

2. Гостев В. С., Швачко Р. Ф. Экспериментальные исследования звуковых сигналов, наблюдаемых в зоне геометрической тени в океане.— Докл. АН СССР, 1985, т. 282, № 5.
3. Копыл Е. А. О рассеянии акустической волны, полого падающей на поверхность океана.— Изв. АН СССР, ФАО, 1975, № 6, с. 664–667.

Акустический институт
им. Н. Н. Андреева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18.VI.1984

УДК 551.463

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОГО ЗВУКА, РАССЕЯННОГО ПОВЕРХНОСТЬЮ МОРЯ

Долин Л. С., Павленко А. М., Седунов Н. А., Шейнфельд И. В.

Существующие методы дистанционного определения параметров волнующейся поверхности моря достаточно разнообразны, но основными пока являются методы радио- и гидролокационного зондирования, основанные на резонансном (избирательном) механизме рассеяния волн на статистически неровной поверхности [1, 2]. Для интерпретации экспериментальных данных чаще всего используется двухмасштабная модель поверхности [3]. При рассеянии на такой поверхности волны, синусоидально модулированной по интенсивности, информация о статистике крупных масштабов может быть извлечена из флуктуационных характеристик рассеянной «волны модуляции» (ВМ) [4, 5]. При нормальном зондировании неровной поверхности измерение характеристик отраженной ВМ позволяет определить дисперсию и радиус корреляции крупных неровностей [6]; если зондирование осуществляется под малыми углами скольжения, то имеется возможность измерения сечений пространственного спектра крупномасштабной составляющей волнения в широком диапазоне пространственных частот. Экспериментальному исследованию этой возможности и посвящена данная работа.

Сначала дадим теоретическое обоснование описываемой ниже методики, следуя работам [4, 5]. Рассмотрим задачу об обратном рассеянии двухчастотного (ω_1, ω_2) поля на двухмасштабной статистически неровной поверхности: $z = \xi(\mathbf{r}) = \xi_0(\mathbf{r}) + \xi_1(\mathbf{r})$, где \mathbf{r} — радиус-вектор в плоскости $z=0$, а крупномасштабная функция ξ_0 находится путем сглаживания «мелких» неровностей ξ_1 . Поскольку в спектре поля точечного источника имеются две частотные компоненты ω_1 и ω_2 , то интенсивность поля можно описать выражением

$$I_0 \sim \frac{1}{R^2} \{1 + m \operatorname{Re}[e^{i(\Omega t - KR)}]\}; \quad (1)$$

здесь m — глубина модуляции интенсивности, $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ — частота модуляции, $K = \Omega/c$ (c — скорость звука). При некоторых предположениях относительно характеристик рассеивающей поверхности и геометрии распространения (о которых будет сказано ниже) можно получить следующее выражение для интенсивности обратно рассеянного поля, усредненной по ансамблю «мелких» шероховатостей ξ_1 [5]:

$$I_{sc} = BS \{1 + \operatorname{Re}[Me^{i\Omega t}]\}, \quad (2)$$

$$B = \frac{1}{S} \int_{S_0} |V(\mathbf{r})|^2 I_{\omega_0} d\mathbf{r}, \quad (3)$$

