

噪声的降低与隔离

下册

赵松龄 编著

7B535
ZAO SHENG DE JIANG DI YU GE LI

同济大学出版社

TB 136

2

332668

噪声的降低与隔离

下 册

赵松龄 编著



同济大学出版社

内 容 提 要

本书详细论述了噪声控制的基本理论和措施。全书分上、下册出版。

上册：第一篇介绍噪声的基本性质，第二篇论述吸声结构和吸声处理；

下册：第三篇着重分析各类消声器，第四篇讨论隔声、隔振与减振以及阻尼材料等。

本书注意理论联系实际，从基本的声学原理出发，吸收国内外有关最新结论，结合同济大学声学研究所的研究成果，阐明噪声控制中的工程技术问题。

本书可作为声学专业和研究生的教材，也可供噪声控制工程技术人员参考。

DY62/02
责任编辑 陈全明

封面设计 王肖生

噪声的降低与隔离（下册）

赵松龄 编著

同济大学出版社出版

（上海四平路 1239 号）

新华书店上海发行所发行

同济大学印刷厂印刷

开本：787×1092 1/16 印张：15.625 字数：396 千字

1989 年 4 月第 1 版 1989 年 4 月第 1 次印刷

印数：1—2500 定价：3.20 元

ISBN 7-5608-0118-9/TB·4

目 录

第三篇 消声器..... (1)

第一章 阻性消声器..... (3)

§ 1-1 消声管道中声传播的近似分析	(3)
一、平面波假定和一维理论	(3)
二、消声系数与吸声系数的相关性	(5)
三、一维理论适用条件	(6)
§ 1-2 扁矩形消声管道中声传播的精确理论	(8)
一、二维理论基本关系式	(9)
二、二维理论在消声器设计中的应用	(11)
三、低频近似和高频近似	(19)
§ 1-3 气流对消声器消声性能的影响	(21)
一、存在气流时扁矩形消声管道中的声衰减	(21)
二、气流的再生噪声	(25)
三、片式消声器实用设计	(29)
§ 1-4 阻性消声器常用形式	(31)
一、矩形截面消声器	(31)
二、圆形截面消声器	(32)
三、折板形消声器	(32)
四、消声弯头	(33)
五、变截面消声管道	(35)
§ 1-5 采用阻性消声器时应注意事项	(36)
一、温度对消声器消声性能的影响	(37)
二、一些影响消声器消声性能的因素	(38)
三、阻性消声器结构设计	(40)
§ 1-6 消声器内气流的压力损失	(42)
一、摩擦压力损失	(42)
二、管道突然扩大处的局部阻力系数	(43)
三、管道突然收缩处的局部阻力系数	(44)
四、管道突然转弯处的局部阻力系数	(46)
五、滤网的局部阻力系数	(47)

第二章 抗性消声器..... (48)

§ 2-1 扩张式消声器	(49)
一、单节扩张式消声器	(49)
二、多节扩张式消声器	(51)
三、能有效消声的频率范围	(53)
四、实用扩张式消声器的设计要点	(54)

§ 2-2 共振式消声器	(55)
一、单节共振式消声器	(55)
二、多节共振式消声器	(58)
三、共振式消声器设计要点	(59)
§ 2-3 干涉式消声器	(60)
一、无源干涉式消声器	(60)
二、有源消声器	(61)
§ 2-4 抗性消声器消声性能的普遍分析方法	(63)
一、基本假设	(63)
二、状态矩阵与传递矩阵	(64)
三、内燃机排气系统等效电路	(67)
四、插入损失的计算	(68)
五、传声损失的计算	(69)
§ 2-5 存在气流时常用声学结构的传递矩阵	(71)
一、等截面管道的传递矩阵	(71)
二、管道截面突变处的传递矩阵	(73)
三、存在旁接支路时的传递矩阵	(75)
四、并联支路的传递矩阵	(77)
五、管口处的状态矩阵	(78)
§ 2-6 声传播问题的变分解法	(80)
一、波动方程的变分形式	(80)
二、变分问题的一般解法	(81)
三、用有限元法解声传播问题	(82)
§ 2-7 抗性消声器的总体设计	(84)
一、抗性消声器的消声性能的分析计算步骤	(84)
二、抗性消声器最优化设计	(87)
三、一些影响抗性消声器性能的因素	(89)

第三章 气流噪声与排空消声器

§ 3-1 气流噪声发声机制	(92)
一、球形点声源的辐射	(93)
二、脉动气流噪声	(94)
三、涡旋噪声	(96)
四、冲击波噪声	(97)
五、气流与振动系统的相互作用	(98)
§ 3-2 内燃机排气噪声	(100)
一、内燃机工作原理	(100)
二、排气噪声的频率特性	(102)
三、排气噪声的噪声级	(103)
§ 3-3 管道噪声与阀门噪声	(104)
一、阻挡噪声与阀门噪声	(104)
二、格栅噪声	(106)
三、风机噪声	(108)
§ 3-4 喷注噪声	(110)
一、亚声速喷注	(111)

二、阻塞喷注和超声速喷注的噪声	(113)
三、控制喷注噪声的一般原则	(114)
§ 3-5 高速气流在管道内的运动	(115)
一、管道内可压缩气体的一维流动	(115)
二、各参数随马赫数 M 变化的基本关系	(117)
三、高压容器中气体的等熵出流	(119)
四、高速气流扩张时的压力变化	(122)
§ 3-6 排空消声器	(128)
一、排空消声器设计原理	(128)
二、排空消声器设计计算步骤	(130)
三、设计计算实例	(133)
四、排空消声器的消声效果	(136)

第四篇 隔声、隔振与减振 (139)

第一章 空气声的隔离 (141)

§ 1-1 单层墙的隔声性能	(141)
一、声波正入射时的隔声量	(141)
二、声波无规入射时的隔声量	(143)
三、薄板中的弯曲波	(144)
四、吻合效应	(146)
五、考虑弯曲波影响时的隔声量	(147)
§ 1-2 单层墙隔声性能的现场测量与评价	(150)
一、测量墙板隔声量的基本方法	(151)
二、试件尺寸对隔声量测量的影响	(152)
三、声场对隔声测量的影响	(153)
四、隔声性能的单值评价	(155)
五、隔声曲线与噪声源频谱的规范化	(157)
§ 1-3 双层墙与复合墙的隔声性能	(160)
一、理想双层墙的隔声量	(161)
二、声桥对隔声性能的影响	(165)
三、复合墙的隔声性能	(167)
§ 1-4 门和窗的隔声性能	(171)
一、有门窗墙板的隔声量	(171)
二、门的隔声量	(172)
三、窗的隔声量	(174)
§ 1-5 壳体的隔声性能	(175)
一、壳体隔声结构的特殊性	(175)
二、管道的隔声性能	(176)
三、隔声罩的设计	(178)

第二章 结构声的隔离 (183)

§ 2-1 结构声的产生和传播	(183)
一、结构声的基本性质	(183)
二、界面条件与波型转换	(185)

三、特性力阻抗与策动力阻抗	(186)
四、截面突变处的传声损失	(187)
五、构件转弯处的传声损失	(189)
六、横向集中力产生的弯曲波	(191)
§ 2-2 楼板撞击声的特性	(193)
一、撞击力的频谱	(194)
二、楼板撞击声的声功率级	(196)
三、标准撞击机产生的声压级	(197)
§ 2-3 楼板撞击声的控制	(198)
一、楼板隔离撞击声的标准	(199)
二、弹性面层对降低撞击声的作用	(200)
三、浮筑楼板的隔声	(201)
四、吊平顶的隔声	(203)
§ 2-4 隔离结构声的一些技术问题	(204)
一、浮筑楼板的实用设计	(204)
二、控制结构传声的实用设计	(206)
三、基础对于结构声的隔离措施	(207)

第三章 振动控制 (209)

§ 3-1 振动容许标准	(209)
一、振动的测量	(209)
二、振动对人体的影响	(211)
三、振动容许标准	(212)
§ 3-2 隔振系统的基本特性	(214)
一、积极隔振系统	(215)
二、消极隔振系统	(217)
三、瞬态振动的隔离	(218)
四、复合隔振系统	(219)
§ 3-3 隔振器的实用设计	(221)
一、钢弹簧隔振器	(221)
二、橡胶隔振器	(224)
三、隔振垫	(227)
四、复合隔振器	(229)
§ 3-4 减振结构的特性	(231)
一、自由阻尼层结构	(231)
二、约束阻尼层结构	(234)
三、动力吸振器	(236)
§ 3-5 阻尼材料	(237)
一、阻尼的量度	(238)
二、阻尼材料的种类和组成	(238)
三、阻尼作用机制	(239)

主要参考书 (244)

第三篇 消 声 器

消声器是一种能阻碍声音传播而容许气流顺利通过的设备。在管道中装置各种类型消声器是降低沿管道传播的噪声的有效措施。

消声器的种类很多,根据消声原理的不同,大致可分为三大类型:阻性消声器、抗性消声器和排空消声器。

阻性消声器的消声原理是利用装置在管道内的吸声材料或吸声结构的吸声作用,使沿管道传播的噪声不断地被吸收,从而达到消声的目的。在声电类比中,吸声材料或吸声结构的作用相当于交流电路中的电阻。这种消声器的特点是能在较宽的中高频范围内消声。

抗性消声器的消声原理是利用管道中声学性能突变处的声反射作用,例如管道截面突然扩张(或收缩)或旁接共振回路等,沿管道传播的一部分噪声在突变处向声源反射回去而不通过消声器,从而达到消声的目的。抗性消声器并不直接吸收声能,在声电类比中,它的作用相当于交流电路中的 LC 滤波器。抗性消声器的特点是能在低中频范围内有选择地消声。在输送液体的管道中,也可以采用这种消声器控制沿管道传播的噪声。

排空消声器的消声原理在于控制或改变气体动力性噪声源的发声特性,使噪声源辐射可听声的声功率降低,从而达到消声的目的。与阻性、抗性消声器比较,排空消声器的特点是在声源处消声而不是在噪声传播途径中消声。

实际应用的消声器往往根据需要采用综合性的复合结构。例如阻抗复合消声器就是综合阻性和抗性两种消声器的特点制成的,它在很宽的频率范围内都具有良好的消声性能。又如排空消声器出口端再连接阻性消声器,可以提高整个复合结构的消声效果。

消声器的设计,要统筹兼顾下列三个方面的基本要求:

(1) 消声器的消声性能

消声器能有效消声的频率有一定的范围。消声性能良好的消声器要求具有足够宽的消声频率范围,并且在所需要的消声频率范围内具有足够高的消声效果。

消声效果通常用插入损失或传声损失来评价。

插入损失是装置消声器前后,自噪声源向外辐射噪声的声功率级之差。如果装置消声器前后,声场分布情况近似保持不变,那么插入损失是在给定测点处,装置消声器前后声压级之差。严格地说,插入损失只能反映整个系统(包括消声器、管道及噪声源)在装置消声器前后声学性能的变化,并不能直接反映消声器本身的消声性能。换句话说,插入损失不是消声器单独具有的属性。不过,由于插入损失比较容易测量,并且能反映装置消声器后的综合消声效果,因此在现场测量中广泛采用。

传声损失是向消声器入射的声能与自消声器透射出的声能相对比较,入射声与透射声

功率级之差^{*}。如果消声器进口端与出口端截面面积相同，并且可以近似假定声压沿截面均匀分布，那么传声损失也就是入射声与透射声声压级之差。传声损失严格地是消声器单独具有的属性，与管道系统及噪声源无关。值得指出，在噪声控制中通常用A声级来评价噪声，由于消声器的传声损失一般与声波频率密切相关，因此入射声与透射声A声级之差是与噪声源频谱有关，并不是消声器单独具有的属性。

(2) 消声器的气体动力性能

消声器的气体动力性能也是评价消声器优劣的一个重要指标。对于阻性和抗性消声器，装置消声器后所增加的气流阻力要尽可能低，并应保证不致明显影响消声器的消声性能。

气体动力性能通常用压力损失来衡量。消声器的压力损失是进口端与出口端气流的全压之差。如果进口端与出口端截面面积相同，并且可以近似假定流速沿截面分布的流场相同，那么压力损失也就是进口端与出口端气流的静压之差。在现场测量时，往往不作压力损失测量而以装置消声器后功率损耗的增加来衡量气体动力性能。

对于排空消声器，一般可以不考虑压力损失，主要应考虑消声器是否能保证所需要的排放流量。

(3) 消声器的机械性能

消声器要求具有一定的强度、刚度以及较长的使用寿命。此外，还要求结构紧凑，重量轻，便于加工、安装，成本低等。

以上三个方面的要求是相互联系，相互制约的，根据具体情况可以有所侧重但不能偏废。假使片面强调其中一个方面而忽视了其他方面，会在实践中遭到失败。例如一个通风设备的消声器，如果为了追求高指标消声量而采用迂回曲折的通道，会使气流阻力损失过大，以至供风不足，甚至会使消声器实际难以使用。又如一个阻性消声器的吸声材料，如果采用低容重的超细玻璃棉，消声性能可以有所改善但稳定可靠性将变差，使用一段时间后，它可能受到高速气流侵蚀而消失，因此是不符合实际使用要求的。

为了减少消声器设计工作中的盲目性，必须对消声器的消声性能、气体动力性能及机械性能等方面作较深入的调查研究，掌握它们的规律，对具体问题作具体分析。本篇内我们将分别对阻性消声器、抗性消声器和排空消声器等作较全面的论述。

^{*}在不同资料中，传声损失的名称往往不同，例如称为传递损失、穿透损失、传输损失等。本书内根据《声学名词和术语》叫做传声损失。在声传播理论中，传声损失往往包括由于面积增大而使声压降低所产生的“发散损失”，在噪声控制中，“发散损失”作为自然衰减的一部分，一般并不包括在消声器消声性能内。参照隔声理论中“传声损失”的定义，消声器的“传声损失”根据入射声与透射声声功率级之差下定义。与隔声理论中的隔声量相类似，如果不另加说明，消声器的“消声量”指的就是传声损失。

第一章 阻性消声器

阻性消声器的基本结构是在内部装置吸声材料层或共振吸声结构的管道，这种管道简称**消声管道**。对于小口径消声管道，吸声结构一般直接装置在管道内壁上，对于大口径消声管道，吸声结构按一定的方式装置在管道中部，从而把管内通道分割成并联的若干较小通道，阻性消声器的消声性能主要由消声管道的几何尺寸以及内壁的声学特性所决定。

消声器内存在的气流对消声器的性能有不可忽视的影响。气流会改变声在消声管道内传播的规律，还会在消声器内激发“再生噪声”而成为新的噪声源。当气流速度提高时，不但会由于阻力损失增大使消声器的气体动力性能变坏，而且也会对它的消声性能起不良影响。

本章内将对消声管道内声传播规律以及气流产生的影响作较系统的理论分析，在此基础上，对阻性消声器的设计及其有关的技术问题作较深入讨论。为了方便起见，设管道内的传声媒质为空气。实际上所得结论不难推广至管道内为其他气体媒质时的情况。

§ 1-1 消声管道中声传播的近似分析

消声管道的内壁为吸声壁面，当声在消声管道内传播时，由于声能不断地被管道内壁所吸收，声波的声压或声强将随距离而衰减。下面，我们从能量观点，对声传播的衰减规律作近似分析，从而得出阻性消声器消声量的实用计算公式，暂不考虑气流的影响。

一、平面波假定和一维理论

对于刚性壁管道，当声波频率低于截止频率时，声在管道中只能以平面波形式传播（参见第一篇 § 3-5）。这时，不论管道截面的形状如何，在同一截面上的声压或声强各处相同。

对于非刚性壁管道，当声波波长远大于截面几何尺寸时（即在低频时），作为粗略近似，仍可认为在同一截面上的声压或声强各处相同，即假定管道内传播的声波仍为平面波。根据这种假定对管道中声传播所作的近似分析叫做**一维理论**，或**平面波理论**。

如图 3-1-1 所示，我们分析长度为 Δx 的一段消声管道内的声能变化情况。设管道内有效通道截面积为 S ，在 x_0 处的声强为 I_0 ，单位时间内进入这段管道的声能为 SI_0 。声传播了 Δx 距离后，则在 $(x_0 + \Delta x)$ 处，由于部分声能被吸声壁面所吸收，声强降低为 I_1 ，单位时间内从这段管道离开的声能为 SI_1 ，因此单位时间内在这段管道中被吸收的声能 E 为

$$E = SI_0 - SI_1 = -S\Delta I. \quad (1)$$

很明显，声强增量 $\Delta I = I_1 - I_0$ 实际上是个负值，它与管道截面几何尺寸以及壁面声学特性有关。下面，我们来

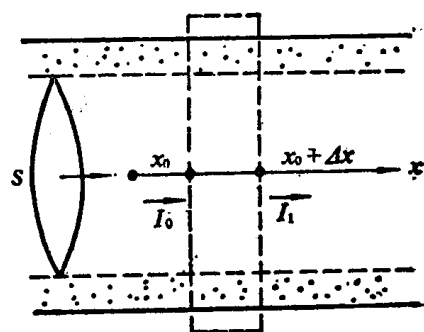


图 3-1-1 声能变化关系

找出它们之间的联系。

考虑壁面附近空气质点的振动。我们知道，对于刚性壁面，空气质点不能自由进出，因此法向振动速度 V_n 为零，而壁面的法向声阻抗率 Z_s 为无限大。反之，对于非刚性的吸声壁面，空气质点可以进出，因此 V_n 一般不是零，而 Z_s 相应不是无限大。记壁面上的声压为 p ，可得

$$V_n = \frac{p}{Z_s}. \quad (2)$$

在单位吸声壁面面积上，单位时间内被吸收的声能为

$$Re(pV_n) = p^2 Re\left(\frac{1}{Z_s}\right) = p^2 G_s. \quad (3)$$

式中 G_s 为 Z_s 倒数的实部，即为壁面的法向声导率。

设管道截面周界长度为 F ，在长度为 Δx 的一段管道内，吸声壁面面积为 $F\Delta x$ ，因此单位时间在这段管道中被吸收的声能 E 也可记为

$$E = p^2 G_s F \Delta x. \quad (1b)$$

由此可得

$$-S\Delta I = p^2 G_s F \Delta x. \quad (4a)$$

由于声强 $I = P^2 / \rho_0 c_0$ ，代入上式并取极限，得

$$\frac{dI}{dx} = -\frac{\rho_0 c_0 G_s F}{S} I = -\frac{g_s F}{S} I. \quad (4b)$$

式中 $g_s = \rho_0 c_0 G_s$ 为相对声导率。上式的解为

$$I = I_0 \exp\left[-\frac{g_s F}{S}(x - x_0)\right]. \quad (5)$$

式中 I_0 即为 $x = x_0$ 处的声强，由上可知，在消声管道中，声强以指数规律随距离衰减。当声波传播距离为 l 时，声强衰减为

$$I_l = I_0 \exp\left(-\frac{g_s Fl}{S}\right). \quad (6)$$

以分贝为单位时，衰减量 $D = 10 \lg\left(\frac{I_0}{I_l}\right)$ 可写成下面的形式

$$D = A \frac{Fl}{S}. \quad (7)$$

式中系数 A 可叫做消声系数，由吸声壁面的法向声导率决定，可得

$$A = 4.34 g_s. \quad (8a)$$

壁面的法向声阻抗率 Z_s 可用相对声阻率 r 和相对声抗率 x 记成下面的形式（参见第二篇 § 2-2）

$$Z_s = \rho_0 c_0 (r + jx), \quad (9)$$

式 (8a) 可相应改写为

$$A = 4.34 \left(\frac{r}{r^2 + x^2} \right). \quad (8b)$$

式 (7) 对于阻性消声器的实用设计有重要的价值，它可以粗略地估计出声在消声管道中传播的衰减量，即消声量，并且可以指导提高阻性消声器消声效果的途径。

由式(7)可以看出,阻性消声器的消声量 D 与消声管道有效长度 l 成正比,与截面面积 S 成反比而与截面周界长度 F 成正比,因此,要提高消声量就得增加消声管道有效长度或缩小通道截面面积。当截面面积一定时,选择适当的截面形状使周界长度增大,也可以达到提高消声量的目的。对于一些常用截面形状,截面面积 S 与周界长度 F 的比值列在表3-1-1内。

常用截面 S/F 比值 表 3-1-1

截面形状	特征尺寸	面积 S	周长 F	比值 S/F
圆形	半径 a	πa^2	$2\pi a$	$a/2$
方形	边长 d	d^2	$4d$	$d/4$
扁矩形	半宽度 h	$2hL$	$\sim 2L$	$\sim h$

在实用设计中,对于截面面积较大的消声管道,往往把通道分割成若干方形或扁矩形的通道,这样可以增大截面周界的总长度而提高消声量。

提高消声量的另一途径是增大消声系数 A 。由式(8)可以看出,消声系数决定于吸声壁面的声学特性,而与消声通道的几何尺寸无关。如何选择适当的吸声材料和吸声结构,使得在所需频率范围内都有较大的消声系数,这在阻性消声器设计中是非常重要的课题。

二、消声系数与吸声系数的相关性

在一维理论中,决定消声系数的声学量是壁面的法向声导率 G_s ,它与正入射时的吸声系数 α 密切相关但并不存在一对一的对应关系。考虑到在实际应用中,吸声系数 α^* 是比较容易测定的量,并且有较丰富的实验数据,因此,在一定条件下,把消声系数 A 改用吸声系数 α 来表达,是很有利的。

吸声系数用相对声阻抗率来表达时(参见第二篇§1-2)为

$$\alpha = \frac{4r}{(1+r)^2 + x^2}, \quad (10)$$

相对声导率为

$$g_s = \rho_0 c_0 G_s = \frac{r}{r^2 + x^2}. \quad (11)$$

对于常用的吸声材料层和共振吸声结构, g_s 小于1。设吸声壁面的法向声阻抗率是个纯阻,即设相对声抗率 x 为零,由式(10)和式(11)可以导出

$$g_s = \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha}}{1 + \sqrt{1 - \alpha}}, \quad (12)$$

由此得消声系数 A 近似可由下式求出

$$A = 4.34 \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha}}{1 + \sqrt{1 - \alpha}}. \quad (13)$$

值得指出,当相对声抗率 x 为大值时,吸声系数 α 为小值,式(13)也是近似适用的。当 x 取中间数值时,由式(13)所得的结果也有一定的精度。因此可以认为式(13)是相当优越的近似表达式。

*下面如果不另加说明,吸声系数 α 指的是正入射时的吸声系数。

消声系数 A 随吸声系数 α 变化的近似值列在表 3-1-2 内。可以看出, 当吸声系数 α 为小值时, 消声系数 A 近似与 α 相等。当 α 增大时, A 值迅速增大。例如当 $\alpha=0.6$ 时, A 值接近于 1; 当 α 趋近于 1 时, A 值趋近于 4.34。因此, 提高衬贴材料的吸声系数, 可以有效地提高消声管道的消声量 D 。

消声系数 A 与吸声系数 α 的近似关系 表 3-1-2

α	A	α	A
0.05	0.05	0.55	0.86
0.10	0.11	0.60	0.98
0.15	0.17	0.65	1.11
0.20	0.24	0.70	1.27
0.25	0.31	0.75	1.45
0.30	0.39	0.80	1.66
0.35	0.47	0.85	1.92
0.40	0.55	0.90	2.25
0.45	0.64	0.95	2.75
0.50	0.75	1.00	4.34

三、一维理论的适用条件

阻性消声器的消声量计算公式 (7) 是根据能量关系导出的, 在推导过程中, 对消声管道截面的几何形状并未加以限制, 这就是说, 式 (7) 实际上对于任何截面形状的管道都可以适用。不但如此, 当消声管道内的通道并不平直时, 式 (7) 仍可以适用。

在一般情况, 消声管道的通道截面面积及壁面上的声学特性可能随管道轴向距离变化。这时, 我们可以把它看成许多段长度为 Δx 的消声管道所组成, 只要相邻两小段管道间的几何特性和声学特性没有明显的突变, 在交界截面上的反射声波可以忽略不计, 在极限情况可得

$$D = 4.34 \int_0^l \frac{g \cdot F}{S} dl. \quad (14)$$

式中 S 应看成为与管轴垂直的截面面积, 而 F 应看成为截面上作过声学处理部分的周长。 S 、 F 以及 g , 一般都可以是轴向距离的函数。式 (14) 是一维理论中最普遍的关系式, 而式 (7) 是它的特例。

实践表明, 由上述一维理论所得公式计算阻性消声器的消声量时, 往往高于实际所能达到的消声量, 并且消声量越大, 理论值与实测值的偏差也越显著, 这表明一维理论具有较大的局限性, 在实际应用时应予注意。

首先, 一维理论引入了平面波假定, 认为在同一截面上的声压或声强各处相同, 但实际上并不是这样。可以想象得到, 声在消声管道中传播时, 先是壁面附近的声波被吸声壁面所吸收, 再由通道中部的声波扩散过来予以补充, 然后再被吸收。这样, 吸收—补充—再吸收, 反复进行, 使声波不断被吸收, 如果壁面吸收非常厉害, 以致声波不能及时补充, 声压或声强就不能在截面上保持均匀分布, 这时声波将集中在通道中部沿轴向传播, 壁面的吸声作用不能充分发挥, 因此由式 (8) 或式 (13) 计算的消声系数偏高。可见, 一维理论对于吸声系数 α 较大的情况是不适用的。与此类似, 如果通道较宽, 或声波频率较高, 传播时的方向性较强, 那么也会发生声波集中在通道中部而被“溜走”的现象, 使消声管道的消声量明显降低。这种现象通常叫做高频失效。

其次,在实际情况中存在许多其他因素的干扰,例如气流的再生噪声、管壁的结构噪声、环境噪声等都会影响现场测量结果。消声器消声量的理论值尽管很高,但实际上由于这些客观因素的限制,往往达不到预期结果,这也是理论值与实测值间会产生明显偏差的重要原因。这些问题将在以后再讨论。

由上可知,应用一维理论估计阻性消声器消声量时要适当留有余地。根据实际经验,由式(13)估算消声系数 A 时要慎重些,不宜采用大于 1~1.5 范围的数值。具体地说,当吸声系数 α 不大于 0.6 时,可以根据表 3-1-2 求出相应的 A 值;当吸声系数 α 大于 0.6 时,表 3-1-2 中的 A 值将偏高,例如 α 大于 0.8 时, A 值将超过 1.5, 这时 A 值仍应采用 1~1.5 范围内的数值,这样才能获得与实际情况较接近的估计值。

吸声系数 α 较大时的消声系数 A 表 3-1-3

α	A	
	理论值	经验值
0.65	1.11	1.0~1.2
0.70	1.27	
0.75	1.45	
0.80	1.66	
0.85	1.92	1.3~1.5
0.90	2.25	
0.95	2.75	
1.00	4.34	

在实用设计中,推荐采用表 3-1-3 中所列的经验值。当消声器的总消声量较低时(例如低于 20 分贝), A 值可取偏高数值。反之,当消声器的总消声量较高时, A 值应取偏低的数值。作为粗略估计,在消声器可以有效消声的频率范围内, A 值可取为 1。

值得指出,阻性消声器消声量的计算公式在不同资料中还有一些不同的形式*。大致可分成两类:一类是以正入射吸声系数 α 来表达消声系数,与式(13)相同,另一类是以无规入射吸声系数 $\bar{\alpha}$ 来表示消声系数,考虑到这类经验公式缺乏严格的理论基础,而当吸声系数不太大时实际计算结果与式(13)所得的结果差别并不大,因此,在本书内不予深入讨论。

[例 1] 一阻性消声器采用片状吸声材料把内部分割成若干扁矩形通道,这种消声器通常叫做**片式消声器**。设通道宽度为 20 厘米,吸声片的有效长度为 2 米,1000 赫时的吸声系数为 0.8,试估计消声器的消声量。

[解] 对于扁矩形通道,可得比值 Fl/S 为

$$\frac{Fl}{S} = \frac{l}{h} = \frac{2}{0.10} = 20.$$

自表 3-1-3 可知,与吸声系数为 0.8 相对应的消声系数 A 值应取为 1~1.2。

由式(7)得消声量 D 为

$$D = A \frac{Fl}{S} = 20 \sim 24 \text{ 分贝}.$$

[例 2] 一圆锥形消声管道,其进口端通道截面的直径为 d_1 ,出口端直径为 d_2 ,通道长度为 l ,壁面的吸声系数为 α ,试导出消声量 D 的计算公式。

*参见方丹群《空气动力性噪声与消声器》第三章,科学出版社,1978。

【解】 取坐标轴如右图。在 x 处截取一段管道元，其截面半径 r 为

$$r = d_1 + (d_2 - d_1) \frac{x}{l},$$

比值 $S/F = r/2$ 。

按题意可知，壁面的法向相对声导率 g 为给定，乘以 4.34 后即为消声系数 A ，由式 (14) 可得

$$\begin{aligned} D &= A \int_0^l \frac{2dx}{r} = A \int_0^l \frac{2l dt}{d_1 + (d_2 - d_1)t} \\ &= \frac{2Al}{d_2 - d_1} \ln\left(\frac{d_2}{d_1}\right). \end{aligned} \quad (15)$$

消声系数 A 按照表 3-1-2 或表 3-1-3 由吸声系数 α 求出。

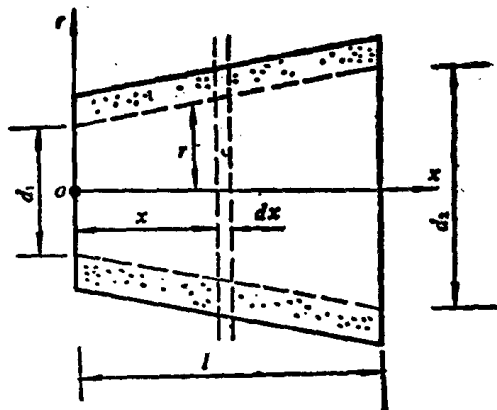


图 3-1-2 圆锥形消声通道

§ 1-2 扁矩形消声管道中声传播的精确理论

声在消声管道中传播时，直接根据波动方程和边界条件严格求解，可以得到精确的结果。在一般情况，声压或声强在通道截面上并非均匀分布，也就是说，声传播不但与管轴方向的纵向坐标有关，而且也与其垂直方向的横向坐标有关，这种精确理论通常叫做**二维理论**。

在给定边界条件下求解波动方程在理论分析上是完全成熟的，不过，在实际应用时仍需引入适当的简化假定，才能得出正确的结果。主要为：

(1) 局部反应假定

即设吸声壁面的声学特性可以用壁面的法向声阻抗率（或其倒数法向声导纳率）来描述，而对于给定的吸声材料层或共振吸声结构，法向声阻抗率只与声波频率有关，而与声波入射角无关（参见第二篇第二章）。

采用局部反应假定后，壁面上只要满足声压和法向振动速度（或振动声位移）连续的边界条件，对切向振动速度就可不予考虑。

对于常用的较密实的吸声材料层，局部反应假定是近似满足的。因为吸声层内的声速远小于空气中的声速，即使声波以不同角度入射，在吸声层内声波的传播方向总是近似在垂直方向。上节在一维理论中，我们实际上默认吸声壁面是满足局部反应假定的。

值得强调，对于稀疏的吸声材料层或由穿孔板和空腔组成的吸声结构并不满足局部反应的假定，这时必须考虑壁面上的切向振动速度，否则将得出不正确的结论（参见第三篇 § 1-5）。

(2) 线性化假定

即设波动方程和边界条件都满足线性化的条件，采用这假定后，才能运用迭加原理等常用的分析技巧。把实际传播的声波看成是一系列简正波的线性组合。

当声波声压级并不太高时，例如在 130 分贝以下，非线性现象一般可不予考虑。不过，在一些特殊情况，例如微穿孔板共振吸声结构，在声压级为 100 分贝以上时非线性效应就很显著（参见第二篇 § 1-3）；又如在声传播过程中，如果与喷注相互作用，也会产生非线性效应。当声波声压级很高时，声传播遵循非线性方程，不再适用迭加原理。

对于非线性波动方程或非线性边界条件，要获得声传播问题的精确解是非常困难的，在

本书内不拟作深入讨论。

(3) 稳态假定

即设噪声源发出噪声为一系列频率不同的谐波组合而成，并设各谐波成分相互间是不相关的，应按能量法则进行迭加。

对于脉冲声波，按傅里叶分析也可看成为一系列频率不同的谐波组合而成，如果我们限于讨论它在消声管道中声能的衰减，也可以采用连续波分析所得的结论。不过，脉冲声波各谐波成分相互间实际上是相关的，应按矢量法则进行迭加，因此如果我们要讨论它在消声管道中幅值的衰减规律，就不能套用上述结论。

下面，我们以扁矩形截面为例，讨论声在消声管道中传播的精确理论，为论述方便起见，本节内暂不考虑气流的影响。

一、二维理论基本关系式

在通道中面上，取 X 轴沿声传播方向， Z 轴沿声传播垂直方向，并取 Z 轴与通道中面相垂直，即与吸声壁面相垂直。通道的纵截面如图 3-1-3 所示。设通道的半宽度为 h ，吸声结构的表面在 $z = \pm h$ 处。在一般情况，可设通道深度方向（即 Y 轴方向）声波声压各处相同，但在宽度方向（即 Z 轴方向）分布并不均匀，也就是说，声压与 X, Z 两个坐标有关而与 Y 坐标无关。

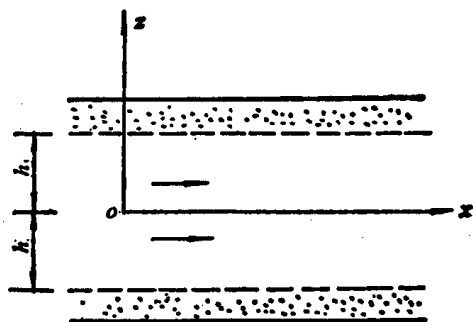


图 3-1-3 扁矩形消声通道（纵截面）

在稳态情况下，记时间因子为 $\exp(j\omega t)$ ，可得声压 p 应满足下面的波动方程（参见第一篇 § 2-2）

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k_0^2 p = 0 \quad (1)$$

式中 $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$ 为空气中的波数*。对于沿 X 轴正向传播的声波，声压上下对称分布的解可以写成下面的形式

$$p = p_0 \cos\left(\frac{\chi \pi z}{h}\right) \exp(-jk_0 g x) \quad (2)$$

在这里，为了书写方便起见，已将时间因子省略。式 (2) 中 χ 为反映声压沿 Z 方向分布情况的参数，叫做分布参数， g 为反映声压沿 X 方向传播情况的参数，叫做传播参数。例如，在无衰减的情况， $\chi = 0$ ， $g = 1$ ，这就是在刚性壁管道传播的平面波。在一般情况， χ 和 g 都是复数，将式 (2) 代入式 (1)，可得 χ 和 g 间应满足下面的协调方程

$$g^2 = 1 - \frac{\chi^2}{\eta^2} \quad (3)$$

式中参数 η 是通道宽度 $2h$ 与空气中波长 λ_0 的相对比值，即

$$\eta = \frac{2h}{\lambda_0} \quad (4)$$

可以看出， η 是个无量纲量，它反映声波频率对传播特性的影响，叫做频率参数。

*不另加说明时， c_0 指的是无限空气媒质中的声速， k_0 是相应的波数。

根据运动方程

$$\rho_0 \frac{\partial V}{\partial t} = -\nabla p, \quad (5)$$

可得沿 Z 方向的质点振动速度 v_z 为

$$\begin{aligned} v_z &= \frac{-1}{i\rho_0\omega} \frac{\partial p}{\partial z} \\ &= \frac{p_0\eta\chi}{i\rho_0c_0} \sin\left(\frac{\chi\pi z}{h}\right) \exp(-jk_0gz). \end{aligned} \quad (6)$$

在吸声壁面表面, 即 $z = \pm h$ 处, 记相对声阻抗率 (即法向声阻抗率与空气特性阻抗 $\rho_0 c_0$ 的相对比值) 为 ζ , 可得

$$\chi \tan(\chi\pi) = \frac{j\eta}{\zeta}. \quad (7)$$

上式是决定传播参数 χ 值的特征方程。求出 χ 值后, 代入式 (3) 即可求出传播参数 g 值, 引入表达式

$$g = \tau - j\sigma, \quad (8)$$

式中, τ 和 $-\sigma$ 分别为 g 的实部与虚部。可以看出, $k_0\tau$ 表示管道中沿 X 方向传播声波的波数, $k_0\sigma$ 表示声波传播时的衰减系数。由于声波相速等于圆频率 ω 与波数 k 的相对比值, 可见 τ 值的大小反映管道中声速与自由空间中声速间的相对比值。当 $\tau > 1$ 时, 表示管道中声速降低; 反之, 当 $\tau < 1$ 时, 表示管道中声速增大。

当声波在管道中沿 X 方向传播 l 距离后, 以分贝为单位的声压衰减量为

$$D = 8.68(k_0\sigma l) = 8.68\pi\eta\sigma \frac{l}{h}. \quad (9)$$

与上节中式 (8) 相比较, 可知在二维理论中, 扁矩形消声管道的消声系数 A 由下式决定

$$A = 8.68\pi\eta\sigma. \quad (10)$$

因此, 只要求出传播参数的虚部 σ 就可以知道相应的消声系数 A 。

值得指出, 三角函数是多值函数, 对于给定的比值 η/ζ 时, 自特征方程式 (7) 求特征值 χ 时可以有无穷多个解, 这对应于沿管道传播的声波可以有各种不同的简正方式, 不同的简正波具有不同的相速度 (即 τ 值不同) 和不同的消声系数 (即 σ 值不同)。一般地说, 其中有一种简正波最接近于平面波, 即 $|\chi|$ 为最小值, 叫做**基本方式简正波**, 简称**基波**。**高次方式的简正波**简称**高次波**, 通常比基波具有更大的衰减系数, 沿管道传播时会更加迅速地衰减掉。因此, 从消声的角度考虑, 研究基波的衰减规律才具有现实的意义。下面, 如果不另加说明, 我们讨论所指的是基波的情况。

由上可知, 给定复参数 ζ/η 后, 由特征方程式 (7) 可以求出特征值 χ , 再由式 (3) 求出 g , 就可由式 (10) 求出 A 值。把吸声壁面表面相对声阻抗率 ζ 写成下面的形式

$$\zeta = |\zeta| e^{j\varphi}. \quad (11)$$

对于给定的 η 值, 在 ζ/η 复平面上可以画出一系列等 A 值曲线。作为典型例子, 对于 $\eta = 0.4$ 所得的等 A 值曲线图如图 3-1-4 所示*。例如, 给定 $|\zeta| = 2, \varphi = 0$, 在图上可以读出 $A = 2.2$ 。

*该图引自 U. Kurtze, «Untersuchungen an Kammerdämpfern», Acustica, 19, 1965. 图中符号作了改变。

从图上可以看出,等 A 值曲线族呈旋涡状,“旋涡”的中心在黎曼割线的端点,该点位置在

$$\frac{\zeta}{\eta} = 1.19e^{-0.7j} = 0.91 - 0.76j. \quad (12)$$

在“旋涡”的中心,声波传播有最大的消声系数,当 $\eta = 0.5$ 时, A 值最高可达 13 分贝。设通道宽度为 $2h = 20$ 厘米,消声器的消声量可达每米 130 分贝。不过,实际上这样高的消声量是达不到的。因为在“旋涡”中心, $|\zeta|$ 将为小值,例如当 $\eta = 0.5$ 时, $|\zeta|$ 约为 0.6,这时吸声结构将不能近似满足局部反应的假定,上述理论分析结果不再适用。同理,在图 3-1-4 的下半部 $|\zeta|/\eta$ 为小值,表面上可得相当大的消声系数,但实际上所得结果并不符合客观情况。

如果我们限于考虑 $|\zeta|/\eta$ 的常用变化范围,当频率参数 η 从 0.1 逐步增大为 1 时,可以画出相应的一套图线*,如图 3-1-5 所示。图中在 ζ/η 复平面上不但画出一系列等 A 值曲线而且也画上了一系列等 τ 值曲线。由于 A 值随 η 值的变化不很敏感,因此从实用角度来说,这套图已经足够细致了。借助这套现成的图线可以由 ζ/η 值估读出相应的 A 值和 τ 值,估读的精度虽然不很高,但却比较方便而直观,容易看出变化的趋向。

二、二维理论在消声器设计中的应用

与一维理论相比较,二维理论可以获得更精确,更可靠的结果,不过在具体应用时比较麻烦。从实用角度考虑,计算消声器消声量的二维理论适用于下列两方面:一方面是当消声器的几何尺寸及吸声材料层(或共振吸声结构)的声学参数给定时,用来较精确地计算消声器的消声量。这样得到的消声量理论值是较可靠的,假使实测值与理论值差别较大,表明现场测量时存在某种会影响实测结果的干扰因素,从而可以为进一步分析研究提供线索。另一方面是当消声器的消声要求给定时,用来选择实现这种要求的最佳吸声结构设计。显然,上述两方面应用是相辅相成的,在实际设计高效消声器的全过程中,往往要经过一定的反复。例如在初步设计阶段,着重根据消声要求选择适当的结构;在定型设计阶段,应着重根据优选的结构设计,核算相应的消声效果。

下面以扁矩形消声管道为例,分别阐明上述两个方面的应用:

(1) 给定消声器时,消声量的精确计算。

当消声器的几何尺寸以及吸声材料层(或共振吸声结构)的声学参数给定时,计算消声量的问题比较直接,它的关键在于求出不同频率下的消声系数 A 。计算工作步骤大致如下:

10 给定消声器有效长度 l , 和通道半宽度 h 。

20 选定一系列要进行计算的频率,求出空气中的声波波长 λ_0 , 由式(4)算出相应的频率参数 η (可只取二位小数)。

30 确定吸声结构表面在选定频率下的相对声阻抗率 ζ , 从而求出比值 ζ/η 。

相对声阻抗率 ζ 可由驻波管法实测,或根据理论估算(参见第二篇第二章)。

40 根据式(7)求出特征值 x , 代入式(3)求出传播参数 g , 然后由式(10)计算出相应的消声系数 A 。

作为粗略的估计,借助图 3-1-5 的图线,由 $|\zeta|/\eta$ 和 φ 值,可以直接读出消声系数 A 值,

*该套图线是对 Kurtze 图作局部改进后重画。参见赵松龄、吴枚芹“矩形消声管道中存在气流时的声衰减”,《声学学报》第 7 卷第 6 期,1982。

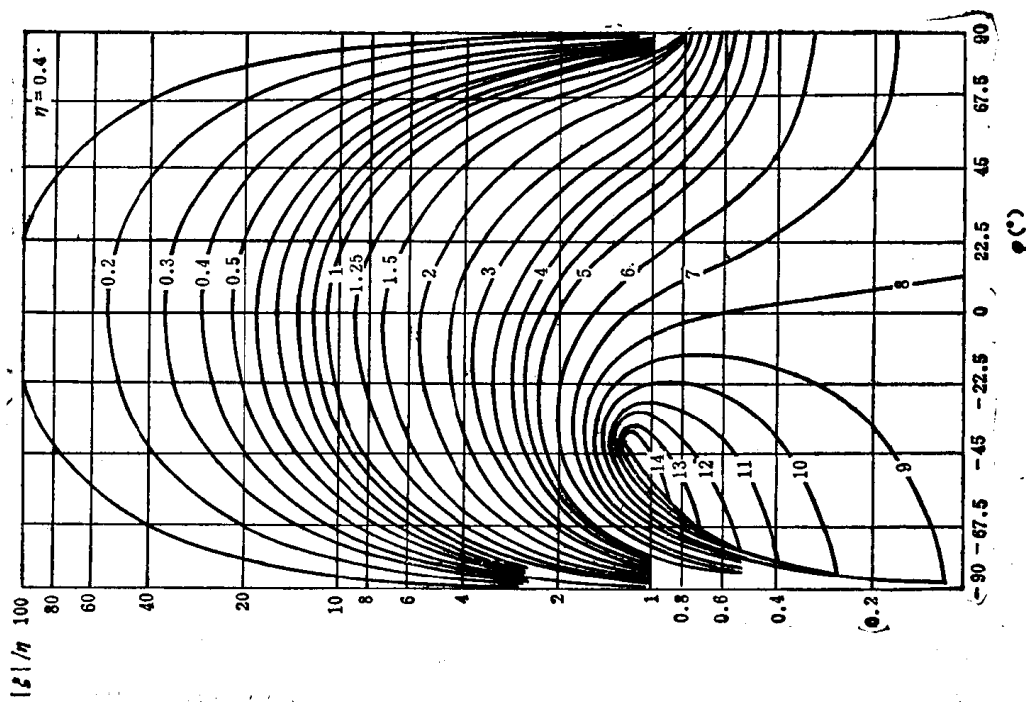


图 3-1-4 等 A 值曲线族

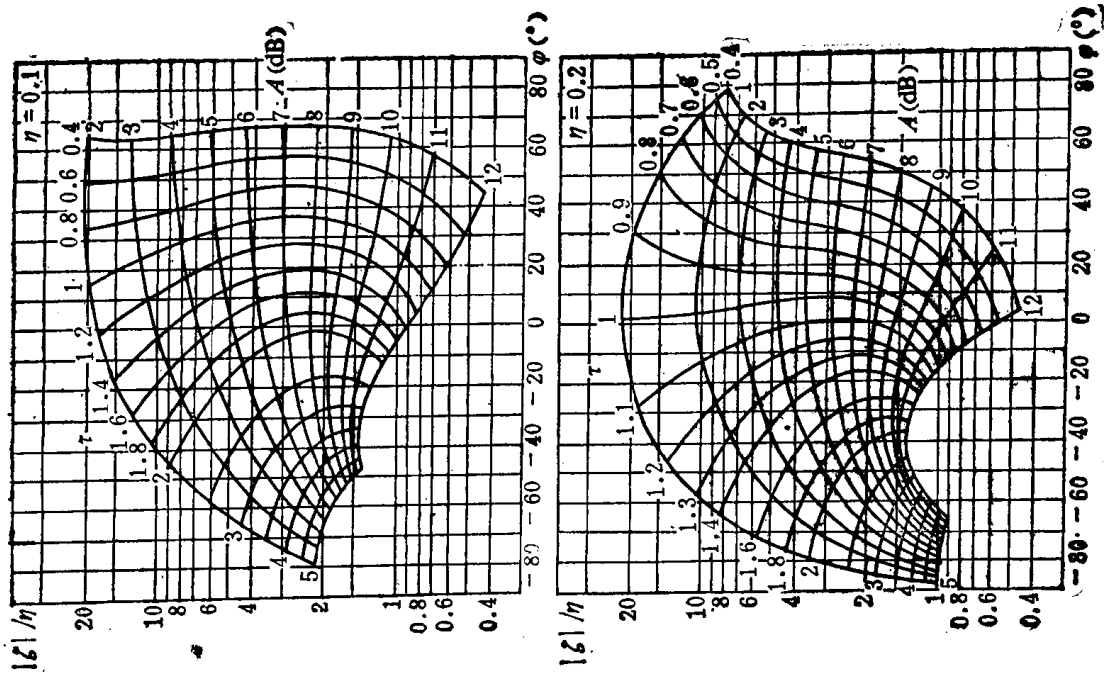


图 3-1-4 等 A 值曲线族

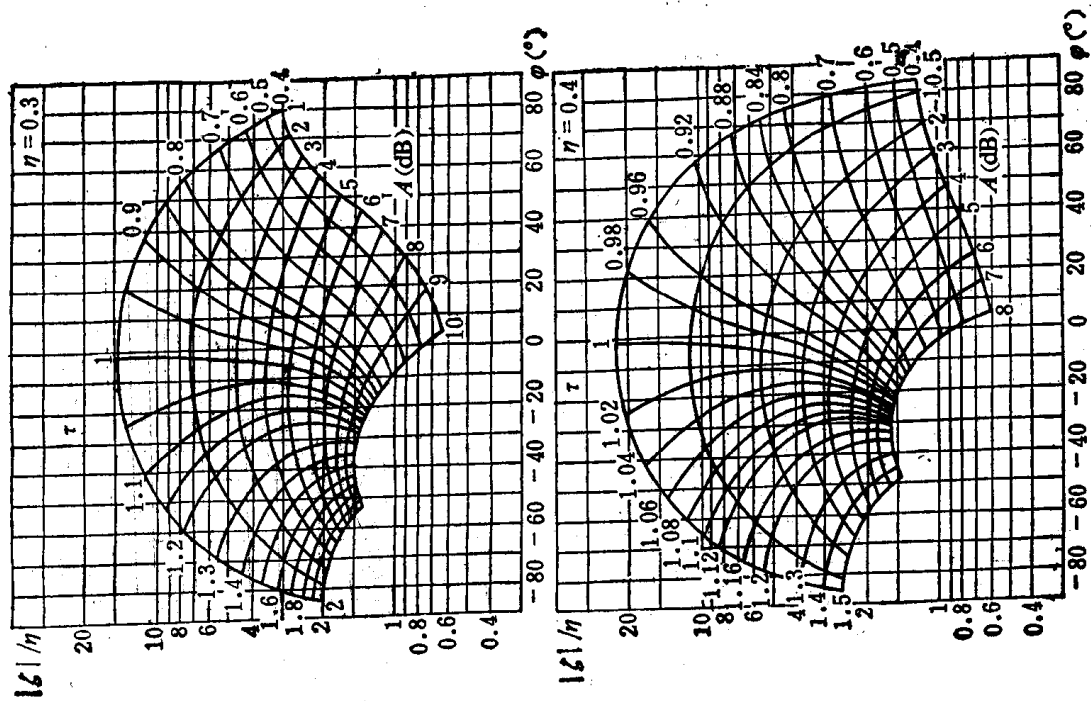


图 3-1-4 等 A 值曲线族

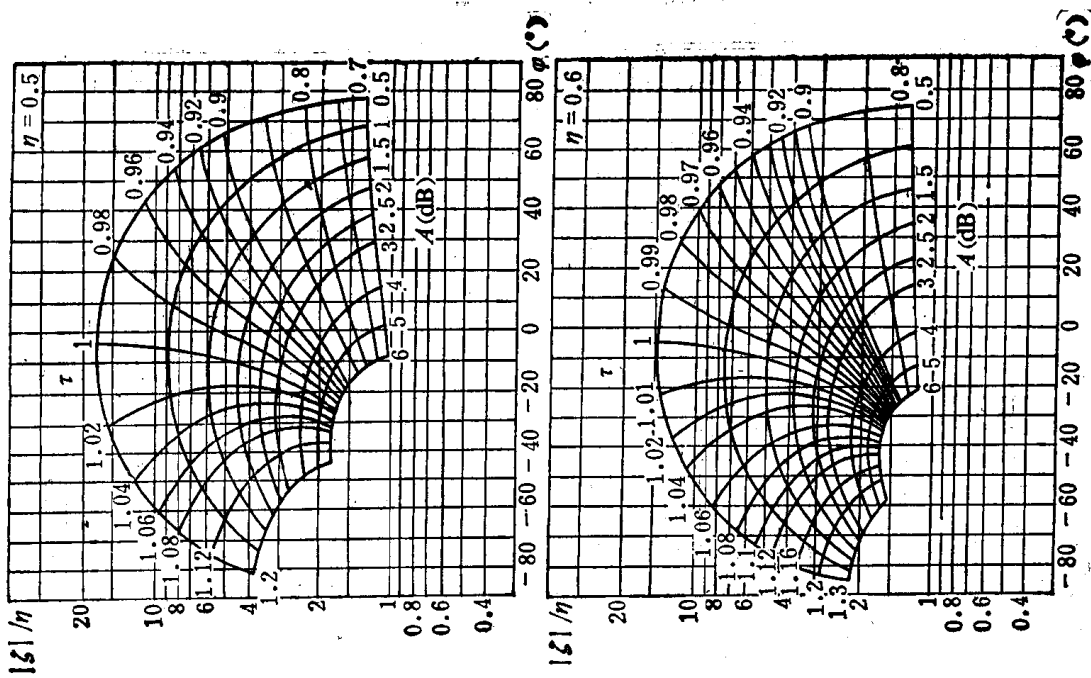
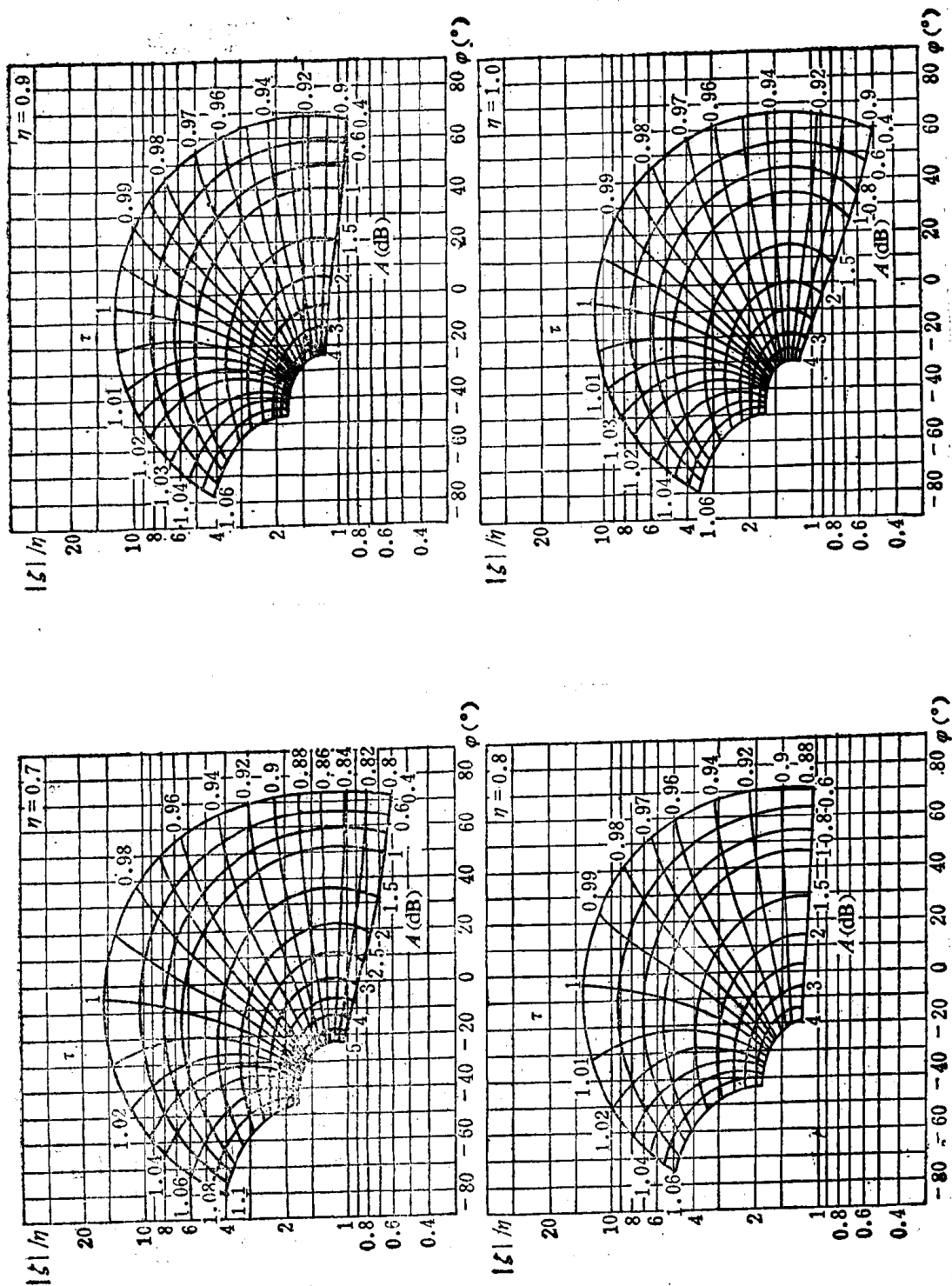


图 3-1-5 等 A 线与等 τ 线

图 3-1-5 等 A 线与等 τ 线

该套图线中, η 每隔 0.1 的步长列出一张图, 对于 η 的中间值, 可用插入法自相邻的两张图读出。

50 代入式 (9), 计算出在选定频率下的消声量 D 。

【例】一扁矩形阻性消声直管道, 管壁内表面衬贴矿渣棉板, 其厚度为 5 厘米, 容重为 120 公斤/米³, 管道内有效通道的宽度为 16 厘米, 试计算 400 赫至 2000 赫频率范围内消声管道的每米消声量。设消声器在室温下工作。

【解】按照计算工作步骤, 把所得结果列在下表内。表中第一行为选定的频率 f ; 第二行为空气中声波波长 λ_0 , 空气中声速以 340 米/秒计算; 第三行为频率参数 η ; 第四、五行为吸声壁面表面的相对声阻抗率 $|\zeta|$, 由表 2-2-2 中查出; 第六行为 $|\zeta|/\eta$ 值; 第七行为消声系数 A , 由图 3-1-5 读出; 第八行为相应的消声量 D 。作为比较, 在第九行中列出一维理论所得消声量的计算值 D_1 。

扁矩形消声管道消声量计算实例

吸声材料: 矿渣棉板

通道半宽度 h : 8 厘米

厚度: 5 厘米

有效长度 l : 1 米

容重: 120 公斤/米³

工作状态: 室温、静态。

1	f (赫)	400	500	630	800	1000	1250	1600	2000
2	λ_0 (厘米)	85	68	54	43	34	27	21	17
3	η	0.19	0.24	0.30	0.38	0.47	0.59	0.75	0.94
4	$ \zeta $	1.92	1.80	1.71	1.57	1.66	1.70	1.82	1.50
5	ϕ	-48.0	-41.5	-32.0	-30.0	-21.0	-14.0	-15.0	-23.0
6	$ \zeta /\eta$	10.2	7.6	5.8	4.2	3.5	2.9	2.4	1.6
7	A (分贝)	1.3	1.6	2.2	2.6	2.8	2.6	2.6	3.4
8	D (分贝)	16	20	28	32	35	32	32	42
9	D_1 (分贝)	16	20	24	26	29	30	29	30

值得指出, 在 400 赫以上, 5 厘米厚的矿渣棉板的吸声系数在 0.7 以上, 在这高效吸声的频率范围内, 由二维理论计算所得的消声系数是相当高的, 并且与一维理论所得的计算结果大致相仿。前面曾阐明, 消声系数的实测值目前一般并不能达到这样高的理论值, 这表明实际广泛采用的阻性消声器不是高效率的, 还有很大的潜力可挖, 只要弄清并克服其他限制消声量提高的因素, 预期可以获得好得多的消声效果。

在应用二维理论的过程中, 人们遇到的实际困难往往是缺乏法向声阻抗率的资料。从实用角度考虑, 对吸声材料层或共振吸声结构的某些特定频率进行分析, 往往可以使问题简化。例如在吸声材料层的第一共振频率 f_1 附近, 相对声抗率 x 近似为零, 即相对声阻抗率的幅角 ϕ 近似为零, 这时相对声阻抗率的绝对值 $|\zeta|$ 等于相对声阻率 r , 可以由共振吸声系数 α_r 决定。由于吸声系数资料比较容易得到, 计算共振时的消声系数是比较方便而且也是很有实用价值的。

由共振吸声系数 α_r 求消声系数 A , 可以借助表 3-1-4。当频率参数 η 为零时, 在表内列出的数值就是一维理论的结果。值得注意, 对于同一 α_r 值有两个相对声阻率 r 与它相对应, 但在阻性消声器实用设计中, 一般采用较密实的吸声材料, 因此表内只列出 $r > 1$ 时的结果。对于由空腔与穿孔板组成的共振吸声结构来说, r 值可以小于 1。不过在消声器设计中, 这种吸声结构往往不满足局部反应的假定, 应另作考虑。

与此相类似, 计算吸声材料层下限频率时的消声系数也是很有实用价值的。在吸声下限

由共振吸声系数 α_r 求出消声系数 A

表 3-1-4

共振吸声系数 α_r ($r \geq 1$)	频率参数 η										
	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
0.75	1.45	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.5	1.4	1.3
0.80	1.66	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.7	1.6	1.6	1.5	1.5
0.85	1.92	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9	1.9	1.8	1.8	1.7	1.7
0.90	2.25	2.2	2.3	2.3	2.3	2.1	2.1	2.0	2.0	1.9	1.8
0.95	2.75	2.5	2.8	2.8	2.8	2.6	2.5	2.5	2.3	2.1	2.0
1.00	4.34	3.4	4.0	4.2	4.3	3.9	3.5	3.1	2.3	2.2	2.0

频率 f_2 , 吸声系数 $\alpha = \alpha_r/2$, 相对消声抗率 x 与相对声阻率 r 满足下面的关系

$$x = -(1+r)$$

由于吸声材料本身的声学参数随频率的变化不很敏感, 因此在吸声下限频率时的相对声阻率 r 近似可用共振时的数值代替, 因此给定共振吸声系数 α_r , 就可以求出吸声下限频率时的相对声阻抗率 ζ , 从而求出消声系数 A 。具体计算可以借助表 3-1-5。在吸声上限频率, 原则上也可作类似的分析。不过, 对于吸声材料层来说, 吸声上限频率一般并不明显, 而对于由空腔与穿孔组成的共振吸声结构来说, 因不满足局部反应假定而应另作考虑。因此我们暂不讨论吸声上限频率时的情况。

吸声下限频率 f_2 时的消声系数 A

表 3-1-5

共振吸声系数 α_r	下限频率吸声系数 α_2	频率参数 η										
		0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
0.75	0.38	0.52	0.7	0.6	0.5	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4	0.4	0.4
0.80	0.40	0.57	0.8	0.6	0.6	0.6	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4	0.4
0.85	0.42	0.63	0.9	0.7	0.6	0.6	0.6	0.5	0.5	0.5	0.4	0.4
0.90	0.45	0.68	1.0	0.8	0.7	0.6	0.6	0.6	0.5	0.5	0.4	0.4
0.95	0.48	0.75	1.2	0.8	0.7	0.7	0.6	0.6	0.5	0.5	0.4	0.4
1.00	0.50	0.87	1.8	1.0	0.8	0.8	0.7	0.6	0.5	0.5	0.4	0.4

对于给定的吸声材料层, 第一共振频率 f_r , 共振时吸声系数 α_r , 以及吸声下限频率 f_2 等参数可以借助表 2-2-1 查出, 从而可以对消声器在有效消声范围的消声系数作出粗略的估计。

[例] 一扁矩形消声管道, 内壁衬贴 3 厘米厚的聚氨脂泡沫塑料, 通道宽度为 10 厘米, 估计在有效消声范围内的消声系数 A 。

[解] 设聚氨脂泡沫塑料的细密程度适中, 根据表 2-2-1, 频率与厚度的乘积取为 3 千赫-厘米, 共振吸声系数取为 0.9, 下半频带宽度取为 1 倍频程。

由泡沫塑料厚度 3 厘米可得第一共振频率 f_r 近似为 1000 赫, 下限吸声频率为 500 赫。相应的频率参数 η 分别为 0.29 和 0.15。

由表 3-1-4, 可得 1000 赫时的消声系数 A 近似为 2.3。

由表 3-1-5, 可得 500 赫时的消声系数 A 近似为 0.9。

作为实用设计, 在 500 赫以上是消声管道的有效消声范围, 消声系数可取为 0.9~1.5。

(2) 给定消声要求, 选择适当的吸声结构。

吸声结构的最佳设计是较复杂的问题。在设计时, 总是要求消声器在宽频带范围内都有较大的消声量, 因此应该兼顾不同的频率, 使吸声结构的法向声阻抗率控制在适当的范围内。如果单纯地使某一频率附近有很高的消声量, 而其他频率则远离最佳工作条件, 实际上并不能获得良好的消声效果。

在通常情况下, 声波波长大于通道的有效宽度 $2h$, 即频率参数 η 是小于 1 的数值。从图 3-1-5 可以看出, 要获得较高的消声系数 A 必须使吸声结构表面的相对声阻抗率相应较小。对于多孔吸声材料层来说, 相对声阻抗率在复平面上是随频率变化(即随频率参数 η 变化)的螺旋形曲线(参见第二篇 § 2-2)。当材料较密实时, 特征阻抗较大, 螺旋形曲线卷曲较迅速, 即相对声阻抗率在较大的极限值附近变化, 如图 3-1-6 中曲线 a 所示, 因此相应的消声系数较大, 但随频率变化的幅度较小; 反之, 当材料较稀疏时, 特征阻抗较小, 螺旋形曲线卷曲较缓慢, 即相对声阻抗率围绕较小的极限值作明显的变化, 如图 3-1-6 中曲线 b 所示, 因此相应的消声系数可以相当大, 但随频率变化的幅度也较显著。对于共振吸声结构来说, 相对声阻抗率在复平面上是随频率变化的向上凹曲线, 在共振频率附近相对声阻抗率为小值, 远离共振频率时都是大值, 如图 3-1-6 中曲线 c 所示, 因此相应的消声系数只有在共振频率附近才相当大。

选定一种吸声结构后, 把它的相对声阻抗率与频率参数的比值 ζ/η 在复平面上的变化曲线描绘在透明纸上, 与图 3-1-5 中相应的图形进行比较, 就可以较直观地判断出所选吸声结构是否符合实际要求, 如果不符合要求, 也可以提供应该如何调整的线索。

现举例说明二维理论在消声器最佳设计上的应用。

〔设计实例〕 如要设计一种扁矩形消声器, 在 250 赫至 4000 赫频率范围内都能达到每米 40 分贝的消声量。

设计这种消声器时, 我们首先要考虑两个方面的限制。一个方面是频率方面的限制, 能有效消声的频率范围大致与有效吸声范围协调。共振吸声结构很难在 250 赫至 4000 赫四个倍频程中都有良好吸声性能, 因此不宜采用。多孔吸声材料层在中高频范围有良好吸声性能, 是宜优先采用的吸声结构。吸声材料层的低频吸声性能, 主要由材料层的厚度控制, 厚度加倍, 有效吸声范围约略向低频方向移过一个倍频程(参见第二篇 § 2-1)。要使 250 赫的频率就能有效地消声, 我们选择吸声下限频率 f_2 为 250 赫, 这要求吸声材料层厚度在 10 厘米以上。另一方面是几何尺寸的限制。对于扁矩形消声器, 当长度给定时, 使它有较高的消声量就应选择较小的通道宽度。但由于吸声结构占据了给定的截面面积, 因此通道宽度越小, 通道有效截面在总截面中所占比例也就越小。如果通道截面面积保持一定, 那么消声器总截面也就越大, 这不能不受到客观条件的限制。我们选择通道的半宽度 h 为 5 厘米, 即选择通道截面面积与总面积之比为 1:3, 消声器长度与通道半宽度之比 l/h 相应为 20。

根据消声器消声量的设计要求, 由式(9)可知在 250 赫至 4000 赫频率范围内, 要求消声系数 A 控制在 2 分贝以上。现在还有可能调节的因素是吸声材料的品种及其容重。

我们试选择纤维直径为 4 微米左右的超细玻璃棉作为吸声材料, 用驻波管法对 10 厘米厚

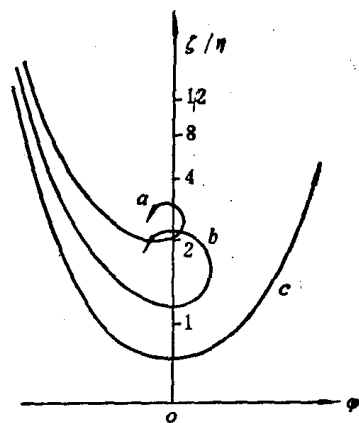


图 3-1-6 相对声阻抗率变化曲线示意

不同容重的超细玻璃棉层进行测量，把相对声阻抗率实测值与图 3-1-5 进行比较，观察它是否处在 $A=2$ 分贝的等 A 值曲线下。

测量及分析结果表明，对于容重为 10 公斤/米^3 的超细玻璃棉层，频率在 355 赫以上方能满足 $A \geq 2$ 分贝的条件。它有明显的共振特性，在某些频率能获得很高的消声系数。如果把容重提高为 13.5 公斤/米^3 ，在复平面上的螺旋形曲线卷曲更快，变化范围也更集中，低频消声系数提高，中高频消声系数的起伏变化降低，不过频率仍需在 355 赫以上才能近似满足设计要求。

根据上述设计，制成模型消声器，在实验室测量所得的每米消声量列于表 3-1-6 内。可以看出，除了个别频率外，基本上达到了理论设计的要求。

扁矩形消声器每米消声量（分贝/米）

表 3-1-6

超细玻璃棉厚度 d : 10 厘米

通道半宽度 h : 5 厘米

频率 (赫)	容 重 (公斤/米 ³)		频率 (千赫)	容 重 (公斤/米 ³)	
	10	13.5		10	13.5
250	15.0	28.5	1.00	44.0	47.0
280	20.0	32.5	1.12	51.0	54.5
315	30.5	37.5	1.25	50.5	53.0
355	41.5	42.5	1.40	57.0	58.0
400	46.5	40.5	1.60	52.0	56.5
450	42.0	40.0	1.80	47.0	53.5
500	50.0	41.0	2.00	52.5	57.5
560	56.0	38.5	2.24	46.0	56.5
630	60.0	44.5	2.50	47.5	44.5
710	70.0	41.5	2.80	41.0	36.0
800	50.0	38.0	3.15	30.0	41.0
900	42.0	40.0	3.55	—	44.5
1000	44.0	47.0	4.00	—	45.0

上面的实例说明在相当宽的频率范围内，使阻性消声器的消声系数 A 保持在 2 分贝以上是能够实现的。不过，上述模型消声器中吸声材料层的容重相当低，为了使它近似满足局部反应的假定，在与声传播互相垂直的方向，装置了许多横向隔板。假使不采取这一措施，消声量将明显降低，这时实际上二维理论将不再适用。

从实用角度考虑，采用容重很低的吸声材料并不是适宜的。因为稀疏吸声材料的稳定性较差，不能保证填充均匀，更不能保证可靠地长期使用。特别是它必须装置横向隔板等附加设备，使消声器结构复杂化。在目前的条件下，宁可采用容重较大的吸声材料层，消声效果虽然较差，但较稳定可靠。例如在上述设计中，改用容重为 20 公斤/米^3 的超细玻璃棉，每米消声量的理论估算值与实测值列在表 3-1-7 内。可以看出，理论与实验良好相符，由于相对声阻抗率随容重增大，消声系数明显下降但仍保持在 $A=1$ 分贝以上，这是实用上比较容易实现的数值。

容重 20 公斤/米³ 超细玻璃棉消声器的每米消声量 (分贝/米) 表 3-1-7

超细玻璃棉厚度 d : 10 厘米

通道半宽度 h : 5 厘米

频率 (赫)	每米消声量 (分贝/米)		频率 (赫)	每米消声量 (分贝/米)	
	理论值	实测值		理论值	实测值
80	4.0	4.5	500	20.0	21.5
100	4.0	4.5	630	20.0	21.5
125	4.5	7.0	800	22.5	24.0
160	6.5	9.0	1000	32.0	26.0
200	12.5	13.0	1250	35.0	28.0
250	20.0	16.5	1600	30.0	30.0
315	22.0	20.0	2000	27.0	21.0
400	23.0	21.5			

三、低频近似和高频近似

二维理论的特征方程式(7)可改写成下面的形式

$$\frac{\cot(\chi\pi)}{\chi} = \frac{\zeta}{j\eta}, \quad (13)$$

当频率很低 (即频率参数 η 为小值) 或壁面很“坚实” (即相对声阻抗率绝对值 $|\zeta|$ 为大值) 时, 上式右方绝对值很大, 可以看出 $|\chi\pi|$ 相应地为小值, 近似可得

$$\cot(\chi\pi) \doteq \frac{1}{\chi\pi} - \frac{\chi\pi}{3},$$

代入式(13), 化简后得

$$\frac{1}{\chi^2} = \frac{\zeta_0\pi}{j\eta}, \quad (14)$$

式中

$$\zeta_0 = \zeta + \frac{j\eta\pi}{3} = r + j\left(x + \frac{\eta\pi}{3}\right). \quad (15)$$

ζ_0 的物理意义可看成是壁面的“有效”相对声阻抗率, 当 $\eta \rightarrow 0$ 时, 它就是壁面的相对声阻抗率。把式(14)代入式(3)求出传播参数 g 的虚部 σ , 再代入式(10)可得消声系数 A 为

$$A = 4.34 \frac{r}{r^2 + (x + \eta\pi/3)^2}. \quad (16)$$

当 $\eta \rightarrow 0$ 时, 上式简化为

$$A = 4.34 \frac{r}{r^2 + x^2}. \quad (17)$$

这与一维理论所得的结果相符 (参见第三篇 § 1-1)。由此可见, 一维理论可以看成是二维理论的低频近似。

如果我们要求把消声系数的计算误差控制在以 5% 内, 那么一维理论的适用条件是

$$|\zeta|/\eta \geq 8. \quad (18)$$

在图 3-1-5 中, 我们未绘出对应于 $|\zeta|/\eta$ 为大值时的曲线, 因为这时用一维理论计算可以方便地得出更精确的结果。

式(16)可以看成是一维理论的改进公式, 它的适用条件可扩展为

$$|\zeta|/\eta \geq 3. \quad (19)$$

式(16)或式(17)在数学形式上与一维理论的相应结果完全相同, 不过在物理本质上有所不同。例如式(16)只适用于扁矩形消声管道, 不再与截面形状无关。又如在一维理论中, 当截面周界上各段处理情况不同时, 可以根据能量关系简单迭加, 在二维理论中不能这样处理。

另一方面, 当频率很高(即 η 为大值)或壁面很“柔软”(即 $|\zeta|$ 为小值)时, $|\zeta|/\eta$ 为小值。可以看出, 这时 χ 值接近 $1/2$ 。记

$$\chi = \frac{1}{2} - \varepsilon, \quad (20)$$

得

$$\coth(\chi\pi) = \tan(\varepsilon\pi) \doteq \varepsilon\pi, \quad (21)$$

代入式(13), 化简后得

$$\chi = \frac{1}{2 + \frac{2\zeta}{j\eta\pi}}. \quad (22)$$

如果忽略高次项, 经过简单运算, 可求出消声系数近似为

$$A = 2.17 \frac{\tau}{\eta^2}, \quad (23)$$

上式的适用条件是

$$\eta \geq 1, \quad \frac{|\zeta|}{\eta\pi} \leq 0.5. \quad (24)$$

由上可知, 当频率足够高时, 消声系数 A 近似与相对声阻率成正比, 而与频率参数 η 的平方成反比。

高频时吸声材料层的法向声阻抗率近似等于吸声材料的特性阻抗而与材料层的厚度无关。考虑到吸声材料特性阻抗与空气特性阻抗间的比值, 随频率增加而趋向于1, 因此式(23)中的相对声阻率 τ 近似可取为1(参见第二篇§2-5)。

由上可知, 尽管吸声结构在高频时可以保持很高的吸声系数, 但是消声器的消声系数仍会随频率急剧下降。例如, 频率提高一个倍频程时, 频率参数增大一倍, 以分贝为单位的消声系数会降低至原来值的四分之一左右。上节中曾说明, 这种高频失效现象可以理解为高频时声波集中在通道中部传播, 从而使壁面吸声结构不能充分发挥作用。

当高频失效现象起作用时, 消声系数 A 随频率参数 η 以平方反比的规律下降; 当频率给定时, 消声系数 A 主要决定于通道宽度, 而与吸声材料层的具体结构近似无关。如果我们选取消声系数降低至一定数值 A_m 时作为消声器能起有效消声作用的界限, 把相应的频率定义为**高频失效频率**, 并记为

$$f_m = \eta_m \frac{c_0}{2h}, \quad (25)$$

式中 η_m 为相应于高频失效频率的频率参数, 由式(23)近似可得

$$\eta_m = \left(\frac{2.17}{A_m} \right)^{1/2}. \quad (26)$$

对于常用的片式消声器, 由高频失效频率的限制, 可以决定通道宽度的最大容许值。

【例】一片式消声器，要求在 4000 赫以下的高效消声频率范围内，消声系数不至降低 1 分贝以下，试估计通道宽度的最大容许值。

【解】取 $A_m = 1$ 分贝作为能否有效消声的界限，由式(26)近似可得

$$\eta_m \approx 1.5.$$

取高频失效频率 $f_m = 4000$ 赫，代入式(25)可得通道宽度为

$$2h = \frac{\eta_m c_0}{f_m} \approx 13 \text{ 厘米}.$$

在实际问题中，相应于高频失效频率的频率参数 η_m 可取为 1.5—2，这时消声器的消声系数在高频段可保持在 0.5—1 分贝以上。为了弥补高频失效的消极作用，比较切实有效的措施是采用折板式或声流式消声器，以曲折的通道来代替平直的通道。

§ 1-3 气流对消声器消声性能的影响

上节中阐明，适当设计的片式消声器可以有很高的消声系数，并且在严格控制的条件下理论计算与实测结果基本相符。但是噪声控制的实践经验表明，实际使用的消声器的消声效果往往达不到理论预期结果，例如消声系数理论值要达到 2~3 并不困难，但实测值往往只能达到 1~1.5。这种理论与实际不相符的情况对于高消声量的消声器往往更加突出。产生这现象的原因是多方面的，其中气流对消声器消声性能的影响通常是重要的因素。本节内我们以扁矩形消声管道为例，对气流的影响作较系统的分析。

气流对消声器消声性能的影响主要通过两条途径：一是气流的整体运动影响了气流中声波的传播，吸声结构表面上的边界条件相应改变，从而使声波在消声管道内传播时的衰减规律与静态时有所不同；二是由于气流本身的湍运动或固体构件的受迫振动产生了“再生噪声”。这两个因素实际上往往同时起作用，但它们的本质是完全不同的，相互间也没有直接的联系，应加以区别对待。

此外，当气流通过消声器时，在消声器进口端与出口端间气流的静压会有一定程度的降低，叫做气流的**阻力损失**，它与流速的平方成正比，并与通道的平直性以及壁面粗糙度等因素有关（参见第三篇 § 1-6）。在阻性消声器中，如果通道迂回曲折或流速很大，那么压力损失是应加以考虑的重要因素。

一、存在气流时扁矩形消声管道中声衰减

设在等截面管道中，存在平稳气流，其流速为 U ，当声波沿管道传播时，线性化的运动方程和连续性方程分别为

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla \right) \mathbf{V} + \rho_0 \nabla \nabla \cdot \mathbf{U} = -\nabla p, \quad (1)$$

$$\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \cdot \nabla \right) p + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{V} = 0, \quad (2)$$

式中 $\mathbf{V}$ 为质点振动速度， ρ_0 为平衡时气体密度， c_0 为声速。

对于扁矩形通道(如图 3-1-7)流速 U 沿 X 方向, 其值 U 仅与 z 坐标有关。记质点振动速度 V 的 z 分量为 v , 可得波动方程为

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 p - \Delta p \\ = 2\rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dU}{dz}. \end{aligned} \quad (3)$$

式中右方一项与流速 U 的梯度成正比, 它反映剪切流动对声传播的影响。在通常情况下, 管道内气流流动为湍流, 在中心区域相当大范围内流速变化很小, 而在壁面附近流速随距离显著变化, 用 δ 表示它的特征距离, 我们可作简化假定如下: 在与壁面距离大于 δ 的范围内流速均匀分布, 在小于 δ 的范围内, 流速随距离按幂律分布。距离 δ 与通道半宽度 h 的相对比值是个小值, 以这个比值作为摄动参数, 可以证明实际流动的一级近似解与沿截面以平均流速均匀流动的结果相同*, 这就是说, 作为一级近似, 可设管道内为均匀流动。因此, 式(3)可简化为

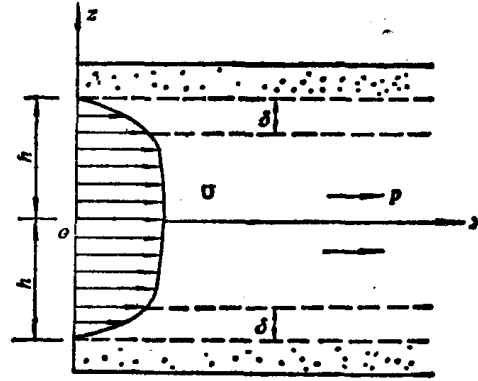


图 3-1-7 存在气流时的扁矩形消声通道

$$\frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 p - \Delta p = 0, \quad (4a)$$

式中 U 应理解为沿截面的平均流速。以马赫数 $M = U/c_0$ 来表达时, 式(4a)可改写成下面的形式

$$(1 - M^2) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - 2jk_0 M \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} + k_0^2 p = 0, \quad (4b)$$

式中 $k_0 = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda_0$ 为空气中的波数。

对于沿 X 轴正向传播的声波, 声压的对称解设与不存在气流时一样, 仍为

$$p = p_0 \cos\left(\frac{\chi \pi z}{h}\right) \exp(j\omega t - jk_0 g x). \quad (5)$$

代入式(4b)可得分布参数 χ 与传播参数 g 之间满足下面的协调方程。

$$\frac{\chi^2}{\eta^2} = (1 - M g)^2 - g^2. \quad (6)$$

关于在 $z = \pm h$ 面上的边界条件, 必须特别注意。当气流不存在时, 通常应用声压及法向质点振动速度连续的条件, 从而导出法向声阻抗率在边界上连续。有气流存在时, 声压连续条件仍可适用, 但质点振动速度连续的条件不再适用。因为用均匀流动代替实际流动时, 管壁上流速发生间断, 法向质点振动速度实际上是不连续的, 应改用法向声位移连续的边界条件来代替才能得出正确的结果。

记法向声位移为 ξ , 可得法向振动速度 v 为

$$v = \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) \xi, \quad (7)$$

由运动方程得

$$\rho_0 \left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x} \right) v = - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (8)$$

*参见 Zhao S. L., Inter-Noise 80(1980), 633.

把式(5)代入式(8)求出法向振动速度 v ，再代入式(7)求出法向声位移 ξ ，根据边界条件可得确定分布参数 χ 的特征方程为*

$$\chi \tan(\chi \pi) = j(1 - Mg)^2 \eta / \zeta. \quad (9)$$

上式右方包含待定的传播参数 g ，必须与式(6)联立，消去分布参数 χ 才能准确解出 g 来。

由上可知，考虑气流的影响时，精确的解题步骤是：根据给定的参数 η 、 ζ 、 M ，由式(9)和式(6)两个联立方程解出 g ，然后根据 g 的虚部 σ 由上节式(10)和式(9)算出消声器的消声系数 A 和消声量 D 。

作为例子，我们对一种声学特性给定的吸声结构，在 $h=10$ 厘米， $M=0, 0.1, 0.2, 0.3$ 时用迭代法计算每米消声量所得结果列在下表内。

气流对消声器消声量影响计算实例

表 3-1-8

通道半宽度： $h=10$ 厘米

空气中声速： $c_0=340$ 米/秒

频 率 f (赫)		315	630	1250	2500
频 率 参 数 η		0.188	0.376	0.747	1.495
相对声阻抗率 ζ	$ \zeta $	1.10	1.42	1.57	1.56
	$\varphi(0)$	-42	0	-2	12
$ \zeta /\eta$		5.85	3.78	2.10	1.04
每米消声量 $D=(\text{分贝/米})$	$M=0$	25.8	30.4	24.3	10.0
	$M=0.1$	17.5	24.7	22.0	10.9
	$M=0.2$	14.8	20.6	18.8	11.0
	$M=0.3$	11.7	18.1	16.6	9.8

从计算结果可以看出，消声器的消声量一般随流速的增大而降低，但在2500赫， $M=0.1, 0.2$ 时消声量反而略有增加，这是由于频率增高， $|\zeta|/\eta$ 值降低，气流对消声量影响的规律与 $|\zeta|/\eta$ 值较大时有所不同的缘故。

在上述具体数值计算过程中，并没有什么原则性的困难，但由于涉及复量的冗繁运算，并且不容易看出变化的趋向，因此不大符合实用要求。下面我们着重讨论一种经简化的计算程序，使能满足实用设计的需要**。

引入下列参数：

$$\begin{cases} \eta_M = \frac{\eta}{\sqrt{1-M^2}}, \\ \chi_M = \chi, \\ g_M = (1-M^2)g + M, \\ \zeta_M = \frac{\zeta}{(1-Mg)^2 \sqrt{1-M^2}}, \end{cases} \quad (10)$$

代入式(6)和式(9)分别得

$$(g_M)^2 = 1 - \frac{\chi_M^2}{\eta_M^2}. \quad (11)$$

*假使采用法向振动速度连续的边界条件，那么特征方程中将包含 $(1-Mg)$ 的一次项而不是它的平方项。

**参见赵松龄、吴枚芹，“矩形消声管道中存在气流时的声衰减”，《声学学报》，第7卷第6期，1982。

$$\chi_M \tan(\chi_M \pi) = j \frac{\eta_M}{\zeta_M}. \quad (12)$$

可以看出,上面两式在形式上分别与静态时的协调方程和特征方程相同。只是参数 ζ_M 中隐含待定的传播参数 g , 按照下述运算程序, 可以系统逼近精确解:

(1) 零级近似

式(12)右方取 $M=0$, 即取 $\zeta_M = \zeta$, $\eta_M = \eta$, 求出相应的传播参数 g , 作为零级近似。很明显, g_0 就是不考虑气流影响时的静态传播参数。

对这问题, 我们在上节已作了较全面的讨论。在实际问题中, 马赫数 M 一般为小值, 我们以静态时的解作为基础和出发点来考虑气流的影响是比较适宜的。

(2) 一级近似

如果我们限于考虑基本方式简正波, 当 $|\zeta|/\eta \gg 1$ 时, 一维理论近似可以适用。由近似关系 $\tan(\chi\pi) \doteq \chi\pi$, 根据式(6)和式(9)消去 χ , 可得

$$1 - \frac{g^2}{(1-Mg)^2} \doteq j/\pi\eta\zeta. \quad (13)$$

把上式看成是传播参数 g 与马赫数 M 间的隐函数关系式, 当 $M=0$ 时, g 值即为静态传播参数 g_0 。当 M 给定时, 相应的 g 值取为一级近似, 并记为 g_1 , 经简单运算可得

$$g_1 = \frac{g_0}{1 + Mg_0}. \quad (14)$$

很明显, g_1 就是考虑气流影响时的一维理论近似解。对于消声系数 A , 零级和一级近似值间的相应关系为

$$A_1 \doteq \frac{A_0}{(1 + M\tau_0)^2 + M^2\sigma_0^2}. \quad (15a)$$

在一般情况, $M\sigma_0 \ll 1$, 可得粗略的但较方便的近似式

$$A_1 \doteq \frac{A_0}{(1 + M\tau_0)^2}. \quad (15b)$$

(3) 二级近似

在特征方程式(12)右方取 $g = g_1$, 即取 $\zeta_M = (1 + Mg_0)^2 \zeta / \sqrt{1 - M^2}$ 作为二级近似, 在频率参数为 η_M 的条件下, 求出相应的静态传播参数 g_m , 由式(10)中 g_M 的定义可得

$$g_2 = \frac{g_M}{1 - M^2} - \frac{M}{1 - M^2}, \quad (16)$$

对于消声系数, 得

$$A_2 = \frac{A_M}{(1 - M^2)}, \quad (17)$$

式中 A_M 为与 g_M 相对应的静态消声系数。

在特征方程式(12)右方取 $g = g_2$, 重复上述运算, 可求出三级近似 g_3 。依此类推, 不难以任意的精度逼近精确解。不过在常用情况, 二级近似已经足够精确, 更高级的近似并不是必要的。

作为粗略近似, 借助图 3-1-5 可以方便地读出 A_0 和 τ_0 的约值, 由式(15b)可求出考虑气流影响时消声系数的一级近似值 A_1 , 它对于实用设计是很有价值的。

[例] 一扁矩形消声管道的壁面相对声阻抗率绝对值为 $|\zeta| = 2$, 幅角为 -40° , 当频率

参数为 $\eta = 0.2$, 马赫数为 $M = 0.1$ 时, 试求其消声系数。

[解] 已知 $\frac{|\zeta|}{\eta} = 10$, $\phi = -40^\circ$, 自图 3-1-5 读出 $A_0 = 1.5$ 分贝, $\tau_0 = 1.25$ 。

代入式(15b)得

$$A_1 = \frac{A_0}{(1 + M\tau_0)^2} = 1.2 \text{ 分贝}.$$

值得注意, 当 η 值较大时, 例如 $\eta > 0.4$, 在常用范围内近似有 $\tau_0 \approx 1$, 式(15b)可进一步简化为

$$A_1 = \frac{A_0}{(1 + M)^2}. \quad (15c)$$

当 $M = 0.1$ 时, 消声系数将降低 20% 左右, $M = 0.2$ 时将降低 30% 左右。

如果气流方向与声传播方向相反, 可以导出相类似的公式, 不过这时马赫数 M 要取负值, 也就是说, 这时气流的影响反而会使消声系数提高。

二、气流的再生噪声

根据上面的分析可知, 气流对消声管道内声传播的衰减规律有一定的影响, 但当气流速度不太大时 (例如 $M \leq 0.2$), 对消声系数最多只改变百分之几十的数值, 决不会使它变为零或为负值。在现场测量中, 当气流速度提高时, 消声器的消声性能往往明显变差, 与未装消声器时相比较, 装上消声器后的确可能发生没有消声效果甚至反而会使声级提高的现象, 即消声器的插入损失为零甚至为负。产生这种现象的原因不能归之于消声管道内消声系数的下降, 而应归之于气流在消声器内产生的“再生噪声”。

在阻性消声器内, 气流产生的再生噪声主要有两种: 一种是消声器内的壁面或其他构件在气流冲击下产生振动从而辐射噪声, 我们把它叫做结构噪声, 以低频噪声为主。由于激发壁面振动的气体动力性作用力与流速平方成正比, 因此这种结构噪声的强度大致按流速四次方的规律变化。当消声器结构的刚度比较小而流速比较低时, 这种噪声往往占主要地位。另一种是消声器内高速气流的湍流脉动引起的噪声, 我们把它叫做湍流噪声。以中高频噪声为主。这种湍流噪声本质上是一种偶极子辐射, 噪声源主要分布在距离壁面为 δ 附近的区域内, 噪声强度大致按流速六次方的规律变化。此外, 即使消声器内不存在气流时 (即在静态时), 消声器机械结构也会受到外来因素激发而振动, 从而在消声器内部产生具有一定强度的本底噪声。

如果我们着重研究从噪声源 (例如风机) 发出的噪声沿消声管道传播的衰减规律时, 管道内气流产生的再生噪声对于实际测量是个干扰的因素, 它的作用相当于消声器所在处的“环境噪声”, 只有当待测噪声级显著高于再生噪声产生的噪声级时, 才能得到正确的结果。

值得注意, 气流在消声器内产生的再生噪声与测试时由于装置传声器等部件而产生的所谓“风噪声”要加以区别。前者是消声器内实际存在的, 与消声器的消声性能密切有关, 应该把它与消声器一起考虑。后者是由于进行测试才引入的, 并不反映消声器的实际性能, 只是一种实验测试时的附加干扰, 应该把它与测试系统一起考虑, 它的作用相当于测试仪器本身的“本底噪声”, 对这种噪声在这里暂不作讨论。

气流再生噪声在消声器内所产生的噪声级主要决定于流速和消声器的结构, 与沿消声器轴向的位置也有一定的关系, 对于长直消声管道来说, 气流再生噪声一边产生一边沿管道传

播随距离衰减，到达动态平衡时，在管道中部可得均匀分布噪声级。

对于通道半宽度为 5 厘米的扁矩形消声管道，当吸声结构为以塑料窗纱护面的 8 厘米厚玻璃棉板时，气流再生噪声产生的倍频程声压级和 A 声级的实测结果列在表 3-1-9 内。当吸声结构为 10 厘米的膨胀珍珠岩时，气流噪声级的实测结果列在表 3-1-10 内，相应的频谱曲线分别如图 3-1-8 和 3-1-9 所示。对于其他吸声结构可以得出类似的频谱曲线。

玻璃棉板消声管道内的气流噪声级（分贝） 表 3-1-9

流 速 (米/秒)	频 率 (赫)							A
	63	125	250	500	1000	2000	4000	
5	85	75	67	59	44	37	33	62
10	91	77	71	66	50	49	42	67
15	91	84	84	81	63	57	55	80
20	94	89	92	92	73	63	60	90
25	93	93	98	100	83	69	64	98
30	97	96	104	107	92	78	67	104
35	99	98	105	110	96	83	69	107
40	102	101	108	114	101	88	71	111

膨胀珍珠岩消声管道内的气流噪声级（分贝） 表 3-1-10

流 速 (米/秒)	频 率 (赫)							A
	63	125	250	500	1000	2000	4000	
5	96	83	76	62	50	45	46	72
10	99	96	89	79	62	56	48	84
15	102	103	101	97	81	65	62	96
20	103	106	106	106	94	75	70	105
25	104	108	110	113	102	86	73	111
30	105	109	112	116	108	93	75	114
35	107	110	114	120	114	102	80	118
40	108	111	114	121	117	108	84	121

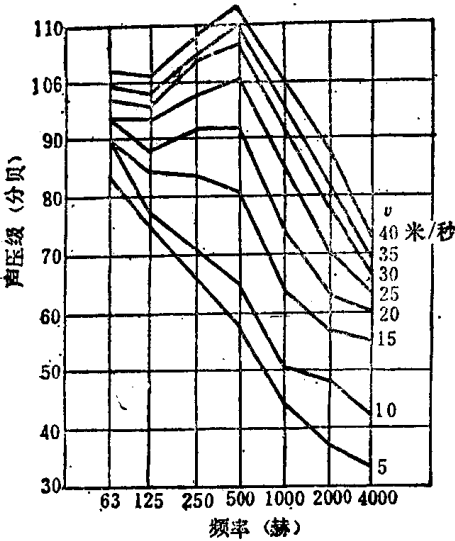


图 3-1-8 玻璃棉板消声管道气流噪声频谱曲线

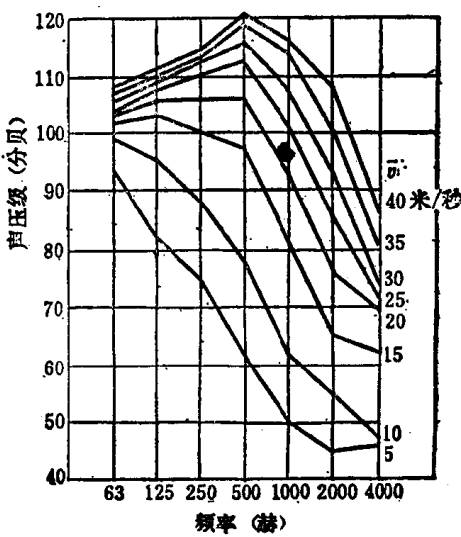


图 3-1-9 膨胀珍珠岩消声管道气流噪声频谱曲线

由图可知,当流速高于20米/秒时,噪声频谱峰值由低频移至中频,这对应于气流再生噪声由结构噪声为主转化为以湍流噪声为主。考虑到A声级主要由中高频噪声决定,因此当流速不太低时,A声级近似服从六次方规律。如图3-1-10所示,以A声级 L_A 为纵坐标,以平均流速 v 为横坐标,并取对数刻度,所得曲线呈良好的线性关系。如果按六次方规律,可配成下面的半经验半理论公式:

$$L_A = a + 60 \lg v. \quad (18)$$

式中 L_A 以分贝为单位, v 以米/秒为单位,参数 a 可取下列数值

$$a = \begin{cases} 10 \text{ (分贝) 玻璃棉板} \\ 24 \text{ (分贝) 膨胀珍珠岩} \end{cases} \quad (19)$$

与玻璃棉板消声管道相比较,对于膨胀珍珠岩消声管道,气流噪声级提高近14分贝。这可以归之于两种原因:一是铺砌膨胀珍珠岩时接缝多而凹凸不平,通道内气流湍化程度增强而使噪声级提高;二是膨胀珍珠岩消声管道内的消声系数较低,气流噪声在通道内传播时不容易衰减,迭加后互相加强,使噪声级提高,这类似于在混响室中会使声级明显增加一样。

对于不同吸声结构所得测试结果进行相互比较,表明在各种条件下气流噪声的频谱特性是相似的,A声级随流速的变化一般都近似服从六次方规律,即都可以近似用式(18)来表达,不过参数 a 值在不同条件下有较大的起伏变化,并不存在普遍适用的数值。

对于一定的流速,气流再生噪声在管道内产生的噪声级与通道截面面积、消声管道长度、消声系数及壁面粗糙度等因素有关。从实用角度考虑,推荐采用经验值 $a=10$ 分贝,来估计长直通道内气流噪声的A声级。

下面,我们考虑在气流再生噪声的干扰下,消声管道内声压级随传播距离的变化规律。

设气流再生噪声在管道内产生的倍频程声压级为 L_0 ,待控制的噪声源(例如风机)发出的噪声在消声器进口端产生的倍频程声压级为 L_1 ,在一般情况, $L_1 \gg L_0$,因此进口端实测到的声压级近似就是 L_1 。噪声源发出的噪声在管道内传播一段距离后衰减而为 L_2 。显然,

$L_1 - L_2$ 由消声器本身对声衰减的规律决定,与再生噪声没有直接的关系,但实测到的声压级 L 由 L_2 和 L_0 两个声压级按能量法则迭加而得, L 值要比 L_2 或 L_0 高一定的数值。声压级 L 随距离变化的沿程衰减曲线如图3-1-11所示。

可以看出,在开始阶段,声压级随距离线性下降,表明声波声压随距离以指数规律衰减。曲线的斜率就等于消声管道的消声系数。当传播距离足够大时,声压级衰减曲线趋向水

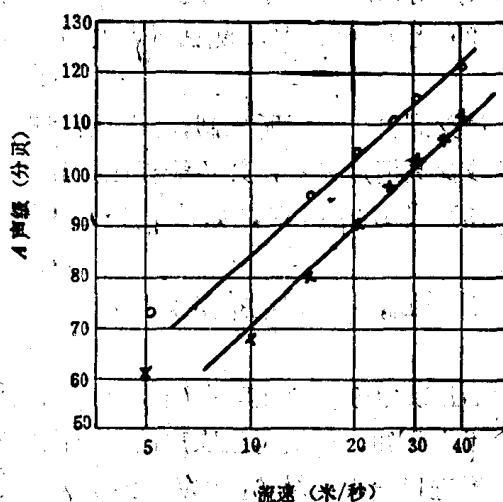


图 3-1-10 A 声级随流速的变化

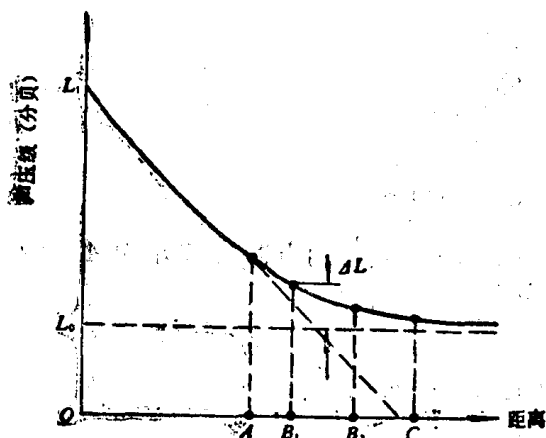


图 3-1-11 考虑再生噪声的干扰时声压级随距离的衰减

平, 表明这时的声压级实际上主要由气流再生噪声决定。我们容易得出下面的结论:

(1) 当 $L_2 \gg L_0$ 时, 测试所得的消声量为

$$D = L_1 - L_2 \quad (20a)$$

再生噪声对消声量实际没有影响 (图中 A 点)。

(2) 当 $L_2 \ll L_0$ 时, 测试所得的消声量为

$$D = L_1 - L_0 \quad (20b)$$

消声量受到再生噪声所限制, 消声器消声后能达到的声压级是 L_0 , 这时, 单纯增加消声器长度或提高消声系数, 并不能相应提高消声效果 (图中 C 点)。

(3) 当 $L_2 \sim L_0$ 时, 如果 $L_2 > L_0$ (图中 B_1 点), 测试所得的消声量为

$$D = L_1 - L_2 - \Delta L \quad (20c)$$

如果 $L_2 < L_0$, (图中 B_2 点) 那么

$$D = L_1 - L_0 - \Delta L \quad (20d)$$

式中 ΔL 决定于差值 $|L_2 - L_0|$, 是个不大于 3 分贝的小值 (参见第一篇 §2-1)。

由上可知, 气流再生噪声的声压级决定了经消声器消声后所能达到的最低声压级。如果消声器进口端声压级 L_1 给定, 再生噪声的声压级随流速增大时, 消声器实际可能达到的消声量将相应降低。

图 3-1-12 表示不同流速下沿程衰减曲线的典型实测结果。

从图上可以看出, 对于不同流速的衰减曲线, 在线性下降部分是相接近的, 流速提高时曲线斜率稍低, 这表明消声系数随流速的提高而有所降低, 但并不很显著。沿程衰减曲线水平部分则随流速显著提高, 这表明再生噪声的声压级随流速迅速增加。

[例] 一通风管道系统中装置静态消声量为 30 分贝的片式消声器。设消声器进口端的 A 声级为 105 分贝, 当消声器内流速为 15 米/秒时, 试估计消声器的实际消声量。

[解] 流速 15 米/秒时相应的马赫数为 $M = 0.05$ 。

考虑气流对声传播影响时, 消声量降低为

$$D = \frac{D_0}{(1+M)^2} = \frac{30}{(1.05)^2} = 27 \text{ 分贝}.$$

风机噪声在进口端消声器产生的 A 声级为 $L_1 = 105$ 分贝, 在消声器出口端的 A 声级为 $L_2 = 105 - 27 = 78$ 分贝。

消声器内气流再生噪声产生的 A 声级近似为

$$L_0 = a + 60 \lg v = 10 + 60 \lg(15) = 80 \text{ 分贝}.$$

在消声器出口端的实际 A 声级近似为

$$L = 82 \text{ 分贝}.$$

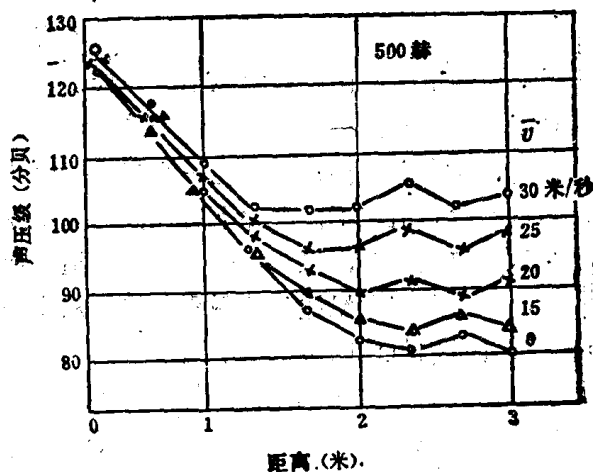


图 3-1-12 不同流速下的沿程衰减曲线

由此得实际消声量近似为

$$D = L_1 - L = 23 \text{ 分贝}.$$

三、片式消声器实用设计

片式消声器是最基本的阻性消声器，在设计理论上已经成熟，在实用上也有重要的价值。片式消声器的通道截面如图 3-1-13 所示，由若干片状吸声结构把通道分割成并联的扁矩形通道。

