

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Ю. М. СУХАРЕВСКИЙ

**РЕВЕРБЕРАЦИЯ МОРЯ ПРИ НАПРАВЛЕННОМ ИЗЛУЧЕНИИ
И ПРИЕМЕ ЗВУКА**

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 27 I 1947)

1. В работе ⁽¹⁾ мы дали общую теорию реверберации моря, обусловленной рассеянием звука, рассмотрев три идеализированных случая рассеяния. При этом мы полагали излучение и прием звука ненаправленными. Мы определили силу реверберации в заданный момент времени t после окончания посылки как суммарную силу звука в точке излучения — приема рассеянных волн, исходящих из рассеивающего элемента пространства. Последний для безграничной рассеивающей среды представляет собой шаровой слой, для безграничной среды с рассеивающим плоским слоем — кольцевой объем в этом слое, а для полубезграничной среды с рассеивающей плоской границей — кольцевую поверхность на этой границе. Во всех случаях внутренний радиус рассеивающего элемента пространства равен $ct/2$, а его размер в направлении распространения прямой волны равен $c\tau/2$, где c — скорость звука, а τ — длительность посылки. Рассеиваемая мощность, определяющая силу реверберации в точке излучения — приема, зависит от приходящейся на рассеивающий элемент пространства доли мощности прямой волны. Последняя при ненаправленном излучателе с заданной общей мощностью излучения определяется только геометрией рассеивающего элемента пространства, при направленном же излучателе — также степенью концентрации излучения в направлениях, охватываемых рассеивающим элементом пространства. Таким образом, сила реверберации зависит от направленности излучения. Эффект на выходе приемника, т. е. сила принимаемой реверберации, при заданной осевой чувствительности приемника зависит аналогичным образом от направленности приема в пределах указанных направлений. Вопрос о влиянии направленности излучения и приема на реверберацию рассматривается в настоящей работе.

2. Направленность излучения мы зададим коэффициентом концентрации излучения в функции углов: в вертикальной плоскости — θ и в горизонтальной плоскости — φ . При этом направление оси, совпадающее с направлением максимальной чувствительности излучателя, будем полагать горизонтальным и соответствующим $\theta = 0$ и $\varphi = 0$. Общее выражение для осевого коэффициента концентрации излучателя имеет следующий вид:

$$n_0 = \frac{4\pi}{\int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} D^2 \cos\theta \, d\theta \, d\varphi}, \quad (1)$$

а для концентрации излучателя в произвольном направлении (θ, φ) :

$$n_{(\theta, \varphi)} = n_0 D_{(\theta, \varphi)}^2, \quad (2)$$

где $D_{(\theta, \varphi)}$ — нормированная характеристика направленности излучателя по амплитуде.

В дальнейшем нам придется воспользоваться также средней величиной коэффициента концентрации в горизонтальной плоскости ($\theta=0$), которая определяется в общем случае выражением

$$n_r = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} n_{(\theta, \varphi)} d\varphi = \frac{n_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} D_{(\theta, \varphi)}^2 d\varphi. \quad (3)$$

Развернутые выражения для n_0 и n_r при различных формах симметрии направленности даны в табл. 1.

3. Если известна сила реверберации $J_p(t)$ при ненаправленном излучателе*, обладающем определенной мощностью, то сила ревербе-

Таблица 1

	Излучатель с плоскостной симметрией*	Излучатель с осевой симметрией**	Излучатель с круговой симметрией***
Осевой коэффициент концентрации излучателя n_0	$\frac{2\pi}{\int_0^{\pi/2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} D_{(\theta, \varphi)}^2 \cos\theta d\theta d\varphi}$	$\frac{2}{\int_0^{\pi} D_{(\vartheta)}^2 \sin\vartheta d\vartheta}$	$\frac{1}{\int_0^{\pi/2} D_{(\theta)}^2 \cos\theta d\theta}$
Средний коэффициент концентрации излучателя в горизонтальной плоскости n_r	$\frac{n_0}{\pi} \int_0^{2\pi} D_{(\theta, \varphi)}^2 d\varphi$	$\frac{n_0}{\pi} \int_0^{\pi} D_{(\varphi)}^2 d\varphi$	n_0

* Плоскость симметрии предполагается вертикальной.

