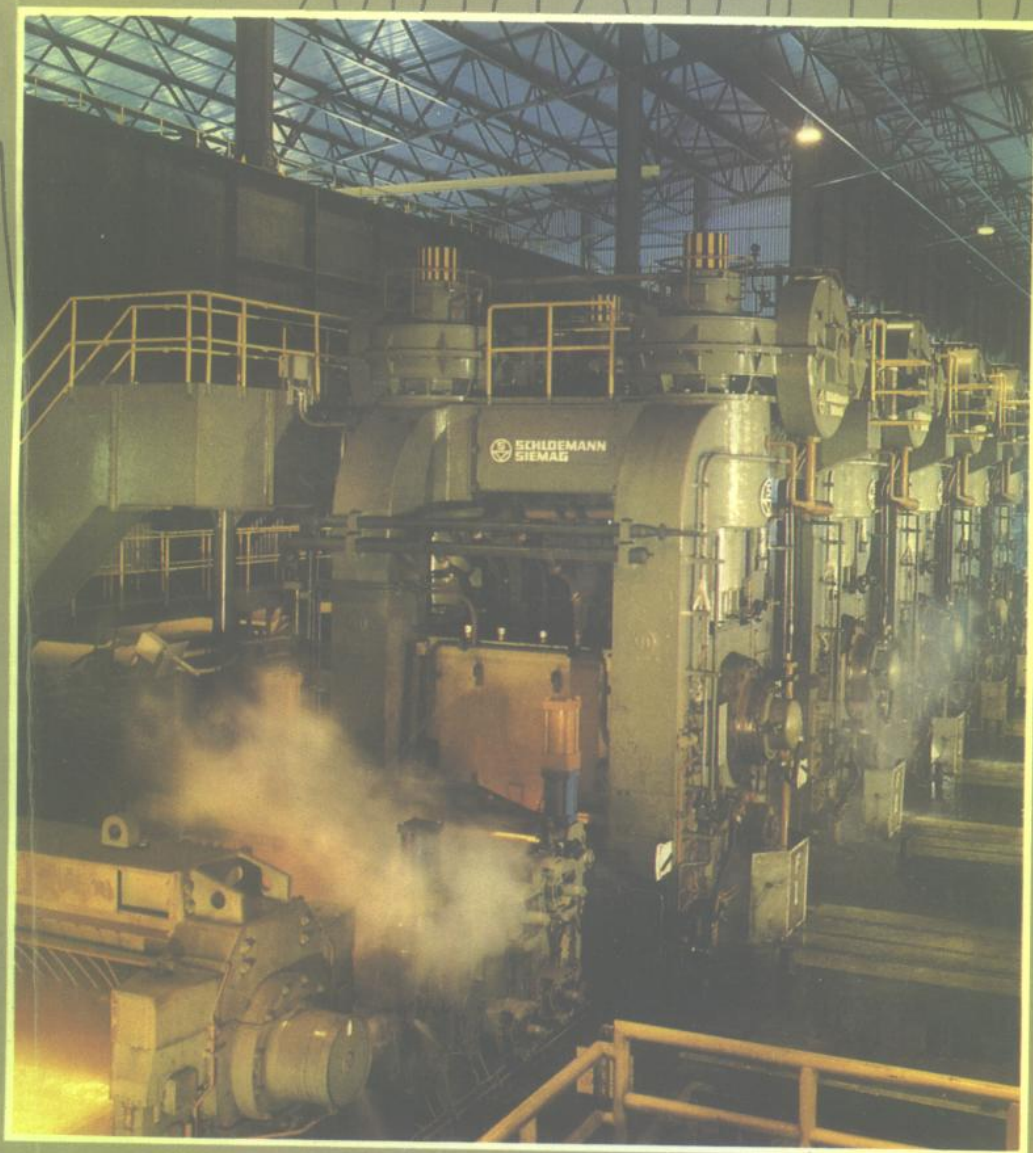


工程机械噪声控制学

靳晓雄 胡子谷 编著



同济大学出版社

7853

306774

590

工程机械噪声控制学

靳晓雄 胡子谷 编著



同济大学出版社

内 容 提 要

本书共有十章,从内容上可分为两大部分。第一部分从第一章至第五章,是噪声控制的一般理论与原则;第二部分从第六章至第十章,是针对工程机械的动力、传动系统、液压系统工作装置、司机室的噪声控制问题进行专题讨论。同时在第九章和第十章中介绍了目前较新的功率流概念及统计能量分析法在噪声控制中的应用。

本书可作工程机械专业本科生教材。也可作机械学科的研究生及一般机械行业工程技术人员的学习和参考资料。

0798/25

责任编辑 陆菊英

封面设计 李志云

工程机械噪声控制学

靳晓雄 胡子谷 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

上海青浦任屯印刷厂印刷

开本:787×1092 1/16 印张:10 字数:256 千字

1997 年 1 月第 1 版 1997 年 1 月第 1 次印刷

印数:1—1500 定价:8.50

ISBN7—5608—1703—3/TB·31

前 言

噪声是主要的环境污染源之一,机械运行时产生的噪声对人的生理、心理的健康都有很大的影响。因而目前对噪声控制的研究开展得十分广泛深入。但是对建筑、工程机械的噪声控制的问题相对涉及较少,而在当前国内建设迅猛发展的形势下,解决建筑、工程机械噪声的控制问题却有着相当的重要性和紧迫性。本书就是在这样的形势下,总结了作者长期的噪声控制研究经验及噪声控制教学经验而写成的。本书的前身是给工程机械专业本科学生讲课的讲义,出版前经过较多的补充和修订。

