

文章编号:1000-8055(2011)03-0530-07

微缝共振器的非线性吸声机理

戴习文, 景晓东, 孙晓峰

(北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191)

摘 要: 为模拟高声压级时微缝处涡声相互作用现象并计算微缝声阻抗, 发展了一种离散涡模型. 联合微缝离散涡模型和一维声传播模型, 计算了微缝共振器的声阻抗和吸声系数. 数值结果表明, 微缝声学性质主要取决于涡脱落和脱落涡层的演化; 共振器的吸声系数随着入射声压级的增加而增大; 入射声波频率对共振器吸声系数有显著影响. 研究结果和先前直接数值模拟的结果符合较好.

关 键 词: 微缝共振器; 高声强; 涡声相互作用; 离散涡方法; 非线性

中图分类号: V21

文献标识码: A

Nonlinear acoustic dissipation mechanism of a slit resonator

DAI Xi-wen, JING Xiao-dong, SUN Xiao-feng

(School of Jet propulsion,

Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China)

Abstract: To simulate the vortex/sound interaction phenomenon at a slit with high sound pressure level and calculate the acoustic impedance of the slit, a discrete vortex model was set up. By combining the discrete vortex model with a one-dimensional sound propagation model, the acoustic impedance and the absorption coefficient of the slit resonator were calculated. The numerical results reveal that the acoustic properties of the slit are dominated by the vortex shedding and the evolution of the vortex sheet; the absorption coefficient of the resonator increases with the increase of the sound pressure level; the frequency of the incident sound has significant influence on the absorption coefficient of the resonator. The present results agree well with the previous direct numerical simulation (DNS) results.

Key words: slit resonator; high sound intensity; vortex/sound interaction; discrete vortex method; nonlinearity

由穿孔板和共振腔组成的共振吸声结构在控制噪声或压力波方面有广泛的应用, 如在航空发动机短舱、工业消声器中用来控制噪声, 在航空发动机加力燃烧室、火箭发动机燃烧室内用以抑制振荡燃烧, 同时在燃气轮机非定常流控制上也有很大潜能. 穿孔板共振结构的吸声性能通常由以下三个因素决定: 共振吸声结构外(通常是管道)的环境流场和声场; 由管道和共振吸声结构背腔

之间的有限声压差引起的当地声能耗散; 共振现象对这种耗散机制的放大^[1]. 工程实际中常见的穿孔板开孔为圆孔, 所以多数研究工作是针对圆孔开展的. 而针对另一种声学元件——窄缝, 虽然很早就得到了研究人员的关注^[2-3], 但是研究工作相对贫乏. 马大猷^[4]和刘克^[5]对微缝的吸声特性进行的研究发现, 通过适当的结构参数选取, 微缝吸声结构能达到良好的吸声性能. 穿孔板开孔处

收稿日期: 2010-10-27; 修订日期: 2011-02-27

基金项目: 航空科学基金(2009ZB51013); 高等学校博士学科点专项科研基金(20101102110010)

作者简介: 戴习文(1984—), 男, 安徽六安人, 博士生, 主要从事气动声学与非定常气动力学研究.

的声能耗散机制根据环境流场和声场参数的不同可分为两类:①当管道无流动、入射声波的声压级较低时,开孔处声能耗散主要由黏性作用造成;②当入射声压级较高、管道有流动或开孔通偏流时,声能耗散主要由涡声相互作用完成,开孔锐缘处的涡脱落过程将声能转化成涡运动能量,脱落涡的动能最终由黏性作用耗散^[6].文献[2-5]主要关注微缝的黏性耗散,然而对于入射声压级较高或有流动时的涡声相互作用耗散机制,目前还缺乏详细的理论研究.

目前,基于涡声相互作用建立的微缝理论模型主要是线化模型:Dowling 和 Hughes^[7]发展了一个复杂的解析模型用来处理声波在微缝处引起的涡脱落,然而该模型由于考虑偏流作用,做了线化假设;Howe^[8]给出当切向流存在时面板上有单个和多个微缝的线化模型.然而,在前面提到的实际工程应用中,环境噪声的声压级都很高,穿孔板的声阻抗以及整个吸声结构的性能都与入射声波的声压级有关,表现出非线性特性.流场显示实验^[9-10]表明这种非线性现象与开孔附近的射流和涡脱落有关.针对这种情况,现有的研究方法以准稳态模型为主^[11-13],这类模型通过引入经验参数——Vena 收缩系数能成功地预测非线性声阻,但在非线性声抗的计算上没有取得令人满意的结果,并且经验参数的引入使得模型的物理机制并不十分明确.Tam 等^[14]利用直接数值模拟计算微缝共振器的流场和声场,得出流场和涡脱落图象,但过长的计算时间使得该方法短期内不适用于声衬设计等工程问题.

