УДК 534.231

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ НИЗКОЧАСТОТНОЙ АКУСТИЧЕСКОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ В ОКЕАНИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

М. А. Раевский, А. И. Хилько *

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Анализируются пространственные корреляции поверхностной реверберации в плоскослоистом звуковом канале. В рамках модового представления акустического поля проведено теоретическое исследование горизонтальной корреляционной функции ветровой реверберации для развитого волнения с изотропным спектром. Показано, что корреляционная функция моностатической реверберации имеет универсальный вид, а в случае бистатического режима излучения характерный масштаб корреляции реверберации существенно зависит от времени её запаздывания.

ВВЕДЕНИЕ

Для разработки оптимальных алгоритмов выделения акустических сигналов на фоне помех и методов диагностики локализованных неоднородностей в океане и океанических процессов необходимы физические модели, прогнозирующие пространственно-временны́е характеристики как зондирующих сигналов, так и естественных помех различного происхождения. В частности, актуальной задачей является построение адекватной модели реверберации, обусловленной рассеянием акустических импульсов на ветровом волнении. Первоначально была разработана теоретическая модель высокочастотной реверберации, в которой использовались теория однократного рассеяния квазиплоской звуковой волны на нерегулярной границе и лучевое описание акустического поля в волноводе [1, 2]. Позднее основное внимание уделялось развитию модели низкочастотной реверберации с применением модового описания акустического поля и теории рассеяния мод на ветровом волнении при малых значениях параметра Рэлея [3–11]. В этих работах преимущественно анализировались интенсивность и спектр (т. е. временна́я корреляция) реверберации. Вместе с тем, для оценки эффективности применения горизонтальных антенн для задач диагностики океана представляет интерес исследование горизонтальной функции корреляции (т. е. азимутального углового спектра ветровой реверберации). Аналогичные вопросы рассматривались в работах [12, 13], где исследовался азимутальный спектр однократно рассеянного на поверхностном волнении поля тонального сигнала. К сожалению, эти результаты непосредственно не применимы для прогнозирования статистических характеристик реверберации, которая, по определению, порождается рассеянием на ветровом волнении импульсных сигналов.

В данной работе анализируются горизонтальные функции корреляции поверхностной реверберации для низкочастотных импульсных сигналов. В случае моностатической реверберации получены аналитические результаты для горизонтальной корреляционной функции амплитуд акустических мод. Для бистатической реверберации проведено численное исследование зависимости функции корреляции от времени запаздывания реверберационного отклика.

1. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим плоскослоистый акустический волновод с определённым вертикальным профилем скорости звука $c(z)$ и горизонтально однородными акустическими характеристиками дна.

* A.khil@hydro.appl.sci-nnov.ru

Свободная поверхность волновода описывается уравнением $z = \zeta(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{r}$ — поперечный радиус-вектор, t — время, а случайные вертикальные смещения $\zeta(\mathbf{r}, t)$ обусловлены ветровым волнением. В дальнейшем нас будут интересовать акустические волны с частотами $f \approx 10 \div 100$ Гц. В этом случае для типичных значений скорости ветра $V < 15$ м/с параметр Рэлея мал по сравнению с единицей и эффекты рассеяния звука на взволнованной поверхности можно описывать в рамках теории возмущений [2].

Разложим поле акустического давления $p(\mathbf{r}, z, \omega)$ по ортонормированным собственным функциям $\varphi_n(z, \omega)$ невозмущённого ($\zeta = 0$) волновода (здесь ω — круговая частота излучения):

$$p(\mathbf{r}, z, \omega) = \sum_{n=1}^{N} a_n(\mathbf{r}, \omega) \varphi_n(z, \omega), \tag{1}$$

где N — число распространяющихся мод. В отсутствие ветрового волнения спектральные амплитуды мод $a_n^{(0)}(\mathbf{r}, \omega)$ имеют вид

$$a_n^{(0)}(|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|, \omega) = \frac{b_n(\omega)}{\sqrt{\kappa_n(\omega)\, |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0|}} \exp[i\kappa_n(\omega)\, |\mathbf{r} - \mathbf{r}_0| - i\pi/4], \tag{2}$$

где $\kappa_n(\omega)$ — волновое число, $\mathbf{r}_0$ — горизонтальная координата источника, $b_n(\omega)$ — коэффициенты возбуждения мод в невозмущённом волноводе. При наличии вертикальных смещений акустически мягкой границы (в случае малых значениях параметра Рэлея) для амплитуд акустических мод получено уравнение [14]

$$\Delta_\perp a_m(\mathbf{r}, \omega) + \kappa_m^2 a_m(\mathbf{r}, \omega) = \sum_n \int W_{nm}(\omega_1, \omega_2) \zeta(\mathbf{r}, \omega_1) a_n(\mathbf{r}, \omega_2)\, \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2)\, \mathrm{d}\omega_1\, \mathrm{d}\omega_2, \tag{3}$$

где

$$W_{nm}(\omega_1, \omega_2) = \frac{\mathrm{d}\varphi_n(z, \omega_2)}{\mathrm{d}z}\, \frac{\mathrm{d}\varphi_m(z, \omega_1)}{\mathrm{d}z}$$

и производные собственных функций вычисляются на невозмущённой границе $z = 0$.

