



论 文

穿孔板声衬降噪特性的理论与实验研究

张琦祥¹, 任立磊², 李威³, 秦维锐¹, 张光宇^{1*}, 王晓宇¹, 孙晓峰¹

1. 北京航空航天大学航空发动机研究院, 北京 102206

2. 中国联合重型燃气轮机技术有限公司, 北京 100016

3. 北京航天长征科技信息研究所, 北京 100076

* E-mail: guangyu.zhang@buaa.edu.cn

收稿日期: 2024-07-03; 接受日期: 2024-10-31; 网络版发表日期: 2025-01-08

航空发动机及燃气轮机基础科学中心项目(编号: P2022-B-II-013-001)、国家自然科学基金项目(编号: 52106038)和太行实验室资助项目(编号: A2053)资助

摘要 穿孔板声衬相较于亥姆霍兹共振器有更宽的降噪频带, 在航空发动机燃烧室内常用于抑制燃烧不稳定性。而随着燃烧室能量密度的进一步提高, 燃烧不稳定性呈现多频复合不稳定模态, 针对宽频范围燃烧不稳定性发展有效抑制方法, 可采用多腔分段声衬设计。然而目前针对穿孔板声衬的研究主要聚焦于平面波入射, 很少考虑周向模态。传递单元方法具有良好的收敛性, 可快速给出准确的理论预测值。本文应用该方法预测了周向模态下轴向单段和分段的穿孔板声衬的传递损失情况, 并在高阶模态声波导管实验台上进行了验证, 发现穿孔板声衬在平面波入射时传递损失大于10 dB的频带有约200 Hz宽。进一步对于单段声衬的穿孔率、背腔长度和背腔深度进行了参数化分析, 总结了三种参数对传递损失曲线的影响, 通过背腔内部声压分布情况解释声共振机制。

关键词 穿孔板声衬, 传递单元方法, 传递损失, 管道模态测量, 高阶模态声波导管

1 引言

近年来, 出于环保需求, 对于民用航空发动机的污染物排放要求愈发严格, 这就使得贫油预混预蒸发(LPP)燃烧室取得广泛的应用^[1,2]。然而, 在采用了贫油预混燃烧技术的燃烧室中, 燃烧火焰对扰动更加敏感, 燃烧释热脉动和燃烧室燃气压力脉动更容易发生耦合, 进而诱发伴随着大幅度压力脉动的燃烧不稳定性问题^[3]。燃烧室的一种自然共振声模态受到非定常释热的激发, 使得非定常热释放放大, 然后在燃烧过程中形成反馈回路, 容易产生较大的破坏性振荡^[4,5]。该

问题发生时会影响壁面正常冷却换热, 导致烧蚀, 造成结构的严重破坏。因此, 有必要发展先进的燃烧不稳定性控制方法。

基于燃烧不稳定性基本发生机理Rayleigh准则, 控制燃烧不稳定性可以从两个方面入手^[6]: (1) 通过主动控制改变压力脉动与释热率脉动之间的耦合关系; (2) 通过被动控制增加燃烧系统整体声耗散损失。

主动控制的思想最早由钱学森先生在解决液体火箭发动机的低频不稳定性时提出^[7]。目前主动控制的概念, 主要源于Ffowcs-Williams用反声来抑制噪声的思想^[8]。他提到在恰当的时机引入合适的声场, 从而对

引用格式: 张琦祥, 任立磊, 李威, 等. 穿孔板声衬降噪特性的理论与实验研究. 中国科学: 技术科学, 2025, 55: 90–103

Zhang Q X, Ren L L, Li W, et al. Theoretical and experimental study on noise reduction characteristics of perforated liners (in Chinese). Sci Sin Tech, 2025, 55: 90–103, doi: 10.1360/SST-2024-0164

于原有声场造成破坏性干扰,以抵消不希望存在的噪声,燃烧不稳定性的主动控制思想来源于此.对于主动控制而言,关键在于控制执行器的选择,目前主要有三种.第一种是用扬声器作为控制执行器,产生扰动波抵消或抑制所探测到的燃烧不稳定性波^[9];第二种是采用脉动喷嘴,从扰动源的角度试图实时改变扰动源的频率,从而避免声共振的出现^[4];第三种是通过Culick方程,采用分布式作动器(可以是扬声器或喷嘴),从理论角度探讨主动控制的可能性与方案^[10].但是,现有的主动控制均着眼于实时改变激励频率或抑制燃烧引起的激励模式波,需要很复杂的作动机构,难以真正投入使用.现有的喷嘴的机械机构还难以产生高频率机械动作;面向高能量密度比的燃烧室,以扬声器作为控制执行器也很难产生足够强的声波激励去影响燃烧室扰动场,而且燃烧室内严苛的工作环境对作动机构的稳定性和敏感性提出极大挑战.

燃烧不稳定性的被动控制方法有Helmholtz共振器、1/4或1/2波长管和穿孔板声衬等^[11].Helmholtz共振器^[12,13]结构上表现为有细颈管开口的背腔结构.背腔起到调节最佳吸声频率的作用.在特定频率声波入射下,背腔发生共振,细颈管内空气柱振动速度最大,通过黏性作用将声波机械能转化为热能进行耗散.波长管^[14]的耗散机制与Helmholtz共振器类似,在共振频率附近有着良好的声学抑制效果.然而,上述两种结构吸声频带相当狭窄,且体积较大,因而很少用在航空发动机中.

穿孔板声衬^[15~17]相较于前两种结构有着更宽的吸声频带,且在高频下对燃烧不稳定性有着良好的控制效果.在燃烧系统中,穿孔板声衬不仅起到声耗散的作用,而且从小孔通入的气流还能在燃烧室内壁形成冷却气膜,避免燃烧室被高温燃气烧蚀.Eldredge和Dowling^[18]指出,现代燃烧室的冷却系统可以简化为带有偏流的穿孔板.Hughes和Dowling^[19,20]研究了穿孔板与刚性背板的组合,提出在存在偏流的条件下,可以在特定频率下吸收所有通过穿孔板的声音;Jing和Sun^[21]证明了穿孔板的厚度是不可忽略的重要参数,并给出了厚板单个孔的控制方程;Dean和Tester^[22]指出可以通过控制流速来控制穿孔板的阻抗.现有的实验研究主要聚焦于偏流以及切向流的研究,这些研究管道内传播的声波一般为平面波^[20,23,24].然而,商用航空发动机环形燃烧室燃烧不稳定性发生在与燃烧室的

自然共振声模态相关的频率^[4],主要发生在低阶周向模态相关的频率,因此聚焦平面波入射条件的声衬降噪特性研究并不够全面.此外,目前很少有对穿孔板声衬共振机制进行细致剖析的文献,本文致力于给出声衬结构参数对共振峰值的影响规律,为航发声衬设计提供理论参考.因此,本文的重点是研究单一周向模态入射下的穿孔板声衬的吸声效果和腔体共振特性.为了简化所需研究的参数,本文暂时不考虑流动,后续将基于本文的工作继续探究偏流的影响.

目前声学计算方法主要分为两类:一类是解析方法,如模态匹配方法^[25]、边界元方法^[26,27]和传递单元方法(transfer element method, TEM)^[28]等;另一类是数值方法,包括有限元方法(FEM)^[29]和计算气动声学(CAA)^[30]等.数值方法能够包含任何复杂的因素,但是相应需要付出巨大的时间和计算成本,因此很难用它来进行快速的参数研究.所以需要一种快速且可靠的工具来满足声衬大量参数研究的需要.

传递单元方法是基于等价分布源方法发展起来的,不仅可以求解包含穿孔板声衬的声传播问题,还可以研究不同声学部件的相互作用.与模态匹配法相比,不需要计算复杂的特征值,也不需假设壁面阻抗是分段均匀的,而且特征函数仍然满足正交性,这意味着理论上具有很好的收敛性,便于进行参数化分析,快速给出理论预测值.

首先,为了论述完整性,介绍了本文搭建的高阶模态声波导管实验台布置情况,以及传递单元方法的理论模型.其次,介绍了基于实验数据的模态分解方法,给出了实验结果,验证了传递单元方法的准确性.然后,考虑到声衬内部的腔体共振情况难以通过实验直接捕捉,借助了COMSOL软件^[31]给出了共振腔体的声压云图,分析了实验中共振点的共振机制.最后,对于声衬结构进行了参数化研究,总结了影响规律.

