

浅海粗糙海底声散射建模及声场特性*

汪磊¹⁾²⁾³⁾ 黄益旺^{1)2)3)†} 郭霖⁴⁾ 任超¹⁾²⁾³⁾

1) (哈尔滨工程大学, 水声技术全国重点实验室, 哈尔滨 150001)

2) (海洋信息获取与安全工信部重点实验室(哈尔滨工程大学), 工业和信息化部, 哈尔滨 150001)

3) (哈尔滨工程大学水声工程学院, 哈尔滨 150001)

4) (中国科学院声学研究所东海研究站, 上海 201815)

(2023年9月12日收到; 2023年11月6日收到修改稿)

声散射是海洋声学的重要内容, 海底表面的不平整性形成的声散射是海洋中引起声传播起伏的原因之一. 针对海底表面粗糙度声散射问题, 建立了水平分层浅海波导中海底散射声场模型. 该模型将简正波理论与 Lambert 定律相结合. 基于该模型获得了散射声场声压的振幅与相位的统计分布, 并数值模拟了海底散射声场的强度及其空间相关系数, 实现了粗糙界面条件下海底散射声场预报, 揭示了散射声场空间特性随海底粗糙度的变化规律. 结果表明, 使用 Lambert 定律描述粗糙界面声散射时, 在海底粗糙度小于波长情况下, 随着空间距离的增大, 空间两个不同位置的散射声场的空间相关系数具有周期性振荡衰减的变化规律, 并且在垂直方向上, 振荡周期更大, 衰减更慢. 当粗糙度增大时, 水平和垂直相关系数振荡幅度逐渐增大, 水平相关系数振荡周期数逐渐减少, 在接收点逐渐靠近海底时, 垂直相关系数不再发生衰减, 这是海底声散射减弱的结果. 本文模型理论亦可推广到粗糙海面的声散射建模中. 对于非水平海底情况, 采用耦合简正波或绝热简正波理论进行声传播建模, 可以得到距离有关波导中粗糙界面的散射声场.

关键词: 海底声散射, 简正波, Lambert 定律, 空间相关

PACS: 43.20.+g, 43.30.+m, 43.30.Hw

DOI: 10.7498/aps.73.20231472

1 引言

海洋中的声传播起伏始终是海洋声学的热点话题. 海水介质的随机不均匀性、随机起伏海面及海面表层的气泡层、不平整海底及海底介质内部的不均匀性, 这些都对声波产生无规则散射, 造成海洋声场随机起伏^[1]. 在浅海中, 海底作为海洋波导的重要边界, 其声散射特性对海洋中的声传播具有重要影响, 改变了声场的空间结构和统计特性. 海底的声散射又是一个非常复杂的过程, 而水听器基阵的空间增益与干扰场的空间相关特性密切联系, 所以开展海底散射声场建模研究具有重要理论意

义. 并且, 海底混响是浅海混响的重要组成部分, 是主动声呐的干扰, 而海底声散射是混响背景干扰的主要来源. 考虑不平整海底的声散射, 分析海底声散射引起的声传播起伏, 对工作于浅海中的主动声呐设计及性能提升具有重要理论意义. 其次, 海底声散射与浅海海洋声场预报、匹配场处理、海底地声参数反演等密切联系, 因此其研究还具有工程参考价值.

鉴于海底声散射的重要性, 早在 20 世纪 50 年代, Urick 就开始了海底声散射特性的测量和研究^[2,3]. 70 年代末, Barry 等^[4]研制出一种拖曳式海底反向声散射测量装置, 之后 Jackson 等^[5]使用该设备分别对粉砂、砂质和砾石海底进行了反向声散射测

* 国家自然科学基金(批准号: 12074088)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: huangyiwang@hrbeu.edu.cn

量. 在 20 世纪 70—80 年代, 海底声散射测量技术快速发展, 出现了多种成套的专门用于海底声散射测量的专用设备, 测量精度得到了极大的提高. 90 年代中, Greaves 和 Stephen^[6] 利用垂直线阵声源和水平接收阵在大西洋中脊进行了海底声散射测量. 在 90 年代和 21 世纪初, Tang 等^[7,8] 进行了专门的海底声散射实验, 国际上也开展了两个综合的海洋声学实验, 分别为 SAX99 和 SAX04^[9,10], 其中包括对海底声散射特性的测量与研究^[11–13]. 进入 21 世纪以来, 海底声散射测量及相关技术研发受到很多国家的广泛重视. Pecknold 等^[14] 观测了加拿大盆地的海底散射现象, Yu 等^[15] 测量了中国南海黄宽带砂底的反向散射特征. 另外, 由于中低频声呐在水声通信、水下探测等方面的广泛应用, 研究者们将研究重点转向了 10 kHz 以下的海底声散射的测量和研究^[12,16–18].

