

* 学术论文 *

海面波浪对空气中声源激发的浅海声场的影响*

鄢 锦 张仁和

中国科学院声学研究所, 声场声信息国家重点实验室, 北京 100080

摘要 耦合简正波方法被用于计算存在海面波浪时空中声源激发的浅海声场特性. 该耦合方法采用波束位移射线简正波理论与水平分段耦合处理方法. 声场计算时选取 Pekeris 型浅海模型, 声源频率选为 100 Hz, 高度为 100 m, 水下接收器深度为 30 m, 声源与接收器距离在 5 km 内. 计算表明: 5 m/s 风速下风浪对接收到的平均声压和均方声压影响较小; 10 m/s 风速下风浪将使接收到的平均声压下降约 5 dB, 而接收到的均方声压则增加约 1 dB.

关键词 浅海声场 耦合简正波 海面波浪

空气中声源激发的水下声场问题已引起不少研究者的注意. 假设空气和海水均为均匀半无限空间且界面水平, 则由空中点声源引起的水下声场可表示为折射波与侧面波的和, 简单的数学公式可近似给出水下接收点的声压值^[1]. Medwin 等^[2]分析了空气中声波经粗糙海面入射到水下的声透射问题, 指出海面起伏由小变大时, 水下接收声压的相干部分将变小而非相干部分将增大, 但他们给出的均方声压与实验结果有较大差别. Meecham^[3]分析了高频声波的透射问题, 指出海面起伏将导致小掠射角方向接收到的均方声压显著增强, 最大可超过 10 dB. Lubard 等^[4]则进行了声透射实验, 结果表明随声波频率和海面起伏的增大, 水下接收到的透射声强将增大.

空气中声源激发的近距离深海水下声场问题可近似为两均匀液体间声透射问题. 考虑到海水的深度分层及海底影响, 空气中声源激发的浅海远距离声场问题要比两均匀液体间的声透射问题复杂^[5], 水下声场的求解须采用数值方法, 如波数积分方法^[6]等. Chapman 等^[7,8]对这一问题进行了研究, 并提出了简正波方法及其他近似解法, 但他们假设海面是水平的, 没有考虑海面波浪对水下声场的影响.

由于海表波浪的存在, 空气中声源入射到海水

中的声波能量将变化, 同时声波在水下远距离传播时由边界引起的散射损失也加大. 海表波浪对空气中声源激发的水下远距离处声场的影响问题还没见报道. Kuperman 和 Schmidt 等^[9,10]结合波数积分方法和微扰理论研究了粗糙界面对波导内声场影响, 他们将波导内声场分为平均场和散射场(混响场)的和, 并给出了相应的计算方法及程序 OASES^[6]. OASES 可计算存在海表波浪时空气中声源激发的水下声场, 但由于采用了微扰近似, 原则上要求海面起伏的均方高度远小于空气中声波波长. 若海表风浪较大或声波频率较高, 海面起伏高度可与声波在空气中的波长相当或大于后者, 此时 OASES 计算结果值得怀疑.

1 波束位移射线简正波(BDRM)方法

考虑空气中声源激发的浅海声场问题. 空气假设为均匀的, 其声速 c_a 和密度 ρ_a 为常数. 海水和海底假设为水平分层介质. 海水密度为 ρ_w , 声速 $c_w(z)$ 与深度有关, 海底位于 $z = -D$. 简谐点源激发的声压场满足方程

$$(\nabla^2 + k^2(z))P(r, z) = -\frac{\delta(r)\delta(z - z_s)}{2\pi r}, \quad (1)$$

这里 P 为复声压(略去了时间依赖关系 $e^{-i\omega t}$),

2002-08-19 收稿, 2002-10-14 收修改稿

* 中国科学院声学研究所所长择优基金资助项目

E-mail: yj@farad.ioa.ac.cn

$k(z) = \omega/c(z)$, 声源坐标为 $(0, z_s)$.

海水中声压场可近似表示为简正波的和

$$P(r, z) = \frac{i}{4\rho_a} \sum_n \phi_n(z_s) \phi_n(z) H_0^{(1)}(k_n r), \quad (2)$$

其中, $n=1, 2, 3, \dots$ 为简正波号数, $\phi_n(z)$ 为简正波的模态函数, k_n 为简正波的水平波数, 满足如下的本征方程

$$\frac{d^2}{dz^2} \phi_n(z) + (k^2(z) - k_n^2) \phi_n(z) = 0 \quad (3)$$

及相应的海底与海面处连续性条件.