2 基于HMAW200的实验研究

本文借助传递单元方法预测了单段与分段声衬在 $m=0\sim 2$ 模态入射时的传递损失情况,并在HMAW200实验台予以验证.由于目前很少有文献针对传递单元方法计算穿孔板声衬的理论结果进行实验验证,因此需要先验证理论结果的准确性,以便后续进行参数化研究.本节重点在于用实验结果验证传递单元方法提

供的理论预测值, 并进一步分析不同模态下的降噪曲线的规律.

2.1 实验设备

本实验基于高阶模态声波导管实验台(high-order mode acoustic waveguide, HMAW200)来完成. 该实验台参数如表1和2所示.

实验采用周向均匀布置的8个1 in(1 in=2.54 cm)扬声器作为声源, 其型号是Scan-Speak R3004, 可在管内构建120 dB的高阶旋转模态声场. 采用的传声器型号为GRAS-46BD, 额定工作范围为4~70000 Hz. 采用NI系列采集设备, 可保证32个输入通道同步采集.

实验台的示意图如图1所示, 在对声衬段进行声学测量时, 上下游均布两排麦克风测点, 相邻两排测点间距4 cm, 该测点间距满足文献[32]给出的间距要求. 通过对8个扬声器分别控制其幅值与相位, 可在管道内维持稳定的旋转声模态. 管道两端分别布置了两块消声尖劈, 该尖劈为圆柱与圆锥结合体, 由多孔材料制成, 材料的流阻率为 $5700 \text{ Pa} \cdot \text{s} \cdot \text{m}^{-2}$, 在研究频率范围内可实现0.99的吸声系数, 可在管道内构建无反射边界条件.

2.2 传递单元方法

传递单元方法最早由Sun等人[33,34]提出, 其基本思想是将所有的未知系数都传递到界面上, 并能够显式地表示出来.

如图2所示建立圆柱坐标系, z 为管道轴向坐标, r 代表管道径向坐标. 将包含声衬的等截面管道通过 b 和 c 分为三部分, 中间为声衬. 声衬部分内部声波可以表示为三种波的叠加, 分别为界面压力波 p_b 和 p_c , 以及散射声场 p_s . 散射声场 p_s 分为背腔内的散射声压 p_s^+ 和主管道内的散射声压 p_s^- . 声衬上游存在入射波 p_i 和反射波 p_r ; 下游存在透射波 p_t . 管道半径为 R , 流动马赫

表1 HMAW200的主要参数

Table 1 The main parameters of HMAW200

参数	设计值
管道半径	0.1 m
流动马赫数	无流
温度压力	常温常压
频率范围	300~3400 Hz
入射声源	可产生周向 $m=0\sim3$ 分别占优的声场

表2 17℃时HMAW200的模态截止频率(Hz)

Table 2 The modal cut-off frequency (Hz) of HMAW200 at 17℃

n	m					
	0	1	2	3	4	5
0	0	1000	1660	2283	2890	3487
1	2082	2897	3645	4356	5045	5718

数为 Ma .

将穿孔板的阻抗边界视为等价分布的单极子源后, 管道内声场包含入射声波和散射声波两部分, 穿孔板声阻抗可表示为

$$\frac{p^- - p^+}{-V_n^f} = Z_{zk}, \quad (1)$$

式中 V_n^f 表示穿孔板上小孔内空气柱振动的平均化速度; 而 Z_{zk} 仅由穿孔板的阻抗模型确定, 与背腔的几何参数等无关.

在此给出本文使用的穿孔板阻抗模型(未公开发表成果):

$$r = \frac{\sqrt{8v\omega}}{\sigma c} \left(1 + \frac{t_w}{d_h} \right), \quad (2)$$

$$x = \frac{\omega(t_w + 0.85d_h)}{\sigma c} + \frac{\sqrt{8v\omega}}{\sigma c} \left(1 + \frac{t_w}{d_h} \right), \quad (3)$$

$$Z_{zk} = r + ix, \quad (4)$$

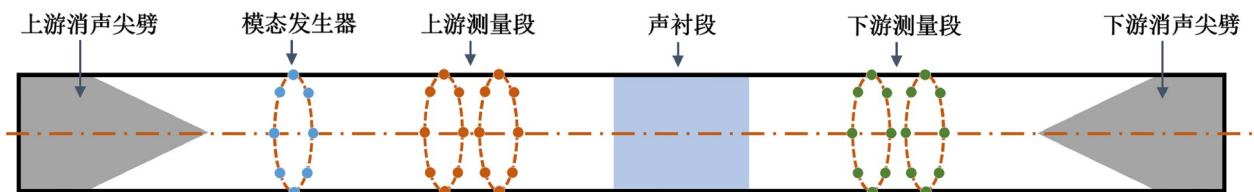


图1 (网络版彩图)HMAW200实验台示意图

Figure 1 (Color online) HMAW200 experiment table schematic diagram.

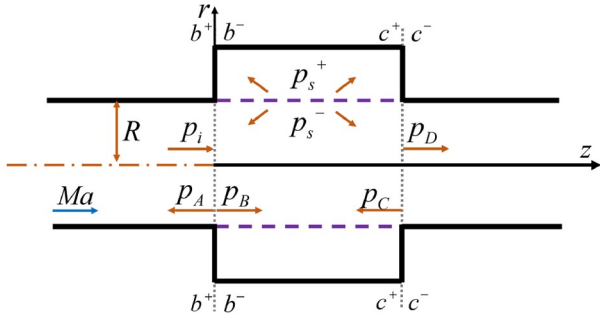


图 2 (网络版彩图)穿孔板声衬的传递单元模型

Figure 2 (Color online) Transfer element model of perforated liners.

其中, t_w , d_h 和 σ 分别为穿孔板的板厚、孔径和穿孔率, ν 为运动黏性系数, ω 表示频率, c 表示声速, r 和 x 分别为阻和抗, i 表示虚数单位. 本文给出的阻抗模型仅考虑黏性声阻及质量抗和末端修正, 不考虑流动和高声强(一般指声压级大于等于130 dB的声场环境)引起的附加阻抗. 该模型常用于薄板尺寸计算, 即 $t_w/d_h \leq 1$. 本文中涉及的实验工况满足低声强(入射声压级为110 dB)、无流动环境, 所设计的实验件可视为薄板($t_w/d_h = 1$).

主管道和背腔的声场分别为

$$p^- = p_s^- + p_i, \quad (5)$$

$$p^+ = p_s^+. \quad (6)$$

将式(5)和(6)代入式(1), 可得

$$p_s^- - p_s^+ + Z_{zk} V_n^f = -p_i. \quad (7)$$

根据广义格林函数^[35], 可以得到主管道内的声场:

$$p_s^-(\mathbf{r}, t) = - \int_{-T}^T \int_{s(\tau)} \bar{p} \tilde{V}'_n \frac{D_0 G}{D\tau} d\mathbf{s}(\mathbf{r}') d\tau. \quad (8)$$

背腔内的声场可以表示为

$$p_s'^+ = i\rho_0 \omega \sum_m \sum_n \sum_q \frac{\Phi_{m,n}(x, y) \cos(q\pi z/l)}{\Gamma_{m,n,q}(k_0^2 - k_{m,n,q}^2)} \times \int_{s(\tau)} V_n \Phi_{m,n}^*(x', y') \cos \frac{q\pi z'}{l} dS(\mathbf{r}'). \quad (9)$$

式(8)和(9)中相关变量及推导过程可参见文献[28], 将式(8)和(9)代入式(7)可以得到管道内和背腔内的声场与穿孔板小孔内空气柱振动速度之间的联系.

为了便于计算, 入射声压被处理为单一方向入射仅包含单一周向模式 m 的形式. 若声衬长度为 l , 取 $z=0$

或 $z=l$ 为相对坐标, 则不同方向的声波可以表示为

$$\begin{cases} p_i = \sum_n p_{in} \Phi_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^- z}, \\ p_A = \sum_n A_n \Phi_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^+ z}, \\ p_B = \sum_n B_n \Phi_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^- z}, \\ p_C = \sum_n C_n \Phi_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^+ (z-l)}, \\ p_D = \sum_n D_n \Phi_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^- (z-l)}. \end{cases} \quad (10)$$

上式中的特征值均在刚壁边界下计算, 入射波 p_i 仅考虑截通的模态. 将图1中主管道内的所有声波在界面 b 和 c 上建立动量方程和连续方程, 这样就可以建立起方程组求解 A_n , B_n , C_n 和 D_n ($n = 1, 2, 3, \dots, N$). 该求解过程可参见文献[28,36]. 此外, 模态系数确定之后, 代入式(10), 相应的管道声场就可以随之确定.

