

高声强下多狭缝共振腔吸声性能研究

徐 珺^{1,2}, 李晓东¹

- (1. 北京航空航天大学 能源与动力工程学院, 北京 100191;
2. 中国航空工业集团公司 中航商用航空发动机有限责任公司
设计研发中心, 上海 201108)

摘 要: 为深入理解高入射声强下多狭缝共振腔吸声机理,采用低频散低耗散的计算气动声学方法对二维多狭缝共振腔开展直接数值模拟研究.首先对标准单狭缝共振腔计算结果进行验证,随后相同的数值模拟方法被应用于相同穿孔率的多狭缝共振腔的数值模拟中.结果显示:高声强下涡脱落对吸声系数的贡献占据了主导地位,各入射频率下均超过 68%.多狭缝低频时会导致脱落涡总能量的下降,而高频时升高;而黏性耗散作用随着共振腔狭缝数目的增加而增强.因此综合作用下低频时多狭缝共振腔对吸声效果影响不大,但在高频时多狭缝共振腔有更好的吸声效果.

关 键 词: 共振腔; 多狭缝; 直接数值模拟; 计算气动声学; 吸声机理

中图分类号: V231.3

文献标志码: A

Sound absorption characteristics of resonator with multi slits under high sound pressure level

XU Jun^{1,2}, LI Xiao-dong¹

- (1. School of Energy and Power Engineering,
Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100191, China;
2. Research and Development Center, Commercial Aircraft Engine Company Limited,
Aviation Industry Corporation of China, Shanghai 201108, China)

Abstract: For better understanding of the sound absorption mechanism of resonator with multi slits under high incident sound pressure level (SPL), direct numerical simulation (DNS) using low dispersion and low dissipation computational aeroacoustics (CAA) method was carried out to deal with 2-D resonator with multi slits. Good agreement was first found in validation of standard resonator with single slit through comparison. Then the same numerical methods were applied in numerical simulation of multi slits resonators with the same perforation ratio. Results show that under high SPL, vortex shedding contributes dominantly to the sound absorption coefficient, over 68% in each incident frequency. Multi slits could enhance the viscous dissipation of acoustic energy while vortex shedding was suppressed in low frequencies and strengthened in high frequencies, resulting in better sound absorption capability of resonator with multi slits in relatively higher incident frequencies, but with weak influence on low incident frequencies.

Key words: micro resonator; multi slits; direct numerical simulation;
computational aeroacoustics; sound absorption mechanism

收稿日期: 2014-07-21

基金项目: 国家重点基础研究发展计划(2012CB720202); 高等学校博士学科点专项科研基金(20131102110012);
高等学校学科创新引智计划(B07009)

作者简介: 徐珺(1986—),男,安徽合肥人,博士,主要从事声衬微孔共振腔吸声机理研究.

声衬在现代商用航空发动机噪声抑制中扮演了十分重要的角色. 航空发动机中常用的是局域声衬,由穿孔板、背板以及中间的蜂窝结构衬板组成,形如一个紧密排列的亥姆霍兹共振腔阵列.

声阻抗的引入使得声衬在工程应用中取得了巨大的成功. 通过理论计算获得声阻抗是声衬研究的其中一种方法,如 Kraft 等^[1]和 Hersh 等^[2],通过阻抗可以进一步确定声衬的结构尺寸. 但是这些方法中引入的经验参数往往影响了方法的可靠性. 而且声阻抗作为反映声衬性能的宏观参数无法解释声衬中复杂的流动现象和吸声机理.

早期对声衬流场以及耗散机制的理解基本基于对较大尺寸孔径共振腔或者穿孔板的理论和实验研究^[3-4]. Melling^[5]通过实验与理论结合,指出声衬的线性和非线性现象与入射声压级密切相关. 当流动线性时,共振腔开口处的流线基本保持平行;而对于非线性现象,在共振腔开口处有类似于喷流的现象发生. 早期通过实验观察到的现象基本是针对较大尺寸的孔径,这与真实声衬中的微孔还有这很大的区别. 至今,声衬微孔共振腔的微孔尺寸仍然极大地限制了实验测试仪器的布置. Jones 等^[6-7]采用狭缝替代微孔设计了一系列单共振腔和多共振腔,其中狭缝的宽度已经和真实声衬微孔的直径相当. 但是通过实验,只能测得声阻抗等宏观参数,无法获得共振腔微流动现象的详细结果,这也影响了对声衬吸声机理的进一步认识.

