

纤维型多孔吸声材料流阻的研究

胡颂纯· 钟祥瑞

(同济大学声学研究所 上海·200092)

1 前言

多孔性吸声材料内部具有大量连通的孔隙, 声波进入材料内部传播时, 由于空气的粘滞性以及材料的热传导, 使声能不断损耗, 起到了吸声的作用。

实践表明, 吸声材料的孔隙率与吸声性能有密切的关系。孔隙率太小, 材料过于密实, 声波不易进入材料内部, 吸声性能当然不会好。孔隙率太大, 材料过于疏松, 孔隙间空气没有充分的摩擦, 声能也不会大量损耗, 吸声性能也不好。而孔隙率的大小又反映为空气流经材料时所遇到的阻力, 即流阻的大小。因此适当的控制流阻, 可使材料获得最佳的吸声性能。本文就纤维型吸声材料的流阻的形成机制提出一种模型, 并与其它模型相比较。

2 有关纤维型材料流阻的现有理论

文献[1]以空气与各纤维表面的摩擦为基础, 提出的计算公式为

$$R_v = \mu k_0 S_v T \rho_f D_s^2 (\rho_f - D_s)^{-3} \quad (1)$$

R_v : 单位面积材料的流阻

μ : 空气粘滞系数

k_0 : 常数

S_v : 比表面积(单位体积内纤维的总声学技术

表面积)

T : 材料厚度

ρ_f : 纤维原料密度

D_s : 材料容重

因 $\rho_f \gg D_s$, 且可求得 $S_v = \frac{2}{r}$, r 为纤维半径, 可得材料的流阻率 R_v 为

$$R_v = \mu k_0 \frac{4D_s^2}{r^2 \rho_f^2} \quad (2)$$

式(2)的主要问题是没揭示常数 k_0 的物理本质, 也未提供 k_0 的确切数值。据我们对一些试件实测的流阻率推算, k_0 约在 4 ~ 6 之间。此外, 若以空气与纤维表面的摩擦为理论依据, 意味着材料的正向流阻与侧向流阻应相等, 而这与纤维型材料的各向异性是不相符的。

文献[2]针对玻璃棉制品提出的计算公式为

$$R_1 d^2 \rho_m^{-1.53} = K \quad (3)$$

R_1 流阻率

d 纤维直径

ρ_m 材料容重

$K = 3.18 \times 10^{-9}$ (SI制)

即材料流阻率为

$$R_1 = 3.18 \times 10^{-9} \frac{\rho_m^{1.53}}{d^2} \quad (4)$$

* 上海工程技术大学纺织学院教师, 现在同济大学进修。

收稿日期: 94-6-10

式(4)的主要问题是仅作为经验公式,未提出具体的物理模型,对常数 3.18×10^{-9} 的由来未提出任何依据,根据我们的实测数据来看,该常数仅为其45%左右。同样也未提及材料的侧向流阻问题。

3 纤维型材料的物理模型

如上所述,现有理论还不太完善,为此作者提出一种纤维型材料的物理模型,并对其流阻产生机制进行解释。

常用的纤维型吸声材料有玻璃棉、矿渣棉和岩棉等,它们都是将原料熔化后,经喷丝头喷成直径仅几 μm 的纤维,然后用粘结剂将大量细丝无序交叉、分层叠合,加压成型为各种棉毡或棉板。如果忽略粘结剂的存在,可等效为图1所示的层状结构:每层中纤维相互平行,相邻两层的纤维相互正交,纤维间距及层距相等。

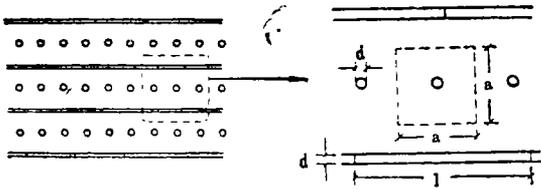


图1 纤维型吸声材料层状结构示意图

设纤维的平均直径为 d ,平均长度为 l ,平均间距为 a ,原料密度为 ρ_m ,试件质量为 m ,则可求得:

$$\text{每根纤维体积 } V_0 = \frac{1}{4} \pi d^2 l$$

$$\text{每根纤维质量 } m_0 = V_0 \rho_m = \frac{1}{4} \pi d^2 l \rho_m$$

$$\text{试件中纤维总数 } N = \frac{m}{m_0} = \frac{4m}{\rho_m \pi d^2 l}$$

(5)