设计片式消声器时应考虑下述技术问题，统筹兼顾，根据实际条件选取最佳方案。

(1) 确定消声器的消声量指标

在实用设计中，消声器的消声量往往笼统地用 A 声级的传声损失（或插入损失）来表示。值得指出，A 声级消声量与噪声源的频谱有关，并不是消声器本身单独具有的属性。当噪声源的频谱给定时，由各倍频程的消声量可以求出 A 声级的消声量（参见第一篇 § 4-1）。

消声器进口端的噪声级 L_1 一般由噪声源决定，它的变化范围实际上是不太大的。经消声器消声后在出口端达到的噪声级 L_2 应由所要求的容许噪声级决定。消声器的消声量指标 D 宜等于或略大于差值 $(L_1 - L_2)$ 。

在实际问题中，消声器出口端的噪声级往往受到气流噪声级 L_0 所限制，消声器实际消声量最大值只能达到 $(L_1 - L_0)$ ，选择更高的消声量指标是不适宜的。一般地说，选择气流噪声级 L_0 与容许噪声级相接近是最有利的情况。

(2) 选定适当通道截面面积

消声器有效通道截面面积减小，可以缩小消声器几何尺寸，提高消声效果，这是有利的方面。但是经过消声器通道的气流流量，即风量一般是给定的，截面面积减小使通道内的流速提高，会对消声器的消声性能和气体动力性能带来不利影响，其中主要的消极因素是气流产生的再生噪声增加，限制了消声后可能达到的声压级。

因此，在实际设计消声器时，通道截面面积受气流的流速所制约。对于片式消声器，容许的最大流速由消声后要求达到的容许噪声级所限制。如果消声要求高，流速应取得低一些，即截面面积要大一些；反之，如果消声要求比较低，或声源声压级比较高，那么流速不妨取得高一些，即截面面积可以小一些。例如对于一般通风消声器，通道内平均流速宜控制在 15 米/秒以下，因为这时通道内的 A 声级约为 80 分贝左右，还不很高，再加上出口处附加的自然衰减，容易满足噪声控制的实际要求。如果流速提高到 20 米/秒以上，气流噪声的 A 声级超过 90 分贝，消声器的实际消声量将明显降低，因此一般是不适宜的。

在通常情况，消声器通道与其相连接的管道相比较，截面面积之比宜控制在 0.75~1 的范围内。

(3) 选择适当的吸声材料和吸声结构

片式消声器的吸声结构宜优先考虑采用吸声材料层，例如玻璃棉板、泡沫塑料等。吸声片的厚度应根据对中、低频噪声的消声要求确定。如果着重消除高频，吸声片可较薄；反

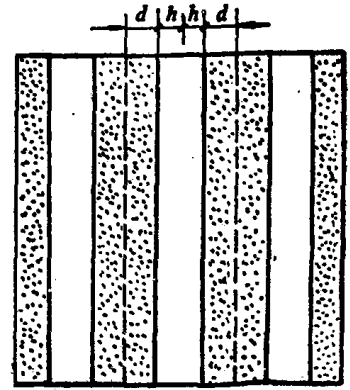


图 3-1-13 片式消声器通道截面

之，就得适当增加吸声片厚度。

考虑到片式消声器中吸声片往往是双面吸声，它相当于两片“单面吸声”的吸声片。它的片厚为原片厚的一半，而背面为刚性。这种等效吸声片的声学特性在第二篇第二章中已作过较详尽的论述。

设要求片式消声器能有效消声的下限频率为 f_2 ，吸声片（双面吸声）的半厚度 d 可参照下表选择。

吸声片半厚度的选择

表 3-1-11

消声下限频率 f_2 (赫)	500	400	315	250	200	160
吸声片半厚度 d (毫米)	30	40	50	60	75	100

进一步增加吸声片厚度可使低频消声性能改善，但这在实际工程中受到严格的限制。因为消声器通道宽度保持一定时，增加片厚将使消声器总截面积增大，而且会使消声器结构复杂化，盲目追求低频消声效果往往会得不偿失。

吸声材料后面留空腔在一定条件下可以代替厚层材料，但这时吸声结构一般较复杂，采用这种设计时应加以注意。

微穿孔板共振吸声结构的声学性能，一般不如相同厚度的吸声材料层。不过当消声器需要考虑防潮、防火、耐高温、耐风蚀等技术要求时，采用这种吸声结构也是适宜的。值得强调，微穿孔板共振吸声结构并不近似满足局部反应的假定，因此严格地说，前面介绍的消声管道中的声传播理论对它并不适用。例如微穿孔板消声器中的基本方式简正波是平面波，它在传播过程中实际上并不随距离衰减。不过，在实用设计中，微穿孔板共振吸声结构的空腔通常用若干横向隔板加以分割，使吸声结构接近局部反应，在这种条件下微穿孔板消声器的消声特性仍可采用前述的一维理论加以估计。对它的严格理论，本书内不作深入讨论。

(4) 选择适当的消声通道宽度

通道宽度受吸声片厚度所制约。选择较小的宽度值，可使单位长度消声器的消声量提高，但由于要保证足够大的通道截面面积，通道的条数就相应增多，从而使消声器的总截面积增大。

在通常情况，通道半宽度 h 与吸声片半厚度 d 应大致相仿，其比值 h/d 宜取在0.5~2范围内。即消声器有效通道截面面积与总截面面积之比宜控制在1/3至2/3的范围内，过大与过小都是不适宜的。

(5) 选择消声器有效消声段的长度

消声器有效消声段的长度 l 主要由通道半宽度 h 以及消声量 D 所限制。作为粗略估计，可

片式消声器典型参数

表 3-1-12

消声器类型	消声量指标 D (分贝)	吸声片厚度 d (毫米)	通道半宽度 h (毫米)	有效消声段长度 l (米)	消声器实际长度 L (米)
主机进风消声器	20—30	100—200	50—75	1.2—1.8	2.0—2.5
主机排风消声器	15—20	100—150	50—75	1.0—1.5	1.5—2.0
辅机进排风消声器	10—15	60—100	40—60	0.4—0.6	0.6—0.8

选择比值 l/h 约略等于 A 声级消声量。因为在消声器能有效消声的频率范围内, 消声系数 A 普遍达到 1 分贝左右是切实可行的, 这时可得保证 A 声级消声量达到 l/h 值。设计更高消声量的消声器虽然原则上是可行的, 但是实际上相当困难, 宜慎重对待。

在具体进行设计时, 宜先根据上面的论述初步选好各参数, 然后参照一维理论或二维理论的有关公式作较仔细的核算。对于管道系统, 片式消声器典型设计参数如表 3-1-12 所列。

§ 1-4 阻性消声器常用形式

前面我们以片式消声器为例, 对阻性消声器的消声性能作了全面的分析。所得的结论, 定性地, 可以推广应用到其他形式阻性消声器。

常用的阻性消声器种类很多。与片式消声器相比较, 有共同点也有各自的特点。对于消声通道截面形状来说, 除了扁矩形外, 主要有方形和圆形; 对于通道轴线走向来说, 可以是平直的也可以是折弯或圆滑弯曲的; 对于截面面积来说, 可以是等截面的也可以是变截面的。本节内将择要对这些类型消声器作些讨论, 着重分析它们与片式消声器的区别。

一、矩形截面消声器

对于截面为矩形的消声管道, 设有效通道截面的长和宽分别为 $2h_1$ 和 $2h_2$, 取坐标轴如图 3-1-14 所示。波动方程的对称解为

$$p = p_0 \cos\left(\frac{\chi_1 \pi y}{h_1}\right) \cos\left(\frac{\chi_2 \pi z}{h_2}\right) \cdot \exp(j\omega t - jk_0 g x). \quad (1)$$

记 $\eta_1 = 2h_1/\lambda_0$, $\eta_2 = 2h_2/\lambda_0$, 壁面相对声阻抗率分别为 ζ_1 和 ζ_2 , 可得分布参数 χ_1 、 χ_2 和传播参数 g 满足协调方程

$$\frac{\chi_1^2}{\eta_1^2} + \frac{\chi_2^2}{\eta_2^2} = (1 - Mg)^2 - g^2, \quad (2)$$

相应的特征方程为

$$\begin{cases} \chi_1 \tan(\chi_1 \pi) = j(1 - Mg)^2 \eta_1 / \zeta_1, \\ \chi_2 \tan(\chi_2 \pi) = j(1 - Mg)^2 \eta_2 / \zeta_2, \end{cases} \quad (3a)$$

$$(3b)$$

引入“等效”参数 h 、 η 、 ζ 、 χ , 分别由下列各式定义:

$$\begin{cases} h = \frac{h_1 h_2}{\sqrt{h_1^2 + h_2^2}}, & \eta = \frac{\eta_1 \eta_2}{\sqrt{\eta_1^2 + \eta_2^2}} = \frac{2h}{\lambda_0}, \\ \zeta = \frac{1}{\eta} \cdot \frac{\eta_1 \zeta_1 + \eta_2 \zeta_2}{\eta_1 \zeta_1 + \eta_2 \zeta_2}, & \chi = \left[\frac{\eta_1^2 \chi_1^2 + \eta_2^2 \chi_2^2}{\eta_1^2 + \eta_2^2} \right]^{1/2}. \end{cases} \quad (4)$$

容易证明, 当 $\zeta_1/\eta_1 = \zeta_2/\eta_2$ 时, $\chi = \chi_1 = \chi_2$, 协调方程式 (2) 和特征方程式 (3) 与扁矩形消声管道的相应方程完全相同。也就是说, 实际的矩形截面消声管道与由式 (4) 参数所表征的扁矩形消声管道是等效的。在一般情况, ζ_1/η_1 与 ζ_2/η_2 并不相等, 但只要它们的绝对值相差并不太大, 上述“等效”通道也是良好的近似。

在特殊情况, 对于方形截面, $h_1 = h_2$, $\eta_1 = \eta_2$, 设 $\zeta_1 = \zeta_2$, 可得“等效”扁矩形通道的

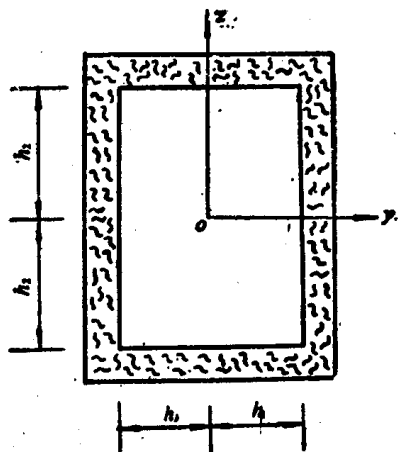


图 3-1-14 矩形截面消声器

半宽度为 $h = h_1/\sqrt{2}$ ，“等效”频率参数为 $\eta = \eta_1/\sqrt{2}$ ，“等效”相对声阻抗率为 $\zeta = \zeta_1/\sqrt{2}$ ，即方形截面消声管道的声传播特性，相当于只有上述参数 $1/\sqrt{2}$ 的扁矩形消声管道。

对于低频近似，消声系数与 $|\zeta|$ 成反比，消声量与 h 成反比，因此与相对声阻抗率为 ζ_1 而半宽度为 h_1 的扁矩形消声管道相比较，方形截面消声管道的单位长度消声量将增大一倍。这表明方形截面消声器具有更好的消声效果。在实用设计中，用交叉的吸声片把大尺寸通道分割成若干矩形或方形的小通道，这种类型消声器俗称**蜂窝式消声器**。它具有较高的消声量，但结构比较复杂，通道截面积在消声器总截面面积中所占的比例较低，因此往往难以推广使用。

二、圆形截面消声器

对于截面为圆形的消声管道，设有效通道截面的半径为 a (如图 3-1-15)。如果声压沿截面分布为轴对称，可得波动方程的解为

$$p = p_0 J_0\left(\frac{\chi \pi r}{a}\right) \exp(j\omega t - jk_0 g \chi), \quad (5)$$

式中 J_0 为零阶贝塞耳函数，记频率参数为 $\eta = 2a/\lambda_0$ ，壁面的相对声阻抗率为 ζ ，可得分布参数 χ 与传播参数 g 满足协调方程

$$\frac{\chi^2}{\eta^2} = (1 - M g)^2 - g^2, \quad (6)$$

与扁矩形消声管道中的相应方程完全相同。相应的特征方程为

$$\frac{\chi J_1(\chi \pi)}{J_0(\chi \pi)} = j(1 - M g)^2 \eta / \zeta, \quad (7)$$

式中 J_1 为一阶贝塞耳函数。对联立方程 (6) 和 (7) 求出精确数值解并没有原则性困难，不过由于特征方程中包含复宗量的贝塞耳函数，具体计算相当麻烦。从实用角度考虑，把圆形截面消声管道折算成扁矩形消声管道是很有价值的，因为这样一来，前面关于扁矩形消声管道的论述，都可以近似适用。

分析贝塞耳函数的渐近特性可以知道，如果方形截面的半边长 h_1 等于圆形截面的半径 a ，那么两种截面消声管道的消声性能是很接近的。因此，“等效”的扁矩形消声管道的基本参数，由下列各式决定：

$$\begin{cases} h = a/\sqrt{2}, & \eta = \sqrt{2} a / \lambda_0, \\ \zeta = \zeta_1/\sqrt{2}, & \chi = \chi_1/\sqrt{2}. \end{cases} \quad (8)$$

式中 ζ_1 和 χ_1 为圆形截面消声管道中“实际”的参数。

三、折板式消声器

在工程实践中，为了改善消声器的高频消声性能，常常把片式消声器改变成**折板式消声器**，如图 3-1-16(a) 所示。这种消声器可以看成是几段直通道的消声器串接而成。当声波沿通道传播至转弯角处时，基本方式的简正波（基波）会部分地转化成为高次波而迅速地衰减掉，因此可以提高消声效果。当消声通道内频率参数较大（例如 $\eta > 2$ ），产生高频失效现象

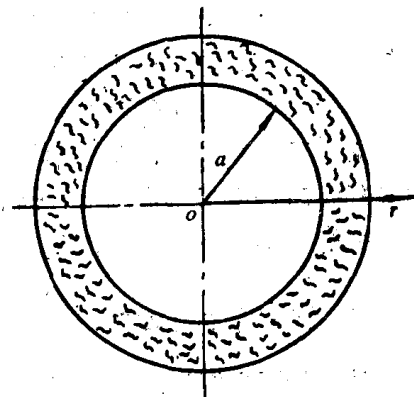


图 3-1-15 圆形截面消声器

时，采用这种折板式消声器是很有利的。

不过，当通道折弯时，气流的压力损失将相应增大，特别是气流在凸角处往往会形成脱体涡旋，从而产生强烈的湍流噪声（参见第三篇§3-1）。如果不注意这点，采用不正确的设计，不但有可能使消声器的气体动力性能明显变差，而且对于高频消声效果也不一定会有所提高。

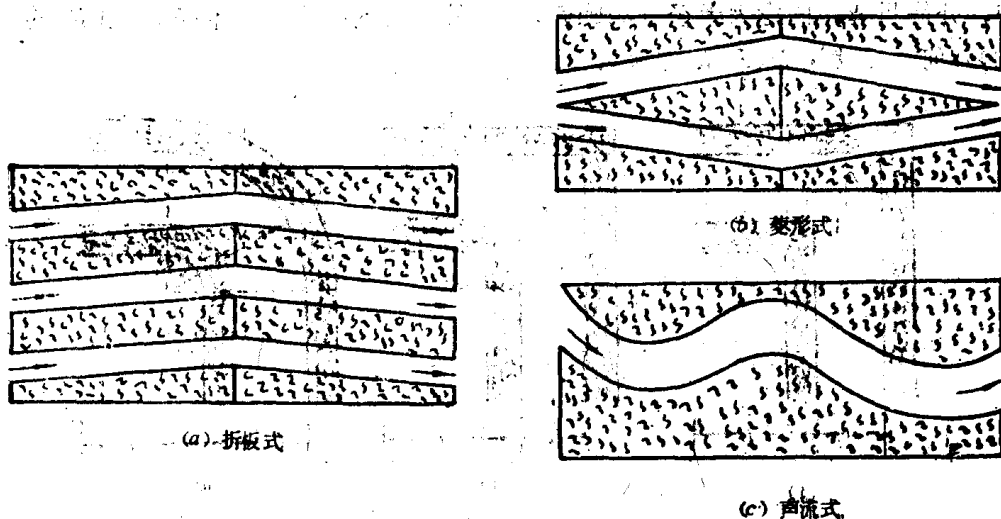


图 3-1-16 弯曲通道典型设计

在实用设计中采用折板式消声器时，通道折弯的次数不宜过多，折弯的角度也不宜过大，可以保证视线不能穿过通道就行了。折板式消声器的消声量在中、低频率范围宜按照直通道的情况估计。在高频范围，宜根据气流噪声级估计消声后所能达到的噪声级。

为了改善低频消声性能，宜采用尺寸较大的吸声结构。图 3-1-16(b) 为一种典型的设计，通常叫做**菱形消声器**，它在很宽的频率范围内都具有良好的消声性能。

为了改善消声器的气体动力性能，宜把折弯的通道改成圆滑弯曲的通道，如图 3-1-16(c) 所示。这种类型消声器通常叫做**声流式消声器**。它的声学性能与尺寸相仿的折板式消声器类似，不过气流再生噪声可以明显降低。

四、消声弯头

消声弯头主要利用声波在通道转弯角处的消声作用，应把它看成是一个“集总元件”。入射到消声弯头的声波，一部分被反射，一部分被吸收，剩下一部分透过弯头继续沿管道传播，因此，消声弯头实际上具有一定的抗性消声的成分。弯头的消声效果通常用插入损失来衡量，不过，由于在弯头上反射的声波一般不很强烈，因此插入损失与传声损失差别并不大，我们暂不加以严格区分，笼统地都可作为消声弯头消声量的量度。

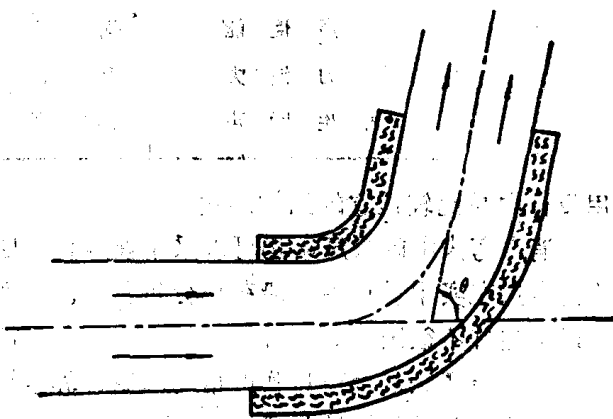


图 3-1-17 消声弯头

如图 3-1-17 所示，弯角 θ 是反映弯头弯曲程度的量，当 $\theta = 90^\circ$ 时，通常叫做**直角弯**

头。实验表明^{*}，弯头的消声量近似地与弯角 θ 成正比。例如一个 30° 弯头的消声量近似等于直角弯头消声量的三分之一。

消声弯头的横截面通常为矩形或圆形，在转弯角处可以是折弯也可以是圆滑弯曲。对于矩形截面直角弯头的常用形状如图 3-1-18 所示。通常宽度为 H ，弯头两端延伸出去的平直长度为 L ，在通常情况， L 值取为 2—4 倍 H 值。在图 3-1-18(a)中，外缘与内缘都为折弯；图(b)中，外缘折弯，内缘为半径 R 的圆弧，(c)外缘与内缘分别为半径 R_2 和 R_1 的圆弧。消声弯头的几何尺寸就用 H 、 L 、 R 等参数表征。

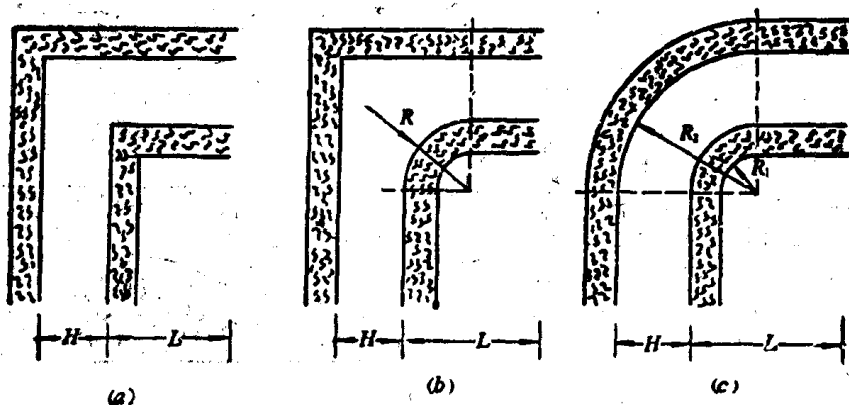


图 3-1-18 几种直角消声弯头

采用消声弯头时，主要应考虑三方面的性能：一是消声性能，以消声量衡量；二是气体动力性能，以压力损失衡量；三是气流再生噪声性能，以气流噪声级衡量。对上述方面应做到统筹兼顾，择优选取设计方案。对于不同结构形式的直角弯头性能，定性的评价如表 3-1-13 所列。可以看出，对于外缘折弯内缘圆滑弯曲的直角弯头，兼顾了上述三方面的性能，在实

直角弯头性能评价

表 3-1-13

类 型			
特 性			
消 声 性 能	优 良	良 好	较 差
压 力 损 失	严 重	尚 可	较 小
再 生 噪 声	强 烈	较 低	很 低

用设计中是比较适宜的结构形式。

消声弯头中的吸声结构可以采用吸声材料层，也可以采用微穿孔板共振结构。消声弯头的消声量在实用设计中一般在15分贝左右。在实验室内严格控制条件下，消声量达到30分贝以上也并不很困难。

对消声弯头的消声量作严格的理论计算也是可行的，不过，由于涉及因素很多，较难获得切合实用目的的设计公式。对于实用消声直角弯头，典型的实测结果如图 3-1-19 所示。

作为粗略估计，消声量 D （分贝）随频率参数 η 的变化列在表 3-1-14 内。

^{*}参见 Beranek L. L., "Noise and Vibration Control". McGRAW-HILL, 1973.

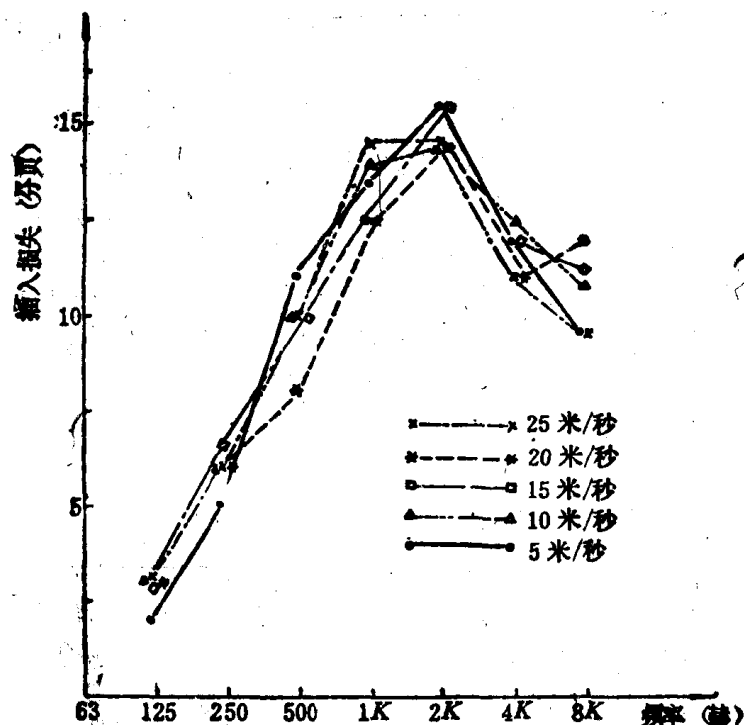


图 3-1-19 消声直角弯头典型实测结果

消声直角弯头消声量 D 的估计

表 3-1-14

频率参数 η	刚性壁面		吸声壁面		频率参数 η	刚性壁面		吸声壁面	
	无规入射	垂直入射	无规入射	垂直入射		无规入射	垂直入射	无规入射	垂直入射
0.1	0	0	0	0	1.5	4	8	10	13
0.2	0.5	0.5	0.5	0.5	2	3	7	10	13
0.3	3.5	3.5	3.5	3.5	3	3	8	10	14
0.4	5.5	6.5	7.0	7.0	4	3	10	10	16
0.5	7.5	7.5	9.5	9.5	5	3	11	10	18
0.6	8.0	8.0	10.5	10.5	6	3	12	10	19
0.8	7.5	8.5	10.5	11.5	8	3	14	10	19
1.0	6.0	8.0	10.5	12.0	10	3	15	10	20

值得注意，消声弯头的消声量与入射波的方向有明显的关系，在高频时这种关系更加突出。当直角弯头的转弯处有较大曲率半径或在折弯处装置导流片时，其消声量会明显下降。这时，对于刚性壁面，消声量可予忽略，对于吸声壁面，可粗略地按一次反射估计。

消声弯头的压力损失一般不能忽略不计，对于“外折内圆”的直角弯头，阻力系数约在0.5—1范围内。如果弯头内部装置导流片，阻力系数可以明显降低，不过，由于这时对消声效果将产生显著的不利影响，因此一般不宜采用。

五、变截面消声管道

在管道系统的进口端和出口端，常常装置截面面积缓慢缩小或扩大的变截面管，如果在这种过渡管道内壁衬贴吸声材料层或装置共振吸声结构就成为变截面消声管道。

从消声效果来说，截面变大，声能分散声压级下降，壁面吸声作用相对减弱，单位长度的消声量也将相应下降。

从气流动力性能来说，截面缓慢变化，阻力损失可以明显减小，并且由于在管道系统的进出口端流速降低，因此气流噪声级将相应地显著降低，这在实际工程中往往有重要的影响。

作为实例，图 3-1-20 为发电机组中励磁机排风口消声器的一种设计。消声器通道纵截面取为扇形，使有效通道截面面积随距离逐渐增大，从而使流速逐步降低。同时在通道内沿气流方向装置适当导流片，使流速沿截面分布比较均匀。与装置消声器以前相比较，装置这种截面逐步增大的消声器后，阻力损失不但没有增加，反而可以略有降低，从而保证励磁机冷却气流的流量，使其温升不致因装置消声器而明显增加。

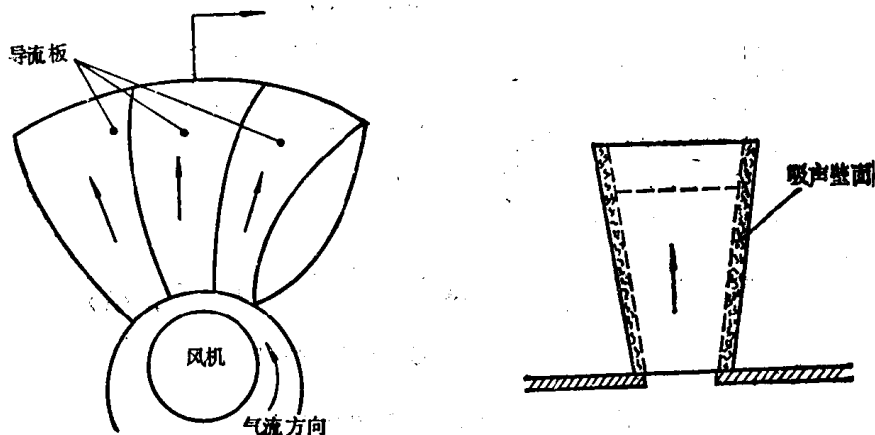


图 3-1-20 励磁机排风口消声器设计

通风管道系统进排气口消声器的一种优越设计如图 3-1-21 所示。在这种消声器中，进风（或排风）口为环形，气流沿径向流入后转变成轴向（或由轴向转变成径向）流出，主要的吸声结构为一圆盘，通常叫做**盘式消声器**。这种消声器的消声特点，与消声直角弯头是相同的，因此具有较高的消声效果。消声器的阻力系数决定于圆盘与管道间的距离。对于给定的流量，当距离增大时，进风（或排风）的面积增大，流速相应降低，从而使压力损失相应减小。同理，当管道系统的风压给定时，压力损失随圆盘距离变化时，流量相应变化。也就是说，借助调节圆盘距离可以控制管道系统内的流量。

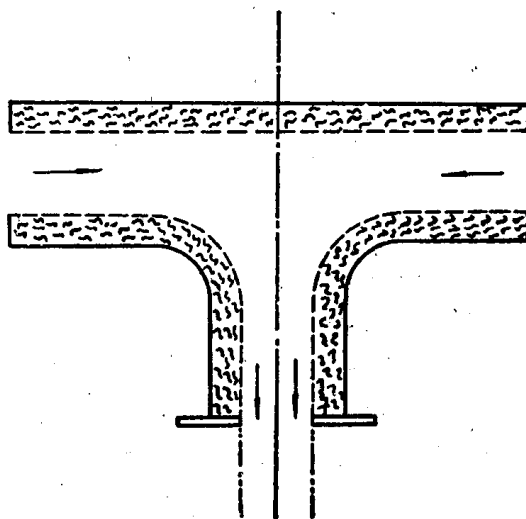


图 3-1-21 盘式消声器

§ 1-5 采用阻性消声器时应注意事项

前面对阻性消声器的理论分析和实用设计作了较全面的讨论。总的来说，消声器消声量的实测值要比理论值来得低，只有在严格控制条件下实测值才能接近理论值。这表明阻性消

声器涉及很多因素,提高它的实际消声效果还有很大潜力。

下面对设计阻性消声器有关的一些技术问题作些讨论。

一、温度对消声器消声性能的影响

空气的密度、声速和粘滞系数等许多物理量都随温度的变化而变化。在前面的讨论中,涉及定量计算时指的一般是室温下的结果。例如空气声速取为 340 米/秒 只有在 15℃ 时才精确。但在实际噪声控制问题中,温度变化的范围可以相当大。例如在燃气轮机消声器中,排气温度可以高达 450—500℃,温度变化的影响必须加以考虑。

一般地说,温度升高时声速增大,对于一定的波长来说相应的频率提高,因此吸声结构和消声器的频谱特性曲线向高频方向移动。另一方面,温度升高时空气(或燃气)密度降低而粘滞系数提高,因此对吸声材料层或共振吸声结构的声阻抗率有明显的影响。

由于在高温(或低温)下,对吸声材料或吸声结构直接测量所得的数据非常缺乏,因此根据严格的声传播理论,由常温下的理论或实验结果预测高温(或低温)下的性能有重大的实用价值。

一些物理量随温度变化的规律可写成下面指数的形式

$$A_t = A_{20} \left(\frac{T}{T_{20}} \right)^n = A_{20} \left(\frac{273+t}{203} \right)^n \quad (1)$$

式中 T 为绝对温度, A_t 为 t ℃ 时的有关量, A_{20} 为 20℃ 时的相应量, n 为温度指数。例如声速的温度指数为 1/2,表明声速与绝对温度的平方根成正比。表 3-1-15 中列出了一些物理量的温度指数。

一些物理量的温度指数

表 3-1-15

类 型	物 理 量	符 号	n 值
空 气 层	声 速	c_0	1/2
	密 度	ρ_0	-1
	特 性 阻 抗	$\rho_0 c_0$	-1/2
	粘 滞 系 数	η_0	~0.7
	声附面层厚度	δ	~0.9
共振吸声结构	共 振 波 长	λ_r	0
	共 振 频 率	f_r	1/2
	共振时相对声阻率	r	~{1.7 (低频) 0.9 (高频)}
	吸声上、下限频率	$f_{1/2}$	~1/2
吸 声 材 料 层	结 构 因 子	k	~0
	流 阻	r	~0.7
	第一共振频率	f_1	~1/2
	吸声下限频率	f_2	~1/2
	高频吸声系数	α_n	~0
消 声 器	消声下限频率	f_s	~1/2
	高频失效频率	f_n	~1/2

吸声材料在高温下的声学参数与绝对温度并没有简单的多方函数的关系,如果要作出较

精确的预测，必须借助严格的微观吸声理论（参见第二篇 § 2-5）。

〔例〕 一微穿孔板共振吸声结构在 20℃ 时的共振频率为 500 赫，共振时相对声阻率为 0.5，试估计 450℃ 时共振频率与相应的吸声系数。

〔解〕 共振频率 f_r 的温度指数 n 为 1/2，由式 (1) 可得 450℃ 时的共振频率为

$$f_r = 500 \left(\frac{273 + 450}{293} \right)^{1/2} = 785 \text{ 赫}.$$

共振吸声结构相对声阻率的温度指数 n 随频率在 0.9—1.7 范围内变化，以中值 1.3 估计，由式 (1) 可得 450℃ 时的相对声阻率为

$$r = 0.5 \left(\frac{273 + 450}{293} \right)^{1.3} = 1.6.$$

由此得相应的共振吸声系数为

$$\alpha_r = \frac{4r}{(1+r)^2} = 0.94.$$

由上可以看出，在室温时声阻率较低的微穿孔板共振结构，在高温时相对声阻率会明显增大，这就有可能采用较高的穿孔率，或较大的穿孔直径。要对相对声阻率作较精确的估算，必须借助严格的理论计算公式（参见第二篇 § 1-3）。

在高温（或低温）时，对吸声材料品种的选择也带来一定的限制。一些常用吸声材料的热学性能如表 3-1-16 中所列。

一些常用吸声材料的热学性能

表 3-1-16

吸 声 材 料	容 重 (公斤/米 ³)	导 热 系 数 (千卡/米·时·度)	最高使用温度 (℃)	最低使用温度 (℃)
泡 沫 塑 料	20—50	0.03—0.04	80	—35
毛 毡	100—400	0.045	100	—35
玻 璃 纤 维 制 品	80—130	0.03—0.04	250—350	—35
矿 棉 纤 维 制 品	80—130	0.04—0.05	250—350	—35
普通超细玻璃棉	15—40	0.03	450—550	—100
无碱超细玻璃棉	15—40	0.03	600—700	—100
高硅氧玻璃棉	40—80	0.03	1000—1200	—100
矿 渣 棉	120—150	0.04—0.05	500—600	—100
金 属 棉	<220	—	900—1100	—
微 孔 吸 声 砖	300—800	0.08—0.12	900—1000	—

二、一些影响消声器消声性能的因素

消声器的消声性能受到多方面客观条件的制约。如前所述，气流、温度的不同会使消声性能产生明显的变化。此外，还有下列因素也会产生一定程度的影响，在设计、使用阻性消声器时应予以注意。

(1) 声波在消声器进出口端的反射

沿管道传播的声波，在截面突变处会产生明显反射（参见第一篇 § 3-1）。在管道系统中装置消声器时，在进出口端一般要用一段渐缩或渐扩的过渡管道连接，因此声波在消声器进出口端会或多或少地产生反射。即使消声器通道截面与主管道截面完全相同，由于壁面的边界条件有所不同，声波在交界截面上仍会有一小部分向声源方向反射回去。

声波在消声器进出口端的反射,对提高消声器的消声性能是有利的,它提供一个附加的消声量 Δ_1 。

附加消声量 Δ_1 实质上属于抗性消声范畴,它使消声器的消声量 D 不再与有效消声段长度 l 成正比,同时还使消声器的消声量(传声损失)不再与插入损失一致。

对于常用阻性消声器,附加消声量 Δ_1 一般在3分贝以下,在设计过程中宜把它作为“安全余量”,不计入消声指标内。不过,在实验测量时应加以注意,保证使它不会影响测试结果。特别是在测试时采用的连接管道与正常使用时的管道有所不同的情况下,必须对附加消声量加以严格控制,或予以较精确的估计。

(2) 高次方式简正波的影响

在消声管道中传播的任意声波可以看成是许多不同方式简正波的迭加,其中对应于平面波的是基波。由于高次波一般比基波衰减快,因此当消声管道足够长时,管道中存在的主要是基波,在前面几节的分析中,我们讨论的也就限于基波。

实际上,管道中传播的声波(基波)在声学特性突变的交界截面上产生反射现象时,不论在反射声波中还是在透射声波中都会产生高次波。因此,在消声器进出口端以及管道中折弯处都存在较强的高次波。消声管道中,在吸声结构内装置横隔板处,也有一定的反射现象,因此相应地也存在高次波。

声波向消声器进口入射的方向不同,对高次波的产生也会相应不同。这就是说,消声器的消声量与入射方向是有关的。一般地说,平面波正入射时进入消声管道的声波大部分是基波,只有一小部分是高次波,即基波所占百分比高;反之,平面波斜入射时,进入消声管道的声波中基波所占百分比相对降低,与正入射相比较,可看成其中一部分基波转化成高次波了。

基波转化成高次波的部分随距离迅速衰减掉了,这对于提高消声器的消声量是有利的。因此,对于同样声强的声波,向消声器无规入射与正入射相比较,可得到一个附加的消声量 Δ_2 。

高次波对于实验测试来说,往往是个不利的干扰因素。例如在消声管随内靠近进出口端处,由于高次波与基波相互迭加,会使声场分布很不均匀,并且使声压级读数偏高而不能反映基波的情况。

(3) 壁面吸声层内轴向波的影响

前面的分析中,我们假定吸声材料层或共振吸声结构是局部反应的,不考虑界面上切向质点振动速度的条件。实际上,在壁面吸声层内存在沿管道轴向传播的波,它对壁面的声学特性有一定程度的影响。

为方便起见,暂不考虑管道中气流的影响,如图3-1-22所示,设声波在消声管道中沿轴向传播时的波动因子为 $\exp(j\omega t - jk_0gx)$,实际上在吸声层内也应该包含这个因子,由吸声材料内的波动方程,可得声压的精确解为

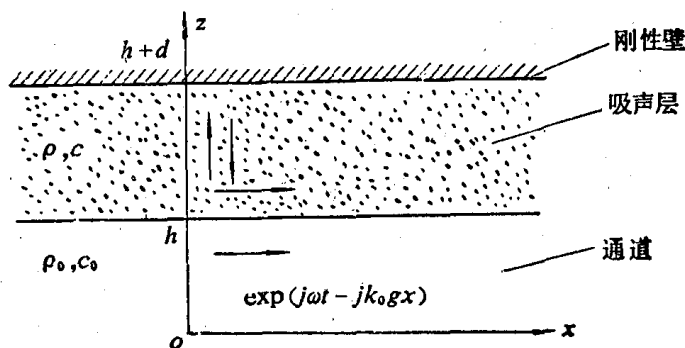


图 3-1-22 轴向波的影响

$$p = p_0 \cos[k_z(h+d-z)] \exp(j\omega t - ik_0gx), \quad (2)$$

式中 k_z 由下式决定

$$\left(\frac{k_z}{k}\right)^2 = 1 - \left(\frac{k_0}{k}g\right)^2 = 1 - \left(\frac{cg}{c_0}\right)^2, \quad (3)$$

在表面的法向相对声阻抗率为

$$\zeta = \frac{\rho c}{\rho_0 c_0} \cdot \frac{k}{k_z} \cot(k_z h), \quad (4)$$

式中 c_0 和 c 分别为空气中和吸声材料中的声速, 对于较密实的吸声材料, $c_0 \gg |c|$, 这时, 吸声层中声波波数沿厚度方向的分量 k_z 近似等于波数 k , 这表明吸声层中的声波近似沿法向传播, 也就是说, 吸声层近似为局部反应。反之, 对于较稀疏的吸声材料, c_0 并不远大于 $|c|$, 这时 k_z 与 k 有显著差别, 吸声层中声波并不近似沿法向传播, 在表面的法向相对声阻抗率也与局部反应时的情况有明显不同。

(4) 消声器器壁结构噪声的影响

消声器器壁为薄壁结构, 器壁在激发力作用下振动时会在管道内辐射噪声, 从而可能明显影响消声器的消声性能。

器壁振动辐射的噪声是一种结构噪声, 它的激发来源可以是管道中的气流, 也可以是风机等机组的振动。除了这两种激发来源外, 还有一种来源是管道中传播的噪声本身, 即在消声器进口端管道中的噪声激发器壁振动, 这种振动沿器壁传播至出口端附近再向外辐射噪声。声波从空气进入固体然后再返回空气的过程中, 会产生相当大的衰减, 记相应的衰减量为 D_m , 很明显, 消声器的消声量 D 不会大于 D_m 值。值得指出, 这个消声量限值 D_m 决定于消声器的结构, 它是消声器本身的属性。也就是说, 当噪声源声压级提高时, 这种结构噪声产生的噪声级相应提高, 消声量限值 D_m 基本上仍保持不变, 在这一点上与气流再生噪声产生的影响 (参见第三篇 § 1-3) 有本质上的不同。

三、阻性消声器结构设计

阻性消声器广泛应用于管道系统中, 在实际设计时宜优先考虑采用片式消声器, 根据实际情况确定消声量指标及几何尺寸 (参见第三篇 § 1-3)。在特定条件下, 也可采用其他类型消声器, 其设计参数可以参照相仿的片式消声器作适当的调整。

阻性消声器的结构应根据具体使用条件进行设计, 对于材料供应、制造成本等方面也要加以考虑。下面是一些结构设计中的应注意事项:

(1) 吸声结构的设计

吸声结构是阻性消声器的关键部件, 在实际设计时宜优先考虑采用吸声材料层, 在特定条件下, 也可采用共振吸声结构。吸声结构的声学性能应按照消声要求加以控制 (参见第二篇第一、二章), 它的机械性能也必须加以注意, 保证它适合实际使用条件。

超细玻璃棉层制成的吸声结构具有吸声性能优良、耐高温耐腐蚀、施工时不刺手等优点, 其主要缺点是易受风蚀, 不能浸水, 制造成本较高。

为了防止高速气流吹走超细玻璃棉, 并使吸声结构保持一定的外形, 通常采用穿孔板作为护面层, 并在穿孔板与玻璃棉间衬一层玻璃布。在穿孔板加工不便的条件下, 用菱形孔网来代替也是适宜的。

用成型的玻璃纤维毡或矿渣棉毡来代替超细玻璃棉也可获得性能优良的吸声结构。当气流的流速低于8米/秒时，可以不另加穿孔板护面层。

当流速高于30米/秒时，风蚀作用很强烈，在穿孔板与吸声材料间的玻璃布应掉换成为强度较高的金属网，或留出一定宽度的空气间隙。

泡沫塑料制成的吸声结构也具有优良的声学性能，泡沫塑料还具有不怕浸水，成型性能优良，便于加工等优点。其主要缺点是易老化，不防火，不耐高低温，只能在常温下使用。

用泡沫塑料制作吸声片时，通常把它直接胶接在金属框架或底板上，不必另加护面层。

微穿孔板共振吸声结构在高温、高风速等条件下采用是很优越的，它还具有不怕浸水、无碎屑、易清洗、阻力损失低等优点，其主要缺点是高频消声性能较差，微穿孔易堵塞等缺点。

微穿孔板应与空腔内的横向隔板（与管轴方向垂直）连结，主要起隔断空腔内沿管轴方向的声传播，使吸声结构接近局部反应，同时也起增大机械刚性的作用。如果采用双层微穿孔板结构时，把两层微穿孔板预先组成具有横向隔板的盒式结构，然后与框架组装，这是比较合理的设计。实践表明，在阻性消声器中微穿孔的堵塞问题并不象人们所担心那样严重，如果采用精心设计的渐扩通道造成负压，使有气流不断通过微穿孔进入通道，就可以防止堵塞现象。

采用微孔吸声砖作为吸声结构也有一定实用价值，它是一种圬工结构，施工简单，成本较低，不过它的消声性能较差，必须采用较大尺寸的消声器，因此较适宜用于中低频消声。

(2) 消声器机械结构的设计

可装卸的消声器一般采用薄壁结构，以减轻它的总重量。消声器外壁通常采用厚度为1~2毫米的薄钢板或5~10毫米的塑料板或纤维板。对于承受一定静压的大型消声器，宜采用厚度为3毫米左右的钢板，一般不宜采用非金属板。由于壁面较薄，刚性较差，在噪声作用下会发生强烈振动从而使噪声器的消声性能降低。一种合理的补救办法是采用“加肋条”的外壁，即在板上模压制成具有外凸的花纹，或在外壁上适当增加一些加强肋条。当然，在消声器外壁上采取减振或隔声措施也是可行的，不过这往往会使结构复杂化，甚至得不偿失。

对于固定的消声器可采用圬工结构，管壁的振动问题可以不必加以考虑。

吸声结构在消声器内要便于安装、维修，要注意牢固可靠。特别是对于进风消声器，要采取措施保证金属零件不会松动掉落，以免被气流带入机组内而引起事故。

吸声结构端部形状宜呈尖劈形或流线形，以减小气流的压力损失。对于进风消声器还应考虑防雨，防灰沙，防鸟等问题。

(3) 消声器的安装

对于通风管道系统，消声器宜在紧靠风机进出口处，使从风机内发射出来的噪声先进入消声器消声后再进入管道。这样，由于管道内噪声级降低，不但可以减弱从管道系统进风口或出风口向外辐射的噪声，而且也可同时降低透过管壁传出的噪声。

消声器两端通常用渐扩或渐缩的过渡管道与主管道相联接，以减小气流压力损失。这种过渡管道应看成是消声器的一个组成部分，它具有的附加消声量可以计算在消声器的消声量内，过渡管道与主管道联接处应保证气密性。

消声器由几段组成时，宜把消除中低频噪声为主的消声段装置在靠近风机部位而把消除高频噪声为主的消声段装置在靠近管道系统进风口或出风口部位。这样，在消声器内产生的气

流再生噪声（一般以中高频为主）可以得到一定的抑制。

§ 1-6 消声器内气流的压力损失

气流在管道中流动时，如果流速不太大，声压级也不太高，那么按时间平均来说，可以认为气体的密度近似保持不变。假使流动过程中不发生机械能的损耗，那么沿流动方向上气体静压 P_s 与单位体积气体动能 $\frac{\rho}{2}v^2$ 的总和保持不变，即

$$P_s + \frac{\rho}{2}v^2 = \text{常数}. \quad (1)$$

上述关系式通常叫做**贝努利方程**。单位体积气体动能通常叫做**动压**（或叫做**速度头**），记为 P_v 。静压与动压的总和叫做**全压**，记为 P_t 。式(1)表明，不发生机械能损耗时，气体的全压沿流动方向保持不变。

当气流通过消声器时，一般将发生机械能的损耗现象，在消声器进口端与出口端之间气体的全压会有一定程度的降低，这个降低量叫做消声器内气流的**压力损失**，简称**阻损**。当进口端与出口端的端面面积相同时，气流的平均流速相同，压力损失就等于消声器进口端与出口端间气体静压的降低量。

消声器内气流的压力损失与流速的平方成正比。按照产生压力损失的不同机理，可把压力损失分成两大类：一是管道壁面摩擦产生的压力损失，二是在局部结构内流动情况突然改变时产生的压力损失。分别讨论如下：

一、摩擦压力损失

管道内由于壁面摩擦产生的压力损失可由下式决定

$$\Delta P = \lambda \frac{l}{d} P_v. \quad (2)$$

式中 l 为管道长度， d 为横截面的等效直径，它等于四倍面积 S 与周长 F 之比，即

$$d = \frac{4S}{F}, \quad (3)$$

比例常数 λ 叫做**摩擦阻力系数**。在通常情况，消声器内的雷诺数 Re 足够大，使得管道内的流动为充分发展的湍流，这时， λ 值仅决定于壁面的相对粗糙度。记壁面的粗糙峰高度为 k ，管道等效半径为 a ，那么相对粗糙度由比值 k/a 表征。可得***

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{a}{k} + 1.74. \quad (4)$$

λ 值随相对粗糙度变化的关系列在表 3-1-17 内。

*静压、动压和全压的单位为帕(Pa)，目前在噪声控制工程中常用毫米水柱(mmH₂O)为单位，1mmH₂O=10Pa。

**雷诺数 $Re = \frac{vd}{\nu}$ ，式中 ν 为气体的运动粘滞系数。

***参见 A·Γ·洛强斯基，《液体与气体力学》，§96，林鸿荪、张炳煊译，高等教育出版社，1959。

摩擦阻力系数 λ 值 ($Re > 10^5$)

表 3-1-17

相对粗糙度 $\frac{k}{a}$ (%)	0.4	0.8	1.2	1.6	2	3	4	6	8	10
摩擦阻力系数 λ	0.023	0.028	0.032	0.035	0.038	0.044	0.049	0.057	0.065	0.072

对于穿孔板护面结构的消声管道,粗糙峰高度与穿孔板厚度或穿孔直径可相比拟,在通常情况,相对粗糙度在百分之几的范围, λ 值变化范围不大,约为0.04~0.06,粗略地可取为0.05。对于刚性壁管道,粗糙峰高度在十分之几毫米以下,相对粗糙度在千分之几的范围, λ 值约为0.02~0.03。

二、管道突然扩大处的局部阻力系数

气流由较细管道进入较粗管道时,在截面面积突然扩大处,会发生脱体现象使流场分成两个性质明显不同的区域,在粗管道凹角附近的区域内,有强烈的涡旋湍

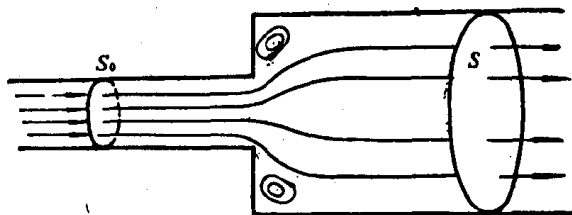


图 3-1-23 管道突然扩大

运动。(如图3-1-23),从而使气流的机械能不断地耗散。这表明在管道突然扩大的局部结构范围内,存在显著的压力损失,它的大小与气流的动压成正比。可写成下面的形式

$$\Delta P = \zeta P_v \quad (5)$$

式中 ζ 为压力损失与动压之间的比例系数,叫做**局部阻力系数**。值得指出,在局部结构中各处气流的速度往往是不同的,即动压不同,因此对于同一结构采用不同位置的动压会使相应的局部阻力系数有所不同。下面,如果没有特别说明,式(5)中的动压 P_v 采用局部结构中较小截面处气流的动压。

在一些特殊情况,局部阻力系数可以根据气流运动的基本方程加以推导。在一般情况,局部阻力系数需由实验测定。

设较细管道的截面面积为 S_0 ,较粗管道的为 S ,记扩张比 $m = S/S_0$,可得局部阻力系数近似为

$$\zeta = \left(1 - \frac{S_0}{S}\right)^2 = \left(1 - \frac{1}{m}\right)^2 \quad (6)$$

在极限情况,当 $S \gg S_0$ 时,可得 $\zeta = 1$,这就是气流由管道进入自由空间时的情况。这时气流的动压全部损失。也就是说,气流所具有的动能通过涡旋内的粘滞作用全部转化成为热能了。

如果粗细管道连接处用锥形管过渡,使截面面积较缓慢地随距离增大,如图3-1-24(a)

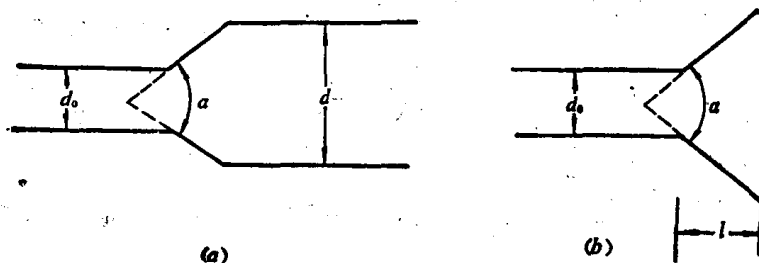


图 3-1-24 管道扩大处用渐扩管过渡

所示,局部阻力系数可以明显地降低,记圆锥顶角为 α ,粗细管道等效直径往往比为 d/d_0 。(即为 $\sqrt{m}$),局部阻力系数 ζ 值列在表 3-1-18 内。如果用锥形渐扩管过渡后,气流由管道进入自由空间,如图 3-1-24(b)所示,记锥形管长度为 l ,对于不同的比值 l/d_0 ,局部阻力系数 ζ 值列在表 3-1-19 内。

粗细管道间锥形渐扩管过渡时的局部阻力系数*

表 3-1-18

$\alpha(^{\circ})$	d/d_0					
	1.2	1.5	2.0	3.0	4.0	5.0
5	0.02	0.04	0.08	0.11	0.11	0.11
10	0.02	0.05	0.09	0.15	0.16	0.16
20	0.04	0.12	0.25	0.34	0.37	0.38
30	0.06	0.22	0.45	0.55	0.57	0.58
45	0.07	0.30	0.62	0.72	0.75	0.76
60	—	0.36	0.68	0.81	0.83	0.84
90	—	0.34	0.63	0.82	0.88	0.89
120	—	0.32	0.60	0.82	0.88	0.89
180	—	0.30	0.56	0.82	0.88	0.89

出口用锥形渐扩管过渡时的局部阻力系数

表 3-1-19

$\alpha(^{\circ})$	l/d_0				
	1	2	4	6	10
4	1.15	0.91	0.57	0.34	0.20
8	0.90	0.60	0.34	0.22	0.14
12	0.73	0.46	0.27	0.22	0.18
16	0.59	0.39	0.29	0.29	0.26
20	0.55	0.42	0.47	0.38	0.35
24	0.55	0.49	0.59	0.50	0.45
30	0.58	0.62	0.66	0.67	0.60

三、管道突然收缩处的局部阻力系数

气流由较粗管进入较细管道时,在截面面积突然收缩处,也会发生脱体现象,使气流机械能在局部范围内显著耗散(如图3-1-25)。

局部阻力系数 ζ 随面积比 S_0/S 的变化,近似由下式决定

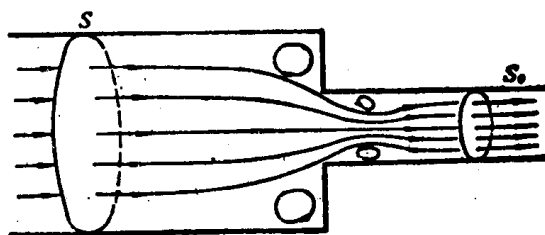


图 3-1-25 管道突然收缩

$$\zeta = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{S_0}{S} \right). \quad (7)$$

较精确的实验值,列在表 3-1-20 内。

如果粗细管道连接处用锥形渐缩管过渡,局部阻力系数可以明显下降, ζ 值可由下式决定

*本表及下面各表数据摘自《机械设计手册》,燃料化学工业出版社,1972。

管道突然收缩时的局部阻力系数

表 3-1-20

S_0/S	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
ζ	0.50	0.47	0.42	0.38	0.34	0.30	0.25	0.20	0.15	0.05	0

$$\zeta = \zeta_0 \left(1 - \frac{S_0}{S}\right). \quad (8)$$

与式(7)相比较,式(8)中用系数 ζ_0 来代替 $1/2$ 。记锥形渐缩管的长度为 l ,顶角为 α ,系数 ζ_0 由表 3-1-21 决定。

粗细管道间用锥形渐缩管过渡时的局部阻力系数 ζ_0

表 3-1-21

$\alpha(^{\circ})$	l/d_0					
	0.025	0.050	0.075	0.10	0.15	0.60
30	0.43	0.36	0.30	0.25	0.20	0.13
60	0.40	0.30	0.23	0.18	0.15	0.12
90	0.41	0.33	0.28	0.25	0.23	0.21
120	0.43	0.38	0.35	0.33	0.31	0.29

在极限情况,当 $S \gg S_0$ 时,这就是气流由自由空间进入管道时的情况。常见的入口结构如图 3-1-26 所示。

如果入口管道与壁面垂直(图 3-1-26 a),由式(7)可得 $\zeta = 1/2$ 。如果管道与壁面成 α 角(图 3-1-26 b),局部阻力系数 ζ 由表 3-1-22 决定。

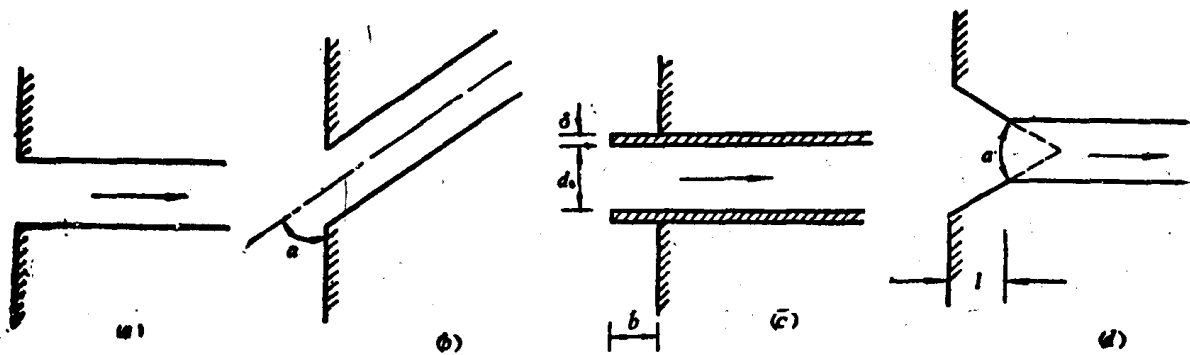


图 3-1-26 常见管道入口结构

管道倾斜时的局部阻力系数

表 3-1-22

$\alpha(^{\circ})$	20	30	45	60	70	80	90
ζ	0.96	0.91	0.81	0.70	0.63	0.56	0.50

如果管道是插入式的,记壁厚为 δ ,插入深度为 b (图 3-1-26 c),那么当 $\delta/d_0 < 0.05$ 及 $b/d_0 \geq 0.5$ 时,可取 $\zeta = 1$;当 $\delta/d_0 > 0.05$ 及 $b/d_0 < 0.5$ 时,可取 $\zeta = 0.5$ 。

如果用锥形渐缩管过渡后再进入管道(图 3-1-26 d),局部阻力系数可由表 3-1-21 决定。

四、管道突然转变处的局部阻力系数

在管道突然转弯处，气流方向变化会使湍运动加强，在转角处也可能发生脱体现象，因此气流机械能在局部范围内显著耗散（如图 3-1-27）。

常见的管道转弯结构（通常叫做弯头）分两种基本类型：一种是折弯（图 3-1-28 a），记转过角度为 α ，相应的局部阻力系数 ζ 列在表 3-1-23 内。另一种是圆滑弯曲（图 3-1-28 b），设管轴以弯曲半径 R 转过 α 角，管道的直径为 d_0 ，局部阻力系数 ζ 可写成下面的形式

$$\zeta = \zeta_0 \frac{\alpha}{90} \quad (9)$$

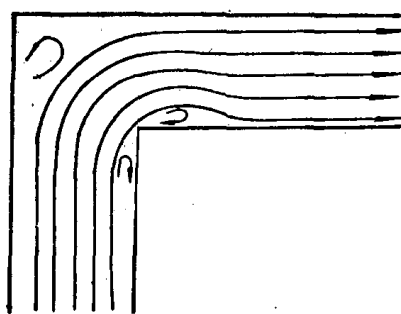


图 3-1-27 管道突然转弯

管道折弯时的局部阻力系数

表 3-1-23

$\alpha(^{\circ})$	10	20	30	40	50	60	70	80	90
ζ	0.04	0.10	0.17	0.27	0.40	0.55	0.70	0.90	1.12

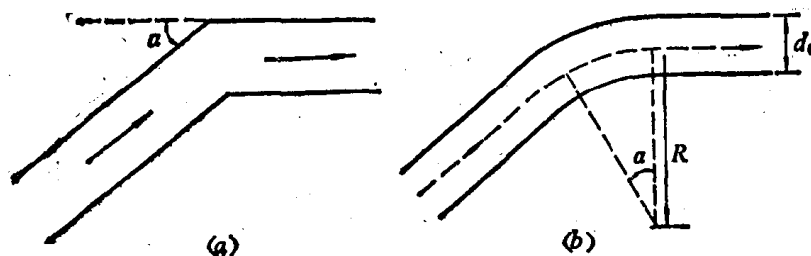


图 3-1-28 管道转弯结构基本类型

式中 ζ_0 就是弯过 90 时（直角弯头）的局部阻力系数。对于不同的比值 $d_0/2R$ ，相对应的 ζ_0 值列在表 3-1-24 内。

圆滑弯过直角时的局部阻力系数

表 3-1-24

$d_0/2R$	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
ζ_0	0.13	0.14	0.16	0.21	0.29

可以看出，与折弯的情况相比较，圆滑弯曲时局部阻力系数明显降低。在噪声控制工程中，常用的直角弯头宜采用折衷的结构，即内缘（凸角）为圆滑弯曲而外缘（凹角）为折弯（参见第三篇 § 1-4）。

当两个直角弯头连接在一起时，如果弯曲方向相同，那么局部阻力系数加倍，即为 $2\zeta_0$ ；如果弯曲方向相反，那么应取为 $4\zeta_0$ ；如果两弯头轴线所处平面互相垂直，那么就应取为 $3\zeta_0$ 。

五、滤网的局部阻力系数

气流通过滤网时，会产生明显的压力损失。设滤网有效通流面积为 S_0 ，管道截面积为 S ，当流速不太低时，局部阻力系数近似可由下式决定

$$\zeta = 1.3 \frac{S_0^2}{S^2} \left(1 - \frac{S_0}{S}\right) + \left(1 - \frac{S_0}{S}\right)^2. \quad (10)$$

对于不同的面积比 S_0/S ，相对应的 ζ 值列在表 3-1-25 内。

滤网的局部阻力系数*

表 3-1-25

S_0/S	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9
ζ	0.82	0.68	0.57	0.48	0.41	0.35	0.28	0.20	0.12

*本表内局部阻力系数以通过滤网时的动压作为参考，与《机械设计手册》上的相应数据相差 $(S_0/S)^2$ 倍。

第二章 抗性消声器

抗性消声器是内燃机排气系统中广泛采用的消声装置。它的基本结构是由若干声学特性不同的单元联接而成。声波沿管道传播时，在声学特性突变的交界截面上会产生反射，一部分声波向声源方向反射回去，只剩下一部分继续向前传播，从而达到消声的目的。

抗性消声器的基本类型可分三种：扩张式，共振式和干涉式。扩张式消声器主要借助管道截面积突然扩张（或收缩）产生的反射作用。共振式借助旁接共振系统产生反射作用。干涉式消声器则借助两束相干声波的相互抵消作用。实用的抗性消声器一般由多节上述基本类型消声器组合而成。

与阻性消声器相比较，抗性消声器中的声反射作用非常强烈，装置消声器前后，自声源向消声器入射的声波可能明显改变，因此用插入损失和传声损失来评价消声效果时会有所不同，实际具有的插入损失往往要比传声损失低一些。

我们知道，只有对应于给定频率的传声损失才是消声器单独所具有的属性。 A 声级传声损失应考虑噪声源发出的噪声频谱，而插入损失应考虑整个管道系统的性质。如果我们关心的是要对不同抗性消声器本身的消声性能作相对比较，宜采用传声损失作为评价参数，这时消声器在管道系统中的装置情况以及噪声源的辐射特性并不直接影响消声器的消声性能。如果我们关心的是整个管道系统的声学性能的改善，宜采用插入损失作为评价参数，这样必须把消声器看成是整个系统的一个组成部分，与待消声的机组配套“对号入座”，切勿把消声器看成是孤立的部件单独加以评价。

插入损失与传声损失都与声波频率密切相关。由于抗性消声器中存在强烈的反射声，与入射声迭加后会产生驻波现象，因此用纯音进行测量时，插入损失与传声损失会随频率显著起伏变化。在实际问题中，我们宜分析讨论一定频率范围内的某种平均情况。例如，采用 $1/3$ 倍频程频带噪声，以它的中心频率作为特征频率，并设在给定频带内自声源向消声器入射的为粉红噪声。当噪声源的频谱给定时， A 声级的插入损失与传声损失可根据各个 $1/3$ 倍频程的插入损失经 A 修正后间接计算（参见第一篇 § 4-1）。

直接测定抗性消声器的传声损失是相当困难的，这是因为抗性消声器两端存在反射声的干扰，要单独测出与入射声或透射声相对应的声压级（或声功率级）应采用声强测试技术或其他相关分析技术，特别是，在实际使用抗性消声器的系统中往往存在高温、高流速、高静压的气流，对于声学测试装置造成很多技术问题。在现场测量插入损失比较简便并且能直接反映综合消声效果，因此目前在噪声控制工程中，一般只测量插入损失。*

声波在管道中传播的理论已经相当成熟，不过目前在抗性消声器的设计与应用中，理论

* 目前，人们笼统地用“消声量”来评价抗性消声器的消声效果，在这里，“消声量”往往指的是 A 声级插入损失。如前所述，这种提法是不确切的，因为插入损失并不是消声器单独所具有的属性。为了避免混淆，本章内我们仍保留“消声量”这一通俗名词，但指的是消声器的传声损失。对于整个管道系统，装置消声器后的消声效果可用插入损失来评价，这时应避免使用“消声量”这一名词。

计算与实测结果只有在实验室内严格控制的条件下才良好相符,在实际工程中往往存在较大差别。分析其原因,主要有两种:一是所用设计理论不当或结构模型过分粗略,忽视了一些重要的因素。例如尾管是消声器的重要组成部分,假使只考虑消声器主体,采用单节或多节消声器的理论公式计算而忽视了尾管的影响,将得出不正确的结论;另一种原因是所用实验测试方法不当或实验条件与实际使用条件不一致。例如在实验室测试时所用噪声源如果与现场实际使用的噪声源不相同,所得A声级降低量往往会有明显差别。

值得指出,影响抗性消声器消声性能的因素很多,除了消声器本身结构外,还与管道内气流的温度、流速等因素密切相关。而且也与管道系统出口的辐射条件以及噪声源的特性等因素有关。因此,在实验室内测试时消声性能良好的消声器,在现场使用时并不一定也良好。对某种型号内燃机适用的消声器不能随便套用到其他型号的内燃机。

由上可知,要获得性能良好的抗性消声器,必须针对具体情况进行设计,单纯地采用“选拔赛”的办法盲目试测大量不同消声器结构往往是不适宜的。本章内根据严格的声传播理论对抗性消声器的消声性能作较系统的分析,先讨论基本类型消声器的特点,然后把从声源到管道系统出口的全部结构作为一个完整系统,着重阐明其理论分析计算的普遍方法,为具体设计计算抗性消声器结构提供根据。文中考虑了管道中存在气流的影响,对抗性消声器的总体设计作了介绍。

§ 2-1 扩张式消声器

平面声波在刚性壁管道中传播时,在截面面积突然扩张(或收缩)处,一部分声波在界面上反射,另一部分声波通过界面继续向前传播(参见第一篇§3-1)。扩张式消声器就是根据管道中声波在截面突变处发生反射的原理而设计的。下面,我们对这种消声器的消声特点进行讨论。

一、单节扩张式消声器

在截面面积为 S_0 的管道中,接入一段长度为 l 而截面面积突然增大为 S 的管道,就组成一节最简单的扩张式消声器,这一段较粗的管道叫做扩张室,设声源在消声器左方,向右传播声波的声压幅值用 A 表示,向左传播声波的声压幅值用 B 表示。消声器入射声波的声压为 A_1 ,反射声波的声压为 B_1 ,出口端透射声波的声压为 A_3 (如图3-2-1),我们在这里暂不考虑从消声器出口管道末端反射回来的声波。

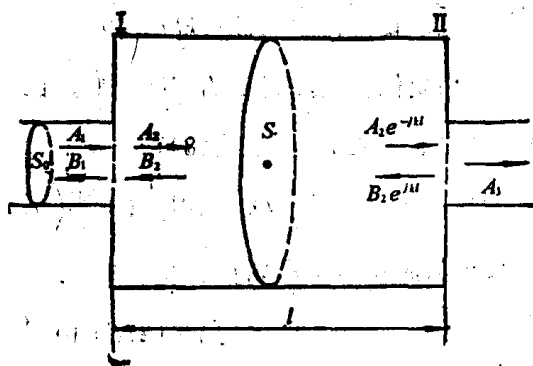


图 3-2-1 单节扩张式消声器

消声器的消声量(传声损失)可以用入射声波与透射声波间声功率级之差来衡量。由于进出口管的截面面积相同,声强与声压的平方成正比,因此以分贝为单位时,消声器的消声量 D 可用下式决定

$$D = 10 \lg \left| \frac{A_1}{A_3} \right|^2 \quad (\text{分贝}). \quad (1)$$

我们知道,入射声波与透射声波的相位一般并不相同,消声器的消声量只与声能有关,因此在式(1)中我们采用的是声压绝对值的平方,以复数表示时,就是声压比值的实部平方与虚部平方之和。下面,我们根据声波在刚性壁管道中传播的规律导出单节扩张式消声器的消声量。

设在扩张室内声波仍以平面波的方式(基波)传播。如果记向右传播的声波在截面Ⅰ处的声压为 A_2 ,那么传播到截面Ⅱ处的声压为 $A_2 e^{-jkl}$,截面Ⅱ处的相位比截面Ⅰ处要落后 kl 值,其中 $k = \omega/c = (2\pi)/\lambda$ 为声波波数*。与此相类似,记向左传播的声波在截面Ⅰ处的声压为 B_2 ,那么在截面Ⅱ处的声压为 $B_2 e^{jkl}$,即截面Ⅱ处的相位比截面Ⅰ处要超前 kl 值。在截面Ⅰ处,根据声压连续条件可得

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2, \quad (2)$$

根据体积速度连续条件可得

$$S_0 \left(\frac{A_1}{\rho c} \right) - S_0 \left(\frac{B_1}{\rho c} \right) = S \left(\frac{A_2}{\rho c} \right) - S \left(\frac{B_2}{\rho c} \right),$$

$$\text{即} \quad A_1 - B_1 = m(A_2 - B_2), \quad (3)$$

$$\text{其中} \quad m = \frac{S}{S_0}, \quad (4)$$

为管道截面面积增大的倍数,叫做扩张比。同理,在截面Ⅱ处根据声压与体积速度连续的条件可得

$$A_2 e^{-jkl} + B_2 e^{jkl} = A_3, \quad (5)$$

$$m(A_2 e^{-jkl} - B_2 e^{jkl}) = A_3. \quad (6)$$

解联立方程式(2)、式(3)、式(5)和式(6),可得出

$$\frac{A_1}{A_3} = \cos(kl) + j \left(\frac{m^2 + 1}{2m} \right) \sin(kl), \quad (7)$$

代入式(1),化简后可得消声量为

$$D = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \sin^2(kl) \right\}. \quad (8)$$

由上式可以看出, D 与 $\sin(kl)$ 有关。由于 $\sin(kl)$ 是频率的周期函数,可见消声量随频率作周期性的变化。当 kl 为 $\frac{\pi}{2}$ 的奇数倍时,即 $kl = (2N+1)\frac{\pi}{2}$ ($N=0,1,2,\dots$) 时, $\sin^2(kl)=1$,消声量达最大值 D_m ,由式(8)得

$$D_m = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(m - \frac{1}{m} \right)^2 \right\} = 20 \lg \left(m + \frac{1}{m} \right) - 6. \quad (9)$$

D_m 与 m 值的数值关系列在表 3-2-1 内,相应的频率 f_N 为

$$f_N = (2N+1) \frac{c}{4l} \quad (N=0,1,2,\dots). \quad (10)$$

可以看出,扩张室长度 l 为相应四分之一波长的奇数倍。

当 kl 为 π 的整数倍时,即 $kl = n\pi$ ($n=1,2,\dots$) 时, $\sin(kl)=0$,这时消声量为零,相应的频率叫做通过频率,可由下式计算

* 本文内管道中的媒质设为空气或燃气, k, c, λ, ρ , 等量的脚标“0”予以省略并不会引起混乱。

最大消声量 D_m 与扩张比 m 的关系

表 3-2-1

m	D_m (分贝)	m	D_m (分贝)
1	0	12	15.6
2	1.9	14	16.9
3	4.4	16	18.1
4	6.5	18	19.1
5	8.5	20	20.0
6	9.8	22	20.8
7	11.1	24	21.6
8	12.2	26	22.3
9	13.2	28	22.9
10	14.1	30	23.5

$$f_n = n \frac{c}{2l}, \quad (n=1, 2, \dots) \quad (11)$$

可以看出, 在通过频率时, 消声器的长度 l 为半波长的整倍数。在一般情况消声量随频率的变化如图 3-2-2 所示。

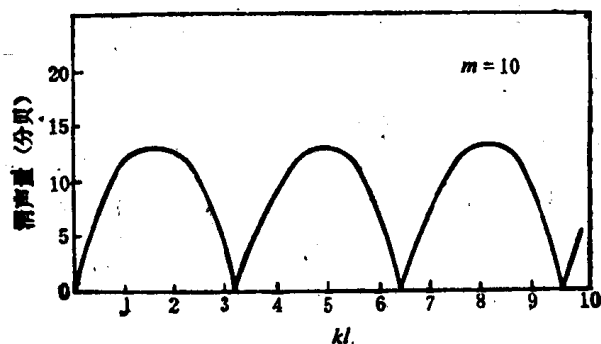


图 3-2-2 单节扩张室消声量随频率的变化

根据上面的分析, 有两点基本规律值得我们注意:

(1) 最大消声量 D_m 是由扩张比 m 决定的。

自表 3-2-1 可以看出, 当 m 值较小时, D_m 值是相当小的。当 m 值增大时, D_m 值近似按 m 值的对数规律缓慢地增加。如果要求消声器具有明显有效的消声量, 那么就得使 m 有足够大的数值。例如要求 $D_m \geq 10$ 分贝, m 值应控制在 6 以上。在实际问题中, m 值受到客观条件限制不宜或不能取得很大, 因此单节扩张式消声器的消声量相应受到限制。

(2) 消声量达最大值时的频率 f_N 和通过频率 f_n 与比值 c/l 成正比, 即消声器的频率特性决定于消声器的长度 l , 当长度 l 增大时, 频率特性就向低频方向移动, 而最大消声量并没有明显的变化。

二、多级扩张式消声器

单节扩张式消声器的主要缺点是存在许多通过频率, 在通过频率消声量为零, 声波将全部通过消声器而达不到消声的目的。为了改变这种情况, 可以采用内接插入管或多节扩张室的方法来消除某些通过频率。

常用的内接插入管扩张式消声器如图 3-2-3 所示。采用插入管消除某些通过频率的原理

可作如下说明:

在截面 I 处由声压连续的条件可得

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2 = A_4 + B_4,$$

在截面 I 左方, 插入管与扩张室间可以看成是一个“闭管”系统, 当插入管插入深度 l_1 等于四分之一波长的奇数倍时, 在截面 I 处为“闭管”中驻波的声压波节, 即 $A_4 + B_4 = 0$, 由此得 $A_1 = -B_1$, 也就是说, 在消声器进口端入射的声波几乎全部反射。如果我们取 $l_1 = l/2$, 那么就可以把 $n = 1, 3, 5 \dots$ 的通过频率消除。

与此相类似, 在截面 II 处声压连续条件可得

$$A_3 = A_5 + B_5,$$

在截面 II 右方, 插入管与扩张室间也可以看成是一个“闭管”系统, 当插入管插入深度 l_2 等于四分之一波长的奇数倍时, 在截面 II 处的声压近似为零, 即 $A_3 = 0$, 也就是说, 消声器出口端几乎没有透射声波。如果我们取 $l_2 = l_1/2 = l/4$, 那么就可以把 $n = 2, 6, 10 \dots$ 的通过频率予以消除。

在实际工程中, 为了进一步提高扩张式消声器的消声效果, 通常采用多节扩张消声器, 消声器各节扩张室往往取互不相等的长度, 使它们的通过频率互相错开。比如说, 使一节具有最大消声量的频率刚好是另一节的通过频率。因此, 多节消声器不但可以提高总消声量而且可以大大改善消声器的频率特性。

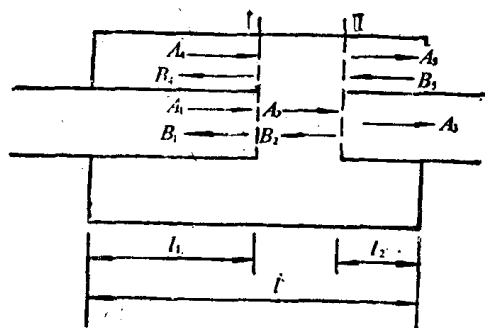


图 3-2-3 内接插入管扩张室消声器

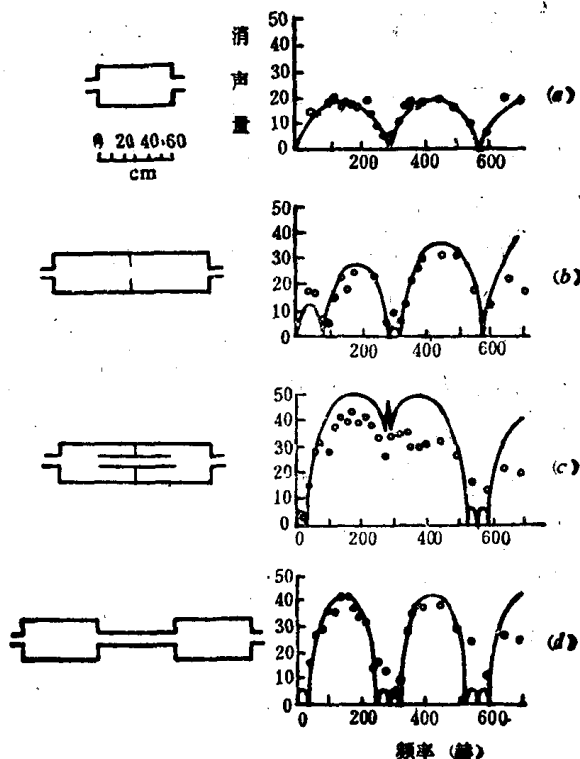


图 3-2-4 扩张室消声量

值得指出, 各节消声器实际上并不是互相独立的, 因此多级消声器的总消声量并不等于各节单独使用时的消声量的总和, 而应该根据声在管道中传播的规律求出入射声波与透射声波声压绝对值平方之比, 再代入式(1)得出总消声量(参见第三篇 §2-4)。不过, 严格的理论计算方法比较繁冗, 在初步设计时, 可以把各节消声器近似地看成互相独立, 从而可以粗略地估计出消声器的总消声量和总的消声频率特性。在定型设计时, 再作较精确的理论分析计算。

图3-2-4表示单节和双节扩张室消声器的典型结果, 扩张室的长度为 60 厘米, 扩张比为 16, 在静态时消声量(传声损失)的实测值与理论曲线相比较是良好相符的。可以看出, 单节消声器的最大消声量达20分贝左右, 双节消声器的最大消声量可接近40分贝的数量级。

三、能有效消声的频率范围

为了提高扩张式消声器的消声量, 需要尽可能增大扩张比。要增大扩张比需要相应缩小进出口管道的截面面积或增大扩张室的截面面积。在实际问题中, 单位时间内通过消声器的气流流量通常是给定的, 缩小进出口管道的截面面积将相应提高管道内流速, 这受到气体动力性能等方面的限制。另一方面, 扩张室的截面面积也不能任意增大, 这不但受到消声器所占空间体积的限制, 而且还受到声学性能方面的限制。当扩张室截面面积较大时, 对于较高频率的声波在扩张室内不再保持近似为平面波, 也就是说, 从进口管进入扩张室的声波将集中在扩张室中部通过, 经出口管传播出去, 使扩张室不能充分发挥使声波扩张的作用, 从而使消声效果明显下降。这与阻性消声器中的高频失效现象是相类似的。

高频失效现象使扩张式消声器在高频端能有效消声的频率范围受到限制。能有效消声的上限频率通常用下式估计

$$f_1 = 1.22 \frac{c}{d} \quad (12)$$

式中 c 为声速, d 为扩张室截面特征尺寸。对于圆截面 d 为直径, 方截面 d 为边长, 矩形截面可取 d 为截面面积的平方根。很明显, 扩张室的截面面积越大, d 值相应越大, 消声上限频率也就越低, 即能有效消声的频率范围就越窄。

在实用设计中, 当扩张室截面面积较大时, 为了改善中高频噪声的消声效果, 通常采用下面两种措施: 一是把消声器通道分割成若干个并联的小通道, 相对应的扩张室就只有比较小的截面面积, 从而可使消声上限频率提高; 二是使进口管与出口管的轴线互相错开, 使声波不能以窄声束的形式直接穿过扩张室。若干典型的设计如图 3-2-5 所示。

除了消声上限频率外, 扩张式消声器还存在消声下限频率。在低频范围, 当波长比扩张室、连接管等部件的长度大得多时, 整个系统可以看成由若干集总声学元件所组成, 这些元件分别具有声顺和声质量, 从而组成

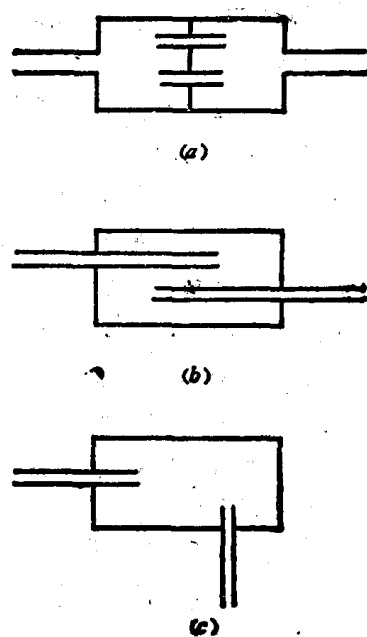


图 3-2-5 改善中高频消声效果的典型设计

了一个声共振系统，并具有一定的共振频率 f_0 （为基频）。例如容积为 V 的扩张室与长为 l 截面面积为 S_0 的连接管所组成的系统，在低频时的共振频率为

$$f_0 = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_0}{Vl}} \quad (13)$$

在共振频率 f_0 附近，消声器不但没有消声量，反而会对声波产生放大作用。通常取 $\sqrt{2}f_0$ 作为能有效消声的下限频率，记下限频率为 f_2 ，可得

$$f_2 = \sqrt{2}f_0 \quad (14)$$

为了要降低消声下限频率，应适当增大扩张室的容积和连接管的长度或缩小连接管的截面面积，使整个系统在低频范围的共振频率降低。

四、实用扩张式消声器设计要点

扩张式消声器具有结构简单、消声量大等优点，较适宜应用于消除中低频噪声。其主要缺点是体积较大，对气流有较大的压力损失。设计这种消声器时可参照下列几点意见：

(1) 为了获得较大的消声量，应在容许范围内尽可能选取较大的扩张比。

进出口管的截面面积应根据容许的最大流速来确定。对于内燃机排气消声器，管道内流速一般可达50—120米/秒。扩张室的最大截面面积应根据容许消声器所占空间体积来确定。

(2) 消声器的消声量指标应根据噪声源辐射噪声的实际声功率级和容许声功率级间的差值决定。

当消声量指标低于15分贝时，可考虑采用单节消声器。高于15分贝时，应采用二节或三节消声器。更多节数的消声器不但结构过分复杂，实际上也不一定能够达到预期的高消声量，因此一般不宜采用。

(3) 根据实际所需的消声频率特性，确定能有效消声的频率范围。

消声上限频率由扩张室截面特征尺寸决定，下限频率由扩张室和连接管的几何尺寸决定，上下限频率应在实际需要的能有效消声的频率范围之外，如果不满足这一条件就应相应采取针对性的措施。

(4) 适当选择具有最大消声量的频率，并合理地选择各节扩张室和插入管的长度。

(5) 初步设计时，可根据各节消声器的消声量和频率特性，迭加而得总的消声频谱。

如果所得结果与所要求的消声量有比较大的出入，那么就应进行调整。一般地说，如果在整段频率范围内平均的消声量偏低，那么就应增大扩张比或考虑增加一节消声器。如果只是在个别频率的消声量不足，那么就应对扩张室和插入管的长度作局部调整。

(6) 定型设计时，应对初步设计进行较精确的理论计算（参见第三篇§2-4），或制作实物模型进行测试，然后根据所得结果作必要的调整。

(7) 对消声器的气流压力损失必须作出较细致的估计，保证消声器所产生的阻力损失能控制在实际容许的范围内（参见第三篇§1-6）。

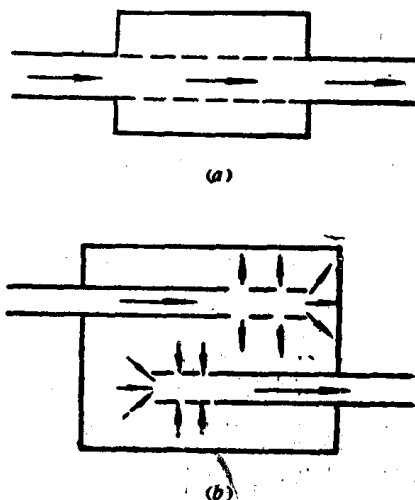


图 3-2-6 降低气流压力损失的典型设计

为了减小扩张式消声器的气流压力损失,在扩张室内常用穿孔管道把进口管与出口管连接起来,如图 3-2-6(a) 所示。穿孔管的穿孔率在 30% 以上。这样,对于声波来说,穿孔管壁面的声阻抗率可以忽略不计,不影响扩张室截面突变引起的声阻抗变化,从而保持原来的消声效果。对于气流来说,穿孔管道起导流的作用,可以大幅度降低由于截面突变产生的气流压力损失。另一种降低压力损失的措施是在插入管口附近侧壁上开若干通流孔,如图 3-2-6(b) 所示。这些孔的作用使管口面积增大,相当于在管口连接一段喇叭形的过渡管道,也可以有效地降低由于截面突变产生的气流压力损失。

§ 2-2 共振式消声器

在管道侧壁旁接一共振系统,在共振频率附近,连接处的声阻抗很低。当声波沿管道传播到三叉点时,由于声阻抗失配,大部分声波向声源方向反射回去,还有一部分声波由于共振系统的阻尼作用转化为热能而被吸收掉,只剩下小部分声波通过三叉点继续向前传播,从而达到消声的目的。下面,我们对这种消声器的声学特性作定量的分析讨论。

一、单节共振式消声器

最简单的共振式消声器是单节共振器,它的构造如图 3-2-7(a) 所示。一密闭的空腔经过短管与管道内部相通,组成了一个共振器。密闭的空腔类似于空气弹簧,具有一定的声顺 Ca ; 短管(通常借助管壁上的穿孔来实现)中的空气柱类似于质量块,具有一定的声质量 Ma , 空气振动时壁面的摩擦阻尼使共振器也具有一定的声阻 Ra 。共振器的作用相当于在主管道侧壁接上一条具有谐振特性的旁路,其等效线路如图 3-2-7(b) 所示。共振器的声学性能参见第二篇第一章。

设在三叉点 N 处,入射声波和反射声波的声压分别为 A_1 和 B_1 ,透射声波的声压为 A_2 ,由声压连续条件可得

$$A_1 + B_1 = A_2, \quad (1)$$

共振器开口处 N 的声压就等于 A_2 。记共振系统的声阻抗为 Za ,在开口处进入共振器的体积速度为 A_2/Za ,记主管道截面面积为 S_0 ,由体积速度连续的条件可得*

$$\frac{S_0 A_1}{\rho c} - \frac{S_0 B_1}{\rho c} = \frac{S_0 A_2}{\rho c} + \frac{A_2}{Za},$$

即

$$A_1 - B_1 = A_2 \left(1 + \frac{\rho c}{S_0 Za} \right). \quad (2)$$

由式(1)和式(2)可求出

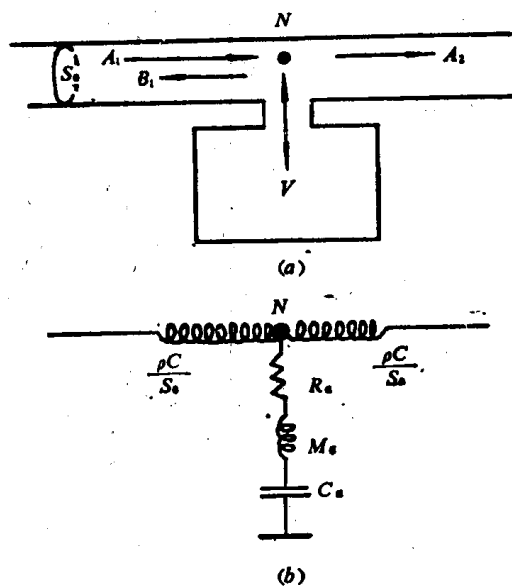


图 3-2-7 单节共振器

* 参见第一篇§3-1, 式中 ρ 和 c 分别为空气密度和声速, 为简便起见, 把表示平衡态的脚标 "0" 省略掉。

$$\frac{A_1}{A_2} = 1 + \frac{\rho c}{2S_0 Z_a} \quad (3)$$

记共振器空腔容积为 V ，短管总截面积为 S ，有效长度为 l （包括末端修正），比值 S/l 通常叫做通导率，记之为 G ，可得共振器的共振频率 f_r 为

$$f_r = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{Vl}} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{G}{V}} \quad (4)$$

当声波频率 f 偏离共振频率 f_r 时，在开口处共振器的声阻抗 Z_a 为

$$Z_a = R_a + j \frac{\rho c}{\sqrt{GV}} \left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f} \right) \quad (5)$$

把上式代入式(3)，并记

$$r = \frac{S_0 R_a}{\rho c}, \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\sqrt{GV}}{2S_0} = \frac{\pi V}{\lambda r S_0}, \quad (7)$$

得

$$\frac{A_1}{A_2} = 1 + \frac{1}{2r + \frac{j}{\beta} \left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f} \right)} \quad (8)$$

由此得单节共振器的消声量为

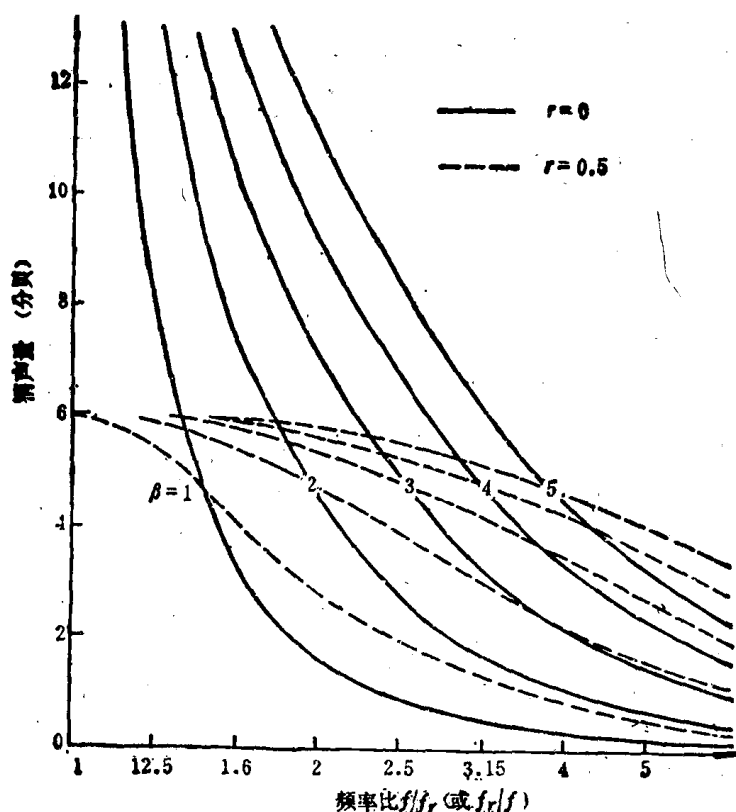


图 3-2-8 共振式消声器的消声量

$$D = 10 \lg \left| \frac{A_1}{A_2} \right|^2 = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{1 + 4r}{4r^2 + \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f} \right)^2} \right\} \quad (\text{分贝}) \quad (9)$$

忽略共振器声阻时，上式简化为

$$D = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{\beta^2}{\left(\frac{f}{f_r} - \frac{f_r}{f} \right)^2} \right\} \quad (\text{分贝}) \quad (10)$$

对于不同的 β 值，消声量 D 随频率比 f/f_r (或 f_r/f) 变化的关系如图 3-2-8 所示。

从图上可以看出，当 β 值较小时，共振很尖锐，即当频率 f 偏离共振频率 f_r 时，消声量迅速降低，只有在很窄的频率范围内才能有效地起消声作用。由此可见，对于宽频带的噪声，如果要求获得较好的消声效果，必须选择足够大的 β 值。例如当频率偏离共振频率 1 倍频程时，如果要使消声量保持在 5 分贝以上，那么 β 值应选择为 2.2 以上。表 3-2-2 列出了当偏离共振频率在 n 个 1/3 倍频程范围内，要保持消声量为 5、10、15 分贝时所需的 β 值。

β 值与 1/3 倍频程数 n 的关系 表 3-2-2

n	β		
	$D=5$ 分贝	10分贝	15分贝
1	0.7	1.4	2.6
2	1.4	2.9	5.4
3	2.2	4.5	8.3
4	3.1	6.4	11.7
5	4.2	8.6	15.8
6	5.5	11.2	20.7

当频率 f 趋近于共振频率 f_r 时，根据式(10)所得消声量将无限增大，这是不合理的。实际上，这时应该考虑共振器声阻的影响，即应该根据式(9)计算消声量，由此可得共振时的消声量为

$$D_r = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{1 + 4r}{4r^2} \right\} = 20 \lg \left(1 + \frac{1}{2r} \right) \quad (\text{分贝}). \quad (11)$$

可以看出，声阻越大， r 值相应越大，消声量就越低。不过，当偏离共振频率时，适当增加声阻可能使有效消声的频率范围略为加宽些。在图 3-2-8 中以虚线画出 $r = 0.5$ 时消声量随频率变化的曲线。

〔例〕一直径为 20 厘米的管道，旁接一共振频率为 500 赫的共振器。如果要求在 250 赫至 1000 赫频率范围内，消声量在 10 分贝以上，试估计共振器空腔容积最低值。

〔解〕 250 赫至 1000 赫频率范围，偏离共振频率为 1 倍频程，要求消声量保持在 10 分贝以上，自表 3-2-2 可得所需 β 值为 4.5。

自式(7)可得相应的最小容积 $V_{\min}$ 为

$$V_{\min} = \beta \frac{\lambda_r S_0}{\pi} = \frac{\beta \lambda_r}{4} d_0^2$$

已知管道直径 d_0 为 20 厘米，即 0.20 米，声速以 340 米/秒计算，共振时波长 λ_r 为 0.68 米，

代入上式得

$$V_{\min} = 0.031 \text{米}^3.$$

二、多节共振式消声器

共振消声器的特点是选择性较强，在共振频率附近消声量很大，偏离共振频率时消声量急剧下降，因此这种消声器较适宜用于消除噪声中特别强的频谱成分，尤其是低频成分。为了弥补有效消声频率范围过窄的缺点，可以采用多节共振式消声器，或者设计具有双峰频率响应特性的共振器，使它们具有若干不同的共振频率。这样一来，由于各个共振频率互相错开，各个大小不等的消声量互相调剂，可以使总的消声量在较宽的频率范围内有比较大的数值。

典型的两节共振式消声器的设计如图 3-2-9 所示。前腔与后腔的容积通常不一样，相应

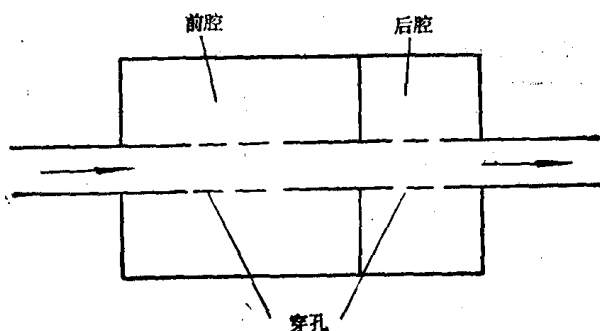


图 3-2-9 两节共振式消声器

的共振频率也不相同。两个共振器的共振频率应根据实际需要选择。两共振频率不宜分得太开，应保证在两共振频率间的频率上，消声量不致过分低。在初步设计时，两节共振式消声器的消声量，粗略地可以看成是两节消声器单独使用时消声量的简单迭加。当然，实际上两节消声器并不是互相独立的，要获得精确的结果应根据严格的理论进行计算（参见第三篇 § 2-4）。

在实际设计中，共振式消声器的容积往往受到客观条件的限制。对于给定的共振腔来说，如果我们选择不同的通导率就可以有多种不同的共振频率。对于给定的通导率来说，如果我们选择不同的穿孔直径、穿孔板厚度和穿孔数等，就可能有多种不同的组合方式。为了使消声量的理论预测值能与实际结果大致相符，设计中应注意下列条件：

(1) 共振腔的几何尺寸应小于共振频率时波长 λ 的三分之一。

对于比较高的共振频率来说，这条件往往不能很好满足，这时共振腔不能再看成是一个集总元件，而应该考虑声波在腔内的传播特性。在一般情况，会出现很尖锐的高次共振频率，消声器相应地会有选择性很强而消声量较大的“尖峰”。

(2) 共振腔的形状对共振频率的影响可以忽略不计。

(3) 穿孔应集中在共振腔中部，在声传播方向上，穿孔的范围应小于 $\lambda/12$ 。

如果穿孔的范围较大，就得考虑各孔上的相位差，将使理论分析变得十分复杂。不过，穿孔也不能过密，否则就得考虑各孔相互间的干扰，穿孔的有效长度将降低（参见第二篇 § 1-1）。

(4) 多节共振式消声器中, 各节穿孔间的距离对消声效果有明显影响, 这段距离内的管道相当于一段连接管, 也具有共振特性。

(5) 共振式消声器能有效消声的频率范围与吸声频带宽度并不相协调。

消声量宜根据式(10)估计, 推荐当消声量 D 降低为5分贝时 β 率作为能否有效消声的界限。

[例] 两节共振式消声器的共振频率分别为250赫和400赫, 设参数 $\beta = (\pi V)/(\lambda S_0)$ 都是3, 试估计能有效消声的频率范围。

[解] 当 $D=5$ 分贝, $\beta=3$ 时, 由表3-2-2可得1/3倍频程数 n 约为4。

由此得低频端的下限频率为100赫左右, 高频端的上限频率为1000赫左右, 即有效消声的频率范围为100—1000赫。在这范围内, 消声器的消声量在5分贝以上。

与此相类似, 假使我们选择消声量 D 降低为10分贝时的频率作为能否有效消声的界限, 可得 $n=2$, 即有效消声频率范围将缩小为160—630赫。

三、共振式消声器设计要点

与扩张式消声器相比较, 共振式消声器同样具有结构简单, 消声量高等优点, 特别是它对气流的压力损失大大减小, 可以应用于对压力损失要求较严的场合。其主要缺点是对噪声频率的选择性太强, 如果要求有效消声频率范围足够宽, 势必需要采用容积相当庞大的共振腔, 这在实用上往往较难实现。

设计共振式消声器时可参考下列几点意见:

(1) 为了获得较大的消声量, 应在容许范围内尽可能选取较大的 $\beta (= (\pi V)/(\lambda S_0))$ 值。

可以看出, β 值对共振式消声器的作用与扩张比 m 对扩张式消声器的作用相类似。要提高 β 值, 可以缩小管道的截面积 S_0 , 或者可以增大共振腔的容积。前者通常受到管道内流速的限制, 后者则由容许消声器所占空间体积所决定。

(2) 根据实际所需的消声频率特性, 选择适当的共振频率。如果共振腔的容积足够大, 那么就适宜把共振腔分割成两个或几个空腔, 设计成为多节共振式消声器。

多节共振器以两节或三节较适宜, 各节共振器的共振频率宜不相同但也不宜分得太开。不过, 如果共振腔的总容积不太大时(即 β 值较小时), 那么设计为多节共振式消声器不能明显地提高总的消声效果。由于多节共振式消声器结构较复杂, 因此往往得不偿失。

(3) 根据共振频率要求, 选择适当的穿孔直径和相应的穿孔数。穿孔板的厚度一般由消声器的结构强度要求所决定, 穿孔直径一般宜取得小些, 这样可减小气流的压力损失并降低再生噪声。选定穿孔直径后, 借助调节穿孔数来实现共振频率的要求。

(4) 当 β 值较小时, 在共振腔内填充一些吸声材料, 使共振器具有适当的声阻, 可能使较宽频率范围内的消声特性有所改善。不过, 由于声阻不易严格控制, 盲目地增加声阻并不能达到预期效果。

(5) 利用共振式消声器通道内壁未穿孔的部分衬贴吸声材料层, 组成阻性——抗性复合的消声器是适宜的。

共振式消声器适宜用于消除窄频带的中低频噪声, 管道内衬贴吸声材料层的阻性消声器适宜用于消除中高频噪声。两者复合的消声器能在很宽的频率范围内有效地消声, 这往往是较有实际应用价值的设计。

§ 2-3 干涉式消声器

两束从同一声源发出的声波，经不同传播途径后迭加在一起，会产生干涉现象。当两束声波相互间的相位差为零或 2π 的整数倍时（同相），两声波相互加强；当相位差为 π 的奇数倍时（反相），两声波相互抵消。这种相位差保持恒定的声波叫做**相干声波**。反之，从不同噪声源发生的噪声，相互间的相位差随机变化，并不能保持恒定，因此两声波迭加时应按能量法则进行而不能按矢量法则进行。这时两声波迭加后不会发生相互抵消的现象，这种声波叫做**不相干声波**。

干涉式消声器主要借助相干声波的相互抵消作用达到消声的目的。按照获得相干声波的方式，可把干涉式消声器分成两大类型：一是无源的（被动式），使声波分成两路，在并联的管道内分别传播不同的距离后，再会合在一起；另一是有源的（主动式），即根据实际存在的声波，外加相位相反的声波，使它们相互抵消。下面，扼要地分别加以讨论。

一、无源干涉式消声器

如图3-2-10所示，在管道系统中装置并联的分支管道。设两分支管道的长度分别为 l_1 和 l_2 ，管道截面面积都是 $S_0/2$ 。入射声波在分支点A处等分成两路，分别传播 l_1 和 l_2 后，在分支点B会合。如果声传播路程之差等于半波长的奇数倍，即

$$l_1 - l_2 = (2n+1) \frac{\lambda}{2} \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad (1)$$

那么两声波的相位差为 π 的奇数倍，因此在B处迭加后将相互抵消。记相应的频率为 f_n ，即

$$f_n = (2n+1) \frac{C_0}{2(l_1 - l_2)} \quad (n=0, 1, 2, \dots). \quad (2)$$

由此可知，对于频率为 f_n 的声波，不能通过这种分支管道传播出去，这种频率可叫**抵消频率**。

从能量角度来看，干涉式消声器与前述扩张式或共振式消声器有本质上的不同。在干涉式消声器中，两分支管道中传播的声波迭加后实际上相互抵消，声能通过微观的涡旋运动转化为热能，即干涉式消声器中存在声的吸收。反之，在扩张式或共振式消声器中，管道中传播的声波在声学特性突变处由于声阻抗失配而发生反射，声波只是改变传播方向而并没有被吸收掉。

干涉式消声器的消声特性具有显著的频率选择性，在抵消频率时，消声器具有非常高的消声量。但当频率一旦偏离抵消频率，消声量急剧下降，其有效消声的频率范围一般只能达到一个 $1/3$ 倍频程，因此对于宽频带噪声很难具有良好的消声效果。消声特性的定量计算将在后面阐述（参见第三篇 § 2-5）。

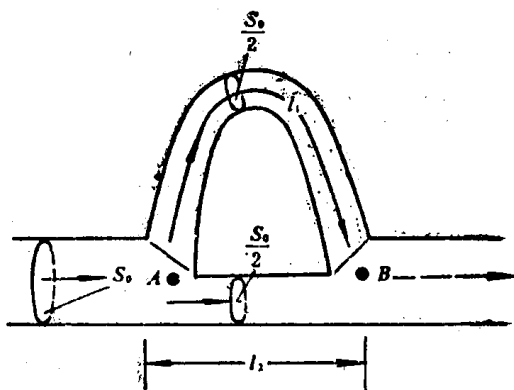


图 3-2-10 无源干涉式消声器

二、有源消声器

对于一个待消除的声波，人为地产生一个幅值相同而相位相反的声波，使它们在一定空间区域内相互干涉而抵消，从而达到在该区域消除噪声的目的，这种消声装置叫做**有源消声器**。由于外加的声波往往需要借助电声技术产生，因此这种消声器通常也叫做**电子消声器**。

有源消声器的基本设计思想，早在三十年代就已形成。在五十年代，这种消声器试验成功*，对于30—200赫频率范围内的纯音，可以得到5—25分贝的衰减量。图3-2-11为典型的有源消声器装置。大致可分三个区域：左方为原始的噪声源，叫做**初级声源**；右方为待控制的区域，借助传声器接收到的信号强弱加以监视；中部为外加的发声系统，叫做**次级声源**，调节激发频率及相位，可使待控制区域的噪声降低。

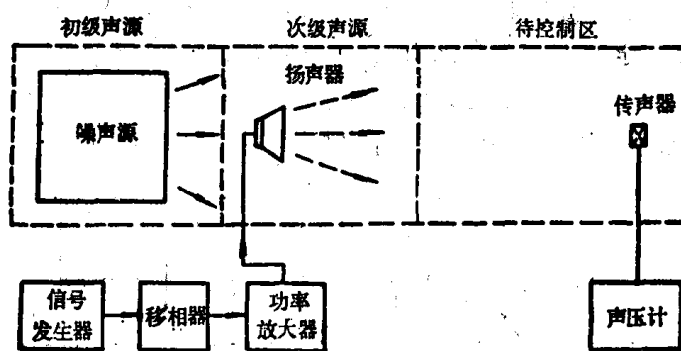


图 3-2-11 有源消声器装置原理图

在理想的情况，次级声源发出声波（叫做**次级声波**）的传播方向要与初级声源产生声波（叫做**初级声波**）的传播方向完全相同，这要求次级声源为单指向的声源，并且不会使初级声波向声源方向反射回去。在一维管道中，能满足这种要求的次级声源如图3-2-12所示。在刚性壁管道左方的初级声源发出低频纯音，设其频率低于管道的最低截止频率，因此管道中实际只存在以平面波方式传播的声波。次级声源应由两个单元组成，分别装置在侧壁上，在单元1左方为上游地区，单元2右方为下游地区，两单元间，使激发单元1的信号相位比激发单元2的信号相位落后 ϕ 值。如果使

$$\phi = \frac{2\pi d}{\lambda} + (2n+1)\pi \quad (n=0, \pm 1, \dots), \quad (3)$$

那么次级声源两单元向上游地区发生的声波为反相而互相抵消，即次级声源只向下游地区发出声波。在上游地区拾取控制信号，调节放大器和延时器，可使下游地区初级声源和次级声源发出的声波幅值相同而相位相反，从而达到消声的目的。值得强调**，这种次级声源对上游地区的声场并不产生影响，而对下游地区的声场产生干涉抵消作用。从整体来看，初级声源发出的声波在次级声源区域内完全消失，因此次级声源系统实质上是一个声吸收器，入射的初级声波能量既没有反射也没有透射而完全被吸掉，最后在次级声源系统内转化为耗散在

* 参见 H.F. Olson & M.E. May "Electronic Sound Absorbers", J. Acoust. Soc. Am., 25, 1953.

