

TBL 压力起伏激励下粘弹性圆柱壳内的 噪声场： I. 噪声产生机理

汤渭霖 吴 一

(哈尔滨工程大学 哈尔滨 150001)

1995 年 5 月 8 日收到

1995 年 12 月 11 日定稿

摘要 用波数-频率谱传递函数描述包括粘弹性圆柱壳和流体负荷在内的整个系统, 导出了 TBL(湍流边界层) 压力起伏激励下管内噪声场互谱函数的一般表示式。存在着两种噪声产生机理: 一种是压力起伏的迁移峰通过柱壳直接传递, 另一种是压力起伏激励柱壳共振产生再辐射。在低频情况下, 后一种机理产生的噪声起主要作用。通过求解带有流体负荷的圆柱壳的频散方程, 得到复 K 平面上两个 Stoneley 型极点。它们是低频条件下管内噪声的主要源。最后, 用数值积分方法计算了柱壳半径、壳厚、材料吸收及流速等因素对噪声降低值的影响。

PACS 数 43.30 43.50

Interior noise field of a viscoelastic cylindrical shell excited by the TBL pressure fluctuations: I. production mechanism of the noise

TANG Weilin WU Yi

(Harbin Engineering University Harbin 150001)

Received May 8, 1995

Revised Dec. 11, 1995

Abstract Applying the wavenumber frequency transfer function to describe the whole system including the elastic cylindrical shell and the fluid loading, a general expression of the cross spectrum of the interior noise induced by the TBL (Turbulent Boundary Layer) pressure fluctuations is derived. There are two production mechanisms of the noise: direct transfer of the convective ridge of the pressure fluctuations through the shell, and reradiation of resonance modes excited by pressure fluctuations. At low frequencies the noise produced by the latter mechanism is dominant. Solving the frequency equation of the cylindrical shell with liquid loading, the two Stoneley-type poles in the complex K plane are presented. They are major sources of the reradiation of shell at low frequencies. Finally, effects of the shell radius, shell thickness, material absorption and flow speeds on the noise reduction are computed by numerical integration.

引言

拖曳线列阵在海洋地震勘探和远程目标探测中得到广泛应用。由于其声阵长、工作频率低、离母船远这些基本特点而获得海底深层或远程探测能力。拖线阵的噪声背景与其它声呐有很大不同,水听器阵安装在一根直径几 cm 的很长的柔软塑料套管内。分析表明,当拖曳速度较高时,流噪声是主要的噪声源¹。这里,我们把由于套管表面水流运动引起的管内噪声统称为流噪声,它主要是由 TBL (湍流边界层) 压力起伏引起的。由于拖线阵的特殊结构,对流噪声的研究提出了新的课题。

在现有文献中, Shashaty 讨论过拖线阵中各种形状水听器在流噪声作用下的有效长度³,他把套管内的声场看作是作用在管壁上的偶极子源 (力源) 产生的,而根本不顾弹性套管的作用。Francis 等人计算了多层粘弹性圆柱壳对流噪声的迁移峰的传输作用⁴,比较符合拖线阵的实际情况。但他们没有同时计算压力起伏激励圆柱壳振动产生的那部分声场。对于充液结构,那部分声场是主要的。另一方面,讨论 TBL 压力起伏通过平面粘弹性层的传递和衰减的文章近年来发表不少⁵⁻⁸,以 Ko 为代表广泛采用波数-频率谱分析方法,不过这些工作主要针对粘弹性层对流噪声的抑制。因此没有涉及粘弹性层后面流体中的噪声场。

本文应用作者先前提出的一种理论⁹讨论 TBL 压力起伏在无限长粘弹性圆柱壳内产生的噪声场。这一理论将波数-频率谱分析法推广到既有弹性结构又有流体负荷的情况。导出整个系统的波数-频率谱传递函数,然后应用线性迭加原理得到流体介质中噪声场的互功率谱或相关函数的一般表示式。这是一个复波数平面上的积分,它可以归结为两类极点的留数和。第一类极点是由压力起伏的迁移峰引入的,它导致结构直接传递压力起伏形成的噪声场。另一类极点由弹性壳体的传递函数引入,它们正是结构的共振极点,由此产生结构共振响应形成的噪声场。本文分析了这两类噪声场的特点。最后通过数值计算研究了管内噪声与壳体直径、厚度、材料吸收及拖曳速度等因素的依赖关系。

1 内部噪声场的理论分析

1.1 噪声场的一般形式

在构成数学模型之前做以下符合实际的近似。设拖线阵在水中拖曳时柱壳表面的流场沿周向均匀,因此作用在表面上的压力起伏沿圆周方向统计均匀。又设阵足够长,两端的作用可以忽略。这样,问题可以简化为无限长弹性柱壳只与纵轴 z 及径向 r 有关的二维问题。取坐标系如图 1。