实际散射测量实验所获得大量数据为相应的海底散射模型的建立提供了基础. Lambert 定律^[19] 是广泛应用的粗糙界面散射模型, 它能很好地描述粗糙面上的反向散射强度, 以及在相对光滑界面上较小掠射角情况下的反向散射强度与掠射角的关系^[20]. 但 Lambert 定律是半经验公式, 缺乏具体的物理含义, 而且仅仅描述了散射强度与掠射角的关系, 与海底粗糙度参数无关. 因此 Ellis 和 Crowe^[21]、Caruthers 和 Novarini^[22] 对 Lambert 定律进行了改进, 给出一种与其类似的三维散射强度计算模型. 侯倩男和吴金荣^[23] 基于海底对声散射的物理机理也建立不同于经验散射模型的物理散射模型. Kirchhoff 近似模型适合粗糙界面起伏变化比较缓慢的情况, Jackson 等^[24] 将此模型用于计算镜反射方向附近频率为 10—100 kHz 的海底声散射, 并将散射测量数据与 Kirchhoff 模型预测进行了对比. 不过 Kirchhoff 近似模型未考虑影区效应和多次散射, 现在主要用于计算缓变粗糙海底条件下垂直方向附近的海底散射声场. 小粗糙度微扰近似模型适用于粗糙界面起伏很小 (小于入射波波长) 且界面斜率足够小的情况. Kuo^[25] 给出了无损耗流体沉积物情况下的小粗糙度微扰近似流体模型的表达式, Kuperman 等^[26–28] 也建立了各向同性小粗糙度微扰近似弹性模型, 用于弹性海底声散射研究. 除此之外, 小斜率近似模型虽然最早是为研究海面声散射而建立的, 但后来却被广泛应用于海底声散射研究^[29–33]. 普遍认为小斜率近似比小粗糙度微扰近

似和 Kirchhoff 近似更为精确, 而且这种近似方法几乎可以涵盖几乎所有的掠射角范围 (Kirchhoff 近似适合镜反射方向附近的散射, 小粗糙度微扰近似适合镜反射附近之外的散射), 所以就目前而言, 小斜率近似是一种应用广泛的海底界面粗糙散射模型.

本文旨在建立一种水平分层介质波导中粗糙海底散射声场模型, 以此分析声场特性. 该模型基于简正波理论, 并使用了几个基本假设. 由于简正波理论的广泛适用性, 模型实际上可用于大多数浅海波导环境下. 本文首先推导了海底散射声场声压的简正波表示形式, 再通过声压得到了海底散射声场的强度及空间相关系数的表达式; 其次, 利用数值方法分析了恒定声速介质中的声场特性; 最后, 讨论了该模型的仿真结果并给出了相关结论.

2 散射声场建模

假设在中心频率 f_0 下, 声源辐射连续波, 那么在同一时刻整个海底界面都对某点的散射声场具有贡献. 对于一个水平环境参数不变的海洋波导, 设其水层深度为 $z_{\text{sur}} \leq z \leq z_b$, 建立柱坐标系 (r, z, φ) , 考虑与方位角 φ 无关的轴对称问题, 则介质密度与声速表示为 $\rho(r, z)$ 和 $c(r, z)$ (此时的密度、声速仅是深度坐标的函数).

关于波导边界则认为波导的上方海面 z_{sur} 为自由边界, 并且非常光滑没有随机散射发生, 而且数据表明海底散射强度值通常远高于海面散射强度值^[34], 所以不考虑海面散射这一假设是相对合理的. 下方海底 z_b 表现为多尺度的小粗糙度, 可用 $h(r, \varphi)$ 表示. $h(r, \varphi)$ 为随机过程, 其空间相关半径为 r_c ; 另一方面, 假设这个随机粗糙度 $h(r, \varphi)$ 是均匀各向同性的, 并认为其是造成底部散射的决定因素, 即只考虑海底表面粗糙度引起的粗糙散射. 由于是小粗糙度, 所以海底界面还是可以近似认为是平整的, 这样就可以忽略传播过程中简正波相互耦合的情况.

由于整个海底都作为散射区域, 则必然存在相对于发射或接收系统是近场区域的地方, 但为了计算全界面散射, 现将散射区域均近似认为处在发射或接收系统的远场区域. 另外特别假设传播过程中海底散射只发生一次, 每一个发生散射的区域足够小, 以便忽略该区域内声波的衰减变化; 同时, 考虑的整体散射面积又必须足够大, 以便研究底部散射的统计特性.

Grigor'ev 等^[35]利用简正波理论建立了浅海远程海底混响模型,而且数值模拟结果与巴伦支海浅水域海底低频声散射的实验数据吻合较好.受此启发,现在尝试利用简正波表示出海底散射声场.

假设单位强度点声源的深度为 z_s ,忽略传播过程中的频散,则距离声源水平距离为 r 、位于海底 z_b 处声场的复幅度可表示为简正波之和:

$$W(r, z_b) = \sum_{m=1}^M W_m(r, z_b), \quad (1)$$

式中入射的第 m 阶简正波为

$$W_m(r, z_b) = \sqrt{2\pi} \frac{\psi_m(z_s) \psi_m(z_b)}{\sqrt{\xi_m r}} e^{i\pi/4} e^{i\xi_m r}, \quad (2)$$

其中 ψ_m 为本征函数, ξ_m 为水平波数即本征值($\xi_m = a_m + ib_m$), M 为正常传播的简正波阶数.

考虑接收点到声源的水平距离为 r_n ,深度为 z_r ,假设海底散射区域表现出具有某些指向性的局部不均匀性,而且在经过 r 处海底散射之后,波导中正常传播的简正波的模态数目并不会发生改变,那么这种不均匀性的散射的场在接收点同样具有以下形式:

$$W(r', z_r) = \sum_{\mu=1}^M W_{\mu}(r', z_r). \quad (3)$$

散射声场的第 μ 阶简正波为^[36]

$$W_{\mu}(r', z_r) = \sqrt{2\pi} \frac{b_{\mu}(r, z_b) \psi_{\mu}(z_r)}{\sqrt{\xi_{\mu} r'}} e^{i\pi/4} e^{i\xi_{\mu} r'}, \quad (4)$$

式中 r' 表示海底散射区域距离接收点的水平距离,可由余弦公式求得

$$r' = \sqrt{r^2 + r_n^2 - 2rr_n \cos\phi}, \quad (5)$$

其中 ϕ 表示以声源为顶点,由散射区域中心、声源和接收点三者所形成的夹角;另外 $b_{\mu}(r, z_b)$ 是散射声场中第 μ 阶简正波的激发系数,表示为

$$b_{\mu}(r, z_b) = \psi_{\mu}(z_b) \sum_{m=1}^M T_m(r, z_b) W_m(r, z_b), \quad (6)$$

