

声呐罩夹芯式透声窗的声学设计研究

俞孟萨 李东升

(中国船舶科学研究中心 江苏 214082)

龚莉 许建

(武汉船舶设计研究所 武汉 430064)

2004 年 3 月 1 日收到

2004 年 6 月 7 日定稿

摘要 以船舶声呐罩透声窗的低噪声设计为背景, 针对由粘弹性夹芯平板和平行腔体组成的简化声呐罩模型, 采用双重 Fourier 变换方法和波数 - 频率谱分析, 建立平稳随机湍流脉动压力激励下三层夹芯式透声窗在声呐基阵部位产生的自噪声计算方法, 数值分析了透声窗几何和物理参数对自噪声的影响, 提出夹芯式透声窗声学设计的方法和参数。研究表明: 三层夹芯式声呐罩透声窗的低噪声特性主要取决于夹芯粘弹性层中纵波和横波传播的截止效应以及阻抗失配效应。通过对弹性平板和粘弹性层的厚度、密度、杨氏模量、阻尼因子以及粘弹性层的纵波和横波声速等参数的合理选取, 可以使夹芯透声窗比单层透声窗的降噪效果最大增加 6.5 dB。

PACS 数: 43.20, 43.30, 43.35

Design of sandwich acoustic window for sonar dome

YU Mengsa LI Dongsheng

(China ship Scientific Research Center Wuxi 214082)

GONG Li XU Jian

(Wuhan Ship Research Institute Wuhan 430064)

Received Mar. 1, 2004

Revised Jun. 7, 2004

Abstract Aimed at the low noise designing of sonar dome in ships, it had been established that a method of calculating the self noise of sonar array for a simplified sonar dome consisting of sandwich plate of visco-elasticity and parallel acoustic cavity, which is induced by acoustic window of sandwich excited by stationary random fluctuation force of turbulence boundary layer, using temporal and spatial Fourier transform and wave number - frequency spectrum analysis. After numerically analyzing the influence of geometrical and physical parameters of acoustic window on the self noise, it is suggested that the design method and reasonable parameters for acoustic window of sandwich. The results show that the property of low noise induced by acoustic window of sandwich is dominated by the cut-off effect of longitudinal wave and transverse wave propagating in the visco-elastic layer of sandwich as well as the mismatch effect of impedance. If the thickness, density, Young's modulus and damping factor of plates and visco-elastic layer as well as the sound speed of longitudinal wave and transverse wave in visco-elastic layer are selected reasonably, the maximum noise reduction of acoustic window of sandwich is 6.5 dB greater than that of a single glass fibre reinforced plastic plate.

引言

水下航行器航行时, 为了避免水流对声呐基阵的冲击, 不使基阵受到“伪声”的直接干扰, 通常在

声呐基阵外面配置透声外罩, 称为声呐罩。声呐罩要求具有优良的透声性能、较小的波束畸变、良好的流体动力性能以及较低的自噪声。声呐罩的材料、线型和结构的声学设计, 是控制声呐自噪声的有效技术途

径。早期的声呐罩一般采用不锈钢材料，上世纪六、七十年代出现过透声性好、噪声低的橡胶声呐罩，它需要一套维持外型的加压系统，制造和安装价格昂贵。此后声呐罩普遍改用透声性能好、比强度高的玻璃钢材料^[1,2]，它具有易于成型、价格便宜、维修方便、透声性好等优点。虽然玻璃钢比不锈钢的阻尼因子约大一个数量级，但它还是一种受激振动响应较大的材料，在表面湍流脉动激励下会产生较大的自噪声。20世纪80年代国外针对低噪声声呐罩设计，在玻璃钢中增设一层聚胺脂类粘弹性材料，这种夹芯式声呐罩具有插入损失小、阻尼因子大、强度高等优点^[3,4]。从20世纪90年代至今，国外还研究将柔性材料涂覆在玻璃钢罩壳外表面，一方面增加罩壁的阻尼，另一方面稳定流动，减小表面的湍流脉动压力^[5]，但是这种声呐罩加工工艺复杂。所以夹心式玻璃钢声呐罩是一种实用价值较高的新型的声呐罩。

夹芯式玻璃钢声呐罩的设计，涉及到湍流脉动压力激励下透声窗在声呐基阵部位产生的噪声。由于声呐罩几何外形一般较复杂，严格地计算水下航行器艏部声呐自噪声的水动力分量比较困难^[6]。虽然原则上可以采用有限元和边界元方法计算声呐自噪声，但这种方法仅适用于低频段，且计算量很大，声呐自噪声的计算一般都采用简化模型，Han^[7]等人采用能量流分析方法，计算了弹性平板模型受湍流脉动压力在矩形腔内产生的噪声，Wu^[8]同样采用平板模型计算湍流边界层产生的噪声。考虑到夹芯式玻璃钢声呐罩优化设计的主要任务是确定夹芯结构的几何和物理参数，使声呐罩噪声最低、透声性最好，不必模拟所有参数，而可以采用Maidanik提出的平板和平行腔体组合的声呐罩模型^[9,10]：透声窗厚度方向全模拟，罩内腔体简化为平行液体层，重点强调透声窗的声学性能，淡化导流罩线型等因素对透声窗声学性能的影响。

