирательным - излучение с длиной волны  $\lambda$ , падающее на поверхность под углом скольжения  $\psi$ , рассеивается в заданном направлении не на всем спектре шероховатостей  $S(\vec{x})$ , а лишь на компоненте, удовлетворяющей условию резонанса:

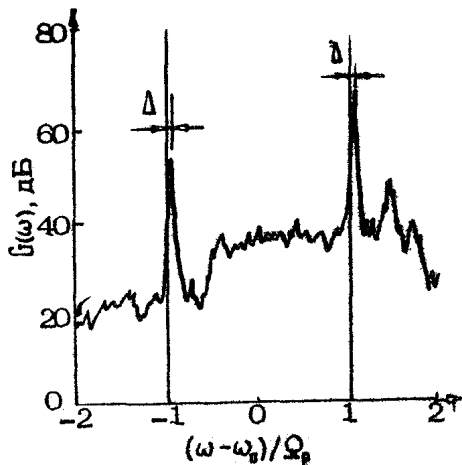
$$\vec{x}_p = \kappa (\vec{p}_1 - \vec{\alpha}_1), \quad (1)$$

где  $\kappa = 2\pi/\lambda$ , а  $\vec{\alpha}_1$  и  $\vec{p}_1$  - проекции на плоскость единичных векторов падающего и рассеянного полей. В случае радиолокационного зондирования (рассеяние в обратном направлении)  $\vec{x}_p = -2\kappa \cos\psi$ .

Четный спектр статистически однородного морского волнения представляется в виде

$$S(\vec{x}) = \frac{1}{2} \sum_{\pm} W(\pm \vec{x}), \quad (2)$$

где  $W(\vec{x})$  - спектр, характеризующий распределение энергии морского волнения по длинам волн и направлениям их распространения. Из выражений (1) и (2) следует, что вклад в обратное рассеяние дают две одинаковые по длине, но противоположные по направлениям волны, одна из которых бежит на



Р и с. 1

локатор  $(+\vec{x}_p)$ , а другая – от локатора  $(-\vec{x}_p)$ . Поэтому временной спектр радиолокационного сигнала состоит из двух линий:

$$U(\omega) \sim \sum_{\pm} W(\pm \vec{x}_p) \delta[\omega - (\omega_0 \pm \Omega_p)], \quad (3)$$

где  $\Omega_p = (\vec{x}_p g)^{1/2}$  – частота резонансной волны, принадлежащей гравитационной части спектра;  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$ . Отсюда видно, что сдвиг линий относительно  $\omega_0$  определяется не степенью волнения, а частотой  $\omega_0$  и углом скольжения зондирующего луча, причем  $\Omega_p \sim \omega_0^{1/2}$

Основная энергетическая характеристика рассеяния – удельная эффективная площадь (УЭПР) – определяется выражением [5]

$$\sigma^0 = 16 \pi k^4 |F(\epsilon, \psi)|^2 S(\vec{x}_p), \quad (4)$$

где  $F$  – множитель, сложным образом выражающийся через  $\psi$  и диэлектрическую проницаемость воды  $\epsilon$  (см. ниже).

Из выражений (3) и (4) можно видеть, что радиолокатор КВ-диапазона является весьма удобным инструментом для исследования энергонесущей части волнения. Действительно, измеряя интенсивность рассеянного сигнала при различных направлениях зондирования, можно найти угловой спектр волнения на заданной пространственной частоте, определить направление ветра [4, 6], а также по величине  $\Delta = \Omega - \Omega_p$  ( $\Omega$  – наблюдаемый в эксперименте сдвиг линии) сделать вывод о наличии в обследуемой зоне течений и измерить их скорость. В частности, показанное на рис.1 малое смещение  $\Delta$  соответствует



реальному местному течению вблизи Калифорнийского побережья США.

С переходом в СВЧ-диапазон механизм рассеяния, казалось бы, должен измениться коренным образом, поскольку здесь теория возмущений, строго говоря, неприменима. Оказывается, однако, что и в СВЧ-диапазоне резонансный характер рассеяния сохраняется, хотя и в видоизмененной форме [5,7-11].

При не очень крутом падении на морскую поверхность сантиметрового излучения пространственная частота  $\alpha_p = 2k \cos \psi$  попадает в сантиметровую же (т.е. гравитационно-капиллярную) часть спектра волнения, причем для высоты  $h_p$  соответствующей волны в силу малой ее крутизны справедливо

$$h_p \ll \Lambda_p = \frac{2\pi}{\alpha_p} \sim \lambda,$$

т.е.  $h_p \ll \lambda$ . Более того, для заданной  $\lambda$  существует граничная пространственная частота  $\alpha_{gp} < \alpha_p$ , такая, что среднеквадратическая высота мелкомасштабного волнения (ряби), определенная через интеграл от спектра по области  $\alpha > \alpha_{gp}$ , будет малой по сравнению с  $\lambda$ , т.е. к этой части спектра применима теория возмущений\*). Что касается крупномасштабной поверхности, описываемой длинноволновой частью спектра ( $\alpha < \alpha_{gp}$ ), то ее кривизна оказывается достаточно малой, так что задачу о рассеянии на ней можно решать в приближении Кирхгофа, когда рассеивающая поверхность в окрестности каждой ее точки заменяется касательной плоскостью с локальной ориентацией нормали.

Следовательно, теорию возмущений теперь можно применить не к шероховатой плоскости, а к крупномасштабному ( $\alpha < \alpha_{gp}$ ) волнению, покрытому сантиметровой рябью\*\*).

Таким образом, в СВЧ-диапазоне рассеяние остается избирательным (резонансным), однако этот механизм приобретает локальный характер, поскольку угол скольжения луча по отношению к элементу крупной волны определяется пространствен-

\*) В отсутствие крупных волн и поверхностных течений смещение частоты СВЧ-сигнала согласно теории возмущений определяется выражением  $\Omega_p = (\alpha_p g + \alpha_p^3 \alpha / \rho)^{1/2}$ , где  $\alpha$  и  $\rho$  — коэффициент поверхностного натяжения и плотность воды; это хорошо подтверждается экспериментальными данными [3].

\*\*) Подробно о разделении спектра волнения и определении  $\alpha_{gp}(\lambda)$  см. [9,10].

ной ориентацией данного элемента. При этом рассеянный сигнал оказывается промодулированным как по амплитуде (наклонами крупных волн), так и по частоте вследствие движения рассеивающей ряби в поле крупномасштабного волнения [12-14].

В соответствии со сказанным УЭПР морской поверхности в СВЧ-диапазоне при углах скольжения  $5^\circ \leq \psi \leq 70^\circ$  находится путем усреднения УЭПР, определенной методом возмущений (4), по наклонам крупномасштабного рельефа (фактически по значениям локального угла скольжения):

$$\epsilon^0(\psi) = \int \epsilon^0(\psi, \vec{\gamma}) \rho(\vec{\gamma}) d\vec{\gamma}, \quad (5)$$

где  $\vec{\gamma} \{ \gamma_x, \gamma_y \}$ ,  $\gamma_x$  и  $\gamma_y$  - наклоны крупномасштабного рельефа в двух взаимно перпендикулярных направлениях;  $\rho(\vec{\gamma})$  - плотность распределения наклонов.

Особенности рассеяния на малых углах скольжения ( $\psi \approx 5^\circ$ ) рассмотрены в одном из следующих разделов, а при крутом падении "работает" метод Кирхгофа. В рамках этого метода для изотропной поверхности при нормальном распределении наклонов [15]

$$\epsilon_{\kappa}^0 = \frac{F^2}{2 \langle \gamma^2 \rangle \cos^4 \theta} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta}{2 \langle \gamma^2 \rangle}\right), \quad (6)$$

где  $F$  - коэффициент Френеля при угле падения  $\theta = 0^\circ$ ;

$$\langle \gamma^2 \rangle = \int_{\alpha < \alpha_{\max}} \alpha^2 S(\alpha) d\alpha \quad (7)$$

- дисперсия наклонов волн, удовлетворяющих условию малости кривизны. Очевидно, этот механизм отражения эффективен в конусе углов падения  $\theta \leq \langle \gamma^2 \rangle^{1/2}$

Расчеты характеристик рассеяния с учетом реальных спектров волнения выполнены в работах [9-11, 16, 17, 18], причем в [9, 10, 16] учтены океанографические данные об изменении  $S(\alpha)$  с ветром.

## 1.2. Основные свойства обратного рассеяния СВЧ-излучения

Важнейшей как для решения многих практических задач, так и для апробации моделей рассеяния и методов расчета является зависимость  $\epsilon^0(\psi)$ . Типичные зависимости  $\epsilon^0(\psi)$  приведены на рис.2. Расчетные кривые получены по выражению (4) с учетом реальных значений  $\epsilon = 6.5 + j30$  для углов  $\sin \psi > 1/\sqrt{|\epsilon|}$ ; с учетом этого

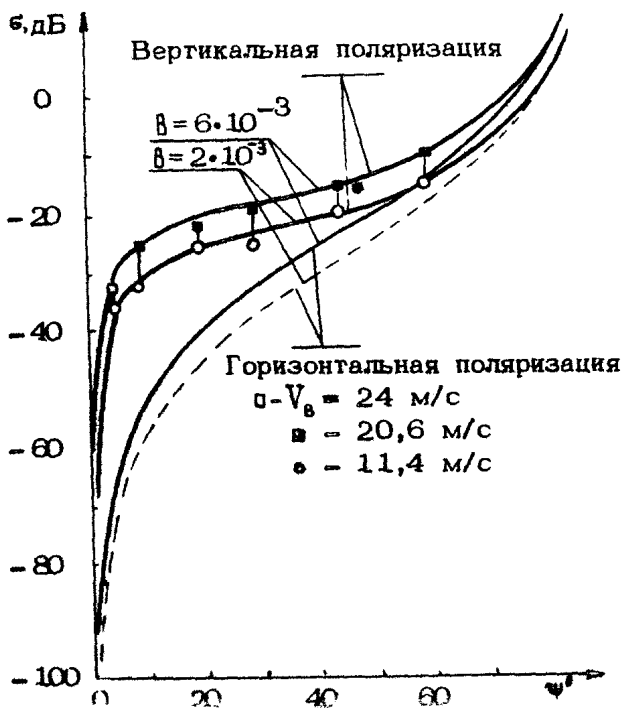
$$|\mathcal{F}(\epsilon, \psi)|^2 = \begin{cases} \sin^4 \psi & \text{для горизонтальной} \\ & \text{поляризации,} \\ \frac{|\epsilon|^2 \sin^4 \psi}{[(1 + \eta_1 \sin \psi)^2 + \eta_2^2 \sin^2 \psi]^2} & \text{для вертикальной} \\ & \text{поляризации,} \end{cases} \quad (8)$$

где  $\eta_1 + i\eta_2 = \sqrt{\epsilon}$ .

Здесь же приведены данные работы [17], специально выполненной в США в начале 70-х годов для проверки модели избирательного рассеяния. Как видно, в широком секторе углов расчетные зависимости  $\epsilon(\psi)$  не только качественно, но и количественно согласуются с экспериментальными данными.

В рамках модели избирательного рассеяния рост  $\epsilon^0$  при  $\psi > 50^\circ$  вызывается согласно (4) ростом  $S(\epsilon) = \frac{b}{\pi} \epsilon^{-4}$ , поскольку с ростом  $\psi$  наблюдается увеличение спектральной плотности рассеивающей ряби (4) как  $\cos^{-4} \psi$ .

Обращает на себя внимание рост  $\epsilon^0$  при  $10^\circ < \psi < 70^\circ$  с увеличением скорости ветра  $V_B$ . Это изменение  $\epsilon^0$  связано как с влиянием крупных волн (растет их наклон с ветром) [19], так и с ростом спектральной плотности ряби  $S(\epsilon)$  [18,



20,22]. Эксперименты показывают, что зависимость  $\epsilon^0$  от  $V_0$  хорошо описывается степенным законом:  $\epsilon^0 = A(\psi, \lambda) V_0^q(\psi, \lambda)$ . Показатель степени  $q$  слабо зависит от поляризации и уменьшается с увеличением длины волны  $\lambda$  и угла скольжения  $\psi$ . Скорость изменения показателя  $q$  в интервале углов скольжения от  $30$  до  $60^\circ$  существенно меньше, чем при  $\psi > 60^\circ$ . Так, для  $\lambda = 3$  см  $q$  уменьшается от  $2,3$  при  $\psi = 30^\circ$  до  $1,7$  при  $\psi = 60^\circ$ , а при  $\psi = 68^\circ$  падает до  $0,65$  [21].

Анализируя расчетные зависимости  $\epsilon^0(\psi)$  и экспериментальные данные рис.2 на разных поляризациях, можно видеть, что, если на вертикальной поляризации наблюдается весьма удовлетворительное соответствие экспериментальных и расчетных значений  $\epsilon^0$ , то на горизонтальной поляризации на углах  $\psi \leq 10^\circ$  результаты измерений существенно, на  $15 - 20$  дБ, превышают расчетные значения  $\epsilon^0$ .

Частотная зависимость рассеяния в сантиметровом диапазоне волн по данным экспериментов [23-27] имеет характер  $\epsilon^0 \sim \lambda^0 \div \lambda^{-1,5}$ , что описывается моделью избирательного рассеяния. Так, поскольку спектральная плотность  $S(\alpha) \sim \alpha^{3,5} + \alpha^{-4}$ , то за счет только изменения спектральной плотности ряби  $\epsilon^0 \sim \lambda^0 \div \lambda^{-1,3}$ , а учитывая, что вклад наклонов крупных волн уменьшается с ростом  $\lambda$ , суммарная зависимость  $\epsilon^0(\lambda)$  увеличивается до  $\lambda^{-1} - \lambda^{-1,5}$ .

Пространственное распределение наклонов  $\gamma$ , которое отличается от изотропного, приводит к анизотропии рассеяния. Эта особенность является основой определения направления ветра и используется в скаттерометрах и радиолокаторах бокового обзора типа установленного на спутнике "Космос-1500" (см. разд. 2.2 и 2.3).

Пространственно-временные флуктуации сигнала отличают особенности, которые необходимо учитывать при разработках методов и средств наблюдения морской поверхности. Так, низкочастотные флуктуации, связанные с энергонесущими волнами, при достаточно высоком пространственном разрешении, когда разрешаются элементы волны, имеют высокую корреляцию на разных волнах и поляризациях [28]. При этом высокочастотные флуктуации, как правило, декоррелированы [14]. Пространственные корреляционные свойства сигнала связаны как с параметрами радиолокаторов, так и с собственными характеристиками волнения [29-34].

Поляризационные свойства, исключая скользющие углы  $\psi \leq 5^\circ$ , достаточно хорошо описываются в рамках модели избирательного рассеяния. Особенности рассеяния при различных поляризациях на скользких углах рассмотрены ниже.

Частотные спектры сигналов во многом зависят от волнения. При слабых волнениях, когда рассеивающая рябь движется с собственной фазовой скоростью  $\vec{v}_0$ , наблюдается смещение частоты (см. разд. 1.1):  $f_c \leq 10$  Гц. С ростом скорости ветра и крупных волн скорость ряби  $\vec{v}$  изменяется и определяется как

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_{орб} + \vec{v}_{вс} + \vec{v}_T, \quad (9)$$

где  $\vec{v}_{орб} = \frac{gH}{T}$  — орбитальная скорость крупных волн высотой  $H$  и периодом  $T$ ,  $\vec{v}_{вс} \approx 0,02 \vec{V}_в$  — скорость ветрового сноса,  $\vec{v}_T$  — возможная скорость течений на участке измерений.

При развитом волнении определяющий вклад в величину  $\vec{v}$  вносит  $\vec{v}_{орб}$ . Орбитальное движение изменяет направление и скорость ряби, что приводит к расширению спектра [12, 14]; при больших скоростях ветра ( $V_в > 7-10$  мс<sup>-1</sup>) ширина спектра

$$\Delta f \approx 4\pi H / \lambda T \quad (10)$$

Что касается средних скоростей, то с учетом статистических связей между  $H$  и  $T$  (но без учета возможных  $v_T$ ) они выражаются как

$$v = v_0 + 0,78 H_{1/3}^{0,6} + 0,15 H_{1/3}^{0,4} = v_0 + 0,04 V_в^{1,5} + 0,02 V_в, \quad (11)$$

где  $H_{1/3}$  — средняя высота гребни наиболее высоких волн.

Формула (11) хорошо подтверждается измерениями доплеровского смещения сигнала вертикальной поляризации [14, 35]. Измерения на горизонтальной поляризации дают значения скорости, в несколько раз превышающие те, что следуют из формулы (11). Кроме того, на скользких углах при  $\psi \leq 5^\circ$  наблюдается отмеченное ранее превышение УЭПР на горизонтальной поляризации  $\epsilon_r^0$  над значениями  $\epsilon_v^0$  на вертикальной поляризации.

Распределение амплитуды отраженного сигнала, вообще говоря, нерэлеевское и отличается от такого более длинным "хвостом". Особенно заметно это проявляется для радиолокаторов с высоким разрешением, работающих на малых углах скольжения, причем более растянутым при прочих равных условиях оказывается распределение сигнала горизонтальной поляризации, нежели вертикальной [10, 36-39].

Как указано выше, на вертикальных углах определяющими являются квазизеркальные отражения. Представляет интерес оценить область перехода от квазизеркальных отражений к избирательному рассеянию. Проведенные расчеты [9] и анализ экспериментальных данных [40, 41] показывают, что в сантиметровом диапазоне радиоволн отражения в рамках избирательного рассеяния хорошо описываются до  $\psi \sim 70^\circ$ , и с увеличением  $\lambda$  граница смещается к большим углам. Максимальные углы падения  $\theta'$ , где применимо приближение Кирхгофа, составляют  $20 \sim 25^\circ$ , так что область перехода от одного механизма к другому широкая и составляет  $10 \sim 15^\circ$ . В этой области практически отсутствует зависимость  $\epsilon^0$  от поляризации. Для приближения Кирхгофа это естественно - см. (6), т.к. различие коэффициентов Френеля на разных поляризациях не превышает 1 дБ.

Специальные эксперименты по исследованиям флуктуационных характеристик отражений на углах, близких к вертикальным [40, 41], показали, что область перехода лежит в пределах  $\theta' \approx 12 \div 18^\circ$ . При  $\theta' < 20^\circ$  необходимо учитывать оба механизма, а при  $\theta' > 20^\circ$  определяющим является избирательное рассеяние.

### 1.3. Рассеяние на скользящих углах

При малых углах скольжения ( $\psi \leq 5^\circ$ ) помимо рассеяния рябью значительный вклад вносят отражения, возникающие при обрушивании волн.

Экспериментально обнаружено [14, 28, 42], что на горизонтальной поляризации наблюдаются всплески, уровень которых на 10 - 15 дБ превышает рассеяние рябью. Характерное время существования сигналов-всплесков 0,1 - 0,5 с, а их ЭПР 0,03 - 0,2 м<sup>2</sup>. Анализ частотных (доплеровских) характеристик показал, что всплески - отражения, создаваемые заостренными гребнями волн перед обрушиванием, - существенно изменяют спектры рассеяния на горизонтальной поляризации. За счет этого скорость рассеивателей горизонтальной поляризации существенно превышает скорость ряби (см. (11)), создающей рассеяние на вертикальной поляризации:

$$\begin{aligned}
 v_r &\approx 0,5 v_0 + 0,39 H_{1/3}^{0,6} + (1,5 - 2,5) H_{1/3}^{0,5} = \\
 &= 0,5 v_0 + 0,02 V_0^{1,5} + (0,21 + 0,36) V_0 \quad * \quad (12)
 \end{aligned}$$

Вторые слагаемые в формуле (12), так же как и в (11), - вклад орбитальных скоростей, а третьи слагаемые - скорости, связанные со всплесками.

В присутствии всплесков появляются аномальные свойства рассеяния: отражения на горизонтальной поляризации  $\sigma_r$  превышают отражения на вертикальной поляризации  $\sigma_v$ ; скорости отражателей горизонтальной поляризации  $\tau_r$  оказываются в 3 - 4 раза выше, чем рассеивателей вертикальной поляризации (ряби).

На следующей фазе обрушивания - брызгах - появляются особенности, которые также не описываются в рамках модели избирательного рассеяния. Синхронные измерения на волнах длиной 8 мм и 3 см показали [43], что ЭПР отражений (брызг) не зависит от поляризации, но существенно меняется с изменением длины волны. На волне с  $\lambda = 8$  мм ЭПР от брызг на 18 - 20 дБ превышают ЭПР на волне с  $\lambda = 3$  см. При этом, если на волне  $\lambda = 3$  см отражения от брызг несколько ниже (на 5 - 10 дБ) отражений собственно поверхностью моря, то на волне  $\lambda = 8$  мм отражения от брызг на 7 - 10 дБ выше отражений поверхностью.

Анализ показывает, что вклад отражений от гребней (всплесков) и от брызг, создаваемых при обрушивании волн, существен лишь на скользких углах. Если отражения-всплески наблюдаются во всем диапазоне СВЧ на горизонтальной поляризации, то вклад рассеяния от брызг проявляется в миллиметровом диапазоне.

## 2. МЕТОДЫ, СРЕДСТВА И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОЛОКАЦИОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

### 2.1. Судовой радиолокатор бокового обзора

Судовые средства радиолокационной (РЛ) диагностики поверхностного волнения по скорости обзора и масштабам обзораемых областей не могут конкурировать с их аналогами, установленными на самолетах и космических аппаратах. Однако, несмотря на это, исследования морской поверхности РЛ-средствами с борта судна представляют значительный интерес и ценность. В первую очередь это связано с возможностью более детального и точного контроля состояния поверхности и гидрометеоусловий непосредственно в районе зондирования с помощью контактных датчиков и других неконтактных средств (оптических и акустических), что весьма важно для правильной интерпретации результатов РЛ-зондирования с больших дальностей, в частности из космоса. Судовая РЛС дает воз-

возможность наблюдения за развитием медленных процессов, например связанных с взаимодействием внутренних волн в океане с поверхностным волнением [44-49]. Отсюда следует, что, хотя основным источником глобальной информации о состоянии морской поверхности являются средства зондирования, расположенные на самолетах и космических аппаратах, однако это не исключает, а напротив, в известной мере стимулирует развитие средств и методов РЛ-диагностики с борта судна.

Предложено много различных способов определения параметров морского волнения по отраженному РЛ-сигналу (см., например, [50, 51]). Однако не все они достаточно разработаны и апробированы применительно к работе на борту судна. Судя по публикациям, РЛ-диагностика с борта судна только начинает внедряться в практику океанографических исследований. Но и сейчас можно привести примеры успешного использования судовых РЛС для этих целей [44-49, 52-55].

Модуляция РЛ-сигнала уклонами поверхностных волн увеличивается с уменьшением угла скольжения. При углах скольжения, соизмеримых с уклонами волн зыби и длинных энергонесущих ветровых волн, что типично для работы с борта судна, контрасты радиоизображений таких волн весьма велики (10 дБ и более). Это позволяет использовать РЛС для определения скорости, направления и длины волны [45].

Взаимодействие внутренних волн (ВВ) с поверхностным волнением приводит к появлению аномалий в волнении, в результате чего появляется возможность изучения взаимодействия ВВ с поверхностным волнением и получения информации о наличии и структуре ВВ с помощью РЛ-зондирования поверхности [44-49].

Радиоизображения ВВ, как и зыби, имеют вид чередующихся полос, ориентированных параллельно фронту волны и движущихся вместе с ней. Это позволяет, так же как и для зыби, определить по радиоизображению длину, период, скорость и направление волны [45].

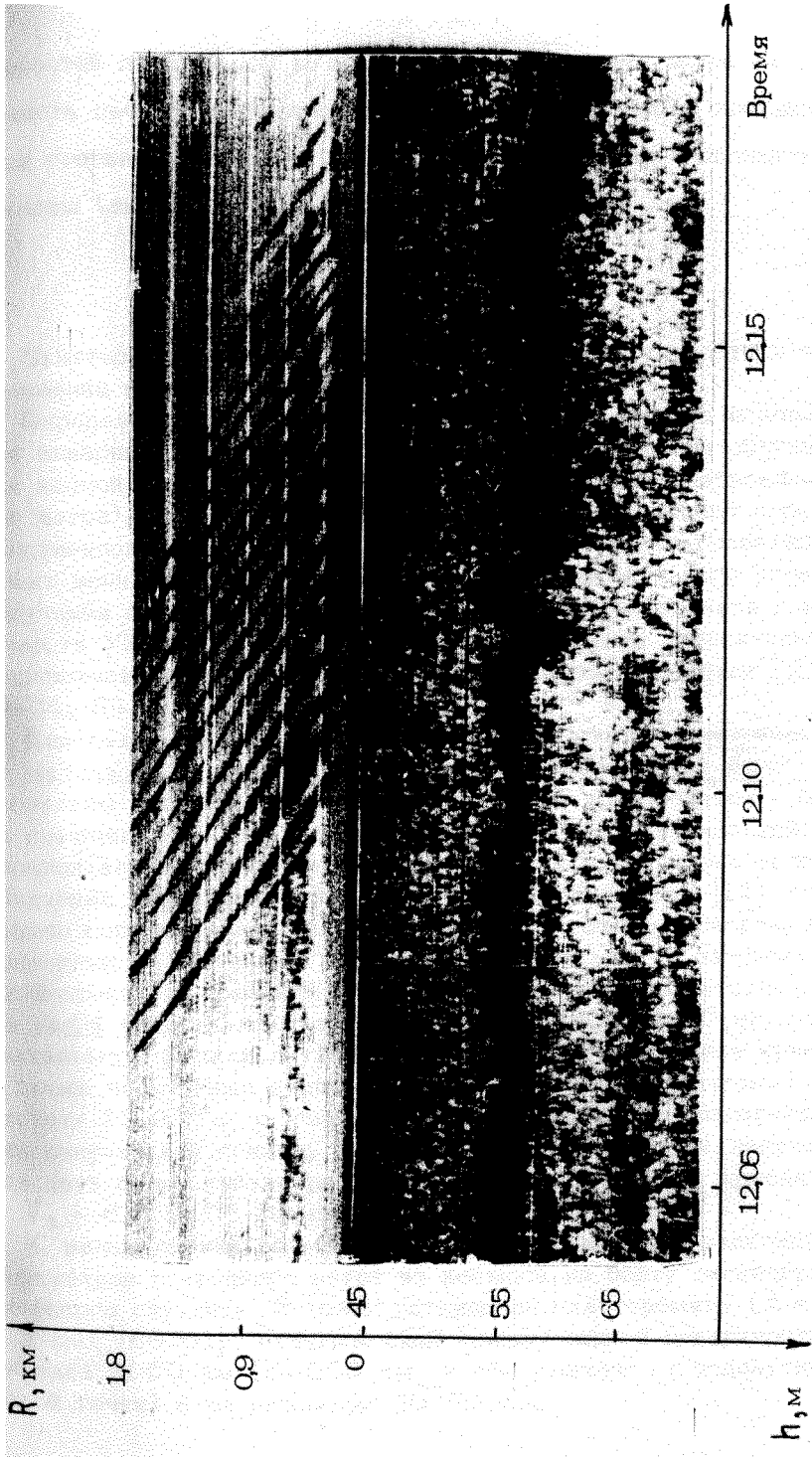
РЛ-измерениями с борта судна установлен ряд важных особенностей взаимодействия ВВ с поверхностным волнением, которые могут служить пробным камнем для проверки предположений, заложенных в теоретические модели этого процесса. Одним из них является то, что характер отображения ВВ на поверхности зависит от направления их распространения по отношению к ветру. Отображение короткопериодных цугов ВВ нижней моды при распространении навстречу ветру является как бы проекцией этих волн на поверхность. Пространственная



структура радиоизображения четко коррелирует с колебаниями частиц воды в поле ВВ [44, 48]. Экспериментальные данные о фазовом сдвиге ВВ и ее радиоизображения несколько различаются. По данным работы [44], максимумы РЛ-сигнала с точностью до фазового сдвига  $\sim 30^\circ$  расположены над подошвами ВВ; по данным работы [48], они сдвинуты приблизительно на  $75^\circ$  вперед по направлению распространения волны. Малый объем имеющихся данных не позволяет сказать, чем вызвано такое различие.

Особенности отображения ВВ при попутном с ветром распространении можно проследить по рис.3, где приведены радиоизображение поверхности, записанное на фотопленку, и изменение глубины звукорассеивающего слоя со временем  $t$  под действием ВВ. Поверхность зондировалась радиоволнами длиной 3,2 см с борта движущегося судна в Южно-Китайском море [49]. Время прохождения судном области цуга ВВ, составлявшее 5 мин, было мало по сравнению с характерным временем изменений цуга ВВ и связанных с ним аномалий. Поэтому приведенный рисунок можно представить как мгновенный пространственный разрез указанной области. На рисунке хорошо видны аномалии в радиоизображении, предшествующие цугу ВВ (предвестник), и наличие в нем масштабов, меньших периода ВВ. Эти особенности находят удовлетворительное объяснение в рамках кинематической модели взаимодействия ВВ с поверхностным волнением [55] и каскадного механизма воздействия ВВ на сантиметровую рябь, что свидетельствует в пользу модели и эффективности каскадного механизма [46, 47, 49].

При РЛ-зондировании поверхности моря в сантиметровом диапазоне волн с целью изучения волнения, а также обнаружения slickов, вызванных внутренними волнами, течениями, разливами нефти, осадками и т.п., мешающим фактором является ветровой шум [30, 52, 53]. Он создается флуктуациями скорости ветра, которые "отпечатываются" на морской поверхности в виде пятен сантиметровой ряби различной интенсивности и переносятся в РЛ-сигнал. Знание характеристик этих шумов позволяет разрабатывать методы их подавления [52, 53]. Они несут информацию о пространственно-временной структуре ветра, и следовательно могут использоваться для их изучения. Так, например, изучение откликов РЛ-сигнала на короткие порывы ветра [22] позволило установить, что при таких порывах ветра спектральная плотность резонансной ряби (удовлетворяющей условию брэгговского рассеяния) пропорциональна первой степени скорости ветра, по крайней мере в интервале



Р и с. 3

скоростей от 3 до 20 м/с. Для установившегося ветра зависимость сечения рассеяния от скорости ветра также описывается степенным законом, но с показателем степени большим единицы (см. разд. 1.2).

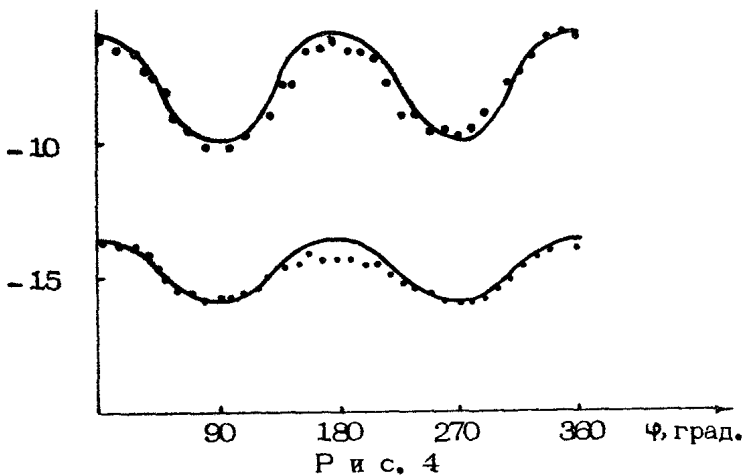
## 2.2. Скаттерометры и радиовысотометры

Скаттерометр предназначен для определения скорости и направления ветра над поверхностью моря.

Определение направления ветра осуществляется на основании зависимости УЭПР от угла между направлениями облучения водной поверхности и движения крупных волн (направление ветра). Эта зависимость обусловлена анизотропией пространственного спектра морского волнения в области гравитационных волн [9], приводящей к изменению эффективного угла облучения поверхности. Экспериментальные исследования зависимости УЭПР от азимутального угла облучения относительно направления движения крупных волн приведены в работах [21, 50-51, 54, 56-58].

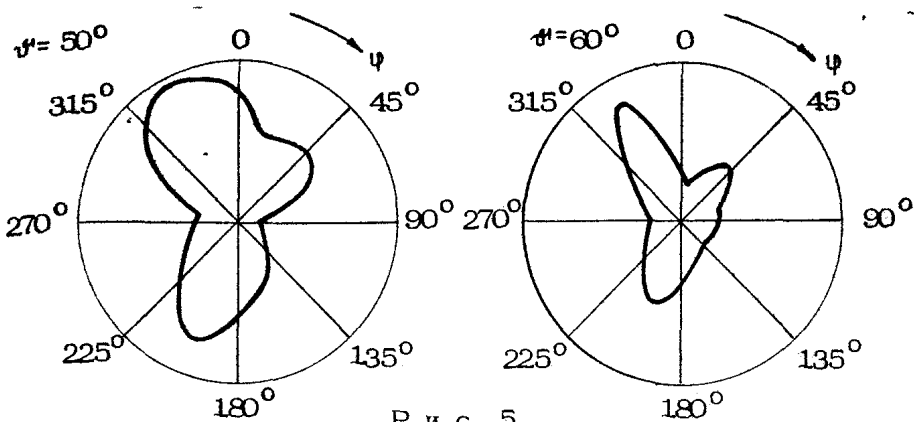
Для детального изучения возможностей скаттерометрического метода определения скорости и направления ветра были проведены специальные экспериментальные исследования с борта самолета на частотах от 1 до 14 ГГц на вертикальной, горизонтальной и скрещенной поляризациях в диапазоне углов облучения поверхности  $\theta = 0-60^\circ$  [59]. В работе [11] проведено сопоставление результатов теоретических расчетов, выполненных на основании двухмасштабной модели, с данными экспериментов, показавшее их количественное соответствие. На рис.4 представлены азимутальные зависимости  $\sigma^0(\psi)$ , рассчитанные в рамках двухмасштабной модели (сплошные кривые), а также полученные экспериментально (отмечены точками) на частоте 13,9 ГГц с использованием вертикальной поляризации излучения и приема. Зависимости  $\sigma^0(\psi)$  на рис.4 получены для двух скоростей ветра:  $V_w = 15 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$  (верхняя кривая) и  $V_w = 6,5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$  (нижняя).

С целью оценки возможностей дистанционного определения параметров приводного ветра из космоса на борту океанографического спутника Seasat установлен скаттерометр ( $\lambda \approx 2 \text{ см}$ ) [60-61], охватывающий полосу водной поверхности шириной 1000 км (по 500 км в обе стороны от подспутниковой точки) с разрешением  $50 \times 50 \text{ км}$ .



Р и с. 4

Сопоставление данных по скорости ветра, полученных из скаттерометрических измерений с ИСЗ Seasat и контактным методом, показало удовлетворительное их совпадение. Однако в некоторых случаях расхождения достигают 100% для модуля скорости ветра и  $180^\circ$  для его направления. Такое отличие данных контактных и дистанционных измерений можно объяснить прежде всего значительным участком интегрирования при измерениях с ИСЗ Seasat ( $50 \times 50$  км), в которой могут попадать области с различными скоростями приводного ветра (например, фронтальные зоны, в которых отличие скоростей ветра может достигать  $15 - 20 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ ). Кроме того, как показали эксперименты, проведенные с борта самолета-лаборатории ИЛ-18, на поверхности океана существуют, как правило, две или три системы крупных волн с различными направлениями распространения [62]. На рис.5 приведены азимутальные зависимости  $\sigma^\circ(\psi)$  для углов  $\psi = 50^\circ$  и  $\psi = 60^\circ$ , полученные в 3-сантиметровом диапазоне радиоволн для трехмодового волнения (две структуры волн зыби и одна - ветровая). Состояние поверхности океана 5 - 6 баллов. Видно, что зависимости  $\sigma^\circ(\psi)$  на рис.5 отличаются от известных (см. рис.4), характерных для одномодовой структуры волнения, и имеют искаженный, многопиковый характер. Приведенные результаты показывают, что определение направления ветра по характеристикам рассеянных сигналов является сложной задачей, которая не всегда однозначно может быть решена известными скаттерометрическими методами. Наконец, при разрешении 50 км практически отсутствует возможность обнаружения даже таких крупномасштабных неоднородностей, как течения.



Р и с. 5

Важным классом радиолокационных систем, используемых для дистанционной диагностики морской поверхности, являются радиовысотомеры, посредством которых зондирование производится в надир. Информативными характеристиками здесь являются время запаздывания и форма отраженного импульса, который с ростом волнения становится более растянутым [63]. По форме импульса можно не только определить среднюю высоту значительного волнения  $H_{1/3}$ , но и измерить функцию распределения высот волн [64]. Собственно альтиметрические измерения проводятся по времени запаздывания импульса. Среднее значение интенсивности отраженного сигнала, так же как и у скаттерометра, несет информацию о скорости ветра у поверхности.

О возможностях радиовысотомеров, установленных на космических носителях, можно судить по данным исследований на океанографическом спутнике Seasat, запущенном в 1978 г. Его альтиметр работал на частоте 13,9 ГГц при длительности зондирующего импульса 3 нс. Точности определения геофизических данных приведены в таблице [65].

Измеряемый параметр	Среднеквадратичное значение ошибки	Условия, при которых достигалась такая точность
Высота над уровнем океана	8 см	$H_{1/3} < 3$ м
Высота значительного волнения, $H_{1/3}$	0,5 м при $H_{1/3} < 5$ м 0,1 · $H_{1/3}$ при $H_{1/3} > 5$ м	$0 < H_{1/3} \leq 10$ м
Скорость ветра	2 м/с	$0 < V_B \leq 10$ м/с

Высокая точность измерения высоты позволяет исследовать топографию океана и явления, приводящие к ее изменениям. Seasat функционировал около 3 месяцев, причем альтиметрические измерения производились в течение 70 дней. За этот небольшой срок удалось получить достаточно убедительные подтверждения высокой информативности радиовысотометров для океанографических исследований. Например, альтиметрические данные позволили видеть изменения геоида, вызванные течениями Гольфстрима и Куроиси, циклонами, приливами, особенностями океанского дна [65, 66]. Составлена карта шероховатостей геоида (спектральные составляющие волн<sup>2</sup> короче 220 км) в области широт от 72° N до 72° S. Максимальное значение среднеквадратичной высоты шероховатостей (2 м) наблюдалось вблизи глубоководных океанских желобов. В среднем высота шероховатостей составляет 30 см [66].

### 2.3. Космический локатор бокового обзора

Для дистанционного исследования поверхности океана в СССР был разработан и установлен на ИСЗ "Космос-1500", запущенном в 1983 году, космический радиолокатор бокового обзора (КРБО) [68]. Основные его характеристики: частота излучения 9,51 ГГц; поляризация вертикальная; длительность импульса 3 мкс; полоса обзора 460 км; средняя в полосе обзора разрешающая способность при передаче по дециметровой радиолнии  $0,8 \cdot 25 \text{ км}^2$ .

Многочисленные наблюдения с помощью КРБО ИСЗ "Космос-1500" [62, 68-70] показали значительное разнообразие пространственной структуры поверхности океана.

Важным классом неоднородностей океанской поверхности, оказывающих существенное влияние на взаимодействие системы океан - атмосфера, являются слики естественного происхождения, обусловленные поверхностными течениями и внутренними волнами. На рис.6 хорошо видно проявление Северо-Атлантического течения (темная полоса в верхней части снимка), а также двух дугов крупномасштабных внутренних волн, расположенных несколько севернее, которые на поверхности океана выглядят как чередующиеся полосы сликов и участков, покрытых рябью.

Весьма перспективным представляется привлечение КРБО типа ИСЗ "Космос-1500" для обнаружения на поверхности океана различных неоднородностей, в частности поверхностно-активных веществ. Как известно, появление на воде тонкой

масляной пленки приводит к снижению спектральной плотности ряби, и следовательно к уменьшению интенсивности рассеянного сигнала. В работе [67] показано, что в трехсантиметровом диапазоне радиоволн контраст отражений от нефтяных пленок может достигать 20 дБ. В связи с этим рассмотрим радиолокационное изображение, приведенное на рис. 7. На нем видна равномерно взволнованная поверхность Японского моря и части Тихого океана в районе островов Хонсю и Хоккайдо. На поверхности Тихого океана наблюдается зона ослабленного волнения в виде характерного шлейфа, который простирается из района Токио более чем на 300 км. Весьма вероятно, что это зона загрязнения нефтепродуктами.

На радиолокационных изображениях морской поверхности, полученных с ИСЗ "Космос-1500", наблюдается чрезвычайно разнообразное проявление атмосферных динамических процессов [71, 72]. На многих снимках (см., например, рис. 8, на котором приведено радиоизображение Северной Атлантики) четко выделяются мгновенные положения атмосферных фронтов за счет различий в структуре волнения по обе стороны фронта, связанных с изменением направления и скорости приводного ветра [73]. Характерными структурами в поле волнения отражаются на радиоизображениях районы активной циклонической деятельности, положения и границы внутритропической зоны конвергенции и другие атмосферные явления синоптического масштаба.

Важной задачей дистанционного исследования океана является определение скорости приводного ветра по радиолокационным изображениям. Возможность решения этой задачи основывается на зависимостях интенсивности рассеянного сигнала от скорости ветра и азимутального угла  $\varphi$  (см. разд. 2.2).

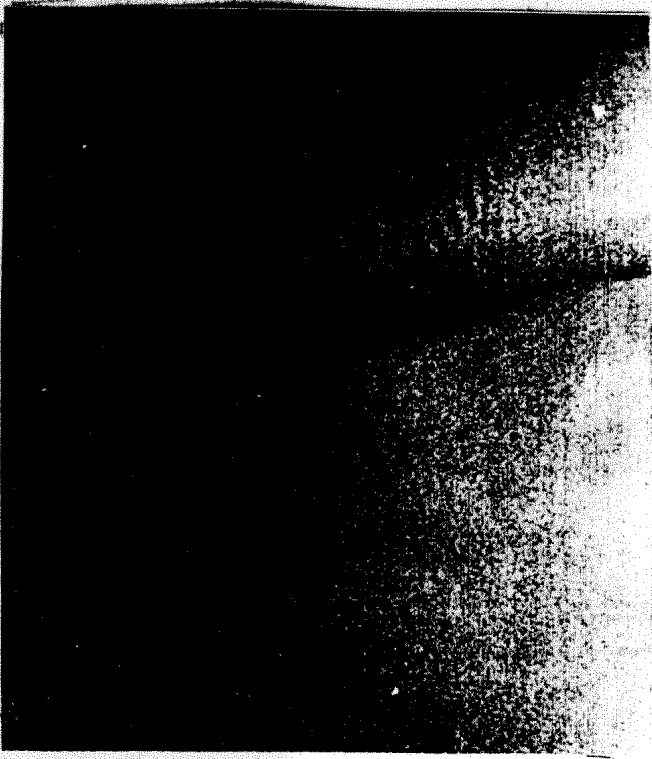
При исследовании структуры радиолокационных изображений поверхности океана в широкой полосе обзора в большинстве случаев удается определить направление приводного ветра [68, 70]. Для этого могут быть использованы различные признаки. Например, зоны уменьшения рассеянного сигнала наблюдаются с подветренной стороны островов [74]. Можно учитывать ориентацию отдельных "струй" волнения для определения направления ветровых потоков. Иногда удается использовать ориентацию участков загрязнения поверхностно-активными веществами или структуру радиоизображений течений.

На следующем этапе обработки определяется модуль скорости приводного ветра. Для этого радиоизображение вводится в ЭВМ, где происходит усреднение сигнала по участкам



Рис. 6.





Р и с. 7.



Р и с. 8.

ной ячейки зависит от скоростей приводного ветра, развивающихся внутри ячейки, а значит он может служить мерой интенсивности процессов конвективного энергообмена между океаном и атмосферой.

Как показали двухлетние исследования поверхности океана при помощи КРБО ИСЗ "Космос-1500", процессы образования мезомасштабных конвективных ячеек характерны практически для всех его районов. Поэтому способ определения генерального направления ветра по смещению радиоизображений конвективных ячеек является весьма эффективным средством. Следует отметить, что помимо научного интереса обнаружение конвективных ячеек важно и для безопасности мореплавания, так как возможно образование крупномасштабных активных синоптических явлений (ураганы, тайфуны и др.) при попадании мезомасштабных конвективных ячеек в зону крупномасштабных циркуляций течений [80].

Важным для практической океанографии является определение структуры поля ветра в ураганах, тайфунах. На рис.11 приведено радиолокационное изображение урагана "Диана" у восточного побережья США. На радиоизображении отчетливо видна спиралевидная структура ветрового поля урагана, "глаз" урагана, характеризующийся слабыми отражениями. В работе [82] предложена методика оценки энергетических характеристик ураганов по распределению поля приводного ветра в области его нахождения, что является весьма важным при прогнозировании возможных последствий в результате выхода урагана на берег.

## 2.4. Радиолокатор с синтезированной апертурой (РСА)

Основным недостатком некогерентного лоатора является то, что с его помощью нельзя получить детальную картину волнения на больших дальностях, в частности из космоса. Для этой цели используется синтезирование апертуры – специальная обработка сигнала, записанного когерентным образом, т.е. с информацией о фазе.

Суть этой обработки состоит в следующем. При движении лоатора относительно облучаемой поверхности сигналы, отраженные от различных ее элементов, приходят в приемник с различными доплеровскими частотами. Если поверхность "заморожена", то эволюция фазы сигнала от каждого элемента в процессе прохождения его через диаграмму направленности антенны известна:



а)

б)

Р и с. 10



Рис. 11

$$A(t') \sim \exp \left[ \frac{i k V^2}{R} (t - t')^2 \right],$$

где  $A(t')$  – комплексная огибающая сигнала,  $R$  – дальность,  $V$  – скорость носителя РСА,  $t$  – момент прохождения элемента через ось диаграммы направленности (точка с нулевой доплеровской частотой). Синтезирование апертуры осуществляется с помощью процедуры согласованной фильтрации

$$A_c(t) = \int_{t - \frac{\Delta t_c}{2}}^{t + \frac{\Delta t_c}{2}} dt' A(t') \exp \left[ - \frac{i k V^2}{R} (t - t')^2 \right],$$

суть которой сводится к такой коррекции фазы, чтобы все сигналы, пришедшие от данного элемента поверхности в течение интервала синтезирования  $\Delta t_c$ , были синфазны. Тем самым как бы воспроизводится ситуация, когда отраженный сигнал в виде плоской волны принимается антенной с азимутальным размером апертуры  $D_c = V \Delta t_c \ll \lambda \frac{R}{D}$ , где  $D$  – азимутальный размер реальной апертуры. С помощью такой антенны разрешаются цели, разнесенные по азимуту на расстояние  $\Delta_c = \lambda R / 2 D_c \gg D/2$ . Следовательно, путем когерентной обработки сигнала, отраженного от "замороженной" поверхности, можно получить разрешение порядка размера реальной апертуры, причем это разрешение не зависит от дальности.

Однако морская поверхность, если она не заморожена в прямом смысле, всегда находится в движении, причем различные ее элементы движутся случайным образом с различными скоростями. Следовательно, в отраженном сигнале наряду с регулярным изменением фазы, учитываемом при синтезировании апертуры, присутствуют случайные фазовые флуктуации, вызванные доплер-эффектом на движущихся рассеивателях [83].

Как известно, движение рассеивателя со скоростью  $\vec{v}$  приводит к смещению его РСА-изображения по азимуту на величину  $R v^{p_{QA}} / V$ , где  $v^{p_{QA}}$  – радиальная составляющая скорости. Следовательно, изображение пакета сантиметрового ряби, движущегося со скоростью  $v_{orb}$ , смещается на величину  $R \frac{v_{orb}^{p_{QA}}}{V}$ .

Пусть смещение в среднем достаточно велико, т.е.  $R \frac{v_{orb}^{p_{QA}}}{V} \gg \Lambda_0$ , где  $\Lambda_0$  – среднеквадратическое значение  $\Lambda_0$ , а  $\Lambda_0$  – характерная длина волны на поверхности. В этом случае изображения различных точек поверхности могут накладываться одно на другое, что приводит к модуляции радиоизо-

бражения даже в отсутствие модуляции сечения рассеяния — эффект, позволяющий РСА “видеть” волны, бегущие в азимутальном направлении (см. [84] и цитированную там литературу); с помощью некогерентного радиолокатора эти волны не визуализуются.

При малых смещениях, когда  $R_{\Sigma_{\text{орб}}}^{\text{РАД}} \ll \Lambda_0$ , указанный эффект отсутствует, однако и здесь РСА-изображение имеет особенности, отличающие его от полученного с помощью некогерентного локатора [85]. При однородном распределении рассеивающей ряби РСА отображает величину

$$\beta = \gamma_{\text{I}} + \frac{R}{V} v_{\text{орб}}^{\text{РАД}} \frac{\partial}{\partial y} \gamma_{\text{I}},$$

где  $\gamma_{\text{I}} = \partial \xi / \partial \tau$  — наклон крупномасштабного рельефа  $\xi(\bar{r}, t)$  в направлении зондирования (отображаемый некогерентным локатором). Наличие в выражении для  $\beta$  квадратичного по  $\xi$  слагаемого приводит к появлению в спектре РСА-изображения дополнительных по отношению к спектру наклонов  $\gamma_{\text{I}}$  составляющих как в низко-, так и в высокочастотной областях, что обычно наблюдается в эксперименте (см., например, [86]). Кроме того, в РСА-изображении присутствует значительный “шум пятнистости” с характерными размерами пятен порядка размеров элемента разрешения РСА.

Несмотря на относительную зашумленность радиоизображения морской поверхности, РСА является мощным инструментом для океанографических исследований, позволяющим получать информацию о Мировом океане в глобальных масштабах с высоким разрешением. Существенным шагом в этом направлении явился запуск в 1978 году в США океанографического спутника Seasat с РСА на борту ( $\lambda = 23,5$  см; разрешение на “замороженной” поверхности  $25 \times 25$  м; ширина полосы обзора 100 км). За три месяца работы РСА был получен очень большой объем информации о спектрах волнения, течениях, внутренних волнах, мезомасштабных вихрях (см., например, специальный выпуск по Seasat [65]). Некоторые единичные обзоры РСА Seasat позволили обнаружить большее число внутренних волн, чем несколько десятков полетов самолетов в течение пятилетнего периода исследований [87].

1. Crombie D.D. Doppler spectrum of sea echo at 13.56 Mc/s // *Nature*. 1955. V.175. P.681.
2. Радиоокеанографические исследования морского волнения /Под ред. С.Д.Брауде. Киев: Изд-во АН УССР, 1962.
3. Розенберг А.Д., Островский И.Е., Калмыков А.И. Сдвиг частоты при рассеянии радиоизлучения взволнованной поверхностью моря // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1966. Т.9. №1. С.234.
4. Barrick D.E. HF radio oceanography - a review boundary // *Layer meteorology*. 1978. V.13. P.23.
5. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
6. Trizna D.B., Bogle R.W., Mogre J.C. Observation by HF radar of the Phillips resonance mechanism for generation of wind waves // *J.Geophys. Res.* 1980. V.85. N C9. P.4946.
7. Курьянов Б.Ф. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами шероховатостей // *Акуст. журн.* 1962. Т.8. №3. С.325.
8. Фукс И.М. К теории рассеяния радиоволн на взволнованной поверхности моря // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1966. Т.9. №5. С.876.
9. Калмыков А.И., Лемента Ю.А., Островский И.Е. и др. Энергетические характеристики рассеяния радиоволн УКВ диапазона взволнованной поверхностью моря: Препринт № 71 /ИРЭ АН УССР. Харьков, 1975.
10. Лемента Ю.А. Рассеяние радиоволн СВЧ диапазона на взволнованной поверхности моря и определение параметров морского волнения по характеристикам обратного рассеяния: Дис. ... канд. физ-мат. наук. Харьков, 1980.
11. Chen H.L., Fung A.K. A theory of sea scatter at large incident angles // *J.Geophys.Res.* 1977. V.82. N 24. P.3439.
12. Розенберг А.Д., Калмыков А.И., Зельдис В.И. Обратное рассеяние звуковых волн на правильной ряби // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1967. Т.10. №6. С.789.
13. Калмыков А.И., Островский И.Е., Розенберг А.Д. и др. Обратное рассеяние сантиметровых радиоволн взволнованной поверхностью моря при малых углах скольжения // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1966. Т.9. №6. С.1096.



14. Калмыков А.И., Курекин А.С., Лементга Ю.А. и др. Некоторые особенности обратного рассеяния радиоволн СВЧ диапазона поверхностного моря при малых углах скольжения: Препринт № 4 /ИРЭ АН УССР. Харьков: 1974.

15. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеониздат, 1982.

16. Лементга Ю.А., Фукс И.М. Сечение рассеяния УКВ радиоволн на поверхности моря //Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т.21. №3. С.379.

17. Guinard H.W., Daley J.C. An experimental study of a sea clutter model // Proc. IEEE. 1970. V.58. N 4. P.543.

18. Зельдис В.И., Лейкин И.А., Розенберг А.Д. Исследование амплитудных характеристик звуковых сигналов, рассеянных взволнованной водной поверхностью //Акуст. журн. 1973. Т.19. №1. С.170.

19. Филлипс О.М. Динамика верхнего слоя океана. М., 1968.

20. Mitsuyasu H., Honda T. The high frequency spectrum of wind generated waves // J.Oceanogr. Soc.Japan. 1974. V.30. N 4. P.185.

21. Harunoby Masuko, Ken'ichi Okamoto, Masanoby Shimada, and Shuntazo Niwa. Measurement of Microwave Backscattering Signatures of the Ocean Surface Using X Band and K<sub>a</sub> Band Airborne Scatterometers // Journ. of Geophys. Res. 1986. V.91. N C11. P.13, 065.

22. Жидко Ю.М. Исследование зависимости интенсивности ряби на морской поверхности от скорости ветра с помощью радиолокатора //Изв. АН СССР. ФАО. 1982. Т.18. № 12. С.1220.

23. Справочник по радиолокации. Т.1 /Под ред. М.Сколника. Пер. с англ. под ред. К.Н.Трофимова. М., 1975.

24. Michel H. Echoes de mer en radar. Modeles et resultate experimentaux // L'Onde Electrique. 1971. V.51. N 8. P.704.

25. Long H.W. On the polarization and the wavelength dependence of sea echo // IEEE Trans. AP-13. N 6. P.749.

26. Мельничук Ю.В., Черников А.А. Спектры радиолокационных сигналов от поверхности моря при различных поляризациях излучения и приема //Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т.7. №1. С.28-40.

27. Nathanson P.E. Radar design principles. N.Y.: Mc Grow Hill, 1969.
28. Long M.W. On a two-scatterer theory of sea echo // IEEE Trans. AP-22. 1974. P.667.
29. Калмыков А.И., Островский И.Е., Розенберг А.Д. и др. О влиянии структуры морской поверхности на пространственные характеристики рассеянного его радиозлучения // Изв. вузов. Радиофизика. 1965. Т.8. №6. С.1117.
30. Долин Л.С., Родин В.В. О пространственных флуктуациях интенсивности радиолокационного сигнала, отраженного морской поверхностью // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т.23. №1. С.78.
31. Каневский М.Б. Спектр радиолокационного изображения морской поверхности // Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т.21. №5. С.544.
32. Калмыков А.И., Пичугин А.П. Особенности обнаружения неоднородностей морской поверхности радиолокационным методом // Изв. АН СССР. ФАО. 1981. Т.17. №7. С.754.
33. Kalmykov A.I., Pichugin A.P., Sinitzyn Yu.A. e.a. Some features of radar monitoring of the oceanic surface from astrospace platforms Int. J. Remote Sensing. 1982. V.3. N 3. P.311.
34. Галаев Ю.М., Калмыков А.И., Курекин А.С. и др. Радиолокационное обнаружение нефтяных загрязнений морской поверхности // Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т.13. №4. С.406.
35. Pidgeon V.W. Doppler dependence of radar sea return // J.Geophys.Res. 1968. V.73.N4.P.1333.
36. Trunk G.V. Radar properties of non-Rayleigh sea clutter // IEEE Trans. 1972. AES-8.N 2.P.196.
37. Лемента Ю.А., Фукс И.М. Распределение флуктуаций интенсивности УКВ сигналов, отраженных от поверхности моря // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т.22. №4. С.503.
38. Каневский М.Б. Дисперсия интенсивности радиолокационного сигнала, отраженного от морской поверхности // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т.22. №7. С.898.
39. Ахметьянов В.Р., Белокуров А.А., Пасмуров А.Я. и др. Модели закона распределения амплитуды отраженных от морской поверхности радиолокационных сигналов // Зарубежная радиоэлектроника. 1985. №1. С.40.
40. Галаев Ю.М., Большаков А.Н., Ефимов В.Б. и др. Некоторые характеристики радиолокационных отражений поверхностью моря при углах падения близких к вертикальным: Препринт №1/МГИ АН УССР. Севастополь. 1978.

41. Галаев Ю.М., Калмыков А.И., Островский И.Е. и др. Энергетические характеристики и особенности радиолокационных отражений поверхностью моря при малых углах падения // Рассеяние электромагнитных волн. Вып.2. Таганрог, 1978. С.97.

42. Kalmykov A.I., Pustovoytenko V.V. On polarization features of radio signals scattered from sea surface at small grazing angles // J.Geophys.Res. 1976. V.51. P.1961.

43. Калмыков А.И., Курекин А.С., Лемента Ю.А. и др. Особенности рассеяния СВЧ излучения на обрушивающихся морских волнах // Изв. вузов. Радиопизика. 1976. Т.19. №9. С.1315.

44. Браво-Живоговский Д.М., Володина Н.И., Гордеев Л.Б. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами // ДАН СССР. 1982. Т.265. №2. С.457.

45. Гордеев Л.Б., Жидко Ю.М., Зуйкова Э.М. Радиолокационные наблюдения с борта судна снимков на морской поверхности, вызванных внутренними волнами // Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность: Сб. науч. тр. /ИПФ АН СССР. Горький, 1982. С.124.

46. Басович А.Я., Баханов В.В., Браво-Живоговский Д.М. и др. Воздействие коротких цугов интенсивных внутренних волн на ветровое волнение. - ДАН СССР. 1985. Т.283. №1 С.209-212.