其中 $T_m(r, z_b)$ 为模态转换系数,表示为

$$T_m(r, z_b) = \zeta_m(r) F(\theta_{\mu}, \theta_m) \sqrt{dS}, \quad (7)$$

这里 $\zeta_m(r)$ 是一个随机过程,描述了转换为二次声源时所附加的随机起伏量; $F(\theta_{\mu}, \theta_m)$ 为表征散射声场角度重新分配的确定性函数; dS 表示发生散射粗糙面元; θ_m 和 θ_{μ} 分别为入射声场的第 m 阶简正波和散射声场的第 μ 阶简正波对应的声线掠射

角,则有 $\cos\theta_m = \xi_m c(z_b)/(2\pi f_0)$, θ_{μ} 也同理.

根据底部粗糙度均匀各向同性的假设,随机量 $\zeta_m(r)$ 也是均匀且各向同性的,因为其独立表征了声波在不同底部区域的散射,所以它可以表示为

$$\zeta_m(r) = \chi_m(r) e^{i\varphi_m(r)}, \quad (8)$$

其中 χ_m , φ_m 分别为随机幅度与随机相位,假设它们之间是统计独立的, φ_m 在 $[0, 2\pi]$ 内均匀分布, χ_m 均服从参数为 σ 的瑞利分布,其概率密度函数为

$$f(\chi_m) = \frac{\chi_m}{\sigma^2} e^{-\chi_m^2/(2\sigma^2)}, \chi_m > 0. \quad (9)$$

由概率密度函数则可得 $E(\chi_m) = \sqrt{\pi/2}\sigma$, $E(\chi_m^2) = 2\sigma^2$,其中 E 表示数学期望.

浅海水域的海底散射强度对掠射角的依赖关系有着很大的变化^[37],这种变化由底部散射体的波长和沉积物的物理性质决定.经过考虑,采用各向同性的 Lambert 散射模型,将其用于(7)式中,那么角度分布关系可由以下表达式给出^[19]:

$$F(\theta_{\mu}, \theta_m) = \sqrt{\sin\theta_{\mu} \sin\theta_m}. \quad (10)$$

对于海底全界面的散射问题,从海底混响建模的方法出发^[35],将整个海底界面以声源为圆心,以相关半径 r_c 的宽度分解为许多小圆环,圆环的个数趋于无穷, $\alpha = 1, 2, 3, \dots, \infty$;而每个圆环也需要以相关半径的宽度分解为许多块,区块个数为 $Q = 2\pi(\alpha - 1/2)$, $\gamma = 1, 2, 3, \dots, Q$,它是由这个圆环的中心圆的周长除以相关半径得到,在实际计算可以对其四舍五入近似进行取整,则现在每一个散射区块的面积有 $dS = r_c^2$.界面划分方式如图1所示,划分完成后每一个区块发生散射时的角度关系如图2所示.在图2所示的坐标系中, θ_m 为入射掠射角; θ_{μ} 为散射掠射角; ϑ 为偏转角,描述的是

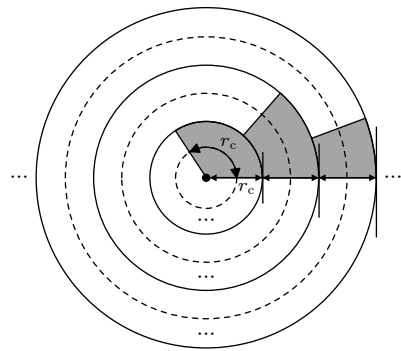


图1 海底界面分解示意图

Fig. 1. Schematic diagram of submarine interface decomposition.

入射波束在水平面上的投影的延长线到散射波束在水平面投影的夹角, 若仅讨论与方位角无关的简单模型, 则偏转角可不考虑. 各角度的取值范围为: $0^\circ < \theta_m \leq 90^\circ$, $0^\circ < \theta_\mu \leq 90^\circ$, $-180^\circ \leq \vartheta \leq 180^\circ$.

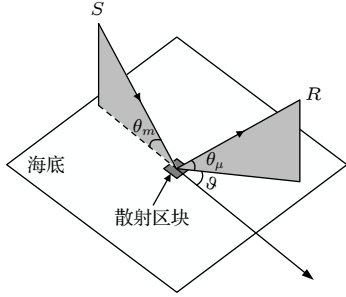


图 2 海底散射角度关系图

Fig. 2. Angle relation diagram of seafloor scattering.

经过分解后, 接收点处的散射声压是由诸多小区块的散射声压的叠加组成, 使用 (6) 式—(10) 式, 则可以将第 α 环上第 γ 块散射的激发系数表示为

$$b_\mu(r_{\alpha\gamma}, z_b) = r_c \psi_\mu(z_b) \sqrt{\sin \theta_\mu} \sum_{m=1}^M \chi_m(r_{\alpha\gamma}) \times e^{i\varphi_m(r_{\alpha\gamma})} \sqrt{\sin \theta_m} W_m(r_\alpha, z_b). \quad (11)$$

然后根据 (3) 式和 (4) 式, 接收点处散射声场的复振幅有

$$P_s = \sqrt{2\pi} \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{\gamma=1}^Q \sum_{\mu=1}^M \frac{b_\mu(r_{\alpha\gamma}, z_b) \psi_\mu(z_r)}{\sqrt{\xi_\mu r'_{\alpha\gamma}}} e^{i\pi/4} e^{i\xi_\mu r'_{\alpha\gamma}}. \quad (12)$$

因此, (12) 式明确描述了海底表面不平整性形成的散射声场, 由其易得散射声场声压, 采用 Monte Carlo 方法还可以获得散射声场声压的振幅与相位的统计分布、散射声场强度和空间相关系数. 随着感兴趣散射场水平位置远离声源, 对该声场有贡献的海底散射区域随之增大, Monte Carlo 实验的计算量也将进一步增大.