** 参见沙家正等, "有源消声器消声机理的研究", 声学学报, 第8卷第2期, 1983.

扬声器音圈上的热能*。

从六十年代以来,对于空间有源消声器的理论和实验方面都已进行了大量研究工作,但至今没有获得突破性进展。从发展趋势看,目前大致在两个方向进行探索:一是控制噪声源,二是控制声场。

借助有源消声器控制噪声源的基本思想是:在实际噪声源(初级声源)周围布置有源消声器(次级声源),使初级声波局限在有限的空间范围内。如图 3-2-13(a) 所示, Σ 为包围待控制噪声源的封闭曲面,各个次级声源分布在曲面 Σ 上,“单向地”向外发射次级声波,并与初级声波相抵消,从而使曲面 Σ 成为理想的完全吸声面。

实现这种有源消声器的主要困难在于次级声源的设计与安装。每个次级声源“单向地”向外发射声波,只能在一定的立体角范围内起干涉消声作用。如果曲面 Σ 上次级声源分布过于稀少,将使大量初级声波洩漏;反之,如果曲面 Σ 上分布大量次级声源,将使有源消声器结构复杂化,并且次级声源的机械装置也将对初级声波产生明显的反射。

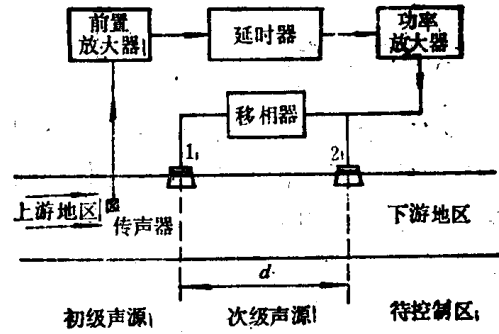
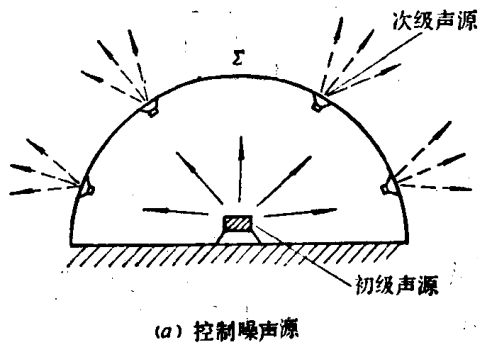


图 3-2-12 管道有源消声器

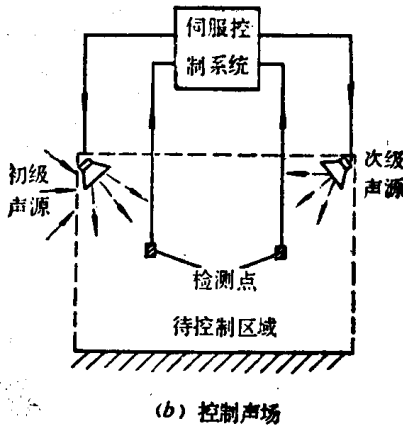


图 3-2-13 空间有源消声示意图

借助有源消声器控制声场的基本思想是:在待控制的区域内布置若干检测点,通过伺服控制系统调节次级声波各频段的强弱与相位,使检测点处的声压级为极小值,如图 3-2-13(b) 所示。

实现这种有源消声器的主要困难在于伺服控制系统的设计。要使检测点处各频段的声压级都处于极小值,在原则上并没有什么困难,但在实际装置上由于涉及因素很多,不容易简便地加以调节。特别是在待控制区域内,声场分布一般并不均匀,个别检测点处声压级极小并不能保证整个区域内各处声压级都是小值,如果大量增加检测点的数目,势必相应增加次级声源系统的复杂性。

由上可知,有源消声器对次级声波的幅值和相位有严格的要求,因此对于无规则的宽频带噪声较难实现,反之,对于低频纯音却容易获得良好的消声效果。考虑到目前采用吸声、隔

* 从作用机制看,有源消声器应叫做有源吸声器,但由于习惯上的原因,本书内仍用“有源消声器”的名称。

声等常规措施在低频段的降噪效果不很好,因此借助有源消声器消除低频噪声是有实际价值的。从长远看,微机技术、换能技术等方面正在迅速进步,在噪声控制工程中广泛使用有源消声器也具有现实可能性。

§ 2-4 抗性消声器消声性能的普遍分析方法

前面我们对扩张式,共振式和干涉式等类型抗性消声器作了分析讨论,按照前面的理论来计算抗性消声器的消声量(传声损失)与实验结果是基本相符的。不过,在现场使用的抗性消声器很难单独测出它的消声量,而人们所关心的往往只是装置抗性消声器后的综合消声效果,即装置消声器前后相比较,管道系统辐射噪声的声功率级降低量(插入损失)。这时,我们必须把抗性消声器看成是整个管道系统的一个组成部分,不再把它看成是孤立的部件单独加以评价,这就是说,前面所得的关于消声量的理论计算公式并不能确切地反映整个系统实际声学性能的变化。

本节内把从声源到管道出口的全部结构作为一个完整的系统,统盘加以考察。根据严格的声传播理论阐明抗性消声器消声性能的普遍分析方法,为实际设计提供可靠的理论依据。

一、基本假设

声波在装置抗性消声器的管道系统中传播时,涉及很多因素,必须分清主次,根据具体条件引入某些适当的简化假设,才能使理论分析切实可行并能获得符合客观情况的精确结果。主要的简化假设如下:

(1) 线性化假设

设伴随声波随时间变化的量都是小量。例如声压(与静压相比较)、密度增量(与平衡密度相比较)以及质点振速(与声速相比较)等都是小值,它们的高阶小量都可以忽略不计。因此,声在消声器内的传播规律可由线性化波动方程所决定。

(2) 无损耗假设

抗性消声器可看成由若干段不同截面的刚性壁管道所组成,声能不会透过管壁向外辐射。此外,由于粘滞性和热传导等因素引起的声吸收可以忽略不计。这就是说,声在管道系统内传播时,没有机械能量的损耗。

实际上,声传播过程中伴随着一定的声衰减,作较深入的分析研究时,对这种衰减作用应加以考虑。特别是存在气流时,在截面突变处的机械能量(声能)的损耗往往不能忽略不计。

(3) 均匀流动假设

抗性消声器内一般都存在气流,它对消声器消声性能的影响应加以考虑。设气流沿管道横截面各处流速相同,即设管道内气流为均匀流动。并设气流速度与声速的比值 M (即为马赫数)为小值。

实际上气流沿管道横截面的流速分布并不均匀,应采用沿横截面的平均流速作为流速值,假设流速分布不均匀引起的附加影响为高阶小量而可以忽略不计。

(4) 均匀参数假设

设静压、媒质密度、温度以及声速等反映管道系统内媒质特性的参数沿管轴方向各处相

同, 因此这些参数都可以作为给定常数处理。

均匀参数假设是为了使分析计算简化的近似假设。实际上, 考虑消声器内存在的气流时, 由于有一定的压力损失, 沿管轴方向各处的静压并不相同。当高温气流沿管道流动时, 由于管壁不断散热, 沿管轴方向各处的温度也随距离而变化, 因此媒质的密度和声速各处也并不相同。作较深入的分析时, 这些参数随距离的变化也应加以考虑, 本书内暂不讨论。

(5) 平面波假设 (一维近似理论)

设管道内沿管轴方向传播的声波近似为平面波。即设沿管道横截面上声压及质点振速等参数各处相同。因此沿管轴给定位置, 可用声压 p 以及通过该处横截面的体积速度 U (质点振速 v 和截面面积 S 的乘积) 等两个参数描述该处的声学状态。在突变的界面上, 这两个状态参数应满足一定的边界条件。

当声波波长远大于管道截面几何尺寸时, 平面波假设与实际情况良好相符, 这就是一维近似理论分析的基础。分析实用抗性消声器时, 由于主管道截面几何尺寸比较小而噪声频率不太高, 因此采用平面波假设作近似分析是足够精确的。不过在扩张室中, 截面几何尺寸不一定远小于声波波长, 这时室中实际存在高次方式简正波, 沿横截面声压和质点振速的分布不再均匀, 仍采用平面波假设会产生较大偏差, 特别是当声波频率较高, 波长相应较短时, 这种偏差不再可以忽略。对于这种情况, 应采用更加深入的分析方法 (参见第三篇 § 2-6)。

二、状态矩阵和传递矩阵

声波自声源沿管道系统向外传播过程中, 在声学特性突变的界面上产生反射, 部分声波沿管道系统向声源反向传播, 这种反向传播的反射声波在界面上产生再次反射, 使其中一部分声波又改变为向外传播。依此类推, 最后管道系统内的声场由两种相向传播的声波所决定, 一种是自声源向外传播的声波, 其中包括自声源发出的原始声波以及多次反射的声波, 另一种是自管道出口向声源方向传播的声波, 主要为各界面上产生多次反射的声波。

把整个管道系统按照连接管、扩张室、共振器等不同声学结构分割成互相联系的有限个单元。为方便起见, 我们取自左向右为正方向, 约定声源在左侧。各单元间的界面沿着从声源到管道出口的方向逐个编号, 如图 3-2-14 所示。

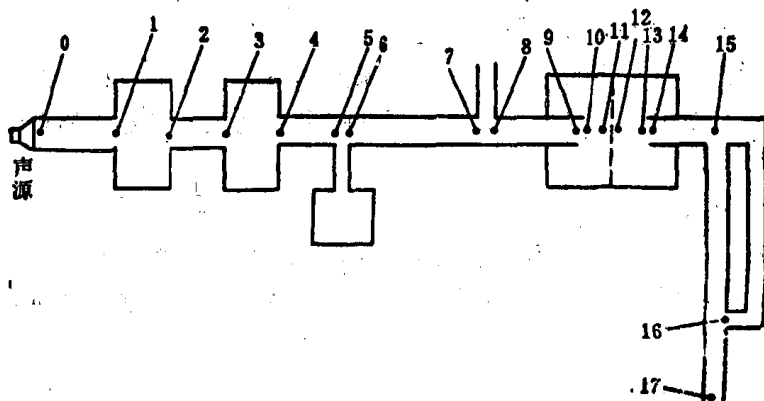


图 3-2-14 有限个单元组成的典型管道系统

取界面编号从 0 开始, 各单元右侧界面 (输出端) 的编号可作为单元的编号。这样, 第 n 个

单元的左侧界面（输入端）就是第 $(n-1)$ 个单元的右侧界面（输出端）。可以看出，图中共有 $N=17$ 个单元，有 18 个界面，其编号为 0 的界面就是声源的辐射面。

由平面波假设，沿管道系统任一截面上的声学状态可用声压 p 以及体积速度 U 两个状态参数来描述。任取一个单元进行分析。由线性化假设可知单元两侧界面上的状态参数应线性相关，对于给定的单元，由一侧的状态参数可以决定另一侧的状态参数。换句话说，任一给定单元的特性相当于一个四端网络。如图 2-3-15(a) 为一个声学单元，其阻抗型等效电路如图 3-2-15(b) 所示。声压对应电压，体积速度对应电流，声阻抗对应电阻抗。把一端（例如输

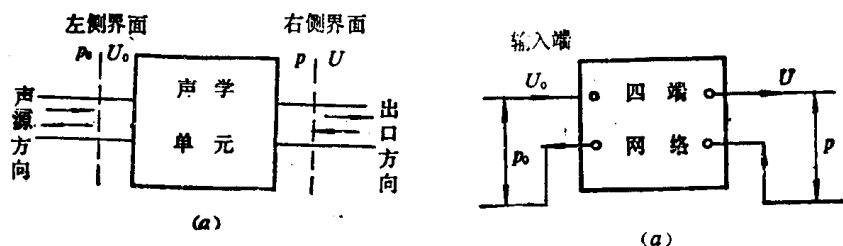


图 3-2-15 声学单元等效电路

出端)的状态参数 p 和 U 看成是自变量，那么另一端（输入端）的相应参数 p_0 和 U_0 可看成是因变量，可得

$$\begin{cases} p_0 = \left(\frac{\partial p_0}{\partial p} \right)_U p + \left(\frac{\partial p_0}{\partial U} \right)_p U \end{cases} \quad (1a)$$

$$\begin{cases} U_0 = \left(\frac{\partial U_0}{\partial p} \right)_U p + \left(\frac{\partial U_0}{\partial U} \right)_p U \end{cases} \quad (1b)$$

各偏导数仅由四端网络的特性决定，它们的物理意义如下：

$\left(\frac{\partial p_0}{\partial p} \right)_U$ —— 输出端开路 ($U=0$)，产生单位声压输出时所施加的输入声压。为一无量纲量。

$\left(\frac{\partial U_0}{\partial p} \right)_U$ —— 输出端开路 ($U=0$)，产生单位声压输出时所施加的输入体积速度。与声导纳同量纲。

$\left(\frac{\partial p_0}{\partial U} \right)_p$ —— 输出端短路 ($p=0$)，产生单位体积速度输出时所施加的输入声压。与声阻抗同量纲。

$\left(\frac{\partial U_0}{\partial U} \right)_p$ —— 输出端短路 ($p=0$)，产生单位体积速度输出时所施加的输入体积速度。为一无量纲量。

如果用参数 $\frac{\rho c U}{S_0}$ 来代替 U ，其中 ρc 为媒质特性阻抗， S_0 为主管道横截面积，比值 $\frac{\rho c}{S_0}$ 可叫做主管道的特征声阻抗，式 (1a, b) 可以改写成下面的形式

$$\begin{cases} p_0 = A p + B \left(\frac{\rho c U}{S_0} \right) \end{cases} \quad (2a)$$

$$\begin{cases} \frac{\rho c U_0}{S_0} = C p + D \left(\frac{\rho c U}{S_0} \right) \end{cases} \quad (2b)$$

由于参数 $\frac{\rho c U}{S_0}$ 与声压 p 有相同的量纲, 因此系数 A, B, C, D 为无量纲量, 用矩阵形式表示得

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ \frac{\rho c U_0}{S_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p \\ \frac{\rho c U}{S_0} \end{bmatrix}. \quad (3a)$$

引入矩阵 $[\Pi_0]$ 、 $[\Pi]$ 以及 $[T]$, 分别由下列各式定义

$$[\Pi_0] = \begin{bmatrix} p_0 \\ \frac{\rho c U_0}{S_0} \end{bmatrix}, \quad (4a)$$

$$[\Pi] = \begin{bmatrix} p \\ \frac{\rho c U}{S_0} \end{bmatrix}, \quad (4b)$$

$$[T] = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式(3a)可改写成

$$[\Pi_0] = [T][\Pi]. \quad (3b)$$

矩阵 $[\Pi_0]$ 和 $[\Pi]$ 分别反映声学单元两端的声学状态, 叫做**状态矩阵**。矩阵 $[T]$ 反映声学单元两端间的相互关系, 叫做**传递矩阵**。状态矩阵随沿管道位置的不同而变化, 传递矩阵则决定于声学单元本身的特性。为书写方便起见, 下面约定 Π 和 T 为矩阵, 把表示矩阵的方括号予以省略, 即把式(3b)简单地写成

$$\Pi_0 = T\Pi. \quad (3c)$$

记传递矩阵 T 的逆矩阵为 T^{-1} , 得

$$T^{-1} = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}, \quad (6)$$

矩阵的元素分别为

$$\begin{cases} a = \frac{D}{\Delta} \\ b = -\frac{B}{\Delta} \\ c = -\frac{C}{\Delta} \\ d = \frac{A}{\Delta} \end{cases}. \quad (7)$$

式中

$$\Delta = \begin{vmatrix} A & B \\ C & D \end{vmatrix} = AD - BC. \quad (8)$$

由此, 式(3c)也可以改写成

$$\Pi = T^{-1}\Pi_0. \quad (3d)$$

上式表示由声学单元进口端的状态矩阵 Π_0 , 借助传递矩阵的逆矩阵 T^{-1} , 可以得到出口端的状态矩阵 Π 。

推广上面的论断, 设所研究的管道系统可以分割成 N 个串接的声学单元。记第 n 个单元

输出端的状态矩阵为 Π_n ，相应的传递矩阵为 T_n ，其逆矩阵为 T_n^{-1} ，即

$$\Pi_n = \begin{bmatrix} p_n \\ \frac{\rho c U_n}{S_0} \end{bmatrix}, \quad (n=0, 1, 2, \dots, N), \quad (9)$$

$$T_n = \begin{bmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{bmatrix}, \quad (n=1, 2, \dots, N), \quad (10a)$$

$$T_n^{-1} = \begin{bmatrix} a_n & b_n \\ c_n & d_n \end{bmatrix}, \quad (n=1, 2, \dots, N), \quad (10b)$$

由于第 n 个单元输入端的状态矩阵就是第 $(n-1)$ 单元输出端的状态矩阵 Π_{n-1} ，可得

$$\Pi_{n-1} = T_n \Pi_n \quad (n=1, 2, \dots, N), \quad (11a)$$

或
$$\Pi_n = T_n^{-1} \Pi_{n-1} \quad (n=1, 2, \dots). \quad (11b)$$

逐个考虑各声学单元的作用，可得

$$\Pi_0 = T_1 T_2 \dots T_N \Pi_N, \quad (12a)$$

或
$$\Pi_N = T_N^{-1} T_{N-1}^{-1} \dots T_1^{-1} \Pi_0. \quad (12b)$$

按照矩阵乘法的规则，并记

$$T = T_1 T_2 \dots T_N, \quad (13a)$$

$$T^{-1} = T_N^{-1} T_{N-1}^{-1} \dots T_1^{-1}, \quad (13b)$$

可得
$$\Pi_0 = T \Pi_N, \quad (14a)$$

或
$$\Pi_N = T^{-1} \Pi_0. \quad (14b)$$

上式表明 N 个声学单元串接后的总效果，相当于把 N 个四端网络串联成一个总的四端网络，各单元传递矩阵连乘后所得矩阵就是总的传递矩阵。常用声学单元结构的传递矩阵在下节内阐述。

三、内燃机排气系统等效电路

内燃机通过排气管道向外辐射噪声，在排气系统中装置抗性消声器是降低这种噪声的有效措施，排气系统应包括从声源到管道出口的全部结构。典型的装置如图 3-2-16(a) 所示。消声器进口端一般有连接管与声源（内燃机）相通，出口端经尾管与大气相通。连接管、消声器本体以及尾管组成一个完整的管道系统。管道末端的声压和体积速度分别记为 p_r 和 U_r ，管道始端（声源辐射面）的相应值分别记为 p_0 和 U_0 。

如果把内燃机排气噪声看成是恒速声源，排气系统的阻抗型等效电路如图 3-2-16(b) 所示。图中 $Z_r = R + jX$ 为管道出口处的声阻抗，决定于管口辐射情况， A, B, C, D 为管道系统总传递矩阵的四个元素， U_0 为声源提供的恒稳体积速度， Z_0 为声源输出阻抗。在通常情

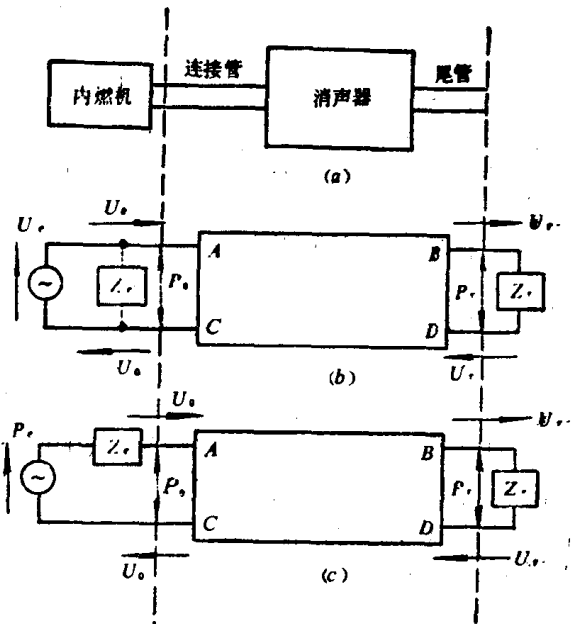


图 3-2-16 内燃机排气系统等效电路

况, $p_0/U_0 \ll Z_r$, 因此近似可设 Z_r 为无限大, 即可设对应于输出阻抗的旁路近似为开路, 由此近似得 $U_r = U_0$ 为恒稳, 但声压 p_0 将随管口声阻抗和传递矩阵的变化而变化, 从而使声源辐射的声功率也相应变化。

如果把内燃机排气噪声看成是恒压声源, 其等效电路如图 3-2-16(c) 所示, 管口声阻抗和传递矩阵仍保持相同, 声源输出阻抗由并联改变成为串联, p_r 为声源提供的恒稳声压。当 $p_0/U_0 \gg Z_r$ 时, 近似可设 Z_r 为零, 即可设对应于输出阻抗的电路为短路, 由此近似得 $p_0 = p_r$, 但体积速度 U_0 以及声源辐射声功率将随管口声阻抗和传递矩阵的变化而变化。

实际声源介于恒速声源与恒压声源之间。实践表明, 内燃机排气噪声在一般情况较接近于恒速声源。为方便起见, 下面不另加说明时, 我们设排气噪声为恒速声源, 并设其输出阻抗 Z_r 可看成是无限大。

如图 3-2-16(b), 自管道出口处考虑, 管道系统末端的体积速度为

$$U_r = p_r / Z_r \quad (15)$$

由管道系统的传递矩阵可得

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ \frac{\rho c U_0}{S_0} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_r \\ \frac{\rho c U_r}{S_0} \end{bmatrix} \quad (16)$$

记

$$\zeta = \frac{S_0 Z_r}{\rho c} \quad (17)$$

为管口声阻抗与主管道特征声阻抗的相对比值, 即为相对声阻抗率。将式(15)代入式(16)得

$$\begin{cases} p_0 = \left(A + \frac{B}{\zeta} \right) p_r \\ U_0 = (C\zeta + D) U_r \end{cases} \quad (18)$$

对于恒速声源, 得

$$\begin{cases} U_r = \frac{U_0}{C\zeta + D} \\ p_r = \frac{Z_r U_r}{C\zeta + D} \end{cases} \quad (19)$$

在一般情况, U_r 和 p_r 都是复数, 并且与频率密切相关。

四、插入损失的计算

对于给定频率, 管口辐射的声功率 W 为

$$W = R |U_r|^2 = \frac{R U_0^2}{|C\zeta + D|^2} \quad (20a)$$

式中 R 为管口的声阻*, U_r 取有效值。可以看出, 对于恒速声源来说, 管口辐射的声功率仅与传递矩阵元素 C 和 D 有关。

在装置消声器前, 管道系统传递矩阵的元素设为 A' 、 B' 、 C' 、 D' 、可得相应的管口辐射声功率 W' 为**

* 为了避免下文脚标混乱, 我们略去了表示声学量的脚标“a”。

** 为便于比较, 下面与装置消声器以前相对应的量, 用撇号“'”表示。

$$W' = \frac{RU_0^2}{|C'\zeta + D'|^2}, \quad (21)$$

由此得装置消声器后的插入损失为

$$D = 10 \lg \frac{W'}{W} = 20 \lg \frac{|C\zeta + D|}{|C'\zeta + D'|} \quad (\text{分贝}). \quad (22a)$$

值得注意, 上式仅对给定频率适用。对于不同频率, 传递矩阵的元素 C, D 和 C', D' 有不同的数值, 所得插入损失随频率显著地起伏变化。

对于宽频带噪声, 管口辐射的声功率应根据各频率成分辐射的声功率按能量法则迭加而得。从实用角度考虑, 可把频率范围划分为若干个 $1/3$ 倍频程 (或倍频程), 在给定频程内设声源辐射粉红噪声。取频率 f 为自变量, 计算出下面的定积分

$$G_i = \int_{f_i/\alpha}^{f_i} \frac{R}{|C\zeta + D|^2} \cdot \frac{df}{2f \ln \alpha}, \quad (23)$$

式中 f_i 为第 i 个频程中的中心频率, α 为反映频程宽度的系数, 对于 $1/3$ 倍频程, $\alpha = 1.122$; 对于倍频程, $\alpha = 1.414$ 。由此可得中心频率为 f_i 的 $1/3$ 倍频程 (或倍频程) 内, 管口辐射的声功率 W_i 为

$$W_i = G_i U_{0i}^2, \quad (20b)$$

式中 U_{0i} 为第 i 个频程内声源的体积速度。该频程内的插入损失为

$$D_i = 10 \lg \frac{W'_i}{W_i} = 10 \lg \frac{G'_i}{G_i} \quad (\text{分贝}). \quad (22b)$$

与式 (22a) 相比较, 由于上式在给定频程内作过统计平均, 所得的插入损失随频率的起伏变化明显降低。考虑到内燃机排气噪声并不是纯音, 应该认为, 由上式所得的插入损失更切合实际情况。

如果我们采用 A 声级插入损失作为消声器消声性能的评价参数, U_{0i}^2 应根据下式计算

$$U_{0i}^2 = U_m^2 10^{(L_i - A_i)/10} \quad (24)$$

式中 L_i 为声源噪声频谱中第 i 个频程的声压级, A_i 为对应于第 i 个频程的 A 修正值 (参见第一篇 § 4-1), U_m 为体积速度的某种参考值, 由于插入损失只反映装置消声器前后的相对变化, U_m 的绝对值大小无关紧要, 因此取 $U_m = 1$ 并不影响普遍性。由上可知, A 计权辐射声功率为

$$W_A = \sum W_i = \sum G_i \cdot 10^{(L_i - A_i)/10}, \quad (20c)$$

A 声级插入损失相应为

$$D_A = 10 \lg \frac{W'_A}{W_A} = 10 \lg \frac{\sum G'_i 10^{(L'_i - A_i)/10}}{\sum G_i 10^{(L_i - A_i)/10}} \quad (\text{分贝}). \quad (22c)$$

五、传声损失的计算

如果我们采用传声损失来评价消声器本身的消声性能, 管道系统的传递矩阵应看成由三个矩阵组成, 分别对应连接管、消声器本体以及尾管 (见图 3-2-17) 与消声器本体相对应的传递矩阵可记为

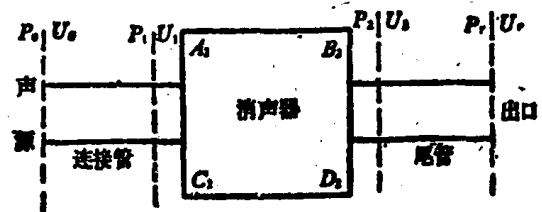


图 3-2-17 消声器传递矩阵

$$T_2 = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix}, \quad (25)$$

消声器进口端与出口端的状态矩阵分别为

$$\Gamma_1 = \begin{bmatrix} p_1 \\ \frac{\rho c U_1}{S_0} \end{bmatrix}, \quad (26a)$$

$$\Gamma_2 = \begin{bmatrix} p_2 \\ \frac{\rho c U_2}{S_0} \end{bmatrix}, \quad (26b)$$

由此得

$$\Gamma_1 = T_2 \Gamma_2. \quad (27a)$$

把式(25)和式(26a,b)代入后,作简单运算可得

$$p_1 = A_2 p_2 + B_2 \left(\frac{\rho c U_2}{S_0} \right), \quad (28a)$$

$$\frac{\rho c U_1}{S_0} = C_2 p_2 + D_2 \left(\frac{\rho c U_2}{S_0} \right) \quad (28b)$$

按照传声损失的定义,应设消声器出口端只有透射声,因此得

$$\frac{\rho c U_2}{S_0} = \frac{S_2 p_2}{S_0} = m p_2, \quad (29)$$

式中 S_2 为消声器出口端截面面积, m 为相对比值。消声器进口端存在入射声与反射声,其声压分别记为 p_1^+ 和 p_1^- ,体积速度相应记为 U_1^+ 和 U_1^- 。设消声器进口端截面面积 S_1 与主管道截面面积 S_0 相同,可得

$$\begin{cases} p_1 = p_1^+ + p_1^- \\ \frac{\rho c U_1}{S_0} = \frac{\rho c U_1^+}{S_0} - \frac{\rho c U_1^-}{S_0} = p_1^+ - p_1^-, \end{cases} \quad (30a)$$

由此得

$$p_1^+ = \frac{\rho c}{S_0} U_1^+ = \frac{1}{2} \left(p_1 + \frac{\rho c}{S_0} U_1 \right). \quad (31)$$

把式(29)及式(28a,b)代入上式可得

$$p_1^+ = \frac{1}{2} (A + mB + C + mD) p_2 \quad (32a)$$

$$U_1^+ = \frac{1}{2} (A + mB + C + mD) U_2 / m. \quad (32b)$$

记入射声声功率为 W_1 ,可得透射声声功率 W_2 由下式决定

$$W_2 = \frac{4m}{|A + mB + C + mD|^2} W_1, \quad (33a)$$

对于给定频率,传声损失为

$$R = 10 \lg \frac{W_1}{W_2} = 10 \lg \left\{ \frac{|A + mB + C + mD|^2}{4m} \right\} \quad (\text{分贝}). \quad (34a)$$

在通常情况,消声器出口端截面面积 S_2 与进口端截面面积相同,即 $m=1$ 上式可简化为

$$R = 20 \lg |A + B + C + D| - 6 \quad (\text{分贝}). \quad (34b)$$

对于宽频带噪声，设在给定的 $1/3$ 倍频程（或倍频程）内入射声为粉红噪声，计算出下面的定积分

$$H_i = \int_{f_i/\alpha}^{f_i} \frac{2}{|A+B+C+D|^2} \cdot \frac{df}{f \ln \alpha}, \quad (35)$$

式中 f_i 和 α 的意义与式(23)中的相同，由此可得中心频率为 f_i 的 $1/3$ 倍频程（或倍频程）内，透射声的声功率为

$$W_{2i} = H_i W_{1i}, \quad (33b)$$

式中 W_{1i} 为第 i 个频程内入射声的声功率，该频程内的传声损失为

$$R_i = 10 \lg \frac{W_{1i}}{W_{2i}} = 10 \lg \left(\frac{1}{H_i} \right). \quad (\text{分贝}) \quad (34c)$$

如果采用 A 声级传声损失作为评价参数， W_{1i} 应由下式计算

$$W_{1i} = W_m 10^{(L_i - A_i)/10}, \quad (36)$$

W_m 为声功率的某种参考值。 A 计权的入射声声功率与透射声声功率分别为

$$W_{1A} = \sum_i W_{1i} = W_m \sum_i 10^{(L_i - A_i)/10}, \quad (37)$$

$$W_{2A} = \sum_i W_{2i} = W_m \sum_i H_i 10^{(L_i - A_i)/10}. \quad (38)$$

由此得 A 声级的传声损失为

$$R_A = 10 \lg \frac{W_{1A}}{W_{2A}} = 10 \lg \left\{ \frac{\sum_i 10^{(L_i - A_i)/10}}{\sum_i H_i 10^{(L_i - A_i)/10}} \right\} \quad (\text{分贝}) \quad (34d)$$

§ 2-5 存在气流时常用声学结构的传递矩阵

一个复杂的管道系统，可以看成由许多简单的声学结构所组成，只要逐个弄清各个声学结构的传递矩阵，借助矩阵运算就可以求出反映整个系统传声特性的传递矩阵。对于一些基本的声学结构，相应的传递矩阵如下。

一、等截面管道的传递矩阵

在一般情况，管道中存在均匀气流，决定声传播的基本方程与静态时有所不同。记气流平均速度为 $\bar{U}$ ，质点振动速度为 V ，取 X 轴沿管轴方向与气流方向一致，可得运动方程，连续性方程以及波动方程分别为

$$\rho \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) V = -\nabla p, \quad (1)$$

$$\frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right) p + \nabla \cdot V = 0, \quad (2)$$

$$\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \bar{U} \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 p = \nabla^2 p. \quad (3)$$

对于沿 X 轴正向传播的平面声波，可设声压 p^+ 为

$$p^+ = A \exp(j\omega t - jk^+ x), \quad (4a)$$

对于沿 X 轴负向传播的平面声波，可设声压 p^- 为

$$p^- = B \exp(j\omega t + jk^- x). \quad (4b)$$

代入式(3)，记马赫数 $M = \bar{U}/c$ ，波数 $k = \omega/c$ ，可得

$$k^{\pm} = \frac{k}{1 \pm M} \quad (5)$$

平面声波中质点沿声传播方向振动，与 $p^{\pm}$ 相对应的质点振速记为 $u^{\pm}$ ，可得

$$\rho c u^{\pm} = \pm p^{\pm}, \quad (6)$$

与静态时的关系式相同（参见第一篇 §2-2）。设管道的截面面积为 S ，用体积速度 $U^{\pm} = Su^{\pm}$ 代替质点振速，可得

$$\frac{\rho c}{S} U^{\pm} = \pm p^{\pm}. \quad (7)$$

如图 3-2-18，在一段长为 l 的等截面管道中，对于正向传播的平面声波，在管道两端相差一个因子 $\exp(jk^+l)$ 。对于负向传播的平面声波，在管道两端相差一个因子 $\exp(-jk^-l)$ 。考虑管道右端，可得*

$$\begin{cases} p = p^+ + p^- = A + B \\ \frac{\rho c}{S} U = p^+ - p^- = A - B, \end{cases} \quad (8a)$$

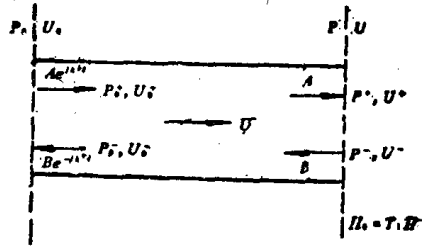


图 3-2-18 一段管道的传递矩阵

即

$$\begin{cases} A = \frac{1}{2} \left(p + \frac{\rho c}{S} U \right) \\ B = \frac{1}{2} \left(p - \frac{\rho c}{S} U \right). \end{cases} \quad (8b)$$

考虑管道左端，可得

$$\begin{cases} p_0 = p^+_0 + p^-_0 = A \exp(jk^+l) + B \exp(-jk^-l) \\ \frac{\rho c}{S} U_0 = p^+_0 - p^-_0 = A \exp(jk^+l) - B \exp(-jk^-l). \end{cases} \quad (9)$$

把式(8)代入上式，并记 $S = mS_0$ ，化简后得

$$\begin{cases} p_0 = \frac{1}{2} [\exp(jk^+l) + \exp(-jk^-l)] p + \frac{1}{2m} [\exp(jk^+l) - \exp(-jk^-l)] \left(\frac{\rho c U}{S_0} \right) \\ \frac{\rho c}{S_0} U_0 = \frac{m}{2} [\exp(jk^+l) + \exp(-jk^-l)] p + \frac{1}{2} [\exp(jk^+l) - \exp(-jk^-l)] \left(\frac{\rho c U}{S_0} \right). \end{cases} \quad (10a)$$

写成矩阵形式可得

$$\begin{bmatrix} p_0 \\ \frac{\rho c}{S_0} U_0 \end{bmatrix} = \exp\left(j \frac{Mkl}{1-M^2}\right) \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) & \frac{j}{m} \sin\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) \\ jm \sin\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) & \cos\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p \\ \frac{\rho c}{S_0} U \end{bmatrix} \quad (10b)$$

值得指出，上式中有一个因子 $\exp\left(j \frac{Mkl}{1-M^2}\right)$ ，该因子绝对值为 1，它仅反映相位的变化，

它的物理意义代表一段 $\tau = \frac{\bar{U}l}{c^2 - \bar{U}^2}$ 的时间延迟。考虑到实际问题中我们一般限于研究稳态

* 为简便起见，略去共同的时间因子 $e^{j\omega t}$ 。

时的声功率，因此把该因子忽略不计并不影响普遍性。这就是说，长为 l ，相对截面面积为 m （即 S/S_0 ），马赫数为 M 的管道，其传递矩阵可取为

$$T_1 = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) & \frac{j}{m} \sin\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) \\ jm \sin\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) & \cos\left(\frac{kl}{1-M^2}\right) \end{bmatrix} \quad (11)$$

二、管道截面突变处的传递矩阵

声波在管道中传播时，在截面突变处会产生反射。不存在气流时（静态），界面上应满足声压连续以及体积速度连续的条件，即

$$\begin{cases} p_1 = p_2 \\ U_1 = U_2 \end{cases} \quad (12a)$$

写成矩阵形式，得

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ \frac{\rho c}{S_0} U_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ \frac{\rho c}{S_0} U_2 \end{bmatrix} \quad (12b)$$

相对应的传递矩阵为一单位矩阵，对运算结果不产生影响。

考虑气流影响时，边界条件复杂化，声压与体积速度不再分别连续，并且与气流的方向也密切相关。

截面突然收缩的情况如图 3-2-19(a) 所示。对于这种流动，通常假定为等熵，即假定声波在收缩过程中机械能量没有损耗，忽略高次项，可知 $\left(\frac{p}{\rho} + \bar{U}v\right)$ 在界面上连续，即

$$p_1 + \rho c M_1 V_1 = p_2 + \rho c M_2 V_2^*, \quad (13a)$$

上式可改写为

$$p_1 + \frac{M_1}{m_1} \left(\frac{\rho c}{S_0} U_1 \right) = p_2 + \frac{M_2}{m_2} \left(\frac{\rho c}{S_0} U_2 \right), \quad (13b)$$

式中 $m_1 = S_1/S_0$ ， $m_2 = S_2/S_0$ 分别为两侧管道截面面积的相对比值。

由质量连续的条件，可知密度与体积速度的乘积保持不变，考虑到起伏变化部分与平衡值相比较是个小值，忽略高次项而保留线性项，可知 $(\rho' S \bar{U} + \rho U)$ 在界面上连续，其中 ρ' 为密度的变化，在等熵过程中 $\rho' = p/c^2$ 。由此可得

$$p_1 M_1 S_1 + \rho c U_1 = p_2 M_2 S_2 + \rho c U_2, \quad (14a)$$

上式可改写为

$$m_1 M_1 p_1 + \left(\frac{\rho c}{S_0} U_1 \right) = m_2 M_2 p_2 + \left(\frac{\rho c}{S_0} U_2 \right). \quad (14b)$$

解联立方程式 (13b) 和 (14b)，并记面积比 $\sigma = \frac{m_2}{m_1} = \frac{S_2}{S_1}$ （在截面收缩的情况 $\sigma < 1$ ），略去 m_2 和 M_2 的脚标，即约定 m 和 M 在较细管道取值，可得

* 在这里我们暂不考虑气体状态参数在两截面上的变化，下同。

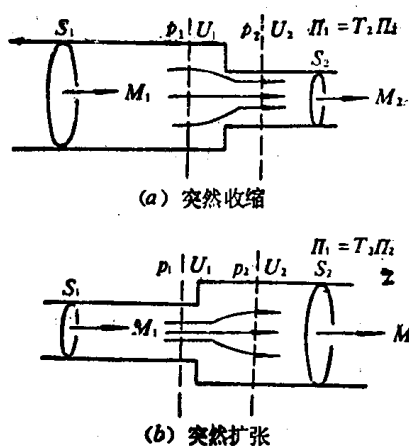


图 3-2-19 截面突变处的传递矩阵

$$\begin{cases} p_1 = p_2 + \frac{M}{m} \frac{(1-\sigma^2)}{1-\sigma^2 M^2} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) \\ \frac{\rho_c}{S_0} U_1 = \frac{1-M^2}{1-\sigma^2 M^2} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) \end{cases} \quad (15)$$

由此可知截面突然收缩的传递矩阵为

$$T_2 = \begin{bmatrix} 1 & \frac{(1-\sigma^2)M}{1-\sigma^2 M^2} \\ 0 & \frac{1-M^2}{1-\sigma^2 M^2} \end{bmatrix} \quad (16a)$$

在通常情况, M 是个小值, 如果忽略 M 的高次项, 可得截面突然收缩的传递矩阵近似为

$$T_2 \doteq \begin{bmatrix} 1 & (1-\sigma^2) \frac{M}{m} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (16b)$$

截面突然扩张的情况如图 3-2-19(b) 所示。这种流动为不可逆过程, 不再适用等熵的假定, 即声波在扩张过程中机械能量产生损耗。与收缩的情况相比较, 式(13b)应改写成为

$$p_1 + \frac{M_1}{m_1} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_1 \right) = p_2 + \frac{M_2}{m_2} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) - \frac{\delta}{r-1}, \quad (17)$$

式中 δ 反映不可逆过程中的耗散作用, r 为等压比热与等容比热的比值。在扩张过程中, 密度变化 ρ' 不再与声压成正比, 而应改写为

$$\rho' = \frac{p + \delta}{c^2}, \quad (18)$$

由质量连续的条件, 并借助式(18)消去密度变化 ρ' , 化简后得

$$p_1 + \frac{1}{m_1 M_1} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_1 \right) = p_2 + \frac{1}{m_2 M_2} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) + \delta. \quad (19)$$

设截面突变处, 管壁上压强与管口处相同, 由动量关系, 可得附加的方程, 经线性化后可得

$$\left(M_1 + \frac{m_2}{m_1 M_1} \right) p_1 + \frac{2}{m_1} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_1 \right) = \left(M_2 + \frac{1}{M_2} \right) p_2 + \frac{2}{m_2} \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) + M_2 \delta, \quad (20)$$

解联立方程式(17)、(19)、(20), 可得下面的形式

$$\begin{cases} P_1 = A P_2 + B \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) \\ \frac{\rho_c}{S_0} U_1 = C P_2 + D \left(\frac{\rho_c}{S_0} U_2 \right) \end{cases} \quad (21)$$

记截面突然扩张的传递矩阵为

$$T_3 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (22a)$$

四个矩阵元素分别为

$$\left\{ \begin{aligned} A &= \frac{1}{\Delta} \left\{ 1 + \left(\frac{-1-r}{\sigma} + \frac{r}{\sigma^2} \right) M_1^2 \right\} \end{aligned} \right\} \quad (23a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B = \frac{1}{\Delta} \left\{ -2 \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) + (r-1) \left(1 - \frac{2}{\sigma} + \frac{1}{\sigma^2} \right) M_1^2 \right\} \frac{M_1}{m_1 \sigma} \\ C = \frac{1}{\Delta} \left\{ r \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \right\} \frac{m_2 M_1^3}{\sigma} \\ D = \frac{1}{\Delta} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{2}{\sigma^2} \right) M_1^2 + (r-1) \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \frac{M_1^4}{\sigma^3} \right\}, \end{array} \right. \quad (23b)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} C = \frac{1}{\Delta} \left\{ r \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \right\} \frac{m_2 M_1^3}{\sigma} \\ D = \frac{1}{\Delta} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{2}{\sigma^2} \right) M_1^2 + (r-1) \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \frac{M_1^4}{\sigma^3} \right\}, \end{array} \right. \quad (23c)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} D = \frac{1}{\Delta} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{2}{\sigma^2} \right) M_1^2 + (r-1) \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \frac{M_1^4}{\sigma^3} \right\}, \end{array} \right. \quad (23d)$$

其中

$$\Delta = 1 + \left\{ (r-1) \left(1 + \frac{1}{\sigma^2} \right) + \left(1 - \frac{2r}{\sigma} \right) \right\} M_1^2 + (r-1) \left(\frac{1}{\sigma} - \frac{1}{\sigma^2} \right) M_1^4, \quad (24)$$

式中 $\sigma = m_2/m_1 = s_2/s_1$ ，为面积比（在截面扩张的情况 $\sigma > 1$ ）， M_1 为较细管道中的马赫数，如果忽略 M 的高次项，可得截面突然扩张的传递矩阵近似为

$$T_3 = \begin{bmatrix} 1 & -\frac{2M}{m\sigma} \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (22b)$$

式中约定 m 和 M 在较细管道取值。

三、存在旁接支路时的传递矩阵

管道系统中另一基本的声学结构是存在旁接支路时的情况，如图3-2-20所示。

暂时忽略管道中气流的影响，由分叉处声压连续、体积速度连续的条件可得

$$\left\{ \begin{array}{l} p_1 = p_2 = p_3 \\ \frac{\rho c}{S_0} U_1 = \frac{\rho c}{S_0} U_2 + \frac{\rho c}{S_0} U_3. \end{array} \right. \quad (25)$$

从旁接支路考虑，设分叉处的声阻抗为 z ，得 $U_3 = p_3/z$ ，代入式(25)并写成矩阵形式可得

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ \frac{\rho c}{S_0} U_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\rho c}{S_0 z} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_2 \\ \frac{\rho c}{S_0} U_2 \end{bmatrix} \quad (26)$$

即旁接支路的传递矩阵为

$$T_4 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\rho c}{S_0 z} & 1 \end{bmatrix} \quad (27)$$

当旁接一段有效长度为 l ，相对截面面积为 $m = S/S_0$ 的管道时，可得

$$\frac{\rho c}{S_0 Z} = \begin{cases} j m \tan(kl) & (\text{闭管}) \\ -j m \cot(kl) & (\text{开管}) \end{cases} \quad (28)$$

如果旁接支路的结构较复杂，可把它分割成若干简单的声学结构，按照分析主管道相同的方法逐个求出各声学单元的传递矩阵，计算出支路的总的传递矩阵，然后可得支路在分叉处的声阻抗。

具有内插管的扩张室，可近似看成是在截面突变处存在旁接支路时的情况。设内插管推入有效长度为 l ，管外环形空间可近似看成是一段闭管，其相对截面面积为 $m_3 = S_3/S_0$ （图3-2-21）。由式(27)可得相应的传递矩阵为

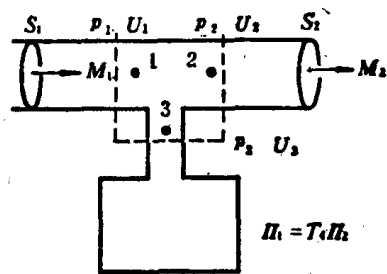


图 3-2-20 旁接支路的传递矩阵

$$T_s = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ jm_3 \tan(kl) & 1 \end{bmatrix} \quad (29)$$

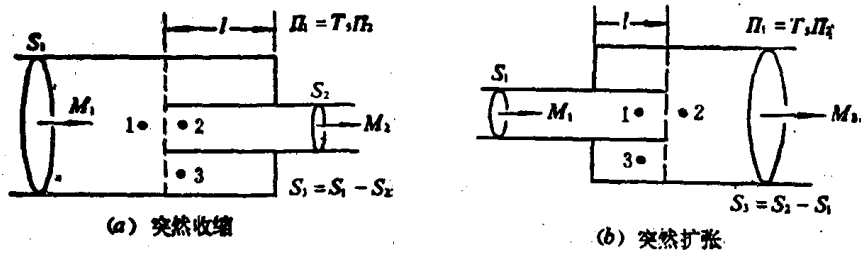


图 3-2-21 内插管的传递矩阵

忽略气流影响时，沿气流方向不论截面收缩还是扩张，内插管的传递矩阵都由式(29)决定；反之，如果考虑气流影响时，就应区分截面收缩和扩张两种不同情况。

截面收缩的情况如图 3-2-21(a) 所示。与图 3-2-19(a) 相比较，增加了一条环形支路，它的作用是使反映质量连续条件的方程式(14b)的右方增加一项 $\frac{\rho c}{S_0} U_3$ ，记 $U_3 = p_3/Z$ ， $a =$

$\frac{\rho c}{S_0 Z} = jm_3 \tan(kl)$ 经适当运算后，可得传递矩阵的四个元素分别由下列各式决定

$$A = \frac{1}{\Delta} \left\{ 1 - \frac{\alpha \sigma^2 M}{m} - \sigma^2 M^2 \right\} \quad (30a)$$

$$B = \frac{1}{\Delta} \left\{ (1 - \sigma^2) \frac{M}{m} - \alpha \frac{\sigma^2 M^2}{m^2} \right\} \quad (30b)$$

$$C = \frac{\alpha}{\Delta} \quad (30c)$$

$$D = \frac{1}{\Delta} \left\{ 1 + \frac{\alpha M}{m} - M^2 \right\}, \quad (30d)$$

式中

$$\Delta = 1 - \sigma^2 M^2, \quad (31)$$

$\sigma (\sigma < 1)$ 为面积比， m, M 都在较细管道取值。如果忽略 M 的高次项，可得具有内插管时截面突然收缩的传递矩阵为

$$T_s = \begin{bmatrix} 1 - j \frac{m_3}{m} \sigma^2 M \tan(kl) & \frac{(1 - \sigma^2) M}{m} \\ jm_3 \tan(kl) & 1 + j \frac{m_3 M}{m} \tan(kl) \end{bmatrix} \quad (32)$$

当 $l = 0$ 时，式(32)简化为式(16b)，这就是没有内插管时的情况。当 $M = 0$ 时，式(32)简化为式(29)，这就是静态时的情况。

截面扩张的情况如图 3-2-21(b) 所示。与图 3-2-19(b) 相比较，增加了一条环形支路，借助相类似的分析，经适当运算后，可得传递矩阵的四个元素分别由下列各式决定

$$A = \frac{1}{\Delta + \Delta'} \left\{ N_1 - \frac{\alpha}{m} \left(M + \frac{r M^2}{\sigma^2} \right) \right\} \quad (33a)$$

$$B = \frac{1}{\Delta + \Delta'} \left\{ N_2 - \frac{\alpha}{m} \left[\frac{2 M^2}{\sigma^2} + \frac{(r - 1) M^4}{\sigma^4} \right] \right\} \quad (33b)$$

$$C = \frac{1}{\Delta + \Delta'} \left\{ N_3 + \frac{\alpha}{m} \left(1 + \frac{r M^2}{\sigma^2} \right) \right\} \quad (33c)$$

$$\left\{ D = \frac{1}{\Delta + \Delta'} \left\{ N_4 + \frac{\alpha}{m} \left[\frac{2M}{\sigma} + \frac{(r-1)M^3}{\sigma^3} \right] \right\}, \right. \quad (33d)$$

式中 Δ 由式(31)求出, N_1 、 N_2 、 N_3 、 N_4 分别为式(30a、b、c、d)中的分子, Δ' 由下式决定

$$\Delta' = -\frac{\alpha}{m} \left\{ \left(1 - \frac{2}{\sigma} \right) M + \frac{M^2}{\sigma} \right\}. \quad (34)$$

同样, σ ($\sigma > 1$) 为面积比, m 、 M 都在较细管道取值。如果忽略 M 的高次项, 可得具有内插管时截面突然扩张的传递矩阵为

$$T_7 = \begin{bmatrix} 1 - j \frac{m_3 M}{m \sigma} \tan(kl) & -\frac{2M}{m \sigma} \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right) \\ j m_3 \tan(kl) \left\{ 1 + j \frac{m_3 \left(1 - \frac{2}{\sigma} \right) M}{m} \tan(kl) \right\} & 1 + j \frac{m_3 \left(1 - \frac{2}{\sigma} \right)}{m} \tan(kl) \end{bmatrix} \quad (35)$$

当 $l = 0$ 时, 式(35)简化为式(22b), 这就是没有内插管时的情况。当 $M = 0$ 时, 式(35)也简化为式(29), 这就是静态时情况。

四、并联支路的传递矩阵

管道系统中两条支路并联时与旁接支路的情况有所不同, 它的主要特点是会产生干涉消声的现象。

如图 3-2-22 所示, 管道在三叉点 N_0 处分成两条支路, 到三叉点 N 处又合为一条。设对应于两条支路的参数分别以脚标 1 和 2 表示, 由三叉点 N 处声压连续和体积速度连续条件, 可得

$$\begin{cases} p = p_1 = p_2 & (36a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} \frac{\rho c}{S_0} U = \frac{\rho c}{S_0} U_1 + \frac{\rho c}{S_0} U_2. & (36b) \end{cases}$$

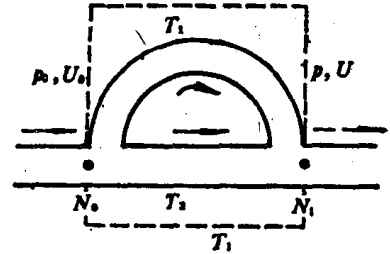


图 3-2-22 并联支路的传递矩阵

借助两条支路的传递矩阵由三叉点 N_0 处声压连续条件可得

$$p_0 = A_1 p_1 + B_1 \left(\frac{\rho c}{S_0} U_1 \right) = A_2 p_2 + B_2 \left(\frac{\rho c}{S_0} U_2 \right), \quad (37a)$$

由体积速度连续条件可得

$$\frac{\rho c}{S_0} U_0 = C_1 p_1 + D_1 \left(\frac{\rho c}{S_0} U_1 \right) + C_2 p_2 + D_2 \left(\frac{\rho c}{S_0} U_2 \right). \quad (37b)$$

解联立方程式(36a、b)和式(37a、b), 可得并联支路传递矩阵的四个元素分别由下列各式决定

$$\begin{cases} A = \frac{A_1 B_2 + A_2 B_1}{B_1 + B_2} & (38a) \end{cases}$$

$$\begin{cases} B = \frac{B_1 B_2}{B_1 + B_2} & (38b) \end{cases}$$

$$\begin{cases} C = C_1 + C_2 - \frac{(A_1 - A_2)(D_1 - D_2)}{B_1 + B_2} & (38c) \end{cases}$$

$$\begin{cases} D = \frac{D_1 B_2 + D_2 B_1}{B_1 + B_2}. & (38d) \end{cases}$$

在特殊情况, 设两条支路为截面面积都是 $S/2 = (mS_0)/2$ 的管道, 两管道的长度分别是 l_1 和 l_2 。由式(11)可得静态时传递矩阵为

$$T_s = \begin{bmatrix} \frac{\sin k(l_1 + l_2)}{\sin(kl_1) + \sin(kl_2)} & \frac{2j}{m} \cdot \frac{\sin(kl_1)\sin(kl_2)}{\sin(kl_1) + \sin(kl_2)} \\ jm \frac{1 - \cos k(l_1 + l_2)}{\sin(kl_1) + \sin(kl_2)} & \frac{\sin k(l_1 + l_2)}{\sin(kl_1) + \sin(kl_2)} \end{bmatrix} \quad (39)$$

容易看出, 考虑气流影响时, 只要把波数 k 掉换成 $k/(1-M^2)$ 就行。

当 $l_1 = l_2$ 时, 上式简化为式(11), 即扩张比为 m 的一段管道。值得指出, 当 l_1 与 l_2 相差半波长的奇数倍时, $\sin(kl_1) + \sin(kl_2) = 0$, 传递矩阵中各元素为无限大。这时输入端状态参数 p_0 、 U_0 为有限值时, 输出端状态参数 p 、 U 为零。这就是说, 声波在三叉点 N 处干涉而抵消, 因此声波不能通过这种并联管道传播出去。

五、管口处的状态矩阵

在管道系统内传播的声波, 通过管口不断向周围空间辐射, 当管口辐射条件给定时, 管口处的声阻抗保持不变, 而声压将随声源以及管道系统而变化。

设管口装置在足够大的刚性壁面上, 并设管口处质点振速沿截面近似均匀分布, 暂不考虑气流影响时, 这种辐射条件相当于假定有一刚性活塞镶在一个“无限大”的固定障板上, 活塞以给定频率振动时向半无限空间辐射声波。这种辐射问题已经完满解决*。记管口处截面积为 S , 相应的等效半径为 $a = (S/\pi)^{1/2}$ 。从管道系统内部向管口看, 管口处声阻抗 Z 与 $(\rho c)/S$ 的比值为

$$\frac{SZ}{\rho c} = 1 - \frac{2J_1(x)}{x} + j \frac{2K_1(x)}{x^2}, \quad (40)$$

式中 $J_1(x)$ 是以 x 为宗量的一阶贝塞耳函数, $K_1(x)$ 是一阶斯特夫函数, 宗量 $x = 2ka = (4\pi a)/\lambda$, $J_1(x)$ 和 $K_1(x)$ 分别由下列幂级数决定

$$J_1(x) = \frac{x}{2} - \frac{x^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} - \dots, \quad (41)$$

$$K_1(x) = \frac{2}{\pi} \left(-\frac{x^2}{3} - \frac{x^4}{3^2 \cdot 5} + \frac{x^6}{3^2 \cdot 5^2 \cdot 7} - \dots \right). \quad (42)$$

在低频范围内, 声波波长通常远大于管口等效半径 a , 即宗量 x 为小值, 近似可得

$$\frac{SZ}{\rho c} = \frac{1}{2}(ka)^2 + j \frac{8}{3\pi}(ka). \quad (43a)$$

可以看出, 管口处声阻抗的虚部为正, 即声抗为惯抗的性质, 这相当于管口附加了一个声质量, 使管道有效长度增大 $(8a)/(3\pi)$ 值。如果把管口声阻抗的虚部即声抗的作用, 以末端修正 (参见第二篇 §1-1) 的形式, 并入管有效长度内, 就可以只考虑实部即声阻的作用, 得

$$\frac{SZ}{\rho c} \sim \frac{SR}{\rho c} = \frac{1}{2}(ka)^2. \quad (43b)$$

在一般情况, 对于有障板时管口处声阻, 推荐采用下面的近似公式

$$\frac{SR}{\rho c} = \frac{(ka)^2}{2 + (ka)^2}. \quad (44)$$

* 参见冯秉铨, “电声学基础”第五章, 高等教育出版社, 1956

当 ka 趋近于零时, 上式与近似式 (43b) 一致。当 ka 为较大数值时, 上式仍能给出良好的结果。

在另一基本情况, 设管道出口裸露, 管口附近没有障板或其他反射体。对这种辐射问题也已被充分研究*。当管内平面声波到达管口时, 一部分反射, 一部分辐射入管外空间, 声压反射系数可写成下面的形式

$$r_p = -|r_p| \exp(2jkl). \quad (45)$$

式中 l 为管道末端修正, 即设管道长度增大 l 值, 在管口处的声压为零, 入射声与反射声的声压相位刚好相反。当频率较低时, 近似可得 $l = 0.6a$ 。与前述有障板时的情况相类似可把管口声阻抗虚部的作用, 以末端修正的形式并入管道有效长度内。

声压反射系数的绝对值 $|r_p|$ 由下式决定

$$|r_p| = \exp \left\{ -\frac{2ka}{\pi} \int_0^{ka} \frac{\tan^{-1}[-J_1(x)/N_1(x)]}{x[(ka)^2 - x^2]^{1/2}} dx \right\}, \quad (46)$$

式中 $N_1(x)$ 是以 x 为宗量的一阶诺埃曼函数, 当 ka 趋近于零时, 式 (46) 的渐近式为

$$|r_p| = \exp \left\{ -\frac{(ka)^2}{2} \right\}. \quad (47)$$

在 $ka < 3$ 的范围内, 推荐采用下面的近似式

$$|r_p| \doteq \frac{2}{2 + (ka)^2}. \quad (48)$$

当 ka 趋近于零时, 上式与精确的渐近式 (47) 一致, 在实用频率范围内, 式 (48) 与式 (46) 的结果最大相差不超过 10%。

由上可得无障板时管口处声阻由下面的近似公式决定

$$\frac{SR}{\rho c} = \frac{1 - |r_p|}{1 + |r_p|} = \frac{(ka)^2}{4 + (ka)^2}. \quad (49)$$

与式 (44) 相比较, 可知在低频范围, 无障板时管口处声阻要比有障板时的声阻降低一半, 而在高频范围则趋向一致。

管口处声压 p_r 与体积速度 U_r 满足下面的关系

$$p_r = RU_r, \quad (50)$$

因此, 管口处的状态矩阵只剩下一个待定参数 U_r (或 p_r), 可写成下面的形式

$$\Pi_r = \begin{bmatrix} p_r \\ \frac{\rho c}{S_0} U_r \end{bmatrix} = \frac{\rho c}{S} U_r \begin{bmatrix} \frac{SR}{\rho c} \\ m \end{bmatrix}. \quad (51)$$

考虑气流影响时, 我们应注意两个方面: 一方面是管口处声压反射系数 r_p 将随马赫数 M 变化, 从而使管口处声阻抗相应变化; 另一方面是入射声与反射声的声强随马赫数 M 以不同规律变化, 从而使管口辐射的声功率明显改变。

实验表明, 声压反射系数 r_p 随 M 值的变化不很敏感, 在一般情况, 绝对值增加在 (3~5)% 范围内, 辐角的变化可以忽略不计。作为粗略近似, 我们可设 r_p 保持相同。即末端修正及管口处声阻仍适用前面所得结果。因此, 管口处状态矩阵仍为式 (51)。

与静态时相比较, 当管道内存在气流时, 入射声声强将增大为原来的 $(1 + M)^2$ 倍, 反射

* 参见 H. Levine and J. Schwinger, "On the Radiation of Sound from an Unflanged Circular Pipe", Physical Review, Vol. 73 No. 4, 1948.

声声强将变为原来的 $(1-M^2)$ 倍(实际为减少),由此得相应的净声强为

$$I = \frac{(\bar{p}^+)^2}{\rho c} \{ (1+M)^2 - (1-M)^2 |r_p|^2 \}. \quad (52)$$

管口辐射的声功率级将增加

$$\Delta L_w = 10 \lg \left(\frac{I}{I_0} \right) = 10 \lg \left\{ \frac{(1+M)^2 - (1-M)^2 |r_p|^2}{1 - |r_p|^2} \right\}. \quad (53a)$$

如果改用管口处声阻来表达,可得

$$\Delta L_w = 10 \lg \left\{ 1 + M \left(\frac{SR}{\rho c} + \frac{\rho c}{SR} \right) + M^2 \right\}. \quad (53b)$$

在低频范围 $(SR)/(\rho c)$ 为小值。可以看出,辐射声功率级随 M 增加是相当显著的,例如取 $ka=0.5$,当 $M=0.1$ 时,对于无障碍管口辐射的声功率级可增大4.5分贝左右。

§ 2-6 声传播问题的变分法

前面我们较详尽地阐明了根据一维近似理论分析抗性消声器消声性能的普遍方法。当声波频率不太高,管道截面面积不太大时,管道中为平面声波的假定是符合客观情况的。但在实际问题中,平面声波的假定(一维理论)往往不一定能适用。例如在扩张室中,由于截面面积较大,高次方式简正波的作用往往不能忽略,特别是当扩张室几何形状不规则时,室内声场分布复杂,不能简单地归结为平面声波的传播。很明显,在这种情况下要想严格求解声压随时间和空间的变化规律通常是很困难的。下面我们以扩张室内的声传播问题为例,扼要地介绍用变分法求解波动方程的普遍方法。

一、波动方程的变分形式

声波在扩张室内传播时,气流速度的影响通常可以忽略不计,声压 p 满足波动方程

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}. \quad (1)$$

记时间因子为 $e^{i\omega t}$,并记波数 $k = \omega/c$,则式(1)简化为

$$\nabla^2 p + k^2 p = 0. \quad (2)$$

这就是亥姆霍兹方程。

记扩张室的容积为 V ,按照边界条件的不同,可把扩张室的内表面分成三种类型:(1)法向质点振速 v_n (或声位移 ξ_n)给定。例如对于恒速声源,进口端面上 v_n 保持不变,又如在刚性壁面上 v_n 为零。这部分面积记为 S_v ;(2)声压 p 给定。例如对于恒压声源,进口端面上 p 保持不变,又如在自由面上 p 为零*。这部分面积记为 S_p ;(3)法向声阻抗率 z_n (或声导纳率 Y_n)给定。例如出口端面或衬贴局部反应吸声材料的壁面, z_n (或 Y_n)应看作是已知给定值。这部分面积记为 S_z 。边界条件可写成下面统一的形式

$$f_1 \xi_n + f_2 p = f_3. \quad (3)$$

对于三种类型边界条件,可取

* 扩张室内,自由面的条件较难实现,当壁面上旁接四分之一波长的闭管时,管口处近似为自由面。

$$\left. \begin{aligned} \text{在 } S_p: f_1=0, f_2=1, f_3=p_0 \\ \text{在 } S_v: f_1=1, f_2=0, f_3=-\frac{jV_{10}}{\omega}=\xi_{11} \\ \text{在 } S_s: f_1=1, f_2=\frac{jY_s}{\omega}, f_3=0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

引入拉格朗日函数 L ，它由下式定义：

$$L = \frac{1}{2\rho\omega^2} \int_V |\nabla p|^2 dV - \frac{1}{2\rho c^2} \int_V p^2 dV + \int_{S_p} \frac{f_2}{2} p^2 dS - \int_{S_v} f_3 p dS. \quad (5)$$

在满足式(4)的边界条件下，求解亥姆霍兹方程式(2)的问题，等价于使拉格朗日函数 L 取极值的变分问题，即

$$\delta L = 0. \quad (6)$$

值得指出，如果我们把式(5)代入式(6)，可以证明亥姆霍兹方程式(2)，以及在 S_p 和 S_v 面上的边界条件自动满足，但在 S_s 面的边界条件并不自动满足。因此，在选择泛函 L 时，应附加一个限制，即在 S_s 面上，声压 p 满足下面的条件。

$$\begin{cases} p = p_0 \\ \delta p = 0. \end{cases} \quad (7)$$

二、变分问题的一般解法

在式(5)中，我们取声压 p 作为基本的状态参数，拉格朗日函数 L 为 p 的二阶泛函，设 p 取下面的形式

$$p = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \psi_n(x, y, z) \quad (8)$$

式中 $\psi_n (n=0, 1, 2, \dots)$ 为一组互相独立的空间函数， A_n 为相应的系数，如果 $[\psi_n]$ 为完备的函数组，那么任一函数 p 总可以用一组系数 $A_n (n=0, 1, 2, \dots)$ 来表征。把式(8)代入式(5)进行积分后，可以把拉格朗日函数 L 写成下面的形式：

$$L = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{2} \alpha_{nm} A_n A_m - \sum_n \beta_n A_n, \quad (9)$$

式中 α_{nm} 为在体积分和 S_s 面积分中对应于 ψ_m 的 ψ_n 的积分值，很明显 $\alpha_{nm} = \alpha_{mn}$ 。 β_n 为 S_v 面积分中对应于 ψ_n 的积分值。取 p 的变分为

$$\delta p = \delta A_n \cdot \psi_n, \quad (10)$$

可得相应的变分 δL ，由式(6)可得

$$\sum_{m=0}^{\infty} \alpha_{nm} A_m = \beta_n \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad (11)$$

为一组线性联立方程，按标准方法解出系数组 $A_m (m=0, 1, \dots)$ 代入式(8)即为所求的精确解。

用上述方法，就把一个解微分方程的问题转变成为一个解线性联立方程组的问题。在通常情况，我们从扩张室的几何形状和边界条件，能对扩张室的声场分布情况作出某种估计，从而可以选择适当的函数组。在式(8)中取 N 个函数的线性组合作为试探函数，由式(11)相应得 N 个线性联立方程，可唯一地决定 N 个待定参数。

求出声压 p 后就可求出质点振速 v ，从而求出扩张室入口和出口处的体积速度 U 。把扩张室作为整体，它的声传播特性也可与四端网络类比，即可用一个四元素的传递矩阵来描述。

在实际问题中，上述变分解法具有相当大的优越性，通过优化选择待定参数，能由少量

几个解析函数组成精度相当高的近似解。不过,这种解法也有一定的局限性,它的精确解涉及求解“无穷多”个待定参数的“无穷多”个线性联立方程。选择有限个待定参数时只能得到近似解,当待定参数的数目 N 增大时,精度虽然可以相应提高,但联立方程(11)中涉及 $N \times N$ 阶矩阵的运算,所需计算工作量将宝塔式地增加。此外,当扩张室几何形状或边界条件不规则时,要选择满足波动方程和部分边界条件的解析函数组 ψ_n ,往往也是相当困难的。

三、用有限元法解声传播问题

有限元法是一种离散化的数值计算方法,它最初是在五十年代作为处理固体力学问题发展起来的,不久就开始进入工程声学领域*。有限元法的实质可以认为是求泛函极值时一种选择试探函数的普遍方法。下面,我们对它的要点作扼要的介绍,详细的论述可参考专门的著作**。

以扩张室中声传播的二维问题为例,应用有限元法求解的具体步骤如下:

(1) 把扩张室划分成为有限个单元

在二维问题中通常采用三角形单元或矩形单元。如图 3-2-23(a) 所示,为三角形单元。

每个单元所占据的空间由其顶点(叫做结点)的坐标所决定。例如图中,用斜线表示的单元,由三个结点 1、2、3 的坐标所决定。单元的边界尽可能与实际边界相吻合。

把所有的结点,按一定的次序进行编号,它们的坐标预先给定。在实际问题中,除了选取顶点作为结点外,还可以在单元边界上或单元内部选取辅助性的结点,如图 3-2-23(b) 中的 4、5、6、7 点所示。

(2) 选择适当的结点参数作为待定参数

在声学问题中,通常选择结点处的声压作为基本的参数,例如共有 N 个结点时,相应应有 N 个声压值作为待定的结点参数。

除了结点处的声压外,还可以选取结点处的质点振速分量(对应于声压的一阶偏导数)作为结点参数,也可以同时选取两者作为结点参数。

(3) 选择适当的单元近似函数

在每个单元内,用插入法选择适当的近似函数。单元近似函数通常采用多项式,这是因为对它的微分积分运算比较方便,并且只要增加它的项数就能以任意精确程度逼近精确解。

近似函数应满足下面的条件:在结点上,近似函数值就是待定的结点参数值;在边界上,近似函数值只与边界上的结点参数值有关,而与边界外的结点参数值无关。后一条件保证相邻单元间在边界上的函数值为连续。

边界上最简单的插值函数是线性函数,但它只能保证边界端点上函数值为给定参数。较

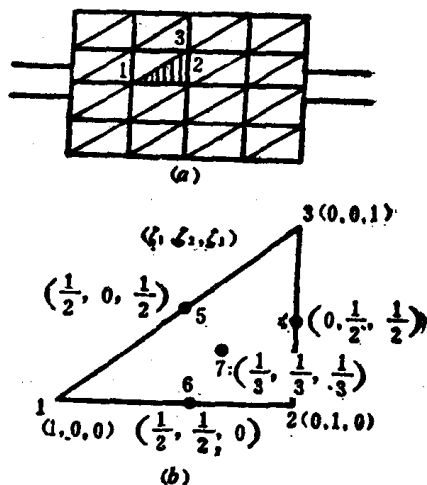


图 3-2-23 有限单元的划分

* 参见Yong, J. and Croker, M.J., "Prediction of Transmission Loss in Mufflers by the Finite Element Method", J. Acoust. Soc. Am., 57 1956.

** 参见O. O. Zienkiewicz, "The Finite Element Method" McGraw-Hill Book Company, 1977.

好的插值函数是二次函数，它除了能满足边界端点的给定条件外，还可以满足在边界中点的附加条件。取三次函数或更高次函数作为插值函数，可以满足更多的附加条件，不过相应的插值函数将复杂化。

为了简化插值函数，采用三角形的“齐次三角形坐标” $(\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3)$ 比较方便。三角形顶点，边界中点及三角形中心的齐次三角形坐标如图 3-2-23(b) 中所示。记直角坐标为 x, y ，结点参数为 A ，在结点上的相应值分别用结点脚标表示。取线性插值函数为单元近似函数时，得

$$\begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \\ A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 \\ y_1 & y_2 & y_3 \\ A_1 & A_2 & A_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \zeta_1 \\ \zeta_2 \\ \zeta_3 \end{bmatrix} \quad (12)$$

取二次插值函数为单元近似函数时，得

$$\begin{bmatrix} 1 \\ x \\ y \\ A \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ x_1 & x_2 & x_3 & x_4 & x_5 & x_6 \\ y_1 & y_2 & y_3 & y_4 & y_5 & y_6 \\ A_1 & A_2 & A_3 & A_4 & A_5 & A_6 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \zeta_1(2\zeta_1 - 1) \\ \zeta_2(2\zeta_2 - 1) \\ \zeta_3(2\zeta_3 - 1) \\ 4\zeta_2\zeta_3 \\ 4\zeta_3\zeta_1 \\ 4\zeta_1\zeta_2 \end{bmatrix} \quad (13)$$

式中脚标 1、2、3 对应于顶角，4、5、6 对应于对边中点。

(4) 计算拉格朗日函数

取结点参数 A 为声压 p ，由式(12)或式(13)可得单元内声压以 $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ 表达的近似函数，同时还可以得出 $\zeta_1, \zeta_2, \zeta_3$ 与 x, y 间的函数关系（以各结点的坐标作为给定参数）。代入式(5)可求出该单元内的拉格朗日函数，整个扩张室的拉格朗日函数由各单元相应函数累加而得。

在具体计算各单元的拉格朗日函数时，与相邻单元间边界相对应的面积分可以不必考虑，因为在整个扩张室内累加时，这部分面积分的代数和为零。这就是说，我们只要计算扩张室实际边界上的面积分就行了。

最后所得拉格朗日函数 L 的形式与式(9)相同。

(5) 求解线性联立方程

把拉格朗日函数 L 看成是各个结点参数的泛函，根据变分 δL 的极值条件，可得一组线性联立方程，其形式与式(11)相同，可按标准方法求解。

由上可知，用有限元法时，在原理上与一般采用解析函数的变分法并没有什么不同，只是在试探函数的选择上有本质上的差别。有限元法的主要优点是在插值函数中，给定的结点参数只与相邻几个单元的结点参数同时出现。因此，由式(5)求拉格朗日函数时，只会产生有限几项交叉项。这就是说，在线性联立方程(11)中，矩阵 $[a_{mn}]$ 的元素大部分为零，只有在主对角线上及其附近才有非零元素，这就使得标准方法的求解过程大大简化。

此外，有限元方法中的近似函数采用简单的插值函数，因此，具有很强的适应性，可以处理复杂的空间形状和边界条件，特别是由于现代电子计算技术迅速进步，有限元法正在发展成为声学工程中的有力工具。

§ 2-7 抗性消声器的总体设计

设计抗性消声器时有两个相互紧密联系的问题：一是对于给定的消声器，如何分析它的消声性能；二是对于给定的消声器性能要求，如何作出最佳方案设计加以实现。下面对这两个问题及在实践中应注意事项分别加以论述。

一、抗性消声器消声性能的分析计算步骤

前对抗性消声器消声性能的理论分析方法已经作了系统的论述，对于给定的抗性消声器系统，其消声性能的分析计算步骤归纳如下：

(1) 把从声源到管道出口的全部结构作为一个完整的系统，适当选择有限个截面，把整个系统分割成互相联系的有限个单元，每个单元可以是一个简单的声学结构，也可以是一个组合的声学结构。

最基本的声学结构是：一段等截面管道，截面突然收缩或扩张，旁接支路，并联支路等。一个较复杂的声学结构，例如具有内插管的扩张室，可以看成由若干简单结构组合而成。

(2) 各个截面的声学状态由状态矩阵描述，两截面间所截部分为一个声学结构，其声传播特性由传递矩阵描述。在通常情况可以适用管道中为平面声波的假定（一维近似理论），这时状态矩阵由声压和体积速度两个参数决定，传递矩阵则为四元素矩阵。

对于复杂的声学结构，例如不规则的扩张室，宜采用变分法等普遍方法分析它的声传播特性。所得最后结果，也可归结为一个四元素的传递矩阵。

(3) 逐个求出各个声学结构的传递矩阵，由矩阵运算求出整个管道系统的总的传递矩阵。

(4) 根据管道出口辐射条件，可以确定管口处的声阻抗。根据声源的特性，可以确定声源处声压与体积速度的关系。根据整个系统的传递矩阵，可以确定管口处与声源处两个状态矩阵间的相互联系。

(5) 给定声源处的一个状态参数，例如体积速度 U_0 （恒速声源），就可求出各处的声压与体积速度，从而可以根据具体需要求出诸如消声器的插入损失，传声损失，管口辐射的声功率等重要参数。

在进行上述分析计算时，下面几点实践经验具有重要参考价值：

(1) 宜采用无量纲量进行运算。例如设主管道截面面积为 S_0 ，其他声学结构的截面面积 S 宜掉换成相对比值 $m = S/S_0$ 。又如声阻抗 Z 也宜掉换成无量纲量 $(S_0 Z)/(\rho c)$ 进行运算。

(2) 考虑气流影响时，应注意马赫数 M 与截面面积 S 成反比。在通常情况，可设管道系统中各处静态近似等于大气压，各处温度也近似相同。设主管道中马赫数 M_0 为给定，则任一截面处的马赫数为 $M = M_0/m$ 。对于截面突变的声学结构，约定计算公式中的马赫数 M 在截面较小的管道上取值。

(3) 根据管道出口辐射条件，管口要作末端修正，使管道的有效长度比实际长度要增大一些。与此相类似，一般较细管道与较粗管道相连接时，较细管道的管口也要作末端修正。

(参见第二篇 § 1-1)。

(4) 计算消声器传声损失时只与消声器本身的传递矩阵有关。计算消声器插入损失时，不但与整个管道系统的传递矩阵有关，而且与声源的辐射特性密切相关。对于常见内燃机噪声源来说，可以假定近似为恒速声源。

(5) 对于纯音，管道系统消声性能随频率的变化一般很敏感。对于 1/3 倍频程（或倍频程）噪声，随中心频率的起伏变化明显降低，它往往更能反映实际情况。当声源频谱为已知时，用 A 声级进行评价一般更切合实用要求。

(6) 内燃机排气管道内，气体温度显著高于室温，管道内的声速值必须考虑温度的影响。计算时温度值应根据实测结果预先给定，管内气体声速随温度变化的规律可近似采用空气中的规律（参见第一篇 § 2-2）。至于沿管轴方向可能存在的温度梯度可暂不深入讨论。

〔计算实例〕 一个具有内插管的扩张式消声器结构如图 3-2-24 所示。设声源为恒速，管道内气体温度为 150℃，气流马赫数为 $M = 0.1$ ，装置消声器前替代管总长为 0.5 米，试按平面波理论计算装置消声器后纯音和 1/3 倍频程的插入损失。

已知消声器几何尺寸如下：

$$l_1 = 400 \text{ 毫米,}$$

$$l_2 = 140 \text{ 毫米,}$$

$$l_3 = 95 \text{ 毫米,}$$

$$l_4 = 65 \text{ 毫米,}$$

$$l_5 = 282 \text{ 毫米,}$$

$$\text{替代管长度 } l_0 = 500 \text{ 毫米,}$$

$$\text{主管道半径 } a_0 = 15 \text{ 毫米,}$$

$$\text{扩张室半径 } a = 75 \text{ 毫米,}$$

$$\text{扩张比 } m = S/S_0 = 25$$

〔解〕 把消声器系统分割成五个单元，依次为连接管、突然扩张、粗管道、突然收缩、尾管。其传递矩阵分别为

$$T_1 = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{kl_1}{1-M^2}\right) & j\sin\left(\frac{kl_1}{1-M^2}\right) \\ j\sin\left(\frac{kl_1}{1-M^2}\right) & \cos\left(\frac{kl_1}{1-M^2}\right) \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$T_2 = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$T_3 = \begin{bmatrix} \cos(kl_3) & \frac{j}{m}\sin(kl_3) \\ jm\sin(kl_3) & \cos(kl_3) \end{bmatrix} \quad (3)$$

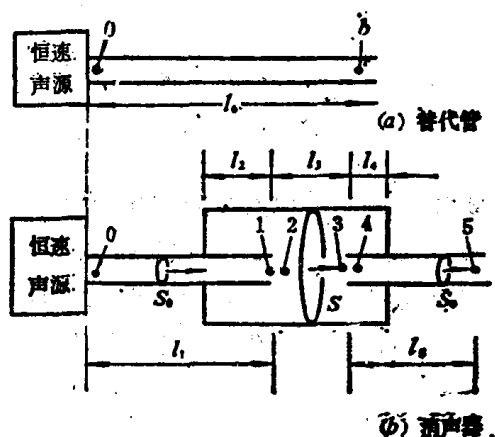


图 3-2-24 具有内插管扩张式消声器

式 (2) 中：

$$A = 1 - j\left(1 - \frac{1}{m}\right)\frac{M}{m}\tan(kj_2),$$

$$B = -\frac{2M}{m^2}\left(1 - \frac{1}{m}\right),$$

$$C = j\left(1 - \frac{1}{m}\right)\tan(kl_2) \left\{ 1 + j\left(1 - \frac{1}{m}\right)\left(1 - \frac{2}{m}\right)\tan(kl_2) \right\},$$

$$D = 1 + j\left(1 - \frac{1}{m}\right)\left(1 - \frac{2}{m}\right)\tan(kl_2)$$

$$T_4 = \begin{bmatrix} 1 - j\left(1 - \frac{1}{m}\right)\frac{M}{m}\tan(kl_4) & \left(1 - \frac{1}{m^2}\right)M \\ j(m-1)\tan(kl_4) & 1 + j(m-1)M\tan(kl_4) \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$T_5 = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{kl_5}{1-M^2}\right) & j\sin\left(\frac{kl_5}{1-M^2}\right) \\ j\sin\left(\frac{kl_5}{1-M^2}\right) & \cos\left(\frac{kl_5}{1-M^2}\right) \end{bmatrix} \quad (5)$$

装置消声器前, 对应于替代管的传递矩阵为

$$T_6 = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{kl_6}{1-M^2}\right) & j\sin\left(\frac{kl_6}{1-M^2}\right) \\ j\sin\left(\frac{kl_6}{1-M^2}\right) & \cos\left(\frac{kl_6}{1-M^2}\right) \end{bmatrix} \quad (6)$$

管口的辐射声阻 R 满足下面的近似关系式

$$\zeta = \frac{S_0 R}{\rho c} = \frac{(ka_0)^2}{4 + (ka_0)^2} \quad (7)$$

连接管道口以及尾管两端要作末端修正, 由于扩张室扩张比足够大, 管口末端修正值近似可取为 $0.6a_0 = 9$ 毫米。即连接管长度 l_1 的有效值应取为 409 毫米, 尾管长度 l_6 的有效值应取为 300 毫米。同理, 替代管道长度 l_5 的有效值应取为 509 毫米。

纯音的插入损失 D 由下式计算

$$D_1 = 10 \lg \frac{|C\zeta + D|}{|C'\zeta + D'|} \quad (8)$$

C 和 D 为装置消声器后总传递矩阵 $T = T_1 \cdot T_2 \cdots T_6$ 的二个元素, C' 和 D' 为装置消声器前的传递矩阵 T_6 的相应元素。

1/3 倍频程内, 管口辐射声功率的带权平均值由下面的定积分反映

$$G_i = \int_{f_i/1.122}^{1.122f_i} \frac{R}{|C\zeta + D|^2} \cdot \frac{df}{2f \ln(1.122)} \quad (9)$$

1/3 倍频程内平均的插入损失 D_2 由下式计算

$$D_2 = 10 \lg \frac{G'_i}{G_i} \quad (10)$$

G'_i 对应于式(9)中矩阵元素 C 和 D 分别掉换成 C' 和 D' 时的定积分。

由上, 计算程序的要点可归纳如下:

- 10 输入马赫数 M , 扩张比 m 以及几何参数 $l_1, l_2, \dots, l_6$ 。
- 20 按对数刻度给定一系列待计算的频率。
- 30 对于给定频率, 求出相应的波数 k 。
- 40 计算传递矩阵 $T_1, T_2, \dots, T_6$ 的各个元素, 按矩阵乘法规则, 求出装置消声器后传递矩阵 T 中的元素 C 和 D 。
- 50 计算装置消声器前传递矩阵 T_6 中的元素 C' 和 D' 。
- 60 计算反映管口辐射声阻的无量纲值 ζ 。
- 70 按式(8)计算纯音的插入损失 D_1 。
- 80 对于另一给定频率, 重复 30 至 70 行程序。

90 对于给定的 $1/3$ 倍频程中心频率 f_i ，由该频程内不同频率计算所得的 C, D 值，根据式(9)计算定积分 G_i 与此相类似，由 C', D' 值计算定积分 G_i' 。

100 按式(10)计算 $1/3$ 倍频程的插入损失 D_2 。

值得指出，传递矩阵 T_1, T_2 和 T_3 各个元素的计算公式实质上是相同的，因此可用同一子程序进行计算。在计算 $1/3$ 倍频程插入损失 D_2 时，可以利用计算纯音插入损失 D_1 时的矩阵元素 C 和 D 值，而并不是直接利用插入损失 D_1 值。计算所得结果如图 3-2-25 所示。图中曲线为纯音的插入损失 D_1 ，而圆点为 $1/3$ 倍频插入损失 D_2 。可以看出，经带权平均后，插入损失随频率的起伏变化有所降低，但仍相当显著，这表明例中所给定的几何尺寸并不是最佳的。

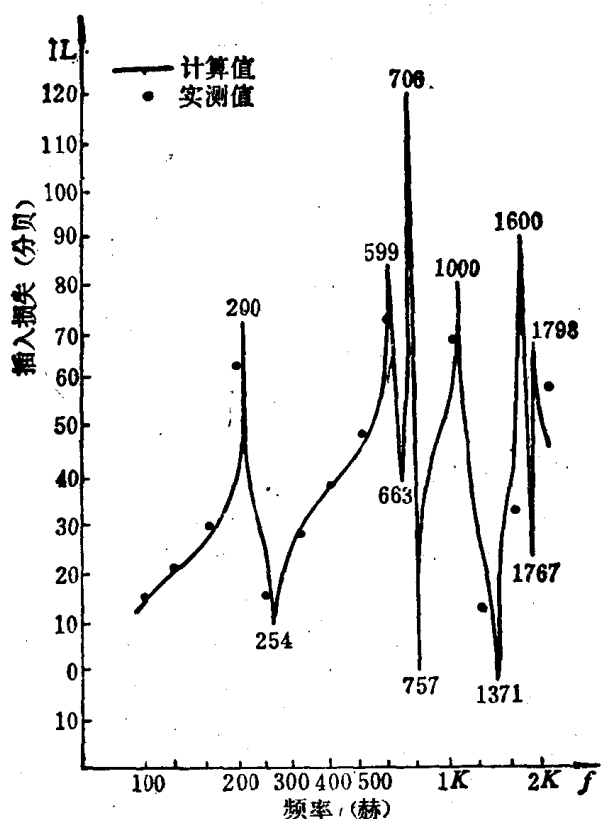


图 3-2-25 具有内插管扩张式消声器的插入损失

二、抗性消声器最优化设计

抗性消声器广泛应用于内燃机排气系统中。从实用角度考虑，设计内燃机排气消声器时，要统筹兼顾下列三个方面的性能指标：首先是消声器的消声性能，通常用 A 声级插入损失来评价；其次是消声器的气体动力性能，通常用装置消声器后功率损耗的增加来评价；此外是消声器的几何尺寸，通常用消声器与气缸容积间的比值来评价。

消声器的消声指标应根据内燃机噪声标准来选择（参见第一篇 § 4-3），要求装置消声器后排气噪声的影响降低至容许值以下。必须注意，内燃机系统还存在发动机噪声、传动机构噪声等许多其他噪声源，单纯地降低排气噪声并不一定能达到降低总噪声级的目的。根据典型调查研究结果，我国在现阶段车辆排气消声器的消声性能设计指标可参考表 3-2-3。

从表上可以看出, 现有消声器的消声性能较差, 插入损失应提高 5~10 分贝才能满足实际需要。

车辆排气消声器消声性能设计指标*

表 3-2-3

车 辆 类 型	现有消声器具有的 插入损失(分贝)	新设计消声器应具 有插入损失(分贝)	整车噪声降低值 (分贝)	应进一步采取控制 措施的其他声源
载重汽车	10~30	20左右	3~5	发动机噪声
工程车辆	10左右	20左右	5	发动机、传动机构噪声
公共汽车	10~20	20~30	5	发动机噪声、车体振动噪声
小轿车	20~30	30~40	2~3	发动机噪声和排气管振动噪声
摩托车	10~20	25左右	3~5	发动机噪声
简易三轮车	0~10	15左右	5左右	发动机噪声

* 本表数据摘自, 任文堂, “机动车辆噪声源和控制技术,” 《噪声与振动控制》, 第 4 期, 1984.

装置消声器后车辆排气时的阻力增大, 内燃机的功率损耗相应增加。消声性能与功率损耗是密切相互联系并相互制约的因素, 消声器内收缩、扩张或弯道的节数增多, 一般可使消声效果提高而功率损耗将相应增大。在工业发达国家, 设计汽车排气消声器时往往片面注意提高消声器的消声性能, 较少考虑它的气体动力性能, 消声器功率损耗高达10~20%的设计也并不少见。从节约能源的角度考虑, 这种设计是不合理的。我们认为, 对于一个经过优化设计的排气消声器, 不但需要具有良好的消声效果, 而且要求具有相当低的功率损耗。如果消声器插入损失在 10~20 分贝范围内, 功率损耗可能而且应该小于 5%; 插入损失在 20~30分贝范围内, 功率损耗则应不大于7~8%。功率损耗近似与消声器的压力损失成比例, 作相对比较时, 可用压力损失指标来代替。

抗性消声器的容积与消声性能密切相关, 消声器的容积增加可使消声效果提高。不过消声器的容积受车辆上安装空间等客观条件的严格限制, 并不能任意增加。一般地说, 消声器容积与发动机排量(等于气缸的有效容积)之比, 叫做**容积比**宜控制在 5~10范围内, 对于客车, 小轿车等消声要求较高而消声器几何尺寸较小的情况, 容积比可取较大的数值。反之, 对于大卡车、建筑机械等消声要求较低而消声器几何尺寸较大的情况, 容积比宜适当降低。

抗性消声器最优化设计程序的要点可归纳如下:

- 10 根据实际条件选定抗性消声器的插入损失, 功率损耗和容积比等项目的设计指标。给出发动机的噪声频谱。
- 20 选定消声器系统主管道的直径。给定气体温度、声速和主管道中的马赫数。
- 30 根据消声器容积比和发动机排量, 确定消声器容积。
- 40 选择一系列消声器结构。
- 50 对一种消声器结构, 选择一系列几何参数组。
- 60 对一组给定几何参数, 按照上小节的分析计算步骤, 计算给定消声器结构的消声性能。
- 70 按照第三篇 § 1-6, 估算消声器的压力损失。
- 80 对另一组几何参数, 重复60至70行程序。
- 90 对于给定消声器结构, 优选出最佳的一组或若干组几何参数, 使插入损失达到设计

指标,并使压力损失尽可能地低。

100 对另一种消声器结构,重复 50 至 90 行程序。

110 优选出最佳的一种消声器结构及其相应的最佳几何参数。

上述最优化设计程序的优点是:借助电子计算机可以系统地分析计算不同结构和不同几何参数消声器的消声性能,在很短时间内优选出最佳的消声器结构,而不必作大量消声器设备加工和实验测试工作。当然,对于最后优选出的消声器结构,应作实际测试,对消声性能的理论预测结果进行检验,并对消声器的功率损耗是否达到预期指标进行现场测定。

三、一些影响抗性消声器性能的因素

前面我们对抗性消声器的设计理论作了较详细的论述,由于影响消声器消声性能的因素很多,很难对它们全面地加以分析。在实际设计工作中,应加以注意的一些重要技术细节问题扼要地介绍如下。

(1) 消声器纵横比的选择

消声器的容积选定以后,适当选择纵向与横向几何尺寸之比,即**纵横比**是相当重要的。纵横比增大,消声器变得细而长,消声器的最大消声量相应下降,而消声频谱特性将向低频方向移动;反之,纵横比减小,消声器变得粗而短,消声器的最大消声量相应增加,而消声频谱特性将向高频方向移动。

在一般情况,宜根据下面的步骤选择纵横比:

首先,选定消声器系统内主管道的截面面积 S_0 。考虑到通过消声器的流量是给定的,主管道截面面积 S_0 过小将使管道内的流速过高,它不但会使气流的压力损失增加而且将产生强烈的气流再生噪声;反之,截面面积 S_0 过大,将使消声器的面积扩张比相对降低,从而使消声效果变差。对上述利弊得失统筹兼顾,消声器主管道截面面积 S_0 宜与原有连接管道的截面面积大致相等,即应控制消声器内的流速不超过未装消声器时管道内的流速。

其次,选定消声器的横截面积 S ,使面积扩张比 $m = S/S_0$ 大小适中。例如使它控制在 10~20 范围内。过大或过小都是不适宜的。

最后,根据消声器的容积与选定的截面面积确定消声器的长度(不包括尾管)。如果初步选定的纵横比不太恰当,可再作局部调整。

对于不同类型的内燃机,可采用不同的纵横比。例如对于汽油发动机,推荐取 3~5 的纵横比;对于摩托车发动机,纵横比宜适当增大,推荐取 5~10。

(2) 消声器尾管的设计

消声器后面的尾管,对消声器的消声性能有重要的影响。在设计消声器时应把尾管看成是消声器的有机组成部分。一般地说,为了提高消声效果,尾管宜细而长,不过,尾管过细会增加气流的压力损失,它的截面面积应与消声器主管道截面面积大致相仿。尾管的长度与它的共振频率密切相关,较长的尾管对消除低频噪声有利。

在实际问题中,对于载重卡车等重型车辆,由于车架下面的空间位置较大,容许消声器有较大的容积,并且对尾管末端出口位置的要求不严格,因此很少采用较长的尾管;反之,对于轿车、摩托车等轻便车辆,由于空间位置紧凑,消声器容积较小,往往采用较长的尾管来弥补低频消声性能的不足。并且长尾管还便于把废气引导到车辆后面较远处,以适当的角度排入大气。

尾管末端开口的形状可以有各种不同的设计，常见的有正切口、斜切口以及鱼尾管口等形

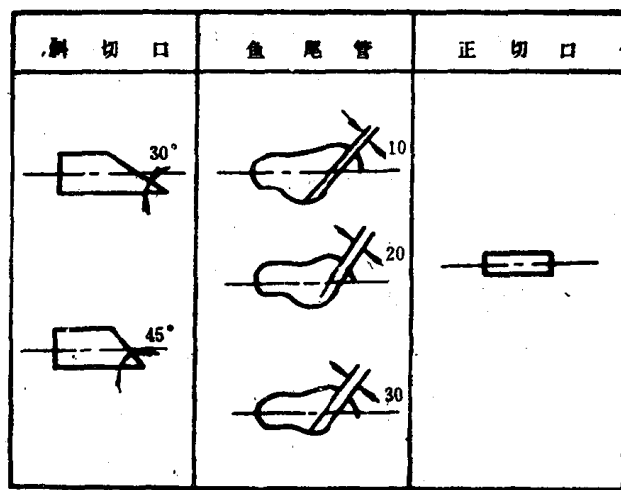


图 3-2-26 常见尾管末端开口形状

式，如图 3-2-26 所示。正切口形式最简单，应优先考虑采用。斜切口形式使出口有效面积增大，有利于降低压力损失，并可提高声辐射的指向性，不过低频噪声辐射将有所增加。鱼尾管口形式可以方便地控制出口面积和声辐射的指向，只要设计适当，对改善消声器的性能是有利的。

(3) 消声器装置位置的选择

消声器在排气管道系统中的装置，对消声器的性能也有明显的影响。这是因为消声器装置位置不同时，连接管道的条件改变，从而使整个管道系统的声学性能相应变化。这再次表明，分析抗性消声器性能时，必须把从声源至管道出口全部结构作为一个完整的系统来加以考虑，不能局限于消声器结构本身。

从声源至消声器的连接管道，对于低频消声性能有重要的作用。当连接管道、消声器和尾管适当组合时，对声源某些低频噪声可以产生显著的消声作用；反之，如果消声器装置位置不当，会使消声效果明显变差。

在实际问题中，如果消声器的容积过大，具体安装有困难时，也可以化整为零，把它分为两个或几个消声器并作适当的布局。当然，整个系统的性能应把附加的连接管道的作用也考虑在内。

(4) 消声器机械结构的设计

内燃机用排气消声器通常为金属薄壁结构，机械性能的优劣也会影响消声器的实际使用效果。

抗性消声器常见的机械性能方面的缺陷是壳体振动而辐射噪声。一个消声量很高的消声器，实际使用时往往并不能达到预期的消声效果，壳体辐射是重要原因之一。目前，对于消声要求较高的消声器通常采用双层壁外壳来控制壳体辐射，即消声器外壳用双层薄金属板卷制而成，中间夹一层石棉层等材料作为阻尼衬垫。这种双层结构不但能显著提高消声器外壳的隔声效果，而且可以有效地抑制外壳的振动。消声器的加工工艺也起重要的作用。例如，假使焊接质量较差，脱焊或漏气严重，不但影响消声器使用寿命，而且通过缝隙会产生漏声、漏气和产生再生噪声等不利因素。

消声器的安装方式也应加以注意，如果单纯地采用刚性联接，消声器受到强烈振动，易使消声器产生机械损伤而且将使消声性能变坏。因此宜尽可能采用弹性联接或适当的隔振措施。

此外，抗性消声器的工作环境很恶劣。在消声器前端，即靠近发动机部分，由于气流温度高而容易被氧化。在消声器后部，即靠近出口部分，由于温度下降，水蒸汽凝结后溶入废气中的二氧化硫而呈酸性，会受到强烈的化学腐蚀。特别是消声器裸露，经常与灰砂、泥水直接接触，受到的锈蚀作用很严重。为了保证消声器能够稳定地工作，对消声器材料的选择以及表面防腐蚀的措施等方面，都是值得重视的技术问题。

第三章 气流噪声与排空消声器

人们很早就认识到高速气流绕过障碍物或自小孔喷出时会产生噪声。例如风吹过电线时会发出呼呼的响声，从缝隙穿过时也会发出类似的响声。这种噪声通常叫做**气流噪声**。

气流噪声是一种气体动力性噪声，常见的气流噪声有内燃机排气噪声、枪炮噪声、风机噪声、喷气发动机噪声以及高压锅炉放气排空噪声等。随着近代工业和科学技术的发展，空气动力机械被广泛应用，其功率密度越来越大，产生的气流噪声也越来越强烈。例如喷气飞机噪声声功率级高达 160 分贝，宇航火箭噪声声功率级可达 196 分贝。如何根据气流噪声的特点采取相应的降噪措施，在噪声控制技术中具有重要的意义。

控制气流噪声的积极措施是要在声源处有效地抑制气流噪声的产生，为此，我们需要对气流发声的机制及其规律有较深入的了解。对气流噪声个别现象的观察和研究，从十九世纪就已开始，但直到二十世纪四十年代，由于喷气发动机在航空上的广泛使用，才使气流噪声的研究得到发展。1952 年莱特希尔 (Lighthill)* 建立了湍流发声的严格理论，这是现代分析研究气流噪声的重要基础。近几十年来，国内外学者在这一领域内作了大量工作，并已获得了许多有价值的成果。不过，由于客观条件的限制，要在声源处显著地减弱气流噪声，在实际技术上仍是相当困难的。例如要降低风机噪声，理论上最有效的办法是降低叶片尖端的运动速度，但这往往受到风机气体动力性能指标的制约而很难被实际采用。

在声源处抑制气流噪声最有成效的应用项目是排空消声器。高压容器放气排空时，在管口产生强烈的喷注噪声。由于排空消声器只要求保证有一定的排空流量，并没有其他气体动力性能方面的限制，因此容易根据理论研究成果作出实用设计，并能切实有效地降低排空时的气流噪声。

在传播途径中抑制气流噪声也是重要的手段。与机械噪声相比较，气流噪声的传播特性并没有本质上的不同，只是在传播途径中往往需要同时考虑气流的影响。特别是在管道系统中，由于必须让气流自由通过，因此适宜采用消声器装置（参见本篇内第一、二章）。对于内燃机排气噪声、风机噪声等气流噪声来说，采用消声器仍是主要的控制措施。不过，在这种情况下，对于辐射气流噪声的声源有较深入的了解也是很有实用价值的。

本章内我们对气流噪声发声的机制及其规律作较系统的介绍，对排空消声器的理论基础及实用设计作较深入的论述。

§ 3-1 气流噪声发声机制

发出噪声的声源是振动着的物体。对于机械噪声来说，声源一般是受激振动的固体；对于气流噪声来说，声源是作起伏变化运动的气体。

* M. J. Lighthill, "On Sound Generated Aerodynamically, I. General Theory", Proc. Roy. Soc. (London), 211A, 1107, 564-587. 1952.