又从试件直径 D 及厚度 T 可求得:

$$\text{试件面积 } A = \frac{1}{4} \pi D^2$$

$$\text{试件体积 } V = AT = \frac{1}{4} \pi D^2 T$$

$$\text{材料容重 } \rho = \frac{m}{V} = \frac{4m}{\pi D^2 T}$$

$$\text{材料孔隙率 } \sigma = 1 - \frac{\rho}{\rho_m}$$

$$\text{孔隙总体积 } V_h = V \sigma = \frac{1}{4} \pi D^2 T \sigma$$

从而求得:

$$\begin{aligned} \text{每根纤维占有孔隙 } V_{h_0} &= \frac{V_h}{N} \\ &= \frac{1}{4} \pi d^2 l \left(\frac{\rho_m}{\rho} - 1 \right) \quad (6) \end{aligned}$$

根据图1所示模型,每根纤维占有孔隙又等于 $(a^2 - \frac{1}{4} \pi d^2)l$,因此可求得

$$\text{纤维间距 } a = \frac{d}{2} \sqrt{\pi \frac{\rho_m}{\rho}} \quad (7)$$

对于实际的纤维型吸声材料,如上海平板玻璃厂生产的玻璃棉,其纤维平均直径 $d = 7 \mu\text{m}$,原料密度 $\rho_m = 2500 \text{kg/m}^3$,对一容重 $\rho = 40 \text{kg/m}^3$ 的材料作一估计,求得纤维平均间距为 $49 \mu\text{m}$,约为纤维直径的7倍左右。当然,不同容重的材料,纤维的间距是不同的。

4 纤维型材料流阻的理论值

按上述模型,下面对纤维型材料的流阻的形成作一理论分析。

(1) 材料两侧的压强差不是所有纤维两侧静压差之和

当气流以速度 v 垂直地流过纤维周围,如图2所示时,在纤维的前面A处速度降为零,而在纤维后面的B处恢复为 v 。设两处空气的静压强分别为 p_1 和 p_2 ,暂时把空气看作无

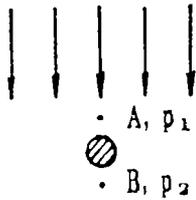


图2 纤维型材料流阻分析示意图

内摩擦的理想流体, 设其密度为 ρ_0 , 则按伯努利方程, 纤维前后的静压差为

$$\Delta p_0 = p_1 - p_2 = \frac{1}{2} \rho_0 v^2$$

因每根纤维在气流方向的投影面积为 dl , 得每根纤维所受静压力为

$$f_0 = \Delta p_0 \cdot dl = \frac{1}{2} \rho_0 v^2 dl \quad (8)$$

材料中 N 根纤维所受总压力为 Nf_0 , 该总压力应等于材料两侧宏观压强差 Δp 与材料面积 A 之积, 从而得

$$\Delta p = \frac{Nf_0}{A} \quad (9)$$

按定义, 流阻率 r 为单位面积及单位厚度材料的流阻, 即

$$r = \frac{\Delta p}{vT} \quad (10)$$

将式(5)、(8)、(9)代入式(10), 可得纤维型材料的流阻率为

$$r = 2 \frac{\rho}{\rho_m} \cdot \frac{\rho_0}{\pi d} \cdot v \quad (11)$$

即材料流阻率应与气流速度 v 成线性关系, 这不但符合低速(10^{-2} m/s以下, 即声频范围内空气质点振动速度)条件下, 流阻及流阻率基本上与速度无关的实验事实, 其数量级也远小于实验值。如对容重 $\rho = 40 \text{ kg/m}^3$, 原料密度 $\rho_m = 2500 \text{ kg/m}^3$, 纤维直径 $d = 7 \times 10^{-6}$ m的材料, 取空气密度 $\rho_0 = 1.3 \text{ kg/m}^3$, 在 $v = 5 \text{ mm/s}$ 的情况下, 按上式求出的流阻率 r 仅为 $9.5 \text{ pa} \cdot \text{s/m}^2$, 与实验值 $10^4 \text{ pa} \cdot \text{s/m}^2$