Рассмотрим эффекты однократного рассеяния мод, т. е. представим амплитуду моды в виде

$$a_m(\mathbf{r}, \omega) = a_m^{(0)}(\mathbf{r}, \omega) + a_m^{(1)}(\mathbf{r}, \omega). \tag{4}$$

Используя известное выражение для функции Грина двумерного уравнения Гельмгольца

$$G_n(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega) = -\frac{i}{2\sqrt{2\pi}}\, \frac{\exp[i\kappa_n(\omega)\, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| - i\pi/4]}{\sqrt{\kappa_n(\omega)\, |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}}\,, \tag{5}$$

получим для амплитуды рассеянного поля выражение

$$a_m^{(1)}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}} \sum_n \int \mathrm{d}\omega_1\, \mathrm{d}\omega_2\, \frac{W_{nm}(\omega, \omega_2) b_n(\omega_1)}{\sqrt{\kappa_m(\omega)\kappa_n(\omega_2)}}\, \delta(\omega - \omega_1 - \omega_2) \times \\ \times \int \mathrm{d}^2 r' \zeta(r', \omega_1)\, \frac{\exp[i\kappa_m(\omega)\, |\mathbf{r}' - \mathbf{r}| + i\kappa_n(\omega_2)\, |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|]}{\sqrt{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}_0|\, |\mathbf{r}' - \mathbf{r}|}}\,. \tag{6}$$

Будем полагать, что ширина спектра $\Delta\omega$ акустического сигнала мала по сравнению с его центральной частотой ω_0, а также учтём, что характерные частоты ветрового волнения существенно меньше частоты акустического поля. Перейдём к комплексным огибающим функциям как для невозмущённой амплитуды $a_n^{(0)}$, так и для амплитуды рассеянного поля $a_n^{(1)}$:

$$a_n(\mathbf{r},t) = \int a_n(\mathbf{r},\omega)\exp[i(\omega-\omega_0)t]\,\mathrm{d}\omega, \tag{7}$$

Используя для собственных функций и волновых чисел узкополосного сигнала значения, соответствующие частоте ω_0, для огибающей функции рассеянного ветровым волнением поля получим

$$a_m^{(1)}(\mathbf{r},t) = \frac{1}{4}\sqrt{\frac{2}{\pi}}\sum_n V_{mn}\int \mathrm{d}^2r'\,\frac{\exp(i\kappa_n\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0|+i\kappa_m\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|)}{\sqrt{|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0|\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0|}}\times$$
$$\times\,\zeta(\mathbf{r}',t)b_n(t-\gamma_n\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0|-\gamma_m\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}|), \tag{8}$$

где

$$V_{mn} = \frac{\pi}{2\kappa_m\kappa_n}\,W_{mn}, \qquad \gamma_n = \frac{\mathrm{d}\kappa_n(\omega_0)}{\mathrm{d}\omega_0}$$

— величина, обратная групповой скорости моды, $b_n(t)$ — комплексная огибающая функция коэффициента возбуждения моды.

При рассмотрении корреляционных функций реверберации необходимо, вообще говоря, учитывать и интерференционные эффекты [15], т. е. анализировать парный коррелятор амплитуд мод $\langle a_m^{(1)}(\mathbf{r},t)\,[a_N^{(1)}(\mathbf{r}',t')]^*\rangle$ (здесь угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю реализаций). В данной работе мы, однако, ограничимся более простым случаем некогерентного суммирования мод, что обычно и делают при рассмотрении реверберации. Как показано в работе [16], это соответствует описанию корреляционных характеристик акустического поля, усреднённых по его интерференционной структуре. Для парного коррелятора комплексных амплитуд имеем

