

旋转体源声辐射的近场分析*

清华大学

居鸿宾**

上海交通大学

钟芳源

【摘要】 详细讨论了旋转运动声源的近声场频域解。所得近场解析式表现为远场解基础上的近场修正。范例计算显示出这种修正的特点, 并表明源的旋转半径和轴向偏移对声场影响的性质。风扇实验初步证明了文中分析。

主题词: 声辐射 气动声学 声源 频域分析

分类号: O42

1 旋转体源声场频域分析

任意运动物体声场结构由 FW-H 方程所描述^[1]。在频域内求解该方程有助于了解叶轮机械气动声学的物理过程。此方面较为成熟的研究是声学紧凑源、远场情况; 非紧凑源、近场的讨论还不够完全。本文用解析的方法得到旋转体源声学近场显式解, 其表现形式是远场解基础上加上若干修正项, 由此可以充分利用已有的远场结果。

假设声源处于无限大空间中, 声学介质静止并且场是准定常的。对大型发动机及通风机械, 外壳与叶轮直径相比并不是很长, 所以作此假设是合理的。

图 1 示出坐标系。绝对坐标 $\bar{Y}$ 其直角坐标和柱坐标分别为 $(y_1, y_2, y_3), (R, \theta, y_1)$ 。其中有一运动源分布 $V(\bar{\zeta}, \tau)$, τ 为源时间坐标, 源强度 $a(\bar{Y}, \tau)$, 那么此源域产生的声压频域解为:

$$p(\bar{X}, \omega) = \frac{1}{8\pi^2} \iiint_{V(t_0)} \int_{-\infty}^{\infty} a(\bar{\zeta}, \tau) \Pi e^{i\Theta} d\tau d\bar{\zeta} \quad (1)$$

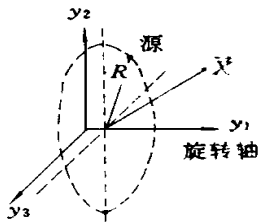


图1 旋转体源坐标系

$\bar{X}$ 为绝对坐标系中观察点矢量, 不失一般性设它在 $y_1 - y_2$ 面内与 y_1 轴成 θ 角, 长度为 r , 柱坐标则为 $(r \sin \theta, 0, r \cos \theta)$ 。 ω 为观察点处声场频率, $\bar{\zeta}$ 为运动体源的随动坐标系, 其柱坐标为 $\bar{\zeta} = (R, \theta, y_1)$ 。式中幅值系数 $\Pi = 1/r_s$, 相位项 $\Theta = \omega(\tau - r_s/C_0)$ 。(C_0 : 音速, r_s : 源到观察点距离)

只讨论声源绕 y_1 轴作旋转运动的情形, 此时 $\theta = \theta_0 + \Omega \tau$, Ω 为旋转速度。源到观察点距离 $r_s = r \sqrt{1 + R^2 + \bar{y}_1^2 - 2\bar{y}_1 \cos \theta - 2R \sin \theta \cos \theta}$, ($R = R/r, \bar{y}_1 = y_1/r$)。将其一阶截断式 $r_s = r[1 - R \sin \theta \cos \theta - \bar{y}_1 \cos \theta + O(R^2, \bar{y}_1^2)]$ 代入式(1)中的相位项 Θ 则有:

$$p(\bar{X}, \omega) = \frac{e^{ik_0 r}}{4\pi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \iiint_{V(t_0)} \int_{-\infty}^{\infty} F(\bar{\zeta}, \omega) \delta(\omega' - \omega + n\Omega) J_n(k_0 R \sin \theta) e^{-i[n(\theta_0 + \pi/2) + k_0 \bar{y}_1 \cos \theta]} d\omega d\bar{\zeta} \quad (2)$$

其中 $k_0 = \omega/C_0$ 为声学波数, $J_n(\cdot)$ 为 n 阶 Bessel 函数, $F(\bar{\zeta}, \omega)$ 是 $a(\bar{\zeta}, \tau)/r_s$ 的频域幅值。

对于远场,通常的处理方法是将幅值系数用零阶近似: $\Pi \approx 1/r$, 此时 $F(\bar{\zeta}\omega) \approx A(\bar{\zeta}\omega)/r$, $A(\bar{\zeta}\omega)$ 是 $a(\bar{\zeta}\tau)$ 的频域幅值。

