АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XVIII 1972 Вып. 2

УДК 534.87

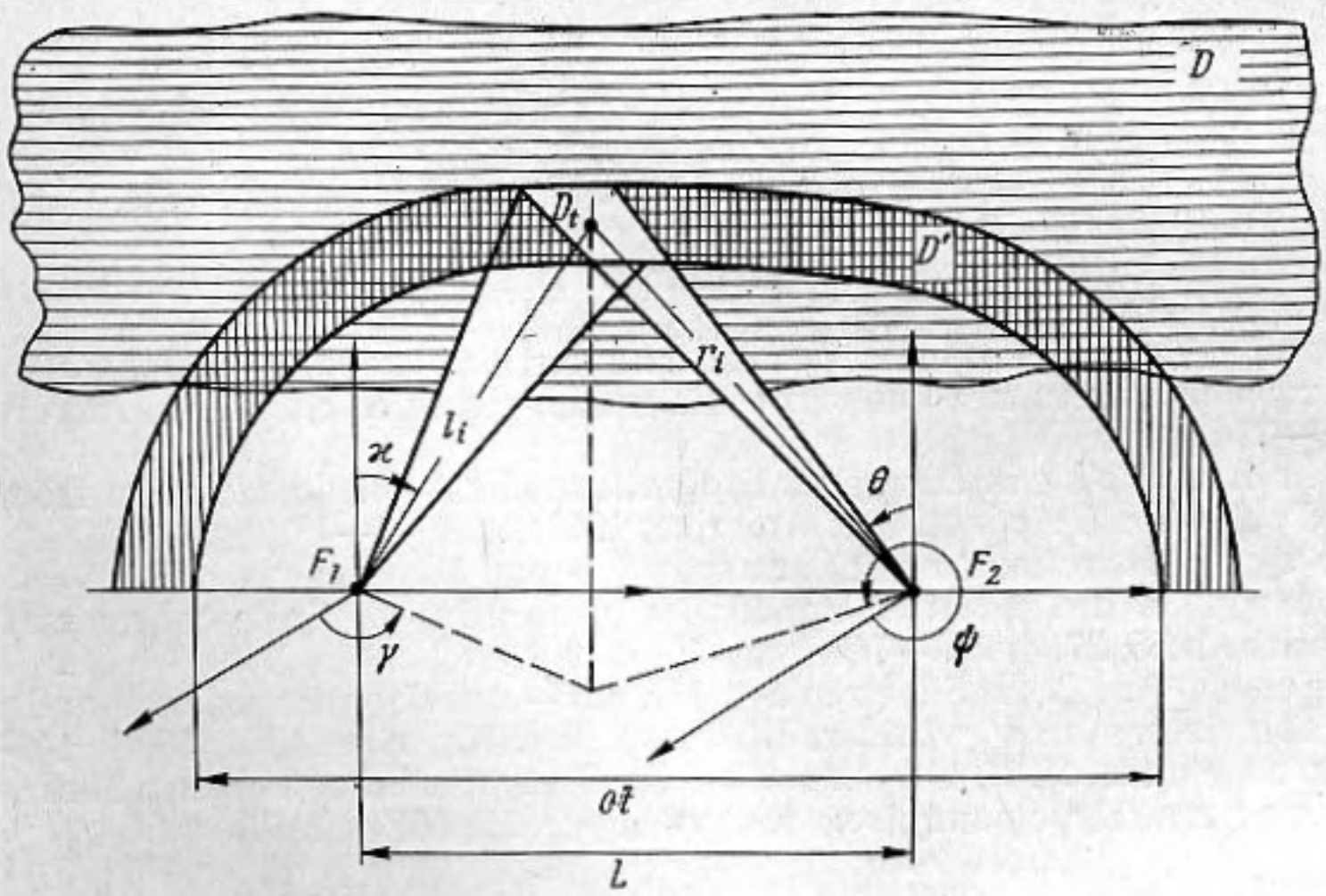
ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ И НАПРАВЛЕННОСТЬ МОРСКОЙ РЕВЕРБЕРАЦИИ ПРИ РАЗНЕСЕННЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕ И ПРИЕМНИКЕ

