

在具有粗糙界面的表面声道中的声传播

G. R. Barnard and R. L. Deavenport

奥斯汀德克萨斯大学应用研究室, 奥斯汀德克萨斯

本文研究了具有粗糙界面的表面声道中的声传播。用广义相积分近似计算了由于泄漏和表面粗糙引起的复本征值。对双线性声速剖面计算了传播损失随距离的变化关系并与实验数据进行了比较。

引 言

当海面附近存在混合等温水层时, 形成了表面声道。于是小的正声速梯度将向下发展到主温跃层, 海洋表面与温跃层之间波导的典型厚度为 30 米—100 米。图 1 给出了表面声道的示意图。

1945 年和 1946 年 Furry^[1,2] 对双线性剖面发展了波动理论。这是为对流层电磁波传播而做的。1950 年 Marsh^[3] 在他的博士论文中, 把 Furry 的模型应用到海洋表面声道中。1955 年^[4] 由 Marsh 和 Schulkin 报道的 AMOS 计划*同样论述了海洋表面声道。Pedersen 和 Gordon 修正并进一步论述了 Marsh 的工作, 为简正波解发展了计算机程序。

† Work performed while at Woods Hole Oceanographic Institution.

- [1] E. L. Murphy, J. Acoust. Soc. Am. 43, 610-618 (1968).
- [2] E. L. Murphy, J. Acoust. Soc. Am. 47, 899-908 (1970).
- [3] B. D. Secker and J. B. Keller, J. Acoust. Soc. Am. 31, 206-216 (1959), Secs. 3 and 4.
- [4] S. C. Miller Jr. and R. H. Good Jr., Phys. Rev. 91, 174-179 (1953).
- [5] L. M. Brekhovskikh, Waves in Layered Media (Academic, New York, 1960).
- [6] J. Heading, An Introduction to Phase-Integral Methods (Methuen, London, 1962).
- [7] Handb. Math. Func. Natl. Bur. Stand. Appl. Math. Ser. 55 (1964).
- [8] J. A. Davis, "Extended Modified ray-theory field in bounded and unbounded inhomogeneous media," to be published.
- [9] M. A. Pedersen and D. F. Gordon, J. Acoust. Soc. Am. 51, 323-368 (1972).
- [10] I. Tolstoy and C. S. Clay, Ocean Acoustics (McGraw-Hill, New York, 1966).

译自 J. A. S. A Vol.56, No.6 1974 年

秦德林 张学琦译 朱柏贤校

* 为声学、气象学、海洋学观测计划的缩写——校注

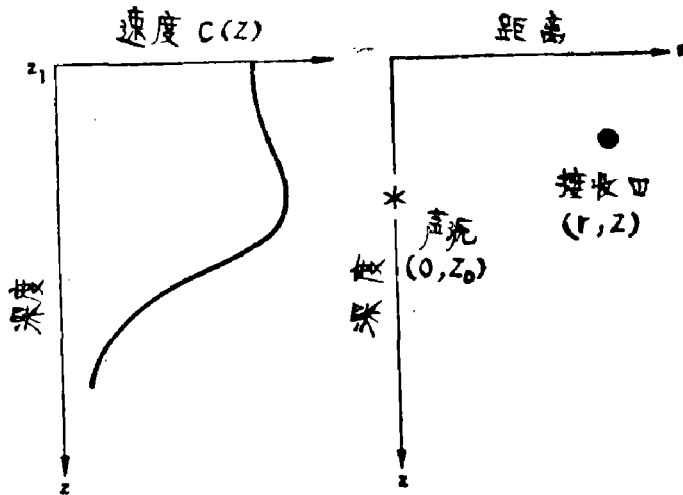


图 1 给出了声源和接收器位置的波导图

Bucher^[6] 发展了在具有粗糙表面的表面波道中一般传播问题的理论。他的理论同实验数据符合得很好。应当指出 Bucher 不得不假定每弹跳一次的损失比文献中报道的值小得多(对极限射线)。

海军临时水面舰艇模型 (NISS M) II^[7] 把它的表面声道模型建立在经验的 AMOS 方程上, 该方程有修正的反射损失和附加的低频截止项。

以上的参考文献肯定不是表面波导中传播损失的全部论述, 确切地说乃是描述了作者研究的历史道路。

当考虑散射对波导传播的影响时, 应研究 Schulkin^[8], Clay^[9] 和 Lysanov^[10] 的工作。因为作者们不相信经典的射线理论 (Hadamard 的特征理论) 适用于检验声传播问题, 所以只给出几篇射线理论参考文献^[12-16]。然而, Wentzel-Brillouin-Kramers (WKB) 方法^[17] 作为一种射线理论方法的逻辑延伸是很有前途的。

