

МОДЕЛИ ФОРМИРОВАНИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО СПЕКТРА ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ ДЛЯ ЗВУКОВЫХ ВОЛН МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

© 2023 г. М. Б. Салин^{а, *}, А. В. Ермошкин^а, Д. Д. Разумов^а, Б. М. Салин^а

^аФедеральный исследовательский центр Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова
Российской академии наук, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950 Россия

*e-mail: mikesalin@ipfran.ru

Поступила в редакцию 28.03.2023 г.

После доработки 26.04.2023 г.

Принята к публикации 22.06.2023 г.

Проанализированы узкополосные спектры рассеянного на поверхностном волнении звука в частотном диапазоне от 500 до 3000 Гц. Рассмотрены экспериментальные результаты и теоретические модели. Проведен обзор ранее опубликованных работ авторов и представлены новые результаты. Первым характерным рассмотренным случаем является просветное рассеяние, когда передатчик и приемник звука существенно разнесены друг от друга в пространстве, и производится непрерывное излучение синусоидального сигнала. Для этого случая показано, что спектр модуляции рассеянного сигнала повторяет частотный спектр поверхностного волнения с определенным коэффициентом и малыми поправками. Вторым характерным рассмотренным случаем является моностатическая локация, когда приемник и передатчик совмещены и производится излучение тонально-импульсных сигналов. Ранее для этого случая неявно ожидалось, что спектр реверберации будет сформирован брэгговским рассеянием на поверхностных волнах, соответствующих половине длины звуковой волны, и, следовательно, спектр рассеянного сигнала будет иметь дискретный вид. Но результаты экспериментов свидетельствуют о том, что спектры моностатического рассеяния имеют плавную колоколообразную форму. Для объяснения этого требуется учитывать эффекты модуляции коротких поверхностных волн длинноволновой составляющей. Дополнительно для объяснения экспериментального феномена авторами подключается модель рассеяния звука на пузырьках воздуха, которые находятся в приповерхностном слое воды и совершают колебательные движения в поле орбитальных течений поверхностных волн.

Ключевые слова: морская низкочастотная реверберация, обратное рассеяние, просветное рассеяние, пузырьки газа в воде, ветровое волнение, сила рассеяния, спектр реверберации

DOI: 10.31857/S032079192360035X, **EDN:** NMHNKL

ВВЕДЕНИЕ

Поводом к написанию данной статьи послужил тот факт, что при всем многообразии работ, посвященных поверхностной реверберации, до сих пор мало освещен вопрос о спектральных характеристиках такого типа помех. Поверхностное волнение является, пожалуй, самым быстрым природным процессом в океане и, соответственно, приводит к наибольшему доплеровскому сдвигу акустического сигнала при рассеянии. Исследования рассеяния звука на волнении начались в 1960-х годах (R.J. Urick, R.P. Chapman, J.H. Harris; наиболее полно данные по рассеянию представлены в [1]), но в те годы вопрос о спектральном составе рассеянного сигнала не поднимался ввиду соответствующего уровня радиоэлектронной базы, например, из-за отсутствия доступных анализаторов спектра. Однако, даже современные

справочники (монографии) [2] освещают вопрос поверхностной реверберации с точки зрения интегрального уровня рассеянного сигнала, а не его частотного состава.

Гидролокация [3] и связь [4] — это два основных направления, в которых эффективность работы приборов принципиально зависит от наличия или отсутствия доплеровского сдвига частоты в рассеянном сигнале (канале распространения). Например, оценки дальности действия гидролокатора будут отличаться на порядок в зависимости от того, какую величину в уравнении гидролокации взять в качестве силы рассеяния (определяющей уровень реверберации): полную величину или некоторое остаточное значение, которое можно получить после того, как выполнена доплеровская фильтрация сигнала для селекции движущихся целей. Для большей конкретики, в настоящей статье мы

сосредоточимся на диапазоне частот в районе 1 кГц. Последние работы показывают интерес к этому диапазону в связи с появлением новых приборов — низкочастотных гидролокаторов с буксируемыми приемоизлучающими антеннами [3].

Структура статьи включает в себя четыре раздела. В первом разделе кратко описаны основные теоретические результаты, следующие из применения метода малых возмущений (ММВ). Во втором разделе рассмотрено сопоставление результатов моделирования и экспериментальных данных, уделено внимание условиям, при которых наблюдаются расхождения. В последующих разделах предложены дополнительные модели с попыткой объяснить и устранить эти расхождения.

1. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МАЛЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

В случае малости параметра Рэлея

$$\gamma = 2k\eta_{\text{std}} \sin \chi_* \ll 1 \quad (1)$$

уровень рассеянного на взволнованной поверхности сигнала может быть найден на основе ММВ. В формуле (1) k — волновое число для звука в воде, η_{std} — среднеквадратичное значение поля высот поверхности, χ_* — угол захвата волновода, который в данном случае используется как максимальное значение настильного угла, под которым звуковая волна падает на поверхность.

В [5] и других работах при условии (1) можно найти выражение для амплитуды рассеянной волны от участка неровной границы полупространства. Но для сравнения результатов расчета с каким-либо экспериментом следует принять во внимание, что излучение и прием сигналов производится приборами на расстоянии r_0 друг от друга. Звук будет рассеиваться по всей поверхности, т.е. не только на линии, соединяющей источник и приемник (о чем часто забывают исследователи). В различных точках исходная волна будет падать на поверхность с различными вертикальными и азимутальными углами. Рассеяние на широком спектре поверхностных волн создает целый веер вторичных волн в каждой точке, но из этого веера необходимо выбирать только такие направления, которые приходят в приемник. Волноводное распространение звука еще больше усложняет картину, так как поверхность может освещаться вне прямой видимости. Ввиду случайного характера рассеивателя подходящей моделью для учета волноводных эффектов является некогерентное суммирование мод.

В работе [6] при выполнении условия (1) и тональной подсветке акватории на циклической частоте $\omega = Ck$, где C — скорость звука, было получено общее выражение для спектральной плотности поверхностной реверберации в мелком море. При из-

лучении тонального (синусоидального) сигнала удобно контролировать величину $p_{\text{norm}}^2(\mathbf{r}_0, \Omega)$ — спектральную плотность мощности реверберации, измеренную со сдвигом на Ω от несущей частоты ω в произвольной точке $\mathbf{r}_0$ и отнесенную к уровню прямого сигнала $p(\mathbf{r}_0)$, измеренному в той же точке. Данная величина согласно [6] вычисляется следующим образом:

$$p_{\text{norm}}^2(\mathbf{r}_0, \Omega) = \frac{2\pi^2 k^2 r_0 \exp(\alpha_0 r_0)}{H^3 \chi_*} \times \sum_{m,n} \frac{\sin^2(\chi_m) \sin^2(\chi_n)}{\cos(\chi_m) \cos(\chi_n)} \times \int_S \frac{G^2(-\text{sign } \Omega \mathbf{K}_{m,n}(\mathbf{r}), |\Omega|)}{r |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| \exp(\alpha_m r) \exp(\alpha_n |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|)} ds, \quad (2)$$

где $G^2(\mathbf{K}, \Omega)$ — трехмерная спектральная плотность мощности (СПМ) колебаний поверхности, зависящая от вектора поверхностного волнения $\mathbf{K}$ и циклической частоты Ω (вектора $\mathbf{K}$, $\mathbf{r}$, $\mathbf{r}_0$ построены в одной системе координат). Аргумент функции $G^2(\cdot)$ является условием Брэгга для участка пространства с центром $\mathbf{r}$, находящегося на поверхности интегрирования S :

$$\mathbf{K}_{m,n}(\mathbf{r}) = k \cos \chi_m \frac{\mathbf{r}}{r} + k \cos \chi_n \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_0}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|},$$

где $\mathbf{r}$ — переменная интегрирования, m, n — номера мод падающей и рассеянной волны соответственно и χ_m, χ_n — углы скольжения, H — глубина акватории, α_m и α_n — показатели затухания мод и α_0 — их среднее значение.

Нельзя не отметить, что другие авторы, например [7], приходили к выражению, аналогичному (2). Однако выражение (2) является более общим, потому что при его выводе не использовано дисперсионное соотношение для поверхностных гравитационных волн на воде.

