

# 声波除灰技术中的物理声学问题

姜根山<sup>1</sup>, 田静<sup>2</sup>, 杨昆<sup>1</sup>

(1. 华北电力大学, 保定 071003; 2. 中国科学院声学研究所, 北京 100080)

中图分类号: O424 文献标识码: A

## The problems of physical acoustics on the sonic soot cleaning

JIANG Gen-shan<sup>1</sup>, TIAN Jing<sup>2</sup>, YANG Kun<sup>1</sup>

(1. North China Electric Power University, Baoding 071003, China;

2. Institute of Acoustics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

### 1 引言

声波除灰是指利用声场能量, 清除和减缓锅炉换热器表面的积灰和结焦。声波除灰除包括系统的设计、生产、安装、调度与使用等一整套软、硬件技术外, 炉内声场分布, 特别是换热器表面声强大小应该是声波除灰技术能否实现除灰目的的重要因素之一。本文采用物理声学方法, 计算了有限管数管排表面的多极子散射声场, 讨论了壁面声强与声波频率、管数和管距之间的对应关系, 找出了管壁表面声强值的峰值特性。对声波除灰技术的工业应具有指导意义。

### 2 基本方程

设有  $N$  个半径为  $a$  的相同圆管, 沿  $y$  轴等间距(管距为  $d$ ) 平行排放, 图 1 所示, 管内充水, 管外为空气, 管壁材料为钢。

假设入射声波(平面波)的速度势为:

$$\Psi_i = \Psi_{i0} e^{ikr \cos(\varphi - \varepsilon)} e^{-i\omega t} \quad (1)$$

式中  $\varepsilon$  为入射角;  $k$  为波数;  $(r, \varphi)$  是以  $\alpha_0$  为参考管的场点位置极坐标。为讨论方便在文中其余各处将省略  $e^{-i\omega t}$  项。

根据声场叠加原理, 空间声场的总速度势  $\Psi = \Psi_i + \Psi_s$ , 其中  $\Psi_i$ 、 $\Psi_s$  分别为入射声波与散射声波的速度势。

根据 Helmholtz 理论, 散射声场的速度势可用式(2)表示, 式中  $l_\alpha$  为第  $\alpha$  管的边界曲线(在图 1 所示平面内);  $\Psi(r')$  为空间声场的总速度势;  $G(r| r')$  为二维 Green 函数。

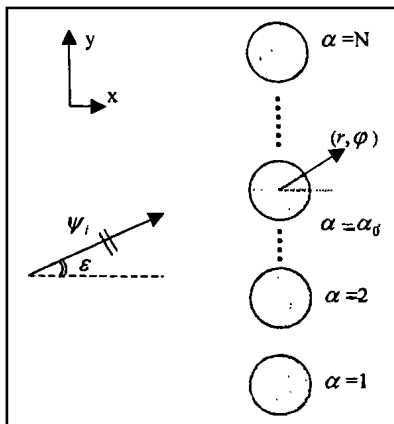


图 1 管排几何图

$$\Psi_s(r) = \sum_{\alpha=1}^N \oint_{l_\alpha} \left\{ \Psi(r') \frac{\partial G(r| r')}{\partial r'} - G(r| r') \frac{\partial \Psi(r')}{\partial r'} \right\}_{r' \in l_\alpha} dl \quad (2)$$

根据式(1)、式(2), 空间声场的总速度势为:

$$\Psi(r) = \Psi_{i0} e^{ikr \cos(\varphi - \varepsilon)} + \sum_{\alpha=1}^N \oint_{l_\alpha} \left\{ \Psi(r') \times \frac{\partial G}{\partial r'} - G \frac{\partial \Psi(r')}{\partial r'} \right\}_{r' \in l_\alpha} dl \quad (3)$$

用 Fourier 级数表示  $\alpha$  管表面处的声场总速度势,

$$\text{则: } \Psi(r) |_{\alpha \text{管表面}} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Psi_n = \Psi_{i0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{\alpha n} e^{in\theta_\alpha} \quad (4)$$

式中,  $A_{\alpha n}$  为待定系数,  $\theta_\alpha$  表示  $\alpha$  管表面处的场点位置相对  $\alpha$  管的极坐标角度。

据文献[1], 充水弹性管在空气中的声散射近似于刚性圆柱, 所以边界条件可视为  $\frac{\partial \Psi}{\partial r} |_{\alpha \text{管表面}} = 0$  ( $\alpha = 1, 2, \dots, N$ )。据式(3)、式(4)及边界条件得:

收稿日期: 2000-01-21; 修订日期: 2000-05-15

作者简介: 姜根山(1963-), 男, 教授, 从事物理声学及应用声学的研究。

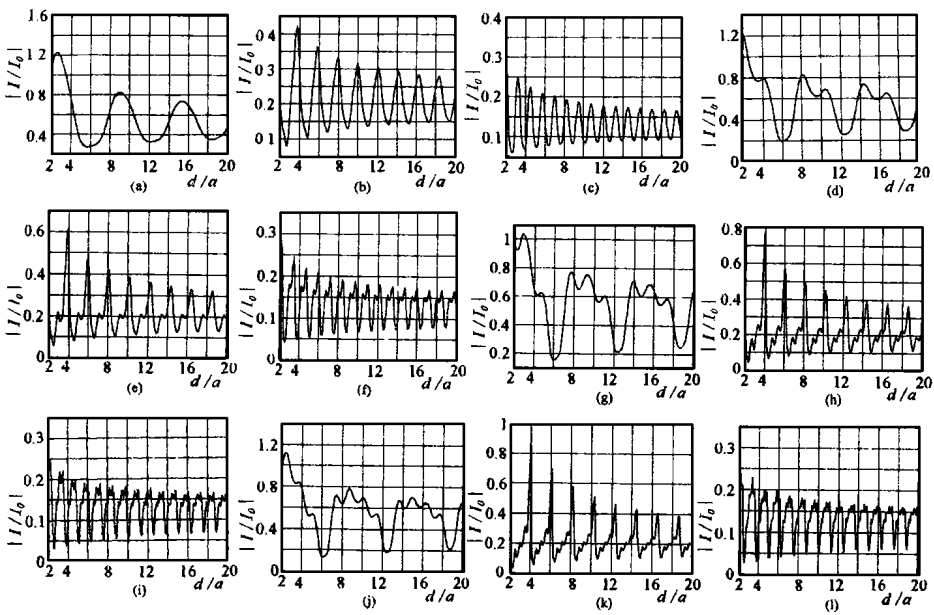


图 2 0 级模态管排壁面声强随管距的变化关系

$$2\pi A_{\beta m} = X_{\beta m} + \sum_{a=1}^N \sum_{n=-\infty}^{+\infty} Y_{\alpha\beta m} A_{\alpha n} \quad (5)$$

其中:  $X_{\beta m} = \int_0^{2\pi} [e^{ikr}]_r \text{在}\beta\text{管表面} e^{-im\theta} d\theta$  (6)

$$Y_{\alpha\beta m} = \alpha \int_0^{2\pi} \left[ \int_0^{2\pi} \left( \frac{\partial G(\mathbf{r} | \mathbf{r}')}{\partial r'} \right)_{r' \text{在}\alpha\text{管面}} e^{in\theta_a} d\theta_a \right]_{r \text{在}\beta\text{管面}} \cdot e^{-im\theta} d\theta \quad (7)$$

$Y_{\alpha\beta m}$  表示  $\alpha$  管上  $n$  级散射波与  $\beta$  管上的  $m$  级散射波之间的耦合,  $\beta = \alpha$  时, 象独立管一样, 表示自身的耦合。

通过求解方程组(5)中的  $A_{\alpha n}$ , 可由(4)式确定圆管壁面处的总速度势, 而壁面声压:

$$p(\mathbf{r}) |_{\alpha\text{管表面}} = -i\alpha\rho_0 \Psi |_{\alpha\text{管表面}} = -i\alpha\rho_0 \Psi_{i0} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} A_{\alpha n} e^{in\theta_a} \quad (8)$$

### 3 数值计算及结果分析

根据上述理论, 对不同模态 ( $n = 0, 1, 2$ ) 下, 炉管壁面处声场与声波频率 ( $ka$ )、炉管间距 ( $d/a$ ) 和管数 ( $N$ ) 之间的对应关系进行了数值计算。计算中取管壁外半径  $a = 0.018\text{m}$ , 声波入射角  $\varepsilon = 0$ , 如图 2 中(a)-(l)所示为 0 级模态计算结果。

图 2 中(a)-(c)、(d)-(f)、(g)-(i)、(j)-(l) 分别表示管数  $N = 3, 5, 7, 9$ ,  $ka = 1, 3, 5$  时, 管距 ( $d/a$ ) 对中心管壁面处声强的影响。当  $N = 3$  时, 由图(a)-(c)可见, 中心管壁面声强 ( $|I/I_0|$ ) 在改变管距 ( $d/a$ ) 时周期性出现主极大峰值。相邻主极大之间的

相对管距之差 ( $D/a$ ) (亦称“周期”) 与声波频率 ( $ka$ ) 的对应关系分别为:  $ka = 1, D/a = 6.40$ ;  $ka = 3, D/a = 2.10$ ;  $ka = 5, D/a = 1.25$ 。基本满足关系式  $D/a = 2\pi/ka$ , 这一关系同样适用于图(d)-(f)、(g)-(i)和(j)-(l)中的主极大位置, 所以任意两主极大间的管距差应当满足关系式  $\Delta d/a = 2\pi/ka, 2(2\pi/ka), \dots$ , 因此 0 级模态干涉加强, 产生主极大的条件当接近于  $d(1 - \sin\varepsilon) = \lambda, 2\lambda, \dots$ , 这一关系式, 因而与菲涅耳多狭缝衍射的基本规律类似。

当管数  $N = 5, 7, 9$  时, 中心管壁面声强 ( $|I/I_0|$ ) 随管间距 ( $d/a$ ) 增加, 不仅周期性的出现主极大峰值, 而且出现了次极大峰值, 相邻主极大间的次极大个数为  $(N-3)/2$ , 这里狭缝 (即管间隙) 数量为  $(N-1)$ 。图 2 结果表明次极大峰值有时接近或大于主极大峰值, 但对出现这一现象的理解还有待进一步深入研究。

### 4 结论

声波在平行圆管表面上发生多极子散射, 散射波与入射波相互干涉, 其行为类似于菲涅耳双狭缝 ( $N = 3$ ) 和多狭缝衍射。依次改变管距, 将出现干涉主极大和次极大峰值。

### 参考文献:

- [1] 姜根山等. 锅炉管束声散射的理论分析[J]. 声学学报, 2000, 25(2): 155-160.
- [2] Huang X. Y. [J]. Journal of sound and vibration, 1994, 178(3): 349-359.