传递单元方法由于将声学部件内部信息传递至界面处与外界匹配求解, 因此该方法的适用性很广. 该方法还适用于变截面局域反应声衬^[36]和产生声波的叶片^[37]等模型计算. 此外, 该方法还可结合热释放模型建立包含声衬的燃烧不稳定性低阶模型^[38].

2.3 模态分解方法及声衬评估参数

基于实验所得的麦克风处的声压信息可进行模态分解, 本文的模态分解方法如下所示.

对于圆柱坐标系 (z, r, θ) 而言, 波动方程可以表示为

$$\frac{1}{c^2} \frac{D^2 p}{Dt^2} - \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 p}{\partial \theta^2} = 0, \quad (11)$$

其中, $D/Dt = (\partial/\partial t) + U(\partial/\partial x)$, U 为平均流速, t 为时间, p 为声压, θ 为周向角度.

对于指定频率, 式(11)有如下形式的解:

$$p(z, r, \theta, t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} p_m(z, r) e^{im\theta} e^{-i\omega t}, \quad (12)$$

$$p_m(z, r) = \sum_{n=0}^{\infty} [A_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^+ z} + B_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i y_{mn}^- z}], \quad (13)$$

其中, $p(z, r, \theta, t)$ 为测点测得的复声压数据; $p_m(z, r)$ 为 m 阶周向模式幅值; J_m 为第一类Bessel函数, A_{mn} 和 B_{mn} 分别为沿轴线向下游和上游传播的 (m, n) 阶

模态声波的复数振幅; γ_{mn}^+ 和 γ_{mn}^- 分别为沿轴线向下游和上游传播的轴向波数, 其表达式为

$$\gamma_{mn}^{\pm} = \frac{kMa \mp \sqrt{k^2 - (1 - Ma^2)k_{mn}^2}}{1 - Ma^2}, \quad (14)$$

这里, Ma 为管道内主流马赫数, k 为自由波数, k_{mn} 为特征值.

在无流条件下, 式(14)可简化为

$$\gamma_{mn}^{\pm} = \mp \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - k_{mn}^2}. \quad (15)$$

对于式(12), 假设周向分布 q 个测点, 周向坐标分别为 θ_i , 则可以得到周向幅值^[39]:

$$p(z, r) = \frac{1}{q} \sum_{i=1}^q p(z, r, \theta_i) e^{-im\theta_i}. \quad (16)$$

根据香农采样定律, q 个测点最多可以分解出 $m = -\frac{q}{2} + 1 \sim \frac{q}{2}$ 的周向模态^[40].

在不考虑 $n=1$ 及以上的径向模态时, 式(13)可以化简为

$$p_m(z, r) = A_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i\gamma_{mn}^+ z} + B_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i\gamma_{mn}^- z}. \quad (17)$$

对应于相连两个截面上, 可以表示为

$$p_m(z_1, r) = A_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i\gamma_{mn}^+ z_1} + B_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i\gamma_{mn}^- z_1}, \quad (18)$$

$$p_m(z_2, r) = A_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i\gamma_{mn}^+ z_2} + B_{mn} J_m(k_{mn} r) e^{i\gamma_{mn}^- z_2}. \quad (19)$$

联立式(18)和(19)求解, 可得

$$A_{mn} = \frac{p_m(z_1, r) e^{i\gamma_{mn}^- z_2} - p_m(z_2, r) e^{i\gamma_{mn}^- z_1}}{J_m(k_{mn} r) [e^{i(\gamma_{mn}^+ z_1 + \gamma_{mn}^- z_2)} - e^{i(\gamma_{mn}^+ z_2 + \gamma_{mn}^- z_1)}]}, \quad (20)$$

$$B_{mn} = \frac{p_m(z_1, r) e^{i\gamma_{mn}^+ z_2} - p_m(z_2, r) e^{i\gamma_{mn}^+ z_1}}{J_m(k_{mn} r) [e^{i(\gamma_{mn}^- z_1 + \gamma_{mn}^+ z_2)} - e^{i(\gamma_{mn}^- z_2 + \gamma_{mn}^+ z_1)}]}. \quad (21)$$

由此可将声衬前后的各个模态的前后传波都分离出来. 为了便于将理论计算结果与实验测量结果进行对比, 本文选取了传递损失作为声衬评估参数.

由于在声衬段前后均布置了测量段, 所以通过模态分解可以求得四列波的模态系数, 分别为声衬前的入射波、反射波和声衬后的透射波、反射波. 传递损失的计算公式是入射声功率与透射声功率的对数比, 本文中的传递损失仅考虑目标模态的声功率, 传递损失的一般公式如下:

$$TL_{mn} = 10 \lg \frac{W_{i,mn}}{W_{t,mn}}. \quad (22)$$

圆形管道的声功率计算公式为

$$W_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} |p_{mn}|^2 \frac{\Gamma_{mn} (1 - M_0^2)^2 \kappa_{mn} k}{2\rho c (k - M_0 \kappa_{mn})^2}, \quad (23)$$

这里, p_{mn} 是模态系数, Γ_{mn} 是截面特征函数正交值:

$$\begin{aligned} \Gamma_{mn} &= \int \Psi_{mn}(r, \theta) \Psi_{mn}^*(r, \theta) dS \\ &= \int_0^R \int_0^{2\pi} J_m(k_{mn} r) e^{im\theta} J_m(k_{mn} r) e^{-im\theta} r d\theta dr \\ &= \begin{cases} \pi \left(R^2 - \frac{m^2}{k_{mn}^2} \right) J_m^2(k_{mn} R), & k_{mn} \neq 0, \\ \pi R^2, & k_{mn} = 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (24)$$

$$\kappa_{mn} = \sqrt{k^2 - k_{mn}^2}, \quad k^2 \geq k_{mn}^2. \quad (25)$$

2.4 模态占优实验结果

由于本文关注声衬在目标周向模态入射时的传递损失结果, 因此确保目标模态在所研究的频率范围内具有较高的信噪比是十分有必要的. 目标模态系数信噪比 SNR_A ^[41] 定义为

$$SNR_A = 20 \lg \left(\frac{A_t}{A_n} \right), \quad (26)$$

其中, A_t 表示目标模态的模态系数, 单位为 Pa; A_n 表示干扰模态的模态系数的最大值, 单位为 Pa.

目标模态入射时的模态分解结果如图3所示, 此时实验台上不安装声衬段, 测量段也仅保留上游测量段, 放置两排测点, 每排均匀布置8个测点, 控制入射声压级为 110 dB.

由于本文不考虑高阶径向模态 ($n \geq 1$) 的截通, 因此对于 $m=0$ 和 1 模态, 研究的频率上限均低于相应的 $n=1$ 模态的截止频率. 低于截止频率的模态, 即使能够在声源段产生并入射, 也会在传播过程中以指数函数的速度迅速衰减, 实验中发展段的长度可以确保被截止的模态在测量段之前就已经衰减至背景噪声水平, 对 $n=0$ 模态的结果没有影响.

对于 $m=2$ 模态, 研究的频率上限为 (5, 0) 模态的截止频率, 尽管在此范围内存在截通的径向模态, 但是由于此时 $m=0$ 和 1 模态并不占优, 所以相应的径向模态分

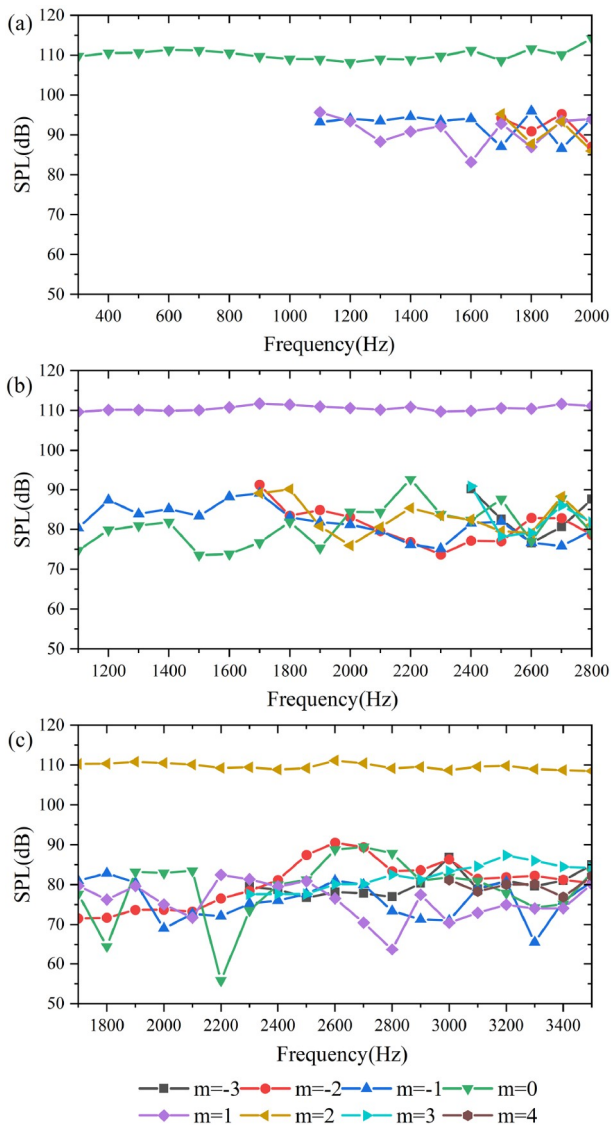


图3 (网络版彩图) $m=0\sim 2$ 入射模态分解结果. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$

Figure 3 (Color online) Incident mode $m=0\sim 2$ decomposition results. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$.

