

# 回转体边界层的高频声辐射

李福新 马 林

(西北工业大学航海工程学院 西安 710072)

马智明

(海军航空工程学院 青岛 266001)

1999 年 1 月 4 日收到

1999 年 7 月 22 日定稿

**摘要** 已就回转体边界层声辐射的机理作了分析, 并对回转体边界层的辐射声压谱进行了估算。结果表明, 回转体边界层声辐射由转捩区和湍流边界层的声辐射组成; 在低频段, 转捩区的声辐射将占主导地位, 而在高频段, 则湍流边界层的声辐射起主要作用。采用本文的方法所得的理论值与实测值之间的一致性较好。

PACS 数: 43.30, 43.20

## On the high frequency acoustic radiation from boundary layer of an axisymmetric body

LI Fuxin MA Lin

(College of Marine Engineering, Northwestern Polytechnical University Xi'an 710072)

MA Zhiming

(College of Navy Aeronautics Engineering Qingdao 266001)

Received Jan. 4, 1999

Revised Jul. 22, 1999

**Abstract** The mechanism of acoustic radiation from transition and turbulent boundary layer of an axisymmetric body is analyzed, and the sound pressure spectrum of boundary layer radiation is predicted. It is shown that the acoustic radiation result from the transition and turbulent boundary layer, and the acoustic radiation from transition is predominant at low frequency domain; turbulent boundary layer has the decisive effect on acoustic radiation at high frequency domain. The calculated values are in agreement with the experimental data very well.

## 引言

当流体流经回转体时, 在回转体表面将形成边界层。回转体边界层中存在 3 种流动状态: 层流边界层、湍流边界层和由层流向湍流过渡的转捩区, 其中, 转捩区和湍流边界层的声辐射是声自导水下航行器自噪声的主要组成部分, 因而对转捩区和湍流边界层声辐射及机理的研究具有重要的工程实用价值。目前, 李福新等<sup>[1]</sup>已就回转体转捩区声辐射机理进行了分析, 并估算了转捩区的辐射声压谱。

估算结果表明, 回转体转捩区的辐射声压谱在中、低频段内与实测值大致相符<sup>[1,2]</sup>。大量的实验研究表明: 对于小尺度回转体(可不考虑声波沿头部曲面传播而引起的声绕射损失), 其边界层的辐射声压谱在高频段比较平坦且可能存在谱峰<sup>[3-5]</sup>。而本文通过分析回转体转捩区声辐射在高频段的谱特性可知, 其与实测值并不相符。故而, 本文认为在高频段的边界层声辐射主要是由于湍流边界层的声辐射引起的, 并将就回转体湍流边界层声辐射的机理进行分析, 同时对回转体边界层辐射声压谱进行估算。

## 1 回转体转捩区声辐射的高频谱特性

如图 1, 在低马赫数下 ( $M = U/c \ll 1$ ,  $c$  为声速), 均匀来流  $U$  流经回转体并在回转体表面形成边界层。在  $x < x_0$  区域为层流边界层;  $x > x_0 + \Delta x$  区域内为湍流边界层;  $x_0 < x < x_0 + \Delta x$  则为由层流向湍流过渡的转捩区, 其中,  $\Delta x$  为转捩区的长度。回转体转捩区向其头部驻点处辐射的声压谱  $G_{tr}(r, f)$  为<sup>[1]</sup>:

$$G_{tr}(r, f) = \frac{\rho^2 U U_c \Delta \delta^{*2} (k_c \Delta x)^2}{8\pi^2 r^2 \left[ 1 + (k_c \Delta x)^2 \left( \frac{t_i U_c}{\Delta x} \right)^2 \right]} F(k_c \Delta x), \quad (1)$$

其中

$$F(k_c \Delta x) = (k_c \Delta x)^2 \times \int_0^1 \int_{-z}^{1-z} \frac{z N^* \cos(k_c \Delta x y) \gamma e^{-\alpha^* \Delta x |y|}}{4 N^{*2} (U/U_c) + (k_c \Delta x)^2} \cdot dy dz, \quad (2)$$

$$N^* = \frac{N \cdot \Delta x}{U_c} \quad \alpha^* = \frac{1 + 83.35 z^8}{\Delta x}, \quad k_c = \frac{\omega}{U_c}, \quad (3)$$