47. Басович А.Я., Баханов В.В., Браво-Живоговский Д.М. и др. Воздействие коротких цугов интенсивных внутренних волн на ветровое волнение // Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т.22. №11. С.1194.

48. Бурюгов В.М., Верещак А.И., Гродский С.А. и др. Исследование отображения параметров крупномасштабных внутренних волн на поверхности океана: Препринт /Морской гидрофиз. ин-т АН УССР. Севастополь, 1986.

49. Басович А.Я., Баханов В.В., Браво-Живоговский Д.М. и др. О корреляции изменений спектральной плотности сантиметровых и дециметровых поверхностных волн в поле внутренней волны: Препринт №153 /ИПФ АН СССР. Горький, 1986.

50. Гарнакерьян А.А., Сосунов А.С. Радиолокация морской поверхности. Ростов н/Д: Изд-во РГУ, 1978.

51. Загородников А.А. Радиолокационная съемка морского волнения с летательных аппаратов. Ленинград, 1978.

52. 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 Всесоюз. конф. по распространению радиоволн (Горький, 1981). М., 1981. С.219.

53. Жидко Ю.М., Каневский М.Б., Родин В.В. Ветровой шум в радиолокационном сигнале, отраженном от морской поверхности //Изв. АН СССР, ФАО. 1983. №1. С.328.

54. Гуськов М.П., Жидко Ю.М., Родин В.В. и др. Экспериментальные исследования анизотропии обратного рассеяния радиоволн сантиметрового диапазона морской поверхностью при малых углах скольжения: Препринт № 173 /ИПФ АН СССР. Горький, 1987.

55. Басович А.Я., Баханов В.В., Таланов В.И. Влияние интенсивных внутренних волн на ветровое волнение (кинематическая модель) //Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность: Сб. науч. тр. /ИПФ АН СССР. Горький. 1982. С.8.

56. Загородников А.А. Корреляционная функция флуктуаций амплитуд радиолокационного сигнала, рассеянного морской поверхностью //Радиотехника и электроника. 1969. Т.14. №10. С.1020.

57. Жилко Е.О., Загородников А.А., Киреев И.В. и др. Результаты сравнительных измерений параметров ветрового волнения на НИСП "Пассат" радиолокационными методами и судовым волнографом //Методы и технические средства океанографических наблюдений. М., 1973. С.5.

58. Мур Р.К., Фэн А.К. Радиолокационное определение параметров ветра над морем //ТИИЭР. 1979. Т.64. №11. С.40.

59. Jones W.L., Schroeder L.C., Mitchell J.L. Aircraft measurements of the microwave scattering signature of the ocean //IEEE Trans.1977.V.OE-2.

60. Grantham W.L. e.a. The seasat A scatterometer // IEEE Journ.Ocean.Eng.1977.V.OE-2. P.200.

61. Бухаров М.В. Научная аппаратура спутника США //За-рубежная радиоэлектроника, 1983. №8. С.33.

62. Ефимов В.Б., Калмыков А.И., Комяк В.А. и др. Исследование поверхности океана радиофизическими средствами с аэрокосмических носителей //Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т.21. №4. С.349.

63. Mc.Googan J.T. Satellite altimetry applications // IEEE Trans.1975.V.MTT-23. N 12. P.970.

64. Priestler R.W., Miller L.S. Estimation of significant wave height and wave height density function using satellite altimeter data // J. Geophys. Res. 1979. V.84. N B8. P.4021.

65. The special issue on Seasat A // J. Geophys. Res. 1982. V.87. N C5.

66. The special issue on Seasat A // J. Geophys. Res. 1983. V.88. N C3.

67. Галаев Ю.М., Калмыков П.И., Курекин А.С. и др. Радиолокационные обнаружения нефтяных загрязнений морской поверхности радиолокационным методом // Изв. АН СССР. Физ. 1981. Т.17. №7. С.754.

68. Калмыков А.И., Ефимов В.Б., Кавелин С.С. и др. Радиолокационная система ИСЗ "Космос-1500" // Исслед. Земли из космоса. 1984. №5. С.84.

69. Калмыков А.И., Пичугин А.П., Цымбал В.Н. и др. Радиофизические наблюдения из космоса мезомасштабных образований на поверхности океана // ДАН СССР. 1984. Т.279. №4. С.860.

70. Калмыков А.И., Пичугин А.П., Цымбал В.Н. Определение поля приводного ветра радиолокационной системой бокового обзора ИСЗ "Космос-1500" // Исслед. Земли из космоса. 1985. №4. С.65.

71. Афанасьев Ю.А., Бурцев А.И., Калмыков А.И. и др. Научные задачи и основные результаты эксперимента "Космос-1500" // Труды / ГосНИЦИПР, Вып.25. Методы определения параметров атмосферы и океана по спутниковым данным Л., 1986. С.4.

72. Митник Л.М., Десятова Г.И., Ковбасюк В.В. Комплексный анализ радиолокационного и оптического изображений северо-западной части Тихого океана за 6 декабря 1983 г. // Исслед. Земли из космоса. 1985. №3. С.48.

73. Чаленко Г.Г. Некоторые микромасштабные характеристики морского волнения // Труды / ДВНИГМИ. 1973. Вып.5. С.149.

74. Mc. Clan E.P., Strong A.E. On anomalous dark patches in satellite-viewed sunglint areas Mon. Wea. Rev. 1969. V.97. N 12. P.875.

75. Пичугин А.П., Еленский Л.В., Ефимов В.Б. и др. Особенности цифровой обработки радиои изображений РЛС БО "Космос-1500" // Исслед. Земли из космоса. 1984. №6. С.

76. Цымбал В.Н. Радиолокационные методы и средства исследования поверхности океана с аэрокосмических носителей

лей: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Харьков, 1985.

77. Пичугин А.П., Спиридонов Ю.Г., Фетисов А.Б. Результаты расчета эффективной площади рассеяния системы дождь - подстилающая поверхность при зондировании из космоса // Труды / ГосНИЦИПР. Вып.25. Методы определения параметров атмосферы и океана по спутниковым данным. Л., 1986. С.73.

78. Пичугин А.П., Спиридонова Ю.Г. Пространственная структура зон осадков на радиолокационных изображениях из космоса // Исслед. Земли из космоса. 1985. №2. С.20.

79. Спиридонов Ю.Г., Пичугин А.П. Влияние метеоусловий на характеристики изображений земной поверхности из космоса // Исслед. Земли из космоса. 1984. №6. С.21.

80. Перри А.Х., Уокер Дж.М. Система океан - атмосфера / Пер. с англ. Л., 1979.

81. Калмыков А.И., Назиров М., Никитин П.А. и др. Об упорядоченных мезомасштабных структурах на поверхности океана, выявленных по данным радиолокационных съемок из космоса // Исслед. Земли из космоса. 1985. №3. С.41.

82. Уткин В.Ф., Шестопалов В.П., Калмыков А.И. и др. Возможности определения параметров тропических циклонов по радиолокационным изображениям из космоса // ДАН СССР, 1986. Т.286. №2. С.331.

83. Hasselmann K., Raney R.K., Plant W.J. Theory of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSEN view // J.Geophys.Res. 1985. V.90. N C3. P.4659.

84. Иванов А.В., Мошков А.В. О преобразовании спектра морского волнения в спектр изображения радиолокаторами с синтезированной апертурой // Исслед. Земли из космоса. 1984. №6. С.91.

85. Каневский М.Б. К теории PCA-изображения морской поверхности // Изв. вузов. Радиопизика (в печати).

86. Vesecky J.F., Assal H.M., Stewart R.H. Sea-sat-SAR observations of surface waves. Large scale surface-features and ships during the JASIN experiment // Int.Geosci. and Remote Sens.Symph. (IGARSS'82) Munich, June 1-4, 1982, Dig. V.1. N.Y. 1982.

87. Elachi C., Bicknell J., Jordan R. Spaceborn synthetic-aperture imaging radars: applications, techniques, and technology // Proc. IEEE. 1982. V.70. N 10. P. 1174.

# РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ОКЕАНА

В.Г.Ирисов, Ю.Г.Трохимовский, В.С.Эткин

## 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЙ ДИАГНОСТИКИ

Измерения собственного СВЧ-излучения, проводимые с помощью радиометров в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн, могут эффективно использоваться для исследования морской поверхности [1]. Эти измерения позволяют определять такие параметры морской поверхности, как температура воды ( $T_0$ ), соленость ( $S_0$ ), скорости и направление ветра, площадь пены, характеристики мелкомасштабного и крупномасштабного волнения.

Радиояростная температура морской поверхности на длине волны  $\lambda$  при наблюдении с высоты  $h$  определяется выражением [1]:

$$T_{\lambda} = \alpha(T_0, S_0, \lambda, \theta) T_0 e^{-\epsilon_h / \cos \theta} + T_{\lambda}^{\downarrow} R e^{-\epsilon_h / \cos \theta} + (1 - e^{-\epsilon_h / \cos \theta}) T_h^* ,$$

где  $\alpha$  и  $R$  — коэффициенты излучения и отражения водной поверхности (для гладкой поверхности  $R = 1 - \alpha$ );  $\theta$  — угол наблюдения;  $\epsilon_h$  и  $T_h^*$  — поглощение и эффективная температура атмосферы толщиной  $h$ ;  $T_{\lambda}^{\downarrow}$  — яркостная температура нисходящего излучения. Первый член в уравнении описывает собственное излучение поверхности, ослабленное атмосферой, второй — излучение атмосферы, отраженное от морской поверхности, третий — собственное излучение слоя атмосферы, находящегося между приемником и поверхностью.

При появлении на водной поверхности волнения или пены, возникающих под действием ветра, происходит изменение ко-

коэффициента излучения  $\epsilon$ . Поэтому возникает возможность определения характеристик волнения и скорости ветра по многоканальным радиометрическим измерениям. Решение этой задачи невозможно без наличия адекватных модельных зависимостей, связывающих радиояркостную температуру с параметрами неровностей. Настоящая работа посвящена развитию таких моделей и изложению результатов использования радиометрических измерений для диагностики морской поверхности.

### 1.1. Критические резонансные явления в собственном излучении шероховатой поверхности

Шероховатости водной поверхности с периодами  $\Lambda$ , сравнимые с длиной электромагнитной волны  $\lambda$ , играют важную роль в формировании коэффициента излучения. Уже в работе [2], где проводилось сопоставление береговых радиометрических экспериментов с расчетом в рамках модели геометрической оптики, отмечалось, что крупномасштабные неровности на углах наблюдения близких к надиру не объясняют регистрируемые радиояркостные контрасты. Расчеты в рамках двухмасштабной модели [3] показали, что действительно при наблюдении в надир или близких углах основную роль в излучении начинает играть рябь. Однако эти расчеты оказались неточны — учитывались не все члены в методе малых возмущений, вклад которых пропорционален  $(k\eta)^2$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ , а — амплитуда ряби. Корректное решение задачи об излучении шероховатостей с периодом неровностей порядка длины электромагнитной волны было выполнено в работах [4, 5] с использованием граничных условий Леонтовича и метода малых возмущений. В работе [6] задача решена для произвольной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$ , при этом показано, что отличие результатов от [4] не превышает 10%. Численные методы расчета коэффициента излучения для малых и больших неровностей даны в работах [7, 8], а в работе [9] проводится рассмотрение задачи дифракции при произвольном угле наблюдения и плоскости поляризации принимаемого излучения.

Эти работы позволили детально исследовать явление резонансного увеличения яркостной температуры, получившего название "критические явления" в тепловом излучении неровной водной поверхности. В общем случае условие критических явлений имеет вид

$$\frac{2n\lambda}{\Lambda} \sin \theta \cos \varphi + \left(\frac{n\lambda}{\Lambda}\right)^2 = \cos^2 \theta; \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (1)$$



где  $\theta$  — угол наблюдения, отсчитываемый от надира;  $\varphi$  — азимутальный угол между плоскостью наблюдения и волновым вектором  $\vec{K}$  поверхностной волны. Если волновой вектор неровностей  $\vec{K}$  лежит в плоскости падения ( $\varphi = 0$ ), то условие (1) упрощается:

$$\Lambda (1 \pm \sin \theta) = n\lambda \quad (2)$$

В этом случае резонансные максимумы теплового излучения имеют место на вертикальной поляризации, а на горизонтальной наблюдаются скачки радиояркостной температуры.

Условия (1) и (2) соответствуют случаю, когда один из дифракционных максимумов порядка  $n$  в сопряженной задаче дифракции электромагнитной волны на шероховатостях распространяется вдоль поверхности. В этом случае возникает резонанс в поглощении электромагнитной волны, и согласно закону Кирхгофа максимум в собственном излучении поверхности.

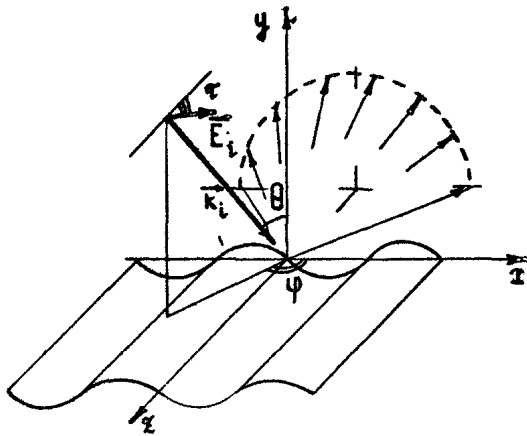
Для малых амплитуд неровностей резонансное увеличение яркостной температуры имеет величину  $(k\alpha)^{2n}$ , где  $n$  — порядок дифракционного максимума. В случае реальной морской поверхности при углах наблюдения близких к надиру неровности можно считать малыми и ограничиваться рассмотрением первого порядка критических явлений ( $n = 1$ ).

Для нахождения излучательной способности периодически неровной поверхности рассмотрим рассеяние и поглощение вспомогательной плоской электромагнитной волны этой поверхностью. Согласно закону Кирхгофа [10], коэффициент поглощения тогда будет равен излучательной способности этой поверхности. Решение задачи дифракции проведем с помощью метода малых возмущений (ММВ). Необходимыми условиями применимости ММВ являются пологость неровностей  $k\alpha \ll 1$  (где  $k = 2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  — период неровностей,  $\alpha$  — их амплитуда) и малость амплитуды  $k\alpha \ll 1$  (где  $k$  — волновой вектор электромагнитной волны). Как было показано в работах [4–5], для правильного решения задачи необходим учет некоторых членов второго порядка малости по  $\alpha \sim k\alpha \sim k\alpha$ .

Рассмотрим границу раздела вакуума и среды как периодически неровную поверхность вида

$$y = y(x, z), \quad \frac{\partial y}{\partial x} = 0, \quad y(x + \Lambda) = y(x). \quad (3)$$

Пусть на нее под углом  $\theta$  к оси  $y$  и под азимутальным углом  $\varphi$  падает плоская электромагнитная волна, вектор  $\vec{E}_i$



Р и с. 1

которой составляет с плоскостью падения угол  $\varphi$  (рис.1). Так как поверхность периодична в направлении оси  $x$ , то рассеянное поле будет представлять собой совокупность конечного числа распространяющихся плоских волн и бесконечного числа эванесцентных мод, которые экспоненциально затухают при удалении от поверхности, и соответственно не переносят энергии. В случае среды без потерь прошедшее поле будет иметь ту же структуру, однако если мнимая часть диэлектрической проницаемости среды  $\epsilon$  не равна 0, различие между распространяющимися и эванесцентными модами исчезает. Направления распространения рассеянных мод определяются соотношениями

$$\vec{k}_n = (\vec{k}_{1n}, k_z) = (k_{1n}, k_{y_n}, k_z),$$

где

$$k_{1n}^2 = k^2 - k_z^2 = k_{1n}^2 + k_{y_n}^2 = k^2 (1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) = \mu k^2,$$

$$k_{1n} = k_{1n}^i + nK = k_{1n}^i + \frac{2\pi n}{\Lambda} = S_n k, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$k_{y_n} = c_n k = \sqrt{\mu - S_n^2} k,$$

где  $k_{1n}^i$  —  $x$ -компонента волнового вектора падающей волны. Соответственно для плоских волн в среде получаем

$$\vec{\tilde{k}}_n = (\vec{\tilde{k}}_{1n}, k_z) = (k_{1n}, \tilde{k}_{y_n}, k_z),$$

где

$$\tilde{k}_{1n}^2 = \epsilon k^2 - k_z^2 = k_{1n}^2 + \tilde{k}_{y_n}^2 = k^2 (\epsilon - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi) = \tilde{\mu} k^2,$$

$$\tilde{k}_{y_n} = \tilde{c}_n k = \sqrt{\tilde{\mu} - S_n^2} k,$$

где

$$s_n = \sin \theta \cos \varphi + \frac{n\lambda}{\Lambda}, \quad n=0, \pm 1, \pm 2, \dots,$$

$$c_n = \sqrt{\mu - s_n^2}, \quad \mu = 1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi,$$

$$\tilde{c}_n = \sqrt{\tilde{\mu} - s_n^2}, \quad \tilde{\mu} = \epsilon - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi,$$

$$\text{Im } c_n \geq 0, \quad \text{Im } \tilde{c}_n \geq 0, \quad k_z = k \sin \theta \sin \varphi$$

Таким образом, дифрагировавшее поле представляет собой совокупность плоских волн типа

$$\begin{aligned} \varphi_n^\pm &= \text{etr} \left[ i k (s_n x \pm c_n y) \right] \text{etr} (i k_z z), \\ \tilde{\varphi}_n^\pm &= \text{etr} \left[ i k (s_n x \pm \tilde{c}_n y) \right] \text{etr} (i k_z z) \end{aligned} \quad (4)$$

Для распространяющихся рассеянных мод  $\text{Im}(c_n) = 0$ , а их волновые векторы  $\vec{k}_n$  лежат на конической поверхности (см. рис.1), угол раскрытия которой  $\beta$  определяется из соотношения

$$\sin \beta = k_z / k = \sqrt{\mu}.$$

Выражая поля  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  через их  $z$ -компоненты, можно свести векторную задачу к скалярной [9] и получить аналитическое выражение для излучательной способности в приближении малых возмущений.

Для пологих неровностей  $y = \xi(x) = a \cos kx$  имеем

$$\vec{n} = (-\xi', 1 - \xi'^2/2, 0)$$

Поля  $A = \{E_z, H_z\}$  и  $\tilde{A} = \{\tilde{E}_z, \tilde{H}_z\}$  запишем в виде суммы невозмущенных полей  $A^{(0)}$  и  $\tilde{A}^{(0)}$ , соответствующих плоской поверхности  $y = 0$ , и малых возмущений:

$$A = A^{(i)} + A^{(0)} + \frac{i k a}{2} A^{(1)} + \left(\frac{k a}{2}\right)^2 A^{(2)},$$

$$\tilde{A} = \tilde{A}^{(0)} + \frac{i k a}{2} \tilde{A}^{(1)} + \left(\frac{k a}{2}\right)^2 \tilde{A}^{(2)},$$

где  $A^{(i)} = \begin{cases} E_z^i = -\sin(\psi + \varphi) \\ H_z^i = \cos(\psi + \varphi) \end{cases}$  - падающая плоская волна, причем

угол  $\varphi$  определяется из условия  $\operatorname{tg} \psi = \operatorname{tg} \varphi \cos \theta$ . Кроме того, значения полей  $A$ ,  $\tilde{A}$  на поверхности (3) выразим через их значения на плоской поверхности  $y = 0$ :

$$A|_{y=\xi(x)} = A|_{y=0} + \xi \left. \frac{\partial A}{\partial y} \right|_{y=0} + \frac{1}{2} \xi^2 \left. \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} \right|_{y=0}$$

( $\tilde{A}$  выражается аналогично).

Рассмотрим зеркально рассеянную волну и две моды первого порядка. Согласно (4) получим следующие соотношения:

$$s_y = \sin \theta \cos \varphi, \quad s_x = \sin \theta \cos \varphi \pm \frac{\lambda}{\Lambda},$$

$$c_y = \cos \theta,$$

$$c_{\pm} = \sqrt{\mu - s_x^2}, \quad \operatorname{Im} c_{\pm} \geq 0, \quad \mu = 1 - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi,$$

$$\tilde{c}_{\pm} = \sqrt{\tilde{\mu} - s_x^2}, \quad \operatorname{Im} \tilde{c}_{\pm} \geq 0, \quad \tilde{\mu} = \epsilon - \sin^2 \theta \sin^2 \varphi.$$

Тогда для волны нулевого порядка

$$\begin{cases} E^{(0)} = U_0 E^{(i)} + W_0 H^{(i)}, \\ H^{(0)} = V_0 H^{(i)} - W_0 E^{(i)}, \end{cases} \quad (5)$$

$$\text{где } V_0 = \frac{g_0 \tilde{d}_0 - (\epsilon s_0)^2}{\omega_0}, \quad U_0 = \frac{\tilde{g}_0 d_0 - (\epsilon s_0)^2}{\omega_0}, \quad W_0 = \frac{2\epsilon s_0 t_0}{\omega_0},$$

$$g_k = c_k - f \tilde{c}_k, \quad \tilde{g}_k = c_k - \epsilon f \tilde{c}_k,$$

$$d_k = c_k + f \tilde{c}_k, \quad \tilde{d}_k = c_k + \epsilon f \tilde{c}_k,$$

$$\omega_k = d_k \tilde{d}_k + (\epsilon s_k)^2, \quad k = +, 0, -.$$

Можно показать, что выражение (5) соответствует волне, отраженной от плоской поверхности с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ . Здесь и далее опускаем для краткости индекс  $z$  у полей  $E$  и  $H$ , помня, что речь идет о  $z$ -компонентах полей.

Учет поправок первого порядка ММВ дает амплитуды рассеянных мод первого порядка:

$$\begin{cases} E_{\pm}^{(1)} = \frac{d_{\pm}}{\omega_{\pm}} E_{\pm}^{(i)} + \frac{\epsilon s_{\pm}}{\omega_{\pm}} H_{\pm}^{(i)}, \\ H_{\pm}^{(1)} = \frac{\tilde{d}_{\pm}}{\omega_{\pm}} H_{\pm}^{(i)} - \frac{\epsilon s_{\pm}}{\omega_{\pm}} E_{\pm}^{(i)}, \end{cases} \quad (6)$$

где величины  $E_{\pm}^{(i)}$ ,  $H_{\pm}^{(i)}$  равны:

$$\begin{cases} E_{\pm}^{(i)} = E^{(0+i)} \left[ \mu(\epsilon-1) + \epsilon_0 s_{\pm} (1-\epsilon f) - \epsilon f \tilde{c}_0 \tilde{c}_{\pm} \right] - E^{(0-i)} \epsilon f c_0 \tilde{c}_{\pm} + H^{(0+i)} \epsilon s_{\pm} c_0, \\ H_{\pm}^{(i)} = H^{(0+i)} \left[ s_0 s_{\pm} (1-f) - f \tilde{c}_0 \tilde{c}_{\pm} \right] - H^{(0-i)} f c_0 \tilde{c}_{\pm} - E^{(0+i)} \epsilon s_{\pm} c_0, \end{cases}$$

где  $E^{(0\pm i)} = E^{(0)} \pm E^{(i)}$ ,  $H^{(0\pm i)} = H^{(0)} \pm H^{(i)}$ .

Второй порядок ММВ дает следующую поправку к зеркальному максимуму:

$$\begin{cases} E^{(2)} = \frac{d_0}{\omega_0} E^{(i)} + \frac{\epsilon s_0}{\omega_0} H^{(i)}, \\ H^{(2)} = \frac{\tilde{d}_0}{\omega_0} H^{(i)} - \frac{\epsilon s_0}{\omega_0} E^{(i)}, \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} E_2^{(i)} &= \epsilon f \tilde{c}_0 (\tilde{c}_+ + \tilde{c}_- - 2\tilde{c}_0) \left[ c_0 E^{(0-i)} + \tilde{c}_0 E^{(0+i)} \right] + \\ &+ (\mu - s_+ s_-) \left[ c_0 E^{(0-i)} + \epsilon f \tilde{c}_0 E^{(0+i)} \right] - \epsilon s_0 \left[ c_+ H_+^{(i)} + c_- H_-^{(i)} + (\mu - s_+ s_-) H^{(0+i)} \right], \\ H_2^{(i)} &= f \tilde{c}_0 (\tilde{c}_+ + \tilde{c}_- - 2\tilde{c}_0) \left[ c_0 H^{(0-i)} + \tilde{c}_0 H^{(0+i)} \right] + \\ &+ (\mu - s_+ s_-) \left[ c_0 H_0^{(0-i)} + f \tilde{c}_0 H^{(0+i)} \right] + \epsilon s_0 \left[ c_+ E_+^{(i)} + c_- E_-^{(i)} + (\mu - s_+ s_-) E^{(0+i)} \right]. \end{aligned}$$

После того как из соотношений (5) - (7) найдены последовательно нулевой, первый и второй порядки рассеянного поля, приращение коэффициента излучения шероховатой поверхности находится как

$$\Delta z = z - z_0 = (ka)^2 z_0 \delta, \quad (8)$$

где

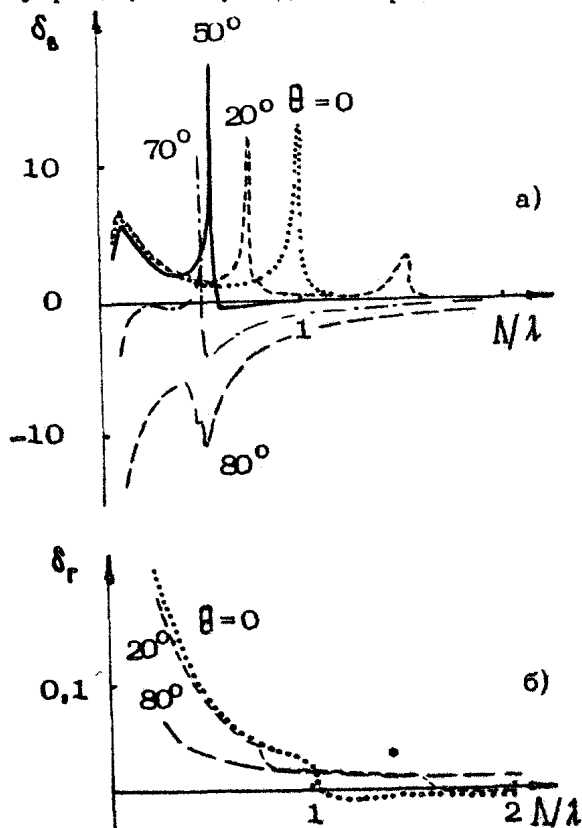
$$\delta = -\frac{1}{4} \operatorname{Re} \left[ 2(E^{(0)} E^{(2)*} + H^{(0)} H^{(2)*}) + \frac{c_+}{c_0} (|E_+^{(i)}|^2 + |H_+^{(i)}|^2) + \frac{c_-}{c_0} (|E_-^{(i)}|^2 + |H_-^{(i)}|^2) \right].$$

Можно показать, что в предельном случае  $\varphi = 0$ , т.е., когда падающая и рассеянная волны находятся в одной плоскости с волновым вектором неровностей  $\vec{K}$ , полученные выражения переходят в формулы работы [6].

Для немалых неровностей задача может решаться численно, с использованием формул Грина для полей над и под поверхностью [7, 8].

### 1.2. Численное и лабораторное исследование критических явлений

На рис.2 приводятся значения функции  $\delta$  для двумерной задачи ( $\varphi = 0$ ) при различных углах наблюдения на вертикальной и горизонтальной поляризации. Расчет проводился для длин волн  $\lambda = 8$  мм,  $\epsilon = 18,33 + i28,3$ , что соответствует пресной воде при  $t = 20^\circ\text{C}$ . Следует обратить внимание, что величина эффекта на горизонтальной поляризации на два порядка меньше, поэтому рис.2,а и 2,б даны в различных масштабах.



Р и с. 2

На вертикальной поляризации для всех углов наблюдения, кроме надира, возникают два максимума, соответствующие условиям  $\Lambda(1 - \sin \theta) = \lambda$  и  $\Lambda(1 + \sin \theta) = \lambda$ . При наблюдении с  $\theta = 0$  эти максимумы сливаются в один пик, амплитуда которого заметно увеличивается. Таким образом, наилучшие условия для критических явлений реализуются при  $\theta = 0$ , когда резонансные длины волн удовлетворяют условию  $\Lambda = \lambda$ .

На углах наблюдения близких к настильным  $\theta \rightarrow \pi/2$ , радиояростный контраст резонансных длин волн уже не является определяющим. Значительную роль начинает играть область поверхностных длин волн с  $\Lambda = 0,5 \pm 2\lambda$ . При этом положительный контраст сменяется отрицательным.

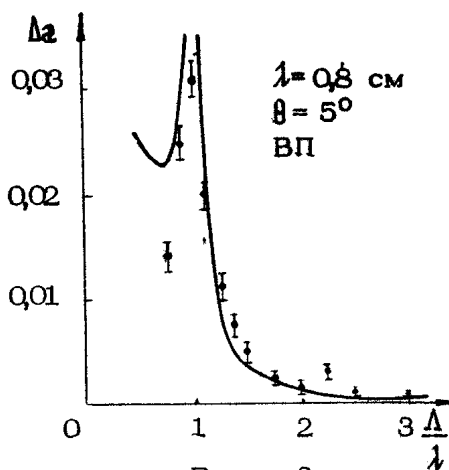
Лабораторная проверка критических явлений проводилась с использованием методики моделирования ряби с помощью системы тонких капроновых нитей, натянутых на прямоугольную рамку. Нити смачивались и приподнимались над поверхностью. За счет сил поверхностного натяжения на поверхности возникали периодические неровности, форма которых рассчитывалась по известному вертикальному смещению нитей [11]. На рис.3 приводятся значения радиояростного контраста в зависимости от периода неровностей при амплитуде первой гармоники равной 0,25 мм ( $\theta = 5^\circ$ ) и вертикальной поляризации (ВП). Аналогичные результаты для настильного угла зондирования даны на рис.4. Эксперименты показали хорошее совпадение с теоретическими расчетами.

При интерпретации натуральных измерений существенную роль могут играть азимутальные эффекты при критических явлениях в тепловом излучении. На рис.5 представлены результаты расчетов  $\Delta\mathcal{E}$  в зависимости от азимутального угла  $\varphi$  на вертикальной поляризации ( $\tau = 0^\circ$ ) для ряда периодов неровностей. Рис.5,а соответствует углу наблюдения  $\theta = 40^\circ$ , рис.5,б -  $\theta = 80^\circ$ . Амплитуда неровностей была взята равной 0,1  $\lambda$ , диэлектрическая проницаемость здесь и далее была взята равной  $18,33 + i28,03$ . На рисунках хорошо видны максимумы в собственном излучении, положение которых определяется соотношением (1).

На рис.6 представлены аналогичные зависимости  $\Delta\mathcal{E}$  от азимутального угла для неровностей с теми же периодами, что и на рис.5, на горизонтальной поляризации ( $\tau = 90^\circ$ ). Рис.6,а соответствует углу наблюдения  $\theta = 40^\circ$ , рис.6,б -  $\theta = 80^\circ$ ;  $\alpha = 0,1 \lambda$ .

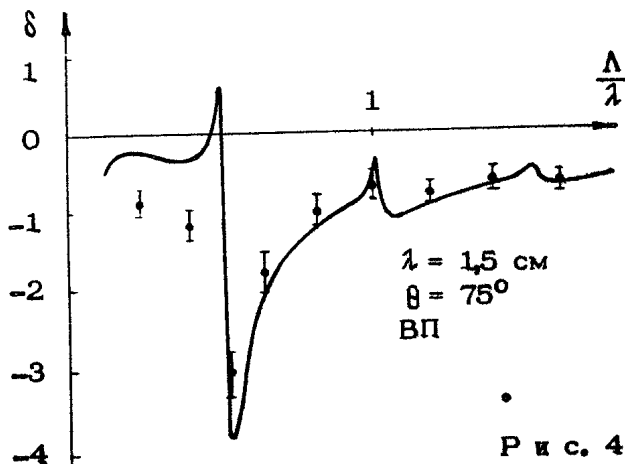
Характерно, что если при настильных углах наблюдения ( $\theta = 80^\circ$ ) на вертикальной поляризации эффект периодиче-

ской неровности приводит к уменьшению радиояростной температуры  $\Delta T < 0$  для поверхностных волн, у которых волновой вектор  $\vec{K}$  лежит в плоскости наблюдения ( $\varphi = 0^\circ$ ), то при сравнительно небольших углах ( $\theta = 40^\circ$ ) шероховатость приводит к увеличению радиояростной температуры для тех же волн. Что касается поверхностных волн, у которых волновой вектор  $\vec{K}$  перпендикулярен плоскости наблюдения ( $\varphi = 90^\circ$ ), то при настильных углах ( $\theta = 80^\circ$ ) шероховатость практически никак не проявляется в собственном тепловом излучении независимо от периода неровностей и приводит к небольшому увеличению радиояростной температуры при небольших углах наблюдения. Такой характер зависимости позволяет выявить направление распространения поверхностных волн по азимутальным измерениям.



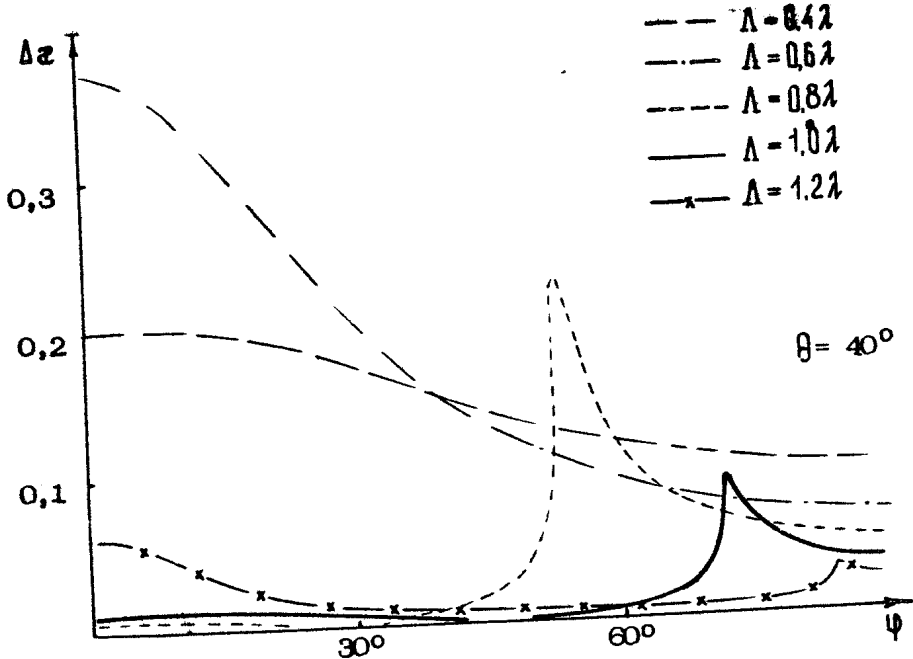
Р и с. 3

На горизонтальной поляризации аналогичные зависимости носят существенно иной характер. В этом случае неровность поверхности всегда приводит к увеличению радиояростной температуры, причем в отличие от вертикальной поляризации неровности с волновым вектором, лежащим в плоскости наблюдения ( $\varphi = 0^\circ$ ), вносят малый вклад в общее увеличение  $T_{\text{я}}$ . Основной вклад вносят поверхностные волны, направление рас-

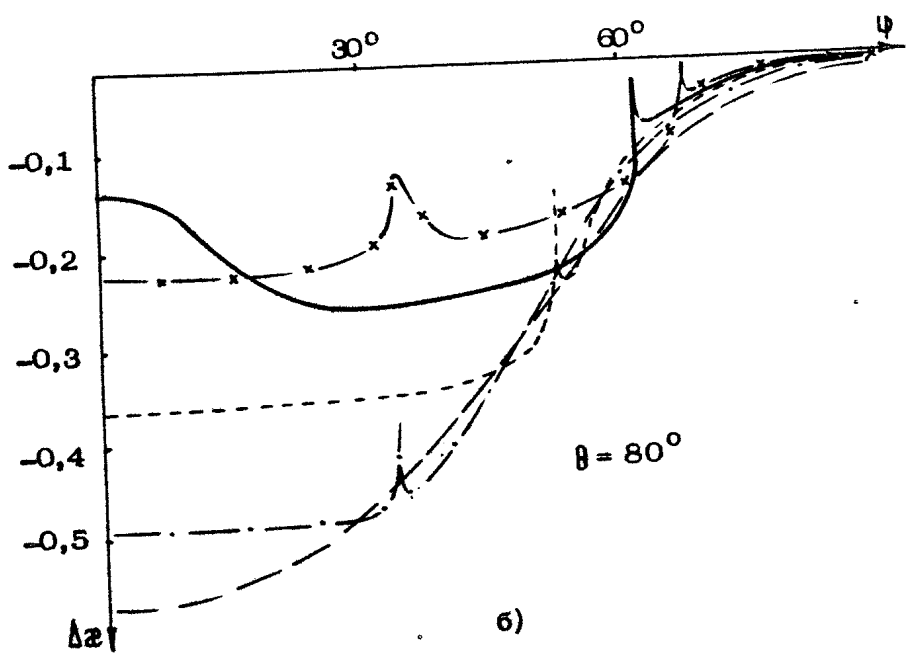


Р и с. 4



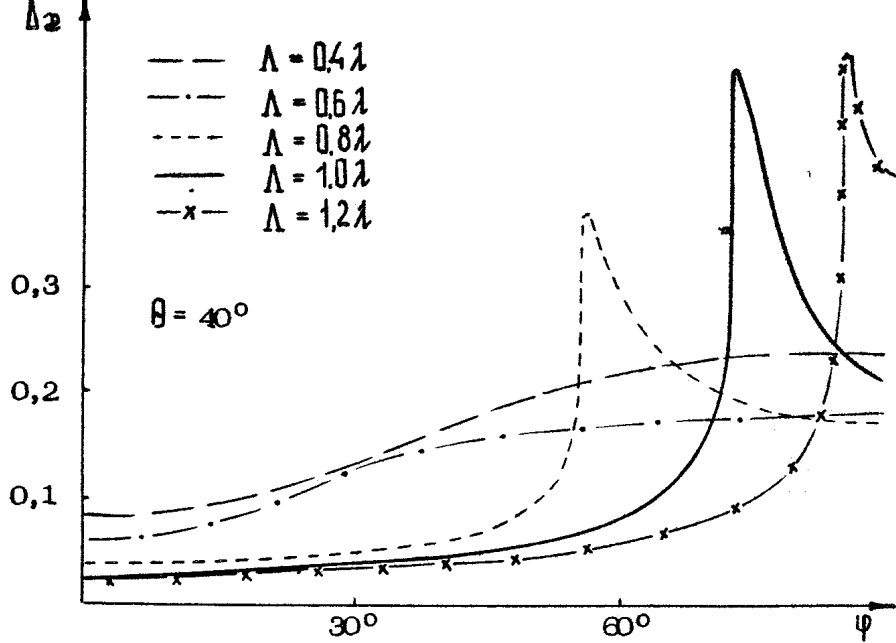


a)

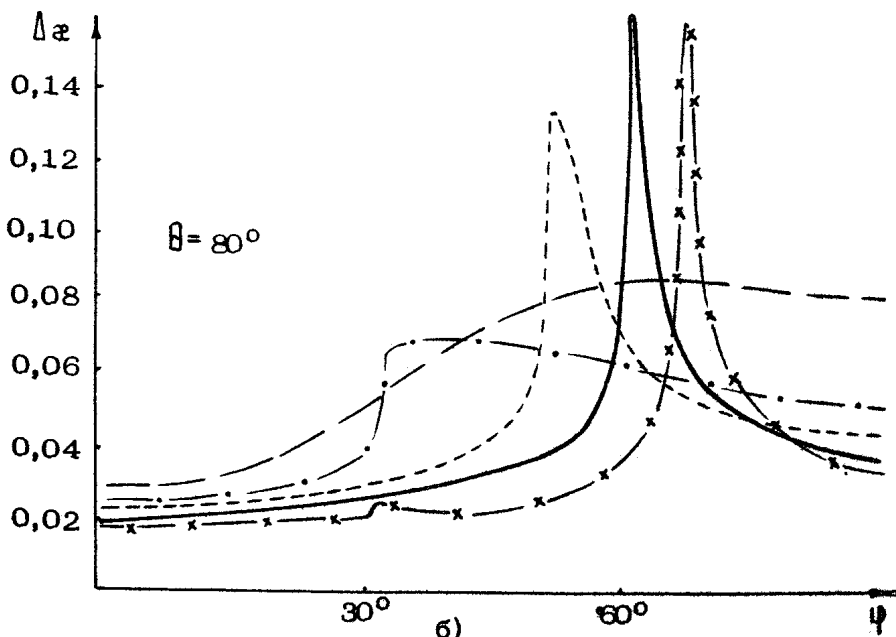


б)

Р и с. 5



a)

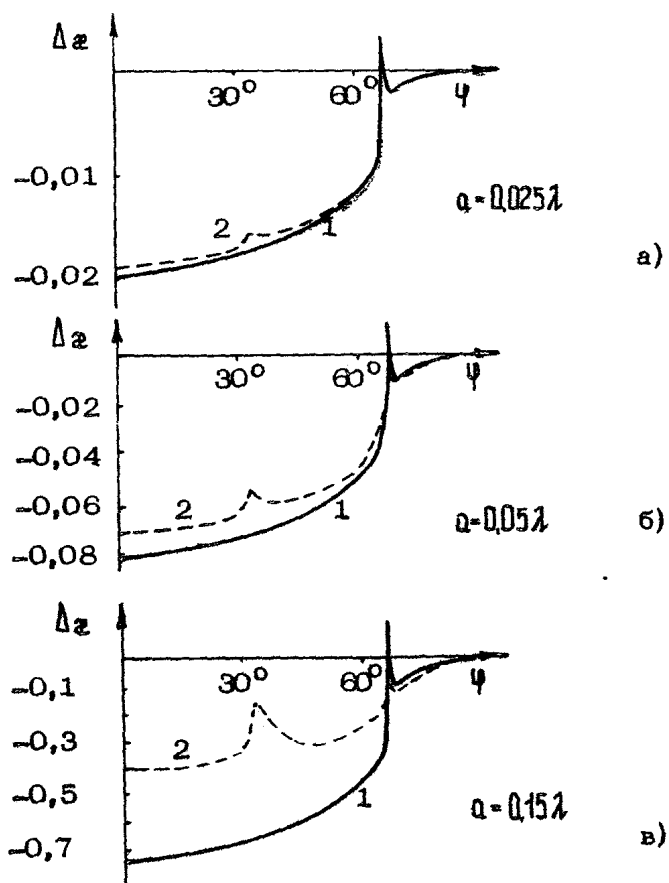


б)

Р и с. 6

пространения которых определяется резонансным условием (1). При этом на малых углах наблюдения  $\theta$  величина максимумов излучения оказывается значительно больше, чем на настильных углах (см. рис.6).

Как уже отмечалось, радиояркий контраст для малых неровностей пропорционален  $(ka)^2$ . При больших амплитудах неровностей происходит отклонение от квадратичной зависимости. Это отличие было зафиксировано экспериментально [11], а также при выполнении расчетов для немалых амплитуд [7]. На рис.7 показаны зависимости  $\Delta z$  от  $\psi$ , полученные численным методом (кривые 1) и по формулам ММВ (кривые 2) для периода неровностей  $\Lambda = 1,4 \lambda$ , вертикальной поляризации и для различных амплитуд неровностей. Расчеты проводились для угла наблюдения  $\theta = 80^\circ$ . Сопоставление результатов ММВ



Р и с. 7

и численных расчетов показывает, что если для малых амплитуд (см. рис. 7, а) расхождение очень незначительно, то при увеличении амплитуды оно резко растет, и при  $a = 0,15 \lambda$  ММВ в области максимума излучения дает непригодный результат ( $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$  для данных  $\epsilon$  и  $\theta$  с учетом формул Френеля и  $\Delta\alpha = 0,13$  составит  $\alpha = 1,02$ , что, очевидно, не имеет физического смысла). Тем не менее в тех случаях, когда найденная по формулам ММВ величина мала по сравнению с  $1 - \alpha_0$ , где  $\alpha_0$  - коэффициент излучения плоской поверхности, эти результаты находятся в хорошем согласии с результатами численных расчетов, и ММВ оказывается удобным в использовании как наиболее простой и экономичный. В то же время численные расчеты позволяют исследовать такие эффекты, как "насыщение" роста максимумов при увеличении амплитуды, их уширение, возникновение максимумов второго порядка [7]. Таким образом, численные методы позволяют детально исследовать критические явления и установить границы применимости ММВ.

### 1.3. Радиояркая температура морской поверхности

в приближении двухмасштабной модели

На реальной морской поверхности присутствуют неровности всех масштабов. Их учет, аналогично задачам рассеяния электромагнитных волн, может проводиться в рамках двухмасштабной модели [12]. При этом усредненное по распределению уклонов крупных волн приращение коэффициента излучения за счет малых неровностей суммируется с изменением коэффициента излучения, обусловленным вариациями локального угла наблюдения. Так, при наблюдении в надир получаем

$$T_a = T_0 \left[ 1 - \int P(\varphi_x, \varphi_z) (|R_B(\theta_1)|^2 \cos^2 \chi + |R_r(\theta_1)|^2 \sin^2 \chi) e^{-\tau / \cos^2 \chi} d\varphi_x d\varphi_z \right] + T_0 \int P(\varphi_x, \varphi_z) [\Delta\alpha_B(\theta_1) \cos^2 \chi + \Delta\alpha_r(\theta_1) \sin^2 \chi] d\varphi_x d\varphi_z, \quad (9)$$

где  $P(\varphi_x, \varphi_z)$  - распределение уклонов крупных волн;  $R_B, R_r$  - коэффициенты Френеля гладкой поверхности;  $\chi$  - угол, определяемый из условия  $\tan \chi = \tan \varphi_x \cdot \tan \varphi_z$ ;  $\tau$  - поглощение атмосферы;  $\theta_1$  - локальный угол падения;  $\Delta\alpha_B(\theta_1), \Delta\alpha_r(\theta_1)$  - приращения коэффициента излучения за счет мелкомасштабных неровностей. Формула (9) получена в предположении, что вектор

поляризации  $\vec{E}$  лежит в плоскости  $\tau y$  (см. рис.1) и что эффективная температура атмосферы равна температуре морской поверхности. Такое предположение вносит пренебрежимо малые ошибки [13].

В качестве распределения уклонов крупных волн наиболее часто используется распределение Кокса и Манка, полученное в случае присутствия на морской поверхности гонкой нефтяной пленки [14]. Среднеквадратичные уклоны по направлению ветра и перпендикулярно ему для этой модели составляют

$$\begin{aligned} \sigma_{\parallel}^2 &= 0,005 + 0,78 \cdot 10^{-3} V, \\ \sigma_{\perp}^2 &= 0,003 + 0,84 \cdot 10^{-3} V \end{aligned} \quad (10)$$

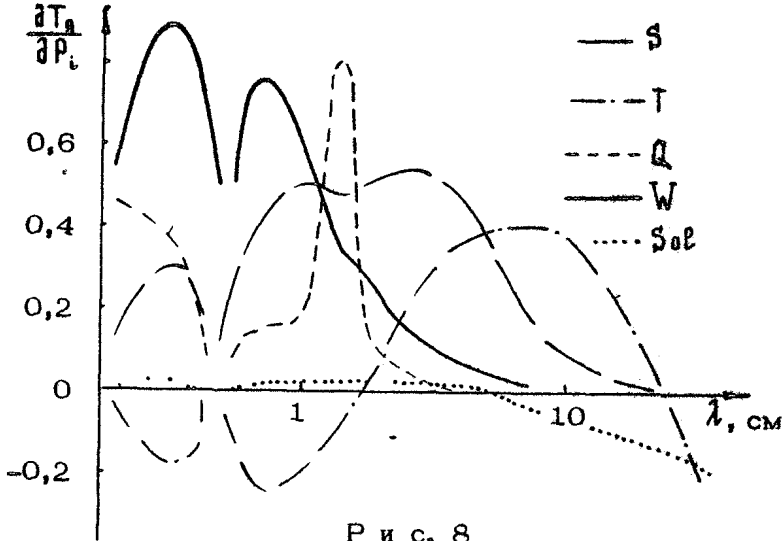
Имеющиеся модели спектра гравитационно-капиллярных волн (ГКВ) показывают, что для не слишком больших углов наблюдения неровности можно считать малыми. Тогда вклад отдельных спектральных составляющих является независимым, и радиояркостный контраст ряби может находиться как

$$\Delta \varepsilon_{\theta, \Gamma} = \int_0^{\infty} k^2 \delta_{\theta, \Gamma}(\vec{k}) S(\vec{k}) d\vec{k}, \quad (11)$$

где  $S(\vec{k})$  — спектр мелкомасштабных неровностей. Важным вопросом при использовании двухмасштабной модели является выбор граничного масштаба ( $K_1$ ) при разбиении поверхности на "крупные" и "мелкие" неровности. Для реальных спектров и углов наблюдения близких к надиру зависимость  $\delta(\vec{k})$  такова, что область  $0,1 \text{ к} \leq k \leq 0,4 \text{ к}$ , где  $k=2\pi/\lambda$  вносит пренебрежимо малый вклад в интеграл, волны же с  $k < 0,1 \text{ к}$  учитываются при усреднении по уклонам крупных волн. Поэтому нижний предел интегрирования в формуле (11) можно положить равным  $0,4 \text{ к}$ . Более сложным разбиение на два масштаба оказывается для настильного наблюдения. В этом случае вклад различных участков спектра оказывается одного порядка. По-видимому, наиболее обоснованным является выбор  $K_1$  из условия, при котором амплитуды волн с  $k > K_1$  удовлетворяют методу малых возмущений [15].

#### 1.4. Учет пены, температурных неоднородностей и параметров атмосферы

На рис.8 приводится величина производной радиояркостной температуры по таким параметрам морской поверхности, как площадь пенного покрова  $S$ , температура воды  $T_0$ , соленость



Р и с. 8

$SoP$ , интегральное содержание водяного пара в атмосфере  $Q$ , водозапас облачности  $W$  [16]. Параметры измеряются в условных единицах:  $T - 1K$ ,  $SoP - 0,5\%$ ,  $S - 0,5\%$ ,  $Q - 0,05 \text{ г/см}^2$ ,  $W - 0,01 \text{ кг/см}^2$ . Характерный диапазон изменения параметров составляет: площади покрытия пеной (при скорости ветра менее 10 м/с) – десятые доли процента, при  $V > 10 \text{ м/с}$  – до нескольких процентов; соленость – несколько промилле; температура воды – несколько градусов; водозапас облачности –  $0,2 \text{ кг/см}^2$  для слоистых типов облачности и до  $1 - 2 \text{ кг/см}^2$  для кучевых типов; интегральное содержание водяного пара – до  $1 \text{ г/см}^2$ .

Влияние этих факторов должно учитываться при выборе условий и методов обработки в исследованиях характеристик волнения на морской поверхности радиометрическими методами. Прежде всего такие исследования должны проводиться в нештормовых условиях, когда отсутствует или пренебрежимо мало влияние пены. Исследования в районах с сильными температурными неоднородностями должны сопровождаться синхронными ИК-измерениями температуры воды. Набор радиометрической аппаратуры должен включать длины волн миллиметрового диапазона для учета облачности, а также длины волн в районе линии поглощения водяного пара 22,235 ГГц. В коротком сантиметровом диапазоне для устранения атмосферного влияния оказывается полезным проведение поляризационных измерений.

## 2. НАТУРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РАДИОЯРКОСТНЫХ КОНТРАСТОВ ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### 2.1. Анизотропия радиотеплового излучения

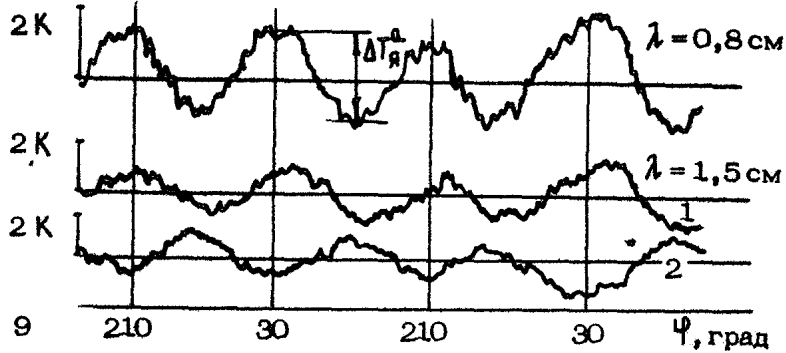
Ярковая температура морской поверхности зависит от взаимной ориентации плоскости наблюдения и направления приповерхностного ветра, а в случае наблюдения в надир — от угла между направлением ветра и плоскостью поляризации принимаемого излучения. Такая зависимость, обнаруженная экспериментально, получила название эффекта анизотропии яркостной температуры. Этот эффект исследовался в ряде натуральных самолетных экспериментов [17, 18].

Наиболее подробные данные приводятся в работе [19]. Измерения проводились на длинах волн 0,3; 0,8; 1,5; 2; 3; 8 и 18 см при углах наблюдения  $0 - 10^\circ$  относительно надира при температуре воды и воздуха  $10 - 12^\circ\text{C}$ . Использовалась методика выполнения виражей или прямолинейных галсов, по-разному ориентированных к направлению ветра. Было получено, что величина анизотропии увеличивается при увеличении скорости ветра у морской поверхности и резко уменьшается при увеличении длины волны так, что на волнах длиной 8 и 18 см эффект практически не регистрируется (менее 0,5 К при  $V = 10$  м/с). Пример изменения  $T_a$  на длинах волн 0,8 и 1,5 см при выполнении двух виражей с креном  $10^\circ$  при  $V = 9$  м/с приводится на рис.9. На длине волны  $\lambda = 1,5$  см показаны данные двух радиометров с плоскостью поляризации параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) оси самолета-лаборатории.

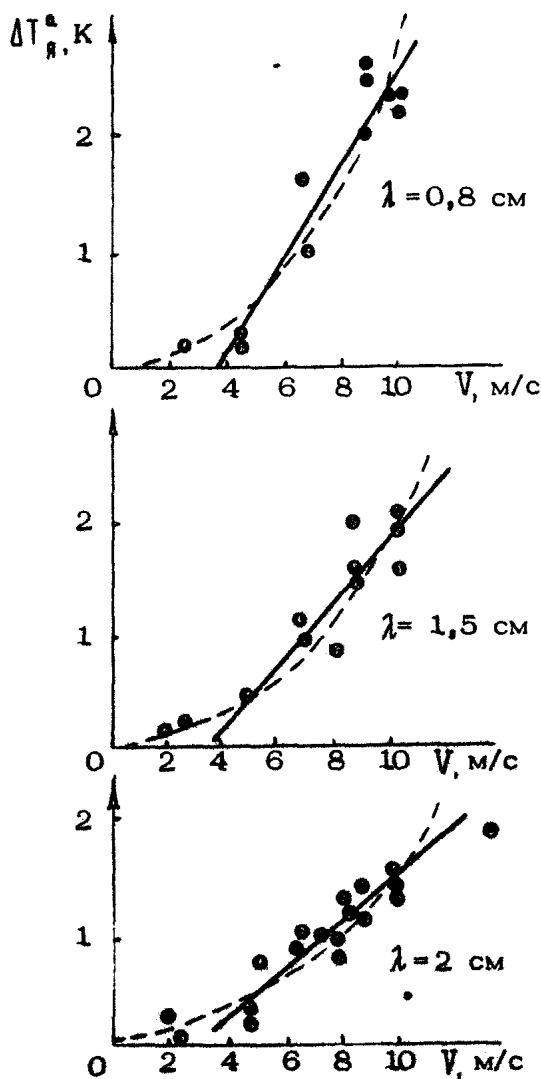
Зависимости поляризационной разности  $\Delta T_a^a$  от скорости ветра для длин волн 0,8; 1,5 и 2 см приводятся на рис.10. Заметный рост величины анизотропии начинается при  $V \approx 4$  м/с. На рисунках даны две аппроксимации полученных данных: квадратичная зависимость  $\Delta T_a^a = \gamma_a V^2$  и линейная  $\Delta T_a^a = 0$  при  $V < 4$  м/с,  $\Delta T_a^a = \alpha_a + \alpha_b(V-4)$ . Сделать выбор между двумя аппроксимациями по полученным в настоящее время результатам не представляется возможным. Значения коэффициентов  $\gamma_a, \alpha_b, \alpha_a$  приводятся в табл. 1.

При увеличении скорости ветра более 10 м/с рост анизотропии прекращается.

Двухполяризационные измерения на длине волны  $\lambda = 2$  см позволили исследовать еще одну важную характеристику эф-



Р и с. 9

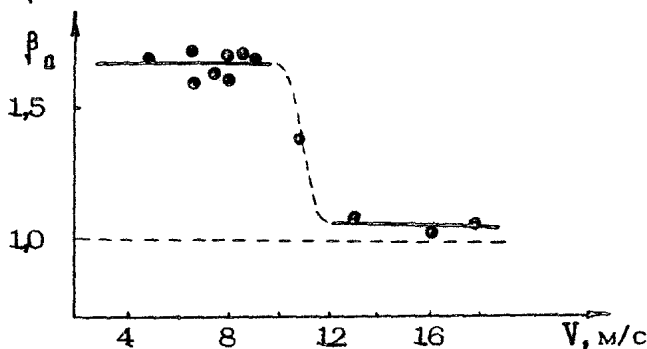


Р и с. 10



	$\lambda$ , см				
	0,3	0,8	1,5	2	3
$\beta_a$	-	$2,77 \cdot 10^{-2}$	$1,84 \cdot 10^{-2}$	$1,57 \cdot 10^{-2}$	-
$\alpha_0$	0	0,18	0,35	0,16	0
$\alpha_a$	0,40	0,40	0,28	0,22	0,07

факта анизотропии яркостной температуры – коэффициента анизотропии, определяемого как  $\beta_a = \partial T_a'' / \partial T_a^{\perp}$ , где  $T_a''$  – яркостная температура на поляризации с вектором  $\vec{E}$ , совпадающим с направлением ветра;  $T_a^{\perp}$  – на ортогональной поляризации. Зависимость  $\beta_a$  от  $V$  приводится на рис.11. В условиях уме-



Р и с. 11

ренной скорости ветра коэффициент анизотропии практически не зависит от  $V$ , при  $V \sim 10$  м/с резко уменьшается до значений близких к единице. Данные свидетельствуют о резкой перестройке характеристик волнения при  $V \sim 10$  м/с, связанной со сменой режима обтекания ветром рельефа морской поверхности [20, 21].