量也并不占优,可以认为频率上限的选取是合理的.此外,这里简单介绍“模态混叠”的概念.“模态混叠”指某些模态由于在测点处的相位信息相差 2π 的整数倍而导

致模态分解后依旧无法完全分离的现象.例如,对于周向均分布8个测点而言, $m=4$ 和 -4 模态存在“模态混叠”,导致模态分解后得到的实际上是 $m=4$ 和 -4 的叠加模态,因此图3中的 $m=4$ 实际上为 $m=\pm 4$.

由图3可知, $m=0\sim 2$ 模态入射的信噪比分别为13.29, 18.19和19.61 dB,均大于13 dB,此时的目标模态占优效果较好,可以进行声衬实验.

2.5 声衬实验结果

穿孔板声衬的消声机制依靠声衬中腔体内的高阶模态的共振,而在声衬表面的穿孔板处对声波进行耗散,在峰值频率附近有较好的吸声效果.然而,已有的研究表明^[42],各个降噪尖峰的有效频带宽度依然非常有限,目前一种比较常见的设计是将两段不同穿孔板声衬轴向拼接,增加降噪尖峰的数量,可以在一定程度上增加有效频带范围,实现更优的降噪效果.

本节除了分别给出单段和分段声衬的实验与理论结果,还提供了仿真结果,本文中使用仿真软件的目的是提供腔体内部声压云图,分析其共振机制,仿真算例的布置情况见3.1节.

对于穿孔板声衬而言,在主管道半径已知的前提下,通过五个参数可以确定声衬的形状,这五种参数分别为腔长 L 、腔深 h 、孔径(直径) a 、板厚 t 和穿孔率 σ .

基于3D打印技术,采用树脂材料加工单段与分段声衬,结构参数如表3所示.根据理论计算,声衬A在 $(0, 0)$ 模态800 Hz达到降噪峰值,声衬B在 $(1, 0)$ 模态1500 Hz达到降噪峰值.单段声衬参数为声衬A,分段声衬的参数为A+B,即两段单段声衬轴向拼接,详见图4.实验中控制模态发生器给出单一模态声波入射,声压级为110 dB,无流动.

单段声衬结果如图5所示,根据理论结果和仿真结果,可以看出在 $m=0\sim 2$ 这三种模态下,均存在降噪峰值,平面波环境有效降噪频带(传递损失大于10 dB)可达200 Hz左右,对于高阶模态 $m=1, 2$ 有效降噪频带也

表3 穿孔板声衬的结构参数

Table 3 Structural parameters of the perforated liner

声衬编号	腔长 (mm)	腔深 (mm)	孔径 (mm)	板厚 (mm)	穿孔率
A	100	50	2	2	6%
B	75	25	2	2	8.7%

大于50 Hz. 实验结果与理论结果和仿真结果趋势基本一致, 峰值频率误差在20 Hz以内. 该误差源自穿孔板小孔的加工误差, 加工误差的累计导致穿孔率与设计

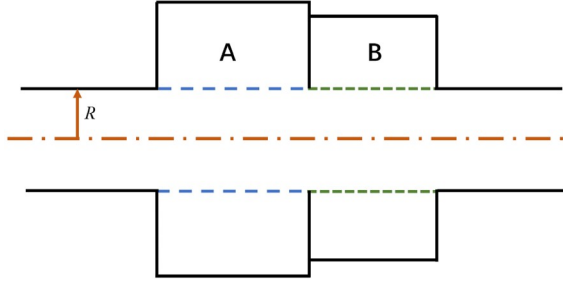


图4 (网络版彩图)分段声衬示意图

Figure 4 (Color online) Segmented perforated liner schematic diagram.

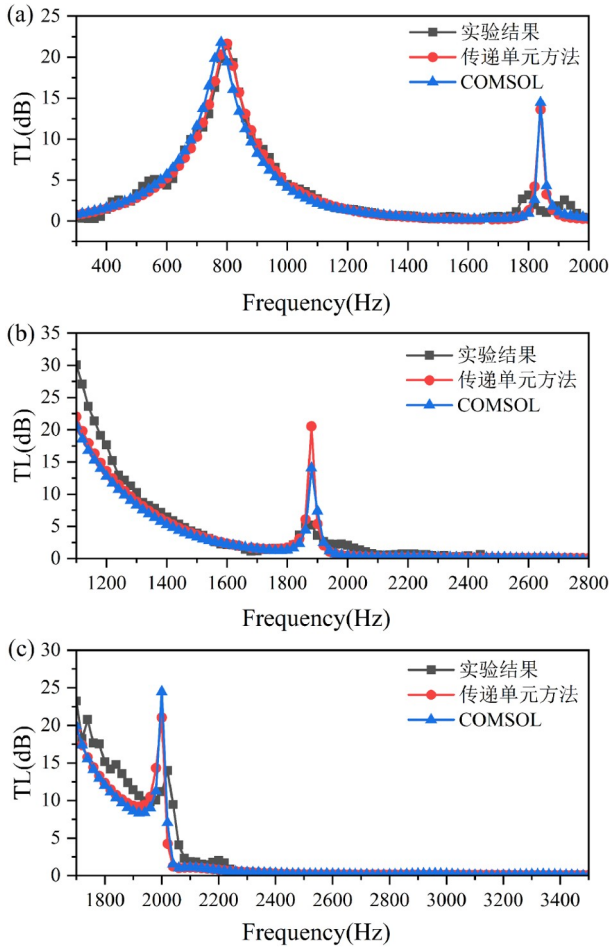


图5 (网络版彩图)单段声衬结果对比. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$

Figure 5 (Color online) Comparison of single-segment perforated liner results. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$.

值存在误差, 进而影响了传递损失曲线.

分段声衬结果如图6所示, 其中图6(a)标注了理论结果的三个峰值点A, C和D及非峰值点B, A~D四个点对应频率分别为800, 1000, 1280和1820 Hz.

图6与图5相比, 声衬B的引入, 增加了降噪峰值, 并与原有声衬A的峰值相互作用, 呈现多峰值降噪特性, 而且使得有效降噪频带显著增加. 对于高阶模态 $m=1, 2$, 在该模态刚刚截通的频率下, 此时对应的轴向波长过长, 此时的麦克风间距4 cm不能得到准确的模态分解结果.

在实验中发现 $m=1$ 模态大于1200 Hz以及 $m=2$ 模态大于1800 Hz时, 模态分解结果才是准确的.

图6(c)中1800~2000 Hz实验结果与理论预测偏差

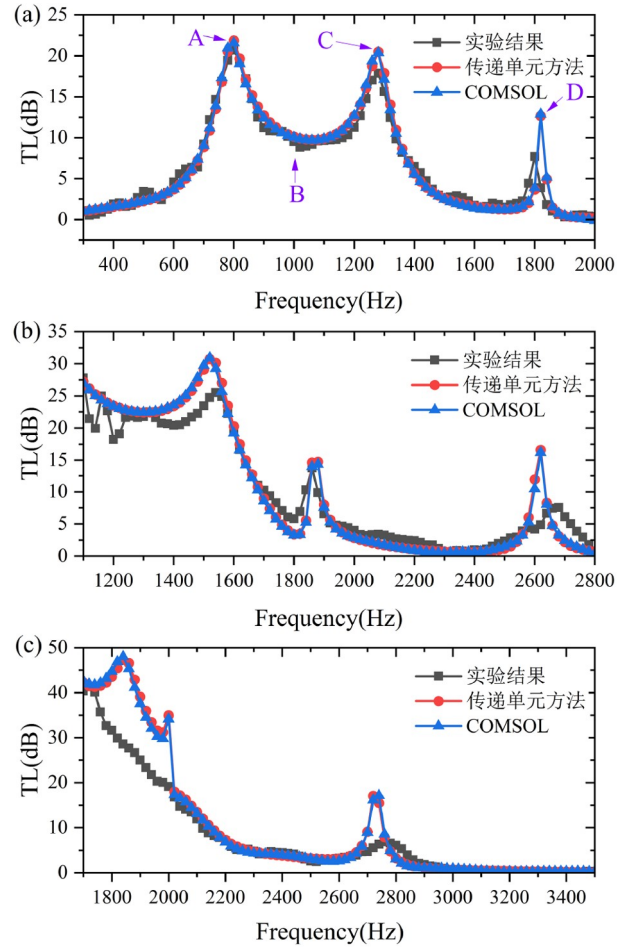


图6 (网络版彩图)分段声衬结果对比. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$

Figure 6 (Color online) Comparison of segmented perforated liner results. (a) $m=0$; (b) $m=1$; (c) $m=2$.

