

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТРУКТУРА НИЗКОЧАСТОТНЫХ РЕВЕРБЕРАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ В МЕЛКОМ МОРЕ

© 2015 г. А. А. Луньков

Научный центр волновых исследований Института общей физики им. А.М. Прохорова РАН

119991 Москва, ул. Вавилова 38

E-mail: landr2004@mail.ru

Поступила в редакцию 22.12.2014 г.

С помощью численного моделирования проведен анализ интерференционной структуры рассеянного дном звукового поля, формируемого широкополосным точечным источником в мелком море в зимних и летних условиях. Рассеянные сигналы принимались с заданного направления в месте расположения излучателя и подвергались преобразованию Фурье со скользящим окном. Продемонстрирована возможность оценки интерференционного инварианта по сигналам обратного рассеяния при обработке распределений интенсивности звука в широких пределах по частоте и расстоянию до рассеивающей площадки. Предложена методика восстановления двумерного поля внутренних волн по вариациям интерференционной картины реверберационных сигналов. Проиллюстрировано влияние ветровых поверхностных волн на степень контрастности интерференционных полос.

Ключевые слова: акустика мелкого моря, реверберация, интерференционный инвариант, ветровое волнение, внутренние волны.

DOI: 10.7868/S0320791915040061

1. ВВЕДЕНИЕ

Для дальнего дистанционного зондирования мелководных акваторий, типичных для океанского шельфа, удобно использовать низкочастотные (до нескольких сотен герц) акустические волны, так как только они могут распространяться под водой на большие расстояния. Обычно для мониторинга пространственно-временной изменчивости больших акваторий требуются значительные мощности, а именно использование множества разнесенных в пространстве приемных и передающих элементов, как, например, в классических схемах томографии [1]. Результаты последних исследований в области пассивной томографии позволяют надеяться на упрощение реализации томографических схем [2], однако здесь критическим моментом является время накопления сигнала, которое может превышать характерное время устойчивости морской среды. В связи с этим разработка физических основ для более оперативного, но в то же время не сильно уступающего в информативности метода дистанционного зондирования представляется актуальной задачей. Базовой идеей метода, предлагаемого в настоящей работе, является анализ интерференционной картины сигналов обратного рассеяния (реверберации), приходящих с различных расстояний и направлений относительно точечного источника звука. Отметим, что для большинства условий, кроме случая приповерхностного звукового канала, реверберация обусловлена рассеянием звука на неровностях дна. На низких частотах (до 500 Гц) и при умеренном ветре коэффициент обратного рассея-

ния от дна, как правило, на 10–30 дБ больше, чем аналогичное значение для водной поверхности [3]. Обзор теоретических и экспериментальных исследований по оценке этого коэффициента приведен в статье [4].

Сейчас бóльшая часть исследований в подводной акустике сосредоточена на мелководных районах [3] (шельфовые зоны, крупные озера, водохранилища и т.д.), которые играют очень важную роль в обеспечении жизнедеятельности человека. Одним из наиболее значимых гидродинамических процессов в таких акваториях в летний период, когда имеется выраженная плотностная стратификация по глубине (пикноклин), являются внутренние волны. Они играют ключевую роль в перемешивании водных слоев, переносе биомассы и сточных вод, влияя таким образом на климат и экологическую обстановку прибрежных зон, и их мониторинг — это, несомненно, важная задача. В дополнение к традиционным точечным измерениям параметров внутренних волн с использованием цепочек термисторов, дистанционные акустические методы, в том числе основанные на регистрации сигналов обратного рассеяния, могут помочь в определении усредненных пространственных характеристик внутренних волн на больших расстояниях.

Известны работы [5, 6], в которых в натурном эксперименте в глубоком океане демонстрируются возможности применения сигналов обратного рассеяния от донного рельефа и морской фауны для визуализации миграций огромных косяков рыб на расстояниях в несколько десятков кило-

метров от системы излучатель—приемник. В статье [7] подобные сигналы используются для дистанционной оценки неровностей дна в прибрежной зоне на площади до 10^4 км².

В указанных выше трудах авторы при анализе реверберационных сигналов ограничиваются рассмотрением их средней интенсивности [5–7], однако в последнее время все большее внимание уделяется когерентным свойствам таких сигналов [8–12]. Как было показано в работах [11, 12], в распределении интенсивности донной реверберации при изображении на плоскости “время прихода—частота” проявляется интерференционная картина звукового поля, аналогичная той, которая имеет место для интенсивности прямого сигнала в координатах “расстояние—частота” и которая может быть описана с помощью интерференционного инварианта, введенного С.Д. Чупровым [13]. Вместе с тем, наличие гидродинамических неоднородностей приводит к вариации со временем интерференционной структуры звукового поля, а именно к ее смещениям по частоте [14], что в свою очередь может быть использовано для мониторинга этих неоднородностей.

В общем случае вариации интерференционной картины рассеянного поля будут зависеть от направления, с которого принимается сигнал. Возможность селективного реверберационных сигналов, приходящих с различных направлений, за счет формирования диаграммы направленности в горизонтальной плоскости была продемонстрирована в натурном эксперименте [7, 11]. Однако использование линейной скалярной приемной антенны приводило к неопределенности “правый—левый борт”¹. Выходом из сложившейся ситуации могло бы служить применение векторно-скалярных антенн [15], регистрирующих помимо акустического давления две горизонтальные компоненты колебательной скорости. В этом случае зеркальный лепесток в диаграмме направленности оказался бы в значительной степени подавленным. Отметим, что строгое математическое описание алгоритма выделения приходящих с различных направлений реверберационных сигналов при помощи векторно-скалярных антенн выходит за рамки настоящей статьи, и автор ограничивается рассмотрением только полей звукового давления.

При выборе длины приемной антенны необходимо учитывать поперечный радиус когерентности звукового поля. Как было показано в экспериментальных работах В. Кери [16] и Дж. Линча [17], в мелком море этот радиус в среднем равен 30λ (λ — длина звуковой волны) и слабо зависит от расстояния до источника.