为了对高声强下微缝共振器的非线性耗散机制进行有效刻画和对微缝处涡脱落和涡层运动的细节进行描述,本文尝试发展了一种离散涡模型.通过该模型计算出微缝的非线性声阻抗,再结合管道一维声传播模型,最终计算出阻抗管一端的微缝共振器的声阻抗以及吸声系数,并得出入射声压级和入射声波频率对微缝共振器吸收性能的影响.本文希望通过理论模型研究,深化对微缝共振器的非线性耗散机制的理解,并为微缝共振器的工程设计提供理论依据.

1 模型建立

1.1 一维声传播模型

如图1所示,截面积为 $b \times b$ 的阻抗管一端装有带微缝的面板,形成共振腔,腔深 L . 面板中心微缝的尺寸为 $2s \times b$, 其中 $2s$ 为缝宽, b 为缝长,

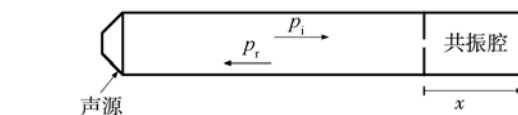


图1 一端装有微缝共振器的阻抗管

Fig. 1 Impedance tube with a slit resonator at the right end

当面板厚度相对微缝尺寸较小时,本文忽略厚度因素.阻抗管内从左边入射的声波 $p_i = P_i e^{j(\omega t - kx)}$, 在共振器面板处引起反射波 $p_r = P_r e^{j(\omega t + kx)}$. 可得声压反射系数

$$R = \frac{P_r}{P_i} = \frac{Z_{\text{res}} - 1}{Z_{\text{res}} + 1} \quad (1)$$

其中 Z_{res} 为共振器的声阻抗.由式(1)可见共振器的声学特性由其声阻抗体现,只要计算出 Z_{res} , 共振器的声学特性就能得到.共振器的声阻抗可以看作面板的声阻抗和背腔的声阻抗之和

$$Z_{\text{res}} = Z_{\text{plate}} - i \cot \left(\frac{\omega L}{c} \right) = \frac{Z_{\text{slit}}}{\sigma} - i \cot \left(\frac{\omega L}{c} \right) \quad (2)$$

其中 σ 为穿缝率,即:微缝面积和穿缝面板面积之比.式(2)将问题转化为如何准确求得面板上微缝的声阻抗 Z_{slit} .在没有流动的情况下,面板上小孔或微缝的声阻抗取决于其两侧的声压差,所以应导出面板两侧声压差的表达式.

管道中面板左侧的总声压为

$$p_{x=0^-} = p_i + \frac{Z_{\text{res}} - 1}{Z_{\text{res}} + 1} p_i = \frac{2Z_{\text{res}}}{Z_{\text{res}} + 1} p_i \quad (3)$$

$p_{x=0^-}$ 在共振器开口处引起气流脉动,设微缝通流平均速度为 u_{av} .共振器开口处气流脉动引起的共振腔内声压可由下式给出:

$$p_{x=0^+} = -i\rho c \sigma \cot \left(\frac{\omega L}{c} \right) u_{\text{av}} \quad (4)$$

则跨过共振器开口的声压差可表示为

$$\Delta p_{x=0} = p_{x=0^-} - p_{x=0^+} = \frac{2Z_{\text{res}}}{Z_{\text{res}} + 1} p_i + i\rho c \sigma \cot \left(\frac{\omega L}{c} \right) u_{\text{av}} \quad (5)$$

$\Delta p_{x=0}$ 和 Z_{slit} 的关系将在 1.2 节的离散涡模型中给出.这样,管道声场和共振器声阻抗可通过下面的迭代算法求出:

1) 以入射声压 p_i 代替面板两侧声压差,代入离散涡模型计算微缝通流平均速度 u_{av} 和声阻抗 Z_{slit} ,并将 Z_{slit} 代入式(2)得到 Z_{res} 预估值;

2) 将 Z_{res} 和 u_{av} 代入式(5)计算 $\Delta p_{x=0}$;

3) 将 2) 求出的 $\Delta p_{x=0}$,代入离散涡模型计算

微缝通流平均速度 u_{av} 和声阻抗 Z_{slit} , 再将 Z_{slit} 代入式(2)得到 Z_{res} ;

4) 重复 2) 和 3) 步, 直到 Z_{res} 收敛.

