均匀浅海远程平均混响强度*

金 国 亮
(中国科学院声学研究所)

本文假设均匀浅海的混响主要是海底混响，在海底散射为均匀散射和兰贝特散射两种情况下用简正波方法分别计算了无指向性和有指向性发射、接收时的远程平均混响强度,并作了比较.

一、无指向性发射和接收时的平均混响强度

在浅海均匀层的情况下,一般说来海底混响是主要的,在下面的计算中我们假设混响仅由海底散射引起,当需要考虑海面、体积散射时只要作类似的引进. 我们仅讨论接收点与发射点重合的情况.

在计算传播损失时海底反射损失用文 [1] 中提出的三参数模型描写,即海底反射损失为:

$$-\ln|V(\theta)| = \begin{cases} Q\theta & (0 \leqslant \theta \leqslant \theta^*) \\ -\ln|V_b| = \text{常数} & \left(\theta^* < \theta \leqslant \dfrac{\pi}{2}\right) \end{cases} \tag{1}$$

式中 θ 为海底掠射角, $V(\theta)$ 为反射系数, θ^* 是区分“显著反射区”和“弱反射区”的临界角. 若令 k_0 为波数, H 为海深,在 $k_0H \gg 1$ 的条件下,反射相变 $\phi \approx \pi$,这时位于深度 $z = z_0$ 的单位简谐点源的简正波声场可近似表示成:

$$\phi(r, z, z_0, \omega_0) = \sqrt{8\pi/k_0H^2r}\, e^{i(\pi/4)} \sum_n \sin(k_0\sin\theta_n z_0)\sin(k_0\sin\theta_n z)\, e^{-\beta_n r + ik_0\cos\theta_n r} \tag{2}$$

$$\sin\theta_n \approx (n\pi/k_0H), \qquad n = 1, 2, 3, \cdots \tag{3}$$

$$\beta_n \approx -\ln|V(\theta_n)|/(2H\operatorname{ctg}\theta_n) \tag{4}$$

式中 r 是水平距离, β_n 是第 n 号简正波的衰减系数,海面处 $z = 0$, 海底处 $z = H$.

假设界面散射的模型为:

$$I_S = I_i\mu\sin\phi\sin^k\theta \qquad (k = 0 \text{ 或 } k = 1) \tag{5}$$

式中 I_i 是以掠角 ϕ 入射的声强度, I_S 是在离散射面积单位距离处由单位面积以掠角 θ 散射的声强度, μ 是散射系数, $k = 0$ 相应于均匀散射, $k = 1$ 相应于兰贝特散射.

式 (2) 的简正波声场也可表示成:

$$\phi = \sqrt{2\pi/k_0H^2r}\, e^{-i(\pi/4)} \sum_n \sin(k_0\sin\theta_n z_0)\left[e^{-\beta_n r + ik_0(\sin\theta_n z + \cos\theta_n r)} - e^{-\beta_n r + ik_0(-\sin\theta_n z + \cos\theta_n r)}\right] \tag{6}$$

可见每一号简正波可以分解成向上和向下二个子平面波，可以认为在海底的入射声场是由向

* 1979 年 5 月 12 日收到.

下的子平面波叠加而成，即：

$$\phi_i = \sqrt{2\pi/k_0H^2r}\,e^{-i(\pi/4)}\sum_n \sin(k_0\sin\theta_n z_0)e^{-\beta_n r+ik_0(\sin\theta_n z+\cos\theta_n r)} \tag{7}$$

对源深度 z_0 进行平均后，总入射声强度为：

$$I_{入}(r) = [\pi/(k_0H^2r)]\sum_n e^{-2\beta_n r} \tag{8}$$

其中第 n 号简正波在界面的入射声强为：

$$I_{in}(r) = [\pi/(k_0H^2r)]e^{-2\beta_n r} \tag{9}$$

在界面的掠射角 $\phi = \theta_n$.

由于界面只对半空间散射，当对接收深度 z 进行平均后散射回波中第 l 号简正波在接收点的强度可表示为：

$$I_{Rl}(r) = I_{sl}(\pi/(k_0H^2r))e^{-2\beta_l r} \tag{10}$$

I_{sl} 是对应于第 l 号简正波的 I_s.

