

高声压激励下多孔金属材料的吸声性能数值计算

张波^{1,2}, 陈天宁¹

(1. 西安交通大学机械工程学院, 710049, 西安; 2. 宁夏大学机械工程学院, 750021, 银川)

摘要: 在 Wilson 数值方法的基础上, 推导得到了多孔材料的声导纳率方程; 采用标准四阶龙格库塔算法, 构造了一种高声压激励下的多孔金属材料吸声性能数值计算方法. 算例表明: 该方法能够克服 Wilson 方法中计算网格长度需按照指数分布来划分的不足, 采用较少的计算网格数同样能够较好地对多孔金属材料的吸声性能进行计算. 研究还表明, 入射波声压级的高低对多孔金属材料吸声性能有一定的影响, 在无空气层的情况下, 声压级对材料归一化表面声阻率的影响较大, 对归一化表面声抗率的影响相对较小, 而在有空气层时, 高声强非线性对声抗率的影响渐趋显著.

关键词: 高声强; 多孔金属; 声导纳; 数值计算

中图分类号: TG502 **文献标志码:** A **文章编号:** 0253-987X(2010)03-0058-05

Numerical Calculation of Acoustic Properties of Porous Metal at High Sound Pressure Level

ZHANG Bo^{1,2}, CHEN Tianning¹

(1. School of Mechanical Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China;

2. School of Mechanical Engineering, Ningxia University, Yinchuan 750021, China)

Abstract: Sound admittance of porous material is deduced on the basis of Wilson numerical method. A numerical method for calculating the absorption property of porous metal at high sound pressure level (SPL) is developed by using a standard fourth-order Runge-Kutta algorithm. It is found that an exponential distribution in Wilson method for identifying the distance between discrete points of calculating meshes is unnecessary in the proposed method, and the sound absorption properties of porous metal at high sound pressure levels can be well evaluated with smaller number of meshes. The SPL of incident wave exerts greater influence on the acoustic resistance of porous metal than on the acoustic reactance in the case of porous material without air gap. However, for the case of porous material with an air gap, the influence of reactance on the acoustic properties of porous metal is enhanced gradually.

Keywords: high sound intensity; porous metal; sound admittance; numerical calculation

多孔金属材料是一种具有良好发展前途的吸声材料, 尤其适合作为声衬在大型飞机发动舱内这种具有高温、高声强及强气流等极端环境中应用^[1-3]. 目前, 针对轻质多孔金属材料的吸声性能研究大都是在常温和常压条件下进行的^[4-6]. 关于高声强非线性声学方面的研究工作大多集中在以穿孔板为面板

的声衬, 研究的重点主要在声衬表面声阻抗的理论建模及实验测试方面^[1,7-8]. 对于多孔材料(尤其是多孔金属材料)在高声强作用下的吸声研究, 目前国内外公开的报道较少^[2,9]. 具体到高声压激励下的材料吸声性能理论研究方面, 目前也只有少量计算模型可供参考, 其中相对较成熟的有 Wilson-

McIntosh 模型^[10]、McIntosh-Lambert 模型^[11] 及 Umnova-Attenborough模型^[9]等. 因此,对于高声压激励下声波在多孔材料(特别是多孔金属材料)中的传播吸收研究,仍有大量的工作有待展开. 与小振幅声波作用时不同,在高声压激励下的多孔材料吸声性能计算中,解析解的获取通常非常困难,一般采用半解析法或数值方法. 这主要是由于多孔材料的声学性能在高声压级下依赖入射波声压幅值或流体质点速度,而声波在多孔材料中的衰减和流体质点速度又随声波在材料中传播的深度而变化,此时多孔材料不能视为均匀介质,其吸声性能计算必须考虑按照非均匀介质的情况进行处理. 因此,线性声学范畴内基于均匀介质假设的多孔材料等效流体模型不再适用(这同时也使求解析解变得较困难),或只能进行一些近似处理(如根据平均场理论进行处理)后方能采用^[9,11]. 本文将在 Wilson 的研究^[10-11]的基础上,构造一种新的数值方法来求解和研究高声压激励下多孔金属材料的吸声性能.