1.2 计算微缝声阻抗的离散涡模型

1.2.1 脱落涡层的离散化

对于展弦比较大的微缝, 其近场涡脱落和涡运动可以由二维离散涡模型描述. 如图 2(a), 在刚性平板上有宽 $2s$ 的微缝, 若低频正弦声波从一侧入射到缝板上, 微缝附近的流动可以视为不可压的, 则微缝附近的压力可写为如下形式:

$$p_{inc} = \begin{cases} P \cos \omega t & (x_2 > 0, x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \rightarrow \infty) \\ 0 & (x_2 < 0, x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \rightarrow \infty) \end{cases} \quad (6)$$

在入射声波的作用下, 涡层从微缝的两个长边脱落(忽略短边脱落涡的影响). 为了描述涡层运动, 将涡层离散成若干小段直线涡层, 每段涡层又近似用一个放在该段涡层中心处的点涡代替. 由 Kelvin 定理可得

$$\frac{dz_n}{dt} = w(z_n), \quad \Gamma_n = \text{const} \quad (7)$$

其中 z_n 和 Γ_n 分别是第 n 个点涡的位置和强度, $w(z_n)$ 为当地对流速度.

1.2.2 速度场的求解

在求解速度场之前, 首先对各个相关变量进行无量纲化: $\bar{t} = \omega t$, $\bar{L} = L/s$, $\bar{V} = V/\omega s$, $\bar{\Phi} = \Phi/\omega s^2$, $\bar{Q} = Q/\omega s^2$, $\bar{\Gamma} = \Gamma/\omega s^2$, $\bar{p} = p/\rho_0 \omega^2 s^2$. 其中 L, V, Φ, Q, Γ 和 p 分别代表长度、速度、速度势、微缝通流、涡量和压力. 本文 1.2 节计算中所有量均为无量纲量, 但为了书写方便, 无量纲量上的横线予以省略. 为了简化建模, 如图 2(b) 所示, 本文利用保角变换将物理域映射到无限大上半空间的计算域

$$z = \frac{1}{2} \left(\zeta + \frac{1}{\zeta} \right) \quad (8)$$

在计算域内, 流场复势由微缝通流和离散涡及其镜像涡决定

$$W = \frac{Q}{\pi} \ln \zeta + \sum_n \frac{\Gamma_n}{2\pi i} [\ln(\zeta - \zeta_n) - \ln(\zeta - \zeta_n^*)] \quad (9)$$

其中式(9)的“ $*$ ”表示复数共轭. 从而得到流场复速度

$$w^*(z) = \frac{dW}{dz} = \frac{dW}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \quad (10)$$

对于第 n 个离散涡, 其运动速度应除去其自身在物理域的诱导速度

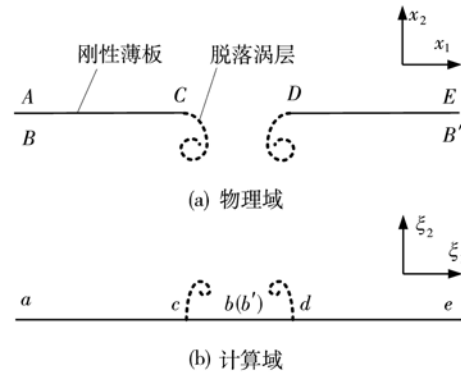


图2 保角变换

Fig. 2 Conformal mapping

$$w^*(z_n) = \lim_{z \rightarrow z_n} \frac{d}{dz} \left[W + \frac{\Gamma_n}{2\pi i} \lg(z - z_n) \right] \quad (11)$$