При анализе рассеяния низкочастотного звука довольно часто авторы явно или неявно используют утверждение о том, что все волны на поверхности воды подчиняются дисперсионному соотношению. (Хотя в действительности, в ряде случаев требуется отходить от модели линейных волн малой амплитуды.) Чтобы в рамках развиваемого в настоящей статье подхода “заставить” поверхностные волны подчиняться дисперсионному соотношению $\Omega = \sqrt{gK}$, следует выполнить подстановку:

$$G^2(\mathbf{K}, \Omega) \approx \frac{g^2}{4\pi\Omega^3} S(\Omega) \delta(\Omega - \sqrt{gK}) \Phi(\theta, \Omega), \quad (3)$$

где $S(\Omega)$ — одномерный спектр волнения, который наиболее легко измерить в эксперименте; Φ — нормированная диаграмма направленности, та-

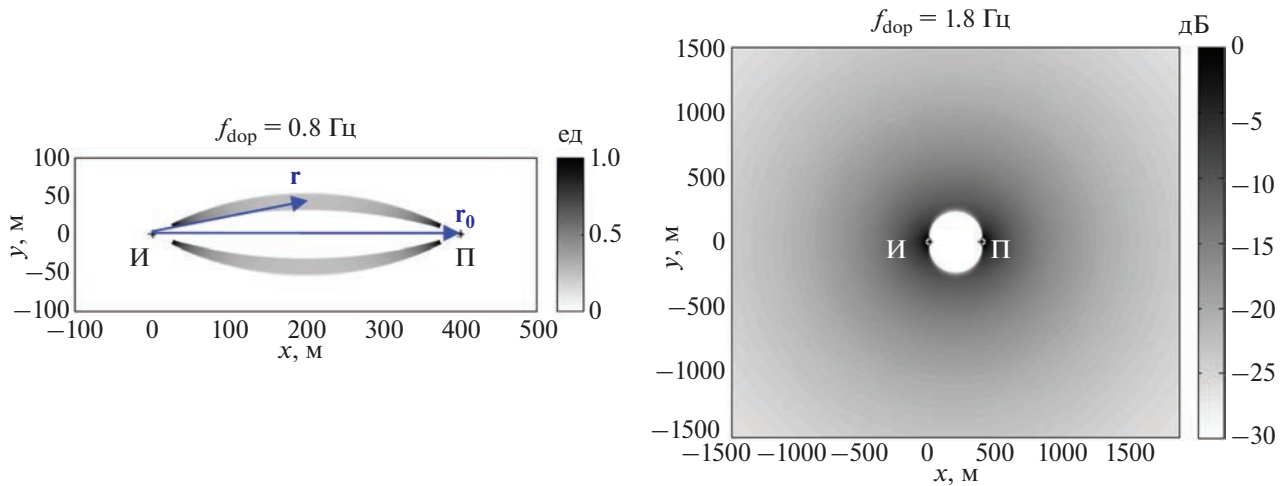


Рис. 1. Удельный вклад различных участков акватории в суммарный сигнал реверберации на частотах Доплера 0.8 и 1.8 Гц при значении несущей частоты 1500 Гц. Расчет согласно линейной теории для положения источника звука “И” и приемника “П”. Воспроизведено из работы [6].

кая что: $\int_0^{2\pi} \Phi(\theta) d\theta = 2\pi$, θ – азимутальный угол и g – ускорение свободного падения. Заметим, что при условии (3) сохраняется значение интеграла:

$$S(\Omega) = \iint dK_x dK_y G^2(\mathbf{K}, \Omega).$$

В данной статье будут сравниваться результаты, полученные в приближении (3) и при использовании модели экспериментально измеренного непрерывного распределения $G^2(\mathbf{K}, \Omega)$.

Дополнительно к (2) следует пояснить, что суммирование ведется либо по всем модам $\chi_m, \chi_n < \chi_*$, либо по ограниченному числу мод, когда приемная или передающая системы обладают избирательностью по вертикальному углу. Интеграл по S берется по всей площади акватории в случае ненаправленного приема, или сектору с центром в $\mathbf{r}_0$, если приемная система является направленной. При проведении расчетов области с радиусом порядка глубины места в окрестности излучателя или приемника исключаются.

Укажем на характерные особенности решений, получаемых при различных параметрах задачи. При существенно разнесенных точках приема и передачи, так называемом просветном рассеянии, можно утверждать, что почти в любых условиях найдется такая точка на поверхности, где именно энергонесущая волна будет брэгговским рефлектором, который развернет звук от источника в сторону приемника. Энергонесущие волны обычно являются очень длинными по сравнению со звуковой волной, и схема на рис. 1 для $f_{\text{доп}} = 0.8$ Гц поясняет, как для таких волн выполняется условие Брэгга при больших углах раскрытия между векторами падающей и рассеянной

волны. В этом случае пик волнения всегда проявится в спектре рассеяния. Исходя из примерно тех же допущений, что и при выводе (2), в [8] было получено более компактное выражение для спектра рассеяния, возникающего на протяженных трассах в мелком море при ненаправленном излучении и приеме:

$$p_{\text{norm}}^2(\Omega) = \frac{8\pi^2 r_0 F^2 \chi_*^5}{9C^2 H} S(\Omega). \quad (4)$$

Здесь $F = \omega/(2\pi)$ – несущая частота, остальные обозначения соответствуют уже введенным.

Приближенное выражение (4), справедливое вплоть до характерной брэгговской частоты

$$\Omega_{\text{Bragg}} = \sqrt{2gk}, \quad (5)$$

удобно тем, что оно напрямую связывает спектр реверберационного сигнала со спектром поверхностного волнения. Как показано в [8], выше брэгговской частоты ожидается резкий спад в спектре реверберационного сигнала.

Во многих отношениях специальным случаем является случай обратного рассеяния. При $K \approx 2k$ звуковая волна фактически разворачивается в обратную сторону на брэгговской решетке, созданной поверхностной волной, и имеется возможность принимать сигнал со всего внешнего для приемно-передающей системы участка акватории (рис. 1 для $f_{\text{доп}} = 1.8$ Гц). Изучение обратного рассеяния важно для практических приложений. Во-первых, это соответствует режиму работы гидролокаторов дальнего обнаружения, которые посылают сигнал в среду на расстояния, много превышающие базу источник–приемник. Во-вторых, возможность селективного рассеяния на

отдельной компоненте пространственного спектра ветровых волн интересна с точки зрения открывающихся возможностей по диагностике среды.

Подынтегральное выражение, входящее в (2), вместе со стоящими перед интегралом коэффициентами, позволяет ввести силу обратного рассеяния на поверхностном волнении в виде спектральной плотности мощности [9]:

$$\sigma_{\text{loc}}^2(\mathbf{r}/r, \Omega) = \frac{1}{9} k^4 \sin^2(\chi_M) \sin^2(\chi_N) G^2 \left(-\text{sign} \Omega K \frac{\mathbf{r}}{r}, |\Omega| \right), \quad (6)$$

где M, N – максимальный номер моды падающего и рассеянного поля в зависимости от того, сколько мод распространяется в волноводе или сколько мод возбуждается при излучении и селектируется при приеме. Величина СПМ, введенная согласно (6), связана с традиционной силой рассеяния (СР) так:

$$\text{СР} = 10 \lg \int \sigma_{\text{loc}}^2(\Omega) d\Omega. \quad (7)$$

Заметим, что такой интеграл по спектру не противоречит известным закономерностям. Чтобы показать это, подставим (3) в (6) и применим в качестве одномерного спектра волнения спектр насыщения Филиппса ($S(\Omega) \sim \Omega^{-5}$). Тогда можно показать [9], что результат интегрирования (7) будет совпадать с классической формулой Марша–Шулкина [1]:

$$\text{СР} = -36 + 40 \lg(\text{tg} \bar{\chi}). \quad (8)$$

При выводе (8) полагалось, что подводный звук в диапазоне от сотен герц до единиц килогерц рассеивается на таких поверхностных волнах, которые относятся к области насыщения, т.е. их амплитуда практически не зависит от скорости ветра. Ряд экспериментальных работ опровергает это утверждение. В [10] сформулированы условия по частоте и скорости ветра, когда формулу (8), являющуюся прямым следствием ММВ и традиционных моделей волнения, следует считать справедливой. А в противном случае вместо нее рекомендуют применять эмпирическую зависимость Чапмана–Харриса [1], согласно которой сила рассеяния уже зависит от скорости ветра. Но в рассмотренных ниже экспериментах граница применимости (8) достигнута не была. Получаемые по формуле Марша–Шулкина величины СР в интервале около -50 дБ можно принять за опорные значения [11].