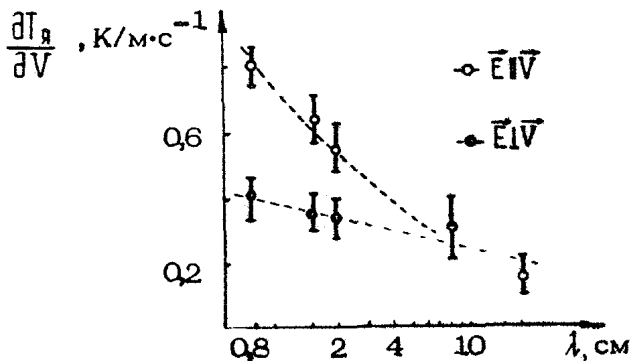
Эффект анизотропии может использоваться для определения скорости и направления ветра у морской поверхности. Проведенные исследования показали, что точность определения направления ветра не хуже  $10^{\circ}$ . Основное достоинство метода заключается в практическом отсутствии влияния облачности.

## 2.2. Радиационно-ветровая зависимость

Наряду с резким изменением поляризационных характеристик при  $V \sim 10$  м/с в натурных экспериментах была обнаружена еще одна особенность в радиояркостных контрастах,

но уже в условиях малой балльности. Оказалось, что при  $V < 4$  м/с возникают большие изменения радиояркостной температуры (до 2 – 3 К) на волнах дециметрового диапазона. Они хорошо регистрируются в условиях близких к штилю, при переходах с выглаженных участков морской поверхности на участки с волнением 1 – 2 балла. В сантиметровом диапазоне такие контрасты отсутствуют. Анализ ИК-данных показал, что вариации яркостной температуры на длинах волн 8 и 18 см в этих условиях связаны именно с возникновением волнения, а не температурными эффектами.

В условиях умеренной балльности, при  $4 \leq V \leq 10$  м/с, были получены данные о коэффициентах межканальных регрессий вариаций  $T_{\lambda}$ , обусловленных неоднородностями скорости ветра у морской поверхности. При обработке данных учитывалась взаимная ориентация направления ветра и вектора поляризации принимаемого излучения. С использованием этих коэффициентов, данных об анизотропии  $\Delta T_{\lambda}^a$  и величины коэффициента анизотропии на длине волны 2 см методом наименьших квадратов была определена кругизна радиационно-ветровой зависимости:  $\Delta T_{\lambda}^{\perp} / \Delta V$  и  $\Delta T_{\lambda}^{\parallel} / \Delta V$ . Полученный результат показан на рис. 12.



Р и с. 12

Исследования, выполненные при малой балльности, и кругизна радиационно-ветровой зависимости в условиях умеренного ветра позволили восстановить контрасты радиояркостной температуры при скоростях ветра 4 и 10 м/с. Значения этих контрастов  $\Delta T_{\lambda}$  приводятся в табл. 2.

Точность оценок, приведенных в табл. 2, порядка 0,3 – 0,5 К для  $V = 4$  м/с и 0,5 – 0,8 К для  $V = 10$  м/с. Характер зависимости от скорости ветра существенно различается на сантиметровых и дециметровых волнах. На длинах волн 0,8; 1,5; 2 см яркостная температура увеличивается по закону

$\Delta T_{\lambda}$		$\lambda$ , см				
		0,8	1,5	2	8	18
$\frac{\Delta T_{\lambda}^{\parallel} + \Delta T_{\lambda}^{\perp}}{2}$	при $V = 4$ м/с	0,66	0,50	0,51	1,5	2,5
$\Delta T_{\lambda}^{\parallel}$	при $V = 10$ м/с	5,7	4,5	4,0	3,3	3,4
$\Delta T_{\lambda}^{\perp}$	при $V = 10$ м/с	2,8	2,5	2,4	3,3	3,4

близкому к квадратичному, при этом имеет место ярко выраженная анизотропия. В дециметровом диапазоне наблюдается резкое увеличение  $T_{\lambda}$  на начальных стадиях возбуждения волнения и незначительный рост яркостной температуры при  $4 < V < 10$  м/с.

### 3. ХАРАКТЕРИСТИКИ СПЕКТРА ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОГО ВОЛНЕНИЯ ПО ДАННЫМ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Резонансный характер радиотеплового излучения шероховатой поверхности с неровностями, период которых  $\Lambda$  сравним с длиной электромагнитного излучения  $\lambda$ , позволяет решать задачу восстановления характеристик пространственного спектра ГКВ по вариациям радиояркостности. На основе расчетов, выполненных в рамках двухмасштабной модели, можно сделать вывод, что наилучшие условия для определения параметров ГКВ реализуются для радиометрических измерений на углах наблюдения близких к надиру.

В этом случае оказывается минимальным влияние крупных волн и, наоборот, возрастает вклад ГКВ в тепловое излучение. Кроме этого, наличие одного резонансного максимума при измерении в надир существенно облегчает разделение вклада различных составляющих ГКВ.

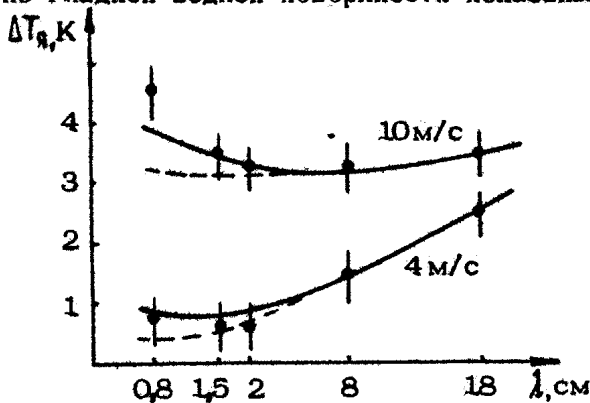
Решение обратной задачи проведем в предположении, что спектр ряби может быть описан в виде [20]

$$S(k) = \epsilon(V) k^{-p(V)} (2\pi)^{-1} [1 + \alpha(k) \cos 2\varphi], \quad (12)$$

где  $V$  – скорость ветра. Радиояркостный контраст вычислим с использованием двухмасштабной модели в предположении малости гравитационно-капиллярных составляющих волнения. Для уклонов крупных волн воспользуемся моделью Кокса и Манка для "гладкой" поверхности [14] – см. (10).

Решение задачи удобно проводить в два этапа. На первом усредняются данные по азимутальному углу  $\varphi$  и методом наименьших квадратов определяются параметры  $\epsilon$  и  $\rho$ . На втором этапе по величине анизотропии яркостной температуры определяется  $\Delta(K)$ . Усреднение по азимутальному углу  $\varphi$  значительно уменьшает вклад крупномасштабного волнения, так как первый член в формуле (9) практически обращается в 0.

Экспериментальные значения радиояркостного контраста относительно гладкой водной поверхности показаны на рис. 13



Р и с. 13

(точки) для скоростей ветра 4 и 10 м/с в зависимости от длины электромагнитной волны  $\lambda$ , отложенной по горизонтальной оси в логарифмическом масштабе. Сплошные кривые соответствуют расчетной зависимости с использованием спектра ГКВ вида (12) и с параметрами  $\epsilon(V)$  и  $\rho(V)$ , определенными по наилучшему совпадению с экспериментом. Пунктир показывает величину контраста при учете только мелкомасштабных составляющих волнения. Соответствующие параметры  $\rho(V)$  и  $\epsilon(V)$  имеют следующие значения:

для  $V = 4$  м/с

$$\rho = -3,6 \pm 0,2, \quad \epsilon = 1,35 \cdot 10^{-2} \pm 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ см/(рад/см);}$$

для  $V = 10$  м/с

$$\rho = -3,05 \pm 0,1, \quad \epsilon = 2,6 \cdot 10^{-2} \pm 0,15 \cdot 10^{-2} \text{ см/(рад/см).}$$

Полученные значения хорошо согласуются с известными моделями спектра. Так, по данным работ [19, 20]  $\epsilon = (0,5 \pm 1) \cdot 10^{-2}$  при  $V = 4$  м/с и  $\epsilon = (2,0 + 2,6) \cdot 10^{-2}$  при  $V = 10$  м/с.

Значения  $\Delta(K)$ , как выяснилось, зависят от принятой той или иной модели отношения дисперсий уклонов крупных волн по направлению ветра и поперек;  $\gamma = \sigma_{\parallel}^2 / \sigma_{\perp}^2$ . В табл. 3 при-

Параметры	$\lambda$ , см			
	0,8	1,5	2,0	8,0
$\Delta T_{\lambda}^{\alpha}$ , К	2,6	2,0	1,5	0,5
$\alpha_0$	0,98	0,89	0,69	0,1
$\alpha_1$	0,96	0,88	0,68	0,1
$\alpha_2$	0,73	0,74	0,55	0,1

введены значения анизотропии  $\Delta T_{\lambda}^{\alpha}$  для скорости ветра 10 м/с и значения величины  $\alpha$ , полученные в случае изотропного крупномасштабного волнения ( $\alpha_0$ ), модели Кокса и Манка ( $\alpha_1$ ) и для  $\gamma = 3,4$  [21] ( $\alpha_2$ ). Важно подчеркнуть, что даже самые анизотропные модели крупномасштабного волнения не объясняют наблюдаемой анизотропии яркостной температуры. Объяснить ее удастся только введением азимутальной зависимости спектра ГКВ, как это сделано в формуле (12).

Как видно из табл. 3, анизотропия ГКВ резко возрастает при уменьшении длины волны. Дециметровые компоненты волнения являются практически изотропными.

Приведенные результаты показывают, что многоканальные радиометрические измерения аналогично радиолокационным измерениям позволяют определять основные характеристики двумерного пространственного спектра ГКВ. Однако при этом имеется ряд отличительных особенностей от радиолокационного метода: во-первых, радиометрические измерения можно проводить в надир и получать характеристики двумерного спектра "в точке"; во-вторых, существенно расширяются возможности исследований в малую дальность, так как нет ограничений по энергетическому потенциалу аппаратуры; в-третьих, относительные измерения в радиометрическом методе дают разницу амплитуд спектральных составляющих, в то время как радиолокационные дают отношение. Эти отличия обуславливают эффективность сочетания радиолокационных и радиометрических методов.

Радиометрические измерения в миллиметровом, сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн, выполняемые на различных углах и поляризациях, могут использоваться для исследования процессов генерации и развития морского волнения, воздействия внутренних волн и течений на морскую поверхность, определения температурных градиентов в приповерхностном слое.

1. Башаринов А.Е., Гураич А.С., Егоров С.Т. Радиоионизлучение Земли как планеты. М., 1974.
2. Hollinger J.P. Passive microwave measurements of sea surface roughness // IEEE. 1971. GE-9. N 3. P.165.
3. Wu S.T., Fung A.K. A noncoherent model for microwave emissions and backscattering from the sea surface // J.Geophys.Res. 1972. V.77. N 30. P.5917.
4. Кравцов Ю.А., Мировская Е.А., Попов А.Е. и др. Критические явления при тепловом излучении периодически неровной водной поверхности //Изв. АН СССР. ФАО. 1978. Т.14. №7. С.733.
5. Эткин В.С., Ворсин Н.Н., Кравцов Ю.А. и др. Обнаружение критических явлений при тепловом радиоионизлучении периодически неровной водной поверхности //Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т.21. №3. С.454.
6. Генчев Ж.Д. Рассеяние электромагнитных волн на поверхности с малыми и пологими неровностями //Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т.27. №1. С.48.
7. Ирисов В.Г. Исследование излучения электромагнитных волн периодически неровной поверхности: Препринт №944 /ИКИ АН СССР. М., 1984.
8. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Исследование резонансных эффектов в радиотепловом излучении водной поверхности //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т.29. №4. С.379.
9. Гершензон В.Е., Ирисов В.Г., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Азимутальные эффекты при критических явлениях в тепловом радиоионизлучении шероховатой поверхности: Препринт №1104 /ИКИ АН СССР. М., 1986.
10. Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Случайные поля. М., 1976.
11. Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Лабораторные и натурные исследования критических явлений в радиотепловом излучении взволнованной водной поверхности: Препринт №998 /ИКИ АН СССР. М., 1985.
12. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972.
13. Башаринов А.Е., Егоров С.Т., Колосов М.А., Кутуза Б.Г. Особенности метода сверхвысокочастотного радиометрического

зондирования атмосферы с летательных аппаратов //Труды  
ИГО. Л., 1986. Вып.222. С.153.

14. Cox T.C., Munk W. Statistics of the sea surface derived from sun glitter // J.Marine Res. 1954. V.13. P.198.

15. Wentz F.I. A two-scale scattering model for foam-free sea microwave brightness temperatures// J.Geophys.Res. 1975. OA-80. N 26. P.3441.

16. Новак Б.Л., Трохимовский Ю.Г., Эткин В.С. Оптимизация рабочих длин волн в задаче определения параметров системы океан - атмосфера по радиотепловым СВЧ-измерениям //Изв. АН СССР. ФАО. 1983. Т.19. №9. С.944.

17. Беспалова Е.А., Веселов В.М., Глотов А.А. и др. Исследование анизотропии ветрового волнения по вариациям поляризованного теплового излучения //ДАН СССР. 1979. Т.246. №6. С.1482.

18. Беспалова Е.А., Веселов В.М., Гершензон В.Е. и др. Об определении скорости приповерхностного ветра по измерениям поляризационной анизотропии собственного и рассеянного СВЧ-излучения //Исследования Земли из космоса. 1982. №1. С.87.

19. Трохимовский Ю.Г., Хапин Ю.Б., Эткин В.С. Поляризационные и спектральные характеристики радиотеплового излучения взволнованной поверхности моря: Препринт №821 /ИКИ АН СССР, М., 1983.

20. Fung A.K., Lee K.K. A semi-empirical sea-spectrum model for scattering coefficient estimation // IEEE. J.Oceanic Eng.1982. V.OE-7. N 4. P.166.

21. Mitsuyasy H., Honda T. The high frequency spectrum of wind-generated waves // J.Oceanogr. Soc.Jap. 1974. V.30. P.185.

# ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ОКЕАНА. ДИСТАНЦИОННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕРХНОСТНОГО ВОЛНЕНИЯ

Э.М.Зуйкова, А.Г.Лучинин, В.И.Титов

Возможность регистрации или измерения параметров поверхностных волн по видимой картине поверхности привлекает внимание с давних пор. Первыми попытками в этом направлении, вероятно, следует считать визуальную оценку балльности волнения, которая, впрочем, при отсутствии надежных и простых аппаратурных средств применяется в океанологической практике и до настоящего времени. Первые количественные измерения связей между видимой картиной волнения и его параметрами были выполнены Коксом и Манком [1], которые нашли регрессионные зависимости между шириной солнечной дорожки и скоростью приводного ветра. В более поздних работах в этом направлении использовались искусственные источники подсветки [2]. Дальнейшие усилия исследователей были направлены на применение для этих целей узких пучков подсветки, как правило, на основе лазерных источников [3]. Параллельно с указанными работами шло и более осмысленное освоение тех возможностей, которые предоставлены нам самой природой. Аэрофотосъемка морской поверхности в сочетании с последующим пространственным спектральным анализом изображений поверхности давно используется для исследования спектра поверхностного волнения [4-10]. Эффективным дополнением к этому методу является спектральный анализ изображений, основанный на применении оптического спектроанализатора в некогерентном свете [10], позволяющий получать оценки спектра волнения в реальном времени и избежать промежуточного процесса обработки фотоматериалов [4,5]. Не впадая в преувеличение и без большого риска ошибиться, можно утверждать, что



этот метод в ближайшие годы будет развиваться особенно быстрыми темпами и позволит существенно продвинуться в физике поверхностных явлений. Вместе с тем необходимо подчеркнуть, что, несмотря на кажущуюся простоту, для успешного его применения необходимо отчетливое понимание количественных связей между оптическими сигналами (полезными и шумовыми), формируемыми измерительными системами различного типа, с одной стороны, и характеристиками исследуемых явлений — с другой. Второе неперенное условие заключается в адекватной аппаратной реализации этого метода<sup>\*1</sup>. Различные аспекты этой задачи обсуждались нами ранее. В частности, было показано, что в линейном по уклонам волн приближении в оптической системе с последующей обработкой могут быть сформированы оценки различных параметров поверхностного волнения, в том числе и его весьма полная характеристика — пространственно-временной спектр. Были также описаны различные модификации аппаратуры для спектрального анализа поверхностного волнения в реальном времени. Вместе с тем некоторые вопросы, в основном касающиеся точности измерений, до сих пор не были освещены должным образом. Это прежде всего относится к величинам так называемых нелинейных искажений спектра поверхностного волнения, обусловленных нелинейной в общем случае зависимостью оптических сигналов от уклонов волн, и относительной роли подповерхностного излучения в формировании полезного сигнала.

В настоящей статье в максимально сжатом виде попытаемся изложить основные вопросы теории формирования и спектрального анализа изображения взволнованной поверхности. Здесь же в качестве иллюстраций эффективности обсуждаемого метода будут приведены краткое описание аппаратуры для спектрального анализа изображения поверхности, которая позволяет регистрировать пространственно-временные спектры волнения и по своим возможностям аналогична когерентному радиолокатору, и некоторые основные результаты исследования поверхностного волнения. Часть обсуждаемого материала была опубликована ранее [9-17] и приведена здесь для полноты и цельности изложения.

---

\*1) Разумеется, в равной мере это относится и к аэрофотографии, как и к любым другим измерительным средствам. К сожалению, в оптике морской поверхности зачастую пользуются интуитивными представлениями, чем и обусловлено появление здесь этого довольно-таки тривиального высказывания.

# 1. ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ И СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЯ ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

1. Допустим, что участок наблюдаемой морской поверхности свободен от солнечных бликов, а участок неба в направлении, зеркальном по отношению к направлению на участок поверхности, свободен от облачности. В этом случае с достаточной точностью можно считать, что яркость поверхности может быть представлена в виде суммы двух составляющих, одна из которых обусловлена отражением от поверхности рассеянного небом (атмосферой) света ( $I_1$ ), а вторая — выходящим из-под поверхности обратно рассеянным водой солнечным излучением ( $I_2$ ). Таким образом, можно записать  $I = I_1 + I_2$  и исследовать информационные и шумовые свойства этих составляющих отдельно друг от друга. Напомним, что каждая из двух составляющих модулируется волнением. Правда, при этом механизмы модуляции могут быть различны и важно установить, в каких случаях тот или иной механизм превалирует над другими для того, чтобы уметь устанавливать соответствие между характеристиками изображения поверхности и поверхностным волнением. Если для компоненты  $I_1$  априорно можно указать лишь два механизма формирования флуктуаций, а именно за счет неоднородности яркости неба и угловой зависимости коэффициента отражения, то для компоненты  $I_2$  дополнительно "включаются" механизм двойной фокусировки [11,12] и зависимость коэффициента пропускания от угла преломления света при его прохождении через поверхность "туда и обратно". Однако не будем сейчас вдаваться в детальное обсуждение этих явлений, с тем чтобы сделать это несколько позже, предварительно изучив основные свойства компоненты  $I_1$ .

Если считать, что функция  $I_1$  в отсутствие волнения является медленной функцией угла визирования, то при волнении ее можно представить в виде ряда Тейлора по уклонам волн  $\vec{\eta}$ :

$$I_1 = I_1^0 + \nabla I_1^0 \vec{\eta} + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial^2 I_1^0}{\partial \eta_x^2} \eta_x^2 + 2 \frac{\partial^2 I_1^0}{\partial \eta_x \partial \eta_y} \eta_x \eta_y + \frac{\partial^2 I_1^0}{\partial \eta_y^2} \eta_y^2 \right). \quad (1)$$

Ограничимся пока исследованием свойств первого члена разложения ввиду его очевидной полезности, именно из него легче всего получить необходимую информацию о волнении.

Тогда в пренебрежении членами более высокого порядка из выражения (1) нетрудно получить, что энергетический спектр флуктуаций яркости поверхности  $F$  будет пропорционален

спектру возвышений поверхности  $F_{\Sigma}$  :

$$F(\vec{k}, \omega) = (\vec{k} \nabla I_1^0)^2 F_{\Sigma}(\vec{k}, \omega) \quad (2)$$

Под спектром возвышений  $F_{\Sigma}$  будем понимать действительную четную функцию, пропорциональную энергии плоских волн длиной  $2\pi/k$ , распространяющихся в направлении  $\vec{k}/k$  со скоростью  $\omega/k$ .

Таким образом, в линейном приближении энергетический спектр флуктуаций яркости поверхности даст достаточно полную информацию о спектре поверхностных волн и важно установить, каким требованиям должен удовлетворять прибор для измерения тех или иных параметров этого спектра. Известно, что когерентные и некогерентные спектроанализаторы формируют следующую оценку пространственного спектра яркости:

$$\langle G \rangle = \left| \iint_{-\infty}^{+\infty} I(\vec{r}) a(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_a \vec{r}) ds \right|^2, \quad (3)$$

где  $a(\vec{r})$  — функция, определяющая размер окна анализа на поверхности ( $a = 1$  или  $0$ ). Среднее оценки (3) равно:

$$\langle G \rangle = (2\pi)^4 I_1^0{}^2 |F_n(\vec{k}_a)|^2 + (2\pi)^2 S (\vec{k}_a \nabla I_1^0)^2 F_n(\vec{k}_a), \quad (4)$$

где  $F_n = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} a(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_a \vec{r}) ds$ ,  $S = \int_{-\infty}^{+\infty} a^2 ds$ ,  $F_n(\vec{k}) = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\Sigma}(\vec{k}, \omega) d\omega$ .

Первое слагаемое в выражении (4) является откликом на постоянную составляющую яркости, которым можно пренебречь при  $k a \gg 2\pi/L$  ( $L$  — размер окна анализа). В этом случае среднее оценки спектра пропорционально пространственному спектру волнения  $F_n(\vec{k}_a)$ , промодулированному множителем  $(\vec{k}_a \nabla I_1^0)^2$ \*). Однако такой оценкой не исчерпываются возможности спектроанализаторов. Представим себе последовательность операций. Пусть сформированное оптической системой изображение модулируется движущимся с постоянной скоростью  $\vec{V}$  транспарантом с гармоническим законом изменения прозрачности. После этого производится пространственное интегрирование модулированного изображения и спектральный анализ

\*). Заметим, что именно благодаря этой модуляции спектры изображения имеют характерный вид "восьмерки", иногда неправильно истолковываемый отсутствием волн с направлениями  $\vec{k} \perp \nabla I_1^0$

полученного сигнала во временной области <sup>\*</sup>). В этом случае анализатор формирует следующую оценку:

$$G = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int I(\vec{r}, t) d(\vec{r}) b(t-t') \exp \left\{ i \left[ \vec{k}_a(\vec{r} - \vec{V}t) + \omega_a(t-t') \right] \right\} ds dt' \right|^2, \quad (5)$$

где  $b(t)$  — функция, характеризующая временное окно анализа ( $b = 1$  или  $0$ ),  $\omega_a$  — частота анализа.

Если считать, что спектр волнения мало меняется в интервалах  $2\pi/L$  и  $2\pi/T$  ( $T$  — длительность анализа), то из выражения (5) следует среднее оценки:

$$\langle G \rangle \approx \frac{(2\pi)^2}{2} S T (\vec{k}_a V L_1^0)^2 \left[ F_{\vec{k}}(\vec{k}_a, \omega_a + \vec{k}_a \vec{V}) + F_{\vec{k}}(\vec{k}_a, \omega_a - \vec{k}_a \vec{V}) \right], \quad (6)$$

где  $T = \int_{-\infty}^{+\infty} b^2 dt$

Отсюда следует замечательная возможность раздельного измерения спектра волн, бегущих в противоположных направлениях. В самом деле, если  $\vec{k}_a \vec{V}$  больше полуширины спектра  $F_{\vec{k}}$  во временной области, то спектры в квадратных скобках не перекрываются и при  $\omega_a > \vec{k}_a \vec{V}$  среднее пропорционально спектру волн, распространяющихся навстречу движению транспаранта, а при  $\omega_a < \vec{k}_a \vec{V}$  — распространяющихся в направлении этого движения. Ясно также, что из общей формулы (6) следует более частная оценка (4) (что соответствует случаю  $\omega_a = 0$ ,  $b(t) = \delta(t)$ ), а также оценка пространственно-временного спектра волн без разделения по направлениям (при  $\vec{V} = 0$ ).

Таким образом, мы показали, что линейное слагаемое составляющей  $I_1$  является весьма информативным и доступным для анализа в реальном времени. Конечно, это в равной мере относится и к линейным членам в разложении составляющей  $I_2$ , и для них важно лишь установить вид модулирующего множителя перед спектром  $F_{\vec{k}}$ . Что касается членов второго порядка малости, то здесь необходимо оценить величину того вклада, который они вносят в различные участки энергетического спектра флуктуаций яркости.

---

<sup>\*</sup>) Очевидно, что такой способ обработки доступен спектроанализаторам в реальном времени на некогерентном свете.

2. Из формулы (1) с учетом членов второго порядка малости в предположении "гауссовости" возвышений поверхности можно получить формулу для оценки пространственного спектра:

$$\begin{aligned} \langle G \rangle = & (2\pi)^4 \langle I \rangle^2 |F_n(\vec{k}_0)|^2 + (2\pi)^4 \iint_{-\infty}^{+\infty} [(\vec{k} \nabla I_1^0)^2 F_n(\vec{k}) |F_n(\vec{k} - \vec{k}_0)|^2 d^2 \vec{k} + \\ & + \frac{(2\pi)^4}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \left[ \sum_{i,j=1}^2 \frac{\partial^2 I_1^0}{\partial \eta_i \partial \eta_j} (k_{1i} - k_{2i}) k_{2j} \right]^2 F_n(\vec{k}_1 - \vec{k}_2) \cdot \\ & \cdot F_n(\vec{k}_2) |F_n(\vec{k}_1 - \vec{k}_0)|^2 d^2 \vec{k}_1 d^2 \vec{k}_2, \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\langle I \rangle = I_1^0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^2 \frac{\partial^2 I_1^0}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \langle \eta_i \eta_j \rangle$  — средняя яркость поверхности. Отсюда следует, что учет нелинейных членов разложения (1) приводит, во-первых, к появлению дополнительного, зависящего от дисперсии уклонов слагаемого в выражении для средней яркости поверхности и, во-вторых, к появлению слагаемого в спектре флуктуаций, пропорционального свертке спектров волнения. Величина этого слагаемого относительно слагаемого, пропорционального спектру волнения, определяет величину нелинейных искажений спектра и приводит к смещению оценки спектра в сторону завышения. Для того чтобы определить насколько велики нелинейные искажения, воспользуемся упрощенной моделью спектра волнения:

$$F_n(\vec{k}) = B k^4 \text{ при } k > k_r \text{ и } F_n = 0 \text{ при } k < k_r, \quad (8)$$

где  $B = 4 \cdot 10^{-3}$ , а граница спектра  $k_r = \sqrt{0,74} g / V_B^2$  совпадает

с пространственной частотой, соответствующей максимуму спектра волнения ( $V_B$  — скорость ветра). Вычислим нелинейный член в формуле (7), предполагая, что спектр волнения либо изотропен, либо одномерен и, кроме того, что яркость поверхности зависит от уклонов в одном направлении<sup>\*)</sup>. В этом случае, как нетрудно убедиться непосредственным интегрированием, при спектральном анализе волн, распространяющихся в направлении видимых уклонов, относительная величина нелинейных искажений ( $\delta_{н.и.}$ ) при  $k_0 \gg k_r$  равна

<sup>\*)</sup>

Это имеет место в двух важных для практики случаях: при наблюдении в надир или при наклонном наблюдении в противосолнечных направлениях, когда яркость зависит от уклонов в солнечной вертикали или от уклонов в направлении наблюдения.

$$\delta_{н.н} = \frac{\delta}{2} \left( \frac{I''}{I'} \right)^2 \ln(k_0/2k_r) \quad (9)$$

для изотропного спектра [9] и

$$\delta_{н.н} = \frac{3\delta}{2} \left( \frac{I''}{I'} \right)^2 \ln(k_0/k_r) \quad (10)$$

для одномерного. Оценим величину этих искажений для двух характерных случаев: наблюдении в надир и при умеренных ( $\sim 20-30^\circ$ ) углах скольжения. В первом случае, когда яркость безоблачного неба описывается формулой Покровского, при высоте солнца примерно  $30^\circ$  следует положить  $I''/I' \approx 7$  [9]: во втором, когда изменения яркости поверхности определяются угловой зависимостью коэффициента отражения и угловой анизотропией излучения неба, для горизонтально поляризованного света также получим  $I''/I' \approx 7$ . Тогда в случае изотропного спектра ошибка, обусловленная нелинейными искажениями, для волн длиной 10 см будет порядка 50%. Заметим, что более точные и подробные расчеты, выполненные для спектра Пирсона - Московица, учитывающего зависимость угловой диаграммы спектра от длины волны [18], дают результаты, близкие к приведенным здесь оценкам [19]. На практике часто представляют интерес измерения не спектров волнения, а их относительной изменчивости в некотором диапазоне волновых чисел или длин волн, в котором имеются изменения волнения. Например, в видимых сликах уменьшается интенсивность коротких волн, а длинные волны практически не меняются [16]. В этом случае точность относительных измерений спектра существенно повышается. Соответственно границе изменения спектра волнения  $k_0$  разобьем его на коротковолновый спектр, включающий частоту анализа  $k_0$ , и длинноволновый спектр, который в сликах не меняется. Тогда при  $k_0 \gg k_r$  спектральную оценку можно представить в следующем виде:

$$\langle G \rangle \approx k_{01}^2 I'^2 F_n(\vec{k}_0) \left[ 1 + \left( \frac{I''}{I'} \right)^2 \epsilon_{н.н}^2 + \delta_{н.н} \Big|_{k > k_0} \right], \quad (11)$$

где  $\epsilon_{н.н}^2 = \int_{k < k_0} k_1^2 F_n(\vec{k}) d^2 \vec{k}$  - дисперсия уклонов длинных волн ( $k_1$  -

проекция волнового вектора  $\vec{k}$  на направление видимых уклонов),  $\delta_{н.н} \Big|_{k > k_0}$  - нелинейные искажения, определенные для спектра коротких волн. Считая, что в сликах эти нелинейные искажения много меньше, чем в фоновом спектре, для относительных изменений оценки спектра в слике получим формулу

$$\frac{\langle \bar{G} \rangle / \langle G \rangle}{\bar{F}_n / F_n} - 1 = - \frac{\delta_{n,n} |k> k_0}{1 + (I'/I)^2 \sigma_{\Delta, \delta}^2},$$

где  $\langle \bar{G} \rangle$  и  $\bar{F}_n$  — оценка и спектр в слике,  $\langle G \rangle$  и  $F_n$  — их фоновые, невозмущенные значения. При изотропном спектре коротких волн (когда  $\delta_{n,n} |k> k_0$  определяется формулой (9)) и граничной частоте деформации спектра  $k_0 = 10 \text{ м}^{-1}$  ( $\lambda_0 = 62,8 \text{ см}$ ) точность относительных измерений спектральной плотности волн длиной 10 см будет порядка 10%.

3. Обратимся теперь к оценке вклада, который дает в различные участки спектра флуктуаций вторая компонента яркости  $I_2$ . Очевидно, что подповерхностное излучение также модулируется поверхностным волнением, причем механизмы этой модуляции, вообще говоря, различны. Световое поле, преломляясь на взволнованной поверхности, случайным образом фокусируется (аналог флуктуаций за фазовым экраном) и модулируется по яркости за счет угловой зависимости коэффициента пропускания (аналог экрана с амплитудной модуляцией), и оба эти явления происходят как при проникновении света под поверхность, так и при выходе из-под нее. Это многообразие увеличивается еще и за счет эффектов взаимной корреляции между флуктуациями компонент  $I_1$  и  $I_2$ , отраженных и преломленных на одних и тех же участках поверхности. Наконец, укажем на сильно выраженную цветовую зависимость спектров флуктуаций компоненты  $I_2$  и взаимного спектра, обусловленную избирательными (селективными) свойствами морской воды. Ясно, что учет такого количества существенных факторов в общем случае достаточно сложен. Анализ перечисленных эффектов в случае наблюдения в надир был выполнен в работе [12], где показано, что в сине-зеленом участке оптического спектра для пространственных масштабов от 1 до 10 м флуктуации подповерхностной компоненты являются определяющими. Здесь рассмотрим более подробно случай наблюдения под сколькими углами. При этом не будем останавливаться на деталях вывода общей формулы для спектра флуктуаций. Укажем лишь, что она получена в линейном по уклонам волн приближении и справедлива, когда наблюдение поверхности производится в противосолнечном направлении. Эта формула имеет вид

$$G = \left[ (\vec{k} \cdot \vec{v})^2 + 2(\vec{k} \cdot \vec{v}) \operatorname{Re} Q + k^2 |Q|^2 \right] F_n(\vec{k}), \quad (12)$$

где  $\vec{v} = \nabla I_1 - \frac{1}{2} E_0 \frac{I_1 I_2 \cos \alpha}{\delta \pi n^2 z} \vec{r}'_2 \vec{n}$ ;  $E_0$  — освещенность поверх-

ности солнечными лучами:  $T_1$  и  $T_2$  - коэффициенты пропускания падающего и выходящего излучения;  $\epsilon$  и  $\alpha$  - коэффициенты рассеяния и поглощения;  $\tau(\pi)$  - значение индикатрисы рассеяния в обратном направлении;  $m$  - коэффициент преломления воды; комплексная величина

$$Q = \frac{1}{2} E_0 \frac{T_1 T_2 \epsilon \tau(\pi)}{4\pi m^2} (2\pi)^4 \left\{ -\frac{T_1'}{T_1} \left( \frac{\vec{k}}{k} \vec{n}_s \right) \int_0^{+\infty} \Phi^2(k, H) \times \right. \\ \times \exp \left[ i \vec{k} \frac{H}{m} (\vec{n} + \vec{n}_s) \right] dH - q k i \int_0^{+\infty} \Phi^2(k, H) \times \\ \left. \times \exp \left[ -i \vec{k} \frac{H}{m} (\vec{n} + \vec{n}_s) \right] H dH \right\}, \quad (13)$$

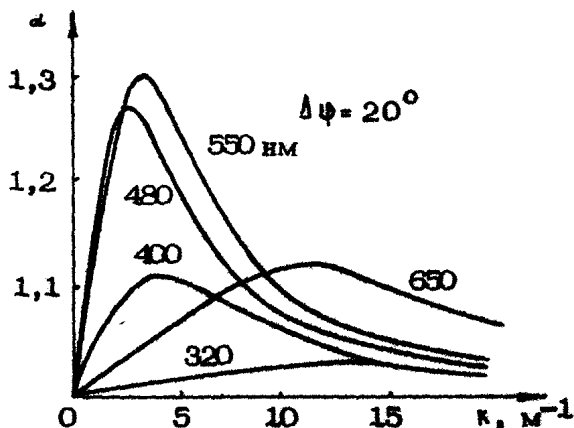
$(2\pi)^2 \Phi(k, H)$  - спектр поперечного распределения освещенности на глубине  $H$  от точечного мононаправленного источника;  $q = [\sqrt{m^2 - \sin^2 \theta_s} - \cos \theta_s] / m$ ;  $\vec{n}$  и  $\vec{n}_s$  - проекции на горизонтальную плоскость лучей, попадающих в приемник, и солнечных лучей,  $\theta_s$  - угол падения солнечных лучей.

Как следует из формул (12), (13), энергетический спектр флуктуаций яркости поверхности представляется в виде суммы пятнадцати слагаемых, из которых только шесть пропорциональны спектру уклонов волн: два из них, обусловленные угловыми зависимостями яркости неба и коэффициента отражения, описываются формулой (2), а остальные имеют существенно иную зависимость от пространственной частоты. В связи с этим (аналогично оценке работы [12]) интересно выяснить диапазон пространственных масштабов и оптических длин волн  $\lambda_{\text{опт}}$ , в котором мы могли бы считать, что основную роль в формировании флуктуаций яркости играют слагаемые, пропорциональные спектру  $k^2 F_n(\vec{k})$ .

Как показывают расчеты, проведенные с привлечением данных об оптических свойствах атмосферы и воды [12, 20-21], основной вклад в формирование энергетического спектра флуктуаций вносят механизмы, связанные с эффектами фокусировки (для подповерхностной компоненты) и с угловой зависимостью коэффициента отражения. Что касается влияния угловой зависимости коэффициентов пропускания, то его относительная величина невелика и им можно пренебречь во всем диапазоне пространственных масштабов и оптических длин волн. Чтобы оценить вклад эффекта фокусировки в спектр флуктуаций яркости поверхности, введем коэффициент  $\alpha(\vec{k}, \lambda_{\text{опт}})$ , который равен отношению полного спектра к сумме слагаемых, пропор-



циональных спектру уклонов волн<sup>\*)</sup>; и примем для конкретности, что направление анализа осуществляется в плоскости визирования и средний угол скольжения и высота солнца совпадают и равны  $30^\circ$ . Результаты расчета величины  $\alpha$  приведены на рис.1 для азимутального угла  $\Delta\varphi = 20^\circ$  между противосолнечным направлением и направлением визирования и для оптических длин волн  $\lambda_{\text{опт}} = 320, 400, 480, 550$  и  $650$  нм.

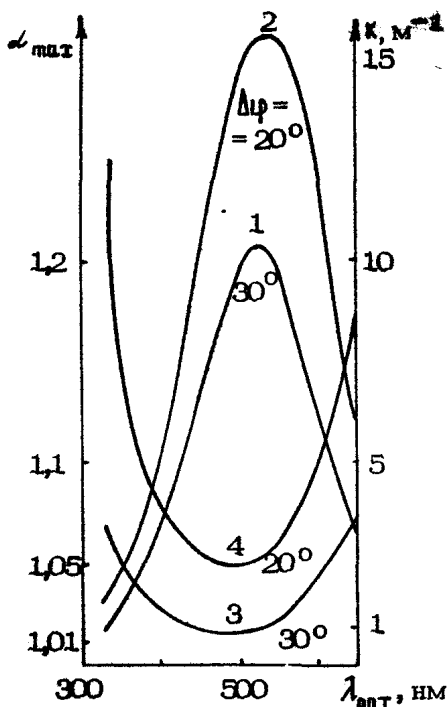


Р и с. 1

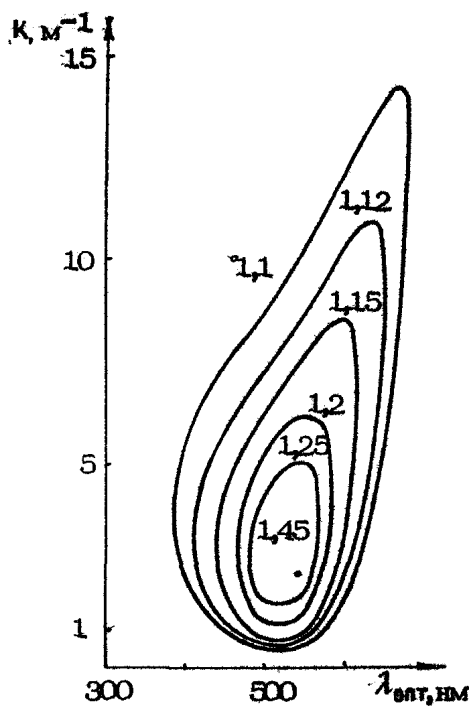
Как и при наблюдении в надир [12], вклад эффекта фокусировки подповерхностной компоненты максимален при некотором значении пространственной частоты  $\kappa_{\text{max}}$ , зависящей от оптической длины волны. Величина максимума  $\alpha_{\text{max}}(\lambda_{\text{опт}})$  и его положение на оси пространственных частот  $\kappa_{\text{max}}(\lambda_{\text{опт}})$  показаны на рис.2 для двух азимутальных углов  $\Delta\varphi = 30^\circ$  и  $20^\circ$  (кривые 1,2 и 3,4 соответственно).

Важно подчеркнуть, что наиболее благоприятные условия наблюдения (с точки зрения идентификации спектров волнения) реализуются, во-первых, в области оптических длин волн вне окна прозрачности морской воды и, во-вторых, в области пространственных масштабов менее 0,5 м. При этом в красной области спектра вклад подповерхностной компоненты в максимуме достигает 16% при длине поверхностной волны  $\lambda \approx 0,8$  м,  $\Delta\varphi = 20^\circ$  и 8% при  $\lambda \approx 1,7$  м,  $\Delta\varphi = 30^\circ$ . Общий вид функции  $\alpha$  в плоскости  $\kappa, \lambda_{\text{опт}}$  представлен на рис.3, где изображены линии уровня этой функции при  $\Delta\varphi = 20^\circ$ . Легко видеть, что наиболее "неудачный" диапазон наблюдений в этом случае реализуется при  $\lambda_{\text{опт}} = 560$  нм и  $\lambda = 3$  м (ошибка достигает

<sup>\*)</sup> Легко видеть, что величина  $\alpha - 1$  аналогична оценке нелинейных искажений  $\delta_{\text{нл}}$ .



Р и с. 2



Р и с. 3

45%). К сожалению, нельзя оценить, как быстро уменьшается эта ошибка при продвижении в инфракрасную область оптического спектра за неизменением данных об оптических свойствах воды в этом диапазоне. Однако есть все основания полагать, что при оптических длинах волн более 700 нм вклад подповерхностной компоненты во флуктуации яркости поверхности будет пренебрежимо мал. В связи с этим все приводимые ниже результаты натуральных измерений спектра волнения были получены при использовании фотоприемников, спектральная чувствительность которых максимальна в диапазоне 700-800 нм.

## 2. АППАРАТУРА ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛИЗА ИЗОБРАЖЕНИЙ ПОВЕРХНОСТИ В РЕАЛЬНОМ ВРЕМЕНИ

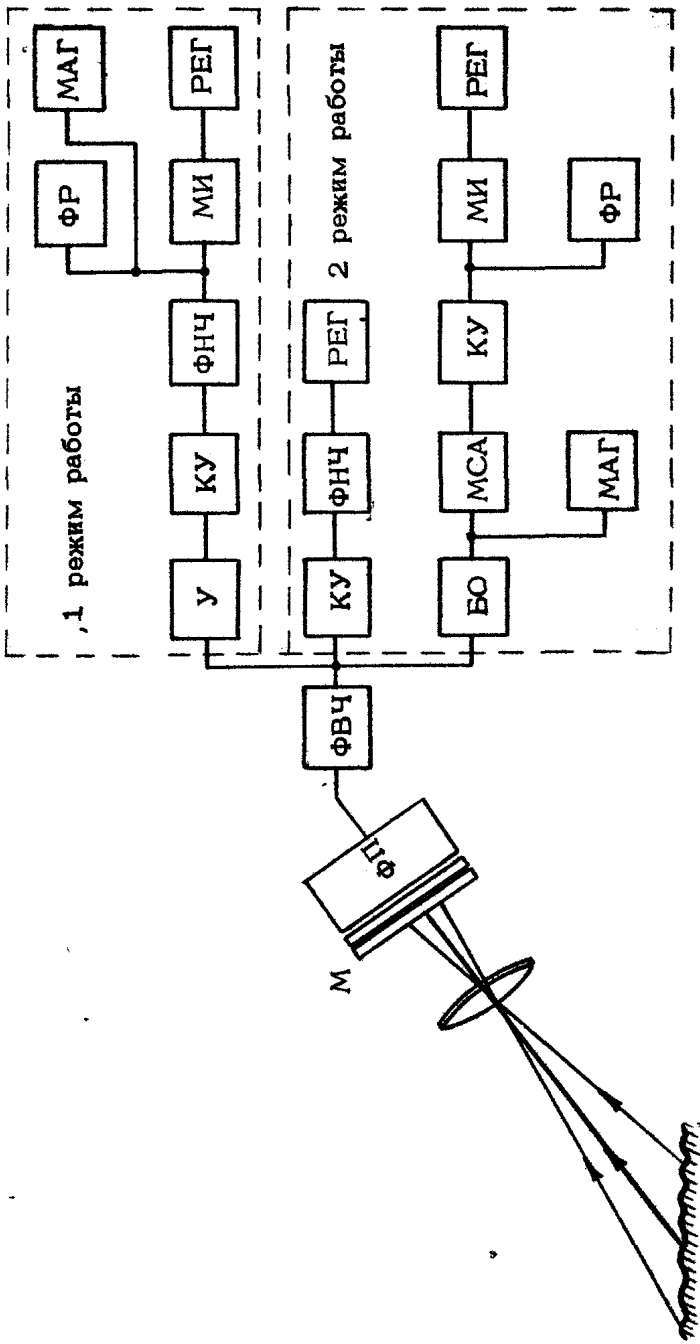
Для реализации алгоритмов оценок спектров волнения, описанных в предыдущем разделе, в ИПФ АН СССР был создан комплекс аппаратуры, различные модификации которой позво-

ляют проводить измерения спектров волнения в том или ином виде. Поясним коротко принцип работы этого комплекса. На рис.4 изображена его структурная схема. Анализатор выполнен на основе оптического спектроанализатора на некогерентном свете ОСА [22], в котором изображение поверхности модулируется муаровой структурой ( $M$ ), образованной двумя оптическими решетками. При изменении угла между решетками пространственная частота муаровой структуры может меняться в широких пределах. Свет, прошедший через муар, собирается на фотоприемник (ФП). Анализатор позволяет реализовать два режима работы: 1) регистрация сечений пространственных спектров волнения путем перебора за время  $1$  с частоты анализа  $\kappa_a$  от нулевой до максимальной, ориентация сечений (направление вектора  $\vec{\kappa}_a$ ) может выбираться произвольным образом; 2) регистрация сечений пространственно-временных спектров в зависимости от временной частоты  $\omega_a$  при фиксированном волновом векторе  $\vec{\kappa}_a$  и значения спектральной плотности волнения при данном  $\vec{\kappa}_a$ . В анализаторе применяется модуляция фазы муаровой структуры, из-за чего полезный сигнал фотоприемника "переносится" на высокочастотную несущую, что позволяет отфильтровать его с помощью фильтра (ФВЧ) от сигнала, обусловленного постоянной составляющей прозрачности муара и, кроме того, движение полос муара позволяет реализовать оценку (5) временного спектра во втором режиме работы.

В первом режиме временной сигнал с выхода ФВЧ подается на усилитель ( $У$ ), коэффициент усиления которого увеличивается прямо пропорционально увеличению частоты анализа, квадратичный усилитель ( $КУ$ ), фильтр нижних частот (ФНЧ), на выходе которого формируется оценка спектра изображения (3), многоканальный интегратор (МИ) для усреднения реализаций спектров и регистратор — двухкоординатный самописец (РЕГ).

С выхода ФНЧ сигнал подается на магнитофон (МАГ) и фоторегистратор (ФР) для записи на фотопленке в плотностном виде текущих сечений спектра волнения. Применение усилителя с переменным коэффициентом усиления ( $У$ ) позволяет "вписаться" в динамический диапазон последующих блоков обработки.

Во втором режиме работы анализатора сигнал с ФВЧ подается на блок обработки (БО), в котором формируется сигнал, пропорциональный интегралу от изображения, модулированного "бегущей" с некоторой скоростью гармонической струк-



турой, с БО сигнал подается на многоканальный спектроанализатор (МСА) и КУ, на выходе которого формируется оценка (5) пространственно-временного спектра волнения, а затем на двухкоординатный самописец. С выхода БО сигнал записывается на магнитофон, а с выхода усилителя КУ сигнал подается на ФР для регистрации в плотностном виде текущих временных спектров волнения.

Параллельно ведется некогерентная обработка сигнала анализатора (ФВЧ, КУ, ФНЧ и регистратор), позволяющая регистрировать спектральную плотность волнения при фиксированном значении волнового вектора  $\vec{k}_a$ . Длина анализируемых волн определяется периодом "спроектированного" на поверхность муара, модулирующего изображение. При наклонном наблюдении с борта судна или океанографической платформы, когда угол скольжения обычно составляет 20–30°, на поверхности анализируются волны длиной от метров до нескольких сантиметров.

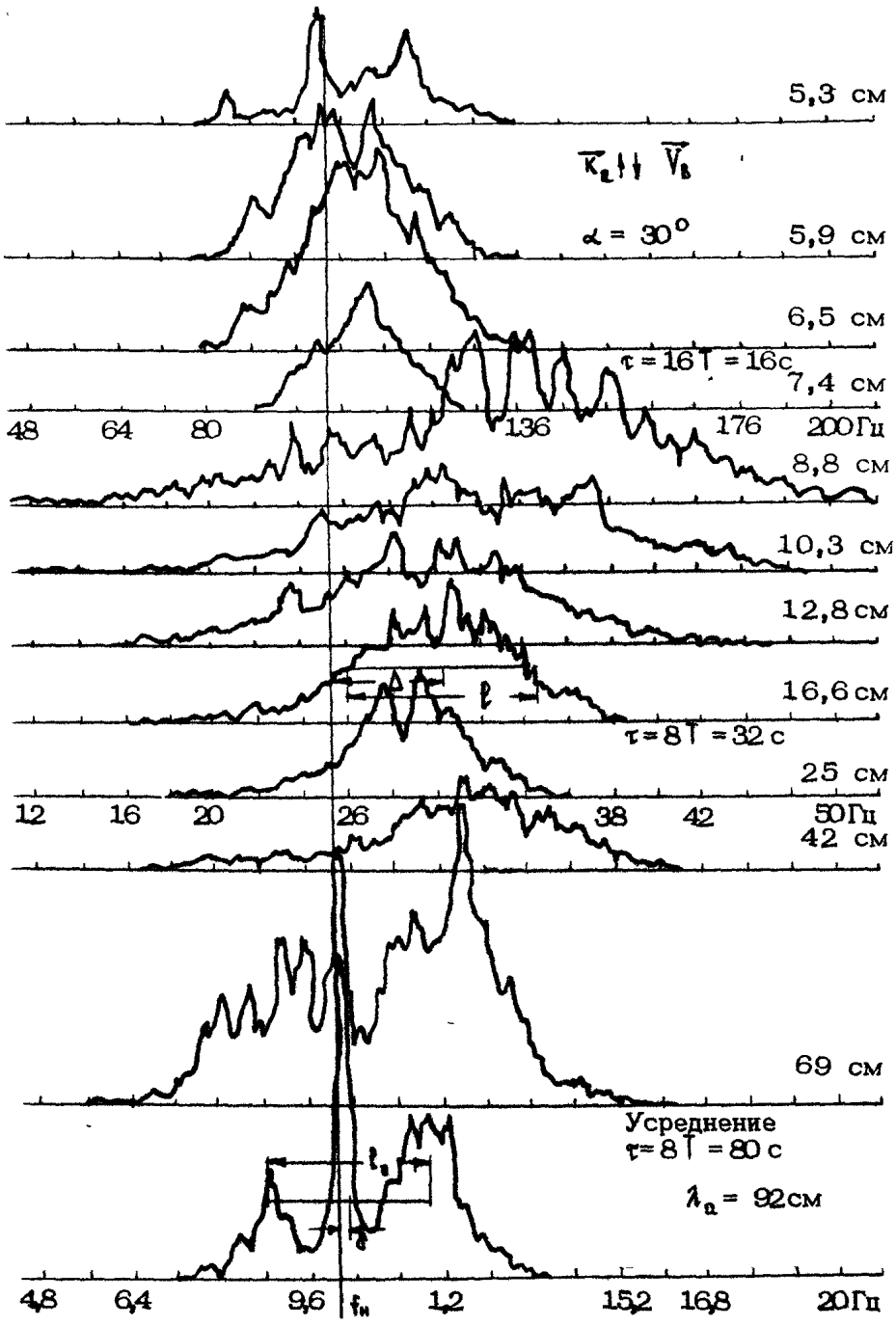
На основе этих принципов разработан многоканальный оптический спектроанализатор, отличающийся от ОСА устройством транспаранта, модулирующего изображение, который представляет собой набор оптических решеток с различным периодом (в данном случае трех решеток). Световые потоки прошедшие через оптические решетки, собираются различными фотоприемниками. Далее проводится параллельная обработка сигналов фотоприемников, соответствующая обработке сигнала ОСА во втором режиме, что позволяет регистрировать спектральные плотности волнения и временные спектры волн для трех значений волновых чисел. Ниже приводятся примеры натуральных измерений, иллюстрирующие перечисленные возможности аппаратуры.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ СПЕКТРОВ ВОЛНЕНИЯ

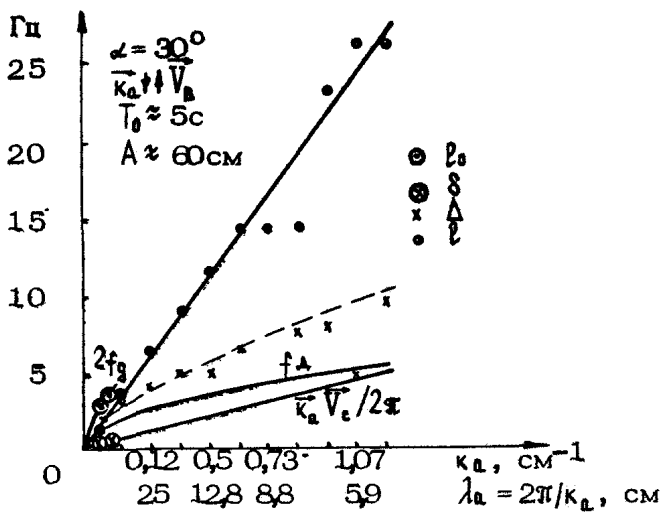
Изучение пространственно-временных спектров волн проводилось с неподвижной океанографической платформы, установленной в море на расстоянии 600 м от берега. Анализ текущих временных спектров и геометрических характеристик усредненных спектров (смещение середины спектра от несущей частоты, ширины спектра и т.д) в зависимости от пространственной частоты волн позволил выявить некоторые особенности поведения коротких гравитационных волн – наличие встречных волн, снос волн под действием ветра и течения на поверхности моря, из -

менение скорости волн из-за орбитальных движений воды в длинной энергонесущей волне — а также определить собственную скорость волн, которая совпала с фазовой скоростью. В качестве примера рассмотрим следующую волновую ситуацию [10]. На рис. 5 представлены усредненные по восьми реализациям временные спектры волн длиной от 5,3 до 92 см. Ориентация волнового вектора  $\vec{k}_a$  совпадает с направлением наблюдения. Ветер направлен навстречу наблюдателю, его скорость  $V_B = 4-6$  м/с. Отклик, который на длинных волнах наблюдается на частоте  $f_H$ , соответствует спектру окна анализа при наблюдении "гладкого" моря, ( $f_H$  — частота, на которую "переносится" спектр изображения:  $f_H = \vec{k}_a \vec{V} / 2\pi$  (формула (6))). Часть спектра при  $f > f_H$  соответствует волнам, распространяющимся навстречу наблюдателю, а при  $f < f_H$  — волнам, распространяющимся от наблюдателя. С уменьшением длины волны относительный вклад спектра окна анализа для развитого волнения уменьшается. На длинных волнах наблюдаются два отклика от встречных волн, причем более высокочастотный и более сильный отклик соответствует волне, распространяющейся по ветру. Расстояния между откликами  $\rho_0$  (см. рис. 5) совпадают с удвоенной частотой  $2f_a$ , определенной из дисперсионного соотношения  $f_a = \sqrt{gk} / 2\pi$  вследствие того, что встречные волны движутся относительно друг друга с удвоенной фазовой скоростью. Смещение расстояния между откликами относительно частоты  $f_H$  обусловлено сносом волн под действием ветра и течения. На рис. 6 это смещение, обозначенное  $\delta$ , в зависимости от частоты  $k_a$  ложится на прямую линию  $\vec{k}_a \vec{V}_c / 2\pi$ , которая позволяет определить проекцию скорости сноса  $V_c'$  на направление вектора  $\vec{k}_a$ . С уменьшением длины волны остается одна волна, распространяющаяся по ветру. Уширение спектров объясняется флуктуациями скоростей волн, которые регистрируются на текущих временных спектрах волн и обусловлены орбитальным движением воды в длинной энергонесущей волне [10]. По записям текущих спектров на фоторегистраторе можно определить среднюю скорость, дисперсию скоростей волн и средний период длинных волн,  $T_0$ .

Среднюю скорость волн можно определить и по смещению  $\Delta$  усредненных спектров волн, а среднее квадратичное значение флуктуаций скорости волн  $V_0$  — по ширине спектров  $\rho$  на уровне половины амплитуды по формуле  $V_0 = \lambda \rho / 2$  (рис. 6). Средняя скорость волны будет определяться суммой скорости сноса и фазовой скорости волны: на рис. 6 точки, соответствующие значениям  $\Delta$  для различных значений  $k_a$ , ложатся около



Р и с. 5



Р и с. 6

пунктирной кривой  $f_A(k_\alpha) + k_\alpha V'_c / 2\pi$ . На этом же рисунке приведены значения ширины спектров  $\beta$ , которые увеличиваются пропорционально росту  $k_\alpha$ . В данном примере длинная волна распространялась навстречу наблюдателю, и тогда амплитуду этой волны можно оценить по формуле  $A = T_0 V_0 / 2\pi$ . На рис.6 приводятся полученные оптическим методом скорость сноса  $V'_c$ , среднее квадратичное значение флуктуаций скорости  $V_0$ , средний период  $T_0$  и амплитуда  $A$  длинной волны ( $V_0 = 4-6$  м/с,  $V'_c = 28$  см/с,  $T_0 \approx 80$  см/с).