较大,这是因为此时降噪量过大,降噪后声压级与背景噪声接近,因而难以得到准确结果.其他频率实验结果与理论结果和仿真结果趋势基本一致,峰值频率误差在50 Hz以内.

3 降噪特性分析

本文2.5节从有效降噪频带和峰值频率的角度给出了不同模态参数入射时穿孔板声衬的传递损失结果,可以发现不同模态有不同的峰值频率,然而工程上需要通过控制声衬参数来实现目标模态指定频率的降噪目标,那么就需要明确声衬的结构参数对于传递损失曲线的影响规律来控制降噪峰值.本文以(0, 0)模态为例,以声衬A的结构参数为基准,仅改变一种结构参数,考虑其对于传递损失曲线的影响.此外,为了进一步分析峰值频率处的共振机制,需要明确腔体内的声压分布情况,然而难以通过实验获取腔体内部的声压信息,因此需要借助仿真软件通过绘制声压云图来解释声共振机制,绘制云图的目标截面如图7所示.下文中的传递损失图像均为传递单元方法计算结果,声压云图来源于COMSOL,由于2.5节中COMSOL结果与实验结果基本一致,因此仿真的声压云图可以近似说明实验中的共振情况.

对于穿孔板声衬的5个参数而言,文献[43]表明,孔径和板厚的较小变化不会引起传递损失峰值及其峰值频率的明显变化,仅仅可得到的结论是板厚和孔径越小,峰值附近的宽频降噪量略有提升.因此下文仅对穿孔板的穿孔率、背腔的腔深和腔长进行分析.此外,对于实验的分段声衬内部的共振情况也给出解释.

3.1 仿真算例设置

基于COMSOL6.1的压力和频域模块,构建了三维

计算模型,如图7所示,建立直角坐标系(x, y, z)和柱坐标系(r, φ, z),坐标原点均位于法向速度圆面的圆心.

声源面:以法向速度条件替代模态发生器在管道内产生旋转模态的声场.法向速度的表达式为

$$V_z = -\frac{1}{\rho} \sum_m \sum_n \frac{P_{mn} \gamma_{mn}^+}{(kc + cMa\gamma_{mn}^+)} J_m(k_{mn}r) e^{i(\gamma_{mn}^+ z - m\varphi)}, \quad (27)$$

其中, p_{mn} 为模态系数,其余参数与上文定义相同.

边界条件:管道两端用完美匹配层替代消声尖劈,以内部阻抗表示穿孔板,阻抗模型与式(2)~(4)一致,其余均为硬声场边界.

3.2 穿孔率 σ 影响

穿孔板的穿孔率定义为开孔总面积与穿孔板总面积之比.由图8可知,当其他参数不变时,随着穿孔板的穿孔率增大,声衬的传递损失峰值会随之增大,峰值频率也向高频移动.根据式(2)和(3)可得到相同的结论,穿孔率的增大会引起穿孔板声抗减小,共振频率提高.然而,在孔径不变的前提下,穿孔率的增加意味着孔的数目增大,且孔的排列更为紧密,考虑到燃烧室内壁的强度及冷却气流分配条件,穿孔率的数值不能无限增加,应结合结构强度与吸声性能综合考虑.

3.3 腔长 L 影响

图9给出了腔长对于传递损失的影响,可以看出当腔长小于0.08 m时,仅存在一个峰值,且随着腔长增大,峰值频率也随之增大,如图9(a)中a和b所示;当腔长为0.09 m时,在所研究的频率范围内出现第二个峰值,当腔长继续增大时,第二个峰值向低频移动,如图9(a)中c所示,两个峰值彼此接近,并相互融合,如图9(b)中d所示;当腔长为0.19 m时,两个峰值融合为一个峰值,当腔长继续增大时,这个峰值逐渐降低,与此同时高频段

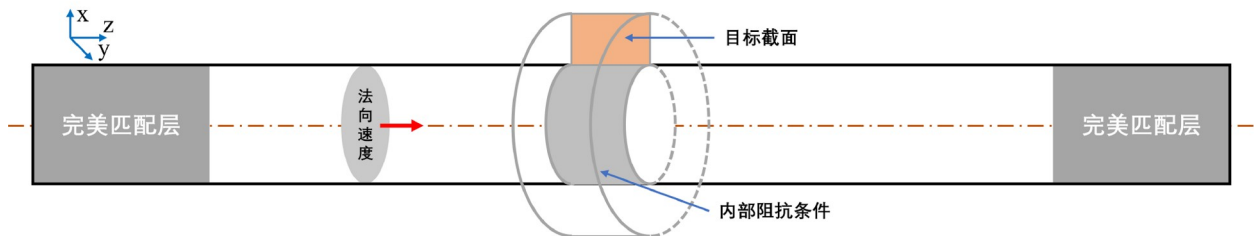


图7 (网络版彩图)仿真模型示意图
Figure 7 (Color online) Simulation model diagram.

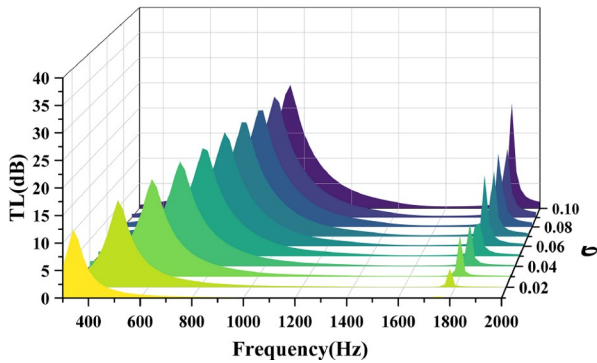


图 8 (网络版彩图)穿孔率对于传递损失的影响

Figure 8 (Color online) The effect of perforation rate on transmission loss.

出现了第三个峰值并随着腔长的增加向低频移动, 如图 9(b)中 e 所示; 当腔长为 0.27 m 时出现第四个峰值, 并随着腔长增加向低频移动, 如图 9(b)中 h 所示。此外, 注意到腔长大于 0.21 m 时, 低频区域出现穹顶曲线, 随着腔长增加, 两个穹顶逐渐分离。

目标截面的声压云图如图 10 所示, 图 10(a)~(h) 分别对应图 9 中 a~h 八个峰值点。由图 10(a)和(b)可以看出, 第一个峰值对应背腔内部均匀共振的情况, 此时背腔内部声压值基本相同, 为零阶共振, 与主管道内部声压值存在较大差异。由图 10(c)可以看出, 第二个峰值对应背腔内部轴向共振, 此时沿腔长方向呈现出了一个完整的半波长, 在此定义为轴向的一阶共振。由图 10(d)可以看出, 两个峰值融合后仍为轴向的一阶共振, 此时声压云图与图 10(c)基本一致。图 10(e)和(h)中背腔分别出现完整的一个波长和三个半波长, 为轴向二阶

和三阶共振。然而, 不同阶数的共振对频率的响应并不相同, 腔长增加, 零阶共振向高频移动, 高阶共振向低频移动。对穹顶峰值进行研究发现, 此时两个穹顶分别对应零阶共振和一阶共振, 如图 10(f)和(g)所示。

类似于截止频率决定模式是否可在管道内传播, 也存在“截止腔长”决定背腔共振阶数。大于某个腔长, 在某个频率点腔体内会出现更高阶共振。当然本文的“截止腔长”也与研究的频率上限有关, 若增加频率上限, 更高阶共振会在更低的腔长下出现。可以预见, 腔长大于 0.3 m 时会出现四阶或更高阶共振, 但是注意到腔长为 0.3 m 时三阶共振峰值左右并不对称。这是因为穹顶曲线会与共振峰值叠加, 导致腔长大于 0.3 m 后峰值处共振情况较为复杂, 为多种共振叠加状态。

