

'99 浙、鲁、津声学技术交流会 论文集

天津市声学学会编



海洋出版社

前 言

这本论文集汇集了浙江、山东、天津两省一市声学工作两年来的研究成果，计有论文 43 篇。文章的内容涉及水声物理、水声工程与信号处理、换能器及声学系统、环境声学、建筑声学、检测超声、超声电子学、声频工程、语言声学及音乐声学等方面。既有应用基础理论的研究、模型的建立、方法的探讨，又有大量应用于国防建设、国民经济、环境保护的总结。

声学是一门古老的学科，我国先哲早已成功地将声学用于音乐和建筑。近代，在物理学、电子工程学、材料科学等相关科学发展的基础上，面对国防、航海、海洋工程、机械工程、建筑、环境保护、医学、音乐、电脑技术等各领域提出的迫切需要，声学这棵老树绽开了新花，现已发展成为新兴的学科。

浙江、山东声学学会早在四年前即在山东联合召开声学技术交流会，切磋在声学研究方面的心得，取得丰硕的成果。1997 年浙江声学学会主办，除学术交流外，还有产品展出，天津声学界同仁忝附骥尾。两省一市声学学会议决每两年轮流主办一次声学技术交流会，借此沟通学术思想，发展三地的声学，拓展声学为国防建设、国民经济、环境保护服务的天地。此次交流会在天津召开，为天津声学界提供了向兄弟省声学界学习的大好机会。中国声学学会领导亲临指导，海洋出版社为我们出版论文集，特此表示衷心感谢。

天津声学学会 李允武

1999. 10 于蓟县黄崖关

目 次

海洋自然噪声反演风暴潮, 风暴潮实时监测系统	姜传峰, 徐海亭 (1)
封闭空间中脉动声源的辐射声功率	李 琪 (4)
洋流对声传播的影响	姜冠亭 (8)
潜艇爆炸声反射实验研究	方恒忠, 徐海亭 (12)
一种新的抗多途干扰的非线性阵处理方法	丛卫华等 (16)
多普勒测流技术的现状和发展	张道平 (21)
海洋仪器用水声信号处理新进展	李军, 钟铁成 (24)
高频噪声干扰器对抗声自导鱼雷方案优化的一个必要条件	韩梅等 (28)
水下目标隐身技术与回波特性研究	徐海亭等 (32)
水声系统目标 / 环境模拟器设计	沈斌坚, 鲁诣斌 (36)
实时主体混声的两种途径	郑 援 (44)
回声测深仪的检定校准	关致和, 李一达 (46)
用 TMS320C40 构成通用加固型阵列信号处理单元	崔永生 (50)
借助 DSP 器件构成专用波束形成处理单元	崔永生 (53)
声学水位计减小误差的技术和方法研究	张锁平 (56)
低频纵振换能器减小尺寸的一种措施	俞宏沛等 (60)
一种确定球形换能器等效电路各参数的方法	陈 毅等 (62)
驻极体传声器测试误差分析	张绍栋, 熊文波 (66)
建筑声环境的被动控制	王炳坤 (69)
STUEBER 模型在声环境影响预测中的应用	潘仲麟等 (71)
环境噪声达标区最佳监测点数研究	陈光华等 (74)
用等效连续 A 声级评价不同类型噪声的探讨	吴铭权等 (77)
用于厅堂音质可听化模拟的新算法——虚声源声速追踪法	马剑, 梁凤锁 (81)

一种兼容式戏剧院的声学设计探索

——国家大剧院设计竞赛戏剧院设计心得……………梁凤锁等 (87)

高架道路声屏障降噪的缩尺模型研究……………张三明, 何光华 (92)

利用 GM (1, 1) 模型的数值解法

计算建筑打桩施工噪声与振动的传播……………翟国庆等 (96)

发电厂次声吹尘器的声学测试及卫生学评价……………陈浩宇等 (100)

车间精密测量室的振动噪声分析……………王太勇等 (104)

风机振动噪声特性分析……………杨朝令等 (109)

视觉感受对噪声烦恼度的影响研究……………张邦俊等 (113)

超声波采油机理研究及现场应用……………孙仁远等 (116)

充液井孔中声场的数值模拟……………杜光升等 (120)

利用超声共振法测量声速和声衰减系数……………于连生 (128)

利用声光衍射测量海水中悬浮沙浓度的研究……………杜军兰等 (132)

带式扬声器述评……………王以真 (136)

扬声器纸盒几何形状设计研究……………王以真 (141)

自动扫频音频信号发生器……………王 耀, 胡文良 (145)

广播系统的语言易懂度的讨论……………杨定军 (148)

稻褐飞虱雄虫第二种鸣声的生物学意义及其录音的声干扰作用……………傅强等 (151)

关于背景音乐与紧急广播的切换……………胡胜年 (155)

模拟工业脉冲噪声对听觉损伤影响的研究……………尹嘉才等 (160)

脉冲噪声致聋的药物 (R—Pia) 预防研究……………刘长春等 (164)

天津市塘沽区城区环境噪声污染现状分析及防治对策探索……………刘玉荣 (169)

海洋自然噪声反演风暴潮

风暴潮实时监测系统

姜传峰 徐海亭

(中国科学院北海研究站, 青岛市 266023)

在人们开发海洋、利用海洋资源的活动中, 首先必须了解海洋环境、海洋参数, 才能合理利用海洋资源, 减少不必要损失, 保证海洋开发工作顺利进行。风暴潮对海洋环境和生态及开发工作具有巨大影响。利用风暴潮所产生海洋噪声反演风暴潮, 对风暴潮进行实时监测, 对我们利用和开发海洋具有重要意义。