Временные спектры коротких волн можно представить через распределение скоростей волн  $W(V)$ :

$$F_n(\vec{k}, \omega) = F_n(\vec{k}) \frac{1}{k} W\left(\frac{\omega}{k}\right),$$

где  $F_n(\vec{k})$  - пространственный спектр волнения. Если для развитого волнения спектр  $F_n$  с ростом  $k$  спадает по закону  $k^{-4}$ , то амплитуда временного спектра будет спадать по закону  $k^{-5}$ . При спектральном анализе волн, распространяющихся перпендикулярно направлению ветра, встречные волны наблюдались во всем диапазоне длин волн от метра до сантиметров. Для длинных волн (60 - 90 см) фазовые скорости больше флуктуаций скоростей и спектры волн со встречным направлением фазовых скоростей разделялись. С уменьшением длины волны отклики встречных волн выравниваются, уширяются и сливаются в один широкий спектр, когда фазовая скорость



волн становится меньше флуктуаций скорости. Смещение спектров коротких волн будет определяться только скоростью сноса волн.

Приведенные особенности временных спектров волн необходимо учитывать при сопоставлении данных о волнении, полученных с помощью оптических спектроанализаторов и струнных волнографов.

#### 4. ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВЫХ И ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СПЕКТРОВ ВОЛНЕНИЯ

Измерение угловых зависимостей спектров волнения проводилось с океанографической платформы путем последовательной регистрации сечений спектров изображений в направлении наблюдения при нескольких значениях угла направления наблюдения относительно ветра в диапазоне углов от 0 до 90°.

При измерении спектров длинных волн анализатор работал во втором режиме, когда регистрировались пространственно-временные спектры волн длиной 4,2; 2,1 и 1 м. В этом случае фазовые скорости волн больше флуктуаций их скоростей, так что временные спектры встречных волн разделяются и можно определить их пространственные спектры путем вычисления площадей временных спектров этих волн (см. рис. 5). Полный пространственный спектр будет пропорционален сумме площадей этих спектров. Для волн короче 1 м, когда временные спектры встречных волн не разделялись, регистрировались сечения пространственного спектра волнения при работе анализатора в первом режиме. Следует отметить, что при изменении угла направления наблюдения меняется контраст поверхностных волн. Однако при угловых расстояниях направления визирования от солнца более 90°, что и имело место при данных измерениях, изменения контраста невелики и в первом приближении они учитывались нормированием спектра изображения на квадрат средней яркости поверхности. Спектр изображения пропорционален спектру видимых уклонов, которые в данном случае были ориентированы в направлении наблюдения.

На рис. 7 изображены спектры уклонов волн длиной 4,2; 2,1 и 1 м, нормированные на свое значение при  $\theta = 0$ , в зависимости от угла  $\theta$  между направлением распространения (или наблюдения) волн и направлением ветра. При  $\theta = 0$  ве-

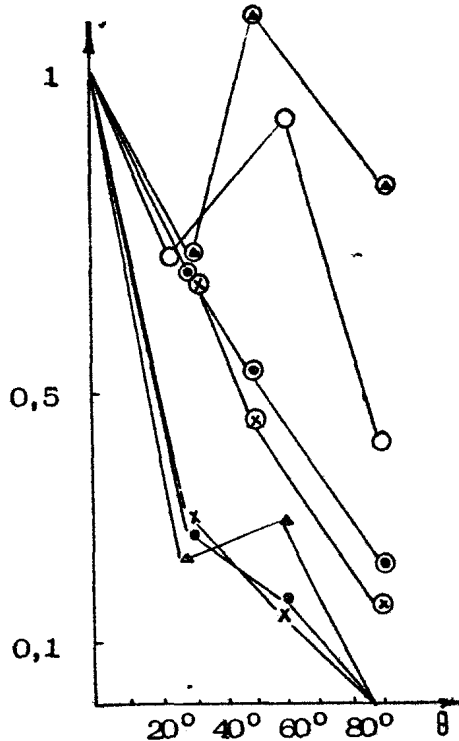


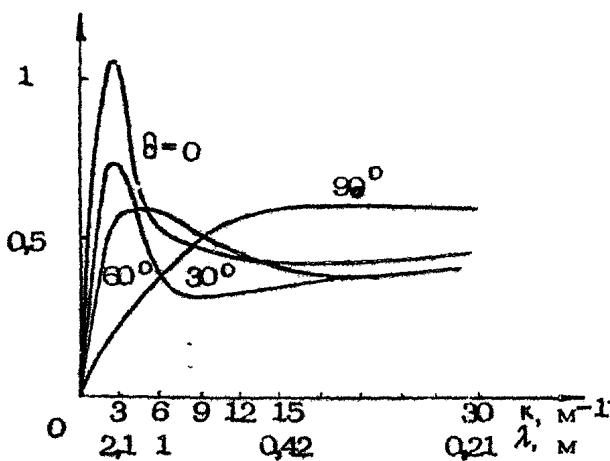
Рис. 7

тер направлен навстречу наблюдателю, скорость ветра равнялась 7–11 м/с на высоте 17 м. Здесь точки, обозначенные  $\times$ ,  $\Delta$  и  $\bullet$ , соответствуют нормированному спектру уклонов волн длиной 4,2 м, распространяющихся навстречу наблюдателю ( $\times$ ), от наблюдателя ( $\Delta$ ) и полному спектру, равному сумме спектров этих волн ( $\bullet$ ). Аналогично точки  $\ominus$ ,  $\odot$  и  $\odot$  соответствуют этим спектрам для волн длиной 2,1 м. Точки, обозначенные кружком  $\circ$ , соответствуют спектру волн длиной 1 м, распространяющихся к наблюдателю (слабая волна, распространяющаяся от наблюдателя, регистрировалась только при  $\theta = 0$ ). Спектральная плотность волн, распространяющихся по ветру, при  $\theta = 0$  на порядок превышает спектральную плотность встречных волн. Отношения спектральных плотностей волн длиной 4,2 м и волн длиной 2,1 и 1 м при  $\theta = 0$  были равны 7,2 и 60 соответственно.

Как следует из графиков, спектры волн длиной 4,2 м ведут себя в зависимости от  $\theta$  по закону, близкому к  $\cos^4 \theta$ . С уменьшением длины волны  $\lambda$  спектры становятся более

изотропными: при  $\lambda = 2,1$  м угловая зависимость спектра близка к  $\cos^2 \theta$ , а при  $\lambda = 1$  м спектр становится почти изотропным. Спектр встречной ветру волны для  $\lambda = 4,2$  м спадает с ростом  $\theta$  подобно полному спектру, а для  $\lambda = 2,1$  м этот спектр близок к изотропному. На рис. 8 в условных единицах представлены "выровненные" по частоте  $\kappa$  с помощью усилителя сечения спектров уклонов в направлении наблюдения при различных значениях  $\theta$ , полученные при быстром переборе частоты анализатора.

Регистрируемые спектры в диапазоне длин волн от 20 см до 1 м и при  $0 \leq \theta \leq 90^\circ$  почти не зависят от  $\kappa_0$  и  $\theta$ . Следовательно, спектры уклонов коротких волн будут близки к изотропным и в зависимости от  $\kappa$  вести себя по закону, близкому к  $\kappa^{-2}$ . Спектр уклонов более длинных волн с ростом  $\kappa$  спадает более круто, что объясняется сужением диаграммы направленности длинных волн. В то же время частотный спектр уклонов, полученный численным интегрированием по  $\theta$  угловых спектров на рис. 7, зависит от  $\kappa$  также по закону, близкому к  $\kappa^{-2}$ .



Р и с. 8

Полученные данные о пространственном спектре волнения находятся в согласии со спектром возвышений Пирсона-Московитца как по закону убывания частотного спектра с ростом  $\kappa$ , близкому к  $\kappa^{-4}$ , так и по угловым характеристикам волн различной длины.

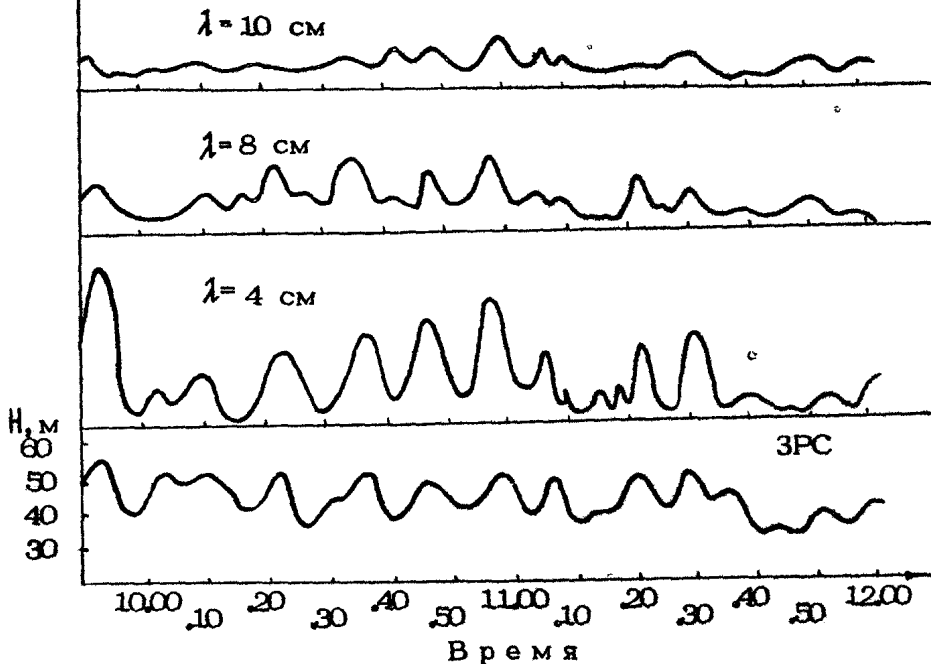
## 5. ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЧИВОСТИ ВОЛНЕНИЯ В СЛИКАХ И В ПОЛЕ ВНУТРЕННИХ ВОЛН

1. Изменчивость волнения в сliках исследовалась в третьем рейсе НИС "Витязь", в частности были зарегистрированы сliки, в которых выглаживание волн в одном диапазоне пространственных частот сопровождалось генерацией волн других частот. Эффект выглаживания ряби в сliках, сопровождаемый генерацией дециметровых волн, подробно исследовался при пересечении судном сliка размером 1 км, образованном нефтяной пленкой [15]. В диапазоне сантиметровых волн наблюдалось уменьшение волнения по сравнению с фоновым, спектральный контраст которого для волн длиной 5 см достигал 3-4 дБ. Инверсия контраста волнения в сliке происходила при  $\lambda \approx 15-20$  см. Область усиления перекрывала весь дециметровый диапазон, при этом максимальный контраст составлял 2-3 дБ для волн длиной 50 см. С приближением к длинноволновой границе диапазона ( $\lambda \approx 1$  м) наблюдалась тенденция к уменьшению контраста. В работе [15] дается объяснение неоднократно наблюдавшегося эффекта выглаживания ряби на фоне генерации длинных волн, основанное на предположении об уменьшении шероховатости морской поверхности, что приводит к увеличению скорости ветра над сliком и генерации дециметровых волн.

Приведенные особенности трансформации спектра ветровых волн в сliках в зависимости от длины волны подтвердились при изучении с океанографической платформы искусственных пленочных сliков небольшого масштаба [16]. Для создания пленки использовались поверхностно-активные вещества, — олеин и растительное масло. При скоростях ветра 7,5 м/с для волн короче 30 см наблюдалось выглаживание волнения, а для волн длиннее 30 см — небольшое усиление волнения, контраст которого составлял доли децибела.

2. Изменчивость поверхностного волнения (ПВ) в поле внутренних волн (ВВ) изучалась во время рейсов судов АН СССР [13, 14, 17] с помощью комплекса аппаратуры для измерения ПВ и подповерхностных характеристик океана. Подповерхностные возмущения контролировались при помощи эхолота и доплеровского гидролокатора или зонда Брауна и термотрала.

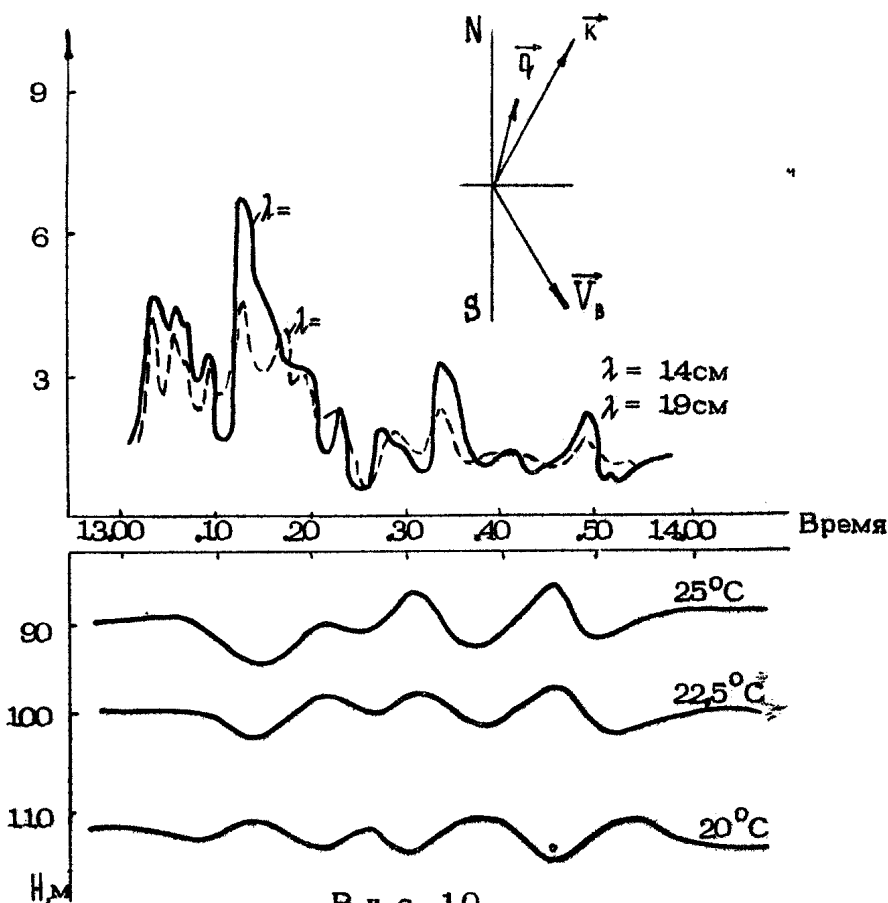
На рис. 9 представлены записи спектральной плотности волнения в условном масштабе для трех длин волн ( $\lambda = 4, 8$  и



Р и с. 9

10 см), полученные при работе с дрейфующего судна. Полосы усиления волнения чередуются с полосами выглаживания, соответственно на поверхности моря наблюдалась контрастная система полос: светлых (выглаживание волнения), или сликов, и темных (генерация волнения), или сулоев. На нижнем графике показано обусловленное ВВ изменение глубины звукорассеивающих слоев (ЗРС), полученное с помощью эхолота. По приведенным графикам можно сделать следующие выводы: для коротких волн контрасты полос выше, чем для длинных: кроме того, для коротких волн помимо изменчивости, коррелирующей с ВВ, наблюдается более короткомасштабная модуляция волнения с периодом в два раза меньшим периода ВВ. Отметим, что положение максимумов спектральной плотности волнения совпадает с положением подошвы ВВ. Полученный массив данных позволил установить некоторые количественные закономерности воздействия ВВ на коротковолновую часть спектра, в частности, установить регрессионную связь между контрастом модуляции спектральной плотности сантиметровых волн и отношением амплитуды ВВ к глубине залегания пикноклина [14].

Другие особенности изменчивости спектра волнения были зарегистрированы оптической аппаратурой, когда имело место попутное взаимодействие пучков ВВ с поверхностным волнением [17], в том числе наличие аномалии ПВ перед пучком ВВ, где колебания изотерм отсутствуют, нарастание модуляции спектральной плотности волнения от конца пучка к началу при постоянной амплитуде ВВ, наличие изменчивости спектральной плотности волнения с масштабом меньшим периода ВВ, наличие спектральной избирательности взаимодействия ВВ с ПВ, когда максимальные изменения в спектре ПВ возникают в дециметровой его части при  $\lambda \approx 15-20$  см. Положение сликов относительно рельефа ВВ зависело от направления распространения ВВ и ПВ. При попутном распространении слики регистрировались на переднем склоне ВВ (максимум волнения - соот-



Р и с. 10

ветственно на заднем склоне ВВ), а при встречном распространении слики наблюдались на гребнях ВВ. В качестве примера, иллюстрирующего эти особенности взаимодействия ВВ с ЛВ, на рис.10 приведены синхронные записи относительных изменений (по сравнению с невозмущенными значениями) спектральной плотности ветровых волн длиной 14 и 19 см и колебаний изотерм в поле ВВ, полученные с дрейфующего судна. Зарегистрирован хорошо выраженный пик второй моды внутренней волны. На вставке изображены направления волновых векторов  $\vec{k}$  поверхностной волны, внутренней  $\vec{q}$  и скорости ветра  $\vec{V}_g \approx 1,7 \text{ м/с}$ .

Отметим, что следующий шаг в получении более полной информации о поведении волнения в сликах и в поле ВВ может быть сделан с помощью двумерных некогерентных спектроанализаторов в реальном времени [19].

### Л и т е р а т у р а

1. Cox T.C., Munk W. Statistics of the sea surface derived from sun glitter // J.Mar.Res. 1954. V.12. N 2. P.198.

2. Бурцев Ю.Г., Пелевин В.Н. Распределение отражающих элементов волнующейся морской поверхности по кривизне // Световые поля в океане. М., 1980. С.231.

3. Бункин Ф.В., Воляк К.И., Маляровский А.И. и др. Измерение параметров морского волнения по статистике отраженного лазерного сигнала // Тр. Т.1, Дистанционное зондирование океана / ИОФАН. М., 1986. С.3.

4. Stilwell D., Pilon R.O. Directional spectra of surface waves from photographs // J.Geophys.Res. 1974. V.79. N 9. P.1277.

5. Monaldo F.M., Kasevich R.S. Daylight imagery of ocean surface waves for wave spectra // J. of Phys.Oceanogr. 1981. V.11. N 2. P.272.

6. Загородников А.А. Радиолокационная съемка морского волнения с летательных аппаратов. Л., 1978.

7. Паненко В.В., Занадворова Н.В., Коротунов В.М. Когерентно-оптическая обработка изображений морской поверхности // Дистанционное зондирование океана: Сб.ст./Под ред. Б.А.Нелепо; МГИ АН УССР. Севастополь, 1982. С.116.

8. Бондур В.Г., Воляк К.И. Оптический пространственный спектральный анализ изображений морской поверхности. // Тр. / ФИАН, 1984. Т.156. С.63.

9. Титов В.И. Определение спектра волнения моря путем спектрального анализа аэрофотоснимков // Изв. АН СССР, ФАО. 1982. Т.18. №2. С.215.

10. Зуйкова Э.М., Лучинин А.Г., Титов В.И. Определение характеристик пространственно-временных спектров волнения по оптическому изображению поверхности моря // Изв. АН СССР, ФАО. 1985. Т.21. №10. С.1095.

11. Лучинин А.Г. Влияние ветрового волнения на характеристики светового поля, обратно рассеянного дном и толщей воды // Изв. АН СССР, ФАО. 1979. Т.15. №7. С.770.

12. Лучинин А.Г. Об интерпретации спектров аэрофотографий морской поверхности // Изв. АН СССР, ФАО. 1984. Т.20. №3. С.331.

13. Зуйкова Э.М., Лучинин А.Г., Титов В.И. Оптические исследования изменчивости спектра волнения в поле внутренних волн // Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность: Сб. науч. тр. / Под ред. Е.Н.Пелиновского; ИПФ АН СССР. 1982. С.137.

14. Браво-Животовский Д.М., Володина Н.И., Гордеев Л.Б. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами // ДАН СССР. 1982. Т.265. №2. С.457.

15. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Ермаков С.А. и др. Эффект усиления дециметровых ветровых волн в зоне нефтяного slicka // ДАН СССР. 1984. Т.276. №5. С.1243.

16. Ермаков С.А., Зуйкова Э.М., Панченко А.Г., Салашин С.Г., Талипова Т.Г., Титов В.И. Влияние поверхностных пленок на короткие ветровые волны: Препринт № 115 / ИПФ АН СССР. Горький. 1984.

17. Басович А.Я., Баханов В.В., Браво-Животовский Д.М. и др. Воздействие коротких цугов внутренних волн на ветровое волнение // ДАН СССР. 1985. Т.283. №1. С.209.

18. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., 1980.

19. Белохвостиков Б.В., Ерышев А.Б., Зуйкова Э.М. и др. Спектральная обработка изображения морской поверхности в реальном времени // Тез. докл. 6-й Всесоюз. школы-семинара по оптической обработке информации, ч.1. Фрунзе, 1986. С.57.

20. Иванов А. Введение в океанографию, М., 1978.

21. Лифшиц Г.Ш. Рассеянный свет дневного неба. Алма-Ата, 1973.

22. Зверев В.А., Орлов Е.Ф. Оптические анализаторы. М., 1971.



## ОПТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ОКЕАНА. ЛАЗЕРНОЕ ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ

Д.М.Браво-Животовский, Л.С.Долин, В.А.Савельев,  
В.В.Фадеев, Ю.Б.Щегольков

В последние годы в связи с расширением работ по изучению и освоению Мирового океана все большее внимание стало уделяться разработке методов лазерного дистанционного зондирования океана [1-3]. Это объясняется рядом весьма важных особенностей, присущих лазерному излучению и его взаимодействию с водой.

Современная лазерная техника позволяет получать мощные коллимированные импульсы излучения с длительностью порядка наносекунд в сине-зеленом диапазоне длин волн. В этом диапазоне морская вода наиболее прозрачна, что дает возможность световым импульсам проникать в толщу воды до расстояний порядка 150 м [4]. При этом высокая направленность и малая длительность импульса позволяют с большой точностью локализовать исследуемый объем среды и проводить измерения параметров воды с большим пространственным разрешением. Другая особенность лазерного излучения - высокая монохроматичность - дает возможность проводить прецизионные измерения спектров флуоресценции, комбинационного и молекулярного рассеяния и т.д., несущих информацию о концентрации примесей и термодинамических параметрах воды. Все эти особенности в сочетании с быстродействием лазерных методов обеспечивают возможность проведения путем дистанционного зондирования экспрессных измерений трехмерных полей гидрофизических, биологических и других параметров.

# 1. ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В МОРСКОЙ ВОДЕ

Эффективность и возможности методов лазерного зондирования океана в значительной степени определяются особенностями распространения лазерных импульсов в воде. Морская вода по отношению к оптическому излучению является прежде всего рассеивающей и поглощающей средой с сильно анизотропным рассеянием. Основную роль в формировании светового поля в таких средах играет рассеяние. При распространении лазерных импульсов в воде рассеяние влияет на временную структуру импульса, что проявляется в искажении его формы, увеличении длительности импульса, запаздывании времени прихода "центра тяжести" в точку наблюдения на оси зондирующего пучка [4-6]. Кроме того, рассеяние является причиной образования специфического сигнала обратного рассеяния (эхосигнала), играющего основную информативную роль в системах лазерного дистанционного зондирования океана [3,7-9]. Теоретическая оценка указанных эффектов имеет первостепенное значение как для разработки систем оптической локации, дальнометрии, лидаров и т.д., так и для решения обратной задачи - диагностики оптических параметров воды по структуре принимаемого системой светового сигнала.

Следует отметить еще один класс задач, связанный с лазерной диагностикой через взволнованную поверхность. Наличие случайной границы раздела на трассе распространения зондирующего и отраженного морской водой светового поля приводит к дополнительной стохастизации эхосигналов. Ее необходимо учитывать при проектировании систем лазерной диагностики, помещаемых на воздушных носителях, и при интерпретации результатов измерений. Это направление лазерной диагностики развивается сейчас достаточно быстро [3], однако, на наш взгляд, построение адекватной физической модели лидара, работающего через поверхность, несколько опаздывает по сравнению с его аппаратурной реализацией и, вероятно, найдет свое отражение в последующих публикациях. Здесь же ограничимся рассмотрением некоторых эффектов, возникающих при импульсном зондировании по чисто подводной трассе.

## 1.1. Распространение световых импульсов в морской воде °

Для теоретического расчета структуры светового поля в морской воде можно использовать малоугловое приближение

уравнения переноса излучения [5-6]. Это оправдано в данном случае сильной анизотропией рассеяния в воде и высокой направленностью зондирующего импульса. Ниже, следуя работам [5-6], будут кратко описаны два метода решения этого уравнения и основные результаты, касающиеся временных характеристик импульсного сигнала.

Метод последовательных приближений для комплексной фазы спектра яркости [5] основан на существовании малого параметра задачи

$$\alpha^2 = \langle \gamma^2 \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} \tau(\gamma) \gamma^3 d\gamma, \quad (1)$$

где  $\tau(\gamma)$  - индикатриса рассеяния воды,  $\gamma$  - угол рассеяния,  $\langle \gamma^2 \rangle$  - дисперсии угла отклонения луча в элементарном акте рассеяния. Для реальных морских вод  $\alpha^2 = 0,02 \div 0,06 \ll 1$  [1,10]. Решение уравнения для комплексной фазы в работе [5] найдено в виде ряда по параметру  $\mu = \alpha^2/2$ . Это решение позволило получить приближенное выражение для поля яркости точечного мононаправленного импульсного источника и количественно описать эффекты задержки и временного уширения светового импульса в морской воде. В частности, для времени запаздывания  $\langle t \rangle$  и временной дисперсии сигнала  $\langle (\Delta t)^2 \rangle$ , регистрируемого на расстоянии  $x$  от границы в случае облучения ее бесконечно широким мгновенным импульсом, получены следующие выражения:

$$\langle t \rangle = \frac{x}{c} \left( 1 + \frac{\alpha^2}{4} \epsilon x \right), \quad (2)$$

$$\langle (\Delta t)^2 \rangle = \frac{\alpha^4}{12} \left( \frac{x}{c} \right)^2 \left( g \epsilon x + \frac{1}{2} \epsilon^2 x^2 \right), \quad (3)$$

$$g = \frac{\alpha^{-4}}{2} \int_0^{\infty} \tau(\gamma) \gamma^5 d\gamma, \quad (4)$$

где  $\epsilon$  - коэффициент рассеяния воды,  $c$  - скорость света в воде.

Следует отметить, что соотношения (2)-(3) имеют в силу приближенного характера их расчета весьма ограниченную область применимости. Можно показать, что относительная ошибка в определении  $\langle t \rangle$  по формуле (2) составляет примерно  $100 \alpha^2 \epsilon x$  %, а  $\sqrt{\langle (\Delta t)^2 \rangle}$  находится из (3) с точностью порядка  $150 \alpha^2 \epsilon x$  %. Поэтому соотношения (2)-(3) пригодны лишь для достаточно грубых оценок.

Более детально нестационарные эффекты, возникающие при распространении светового импульса в морской воде, рассмотрены в работе [6]. Здесь использовался прием, сущность которого состоит в переходе от уравнения для яркости к уравнению для фурье-спектра яркости по времени. Последнее по форме совпадает со стационарным уравнением переноса с комплексным поглощением  $\epsilon_{\omega} = \alpha + i \frac{\omega}{c}$  ( $\omega$  – фурье-сопряженная переменная, соответствующая времени  $t$ ). Затем яркость светового поля представлялась в виде суммы нерассеянной и рассеянной компонент, удовлетворяющих определенным стационарным уравнениям. Для решения этих уравнений было использовано предположение о том, что среда обладает заметным поглощением. При этом угловое распределение яркости всюду (и при  $z \rightarrow \infty$ ) остается сильно анизотропным. Это обстоятельство дает возможность получить выражения для рассеянной компоненты яркости в достаточно простой аналитической форме.

Не приводя здесь общего решения задачи, ограничимся рассмотрением важных для практических приложений временных характеристик, аналогичных (2), (3), для ограниченного в поперечном направлении импульса. Как показано в работе [6], величины  $\langle t \rangle$  и  $\langle (\Delta t)^2 \rangle$  можно записать в виде

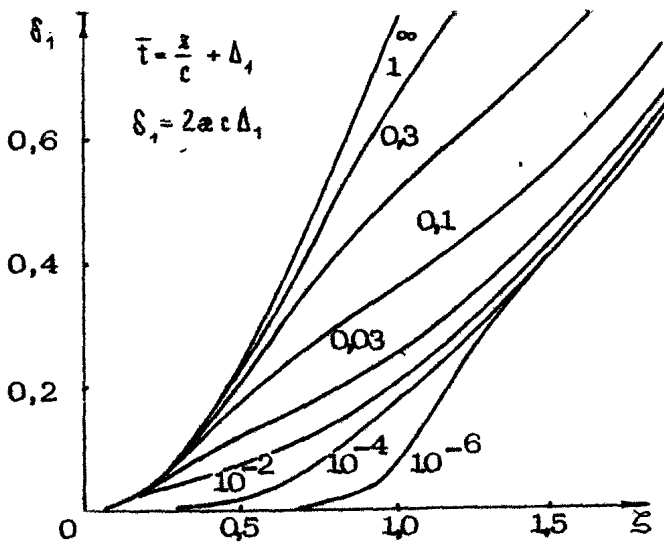
$$\langle t \rangle = \langle t \rangle_{z=0} + \frac{z}{c} + \Delta_1, \quad \langle (\Delta t)^2 \rangle = \langle (\Delta t)^2 \rangle_{z=0} + \Delta_2^2, \quad (5)$$

где задержка  $\Delta_1$  и дисперсия  $\Delta_2^2$  импульса выражаются через коэффициент передачи стационарного пучка. При этом оказывается, что величины  $\delta_{1,2} = 2\alpha c \Delta_{1,2}$  являются функциями безразмерных параметров

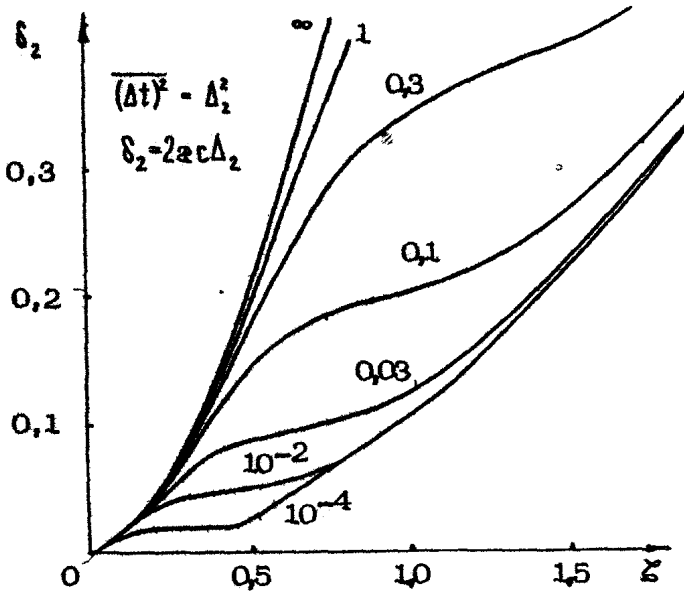
$$M = \frac{1}{4} Q_{\infty} \alpha^2 (\Sigma_0 + \Sigma_n), \quad \mu = \frac{\langle \gamma^2 \rangle}{Q_{\infty}}, \quad \xi = \alpha c z, \quad (6)$$

где  $Q_{\infty} = \sqrt{2\alpha \langle \gamma^2 \rangle} / \alpha$  – асимптотическое значение дисперсии углового распределения яркости,  $\Sigma_0$  – начальное сечение пучка,  $\Sigma_n$  – площадь апертуры приемника, расположенного на оси пучка.

Зависимости  $\delta_{1,2}$  от  $\xi$  представлены на рис. 1,2. Приведенные на них кривые соответствуют различным значениям параметра  $M$  (значения  $M$  указаны на рисунках) и фиксированному значению  $\mu = 0,08$ , которое характерно для морской воды в максимуме прозрачности. Данные рис. 1,2 позволяют оценить задержку и уширение импульса в зависимости от размера приемной апертуры и начального сечения пучка.



Р и с. 1. Задержка импульса в зависимости от расстояния до источника



Р и с. 2. Зависимость длительности импульса от расстояния до источника

В заключение заметим, что результаты, полученные в работе [6], справедливы при выполнении неравенства  $\alpha \gg 2\epsilon \langle \gamma^2 \rangle$  (при этом  $\Omega_\infty \ll 1$ ). В отсутствие поглощения результатами работы можно пользоваться в ограниченном интервале дальностей  $\alpha < \alpha_{\text{мат}} \sim 1/\epsilon \langle \gamma^2 \rangle$

## 1.2. Импульсный световой сигнал обратного рассеяния в морской воде

Как указывалось ранее, при распространении светового импульса в морской воде в результате рассеяния назад возникает сигнал обратного рассеяния. Вопрос о характеристиках этого сигнала является весьма важным для решения задач гидрооптики, касающихся, в частности, дистанционного зондирования толщи воды с целью диагностики оптических параметров. В настоящем разделе обсуждается выражение для мощности сигнала обратного рассеяния в стратифицированной среде с учетом многократного рассеяния.

Рассмотрим прежде всего типичную схему оптического локатора. Полагаем, что точечный источник (И) расположен в начале декартовой системы координат на границе среды, занимающей полупространство  $x \geq 0$ , и излучает световой импульс в направлении оси  $x$ . В результате рассеяния часть энергии импульса попадает в апертуру приемника (П), находящегося в плоскости  $x=0$  и на расстоянии  $|\vec{R}|$  от излучателя ( $\vec{R}$  — радиус-вектор центра входного зрачка приемника). Мощность сигнала на входе приемника представим в виде

$$P(t) = \sum_n \int_{\vec{n} \cdot \vec{n}_n \geq 0} \Omega(\vec{n}, \vec{n}_n) B(\vec{R}, -\vec{n}, t) d\omega_{\vec{n}}, \quad (7)$$

где  $\sum_n$  и  $\Omega(\vec{n}, \vec{n}_n)$  — соответственно площадь входного зрачка и диаграмма направленности приемника;  $\vec{n}_n$  — единичный вектор, определяющий направление оптической оси приемника;  $B(\vec{R}, \vec{n}, t)$  — яркость светового поля в точке в направлении  $\vec{n}$  и в момент времени  $t$ ;  $d\omega_{\vec{n}}$  — элемент телесного угла около направления единичного вектора  $\vec{n}$ . Предполагается, что поле излучения однородно в пределах входного зрачка приемника.

Для расчета яркости  $B(\vec{r}, \vec{n}, t)$ , входящей в формулу (7), в работах [7,8] использовался метод разложения яркости по степеням малого параметра, характеризующего сильную анизотропию индикатрисы рассеяния морской воды. В результате получено [8] следующее выражение для мощности  $P(t)$  в линейном по параметру малости приближении:

$$\rho(t) = \frac{I_0 \sum_n \Omega_n W_0}{4\pi} \int_0^\infty dz \varepsilon(z) \int_{-\infty}^\infty d^2 r_1 E_u(|\vec{r}_1|, z) E_n(|\vec{r}_1 - \vec{b}|, z) f\left(t - \frac{2z}{c}\right), \quad (8)$$

где  $E_{n,n}(\vec{r}_1, z)$  – распределение освещенности, создаваемое стационарным световым пучком с единичной начальной мощностью и начальным угловым распределением  $\Omega_n(\vec{n}, \vec{z}_0)$  ( $\vec{z}_0$  – единичный вектор в направлении оптической оси излучателя) или  $\Omega(\vec{n}, \vec{z}_0)$ ;  $W_0$  – энергия зондирующего импульса;  $f(t)$  – функция, описывающая форму излучаемого импульса и удовлетворяющая условию нормировки  $\int_{-\infty}^\infty dt f(t) = 1$ ;  $\Omega_n = \int_{\vec{n}, \vec{z}_0 > 0} \Omega(\vec{n}, \vec{z}_0) d\omega_{\vec{n}}$ ;  $I_0$  – малый параметр задачи, представляющий собой среднюю величину индикатрисы рассеяния в полусфере  $\pi/2 \leq \gamma \leq \pi$ .

Из выражения (8) при  $f(t) = \delta(t)$  нетрудно получить простую и физически наглядную формулу

$$\rho(t) = \frac{I_0 c \sum_n \Omega_n W_0}{8\pi} \varepsilon\left(\frac{ct}{2}\right) E\left(\vec{r}_1 = \vec{b}, z = \frac{ct}{2}, 2\varepsilon\left(\frac{ct}{2}\right), 2\varepsilon\left(\frac{ct}{2}\right), \Omega_n + \Omega_n, \Sigma_0 + \Sigma_n\right), \quad (9)$$

где  $E(\vec{r}_1, z, \varepsilon, \Omega, \Sigma)$  – освещенность, создаваемая стационарным световым пучком с единичной начальной мощностью телесным углом начальной расходимости  $\Omega$  и начальным сечением  $\Sigma$  на глубине  $z$  на расстоянии  $|\vec{r}_1|$  в среде с оптическими характеристиками  $\varepsilon$  и  $\sigma$ .

При выполнении неравенства  $\Omega_n > \pi \langle \gamma^2 \rangle \sigma z$  из (9) можно получить менее точную, но более удобную для практических оценок формулу:

$$\rho(t) = \frac{I_0 c \sum_n \Omega_n W_0}{8\pi} \varepsilon\left(\frac{ct}{2}\right) \frac{\exp\left[-2\pi z \left(\frac{ct}{2}\right) - \frac{\pi b^2}{S(ct/2, 2\varepsilon(ct/2))}\right]}{S(ct/2, 2\varepsilon(ct/2))}, \quad (10)$$

где  $S(z, \varepsilon(z)) = \Sigma_0 + (\Omega_n + \Omega_n) z^2 + \pi \langle \gamma^2 \rangle \int_0^z d\xi \xi^2 \varepsilon(z - \xi)$

представляет собой эффективное сечение пучка [11, 12] на расстоянии  $z$  от источника в среде с показателем рассеяния  $\varepsilon(z)$ :

$$\tau_{\text{эф}}(z) = \int_0^z d\xi \xi^2 \varepsilon(\xi)$$

Если, далее, выполняется условие  $\pi b^2 \ll S\left(\frac{ct}{2}, 2\varepsilon\left(\frac{ct}{2}\right)\right)$ , означающее малость базы  $|\vec{b}|$  по сравнению с эффективным радиусом пучка, то из формулы (10) нетрудно получить следующее выражение:

$$\rho(t) = \frac{\tau_0 c \sum_n \Omega_n W_n}{8\pi} \varepsilon \left( \frac{ct}{2} \right) \frac{\exp \left[ -2\tau_x \left( \frac{ct}{2} \right) \right]}{S \left( ct/2, 2\sigma \left( ct/2 \right) \right)}, \quad (11)$$

которое при  $\varepsilon = \text{const}$ ,  $\sigma = \text{const}$  совпадает с соответствующей формулой работы [8].

Установление точных критериев применимости полученных формул для  $\rho(t)$  представляется весьма затруднительным. Однако есть основания полагать, что формулы (8)–(11) будут удовлетворительно работать до тех пор, пока величина  $z - ct/2$  не выходит из интервала дальностей  $\tau = \varepsilon z \approx 15 \div 20$ , внутри которого применимо малоугловое приближение уравнения переноса для стационарного пучка.

Помимо этого существует еще одно ограничение на применимость соотношений (8)–(11), связанное с тем, что при определении полной яркости учитывался только линейный по  $\tau_0$  член. Оценки показывают, что мощность сигнала, обусловленного квадратичным по  $\tau_0$  членом, изменяется со временем следующим образом:

$$\rho_2(t) = \frac{\varepsilon^2 \tau_0^2 c \sum_n \Omega_n W_n}{108\pi} \frac{e^{-\varepsilon ct}}{\sqrt{\sum_n + \Omega_n (ct/2)^2 + (2\langle \gamma^2 \rangle \pi/3) (ct/2)^3}} \quad (12)$$

т.е. убывает медленнее, чем величина  $\rho(t)$  в формулах (8) – (11). Таким образом, интервал дальностей, где применимы соотношения (8)–(11), ограничивается еще и условием выполнения неравенства  $\rho_2 \ll \rho$

Как следует из формул (8)–(11), сигнал обратного рассеяния существенно зависит от оптических характеристик среды. На этом, по существу, и основаны методы дистанционной лазерной диагностики оптических параметров морской воды. Для иллюстрации рассмотрим некоторые методы определения этих параметров с помощью упрощенного соотношения, которое можно получить из формулы (11).

Будем считать, что кроме условий, при которых справедлива формула (11), выполняются неравенства

$$\frac{\Omega_n c^2 t^2}{4} \gg \sum_n + \pi b^2,$$



$$\frac{\Omega_p c^2 t^2}{4} \gg 2\pi \langle \gamma^2 \rangle \int_0^{ct/2} d\xi \xi^2 \sigma \left( \frac{ct}{2} - \xi \right) \left\langle \frac{\pi \langle \gamma^2 \rangle \epsilon_{\max} c^3 t^3}{12} \right\rangle, \quad (13)$$

где  $\epsilon_{\max}$  - максимальное значение  $\epsilon$  на трассе зондирования. Нетрудно видеть, что при выполнении этих условий вместо (11) можно написать выражение для  $P(t)$  в виде

$$P(t) = \bar{P} \left( \frac{ct}{2} \right) = A \epsilon \left( \frac{ct}{2} \right) \frac{\exp[-2\tau_{\mathcal{E}}(ct/2)]}{(ct/2)^2}, \quad (14)$$

где  $A$  - постоянная, не зависящая от времени. Соотношение (14) по существу представляет собой уравнение лазерной локализации и лежит в основе методов лазерной диагностики рассеивающих сред [3,9].

Ряд таких методов основан на наличии априорной информации о параметрах среды. В частности, из выражения (14) видно, что по измеренной экспериментально зависимости  $P(t)$  можно восстановить профиль показателя рассеяния  $\epsilon(x=ct/2)$  вдоль трассы зондирования, если известен показатель поглощения  $\mathcal{E} = \mu n s t$ . Другая возможность использования формулы (14) реализуется в случае однородной среды, когда  $\sigma = \mu n s t$  и  $\mathcal{E} = \mu n s t$ . При этих условиях по измерениям  $P(t)$  можно определить показатель поглощения  $\mathcal{E}$  [13].

Из числа методов, не требующих предварительных сведений о характеристиках среды, следует отметить метод наклонных трасс [9]. Сущность этого метода заключается в измерении  $P(t)$  при вертикальном зондировании и при зондировании под некоторым углом  $\theta$  к вертикали. Для этих случаев выражения для  $P(t)$  можно записать в виде двух уравнений:

$$\bar{P}(z) = A \epsilon(z) \frac{\exp[-2\tau_{\mathcal{E}}(z)]}{z^2}, \quad (15)$$

$$\bar{P}(\mu, z') = A \epsilon'(z') \frac{\exp[-2\tau'_{\mathcal{E}}(z')]}{z'^2}, \quad (16)$$

$$\text{где } \epsilon'(z') = \epsilon(\mu z'), \quad x'(z') = x(\mu z'), \quad \tau'_x(z') = \frac{1}{\mu} \int_0^{\mu z'} x(\xi) d\xi = \\ = \frac{1}{\mu} \tau_x(\mu z'); \quad z' = \frac{ct}{2} = u; \quad \mu = \cos \theta.$$

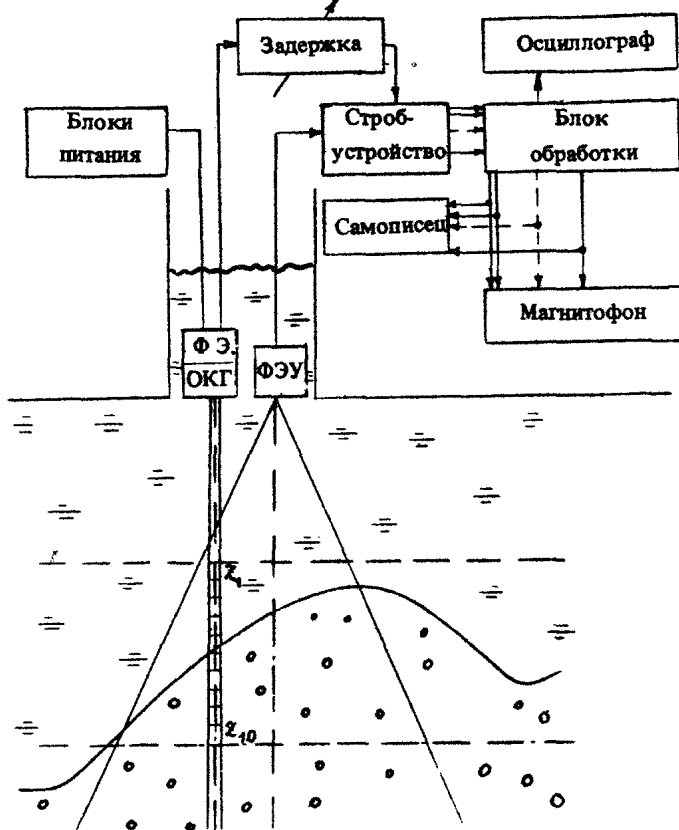
Вводя далее функцию  $\varphi(\mu, u) = \ln(u^2 \bar{\rho}(\mu, u)/A)$ , из выражений (15), (16) нетрудно получить соотношения для расчета  $\tau'_x(u)$  и  $\epsilon(u)$  в виде

$$\tau'_x(u) = \frac{\mu}{2(1-\mu)} \left[ \varphi(1, u) - \varphi\left(\mu, \frac{u}{\mu}\right) \right], \\ \ln \epsilon(u) = \varphi(1, \mu) + \frac{\mu}{1-\mu} \left[ \varphi(1, u) - \varphi\left(\mu, \frac{u}{\mu}\right) \right]$$

## 2. СУДОВОЙ ОКЕАНОЛОГИЧЕСКИЙ ЛИДАР С МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ СИСТЕМОЙ СТРОБИРОВАНИЯ

Установка лидара на судно позволяет проводить зондирование приповерхностного слоя океана на больших акваториях, сочетая его с синхронными измерениями контактными приборами, что очень важно для изучения возможностей лазерного зондирования. Судовой вариант лидара позволяет исключить влияние взволнованной границы раздела вода – воздух, которая вносит существенный вклад в пространственно–временную изменчивость сигнала светолокатора, производящего зондирование океана через взволнованную поверхность, например с аэроносителя. Это достигается использованием в лидаре погружаемого приемопередатчика, устанавливаемого в судовой шахте у среза днища судна. Многоэлементная система стробирования сигнала обратного рассеяния (СОР) обеспечивает параллельный прием сигналов с различных дальностей и служит для исследования распределения оптических свойств морской воды вдоль трассы локации. Ниже приводится описание судового океанологического лидара, созданного в ИПФ АН СССР и предназначенного для исследования пространственно–временной изменчивости распределения гидрооптических характеристик приповерхностного слоя морской воды [14]. Некоторые результаты измерений, проведенных с помощью данного лидара, приведены в разд.2.1 и 2.2.

В качестве источника зондирующего излучения в лидаре (рис.3) используется импульсный лазер на монокристалле алю-



Р и с. 3. Блок-схема лидара

моитриевого граната (ИЗ-25-1), работающий в режиме модуляции добротности и с удвоением частоты. Длина волны зондирующего излучения 532 нм соответствует окну прозрачности морской воды. Длительность импульса 10 нс позволяет получить пространственное разрешение вдоль трассы локации в 1,2 м. Частота следования импульсов 3-25 Гц, энергия в импульсе порядка 5 мДж при исходной расходимости в 30' обеспечивают в океанских условиях регистрацию сигнала узкоугольным ( $\sim 2^\circ$ ) фотоприемником с относительно небольшой входной апертурой ( $0,01 \text{ м}^2$ ) с глубины 50 м. Излучатель установлен в подводном боксе и соединен с блоками питания герметичными кабелями. Часть излучения лазера отводится на контрольный фотоэлемент (ФЭ.) для синхронизации работы лидара и контроля энер-

гии импульса зондирующего излучения. Рассеянное в обратном направлении излучение детектируется фотоприемником, выполненным на базе ФЭУ. Фотоприемник снабжен интерференционным светофильтром с максимумом пропускания на длине волны 532 нм, что позволяет использовать его в светлое время суток в условиях естественной засветки. Оптические оси излучателя и фотоприемника, установленных на опускаемой каретке в шахте судна, тщательно съюстированы и направлены вертикально вниз. В рабочем положении каретка находится у среза шахты судна.

Исследование СОР, имеющего малую длительность, и следовательно широкий спектр, требует применения стробоскопических методов регистрации. Обычно стробоскопические методы используются при исследовании периодических процессов с применением одного, перемещающегося во времени строба. Однако, поскольку энергия в зондирующем импульсе меняется от импульса к импульсу, необходима регистрация СОР при каждом зондировании. В соответствии с этим каждая реализация исследуемого сигнала стробируется в 10 точках, отстоящих друг от друга на 10 нс (что соответствует 10 горизонтам глубины), и далее расширяется до периода следования зондирующих импульсов. Динамический диапазон строб-преобразователя достигает 60 дБ и согласуется с динамическим диапазоном СОР, который определяется уровнем "послеимпульсов" ФЭУ. Синхронизация работы строб-устройства от импульса контрольного фотоэлемента через регулируемую задержку позволяет перемещать 100-наносекундный участок стробирования по СОР.

Блок обработки производит нормировку сигнала в цифро-аналоговой форме по отношению к сигналу с контрольного фотоэлемента или к сигналу с выбранного горизонта глубины. Пронормированные строб-сигналы выравниваются по амплитуде усилителями с изменяемыми коэффициентами усиления, а затем поступают на вычитающие устройства, вычисляющие разность сигналов соседних каналов, а также двух произвольным образом выбранных каналов. Выравнивание и вычитание строб-сигналов необходимо для повышения контраста визуализации неоднородности морской воды.

Регистрация СОР производится несколькими способами. Непосредственно сами строб-сигналы записываются многоканальным измерительным магнитофоном для последующей тщательной лабораторной обработки. Использование электронного коммутатора позволяет наблюдать восстановленную по 10 точкам форму анализируемого участка СОР на экране низкочастотного

осциллографа. Пронитрированные за 1,5 с строб-сигналы записываются многоканальными самописцами.

В дрейфе зондирование приповерхностного слоя океана проводится синхронно с эхолокационными измерениями и измерениями, проводимыми с помощью контактных оптических и гидрофизических приборов. Измерения, выполняемые во время движения судна, могут сопровождаться эхолокационной регистрацией профиля дна и положения контрастных звукорассеивающих слоев. Комплексность измерений позволяет связать изменчивость СОР с физическими процессами, происходящими в океане.

## 2.1. Измерение неоднородности морской среды

Относительные вариации СОР в малоугловом диффузионном приближении можно оценить по формуле [8]

$$\frac{\delta P(z)}{P(z)} = \frac{\Delta \epsilon(z)}{\epsilon(z)} - \int_0^z 2\Delta \alpha(\xi) d\xi - \frac{\pi \langle \gamma_0^2 \rangle \int_0^z \Delta \epsilon(\xi) (z-\xi)^2 d\xi}{S_0 + R_0 z^2 + \pi \langle \gamma_0^2 \rangle \int_0^z \epsilon(\xi) (z-\xi)^2 d\xi}, \quad (17)$$

где  $\Delta \epsilon(x)$  и  $\Delta \alpha(x)$  – изменение показателей рассеяния и поглощения вдоль трассы локации,  $\langle \gamma_0^2 \rangle$  – дисперсия угла отклонения луча при элементарном акте рассеяния,  $S_0$ ,  $R_0$  – параметры лидара. Эта формула получена при условии малости величин отклонения оптических характеристик зондируемой среды от средних ( $\Delta \epsilon/\epsilon$ ,  $\Delta \alpha/\alpha \ll 1$ ) и постоянства индикатрисы рассеяния. Вариации сигнала определяются тремя причинами: изменением рассеяния в обратном направлении, расширением зондирующего пучка и эффективной диаграммы фотоприемника, а также изменчивостью показателя поглощения. В общем случае вариации СОР являются функционалом от изменчивости светорассеивающих свойств морской среды вдоль трассы локации.

На достаточно больших глубинах, где поперечное сечение пучка определяется рассеянным светом, в нестратифицированной однородной рассеивающей среде с изменяющимися средними характеристиками

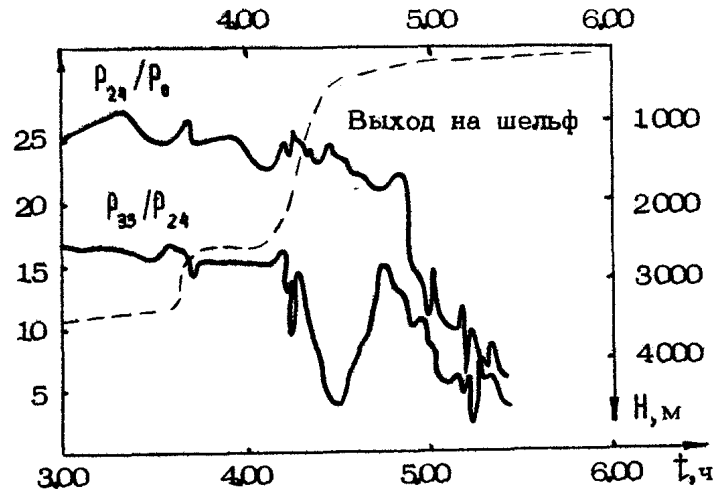
$$\frac{\delta P(z)}{P(z)} = \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \frac{S_0 + R_0 z^2}{\frac{1}{3} \epsilon \langle \gamma_0^2 \rangle z^3} - 2\Delta \alpha z \quad (18)$$

Оценки показывают, что основной вклад в изменчивость СОР вносят вариации поглощения. В большей степени это характерно для отношения сигналов с двух горизонтов глубины.

Измерения, проведенные в различных акваториях Тихого и Индийского океанов с помощью приведенного выше лидара, показали, что СОР импульсного оптического локатора подвержен изменчивости с различными пространственно-временными масштабами. СОР меняется как от импульса к импульсу, так и с пространственными масштабами, сравнимыми с геометрическими размерами течений в океане. Мелкомасштабная изменчивость СОР связана с естественной неоднородностью морской среды, обусловленной турбулентностью и наличием взвеси [15]. Наибольший интерес представляет мезо- и крупномасштабная изменчивость СОР.

На разрезах, снятых во время движения судна в области материкового шельфа, СОР подвержен изменчивости практически всех масштабов. Наибольшие изменения сигнала наблюдаются на границах материкового шельфа. Это обстоятельство обусловлено изменчивостью течений, возникающей на неровностях дна и отражающейся на оптических свойствах приповерхностных вод, а также диффузией примеси в районах материкового шельфа.

На рис. 4 изображены вариации нормированного сигнала с горизонта 24 м, вариации отношения сигналов с горизонтов



Р и с. 4. Неоднородность приповерхностного слоя морской воды в шельфовой зоне океана

33 и 24 м, а также изменение глубины океана (пунктир). Значительное падение сигналов практически соответствует резкому изменению глубины и выходу на материковый шельф, что связано с увеличением поглощения света морской водой. Сигналы

с различных горизонтов меняются несинхронно, что указывает на значительную изменчивость оптических свойств по глубине. Что касается изменчивости сигналов в районе мелководья, то по ее характеру можно предположить, что она вызвана внутренними волнами (ВВ).

Пример длительной реализации СОР светолокатора, зарегистрированный в открытой части океана, приведен на рис.5. Изме-



Р и с. 5. Изменчивость сигнала лидара в зоне смешения течений

рения проводились в зоне смешения теплового течения Куроисио с холодным течением Ойясио во время проведения меридионального разреза с юга на север. Общее уменьшение сигнала с горизонта 25 м на протяжении всего разреза составило 6 раз, что соответствует увеличению показателя поглощения света морской водой на  $0,05 \text{ м}^{-1}$ . Изменение оптических свойств приповерхностного слоя морской воды на 370-км разреза может быть отождествлено с границей течений. На 620-км разреза зафиксирована область, размером около 30 км, образованная водами с большей прозрачностью, которые (по этому параметру) можно сопоставить с водными массами приповерхностного слоя, зарегистрированными в районе  $R = 300$  км. Эту область можно интерпретировать как вихрь, оторвавшийся от течения Куроисио. На северной границе этого образования наблюдались интенсивные ВВ (см. далее рис.8).

## 2.2. Светолокационное наблюдение внутренних волн в океане

Если в зоне действия светолокатора имеется вертикальная стратификация показателей поглощения и рассеяния, то, при

условия пассивности оптических свойств морской воды, в поле ВВ будет меняться сигнал светолокатора. В общем случае стратификацию приповерхностного слоя океана можно представить в виде суммы линейных, ступенчатых и слоистых участков, воздействие смещения которых на СОР будет аддитивно. Если длина ВВ много больше глубины залегания слоя скачка, зависимость смещения слоев воды над скачком от глубины можно аппроксимировать линейной зависимостью  $h(\xi, t) = \frac{a}{h} \xi f(t)$ , где  $a$  – амплитуда ВВ в слое скачка,  $h$  – его глубина ( $a \ll h$ ),  $\xi$  – глубина зондирования,  $f(t)$  – закон изменения во времени положения слоя скачка в поле ВВ. Оценим вклад каждого типа стратификации в величину вариаций СОР.

Пусть имеется тонкий светорассеивающий слой, положение которого периодически меняется. Относительные вариации СОР, принятого с горизонта, расположенного ниже слоя, будут происходить лишь за счет изменения поперечного сечения зондирующего пучка и эффективной диаграммы направленности фотоприемника на исследуемом горизонте [16]. Эти вариации можно оценить по формуле

$$\frac{\delta P(x)}{P(x)} = \frac{\pi \langle \gamma_0^2 \rangle (x - \xi_0) \int_0^x \Delta \sigma(\xi) d\xi}{S_0 + Q_0 x^2 + \pi \langle \gamma_0^2 \rangle \int_0^x \sigma(\xi) (x - \xi)^2 d\xi} \cdot \frac{a}{h} \xi_0 f(t), \quad (19)$$

где  $\int_0^x \Delta \sigma(\xi) d\xi$  – оптическая толщина тонкого светорассеивающего слоя,  $\xi_0$  – его глубина,  $\frac{a}{h} \xi_0 f(t)$  – смещение слоя. Изменение распределения показателя поглощения не сказывается на сигнале с горизонта, расположенного вне зоны колебания светорассеивающего слоя. Это является следствием малоуглового приближения.