3 散射声场特性

散射声场强度:

$$I_s = \frac{|P_s|^2}{2\rho_r c_r} = \frac{\langle P_s P_s^* \rangle}{2\rho_r c_r}, \quad (13)$$

式中, 角括号代表统计平均, 上角标 * 表示共轭, ρ_r 和 c_r 代表接收点处介质的密度与声速. 由于空间不

同海底散射体的声散射互不关联, 因此其散射声场可视为不相关, 将 (12) 式代入 (13) 式, 统计平均体现为 $\langle \chi_{\alpha\gamma m} \chi_{\beta\eta n} \rangle \langle e^{i(\varphi_{\alpha\gamma m} - \varphi_{\beta\eta n})} \rangle$. 由于随机相位的存在, 只有当下角标相等即 $\alpha = \beta, \gamma = \eta, m = n$ 时统计平均为非零值, 此时 $\langle \chi_{\alpha\gamma m} \chi_{\beta\eta n} \rangle = \langle \chi_{\alpha\gamma m}^2 \rangle = 2\sigma^2$, $\langle e^{i(\varphi_{\alpha\gamma m} - \varphi_{\beta\eta n})} \rangle = \langle e^{i0} \rangle = 1$. 经一系列繁琐的数学整理后有

$$I_s = \frac{4\pi^2 r_c^2 \sigma^2}{\rho_r c_r} \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{\gamma=1}^Q \sum_{\mu=1}^M \sum_{\nu=1}^M \sum_{m=1}^M \sqrt{\sin \theta_\mu} \sqrt{\sin \theta_\nu} \sin \theta_m \times \frac{|\psi_\mu(z_b) \psi_\nu^*(z_b) \psi_\mu(z_r) \psi_\nu^*(z_r)| |\psi_m(z_s)|^2 |\psi_m(z_b)|^2}{|\xi_m| \sqrt{\xi_\mu} (\sqrt{\xi_\nu})^* r_\alpha r'_{\alpha\gamma}} \times e^{i(a_\mu r'_{\alpha\gamma} - a_\nu r''_{\alpha\gamma}) - (2b_m r_\alpha + b_\mu r'_{\alpha\gamma} + b_\nu r''_{\alpha\gamma})}. \quad (14)$$

可见, 应用 (14) 式计算散射声场强度时, 计算量得到极大降低. 事实上, 散射声场空间相关性分析也可采取同样方法进行处理.

由空间相关系数公式:

$$R_s = \text{Re} \left(\frac{\langle P_{s_1} P_{s_2}^* \rangle}{\sqrt{\langle P_{s_1} P_{s_1}^* \rangle \langle P_{s_2} P_{s_2}^* \rangle}} \right). \quad (15)$$

可令分子中 $\langle P_{s_1} P_{s_2}^* \rangle = H_s(r_1, r_2, z_1, z_2)$, 而分母则为空间两点散射声场声压的均方根之积, 可通过 (14) 式求得. 令 $z_1 = z_2$, 得到散射声场水平空间相关系数, 此时

$$H_{sh}(r_1, r_2, z) = 8\pi^2 r_c^2 \sigma^2 \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{\gamma=1}^Q \sum_{\mu=1}^M \sum_{\nu=1}^M \sum_{m=1}^M \sqrt{\sin \theta_\mu} \sqrt{\sin \theta_\nu} \sin \theta_m \times \frac{|\psi_\mu(z_b) \psi_\nu^*(z_b) \psi_\mu(z_r) \psi_\nu^*(z_r)| |\psi_m(z_s)|^2 |\psi_m(z_b)|^2}{|\xi_m| \sqrt{\xi_\mu} (\sqrt{\xi_\nu})^* r_\alpha \sqrt{r'_{\alpha\gamma}} \sqrt{r''_{\alpha\gamma}}} \times e^{i(a_\mu r'_{\alpha\gamma} - a_\nu r''_{\alpha\gamma}) - (2b_m r_\alpha + b_\mu r'_{\alpha\gamma} + b_\nu r''_{\alpha\gamma})}, \quad (16)$$

式中的 $r'_{\alpha\gamma}$ 和 $r''_{\alpha\gamma}$ 分别表示两接收点到同一散射块的水平距离. 同样令 $r_1 = r_2$, 可得垂直空间相关系数, 此时

$$H_{sv}(r, z_1, z_2) = 8\pi^2 r_c^2 \sigma^2 \sum_{\alpha=1}^{\infty} \sum_{\gamma=1}^Q \sum_{\mu=1}^M \sum_{\nu=1}^M \sum_{m=1}^M \sqrt{\sin \theta_\mu} \sqrt{\sin \theta_\nu} \sin \theta_m \times \frac{|\psi_\mu(z_b) \psi_\nu^*(z_b) \psi_\mu(z_{r_1}) \psi_\nu^*(z_{r_2})| |\psi_m(z_s)|^2 |\psi_m(z_b)|^2}{|\xi_m| \sqrt{\xi_\mu} (\sqrt{\xi_\nu})^* r_\alpha r'_{\alpha\gamma}} \times e^{i(a_\mu r'_{\alpha\gamma} - a_\nu r'_{\alpha\gamma}) - (2b_m r_\alpha + b_\mu r'_{\alpha\gamma} + b_\nu r'_{\alpha\gamma})}. \quad (17)$$

获得 (16) 式和 (17) 式后, 将其代入 (15) 式, 不难发现常系数项均被消除, 只保留多重求和, 即散射声场的空间相关系数与相关半径 r_c 的值及随机振幅的分布参数无关.