** ϑ — угол по отношению к оси излучателя.

*** Цилиндрический излучатель, ось цилиндра вертикальна.

рации при направленном излучателе той же мощности $J_p'(t)$ может быть получена из выражения

$$J_p'(t) = n_{(\Omega)} J_p(t), \quad (4)$$

где коэффициент $n_{(\Omega)}$, учитывающий направленность излучения, определяется выражением

$$n_{(\Omega)} = \frac{1}{\Omega} \int_{\Omega} n_{(\theta, \varphi)} d\Omega = \frac{n_0}{\Omega} \int_{\Omega} D_{(\theta, \varphi)}^2 d\Omega, \quad (5)$$

а Ω — телесный угол, охватывающий рассеивающий элемент пространства. В случае безграничной рассеивающей среды (см. (1), рис. 1) $\Omega = 4\pi$, и

$$n_{(\Omega)} = \frac{n_0}{4\pi} \int_{4\pi} D_{(\theta, \varphi)}^2 d\Omega = 1. \quad (6)$$

* В нашей предыдущей работе ((1), стр. 828, выражение (10)) для $J_p(t)$ ошибочно напечатано $J_p(t) = \frac{c\tau h^3 W}{8\pi R^5} = \frac{2c h^2 \Psi}{\pi c^4} t^{-5}$; следует читать $J_p(t) = \frac{c\tau h^3 W}{4\pi R^5} = \frac{8\tau h^3 W}{\pi c^4} t^{-5}$. В этом легко убедиться из сравнения выражения (10) с выражением (9), из которого оно вытекает.

Таким образом, в этом случае сила реверберации не зависит от направленности излучения. В случае безграничной среды с рассеивающим плоским слоем и в случае полубезграничной среды с рассеивающей плоской границей (см. (1), рис. 2 и 3) при $R \gg H$ и $R \gg h$ рассеивающий элемент пространства охватывает углы θ , близкие к нулю, в пределах которых можно полагать $n_{(\theta, \varphi)} = n_{(0, \varphi)}$, так что

$$n_{(\Omega)} = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} D_{(0, \varphi)}^2 d\Omega = n_r. \quad (7)$$

Таким образом, в двух последних случаях рассеяния сила реверберации пропорциональна среднему коэффициенту концентрации излучения в горизонтальной плоскости. Она, следовательно, не зависит от степени направленности в горизонтальной плоскости, а зависит только от степени направленности в вертикальной плоскости.

4. Рассмотрим теперь принимаемую реверберацию и влияние на нее направленности приемника. Свойства приемника мы зададим осевой чувствительностью $v_0 = v/p$ и нормированной характеристикой направленности по амплитуде $B_{(\theta, \varphi)}$ (здесь v — эдс приемника при осевом падении волны с давлением p в свободном пространстве). Тогда квадрат чувствительности приемника при произвольном направлении (θ, φ) падающей волны $v_{(\theta, \varphi)}^2 = v_0^2 B_{(\theta, \varphi)}^2$. Если приемник не имеет направленности ($B_{(\theta, \varphi)} = 1$) или если звук реверберации приходит только в осевом направлении приемника, то квадрат эдс приемника, являющийся мерой силы принимаемой реверберации (электрический эквивалент силы реверберации).

$$v_{p(t)}^2 = J_{p(t)}' \rho c v_0^2, \quad (8)$$

где ρ — плотность среды.

Поскольку вторичное рассеяние предполагается отсутствующим (1), сила реверберации, приходящей в некотором направлении (θ, φ) , может быть получена из силы реверберации, приходящей в осевом направлении, если последнюю помножить на коэффициент $D_{(\theta, \varphi)}^2 B_{(\theta, \varphi)}^2$, представляющий угловую зависимость силы принимаемой реверберации при направленном излучателе и направленном приемнике. Интегральное значение (по всем направлениям) $v_{p(t)}^2$, т. е. полная сила принимаемой реверберации, в этом случае определяется выражением

$$v_{p(t)}^2 = J_{p(t)}' \rho c v_0^2 \frac{n_0}{\Omega} \int_{\Omega} D_{(\theta, \varphi)}^2 B_{(\theta, \varphi)}^2 d\Omega = J_{p(t)}' \rho c v_0^2 n_{(\Omega)} m_{(\Omega)}. \quad (9)$$