本文试图介绍一种处理在具有粗糙界面的表面声道中声传播的现实方法。只有层中传播才被考虑。既然 Bucher 的方法获得了同试验数据符合得很好的结果, 就检验了他的一些方程, 发现它等价于 WKB 近似值。然而, 为了使理论与实验数据符合, Bucher 必须假设特定的每弹跳一次的损失, 本文指出所需要的每次弹跳的损失只作为风速的函数是怎样计算的。

为了获得作为风速函数的显著性波高的表达式, 需要检验各种不同的海面能量谱。假设波峰一波谷的波高分布服从瑞利分布, 并把显著性波高变换到的均方根波振幅。因此均方根波振幅可以只表示为风速函数, 使它有可能把经典的散射理论应用到表面声道的散射中去。

总之, 对由于表面散射效应引起的本征值的虚值, 用 WKB 近似推导了表达式。这些方程应用于 Pedersen 和 Gordon 双线性模型。然后计算了传播损失同距离的关系并与实验数据进行比较。

一 理 论

位于分层不均匀介质中的角频率为 ω , 点声源波动方程如下:

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c^2(z)} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -4\pi Q_0 \delta(\bar{r} - \bar{r}_0) e^{i\omega t}, \quad (1)$$

式中 P 表示声压, $c(z)$ 是声速(在 z 座标内变化), $\delta(\bar{r} - \bar{r}_0)$ 是三维狄拉克 (Dirac) Δ 函数。源强由 Q_0 表示。如果对柱对称采用柱面座标 (r, θ, z) 并略去时间因子 $\exp(+i\omega t)$, 则得到以下方程:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial P}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} + k^2(z) P = \frac{-2Q_0 \delta(r) \delta(z - z_0)}{r}, \quad (2)$$

上式中 P 表示时间独立的压力。波 $k(z)$ 被定义为 $\omega/c(z)$ ，声源位于 $z=z_0$ 与 $r=0$ ，如图 1 所示。垂直深度座标 z 在 $z_1 \leq z \leq \infty$ 变化，而距离座标 r 在 $0 < r < \infty$ 变化。

方程(2)的边界条件是

- (1) 当 $r \rightarrow \infty$ P 必须满足辐射条件；
- (2) 在界面 $z=z_1$ 和 $z=z_2$ 规定等效的上行波和下行波反射系数；
- (3) 在声速-深度剖面 P 和 $\partial P/\partial z$ 必需连续地通过任何不连续点。

通过这种有效反射系数引入海面的静态特性。在格林函数方法中，方程式(2)被分离成以下形式：

$$\left[\frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) + \lambda_1 r \right] G_1(r, \lambda_1) = -2\delta(r), \quad (3a)$$

$$\left[\frac{d^2}{dz^2} + k^2(z) - \lambda_1 \right] G_2(z, z_0, -\lambda_1) = -Q_0 \delta(z - z_0), \quad (3b)$$

式中 λ_1 是分离常数。用分解格林函数技巧，方程式(2)的解由 G_1 和 G_2 的复卷积给出。

$$P(r, z, z_0) = \frac{1}{2\pi i} \oint_c G_1(r, \lambda_1) G_2(z, z_0, -\lambda_1) d\lambda_1, \quad (4)$$

式中的回路 c 不包含格林函数的奇点。

方程式 3(a) 满足要求的边界条件的解由下式给出

$$G_1(r, \lambda_1) = i\pi H_0^{(2)}(\xi r), \quad \xi = \lambda_1^{1/2}, \quad (5)$$

式中 $H_0^{(2)}(\xi r)$ 是第二类汉克尔函数。方程式 3(b) 满足要求的边界条件的解由下式给出。

$$G_2(z, z_0) = \frac{\{n_1(z_<) + R_1(z_1)[n_1(z_1)n_2(z_<)/n_2(z_1)]\} \{n_2(z_>) + R_2(z_2)[n_1(z_>)n_2(z_2)/n_1(z_2)]\}}{W(n_1, n_2) \{1 - R_1(z_1)R_2(z_2)[n_1(z_1)n_2(z_2)/n_1(z_2)n_2(z_1)]\}}, \quad (6)$$

式中 $z_<$ 和 $z_>$ 分别代表小于和大于变量 z 和 z_0 的量。 n_2 和 n_1 的朗斯基行列式由 $W(n_2, n_1)$ 表示，其中 n_2 是方程(3b)均匀部分的解并且是在 $z \rightarrow +\infty$ 方向的前进波，而 n_1 则是 $z \rightarrow -\infty$ 方向的前进波。注意反射系数 $R_1(z_1, \xi)$ 是在表面 z_1 上，而 $R_2(z_2, \xi)$ 是在任意水平面 z_2 上。由于反射系数是本征值的函数，边值问题是非自伴的。