相差甚大。

(2) 流阻起源于空气流过纤维之间时, 通道变窄所造成的气体内摩擦

常用的纤维型多孔吸声材料, 孔隙率 σ 均在95%以上, 因此在材料内大部分区域, 气流速度 v 均为气流体积速度 U 与材料面积

A 之比, 即 $v = \frac{U}{A}$ 。但纤维之间, 由于通道的减小, 气流平均速度有所增加, 其值为

$$v' = v \frac{a}{a-d} = \frac{U_a}{A(a-d)} \quad (12)$$

注意到气流在纤维处受阻, 速度降为零, 气流在纤维之间的流动速度必然是不均匀的, 在中间速度最大, 形成一速度梯度。如果假定该速度梯度是均匀的, 则速度分布如图3所示。据此, 速度梯度为

$$\begin{aligned} \frac{dv}{dz} &= \frac{v_m}{(a-d)/2} = \frac{2v'}{(a-d)/2} \\ &= \frac{U}{A} \cdot \frac{4a}{(a-d)^2} \end{aligned} \quad (13)$$

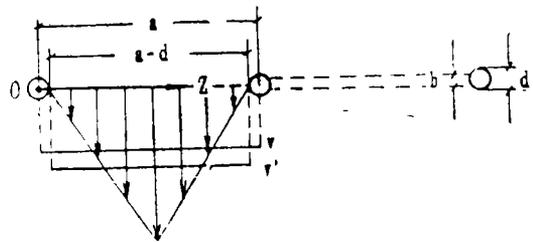


图3 纤维间气流速度分布示意图

气流通过材料时, 粘滞阻力就发生在纤维之间存在速度梯度的区间内, 即纤维所在层内。而且, 与气流方向一致的有效摩擦层厚度 h 比纤维直径 d 更小, 作为一种粗略的估计, 可直观地假定为 $h = 2/3 = 0.67d$ 左右。已设纤维长度为 l , 每根纤维有左右两个摩擦面, 则空气流经每根纤维的内摩擦面积为 $2hl = 1.34dl$, 从而可按牛顿粘滞定律求出每根纤维对气流产生的阻力:

$$f_0 = \eta \frac{dv}{dz} \cdot 1.34dl = 5.36\eta \cdot \frac{U}{A} \cdot \frac{adl}{(a-d)^2} \quad (14)$$

试件中 N 根纤维产生的总阻力为 Nf_0 ，代入式(5)及材料质量 $m = \rho AT$ 的关系，可得

$$f = 21.4\eta \cdot \frac{\rho}{\rho_m} \cdot \frac{a}{\pi d(a-d)^2} \cdot UT \quad (15)$$

考虑到材料两侧压强差 Δp 的存在正是为了克服该阻力，即 $f = \Delta p \cdot A$ ，因而流阻率为

$$r = \frac{\Delta p \cdot A}{UT} = 21.4\eta \cdot \frac{\rho}{\rho_m} \cdot \frac{a}{\pi d(a-d)^2} \quad (16)$$

由于纤维平均间距 a 与材料容重 ρ 有关，(16)式又可写成

$$\begin{aligned} r &= 21.4\eta \cdot \frac{\rho}{\rho_m} \cdot \frac{a/d}{\pi d^2(a/d-l)^2} \\ &= 21.4\eta \cdot \frac{\rho}{\rho_m} \cdot \frac{1}{\pi d^2} \cdot \frac{\frac{1}{2} \sqrt{\pi \frac{\rho_m}{\rho}}}{\left(\frac{1}{2} \sqrt{\pi \frac{\rho_m}{\rho}} - 1\right)^2} \end{aligned} \quad (17)$$

(3) 气流方向与纤维层面平行时的流阻
如图4所示，这时材料中有一半纤维的

排列方向是与气流正交的，将产生如上所述的流阻；另一半纤维顺着气流排列，由于纤维直径仅为 μm 量级，远小于粘滞流体在固体表面形成附着层的厚度(约 10^{-4} 米)^[3]，因此可认为这部分纤维与气流间不存在摩擦，即这些纤维在气流中是“隐身”的。从而得到结论：侧向流阻率为正向流阻的1/2。

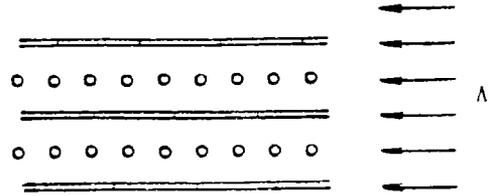


图4 气流与纤维层平行时的流阻分析示意图

5 纤维型材料流阻的实测值

我们实测了在声学工程中得到广泛应用的上海平板玻璃厂生产的离心玻璃棉的流阻。该厂的生产设备和工艺比较先进，产品质量稳定。其原料密度 $\rho_m = 2500\text{kg/m}^3$ ，纤维平均直径 d 约 $7\mu\text{m}$ 。测试结果如表所示，其中容重为实测值。为了比较，作者以此代入式(17)、(2)及(4)计算了流阻率的三种理论值。