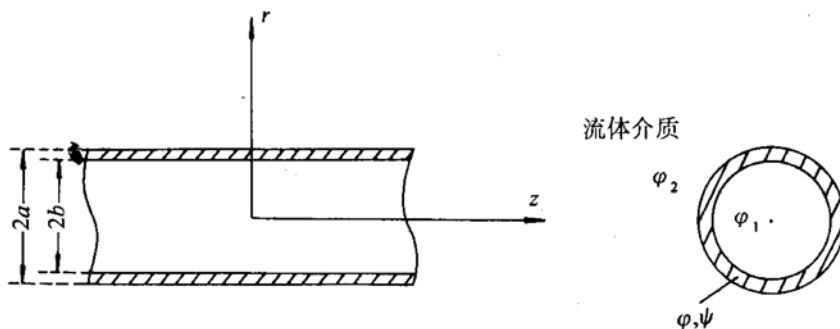


图 1 坐标系示意图

采用波数-频率谱迭加的方法来构成噪声场的解。设 TBL 压力起伏空间上均匀,时间上平稳,并且边界层的作用仅仅表现为激励弹性壳体表面的随机力源。另外,设包括弹性柱壳在内的

整个系统是线性的。用 $p(z, t)$ 表示作用在表面上的压力起伏, 将它作波数-频率谱分解得到

$$p(z, t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} s(K, \omega) e^{i(Kz - \omega t)} dK d\omega \quad (1)$$

这里, p 和 s 都是随机函数。既然整个系统是线性的, 则系统的响应可以用波数-频率谱传递函数 $h(K, r, \omega)$ 来表示, 它是表面上作用有单位压力 $e^{i(Kz - \omega t)}$ 时系统内某个半径 r 处的响应。原则上它可以是 $r \geq b$ 处的振动位移或应力, 也可以是 $r < b$ 区域中的噪声压。注意到 h 是一个确定性函数, 由系统的特性所决定, 它满足相应的弹性力学和声学方程及定解条件。这样, 随机场可表示为:

$$G(z, r, t) = \iint_{-\infty}^{+\infty} s(K, \omega) h(K, r, \omega) e^{i(Kz - \omega t)} dK d\omega \quad (2)$$

在空间上均匀时间上平稳的假设下, 应用统计迭加理论可得到时-空相关函数

$$R(L, r_1, r_2, \tau) = \langle G(z, r_1, t) G^*(z - L, r_2, t - \tau) \rangle = \iint_{-\infty}^{+\infty} \Phi_s(K, \omega) h(K, r_1, \omega) h^*(K, r_2, \omega) e^{iKL} e^{-i\omega\tau} dK d\omega \quad (3)$$

其中 $\Phi_s(K, \omega)$ 是压力起伏的波数-频率谱, 它由下面的定义给出

$$\begin{aligned} \Phi_s(K, \omega) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \langle p(z, t) p^*(z - \zeta, t - \tau) \rangle e^{i(K\zeta - \omega\tau)} d\zeta d\tau = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_s(\zeta, \omega) e^{iK\zeta} d\zeta \end{aligned} \quad (4)$$

$\Phi_s(\zeta, \omega)$ 是压力起伏的互功率谱。由 (3) 式直接得到随机场的互谱密度函数

$$\Phi(L, r_1, r_2, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_s(K, \omega) h(K, r_1, \omega) h^*(K, r_2, \omega) e^{iKL} dK \quad (5)$$

当 $r_1 = r_2 = r$, $L = 0$ 时, 得到自功率谱

$$\Phi(0, r, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_s(K, \omega) |h(K, r, \omega)|^2 dK \quad (6)$$

这就是许多文献用来讨论随机压力激励下结构响应的基本公式^[5-9]。

1.2 弹性柱壳的压力波数-频率谱传递函数

设柱壳外表面作用有轴对称激励的单位作用力 $\exp[i(Kz - \omega t)]$ 。在图 1 所示的坐标系中取三个区域中的场为:

$$\left. \begin{aligned} r < b, \quad \varphi_1 &= FJ_0(k_1 r) e^{i(Kz - \omega t)}, & k_1^2 + K^2 &= \omega^2/c_1^2 \\ r > a, \quad \varphi_2 &= EH_0^{(1)}(k_2 r) e^{i(Kz - \omega t)}, & k_2^2 + K^2 &= \omega^2/c_2^2 \\ b \leq r \leq a \quad \left\{ \begin{aligned} \varphi &= [AJ_0(k_l r) + BY_0(k_l r)] e^{i(Kz - \omega t)}, & k_l^2 + K^2 &= \omega^2/c_l^2 \\ \psi &= [CJ_0(k_t r) + DY_0(k_t r)] e^{i(Kz - \omega t)}, & k_t^2 + K^2 &= \omega^2/c_t^2 \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

其中, φ_1 和 φ_2 是流体介质中的位移势函数, 由它们可以导出振速和声压

$$u_{1,2} = -\nabla \varphi_{1,2} \quad p_{1,2} = -\rho_{1,2} \omega^2 \varphi_{1,2} \quad (8)$$