由波束位移射线简正波理论^[11,12], 简正波水平波数 k_n 可由下式求得

$$2 \int_{z_b}^{z_a} \sqrt{k^2(z) - k_n^2} dz + \varphi_a(k_n) + \varphi_b(k_n) - \text{iln} | V_a(k_n) V_b(k_n) | = 2(n-1)\pi. \quad (4)$$

上式中, z_a 和 z_b 分别为第 n 号简正波本征声线的上下反转点深度, φ_a 和 φ_b 为对应的反射相移, 而 V_a 和 V_b 为海面和海底反射系数. 文献[11, 12]给出了该方程详细的解法.

得到水平波数 k_n 后, 简正波本征函数在水下部分可由 WKBZ 方法给出^[11,12], 而在空气中的部分则可近似为

$$\phi_n(z) = \frac{i\rho_a}{\rho_w \sqrt{k_a^2 - k_n^2}} \phi'_n(0^-) \exp(i \sqrt{k_a^2 - k_n^2} z), \quad (z \geq 0), \quad (5)$$

其中, $k_a = \omega/c_a$.

选用 Pekeris 浅海模型, 海深为 75 m, 海水声速为 1500 m/s; 海底声速为 1650 m/s, 密度为 1800 kg/m³, 衰减为 0.24 dB/(kHz·m); 空气声速为 340 m/s. 声源位于海面上 100 m, 声波频率为 100 Hz, 水下接收器深度为 30 m. 图 1 给出了水下不同距离处声波的传播衰减, 其中, 实线为 BDRM 方法计算结果, 虚线为 OASES 计算结果. 比较可发现, 两方法计算结果符合得很好, 仅在近距离处 (300 m 内) 存在小的差别, 这一小的差别是由于耦合简正波计算仅包涵有限号简正波而引起的 (共计算了 16 号简正波, 其水平相速度在 1500 ~ 40000 m/s 之间).

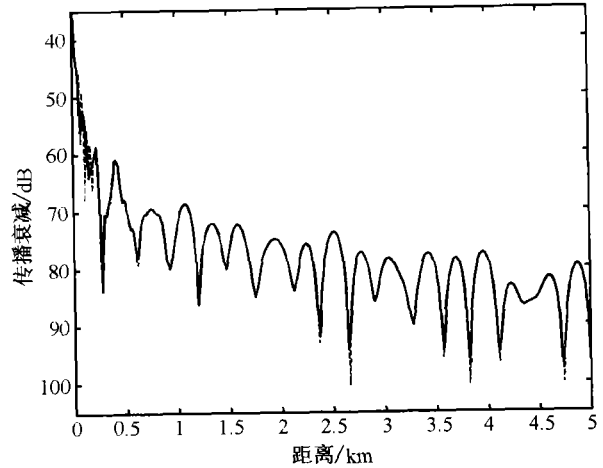


图 1 无海面波浪时声波由水上入射到浅海中的传播衰减. 实线为 BDRM 方法计算结果, 虚线为 OASES 计算结果. 声波频率为 100 Hz, 声源位于海面上 100 m, 水下接收器深度为 30 m

2 耦合简正波计算

考虑如图 2 所示的波导中声传播问题. 该波导包含空气和海水, 其上边界 $z = H$ 为空气 (该边界选取有任意性, 声波在该边界上无反射), 下边界 $z = -D$ 为海底, 起伏海面高度为 $z = s(r)$. 仿照 Evans 等^[13,14]的水平分段耦合处理, 将该波导沿水平方向分段, 各段内空气和海水界面被认为是水平的, 而段间有变化. 在第段内声场可表示为局地简正波 $\phi_m(z)$ 的和^[13-15]

$$P^j(r, z) = \sum_m [a_m^j \overline{H1}_m^j(r) + b_m^j \overline{H2}_m^j(r)] \phi_m^j(z). \quad (6)$$

上式中, $\overline{H1}_m^j(r)$ 和 $\overline{H2}_m^j(r)$ 为 Hankel 函数的比值^[13-15]. a_m^j 与 b_m^j 可根据连续性条件等得出. 实际