3.4 腔深 h 影响

图 11 给出了腔深对于传递损失的影响, 随着腔深逐渐增大, 峰值数量逐渐增加, 由最初的单个峰值, 增加到了三个以上峰值的情况。这说明随着腔深的增加, 背腔内部的共振情况越来越复杂, 与 3.3 节一样, 需要给出具体的背腔内部声压云图进行分析。根据图 11 中 a~f 六个峰值点, 通过声压云图讨论共振情况, 如图 12 所示。

由图 12(a)可知, 对于第一个峰值, 背腔内部依然是内部均匀共振的情况; 由图 12(b)和(e)可知, 此时背腔内部为轴向共振; 由图 12(c)和(f)可知, 此时背腔内部为径向共振; 由图 12(d)可知, 此时背腔内部为径向共振与轴向共振的叠加状态, 声压云图呈现沿对角线对称的情况。

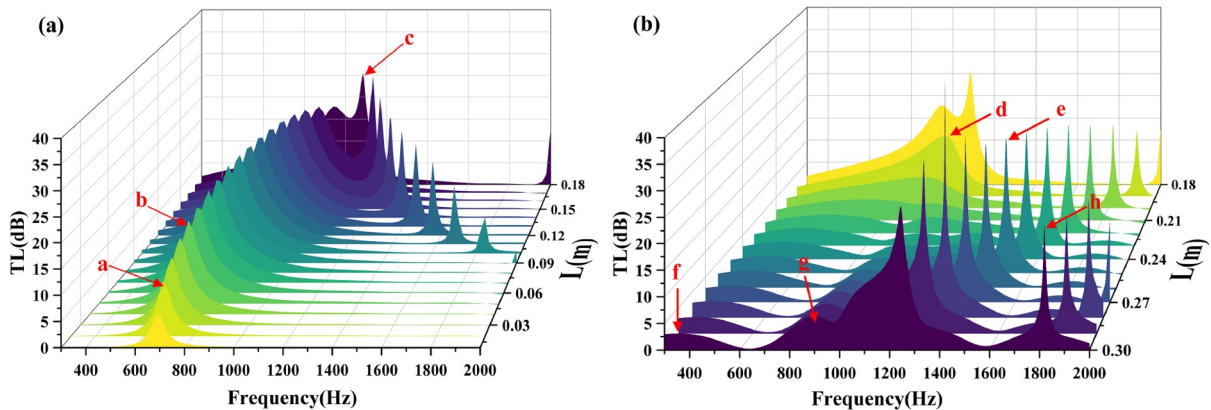


图 9 (网络版彩图)腔长对于传递损失的影响。(a) $L=0.01\sim0.18$ m; (b) $L=0.18\sim0.30$ m

Figure 9 (Color online) The effect of back cavity length on transmission loss. (a) $L=0.01\sim0.18$ m; (b) $L=0.18\sim0.30$ m.

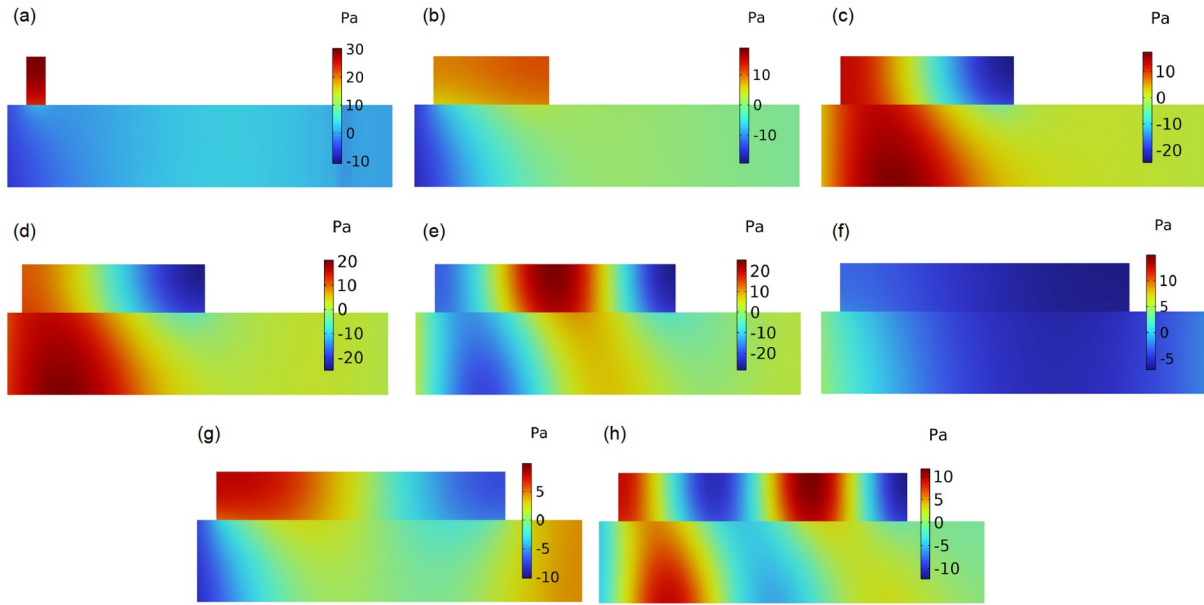


图 10 不同腔长和频率的声压云图. (a) $L=0.02$ m, $f=670$ Hz; (b) $L=0.12$ m, $f=760$ Hz; (c) $L=0.18$ m, $f=1085$ Hz; (d) $L=0.19$ m, $f=1099$ Hz; (e) $L=0.25$ m, $f=1480$ Hz; (f) $L=0.3$ m, $f=330$ Hz; (g) $L=0.3$ m, $f=880$ Hz; (h) $L=0.3$ m, $f=1820$ Hz

Figure 10 Sound pressure contours of different back cavity lengths and frequencies. (a) $L=0.02$ m, $f=670$ Hz; (b) $L=0.12$ m, $f=760$ Hz; (c) $L=0.18$ m, $f=1085$ Hz; (d) $L=0.19$ m, $f=1099$ Hz; (e) $L=0.25$ m, $f=1480$ Hz; (f) $L=0.3$ m, $f=330$ Hz; (g) $L=0.3$ m, $f=880$ Hz; (h) $L=0.3$ m, $f=1820$ Hz.

在其他参数不变时,随着腔深的增加,图11中第一个峰值对应轴向均匀共振,与3.3节不同,腔深引起的零阶共振峰值向低频移动(对应粉色箭头).由此可知,当腔体体积较小时,腔长与腔深增大对于峰值频率的影响趋势相反;之后出现的新峰值既包含轴向共振又包含径向共振,其中沿图11蓝色箭头方向均为轴向共振,且共振频率集中在1730 Hz左右,不会随背腔深度

变化而变化,该峰值对应轴向的腔长,固定的腔长尺寸也导致了一个峰值频率几乎为定值.沿图11绿色箭头方向均为径向共振,该峰值对应径向的腔深,腔深的不断增加导致了峰值频率降低.图11中d点为轴向与径向同时共振的情况,此时的腔长和腔深尺寸接近.

对比3.3节可以发现,尽管腔长与腔深的增大都导致了腔体体积增大,但是二者的影响机制完全不同.大多数情况下,峰值频率向低频移动,但是也存在图9(a)中零阶共振向高频移动,以及图11中轴向共振频率几乎不变的例外.

3.5 分段声衬

分段声衬的分析较为复杂,涉及两段声衬每段参数的影响,以及两段轴向拼接的先后顺序的影响,还应考虑两段声衬背腔之间间距的影响,在此仅针对目前实验情况给出分析.在此给出图6(a)中三个共振点A, C, D和非共振点B的云图,说明此时的背腔内部共振情况,如图13所示.

由图13可知,对于非共振点(1000 Hz)而言,两个背腔都不存在共振特性,背腔内部声压均匀,但是分别低于800 Hz共振时第一个背腔声压值以及1280 Hz共振

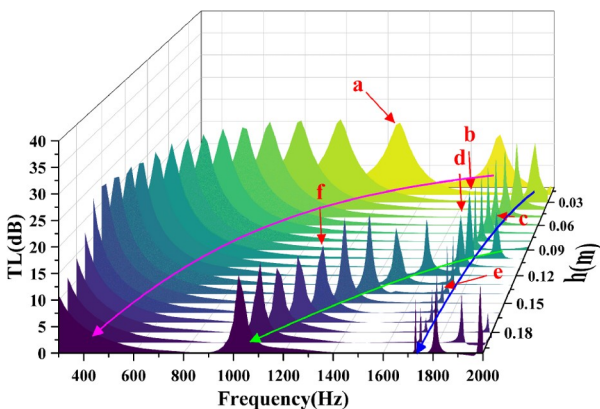


图 11 腔深对于传递损失的影响

Figure 11 The effect of back cavity depth on transmission loss.