2 旋转体源近声场频域解

$\bar{q}$ 表示某特征尺度($R, \bar{y}_1$ 等), 那么距离 r_s 截断式为 $r_s = r[1 + O(\bar{q}) + (1/2)O(\bar{q})^2 + \dots]$ 。取一阶截断式代入相位项其误差为 $\Delta\Theta = \pi r O(\bar{q}^2)/C_0$, ($f = \omega/2\pi$)。要有足够精度需有 $\Delta\Theta \ll 2\pi$, 即 $f \ll 2C_0/O(\bar{q})$ 。对一般叶轮机近场, $q \sim 0.5$, $\bar{q} \sim O(1)$, 则 $f \ll O(10^3)$ 。这表明, 对大波长(小频率)场声压分量, 相位 Θ 中 r_s 用一阶截断式对近场也是足够的。这个“小频率”对一般低速叶轮机基频及其谐波基本上是满足的。对近场辐射系数 Π 的近似, 当用零阶截断式时其相对误差 $\Delta\Pi/\Pi \sim O(50\%)$, 而采用一阶截断式后相对误差则为 $\Delta\Pi/\Pi \sim O(50\%) \cdot O(30\%)$ 。

上述分析表明, 在声场频率 ω 较小时, 对于近场 Θ 和 Π 中 r_s 均需用一阶近似。由此, 根据式(2)可以得到适合于近、远场的声压频域解:

$$p(\bar{X}, \omega) = \frac{e^{ik_0 r}}{4\pi r} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \iiint_{V(t_0)} \int_{-\infty}^{\infty} [A(\bar{\zeta}\omega) + \sum_{j=1}^3 A_j(\bar{\zeta}\omega)] \delta(\omega' - \omega + n\Omega) \cdot J_n(k_0 R \sin\theta) e^{-i[n(\theta_b + \pi/2) + k_0 y_1 \cos\theta]} d\omega d\bar{\zeta} \quad (3)$$

其中, $A_1(\bar{\zeta}\omega) = \bar{y}_1 \cos\theta A(\bar{\zeta}\omega)$, $A_2(\bar{\zeta}\omega) = (\bar{2}/2) R \sin\theta \cos(\theta - \pi/4) A(\bar{\zeta}\omega + \Omega)$, $A_3(\bar{\zeta}\omega) = (\bar{2}/2) R \sin\theta \cos(\theta + \pi/4) A(\bar{\zeta}\omega - \Omega)$ 。

远场时 $A_1 = A_2 = A_3 = 0$, $A(\bar{\zeta}\omega)$ 是远场源, A_i ($i = 1, 2, 3$) 则是近场修正源, 其强度与 A 有关, 频率与 A 相等或左、右各平移 Ω 。图2示出上述4个源及其近声场的叠加过程。 a_1, b_1, c_1, d_1 为源强度频谱, 选定源 A 某频率 ω 得到的各项源声场及总声场见 a_2, b_2, c_2, d_2, e , 其中实线为基频, 虚线为谐波。

上述过程亦可将式(3)重新整理用下式表示:

$$p(\bar{X}, \omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} p_n(\bar{X}, \omega') \delta(\omega - \omega' - n\Omega) d\omega' \quad (4)$$

$$p_n(\bar{X}, \omega) = \frac{e^{ik_0 r}}{4\pi r} \iiint_{V(t_0)} \Lambda_n A(\bar{\zeta}\omega) d\bar{\zeta}$$

其中, $\Lambda_n = [a_n + a_{n1} + a_{n2} e^{-i(\theta_b + \pi/2)} + a_{n3} e^{i(\theta_b + \pi/2)}] e^{-i[n(\theta_b + \pi/2) + k_0 y_1 \cos\theta]}$, $a_n = J_n(k_0 R \sin\theta)$, $a_{n1} = \bar{y}_1 \cos\theta J_n(k_0 R \sin\theta)$, $a_{n2} = (\bar{2}/2) R \sin\theta \cos(\theta - \pi/4) J_{n+1}(k_0 R \sin\theta)$, $a_{n3} = (\bar{2}/2) R \sin\theta \cos(\theta + \pi/4) J_{n-1}(k_0 R \sin\theta)$ 。