在经海底散射的声场中, 不仅有沿镜反射方向传播的波, 还有沿其他方向传播的散射波, 镜反射方向传播的波是接收声场中确定性的相干分量, 而随机的散射波则为非相干分量, 所以海洋声场是相干分量与非相干分量之和, 表示为

$$P = P_r + P_s, \quad (18)$$

式中 P_r 表示相干分量, 它也可以用简正波表示; P_s 表示非相干分量, 其统计平均值为零. 当已知海底粗糙度与随机起伏量 $\zeta_m(r)$ 的定量关系时, 海洋中相干声场与散射声场相对强度变得有意义, 此时还可得到海底声散射引起的海洋声场声压的统计分布、振幅与相位起伏、空间相关特性等. 同样也可得海洋声场的强度和相关系数, 分别为

$$I = \frac{P_r P_r^* + \langle P_s P_s^* \rangle}{2\rho_1 c_1}, \quad (19)$$

$$R = \frac{\text{Re}(P_{r1} P_{r2}^* + \langle P_{s1} P_{s2}^* \rangle)}{\sqrt{(P_{r1} P_{r1}^* + \langle P_{s1} P_{s1}^* \rangle)(P_{r2} P_{r2}^* + \langle P_{s2} P_{s2}^* \rangle)}}. \quad (20)$$

讨论海洋声场的这些特性有便于分析散射声场对接收到的声场信号产生何种影响, 实现声场预报, 而且将有助于提高声纳设备的抗干扰能力.

4 数值示例

对于海底散射问题, 对某一浅海海域进行仿真, 可将其近似为 Pekeris 波导, 海面绝对软, 海底视为均匀液态半空间. 平均海水深度为 200 m, 密度取 1 g/cm^3 , 声速取 1508 m/s , 底部为砂质海底, 密度为 1.25 g/cm^3 , 声速为 1605 m/s . 发射频率为 300 Hz 的连续信号, 对于低频段, 海水介质衰减系数 α_w 和砂质海底纵波衰减系数 α_b 可分别由经验公式获得 [38]:

$$\alpha_w \approx \frac{1.09 \times 10^{-4} f^2}{1 + f^2} + \frac{4.07 \times 10^{-2} f^2}{4100 + f^2} + 3.01 \times 10^{-7} f^2, \quad (21)$$

$$\alpha_b = (0.25 \pm 0.01) f^{(2.16 \pm 0.04)}, \quad (22)$$

式中衰减系数单位为 dB/m , f 表示声波频率, 单

位为 kHz , 那么可得海水介质衰减系数约为 $9.92 \times 10^{-6} \text{ dB/m}$, 海底纵波衰减系数约为 0.02 dB/m . 海底表面粗糙度相关半径 $r_c = 20 \text{ m}$, 均方根粗糙度取 1 m , 随机振幅分布参数 $\sigma = 1$. 具体海洋环境示意图如图 3 所示. 声源位于海面下 10 m 处, 源级为 200 dB ; 接收点位于海面下 50 m 处, 距离声源水平距离 20 km . 在此环境下, 海底起伏度小于波长, 通过仿真也可知波导中传播的声线掠射角较小, 即满足 Lambert 定律的适用条件 [20].

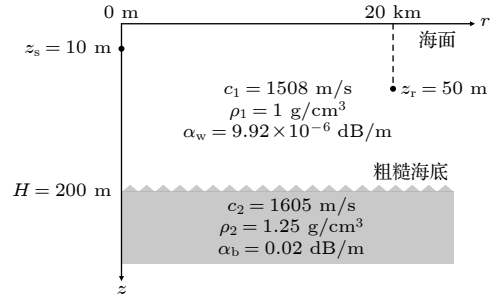


图 3 海洋环境示意图

Fig. 3. Schematic diagram of marine environment.

为了验证推导利用统计平均所推导的散射声场强度的理论公式是否正确, 先直接采用 (12) 式进行 1000 次的 Monte Carlo 实验, 同时获得散射声场声压振幅与相位统计分布, 如图 4 所示, 可见其与随机量 $\zeta_m(r)$ 选取的分布相吻合; 而后使用 (14) 式计算散射声场的强度, 结果见图 5. 在考虑半径为 50 km 内的海底表面散射区域时, Monte Carlo 实验的结果与理论公式所得结果几乎相同, 其中微小的差值是由于 Monte Carlo 方法本身造成的, 这个偏差可以忽略; 这两个结果对比也说明理论公式是正确的. 只是对于统计平均方法, 它进行的是数值计算, 所以会造成误差, 导致散射声场强度的结果是个复数, 存在非常微小的虚部量, 对此取其实际部即可. 而且从图 5(b) 可以发现, 随着考虑的海底散射区域的逐渐增加, 散射声场强度逐渐趋于一个稳定值, 这说明对于海底声散射问题, 可以根据接收点的位置确定所需要考虑的散射区域而不是整个海底, 在这个区域之外发生的散射对接收点的声场的影响很微弱, 可以忽略不计. 所以当接收点距声源水平距离 20 km 处时, 可以看出此时考虑 50 km 以内的散射区域就已足够.