φ 和 ψ 是弹性柱壳中的两个势函数, 由它们可以导出柱壳中的位移和应力。另外, c_l , c_t 是流体介质中的声速, $c_l = [(\lambda + 2\mu)/\rho]^{1/2}$, $c_t = (\mu/\rho)^{1/2}$ 是弹性柱壳中的纵波和横波速度。对于粘弹性材料, 以后我们将假设它们都是复数。计算得到壳体内位移和应力表示式 (略去 $e^{i(Kz-\omega t)}$):

$$\begin{bmatrix} u_r(r) \\ u_z(r) \\ \sigma_{rr}/2\mu \\ \sigma_{rz}/\mu \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -k_l J_1(k_l r) & -k_l Y_1(k_l r) & -i K k_t J_1(k_t r) & -i K k_t Y_1(k_t r) \\ i K J_0(k_l r) & i K Y_0(k_l r) & k_t^2 J_0(k_t r) & k_t^2 Y_0(k_t r) \\ P(r) & Q(r) & R(r) & S(r) \\ -M J_1(k_l r) & -M Y_1(k_l r) & -G J_1(k_t r) & -G Y_1(k_t r) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A \\ B \\ C \\ D \end{bmatrix} \quad (9)$$

这里

$$\left. \begin{aligned} P(r) &= -T J_0(k_l r) + \frac{k_l}{r} J_1(k_l r), & Q(r) &= -T Y_0(k_l r) + \frac{k_l}{r} Y_1(k_l r) \\ R(r) &= N [J_0(k_t r) - \frac{l}{k_t r} J_1(k_t r)], & S(r) &= N [Y_0(k_t r) - \frac{l}{k_t r} Y_1(k_t r)] \\ T &= \frac{1}{2} (k_t^2 - K^2), & G &= k_t (k_t^2 - K^2) \\ N &= -i k K k_t^2, & M &= 2i K k_l \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

对于我们所关心的柱壳内外均为流体介质的情况, 边界条件可列出为 (略去 $e^{i(Kz-\omega t)}$):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{rr}|_a &= -\rho_2 \omega^2 H_0^{(1)}(k_2 a) E - 1, & \sigma_{rr}|_b &= -\rho_1 \omega^2 J_0(k_1 b) A \\ \sigma_{rz}|_a &= 0, & \sigma_{rz}|_b &= 0 \\ u_r|_a &= k_2 H_1^{(1)}(k_2 a) E, & u_r|_b &= k_1 J_1(k_1 b) F \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

将 (9)、(10) 两式代入边界条件, 得到联立方程组

$$\begin{bmatrix} -\frac{\rho_2 \omega^2}{2\mu} H_0^{(1)}(k_2 a) & P(a) & Q(a) & R(a) & S(a) & 0 \\ 0 & P(b) & Q(b) & R(b) & S(b) & -\frac{\rho_1 \omega^2}{2\mu} J_0(k_1 b) \\ 0 & a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} & 0 \\ 0 & a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} & 0 \\ k_2 H_1^{(1)}(k_2 a) & a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} & 0 \\ 0 & a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} & k_1 J_1(k_1 b) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E \\ A \\ B \\ C \\ D \\ F \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{2\mu} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (12)$$

其中 a_{ij} 由行列式 Δ_a 中系数所表示

$$\Delta_a = \begin{vmatrix} M J_1(k_l a) & M Y_1(k_l a) & G J_1(k_t a) & G Y_1(k_t a) \\ M J_1(k_l b) & M Y_1(k_l b) & G J_1(k_t b) & G Y_1(k_t b) \\ k_l J_1(k_l a) & k_l Y_1(k_l a) & i K k_t J_1(k_t a) & i K k_t Y_1(k_t a) \\ k_l J_1(k_l b) & k_l Y_1(k_l b) & i K k_t J_1(k_t b) & i K k_t Y_1(k_t b) \end{vmatrix} \quad (13)$$

(12) 式的特征行列式 Δ_4 可表示为

$$\Delta_4 = -\frac{\rho_2 \omega^2}{2\mu} H_0^{(1)}(k_2 a) \left\{ -\frac{\rho_1 \omega^2}{2\mu} J_0(k_1 b) \Delta_a + k_1 J_1(k_1 b) \Delta_b \right\} + k_2 H_1^{(1)}(k_2 a) \left\{ -\frac{\rho_1 \omega^2}{2\mu} J_0(k_1 b) \Delta_c + k_1 J_1(k_1 b) \Delta_0 \right\} \quad (14)$$

其中 Δ_b 为 Δ_4 去掉 1、6 行, 1、6 列的 4 阶余子式, Δ_c 为 Δ_4 去掉 2、6 行, 1、6 列的 4 阶余子式, Δ_0 为 Δ_4 去掉 5、6 行, 1、6 列的 4 阶余子式。柱壳内部声场

$$p_1 = -\rho_1 \omega^2 \varphi_1 = -\rho_1 \omega^2 F J_0(k_1 r) e^{i(Kz-\omega t)} \quad (15)$$

其中

$$F = -\frac{1}{2\mu} k_2 H_1^{(1)}(k_2 a) \frac{\Delta_d}{\Delta_4} \quad (16)$$

Δ_d 为 Δ_4 去掉 1、5 行, 1、6 列的 4 阶行列式。这样, 可以得到整个系统的压力波数-频率谱传递函数

$$h(K, r, \omega) = -\rho_1 \omega^2 F J_0(k_1 r) \quad (17)$$

为方便起见, 我们定义弹性柱壳的压力波数-频率谱传递函数为

$$T(K, \omega) = h(K, b, \omega) = -\rho_1 \omega^2 F J_0(k_1 b) \quad (18)$$

利用 $T(K, \omega)$ 可以将系统的传递函数表示为

$$h(K, r, \omega) = T(K, \omega) \cdot \frac{J_0(k_1 r)}{J_0(k_1 b)} \quad (19)$$