1 高声压激励下的多孔金属材料声导纳率方程

1.1 理论计算模型

为了求高声压激励下多孔金属材料的声阻抗率,首先把材料按照一维非均匀介质来处理. 根据声学理论,声扰动作用时介质中一点的运动满足如下运动方程和连续方程

$$-\frac{\partial P}{\partial x} = \rho_{\text{eff}}^n \frac{\partial U}{\partial t} \tag{1}$$

$$-\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\phi}{K_{\text{eff}}^n} \frac{\partial P}{\partial t} \tag{2}$$

式中: U 为渗流速度, P 为声压,均是复数; ρ_{eff}^n 、 K_{eff}^n 分别为考虑流体质点速度后的流体有效密度和有效体积模量,其中 ρ_{eff}^n 按照 Forchheimer 定律进行非线性扩展,并忽略热非线性效应; ϕ 为材料孔隙率; x 为位置坐标; t 为时间. 对式(1)、式(2)求关于 x 和 t 的导数,分别有

$$-\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} = \frac{\partial \rho_{\text{eff}}^n}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial t} + \rho_{\text{eff}}^n \frac{\partial^2 U}{\partial t \partial x} \tag{3}$$

$$-\frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} = \frac{\phi}{K_{\text{eff}}^n} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \tag{4}$$

将式(4)代入式(3)消去 $\partial^2 U / \partial x \partial t$ 项,可得声压波动方程

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} - \frac{\rho_{\text{eff}}^n \phi}{K_{\text{eff}}^n} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{\partial \rho_{\text{eff}}^n}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \tag{5}$$

采用类似的方法消去 $\partial^2 P / \partial x \partial t$ 项,可得用渗流速度 U 表示的波动方程

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - \frac{\rho_{\text{eff}}^n \phi}{K_{\text{eff}}^n} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \tag{6}$$

从式(6)可明显看出,高声压级下声波在多孔材料中传播时,声压和渗流速度以不同的相速在材料中传播. 渗流速度的传播速度形式上与小振幅声波的情况相同,为 $(K_{\text{eff}}^n / (\rho_{\text{eff}}^n \phi))^{1/2}$,但声压的传播速度则还需依赖有效密度梯度和渗流速度的变化,即声压的传播特性与小振幅声波时的情况不同,需要通过其他方法确定.

进一步,将声压表达式 $P = ZU$ (Z 为声阻抗率)代入式(5),可得

$$U \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial Z}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial x} + Z \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} - Z \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} \frac{\rho_{\text{eff}}^n \phi}{K_{\text{eff}}^n} + \frac{\partial \rho_{\text{eff}}^n}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \tag{7}$$

将式(6)代入式(7)得

$$U \frac{\partial^2 Z}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial Z}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial \rho_{\text{eff}}^n}{\partial x} \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \tag{8}$$

最后,再利用式(2)并考虑时间依赖因子 $\exp(i\omega t)$,即可得声阻抗率方程

$$\frac{dZ}{dx} + \frac{i\omega \phi}{K_{\text{eff}}^n} Z^2 - i\omega \rho_{\text{eff}}^n = 0 \tag{9}$$

式中: ω 为声波角频率. 式(9)也是一种黎卡提形式的声阻抗率方程. 通过 $Y = 1/Z$,进一步将式(9)转换为声导纳率方程

$$\frac{dY}{dx} + i\omega \rho_{\text{eff}}^n Y^2 - \frac{i\omega \phi}{K_{\text{eff}}^n} = 0 \tag{10}$$

式中: Y 为声导纳率. 这样,再利用 $Y(0) = 0$ 的条件,就可以采用数值方法求解式(10). 通常,黎卡提方程的求解可以采用标准四阶龙格库塔法或其他更高精度的数值方法,然而在高声压级作用下,式(10)中的 ρ_{eff}^n 依赖于多孔材料不同位置点处的渗流速度 U ,而不同位置点处的 U 在方程求解之前是未知的. 为此,下面将在 Wilson 方法的基础上构造一种新的数值方法,对高声压激励下多孔金属材料的吸声性能进行计算.

1.2 数值方法

进行数值求解时,首先将整个材料看作一维非均匀介质进行网格划分(见图 1). 根据 Wilson 的研究可知,越靠近材料表面,高声强非线性的影响就越强烈,因此,对材料进行网格划分时应采用非均匀网

格,即越靠近材料表面,计算网格应划分得越细,而在远离材料表面的区域,由于非线性的影响越来越弱,故这部分区域的计算网格划分较粗。Wilson认为,当计算网格宽度分布的概率密度服从指数分布时能够满足上述要求,同时,Wilson的数值算例表明,计算网格数 N 大于50后计算精度渐趋于饱和,此时再增加 N 的数值对计算精度的提高影响不大。划分完计算网格后,首先根据线性小振幅吸声理论计算出各网格节点处的初始渗流速度,再利用这一初始速度分布进一步计算下一迭代步的 ρ_{eff}^n 值。