除了作为声源的物体有所不同外,机械噪声与气流噪声的发声机制也存在本质上的差别。机械噪声一般具有动力学规律性,即在给定的边界条件和初始条件下,声源振动发声过程是一定的,反之,气流噪声来源于高速气流运动的不稳定性,它具有随机的特性,即在给定的条件下,声源振动发声过程一般具有统计规律性而并不具有动力学规律性。

一、球形点声源的辐射

声源的几何尺寸远小于声波波长时,可把声源看成是点声源。任何复杂的声源可以看成由许多点声源组合而成。为简单起见,设点声源为球形,它的表面振速在各个方向上均匀分布或只与极角 θ 有关,即设声场为轴对称分布。

取球极坐标如图 3-3-1 所示,波动方程可写成下面的形式

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (1)$$

式中 p 为声压, c 为声速, ∇^2 为拉普拉斯算子,可得

$$\begin{aligned} \nabla^2 = & \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) \\ & + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \\ & + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2}. \end{aligned} \quad (2)$$

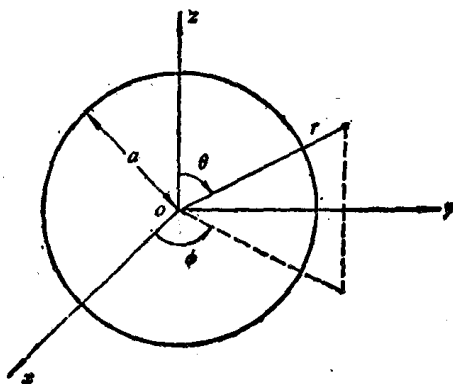


图 3-3-1 球极坐标

在轴对称情况,声压与方位角 ϕ 无关,波动方程的普遍解*为

$$p = \sum_{l=0}^{\infty} A_l h_l(kr) P_l(\cos \theta) e^{j\omega t}. \quad (3)$$

式中 h_l 为第二类 l 阶球汉克耳函数, P_l 为 l 阶勒让德函数。当球面上振速分布给定时,各阶系数 A_l 就可完全确定。

下面讨论几种主要球源的性质:

(1) 简单源 ($l=0$)

球源表面振速按零阶勒让德函数的规律分布,叫做零阶球源。因为 $P_0(\cos \theta) = 1$,球源表面作均匀的胀缩振动,所以也可叫做脉动球源。这是最简单的球源,声压随时间和距离变化的规律为

$$p = \frac{A_0}{kr} \exp \left[j \left(\omega t - kr + \frac{\pi}{2} \right) \right]. \quad (4)$$

记球半径为 a ,球源表面上振速幅值为 v_m ,当 $ka \ll 1$ 时,由运动方程 $\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial r}$,近似可得

$$|A_0| = \rho c v_m (ka)^2. \quad (5)$$

可以看出,声压幅值(或有效值)严格地与距离成反比,辐射的指向性图案是球对称的。辐射的声功率由下式计算

* 参见杜功焕等,《声学基础》第六章,上海科学技术出版社,1981。

$$W_0 = \frac{1}{2\rho c} \int_S |p|^2 dS = 2\pi\rho c v_m^2 k^2 a^4. \quad (6)$$

(2) 偶极子源 ($l=1$)

球源表面法向振速按一阶勒让德函数的规律分布时,叫做**一阶球源**。因为 $P_1(\cos\theta) = \cos\theta$, 这相当于球的体积和形状都不变, 在周期性力作用下整体地沿极轴来回振动, 所以这种声源也可叫做**振动球源**。当球源来回振动时, 在媒质中造成稠密和稀疏两个相位相反而又相距很近的区域, 它的作用等价于一对强度相同而相位相反简单源, 因此这种球源本质上是一种**偶极子源**。

因为

$$h_1(kr) = \frac{1+jkr}{(kr)^2} \exp\left[-j\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (7)$$

对于离声源比较远的区域(远场), $kr \gg 1$, 声压随时间和距离变化的规律为

$$p \doteq \frac{jA_1 \cos\theta}{kr} \exp\left[j\left(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (8a)$$

声压与距离成反比, 对于离声源比较近的区域(近场) $kr \ll 1$, 上式应改写为

$$p \doteq \frac{A_1 \cos\theta}{(kr)^2} \exp\left[j\left(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}\right)\right]. \quad (8b)$$

声压与距离平方成反比。可见声压在远场与近场随距离的变化规律是不相同的。由球源表面的边界条件, 近似可得

$$|A_1| \doteq \rho c v_m \frac{(ka)^3}{2}. \quad (9)$$

可以看出, 辐射的指向性图案按 $\cos\theta$ 的规律呈8字形。辐射的声功率由下式计算

$$W_1 = \frac{2\pi}{3\rho c} \left| \frac{A_1}{k} \right|^2 \doteq \frac{\pi}{6} \rho c v_m^2 k^4 a^6. \quad (10)$$

(3) 四极子源 ($l=2$)

球源表面法向振速按二阶勒让德函数的规律分布时, 叫做**二阶球源**。因为 $P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1)$, 球的体积和球心位置都保持不变, 在周期性力偶作用下, 球体形状变为时长时短的椭球。例如球体沿极轴方向膨胀, 沿极轴垂直方向就相应收缩成为长椭球。当球源作变形振动时, 它的作用等价于一对强度相同而相位相反的偶极子, 因此这种球源本质上是一种**四极子源**。

因为

$$h_2(kr) = \frac{3+3j(kr)-(kr)^2}{(kr)^3} \cdot \exp\left[-j\left(kr - \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (11)$$

在远场, 声压随时间和距离变化的规律为

$$p \doteq -\frac{A_2}{kr} P_2(\cos\theta) \exp\left[j\left(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (12a)$$

声压也与距离成反比。在近场, 则应改写为

$$p \doteq \frac{3A_2}{(kr)^3} P_2(\cos\theta) \exp\left[j\left(\omega t - kr + \frac{\pi}{2}\right)\right], \quad (12b)$$

声压与距离的三次方成反比。可见声压在远场与近场随距离的变化规律差别更加显著。由球源表面的边界条件近似可得

$$|A_2| = \rho c v_m \frac{(ka)^4}{12}. \quad (13)$$

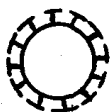
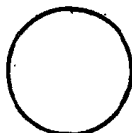
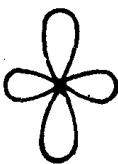
可以看出, 辐射的指向性图案按 $P_2(\cos\theta)$ 规律近似与 $\cos 2\theta$ 的规律相仿, 呈十字形。辐射的声功率由下式计算

$$W_2 = \frac{2\pi}{5\rho c} \left| \frac{A_2}{k} \right|^2 = \frac{\pi}{30} \rho c v_m^2 k^6 a^4. \quad (14)$$

上面所得的主要结论归纳如表 3-3-1。

球形声源主要性质

表 3-3-1

声源类型	振动特性	声源简图	指向性图案	声压随距离衰减规律		声功率
				远场	近场	
单极子源				$\propto \frac{1}{r}$	$\propto \frac{1}{r}$	$\propto v_m^2 k^2$
偶极子源				$\propto \frac{1}{r}$	$\propto \frac{1}{r^2}$	$\propto v_m^2 k^4$
四极子源				$\propto \frac{1}{r}$	$\propto \frac{1}{r^3}$	$\propto v_m^2 k^6$

二、脉动气流噪声

气流的运动通常可看成由两部分迭加而成: 一是平均流动, 它反映稳定时的情况, 即足够长时间内的平均情况; 另一是脉动, 它反映运动起伏的情况, 它随时间的平均值为零。平均流动并不辐射声波而脉动则是产生气流噪声的声源。

内燃机及其他周期性排气的空气动力机械, 是脉动气流产生噪声的重要来源。在一个排气周期内, 气流运动相当于在平均流动的基础上膨胀和收缩一次。因此从声源特性来说, 脉动气流接近于简单源(零阶球源)。

把周期性排气时脉动气流的速度 v 按傅里叶分析展开成级数, 可得

$$v = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \{A_n \cos(2\pi n f_1 t) + B_n \sin(2\pi n f_1 t)\}, \quad (15)$$

式中常数项 A_0 对应于平均流动, 为定常分量。 $n=1, 2, 3, \dots$ 各项对应于脉动, 为各阶谐波分量。排气噪声的基频 f_1 为每秒钟内排气的次数, 第 n 阶谐波分量的频率 f_n 为基频 f_1 的 n 倍整数, 即

$$f_n = n f_1 \quad (n=1, 2, \dots), \quad (16)$$

由上可知，周期性排气时脉动气流产生的噪声具有离散的频率。

〔例〕 一台四气缸器四冲程柴油发动机，正常工作时的转速为 2340 转/分，试计算排气噪声频谱中开始四个谐波分量的频率。

〔解〕 对于四冲程发动机，主轴每转二转完成四个冲程并排气一次，因此排气噪声的基频 f_1 ，可根据下式计算

$$f_1 = \frac{ZN}{2 \times 60} \text{ (赫)}, \quad (17)$$

式中 Z 为气缸数， N 为每分钟内的转数。取 $Z=4$ ， $N=2340$ 转/分，代入上式可得

$$f_1 = 78 \text{ 赫.}$$

由此可得

$$f_2 = 2f_1 = 156 \text{ 赫,}$$

$$f_3 = 3f_1 = 234 \text{ 赫,}$$

$$f_4 = 4f_1 = 312 \text{ 赫.}$$

容积式压缩机的噪声亦属周期性排气噪声，与内燃机排气噪声产生的机制基本相同。例如活塞式压缩机，活塞也在气缸内周期性地来回运动，膨胀时气缸自外界吸气，压缩时当气体加压到一定程度后打开阀门把它压入输出管道。在一个周期内，排气一次。

罗茨鼓风机也是一种容积式压缩机，它是借助一对互相垂直啮合的腰形叶轮旋转，周期性地挤压气体而把它压入输出管道。

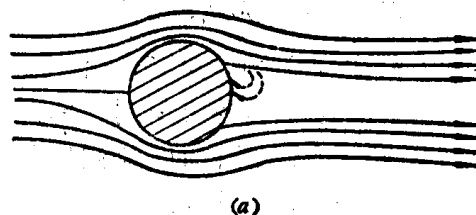
凿岩机等风动工具的噪声主要也是周期性排气噪声。借助阀门的开闭，轮流向活塞两侧输送高压气体，使活塞在气缸内来回运动达到冲击钻杆的目的。对于这种机械，活塞每冲击一次，气缸排气两次。

借助周期性排气的脉动气流，可以设计制造成频率可变的强声源。例如一种应用于工业技术的号笛，就是由高压脉动气流发声。号笛内的主要结构为一个定片和一个靠得很近的转片组合而成。定片上带有气门，转片外周切割成齿轮状，各齿比气门稍大，齿与齿间的空隙与气门宽度相仿。当转片处于一定位置时，齿轮可把定片上各气门完全遮住。当转片转至另一位置时，齿与齿间的空隙与气门对齐，可保证气流畅通。当转片以给定转速旋转时，定片一侧的高压气体周期性地通过气门，可产生具有离散频率的声波。

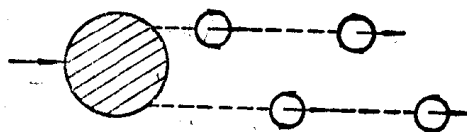
三、涡旋噪声

气流中涡旋产生的噪声是一种常见的气流噪声，但它的发声机制到近代才得到解释。下面，我们以风吹电线发声为例来加以说明。

如图 3-3-1(a) 所示，把电线看成为圆柱形障碍物，当气流受它阻挡而绕流时，沿圆柱表面的流线会在背面脱体，从而形成一个阴影区，叫做尾流。在尾流内的气体处于相对静止状态。并不随气流向下游方向运动。不过尾流与气流间的边界是不稳定的。气流通过切向粘滞力会产生卷吸作用，带



(a)



(b)

图 3-3-2 涡旋噪声发声机制

动静止的气体运动。这样，在背面分叉点附近会形成一个涡旋胚。这个涡旋胚逐渐成长，即气体转动的范围越来越大，到一定程度后涡旋胚就从圆柱体背面滑脱而随气流向下游运动。当涡旋滑脱时在尾流另一侧分叉点附近形成一个新的涡旋胚，从而开始相似的过程。依此类推，涡旋在障碍物上下侧不断交替地形成、发展和滑脱，产生一系列顺流而下的涡旋，通常叫做卡门涡街（图 3-3-2b）。由于涡旋中心与边缘的流压是不相同的，因此在涡旋交替脱体过程中，圆柱体受到横向的交变气体动力性作用力。这就是说，在上述过程中圆柱体不断向气体施加周期性反作用力，从而向周围辐射声波。从声源特性来说，这种交替脱体涡旋接近于偶极子源。

涡旋噪声有一定的峰值频率，由于脱体涡旋中心移动速度与气流速度 V 成正比，相邻涡旋中心距离与涡旋尺寸成正比，从而与圆柱体直径 D 成正比，因此涡旋噪声峰值频率 f_m 可写成下面的形式

$$f_m = \beta \frac{V}{D}, \quad (18)$$

式中比例系数 β 为斯托劳哈尔数。取雷诺数 Re 为

$$Re = \frac{VD}{\nu}, \quad (19)$$

式中 ν 为气体的运动粘滞系数。由实验结果可知， β 值随雷诺数 Re 缓慢地增加，当 $Re > 10^4$ 时，近似可得 $\beta = 0.2$ 。

涡旋噪声具有连续的噪声频谱，频带宽度随雷诺数的提高而缓慢增大。

高速气流在管道中流动时一般为湍流，流动的微观结构具有涡旋的特性。假定管道壁面固定不动，当气流与刚性的壁面相互作用时，会产生交变的气体动力性作用力，从而产生气流噪声。由上可知，这种湍流噪声也属于偶极子源。管道中的阀门噪声、格栅噪声以及消声器内产生的气流噪声等，从发声的机制来说，与涡旋噪声是相同的。

涡旋噪声的声功率与偶极子源振速幅值 v_m 的平方成正比，并与波数 k 的四次方成正比，由于 v_m 和 k 都与流速 V 成正比，因此声功率按流速 V 的六次方规律变化。

值得指出，当高速气流中微观的涡旋结构远离固体界面时，气流并不受到外界的交变作用力，因此并不形成偶极子源。不过这时任一球形气体质点不断地随机变形，会形成四极子源而向周围辐射噪声，这种气体动力性噪声的声功率与四极子源振速幅值 v_m 的平方成正比，并与波数 k 的六次方成正比，因此声功率按流速 V 的八次方规律变化。亚声速喷注产生的喷注噪声就属这种类型，我们将在第三篇 § 3-4 内作较详细的讨论。

四、冲击波噪声

高压气体突然膨胀时，在一定距离范围内，气体质点运动的速度可以大于声速，在已扰动与未扰动气体交界处会形成压力、密度、及温度等突然跃变的间断面，这种间断面相对于未扰动气体以超声速传播，叫做冲击波。

作为一种气体动力性噪声源，冲击波具有自己的特点，它是非线性大振幅脉冲波，传播速度与波的强度有关，强度越高波速越大。冲击波在传播过程中，存在强烈的机械能损耗作用，因此声强随距离的衰减量要比线性小振幅声波的衰减量大。当冲击波传播了一定距离后，就衰减成为正常的脉冲声波，其传播速度相应降低为正常的声速。

冲击波会引起气体沿波传播方向的宏观移动,在气体向外膨胀形成冲击波的过程中,波的前缘气体受挤压而使压力跃升。随即由于气体过度膨胀使压力下降,以致产生过冲现象。最后气体重新汇合使压力回升至平衡值 P_0 。在给定测点处,压力随时间变化的典型曲线如图 3-3-3 所示。

由上可知冲击波噪声是一种非周期性的脉冲噪声。它的强度通常用压力峰值 P_m 来反映,它的频谱特性可以用脉冲宽度或正半周持续时间 τ 来反映,噪声频谱中的峰值频率约略等于脉冲宽度或正半周持续时间的倒数。

由爆炸产生的脉冲噪声是冲击波噪声的重要来源。例如爆竹、炸药、炸弹等爆炸时以及火炮发射时在爆炸中心附近会产生强烈的冲击波噪声。爆炸噪声的持续时间与爆炸当量有关,爆炸当量越大则脉冲持续时间就越长,噪声频谱相应地向低频方向移动。对于普通的爆炸,持续时间通常在几十微秒至几十毫秒范围内。对于特大当量的爆炸,例如核武器爆炸,持续时间可达几秒。

超声速飞行物体也会产生冲击噪声,例如出膛的炮弹,超声速飞机等,在飞行物体的头部挤入前方的气体时,会产生压力突然跃升的间断面,叫做**船首波**,同时在尾部由于被排开的气体重新会合也形成一个间断面,叫做**船尾波**。船首波和船尾波一起随飞行物体以相同速度前进。当伴随超声速飞行物体的冲击波掠过地面时,会形成类似于爆炸产生的脉冲噪声,叫做**轰声**。轰声是一种危害相当严重的航空噪声。在超声速飞机起飞或降落时,地面上轰声产生的声级可达 130~150 分贝,轰声污染区的宽度可达 80~160 公里。轰声的持续时间决定于飞机尺寸,一般在十分之几秒内。

超声速喷注中也会形成冲击波,当冲击波射向喷注界面时产生反射,入射波与反射波迭加后在喷口附近会产生压力随距离有规则的起伏变化,这种类似于驻波现象的空间图案叫做**冲击气室**。如图 3-3-4 所示。喷注中顺流而下的涡旋就象飞行的子弹,当它们与各个冲击气室相互作用时会辐射附加的噪声,即冲击噪声。冲击噪声一般为宽频带的连续噪声。

五、气流与振动系统的相互作用

当气流中存在振动系统时,在适当的条件下,由于气流的激发会使振动系统强烈振动而辐射声波。我们以簧片哨为例,阐明产生这种噪声的机制。

如图 3-3-5 所示,气流自狭缝喷出,在下

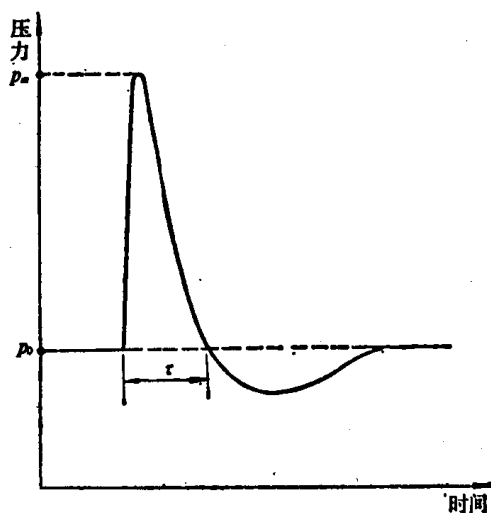


图 3-3-3 冲击波压力波形曲线

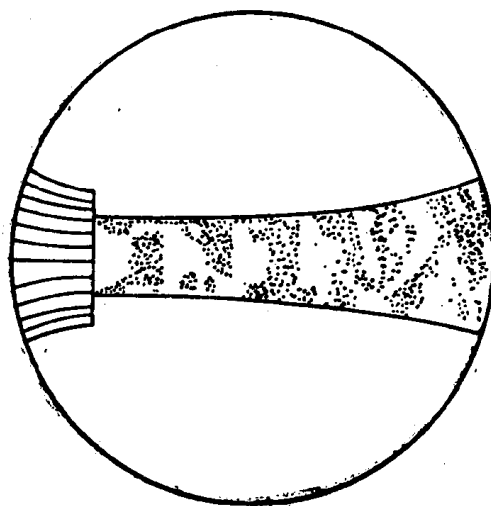


图 3-3-4 超声速喷注中的冲击气室

游装置一个具有尖劈形前缘的簧片。当一个涡旋在狭缝边缘产生并脱体后,顺流而下,与簧片的前缘相互作用。在合适的雷诺数范围内,簧片对气流的作用力不但使涡旋运动偏离原来的方向,而且在狭缝处激发一个新的涡旋胚。这样喷注中涡旋交替产生和脱体的现象得到加强,从而向周围辐射具有离散频率的声波,叫做**边棱音**。

这种边棱音从发声机制来看,与前面讨论的涡旋噪声是相类似的,只是在这里与频率有关的几何尺寸是狭缝与簧片间的距离 L ,不再是狭缝的宽度 d 。边棱音的频率 f_n 可由下式计算*

$$f_n = \frac{n(V - 0.4)}{2.12L}, \quad (20)$$

式中 n 为正整数, V 为流速,以米/秒为单位。

当簧片使涡旋运动方向改变时,簧片受到横向反作用力而开始振动,如果簧片振动的某一固有频率与上述边棱音的频率相接近,那么就会产生类似于共振的现象,而使簧片以固有频率强烈振动而发声,这种发声装置通常叫做**簧片哨**。

值得注意,簧片在气流气体动力性作用力激发下的振动与强迫振动有本质上的不同。假使簧片在周期性外力作用下作强迫振动时,稳态振动的频率应是周期性外力的频率而不是簧片的固有频率。实际上,气流虽也具有一定的频率特性,但其稳定性是不高的,而簧片的固有频率是很稳定的,因此气流与簧片相互作用的结果,喷注中涡旋的产生,发展与脱体过程受到簧片振动的影响与控制,气流与簧片所组成系统的振动频率决定于簧片振动的固有频率。这类似于具有稳频元件的自激振荡电路中,稳态振动的频率决定于稳频元件的频率。

管乐器(如箫、笛、铜号等)或簧乐器(如口琴、风琴、手风琴等)在气流激发下发声的机制与簧片哨发声的机制相类似,发声的频率是乐器中振动系统(空气柱或簧片)的固有频率。

气流激发振动系统发声的现象,从噪声控制的角度来说,是应该尽可能加以避免的。一些设计、制造或安装不当的机械设备,在高速气流激发下会产生这种噪声。例如在高速转动的零部件表面不恰当地打孔,当气流掠过孔口边缘时,在一定条件下,孔内气柱有可能强烈振动而发出类似于吹哨的啸叫声。

在超声速喷注中,运动的涡旋与冲击气室相互作用辐射声波时,假使它的反馈作用促使喷口处产生一个新的涡旋,与簧片哨的发声相类似,也会产生强烈的啸叫声。

此外,气流与有规则排列的空间结构相互作用时,对气流噪声的产生也有明显的影响。例如风机叶轮旋转鼓风时,气流绕过叶片流动。对于给定的叶片来说,流场分布是定常的,但对于给定的空间位置来说,流场是周期变化的。气流与各叶片作用的结果会使某些频率的振动得到加强而发声。这种具有离散频率的噪声叫做**旋转噪声**,它是风机噪声的重要组成部分(参见第三篇 § 3-3)。

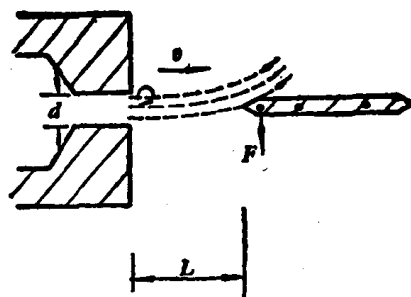


图 3-3-5 边棱音的生产

* 参见 E.G. Richardson and E. Meyer, "Technical Aspects of Sound" Vol. 111, Chap. 3, Elsevier Publishing Company, 1962.

§ 3-2 内 燃 机 排 气 噪 声

内燃机排气噪声是量大面广的噪声污染源，目前对它的控制措施主要是采用抗性消声器。把排气噪声作为一种典型的噪声源作重点分析讨论，对于噪声控制工程有重要理论意义与实用价值。

一、内燃机工作原理

内燃机按所用燃料的不同可分汽油机与柴油机两大类。汽油机内所用的汽油先在汽化器中形成雾状油气混合物，这种混合气体由气缸内火花塞产生的火花点燃，柴油机内所用的柴油则直接由高压油泵喷入气缸内点燃。由于两者的燃烧情况不一样，因此它们的特性相应有所不同。对于同样功率的内燃机，柴油机排气噪声一般要比汽油机排气噪声大些。

内燃机按工作循环过程的不同可分四冲程与二冲程两大类。内燃机运转时，活塞在气缸内往复运动，活塞从气缸的一端运动到另一端叫做一个冲程。四冲程内燃机是常见的，它的工作循环过程由吸气、压缩、膨胀作功和排气四个不同的冲程所组成。二冲程内燃机的工作循环过程实际上也包含吸气、压缩、作功和排气四个环节，不过全过程在二个冲程内完成。对于同样功率的内燃机，二冲程机组的排气噪声一般要比四冲程机组的排气噪声大些。

下面，我们以四冲程汽油机为例，阐明内燃机工作原理以及与排气噪声有关的一些参数。

图 3-3-6 为四个冲程示意图。在吸气冲程中（图 a），进气阀打开，排气阀关闭，活塞由最上端向下运动，气缸内压力略低于大气压，汽化器内形成的油气混合物被吸进气缸。当活塞到达气缸最下端的时候，进气阀关闭，完成吸气冲程。

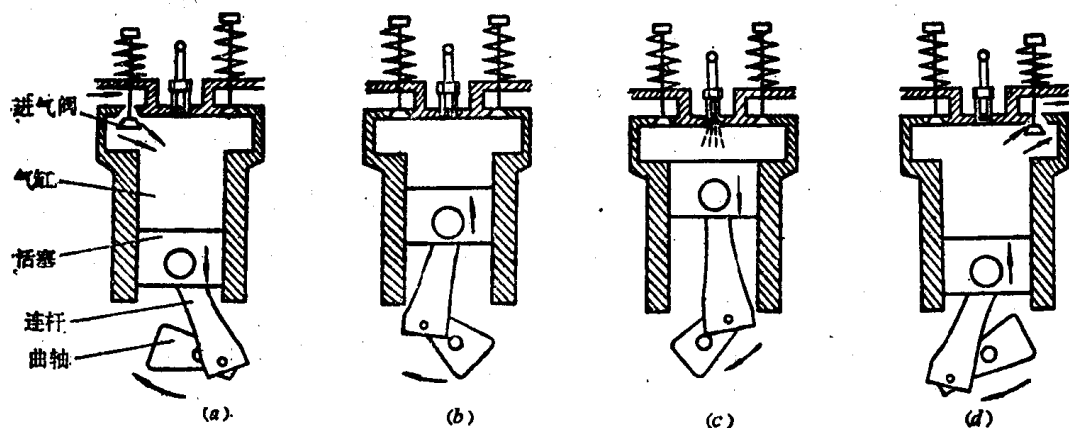


图 3-3-6 内燃机工作原理

在压缩过程中（图 b），进气阀和排气阀都关闭，活塞向上运动直至最上端，混合气体被绝热压缩，压力增大，温度升高。

在膨胀作功冲程中（图 c），当活塞开始向下运动时，火花塞发出火花使混合气体迅速燃烧，压力与温度突然上升，在高压燃气推动下，活塞向下运动并通过连杆使曲轴转动对外作功。在活塞向下运动过程中，气缸内气体绝热膨胀，压力与温度相应逐渐降低。

在排气冲程中（图 d），排气阀打开，活塞向上运动把废气排出。当排气阀未打开时，气

缸内压力一般比大气压高很多。当排气阀打开后,气缸内压力迅速下降并趋于略高于大气压的数值。活塞运动至最上端后,排气阀关闭,排气冲程结束。这时进气阀打开,活塞再向下运动,又开始了新的吸气冲程。

由上可知,在四冲程内燃机运转时,每一个工作循环中,活塞往复两次,曲轴相应转动两周。在四个冲程中,只有第三个冲程对外做功,其他三个冲程不但不做功,反而要消耗一部分机械能。

记气缸内的容积为 V ,压力为 P ,在一个工作循环的全过程中,压力 P 随容积 V 的变化规律如图3-3-7所示。这种反映内燃机工作特点的状态变化曲线叫做**示功图**。可以看出,自状态 A 至 B 为吸气冲程,自 B 至 C 为压缩冲程,自 C 至 D 再至 E 作功过程,自 E 返回 A 为排气过程。气缸容积的最小值(活塞在最上端)与最大值(活塞在最下端)分别记为 V_1 与 V_2 ,比值 $m = V_1/V_2$ 叫做**压缩比**,它反映气缸内混合气体被压缩(或膨胀)的倍数,差值 $V = V_2 - V_1$ 叫做气缸的**排量**,它反映气缸的有效容积。

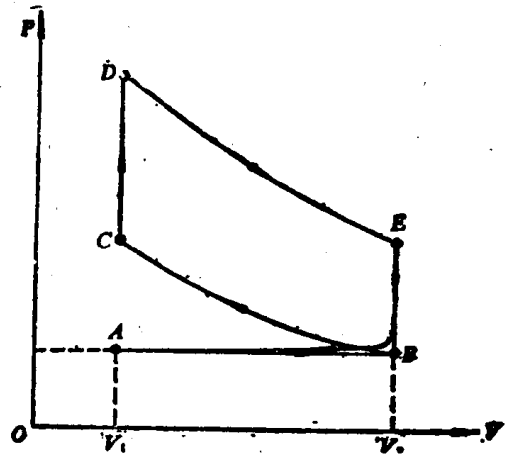


图 3-3-7 示功图

气缸内混合气体的主要成分为空气,把它近似看成是理想气体,可得压缩冲程或膨胀作功冲程中,气缸内压力的变化由下式决定

$$\frac{P_C}{P_B} = \frac{P_D}{P_E} = m^{-\gamma} \quad (1)$$

式中 γ 为定压比热与定容比热的比值。近似可取为1.4。

在膨胀作功冲程中,对外作功 A_1 为

$$A_1 = \frac{m[1 - m^{(\gamma-1)}]}{(\gamma-1)(1-m)} \cdot P_D V = \frac{[m^{-(\gamma-1)} - 1]}{(\gamma-1)(1-m)} P_E V, \quad (2)$$

记气缸内平均有效压力为 $\bar{P}$,可得

$$\bar{P} = \frac{m^{-(\gamma-1)} - 1}{(\gamma-1)(1-m)} P_E. \quad (3)$$

在压缩过程中,对气体作功 A_2 为

$$A_2 = \frac{m[1 - m^{(\gamma-1)}]}{(\gamma-1)(1-m)} \cdot P_C V = \frac{[m^{-(\gamma-1)} - 1]}{(\gamma-1)(1-m)} \cdot P_B V. \quad (4)$$

P_B 近似等于大气压。如果忽略吸气冲程和排气冲程中所作的功,可得四冲程内燃机的功率 W 为

$$W = \frac{ZN}{120} (A_1 - A_2), \quad (5)$$

式中 Z 为气缸数, N 为每分钟转数。把式(2)和式(3)代入,可得排气阀打开前,气缸中的压力 P_E 可由下式计算

$$P_E = P_B + \frac{120(\gamma-1)(1-m)}{[m^{-(\gamma-1)} - 1]} \cdot \frac{W}{N(ZV)}. \quad (6)$$

在国际单位制 (SI 制) 中, 压力单位为帕, 容积单位为立方米, 相应的功率单位为瓦。如果压力用大气压为单位, 容积用升为单位, 功率用马力为单位*, 上式应改写为

$$P_E = 1 + 348 \frac{1-m}{m^{-0.4}-1} \cdot \frac{W}{N(ZV)} \quad (7)$$

式中乘积 ZV 为内燃机的总排量。

内燃机排气的平均体积流量与排气温度密切相关。吸气的体积流量 U_1 为

$$U_1 = \frac{N}{120} (ZV), \quad (8)$$

忽略添加的燃料对质量流量的影响, 排气的体积流量 U_2 可近似由下式估算

$$U_2 = \frac{T_2}{T_1} U_1. \quad (9)$$

式中 T_1 为进气温度, 近似等于大气温度。 T_2 为排气温度, 可以根据实测结果确定, 或根据下面的关系式估算

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{P_E}{P_B} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right)^{-1}, \quad (10a)$$

式中 M 为排气管道中的马赫数。在一般情况, $M < 0.2$, 上式近似可得

$$\frac{T_2}{T_1} \approx \frac{P_E}{P_B}. \quad (10b)$$

根据上式也可由实测的进、排气温度, 估算排气阀门打开前的气缸压力 P_E , 或气缸内膨胀做功冲程中的平均有效压力 $\bar{P}$ 。

【例】一内燃机, 气缸内压缩比为 1:8, 排量为 4 升, 当转速为 2000 转/分时, 功率为 50 马力, 试估算排气温度, 设室温为 15℃。

【解】由题意可得

$$\text{压缩比 } m = \frac{1}{8},$$

$$\text{排量 } ZV = 4 \text{ 升},$$

$$\text{转速 } N = 2000 \text{ 转/分},$$

$$\text{功率 } W = 50 \text{ 马力}.$$

取 $\gamma = 1.4$, 由式 (7) 可得

$$P_E = 1 + 348 \times \frac{1 - \frac{1}{8}}{8^{0.4} - 1} \times \frac{50}{2000 \times 4} = 2.47 \text{ 大气压}.$$

代入式 (10b), 可得

$$\frac{T_2}{T_1} = 2.47,$$

但 $T_1 = 273 + 15 = 288\text{K}$, 可得

$$T_2 = 2.47 \times T_1 = 710\text{K} = 437^\circ\text{C}.$$

二、排气噪声的频率特性

内燃机排气噪声主要是脉动气流产生的噪声, 它的频谱具有明显的低频特性, 但中频和

* 1 马力 = 735.499 瓦, 1 大气压 = 1.013×10^6 帕。

高频噪声也达到相当高的程度。以国产 4115T 型柴油机为例，在不同工况下的噪声频谱如图 3-3-8 所示。

排气噪声的频率特性一般由下列几种成分决定：

最主要的是周期性排气成分，它的基频由每秒钟排气数决定（参见上节），一般在低频范围。由于排气时脉动气流并不按照正弦规律而具有明显的峰值特性，因此高次谐波相当丰富，一般可扩展到 700~1000 赫。排气噪声频谱中的中频部分主要由这些高次谐波产生。

其次，排气时气流的速度并不很低，可达每秒几十米至百余米，当气流通过排气阀或管道中颈口部位时会产生相当强烈的涡旋噪声，这种噪声的频率成分主要在中高频范围。由于排气时气缸内压力、排气阀开口尺寸以及气流速度等不断地在变化，因此排气噪声的频谱也相应地随机变化。

此外，气缸内可燃混合气体点火燃烧时会产生强烈爆炸噪声，它在气缸内来回反射，排气阀打开后沿气流顺流传播出来，对高频噪声有一定影响。又如活塞与气缸缸壁间的机械撞击等原因在气缸内也会产生类似的噪声。

至于排气管道系统中，诸如连接管、尾管、共振腔等，在气流激发下也可能产生自激噪声，又如管道管壁或其他机械零部件在气缸振动激发下也会辐射噪声。不过这些附加的噪声应看成是属于管道系统的再生噪声，不宜包括在作为噪声源的内燃机排气噪声内。

三、排气噪声的噪声级

排气噪声的噪声级与内燃机的性能密切相关，从发声机制来说，排气噪声主要决定于排气阀打开前气缸内的压力 P_E 以及排气体积流量 U_2 ；从实用设计来看，由于内燃机各个技术参数间相互制约，并不能相互独立地随便改变，因此排气噪声与某一参数间的相关规律并不具有确定的关系。

排气噪声级一般随内燃机功率的增加而提高。仍以国产 4115T 型柴油机为例，在排气口 45° 方向 0.5 米处，总声级与 A 声级的实测如表 3-3-2 所列。

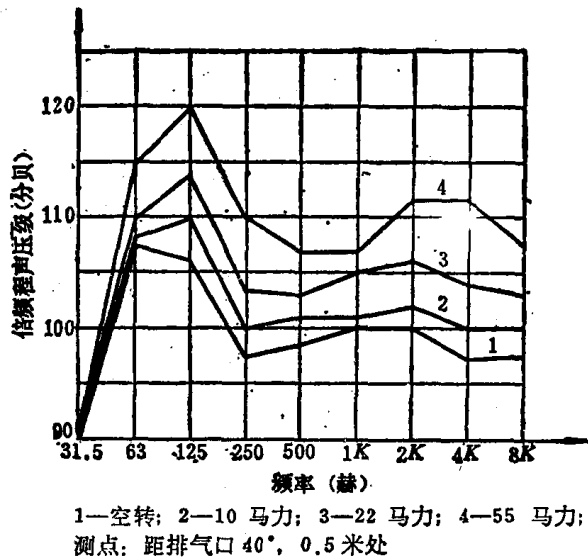


图 3-3-8 典型排气噪声频谱

4115T 型柴油机噪声级

表 3-3-2

状 态	总 声 级 (分 贝)	A 声 级 (分 贝)
空 转	111	105
10 马 力	113	108
22 马 力	117	112
55 马 力	123	118

A 声级与柴油机功率 W 的相关性可配成下面的经验公式

$$L_A = a + 13.5 \lg W, \quad (11)$$

式中功率 W 以马力为单位时, 系数 a 可取为 94.5 分贝。对于其他类型内燃机, 也可获得类似的公式, 不过系数 a 应选配不同的数值。由上可知, 声功率约略随内燃机功率的 $4/3$ 次方规律而增加。这可作如下解释: 当功率加倍时, 在低频段声功率相应近似加倍, 即噪声级增加约 3 分贝。在高频段, 涡旋噪声的贡献加强, 噪声级增加得更快, 例如对于 1200 赫以上的频率, 功率加倍时, 噪声级约略增加 8 分贝。在全频带范围内, 应取某种带权平均值, 功率加倍时, 噪声级约略增加 4 分贝。

排气噪声级随内燃机转速的增加而迅速提高。以国产 BJ212 型汽油机为例, 在排气口 45° 方向 0.5 米处, 总声级与 A 声级实测值随转速的变化如表 3-3-3 所列。

BJ212 型汽油机噪声级 表 3-3-3

状 态		总声级 (分贝)	A 声级 (分贝)
500 转/分,	0.5 公斤/厘米 ²	105	110
1000 转/分,	1.75 公斤/厘米 ²	111	119
2000 转/分,	2.75~3.75 公斤/厘米 ²	119	125
3800 转/分,	4.5 公斤/厘米 ²	122	128

可以看出, 当内燃机转速加倍时, 总声级或 A 声级约略增大 6 分贝, 即声功率约略随内燃机转速的平方规律增大。这可作如下解释: 当转速加倍时, 频谱向高频方向移动, 气缸内压力近似不变而排气体积流量加倍, 即作为简单源的质点振速加倍, 从而使声功率增为四倍。

值得注意, 不同资料中, 排气噪声随内燃机功率, 转速等参数变化的经验规律往往相差悬殊, 例如声功率随转速增加的规律, 可以在一次方至五次方范围内变化。这表明现有的这些经验规律带有很大的片面性, 只在特定条件下才近似适用, 相互间缺乏可比性, 在实际设计工作中应当慎重, 切勿滥用。

§ 3-3 管道噪声与风机噪声

气流在管道中与物体相互作用产生的噪声是一种重要的气流噪声, 通常包括: 阻挡噪声、阀门噪声和格栅噪声等。管道噪声属涡旋噪声的类型, 其声功率按流速的六次方规律变化。

风机通常装置在管道系统中, 风机噪声是一种常见需要加以控制的噪声源。风机噪声中包含涡旋噪声与旋转噪声两类噪声成分, 其声功率也按流速的六次方规律变化。

在噪声控制中, 对于沿管道传播的噪声通常采用消声器加以降低。把管道噪声和风机噪声作为一种气流噪声源, 并采取技术措施在声源处加以抑制, 这是具有很大潜力的基本途径。

一、阻挡噪声与阀门噪声

我们以阻挡噪声为例, 分析管道中产生的气流噪声。

如图 3-3-9 所示, 设管道横截面的特征尺寸 (例如取为圆管直径) 为 D 。在障碍物附近流速的分布情况, 决定于障碍物和管道的具体形状及其相对位置, 不同处有不同的流速。不

过,距障碍物较远处(图中截面1和2处),可设流速为均匀分布,我们可以取该处的流速 V 作为特征流速。

设障碍物前侧(上游方向)的静压为 P_1 ,后侧(下游方向)的静压为 P_2 ,前后两侧间的压降(即压力损失)为 $H = P_1 - P_2$ 。我们知道,流速较高的气流在管道中一般是湍流,当气流绕过障碍物流动时,一方面小涡旋在物体表面上不断地产生、发展以至脱体,从而产生涡旋噪声。另一方面,小涡旋的运动使气流所具有动量不断向障碍物表面转移,从而使气流在轴向也受到阻力,这就是沿气流方向产生压降的原因。由上可知,管道中障碍物产生涡旋噪声与在障碍物两端产生压降,实际上是由同一根源产生的,即都由气流中的涡旋运动与固体表面间的相互作用所引起,因此两者之间存在相关性。

涡旋噪声的声功率 W 与流速 V 的六次方成正比。由于压力降低 H 与速度头成正比,即与流速的平方成正比,因此声功率 W 与压降 H 的三次方成正比。考虑到声功率与声源面积成正比,从而与管道特征尺寸 D 的平方成正比。由量纲分析,可得关系式*

$$W = k \frac{H^3 D^2}{\rho^2 c^3} \quad (1)$$

式中 ρ 为气体密度, c 为声速, k 为比例常数。在国际单位制中, k 为无量纲量。对于空气,圆形管道的 k 值约为 2.5×10^{-4} 。

如果压降改用毫米水柱为单位,直径 D 仍用米为单位,在室温下取 $\rho = 1.20$ 公斤/米³, $c = 340$ 米/秒,由式(1)可得相应的声功率级 L_w (相对于 10^{-12} 瓦)为

$$L_w = 36 + 30 \lg H + 20 \lg D \quad (\text{分贝}), \quad (2)$$

上式为半经验半理论的关系式,具有较广泛的适用性。它使我们有可能利用气体动力学实验资料,来对管道噪声作出良好的估计。对于非圆形截面的管道, D 可采用截面面积相同的圆管直径进行估算。对于一定的局部结构压降 H 可以实测或根据流速的局部阻力系数求出(参见第三篇1-6)。

阻挡噪声的频谱呈拱架形的曲线,如图3-3-10所示。其峰值频率 f_m 为(参见第三篇§3-1)。

$$f_m = \beta \frac{V_c}{d}, \quad (3)$$

式中斯托劳哈尔数 β 可取为0.2, V_c 为收缩处流速, d 为障碍物横截面特征尺寸。 V_c 值较难直接测出,可根据下式估算

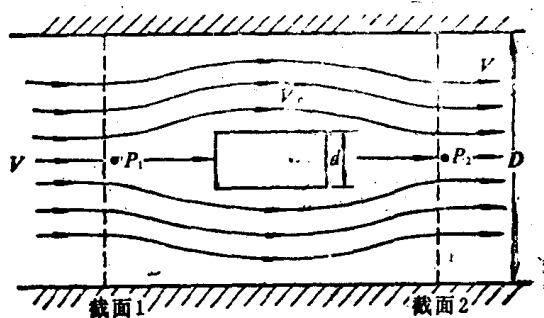


图 3-3-9 阻挡噪声

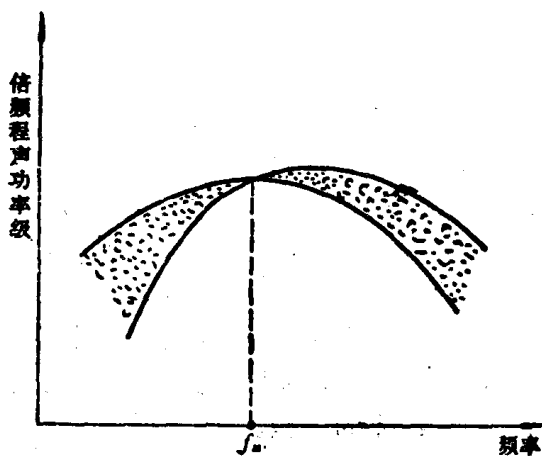


图 3-3-10 阻挡噪声频谱曲线

* 参见 L. L. Beranek, "Noise and vibration control", chap. 16, McGraw-Hill, 1973.

$$V_c = \frac{D^2}{D^2 - d^2} V. \quad (4)$$

在上面的论述中,我们假定辐射阻挡噪声的声源面积以管道特征尺寸 D 的平方来表征,这相当于假定噪声源均布在管道横截面上。当噪声频率较低,波长较大时,噪声在管道内只能以平面波形式传播,上述假定近似正确。也就是说,由式(3)确定的峰值频率 f_m 低于管道中的截止频率 f_c 时,才能采用前面所得的结果。圆管道中的截止频率 f_c 近似可由下式估算

$$f_c = \frac{0.6c}{D}. \quad (5)$$

如果峰值频率 f_m 高于截止频率,那么式(1)和式(2)中的特征尺寸 D 应改用较小的数值 D_0 。我们推荐采用下面的关系式来估算 D_0 值

$$D_0 = \frac{0.6c}{f_m} \quad (f_m \geq f_c). \quad (6)$$

为了保证阻挡噪声充分接近偶极子源,应使收缩处的流速 V_0 不至过高地超过平均流速 V ,这相当于要求障碍物横截面特征尺寸 d 比管道截面特征尺寸小得多。因为在相反的情况,气流绕过障碍物后脱体流动形成喷注,产生的噪声将类似于喷注噪声而接近四极子源(参见第三篇§3-4)。

阀门结构实质上也是管道中的一个“障碍物”,因此阀门噪声与上述阻挡噪声是类似的,可采用相同的公式。不过,阀门两侧通常有较大的压力比。当压力比达到或超过临界压力比时,出口处气流的马赫数达到1,气流是阻塞的。这种情况下,阀门噪声接近于喷注噪声,声功率也不再适用流速六次方规律。此外,当阀门只打开一点时,气流从狭缝喷出,也接近于喷注噪声并且往往还会产生冲击噪声。

二、格栅噪声

气流通过格栅或穿孔板等结构时也会产生噪声,这种格栅噪声本质上与阻挡噪声相同,并遵循相类似的规律。但从产生噪声的具体条件来说,有下列几点不同:

首先,气流绕过一般障碍物时所产生的压降,近似由两部分迭加而成:一部分在障碍物前侧,主要由气流通道突然收缩时产生;另一部分在障碍物后侧,主要由气流通道突然扩张时产生。也就是说,管道中的障碍物近似可看成由收缩和扩张两个局部结构所组成。如果障碍物不是太小,两个局部结构近似是互相独立的。上面讨论过的阻挡噪声适用于具有两个独立的局部结构的情况。对于格栅来说,情况有所不同,气流通过格栅时,收缩与扩张紧密相连,因此应把它看成是一个局部结构。

由于阻挡噪声的声功率 W 与压降 H 的三次方成正比,而不是成线性关系,因此在保持总压降一定的条件下,压降集中在一个局部结构范围内时声功率大,反之压降分散到几个局部结构时可使总声功率降低。这表明对于相同的压降来说,格栅产生的噪声级要比一般障碍物产生的噪声级高一些。

例如把总压降 H 以 n 和 m 两个百分比($n+m=1$)分散到两个独立的局部结构,得分压降分别为 nH 和 mH 。集中与分散相比较,总声功率的相对比值为 $1:(n^3+m^3)$ 。当 $n:m=1:2$ 时,总声功率相对比值为 $1:1/3$,相应的声功率级约可降低4.8分贝。当 $n:m=1:1$ 时,相对

比值为1:1/4, 相应的声功率级约可降低6分贝。依此类推, 把总声压级均分至三个局部结构时, 总声功率级可降低9.5分贝。均分至四个局部结构时, 可降低12分贝。

其次, 气流绕过一般障碍物时, 涡旋在障碍物表面产生、发展、脱体后顺流而下, 是一个一个交替发生的。格栅产生噪声时, 涡旋在各个格栅同时产生和发展, 并相互间互相影响。也就是说, 格栅噪声的噪声源沿管道横截面均匀分布, 相互间是相干的。各个格栅噪声源相互干涉而加强的结果使发声效率有一定程度的提高。

例如两个相同的声源, 相互独立地发声时, 声功率加倍, 声功率级增加3分贝。如果相位相同并把它们看成一个声源时, 声压加倍, 声功率增加为原值的四倍, 声功率级相应增加6分贝。

此外, 产生阻挡噪声的障碍物一般装置在管道中部, 而格栅结构往往装置在管道的一端, 管道截面面积较大而管道内的气流速度一般也较低。

由上可知, 对于相同压降、相同管道几何尺寸来说, 格栅噪声要比一般阻挡噪声来得高。由实验资料来看, 格栅噪声的声功率级要提高9分贝左右。

格栅噪声的声功率级 L_W , 通常由下面的公式计算*:

$$L_W = 10 + 10 \lg S + 30 \lg \zeta + 60 \lg V \quad (\text{分贝}), \quad (7)$$

式中 S 为格栅面积, 以米²为单位。 V 为格栅前平均流速, 以米/秒为单位。 ζ 为局部阻力系数, 为无量纲量。由下式定义。

$$\zeta = \frac{H}{\frac{1}{2} \rho V^2}, \quad (8)$$

式中 H 为压降, 在国际单位制中用牛顿/米²为单位。由式(7)可以看出, 声功率与局部阻力系数的三次方成正比。

气流沿等截面管道流过时, 也会产生气流噪声, 它的噪声源沿气流方向连续分布在壁面附近的空腔, 并不集中分布在局部结构内。通常用摩擦阻力系数 λ 来反映气流的压力损失, 这种管道噪声的声功率与 λ 的平方成正比而不是与它的三次方成正比, 对于穿孔板护面的阻性管道消声器, 在通常情况, 管道内气流噪声产生的 A 声级可由下面的半经验半理论公式估算(参见第三篇 § 1-3)。

$$L_A = 10 + 60 \lg V \quad (\text{分贝}). \quad (9)$$

对于微穿孔板消声器, 壁面较平滑, 气流噪声产生的 A 声级约可降低8分贝左右。

[例] 一通风管道系统中, 装置消声量为30分贝的阻性消声器, 在靠近声源端管道中的 A 声级为100分贝, 试选择消声通道内容许的风速。

[解] 不考虑气流再生噪声的影响时, 经消声器消声后, 管道内的 A 声级为

$$L_A = 100 - 30 = 70 \quad \text{分贝}.$$

在实用设计中, 较合理的选择是使气流再生噪声的 A 声级控制在70分贝左右, 由此在式(9)中, 取 $L_A = 70$ 分贝, 可得

$$V = 10^{(L_A - 10)/60} = 10 \quad \text{米/秒},$$

即通道中容许的风速宜取为10米/秒。

* 参见 L. L. Beranek, "Noise and Vibration Control", chap. 16, McGraw-Hill, 1973.

三、风机噪声

风机结构的关键部件是装有多片叶片的叶轮或螺旋桨。当它绕轴旋转时,不断对气流施加作用力。作用力的平均部分对应于维持气流运动的推力,而其交变部分则对应于产生气流噪声的激发力。

风机噪声包含旋转噪声和涡旋噪声两种主要组成成分。

当风机叶片相对于气流运动时,迎风侧与背风侧所受压力不同。对于给定叶片来说,流场分布是定常的。对于给定空间位置来说,由于流场随叶片旋转,每当一个叶片通过时,压力起伏变化一次。旋转着的叶片不断地逐个通过,相应逐个产生压力脉冲而向周围辐射噪声,即旋转噪声。每秒钟内通过的叶片数叫做叶片通过频率,它就是旋转噪声的基频 f_1 。设叶轮(或螺旋桨)具有 B 个叶片,每分钟内的转数为 N ,可得旋转噪声的基频为

$$f_1 = \frac{BN}{60}, \quad (10)$$

式中基频 f_1 的单位为赫。例如叶片数为 $B=16$,转速为每分钟1200转时,旋转噪声的基频为320赫。

叶片绕轴旋转时,在给定空间位置产生的压力并不按照正弦规律随时间变化,而是按照脉冲形式。由傅里叶分析可知,旋转噪声除了基频外还存在许多谐波成分,其频率为基频的整数倍。如果压力脉冲很尖锐,在声频范围内可以有許多谐波成分。在这种情况下,当叶片数加倍,而保持转速不变时,由于基频加倍,原来的奇次谐波成分被取消。假定各谐波成分的强度近似相同,那么旋转噪声的强度将降低一半,即降低3分贝。实际上,压力脉冲并不非常尖锐,高次谐波所辐射的声功率随谐波阶数而减少,当叶片数加倍而消去奇次谐波时,噪声强度的降低将不到3分贝。不过总的来说,叶片数增多对降低噪声是有利的。

叶片的宽度对旋转噪声也有一定程度的影响,叶片较宽时高次谐波成分的强度将减弱。

叶片的厚度对叶片在空间占据的体积有影响,当叶片旋转时,对于给定空间由于叶片和气流交替取代也会产生噪声,不过这种噪声一般比上述由于压力起伏而产生的噪声小,因此可以忽略不计。

旋转噪声的声压与风机的功率成正比,而与叶轮半径成反比。因此,当功率与叶片尖端的圆周速度给定时,从降低噪声的角度考虑,应尽可能使叶轮半径做得大一些。风机截面积越大,单位面积上的功率越低,辐射旋转噪声的效率也相应越低。

叶片尖端的圆周速度 V_t 对旋转噪声的声压非常敏感。在近场,随谐波阶数的增加,声压 p 与圆周速度 V_t 的二次方至五次方成正比。在远场,声压 p 与圆周速度 V_t 的五次方至九次方成正比。因此,辐射出去的声功率与 V_t 的十次方至十八次方成正比。由此可知,随着圆周速度的提高,旋转噪声的声功率非常迅速地增加。

叶片相对于气流运动时,气流绕过叶片在叶片后缘也会有涡旋的产生、发展与脱体过程,从而辐射涡旋噪声。风机叶片的涡旋噪声与前述气流绕过障碍物时的阻挡噪声在本质上是相同的,并且遵循相类似的规律。

对于实际使用的各种风机,旋转噪声与涡旋噪声总是同时存在的。对于一般的中、低压通风设备,叶片尖端圆周速度不太大,相应的马赫数小于0.4,风机噪声中占主要地位的是涡旋噪声。对于高速旋转的叶轮,例如直升机螺旋桨,燃气轮机等装置,叶片尖端圆周速度

很大，相应的马赫数超过 0.4，占主要地位的将是旋转噪声。

风机噪声中除了旋转噪声和涡旋噪声这两种气流噪声外，还存在机械振动引起的机械噪声。机械噪声主要通过风机壳体向外辐射，与气流噪声相比较一般占次要地位。

总的来说，风机噪声与很多因素有关，不同类型风机在不同条件下进行工作，它们的噪声特征往往遵循不同的规律，很难进行相互比较。作为例子，对轴流式与离心式两类中低压风机的噪声频谱如图 3-3-11 所示，图中的总声压级作为比较标准，画出了各倍频程声压级。可以看出，轴流式风机的频谱较平坦，在低频端略有下降而在高频端则下降较明显。离心式风机的频谱曲线接近一斜线，声压级随频率的提高而下降。对于叶片前倾的风机，斜率约为 4 分贝/倍频程。对于叶片后倾的风机则约为 6 分贝/倍频程。

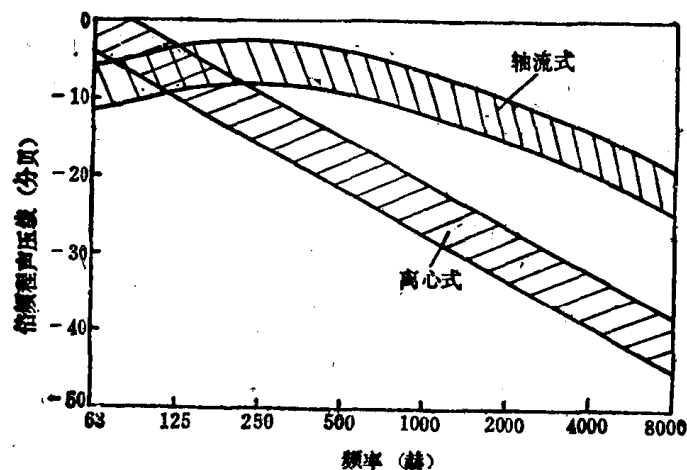


图 3-3-11 中低压风机的噪声频谱

从实际使用角度考虑，风机的特征通常用风量 Q 和风压 H 两个指标来表征。经验表明，风机噪声的声功率与风量 Q 成正比并与风压 H 的平方成正比，即与乘积 QH^2 成正比。对于同系列的风机在相同条件下运转时，其比例系数近似保持不变。用声功率级表示时，可得

$$L_W = L_{W_0} + 10 \lg Q + 20 \lg H. \quad (11)$$

式中 L_{W_0} 为在单位风量、单位风压下工作时所产生的声功率级，叫做比声功率级。对于同一系列风机，比声功率级大致相同。因此，比声功率级的高低可以作为不同风机噪声大小的评价标准。

当风量 Q 以米³/时为单位，风压 H 以毫米水柱为单位时，各种风机的比声功率级（以分贝为单位）实测值如表 3-3-4 中所列。比声功率级的大小与风机效率密切相关。一般地说，风

风机的比声功率级* 表 3-3-4

风 机 系 列	比声功率级变化范围 (分贝)
QDG	22~28
HDG	21~35
SDG	26~35
4-62	23~35
4-70	19~40

* 参见四机部十院等，“空气调节与制冷设计手册”，中国工业出版社，1970。

机在效率最高的工况运转时, 它的比声功率级相应最低。对于同一系列风机, 如果工作点选择不当或机械加工质量低劣, 会使比声功率级大幅度提高。对于不同系列的风机, 都控制在最佳条件下运转时, 比声功率级可以有 ± 5 分贝左右的起伏。

要降低风机噪声的声功率级, 下面一些原则性的结论是有参考价值的:

(1) 风机输出功率决定于乘积 QH , 而声功率则与乘积 QH^2 成正比, 因此当风机输出功率给定时, 宜优先采用低风压的风机。

(2) 风机声功率与风压的平方成正比, 因此当总风压给定时, 用多级风机来代替单级风机, 可以使总声功率级降低。例如用 N 级串联的风机时, 声功率级将降低 $10 \lg N$ 分贝。

(3) 风机的风量和风压指标给定时, 应选择最优化设计, 使比声功率级为最小值。在一般情况, 风机在效率较高的情况下工作时, 比声功率级相应较低。

[例] 在 500×500 的通风管道中, 用一台风量为 2 万立方/时, 风压为 196 毫米水柱的轴流风机强迫送风, 如果风机的比声功率级为 25 分贝, 试估计管道中的声压级。

[解] 已知 风量 $Q = 2 \times 10^4$ 立方/时,

风压 $H = 196$ 毫米水柱,

比声功率级 $L_{w0} = 25$ 分贝,

由式 (11) 可得声功率级为

$$\begin{aligned} L_w &= 25 + 10 \lg(2 \times 10^4) + 20 \lg(196) \\ &= 113.8 \text{ 分贝。} \end{aligned}$$

设风机顺流与逆流辐射的声功率各占一半, 忽略管口反射及气流再生噪声的影响, 记管道截面积为 S , 可得管道内的声强级为

$$\begin{aligned} L_I &= L_w - 3 - 10 \lg S = 113.8 - 3 - 20 \lg(0.5) \\ &= 116.8 \text{ 分贝。} \end{aligned}$$

声压级与声强级在数值上近似相同, 可得管道内的声压级 L_p 近似为

$$L_p = 117 \text{ 分贝。}$$

§ 3-4 喷 注 噪 声

气体从喷嘴喷射出来的高速气流叫做**喷注**, 它会产生强烈的噪声。对于喷气发动机以及各种高压排气管道, 这种喷注噪声往往是主要的噪声源。

喷注噪声与上节介绍的管道噪声相比较, 有共同性也有特殊性。相同的地方在于它们都是气体动力性的噪声, 其根源都来自气流的湍运动。不同的地方在于管道噪声主要在障碍物表面附近产生, 当涡旋形成并脱体时, 障碍物对气体施加了一个脉冲力, 这是一种偶极子源; 反之, 喷注噪声主要在离开固体表面有一定距离的空间内产生, 气体质点受到的作用只是由邻近气体质点所施加, 在局部范围内的总效果决定于作用力随距离的变化率, 这是一种四极子源。

常见的喷嘴有收缩喷嘴和缩扩喷嘴两种。前者在喷口处气流速度最大只能达到局部声速 (即当地的声速), 而后者则可以超过声速。对于这两种喷嘴气流在喷口附近的流动特性不一样, 喷注噪声产生的机制及其规律相应有所不同, 分别阐述如下。

一、亚声速喷注噪声

气体从收缩喷嘴喷射出来，当喷嘴外大气压 P_B 与喷嘴内气流的驻点压力 P_0 （等熵绝热滞止时的压力）之比 $q = P_B/P_0$ 小于临界值（参见下节）时，喷口处气流速度低于局部声速，这种喷注叫做亚声速喷注。

如图 3-3-12 所示，在亚声速喷注中，高速气流离开喷口后，会产生卷吸作用，带动周围气体一起向下游运动。沿喷注方向，喷注的宽度随距离逐渐扩展，流速相应地逐渐降低。按喷注的结构，大致可分三个区域：（1）混合区，（2）过渡区，（3）充分发展区。

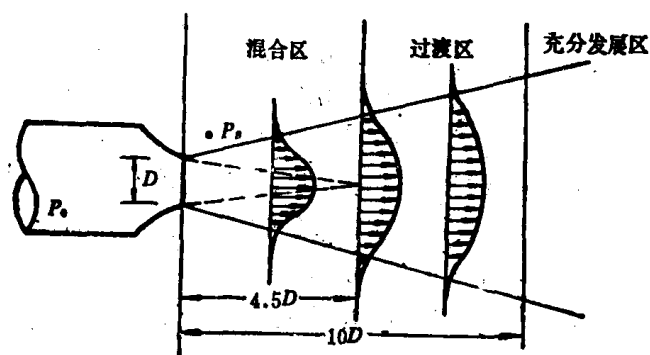


图 3-3-12 亚声速喷注

混合区的长度约为喷口直径 D 的 4.5 倍。在混合区内存在一个锥形的喷注核心，其流速保持不变，即等于喷口处的流速。在核心周围，喷注与从周围卷吸进来的气体剧烈混合，它是产生喷注噪声的主要区域。

过渡区的范围从喷注核心的尖端算起直至距离喷口约为十倍直径处为止。气体在整个过渡区内气体继续进行混合，平均流速则随距离缓慢降低。在横截面上流速分布保持相似，它是产生喷注噪声的次要区域，所发喷注噪声的频率也较低。

充分发展区距离喷口十倍直径以上，喷注宽度更大而流速相应更低，它所产生的喷注噪声一般可以忽略不计。

喷注与周围气体的分界面并不明显，大致呈圆锥面，其顶角约为 $25 \sim 30^\circ$ 。

喷注噪声是连续的宽频带噪声，与涡旋噪声一样，它的峰值频率 f_m 为

$$f_m = \beta \frac{V}{d} \quad (1)$$

斯特劳哈尔数 β 值近似可取为 0.2。大量实验表明，各种亚声速喷注噪声的频谱是相似的，设频率 f 处声功率的谱密度（即每赫声功率）为 E ，记频率比为 $\xi = f/f_m$ ，可得归一化的经验关系式为

$$\frac{E}{E_m} = \frac{9^3 \xi^3}{(5 + 4\xi^{1.5})^3} \quad (2)$$

式中 E_m 为峰值频率 f_m 处的谱密度。可以看出，在高频范围， $f \gg f_m$ ，谱密度近似与频率 f 的 2.5 次方成反比。在低频范围， $f \ll f_m$ ，谱密度近似与频率 f 的平方成正比。如果用倍频程声压级表示，喷注噪声的频谱如图 3-3-13 所示。总声级大致比峰值倍频程声压级高 4 分贝左右，在六个倍频程范围内，倍频程声压级相差在 10 分贝以内。

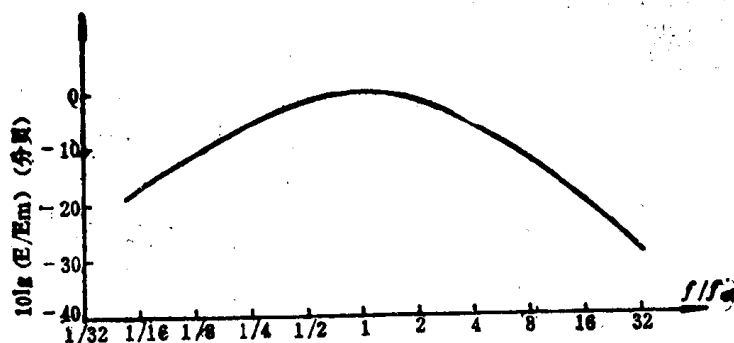


图 3-3-13 喷注噪声的谱密度

亚声速喷注噪声具有明显的指向性, 不同方向的相对声强, 可由下式决定

$$I = \frac{1 + \sin^2 2\theta}{(1 - M \cos \theta)^2}, \quad (3)$$

式中 θ 为声传播方向与喷注中心流线方向间的夹角, M 为马赫数。以 $\theta = 0$ 方向的声强级作为比较标准, 声强级随 θ 角变化的典型曲线如图 3-3-14 所示。可以看出, 声强级最大的方向并不在喷注正前方, 而要偏离一定的角度 (约 30°), 不过声强级最小的方向总是在 $\theta = 180^\circ$ 的方向。最大值与最小值之间, 声强级相差可达 15 分贝左右。

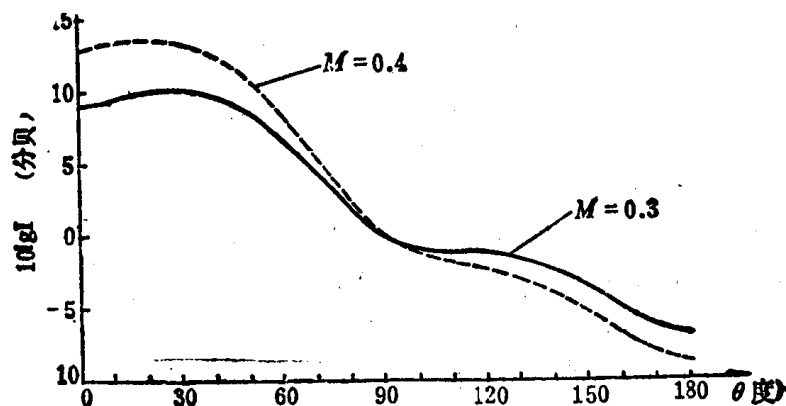


图 3-3-14 喷注噪声的指向性

喷注噪声产生的声压在近场与流速 V 的平方成正比而与距离 r 的三次方成反比, 在远场则与流速 V 的四次方成正比而与距离 r 成反比。因此, 喷注噪声的声功率 W 与流速 V 的八次方成正比。例如当流速加倍时, 声功率增大为 256 倍, 相应的声功率级增加 24 分贝。

对于一定的流速来说, 喷注噪声的声功率 W 与喷口直径 D 的平方成正比, 由莱特希尔理论结果可得

$$W = k \frac{\rho^2 V^8 D^2}{\rho_0 c^5}, \quad (4)$$

式中 ρ 和 ρ_0 分别为喷注和周围空气的密度, k 为无量纲比例系数, 叫做莱特希尔参数, k 的实验值约为 $3 \sim 18 \times 10^{-5}$ 。在常用范围内, 喷注噪声的声功率级 L_w 可由下面的近似公式给出

$$L_w = -45 + 10 \lg S + 80 \lg V \quad (\text{分贝}), \quad (5)$$

式中 S 为喷口面积, 以 米^2 为单位, 流速 V 以米/秒为单位。例如当 $S = 0.01 \text{ 米}^2$, $V = 300 \text{ 米/秒}$ 时, 声功率级约为 133 分贝。由式 (5) 所得计算值与实验结果的偏差约在 ± 5 分贝范围

我们知道, 喷注的功率等于 $\left(\frac{\rho V^2}{2}\right) \cdot SV$, 与流速 V 的三次方成正比, 因此喷注的发声效率与流速的五次方成正比, 当流速提高时发声效率迅速增大。例如在上面的例子中, 喷注功率约为 160 千瓦而噪声功率为 20 瓦, 相应的发声效率约为万分之一。作为比较, 一般风机的发声效率约为百万分之一, 可见高速喷注的发声效率是相当高的。

亚声速喷注噪声的声功率实际上还与气体温度以及喷注原来的湍化程度等许多因素有关。对于常见的燃气或水蒸汽等气体喷注, 与周围空气相比较, 喷注中的气体密度往往较低而温度往往较高。喷注气体的密度降低会使声功率相应降低, 但气体温度升高将使喷注的湍化程度提高而使声功率增加。这两个因素互相制约的结果, 使实际声功率级的变化不很显著, 因此在噪声控制工程中我们仍可采用式 (5) 作粗略的估算。

二、阻塞喷注和超声速喷注的噪声

气体从收缩喷嘴喷出形成喷注, 当喷嘴内气流的驻点压力 P_0 逐渐提高时, 气流速度相应提高, 当 P_0 达到某一临界值时, 喷口处气流速度可达到声速, 这种状态叫做临界状态。达到临界状态后, 当喷嘴内气流的驻点压力进一步提高时, 喷口处气流速度并不会相应提高而仍保持为局部声速, 这种喷注叫做**阻塞喷注**, 也可叫做**声速喷注**。

阻塞喷注的频率特性与亚声速喷注的频率特性相类似。阻塞喷注噪声的声压随喷嘴内气流的驻点压力 P_0 而增加, 在喷注轴线垂直方向离喷口 1 米处的声压级 L 可由下面的经验公式计算*

$$L = 80 + 20 \lg \frac{(R-1)^2}{(R-0.5)} + 20 \lg D. \quad (6)$$

式中 $R = P_0/P_B$, 为喷嘴内气流驻点压力与环境压力之比, D 为直径, 以毫米为单位。这个公式对于接近声速的亚声速喷注也近似适用。

气流通过缩扩喷嘴喷出形成喷注, 在喷嘴渐缩段, 气流速度逐渐提高, 而压力逐渐降低。如果喷嘴内气流的驻点压力足够高, 使在喷嘴喉部气流速度达到局部声速后, 相应的压力仍高于环境压力 P_B 。这样在喷嘴扩张段气流进一步得到加速, 喷口处气流速度可高于声速, 这种喷注叫做**超声速喷注**。

超声速喷注的频率特性仍与亚声速喷注的频率特性相类似。当喷注的马赫数 $M = V/c$ 小于 2 时, 超声速喷注噪声的声功率仍可适用式 (4), 即声功率仍满足流速的八次方规律。随着喷注马赫数的增加, 喷注噪声的声功率由与流速的八次方成正比逐步下降为与流速的三次方成正比。由于喷注的功率与流速的三次成正比, 因此超声速喷注噪声的辐射效率, 由随喷注马赫数 M 的五次方规律增加的关系逐渐转变到一个常数。

在一定条件下, 超声速喷注或阻塞喷注中会产生自激, 从而辐射强烈的啸叫声。啸叫声具有离散的频率, 它的基频可由下式计算**

$$f = \frac{0.36c}{D} \cdot \frac{\sqrt{R-1}}{\sqrt{R-0.5} \cdot \sqrt{R-1.893}}. \quad (7)$$

* 参见马大猷、李沛滋、戴根华、王宏玉, “湍流喷注噪声的压力关系”, 物理学报, 27, 1978.

** 参见马大猷、李沛滋、戴根华、王宏玉, “高压喷注的湍流噪声”, 声学学报, 4, 1979.

喷注啸叫声的声功率要比不啸叫时的相应值高很多。但如果在喷口上采取适当的措施,例如沿喷口径向安装几块翼片或在喷口壁面上开缺口,破坏了喷注中产生自激的条件,可以把这种啸叫声消除。

三、控制喷注噪声的一般原则

喷注本身是个噪声源,往往不适宜直接采用阻性或抗性消声器加以消除。例如当管口的喷注噪声是主要噪声源时,试图在管口装置阻性消声器来达到消声的目的,无疑将遭到失败,因为装置这种消声器后,只是把喷注噪声源由原来的管口移到消声器的出口,并不能起消声的效果。

根据喷注噪声的特点和规律,相应的控制措施可以归纳如下:

(1) 降低流速

喷注噪声的声功率与流速的八次方成正比,降低流速可以显著地降低喷注噪声。例如流速降低一半,声功率级可相应降低 24 分贝。

在实际问题,单位时间内通过管道系统出口的流量是给定的。对于亚声速喷注,降低流速的重要手段之一,是使管道出口截面面积适当扩张。这不但可以明显降低出口处的喷注噪声,而且可以改善整个管道系统的气体动力性能。值得注意,出口截面面积的扩张必须逐渐进行,否则,气流将过早地脱体形成喷注,并不能达到降低流速的目的。

对于高温气体来说,用喷水等方法可以使气体降温而缩小体积,也可达到降低流速的目的。不过喷水本身所起的消声作用是很有限的,因此对于常温气体或气流噪声并不占主要地位时的情况,喷水措施并不能获得有实际意义的消声效果。

(2) 降低或分散压降

对于阻塞喷注,喷口处的流速达到局部声速,这时增大出口面积会增加流量并不能降低流速。从另一角度考虑,阻塞喷注(以及亚声速喷注)噪声决定于压力比。当喷注周围的环境压力保持一定时,降低喷注的压降可以有效地降低喷注噪声。

在实际问题中,喷注上游的驻点压力通常是给定的,即总压降保持不变。如果把总压降分散到若干个局部结构,即以多级喷注来代替单级喷注可以有效地降低喷注噪声。因为声功率并不与压降成线性关系,总压降保持不变而各个局部结构的压降降低时,总声功率可以相应降低。特别是多级喷注中,对周围环境的噪声污染往往主要由最外面一级喷注所产生,在系统内部的各级喷注所产生的噪声并不能顺利向外辐射,可见分散压降是相当优越的降噪措施。

在喷口处装置流阻元件,例如多孔塞或多层细网等,由于气流通过这些元件时有可观的压力损失,因此喷注的有效压降降低,从而也可使喷注的噪声明显下降。

(3) 使噪声频谱向超声频方向移动

在噪声声功率保持相同的条件下,适当改变噪声频谱特性,也可以达到控制噪声的目的。例如,把噪声峰值频率 f_m 提高至超声频范围,即使总声级并没有改变,反映主观特性的 A 声级会有明显的降低。

在实际问题中,使噪声频谱向超声频方向移动的主要方法是采用小孔喷注。即在总通流面积保持相同的条件下,用许多小孔喷注来代替一个大孔喷注。因为小孔的特征长度小,相应的峰值频率高,作 A 声级修正后可起降噪作用。

由于小孔移频作用产生的A声级降低量 ΔD_A 可由下式计算*

$$\Delta D_A = -10 \lg \left[\frac{2}{\pi} \left(\tan^{-1} x_A - \frac{x_A}{1+x_A^2} \right) \right], \quad (8)$$

式中 $x_A = 0.165d$ ，其中 d 为小孔直径，以毫米为单位，小孔喷注的A声功率级大致与小孔直径的三次方成正比。例如孔径减半，A声功率级约降低9分贝。

许多小孔喷注同时作用时，有两个方面的效果：一方面如上所述小孔喷注把噪声频谱移向高频，可使A声功率级下降；另一方面，各个小孔喷注相互作用的结果，可能形成大喷注，又把频谱推回低频，使降噪效果变差。为了保证小孔喷注的移频作用，小孔的直径宜尽可能小一些，相邻小孔间的距离宜尽可能大一些。在实用设计中，小孔直径宜取3毫米以下，孔距宜取3倍直径以上。在通常情况，借助移频作用，使A声级获得10~15分贝的附加降低量是不难实现的。

(4) 改变喷注的流场

喷注噪声主要在喷口附近的混合区内产生。如果改变喷注的流场，使沿喷注轴向流速在垂直方向的梯度减小，可使湍流发声的声源强度减弱，从而使喷注噪声降低。

适当改变喷口形状，用十字形或梅花形喷口代替圆形喷口，可使声功率级降低达10分贝以上的数量级。

在喷口外面套上圆柱筒，或引射冷空气气流，形成同轴喷注，在一定程度上也可使喷注噪声降低。

以上几条是在噪声源处控制喷注噪声的一般措施。除了这些措施外，与控制其他噪声一样，在噪声传播的途径中还可以采取诸如隔声、吸声、装置消声器等措施。

§ 3-5 高速气流在管道内的运动

在噪声控制工程中，当管道系统内存在高速气流时，我们应考虑三个方面的问题：(1) 气流对声传播规律的影响；(2) 高速气流在管道内及管口产生气体动力性噪声（即气流噪声）；(3) 气流沿管道系统的压降（即压力损失）。为此，我们必须掌握高速气流在管道内的运动规律。

与低速气流相比较，高速气流中驻点压力高，流速变化大，沿管道流动时压力变化也大；气体密度、温度等参数的变化相应比较显著，这就是说，不能把高速气流的运动看成是不可压缩流体的等温流动。因此，在低速气流条件下得到的一些规律在高速气流中不再可以适用。

下面，我们根据实际需要，重点介绍高速气流在管道内运动的一些基本规律，较详细的论述可参考有关专门著作**。

一、管道内可压缩气体的一维流动

气流在管道内高速流动时一般是湍流，气体在管道同一横截面上各处的流速以及诸如压力、密度、温度等状态参数实际上是不相同的。例如靠近壁面处流速较小，中心处流速较

* 参见马大猷、李沛滋、戴根华、王宏玉，“小孔喷注和小孔消声器”，中国科学，No. 5, 1977。

** 例如参见 Л. Г. 洛强斯基，“液体与气体力学”（中译本），高等教育出版社，1959。

大。不过,由于湍运动的剧烈混和作用,这些参数在同一横截面上各处的差别是不大的,在一般情况,我们可以只考虑各参数在截面上的平均值,而不必考虑沿截面变化的细节。设沿管轴方向各横截面的位置由坐标 x 确定,那么流速 V 、压力 P 、密度 ρ 、绝对温度 T 以及横截面面积 S 等参数都只是 x 的函数,对这种简化了的气体运动叫做**一维流动**。

在实际问题中,气体在管道内的运动往往是稳定的,即各个参量在较长时间内的平均值并不随时间而变化,这流动叫做**稳定流动**。气体在管道中的流速很大,气体温度随流速变化时来不及与周围介质进行热交换,因此气体的运动过程可以看成是绝热的。

对于理想气体的一维稳定绝热流动,基本方程如下:

(1) 运动方程

$$V \frac{dV}{dx} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dP}{dx} \quad (1)$$

(2) 连续性方程

$$\rho VS = \text{常数} \quad (2)$$

(3) 状态方程

$$\frac{P}{\rho T} = \frac{R}{M_r} \quad (3)$$

式中 R 为摩尔气体常数, M_r 为气体的相对分子质量*。在国际单位制中, R 值为

$$R = (8.31441 \pm 0.00026) \text{ 焦耳/摩尔} \cdot \text{开} \quad (4a)$$

当压力用大气压为单位,气体体积用升为单位,气体密度用克/升或千克/米³为单位时, R 应改写为

$$R = 0.082 \text{ 大气压} \cdot \text{升/摩尔} \cdot \text{开} \quad (4b)$$

对于空气, M_r 可取为28.8;对于水蒸汽, M_r 为18。

(4) 绝热方程

$$P \rho^{-\gamma} = \text{常数} \quad (5a)$$

$$\text{或 } P^{1-\gamma} T^{\gamma} = \text{常数} \quad (5b)$$

$$\rho^{\gamma-1} T^{-1} = \text{常数} \quad (5c)$$

式中 γ 为气体定压比热 C_p 与定容比热 C_v 的比值。对于理想气体来说,单原子分子气体 $\gamma = \frac{5}{3}$,双原子分子气体 $\gamma = \frac{7}{5}$,多原子分子气体 $\gamma = \frac{4}{3}$ 。对于空气可取为 $\gamma = 1.40$ 。水蒸汽

的 γ 值并不是一个常数,对于过热蒸汽可取为 $\gamma = 1.30$,接近于多原子分子理想气体;对于饱和蒸汽可取为 $\gamma = 1.14$,与理想气体差别很大。值得强调,上述绝热方程只有在“可逆的”绝热过程中才可以适用,即只有在等熵的条件下才是正确的。在气体突然膨胀、或存在压力损失等不可逆过程中,熵值增加,这时尽管过程仍为绝热,但是上述绝热方程并不成立。

由上面的基本方程可导出流速 V 与截面面积 S 的关系如下:

$$\text{自式(1)得} \quad V dV = -\frac{dP}{\rho} \quad (6)$$

自式(2),两边取对数后再微分,得

* 以前 R 叫做克分子气体常数, M_r 叫做分子量,并以 μ 表示。现根据国家标准 GB 3102.8-82 命名。在上节式(6)与式(7)中, R 为喷嘴内外驻点压力之比,下文中将避免使用。

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dV}{V} + \frac{dS}{S} = 0, \quad (7)$$

自式(5a), 两边取对数后再微分, 得

$$\frac{dP}{P} - \frac{\gamma d\rho}{\rho} = 0. \quad (8)$$

自式(6)、式(7)、式(8)消去 $d\rho$ 和 dP , 以绝热声速 $c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}$ 代入, 化简后得

$$\frac{dV}{V} = \frac{1}{M^2 - 1} \frac{dS}{S}. \quad (9)$$

式中 $M = \frac{V}{c}$ 为马赫数。

从简单的关系式(9), 可得下面几个重要的结论:

(1) 当 $M < 1$ 时, $V < c$, 气体作亚声速流动。

dV 与 dS 的正负符号相反, 这表明当管道截面面积 S 缩小时(dS 为负), 流速 V 增高(dV 为正); 反之, 当截面面积 S 扩张时(dS 为正), 流速 V 降低(dV 为负)。可见这时气流仍保持不可压缩流体流动的基本性质。

(2) 当 $M > 1$ 时, $V > c$, 气体作超声速流动。

dV 与 dS 的正负符号相同。这表明当管道收缩时流速要降低, 而当管道扩张时流速反而增高。这个初看起来很奇怪的结论, 可以这样解释: 当管道扩张使气体膨胀时, 气体的密度减小得非常厉害, 以致截面面积 S 虽然增大了, 但乘积 ρS 仍为减小, 由式(2)可知流速 V 将增高。

(3) 当 $M = 1$ 时, $V = c$, 气体作声速流动。

这时得 dS 必须为零, 即管道截面面积为一极值。与邻近截面相比较, 可知这时管道截面一定是一个最小截面, 这种截面叫做**临界截面**。对于亚声速气流, 趋近临界截面时流速提高, 在临界截面上流速达最大值。对于超声速气流, 离开临界截面时流速反而提高, 在临界截面上流速为最小值。两者在临界截面上的流速都等于局部声速。气流到达临界状态时, $M = 1$, 相应的各个参数叫做**临界参数**。

二、各参数随马赫数 M 变化的基本关系

如果我们不考虑管道管壁与气流间的能量交换, 即设管壁不导热并且不振动, 对气流不传递热量也不做功, 那么气体在管道内流动时, 各种形式能量间不断相互转化, 但其总和保持不变, 可得重要关系如下:

$$\frac{V^2}{2} + H = \text{常数}, \quad (10)$$

式中 $\frac{V^2}{2}$ 为单位质量气体的动能, H 是反映气体热力学状态的一个参数, 叫做**焓**(或热函数), 它由下式决定

$$H = C_p T = C_v T + \frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \cdot \frac{P}{\rho} = \frac{c^2}{\gamma - 1}. \quad (11)$$

上式的物理意义是单位质量气体内部所含有的能量, 包括气体分子热运动所具有能量(即热

能 $C_p T$) 和压缩气体时外界对气体所作的功 (即压能 P/ρ)。由式 (10) 可以看出, 气体在管道内流动时, 动能和焓的总和保持不变。也就是说, 当气体动能随流速增大时, 气体焓相应减小。反之, 当气体动能随流速减小时, 气体焓相应增加。上述关系建立在能量守恒与转化定律上, 具有普遍性, 即不管气体流动过程是否等熵, 式 (10) 都可适用。对于低速气流, 式 (10) 简化为常用的伯努利方程。

设想气流在某处发生等熵绝热滞止过程而使流速降低为零, 在该处的气体压力、密度、温度等状态参数将相应改变。流速降低为零处叫做驻点, 相应的状态参数叫做驻点参数。各状态参数 P, ρ, T 与相应的驻点参数 P_0, ρ_0, T_0 间的关系如下:

$$\frac{P}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (12)$$

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (13)$$

$$\frac{T}{T_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{-1}. \quad (14)$$

设气体压力、密度、温度等状态参数的临界值分别为 P^*, ρ^*, T^* , 由上面各式可得

$$\frac{P^*}{P_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (15)$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (16)$$

$$\frac{T^*}{T_0} = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)^{-1}. \quad (17)$$

对各比值的常用结果列在表 3-3-5 内。

不同 γ 值时的临界值

表 3-3-5

γ	$\frac{P^*}{P_0}$	$\frac{\rho^*}{\rho_0}$	$\frac{T^*}{T_0}$	适用气体
1.67	0.488	0.650	0.750	氢
1.40	0.528	0.634	0.833	空气、氮、氧
1.33	0.531	0.622	0.857	沼气、煤气
1.30	0.546	0.628	0.870	过热水蒸汽
1.14	0.577	0.617	0.953	饱和水蒸汽

把式 (15)、(16)、(17) 代入式 (12)、(13)、(14), 可得以临界参数表示的结果如下:

$$\frac{P}{P^*} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)\right]^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (18)$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)\right]^{-\frac{1}{\gamma-1}}, \quad (19)$$

$$\frac{T}{T^*} = \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)\right]^{-1}. \quad (20)$$

记临界横截面面积为 S^* ，由上面各式及连续性方程可得

$$\frac{S}{S^*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (21)$$

对于亚声速气流，各比值与马赫数 M 间的数值关系列在表 3-3-6 ($\gamma=1.40$) 和表 3-3-7 ($\gamma=1.30$) 内，如果给定一个比值，借助表 3-3-6 或 3-3-7 可以方便地求出其他比值。

$\gamma=1.40$ 时各参数相对比值随马赫数的变化

表 3-3-6

M	$\frac{P}{P^*}$	$\frac{\rho}{\rho^*}$	$\frac{T}{T^*}$	$\frac{S}{S^*}$	$\frac{m}{m^*}$
0.95	1.059	1.042	1.017	1.002	.998
0.90	1.119	1.084	1.033	1.009	.991
0.85	1.180	1.126	1.048	1.021	.980
0.80	1.242	1.167	1.064	1.038	.963
0.75	1.303	1.208	1.079	1.062	.941
0.70	1.365	1.249	1.093	1.094	.914
0.65	1.425	1.288	1.107	1.136	.881
0.60	1.484	1.326	1.119	1.188	.842
0.55	1.541	1.362	1.132	1.255	.797
0.50	1.596	1.396	1.143	1.340	.746
0.45	1.647	1.428	1.153	1.449	.690
0.40	1.695	1.458	1.163	1.590	.629
0.35	1.739	1.485	1.171	1.778	.562
0.30	1.778	1.509	1.179	2.035	.491
0.25	1.812	1.529	1.185	2.403	.416
0.20	1.841	1.546	1.190	2.964	.337
0.15	1.863	1.560	1.195	3.910	.256
0.10	1.880	1.570	1.198	5.822	.172
0.05	1.890	1.575	1.199	11.591	.086
0	1.893	1.577	1.200	—	0

值得指出，在上述基本关系式中涉及温度的公式如式 (14)、(17)、(20) 等，实际上是直接从能量关系式 (10) 得出的，因此只要满足绝热条件就行，并不一定要等熵。反之，涉及压力、密度等参数的公式，需要应用绝热方程式 (5a、b、c)，因此只有在等熵的条件下才能适用。

三、高压容器中气体的等熵出流

气体从高压容器中经渐缩的管道中流出时，气体的流速、压力、密度、温度等参数随不

$\gamma = 1.30$ 时各参数相对比值随马赫数的变化

表 3-3-7

M	$\frac{P}{P^*}$	$\frac{\rho}{\rho^*}$	$\frac{T}{T^*}$	$\frac{S}{S^*}$	$\frac{m}{m^*}$
.95	1.057	1.044	1.013	1.002	.998
.90	1.090	1.115	1.025	1.009	.991
.85	1.173	1.131	1.038	1.021	.979
.80	1.232	1.174	1.049	1.040	.962
.75	1.290	1.216	1.061	1.065	.939
.70	1.348	1.258	1.071	1.097	.911
.65	1.404	1.298	1.081	1.139	.878
.60	1.459	1.337	1.091	1.193	.838
.55	1.512	1.374	1.100	1.261	.793
.50	1.562	1.409	1.108	1.348	.742
.45	1.610	1.442	1.116	1.459	.686
.40	1.653	1.472	1.123	1.602	.624
.35	1.693	1.500	1.129	1.793	.558
.30	1.729	1.524	1.134	2.054	.487
.25	1.760	1.545	1.139	2.426	.412
.20	1.786	1.562	1.143	2.994	.334
.15	1.806	1.576	1.146	3.952	.253
.10	1.821	1.585	1.148	5.886	.170
.05	1.829	1.591	1.150	11.720	.085
0	1.832	1.593	1.150	—	0

同位置而变化。我们对容器内、出口截面上、容器外相对应的参数分别用脚标 0、1、2 表示。例如容器内的压力为 P_0 ，出口截面处的压力为 P_1 ，容器外的压力为 P_2 （图 3-3-15）。

出口截面通常为最小截面，气流从容器内向出口截面流动时，截面面积逐步收缩，流速逐步提高而压力相应逐步降低。由于气流在渐缩的管道中运动时，不容易发生脱体现象，机械能的损耗一般较低，因此可把出口截面上游的气流近似看成是一维等熵流动，从而可以采用前面所得的各个公式。

设容器足够大，容器内气体的流速 V_0 近似为零，容器内的压力 P_0 近似即为驻点压力。在出口截面处的压力 P_1 可由式 (12) 得出

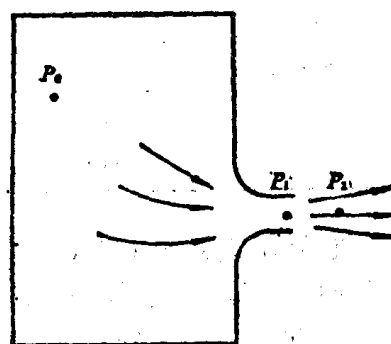


图 3-3-15 高压容器中的出流

$$\frac{P_1}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}, \quad (22)$$

式中 M_1 为出口截面处的马赫数。当容器外压力 $P_2 \geq P^*$ 时, P_1 实际上与 P_2 相等。如果容器中压力 P_0 保持不变, 容器外压力 P_2 逐渐降低时, P_1 相应降低, M_1 值将逐渐增加, 从出口截面流出的气体流量也相应逐渐增大, 当 P_2 降低至临界值 P^* 时, $M_1 = 1$, 出口截面上的流速达到临界值 (局部声速)。当 P_2 进一步降低时, 以声速传播的压力扰动并不能逆流通过出口截面, 因此不会影响气流在出口截面上游的运动。这就是说, 出口截面上的流速和流量仍保持临界值不变。

由上可知, 从容器流出的气体质量流量存在一个极限值, 它由出口截面处达到临界状态时的条件所决定。记质量流量的最大值为 m^* , 由连续性方程可得

$$m^* = \rho^* v^* S_1^* = \sqrt{\gamma \rho^* P^*} S_1 = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \cdot \sqrt{\gamma \rho_0 P_0} S_1. \quad (23)$$

当容器内温度给定时, 密度 ρ_0 与压力 P_0 成正比, 由上式可以看出, 最大质量流量 m^* 与压力 P_0 成正比, 与截面面积也成正比。在实用设计中, 宜把式 (23) 改写为

$$m^* = K \sqrt{\rho_0 P_0} S_1. \quad (24)$$

如果 m^* 以千克/秒为单位, P_0 以帕为单位, ρ_0 以千克/米³ 为单位, S_1 以米² 为单位, 当 $\gamma = 1.40$ 时, $K = 0.685$; 当 $\gamma = 1.30$ 时, $K = 0.667$, 如果 m^* 改用吨/时为单位, P_0 以大气压为单位, 那么当 $\gamma = 1.40$ 时, $K = 785$; 当 $\gamma = 1.30$ 时, $K = 765$ 。

当出口截面处的流速 V_1 达不到临界值时, 气体流出的质量流量 m 可由下式决定

$$m = \rho_1 V_1 S_1 = m^* \frac{S_1}{S_1^*}, \quad (25)$$

即

$$\frac{m}{m^*} = 1 / \left(\frac{S_1}{S_1^*}\right). \quad (26)$$

如果已知马赫数 M_1 或出口截面处气体状态参数的相对比值, 由表 3-3-6 或表 3-3-7 可以查出面积比 S_1/S_1^* , 及相应的质量流量比 m/m^* 。由式 (23) 或式 (24) 求出最大质量流量 m^* , 即可求出质量流量 m 。

如果用出口截面处与容器内压力的相对比值 P_1/P_0 来表示, 把式 (12) 和式 (21) 代入式 (26) 得

$$\frac{m}{m^*} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \cdot \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{2}{\gamma}} \cdot \left[1 - \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}\right]} \quad (27)$$

当 $P_2 > P^*$ 时, P_1 与 P_2 相等, 比值 m/m^* 小于 1。当 $P_2 \leq P^*$ 时, P_1 值应取为临界值 P^* , 比值 $m/m^* = 1$ 。记容器外压力与容器内压力的相对比值为 $q = P_2/P_0^*$ 。质量流量比 m/m^* 随压降比 q 或其倒数变化的数值关系列在表 3-3-8 内。

可以看出, 在临界状态附近, 质量流量比 m/m^* 随压力比 q 的变化是不敏感的。例如当 q 值小于 0.75 时, m/m^* 值就都大于 90%。

如果容器外为自由空间或另一足够大的容器, 那么容器外压力 P_2 近似等于容器外的驻

* 在这里及下文, 压降比 q 指的是下游与上游驻点压力之比, 为小于 1 的数值。在上节式 (6) 与式 (7) 中的 R 值指的是上游与下游驻点压力之比, 即为 q 的倒数。

质量流量比随压降比的变化

表 3-3-8

q	$1/q$	m/m^*		q	$1/q$	m/m^*	
		$\gamma=1.40$	$\gamma=1.30$			$\gamma=1.40$	$\gamma=1.30$
0.98	1.020	0.289	0.296	0.68	1.471	0.948	0.957
0.96	1.042	0.404	0.414	0.66	1.515	0.961	0.969
0.94	1.064	0.489	0.501	0.64	1.563	0.972	0.979
0.92	1.087	0.559	0.571	0.62	1.613	0.981	0.987
0.90	1.111	0.617	0.631	0.60	1.667	0.989	0.993
0.88	1.136	0.668	0.680	0.58	1.724	0.994	0.997
0.86	1.163	0.712	0.727	0.56	1.788	0.998	1.000
0.84	1.190	0.752	0.766	0.54	1.852	1.000	1.000
0.82	1.220	0.787	0.801	0.52	1.923	1.000	1.000
0.80	1.250	0.819	0.833	0.50	2.000	1.000	1.000
0.78	1.282	0.847	0.860	<0.50	>2	1	1
0.76	1.316	0.872	0.885				
0.74	1.351	0.895	0.907				
0.72	1.389	0.915	0.926				
0.70	1.429	0.932	0.943				

点压力，并且与从容器内流出的气流无关。

〔例〕 一中压锅炉，通过直径为 5 厘米的管道放气排空。设锅炉内过热蒸汽的表压为 20 大气压，蒸汽温度为 350℃，试计算放气时的流量。

〔解〕 表压为锅炉内外压力之差，因此锅炉内的压力为

$$P_0 = 20 + 1 = 21 \text{ 大气压。}$$

锅炉内过热蒸汽的绝对温度为

$$T_0 = 273 + 350 = 623 \text{ 开。}$$

水蒸汽的相对分子质量为

$$M_r = 18,$$

过热蒸汽近似为理想气体，由状态方程可求出锅炉内蒸汽的密度为

$$\rho_0 = \frac{P_0 M_r}{RT_0} = \frac{21 \times 18}{0.082 \times 623} = 7.40 \text{ 千克/米}^3.$$

管道截面面积为

$$S_1 = \frac{\pi}{4} \times (5)^2 = 19.6 \text{ 平方厘米} = 0.00196 \text{ 米}^2,$$

代入式 (24)，并取 $K = 785$ ，得最大流量为

$$m^* = 785 \times \sqrt{21 \times 7.40 \times 0.00196} = 19.2 \text{ 吨/时。}$$

四、高速气流扩张时的压力变化

从容器内流出的气体离开出口后，将脱体形成喷注，气流中产生强烈的机械能损耗，不再可以看成是等熵流动，因此不能直接应用等熵条件下的绝热方程及其导出方程，必须另行分析。

如图 3-3-16 所示, 设从容器内流出的气流进入另一横截面较大的管道。在离出口足够远的截面 II 处, 可设流速 V_2 沿横截面均匀分布, 相应的压力为 P_2 。在截面 I (出口截面) 上游以及截面 II 下游, 仍设气流为一维等熵流动, 即设机械能损耗过程只发生在截面 I 与 II 之间的混合区内。记截面 I 与 II 处的驻点压力分别为 P_{01} 与 P_{02} , P_{01} 即为容器内的压力 P_0 , 但 P_{02} 将与压力 P_2 有所差别。气流扩张过程中机械能的损耗程度, 由驻点压力的降低量 ($P_{01} - P_{02}$) 来反映。对于低速气流, 降低量 ($P_{01} - P_{02}$) 对应于全压之差, 即气流的压力损失。对于高速气流, 用驻点压力降低的相对比值 $q = P_{02}/P_{01}$ 来代替差值 ($P_{01} - P_{02}$) 更为适宜。下面, 我们根据各参数随马赫数变化的基本关系式推导驻点压降比 q 的表达式。

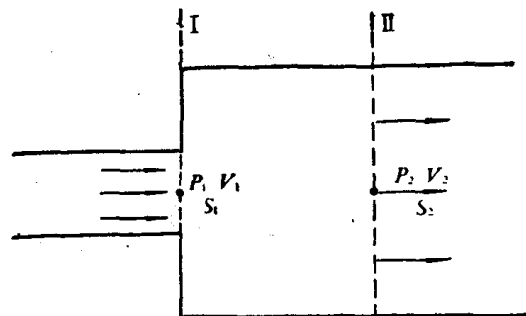


图 3-3-16 高速气流扩张时的压力变化

首先, 由能量关系式 (10) 可知在截面 I 和 II 上, 驻点焓值是相同的, 即驻点温度保持不变。由式 (14) 可得

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2\right)}{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2\right)} \quad (28)$$

由于驻点压力降低了 q 倍, 自式 (12) 可得

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{1}{q} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (29)$$

由于密度 ρ 与压力 P 成正比而与绝对温度 T 成反比, 可得

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{P_1}{P_2} \cdot \frac{T_2}{T_1} = \frac{1}{q} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (30)$$

与式 (13) 相比较, 可知驻点密度也降低了 q 倍。

绝热声速与绝对温度 T 的平方根成正比, 得

$$\frac{C_1}{C_2} = \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (31)$$

由上可得, 在截面 I 和 II 上气流速度之比为

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{M_1}{M_2} \cdot \frac{c_1}{c_2} = \frac{M_1}{M_2} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

由连续性方程式 (2), 得

$$\frac{\rho_1 V_1 S_1}{\rho_2 V_2 S_2} = \frac{1}{q\sigma} \cdot \frac{M_1}{M_2} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} = 1.$$

即

$$q = \frac{1}{\sigma} \frac{M_1}{M_2} \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \quad (33a)$$

式中 $\sigma = S_2/S_1$ 为面积扩张比。在上式中包含 M_1 和 M_2 两个参数, 需要根据不同情况, 再找一个辅助关系式。

(1) 亚声速喷注 ($M_1 < 1$)

出口处喷注未阻塞, 压力 P_1 大于临界压力 P^* , 可设截面 I 上各处压力都等于 P_1 。由动量原理可得

$$(P_1 - P_2)S_2 = \rho_1 V_1 S_1 (V_2 - V_1). \quad (34)$$

由关系式

$$P = \frac{\rho c^2}{\gamma} = \frac{\rho V^2}{\gamma M^2} = (\rho V S) \frac{V}{\gamma M^2 S}, \quad (35)$$

代入式 (34) 消去 P , 再由式 (32) 消去 V , 化简后得

$$\frac{M_1 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{\sigma + \gamma M_1^2} = \frac{M_2 \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2 \right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \gamma M_2^2}. \quad (36)$$

在实际问题中, 压力 P_0 和 P_2 通常是给定的, 由式 (12)、(33a)、(36) 经简单运算后可得

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{1 + \frac{\gamma M_1^2}{\sigma}}{1 + \gamma M_2^2}, \quad (37)$$

$$\frac{P_2}{P_0} = \frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{P_1}{P_0} = \frac{1 + \frac{\gamma M_1^2}{\sigma}}{1 + \gamma M_2^2} \cdot \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (38)$$

解联立方程 (36) 和式 (38), 算出 M_1 和 M_2 , 代入式 (33a) 可得驻点压降比 q 。

当 σ 为大值时, M_2 相应为小值, 由式 (36) 近似可得

$$M_2 = \frac{M_1}{\sigma} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (39)$$