Б. М. Бескоровайный, В. Б. Галаненко, М. И. Карновский

Исследуются направленные и корреляционные свойства объемной реверберации при разнесенных в пространстве излучателе и приемнике. Получены выражения для пространственно-временной корреляционной функции поля реверберации в области пространства, находящейся на произвольном расстоянии от излучателя. Показано, что направленность поля и его пространственная корреляционная функция изменяются с течением времени.

Пусть в точке F_1 (рис. 1) расположен излучатель с характеристикой направленности $R_и(\varkappa, \gamma)$. Направленность и корреляционные свойства реверберационной помехи определяются в некоторой ограниченной области пространства вблизи точки F_2. Расположим в F_2 начало сферической системы координат r, θ, ψ.

Следуя работе [1], считаем, что реверберация обусловлена некоррелированными рассеивателями, расположенными в области D, которая для



Фиг. 1

случая объемной реверберации представляет собой весь объем, для случая поверхностной реверберации — тонкий слой и т. д. Рассеиватели, отражения от которых приходят в F_2, в данный момент времени расположены, как показано в работе [2], в области D' образованной пересечением области D и эллипсоидального слоя (фиг. 1).

В ограниченном объеме вокруг F_2, размеры которого много меньше радиуса первой зоны Френеля, сферические волны можно считать плоскими.

Рассмотрим малый телесный угол, который вырезает из области D' тонкую трубку D_t. Суммируя элементарные рассеянные сигналы, приходя-

щие из D_t, получим совокупность плоских волн, которую в пределе можно заменить одной плоской волной $dN(\theta, \psi, t+\alpha\mathbf{x})$, распространяющейся в направлении $\alpha(\frac{1}{c}\sin\theta\sin\psi;\ \frac{1}{c}\sin\theta\cos\psi;\ \frac{1}{c}\cos\theta)$, где $\mathbf{x}$ координаты точки наблюдения. Тогда поле реверберации в точке F_2 будет

$$\varphi(t, \mathbf{x}) = \int\limits_{\theta,\psi} dN(\theta, \psi, t+\alpha\mathbf{x}). \tag{1}$$

Найдем автокорреляционную функцию рассматриваемой плоской волны $\langle dN(\theta, \psi, t)\, dN(\theta, \psi, t')\rangle$. Величина $dN(\theta, \psi, t)$ может быть представлена суммой:

$$dN(\theta, \psi, t) = \sum_{i\in\Omega_t}^{n_t} A(r_i, l_i) R_{\text{и}}(\varkappa_i, \gamma_i) a_i s\left(t - \frac{l_i + r_i}{c}, \xi_i\right), \tag{2}$$

где i и Ω_t — соответственно, номер и множество номеров рассеивателей случайно расположенных в области D_t, n_t — их число, l_i, r_i — расстояния от i-го рассеивателя до точек F_1 и F_2 соответственно, $A(r_i, l_i)$ — множитель, учитывающий ослабление сигнала при его распространении, a_i, ξ_i — случайные амплитуды и начальные фазы рассеянных сигналов, $R_{\text{и}}(\varkappa_i, \gamma_i)$ — значение характеристики направленности излучателя в направлении на i-й рассеиватель, определяемой углами $\varkappa_i(r_i, \theta_i, \psi_i)$ и $\gamma_i(r_i, \theta_i, \psi_i)$. Величина $dN(\theta, \psi, t')$ выражается суммой, аналогично формуле (2). При этом нужно учесть, что рассеиватели находятся в новом эллипсоидальном слое, соответствующем моменту t'. При вычислении $\langle dN(\theta, \psi, t) \times dN(\theta, \psi, t')\rangle$ будем предполагать, что положение каждого рассеивателя равновероятно в объеме D_t (в отличие от работы [1], где постулирована равновероятность момента прихода i-го эхосигнала на интервале T). Тогда мы получим