声衬微孔的尺寸限制了实验研究的开展,而数值模拟并不受微孔尺寸的限制,因此对微孔共振腔的研究逐渐吸引了许多数值模拟研究者的关注. 在计算气动声学发展之前,计算流体力学首先被应用于模拟类似的问题. 由于受到格式精度以及巨大计算消耗的限制,计算流体力学只能对较大尺寸的空腔开展研究^[8]. 直到 20 世纪 90 年代,基于直接数值模拟(DNS)方法的计算气动声学格式成功的应用于单狭缝共振腔数值模拟研究, Tam 等^[9-11]通过与实验对比验证了数值模拟的准确性. 他们认为高声强下声衬的声能量主要通过黏性耗散以及声能向涡动能转化两种方式实现吸声效果. 近年来, Tam 等^[12-13]还针对三维微孔开展了数值模拟研究. Zhang 和 Bodony^[14-15]同样采用直接数值模拟研究了垂直入射以及切向流效应影响下三维蜂窝结构共振腔流动现象. 数值模拟能够精细刻画共振腔微孔或者狭缝附近复杂的流动现象,这弥补了实验和理论研究在流场显示方

面的不足.

国内也有一些关于微缝共振腔的研究工作,如马大猷^[16]对微缝吸声体的理论研究工作和戴习文等^[17]基于涡声理论的研究工作,但是鲜有采用直接数值模拟研究的工作开展.

目前针对共振腔的理论、实验和数值研究取得了巨大的成功,但是这些研究针对的都是标准共振腔模型,即单个微孔或者狭缝位于共振腔的几何中心,这与实际应用的声衬微孔的结构十分相似,但仍有着巨大的差别. 在声衬的设计与制造过程中,穿孔板的穿孔率与中间蜂窝结构并没有直接联系,因此安装完成后,在每一个共振腔单元中,常常会出现一个共振腔上有几个微孔的现象. 因此,在目前研究中常用的标准单微孔或者单狭缝共振腔模型不能全面地描述实际声衬共振腔的特点. 所以本文将针对二维多狭缝共振腔模型开展数值模拟研究,以期对更加接近于实际声衬共振腔的模型的流动现象和吸声性能有更加深入的研究,为高效吸声声衬设计提供理论基础.

本文首先对所发展的基于计算气动声学方法的直接数值模拟程序进行校核和验证,随后将针对两种不同结构的多狭缝共振腔模型开展直接数值模拟研究,通过对吸声系数结果的分析 and 总结得出高声强下多狭缝对共振腔吸声性能的影响.

1 计算模型与格式

1.1 控制方程

直接数值模拟方法采用的是二维 Navier-Stokes(N-S)方程^[18],具体方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) &= \\ &- \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) &= \\ &- \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial[(e+p)u]}{\partial x} + \frac{\partial[(e+p)v]}{\partial y} &= \\ \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial t} + \frac{\partial(u\tau_{xy})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{yx})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} &= \\ \tau_{ij} = v \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (1)$$

其中

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2}\rho(u^2 + v^2)$$

其中 ρ 表示密度; p 表示压力; u, v 表示两个方向的速度; e 表示能量; τ 表示切应力; γ 为比热比. 在本文中, 所有的变量都是通过以下尺度进行无量纲化: 长度尺度 T , 速度尺度 c_∞ , 时间尺度 T/c_∞ , 密度尺度 ρ_∞ , 以及压力尺度 $\rho_\infty c_\infty^2$. 其中 T 表示穿孔板的厚度, c_∞ 和 ρ_∞ 分布表示自由空间均匀流动的声速和密度.

入射声波通过线化欧拉方程解的形式给出, 如式(2)所示为声波沿着一 y 方向传播的表达形式.

$$\begin{pmatrix} \rho_i \\ u_i \\ v_i \\ p_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix} A \cos[\omega(y + t)] \quad (2)$$

其中 A 表示入射声波的幅值, ω 表示圆频率.