这里, $T(K, \omega)$ 的物理意义是弹性柱壳外表面作用单位压力 $e^{i(Kz-\omega t)}$ 时内表面上产生的压力。

1.3 压力起伏谱

由于流噪声的重要性, 已有许多工作致力于空气或水中湍流边界层压力起伏的测量, 但是大多数测量的情况集中于平板和长度有限的流线型物体。象拖线阵这样的细长圆柱体外壁边界层压力起伏的测量结果还没有见过。因此本文暂用平板的有关结果。取众所周知的 Corcos 模型并忽略横向相关性, TBL 压力起伏的互功率谱可以表示成^[2]

$$\Phi_s(\xi, \omega) = \varphi(\omega) e^{-cK_c|\xi|} e^{-iK_c\xi} \quad (20)$$

其中 $\varphi(\omega)$ 是自功率谱, $K_c = \omega/U_c$ 是迁移波数, U_c 是湍流迁移速度, 通常取自由流速的 0.7 左右, c 是与表面粗糙度有关的常数, 对光滑表面 $c=0.116$, 对粗糙表面 $c=0.32$ 。由 (4) 式立即可得压力起伏的波数-频率谱

$$\left. \begin{aligned} \Phi_s(K, \omega) &= \varphi(\omega) \Phi_s^o(K, \omega) \\ \Phi_s^o(K, \omega) &= \frac{1}{\pi} \frac{cK_c}{(K - K_c)^2 + c^2 K_c^2} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

当 $K = K_c$ 时达到谱峰, 因此 K_c 被称为边界层压力起伏的迁移峰。应用 (21) 式得到管内噪声场的互谱密度函数

$$\Phi(L, r_1, r_2, \omega) = \varphi(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_s^o(K, \omega) h(K, r_1, \omega) h^*(K, r_2, \omega) e^{iKL} dK \quad (22)$$

2 管内噪声产生机理

互谱密度函数 (22) 式可以变换为复 K 平面上的围线积分。物理上要求 $L \rightarrow \infty$ 时 $\Phi \rightarrow 0$, 因此积分围线应包含上半平面和实轴上的极点。这样, 积分最终归结为上半平面和实轴上的极点的留数和加上沿分支点割线的积分。被积函数的极点有两类, 一类是边界层压力起伏谱中的极点 $\tilde{K}_c = K_c(1 + ic)$, 另一类是传递函数 $h(K, r, \omega)$ 中的极点, 这类极点不止一个。应用留数定理得到如下的形式解:

$$\Phi(L, r_1, r_2, \omega) = \Phi_1(L, r_1, r_2, \omega) + \Phi_2(L, r_1, r_2, \omega) + \text{分支点割线的贡献} \quad (23)$$

其中

$$\begin{cases} \Phi_1(L,r_1,r_2,\omega) = \varphi(\omega) h(\tilde{K}_c,r_1,\omega) h^*(\tilde{K}_c,r_2,\omega) e^{i\tilde{K}_cL} \\ \Phi_2(L,r_1,r_2,\omega) = 2\pi i \varphi(\omega) \sum_n \text{Res}[\Phi_s^o(K,\omega) h(K,r_1,\omega) h^*(K,r_2,\omega) e^{iKL}]_n \end{cases} \quad (24)$$

2.1 压力起伏迁移峰通过结构传递产生的噪声场 Φ_1
将其中的传递函数用 (19) 式表示得到

$$\Phi_1(L,r_1,r_2,\omega) = \varphi(\omega) |T(\tilde{K}_c,\omega)|^2 \frac{I_0(\eta_c r_1) I_0^*(\eta_c r_2)}{|I_0(\eta_c b)|^2} e^{i\tilde{K}_cL} \quad (25)$$

其中 $\eta_c = (\tilde{K}_c^2 - \omega^2/c_1^2)^{1/2}$ ， $I_0(\cdot)$ 是修正的贝塞尔函数。取 $r_1 = r_2 = r$ ， $L = 0$ 时得到这部分噪声的功率谱与压力起伏的功率谱之比

$$\frac{\Phi_1(0,r,\omega)}{\varphi(\omega)} = |T(\tilde{K}_c,\omega)|^2 \cdot \left| \frac{I_0(\eta_c r)}{I_0(\eta_c b)} \right|^2 \quad (26)$$

由此可以看出这部分噪声场的特点：

- (1) 其空间相关特性与压力起伏相似 (见指数因子 $\exp(i\tilde{K}_cL)$)。
- (2) 由于 $U_c \ll c_1$ ， $\tilde{K}_c$ 处在高波数区，管内噪声是沿 r 衰减很大的非均匀波 $\sim |I_0(\eta_c r)/I_0(\eta_c b)|^2$ 。当宗量较大时可近似为 $(b/r) \exp[-2\eta_c(b-r)]$ 。由于 $\eta_c \approx \tilde{K}_c \approx \omega/U_c$ ，衰减因子与频率成正比。
- (3) 弹性柱壳对压力起伏迁移峰的传递损失通常相当大。图 2 是计算得到的传递损失 $TL = 10 \lg |T(\tilde{K}_c,\omega)|^2$ 与壳体厚度及拖曳速度的依赖曲线。计算时所取的基本参数见表 1，但这里没有考虑材料吸收。计算表明，频率越低拖速越高传递损失越小。