$$\langle dN(\theta, \psi, t)\, dN(\theta, \psi, t')\rangle = \langle n_1\rangle\langle a^2\rangle \sin\theta\, d\theta\, d\psi \int\limits_{r_1}^{r_2} r^2 A^2(r, l) \times$$

$$\times R_{\text{и}}^2(\varkappa, \gamma) \left\langle s\left(t - \frac{l+r}{c}, \xi\right) s\left(t' - \frac{l+r}{c}, \xi\right) \right\rangle_{\xi} dr, \tag{3}$$

где $\langle n_1\rangle$ — средняя плотность рассеивателей.

Пространственно-временная корреляционная функция плоской волны отличается от ее временной корреляционной функции (3) тем, что вместо аргументов t и t' в нее входят аргументы $t + \alpha\mathbf{x}$ и $t' + \alpha\mathbf{x}'$.

Учитывая, что плоские волны, соответствующие непересекающимся телесным углам, некоррелированы, мы получаем выражение для пространственно-временнóй корреляционной функции в виде

$$K(t, t', \mathbf{x}, \mathbf{x}) = B \int\limits_{D_{tt'}} A^2(r, l) R_{\text{и}}^2(\varkappa, \gamma) \left\langle s\left(t - \frac{l+r}{c} + \alpha\mathbf{x}, \xi\right) \times \right.$$

$$\left. \times s\left(t' - \frac{l+r}{c} + \alpha\mathbf{x}', \xi\right)\right\rangle dv, \tag{4}$$

где $dv = r^2 \sin\theta d\psi d\theta dr$. $D_{tt'} = D_t \cap D_{t'}$, $B = \Omega_{\text{и}}\langle n_1\rangle\langle a^2\rangle$, $\Omega_{\text{и}}$ — коэффициент осевой концентрации излучателя.

Перейдем к рассмотрению объемной реверберации. Введем новые переменные во внутреннем интеграле (4) $u = t - \frac{l+r}{c}$ и $t' = (t + \tau)$.

После соответствующих вычислений мы получим

$$K(t, \tau, \mathbf{x}, \mathbf{x}') = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} \sin\theta\, d\theta d\psi \int_{t-\frac{l_2+r_2}{c}}^{t-\frac{l_1+r_1}{c}} M(t-u, \theta) R^2(t-u, \theta, \psi) \times$$

$$\times \langle s(u + \boldsymbol{\alpha}\mathbf{x}, \xi) s(u + \tau + \boldsymbol{\alpha}\mathbf{x}', \xi)\rangle_\xi du, \qquad (5)$$

где

$$M(t-u, \theta) \equiv \frac{r^2 A^2(r, l)}{\frac{1}{c}\left(1 + \frac{dl}{dr}\right)} \text{ и } R^2(t-u, \theta, \psi) \equiv R_{\text{и}}^2(\varkappa, \gamma)$$

Вид зависимости $M(t-u, \theta)$, как функции u определяется характером ослабления звуковых волн при их распространении внутри трубки D_t и изменением производной dl/dr. Если толщина рассеивающего эллипсоидального слоя невелика по сравнению с ct, так что ослаблением сигнала внутри его можно пренебречь, то $M(t-u, \theta) \approx M(t, \theta)$. Аналогичное приближение $R^2(t-u, \theta, \psi) \approx R^2(t, \theta, \psi)$ возможно, если угловой размер трубки (рассматриваемой из точки F_1) мал по сравнению с шириной главного лепестка характеристики направленности излучателя. Угловой размер трубки D_t зависит от углов θ, ψ, от эксцентриситета эллипсов и от толщины эллипсоидального слоя. Его грубой оценкой сверху является величина $\frac{T}{t}\frac{1}{(1-L/ct)}$. Если указанные выше приближения возможны, то

$$K(t, t', \mathbf{x}, \mathbf{x}') \equiv K(\tau, \rho, t, L) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\pi} C_t(\theta, \psi) K_s(\tau + \boldsymbol{\alpha}\rho) \sin\theta d\theta\, d\psi, \qquad (6)$$