将式(9)代入式(11)得第 n 个离散涡的运动速度

$$w^*(z_n) = \frac{2\zeta_n^2}{\zeta_n^2 - 1} \left[\frac{Q}{\pi \zeta_n} + \sum_{n' \neq n} \frac{\Gamma_{n'}}{2\pi i} \frac{1}{\zeta_n - \zeta_{n'}} - \sum_n \frac{\Gamma_{n'}}{2\pi i} \frac{1}{\zeta_n - \zeta_{n'}} \right] + \frac{i\Gamma_n}{\pi} \frac{\zeta_n}{(\zeta_n^2 - 1)^2} \quad (12)$$

从而, 对于某时刻 t , 给出流场中各点涡的涡量和位置, 则点涡新的位置可由式(13)给出的二阶 Adams-Bashforth 法求解式(12).

$$z_n|_{t+\Delta t} = z_n|_t + \frac{1}{2} (3w_n|_t - w_n|_{t-\Delta t}) \quad (13)$$

1.2.3 脱落涡模型

每个时间步开始, 微缝的两缘各脱落一个新生涡, 本文采用 Brown 和 Michael^[15] 的脱落涡模型: 每个时间步开始, 一个集中的点涡指定从缝缘处开始脱落, 涡量不断通过一个传输带从缝缘输运到集中点涡, 直到该时间步结束, 该集中点涡完成脱落成为自由点涡. Rott^[16] 根据新生涡和输运带所受流体非定常合力为零的条件给出新生涡脱落过程的运动方程

$$\frac{dz_1}{dt} + \frac{z_1 - z_e}{\Gamma_1} \frac{d\Gamma_1}{dt} = u(z_1) \quad (14)$$

其中 z_1 和 z_e 分别为新生涡和缝缘坐标, Γ_1 为新生涡量, $u(z_1)$ 为新生涡所在位置的流场速度. 另外, 新生涡的涡量应满足锐缘处的 Kutta 条件

$$\lim_{\zeta \rightarrow \zeta_e} \frac{d}{d\zeta} \left[W(\zeta) + \frac{\Gamma_1}{2\pi i} \lg \frac{\zeta - \zeta_1}{\zeta - \zeta_1^*} \right] = 0 \quad (15)$$

对左侧缝缘使用式(14)和式(15)可得每时间步结束时两个新生涡的位置和涡量

$$\zeta_1 = \sqrt{\frac{4}{5} \left\{ \frac{Q}{\pi} + \sum_3^N \frac{\Gamma_n}{2\pi i} \left[\frac{1}{(\zeta_n + 1)^2} - \frac{1}{(\zeta_n^* + 1)^2} \right] \right\} \Delta t - 1} \quad (16)$$

$$\Gamma_1 = 2\pi i W'(-1) \frac{(1+\zeta_1)(1+\zeta_1^*)}{\zeta_1^* - \zeta_1} \quad (17)$$

微缝右侧新生涡的位置和强度可以相同的方式得出。

1.2.4 计算远场压力差

如图2(a),沿路线ACB进行伯努利积分来计算面板两侧远场压力差

$$p_{inc} = -\frac{d\Gamma_{t,1}}{dt} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A^B \mathbf{u}_r \cdot d\mathbf{l} + \frac{\partial}{\partial t} \int_A^B \mathbf{u}_Q \cdot d\mathbf{l} \quad (18)$$

其中 $-\frac{d\Gamma_{t,1}}{dt}$ 为脱落涡的生成率, $\int_A^B \mathbf{u}_r \cdot d\mathbf{l}$ 和 $\int_A^B \mathbf{u}_Q \cdot d\mathbf{l}$ 分别为离散涡和微缝通流引起的势差。在二维势流框架下计算微缝通流引起的速度势在面板两侧远场处之差不收敛 ($\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_Q \cdot d\mathbf{l} \rightarrow \infty$), 说明如果局限于二维势流解, 就有随距离增大速度势趋近于无穷的结果。那么再根据伯努利方程, 在远场必须施加无穷大的外力, 才能产生微缝通流, 显然这是不合理的。所以, 在本模型中, 近场流动由于大展弦比可采用二维假设, 但计算远场压差的时候, 微缝的三维效应必须考虑。通过不可压势流的 Laplace 方程的半空间 Green 函数, 可以将微缝通流引起的速度势表示为如下形式:

$$\Phi_Q(x_1, x_2, x_3) = \Phi_{Q,\pm\infty} \mp \frac{1}{2\pi} \int_{-b/2}^{b/2} \int_{-1}^1 \frac{\partial \Phi_Q}{\partial x_2'} \frac{dx_1' dx_3'}{\sqrt{(x_1 - x_1')^2 + (x_3 - x_3')^2 + x_2'^2}} \quad (19)$$