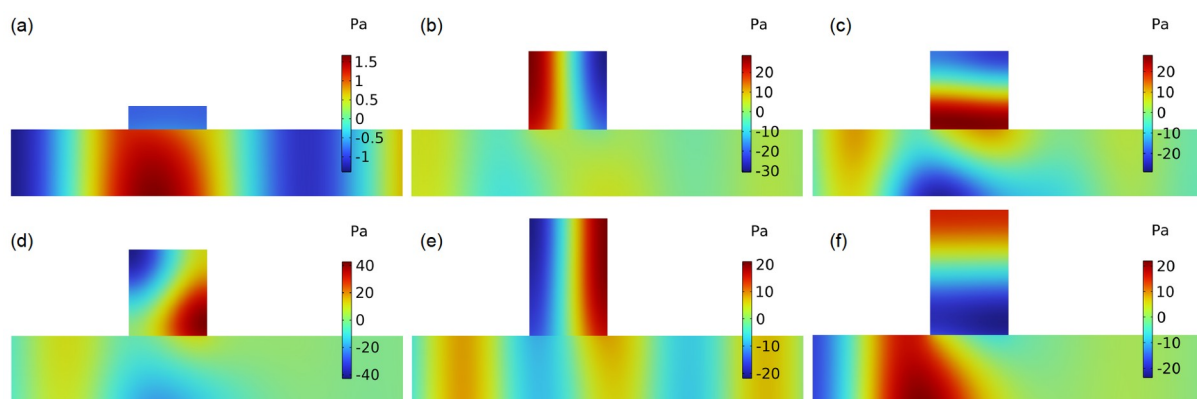


图 12 (网络版彩图)不同腔深和频率的声压云图. (a) $h=0.03$ m, $f=1000$ Hz; (b) $h=0.1$ m, $f=1760$ Hz; (c) $h=0.1$ m, $f=1880$ Hz; (d) $h=0.11$ m, $f=1750$ Hz; (e) $h=0.15$ m, $f=1730$ Hz; (f) $h=0.16$ m, $f=1252$ Hz

Figure 12 (Color online) Sound pressure contours of different back cavity depths and frequencies. (a) $h=0.03$ m, $f=1000$ Hz; (b) $h=0.1$ m, $f=1760$ Hz; (c) $h=0.1$ m, $f=1880$ Hz; (d) $h=0.11$ m, $f=1750$ Hz; (e) $h=0.15$ m, $f=1730$ Hz; (f) $h=0.16$ m, $f=1252$ Hz.

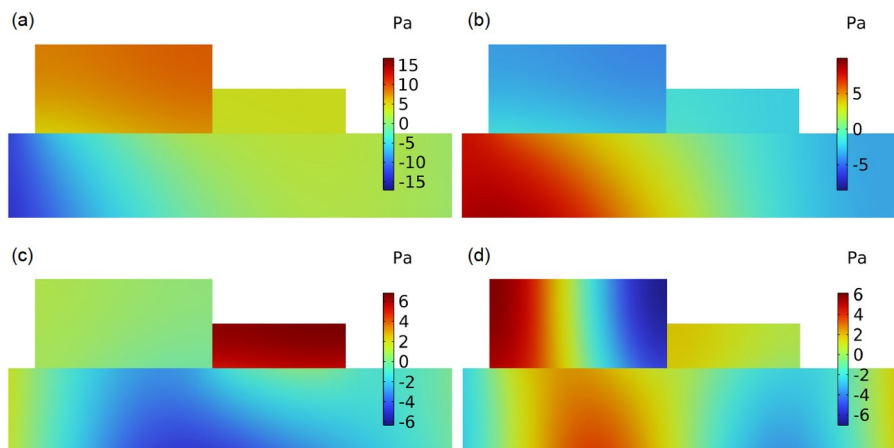


图 13 (网络版彩图)腔深对于传递损失的影响. (a) $f=800$ Hz; (b) $f=1000$ Hz; (c) $f=1280$ Hz; (d) $f=1820$ Hz

Figure 13 (Color online) The effect of back cavity depth on transmission loss. (a) $f=800$ Hz; (b) $f=1000$ Hz; (c) $f=1280$ Hz; (d) $f=1820$ Hz.

时第二个背腔声压值; 800, 1280和1820 Hz分别对应第一个背腔均匀共振、第二个背腔均匀共振和第一个背腔的轴向共振. 事实上, 非共振点背腔中的声压云图与共振点类似, 在均匀共振附近的非共振点, 背腔内部声压均匀, 但是声压幅值较共振点低; 在轴向或径向共振点附近的非共振点, 内部声压沿共振方向依然呈现余弦函数, 只是相较于共振点, 振幅更低, 波形上依然呈现半波长的整数倍.

4 结论

本文通过理论方法、数值模拟和实验研究对穿孔

板声衬的降噪特性及共振峰值进行了细致研究, 主要结论如下.

(1) 搭建了HMAW200实验台, 通过控制扬声器的幅值与相位, 可在管道内构建高阶旋转模态声场, 实现了周向模态分解, 模态占优至少为13 dB, 管道两端为无反射边界条件. 该实验台可用于测量实验件的高阶模态吸声特性, 评估传递损失和吸声系数等参数.

(2) 预测了单段和分段穿孔板声衬在 $m=0\sim 2$ 模态下的声衬传递损失, 并在HMAW200实验台上进行验证, 实验结果与理论和仿真结果趋势基本一致, 峰值频率误差在50 Hz之内.

(3) 针对单段声衬穿孔板穿孔率、背腔的腔长和

腔深, 进行了参数分析, 通过分析共振点处的声压云图, 给出了共振峰值与背腔声压分布的关系. 在大多数情况下, 腔体参数引起腔体体积增大会导致共振峰值向低频移动, 但存在例外情况, 例如 3.3 节零阶共振向高频移动, 以及 3.4 节轴向共振频率几乎不变.

(4) 基于分段声衬的理论和实验结果, 分析了共振和非共振位置两个背腔内声压云图, 解释了峰值点时背腔的共振情况. 共振点附近的非共振点的声压幅值低于共振点的幅值. 频率越高, 共振点的共振阶数一般越高.