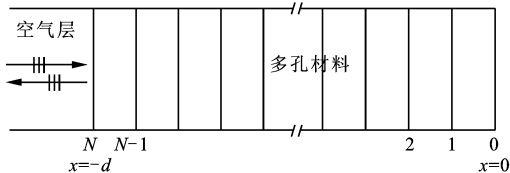


图1 计算网格划分(均匀网格)

本文所构造的算法与Wilson方法最大的不同之处在于,各个节点处的声阻抗率不是通过假定各微元段 ρ_{eff}^n 恒定的方法计算出的,而是通过直接采用标准四阶龙格库塔法求解黎卡提声导纳率方程的方法,最终获得各个节点处及材料表面的声阻抗率值。这样的处理充分考虑了各层由于阻抗不匹配所造成的后向散射的影响,从而提高了计算的精度(当声压级相对较低时,后向散射的影响较小,精度差异不太明显,但较高声压级作用时差异相对显著)。数值计算结果也表明,采用均匀网格亦可获得较高精度的计算结果(见图2、图3)。根据计算出的材料表面声阻抗率和表面声压值,又可计算出新的材料表面及各计算节点处的渗流速度分布。利用新的速度分布再进行下一轮迭代计算,直到材料中各点处的渗流速度分布不再变化时,则上述计算收敛,最后一次迭代计算的结果就是一组与精确解最接近的数值解。

算法描述如下。

第1步,根据 $P(-d)$ 和 k_b 、 Z_c 计算出一组初始节点处的渗流速度分布

$$U(n) = \frac{i |P(-d)| \sin[k_b x(n)]}{Z_c \cos(k_b d)} \quad (11)$$

式中: k_b 、 Z_c 分别为线性小振幅声波作用下的材料传播常数和特性阻抗; $x(n)$ 为第 n 个节点处的坐标(负值); $|P(-d)|$ 为材料表面的声压幅值; d 为材料的厚度。

第2步,利用 $U(n)$ 估算 ρ_{eff}^n ,并采用标准四阶龙

格库塔法(用RK[]表示)和边界条件 $Y(0)=0$ 依次计算各节点的声导纳率 $Y(n)$ 、声阻抗率 $Z(n)$ 及复声压反射系数 $\Gamma(n)$

$$Z(n) = \text{RK}[Z(n-1)] \quad (12)$$

$$\Gamma(n) = \frac{Z(n)/Z_c(n+1) - 1}{Z(n)/Z_c(n+1) + 1} \quad (13)$$

式中: n 表示节点序号。

第3步,计算新的渗流速度 $U(n)$

$$U(N) = \frac{|P(-d)|}{Z(N)} \quad (14)$$

$$U(n) = U(n+1)[1 - \Gamma(n+1)] / \{ \exp[-ik_b(n+1)L(n+1)] - \Gamma(n) \exp[ik_b(n+1)L(n+1)] \} \quad (15)$$

式中: $L(n)$ 为第 n 个节点与第 $n-1$ 个节点之间的距离(正值)。

第4步,判断算法是否收敛,若收敛则计算停止,否则返回到第2步继续。收敛条件是:对所有的 n ,满足 $(\eta_0/\omega) |U(n) - U_{\text{old}}(n)| \ll \epsilon \text{Im}[\rho_{\text{eff}}^n(n)]$,其中 ϵ 为误差缩放因子,本文计算中取为0.02, $U(n)$ 、 $U_{\text{old}}(n)$ 为第 n 个节点前、后2次迭代的复渗流速度。

2 算例

2.1 聚酯泡沫多孔材料

首先对一安装在刚性壁面上的刚性骨架聚酯泡沫多孔材料采用上述算法进行材料吸声性能计算。材料参数为: $d = 9.25 \text{ cm}$,平均孔径 $a_c = 0.167 \text{ mm}$,非线性因子 $\eta_0 = 5 \ 100 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-4}$, $\phi = 0.974$,静流阻率 $\sigma_0 = 4 \ 600 \text{ N} \cdot \text{m}^{-4} \cdot \text{s}$ 。图2和图3为聚酯泡沫多孔材料在不同声压激励下的归一化表面声导纳率 Y_0 和吸声系数 A_0 的计算结果,计算中聚酯泡沫多孔材料的有效密度和有效体积模量取自文献[10],材料表面声压级 $L_{\text{sp}} = 90 \sim 170 \text{ dB}$,声波频率 f 为916 Hz。