1.2 计算模型

图 1 所示为计算域以及边界条件的示意图. 如图所示, 整个计算域分为两个部分, 在区域 1 内包含整个共振腔, 存在复杂的涡系结构和强烈的扰动, 因此采用全 N-S 方程计算; 在区域 2 内, 流动均匀, 没有强烈的扰动, 因此该区域内将忽略黏性. 在区域 2 内, 流动平稳, 入射声波基本保持平面波状态, 因此可以采用双传声器法(two microphone method, TMM)测量共振腔的声阻抗和反射系数、吸声系数等.



图 1 阻抗管与共振腔计算模型

Fig. 1 Computational model of impedance tube and resonator

图 2 所示的是单狭缝共振腔的具体几何参数. 其中穿孔板厚度 $T=1.016\text{ mm}$, 狭缝宽度 $D=1.27\text{ mm}$, 共振腔宽度 $W=50.8\text{ mm}$, 共振腔深度 $H=152.4\text{ mm}$.

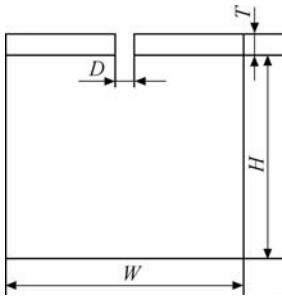


图 2 单狭缝共振腔结构示意图

Fig. 2 Structure sketch of resonator with single slit

1.3 计算格式

在直接数值模拟中采用的是高阶低频散低耗散计算气动声学格式. 频散相关保持格式(dispersion-relation-preserving, DRP)^[19]用于空间插分, 优化的多时间步方法^[20]用于时间积分, 采用人工选择滤波^[21]来抑制数值伪波, 这些格式能够有效地降低数值频散和耗散, 同时减少计算量. 远场边界条件对于准确模拟入射声波非常重要, 尤其是高声强时存在强烈的非线性现象, 因此在计算域的入口采用非线性完全耦合层(perfectly matched layer, PML)^[22], 同时在该边界条件中加入声源. 非线性 PML 位置如图 1 所示. 该直接数值模拟程序已经成功应用于翼型自噪声^[23]和微孔共振腔数值模拟^[24]中.

2 数值验证

为了验证所发展程序的精确性, 标准共振腔的直接数值模拟结果将和 Tam 等的实验和直接数值模拟结果^[10]对比. 首先通过直接数值模拟采集流场的压力信号, 然后采用双传声器法计算共振腔的反射系数, 同时也可以获得声阻抗、吸声系数等结果. 入射声波的声压级为 150 dB, 入射频率分别为 0.5 kHz 到 3.0 kHz 共 6 个频率. 反射系数的对比结果如图 3 所示. 从图中结果可以看出, 本文直接数值模拟结果与文献[10]的实验和直接数值模拟结果均吻合良好, 充分证明了所发展的数值模拟方法能够准确计算共振腔的反射系数等参数, 因此该方法将应用于多狭缝共振腔的数值模拟研究中.

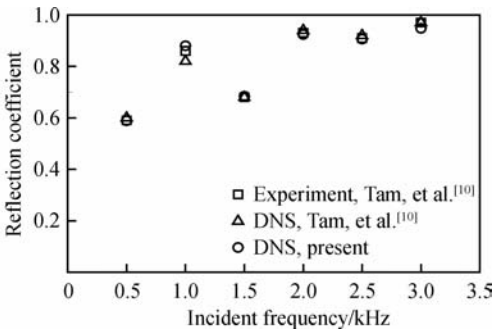


图 3 反射系数对比结果

Fig. 3 Comparison of reflection coefficients

3 多狭缝共振腔直接数值模拟

与实验结果良好吻合充分说明本文直接数值模拟程序是研究共振腔吸声机理的一个有效工具.正如摘要中所说,工程实际中的声衬共振腔与标准单狭缝结构的共振腔有着很大的差别.图 4 所示的是一种典型的声衬结构^[25],取其中任意一个共振腔单元可以发现有多个微孔共存于一个共振腔的现象,而目前鲜有研究工作关注于这一方面.因此,本文将对二维多狭缝共振腔开展直接数值模拟研究,以期了解多狭缝对共振腔吸声性能的影响.