$$\langle a_m^{(1)}(\mathbf{r},t)\,[a_m^{(1)}(\mathbf{r}',t')]^*\rangle = \frac{1}{8\pi}\sum_n V_{mn}^2\times$$
$$\times\int \mathrm{d}^2r'\,\mathrm{d}^2r''\exp(i\kappa_n\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0|-i\kappa_n\,|\mathbf{r}''-\mathbf{r}_0|+i\kappa_m\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_1|-i\kappa_m\,|\mathbf{r}''-\mathbf{r}_2|)\times$$
$$\times\,\langle\zeta(\mathbf{r}',t_1)\zeta(\mathbf{r}'',t_2)\rangle\,b_n(t_1-\gamma_n\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_0|-\gamma_m\,|\mathbf{r}'-\mathbf{r}_1|)b_n^*(t_2-\gamma_n\,|\mathbf{r}''-\mathbf{r}_0|-\gamma_m\,|\mathbf{r}''-\mathbf{r}_2|). \tag{9}$$

Учтём, что характерные размеры рассеивающей поверхности существенно превышают масштаб корреляции ветрового волнения, т. е. вклад в двукратный интеграл дают лишь близкие значения $\mathbf{r}'$ и $\mathbf{r}''$. Перейдём к переменным интегрирования $\boldsymbol{\rho}=\mathbf{r}'-\mathbf{r}''$, $\mathbf{R}=(\mathbf{r}'+\mathbf{r}'')/2$. В дальнейшем функцию корреляции (10) будем обозначать как $D_m(\mathbf{r}_1,t_1,\mathbf{r}_2,t_2)$. Учитывая малость $\boldsymbol{\rho}$, будем использовать в экспоненциальном множителе разложение $|\mathbf{r}-\boldsymbol{\rho}|=r-(\mathbf{n}\boldsymbol{\rho})$, где $\mathbf{n}=\mathbf{r}/r$, а в прочих множителях (более плавно зависящих от $\boldsymbol{\rho}$) пренебрегать зависимостью от $\boldsymbol{\rho}$. В результате для статистически однородного и стационарного волнения после интегрирования по $\boldsymbol{\rho}$ получим

$$\langle a_m^{(1)}(\mathbf{r}_1,t_1)\,[a_m^{(1)}(\mathbf{r}_2,t_2)]^*\rangle = \frac{\pi}{2}\sum_n V_{mn}^2\int \mathrm{d}^2R\,B(\boldsymbol{\chi}_{\mathrm{is}})\times$$
$$\times\,\frac{\exp[i\kappa_m(|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1|-|\mathbf{R}-\mathbf{r}_2|)+i\Omega(\chi_{\mathrm{is}})\,(t_1-t_2)]}{|\mathbf{R}-\mathbf{r}_0|\,\sqrt{|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1|\,|\mathbf{R}-\mathbf{r}_2|}}\,b_n[t_1-\tau_{mn}(\mathbf{R},\mathbf{r}_1)]b_n^*[t_2-\tau_{mn}(\mathbf{R},\mathbf{r}_2)]. \tag{10}$$

Здесь $B(\boldsymbol{\chi}_{\rm is})$ — двумерный спектр ветрового волнения, $\Omega(\chi_{\rm is}) = \sqrt{g\chi_{\rm is}}$ — собственная частота поверхностной волны, $\boldsymbol{\chi}_{\rm is} = \kappa_m(\mathbf{n}_{1s} + \mathbf{n}_{2s})/2 - \kappa_n\mathbf{n}_{\rm i}$, где $n_{\rm i}$ — единичный вектор, направленный из точки излучения $\mathbf{r}_0$ в точку рассеяния $\mathbf{R}$, $\mathbf{n}_{1\rm s}$ и $\mathbf{n}_{2\rm s}$ — единичные векторы, направленные из точки рассеяния в точки приёма $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$, $\tau_{nm}(\mathbf{R},\mathbf{r}_\alpha) = \gamma_m\,|\mathbf{R}-\mathbf{r}_\alpha| + \gamma_n\,|\mathbf{R}-\mathbf{r}_0|$, g — ускорение свободного падения. Отметим, что, в отличие от известного выражения для интенсивности, где вклады от точек рассеяния суммируются некогерентным образом, функция корреляции является результатом фазового сложения рассеянных сигналов от элементарных участков поверхности. Важно отметить, что полученное выражение для функции корреляции реверберации справедливо и в случае излучения источником сложных (так называемых широкополосных) сигналов, часто применяемых в акустике океана. Широкополосность таких сигналов означает, что длительность импульса T и ширина его полосы $\Delta\omega$ удовлетворяют условию $T\,\Delta\omega \gg 1$, что, вообще говоря, не противоречит сделанному нами предположению об узости спектра сигнала в сравнении с несущей частотой излучения, $\Delta\omega \ll \omega_0$.