混响强度是各号简正波组合的总和，其表式为：

$$I_R = \sum_{nl}[\pi/(k_0H^2\cdot r_{nl})\cdot e^{-2\beta_n r_{nl}}\sin\theta_n][S_{nl}\mu\sin^k\theta_l(\pi/k_0H^2\cdot r_{nl})e^{-2\beta_l r_{nl}}] \tag{11}$$

式中 n 是入射到界面的简正波号数，l 是从界面散射回接收点的简正波号数，S_{nl} 是散射面积，θ_n, θ_l 分别是第 n 和第 l 号简正波在界面上的掠角，这里已忽略了在 S_{nl} 面积内传播衰减的差别. 散射面积：

$$S_{nl} = 2\pi r_{nl}(c\tau/2) = \pi c\tau r_{nl}$$

τ 是脉宽，c 是水中声速. 若 U_n, U_l 分别是第 n, l 号简正波的群速度，则混响的等时性方程为：

$$(r_{nl}/U_n) + (r_{nl}/U_l) = t, \quad 即 \quad r_{nl} = t/[(1/U_n) + (1/U_l)]$$

因为 $U_n = c\cos\theta_n$, $U_l = c\cos\theta_l$, 而有效掠射角 θ_n, θ_l 一般较小，所以可作近似：

$$U_n = U_l = c, \quad 即 \quad r_{nl} = r = tc/2,$$

这时，混响强度的公式 (11) 可简化成：

$$\begin{aligned} I_R &= \sum_{nl}[\pi/(k_0H^2\cdot r)e^{-2\beta_n r}\sin\theta_n][\pi rc\tau][(\mu\pi/k_0H^2\cdot r)e^{-2\beta_l r}\sin^k\theta_l] \\ &= [\pi/k_0H^2]^2[\pi c\tau\mu](1/r)\left[\sum_n \sin\theta_n e^{-2\beta_n r}\right]\left[\sum_l \sin^k\theta_l e^{-2\beta_l r}\right] \end{aligned} \tag{12}$$

依照文 [1] 同样把混响场划分为两个集合：其一是相应于"显著反射区"的有限个低号简正波构成的，在远场起主导作用的所谓"主导简正波集合"，其二是由相应于有较大反射损失的高号简正波构成的"剩余简正波集合"，它只对近场有明显的贡献. 主导简正波集合所对应的混响强度可表示为：

$$I_R = [\pi/k_0H^2]^2[\pi c\tau\mu](1/r)\left[\sum_{n=1}^{n^*}\sin\theta_n e^{-2\beta_n r}\right]\left[\sum_{l=1}^{l^*}\sin^k\theta_l e^{-2\beta_l r}\right] \tag{13}$$

这里 $n^* = l^*$ 是主导简正波的最高号数，记 $\sum_{n=1}^{n^*}\sin\theta_n e^{-2\beta_n r}$ 为 A，$\sum_{l=1}^{l^*}\sin^k\theta_l e^{-2\beta_l r}$ 为 B，下面先求 A 与 B 的表式.

因为 $\sin\theta_n = n\pi/k_0H$, $\sin\theta_l = l\pi/k_0H$. 所以：

$$B=\sum_{l=1}^{l^*}\sin^k\theta_l e^{-2\beta_l r}=\sum_{l=1}^{l^*}(l\pi/k_0H)^k e^{-\rho l^2}=(\pi/k_0H)^k\sum_{l=1}^{l^*}l^k e^{-\rho l^2} \tag{14}$$

式中 $\rho=Q(\pi^2/k_0^2H^3)r$，Q 就是小角度时的海底反射损失斜率．对于 $k=0$ 或 $k=1$，当 $\rho\ll 1$ 时可将 (14) 式中的求和近似化为求积：

$$B=(\pi/k_0H)^k\int_0^{l^*}l^k e^{-\rho l^2}dl \tag{15}$$

若 $k=0$，则

$$B=\int_0^{l^*}e^{-\rho l^2}dl=(1/\sqrt{\rho})\int_0^{\sqrt{\rho}l^*}e^{-(\sqrt{\rho}l)^2}d(\sqrt{\rho}\,l) \tag{16}$$