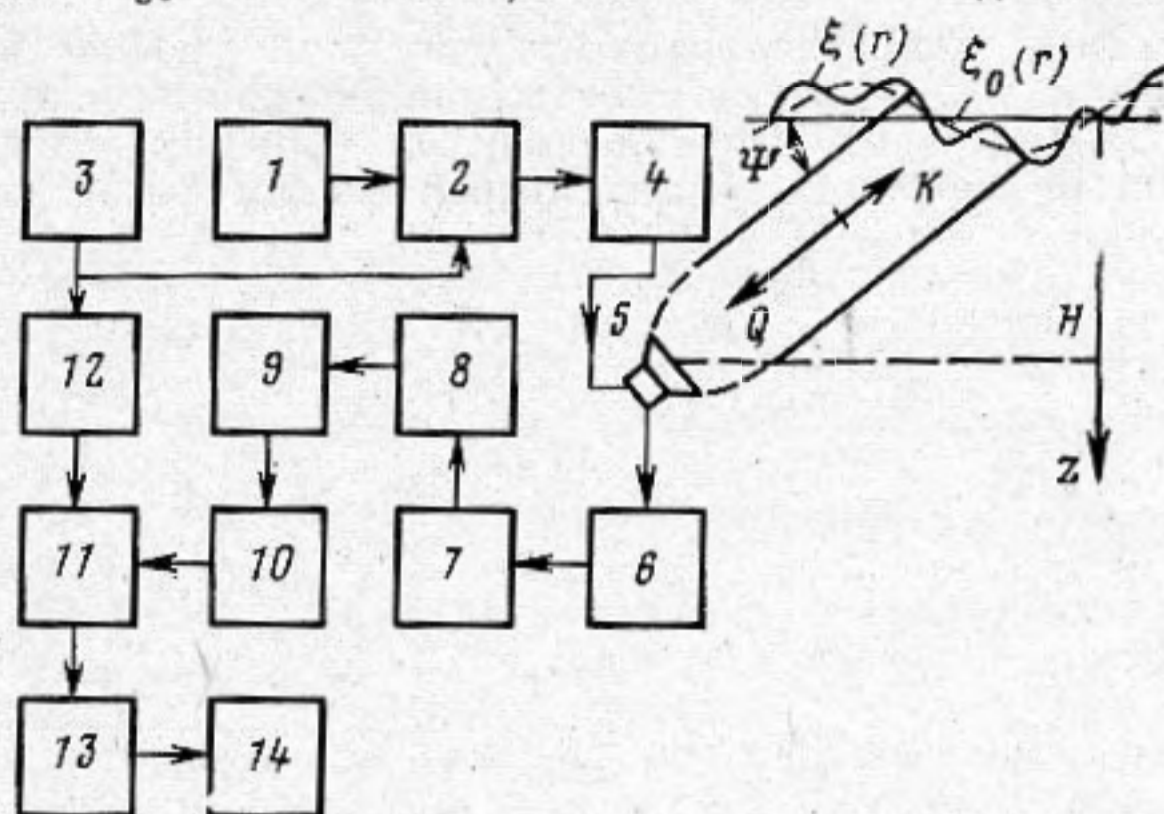
$$M = \frac{m}{B} \int_{S_0} |V(\mathbf{r})|^2 I_{\omega_0} e^{i(QR - Q_z \xi_0)} d\mathbf{r}. \quad (4)$$

Здесь введены следующие обозначения: S — площадь озвученного участка S_0 ; $V(\mathbf{r})$ — коэффициент отражения, неоднородный внутри участка S_0 ; I_{ω_0} — индикатриса рассеяния шероховатой поверхности (в среднем плоской) $z = \xi_1$, вычисленная на частоте $\omega_0 = (\omega_1 + \omega_2)/2$; Q и Q_z — соответственно модуль и z -компонента вектора рассеяния $Q = -2K$ «волны модуляции», амплитуда которой описывается выражением (4). Остальные обозначения ясны из фиг. 1. При выводе (2)÷(4) сделаны следующие предположения: характерные горизонтальные и вертикальные размеры мелких неровностей ξ_1 малы по сравнению с длиной ВМ — $\Lambda = 2\pi c/\Omega$; точка наблюдения находится в зоне разделения спектров, определенной для средней частотной компоненты зондирующего поля ω_0 [7]; коэффициент отражения $V(\mathbf{r})$ незначительно меняется на расстояниях порядка радиуса корреляции мелких неровностей и не зависит от частоты в полосе частот зондирующего поля (ω_1, ω_2); крупные неровности являются достаточно пологими [5].