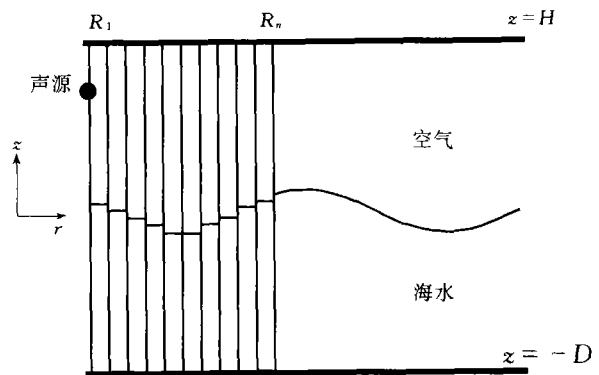


图 2 海表波浪存在时空气中声源激发的浅海声场问题

上反向散射常可忽略 ($b'_m \approx 0$), 仅需计算 a'_m , 而(6)式可近似为

$$P'(r, z) = \sum_m a'_m \overline{H1'_m(r)} \phi'_m(z). \quad (7)$$

海面波浪可由随机过程模拟. 假设波浪具有方向性, 其方向与声波水平传播方向一致, 其空间波数谱由充分成长波浪的 Pierson-Moskowitz 谱给出^[16]

$$S(K) = \frac{\alpha}{4 |K|^3} \exp\left[-\frac{\beta g^2}{|K|^2 u^4}\right], \quad (8)$$

其中 K 为空间波数, u 为风速, $g = 9.81 \text{ m/s}^2$, $\alpha = 0.0081$, $\beta = 0.74$. 由(8)式及随机过程模拟可给出不同风速条件下海面起伏随距离的变化. 图3给出了风速 5 m/s 和 10 m/s 时海面起伏的随机实现.

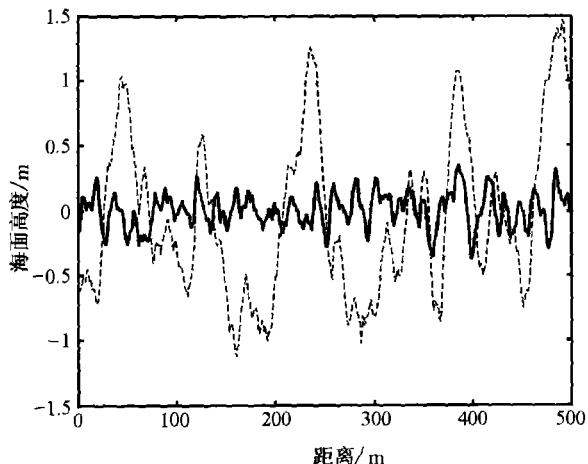


图3 海面波浪的随机实现

实线对应的风速为 5 m/s, 虚线对应的风速为 10 m/s

声场计算时, 波导上边界选在平均海面上 120 m, 海面起伏由随机过程模拟, 其他参数与上节相同. 波导沿水平方向每 1 m 间隔被分为一段, 每段内局地简正波由波束位移射线简正波方法计算, 共计算 16 号简正波, 其水平相速度在 1500 ~ 40000 m/s 之间, 各段内声压分布由(7)式给出.

图4给出了风速 5 m/s 时不同海浪实现对应的声传播衰减, 同时还给出了无波浪时的声传播衰减以作为参考. 由图可发现海面波浪将引起声传播衰减的明显起伏, 差别可达 15 dB, 这显著高于声源位于水下时海浪引起的声传播起伏^[16]. 图5给出了风速 10 m/s 时不同海浪实现对应的声传播衰减, 此时, 海面波浪引起的声传播衰减变化可达 25 dB.