当 $\sqrt{\rho}\,l^*\gg 1$ 时，近似有：

$$B=(1/\sqrt{\rho})\cdot(\sqrt{\pi}/2) \tag{17}$$

若 $k=1$，则

$$\begin{aligned}B&=(\pi/k_0H)\int_0^{l^*}le^{-\rho l^2}dl=(\pi/k_0H)\cdot(1/-2\rho)\int_0^{l^*}e^{-\rho l^2}d(-\rho l^2)\\&=(\pi/k_0H)\cdot(1/2\rho)[1-e^{-\rho l^{*2}}]\end{aligned} \tag{18}$$

当 $\rho l^{*2}\gg 1$ 时，近似有：

$$B=(\pi/k_0H)\cdot(1/2\rho) \tag{19}$$

显然当 $k=1$ 时，$A=B$．即当 $\rho n^{*2}\gg 1$ 时有

$$A=(\pi/k_0H)\cdot(1/2\rho) \tag{20}$$

定义过渡距离 $r_0=H/[\sin\theta^*\cdot(-\ln|V(\theta^*)|)]$，当 $r=r_0$ 时，$\sqrt{\rho}\,l^*=1$，显然在远场情况下，即 $r\gg r_0$ 时，主导简正波集合所对应的混响强度可简单表示如下：

1. 若 $k=1$，即兰贝特散射的情况，

将 (19)、(20) 式代入 (13) 式，得：

$$I_R=[\pi/k_0H^2]^2[\pi c\tau\mu](1/r)\cdot(1/4\rho^2)[\pi/k_0H]^2=[(\mu\pi c\tau)/4Q^2]\cdot(1/r^3) \tag{21}$$

考虑水中吸收系数 α 后（α 是以分贝计的单位距离传播衰减系数）

$$I_R=[(\mu\pi c\tau)/4Q^2]\cdot(1/r^3)10^{-0.2\alpha r} \tag{22}$$

2. 若 $k=0$，即均匀散射的情况，

将 (17)，(20) 式代入 (13) 式，得：

$$\begin{aligned}I_R&=[\pi/k_0H^2][\pi c\tau\mu](1/r)[(\pi/k_0H)\cdot(1/2\rho)][(1/\sqrt{\rho})\cdot(\sqrt{\pi}/2)]\\&=[(\mu\pi^{3/2}\cdot c\tau)/(4Q^{3/2}\cdot H^{1/2})]\cdot(1/r^{5/2})\end{aligned} \tag{23}$$

考虑水中吸收系数 α 后

$$I_R=[(\mu\pi^{3/2}\cdot c\tau)/(4Q^{3/2}\cdot H^{1/2})]\cdot(1/r^{5/2})\cdot 10^{-0.2\alpha r} \tag{24}$$

3. 如果入射能量与入射角无关，且 $k=0$，例如体积混响的情况，则

$$I_R=[\mu\pi^2c\tau/(4QHr^2)]\cdot(1/r^2)10^{-0.2\alpha r} \tag{25}$$

下面讨论剩余简正波集合所对应的混响强度，其目的是要证明在远场条件下 ($r\gg r_0$) 主导简正波集合起主要作用．

根据 (12) 式剩余简正波集合对应的混响强度可表示为：

$$I'_R=[\pi/k_0H^2]^2[\pi c\tau\mu](1/r)\left[\sum_{n=n^*+1}^{\infty}\sin\theta_n e^{-2\beta_n r}\right]\left[\sum_{l=l^*+1}^{\infty}\sin^k\theta_l e^{-2\beta_l r}\right] \tag{26}$$

把上式与对应于主导简正波集合的 (13) 式相比，消去相同的因子，问题归结为要求证明：在远场条件下 ($r \gg r_0$)

1) $\sum_{n=1}^{n^*} e^{-2\beta_n r} \gg \sum_{n=n^*+1}^{\infty} e^{-2\beta_n r}$

2) $\sum_{n=1}^{n^*} \sin\theta_n e^{-2\beta_n r} \gg \sum_{n=n^*+1}^{\infty} \sin\theta_n e^{-2\beta_n r}$

第一个不等式与文 [1] 中讨论传播强度时的情况完全相同，故不作重复讨论，根据文 [1] 这时主导简正波起主要作用的过渡距离为：

$$r_0' = H/[\sin\theta^*(-\ln|V_b|)]$$

因为 $r_0 = H/[\sin\theta^*(-\ln|V(\theta^*)|)] \geqslant r_0'$，所以当 $r \gg r_0$ 时显然第一个不等式成立.