Целью настоящей работы является изучение с помощью численных экспериментов особенностей формируемой вдоль заданного направления интерференционной картины рассеянного дном звуково-

го поля в зимних и летних условиях при наличии гидродинамических неоднородностей, а также оценка возможности восстановления параметров внутренних волн по вариациям этой картины.

2. МОДОВОЕ ОПИСАНИЕ СИГНАЛОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В качестве акустической модели мелкого моря рассмотрим волновод постоянной глубины H . Введем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , начало которой находится на верхней границе волновода, а ось z направлена вертикально вниз. Скорость звука $c(r, \varphi, z)$ в общем случае зависит от всех трех переменных. Источник звука расположен на оси z на глубине z_s и излучает сигналы в полосе частот от f_1 до f_2 . Центр приемной горизонтальной антенны, с помощью которой осуществляется выделение приходящих с различных направлений рассеянных сигналов, находится на той же оси на глубине z_r . Длина антенны выбирается равной 10λ (λ — длина волны, отвечающая средней излучаемой частоте), что значительно меньше среднего поперечного радиуса когерентности звукового поля — 30λ . Угловое разрешение у такой антенны, если пользоваться оценкой для свободного пространства, равно $\delta\varphi \sim \lambda/L \approx 6^\circ$, а приближение дальней зоны справедливо для расстояний $r_{\text{far}} > 2L^2/\lambda = 200 \lambda$ (для частоты 200 Гц $r_{\text{far}} > 1500$ м). Будем также считать, что характеристики волновода в диапазоне углов $\delta\varphi$ слабо зависят от φ .

Не теряя общности, зафиксируем некоторое направление φ_0 , с которого мы выделяем реверберационный сигнал, и перейдем к решению двумерной задачи в координатах (r, z) , пользуясь приближением несвязных азимутов ($N \times 2D$), как это было сделано в [11]. Передаточная функция неоднородного волновода между источником звука, установленным на глубине z_s , и элементарной рассеивающей площадкой, находящейся на расстоянии r ($r \gg \lambda$) в направлении φ_0 , может быть представлена в виде суммы нормальных волн (мод) [3]:

$$Z(\omega, r; z_s) = \sum_{m=1}^{M(\omega)} C_m(\omega, r; z_s) \psi_m(\omega, r, H) \times \exp\left(i \int_0^r q_m(\omega, r') dr'\right) \times \frac{1}{\sqrt{\int_0^r q_m(\omega, r') dr'}} = \sum_{m=1}^{M(\omega)} A_m(\omega, r, H; z_s) \exp\left(i \int_0^r q_m(\omega, r') dr'\right). \quad (1)$$

Здесь $\omega = 2\pi f$ — круговая частота, ψ_m и $\xi_m = q_m + i\gamma_m/2$ — собственные функции (волноводные мо-

¹ Вообще говоря, вместо направленного приема можно использовать и направленное излучение.

ды) и собственные значения (постоянные распространения) задачи Штурма–Лиувилля, $M(\omega)$ – общее число энергонесущих мод на частоте ω . Модальные коэффициенты возбуждения C_m определяются из решения системы дифференциальных уравнений (зависимость от частоты ω для краткости опущена)

$$\frac{dC_m(r')}{dr'} = -\frac{\gamma_m}{2} C_m(r') + i \sum_{n=1}^M v_{nm}(r') C_n(r') \times \exp\left(i \int_0^{r'} (q_n(r'') - q_m(r'')) dr''\right), \quad m = \overline{1, M}$$

с начальными условиями $C_m(0) = \psi_m(z_s)$, v_{nm} – коэффициенты межмодового взаимодействия.

При расчете передаточной функции волновода с поверхностными волнами разложение (1) обычно ведется по модам невозмущенного волновода, т.е.

$\psi_m(r, z) = \psi_m^0(z)$ и $\int_0^r q_m(r') dr' = q_m^0 r$, а коэффициенты взаимодействия имеют вид

$$v_{nm}(r') = \zeta_{sw}(r') \frac{1}{2\sqrt{q_m^0 q_n^0}} \left. \frac{\partial \psi_m^0}{\partial z} \right|_{z=0} \left. \frac{\partial \psi_n^0}{\partial z} \right|_{z=0},$$

где $\zeta_{sw}(r')$ – вертикальное смещение свободной границы относительно положения равновесия в точке на расстоянии r' .

Вычисления при наличии фоновых внутренних волн можно проводить в адиабатическом приближении, в рамках которого предполагается, что $v_{nm} = 0$ и $C_m(r'; z_s) = \psi_m(0; z_s)$.

Комплексная амплитуда звукового сигнала, прошедшего от излучателя до рассеивающей площадки и обратно, при моностатической схеме регистрации реверберации и в предположении об изотропности рассеяния в вертикальной плоскости приближенно записывается как

$$P_{sc}(\omega, r) = U(\omega) Z(\omega, r; z_s) Z(\omega, r; z_r) \approx \approx U(\omega) \sum_{m=1}^{M(\omega)} \sum_{m'=1}^{M(\omega)} B_{mm'}(\omega, r, H; z_s, z_r) \times \times \exp\left(i \int_0^r (q_m(\omega, r') + q_{m'}(\omega, r')) dr'\right). \quad (2)$$

Здесь $U(\omega)$ – спектр излученного сигнала, $B_{mm'}(\omega, r, H; z_s, z_r) = \eta(r) A_m(\omega, r, H; z_s) F_{mm'} A_{m'}(\omega, r, H; z_r)$, z_r – глубина расположения приемного элемента; $\eta(r) = \sigma(r) \exp(i\vartheta(r))$ – случайная функция, характеризующая флуктуации поля рассеяния [10, 11], причем амплитуда $\sigma(r)$ и фаза $\vartheta(r)$ – статистически независимые величины, первая из которых распределена по Рэлею, а вторая равномерно; $F_{mm'} = \sqrt{\sin \theta_m \sin \theta_{m'}}$ – закон Ламберта, описывающий перераспределение из моды m в моду m' , где

$\theta_m = \arccos(q_m/k(H))$ – угол скольжения бриллюэновского луча, соответствующего m -й моде, $k(H) = \omega/c(H)$ – волновое число вблизи дна.