本文针对上述声呐罩简化模型，采用双重Fourier变换方法和波数-频率谱分析，参照Ko和Heatwole^[11,12]对柔性层流动噪声的分析与研究，建立平稳随机湍流脉动压力激励下三层夹芯式透声窗在声呐基阵部位产生的自噪声计算方法，数值分析夹芯式透声窗板厚、纵波和横波声速、阻尼因子等参数对自噪声的影响，提出夹芯式透声窗声学设计的方法和参数。

1 设计理论模型

考虑如图1所示的声呐罩分析模型：透声窗为三层夹芯结构，其上层和下层为玻璃钢弹性平板，中间

层为粘弹性层。声呐罩腔体简化为平行液体层，声呐基阵简化为表面声反射系数为R的平面。声呐罩外面为半无限大的声介质，其特征声阻抗为 $\rho_0 c_0$ ， ρ_0 和 c_0 为声介质的密度和声速。平稳的随机湍流脉动压力作用在声呐罩外表面。为方便起见，令 $z_0 = 0, z_1 = h_1, z_2 = h_1 + h_c, z_3 = h_1 + h_c + h_2, z_4 = h_1 + h_c + h_2 + l$ 。

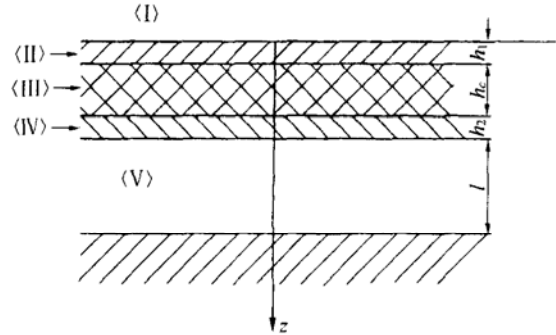


图1 声呐自噪声计算模型

在区域(I)、(V)，声压 $p_i(x, z, t)$ 满足理想声介质中小振幅声波的波动方程：

$$\frac{\partial^2 p_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p_i}{\partial z^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_i}{\partial t^2}, \quad (1)$$

式中， $p_i(x, z, t)$ ($i = 1, 2$) 分别为区域(I)、(V)中的声压。

区域(II)和(IV)，弹性平板满足经典薄板理论，它们的小振幅弯曲振动方程为：

$$D_i \frac{\partial^4 W_i}{\partial x^4} + \rho_s h_i \frac{\partial^2 W_i}{\partial t^2} + C_i \frac{\partial W_i}{\partial t} = f_i(x, t), \quad (2)$$

$$f_i(x, t) = \begin{cases} f_t(x, t) + p_1|_{z=z_0} - \tau_{zz}|_{z=z_1}, & (i = 1) \\ \tau_{zz}|_{z=z_2} - p_2|_{z=z_3}, & (i = 2) \end{cases} \quad (3)$$

式中， $W_i(x, t), D_i, h_i, C_i$ ($i = 1, 2$) 分别为上、下弹性平板沿 z 方向的振动位移、弯曲刚度、厚度和粘性阻尼参数； ρ_s, E, ν 分别为平板密度、杨氏模量和泊松比； $\tau_{zz}|_{z=z_1}, \tau_{zz}|_{z=z_2}$ 分别为粘弹性层作用在上、下平板内表面的法向应力； $p_1|_{z=z_0}, p_2|_{z=z_3}$ 分别为区域(I)和(V)声场作用在上、下平板外表面的声压； $f_t(x, t)$ 为上平板单位面积受到的外作用力。

区域(III)中，粘弹性层中弹性波满足矢量波动方程，按照固体波动理论^[13]，二维平面问题的粘弹性层小振幅纵波和横波波动方程为：

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2} = \frac{1}{c_t^2} \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial t^2}, \quad (4b)$$

其中， c_l 和 c_t 分别为粘弹性层纵波和横波声速。

为了联合求解 (1), (2), (4) 式, 需要给出各分层介质界面处的边界条件。

(a) 区域 (I) 与 (II) 界面、区域 (IV) 与 (V) 界面上、下弹性平板法向振动位移等于声介质运动位移:

$$\frac{\partial p_i}{\partial z} \Big|_{z=z_j} = -\rho_0 \frac{\partial^2 W_i}{\partial t^2}, \quad (i=1,2, j=0,3) \quad (5)$$

(b) 区域 (II) 与 (III) 界面、区域 (III) 与 (IV) 界面: 上、下弹性平板和粘弹性层的法向、切向振动位移相等^[14]:

$$u_z|_{z=z_i} = W_i, \quad (6a)$$

$$u_x|_{z=z_i} = -\zeta \frac{\partial W_i}{\partial x}, \quad (i=1,2) \quad (6b)$$

式中, ζ 为平板中和面至表面的法向距离。

(c) 区域 (V) 中声呐基阵表面: 已知声压的反射系数为 R , 即:

$$\frac{p_2^r}{p_2^i} \Big|_{z=z_4} = R, \quad (7)$$

式中: p_2^i 为入射到基阵表面的声压, p_2^r 为基阵表面反射的声压。

采用双重 Fourier 积分变换方法求解上述诸式。

定义:

$$f(x, z, t) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{F}(k, \omega, z) e^{-i(kx-\omega t)} dk d\omega, \quad (8)$$