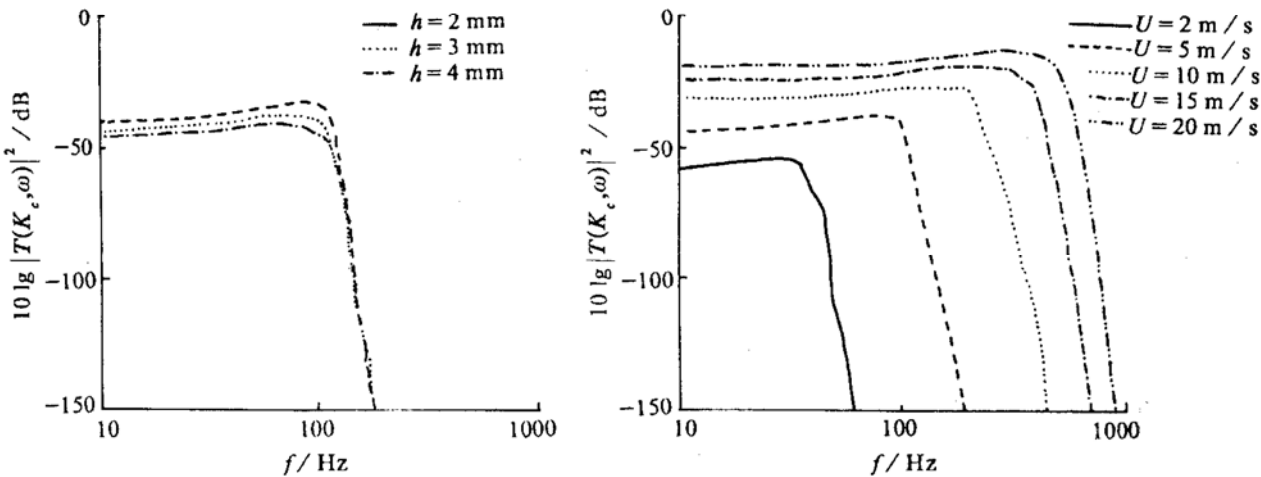


图 2 压力起伏迁移峰的传递损失

表 1 基本参数表

拖曳速度 U	5 m/s	压缩波波速 c_l	2239.3 m/s
迁移速度 U_c	0.7 U	切变波波速 c_t	104 m/s
柱壳内径 b	30 mm	压缩波衰减因子 ξ_l	0.03
柱壳厚度 h	3 mm	切变波衰减因子 ξ_t	0.3
柱壳密度 ρ	1200 kg/m ³	接收半径 r_0	10 mm
壳内外声速 $c_{1,2}$	1500 m/s		

根据上面分析可以得出结论, 压力起伏迁移峰通过结构直接传递产生的这部分噪声不是管内噪声的主要成分。

2.2 压力起伏激励柱壳共振产生的噪声场 Φ_2

由传递函数表示式 (17) 看出, 它的极点就是方程 $\Delta_4 = 0$ 的根, 这是一个内外都有流体负荷的弹性柱壳的频散方程。不考虑材料吸收时, 在低频情况下 ($f < 1$ kHz) 此方程在复 K 平面上有两个实根 K_{R1} , K_{R2} 和两个复根 K_{C1} , K_{C2} 。进一步计算表明, 这四个极点的存在与否与圆柱壳内外有无流体负荷有关:

情况 1: 内外均无流体的自由柱壳只有实极点 K_{R1} 。说明 K_{R1} 是柱壳中弹性波的极点。

情况 2: 外部流体内部自由的柱壳有实极点 K_{R1} 和复极点 K_{C1} 。说明 K_{C1} 是外辐射波的极点。

情况 3: 外部自由内部充液的柱壳有实极点 K_{R1} 和 K_{R2} 。说明 K_{R2} 是壳内流体波的极点。

情况 4: 内外均有液体的柱壳存在所有四个极点。说明 K_{C2} 是与内部充液有关的外辐射波的极点。

与带有流体负荷的平板相比较, 两个实极点产生 Stoneley 型波, 其能量主要滞留在流体中, 因此它们是管内噪声场的主要产生源。特别是极点 K_{R2} , 因为它与管内流体负荷紧密相联系。

要进一步估计各个极点对噪声场的贡献大小需要计算留数。另外, 对总的噪声场的估计还需考虑沿枝点割线的积分。本文回避了这些计算而改用数值积分对噪声场进行估计。

3 数值计算

应用传递函数表示式 (19), 管内半径 r 处的噪声功率谱可改写为

$$\Phi(r, \omega) = \varphi(\omega) \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_s^o(K, \omega) |T(K, \omega)|^2 \left| \frac{J_0(k, r)}{J_0(k, b)} \right|^2 dK \quad (27)$$