Если имеется двухслойная стратификация морской среды и анализируется сигнал, принятый с горизонта, расположенного в нижнем слое, СОР в этом случае будет меняться как за счет изменения вдоль трассы локации светорассеяния, так и поглощения. Вариации сигнала определяются формулой

$$\frac{\delta P(x)}{P(x)} = \left[ 2\Delta x + \frac{\pi \Delta \sigma \langle \gamma_0^2 \rangle x^2}{S_0 + Q_0 x^2 + \pi \langle \gamma_0^2 \rangle \int_0^x \sigma(\xi) (x - \xi)^2 d\xi} \right] \frac{a}{h} x_0 f(t), \quad (20)$$

где  $\frac{a}{h} x_0 f(t)$  – смещение слоя на глубине скачка,  $\Delta x$  и  $\Delta \sigma$  – оптические характеристики скачка.

При плавном распределении гидрооптических характеристик по глубине будем предполагать, что вероятность выживания



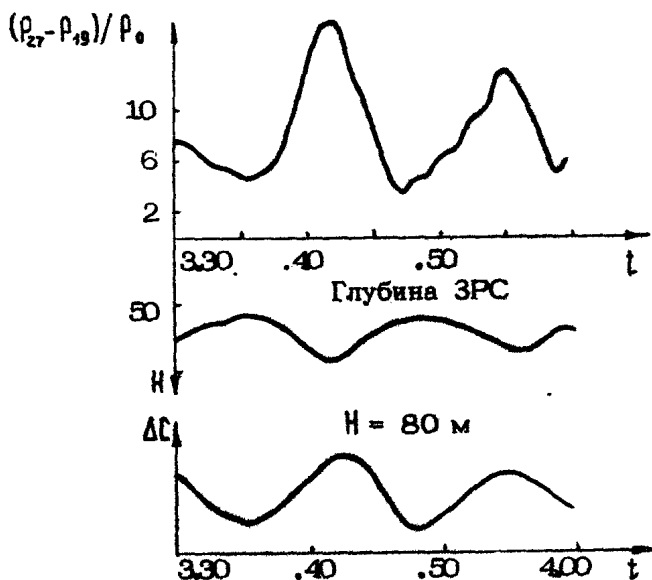
кванта  $\Lambda = \frac{a}{\alpha + z} = \cos \alpha t$ . Тогда с точностью до членов первого порядка разложения вертикальной стратификации в ряд Тейлора, соответствующей линейной зависимости оптических свойств от глубины,

$$\frac{\delta P(z)}{P(z)} = \kappa_1 \left( \frac{1}{S_0} - \frac{\langle \gamma_0^2 \rangle \frac{a}{3} z^3}{S_0 + \Omega_0 z^2 + \frac{a}{3} S_0 \langle \gamma_0^2 \rangle z^3} - \frac{t - \Lambda}{\Lambda} \right) \frac{a}{h} z f(t), \quad (21)$$

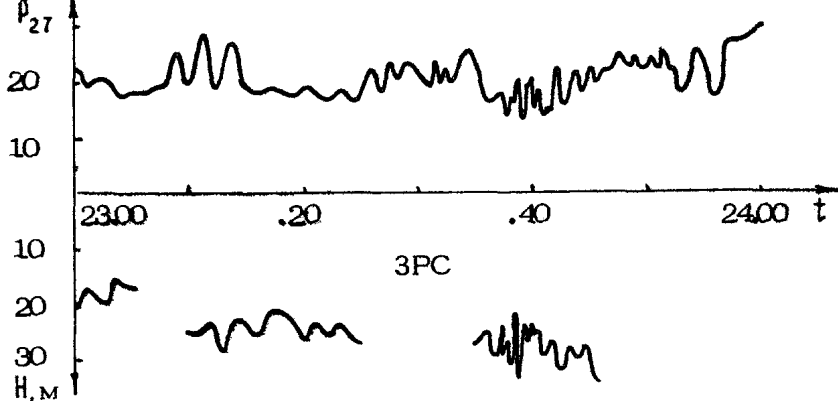
где  $\kappa_1$  характеризует градиент распределения.

Таким образом, по вариациям СОР можно оценить пространственно-временную структуру ВВ. Отличительной особенностью этих выражений является то, что, при наличии в зоне действия светолокатора среднего положительного градиента оптических характеристик по глубине, подъему слоев соответствует уменьшение сигнала светолокатора.

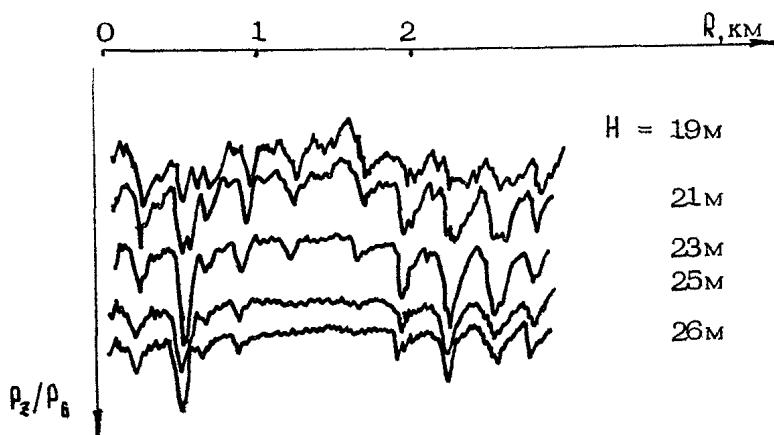
Нагурные измерения подтверждают эту модель влияния ВВ на сигналы светолокатора. Рис. 6 характеризует возможности лазерного локатора как регистратора ВВ. Верхняя кривая на этом рисунке показывает изменение разбаланса между усилен-



Р и с. 6. Синхронная регистрация ВВ лидаром, эхолотом и погружаемым измерителем скорости звука



Р и с. 7. Возможности светолокационного наблюдения ВВ



Р и с. 8. Светолокационные измерения вертикальной структуры колебаний слоев воды

ным сигналом с горизонта 27 м и сигналом с горизонта 19 м. Средняя кривая этого рисунка описывает колебания звуко-рассеивающего слоя (копия записи с эхолота), а нижняя — изменение скорости звука на горизонте 80 м. Корреляция между ними очевидна. Искажение формы ВВ по записям измерителя скорости звука связано с нелинейностью зависимости скорости звука от глубины, тогда как по контактным оптическим измерениям в зоне действия светолокатора был зарегистрирован устойчивый положительный градиент показателя ослабления света морской водой.

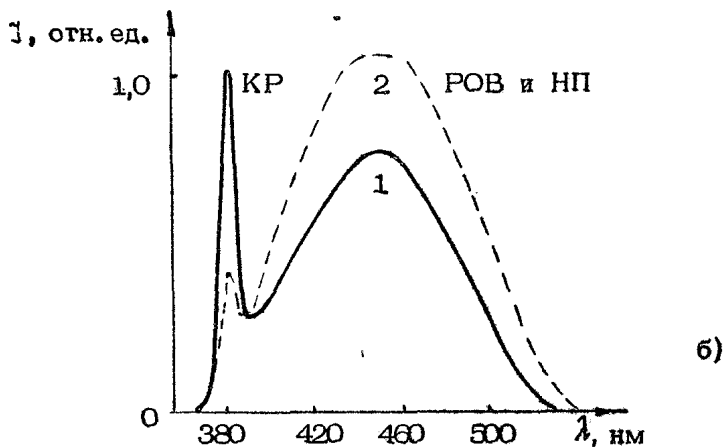
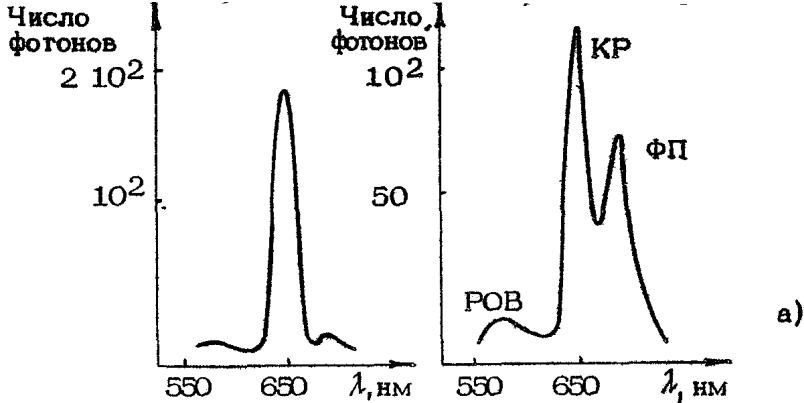
Несколько другая ситуация на рис.7, где изображены изменчивость сигнала с горизонта 27 м и синхронная запись колебаний звукорассеивающих слоев во время движения судна. Обе кривые достаточно "коррелируют" между собой. Однако более существенно следующее обстоятельство. Эхосигнал от звукорассеивающих слоев на некоторых участках пропадает, что, по-видимому, объясняется неоднородным по горизонтам распределением звукорассеивающей взвеси. В этом случае судить о наличии ВВ по сигналу с эхолота практически невозможно. В то же время СОР светолокатора подвержен непрерывной изменчивости. Это позволяет рассматривать лазерный локатор как дополнительное средство для регистрации ВВ, особенно полезное при работе на ходу в отсутствие каких-либо буксируемых датчиков.

Вертикальную структуру колебаний слоев воды в поле ВВ отображает рис.8, на котором приведены вариации сигналов светолокатора, принятые с различных горизонтов глубины. Необходимо отметить отличие в характере изменения сигналов, что может быть связано со сложным многомодовым характером колебательного движения слоев воды в поле ВВ.

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И СОЛЕННОСТИ МОРСКОЙ ВОДЫ ПО СПЕКТРУ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА

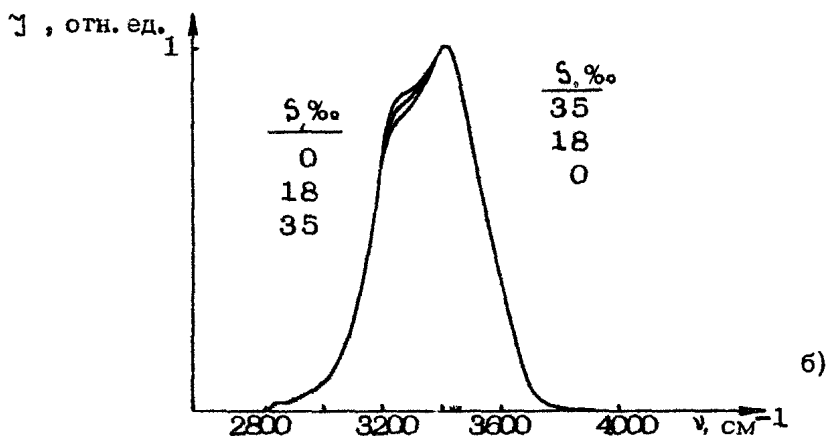
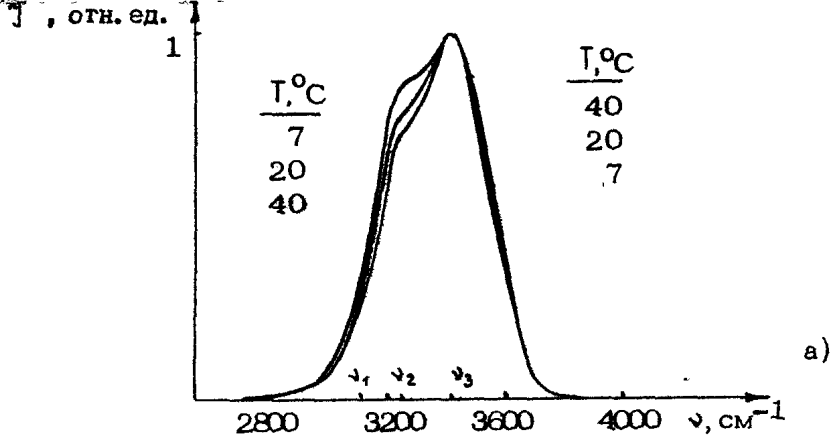
В спектре эхосигнала, возникающего в результате лазерного зондирования морской воды в ультрафиолетовом и видимом диапазонах, превалируют над остальными следующие линии и полосы (рис.9): линия на несмещенной длине волны, возникающая за счет обратного рассеяния Ми; полоса  $3000 - 3700 \text{ см}^{-1}$  спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) света связанными молекулами воды; флуоресценция природного растворенного органического вещества (РОВ), на которую могут накладываться полосы флуоресценции нефти и нефтепродуктов, растворенных и эмульгированных в воде, и флуоресценция нефтяной пленки на поверхности воды; флуоресценция пигментов фитопланктона - как правило, хлорофилла "а" (для большинства водорослей), но иногда и фикобилинов. Все эти полосы можно использовать для дистанционной диагностики морской среды.

На рис.10 приведена полоса  $3000 - 3700 \text{ см}^{-1}$  СКР жидкой воды, снятая при разных температурах (Т). Форма этой полосы во многом определяется молекулярными взаимо-



Р и с. 9. Типичные спектры экосигналов при зондировании морской среды лазерным излучением с длиной волны 532 нм (а) и 337 нм (б): а – спектры получены для разных по биологической продуктивности вод Тихого океана (перед спектральным прибором – фильтр ОС-12, подавляющий рассеянное лазерное излучение); б – спектры получены в 12 милях от берега (1); в прибрежной зоне с интенсивным береговым стоком (2)

действиями [17] и поэтому зависит от температуры. Как видно из рис.10, изменения формы полосы СКР воды невелики при изменении температуры в интервале 0 – 30°C, представляющем интерес для океанологии. Тем не менее они могут быть зарегистрированы с применением современных приборов типа оптического многоканального анализатора ОМА [18],



Р и с. 10. Изменение формы полосы 3000–3700 см<sup>-1</sup> СКР воды при изменении температуры (а) и солености (б)

обеспечивающих параллельное детектирование и автоматизированную обработку выбранных участков спектра.

Основываясь на этом факте, Леонард, Чанг и Янг предложили метод дистанционного измерения температуры воды [19]. Эксперименты [20–21] показали, что метод позволяет измерять температуру воды с погрешностью  $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$  в лабораторных условиях и  $\pm 1,0^{\circ}\text{C}$  – в натурных. При этом для определения температуры использовались либо зависимость параметра  $\chi(\bar{\nu}) = I(\nu_1) / I(\nu_2)$  (см. рис.10), которая аппроксимировалась линейной функцией, либо зависимость от температуры

степени деполаризации на выбранной частоте в пределах полосы СКР воды.

Существенным ограничением метода Леонарда является отсутствие в нем учета возможных изменений солёности ( $S$ ) морской воды. Поскольку растворенные в воде соли и кислоты также влияют на форму полосы СКР воды [22-23], то, строго говоря, определение температуры из зависимости  $\chi(T)$  возможно лишь при постоянной солёности, для которой построена градуировочная прямая  $\chi(T)$

Это ограничение снимается в методе, предложенном в работе [24] и основанном на измерении двух параметров  $\chi_{31}$  и  $\chi_{32} = \chi$  (см. рис.10), каждый из которых зависит от  $T$  и  $S$ , причем эти зависимости отличаются друг от друга. Величины  $T$  и  $S$  можно определить из системы уравнений, получающихся разложением функции  $\chi_{31}$  и  $\chi_{32}$  в ряд Тейлора в окрестности заданной точки  $(T_0, S_0)$ . Проведенные с помощью этого метода лабораторные измерения  $T$  и  $S$  "нормальной" морской воды [24], показали принципиальную возможность одновременного измерения температуры и солёности с помощью лазеров, однако точность таких измерений еще не может удовлетворять потребностям океанологических исследований.

Один из путей улучшения точности определения  $T$  и  $S$  по спектрам СКР воды рассмотрен в работе [25]. Он состоит в значительном увеличении числа регистрируемых спектральных компонентов в пределах полосы СКР воды и применении современных методов обработки информации.

Ниже приводится основанный на этом методе алгоритм получения  $T$  и  $S$  из спектра СКР воды при регистрации его в большом числе спектральных каналов, что может быть обеспечено прибором типа ОМА.

Пусть интенсивность спектра, нормированного по площади на единицу, представляет собой сумму линейных от  $T$  и  $S$  функций:

$$\xi_i = \alpha_{iT} T + \alpha_{iS} S + \beta_i, \quad (22)$$

где  $i$  - номер спектрального канала, а коэффициенты  $\alpha_{iT}$ ,  $\alpha_{iS}$ ,  $\beta_i$  не зависят от  $T$ ,  $S$  и их можно получить с помощью метода наименьших квадратов из серии тестовых спектров с известными  $T$  и  $S$ .

Температуру и солёность можно определить, минимизируя по этим параметрам сумму

$$Q = \sum_{i=1}^{K_2} (\xi_i - \alpha_{iT} T - \alpha_{iS} S - \beta_i)^2, \quad (23)$$

где суммирование ведется по всем точкам спектра. Получаем систему двух линейных относительно  $T$  и  $S$  уравнений:

$$\sum_{i=k_1}^{k_2} \beta_i \alpha_{iT} - T \sum_{i=k_1}^{k_2} \alpha_{iT}^2 - S \sum_{i=k_1}^{k_2} \alpha_{iT} \alpha_{iS} - \sum_{i=k_1}^{k_2} \alpha_{iT} \beta_i = 0,$$

$$\sum_{i=k_1}^{k_2} \beta_i \alpha_{iS} - T \sum_{i=k_1}^{k_2} \alpha_{iT} \alpha_{iS} - S \sum_{i=k_1}^{k_2} \alpha_{iS}^2 - \sum_{i=k_1}^{k_2} \alpha_{iS} \beta_i = 0 \quad (24)$$

Отсюда находим искомые величины  $T$  и  $S$ .

В таблице приведены результаты проверки этого метода, выполненной в лабораторных условиях на пробах "нормальной" и натуральной (из Атлантического океана) морской воды, калиброванно разбавляемых дистиллятом. Спектр СКР параллельно регистрировался в 500 каналах ОМА. Часть из полученных спектров СКР использовалась в качестве тестовых, а часть — для определения величин  $T$  и  $S$ , которые сравнивались со значениями, полученными контактным способом — с помощью термометра и солемера. Представленные в таблице величины  $\delta T$  и  $\delta S$  — отклонения вычисленных значений  $T$  и  $S$  от измеренных контактным способом.

Диапазон изменения параметров $T$ и $S$	$\delta T, ^\circ C$	$\delta S, \%$
"Нормальная" морская вода "		
20 - 30 $^\circ C$ , 17,5 - 35‰	0,7	0,9
20 - 30 $^\circ C$ , 11,7 - 21‰	0,6	0,8
20 - 30 $^\circ C$ , 17,5 - 21‰	0,4	0,6
20 - 30 $^\circ C$ , 28 - 35‰	0,4	0,5
Натуральная морская вода		
16 - 30 $^\circ C$ , 17,5 - 21‰	0,8	0,5
16 - 30 $^\circ C$ , 33 - 35‰	0,5	0,2
16 - 25 $^\circ C$ , 33 - 35‰	0,4	0,1

Как видно из таблицы, степень совпадения измеренных и вычисленных значений  $T$  и  $S$  оказалась зависящей от диапазона их изменений, в котором осуществлялось снятие тестовых спектров и спектров для измерения. Чем уже эти диапазоны, тем меньше отклонения  $\delta T$  и  $\delta S$ , что является, по-видимому

следствием приближенного характера линейной аппроксимации функции  $\xi_i(T, S)$ , принятой в формуле (22). Поэтому в случае, когда имеется априорная информация о пределах изменения  $T$  и  $S$  в данной акватории океана, ее следует использовать при тестовых измерениях для увеличения точности. Указанное ограничение метода может быть устранено отказом от линейной аппроксимации  $\xi_i(T, S)$  и учетом в формуле (22) членов более высокого порядка по  $T$  и  $S$  для более точного описания реальной зависимости  $\xi_i(T, S)$ .

Имеются и другие резервы повышения точности. Основным из них является использование метода редукции [26] с учетом априорных модельных представлений о структуре и поведении полосы СКР воды, о диспергирующем "пьедестале", на котором располагаются полосы СКР, о спектральном распределении шумов и т.д.

В настоящее время еще нет данных для достаточно надежной оценки погрешности определения  $T$  и  $S$  в дистанционном варианте. Очевидно, что при дистанционном зондировании появляется ряд факторов, которые могут привести к дополнительным ошибкам. Прежде всего это дисперсия показателя ослабления света в морской воде  $\epsilon(\lambda)$ , приводящая к искажению регистрируемой формы полосы СКР воды — тем большим, чем глубже находится зондируемый слой. Хотя зависимость  $\epsilon(\lambda)$  может быть определена методом нестационарного лазерного зондирования, чрезмерное усложнение аппаратуры делает такой подход практически малопримемым. Эту трудность можно обойти, используя для определения  $T$  и  $S$  изменение степени деполяризации, измеряемой на одной частоте в пределах полосы СКР [20, 21]. Но здесь появляются свои трудности, связанные с изменением поляризации света в процессе его рассеяния в воде и при прохождении через ее поверхность.

Результаты проведенных исследований надо признать обнадеживающими, учитывая то, что к перечисленным выше источникам расхождений следует добавить неадекватность лазерных и контактных измерений: первые давали величины  $T$  и  $S$ , усредненные по некоторому слою воды, а вторые — практически в точке.

Таким образом, хотя разработку дистанционного лазерного метода определения температуры и солености на основе регистрации полосы  $3000 - 3700 \text{ см}^{-1}$  СКР воды еще нельзя считать завершенной, перспективность его уже не вызывает сомнений, как и возможности достижения приемлемой точности.



#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОРГАНИЧЕСКИХ ПРИМЕСЕЙ ПО ИХ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ С КАЛИБРОВКОЙ ПО СИГНАЛУ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ МОРСКОЙ ВОДЫ

Здесь обсуждаются возможности дистанционной лазерной диагностики основных трех классов органических примесей в морской воде: фитопланктона (ФП), растворенного органического вещества (РОВ), нефти и нефтепродуктов (НП).

Общим свойством органических комплексов названных выше классов является их флуоресценция при оптическом (в частности, лазерном) возбуждении в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. Важным для диагностики этих объектов обстоятельством является то, что интенсивности их полос флуоресценции при типичных концентрациях комплексов в морях и океанах оказались сравнимыми по порядку величины с интенсивностью полосы СКР света молекулами воды (см. рис.9). Это позволяет с высокой точностью осуществлять калибровку флуоресценции ФП, РОВ и НП по сигналу СКР воды и выражать интенсивность флуоресценции в единицах  $\Phi_0 = I_{\Phi\lambda} / I_{\text{СКР}}$ , не зависящих от прибора. Здесь индексом 0 отмечено отсутствие насыщения флуоресценции;  $I_{\Phi\lambda}$  и  $I_{\text{СКР}}$  - проинтегрированные по соответствующим спектральным полосам (см. рис.9) интенсивности (или числа квантов) флуоресценции примеси и СКР воды. В случае, если форма сравниваемых полос постоянна, то можно пользоваться параметром  $\Phi_0^A = I_{\Phi\lambda}^{\text{max}} / I_{\text{СКР}}^{\text{max}}$ , отличающимся от  $\Phi_0$  на постоянный множитель, равный отношению форм-факторов полос ( $I_{\Phi\lambda}^{\text{max}}$ ,  $I_{\text{СКР}}^{\text{max}}$  - интенсивности или числа квантов в максимумах полос). Применение метода внутреннего репера поставило флуориметрию на строгую количественную основу.

Использование полосы СКР воды в качестве внутреннего репера при лазерном зондировании водных сред (подобно тому, как СКР азота используется в качестве внутреннего репера при зондировании атмосферы) было предложено впервые, по-видимому, в 1973 году [27] (лабораторный эксперимент).

В 1975 году этот метод был впервые применен в натуральных условиях при дистанционном лазерном зондировании с борта судна [28,29], а в 1977 году были проведены многочисленные измерения флуоресценции фитопланктона дистанционными методами с калибровкой по СКР воды [30,31].

В работах [31,32] дана строгая теория метода, а в дальнейшем он развивался применительно к различным конкретным задачам диагностики водных сред многими группами исследователей [33-50].

Благодаря применению внутреннего репера стало возможным количественное сравнение флуоресцентных полей в различных акваториях Мирового океана. Параметр  $\Phi_0$  столь же определенно характеризует флуоресцентные свойства морской среды, как первичные гидрооптические характеристики — поглощение и рассеяние света в воде. Поэтому приобрела актуальность проблема систематической съемки флуоресцентных полей в Мировом океане.

На рис.11 в качестве примера приведена карта флуоресцентных полей, обусловленных фитопланктоном.

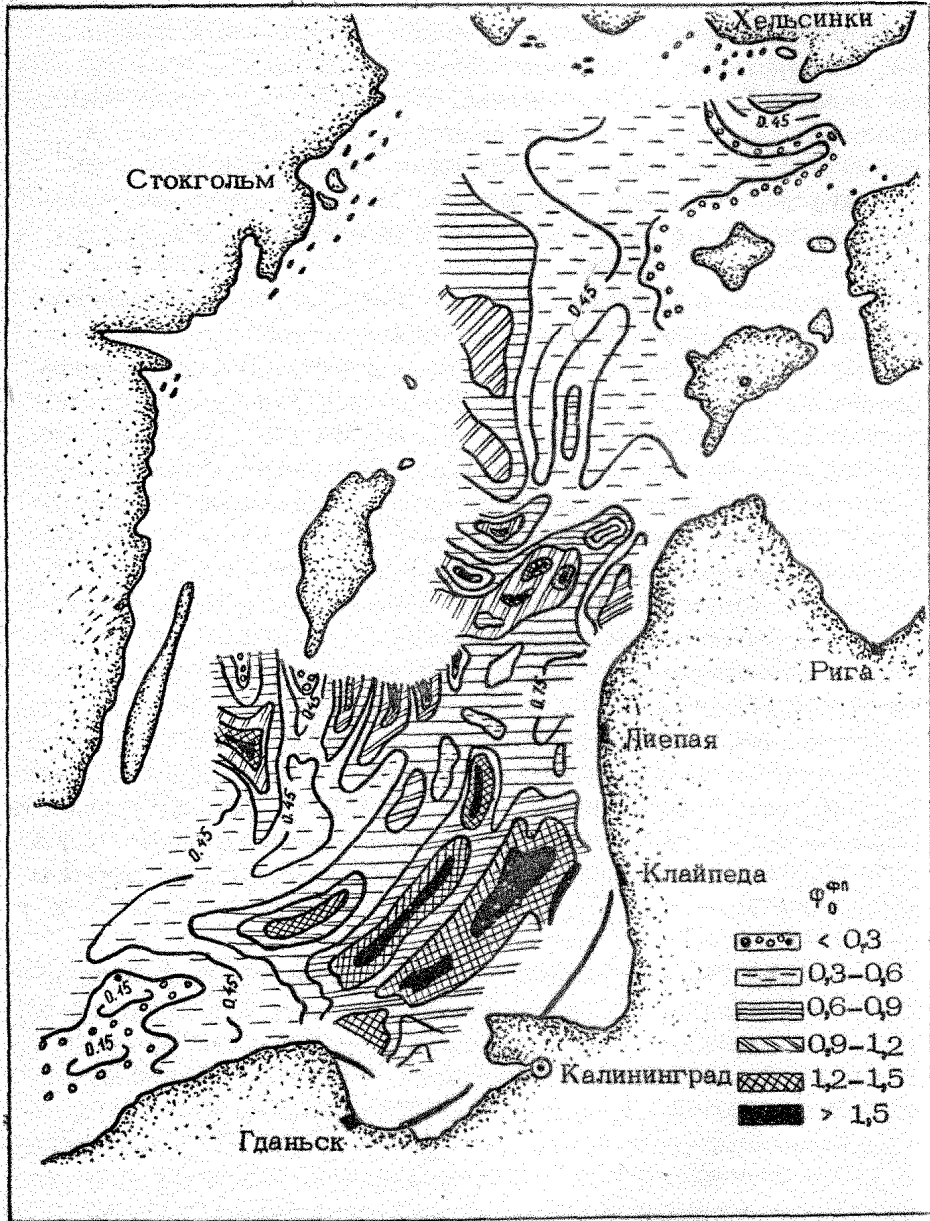
Съемка осуществлялась путем непрерывного лазерного зондирования на ходу судна, идущего галсами через указанные акватории со скоростью около 10 узлов [51,52], с учетом суточного хода интенсивности флуоресценции фитопланктона [53].

Для зондирования использовался гидрологический лидар, в состав которого входили следующие блоки и приборы: два импульсных лазерных источника, оптическая система, ОМА и микроЭВМ, сопряженная с перечисленными приборами. Использование в составе комплекса микроЭВМ позволило максимально автоматизировать процесс измерения и достичь пространственного разрешения 50–100 м при скорости судна 10 узлов.

Для возбуждения флуоресценции фитопланктона использовалось излучение 2-й гармоники АИГ:  $Nd^{3+}$ -лазера (длина волны  $\lambda_0 = 532$  нм; энергия в импульсе  $W = 10^{-2}$  Дж; длительность импульса  $\tau_u = 10^{-8}$  с; частота следования импульсов  $f = 10$  Гц). Флуоресценция РОВ возбуждалась азотным лазером ЛГИ-505 ( $\lambda_0 = 337$  нм;  $W = 2 \cdot 10^{-4}$  Дж;  $\tau_u = 10^{-8}$  с;  $f = 10^3$  Гц).

Для корректного применения метода внутреннего репера необходима параллельная одновременная регистрация спектров в диапазоне, перекрывающем полосы КР воды и флуоресценции примесей. Такой режим обеспечивает оптический многоканальный анализатор (в экспериментах [30–32] спектральная полоса параллельной регистрации составляла 250 нм). Стробирование ОМА импульсом, синхронизированным с лазерным и имеющим длительность от 0,04 до 1 мкс, позволило регистрировать спектр экосигнала даже в условиях интенсивных солнечных заливок.

При длительности стробирующего импульса  $\tau = 0,04$  мкс толщина слоя воды, дающего вклад в регистрируемый сигнал, составляет 4 м. Поэтому измеряемое значение флуоресцентного параметра  $\Phi_0$  оказывается усредненным по этому слою, причем эффективность вклада различных участков этого слоя, осо-



Р и с. 11. Карта распределения интенсивности флуоресценции фитопланктона (в единицах  $\Phi_0^{fn}$ ) в поверхностном слое Балтийского моря

бенно в случае зондирования азотным лазером, быстро падает с глубиной [35].

Как видно из приведенной карты, применение метода лазерного зондирования на ходу судна позволяет выявить довольно сложную структуру пространственного распределения интенсивности флуоресценции (параметров  $\Phi_0$ ), обусловленной ФП<sup>\*</sup>). Такие карты дают богатую пищу для размышлений гидрологам, гидробиологам и гидрохимикам.

Как показано в работе [32], регистрируемый приемником лидара параметр  $\Phi_0$  связан с усредненной по зондируемому слою концентрацией  $n$  ( $\text{см}^{-3}$ ) флуоресцирующих частиц следующим соотношением:

$$n = \Phi_0 \frac{n_{\text{H}_2\text{O}} \epsilon_{\text{СКР}}}{\epsilon_{\text{ФЛ}}}, \quad \Phi_0 = \Phi_0 \text{РЕГ} \frac{T_2(\lambda_{\text{СКР}})}{T_2(\lambda_{\text{ФЛ}})} \xi, \quad (25)$$

$$\text{где } \xi = \frac{\int d^3\vec{r} E_1(\vec{r}) E_2(\vec{r}, \lambda_{2\text{СКР}})}{\int d^3\vec{r} E_1(\vec{r}) E_2(\vec{r}, \lambda_{2\text{ФЛ}})}, \quad (26)$$

$\Phi_0 \text{РЕГ} = \frac{N_{\text{ФЛ}}^0}{N_{\text{СКР}}^0}$ ;  $N_{\text{ФЛ}}^0$ ,  $N_{\text{СКР}}^0$  - регистрируемые приемником числа фотонов флуоресценции примеси (в отсутствие или при исключении эффекта насыщения) и СКР воды;  $E_1(\vec{r})$  - освещенность, создаваемая лазером в точке  $\vec{r}$ ,  $E_2(\vec{r})$  - освещенность, которая была бы создана источником с длиной волны  $\lambda_2$  ( $\lambda_{2\text{ФЛ}}$  и  $\lambda_{2\text{СКР}}$  - длины волн флуоресценции примеси и СКР воды соответственно) с единичной яркостью, расположенным в месте приемника и имеющим ту же диаграмму направленности;

$\frac{T_2(\lambda_{\text{СКР}})}{T_2(\lambda_{\text{ФЛ}})}$  - отношение коэффициентов пропускания приемника на длинах волн  $\lambda_{\text{СКР}}$  и  $\lambda_{\text{ФЛ}}$ , которое является паспортной характеристикой приемника.

Точность определения  $n$  из сравнения  $N_{\text{ФЛ}}^0$  и  $N_{\text{СКР}}^0$  ограничивается отличием  $\xi$  от единицы из-за частотной дисперсии гидрооптических параметров  $\epsilon$ ,  $\epsilon = \epsilon' + \epsilon''$  и неконтролируемым изменением  $\xi$  в различных водах. Можно показать, что максимальное отличие  $\xi$  от единицы, реализующееся при больших значениях толщины зондируемого слоя (при  $2\epsilon l \gg 1$ ), определяется выражением  $\xi \approx 1 - \Delta\epsilon_2 / 2\epsilon_2$ , где  $\Delta\epsilon_2 = \epsilon_2(\lambda_{\text{СКР}}) - \epsilon_2(\lambda_{\text{ФЛ}})$ ;  $2\epsilon_2 = \epsilon_2(\lambda_{\text{СКР}}) + \epsilon_2(\lambda_{\text{ФЛ}})$ . Как правило, существенно не само это отличие, а его неконтролируемые относительные изменения

\*)

В работах [51,52] приведены подобные карты и для распределений РОВ.

$\Delta \xi / \xi \approx \Delta (\Delta \epsilon_2) / 2 \epsilon_2$ . Для уменьшения указанных погрешностей длину волны лазерного излучения следует выбирать так, чтобы полоса СКР воды располагалась как можно ближе к полосе флуоресценции примеси. Например, при зондировании фитопланктона ситуация близка к оптимальной, если используется излучение 2-й гармоники АИГ: Nd<sup>3+</sup>-лазера. В этом случае  $\xi \approx 1,1$  (значения гидрооптических характеристик взяты из работы [54]) и относительные изменения этой величины  $\Delta \xi / \xi$  для различных районов Мирового океана лежат в пределах  $\pm 5\%$ .

При зондировании тонких слоев воды ( $2 \epsilon_2 l \ll 1$ ), в частности при анализе проб, параметр  $\xi$  равен единице с высокой точностью. Поскольку в формуле (25) значения концентрации  $n_{H_2O}$  и сечения СКР  $\epsilon_{СКР}$  воды хорошо известны и в достаточной степени постоянны при всех условиях, характерных для природных вод ( $n_{H_2O} = 3,33 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ;  $\epsilon_{СКР} = d \epsilon_{СКР}^{\pi} / d \Omega = 0,53 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}$  при длине волны возбуждающего излучения 532 нм), то проблема определения концентрации флуоресцирующих частиц решается тогда, когда известно их сечение флуоресценции  $\epsilon_{\Phi\Lambda} = \frac{d \epsilon_{\Phi\Lambda}^{\pi}}{d \Omega}$ . В случае однокомпонентных органических комплексов, таких как красители, измерение сечения флуоресценции не представляет труда (в этом случае  $\epsilon_{\Phi\Lambda} = \frac{1}{4\pi} \epsilon_{\Pi} \eta$ , где  $\epsilon_{\Pi}$  — сечение поглощения;  $\eta$  — квантовый выход флуоресценции). Однако для таких сложных комплексов, какими являются ФП, РОВ и НП, эта задача чрезвычайно сложна и не решена до настоящего времени.

Труднореализуемым оказался и эмпирический подход, при котором в калибровочном измерении определяется коэффициент связи  $\alpha$  в формуле

$$I = \alpha \Phi, \quad (27)$$

где  $I$  — концентрация флуоресцирующей примеси в воде (например, в мкг/л).

Лазерная диагностика фитопланктона. В настоящее время ФП — наиболее благоприятный для лазерной диагностики класс органических компонентов природных вод. Во-первых, для океанского и в большинстве случаев морского ФП он дает довольно узкую специфическую полосу флуоресценции (см. рис.9), обусловленную хлорофиллом "а" второй фотосистемы и хорошо выделяющуюся на флуоресцентном фоне водной среды. При возбуждении в области длин волн 480 — 630 нм внутренний

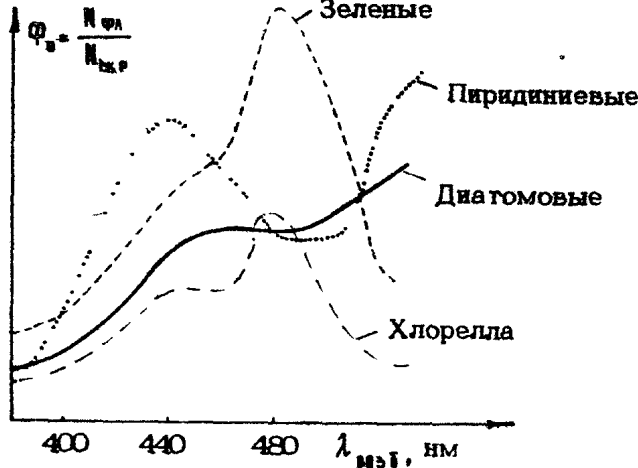
репер – полоса СКР воды – расположен оптимальным образом относительно полосы флуоресценции ФП. Во-вторых, при разработке метода количественного определения ФП есть с чем сравнивать измеряемый параметр  $\Phi_0$  (или другие флуоресцентные параметры) – с концентрацией хлорофилла "а", биомассой или числом клеток. Стандартные методики их определения хотя и громоздки, но достаточно надежны. Отметим сразу, что в этом отношении ситуация для ФП намного лучше, чем в случае диагностики РОВ и НП. В-третьих, благодаря "лазерному буму" в фотосинтезе в значительной мере ясен механизм фотофизических процессов, определяющих флуоресценцию ФП.

Основной проблемой в диагностике ФП является учет влияния его физиологического состояния на величину сечения флуоресценции  $\epsilon_{\Phi_A}$ , и следовательно на коэффициент связи  $\alpha$  в формуле (27). Ожидалось, что такое влияние велико и может стать непреодолимым препятствием для флуоресцентной диагностики. Поэтому с удивлением и недоверием были встречены сообщения [34,35] о получении достаточно точной регрессионной формулы для океанического фитопланктона:

$$C_{\text{хл. а}} \text{ (мкг/л)} = (2,6 \pm 0,3) \Phi_0. \quad (28)$$

Пока нет однозначного объяснения причин постоянства коэффициента  $\alpha = \frac{C_{\text{хл. а}}}{\Phi_0}$ . Можно предположить малую изменчивость состава, строения и функционального состояния ФП в исследованных районах Тихого океана. При измерении параметра (особенно в пробах) следует обращать внимание на возможность насыщения флуоресценции, которая для ФП [55-57] наступает значительно раньше (уже при плотностях потока фотонов  $F \approx 10^{22} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ), чем, например, насыщение флуоресценции растворов красителей [38], а кривая насыщения  $\Phi^{-1}(F)$  имеет более сложный характер.

Важной проблемой является идентификация ФП, ибо часто необходимо иметь информацию о видовой принадлежности водорослей и их функциональном состоянии. Что касается видовой принадлежности, то эта задача наиболее просто решается методом многочастотной лазерной флуориметрии с использованием различий в составе вспомогательных пигментов ФП и, как следствие, в спектрах возбуждения флуоресценции [58]. С применением метода внутреннего репера многочастотная флуориметрия может быть выполнена достаточно точно. Зная зависимости  $\Phi_0(\lambda_{\text{возб}})$  разных водорослей, можно провести их идентификацию и определить парциальные вклады различных видов ФП в общую полосу флуоресценции их смеси (рис.12 [33]).



Р и с. 12. Спектры возбуждения флуоресценции различных типов фитопланктона, нормированной на СКР воды

Методы дистанционной диагностики функционального состояния ФП пока отсутствуют.

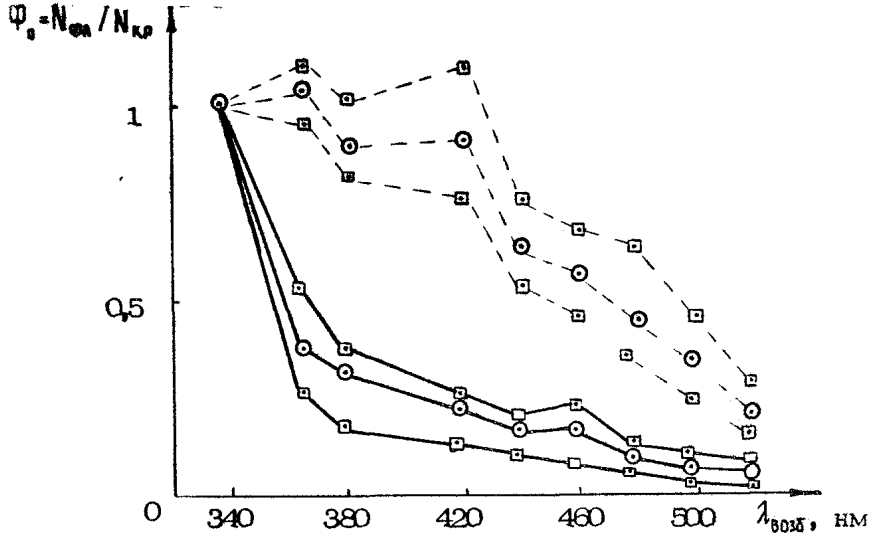
Лазерная диагностика РОВ, нефти и нефтепродуктов в воде.

Не будем здесь касаться задачи обнаружения нефтяной пленки на поверхности воды [59], наиболее простой из всех задач диагностики нефтяных загрязнений водных сред.

Более сложной задачей является диагностика НП в толще воды, где концентрация их, как правило, мала, а полоса флуоресценции накладывается на полосу флуоресценции РОВ (при наиболее часто применяемой длине волны возбуждения  $\lambda_{\text{возб}} = 337 \text{ нм}$ , рис.9).

Проблема выделения вкладов флуоресценции, НП и РОВ в общую широкую ( $\Delta\lambda \approx 100 \text{ нм}$ ) полосу флуоресценции является одной из основных в дистанционной диагностике этих примесей в воде. Определенный шаг в ее решении удалось сделать с применением нелинейной флуориметрии [38], которая позволяет отличить флуоресценцию РОВ от флуоресценции НП, если в воде присутствует только одна из этих примесей. Это связано с существенным различием для РОВ и НП коэффициентов нелинейности  $\beta = \lim_{F \rightarrow 0} \frac{\partial \Gamma(F)}{\partial F}$ , где  $\Gamma(F) = \Phi_0 / \Phi(F)$

Парциальные вклады РОВ и НП во флуоресценцию удается выделить методом многочастотной флуориметрии [60]. Действительно, как видно из рис.13, зависимости флуоресцентных параметров  $\Phi_0^{\text{РОВ}}$  и  $\Phi_0^{\text{НП}}$  от длины волны возбуждения  $\lambda_{\text{возб}}$  заметно отличаются друг от друга. Нетрудно показать, что, проведя измерения суммарного параметра  $\Phi_0^{\Sigma} = \Phi_0^{\text{РОВ}} + \Phi_0^{\text{НП}}$



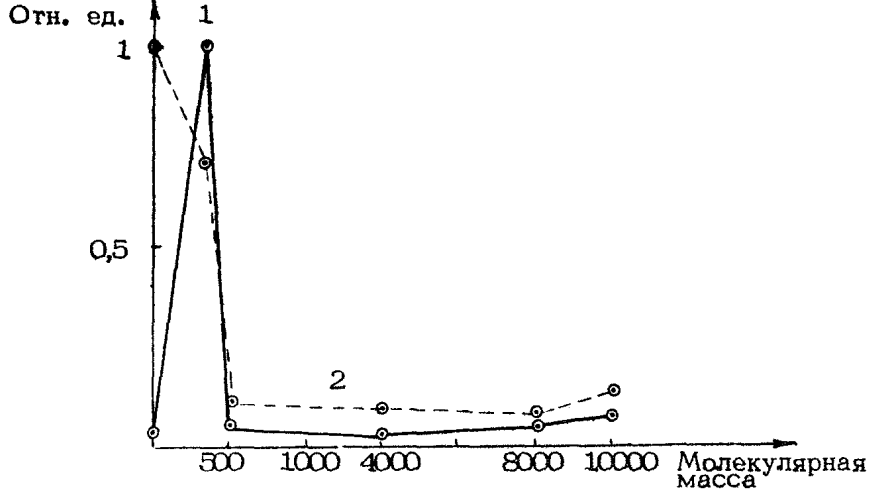
Р и с. 13. Зависимости  $\Phi_0(\lambda_{возб})$  для различных типов РОВ (---) и НП (—), снятые на лазерном флуориметре. Приведены средние значения (○) и максимальные отклонения (□)

при двух длинах волн возбуждения, можно определить  $\Phi_0^{POB}$  и  $\Phi_0^{НП}$

Определив по отдельности  $\Phi_0^{POB}$  и  $\Phi_0^{НП}$ , можно было бы переходить к измерению концентрации РОВ и НП, если бы были известны коэффициенты связи  $\alpha$  в формуле (27). Основная сложность здесь состоит в том, что как в случае РОВ, так и в случае НП не установлены носители флуоресценции и не изучена природа полос флуоресценции. Более того, не известен полностью состав РОВ, хотя, по-видимому, для обширных акваторий океанов и морей он постоянен. Напротив, состав НП после попадания их в воду претерпевает изменения и неясно, является ли более или менее определенным состав растворенной и эмульгированной фракций НП в воде. Тем не менее результаты, полученные в работах [38,60,61], создают предпосылки для решения чрезвычайно сложной задачи установления взаимосвязи между параметрами  $\Phi_0$  и какими-либо количественными показателями РОВ и НП.

Для РОВ наиболее распространенным таким показателем является концентрация органического углерода  $\zeta_{орг}$ . Однако попытки получить коэффициент связи между интенсивностью

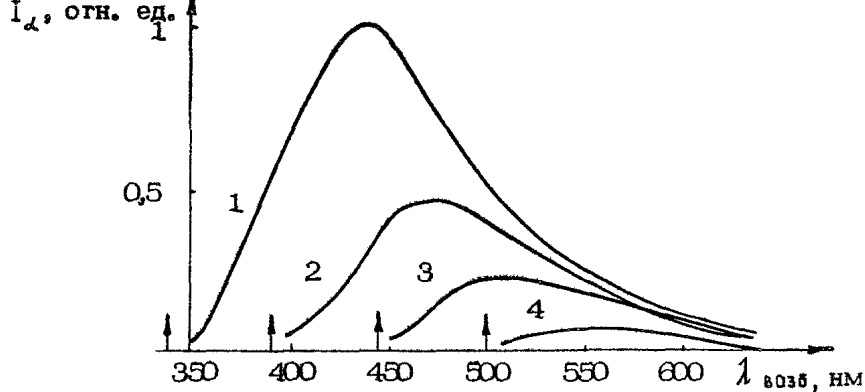




Р и с. 14. Эффективность флуоресценции РОВ природной воды (точка, где молекулярная масса равна нулю) и его молекулярных фракций: 1 — эффективность на единицу  $[Ф_{орг}]$ ; 2 — вклад различных фракций во флуоресценцию исходного РОВ

флуоресценции РОВ и  $[Ф_{орг}]$  пока не привели к успеху. Разные исследователи получают принципиально разные результаты. в одних случаях обнаруживается довольно хорошая корреляция между этими показателями, в других она отсутствует. Результаты, представленные на рис.14, проливают свет на причины такого положения. Эффективность флуоресценции на единицу  $[Ф_{орг}]$  оказалась разной для разных молекулярных фракций РОВ у низкомолекулярных фракций она заметно выше, чем у высокомолекулярных. Поэтому стабильность соотношения между  $Ф_0^{РОВ}$  и  $[Ф_{орг}]$  зависит от стабильности соотношения между фракциями РОВ в данном эксперименте.

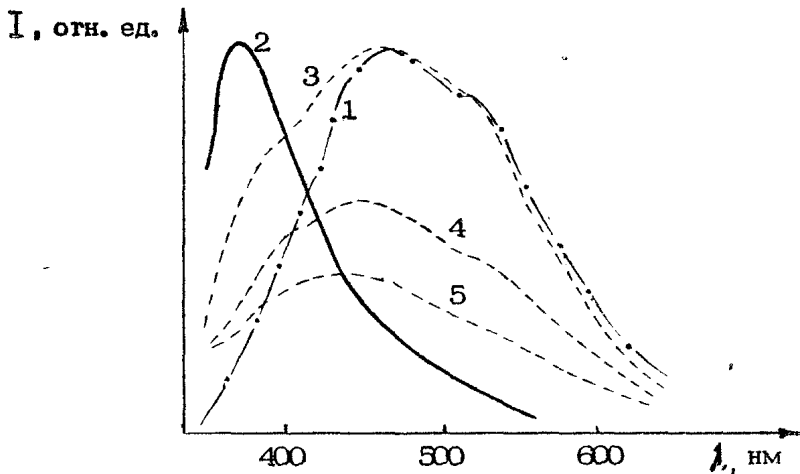
Отсюда следует и задача выявления вклада флуоресценции различных фракций в общую полосу флуоресценции РОВ. Естественное предположение, что **полоса флуоресценции РОВ является суперпозицией** полос флуоресценции отдельных фракций, возбуждаемых излучением с длиной волны  $\lambda_{возб}$ , было поколеблено сопоставлением полос флуоресценции фракций с полосой флуоресценции исходного РОВ (они оказались практически одинаковыми по форме и положению на шкале длин волн) и поведением полосы флуоресценции РОВ при насыщении флуоресценции (форма ее не меняется). Все это указывает на неоднородное уширение полосы флуоресценции РОВ.



Р и с. 15. Зависимость флуоресценции природной воды от  $\lambda_{\text{возб}}$ : 1 - 337 нм; 2 - 390 нм; 3 - 440 нм; 4 - 500 нм

Этому выводу противоречат результаты, представленные на рис.15. Смещение полос флуоресценции при изменении  $\lambda_{\text{возб}}$  (хотя и с меньшей скоростью, чем изменение  $\lambda_{\text{возб}}$ ) является аргументом в пользу неоднородного характера уширения полосы флуоресценции РОВ. На рис.15 обращает на себя внимание регулярный характер уменьшения интенсивности полосы флуоресценции при увеличении  $\lambda_{\text{возб}}$ , трудно объяснимый в рамках модели РОВ как совокупности не взаимодействующих молекул органических соединений. Таким образом, вопрос о природе полосы флуоресценции РОВ пока остается открытым. Весьма привлекательной представляется гипотеза о полимерной структуре молекул РОВ, в рамках которой можно согласовать между собой указанные выше закономерности флуоресценции РОВ. Однако эта гипотеза еще не подвергалась систематическому спектроскопическому исследованию.

Основной трудностью на пути разработки метода количественного определения НП в объеме воды является многообразие объектов в реальных условиях. В воду могут попадать разные НП и в процессе пребывания в воде они могут претерпевать различные изменения. Едва ли возможно решение задачи "в лоб" - путем составления каталога значений коэффициента  $\alpha$  для всех возможных ситуаций и выбора подходящего значения  $\alpha$  по результатам идентификации объекта, которое надо бы осуществлять дистанционно. В работе [61] предлагается другой путь. Он основан на раздельном определении растворенной и эмульгированной в воде фракций НП. Эти фракции



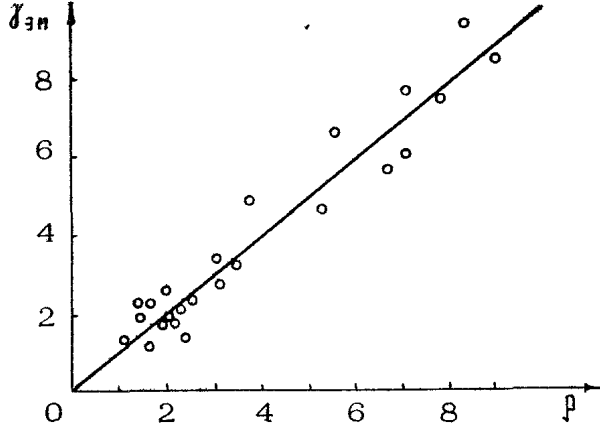
Р и с. 16. Характерные спектры флуоресценции сырой нефти в оптически тонкой пленке (1), растворенной (2), эмульгированной в воде в первый день (3), во второй день (4), в третий день после внесения в воду (5). (Линия СКР воды вычтена при обработке спектра на ЭВМ)

оказались близкими для всех исследованных сортов НП, и для них удалось получить алгоритм определения коэффициента связи  $\alpha$ . Ниже кратко излагается суть предполагаемого в работе [61] метода. Исходными для него служат следующие положения установленные в работе.

1. Полосы флуоресценции растворенной и эмульгированной фракций НП сильно отличаются друг от друга как по форме, так и по положению на шкале длин волн (рис.16).

2. Форма полосы флуоресценции растворов НП мало зависит от типа исходного образца и стабильна во времени. Параметр  $\alpha$  для разных растворенных НП также практически одинаков и не меняется со временем.

3. Для эмульгированных НП наблюдается зависимость интенсивности, формы полосы флуоресценции и параметра  $\alpha$  как от сорта исходного НП, так и от времени нахождения в воде (см.рис.16). Причем спектр свежеприготовленной эмульсии полностью совпадает со спектром исходного НП. Эффективные радиусы эмульсий для всех исследованных в работе [61] НП лежат в интервале 0,23 – 0,33 мкм с достаточно узкой функцией распределения частиц по размерам для каждой эмульсии.



Р и с. 17. Зависимость параметра  $\gamma_{эм}$  от параметра формы полосы флуоресценции  $\rho$

4. Была обнаружена общая для всех исследованных НП зависимость между параметром  $\alpha$  и формой полосы флуоресценции эмульгированных НП (рис.17), описываемой линейной комбинацией моментов.

Эти результаты позволили предположить следующую методику дистанционного количественного определения эмульгированно-растворенных НП, находящихся в воде на различных стадиях "старения", без проведения идентификации. Регистрируемый спектр разделяется на две составляющие, для каждой из них определяется параметр  $\Phi_0$ , после чего вычисляются концентрации растворенной и эмульгированной фракций НП по формулам

$$C_{раств} = \alpha_{раств} \Phi_{0\text{раств}}, \quad C_{эм} = \alpha_{эм} \Phi_{0эм},$$

$$\alpha_{раств} = k \gamma_{раств}, \quad \alpha_{эм} = k \gamma_{эм},$$

где  $k \approx 60 \pm 10$  мкг/л – коэффициент, определенный в калибровочном эксперименте с растворами НП в гексане;  $\gamma$  равно отношению флуоресцентных параметров  $\Phi_0$  НП в гексане и в воде.

$\gamma_{раств} = 0,16 \pm 0,02$ , а  $\gamma_{эм}$  определяется из графика рис.17 по рассчитанному из спектров параметру  $\rho = 20,34 + 0,0494 M^3 - 0,634 M^2$ . Здесь  $M^3$  и  $M^2$  – 3-й и 2-й моменты спектров флуоресценции  $I(\lambda)_{нп}$ , рассчитываемые по формуле

$$M^n = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) (\lambda - \lambda_0)^n d\lambda / \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) d\lambda.$$

где  $\lambda_1 = 400$  нм,  $\lambda_2 = 660$  нм,  $\lambda_0 = 530$  нм.

Изложенный алгоритм безусловно нуждается в уточнениях, широкой проверке в натуральных условиях, в объяснении тех экспериментально установленных закономерностей, которые лежат в его основе.

## Л и т е р а т у р а

1. Оптика океана. Т.1-2. М., 1983.
2. Дистанционное зондирование в метеорологии океанографии и гидрологии. М., 1984.
3. Власов Д.В. Лазерное аэрозондирование верхнего слоя океана //Изв. АН СССР. Сер. физическая. 1985. Т.49. №3. С.463.
4. Гольдин Ю.А., Пелевин В.Н., Шифрин К.С. Световое поле от импульсного источника в морской воде //Оптика океана и атмосферы. М., 1981. С.56.
5. Долин Л.С. Решение уравнения переноса излучения в малоугловом приближении для стратифицированной мутной среды с учетом разброса фотонов по пробегам /Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т.16. №1. С.55.
6. Долин Л.С. О прохождении импульсного светового сигнала через поглощающую среду с сильно анизотропным рассеянием //Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т.26. №3. С.300.
7. Ермаков Б.В., Ильинский Ю.А. О распространении световых импульсов в рассеивающей среде //Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т.12. №5. С.694.
8. Долин Л.С., Савельев В.А. О характеристиках сигнала обратного рассеяния при импульсном облучении мутной среды узким направленным световым пучком //Изв. АН СССР. ФАО. 1971. Т.7. №5. С.505.
9. Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск, 1978.
10. Оптика океана и атмосферы. М., 1981.
11. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Лучинин А.Г., Савельев В.А. О структуре узкого пучка света в морской воде //Изв. АН СССР. ФАО. 1969. Т.5. №2. С.160.
12. Долин Л.С. О распространении узкого пучка света в среде с сильно анизотропным рассеянием //Изв. вузов. Радиофизика. 1966. Т.9. №1. С.61.
13. Гидрофизические и гидрооптические исследования в Атлантическом и Тихом океанах. М., 1964.