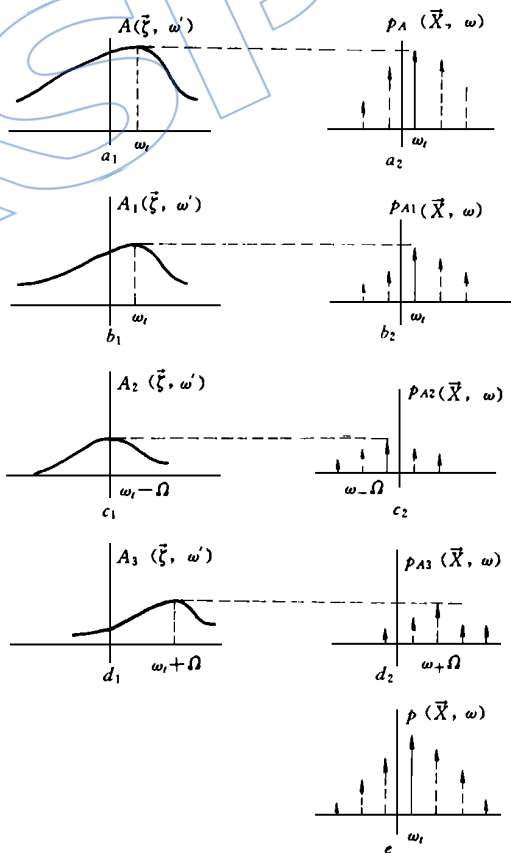


图2 近场声压叠加示意图

3 简谐点源声场分析

考虑某点 $\bar{\zeta}$ 处频率、强度分别为 ω 、 Q 的简谐点源, 由式(4)得到其声压及其谱密度函数

$$p(\bar{X}, \omega) = \frac{Q e^{ik_0 r}}{4\pi r} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Lambda_n \delta(\omega - \omega - n\Omega) \quad (5)$$

$$\Phi_p(\bar{X}, \omega) = 2\pi p(\bar{X}, \omega) p^*(\bar{X}, \omega) = \frac{Q^2}{8\pi r^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} |\Lambda_n|^2 \delta(\omega - \omega - n\Omega)$$

式中 $|\Lambda_n|^2$ 形成了 n 阶谐波包络线, 近场相对于远场的偏差可以用 $Q \triangleq |\Lambda_n| - |\Lambda_n|$ 表示。

取 $\omega R / C_0 = 10$, $\Omega R / C_0 = 1$, $(R, \theta, \bar{y}_1)$ 取 4 种情况 a(0, 0, 0), b(0.3, 0, 0), c(1, 0, 0), d(1, 0, 0.2), 由此计算简谐点源的声场包络线及近、远场偏差。情况 a 属于远场, 图 3 是不同观察角处基频与谐波包络值 $|\Lambda_n|$ 分布情况。图 4 是远场包络点值随观察角分布的极区图。(以下只讨论 $\bar{y}_1 > 0$ 这种近场情况, 观察角在右半平面, 此时一、四象限对称)

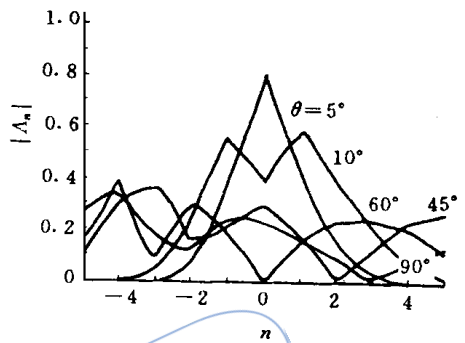


图 3 基频及其谐波处包络点值(远场)

情况 b 考察了一个较近的点, 此时除了 $n = -3$ 时在 $\theta = 65$ 附近有较大值 $Q \approx 0.08$ 外其它近场修正量很小。情况 c 考虑了 R 对近场的影响(图 5a), 情况 d 在此基础上进一步考虑了 $\bar{y}_1$ 的影响(图 5b)。