式中, k 为 x 方向的波数, $\tilde{F}(k, \omega, z)$ 为物理量 $f(x, z, t)$ 对空间和时间的双重 Fourier 变换量。

利用 (8) 式, 对 (1), (2) 式和 (5) 式求解, 得到上、下弹性平板的耦合振动方程:

$$\left(Z_{P_1} + \frac{i\rho_0\omega^2}{\sqrt{k_0^2 - k^2}} \right) \tilde{W}_1 = -\tilde{T}_{zz} \Big|_{z=z_1} + \tilde{F}_t(k, \omega), \quad (9)$$

$$Z_{P_2} \tilde{W}_2 = \tilde{T}_{zz} \Big|_{z=z_2} - \tilde{P}_2 \Big|_{z=z_3}, \quad (10)$$

其中: $k_0 = \omega/c_0$ 为声波数, $\tilde{W}_i(k, \omega)$, \tilde{F}_t 和 \tilde{T}_{zz} 分别为 $W_i(x, t)$, $f_t(x, t)$ 和 τ_{zz} 的双重 Fourier 变换量。 $Z_{P_i} = D_i k^4 - \omega^2 \rho_s h_i + i\omega^2 \eta_i$, $\eta_i = C_i/\omega$ 分别为弹性平板的机械阻抗和损耗因子。

区域 (V) 中, (1) 式和 (5), (7) 式作 Fourier 变换后求解, 并考虑 (10) 式可得:

$$[Z_{P_2} + G_0(k, \omega)] \tilde{W}_2 = \tilde{T}_{zz} \Big|_{z=z_2}, \quad (11)$$

$$\tilde{P}_2(k, \omega, z_4) = G_2(k, \omega) \tilde{W}_2, \quad (12)$$

其中:

$$G_0 = \frac{i\rho\omega^2 [1 + Re^{-2i\sqrt{k_0^2 - k^2}l}]}{\sqrt{k_0^2 - k^2} [1 - Re^{-2i\sqrt{k_0^2 - k^2}l}]},$$

$$G_2 = \frac{-i\rho\omega^2 (1 + R) e^{-i\sqrt{k_0^2 - k^2}l}}{\sqrt{k_0^2 - k^2} [1 - Re^{-2i\sqrt{k_0^2 - k^2}l}]}.$$

同样, (4a) 和 (4b) 式经双重 Fourier 变换后, 求解粘弹性层位移势函数的波数 — 频率响应函数所满足的方程, 得到的通解为:

$$\Phi(k, \omega, z) = A_1 \cos(\sqrt{k_l^2 - k^2}z) + B_1 \sin(\sqrt{k_l^2 - k^2}z), \quad (13)$$

$$\psi(k, \omega, z) = A_2 \cos(\sqrt{k_t^2 - k^2}z) + B_2 \sin(\sqrt{k_t^2 - k^2}z), \quad (14)$$

式中, $k_l = \omega/c_l$, $k_t = \omega/c_t$, 分别为粘弹性层纵波和横波波数。

按照文献 11, 粘弹性层中的法向应力用势函数 ϕ 和 ψ_y 表示为:

$$\tau_{zz}(x, z, t) = \lambda \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z \partial x} \right), \quad (15)$$

式中, λ 和 μ 为粘弹性层拉密常数。(15) 式作双重 Fourier 变换后代入 (13) 和 (14) 式, 得到:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{zz}(k, \omega, z) = & -(\omega^2 \rho_c - 2\mu k^2) A_1 \cos(\sqrt{k_l^2 - k^2}z) - \\ & (\omega^2 \rho_c - 2\mu k^2) B_1 \sin(\sqrt{k_l^2 - k^2}z) - \\ & 2i\mu k \sqrt{k_t^2 - k^2} A_2 \sin(\sqrt{k_t^2 - k^2}z) + \\ & 2i\mu k \sqrt{k_t^2 - k^2} B_2 \cos(\sqrt{k_t^2 - k^2}z) \end{aligned} \quad (16)$$

考虑区域 (II)、(III) 界面和区域 (III)、(IV) 界面法向和切向振动位移相等的边界条件 (6) 式, 经双重 Fourier 变换后代入 (16) 式; 再将 (16) 式分别代入 (9)、(11) 式。联立 6 个方程, 得到待定系数 $A_1, B_1, A_2, B_2, W_1, W_2$ 满足的矩阵方程:

$$\begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & a_{15} & 0 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & 0 & a_{26} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & a_{35} & 0 \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & 0 & a_{46} \\ a_{51} & a_{52} & a_{53} & a_{54} & a_{55} & 0 \\ a_{61} & a_{62} & a_{63} & a_{64} & 0 & a_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \\ A_2 \\ B_2 \\ \tilde{W}_1 \\ \tilde{W}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\tilde{F}_t \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (17)$$

上式中的矩阵元素见附录。由上式可解得 $\tilde{W}_2 = \tilde{G}_1 \tilde{F}_t$, 将其代入 (12) 式, 则得到基阵表面声压的波数 - 频率响应函数与作用力的波数 - 频率函数之间的关系:

$$\tilde{P}_2(k, \omega, z_4) = G(k, \omega) \tilde{F}_t(k, \omega), \quad (18)$$