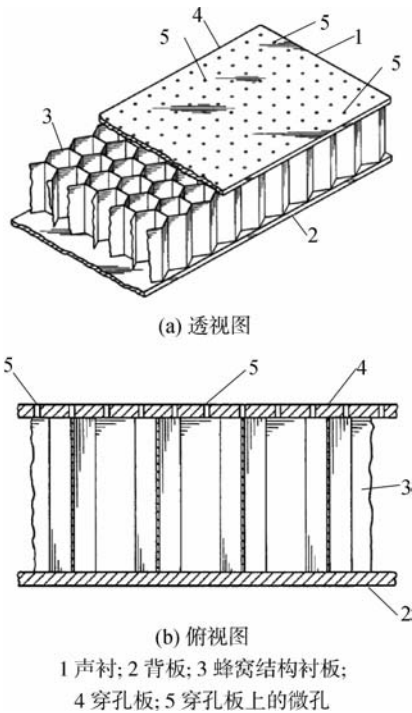


图 4 典型声衬结构^[25]

Fig. 4 Typical liner structure^[25]

3.1 计算设置

为了较为准确地了解各种多狭缝情况对吸声

性能的影响,本文中一共设计了双狭缝和四狭缝两种多狭缝共振腔,直接数值模拟的结果将与标准单狭缝共振腔结果进行对比.图 5 所示为多狭缝共振腔的结构示意图.为了对比的方便,标准单狭缝共振腔和两种多狭缝共振腔有着完全相同的穿孔率和共振腔结构,双狭缝共振腔狭缝均为 6.35 mm,四狭缝共振腔狭缝尺寸均为 3.175 mm,狭缝之间等间距.计算域与边界条件的设置与标准共振腔算例中计算设置相同.入射声波的声压级为 150 dB,入射频率为 0.5 kHz 至 2.0 kHz.

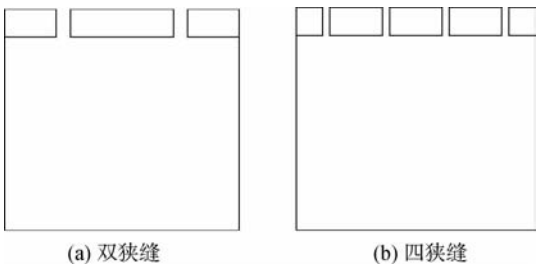
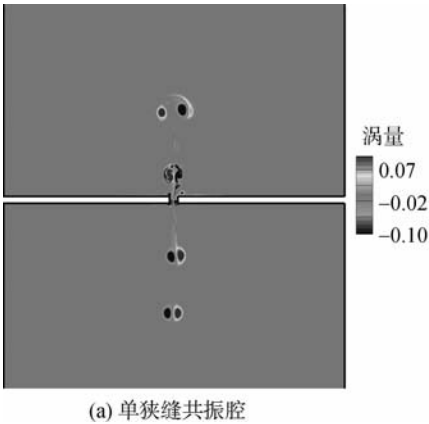


图 5 多狭缝共振腔结构示意图

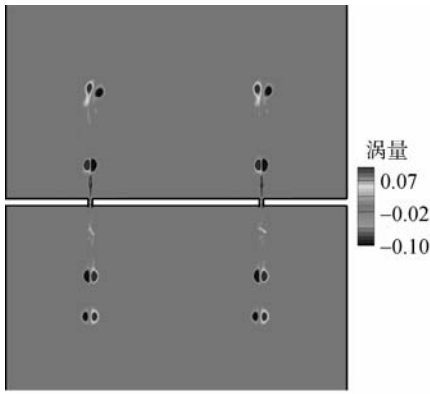
Fig. 5 Structure sketch of resonators with multi slits