Если теперь предположить, что $|V(\mathbf{r})|^2$ и I_{ω_0} не изменяются внутри озвученного участка S , то выражение (4) существенно упрощается:

$$M = \frac{m}{S} \int_{S_0} e^{i(QR - Q_z \xi_0)} d\mathbf{r}. \quad (5)$$

Легко видеть, что (5) напоминает по форме обычный дифракционный интеграл, описывающий обратное рассеяние волн с частотой Ω на участке поверхности S_0 , покрытом неровностями ξ_0 . В частности, если точка наблюдения находится в зоне



Фиг. 1. Геометрия экспериментов в блок-схеме аппаратуры

Фраунгофера относительно озвученного участка S_0 и неровности ξ_0 являются малыми по сравнению с длиной ВМ (мал параметр Рэлея для ВМ: $Q_z(\xi_0^2)^{1/2} \ll 1$), то средний квадрат амплитуды ВМ («интенсивность ВМ») будет описываться выражением

$$\overline{M^2} \approx \frac{m^2}{S^2} Q_z^2 G_{\xi_0}(Q_{\perp}), \quad (6)$$

где Q_{\perp} — проекция Q на плоскость $z=0$, $G_{\xi_0}(x)$ — энергетический пространственный спектр неровностей ξ_0 . (Можно показать, что (6) справедливо в зоне разделения спектров для ВМ при выполнении условия $Ql_0\sqrt{S}/R \ll 1$, l_0 — радиус корреляции неровностей.) Таким образом, рассеяние ВМ в этом случае носит резонансный характер — в данном направлении эффективно рассеивает только пространственная гармоника неровностей с волновым вектором $K_0 = Q_{\perp}$. Этот механизм был положен в основу излагаемой методики измерения спектров взволнованной морской поверхности.

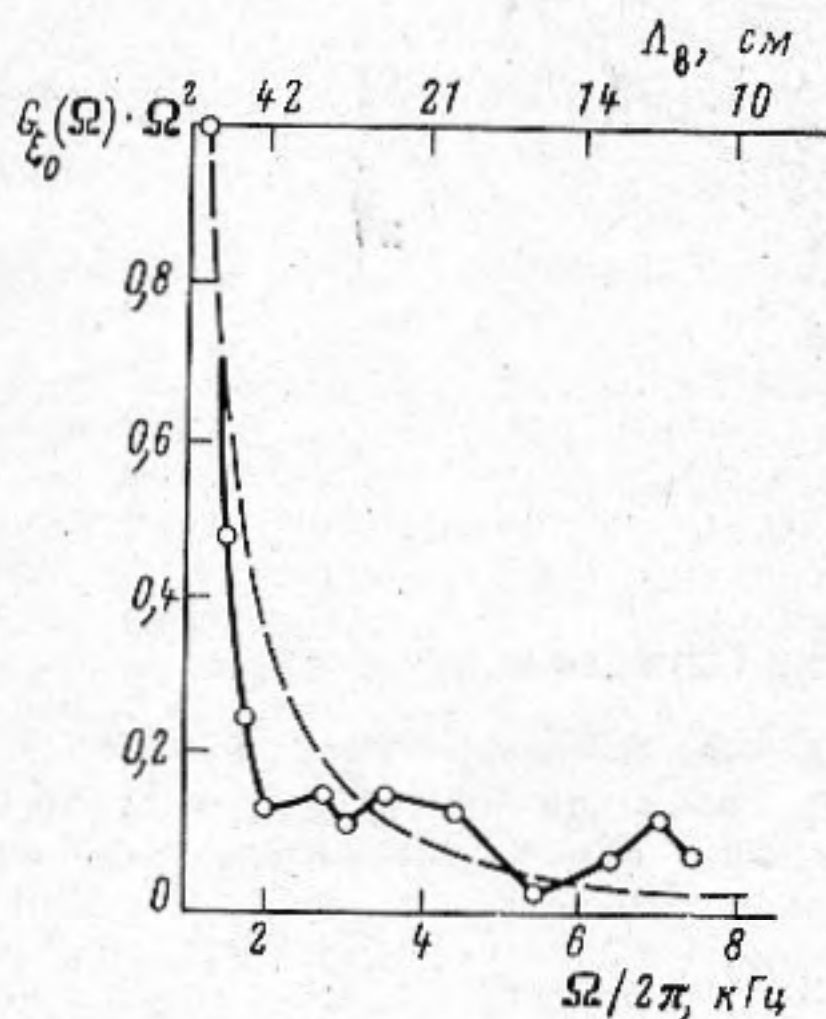
Методика была реализована с помощью аппаратуры, блок-схема которой изображена на фиг. 1. Импульсный сигнал задающего генератора 1 (с частотой заполнения $\omega_0/2\pi = 560$ кГц) подается на балансный амплитудный модулятор 2, на другой вход которого подается сигнал автоматически перестраиваемого модулирующего генератора 3. Схема работает таким образом, что на усилитель мощности 4 поступает последовательность импульсов с внутриимпульсной балансной амплитудной модуляцией, причем каждому импульсу соответствует своя частота модуляции, принимающая 32 значения в полосе 1–10 кГц. Усиленный сигнал излучается в направлении поверхности излучателем 5; рассеянный поверхностью сигнал принимается тем же преобразователем 5, усиливается усилителем 6 и стробируется по дальности устройством 7. После преобразования частоты 8 сигнал подается на квадратор 9, на выходе которого формируется величина, пропорциональная интенсивности рассеянного сигнала, в которой в соответствии с выражением (2) присутствует постоянная составляющая и компонента, изменяющаяся с частотой модуляции. Далее сигнал подается на анализатор спектра 10, работающий в режиме измерения спектра мощности, с тем чтобы получить на его выходе величину «мгновенной интенсивности ВМ» M^2 на каждой из 32 частот модуляции. Накопление величины M^2 осуществляется интегратором 13, причем не во всей полосе анализатора 10, а только в том частотном канале, в который попадает излученная в данном цикле частота модуляции. Эту операцию, предназначенную для повышения помехоустойчивости, выполняют устройство управления интегратором 12 и частотный ключ 11. Таким образом, в течение N циклов перестройки частоты модуляции на выходе интегратора 13 за время $T = 32N/F_n$ ($F_n = 2 \div 32$ Гц — частота следования зондирующих импульсов, $N = 2, 4, 16$) формируется сигнал, пропорциональный зависимости средней интенсивности ВМ M^2 от частоты; в дальнейшем эта зависимость регистрируется самописцем 14. Окончательное вычисление сечений спектра морской поверхности проводилось в соответствии с (6) по формуле