当方程式(4)用柯西留数定理积分时，获得了简正波（正分支线积分）。假如 $z_2 = z_1$ ，产生简正波的积点由方程式的根 ξ_m 给出

$$R_1(\theta_m)R_2(\theta_m) = e^{-2imr}, \quad m=0, 1, 2, \dots, \quad (7)$$

式中 $\xi_m = k_0 \cos \theta_m = k(z) \cos \theta(z)$ ， $k_0 = \omega/c_0$ ， c_0 是表面速度， θ_m 代表本征射线掠射角（一般为复数）。

数学上问题是解决了，但是，要找出方程式(7)的根是有一些困难的。应该注意，对于求解方程式(7)， z 平面是任意的。当表面是平滑时（即 $R_1 = -1$ ）对双线性^[5]和 Epstein^[18]声速-深度剖面已解决了本征值方程。下面借 WKB 方法可得到由于表面散射（通过 R_1 ）引起的本征值的虚部。表面粗糙层中传播的影响，可以用附加额外的本征值虚部到由于泄漏引起的虚部来说明。

将 WKB 近似应用到方程式(6)的分母。比率 $n_1(z_1)n_2(z_2)/n_1(z_2)n_2(z_1)$ 由

$$\exp \left\{ -2ik_0 \int_{z_1}^{z_2} [n^2(z) - \cos^2 \theta_m]^{1/2} dz \right\}$$

所代替，它表示声波从 z_1 传播到 z_2 ，又从 z_2 回到 z_1 的相位变化。于是本征值方程变为

$$R_1(z_1)R_2(z_2)\exp\left\{-2ik_0\int_{z_1}^{z_2}[n^2(z)-\cos^2\theta_m]^{1/2}dz\right\}=e^{-2imr}, \quad (8)$$

式中 z_2 是复本征射线反转点深度(即, $n^2(z^2)-\cos^2\theta_m=0$)。方程式(8)也已由 Maurer 和 Felsen 导出^[17]，它表示了通常相位积分的一般形式。^[19-27] 在本文发展的这种方法是 Watt 方法^[28] 的推广，Watt 方程是一种求出均匀波导中衰减的方法。

如果 R_1 和 R_2 的值都是 1 的话，那么角 θ_m 是实数，用无衰减的上行和下行波获得简单的解。然而，由于泄漏和表面散射， R_1 和 R_2 的值不是 1，所以，方程(8)必须分成如下：

$$|R_1| |R_2| = \exp\left\{-2k_0 \operatorname{Im} \int_{z_1}^{z_2} [n^2(z) - \cos^2\theta_m]^{1/2} dz\right\}, \quad (9)$$

$$\phi_1 + \phi_2 - 2k_0 R_0 \int_{z_1}^{z_2} [n^2(z) - \cos^2\theta_m]^{1/2} dz = -2m\pi, \quad (10)$$

式中 $R_1 = |R_1| e^{i\phi_1}$ 和 $R_2 = |R_2| e^{i\phi_2}$ 。近似的实数本征值从方程式(10)求出，近似的虚本征值则从方程式(9)获得。只检验方程式(9)。利用恒等式

$$n(z)\sin\theta(z) = [n^2(z) - \cos^2\theta_m]^{1/2}, \quad (11)$$

于是方程式(9)可写为

$$2k_0 \operatorname{Im} \int_{z_1}^{z_2} n(z)\sin\theta(z) dz = -\ln(|R_1| |R_2|) \quad (12)$$

水平方向的第 m 号简正波的衰减为

$$-\alpha_m = k_0 \operatorname{Im}[\cos\theta_m] = k(z) \operatorname{Im}[\cos\theta(z)], \quad (13)$$

式中 $-\alpha_m$ 是本征值 ξ_m 的虚部分(即, $\xi_m = \xi_r - i\alpha_m$)。根据

$$\begin{aligned} \cos\theta &= \cos(x + iy) = \cosh y \cos x - i \sinh y \sin x, \\ \sin\theta &= \sin(x + iy) = \cosh y \sin x + i \sinh y \cos x, \end{aligned} \quad (14)$$

方程式(13)变成

$$\sinh y(z) = +\alpha/k(z) \sin x(z) \quad (15)$$

这里方程式(12)被写成

$$\begin{aligned} 2 \int_{z_1}^{z_2} k(z) \cos x(z) \sinh y(z) dz &= -\ln(|R_1| |R_2|), \\ 2 \int_{z_1}^{z_2} k(z) \cos x(z) \frac{+\alpha}{k(z) \sin x(z)} dz &= -\ln(|R_1| |R_2|) \end{aligned} \quad (16)$$