1 海洋噪声反演风速的依据

风暴经过海面, 在海面及浅层水面产生高达60dB的噪声源, 通过对海面自然噪声的测量反演风速, 实验根据是充分的, 技术实现也是可行的。

1.1 海洋环境噪声源的分类及频域特征

国内外大量的海洋自然噪声研究表明, 不同噪声源由于产生机理不同, 它们有不同的频谱特性, 而且在频域上是相对分离的。

1.2 风力与海面自噪声的相关特性

中科院北海研究站从1963年起在北海的旅顺海区、成山头海区、威海海区、青岛海区、东海海区做过三十多次实验, 对风暴引起海洋噪声进行测量, 获取大量数据表明:

(1) 风暴产生海洋噪声随风暴增加而增加。风力每增加一级, 海洋噪声增加至少2dB以上。

(2) 风暴噪声与其他海洋噪声源产生噪声谱是相对独立的。

(3) 雨噪声近似于白噪声, 暴雨比无雨下增加约为18dB。由噪声谱级的变化可以反演雨量的大小。

(4) 由于浅海环境比较复杂, 如地点、水深、离岸距离等因素, 应根据当地情况给予修正。

各海洋噪声频域特性图, 如图1。

我国浅海自然噪声与风级关系图, 如图2。

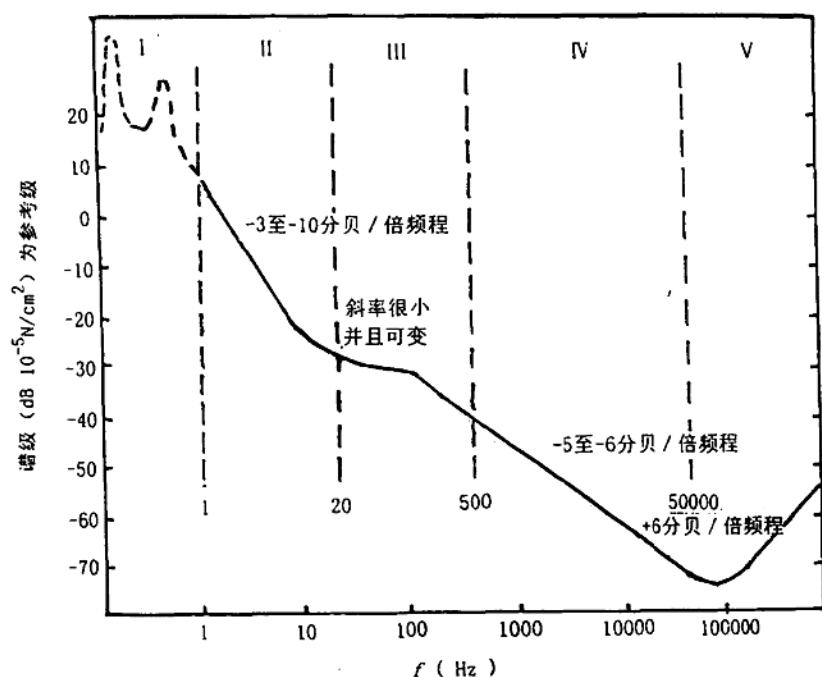


图1 各海洋噪声源的频域特性

I: $f < 1\text{Hz}$, 潮汐、水静压力、地震次声

II: $f = 1 \sim 20\text{Hz}$, 海洋湍流

III: $f = 20 \sim 500\text{Hz}$, 行船、远处风暴、发生鱼类

IV: $f = 0.5 \sim 25\text{kHz}$, 海面波浪、虾、雨

V: $f > 25\text{kHz}$, 热噪声

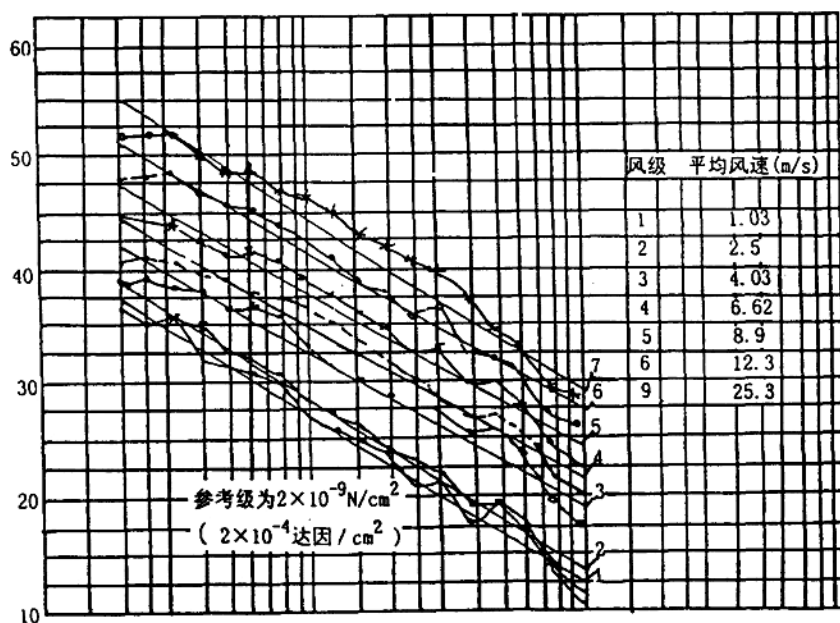


图2 我国北海浅海自然噪声谱(风力1~6级)