由式(19), 配合跨过微缝的法向速度和速度势连续条件以及展向的积分平均处理可得

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}_Q \cdot d\mathbf{l} = Q(t)C \quad (20)$$

其中 C 是微缝展弦比的函数。由点涡引起的势差可表示为

$$\int_A^B \mathbf{u}_r \cdot d\mathbf{l} = \sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n}{\pi} \left[\frac{\pi}{2} - \arctan \left(\frac{\xi_{1n}}{\xi_{2n}} \right) \right] \quad (21)$$

将式(20)和式(21)代入式(18)可得

$$p_{inc} = -\frac{d\Gamma_{t,1}}{dt} + \frac{\partial}{\partial t} \left[\sum_{n=1}^N \frac{\Gamma_n}{\pi} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \frac{\xi_{1n}}{\xi_{2n}} \right) \right] + C \frac{\partial Q(t)}{\partial t} \quad (22)$$

由式(22)可见, 跨过微缝的压差由一侧缝缘新生涡生成率、流场中点涡的运动和微缝通流决定。

1.2.5 微缝声阻抗的计算

首先, 为了计算由入射声波 ($p_{inc} = P \cos \omega t$) 激励的微缝通流平均速度, 本文采用如下的时间推进方法:

1) 通过式(22)计算微缝通流 $Q(t_{m-1})$;

2) 利用式(16)计算新生涡的位置, 同时通过式(13)计算流场里各自由点涡的新位置, 更新标号

$$\Gamma_{n+2, \text{new}} = \Gamma_{n, \text{pre}}, \quad \zeta_{n+2, \text{new}} = \zeta_{n, \text{pre}}, \quad \mathbf{u}_{n+2, \text{new}} = \mathbf{u}_{n, \text{pre}} \quad (23)$$

3) 释放新生涡, 同时根据 Kutta 条件赋予其涡量;

4) 更新时间变量, $t_m = t_{m-1} + \Delta t$ 。

微缝的声阻抗严格定义是板两侧声压差和脉动声质点速度的比值。然而, 高声强作用造成微缝通流平均速度的非线性变形, 即微缝通流平均速度的时间曲线不完全是正弦曲线。对微缝通流平均速度进行傅里叶分解, 发现其一阶谐波起主导作用, 因此定义微缝的非线性声阻抗如下:

$$z_r = P \cos[\phi(1)] / u_{av}(1), \quad z_x = -P \sin[\phi(1)] / u_{av}(1) \quad (24)$$

其中 P 为微缝两侧声压差幅值, $u_{av}(1)$ 和 $\phi(1)$ 分别为微缝通流平均速度基波的幅值和相位。

2 结果及分析

2.1 微缝处的流场细节

图3给出了 $\bar{P}=20.0$ 时, 前两个周期的涡脱落和涡层演化过程, 其中时间步长 $\Delta \bar{t}=0.0005$ 。可以发现在开始半周期内, 缝缘处脱落的涡首先卷成一对螺旋状的旋涡, 随着旋涡的增大, 它们相互靠近并远离微缝。在 $\bar{T}/2$ 时刻, 微缝里的脉动流动已经改变方向, 而微缝下侧的涡对仍然继续向下移动, 可见当微缝下侧涡脱落过程已完成时, 涡对的运动是由其自身的诱导速度引起, 而非微缝通流的作用。继续观察该涡对的演化情况, 如在 $3\bar{T}/4$ 和 $\bar{T}$ 时刻, 会发现随着涡对的运动, 两个对转旋涡会相互碰撞、破裂并最终耗散。至此, 该涡对的演化在一个周期内完成。与此同时, 微缝上侧 $\bar{T}/2$ 时刻形成的涡对, 也进行相似的演化过程。这种在微缝上下侧交替进行的涡脱落和涡对演化决定了微缝附近的流场。定性地说, 由数值模拟给出的脱落层的演化、涡对的形成和现有的 PIV (particle image velocimetry) 流场显示实验结果是一致的。