Интегрируя выражение (2) по всем рассеивающим площадкам, находящимся на различных расстояниях r , и выполняя обратное преобразование Фурье, получим временную реализацию реверберационного сигнала:

$$p_{sc}(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P_{sc}(\omega, r) \exp(-i\omega t) d\omega dr = = \int_{-\infty}^{+\infty} U(\omega) \sum_{m=1}^{M(\omega)} \sum_{m'=1}^{M(\omega)} B_{mm'}(\omega, r) \times \times \exp\left(i \int_0^r (q_m(\omega, r') + q_{m'}(\omega, r')) dr' - i\omega t\right) d\omega dr. \quad (3)$$

Если излучается сложный сигнал (например, М-последовательность, ЛЧМ и т.п.), то на приемнике целесообразно проводить корреляционную обработку:

$$y_{sc}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_{sc}(t) s(t - \tau) dt. \quad (4)$$

Для получения частотно-временных зависимостей амплитуды принимаемого сигнала (спектрограмм) применяется оконное преобразование Фурье:

$$S_{sc}(\omega, t) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} y_{sc}(\tau) W(\tau - t) \exp(i\omega \tau) d\tau \right|, \quad (5)$$

где в качестве весовой функции $W(\tau - t)$ используется окно Хемминга [18]:

$$W(\tau - t) = \begin{cases} 0.54 + 0.46 \cos\left(\frac{2\pi(\tau - t)}{T_w}\right), & |\tau - t| \leq T_w/2, \\ 0, & |\tau - t| > T_w/2, \end{cases}$$

где T_w – ширина окна. Важно отметить, что именно в зависимостях $S_{sc}(\omega, t)$ проявляется двумерная интерференционная структура рассеянного звукового поля.

3. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Численное моделирование распространения и рассеяния звука проводится с использованием формул (1)–(5) для волновода с постоянной глубиной $H = 80$ м в приближении замороженной среды. Дно является жидким поглощающим полупространством, преимущественно однородным, со следующими параметрами: скорость звука $c_b = 1800$ м/с, плотность $\rho_b = 1800$ кг/м³, мнимая часть показателя преломления $\alpha_b = 0.012$. Обратное рассеяние звуковых сигналов обусловлено наличием небольших шероховатостей дна и слабых неоднородностей под его поверхностью. Радиус корреляции этих возму-

шений значительно меньше периода интерференционных биений звукового поля.

Вертикальные профили скорости звука $c(z)$ в воде в летних и зимних условиях изображены на рис. 1. Для летнего времени показаны средний невозмущенный профиль и профили, отвечающие различным смещениям термоклина ζ_{iw} в поле внутренних волн.

Ненаправленный одиночный источник звука находится в 5 м от дна на глубине $z_s = 75$ м и излучает ЛЧМ-сигнал в полосе частот $f = 100\text{--}300$ Гц длительностью 1 с. Приемная система, осуществляющая выделение сигналов с разных направлений, установлена на той же глубине, что и излучатель, т.е. $z_r = z_s$. Рассматриваемый диапазон расстояний, с которых принимаются рассеянные дном сигналы, $r = 2\text{--}12$ км (дальняя зона). Таким образом, длительность анализируемого реверберационного сигнала составляет около 15 с.

Моделирование стохастической зависимости $\eta(r)$, описывающей флуктуации поля рассеяния (см. комментарий к формуле (2)), осуществляется с шагом $\Delta r = 25$ м. В связи с тем, что нас интересуют только относительные вариации интерференционной структуры рассеянного дном звукового поля и задача решается в отсутствие шумов, средняя амплитуда $\bar{\sigma}$ у этой зависимости для простоты выбирается равной единице. (Когда необходимо рассчитывать абсолютные значения амплитуды рассеянного поля, следует пользоваться связью величины $\bar{\sigma}$ с усредненным коэффициентом обратного рассеяния [10], который определяется экспериментально.)

Расчет случайных реализаций поверхностного волнения $\zeta_{sw}(r')$ проводится с использованием эмпирического спектра Пирсона–Неймана [19] для скорости ветра $V_{wind} = 12$ м/с и характеристики направленности $\cos^2 \varphi$. Предполагается, что поверхностные волны распространяются вдоль направления φ_0 , с которого регистрируются сигналы реверберации.

При анализе вариаций параметров рассеянного звукового поля, связанных с гидродинамической изменчивостью в толще волновода, используются две упрощенные модели внутренних волн. Первая – длиннопериодные (приливные) волны, приводящие к одинаковым по всей области наблюдения вертикальным смещениям термоклина ζ_{iw} . Вторая модель – квазимонохроматические внутренние волны с периодом $\lambda_{iw} = 10$ км и узкой характеристикой направленности, которые распространяются в том же направлении φ_0 , что и поверхностные волны. В первом случае волновод остается горизонтально однородным, а во втором вертикальные смещения термоклина зависят от расстояния:

$$\zeta_{iw}(r') = A_{iw} \sin(k_{iw}r' + \phi), \quad (6)$$

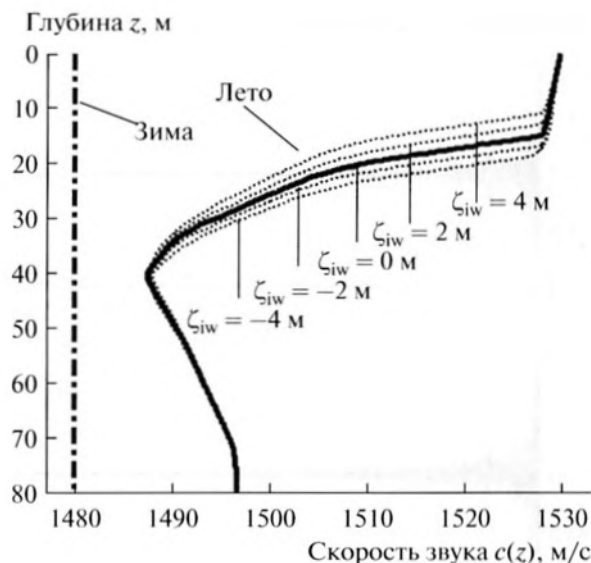


Рис. 1. Вертикальные профили скорости звука в зимних и летних условиях.