1.3 海洋噪声的估算

$$S = S_0 + S_{SH} + S_R$$

S_0 : 接受的宽带海洋噪声谱级, 所以宽带接收的噪声级为:

$$S_0 = \int_{f_1}^{f_2} S_1 df$$

f_1 、 f_2 分别为频带的上、下限

S_{SH} 为浅海源级的补偿值, 一般在5~10dB

S_R 为雨噪声。

接收噪声强度的估算:

无限海面上单位圆环面积 dA 在深度 h 的接收点产生的噪声强度为 dI 为:

$$dI = 2\pi S \cdot \left(\frac{h}{R}\right) = \frac{10^{0.1aR}}{R^2} dR$$

则整个海面产生的噪声强度为:

$$I = 2\pi S \cdot \int \left(\frac{h}{R}\right)^m \cdot \frac{10^{0.1aR}}{R} dR$$

m 为海面噪声方向性因子, 在浅海, 取 $m \approx 2$ 。

$$a = nf^2 \quad (\text{dB/kHz} \cdot \text{km}) \quad \text{取} \quad \alpha \approx 5.0(60 \cdot F)$$

2 现状和前景

风暴潮的研究是世界各国普遍关注课题, 尤其是美国在二次世界大战后, 重视这方面研究, 美、俄的海基坐底平台的海洋自动监测系统中, 都装有测量海洋噪声方法反演风暴潮的装置。如澳大利亚以海上石油平台为基地的实时监测系统, 再如放在挪威海外的一个气象站的监测装置所测得不仅风速和海洋气象站所测速完全一样, 并且测的表面流的流向是完全一致的。我站和国内有关单位虽然做了大量这方面工作, 取得不少数据, 但, 由于各种原因, 仍没形成独立完整监测装置。现该项目已进入863预研课题, 有关科技人员正在投入紧张设备组装工作, 相信, 在原有工作基础上, 一定能达到国际先进水平。

封闭空间中脉动声源的辐射声功率

李 琪

(青岛海洋大学, 青岛市 266003)

1 引言

在声学测量中, 自由场是最理想的环境, 但要创造一个自由场条件, 如建造消声室, 无论是空气中的消声室还是消声水池, 均需要一笔很大的投入。相比之下, 混响室的造价要低得多。因此, 混响室测量技术被广泛应用于声学测量中。在赛宾 (Sabine) 之后, 经过几代科学家近百年的工作, 混响室测量方法不断完善^[1,2], 并制定了相应的国际标准^[3]。标准中对混响室内声场的均匀性要求很高, 为了满足均匀弥散声场条件, 需要加许多反射体和旋转散射装置, 对声源和测点的位置亦有较严格的要求。以水为介质的混响室, 由于介质特性的差异, 若严格按标准使声场弥散均匀, 是非常困难的。因此在水声测量中很少用到混响室方法。

2 封闭空间内的声场特性

封闭空间内脉动点声源声场的声压表达式为:

$$p(\vec{r}_0, \vec{r}; t) = i\rho\omega Q \sum_n \frac{\Phi_n(\vec{r})\Phi_n(\vec{r}_0)}{(k^2 - k_n^2)V\Lambda_n} e^{i\omega t} \quad (1)$$

其中, Q 为声源的容积速度, ρ 为介质密度, ω 为圆频率, V 为封闭空间的体积, Λ_n 为简正函数的正交归一因子, Φ_n 为简正函数, 并满足方程

$$\nabla^2 \Phi_n + k_n^2 \Phi_n = 0 \quad (2)$$

和相应的边界条件及正交条件。

$$\int_V \Phi_m \Phi_n dV = V\Lambda_n \delta_{nm}$$

在实际情况下, 边界和内部介质均存在吸收, k_n 为复数, 可以写成如下形式^[2]:

$$k_n = \frac{\omega_n}{C_0} + i \frac{\delta_n}{C_0}, \quad k_n^2 = \eta_n^2 - \frac{\delta_n^2}{C_0^2} + 2i\eta_n \frac{\delta_n}{C_0} \quad (3)$$

δ_n 为简正振动的阻尼系数。 ω_n 为简正频率, $\eta_n = \frac{\omega_n}{C_0}$ 。将 (3) 式代入 (1) 式得

$$p(\vec{r}_0, \vec{r}; t) = i\rho\omega Q \sum_n \frac{\Phi_n(\vec{r})\Phi_n(\vec{r}_0)}{(k^2 - \eta_n^2 + \frac{\delta_n^2}{C_0^2} - 2i\eta_n \frac{\delta_n}{C_0})V\Lambda_n} e^{i\omega t} \quad (4)$$

则声压的均方值可以表示为

$$p^2(\bar{r}_0, \bar{r}) = \frac{[\rho\omega Q]^2}{2} \left\{ \sum_n \frac{|\Phi_n(\bar{r})|^2 |\Phi_n(\bar{r}_0)|^2}{K_n^2 V^2 \Lambda_n^2} + \sum_{m,n} \frac{\Phi_n(\bar{r}) \Phi_n(\bar{r}_0) \Phi_m^*(\bar{r}) \Phi_m^*(\bar{r}_0)}{K_m K_n V^2 \Lambda_n \Lambda_m} e^{i(\theta_m - \theta_n)} \right\} \quad (5)$$

$$\text{其中, } K_n = [(k^2 - \eta_n^2 + \frac{\delta_n^2}{C_0^2})^2 + (2\eta_n \frac{\delta_n}{C_0})^2]^{\frac{1}{2}} \quad \theta_n = -\text{tg}^{-1} \left(\frac{2\eta_n \frac{\delta_n}{C_0}}{k^2 - \eta_n^2 + \frac{\delta_n^2}{C_0^2}} \right)$$