于是衰减 α_m 变为

$$\alpha_m = -\ln(|R_1| |R_2|)/2 \int_{z_1}^{z_2} \cot x(z) dz \quad (17)$$

方程式(17)的分母是本征射线在表面两次弹跳之间的水平距离 L_m 。(如图 2 所示)因此，由

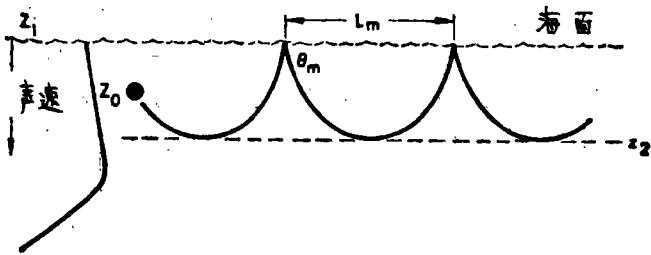


图 2 第 m 号本征射线弹跳距离 L_m

Bucker^[6,29] 给出的近似复合本征值公式在 WKB 方法的限制内是正确的。

由泄漏引起的衰减 α_m' 可假定为已知的, 因为它很容易从平滑表面的精确周期方程算出。由于表面散射引起的衰减 α_m'' 由方程式(17)给出为

$$\alpha_m'' = -\ln |R_1| / L_m, \quad (18)$$

(17)式中 $\alpha_m = \alpha_m' + \alpha_m''$ 。因此, 表面衰减依赖于距离 L_m 和表面反射系数 R_1 。对于给出的剖面, 距离 L_m 是比较容易计算的, 然而, 反射系数可以有各种不同形式。Kuperman^[30] 将海面反射损失作为风向的函数来计算。

根据经典的散射理论, 对高斯表面其相干散射系数由下式给出

$$|R_1(\theta_m)| = \exp[-2(k_0 \bar{a} \sin \theta_m)^2], \quad (19)$$

式中 \bar{a} 是海面的均方根振幅。因为波浪纵座标的分布假定为高斯分布(方程(19)), 假如波谱是窄的, 波峰到波谷高度的分布按照瑞利分布^[31,32] 则显著性波高 $H_{1/3}$ 变为

$$H_{1/3} = 2.83\bar{a}, \quad (20a)$$

平均波谷到波峰高度 H 变成

$$H = 1.77\bar{a} \quad (20b)$$

显著性波高系按照在观测点测量到的一串大的 $1/3$ 个波浪波高的平均值定义。根据水文局出版物第 781 期上刊登的“在给定的时间和地点目测波高几乎与该时该地所有波浪的 $1/3$ 最大波高的平均值是一样的。这种平均值称显著性波高。依靠目测判断的海面高度, 涌浪高度, 或者波高几乎分别等于在观测时间和地点出现的显著性海面高度, 涌浪高度或者海面波和涌浪的组合”^[34]。“显著性波高”是由 Sverdrup 和 Munk 1947 年在他们的重要文章中引进来的^[35]。Kinsman^[36] 提出术语“显著性波高”并没有什么显著性。当 $H_{1/3}$ 和风速都给出时, 好象对均方根波振幅能获得令人满意的估计。

根据 Sverdrup 和 Munk^[35] 的文章, 显著性波高由以下经验公式表示

$$H_{1/3}(\text{呎}) = 2.32 \times 10^{-2} V^2 (\text{哩/小时}) \quad (21)$$

式中 V 是风速(哩/小时)。利用 Neumann-Pierson 波谱^[37], $H_{1/3}$ 为

$$H_{1/3}(\text{呎}) = 4.41 \times 10^{-3} V^5 (\text{哩/小时}) \quad (22)$$

如果用了 Pierson-Moskowitz 谱, 那么 $H_{1/3}$ 变为

$$H_{1/3}(\text{呎}) = 1.86 \times 10^{-2} V^2 (\text{哩/小时}) \quad (23)$$

图 3 给出了上述每个 $H_{1/3}$ 的方程的曲线, $H_{1/3}$ 作为风速的函数以米为单位。通常, 风速的测量是比波高更为客观的测量。应该指出方程式(21)——(23)中的风速不全是在同一高度上测量的。

因此, 如果知道在适当的高度的风速, 那么对 $H_{1/3}$ 能够找到令人满意的估计。根据风速已经能直接给出均方根

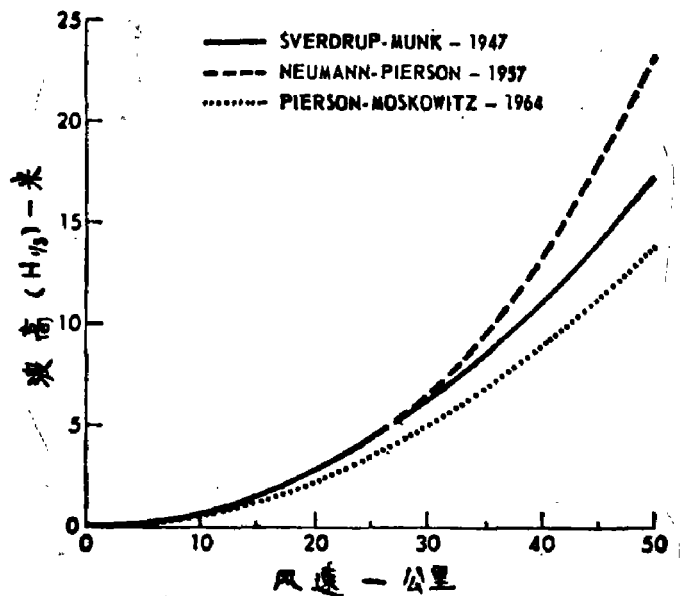


图 3 显著性波高与风速的关系。——Sverdrup-Munk^[35];Neumann-Pierson^[37]; 和 Pierson-Moskowitz^[38]。