где $K_s(\tau)$ — автокорреляционная функция сигнала, $C_t(\theta, \psi)$ — функция, характеризующая угловое распределение мощности реверберации, которую назовем индикатрисой, причем

$$C_t(\theta, \psi) = M(t, \theta) R^2(t, \theta, \psi). \qquad (7)$$

В отсутствие рефракции $M(t, \theta)$ можно представить в виде

$$M(t, \theta) = M_0(t) M_1(t, \theta) = 2\frac{10^{-\beta ct}}{(ct)^2}\frac{1}{1 + 2\varepsilon_t \cos\theta + \varepsilon_t^2}, \qquad (8)$$

где $\varepsilon_t = L/ct$ — эксцентриситет эллипсоидального слоя (по среднему эллипсоиду).

Анализ выражений (7) и (8) показывает, что нестационарность поля реверберационной помехи проявляется двояко: во-первых, в изменении во времени уровня, которое определяется, главным образом, зависимостью $M_0(t)$ и, во-вторых, в деформации и повороте индикатрисы $C_t(\theta, \psi)$, которые определяются функциями $R^2(t, \theta, \psi)$ и $M_1(t, \theta)$. Функция $M_1(t, \theta)$ описывает направленность поля реверберации при ненаправленном излучении ($R_{\text{и}}(\theta, \psi) \equiv \text{const}$), а функция $R^2(t, \theta, \psi)$ представляет собой как бы отражение характеристики направленности излучателя в эллипсоидальном зеркале, размер которого изменяется во времени. Вследствие этого, и наблюдается деформация и поворот индикатрисы $C_t(\theta, \psi)$. Изменение индикатрисы взаимосвязано с изменением во времени пространственной корреляции в поле реверберационной помехи. Таким образом, случайные процессы в различных точках пространства являются не только нестационарными, но и нестационарно связанными.