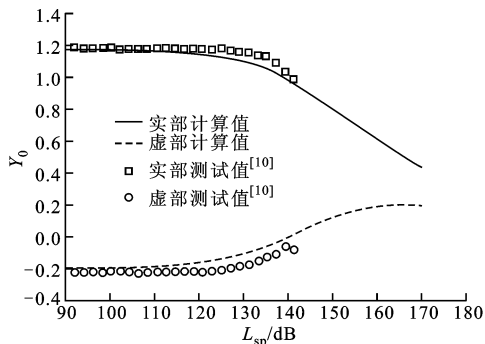


图2 聚酯泡沫材料归一化表面声导纳率计算值与测试值的比较

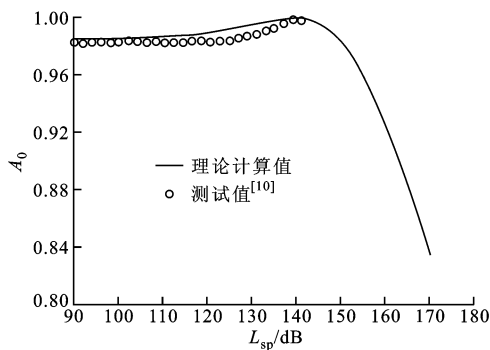


图3 聚酯泡沫材料无空气层时垂直入射吸声系数计算值与测试值的比较

2.2 烧结金属纤维多孔材料

烧结金属纤维多孔材料(不锈钢 316L)的声学参数为: $d=25.16\text{ mm}$, $\eta_0=15\ 000\text{ kg}\cdot\text{m}^{-4}$, $\phi=0.908\ 9$, $\sigma_0=19\ 748\text{ N}\cdot\text{m}^{-4}\cdot\text{s}$, 曲折度因子 $\alpha_\infty=1.295$. 烧结金属纤维多孔材料的测试频率为纯声 700 Hz 和 850 Hz, 受功率放大器和声源频响特性的限制, $L_{\text{sp}}=120\sim 150\text{ dB}$ (无空气层时只能达到 143 dB). 实验测试装置采用中科院声学所研制的高声压激励下的多孔金属材料吸声性能测试装置. 测试方法仍采用双传声器传递函数法, 测试仪器包括: BK-pulse3560C 动态分析仪、GRASS 传声器(6.35 mm, 即 1/4 英寸)、29 mm 阻抗管、GF-10 型功率放大器以及大功率电动式声源等. 材料背后空气层厚度分别为 0 mm 和 20 mm. 测试及数值计算结果分别见图 4~图 7(图中 $Z_0=415.1\text{ N}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{s}$). 计算时, 多孔金属材料的有效体积模量依然忽略热非线性影响, 其计算公式采用文献[6]中的式(12), 有效密度 ρ_{eff}^n 按照 Johnson-Champoux-Allard 模型进行 Forchheimer 非线性扩展, 具体形式为

$$\rho_{\text{eff}}^n(\omega) = \alpha_\infty \rho_0 \left(1 + \frac{\sigma_0 \phi}{i\omega \rho_0 \alpha_\infty} G_c(s) \right) + \eta_0 \frac{|U|}{i\omega} \quad (16)$$

式中

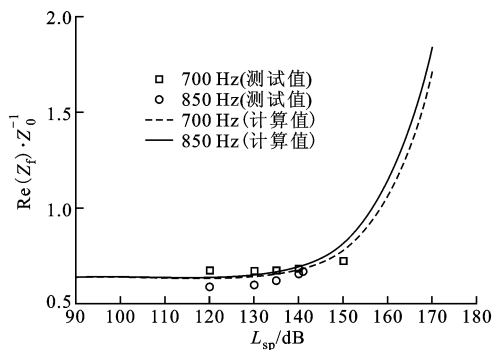
$$G_c(s) = -\frac{s(-i)^{1/2} J_1(s(-i)^{1/2})}{4J_0(s(-i)^{1/2})} / \left[1 - \frac{2}{s(-i)^{1/2}} \frac{J_1(s(-i)^{1/2})}{J_0(s(-i)^{1/2})} \right] \quad (17)$$

$$s = c \left(\frac{8\omega \rho_0 \alpha_\infty}{\sigma_0 \phi} \right)^{1/2}; c = 1.693$$