记 $$B_D = \sum_{n=1}^{n^*} \sin\theta_n e^{-2\beta_n r}, \qquad B_R = \sum_{n=n^*+1}^{\infty} \sin\theta_n e^{-2\beta_n r}$$

在远场条件下，由 (19) 式可知：

$$B_D = (\pi/k_0H)\cdot(1/2\rho) = k_0H^2/2Q\pi r \tag{27}$$

对剩余简正波：

$$\beta_n = -\ln|V_b|/S_l$$

$$S_l = 2H(\cos\theta_n/\sin\theta_n) \leqslant 2H/(n\pi/k_0H)$$

所以 $\beta_n \geqslant n\pi\cdot(-\ln|V_b|)/(2k_0H^2)$

$$B_R = \sum_{n=n^*+1}^{\infty} \sin\theta_n e^{-2\beta_n r} = \sum_{n=n^*+1}^{\infty} (n\pi/k_0H)e^{-2\beta_n r}$$

$$\leqslant \sum_{n=n^*+1}^{\infty} (n\pi/k_0H)\exp(nr\ln|V_b|\pi/k_0H^2) = (\pi/k_0H)\sum_{n=n^*+1}^{\infty} ne^{-\eta n}$$

这里 $\eta \equiv (\pi/k_0H^2)(-\ln|V_b|)\cdot r$，把求和式近似化为积分，通过计算可以得到：

$$B_R \leqslant (\pi/k_0H)(e^{-\eta(n^*+1)}/\eta^2)[\eta(n^*+1)+1]$$

$$\doteq (\pi/k_0H)(e^{-\eta n^*}/\eta^2)[\eta n^*+1]$$

因为 $n^* = (k_0H/\pi)\sin\theta^*$

$$\eta\cdot n^* = r\cdot(-\ln|V_b|\cdot\sin\theta^*)/H$$

当 $r \gg r_0$ 时 ($r_0 = H/[\sin\theta^*(-\ln|V(\theta^*)|)]$)

$$\eta\cdot n^* \gg 1$$

所以近似有：

$$B_R \leqslant \frac{\pi}{k_0H}\frac{e^{-\eta n^*}}{\eta}n^* = \frac{k_0H^2}{\pi}\frac{\sin\theta^*}{(-\ln|V_b|)}\frac{1}{r}e^{\frac{\ln|V_b|\sin\theta^*}{H}\cdot r} \tag{28}$$

由 (27)、(28) 式得到：

$$B_D/B_R \geqslant [-\ln|V_b|/(2Q\sin\theta^*)]e^{-\frac{\ln|V_b|\sin\theta^*}{H}\cdot r}$$

记 $C = [-\ln|V_b|/(2Q\sin\theta^*)]e^{-\frac{\ln|V_b|\sin\theta^*}{H}\cdot r}$

当 $r = r_0 = H/[\sin\theta^*(-\ln|V(\theta^*)|)] = H/(Q\sin^2\theta^*)$ 时

$$C = [-\ln|V_b|/(2Q\sin\theta^*)]e^{-\ln|V_b|/Q\sin\theta^*}$$

根据"三参数模型"的定义：

$$-\ln|V_b| \geqslant Q\sin\theta^*$$

所以 $e^{-\ln|V_b|/Q\sin\theta^*} \geqslant e \doteq 2.7$

$$-\ln[|V_b|/(2Q\sin\theta^*)] = 0.5[-\ln|V_b|/(Q\sin\theta^*)] \geqslant 0.5$$

因而 $C \geqslant 0.5 \times 2.7 > 1$

显然，当 $r \gg r_0$ 时有 $C \gg 1$ 即

$$B_D/B_R \gg 1$$

由此证明了第二个不等式也成立.

由上述证明可以得出如下结论：对均匀散射或兰贝特散射，在远程条件下 ($r \gg r_0$) 混响强度主要由主导简正波集合所对应的那部分决定，因而 (21) 至 (25) 式就是远程混响强度的表式.

这种用简正波计算混响强度的方法在文献 [2] 中就采用过，只是它通过计算机作数值计算.