Применение трехмерного спектра волнения в виде (3) предполагает, что акустический спектр обратного рассеяния будет представлять собой две дельта-функции на брэгговских частотах или, по крайней мере, достаточно узкие пики на этих частотах. Ширину пиков может определять непосредственно частотное разрешение сигнала или модовый состав поля в волноводе, обеспечиваю-

щий незначительную вариацию горизонтальных проекций волновых векторов. Менее тривиальный вид спектра рассеянного сигнала можно ожидать, если рассматривать трехмерный спектр волнения как непрерывную величину. Различные гидрофизические процессы могут приводить к отклонению поверхностных волн от своих дисперсионных соотношений. Например, выборочные оценки трехмерной СПМ волнения, сделанные оптическим методом, позволили свести (6) к следующей рабочей формуле [9]:

$$10 \lg \sigma_{\text{loc}}^2(f_{\text{доп}}) = -40 + 20 \lg \sin \chi_M + 20 \lg \sin \chi_N + \max \begin{cases} -217(1 - 0.86 f_{\text{доп}} / \sqrt{F_{\text{kHz}}})^2 + B, \\ -10 - 5 f_{\text{доп}} + 20 \lg F_{\text{kHz}}, \end{cases} \quad (9)$$

где $f_{\text{доп}}$ – частота Доплера в Гц, F_{kHz} – несущая частота, подставляемая в кГц; B – возможная поправка, которую при отсутствии дополнительных сведений следует положить равной нулю. Во-первых, в выражении (9) определена конечная ширина спектральной линии брэгговского рассеяния. Во-вторых, вводится не дисперсионная составляющая (вторая строчка формулы), ее наличие было получено как эмпирический факт, вытекающий из свойств спектра волнения, получаемого по видеоизображению.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Ранние эксперименты

Достаточно большое количество экспериментов было проведено по просветной схеме, т.е. с существенно разнесенными источниками и приемниками звука, включая [8, 12]. Из (4) следует, что в просветном случае спектр рассеяния повторяет весь спектр волнения. Действительно, такой эффект, когда спектр волнения “переносится” в спектр рассеяния, иллюстрируют теоретические и экспериментальные графики на рис. 2а, 2б. Более того, на рис. 2а можно заметить точку отсечки уровня спектра, когда модуль частоты превышает (5). В целом, на рис. 2 собраны характерные результаты из ранее опубликованных экспериментальных исследований, основные параметры экспериментов приведены в табл. 1.

Более сложной технической задачей оказалась проверка справедливости (6) или (9) в натурном эксперименте, именно с точки зрения распределения по частотам Доплера. От просветной схемы приходится отказываться, иначе рассеяние на энергонесущих волнах будет маскировать слабые эффекты. Сила обратного рассеяния мала, и из-за этого требуется применение более мощных источников звука. Непрерывный режим излучения, который применялся в предыдущих экспериментах, здесь не позволил бы контролировать размеры и удаление области рассеяния.

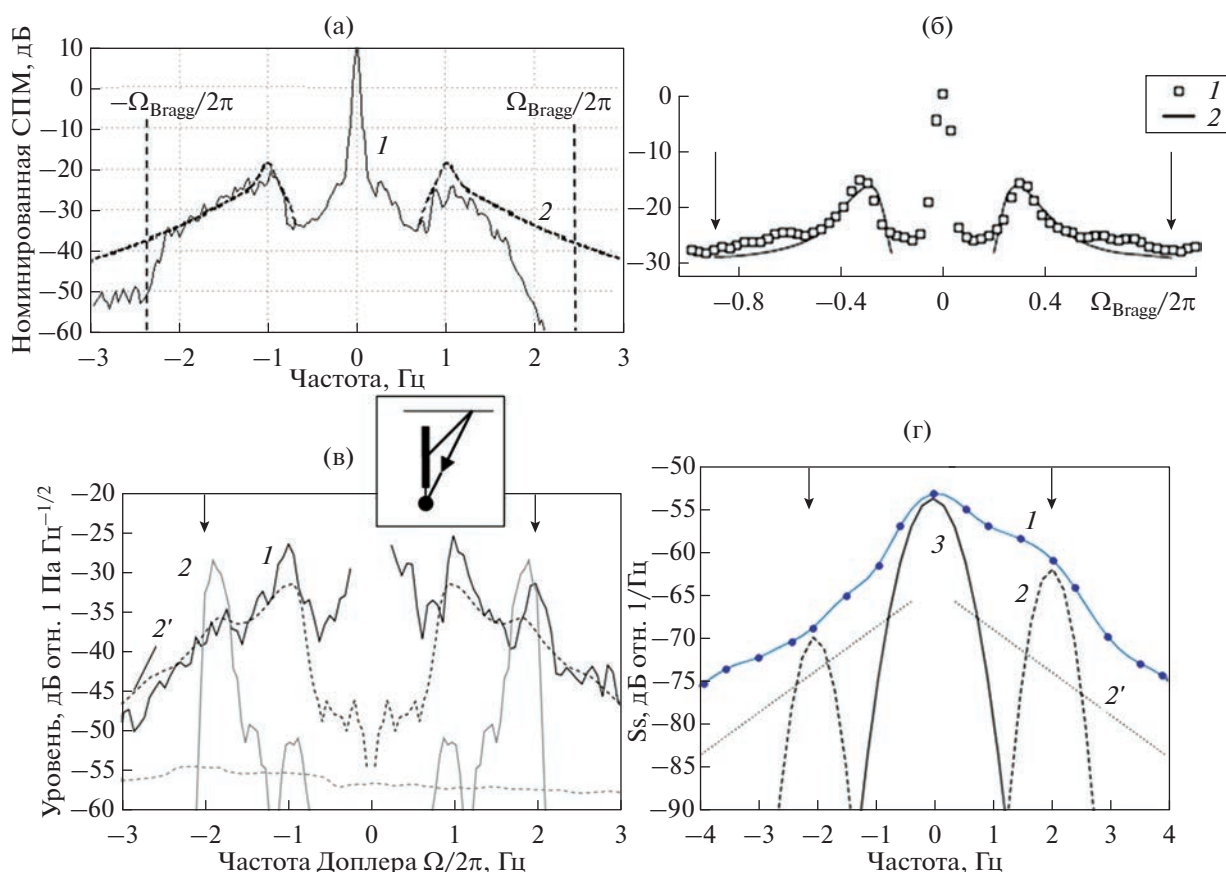


Рис. 2. Примеры спектров реверберации, полученных в различных условиях, описанных в табл. 1. Для всех частей рисунка: 1 – экспериментальные данные, 2 – теоретический расчет в модели дисперсионных поверхностных волн, 2' – модельный расчет с учетом недисперсионных поверхностных волн, 3 – модель донной реверберации. Вертикальные стрелки и пунктиры – частота Брэгга.

Если обратиться к литературным источникам, то можно обнаружить, что очень мало авторов публикуют экспериментальные спектры обрат-

ного рассеяния. Например, в [7] представлена интенсивность на положительной и отрицательной брэгговской частоте (в оригинале: “Up-Bragg” и

Таблица 1. Сводные данные экспериментов по волнению

Рисунок здесь	Рис. 2а	Рис. 2б	Рис. 2в	Рис. 2г
Ссылка	[12], рис. 5а	[8], рис. 9, № 3	[14] рис. 10д	[15], новая обработка
Общая характеристика	Разнесенные передача и прием, ненаправленное излучение и прием, залив оз. Ладога	Разнесенные передача и прием, ненаправленное излучение и прием, Балтийское море	Моностастика, направленное в вертикальной плоскости излучение, ненаправленный прием, залив оз. Ладога	Моностастика, ненаправленное излучение, направленный в горизонтальной плоскости прием, Черное море
Частота F , Гц	2525	420	2520	2020
Частота пика волнения $\Omega/2\pi$, Гц	1.2	0.3	1.0	0.3
Глубина H , м	20	60	20	30–50
Дистанция, км	0.1	8	~ 20 м	~ 1
Теоретическая кривая на графике	(4)	(4)	См. источник	(9)

“Down-Bragg frequency”) без детализации, какова была ширина линии и т.д. Одним из немногих экспериментальных свидетельств того, что в морских условиях от среды получен отклик на выделенной брэгговской частоте (5), следует считать работу [13]. (Отдельные графики были воспроизведены в [17].) На рис. 2в, 2г авторы настоящей работы приводят собственные результаты с попыткой повторить данный эффект.