Перейдём непосредственно к рассмотрению пространственных корреляций реверберации. Для поверхностного волнения будем использовать модель развитого ветрового волнения с изотропным спектром. Проанализируем вначале более простой случай моностатической реверберации, когда средняя точка приёма сигнала $(\mathbf{r}_1+\mathbf{r}_2)/2$ совпадает с точкой излучения $\mathbf{r}_0$, которую поместим в начале координат. Обозначая также $t_1 = t_2 = t$, получим:

$$D_m(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,t) = \frac{\pi}{2}\sum_n V_{mn}^2 \int {\rm d}^2R B(\boldsymbol{\chi}_{\rm is})\times \\ \times \frac{\exp[i\kappa_m(|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1| - |\mathbf{R}-\mathbf{r}_2|)]}{R\sqrt{|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1|\,|\mathbf{R}-\mathbf{r}_2|}}\, b_n[t-\tau_{mn}(\mathbf{R},\mathbf{r}_1)] b_n^*[t-\tau_{mn}(\mathbf{R},\mathbf{r}_2)]. \quad (11)$$

Из-за входящей в подынтегральное выражение экспоненты с показателем, равным разности фазовых набегов мод от точки рассеяния $\mathbf{R}$ до точек приёма $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$, функция корреляции реверберации быстро спадает к нулю при $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2| > 2\pi/\kappa_m$. Таким образом, масштаб корреляции реверберации $l_{\rm cor}$ можно оценить как $l_{\rm cor} \approx 2\pi/\kappa_m$, что существенно меньше линейных размеров неоднородностей рассеивающей поверхности. Следовательно, формулу (11) можно упростить в предположении $r_{1,2} \ll R$. В этом случае $\mathbf{n}_{1\rm s} = \mathbf{n}_{2\rm s} = -\mathbf{n}_i$, $\boldsymbol{\chi}_{\rm is} = -(\kappa_m+\kappa_n)\mathbf{n}_i$, $|\mathbf{R}-\mathbf{r}_1| = R + (\mathbf{n}_i\mathbf{r}_1)$, $|\mathbf{R}-\mathbf{r}_2| = R + (\mathbf{n}_i\mathbf{r}_2)$. Используя полярную систему координат с центром в точке излучения и обозначив $|\mathbf{r}_1-\mathbf{r}_2| = \Delta r$, для корреляционной функции $D_m(\Delta r,t)$ моностатической реверберации в результате интегрирования по углу получим

$$D_m(\Delta r,t) = \pi^2\sum_n V_{mn}^2 B(\kappa_m+\kappa_n) J_0(\kappa_m\,\Delta r) \int \frac{{\rm d}R}{R^2}\,|b_n[t-\tau(R,0)]|^2, \quad (12)$$

где $J_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка [17]. Таким образом, функция корреляции моностатической реверберации имеет универсальный вид, не зависящий от времени запаздывания t. Следует отметить, что приведённые выше формулы неприменимы для очень малых значений t, когда импульсный объём захватывает точку излучения $R=0$ и интегральные выражения расходятся вследствие использования для поля точечного источника и функции Грина асимптотики функции Ханкеля при $\kappa_n r \ll 1$.

Рассмотрим теперь случай бистатической реверберации. К сожалению, получить аналитические результаты при этом затруднительно, поэтому ограничимся качественными соображениями и результатами численных расчётов. Введём в горизонтальной плоскости декартову систему координат с осью x, направленной вдоль акустической трассы. Для практических приложений наиболее интересен случай поперечного (по отношению к трассе) разнесения точек приёма $\mathbf{r}_1$ и $\mathbf{r}_2$.

Выберем начало координат в средней точке акустической трассы с длиной $2L$. Тогда координаты источника $x_{\rm s} = L$ и $y_{\rm s} = 0$, а координаты точек приёма $x_1 = -L$, $y_1 = \Delta y/2$ и $x_2 = -L$, $y_2 = -\Delta y/2$. Рассмотрим прямоугольный импульс излучения с длительностью τ_0. Учитывая малость разнесения точек наблюдения Δy в сравнении с длиной трассы, а также симметричный характер рассеяния относительно оси x, получим:

$$D_m(\Delta y, t) = \frac{\pi}{\kappa_m} \left(\frac{\mathrm{d}\varphi_m}{\mathrm{d}z}\right)^2 \sum_n \left(\frac{\mathrm{d}\varphi_n}{\mathrm{d}z}\right)^2 \frac{b_n^2}{\kappa_n} \int\limits_{x_-}^{x_+} \mathrm{d}x \int\limits_{y_-}^{y_+} \mathrm{d}y\ \frac{B(\chi_{mn})}{RR_0} \cos\left(\kappa_m \frac{y}{R_0}\ \Delta y\right), \qquad (13)$$