где $k_{iw} = 2\pi/\lambda_{iw}$ – волновое число внутренней волны. Амплитуда внутренних волн выбирается равной $A_{iw} = 4$ м, что является типичным значением для шельфовой зоны Мирового океана в летнее время [14]. В поле внутренних волн доминирует первая гравитационная мода.

4. РЕВЕРБЕРАЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНО ОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

Временные реализации рассеянного дном сигнала, прошедшего корреляционный фильтр (4), показаны на рис. 2 для невозмущенного горизонтально однородного волновода в зимних и летних условиях. Соответствующие этим реализациям спектрограммы изображены на рис. 3. Для вычисления спектрограмм использовалось преобразование Фурье (5) с окном Хэмминга шириной $T_w = 0.2$ с. При построении они были пронормированы на максимальное значение и переведены в децибелный масштаб: $I_{sc} = 20 \lg \frac{S_{sc}(\omega, t)}{\max_{\omega, t} (S_{sc}(\omega, t))}$. Как вид-

но, в спектрограммах проявляется достаточно явная интерференционная структура рассеянного звукового поля, но она является более размытой, чем при анализе прямых сигналов. Также отметим, что в зимних условиях, когда скорость звука постоянна по глубине, наблюдаются прямые интерференционные полосы (рис. 3б), в то время как в летних условиях, когда профиль скорости звука имеет отрицательный градиент, эти полосы изогнуты (рис. 3а).

Изменчивость интерференционной картины в волноводе в зависимости от расстояния и частоты

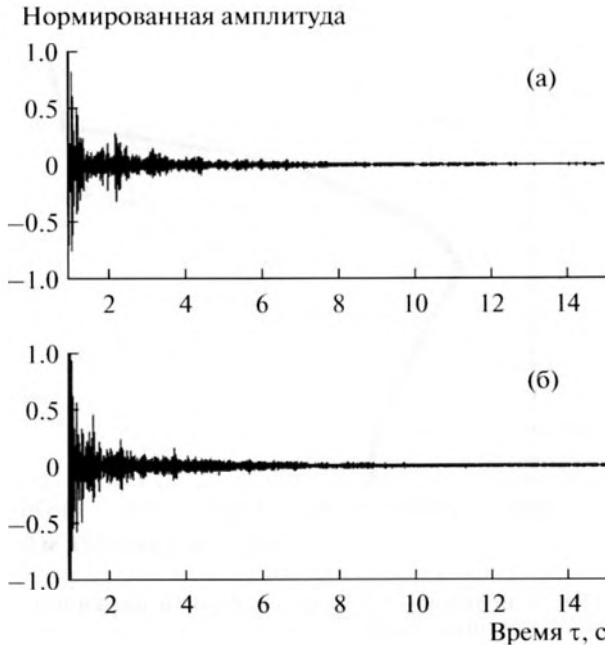


Рис. 2. Временные реализации реверберационного сигнала на выходе корреляционного приемника в невозмущенном волноводе: (а) – лето, (б) – зима.

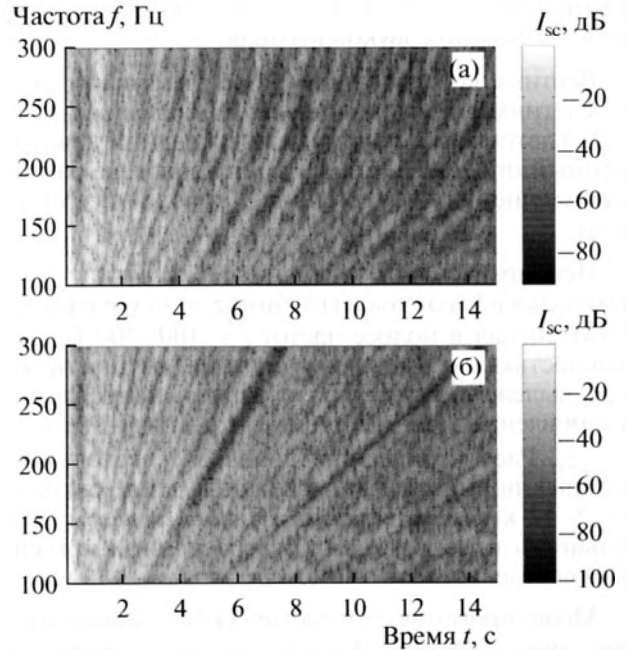


Рис. 3. Спектрограммы реверберационных сигналов, показанных на рис. 2.

удобно характеризовать с помощью скалярного параметра β – интерференционного инварианта.

Оценка интерференционного инварианта

Для того чтобы воспользоваться идеей интерференционного инварианта для описания рассеянного дном звукового поля, в полученных частотно-временных зависимостях перейдем от шкалы по времени t к шкале по расстоянию r посредством соотношения $r = c_{\text{эф}}t/2$, где $c_{\text{эф}}$ – эффективная средняя скорость звука в волноводе (принимается равной 1500 м/с):

$$S_{\text{sc}}(t, \omega) \rightarrow S_{\text{sc}}(r, \omega).$$

Оценка интерференционного инварианта с использованием прямых сигналов обычно проводится для небольших диапазонов частот, когда интерференционные полосы можно аппроксимировать прямыми линиями [13, 20]. Однако интерференционная картина рассеянного звукового поля довольно сильно размазана (см. рис. 3), поэтому для оценки β в такой ситуации требуется накопление и обработка исходных данных в широких пределах по r и ω , и подобная аппроксимация перестает быть справедливой.