\bar{a} , 但是用比较 $H_{1/3}$ 的观测值和计算值的方法, 能获得更准确的海况。应该指出, 方程式 (20a) 是利用以下瑞利分布推导的:

$$p(a) = (2a/m_0) e^{-a^2/m_0}, \quad (24)$$

式中总的峰波一谷波高是 $2a$ 。如果方程式 (24) 适用, 那么二阶矩 $m_0 = \bar{a}^2$ 。一些作者^[34, 38]选择

$$p(a) = (a/m_0') e^{-a^2/2m_0'}, \quad (25)$$

则 $\bar{a}^2 = 2m_0'$ 。

由方程式 (19) 给出的反射系数可以用风速或 $H_{1/3}$ 来规定。在下一节中, 方程式 (18) 的散射衰减将被应用到双线性声速-深度剖面实验数据中去。它同样地能应用到射线理论或应用到由 Kudryashov^[39] 发展的一种混合简正波一射线方法中去。

二 理论与试验的比较

在讨论层中传播时, 用附加虚部 α_m'' 到复本征值 ξ_m 中去的方法来考虑粗糙表面的影响。严格的论述应包括解具有阻抗条件复本征值的函数的非自伴本征值问题。注意, 反射系数可能用阻抗条件写出。Wait 常常这样做^[27]。然而, Wait 不允许他的阻抗条件成为 θ_m 的函数。对于近距离或是在层以下的检测问题必须给以严格的论述^[29]。指出这一点是有意义的: 对于具有阻抗条件(依赖于 ξ_m) 的表面波导, Freehafer^[24] 给出了严格的本征函数展开式。对于层中传播, 在只有头几号简正波有贡献的距离上, WKB 方法就足够了。

WKB 方法与两组实验数据进行了比较。对 NISSM II, AMOS, 表面无衰减的双线性介质中简正波方法和有表面衰减的双线性介质中的 WKB 近似作了比较。双线性介质中的简正波