В контексте обратного рассеяния, среди собственных результатов авторы могут выделить две серии экспериментальных исследований. В первом случае в [14] применялась вертикально распределенная система излучателей, которая помогла сфокусировать излучение в определенной области поверхности одновременно при крутом угле падения луча порядка 45° . Зеркально отраженный от поверхности звук поглощался дном и не приводил к повторной засветке поверхности. Один из полученных спектров рассеяния приведен на рис. 2в. Искомые пики на брэгговской частоте действительно выделяются на графике (указаны стрелками), но при этом существует заметный широкополосный пьедестал под этими пиками.

Расчет выполнен на основе ММВ, с учетом всей геометрии эксперимента и на основе двух моделей волнения:

- с использованием непрерывного трехмерного спектра, измеренного видеокамерой (результат — кривая 2'),
- с использованием измеренного (частотного) спектра волнения, обобщенного на ось волновых чисел согласно приближению (3), результат — кривая 2.

Из графика следует, что расчет более точно совпадает с экспериментом тогда, когда в качестве входных данных используется трехмерный спектр волнения.

2.2. Контрольный эксперимент

Осенью 2021 г. авторами была проведена серия экспериментов по классической моностатической схеме [15]. Поскольку к одному из эпизодов именно этого эксперимента мы будем возвращаться несколько раз по тексту статьи, то следует описать его условия более подробно. Работы проводились на шельфе в северной части Черного моря. Глубина дна составляла от 30 до 50 м, слой воды — равномерно прогретый. Работы велись с океанографической платформы, где размещался ненаправленный излучатель и горизонтальная приемная антенна.

В среду посылался тонально-импульсный сигнал на частоте 2020 Гц и длительностью 2 с. На приеме горизонтальная антенна позволяла формировать диаграмму направленности шириной

30° . Спектральному анализу подвергался сигнал реверберации, приходящий после окончания фазы излучения. Временное стробирование было подобрано наиболее эффективным с точки зрения частотного разрешения и соотношения сигнал-помеха. Оказалось, что в окно анализа попадает сигнал рассеяния из области площадью 1 км^2 , центр которой был удален также на $\sim 1 \text{ км}$.

На рис. 2г построен спектр рассеяния, полученный в одном из эпизодов, когда скорость ветра составляла порядка 3 м/с со стороны открытого моря. Скорость течения — 0.25 м/с постоянная по толще. Существенная высота волн составляла $H_s = 0.6 \text{ м}$ при частоте пика 0.3 Гц.

В анализируемом эпизоде, в дополнение к основной акустической системе на платформе, был задействован выносной приемник звука. С лодки было выполнено измерение уровня прямого сигнала в нескольких точках акватории, на различном удалении от источника. На основании этого были оценены потери на распространение, в частности, угол захвата волновода составил $\chi^* \approx 15^\circ$. Выполнена нормировка спектра рассеяния с учетом интенсивности падающей волны и размера импульсного объема. В итоге, построенный на рис. 2г результат выражен в виде СПМ СР, т.е. описывает отражательную способность 1 м^2 .

Для сопоставления с экспериментом на рис. 2г были применены две модели:

- кривые 2 и 2': расчет поверхностной реверберации по формуле (9) с поправкой 6 дБ для учета направленности набегающей волны,
- кривая 3: донная реверберация¹.

В целом, графики на рис. 2 показывают, что ММВ достаточно хорошо описывает спектры вида рис. 2а, 2б, с некоторыми оговорками — рис. 2в, но имеются проблемы с объяснением спектра вида рис. 2г — т.е. именно спектров обратного рассеяния, полученных в морских условиях. Отправной точкой для уточнения модели рассеяния звука на ветровом волнении для авторов послужили аналогичные проблемы при анализе схожих экспериментальных данных, опубликованных в [16, 17]. Действующая модель не объясняет слишком широкий центральный пик экспериментальной зависимости и отсутствие явного усиления на брэгговских частотах.

Эмпирическая кривая 2' имеет подходящий наклон для описания спектра в диапазоне 1–3 Гц, но она ниже по уровню и не имеет под собой се-

¹ В качестве модели реверберации построена функция Гаусса с центром на нулевой частоте Доплера и шириной, равной 0.5 Гц, что соответствует разрешению спектрального анализа. Максимум кривой подобран по экспериментальным данным. Учитывая, что на графике мы рассматриваем СПМ, то интегральное значение СР составило –49 дБ. Согласно [11] это могло бы отвечать нижней границе возможных значений.

резного теоретического обоснования. Общее размытие спектра делает более пессимистичным прогноз по дальности действия доплеровских гидролокаторов (работающих в данном диапазоне частот) по сравнению с такой идеализированной ситуацией, когда обратное рассеяние имело бы дискретный спектр, скажем, содержало бы только частоту Брэгга.

3. УТОЧНЕНИЕ МОДЕЛИ РАССЕЯНИЯ НА ВЗВОЛНОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Поиск путей устранения несоответствия между расчетами и экспериментом был начат с модели поверхности, на которой рассеивается звук, т.е. с уточнением формы распределения $G(\mathbf{K}, \Omega)$, которое мы используем в (6). Первым уточнением, которое следует включить в модель и которое явно не укладывается в приближение (3), является эффект модуляции. Звук рассеивается на относительно коротких волнах, которые оказываются промодулированы полем орбитальных течений длинных волн (что так же именуется эффектом Доплера в поверхностном волнении). Гидролокатор, равно как и любой измеритель в неподвижной системе отсчета, наблюдает суммарную величину: фазовую скорость рассеивающих звук волн и орбитальную скорость течения длинных волн.

Полезно провести аналогию с радиолокацией, где в большинстве работ, посвященных отражению от взволнованной поверхности, учитывается эффект модуляции. В случае радиолокатора с длиной волны излучения 3 см, фазовая скорость волн, которые являются брэгговскими рассеивателями, оказывается сравнима с орбитальной скоростью энергонесущих волн. Именно орбитальные скорости энергонесущих волн создают основной вклад в формирование волновой структуры скоростного портрета поверхности, получаемого радиолокатором [18, 19]. В свою очередь для подводного звука килогерцового диапазона наблюдается другая закономерность. Подводный звук выбранного диапазона рассеивается брэгговским образом на довольно быстрых волнах, поэтому влияние модуляции должно выглядеть как уширение спектральной линии вокруг брэгговской частоты [20]. Здесь и далее речь идет именно об обратном рассеянии.

Поскольку масштабы модулируемой и модулирующей поверхностных волн не так сильно отличаются между собой, применимость двухмасштабной модели в данной задаче может вызывать сомнение. Для получения более точного решения в работе [21] авторами было проведено численное моделирование движения свободной поверхности в нелинейной постановке задачи. Результаты гидродинамического расчета в виде временной последовательности профилей поверхности были использованы в качестве входных данных для

следующего этапа расчета, где моделирование рассеяния звука было выполнено методом граничных элементов [22]. Этот метод моделирования имеет более широкую область применимости, чем использованный выше ММВ, и, например, позволяет включить в расчет такие эффекты, как затенение горбами крупных волн, и вычислять набег фазы, возникающие при больших перемещениях поверхности. В результате были смоделированы спектры рассеянного сигнала при различных состояниях волнения [22]. Ограничением полученных результатов являлось то, что они были получены в двумерной постановке задачи (моделирование движения жидкости и распространения звука проводилось в плоскости длина—глубина).