где $R_0 = \sqrt{(x+L)^2 + y^2}$, $R = \sqrt{(L-x)^2 + y^2}$, $\chi_{mn} = [\kappa_m^2 + \kappa_n^2 + 2\kappa_m \kappa_n R^{-1} R_0^{-1} (x^2 + y^2 - L^2)]^{1/2}$, y_+, y_- — положительные корни уравнений $\gamma_n \sqrt{(L-x)^2 + y^2} + \gamma_m \sqrt{(x+L)^2 + y^2} = t \pm \tau_0/2$, x_+, x_- — корни уравнений $\gamma_m\, |x+L| + \gamma_n\, |L-x| = t \pm \tau_0/2$.

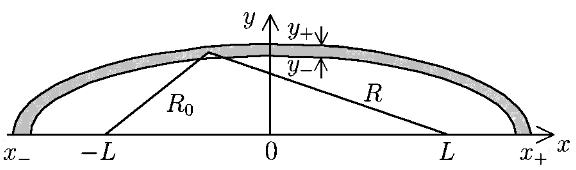

Рис. 1. Конфигурация импульсного объёма (фрагмент для $y > 0$)

В качестве изотропного спектра $B(\lambda)$ будем использовать спектр развитого ветрового волнения Пирсона—Московитца [18]

$$B(\chi) = B_0 \chi^{-4} \exp(-\chi_*^2/\chi^2), \qquad (14)$$

где $B_0 = 5 \cdot 10^{-4}$, $\chi_* = 0{,}84 g/V^2$, g — ускорение свободного падения, V — скорость ветра. Интегрирование в формуле (13) выполняется по импульсному объёму, симметричному относительно оси x (на рис. 1 изображена его половина). Важно отметить, что из-за различия групповой скорости разных мод импульсный объём, вообще говоря, не симметричен относительно оси y, что затрудняет получение наглядных результатов.

2. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ И ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЁТЫ

Рассмотрим вначале одномодовый режим, когда излучается одна мода с номером m и проанализируем реверберационный отклик для той же моды. В этом случае импульсный объём становится эллиптическим слоем, симметричным относительно начала координат, а его эксцентриситет $\varepsilon = 2\gamma_m L/t$, т. е. определяется временем запаздывания реверберации. При этом оценка масштаба корреляции $\ell_{\rm cor}$ реверберационного отклика следует из условия синфазного суммирования сигналов от рассеивающих элементов поверхности внутри этого эллиптического слоя, т. е. неравенства $\kappa_m y \ell_{\rm cor} R \leq \pi$, и, в конечном итоге, определяется эксцентриситетом ε эллиптического импульсного объёма. В свою очередь, значение ε зависит от времени запаздывания t. Нетрудно видеть, что, после излучения импульса источником в момент времени $t = 0$, реверберационный отклик, который соответствует эллиптическому слою, локализованному в узкой области вблизи акустической трассы, имеет наименьшее время распространения $t \approx 2\gamma_m L$. При этом $\varepsilon \to 1$, а для масштаба корреляции нетрудно получить оценку $\ell_{\rm cor} \approx \pi/(\kappa_m \sqrt{1 - \varepsilon^2})$. Для бóльших значений времени запаздывания импульсный объём расширяется ($\varepsilon \to 0$) и $\ell_{\rm cor}$ принимает значения того же порядка, что и в случае моностатической реверберации, т. е. $\ell_{\rm cor} \approx \pi/\kappa_m$. Проиллюстрируем эти качественные соображения результатами численных расчётов интегрального выражения (13).

Рассмотрим звуковой канал с линейным профилем скорости звука $c(z)$ и глубиной дна $H = 200$ м ($c(0) = 1\,480$ м/с, $c(H) = 1\,485$ м/с). В качестве модели дна возьмём жидкое полупространство без затухания с плотностью $\rho = 2$ г/см^3, $c_\ell = 2\,500$ м/с, и поперечной скоростью звука $c_{\rm t} = 0$. Для остальных параметров выберем следующие значения: $f = 230$ Гц, $\tau_0 = 0{,}1$ с, $V = 10$ м/с, $L = 10$ км. На рис. 2 приведены результаты расчётов для первой моды. Показана зависи-