另外, 通过统计处理的方法还可以计算出不同水平距离处的散射声场强度, 从而获得散射声场的

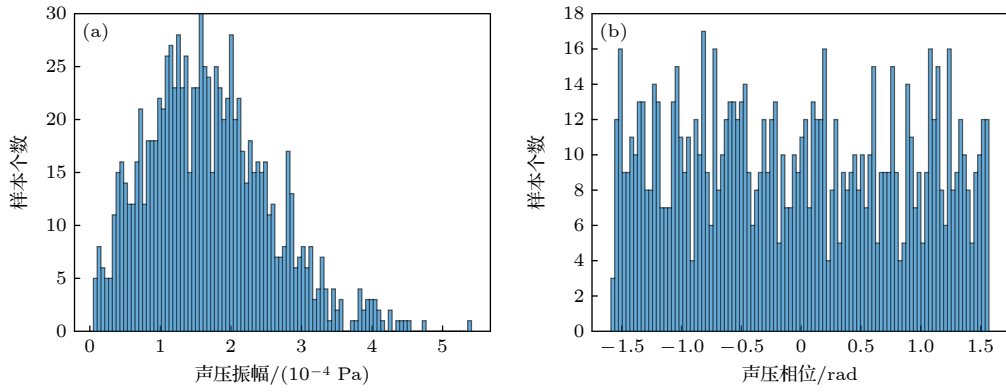


图 4 散射声场声压振幅与相位统计分布图 (a) 振幅; (b) 相位

Fig. 4. Statistical distribution of the sound pressure amplitude and phase of scattered sound field: (a) Amplitude; (b) phase.

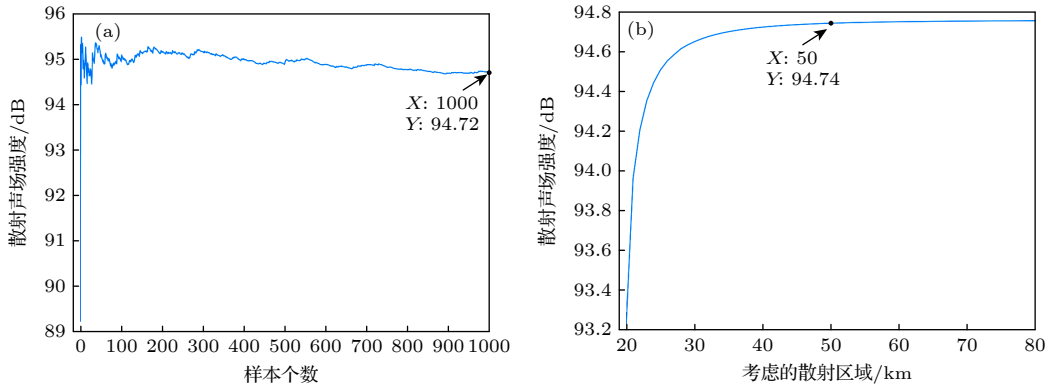


图 5 散射声场强度对比 (a) Monte Carlo 方法; (b) 统计处理方法

Fig. 5. Comparison of scattered sound field intensity: (a) Monte Carlo method; (b) statistical averaging methods.

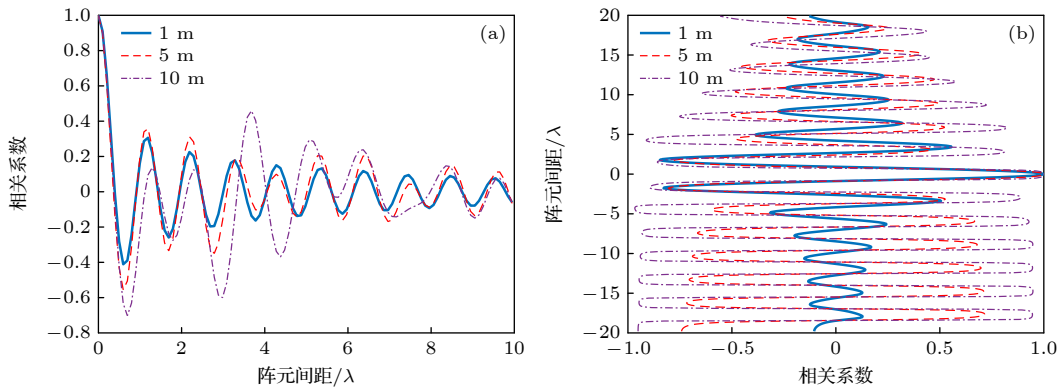


图 6 不同海底粗糙度下散射声场空间相关系数 (a) 水平方向; (b) 垂直方向

Fig. 6. Spatial correlation coefficient of scattered sound field under different seafloor roughness: (a) Horizontal direction; (b) vertical direction.

传播损失特性进行散射声场预报. 对于主动声纳来说, 散射声场信号是背景干扰, 如果接收机检测处理的是声压信号, 它会造成声信号幅度与相位的随机起伏; 如果是强度信号, 它会造成强度增大. 为了揭示散射声场的空间相关特性, 计算散射声场的空间相关系数, 结果如图 6 所示, 图中 λ 表示声波波长.

在海底粗糙度小于波长的情况下, 对于散射声场而言, 无论是水平相关系数还是垂直相关系数都随着阵元间距增加有着周期性振荡衰减的变化规律, 且后者振荡周期要更大 (即空间相关半径更大), 衰减也更慢, 这意味着接收系统的垂直阵元间距应该大于水平阵元间距, 以获得更高的阵增益. 但随着海底起伏度的不断增大, 海底对散射声波的

传播的限制效果会越强, 此时对于某点处接收到的散射声场而言有贡献的海底范围逐渐减小, 散射声场开始减弱, 进而造成水平和垂直相关系数振荡幅度逐渐增大, 水平相关系数振荡周期逐渐减少, 而垂直相关系数在接收点靠近海底时不再发生衰减.