3.2 流场结果

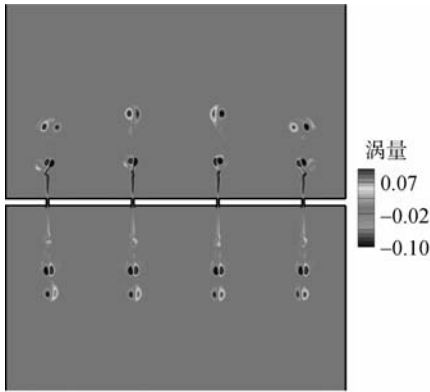
直接数值模拟在流场显示方面有着明显的优势,尤其是对这种微小尺寸的共振腔流动.声能向涡动能的转化和流场中的黏性耗散被认为是高声强下共振腔吸声机理^[9],而声能向涡动能的转化起着更为重要的作用,因此对涡量场的观察有助于加强对高声强下共振腔吸声机理的理解.图 6 所示的是入射频率为 1.0 kHz 时相同时刻不同共振腔的瞬态涡量分布图,其他入射频率的结果都有着类似的现象.从图中可以看到,高声强下在各个共振腔中都能观察到强烈的涡脱落现象发生,涡成对出现,在共振腔口两侧交替脱落,并随着流



(a) 单狭缝共振腔



(b) 双狭缝共振腔



(c) 四狭缝共振腔

图 6 入射频率为 1.0 kHz 时,不同共振腔涡量分布
Fig.6 Vorticity contour of different resonators at incident frequency of 1.0 kHz

动向两侧迁移。

对标准单狭缝共振腔来说,由于其对称的几何结构,所以初始时脱落涡也基本呈对称分布,直到阻抗管内横向扰动影响下,对称的脱落涡会逐渐失去其对称性,但是脱落涡基本保持在对称轴附近。双狭缝和四狭缝共振腔同样是对称结构,脱落涡基本沿着狭缝的轴线对称分布。对比 3 个涡量场可以发现,涡脱落的强度基本在一个量级,但是由于狭缝尺寸的不同,涡量的大小有着较大的区别。狭缝尺寸的缩小明显地抑制了脱落涡的尺寸,但是由于狭缝数量的增加使得脱落涡的数量也成倍增加,因此声能向脱落涡动能的转化的效率需要有量化计算结果才能获得。从目前的结果中并未发现明显的狭缝之间的相互作用,不过相信在有切向流作用的情况下,脱落涡系与多狭缝的相互作用将十分明显,这也将是今后工作的一个重要方向之一。

流场的黏性耗散作用是另一重要的共振腔吸声机制,由于整个流场中速度梯度最大处位于共振腔狭缝,所以狭缝处黏性作用最强,对声能量的

耗散最重要。因此共振腔狭缝数目的增加将增强对声波的黏性耗散,有利于提高共振腔的吸声效果。

通过对共振腔狭缝附近微流动现象的观察,可以清晰地了解流场的变化,理解声能向涡动能转化的过程,这是实验研究目前所无法实现的。直接数值模拟提供的丰富的数据不仅使得精细观察流场发展过程成为可能,而且可以为下一步精确的吸声系数计算提供了足够的信息。

3.3 共振腔吸声系数

通过直接数值模拟可以获得固壁上两个传声器测点的压力时域信号,再采用双传声器法对该信号进行傅里叶分析和进一步计算即可得到吸声系数。图 7 所示的是高声强时 3 种共振腔在各入射频率下的吸声系数。从结果中可以看出,在入射频率较低时,3 种共振腔吸声系数结果十分接近,差距约在 10% 以内;当入射频率升高时,多狭缝共振腔的吸声效果明显优于单狭缝共振腔,如入射频率为 2.0 kHz 时,四狭缝共振腔吸声系数是双狭缝共振腔的 1.2 倍,是单狭缝共振腔的 3.2 倍。可以预见,在更高入射频率时四狭缝共振腔的吸声效果的优势可能更加明显。从这一结果中可见多狭缝共振腔对高频入射声波有着更宽的吸声频带和更好的吸声效果。