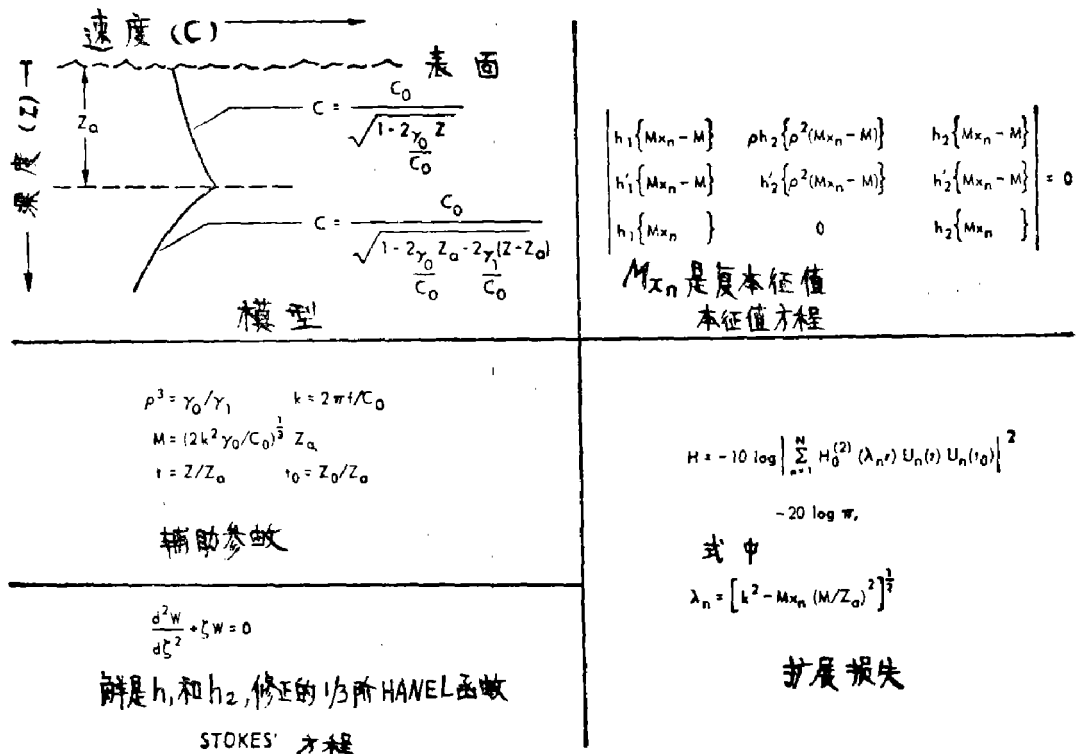


图 4 双线性表面波导和有关方程

方法是一种快速计算机程序，这种程序可以为双线性声速—深度剖面介质中的 Pedersen-Gordon^[5] 理论计算传播损失与距离的关系。图 4 给出的双线性剖面和相关理论，是由 Pedersen 首先提出的。本征值最初都是对平滑表面的情况计算的。根据方程式(18)和(19)计算出附加的虚部并加到各个复本征值上。于是，传播损失用新的复本征值进行计算。应该指明，每次弹跳的表面损失与简正波波数有关并能直接从风速或测得的波高数据计算。

按照实验 A，输入数据包括表面声速 1513 米/秒，频率 3.5 千赫，声源深度 6 米，接收机深度 9.1 米，层中梯度 0.0474 秒^{-1} ，层下梯度

-0.279 秒^{-1} ，层的厚度 36.6 米。报道风速是 17 节而显著性波高为 2 米（与图 3 比较）假定体积吸收 0.225 分贝/千米 。当以上的数值用于附加有方程式 (18) 的双线性程序时，与实验 A 的比较如图 5 中从上向下数的第二条曲线所示。最上面的曲线是无表面损失的预报。第三条线是 AMOS 预报，第四条线是 NISSM II 预报。NISSM II 预报是用平均 H 为 1.16 米作出的，相当于 $H_{1/3}$ 等于 1.93 米（即 $H=0.6258H_{1/3}$ ）。NISSM II 宁可用 H 而不用 $H_{1/3}$ 。本文提出的理论对显著性波高为 1.93 米得到了较好的对比。对所关心的距离（15-24 千米）第一号简正波是主导的。计算表明第一号简正波的每弹跳一次的损失（即， $-20\log |R_1|$ ）为 0.95 分贝。最后的一号不泄漏简正波（第五号）每弹跳一次的损失是 3.2 分贝。