定义一个量

$$NR = 10 \lg \left[\frac{\Phi(r, \omega)}{\varphi(\omega)} \right] \quad (28)$$

或

$$10 \lg \Phi(r, \omega) = 10 \lg \varphi(\omega) + NR \quad (29)$$

显然, NR 总是负的。我们把它的绝对值 $-NR$ 称作为噪声降低值。它表示管内噪声功率谱相对于管外壁压力起伏功率谱的降低值。此值可用来表征不同结构和材料的套管所产生的内部噪声的大小。

由 (27) 式可以看出被积函数的值受柱壳的传递函数 $T(K, \omega)$ 的影响很大。因此我们首先按表 1 所取的参数计算传递函数 $T(K, \omega)$, 结果见图 3。传递函数的变化可分三个区域。在低波数域传递函数是接近于 1 的常数, 这表明圆柱壳对于低波数压力波 (例如声波) 的传递几乎没有衰减。在中等波数域, 传递函数出现两个峰, 这两个峰分别对应极点 K_{R1} 和 K_{R2} , 其位置随厚度的减小向高波数域移动。对于粘弹性壳体, 考虑材料的吸收, 将波速写成复数

$$\begin{cases} \tilde{c}_l = c_l(1 - i\xi_l)^{1/2} \\ \tilde{c}_t = c_t(1 - i\xi_t)^{1/2} \end{cases} \quad (30)$$

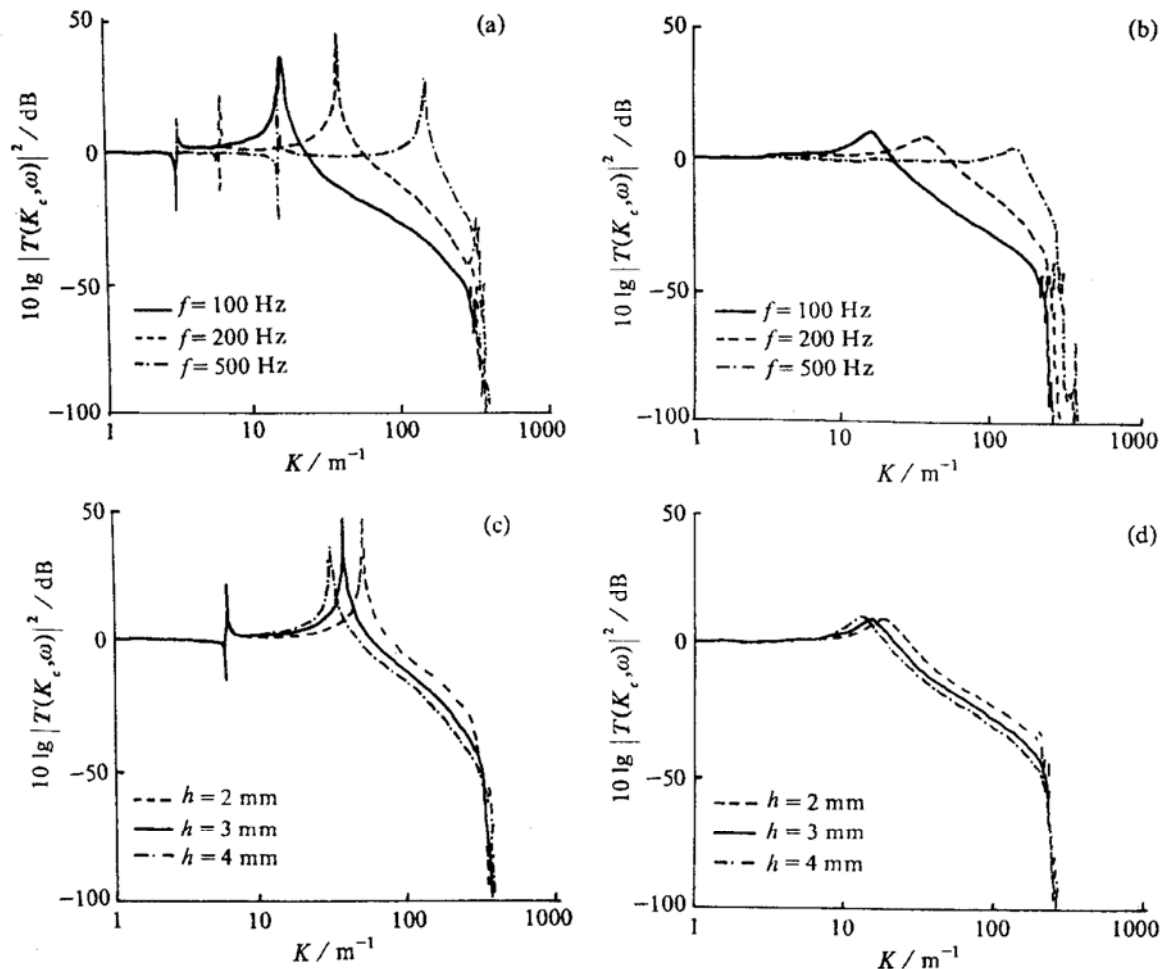


图3 弹性圆柱壳的传递函数, (a) 和 (c) 无吸收, (b) 和 (d) 有吸收

取表1所列的衰减因子, 这时的传递函数见图3(b)和图3(d)。显然, 材料的吸收使传递函数的峰降低。其中第1个峰下降非常大。第2个峰也明显下降且变得平坦。在高波数域, 传递函数很快就衰减到可忽略的量级。