式中,  $U_c = 0.8U$  为转捩区中湍斑的迁移速度,  $\rho$  为流体的密度,  $\omega = 2\pi f$  为声波的角频率,  $\Delta \delta^*$  为转捩区内湍流位移厚度与层流位移厚度之差,  $r$  为转捩区沿表面到回转体头部驻点处的距离,  $N(z)$  为转捩区内湍斑的猝发频率,  $t_i U_c / \Delta x$  为无量纲上升时间。

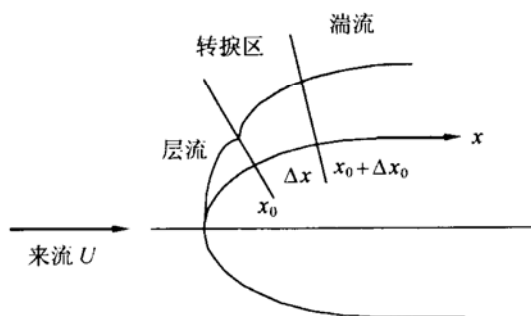


图 1 回转体边界层示意图

由式 (1) 可知, 对于某一回转体而言, 当来流速度  $U$  一定时, 则回转体转捩区内湍斑的迁移速度  $U_c$ 、边界层位移厚度差  $\Delta \delta^*$  及转捩区长度  $\Delta x$  皆为定值, 无量纲上升时间  $t_i U_c / \Delta x$  亦为常量<sup>[1]</sup>, 而与声波频率无关。转捩区向外辐射的声波频率较高, 即  $k_c \Delta x \gg 1$  时

$$\frac{(k_c \Delta x)^2}{1 + (k_c \Delta x)^2 \left( \frac{t_i U_c}{\Delta x} \right)^2} \approx \left( \frac{\Delta x}{t_i U_c} \right)^2. \quad (4)$$

因此, 回转体转捩区辐射声压谱的高频谱特性仅与系数  $F(k_c \Delta x)$  有关。而系数  $F(k_c \Delta x)$  则由转捩区长度  $\Delta x$ 、来流速度  $U$  和角频率  $\omega$  确定。图 2 为系数  $F(k_c \Delta x)$  随无量纲因子  $k_c \Delta x$  变化的关系。由图可知, 当声波频率较高, 即  $k_c \Delta x \gg 3$  时,  $10 \log F(k_c \Delta x)$  随无量纲因子  $k_c \Delta x$  的增大以 6 dB/oct 衰减, 也就是系数  $F(k_c \Delta x)$  与无量纲因子  $k_c \Delta x$  的关系为:

$$F(k_c \Delta x) \propto (k_c \Delta x)^{-2}. \quad (5)$$

由于系数  $F(k_c \Delta x)$  中的转捩区长度  $\Delta x$ 、来流速度  $U$  与角频率  $\omega$  无关且为定值, 故而,  $F(k_c \Delta x) \propto \omega^{-2}$ , 亦即在高频段, 回转体转捩区的辐射声压谱  $10 \log G_{tr}(r, f)$  将随着角频率  $\omega$  的增加以 6 dB/oct 衰减。而文献 3 ~ 文献 5 的实测值已经表明: 回转体边界层的辐射声压谱  $10 \log G_{tr}(r, f)$  在高频段并不按 6 dB/oct 衰减, 在此频段的辐射声压谱变化较为平缓甚至出现了谱峰。这说明在高频段, 回转体边界层的辐射声压谱主要并不源于边界层的转捩区的声辐射。由于边界层的直接声辐射主要由转捩区和湍流边界层的声辐射组成。因此, 可认为回转体的高频声辐射是由湍流边界层的声辐射引起的。