试件	气流	厚度 (mm)	容重 (kg/m^3)	流阻率 ($10^4\text{Pa}\cdot\text{s/m}^3$)			
				实测值	作者公式	文献[1]公式 ($K_0=1$)	文献[2]公式
1	正向	50	32.3	0.598	0.549	0.0985	1.32
2	正向	50	50.4	1.11	1.15	0.240	2.61
3	正向	50	54.2	1.32	1.30	0.277	2.92
4	正向	50	55.1	1.29	1.34	0.287	2.99
5	正向	43	63.0	1.68	1.69	0.375	3.67
6	正向	38	72.5	2.07	2.15	0.496	4.56
7	侧向	50	57.7	0.688	0.725	?	?

表中2、3和4试件都是从同一板材上取下的,从实测容重的差别可见板材组织的均匀性程度,这正是我们不采用容重的标称值而采用实测值来计算理论流阻率的理由。5试件实际上由3试件压缩而成,6试件由4试件压缩而成,目的是检验材料受到压缩时,所引起的容重变化与流阻率变化之间的关系,结果表明我们提出的模型及公式正确地反映了这种关系。值得指出的是:由于玻璃棉纤维的柔顺性,以及实际上纤维间相互有接触并在受挤压时相互作用,纵向压缩并不仅仅使纤维的层间距离减小,同样也使纤维的横向距离减小,这才使式(17)所反映的关系得以维持。7试件是特制的,其纤维层与气流方向一致,以测定侧向流阻率。结果表明,侧向流阻率确实是正向流阻率的一半,与我们的分析是相一致的。

6 结束语

我们提出的纤维型多孔吸声材料的流阻理论,从玻璃纤维材料的验证来看,理论与实验值相当吻合。但应指出,我们试验的试件的容重变化范围还比较小,该理论对于容重的适用范围以及其它纤维材料的适用程度如何,尚需进一步研究。

参考文献

- 1 木下陆肥路.纤维质材料の流れ抵抗と吸音率との关系について.日本音响学会志,1967;23(6):415~424.
- 2 D.A. Bies and C. H. Hansen. Flow resistance information for acoustical design. Applied Acoustics, 1980, 13:357~391.
- 3 罗大海等.流体力学简明教程.高等教育出版社,1986;123.

(书评)

简评《超声换能器》

近几十年中,信息科学、电子技术飞跃发展,声学学科正进入年轻蓬勃发展时期,在各个科学领域,声技术应用极为广泛,并且继续在渗透、发展。超声换能器是声技术设备中的关键部件,声波的发射,接收都离不开它。我们坚信,东南大学袁易全著《超声换能器》出版发行、与广大读者见面,对于声技术设备的研制和应用将具有持久推动作用,以期产生社会 and 经济效益。

本书共十一章,分两大部分。第一部分为有关超声换能器原理方面专业基础理论,对于从事超声换能器,超声工程设计的广大专业科技人员以及对于广大运用声学技术而在其它科技领域工作的科技人员,都同样有其参考价值,例如梅森(Mason)等效电路理论,创始于40年代末期,一直沿用至今,是分析、计算超声换能器性能参数的有力工具;再如声辐射理论、声波在介质分界面的传输特性虽然都是经典的声学理论,但对于声设备研制以及操作,

使用声设备有其指导意义。第二部分专题介绍了几类超声换能器原理及结构设计,例如压电短圆柱、纵向复合式换能器、有限长薄圆管声源,以及高分子PVDF有机压电薄膜器件和3—3连结复合压电换能器等等,其中前几类超声换能器耳闻目睹,应用普遍广泛,而且设计、工艺制造都已成熟,是有关专业技术人员必须掌握的内容,本书作者对此全面系统的介绍很有必要。特别,作者在高分子PVDF压电器件方面作了较长时间的基础应用研究,发表了多篇学术研究论文,为本书提供了第一手精彩资料,是本书的特色。

本书作者长期从事超声换能器教育、科研工作,经验成果卓识丰硕。本书总体结构框架清楚,层次分明,叙述流畅,有逻辑性,是一本集学术与应用于一体的、可读性比较强的专业参考书。如有机会再版,希望能博引更直接、更广的参考文献。

中国上海测试中心 高级工程师 陈桂生