用数值积分方法计算噪声降低值时被积函数不应有实极点。对粘弹性柱壳这是不成问题的。因此在以后的计算中都取表1所给出的衰减值。另外, 在实际计算中, 从 $-\infty$ 到 ∞ 的积分可以有限截断, 因为被积函数在 $|K|$ 较大时衰减很大。图4给出 $f=200$ Hz时的传递函数 $T(K, \omega)$, 压力起伏谱成分 $\Phi_p^0(K, \omega)$ 以及它们的乘积, 即(27)式的被积函数中与 r 无关的部分。由图看到, 被积函数主要受传递函数的影响, 而且在压力起伏谱的作用下, 相对于正负波数域不对称。压力起伏的迁移峰位于高波数域, 而传递函数峰值位于中等波数域, 两者不会重迭。这又可证明压力起伏迁移峰的作用不是主要的。

数值积分获得的 NR 值与一些参数的关系示于图5。这里的每一幅图都是只改变某一参数(标于图中)维持其它参数(见表1)不变的情况下得到的。由图可以得出以下一些简要结果。

(1) 套管壁厚从2 mm变化到5 mm时 NR 值的变化在3 dB以内, 因此壁厚的影响不大。

(2) 套管内径从20 mm增加到50 mm时, 噪声降低值增加将近10 dB。这主要是因为套管增大后从管内壁到接收点的距离增大, 从而增加了指数衰减因子。因此, 采用较粗的套管有利于降低管内的噪声。

(3) 切变波衰减因子 ξ_t 对低频噪声影响很大, 但对高频噪声影响不大。当 ξ_t 从0.1增加到0.9时, 100 Hz频率下降达10 dB, 而600 Hz以上几乎不变。

(4) 随着流速的增加, 噪声降低值在各个频率上均匀地减小。这是因为流速增加时, 迁移峰向低波数区移动, 与 $|T(K, \omega)|^2$ 的峰值靠拢, 也就是激励强度增加, 因此噪声降低值减小, 速度

从 2 m/s 增加到 15 m/s 时减小约 10 dB。但是实际上内部噪声的增大并不仅限于这个原因，还要加上压力起伏谱本身 $\varphi(\omega)$ 随速度的增加值。