Как показано в [21], координаты интерференционных полос на плоскости расстояние–частота удовлетворяют дифференциальному уравнению

$$\frac{d\omega}{\omega} = \beta \frac{dr}{r}.$$

Его решение есть

$$r = r_1 \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^\beta, \tag{7}$$

где $r_1 = r(\omega_1)$. Заметим, что в формуле (7) уравнение прямой получается только в случае $\beta = 1$.

Оценку интерференционного инварианта в случае реверберационных сигналов предлагается выполнять по алгоритму, сходному с тем, который был предложен в [22] для шумовых акустических полей. На первом шаге алгоритма осуществляется нормировка пространственно-частотных зависимостей амплитуды рассеянного звукового поля:

$$S_{\text{norm}}(r, \omega) = \frac{S_{\text{sc}}(r, \omega)}{\bar{S}_\omega(r)} - 1.$$

Здесь $\bar{S}_\omega(r) = \frac{1}{\omega_2 - \omega_1} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\text{sc}}(r, \omega) d\omega$ – среднее по частоте значение амплитуды рассеянного поля на расстоянии r . На втором шаге определяются средние значения величины $S_{\text{norm}}(r, \omega)$ вдоль кривых, описываемых выражением (9) при различных β и различных начальных r_1 :

$$\Phi(\beta) = \frac{1}{(r_e - r_i)} \int_{r_i}^{r_e} \frac{1}{L(r_1, \beta)} \left| \int_L S_{\text{norm}}(r, \omega) dl \right| dr_1 = \frac{1}{(r_e - r_i)} \times \int_{r_i}^{r_e} \frac{1}{L(r_1, \beta)} \left| \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\text{norm}}(r(\omega), \omega) \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\beta} \frac{r_1}{\omega} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_1} \right)^\beta} d\omega \right| dr_1, \tag{8}$$

где $L(r_1, \beta) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\beta} \frac{r_1}{\omega}\right)^2} \left(\frac{\omega}{\omega_1}\right)^\beta d\omega$ — длина кривой,

$r_i \dots r_e$ — диапазон расстояний, для которого осуществляется анализ. Максимум распределения $\Phi(\beta)$ соответствует некоторому эффективному значению интерференционного инварианта β .

Рассчитанные для различных условий распределения $\Phi(\beta)$ изображены на рис. 4. Результаты, показанные на рис. 4а, отвечают спектрограммам на рис. 3. Можно видеть, что для волновода с постоянной скоростью звука максимум распределения соответствует, как это и должно быть, $\beta \approx 1$. В летних условиях максимум наблюдается при больших значениях β , что связано с изменением дисперсионных характеристик волноводных мод [23]. На рис. 4б продемонстрированы вариации распределения $\Phi(\beta)$ в зависимости от вертикального смещения термоклина ζ_{iw} . Например, при $\zeta_{iw} = 4$ м, положение максимума сдвигается на 20% относительно невозмущенного значения, соответствующего $\zeta_{iw} = 0$. Таким образом, зная значение интерференционного инварианта и примерную модель внутренних волн, можно сделать вывод о средней по волноводу глубине термоклина.

Следует отметить, что дополнительное численное моделирование показало идентичность значений интерференционного инварианта, получаемых для прямых звуковых сигналов и для сигналов обратного рассеяния.

5. РЕВЕРБЕРАЦИЯ В ГОРИЗОНТАЛЬНО НЕОДНОРОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

Представляет интерес оценка устойчивости интерференционной структуры рассеянного звукового поля в присутствии таких гидродинамических неоднородностей, как ветровое поверхностное волнение и фоновые внутренние волны. Расчет звукового поля в условиях ветрового волнения проводится с учетом межмодового взаимодействия, а в условиях внутренних волн — в адиабатическом приближении.

5.1. Поверхностное волнение

На рис. 5 приведены спектрограммы реверберационных сигналов в волновом с поверхностными волнами при скорости ветра 12 м/с для летних и зимних условий. Соответствующее среднеквадратичное значение амплитуды волн равно 1.2 м. Из сравнения результатов, полученных для зимних условий (рис. 3б и 5б), следует, что поверхностные волны в этот период “замывают” интерференцию, причем тем сильнее, чем больше расстояние и частота звука. Сопоставляя рис. 3а и рис. 5а приходим к заключению, что в летний период поверхностные волны не влияют на контрастность интерференционной картины. Это обусловлено экранированием

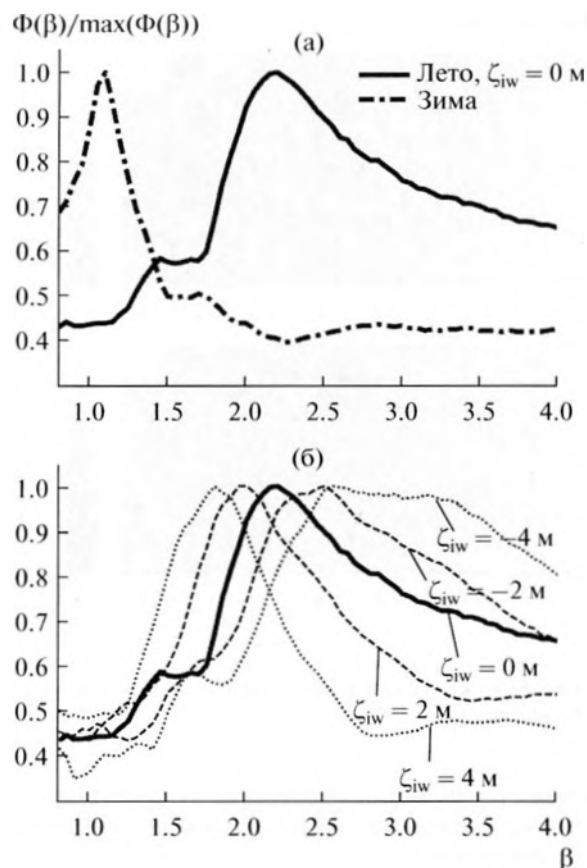


Рис. 4. Нормированные распределения $\Phi(\beta)$ для зимних и летних условий (а), а также при различных значениях высоты подъема термоклина (б).