В настоящем разделе исследуется вопрос о возможности применения имеющихся результатов двумерного моделирования [22] к анализу реального эксперимента. В двумерном (2D) случае СПМ волнения зависит от K и Ω , а в трехмерном (3D) — от K_x , K_y и Ω . Пусть модуляция заключается в изменении волнового вектора и частоты волны K и Ω на величины $\pm\Delta K$, $\pm\Delta\Omega$, причем для описания результатов эксперимента следует сосредоточиться на положительном смещении. Интенсивность исходной волны в 2D составляет величину $G^2(K, \Omega)dK$ и модулированной гармоники — $G^2(K + \Delta K, \Omega + \Delta\Omega)dK$. Аналогичные величины в 3D выражаются как $G^2(K, \Omega)KdKd\theta$ и $G^2(K + \Delta K, \Omega + \Delta\Omega)(K + \Delta K)dKd\theta$. Примем без строгого обоснования гипотезу о том, что отношение интенсивности исходной и модуляционной компонент в 2D и 3D совпадают. Тогда опуская промежуточные выкладки можно записать, что измеряемая в эксперименте СПМ рассеянного сигнала должна оцениваться по результатам 2D моделирования с учетом корректирующего множителя:

$$\frac{p^2(\Omega)}{p_{2D}^2(\Omega)} \sim 1 - \frac{(\Omega - \Omega_{\text{Bragg}})^2}{\Omega_{\text{Bragg}}^2}. \quad (10)$$

Знак пропорциональности в (10) указывает на то, что абсолютный уровень теоретического графика был подобран для совпадения с экспериментом.

Результаты численного моделирования нелинейной задачи, с учетом поправочного множителя построены на рис. 3 кривой, обозначенной как “модель волнения”. Расчет проводился для состояния волнения, соответствующего условиям эксперимента. Полученная расчетная кривая хорошо воспроизводит наклон экспериментального спектра. Из представленных данных также следует, что уже при умеренном состоянии волнения следует учитывать эффекты модуляции поверхностных волн дециметрового диапазона, которые в данном случае рассеивают звук.

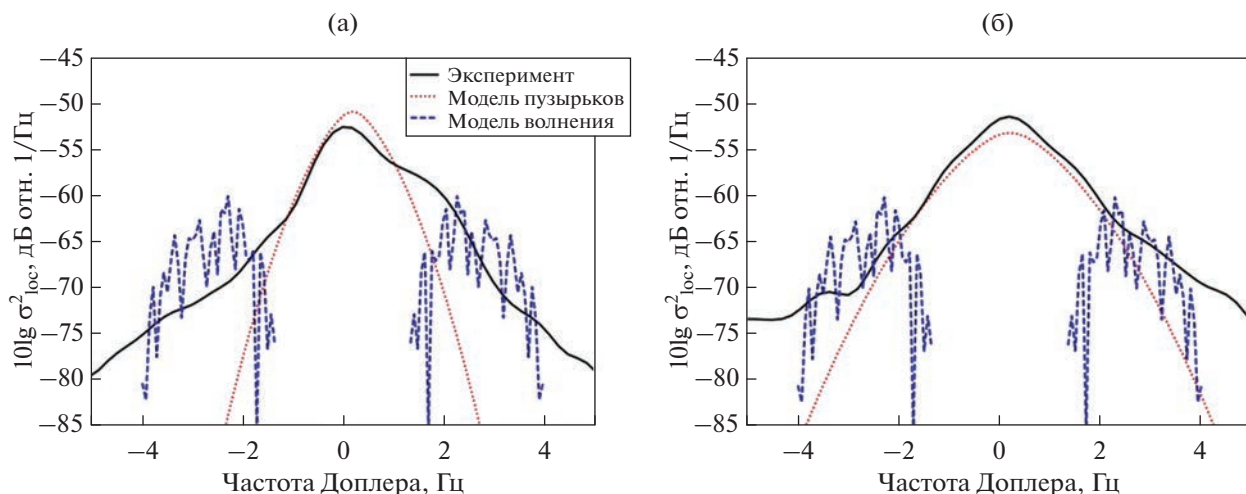


Рис. 3. СПМ силы обратного рассеяния, измеренная на частоте 2 кГц в эксперименте в мелком море: (а) — против направления ветра, измеренного на платформе; (б) — против направления распространения длинных волн, сравнивается с модельными зависимостями, введенными в разделах 3 и 4. Экспериментальная кривая на рис. 3а повторяет соответствующую на рис. 2г.

Несимметрия экспериментального спектра рассеяния на рис. 3б не описывается модельной функцией, потому что в расчет не закладывалась направленность спектра волнения. Имеющаяся на том же рисунке кривая “модель пузырьков”, которая объясняет центральную область спектра, будет описана в следующем разделе.

В плане ретроспективы будет полезно вернуться к рабочей формуле (9). Этим выражением определялась конечная ширина брэгговского пика и, таким образом, существовала возможность учитывать эффект модуляции в виде эмпирического коэффициента. Но поскольку (9) было получено на основании спектра волнения, измеренного в определенных условиях, то расчет по этой формуле следует считать справедливым только для тех условий.

4. МОДЕЛЬ ПУЗЫРЬКОВЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ, ДВИЖУЩИХСЯ В ОРБИТАЛЬНОМ ПОЛЕ ТЕЧЕНИЙ ВОЛН

4.1. Феноменологическая модель

Во многих случаях на спектрах моностатического рассеяния уширение центрального пика оказывается слишком велико, чтобы этот пик мог быть объяснен донной реверберацией. Иллюстрацией этого явления являются: рис. 2г, аналогичные по форме, но полученные в других условиях графики [16], и даже полученные в более низкочастотном диапазоне результаты [17]. С другой стороны, уширение слишком мало, чтобы объясняться брегговским механизмом рассеяния на границе вода–воздух. Эффект достаточно существенный и, как сказано выше, влияет на практиче-

скую применимость гидроакустических средств, поэтому этот вопрос заслуживает отдельного обсуждения.

Ширина функции по порядку величины соответствует доплеровскому сдвигу за счет орбитальных течений энергонесущих волн. Не вдаваясь в детали, что является агентом переноса переменной скорости течения в доплеровский сдвиг, в [16] была разработана феноменологическая модель, опирающаяся на следующие положения:

1) водный столб содержит рассеиватели, удельная интенсивность которых зависит от глубины z по закону:

$$S_{\text{scatt.}V}(z) = \bar{S}_{\text{scatt.}V} + S_{\text{scatt.}V}^{\text{wind}} \exp(-z/z_0), \quad (11)$$

где $\bar{S}_{\text{scatt.}V}$, $S_{\text{scatt.}V}^{\text{wind}}$, z_0 — параметры;

2) рассеиватели приводятся в движение течениями, которые создаются поверхностными волнами² с частотой Ω_p и амплитудами R_0 , подчиняющимися распределению Рэлея;

3) сигналы от рассеивателей на различных глубинах и от различных цугов волн суммируются некогерентно.

Введенную выше силу обратного рассеяния на поверхности σ рационально отождествить с рассеянием столба жидкости, который в горизонтальной плоскости проецируется на единичное сечение. Для расчета спектра рассеяния вводится

² Такое обозначение для амплитуды волны как R_0 выбрано, потому что оно совпадает с радиусом вращения жидкой частицы вблизи поверхности. Напомним, в синусоидальной поверхностной волне с частотой Ω_p и амплитудой R_0 горизонтальная компонента скорости поверхности также изменяется по синусоидальному закону с амплитудой $V = R_0 \Omega_p$.

набор ячеек по частоте с номерами n и шагом Δf . Тогда для ячейки $f_{\text{dop}} = n\Delta f$ можно записать:

$$\sigma_{\text{loc}}^2(n\Delta f) = \frac{1}{\pi\Delta f} \int_0^{\infty} \frac{R_0}{\eta_{\text{std}}^2} \exp\left(\frac{-R_0^2}{2\eta_{\text{std}}^2}\right) \times \\ \times \int_0^{\infty} \text{Re}\left(\arcsin \frac{\lambda(n+1)\Delta f}{2\Omega_p R(z)} - \arcsin \frac{\lambda n\Delta f}{2\Omega_p R(z)}\right) \times \\ \times S_{\text{scatt},V}(z) dz dR_0, \quad (12)$$

где $R(z) = R_0 \exp(-K_p z)$ – амплитуда колебаний на разных горизонтах; η_{std} , как и выше, является среднеквадратичным отклонением поверхности, которое здесь вводится как $1/3$ от принятой в океанографии существенной высоты волн H_s ; K_p – волновое число для частоты Ω_p , $\lambda = 2\pi/k$ – длина волны звука.