由式 (37) 和式 (38) 得 $P_2 = P_1$, $q = \frac{P_2}{P_0} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}$, 这就是容器外为自由空间时的情况。

当 σ 值不太大时, 由式 (37) 可知 $\frac{P_2}{P_1} > 1$, 即喷注进入扩张室后压力有一定程度的恢复, 驻点压降比 q 可改由下式计算

$$q = \frac{1 + \frac{\gamma M_1^2}{\sigma}}{1 + \gamma M_2^2} \cdot \left[\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M_2^2} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (33b)$$

对于低速气流，马赫数 M_1 和 M_2 都是小值，略去高阶量，近似可得驻点压力之差 ($P_{01} - P_{02}$) 为

$$\begin{aligned} P_{01} - P_{02} &= P_0(1 - q) = \frac{\gamma P_0}{2} \left(M_1^2 - \frac{2M_1^2}{\sigma} + M_2^2 \right) \\ &= \frac{V_1^2}{2} \left(1 - \frac{1}{\sigma} \right)^2. \end{aligned} \quad (40)$$

与突然扩张管道中，气流的压力损失公式一致（参见第三篇 §1-6）。

表 3-3-9 至表 3-3-12 列出了一些典型的数值结果，可供实用设计时参考。

(2) 阻塞喷注 ($M_1 = 1$)

当喷注阻塞时，在出口处达到局部声速，相应的压力 P_1 为临界压力 P^* 。如果在出口附近喷注内的压力 P_1 大于喷注外的压力。在局部范围内，沿气流方向存在压降，因此当气流以声速出流后，实际上将进一步加速而成为超声速气流，等到气流充分扩张，流速降低再转变成亚声速。

在阻塞条件下，扩张室内压力的变化情况，并不影响上游气流出流的条件，如果我们不考虑出口附近混合区内气流运动的细节，根据下游的条件确定截面 II 处气流的参数反而比较简便。具体分析计算步骤如下：

扩张比 $\sigma = 2$ 时的压力变化

表 3-3-9

M_1	$\gamma = 1.40$			$\gamma = 1.30$		
	M_2	P_2/P_0	q	M_2	P_2/P_0	q
0.05	0.025	0.999	1.000	0.025	0.999	1.000
0.10	0.050	0.997	0.998	0.050	0.997	0.998
0.15	0.074	0.992	0.996	0.074	0.993	0.996
0.20	0.097	0.987	0.993	0.097	0.988	0.994
0.25	0.119	0.980	0.990	0.119	0.981	0.990
0.30	0.139	0.972	0.986	0.140	0.974	0.986
0.35	0.158	0.964	0.981	0.159	0.966	0.982
0.40	0.176	0.954	0.975	0.177	0.957	0.977
0.45	0.193	0.945	0.969	0.194	0.948	0.971
0.50	0.207	0.934	0.963	0.209	0.938	0.965
0.55	0.221	0.923	0.955	0.222	0.928	0.958
0.60	0.233	0.912	0.947	0.235	0.917	0.950
0.65	0.244	0.900	0.939	0.246	0.905	0.942
0.70	0.254	0.888	0.929	0.256	0.894	0.932
0.75	0.262	0.875	0.918	0.265	0.881	0.922
0.80	0.270	0.861	0.907	0.273	0.868	0.911
0.85	0.277	0.848	0.894	0.280	0.854	0.898
0.90	0.283	0.833	0.881	0.286	0.840	0.885
0.95	0.288	0.818	0.866	0.291	0.824	0.871
1.00	0.293	0.802	0.851	0.296	0.809	0.856

扩张比 $\sigma = 4$ 时的压力变化

表 3-3-10

M_1	$\gamma=1.40$			$\gamma=1.30$		
	M_2	P_2/P_0	q	M_2	P_2/P_0	q
0.05	0.012	0.999	0.999	0.012	0.999	0.999
0.10	0.025	0.996	0.996	0.025	0.996	0.996
0.15	0.037	0.990	0.991	0.037	0.991	0.992
0.20	0.049	0.983	0.984	0.049	0.984	0.986
0.25	0.061	0.973	0.976	0.061	0.975	0.978
0.30	0.073	0.962	0.965	0.073	0.964	0.968
0.35	0.084	0.949	0.953	0.084	0.952	0.957
0.40	0.095	0.934	0.940	0.095	0.938	0.944
0.45	0.106	0.918	0.925	0.106	0.923	0.930
0.50	0.116	0.900	0.908	0.116	0.906	0.914
0.55	0.126	0.881	0.891	0.126	0.888	0.897
0.60	0.135	0.861	0.872	0.135	0.869	0.879
0.65	0.144	0.840	0.852	0.144	0.849	0.860
0.70	0.152	0.818	0.831	0.152	0.828	0.840
0.75	0.160	0.796	0.810	0.160	0.806	0.819
0.80	0.167	0.772	0.788	0.168	0.783	0.798
0.85	0.175	0.749	0.765	0.175	0.760	0.776
0.90	0.182	0.725	0.742	0.182	0.737	0.753
0.95	0.188	0.701	0.719	0.188	0.713	0.730
1.00	0.194	0.677	0.695	0.194	0.689	0.706

扩张比 $\sigma = 6$ 时的压力变化

表 3-3-11

M_1	$\gamma=1.40$			$\gamma=1.30$		
	M_2	P_2/P_0	q	M_2	P_2/P_0	q
0.05	0.008	0.999	0.999	0.008	0.999	0.999
0.10	0.017	0.995	0.995	0.017	0.995	0.995
0.15	0.025	0.989	0.989	0.025	0.990	0.990
0.20	0.033	0.980	0.981	0.033	0.981	0.982
0.25	0.041	0.969	0.970	0.041	0.971	0.972
0.30	0.049	0.956	0.958	0.049	0.959	0.960
0.35	0.057	0.941	0.943	0.057	0.945	0.947
0.40	0.065	0.924	0.926	0.065	0.929	0.931
0.45	0.073	0.905	0.908	0.073	0.911	0.914
0.50	0.080	0.884	0.888	0.080	0.891	0.895
0.55	0.087	0.862	0.867	0.087	0.870	0.875
0.60	0.095	0.839	0.845	0.095	0.849	0.853
0.65	0.101	0.815	0.821	0.101	0.825	0.832
0.70	0.108	0.790	0.797	0.108	0.801	0.807
0.75	0.115	0.765	0.772	0.115	0.777	0.783
0.80	0.121	0.739	0.746	0.121	0.751	0.758
0.85	0.127	0.712	0.721	0.127	0.725	0.733
0.90	0.133	0.686	0.695	0.133	0.699	0.707
0.95	0.139	0.659	0.668	0.139	0.673	0.681
1.00	0.144	0.633	0.642	0.144	0.647	0.655

扩张比较大时的压力变化 ($\gamma=1.40$)

表 3-3-12

M_1	$\sigma=8$			$\sigma=10$			$\sigma \rightarrow \infty$
	M_2	P_2/P_0	q	M_2	P_2/P_0	q	q
0.05	0.006	0.999	0.999	0.005	0.999	0.999	0.998
0.10	0.012	0.995	0.995	0.010	0.994	0.994	0.993
0.15	0.019	0.988	0.988	0.015	0.987	0.987	0.984
0.20	0.025	0.978	0.979	0.020	0.977	0.977	0.972
0.25	0.031	0.967	0.967	0.025	0.965	0.965	0.957
0.30	0.037	0.952	0.953	0.030	0.950	0.951	0.939
0.35	0.043	0.936	0.937	0.035	0.933	0.934	0.919
0.40	0.049	0.918	0.919	0.040	0.914	0.915	0.896
0.45	0.055	0.897	0.899	0.045	0.892	0.894	0.870
0.50	0.061	0.875	0.878	0.049	0.870	0.871	0.843
0.55	0.067	0.852	0.855	0.054	0.845	0.847	0.814
0.60	0.073	0.827	0.830	0.059	0.820	0.822	0.784
0.65	0.078	0.802	0.805	0.064	0.793	0.795	0.753
0.70	0.084	0.775	0.779	0.068	0.765	0.768	0.721
0.75	0.089	0.748	0.752	0.073	0.737	0.740	0.689
0.80	0.094	0.720	0.725	0.077	0.709	0.712	0.656
0.85	0.100	0.693	0.698	0.082	0.681	0.683	0.624
0.90	0.105	0.665	0.670	0.086	0.652	0.655	0.591
0.95	0.109	0.637	0.642	0.091	0.623	0.627	0.559
1.00	0.115	0.609	0.615	0.095	0.595	0.598	0.528

首先, 由容器内压力 P_0 (即驻点压力 P_{01}) 决定出口处压力 P_1 , 即临界压力 P^* (参见表 3-3-5), 并由式 (23) 或式 (24) 确定通过出口的质量流量 m (等于通过截面 I 的最大质量流量 m_1^*)。

然后, 由截面 II 下游的条件确定压力 P_2 , 例如当管道下游与大气相通时, P_2 可取为大气压。通过截面 II 的最大质量流量 m_2^* 可由下式决定

$$m_2^* = m_1^* \cdot \frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{S_2}{S_1} = m \sigma \cdot \frac{P_2}{P_1},$$

即在截面 II 处的质量流量比为

$$\frac{m}{m_2^*} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{P_1}{P_2} = \frac{q_c}{\sigma} \cdot \frac{P_0}{P_2}, \quad (41)$$

式中 q_c 为临界压降比 P^*/P_0 。

最后, 由质量流量比可以求出相应的驻点压降比 $q = P_{02}/P_{01}$ (参见表 3-3-8), 从而确定与 P_2 相对应的驻点压力 P_{02} , 以及相对应的马赫数 M_2 (参见表 3-3-6 或表 3-3-7)。

如果在截面 II 处也阻塞, 质量流量 m 应等于通过截面 II 的最大质量流量 m_2^* , 这时压力 P_2 不能任意给定, 而应由下式求出

$$P_2 = \frac{P_1}{\sigma}, \quad (42)$$

相应的驻点压力 P_{02} 为

$$P_{02} = \frac{P_2}{q_c} = \frac{P_0}{\sigma}. \quad (43)$$

可以看出, 在截面 I 和 II 处的压力与截面面积成反比关系。

【例】一贮气筒利用直径为 15 厘米的烟道放气排空。如果筒与烟道以一直径为 5 厘米的管道相连接，试求开始排空时烟道内的流速。设筒内装有表压为 8 大气压的空气，环境温度为 15℃。

【解】贮气筒内的压力和温度分别为

$$P_0 = 9 \text{ 大气压,}$$

$$T_0 = 288 \text{ 开.}$$

烟道与连接管道间的面积扩张比为

$$\sigma = \left(\frac{15}{5} \right)^2 = 9.$$

由表 3-3-5 查出空气的临界压降比为

$$q_c = 0.528.$$

设烟道内气流并不阻塞，可得烟道内的压力为

$$P_1 = 1 \text{ 大气压.}$$

由式 (41) 可得烟道内的质量流量比为

$$\frac{m}{m^*} = \frac{q_c}{\sigma} \cdot \frac{P_0}{P_1} = 0.528,$$

由此得

$$\frac{S_2}{S^*} = \frac{m^*}{m} = 1.894,$$

查表 3-3-6 近似得 $M = 0.328$ 。

可知烟道内气流不阻塞的假定符合实际情况，由式 (14) 得烟道内温度 T 为

$$T_1 = T_0 / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2 \right) = 282 \text{ 开} = 9^\circ\text{C}.$$

相应的声速为

$$C_1 = 331 + 0.6 \times 9 = 336 \text{ 米/秒.}$$

由此可求出烟道内的流速为

$$V_1 = C_1 M_1 = 110 \text{ 米/秒.}$$

§ 3-6 排空消声器

气体从高压容器经管道系统流出时，在管口（或阀门处）会产生强烈的喷注噪声，它对周围环境会造成严重的噪声污染。控制这种气流噪声的积极措施是采用适当的排空消声器。

与常用的阻性或抗性消声器相比较，排空消声器的消声原理具有自己的特点，它着重在噪声源处控制气流噪声的产生，为此，排空消声器的结构需要根据高速气流在管道中的运动规律而设计。

一、排空消声器设计原理

对于亚声速喷注，降低噪声的最有效手段是降低流速。对于阻塞喷注，出口处流速为局部声速，降低噪声的最有效手段是降低上下游压力比值。至于超声速喷注，在放气排空问题中，通常应该而且可以加以避免。

值得强调,在高压容器的排空管道系统中,容器内外的压力通常是给定的,即压降比(或压降)是给定的,单纯地增大排空管道截面面积只能使流量增大,并不能使流速或压降比(或压降)相应改变,即不能达到降低噪声的目的。因此,设计排空消声器的关键性环节是要把总压力比(或总压降)分散到若干局部结构上,并尽可能使流速控制在临界流速以下。

排空消声器的典型设计如图 3-3-17 所示。在管道系统中引入若干级(图中为三级)穿孔构件,穿孔构件间是容积足够大的空腔,穿孔构件通常为平面,柱面或锥面,主要起节制气流的作用。空腔主要起使气流扩张降压的作用,通常叫做扩张室。当气流从一空腔经过穿孔构件进入下一空腔后,压力降低一定的倍数。这样,压力逐级降低就达到了分散总压降比的目的,从而产生消声的效果。

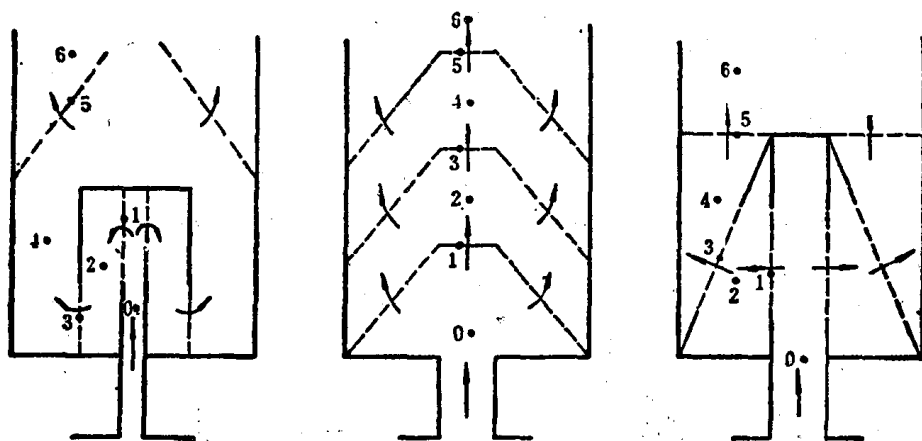


图 3-3-17 排空消声器典型设计

在实际设计排空消声器时,下列原则具有重要参考价值:

(1) 排空消声器的质量流量 m 是必须保证满足的首要指标。质量流量 m 与容器内的压力 P_0 成正比,在额定工况下,质量流量 m 的指标通常是预先给定的。

对一些原有设备进行改建时,如果技术资料不全,不能明确提出质量流量 m 的指标,可以参照在额定工况下原来(即未装置排空消声器时)的质量流量作为设计依据。这时,应保证装置排空消声器后的质量流量不会低于原来的质量流量。

(2) 压降主要发生在穿孔构件两侧。由于通过各个穿孔构件的质量流量是相同的,穿孔构件两侧的压降比与构件的通流面积间存在相互制约的紧密联系。当通流面积变小时,为了保持给定的流量,两侧压力相差变大,即压降比减小,反之亦然。

在实际问题中,对于给定的排空消声器结构,应根据各级穿孔构件的通流面积,求各构件两侧相应的压降比;反之,在设计排空消声器结构,宜根据适当选定的各级压降比,求各穿孔构件相应的通流面积。

(3) 喷注噪声主要发生在穿孔构件附近气流下游一侧,噪声的强弱主要决定于构件两侧的压降比。对周围环境的噪声污染,主要决定于最外面的一级(或二级)穿孔构件。

由上可知,对于各级穿孔构件,如果内部各级压力下降快些,即压降比取得小些,使最外面的一级压力降低小些,即压降比取得大些,对降低向周围辐射的噪声是有利的。

(4) 穿孔构件两侧的驻点压力的降低,主要来源于气流脱体形成喷注后,在混合区内产

生的剧烈湍运动。至于气流在穿孔壁面附近摩擦阻力产生的影响，一般可以忽略不计。不过，如果穿孔构件采用阻性多孔性材料，当高速气流通过时，也可以提供可观的线性流阻。这样，产生喷注噪声的有效压降相应降低，在一定程度上可以起降低噪声的作用。采用这种阻性构件时，必须保证具有足够的有效通流面积。

由上可知，在排空消声器最外面一级采用这种阻性构件时可获得较显著的降噪效果；反之，在内部各级采用，就没有多大效果。

(5) 喷注噪声的频率特性主要决定于流速与喷注截面几何尺寸。以多个小孔喷注来代替少数大孔喷注可使噪声频谱向高频方向移动，这对于降低噪声的A声级具有明显的效果。

同样，这种小孔穿孔构件也只有在最外面的一、二级采用才有实际效果。并且，必须保证这种小孔穿孔构件有足够大的通流总面积和孔间距离。

(6) 排空消声器在最外面形成的喷注形状和朝向，对向周围辐射的噪声有相当大的影响。在实际设计中应因地制宜给予考虑。

二、排空消声器设计计算步骤

为了便于分析，我们把图 3-3-17 中排空消声器的具体结构简化成如图 3-3-18 所示的形式。各节穿孔出口处的参数分别用脚标 1、3、5 表示，各扩张室的参数分别用脚标 0、2、4、6 表示。例如高压容器内的压力为 P_0 ，第一级穿孔出口处的压力为 P_1 ，第一级扩张室内的压力为 P_2 ，排空管道外的压力为 P_6 ，即为大气压 P_B 。

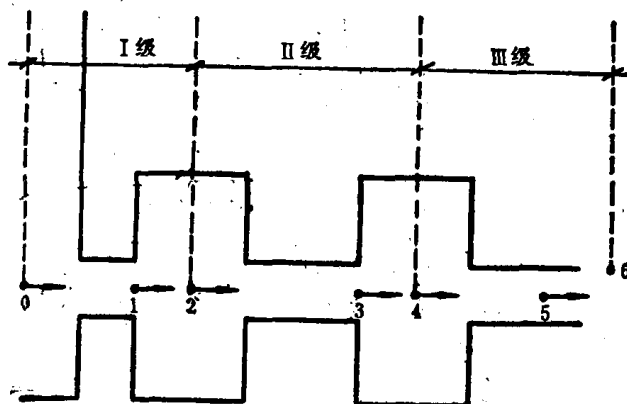


图 3-3-18 三级排空消声器示意图

从实用角度考虑，我们在作定量分析时可作如下简化假定：

(1) 气流通过穿孔时，可把穿孔看成是“一个”局部结构，压力损失主要来源于出口端的脱体喷注，而进口端的压力损失不必另加考虑。这就是说，气流从扩张室进入穿孔时的运动过程，可认为是等熵的。

(2) 气流在穿孔内运动时产生的压力损失，一般可以忽略不计。因此，穿孔出口端的驻点压力与上游扩张室内的驻点压力近似相等。

如果穿孔构件采用阻性多孔性材料，穿孔出口端的驻点压力将下降一定的倍数 q' 。

例如第二级扩张室与穿孔出口的驻点压力分别记为 P_{02} 与 P_{03} ，一般近似可得 $P_{03} = P_{02}$ ，考虑穿孔压力损失时得 $P_{03} = q' P_{02}$ ，其中 q' 为一个小于 1 的因子。为简单起见，我们取 $q' = 1$ 并不会影响论述的普遍性。

(3) 气流在穿孔构件上各个穿孔处的运动情况相同。除了穿孔附近区域外, 气流在扩张室内各处的运动情况相同。

在实际结构中, 气流运动情况在各处并不相同, 不过从统计平均的意义来说, 设气流为均匀的简化假定是合理的。

上述简化假定的实质内容是: 当气流从一扩张室经穿孔构件进入下一扩张室时, 其运动情况与上节中阐明的气体从高压容器中等熵出流以及进入扩张室时的运动情况一改, 因此可以直接应用上节中得出的一些关系式进行分析计算。

排空消声器的具体设计计算步骤如下:

(1) 适当选择扩张级数与各级驻点压降比

在实际问题中, 扩张级数 n 主要根据高压容器内压力 P_0 的大小来选择, P_0 越大, 相应的级数应越多。

设各级扩张室内的压力分别记为 $P_0, P_2, \dots, P_{2n}$, 其中 P_{2n} 为排空管道外的压力, 即大气压 P_B 。因为各扩张室内的流速一般较低, 在作初步设计时, 可暂不区分各扩张室内压力与驻点压力间的差别, 即暂设各扩张室的扩张比足够大, 气流进入扩张室后得到充分的扩张。

记各级穿孔构件两侧的驻点压降比为

$$q_1 \doteq \frac{P_2}{P_0}, q_2 \doteq \frac{P_4}{P_2}, \dots, q_n \doteq \frac{P_{2n}}{P_{2n-2}} = \frac{P_B}{P_{2n-2}}. \quad (1)$$

即

$$P_2 = P_0 q_1, P_4 = P_0 q_1 \cdot q_2, \dots, P_{2n} = P_B = P_0 \cdot q_1 \cdot q_2 \cdot \dots \cdot q_n. \quad (2)$$

由上式决定的驻点压降比, 都是不大于 1 的数值, 在通常情况, 把各级驻点压降比取为相等的数值 q 是适宜的, 可得

$$q = \left(\frac{P_B}{P_0} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (3)$$

从而得

$$P_2 \doteq P_0 q, P_4 \doteq P_0 q^2, \dots, P_{2n} = P_B = P_0 q^n, \quad (4)$$

可见各级扩张室的压力按几何级数迅速下降, q 值越小, 压力下降越迅速。

从实用角度考虑, 驻点压降比 q 过大或过小都是不适宜的, 通常宜控制在 0.5~0.7 范围内, q 值过大, 例如接近于 1 时, 各级压力降低缓慢, 扩张级数增多, 使消声器结构复杂化, 往往会得不偿失; 反之, q 值过小, 例如在 0.3 以下, 气流严重阻塞, 仍会产生强烈的喷注噪声而达不到消声的目的。

一般地说, 当容器内压力 P_0 较低时, 比如说 $P_0 = 2 \sim 4$ 大气压, q 值宜取偏高数值, 即取 $q = 0.7$ 左右。因为 q 值较大时, 各级喷注的流速在亚声速范围内相应较低, 可以明显提高消声效果。另一方面, 由于总压降较低, 消声器所需的扩张级数仍不太多, 只要 2~4 级就足够了, 实际结构并不复杂。这种把各级喷注控制在临界流速以下的设计叫做 **亚声速设计**。

当容器内压力较大时, 比如说 $P_0 = 10 \sim 40$ 大气压, q 值宜取偏低数值, 即取 $q = 0.5$ 左右。因为对于空气、过热蒸汽等气体, 临界压降比 q_c 稍大于 0.5 (参见表 3-3-5)。考虑到管道系统中或多或少存在其他附加的压力损失, 取 $q = 0.5$ 左右, 可使各级喷注刚好达到临界状态。这时, 喷注没有明显阻塞, 喷注噪声不至非常强烈。另一方面, 由于 q 值较小, 各级扩

张室压力下降迅速, 消声器所需的扩张级数不致太多。当 $P_0 = 10 \sim 15$ 大气压时, 扩张级数 n 可取为 4; 当 $P_0 = 16 \sim 30$ 大气压时, 可取为 5; 当 P_0 大于 30 大气压时宜取为 6。这种把各级喷注控制在刚好达到临界流速的设计叫做**临界设计**。

当容器内压力 P_0 很大时, 比如说 $P_0 \geq 100$ 大气压, 如果仍按临界设计取 $q = 0.5$ 左右, 势必使消声器所需的扩张级数很多, 从而使消声器实际结构过分庞大。在这种条件下, 较合理的设计是使各级驻点压降比取为不相等的数值。在消声器内部几级取足够低的数值, 而在消声器最外面的一级或二级仍取比较大的数值。这样, 在消声器内部几级喷注虽然强烈阻塞, 但最外面一二级喷注仍可保证不阻塞, 甚至可保持为亚声速。由于消声器内部几级喷注产生的喷注噪声不易通过下游几级穿孔构件向周围辐射, 因此不会明显影响消声效果。另一方面, 由于内部几级扩张室内压力迅速降低, 消声器所需的扩张级数仍不至太多, 一般容易控制在 3~4 级范围内。这种让内部若干级喷注处于阻塞状态的设计叫做**阻塞设计**。实践经验表明, 对于中压或高压容器, 采用阻塞设计的排空消声器是相当优越的。

(2) 计算各级穿孔构件在单位通流面积上的质量流量

第 i 级穿孔构件两侧的驻点压降比为

$$q_i = \frac{P_{2i}}{P_{(2i-2)}} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (5)$$

当 $q_i \leq q_c$ 时, 通过该级穿孔构件的气流达到临界流速, 质量流量相应达到最大值。记单位通流面积的最大质量流量为 J_i^* , 由上节式 (24) 可知

$$J_i^* = K \sqrt{\rho_{(2i-2)} \cdot P_{(2i-2)}} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (6)$$

由于各扩张室中的驻点温度是相同的, 驻点密度与驻点压力成正比, 因此通过穿孔构件的最大质量流量与上游侧扩张室内的驻点压力成正比, 即

$$\frac{J_i^*}{J^*} = \frac{P_{(2i-2)}}{P_0} = q_1 \cdot q_2 \cdot \dots \cdot q_{i-1} \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (7a)$$

或

$$J_i^* = K \sqrt{\rho_0 P_0} \cdot q_1 \cdot q_2 \cdot \dots \cdot q_{i-1} \quad (i = 1, 2, \dots, n). \quad (7b)$$

当 $q_i > q_c$ 时, 通过穿孔构件的气流为亚声速, 单位通流面积的质量流量 J_i 由下式决定

$$J_i = J_i^* \left(\frac{m_i}{m_i^*} \right) \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (8)$$

式中 $\frac{m_i}{m_i^*}$ 为第 i 级穿孔构件的质量流量比, 可根据上节式 (27) 或表 3-3-8 求出。设各级驻点

压降比取为相等时, 比值 $\frac{m_i}{m_i^*}$ 各级相同, J_i 与 J_i^* 相差一个固定的因子。

(3) 计算各级穿孔构件的通流面积

记第 i 级穿孔构件的通流面积为 S_i , 排空流量为 Q , 由连续性原理可得

$$J_i S_i = Q, \quad (9)$$

当各级穿孔构件都处于临界状态时, 可得

$$S_i^* = \frac{P_0}{P_{(2i-2)}} \cdot S_1^* \quad (i = 1, 2, \dots, n), \quad (10a)$$

即

$$S_2^* = \frac{S_1^*}{S_1}, S_3 = \frac{S_2^*}{q_1 \cdot q_2} \dots S_n^* = \frac{S_1^*}{q_1 \cdot q_2 \dots q_{n-1}}, \quad (10b)$$

可见各级临界状态的通流面积应按上游侧各级扩张室的驻点压力成反比地增大。实际通流面积 S_i 即为临界通流面积 S_i^* 。

当通过某一级穿孔构件的气流为亚声速时，实际通流面积 S_i 应按下式计算

$$S_i = S_i^* \left(\frac{m_i^*}{m_i} \right). \quad (11)$$

设各级穿孔构件两侧的驻点压降比取为相等的数值 q ，各级扩张室的驻点压力按压降比 q 的几何级数下降，而各级穿孔构件的通流面积按 $1/q$ 的几何级数逐级增大。因此实际设计时，只要计算出第一级的通流面积 S_1 ，相继乘以 $1/q$ 值后，就可以方便地得出以后各级的通流面积。当 q 值控制在 $0.5 \sim 0.7$ 范围内时，各级穿孔构件的通流面积增大的倍数相应地控制在 $1.4 \sim 2$ 范围内。

(4) 作出适当的机械结构设计

计算出各级穿孔构件的通流面积后，就可以进行机械结构设计。值得注意，排空消声器的机械结构应有足够的刚度，以免在高速气流冲击下发生强烈振动，特别是穿孔部分，宜尽可能优先采用柱面或锥面等刚度较大的壳结构，如果采用平板，就应适当增加板厚。

在通流总面积给定的条件下，穿孔直径宜尽可能取得小些，因为穿孔直径小，喷注噪声频谱向高频方向移动，可产生附加的消声效果。

扩张室要有足够大的扩张比，一般宜控制在 10 以上。扩张比不够大时，进入扩张室的气流不能得到充分扩张，因此具有较大流速，使扩张室内压力与驻点压力间产生明显差别。

以上关于机械结构上的要求往往受到具体条件的限制。例如对于多级排空消声器，由于受到空间体积的限制，不容易保证有足够大的扩张室。又如采用小孔穿孔构件时，尽管它具有优越的消声效果，但在工艺上往往存在一些具体困难，特别是要保证小孔穿孔结构件具有足够大的通流总面积，实际设计、制造时难以实现。

(5) 复核各级扩张室扩张比的影响

作初步设计时，可设各扩张室的扩张比足够大，扩张室内的压力与驻点压力近似相同。但在实际机械结构设计中，扩张比 σ 不一定能控制在 10 以上，这时应对气流扩张不充分造成的影响进行复核。特别是在亚声速设计中，扩张室内压力恢复较大时，将使流量相应降低。这就是说，要保持一定流量时必须使驻点压降比相应提高（参见表 3-3-8 至 3-3-12）。对于阻塞设计，扩张比的影响一般可以不必另加考虑。

(6) 确定最外面一级（或二级）的驻点压降比或流速

如果最外面一级（或二级）穿孔构件两侧的驻点压降比 q_n 是适当选定的，那么就应根据流量的条件确定穿孔构件相应的通流面积和马赫数。

如果排空消声器各级穿孔构件的通流面积预先给定，那么就应根据容器内压力条件确定各级穿孔构件的驻点压降比，再求最外面一级穿孔构件的马赫数。

三、设计计算实例

[实例 1] 某厂高压蒸汽锅炉内压力达 100 大气压。采用的排空消声器设计为六级，各级穿孔构件的通流面积以 1.5 倍的比值，按几何级数逐级增大。试分析这种设计的气体动力

特性。

记第 n 级穿孔构件的通流面积为 S_n , 两侧驻点压降比为 q_n , 质量流量比为 $\left(\frac{m}{m^*}\right)_n = f_n$ 。

可得

$$S_n = (1.5)^{n-1} S_1 \quad (n=1, 2, \dots, 6),$$

$$S_n m^* f_n(q_n) = \text{常数} \quad (n=1, 2, \dots, 6),$$

质量流量比 f_n 为可根据上节分析结论得出。设各级扩张室的扩张比足够大, 当 $q_n \leq q_c$ 时, $f_n(q_n) = 1$; 当 $q_n > q_c$ 时, $f_n(q_n)$ 值可由表 3-3-8 查出, 或直接由 § 3-5 式 (27) 算出。

各个扩张室的驻点压力由下式得出

$$P_{2n} = P_0 \cdot q_1 q_2 \dots q_n \quad (n=1, 2, \dots, 6).$$

值得指出, 假使驻点压力随通流面积按 1.5 倍的几何级数逐渐下降, 即假使各驻点压降比相同并等于 $2/3$, 可得 $P_6 = P_0 (2/3)^6 = 11.4$ 大气压, 将远大于大气压而与实际情况不符。这就是说, 当容器内压力 P_0 较高时, 通流面积以按 1.5 倍的几何级数逐级扩张并不可能使各级驻点压降比相同。可以预期, 由于各级扩张室内的驻点压力下降不够迅速, 势必使最外面一级 (即第 6 级) 穿孔构件上阻塞, 可得 $f_6(q_6) = 1$ 。把质量流量连续方程, 改写成下面的递推公式的形式

$$f_n(q_n) = \frac{S_{n+1}}{S_n} \cdot \frac{m_{n+1}^*}{m_n^*} \cdot f_{n+1}(q_{n+1}) \quad [n=1, 2, \dots, (n-1)],$$

即

$$f_n(q_n) = 1.5 q_n f_{n+1}(q_{n+1}) \quad [n=1, 2, \dots, (n-1)].$$

给定 $f_{n+1}(q_{n+1})$ 时, 可以求出 q_n 和 $f_n(q_n)$ 。依次类推, 可以计算出各级驻点压降比 q_n 、质量流量比 f_n 以及相应的各级扩张室的驻点压力 P_{2n} 。计算结果列在表 3-3-13 内。

六级排空消声器的气体动力特性 表 3-3-13

$P_0 = 100$ 大气压 $\gamma = 1.30$

级数 n	驻点压降比 q	质量流量比 $f = m/m^*$	扩张室驻点压力 P (大气压)
1	0.667	0.979	62.5
2	0.666	0.979	39.1
3	0.665	0.979	24.4
4	0.662	0.980	15.2
5	0.650	0.983	9.34
6	0.107	1.000	1.00

可以看出, 在上述设计中, 排空消声器最外面一级仍旧严重阻塞, 而内部各级反而并没有达到临界状态。由前面的分析可知, 这种设计是不合理的。

值得指出, 在早期噪声控制工程中, 对于高压锅炉的排空消声器往往采用这种设计, 尽管这种消声器的扩张级数已相当多, 结构也非常庞大, 但由于带有关键性的最外面一级没有处理好, 消声效果并不理想。特别是这种设计的内部各级并没有起充分的扩张降压作用, 而装消声器后的排空流量反而有所下降, 因此, 总的来说是得不偿失的。

[实例 2] 某厂过热蒸汽排空管道中, 当汽包内压力达 13~15 大气压时, 要求排空最大流量达到 20 吨/时。当压力较低时, 排空平均流量在 5 吨/时以上。试设计排空消声器。设

蒸汽温度为 150℃。

为了保证能顺利排空，按最大流量的要求进行设计。即当压力达 13~15 大气压时，流量达到 20 吨/时，而消声器内各级达到临界状态，但还不致于相当严重地阻塞。这样，当压力降低时，仍能保证有足够的流量。因此，本消声器宜采用临界设计。

因为过热蒸汽的临界压降比为 $q_c = 0.546$ ， $(1/q_c)^4 = 11.2$ 。考虑到排空管道系统内存在一定的附加压力损失，可作选择如下：扩张级数 $n = 4$ ，各级驻点压降比 $q = 0.546$ ，要求当 $P_0 = 11.2$ 大气压时即达到所需最大流量 $m^* = 20$ 吨/时。

汽包内压力 $P_0 = 11.2$ 大气压，温度 $T_0 = 273 + 150 = 423$ 开时，可得蒸汽密度 ρ_0 为

$$\rho_0 = \frac{P_0}{T_0} \cdot \frac{M_r}{R} = \frac{11.2}{423} \cdot \frac{18}{0.082} = 5.8 \text{ 公斤/米}^3。$$

由此可得第一级穿孔构件处单位面积上的最大流量为

$$J^* = K \sqrt{P_0 \rho_0} = 765 \sqrt{11.2 \times 5.8} = 6.2 \times 10^3 \text{ 吨/时} \cdot \text{米}^2。$$

按最大流量设计要求，可得第一级穿孔构件通流面积 S_1 为

$$S_1 = \frac{m^*}{J^*} = \frac{20}{6.2 \times 10^3} = 3.2 \times 10^{-3} \text{ 米}^2。$$

如果穿孔直径取为 10 毫米，每孔的面积为 $\pi/4 \times 10^{-6}$ 米²，可得开孔数 N_1 为

$$N_1 = \frac{3.2 \times 10^{-3}}{\pi/4 \times 10^{-6}} \approx 40 \text{ 个}。$$

由此得第二、三、四级的开孔数分别为

$$N_2 = \frac{N_1}{q} = \frac{40}{0.546} \approx 75 \text{ 个}，$$

$$N_3 = \frac{N_2}{q} = \frac{75}{0.546} \approx 138 \text{ 个}，$$

$$N_4 = \frac{N_3}{q} = \frac{138}{0.546} \approx 252 \text{ 个}。$$

考虑到第四级的孔数偏多，加工不方便，可以只开一半孔数，而另一半用一个总面积相同的大孔代替。因孔数与直径的平方成正比，126 个直径为 10 毫米的孔，相当于一个直径为 112 毫米的大孔。

机械结构设计如图 3-3-19 所示。

【实例 8】 某厂一蒸汽锅炉，排放时的表压为 39 公斤/厘米²，原有排空管道的直径为 50 毫米。技术改造时要设计消声效果好而机械结构轻巧的排空消声器。

考虑到排放时要求达到的质量流量指标不明确，应按原有排空管道设计，即在装置排空消声器后保证达到原来的流量。

为了达到消声效果好而机械结构轻巧，因此采用阻塞设计，并在最外面一级采取附加措施，使流速尽可能地降低。

具体设计如图 3-3-20 所示，采用三级扩张设计。第一级即直径为 50 毫米的管道。在上

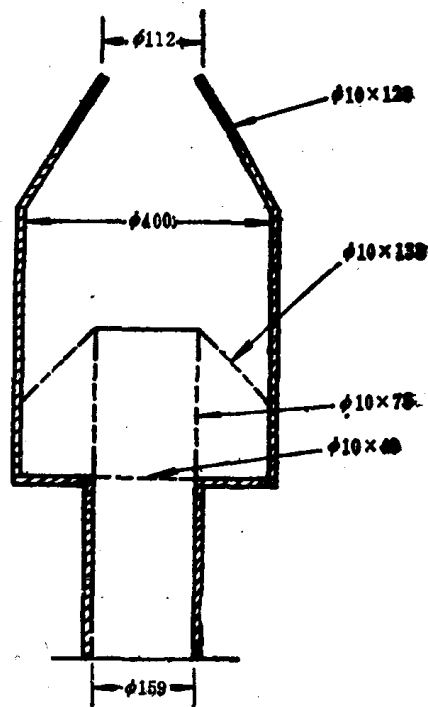


图 3-3-19 四级排空消声器典型设计

游侧的驻点压力 $P_0 = 40$ 大气压, 扩张后的驻点压力 P_2 迅速降低至 4 大气压左右。为了达到这一目的, 只要让第二级穿孔结构有足够大的通流面积即可。设第二级也处于阻塞状态, 驻点压力由 40 大气压降低至 4 大气压, 穿孔结构的通流面积应相应增大 10 倍。例如第二级采用直径为 20 毫米的穿孔, 穿孔数为

$$N_2 = 10 \left(\frac{50}{20} \right)^2 \approx 62 \text{ 个}.$$

第二级扩张后的驻点压力应尽可能地低一些, 使第三级下游的流速降低。例如可选择驻点压力 P_4 为 1.5 大气压左右, 即选择第三级的驻点压降比 $q_3 \approx 2/3$ 。由表 3-3-8 查出质量流量比为 $m/m^* = 0.965$, 因此第三级的通流面积 S_3 应由下式决定

$$S_3 = \frac{40S_1}{1.5 \times 0.965} = 27.6S_1 = 5.42 \times 10^{-2} \text{ 米}^2.$$

为了达到这一目的, 第三级可采用多层细网, 一方面容易保证达到有较大的通流面积, 另一方面也可能起一定的移频作用。

由于第三级细网的穿孔率比较高, 气流通过网孔后扩张往往不够充分。为此, 在第三级下游装置一段缓慢扩展的喇叭管, 它主要起提高有效扩张比的作用, 从而可以使消声器在装置细网部位的实际截面面积显著缩小。

上述设计中的关键, 是让压力在排空消声器内部迅速降低, 避免采用多级扩张缓慢下降的常规设计。这样, 一方面可使结构轻巧, 并可保证最外面一、二级有足够大的通流面积, 另一方面由于把严重阻塞产生的喷注噪声封闭在消声器内部, 而让较低流速产生的喷注噪声处在外部, 因此可以达到最佳的效果。

四、排空消声的消声效果

排空管道系统装置排空消声器后, 向周围环境辐射的喷注噪声可以大幅度下降, 它的消声效果应该用装置消声器前后噪声声功率级的降低量 (即消声器的插入损失) 来进行评价。

装置消声器前, 排空时喷注严重阻塞, 喷注噪声的声功率级可根据第三篇 § 3-4 中式 (6) 进行估算。该式可改写如下:

$$L_w = a + 20 \lg \frac{(1-q)^2}{q(1-0.5q)} + 10 \lg S. \quad (12)$$

式中压降比 q 为下游环境压力与上游驻点压力之比, S 为排空管道截面面积, a 为一定的常数, 与喷注噪声指向性及单位换算关系等因素有关。

装置排空消声器后, 设向周围环境辐射的噪声主要由最外一级喷注所决定, 压降比 q 值以及通流截面面积 S 改变, 噪声声功率级相应变化。

记容器内的驻点压力为 P_0 , 环境压力为 P_B , 相应地压降比为 $q_0 = P_B/P_0$ 。装置排空消声器后, 最外面一级穿孔构件上游一侧的驻点压力为 P_f , 相应的压降比为 $q_f = P_B/P_f$ 。由于穿孔构件通流面积与上游一侧的驻点压力成反比, 可得排空消声器的插入损失 D_0 为

$$D_0 = 20 \lg \frac{(1-q_0)^2}{(1-q_f)^2} \cdot \frac{(2-q_f)}{(2-q_0)} + 10 \lg \frac{q_f}{q_0}. \quad (13)$$

对于临界设计, 或阻塞设计的排空消声器, 最外面一级控制在接近临界状态时, 即 q_f 接近临

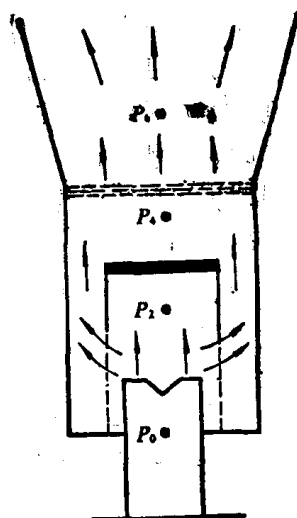


图 3-3-20 一种高效排空消声器的设计

界压力比 q_c 时, 由上式预测排空消声器的消声效果是适宜的。取 $q_f = q_c$ 时的数值结果 参见表 3-3-14。

排空消声器插入损失 D_0 的估算值 ($q_f = q_c$) 表 3-3-14

P_0	q_0	D_0 (分贝)	
		$\gamma=1.40$	$\gamma=1.30$
2	0.5000	1.2	1.9
3	0.3333	7.5	8.2
5	0.2500	12.5	13.3
10	0.1000	17.3	18.1
15	0.0667	19.6	20.4
20	0.0500	21.2	21.9
25	0.0400	22.3	23.0
30	0.0333	23.2	23.9
40	0.0250	24.6	25.3
50	0.0200	25.6	26.4
60	0.0167	26.5	27.2
80	0.0125	27.8	28.5
100	0.0100	28.8	29.5

如果最外面一级采用小孔穿孔构件时, 借助移频作用, 对于 A 声级可获得附加的降低量 ΔD_A [参见第三篇 § 3-4 式 (8)]。 A 得计权插入损失 D_A 为

$$D_A = D_0 + \Delta D_A. \quad (14)$$

如果最外面一级采用阻性构件, 那么上游一侧的驻点压力 P_f 应当用一定的较低值代替, 即 q_f 应当掉换成较大的数值。

对于亚声速设计的排空消声器, 当最外面一级穿孔构件通流截面上的流速显著低于临界流速时, 特别是当下游侧装置一段扩张管道时, 气流速度减小, 可使喷注噪声进一步降低。以 $q_f = q_c$ 时的声功率级作为比较标准, 面积扩张使流速降低时声功率级的附加降低量 ΔD_v 可用下式估计

$$\Delta D_v = 80 \lg \frac{1}{M} - 10 \lg \frac{S}{S^*} \quad (15)$$

式中 S^* 为最外面一级穿孔构件的临界截面面积, S 和 M 为实际面积及相应的马赫数。当马赫数 M 接近于 1 时, 上式结果与直接由式 (13) 所得结果近似相等。

在上述估计 D_0 、 ΔD_A 和 ΔD_v 的过程中, 下面几点经验有一定参考价值:

(1) 排空消声器最外面一级宜控制在接近临界状态 (即 $q_f = q_c$)。当 P_0 由临界压力提高至 10 大气压时, D_0 迅速由零增加至 18 分贝左右。当 P_0 由 10 大气压提高至 100 大气压时, D_0 只不过再增大 10 分贝左右。这表明对于高压容器, 消声效果随容器内压力的变化不很敏感。这就是说, 减少扩张级数, 让排空消声器内部几级严重阻塞, 并不会明显影响消声效果, 但可以使消声器结构大为简化。

(2) 最外面一级采用小孔构件, 可以有效地增加 A 计权消声效果。不过, 在实际设计中, 要保证小孔穿孔构件有足够大的通流总面积, 在技术上不很容易实现。假使通流面积不够大, 将使喷注严重阻塞, 影响消声效果, 甚至可能明显降低排空时的质量流量, 使实际消声

效果产生虚假现象。

(3) 采用小孔穿孔构件, 借助第三篇 § 3-4 中式 (8) 估算 A 声级附加降低量 ΔD_A 时往往偏高, 这是由于相邻小孔间的距离往往不能保证充分大, 使得, 小孔喷注间相互干扰, 不能看成是相互独立的喷注, 从而将使消声效果下降。

(4) 最外面一级采用阻性构件是有利的, 它相当于使构件两侧驻点压力下降的倍数减小。采用这种措施的关键是要保证有足够大的通流面积, 否则也将产生严重阻塞, 使实际消声效果产生虚假现象。

(5) 对于亚声速喷注, 借助式 (15), 估算声功率级附加降低量 ΔD_p 时也往往偏高, 这是由于排空消声器出口处产生的喷注噪声降低时, 内部各级产生的喷注噪声通过穿孔构件向外传播的影响不再可以忽略, 甚至转化成为占主要地位。

由上面的分析可知, 排空消声器的实际消声效果受到多方面的因素所制约, 很难作精确计算。在通常情况, 插入损失 D 控制在 10~20 分贝的范围是容易实现的。采用移频、阻尼、渐扩等措施后, 在最佳的条件下达到 25~30 分贝的插入损失, 也是可行的。

例如在实例 2 中, 按临界设计的排空消声器, 由表 3-3-14 所得插入损失 D_0 的预测值为 20 分贝左右。在距排空管口 10 米处, 实测结果如图 3-3-21 所示, 消声器 A 声级插入损失为 21 分贝, 与理论结果良好相符。

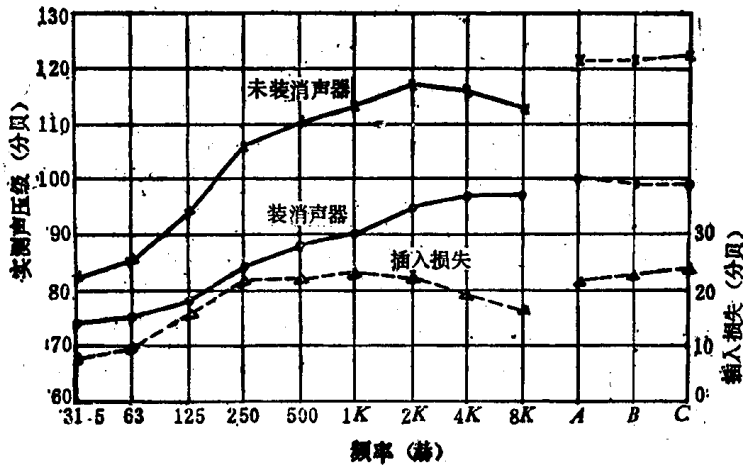


图 3-3-21 四级排空消声器的插入损失

又如在实例 3 中, 按阻塞设计的排空消声器, 由式 (13) 估算插入损失 D_0 , 取 $q_0 = 1/40$, $q_f = 1/1.5$, 可得 D_0 值为 31 分贝。改由式 (15) 估算时, 可得 D_0 值约为 32 分贝, 两者相差不大。在距排空管口 10 米处的实测结果如图 3-3-22 所示, 消声器 A 声级插入损失达 30 分贝, 与理论结果大致相符。这间接表明, 喷注噪声源主要在第三级细网附近, 而并不在消声器实际出口附近。

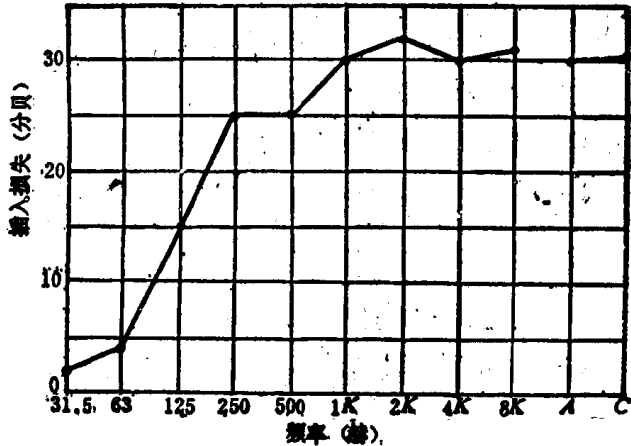


图 3-3-22 一种高效排空消声器的插入损失

第四篇 隔声，隔振与减振

在噪声传播途径中采用密实材料制成的构件加以阻挡，是常见而且有效的一种控制措施。例如厚度只有1毫米的钢板，在500至1000赫的中频范围内，可以使噪声降低30分贝左右；常用厚度为24厘米的砖墙，在中频范围内可以使噪声降低50分贝左右。这种控制噪声的措施叫做**隔声措施**。它并不直接吸收噪声，而只是隔离噪声，使待控制区域所受的噪声干扰减弱。前面曾作分析研究的声屏障、抗性消声器等措施，广义地说也属于隔声措施。

在隔声问题中，按照声源激发性质和传播途径的不同，通常把噪声区分为空气声和结构声（或固体声）。

声源直接激发空气辐射的声波叫做**空气声**。它主要借助空气媒质传播。例如，振动着的机器壳体表面辐射的声波，高速气流喷注辐射的声波等都属于空气声。声源向周围空气媒质辐射的空气声，在传播途径中也可以经过墙壁、楼板等固体构件，最后仍以空气声的形式传播到待控制的区域，这种间接传播的声波仍属空气声。

声源的振动或撞击直接激发固体构件振动，并以弹性波的形式在固体构件中传播出去。这种声波叫做**结构声**或**固体声**。结构声主要借助固体构件传播，例如撞击墙壁或楼板等固体构件辐射的声波，风机振动激发产生沿管道管壁传播的声波等都属于结构声。结构声在传播过程中同时也向周围空气媒质辐射空气声，实际上最后为人耳所感知的仍是空气声。由上可知，空气声与结构声是相互紧密联系的，只是两者所侧重的方面有所不同。对于空气声，声源首先向空气辐射声波，人们主要关心空气中的声场。对于结构声，声源首先激发产生固体构件中的声波，人们主要关心固体构件的传声特性。

实际的传声途径往往是很复杂的。例如，一台机器对相邻房间的噪声干扰可以采取多种不同的传声途径，如图4-0-1所示：第一，声源室内机器辐射的空气声直接通过墙壁的孔口或缝隙传入受声室（声波1）；第二，声源室内的空气声透过隔墙传入受声室（声波2）；第三，机器机座振动激发产生向外传播的结构声，通过受声室地面或侧墙的辐射而传入受声室内（声波3）；第四，空气声激发声源室侧墙振动，从而产生沿房屋结构传播的结构声，再通过受声室侧墙的辐射而传入室内（声波4）。

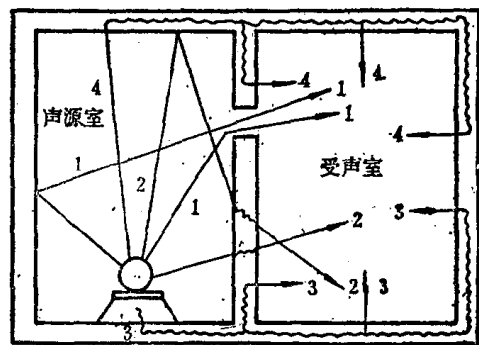


图 4-0-1 噪声的不同传声途径

如果我们控制相邻房间所受的噪声干扰，就应对各种不同传声途径上所传输的声功率作定量或半定量的估计，然后分清主次，采取适当的相应隔离措施，使受声室内的噪声级降低到容许范围内。

对于空气声与结构声通常应针对它们的特点采取不同的隔离措施，不能相互代替。例如建筑物的楼板层一般有足够的厚度和重量，并具有良好的密封性，因此楼上房间的大声喧闹对楼下房间的干扰并不大，即楼板对于空气声的隔离性能相当良好。但是楼上房间拖动桌椅的

撞击声或穿木屐拖鞋时的脚步声却可以对楼下房间产生强烈的干扰，即楼板对于结构声的隔离性能往往较差。由此可见，对于空气声隔离性能良好的构件，对于结构声的隔离性能并不一定也良好。反过来说也是这样，如对结构声隔离效果良好的地毯、软木等垫层，对空气声的隔离效果却相当差。一般地说，对于空气声宜采用厚、重、密实的隔离构件，由于空气中的声速和密度很低，即特性阻抗很低，而固体构件中特性阻抗很高，因此空气声绝大部分在界面上反射，从而达到降低噪声的目的。反之，对于结构声，宜采用轻薄、柔顺的隔离构件，因为这样一来，可使特性阻抗相差悬殊，声波在界面上强烈反射，从而达到降低噪声的目的。在实际噪声控制工程中，为了提高隔声措施的效果，往往采用综合性的复合结构，不但能使空气声或结构声绝大部分在隔离构件上反射，而且在一定程度上也可在隔离构件上被吸收。

直接对声源采取措施，使它激发产生的噪声减弱，也是控制空气声或结构声的有效方法。例如在机器机座下面安装弹簧或橡胶垫层，可以隔离机器振动使它不致强烈激发结构声。这种措施叫**隔振措施**。又如在机器壳体表面衬贴阻尼材料层，可以使振动明显减弱，从而使壳体表面辐射的空气声降低。这种措施叫做**减振措施**。与隔声措施相比较，隔振与减振措施对于控制噪声在本质上并没有什么不同，但具体分析上有明显的差别。隔声措施是从声传播角度考虑的，其理论基础建立在波的概念上。隔振与减振措施是从隔离或降低声源振动角度考虑的，其理论基础建立在振动的概念上的。前者着重在声场的分析，而后者着重在声源本身。

本篇内我们对上述隔离措施作较系统的介绍，着重阐明它们的理论基础及其在噪声控制工程中的应用，避免作复杂冗繁的数学运算。本篇分为三章，第一章为空气声的隔离，着重介绍大面积单层墙与双层墙的隔声性能；第二章为结构声的隔离，着重讨论撞击声的产生与隔离；第三章为振动控制，扼要地阐明隔振措施与减振措施。

第一章 空气声的隔离

空气中的传播的平面声波向固体构件入射时，绝大部分声波被反射，一小部分声波透过固体构件进入另一侧。记入射声波的声压为 P_i ，声强为 I_i ，透射声波的声压为 P_t ，声强为 I_t ，得

$$\tau = \frac{I_t}{I_i} = \frac{P_t^2}{P_i^2}, \quad (1)$$

比值 τ 就是声能透射系数（参见第一篇 §3-1）。采用分贝为单位，并记

$$R = 10 \lg \frac{1}{\tau}, \quad (2)$$

即

$$R = 10 \lg \frac{I_i}{I_t} = 20 \lg \frac{P_i}{P_t}. \quad (3)$$

式中 R 值反映构件隔声性能的优劣，叫做构件的**隔声量***。

对于给定的固体构件，隔声量与声波频率密切相关，一般地说，低频时的隔声量较低，高频时的隔声量较高。不过，在板状构件中容易产生弯曲波，在一定频率下会产生类似共振现象的吻合效应，使构件的隔声量大幅度下降。

在实际问题中，采用固体构件隔离空气声的关键是要使构件在所需频率范围内有足够高的隔声量。这不仅涉及声波通过构件的透射问题，而且与构件的材料及结构设计等因素密切相关。

总的来说，构件中声波的传播主要取决于三个方面因素：（1）声场，包括声波频率、入射方向等因素；（2）材料，包括隔声材料的品种、密度、弹性和阻尼等因素；（3）结构，包括构件的几何尺寸以及安装条件等因素。在各种不同条件下，可能某一方面的因素起主要作用，在构件的隔声性能上产生相应的特点。

本章内重点介绍单层墙和双层墙的隔声性能。如果没有另外说明，假定声场为完全扩散，构件面积足够大，可以忽略其边界条件产生的效应。

§ 1-1 单层墙的隔声性能

声波透过单层均质墙板传播的问题是分析研究隔声技术的基本问题。单层墙的隔声性能在原理上与扩张式抗性消声器是类似的，不过在技术细节上存在明显的差别。在抗性消声器中，声波的传播方向和传播速度单纯，而在墙板隔声构件中，声波入射方向复杂，在构件中声速变化并且可以有不同类型声波。下面，我们对不同情况分别进行分析讨论。

一、声波正入射时的隔声量

* R 值也可叫做构件的传声损失。在早期文献中往往叫做透射损失、传输损失等，并记为 TL 。现根据国家标准 GB3102, 7-82 命名为隔声量，符号为 R 。

如图 4-1-1 所示, 设一平面声波沿 X 轴正向传播, 一部分声波在界面上反射, 还有一部分由空气(媒质 1) 通过厚度为 H 的墙板(媒质 2) 后, 再进入空气(媒质 3)。

记声波角频率为 ω , 墙板中的密度为 ρ , 声速(胀缩波)为 c , 波数 $k = \omega/c$, 在空气中的相应量分别用 ρ_0 、 c_0 和 k_0 表示。沿 X 轴正向传播的声压幅值, 用 A 表示, 沿 X 轴负向传播的声压幅值用 B 表示, A 和 B 的脚标 1、2、3 分别表示左侧、墙板中和右侧三部分空间中的相应量。

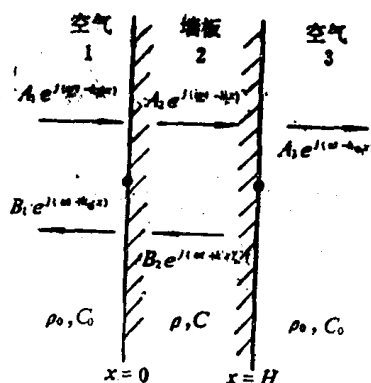


图 4-1-1 声波的透射

由 $x=0$ 处的声压和质点振速连续的边界条件可得

$$A_1 + B_1 = A_2 + B_2, \quad (1)$$

$$\rho_0 c_0 (A_1 - B_1) = \rho c (A_2 - B_2), \quad (2)$$

由 $x=H$ 处相应的边界条件可得

$$A_2 \exp(-jkH) + B_2 \exp(jkH) = A_3, \quad (3)$$

$$\rho c [A_2 \exp(-jkH) - B_2 \exp(jkH)] = \rho_0 c_0 A_3, \quad (4)$$

记墙板与空气特性阻抗的相对比值为 σ , 即

$$\sigma = \frac{\rho c}{\rho_0 c_0}, \quad (5)$$

可求出

$$\frac{A_1}{A_3} \cos(kH) + \frac{j}{2} \left(\sigma + \frac{1}{\sigma} \right) \sin(kH), \quad (6)$$

由此得声强透射系数 τ 为

$$\tau = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{4}{4 \cos^2(kH) + \left(\sigma + \frac{1}{\sigma} \right)^2 \sin^2(kH)}. \quad (7a)$$

相应的隔声量 R 为

$$R_0 = 10 \lg \frac{1}{\tau_0} = 10 \lg \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\sigma - \frac{1}{\sigma} \right)^2 \sin^2(kH) \right\}. \quad (8a)$$

在实际问题中, 墙板一般为密实的固体材料, 它的特性阻抗 ρc 远比空气的特性阻抗 $\rho_0 c_0$ 来得大, 即比值 σ 远大于 1, 并且可设 $\sigma \sin(kH) \gg 2 \cos(kH)$, 式 (7a) 和式 (8a) 分别简化为

$$\tau_0 \approx \left(\frac{2}{\sigma \sin(kH)} \right)^2, \quad (7b)$$

$$R_0 \approx 20 \lg \left\{ \frac{\sigma}{2} \sin(kH) \right\}. \quad (8b)$$

在常用频率范围内, 墙板中声波(胀缩波)的波长 λ 一般远大于墙板厚度 H , 即乘积 kH 一般为小值, 因此 $\sin(kH)$ 可用 kH 来代替, 式 (7b) 和式 (8b) 可进一步简化为

$$\tau_0 \approx \left(\frac{2}{\sigma kH} \right)^2 = \left(\frac{\rho_0 c_0}{\pi f \rho H} \right)^2, \quad (7c)$$

$$R_0 = 20 \lg \left(\frac{\pi}{\rho_0 c_0} f \rho H \right), \quad (8c)$$

式中乘积 ρH 为单位面积墙板的质量，即墙板面密度，以千克/米²为单位， f 为声波频率，以赫为单位。在室温时，取空气特性阻抗为 415 MKS 单位，由式 (8c) 可得

$$R_0 = 20 \lg (f \rho H) - 42.4 \quad (\text{分贝}). \quad (9)$$

上式表明，对于给定频率，墙板面密度 ρH 越大，它的隔声效果就越好。墙板面密度每增加一倍，隔声量相应提高 6 分贝，在隔声设计中，通常把这个规律叫做**质量定律**。式 (9) 还表明，对于给定墙板，声波频率越高相应的隔声效果越好，频率每提高一倍（即增加一个倍频程），隔声量相应提高 6 分贝。

如果不考虑声波在墙板内传播的细节，在 $\lambda \gg H$ 的条件下可把墙板近似看成具有声质量的集总元件，单位面积的声抗为 $(j\rho H\omega)$ 。沿入射声波向墙板看，在界面上的法向声阻抗率为

$$Z_s = \rho_0 c_0 + j(\omega \rho H), \quad (10)$$

上式右方第一项反映墙板背后空气的特性阻抗。由此可得声压反射系数 R_P 为

$$R_P = \frac{Z_s - \rho_0 c_0}{Z_s + \rho_0 c_0} = \frac{j(\omega \rho H)}{2\rho_0 c_0 + j(\omega \rho H)}, \quad (11a)$$

$$\text{即} \quad |R_P|^2 = \frac{x_0^2}{1 + x_0^2}, \quad (11b)$$

式中 $x_0 = \frac{\omega \rho H}{2\rho_0 c_0}$ 为远大于 1 的数值。由此可得声能透射系数 τ_0 和隔声量 R_0 为

$$\tau_0 = 1 - |R_P|^2 = \frac{1}{1 + x_0^2} \doteq \frac{1}{x_0^2}. \quad (7d)$$

$$R_0 = 20 \lg x_0. \quad (8d)$$

分别与式 (7c) 和式 (8c) 相一致，当 R_0 大于 15 分贝时，上述简化关系式在实用问题中是足够精确的。

二、声波无规入射时的隔声量

平面声波以入射角 θ 向“无限大”墙板投射时，反射声波或透射声波传播方向与墙面法线方向间夹角也等于 θ ，如图 4-1-2 所示。空气中声波产生的质点振动速度在墙板法向方向的分量为 $V_0 \cos \theta$ ，如果我们只考虑法向运动，那么斜入射时空气的特性阻抗为 $(\rho_0 c_0) / \cos \theta$ 。对于单位面积墙板，沿入射声波向墙板看，在界面上的法向声阻抗率 Z_s 应改写为

$$Z_s = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} + j(\omega \rho H), \quad (12)$$

由此可得声压反射系数 R_P 为

$$R_P = \frac{Z_s - (\rho_0 c_0) / \cos \theta}{Z_s + (\rho_0 c_0) / \cos \theta}, \quad (13)$$

声能透射系数 $\tau(\theta)$ 为

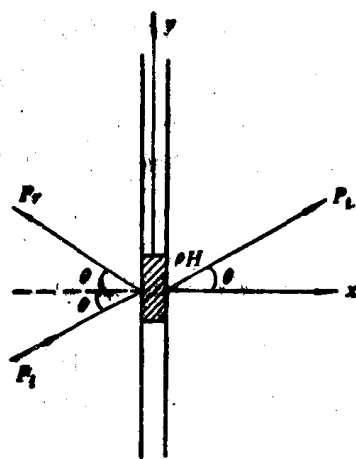


图 4-1-2 斜入射

$$\tau(\theta) = \frac{1}{1 + X_0^2}, \quad (14)$$

式中

$$X_0 = \frac{\omega \rho H}{2 \rho_0 c_0} \cos \theta = X_0 \cos \theta, \quad (15)$$

相应的隔声量 $R(\theta)$ 为

$$R(\theta) = 10 \lg \{1 + X_0^2\}, \quad (16)$$

与正入射时的情况相比较, 只要把空气特性阻抗 $\rho_0 c_0$ 掉换成 $(\rho_0 c_0) / \cos \theta$ 就行。

在实际问题中, 室内声场一般假定为完全扩散, 声波向墙板无规入射。因此透过墙板的声能应按立体角带权平均。即无规入射时的声能透射系数由下式决定

$$\bar{\tau} = \frac{\int_0^{\pi/2} \tau(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta}{\int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta}, \quad (17)$$

将式 (14) 和式 (15) 代入上式, 经简单运算可得

$$\bar{\tau} = 2 \int_0^1 \frac{t dt}{1 + X_0^2 t^2} = \frac{1}{X_0^2} \ln(1 + X_0^2), \quad (18)$$

当正入射时的隔声量 R_0 大于 15 分贝时, 可得无规入射时的隔声量 $\bar{R}$ 近似为

$$R = 10 \lg \frac{1}{\bar{\tau}} = R_0 - 10 \lg \{0.23 R_0\}. \quad (19)$$

由上式可以看出, 当频率提高一个倍频程时, R_0 增加 6 分贝, R 相应的增量将低于 6 分贝。例如 $R_0 = 22$ 分贝时, R 约增加 4.8 分贝。这表明无规入射时的隔声量随频率增加的速率比正入射时的情况要慢一些。

值得指出, 当入射角 θ 接近 $\frac{\pi}{2}$ 时, 即接近掠射时, 由式 (15) 得 $X_0 = 0$, 相应的声能透射系数 $\tau(\theta)$ 趋近于 1, 即入射的声能几乎全部透射, 这往往与实际情况不相符。这就是说, 上述理论分析所得无规入射隔声量的计算值将低于实测值。上述理论是一种简化近似理论, 未考虑声波在墙板内传播的细节, 与严格的理论分析有差别。在实际问题中, 声场完全扩散的假定往往不能很好实现, 特别是接近掠射时的声强, 一般要低于按各方向统计平均的声强。为此, 宜对上述理论作局部修正, 在式 (17) 中计算声能透射系数的带权平均值时, 积分上限取为 $(\pi/2 - \pi/15)$, 即取入射角的上限为 78° , 把接近掠射的声波予以扣除。所得结果将略高于由式 (19) 计算所得数值。在实用范围内, 由式 (19) 所得无规入射隔声量 $\bar{R}$ 比正入射隔声量约低 6—8 分贝, 而修正理论所得结果约低 5 分贝左右, 与实测值更好地相符。作为粗略的估计, 现场测量的混响场隔声量 R' 可取为

$$R' = R_0 - 5 \quad (\text{分贝}). \quad (20)$$

三、薄板中的弯曲波

声波在固体内传播时有两种基本类型的波, 即为胀缩波 (为纵波) 和切变波 (为横波)。声波在板状或棒状等有界固体媒质中传播时, 胀缩波和切变波组合在一起, 可以形成其他类型的波。

在墙板隔声理论中, 墙板的运动主要表现为整体运动及弯曲运动。前面已作分析讨论

的，是整体运动，它由墙板中的胀缩波所控制。把墙板看作是“无限大”薄板，当它作弯曲运动时，会产生沿中性面传播的机械波，叫做弯曲波，它对墙板的隔声性能有重要影响。下面，我们对弯曲波的产生及其传播规律作扼要的介绍，以阐明物理现象为主，避免对严格的数学理论作详细论述。

如图 4-1-3 所示，一厚度为 H 的均匀薄板，静止时处于垂直位置。在板上取一微分元段 AB ，其两端坐标分别为 y 和 $y+dy$ 。设薄板沿 Y 轴方向发生弯曲，元段 AB 两端沿厚度方向的位移（向右为正）分别为 ξ 和 $\xi+d\xi$ ，在截面左半部被拉伸而在右半部被压缩，中间为一个既不拉长也不缩短的中性面。在元段 AB 两端受到的弯矩分别为 M （逆时针为正）和 $M+dM$ 。设弯曲后中性面的曲率半径为 r （向左凹为正），可得曲率为

$$\frac{1}{r} = \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \quad (21)$$

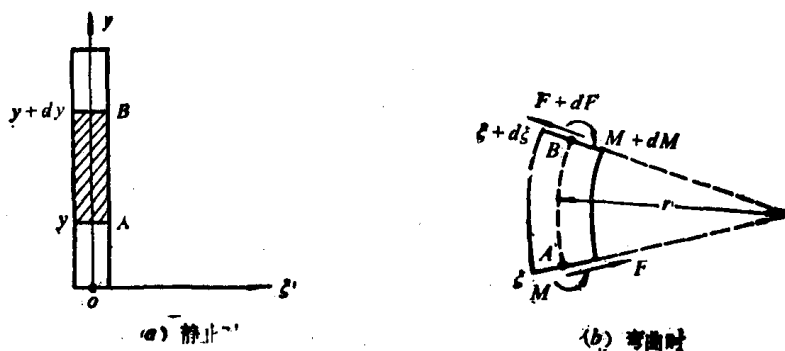


图 4-1-3 板的弯曲

对于单位宽度的薄板，弯矩 M 由下式决定

$$M = \frac{B}{r} = B \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \quad (22)$$

式中

$$B = \frac{EH^3}{12(1-\nu^2)} \quad (23)$$

为反映薄板弯曲特性的参数，叫做弯曲刚度，式中 E 为杨氏模量， ν 为泊松比。记作用在元段 AB 两端的切向作用力为 F （向右为正）和 $F+dF$ ，可得

$$F = \frac{\partial M}{\partial y} \quad (24)$$

由此得作用在单位长度元段上的作用力为

$$-\frac{\partial F}{\partial y} = -\frac{\partial^2 M}{\partial y^2} = -B \frac{\partial^4 \xi}{\partial y^4} \quad (25)$$

由运动方程可得

$$\rho H \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = -B \frac{\partial^4 \xi}{\partial y^4}$$

或

$$B \frac{\partial^4 \xi}{\partial y^4} + \rho H \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0 \quad (26)$$

这就是决定薄板弯曲运动的基本方程。

对于矩形细棒的弯曲,可以得到类似的方程,只是薄板弯曲时侧面不能自由伸缩,而细棒侧面不受约束,因此两者沿 X 方向拉伸时的弹性模量有所不同。由弹性力学可知,对于矩形细棒,式(23)所决定的弯曲劲度应掉换成下式

$$B = \frac{EH^3}{12}. \quad (27a)$$

对于其他截面形状的细棒,弯曲劲度 B 由下式决定

$$B = ES k^2. \quad (27b)$$

式中 S 为截面面积, k 为截面的回转半径。对于厚度为 H 的矩形截面,可得 $k^2 = H^2/12$,对于半径为 a 的圆形截面,可得 $k^2 = a^2/4$ 。

设薄板(或细棒)中弯曲波的表达式取为

$$\xi = \xi_0 \exp[j(\omega t - k_b y)] \quad (28)$$

式中 ξ_0 为沿厚度方向振动位移的振幅, ω 为圆频率, k_b 为弯曲波的波数,代入式(26)可得

$$k_b = \frac{\omega}{c_b} = \left[\frac{\rho H \omega^2}{B} \right]^{\frac{1}{4}}, \quad (29)$$

由此可得弯曲波的相速 c_b 为

$$c_b = \sqrt[4]{\frac{B}{\rho H}} \cdot \sqrt{\omega}. \quad (30)$$

可以看出,弯曲波相速 c_b 并不是常数,它随频率的平方根而增大。弯曲波的传播方向(沿 Y 轴方向)与薄板质点振动的方向(沿 X 轴方向)是互相垂直的,因此弯曲波是一种横波。

上述薄板弯曲理论是一种近似理论,它假定元段 AB 承受纯弯曲,沿厚度方向的法向应力可以忽略不计。这种理论只有板厚较小,频率较低时才近似适用。当频率提高使弯曲波波长与板厚相接近时,应该用精确的弯曲理论进行分析,这时式(30)不再适用,即弯曲波相速 c_b 实际上并不会随频率无限制地增大,理论和实验都证明, c_b 随频率增大时趋近于一个极限值,它就是瑞利表面波的波速。

四、吻合效应

平面声波以入射角 θ 向薄板投射时,在板内除了胀缩波外,同时将激发产生弯曲波。如图4-1-4所示,当入射声波向右上方传播时,板中产生向上传播的弯曲波。

设入射声波的波前到达 AC 一线时,在板上 A 处开始振动,产生相应的弯曲波。经过一定时间后,弯曲波传播至板上 B 处。如果这时入射声波的波前刚好也到达 B ,那么入射声波和弯曲波在 B 处的相位完全一致,互相迭加后, B 处的振动将得到加强。依次类推,随着弯曲波向上传播,薄板振动将随距离越来越强烈。这种现象叫做吻合效应,它是两种类型波动在空间迭加时相位上相互吻合的结果。可以看出,吻合效应与强迫振动过程中的共振现象是相类似的,只是在共振中振动随时间不断加强,而在吻合效应中振动随空间不断加强

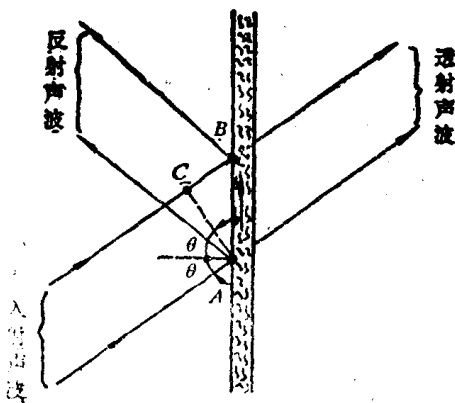


图 4-1-4 斜入射时的弯曲波

强。

当薄板产生吻合效应时，振动越来越强烈，但实际上薄板振动也不会无限制地增大。因为薄板内部或多或少地存在摩擦阻尼，并且薄板振动辐射声波时也会产生辐射阻尼。这类类似于振动系统受迫共振时，由于存在阻尼使振动速度不会无限增大。

由图 4-1-4 可知，产生吻合效应的条件是

$$\frac{AB}{c_b} = \frac{BC}{c_0} = \frac{AB}{c_0} \sin \theta$$

即

$$\sin \theta = c_0 / c_b \quad (31)$$

如果弯曲波的相速 c_b 小于空气中的声速 c_0 ， $\sin \theta$ 将大于 1， θ 角相应为虚数，表明这时实际上不存在沿一定方向传播的平面声波，也就是说，不会产生吻合效应，之反当 $c_b \gg c_0$ 时，取适当的 θ 角总能满足产生吻合效应的条件。在实际隔声问题中，声场一般为扩散，因此这时总会产生吻合效应。由上可知，是否会产生吻合效应的分界点是 $c_b = c_0$ 。对于给定的薄板，弯曲波的相速 c_b 随频率增大，因此存在一定的频率 f_c ，使相应的相速 c_b 等于空气中声速 c_0 。这个确定的频率叫做薄板的临界频率，由式 (30) 可得

$$f_c = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho H}{B}} \quad (32)$$

当声波频率 f 等于或大于临界频率 f_c 时， $c_b \geq c_0$ ，存在相应的入射角 θ_c ，使式 (31) 满足。这个与频率 f 相应的入射角 θ_c 叫做临界角。

由上可知，当 $f < f_c$ 时，不产生吻合效应，弯曲波的影响不很显著。当 $f \geq f_c$ 时，将产生吻合效应，薄板强烈振动，它的隔声性能将显著变化。

五、考虑弯曲波影响时的隔声量

平面声波斜入射时（参见图 4-1-2），如果考虑弯曲波的影响，对于单位面积墙板的振动方程为

$$B \frac{\partial^4 \xi}{\partial y^4} + \rho H \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = F, \quad (33)$$

式中 F 为声场对单位面积墙板施加的作用力，当 F 取为零时，即得自由弯曲振动方程（参见式 (26)）。

设入射 反射和透射声波分别取下面的形式

$$\begin{cases} P_i = A_1 \exp[j(\omega t - k_0 x \cos \theta - k_0 y \sin \theta)] \\ P_r = B_1 \exp[j(\omega t + k_0 x \cos \theta - k_0 y \sin \theta)] \\ P_t = A_2 \exp[j(\omega t - k_0 x \cos \theta - k_0 y \sin \theta)] \end{cases} \quad (34)$$

在墙板上沿 Y 轴方向传播的声波，相应的取为下面的形式

$$\xi = \xi_0 \exp[(\omega t - k_0 y \sin \theta)], \quad (35)$$

式中 k_0 为空气中的波数， $k_0 \sin \theta$ 为波矢在 Y 方向的分量，并不是自由弯曲波的波数 k_b 。这种波动可以看成是受迫产生的，不同于自由弯曲波。很明显，作用力也包含同样的指数因子，因此墙板弯曲运动时的波向声阻抗率 Z ，可以写成下面的形式

$$Z_i = \frac{F}{j\omega \xi} \quad (36a)$$

把式(35)代入式(33)求出位移 ξ ，暂不考虑墙板背后空气特性阻抗的影响，经简单运算可得

$$Z_i = j\omega\rho H \left\{ 1 - \left(\frac{k_0}{k_b} \sin\theta \right)^4 \right\}, \quad (36b)$$

或

$$\begin{aligned} Z_i &= j\omega\rho H \left\{ 1 - \left(\frac{c_b}{c_0} \sin\theta \right)^4 \right\} \\ &= j\omega\rho H \left\{ 1 - \frac{f^2}{f_c^2} \sin^4\theta \right\}. \end{aligned} \quad (36c)$$

与不考虑弯曲波时的情况相比较，弯曲波产生的影响相当于使墙板法向声阻抗率改变了 $\left(1 - \frac{f^2}{f_c^2} \sin^4\theta\right)$ 倍。由前面的分析可知，斜入射时声能透射系数 $\tau(\theta)$ 应改写成下面的形式

$$\tau(\theta) = \frac{1}{1 + X_b^2}, \quad (37)$$

式中

$$X_b = X_0 \left(1 - \frac{f^2}{f_c^2} \sin^4\theta \right), \quad (38)$$

X_0 由式(15)决定。把式(37)代入式(17)可得无规入射时的声能透射系数 $\bar{\tau}$ 。可以看出，当的波频率 f 远低于临界频率 f_c 时，可得 $X_b = X_0$ ，即弯曲波的影响可以忽略不计。当频率 f 稍低于临界频率 f_c 时，可得 $X_b < X_0$ ，即弯曲波的影响使墙板声阻抗率明显减小，墙板的隔声性能将趋向降低。当频率 f 等于或大于临界频率 f_c 时，对于无规入射来说，总存在入射角等于临界角 θ_c 的声波，墙板的隔声量将大幅度下降，这时墙板的隔声性能将由墙板的阻尼特性所控制。引入复弯曲劲度 $B(1 + j\eta)$ ，其中 η 为反映阻尼大小的损耗因子，式(37)应改写为

$$\tau(\theta) = \frac{1}{\left\{ \left[1 + \eta X_0 \frac{f^2}{f_c^2} \sin^4\theta \right]^2 + X_0^2 \left(1 - \frac{f^2}{f_c^2} \sin^4\theta \right)^2 \right\}} \quad (39)$$

当耗损因子 η 给定时，将上式代入式(17)可由数值积分求出无规入射时的声能透射系数 $\bar{\tau}$ 。

下面，我们以临界频率 f_c 处正入射的隔声量 $R_0(f_c)$ 作为比较标准，分析讨论无规入射的隔声量 $\bar{R}$ 随频率变化规律。

由式(9)得

$$R_0(f_c) = 20\lg(f_c\rho H) - 42.4 \quad (\text{分贝}), \quad (40)$$

由式(32)和式(23)得

$$f_c\rho H = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{(\rho H)^3}{B}} = \frac{c_0^2}{\pi} \sqrt{\frac{3(1-\nu^2)\rho^3}{E}}. \quad (41)$$

可以看出，乘积 $f_c\rho H$ 只与空气中声速以及材料的力学性质有关，而与墙板厚度无关。在室温时，若干常用材料的密度 ρ 、乘积 $f_c\rho H$ 、以及1000赫时的损耗因子 η 等参数，列在下面的表内。

偏离临界频率 f_c 时，正入射隔声量 $R_0(f)$ 由质量定律决定。即

$$R_0(f) = R_0(f_c) + 20\lg\left(\frac{f}{f_c}\right), \quad (42)$$

常用建筑材料的密度

表 4-1-1

材 料	密 度 ρ (公斤/米 ³)	材 料	密 度 ρ (公斤/米 ³)
铝	2700	砂浆粉刷	1700
石 棉 板	1700	有机玻璃	1150
砖	1900~2300	松散干燥的砂	1300~1500
密实混凝土	2300	压实干燥的砂	1700~1900
煤渣混凝土	1500	潮湿的砂	2000
煤渣填充混凝土	1000	钢	7700
玻 璃	2500	木 材	580~1000
铅	11000	胶 合 板	580
轻质骨料(蛭石或珍珠岩)粉刷	1000	石 膏 板	650

建筑砌块的面密度

表 4-1-2

材 料	面密度 ρ_H (公斤/米 ²)
15厘米厚空心矿渣砌块	120
15厘米厚空心矿渣砌块每面衬1.6厘米石膏	170
15厘米厚空心混凝土砌块	170
15厘米厚空心混凝土砌块(填砂)	260
10厘米厚实心混凝土砌块	180

常用建筑材料的 $f_c \rho_H$ 值

表 4-1-3

材 料	乘 积 $f_c \rho_H$ (赫公斤/米 ²)	材 料	乘 积 $f_c \rho_H$ (赫公斤/米 ²)
铝	34700	木材(根本)	4880
砖	34700~58600	玻 璃	38800
密实现浇混凝土	43900	化学铅(含铋)	605000
5厘米厚两面抹灰混凝土板	48800	硬铅(含铋)	508000
15厘米厚空心煤渣砌块	23200	钢板网或板条上抹灰粉刷	24500
15厘米厚空心煤渣砌块(每面1.6厘米砂浆粉刷)	25500	有机玻璃	35400
15厘米厚空心混凝土砌块	23000	钢	97500

续表 4-1-3

材 料	乘 积 $f_c \rho H$ (赫公斤/米 ²)	材 料	乘 积 $f_c \rho H$ (赫公斤/米 ²)
15厘米厚空心 混凝土砌块 (填砂)	42200	1.25~5 厘米厚 石膏板	34200
10厘米厚实心 混凝土砌块	54100	0.635~3.2厘米 厚胶合板	12700
		塑胶木纤维板	73200

[注] 以上表中数据摘自: L. L. Beranek, "Noise Reduction", 1962.

$R_0(f)$ 按每倍频程增加 6 分贝的规律变化。

无规入射时的隔声量 $R(f)$ 与临界频率 f_c 处正入射隔声量 $R_0(f_c)$ 间的差值, 随频率变化的曲线如图 4-1-5 所示。可以看出, 频率 f 远小于 f_c 时, 差值 $[R(f) - R_0(f_c)]$ 近似按每倍频程增加 6 分贝的规律变化。当频率 f 接近 f_c 时因吻合效应明显下降, 在稍高于临界频率 f_c 处出现低谷, 低谷的深度决定于损耗因子 η 。当频率 f 继续提高时, 隔声量有所回升。当 $f > 2f_c$ 时, 隔声量可由下面的公式计算*

$$R = R_0(f_c) + 30 \lg f/f_c + 10 \lg \eta - 3 \text{ (分贝)} \quad (43)$$

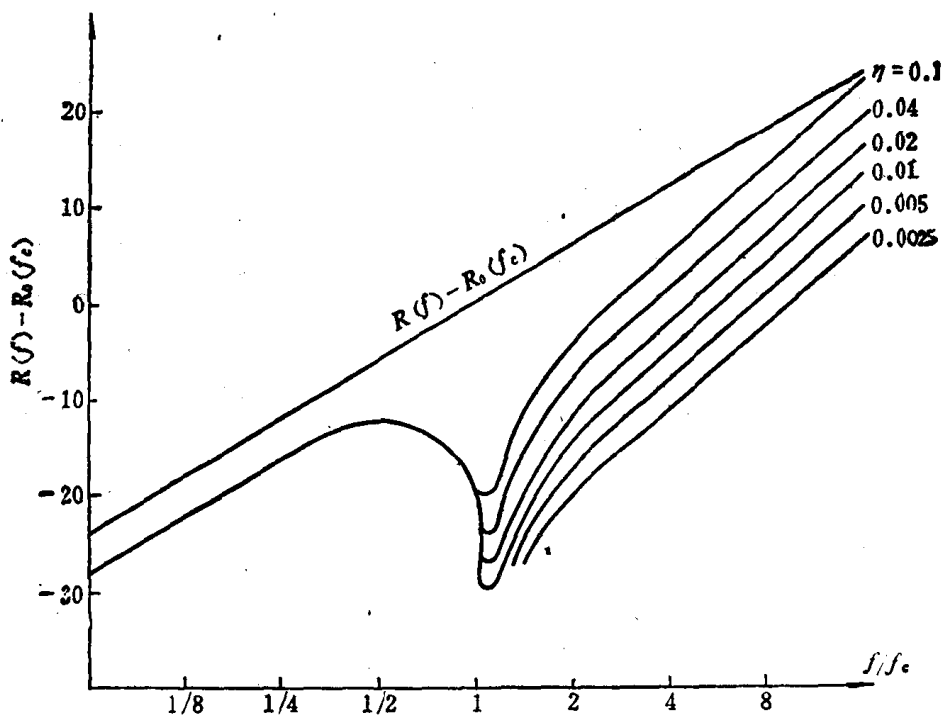


图 4-1-5 无规入射时的隔声量

§ 1-2 单层墙隔声性能的现场测量与评价

实际测量与评价透过单层墙传播的声波, 对于隔声技术具有重要的意义。我们在本节内

* 参见 В. И. 札鲍罗夫, “围护结构隔声理论” 第一章, 徐佩民译, 中国工业出版社, 1964.

对有关的一些技术问题作分析讨论。

一、测量墙板隔声量的基本方法

墙板隔声量通常在隔声测试室内进行测量。如图 4-1-6 所示，隔声测试室由两间相邻的混响室所组成，待测试件装置在公共隔墙的开口上。在稳态时，声源室内向墙板入射的声波，一部分透过墙板进入受声室。

由于向墙板入射（或透射）的声强不易直接测量，通常根据分别测定两室内中间区域的平均声压级来加以间接推算。因为除了靠近声源及墙面的区域外，可设两室内的声场近似完全扩散。设声源室内的声压方值为 P_1^2 ，那么单位立体角内向待测试件入射的声强为 $I_i = 1/4\pi \cdot P_1^2/\rho c$ ，与入射角无关，自待测试件透射入受声室的声强为 $I_t = \tau(\theta)I_i$ ，对不同入射角 θ 取平均，可得单位立体角内自待测试件透射的平均声强为 $\bar{I}_t = \bar{\tau}I_i$ 。记试件面积为 S ，则透入受声室的声功率为 $\pi\bar{I}_tS$ 。设受声室内的声压方值为 P_2^2 ，存在的吸声量为 A ，可得向单位面积墙面投射的声功率为 $P_2^2/(4\rho c)$ ，因此吸收掉的声功率为 $P_2^2/(4\rho c) \cdot A$ 。在稳态时，由能量平衡关系可得

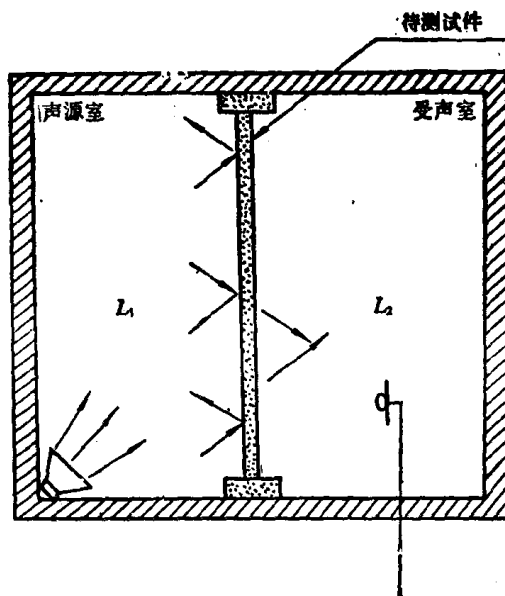


图 4-1-6 隔声测试室

$$\pi\bar{I}_tS = \pi\bar{\tau}I_iS = \frac{P_2^2}{4\rho c}A, \quad (1)$$

由此可得

$$\bar{\tau} = \frac{P_2^2}{P_1^2} \cdot \frac{A}{S}. \quad (2)$$

记声源室和受声室内的空间平均声压级为 L_1 和 L_2 ，由式 (2) 可得待测试件对于无规入射的隔声量 R 为*

$$R = 10\lg \frac{1}{\bar{\tau}} = L_1 - L_2 + 10\lg \left(\frac{S}{A} \right). \quad (3)$$

上式是测量隔声构件隔声量的基本关系式。

在式 (3) 中涉及受声室的吸声量 A ，它通常可采用混响时间法或标准声源法直接加以测定，也可参照室内壁面吸声特性间接加以估算（参见第二篇 § 3—3）。

值得注意，由式 (3) 决定构件隔声量 R 时，虽然必须考虑构件的面积 S 和受声室吸声量 A 的影响，但是实际上构件的隔声量 R 与这些因素是无关的，隔声量 R 只是决定于构件本身的属性；反之，构件两侧空间内声压级之差 ($L_1 - L_2$)，不但与构件本身的隔声性能有关，而且与构件面积以及受声室的吸声量有关。声压级差是反映构件隔声综合效果的参数，通常

* 下文不作特别说明时，隔声量 R 指的是无规入射隔声量。

叫做噪声降低量。由于它比较容易测量，在现场测试中，当构件隔声量 R 难以确定时，往往用噪声降低量来反映隔声效果。

二、试件尺寸对隔声量的影响

在前面的分析讨论中，把墙板看成是“无限大”薄板。但在实际测试时，待测试件的几何尺寸为有限大小，因此对隔声量的测量会产生一定的影响。

有限尺寸试件所产生的影响，主要是弯曲波在试件边缘会产生反射。在一定的边界条件下，入射波与反射波迭加后在墙板上会产生驻波图案，每种驻波图案对应于一种弯曲振动方式。这类似于声波在房间内传播时产生的简正波或简正振动（参见第一篇 § 3—5）。

以矩形墙板为例，设墙板长度与宽度分别为 l_x 与 l_y ，墙板边缘为简支，可得对应于一组 (n_x, n_y) 数值的简正频率为

$$f_n = \frac{c_b}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2}, \quad (4)$$

式中 n_x, n_y 为正整数， c_b 为弯曲波相速。由第四篇 § 1—1 中式(30)，化简后得

$$f_n = \frac{\pi}{2} \left(\frac{B}{\rho H}\right)^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 \right] \quad (n_x, n_y = 1, 2, \dots) \quad (5)$$

上述简正频率也可以理解为墙板作弯曲振动时的固有频率。在声源室内，当声波频率 f 与墙板简正频率 f_n 一致时，墙板产生共振，相应的简正弯曲振动剧烈激发，从而向受声室辐射的声波也很强烈。这就是说，当 $f = f_n$ 时，墙板的隔声性能会显著降低。

当频率 f 远大于最低简正频率（即基频）时，在 f 与 $f + \Delta f$ 频率范围内，不同方式简正振动的数目可写成 $n(f)\Delta f$ 的形式， $n(f)$ 为简正振动方式的几率密度，由式(5)可得

$$n(f) = \frac{l_x l_y}{2} \left(\frac{\rho H}{B}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6a)$$

把弯曲劲度 B 改用杨氏模量 E 表示，考虑到板中胀缩波的相速 c_L 为

$$c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}, \quad (7)$$

式(6a)可改写成

$$n(f) = \frac{\sqrt{3}S}{Hc_L} \quad (6b)$$

可以看出，几率密度函数 $n(f)$ 与墙板面积 S 成正比，与厚度 H 及胀缩波相速 c_L 成反比，并近似与频率 f 无关。从弯曲振动角度考虑， H, c_L 减小相当于使墙板面积 S 增大。这表明对于柔软的大面积薄板，可以把它看成是“无限大”薄板，这时 $n(f)$ 为大值，大量不同方式的简正振动都被激发，边界条件的影响可以忽略不计；反之，对于面积不够大的刚硬厚板， $n(f)$ 为小值，不同方式的简正振动差别很大。特别是对于基本方式或低次方式的简正振动，受边界条件的影响非常显著，不能把它看成是“无限大”薄板。所得实验测量结果应根据具体情况作具体分析，不能滥用上节中阐明的只对“无限大”薄板适用的隔声理论。

在实验室作隔声测量时，按测试规范待测试件的面积应大于10平方米*，在125赫以上的

* 参见国家标准 GBJ 75—84 “建筑隔声测试规范”。

常用频率范围内,把这种试件看成是“无限大”墙板通常已足够精确。在125赫以下的低频范围,由于弯曲振动的影响,墙板隔声量会随频率作较大的起伏。值得强调,在模型隔声测量中,通常采用面积为1平方米左右的试件,它的基本简正频率往往落在常用低频范围内,因此它的低频隔声性能与其几何尺寸及边界条件密切相关,切不可把由小面积试件得到的隔声结果盲目推广至“无限大”墙板时的情况。应当认为,模型隔声测量的目的主要是:在中高频范围内对各种不同结构的隔声性能作相对比较。

三、声场对隔声测量的影响

我们对墙板的隔声量主要讨论了正入射和无规入射两种基本情况。在实验室作隔声测量时(参见图4-1-6),对声源室和受声室内的声场有一定的技术要求,但这些技术要求并不是绝对的,其目的仅在于使得隔声量的测量比较简便并且比较精确。

按照隔声测试规范,受声室应是一间混响室,具有一定的吸声量 A 。这是为了保证受声室内的声场近似为完全扩散的声场,由室内中间区域的平均声压级可以间接推算进入受声室内的声能,从而确定通过墙板透射声的声强。从保证声场良好扩散的角度考虑,受声室吸声量 A 宜低一些,使透射声能在室内多次反射产生充分的交混回响。不过,从保证测量精度考虑,吸声量 A 不宜过低,因为吸声量 A 值降低时,它的相对误差一般将相应增大。兼顾上述两方面的要求,使受声室吸声量 A 与壁面总面积 S_0 的比值控制在0.1附近是较适宜的。

在现场测量时,受声室一般是中、小型的房间,比较接近于混响室。正常使用时与空室时相比较,吸声量 A 有一定程度的提高,在声源与隔墙保持相同的条件下,受声室内的声压级会有所降低,但这并不影响隔墙的隔声量。在通常情况,受声室内的吸声量 A 约略为10平方米的数量级,室内声场不均匀产生的误差往往要比吸声量 A 不精确产生的误差来得大。

实际上,受声室并不一定必须为混响室。例如在模型隔声测量中,往往采用消声室或半消声室作为受声室(图4-1-7a)。这时,在受声室内声波单纯地从墙板向外传播,不再向墙板反射回来。值得强调,墙板的声学作用相当于一个大尺寸面声源,在受声室内进行测量时必须注意近场效应的影响。由于向受声室辐射的声波并不是单纯的平面波或球面波,在测量面上声压与声强间并没有简单的函数关系,因此严格地说并不能直接由声压级测量结果推算出透射声声强级或声功率级。要消除近场效应对隔声测量结果的影响,较根本的方法是采用声强测量来代替声压测量。要对近场效应的影响作粗略的估计,可采用下面的测量方法:在离隔声试件较近或较远处,取两个不同的测量面,考虑面积修正后,分别由声压级测量结

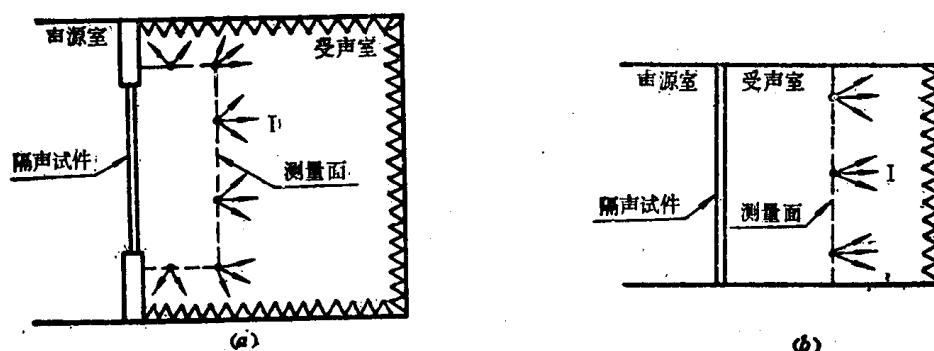


图 4-1-7 不同类型受声室

果推算出声功率级, 如果两者相差在实验误差容许范围内, 那么近场效应的影响可予以忽略; 反之, 就应作必要的修正。记测量面面积为 S_2 , 面上平均声压方值为 P_2^2 , 忽略近场效应, 可得透射声的总声功率为

$$W_2 = \frac{P_2^2}{\rho_0 c_0} S_2. \quad (8a)$$

如果用无末端反射的通道代替消声室作为受声室(图 4-1-7b), 测量装置可以简化。选取任一横截面作为测量面, 通过测量面的声波可以看成是若干不同方式简正波的迭加。当横截面几何尺寸足够大而声波频率比较高时, 可设不衰减的简正波方式比较多, 我们可以引入下列简化的统计假定:

(1) 在给定测量面上声压各处相同。

(2) 在测量面上给定测点处, 自左向右沿任一方向传播的声强相同。

上述假定与混响声场中“完全扩散”的假定是相类似的。实际上, 假使上述无末端反射通道右方, 用反射面来代替吸声面, 上述声场就相应转化成为完全扩散的声场。记测量面上空间平均的声压方值为 P_2^2 , 声波迭加后, 自左向右传播的通过单位面积的声功率为 I_2 , 可得(参见第一篇 § 3-3)

$$I_2 = \frac{P_2^2}{2\rho_0 c_0}, \quad (9)$$

设测量面的面积为 S_2 , 得透射声的总声功率为

$$W_2 = I_2 S_2 = \frac{P_2^2}{2\rho_0 c_0} S_2. \quad (8b)$$

与式(8a)相比较, 对于同样的声压方值和测量面积, 声功率将减少一半, 相应的声功率级降低 3 分贝。

按照隔声测试规范, 声源室也应是一间混响室, 保证声源室内的声场也近似为完全扩散的声场, 由室内中间区域的平均声压级间接推算出向隔声试件无规入射的声强。为此, 声源室内的吸声量宜尽可能低一些, 声源位置宜放置在远离试件的角隅。但如果声源辐射有良好的指向性, 也可把它放置靠近试件的角隅, 背向试件, 向对面侧墙辐射。

设声源室内空间平均的声压方值为 P_1^2 , 射向单位面积试件的声功率为 I_1 , 可得

$$I_1 = \frac{P_1^2}{4\rho_0 c_0}, \quad (10)$$

入射声的总功率为

$$W_1 = I_1 S = \frac{P_1^2}{4\rho_0 c_0} S, \quad (11)$$

记声源室与受声室内的声压级为 L_1 和 L_2 , 可得试件隔声量 R 为

$$R = L_1 - L_2 + 10 \lg \frac{S}{S_2} - b, \quad (12)$$

式中 b 为决定于受声室类型的参数。当受声室为消声室时, b 取为 6 分贝; 当受声室为无末端反射管道时, b 取为 3 分贝。

在模型隔声测量中, 大面积声源往往与试件表面平行(图 4-1-8), 这相当于声波为正入射时的情况。由于试件表面附近反射声与入射声的声压同相, 声压值近似加倍。记试件两侧的空间平均声压级分为 L_1 和 L_2 , 近似可得正入射时的隔声量为

$$R_0 = L_1 - L_2 - 6. \quad (13)$$

不过在实际问题中, 由于边界条件的影响, 即使在正入射时, 入射、反射与透射的声波也并不是真正的平面波, 式(13)所得的结论并不严格成立。特别是正入射与无规入射对隔声性能的差别很大, 式(13)并不能确切地反映试件在无规入射时的隔声量, 这再次表明模型隔声测量的局限性。

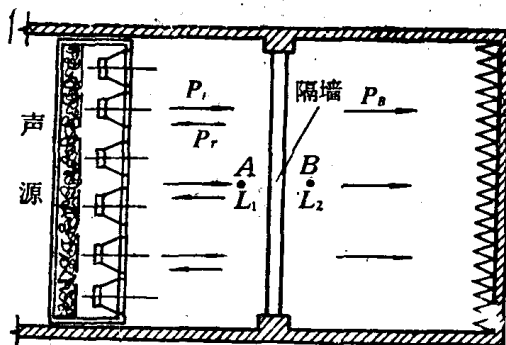


图 4-1-8 正入射时的隔声测量

四、隔声性能的单值评价

隔声构件的隔声性能与声波频率密切相关, 通常作隔声测量时, 声源取 1/3 倍频程宽度的粉红噪声, 其中心频率在 100 赫至 4000 赫的范围内。构件隔声性能的细致情况由一系列中心频率下的隔声量来描述。隔声量 R 随中心频率 f 的变化曲线叫做**隔声曲线**(或 TL 曲线)。

在实用设计中, 用单一的数值来评价构件隔声性能的粗略情况是很有价值的。常用的单值评价参数如下:

(1) 平均隔声量 $\bar{R}$

各个 1/3 倍频程的隔声量取算术平均值定义为**平均隔声量**。采用平均隔声量 $\bar{R}$ 时*, 应注明取平均的频率范围。

平均隔声量是构件本身所具有的属性, 与声源以及测试室的频谱特性无关。不过, 从噪声控制的角度考虑, 由于隔声量随频率的变化很显著, 两个具有相同平均隔声量的构件, 它们的实际隔声降噪效果可以有较大的差别。值得指出, 常用的构件在低频和高频的隔声量相差可达几十分贝, 简单地对它们作算术平均是不合理的, 这就是说, 平均隔声量本身实际上缺乏明确的物理意义。

与平均隔声量 $\bar{R}$ 相类似的一个单值评价参数为中值隔声量, 即取常用频率范围内某一个中频频率的隔声量 R_0 进行评价, 通常取中值频率为 500 赫, 即取 R_0 为 500 赫时的隔声量。对于常用隔声构件, $\bar{R}$ 值与 R_0 值相差在几个分贝范围内。

(2) 隔声指数 I_0 或隔声等级 STC

用平均隔声量 $\bar{R}$ (或中值隔声量 R_0) 来评价构件的隔声性能不能较细致地反映隔声量随频率变化的情况。为了克服这缺点, 国际上往往采用另一种单值评价参数—隔声指数来反映房屋围护结构的隔声性能。隔声指数是一系列规范化的参考曲线, 它的形状建立在砖墙隔声性能的研究基础上。图 4-1-9 表示隔声指数 I_0 的一条典型曲线, 在频率为 500 赫处的隔声量 R_0 取为分贝整数, 它就是隔声指数 I_0 值, 也就是参考曲线的号数。例如图中曲线为 42 号, 表明 R_0 值为 42 分贝。在 100 赫至 400 赫频率范围内, 隔声量每倍频程增加 9 分贝; 在 400 赫至 1250 赫频率范围内, 隔声量每倍频程增加 3 分贝; 在 1250 赫至 3150 赫频率范围内, 隔声量不随频率变化。

把实测所得隔声曲线与这一系列参考曲线相比较, 选出满足下列条件的一根曲线, 把它的号数作为隔声指标 I_0 值:

* 在这里 $\bar{R}$ 值系指不同频率的平均, 而隔声量 R 本身已包含对不同入射角的平均。

(i) 实测曲线在参考曲线下方不足的部分叫做不利偏差, 在 16 个 1/3 倍频程内不利偏差的总和不大干 32 分贝。

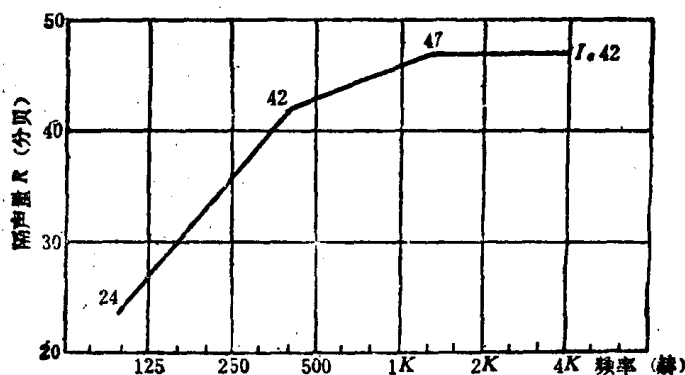


图 4-1-9 隔声指数参考曲线

(ii) 最大的不利偏差在采用 1/3 倍频程时不大干 8 分贝, 在采用倍频程时不大干 5 分贝。

(iii) 所选曲线满足上面的二个要求, 再大一号的曲线就不能同时满足这二个要求。

在比较时, 我们不考虑隔声量在参考曲线上超出的部分, 因为它并不能补偿其他频率下不足的隔声量。

与平均隔声量相比较, 隔声指数也是构件本身所具有的属性, 与声源以及测试室的频谱特性无关。由于隔声指数对低频和高频隔声性能的不同已作了适当的调整, 因此能较好地反映实际隔声效果。特别是隔声指数着重考虑隔声量不足的“不利偏差”, 并不反映隔声的平均情况, 这也是比较合理的, 因为隔声减噪的总效果往往由隔声薄弱的环节所制约, 不分主次对各频程的隔声量作简单的算术平均, 是不切合实际情况的。

不过, 隔声指数参考曲线的确定带有一定程度的任意性, 与目前常用构件的隔声规律并不良好相符。从噪声控制角度考虑, 隔声降噪的实际效果还与噪声源以及测试室的频谱特性等因素有关, 并不直接决定于隔声指数, 这表明用它作为单值评价参数有一定的局限性。

与隔声指数 I_0 相类似的一个参数是 **隔声量等级 SPC**, 它与隔声指数的差别仅在于频率范围略有不同。曲线的频率下限从 125 赫开始, 而上限则延伸至 4000 赫。本书内不另作讨论。

(3) 入射声 C 声级与透射声 A 声级之差 ($L_c - L'_A$)

用入射声 C 声级 L_c 与透射声 A 声级 L'_A 之差来评价构件隔声也具有一定的优越性*。由于入射声 C 声级与噪声频谱有关, 因此这个评价参数实际上并不是单纯地由构件本身的属性所决定, 它与声源以及测试室的频谱特性有一定的联系。

当入射声规定为粉红噪声时, 差值 ($L_c - L'_A$) 只决定于构件本身的隔声性能, 与平均透射损失相比较, 相当于以 A 计权平均来代替算术平均, 这是较合理的, 并能较好地反映实际隔声效果。与隔声指数 I_0 相比较, 应当指出, A 声级校正曲线与 I_0 参考曲线是相类似的, 因此 A 计权与确定 I_0 值的计权平均法在本质上是一致的, 只是差值 ($L_c - L'_A$) 还与构件隔声量随频率的变化有关, 情况较复杂些。

对于常见的实际噪声源, 差值 ($L_c - L'_A$) 随频谱的变化并不很敏感, 所得结果与用粉红

* 参见沈喆, “科学通报” 20 卷 6 期, 1975. 文中把差值 ($L_c - L'_A$) 定义为隔声指数, 为避免混淆, 不宜采用该名词。

噪声时的相应值相比较,偏差一般在1分贝以内,因此从实用角度考虑,差值($L_e - L'_A$)近似地只由构件本身的属性所决定。

(4) 入射声与透射声的A声级之差($L_A - L'_A$)

如果用入射声与透射声A声级之差($L_A - L'_A$)来代替差值($L_e - L'_A$)作为隔声评价参数,在一定条件下也是可取的。特别是当实际入射声为低频噪声时,由于C声级所受影响不大而A声级将大幅度降低,用差值($L_e - L'_A$)来评价时,将明显夸大隔声减噪效果。因此从噪声控制角度考虑,用A声级差值($L_A - L'_A$)评价时较符合实际情况。

不过,A声级与声源以及测试室的频谱特性密切相关,只有在规定入射声为粉红噪声的条件下,用差值($L_A - L'_A$)来评价隔声效果才有实际意义。与差值($L_e - L'_A$)相比较,差值($L_A - L'_A$)对声源以及测试室频谱变化要敏感得多,这表明用A声级之差作为隔声单值评价参数并不是很优越的。

值得指出,用入射声与透射声C声级之差($L_c - L'_c$)来代替A声级之差($L_A - L'_A$)作为隔声评价参数是不适宜的,因为差值($L_c - L'_c$)同样不是构件本身所具有的属性,并且目前噪声评价通常采用A声级,用C声级来代替A声级时,从噪声控制角度考虑,反而失掉原有意义。

此外,目前对于噪声评价也常用NR、NC或方值等参数,不过用这些参数来评价构件的隔声性能一般是不适宜的。因为它们不但与声源以及测试室的频谱特性有关,而且还进一步涉及噪声强度,更难作为反映构件本身属性的评价参数。

五、隔声曲线与噪声源频谱的规范化

对于一个理想的隔声单值评价参数,应满足下面的条件*:

(1) 固有性 评价参数应是构件本身所具有的属性,它仅由构件的隔声性能所决定,与声源以及测试室的频谱特性无关。

(2) 协调性 隔声评价参数应能与噪声评价参数相协调。即一个构件的隔声评价参数的大小应能反映该构件的实际隔声减噪效果。

(3) 简易性 一个评价参数应能方便地根据实验结果加以确定,或以一定的精度在现场直接加以测量。

前面介绍的一些单值评价参数都不能同时很好地满足上述三个条件,分析它们的优缺点可以总结出两条原则:一是要使隔声评价参数具有“固有性”,就必须令它单值地由构件的隔声量所决定。由于构件在不同频率的隔声量差别很大,各种构件隔声量随频率变化的规律并不完全相同,为了使评价参数具有较大的普遍性,应根据实际规律,对隔声曲线适当加以简化;二是要使隔声评价参数具有“协调性”,就必须对噪声源的频谱特性同时加以考虑。由于目前噪声评价广泛采用A声级,因此隔声评价参数必须具有分贝标度,并且当各种噪声源具有不同频谱时,对所取评价参数的影响应不太敏感。由此可知,要选择适当的评价参数的关键在于是否能同时妥善解决隔声曲线和噪声源频谱的规范化问题。对这两个问题,我们在下面分别进行讨论:

(1) 隔声曲线的规范化

* 参见赵松龄,“建筑构件隔声性能单值评价方法的探讨”,同济大学学报, No.1, 1979.