由(5)式可以看出, 第一个求和为各简正模式的非相干迭加, 第二个求和为各简正模式的干涉迭加。由于干涉项的存在, 使得场内不同位置上的声压均方值会产生很大的差异, 为了消除干涉项的影响, 对(5)式取空间平均, 有

$$p^2(\bar{r}_0) = \frac{[\rho\omega Q]^2}{2} \sum_n \frac{|\Phi_n(\bar{r}_0)|^2}{K_n^2 V^2 \Lambda_n} \quad (6)$$

空间平均声压由声源强度、房间特性和声源处简正模式的幅度所决定, 仍与声源的位置有关。图1和图2分别给出了在 $1.3 \times 1.3 \times 1.4 \text{ m}^3$ 充水箱内, 球型声源用白噪声电信号激励时, 箱中一点和空间平均测得的声压功率谱。单点测量的声压功率谱密度的起伏 15~25dB 时,

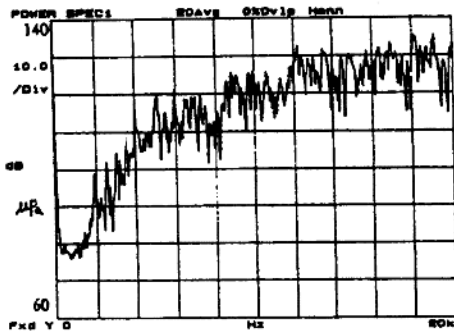


图1 单点测量声压功率谱

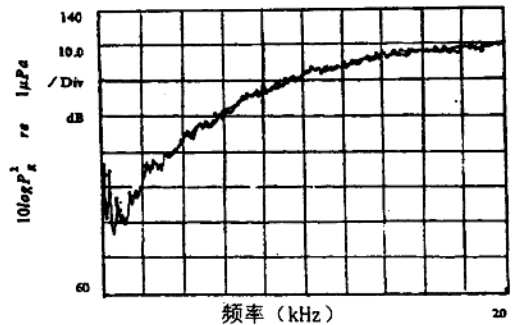


图2 空间平均声压功率谱

空间平均声压功率谱密度没有太大的起伏, 微小波动的最大幅度不超过 2dB, 并且重复性很好。箱内空间平均声压级比自由场声源级高 18~20.5dB。对(6)式作声源位置平均, 有

$$p_R^2 = \frac{4\pi\rho C_0 W_0}{V^2} \sum_n \frac{1}{K_n^2} \quad (7)$$

W_0 为声源的辐射声功率。其中利用了关系式 $[\rho\omega Q]^2 = 8\pi\rho C_0 W_0$ 。当频率很高时, 各简正频率足够密, 利用相空间中模态数密度与简正频率的关系^[2]

$$dN_\eta = \frac{\eta^2 V}{2\pi^2} d\eta \quad \eta \rightarrow \infty \quad (8)$$

一般情况下, 阻尼因子与频率有关, 但对声场起主要贡献的是简正频率靠近激发频率的那些简

正模态, 因此, δ_n 可以用其平均值 $\bar{\delta}$ 代替, 利用阻尼因子与房间吸收系数的关系^[5] $\bar{\delta} = \frac{C_0 S \bar{\alpha}}{8V}$,

其中, S 为房间的内表面积, $\bar{\alpha}$ 为室内表面的平均吸声系数。可将 (7) 式写成积分的形式

$$p_R^2 = \frac{2\rho C_0 W_0}{\pi V} \int_0^\infty \frac{\eta^2 d\eta}{(\eta^2 - k^2 - (\frac{S\bar{\alpha}}{8V})^2)^2 + (\frac{kS\bar{\alpha}}{4V})^2} \quad (9)$$

上式中被积函数当 $\eta \approx k$ 时取得极大值, 因此可以忽略 η 和 k 之间的差别。(9) 式可进一步改写为

$$p_R^2 = \frac{\rho C_0 W_0}{\pi V} \int_0^\infty \frac{k d\eta^2}{[\eta^2 - k^2 - (\frac{S\bar{\alpha}}{8V})^2]^2 + (\frac{kS\bar{\alpha}}{4V})^2} \quad (10)$$

利用围道积分可以很容易求出积分, 结果为

$$p_R^2 = \frac{4\rho C_0 W_0}{S\bar{\alpha}} \quad (11)$$

与经典混响室理论的结果完全一致。但从上面的分析我们可以看出, 只有在很高频率下 (11) 式才是准确的。而 (7) 式没有做任何近似, 无论高频和低频均成立。将 (7) 式改写为

$$p_R^2 = \frac{4\rho C_0 W_0}{S\bar{\alpha}} R_c \quad (12)$$

$$R_c = \frac{\pi S \bar{\alpha}}{V^2} \sum_n \frac{1}{K_n^2} \quad (13)$$

R_c 仅由房间的声学特性所决定, 与频率有关, 其高频极限为 1。而实际数值可以用实验的办法标定。图 3 和图 4 分别给出了两个体积相同 ($V=2.366\text{m}^3$), 混响时间 ($T=0.22\text{s}$) 相同, 长、宽、高比分别为 1: 1: 1.08 和 1: 1.618: 2.618 两个充水箱, 按 (13) 式算得的 R_c 随频率的变化曲线。在低频段, 由于简正频率稀疏, 共振比较明显, 在 5kHz 以下频段, 简正频率的简并会增大测量的偏差。随着频率的增高, R_c 一致趋于 1。在高频段, R_c 与房间的形状没有明显关系。