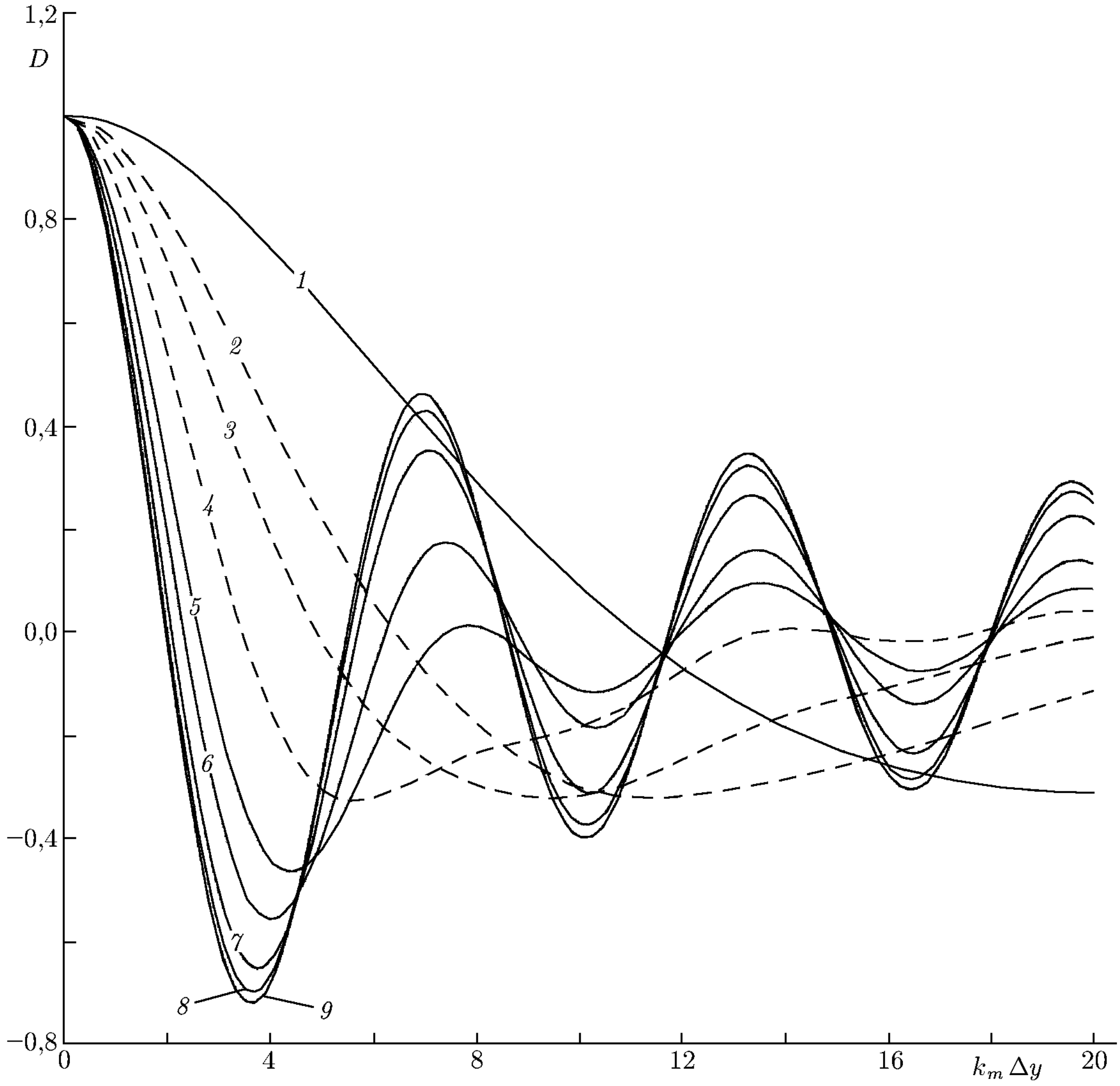

Рис. 2. Зависимость от безразмерного аргумента $\kappa_m\,\Delta y$ нормированной корреляционной функции реверберации одномодового сигнала ($m = 1$) при $V = 10$ м/с и различных значениях эксцентриситета эллиптического импульсного объёма ε ($\varepsilon = 0{,}99$; 0,97; 0,95; 0,90; 0,80; 0,70; 0,50; 0,30 и 0 для кривых *1–9* соответственно)

мость функции $D_1(\Delta y)$ от безразмерного аргумента $\kappa\,\Delta y$ при различных значениях эксцентриситета ε. Видно, что, в полном соответствии с приведёнными качественными рассуждениями, значения $\ell_{\rm cor}$ при $\varepsilon \to 1$ (т. е. для быстрой реверберации) существенно превышают аналогичные значения для поздней реверберации ($\varepsilon \to 0$), причём уже при $\varepsilon < 0{,}5$ функция корреляции довольно слабо зависит от ε и близка к универсальному виду, соответствующему моностатической реверберации (т. е. функции Бесселя нулевого порядка).