其中: $G(k, \omega) = G_1(k, \omega, z_4) G_2(k, \omega, z_4)$ 。

当透声窗简化为单层弹性板时, (18) 式退化为:

$$\tilde{P}_2(k, \omega, h_1 + l) = G'(k, \omega) \tilde{F}_t(k, \omega), \quad (19)$$

其中:

$$G'(k, \omega) = \frac{G_2}{Z_{P1} + G_0(k, \omega) + \frac{i\rho_0\omega^2}{\sqrt{k_0^2 - k^2}}}$$

我们知道,作用在声呐罩透声窗外表面的湍流脉动压力是平稳的随机作用力,采用功率谱密度函数表示,相应地,声呐基阵表面的声压也需要采用功率谱密度函数表示。前面已经假设作用在声呐罩表面的激励力为 $f_t(x, t)$,它通过夹心式透声窗和声呐罩腔的空间滤波,在声呐基阵表面产生的声压可以表示为:

$$p(x, t, z_4) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, t) f_t(x - \xi, t - \tau) d\xi d\tau, \quad (20)$$

式中: $g(x, t)$ 为声呐罩系统的脉冲响应函数,其 Fourier 变换量即为 $G(k, \omega)$ 。

由 (20) 式可以计算声呐基阵表面声压的互相关函数^[15]:

$$R_{pp}(\eta, \lambda) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi_1, \tau_1)$$

$$R_{ff}(\eta + \xi_1 - \xi_2, \lambda + \tau_1 - \tau_2) g(\xi_2, \tau_2) d\xi_1 d\xi_2 d\tau_1 d\tau_2,$$

式中 R_{ff} 为湍流脉动激励力的时空相关函数。由声压的互相关函数可计算其波数 - 频率谱函数:

$$Q_{pp}^2(k, \omega) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(\xi_1, \tau_1) g(\xi_2, \tau_2) R_{ff}(\eta + \xi_1 - \xi_2, \lambda + \tau_1 - \tau_2) e^{ik\eta - i\omega\lambda} d\xi_1 d\xi_2 d\tau_1 d\tau_2 d\eta d\lambda. \quad (21)$$

利用激励力相关函数与谱密度函数的关系以及脉冲响应函数的 Fourier 变换关系,由 (21) 式可得声压波数 - 频率谱密度函数与湍流脉动压力的波数 - 频率谱 $Q_{ff}(k, \omega)$ 的关系:

$$Q_{pp}^2(k, \omega) = Q_{ff}(k, \omega) |G(k, \omega)|^2, \quad (22)$$

这样,声呐基阵表面声压的频率谱密度函数为:

$$Q_{pp}^2(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{ff}(k, \omega) |G(k, \omega)|^2 dk, \quad (23)$$

透声窗简化为单层弹性平板时,声呐基阵表面声压的频率谱密度函数为:

$$Q_{pp}^1(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} Q_{ff}(k, \omega) |G'(k, \omega)|^2 dk. \quad (24)$$

若取 (23) 和 (24) 式中 $G(k, \omega)$, $G'(k, \omega)$ 为 1, 相当于没有透声窗,则积分的结果即为湍流脉动压力的频率谱函数 $Q_{pp}^0(\omega)$ 。定义:

$$NRi = 10 \lg \frac{Q_{pp}^i(\omega)}{Q_{pp}^0(\omega)}, \quad (i = 1, 2) \quad (25)$$

$$NR = 10 \lg \frac{Q_{pp}^2(\omega)}{Q_{pp}^1(\omega)}. \quad (26)$$

$NRi (i = 1, 2)$ 分别表示单层和夹芯式透声窗“屏蔽”和“抑制”湍流脉动压力的能力, NR 表示夹芯式透声窗与单层透声窗相比的降噪效果。

2 数值计算分析

按照上节建立的数学模型,设计编制了计算软件,对湍流脉动压力激励下单层和夹芯式透声窗在声呐基阵部位产生的水动力自噪声进行了计算。针对弹性平板不同厚度、密度、杨氏模量、阻尼因子,粘弹性层不同厚度、纵波和横波声速、密度、阻尼因子,以及声呐基阵表面不同声反射系数和基阵表面到透声窗的不同距离,比较分析声呐基阵自噪声的变化规律。各参数的取值范围参见表 1。湍流脉动压力波数 - 频率谱 $Q_{ff}(k, \omega)$ 采用 Corcos 模型,其详细表达式见文献 15。

透声窗和声呐腔对作用在声呐罩外表面的湍流脉动压力起到空间滤波器的作用。透声窗的设计,就是选择其合适的空间滤波特性,实现声呐基阵部位的自噪声最小化。图 2 和图 3 分别为单层和夹芯式透声窗空间传递函数 $G(k, \omega)$ 和 $G'(k, \omega)$ 的计算结果,它们表明:透声窗和声呐腔组成的空间滤波器,具有低波数通带和高波数阻带的特性。边界层湍流脉动压力的峰值分量位于传输波数 $k_c = \omega/U_c$ 附近的高波数区域,在声波数 $k_0 = \omega/C_0$ 的低波数区域,湍流

表 1 计算参数取值范围

声介质		玻璃钢					
ρ_0 (kg/m ³)	c_0 (m/s)	h_1 (m)	h_2 (m)	ρ_s (kg/m ³)	E (N/m ²)	η_s	
1000	1500	0.002~0.012	0.003~0.006	1400~2000	1.74×10^{10}	0.01~0.1	
粘弹性层				声呐腔			
h_c (m)	ρ_c (kg/m ³)	c_l (m/s)	c_t (m/s)	η_c	R	l (m)	V (m/s)
0.015~0.05	950~1200	1300~1800	50~500	0~0.45	0~1.0	0.5~2.3	5