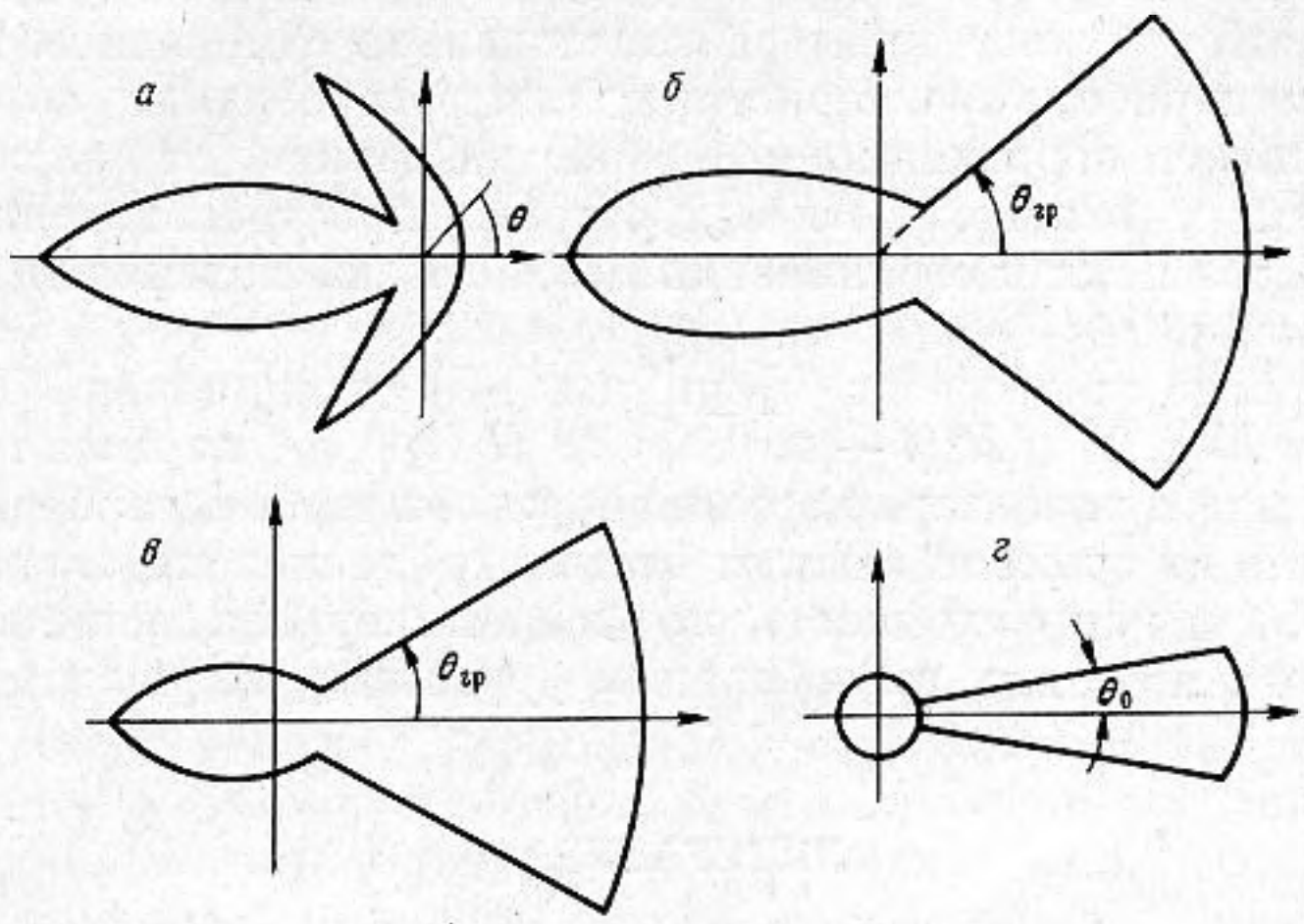
С течением времени $\varepsilon_t \to 0$ при этом $C_t(\theta, \psi) \underset{\to\infty}{\to} M(t) R_{\text{и}}^2(\theta, \psi)$ и, таким образом, при $t \to \infty$ мы приходим к результату, полученному в работе [1]

при рассмотрении реверберации в точке, расположенной в непосредственной близости от излучателя.

В качестве примера рассмотрим поле объемной реверберации при

$$R_{и}(\varkappa) = \begin{cases} 1 \text{ при } \varkappa \in [0, \varkappa_0] \\ p \text{ при } \varkappa \notin [0, \varkappa_0], \end{cases} \tag{9}$$

Индикатриса поля реверберации определяется равенством (7). При $p = 1$ (ненаправленный излучатель) направленность поля определяется функцией $M_1(t, \theta)$. Анализируя $M_1(t, \theta)$ при $t = \text{const}$ можно показать, что эта функция описывает эллипс, правый фокус которого совмещен с центром



Фиг. 2

полярных координат, а большая полуось и эксцентриситет, соответственно, равны $a = \frac{1}{1-\varepsilon_t^2}\frac{1+\varepsilon_t^2}{1-\varepsilon_t^2}$, $l = \frac{2\varepsilon_t}{1+\varepsilon_t}$. Таким образом, при ненаправленном излучателе поле реверберации обладает в начальный момент (т. е. при $\varepsilon_t \approx 1$) ярко выраженной направленностью. При этом максимум индикатрисы соответствует $\theta = \pi$, т. е. направлению на излучатель. При $t \to \infty$ ($\varepsilon_t \to 0$) направленность исчезает и поле реверберации становится изотропным. При $p < 1$ индикатрису, определяемую выражением (7), уместно разбить на два слагаемых, одно из которых $C_{1t}(\theta) = p^2 M_0(t) M_1(t, \theta)$ соответствует ненаправленному излучению за счет ореола боковых лепестков антенны, а другое $C_{2t}(\theta) = (1-p)^2 M_0(t) M_1(t) R_2^2(\theta)$, где $R_2(\theta) =$