3 结论

在封闭空间中, 简正模式间的干涉对声场的贡献是不可忽略的, 室内一点的声压测量值不能直接反映出声源的声功率。若忽略边界对声源辐射阻抗的影响, 只要频率不太低 (房间尺度大于两倍波长), 可以由室内空间平均声压加声源位置平均来换算出声源的辐射声功率。

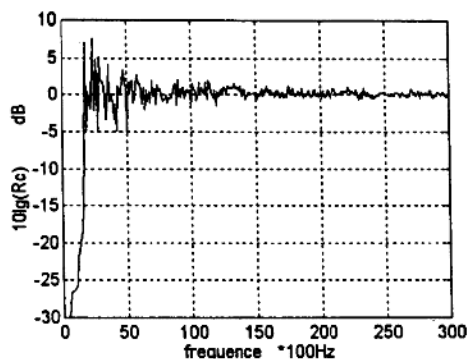


图3 $l_x:l_y:l_z=1:1:1.08$

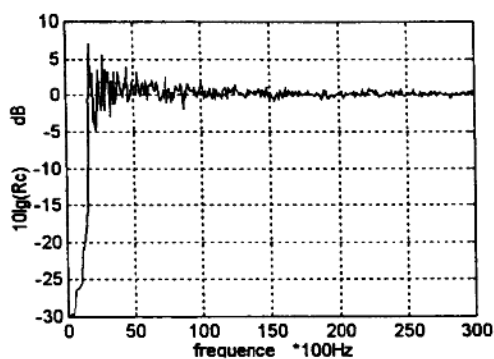


图4 $l_x:l_y:l_z=1:1.68:2.68$

参考文献

- 1 P.M. Morse, Vibration and Sound (McGraw-Hill, New York, 1948)
- 2 R.V. Waterhouse, 'Output of Sound Source in a Reverberant Chamber and other Reflecting Environments', J. Acoust. Soc. Am. 30,4-13(1957)
- 3 ISO 3741
- 4 G.C. Maling, JR. 'Calculation of Acoustic Power Radiated by a Monopole in a Reverberation Chamber', J. Acoust. Soc. Am. 42, 859(A) (1967)
- 5 D. Lubman, 'Spatial Averaging in Sound Power Measurements', J. Sound and Vibration, 16(1), 43-85(1971)
- 6 H.库特鲁夫. 沈壕译. 室内声学. 北京: 中国建筑工业出版社.
- 7 W.K. Blake and L.J. Maga 'Chamber for Reverberant Acoustic Power Measurements in Air and in Water', J. Acoust. Soc. Am. 57, 380-384 (1975)
- 8 Dah-You Maa, 'Sound Power Emission in Reverberation Chambers', J. Acoust. Soc. Am. 83(4), 1414-1419 (1988)
- 9 马大猷. 混响室中单极子的声功率发射. 声学学报, 14, 1-9 (1989)
- 10 马大猷. 声功率测定中的低频率差异问题. 声学学报, 14, 167-177 (1989)
- 11 马大猷. 室内声场公式. 声学学报, 14, 383-385 (1989)

洋流对声传播的影响

姜冠亭

(海军潜艇学院 青岛市山东路 10 号 266071)

1 射线理论

在实际海洋环境中, 介质中声速不但在深度方向而且在沿水平传播的方向上也有变化, 即折射率 $n = n(x, y, z)$ 。声压 $P = P(x, y, z)$:

$$P = A(\vec{r})e^{[k_0 L(\vec{r}) - \omega t]} \quad (1)$$

(1) 式中 $A(\vec{r})$, $L(\vec{r})$ 都是实函数, 分别对应于声波的波幅与声程。 $k_0 = \omega/c_0$, k_0 为参考波数, c_0 是某一固定点处的声速, $\vec{v}$ 是介质运动速度。考虑非均匀介质中的连续性方程

(2)、运动方程 (3)、及状态方程 (4) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (3)$$

$$\frac{dp}{dt} = c^2 \frac{d\rho}{dt} \quad (4)$$

其中 c 为声速, p 是声压, ρ 是介质密度。将 (3) 式改写成:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(v^2) + (\nabla \times \vec{v}) \times \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (5)$$

将环流矢量 $\vec{v}$ 分解成沿着环流切线方向大小不变的投影矢量 $\vec{v}_0$ 和上述两个矢量的差矢量 $\vec{v}_1$ (见图 1), 即 $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1$ 。在大洋中, 一般洋流的曲率半径至少都在 200~300 km 以上, 则 $\vec{v}_1$ 的模是小量。

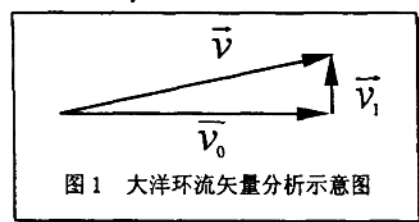


图 1 大洋环流矢量分析示意图

$$\begin{aligned} (\nabla \times \vec{v}) \times \vec{v} &= [\nabla \times (\vec{v}_0 + \vec{v}_1)] \times (\vec{v}_0 + \vec{v}_1) \\ &= (\nabla \times \vec{v}_0) \times \vec{v}_0 + (\nabla \times \vec{v}_1) \times \vec{v}_1 + (\nabla \times \vec{v}_1) \times \vec{v}_0 + (\nabla \times \vec{v}_0) \times \vec{v}_1 \end{aligned} \quad (6)$$