звукового поля от взволнованной поверхности теплым приповерхностным слоем с большой скоростью звука. Приведенные результаты соответствуют данным, полученным в работе [24] для прямых сигналов. Напомним, что основной источник неустойчивости характеристик звукового поля в летних условиях — это внутренние волны.

5.2. Внутренние волны

Рассмотрим особенности формируемой интерференционной картины рассеянного звукового поля при движении внутренней волны, описываемой выражением (6). Для наглядности иллюстраций положим, что фаза волны ϕ непрерывно изменяется от 0 до 10π . Сначала зафиксируем некоторую частоту $\omega_0 = 2\pi f_0$ и проследим вариации интерференционной структуры $S_{sc}(r, \omega_0)$ в зависимости от ϕ . На рис. 6 показаны результаты расчетов для частоты 200 Гц. Можно видеть, что начиная с дистанции ≈ 3 км имеют место отчетливые смещения интерференционных максимумов по расстоянию, однако на дистанции, равной длине внутренней волны (10 км), смещения отсутствуют, что обусловлено нулевым

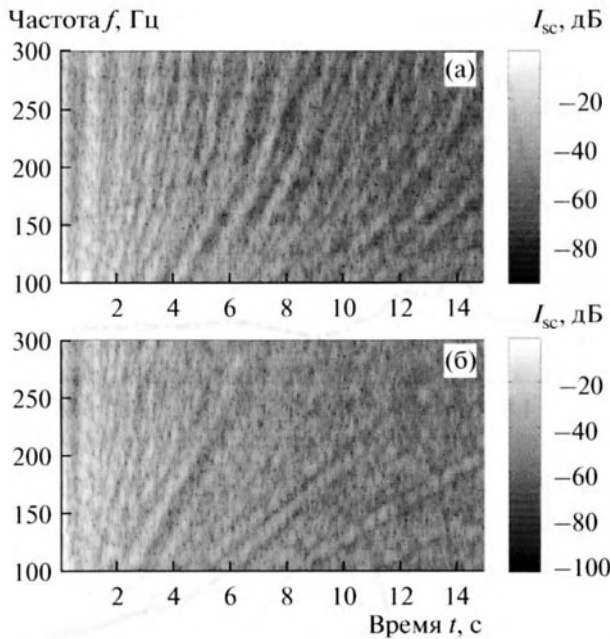


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но в условиях ветрового волнения.

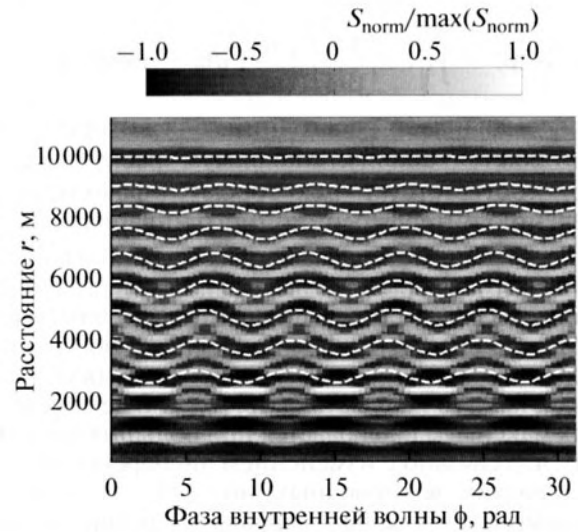


Рис. 6. Вариации пространственной интерференционной картины рассеянного звукового поля на частоте 200 Гц в присутствии внутренних волн. Белые штриховые линии – оценки смещений с использованием выражения (9).

средним возмущением по трассе. Анализ показывает, что величина смещения Δr хорошо описывается соотношением

$$\frac{\Delta r}{r} = \alpha \bar{\zeta}_{iw}(r), \tag{9}$$

где α – некоторая постоянная, определяемая аналитически или с использованием численного моделирования, $\bar{\zeta}_{iw}(r)$ – среднее вертикальное смещение термоклина на акустической трассе длиной r (между излучателем и рассеивающей площадкой), которое в нашем случае равно

$$\bar{\zeta}_{iw}(r) = \frac{1}{r} \int_0^r \zeta_5(r') dr' = \frac{2A_{iw}}{k_{iw}r} \sin\left(\frac{k_{iw}r}{2}\right) \sin\left(\frac{k_{iw}r}{2} + \phi\right).$$

Рассчитанные с помощью (9) зависимости Δr для различных расстояний r нанесены на рис. 6 белыми штриховыми линиями. Отметим, что в настоящей работе константа α определялась один раз из условия наилучшего соответствия между результатами моделирования и данными оценок (9) и равнялась 0.02 м^{-1} .

Теперь зафиксируем некоторое расстояние и проанализируем частотные смещения интерференционной структуры рассеянного звукового поля. Подставляя в выражение [13]

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \beta \frac{\Delta r}{r}$$

соотношение (9), получим формулу для оценки смещений интерференционной картины в частотной области:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \alpha\beta \bar{\zeta}_{iw}(r), \tag{10}$$

где β – значение интерференционного инварианта для невозмущенного волновода, равное в нашем случае 2.2. На рис. 7 изображены зависимости $S_{sc}(r_0, \omega)$ для набора расстояний r_0 . Результаты оценки $\Delta\omega$ посредством выражения (10) показаны на этом же рисунке серыми штриховыми линиями. Как видно, наблюдаемые частотные сдвиги интерференционной картины и их оценки практически совпадают. Амплитуда частотных смещений существенно зависит от расстояния.