脉动压力比其峰值分量小 20 dB 左右，因此，透声窗对于湍流脉动压力起到了有效的抑制和屏蔽作用。从图 2 和图 3 可以看到， $G(k, \omega)$ 和 $G'(k, \omega)$ 的通带波数范围随着频率增大而变宽，但 $G(k, \omega)$ 不仅比 $G'(k, \omega)$ 的通带波数范围窄，而且其幅度随着频率增大而降低。

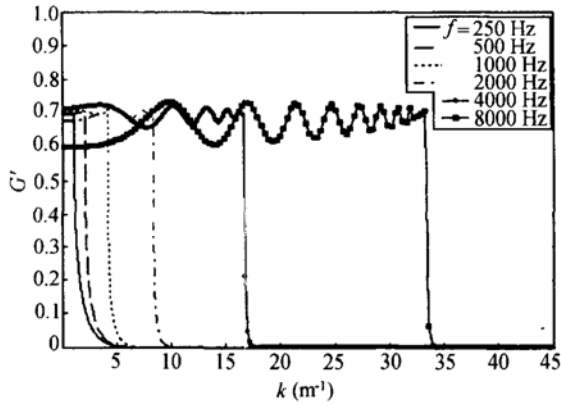


图 2 单层透声窗空间滤波特性

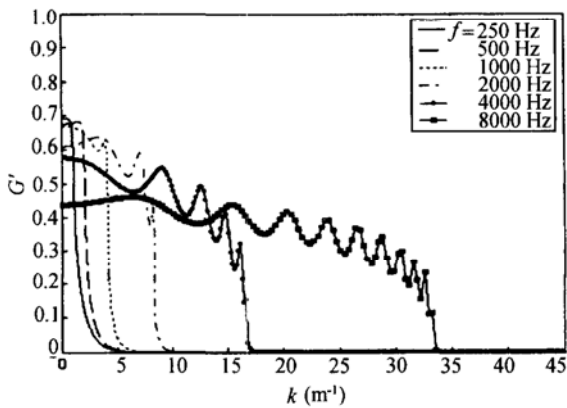


图 3 夹芯式透声窗空间滤波特性

透声窗和声呐腔组合空间滤波器的特性主要取决于阻抗失配效应和弹性波传播截止效应。湍流脉动压力作用在透声窗表面，引起透声窗壳体振动，并通过声呐腔内流体介质的耦合作用，在声呐基阵表面产生自噪声。在湍流脉动压力一定的情况下，声呐基阵部位自噪声的大小主要由透声窗的振动响应和声呐腔流体介质的耦合特性确定。由反映单层透声窗振动响应的弹性平板机械阻抗的表达式可知，弹性板对于激励力所有波数分量都具有一定的通带特性，但频率和波数不同，弹性板阻抗失配的程度不同，低频段呈现为弹性控制，高频段呈现为质量控制。声呐腔内声波的传播受到传播截止效应的作用，当声波数 k_0 大于弹性平板弯曲波数 k 时，声呐腔内声介质“声学透明”，声呐腔内形成一定形式的驻波场，将弹性平板振动能量耦合到声呐基阵表面；当 $k_0 < k$ 时，声呐腔内声介质不再“声学透明”，声波呈指数规律衰减，声呐腔越深，声波衰减越大。单层透

声窗的密度和阻尼因子不变时，其厚度变化对降噪值 $NR1$ 的影响见图 4，弹性平板厚度从 3 mm 增加到 8 mm，降噪值 $NR1$ 增加 0.5 dB 左右；图 5 为透声窗参数不变时声呐腔不同深度的降噪值 $NR1$ 比较，声呐腔深度从 0.5 m 增加到 1 m，低频段降噪值 $NR1$ 增加 1 dB 左右，高频段因为声波已经充分衰减而没有明显影响。声呐腔的深度取决于声呐罩安装部位的线型优化设计和声呐基阵的大小，需要服从于总体性能设计。单层弹性平板透声窗的声学设计，应通过改变弹性平板的厚度、密度、阻尼因子和杨氏模量来实现。经参数设计计算，在其它条件一定的情况下，厚度、密度、阻尼因子分别从 1400 kg/m^3 ，3 mm 和 0.01 增加到 2000 kg/m^3 ，8 mm 和 0.1，降噪值 $NR1$ 最大增加 1 dB。应该说，这种效果难以满足工程应用的需要。计算还表明：在其它条件一定的情况下，声呐基阵表面的反射系统直接影响到声呐自噪声，反射系数由 1 变化到 0，自噪声减小约 6 dB，这是因为反射系数为 0 时，声呐腔内没有反射波。