В оригинале предполагалось, что волнение не направленное. В реальном случае, отличие направления акустического зондирования от максимума направленности волнения приведет к сжатию полученной кривой с коэффициентом γ :

$$\sigma_{\text{loc,cor}}^2(f_{\text{dop}}) = \frac{1}{\gamma} \sigma_{\text{loc}}^2\left(\frac{1}{\gamma} f_{\text{dop}}\right).$$

На рис. 3 построены зависимости, вычисленные по формуле (12) с учетом угловой поправки (см. линию, подписанную “модель пузырьков”). Следующие параметры были взяты как соответствующие условиям эксперимента: $\eta_{\text{std}} = H_s/3 = 0.2$ м; $\Omega_p/(2\pi) = 0.34$ Гц; $\lambda = 0.72$ м. Прочие параметры были подобраны для обеспечения наилучшего совпадения с экспериментальной кривой. В результате подбора значения входящих в (11) величин составили: $S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} = 1.4 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$; $\bar{S}_{\text{scatt},V} = 0$; $z_0 = 0.7$ м. Угловая поправка: $\gamma = 0.6$ для рис. 3а и $\gamma = 1$ для рис. 3б.

4.2. Сведения о распределении пузырьков

Наиболее очевидно отождествить упомянутые выше рассеиватели с пузырьками воздуха, присутствующими в приповерхностном слое, например, из-за обрушения волн [23]. Следует проверить, согласуется ли сила рассеяния фактически найденная выше по данным дальнего зондирования с имеющимися данными о распределении пузырьков в толще. Технического оснащения, чтобы измерить таковое в эксперименте, не имелось. Обратившись к литературным источникам, можно заметить, что пузырьки радиусом $\bar{a} \sim 1.6$ мм, которые резонируют на частоте 2 кГц, относятся к хвосту распределения естественно образованных пузырьков в морской воде. И вообще говоря, это верхняя граница по радиусам пузырьков, по которым была накоплена статистика ранее. В [24]

предлагается следующая формула, обобщающая экспериментальные данные ряда исследователей:

$$N(a) = N_0 \left(\frac{a_2}{a}\right)^p \left(\frac{W}{13}\right)^3 e^{-z/z_0}. \quad (13)$$

Здесь N – плотность распределения (число пузырьков в единице объема и отнесенное к единичному интервалу радиусов a). Коэффициенты принимают следующие числовые значения: $N_0 = 1.6 \times 10^{10} \text{ м}^{-4}$; $a_2 = 1.6(34 + 1.24z) \times 10^{-6} \text{ м}$ (т.е. $a_2 \approx 50 \text{ мкм}$ и (13) справедливо для $a > a_2$); $p = 4.37 + (z/2.55)^2$;

$$z_0 = \begin{cases} 0.4, & \text{если } W \leq 7.5, \\ 0.4 + 0.115(W - 7.5), & \text{иначе,} \end{cases} \quad (14)$$

W – скорость ветра (в данном эксперименте наблюдалось $W = 3 \text{ м/с}$). Все величины подставляются в единицах СИ, если не указано иное. Несмотря на то, что формула (13) уточнялась в более поздних работах, например, в [25], в контексте настоящей работы рационально использовать именно это выражение, поскольку оно записано в простом для дальнейших вычислений виде, а повышение точности на данном этапе было бы излишним.

В первую очередь заметим, что (13) предполагает такой же экспоненциальный закон спада концентрации пузырьков по глубине, как и в (11). Постоянные экспоненциального спада имеют близкие величины: по литературным данным – 0.4 м, по экспериментальным данным настоящей статьи – 0.7 м.

Далее оценим интенсивность. Рассеяние звука на пузырьках воздуха является классической задачей в акустике [5]. Для получения грубых оценок применим модель однократного рассеяния на невзаимодействующих пузырьках, будем учитывать только монопольные колебания и не будем учитывать наличие стоячей волны с нулем на поверхности. Тогда для силы объемного рассеяния запишем:

$$S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} = \int_{0.5\bar{a}}^{2\bar{a}} \frac{a^2 N(a) da}{\left[\left(\frac{F_0}{F}\right)^2 - 1\right]^2 + (ka)^2 + \delta^2}, \quad (15)$$

где $F_0 = \frac{3.27}{\bar{a}} \sqrt{1 + 0.1z}$ – резонансная частота пузырька, $\bar{a}$ – радиус пузырька, резонансного для частоты гидролокатора F на условной средней глубине распределения, δ определяется всеми возможными потерями, кроме радиационных, и для рассматриваемого диапазона $\delta \approx 0.01$ [5].

Подстановка всех числовых значений в (13) и в (15) приводит к величине $S_{\text{scatt},V}^{\text{wind}} = 1.08 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, что достаточно точно совпало с эксперименталь-

ным значением $1.4 \times 10^{-5} \text{ м}^{-1}$. Поэтому наличие пузырьков миллиметровых размеров в приповерхностном слое океана, медленно колеблющихся с орбитальными скоростями волн, является достаточно правдоподобным объяснением для уширения спектра реверберации на самых низких частотах Доплера.

Выше обсуждались результаты одного из эпизодов измерений. В [15] статистически обработаны данные порядка 20 дней измерений, проведенных в рамках одного эксперимента. Были выявлены следующие закономерности. Во-первых, удобным параметром для описания спектров рассеяния оказался наклон графика в диапазоне 1.25–1.75 Гц, выражаемый в дБ/Гц. При увеличении высоты волн уменьшается по модулю наклон спектра (график становится более пологим). Это качественно согласуется с результатами моделирования. Во-вторых, обнаружена корреляция между сдвигом центра распределения и скоростью постоянного течения (с учетом его направления). Этот факт хорошо согласуется с представлениями о рассеянии звука на некоторых включениях, которые движутся со средой. Однако, в-третьих, не удалось выявить какой-либо зависимости между силой рассеяния СР, проинтегрированной по всем частотам Доплера, и высотой волнения или скоростью ветра. Величина остается приблизительно постоянной при всех условиях вплоть до существенной высоты волн 2 м и скорости ветра 10 м/с. Это является несколько противоречивым фактором, потому что различные модели влияния пузырьков на рассеяние звука предполагают взрывной рост этого параметра с увеличением скорости ветра.

Обсудим возможные отклонения параметров модели (14) от использованных средних значений. Исследование [26] указывает на то, что пузырьки с радиусами более $\sim 0.2 \text{ мм}$ (т.е. те, которые влияют на акустический сигнал на средних частотах) оказываются чувствительны к стратификации среды и разнице температур воды и воздуха. При неустойчивых условиях (поток тепла направлен снизу вверх) наблюдается более высокая концентрация крупных пузырьков. В этом плане, описанный выше эксперимент проводился в нейтральных условиях.

Важную роль в формировании наклона спектра рассеяния играет характерная глубина проникновения пузырьков z_0 . Ранее авторами проводилась обработка данных других экспериментов и применялась процедура, описанная в настоящей статье, т.е. также заключающаяся в вычислении спектров реверберации и подборе параметров модельной зависимости (12), которая бы их аппроксимировала. При отсутствии возможности осуществлять калибровку уровней рассеяния, основной информацией о распределении неоднородностей,

которую возможно было получать из формы спектров обратного рассеяния, была глубина проникновения рассеивателей z_0 . По результатам эксперимента [16] было оценено значение $z_0 = 20 \text{ м}$, что совершенно не соответствует результатам настоящего эксперимента. Согласно модели (14), воспроизведенной здесь согласно [24], большие значения z_0 могут реализовываться только при экстремальных скоростях ветра. Однако величины z_0 порядка нескольких метров находят подтверждение в других литературных источниках. По данным [27, 28], по измерениям на глубинах 5 и 10 м в субарктических водах Тихого океана можно оценить экспоненциальный масштаб распределения пузырьков (включая радиусы в доли миллиметра) как $z_0 = 7 \text{ м}$; в субтропических водах Тихого океана по тем же горизонтам — $z_0 = 2 \text{ м}$. В работе тех же авторов [29] приведены измерения на глубинах 2.5 и 18 м, по которым масштаб спада оценивается как $z_0 = 10 \text{ м}$.