14. Гордеев Л.Б., Капустин П.А., Марюгин С.А., Щегольков Ю.Б. Аппаратура для исследования крупномасштабных неоднородностей оптического показателя рассеяния морской воды // *Оптика океана и атмосферы*. Баку, 1983. С.376.
15. Буренков В.И., Кельбалиханов Б.Ф., Стефанцев Л.А. Некоторые результаты экспериментальных исследований флуктуаций показателей рассеяния и ослабления света морской водой // *Океанология*. 1979. Т.19. №6. С.1021.
16. Долин Л.С., Савельев В.А. К теории распространения узкого пучка света в стратифицированной рассеивающей среде // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1979. Т.22. №11. С.1310.
17. Эйзенберг Д., Каушман В. Структура и свойства воды. Л., 1975.
18. Chao J.L. Application of the optical multichannel analyzer for low light level signal averaging and two-dimensional mode detection of picosecond laser-generated Raman spectra // *Appl. Spectr.* 1981. V.35. N 3. P.281.
19. Chang C.H., Yong L.A., Leonard D.A. Remote measurement of fluice temperature by Raman scattering radiation. United States patent N 39860775, 1974.
20. Leonard D.A., Caputo B., Hoge F.E. Remote sensing of subsurface water temperature by Raman scattering // *Appl. Opt.* 1979. V.18. N 11. P.1732.
21. Leonard D.A. Remote Raman measurement techniques // *Opt. Eng.* 1981. V.20. N 1. P.91.
22. Dylis D.D. A Raman techniques for the remote measurement of aqueous acid solutions // *Opt. Eng.* 1974. V.13, N 6. P.502.
23. Беккиев А.Ю., Фадеев В.В. Влияние температуры, солей и кислот на форму линии комбинационного рассеяния воды // *ДАН СССР*. 1982. Т.262. №2. С.328.
24. Беккиев А.Ю., Гоголинская Т.А., Фадеев В.В. Одновременное определение температуры и солености морской воды методом лазерной КР-спектроскопии // *ДАН СССР*. 1983. Т.271. №4. С.849.
25. Голубцов П.В., Гоголинская Т.А., Ким Е.М. и др. Дистанционное определение  $T$  и  $S$  морской воды по спектрам комбинационного рассеяния света // *Морской гидрофизический журнал*, 1987 (в печати).

26. Пытьев Ю.П. Псевдообратный оператор, свойства и применение // Математический сборник. 1983. Т.1(5). №118-160. С.19.

27. Bristow M.P.F., Houston W.R., Measures R.M. Development of laser fluorosensor for airborne surveying of the aquatic environment // The use of laser for hydrographic studies: Proc. Symp. NASA. 1973. P.119.

28. Фадеев В.В. Флуоресцентные методы в лазерной океанологии // 1-я конф. по люминесценции. Серед (ВНР), 1976. С.7.

29. Клышко Д.Н., Рубин Л.Б., Фадеев В.В. и др. Методы флуоресценции и комбинационного рассеяния в лазерной океанологии // 7-я конф. по спектроскопии. София (НРБ), 1976. С.204.

30. Фадеев В.В. Лазеры в океанологии // Природа. 1978. №9. С.54.

31. Демидов А.А., Клышко Д.Н., Фадеев В.В. О величине эхосигнала при дистанционном лазерном зондировании естественных водных сред // Вестн. Моск. ун-та. Сер. физика, астр. 1978. №4. С.67.

32. Клышко Д.Н., Фадеев В.В. Дистанционное определение концентрации примесей в воде методом лазерной спектроскопии с калибровкой по комбинационному рассеянию // ДАН СССР. 1978. Т.238. №2. С.320.

33. Фадеев В.В. Дистанционное лазерное зондирование фотосинтезирующих организмов // Квант. электроника. 1978. Т.5. №10. С.2221.

34. Фадеев В.В., Демидов А.А., Клышко Д.Н. и др. Применение лазерной спектроскопии для определения пигментов морского фитопланктона // Биологические и геологические исследования в островных районах западной части Тихого океана. М., 1980. С.219.

35. Демидов А.А., Фадеев В.В. О возможностях получения вертикального распределения примесей в воде методом лазерного зондирования // ДАН СССР. 1980. Т.255. №4. С.850.

36. Аброскин А.Г., Георгиев Г.М., Девятов А.А. и др. Определение органических примесей в морской воде методом лазерной флуориметрии // Болгарский физический журнал. 1981. Т.8. №3. С.267.

37. Фадеев В.В., Чубаров В.В. Количественное определение нефтепродуктов в воде методами лазерной флуориметрии // ДАН СССР. 1981. Т.261. №2. С.342.

38. Фадеев В.В., Чекалюк А.М., Чубаров В.В. Нелинейная лазерная флуориметрия сложных органических соединений // ДАН СССР. 1982. Т.262. №2. С.338.

39. Лапшенкова Т.В., Фадеев В.В., Чубаров В.В., Гордеев В.В. Лазерная флуориметрия вод Балтийского моря с использованием метода внутреннего репера // Геологическая история и геохимия Балтийского моря. М., 1984. С.73.

40. Баулин Е.В., Фадеев В.В. Дистанционное лазерное зондирование: применение метода кинетической спектроскопии с непрерывной калибровкой по комбинационному рассеянию для определения стратификации параметров водных сред. Деп. в ВИНТИ, 1984. 5841-84-деп.

41. Bristow M.P.F., Bundy D.H., Edmonds C.M. e.a. Airborne laser fluorosensor survey of the Columbia and Snake rivers: simultaneous measurements of chlorophyll, dissolved organics and optical attenuation // Int.J.Remote Sensing. 1985. V.6. P.1707.

42. Hoge F.E., Swift R.N. Oil film thickness measurement using airborne laser-induced water Raman backscatter // Appl.Opt. 1980. V.19. N 19. P. 3269.

43. Hoge F.E., Swift R.N. Airborne simultaneous spectroscopic detection of laser-induced water Raman backscatter and fluorescence from chlorophyll and other naturally occurring pigments // Appl.Opt. 1981. V.20. N 18. P.3197.

44. Hoge F.E., Swift R.N. Airborne detection of oceanic turbidity cell structure using depth-resolved laser-induced water Raman backscatter // Appl. Opt. 1983. V.22. N 23. P.3778.

45. Hoge F.E., Swift R.N. Active-passive correlation spectroscopy: a new technique for identifying ocean color algorithm spectral regions // Appl. Opt. 1986. V.25. N 15. P.2571.

46. Houghton W.M., Exton R. J., Gregory R.W. Field investigation of techniques for remote laser sensing of oceanographic parameters // Remote sensing of environment. 1983. V.13. P. 17.

47. Poole L.R., Esaias W.E. Water Raman normalization of airborne laser fluorosensor measurements: a computer model study // Appl.Opt. 1982. V.21. N 20. P. 3756.



48. Svanberg S. Laser as probes for air and sea //Contemporary Phys. 1980, V.21, N 6. P.541.

49. Проблемы лазерного аэрозондирования поверхности Земли //Матер. 1-го всесоюз. семинара-совещания. Ташкент, 1984.

50. Власов Д.В. Проблемы и методы дистанционного лазерного зондирования верхнего слоя океана //Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т.50. №4. С.724.

51. Лашенкова Т.В., Аброскин А.Г., Демидов А.А. и др. Получение карт распределений фитопланктона и РОВ на протяженных морских акваториях с помощью судового лидара //Всесоюз. семинар "Проблемы лазерного аэрозондирования поверхности Земли". Ташкент, 1984. С.95.

52. Фадеев В.В. Дистанционная лазерная спектроскопия природных вод //Тр. 1-го симпоз. по лазерной спектроскопии. Печ (ВНР), 1986.

53. Карабашев Г.С., Соловьев А.Н. Суточный ритм флуоресценции хлорофилла в деятельном слое океана //Океанология. 1976. Т.16. №2. С.316.

54. Физика моря /Под ред. Ю.П.Доронина. Л., 1978.

55. Демидов А.А., Фадеев В.В. Некоторые особенности флуоресценции фотосинтезирующих организмов при мощном фотовозбуждении //ДАН СССР. 1980. Т.254, №5. С.1262.

56. Baulin E.V., Fadeev V.V., Ivanov I. G., Rubin L.B. The studying of the photosynthesis organisms fluorescence nature band under the laser excitation //1st symposium on laser spectroscopy, August 28-30, 1986. Pecs (Hungary). P.P/19.

57. Иванов И.Г., Фадеев В.В. Лазерная флуоресцентная диагностика фитопланктона в режиме насыщения //Квант. электроника, 1987 (в печати).

58. Mumola P.B., Jaretto Jr., Brown C.A. Multi-wavelength laser induced fluorescence of algae in-vivo: a new remote sensing technique //Second Joint conf. on sensing of environmental pollutants. Washington, D.C. 1973. P.53.

59. Гуревич И.Я., Шифрин К.С. Физические основы оптических дистанционных методов индикации нефтяных загрязнений на морской поверхности //Тр. ГОИН. 1982. №166. С.96.

60. Аброскин А.Г., Нольде С.Е., Фадеев В.В. и др. Флуориметрия сложных органических комплексов в природных водах с помощью лазеров с перестраиваемой частотой //12-я Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. М., 1985. Ч.2. С.560.

61. Аброскин А.Г., Нольде С.Е., Фадеев В.В., Чубаров В.В. Определение концентрации эмульгированно-растворенных в воде нефтей методом лазерной флуориметрии //ДАН СССР, 1987 (в печати).

# ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ОКЕАНА С ПОМОЩЬЮ ИК-РАДИАЦИИ

К.С.Шифрин

## 1. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

### 1.1. Вводные значения

Дистанционное зондирование океана с помощью ИК-датчиков с судов и самолетов проводится очень давно. Из космоса оно началось практически одновременно с началом космической эры.

Надо сразу же отметить, что дистанционные методы в океанологии наряду с очевидными достоинствами (синоптичность, быстрота сбора данных) имеют и ряд недостатков. Главные из них: 1) маскирующее влияние атмосферы, 2) малая точность измерений, 3) трудность получения данных из океанской толщи. Маскирующее влияние атмосферы различно в разных спектральных интервалах. Его можно уменьшить, если одновременно с параметрами океана на борту ИСЗ измерять характеристики атмосферы – профили температуры, влажность, концентрацию аэрозолей. Малая точность дистанционных методов связана с тем, что они косвенные. Обращение характеристик электромагнитного поля на термодинамические параметры океана связано с решением некорректных задач, а это приводит к сильному увеличению ошибок. Кроме того, естественная изменчивость океанских характеристик мала, и поэтому требования к точности их измерений – значительно выше, чем, например, для атмосферы. Малая толщина слоя формирующего излучения в ИК- и СВЧ-областях означает, что реально, при дистанционном зондировании океана, можно изучать только явления на поверхности. Изучение поверхностных явлений как индикаторов глубинных процессов стало в последние годы актуальным направлением океаноло-

гии. Монография [1] представляет собой ценную сводку наших знаний по этому вопросу.

При сравнении различных каналов важно учитывать способности оптической системы разрешать пространственные детали на поверхности океана. Эта величина определяется угловой разрешающей способностью  $\theta$ . По Рэлею

$$\theta = 1,22 \lambda / d,$$

где  $\lambda$  - длина волны,  $d$  - диаметр объектива (антенны). В табл. 1 сопоставляются информационные возможности различных спектральных каналов. При оценке диаметра пятна, разрешаемого системой на поверхности океана, принимаем высоту ИСЗ 500 км, а диаметр объектива  $d = 1$  м. Из таблицы видно, что каждая спектральная область имеет свои достоинства и недостатки. Так, всепогодное СВЧ-излучение имеет плохую разрешающую способность, а видимое и ИК-излучение экранируется облаками.

Т а б л и ц а 1

Спектральный канал	Геофизические особенности		Особенности приема регистрации	
	Влияние атмосферы (облачность)	Толщина слоя, формирующая сигнал, м	Диаметр пятна, м	Сканирование по спектру
Видимый ( $\lambda = 0,5$ мкм)	Препятствует	100	0,6	Возможно
Средний ИК ( $\lambda = 10$ мкм)	Препятствует	$5 \cdot 10^{-5}$	12	Возможно
Микроволновой ( $\lambda = 3$ см)	Не препятствует	$4 \cdot 10^{-3}$	$36 \cdot 10^3$	Загружено

С точки зрения особенностей приема и регистрации, видимая и ИК-радиация сейчас почти равноценны, но ИК-излучение имеет особое значение - оно несет информацию о распределении температуры поверхности океана. Результаты, полученные в этой области, сыграли большую роль в развитии современной океано-

логию, в частности в изучении синоптических вихрей открытого океана. Открытие и изучение этих вихрей считается крупнейшим достижением современной океанологии [2]. Цель данного обзора – отметить некоторые важные факты, относящиеся к использованию ИК-радиации для дистанционного зондирования океана.

В разд.1 рассмотрим физические основы использования ИК-диапазона при дистанционном зондировании океана, а в разд.2 некоторые океанологические задачи, которые решаются с помощью наблюдений над ИК-излучением. Добавим, что в первых программах спутниковых измерений, которые обсуждались еще в доспутниковую эру (в связи с программой международного геофизического года) [3], и на первых метеорологических спутниках Земли ИК-датчики (они входили в состав тепловизоров) предназначались главным образом для получения ночных снимков облачного покрова.

## 1.2. Отражение и излучение ИК-радиации поверхностью океана

Для описания отражения излучения реальной поверхностью используются две характеристики: двунаправленная отражаемость (bidirectional reflectance)  $\beta$ , имеющая размерность стерадиан в минус первой степени, и безразмерный коэффициент яркости поверхности  $\rho$ . Величина  $\beta(\vec{s}', \vec{s})$  определяется как коэффициент пропорциональности между элементарной яркостью  $d\beta(\vec{s}', \vec{s})$ , отраженной малой площадкой тела в направлении  $\vec{s}(\theta, \varphi)$ , и облученностью площадки  $dE(\vec{s}')$  параллельным пучком излучения из направления  $\vec{s}'(\theta', \varphi')$

$$d\beta(\vec{s}', \vec{s}) = \beta(\vec{s}', \vec{s}) dE(\vec{s}') \quad (1)$$

Коэффициент яркости поверхности  $\rho(\vec{s}', \vec{s})$  определяется как отношение отражаемости  $\beta$  к отражаемости идеального отражателя  $\beta_{и0}$ , находящегося в тех же условиях облучения. Поскольку

$$\beta_{и0} = 1/\pi, \quad \rho(\vec{s}', \vec{s}) = \pi \beta(\vec{s}', \vec{s}) \quad (2)$$

Излучательная способность тела  $\alpha(\vec{s}, T)$  определяется соотношением

$$B_T(\vec{s}, T) = \alpha(\vec{s}, T) B_0(T), \quad (3)$$

где  $B_T(\vec{s}, T)$  – яркость теплового излучения тела,  $B_0(T)$  – яркость абсолютно черного тела. По закону Кирхгофа величина

на  $\rho(\vec{s}', \vec{s})$  связана с излучательной способностью  $\alpha(\vec{s}, T)$ . Нетрудно показать, что

$$\alpha(\vec{s}, T) = 1 - \frac{1}{\pi} \int \rho(\vec{s}', \vec{s}) \cos \theta' d\omega' \quad (4)$$

По формуле (4) излучательная способность моря  $\alpha(\vec{s}, T)$  определяется через его коэффициент яркости  $\rho(\vec{s}', \vec{s})$ .

Размеры шероховатости морской поверхности  $\Lambda$ , связанные с волнением, значительно больше длины волн видимого и ИК-излучения  $\lambda$ . Поэтому расчет величины  $\rho$  для этих излучений можно проводить в приближении геометрической оптики. При этом неровная поверхность представляется в виде совокупности плоских площадок, статистически распределенных по ориентациям, каждая из которых отражает по законам геометрической оптики. Этот метод называется методом стохастически распределенных площадок (МСРП). Хотя такой подход кажется очевидным и идея его была высказана еще П. Бугером, в действительности последовательный фотометрический подход к анализу отражения света от кривой поверхности невозможен в ряде направлений  $\vec{s}$  он приводит к каустикам. В каустиках яркость отраженного пучка обращается в бесконечность. Появление бесконечных яркостей означает, что теория неудовлетворительна. В работе [4] это показано на примере простейшей модели морской поверхности, имеющей форму синусоиды. Чтобы рассчитать яркость отраженного излучения в окрестности каустики, необходим учет фаз отраженных волн. При этом появляется интерференция между волнами, отраженными от соседних участков, и интенсивность отраженного излучения в любом направлении будет конечной. Распределение интенсивности в окрестности каустик в этом случае описывается с помощью функций Эйри [5].

Практически, однако, пока  $\lambda \ll \Lambda$ , энергия, приходящаяся на каустики, мала, и МСРП удовлетворительно описывает средний коэффициент яркости излучения, отраженного от шероховатой поверхности. В этом методе яркость поверхности определяется через коэффициент отражения Френеля  $V(\alpha)$  и число площадок  $N$ , для которых направление наблюдения  $\vec{s}$  является зеркальным по отношению к направлению падения  $\vec{s}'$ . Если число  $N$  отнести к единице площади моря (в горизонтальной плоскости), то коэффициент яркости моря  $\rho(\vec{s}', \vec{s})$  будет

$$\rho(\vec{s}', \vec{s}) = V(\alpha) N(\vec{s}', \vec{s}) \quad (5)$$

Направление  $\vec{n}$  нормали к площадкам связано с  $\vec{s}'$  и  $\vec{s}$  законом отражения

$$\vec{s} = \vec{s}' - 2\vec{n}(\vec{n}, \vec{s}') \quad (6)$$

Нормаль  $\vec{n}$  лежит в плоскости векторов  $\vec{s}'$  и  $\vec{s}$  и является биссектрисой угла между ними. Коэффициент Френеля вычисляется для  $\chi$  - локального угла падения излучения на отражающую площадку. Общая формула для  $N(\vec{s}', \vec{s})$  приведена в работе [6]. Величина  $N$  зависит от геометрии задачи и вероятности различных наклонов морской поверхности  $\rho(\vec{n})$ . Особенно простой вид величина  $N$  приобретает при лидарном зондировании поверхности под углом  $\theta$ . В этом случае

$$N = \frac{\pi}{4} \sec^2 \theta \rho. \quad (7)$$

Для конкретных расчетов нужно знать функцию  $\rho(\vec{n})$ . В оптике моря широко известно выражение для  $\rho$ , полученное Коксом и Манком [7]. Это распределение близко к нормальному; дисперсии наклонов вдоль и поперек направления ветра (соответственно  $\sigma_x^2$  и  $\sigma_y^2$ ) линейно связаны со скоростью ветра  $u$ . Для средней дисперсии (усредненной по азимуту ветра) имеем [8]

$$\sigma^2 = 10^{-4} \cdot (15 + 25,4 u), \quad (8)$$

где  $u$  - в метрах в секунду. Для типичной скорости ветра  $u = 10 \text{ м/с}$   $\sigma = 0,164$ . Это означает, что 95% наклонов находится в области углов  $|\theta| \leq 18^\circ$ . Кроме распределения [7], предложены и другие распределения. Отметим работу [9], в которой обработаны многочисленные наблюдения над формой взволнованной морской поверхности, выполненные в СоюзморНИИпроекте. Распределение оказалось гауссовым, в работе [9] указаны связи характеристик распределения со скоростью ветра. При расчете числа светящихся точек  $N$  нужно учитывать двустороннее затенение поверхности (в особенности при направлениях  $\vec{s}'$  и  $\vec{s}$ , близких к касательным). Должны быть исключены площадки, которые затенены освещающим пучком или не видны из направления наблюдения. Общая формула для функции затенения указана в монографии [6]. Конкретные расчеты удается проводить для случайной гауссовой поверхности. В работе [4] выполнены модельные расчеты затенения и двукратного отражения для синусоидальной поверхности.

Подчеркнем, что величина  $N$  не зависит от длины волны  $\lambda$  падающего излучения и определяется только геометрией

поверхности. Все спектральные особенности задачи, связанные с отражением ИК-излучения, определяются коэффициентами Френеля  $V(x)$ . Для их расчета необходимы значения оптических констант морской воды в ИК-области (показателей преломления  $n$  и поглощения  $k$ ). Оказывается, что присутствие в океанской воде диссоциированных ионов  $MgSO_4, MgCl_2, CaCl_2, NaCl_2$  приводит к двум эффектам: небольшому увеличению  $n$  и сдвигу положения полос поглощения (это сказывается в уменьшении  $k$ ). Главные изменения происходят в области длин волн 9–15 мкм и связаны с полосой поглощения сульфатов (значения  $n$  и  $k$  для морской воды указаны в работе [10]).

Наряду с морской водой большой интерес представляют также оптические константы нефти в ИК-области. Краткие данные по нефти также указаны в [10], а подробные значения  $n$  и  $k$  морской воды и нефти приведены в работе [11]. Спектральный ход  $n(\lambda)$  и  $k(\lambda)$  для океанской воды и нефти приведен в работе [10] на рис. 3.8. Сравнение нефти и морской воды выявляет два важных обстоятельства: 1) коэффициент преломления нефти во всем рассматриваемом диапазоне практически постоянен,  $n(\lambda) \approx 1,55$ ; 2) две полосы сильного поглощения нефти (при  $\lambda = 3,4$  и  $6,9$  мкм) близки к полосам поглощения воды (у воды центры полос сильного поглощения находятся при  $\lambda = 3,2$  и  $6,1$  мкм). Из первого обстоятельства следует, что коэффициент отражения нефти для всех  $\lambda \leq 14$  мкм приблизительно постоянен и в несколько раз больше, чем у воды. Второе полезно при разработке дистанционных методов индикации нефтяной пленки на океанской поверхности. Совпадение полос не случайно и связано с особенностями колебательных связей  $OH$  и  $CH$  (см. [11]). С помощью этих данных в работах [12–14] в приближении МСРП проведены расчеты ряда оптических и радиационных характеристик взволнованной морской поверхности – чистой и покрытой нефтяной пленкой.

Рассмотрим некоторые результаты этих расчетов. Остановимся вначале на влиянии выбора функции распределения наклонов  $\rho$ . В работе [13] расчеты коэффициента яркости поверхности  $\rho$  выполнены для распределения Кокса и Манка и гауссового. Оказалось, что для направлений близких к зеркальному величины  $\rho$  расходятся незначительно. Но для направлений, сильно отличающихся от зеркального, значения  $\rho$  могут отличаться на порядок. Это и понятно, поскольку по формуле (5) значения  $\rho$  пропорциональны  $N$  и, таким образом,  $\rho$ , а в этих направлениях распределения заметно различны. Однако значения коэффициента излучения поверхности  $\alpha$ , который яв-



лается интегральной характеристикой, для обоих распределений практически совпадают. В отношении  $\alpha$  аналогичный результат был получен и в работе [15]. Добавим, что в расчетах [13] учитывается также эффект затенения. Как показано [13, 14], при больших углах падения для расчета  $\rho$  учет этого эффекта необходим. При углах падения  $\theta \gg 80^\circ$ , начиная со скорости ветра  $u = 2 \text{ м/с}$ , ошибки в значениях  $\rho$  для зеркальных направлений, где в основном содержится отраженный поток, могут достигать 100%. Ошибки в значениях  $\alpha$  при неучете затенения и многократного отражения достигают одного-двух десятков процентов.

Лидарный поперечник рассеяния для морской воды и нефтяной пленки был рассчитан в работе [12]. Для нефтяной пленки принималось то же распределение Кокса и Манка [7], но с дисперсией, уменьшенной в 3 раза. Результаты расчетов для  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  приведены на рис. 1. Видно, что при визировании вертикально вниз ( $\theta' = 0$ ) с увеличением скорости ветра  $u$  ли-

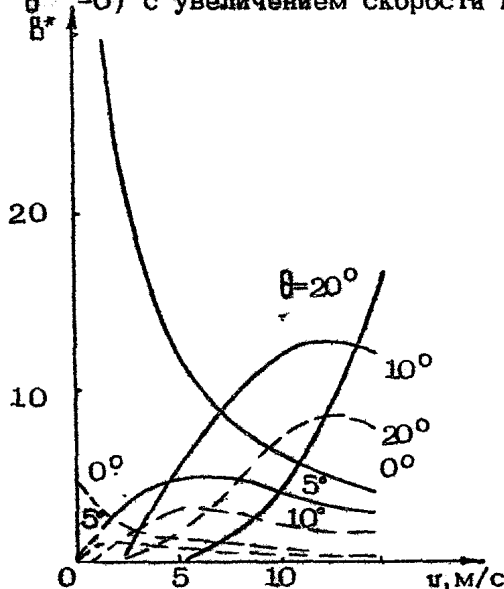


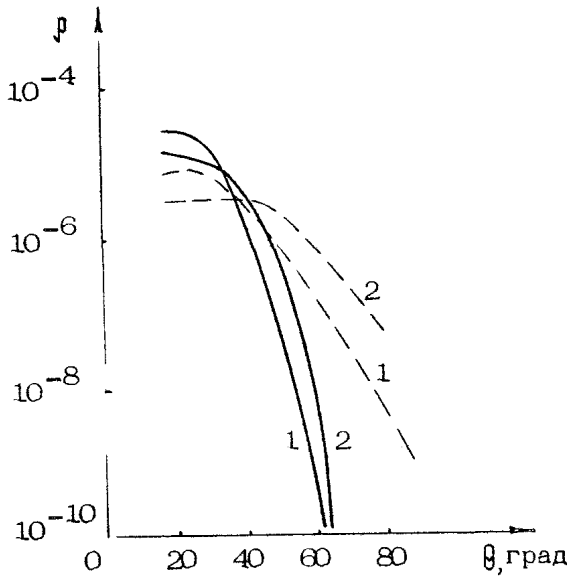
Рис. 1. Зависимость величин лидарного поперечника  $B^*$  от скорости ветра при разных углах визирования  $\theta$ .

— нефть, ---- морская вода

дарный поперечник значительно убывает, так как отражение от моря становится более диффузным. Из-за сглаживающего действия нефти, а также из-за того, что при  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  отражение у нефти сильнее, чем у воды, лидарный поперечник нефти

значительно больше, чем у воды. При  $\theta \neq 0$  с увеличением  $\tau$  поперечник проходит через максимум. При наклонном визировании для гладкой поверхности поперечник вначале до некоторого  $\tau = \tau^*$  возрастает (при  $\tau = 0$  он равен нулю), при дальнейшем увеличении  $\tau$  он уменьшается.

В работе [12] также были рассчитаны индикатрисы яркости морской поверхности для  $\lambda = 3,4$  и  $10,6$  мкм., ряда углов падения и скоростей ветра. На рис.2 рассматривается излучение с  $\lambda = 3,4$  мкм., пучок падает слева под углом  $\theta = 20^\circ$ ,



Р и с. 2. Коэффициент яркости чистой (---) и покрытой нефтяной пленкой (—) морской поверхности при  $\tau = 5$  м/с (кривые 1) и 10 м/с (кривые 2)

сечение яркости представлено в "зеркальной" плоскости. Видно, что морская поверхность является зеркальной. Из-за сглаживающего действия нефти поверхность, покрытая пленкой, зеркалит сильнее. Вблизи угла зеркального отражения нефть ярче воды, а по мере удаления от него ярче становится вода (отражение от воды более диффузно). Естественно, что степень диффузности возрастает с увеличением скорости ветра.

Расчеты излучательной способности и альбедо для прямой радиации  $A_s(\theta, \varphi)$  в ИК-области для морской поверхности приведены в работе [13]. Очевидно, что  $A_s$  и  $\alpha$  связаны простым соотношением.  $\alpha(\theta, \varphi) = 1 - A_s(\theta, \varphi)$ .

Здесь же приведены результаты расчетов  $A_s(\theta, \varphi)$  для  $\lambda = 2,5-18$  мкм, для  $u = 0-15$  м/с для углов падения  $\theta = 0-88^\circ$ . Для больших углов падения учтено затенение. Этот эффект является главным для  $\theta \geq 60^\circ$ . Так, при  $\lambda = 10,3$  мкм альbedo  $A_s$  с ростом  $u$  от 0 до 15 м/с при  $\theta = 75^\circ$  убывает с 17 до 9%, а при  $\theta = 88^\circ$  - с 78 до 23%. Соответственно, коэффициент излучения поверхности  $\alpha(\theta)$  под углами  $\theta = 75$  и  $88^\circ$  будет равен 83 и 91% и 22 и 77%. Эти результаты показывают, как важно учитывать эффект затенения волн при расчетах излучательной способности морской поверхности в касательных направлениях.

В работе [16] в приближении МСРП с учетом затенения были рассчитаны интегральная излучательная способность океанской поверхности  $\alpha$  и альbedo океана для теплового излучения атмосферы  $\varepsilon$  для различных скоростей ветра. Результаты расчетов величины  $\varepsilon = 1 - \alpha$  и  $\varepsilon$  приведены в табл.2 (в процентах).

Т а б л и ц а 2

Параметры	$u, \text{ м/с}$			
	0	5	10	15
$\varepsilon$	9,2	8,2	7,5	7,1
$\varepsilon$	10,5	9,4	8,6	8,1

Обычно при расчетах радиационного взаимодействия атмосферы и океана величины  $\varepsilon$  и  $\varepsilon$  считаются равными, а из таблицы видно, что они заметно отличаются. Причина этого - различие в угловой и спектральной структурах теплового излучения атмосферы и абсолютно черного тела при температуре поверхности океана. При учете этого различия вычислена эффективная излучательная способность океанской поверхности  $\delta$  [17]. Эта величина характеризует радиационные потери тепла океаном, которые немного возрастают со скоростью ветра и близки к 0,95, т.е. больше значения 0,91, используемого сейчас на 4%. Такую поправку уже нельзя считать малой, неучет ее эквивалентен ошибке в температуре поверхности на  $3^\circ$ .

### 1.3. Радиационная температура и формирующие ее факторы

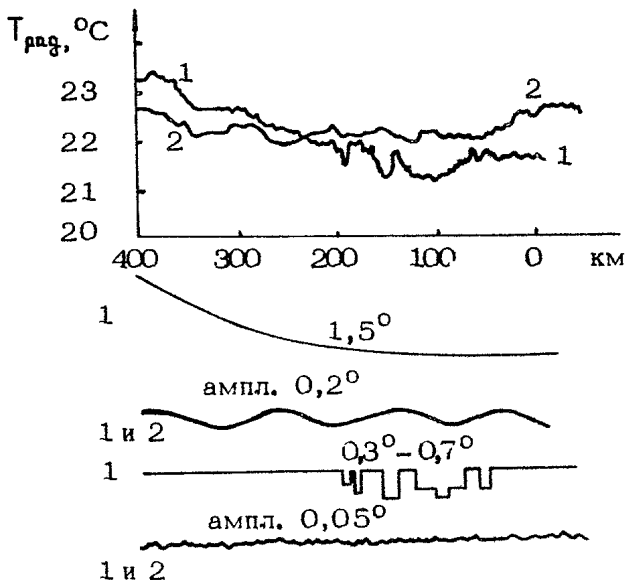
Радиационная температура поверхности океана определяется температурой приповерхностного слоя воды и режимом тепло- и массообмена между океаном и атмосферой. Интенсивность излучения, приходящего в радиометр, определяется формулой

$$\mathcal{J}(\lambda, \theta) = [\alpha(\lambda, \theta) B_0(T_s) + \mathcal{J}_1(\lambda, \theta)] \mathcal{F}(\lambda, \theta) + \mathcal{J}_2(\lambda, \theta), \quad (9)$$

где  $\alpha(\lambda, \theta) B_0(T_s)$  – собственное тепловое излучение моря ( $T_s$  – температура верхнего слоя моря);  $\mathcal{J}_2(\lambda, \theta)$  – тепловое излучение атмосферы, отраженное морем;  $\mathcal{F}(\lambda, \theta)$  – функция пропускания атмосферы;  $\mathcal{J}_1(\lambda, \theta)$  – излучение атмосферы, приходящее в приемник. При измерении с ИСЗ влияние атмосферы оказывается значительным. По первым данным [18], приведенным в [19], разность между температурой верхнего слоя моря и радиационной температурой ( $T_{рад}$ ) для  $\Delta\lambda = 8-12$  мкм была неприемлемо большой ( $15 \pm 5^\circ\text{C}$ ) и становилась меньше при переходе к  $\Delta\lambda = 10,5-11,5$  мкм ( $3 \pm 4^\circ\text{C}$ ). Но и при этом погрешности, вносимые атмосферой, были еще велики. Поэтому представляется важным проводить исследования радиационной температуры при помощи ИК-радиометра с борта судна. В таком случае атмосферное влияние невелико, а получаемая информация дает необходимые знания о масштабах и амплитудах неоднородностей  $T_{рад}$ .

Результаты исследований мезо- и макромасштабных неоднородностей радиационной температуры приведены в работе [20]. Измерения проводились в Индийском океане радиометром с чувствительностью порядка  $0,04^\circ\text{K}$  при постоянной времени  $\tau = 20$  с; приведены два разреза радиационной температуры в центральной части Индийского океана, каждый длиной примерно 500 км (рис.3). Кривые можно представить как суперпозицию четырех типов неоднородностей: медленное монотонное убывание, связанное с климатической изменчивостью, и три типа пятнистостей. Пятна размерами примерно 100 км, 25 км и неупорядоченная рябь.

Анализ других разрезов [20] показывает, что эти же виды неоднородностей встречаются и там. Характерен в этом смысле разрез, полученный при прохождении над массивом "Зенит" к западу от Австралии. Был увеличен масштаб записи, поэтому стала видна "тонкая структура" радиационного поля. Видны участки изменений большей и меньшей амплитуды, причем все они имеют квазипериодическую структуру и соответствуют неупоря-



Р и с. 3. Разрезы радиационной температуры поверхности Индийского океана (разрыв между концом 1-й и началом 2-й кривой около 500 км). Внизу – типы неоднородностей цифры слева – номер разреза, в котором они наблюдаются

доченной ряби. Средняя длина волны этих неоднородностей 0,6–0,7 км при амплитуде около  $0,1^\circ$ . Визуальные наблюдения показали наличие на поверхности океана полос с различным характером волнения – сликов. Из анализа большого разреза авторы [20] заключают, что причиной образования резко очерченных участков с различной радиационной температурой на поверхности глубоководных районов является взаимодействие придонных течений с расчлененным рельефом дна. Надо добавить, что возможность увидеть в поле радиационной температуры на глубине 4–5 км подводную гору высотой 2 км на первый взгляд кажется удивительной. Однако сейчас имеются еще публикации, авторы которых предлагают аналогичное объяснение неоднородностей  $T_{rad}$  над расчлененным рельефом дна.

В целом из данных [20] вытекает, что меньшие по пространственному масштабу неоднородности радиационной температуры связаны с поверхностными и внутренними волнами, а более крупные неоднородности (порядка 100 км) вызываются течениями и их взаимодействием с рельефом дна.

В работе [21] были рассчитаны спектры разрезов радиационной температуры акваторий Индийского океана. Оказалось, что плотность "энергии" спектра  $T_{рад}$  в среднем уменьшается по степенному закону:  $\Phi \sim \kappa^{-n}$  ( $\kappa$  - волновой вектор,  $n \approx 2,5$ ). В спектрах наблюдались пики и провалы, их расположение для разных регионов объяснялось причинами, о которых сказано выше.

Для исследования мезо- и макромасштабных неоднородностей поля  $T_{рад}$ , вызванных влиянием локальных подъемов глубинных вод, внутренними волнами и внутренним прибоем, в ИО АН СССР был разработан специальный комплекс аппаратуры, состоящий из радиометра, буксируемого водного термометра, воздушного термометра и измерителя освещенности (дающего информацию об облачности). Комплекс приборов кратко описан в работе [22]. Особое внимание было обращено на совмещение масштабов неоднородностей, измеряемых тремя типами термометров, и на точность измерений. Размещение датчиков на борту определяется необходимостью минимизировать влияние возмущений, вносимых судном, на результаты измерений. Нижняя граница масштабов неоднородностей, измеряемых на ходу судна, определяется постоянными времени используемых приборов и скоростью. Постоянные времени приборов составляли радиометра - 5с, воздушного термометра - 2с, водного термометра - 20с, измерителя освещенности - 1с. При скорости 15 узлов нижняя граница масштабов измеряемых неоднородностей (пространственная постоянная) была равна соответственно 40, 16, 160, 8 м. Измерения проводились на полигоне, расположенном восточнее острова Хонсю, а также во время больших переходов судна как в открытом океане, так и в Японском море. Океанские измерения делались в области субарктического фронта, на границе между мощным теплым течением Куроисио и холодным Ойясио. Район характеризуется сложностью и разнообразием гидрогеологических и метеорологических полей, а следовательно, и полей радиационной температуры.

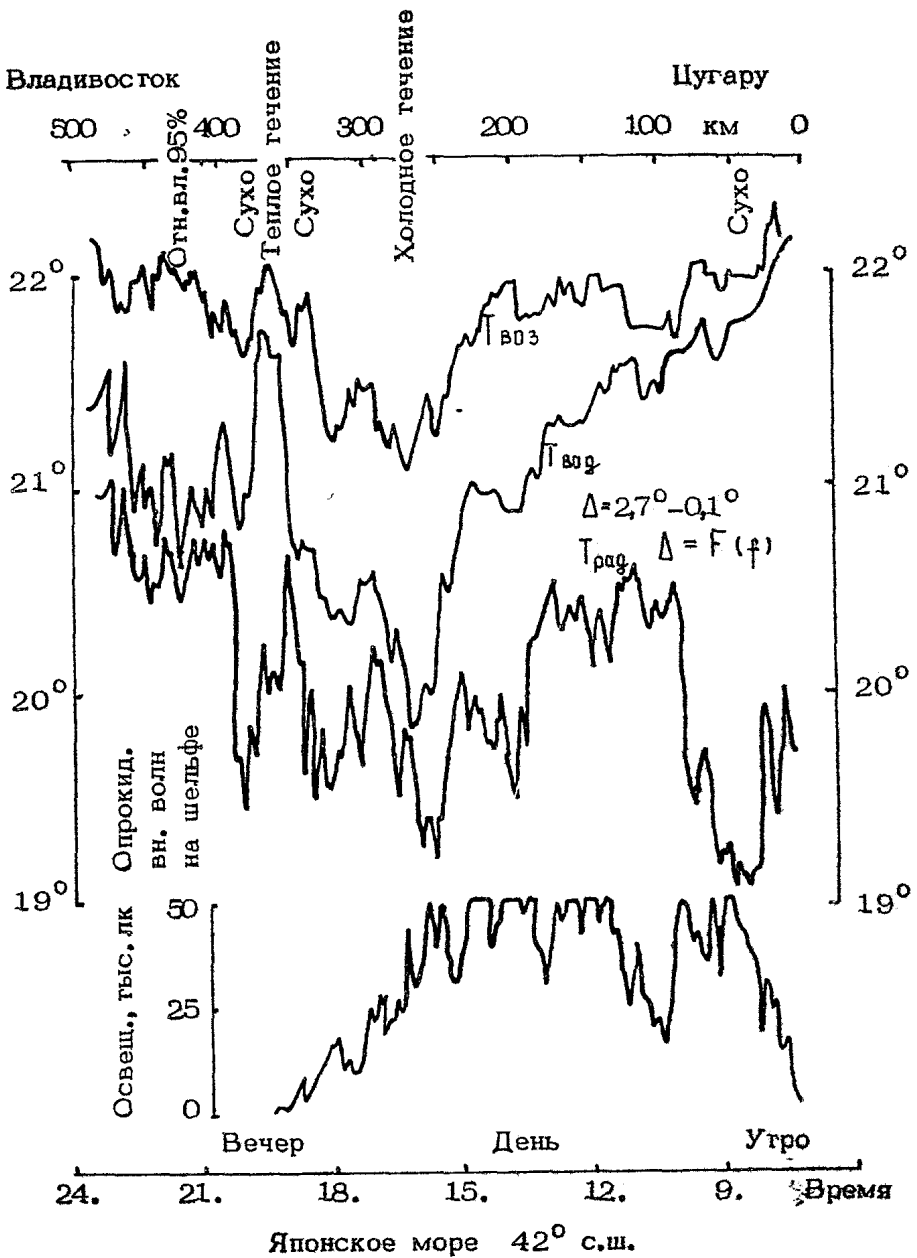
Всего было выполнено 36 комплексных разрезов длиной от 50 до 700 км. Каждый из них имеет весьма сложную детальную структуру, что определяется как значительными изменениями измеряемых характеристик, так и высокой чувствительностью приборов (радиометра - 0,05°; термометров - 0,01°; измерителя освещенности - 1%).

Чтобы проиллюстрировать характер полученных данных, обратимся к рис. 4<sup>\*)</sup>, на котором приведены показания всех четырех датчиков при разрезе Японского моря примерно вдоль 42° с.ш. от Цугарского пролива (Япония) до мыса Поворотный (при подходе к Владивостоку). Внизу указано время суток в часах, а наверху – расстояние от Цугару. Рассмотрим последовательно различные кривые. Начнем с первой кривой – кривой освещенности. После подъема солнца, около 7ч утра, наблюдаем на ней несколько резких колебаний, связанных с облачностью в районе 10ч 30м, 13ч, 15ч, 16ч 30м 17ч. Зашло солнце в 19ч; в 24ч судно пришло во Владивосток. Заметим, что эти провалы в освещенности проявляются синхронными провалами во всех трех температурах.  $T_{рад}$ ,  $T_{вод}$ ,  $T_{воз}$

Ход гребней кривой –  $T_{вод}$  – определяется четырьмя факторами 1) климатической изменчивостью ( $T_{вод}$  уменьшается на 0,7°C. от 22,2 до 21,5°C); 2) пересечением на расстоянии 280 км от Цугару холодного и 370 км теплого течения; 3) периодическими колебаниями, вероятно связанными с внутренними волнами с  $\lambda \approx 100 \div 70$  км; 4) набегом внутренних волн и опрокидыванием их на шельфе. Эти опрокидывания проявляются в быстрых колебаниях  $T_{вод}$ , отчетливо видных на отрезке 400–470 км. Четвертая кривая –  $T_{воз}$  над судном – в основном повторяет ход кривой  $T_{вод}$ . Что касается второй кривой – кривой  $T_{рад}$ , то помимо  $T_{вод}$  ее изменчивость определяется ходом относительной влажности воздуха  $f$ . Это сразу видно, если рассмотреть разность температур  $\Delta = T_{вод} - T_{рад}$ . Эта разность изменялась от 2,7°C на участке 40–50 км до 0,1 в районе 430-го км. Ход разности тесно связан с относительной влажностью  $f$ . На участках 40–50, 330, 380 км наблюдались области повышенной сухости воздуха, относительная влажность там была 80–85%, и на этих участках резко возрастало  $\Delta$ . За счет повышенного испарения там возникала холодная пленка. В западной части на участке около 430-го км наблюдалась область повышенной влажности; там  $f = 95\%$  и в этой области  $T_{рад}$  только немного меньше  $T_{вод}$ . В целом несомненно, что комплексный анализ, к которому следует добавить регистратор относительной влажности  $f$  и характеристик волнения, позволит глубже понять физику процессов, формирующих  $T_{рад}$ .

\*)

Анализ разрезов, приведенных на рис. 4, выполнен Б.В.Новоградским и автором.



Р и с. 4. Освещенность, радиационная температура, температура воды и приводного слоя атмосферы (разрез через Японское море)



## 2. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ИК-ДИАПАЗОНА ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОКЕАНА

### 2.1. ИК-радиометрия гидрологических особенностей на поверхности океана

В ИК-диапазоне излучает тонкая поверхностная пленка воды, температура которой значительно (на несколько десятых градуса) отличается от температуры подстилающих вод. Изменчивость температуры в этой пленке велика, она определяется взаимодействием океана с атмосферой. Это обстоятельство накладывает дополнительные трудности на переход от регистрируемой радиационной температуры к интересующей океанологов термодинамической температуре подстилающих вод. Тем не менее, как видно при анализе кривых на рис.4, температура верхнего слоя воды является главным фактором, управляющим радиационной температурой поверхности. С помощью сканирующих радиометров со спутников удается получать подробные ИК-снимки поверхности океана. В настоящее время эти снимки реально являются наиболее широко используемыми в океанологии результатами дистанционного зондирования.

Вообще в ИК-радиометрии поверхности океана сейчас сложилось два направления:

- 1) получение ИК-снимков поверхности с целью изучения гидрологических особенностей. Речь идет о том, чтобы наблюдать изменчивость пограничных течений, их меандрирование, возникновение и исчезновение вихрей на границах течений, вихрей открытого океана, деталей гонкой структуры, процессов вблизи берегов, динамики ледовых полей и нефтяных пятен. Для всех этих задач важно с помощью АРТ (Automatic Picture Transmission) получать радиационные изображения поверхности в реальном времени, с хорошим пространственным разрешением правильно передавать пространственные градиенты радиационной температуры;
- 2) получение количественных данных о температуре поверхности.

Если для первого направления абсолютная точность измерений температуры не очень существенна, то для второго она является главной заботой исследователей. В настоящем подразделе остановимся на исследованиях по первому направлению, а в следующем – по второму.

По данным [23,24] попытки сопоставления  $T_{рад}$  с ИСЗ и  $T_s$  с судов прямо "в лоб" без какой-либо специальной обра-

ботки неудовлетворительны. Так, в 1973 году при сопоставлении измерений, выполненных на спутнике NOAA-2 и на НИС "Академик Курчагов", расхождения были очень велики — они достигали  $8^{\circ}$ . Автор [23] считает, что для получения правильных карт распределения температуры по поверхности океана спутниковые данные должны быть профильтрованы с помощью методов оптимальной интерполяции. Это позволит исключить из данных ИСЗ различного рода шумы и искажения. Подобная обработка данных, полученных со спутника NOAA-5, где имелся усовершенствованный радиометр VHRR и где поправка на атмосферу была введена полуэмпирически, привела к хорошему совпадению спутниковых и судовых карт температур поверхности океана (ТПО).

Примерно с 1973 года в США осуществляется полностью автоматизированная процедура обработки данных, поступающих со спутников. Показания сканирующих радиометров поступают в центр обработки, где преобразуются в цифровую форму. Конечным продуктом являются ежедневные карты температуры поверхности океана в глобальном масштабе. В течение 1974 года было проведено сравнение более полутора миллионов отдельных значений, снятых с карт, с судовыми данными. Среднеквадратические отклонения спутниковых данных от судовых были заключены в пределах от  $1,7$  до  $2,2^{\circ}\text{C}$ . В среднем реальная ошибка определения температуры сейчас для отдельных точек не превышает  $2^{\circ}$  (если сравнивать судовые значения температуры воды и данные, полученные с ИСЗ), хотя редко наблюдаются выбросы, достигающие даже  $4^{\circ}$ . Систематическое сравнение регулярных измерений среднемесячных температур с ИСЗ с судовыми по северной части Тихого океана проведено в работе [25], авторы отмечают, что результат сравнения оказался обнадеживающим. Коэффициенты корреляции между обоими типами данных для периода ноябрь 1977-го — февраль 1978 года оказались соответственно равными  $0,34$ ;  $0,49$ ;  $0,50$  и  $0,55$ ; среднеквадратическое отклонение  $\pm 0,6^{\circ}\text{C}$ . Важно подчеркнуть, что хотя абсолютная точность измерений температуры с ИСЗ сейчас еще неудовлетворительна, пространственная изменчивость ТПО получается правильной. В результате ИК-радиометрии поверхности океана позволила открыть и изучить целый ряд деталей и гидрологических структур океанской поверхности, которые ранее просто не были известны. Главный результат исследований в этой области состоит в том, что радиационные изотермы поверхности имеют сложную структуру. Оказалось, что карты поверхности заполнены температурными вихрями.

Удается наблюдать их возникновение, перемещение и постепенное исчезновение. На всех прежних, спутниковых картах поверхностные изотермы рисовались плавными линиями.

На современных ИСЗ используются системы, обладающие хорошим пространственным и температурным разрешением. Они позволяют картировать изменения порядка  $0,1^{\circ}\text{C}$  в масштабе расстояний 1 км (для спутников с полярной орбитой) и порядка 8 км (для геостационарных спутников). В радиометрах, установленных на борту спутников LANDSAT, для изучения особенностей прибрежных структур достигается даже разрешение около 200–120 м.

Благодаря гермическому контрасту между некоторыми океаническими течениями и окружающими их водами можно успешно проводить картирование местоположения границ этих течений. Хорошо видны западные пограничные течения – Гольфстрим, Куросио, Бразильское и др. [26]. Они дают температурные разности от 5 до  $10^{\circ}\text{C}$  на расстояниях в 10 км, их удается картировать с большими подробностями. В работе [27] приведен обзор океанских фронтов на границах течений, наблюдавшихся с ИСЗ. По снимкам можно оценить протяженность течений, изменчивость их границ, волновые движения, вихри и “кольца”, возникающие на границах. Во многих работах рассматриваются конкретные примеры разнообразных процессов на поверхности. Так, авторы [28,29] анализировали инфракрасные изображения Гольфстрима, полученные со спутников NOAA, в 1971 и 1973 годах. На одном из изображений (15 февраля 1971 года) хорошо видны очертания границ течения с ярко выраженными меандрами южнее мыса Хатгерас. На изображении, полученном три недели спустя, распределение температурных контрастов сильно изменилось. За этот срок произошло разрушение меандров и образование трех антициклонических вихрей. В Саргассовом море вихри образуются в районе мыса Хатгерас и перемещаются в юго-западном направлении со средней скоростью около одной мили в сутки, вероятным является поглощение вихрей Гольфстримом в районе полуострова Флорида и возможное время жизни вихрей – порядка двух лет.

В ряде работ рассматриваются фронты, вызванные перемещением на мелководных континентальных шельфах [30]. Подобные данные оказывают помощь физике и биологии океана, а также промысловой океанологии.

Большим препятствием к широкому внедрению ИК-изображений является облачность. Ряд районов, в особенности приполярные области, почти сплошь закрыты облаками.

В большинстве случаев, описанных в литературе, изучались снимки океана в безоблачные промежутки. В дневные часы для исключения облаков обычно использовались синхронные телевизионные изображения. Облачность можно также распознать по низкой абсолютной температуре излучения, а также по сравнительно быстрому перемещению деталей картин, связанных с облаками. Для облачности, в особенности конвективной, также характерна определенная периодическая структура поля радиационной температуры, связанная с конвективными грядками. Труднее выделить низкую облачность или туман над морем, но и здесь в ряде случаев это можно сделать, например при пересечении береговой линии. Здесь полезны также одновременный анализ изображений с полярных и геостационарных спутников. С полярных спутников одна и та же картина видна дважды в день, правда под заметно различными углами наблюдения. С геостационарных спутников с заметно худшим пространственным разрешением можно длительно наблюдать за данной ситуацией и ее постепенной трансформацией.

## 2.2. Измерения температуры океанской поверхности

Температура океанской поверхности – основной энергетический параметр, характеризующий теплозапас верхнего слоя и тем самым определяющий вклад океанов в глобальный тепловой баланс атмосферы в масштабах от нескольких недель до нескольких десятилетий. Эта идея лежит в основе программы "Разрезы", разрабатываемой в нашей стране целым рядом учреждений. Она была выдвинута в работах Г.И.Марчука с сотрудниками [31,32], в которых изучалось влияние аномалий ТПО на крупномасштабные процессы в атмосфере. Интересные результаты в этом направлении были получены в работе [33]. Автор нагрел на 5°C некоторый район Тихого океана и изучил, к каким аномалиям в общей циркуляции атмосферы это приводит. Оказывается, заметные изменения в атмосферной циркуляции возникают и в районах, часто весьма удаленных от места нагрева. Это как бы области, сопряженные с источниками возмущений. Надо добавить, что идея о связи возмущений в одних регионах с источниками в других восходит еще к работам Б.П.Мульгановского о центрах действия. В работе [34] изучена физическая природа связи аномалии ТПО и циркуляции атмосферы. Многие авторы полагают, что применение ИСЗ с целью получения подробных глобальных синоптических карт температуры океана поможет развитию методов прогнозирования термических условий в океа-

не и в атмосфере над океаном и решению ряда других проблем океанологии.

В течение двух последних десятилетий измерения радиационной температуры поверхности океана регулярно осуществлялись с целого ряда метеорологических и экспериментальных спутников, оснащенных инфракрасной радиометрической аппаратурой.

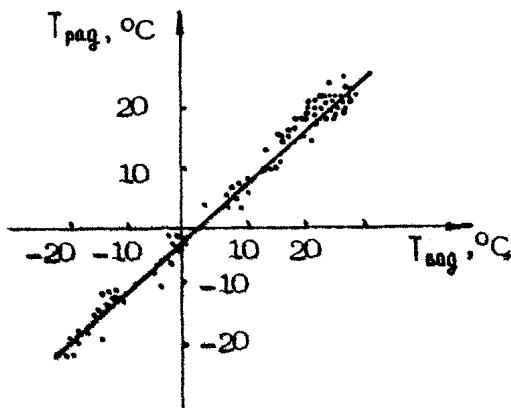
Точность измерения температуры с ИСЗ связана с выбором оптимального спектрального диапазона для ИК-измерений. По оценкам [35] из трех участков (10–12, 10–11, 10,5–12 мкм) оптимальным по величине ошибки измерения и количеству энергии, поступающей к датчику, является интервал 10,5–12 мкм. Применение более широкого участка 8–12 мкм, понижает чувствительность аппаратуры в два–три раза.

На ИСЗ типа NOAA и ГОЕС были установлены ИК-радиометры, работающие в участке спектра 10,5–12,5 мкм, близком к оптимальному. На спутниках ЖАА [36] имеются ИК-радиометры двух типов, отличающиеся друг от друга в основном пространственным разрешением в подспутниковой точке (8 и 1 км). Радиометры на геостационарных спутниках "ГОЕС" [37] имеют пространственное разрешение порядка 8 км. Относительная точность измерения радиационных температур сегодня составляет 1,0–1,5°C (NOAA) и около 0,5°C (ГОЕС). В работе [24] был проведен тщательный анализ точности измерений  $T_a$  со спутника "Космос-320", радиометр на котором работает в наиболее прозрачном участке ИК-окна – 10,5–11,5 мкм. На рис.5 приведена регрессия между  $T_{rad}$ , измеренной с "Космоса-320" и исправленной с учетом влияния атмосферы, и  $T_{air}$  измеренной контактными методами. Среднеквадратическая ошибка равна 2°, а разность температур варьирует в диапазоне  $\pm 4^\circ$ .

При дистанционном измерении температуры океанской поверхности основным вопросом является точность измерения. Какая же точность может считаться приемлемой? Этот вопрос специально рассматривался в работе [38]; авторы полагают, что для современных прогностических схем необходимы сведения о температуре поверхности океана с точностью не хуже чем  $\pm 1^\circ\text{C}$ .

Следующие причины могут вызывать расхождение спутниковых и судовых измерений ТПО:

- 1) влияние атмосферы и неучтенной облачности, попадающей в поле зрения радиометра;
- 2) отличие между регистрируемой радиометром температурой излучающей "пленки" толщиной не более 50 мкм и термо-



Р и с. 5. Регрессия между радиационной температурой  $T_{рад}$  и температурой верхнего слоя моря  $T_{пог}$ . Отрицательные значения относятся к снежному покрову; разброс здесь такой же, как для воды, и возрастает с ростом температуры

динамической температурой воды на глубине от десятка сантиметров до нескольких метров, регистрируемой на судне;

3) неадекватность сравнения дискретных судовых наблюдений со спутниковыми измерениями, охватывающими значительные площади.

Для исключения влияния атмосферы в литературе обсуждаются две идеи 1) измерения в нескольких близких спектральных интервалах; 2) измерения под несколькими углами, имеющие разные длины пути в атмосфере. Для реализации этих идей нужны надежные данные о функции пропускания атмосферы в используемых окнах. Авторы [39] пользовались тремя каналами в радиометре средней разрешающей способности (55 км в надире) спутника "Нимбус II". Им удалось получить среднеквадратичные отклонения спутниковых температур от судовых около 1,5К.

В работе [40] предложено использовать три ИК-канала, расположенных в районе длин волн 3,7; 11 и 12 мкм. Авторы произвели расчет влияния атмосферы и для этих трех каналов, для множества разнообразных атмосферных профилей. Они утверждают, что использование двух ИК-каналов уменьшает  $\sigma$  (среднеквадратическую погрешность ТПО), по сравнению с одноканальными измерениями, в три раза. При использовании всех трех каналов и охлаждаемых приемников величина  $\sigma$  по их утверждению не будет превышать 0,15°.

Новое поколение метеоспутников NOAA имеет на борту радиометр с очень высоким разрешением, с тремя каналами

[40]. На полярной орбите он обеспечивает пространственное разрешение порядка 1 км. Канал с  $\lambda = 3,7$  мкм используется не только как дискриминатор ночных облаков, но в сочетании с каналами  $\lambda = 11$  и 12 мкм позволяет вносить более точные поправки на водяной пар. В работе [41] путем сравнения с высококачественными измерениями температуры с судов и буев показано, что данные AVHRR дают температуру поверхности со среднеквадратичной ошибкой порядка  $0,6^{\circ}\text{C}$ . Главным источником ошибок — это плохая дискриминация облаков, попадающих в поле зрения прибора. В настоящее время оценка точности измерений температуры с ИСЗ в значительной мере ограничена качеством измерений температуры поверхности с судов и буев. В работе [42] сравнение большого количества данных о температуре поверхности, полученных разнообразными высококачественными контактными датчиками, дало среднеквадратическую ошибку около  $0,6^{\circ}\text{C}$ , т.е. совпало с тем, что дает AVHRR.

Что касается второй и третьей причин расхождений в данных ТПО, то оба эти фактора сейчас мало исследованы. Известно лишь, что в большинстве случаев средняя температура "пленки" на несколько десятых градуса Цельсия ниже температуры подстилающих слоев воды и что изменчивость температуры в "пленке" очень велика. В монографии [43] приведено распределение повторяемости различных значений разности температур "пленка — нижележащий слой воды". Экспериментальные значения  $\Delta$  лежат в границах от  $-1,1^{\circ}$  до  $+0,5^{\circ}$ . Максимум наблюдений приходится на значение  $\Delta = -0,4^{\circ}\text{C}$ .