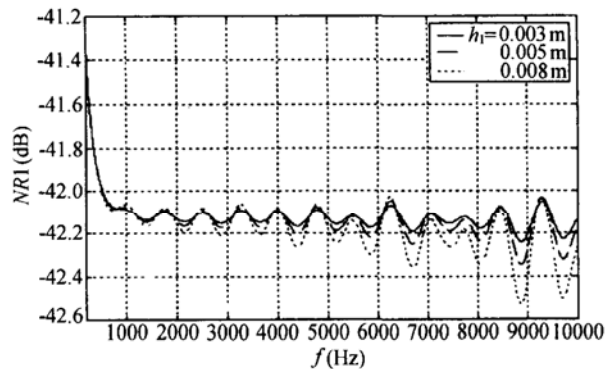


图 4 单层透声窗厚度对降噪值 $NR1$ 的影响

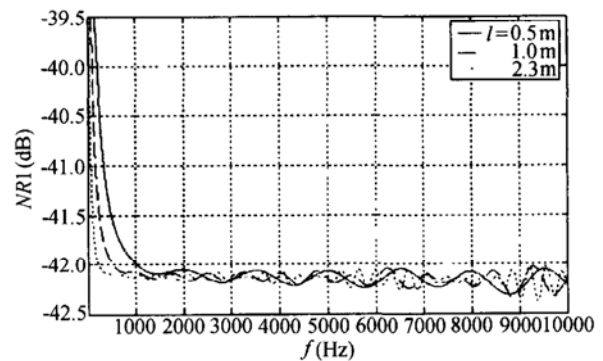


图 5 声呐腔深度对降噪值 $NR1$ 的影响

透声窗采用三层夹芯结构形式时，它除了上面提到的弹性板阻抗失配和声呐腔声传播截止效应引起的降噪效果外，粘弹性夹芯层中纵波和横波的传播，具有更明显的传播截止效应，加上粘弹性层的阻抗失配效应，使降噪效果明显增加。分析 (17) 式中矩阵元素的表达式可知，对于 $k < k_l$ 或 $k < k_t$ 的声波，粘弹

性夹芯层是声透明的, 但当 $k > k_l$ 或 $k > k_t$ 时, 声波在粘弹性层中沿厚度方向指数衰减。不同粘弹性材料的纵波声速和横波声速与水中声速的关系, 可以分为两种情况: $c_l > c_0 > c_t$ 和 $c_t < c_l < c_0$, 相应的波数关系分别为 $k_l < k_0 < k_t$ 和 $k_0 < k_l < k_t$ 。在第一种情况下, 粘弹性层中纵波传播截止的波数低于声波传播截止的波数, 使夹芯式透声窗空间滤波的通带波数范围窄于单层透声窗, 当波数 k 高于声波 k_0 和 k_t 时, 粘弹性层中的横波和声呐腔中的声波也产生传播截止效应。三种波动截止效应的迭加, 增强了透声窗的滤波作用; 在第二种情况下, 粘弹性层中纵波、横波的传播截止波数虽然高于声呐腔中声波的传播截止波数, 但粘弹性层和声呐腔的双重传播截止效应同样增强了透声窗的滤波性能。夹芯透声窗的空间滤波特性取决于弹性板和粘弹性层的声速、密度、厚度和阻尼等参数的综合效果。图 6 为改变夹芯式透声窗粘弹性层的纵波声速时降噪值 NR 的变化。由图可见夹芯透声窗比单层透声窗的降噪效果提高 1~3.5 dB, 且粘弹性层纵波声速从 1300 m/s 增加到 1800m/s, 降噪值改变 1~1.5 dB 左右, 纵波声速越低, 降噪效果越好; 横波声速在 50 m/s~500 m/s

范围内变化, 降噪值 NR 改变 0.5~1.0 dB, 而且横波声速取 250~300 m/s, 降噪效果最好 (参见图 7); 粘弹性层密度从 950 kg/m³ 变化到 1200 kg/m³, 降噪值 NR 的变化在 1 dB 以内 (参见图 8); 图 9 给出了粘弹性层不同阻尼因子时夹芯透声窗降噪效果比较, 粘弹性层阻尼因子为零时, 在 7 kHz 频率附近降噪值有一个明显的峰值, 随着阻尼因子的增加此峰值减小, 但各频率上的降噪效果增加, 阻尼因子为 0.45 时, 夹芯透声窗比单层透声窗的自噪声降低 1~3 dB。密度和阻尼因子对降噪量的影响, 反映了粘弹性层的阻抗失配作用; 图 10 为不同粘弹层厚度时自噪声降噪值 NR 的比较, 厚度从 15 mm 增加到 30 mm, 高频段降噪值 NR 增加 1.5 dB 左右。由这些计算结果可见, 改变夹芯透声窗的参数, 可以明显提高其降噪效果, 且计算结果与定性的降噪机理分析一致, 夹芯透声窗降噪是多重阻抗失配和波传播截止效应的综合体现。考虑到夹芯透声窗实现的可能性, 优化选取夹芯粘弹性层的纵波声速为 1300 m/s, 横波声速为 250 m/s, 阻尼因子为 0.40, 厚度为 30 mm, 则夹芯透声窗比单层透声窗的降噪效果最大增加 6.5 dB, 参见图 11。