其中, $\vec{v}_0$ 是常矢量, 由旋度及矢量积定义知, $(\nabla \times \vec{v}_0) \times \vec{v}_0$ 及 $(\nabla \times \vec{v}_0) \times \vec{v}_1$ 为 0 ; $(\nabla \times \vec{v}_1) \times \vec{v}_0$ 是一级小量, $(\nabla \times \vec{v}_1) \times \vec{v}_1$ 是二级小量, 因此 $(\nabla \times \vec{v}) \times \vec{v}$ 近似为 0, 即在计算声传播时可以将上述环流看成是无旋场, 将 (6) 代入 (5), 得到:

$$\frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(v^2) = -\frac{1}{\rho} \nabla p \quad (7)$$

假设: $\rho = \rho_0 + \rho_1$, $p = p_0 + p_1$, $\bar{v}_0 = \bar{v}_0 + \bar{v}_1$ (8)

其中 ρ_0 、 p_0 、 $\bar{v}_0$ 、 c 是不随时间变化的部分, ρ_1 、 p_1 、 $\bar{v}_1$ 是反映声效应而随时空变化的一级小量。将 (8) 式分别代入 (2)、(4)、(7) 中, 当 ρ_1 、 p_1 各自趋于零时, 有:

$$\nabla \cdot (\rho_0 \bar{v}_0) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_0}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(v_0^2) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_0 \quad (10)$$

$$\nabla p_0 = c^2 \nabla \rho_0 \quad (11)$$

如果考虑 $\bar{v}_0$ 、 ρ_1 、 p_1 变化对于声波的影响, 而忽略更高级小量, 则方程 (2)、(4)、(7) 变形为:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \nabla \rho_1 \cdot \bar{v}_0 + \rho_1 \nabla \cdot \bar{v}_0 + \nabla \rho_0 \cdot \bar{v}_0 + \rho_0 \nabla \cdot \bar{v}_0 = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \bar{v}_1}{\partial t} + \nabla(\bar{v}_0 \cdot \bar{v}_0) = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_1 + \frac{\rho_1}{\rho_0^2} \nabla p_0 \quad (13)$$

$$\frac{dp_1}{dt} = c^2 \frac{d\rho_1}{dt} \quad (14)$$

在一般情况下, 海水介质流动的马赫数 $|\bar{v}_0/c|$ 都很低, 并假定海水中声速相对变化率 $|\nabla c/c|$ 、海水介质密度相对变化率 $|\nabla \rho/\rho|$ 以及波幅的相对变化率 $|\nabla^2 A/A|$ 都是小量, 令 $\frac{\bar{v}_0}{c} = \bar{M}$, $\frac{\omega}{c} = k$, $\Theta = k_0 L$, 则:

$$\begin{aligned} (k_0 \nabla L)^2 &= \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{2k_0 \omega}{c^2} \bar{v}_0 \cdot \nabla L + \frac{k_0^2}{c^2} (\bar{v}_0 \cdot \nabla L)^2 \\ &= k^2 - 2k \left(\frac{\bar{v}_0}{c} \right) \cdot (k_0 \nabla L) + \left[\left(\frac{\bar{v}_0}{c} \right) \cdot (k_0 \nabla L) \right]^2 \\ &= k^2 \left[1 - \frac{1}{k} \bar{M} \cdot (k_0 \nabla L) \right]^2 \end{aligned} \quad (15)$$

即 $(\nabla \Theta)^2 = [k - \bar{M} \cdot \nabla \Theta]^2 \quad (16)$

(16) 式是声波在运动介质中的相位方程。令 $\frac{k}{k_0} = n$, 则 (15):

$$(\nabla L)^2 = n^2 \left[1 - \frac{1}{n} \bar{M} \cdot (\nabla L) \right]^2 \quad (17)$$

(16) 式是声波在运动介质中的声程方程。若令 $|\vec{M}| = |\vec{v}/c| \rightarrow 0$, 则

$$(\nabla L)^2 = n^2 \quad (18)$$

就是静止介质中的声程方程。将 (16) 式改写为

$$[\omega - \vec{v}_0 \cdot \nabla \Theta]^2 - (c \nabla \Theta)^2 = 0 \quad (19)$$

另一方面, 将 $\nabla \Theta = \frac{\vec{k}_r + \vec{k}_\theta + \vec{k}_\phi}{\sqrt{k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2}}$ 代入 (1.27) 式, 得到:

$$[\omega - k_r v_r - k_\theta v_\theta - k_\phi v_\phi]^2 - c^2 (k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2) = 0 \quad (20)$$

(20) 式是声程方程的不变量, 将其取做 Hamilton 函数 H

$$\begin{aligned} H(t, r, \theta, \phi, \omega, k_r, k_\theta, k_\phi) \\ = [\omega - k_r V_r - k_\theta V_\theta - k_\phi V_\phi]^2 - (k_r^2 + k_\theta^2 + k_\phi^2) c^2(t, r, \theta, \phi) \end{aligned} \quad (21)$$