В [25] предлагается параметризация распределения пузырьков, которая близка к степенной функции глубины, т.е. к зависимости вида $N(z) \sim (\bar{z}_0/z)^n$, но степень n оказывается достаточно высокой. Однако следует обратить внимание на тот факт, что аппроксимация степенной функции зависимостью вида (11) приведет к разному показателю z_0 на различных глубинах, причем на большей глубине спад будет более плавным, с большим масштабом z_0 . Подводный звук с большими длинами волн и при прогревом верхнего слоя не будет взаимодействовать с самым верхним слоем пузырьков, и поэтому спектры рассеяния могут определяться более плавными глубинными распределениями.

4.3. Сведения о распределении поля течений

Для анализа полученных на рис. 3 данных будет полезно уточнить характеристики поля течений в тонком приповерхностном слое. Это можно сделать, обратившись к методам когерентной радиолокации, сигнал от которого также отражается от неоднородностей на поверхности воды. Когда приемно-передающая система чувствительна к фазе сигнала, то по данным радиолокационного зондирования также может быть построен доплеровский спектр рассеяния. В первом приближении средняя частота доплеровского спектра может быть отождествлена с поверхностными течениями на воде, а его ширина с влиянием орбитальных скоростей длинных волн. Принцип работы и метод обработки данных радиолокатора описан в [19].

Измерения с помощью когерентного радиолокатора 3 см диапазона проводились параллельно с акустическим экспериментом. На рис. 4 повторяются экспериментальные кривые с рис. 3 с заме-

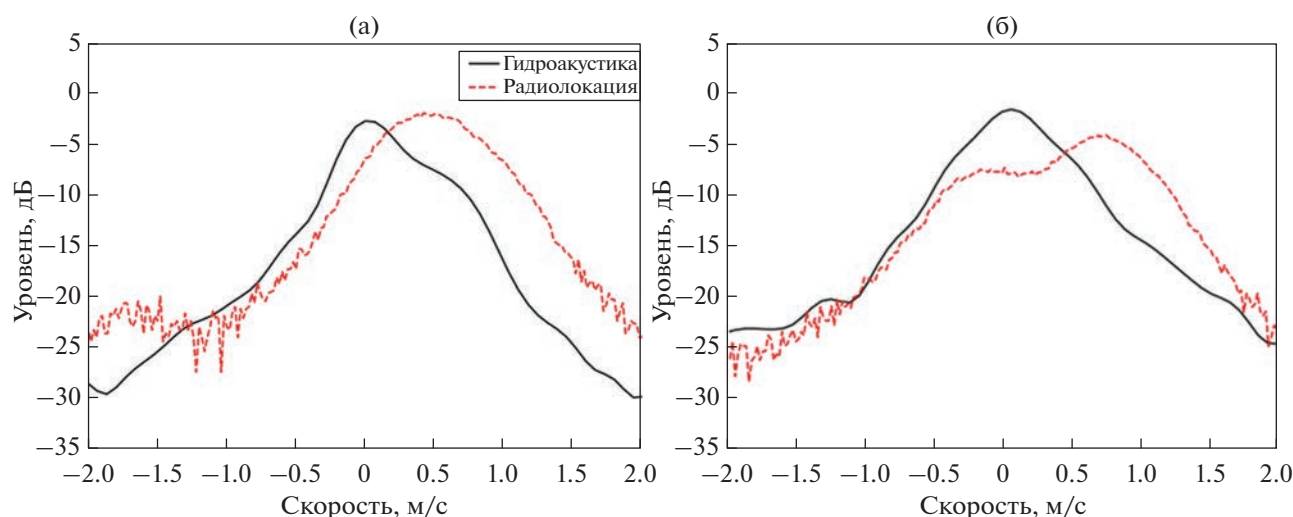


Рис. 4. Нормированные спектры рассеянных сигналов при лоцировании морской поверхности: гидроакустическими сигналами на частоте 2 кГц и радиолокационными сигналами с длиной волны 3 см. Зависимости приведены в виде распределений по радиальной скорости движения рассеивателей. Кривые, построенные по гидроакустическим сигналам, повторяют рис. 3. Описание графиков приведено в тексте.

ной оси частот на ось скоростей. В тех же осях построены радиолокационные спектры, полученные в то же время и в тех же секторах акватории, что и акустические спектры. В силу особенностей работы алгоритма, в действительности, для радиолокационного сигнала построен не спектр как таковой, а представлена плотность вероятности распределения рассеивателей по скоростям. Все кривые нормированы на их максимум.

В случае рис. 4а акустическая антенна работала в режиме бегущей волны. В случае рис. 4б акустическая система обладала неоднозначностью по направлению, присущей линейной антенне. В этом случае в качестве радиолокационного спектра представлен суммарный спектр по двум секторам обзора.

Исходя из рис. 4 можно сделать вывод, что радиолокационные спектры обладают достаточно близкой шириной распределения, что и спектры рассеяния подводного звука на том же участке взволнованной поверхности моря, в пересчете к единице скорости. Закон спадания с увеличением модуля скорости имеет схожий вид. Радиолокационные спектры имеют более плавную вершину, так как они чувствительны к течениям на самой поверхности и не проникают в толщу воды. Поэтому радиолокационные спектры должны соответствовать модели (12) при подстановке очень малых значений z_0 . Дополнительно необходимо учесть, что радиолокационным спектрам присуще смещение центра распределения. Во-первых, как сказано выше, роль агента поверхностной скорости течения в отраженный сигнал играет сантиметровая рябь, которая движется со скоростью 0.23 м/с относительно подстилающей поверх-

ности. А во-вторых, на движение поверхности кроме собственного течения водной толщи существенное влияние оказывает ветровой дрейф, который обычно оценивается как 3% от скорости ветра [30].

В целом, радиолокационные методы исследования ветрового волнения носят более распространенный характер, чем аналогичные акустические эксперименты. Поэтому возможность применения каких-либо характеристик, полученных из радиолокационных измерений, для выполнения оценок в акустической задаче представляет большой практический интерес [31, 32].

Описанные в разделах 3 и 4 эффекты действуют совместно. Интенсивности сигнала, рассеянного брэгговским образом и рассеянного на пузырьках, оказываются близкими по порядку величины. Хочется дополнительно обратить внимание читателей на спектр рассеяния, опубликованный как рис. 6 в работе [17] (более низкочастотный случай), на котором однозначно можно идентифицировать и брегговское рассеяние, и рассеяние на движущихся пузырьках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая статья обобщает результаты цикла экспериментальных и теоретических исследований авторов в области рассеяния подводного звука на поверхностном волнении с акцентом на оценку распределения интенсивности рассеянного звука по частотам Доплера. Упор сделан на переходную область между низким и средним диапазоном звуковых частот.

В случае разнесенных источника и приемника звука (в так называемой просветной схеме) наибо-

лее существенным эффектом является рассеяние звука на пике волнения, т.е. на длинных поверхностных волнах большой амплитуды. В моностатической схеме локации вклад пика волнения подавляется, и становится возможным наблюдать более слабые эффекты.

Длинные поверхностные волны являются слишком плавным возмущением поверхности, чтобы рассеивать звук в обратную сторону, но они влияют на характеристики рассеяния посредством модуляционных эффектов. Во-первых, модулируются короткие поверхностные волны, которые являются брэгговскими рефлекторами для звука, и за счет этого размывается спектр обратного рассеяния. Во-вторых, приходят в движение микроненородности, находящиеся в поверхностном слое, которые покоились бы в отсутствии волн. Даже при умеренных состояниях волнения в приповерхностном слое существуют пузырьки воздуха, которые могут резонировать в рассматриваемом диапазоне частот, и концентрация таких пузырьков достаточна для того, чтобы влиять на спектральную плотность мощности рассеянного сигнала.