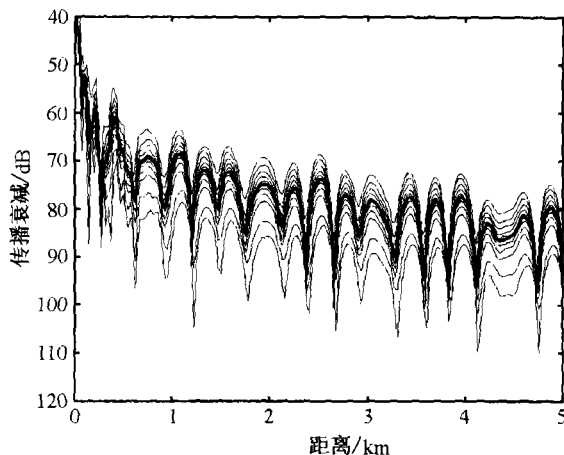


图4 风速 5 m/s 时不同波浪实现对应的声传播衰减(细线)及无海面波浪时声传播衰减(粗线)

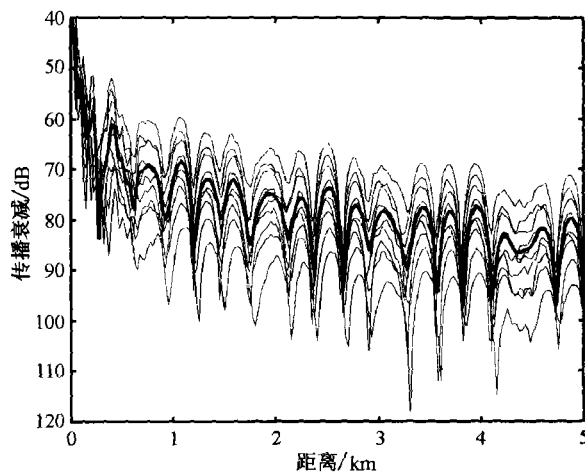


图5 风速 10 m/s 时不同波浪实现对应的声传播衰减曲线(细线)及无海面波浪时声传播衰减(粗线)

3 水下声场统计

重复模拟海面波浪并计算相应的水下声场分布 100 次, 并对结果进行统计. 图6给出了风速 5 m/s 时的水下接收的平均声压 $\langle P(r, z) \rangle$ 衰减曲线及均方声压 $\langle |P(r, z)|^2 \rangle$ 衰减曲线, 同时还给出了无海面波浪时的声传播衰减以作为参考. 结果显示这 3 条曲线差别较小, 说明风速 5 m/s 时海浪对水下平均声压及均方声压影响较小. 值得注意的是在风速 5 m/s 的风浪下, 均方声压比无风浪时略有增长. 图7给出了风速 10 m/s 时的水下接收的平均声压衰减曲线及均方声压衰减曲线. 与无海面波浪时结果比较, 均方声压的变化较小, 约增长 1 dB; 而平均声压则变化较大, 约下降 5 dB.

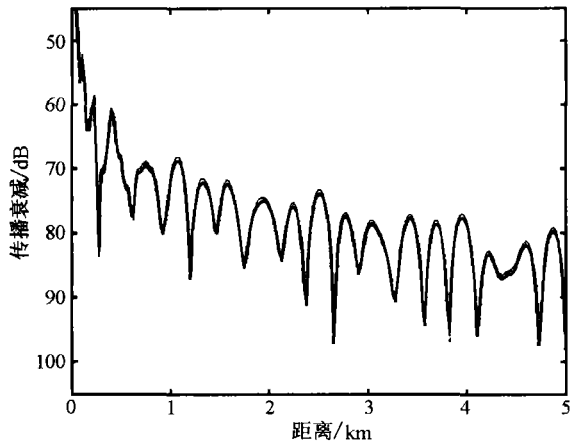


图6 风速 5 m/s 时的平均声压衰减曲线(粗线)、均方声压衰减曲线(细线)及无波浪时声传播衰减(虚线)

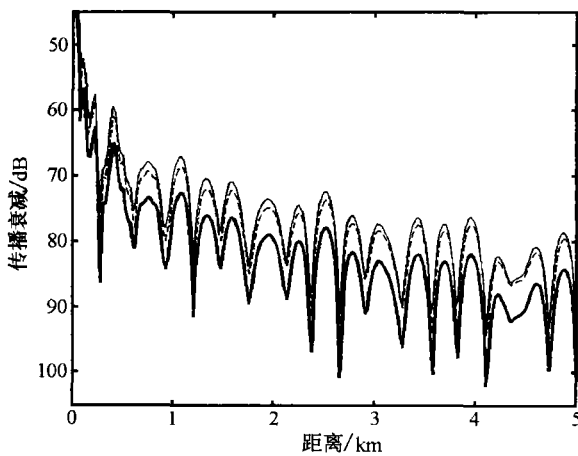


图7 风速 10 m/s 时的平均声压衰减曲线(粗线)、均方声压衰减曲线(细线)及无波浪时声传播衰减(虚线)