得到了混响强度的表式后要估算接收端的信混比是比较容易的，由于信号发射功率对信混比没有影响，不妨假设发射单位强度的信号，这时接收到的信号回波强度为：

$$I_S(r) = f^2(r)\cdot\sigma \tag{29}$$

这里 $f(r)$ 是单程传播的衰降因子，σ 是目标强度因子，根据文献 [1]，当 $r \gg r_0$ 时（当然 r 必须小于第一号简正波所确定的衍射影区）$f(r)$ 是随 $r^{3/2}$ 衰减的，具体表式为：

$$f(r) = \sqrt{\pi/QH}\cdot(1/r^{3/2}) \tag{30}$$

把 (30) 式代入 (29) 式得：

$$I_S(r) = (\pi\sigma/QH)\cdot(1/r^3) \tag{31}$$

对于兰贝特散射和均匀散射，混响强度的表式分别为 (21) 及 (23) 式，由 (31)、(21)、(23) 式可直接算得远程条件下 ($r \gg r_0$) 接收端的信混比为：

当 $K = 1$ 时（兰贝特散射）

$$I_S/I_R = (4\sigma Q)/(Hc\tau\mu) \tag{32}$$

当 $K = 0$ 时（均匀散射）

$$I_S/I_R = (4\sigma/c\tau\mu)\sqrt{Q/\pi H}\cdot r^{-1/2} \tag{33}$$

由此可见在远程条件下对于兰贝特散射信混比保持不变与距离无关；对于均匀散射信混比随距离的 1/2 次方衰减.

二、指向性发射和接收时的混响强度

1. 简正波理论中指向性的引入

由文献 [3] 可知，在某种平均意义下（对频率或某段水平距离进行平均）各号简正波之间是空间不相关的，所以在这种平均意义下当考虑空间相关时，可以把简正波看成是从各个方向来的相互独立的子平面波的总和，每一号简正波对应着与水平方向的夹角各为 θ_n 和 $-\theta_n$ 的两个子平面波，实际上在均匀层的情况下，如果仅考虑垂直相关，那末只需要对深度进行平均就可导出这结果.

在上述的平均意义下，散射回波的各号简正波，及各号简正波的上、下两个子平面波是空

间独立的，由式(10)可知散射回波中第 l 号简正波的强度为 $I_{Rl}(r)=I_{Sl}[\pi/(k_0H^2r)]e^{-2\beta_l r}$，因为第 l 号简正波是由向上、向下两独立子平面波组成，所以对每一子平面波其强度为：

$$I_{Rl}(r)/2=I_{Sl}[\pi/(2k_0H^2r)]e^{-2\beta_l r} \tag{34}$$

如果接收阵的归一化垂直指向性函数为 $D(\theta)$，那末接收到的平均强度是各子平面波的强度分别乘上相应的接收指向性函数后的总和，即：

$$I_R(r)=[\pi/(2k_0H^2r)]\sum_l I_{Sl}e^{-2\beta_l r}[D(\theta_l)+D(-\theta_l)]\eta \tag{35}$$

式中 η 是轴向声强灵敏度.

经过类似的计算，只要把对 z 的平均改为对 z_0 的平均，可以得到在下界面上的入射声强为：

$$I_{入}(r)=[\pi/(2k_0H^2r)]\sum_n e^{-2\beta_n r}[D'(\theta_n)+D'(-\theta_n)]\eta' \tag{36}$$

式中 $D'(\theta)$ 是发射阵的归一化垂直指向性函数，η' 是单位距离处的轴向声强.

2. 混响强度的计算

为了使计算方便不妨假设：

(a) 声轴在水平方向，即 $D(\theta_n)=D(-\theta_n)$

(b) 发射和接收的指向性函数相同，$D'(\theta)=D(\theta)$

(c) $\eta=\eta'=1$

(d) 归一化指向性函数可近似表示为：

$$\begin{cases}D(\theta)=1, & 当|\theta|\leqslant\theta_d\\ D(\theta)=0, & 当|\theta|>\theta_d\end{cases}$$

θ_d 是指向性函数的半开角，在指向性开角内简正波的最高号数为：

$$n_d=[(k_0H/\pi)\sin\theta_d]\ 整数部分$$

显然在收发有垂直指向性时平均混响强度的表式与 $r\gg r_0$ 时，无指向性混响的表式(13)形式上相同，差别在于当 $\theta_d\leqslant\theta^*$ 时把式(13)中的求和上限 n^*（也即 l^*）改为 n_d，即把反射临界角范围内的最高简正波号数 n^* 改为指向性束宽内的最高简正波号数 n_d，而当 $\theta_d\geqslant\theta^*$ 时上限还是用 n^*，两者的混响强度相同.