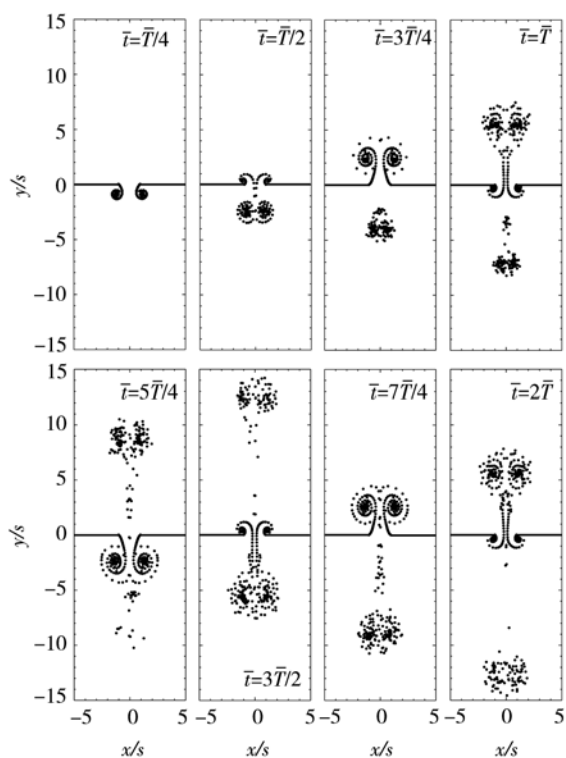


图3 涡脱落过程和涡层的演化

Fig. 3 Vortex shedding and the evolution of the vortex sheet

图4给出 $\bar{P} = 50.0$ 时,微缝通流平均速度的时间历程和频谱.可见速度曲线基本在一个周期后就收敛;当入射声压较高时,速度曲线不再是正弦曲线,表现出非线性变形;不过,其频谱反映了基波的主导作用,高阶谐波均低于基波的1/10,这为式(24)定义的微缝非线性声阻抗提供了依据.

2.2 微缝共振器的吸声性能

将阻抗管和背腔内的一维声传播模型与微缝离散涡模型结合,本文计算了高声强下微缝共振器的声阻抗和吸声系数,并且和Tam等^[14]的DNS(direct numerical simulation)结果进行了对比.计算参数为:阻抗管截面积 $5.08\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$,微缝截面积 $0.127\text{ cm} \times 5.08\text{ cm}$,共振腔深度 15.24 cm ,入射声压级 150 dB 左右,如图5和图6所示.图7为微缝结构示意图,这里需要说明的是,在Tam等人研究中薄板开缝考虑了两种方式, 90° 缝缘和 45° 缝缘,如图7(b)和图7(c);而本文对共振器面板进行了薄板假设,因而为 0° 缝缘,如图7(a).图5和图6的对比情况说明,当板厚相对于微缝尺寸较小时,本文的薄板假设在理论研究是合理的.

利用本文发展的模型,可以对不同入射声波

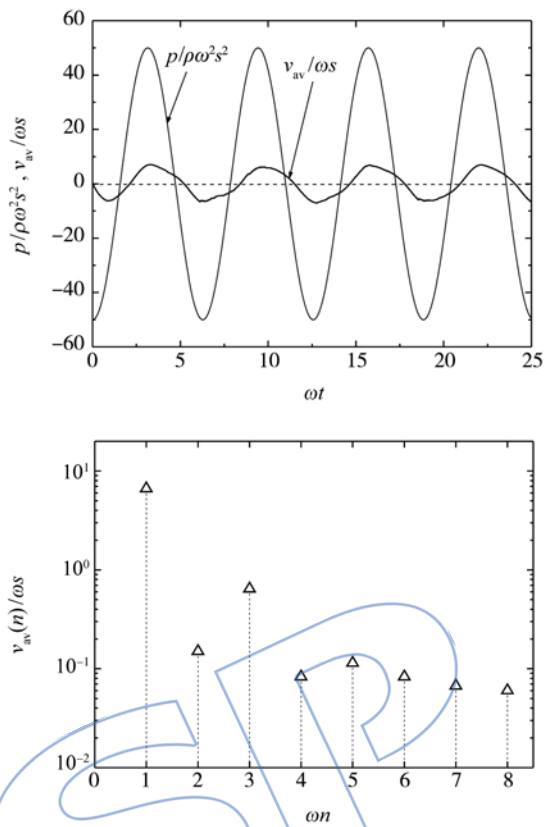
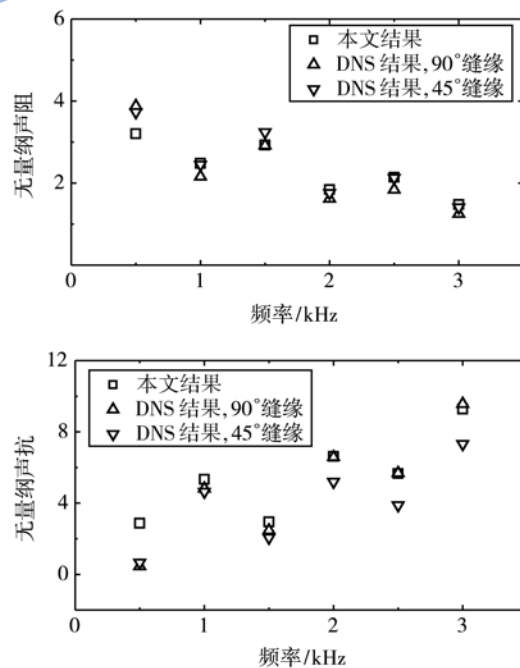
图4 微缝通流平均速度的时间历程和频谱($\bar{P} = 50.0$)Fig. 4 Time history and spectrum of the average velocity of the slit flow for $\bar{P} = 50.0$ 