## 2 回转体湍流边界层的声辐射

就发声机理而言, 湍流边界层的声辐射主要源于边界层内流体的扰动雷诺应力, 但将其直接用于湍流边界层辐射声压谱的估算是十分困难的。在工程上, 湍流边界层的辐射声压谱通常通过边界层壁压起伏的波数——频率谱来估算。湍流边界层的声辐射主要包括 3 部分: (1) 湍流边界层壁压起伏的波数——频率谱在声域 (即  $k < k_0$ ,  $k_0 = \omega/c$  为声波波数,  $k$  为壁压起伏的波数) 内的分量引起的声辐射, 可称为湍流边界层的直接声辐射。(2) 由于壁面的表面粗糙度对壁压起伏的波数——频率谱在对流域 ( $k \gg k_0$ ) 内的分量产生衍射而引起的<sup>[6]</sup>, 也可称为表面粗糙度引起的边界层声辐射。长期以来, 尽管已有许多经验和半经验的数学模型用于湍流边界层波数——频率谱的估算, 但由于在声域内的分量较小, 受测试技术的限制, 声域内的波数——频率谱的估算不十分准确。随着测试技术的发展, Capone 等<sup>[7]</sup> 已对湍流边界层的壁压谱重新进行了测量, 并基于实验结果, 对 Chase<sup>[8]</sup> 提出的半经验模型作了修正, 使之适用于湍流边界层直接声辐射的估算。同

时, Howe<sup>[6]</sup> 也对表面粗糙度引起的边界层声辐射的机理进行了分析。但以上两个模型都是基于无限长平板湍流边界层而提出的, 且认为所讨论的边界层厚度均匀不变。

回转体湍流边界层厚度沿轴向从起始到中段的发展较为平缓, 而在回转体的尾部变化较大。由于回转体的尾部距离头部较远, 它对辐射到回转体头部的声压谱的贡献可忽略不计。因此, 本文将沿轴向将回转体分为若干段, 并假定每段的边界层厚度为定值, 从而分别估算每段湍流边界层的辐射声压谱。至于尺度效应 (由无限长到有限尺度) 对壁压起伏的波数——频率谱的影响, 至少当湍流边界层的声波沿轴向辐射时可忽略不计<sup>[9]</sup>。

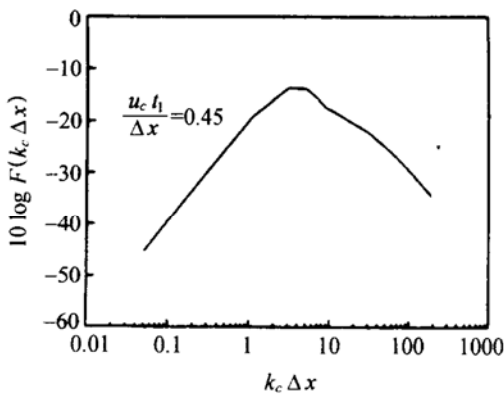


图2 系数  $F(k_c \Delta x)$  随  $k_c \Delta x$  变化的曲线

## 2.1 湍流边界层的直接声辐射

Chase 提出并经 Capone 等修正的湍流边界层壁压起伏波数——频率谱  $P_{tur}(\mathbf{k}, \omega)$  为<sup>[7]</sup>:

$$P_{tur}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\rho^2 U_*^3 \delta^3}{[(k_+ \delta)^2 + 1/b^2]^{5/2}} \times \left[ \frac{C_M (k_1 \delta)^2 k^2}{|k^2 - k_0^2|} + C_T (k \delta)^2 \frac{(k_+ \delta^2) + 1/b^2}{(k \delta)^2 + 1/b^2} \times \left( c_1 + \frac{c_2 |k^2 - k_0^2|}{k^2} + \frac{c_3 k^2}{|k^2 - k_0^2|} \right) \right], \quad (6)$$

其中:

$$k_+^2 = \left( \frac{\omega - U_c k_1}{h U_*} \right)^2 + k^2, \quad (7)$$

$$k = |\mathbf{k}| = \sqrt{k_1^2 + k_3^2}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} C_M &= 0.0777, \quad C_T = 0.0047, \quad b = 1.4, \\ h &= 3.0, \quad c_1 = 2/3, \quad c_2 = c_3 = 1/6, \end{aligned} \quad (9)$$

式中,  $U_*$  为湍流边界层的表面摩擦速度,  $\delta$  为湍流边界层的厚度,  $\mathbf{k}$  为波数向量,  $k_1$  和  $k_3$  为沿流体流动方向 (纵向) 和横向的波数分量。

应用稳相法, 湍流边界层的辐射声压谱  $G_{tur}(r, f)$  为<sup>[10]</sup>:

$$G_{tur}(r, f) = \frac{A k_0^2 \cos^2 \theta P_{tur}(\mathbf{k}, \omega)}{r^2}, \quad (10)$$