其中, $V(x_i)$ 是介质的流速, $c(x_i)$ 是声速。

根据 Fermat 原理, 声线是声传播时的最小声程, 应满足以下变分方程

$$\delta \int_{r_1}^{r_2} \nabla \Theta \cdot d\vec{s} \quad (22)$$

引入广义坐标 k_r, k_θ, k_ϕ , 由 Legendre 变换及 Hamilton-Jacobi 定理, 考虑到 (21) 式所给出的函数 H 的不变量性质, 可在地心球面坐标系中将 Hamilton 方程写成:

$$\frac{dr}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial k_r} \quad (23)$$

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial k_\theta} \quad (24)$$

$$\frac{d\phi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial H}{\partial k_\phi} \quad (25)$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = -\frac{\partial H}{\partial \omega} \quad (26)$$

$$\frac{dk_r}{d\tau} = -\frac{1}{r} \frac{\partial H}{\partial r} + k_\theta \frac{d\theta}{d\tau} + k_\phi \sin \theta \frac{d\phi}{d\tau} \quad (27)$$

$$\frac{dk_\theta}{d\tau} = \frac{1}{r} \left(-\frac{\partial H}{\partial \theta} - k_\phi \frac{dr}{d\tau} + k_\phi r \cos \theta \frac{d\phi}{d\tau} \right) \quad (28)$$

$$\frac{dk_\phi}{d\tau} = \frac{1}{r \sin \theta} \left(-\frac{\partial H}{\partial \phi} - k_\theta \sin \theta \frac{dr}{d\tau} - k_\phi r \cos \theta \frac{d\theta}{d\tau} \right) \quad (29)$$

$$\frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial H}{\partial \omega} \quad (30)$$

其中, r, θ, ϕ 是声线上一点的三维球坐标, k_r, k_θ, k_ϕ 是传播矢量的分量。

$k = \sqrt{k_r^2 + k_\theta^2 + k_z^2}$ 。由于在 Hamilton 函数中已包含了声速和海流，因而上式可用于任意海水介质环境。

2 数值计算

我国台湾岛东部海域属于北太平洋环流的一个支流，俗称黑潮。它对于声传播有着显著的影响。采用水深 5000m，声源深度 100m。环流曲率半径取为 300km，流向为沿着台湾东海岸自南流向北，流速 1.5m/s。从图 2 中可以看出，声波受横向水流的影响，使得声线在水平平面内发生偏转。在传播距离 250km 时，洋流使得声线横向偏转近 10km，产生偏角各为 4.86° ，见图 2 上图。以相同俯仰角发射的声线，在水平面内发生了分离。这是由于声线所走路径不同受洋流影响也不同的缘故。

应该指出的是，一般有较大洋流的海域通常也存在强烈的锋面，带来声速沿着水平方向的强烈变化，从而使得声传播情况变得更加复杂。

3 结论

水文环境复杂多变，影响声波传播的因素也多种多样，本文从洋流的特征及对于声传播的影响出发，得出了一些有参考价值的结论。

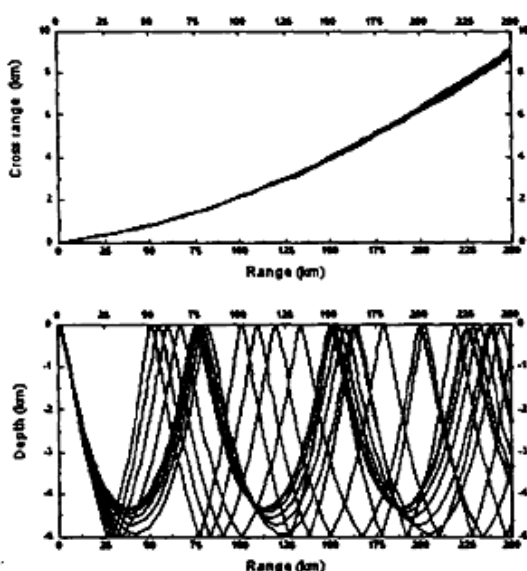


图 2 海流影响下的传播声线

参考文献

- 1 姜冠亭，“水声环境效应在海军潜艇战术中的应用研究”，博士论文，1998
- 2 杨士莪，水声传播原理，哈尔滨工程大学出版社，1994
- 3 Urlick.R.J., Principles of underwater sound. 3rd edn. Mckraw-Hill. New York, 1983
- [4] Weickmann.A.M., J.P.Reily, T.M.Georges and R.M.Jones., EIGEN-A Program to compute eigenrays from HARPA/HARPO Raysets, NOAA Tech. 91pp, 1989

潜艇爆炸声反射实验研究

方恒忠 徐海亭

(中科院北海研究站, 青岛 266023)

引言

潜艇作为重要的海上作战装备, 历来是各国海军发展的重点, 随着反潜技术的发展, 对潜艇声散射特性的研究也越来越受到重视, 研究潜艇的声反射特性对于声呐探测、识别及潜艇的隐身都具有重要的意义。实验测量潜艇的散射特性具有简便、准确和实用等优点, 因而被许多国家所采用。我们实验记录了潜艇对爆炸声的反射回波, 计算了手榴弹的声源级、回波级及潜艇的目标强度, 并作了讨论。

1 理论依据

潜艇反射实验的理论基础是声纳方程:

$$TS=EL-SL+2TL \quad (1)$$

其中, TL 为由声源到达潜艇表面的传输损失, 并且:

$$EL=10\lg(I_e/I_0), \quad SL=10\lg(I_l/I_0) \quad (2)$$

式中: I_e 为回波声强、 I_l 为距声源中心 1 m 处的声强、 $I_0=0.67 \times 10^{-12} \text{W/cm}^2$ 为参考声强。