Влияние на силу принимаемой реверберации направленности приемника характеризуется коэффициентом $m_{(\Omega)}$, который определяется выражением

$$m_{(\Omega)} = \frac{\int_{\Omega} D_{(\theta, \varphi)}^2 B_{(\theta, \varphi)}^2 d\Omega}{\int_{\Omega} D_{(\theta, \varphi)}^2 d\Omega}. \quad (10)$$

Для безграничной рассеивающей среды в общем случае

$$m_{(\Omega)} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} D_{(\theta, \varphi)}^2 B_{(\theta, \varphi)}^2 \cos \theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} D_{(\theta, \varphi)}^2 \cos \theta d\theta d\varphi}, \quad (11)$$

а для безграничной среды с рассеивающим плоским слоем и для полубезграничной среды с рассеивающей плоской границей

$$m_{(\Omega)} = \frac{\int_0^{2\pi} D_{(0, \varphi)}^2 B_{(0, \varphi)}^2 d\varphi}{\int_0^{2\pi} D_{(0, \varphi)}^2 d\varphi}. \quad (12)$$

Используя данные табл. 1, можно составить выражения для $m_{(\Omega)}$ при различных формах симметрии направленности путем замены интегралов выражений (11) и (12) соответствующими интегралами, указанными в таблице. Если функции излучателя и приемника выполняет один вибратор, то $B_{(0, \varphi)} = D_{(0, \varphi)}$, и во все выражения для $m_{(\Omega)}$ вместо $D_{(0, \varphi)}^2 B_{(0, \varphi)}^2$ следует подставить $D_{(0, \varphi)}^4$ *.

Можно показать, что фактор направленности приема имеет наибольшую величину при совмещении направлений максимальной чувствительности излучателя и приемника (т. е. при обычных практических условиях). Он равен единице при отсутствии направленности приема и медленно уменьшается с ее увеличением до тех пор, пока она не станет равной направленности излучения. При дальнейшем увеличении направленности приема $m_{(\Omega)}$ начинает резко падать.

Для количественной ориентировки мы укажем, что при применении вибратора с осевой симметрией и характеристикой направленности, например, вида $D_{(\varphi)} = \cos^n \varphi$ (с помощью этой функции можно аппроксимировать характеристику направленности обычных излучателей и приемников в области основного максимума) величина $m_{(\Omega)}$ во всех случаях рассеяния изменяется от 1 только до 0,5 при изменении показателя степени, соответственно, от $n \rightarrow 0$ (очень слабая направленность) до $n \rightarrow \infty$ (очень сильная направленность). Такого же порядка получается величина $m_{(\Omega)}$ и для поршневых приемников. Таким образом, до тех пор, пока направленность приемника остается меньшей или равной направленности излучателя, ее при грубых расчетах можно не принимать во внимание. Заметим еще, что в случае безграничной среды с рассеивающим плоским слоем и в случае полубезграничной среды с рассеивающей плоской границей придание приемнику направленности в вертикальной плоскости вообще не отражается на силе принимаемой реверберации.

5. В заключение следует отметить, что в рассмотренных случаях рассеяния направленность излучения и приема, влияя на силу реверберации, не влияет на скорость спада реверберации. Это видно из того, что в выражениях для силы реверберации в заданный момент времени коэффициенты, учитывающие эффект направленности, входят как постоянные факторы, не зависящие от времени.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии Наук СССР

Поступило
27 I 1947

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ Ю. М. Сухаревский, ДАН, 55, № 9 (1947).

* Если раскрыть выражение (9), подставив вместо $n_{(\Omega)}$ и $m_{(\Omega)}$ их развернутые выражения, то выражение (9) оказывается несимметричным относительно направленности излучения и приема. Это получается потому, что излучатель мы характеризовали мощностью излучения (т. е. средней величиной излучения во всех направлениях), в то время как приемник мы характеризовали чувствительностью в осевом (т. е. только в одном) направлении. При однотипной характеристике излучателя и приемника выражение (9) приобрело бы законный симметричный вид.