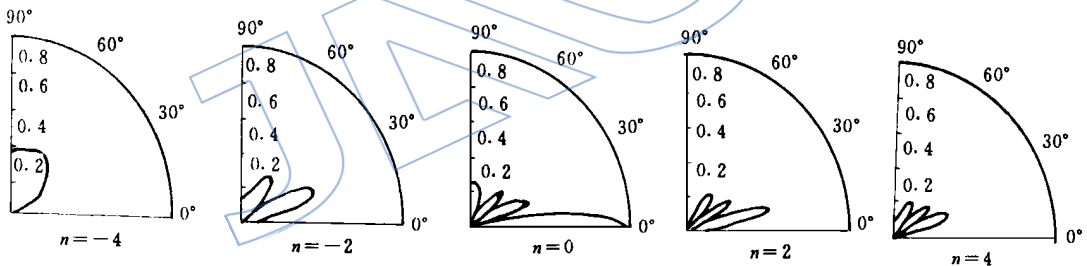


图 4 远场时基频及各谐波包络点分布 $(R, \theta, \bar{y}_1) = (0, 0, 0)$

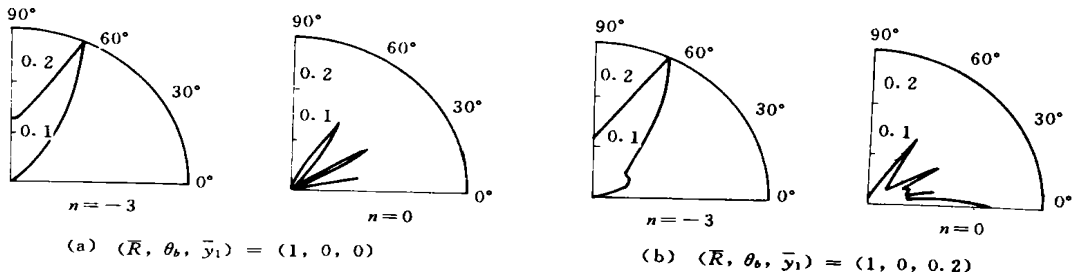


图 5 近场修正 Q 沿观察角分布

由上述计算结果可以得到以下几点结论。

(1) 声场一般特征: (a) 远场时 $R, \bar{y}_1 \rightarrow 0$, 但上述计算中 $R = 0.3$ 时近场修正量仍然很小, 所以可根据计算 Q 确定具体问题的远场条件; (b) y_1 轴方向上所有谐波近场修正均为 0, 所以

无论是近场或远场, y_1 方向都只能听到基频(图 3)。随观察角增大, 谐波越来越丰富, 除非 $\omega=0$, 对 $\pm n$ 一般不呈现对称性, θ 增大, 则包络幅值变小; (c) 图 4 表明, n 由负值增加时, 叶瓣数增加, $n=0$ 时最多, 过后又慢慢减少。在指向性方面, 较低的负值谐波发生在旋转平面附近, 随着 n 增加, 叶瓣分裂并转向轴向, 直到 $n=0$ 时强烈地指向轴向位置, 随后又朝相反方向变化。

(2) 近场特征: (d) 近场修正大多分布在一些离散观察角附近范围内, 周向分布不均匀, 也具指向性(图 5a); (e) 对某 $\omega R/C_0, \Omega R/C_0, \bar{R}$ 引起的近场最大修正量出现在相应的某谐波 $n_{max}=-3, \theta_{max} \approx 65^\circ$; 并且较大的修正多在大观察角附近, 轴向位置附近修正量很小; (f) 进一步考虑 $\bar{y}_1$ 的影响后(图 5b), 轴向修正量明显增大, 且最大修正总是发生在基频。

4 实验验证与讨论

利用消声室内一风扇实验对上述分析做了粗略的验证。由于存在动、静叶干扰, 任一非轴线观察角上的离散噪声都是动、静叶综合辐射的结果。只有在轴向其离散噪音是由动叶后的静叶基频产生的, 而静叶基频为 1 倍的叶片通过频率 $1 \cdot BPF, (l=1, 2, \cdots)$ 。将叶片声源近似为等效半径处的点源。由(5)式知道 n 阶谐波声压幅值 $|p_n(\bar{X})|=Q|\Lambda_n|/(4\pi r)$ 。沿同一观察角不同半径处声压级变化为 $\Delta L_{pn}=\Delta L_r+\Delta L_d$, 其中 $\Delta L_r=20\Delta l_{gr}$ 是距离反平方律引起的声压级变化, $\Delta L_d=20\Delta g|\Lambda_n|$ 则表示了近场修正。