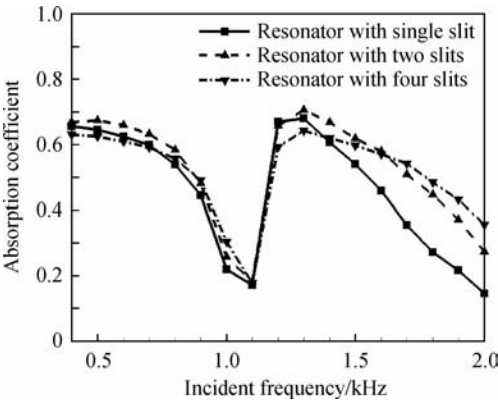


图 7 吸声系数对比

Fig. 7 Comparison of absorption coefficients

Tam 等^[9]提出高声强下共振腔吸声机理由两部分组成,黏性耗散和声能向涡动能转化,因此吸声系数可由式(3)表示,即总吸声系数(C_{abs})为黏性耗散的贡献($C_{abs,viscous}$)与声能向涡动能转化贡献($C_{abs,shedding}$)之和。通过这一方法,可以定量计算出两个吸声系数组成部分的贡献。具体结果如图 8 所示,图中阴影部分表示涡脱落对吸声系数

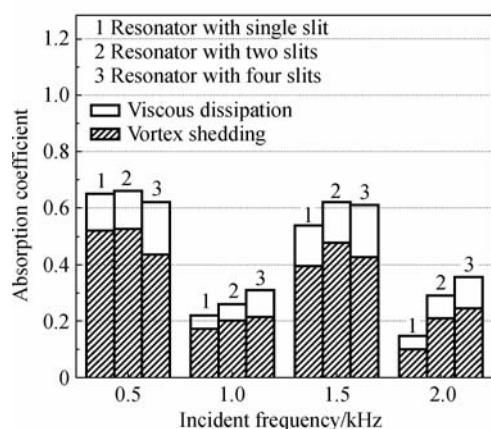


图8 吸声系数各组成部分对比

Fig. 8 Comparison of absorption coefficient components

的贡献,空白部分表示黏性耗散的贡献。

总体上可以看出,高声强下涡脱落对吸声系数的贡献占据了主导地位,3种共振腔各个入射频率下涡脱落的贡献都超过68%;随着狭缝数目的增多,黏性耗散的作用在不断增强,如入射频率为0.5 kHz时,黏性耗散贡献分别为18%,20%和30%。在中低频时,狭缝数目的增多使得脱落涡的总能量略有下降,而在高频时才随着狭缝数目增加而升高,而黏性耗散作用的增强只与狭缝数目增加相关,因此在涡脱落和黏性耗散的共同作用下,低频时3种共振腔总体吸声效果相当,而高频时多狭缝共振腔吸声效果有明显提高。

$$C_{\text{abs}} = C_{\text{abs, viscous}} + C_{\text{abs, shedding}} \quad (3)$$

通过以上直接数值模拟的结果可以看出,多狭缝能够提高共振腔对入射高声强声波的黏性耗散作用,但是同时也会影响涡脱落。从测试的这3种共振腔来看,低频时黏性耗散作用的增加基本与涡脱落动能的减少相当,因此吸声性能影响不大;而高频时,黏性耗散和涡脱落的作用都有所提高,因此能够一定程度上拓宽共振腔的吸声频带,提高其吸声性能。

因此在工程应用中,合理设计共振腔狭缝或者微孔的尺寸,能够提高声衬的吸声效果。

4 结 论

本文通过对多狭缝共振腔开展直接数值模拟,研究了高声强下多狭缝对共振腔吸声性能的影响。研究充分显示了直接数值模拟方法能够精确描述狭缝共振腔流动和吸声问题,并且对两种共振腔的吸声机制做了定量分析。

对标准单狭缝共振腔的直接数值模拟首先验

证了本文直接数值模拟方法的准确性,随后相同的方法应用于多狭缝共振腔的直接数值模拟研究中。流场结果显示多狭缝能够成倍增加脱落涡的个数,但是削弱单个脱落涡的能量,吸声系数的结果显示这一现象在低频时会导致脱落涡总能量的下降,而高频时升高;而黏性耗散作用随着共振腔狭缝数目的增加而增强。因此综合作用下,低频时共振腔吸声性能变化不大,而高频时共振腔吸声性能有所提高。

由于目前工程应用中声衬微孔共振腔存在多微孔的现象,所以通过合理设计微孔尺寸,可以有效提高声衬的吸声效果。

参考文献:

- [1] Kraft R E, Yu J, Kwan H W. Acoustic treatment impedance models for high frequencies[R]. AIAA 97-1653, 1997.
- [2] Hersh A S, Walker B E, Celano J W. Semi-empirical Helmholtz resonator impedance model[R]. AIAA 99-1825, 1999.
- [3] Ingard U, Labate S. Acoustic circulation effects and the nonlinear impedance of orifices[J]. Journal of Acoustical Society of America, 1950, 22(2): 211-218.
- [4] Ingard U, Ising H. Acoustic nonlinearity of an orifice[J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1967, 42(1): 6-17.
- [5] 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.
- [6] Jones M G, Watson W R, Parrott T L. Design and evaluation of modifications to the NASA Langley flow impedance tube[R]. AIAA-2004-2837, 2004.
- [7] Jones M G, Watson W R, Parrott T L. Benchmark data for evaluation of aeroacoustic propagation codes with grazing flow[R]. AIAA-2005-2853, 2005.
- [8] Dequand S, Hulshoff S, Kuijk H, et al. Helmholtz-like resonator self-sustained oscillations: Part 2 detailed flow measurements and numerical simulations[J]. AIAA Journal, 2003, 41(3): 416-423.
- [9] Tam C K W, Kurbatskii K A. A numerical and experimental investigation of the dissipation mechanism of resonant acoustic liners[J]. Journal of Sound and Vibration, 2001, 245(3): 545-557.
- [10] 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(3/4/5): 947-984.
- [11] Tam C K W, Ju H, Jones M G, et al. A computational and experimental study of resonators in three dimensions[J]. Journal of Sound and Vibration, 2010, 329(24): 5164-5193.
- [12] Tam C K W, Ju H, Walker B E. Numerical simulation of a slit resonator in a grazing flow under acoustic excitation [J]. Journal of Sound and Vibration, 2008, 313(3/4/5): 449-471.

[13] Tam C K W, Pastouchenko N N, Jones M G, et al. Experimental validation of numerical simulations for an acoustic liner in grazing flow[R]. AIAA-2013-2222, 2013.

[14] Zhang Q, Bodony D J. Direct numerical simulation of three-dimensional honeycomb liner with circular apertures[R]. AIAA-2011-843, 2011.

[15] Zhang Q, Bodony D J. Impedance prediction of three-dimensional honeycomb liners with laminar/turbulent boundary layers using DNS[R]. AIAA-2013-2268, 2013.

[16] 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)

[17] 戴习文, 景晓东, 孙晓峰. 微缝共振腔的非线性吸声机理[J]. 航空动力学报, 2011, 26(3): 530-536.
DAI Xiwen, JING Xiaodong, SUN Xiaofeng. Nonlinear acoustic dissipation mechanism of a slit resonator[J]. Journal of Aerospace Power, 2011, 26(3): 530-536. (in Chinese)

[18] 陈懋章. 粘性流体动力学基础[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006.

[19] Tam C K W, Webb J C. Dispersion-relation-preserving finite difference schemes for computational aeroacoustics[J]. Journal of Computational Physics, 1993, 107(2): 262-281.

[20] Lin D K, Jiang M, Li X D. A Multi-time-step strategy based on an optimized time interpolation scheme for over-set grids [J]. Journal of Computational Aeroacoustics, 2010, 18(2): 1-18.

[21] Bogey C, Bailly C. A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations[J]. Journal of Computational Physics, 2004, 194(1): 194-214.

[22] Lin D K, Li X D, Hu F Q. Absorbing boundary condition for nonlinear Euler equations in primitive variables based on the perfectly matched layer technique[J]. Computers and Fluids, 2011, 201(40): 333-337.

[23] Jiang M, Li X D, Tong W M. Identification and location of airfoil noise sources at low angles of attack[R]. AIAA-2014-0018, 2014.

[24] Xu J, Li X D, Guo Y P. Nonlinear absorption characteristics of micro resonator under high sound pressure level [R]. AIAA-2014-3353, 2014.

[25] Parente C A. Method of making an acoustic attenuating liner; US, 4850093[P]. 1989-07-25.

(编辑: 陈 越)