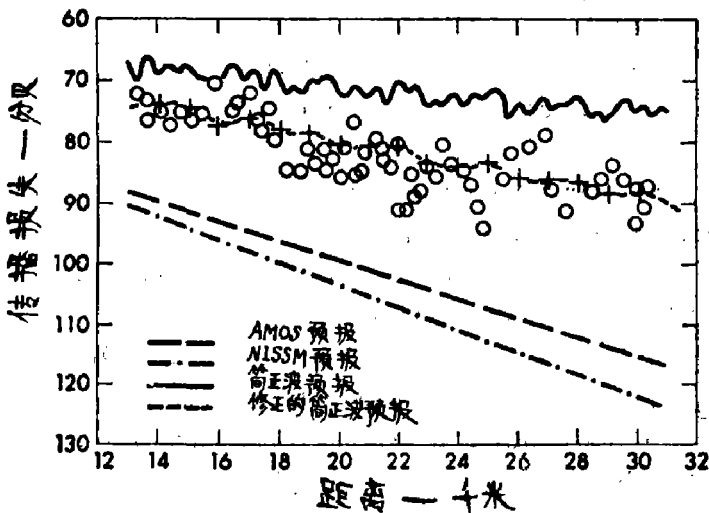


图 6 传播损失同距离的关系

——实验 B，……Amos 预报……NISSM 预报；——简正波预报，和修正的简正波预报

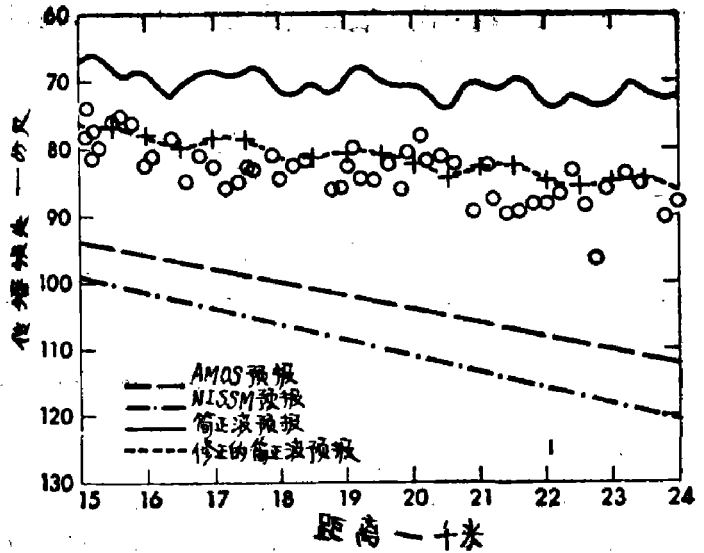


图 5 传播损失同距离的关系

——实验 A，……Amos 预报……NISSM 预报，——简正波预报……修正的简正波预报

对实验 B 输入参数包括表面声速 1510.9 米/秒，频率 3.5 千赫，声源深度 6 米，接收机深度 9.1 米，层中梯度 0.0328 秒^{-1} ，层下梯度 -0.081 秒^{-1} ，层的厚度 5.18 米，报道风速是 20 节，而波高只有 1.22 米；但是，20 节的显著性波高应为 2.44 米左右。因为风速通常是两个观测变量中较可靠的一个，所以选 $H_{1/3}$ 为 2.13。图 6 又一次显示理论和实验 B 的数据之间符合得很好。最上面的曲线是没有表面损失的简正波预报，向下第二条曲线是有 WKB 衰减的简正波预报。

第三条线是 AMOS 预报, 第四条线表示了平均波高为 1.34 米的 NISSM II 预报。计算给出了第一号简正波每弹跳一次的表面损失为 1.01 分贝, 最后一号非泄漏简正波每弹跳一次损失 3.9 分贝。

三 结 论

几种通常的理论预报同实验数据进行了比较。本文介绍的理论, 是企图把粗糙散射理论的经验结合到解边界散射对表面波导传播的影响的某些问题上的一种尝试。

参 考 文 献

- [1] W. H. Furry, "Theory of Characteristic Functions in Problems of Anomalous Propagation," Mass. Inst. Technol. Rep. No.680 (MIT, Cambridge, MA, 1945).
- [2] W. H. Furry, "Methods of Calculating Characteristic Values for Bilinear M Curves," Mass. Inst. Technol. Rep. No.795 (MIT, Cambridge, MA, 1946).
- [3] H. W. Marsh, "Theory of Anomalous Propagation of Acoustic Waves in the Ocean," Underwater Sound Lab. Rep. No.111 (Underwater Sound Laboratory, New London, CT, 1950).
- [4] H. W. Marsh and M. Schulkin, "Report of the Status of Project AMOS (Acoustic, Meteorological, and Oceanographic Survey)," Underwater Sound Laboratory, New London, CT (1967) (unpublished).
- [5] M. A. Pedersen and D. F. Gordon, "Normal Mode Theory Applied to Short-Range Propagation in an Underwater Acoustic Surface Duct," J. Acoust. Soc. Am. 37, 105-118 (1965).
- [6] H. P. Bucker and J. L. Thompson, "Sound Propagation in a Surface Duct with a Rough Surface," J. Acoust. Soc. Am. 53, S332(A) (1973).
- [7] H. Weinberg, "Navy Interim Surface Ship Model (NISSM) II," Nav. Undersea Syst. Cent. Tech. Rep. No.4527 (Naval Undersea Systems Center, New London Laboratory, New London, CT, 1973).
- [8] M. Schulkin, "The Propagation of Sound in Imperfect Ocean Surface Ducts," Underwater Sound Lab. Rep. No.1013 (Underwater Sound Laboratory, New London, CT, 1969).
- [9] C. S. Clay, "Effect of a Slightly Irregular Boundary on the Coherence of Waveguide Propagation," J. Acoust. Soc. Am. 36, 833-837 (1964).
- [10] Y. P. Lysanov, "Influence of Inhomogeneity of the Medium on Wave Scattering by an Uneven Surface," Sov. Phys.—Acoust. 13, 66-70 (1967).
- [11] Y. P. Lysanov, "Mean Coefficient of Reflection From an Uneven Surface Bounding an Inhomogeneous Medium," Sov. Phys.—Acoust. 15, 340-344 (1970).
- [12] J. G. Parker and R. W. Bryant, "A Statistical Ray Theory of Sound Propagation in Ocean Isothermal Surface Layers," Nav. Res. Lab. (NRL) Rep. No.4196 (Naval Research Laboratory, Washington, DC, 1953).
- [13] A. Berman, "Effect of Rough Surfaces on the Resolution of Acoustic Rays in the Ocean," J. Acoust. Soc. Am. 34, 298-304 (1962).