参考文献

- Mongia H. TAPS: A 4th generation propulsion combustor technology for low emissions. In: Proceedings of the AIAA International Air and Space Symposium and Exposition: The Next 100 Years. Dayton, 2003. 1–11
- Zhong L J, Song Y T, Liu P L, et al. Investigation of the effects of the scavenged prechamber turbulent jet ignition on the carbon dioxide diluted combustion (in Chinese). *Sci Sin Tech*, 2023, 53: 2079–2089 [钟力嘉, 宋运通, 刘沛林, 等. 扫气式预燃室射流点火燃烧特性的实验研究. 中国科学: 技术科学, 2023, 53: 2079–2089]
- Sun X F, Zhang G Y, Wang X Y, et al. Research progress in aero-engine combustion instability prediction and control (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 2023, 44: 1–23 [孙晓峰, 张光宇, 王晓宇, 等. 航空发动机燃烧不稳定性预测及控制研究进展. 航空学报, 2023, 44: 1–23]
- Lieuwen T, Yang V. Combustion Instabilities in Gas Turbine Engines: Operational Experience, Fundamental Mechanisms, and Modeling. Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005
- Cui Y F, Lü X, Xu G, et al. Dynamic analysis of a flameless combustion model combustor. *Sci China Tech Sci*, 2010, 53: 2291–2298 [崔玉峰, 吕焯, 徐纲, 等. 无焰燃烧模型燃烧室动态特性分析. 中国科学: 技术科学, 2010, 40: 1044–1051]
- Candel S. Combustion dynamics and control: Progress and challenges. *Proc Combust Inst*, 2002, 29: 1–28
- Tsien H S. Servo-stabilization of combustion in rocket motors. *J Amer Rocket Soc*, 1952, 22: 256–262
- Ffowcs-Williams J E. Anti-Sound. *Proc Roy Soc A Math Phys Eng Sci*, 1984, 395: 63–88
- Heckl M A. Active control of the noise from a rijke tube. *J Sound Vib*, 1988, 124: 117–133
- Morgans A S, Stow S R. Model-based control of combustion instabilities in annular combustors. *Combust Flame*, 2007, 150: 380–399
- Yu Z J, Yang Q W, Wang Y C, et al. Mechanism and design optimization of acoustic dampers for attenuating combustion instabilities (in Chinese). *J Tsinghua Univ (Sci Tech)*, 2023, 63: 487–504 [余志健, 杨倩雯, 王译晨, 等. 燃烧振荡声学抑制器的机理分析与设计优化. 清华大学学报(自然科学版), 2023, 63: 487–504]
- Bellucci V, Flohr P, Paschereit C O, et al. On the use of Helmholtz resonators for damping acoustic pulsations in industrial gas turbines. *J Eng Gas Turbines Power*, 2004, 126: 271–275
- Dupere I D J, Dowling A P. The use of Helmholtz resonators in a practical combustor. *J Eng Gas Turbines Power*, 2005, 127: 268–275
- Sohn C H, Park J H. A comparative study on acoustic damping induced by half-wave, quarter-wave, and Helmholtz resonators. *Aerospace Sci Tech*, 2011, 15: 606–614
- Lahiri C, Bake F. A review of bias flow liners for acoustic damping in gas turbine combustors. *J Sound Vib*, 2017, 400: 564–605
- Gullaude E, Nicoud F. Effect of perforated plates on the acoustics of annular combustors. *AIAA J*, 2012, 50: 2629–2642
- Zhang G, Wang X, Li L, et al. Effects of perforated liners on controlling combustion instabilities in annular combustors. *AIAA J*, 2020, 58: 3100–3114
- Eldredge J D, Dowling A P. The absorption of axial acoustic waves by a perforated liner with bias flow. *J Fluid Mech*, 2003, 485: 307–335
- Dowling A P, Hughes I J. Sound absorption by a screen with a regular array of slits. *J Sound Vib*, 1992, 156: 387–405
- Hughes I J, Dowling A P. The absorption of sound by perforated linings. *J Fluid Mech*, 1990, 218: 299–335
- Jing X D, Sun X F. Experimental investigations of perforated liners with bias flow. *J Acoust Soc Am*, 1999, 106: 2436–2441
- Dean P D, Tester B J. Duct wall impedance control as an advanced concept for acoustic impression. Technical Report. NASA CR-34998. Washington: Lockheed Missiles and Space, 1975
- Zhao D, Ang L, Ji C Z. Numerical and experimental investigation of the acoustic damping effect of single-layer perforated liners with joint bias-grazing flow. *J Sound Vib*, 2015, 342: 152–167
- Fung K Y, Jing X, Lu Z B, et al. Time-domain in-situ characterization of acoustic liners in a flow duct via impulse response. In: Proceedings of

- the 13th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Rome: AIAA, 2007. 2007–3542
- 25 Zorumski W E. Acoustic Theory of Axisymmetric Multi-Section Ducts. Technical Report. NASA TM-R-419. Washington: NASA, 1974
- 26 Yang B, Wang T Q. Investigation of the influence of liner hard-splices on duct radiation/propagation and mode scattering. *J Sound Vib*, 2008, 315: 1016–1034
- 27 Dunn M H, Tweed J, Farassat F. The application of a boundary integral equation method to the prediction of ducted fan engine noise. *J Sound Vib*, 1999, 227: 1019–1048
- 28 Wang X Y, Sun X F. Transfer element method with application to acoustic design of aeroengine nacelle. *Chin J Aeronaut*, 2015, 28: 327–345
- 29 Rienstra S W, Eversman W. A numerical comparison between the multiple-scales and finite-element solution for sound propagation in lined flow ducts. *J Fluid Mech*, 2001, 437: 367–384
- 30 Envia E, Wilson A G, Huff D L. Fan noise: A challenge to CAA. *Int J Comput Fluid Dyn*, 2004, 18: 471–480
- 31 COMSOL Multiphysics® v. 6.3. <https://cn.comsol.com/>. Stockholm: COMSOL AB, 2022
- 32 Åbom M. Modal decomposition in ducts based on transfer function measurements between microphone pairs. *J Sound Vib*, 1989, 135: 95–114
- 33 Sun X F, Wang X Y, Du L, et al. A new model for the prediction of turbofan noise with the effect of locally and non-locally reacting liners. *J Sound Vib*, 2008, 316: 50–68
- 34 Sun X F, Wang X Y. Fundamentals of Aeroacoustics with Applications to Aeropropulsion Systems. Shanghai: Shanghai Jiao Tong University Press, 2021
- 35 Goldstein M E. Aeroacoustics. New York: McGraw-Hill, 1976
- 36 Wang X Y, Du L, Sun X F. A new approach for the acoustic design of aeroengine nacelle with the effect of varying cross-section area (in Chinese). *Acta Aeronaut Astronaut Sin*, 2006, 27: 1073–1079 [王晓宇, 杜林, 孙晓峰. 考虑变截面影响的航空发动机短舱声学模型及数值结果. *航空学报*, 2006, 27: 1073–1079]
- 37 Wang X Y, Sun X F. On the interaction of a fan stator and acoustic treatments using the transfer element method. *Fluid Dyn Res*, 2010, 42: 153–168
- 38 Li L, Guo Z H, Zhang C Y, et al. A passive method to control combustion instabilities with perforated liner. *Chin J Aeronaut*, 2010, 23: 623–630
- 39 Wang L F. Experimental and numerical study on duct mode identification of fan noise (in Chinese). Dissertation for Doctoral Degree. Xi'an: Northwestern Polytechnical University, 2019 [王良锋. 风扇管道声模态识别的实验及数值模拟研究. 博士学位论文. 西安: 西北工业大学, 2019]
- 40 Spitalny M, Tapken U. Radial mode analysis of ducted sound fields with sensor rakes and wall flush sensor arrays under consideration of a radial flow profile. In: Proceedings of the 22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Lyon: AIAA, 2016. 1–14
- 41 Huang S C, Ying J Y, Gao X, et al. A loudspeaker array control method for exciting multi-order acoustic modes in a cylindrical duct (in Chinese). *Acta Acustica*, 2022, 47: 521–530 [黄时春, 英基勇, 高翔, 等. 激发圆形管道内多阶声模态的扬声器阵列控制方法. *声学学报*, 2022, 47: 521–530]
- 42 Zhou D, Wang X, Jing X, et al. Acoustic properties of multiple cavity resonance liner for absorbing higher-order duct modes. *J Acoust Soc Am*, 2016, 140: 1251–1267
- 43 Yang Z Y, Hou P, Jiang W G, et al. Construction of acoustic model and simulation of sound absorption of aero-engine composite acoustic liner (in Chinese). *J Aeronaut Mater*, 2023, 43: 84–96 [杨智勇, 侯鹏, 蒋文革, 等. 航空发动机复合材料声衬声学模型构建及吸声性能仿真. *航空材料学报*, 2023, 43: 84–96]

Theoretical and experimental study on noise reduction characteristics of perforated liners

ZHANG QiXiang¹, REN LiLei², LI Wei³, QIN WeiRui¹, ZHANG GuangYu¹, WANG XiaoYu¹ & SUN XiaoFeng¹

¹ Research Institute of Aero-Engine, Beihang University, Beijing 102206, China

² China United Heavy Gas Turbine Technology Co., Ltd., Beijing 100016, China

³ Beijing Long March Scientific and Technical Information Institute, Beijing 100076, China

Perforated liners have a wider noise reduction frequency band than Helmholtz resonators and are often used to suppress combustion instability in aeroengine combustion chambers. With the further improvement in energy density of combustion chambers, the combustion instability presents a multifrequency, composite instability mode. A multicavity, segmented acoustic liner design can be used to develop an effective suppression method for combustion instability in a wide frequency range. However, the current research on perforated liners mainly focuses on plane wave incidence and barely considers the circumferential mode. The transfer element method converges well and can quickly provide accurate theoretical predictions. Herein, this method is used to predict the transmission loss of axial single-segment and segmented perforated liners in the circumferential mode. It is verified on a high-order modal acoustic waveguide test bench. It is found that the frequency band with a transmission loss of >10 dB is ~200 Hz when the plane wave is incident on the perforated liner wide. Furthermore, a parametric analysis based on the perforation rate, back cavity length, and back cavity depth of the single-segment acoustic liner is performed. The influence of the three parameters on the transmission loss curve is summarized, and sound pressure distribution inside the back cavity is used to explain the acoustic resonance mechanism.

perforated liners, transfer element method, transmission loss, pipeline modal measurement, high-order mode acoustic waveguide

doi: [10.1360/SST-2024-0164](https://doi.org/10.1360/SST-2024-0164)