根据常用隔声构件的实验规律, 无规入射时隔声量 R 一般以对数规律随频率的增加而增加。例如对于符合质量定律的构件, 隔声量每倍频程增加 6 分贝。对于多数单层墙板隔声构件隔声量每倍频程平均增加 5 分贝左右。不过当频率接近临界频率时, 由于吻合效应的影响构件隔声量随频率显著起伏变化, 情况比较复杂。从实用角度考虑, 应尽可能设法使临界频率 f_c 不出现在重要的中频范围。为了达到这一目的, 可以采用厚实墙板, 提高它的面密度, 从而使 f_c 降低至低频范围, 或者采用薄壁柔软结构, 降低它的面密度和弯曲劲度, 从而使 f_c 升高至高频范围。因此, 对于给定的常用隔声构件, 在 100 赫至 4000 赫频率范围内, 隔声曲线可用下面的经验关系式来加以规范化:

$$\begin{cases} R_f = R_0 + n \log_2 \left(\frac{f}{500} \right) & (100 \leq f \leq 2000) \\ R_f = R_0 + 2n & (2000 \leq f \leq 4000), \end{cases} \quad (14)$$

式中 R_f 为对应频率 f 的隔声量, R_0 为待定的中值隔声量, 它对应于频率为 500 赫的隔声量。 n 为待定的隔声曲线的斜率, 它反映每倍频程增加的分贝数。可以看出, 在对数频率标度上 (即以倍频程为单位) 规范化隔声曲线是一个折线。在 2000 赫以下, 是斜率为 n 的斜线; 在 2000 赫以上是一水平直线。表征规范化曲线的参数 R_0 和 n 根据实测结果可由下面的方法确定。

设在 100 赫至 4000 赫频率范围内, 第 i 个 1/3 倍频程中心频率 f_i 的隔声量为 R_i , 记

$$\begin{cases} A = \sum_{i=0}^{16} R_i \\ B = \sum_{i=0}^{16} b_i R_i \end{cases}, \quad (15)$$

式中系数 b_i 为

$$b_i = \begin{cases} -7 + i & (0 \leq i \leq 13) \\ 6 & (13 \leq i \leq 16), \end{cases} \quad (16)$$

由最小两乘法原理, 把隔声曲线选配成式 (14) 的形式时, 参数 R_0 和 n 分别由下式决定

$$\begin{cases} R_0 = \frac{1}{4095} (248A - 11B) \\ n = \frac{1}{1365} (-11A + 17B). \end{cases} \quad (17)$$

规范化隔声曲线应满足下面的附加限制: (i) 参数 R_0 取为分贝整数, R_0 值就可以作为规范化曲线的号数。(ii) 实测曲线在规范化曲线下方的不利偏差的总和应不大于 32 分贝, (iii) 最大不利偏差应不大于 8 分贝。采用这些限制的做法及其原因, 与选择隔声指标参考曲线时的情况是相同的。在通常情况, 只要把式 (17) 的计算结果舍去小数部分, 就可满足上述限制。当实测隔声曲线起伏较大, 由式 (17) 计算结果取整不能全部满足上述限制时, 就应适当降低 R_0 值。

作为粗略估计, 绘出实测隔声曲线, 也可以在图上直接选配相应的规范化曲线。

如图 4-1-10 所示, 为砖墙的隔声曲线。实线为选配好的规范化曲线, 点子为实测结果, 所得 R_0 值为 47 分贝, 相应的平均隔声量 $\bar{R}$ 为 48.1 分贝, 隔声指数 I_R 为 49 分贝, 三者相差不很大。

值得指出, 在规范化曲线中所得参数 R_0 的物理意义是中值频率下的隔声量, 与平均隔

声量 $\bar{R}$ 相比较, 在数值上虽然相差不大, 但在概念上有本质上的差别。对于平均隔声量, 不同频率下相差悬殊的隔声量作算术平均实际上是不合理的, 只有把它看成是在某种中值频率下的结果才有具体的物理意义。应当认为, 上述把实测隔声曲线规范化, 并选配中值隔声量 R_0 , 实质上可以为常用的平均隔声量提供合理的物理解释和严格的理论基础。譬如说, 假使我们把规范化隔声曲线选配成一根具有一定的斜率的直线, 在 100 赫至 4000 赫频率范围内 17 个 1/3 倍频程的中值频率为 630 赫, 那么所谓平均隔声量 $\bar{R}$ 实际上就是规范化曲线中的中值隔声量 (相应于 630 赫的隔声量)。

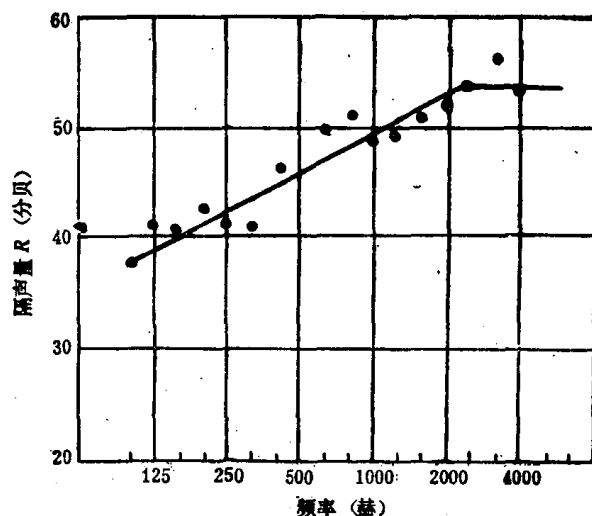


图 4-1-10 规范化隔声曲线

对于常用隔声构件, 规范化隔声曲线的斜率 n 变化范围不大, 并且它对隔声实际效果的影响也不很敏感, 因此我们可以把规范化隔声曲线的参数 R_0 作为隔声单值评价参数。很明显, 参数 R_0 只决定于构件本身的隔声性能, 满足“固有性”的条件, 它保存了平均隔声量 $\bar{R}$ 和隔声指数 I_0 等参数的优点, 同时避免了它们的缺点, 是一个相当优越的单值评价参数。

(2) 噪声源频谱的规范化

采用 A 声级作为噪声评价时与噪声源的频谱特性密切相关。常用噪声源的频谱可用下面的经验关系式来加以规范化

$$L_f = L_a + C_1 \log_2 \left(\frac{f}{500} \right) + C_2 \left[\log_2 \left(\frac{f}{500} \right) \right]^2, \quad (19)$$

式中 L_f 为对应频率 f 的声功率级, L_a 为对应于 500 赫时的声功率级, C_1 和 C_2 是根据实测结果适当选择的参数。可以看出, 在对数频率标度上, 式 (19) 表示一条抛物线。当 $C_1 = C_2 = 0$ 时, 为一水平直线, 即噪声源频谱为粉红噪声。

从实际减噪角度考虑, 评价隔声减噪效果的参数还宜采用入射声与透射声的 A 声级差值 ($L_A - L'_A$)。设这个噪声评价参数与隔声评价参数 R_0 间有下面的联系

$$L_A - L'_A = R_0 - \Delta, \quad (20)$$

式中 Δ 是一个修正因子它与声源及测试室的频谱特性有关。假定入射声为粉红噪声, 在常用声频范围内总声级近似为 C 计权声级 L_c , 这时 C 声级与 A 声级之差 ($L_c - L_A$) 为确定的数值。设构件的隔声性能由以参数 R_0 和 n 的规范化曲线所表征, 把修正值 Δ 写成下面的形式

$$\Delta = 5 - (L_c - L_A) + \varepsilon, \quad (21a)$$

ε 与斜率 n 的数值关系列在表 4-1-4 内

ε 与 n 间的联系

表 4-1-4

n (分贝/倍频程)	3.5	4.0	4.5	5.0	5.5	6.0
ε (分贝)	-0.02	0.15	0.24	0.24	0.15	-0.02

在通常的斜率范围内, ε 为小值。

当频谱偏离粉红噪声时, 即参数值 C_1 和 C_2 不同时为零时, ε 值将有所改变。如果限制 $|\varepsilon|$ 在 1 分贝或 2 分贝的范围内, 参数 C_1 和 C_2 的变化范围如图 4-1-11 所示。

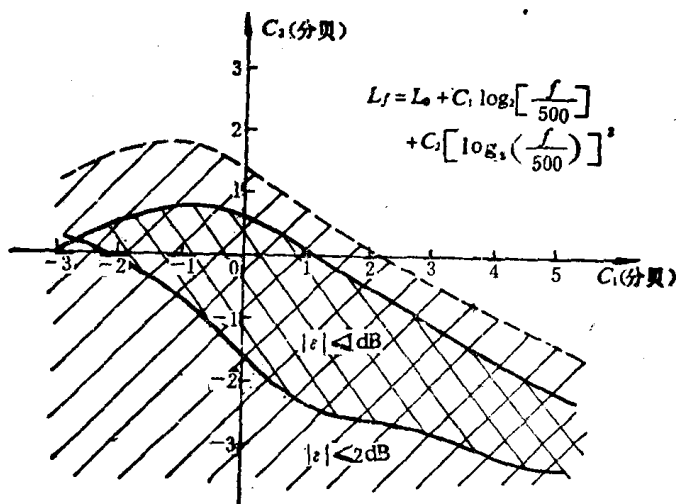


图 4-1-11 参数 C_1 和 C_2 的变化范围

可以看出, 在相当大区域内, ε 为小值。这表明噪声频谱对 ε 值的影响并不敏感。在通常情况, 作为粗略的计算, 可把它忽略不计。式 (21a) 简化为

$$\Delta = 5 - (L_C - L_A) \quad (21b)$$

差值 $(L_C - L_A)$ 可由实测的噪声频谱所决定, 这表明修正值 Δ 是一个反映噪声频谱特性的参数, 与构件的隔声性能近似无关。

由上可知, 引入反映频谱特性的辅助参数 Δ 后, 用 $(R_0 - \Delta)$ 值来评价隔声减噪效果, 可把隔声评价与噪声评价协调起来。用 R_0 来评价构件隔声性能, 用 Δ 来反映噪声频谱特性而以 $(R_0 - \Delta)$ 来评价隔声效果, 只是一种粗略的但却是简便的方法, 它可以适用较普遍的情况, 这正是单值评价的主要优点。假使构件的隔声曲线以及噪声频谱曲线是已知的, 那么就不如直接根据 A 计权曲线或噪声评价曲线(即 NR 曲线)对隔声减噪效果作较细致的分析, 不必另作单值评价。

值得指出, 在上面的分析中, 与噪声评价直接有关的是入射声与透射声的频谱, 它与噪声源以及测试室的频谱特性有关。在实际测量时, 在声源室测得的差值 $(L_C - L_A)$ 就是式 (21) 中的所需的数据, 它不但与噪声源的频谱有关而且与声源室的吸声量的频谱特性有关, 但我们可以不必加以区分。在受声室测得的 A 声级并不是式 (20) 中透射声的 A 声级 L'_A , 也就是说, 式 (20) 中的 A 声级差值 $(L_A - L'_A)$, 与两室间的噪声降低量 $(L_1 - L_2)$ 有所不同, 后者还需要考虑作透声面积 S 以及受声室的吸声量 A 等因素的影响。

§ 1-3 双层墙和复合墙的隔声性能

在实际隔声结构中, 单位面积的质量往往受到一定限制。在这种条件下, 采用多层的轻薄结构来提高隔声量是最合理的选择。

中间有空气层相隔的分离墙板叫做**双层墙***，它可以使隔声量大大超过质量定律的限制。例如单层墙的隔声量为 30 分贝，厚度加倍时隔声量为 36 分贝，即只提高 6 分贝。如果作为完全分离装置的双层墙，在理想的情况总隔声量可达 60 分贝。当然，实际上双层墙相互间不可能离得很远，中间空气层的耦合作用必须加以考虑，因此总隔声量并不是两层墙板隔声量的简单迭加。

在单层墙的基础上采取适当的措施，也可以提高墙板的隔声性能。例如在墙面上复盖阻尼材料可以减少墙板的激发与辐射；采用两种或多种不同材料组成的胶合板来削弱单层墙在临界频率出现的隔声低谷等。这类墙板叫做**复合墙**，它也是一种多层结构，不过与双层墙（或多层墙）有根本性的区别。对于复合墙，各层材料间紧密耦合在一起，必须把它作为一个整体来考虑；反之，对于双层墙，相互间有一定的独立性，中间空气层的耦合作用较弱，可把它看成是次要的修正因素。

此外，一个复合的隔声结构也可以由两种或多种具有不同隔声量的构件所组成。例如在墙上具有门窗结构时，墙板的隔声量与门窗的隔声量有所不同。这种复合结构可以看成是隔声量随空间分布不均匀的墙板，其等效的隔声量可以根据某种面积带权平均得出。

一、理想双层墙的隔声量

理想双层墙的布置如图 4-1-12 所示。取 X 轴与墙板垂直， Y 轴与墙板平行。设墙板间空气层厚度为 d ，墙板 1 和 2 的位置分别为 $x = -d/2$ 和 $+d/2$ 。

设平面声波在左侧以 θ 角入射，激发墙板 1 振动后，通过中间空气层的耦合，激发墙板 2 振动，从而以 θ 角向右侧辐射声波。略去时间因子 $\exp(j\omega t)$ 以及与 Y 方向有关的空间因子 $\exp(-jk_0 y \sin \theta)$ ，可得各部分声波的声压分别为

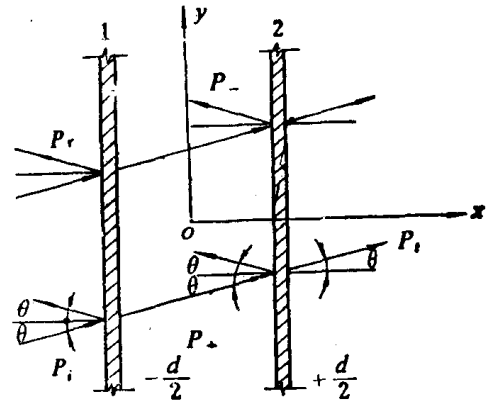


图 4-1-12 声波在双层墙中的透射

$$\begin{cases} P_i = A_1 \exp(-jk_0 x \cos \theta) & (\text{入射声波}) \\ P_r = B_1 \exp(jk_0 x \cos \theta) & (\text{反射声波}) \\ P_+ = A_2 \exp(-jk_0 x \cos \theta) & (\text{空气层中正向波}), \\ P_- = B_2 \exp(jk_0 x \cos \theta) & (\text{空气层中负向波}) \\ P_t = A_3 \exp(-jk_0 x \cos \theta) & (\text{透射声波}) \end{cases} \quad (1)$$

我们暂不考虑弯曲波的影响。设墙 1 和 2 的法向声阻抗率分别为 z_1 和 z_2 ，法向振动速度分别为 v_1 和 v_2 ，由墙板 1 ($x = -\frac{d}{2}$) 的振动，可得

$$\begin{cases} P_i + P_r - (P_+ + P_-) = v_1 z_1 \\ \rho_0 c_0 v_1 = (P_i - P_r) \cos \theta = (P_+ - P_-) \cos \theta, \end{cases} \quad (2)$$

由墙板 2 ($x = \frac{d}{2}$) 的振动，可得

* 我们不把它叫做“双层板”，是为了避免与两层的板胶合在一起的情况相混淆，即一层“墙”指的是两面都与空气层相接触的“板”。

$$\begin{cases} P_+ + P_- - P_r = v_2 z_2 \\ \rho_0 c_0 v_2 = (P_+ - P_-) \cos \theta = P_i \cos \theta \end{cases} \quad (3)$$

解联立方程。经简单运算可以得到

$$\frac{A_1}{A_3} = \left(1 + \frac{z_1}{2\rho_0 c_0} \cos \theta\right) \left(1 + \frac{z_2}{2\rho_0 c_0} \cos \theta\right) - \frac{z_1 z_2}{(2\rho_0 c_0)^2} \cos^2 \theta \cdot \exp(-2jk_0 d \cos \theta), \quad (4)$$

当两层墙板密度都是 ρ 而厚度都是 H 时, 忽略墙板的阻尼, 可得

$$z_1 = z_2 = j\omega\rho H, \quad (5)$$

由式(4)可得双层墙的声能透射系数 $\tau(\theta)$ 由下式决定,

$$\frac{1}{\tau(\theta)} = \left| \frac{A_1}{A_3} \right|^2 = 1 + 4r_0^2 \cos^2 \theta [\cos \beta - r_0 \cos \theta \sin \beta]^2, \quad (6)$$

式中

$$\begin{cases} \beta = k_0 d \cos \theta \\ r_0 = \frac{\omega\rho H}{2\rho_0 c_0} = \frac{\pi f \rho H}{\rho_0 c_0} \end{cases} \quad (7)$$

式(6)是决定双层墙隔声性能的基本关系式。下面, 我们根据不同情况分别加以讨论:

(1) $k_0 d \ll 1$

在低频范围, 当 $k_0 d$ 很小时, 近似可得 $\cos \beta \doteq 1$, $\sin \beta \doteq \beta$, 式(6)简化为。

$$\frac{1}{\tau(\theta)} \doteq 1 + 4r_0^2 \cos^2 \theta (1 - r_0 \beta \cos \theta)^2. \quad (8)$$

这时, 墙板的作用相当一个质量块, 空气层的作用相当于一个弹簧, 双层墙的性能类似于“质量——弹簧——质量”组成的共振系统。

声波向墙板正入射时最低的共振频率叫做**基本共振频率**。自式(8a)可得,

$$\frac{1}{\tau(0)} \doteq 1 + 4r_0^2 (1 - r_0 k_0 d)^2, \quad (9)$$

令 $\tau(0) = 1$, 可得基本共振频率 f_0 为

$$f_0 = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{\frac{2\rho_0}{\rho H d}}, \quad (10)$$

如果两层墙板并不相同, 上式中面密度 ρH 应取几何平均值, 即

$$\rho H = \frac{2(\rho H)_1 (\rho H)_2}{(\rho H)_1 + (\rho H)_2}. \quad (11)$$

当声波频率 f 低于基本共振频率 f_0 时, 双层墙象一个整体那样振动, 可得

$$\frac{1}{\tau(0)} \doteq 1 + 4r_0^2 = 1 + \left(\frac{\pi f \rho \cdot 2H}{\rho_0 c_0} \right)^2, \quad (12)$$

其隔声量近似为

$$R_0 = 20 \lg(f \rho \cdot 2H) - 42.4 \text{ (分贝)}, \quad (13)$$

相当于两层墙板合并成单层墙时的隔声量。当频率 f 趋近 f_0 时, $\tau(0)$ 趋近于 1, 即入射的声能几乎全部透过, 使双层墙的隔声量大幅度下降而形成一个低谷, 比单层墙的隔声量反而要低得多。直至频率高于 $\sqrt{2} f_0$ 时, 隔声量才开始超过按质量定律所得的数值。

当声波以 θ 角斜入射时, 双层墙的共振特性与正入射时的情况相类似, 不过共振频率 $f(\theta)$ 应改写成为

$$f(\theta) = \frac{C_0}{2\pi} \sqrt{\frac{2\rho_0}{\rho H d \cos \theta}} = \frac{f_0}{\sqrt{\cos \theta}} \quad (14)$$

当声波无规入射时, 声能透射系数 τ 应按照不同入射角取空间带权平均后得出, 情况比较复杂。不过定性地讲, 双层墙的共振特性仍保持不变, 共振频率近似仍可由式 (10) 估算。混响场隔声量应由式 (13) 所得数值再减去 5 分贝 (参见第四篇 §1—1)。

(2) $k_0 d \leq 1$

频率 f 越过共振频率 f_0 继续增加时, 如果 $k_0 d$ 不太大, 正入射时仍可采用式 (9)。由于 r_0 、 k_0 值随频率成正比地增大, 式 (9) 趋近以下近似关系式

$$\frac{1}{\tau(0)} \approx r_0^2 (2k_0 d)^2 = \left(\frac{\pi f \rho H}{\rho_0 c_0} \right)^2 \left(\frac{4\pi f d}{c_0} \right)^2 \quad (15)$$

与单层墙的隔声量相比较, 并推广到双层墙中两墙板不一致的情况, 可得

$$R_0 \approx R_1 + R_2 + 20 \lg \left(\frac{4\pi f d}{c_0} \right) \quad (\text{分贝}), \quad (16)$$

式中 R_1 和 R_2 是单层墙的隔声量。只要把隔声量作相应调整, 上式也可推广到斜入射和无规入射时的情况。由上式可知, 双层墙的隔声量近似为两座单层墙隔声量之和加上一个修正值 $20 \lg [(4\pi f d)/c_0]$ 。当频率增加一个倍频程时, R_1 和 R_2 分别增大 6 分贝, 修正值也增大 6 分贝, 可见双层墙的隔声量在这段范围内大致按每倍频程 18 分贝的规律增加。记 $f_1 = c_0/(2\pi d)$, 当 $f = f_1$ 时, 即 $k_0 d = 1$ 时, 修正值为 6 分贝, 双层墙的隔声量等于两层墙板隔声量之和再加上 6 分贝。 $f = f_1$ 是式 (16) 可近似适用的频率上限。

(3) $k_0 d > 1$

当 $k_0 d$ 继续增大时, $1/\tau(\theta)$ 值将随 $\cos \beta$ 和 $\sin \beta$ 的周期性变化而出现极大和极小值。在正入射时的情况, 可得

$$\frac{1}{\tau(0)} \approx 1 + 4r_0^2 (\cos k_0 d - r_0 \sin k_0 d)^2 \quad (17)$$

由于 r_0 是随频率缓慢变化的大值, 当空气层厚度 d 接近 $\lambda/4$ 的奇数倍时 $\cos k_0 d \approx 0$, $\sin k_0 d \approx \pm 1$, 式 (17) 右方为极大值, 可得

$$\frac{1}{\tau(0)} = 1 + 4r_0^2 \approx 4 \left(\frac{\pi f \rho H}{\rho_0 c_0} \right)^2 \quad (18)$$

相应的隔声量近似为

$$R_0 \approx 40 \lg \left(\frac{\pi f \rho H}{\rho_0 c_0} \right) + 6 \quad (\text{分贝}). \quad (19)$$

这时双层墙的隔声量为极大值, 它等于两层墙板隔声量之和再加 6 分贝, 与式 (16) 在频率上限所得结果一致。

反之, 当空气层厚度 d 接近 $\lambda/2$ 的整数倍时, $\cos k_0 d \approx 1$, 而 $\sin k_0 d$ 为小值而乘积 $r \sin k_0 d$ 为有限值, 从而可使式 (17) 右方括号内数值等于零, $\tau(0)$ 趋近于 1, 这对应于空气层共振时的情况, 相应的共振频率 f_n 由下式决定

$$f_n \approx \left(n\pi + \frac{1}{r_0} \right) f_1 \quad (20)$$

通常 d 在厘米级范围内, f_1 在 1000 赫左右, 共振频率 f_n 将在 1000 赫以上。在共振频率 f_n 附近, 双层墙的隔声量将大幅度下降而出现尖锐的低谷。

在斜入射的情况, 隔声量随频率的变化规律基本保持不变, 只是共振频率 f_0 随入射角 θ 的增加而向高频方向移动。在无规入射时, 由于空间平均的结果, 隔声量随频率的起伏变化将明显减小。

图 4-1-13 表示理想双层墙正入射时的隔声特性曲线。

在实际隔声问题中, 所用声波通常为频带噪声, 隔声量迅速随频率的起伏变化往往可以某种平均值代替。

现在我们考虑弯曲波的影响。设两层墙板完全相同, 其临界频率为 f_0 。当空气层中不放吸声材料时, 双层墙的隔声曲线如图 4-1-14 中曲线 *a* 所示。临界频率附近的隔声量大约是单层墙相应值的两倍。假使两层墙板具有不同的临界频率, 由于符合效应使隔声量大幅度降低的位置相互错开, 那么隔声曲线上的低谷将不如图中那样显著, 有可能在一段频率范围内近似取水平线, 即隔声量保持不变。

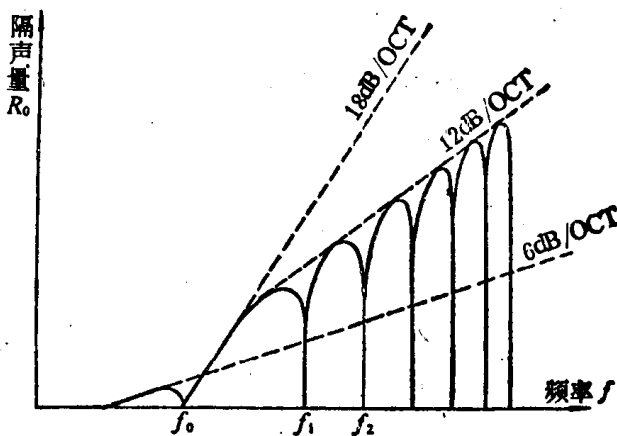


图 4-1-13 理想双层墙正入射时的隔声特性曲线

当空气层内填充少量吸声材料时, 隔声量明显提高, 如图中曲线 *b* 所示。当空气层内填满吸声材料时, 隔声性能可进一步提高, 如图中曲线 *c* 所示。可以看出, 吸声材料的效果在

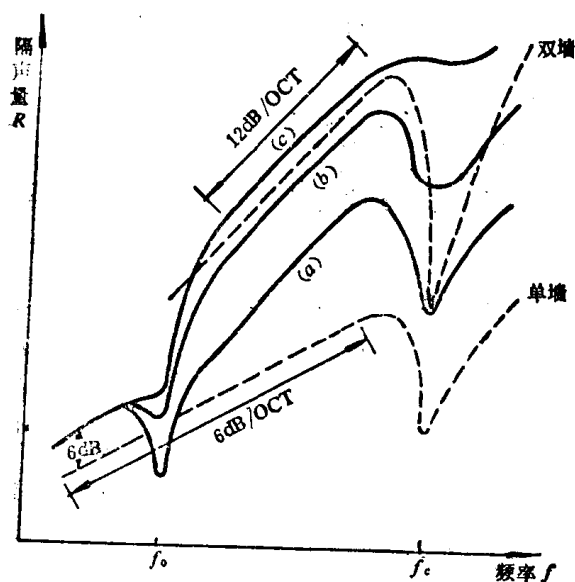


图 4-1-14 空气层中吸声材料对双层墙隔声量的影响
(a) 无吸声材料; (b) 有少量吸声材料;
(c) 填满吸声材料

重单层墙的面密度。

当 $f > f_c$ 时, 双层墙的隔声量将比等重单层墙的隔声量高出一个增量 ΔR , 可得**

* 参见 B. H. Sharp "Prediction Method for Sound Transmission of Building Elements", Noise Control Engineering Vol.11, No.2, 1978.

** 参见 Б·И·扎鲍罗夫, "围护结构隔声理论" 第四章, 徐佩民译, 中国工业出版社, 1964.

临界频率 f_c 附近特别显著, 在最低共振频率 f_0 处也有明显影响。吸声材料的作用主要在于减弱空气层的偶合作用, 使隔声曲线上由于共振现象产生的低谷得到消除。当然, 吸声材料层本身也能提供一定的声衰减量。在通常情况, 双层墙间空气层内填充吸声材料后, 平均隔声量约可提高 7 至 10 分贝。

总结上面的分析, 双层墙的隔声量可由下面的近似公式计算*

$$R = \begin{cases} 20\lg(f\sigma) - 48 & (f < f_0) \\ R_1 + R_2 + 20\lg(fd) - 29 & (f_0 < f < f_1) \\ R_1 + R_2 + 6 & (f > f_1) \end{cases} \quad (21)$$

式中 R 为混响场隔声量, σ 为与双层墙等

$$\Delta R = 40 \lg \frac{f}{f_0} + 20 \lg \eta - 9 \quad (\text{分贝}), \quad (22)$$

这里假定与双层墙等重单层墙的临界频率为 f_c , f_0 为双层墙的最低共振频率, η 为损耗因子。可以看出, 当 f_0 很小, η 值不很小时, 隔声量增量 ΔR 可能相当大。这再次表明, 在临界频率以上, 采用轻薄双层墙结构是很有利的。如果在空气层中填充吸声材料, 或采取其他增加阻尼的措施 (参见本篇第三章), 就可以使吻合效应显著减弱, 从而明显地提高隔声量。

双层墙隔声量典型实验值如表 4-1-5 所列。

双层墙隔声量 (分贝)

表 4-1-5

构 件	空气层厚度(毫米)	面 密 度 (公斤/米 ²)	倍 频 程 中 心 频 率 (赫)								平 均 隔 声 量
			63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	
砖墙 (基础相同)	150	1400	45	49	51	60	68	74	81	87	64
砖墙 (基础分开)	300	1400	59	61	65	72	80	88	95	100	77
石膏板 (基础相同)	100	270	—	41	43	42	48	56	62	—	49
	40	270	—	36	40	45	47	52	57	—	46
钢筋混凝土板 (基础相同)	40	180	—	36	43	42	46	55	57	—	46.5

(摘自: 陈绎勤, “噪声与振动的控制”, 中国铁道出版社, 1981.)

二、声桥对隔声性能的影响

在上面的论述中, 我们假定两层墙隔板间没有固定连接, 这对于土建工程中诸如直立的双层砖墙或混凝土墙, 或大房间内的套间等结构, 可认为近似适用。在一般情况, 由于结构强度或安装上的需要, 两层墙板间往往存在一定的刚性连接。特别是轻薄结构中, 两层薄板间必须有框架、龙骨等构件加以连接, 使它成为具有一定刚度的整体。因此, 当一层墙板振动时, 通过连接物会把振动传递给另一层墙板, 这种传声的连接物叫做**声桥**。由于声桥的耦合作用, 使两层墙板的振动趋向于合并成为一个整体的振动, 因此总的隔声量将趋向下降。

典型的声桥结构如图 4-1-15 所示。图 a 为实心矩形断面, 例如土建中的木龙骨。在振动传递过程中, 可设断面形状保持不变, 即设声桥两端的振动速度可看成近似相同, 这种结构叫做**刚性声桥**。图 b 为 U 形断面, 例如常用的薄壁钢龙骨。在振动传递过程中, 声桥两端存在相对运动, 而声桥本身作弹性弯曲振动。这种结构叫做**弹性声桥**。

从声桥与墙板连接情况的不同, 可把声桥区分为**点声桥**与**线声桥**。对于点声桥, 墙板上在接触点附近一定范围的圆面积内, 可设墙板随接触点以相同的振速 v_B 振动, 而在该范围外, 可设墙板的振动不受声桥的影响。这样, 一个点声桥的作用, 相当于无限障板上圆形刚性活塞辐射声波所产生的影响。与此相类似, 一个线声桥的作用, 相当于无限障板上条形线声源所产生的影响。

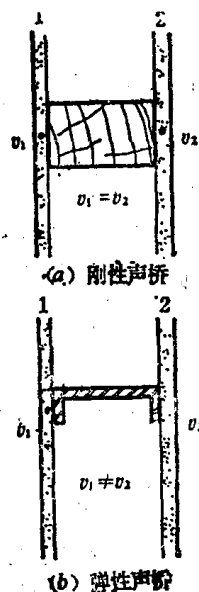


图 4-1-15 典型声桥结构

考虑声桥耦合作用的影响时*, 双层墙的隔声量 R_B 将比理想双层墙只考虑空气层耦合作用时的隔声量 R 有所下降, 设其降低量为 D_B , 即设

$$R_B = R - D_B, \quad (23)$$

可得

$$D_B = 10 \lg \left(\frac{W_P + W_B}{W_P} \right). \quad (24)$$

式中 W_P 为只考虑空气层耦合作用时, 第二层墙板向受声室辐射的声功率, W_B 为墙板上与声桥接触点相联系的声源辐射的声功率。 W_B 与 W_P 的相对比值由下式决定

$$\frac{W_B}{W_P} = \begin{cases} \frac{8n\lambda_c^2}{\pi^2 S} \left(\frac{V_{B_2}}{V_2} \right)^2 & (\text{点声桥}) \\ \frac{2nl\lambda_c}{\pi S} \left(\frac{V_{B_2}}{V_2} \right)^2 & (\text{线声桥}), \end{cases} \quad (25)$$

式中 n 为墙板上声桥的数量, l 为线声桥的长度, S 为墙板面积, λ_c 为墙板上临界频率时弯曲波波长, V_2 为第二层墙板远离声桥接触点的振速而 V_{B_2} 为接触点处的相应振速。设第一层墙板上声桥接触点的振速为 V_{B_1} , 墙板的振速为 V_1 , 可设 $V_{B_1} = V_1$, 因此振速比 V_{B_2}/V_2 可改写为

$$\frac{V_{B_2}}{V_2} = \left(\frac{V_{B_2}}{V_{B_1}} \right) \left(\frac{V_1}{V_2} \right). \quad (26)$$

对于刚性声桥, $V_{B_2}/V_{B_1} = 1$, 而对于弹性声桥可得

$$\left(\frac{V_{B_2}}{V_{B_1}} \right)^2 = \begin{cases} \left(\frac{\pi k f_c}{4\omega c_0^2 \sigma_2} \right)^2 & (\text{点声桥}) \\ \left(\frac{k}{\pi \omega c_0 l \sigma_2} \right)^2 & (\text{线声桥}), \end{cases} \quad (27)$$

式中 k 为声桥的等效刚度, σ_2 为第二层墙板的面密度。可以求出, 振速比 V_1/V_2 为

$$\left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 = \begin{cases} \left(\frac{\omega^2 \sigma_2 d}{1.9 \rho_0 c_0^2} \right)^2 & (f_0 < f < f_1) \\ \left(\frac{\omega \sigma_2}{1.9 \rho_0 c_0} \right)^2 & (f > f_1). \end{cases} \quad \begin{matrix} (28a) \\ (28b) \end{matrix}$$

由上述各式可以看出, 在 $f < f_1$ 的频率范围内, 声功率相对比值 W_B/W_P 随频率四次方 (刚性声桥) 或二次方 (弹性声桥) 增加。在 $f > f_1$ 的频率范围内, 则随频率的二次方增加 (刚性声桥) 或趋于常数 (弹性声桥)。引入频率 f_B , 当 $f = f_B$ 时, $W_B = W_P$ 。把式 (28a), 式 (27) 代入式 (26), 求出振速比 V_{B_2}/V_2 , 再代入式 (25), 即可求出与弹性声桥或线声桥相对应的 f_B 值。如果式 (27) 中, 比值 V_{B_2}/V_{B_1} 以 1 代替, 则可求出刚性声桥时的相应值。

当 $f < f_B$ 时, $W_P > W_B$, 声能主要通过空气层耦合作用而传递, 隔声降低量 D_B 近似为零, 即这时声桥的作用可以忽略不计。

当 $f > f_B$ 时, $W_P < W_B$, 声能主要通过声桥的耦合作用而传递, 由式 (24) 可得降低量近似为

* 参见顾樵围、王季卿, “弹性联结对钢龙骨轻板隔墙隔声量的影响”, 声学学报, 第 8 卷第 1 期 (1983) 及王季卿, “提高轻板隔墙隔声性能的实验研究”, 同济大学学报, 1981 年 2 期。

$$D_B \doteq 10 \lg \left(\frac{W_B}{W_P} \right). \quad (29)$$

对于弹性声桥，由前面的关系式可写成下面的形式。

$$D_B \doteq \begin{cases} 20 \lg \left(\frac{f}{f_B} \right) & (f_B < f < f_1) \\ 20 \lg \left(\frac{f_1}{f_B} \right) & (f > f_1). \end{cases} \quad (30a)$$

对于刚性声桥，则可写成下面的形式

$$D_B \doteq \begin{cases} 40 \lg \left(\frac{f}{f_B} \right) & (f_B < f < f_1) \\ 40 \lg \left(\frac{f_1}{f_B} \right) + 20 \lg \left(\frac{f}{f_1} \right) & (f > f_1). \end{cases} \quad (30b)$$

隔声曲线示意图如图 4-1-16 所示。由于声桥的耦合作用，使双层墙的隔声量降低，隔声曲线上的转折点，也由 f_1 降低而为 f_B 。

在实际问题中，为了减弱声桥对双层墙隔声性能的不良影响，应尽可能采取下列措施：

(1) 设计和施工时，应避免形成不必要的声桥。

例如在两层墙间应防止掉入砂浆、碎砖等杂物，以致形成声桥，在墙板间空气层内安装管线时应避免刚性接触等。

(2) 墙板间的连接框架，宜采用弹性结构来代替刚性结构。

例如用弹性较好的钢龙骨来代替刚性较强的木龙骨，可以改善双层墙的隔声性能。

(3) 在声桥与墙板接触处宜插入适当的弹性或阻尼垫层。

图 4-1-17 为典型的双层墙隔声曲线。图 a 为钢龙骨，空气层内填充 50 毫米矿渣棉。图 b 为木龙骨。两层墙板都是 11 毫米厚水泥刨花板，垫条为 13 毫米厚软质纤维板。可以看出，加垫条后隔声量有一定程度的提高，这对于刚性较强的木龙骨来说，效果更加明显。

三、复合墙的隔声性能

按照质量定律，把墙的厚度或面密度增加一倍，隔声量只能提高 6 分贝，通常在实用上很不经济。采用多层墙结构，一般可以明显地提高隔声量，但它往往受到机械结构性能方面的限制。把多层结构组成一个整体，成为一种复合墙，是切合实用要求的有效措施。

由前面的论述可以看出，即使对于理想的单层墙和双层墙这样较简单的结构，其隔声性能也已相当复杂，很难作出完全符合实际情况的理论分析计算结果。因此，对于一些更复杂的复合墙结构，我们只限于作一些定性的或半定量的讨论，阐明其隔声特性的大致规律，为实用隔声设计提供参考。

(1) 附加弹性面层

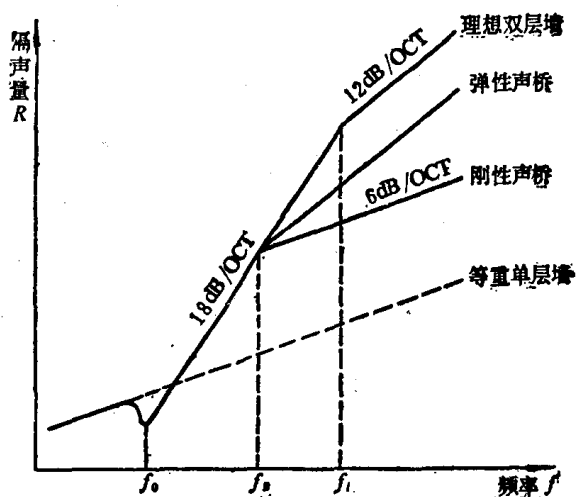


图 4-1-16 声桥对双层墙隔声量影响示意图

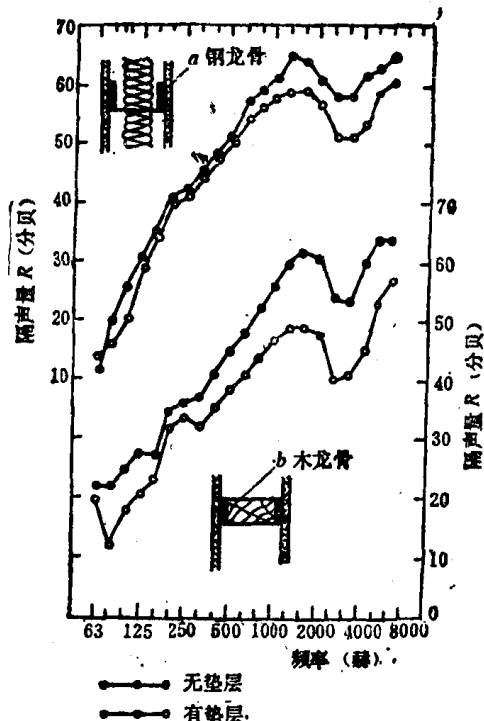


图 4-1-17 声桥对双层墙隔声性能的影响
 ○—○ 无垫层 ●—● 有垫层

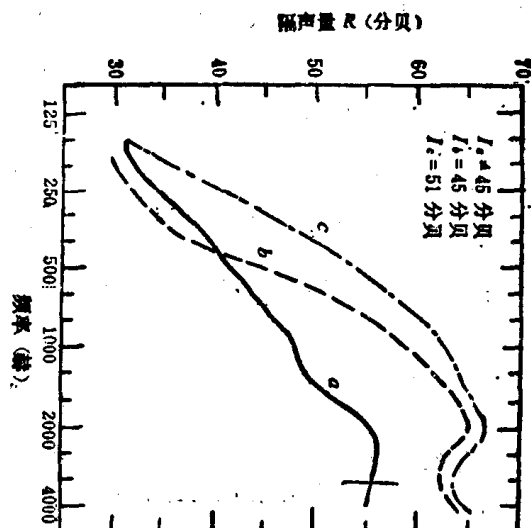


图 4-1-18 附加面对隔声量提高的典型效果
 (摘自: C. M., Harris《Handbook of Noise Control》)

对于厚而重的墙板,其面密度已经相当大,企图再增加它的厚度或重量来提高隔声量是不切实际的。如果在受声侧附加一薄层弹性面层,其隔声量可以有一定程度的提高。弹性面层与重墙组成了一种复合墙。

弹性面层通常由一块较柔软的薄板材料制成,它对隔声量的提高效果取决于面层与墙板间的耦合程度。为了获得最佳效果,面层应密实不透汽,以免声波直接通过开孔传递到墙板上。面层与墙板间空气间隙,会组成共振系统,在共振频率附近,将对隔声性能产生不良影响。为此,在面层与墙板间宜填充玻璃棉、毛毡等吸声材料。此外,面层与墙板间的连接方式对隔声性能也有影响,应尽可能避免刚性连接而宜采用柔性连接,以减弱声桥的传声作用。附加弹性面层后,隔声量的增量 ΔR 可用下式计算

$$\Delta R = 40 \lg \left(\frac{f}{f_0} \right) \quad (f \gg f_0), \quad (31)$$

式中 f_0 为弹性面层(包括面层与墙板间的空气间隙)的共振频率。图 4-1-18 给出了典型的实测隔声量改善效果。图中墙板为 15 厘米厚实心砌块墙(207 公斤/米²),曲线 a 为无附加面层的隔声量,隔声指标 I_a 达 45 分贝。曲线 c 为附加 12 厘米厚石膏板弹性面层时的隔声量,面层与墙板间填充玻璃棉毡,隔声指标 I_c 增加而为 51 分贝。曲线 b 的构造与曲线 c 的构造相同,只是面层与墙板间未填充玻璃棉毡。可以看出,中低频隔声性能明显下降,隔声指标 I_b 降低为 45 分贝。

值得指出,如果附加弹性面层设计不当,使面层与墙体间接近刚性接触,它的共振频率会升高至中频范围。由于中频隔声量对墙板隔声性能起重要作用,从整体来说,附加了这种弹性面层反而会使隔声效果变差。例如,在实用设计中,如果在外墙内侧贴上弹性较差的隔

热材料（如硬质泡沫塑料或碎木板等），在外表再做一层抹灰粉刷，就可能引起这种不良后果。这时隔热层的劲度与抹灰层的质量组成的共振系统具有较高的共振频率，会使共振时的隔声量显著下降，图 4-1-19 给出了这种构造使隔声量下降的典型结果，

（2）多层复合板

用双层或多层材料胶合在一起，从整体来说，可以看成是单层复合墙板。声波在这种分层材料中传播时，在界面上应满足应力、质点振速等连续条件，复合板的面密度为各层材料面密度的总和，复合板的弯曲劲度及损耗因子由各层材料相互联系的具体情况决定（参见本篇第三章）。

为了提高复合板的隔声效果，一般地说，应遵照下列设计原则：

（i）相邻两层材料间声阻抗之比要尽可能大一些，使界面上的声反射系数提高，从而可以提高隔声效果。

例如在框架结构中贴一层薄铅板可以使隔声量显著增大，

（ii）对于双层复合板，宜使其中一层较为柔顺并具有较大损耗因子，可以用来减弱弯曲振动，使临界频率以上的隔声量提高。另一层则具有足够的刚性和强度，使能满足机械性能上的要求。

例如在金属板上涂一层粘性阻尼材料，复合板的刚性和强度主要由金属板决定。与金属板相比较，复合板的面密度与弯曲劲度略有提高，但改变幅度并不很大，但共振现象显著减中，高弱频隔声量可以明显提高，

（iii）对于多层复合板，宜采用“夹心”结构，即在外层采用刚性较好、强度较大的薄层材料，在心层采用柔软的厚层吸声或阻尼材料。这种夹心结构，整体性能良好，容易满足机械性能上的要求。在临界频率以下，由于心层的吸声或阻尼作用，使双层外层基板间互相独立，复合结构的隔声量可以达到两层板各自隔声量的总和，超过质量定律所给出的数值。特别是心层在受到外层约束条件下作弯曲振动时，阻尼作用加强，因此在临界频率以上，复合板的弯曲共振现象减弱，从而使隔声量不会因吻合效应而明显下降。此外，心层的作用使总厚度以及弯曲劲度增大，从而使临界频率向高频方向移动，这对提高隔声效果也是有利的。

三层复合板隔声量的典型实验结果如表 4-1-6 所列。实验结果表明，在中低频范围，大大超过质量作用定律所给出的隔声量。

（3）加肋板

在实际工程中，常常采用肋条加强的薄板结构。例如带肋的墙板、铺设在横梁上的楼板等。从整体性能来说，薄板上加肋条后，总重量并不会明显增加，但它的刚性，即弯曲劲度可以显著提高，承受负载的能力相应增加。从局部范围来说，薄板被肋条划分成若干小块，对于每一块小板在一定程度上有相对独立性，不过相邻小板间存在相互联系。这就是

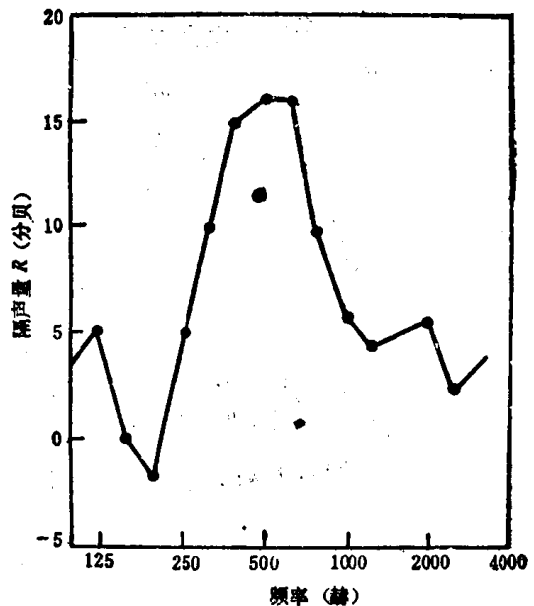


图 4-1-19 面层与墙体刚性连接时，使隔声量下降的典型结果
（摘自：C. M. Harris 《Handbook of Noise Control》）

三层复合板的平均隔声量

表 4-1-6

心 层	外 层	平均隔声量 $\bar{R}$ (分贝)
6.5 厘米厚玻璃纤维毡 (容重120公斤/米 ³)	1.5 及 2.5 毫米厚钢板	41.7
	1.5 毫米钢板及五夹板	38.8
	二块五夹板	34.7

说，带肋板的运动可以看成是若干相互偶合在一起的小板的运动。

相邻小板间以肋条为共同的边界，把肋条看成一条线，在肋条上应满足位移（即挠度）和转角连续的边界条件。在通常情况，挠度（从而振速）可设为零，但转角和弯矩并不为零。因此各块小板的边界条件与简支板（挠度、弯矩为零）或固定板（挠度、转角为零）的条件有所不同，粗略地说，小板的动力学性质比较接近于弹性固定的薄板（即设挠度为零，转角与弯矩成正比）。

由上可知，有肋板的运动近似可以看成由两种弯曲振动迭加而成：一是整体大板的弯曲振动，其最低共振频率设为 f_0 ，对于前面分析讨论的“无限大”板来说，相应的 f_0 值应取为零；另一是各块小板的弯曲振动，当它以各种不同振动方式振动时，其最低共振频率 f_1 一般总比“无限大”板的临界频率 f_c 低得多。

当混响声向有肋板入射时，其隔声量随频率的变化规律大致如下：

在甚低频率 ($f < f_0$) 时，板作整体运动，其隔声量随频率的变化符合质量定律。与不加肋时相比较，隔声量并不会明显增大。

当频率 f 接近板作整体弯曲振动的最低共振频率 f_0 时，隔声量显著下降，在隔声曲线上产生一个低谷。对于不加肋的有限尺寸的板，实际上也存在整体弯曲振动的共振现象，不过，由于加肋板的整体弯曲劲度增大， f_0 值提高，在通常频率范围内应加以考虑。

当频率继续提高，各种不同整体弯曲方式增多，在一定频率范围内迭加平均的结果，共振现象不大明显，隔声量基本上按照质量定律随频率而增加。

当频率 f 接近小板弯曲振动的最低共振频率 f_1 时，隔声量再度显著下降而在隔声曲线上产生一个低谷。当频率继续提高后，隔声量基本上又按照质量定律随频率而增加。

当频率 f 接近临界频率 f_c 时，由于符合效应，隔声量又一次显著下降。

隔声量随频率的变化如图 4-1-20 所示。图中左方虚线表示大板符合质量定律时的情况，

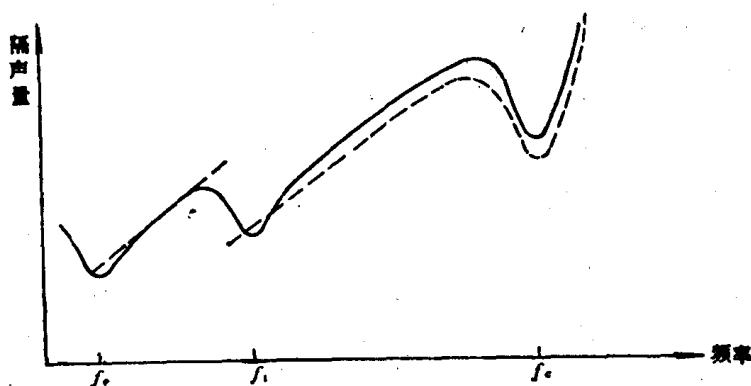


图 4-1-20 有肋板的典型隔声曲线
(摘引自: L.L. Beranek, <Noise and Vibration control>)

右方虚线表示小板由质量定律以及随后的吻合效应所控制时的情况。

§ 1-4 门和窗的隔声性能

在土建工程中,墙板上往往装置门或窗。与墙板相比较,门或窗的隔声量一般要低一些,把有门或窗的墙板看成是若干隔声性能不同的构件“并联”所得的复合墙,从整体来说,其有效隔声量为各个构件隔声量的某种平均值。

一、有门窗墙板的有效隔声量

当声波向有门窗的墙板入射时,设透过门窗以及墙板的声波互相独立,实际有效的隔声量可按照能量关系近似地求出。设门、窗以及墙板的声强透射系数分别为 τ_1 、 τ_2 和 τ_3 ,它们的面积相应为 S_1 、 S_2 和 S_3 ,容易得到,复合墙的有效声强透射系数 τ_e 由下式决定,

$$\tau_e = \frac{\tau_1 S_1 + \tau_2 S_2 + \tau_3 S_3}{S_1 + S_2 + S_3}, \quad (1)$$

即 τ_e 值为各构件 τ 值的面积带权平均值。由此可得有门窗墙板的有效隔声量相应由下式决定

$$R_e = 10 \lg \frac{1}{\tau_e} = 10 \lg \left(\frac{S_1 + S_2 + S_3}{\tau_1 S_1 + \tau_2 S_2 + \tau_3 S_3} \right). \quad (2)$$

当门、窗以及墙板的声强透射系数(或隔声量)已知时,由上述公式就可以计算出有门窗的复合墙的隔声量。

在实际问题中,门窗结构往往是隔声的薄弱环节,当入射声的声强给定时,透过一定面积门窗的声功率往往达到可观的数值。这时,尽管墙板本身具有很高的隔声量,但是从整体来说,复合墙的隔声效果仍是不高的。例如,设门窗的隔声量是20分贝,门窗面积占复合墙总面积的20%,当墙板隔声量是40分贝时,由式(33)计算得复合墙的有效隔声量是26.5分贝。即使当墙板隔声量提高至80分贝时,复合墙的有效隔声量仍只能达到27分贝。这表明对于有门窗的复合墙,其有效隔声量往往受到门窗隔声量及其面积所限制。

要提高有门窗的墙板的有效隔声量,最积极有效的措施是要改善门窗结构来提高它们的隔声量,其次是要控制门窗结构所占面积的百分比。考虑到门窗的功能要求,高隔声量的门窗设计会遇到一些实际技术困难,而要显著减少门窗的总面积也不容易实现,最佳的门窗隔声设计应参照下面的等声功率原则抉择:即透过门窗的声功率应与透过墙板的声功率大致相等。设门窗的总隔声量为 R_{12} ,墙壁的隔声量为 R_3 ,应近似满足

$$R_{12} \doteq R_3 - 10 \lg \left(\frac{S_3}{S_1 + S_2} \right), \quad (3)$$

式中

$$R_{12} = 10 \lg \left(\frac{S_1 + S_2}{\tau_1 S_1 + \tau_2 S_2} \right). \quad (4)$$

当复合墙上具有门和窗两种构件时, R_{12} 是门和窗的隔声量按能量法则所得的平均值。

值得指出,上面推荐的等声功率原则在噪声控制工程中是带有普遍性的。它的理论根据是:当噪声有多个相互独立的来源时,只有对最主要的来源采取控制措施才能有明显的降噪效果,反之,对次要的来源尽管采取了高标准的控制措施,总的降噪效果实际并不大,

从实用角度来考虑，往往得不偿失。因此，经济合理的最佳控制方案应当使各个重要的噪声来源尽可能降低至同样的水平。

门和窗作为隔声结构也可以看成是单层或多层墙板，其隔声性能可根据前面的论述作理论分析或实验测定，不过对于门窗结构有两点特殊情况应加以注意：一是门窗的几何尺寸一般并不很大（与声波波长相比较），把它看成是“无限大”板来处理时所得结果与实际情况会有较大偏差；二是门窗为可以活动的装置，它与固定的框架间往往存在漏声的缝隙，对门窗的隔声量会产生难以准确估计的影响。

由上可知，门窗的隔声量涉及很多具体的技术问题，很难严格地加以计算或控制，在实用设计中，一般借助经验或实测加以确定。

二、门的隔声量

在土建工程中，各种常用门的隔声量如表 4-1-7 中所列。普通的嵌板门在木框架上嵌入单层木板而成，平均隔声量一般较低。平板门的门扇骨架用木条粘成，门扇的表面用胶木板或木质纤维板平铺在骨架上而成。与嵌板门比较，平板门的骨架较密，板与骨架的联结较好，隔声量可提高 7~8 分贝。层板门是隔声性能较好的新型设计，它在木框架的两侧都铺设胶板或木质纤维板，板与板之间的空气层内填充吸声材料。与嵌板门相比较，层板门的平均隔声量可以提高 10 分贝左右。

普通门的隔声量(分贝)

表 4-1-7

构 造	门扇周围的 接合条件	倍 频 程 中 心 频 率(赫)								平 均 隔 声 量
		63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	
嵌 板 门	无压紧垫	7	12	14	16	22	22	20	—	16
	有橡皮压紧垫	12	18	19	23	30	33	32	—	24
平 板 门	无压紧垫	17	22	23	24	24	24	23	—	23
	有橡皮压紧垫	22	27	27	32	35	34	35	—	32
层 板 门 (填充玻璃棉)	无压紧垫	17	25	26	30	31	28	29	—	28
	有橡皮压紧垫	23	28	30	33	36	32	30	—	32
层 板 门 (填充矿棉毡)	无压紧垫	—	24	24	28	27	25	24	—	25
	有橡皮压紧垫	—	28	28	32	34	32	32	—	31

(摘自陈绎勤,《噪声与振动的控制》,中国铁道出版社,1981.)

在门扇与门框的接合部位是否严密,对门的隔声量有显著的影响。值得注意,由于声波的绕射效应,门上缝隙或孔洞产生漏声作用的有效面积(即相当于声强透射系数为 1 的开窗面积)比它们的实际面积要大得多(参见第二篇 § 1—4 第三小节)必须予以消除。自表 4-1-7 可以看出,如果门扇与门框间有橡皮压紧垫,那么门的隔声量可以提高约 7 分贝。

对于隔声要求很高的结构,通常宜采用特殊设计的隔声门。从设计原理来说,隔声门的结构与前述层板门的结构是类似的。不过,隔声门的框架及面板一般用金属材料做成,门扇两侧间空气层的厚度比普通层板门的厚度来得大,通常达 100~200 毫米。门扇的骨架可用

成型钢材，面板应采用2~5毫米厚的钢板或硬铝板，为了减弱金属结构的振动，其内表面宜涂抹或粘贴10毫米以上厚度的阻尼材料层（参见本篇第三章），或在空气层内填充矿渣棉或玻璃纤维等容重较大的吸声材料。为了提高隔声门的隔声量，在门扇两侧间再夹一层2~5毫米厚的铅板。

隔声门与门框间必须保证关闭严密。门框槽口或门扇边缘应设置压紧垫（通常为软橡皮、毛毡等柔软、耐磨的材料），门扇与门框间宜采用搭接方式紧闭，门上宜设置锁闸保证使门扇压紧在门框上；门扇外侧宜用密实并有弹性的薄层材料（例如薄橡皮、折叠的帆布等）镶边，并稍微探出一些于门扇的边缘外，以遮盖门四周的缝隙。

隔声门的典型设计如图4-1-21所示。门扇与门框的搭接方式如图4-1-22所示。隔声门的隔声量如表4-1-8中所列。表中轻型隔声门外侧用3毫米厚硬铝板，内侧用2毫米厚硬铝板，门扇内腔填充50毫米厚矿渣棉板（容重100—150公斤/米³）。重型隔声门外侧用5毫米厚钢板，内侧用2毫米厚钢板，门扇内腔填充80毫米厚矿渣棉板。采用双层隔声门时，隔声量有显著提高，为了减少双层门之间的声耦合，门间空气层厚度宜保证在200毫米以上，门斗内宜有吸声饰面。双层隔声门的隔声量一般低于两道互相独立的隔声门隔声量之和。如果两道门的间距足够大，门间的过渡空间形成较大的空腔，这种建筑结构叫做声闸。当门间空腔内作适当吸声处理时，声闸的隔声量比双层门要大得多。由于声闸可以借助两道隔声量较低的轻便门获得很高的总的隔声效果，因此只要客观条件容许，它是一种应该优先考虑采用的隔声结构。

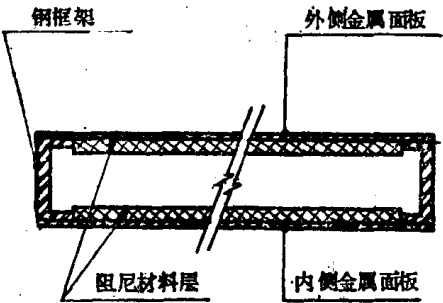


图 4-1-21 隔声门典型设计

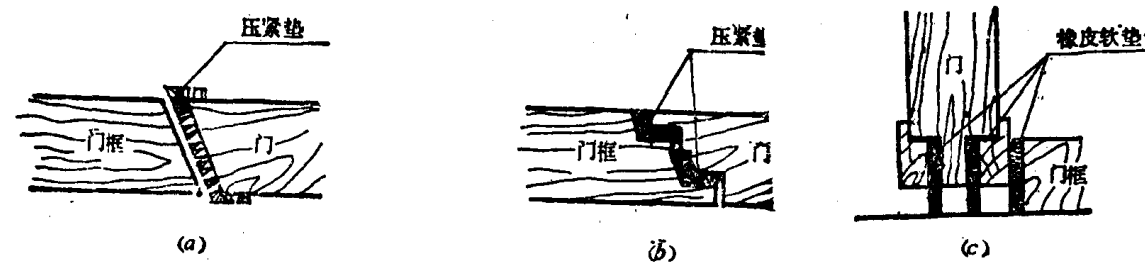


图 4-1-22 门扇与门框的搭接

隔声门的隔声量（分贝） 表 4-1-8

构 造	信 频 程 中 心 频 率 (赫)								平 均 隔 声 量
	63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	
单层轻型隔声门	14	18	30	39	42	45	42	45	35
单层重型隔声门	23	33	42	49	57	57	57	70	41
双层轻型隔声门	16	25	42	55	58	60	60	60	47
双层重型隔声门	30	45	58	65	70	70	70	70	60

（摘自：陈绎勤，〈噪声与振动的控制〉，中国铁道出版社，1981。）

三、窗的隔声量

窗的隔声与门的隔声在性质上是相类似的，只是窗应具有透光的功能，因此必须采用玻璃或有机玻璃等透明材料。窗的隔声性能主要取决于玻璃或有机玻璃的厚度以及窗扇与窗框间的密合程度，与窗面面积的大小或划分单元的多少近似无关。

在窗扇与窗框间采用压紧垫，能明显改善窗的隔声效果，常用的压紧材料是：毛毡，多孔软橡皮以及U型橡皮垫等。与不加压紧垫时的情况相比较，采用压紧垫后，窗的隔声量可提高4—6分贝。

将单层窗改为双层窗，可以明显提高隔声量。双层窗中空气层厚度宜取50~200毫米。窗的隔声量如表4-1-9中所列。

窗 的 隔 声 量 (分贝)

表 4-1-9

构 造	窗扇周围的 接合条件	信 频 程 中 心 频 率 (赫)								平 均 隔 声 量
		63	125	250	500	1000	2000	4000	8000	
单层玻璃窗										
玻璃厚度3毫米	无压紧垫	8	12	16	18	20	22	20	—	17
6毫米		12	18	18	20	23	25	25	—	20
单层有机玻璃窗										
有机玻璃厚度4毫米	有压紧垫	13	17	21	25	29	33	36	30	27
10毫米	同 上	18	23	26	31	34	34	32	40	31.5
18毫米	同 上	22	30	32	35	35	33	38	45	34
36毫米	同 上	30	35	34	35	40	40	48	—	39
双层玻璃窗										
3毫米+100毫米+3毫米	周围密封	—	—	—	—	—	—	—	—	37
3毫米+200毫米+3毫米	同 上	—	—	—	—	—	—	—	—	41
6毫米+100毫米+6毫米	同 上	—	—	—	—	—	—	—	—	38
6毫米+200毫米+6毫米	同 上	—	—	—	—	—	—	—	—	42.5
双层有机玻璃窗										
36毫米+100毫米+10毫米	周围密封	22	31	41	50	60	62	70	70	51
36毫米+200毫米+10毫米	同 上	22	32	43	53	61	64	70	70	52

(摘自：陈绎勤《噪声与振动的控制》，中国铁道出版社，1981。)

对于隔声要求更高的窗扇宜采用硅酸盐玻璃与有机玻璃组合而成的特种窗，这种窗由6~8片硅酸盐玻璃粘成的玻璃砖来代替单层玻璃，并紧密地嵌镶在钢窗框架上。其平均隔声量可以提高至60分贝左右。

【例】 设1000赫时，隔墙的隔声量 R_1 为40分贝，窗的隔声量 R_2 为25分贝，窗的面积占总面积的10%，试计算这种带窗隔墙的有效隔声量 R_e 。

【解】 按题意可得隔墙与窗的声强透射系数分别为

$$\tau_3 = 10^{-0.1R_3} = 10^{-4},$$

$$\tau_2 = 10^{-0.1R_2} = 10^{-2.5},$$

隔墙与门的面积所占的面积百分比为

$$\frac{S_3}{S_2 + S_3} = 90\%,$$

$$\frac{S_2}{S_2 + S_3} = 10\%.$$

代入式(33)得

$$\begin{aligned} R_e &= 10 \lg \frac{S_2 + S_3}{\tau_2 S_2 + \tau_3 S_3} = R_3 - 10 \lg \left\{ \frac{S_3 + S_2 10^{0.1(R_3 - R_2)}}{S_2 + S_3} \right\} \\ &= 40 - 10 \lg \{0.9 + 0.1 \times 10^{1.5}\} = 33.5 \text{ (分贝)}. \end{aligned}$$

§ 1-5 壳体的隔声性能

前面几节讨论的是平面墙板的隔声性能。在噪声控制工程中实际上经常遇到非平面的隔声构件，例如管道系统的管壁，噪声机械的隔声罩壳等，它们应近似看成是一维或二维弯曲的壳体结构。由于它们的形状特殊，与平面墙相比较，其隔声规律有所不同，并且很难作出较精确的理论分析或实验测试。本节从实用观点出发，对壳体结构的隔声性能进行概括的讨论。

一、壳体隔声结构的特殊性

壳体是二维的面结构，与平面结构相比较，壳体表面呈弯曲（或扭曲）。壳体与平面相交时，如果沿壳体表面某些方向上交线为直线，而其垂直方向上为曲线，那么这种表面叫做**一维弯曲面**，例如圆柱面或圆锥面就是这种曲面。如果壳体表面与平面的交线沿任何互相垂直的方向上都是曲线，那么这种表面就叫做**二维弯曲面**，例如球面就是这种曲面。在声波作用下，壳体表面的振动方式不同于平面墙板的振动方式，因此前面所得对于平面墙板适用的结论，对于壳体结构不能随便加以套用。

在“无限大”平面墙板隔声问题中，声源室与受声室都可近似看成是半无限空间，室内声场可以近似假定是完全扩散的混响声场。对于壳体隔声结构，它所围成的空间中在与壳体表面垂直方向上几何尺寸一般不很大，空间驻波现象很显著，因此很难再假定入射声是各方向机会均等的混响声。这就是说，前面讨论中关于混响声入射的分析处理方法及其所得结论，对于壳体结构是否仍能近似适用是值得商榷的。例如关于隔声罩的隔声效果，假使盲目套用前述墙板隔声量公式进行计算，往往会得出与实际情况不符的结果。

由于上述原因，实际对壳体结构的隔声效果进行测试时，也会遇到带有根本的技术困难。壳体隔声结构内外的声压级差是比较容易直接测量的，但它并不代表结构的隔声量。由于壳体内部声场往往并不是近似完全扩散的，由测得的声压级值并不足以确定入射声的声强级，因此难以求出相应的隔声量。在给定测点处测出装置壳体隔声结构前后的声压级之差，作为隔声结构的插入损失用来衡量它的隔声效果，这在实践上是简便易行的。不过，由于壳体隔声结构的内部空间一般相当小，壳体与噪声源的偶合作用相当强，与未装置壳体时的情况

况相比较,壳体内部的声场通常产生了明显的变化,甚至噪声源本身辐射的声功率也会有明显的改变。例如对于噪声机械装置设计不当的隔声罩,有时反而会向周围辐射更多的噪声,使隔声罩的插入损失成为负值。

分析壳体结构的隔声性能时,下列原则性的意见是有参考价值的:

(1) 把壳体结构看成是由若干块有限尺寸的互相独立的部件组装而成。当给定部件的几何尺寸(包括长度、宽度以及曲率半径等)远大于声波波长时,该部件的隔声性能近似可根据“无限大”墙板的有关公式进行估算。

例如车间内用四堵带门窗的侧墙与顶板围成的隔声间,几何尺寸一般达3~6米,在500赫以上的中、高频范围,其隔声量可根据侧墙与顶板的声强透射系数(或隔声量)以及相应的面积计算而得(参见第四篇§1—4)。在隔声间内部的声场可近似设为混响声场。

(2) 当组成壳体结构的部件为中等大小时,即它的几何尺寸与声波波长相仿时,该部件的隔声性能应近似看成是有限大小的墙板进行分析。这时部件的边界条件有明显的影响,例如矩形管道可以看成由四块条形平板组装而成,其宽度一般在几十厘米的范围,其隔声性能决定于各块板在声波作用下的弯曲振动。对于大型管道,侧板宽度一般1~3米,其隔声性能接近于加肋板(参见第四篇1—3)。

(3) 当壳体结构的几何尺寸远小于声波波长时,必须从结构的整体性能加以考虑,即部件与部件间不再可以看成是互相独立,隔声结构内部的声场也不再可以近似设为混响声场。

(4) 与具有相同面密度的平面部件相比较,壳体结构弯曲部件只是在弯曲劲度上有较明显的提高,因此弯曲振动的基本特性并没有显著变化,只是频谱向高频方向有所移动。

二、管道的隔声性能

管道管壁一般是一种单层薄板,可近似看成是无限长柱面。由于声波在刚性壁管道中可以传播很远的距离,并且管道系统中存在高速气流,会在弯头、阀门以及截面突变处产生再生的气体动力性噪声,因此管道管壁即使在离原始噪声源很远处,仍然是一个有效的噪声辐射体。这表明管道的隔声性能在噪声控制中有重要的实际意义。

管道的隔声效果难以采用插入损失进行衡量,因为不装管道时,噪声传播的条件完全改变,不可能与装管道时的情况作相对比较。噪声在管道中传播时主要沿管壁平行方向,即声波向管壁时主要为掠射,与前面分析的正入射或无规入射实际上有所不同,很难作严格的理论分析。下面,我们暂不对此作深入的讨论,仍笼统地采用隔声量(即传声损失)来反映管道的隔声效果。

对于大型管道,通常为矩形截面,在常用频率范围内近似可用平面墙板隔声理论结果预测它的隔声性能。对于中小型管道,圆形截面管道的隔声性能具有典型的意义,即使是非圆形截面管道,把它折算成等面积的圆形截面管道,其隔声性能大致不会产生明显的变化。

圆管管壁在声波作用下会产生两个方向的弯曲振动:一沿管轴方向传播,另一沿圆周方向传播。这两种传播的振动复合起来就形成螺旋形传播的弯曲波。

整个圆管的隔声特性可划分两个频率范围来描述,其分界点为沿圆周方向产生共振时的最低频率 f_r ,叫做**圆周频率**(或**环频**),它由下式决定

$$f_r = \frac{C_L}{\pi d} \quad (1)$$

式中 c_L 为管壁内胀缩波的传播速度, d 为管道的标称直径 (近似为管道外径与内径的平均值)。例如钢的胀缩波速度 c_L 约为 6100 米/秒, 当圆管标称直径为 300 毫米时, 圆周频率约为 6.3 千赫。

当声波频率 f 高于圆周频率 f_r 时, 圆管的隔声量近似与等厚度无限大平板的隔声量一样, 可用相应的公式进行估算 (参见第四篇 § 1—1)。

当声波频率 f 低于圆周频率 f_r 时, 圆管的曲率对隔声量有很大影响, 这时不能直接利用无限大平板的公式。记管壁厚度为 h , 引入“极限隔声量” R_m , 它与比值 h/d 的关系为

$$R_m = 10 \lg \frac{h}{d} + 49.2 \text{ (分贝)}. \quad (2)$$

实际隔声量 R 要低于极限隔声量 R_m , 两者要相差一个修正值 ΔR , 修正值 ΔR 与频率比 f/f_r 的关系式见表 4-1-10。

圆管隔声量的修正值

表 4-1-10

频率比 f/f_r	0.025	0.05	0.1	0.2	0.3—0.7	0.8
修正值 ΔR (分贝)	-6	-5	-4	-3	-2	-3

由上可归纳出圆管隔声量的计算步骤如下:

- (1) 由式 (1) 计算出管道的圆周频率 f_r 。
- (2) 当 $f > f_r$ 时, 计算出等厚无限大平板的隔声量。
- (3) 当 $f < f_r$ 时, 由式 (2) 计算出极限隔声量 R_m 。由频率比求出修正值 ΔR , 从而计算出实际隔声量 R 。

例如标称直径为 300 毫米的钢管, 圆周频率 f_r 为 6.3 千赫, 当壁厚 h 为 10 毫米时, 由 (2) 式可得极限隔声量 $R_m = 34.4$ 分贝。当频率 f 为 1000 赫时, 比值 $f/f_r = 0.16$, 自上表, 由插入法得相应的修正值 ΔR 可取为 -3.4 分贝, 由此可得隔声量为 $R = 31$ 分贝。

值得指出, 在上述计算过程中未考虑吻合效应的影响。与等厚平板相比较, 由于圆管弯曲刚度有所变化, 因此临界频率有所不同, 在临界频率附近圆管的隔声量不再可用平板隔声量来估计。

为了提高管道的隔声量, 在管外包扎玻璃纤维、膨胀珍珠岩等具有吸声、阻尼作用的材料层, 是切实有效的措施。由于这些材料对高频声波有较大的衰减, 因此可以大大改善高频效果, 反之, 由于这些材料较疏松, 管道面密度的增加不大, 因此对改善低频隔声效果的作用很有限。

管道外进行包扎的方式, 根据具体情况可以采取不同的设计。常用的有下列几种:

- (1) 采用玻璃棉毡、泡沫塑料等成型的柔软材料绕在管道上, 外面再用薄铝皮、塑料膜等不透气的膜片包复。

在这种包扎结构中, 柔软材料层与护面膜片组成了一共振系统, 其最低共振频率 f_0 由材料品种、厚度、膜片面密度等因素所决定 (参见第二篇 § 1—1), 在共振频率以上有良好的隔声效果。如果外包的护面层改用玻璃布等透气的材料, 最低共振频率 f_0 将有所提高, 隔声效果将相应有一定程度的降低。不过, 这时包扎结构实际上也是一种有效的吸声结构, 对管

道外的房间来说，相当于同时增加了一定数量的吸声量，这对降低房间内的噪声是有利的。

(2) 在管道外涂抹或灌注石棉水泥、闭孔泡沫塑料等阻尼材料，外面裸露或另加护面层，

在这种包扎结构中，材料是固定的，它主要起阻尼作用，使管壁的振动减弱，从而降低管道壁面辐射的声波。材料层有一定的质量，使复合的管壁结构的面密度增大，因此也可以相应提高隔声效果。

(3) 在管道外复盖沙袋或膨胀珍珠岩等材料制成的半圆柱形元件，外面加环固定。

在这种包扎结构中，材料层是半固定的，它的隔声作用与上述加阻尼材料层的情况相同。

此外，如果在管道外另加套管组成的双层结构，或把管道敷设在地沟内，隔声效果将显著增加。

管道包扎的隔声效果适宜采用包扎结构的插入损失来衡量，即应与管道包扎前相比较，实际测出管道包扎后声压级（或声功率级）的降低量。应当注意，管道辐射的噪声接近于线声源，当离开管道轴线的距离加倍时，声压级的降低量约为3分贝而不是6分贝，根据不同距离的测点的声压级值，可以粗略地在背景噪声中（包括混响声与其他管道辐射的噪声）区分出待测管道辐射的噪声。

管道包扎结构的插入损失如表4-1-11所列。可以看出，管道包扎对提高中、高频的隔声量明显有效。

管道包扎结构的插入损失（分贝）

表 4-1-11

结 构	倍 频 程 中 心 频 率 (赫)				
	250	500	1000	2000	4000
直径 300 毫米钢管，外包玻璃纤维层再用 0.4 毫米铝皮护面：					
纤维层厚度 25毫米	1	6	14	19	26
50毫米	1	6	15	21	28
75毫米	2	8	18	28	30
钢管与材料同上，外用 2 毫米铝皮护面：					
纤维层厚度 25毫米	2	9	18	22	20
50毫米	4	11	18	23	29
75毫米	4	13	18	24	30

值得指出，在实际工程中对管道进行包扎不仅是为了提高管道的隔声效果，而且往往是为了对管道起隔热作用，因此设计管道包扎结构时，应该兼顾隔声与隔热两方面的功能。此外，包扎层通常具有良好的吸声作用，对于最佳的设计还有可能同时为管道外房间提供可观的吸声量，做到一物多用，充分发挥管道包扎的经济效益。

三、隔声罩的设计

当辐射噪声的噪声源比较集中时，采用隔声罩把它封闭在局部的空间范围内，是控制噪声的重要手段之一。特别是对于通过机壳辐射的机器设备噪声，在噪声源处，用隔声罩隔离噪声所占空间体积很小，技术措施比较简单而降低噪声的效果非常明显，这是应该优先考虑予以采用的降噪措施。

隔声罩是一种壳体隔声结构, 定性地说, 前面关于墙板隔声结构的分析和设计, 仍具有重要的参考价值。不过隔声罩隔声性能的定量规律与隔声罩的具体结构、几何尺寸以及安装条件等许多因素有关, 很难作严格的理论预测。实际采用隔声罩时, 必须在保证隔声要求的前提下, 同时满足通风散热、装拆检修、操作运行、仪表监视等方面的特殊要求, 设计隔声罩时假使不注意这些非声学的技术问题, 就可能在实践中遭到失败。

下面, 我们对隔声罩设计中的若干技术问题进行讨论。

(1) 隔声罩的隔声效果

隔声罩的隔声效果适宜采用插入损失进行衡量。设未加隔声罩的噪声源向周围辐射噪声的声功率级为 W_1 , 加罩后透过隔声罩向周围辐射噪声的声功率级为 W_2 , 那么隔声罩的插入损失 D 为

$$D = W_1 - W_2 \quad (\text{分贝})。 \quad (3)$$

如果加罩前后, 罩外室内声场分布的情况大致不变, 插入损失 D 也就是罩外给定位置上声压级之差。

设噪声源实际发出的声功率保持不变, 由能量关系得出隔声罩的插入损失可以写成下面的形式

$$D = 10 \lg \left(1 + \frac{\bar{\alpha}}{\bar{\tau}} \right) \quad (\text{分贝}), \quad (4)$$

式中 $\bar{\alpha}$ 为罩壳内壁面平均吸声系数, $\bar{\tau}$ 为平均声强透射系数。可以看出, 插入损失不但与罩壳壁面的隔声量有关 (即与 $\bar{\tau}$ 值有关), 而且与内壁面的平均吸声系数密切相关。当 $\bar{\alpha}$ 趋近于最大值 $(1 - \bar{\tau})$ 时, 内壁面上反射的声能趋近于零, 隔声罩的插入损失 D 就趋近于罩壳壁面的隔声量; 反之, 当 $\bar{\alpha}$ 趋近于零时, 即罩内几乎没有声吸收时, 尽管罩壳壁面的隔声量很大 (即 $\bar{\tau}$ 值很小), 隔声罩的插入损失仍将趋近于零。

由上可知, 隔声罩的内壁面必须作吸声处理, 在通常情况, 应满足 $\bar{\alpha} \gg \bar{\tau}$ 的条件, 这时式 (4) 简化成下面的形式

$$D = \bar{R} + 10 \lg \bar{\alpha} \quad (\text{分贝})。 \quad (5)$$

式中 $\bar{R}$ 为罩壳壁面的平均隔声量, 右方第二项反映罩壳内壁面上声反射所产生的影响, 它的声学效果相当于使隔声罩的隔声量下降。

在实际设计过程中, 平均隔声量 $\bar{R}$ 可以借助前面对于墙板及壳体隔声性能的有关论述加以粗略估计, 平均吸声系数 $\bar{\alpha}$ 可根据吸声理论 (参见第二篇第一、二章) 加以预测。

值得指出, 隔声罩内壁面的声反射还可能在罩内产生明显的驻波现象, 从而可能使噪声源本身辐射的声功率改变。不过实际采用的隔声罩中总有较强的声吸收, 驻波现象不很严重, 因此装隔声罩后噪声源声功率级的变化一般可以不必考虑。

[例] 一隔声罩以 0.4 毫米厚钢板制成, 内壁粘贴平均吸声系数为 0.2 的吸声层, 试估计隔声罩的插入损失, 设频率以 1000 赫计算。

[解] 0.4 毫米钢板的面密度约为

$$\rho H = 3 \text{ 公斤/米}^2,$$

1000 赫时的隔声量 (以混响场隔声量估计) 为

$$R = 20 \lg (f \rho H) - 48 = 22 \quad (\text{分贝}),$$

由于声反射使隔声量下降的修正值为

$$10 \lg \bar{\alpha} = -7 \text{ (分贝)},$$

由此得隔声罩插入损失的估计值为

$$D = R + 10 \lg \bar{\alpha} = 15 \text{ (分贝)}。$$

(2) 隔声罩的结构设计

隔声罩的净空尺寸与机器设备外缘几何尺寸相适配，罩壳壁面应与机器外壳保持一定的间隙，尽可能避免作刚性接触。否则，机器外壳的振动容易直接传给隔声罩，使隔声罩罩壳强烈振动而成为噪声源。

隔声罩壁面宜采用轻薄结构，对隔声要求较高的隔声罩宜采用多层复合结构。罩内表面应作吸声处理，如罩壁材料采用单层薄金属板时，内表面宜涂抹阻尼、减振材料。为此，较理想的设计是在内表面敷贴兼有吸声、阻尼作用的材料层。

隔声罩的形状，对于隔声罩的声学效果相当重要。通常的形状为长方形体或圆筒形。一般地说，曲线型壁面的刚度比较大，对于机械性能和隔声性能更为有利。球形或椭球形两维弯曲的壳体，原则上可以有良好的性能，不过由于加工困难，实际上较少采用。

隔声罩应能便于装卸。在实际工程中，往往需要在隔声罩上设置观察窗或能启闭的小门。对于这种带有观察窗或小门的隔声罩，在设计原则上，与带有门窗的墙板相类似，可以根据相同的理论分析进行粗略的估算（参见第四篇 § 1—4）。

在隔声罩上未加处理的开口面积，对于隔声效果有严重的影响。例如当开口面积只占隔声罩总表面积的 10% 时，尽管隔声罩壁面的隔声量很高，隔声罩的总的隔声效果仍几乎完全丧失。为此，在制作和安装隔声罩时，必须保证严密，不可有不必要的孔口或缝隙、隔声罩上引出或引入各种管道或机器转轴所用的孔口，必须采用消声措施，例如用油灰等软性材料把孔口堵塞，或使孔口成为尽可能窄的狭缝形状，此狭缝应有适当的长度，其内侧面应贴有毛毡等吸声材料。例如机器转轴穿过隔声罩时，防止漏声的狭缝结构如图 4-1-23 所示。图中狭缝宽度 d 一般为毫米数量级，长度 l 为厘米数量级。

隔声罩宜装置在地面的橡皮垫上，当噪声源的低频噪声较强时，为了减弱罩壳的低频共振产生的声辐射，可将隔声罩的底部固定在地面上。如果隔声罩只封闭机器的最吵闹部分，而需要与机座或机壳相联结，那么必须在隔声罩与支承平面之间加良好的隔振措施。

对于电动机、内燃机等在运转中的发散热量的机器设备，在设计安装隔声罩时，必须注意通风、散热问题。对于中、小型机器，可以考虑利用原有的风扇；对于大型机组，通常需另外加强迫通风冷却系统，在这种情况下，隔声罩上必须设置进排气的孔口，并注意适当组织罩内空气流动的通道。进排气的孔口宜处在隔声罩的两端，在进排气道上应分别设置阻性消声器。消声器的消声量宜接近于隔声罩壁面的隔声量。消声器的结构宜因地制宜根据隔声罩内部净空的大小和形状进行设计，通常选用狭矩形消声通道或消声弯头（参见第三篇第一章）。

如果根据使用条件不可能用隔声罩将机组全部封闭，可考虑半封闭的隔声罩把机组上最

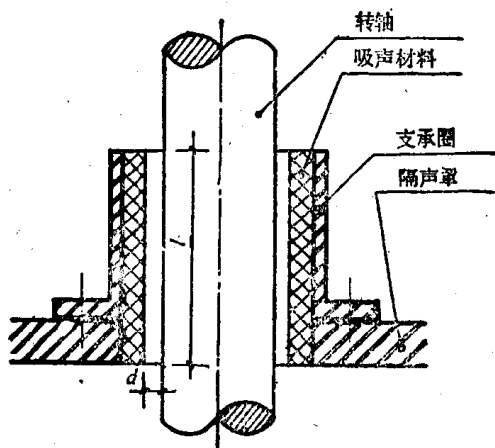


图 4-1-23 防止漏声狭缝

吵闹的部件加以局部隔离。应当指出，半封闭的隔声罩仅对于高频噪声有良好降噪效果，对于中频噪声的效果就相当差，对低频噪声几乎无效。

(3) 隔声罩设计步骤

在设计隔声罩时，宜按下列步骤进行：

- ① 确定噪声源的各倍频程声功率级 W_1 及其指向特性。
- ② 参照噪声容许标准，确定隔声罩所需的各倍频程插入损失 D 。即应保证隔声处理后的声功率级 $W_2 = W_1 - D$ 满足实际要求。

当噪声源的指向特性不明显时，实测时可以较方便地用声压级差来代替声功率级之差。

- ③ 选择适当的隔声罩结构，要求隔声罩壁面各倍频程隔声量 R 比所需的插入损失 D 高 5—10 分贝。

一般地说，当插入损失 D 在中频段要求达到 15—20 分贝时，隔声罩壁面采用单层金属结构是可行的。插入损失 D 达到 25—30 分贝时，隔声罩壁面应采用高隔声量的多层结构，并应特别加强罩上隔声能力较薄弱的部位（如观察窗、小门、孔口等）。插入损失 D 超过 30 分贝时，实际上很难实现，这时应考虑采用双重隔声罩结构。

- ④ 隔声罩内壁面作适当的吸声设计，宜保证壁面平均吸声系数 $\bar{\alpha}$ 在 0.1—0.3 以上。选择吸声材料还应注意防火，防潮、防碎落等特殊要求。

- ⑤ 注意隔声罩施工及安装上的技术细节问题。完成后应对各倍频程插入损失 D 进行实测。

〔设计实例〕 2105 型—20 马力柴油发电机，在大部分频率范围内，机房的 1/3 倍频程声压级达 84—88 分贝（参见图 4-1-25）。试对该机设计适当的隔声罩。

考虑到该机有通风、散热、排烟、便于检查等特殊要求，并且机组的体积并不很小，因此隔声罩上应开进风、排风、排烟等管道，并应设置安全检查门。隔声罩结构应有良好的刚度，因此壁面选用“夹心”结构，以 50×50 方木为骨架，外侧与内侧分别蒙上 2 毫米与 1.5 毫

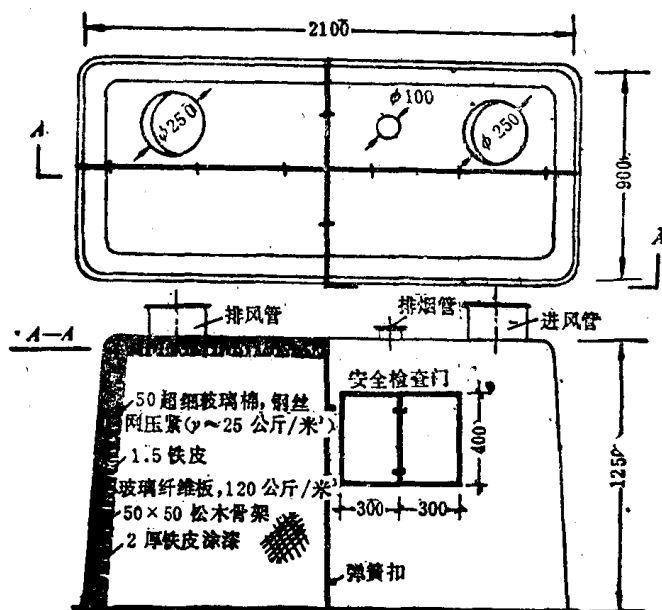


图 4-1-24 柴油机隔声罩典型设计

米的薄铁皮，中间填充容重为 120 公斤/米^3 的玻璃纤维板。在隔声罩内表面覆盖容重为 25 公斤/米^3 ，厚度为 50 毫米的超细玻璃棉层。具体构造如图 4-1-24 所示。

装置隔声罩后，机旁的噪声级明显下降，操作人员已能在机旁正常交谈。隔声罩的平均插入损失约为 22 分贝（参见图 4-1-25）。

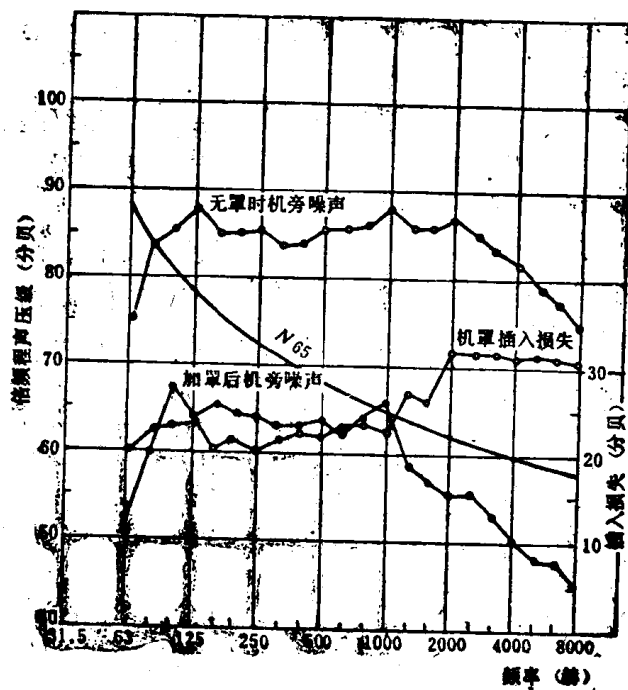


图 4-1-25 隔声罩的隔声效果

第二章 结构声的隔离

结构声是机械振动沿固体构件传播的过程,由于固体构件一般由匀质、密实的弹性材料组成,对声波的吸收作用很小,并且能约束声波使它在有限空间内传播,因此结构声往往可以传播很远的距离。这种结构声通过构件表面的振动会辐射出“再生的”空气声,与“原始的”空气声相比较,结构声形成的再生噪声往往更难加以解决。

固体构件的机械振动可以由声源或振动源的机械力直接激发,也可以由声源先产生空气声然后通过声压作用而间接激发。我们在研究结构声问题时,通常讨论的是直接激发的情况。不过,为了普遍起见,我们关于使构件振动的激发力暂不对它的来源加以限制。

构件振动的激发力主要可以分两类:一类是稳态力,例如发电机,电动机等具有转动部件的机器,每转动一周,由于偏心作用使机座上受到的惯性离心力变化一个周期;另一类是撞击力,例如冲床的冲击、人们在楼板上行走时鞋跟的敲击等。因此,结构声相应可分稳态声和撞击声两类。控制结构声的根本途径是:使给定的声源或振动源对固体构件施加的激发力予以隔离或降低,这种控制措施叫做隔振技术,我们将在下章中详细讨论。本章内我们着重阐明在给定的激发力作用下结构声的产生、传播以及再生空气声的辐射等问题。对结构声的评价方法及标准也将作些讨论。

§ 2-1 结构声的产生和传播

在实际工程中常见的结构可以看成由棒状(如梁、柱)和板状(如侧墙、楼板)等基本类型的固体构件所组成。某一构件受激发力作用产生的振动会以弹性波的形式沿该构件传播出去,在构件与构件联结的地方,一部分弹性波在界面上反射,另一部分弹性波则通过界面进入相邻的构件。这样,在局部范围内原始的机械振动,在整个结构中由近及远地传递,使各个构件相应地作机械振动,并进一步向周围空间辐射再生空气声。

细棒与薄板的运动已被详尽地加以研究*,弹性波在构件联结处的反射与透射可以根据界面的条件求出。因此结构声的产生与传播,原则上可以根据声学基本理论作出严格的分析。不过,实际的固体结构涉及很多技术因素,定量理论公式不但推导冗繁而且仍难以对实测结果作良好预测。下面,我们从实用角度考虑,对结构声的基本规律进行分析讨论,着重阐明其产生与传播的物理图景,避免作复杂的数学运算。

一、结构声的基本性质

声频范围内在细棒中传播的弹性波主要有两种:一种是沿棒传播的胀缩波(近似为纵波),另一种是胀缩波与切变波组合而成的弯曲波(为横波)。胀缩波沿棒的轴线方向传播时,棒的元段时伸时缩。在轴线上质点振速及相应的作用力与波传播方向完全一致。偏离轴线时,由于存在侧向的伸缩作用,质点振速实际上与传播方向有所不同。不过对于细棒来

* 参见杜功焕等,《声学基础》第二章,上海科学技术出版社,1981。

说, 这种侧向振速很小, 一般可以忽略不计。棒中胀缩波的传播速度由下式决定

$$c_L = \sqrt{\frac{E^*}{\rho}}, \quad (1)$$

式中 E 为杨氏模量, ρ 为材料密度。弯曲波沿棒传播时, 棒的元段作纯弯曲, 质点振速及相应的作用力与波传播方向垂直, 即沿棒的厚度方向。同时在棒的横截面上有弯矩作用, 其转轴沿棒的宽度方向。设棒截面为矩形, 厚度为 H , 则弯曲波的传播速度为 (参见第四篇 § 1-1)

$$c_b = \sqrt{\frac{B'}{\rho H}} \cdot \sqrt{\omega}, \quad (2)$$

式中

$$B' = \frac{EH^3}{12}, \quad (3)$$

为矩形棒的弯曲劲度。

薄板中传播的弹性波主要有三种: 一种是沿板传播的胀缩波, 另一种是弯曲波, 其波速分别为

$$c_L = \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}}, \quad (4)$$

$$c_b = \sqrt{\frac{B}{\rho H}} \cdot \sqrt{\omega}, \quad (5)$$

式中

$$B = \frac{EH^3}{12(1-\nu^2)}. \quad (6)$$

与棒中相对应的两种波相比较, 相当于板中“有效”的杨氏模量增大为原来的 $1/(1-\nu^2)$ 倍。

薄板中还有一种弹性波是切变波 (为横波), 当它沿板长度方向传播时, 板的面积元产生切变, 质点振速及相应的作用力沿板的宽度方向。其传播速度由下式决定,

$$c_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}}. \quad (7)$$

式中 G 为切变弹性模量。

设沿长度、宽度、厚度三个互相垂直方向的有关分量分别以脚标 1、2、3 表示, 棒中与板中弹性波沿长度方向 (x_1 轴方向) 传播时, 各种波的有关分量列在表 4-2-1 内。

棒与板中弹性波的有关分量

表 4-2-1

构 件	波 型	质 点 振 速	作 用 力	弯 矩	波 速 公 式
棒	胀 缩 波	v_1	F_1	—	式(1)
	弯 曲 波	v_3	F_3	M_2	式(2)
	弯 曲 波	v_2	F_2	M_3	式(2)
板	胀 缩 波	v_1	F_1	—	式(4)
	弯 曲 波	v_3	F_3	M_2	式(5)
	切 变 波	v_2	F_2	—	式(6)

* 为了区分棒与板中传播的结构声, 与棒相联系的量以撇号 “'” 表示。

胀缩波与切变波的传播速度与频率无关，而弯曲波的传播速度则随频率的平方根而增加。一些重要材料中，胀缩波与切变波的传播速度列在表 4-2-2 内。

固体材料中胀缩波与切变波的传播速度（米/秒）表 4-2-2

材 料	棒中胀缩波	板中胀缩波	板中切变波
铜	3710	3960	2260
铁	5180	5390	3230
铝	5040	5360	3080
铅	1200	1340	700
岩 石	~5000	~5400	~3000
混 凝 土	~4000	~4200	~2400
有机玻璃	~2300	~2500	~1500
硬 木	~3600	—	—