式中,  $A$  为所讨论回转体某段湍流边界层所覆盖的面积,  $\theta$  为声波辐射方向与横截面的夹角。

将式 (6) 代入式 (10), 并注意到

$$k^2 = k_1^2 + k_3^2 = k_0^2 \sin^2 \theta. \quad (11)$$

同时, 由于本文将只估算湍流边界层辐射到回转体头部的声压谱, 因此, 声波传播的方向与来流方向相向且与回转体的周向垂直, 即  $\theta = -90^\circ$ ,  $k_3 = 0$ 。则辐射到回转体头部的湍流边界层声压谱  $G_{tur}(r, f)$  为:

$$G_{tur}(r, f) = \frac{A |k^2 - k_0^2| P_{tur}(\mathbf{k}, \omega)}{r^2} = \frac{A \rho^2 U_*^3 k_0^4 \delta^5}{r^2 [(k_+ \delta)^2 + 1/b^2]^{5/2}} \times \left[ C_M + C_T c_3 \frac{(k_+ \delta)^2 + 1/b^2}{(k \delta)^2 + 1/b^2} \right]. \quad (12)$$

当  $(k_+ \delta)^2 \gg 1/b^2$ , 即辐射声波的频率较高时, 湍流边界层声压谱  $G_{tur}(r, f)$  与表面摩擦速度  $U_*$ 、声波波数  $k_0$ 、介质密度  $\rho$  和声传播距离  $r$  近似存在以下关系:

$$G_{tur}(r, f) \propto \frac{A \rho^2 U_*^3 k_0^4 \delta^5}{r^2 [(k_+ \delta)^2 + 1/b^2]^{5/2}}. \quad (13)$$

而由式 (7) 可知, 在低马赫数下, 即  $M = U/c \ll 1$  时,  $\omega \gg U_c k_0$ ,  $\omega/h U_* \gg k_0$ , 且回转体表面摩擦速度  $U_*$  与来流速度  $U$  成正比。于是:

$$G_{tur}(r, f) \propto \frac{A \rho^2 U^8}{r^2 \omega}. \quad (14)$$

由上式可知, 在高频段, 湍流边界层的辐射声压谱  $G_{tur}(r, f)$  与来流速度的 8 次方成正比; 与声波频率的 1 次方成反比。因此, 与转换区的高频声辐射相比, 湍流边界层的辐射声压谱  $G_{tur}(r, f)$  变化较为平缓。

而  $(k_+ \delta)^2 \ll 1/b^2$ , 即辐射声波的频率较低时, 由于  $(k \delta)^2 < (k_+ \delta)^2 \ll 1$ , 于是, 由式 (12) 可得:

$$G_{tur}(r, f) \propto \frac{A \rho^2 U^3 \omega^4 \delta^5}{r^2}. \quad (15)$$

即在低频段, 湍流边界层的辐射声压谱  $G_{tur}(r, f)$  与来流速度的 3 次方、声波频率的 4 次方、当地的湍流边界层厚度的 5 次方成正比。

## 2.2 表面粗糙度引起的声辐射

Howe 认为, 湍流边界层雷诺应力扰动将在表面粗糙度的作用下得到增强, 而雷诺应力扰动的增强将影响湍流边界层壁压起伏的波数——频率谱<sup>[6,9]</sup>。表面粗糙度引起的壁压起伏波数——频率谱  $P_{rou}(\mathbf{k}, \omega)$  为<sup>[6]</sup>:

$$P_{rou}(\mathbf{k}, \omega) = \frac{\rho^2 U_*^3 \delta^3 C_r (\eta/\delta) (\omega\eta/U_*)^3 k_1^2}{r^2 |k^2 - k_0^2| (1 + \beta\eta^2 |\mathbf{k} - \mathbf{k}_c|^2)^{n/2}}, \quad (16)$$

$$G_{rou}(r, f) = \frac{A\rho^2 U_*^3 \delta C_r \left(\frac{\eta}{\delta}\right) \left(\frac{U_*}{U}\right)^2 \left(\frac{\omega\eta}{U_*}\right)^3 M^2 \sin^2 \theta}{r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{U_*}{U_c}\right)^2 \left(\frac{\omega\eta}{U_*}\right)^2 (1 - 2M_c \sin \theta + M_c^2 \sin^2 \theta)\right]^{n/2}}, \quad (19)$$