5 结 论

海底散射声场的空间特性是影响声纳性能的重要参数之一. 为了获取海底散射声场的传播损失特性, 揭示散射声场空间相关特性与海底粗糙度大小的内在联系, 本文基于简正波理论, 采用 Lambert 海底散射模型, 并在海面平整、海底粗糙度均匀各向同性的假设下, 建立了浅海粗糙海底声散射模型, 给出了水平分层介质波导中粗糙海底散射声场声压的简正波表示. 利用 Monte Carlo 实验和统计处理方法得到一致的散射声场强度, 验证了理论模型的正确性. 基于本文模型, 数值分析了不同粗糙度海底的散射声场空间相关特性, 垂直和水平两个特殊方向上声场空间相关特性的数值研究表明, 在小起伏度海底条件下相关系数均随阵元间距增大而周期性振荡衰减, 并且在垂直方向上, 其振荡周期更大, 衰减更慢; 而随着海底起伏度不断增加, 导致散射声场减弱, 两个方向上相关系数的振荡幅度均会增大, 且垂直方向受到的影响更加明显. 散射声场空间相关特性的特点意味着应将阵元间距作为声纳设计的重要参数. 应用本文模型还可以得到散射声场的复声压, 因此为水中随机声场的模拟提供了途径, 结合 Monte Carlo 方法可以得到水中声场声压振幅与相位的起伏率.

文中所用粗糙海底声散射建模方法很容易推广至粗糙海面声散射建模中, 只需将海底散射模型替换为海面散射模型, 因此也可以同时考虑随机起伏海面与不平整海底的声散射. 由于本文主要内容为粗糙界面散射声场建模, 因此界面的散射模型简单选取 Lambert 定律, 这难免会出现模型适用性降低的情况. 在未来工作中, 对于不同声速分布、不同海底底质、不同频率、不同海底掠射角, 将尝试不同的散射模型, 并与实验数据作对比, 研究不同散射模型的适用性.

参考文献

- [1] Liu B S, Huang Y W, Chen W J, Lei J Y 2019 *Principles of Underwater Acoustics* (3rd Ed.) (Beijing: Science Press) p341
- [2] Urick R J 1954 *J. Acoust. Soc. Am.* **26** 231
- [3] Urick R J, Saling D S 1962 *J. Acoust. Soc. Am.* **34** 1721
- [4] Barry W, Jackson D, Schultz J 1978 *Proceedings of IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing* Tulsa, USA, April 10–12, 1978 p152
- [5] Jackson D R, Baird A M, Crisp J J 1986 *J. Acoust. Soc. Am.* **80** 1188
- [6] Greaves R J, Stephen R A 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **101** 193
- [7] Tang D, Jin G, Jackson D R 1994 *J. Acoust. Soc. Am.* **96** 2930
- [8] Tang D, Frisk G V, Sellers C J 1995 *J. Acoust. Soc. Am.* **98** 508
- [9] Thorsos E I, Williams K L 2001 *IEEE J. Oceanic. Eng.* **26** 4
- [10] Thorsos E I, Williams K L, Tang D 2006 *J. Acoust. Soc. Am.* **120** 3096
- [11] Williams K L, Jackson D R, Tang D 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 2511
- [12] Holland C W, Hollett R, Troiano L 2000 *J. Acoust. Soc. Am.* **108** 997
- [13] Williams K L, Jackson D R, Tang D 2009 *IEEE J. Oceanic. Eng.* **34** 388
- [14] Pecknold S, Binder C M, Badiy M 2019 *J. Acoust. Soc. Am.* **146** 2796
- [15] Yu S, Liu B, Yu K 2021 *Proceedings of IEEE/OES China Ocean Acoustics (COA)* Harbin, China, July 14–17, 2021 p86
- [16] Hines P C, Osler J C, MacDougald D J 2005 *J. Acoust. Soc. Am.* **117** 3504
- [17] La H, Choi J W 2010 *J. Acoust. Soc. Am.* **127** 160
- [18] Hefner B T, Hodgkiss W S 2018 *J. Acoust. Soc. Am.* **144** 1948
- [19] Бреховских И М (translated by Department of Oceanophysics Shandong College of Oceanology, Laboratory of Underwater Acoustic Institute of Acoustics Chinese Academy of Science) 1983 *Fundamentals of Ocean acoustics* (Beijing: Science Press) pp365–367 (in Chinese) [布列霍夫斯基 И М 著 (山东省海洋学院海洋物理系, 中国科学院声学研究所水声研究室 译) 1983 海洋声学 (北京: 科学出版社) 第 365—367 页]
- [20] Schmidt P B 1971 *J. Acoust. Soc. Am.* **50** 326
- [21] Ellis D D, Crowe D V 1991 *J. Acoust. Soc. Am.* **89** 2207
- [22] Caruthers J W, Novarini J C 1993 *IEEE J. Oceanic. Eng.* **18** 100
- [23] Hou Q N, Wu J R 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 044301 (in Chinese) [侯倩男, 吴金荣 2019 物理学报 **68** 044301]
- [24] Jackson D R, Winebrenner D P, Ishimaru A 1986 *J. Acoust. Soc. Am.* **79** 1410
- [25] Kuo E Y T 1964 *J. Acoust. Soc. Am.* **36** 2135
- [26] Kuperman W A, Schmidt H 1986 *J. Acoust. Soc. Am.* **79** 1967
- [27] Kuo E Y T 1992 *IEEE J. Oceanic. Eng.* **17** 159
- [28] Essen H H 1994 *J. Acoust. Soc. Am.* **95** 1299
- [29] Broschat S L, Thorsos E I 1997 *J. Acoust. Soc. Am.* **101** 2615
- [30] Gragg R F, Wurmser D, Gauss R C 2001 *J. Acoust. Soc. Am.* **110** 2878
- [31] Soukup R J, Canepa G, Simpson H J 2007 *J. Acoust. Soc. Am.* **122** 2551
- [32] Jackson D 2013 *Proceedings of Meetings on Acoustics* Montreal, Canada, June 2–7, 2013 p070001
- [33] Jackson D, Olson D R 2020 *J. Acoust. Soc. Am.* **147** 56
- [34] Wang D Z, Shang E C 2013 *Hydroacoustics* (2nd Ed.) (Beijing: Science Press) p297 (in Chinese) [汪德昭, 尚尔昌 2013 水声学 (第二版) (北京: 科学出版社) 第 297 页]