$= \begin{cases} 1 \text{ при } \theta \in [0, \theta_{гр.}] \\ 0 \text{ при } \theta \in [0, \theta_{гр}], \end{cases}$ а $\theta_{гр}$ определяется выражением:

$$\cos\theta_{гр} = \frac{\cos\varkappa_0(1+\varepsilon_t^2) - 2\varepsilon_t}{(1+\varepsilon_t^2) - 2\varepsilon_t\cos\varkappa_0}. \tag{10}$$

Из формулы (10) следует, что $\theta_{гр.} > \theta_0$. В частности, при $\varepsilon_t \to 1 \theta_{гр.} \to \pi$ для любого $\varkappa_0$, а при $\varepsilon_t \to 0$ $\theta_{гр.} \to \varkappa_0$. Таким образом, индикатриса поля реверберации определяется в различные моменты времени зависимостями, графики которых при условии нормировки по максимуму приведены на фиг. 2 (при расчете принималось $\theta_0 = 10°$). Характерно, что в начальный момент времени значительный вклад в общую мощность помехи вносит реверберация, связанная с излучением ореола характеристики направленности. Кроме того, угол раствора индикатрисы той части поля реверберации, которая связана с излучением главного лепестка $C_{2t}(\theta)$, существенно больше угла раствора характеристики направленности антенны. Если ореол бо-

ковых лепестков достаточно мал, то, начиная с некоторого момента времени, эффект увеличения угла направленности поля реверберации может рассматриваться как наиболее существенный.

Если предположить, что отличие индикатрисы $C_t(\theta)$ от характеристики $R^2(\theta)$ состоит, главным образом, в расширении угла раствора главного лепестка, можно получить приближенное выражение для текущего интервала пространственной корреляции квазигармонического поля в виде

$$\rho_k = \left[\frac{1 - 2\varepsilon_t \cos \varkappa_0 + \varepsilon_t^2}{(1 + \varepsilon_t)^2}\right] \rho_{k0}, \quad \text{где} \quad \rho_{k0} = \lim_{t \to \infty} \rho_k = \frac{2\lambda}{1 - \cos \varkappa_0}.$$

Таким образом, в работе показано, что поле объемной реверберационной помехи может рассматриваться как локально однородное и в то же время нестационарное; характеристики поля реверберации, определяющие его направленные и корреляционные свойства, зависят от положения области наблюдения по отношению к излучателю; пространственные корреляционные свойства поля в ограниченной области наблюдения изменяются с течением времени.

Если принятые при выводе формулы (5) допущения о том, что $M(t-u, \theta) \approx M(t, \theta)$ и $R^2(t-u, \theta, \psi) \approx R^2(t, \theta, \psi)$ не имеют места, то к сказанному выше о характере нестационарности поля реверберации следует добавить, что от времени зависят не только дисперсия, пространственная корреляция и направленность, но и автокорреляционная функция, а следовательно, и спектр реверберации (сравните выражения (5) и (6) при $x' = x'$).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Ольшевский. Статистические свойства морской реверберации, М., «Наука», 1966.
2. Н. Г. Гаткин, В. А. Геранин, М. И. Карновский, Л. Г. Красный, В. Г. Лозовик. Реверберация моря при разнесенных излучателе и приемнике, Акуст. ж., 1969, 15, 3, 351—353.

Киевский политехнический институт

Поступила в редакцию 21 января 1971 г.