式中,  $M_c = U_c/c \ll 1$ 。当仅考虑由表面粗糙度引起的声波辐射到回转体头部驻点处的声压谱  $G_{rou}(r, f)$  时, 则  $\theta = -90^\circ$ 。于是:

$$G_{rou}(r, f) \approx \frac{A\rho^2 U_*^3 \delta C_r \left(\frac{\eta}{\delta}\right) \left(\frac{U_*}{U}\right)^2 \left(\frac{\omega\eta}{U_*}\right)^3 M^2}{r^2 \left[1 + \beta \left(\frac{U_*}{U_c}\right)^2 \left(\frac{\omega\eta}{U_*}\right)^2\right]^{n/2}}. \quad (20)$$

由上式可知, 当声波频率较高,  $\omega\eta/U_* \gg 1$  时, 也就是:

$$\beta \left(\frac{U_*}{U_c}\right)^2 \left(\frac{\omega\eta}{U_*}\right)^2 \gg 1, \quad (21)$$

可得:

$$G_{rou}(r, f) \propto \frac{A\rho^2 U_*^5 \eta}{r^2 (\omega\eta/U_*)^6} \propto \frac{A\rho^2 U^{11}}{r^2 \eta^5 \omega^6}. \quad (22)$$

由上式可知, 在声波频率较高时, 辐射声压谱  $G_{rou}(r, f)$  与来流速度  $U$  的 11 次方成正比; 与声波频率  $\omega$  的 6 次方、表面粗糙度的特征高度  $\eta$  的 5 次方成反比。

而声波频率较低, 即  $\beta(U_*/U_c)^2 (\omega\eta/U_*)^2 \ll 1$  时, 则声压谱  $G_{rou}(r, f)$  为:

$$G_{rou}(r, f) \propto \frac{A\rho^2 U^2 \eta^4 \omega^3}{r^2}. \quad (23)$$

即在低频段, 辐射声压谱  $G_{rou}(r, f)$  与来流速度  $U$  的 2 次方、声波频率  $\omega$  的 3 次方及表面粗糙度的特征高度  $\eta$  的 4 次方成正比。

于是, 回转体上某段湍流边界层辐射到头部驻点处的声压谱  $G_0(r, f)$  为:

$$G_0(r, f) = G_{tur}(r, f) + G_{rou}(r, f). \quad (24)$$

其中:

$$\beta(U_*/U_c)^2 \approx 0.005, \quad n \approx 9, \quad \mathbf{k}_c = (\omega/U_c, 0, 0), \quad (17)$$

$$C_r \approx \frac{0.0005\hat{a}(1-\hat{a})^3}{(1+\hat{a})(1+\hat{a}/4)^2}, \quad \hat{a} = 0.2, \quad (18)$$

式中,  $C_r$ 、 $\beta$  和  $n$  为经验系数,  $\eta$  为表面粗糙度的特征高度。

将式 (16) 代入式 (10), 则表面粗糙度引起的辐射声压谱  $G_{rou}(r, f)$  为:

而回转体头部驻点处所收到的辐射声压谱  $G(r, f)$  为回转体转捩区的辐射声压谱  $G_{tr}(r, f)$  与回转体各段湍流边界层辐射声压谱  $G_0(r, f)$  之和。

## 3 理论估算与实测值的比较

要对回转体转捩区和湍流边界层辐射到头部驻点处的声压谱  $G(r, f)$  进行估算, 首先必须按以下步骤估算回转体边界层转捩区的位移厚度差  $\Delta\delta^*$ 、转捩区长度  $\Delta x$ 、回转体上各点的湍流边界层表面摩擦速度  $U_*$  和边界层厚度  $\delta$ :

(1) 将回转体外形离散化, 利用物面分布源汇的方法<sup>[11]</sup> 计算回转体表面压力分布, 并确定出最小压力点。

(2) 根据回转体外形、回转体表面压力分布和来流速度, 利用 Thwaites 方法<sup>[11]</sup> 计算回转体层流边界层的位移厚度  $\delta_L^*$ ; 而利用 Head 方法<sup>[11]</sup> 计算回转体转捩区开始后湍流边界层的位移厚度  $\delta_T^*$ , 以及转捩区后湍流边界层厚度  $\delta$ 。