Хорошее согласие между данными модельных экспериментов и данными оценок по формулам (9) и (10) свидетельствует о принципиальной возможности использования сдвигов интерференционной картины рассеянного звукового поля для восстановления зависимости среднего смещения термоклина $\bar{\zeta}_{iw}$ от расстояния r . В свою очередь, зависимость текущего смещения ζ_{iw} от расстояния r может быть вычислена с помощью следующего соотношения:

$$\zeta_{iw}(r) = \bar{\zeta}_{iw}(r) + r \frac{d\bar{\zeta}_{iw}}{dr}. \tag{11}$$

Выделение реверберационных сигналов, приходящих с различных направлений, при помощи векторно-скалярной антенны должно позволить определять двумерную картину поля внутренних волн $\zeta_{iw}(r, \phi)$. Для решения подобных задач возможно использование и направленного излучения.

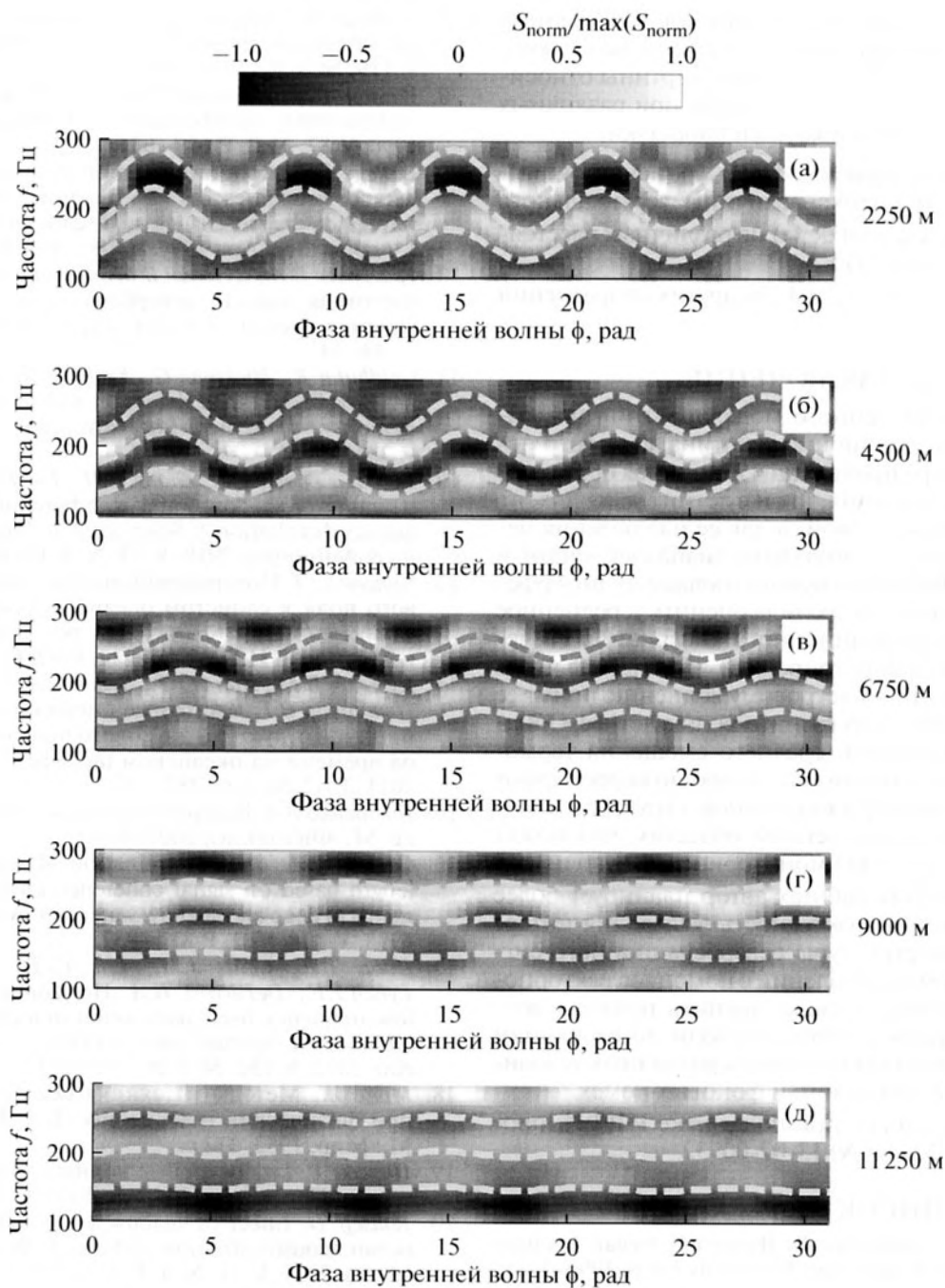


Рис. 7. Вариации интерференционной картины рассеянного звукового поля в частотной области на различных расстояниях r_0 в присутствии внутренних волн. Серые штриховые линии — оценки смещений с использованием выражения (10).

В завершение приведем примерный алгоритм восстановления двумерного поля вертикальных смещений термоклина $\zeta_{iw}(r, \varphi)$ по вариациям интерференционной структуры сигналов реверберации в волноводе с постоянной глубиной:

1. получение интерференционной картины рассеянного звукового поля в координатах время(расстояние)—частота для невозмущенного волновода ($\zeta_{iw}(r, \varphi) \equiv 0$) в рамках численного моделирования

или по данным долговременных наблюдений в реальных условиях (поле внутренних волн предполагается статистически однородным);

2. определение значения интерференционного инварианта β , а также оценка коэффициента α (см. выражение (9) и последующий комментарий);

3. регистрация интерференционной картины реверберационного сигнала, выделяемого с некоторого направления φ , в условиях внутренних волн и

ее сравнение с аналогичной картиной, полученной на первом шаге для невозмущенного волновода: определение смещений $\Delta\omega$ одной картины относительно другой в частотной области при различных расстояниях r до рассеивающей площадки;