3. 收发无指向性与有指向性时混响强度的比较

当 $\theta_d\leqslant\theta^*$ 时，两种混响强度的差值为：

$$\Delta I_R=[\pi/k_0H^2]^2[\pi c\tau\mu](1/r)\left[\sum_{n=n_d+1}^{n^*}\sin\theta_n e^{-2\beta_n r}\right]\left[\sum_{l=l_d+1}^{l^*}\sin^k\theta_l e^{-2\beta_l r}\right] \tag{37}$$

$$(n_d=l_d,\ n^*=l^*)$$

只要 θ_d 与 θ^* 不相接近，差值就可能比较明显，但是如果满足条件 $\sqrt{\rho}\,n_d\gg1$（显然也满足 $\rho n_d^2\gg1$），那末差值 ΔI_R 可以忽略，即可以认为有指向性与无指向性的混响强度相同.

由简单的计算可知，当 $\rho n_d^2\geqslant2$ 时，对于 $k=0$ 和 $k=1$ 的情况有指向性与无指向性混响级的差分别小于 1 dB 和 1.5 dB，因而可近似看作相同. 因为

$$\rho n_d^2=(Q\pi^2r/k_0^2H^3)[\sin\theta_d k_0H/\pi]^2_{整数部分}\doteq(Q\pi^2r/k_0^2H^3)\cdot(\sin^2\theta_d k_0^2H^2/\pi^2)=(Qr/H)\sin^2\theta_d$$

所以条件 $\rho n_d^2 \geqslant 2$. 即 $(Qr/H)\sin^2\theta_d \geqslant 2$. 也就是：

$$r \geqslant (2H/Q)(1/\sin^2\theta_d) \tag{38}$$

下面举两个例子：

①若 $H = 60\,\mathrm{m}$, $Q = 4.25$, $\theta_d = 10°$，则根据式(38)，当 $r \geqslant (2H/Q)(1/\sin^2\theta_d) \doteq 900\,\mathrm{m}$ 时，有指向性与无指向性的混响强度近似相等.

②若 $H = 60\,\mathrm{m}$, $Q = 4.25$, $\theta_d = 2°$，则根据式(38)，当 $r \geqslant (2H/Q)(1/\sin^2\theta_d) \doteq 25000\,\mathrm{m}$ 时，有指向性与无指向性的混响强度近似相等.

平时积累的混响衰减规律的实验资料大多是在收发无指向性的情况下测量到的，(21)，(23) 式所表示的远程混响衰减规律，即对兰贝特散射混响强度与 r^{-3} 成正比；对均匀散射混响强度与 $r^{-5/2}$ 成正比，也是在收发无指向性的条件下计算得到的，但实际使用的声呐几乎都是有指向性的，那么上述从理论上和实验上得到的无指向性时的混响强度的衰减规律在什么条件下以及在多大程度上可被使用就是一个很现实的问题，(37) 式给出了使用时可能引起的差值的一般表式，而 (38) 式则对于具体的海深、底质，及指向性束宽给出了适用范围的一种近似估计.

参　考　文　献

[1] 尚尔昌，"浅海平均声场的过渡距离"，中国科学，XIX (1976)，No.6. 794.

[2] Bucker, H. P. and Halcyon, E. Morris, ''Normal-mode Reverberation in channels or ducts'', *J. A. S. A.*, 44(1968), No. 3, 827.

[3] Smith, P. W., ''Spatial coherence in multipath or multimodal channels'', *J. A. S. A.*, 60(1976), No. 2, 305.

AVERAGE INTENSITY OF LONG RANGE SHALLOW-WATER REVERBERATION UNDER ISOVELOCITY CONDITIONS

JIN Guo-liang

(Institute of Acoustics, Academia Sinica)

When the main source of shallow-water reverberation under isovelocity conditions is bottom backscattering, the approximate expressions of average reverberation intensity at long range are derived in terms of normal-mode theory and the ray-mode interrelationship. In the case the source and receiver are nondirectional, it is shown that the reverberation intensity is proportional to r^{-3} for Lambet's scattering and proportional to $r^{-5/2}$ for omnidirectional scattering. In the other case the source and receiver are directional, the reverberation intensity can also be calculated with normal-mode theory. Finally, the difference between the results in the two cases is discussed and a critical range, over which the difference can be neglected, is given.