实验共有 3 个工况, 转速(r/min)分别为 1442, 1247, 1109。结果见表 1。如前所述, 表中只是 $\theta=0^\circ, n=0$ 的结果, 且只比较了基频为 1 倍 BPF 的情况。其中误差是实测与计算的分贝值相减。由修正后误差可知, 近场修正后近、远场分贝差值减小, 且场频率越低, 修正效果越好。

表 1 轴向位置 BPF 远、近场修正计算(单位: dB)

工 况	实 测 值			距离修正计算		近场修正计算		
	远场	近场	差值	ΔL_r	误差	$ \Lambda_0 _{近}/ \Lambda_0 _{远}$	ΔL_d	误差
1	85.8	92.6	6.8		0.78			0.069
2	81.5	88.6	7.1	6.0206	1.08	1.0853	0.711	0.369
3	79	86.2	7.2		1.18			0.469

结论 本文得到的旋转体源声场频域解是在远场解基础上叠加 3 项修正源。简谐点源范例计算显示出谐波沿观察角的分布规律和指向特性, 表明近场修正沿观察角离散分布的特点。 $\bar{R}$ 的偏离作用于旋转平面附近, 近场最大修正量发生于某相应的谐波和观察角处, 而 $\bar{y}_1$ 的作用则在轴向附近, 最大修正在轴向位置的基频。

参 考 文 献

1 Ffowcs Williams J E, Hawkins D L. Sound Generation by Turbulence and Surfaces in Arbitrary Motion. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, A, 1969, 264(1151)

(责任编辑 魏星禄)

restrictions induced by explicit boundary treatments and, meanwhile, preserve all the important features of the scheme such as non-oscillation and high resolution. The implicit solver effectively accelerates the convergence rate of the high-resolution scheme. The comparison of cascade flow calculations under various inflow conditions with the corresponding experiments demonstrates the accuracy and efficiency of the proposed solver.

Key words Cascade flow Numerical computation High resolution Implicit methods

NEAR SOUND FIELD ANALYSIS OF A ROTATING SOURCE

Ju Hongbin

(*Dept. of Engineering Mechanics Tsinghua University, Beijing 100081*)

Zhong Fangyuan

(*Shanghai Jiaotong University*)

ABSTRACT

On the basis of moving source radiation theory, this paper discusses the sound solution of a rotating source in frequency domain. Emphasis is laid on near sound field which has three "additional sources" in contrast to far field. The computation reveals that the near sound field produced by these "additional sources" distributes in discrete viewing angles. Radial and axial deviations affect sound field respectively around the rotating plane and axial area, and their maximum connections have different characteristics. The analysis is proved preliminarily by a fan experiment.

Key words Sound Radiation Aeroacoustics Sound source Frequency analysis

NUMERICAL ANALYSIS OF FLOW AND LEAKAGE IN LABYRINTH SEAL

Huang Shoulong and Ma Yuyi

(*National Lab. of Coal Combustion Huazhong University of Science & Technology, Wuhan, 430074*)

Wu Xiaosong and Xu Chen

(*Mechanical College, Nanjing University of Science & Technology*)

ABSTRACT

The unsteady Navier-stokes equations are solved to predict numerically the internal flow of single-cavity labyrinth channel with depth-to-width ratios $H/W = 0.1, 0.3$ and 0.5 . The numerical results demonstrate the oscillation of the flow structure and fluctuation of the exit leakage rate. It is shown that the seal efficiency is relevant to the amplitude of leakage fluctuation, furthermore, the sequence of H/W from $0.3, 0.5$ to 0.1 is also the order of both increasing seal efficiency and increasing amplitude of leakage fluctuation. Also, the complex physics, including motion and mergences of vortex, migration of separation bubble, bending and impact of jet, is discussed, and the influence of impact effects on the increase of energy dissipation and decrease of leakage are analysed.

Key words Labyrinth seal oscillation flow Numerical analysis

METHOD FOR PREDICTING FATIGUE RELIABILITY AND LIFE OF COMPRESSOR BLADE

Le Xiaobin, Gao Deping, He Mingjian

(*2nd Dept, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing, 100083*)

ABSTRACT

In engineering application of fatigue problem, it is very difficult to obtain some working parts' load spectrum due to some reasons. This paper provides method for predicting the fatigue reliability and life of the part without working load spectrum. Fatigue tests are carried out on the part that has worked for some time. Basing on the test data, the surplus fatigue damage strength of the part can be calculated. With its surplus fatigue