考虑到 Medwin^[2~4] 等工作, 上面的计算结果是可以理解的. 对声波由空气入射到水下的声透射问题, Medwin 等研究表明海面起伏变大时, 水下接收声压的相干部分将变小, 而接收到的均方声压则增强. 声波入射到水下后, 部分能量将被束缚在水层内而传播至远距离. 因而风浪较大时, 浅海远距离接收的平均声压减小而均方声压增强.

图8给出了不同风浪条件下水下接收声信号的对数强度起伏. 风速 5 m/s 时, 水下接收声信号的对数强度起伏平均约为 4 dB; 风速加大到 10 m/s 时, 对数强度起伏平均约为 5.5 dB.

图9给出了耦合简正波计算的平均声压与 OASES 的计算结果. OASES 计算时, 海面起伏谱同

样由 Pierson-Moskowitz 谱给出. 图9的结果表明, 在两种风浪条件下, 两种计算方法给出的远距离处(距离大于 300 m)平均声压吻合得很好.

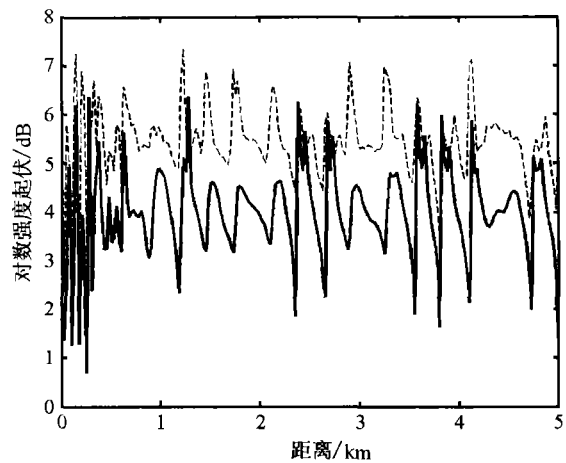


图8 风速 5 m/s 时水下接收信号的对数强度起伏(实线)和风速 10 m/s 时水下接收信号的对数强度起伏(虚线)

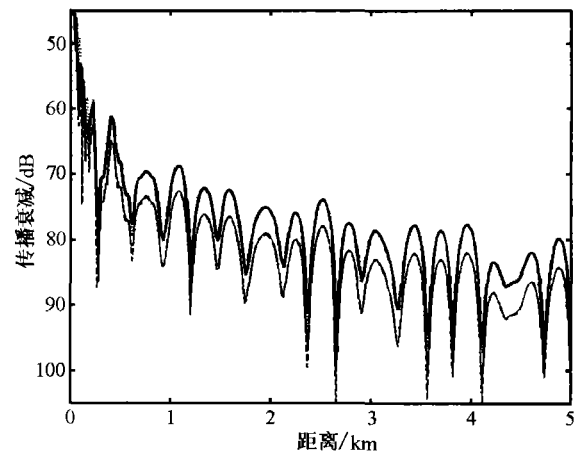


图9 平均声压计算结果比较

粗线: 耦合简正波方法计算的 5 m/s 风速下平均声压; 细线: 耦合简正波方法计算的 10 m/s 风速下平均声压; 点线: OASES 计算的 5 m/s 风速下平均声压; 虚线: OASES 计算的 10 m/s 风速下平均声压

OASES 还可计算散射场强度, 进而可得出总场平均强度(均方声压). 图10给出了耦合简正波计算的均方声压与 OASES 的计算结果. 在 5 m/s 风速下, 两种计算方法给出的结果基本一致, 其小的差别(小于 1 dB)可能是由于两种方法采用不同的近似而引起的. 在 10 m/s 风速下, 两种方法给出的结果差别明显, 达到 5 dB. 实际上, 10 m/s 风速时海面起伏的均方根高度为 0.53 m, 微扰近似已不适用, 因而此时 OASES 可能给出错误结果.