- [14] W. C. Meecham, "Sound Propagation in Ducts Bounded by Rough Surfaces," paper P-0-25, presented at the 6th International Congress on Acoustics, Tokyo, Japan (1968).
- [15] B. J. Schweitzer, "Sound Scattering into the Shadow Zone Below an Isothermal Layer," *J. Acoust. Soc. Am.* 44, 525-530 (1968).
- [16] Y. P. Lysanov, "Average Decay Law in a Surface Sound Channel with an Uneven Boundary," *Sov. Phys.—Acoust.* 12, 425-427 (1967).
- [17] S. J. Maurer and L. B. Felsen, "Ray Methods for Trapped and Slightly Leaky Modes in Multilayered or Multiwave Regions," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech* MIT-18, 584-595 (1970).
- [18] H. P. Bucker and H. E. Morris, "Epstein Normal Mode Model of a Surface Duct," *J. Acoust. Soc. Am.* 41, 1475-1478 (1967).
- [19] T. L. Eckerley, "On the Connection between Ray Theory of Electric Waves and Dynamics," *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 132, 83-98 (1931).
- [20] T. L. Eckerley, "Radio Transmission Problems Treated by Phase Integral Methods," *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 136, 499-527 (1932).
- [21] H. G. Booker and W. Walkinshaw, "The Mode Theory of Tropospheric Refraction and its Relation to Wave-Guides and Diffraction," in *Meteorological Factors in Radio-Wave Propagation* (Physical Society, London, 1946).
- [22] C. L. Pekeris, "Asymptotic Solutions for the Normal Modes in the Theory of Microwave Propagation," *J. Appl. Phys.* 17, 1108-1124 (1946).
- [23] K. G. Budden, *The Wave-Guide Mode Theory of Wave Propagation* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1961).
- [24] *Propagation of Short Radio Waves*, edited by D. E. Kerr (McGraw-Hill, New York, 1951).
- [25] H. Bremmer, *Terrestrial Radio Waves* (Elsevier, New York, 1949).
- [26] L. M. Brekhovskikh, *Waves in Layered Media* (Academic, London, New York, 1960).
- [27] J. R. Wait, *Electromagnetic Waves in Stratified Media* (Pergamon, Oxford, 1970).
- [28] A. D. Watt, *VLF Radio Engineering* (Pergamon, Oxford, 1967), pp.244-255.
- [29] H. P. Bucker, "Sound Propagation in a Channel with Lossy Boundaries," *J. Acoust. Soc. Am.* 48, 1187-1194 (1970).
- [30] W. A. Kuperman, "Coherent Component of Specular Reflection and Transmission at a Randomly Rough Two-Fluid Interface," *J. Acoust. Soc. Am.* 58, 365-370 (1975).
- [31] M. S. Longuet-Higgins, "On the Statistical Distribution of the Heights of Sea Waves," *J. Mar. Res.* 11, 245-266 (1952).
- [32] D. E. Cartwright and M. S. Longuet-Higgins, "The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function," *Proc. R. Soc. London, Ser. A* 237, 212-232 (1956).
- [33] G. Neumann and W. J. Pierson, Jr., *Principles of Physical Oceanography* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1966), p.351.
- [34] U. S. Navy Hydrographic Office, "Application of Oceanography to Antisubmarine Warfare," U. S. Hydrographic Office Publication No.781 (U. S. Hydrographic Office, Washington, DC, 1961), p.28.

- [36] Антонов В. П., Т. А. Мороз, В. В. Ольшевский Пятая Всесоюзная Семинарная Школа о статистической Гидроакустике СО АН СССР Издательство Наука 1974.
- [37] Ольшевский В. В. Статистические Методы в Гидролокации, Ленинград, Издательство Судостроение 1973.
- [38] Tobst W. J. T. J. Smits, JASA, V.55, N.2, 1974.
- [39] Ольшевский В. В. Шестая Всесоюзная Семинарная Школа о Статистической Гидроакустике
- [40] Ольшевский В. В., В. А. Панфилов, 同上.
- [41] Кудрявцева О. П., В. В. Ольшевский 同上.
- [42] Ольшевский В. В. О. П. Кудрявцева Доклады Первой Дальневосточной Акустической Конференции, Владивосток 1974.
- [43] Ольшевский В. В., В. А. Панфилов. 同上.

原载 Владивосток, Акустические Методы и Средства Исследования Океана. Тезисы Докладов Первой Дальневосточной Акустической Конференции, "Человек и Океан" Часть 1 174—184 页

转译自美国 JPRS 65947, pp.187—196

李允武译

(上接第27页)

- [35] H. U. Sverdrup and W. H. Munk, "Wind, Sea, and Swell: Theory of Relations for Forecasting," U. S. Hydrographic Office Publication No.601 (U. S. Hydrographic Office, Washington, DC, 1947).
- [36] B. Kinsman, *Wind Waves* (Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1965).
- [37] G. Neumann and W. J. Pierson, Jr., "A Detailed Comparison of Theoretical Wave Spectral and Wave Forecasting Methods," *Dtsch. Hydrogr. Z.* 10, 73-92; 10, 134-146 (1957).
- [38] W. J. Pierson, Jr. and L. Moskowitz, "A Proposed Spectra Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S. A. Kitaigorodskii," *J. Geophys. Res.* 69. 5181-5190 (1964).
- [39] V. M. Kudryashov, "Combination Normal Mode-Ray Technique for the Calculation of Sound Fields in Waveguides," *Sov. Phys.—Acoust.* 22, 406-408 (1976).

译自 J. A. S. A Vol.63, No.3 March 1978

凌雷兴译 蒋继萍校