В целом, оба из перечисленных эффектов приводят к тому, что в реальных морских условиях спектр обратного рассеяния звука имеет плавную, колоколообразную форму. На графиках сложно обнаружить дискретные составляющие, отвечающие тем или иным компонентам спектра волнения. Этот факт осложняет задачу выделения полезного сигнала на фоне реверберационной помехи.

Авторы выражают свою искреннюю признательность членам коллектива ИПФ РАН, помогавшим в разные годы при проведении экспериментальных исследований.

Работа Б.М. Салина по разделам 1 и 2 настоящей статьи поддержана Минобрнауки РФ в рамках Программы фундаментальных исследований Государственных академий наук, проект № 0030-2021-0017. Работа А.В. Ермошкина, Д.Д. Разумова и М.Б. Салина по разделам 3 и 4 поддержана Российским научным фондом, грант № 20-77-10081.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урик Р.Дж. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978.
2. Bjørnø L. Chapter 5. Scattering of Sound. In *Applied Underwater Acoustics*; Neighbors T.H., Bradley D., Eds. Elsevier: Amsterdam, The Netherlands, 2017. P. 297–362. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-811240-3.00005-9>
3. Hartstra I., Colin M., Prior M. Active sonar performance modelling for Doppler-sensitive pulses // *Proc. Meet. Acoust.* 2021. V. 44. P. 022001. <https://asa.scitation.org/doi/abs/10.1121/2.0001454>
4. Dol H.S., Colin M.E., Ainslie M.A., Van Walree P.A., Janmaat J. Simulation of an underwater acoustic communication channel characterized by wind-generated surface waves and bubbles // *IEEE J. Ocean. Eng.* 2013. V. 38. № 4. P. 642–654. <https://doi.org/10.1109/JOE.2013.2278931>
5. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. М.: Наука, 2007. С. 249–306.
6. Салин Б.М., Салин М.Б. Методы расчета низкочастотной поверхностной реверберации при известных характеристиках морского волнения // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 6. С. 818–827.
7. Hayek C.S., Schurman I.W., Sweeney J.H., Boyles C.A. Azimuthal dependence of Bragg scattering from the ocean surface // *J. Acoust. Soc. Am.* 1999. V. 105. P. 2129–2141. <https://asa.scitation.org/doi/10.1121/1.426817>
8. Лебедев А.В., Салин Б.М. Исследование эффектов локализации областей рассеяния звука на ветровом волнении // *Акуст. журн.* 2004. Т. 50. № 6. С. 813–826.
9. Салин Б.М., Салин М.Б., Spindel R.C. Расчет спектра реверберационной помехи для доплеровской схемы локации // *Акуст. журн.* 2012. Т. 58. № 2. С. 258–266.
10. Neighbors T.H., Bjørnø L. Anomalous low frequency sea surface reverberation // *Hydroacoustics.* 2001. V. 4. P. 181–192.
11. Андреева И.Б. Сравнительные оценки поверхностного, донного и объемного рассеяния звука в океане // *Акуст. журн.* 1995. Т. 41. № 5. С. 699–705.
12. Салин Б.М., Бородин Е.Л., Салин М.Б. Оценка поверхностной реверберации и характеристик ветрового волнения, выполненные на основе анализа видеоизображения морской поверхности // *Сб. тр. XXII сессии Российского акустического общества.* Т. 2. М.: ГЕОС, 2010. С. 305–308.
13. Авербах В.С., Бондарь Л.Ф., Голубев В.Н., Гольдблат В.Ю., Долин Л.С., Нечаев А.Г., Пигалов К.Е., Смирнов Г.Е., Тумаева Е.И. Дальняя поверхностная реверберация звука в океане // *Акуст. журн.* 1990. Т. 36. № 6. С. 1119–1121.
14. Салин М.Б., Потапов О.А., Салин Б.М., Чащин А.С. Измерение характеристик обратного рассеяния звука на взволнованной поверхности в прожекторной зоне фазированной антенной решетки // *Акуст. журн.* 2016. Т. 62. № 1. С. 70–86.
15. Ermoshkin A.V., Kosteev D.A., Ponomarenko A.A., Razumov D.A., Salin M.B. Surface waves prediction based on long-range acoustic backscattering in a mid-frequency range // *J. Mar. Sci. Eng.* 2022. V. 10. № 6. P. 722. <https://doi.org/10.3390/jmse10060722>
16. Салин Б.М., Кемарская О.Н., Молчанов П.А., Салин М.Б. Исследование механизма уширения спектра низкочастотного реверберационного сигнала при рассеянии звука на приповерхностных неоднородностях в условиях интенсивного ветрового волнения // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 3. С. 314–322.
17. Салин Б.М., Салин М.Б. Механизмы формирования спектральных характеристик низкочастотной реверберации и прогнозные оценки // *Акуст. журн.* 2018. Т. 64. № 2. С. 197–206.
18. Ermoshkin A., Kapustin I. Estimation of the wind-driven wave spectrum using a high spatial resolution coher-

- ent radar // Russ. J. Earth Sci. 2019. V. 19. № 3. P. 1. <https://doi.org/10.2205/2019ES000662>
19. Ермошкин А.В., Капустин И.А., Мольков А.А., Богатов Н.А. Определение скорости течения на морской поверхности доплеровским радиолокатором X-диапазона // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2020. Т. 13. № 3. С. 93–103. <https://doi.org/10.7868/S2073667320030089>
20. Бурдуковская В.Г., Хилько А.И., Коваленко В.В., Хилько А.А. Анализ влияния длинных поверхностных волн на формирование рассеянного ветровым волнением акустического поля в океанических волноводах // Акуст. журн. 2019. Т. 65. № 6. С. 763–773.
21. Байдаков Г.А., Досаев А.С., Разумов Д.Д., Салин М.Б. Оценка уширения спектра коротких поверхностных волн при наличии длинноволнового волнения // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2018. Т. 61. № 5. С. 374–384.
22. Салин М.Б., Разумов Д.Д. Особенности дифракции звука на взволнованной водной поверхности в среднем диапазоне частот // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. 2021. Т. 14. № 4. С. 98–110.
23. Deane G.B., Stokes M.D. Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves // Nature. 2002. V. 418. № 6900. P. 839–844.
24. Hall M.V. A comprehensive model of wind-generated bubbles in the ocean and predictions of the effects on sound propagation at frequencies up to 40 kHz // J. Acoust. Soc. Am. 1989. V. 86. № 3. P. 1103–1117.
25. Vagle S., McNeil C., Steiner N. Upper ocean bubble measurements from the NE Pacific and estimates of their role in air-sea gas transfer of the weakly soluble gases nitrogen and oxygen // J. Geophys. Res.: Oceans. 2010. V. 115. № C12. C12054. P. 1–16.
26. Vagle S., Gemmrich J., Czerski H. Reduced upper ocean turbulence and changes to bubble size distributions during large downward heat flux events // J. Geophys. Res.: Oceans. 2012. V. 117. № C7. C00H16. P. 1–12.
27. Акуличев В.А., Буланов В.А. Акустические исследования мелкомасштабных неоднородностей в морской среде. Владивосток: ТОИ ДВО РАН, 2017. С. 182–188.
28. Akulich V.A., Bulanov V.A. Measurements of bubbles in sea water by nonstationary sound scattering // J. Acoust. Soc. Am. 2011. V. 130. № 5. P. 3438–3449.
29. Акуличев В.А., Буланов В.А., Кленин С.А. Акустическое зондирование газовых пузырьков в морской среде // Акуст. журн. 1986. Т. 32. № 3. С. 289–296.
30. Капустин И.А., Ермошкин А.В., Богатов Н.А., Мольков А.А. Об оценке вклада приводного ветра в кинематику сликов на морской поверхности в условиях ограниченных разгонов волнения // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 2. С. 163–172.
31. Розенберг А.Д. Исследование морской поверхности радио и акустическими методами. Диссертация. Москва, 1980. 237 с.
32. Dahl P.H., Plant W.J., Nützel B., Schmidt A., Herwig H., Terray E.A. Simultaneous acoustic and microwave backscattering from the sea surface // J. Acoust. Soc. Am. 1997. V. 101. № 5. P. 2583–2595.