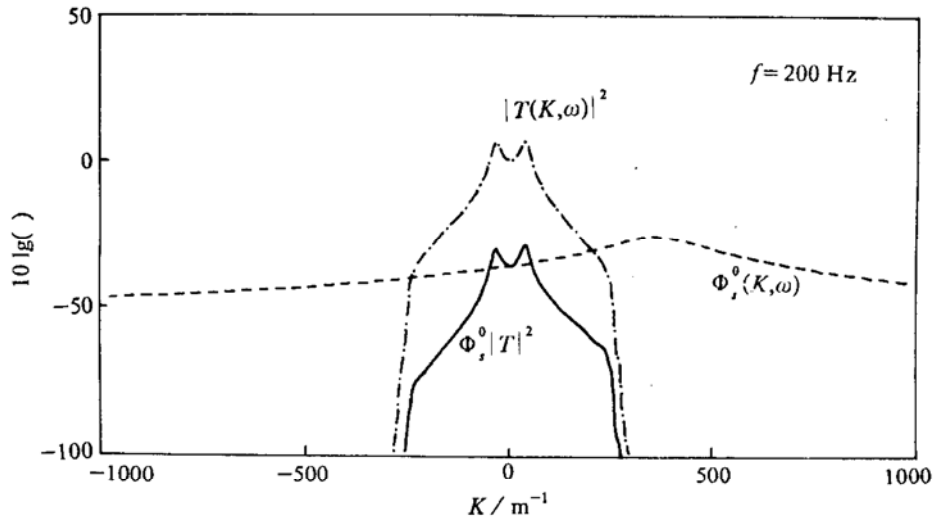


图 4 传递函数 $|T(K, \omega)|^2$, 压力起伏谱 $\Phi_s^0(K, \omega)$ 及其乘积

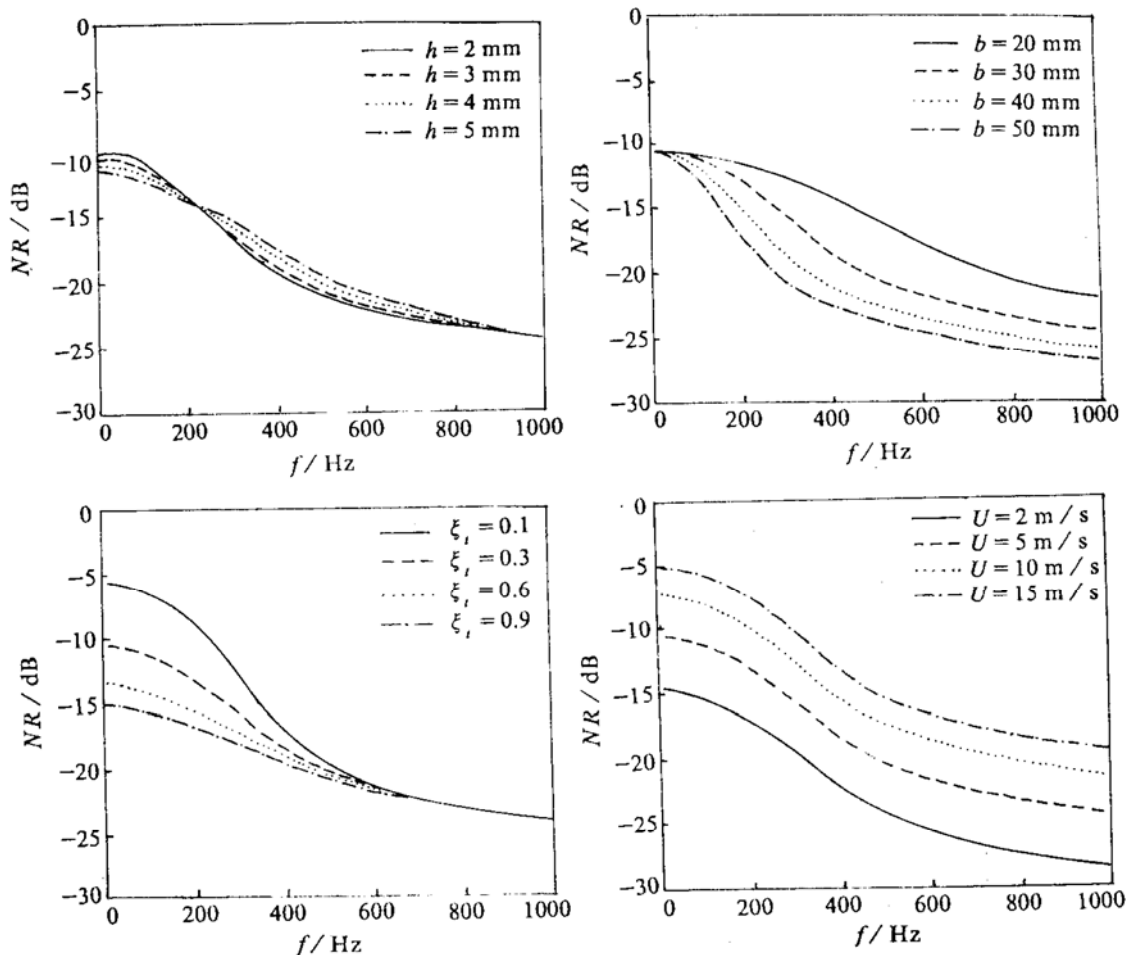


图 5 噪声降低值与一些参数的关系

4 小结

4.1 我们用波数-频率谱传递函数的方法导出了湍流边界层压力起伏在弹性圆柱壳内产生的噪声场互谱函数的一般表示式。这种方法的核心是用波数-频率谱传递函数描述既有弹性结构又

有流体负荷的整个系统的传递特性。它可以推广应用于诸如多层圆柱壳体、球或椭球壳体等结构的流噪声或其它力激励下的振动和噪声问题。

4.2 管内噪声由两种机理产生,一种是 TBL 压力起伏的迁移峰通过结构直接传递产生的,另一种是压力起伏激励弹性圆柱壳的共振再辐射。由于迁移峰处在高波数域,在此附近传递函数已衰减得很小,因此前一种机理不起重要作用。与此同时,在圆柱壳的共振波数(波数极点)附近壳体响应很大,即使激励强度比迁移峰要弱,最终的贡献仍比第一种机理大得多,数值计算证明了这一点。深入分析又说明,在圆柱壳体低频的两个 stoneley 型极点中波数较高的 K_{R2} (反对称)极点是更加重要的。上述关于管内噪声产生机理的认识有助于分析噪声场的特性和确定抑制噪声的措施。

4.3 通过数值计算得到了管内点接收器噪声(用 NR 值衡量)与壳体半径、壁厚、材料吸收及拖曳速度等因素的依赖关系,见第 4 节。

参 考 文 献

- 1 汤渭霖. 拖曳线列阵噪声(综述). 哈尔滨船舶工程学院, 1991.2
- 2 Blake W K. Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration. Academic Press, 1986, 2
- 3 Shashaty A J. The effective lengths for flow noise of hydrophones in a ship-towed linear array, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1982, **71** (4): 886-890
- 4 Francis S H *et al.* Response of elastic cylinders to convective flow noise I. homogeneous, layered cylinders. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1984, **75**(1): 166-172
- 5 Ko S H, Schloemer H H. Calculation of turbulent boundary pressure fluctuations transmitted into a viscoelastic layer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, **85**(4): 1469-1477
- 6 Ko S H, Nuttal A H. Analytical evaluation of flush-mounted hydrophone array response to the Corcos turbulent wall pressure spectrum. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1991, **90**(1): 579-588
- 7 Ko S H. Application of Elastometric Material to the Reduction of Turbulent Boundary Layer Pressure Fluctuations (Three Dimensional Analysis) *J. Sound & Vib.*, 1992, **159**(3): 469-481
- 8 Ko S H., Performance of various shapes of hydrophones in the reduction of turbulent flow noise. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1993, **93**(3): 1293-1299
- 9 汤渭霖. 湍流边界层压力起伏激励下弹性板的噪声辐射. 声学学报, 1991, **16**(5): 352-364