4. вычисление зависимости $\bar{\zeta}_{iw}(r)$, используя выражение (10), и оценка величины вертикального смещения термоклина $\zeta_{iw}(r)$ на различных расстояниях r с помощью (11);

5. повторение шага 3 и 4 для других направлений приема ф.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты численного моделирования показали, что интерференционная картина звукового поля в мелком море проявляется в сигналах обратного рассеяния как в зимних, так и в летних условиях, но является не очень четкой, и для ее наблюдения необходимо работать в широком диапазоне частот и расстояний. Форма изгиба наблюдаемых интерференционных полос позволила оценить усредненное значение интерференционного инварианта. Расчеты также продемонстрировали чувствительность указанной картины к ветровому волнению в зимнее время и к наличию внутренних волн в летнее. Обнаружено, что вариации среднего смещения термоклина в поле внутренних волн хорошо коррелируют со сдвигами интерференционной структуры в частотной и пространственной областях, что может быть использовано для мониторинга этих волн.

В последующих работах автор планирует более строго обосновать возможность выделения интерференционной структуры реверберационного сигнала в заданном направлении с помощью векторно-скалярных антенн, а также оценить точность восстановления поля внутренних волн по вариациям интерференционной картины в различных условиях, в том числе при наличии фоновых помех.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 14-02-31234 и № 13-02-00932.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Munk W.H., Worcester P., Wunsch C.* Ocean Acoustic Tomography. Cambridge: University Press, 1995. 433 p.
2. *Буров В.А., Гринюк А.В., Кравченко В.Н., Муханов П.Ю., Сергеев С.Н., Шуруп А.С.* Выделение мод из шумового поля мелкого моря одиночными донными гидрофонами для целей пассивной томографии // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 6. С. 611–622.
3. *Katsnelson B.G., Peinikov V.G., Lynch J.F.* Fundamentals of shallow water acoustics. Springer, 2011. 545 p.
4. *Бунчук А.В., Житковский Ю.Ю.* Рассеяние звука дном океана в мелководных районах // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 5. С. 641–654.
5. *Makris N.C., Avelino L.Z., Menis R.* Deterministic reverberation from ocean ridges // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97. № 6. P. 3547–3574.
6. *Makris N.C., Jagannathan S., Ignisca A.* Ocean acoustic waveguide remote sensing: Visualizing life around seamounts // Oceanography. 2010. V. 23. № 1. P. 204–205.
7. *Holland Ch.* Mapping seabed variability: Rapid surveying of coastal regions // J. Acoust. Soc. Am. 2006. V. 119. № 3. P. 1373–1387.
8. *Weston D.E., Hocking P.D.* Interference patterns in shallow-water reverberation // J. Acoust. Soc. Am. 1990. V. 87. № 2. P. 639–651.
9. *LePage K.* Bottom reverberation in shallow water: Coherent properties as a function of bandwidth, waveguide characteristics, and scatterer distribution // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 6. P. 3240–3254.
10. *Григорьев В.А., Кузькин В.М., Петников В.Г.* Низкочастотная донная реверберация в мелководных районах океана // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 1. С. 44–54.
11. *Goldhahn R., Hickman G., Krolik J.* Waveguide invariant broadband target detection and reverberation estimation // J. Acoust. Soc. Am. 2008. V. 124. № 5. P. 2841–2851.
12. *Li F.H., Zhang Y.J., Zhang R.H., Liu J.J.* Interference structure of shallow water reverberation in time–frequency distribution // Science Chin. Physics, Mechanics & Astronomy. 2010. V. 53. № 8. P. 1408–1411.
13. *Чупров С.Д.* Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / Акустика океана. Современное состояние. Под ред. Бреховских Л.М. и Андреевой И.Б. М.: Наука, 1982. С. 71–91.
14. *Кузькин В.М., Лин Й.-Т., Луньков А.А., Линч Дж.Ф., Петников В.Г.* Частотные смещения интерференционной структуры звукового поля в летний период времени на океанском шельфе // Акуст. журн. 2011. Т. 57. № 3. С. 387–397.
15. *Гордиенко В.А.* Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. 480 с.
16. *Carey W.M.* The determination of signal coherence length based on signal coherence and gain measurements in deep and shallow water // J. Acoust. Soc. Am. 1998. V. 104. № 2. P. 831–837.
17. *Duda T.F., Collis J.M., Lin Y.-T., Newhall A.E., Lynch J.F., DeFerrari H.A.* Horizontal coherence of low-frequency fixed-path sound in a continental shelf region with internal-wave activity // J. Acoust. Soc. Am. 2012. V. 131. № 2. P. 1782–1797.
18. *Макс Ж.* Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях. Т. 1. Пер. с франц. М.: Мир, 1983. 312 с.
19. *Пирсон В.Дж.* Ветровые волны / В кн.: Ветровые волны. Пер. с англ. М.: ИЛ, 1962. С. 42–124.
20. *Rouseff D.* Effect of shallow water internal waves on ocean acoustic striation patterns // Waves in Random Media. 2001. V. 11. № 4. P. 377–394.
21. *D'Spain G.L., Kuperman W.A.* Application of waveguide invariants to analysis of spectrograms from shallow water environments that vary in range and azimuth // J. Acoust. Soc. Am. 1999. V. 106. № 5. P. 2454–2468.
22. *Brooks L.A., Kidner M.R.F., Zander A.C., Hansen C.H., Zhang Z.Y.* Techniques for extraction of the waveguide invariant from interference patterns in spectrograms / Proceedings of Acoustics, 2006. 20–22 November 2006, Christchurch, New Zealand. P. 445–452.
23. *Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А.* Выделение групп однотипных мод в мелком море // Акуст. журн. 2013. Т. 59. № 6. С. 735–743.
24. *Кузькин В.М., Куцов М.В., Пересёлков С.А.* Влияние поверхностного волнения на изменчивость интерференционного инварианта // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 1. С. 76–80.