$$G_{\xi_0} \left(\frac{\Omega \cos \Psi}{c} \right) = \frac{aM^2}{\Omega^2}, \quad (7)$$

где Ψ — угол скольжения зондирующей волны, a — коэффициент пропорциональности, определяемый глубиной модуляции зондирующего сигнала и геометрией эксперимента. Поскольку интерес представляла лишь форма спектра волнения, то значение коэффициента a не являлось необходимым.

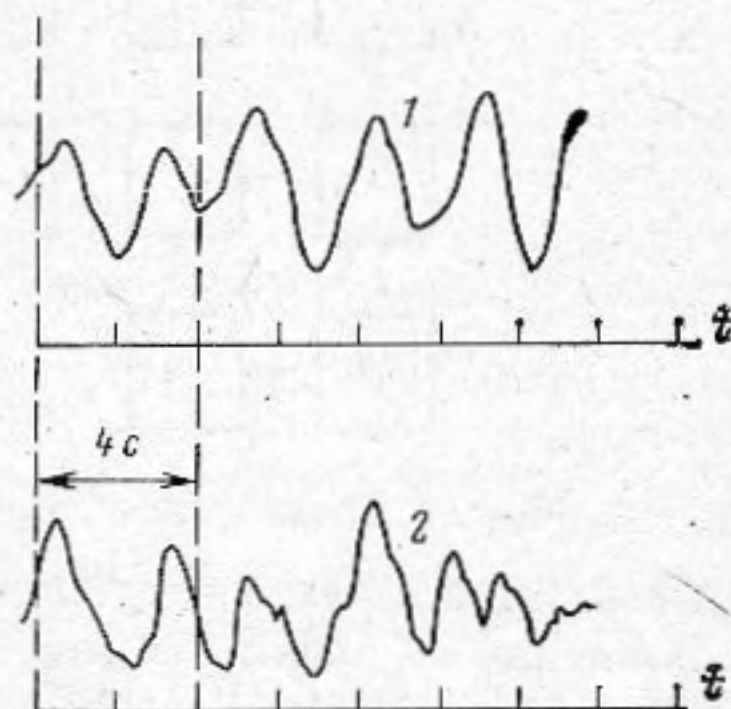
Эксперименты проводились на научно-исследовательской платформе Черноморского отделения МГИ АН УССР (п. Кацивели) в июне 1983 г. Пьезокерамический излучатель с помощью специального шеста крепился на опорах платформы на глубине $H=5$ м таким образом, чтобы предотвратить смещения излучателя под действием волнения.