图5 共振器声阻抗本文结果和DNS结果对比

Fig. 5 Comparison between the present and DNS results for the acoustic impedance of a slit resonator

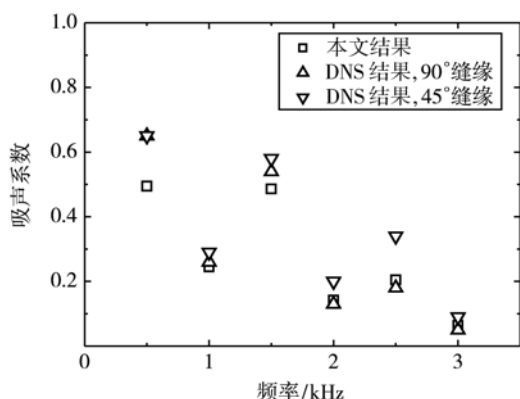


图6 共振器吸声系数本文结果和 DNS 结果对比

Fig. 6 Comparison between the present and DNS results for the absorption coefficient of a slit resonator

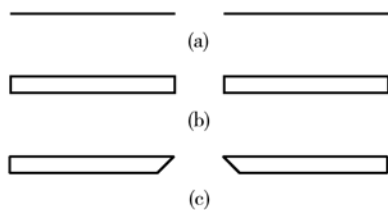


图7 微缝结构示意图

Fig. 7 Sketch of the slits

的声压级和频率下共振器的吸声特性进行理论研究. 如图8所示, 入射声波频率: 0.4~1.55 kHz, 声压级: 120~150 dB, 模型给出了共振器吸声系数的预测值. 计算参数为: 阻抗管截面积 5.08 cm $\times$ 5.08 cm, 微缝面积 0.254 cm $\times$ 5.08 cm, 共振腔深

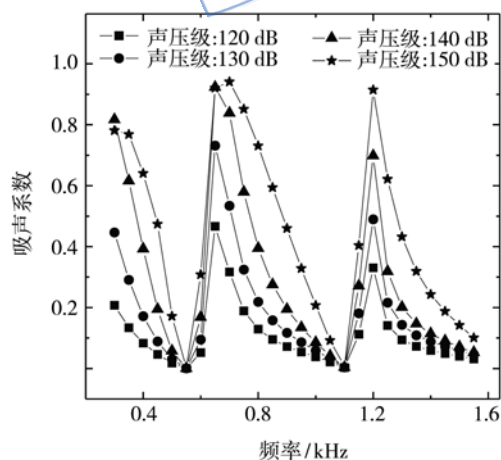


图8 不同声压级下共振器吸声系数随频率的变化

Fig. 8 Absorption coefficient of a slit resonator as a function of the incident sound frequency for different sound pressure levels