Рассмотрим теперь более интересный для прикладных задач, но менее наглядный случай реверберации для многомодового сигнала, возбуждаемого точечным источником. Приведём результаты численных расчётов для тех же условий распространения, параметров акустического импульса и скорости ветра. Полагаем, что глубины источника и приёмника совпадают и равны $z_0 = 10$ м, а длина акустической трассы $2L = 20$ км. В случае многомодового сигнала импульсный объём имеет сложную форму и не может характеризоваться эксцентриситетом ε. Поэтому

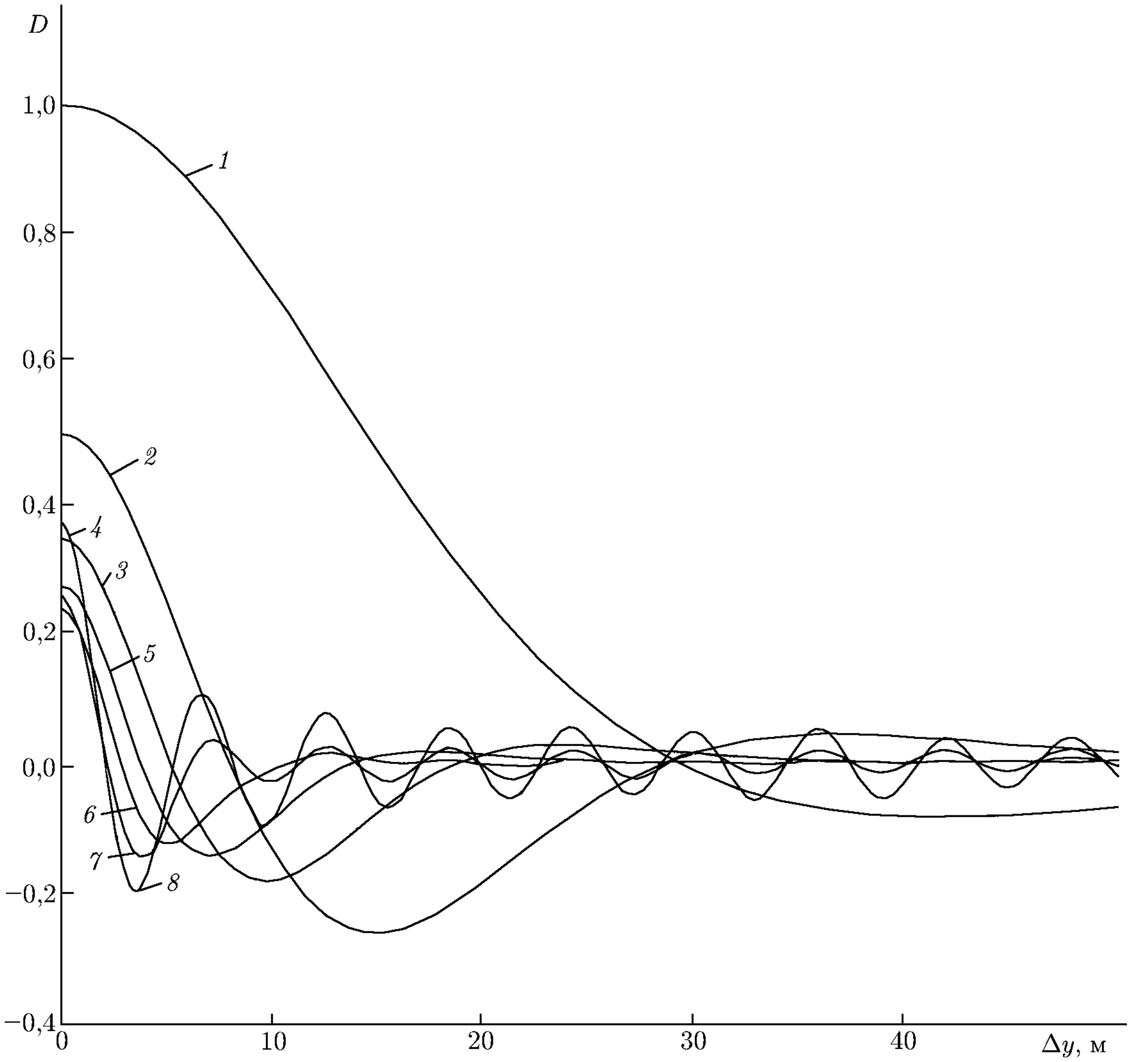

Рис. 3. Зависимость от величины Δy нормированной корреляционной функции реверберации возбуждаемого точечным источником многомодового сигнала при $V = 10$ м/с и различных значениях задержек τ ($\tau = 0$; 0,2; 0,5; 1,0; 2,0; 5,0; 7,0 и 10,0 с для кривых *1–8* соответственно)