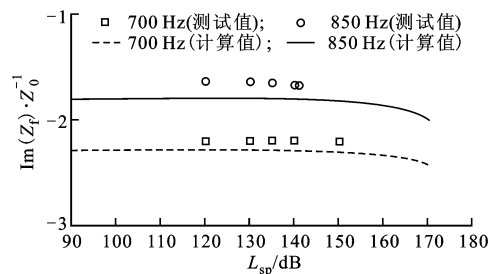
2.3 结果及讨论

上述计算均采用均匀网格, 网格数 N 超过 10 后, 计算精度渐趋饱和. 从实验测试和理论计算结果来看, 总体上两者吻合较好, 表明本文构造的算法同

样能够较好地对高声压激励下多孔金属材料的吸声性能进行计算, 这为今后材料吸声性能的计算提供了新的选择. 此外, 从计算和测试结果还可以发现, 入射波声压级的高低对多孔材料吸声性能有一定的影响: 较低声压级对多孔材料的吸声性能影响不显著, 而当入射声压级提高至某一临界值 $L_{\text{sp},0}$ (对本文的聚酯泡沫多孔材料, $L_{\text{sp},0} \approx 140\text{ dB}$, 烧结金属纤维多孔材料的 $L_{\text{sp},0}$ 值则高于 150 dB, 见图 3、图 5、图 7) 以后, 多孔材料吸声性能随之下降. 相比较而言, 烧结金属纤维多孔材料的临界声压级更高, 此时多孔金属材料吸声性能受声压级的影响较小. 此外, 在无空气层的情况下, 声压级对材料表面声阻率的影响较大, 而对表面声抗率的影响相对较小(在所研究的声压级范围内, 声抗率变化很小, 如图 3、图 4b 所示), 这进一步说明, 无空气层时的高声压级声波主要是通过显著改变多孔金属材料非线性声阻的方式, 最终对材料的声吸收特性产生影响的. 通过实验和计算结果还可以看出, 高声强非线性作用在有空气层时对烧结金属纤维多孔材料吸声特性的影响比无空气层时相对显著, 特别是在空腔共振频率点附近(图略).



(a) 实部



(b) 虚部

图4 烧结金属纤维多孔材料在不同声压级下的归一化表面声阻率(无空气层)

最后需指出的是, 国内外的文献报道通常认为, 高声强非线性作用主要改变了多孔材料的声阻率,

而对材料声抗率的影响非常小,这一点已经由图2及图4b中的测试和计算结果得到了证实(已有的报道主要针对无空气层情况)。但是,当有空气层存在时,通过初步对比图4b和图6b可以发现,在更高声

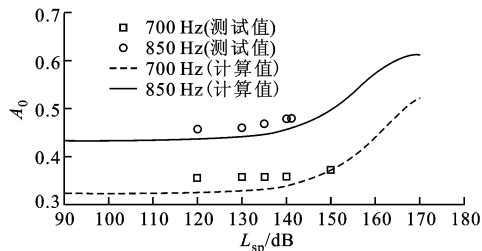
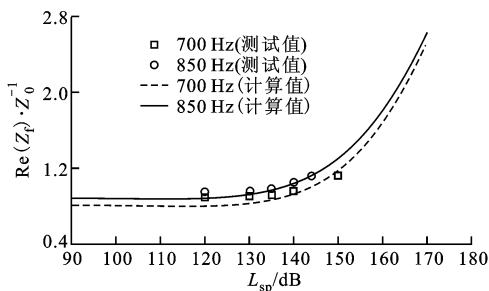
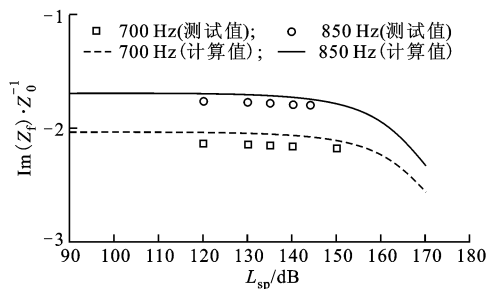


图5 烧结金属纤维材料在不同声压级下的吸声系数(无空气层)



(a)实部



(b)虚部

图6 烧结金属纤维材料在不同声压级下的归一化表面声阻抗率(20 mm空气层)