Исследования пространственной изменчивости поля радиационной температуры поверхности океана описаны в разд. 1.3. Кроме указанных там причин, разумеется, существует еще много других, которые могут вызывать пятнистость радиационной температуры: просветы в облаках, зоны осадков, гидрологические особенности поверхностного (см. разд. 2.1) слоя воды, возникшие при таянии льда (вблизи ледовой кромки) и др. Чтобы правильно учесть все эти неоднородности, нужны синхронные измерения в разных спектральных каналах. Важно также детально выяснить характер связи неоднородностей температуры в поверхностной "термической пленке" с неоднородностями в нижележащих слоях. Подчеркнем, что без изучения физической природы и статистических характеристик сигнала, излучаемого морской поверхностью, сравнение спутниковых и судовых данных о температуре морской поверхности будет носить оценочный характер.

В ряде работ отмечалось влияние на  $T_{rad}$  измеренную с ИСЗ, аэрозольных облаков, вызванных извержением вулкана Эль-Чичоне в апреле 1982г. Эти облака вызвали изменение в  $T_{rad}$  на несколько градусов и для учета этого обстоятельства были предложены специальные алгоритмы.

Добавим в заключение, что для европейского спутника ERS-1 с полярной орбитой планируется радиометр с тремя каналами (3,7; 11 и 12 мкм), сканирующий вдоль направления движения и ведущий наблюдение под двумя углами. При этом есть надежда получить точность в определении температуры воды до  $0,5^{\circ}\text{C}$  и возможно даже до  $0,3^{\circ}$ .

### 2.3. Исследование теплового излучения и радиационного баланса системы океан – атмосфера

Важный вопрос, близкий к рассматриваемому выше, – это прямые измерения с ИСЗ потока теплового излучения и вообще составляющих радиационного баланса (РБ) системы океан – атмосфера. Здесь интерес представляет методика определения этих характеристик с ИСЗ и некоторые полученные результаты; будем в этом вопросе следовать работе [19], которую дополним некоторыми новыми данными.

Проблема методики состоит в том, чтобы указать способ, как по данным измерений с ИСЗ яркости  $B$  определить поток  $R$  уходящей коротковолновой и длинноволновой радиации (УКР, УДР) через горизонтальную площадку на верхней границе атмосферы, т.е. примерно на высоте 20 км.

Впервые проблема была сформулирована в работах [44,45], где предложен метод определения потока УКР с помощью измерений на ИСЗ, основанный на некоторых модельных расчетах. Аналогичная задача встает при определении потока УДР [46].

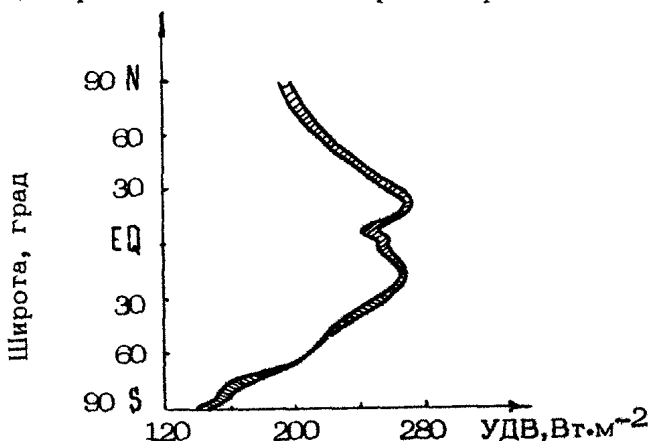
В работах [44,45] измеренную на ИСЗ яркость  $B(\theta, \varphi)$  предполагалось использовать для определения той характеристики системы, изменчивость которой имеет наибольшее влияние на величину  $R$ . При наблюдении над сушей такой характеристикой будет альbedo поверхности  $A$ , а над океаном – величина оптической толщины атмосферы  $\tau$  и индикатриса поверхности  $\rho$ . Для определения угловой структуры функции  $B(\theta, \varphi)$  можно использовать модельные расчеты. Данная схема позволяет, таким образом, определить оптимальное значение потока  $R$  по известному значению  $B$ . В работе [19] приведены данные о структуре УКР, рассчитанные и измеренные со спутников "Космос-122" и "Тайрос IV". Спутниковые данные, как и теоретические



расчеты, дают заметную анизотропию отражения — яркость возрастает в зеркальном направлении. Это результат как анизотропии отражения от океана, так и вытянутости атмосферной индикатрисы рассеяния.

Основная идея работ [44,45] — использование сведений об угловой структуре УКР для определения  $R$  по данным  $\beta$  — сохранена и в современных схемах обработки. Наряду с модельными расчетами используются эмпирические данные об угловой структуре УКР, полученные путем обработки специальных спутниковых измерений. Поле УДР не зависит от азимута и здесь достаточно сведений о зависимости  $\beta$  от зенитного угла  $\theta$ . Здесь в настоящее время практически используются только эмпирические оценки (подробнее см. [46]).

В работе [47] приведены данные о зонально усредненных среднегодовых значениях уходящего излучения  $R$  за период с июня 1974-го по декабрь 1983 года. Эти данные приведены на рис.6. Обратим внимание на провал кривой в области эк-



Р и с. 6. Радиационные потери Земли в космос. Заштрихованная область — разброс показаний четырех типов использованных радиометров, характеризующий как точность измерений, так и реальную внутригодовую изменчивость УДР

ватора. Это результат хорошо известного "пояса облаков" на экваторе. Заметим, что этот провал в ранних оценках величины  $R$  отсутствовал. Асимметричность провала отражает асимметричность облачности в тропической зоне океанов. Как видим из рис.6, разброс данных измерений и методик обработки велик; он указывает точность, с которой в настоящее время

известен поток  $Q$ . Среднегодовое значение по Земле в целом составляет  $230 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$ . Если принять среднегодовое значение солнечной облученности на верхней границе атмосферы равным  $338 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$  (это  $1/4 S_0$ ,  $S_0$  - современное значение солнечной постоянной), то альbedo системы земля - атмосфера оказывается равным 32%.

Спутниковые измерения позволили уточнить наши представления о переносе тепла океанскими течениями. Известно, что в тропических широтах при  $\varphi < 20^\circ \text{РБ}$  системы весь год положительны, на широтах  $\varphi > 70^\circ$  всегда отрицателен, а между  $20$  и  $70^\circ$  летом положителен, а зимой отрицателен. Используя данные о ТПО и данные аэрологических зондирований, недавно удалось оценить теплозапас верхнего слоя океана и меридиональный перенос энергии в атмосфере. В результате удалось получить также среднемесячные и среднегодовые значения меридионального переноса тепла океанскими течениями. Оказалось, что в умеренных широтах по новым оценкам он в 6 раз больше значения, принятого ранее. Меридиональный перенос тепла течениями имеет сильный годовой ход. В высоких широтах преобладает атмосферный перенос, в тропических - океанский (подробнее см. [19]).

#### 2.4. Дистанционное обнаружение нефтяных пленок на морской поверхности

Исследования по дистанционному обнаружению нефтяных пленок с помощью лидара, работающего в ИК-области ( $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ), были описаны в работе [19]. Коротко изложим их здесь, дополнив новыми соображениями.

Для того чтобы пленку на море можно было "увидеть", должны быть выполнены два условия:

$$1) F \geq F_0, \quad 2) k \geq \epsilon \quad (10)$$

Первое условие энергетическое. Оно означает, что поток энергии  $F$ , поступающий в измерительную систему, должен быть больше  $F_0$  - шумового порога или энергетической чувствительности системы. Второе - условие "видения". Контраст пленки на фоне чистой воды  $k$  должен быть больше  $\epsilon$  - порога различения системы.

Поток  $F$ , поступающий на вход в лидар, расположенный на высоте  $z$  над уровнем моря, будет

$$F = \left[ \frac{P}{z^2} T \right] \quad (11)$$

где  $C$  — приборная постоянная,  $\rho$  — коэффициент яркости моря,  $T$  — функция пропускания атмосферы для излучения ОКГ. Отметим, что поток  $F$  убывает с высотой приемника как  $z^{-2}$ . Интересно, что при  $\theta = 0$  и  $20^\circ$  зависимости  $F$  от  $z$  носят противоположный характер. При  $\theta = 0^\circ$  с ростом  $z$ , т.е. с ростом шероховатости,  $F$  убывает, при  $\theta = 20^\circ$  растет.

С учетом данных об  $n$  и  $k$  нефти в [19] рассчитано значение коэффициента отражения  $R_{отр}$  пленок нефти различной толщины на морской воде (в спектральной области от 0,35 до 14,5 мкм). Величина  $R$  имеет характер затухающих колебаний; в областях, где нефть обладает заметным поглощением,  $R_{отр}$  быстро стремится к значению, соответствующему отражению от толстого слоя нефти. Зная коэффициент отражения от пленки нефти и морской воды легко определить контраст пленки  $K$  на фоне воды. В [19] описаны расчеты  $K$  для разных  $\lambda$ . Там же приведены контрасты  $K$  для стандартных лазеров. Оказалось, что наибольший контраст можно получить, используя излучение  $CO_2$ -лазера ( $K = 80\%$ ). Вблизи  $\lambda = 3,3$  мкм (неоновый лазер) контраст  $K$  близок к нулю, для всех остальных лазеров он лежит между 40–50%. Большой интерес представляет измерение контраста в спектральной области вблизи  $\lambda = 3,3$  мкм, где эффект вещества отсутствует. Это позволяет разделить эффекты и получить оценку только эффекта гашения волнения пленкой.

В работе [48] описаны самолетные измерения нефтяных пленок на море, проводившиеся с помощью  $CO_2$ -лидара, установленного в фюзеляже самолета Ил-14. Измерения проводились на разных высотах, от 50 до 200 м, как над чистыми участками моря, так и над участками, покрытыми нефтяной пленкой, при волнении моря порядка 5 баллов. Подробное описание лидара и результатов измерений дано в [48, 49]. Оказалось, что для всех высот сигнал, отраженный от пленки  $J_n$ , был значительно больше сигнала от чистой воды  $J_v$ . Среднее значение отношения  $J_n/J_v$  оказалось равным 35. Так как по данным расчетов [11–13] для гладкой воды и нефти это отношение — эффект вещества — равно 4,5, то эффект гашения в наших измерениях оказался порядка 7,8.

В работе Кокса и Манка [7] отмечается ряд случаев, когда они фотографировали солнечную дорожку при наличии нефтяной пленки на поверхности моря. По их наблюдениям в этом случае дисперсия наклонов уменьшалась примерно в 3 раза. В соответствии с этим наблюдением при расчетах отражения радиации от нефтяной пленки в работах [12, 13] было принято то же распре-

деление Кокса и Манка, но с дисперсией, уменьшенной в 3 раза. Это приводит к эффекту гашения, равному 3, т.е. в 2,5 раза меньше наблюдаемого. Чтобы понять причину этого расхождения, заметим, что экспериментальные данные о распределении наклонов, полученные на лабораторно-модельной установке [50], отличаются от данных Кокса и Манка. И это понятно. В работе [51] изучалось распределение высокочастотной части волнения, образованной короткими поверхностными волнами. В море эта высокочастотная часть модулируется длинными поверхностными волнами. В результате распределение уклонов в море оказывается заметно более широким, чем в лабораторной установке. Кокс и Манк при фотографировании солнечной дорожки с самолета (в дневном свете) не видели высоких частот в спектре наклонов. Из-за рассеивания света атмосферой высокие пространственные частоты "не проходят". Нефтяная пленка в первую очередь гасит высокочастотную часть волнения. Поэтому эффект гашения для лидарного импульса с  $\lambda = 10,6$  мкм оказался в 2,5 раза большим, чем по Коксу и Манку.

Обратимся к наблюдению нефтяных пленок из космоса. Из формулы (11) видно, что использование активных систем на ИСЗ связано с большими трудностями. С возрастанием высоты  $h$ , например с 1 км до 300 км, поток  $F$  уменьшается на 5 порядков. Это означает, что для наблюдения пленки нужно уменьшить на 5 порядков пороговый сигнал системы  $F_0$ . Маловероятно, чтобы это удалось сделать в ближайшее время.

Более перспективно развивать методы наблюдения пленок на поверхности океана с помощью пассивных систем видения - визуальных, телевизионных и радиометрических. В [19] показано, что визуальный, а также фото- и телеконтрасты нефтяных пленок на морской поверхности достаточно велики и их уверенно можно различать. Следует заметить, что в поле собственного ИК-излучения пленки бывают как ярче, так и темнее воды. Мы видели, что подобная ситуация может наблюдаться в поле яркости излучения, отраженного морской водой и пленкой (см. рис. 2). В большей степени это относится к радиометрическому контрасту нефтяных пленок, который, кроме рассмотренных выше обстоятельств, связан также с различием в температуре пленка - вода. Этот контраст рассмотрен в работе [51], гл. 15. Он также достаточен для наблюдения.

В ряде случаев нефтяные пленки уверенно идентифицировались из космоса. Имеется множество свидетельств космонавтов о наблюдениях нефтяных пятен на поверхности Мирового океана. К сожалению, из космоса невозможно уверенно разли-

чить нефтяное пятно от сликa другого происхождения, связанного с изменением режима поверхностного волнения (из-за естественных пленок, взаимодействия с внутренними волнами и др.), если только это пятно нельзя привязать к конкретному источнику загрязнения. Поэтому "космические" данные, по-видимому, сильно преувеличивают действительное количество нефтяных пленок на поверхности океанов.

## Л и т е р а т у р а

1. Монин А.С., Красицкий В.П. Явления на поверхности океана. Л., 1985.
2. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Л., 1982.
3. Научное использование искусственных спутников Земли: Сб. ст. М., 1960.
4. Шифрин К.С., Гардашев Р.Г. Модельные расчеты отражения света от морской поверхности //Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т.21. №2, С.162.
5. Шифрин,К.С., Гардашев Р.Г. Интенсивность света, отраженного от морской поверхности //Изв. АН СССР. ФАО. 1987, Т.23. №4. С.415.
6. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972.
7. Cox Ch., Munk W. Slopes of the sea surface deduced from photographs of sun glitter/ Bull. Scripps Inst.Oceanogr., Univ.California. 1956.V.6.N 9. P.401.
8. Шифрин К.С. Влияние ветра на эффективное излучение моря //Изв. АН СССР. ФАО. 1974. Т.10. №7. С.803.
9. Марцинкевич Л.М. Исследование статистических характеристик уклонов взволнованной поверхности моря по планшетам стереофотосъемки волн //Метеорология и гидрология. 1970. №11. С.83.
10. Шифрин К.С. Введение в оптику океана. Л.,, 1983.
11. Гуревич И.Я., Шифрин К.С. Отражение видимого и ИК-излучения нефтяными пленками на море //Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов: Сб.ст. Новосибирск, 1979. С.166.
12. Гардашев Р.Г., Гуревич И.Я., Шифрин К.С. Отражение излучения от взволнованной морской поверхности, покрытой нефтяной пленкой //Оптика океана и атмосферы: Сб.ст. Баку, 1983. С.33.

13. Гардашев Р.Г. Расчет яркостных и радиационных характеристик чистой и покрытой нефтяной пленкой морской поверхности: Автореф.дис... канд. ф.-м. наук. М., 1983.

14. Гардашев Р.Г., Татаряев Т.М., Шифрин К.С. Учет затенения и многократного отражения в оптике морской поверхности //Оптика моря и атмосферы: Сб.ст. Л., 1984. С.205.

15. Кондратьев К.Я., Григорьев А.А., Рабинович Ю.И., Шульгина Е.М. Метеорологическое зондирование подстилающей поверхности из космоса. Л., 1979. С.248.

16. Гардашев Р.Г., Золотова Ж.К., Шифрин К.С. Альbedo океана для теплового излучения атмосферы //Изв. АН СССР. ФАО. 1985. Т.21. №4. С.438.

17. Золотова Ж.К., Шифрин К.С. Эффективная излучательная способность морской поверхности //Изв. АН СССР. ФАО. 1986. Т.22. №9. С.990.

18. Малкевич М.С. Оптические исследования атмосферы со спутников. М., 1973. 303 с.

19. Шифрин К.С. Оптические методы в космической океанологии (гл.17) //Оптика океана. Т.2. М., 1983. С.143.

20. Шифрин К.С., Новогрудский Б.В., Виноградов А.Б. Особенности мезо- и макромасштабных неоднородностей радиационной температуры некоторых акваторий Индийского океана //Гидрофизические и оптические исследования в Индийском океане. М., 1975. С.171.

21. Новогрудский Б.В., Салганик И.Н., Шифрин К.С. Пространственные спектры разрезов поля радиационной температуры некоторых акваторий Индийского океана //Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов: Сб.ст. Новосибирск, 1979. С.249.

22. Новогрудский Б.В., Беляков Г.Н. Комплексная установка для исследования радиационной температуры поверхности океана //Оптические методы изучения океанов и внутренних водоемов: Сб.ст. Новосибирск, 1979. С.241.

23. Складоров В.Е. Методы океанологической интерпретации измерений температуры поверхности океана из космоса: Автореф. дис.... канд. ф.-м. наук. М., 1980.

24. Малкевич М.С. Состояние проблемы термического зондирования системы "океан - атмосфера" из космоса // Физические аспекты дистанционного зондирования системы океан-атмосфера: Сб.ст. М., 1981. С.6.

25. Strong A.P., Pritchard J.A. Regular monthly mean temperatures of Earth's Ocean from satellites// BAMS. 1980. V.61. N 6. P.553.

26. Ledeckis R., Gordon A.L. Satellite observations of the Brazil and Falkland currents 1973 to 1976 and 1978 //Deep Sea Res. 1982. V.29. P.375.
27. Ledeckis R. A survey of worldwide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites //J.Geophys.Res. 1978. V.83. P.4501.
28. Stumpf H.G., Strong A.E., Pritchard J.A. Large cyclonic eddies of the Sargasso Sea //Mariners Weather Log. 1973. V.17. N 4. P.204.
29. Rao P.K., Strong A.E., Koffler R. Gulf Stream meanders and eddies as seen in satellite infrared imagery //J.Phys.Oceanogr. 1971. V.1. N 3. P.237.
30. Pingree R.D., Griffiths D.K. Tidal fronts on the shelf areas around the British Isles. 1978. V.83. P.4615.
31. Марчук Г.И., Скиба Ю.Н. Об одной модели прогноза осредненных аномалий температуры: Препринт №120 /ВЦ СО АН СССР. Новосибирск, 1978.
32. Марчук Г.И. Моделирование изменений климата и проблема долгосрочного прогноза погоды //Метеорология и гидрология. 1979. №7. С.25.
33. Chervin R.M. Response of the NCAR general circulation model to changed ocean surface temperature //GARP Publ.Ser. 1979. N 22. Part 1. P.461.
34. Мусаэлян Ш.А. О динамико-статистической параметризации тепловой памяти океана //Метеорология и гидрология. 1980. №3. С.5.
35. Пахомов Л.А., Пахомова Л.А., Шафрин Ю.А. Методические ошибки измерения температуры подстилающей поверхности и облаков //Тр. ЦАО. 1974. Вып.116. С.12.
36. Schwalb A. Modified version of the improved TIROS operational satellite (ITOS D-G): NOAA Techn.Memorandum NESS 35. US Dep.of Commerce. Wash. 1972.
37. Ledeckis R. Application of synchrological satellite data to the study of time depended sea surface temperature changes along the boundary of the Gulf Stream //Geophys.Res.Lett. 1975. V.2. N 10. P.435.
38. Smagorinsky J., Miykoda K., Strickler R.F.

The relative importance of variables in initial conditions for dynamical weather prediction //Tellus.

1970. N 2. P.141.

39. Shenk W.E., Salomonson V.V. A multispectral technique to determine sea surface temperature using Nimbus 2 data //J.Phys.Oceanogr. 1972. V.2. P.157.

40. Deschamps P., Phulpin T. Atmospheric correction of infra-red measurements of sea surface temperature //Boundary-Layer Met. 1980. V.18.P.131.

41. Bernstein R.L. Sea surface temperature estimation using NOAA-6 satellite Advanced very High Resolution Radiometer //J.Geophys.Res. 1982. V.87. N C12. P.9455.

42. Njoku E. Satellite derived sea surface temperature : workshop comparisons //Bull.Am.Met.Soc. 1985. V.66. P.274.

43. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан - атмосфера /Под ред. А.С.Дубова. Л., 1974.

44. Шифрин К.С., Пятовская Н.П. Поле коротковолновой радиации над типичными подстилающими поверхностями //Тр. ГГО. 1964. №166. С.3.

45. Шифрин К.С., Коломийцов В.Ю. Поле УКР над морем //Тр. ГГО. 1968. №221. С.108.

46. Винников К.Я. Чувствительность климата. Л., 1986.

47. Gruber A., Krueger A.F. The status of the NOAA Outgoing Longwave Radiation Data Set // BAMS. 1984. V.65. N 9. P.958.

48. Шифрин К.С., Осадчий В.Ю. и др. Индикация нефтяных пленок на море с помощью лидара на  $CO_2$  //Пятый всесоюз. симпоз. по лазерному и акустическому зондированию атмосферы. Томск. 1978. Т.1. С.155.

49. Беляков Г.Н., Осадчий В.Ю., Шифрин К.С. Авиационный лидар для обнаружения нефтяных загрязнений //Оптика океана и атмосферы: Сб. ст. Баку, 1983. С.51.

50. Осадчий В.Ю., Шифрин К.С. Лабораторно-модельные исследования яркости взволнованной поверхности //Оптика океана и атмосферы: Сб. ст. Баку, 1983. С.45.

51. Дистанционное зондирование в метеорологии, океанографии и гидрологии /Под ред. А.П.Крекнелла. М., 1984.



## МЕТОДЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ДИАГНОСТИКИ ОКЕАНА

С.И.Муякшин, А.М.Павленко, Д.А.Селивановский,  
А.Ю.Соколов, В.П.Шевцов, И.В.Шейнфельд

Последнее время активно развиваются методы исследования физических процессов в океане, основанные на выявлении информации о среде по характеристикам реверберационного акустического сигнала. В настоящей статье речь пойдет о некоторых возможностях ультразвуковой диагностики океана. Локация на ультразвуковых частотах (30 кГц и выше) хотя и уступает по дальности воздействию низкочастотной, но благодаря высокому пространственному и временному разрешению, а также из-за специфических особенностей рассеяния ультразвуковых сигналов на различного рода неоднородностях, позволяет получать более детальную информацию о процессах в приповерхностном слое океана (до 200–300 м). Здесь изложены физические основы, принципы построения аппаратуры и приведены данные натурных исследований по измерению пространственных спектров поверхностного волнения с помощью модулированных ультразвуковых пучков. Проанализированы возможности дистанционного доплеровского метода измерения скорости движения жидкости с борта судна. Показаны пути идентификации неоднородностей различной природы по их вкладу в рассеянное акустическое излучение.

В качестве примеров рассмотрены особенности звукорассеивающих свойств микроструктурных неоднородностей гидрофизических характеристик морской среды и проиллюстрированы возможности методов нелинейной акустики при дистанционном измерении параметров газовых пузырьков в воде.

# 1. ГИДРОАКУСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ДИСТАНЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

## 1.1. Рассеяние монохроматического звука морской поверхностью

Экспериментальные исследования характеристик рассеянного морской поверхностью звука, а также поиск теоретических моделей явления, — очень актуальная задача, поскольку поверхностная реверберация часто является сильным мешающим фактором для гидроакустических систем, а с другой стороны, рассеянный звук — удобный источник данных о параметрах морского волнения. Долгое время эксперименты по поверхностной реверберации не находили теоретического объяснения [1], пока не появилась идея о двухмасштабности неровностей случайной поверхности ("рябь на крупной волне") [2]. Впоследствии этот подход интенсивно разрабатывался на пути преодоления основной трудности, связанной с непрерывностью спектра морского волнения [3-7]. Основой для физической интерпретации многочисленных опытных данных по обратному рассеянию звука морской поверхностью (см., например, [8,9]) служит резонансный механизм рассеяния для малых параметров Рэлея [10], когда в обратном направлении эффективно рассеивает лишь та пространственная компонента неровностей, период которой приблизительно равен половине длины волны падающего поля. Использование резонансного механизма для диагностики морской поверхности (т.е. для получения данных о ее пространственно-временном спектре) затруднено, главным образом из-за его локального действия при рассеянии звука в реальных морских условиях [3,6,8]. Известные попытки решения обратной задачи восстановления статистики волнения по характеристикам рассеянного звука сводились в основном к фазовой обработке рассеянных сигналов с целью определения орбитальных скоростей крупных волн [11], а также к измерениям временных спектров флуктуаций амплитуды рассеяния, что дает информацию о временных спектрах поверхности без учета направлений прихода поверхностных волн [8]. Наиболее перспективным путем преодоления этих недостатков представляется использование для диагностики многочастотных полей, которые уже нашли применение в исследовании дна океана (см., например, [12]) и частично в исследовании волнения [13]. Основная идея этого

пути заключается в том, что для диагностики многомасштабных пространственно-временных объектов необходимо применять зондирующие поля, имеющие несколько пространственно-временных масштабов. Простейшим примером таких полей являются волны модуляции (ВМ) — синусоидально модулированные по интенсивности волны [14,15].

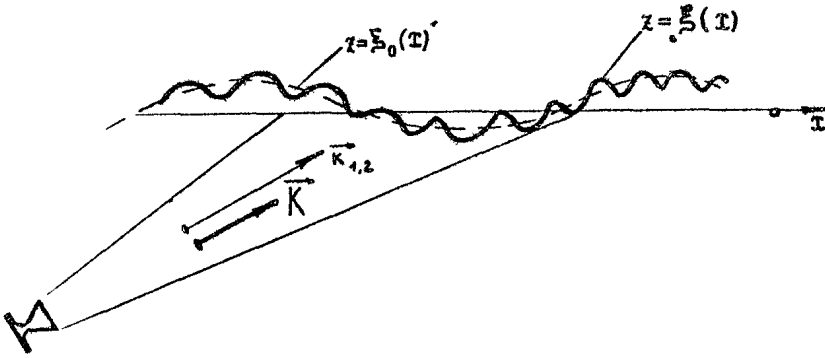
## 1.2. Модуляционный метод звуковой диагностики взволнованной морской поверхности

При рассеянии синусоидально модулированной по интенсивности волны на статистически-неровной поверхности с двумя масштабами неровностей информация о статистике крупных масштабов может быть извлечена из флуктуационных характеристик рассеянной ВМ — пространственно-временной огибающей синусоидально модулированного по интенсивности поля. Впервые такая возможность была указана в работах [14,16] при анализе распространения модулированных пучков света. В дальнейшем появилось значительное число работ, посвященных двухчастотной радиолокации морской поверхности, где для аналогичного метода применяется термин "двухчастотная интерферометрия" ("Δк — интерферометрия") (см., например, [15, 17,18]). Обоснование и результаты экспериментальной проверки метода ВМ применительно к гидроакустической диагностике морской поверхности даны в работах [19,20]. Суть метода можно кратко пояснить на примере обратного рассеяния синусоидально модулированного по интенсивности звука на двухмасштабной статистически-неровной поверхности.

Рассмотрим падение двухчастотной волны с компонентами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  на поверхность с одномерным профилем  $z = \xi(x) = \xi_0(x) + \xi_1(x)$ , где  $x$  — координата в плоскости  $z = 0$ , а крупномасштабная функция  $\xi_0$  находится путем сглаживания мелких неровностей  $\xi_1$  (рис.1). Если падающая волна плоская, то ее интенсивность будет описываться выражением

$$I \sim 1 + m \operatorname{Re} \left\{ \exp \left[ i (\Omega t - \vec{k} \vec{x}) \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $m$  — глубина модуляции интенсивности,  $\Omega = \omega_1 - \omega_2$  — частота модуляции (частота ВМ),  $\vec{k} = (\Omega/c) (\vec{k}_{1,2} / k_{1,2})$ ,  $c$  — скорость звука,  $\vec{k}_{1,2}$  — волновые векторы компонент падающего поля. При некоторых предположениях относительно характеристик рассеивающей поверхности и геометрии распространения можно получить следующее выражение для интенсивности обратно рассеянного поля, усредненной по ансамблю "мелких" шероховато-



Р и с. 1. Геометрия рассеяния

стей  $\xi_1$  [14,18]:

$$I_p = I_0 + \text{Re} [ M e^{i\Omega t} ], \quad (2)$$

где  $I_0 = A(\psi_0) \int_0^L J_{\xi_1}(x) dx$  - постоянная составляющая интенсивности рассеянного поля;  $A(\psi_0)$  - коэффициент, определяемый геометрией задачи;  $\psi_0$  - угол скольжения относительно невозмущенной поверхности  $z=0$ ;  $J_{\xi_1}$  - поверхностная сила рассеяния ряби  $\xi_1$ ;  $L$  - длина озвученного участка невозмущенной поверхности. Амплитуда рассеянной ВМ имеет вид

$$M = m A(\psi_0) \int_0^L J_{\xi_1}(x) e^{i\text{tr}(-i Q_z \xi_0)} e^{i\text{tr}(i Q_1 x)} dx, \quad (3)$$

где  $\vec{Q} = -2\vec{K}$  - вектор рассеяния ВМ, а  $Q_z$  и  $Q_1$  - его проекции на оси  $z$  и  $x$  соответственно. Отметим, что зависимость поверхностной силы рассеяния на ряби  $J_{\xi_1}$  от координаты  $x$  учитывает как изменение локального угла скольжения падающей волны при переходе от одного элемента ряби к другому, так и модуляцию ряби неровностями подстилающей поверхности  $\xi_0$  за счет нелинейных механизмов взаимодействия.

Выражение (3) показывает, что подстилающие возвышения  $\xi_0(x)$  действуют на дифрагирующую ВМ как амплитудно-фазовая дифракционная решетка, в которой распределение  $J_{\xi_1}(x)$  описывает амплитудную, а  $e^{i\text{tr}[i Q_z \xi_0]}$  - фазовую пространственную модуляцию рассеянной ВМ. В зависимости от условий рассеяния возможны несколько следствий из выражения (3).

1. При слабом взаимодействии между рябью и подстилающей поверхностью и малом параметре Рэлея (углы скольжения  $\psi \ll 1$ ,  $Q_z^2 \xi^2 \ll 1$ ) можно считать поверхностную силу рассеяния на ряби  $J_{\xi_0}$  постоянной внутри озвученного участка, и для средней интенсивности рассеянной ВМ из (3) можно получить выражение

$$\langle |M|^2 \rangle \approx \pi^2 Q_z^2 A^2 L J_{\xi_0}^2 \int_0^L R_{\xi_0}(\Delta\tau) \exp(-iQ_1 \Delta\tau) d(\Delta\tau) \sim Q_z^2 \Phi_{\xi_0}(Q_1), \quad (4)$$

где  $R_{\xi_0} = \langle \xi_0(\tau) \xi_0(\tau + \Delta\tau) \rangle$ ; угловые скобки означают усреднение по ансамблю неровностей  $\xi_0$ . В этом случае средняя интенсивность ВМ пропорциональна спектру возвышений  $\Phi_{\xi_0}(K_x)$  при  $K_x = Q_1$ , т.е. имеется возможность оценки  $\Phi_{\xi_0}(Q_1)$  в широком диапазоне пространственных частот путем измерения  $\langle |M|^2 \rangle$  при перестройке частоты модуляции  $\Omega = Q_1/2$ .

2. Если эффекты модуляции ряби подстилающими неровностями преобладают, а параметр Рэлея по-прежнему мал (малые углы скольжения и малые уклоны подстилающей поверхности), то интенсивность ВМ будет воспроизводить спектр поверхностной силы рассеяния ряби:

$$\langle |M|^2 \rangle \approx \pi^2 A^2 L \int_0^L R_J(\Delta\tau) \exp(-iQ_1 \Delta\tau) d(\Delta\tau) \sim \Phi_J(Q_1). \quad (5)$$

Здесь  $\Phi_J$  и  $R_J$  — энергетический спектр и пространственная корреляционная функция поверхностной силы рассеяния соответственно.

3. Когда влиянием амплитудной и фазовой решеток на рассеянную ВМ пренебречь нельзя, механизм рассеяния усложняется, и интенсивность ВМ принимает вид

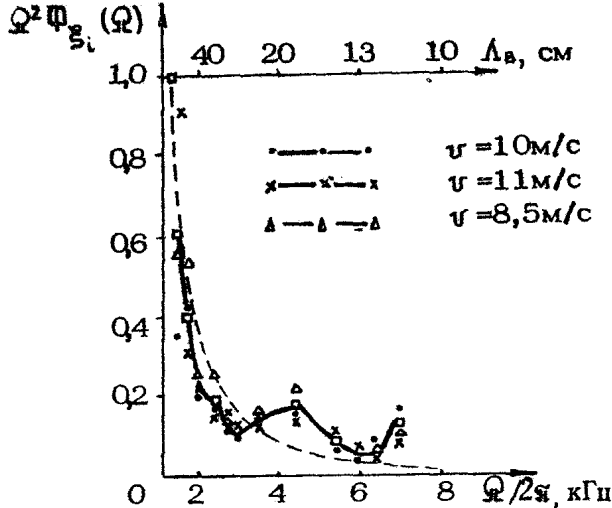
$$\langle |M|^2 \rangle \approx \alpha \Phi_J(Q_1) + \beta Q_z^2 \Phi_J \circledast \Phi_{\xi_0}(Q_1), \quad (6)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — коэффициенты пропорциональности, а знак  $\circledast$  означает операцию свертки. Из выражения (6) видно, что в этом случае измерение  $\langle |M|^2 \rangle$  позволяет в принципе оценивать спектр возвышений крупных неровностей и спектр поверхностной силы рассеяния на ряби, но разделение этих двух характеристик не представляется возможным без привлечения дополнительной информации.

### 1.3. Акустический модуляционный измеритель характеристик волнения и результаты экспериментов

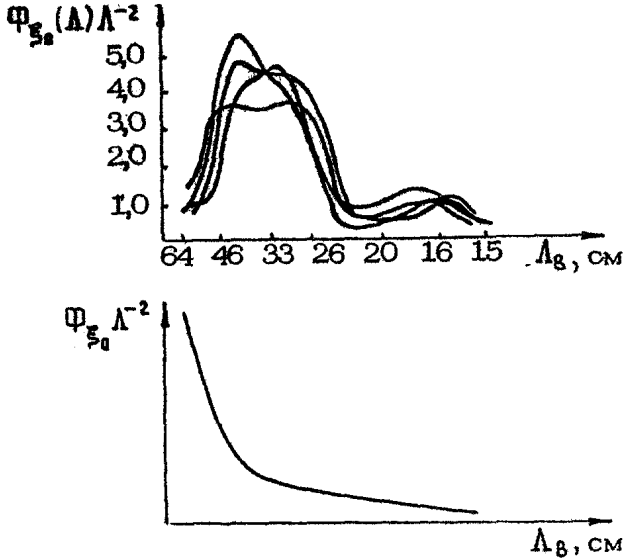
Механизмы рассеяния ВМ, описываемые соотношениями (4), (5), являются аналогами резонансного рассеяния обычных волн на статистически-неровных поверхностях [10], при этом интенсивность обратного рассеяния ВМ (при малых углах скольжения) определяется значением спектра возвышений (или спектра поверхностной силы рассеяния) для волнового числа, равного (приблизительно) удвоенному волновому числу падающей ВМ. Акустический модуляционный измеритель спектральных характеристик волнения (АМИС) реализует методику, основанную на этих механизмах. Прибор представляет собой импульсный гидролокатор с внутриимпульсной амплитудной модуляцией, причем частота модуляции может автоматически перестраиваться (от импульса к импульсу) в широком диапазоне. Обработка принятого (рассеянного поверхностью) сигнала сводится к измерению зависимости средней интенсивности ВМ от частоты модуляции.

Конструктивно электронная часть комплекса выполнена в виде стандартных взаимозаменяемых блоков, которые размещаются в двух крейтах. Акустическая антенная система в корабельном варианте имеет обтекаемую конструкцию и может опускаться на глубину 4–5 м с помощью специального забортного устройства, которое крепится к борту судна двумя герметичными магнитными держателями. Питание электромагнитов осуществляется по кабелям от палубного источника. Забортное устройство также снабжено обтекателем, что дает возможность работы не только в дрейфе, но и на малом ходу (до 6 узлов). Комплекс обладает достаточно широким диапазоном технических характеристик, что позволяет вести измерения спектральных характеристик волнения в диапазоне волн от 10 см до 10 м с глубин до 50 м. В действующем макете реализованы следующие технические характеристики: длительность импульса 0,25–16 мс; частота повторения 1–32 Гц; угол скольжения 10–45°; разрешение по дальности 0,2–10 м; частота модуляции 0,5–10 кГц; число фиксированных частот модуляции 32; акустическая мощность (импульсная) 25–50 Вт. АМИС неоднократно проходил экспериментальную проверку в натуральных морских условиях как на борту судна, так и на платформе с неподвижным свайным основанием. Интерпретация данных велась на основе соотношения (4) [20]. На рис. 2 приведена нормированная на максимальное значение зависимость  $\Omega^2 \Phi_{\xi_0}(\Omega)$ , полученная при угле скольжения  $\psi_0 = 20^\circ$ ,



Р и с. 2. Сечения спектра развитого волнения

скоростях ветра 8–11 м/с (развитое волнение) и угле между направлениями ветра и зондирования  $180^\circ$ . Видно, что измеренные значения хорошо группируются около спектра Филлипса (зависимость  $K^{-4}$  — пунктир). Регистрация данных бортового варианта АМИС проводилась в трех характерных ситуациях: в дрейфе при работе на подветренный и наветренный борта (поверхность при этом возмущалась корпусом судна), а также на ходу со скоростью не более 6 узлов. Пример измерений при направлении зондирования  $90^\circ$  к скорости судна и направлению ветра приведен на рис. 3. Время усреднения при получении каждой кривой составляло 9–13 мин, несущая частота равнялась 562,5 кГц. Для сравнения на нижнем графике приведено сечение спектра поверхности того же направления, полученное одновременно оптическим анализатором спектра волнения. Наличие экстремумов на длинах волн 33–39 см и 16–18 см может объясняться нарушением механизма (4), т.е. преобладающим действием на дифрагирующую ВМ неоднородного распределения  $\chi_{\Sigma_i}$ . Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что в зависимости от условий рассеяния реальная морская поверхность может проявлять себя и как фазовая, и как амплитудная дифракционная решетка (механизм (6)). В стационарных условиях прибор проверялся также с целью исследования изменчивости спектров волнения в присутствии поверхностно-активных пленок, которые приводят к появлению областей выглаживания волнения (сликов). Пленка на поверхности создавалась с помощью подсолнечного масла; искусственный слик под дей-



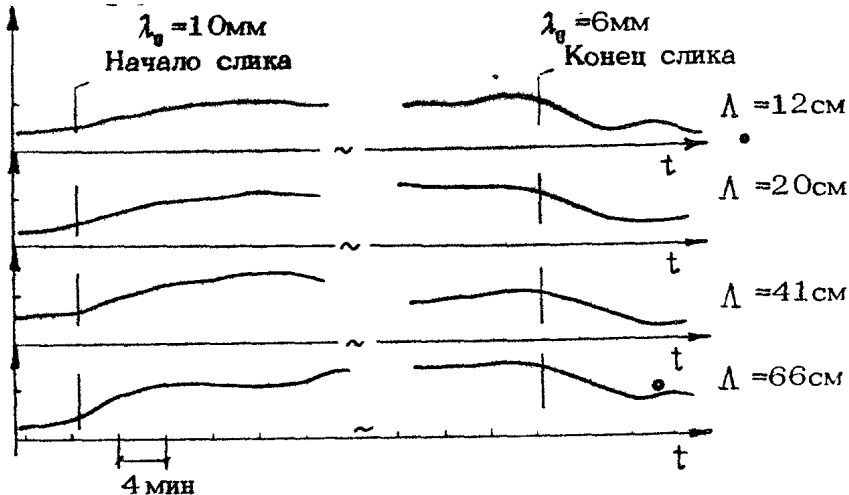
Р и с. 3. Спектры волнения при неоднородном распределении ряби

ствием ветра и течений медленно дрейфовал мимо зоны действия прибора. При этом непрерывно регистрировались сигналы 16-частотных каналов в диапазоне длин волн на поверхности от 10 до 70 см на разных несущих частотах. Обработка текущих значений спектров проводилась путем "сглаживания" откликов каждого из частотных каналов с временем усреднения 10 мин.

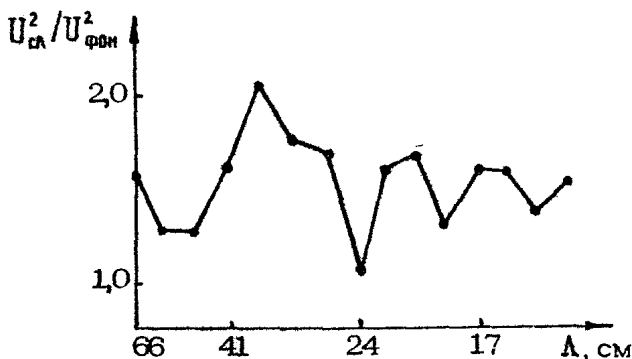
На рис.4 показаны "вход" сликка при работе на несущей частоте 155 кГц (резонансная рябь с  $\lambda_0 = 1.0$  мм) и "выход" при частоте 255 кГц ( $\lambda_0 = 6$  мм). Видно, что дециметровые волны усиливаются в присутствии сликка по сравнению с невозмущенной поверхностью. Величина среднего "контраста" — отношения уровня сигнала в сликке к уровню фонового сигнала — в зависимости от длины волны в дециметровом диапазоне оказалась устойчивой для всех экспериментов и равной 2–3 дБ (рис.5). Эти данные хорошо согласуются с данными [21], где эффект усиления дециметровых волн на сликке был впервые обнаружен оптическими методами.

Приведенные результаты испытаний АМИС показывают, что прибор дает возможность дистанционной диагностики не только спектральных характеристик возвышений морской поверхности в дециметровом диапазоне, но и неоднородности распределения миллиметровой ряби в поле более крупных волн. Для решения этой задачи необходимо дальнейшее усовершенствование метода и аппаратуры, которое позволило бы измерять помимо энер-





Р и с. 4. Изменчивость дециметровых волн при наличии слайка



Р и с. 5. Зависимость "контраста" от длины волны

гетических характеристик ВМ параметры рассеянного звука на несущей частоте, а также осуществлять одновременные измерения при различных углах скольжения; это даст возможность разделять эффекты фазовой и амплитудной модуляции зондирующей ВМ при ее рассеянии на морской поверхности.

## 2. ЗВУКОРАССЕИВАЮЩИЕ СВОЙСТВА МИКРОСТРУКТУРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВОДНОЙ СРЕДЫ ОКЕАНА <sup>\*)</sup>

В работах [22-24] показано, что в океане наряду с хорошо известными звукорассеивающими слоями (ЗРС), представляющими собой скопления биологических объектов, наблюдаются протяженные тонкослоистые ЗРС, имеющие иную природу. Чаще всего такие ЗРС встречаются в районах с развитой тонкой структурой гидрофизических полей и находятся примерно на той же глубине, что и прослойки с повышенным значением градиента скорости звука. Обусловлены они рассеянием на границах резкого изменения скорости, которые разделяют более мощные квазиоднородные слои, и по толщине сравнимы с длиной волны излучения.

Сопоставление измеренных значений уровня рассеянного сигнала с его теоретическими оценками, полученными на основе плоскослойной модели переходного слоя, свидетельствует, что в качественном отношении они неплохо согласуются, но между ними имеются существенные количественные расхождения. Независимо от использованного способа аппроксимации реального распределения скорости звука расчетный уровень обратного рассеяния почти на порядок отличается от его измеренных значений [24].

Не менее значительны расхождения и в угловой зависимости рассеяния. Вместо ожидаемого резкого его уменьшения при отклонении направления зондирования от вертикального часто наблюдается весьма слабая зависимость в широком диапазоне углов. Одной из возможных причин указанных расхождений является использование для расчетов плоскослойной модели, которая недостаточно полно отображает структуру реальных слоев. Ниже обсуждаются результаты экспериментальных исследований, выполненных в северной части Тихого океана с целью проверки данного предположения.

Проводились измерения обратного рассеяния, температуры, солености и скорости звука. Обратное рассеяние измерялось дистанционным методом, для чего использовался узколучевой эхолот, состыкованный с информационно-вычислительным комплексом ИВК-2. Гидрофизические параметры измерялись с

---

\*) В написании настоящего раздела принимали участие также А.С.Саломатин и В.И.Юсупов.

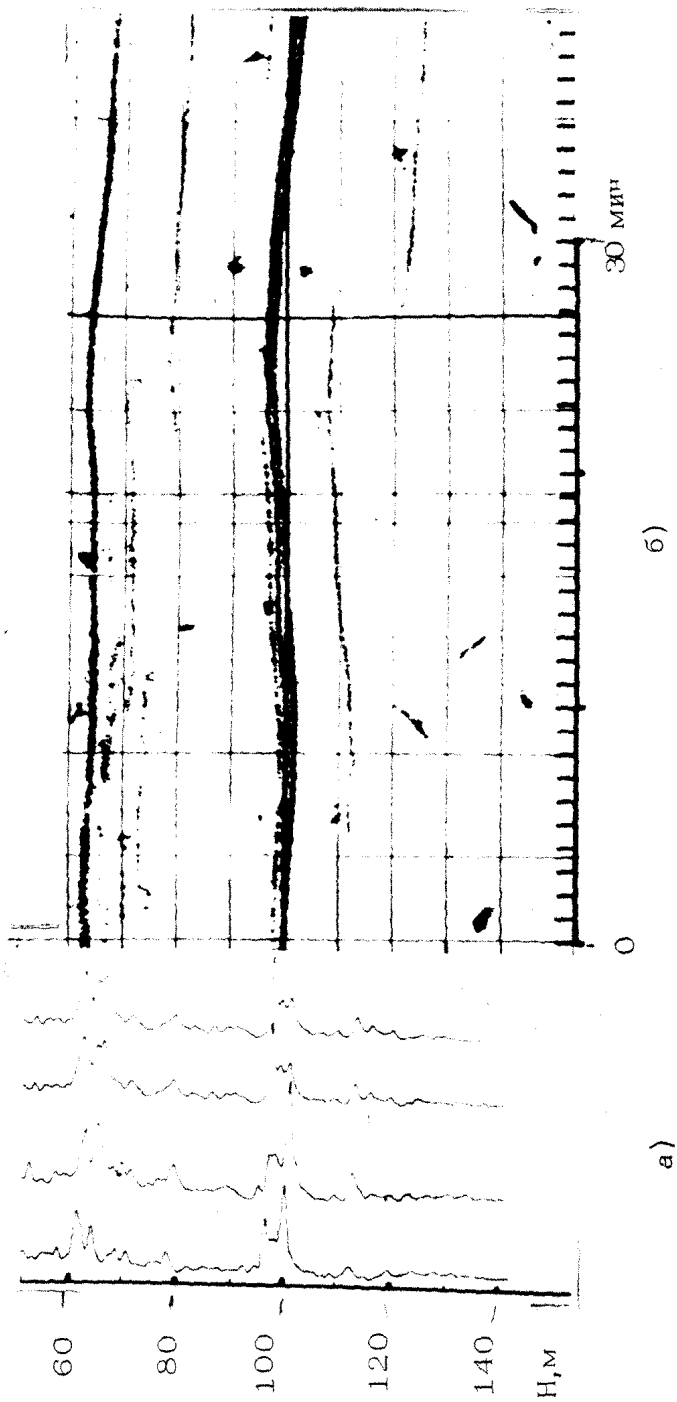
помощью термосолезонда "Исток-4" и зонда, на котором размещались два циклических измерителя скорости звука, базы которых были ориентированы в горизонтальной плоскости и разнесены по вертикали на 1 м. Для регистрации микроструктурных неоднородностей среды измерялись мгновенные значения скорости звука и ее разности в двух точках. При вертикальной ориентации зонда в разностном канале прибора регистрировался градиент скорости звука на базе 1 м.

Было проведено две серии наблюдений, в каждой из которых выполнено более 60 измерений профилей температуры, солености и скорости звука. Одновременно измерялся уровень обратного рассеяния акустического излучения длиной волны 5 см в режиме дистанционного зондирования водной среды тонально-импульсными сигналами длительностью 1 мс и периодом повторения 2,5 с.

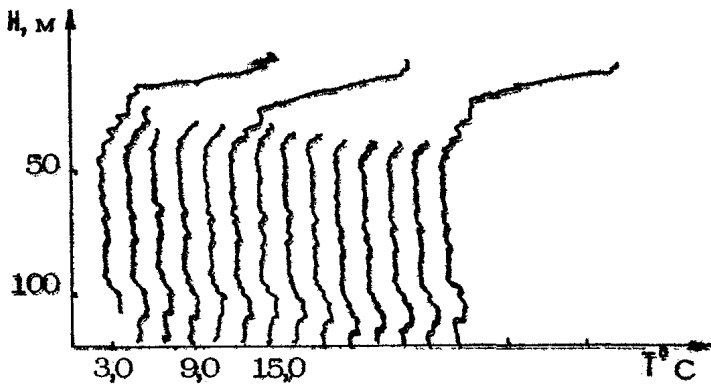
В процессе обработки на первом ее этапе рассчитывалось распределение по глубине спектральной компоненты вариаций скорости звука на пространственной частоте, определенной из условия Вульфа-Брэгга для селективного рассеяния использованного излучения [25]. Однако при анализе было выявлено, что основные особенности профилей уровня указанной компоненты обусловлены "скачками" скорости звука в тонких, но устойчивых в пространстве и времени прослойках. В таких условиях модель статистически-однородной среды непригодна и, следовательно, спектральный подход к описанию неоднородностей мало полезен.

Поэтому на втором этапе обработки основное внимание было уделено детальному исследованию распределения скорости звука по глубине внутри прослоек с учетом их пространственно-временной изменчивости.

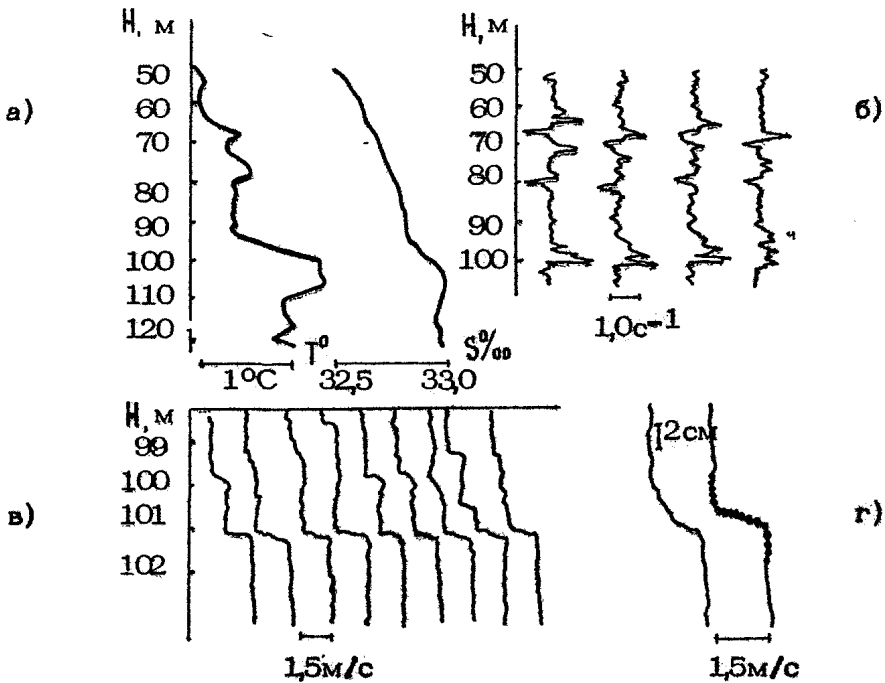
На рис.6 приведен фрагмент эхолокационной записи, полученной в одном из экспериментов при исследовании наиболее простой и удобной для анализа системы ЗРС, представленной двумя обособленными группами тонких слоев на горизонтах 60-70 и 100 м. По своему положению они совпадают с границами температурных инверсий (рис.7), где наблюдаются максимальные градиенты гидрофизических характеристик (рис.8,а,б). Анализ детальных профилей показывает, что скорость звука здесь изменяется ступенчатым образом. На них выделяются отдельные прослойки, которые при толщине несколько сантиметров имеют перепад скорости около 1 м/с. Именно с ними связаны наблюдаемые ЗРС.



Р и с. 6. Вертикальные профили уровня обратного рассеяния при последовательном зондировании тонально-импульсными сигналами длительностью 1 мс (а) и фрагмент эхолотационной записи тонких ЗРС (б)



Р и с. 7. Профили температуры, полученные при многократном зондировании в слое



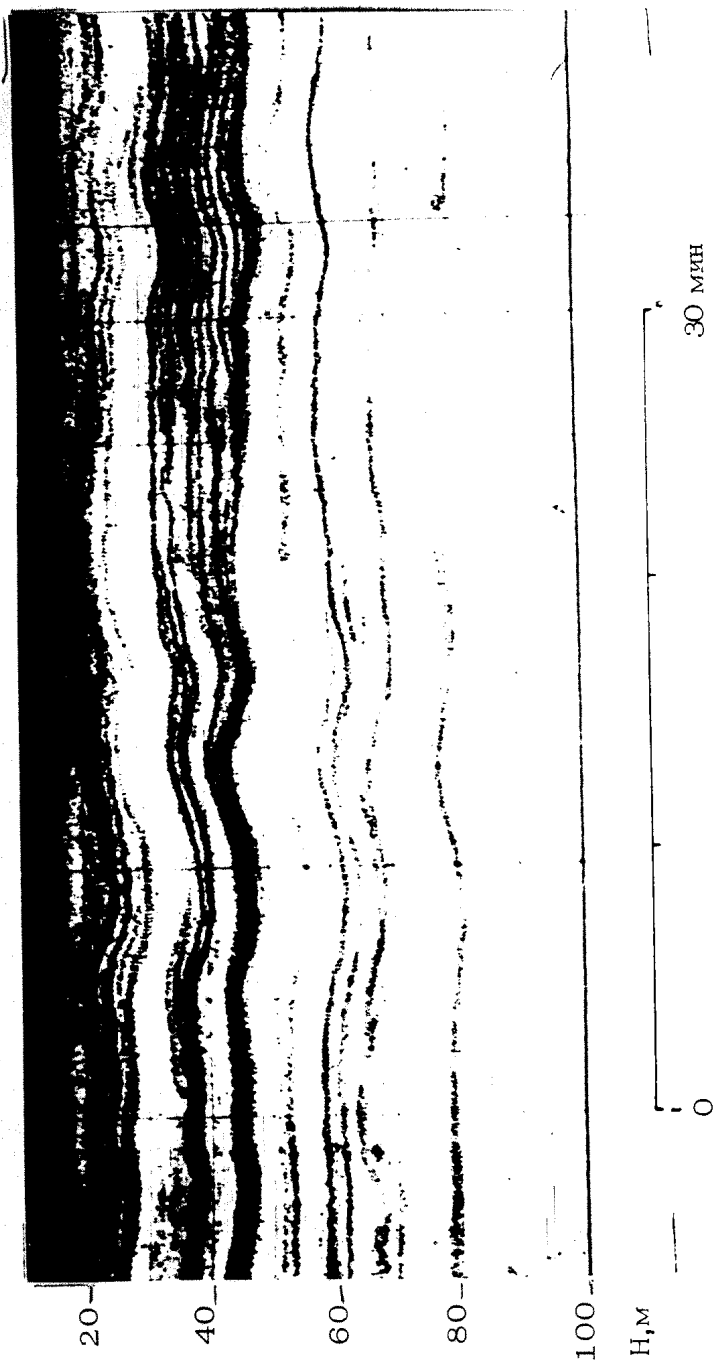
Р и с. 8. Вертикальные распределения температуры ( $T^{\circ}$ ) и солёности ( $S^{\text{‰}}$ ) (а); градиента скорости звука, измеренного на базе 1 м (б); скорости звука в слое, охватывающем ЗРС вблизи горизонта 100 м (в); скорости звука, измеренной в прослойке на горизонте 100 м в двух точках, отстоящих по горизонтам на 30 см (г). Точками показана аппроксимация функцией переходного слоя Эшлетьея

По данным многократного зондирования прослойки зачастую прослеживаются в течение многих часов (рис.8,в), причем перепад скорости звука в них изменяется относительно медленно, в то время как их толщина, а следовательно и усредненный градиент скорости, испытывают значительные флуктуации. На рис.8,г в качестве примера приведено вертикальное распределение скорости в пределах прослойки на глубине 100 м, измеренное в двух точках, отстоящих по горизонтали друг от друга на расстоянии 30 см. В обеих точках зарегистрирован одинаковый перепад скорости, равный 1,5 м/с, однако толщина прослойки в них отличается более чем в два раза.

В общем случае изменение толщины при последовательных зондированиях носит случайный характер. Причем функция распределения, рассчитанная по совокупности измерений в конкретном слое, близка к нормальному закону. Для всех рядов наблюдений статистические моменты высоких порядков мало отличаются от значений для нормального распределения; например, оценки моментов распределения толщины слоя вблизи горизонта 100 м (см.рис.6) составляют: математическое ожидание  $L_0 = 3,82$  см; дисперсия  $D = 1,94$  см<sup>2</sup>; эксцесс  $\gamma_1 = -0,24$ ; коэффициент асимметрии  $\gamma_2 = 0,35$ .

Аналогичные характеристики имеют и другие прослойки, соответствующие наблюдаемым ЗРС. Они также представляют собой тонкие устойчивые границы, имеющие сложную пространственную конфигурацию, в пределах которых перепад скорости примерно постоянен, а их толщина в горизонтальном направлении изменяется случайным образом. Как видно из рис.8,а, в данном случае эти границы обязаны своим происхождением процессам двойной диффузии. Все они относятся к областям, где имеются предпосылки для развития таких процессов и плотностное соотношение меньше критического значения. Косвенным подтверждением участия механизмов двойной диффузии в формировании подобных ЗРС может служить также и зарегистрированный во второй серии наблюдений процесс расщепления за короткое время двух относительно мощных ЗРС на большое число тонких слоев (рис.9), который характерен именно для этого явления. Он предсказывается теорией двойной диффузии и подтверждается лабораторными экспериментами [26].