проанализируем зависимость поперечной функции корреляции реверберации непосредственно от времени запаздывания t. При этом удобно использовать переменную $\tau = t - 2\gamma_1^{-1}L$, что соответствует исключению из рассмотрения времени прямого распространения от источника к приёмнику первой моды (имеющей в нашем случае максимальную групповую скорость). При этом реверберационный отклик соответствует значениям $\tau \geq 0$. На рис. 3 приведены результаты численных расчётов для корреляционной функции $D(\Delta y, \tau)$ многомодового сигнала, определяемой формулой

$$D(\Delta y, \tau) = \sum_m D_m(\Delta y)\varphi_m^2(z_0). \tag{15}$$

При этом для наглядности она нормирована на значение $D(\Delta y = 0, \tau = 0)$. Из результатов численных расчётов следует, что корреляционная функция многомодового сигнала качественно не отличается от корреляционной функции для одномодового рассеяния (основное отличие заключается в численных значениях пространственного масштаба корреляции $\ell_{\rm cor}$). По-прежнему, малым значениям времени запаздывания τ (т. е. узкому импульсному объёму вблизи линии источник—приёмник) соответствует максимальное значение масштаба корреляции ($\ell_{\rm cor} \approx 20$ м при $\tau = 0$). С увеличением времени запаздывания масштаб корреляции монотонно уменьшается и уже при $\tau = 10$ с приблизительно равен половине длины звуковой волны ($\ell_{\rm cor} \approx 3$ м). При этом функция корреляции близка по форме к функции корреляции для моностатической реверберации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Урик Р. Д. Основы гидроакустики. Л.: Судостроение, 1978. 444 с.
2. Бреховских Л. М., Лысанов Ю. П. Теоретические основы акустики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1982. 262 с.
3. Bucker H. P., Morris H. E. // J. Acoust. Soc. Am. 1968. V. 44, № 3. P. 827.
4. Zhang R., Jin G. // J. Sound Vibration. 1987. V. 119, № 2. P. 215.
5. Ellis D. D. // J. Acoust. Soc. Am. 1995. V. 97, № 5. P. 2 804.
6. Кудряшов В. М. // Акуст. журн. 1999. Т. 45, № 3. С. 363.
7. Gragg R. F. // J. Acoust. Soc. Amer. 2003. V. 114, No. 3. P. 1 387.
8. Раевский М. А., Хилько А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 5. С. 554.
9. Раевский М. А., Хилько А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 4. С. 295.
10. Бородина Е. Л., Салин Б. М. // Акуст. журн. 2010. Т. 56, № 5. С. 633.
11. Tang D., Jackson D. // J. Acoust. Soc. Amer. 2012. V. 131, No. 6. P. 4 428.
12. Hayek C. S., Shurman I. W., Sweeney J. H., Boyles C. A. // Acoust. Soc. Amer. 1999. V. 105, No. 4. P. 2 129.
13. Бородина Е. Л., Салин Б. М. // Акуст. журн. 2008. Т. 54, № 3. С. 380.
14. Горская Н. С., Раевский М. А. // Акуст. журн. 1986. Т. 32, № 2. С. 165.
15. Раевский М. А., Хилько А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 5. С. 391.
16. Артельный В. В., Раевский М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 9. С. 1 142.
17. Люк Ю. Специальные математические функции и их аппроксимации. М.: Мир, 1980. 608 с.
18. Давидан И. Н., Лопатухин Л. Н., Рожнов В. А. Ветровое волнение в Мировом океане. Л.: Гидрометеоиздат, 1985. 256 с.

Поступила в редакцию 27 мая 2014 г.; принята в печать 6 октября 2015 г.

SPATIAL CORRELATION OF THE LOW-FREQUENCY ACOUSTIC REVERBERATION IN OCEANIC WAVEGUIDES

M. A. Raevsky and A. I. Khil'ko

Spatial correlations of the surface reverberation in a plane-layered acoustic channel are analyzed. The horizontal correlation function of the wind reverberation for the developed waves with isotropic spectrum is theoretically studied within the framework of the mode representation of acoustic field. The correlation function of monostatic reverberation is shown to have universal form, while in the case of bistatic radiation mode, the characteristic scale of the reverberation correlation significantly depends on its delay time.