(3) 估算转捩区长度<sup>[1]</sup> 和转捩区内的位移厚度差  $\Delta\delta^*$ 。

最后, 由式 (1) 得到转捩区的辐射声压谱  $G_{tr}(r, f)$ ; 由式 (12) 和式 (19) 分别得到回转体每段湍流边界层的直接辐射声压谱  $G_{tur}(r, f)$  和表面粗糙度引起的辐射声压谱  $G_{rou}(r, f)$ , 并将其求和所得的辐射声压谱与转捩区的辐射声压谱相加, 即为回转体流噪声辐射到其头部驻点处的声压谱  $G(r, f)$ 。

下面为理论估算与实测值的比较。Arakeri 等<sup>[3]</sup> 已在水洞中对直径为 0.075 m 的椭球头形回转体模型在来流速度为 12.2 m/s 时, 其头部驻点处的流噪

声声压谱进行了测量(具体的外形参数见文献 3), 如图 3。由于回转体实验模型直径较小, 故而在高频段无须考虑声波沿头部曲面的绕射损失。由图可知, 当声波频率  $f < 20$  kHz 时, 回转体转捩区辐射到头部驻点处的声压谱  $G_{tr}(r, f)$  与实测值基本相符, 但当频率  $f > 20$  kHz 时, 由式 (5) 可知, 声压谱  $G_{tr}(r, f)$  将随着角频率  $\omega$  的增加以 6 dB/oct 衰减, 而在此频段的实测值显然与理论估算的声压谱  $G_{tr}(r, f)$  不符。因此, 回转体转捩区的辐射声压谱在高频段将不占主导地位。而此时, 回转体湍流边界层的辐射声压谱  $G_0(r, f)$  与实测值基本相符。但由于实测值所达到的最大频率不够高, 从图中还无法判断实测值与估算值随频率增大而衰减的趋势是否一致。比较曲线 4 和曲线 5 可知, 湍流边界层的直接辐射声压谱  $G_{tur}(r, f)$  远远低于表面粗糙度引起的辐射声压谱  $G_{rou}(r, f)$ , 而这也与 Howe 等<sup>[6]</sup> 基于平板湍流边界层声辐射的分析是一致的。

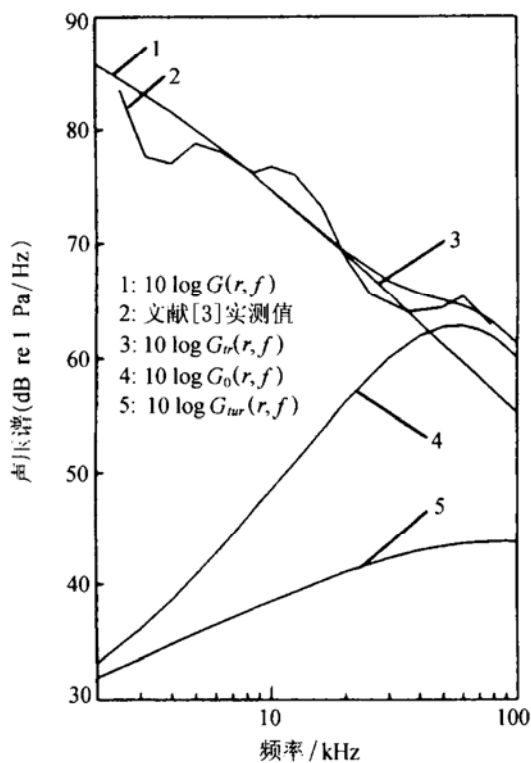


图 3 声压谱随频率变化的曲线

如图 4, 柳康宁等<sup>[5]</sup> 也在水洞中对直径为 0.18 m 的某平头回转体模型在来流速度为 8 m/s 时的流噪声声压谱进行了测量(具体外形参数见文献 5)。尽管回转体实验模型直径较大, 但由于模型头部所用材料为有机玻璃, 其透声性能较好, 也无需考虑声绕射损失。由图可知, 估算的回转体流噪声声压谱  $G(r, f)$  与实测值符合得相当好。并且, 当声波频率  $f > 70$  kHz 时, 实测值随着频率的增加以 6 次方衰减, 这与本文分析所得的结论是一致的。需要指出的

是, 由于没有以上两个实验回转体模型的表面粗糙度, 本文选用机械加工中常用的粗糙度  $\nabla^{3.2}$ , 即特征高度  $\eta = 6.4 \mu\text{m}$ 。