度 30.48 cm. 计算结果表明共振器吸声性能受频率的影响显著, 吸声系数在入射声波频率等于共振器系统的固有频率时达到峰值. 同时共振器的吸收特性表现出很强的非线性特征, 随着入射声波声压级的升高, 涡声相互作用会加强, 共振器的吸声系数增大. 当声压级为 120 dB 时, 大约在 0.68 kHz 处吸声系数峰值只有 0.4; 而声压级为 150 dB 时, 该频率处的峰值超过 0.9, 同时在峰值频率附近较宽频带内都有较高吸声系数. 然而在 0.55 kHz 和 1.1 kHz 处, 所有声压级入射时, 吸声系数都降到零附近, 因为此时共振腔的作用使得共振器系统的声抗达到峰值. 另外, 由图 8 可见, 声压级的变化并不影响共振器的频率特性, 即无频移现象.

3 结 论

本文采用离散涡模型对微缝共振器开口处在高声强作用下的涡脱落和涡层的演化过程进行了数值模拟, 得到微缝的非线性声阻抗. 结合一维声传播模型, 本文对微缝共振器的非线性声学特性进行了理论研究. 通过本文模型研究发现:

- 1) 微缝附近的流场主要由缝缘处涡脱落和脱落涡层的演化决定. 脱落涡层的演化过程表现为对转涡对的形成、运动以及最终碰撞并耗散.
- 2) 随着声压级的升高, 涡声相互作用会加强, 共振器的吸声性能也相应加强.
- 3) 由于共振现象对涡声相互作用的放大, 共振器的吸声系数在系统的固有频率处达到峰值, 并且峰值受声压级影响很大; 在各个入射声压级下, 由于背腔的作用, 当共振器声抗达到峰值时, 吸声系数均降到零附近. 另外, 随入射声压级变化, 共振器系统无频移现象.

参考文献:

- [1] Dupere I D J, Dowling A P. The use of Helmholtz resonators in a practical combustor[J]. Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 2005, 127(2): 268-275.
- [2] Smits J M H, Kosten C W. Sound absorption by slit resonators[J]. Acustica, 1951, 1(1): 114-122.
- [3] Gomperts M C. The sound insulation of circular and slit-shaped apertures[J]. Acustica, 1964, 14(1): 1-16.
- [4] 马大猷. 微缝吸声体理论[J]. 声学学报, 2000, 25(6): 481-485.
MA Dayou. Theory of microslit absorbers [J]. ACTA Acustica, 2000, 25(6): 481-485. (in Chinese)
- [5] 刘克. 微穿孔板和微缝板吸声体研究进展[J]. 应用声学, 2002, 21(1): 3-6, 25.

- LIU Ke. Advances in the study of microperforated-panel and microslit acoustic absorbers[J]. Applied Acoustics, 2002, 21(1): 3-6, 25. (in Chinese)
- [6] Jing X, Sun X. Discrete vortex simulation on the acoustic non-linearity of an orifice[J]. AIAA Journal, 2000, 38(9): 1565-1572.
- [7] Dowling A P, Hughes I J. Sound absorption by a screen with a regular array of slits[J]. Journal of Sound and Vibration, 1992, 156(3): 387-405.
- [8] Howe M S. The influence of vortex shedding on the diffraction of sound by a perforated screen[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1980, 97(4): 641-653.
- [9] Ingard U, Labate S. Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1950, 22(2): 211-218.
- [10] Ingard U, Ising H. Acoustic nonlinearity of an orifice[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1967, 41(6): 1582-1583.
- [11] Cummings A, Eversman W. High amplitude acoustic transmission through duct terminations: theory[J]. Journal of Sound and Vibration, 1983, 91(4): 503-518.
- [12] Melling T H. The acoustic impedance of perforates at medium and high sound pressure levels[J]. Journal of Sound and Vibration, 1973, 29(1): 1-65.
- [13] Hersh S, Walker B E, Celano J W. Acoustic behavior of Helmholtz resonators Part 1: nonlinear model[J]. AIAA Journal, 2003, 41(5): 795-808.
- [14] Tam C K W, Ju H, Jones M G, et al. A computational and experimental study of slit resonators[J]. Journal of Sound and Vibration, 2005, 284(3-5): 947-984.
- [15] Brown C E, Michael W H. Effect of leading edge separation on the lift of a delta wing[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1954, 21(5): 690-706.
- [16] Rott N. Diffraction of a weak shock with vortex generation[J]. Journal of Fluid Mechanics, 1956, 1(1): 111-128.