Ширина диаграммы направленности излучателя по уровню половинной мощности составляет величину 4° . При угле скольжения диаграммы направленности $\Psi \approx 20^\circ$ аппаратура позволяет измерять сечения спектров волнения в диапазоне длин волн $10 \div 70$ см за время $T \sim 0,5 \div 1$ мин. Предусмотрен режим регистрации поведения во



Фиг. 2

Фиг. 2. Сечение спектра волнения: $\Psi = 25^\circ$, $\alpha = 40^\circ$, $v = 8$ м/с



Фиг. 3

Фиг. 3. Модуляция дециметровой волны длиной гравитационной волной: 1 — сигнал волнографа, 2 — сигнал гидролокатора

времени отдельной спектральной составляющей волнения в указанном диапазоне. Такие измерения проводились синхронно с работой струнного волнографа, помещенного в центр озвученного гидролокатором участка поверхности. В качестве анализатора спектра и интегратора использовались серийные приборы С4-73 и Я4С-78, остальная часть аппаратуры является оригинальной разработкой.

На фиг. 2 приведена нормированная на максимальное значение зависимость (7) (v — скорость ветра, α — азимутальный угол между направлением ветра и осью диаграммы направленности). Пунктиром на графиках изображен спектр развитого волнения, подчиняющийся закону K_b^{-4} [8]. Из графиков видно, что измеренные значения хорошо группируются около спектра Филлипса в дециметровом диапазоне волн. Заметим, что ветровые условия опытов соответствовали условиям развитого волнения: во всех опытах имел место устойчивый ветер со скоростями $v = 8 \div 11$ м/с.

На фиг. 3 показаны синхронные записи сигнала волнографа и сигнала гидролокатора на частоте модуляции 4 кГц, что соответствует длине волны на поверхности $\lambda_b = 21$ см. Волнограф регистрирует длинную гравитационную волну с периодом 3 с, что в соответствии с дисперсионным соотношением для глубокого моря дает величину длины волны 13 м. Видно, что интенсивность составляющей ряби длиной 21 см изменяется коррелировано с возвышением длинной волны, причем максимум интенсивности ряби соответствует гребню длинной волны. (При этих измерениях дул ветер 4–7 м/с порывами.)

Таким образом, эксперименты показали, что предложенная методика зондирования морской поверхности синусоидально модулированным по интенсивности звуком дает хорошие возможности измерения сечений спектра волнения в диапазоне длин волн 10–70 см, причем диапазон может быть легко расширен за счет расширения диапазона модулирующих частот. Получение сечений спектра волнения в этом же диапазоне с использованием собственно резонансного механизма рассеяния путем облучения поверхности частотами $1 \div 10$ кГц потребовало бы создания крупногабаритного широкополосного излучателя с узкой диаграммой направленности, не зависящей от частоты в указанном диапазоне; создание такого излучателя является технически сложной задачей. Метод позволяет также регистрировать в реальном времени динамику отдельных спектральных компонент волнения, что может быть важным, например, при изучении взаимодействия внутренних и поверхностных волн.