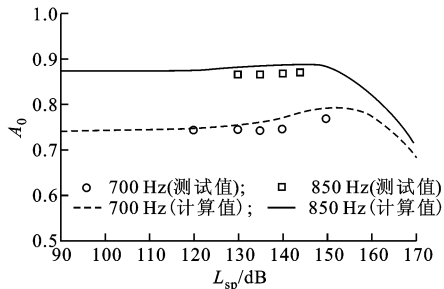


图7 烧结金属纤维材料在不同声压级下的吸声系数(20 mm空气层)

压级下,高声强非线性对声抗率的影响渐趋显著(见图6b),特别是随着空气层厚度的增加,声抗甚至气流喷注等的影响可能会更加显著。这种情况有待进一步深入研究。

3 结束语

(1)本文在 Wilson 方法的基础上,结合多孔材料声导纳方程和标准四阶龙格库塔算法,构造了一种数值计算方法。该方法能够较好地计算高声压激励下的多孔金属材料吸声性能,计算网格间距不需要按照指数分布划分且网格数较少。

(2)在高声压激励下,入射波声压级的高低对多孔金属材料吸声性能有一定的影响,总的变化趋势为:当声压级较低时,高声强非线性的影响较弱,此时声压级高低对材料吸声性能的影响很小;随着声压级的提高,非线性的影响变得显著,此时多孔金属材料的吸声性能渐趋恶化。此外,当材料背后无空气层时,声压级对材料归一化表面声阻率的影响较大,对归一化表面声抗率的影响相对较小;当材料背后有空气层时,高声压级对声抗率的影响也渐趋显著。相对其他多孔材料而言,烧结金属纤维多孔材料的临界声压级更高,材料吸声性能受高声强非线性的影响较小。

参考文献:

- [1] JING Xiaodong, WANG Xiaoyu, SUN Xiaofeng. Broadband acoustic liner based on the mechanism of multiple cavity resonance [J]. AIAA Journal, 2007, 45(10): 2429-2437.
- [2] 彭锋,王晓林,孙艳,等.高声压级时多孔金属板的吸声特性研究[J].声学学报,2009,34(3):266-274. PENG Feng, WANG Xiaolin, SUN Yan, et al. Investigation on the sound absorption characteristics of porous metal plates at high sound pressure levels [J]. Acta Acoustica, 2009, 34(3): 266-274.
- [3] 张波,陈天宁,冯凯,等.烧结金属纤维多孔材料的高温吸声性能[J].西安交通大学学报,2008,42(11):1327-1331. ZHANG Bo, CHEN Tianning, FENG Kai, et al. Sound absorption properties of sintered fibrous metals under high temperature conditions [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2008, 42(11): 1327-1331.
- [4] WANG Xiaolin. Porous metal absorbers for underwater sound [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 2007, 112(5): 2626-2635.
- [5] 卢天健, DUPÈRE I D J, DOWLING A P. 多孔泡沫材

料的声吸收特性[J]. 西安交通大学学报, 2007, 41 (9): 1003-1011.

LU Tianjian, DUPÈRE I D J, DOWLING A P. Absorption of sound in cellular foams [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2007, 41(9): 1003-1011.

[6] ZHANG Bo, CHEN Tianning. Calculation of sound absorption characteristics of porous sintered fiber-metal [J]. Applied Acoustics, 2009, 70 (2): 337-346.

[7] MELLING T H. An impedance tube for precision measurement of acoustic impedance and insertion loss at high sound pressure levels [J]. Journal of Sound and Vibration, 1973, 28(1): 23-54.

[8] 马大猷. 高声强下的微穿孔板 [J]. 声学学报, 1996, 21(1): 10-14.

MA Dayou. Microperforated panel at high sound intensity [J]. Acta Acoustica, 1996, 21(1): 10-14.

[9] UMNOVA O, ATTENBOROUGH K, STANDLEY E, et al, Behavior of rigid-porous layers at high levels of continuous acoustic excitation: theory and experiment [J]. J Acoust Soc Am, 2003, 114(3): 1346-1356.

[10] WILSON D K, MCINTOSH J D, LAMBERT R F. Forchheimer-type nonlinearities for high-intensity propagation of pure tone in air saturated porous media [J]. J Acoust Soc Am, 1988, 84(1): 350-359.

[11] MCINTOSH J D, LAMBERT R F. Nonlinear wave propagation through rigid porous materials, I: nonlinear parameterization and numerical solutions [J]. J Acoust Soc Am, 1990, 88(4): 1939-1949.

(编辑 葛赵青)