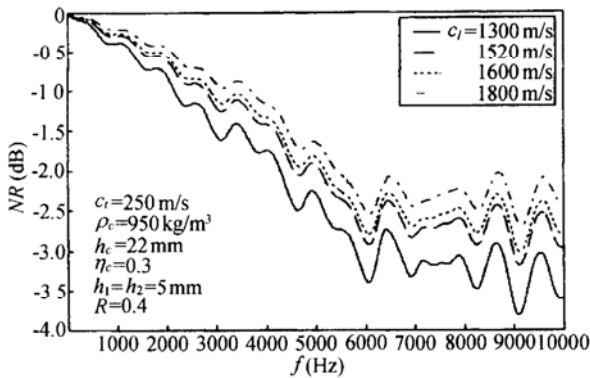


图 6 粘弹性层纵波声速对降噪值 NR 的影响

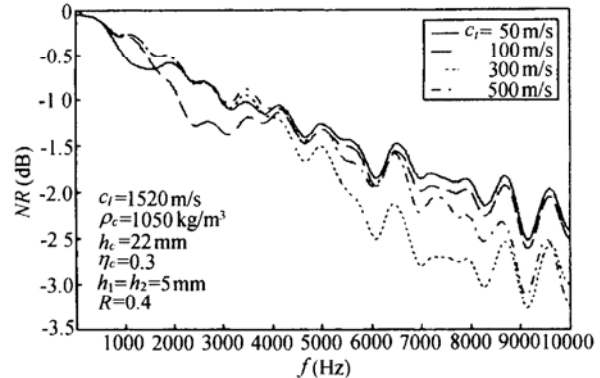


图 7 粘弹性层横波声速对降噪值 NR 的影响

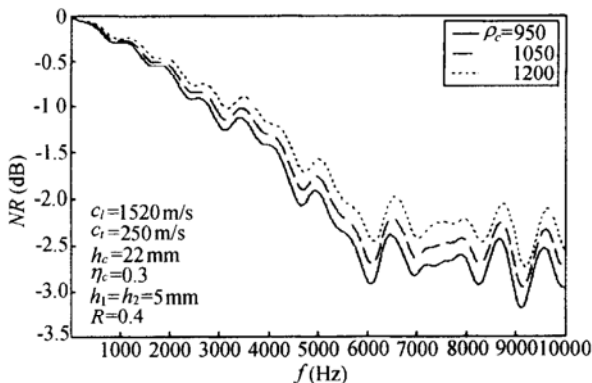


图 8 粘弹性层密度变化对降噪值 NR 的影响

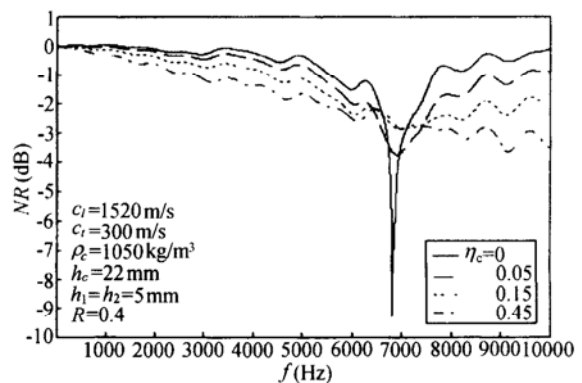
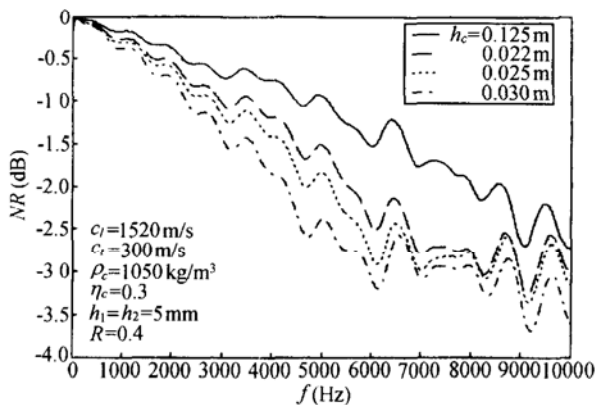
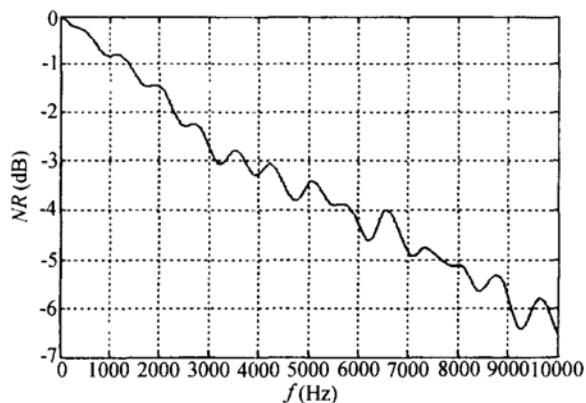


图 9 粘弹性层阻尼因子变化对降噪值 NR 的影响

图 10 粘弹性层厚度变化对降噪值 NR 的影响图 11 夹芯透声窗参数优化的降噪值 NR

3 结论

本文针对声呐罩简化的组合模型, 采用双重 Fourier 变换方法和波数-频率谱分析, 建立了三层夹芯式透声窗受平稳随机湍流脉动压力激励在声呐基阵部位产生自噪声的计算模型。数值分析了夹芯透声窗参数对自噪声的影响, 并与单层透声窗的降噪性能进行了比较, 研究表明:

(1) 透声窗屏蔽和抑制湍流脉动压力对声呐基阵的影响, 取决于它的空间滤波特性。透声窗是一种低波数通带、高波数阻带的空间滤波器。

(2) 单层弹性板透声窗的降噪机理主要为透声窗的声阻抗失配效应和声呐腔内声波传播的截止效应。单层透声窗参数设计使降噪效果增加 1 dB, 难以满足工程应用的需要。