二、界面条件与波型转换

两相邻构件以一定的方式连接，在连接处构件的运动受到约束，因此要满足相应的边界条件。基本的连接方式如下：

(1) 铰接（如图 4-2-1a）

构件间以铰链相连接，构件可以围绕铰接点自由转动，因此相互间没有弯矩的作用。在铰接处两构件的质点振速相同，相互间的作用力大小相等方向相反。

把质点振速（在一般情况，包括三个分量）作为描述固体构件振动的基本状态参数，在铰接处应满足质点振速连续的界面条件。

在振动传播过程中，构件横截面上产生法向力（在胀缩波中）和切向力（在弯曲波和切变波中）。由于作用力与反作用力总是成对地产生，我们约定正法线方向（即向外的方向）即沿波形传播方向的截面上所受的作用力作为另一基本状态参数。可以看出，在铰接处也应满足作用力连续的界面条件。不过在图上为 T 形联结，铰接点为三叉点，应把它看成弹性波沿一条支路入射，沿另两条并联的支路透射。

(2) 搭接（如图 4-2-1b）

一构件简单地搁置在另一构件突出的部位上（俗称“牛腿”），构件可以围绕接触点自由转动并可以沿水平方向滑动，因此相互间也没有弯矩作用，并且没有水平方向的作用力。在接触点处两构件间应满足垂直方向质点振速及相应作用力连续的条件。

(3) 固定（如图 4-2-1c）

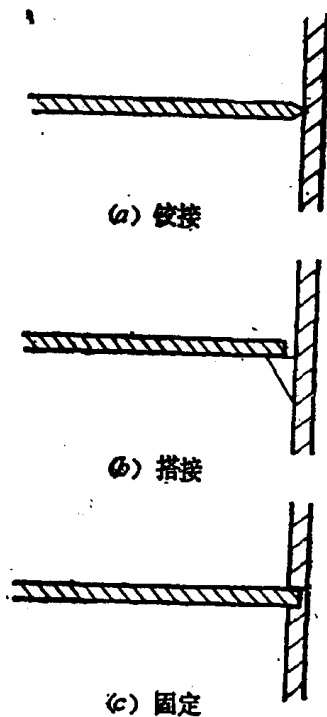


图 4-2-1 构件间的连接

一构件嵌入在另一构件内,使两构件成为相对固定的整体。在联接处两构件间三个方向的质点振速以及相应作用力都应满足连续条件。不但如此,由于两构件不能围绕联接点自由转动,因此相互间存在弯矩作用。与作用力的情况相类似,弯矩也总是成对产生的,大小相等,转动方向相反,我们用同样的方法只考虑其中一个,并把通过连接点的弹性波看成沿两条并联的支路透射。这样,两构件间在固定连接处还应满足弯矩连续的条件。

由上可知,固定的连接方式要求两构件间满足更多的连续条件。可以预期,弹性波将比较容易地从一个构件通过连接处透射入另一构件;反之,搭接的连接方式使两构件间较少地受到约束,弹性波大部分将在接触点处反射,即两构件间的隔声效果比较好。

沿固体构件传播的弹性波有几种类型,当一种类型弹性波沿构件传播到两构件间的连接处时,有可能同时产生几种类型的反射波与透射波。弹性波从一种类型变成另一种类型的现象叫做**波型转换**,这是结构声传播过程中的重要现象。与空气声相比较,波型转换是结构声所特有的。例如两构件作T形铰接时,沿水平构件入射的弯曲波,将在垂直构件上引起胀缩波;反之,沿水平构件入射的胀缩波,将在垂直构件上引起弯曲波。

三、特性力阻抗与策动力阻抗

空气声在自由空间中传播时,通常以声压 P 和质点振速 v 作为基本状态参量,其相对比值 $Z_s = P/v = \rho c$ 为特性阻抗,它反映媒质传播空气声的特性。与此相类似,结构声在棒或板等构件中传播时,通常以作用力 F 和质点振速 v 作为基本状态参量,其相对比值 $Z = F/v$ 叫做**特性力阻抗**,它反映固体构件传播结构声的特性。由于结构声有胀缩波、弯曲波和切变波等不同类型的声波,特性力阻抗也相应有不同的表达式。

胀缩波在棒中传播时的质点振速可写成下面的形式

$$v = v_0 \exp[j(\omega t - ky)], \quad (7)$$

式中取 Y 轴沿棒轴线方向,波数 $k = \omega/c'_L$ 。记棒的横截面积为 S ,截面上的法向作用力为 F^* ,由运动方程

$$S\rho \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial F}{\partial y}, \quad (8)$$

可得特性力阻抗为

$$Z'_L = \frac{F}{v} = S\rho c'_L. \quad (9)$$

对于板中传播的胀缩波, F 应规定为与波传播方向垂直的截面上单位宽度内的法向作用力,特性力阻抗为

$$Z_L = \frac{F}{v} = H\rho c_L. \quad (10)$$

对于板中传播的切变波, F 为单位宽度截面上的切向力, v 为沿宽度方向的质点振速,可得相应的特性力阻抗为

$$Z_t = H\rho c_t. \quad (11)$$

至于棒或板中弯曲波的特性力阻抗,也可根据类似的方法求出,不过作用力 F 应理解为横

* 在弹性力学中,通常规定拉力为正。本书内,为了便于与声压作比较,规定以压力为正。

截面上的切向力, v 为沿厚度方向的质点振动速度。可得棒和板中弯曲波的特性力阻抗分别为

$$Z'_b = S\rho c_b \quad (12)$$

$$Z_b = H\rho c_b \quad (13)$$

由上可知, 特性力阻抗与空气特性阻抗 ρc 相类似, 只要把空气声声速 c 掉换成相应结构声声速, 并乘上截面面积 S (棒中) 或单位宽度截面的面积 H (板中) 就行了。

当棒或板在界面上受到激发力 F 的作用, 从而在构件内产生弹性行波。激发力作用的方式不同, 弹性波的类型相应有所不同, 在策动点处的质点振速 v 也相应改变。例如在棒的端面上施加法向作用力时, 将产生胀缩波, 质点振速将沿棒的长度方向。如在端面上施加切向作用力时将产生弯曲波, 质点振速将沿棒的厚度方向。在策动点处激发力 F 与相应质点振速 v 的相对比值 $Z_0 = F/v$ 叫做**策动点力阻抗**。如前所述, 激发力 F 在棒中应理解为作用在整个截面面积上, 在板中应理解为作用在单位宽度截面的面积上。

策动点力阻抗与特性力阻抗有密切的联系。对于胀缩波和切变波来说, 当端面上作用力与振动振速两个状态参数给定时, 波动方程的解也就确定了, 因此端面上策动点力阻抗应等于相应弹性波的特性力阻抗。对于弯曲波来说, 情况比较复杂, 因为弯曲波的波动方程是四阶的, 除了存在 $\exp(\pm jk_b y)$ 那样的行波解以外, 还有 $\exp(\pm k_b y)$ 那样的非波动解 (省略了时间因子 $\exp(j\omega t)$)。后者并不伴随声能的传播, 只反映在激发力附近的振动能量。当端面上只给定作用力和振动速度两个状态参数时, 波动方程的解并不能唯一地确定。如果引入在端面上弯矩 $M = 0$ 的附加条件, 可以求出“半无限”棒和板的策动点力阻抗分别为

$$\begin{cases} Z'_0 = \frac{1}{2} S\rho c_b (1+j), \\ Z_0 = \frac{1}{2} H\rho c_b (1+j). \end{cases} \quad (14)$$

可以看出, 策动点力阻抗不再是实数而变成了复数, 其实部只有相应的特性力阻抗的一半。

如果在端面上以力偶 M 来代替切向力 F , 也可在构件中激发弯曲波。可以求出, 它的作用相当于 $F = Mk_b$ 的切向力。

值得注意, 我们对策动点处的激发力 F 只要求了解其合力的大小和方向, 至于它沿构件厚度方向的分布细节情况是可以不加考虑的。例如实际上作用在边缘的激发力, 可以把它掉换成沿截面均匀分布, 只要其合力 (及合力矩) 保持相同就行。这是因为改变作用力沿厚度的分布, 相当于增加一个平衡力系, 其合力及合力矩为零, 它只在与厚度同级距离的局部范围内有影响, 而对整体结构的作用可以忽略不计。

与空气声相类比, 固体构件的特性力阻抗对应于传播空气声媒质的特性阻抗, 而策动点力阻抗对应于激发产生空气声的声源的辐射阻抗。我们知道了特性力阻抗就可了解固体构件的传声特性, 知道了策动点力阻抗就可了解声源向固体构件辐射弹性波的特性。当弹性波自一构件向另一构件传播时, 在构件间连接点处相互作用, 可见弹性波的反射及透射与策动点力阻抗 Z_0 相关, 知道了连接点处的 Z_0 值也就可以了解弹性波通过连接点时的传声损失。对于胀缩波和切变波, 策动点力阻抗与特性力阻抗相同, 反射及透射的问题可得到简化。

四、截面突变处的传声损失

空气声在管道中传播时, 在管道截面突变处会发生反射, 从而使透射声有所削弱, 即空

气声通过管道截面突变处会产生传声损失。结构声在构件中传播时也有类似情形，我们以截面存在突变的细棒为例，进行分析讨论。

如图 4-2-2 所示，在入射侧与透射侧棒的截面面积分别为 S_1 和 S_2 ，为方便起见，设棒截面为矩形，两侧截面的宽度相同而厚度分别为 H_1 和 H_2 。取 Y 轴沿棒方向，并取截面突变处为 $y=0$ 。

对于胀缩波来说，两侧的特性力阻抗分别为 $Z_1 = S_1 \rho c'_L$ 和 $Z_2 = S_2 \rho c'_L$ 。记入射波、反射波和透射波的质点振速分别为 v_i 、 v_r 和 v_t （设沿波传播方向为正），在棒截面上产生的相应作用力为 F_i 、 F_r 和 F_t （沿截面向内法线方向为正）。由于截面突变处作用力和质点振速必须连续，可得

$$\begin{cases} v_i Z_1 + v_r Z_1 = v_t Z_2 \\ v_i - v_r = v_t \end{cases} \quad (16)$$

由此得质点振速的反射系数 r 为

$$r = \frac{v_r}{v_i} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1}, \quad (17)$$

声强透射系数 τ 为，

$$\tau = 1 - |r|^2 = \frac{4m}{(m+1)^2}, \quad (18)$$

式中 $m = Z_2/Z_1 = S_2/S_1 = H_2/H_1$ 为特性力阻抗的相对比值。可以看出，上述公式与空气声在管道截面突变处反射时的相应公式完全相类似（参见第一篇 § 3-1）。由式 (18) 可得胀缩波沿棒传播时，通过截面突变处的传声损失 R_L 为

$$R_L = 10 \lg \frac{1}{\tau} = 20 \lg \left(\frac{m^{1/2} + m^{-1/2}}{2} \right) \text{ (分贝)}. \quad (19)$$

当 m 掉换成 $1/m$ 时，所得传声损失的结果是相同的，表明胀缩波不论从棒的细端入射还是从粗端入射，传声损失并没有变化。

对于弯曲波来说，在截面突变处不但要满足作用力（为切向力）和质点振速（沿与棒垂直的方向）连续的条件，而且还要满足弯矩及转角连续的条件，情况比较复杂。设质点振速在入射侧与透射侧分别记为下面的形式

$$\begin{cases} v_1 = v_0 \exp(j\omega t) \{ \exp(-jk_1 y) + r \exp(jk_1 y) + r' \exp(k_1 y) \} \\ v_2 = v_0 \exp(j\omega t) \{ t \exp(-jk_2 y) + t' \exp(-k_2 y) \}, \end{cases} \quad (20)$$

式中 r 和 t 分别为质点振速的反射和透射系数， r' 和 t' 对应于非波动，解 k_1 和 k_2 分别为两侧弯曲波的波数。

由截面突变处的四个连续条件，可得决定四个待定系数 r, r', t, t' 的联立方程

$$\begin{cases} r + r' - t - t' = -1 \\ jr + r' + jkt + kt' = j \\ -r + r' + \Psi t - \Psi t' = 1 \\ -jr + r' - jk\Psi t + k\Psi t' = -j, \end{cases} \quad (21)$$

式中参数 k 和 ψ 由下式决定

$$\begin{cases} k = \frac{k_2}{k_1} = \sqrt{\frac{H_1}{H_2}} = m^{-1/2} \\ \psi = \frac{B_2 k_2^2}{B_1 k_1^2} = \left(\frac{H_2}{H_1}\right)^2 = m^2 \end{cases} \quad (22)$$

解联立方程求出质点振速反射系数 r ，声强透射系数相应为 $\tau = 1 - |r|^2$ ，可得弯曲波沿棒传播时，通过截面突变处的传声损失 R_b 为

$$R_b = 10 \lg \frac{1}{\tau} = 20 \lg \left[\frac{\left(m + \frac{1}{m}\right)^{5/4} + \left(m + \frac{1}{m}\right)^{3/4}}{1 + \frac{1}{2} \left(m + \frac{1}{m}\right)^2 + \left(m + \frac{1}{m}\right)^{1/2}} \right] \quad (23)$$

同样，当 m 掉换成 $1/m$ 时，所得传声损失的结果是相同的。

胀缩波和弯曲波在截面突变处的传声损失如图 4-2-3 所示。可以看出，当比值 m （或 $1/m$ ）不太大时，所得传声损失一般并不大。例如 $m=5$ 时，胀缩波的传声损失为 $R_L=2.5$ 分贝，弯曲波的传声损失为 $R_b=3.2$ 分贝。当比值 m （或 $1/m$ ）大于 10 时，传声损失才有较大的数值。特别是对于弯曲波，传声损失随 m （或 $1/m$ ）增大的趋向更为显著。

上面的分析，也可推广到截面存在突变的薄板的情况。这时，应设入射波的传播方向与截面突变的界面互相垂直，即设为正入射。对于板中传播的切变波，也可作类似的讨论，所得结论与对于胀缩波所得的相应结果完全类似。由于切变波在结构声中对于辐射再生的空气声并不重要，可以不必深入讨论。

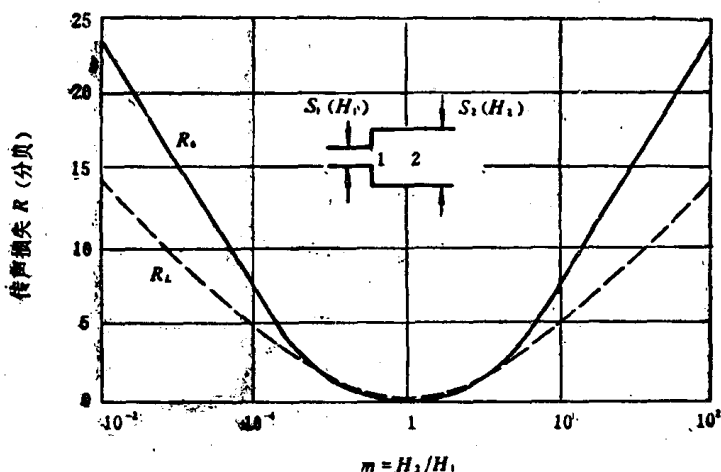


图 4-2-3 胀缩波和弯曲波在截面突变处的传声损失

由上可知，沿棒或板传播的结构声，在截面突变处会产生一定的传声损失。不过在实用范围内比值 m （或 $1/m$ ）一般不很大，相应的传声损失为小值，这表明借助截面突变使结构声衰减往往并不是很有效的控制措施。

五、构件转弯处的传声损失

在实际工程中，构件往往相互垂直地联结在一起。最常用的有 L 形， T 形以及十字形连接。结构声传播到连接点处时会产生反射、透射以及波型转换等现象。

从实用角度考虑, 我们最感兴趣的是弯曲波正入射时的情况。理论分析表明, 在较低频率范围, 当胀缩波波长 λ_L 大于六倍厚度 H 时, 不论在反射波还是透射波中, 都是弯曲波占优势。

下面, 我们对弯曲波通过连接点的传声损失作扼要的介绍。为简单起见, 设构件刚性相互连接, 它们属同一类型 (即同为棒或同为板), 并由同一种材料制成, 只是在厚度上可能有所不同。

构件作 L 形直角刚性连接时, 弯曲波的传声损失 R_b 为

$$R_b = 20 \lg \left[\frac{m^{5/4} + m^{-5/4}}{\sqrt{2}} \right], \quad (24)$$

式中 m 为两构件厚度的相对比值。当 m 掉换成 $1/m$ 时所得的结果不变, 表明传声损失也与入射方向无关。传声损失随比值 m 的变化如图 4-2-4 所示, 可以看出, 当两构件具有相同厚度时, 即 $m=1$ 时, 传声损失为极小值, 仅达 $R_b=3$ 分贝。当 m (或 $1/m$) 值增大时, 传声损失迅速增大。假使组成两构件的材料不相同, 比值 m 应由下式决定

$$m = \left(\frac{B_2 c_{b1}}{B_1 c_{b2}} \right)^{2/5}, \quad (25)$$

式中 B 和 c_b 分别为构件的弯曲劲度和弯曲波波速。

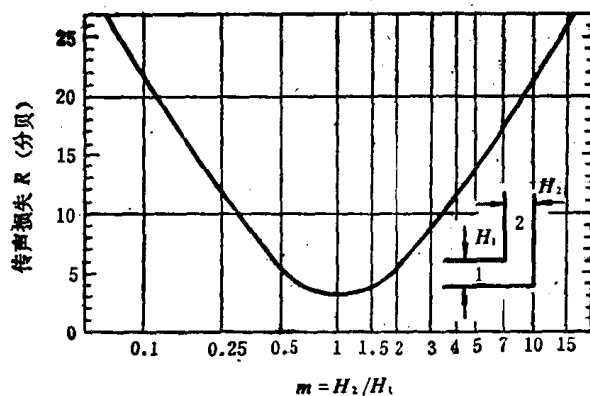


图 4-2-4 L 形联接的弯曲波传声损失

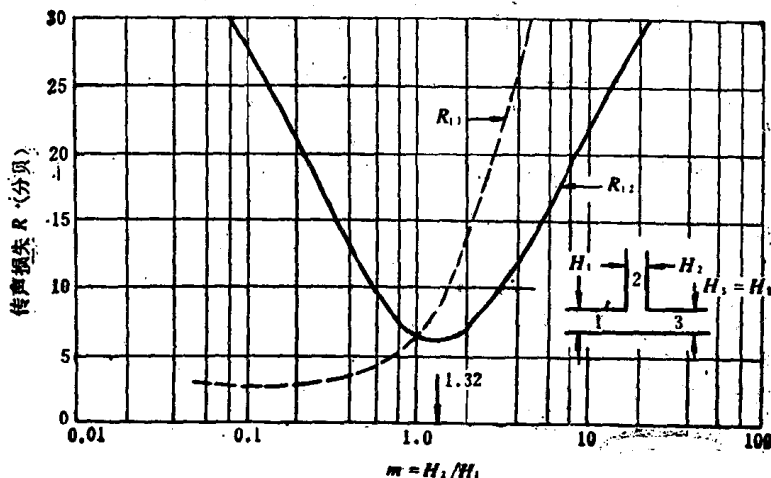


图 4-2-5 T 形联接弯曲波传声损失

构件作T形刚性连接时, 设构件1和构件3相互平行, 而与构件2相互垂直, 并设构件1和构件3的厚度相同, 记为 H_1 , 构件2的厚度可能有所不同, 记为 H_2 。弯曲波自构件1入射, 一部分进入构件2, 另一部分进入构件3, 相应的传声损失随比值 $m = H_2/H_1$ 的变化如图4-2-5所示。计算表明, 对于进入构件2的弯曲波, 当 $m = 1.32$ 时传声损失 R_{12} 为极小值, 可达6.5分贝。当 m 值增大或减少时, R_{12} 值都将增加。对于进入构件3的弯曲波, 即使当 m 值趋于零时, 传声损失 R_{13} 并不趋于零, 而趋于3分贝, 表明只有弯矩产生的弯曲波才能通过连接点。当 m 值逐渐增大时, R_{13} 值相应地单调增加, 这反映构件2的旁路作用, 随着厚度 H_2 相对增大而增强。

构件作十字形刚性连接时, 设构件1和构件3互相平行, 其厚度相同, 记为 H_1 ; 构件2和构件4互相平行, 其厚度也相同, 记为 H_2 。两组构件相互垂直, 相当于两块“无限大”板或两根“无限长”棒交叉地连接在一起。弯曲波自构件1入射, 除了反射波部分外, 分别进入三构件。其中进入构件2和构件4的弯曲波是相同的, 可只考虑其中一个。传声损失随比值 $m = H_2/H_1$ 的变化如图4-2-6所示。对于进入构件2的弯曲波, 当 $m = 1$ 时传声损失 R_{12} 为极小值, 可达9分贝, 当 m (或 $1/m$) 值增大时, R_{12} 值相应增加。对于进入构件3的弯曲波, 在 m 趋于零的极端情况, 传声损失 R_{13} 趋于有限值3分贝。当 m 值逐渐增大时, R_{13} 值也相应地单调增加。

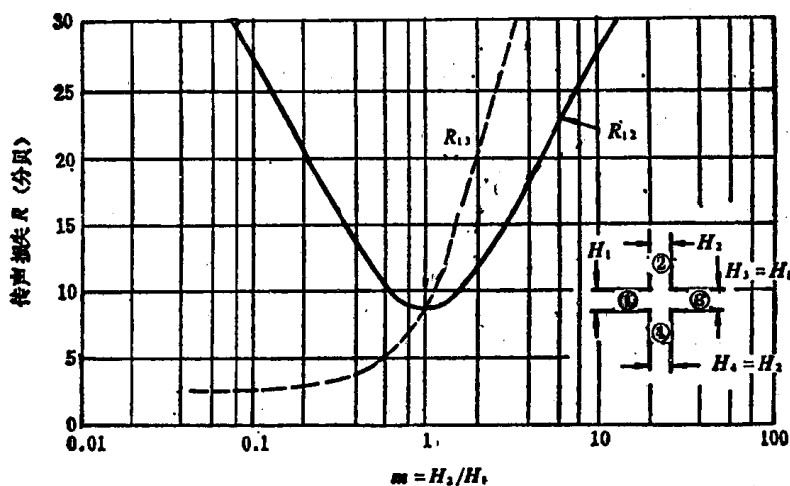


图 4-2-6 十字形连接的弯曲波传声损失

六、横向集中力产生的弯曲波

在结构声中, 弯曲波具有最重要的作用。这是因为在实际结构中, 弯曲波不但容易在外力激发下产生和传播, 而且还容易向周围辐射再生的空气声。我们以棒为例, 讨论构件在侧面中部受激发时所产生的弯曲波。

当棒在侧面受到集中简谐力 F 的作用时 (见图4-2-7a), 将在棒中产生两列弯曲行波, 分别向左和向右传播出去。把棒看成在策动点 o 处连接在一起的两段“半无限长”的棒, 由对称关系可知它们在端面上分别受到集中力 $F/2$ 的作用。此外, 在策动点 o 处, 左右侧两段棒相互间存在弯矩的作用, 而棒端的转角都为零。

设激发力的圆频率为 ω , 当它所产生的弯曲波沿棒传播时横向质点振速可写成下面的形式

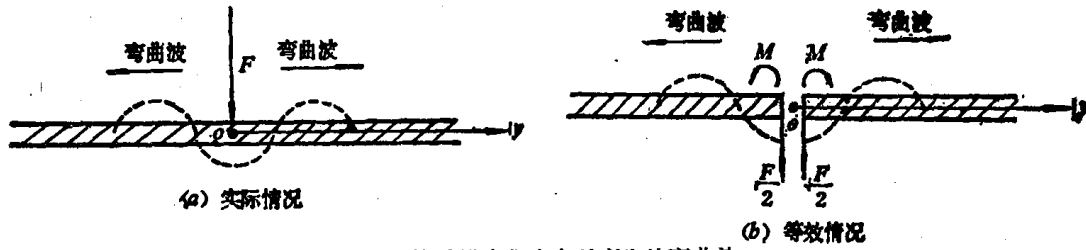


图 4-2-7 棒受横向集中力时产生的弯曲波

$$v = \begin{cases} v_0 \exp(j\omega t) \{ \exp(-jk_b y) - j \exp(-k_b y) \} & (y \geq 0) \\ v_0 \exp(j\omega t) \{ \exp(jk_b y) - j \exp(k_b y) \} & (y \leq 0) \end{cases} \quad (26)$$

式(26)已满足策动点处($y=0$)质点振速、转角以及弯矩都为连续的边界条件,其中转角为零满足棒运动的对称条件。右方括号内的第一项反映弯曲行波,第二项为非波动解,反映在策动点处附近贮存了数值为有限的弯曲振动能量。

由式(26)求出切向力 F ,可得

$$F = 4S\rho c_b' v_0 \exp(j\omega t), \quad (27)$$

在 $y=0$ 处的质点振速为 $v = v_0 \exp(j\omega t)(1-j)$,由此得“无限长”棒的策动点力阻抗为

$$Z_0' = \frac{F}{v} = 2S\rho c_b'(1+j). \quad (28a)$$

与“半限长”棒端面上激发产生弯曲波的情况相比较(参见式(15)),可知“无限长”棒的策动点力阻抗要增大为四倍而不是两倍。这是由于把“无限长”棒看成是两段“半限长”棒并联时,必须考虑两段棒相互间弯矩的作用。

当板在侧面受到均匀分布在一直线上的作用力时,也将在板中产生两列弯曲波,与上述在棒中的情况完全类似。可得单位宽度板中策动力阻抗为

$$Z_0 = 2H\rho c_b(1+j). \quad (28b)$$

当板在侧面受到集中力 F 的激发时,将在板上产生自策动点向外传播的柱面行波,同样,在策动点附近将存在非波动解,相应的弯曲振动能量为有限值。

取策动点为极坐标的原点,即取矢径 $r=0^*$ 。为了保证策动点附近横向质点振速 v 为有限值,可得

$$v = v_0 \exp(j\omega t) \{ H_0^{(2)}(k_b r) - H_0^{(2)}(-jk_b r) \}, \quad (29)$$

式中 $H_0^{(2)}$ 为第二类零阶汉克耳函数,右方括号内第一项反映向外传播的弯曲行波,第二项为非波动解。记板中与矢径 r 垂直方向单位宽度截面上的切向力为 N_1 ,可得策动力 F 与 N_1 的关系是

$$F = \lim_{r \rightarrow 0} (2\pi r N_1), \quad (30)$$

由切向力 N_1 与质点振速 v 的关系,求出策动力 F ,最后可得策动点力阻抗为

$$Z_0 = \frac{8Bk_b^2}{\omega} = 8\sqrt{\rho H B}. \quad (31)$$

值得注意板中产生的二维弯曲波与棒中产生的一维弯曲波的情况有明显的差别。在板中的策动点力阻抗(见式(31))不再是复数,而且在数值上不再随频率而变化,反之,在棒中

* 在这里 r 为矢径与前面的质点振速反射系数 r 同一符号,应注意加以区别。

的策动点力阻抗 (见式(28a)) 是个复数, 并且与弯曲波波速一样随频率的平方根增加。

在棒或板上所受横向作用力可以直接由外加激发源提供, 也可以由沿构件传播的胀缩波所间接产生, 后者在实际问题中有很重要的应用价值。一个构件 (板或棒) 垂直地刚性连接在另一构件 (板或棒) 的中部, 这种结构的实例是很普遍的。当胀缩波沿前一构件传播时, 后一构件将受到横向力的作用。在两构件间的联接处, 反射波仍为胀缩波而透射波将转换成单纯的弯曲波。入射波与反射波的传播特性以特性力阻抗 Z_L 反映, 透射波将以策动点力阻抗 Z_0 反映。与前述截面突变产生反射时的分析相类似, 可得质点振速的反射系数为

$$r = \frac{Z_0 - Z_L}{Z_0 + Z_L} \quad (32)$$

由此得声强透射系数 τ 及相应的传声损失 R 分别为

$$\tau = 1 - |r|^2 \quad (33)$$

$$R = 10 \lg \frac{1}{\tau} = -10 \lg \left\{ 1 - \left| \frac{Z_0 - Z_L}{Z_0 + Z_L} \right|^2 \right\} \quad (34)$$

在特殊情况, 当 $Z_0 = Z_L$ 时, $R = 0$, 即发生声能全部透射的情况, 这对应于两构件间的力阻抗达到完全匹配的状态。

【例】 设梁与板作 T 字形刚性连接, 当胀缩波自梁向板传播时, 试求完全匹配的条件。设梁与板属于同一种材料制成。

【解】 自式 (9), 可得梁中胀缩波的特性力阻抗为

$$Z_L = S \rho c_L,$$

自式 (31), 可得板中弯曲波的策动点力阻抗为

$$Z_0 = 8 \sqrt{\epsilon H B} = \frac{4}{\sqrt{3}} \rho H^2 c_L,$$

由此可得完全匹配的条件为

$$S = \frac{4}{\sqrt{3}} \cdot \frac{c_L}{c_L'} H^2 = \frac{4}{\sqrt{3}} \sqrt{\frac{H^2}{1-\nu^2}}.$$

式中 ν 为泊松比, 取 $\nu = 0.25$, 可得*

$$S = \frac{8}{3} H^2 \quad (35)$$

如果梁为正方形截面, 上式表明完全匹配的条件发生在边长等于板厚的 1.63 倍时。如果梁为圆形截面, 那么发生在直径等于板厚的 1.84 倍时。

由上例可以看出, 胀缩波自梁向板传播时, 梁与板完全匹配的条件在实际工程中是很可能发生的。作为粗略估计, 可设梁中传播的胀缩波将全部转换成板中传播的弯曲波。

§ 2-2 楼板撞击声的特性

固体物件受到重物撞击作用时, 将在构件中激起振动, 这种振动一方面以弹性波形式沿构件传播出去 (即结构声或固体声), 另一方面也激发构件周围空气而向空间辐射空气声。第

* 在有些资料中, 式 (35) 右方的系数为 2.3, 这是由于未考虑棒中与板中胀缩波波速的差别, 即未考虑泊松比 ν 的影响。

统地说，我们把撞击固体构件而产生的噪声叫做撞击声。

撞击作用的特点是：撞击过程持续的时间非常短促；构件所受的撞击力非常大，但撞击力与作用时间的乘积，即冲量却是个有限值的。在撞击过程中，构件获得可观的振动能量。在撞击过程结束后，撞击力虽然消失，但构件的振动仍将持续一段时间。与上节讨论的结构声相比较，撞击声不但在激发方式上有所不同，而且研究的侧重方面也不一样，前者主要是弹性波在固体构件中的产生和传播，而后者主要是固体构件受撞击而振动所辐射的“再生”空气声。

本节内，我们以坚硬物体落在楼板上时产生的撞击声为典型例子，阐明撞击声产生的规律及其有效隔离措施。

一、撞击力的频谱

设一质量为 m 的刚硬球体，竖直地下落与楼板撞击。撞击前瞬间，刚球的速度为给定值 v_i ，撞击后刚球与楼板一起运动。由于楼板质量通常比刚球质量 m 大得多，撞击后的振动速度相应比 v_i 小得多，因此撞击过程中刚球的动量变化近似为 mv_i 。

在撞击过程中，楼板所受的撞击力 $F(t)$ 随时间变化（参见图 4-2-8），设撞击过程持续时间为 τ ，取撞击开始时刻为 $t = -\frac{\tau}{2}$ ，可得

$$\int_{-\tau/2}^{\tau/2} F(t) dt = mv_i. \quad (1)$$

撞击力 F 是非周期性的激发力，它随时间变化的具体规律与很多技术因素有关。作为粗略近似，可取

$$F(t) = \begin{cases} 0 & t < -\frac{\tau}{2} \\ \frac{mv_i}{\tau} & -\frac{\tau}{2} < t < \frac{\tau}{2} \\ 0 & t > \frac{\tau}{2} \end{cases} \quad (2)$$

如果把它看成由许多不同频率的简谐力迭加而成，由傅里叶分析可得

$$F(t) = \int_0^{\infty} g(f) \cos(2\pi ft) df, \quad (3)$$

式中 $g(f)$ 为频谱密度函数，可由下式决定

$$g(f) = 2 \int_{-\tau/2}^{\tau/2} F(t) \cos(2\pi ft) dt = 2mv_i \left(\frac{\sin x}{x} \right), \quad (4)$$

式中参数 $x = \pi f \tau$ 。当动量变化 mv_i 给定时， $g(f)$ 值只与参数 x 有关，而与撞击过程持续时间 τ 没有直接的关系。

当撞击力作用在楼板上时，策动点处的振速 $v(t)$ 由下式决定

$$v(t) = \int_0^{\infty} \frac{g(f)}{Z_0} \cos(2\pi ft) df. \quad (5a)$$

式中 Z_0 为策动点力阻抗。在一般情况， Z_0 为频率 f 的函数。不过对于“无限大”板， $Z_0 = 8\sqrt{\rho HB}$ 为一常数，可得

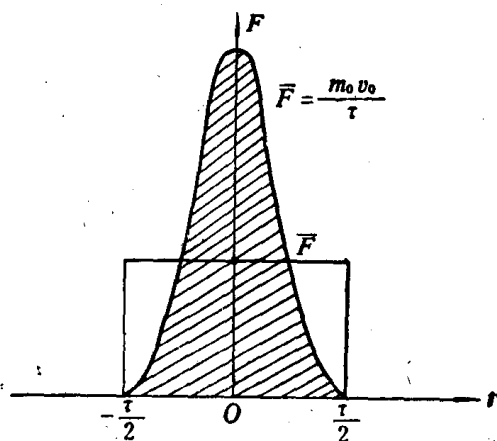


图 4-2-8 撞击力随时间的变化

$$v(t) = \frac{F(t)}{Z_0} \quad (5b)$$

由上可知, 撞击一次对楼板所作的功 A 为

$$\begin{aligned} A &= \int_{-\infty}^{\infty} F(t)v(t)dt = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F^2(t)}{Z_0} dt \\ &= \int_0^{\infty} \frac{g^2(f)}{2Z_0} \cos(2\pi ft) df \end{aligned} \quad (6)$$

在实际问题中, 撞击往往重复发生。设单位时间内撞击次数为 N , 并设各次撞击相互独立, 可得从激发源向楼板传输声功率的傅里叶分量为

$$G(f) = \frac{g^2(f)}{2Z_0} N = \frac{2(mv_i)^2 N}{Z_0} \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2 \quad (7)$$

当 x 为小值时 (低频近似), $G(f)$ 近似等于 $\frac{2(mv_i)^2 N}{Z_0}$, 对于“无限大”楼板为一常数。当 x 为大值时 (高频近似), $G(f)$ 随频率迅速起伏变化, 如果我们只关心在一段频率范围内的平均值, 近似可得

$$G(f) \approx \frac{(mv_i)^2 N}{Z_0 x^2} \quad (8)$$

$G(f)$ 随参数 x 变化的关系如图 4-2-9 所示。为了便于分析计算, $G(f)$ 可简化为下面的形式

$$G(f) = \begin{cases} \frac{2(mv_i)^2 N}{Z_0} & \left(x < \frac{\pi}{2} \right) \\ 0 & \left(x > \frac{\pi}{2} \right) \end{cases} \quad (9)$$

当 $x = \frac{\pi}{2}$ 时, 相应的频率 $f_1 = \frac{1}{2\tau}$ 。由上我们可得结论如下: 当频率 $f < f_1$ 时, 撞击力的功率谱近似为水平直线, 其幅值只决定于动量变化 mv_i 。当频率 $f > f_1$ 时, 功率谱可近似取为零而不必加以考虑。频率 f_1 可看成撞击力频谱的上限频率。

我们知道, 当刚球与硬楼板撞击时, 撞击过程持续时间 τ 很小, 相应的上限频率 f_1 很大, 这表明撞击力频谱有丰富的 高频成分, 反之, 当楼板上铺设弹性面层时, 撞击过程中动量变化 mv_i 仍保持相同, 但撞击持续时间 τ 增大使上限频率 f_1 降低。因此撞击力频谱的低频成分保持不变而高频成分将被消除。这是借助弹性面层降低撞击声的基本原理。

值得注意, 上面讨论的功率谱 $G(f)$ 是线性谱, 不论频率 f 的高低, 都决定于每赫范围内撞击力的方均值。如果我们用倍频程或 $1/3$ 倍频程为单位, 相应的功率谱应乘上带宽 αf 。在这里 f 指的是中心频率, α 为反映带宽的系数。对于倍频程, 取 $\alpha = \frac{1}{\sqrt{2}}$; 对于 $1/3$ 倍频程, 取 $\alpha = \frac{\sqrt[3]{2}-1}{\sqrt[3]{2}} = 0.232$ 。因此, 当 $f < f_1$ 时, 在中心频

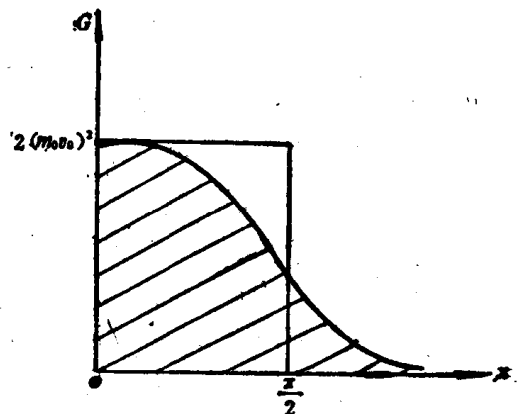


图 4-2-9 平均功率谱随参数 x 的变化

率为 f 的倍频程或 $1/3$ 倍频程内, 从激发源传输给楼板的声功率 W_i 为

$$W_i = \frac{2(mv_i)^2 N}{Z_0} \alpha f \quad (f < f_1). \quad (10)$$

二、楼板撞击声的声功率级

楼板受到竖直方向撞击力的作用时, 在板中激起弯曲振动, 将向楼板上下两面辐射声波。对于在集中力作用下“无限大”板的振动问题, 我们已在上节中作了讨论。在实际情况, 楼板为有限大小, 在四周以一定的方式与侧墙等其他构件联接在一起, 严格的理论分析应按下述途径进行: 先求出在给定边界条件下, 板作弯曲振动的各种不同简正方式, 把实际振动看成这许多不同简正方式振动的迭加。在一般情况, 这将归结为一个具有正交特性的无穷级数; 然后把撞击力在空间分布上看成为相应于各种简正方式振动的迭加, 在时间上由傅里叶分析看成由许多不同频率简谐振动的迭加; 最后根据弯曲振动方程求出各个待定系数, 计算出各个简正振动所辐射的空气声。这种分析方法在原则上并没有什么困难, 但在具体应用上非常冗繁, 所得结果与楼板边界条件、撞击力的策动点和持续时间等因素都有密切关系, 很难得出具有实用价值的带有普遍性的规律。

考虑到楼板振动发声问题的复杂性, 我们将从另一途径进行分析处理, 求出较粗略但较直观的结果。具体思路和相应的简化假定如下:

(1) 在撞击过程中, 楼板由静止开始振动。由于撞击的持续时间很短, 楼板只是在策动点附近的区域内受到影响。这就是说, 楼板的边界条件对撞击过程并没有直接作用, 因此在撞击时可把楼板看成是“无限大”板。

(2) 撞击过程结束后, 楼板内产生的弯曲振动由策动点以柱面波形式向四周传播出去, 质点振速将与矢径 r 的平方根成反比。这部分振动对楼板辐射空气声的贡献主要由策动点附近的区域所提供, 因此可不必考虑楼板边界条件的影响。

(3) 撞击力直接产生的弯曲波传播到楼板四周时, 一部分声能进入侧墙等其他构件(相当于被吸收), 另一部分则仍以弯曲波形式反射回来, 当它传播到另侧边界时, 再次进行反射。由于多次反射的弯曲波在传播方向和振动相位等方面都带有随机的性质, 从统计平均的角度考虑, 可设最后迭加而得的弯曲波声场中各方向传播的强度相等, 质点振速的方均值各处相等, 即可以把它看成是“完全扩散”的两维混响场。

上述分析方法, 与分析噪声源在室内产生的声场时的情况是相类似的。首先假定噪声源辐射的声功率为给定值, 然后把声场分解成直达声场与混响声场两个容易分析处理的基本声场。实验和理论表明, 当频率比楼板弯曲振动的最低共振频率 f_{11} 大得多时, 楼板内多次反射弯曲波引起的混响声场良好扩散, 因此, 采用统计分析是适宜的。

在中心频率为 f 的频带内, 从激发源传输给楼板的声功率 W_i 由式 (10) 决定, 由能量关系可知, 输入的声功率 W_i 将与损耗的声功率相平衡。损耗的声功率可分三部分:

第一部分 W_1 是板内部及边界处的吸收等效效应引起的阻尼损耗。可得

$$W_1 = SpHv^2\omega\eta, \quad (11)$$

式中 S 为楼板面积, v^2 为质点振速的时间、空间均方值, η 为损耗因子。

第二部分 W_2 是策动点附近区域弯曲振动而辐射声波所损耗的声功率。理论证明当 $f < f_1$ 时, 上下两面辐射的总声功率为

$$W_2 = \frac{1}{\pi} \frac{\rho_0}{(\rho H)^2 c_0} \cdot Z_0 W_1 \quad (12)$$

第三部分 W_3 是混响弯曲波使楼板振动而辐射声波所损耗的声功率, 可得

$$W_3 = 2S\rho_0 c_0 v^2 \sigma_r \quad (13)$$

式中 σ_r 是楼板振动而引起声辐射的效率, 它与频率比值 f/f_1 有关, 当频率提高时, σ_r 值接近于 1。

由上可得

$$W_1 + W_2 + W_3 = W_i \quad (14)$$

在一般情况, 阻尼损耗 W_1 远大于辐射损耗 ($W_2 + W_3$), 把式 (10) 和式 (11) 代入上式, 经简单运算, 可求出当 $f < f_1$ 时, 质点振速的均方值近似为

$$V^2 = \frac{W_i}{S\rho H\omega\eta} = \frac{\sqrt{3}\alpha}{4\pi} \cdot \frac{(mv_i)^2 N}{\rho^2 H^3 c_L S \eta} \quad (15)$$

可以看出, V^2 值并不显含频率 f , 它与频率的依赖关系体现在损耗因子 η 上。

楼板单面辐射的声功率为 $\frac{1}{2}(W_2 + W_3)$, 在中高频范围, W_3 占主要地位, 把式 (15) 代入式 (13), 经简单运算可得楼板撞击噪声的倍频程声功率级近似为

$$L_w = 10 \lg \left\{ \frac{\rho_0 c_0 \sigma_r (mv_i)^2 N}{14.4 \rho^2 H^3 c_L \eta} \right\} + 120 \text{ 分贝} \quad (16)$$

可以看出, 倍频程声功率级 L_w 也不显含频率 f , 它与频率的依赖关系除了体现在损耗因子 η 外, 还体现在辐射效率 σ_r 上。在常用频率范围, η 和 σ_r 随频率的变化不很敏感, 可见当 $f < f_1$ 时, 声功率级频谱在 $f < f_1$ 区域近似为水平直线, 而在 $f > f_1$ 区域将迅速降低。

由上可知, 要降低楼板撞击噪声的声功率级, 应考虑下列关系:

(1) 提高楼板材料的密度 ρ 和杨氏模量 E , 增加楼板的厚度 H 可以降低声功率级 L_w , 其中以增加厚度最有效。楼板厚度加倍, 声功率级降低约 9 分贝。

(2) 提高楼板的损耗因子 η 可以降低声功率级 L_w 。

(3) 楼板面积 S 的大小与声功率级 L_w 近似无关。

(4) 降低楼板的辐射效率 σ_r , 可使实际辐射出去的噪声的声功率相应降低。

(5) 延长撞击过程的持续时间 τ , 可使频谱的上限频率 f_1 降低, 从而使中高频声功率级明显减弱, 总的声功率级也将相应降低。

三、标准撞击机产生的声压级

楼板受撞击后辐射的噪声, 与撞击过程中的动量变化 mv_i 以及单位时间内的撞击次数 N 等因素直接有关。考虑到实际问题中楼板上的各种撞击过程是随机发生的, 难以控制。为此, 国际上常用一种标准撞击机, 使激发楼板发声的撞击过程加以标准化, 以便作相对比较。

标准撞击机是在模拟脚步声的基础上设计的, 其主要性能规定如下*:

- (1) 撞击机应有排成一线的五个锤子, 两端两只锤子之间的距离约 40 厘米。
- (2) 相继两次撞击之间的时间应力为 100 ± 5 毫秒, 即每秒钟内各个锤应轮流撞击两次。
- (3) 每个锤子的质量应为 500 克 ($\pm 2.5\%$)。

* 参见国际标准组织 ISO/R 140—1960 的规定。

(4) 在平坦的地面上, 使锤子在高 4 厘米(±2.5%) 高处自由下落撞击地面。

(5) 锤子撞及地面的部分应是黄铜或钢的柱体, 直径 3 厘米, 端部为球面, 其半径约 50 厘米。

(6) 遇到地面是脆性易坏的情况, 锤子撞及地面部分应套上 5 毫米厚的橡皮层。

要研究的楼板就用这种标准撞击器去撞击, 使楼板辐射噪声, 并在楼下受声室内测定所产生的声压级作为衡量楼板隔离撞击声性能优劣的依据。在此情况下, 通常以测定常用频率范围内的倍频程声压级作为标准的测量方法。如果采用 1/3 倍频程时, 应在读数上加 5 分贝, 使测量结果换算成倍频程声压级。

在楼下受声室内的撞击声声压级不但与楼板辐射噪声的声功率级有关, 而且与房间的吸声量 A 等因素有关, 因此还需要把实际测量到的声压级 L 折合到规范化房间内的声压级 L_N 。折合声压级 L_N 由下式计算

$$L_N = L - 10 \lg \frac{A_N}{A}, \quad (17)$$

式中 A 为楼下受声室实际的吸声量, 以 米^2 为单位, 可按在受声室内测得的混响时间予以计算 (参见第一篇 §3—4)。 A_N 为规范化房间的吸声量, 对于普通居住房间, A_N 值通常取为 10米^2 。

对于一块匀质实心的裸露混凝土楼板, 用标准撞击机激发楼板发声时, 楼下受声室内的折合声压级 L_N 可用下面的公式估算*:

$$L_N = 20 \lg \frac{f^{1/4}}{E^{3/8} \cdot \rho^{5/8} \cdot H^{14/8}} \quad (\text{分贝}), \quad (18)$$

式中杨氏模量 E 以公斤/厘米² 为单位, 材料密度 ρ 以克/厘米³ 为单位, 楼板厚度 H 以厘米为单位, 频率 f 以赫为单位。值得指出, 上式为简化的实用设计公式, 与撞击声声功率级的理论公式(16)相比较, 声级随 E 、 ρ 、 H 和 f 等参数的变化规律略有不同。例如式(18)中折合声压级 L_N 随频率按每倍频程 1.5 分贝的规律增加, 而在式(16)中声功率级 L_W 近似与频率无关。不过, 在理论公式中实际还包含损耗因子 η 和辐射效率 σ , 等与频率有关的复杂因素, 很难加以预测, 因此用实用公式估算也是适当的。

用标准撞击机激发若干典型楼板时, 在受声室中测定的折合声压级随频率变化的曲线如图 4-2-10 所示。图中频谱曲线 1 属于裸露空心楼板 (面密度 200公斤/米^2), 曲线 2 属于裸露实心楼板, 曲线 3 属于空心楼板上铺放了一层油毡, 曲线 4 属于空心楼板上铺放了地毯。

§ 2-3 楼板撞击声的控制

常用楼板结构的撞击噪声相当大, 不论是实心的或空心的钢筋混凝土楼板, 往往都不能满足一般住户的要求, 需要采取切实有效的隔离措

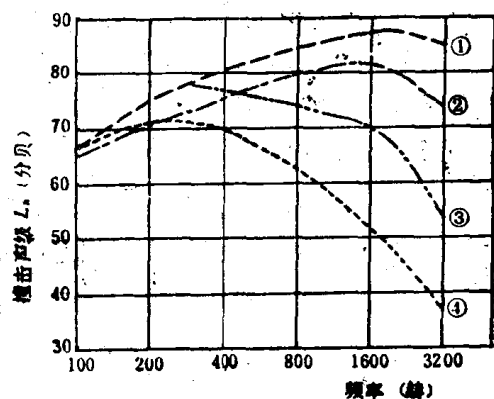


图 4-2-10 典型楼板的折合撞击声声压级 L_N

* 参见陈绎勤, 《噪声与振动的控制》, 中国铁道出版社, 110页, 1981。

施予以控制。

对楼板隔离撞击声的问题，有两个方面的内容：一方面是要确定楼板隔离撞击声的基本要求，规定符合实际需要的标准；另一方面是要降低传入受声室的撞击声，并对相应的控制措施作出评价。目前控制楼板撞击声的三种常用措施是：弹性面层、浮筑地板和悬挂吊平顶等。

一、楼板隔离撞击声的标准

用标准撞击机激发楼板时，在受声室中测定的折合撞击声声压级 L_N 只决定于楼板本身的性能。很明显， L_N 值越高，表明楼板对撞击声的隔离性能越差。

楼板隔离撞击声的标准，规定了受声室中折合声压级 L_N 的容许值。各国规定的标准曲线如图 4-2-11 所示。曲线 1 为英国标准 (I 级)，曲线 2 为英国标准 (I 级)，曲线 3 为西德、苏联标准，曲线 4 为北欧各国标准。可以看出，不同国家制定的标准有相当大的差别。

国际标准化组织 (ISO) 所规定的标准曲线如图中曲线 5 所示。对于楼板隔离撞击声的要求比较高。它的形状为一折线。在中心频率为 100—315 赫范围， L_N 的容许值 (换算成倍频程声压级) 不变；在 315—1000 赫范围， L_N 的容许值按每 1/3 倍频程 1 分贝的规律降低；在 1000—3150 赫范围， L_N 的容许值按每 1/3 倍频程 3 分贝的规律降低。对于标准曲线，规定在 500 赫时 L_N 的容许值为 65 分贝。由此可知，在 125 赫和 250 赫时为 67 分贝，1000

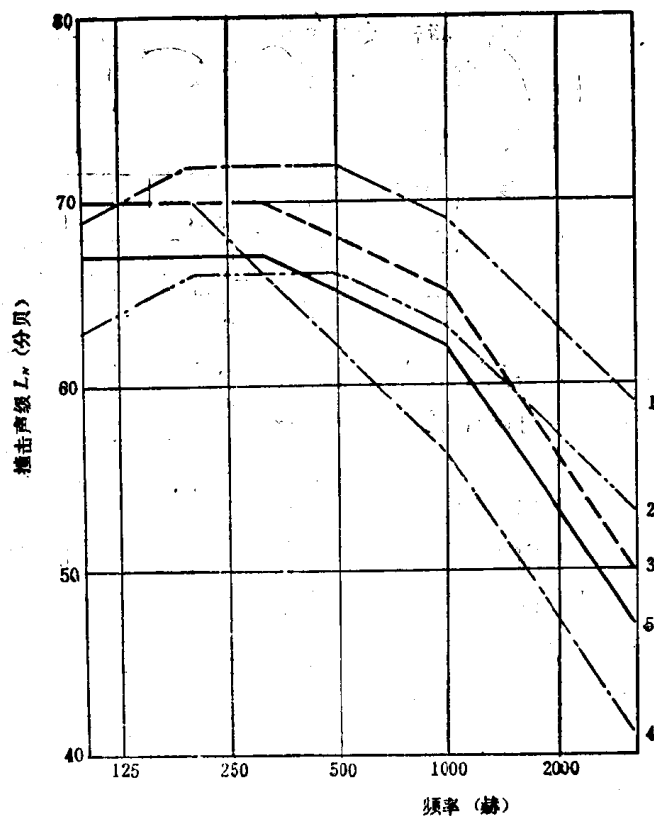


图 4-2-11 撞击声标准曲线

曲线 1: 英国标准 (I 级); 曲线 2: 英国标准 (I 级); 曲线 3: 西德、苏联标准; 曲线 4: 北欧标准; 曲线 5: ISO 标准

赫时为 62 分贝, 2000 赫时为 53 分贝, 3150 赫时为 47 分贝。对于实际使用的楼板, 如果用标准撞击机激发, 在受声室中测得的各倍频程的折合声压级 L_N 低于标准曲线上的相应值, 即可认为符合标准所规定的要求。

各种楼板对撞击声频谱曲线的形状有所不同, 为了便于作相对比较, 通常希望用单值指标评价它们对于隔离撞击声的效果, 而不用各倍频程折合声压级的实测值。与采用空气声的隔声指标相类似, 对撞击声也可以用同样的方法确定隔声指标作为单值评价参数。具体办法如下:

(1) 规定一系列与 ISO 标准曲线形状相同的曲线族作为参考曲线 (见图 4-2-12)。这族参考曲线中, 以 500 赫时 L_N 的分贝数作为相应曲线的号数。

(2) 把实测频谱曲线与参考曲线族相比较, 确定最接近的一根参考曲线, 并把该参考曲线的号数作为隔声指标 I 的数值。例如对于 ISO 标准曲线来说, 曲线号数是 65, 因此隔声指标 I 的容许值也是 65 分贝。

(3) 实测曲线与参考曲线比较的方法, 与确定空气声隔声指标时的方法类似 (参见第四篇 § 1—2)。只是不足部分是按高出参考曲线的分贝值计算, 与前面空气声的情况正好相反。

值得注意, 评价楼板隔声性能时, 实际上需要两个量: 一个是隔离空气声的隔声量 R , 另一个是隔离撞击声的折合声压级 L_N 。在进行隔声测量时, 必须了解这两个量之间的区别。空气声隔声量 R 的测量是相对的, 它只决定于入射声与透射声声强的相对比值, 与噪声源辐射的声功率级并没有直接的影响。撞击声折合声压级的测量是绝对的, 作为激发源的标准撞击机是规定的, 不能随便改变, 测量时所用的仪器需要绝对地标准。

二、弹性面层对降低撞击声的作用

在坚硬的楼板上铺垫一层柔顺的弹性面层, 如橡皮、塑料和地毯等, 可以显著地降低撞击声。不过, 由于这种面层一般较薄, 面密度不大, 并且往往是开孔型结构, 因此对于提高楼板空气声隔声量的效果却是很有限的。

弹性面层对降低撞击声有两个方面的作用:

一方面是面层的缓冲作用使撞击过程的持续时间延长, 撞击力脉冲趋向平坦。当标准撞击机的锤子向楼板撞击时, 锤子端部的球面与楼板表面的平面相接触。设锤子表面刚硬不变形, 在撞击过程中, 楼板表面将下凹, 同时产生一撞击力使锤子减速, 直至锤子与楼板间的相对速度为零。对于坚硬楼板, 撞击力约略随楼板下凹深度的 1.5 次方增加, 由于楼板局部变形很小, 因此作用时间很短, 撞击力相应很大。当楼板上垫有柔顺的弹性面层时, 下凹深

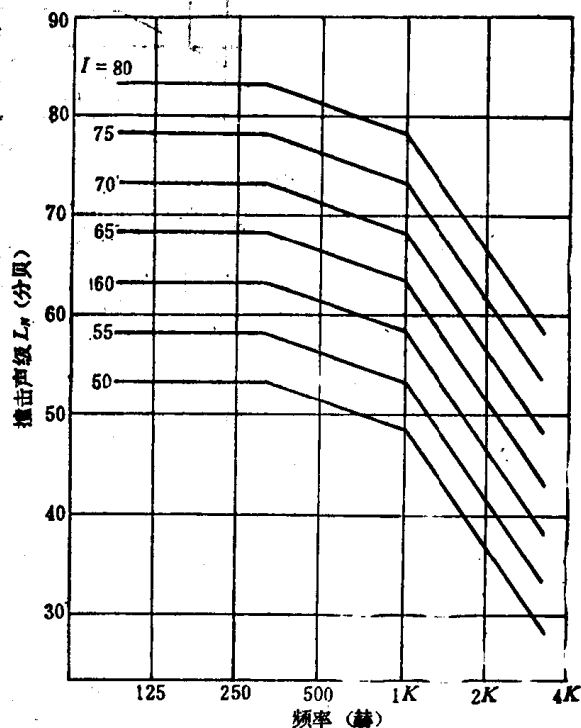


图 4-2-12 确定楼板撞击隔声指数用的参考曲线

度增加, 撞击过程的持续时间拉长, 撞击力相应降低, 但持续时间与平均撞击力的乘积保持不变。由前面的分析可知 (参见第四篇 § 2-2), 撞击过程持续时间增加, 将使上限频率 f_1 下降, 使中高频撞击噪声明显降低。

另一方面是面层的隔振作用将使楼板的策动点力阻抗有所变化。设激发力为简谐力 F (即为撞击力在给定频率的傅里叶分量), 策动点处的振速为 v_i , 原来没有垫层时把锤子看成与楼板成为整体而一起运动, 可得策动点力阻抗应为 $Z = (Z_0 + j\omega m)$, 在这里 Z_0 是楼板本身的策动点力阻抗 $8\sqrt{\rho HB}$, m 是锤子的质量 (见图 4-2-13a)。当楼板上局部垫上弹性面层时, 相当于在锤子与楼板间插入一个弹簧 (见图 4-2-13b)。设弹性面层的厚度为 l , 弹性材料的弹性模量为 E , 锤子底面积为 A , 可得

等效弹簧的劲度 $S = \frac{EA}{l}$ 。对于激发力 F 来说, 策动点

力阻抗 $Z = \frac{F}{v_i}$ 应为

$$Z = \frac{Z_0 S}{j\omega Z_0 + S} + j\omega m. \quad (19)$$

与未加弹性垫层时情况相比较, 策动点力阻抗有所增加。从另一角度考虑。加弹性面层后, 楼板承受的激发力由 F 降低而为 F' 。策动点处楼板振速 v_i' 近似取为零时, 可得 (参见第四篇 § 3-2)

$$F' = \frac{F}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}, \quad (20)$$

式中

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{S}{m}}. \quad (21a)$$

为锤子与弹性面层组成的共振系统的固有频率。当 $f \gg f_0$ 时, 近似可得

$$|F'| = |F| \cdot \left(\frac{f_0}{f}\right)^2. \quad (21b)$$

可以看出传递至楼板的激发力显著减小, 楼板振动辐射的噪声能量将相应降低。

铺上弹性面层后的降噪效果, 可用撞击声的折合声压级 L_N 降低值来衡量。由于撞击声功率与激发力的方均值成正比, 可得撞击声降低值为

$$D = 10 \lg \left| \frac{F}{F'} \right|^2 = 40 \lg \left(\frac{f}{f_0} \right). \quad (22)$$

频率 f 每增加一个倍频程, 降低值 D 相应增加 12 分贝。

为了提高 D 值, 希望加弹性面层后的固有频率 f_0 越低越好, 这就要求采用尽可能大的面层厚度 l , 或尽可能柔软的面层材料 (即弹性模量 E 尽可能低)。对于若干种面层实测 D 值随频率的变化, 如图 4-2-14 所示。可以看出, 在较高频率范围, 与每倍频程增加 12 分贝的规律良好相符。

三、浮筑楼板的隔声

在基本的楼板上铺设弹性垫层, 再在垫层上放置另一面板, 使面板与基础楼板及侧墙隔

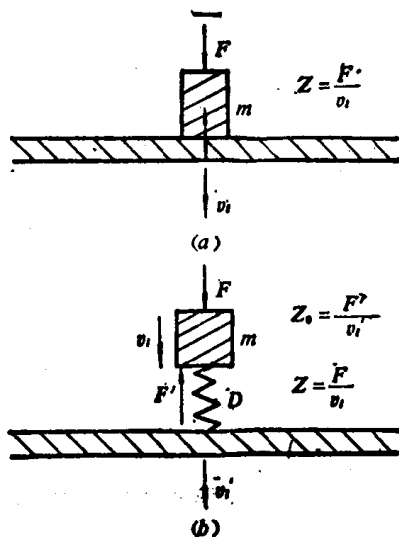


图 4-2-13 弹性垫层的作用

开, 这种结构叫做**浮筑楼板**。如图 4-2-15 所示。

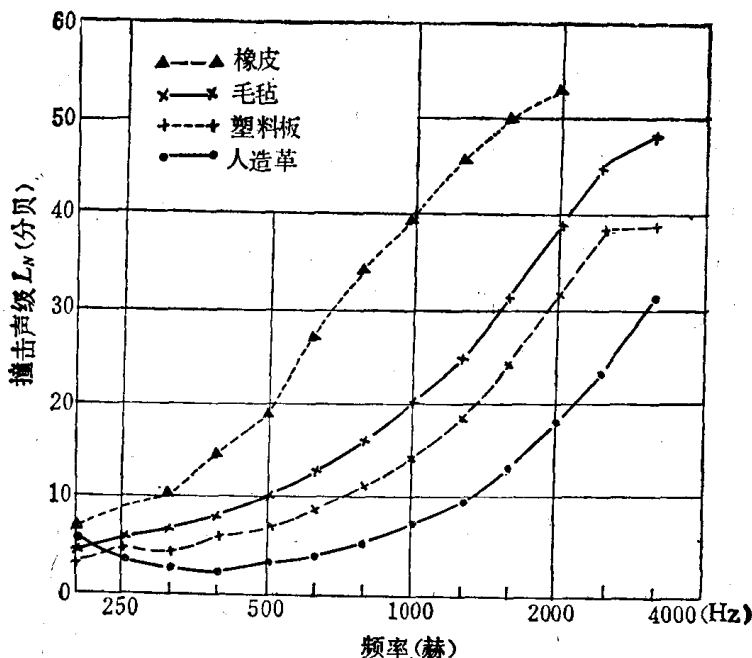


图 4-2-14 撞击声降低值 L_N 与频率的关系 (面层厚度 3 毫米)

浮筑楼板结构有两个方面的优越性：一个方面是它对空气声与撞击声的隔声性能都是很有效的，可起事半功倍的作用；另一方面是楼板由基板、垫层和面板等三层组合而成，各层所起的作用各有特点，可以互相补充，便于分别作出最佳设计：其中基板主要起承重作用，应满足房屋结构强度方面的要求；垫层主要起隔振和隔声作用，应按声学要求设计；面板主要起护面的辅助作用，应按实际使用要求（例如便于行走、可放置重物等）作适当选择。

从隔离撞击声的基本原理看，应把浮筑楼板的垫层和面板看成是具有一定独立性的隔振系统。当面板上受到撞击力激发时，通过隔振系统的响应，把激发力传递到楼板的基板上，从而激发基板振动而辐射噪声。关于浮筑楼板的撞击声降低值，有两种不同的基本情况需要分别加以考虑。

一种基本情况是所谓“局部反应”的浮筑楼板，作用在面板上的激发力只在局部范围内通过隔振系统的传递而作用到基板上。当面板比较柔软，内部损耗又较大时，近似以这种情况。因为这时集中力在面板上激发的弯曲波不能传播得很远，所以只是在策动点附近区域内，通过弹性垫层向基板传递激发力。由于基板相当厚重，在分析激发力通过隔振系统的传递时，可暂不考虑基板本身的振动。与前面弹性面层的讨论相类似，浮筑楼板的撞击声降低值 D 也可由式 (22) 计算，不过式中的固有频率 f_0 应改由下式计算：

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{S_1}{\rho_1 H_1}}, \quad (23)$$

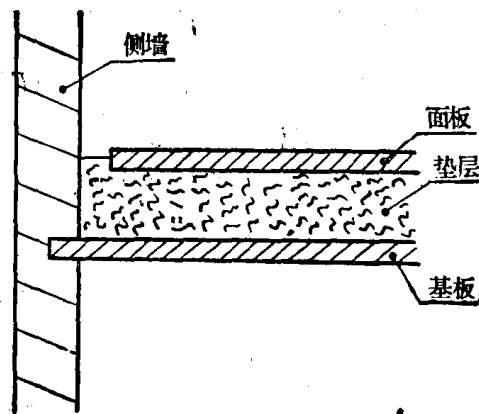


图 4-2-15 浮筑楼板

式中 ρ_1 为面板材料的密度, H_1 为面板厚度, S_1 为单位面积弹性垫层的劲度, 它等于 $\frac{E}{l}$ 。如果垫层由离散的垫座组成, 单位面积内有 n 个垫座, 各垫座的劲度为 S , 则 $S_1 = nS$ 与式(21a)相比较, 可知在单层弹性面层的情况下, 控制固有频率 f_0 的质量是标准撞击机锤子的质量, 而在浮筑楼板的情况下, 起主要控制作用的是面板的面密度。

另一种基本情况是所谓“共振反应”的浮筑楼板, 作用在面板上的激发力使面板以各种不同简正方式作弯曲振动, 然后, 通过弹性垫层的耦合, 把部分振动能量传递到基板上。当面板比较刚硬, 内部损耗又较小时, 近似是这种情况。这时撞击力在面板上激发的弯曲波传播很远, 在边界上多次反射后迭加为弯曲波混响场。在较高频率范围内, 面板内部损耗掉的能量大于输送给基板的能量, 撞击声降低值 D 可取为传入面板与基板的声功率级的差值。设弹性垫层为离散的垫座组成, 可得*

$$D = 10 \lg \left\{ \frac{2.3 \rho_1^2 \omega^3 \eta_1 C_{L1} H_1^3}{n S^2} \right\} \quad (\text{分贝}), \quad (24)$$

式中 n 为每平方米垫座个数; S 为垫座的劲度, 以牛顿/米为单位; ρ_1 为面板材料密度, 以千克/米³为单位; H_1 为面板厚度, 以米为单位; C_{L1} 为面板中胀缩波速度, 以米/秒为单位; η_1 为面板中的损耗因子。

如果损耗因子 η_1 不随频率明显变化, 那么撞击声降低值 D 将按每倍频程增加 9 分贝的规律随频率变化。

“共振反应”浮筑楼板撞击声降低值的典型实例如图 4-2-16 所示。实验中面板为衬垫木纤维板的混凝土板, 垫层为离散的软木垫座。可以看出, 每倍频程增加 9 分贝的规律与实际情况良好相符。

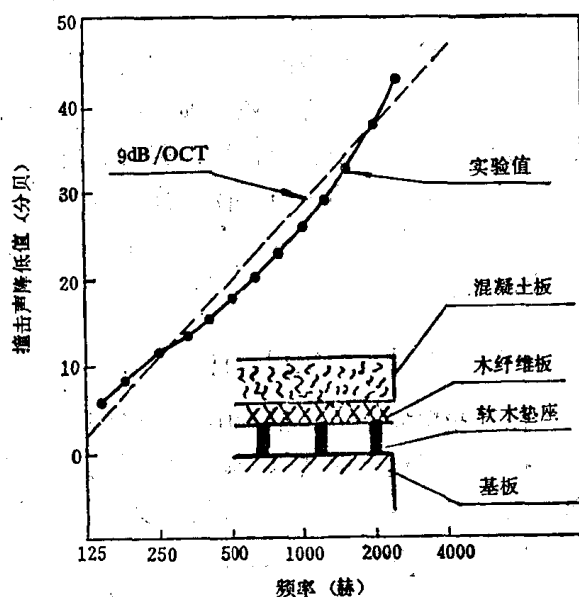


图 4-2-16 “共振反应”浮筑楼板的撞击声降低值

四、吊平顶的隔声

在楼板的下方弹性悬挂一个吊平顶, 使楼板不能直接向楼下受声室辐射噪声, 从而可以达到隔声降噪的目的。典型的结构设计如图 4-2-17 所示。

这种结构对空气声和撞击声的隔声性能也都是很有效的。在这里, 楼板主要起承重作用, 而吊平顶则主要起隔声作用。

从隔离空气声的原理来说, 悬挂了吊平顶, 可把楼板与吊平顶看成是双层墙的隔声 (参见第四篇 §1-2)。这时, 悬挂所必需的吊杆等装置以及吊平顶上方的空气层将起不利的声桥

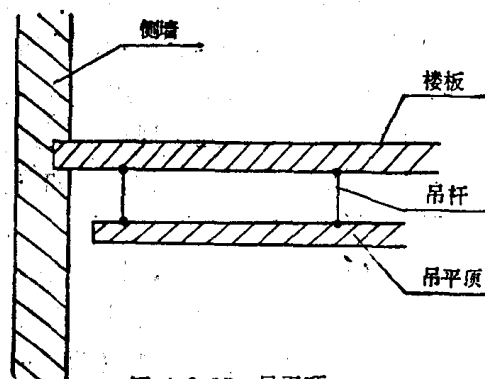


图 4-2-17 吊平顶

* 参见 L. L. Beranek, "Noise and vibration control", chap.11, McGraw-Hill, 1971.

作用。为了提高隔声效果,吊杆数量宜少不宜多,空气层不宜过薄。如果在吊平顶上方铺垫适当的吸声材料,使空气层的偶合作用削弱,对于提高隔声量更为有利。

从隔离撞击声的原理来说,楼板受到撞击后相当于一个向楼下受声室辐射噪声的噪声源,其辐射声功率级可由上节式(16)计算。这时吊平顶主要起“单层墙”的隔声作用。采用弹性悬挂、减少悬挂点、增大空气层厚度、在平顶上方铺垫吸声材料等措施,同样是有利的。

由上可知,吊平顶应该是密实的,上面不宜有空洞。如果为了安装灯光或通风管道,有必要在吊平顶上开孔,就应对可能产生的缝隙严加堵塞以免漏声。吊平顶应当与侧墙隔开,两者之间的空隙宜用柔软的材料密封,以免结构声通过侧墙传入吊平顶。

悬挂吊平顶后,受声室内撞击声降低量接近于吊平顶的隔声量。不过由于吊平顶上方吊杆和空气层的声桥作用以及侧墙的结构传声作用等原因限制了它的隔声效果,实际的撞击声降低量要低于吊平顶的隔声量。

§ 2-4 隔离结构声的一些技术问题

前面我们对结构声的产生和传播规律作了较系统的分析。在实际工程设计中,我们除了应考虑结构隔声性能外,还必须同时注意诸如结构强度、材料品种、施工质量以及成本核算等方面的技术问题。假使我们片面强调隔离结构声的要求,往往会作出缺乏可行性的方案。例如,从隔离结构声的传声途径考虑,各构件间不作刚性连接是最有利的,不过这样一来,如果土建结构的整体强度或刚度不能予以充分保证,那么这种声学设计势必遭到否决。下面我们扼要讨论一些实际的技术问题。

一、浮筑楼板的实用设计

控制楼板撞击声的措施中,最经济、最有效的是采用浮筑楼板。设计浮筑楼板时,基板应根据结构强度上的要求予以选定。为了使楼板隔声性能良好,面板的面密度 $\rho_1 H_1$ 较小时,弹性垫层的厚度 H_2 应取得大些;反之,面板面密度较大时,垫层厚度应取得小些。相互之间可用下面的经验关系表示:

$$\rho_1 H_1 H_2 \approx 0.5 \text{ 公斤/米。} \quad (1)$$

例如当面板的面密度为50公斤/米²时,在受压情况下弹性垫层的厚度应取为10毫米左右。

面板可以采用匀质单层结构,也可以采用双层(或多层)结构,即在底层的基础上铺上面层。面板的总厚度决定于所用材料的强度,应能保证在额定动载荷下不产生裂缝和压痕。面板的制作方式可以在施工现场浇筑,也可以用预制板件在工地铺筑,面板与侧墙间必须保证不作刚性接触,常用的面板设计如下:

(1) 混凝土面板

混凝土与其他材料相比,其价格较为低廉,但为了保证面板的强度,面板的厚度不能太小,实际水泥用量及其所需费用并不很低。例如对于住宅、宿舍、旅馆、办公楼、病房、幼儿园、托儿所等普通建筑,规定动载荷不超过150公斤/米²,混凝土面板(225号水泥制)厚度应达35毫米。对于会议室、实验室、阅览室、教室等公共建筑,规定动载荷不超过200公斤/米²,面板厚度应达40—45毫米。

如果在混凝土面板中配筋，在施工时必须注意保持在放置下部，否则面板容易损坏。为了使面板达到所需强度，浇灌混凝土时必须仔细捣实，并需要加以养护，保持其表面处于潮湿状态达十天以上。为了防止面板收缩产生裂缝，混凝土面板应每隔5米开一条伸缩缝，缝的深度至少应为面板厚度的一半。如果施工时气温较低，则开缝深度应贯通面板整个厚度。

在现场浇灌混凝土面板时，由于面板铺筑在弹性垫层上，因此较难采用振捣器捣实混凝土而又不损坏弹性垫层。

浮筑楼板中铺筑混凝土面板在国外用得很少，在国内一些地区的住宅建筑中却有相当广泛的应用。具体做法是：用预制水泥板（ $40 \times 40 \times 2.5$ 厘米）或30毫米厚的细石混凝土（配比为1:3:3），上面加一层5毫米厚的水泥抹面，现场浇灌时，在面板与弹性垫层间铺放两层报纸以防止混凝土中灰浆浸入弹性垫层。实践表明，混凝土面板的开裂现象较严重，如上所述，应在面板上开伸缩缝，或在板中适当配筋。

(2) 石膏面板

天然硬石膏是一种优良的建筑材料。制作浮筑楼板的面板时，其下部底层厚约40毫米，可按体积比1:0.6加些细砂成为石膏砂浆后再行浇灌。其上部面层厚约20毫米，用掺有锯末的天然硬石膏浆浇筑。

用不掺砂的水硬石膏浆浇筑面板，其抗压强度应不小于160公斤/厘米²。其底层和面层应分两次浇筑，使晾干时间缩短。底层宜用含水量较少的水硬石膏浆铺筑，其用水量只要保证石膏浆能够凝结即可。面层宜用含水量较多的水硬石膏浆铺筑，其用水量应能使石膏浆容易摊开抹平。两层的总厚度达35—40毫米。

(3) 菱苦土或硫镁矾面板

用菱苦土或硫镁矾浇筑面板也有良好的效果，面板的厚度约40毫米。可以配制灰浆现浇，也可预制成 600×600 毫米²的板材铺筑。

(4) 沥青面板

用沥青浇筑的面板上，可以胶粘塑料或镶木的面层，沥青层的厚度至少为25毫米，其下面弹性垫层的厚度不宜大于6毫米，在弹性垫层与沥青层之间应铺一层建筑用纸板。

沥青用于浮筑楼板的面板，具有弹性大、厚度薄、重量轻、阻尼高等优点，是有推广应用的远景的。

浮筑楼板中的弹性垫层应采用廉价的较易压缩的材料。在通常的载荷200公斤/米²的情况下，被压缩后的厚度应不小于10毫米，并应大约等于原来未被压缩时厚度的三分之一。假使垫层较刚硬，或易被压实而形成声桥，就将丧失隔振性能而使浮筑楼板的隔声性能变差。因此，木丝板、木纤维板等常用建筑材料，由于它们的劲度过大，并不适宜作为弹性垫层材料。

适宜作弹性垫层的材料主要为：

(1) 矿棉毡

矿棉毡是优良的垫层材料，自然状态时容重约120公斤/米³，用浸过沥青的建筑用纸覆盖，在载荷为100公斤/米²垫层的厚度保持为10毫米时，垫层的面密度约5公斤/米²。

(2) 玻璃纤维毡

用沥青等粘结剂制成的玻璃纤维毡也是优良的垫层材料，自然状态时容重约100—120公

斤/米³，在载荷为 100 公斤/米² 垫层厚度保持为 10 毫米时，垫层的面密度约 2 公斤/米²，可见它比矿棉毡较难压缩。

(3) 芦苇席

用双层芦苇席按互相垂直的方向交叉铺放作为弹性垫层也是适宜的。在载荷为 100 公斤/米² 垫层厚度保持为 10 毫米时，垫层的面密度约 3 公斤/米²。芦苇席成本低廉，但较易朽烂，在装配式面板下面不宜采用。

(4) 木屑

用木屑等工业废料作为浮筑楼板的面板与基板间的弹性垫层也是有实用价值的设计。压实后的垫层厚度应稍大，可保持为 15—20 毫米。

值得指出，如果采用离散的垫座来代替连续的弹性垫层也是切实可行的。这时垫座可用刚度较大的材料制成，如橡皮条、软木条等，不过面板应相应具有较大的抗弯刚度。

二、控制结构传声的实用设计

无论对于空气声和撞击声，在建筑物中通过结构传声也是一个重要的途径。在这里所谓构件包括侧墙、楼板、梁和柱等。由于这些建筑构件比较刚硬，损耗因子一般在 10^{-2} 数量级，因此结构声沿构件传播时的衰减不大。改变构件截面尺寸、材料性质或使构件转弯等，由于构件间连接处的声反射，可使结构声有一定程度的衰减，不过，在建筑结构中，构件的形状大小以及相应连接方式往往不能随便改变，可以调节的范围不大。在通常情况，对于混凝土框架结构的建筑，结构声沿垂直方向传播时，在 1000 赫以下频率每层约衰减 5 分贝，频率达 3000 赫时每层约衰减 8 分贝。结构声沿水平方向传播时每米约衰减 1.5—2 分贝。

对于建筑设计，在保证整体结构的强度和刚度符合实际需要的前提下，从降低结构传声作用的角度考虑，尽可能采取下列措施是有利的：

(1) 构件间设置柔性缝隙

在两刚性的构件间设置柔性的缝隙可以有效地隔离结构声。如果缝隙是一定厚度的空气层，构件端部近似为自由界面，沿固体构件入射的弹性波几乎全部反射，隔声的效果是很显著的，不过两构件间实际上很难实现完全充分的切断，在空气间隙内往往存在或多或少的刚性“声桥”，从而使隔声作用受到破坏。较切实可行的做法是在留出的缝隙内填满矿渣棉、沥青等柔性材料，或在施工时，预先夹入软木板、玻璃纤维毡等弹性垫层，这样一来，可以保证不致因碎砖、砂浆等坚硬物体掉入而形成声桥。

保留缝隙的位置要慎重选择，应保证不会影响结构的整体性能。通常在大型房屋结构中原来就需要设置伸缩缝和沉降缝，宜从隔离结构声的角度加以综合利用。

沿金属管道管壁传播的结构声，也可以用类似的方法加以隔离。较常用的措施是在管道中装置软接头，典型设计如图 4-2-18 所示。图 a 是在管道中插入一段用帆布等柔软材料围成的管道。把这种软接头主要装置在风管系统中风机出口端，可以有效地隔离由于风机机组振动而传入管道的结构声。图 b 是管道管壁间留一段缝隙，外面用薄橡皮等材料包裹而加以密封，它主要用在风管系统的测试段。与帆布接头相比较，这种装置可以保持通道截面基本不变。图 c 是将两段管道借助法兰连接时，在中间夹入一层软橡皮等材料制成的弹性垫层，隔离结构声的效果较差，但装置简单可靠，一般用在管道的连接上。

(2) 插入阻挡质量

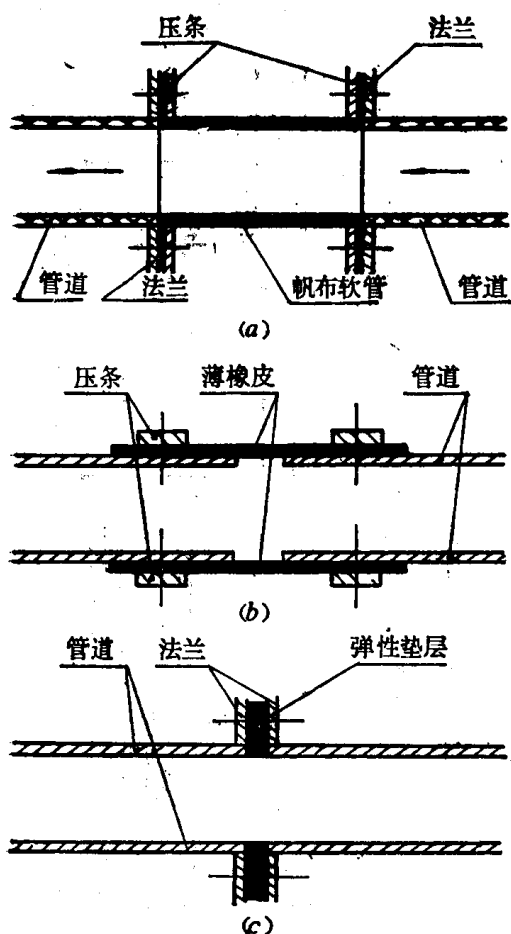


图 4-2-18 管道结构声的隔离

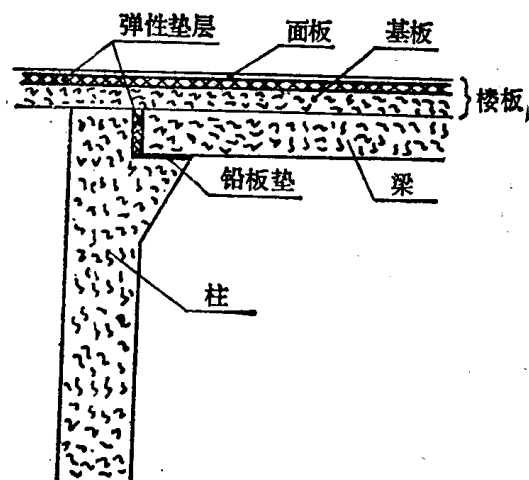


图 4-2-19 隔离结构声典型设计

结构声沿构件传播时，在声学特性突变处将产生反射，力阻抗越不相匹配，反射声就越强烈，透射声的衰减也就越大。在两构件间如果存在柔性缝隙固然可以有效地隔声，另一方面，如果缝隙中插入力阻抗很大的材料，同样可以使力阻抗不相匹配而产生较强烈的反射。

对于房屋建筑，常用的插入材料是铅板。它的比重为 11.37，比混凝土约大四倍。与同样厚度的柔性缝隙相比较，插入这种阻挡质量的隔声效果较差，不过它能承受较大载荷，在立柱或横梁等构件

下方插入铅板垫层，对于隔离结构声是有利的。

隔离结构声的典型设计如图 4-2-19 所示。

在构件间连接处外夹一重质量块，也能提高隔声的效果。这在船舶结构或管道系统中有时采用，在房屋建筑中较难实现。

三、基础对于结构声的隔离措施

频率较低的声波可以沿地面传播得很远，这种低频声波通过基础传入房屋建筑，往往也会产生相当强烈的结构声。例如大型活塞式压缩机运转时，如果未作适当的隔振处理，会对几百米外的居民住宅产生使人心悸的震动；在隔离空气声良好的实验室中，当户外驶过重型卡车时，室内的声压级也会明显提高。由于这种产生低频声波的振动源往往具有脉动特性，因此尽管它的基频在次声频范围，当它传入房屋建筑后，会激发各固体构件的高次简正振动方式，从而向室内辐射在声频范围的再生噪声。

为了减弱这种沿地面传入的声波的影响，一种可行的办法是在工程基础周围设置声学缝的构造，使基础与其周围土壤之间造成断开的条件，从而达到隔离结构声的目的。

最简易的声学缝隙结构，是在工程基础周围包裹一层沥青毡或沥青麻丝等软性材料（见图 4-2-20a），这种设计切实可行，不过隔声的效果不大。较有效的结构，是在离开基础一

定距离处，围绕基础挖出隔振沟（见图 4-2-20b）。隔振沟的宽度应在60 厘米以上，用板材支撑牢固，沟的深度宜保持为基础深度的 两 倍 以 上。最理想的情况是要保持隔振沟为空气层，不过，这在实际工程中较难实现，通常是在隔振沟内填充大块卵石、矿渣或其他松散的建筑发料。值得注意，如果隔振沟内被充填坚实，或被灌满了水，实际上达不到预期的隔声效果。

由声屏障理论可知（参见第二篇 § 3—4），隔振沟越深，相当于声屏障的高度越高，它所造成的声影区也就越深，隔声效果也就越好。隔振沟的实际效果应根据它的几何尺寸以及土壤中声波的波长而定。对于低频声，声波的波长很大，例如 10 赫 以下的声波波长可达几百米以上，因此隔振沟的遮蔽作用并不会很显著。这也说明了为什么企图借助隔振沟隔离结构声的高标准设计，往往会在实践中遭到失败。

使基础对结构声隔离的另一途径是采用隔振基础，这对于大型建筑来说是较难实现的，较适宜的办法是把基础铺筑在相当厚的砾石垫层上。在基础下面设置弹性垫层，只有对于小型建筑或隔振要求非常高的特殊建筑才是合理的。通常的设计是在普通的大房间内再建造具有隔振基础的小房间，这相当于在前面讨论过的浮筑楼板上设置高标准隔声设计的小房间。关于隔振设计，我们将在下章中详细讨论。

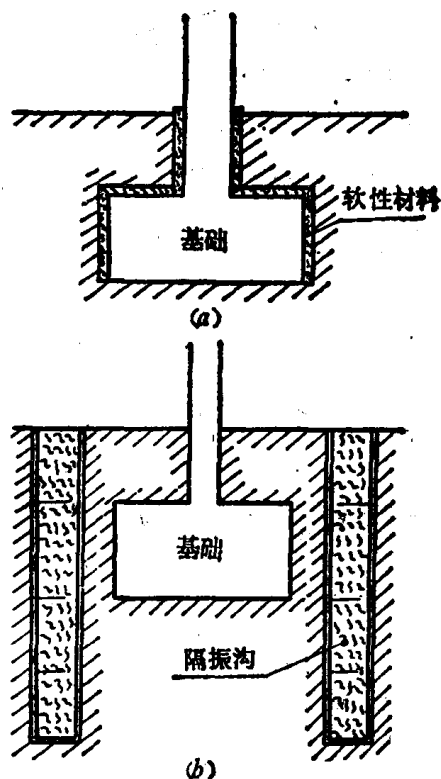


图 4-2-20 基础周围的声学缝

第三章 振 动 控 制

声波是机械振动的传播过程,实际发生的噪声归根结底是由于振动源(噪声源)的强烈振动所造成的。因此,对振动采取控制措施,使振动源隔离或减弱,也就可以直接或间接地使噪声降低。从这一角度考虑,振动控制与噪声控制在本质上一致的。例如上一章介绍的浮筑楼板,是隔离结构声的有效措施,不过从作用机制上看,浮筑楼板实质上是一种隔振结构,它使间接传递到楼板基板上的撞击力降低了,从而使基板辐射的噪声减弱了。这就是说,振动控制措施实际上也是噪声控制措施。

振动控制问题在机电产品制造、工程结构设计等部门受到密切的注意。与噪声控制问题相比较,它在研究方向和重点方面也有所不同。噪声控制侧重在声学方面,所关心的是空气声和结构声的产生、传播和衰减的规律。振动控制侧重在力学方面,所关心的是振动对结构所产生的影响及其相应的控制措施。两者相互间有密切联系又有一定区别。例如作为振动源的机器,在噪声控制中着重研究的是机器振动直接辐射的噪声以及通过结构声的传播再间接辐射的再生噪声;另一方面,在振动控制中着重研究机器振动对机器本身及其承载物在强度计算、使用安全等方面的问题。

本章内我们对振动控制问题作概括的介绍,侧重在与噪声控制问题关系较密切的方面,其中包括振动容许标准、隔振设计和减振设计等。对一些较专门的问题不作深入讨论。

§ 3-1 振 动 容 许 标 准

振动的干扰对人、建筑物以及仪表设备等都会带来直接的危害。对不同的具体情况,振动控制的要求也相应有所不同。下面,我们对振动容许标准及其有关的一些技术问题作扼要的介绍。

一、振动的测量

反映谐振动特性的主要参数是:振动频率 f 、振动位移 y 、振动速度 v 和振动加速度 a 等*。对于非谐振动,按照傅里叶分析,可把它看成是许许多多不同频率谐振动的迭加,从而得到振动的频谱。

与噪声相类似,反映振动特性的位移、速度、加速度等参数也可用分贝值来表达它的相对大小,分别得到相应的级值。

以分贝为单位的振动位移级 L_y 由下式决定

$$L_y = 20 \lg \left(\frac{y}{y_0} \right), \quad (\text{分贝}), \quad (1)$$

式中 y_0 为位移基准值,通常取为

* 参见第一篇§1-1。下面对振动位移、速度和加速度等参数,如果不另加说明,指的都是有效值,即方均根值。

$$y_0 = 8 \times 10^{-12} \text{ 米。}$$

振动速度级 L_v 由下式决定

$$L_v = 20 \lg \left(\frac{v}{v_0} \right) \text{ (分贝)}, \quad (2)$$

式中 v_0 为速度基准值, 通常取为

$$v_0 = 5 \times 10^{-8} \text{ 米/秒。}$$

振动加速度级 L_a 由下式决定

$$L_a = 20 \lg \left(\frac{a}{a_0} \right) \text{ (分贝)}, \quad (3)$$

式中 a_0 为加速度基准值, 通常取为

$$a_0 = 3 \times 10^{-4} \text{ 米/秒}^2。$$

当频率为 1000 赫时, 上述基准值与声压的基准值 $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ 牛顿/米² 是相协调的。

在实际测量时, 只要测出振动位移、振动速度和振动加速度中任何一个量, 由下面的关系可求出其余的量。

$$a = \omega v = \omega^2 y. \quad (4)$$

测量振动的方法很多, 可以用机械装置直读, 也可以用光学仪器间接测量, 但目前较广泛采用的是电测技术, 即先将机械振动信号转换成交变电信号, 然后借助电子仪器进行测定。把机械振动转换成电信号的换能装置叫做**振动传感器** (或**拾振器**)。对于不同设计的传感器输出的电信号可以分别与不同的振动量成比例, 因此适宜用来测量不同的振动量。

测量振动位移的传感器通常采用电容元件, 电容一极板与振动物体连接, 使电容增量与振动位移成比例, 借助交变电路可输出与振动位移成正比的电信号。

测量振动速度的传感器通常采用电感元件, 其中线圈或磁芯与振动物连接, 借助电磁感应, 可输出与振动速度成正比的电信号。

测量振动加速度的传感器通常采用压电元件, 其典型构造如图 4-3-1 所示。传感器的底座固定在振动物体上, 借助弹簧和质量块把压电晶片夹紧。当传感器随物体振动时, 质量块对压电晶片施加一个与振动加速度成正比的交变作用力, 由于压电晶片受压时, 在两端产生与作用力成正比的电压, 因此传感器可输出与振动加速度成正比的电信号。这种传感器通常叫做**压电式加速度计**, 在声频范围内是最主要的振动测量仪器。

振动传感器的尺寸和重量要尽可能地小, 在正常情况下, 当它装置在振动物体上时, 对振动的影响可以忽略不计。例如一般压电式加速度计的高度约为 20—30 毫米, 重量约为 20—30 克。为了便于测量和读数, 振动传感器应与声级计、滤波器等声学仪器配套使用。例如把压电式加速度计与精密声级计配套使用, 经适当的灵敏度校准, 就可以直接读出振动加速度级的分贝值。假使在加速度计与声级计间接接入积分仪, 把与加速度成正比的信号对时间作一次积分后, 所得信号就与速度成正比, 从而可以求出振动速度级的分贝值, (可相差某一修正值)。与此相类似, 把信号对时

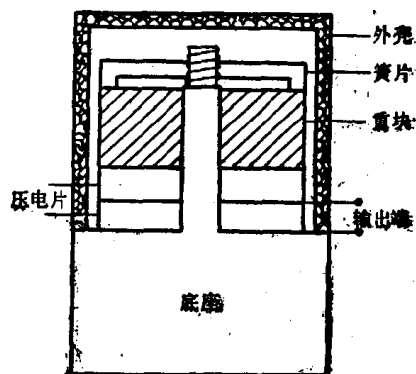


图 4-3-1 压电式加速度计简图

间再作一次积分后,所得信号就与位移成正比,从而可求出振动位移级的分贝值(也可相差某一修正值)。

如果我们测出了各倍频程或1/3倍频程的振动加速度级,由式(3)就可以求出相应的振动加速度。依此类推,由实测所得的振动速度级和振动位移级,由式(2)和式(1)可以分别求出振动速度和振动位移。值得指出,由式(4)虽然也可直接由加速度值求出速度和位移值,不过由于式(4)中对不同频率的影响很敏感,而在实际问题中,振动往往具有连续的频谱,根据频带的中心频率进行计算,往往过分粗略并不能很好地反映整个频带的实际情况。

二、振动对人体的影响

噪声和振动通过不同的渠道对人体产生作用。前者主要通过听觉器官,而后者则可以通过人体各部位与振动物体的接触。

根据振动作用范围的不同,对于人体产生影响的振动可以区分为**全身(全部)振动**和**局部振动**两种,全身振动是指工人直接站在振动物体上所受的振动,局部振动则是指工人站在振动物体旁只有部分部位(主要为手)与物体接触时所受的振动。对于人体影响最大的是全身振动。

人能感觉到的振动频率范围与可听声频率范围有所不同,对不同频率的主观反映也有显著的差别。振动频率范围可由几分之一赫到几千赫,实验表明,人对频率为2赫至12赫的振动感觉最敏感,频率高于12赫或低于2赫,敏感性就逐渐减弱。

人体具有弹性组织,对振动的反应与一个复杂的弹性系统相当,因此具有若干明显的固有频率。当振动源的频率与这些固有频率一致时会发生共振现象,对人体的影响特别大。

人体全身垂直振动时,在4~8赫范围内有个最大的共振峰。叫做**第一共振频率**,它主要由胸腔共振产生,对心脏、肺脏的影响最大。在10赫附近还有一个较小的共振峰,叫做**第二共振频率**,它主要由腹腔共振产生,对肠、胃、肝脏等的影响较大。在全身振动下,还会发生其他局部器官的共振,对于头部共振频率为25赫,手为30~40赫,上下颌为6~8赫,中枢神经系统为250赫。

频率给定时,振动对人体的影响主要决定于振动的强度,其次与振动的暴露时间也有明显关系,短暂时间内可以容忍的振动,时间一长就可能变成不能容忍的了。

能使人感觉到的最小振动叫做**振动感觉阈**,对于全身垂直振动感觉阈,振动位移随频率的关系如图4-3-2所示。

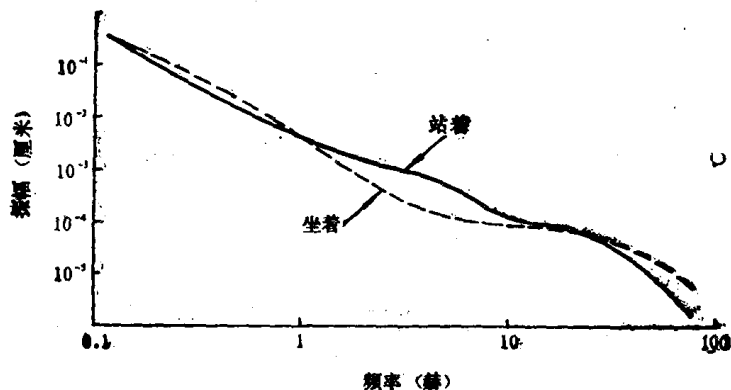


图 4-3-2 垂直振动的感觉阈

当振动增强到一定程度，人就感觉到“不舒适”，对振动“讨厌”，这是一种心理反应，是对客观的振动信息作出的主观判断，因此个体差异十分明显。当振动进一步增强，人对振动不仅有心理反应，而且也会出现生理反应，相应的振动强度叫做**疲劳阈**。对超过疲劳阈的振动，人的神经系统及其功能会受到不良影响，如注意力分散、工作效率降低等。当振动继续增强，达到一定的强度叫做**极限阈**时，对人不仅有心理和生理的影响，还会产生病理性的损伤，长期在超过极限阈的强烈振动下工作时，将使感受器官和神经系统产生永久性病变，即使振动停止后也较难复原。这种由于振动引起的病变叫做**振动病**，它的局部症状是承受强烈振动的部位，如手、肘、肩的骨关节会发生损伤，手指肿胀，僵硬，手臂无力等，全身症状是头晕、头痛、烦躁失眠、食欲不振和疲乏无力等。随着承受强烈振动的工作年限的延长，这种振动病的发展会趋向严重。

人体受到撞击或突然进入失重、超重状态时，在短时间内将承受很大的加速度。这相当于发生一次非周期性的全身振动。实验表明，人在短时间内可以忍受较大的振动加速度，但如超过了一定的限度，将造成皮青肉肿、伤筋折骨、器官破裂、脑震荡、脑贫血或充血而休克等损伤。

三、振动容许标准

振动容许标准大致可分两类：一类是根据振动对人的影响所建立的标准，另一类是根据机器设备运行时所容许的振动标准。前一类是涉及劳动保护的标准，与噪声控制关系较密切。后一类标准涉及机器设备安全使用方面的技术要求，与噪声控制往往没有直接的联系，例如对精密车床的振动有严格的限制，但车床振动所辐射的声功率一般并不大。对这一类标准我们不拟讨论。

振动对人在心理、生理以及病理上的影响因人而异，有些人能容忍的振动，对另一些人却可能产生强烈的反应。但是，从统计平均观点来看，可得出平均值以及高限值和低限值。实践表明，高限值和低限值一般相差可达一倍以上。

人在座位上，用安全带把胸部、腿部与座位系在一起，能够承受的加速度级极限值列在表 4-3-1 内。

人在座位上能承受的加速度极限值 表 4-3-1

运动方向	最大加速度 (g)	时间限制 (秒)	最大加速率 ($g/\text{秒}$)
向后	45	0.1	600
向前	35	0.1	1000
向上	18	0.04	500
向下	10	0.1	80

表中加速度以 g (即 9.8 米/秒^2) 为单位。人在现代交通工具中，短时间内的加速度值见表 4-3-2。

人对于稳定振动的承受能力与对于冲击振动的承受能力有所不同。全身振动传到整个人体的容许标准，是指在一个工作日之内连续受到振动影响的容许标准。如果振动影响的持续时间不超过工作时间的 20%，则振动参数的极限值可适当提高，但不得大于 1.5 倍。各国对

人在短时间内的加速度值

表 4-3-2

运载工具与运动状态	加速度 (g)	持续时间 (秒)
电梯: 快速升降 舒适极限 紧急降落	0.1~0.2 0.3 2.5	1~5
公共交通: 正常加速度和减速 紧急刹车	0.1~0.2 0.4	5 2.5
小汽车: 舒适停车 不适 最大 撞车 (使人不致受伤致命)	0.25 0.45 0.7 20~100	5~8 3~5 3 <0.1
飞机: 起飞 弹射起飞 坠落 (使人不致受伤致命)	0.5 2.5~6 20~100	>10 1.5 <0.1
人体坠落: 跳伞落地 从楼上跳到救人网中 坠入深雪活命极限	3~4 20 200	0.1~0.2 0.1 0.015~0.03

振动容许标准的规定有相当大的分歧, 我国的标准尚未正式公布。国际标准化组织 (ISO) 建议三种有关振动的容许标准: (1) “不舒适标准”, 振动达到这个标准时会使人反感; (2) “疲劳标准”, 振动达到这个“疲劳阈”标准时会使人产生生理性疲劳, 并影响人的注意力和工作效率; (3) “极限标准”, 振动达到这个“极限阈”标准时会使人产生病理性损伤, 对人的健康造成危害。用振动加速度级 L_a 评价时, 上述三种标准的曲线如图 4-3-3 所示。可以看出, 三种标准曲线是相似的, 极限标准 (曲线 1) 可以容许的振动加速度级值比疲劳标准 (曲线 2) 提高 6 分贝, 而不舒适标准 (曲线 3) 可以容许的加速度级值应比疲劳标准降低 20 分贝。在 4 赫到 8 赫频率范围内, 能容许的加速度级值最低, 对于疲劳标准为 60 分贝 (即加速度值为 0.3 米/秒^2)。超过 8 赫时, 加速度级值按每倍频程 6 分贝的规律随频率的增加而增加。低于 4 赫时, 加速度级值按每倍频程 3 分贝的规律随频率降低而增加。

在使用产生强烈振动的工具、设备 (如电钻、风镐等) 进行操作时, 振动传到操作人员的手、臂部位, 应当根据局部振动的容许标准予以控制。通常以振动速度级 L_v 来评价所容许的极限, 如表 4-3-3 所列。可以看出, 容许速度级值随频率的变化不很敏感。

对于机器设备也应规定适当的振动容许标准。由于位移振幅比较容易直接测量, 因此把

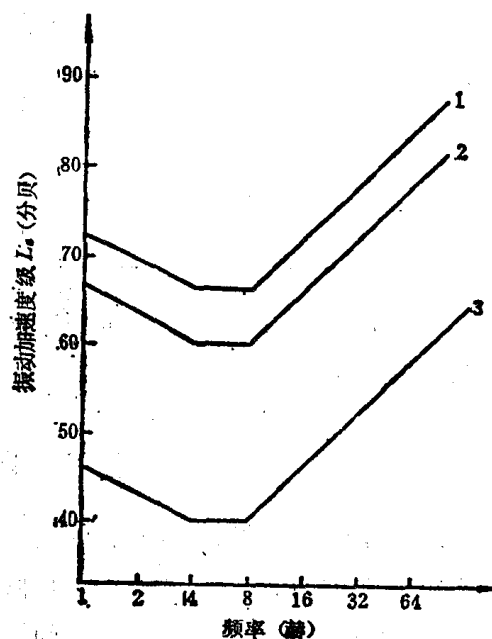


图 4-3-3 振动容许标准

局部振动的容许速度级

表 4-3-3

中心频率(赫)	≤8	16	32	63	125	250	500	1000	2000
振动速度级 L_v (分贝)	120	120	117	114	111	108	105	102	99
振动速度 (V厘米/秒)	5	5	3.5	2.5	1.8	1.2	0.9	0.63	0.45

它作为振动评价的依据是有利的。例如对于一般电动机的振动，当位移振幅小于 0.05 毫米时为优良；小于 0.1 毫米时为良好；小于 0.15 毫米时为及格。对于振动强烈的机器设备，其混凝土基础的位移振幅，一般不容许超过 0.2 毫米。对于机器设备的振动容许标准，采用底座（或基础）振动速度的极限值来反映也是常见的。作为实用设计的参考，机器设备对振动不同等级的要求如表 4-3-4。

机器设备的振动速度限值

表 4-3-4

等级	对振动的敏感程度	机器设备类别	底座振动速度限值 (米/秒)
1	高度敏感	精密刻度机，精密 计量和检测仪器，精 密光学仪器，电子显 微镜等	0.1
2	中度敏感	精密磨床，精密铣 床，仪表车床，座标 镗床，精磨机和其他 精密自动机械等	1.0
3	低度敏感	一般磨床，铣床， 钻床和其他加工机 床，棉纺机，织布机， 印刷机等	4.0
4	不敏感	通风机，压力机， 冲床，震动台，筛分 机等	4.0以上