Известно, что неустойчивость, развивающаяся при таких процессах, реализуется в виде конвективных ячеек. Они, по-видимому, и обуславливают наблюдаемую изменчивость параметров прослоек в горизонтальном направлении, которая приводит к неоднородности слоя по звукорассеивающим свойствам.



Р и с. 9. Эхолокационная запись процесса образования тонкослойных ЗРС

В результате разные его участки рассеивают звук неодинаково. Наиболее эффективно рассеивают те из них, у которых толщина слоя меньше некоторого критического значения, зависящего от вида распределения скорости и длины волны излучения. В горизонтальной плоскости в реальных слоях они, по-видимому, распределены случайно в виде отдельных пятен.

Оценить размеры этих пятен на основе полученных гидрофизических данных не представляется возможным. Однако наблюдаемая слабая зависимость уровня обратного рассеяния от угла облучения свидетельствует, что горизонтальные масштабы областей эффективного рассеяния малы. Так, например, для ЗРС на горизонте 100 м оценка их средней площади по результатам измерения угловой зависимости в диапазоне углов падения  $0-20^\circ$  дает величину  $S \leq 40 \text{ см}^2$ .

Сечение обратного рассеяния от одной такой элементарной области при условии, что ее размер меньше зоны Френеля, а толщина слоя в ее пределах постоянна, определяется известным соотношением:

$$\sigma_i = R_i^2 \frac{S_i^2}{\lambda^2}, \quad (7)$$

где  $R_i$  — коэффициент отражения от безграничного слоя;  $S_i$  — площадь элементарной области;  $\lambda$  — длина волны излучения.

Если определить вклады в рассеянный сигнал всех элементарных участков и провести их суммирование, то можно оценить звукорассеивающие свойства гидрофизических слоев. Такую оценку проводили при следующих предположениях, учитывающих полученные данные о реальных слоях:

- вид вертикального распределения скорости звука в пределах слоя не изменяется и определяется функцией переходного слоя Эпштейна первого порядка, которая в качественном отношении неплохо отображает реальные распределения (см. рис. 8, г);
- озвученная область состоит из элементарных участков одинаковой площади, каждый из которых характеризуется определенной толщиной переходного слоя; при этом перепад скорости звука в слое для всех участков данного ЗРС один и тот же;
- в пределах одного элементарного участка рассеяние синфазно, а фазы сигналов, рассеянных разными участками, независимы;
- распределение плотности вероятности толщин переходного слоя подчиняется нормальному закону.

При сделанных допущениях коэффициент отражения каждого элементарного участка зависит лишь от толщины переходного слоя. Поэтому в случае, когда число участков велико, для по-



перечного сечения обратного рассеяния единичной площади ЗРС с учетом соотношения (7) можно записать:

$$\sigma_s = \frac{S}{\lambda^2} \int_0^{\infty} R^2(l) W(l) dl,$$

$$R(l) = \frac{\Delta c}{2c} \frac{\pi^2 l}{\lambda \operatorname{Sh}(\pi^2 l / \lambda)},$$

$$W(l) = \frac{1}{\sqrt{2\pi D}} \exp\left[-\frac{(l-L_0)^2}{2D}\right], \quad (8)$$

где  $R(l)$  – коэффициент отражения плоской волны от переходного слоя Эпштейна толщиной  $l$  в случае, когда перепад скорости звука в слое  $\Delta c$  намного меньше значения скорости звука  $c$  [27];  $W(l)$  – функция распределения элементарных участков по толщине;  $S$  – характерная площадь элементарного участка слоя;  $L_0$  и  $D$  – математическое ожидание и дисперсия толщины переходного слоя.

С помощью соотношения (8) проводились оценки звуко-рассеивающих характеристик наблюдаемых слоев. В качестве исходных данных при этом использовались их параметры  $L_0$  и  $D$ , полученные путем статистической обработки результатов многократных измерений профилей скорости звука. Теоретические оценки затем сравнивались с данными прямых акустических измерений.

Анализ результатов такого сопоставления показывает, что расчетные и экспериментальные значения между собой неплохо совпадают. Например, расчет сечения обратного рассеяния единичной площади слоя на горизонте 100 м с использованием измеренных его параметров, указанных выше ( $L_0 = 3,8$  см;  $D = 2$  см<sup>2</sup>;  $S = 40$  см<sup>2</sup>;  $\Delta c = 1,5$  м/с), дает значение  $\sigma_s = 10^{-8}$ . В то же время средняя величина  $\sigma_s$  по результатам прямых акустических измерений в соответствующем ЗРС составляет  $3 \cdot 10^{-8}$ . Следует отметить, что с помощью плоско-слоистой модели ЗРС получить такое соответствие не удастся. Если для того же ЗРС за толщину взять ее среднее значение  $L_0$ , то получаем оценку почти на два порядка большую по сравнению с приведенной выше.

Из выражения (8) следует, что величина  $\epsilon_3$  определяется соотношением параметров  $L_0$ ,  $D$  и  $\lambda$ . При этом наиболее существенный вклад в рассеяние вносят участки с малой толщиной переходного слоя. Так, если верхний предел интеграла в соотношении (8) заменить на  $l = 1,2$  см, то для нашего случая получаем, что 60% рассеяния обусловлено участками толщиной  $l \leq \lambda/4$ , суммарная площадь которых составляет лишь 5% общей площади. Даже в тех случаях, когда средняя толщина заведомо больше длины волны акустического излучения, за счет дисперсии толщины слоя могут существовать области, эффективно рассеивающие звук. Влияние дисперсии сказывается также и на частотной зависимости рассеяния. С увеличением диапазона изменчивости толщины уровень рассеяния на высоких частотах будет повышаться.

Тот факт, что рассмотренная модель рассеяния, несмотря на ее вполне очевидную ограниченность, согласуется с экспериментальными данными, свидетельствует о том, что она верно отображает основные особенности микроструктурных неоднородностей водной среды и может быть использована для определения их параметров методом дистанционного акустического зондирования. Необходимым условием для этого является знание не только энергетических, но и частотно-угловых характеристик обратного рассеяния. Как минимум, должны быть обеспечены измерения на трех раснесенных частотах. В этом случае по угловым характеристикам рассеяния можно определить горизонтальный масштаб элементарных участков, а по энергетическим — среднее значение толщины слоя, ее дисперсию и перепад скорости звука.

### 3. ОБНАРУЖЕНИЕ ПУЗЫРЬКОВ ГАЗА В ОКЕАНЕ \*) ПО НЕЛИНЕЙНОМУ РАССЕЯНИЮ НА СУММАРНОЙ ЧАСТОТЕ

Известно, что при облучении жидкости, содержащей газы, пузырьки, пересекающимися мощными звуковыми пучками накачки с частотами  $f_1$  и  $f_2$  на газовых пузырьках, расположенных в области пересечения пучков, происходит, в частности, нелинейное рассеяние звука суммарной частоты  $f = f_1 + f_2$  [28]. Оценки показывают, что этим методом, используя для накачки

---

\*) В написании настоящего раздела также принимал участие Б.М.Сандлер.

излучение современных гидролокационных устройств, можно регистрировать отдельные газовые пузырьки на дистанциях несколько десятков метров от приемно-излучающей антенной системы.

Для оценок амплитуд звукового давления в излучаемой газовой пузырьком сферической волне суммарной частоты (нелинейного отклика) в точке приема использовалось выражение

$$[28] \quad p_{\Sigma} = \frac{Q^2}{\rho_0 R_0^2 \gamma} \frac{[3(\gamma+1)\omega_0^2 - (\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_1\omega_2)]\rho_1\rho_2}{\{[(\omega_0^2 - \omega_1^2)^2 + Q^2\omega_1^4][(\omega_0^2 - \omega_2^2)^2 + Q^2\omega_2^4][\omega_0^2 - Q^2\gamma^2 + Q^2Q^{\gamma}]\}^{1/2}} \quad (9)$$

Здесь предполагается отсутствие теплообмена между монополюбно колеблющимся в области пересечения пучков накачки газовым пузырьком и окружающей его жидкостью;  $\rho_1, \rho_2$  и  $\omega_1 = 2\pi f_1, \omega_2 = 2\pi f_2$  - амплитуды и частоты воли накачки;  $Q = 2\pi(f_1 + f_2)$ ;  $\omega_0 = 2\pi f_0, R_0$  и  $Q$  - резонансная частота собственных монополюбных колебаний пузырька, его радиус и добротность;  $\rho_0$  - плотность жидкости;  $\gamma$  - расстояние от газозового пузырька до приемника воли суммарной частоты;  $\gamma = 1,41$  - показатель адиабаты.

Расчеты проводились при следующих параметрах:

$$1) \quad f_1 = 140 \text{ кГц}, \quad f_2 = 200 \text{ кГц (рис.10);}$$

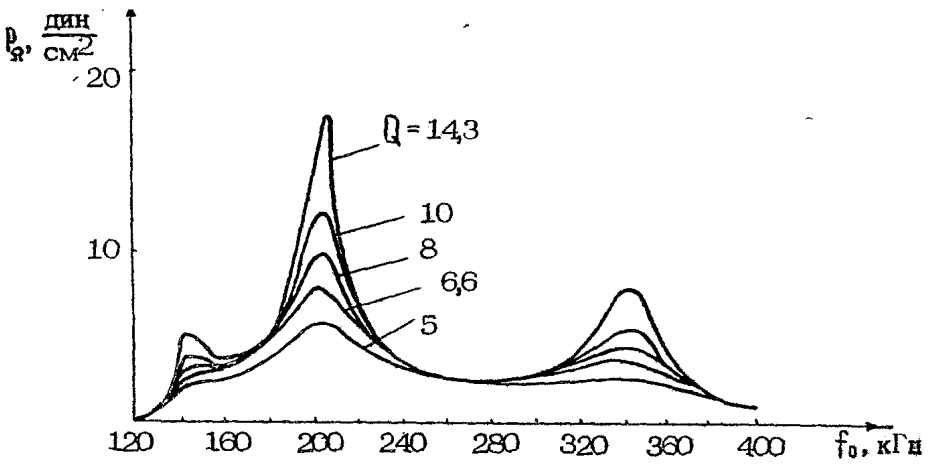
$$2) \quad f_1 = 140 \text{ кГц}, \quad f_2 = 20 \text{ кГц (рис.11);}$$

остальные параметры имели величины:

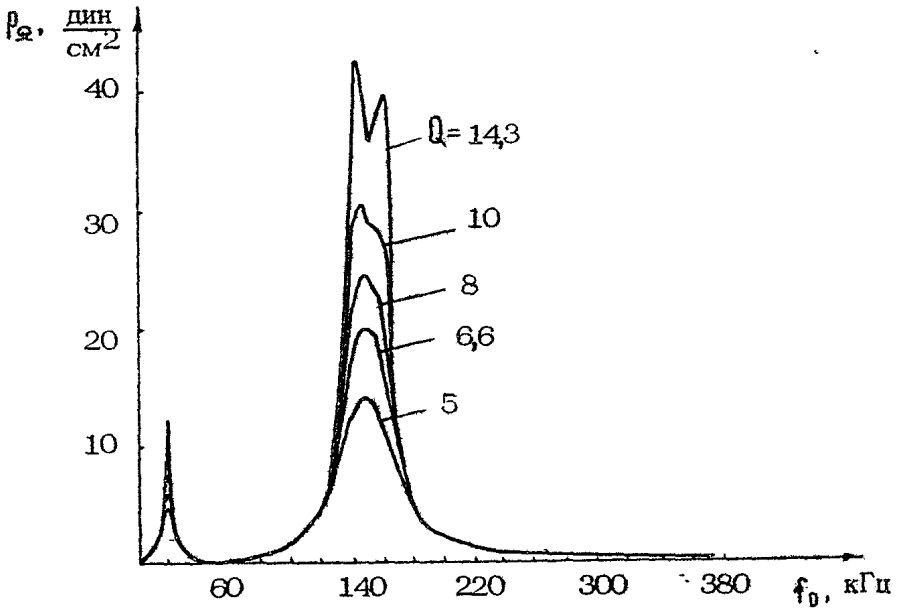
$$\rho_1 = 0,7 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad \rho_2 = 0,16 \cdot 10^5 \text{ Па}, \quad \gamma = 4,3 \text{ м}, \quad \rho_0 = 10^3 \text{ кг/м}^3$$

Добротности пузырьков варьировались в пределах  $Q \in (5-14)$ , что соответствует теоретическим [29] и экспериментальным [30] оценкам. Рассчитанные амплитудно-частотные зависимости нелинейного рассеяния звука газовыми пузырьками на суммарной частоте представлены в виде графиков на рис. 10 и 11. Таким образом, с помощью метода измерения уровня нелинейного рассеяния на суммарной частоте можно измерять концентрации газовых пузырьков в объеме, занимаемом областью пересечения пучков ультразвуковой накачки, селективируя газовые пузырьки от рассеивателей другой природы. Для решения задачи обнаружения газовых пузырьков определенного размера частоты накачки следует разносить так, чтобы одна из них была существенно больше другой (см.рис.11).

Метод суммарной частоты был реализован в морских условиях в 1982г. с борта НИС "Профессор Богоров". В проделан-

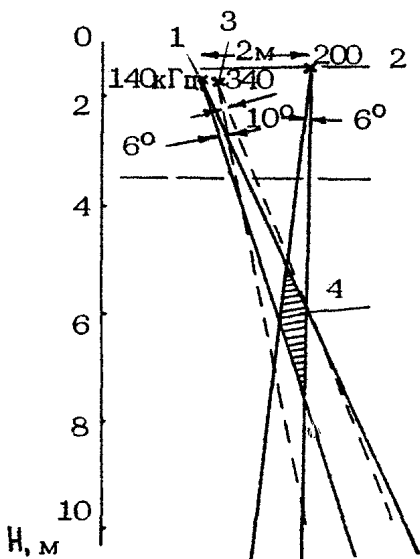


Р и с. 10. Уровень рассеяния ультразвука газовым пузырьком при частотах накачки 140 и 200 кГц в зависимости от его резонансной частоты и добротности



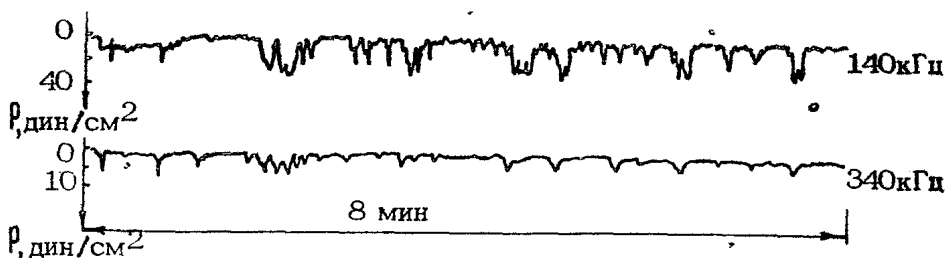
Р и с. 11. Уровень рассеяния ультразвука газовым пузырьком в зависимости от его разностной частоты при частотах накачки 140 и 20 кГц

ных опытах было осуществлено пересечение основных лепестков диаграмм направленности приемоизлучающих антенн гидролокаторов с частотами излучения 140 и 200 кГц, используемых для накачки. Прием рассеянных сигналов на суммарной частоте 340 кГц производился специальной антенной. Диаграммы направленности антенн, излучавших колебания частотой 140 и 200 кГц имели ширину  $6^\circ$  (по уровню  $-3$  дБ), а у антенны, принимавшей колебания частотой 340 кГц,  $-10^\circ$ . Все три антенны были закреплены на едином жестком основании, которое крепилось к борту судна на глубине  $H = 1,5$  м. Излучение и прием производились в вертикальной плоскости (рис.12). Амплитуды давлений ультразвука в излученных пучках накачки были близки к



Р и с. 12. Схема эксперимента: 1 – излучатель, 140 кГц, 2 – излучатель 200 кГц, 3 – приемник 340 кГц, 4 – рабочая область

использованным в расчетах. Сигналы частот накачки излучались одновременно импульсами длительностью  $\tau = 1$  мс. В этом случае мгновенная информация о наличии газовых пузырьков с резонансными частотами  $f_0 = 130 \div 400$  кГц извлекалась на суммарной частоте из части среды, которая находилась в пересечении импульсных объемов пучков накачки. Для участка среды со средней глубиной  $H = 6$  м этот объем составлял  $V \approx (0,1 \pm \pm 0,05)$  м<sup>3</sup>.



Р и с. 13. Записи уровней рассеяния на одной из частот накачки (140 кГц) и суммарной частоте (340кГц)

На рис.13 приведен участок синхронной записи на ленте самописца уровней линейного рассеяния из рабочей области на частоте 140 кГц и рассеяния на суммарной частоте 340 кГц. Из сравнения этих записей видно, что канал суммарной частоты действует более избирательно. Это объясняется, во-первых, малостью "нелинейно рассеивающего объема" (рабочей области) по сравнению с линейно рассеивающим импульсным объемом и, во-вторых, тем, что по каналу суммарной частоты регистрируются только пузырьки, а по каналу линейного рассеяния – все рассеивающие частицы. Как видно из записи уровня нелинейного рассеяния на рис.13, максимальный нелинейный отклик составляет 7–8 дин/см<sup>2</sup>. Это согласуется с расчетом (см.рис.10) нелинейного отклика от пузырька с  $f_0 \approx 200$  кГц и  $Q \approx 6$ , попавшего в центр рабочей области (см.рис.12).

В этом же опыте синхронно измерялась концентрация газовых пузырьков  $n$  с резонансными частотами  $f_0 = 100 \div 400$  кГц с помощью детектора газовых пузырьков [31], в котором используется сходный принцип: измеряются уровни нелинейного рассеяния звука на комбинационной разностной частоте высокочастотных сигналов ультразвуковой накачки \*). С помощью детектора газовых пузырьков были проведены многочисленные измерения концентраций газовых пузырьков в приповерхностном слое моря [32].

В описываемом эксперименте для временного интервала усреднения данных порядка одного часа были получены, в частности, значения концентрации пузырьков на средней глубине  $H \approx 6$  м (Филиппинское море, штитель):

\*) Рабочий объем, образуемый пересечением двух пучков высокочастотной накачки, составляет в детекторе примерно 5 см<sup>3</sup> и удален от антенной системы на 10–15 см.

$\alpha_+ = 0,5 \pm 3 \text{ м}^{-3}, \text{ мкм}^{-1}$  – методом суммарной частоты в полосе резонансных частот  $f_0 = 130 \div 400 \text{ кГц}$ ;

$\alpha_- = 1,3 \pm 0,8 \text{ м}^{-3}, \text{ мкм}^{-1}$  – детектором газовых пузырьков в полосе  $f_0 = 100 \div 400 \text{ кГц}$ . Результаты измерений различными методами – дистанционным методом суммарной частоты и “контактным” методом разностной частоты – хорошо сопоставимы, несмотря на огромную разницу рабочих объемов ( $10^5$  и  $5 \text{ см}^3$ ) и то, что в описываемых экспериментах рабочие объемы были разнесены на расстояние приблизительно 7 м.

В заключение отметим, что метод суммарной частоты, являясь дистанционным методом, основанным на нелинейных свойствах газовых пузырьков в жидкости, позволяет отличать газовые пузырьки от рассеивателей иной природы. Таким образом, он свободен от основного недостатка традиционно используемых для дистанционного обнаружения газовых пузырьков в море линейных акустических методов [33,34], основанных на измерении загухания или рассеивания ультразвука в жидкости с пузырьками газа. Кроме того, метод суммарной частоты выгодно отличается от других нелинейных акустических методов дистанционного обнаружения пузырьков [35] тем, что данные, получаемые из зоны пересечения пучков акустической накачки, практически не зависят от ситуации на пути распространения волн накачки от излучателей до рабочего объема.

#### 4. ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКОЙ ЭХОЛОКАЦИИ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕЧЕНИЙ И ВНУТРЕННИХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

Традиционная эхолокация известна давно и широко используется для решения разнообразных прикладных и научных задач, в том числе для исследования внутренних волн (ВВ) по деформациям звукорассеивающих слоев [36]. Примерно около 10 лет назад начал развиваться дистанционный акустический метод измерения течений, основанный на эффекте Доплера [37]. Анализ возможностей этого перспективного метода океанологических измерений и методических особенностей его примене-

---

\*) Для исключения взаимного влияния измерительных устройств по акустическому каналу они были разнесены по горизонтали в направлении, нормальном к направлению дрейфа НИС, на 7 м.

ния при измерениях с борта судна уделяется основное внимание в данном разделе. Кроме этого, рассматриваются перспективы совместного использования доплеровского метода и обычной эхолокации для измерения ВВ. Описывается соответствующий комплекс аппаратуры и некоторые результаты, полученные с его помощью.

#### 4.1. Физические основы и предельные возможности доплеровского метода измерения течений

Как показали многочисленные экспериментальные исследования, большинство неоднородностей, образующих средний фон рассеяния ультразвука в океане, практически полностью увлечается окружающей жидкостью [38]. Поэтому, измеряя текущее доплеровское смещение частоты реверберационного сигнала, полученного в результате обратного рассеяния зондирующего импульса, можно восстановить зависимость от дальности проекции относительной скорости течения на направление зондирования. На этом принципе работают акустические доплеровские измерители скорости (АДИС), с помощью которых уже проводятся измерения вектора скорости течения на глубинах вплоть до 700 м [39].

Рассмотрим, как связаны основные метрологические характеристики метода – точность измерения скорости, разрешение по дальности и максимальная дальность – с параметрами используемых сигналов в отсутствие случайных движений антенны из-за качки. Длина озвучиваемого ультразвуковым импульсом объема, в котором происходит усреднение скорости (разрешение по дальности)  $\Delta R$  и предельная точность измерения скорости  $\Delta V$  связаны с длиной волны  $\lambda$  и скоростью звука  $c$  так называемым "соотношением неопределенностей":  $\Delta R \Delta V \geq \sqrt{\alpha} c \lambda / 4$ , где  $\sqrt{\alpha} = (0,2 \div 1)$  – коэффициент, зависящий от формы импульса и способа определения средней частоты эхосигнала. Отсюда очевидно стремление использовать в АДИС высокие частоты ( $f \geq 100$  кГц). Однако с ростом частоты увеличивается поглощение звука, что ограничивает максимальную дальность приборов. В таблице приведены значения  $c \lambda / 4$ , оценки максимальной дальности  $R_{\max}$  и предельной точности метода  $\Delta V_{\min}$  для частот из интервала 75 – 1200 кГц. Дальность оценивалась по уравнению активной гидролокации при следующих параметрах: длительность импульса  $T_{\text{и}} = 20$  мс, акустическая мощность  $P_{\text{ак}} = 400$  Вт; площадь антенны  $S_{\text{А}} = 10^{-2} \text{ м}^2$ ; пороговое отношение сигнал/шум  $Q = 1$  при мощности шума на входе  $P_{\text{ш}} = 4,2 \cdot 10^{-13}$  Вт; коэффициент рассеяния  $\sigma = 10^{-8} \text{ м}^{-1}$  (среднее между сечением рассеяния для планктона и для изотропных



температурных флуктуаций); чувствительность антенны  $\gamma = 800 \text{ мкВ/Па}$ . Предельная точность рассчитывалась для  $T_u = 20 \text{ мс}$  ( $\Delta R = 15 \text{ м}$ ) и  $\alpha = 0,3$  (эмпирическое значение для макета АДИС, описанного в данном сборнике) по формуле  $\Delta V_{\text{min}}^2 = \alpha (c/2f) / T_u^2$ , справедливой при больших отношениях сигнал/шум.

Параметры	f, кГц				
	75	150	300	600	1200
$R_{\text{max}}, \text{ м}$	450	250	160	100	60
$c\lambda/4, \text{ м/с}$	750	375	188	94	47
$\Delta V_{\text{min}}, \text{ см/с}$	27,4	13,7	6,8	3,4	1,7
t, с	750	186	47	12	3

В таблице приведены оценки предельно достижимой точности метода или, другими словами, свойственной ему случайной неустранимой ошибки при измерении скорости по одному импульсу. Случайные движения рассеивателей, их средний перенос через диаграмму направленности и уменьшение отношения сигнала к шуму будут ухудшать эту характеристику. Для уменьшения ошибки измерения скорости прибегают к усреднению данных. Поскольку значения ошибки при разных импульсах независимы, дисперсия ошибки будет уменьшаться как  $N^{-1}$  ( $N$  - число усредняемых значений). В нижней графе таблицы приведено время усреднения, необходимое для снижения дисперсии до 1 см/с при частоте зондирования 1 Гц. Таблица показывает широкие возможности адаптации АДИС к конкретным условиям проведения измерений.

#### 4.2. Погрешности метода, обусловленные движениями носителя аппаратуры, и способы снижения их влияния

При установке антенн на судне основным источником помех становится их случайное движение из-за качки и нестабильно-

стей хода и дрейфа. Величина ошибки из-за качки в средних приемлемых для эхолокационных измерений условиях (волнение от 1 до 3 баллов) лежит в пределах 5–25 см/с, что требует для достижения прежней точности увеличить время накопления в десятки раз.

Если, однако, учесть, что доплеровский сдвиг частоты эхосигнала, вызванный движением антенны, одинаков для всех импульсных объемов, а сдвиги из-за течения и неустранимой ошибки различны, легко понять, что разности доплеровских сдвигов, относящиеся к различным импульсным объемам (слоям воды) уже не будут содержать ошибки из-за качки и низкочастотных колебаний дрейфа и хода. Информация о скоростях течения относительно некоторого слоя воды, а при работе над шельфом – относительно дна, в разностях, очевидно, сохранится. Из-за независимости неустранимых ошибок в разных импульсных объемах дисперсия разности будет вдвое больше дисперсии неустранимой ошибки. Такой прием обработки можно рекомендовать для оценки неустранимой ошибки по данным, полученным в море. Например, для АДИС, работавшего на частоте 300 кГц и имевшего параметры, перечисленные в разделе 4.1 (см. 3-й столбец таблицы), оцененная таким способом неустранимая ошибка составила 4,5 см/с. Таким образом, если в исследовании, проводимом с помощью АДИС, можно ограничиться измерением разностей скоростей, точность метода может быть сохранена близкой к предельной, несмотря на наличие качки. Изменения курса судна будут, конечно, сказываться и на разностях, поэтому курс необходимо измерять и учитывать при обработке.

Скорость течения – векторная величина. Поэтому для ее измерения, вообще говоря, необходимо не менее трех лучей. Очень большое распространение в промышленных АДИС получила четырехлучевая схема измерения, в которой лучи располагаются в двух вертикальных перпендикулярных плоскостях, образуя две симметричные по отношению к вертикали пары [37,40]. Углы наклона к вертикали – от 30 до 45°. Разности доплеровских сдвигов частот симметричных лучей пропорциональны горизонтальной компоненте относительной скорости, а суммы – вертикальной [37]. Такой алгоритм обработки данных предполагает, что в разнесенных по горизонтали импульсных объемах течение одинаково. Ясно, что при измерении флукутуирующих течений, пространственный масштаб которых составляет 100–1000 м, это условие не выполняется, а следовательно и алгоритм становится неприменимым. Поэтому авторам представляется, что для наиболее полного использования возможностей АДИС инфор-

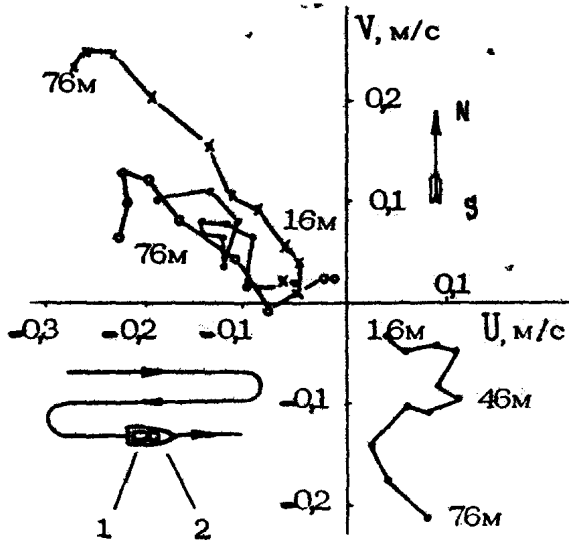
мация по всем лучам должна рассматриваться независимо и обрабатываться по алгоритмам, учитывающим пространственно-временную изменчивость течений, вызванную, например, внутренними волнами.

Эффективность применения АДИС резко повышается, если вести измерения на ходу судна. Например, в работе [41] с помощью одного судна, снабженного АДИС, была прослежена история ринга, оторвавшегося от основной струи Гольфстрима. Однако при движении антенны относительно среды, рассеивающие свойства которой меняются по вертикали, возникает систематическая ошибка. Ее появление объясняется следующим образом.

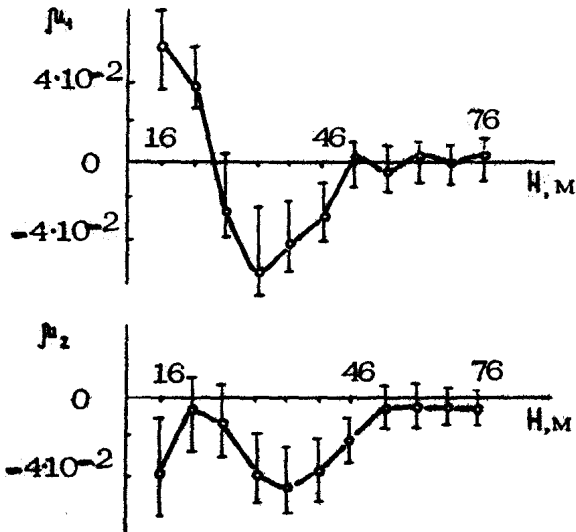
Из-за конечного углового раствора диаграммы направленности реальной антенны при изменении рассеивающих свойств среды внутри импульсного объема доплеровский спектр эхосигнала не будет симметричным относительно смещения частоты, соответствующего проекции скорости на ось диаграммы направленности. Это приведет к отклонению оценки средней частоты в сторону величины, соответствующей скорости и положению внутри диаграммы направленности наиболее сильных неоднородностей. Поэтому, даже если поле скоростей в среде однородно, будет измерено переменное по глубине доплеровское смещение. Оценки отклонения этого смещения от постоянной, соответствующей скорости движения, выполненные на основании соотношений, полученных в работе [42], показывают, что для реальных профилей рассеяния и диаграмм направленности с неподавленными боковыми лепестками шириной  $5-7^\circ$  относительная величина этого отклонения может достигать  $2,5-10\%$ . При скорости судна  $4-10$  узлов это дает систематическую ошибку, достигающую  $0,5$  м/с, что сравнимо с измеряемыми величинами и их изменениями.

Существует простой и наглядный путь измерения и устранения этой ошибки. Если измерить один и тот же профиль течения при движении антенны в противоположных направлениях с одинаковой скоростью, вклады течения в полный доплеровский сдвиг будут иметь разные знаки, а вклады описанной выше систематической ошибки — одни и те же (так как относительно антенны среда течет одинаково). Поэтому, вычитая результаты измерения на разных курсах, получим удвоенный профиль течения, а складывая, — удвоенную скорость судна с добавленной к ней систематической погрешностью.

Таким методом было обработано 25 пар галсов. Полученные результаты иллюстрируют рис.14 и 15. На рис.14 изображены



Р и с. 14. Голографы скоростей относительно поверхности. 1,2-диаграммы направленности антенн АДИС



Р и с. 15. Относительные систематические ошибки

4 годографа скоростей, последовательно полученных в одном и том же районе размерами  $5 \times 10$  км в течение 6ч (судно — носитель аппаратуры — двигалось змейкой). На рис.15 показаны относительные ошибки  $\mu_1(H)$  и  $\mu_2(H)$  для разных лучей системы. Несмотря на то что годографы имеют значительную изменчивость, все соответствующие им профили  $\mu_1, \mu_2$  качественно подобны и разброс их в области максимального отклонения от 0 не превышает 50%.

Итак, предложенная методика обработки данных, с одной стороны, позволяет доказать существование систематической ошибки измерения скорости и оценить ее величину, а с другой — получить в результате профили течения, свободные от этой ошибки.

АДИС с успехом можно применять для измерения ВВ (см. [39,43]). Однако, если речь идет о короткопериодных ВВ, распространяющихся в сезонном термоклине, которые, как известно, выходят на поверхность в виде квазипериодических течений, следует иметь в виду эффект увлечения этими течениями судна, на котором размещен АДИС. Этот эффект описан в статье [44]. При работе в дрейфе и ориентации течения поперек корпуса даже судно водоизмещением 6000 тонн будет практически без запаздывания следовать за течением на поверхности, если период последнего составляет 10 мин и более. Движение датчика, синхронное с измеряемым процессом, приведет к его фазовой модуляции, а значит к искусственному обогашению спектра. При этом спектр будет давать достоверную информацию только о низшей гармонике наблюдаемого процесса. Уменьшить влияние этого эффекта можно, проводя измерения на ходу и (или) строя алгоритм обработки данных так, чтобы он выделял параметры ВВ из разностей скоростей.

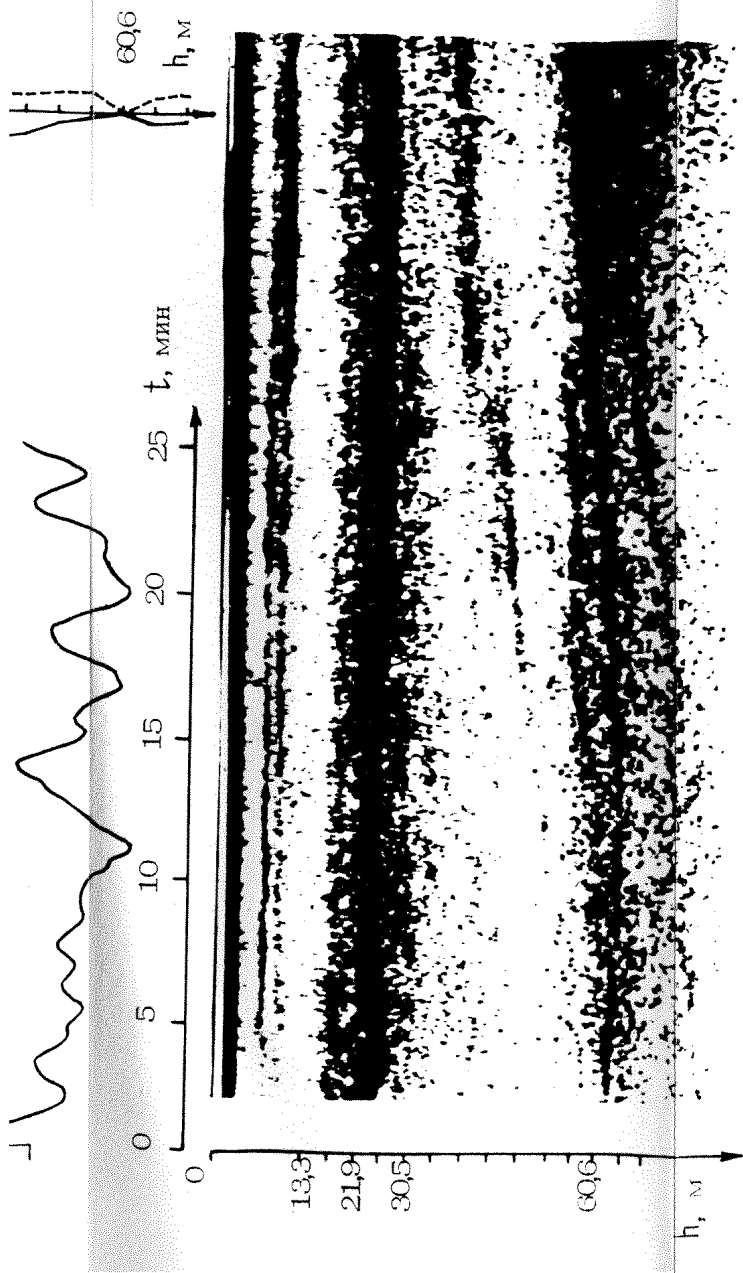
#### 4.3. Некоторые результаты исследования внутренних волн методами амплитудной и доплеровской эхолокации

Для проведения натуральных исследований течений и ВВ в ИПФ АН СССР разработан, изготовлен и испытан в нескольких морских экспедициях судовой комплекс, состоящий из двухлучевого АДИС и эхолота с высоким пространственным разрешением. АДИС измеряет проекции скорости течения относительно судна на два направления на 14 горизонтах глубиной от 10 до 80 — 150 м с точностью 1 см/с при времени усреднения 60–120 с в диапазоне от -6 до +2 м/с. Эхолот измеряет положение ЗРС с точностью 0,5–1 м на глубинах до 200–300 м. Сбор, обра-



Р и с. 16. Пример отображения данных, полученных с помощью гидроакустического комплекса





Р и с. 16. Пример отображения данных, полученных с помощью гидроакустического комплекса



ботку и отображение информации ведет микроЭВМ, в программное обеспечение которой включены описанные в предыдущем разделе алгоритмы, позволяющие уменьшить систематические и случайные ошибки измерения скоростей ([45]).

Интересные возможности для изучения ВВ может дать совместный анализ результатов измерения скоростей течения и смещений ЗРС, выполненных с помощью этого комплекса. Во-первых, при наличии у АДИС всего двух лучей (как у прибора, входящего в гидроакустический комплекс, описанный ниже) по смещениям ЗРС может быть определена недостающая вертикальная компонента скорости во ВВ. Во-вторых, сравнивая фазы колебаний скорости и ЗРС, легко сделать выбор между двумя направлениями движения ВВ: по лучу АДИС или против него, так как в одном случае горизонтальные скорости и вертикальные смещения частиц во ВВ находятся в фазе, а в другом – в противофазе. Иллюстрациями этому служат рис.3 и 4, приведенные в работе [44]. В случае, изображенном на рис.3, ВВ набегала на антенну АДИС, а на рис.4 – уходила от нее, что подтверждено наблюдениями за сликками на поверхности моря. В этих рассмотренных случаях ВВ хорошо регистрировалось как в доплеровском, так и в эхолокационном каналах.

К сожалению, далеко не всегда по эхограмме можно судить о колебаниях в среде. Рис.16 показывает пример именно такой записи. Слева вверху изображены зависимости от времени проекций скорости течения на два взаимноперпендикулярных направления (скорости приведены относительно слоя воды на глубине 60,6 м; из 14 реализаций, измеренных для каждого направления, изображены только три). Справа – профили проекций скорости, полученные усреднением реализаций по 25-минутному интервалу. Внизу рисунка – эхограмма. АДИС уверенно регистрирует колебания скорости с размахом 2–3 см/с, а эхограмма не дает об этом никакой информации. Такая ситуация гораздо более типична, чем изображенные на рис.3 и 4 в работе [44]. Этот пример хорошо иллюстрирует большое достоинство АДИС: относительную независимость выдаваемой им информации от конкретной структуры ЗРС (если не считать систематической ошибки, которая, впрочем, при измерениях в дрейфе незначительна). Кроме этого, рис.16 дает представление о полном объеме данных о верхнем слое океана, который может быть получен с помощью описанного выше комплекса.

Дистанционный характер измерений, возможность их проведения на ходу судна и получения данных в режиме реального времени делает АДИС очень перспективным средством исследова-

ния динамики верхнего слоя океана. Особенно ярко эти достоинства проявляются при использовании АДИС совместно с другими дистанционными средствами, например при исследовании проявлений ВВ на поверхности [46].

### Л и т е р а т у р а

1. Андреева И.Б. Рассеяние звука поверхностью и приповерхностным слоем океана // Акустика океана. Современное состояние/ Под ред. Л.М.Бреховских, И.Б.Андреевой. М., 1982. С.107.
2. Курьянов Б.Ф. Рассеяние звука на шероховатой поверхности с двумя типами неровностей // Акуст.журн. 1962. Т.8. №3. С.325.
3. Фукс И.М. О ширине спектров сигналов, рассеянных на взволнованной поверхности моря // Акуст.журн. 1974. Т.20. №3. С.458.
4. Галыбин Н.Н. Обратное рассеяние звука взволнованной поверхностью океана // Акуст.журн. 1976. Т.22. №3. С.343.
5. Bachman W.A. A theoretical model for the backscattering strength of a composite roughness sea surface // JASA.1973. V.54. N 3. P.712.
6. Копыл Е.А., Чупров С.Д. О форме индикатрисы рассеяния звука крупными неровностями морской поверхности в условиях затенения // Изв. АН СССР. ФАО. 1980. Т.16. №2. С.201.
7. Чупров С.Д. О связи спектра сигнала, отраженного от взволнованной поверхности океана в случае малых неровностей // Акуст.журн. 1978. Т.24. №1. С.116.
8. Зельдис В.И., Розенберг А.Д., Рускевич В.Г. Исследования флуктуационных характеристик акустических сигналов, рассеянных волнующейся водной поверхностью // Акуст.журн. 1974. Т.20. №3. С.402.
9. Галыбин Н.Н. Энергетические характеристики обратного рассеяния звука взволнованной поверхностью океана // Акуст. журн. 1986. Т.32. №3. С.303.
10. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М., 1972.
11. Зельдис В.И., Лейкин И.А., Розенберг А.Д., Рускевич В.Г. Исследование фазовых характеристик акустических сигналов, рассеянных взволнованной водной поверхностью // Акуст.журн. 1974. Т.20. №2. С.235.

12. Воловов В.И., Лысанов Ю.П., Сечкин В.А. О пространственной корреляции звуковых сигналов, отраженных от дна океана, при изменении частоты излучения // Акуст.журн. 1973. Т.19. №3. С.327.
13. А.с. 412576 СССР. Акустический способ определения высоты морских волн/Воловов В.И., Краснобородько В.В., Лысанов Ю.П. Опубл. в Б.И., 1974, №3.
14. Долин Л.С. О волновых свойствах модулированных потоков энергии // ДАН СССР. 1976. Т.230. №5. С.1069.
15. Schuler D.L. Remote sensing of directional gravity wave spectra and surface currents using microwave dual frequency radar // Radio Sci. 1978. V.13. N 2. P.321.
16. Долин Л.С. О рассеянии синусоидально-модулированного излучения на статистических объектах // Изв. АН СССР. ФАО. 1977. Т.13. №10. С.1025.
17. Plant W.J. Studies of backscattered sea return with a CW, dual-frequency, X-band Radar // IEEE Trans. 1977. V.AP-25. P.28.
18. Alpers W., Schröter J., Schlude F. Ocean surface current measurements by an L-band two-frequency microwaves scatterometer // Radio Sci. 1981. V.16. N 1. P.93.
19. Шейнфельд И.В. Рассеяние акустических амплитудно-модулированных волн на статистически неровной поверхности // Ультразвуковая диагностика: Сб.науч.ст./ИПФ АН СССР. Горький, 1983. С.210.
20. Долин Л.С., Павленко А.М., Седунов Н.А., Шейнфельд И.В. Исследование характеристик амплитудно-модулированного звука, рассеянного поверхностью моря // Акуст.журн. 1985. Т.31. №6. С.802.
21. Браво-Животовский Д.М., Долин Л.С., Ермаков С.А. и др. Эффект усиления дециметровых волн в зоне нефтяного slicka // ДАН СССР. 1984. Т.276. №5. С.1243.
22. Шевцов В.П. Исследование тонкой структуры гидрофизических полей дистанционным акустическим методом // Тонкая структура и синоптическая изменчивость морей: Сб.науч. тр./ АН ЭССР. Таллин, 1980. С.185.
23. Саломатин А.С., Шевцов В.П., Юсупов В.И. Рассеяние звука и тонкая структура гидрофизических полей в океане // Исследование гидрофизических полей акустическими методами / ДВНЦ АН СССР. Владивосток, 1983. С.27.

24. Саломатин А.С., Шевцов В.П., Юсупов В.И. Рассеяние звука на тонкой структуре гидрофизических полей в океане // Акуст.журн. 1985. Т.31. №6, С.768.

25. Рыгов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. 2-е изд., перераб. и доп. М., 1978.

26. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. М., 1977.

27. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М., 1973.

28. Заболотская Е.А., Солуян С.И. Излучение гармоник и комбинационных частот воздушными пузырьками // Акуст. журн. 1972. Т.18. №3. С.472.

29. Кобелев Ю.А. Когерентные эффекты в нелинейной акустике жидкости с пузырьками газа: Дис. ... канд. ф-м. наук. Горький, 1984.

30. Соколов А.Ю. Метод измерения постоянной затухания колебаний газовых пузырьков в воде // Ультразвуковая диагностика: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1983. С.162.

31. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Измерения концентрации газовых пузырьков в приповерхностном слое моря // ДАН СССР. 1981. Т.260. №6. С.1474.

32. Сандлер Б.М., Селивановский Д.А., Соколов А.Ю. Новые данные о концентрации пузырьков газа с радиусами от 6 до 20 мк в море // ЖТФ. 1982. Т.52. №8. С.1692.

33. Medwin H. In situ acoustic measurements of microbubbles at sea // J.Geophys.Res. 1977. V.28. N 9. P.971.

34. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // Акуст. журн. 1986. Т.32. №3. С.289.

35. Островский Л.А., Сутин А.М. Нелинейные акустические методы диагностики газовых пузырьков в жидкости // Ультразвуковая диагностика: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1983. С.139.

36. Андреева И.Б., Махштас Я.П. Колебания глубины звуко-коррессирующих слоев и внутренние волны // Океанология. 1976. Т.16. №3. С.436.

37. Joyce T.M., Bitterman D.S., Prada K.E. Shipboard acoustic profiling of upper ocean currents // Deep-Sea Res. 1982. V.29. N 7a. P.903.

38. Farmer D.M., Crawford G.B. Measurements of acoustic correlation in the ocean with a high frequency echo-sounder // Nature. 1983. V.31. 24 February.

39. Pinkel R. Doppler-sonar observation on internal wave: wave-field-structure // J. of Physical Oceanography. 1983. V.13. N 5. P.804.

40. Бородин В.И., Смирнов Г.Е., Толстякова Н.А., Яковлев Г.В. Гидроакустические навигационные средства. Л., 1983.

41. Joyce T.M., Stalcup M., Schmitt R.W. // Austr. J. Mar. Freshwater Res. 1983. 34(4). P.515.

42. Селивановский Д.А., Шерешевский И.А. О точности доплеровских гидролокационных измерений // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т.25. №10. С.1158.

43. Муякшин С.И., Селивановский Д.А. О гидролокационном измерении течений, вызванных внутренними волнами // Океанология. 1982. Т.22. Вып.6. С.1029.

44. Муякшин С.И. Гидроакустический дистанционный метод измерения пространственно-временных характеристик поля внутренних волн в океане // Воздействие крупномасштабных внутренних волн на морскую поверхность. Горький, 1982. С.209.

45. Гинзбург А.Н., Нюхлов В.П., Постоечко Ю.К., Турко А.Н. Двухпроцессорный комплекс автоматизации экспериментов по акустическому зондированию приповерхностного слоя океана // Автоматизация научных исследований: Матер. 16-й Всесоюз. школы / ИПФ АН СССР. Горький, 1982. С.244.

46. Браво-Животовский, Д.М., Володина Н.И., Гордеев Л.Б. и др. Исследование воздействия океанских внутренних волн на поверхностное волнение дистанционными методами // ДАН СССР. 1982. Т.265. №2. С.457.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.....	
Ю.М.Жидко, А.И.Калмыков, М.Б.Каневский, А.П.Пичугин, В.Н.Цымбал. Радиолокационное зондирование океана.....	
В.Г.Ирисов, Ю.Г.Трохимовский, В.С.Эткин. Радиометрические методы диагностики океана.....	
Э.М.Зуйкова, А.Г.Лучинин, В.И.Титов. Оптические методы диагностики океана. Дистанционное исследование поверхностного волнения.....	
Д.М.Браво-Животовский, Л.С.Долин, В.А.Савельев, В.В.Фадеев, Ю.Б.Щегольков. Оптические методы диагностики океана. Лазерное дистанционное зондирование	
К.С.Шифрин. Дистанционное зондирование океана с помощью ИК-радиации.....	
С.И.Муякшин, А.М.Павленко, Д.А.Селивановский, А.Ю.Соколов, В.П.Шевцов, И.В.Шейнфельд. Методы ультразвуковой диагностики океана.....	

# CONTENTS

Foreword.....	3
Yu.M.Zhidko, A.I.Kalmykov, M.B.Kanevsky, A.P.Pichugin, V.N.Tsymbal. Radar sensing of the ocean.....	5
V.G.Irisov, Yu.G.Trokhimovsky, V.S.Etkin. The radiometric methods of diagnostics of the ocean.....	34
E.M.Zuikova, A.G.Luchinin, V.I.Titov. Op- tical methods of diagnostics of the ocean. Re- mote sensing of sea surface waves.....	59
D.M.Bravo-Zhivotovsky, L.S.Dolin, V.A.Sa- veljev, V.V.Fadeev, Yu.B.Shchegol'kov. Optical methods of diagnostics of the ocean. Laser remote sensing.....	84
K.S.Shifrin. IR remote sensing of the ocean.....	126
S.I.Mujakshin, A.M.Pavlenko, D.I.Selivanov- sky, A.D.Sokolov, V.P.Shevtsov, I.V.Sheinfeld. Methods of ultrasound diagnostics of the ocean	156

УДК 551.46:528.8.044

Радиолокационное зондирование океана. Жидко Ю. М., Калмыков А. И., Каневский М. Б., Пичугин А. П., Цымбал В. Н. // Дистанционные методы изучения океана. Сб. науч. тр. /ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 5.

Излагаются физические основы и методы радиолокационной диагностики поверхности океана. Возможности активной радиоокеанографии иллюстрируются результатами, полученными с помощью скаттерометров, альгиметров и радиолокаторов бокового обзора. На примере данных ИСЗ "Космос-1500" показана высокая информативность радиоизображений океана при наблюдении с космических носителей. Ил. 11, табл. 1, список лит. 87 назв.

УДК 536.521

Радиометрические методы диагностики океана. Ирисов В. Г., Трохимовский Ю. Г., Эткин В. С. // Дистанционные методы изучения океана. Сб. науч. тр. /ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 34.

На основе теории критических явлений рассмотрены резонансные явления в тепловом излучении морской поверхности. Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований излучения водной поверхности с мелкомасштабными неровностями для различных углов наблюдения, поляризаций и ориентации ряби. Результаты натуральных радиометрических измерений иллюстрируют возможности метода по определению скорости и направления приводного ветра, а также параметров спектра гравитационно-капиллярных волн. Ил. 13, табл. 3, список лит. 21 назв.

УДК 551.463.5; 551.466.326

Оптические методы диагностики океана. Дистанционное исследование поверхностного волнения. Зуйкова Э. М., Лучицкин А. Г., Титов В. И. // Дистанционные методы изучения океана. Сб. науч. тр. /ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 59.

Рассмотрены основные вопросы теории формирования и спектрального анализа оптического изображения морской поверхности при диффузном освещении, в частности, предложен алгоритм определения пространственно-временного спектра волнения по изображению поверхности, проведена оценка нелинейных искажений спектра волнения и относительной роли подповерхностного излучения в формировании спектра изображения. Дано описание аппаратуры для пространственно-временного спектрального анализа изображения на основе спектроанализатора на некогерентном свете. Приведены некоторые результаты исследования пространственно-временных спектров волнения и изменчивости поверхностного волнения в сликах и в поле внутренних волн. Ил. 10, список лит. 22 назв.

УДК 535.36; 551.463; 535.5

Оптические методы диагностики океана. Лазерное дистанционное зондирование. Браво-Животовский Д. М., Долин Л. С., Савельев В. А., Фадеев В. В., Щегольков Ю. Б. // Дистанционные методы изучения океана. Сб. науч. тр. /ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 84.



Рассмотрены особенности распространения световых импульсов в морской воде. Проанализированы вопросы, связанные с использованием локашки для диагностики оптических параметров светорассеивающих сред. Приведен пример практической реализации океанологического лидара и обсуждены результаты светолокационных измерений неоднородности приповерхностного слоя и внутренних волн в океане. Дан обзор современного состояния проблем измерения температуры и солености морской воды, а также концентрации флуоресцирующей примеси методами дистанционного лазерного зондирования. Ил. 17, табл. 1, список лит. 61 назв.

УДК 551.463.5:536.521.2

Дистанционное зондирование океана с помощью ИК-радиации. Ш и ф р и н К. С. // Дистанционные методы изучения океана: Сб. науч. тр. / ИФФ АН СССР Горький, 1987. С. 126

Рассматривается отражение и рассеяние ИК-радиации поверхностью океана. Анализируется связь радиационной температуры с тепловым излучением моря. Обсуждаются возможности ИК-диапазона при дистанционном зондировании океана: ИК-радиометрия гидрологических особенностей на поверхности океана, измерение температуры океанской поверхности, исследование теплового излучения и радиационного баланса системы океан – атмосфера, обнаружение нефтяных пленок на морской поверхности. Ил. 6, табл. 2, список лит. 51 назв.

УДК 681.883.072:551.463

Методы ультразвуковой диагностики океана. Муякшин С. И., Павленко А. М., Селивановский Д. А., Соколов А. Ю., Шевцов В. П., Шейнфельд И. В. // Дистанционные методы изучения океана. Сб. науч. тр. / ИФФ АН СССР Горький, 1987. С. 156

Изложены физические основы, принципы построения аппаратуры и приведены данные натурных исследований по измерению пространственных спектров поверхностного волнения с помощью модулированных ультразвуковых пучков. Проанализированы возможности дистанционного доплеровского метода измерения скорости движения жидкости с борта судна. Показаны пути идентификации неоднородностей различной природы по их вкладу в рассеянное акустическое излучение. В качестве примеров рассмотрены особенности звукорассеивающих свойств микроструктурных неоднородностей гидрофизических характеристик морской среды и проиллюстрированы возможности методов нелинейной акустики при дистанционном измерении параметров газовых пузырьков в воде. Ил. 16, табл. 1, список лит. 46 назв.

## RADAR SENSING OF THE OCEAN

Yu.M. Zhidko, A.I. Kalmykov, M.B. Kanevsky,  
A.P. Pichugin, V.N. Tsymbal

Physical grounds and methods of radar diagnostics of the oceanic surface are given. Potentialities of active radio oceanography are illustrated by the results obtained with scatterometers, altimeters and side-looking radars. As an example of high information ability of radio mapping of the ocean from satellites, the data from Kosmos 1500 are presented.

## THE RADIOMETRIC METHODS OF DIAGNOSTICS OF THE OCEAN

V.G. Irisov, Yu.G. Trokhimovsky, V.S. Etkin

Based on the theory of critical phenomena, resonance phenomena in the thermal radiation from the sea surface are considered. Results of theoretical and experimental investigations of radiation from the sea surface with small-scale inhomogeneities for different viewing angles, polarizations and ripple orientations are reported. The results of radiometric measurements illustrate the potentialities of the method as to determination of the velocity and direction of surface wind and of the parameters of the gravity-capillary wave spectrum.

## OPTICAL METHODS OF DIAGNOSTICS OF THE OCEAN. REMOTE SENSING OF SEA SURFACE WAVES

E.M. Zuikova, A.G. Luchinin, V.I. Titov

The main problems in the theory of formation and in the spectral analysis of the optical image of sea surface exposed to diffuse light are considered. Specifically, the algorithm for determination

of the spatio-temporal wave spectrum from the surface image is proposed. Nonlinear distortions of the wave spectrum are estimated. Contribution of subsurface radiation to the image spectrum is determined. Apparatus for spatio-temporal spectral analysis of surface image using an incoherent light spectrum analyser is described. The spatio-temporal wave spectra and the variability of surface waves in the slicks and in the field of internal waves are investigated.

## OPTICAL METHODS OF DIAGNOSTICS OF THE OCEAN. LASER REMOTE SENSING

D.M.Bravo-Zhivotovsky, L.S.Dolin, V.A.Saveljev,  
V.V.Fadeev, Yu.B.Shchegol'kov

Peculiarities of the propagation of light pulses in sea water are considered. Problems connected with the use of location for diagnostics of the optical parameters of light-scattering media are analysed. An example of practical use of an oceanological lidar is given. Results of light location measurements of the inhomogeneity of the surface layer and internal waves in the ocean are discussed. The state-of-the-art measurement of temperature and salinity of the sea water and concentration of the fluorescent admixture by laser remote sensing is reviewed.

## IR REMOTE SENSING OF THE OCEAN

K.S.Shifrin

Reflection and scattering of IR radiation by the oceanic surface are considered. Relation between radiation temperature and thermal radiation from the sea surface is analysed. Potentialities of IR remote sensing are discussed including the IR

radiometry of hydrological peculiarities of the sea surface, the measurement of surface temperature, the investigation of thermal radiation and radiation balance between the ocean and the atmosphere, and the detection of petroleum films on the sea surface.

## METHODS OF ULTRASOUND DIAGNOSTICS OF THE OCEAN

S.I.Mujakshin, A.M.Pavlenko, D.I.Selivanovsky,  
A. D.Sokolov, V.P.Shevtsov, I.V.Sheinfeld

Physical grounds and principles of construction of the apparatus are given. Full-scale investigations for measurement of the spatial spectra of surface waves using modulated ultrasonic beams are made. Potentialities of the Doppler remote measurements of fluid velocity from the ship are analysed. Ways of identification of inhomogeneities of different origin by their contribution to scattered acoustic radiation are shown. The sound scattering at microstructure inhomogeneities of the hydrophysical characteristics of sea medium is investigated. Remote measurements of gas bubbles in water by the methods of nonlinear acoustics are reported.

ДИСТАНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ  
ИССЛЕДОВАНИЯ ОКЕАНА

Сборник научных трудов

Редактор Н.Н.Кралина  
Техн.редактор О.А.Сударик  
Корректор С.В.Авдеева

---

МЦ 01033. Подписано к печати 27.07.87.  
Формат 60x90 1/16. Бумага типографская № 1.  
Усл.печ.л. 12,18. Уч.-изд.л. 10,8+8вклеек.  
Тираж 500 экз. Темплан 1987г. Поз.1.  
Цена 1р. 60к. Заказ № 345.

---

Отпечатано на рогапринте в Институте прикладной физики  
АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянова, 46 .