(3) 除了单层透声窗的降噪机理外, 三层夹芯式透声窗引入了夹芯粘弹性层中纵波和横波传播截止效应和粘弹性层阻抗失配的降噪机理。在其它参数不变的情况下, 分别改变粘弹性的纵波声速, 横波声速, 密度, 厚度以及阻尼因子, 可以使降噪值 NR 改变 1~2 dB。

(4) 粘弹性层纵波声速和密度越低, 厚度和阻尼因子越大, 且横波声速为 250~300 m/s 左右, 则降噪

值 NR 越大。若取 c_l 为 1300 m/s, c_t 为 250 m/s、阻尼因子为 0.4、厚度为 30 mm, 则夹芯透声窗比单层透声窗的降噪效果最大增加 6.5 dB。

(5) 在其它条件一定的情况下, 声呐基阵表面的反射系数直接影响到声呐自噪声, 反射系数由 1 变化到 0, 自噪声减小约 6 dB。

参考文献

- Hoffmann C., Integrated design approach for sonar domes, UDT 1998 Conference Proceedings: London, UK: 1998, Nexus House: Nexus Media Limited, 1998: 83-86
- Burton S A. A cost effective solution for noise free GRP sonar domes in dynamic conditions, UDT 1998 Conference Proceedings: London, UK: 1998, Nexus House: Nexus Media Limited, 1998: 277-281
- Srivastava S K. Ocean engineering aspects of submarine sonar dome, UDT 1998 Conference Proceedings: London, UK: 1998, Nexus House: Nexus Media Limited, 1998: 325-329
- Lavender M A. The application of multi-layer modeling to dome design and hull treatments, UDT 1994 Conference Proceedings: London, UK: 1994, Warwick House, Nexus Business Communications Limited, 1994: 296-299
- Burton S A. Submarine signature management using polyurethane acoustic treatments, UDT 1994 Conference Proceedings: London, UK: 1994, Warwick House, Nexus Business Communications Limited, 1994: 260-263
- 俞孟萨等. 船舶声呐部位自噪声的预报方法及其控制技术. 船舶力学, 2002; 6(5): 80-94
- Han F et al. Prediction of flow induced structural vibration and sound radiation using energy analysis. *J. of Sound and Vib.*, 1997; 227(4): 685-709
- Wu S F. Noise transmission through a vehicle side window due to turbulent boundary layer excitation. *J. of Vibration and Acoustics*, 1997; 119(2): 557-562
- Maidanik G. Domed sonar system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1968; 44(1): 13-124
- Dowling A P. Flow noise on surfaces. In: Modern methods in analytical acoustics, Ed by Crighton D. G., London: Springer-Verlag, 1992: 452-482
- Ko S H. Flexural wave baffling by use of a viscoelastic material. *J. of Sound and Vib.*, 1981; 75(3): 347-357
- Heatwole C M et al. Robust feedback control of flow induced structural radiation of sound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1997; 102(2): 989-997
- 何祥辅, 赵玉芳. 声学理论基础, 北京: 国防工业出版社, 1981: 143-148
- Soedel W. Vibrations of shells and plates. New York: Marcel Dekker INC, 1981: 8-30
- Blake W K. Mechanics of flow-induced sound and vibration. Orlando: Academic Press INC, 1986; 2: 533-546

附录: 矩阵元素表达式

$$a_{11} = (\rho_c \omega^2 - 2\mu k^2) e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1},$$

$$\begin{aligned}
a_{12} &= (\rho_c \omega^2 - 2\mu k^2) e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{13} &= 2\mu k \sqrt{k_t^2 - k^2} e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{14} &= -2\mu k \sqrt{k_t^2 - k^2} e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{15} &= Z_{P_1} + \frac{i\rho_0 \omega^2}{\sqrt{k_0^2 - k^2}}, \\
a_{21} &= (2\mu k^2 - \rho_c \omega^2) e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{22} &= (2\mu k^2 - \rho_c \omega^2) e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{23} &= -2\mu k \sqrt{k_t^2 - k^2} e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{24} &= 2\mu k \sqrt{k_t^2 - k^2} e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{26} &= Z_{P_2} + \frac{i\rho_0 \omega^2}{\sqrt{k^2 - k^2}} \frac{1 + \operatorname{Re}^{-2i\sqrt{k_0^2 - k^2} l}}{1 - \operatorname{Re}^{-2i\sqrt{k_0^2 - k^2} l}}, \\
a_{31} &= i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{32} &= -i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{33} &= i k e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{34} &= i k e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{35} &= -1,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a_{41} &= -i k e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{42} &= -i k e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{43} &= i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{44} &= -i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} h_1}, \\
a_{45} &= i k \frac{h_1}{2}, \\
a_{51} &= i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{52} &= -i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{53} &= i k e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{54} &= i k e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{56} &= -1, \\
a_{61} &= -i k e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{62} &= -i k e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{63} &= i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{-i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{64} &= -i\sqrt{k_t^2 - k^2} e^{i\sqrt{k_t^2 - k^2} (h_1 + h_c)}, \\
a_{66} &= -i k \frac{h_2}{2}.
\end{aligned}$$