由于不同机器设备的振动频谱有所不同，因此用振动位移或振动速度进行评价时，相互比较的结果会有分歧。

§ 3-2 隔振系统的基本特性

机器设备的振动可以经过底座传递给基础，从而引起周围建筑结构的振动；反之，基础结构的振动也可以经过底座传递给机器设备，使机器设备产生振动。要隔离振动的传递，通常在机器设备的底座和基础结构之间接入弹簧或橡胶垫等弹性元件，形成一个由质量块（包括机器设备与其底座的质量）与弹簧组成的振动系统。这种使振动传递显著减弱的系统叫做**隔振系统**。在实际设计中，伴随弹性元件往往同时引入阻尼器，使系统在固有频率（即共振时频率）附近的隔振性能得到改善。

减弱从机器设备向基础结构传递振动的措施叫做**积极隔振**或**主动隔振**；反之，减弱从基

基础结构向机器设备传递振动的措施叫做**消极隔振**或**被动隔振**。两者在隔振目标上有所不同，但在隔振性能及具体设计上相互密切联系的。

振动系统的振动方式可以是胀缩振动，也可以是剪切振动或弯曲、扭转振动，还可以是多种不同振动方式组合而成，最简单的是单自由度的胀缩振动。下面我们以这种基本形式的振动为典型来阐明隔振系统的特性。

一、积极隔振系统

单自由度积极隔振系统的简化模型如图 4-3-4 所示，系统由质量块、弹簧和阻尼器所组成。当系统受到激发力 F 的作用时，传递到基础上的作用力为 F_f ，比值 F_f/F 反映积极隔振系统传递振动力的特性，其绝对值 $T = |F_f/F|$ 叫做**力的传递率**。系统的实际隔振效果可以用传递率 T 的大小来衡量。

设质量块的质量为 M ，弹簧的劲度（即倔强系数）为 K ，阻尼器的阻力系数为 R 。取 Y 轴沿竖直方向，记质量块的位移为 y ，当系统处于平衡态时 $y=0$ 。设基础近似固定不动，可得弹簧的恢复力为 $(-Ky)$ ，阻尼器的阻力为 $(-R\frac{dy}{dt})$ ，质量块的运动方程为

$$M \frac{d^2 y}{dt^2} = F - Ky - R \frac{dy}{dt} \quad (1)$$

作用在基础上的作用力 F_f 为

$$F_f = Ky + R \frac{dy}{dt} \quad (2)$$

把作用力 F_f 看成是基本参数，由式 (1) 或式 (2) 消去位移 y 可得

$$M \frac{d^2 F_f}{dt^2} + R \frac{dF_f}{dt} + KF_f = R \frac{dF}{dt} + KF \quad (3)$$

这是积极隔振系统的基本振动方程。

设激发力 F 是一个角频率为 ω 的简谐力，记时间因子为 $e^{j\omega t}$ ，由式 (3) 可得稳态振动时作用力之比为

$$\frac{F_f}{F} = \frac{K + jR\omega}{(K - M\omega^2) + jR\omega} \quad (4)$$

可以看出，当系统具有阻尼时，作用力之比一般是个复数，这表明传递到基础上的作用力 F_f 与原始激发力 F 的相位并不相同。

系统无阻尼自由振动的固有频率 f_0 由下式决定（参见第一篇 §1-1）

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{M}} \quad (5)$$

反映系统阻尼特性的阻尼比 β 由下式定定

$$\beta = \frac{R}{4\pi f_0 M} \quad (6)$$

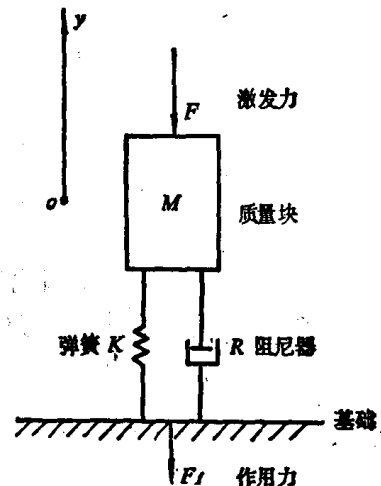


图 4-3-4 积极隔振系统

式(4)两端取绝对值, 可得传递 T 为

$$T = \left| \frac{F_f}{F} \right| = \left| \frac{1 + j2\beta \frac{f}{f_0}}{\left(1 - \frac{f^2}{f_0^2}\right) + j2\beta \left(\frac{f}{f_0}\right)} \right| = \left[\frac{1 + 4\beta^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}{\left(1 - \frac{f^2}{f_0^2}\right)^2 + 4\beta^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (7)$$

如果采用分贝为单位, 与传递率 T 相对应的传递损失 D 可由下式计算

$$D = 20 \lg \frac{1}{T} = 10 \lg \left\{ \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_0^2}\right)^2 + 4\beta^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2}{1 + 4\beta^2 \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \right\} \text{ (分贝)}. \quad (8)$$

对于不同的阻尼比 β , 传递率 T 随频率比 f/f_0 的变化如图4-3-5所示。可以看出:

(1) 当 $f \ll f_0$ 时, (低频近似), 传递率 $T \approx 1$, 传递损失 $D \approx 0$ 。激发力几乎全部传递到基础上, 系统不起隔振作用。

(2) 当 $f > \sqrt{2}f_0$ 时, 传递率 $T < 1$, $D > 0$, 系统才有隔振效果, 因此这一区域叫做**隔振区**。当 $f \gg f_0$ 时(高频近似)可得

$$T \approx \frac{2\beta f_0}{f}, \quad (9)$$

即传递率 T 在高频区域近似与频率 f 成反比。

(3) 当 $f = f_0$ 时, 传递率 $T > 1$, $D < 0$, 系统对振动反而有放大作用, 这对应于系统产生共振的情况。值得指出, 传递率 T 为极大值 T_m 的大小决定于阻尼比 β 。 β 越小, T_m 值越大, 共振现象相应越尖锐。

(4) 在 $f < \sqrt{2}f_0$ 区域内, 增大阻尼比 β 可降低传递率 T 。但在 $f > \sqrt{2}f_0$ 的隔振区内, 增大阻尼比 β 反而将使传递率 T 增加。

例如在 $f = 2f_0$ 时, 当 β 值在 $0 < \beta < 0.2$ 范围内, T 值约为 $0.33 \sim 0.40$, 变化范围不大。当 $\beta = 0.5$ 时, T 值增大为 0.62 。当 $\beta = 1$ 时, T 值增大为 0.82 。可见, 在实际工程中, 如果 β 值较小时(例如小于 0.1), 在计算传递率 T 时往往可以把阻尼项的作用忽略不计, 这时, 式(4)简化为

$$T = \left| \frac{1}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \right|, \quad (10a)$$

当 $f \gg f_0$ 时, 近似得

$$T \approx \left(\frac{f}{f_0}\right)^2. \quad (10b)$$

由上可知, 要提高隔振区的隔振效果, 关键性的因素是要提高频率比 f/f_0 。对于给定的

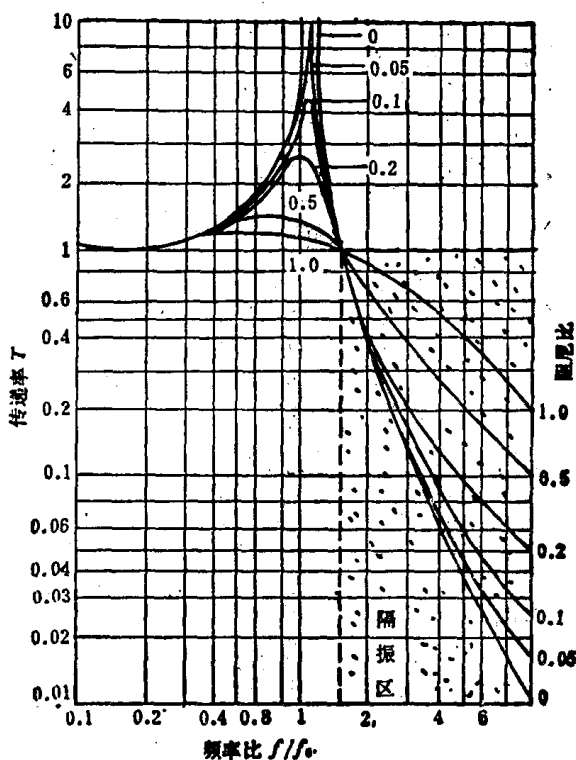


图 4-3-5 传递率随频率比的变化

频率 f ，这要求使振动系统的固有频率 f_0 尽可能地降低。为此，隔振结构宜采用尽可能大的质量 M 和尽可能低的劲度 K 。在实际工程中，如果机器设备的质量足够大，那么弹性元件就可以直接装置在机组底面下方。反之，如果机器设备的质量比较小，就宜将机组固定在厚重的底座（如混凝土板或砌块）上，而把弹性元件装置在底座与地面基础之间。

在积极隔振设计中，传递给基础的作用力减弱，主要由于质量块的惯性力抵消了原始激发力，与此同时，机器设备本身的振动位移或速度反而有所增加。

值得指出，要检验积极隔振设计的实际效果，直接测量作用力的传递是不大方便的，因为即使激发力 F 为已知，传递给基础的作用力 F_f 要插入一个力换能器才能进行测量，这在实践中是很难实现的。比较可行的测量方法是另外采用一个激振器放在被隔振设备上激振，通过测量其速度或加速度的频率响应以确定固有频率 f_0 以及阻尼比 β ，然后由式(7)可以确定传递率 T 。当然，激振器的工作频率范围越宽越好，最好能达到实际机器设备的工作频率范围。如果隔振系统弹性元件选择不当或机器设备本身的刚度显著下降，有可能在基本的振动方式以外，存在着高次简正方式的振动，使传递率下降，不过，当试验频率较低时，实际上往往检查不出这种高次共振效应。

二、消极隔振系统

消极隔振与积极隔振在具体结构上是相类似的，其简化模型如图4-3-6所示。当系统基础受到外来振动影响产生位移 y_f 时，传递到机器设备上振动位移减弱而为 y ，振动位移绝对值的相对比值

$T = \left| \frac{y}{y_f} \right|$ 叫做位移的传递率。同样，消极隔振系统的

实际效果可以用位移传递率 T 的大小来衡量。

设系统处于平衡态时 $y = 0$ ，可得弹簧的恢复力为 $[-K(y - y_f)]$ ，阻尼器的阻力为 $\left[-R\left(\frac{dy}{dt} - \frac{dy_f}{dt}\right) \right]$ ，

由运动方程可得

$$M \frac{d^2 y}{dt^2} + R \frac{dy}{dt} + Ky = R \frac{dy_f}{dt} + Ky_f, \quad (11)$$

这是消极隔振系统的基本振动方程。与积极隔振基本方程式(3)相比较，可以看出，两者在数学方程的形式上

完全相类似，只要把外来的激发力 F （作用在机器设备上）掉换成位移 y_f （产生在基础上），而把传递到基础上的作用力 F_f 掉换成传递至机器设备上的位移 y 就行了。这样，由积极隔振中的一些结论就可以在消极隔振中得到相应的结论。因此，消极隔振中的位移传递率 T 就与积极隔振中的力传递率 T 完全相等。

为了便于分析比较，积极隔振与消极隔振的对应关系列在表4-3-5内。

可以看出，单自由度振动系统的消极隔振问题与积极隔振问题的差别，在于没有外加的激发力 F 但系统的基础本身却存在着位移 y 。例如车辆在行驶过程中，由于路面的不平整会引起垂直方向的位移，在车厢与轮轴之间设置弹簧隔振元件正是为了起消极隔振作用。不过实际上，这里所要隔离的并不是振动位移本身，也不是振动速度，而是振动加速度。因为当一个系统相对于地面作匀速直线运动时，系统内的物体并不受到任何作用。只有当系统作加

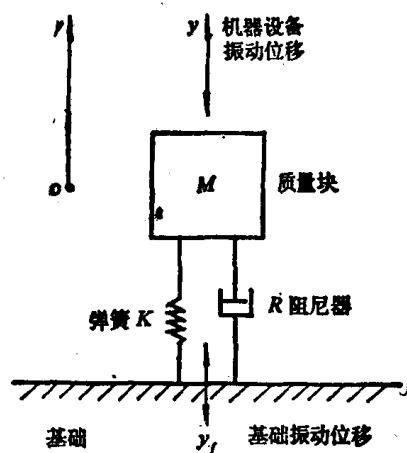


图 4-3-6 消极隔振系统

积极隔振与消极隔振的对应关系 表 4-3-5

性 质	积 极 隔 振	消 极 隔 振
基 本 参 数	作 用 力 F	位 移 y
原 始 激 发 量	作用在机器设备上的 激发力 F	基础结构的位移 y_f
传 递 量	传递至基础结构上的 作用力 F_f	传递至机器设备的位 移 y
传 递 率	$T = \frac{F_f}{F}$	$T = \frac{y}{y_f}$

速运动时,系统内物体才会由于惯性力的作用而受到影响。对于简谐振动来说,位移与加速度间相差一个固定的因子 ω^2 ,因此位移隔离与加速度隔离间本质上是相一致的。在实际问题中,对于消极隔振系统,可以借助加速度计测量底座与机器设备的加速度值,从而求出振动传递率,根据传递率 T 的大小来反映实际隔振效果。

三、瞬态振动的隔离

在前面的分析中,我们讨论的是稳态振动,不必考虑初始条件的影响。因为实际振动总可以看成是自由阻尼振动与稳态振动的迭加,前者与初始条件密切相关,不过,它随时间而迅速衰减掉,最后只剩下稳态振动。

瞬态振动一般是非周期性运动,它的大小与初始条件有关,相应的隔振问题比较复杂。作为一种严格的理论分析,应把瞬态振动按傅里叶分析看成是许多谐振动的迭加,对各个谐振动按前面的方法分别求出传递后的振动,然后再进行迭加得出合成的振动。

例如对于消极隔振系统,设基础的振动位移 $y_f(t)$ 为给定的非周期函数,由傅里叶变换可得

$$y_f(t) = \int_{-\infty}^{\infty} Y(f) e^{2\pi i f t} df, \quad (12)$$

式中

$$Y(f) = \int_{-\infty}^{\infty} y_f(t) e^{-2\pi i f t} dt, \quad (13)$$

可看成是频率为 f 的谐振动的位移振幅。因此,传递到机器设备上的振动位移 $y(t)$ 可根据下式计算

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} T^*(f) Y(f) e^{2\pi i f t} df, \quad (14)$$

式中 $T^*(f)$ 为位移的复传递率,即

$$T^*(f) = \frac{F_f}{F} \frac{1 + j \cdot 2\beta \frac{f}{f_0}}{1 - \frac{f^2}{f_0^2} + j 2\beta \frac{f}{f_0}}. \quad (15)$$

在特殊情况,设基础振动位移为 δ 函数,即 $y_f(t) = \delta(t)$,由式(13)得 $Y(f) = 1$ 。代入式(14),把振动位移改记为 $h(t)$ 得

$$h(t) = \int_{-\infty}^{\infty} T(f) e^{2\pi i f t} df \quad (16)$$

式中 $h(t)$ 的物理意义是：基础上 $t=0$ 时的单位脉冲位移，对于机器设备在 t 时产生的相应位移，这个反映振动传递随时间变化的函数叫做**时间响应函数**。

借助时间响应函数，我们也可从另一角度分析瞬态振动的传递问题。仍以消极隔振系统为例，把作为激发源的基础振动位移 $y_f(t)$ 看成是一系列矩形位移脉冲，其时间间隔趋向无限小，而脉冲幅度为 $y_f(t)$ ，每个脉冲分别作出自己的贡献，因此传递到机器设备上的振动位移 $y(t)$ ，可以看成是对各个脉冲的响应的迭加。可得

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y_f(\tau) h(t-\tau) d\tau \quad (17)$$

这样，瞬态振动的传递问题就归结为时间响应函数 $h(t)$ 的确定问题。

把振动位移掉换成激发力，上面关于消极隔振系统的分析结论就可以推广到积极隔振系统中去。

值得指出，上述严格的理论分析方法在实际应用时往往会遇到具体困难，主要是由于不同频率的傅里叶分量来源于同一激发源，它们相互间实际上是相关的，因此在迭加时不但要考虑它们的大小而且必须同时考虑它们的相位。这样一来，所得的关系式就非常复杂，具体作数值计算或作实际测量时较难得到准确的结果。例如在消极隔振系统中，当基础振动位移 $y_f(t)$ 随时间变化的规律有不大的改变时，传递到机器设备上振动位移 $y(t)$ 的峰值可能产生显著的变化。

在噪声控制工程中，我们往往只着重于传递的振动能量。由于不同频率的谐振动，从能量角度考虑总是可以看成是互相独立的，因此总的位移 $y(t)$ 随时间的均方值等于各频率振动位移均方值之和，不管这些谐振动相互间是否是相关的。

由上可知，对于瞬态振动的传递，如果着重于振动随时间变化的细致情况，就不能随便套用适用于稳态振动的隔振设计公式。但如果局限于随时间的统计平均规律，就适宜从能量角度分析，仍可应用前面关于稳态振动的隔振设计。

四、复合隔振系统

为了提高隔振效果，通常采用复合的隔振系统，如图 4-3-7 所示。受到激发力 $F(t)$ 作用的机器设备质量为 M_1 ，通过劲度为 K_1 的弹性元件装置在另一块质量为 M_2 的支座上，然后再通过劲度为 K_2 的弹性元件装置在刚硬基础上。为了简单起见，暂不讨论阻尼的作用。

这种复合的隔振系统，可作为积极隔振也可作为消极隔振。由于系统中具有双重隔振作用，比单自由度隔振系统的效果更好。

我们以积极隔振系统为例进行分析，记质量块 M_1 和 M_2 的位移分别为 y_1 和 y_2 ，可得两质量块的运动方程分别为

$$\begin{cases} M_1 \frac{d^2 y_1}{dt^2} + K_1(y_1 - y_2) = F(t) \\ M_2 \frac{d^2 y_2}{dt^2} + K_1(y_2 - y_1) + K_2(y_2 - y_f) = 0 \end{cases} \quad (18)$$

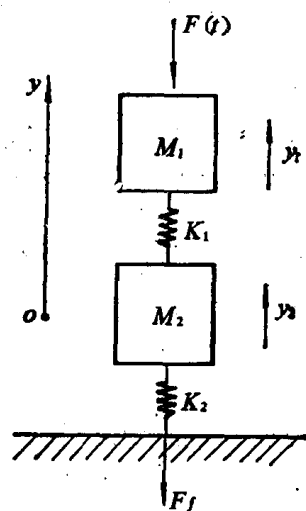


图 4-3-7 复合隔振系统

设基础的位移 y_1 可以忽略不计, 并设激发力 F 为简谐力, 其时间因子为 $e^{i\omega t}$ 。这样一来, 上式的稳态解就可以从下面的代数方程得到

$$\begin{cases} (K_1 - M_1 \omega^2) y_1 - K_1 y_2 = F(t) \\ -K_1 y_1 + (K_1 + K_2 - M_2 \omega^2) y_2 = 0, \end{cases} \quad (19)$$

其结果是

$$y_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta}, \quad y_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta}, \quad (20)$$

式中 Δ 是联立方程中系数的行列式, 得

$$\Delta = M_1 M_2 \omega^4 - [M_1 (K_1 + K_2) + M_2 K_2] \omega^2 + K_1 K_2, \quad (21)$$

Δ_1 和 Δ_2 分别为

$$\begin{cases} \Delta_1 = (K_1 + K_2 - M_2 \omega^2) F \\ \Delta_2 = K_1 F \end{cases}, \quad (22)$$

当 $\Delta = 0$ 时给出的 ω 值, 就是复合系统的固有圆频率, 即相应简正振动的圆频率。记

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \sqrt{\frac{K_1}{M_1}} \\ \omega_2 &= \sqrt{\frac{K_2}{M_2}} \\ \mu &= 1 + \frac{K_1}{K_2}, \end{aligned} \quad (23)$$

式中 ω_1 和 ω_2 分别表示两个单自由度系统的固有圆频率, μ 为上层弹性元件劲度 K_1 与上下两层弹性元件串联后总劲度之比。复合系统的固有圆频率为下面方程式的根

$$\omega^4 - (\omega_1^2 + \mu \omega_2^2) \omega^2 + \omega_1^2 \omega_2^2 = 0. \quad (24)$$

记复合系统两个固有圆频率为 $\omega_{\pm}$, 可得

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \left\{ (\omega_1^2 + \mu \omega_2^2) \pm [(\omega_1^2 + \mu \omega_2^2)^2 - 4\omega_1^2 \omega_2^2]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (25)$$

可以看出

$$\omega_+^2 \cdot \omega_-^2 = \omega_1^2 \cdot \omega_2^2, \quad (26)$$

$$\omega_+^2 + \omega_-^2 = \omega_1^2 + \mu \omega_2^2. \quad (27)$$

由于 $\mu > 1$, $\omega_{\pm}$ 一定满足下面的不等式

$$\omega_+ > \left\{ \frac{\omega_1}{\omega_2} \right\} > \omega_-, \quad (28)$$

即复合系统的圆频率一个比原来的固有频率大, 另一个比原来的小。

传递给基础的作用力 F_f 为

$$F_f = K_2 y_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta} K_2 = \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{(\omega^2 - \omega_+^2)(\omega^2 - \omega_-^2)} F, \quad (29)$$

当 $\omega \gg \omega_+, \omega_-$ 时, 传递率 T 近似为

$$T = \left| \frac{F_f}{F} \right| \approx \frac{\omega_1^2 \omega_2^2}{\omega^4}, \quad (30)$$

以分贝为单位的传递损失 D 按每倍频程 24 分贝的规律增加。

例如设 $M_1 = M_2$, $K_1 = K_2$, 得 $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, $\mu = 2$, 代入式 (25), 得 $\omega_+ = 1.618\omega_0$, $\omega_- = 0.618\omega_0$, 高频时的传递率 T 为

$$T = \left(\frac{f_0^2}{f^2} \right)^2. \quad (31)$$

即近似为单自由度隔振系统传递率的平方, 可见复合系统的隔振效果要优越得多。

如果考虑阻尼的影响, 可得复传递率应改由下式决定

$$T = \frac{F_T}{F} = \frac{(1 + j\eta_1)(1 + j\eta_2)\omega_1^2\omega_2^2}{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) - \eta_1\eta_2\omega_1^2 - j\omega^2(\eta_1\omega_1^2 + \mu\eta_2\omega_2^2) + j(\eta_1 + \eta_2)\omega_1^2\omega_2^2}, \quad (32)$$

式中 η_1 和 η_2 分别为上层与下层的损耗因子。

§ 3-3 隔振器的实用设计

隔振设计的关键环节是要选择适当的隔振材料制成隔振器。必须保证隔振系统的固有频率 f_0 不高于扰动频率 f 的 0.707 倍。

机器设备所具有的振动实际上往往包含许多不同频率的振动成分, 如果隔振设计能保证把低频振动充分地减弱, 那么较高频率的振动成分就可不予考虑, 因为这些更高频率的振动成分可被隔振结构在更大程度予以减弱。

在实用设计中, 隔振系统宜有低于 5~7 赫的固有频率。如果我们着重于降低机械振动所辐射的可听声, 隔振系统的固有频率可提高至 10~14 赫。值得指出, 人们常有一种误解, 即认为只要把机器设备安装在隔振装置上, 就可以显著降低车间内的噪声级, 实际情况往往不是这样, 对于大型机组来说, 机壳面积大, 向车间辐射的噪声要比基础结构辐射的噪声大得多, 采用积极隔振装置后, 基础的振动虽然减弱, 但对安装该机组的车间内部噪声级并不会产生多大影响, 但如果机组原来与容易振动的大辐射面相连, 隔振后可降低该辐射面所产生的噪声。例如装置在楼上的机器, 采用隔振装置后, 可明显降低楼下房间内的噪声级。

在隔振设计中, 可供选择的常用隔振材料和隔振器如下:

一、钢弹簧隔振器

钢弹簧在隔振设计中是应用最为普遍的弹性元件。它能承受较大的静态压缩量, 因此能使隔振系统获得很低的固有频率。设在钢弹簧上放置质量为 M 的机器设备后, 由于重力作用使弹簧压缩 δ 的距离, 那么弹簧的劲度为 $K = \frac{Mg}{\delta}$, 因此固有频率 f_0 可写成下面的形式

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K}{M}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{g}{\delta}} = \frac{5}{\sqrt{\delta}} \text{ 赫}, \quad (1)$$

式中压缩量 δ 以厘米为单位。例如 $\delta = 1$ 厘米时, f_0 为 5 赫。如果隔振装置改用悬挂式, 那么压缩量 δ 应该相应改用拉伸量。

对于低频隔振, 以采用钢弹簧最为适宜。此外, 钢弹簧具有经久耐用、尺寸小、耐高温、耐侵蚀、承载能力强并且性能稳定等优点。其主要缺点是本身阻尼很低, 以致共振时传递率非常大, 易于传递高频振动并且容易产生摇摆运动。

受压缩的钢弹簧, 如果静态压缩量与平衡状态时弹簧长度相比较有较大的比值时, 就容

易使弹簧失去稳定性。为了使隔振系统具有足够的侧向稳定性,应使弹簧在侧向有足够的劲度。一般宜选择短而粗的弹簧而不宜采用长而细的弹簧,但如弹簧配备了侧向缓冲装置,可以不受上述限制。

钢弹簧有螺旋形、碟形、环形和板条形等不同形状,其中以螺旋形弹簧应用最广泛,其示意图如图 4-3-8 所示。记弹簧的宽度为 D (即为直径),自然状态时的长度为 H ,受压后处于平衡状态时的长度为 H' ,则静态压缩量为 $\delta = H - H'$ 。

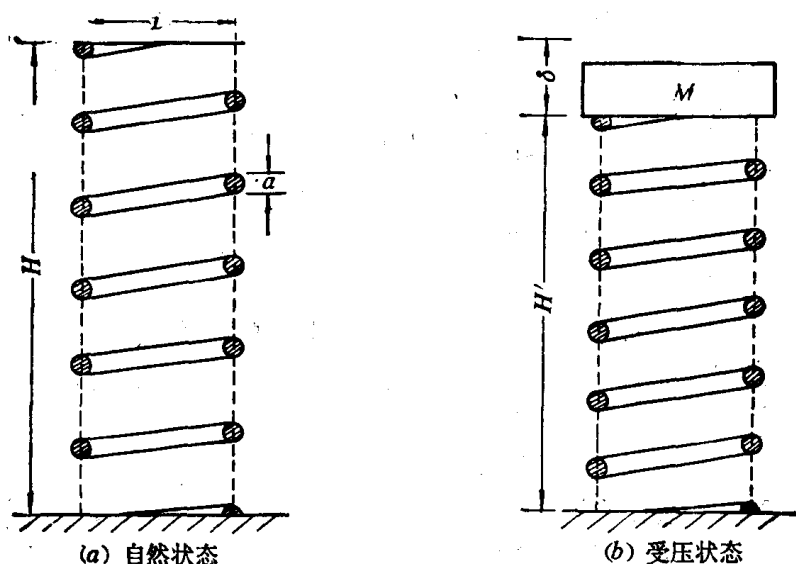


图 4-3-8 螺旋形钢弹簧示意图

螺旋形钢弹簧的轴向劲度 K 可根据下面的公式计算

$$K = \frac{Gd^4}{8nD^3}, \quad (2)$$

式中 n 为弹簧有效圈数, d 为弹簧钢丝直径, G 为切变弹性模量,可取为 $G = 8 \times 10^{10}$ 牛顿/米²。对于受压缩弹簧,处于平衡状态时弹簧的长度 H' 必须大于各圈钢丝直径的总和,即应取

$$H' \geq (n+1)d. \quad (3)$$

式中取总圈数为 $(n+1)$,这是考虑到弹簧上下两端为了保持为平面,要使弹簧钢丝轨迹偏离螺旋形的因素。假使式(3)的条件不被满足,那么弹簧相邻两圈的钢丝将相互并拢,从而弹簧将失去弹性作用。

钢弹簧的侧向劲度 K' 与轴向受压缩的情况有关,理论分析比较复杂。侧向与轴向劲度的相对比值 α 可由下面的公式计算。

$$\alpha = \frac{K'}{K} = 1.44 C_1 \left[0.204 \left(\frac{H'}{D} \right)^2 + 0.265 \right], \quad (4)$$

式中 C_1 为一无量纲系数,与比值 δ/H , H/D 等参数而变化,如图 4-3-9 所示。例如当 $\delta/H = 0.2$, $H/D = 1.4$ 时,可以求出 $C_1 = 1.2$,代入式(4)可算出 $\alpha = 0.86$ 。

在进行隔振设计时,弹簧的侧向与轴向劲度相对比值 α 宜保持在 $\alpha = 0.5 \sim 2$ 范围内。 α 值越小表明侧向劲度越差,即弹簧既细且长。对于给定的 α 值,几何尺寸的适当比值可参照表 4-3-6 选取。

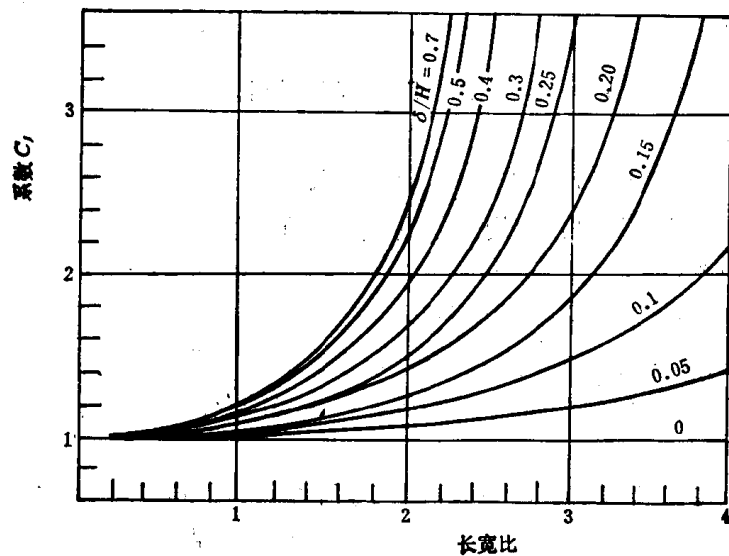


图 4-3-9 系数 C_1 随长宽比的变化

弹簧几何尺寸的适当比值

表 4-3-6

几何尺寸比值	劲 度 比 值 α															
	0.5				1.0				1.5				2.0			
δ/H'	0	0.2	0.4	0.6	0	0.2	0.4	0.6	0	0.2	0.4	0.6	0	0.2	0.4	0.6
H'/D	2.50	1.90	1.55	1.35	1.45	1.25	1.10	1.00	1.00	0.90	0.76	0.70	0.65	0.60	0.50	0.45
H/D	2.50	2.28	2.17	2.16	1.45	1.50	1.54	1.60	1.00	1.08	1.06	1.12	0.65	0.72	0.70	0.72

【例 1】一隔振设计中采用钢弹簧，要求隔振系统的固有频率 f_0 保持为 5 赫，弹簧的压缩率 δ/H' 为 0.2，侧向与轴向的劲度相同，试选择钢弹簧的自然长度 H 与宽度 D 。

【解】隔振系统固有频率 f_0 为 5 赫时，由式 (1) 可得压缩量 δ 应取为 1 厘米。要保持压缩率为 0.2，可得弹簧受压后的长度 H' 应取为 5 厘米。因此，弹簧在自然状态时的长度 H 应取为 6 厘米。

由表 4-3-6，当弹簧侧向与轴向劲度的比值取为 1，而压缩率 δ/H' 取为 0.2 时，长度比 H/D 应取为 1.50，因此弹簧的宽度 D 应取为 4 厘米。

由表 4-3-6 还可以看出，当隔振系统受到侧向不平衡力的作用时，为了保证良好的侧向稳定性，弹簧的高度比 H'/D 一般应小于 2，即弹簧在平衡状态时的长度不应超过弹簧宽度的二倍。

在实用隔振设计中，可以根据实际情况选用不同型号的钢弹簧。常用的国产 TJ₁ 型螺旋形钢弹簧隔振器，每只负载为 17~1020 公斤，静态压缩量为 20~52 毫米。当机器设备的质量较大时，可用若干个隔振器分布在底座四周，并保证各个隔振器所承担的负载大致相等。

二、橡胶隔振器

除了钢弹簧以外，橡胶是另一种广泛应用的隔振材料。特别是对于小型机器设备，采用橡胶隔振装置是很有成效的。

橡胶隔振器*的主要优点是：可以根据实际需要，设计制造成各种形状和不同刚度，具有广泛的适应性。其主要缺点是：使用久了会老化，在重负载下会有较大蠕变，特别是在高温下，蠕变现象更为严重。

橡胶承受的负载宜控制在1~7公斤/厘米²范围内。较软的橡胶容许承受的负载应取较低值；反之，较硬的橡胶容许承受的负载可取较高值。对于普通中等硬度的橡胶容许承受的负载可取为3~4公斤/厘米²。对于同一种橡胶，当承受的负载增加时，它的硬度可以略有提高。

橡胶的动态弹性模量与静态弹性模量有所不同，其差别与硬度有关。在室温下橡胶的物理常数随硬度变化的典型结果列在表4-3-7内。表中硬度为直接用硬度计测量的邵氏硬度。根据声速及密度的实测数据就可以间接求出动态弹性模量。

室温下橡胶物理常数随硬度的变化

表 4-3-7

邵氏硬度 (°)	静态弹性模量 (10 ⁴ 牛顿/米 ²)			损耗因子 (η)	声 速 (米/秒)	比 重	比 热
	压 缩	拉 伸	剪 切				
30	129.5	122.5	35	0.013	35	1.01	0.47
40	189	161	49	0.0175	50	1.06	0.43
50	262.5	213.5	66.5	0.0445	64	1.11	0.40
60	375	315	98	0.073	105	1.18	0.38
70	525	427	136.5	0.11	228	1.25	0.35
80	840	717.5	—	0.15	—	1.31	0.33

橡胶特性与温度的关系很密切，在低温下变硬发脆，在高温下（150℃以上）则发生裂缝而失去弹性。

橡胶的内阻尼相当大，对于软橡胶来说，内阻尼较小，阻尼比大都在2%以下。但对于硬橡胶来说，内阻尼相当高，阻尼比可达15%以上。同类橡胶由于添加材料、加工工艺等方面的不同，在阻尼特性上可以有显著的变化。

橡胶的另一个重要特性是不可压缩性，即当橡胶承受负载时，它的形状容易改变，但总体积却很不容易改变。因此当橡胶在垂直方向压缩时，在水平方向将向外伸展，它的泊松比 ν 近似等于0.5。如果橡胶在侧面受到约束而不能向外自由伸展，那么在正面受压时就很难

* 目前橡胶隔振器往往叫做橡胶减震器，实际上隔振与减震的含义是有所不同的。

使它产生较大的压缩量，即橡胶的弹性将明显降低。

橡胶隔振器中采用橡胶块作为弹性元件，通常把橡胶块放置在两片钢板间，形成一个整体，然后与机器的支座适当地连接在一起。由于橡胶在受压时要保持总体积不变，因此必须在橡胶块的侧面留有足够的间隙，保证让它可以自由伸展，以保持其应有的弹性，否则它的刚度增大，将起不到弹性元件的隔振作用。如图 4-3-10 所示，图 (a) 中橡胶侧面可以自由伸展，是正确的装置方式，反之，图 (b) 中侧面受到约束，是不正确的装置方式。

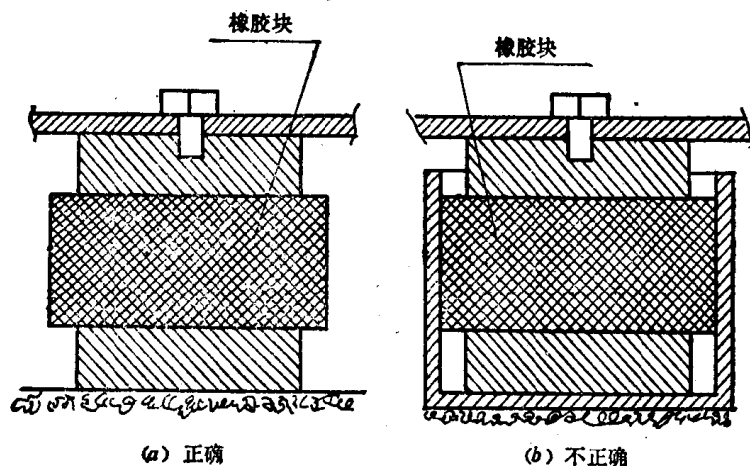


图 4-3-10 橡胶隔振器的安装

橡胶隔振器适用于受压缩、剪切或切压的状态，不适宜用于受拉伸的情况。受剪切的隔振效果一般比受压缩的隔振效果要好些。

橡胶隔振器可以制成各种不同的形状，通常有平板型、碗型、圆筒或圆柱型、锥形等。例如目前国内广泛采用的 JG 型隔振器是一种以剪切受力为主的圆锥形隔振装置，它的构造如图 4-3-11 所示，是用丁腈合成橡胶加以硫化粘牢在钢板支座上的。它的隔振效果优良，使用方便，调整和维修也比较容易，适宜作为精密仪器、精密机床、空调设备等的隔振元件。JG 隔振器的型号及其主要参数列在表 4-3-8 和表 4-3-9 内。

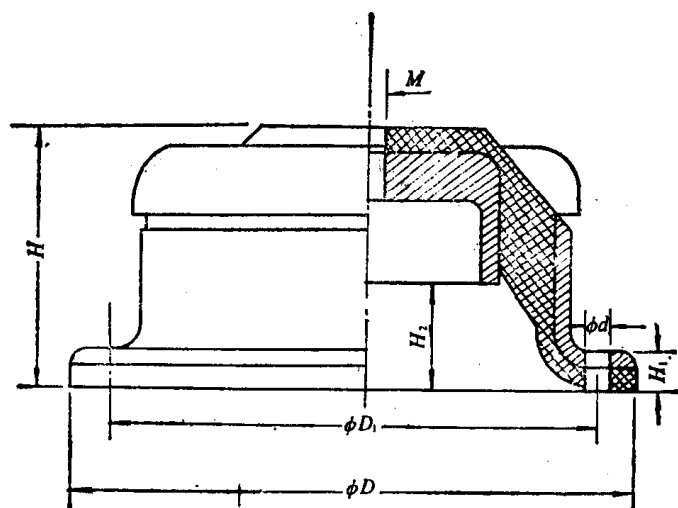


图 4-3-11 JG 型隔振器的构造

JG 隔振器几何尺寸 (以毫米为单位)

表 4-3-8

型 号	M	D	D ₁	d	H	H ₁	H ₂
JG ₁	M12	100	90	6.5	43	5	16
JG ₂	M12	120	110	6.5	46	5	22
JG ₃	M16	200	180	6.5	87	6	34
JG ₄	M20	290	270	10.5	133	7	56

JG 隔振器的规格

表 4-3-9

型 号	最大静负载 (公斤)		相应静态 压缩量 (毫米)	相应竖向 最低频率 (赫)	极 限 压缩量 (毫米)	重 量 (公斤)
	积极隔振	消极隔振				
JG ₁ -1	19	24	4.8~6.0	11.7~10.3	12.0	0.35
-2	27	32				
-3	37	46				
-4	48	59				
-5	58	70				
-6	70	86				
-7	84	103				
JG ₂ -1	23	28	8.0~10.0	9.3~8.4	20.0	0.4
-2	32	40				
-3	40	49				
-4	48	60				
-5	58	72				
-6	68	83				
-7	77	95				
JG ₃ -1	100	120	11.2~14.0	7.2~6.4	28.0	2.2
-2	140	175				
-3	200	250				
-4	270	335				
-5	330	410				
-6	405	500				
-7	483	600				
JG ₄ -1	300	370	20.0~25.0	5.4~4.9	50.0	6.0
-2	420	510				
-3	580	710				
-4	720	900				
-5	920	1130				
-6	1080	1320				
-7	1260	1540				

采用橡胶垫作为隔振器也是常用的有效措施。如图 4-3-12 所示,橡胶垫面积不要太大,应把橡胶垫做成开槽的肋状垫,或开孔的镂孔垫,也可以做成具有许多矮橡皮头的钉子垫。橡皮垫向侧面伸展的有效自由面积,实际上起着控制橡皮垫单位面积承受重量的作用。

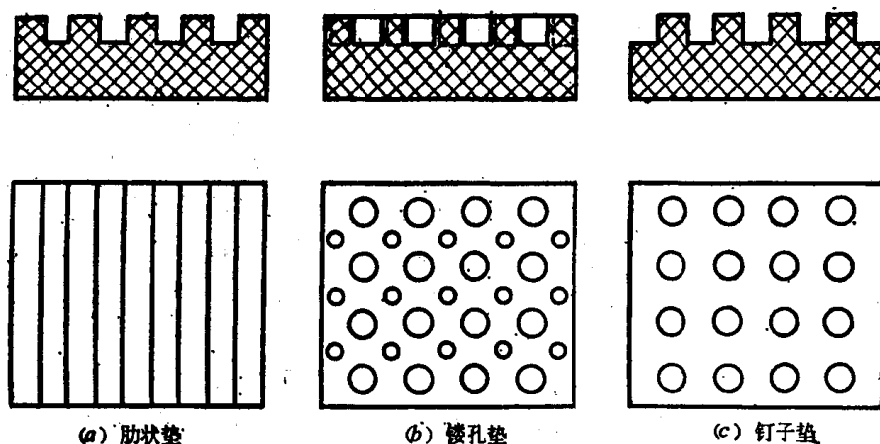


图 4-3-12 橡皮垫常用形式

一般地说,橡胶垫的最大静态压缩量较小,因此相应的固有频率较高。国产橡胶垫的型号有 XD 型和 WJ 型,其主要技术指标如表 4-3-10 中所列。

用做隔振器的橡胶,最普通的是天然橡胶,它的硬度和内阻尼随着添加的炭黑量而增加。天然橡胶具有变化小、拉力大、受破坏时延伸率长而且价格低廉等优点,它的主要缺点是容易受到油类及碳氢化合物的侵蚀,并且不适宜用在环境温度较高处。采用经加工处理的橡胶如氯丁橡胶和丁腈橡胶等,可以弥补天然橡胶的缺点,防侵蚀的性能良好,后者还可适用于高温。对于其他材料不能胜任的高温或低温(-75°C 至 200°C)环境,则应采用硅酮橡胶。

橡胶垫的技术指标

表 4-3-10

隔振垫型号	XD ₁			XD ₂			XD ₃			
邵氏硬度	40°	60°	85°	40°	60°	85°	40°	60°	85°	90°
最大静负载 (公斤/厘米 ²)	1~2	2~5	6~10	0.5~1.5	2~3	5~7	2~4	4~6	6~8	8~10
最大静态压缩量 (毫米)	2~4	1.8~4.4	2.2~3.7	1.5~4	2.7~4	2.7~3.8	3.2~5.0	3.9~4.9	3.5~4.1	3.3~3.6
相应垂直固有频率 (赫)	15~11.6	15~11.5	20.4 ~15.8	17.2 ~12.6	13.9 ~12.7	19.7 ~18.1	14.3	13.8 ~14.3	17.6	17.2 ~18.1

三、隔振垫

除了橡胶外,还可以采用其他隔振材料制成隔振垫。常用的隔振材料有软木、毛毡、玻璃纤维等。采用这些材料作为隔振垫具有的主要优点是价格低廉、安装方便、容易切割成所需的大小形状并能重迭放置,以便获得不同程度的隔振效果。

(1) 软木

软木在工程上用作隔振材料的历史比较久，一般用于大型通风机等对振动不太敏感的机器设备中。软木与橡胶不同，是可以压缩的材料，当它承受压力时，静态压缩量即使达到30%，也不会出现侧向的伸展，因此可以使隔振装置的构造简化。

软木承受的最佳负载宜取为 $0.5 \sim 2$ 公斤/厘米²，阻尼比约 $0.06 \sim 0.18$ ，常用的总厚度为 $5 \sim 15$ 厘米。应当指出，软木的可压缩性不大，它的压缩率只等于玻璃纤维的 $1/8$ ，因此软木隔振结构的固有频率比较高，使得低频隔振效果比较差，通常适用扰动频率高于 $30 \sim 40$ 赫的高频隔振系统。

一般地说，软木只适宜于在压缩状态下使用。作为弹性垫的软木板适宜采用板条的方式，必要时可把软木板拼装成组，四周用钢箍箍牢，以改善它的机械性能。由于软木板的承载能力差，因此软木板的总面积势必较大，如果超过了机器设备的实际底面积，则可在软木上先铺一块面积足够大的混凝土板或金属板。

软木隔振系统的固有频率，不适宜根据式(1)由静态压缩量求出。这不仅因为软木的动态弹性模量与静态弹性模量有所不同，而且因为软木的静态压缩量中有一部分属于永久变形，并不是弹性变形，在计算固有频率时要扣除这一部分不能恢复的压缩量。实践经验证明，软木的静态弹性模量约为 13 公斤/厘米²，在弹性范围内的压缩比可达50%，在实用设计中宜取为20%，至于动态弹性模量宜取为静态值的 $2 \sim 3$ 倍。软木隔振系统的固有频率大致可控制在 $20 \sim 30$ 赫的范围内。

软木的力学特性随温度的变化不明显，耐油脂和溶剂的侵蚀，但浸水后静态劲度会有所提高而且易发生霉烂，因此必须采取适当的防水措施。在室温下，软木的使用寿命可达几十年，不过在高温下它的使用寿命将缩短为几个月。

(2) 毛毡

毛毡是优良的隔振材料，它的阻抗较大，与大多数工程材料不匹配，对于抑制声频范围内的振动特别有效。适用于对车间内中小型机器的隔振降噪处理。

毛毡的劲度与静压缩量有关，一般地说，当压缩量等于或小于厚度的25%时，所承受的压力与压缩量大致成线性关系，因此可近似把它看成是具有一定劲度的弹性元件。当压缩量进一步增加时，毛毡的劲度随着压缩量的增加迅速上升，可见要使毛毡具有较高的隔振效果，宜控制负载使毛毡的压缩率不超过25%。

毛毡隔振系统的固有频率，主要决定于毛毡的厚度，而不是它的面积和静负载。毛毡压得越密实，系统的固有频率就越高。通常采用的毛毡厚度为 $10 \sim 25$ 毫米，当承受 $0.2 \sim 7$ 公斤/厘米²的压力时，其固有频率约为 $20 \sim 40$ 赫。

毛毡的内阻尼很高，这对于减小共振时的振动是很有利的，用毛毡隔振的装置，即使在共振时振动放大倍数也只有四倍左右。

实际使用时，毛毡宜切成小面积的毡垫，并宜用粘结剂粘牢在机器设备底面上，每块毡垫的面积宜取为机器设备底面积的5%左右。毡垫应注意防腐防虫蛀，宜用油纸或塑料薄膜予以包裹，包裹的缝隙宜用热沥青涂抹，以便密封。

(3) 玻璃纤维

玻璃纤维或矿渣棉等材料作为弹性垫层可以获得良好隔振效果，目前在工程上使用已较为普遍。

这类纤维性材料的优点是能防火，不受腐蚀，弹性优良，而且当温度变化时性能保持稳定。它主要适用于机器设备的隔振以及一些特殊建筑物基础的隔振。

玻璃纤维或矿渣棉的性能主要决定于材料的容重及纤维直径。常用的适宜制作隔振垫层的玻璃纤维或矿渣棉，在自然状态下的容重约为 $80 \sim 120$ 公斤/米³，纤维直径约 $8 \sim 10$ 微米。值得指出，在声学工程中常用的超细玻璃棉，容重约 $30 \sim 40$ 公斤/米³，纤维直径约 $3 \sim 4$ 微米，是一种优良的吸声材料，但由于它的承受负载的能力很低，不大适宜用作为隔振材料。

用少量酚醛树脂、聚醋酸乙烯等粘结剂把玻璃纤维或矿渣棉胶结在一起，制成具有一定大小形状的纤维毡或纤维板，是新型的良好隔振材料。与相同容重的散装纤维相比较，纤维毡或纤维板的声学性能基本保持不变，但机械性能有所改变，纤维毡或纤维板经粘结成型后，承受负载的能力相应提高。玻璃纤维板常用的负载为 $0.1 \sim 0.2$ 公斤/厘米²，阻尼比约 $0.04 \sim 0.07$ ，自由状态时的最佳厚度宜在 $5 \sim 15$ 厘米范围，隔振系统的固有频率约为 $5 \sim 10$ 赫。对于容重为 110 公斤/米³ 的矿渣棉毡，其特性参数值如表 4-3-11 中所列。

矿渣棉毡特性参数 表 4-3-11

厚度 (厘米)	负载 (公斤/厘米 ²)	压缩率 (%)	动态弹性模量 (公斤/厘米 ²)	系统固有频率 (赫)
10	0.050	40	4.50	15
	0.025	41	2.56	16
5	0.025	45	1.505	17.4
	0.015	42	0.857	16.9
2	0.025	52.5	0.789	19.9
	0.015	47.5	0.442	19.2

实际使用时，玻璃纤维或矿渣棉等材料或其成型制品应均匀地分布在机器设备底面下面，如果采用纤维毡或纤维板，也可以切成若干小块（例如每块面积为 100×100 毫米²）后分散放置。在这些材料上面宜先用混凝土板式金属板复盖，然后在板上安装机器设备。也可用胶合板复盖，再在上面现浇混凝土底座。在现场施工时，应防止水分或砂浆渗入这些纤维材料内。

除了上述纤维材料外，因地制宜地采用其他松散材料，诸如玻璃丝下脚料、铁回丝、木屑等作为隔振垫层也有良好效果，具体设计时应根据实测结果作为依据。

四、复合隔振器

前面阐述的各类隔振器和隔振材料都有良好的隔振效果，但也存在不足的地方。例如钢弹簧隔振器，低频隔振性能优越，但本身阻尼太小，高频隔振性能却较差；反之，橡胶隔振器的阻尼较大，中、高频隔振性能良好，但由于固有频率较高，因此低频隔振性能较差。复合式隔振器是兼有钢弹簧与其他隔振材料的优点而设计的。

复合隔振器是提高隔振效果的有效途径，具体的结构可以有各种不同的方式，一种典型的设计如图 4-3-13 所示，把弹簧与橡胶两种隔振材料组合在一起，相互补充，具有良好的

隔振性能。不过这种复合隔振器的构造较复杂，只适宜用于高标准隔振设计中。

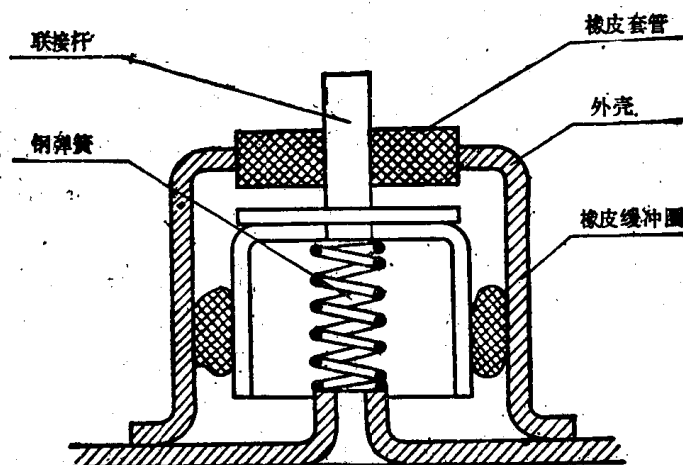


图 4-3-13 弹簧—橡胶复合隔振器

在实际工程中，较切实可行的一类复合隔振器是以弹簧隔振器为基础，采取适当措施增加一点阻尼而成。例如在弹簧芯部填充阻尼材料，或在弹簧外面包扎粘弹性材料。复合隔振器也可由弹簧与橡胶两类互相独立的隔振器“并联”或“串联”而成，如图 4-3-14 所示。这时，应把“并联”或“串联”的隔振器看成是一个单元，并联连接时，弹簧与橡胶垫的劲度要与分别承受的负载成正比，即应使它们的压缩量保持相同。串联连接时，弹簧与橡胶垫的中心线处于同一竖直线上。

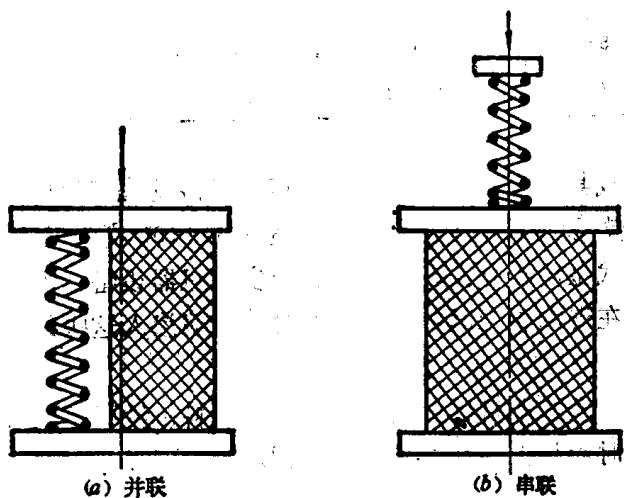


图 4-3-14 钢弹簧与橡皮垫的连接

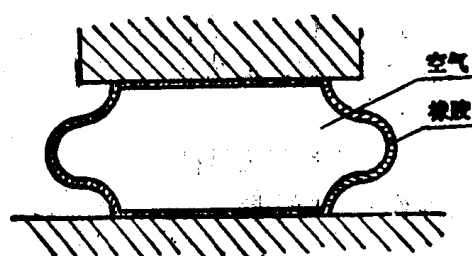


图 4-3-15 气垫隔振器

由橡胶袋充气而成的气垫隔振器，也可以看成是一种复合隔振器，它的构造如图 4-3-15 所示。这种隔振器的弹性元件主要由橡胶袋内受压缩空气充任，通常把它叫做空气弹簧。橡胶袋不但能起约束空气的作用，而且也能提供相当大的阻尼。气垫隔振器的固有频率可以降低至 0.1~5 赫，它在共振时的阻尼也比较高，因此它的低频隔振性能甚至比钢弹簧还要好。不过这种隔振器的负载受到限制，橡胶袋易老化、损坏漏气而失去作用，不够经久耐用，价格也比较昂贵。

§ 3-4 减振结构的特性

减振与隔振在性质上是完全不同的两件事。减振是在振动源上采取措施，直接使振动源的振动减弱；反之，隔振措施并不一定要求减弱振动源本身的振动，而只是把振动源加以隔离，使振动不易传递到需加控制的部位。例如在机器设备底座下面装置钢弹簧作为积极隔振结构，传递到基础上的振动将减弱，但是机器设备本身的振动并没有减弱，甚至反而会加强。因此钢弹簧实际上是一种隔振器，人们往往把它叫做“减震器”是不大确切的。

直接使振动源振动减弱的结构叫做减振结构，它大致可分两类：一类是阻尼层结构，即把高阻尼材料与振动构件结合成为一个整体，使振动能量损耗，从而达到减振的目的；另一类是动力吸振器，即在振动构件上另装共振系统，吸收或抑制构件振动的能量。减振结构与隔振结构可以同时采用，也可以单独采用，实际上大多数隔振系统中都包含有阻尼，往往在一定程度可以产生减弱振动的作用。下面我们讨论若干典型减振结构的特性。

一、自由阻尼层结构

一般金属材料的损耗因子 η 约为 10^{-4} 至 10^{-3} ，这样小的损耗因子表示金属构件作自由振动时衰减得很缓慢，作强迫振动时对于各简正方式的振动会造成尖锐的共振。特别是对于具有较大面积的金属薄板，当它受激发时会产生强烈的弯曲振动，从而向周围辐射噪声，这是机械噪声的重要来源之一。

如果在作为振动构件的金属薄板上，牢固地粘贴一层高阻尼材料，这种基层板和阻尼层复合而成的减振结构叫做自由阻尼层结构，如图4-3-16所示。当基层板作弯曲振动时，阻尼层不断受到拉伸与压缩，从而将损耗振动能量而使振动减弱。

对于单位宽度的复合板，设基层板密度为 ρ_1 ，厚度为 H_1 ，阻尼层密度为 ρ_2 ，厚度为 H_2 ，板的总厚度为 $H = H_1 + H_2$ ，而等效密度 ρ 可由下式决定

$$\rho = \frac{\rho_1 H_1 + \rho_2 H_2}{H_1 + H_2} \quad (1)$$

为了导出这种复合结构的弯曲波动方程，最重要的是要求出它的等效弯曲劲度（参见第四篇 § 1-1）。设复合结构的中性面与两层界面间的距离为 d ，在中性面上沿弯曲波传播方向取 Y 轴。沿厚度方向取 X 轴，相应的位移为 ξ ，记横截面上正应力为 σ （见图4-3-17），由于在中性面上不受到沿 Y 轴方向的拉伸和压缩，可得正应力（取压应力为正）为

$$\sigma = \begin{cases} E_1 x \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} & (-d \leq x \leq H_1 - d) \\ E_2 x \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} & (-H_2 - d \leq x \leq -d), \end{cases} \quad (2)$$

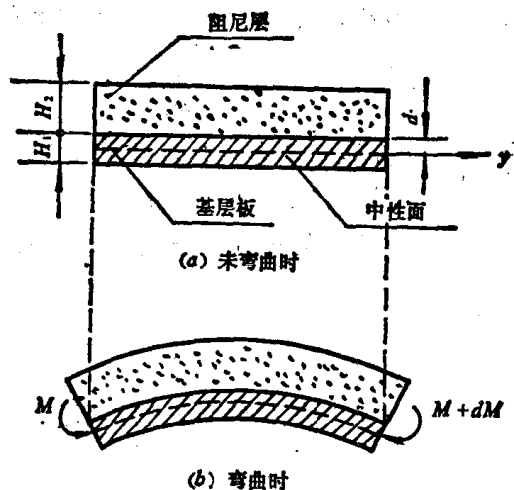


图 4-3-16 自由阻尼层结构

式中 E_1 和 E_2 分别为基层板和阻尼层内的弹性模量*。中性面的位置，即距离 d ，由横截面上 Y 方向的合力为零的条件所决定，因为在纯弯曲振动中并不存在轴向力，也没有轴向的胀缩运动（即暂不考虑胀缩波）。由式（1）作简单运算可得

$$d = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_1 H_1^3 - E_2 H_2^3}{E_1 H_1 + E_2 H_2} \\ = \frac{H_1}{2} \cdot \frac{1 - \alpha n^2}{1 + \alpha n}, \quad (3)$$

式中 $\alpha = E_2/E_1$ 为阻尼层与基层板弹性模量之比， $n = H_2/H_1$ 为厚度之比。上式表明，如果阻尼层劲度不大，厚度又小，那么 $d = H_1/2$ ，即与没有阻尼层的情况相接近。反之，当阻尼层劲度不太小，而厚度又足够大时， αn^2 值可以大于 1，那么 d 值可以取为负值，即中性面将位于阻尼层内部。

弯矩 M （取逆时针为正）为

$$M = \int_{-H_2-d}^{H_1-d} \sigma x dx = \frac{1}{3} \{ E_1 [d^3 + (H_1-d)^3] + E_2 [(H_2+d)^3 - d^3] \} \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2}. \quad (4)$$

有效弯曲劲度 B 由下式决定

$$B = \frac{M}{\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right)} = \frac{E_1}{3} [d^3 + (H_1-d)^3] + \frac{E_2}{3} [(H_2+d)^3 - d^3]. \quad (5)$$

把式（3）中的 d 值代入，采用符号 α 和 n 化简后得

$$\frac{B}{B_1} = \frac{1 + \alpha(4n + 6n^2 + 4n^3) + \alpha^2 n^4}{1 + \alpha n}, \quad (6)$$

式中 $B_1 = (E_1 H_1^3)/12$ 为没有阻尼层时金属薄板的弯曲劲度。

考虑阻尼影响时，弹性模量 E 为复数，由于基层板的阻尼很小，其损耗因子 η_1 可以忽略不计，但阻尼层的损耗因子 η_2 必须加以计算。因此式（6）中弹性模量的比值 α 宜改写成 α^* ，即

$$\alpha^* = \frac{E_2(1 + j\eta_2)}{E_1} = \alpha(1 + j\eta_2), \quad (7)$$

式中 E_2 指的是阻尼层弹性模量的实部，而 α 指的是两层弹性模量实部之比。这时，由式（6）决定的弯曲劲度 B 也为复数，应相应改写为 B^* 。复弯曲劲度 B^* 可写成下面的形式

$$B^* = B(1 + j\eta), \quad (8)$$

式中 B 指的是复合结构弯曲劲度的实部，而 η 指的是复合结构的有效损耗因子。把式（7）和式（8）代入式（6），比较等式两边的实部与虚部，不难求出 B 与 η 的表达式。由于所得结果很复杂，不容易看出 α 、 n 、 η_2 等参数对复合板性能的影响，必须根据实际使用条件加以简化。

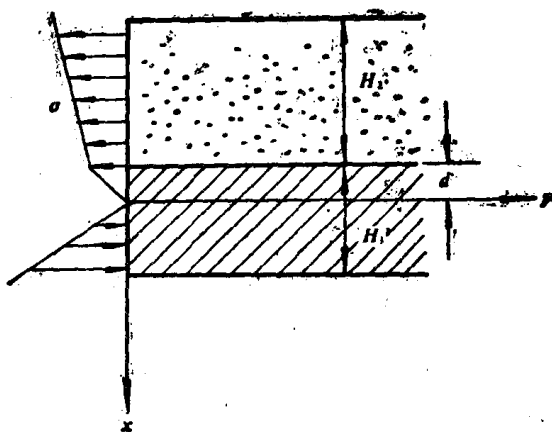


图 4-3-17 横截面上应力分布

* 对于矩形棒， E 即为杨氏模量。对于薄板， E 应取为杨氏模量乘以 $1/(1-\nu^2)$ 。考虑阻尼时 E 应理解为复弹性模量，即 E 应换成 $E(1+j\eta)$ ，其中 η 即为损耗因子。

对于大多数作为阻尼层的粘弹性材料, 损耗因子 η_2 为小值, 如果略去 η_2 的高次项, 近似可得

$$\frac{B}{B_1} = \frac{1 + 2\alpha n(2 + 3n + 2n^2) + \alpha^2 n^4}{1 + \alpha n}, \quad (9a)$$

$$\frac{\eta}{\eta_2} = \frac{\alpha n}{1 + \alpha n} \frac{3 + 6n + 4n^2 + \alpha n^3(2 + \alpha n)}{1 + 2\alpha(2 + 3n + 2n^2) + \alpha^2 n^4}, \quad (10a)$$

比值 η/η_2 随厚度比 n 变化的规律如图 4-3-18 所示。可以看出, 对于给定的 α 值, η/η_2 先随 n 值单调地增加, 当 n 值到达一定数值后, η/η_2 的变化就不大并趋向于 1。这表明增加阻尼层厚度可以提高损耗因子, 但有一定限度。因为当阻尼层厚度足够大时, 复合板的损耗因子实际上就主要由阻尼层的损耗因子决定了。

对于大多数阻尼材料的弹性模量 E_2 要比基层板的弹性模量 E_1 小得多, 即 $\alpha = E_2/E_1$ 为小值。阻尼层的厚度往往受到空间地位、技术经济指标等因素的限制, 不可能取得很大, 因此乘积 αn 通常仍为小值。式 (9a) 和式 (10a) 可进一步简化为

$$\frac{B}{B_1} \approx 1 + \alpha n(3 + 6n + 4n^2), \quad (9b)$$

$$\frac{\eta}{\eta_2} \approx \alpha n(3 + 6n + 4n^2). \quad (10b)$$

由上可知, 当阻尼层和基层板的弹性模量之比 α 以及厚度比 n 已知时, 就可求出复合结构的弯曲刚度以及损耗因子的相对比值 B/B_1 及 η/η_2 ; 反之, 通过复合板的振动测量, 确定 B 值及 η 值, 由式 (9a) 或式 (9b) 可求出 α 值, 代入式 (10) 可求出 η/η_2 值, 从而确定阻尼材料的弹性模量 E_2 值和损耗因子 η_2 值。

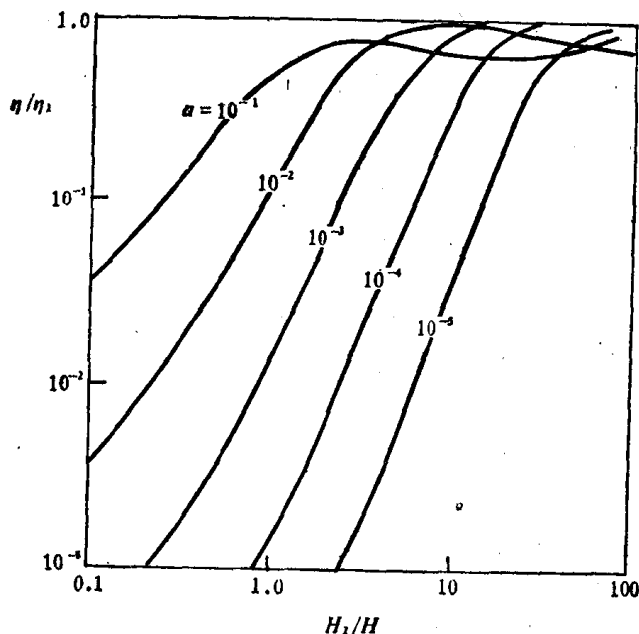


图 4-3-18 比值 η/η_2 随阻尼层厚度的变化

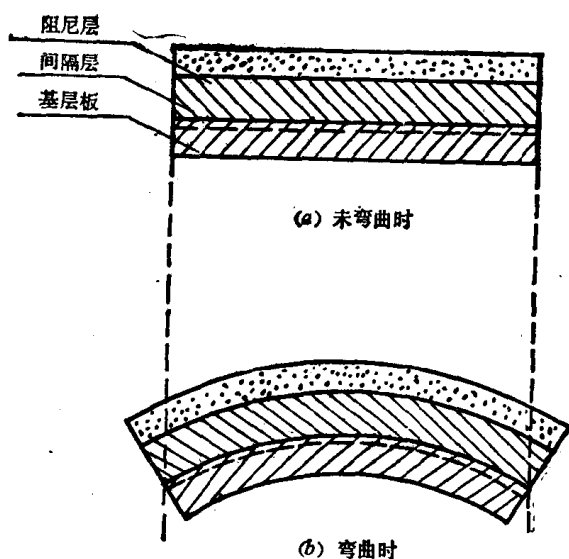


图 4-3-19 带间隔层的自由阻尼层

为了进一步增加自由阻尼层的拉伸与压缩, 可在阻尼层与基板之间再增加一层能承受较大剪切力的间隔层, 如图 4-3-19 所示。这样一来, 当板作弯曲振动时, 即使较薄的阻尼层也能起到损耗更多的振动能量的作用。间隔层通常设计成蜂窝结构, 它的底部与基层板牢固

粘合，而顶部与阻尼层牢固粘合。

【例】 设 1 毫米厚的薄钢板上，涂刷厚度为 2 毫米的阻尼层，钢的弹性模量 E_1 以 2×10^{11} 牛顿/米² 计算，阻尼层的弹性模量 E_2 取为 6×10^8 牛顿/米²，试计算 η/η_2 值。

【解】 弹性模量之比为

$$\alpha = \frac{E_2}{E_1} = 3 \times 10^{-3}.$$

厚度比为

$$n = 2.$$

由图 4-3-18 可估出 $\eta/\eta_2 = 0.03$ 。

二、约束阻尼层结构

上述按自由阻尼层结构设计的复合板作纯弯曲振动时，阻尼层只产生拉伸和压缩的应变，振动能量的损耗也就是由这种应变所引起的。如果把阻尼层牢固地粘合在基层板上，在阻尼层的上部再牢固地粘合一弹性模量很大的材料层，就形成了约束阻尼层结构。如图 4-3-20 所示。

由于基层板（层 1）与约束层（层 3）的弹性模量要比阻尼层（层 2）的弹性模量大得多，因此当基层板弯曲时，约束层相应弯曲与基层板保持平行，但它的长度仍几乎保持不变。如果基层板向下凹（见图 4-3-20b），那么阻尼层下部将受到拉伸，而上部将受到压缩，这相当于基层板相对于约束层发生滑移运动，结果使阻尼层产生的形变主要是剪切。随着基层板的弯曲振动，阻尼层也就不断受到剪切应力的作用，使振动能量不断损耗。

由上可知，约束阻尼层与自由阻尼层产生阻尼的运动形式有所不同，所得结果也不一样。设基层板与约束层的损耗因子可以忽略不计，理论分析表明，按约束阻尼层结构设计的复合板作纯弯曲振动时，复合板的有效损耗因子 η 与阻尼层切变损耗因子 η_2 的比值为

$$\frac{\eta}{\eta_2} = \frac{XY}{1 + (2 + Y)X + (1 + Y)(1 + \eta_2^2)X^2}. \quad (11)$$

式中 Y 叫做劲度参数， X 叫做切变参数，分别由下面的关系式决定

$$\frac{1}{Y} = \frac{E_1 H_1^3 + E_3 H_3^3}{12 H_{31}^3} \left(\frac{1}{E_1 H_1} + \frac{1}{E_3 H_3} \right), \quad (12)$$

$$X = \frac{G_2}{k_b H_2} \left(\frac{1}{E_1 H_1} + \frac{1}{E_3 H_3} \right), \quad (13)$$

式中 G_2 为阻尼层复切变弹性模量的实部， H_2 为阻尼层厚度， k_b 为复合板中弯曲波的波数， E_1 和 E_3 分别为基层板和约束层的弹性模量， H_1 和 H_3 分别为两层的厚度， H_{31} 由下式定义

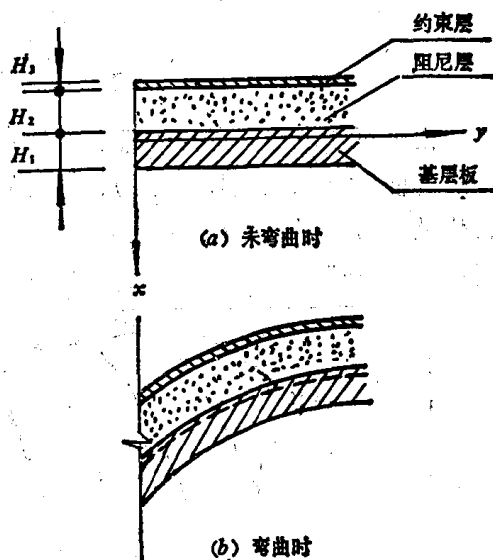


图 4-3-20 约束阻尼层结构

$$H_{31} = H_2 + \frac{H_1 + H_3}{2}, \quad (14)$$

它表示基层板与约束层两层中面间的距离。

约束阻尼复合板的复弯曲劲度 B^* 由下式决定

$$B^* = (B_1 + B_3) \left(1 + \frac{X^* Y}{1 + X^*} \right), \quad (15)$$

式中 $B_1 = (E_1 H_1^3)/12$, $B_3 = (E_3 H_3^3)/12$ 分别为基层板与约束层的弯曲劲度, 而 X^* 为复切变参数, 即 $X^* = X(1 + j\eta_2)$, 它反映阻尼层与刚劲层 1、3 弯曲振动的耦合程度。如果阻尼层的切变弹性模量很小, 那么 $X \approx 0$, 可得 $B \approx B_1 + B_3$, 这表示基层板与约束层的弯曲没有联系; 反之, 如果阻尼层切变弹性模量相当大, 或阻尼层厚度比较小, 那么 X 很大, 可得

$$B \approx (B_1 + B_3)(1 + Y),$$

这表示阻尼层的切变振动提供了充分的耦合作用。

弯曲波的波数 k_b 由下式决定

$$k_b^2 = \omega \sqrt{\frac{\rho H}{B}}, \quad (16)$$

式中 $\rho H = \rho_1 H_1 + \rho_2 H_2 + \rho_3 H_3$ 为复合板的面密度。可见 k_b 值将随频率而增大, 由式 (13) 可知, 切变参数 X 将随频率而变化。如果复合板的各层材料及结构给定, 由式 (11) 可以看出, 复合板的有效损耗因子 η 将随切变参数 X 变化。当 X 值较小时, η 值随 X 值的增加而增加。当 X 值相当大时, η 值随 X 的增加而减小。因此 X 在某一中间值 X_m , η 值将达到极大值 η_m 。可得

$$X_m = \frac{1}{\sqrt{(1+Y)(1+\eta_2^2)}}, \quad (17)$$

相应的极大值 η_m 由下式决定

$$\frac{\eta_m}{\eta_2} = \frac{Y}{2 + Y + \frac{2}{X_m}}, \quad (18)$$

用 X_m 、 η_m 表示时, 式 (11) 可改写为

$$\frac{\eta}{\eta_m} = \frac{2(1+N)\left(\frac{X}{X_m}\right)}{1 + 2N\left(\frac{X}{X_m}\right) + \left(\frac{X}{X_m}\right)^2}, \quad (19)$$

式中参数 N 由下式定义

$$N = \frac{(2+Y)X_m}{2} = \frac{2+Y}{2\sqrt{(1+Y)(1+\eta_2^2)}}. \quad (20)$$

对于给定的 η_2 值, η_m 随 Y 值变化的曲线如图 4-3-21 所示。在实际使用的条件下, 具体求出有效损耗因子 η 是比较困难的, 因为 N 值和 X_m 值虽然可以直接确定, 但是由式 (13) X 值与 k_b^2 有关, 由式 (16) k_b^2 与 B 有关, 而由式 (15) B 又与 X 值有关, 所以需要先解联立方程求出 X 值, 然后才能由式 (19) 求出 η 。

与自由阻尼层结构的情况相类似, 在约束阻尼层结构中增加一层能承受较大剪切力的间隔层, 可以提高阻尼层损耗振动能量的效果。

提高阻尼层中储存与损耗振动能量的结构设计, 还可以采用其他不同形式。例如约束层

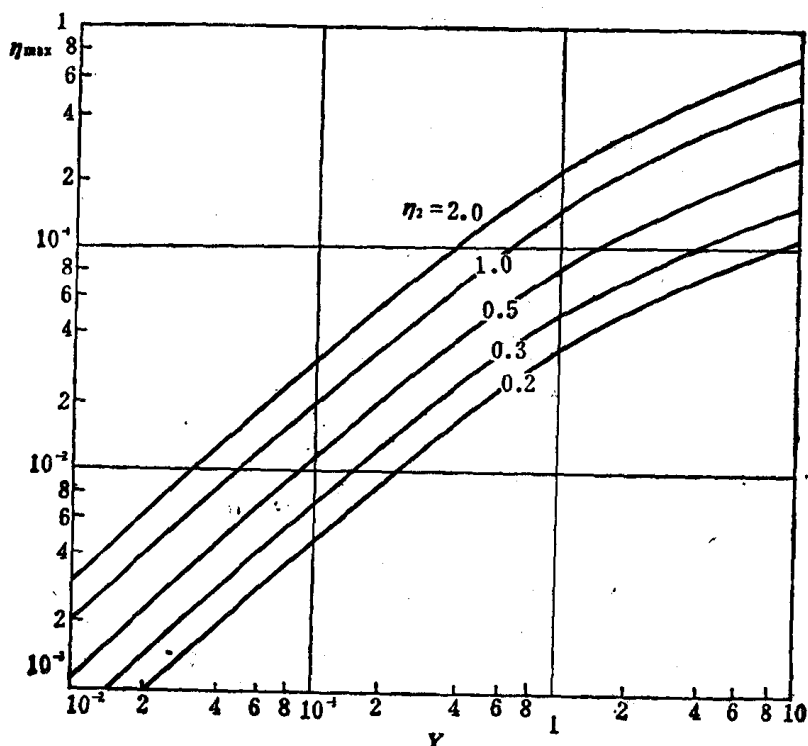


图 4-3-21 最大损耗因子 η 随刚度参数 Y 的变化

可以不是外表层，而装置在构件的内部表面层，在内表层与主件之间填充阻尼层，其工作原理仍保持不变。又如采用弯曲的基层板，可以促使阻尼层有较大的切应变，从而可以达到提高阻尼的目的。

三、动力吸振器

动力吸振器的构造原理如图 4-3-22 所示。在主振动系统上另装一个由质量与弹簧组成的附加系统。这种附加系统在共振时产生的反作用力能使主振动系统的振动减小，这种附加系统叫做**动力吸振器**。如果激发力以单一的低频为主，不宜采用一般的隔振器，这时动力吸振器特别有用。

动力吸振器的固有频率 f_2 为

$$f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{K_2}{M_2}}, \quad (21)$$

式中 K_2 为动力吸振器的劲度， M_2 为动力吸振器质量。动力吸振器需要吸收很低频率，它的质量就应取得大些，而劲度应取得小些。在通常情况，动力吸振器的质量为主系统质量的 0.1~0.3 倍。

无吸振器时，主系统在激发力 F_1 作用下产生的振动位移为（参见第四篇 § 3-2）

$$y_{10} = \frac{F_1}{K_1 - M_1 \omega^2} = \frac{y_0}{1 - \left(\frac{f}{f_1}\right)^2}, \quad (22)$$

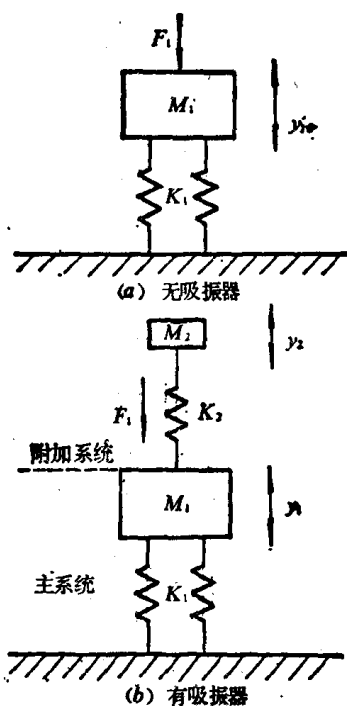


图 4-3-22 动力吸振器原理

式中 $y_0 = F_1/K_1$ 为主系统的压缩量, f_1 为主系统的固有频率。

装置阻尼很小的吸振器后, 可以求出主系统的振动位移 y_1 为

$$y_1 = \frac{(K_2 - M_2 \omega^2) F_1}{[(K_1 + K_2) - M_1 \omega^2][K_2 - M_2 \omega^2] - K_1^2}$$

$$= \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_1^2}\right) y_0}{\left(1 + \frac{K_2}{K_1} - \frac{f^2}{f_1^2}\right) \left(1 - \frac{f^2}{f_2^2}\right) - \frac{K_2}{K_1}}, \quad (23)$$

吸振器的振动位移 y_2 为

$$y_2 = \frac{y_1}{1 - \frac{f^2}{f_2^2}} = \frac{y_0}{\left(1 + \frac{K_2}{K_1} - \frac{f^2}{f_1^2}\right) \left(1 - \frac{f^2}{f_2^2}\right) - \frac{K_2}{K_1}}, \quad (24)$$

它在本质上相应于被动隔振系统中的情况。

当吸振器在共振状态下工作时, $f = f_2$, 可得 $y_1 = 0$, $y_2 = \frac{F_1}{K_2} = \frac{F_1}{M_2 \omega^2}$, 即主系统的振动完全被抑制, 不过吸振器的振动位移 y_2 仍旧存在。由此可知, 吸振器的质量 M_2 不可过小, 否则振动振幅 y_2 就会很大。

动力吸振器应根据需要消振的给定频率设计, 在共振状态时, 吸振效果最高, 偏离共振状态时, 吸振效果迅速下降。如果在附加系统中引入适当的阻尼, 那么能够有效吸振的频率范围加大, 阻尼越大, 容许偏离的范围也越大, 不过在共振时吸振效果将相应有所降低。

在实际使用中, 动力吸振器可以根据不同的振动类型作不同的设计。例如在转动系统中沿轴向装置盘状的动力吸振器可以抑制转轴的扭振 (见图 4-3-23); 又如由质量块与碗碟状阻尼材料组成的动力吸振器装置到车轮上, 可以减轻车轮在转弯或刹车时发出的尖叫声 (见图 4-3-24)。对于多自由度振动系统, 可以针对所需抑制的频率采用由多个元件组成的吸振器, 具有相应的固有频率。

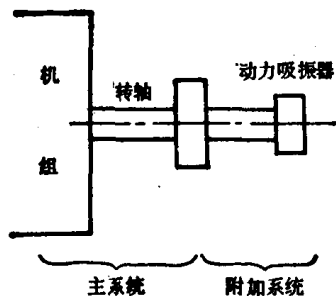


图 4-3-23 抑制扭振的动力吸振器

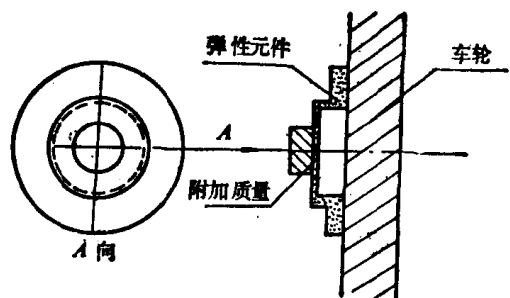


图 4-3-24 抑制车轮振动的动力吸振器

§ 3-5 阻 尼 材 料

当粘弹性物体振动时, 内部发生的形变随时间变化, 即相邻的质点间存在相对运动, 阻碍这种相对运动并把振动能量转变为热能的作用叫做材料的内阻尼, 具有较高内阻尼的材料叫做阻尼材料。利用阻尼材料能有效地抑制构件的振动, 相应降低噪声的辐射。

一、阻尼的量度

反映材料阻尼作用强弱的物理量有多种表达形式与相应的测量方法:

从阻尼振动方程考虑(参见第一篇 §1-2), 反映阻力大小的为阻力系数 R , 比值 $\delta = R/(2M)$ 为反映阻尼振动振幅衰减快慢的衰减系数, 即振动振幅按 $e^{-\delta t}$ 的规律随时间衰减。具体测量阻尼振动的振幅在一个周期内的衰减倍数, 就可以确定 δ 值, 从而求出 R 值。

当阻力系数 R 增大到某一数值 R_c 时, 使得 δ 值等于无阻尼自由振动的固有角频率 ω_0 , 阻尼振动的频率趋于零, 振动物体将以非周期运动方式回到平衡位置, 这是临界阻尼的情况, R_c 值相应叫做**临界阻力系数**, 相对比值 $\beta = R/R_c$ 即阻尼比, 它也是反映阻尼特性的重要量。具体测量时, 只要测出振动系统的固有频率 f_0 , 求出 R_c 值, 就可以间接求出 β 值。

从振动系统对频率的响应也可以间接推断系统的阻尼特性, 阻尼越小, 共振现象越明显, 相应的频带宽度 Ω 就越窄, 即品质因子 Q 值就越大(参见第二篇 §1-2)。因此, 系统阻尼作用的强弱可以用频带宽度 Ω 值或品质因子 Q 值的倒数大小来衡量。实际测量时, 要保持激发源不随频率而变化, 测出振动系统的频率响应曲线, 就可以确定频带宽度 Ω 或 Q 值。

从振动能量损耗的角度考虑是反映材料阻尼特性最确切的方法, 因为它不但适用于线性阻尼振动系统, 而且可以推广到非线性时的情况。振动系统每振动一个周期所损耗的能量 W' 与总的振动能量 W 间的相对比值叫做振动系统的**阻尼容量**, 记之为 ψ , 它的 $1/2\pi$ 倍就是损耗因子 η 。在阻尼材料中, 损耗因子 η 是反映阻尼作用强弱的最广泛应用的基本量。

各种阻尼量度的关系如下

$$\eta = \frac{\psi}{2\pi} = 2\beta = 2 \frac{R}{R_c} = \frac{\delta}{\pi f_0} = \Omega = \frac{1}{Q}, \quad (1)$$

测定了其中一个量, 就可以确定其他量。值得注意, 式(1)中各量间的关系只有当阻尼不太大时, 才是正确的。

实际测量振动阻尼的常用方法是先用振动换能器把机械振动信号转换成电信号, 然后借助记录仪描绘出振动随时间的衰减曲线, 确定衰减60分贝的混响时间 T_{60} , 或每振动一周振幅衰减倍数从而求出衰减系数 δ 。对于高阻尼材料, 通常并不单独进行测量, 而是作为阻尼层与金属板组成复合板, 先测定复合板的有效损耗因子, 然后间接计算阻尼层的损耗因子(参见第四篇 §3-4)。

二、阻尼材料的种类和组成

各种材料都具有一定的内阻尼。对于大多数固体金属材料, 内阻尼很小, 损耗因子 η 在 $10^{-4} - 10^{-3}$ 范围内。常用的硬建筑材料, 如砖石、混凝土、板材等, 它们的内阻尼比金属材料的内阻尼要大一些, 损耗因子 η 在 $10^{-2} - 10^{-1}$ 范围内。这两类材料有一个特点, 即它们的损耗因子基本上不受其他物理因素的影响, 对于常温下在声频范围内的小振幅振动, 具有稳定的 η 值(参见表4-3-12)。通常我们把这两类材料叫做结构材料, 并不把它们作为阻尼材料。

在振动控制工程中采用的阻尼材料具有较高的内阻尼, 通常由良好的胶结剂并加入适量的增塑剂、填充料以及其他辅助剂等所组成。胶结剂一般用沥青、橡胶、清漆以及塑料类

结构材料的损耗因子

表 4-3-12

材	料	损 耗 因 子
金 属 材 料	钢、铁	$(1\sim6)\times 10^{-4}$
	铝	$\sim 10^{-4}$
	铜	2×10^{-3}
	铅	$(0.5\sim2)\times 10^{-3}$
	镁	$\sim 10^{-4}$
	锡	2×10^{-3}
	锌	3×10^{-4}
硬 建 筑 材 料	砖	$(1\sim2)\times 10^{-2}$
	轻质混凝土	1.5×10^{-2}
	重质混凝土	$(1\sim5)\times 10^{-2}$
	石 砌 体	$(5\sim7)\times 10^{-3}$
	硬 木	$(0.8\sim1)\times 10^{-2}$
	玻 璃	$(0.6\sim2)\times 10^{-3}$
	石 膏 板	$(0.6\sim3)\times 10^{-2}$
	有机玻璃	$(2\sim4)\times 10^{-2}$
	胶 合 板	$(1\sim1.3)\times 10^{-2}$
	木 纤 维 板	$(1\sim3)\times 10^{-2}$
	软 木	$0.13\sim 0.17$

等。填充料可用炭黑、石棉粉、铈石粉等。根据不同的使用要求，采取不同的配方，可制成各种不同的阻尼材料。实际使用时，阻尼材料可以预先制成薄片状，然后粘贴到需要阻尼减振的部位，也可以配制成涂料，采用喷涂或分层涂刷等工艺，在现场施工。这种阻尼材料往往叫做**阻尼涂料**或**阻尼减振膏**。对于常用的阻尼材料，择要介绍如下：

(1) 沥青阻尼涂料

沥青为碳氢化合物的胶体结构，除天然沥青外，通常可分为石油沥青和煤沥青，它们分别是对石油与煤炭加工提炼后的残留材料。沥青价格低廉，使用方便，用来作为阻尼材料的粘结剂是适宜的。它的缺点是损耗因子 η 和弹性模量 E 都不太高；温度敏感性强，性能不够稳定，温度稍高时容易软化流淌，温度较低时又容易脆化破碎；此外，沥青的防火性能差，燃烧时会产生有毒的烟雾。由石油直接蒸馏而得的叫做**直馏沥青**，其性能较差。如果在蒸馏过程中将空气吹入沥青中，在 $230\sim 280^\circ\text{C}$ 的温度下使沥青经历氧化、脱氢、重结合等反应，可得高粘度、高弹性的硬质沥青，叫做**吹制沥青**，其性能明显改善。与直馏沥青相比较，吹制沥青的温度敏感性降低，软化温度可由 $30\sim 65^\circ\text{C}$ 提高到 $65\sim 103^\circ\text{C}$ 。

为了改善沥青的性能，可在沥青内掺入 $2\sim 5\%$ 的橡胶，或掺入聚乙烯、聚丙烯、聚醋酸乙酯等合成树脂类材料，这样一来，可以提高沥青的高温稳定性、减弱它的低温脆性，并增加它的耐磨性和耐用性。

配制沥青阻尼涂料时，应根据使用条件掺入适当的填充料。如果需要减振的金属振动面温度比较高，则宜选用矿渣棉、石棉绒等松散的材料作为填充料；如果振动面的面密度较大，则宜选用细砂、铁粉等密实的材料作为填充料。涂料中固体物含量宜在 50% 以上，国外所用沥青阻尼涂料中固体物含量可达 $65\sim 85\%$ 。例如一种用于汽车工业的沥青阻尼涂料的配方是：石棉粉 50% ，沥青 20% ，煤沥青 15% ，桐油、亚麻仁油清漆 15% 。

沥青阻尼涂层的厚度宜控制在振动面厚度的1~2倍范围内, 阻尼涂层的面密度应不小于振动面面密度的1/5。实际施工时, 应在室外把沥青在铁锅内烧融后再掺入填充料, 并充分搅拌, 然后趁热涂刷在振动面上, 并在外面覆盖玻璃布或粗麻布作为保护。如果所需沥青阻尼涂层厚度较大, 也可直接采用单层或多层沥青油毡粘贴在振动面上而制成。为了提高沥青油毡的柔顺性, 往往把油毡压成波纹形或刺出许多针孔。

沥青阻尼涂层的减振效果与环境温度有密切关系。当环境温度在 $-18^{\circ}\text{C} \sim 27^{\circ}\text{C}$ 范围内时, 减振效果较好。阻尼涂层的面密度增加时, 减振效果提高。6毫米厚钢板上涂复沥青阻尼层, 在160赫的固有频率下振动时, 钢板振动衰减率与阻尼层面密度的关系如表4-3-13所列。

沥青阻尼层的减振效果 表 4-3-13

结 构	阻尼层面密度 (公斤/米 ²)	振动衰减率 (分贝/秒)
沥青阻尼涂料	1.22~1.72	3~6
	1.72~2.20	5~9
	2.20~2.70	3~18
	2.70~3.18	3~15
	3.18~3.65	13~30
沥青油毡	0.93~1.17 (单层)	1~5
	1.76~2.15 (单层)	3.5~12
	1.80~2.93 (双层)	7~20
	3.40~4.88 (双层)	20~40

(摘自: 陈绎勤, 《噪声与振动的控制》, 中国铁道出版社, 1981.)

(2) 高分子材料

高分子材料中一部分是天然产的, 但大部分是人工合成的。通常用于阻尼涂料的合成高分子材料, 主要为合成树脂与合成橡胶。

合成树脂可分热塑性和热固性两类, 常用的塑料就是以合成树脂为主要成分, 掺入适当的填充料、增塑剂、稳定剂、着色剂等形成的。合成橡胶与合成树脂不同的地方是合成橡胶没有结晶部分, 常用的合成橡胶按照共聚物成分的不同可分丁苯橡胶、丁腈橡胶、氯丁橡胶、丁基橡胶等不同的类型。

合成树脂与合成橡胶的弹性模量与损耗因子都随温度与频率而显著变化。典型的变化曲线如图4-3-25所示。可以看出, 当温度较低时为玻璃态, 弹性模量较大, 但损耗因子却较小; 当温度增高后进入过渡状态, 弹性模量急剧下降, 而损耗因子上升达到极大值后再下降; 当温度充分升高后材料进入橡皮态, 弹性

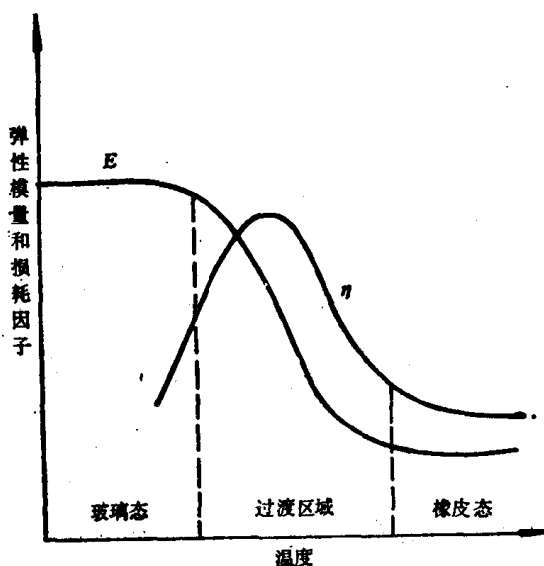


图 4-3-25 高分子材料性能随温度变化曲线

模量与损耗因子等特性与共聚物的成分、工艺过程以及掺入的辅助剂都有密切的关系。一些典型的实验数据如表 4-3-14 所列。

一些高分子阻尼材料的特性

表 4-3-14

材 料	最大损耗因子 η_m	最大损耗频率 (赫)	不同频率下的 η 值					测试温度 ($^{\circ}\text{C}$)	切变模量 (10^8 牛顿/米 ^{2})
			1	10	100	1000	10000		
丁苯橡胶:									
3.5% 苯乙烯	0.47	1700	—	—	~0.30	0.39	—	20	1.4
3.0% 苯乙烯	0.38	1400	—	—	~0.25	0.37	—	20	0.091
S-50, 填炭黑	0.35	10000	—	—	—	0.20	0.36	20	3.045
丁腈橡胶:									
B-0 未硫化	1.10	1000	—	0.50	0.65	1.00	—	15	8.4
B-5 填炭黑, 已硫化	1.60	10000	—	0.40	0.75	1.20	1.60	20	10.5~30.8
氯丁橡胶:									
GRT	1.18	1775	—	—	0.60	1.01	—	20	1.54
GN-50, 已硫化	1.10	10000	—	—	—	0.70	1.10	20	2.03
CG-1, 已硫化	0.60	10000	—	—	—	0.02	0.60	20	30.45
丁基橡胶:									
Enjay 9-262-1	2.56	3000	—	—	0.55	0.84	>1.80	21	20.3
Enjay 9-262-3	2.20	3000	—	—	0.45	0.68	>1.40	24	20.3
Enjay 9-262-4	4.02	3100	—	—	0.40	0.92	>2.0	21	10.5
聚乙烯醇缩丁醛	2.0	2	—	0.14	0.06	0.06	—	30±70	20.3
聚氯乙烯~醋酸乙烯酯	1.14	100	—	—	0.14	0.73	0.90	40±20	4.06
3M 胶带 No. 466	1.82	1000	—	~1.00	0.17	1.82	~0.80	25	2.52
天然橡胶	0.20	500	0.16	0.18	0.20	—	—	25±50	1.05

在减振设计中使用的阻尼涂料(或阻尼层), 往往根据实际需要以不同配方配制而成。例如目前国内常用的一种阻尼涂料是用 T-5 胶粘剂掺加适当填充料以及其他辅助剂而成。T-5 胶粘剂以热塑性合成树脂为主要成分, 具体配方见表 4-3-15。阻尼涂料的配方见表 4-3-16。

T-5 胶 粘 剂 配 方

表 4-3-15

原 料 名 称	规 格	比 例 (%)
甲基丙烯酸丁酯	纯度95%以上	42.5
丙烯酸丁酯	纯度95%以上	7.5
醋酸丁酯	酯值≥90%	25.0
二甲苯	蒸馏范围115 $^{\circ}\text{C}$ ~135 $^{\circ}\text{C}$	25.0
过氧化苯二甲酰	工 业 纯	0.2

一种阻尼涂料的配方

表 4-3-16

原料名称	规格	比例 (%)	
		6731*	6727*
活性炭黑	工业纯	3.36	4.21
石 墨	325目 $\leq 0.5\%$	16.8	21.1
石 棉 粉	短纤维绒	8.15	
矽 石 粉	75—150目		10.1
氧化锑	325目 $\leq 0.5\%$	1.35	1.68
硬脂酸铅	工业纯	0.67	0.84
环烷酸锌	含锌量8%	1.35	1.68
环氧化豆油	环氧值6	0.54	0.56
古玛隆树脂液	固体含量 $50\pm 2\%$	6.72	8.42
邻苯二甲酸二辛酯	工业纯	3.26	
T—5	固体含量 $45\pm 2\%$	30.9	33.7
甲 苯	蒸馏范围 $115^{\circ}\text{C}\sim 135^{\circ}\text{C}$	20.0	17.0

热塑性合成树脂除了用来配制成阻尼涂料外，也可以制成胶带，使用时直接把它粘贴在振动面上形成约束阻尼层。合成树脂和合成橡胶等阻尼材料也适宜预先制成薄板，在使用时加以粘贴。

三、阻尼作用机制

我们在讨论阻尼振动方程时曾经假定阻尼作用力的大小正比于振动速度，其方向与运动方向相反，不过并没有追究产生这种阻尼力的性质。如果要进一步研究阻尼特性随频率变化的规律，那么就应深入了解阻尼作用的机制。

从阻尼材料的微观结构来阐明产生阻尼作用的规律十分复杂，对此人们了解得还很不够。目前人们假定阻尼力主要来自粘滞性，即把阻尼材料看成是高内阻的粘弹性物体。阻尼力与弹性力可以有不同的结合方式，即有不同的力学简化模型，如图 4-3-26 所示，相应地可得不同性质的阻尼材料。

最常见的是假定粘弹性体的应力分量可以分解成互相独立的两部分之和。一部分正比于应变，而另一部分正比于应变率。对于单自由度系统，这种性质可用弹簧和阻尼器并联而成的模型来表示。对于这种类型粘弹性体叫做伏葛脱体（图 a）。

记应力为 σ ，应变为 ϵ ，应变率为 $\frac{d\epsilon}{dt}$ ，应力与应变间的关系是

$$\sigma = E\epsilon + \mu \frac{d\epsilon}{dt}, \quad (2)$$

式中 E 为弹性模量， μ 为粘滞系数。对于谐振动，上式也可改写成

$$\sigma = E^*\xi, \quad (3)$$

式中 $E^* = E + j\omega\mu$ 为复弹性模量。可以看出，动态弹性模量将大于静

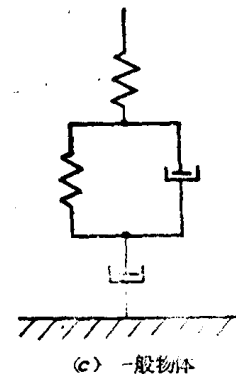
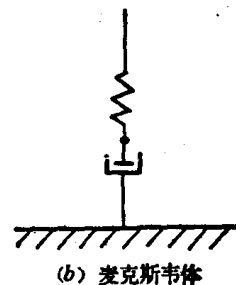
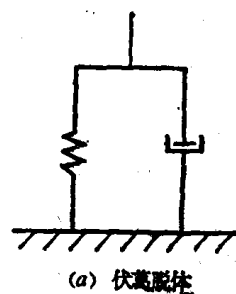


图 4-3-26
粘弹性物体简化模型

态弹性模量，损耗因子 $\eta = \mu/E \cdot \omega$ ，将随频率成正比地增加。

对于有些粘弹性体，应力与应变间的关系以下式描述更接近于实际情况

$$\frac{d\sigma}{dt} = E \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\sigma}{\tau}, \quad (4)$$

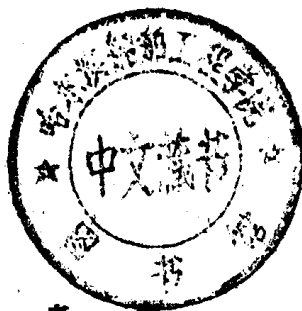
式中参数 τ 叫做粘弹性体的松弛时间。如果激发力的作用时间比 τ 短得多，上式右方第二项可以忽略，这时物体的性质就象弹性体；反之，如果作用时间比 τ 长得多，上式左方项可以忽略，这时物体的性质就象粘滞系数为 $E\tau$ 的粘滞流体。这种性质可用弹簧和阻尼器串联而成的模型来表示。对于这种类型粘弹性体叫做麦克斯韦体（图 b）。在这种模型下，复弹性模量 E^* 为

$$E^* = \frac{E}{\left(1 - \frac{j}{\tau\omega}\right)}. \quad (5)$$

可以看出，频率较高时，损耗因子 η 近似为 $1/(\tau\omega)$ ，将随频率成反比地减小。

实验表明，大多数粘弹性材料的损耗因子 η 值既不与频率成正比也不成反比，因此不能简单地用上述两种模型来说明。更一般模型如图 4-3-16(c) 所示，不过用这类更加复杂的模型来凑合实验结果，仍旧不能获得使理论与实际良好相符的结果，往往得不偿失。

更普遍的分析方法是假定在任一时刻的应力应取决于过去历史中所发生应变影响的总和，并用“记忆函数”来描述这种影响，然后引用迭加原理求出应力随时间的变化。这样，上述简化模型实际上只是记忆函数的一种特例，对此本书内不作深入讨论。



主 要 参 考 书

- [1] 杜功焕、朱哲民、龚秀芬,《声学基础》,上海科学技术出版社,1981.
- [2] P. M. 莫尔斯,《振动与声》,南京大学《振动与声》翻译组译,科学出版社,1974.
- [3] 冯秉铨,《电声学基础》,高等教育出版社,1956.
- [4] 陈绎勤,《噪声与振动的控制》,中国铁道出版社,1981.
- [5] L. L. Beranek,《Noise and Vibration Control》, McGraw-Hill, New York, 1971.
- [6] M. J. Crocker and A. J. Price,《Noise and Noise Control》, Vol. 1, CRC Press, Inc., 1975.
- [7] C. M. Harris,《Hand book of Noise Control》, 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1979.
- [8] 郑长聚等,《实用工业噪声控制技术》,上海科学技术出版社,1982.
- [9] P. G. Arnold, et al,《Hand book of Noise Measurement》, 7th ed., General Radio Company, 1972.
- [10] 方丹群,《噪声的危害及防治》,中国工业出版社,1977.
- [11] J. D. Irwin, E. R. Graf,《Industrial Noise and Vibration Control》, Prentice Hall, Inc., New Jersey, 1979.
- [12] E. B. Magrab,《Environmental Noise Control》, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975.
- [13] F. 英格斯列夫,《近代实用建筑声学》,吕如榆译,中国工业出版社,1963.
- [14] C. Zwicker and C. W. Kosten,《Sound absorbing Materials》, Elsevier, 1949.
- [15] 子安胜,《建筑吸声材料》,高履泰译,中国建筑工程工业出版社,1975.
- [16] 方丹群,《空气动力性噪声与消声器》,科学出版社,1978.
- [17] 福田基一,奥田襄介,《骚音对策と消音设计》,共立出版株式会社,1973.
- [18] E. G. Richardson and E. Meyer,《Technical Aspects of Sound》, Vol. II., Elsevier, 1962.
- [19] И. И. 斯拉文,《生产噪声及其防止的方法》,胡澄东译,上海科学技术出版社,1956.
- [20] В. И. 札鲍罗夫,《围护结构隔声理论》,徐偶民译,中国工业出版社,1964.