- [35] Grigor'ev V A, Kuz'kin V M, Petnikov B G 2004 *Acoust. Phys.* **50** 37
- [36] Grigor'ev V A, Katsnel'son B G, Kuz'kin V M 2001 *Acoust. Phys.* **47** 35
- [37] McKinney C M, Anderson C D 1964 *J. Acoust. Soc. Am.* **36** 158
- [38] Ren C, Huang Y W, Xia Z 2022 *Acta Phys. Sin.* **71** 024301 (in Chinese) [任超, 黄益旺, 夏峙 2022 物理学报 **71** 024301]

Acoustic scattering modeling and sound field characteristics of rough seafloor in shallow sea*

Wang Lei¹⁾²⁾³⁾ Huang Yi-Wang^{1)2)3)†} Guo Lin⁴⁾ Ren Chao¹⁾²⁾³⁾

1) (National Key Laboratory of Underwater Acoustic Technology, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

2) (Key Laboratory of Marine Information Acquisition and Security (Harbin Engineering University),

Ministry of Industry and Information Technology, Harbin 150001, China)

3) (College of Underwater Acoustic Engineering, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China)

4) (Shanghai Acoustics Laboratory, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201815, China)

(Received 12 September 2023; revised manuscript received 6 November 2023)

Abstract

Acoustic scattering is an important part of ocean acoustics, and the acoustic scattering caused by the unevenness of the seafloor surface is one of the reasons for the fluctuation of acoustic propagation in the ocean. In order to solve the acoustic scattering problem of sea bottom surface roughness, normal wave theory is used to model the acoustic field. To simplify the problem, Lambert's law is used to establish the seafloor rough scattering model in horizontal layered shallow sea waveguides, and the scattering field is assumed to be isotropic in the horizontal direction. Based on this model, the amplitude distribution and the phase distribution of the scattered sound pressure are obtained, and the intensity of the scattered sound field and its spatial correlation coefficient are simulated numerically. The prediction of the scattered sound field under rough interface conditions is realized, and the variation of the spatial characteristics of the scattered sound field with the roughness of the seafloor is revealed. The results show that when Lambert's law is used to describe the rough interface acoustic scattering and when the seafloor roughness is smaller than the wavelength, the spatial correlation coefficient of the scattered sound field at two different positions in space has a change rule of periodic oscillation attenuation with the increase of spatial distance, and in the vertical direction, the oscillation period is larger and the attenuation is slower. When the roughness increases, the oscillation amplitude of the horizontal and the vertical correlation coefficient gradually increase, the oscillation period of the horizontal correlation coefficient gradually decreases, and the vertical correlation coefficient no longer attenuates in the direction near the seafloor, which is the result of the weakening of the seafloor acoustic scattering. The model theory in this paper can also be extended to the acoustic scattering modeling of rough sea surface. For the case of non-horizontal seabed, the scattered sound field of the rough interface in the waveguide can be obtained by using coupled normal wave or adiabatic normal wave theory.

Keywords: seafloor acoustic scattering, normal wave, Lambert's law, spatial correlation

PACS: 43.20.+g, 43.30.+m, 43.30.Hw

DOI: [10.7498/aps.73.20231472](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231472)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12074088).

† Corresponding author. E-mail: huangyiwang@hrbeu.edu.cn



浅海粗糙海底声散射建模及声场特性

汪磊 黄益旺 郭霖 任超

Acoustic scattering modeling and sound field characteristics of rough seafloor in shallow sea

Wang Lei Huang Yi-Wang Guo Lin Ren Chao

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 034301 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231472

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231472>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

浅海周期起伏海底环境下的声传播

Sound propagation in shallow water with periodic rough bottom

物理学报. 2021, 70(3): 034302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201233>

倾斜弹性海底条件下浅海声场的简正波相干耦合特性分析

Coherent mode coupling in shallow water overlaying sloping elastic ocean bottom

物理学报. 2021, 70(21): 214304 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211013>

浅海小掠射角的海底界面声反向散射模型的简化

Simplification of roughness bottom backscattering model at small grazing angle in shallow-water

物理学报. 2019, 68(4): 044301 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181475>

宽频带海洋环境噪声矢量场空间相关特性建模

Modeling of spatial correlation characteristics of broadband ocean ambient noise vector field

物理学报. 2022, 71(2): 024301 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211518>

利用海洋环境噪声空间特性估计浅海海底分层结构及地声参数

Estimating structure and geoacoustic parameters of sub-bottom by using spatial characteristics of ocean ambient noise in shallow water

物理学报. 2019, 68(21): 214303 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190824>

表面声道对深海风成噪声垂直空间特性的影响规律

Influence of surface duct on the vertical spatial characteristics of wind-generated noise in deep ocean

物理学报. 2019, 68(2): 024302 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181794>