声呐方程是采用强度或由单位面积上的平均声功率来描述的, “平均”一词含有在一个时间区间内取平均的意义。当声源为瞬变信号或者由于介质中的传播、目标的散射引起信号的严重畸变时, 在时间区间内的平均会得到不确定的结果。通常用能流密度来表示声呐方程^[1], 能流密度的定义为:

$$E = \frac{1}{\rho c} \int_0^{\infty} P^2(t) dt \quad (3)$$

重新定义声源级 SL 、回波级 EL 为:

$$SL=10\lg(E_l/E_0) \quad (4)$$

$$EL=10\lg(E_e/E_0) \quad (5)$$

其中 E_e 是回波的能流密度, E_l 是距声源中心 1 m 处的能流密度, $E_0=0.67 \times 10^{-12} \text{J/cm}^2$ 。

则能够证明^[1] 声呐方程 (1) 仍然成立。

实验中用水听器将声压信号转化为电压信号, 并由录音机记录, 假设水听器的灵敏度为 d , 信号被放大 n 倍, 录音机记录的信号为 U , 则水听器表面声压 P 为:

$$P = \frac{1}{n} \times U \times 10^{\left(\frac{-d}{20}\right)} \quad (6)$$

把公式 (6) 代入公式 (2)、(5) 可得到回波级 EL ; 求声源级 SL 则需先把声压 P 折算到离声中心 1 m 处, 再利用公式 (2)、(5) 求得。

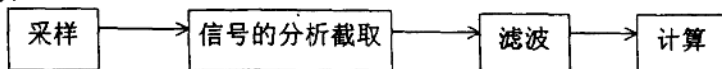
2 实验简述

实验采用收发合置方式, 以水下 7 m 深爆炸手榴弹 (炸药量 38g) 作为声源, 声波经潜艇反射后被水听器阵接收, 并由磁带录音机记录。实验进行时, 潜艇航向与声波入射方向垂直, 潜艇与声源间距离为 555m, 潜艇航行状态为潜望状态 (水下 7 m)。

3 数据处理

3.1 数据处理流程图

流程图为:



将磁带录音机记录的模拟信号转化为数字信号, 采样频率为50kHz; 将所需信号取出并采用数字滤波器进行滤波。对滤波后信号计算求 SL、EL 及 TS。

3.2 爆炸声源机理分析和声源级

水下爆炸的基本现象在第二次世界大战期间已经搞清楚, 并在 Cole 的一本书^[2]中作了总结。声源爆炸形成激波和一系列气泡脉冲, 其中起主要作用的是激波和第一个气泡脉冲, 根据公式^[1] (7):

$$T = \frac{Kw^{1/3}}{(d+33)^{5/6}} \quad (7)$$

把各参数代入, 算出激波和第一个气泡脉冲到来的时间间隔为 $T=66.7 \text{ ms}$ 。其中, $K=4.36$ 是一个常数, W 是炸药重量, 以 lb 为单位, d 是爆炸离海面的深度, 以 ft 为单位。

另外, 在浅海中, 还将接收到海底、海面的多次反射。图 1 所示为一 7 m 深处爆炸、7 m 深处接收的爆炸声信号, 由图看出, 信号波型机理清楚。

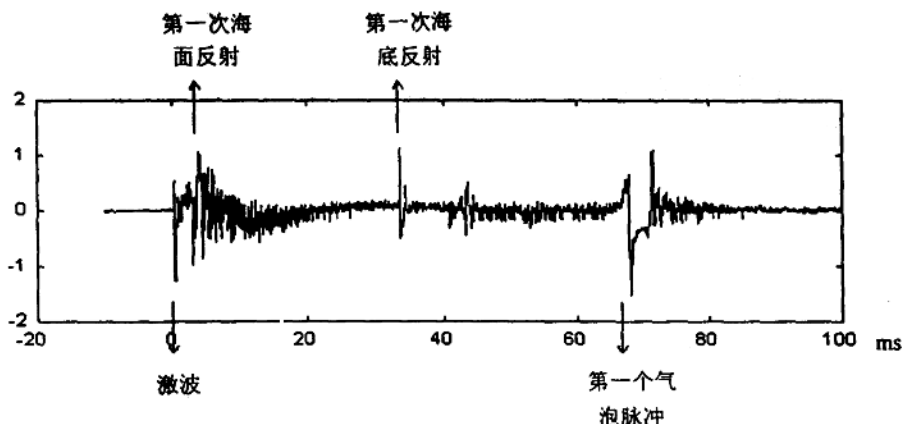


图 1. 爆炸声信号波型图

把去掉了海底、海面反射的声源信号滤波, 然后按公式 (2)、(3) 计算得到声源级 SL 如图 2 所示, 图中实线为多发弹的声源级的统计平均, * 线分别表示 7 m 深处接收到的三发弹的声源级。

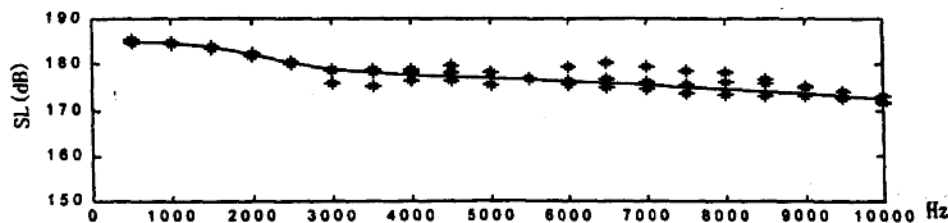


图 2 手榴弹的声源级随频率的变化