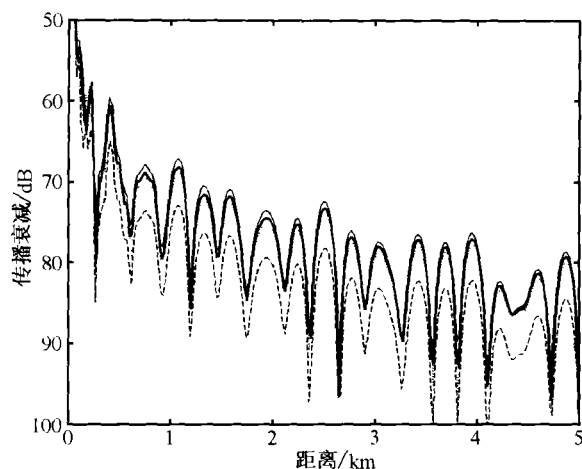


图10 均方声压计算结果比较

粗线: 耦合简正波方法计算的 5 m/s 风速下均方声压; 细线: 耦合简正波方法计算的 10 m/s 风速下均方声压; 点线: OASES 计算的 5 m/s 风速下均方声压; 虚线: OASES 计算的 10 m/s 风速下均方声压

4 总结

本文用耦合简正波方法计算了存在海面风浪时空中声源激发的浅海声场特性, 该耦合方法采用波束位移射线简正波理论与水平分段耦合处理方法. 声场计算时选取 Pekeris 型浅海模型, 声源频率选为 100 Hz, 高度为 100 m, 水下接收器深度为 30 m, 声源与接收器距离在 5 km 内. 计算表明: 5 m/s 风速下风浪对接收到的平均声压和均方声压影响较小; 10 m/s 风速下风浪将使接收到的平均声压下降约 5 dB, 而接收到的均方声压则增加约 1 dB.

参 考 文 献

- 1 Brekhovskikh L M. *Waves in Layered Media*. New York: Academic, 1980
- 2 Medwin H, et al. Helmholtz-Kirchhoff theory for sound transmission through a statistically rough plane interface between dissimilar fluids. *J Acoust Soc Am*, 1972, 51: 1083
- 3 Meecham W C. High frequency model for sound transmission from an airborne source into the ocean. *J Acoust Soc Am*, 1976, 60: 339
- 4 Lubard S C, et al. Experimental investigation of acoustic transmission from air into a rough ocean. *J Acoust Soc Am*, 1976, 60: 1048
- 5 Urick R J. Noise signature of an aircraft in level flight over a hydrophone in the sea. *J Acoust Soc Am*, 1972, 52: 993
- 6 Schmidt H. *OASES; Version 2.2. User Guide and Reference Manual*. Boston: Massachusetts Institute of Technology, 1999
- 7 Chapman D M F, et al. The normal-mode theory of air-to-water sound transmission in the ocean. *J Acoust Soc Am*, 1990, 87: 601
- 8 Chapman D M F, et al. Modeling air-to-water sound transmission using standard numerical codes of underwater acoustics. *J Acoust Soc Am*, 1992, 91: 1904
- 9 Kupeman W A, et al. Self-consistent perturbation approach to rough surface scattering in stratified elastic media. *J Acoust Soc Am*, 1989, 86: 1511
- 10 Schmidt H, et al. Spectral representations of rough interface reverberation in stratified ocean waveguides. *J Acoust Soc Am*, 1995, 97: 2199
- 11 张仁和, 等. 浅海声传播的波束位移射线简正波理论. *中国科学, A 辑*, 1991, 3: 241
- 12 彭朝晖, 等. 基于 WKBZ 理论的耦合简正波-抛物方程理论. *中国科学, A 辑*, 2001, 31(2): 165
- 13 Evans R B. A coupled mode solution for acoustic propagation in a waveguide with stepwise depth variations of a penetrable bottom. *J Acoust Soc Am*, 1983, 74: 188
- 14 Evans R B, et al. The Periodic extension of stepwise coupled modes. *J Acoust Soc Am*, 1985, 77: 983
- 15 Jensen F B, et al. *Computational Ocean Acoustics*. New York: AIP Press, 1994
- 16 Norton G V, et al. On the relative role of sea-surface roughness and bubble plumes in shallow-water propagation in the low-kilohertz region. *J Acoust Soc Am*, 2001, 110: 2946