В заключение сделаем два замечания. Во-первых, методика, аналогичная описанной, изложена в работе [9] и реализована в радиолокационном варианте, что позво-

ляет оценивать спектры волнения в метровом диапазоне; исследование сантиметрового диапазона волнения потребовало бы создания радиолокационного приемопередатчика с полосой порядка $3 \cdot 10^9$ Гц, что практически недостижимо. Второе замечание касается условия применимости описанной методики, а именно независимости локальной индикатрисы рассеяния на несущей частоте I_{ω_0} от местоположения элементарного рассеивающего участка относительно гребня дециметровых волн. При интерпретации экспериментальных данных предполагалось, что капиллярная рябь, на которой осуществляется рассеяние несущей ($\lambda_0 = 3$ мм), не модулируется волнами дециметрового диапазона. В противном случае, очевидно, метод дает в соответствии с выражением (4) свертку спектра возвышений ξ_0 и спектра модулированной индикатрисы рассеяния капиллярной ряби.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдис В. И., Розенберг А. Д., Рускевич В. Г. Исследование флуктуационных характеристик акустических сигналов, рассеянных волнующейся водной поверхностью. — Акуст. журн., 1973, т. 20, № 3, с. 402–408.
2. Розенберг А. Д. Измерение морского волнения радиолокационным амплитудным методом. — Океанология, 1981, т. 21, № 2, с. 197–202.
3. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972.
4. Долин Л. С. О рассеянии синусоидально-модулированного излучения на статистических объектах. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 10, с. 1025–1033.
5. Шейнфельд И. В. Рассеяние акустических амплитудно-модулированных волн на статистически неровной поверхности. — В кн.: Ультразвуковая диагностика. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с. 210–215.
6. Шейнфельд И. В. Исследование неровностей дна океана амплитудно-модулированным сигналом. — Акуст. журн., 1984, т. 30, № 1, с. 118–121.
7. Лысанов Ю. П. О критерии, определяющем дальнюю зону при рассеянии волн на статистически неровных поверхностях. — Акуст. журн., 1971, т. 17, № 1, с. 93–96.
8. Филлипс О. М. Динамика верхнего слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1980.
9. Schuler D. L. Remote sensing of directional gravity wave spectra and surface currents using microwave dual-frequency radar. — Radio Sci., 1973, v. 13, № 2, p. 321–331.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступило в редакцию
8.VIII.1984

УДК 534+534.231.2

ОТКЛИК НИЗКОЧАСТОТНОЙ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В СВОБОДНОМ ПРОСТРАНСТВЕ И В ВОЛНОВОДЕ

Елисеевич В. А.

Отклик низкочастотной приемной антенны в гидроакустическом волноводе существенно отличается от отклика той же антенны в свободном пространстве [1, 2]. Одно из таких различий анализируется ниже.

Будем рассматривать непрерывную линейную антенну, расположенную горизонтально как в волноводе, так и в свободном пространстве. В обоих случаях звуковое поле создается точечным ненаправленным монохроматическим источником, расположенным в дальнем поле антенны (в зоне Фраунгофера). Антенна снабжена компенсатором, обеспечивающим путем введения линейного фазового распределения ее компенсацию в горизонтальной плоскости на заданный угол β [3]. Направление на источник в горизонтальной плоскости составляет угол α с нормалью к антенне. В свободном пространстве звуковое поле на антенне есть плоская волна, приходящая под углом α . Звуковое поле в волноводе в диапазоне низких звуковых и инфразвуковых частот, как обычно, представляется в виде суммы нормальных волн (мод) [4].

Отклик антенны как в волноводе, так и в свободном пространстве может быть определен двумя способами: как нормированная по максимуму интенсивность сигнала на выходе антенны в зависимости от направления на источник, угла α , при заданном значении угла компенсации β_0 , $-B_1(\alpha, \beta_0)$ или в зависимости от угла компенсации β при заданном направлении на источник, угле α_0 , $-B_2(\alpha_0, \beta)$. При этом предполагается, что антенна неподвижна. Тогда в первом случае перемещается источник вокруг антенны в горизонтальной плоскости, а во втором — источник, так же как антенна, неподвижен, а меняется угол компенсации β .

В случае свободного пространства отклик первого типа $B_1(\alpha, \beta_0)$ обычно называется статической характеристикой направленности или диаграммой, а отклик второго типа $B_2(\alpha_0, \beta)$ — динамической характеристикой направленности или сканограммой антенны [3]. Можно сказать, что в случае волновода отклик антенны перво-