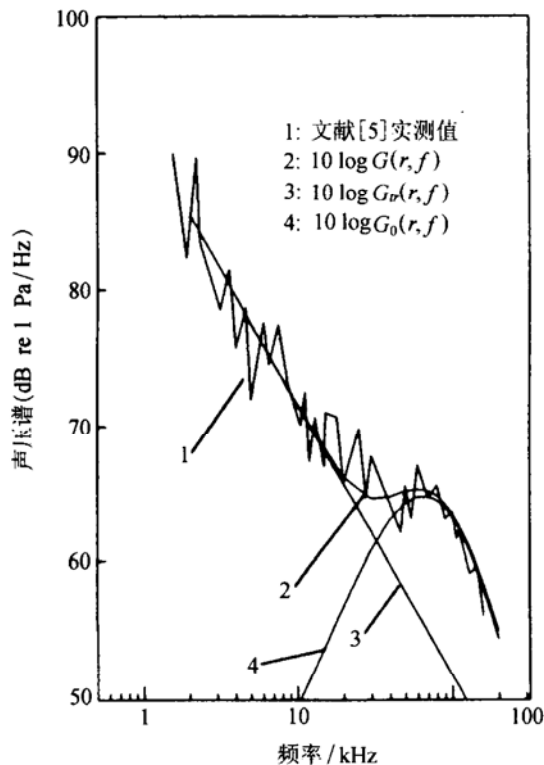


图 4 声压谱随频率变化的曲线

## 4 结论

通过对回转体声辐射机理的分析和讨论, 可以得出以下结论:

(1) 回转体边界层声辐射由转捩区和湍流边界层的声辐射组成; 在低频段, 转捩区的声辐射将占主导地位, 而在高频段, 则湍流边界层的声辐射起主要作用。

(2) 在高频段, 转捩区的辐射声压谱与频率的 2 次方成反比, 湍流边界层的直接辐射声压谱与频率的 1 次方成反比, 表面粗糙度引起的辐射声压谱与频率的 6 次方成反比; 在低频段, 湍流边界层的直接辐射声压谱与频率的 4 次方成正比, 表面粗糙度引起的辐射声压谱与频率的 3 次方成正比。

(3) 湍流边界层的直接辐射声压谱远远低于表面粗糙度引起的辐射声压谱。

## 致谢

本文的撰写过程中, 西北工业大学声学工程研究所孙进才教授为作者提供了许多有益的建议和帮助, 在此表示衷心的感谢。

## 参 考 文 献

- 1 李福新, 张宇文, 石秀华. 回转体流噪声 —— 边界层转换区的声辐射. 声学学报, 1999; 24(5): 536—543
- 2 李福新, 张宇文, 石秀华. 边界层转换区的声辐射. 舰船设备科学与技术, 1998
- 3 Arakeri V H *et al.* Studies on scaling of flow noise recieved at the stagnation point of an axisymmetric body. *J Sound Vib.*, 1991; 146(3): 449—462
- 4 Perraud J C. Studies of laminar-turbulent transition in air and in water wall pressure fluctuations and acoustic emission from the turbulent intermittency. *ASME NCA*, 1989; 5: 17—24
- 5 柳康宁等. 雷头模型水洞试验的背景噪声测量方法. 鱼雷噪声与控制文集, 1990: 94—102
- 6 Howe M S. The turbulent boundary-layer rough-wall pressure spectrum at acoustic and subconvective wavenumbers. *Proc. R. Soc. Lond., ser. A*, 1988; 415: 141—161
- 7 Capone D E *et al.* Calculation of turbulent boundary layer wall pressure spectra. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1995; 98(4): 2226—2234
- 8 Chase D M. The character of turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model. *J. Sound Vib.*, 1987; 112(1): 125—147
- 9 Howe M S. On the structure of the turbulent boundary-layer wall pressure spectrum in the vicinity of the acoustics wavenumber. *Proc. R. Soc. Lond., ser. A*, 1987; 412: 389—401
- 10 Blake W K. *Mechanics of flow-induced sound and vibration*. New York: Academic Press, 1986, 2
- 11 黄景泉, 张宇文. 鱼雷流体力学. 西安: 西北工业大学出版社, 1989