本书共有十章,从内容上可分为两大部分。第一部分从第一章至第五章,是噪声控制的一般理论与原则;第二部分从第六章至第十章,是针对工程机械的动力、传动系统、液压系统、工作装置、司机室的噪声控制问题进行专题讨论。第九章和第十章中介绍了目前较新的功率流概念及统计能量分析法在噪声控制中的应用。书中的内容也适合机械学科的研究生参考并适合一般机械行业工程技术人员学习和参考。

本书的前身油印讲义由靳晓雄编著,在出版前由胡子谷同志进行了内容上的增补和修订。增加的内容主要集中在前五章。我们对在本书的出版中给予热情支持与指导的有关老师表示衷心感谢!

由于作者水平有限,书中的不足之处必然不少,作者在此热忱希望广大读者给予批评指正。

靳晓雄
1996 年于同济大学

目 录

第一章 声学基础	(1)
§ 1-1 引言	(1)
§ 1-2 声波的传播	(2)
§ 1-3 波动方程	(4)
§ 1-4 声压与媒质的特性阻抗	(8)
§ 1-5 声场中的能量关系	(9)
§ 1-6 声波的传播特性	(11)
§ 1-7 声级和分贝	(15)
§ 1-8 噪声源的指向特性	(20)
§ 1-9 声音与振动的关系及结构载噪声	(21)
第二章 听觉、听力损伤及噪声的心理效应	(23)
§ 2-1 引 言	(23)
§ 2-2 人耳的构造及特性	(23)
§ 2-3 噪声引起的听力损失	(24)
§ 2-4 频率和响度	(25)
§ 2-5 噪声的心理效应	(28)
§ 2-6 计权声级	(31)
§ 2-7 噪声标准	(33)
第三章 噪声的测量及仪器	(39)
§ 3-1 引 言	(39)
§ 3-2 噪声测量环境	(39)
§ 3-3 噪声测量用传声器	(43)
§ 3-4 声级计	(46)
§ 3-5 频率分析仪	(48)
§ 3-6 噪声声功率测量及其测点选择	(51)
第四章 噪声源识别技术	(55)
§ 4-1 引 言	(55)

§ 4-2	常用的噪声源识别方法	(55)
§ 4-3	噪声源识别的信号分析法	(60)
§ 4-4	噪声源识别的声强法	(64)
第五章 控制振动与噪声的阻尼材料与结构		(69)
§ 5-1	引 言	(69)
§ 5-2	材料的阻尼特性	(69)
§ 5-3	阻尼的测量方法与影响材料阻尼性能的主要因素	(71)
§ 5-4	阻尼产生的机理	(75)
§ 5-5	阻尼材料	(77)
§ 5-6	阻尼结构——粘弹性层阻尼板	(79)
§ 5-7	泵流阻尼机理及其应用	(82)
第六章 内燃机的噪声及其控制		(85)
§ 6-1	引 言	(85)
§ 6-2	内燃机噪声分析法	(86)
§ 6-3	内燃机结构振动及其辐射噪声的控制	(87)
§ 6-4	内燃机噪声估算法	(88)
§ 6-5	内燃机燃烧噪声及其控制	(90)
§ 6-6	内燃机空气动力性噪声及其控制	(92)
§ 6-7	内燃机机械噪声及其控制	(98)
第七章 传动系统噪声及其控制		(102)
§ 7-1	引 言	(102)
§ 7-2	齿轮噪声的产生及其控制方法	(102)
§ 7-3	轴承噪声的产生及其控制	(107)
§ 7-4	变速箱噪声的产生、传播及控制	(110)
§ 7-5	轮胎噪声	(112)
第八章 液压系统噪声及其控制		(114)
§ 8-1	引 言	(114)
§ 8-2	油泵噪声及其控制	(115)
§ 8-3	阀噪声及其控制	(119)
§ 8-4	液压系统噪声的控制	(120)
§ 8-5	液压系统噪声的衰减、阻尼和隔离	(124)

第九章	工作装置与工作对象撞击噪声及控制	(126)
§ 9-1	引言	(126)
§ 9-2	加速度噪声的预测及控制的一般原则	(127)
§ 9-3	自鸣噪声的预测及控制的一般原则	(130)
§ 9-4	复杂结构自鸣噪声的预测与控制	(132)
第十章	司机室噪声预测及控制	(136)
§ 10-1	引言	(136)
§ 10-2	降低传向司机室空气声的方法	(136)
§ 10-3	功率流概念	(140)
§ 10-4	统计能量分析及其在噪声控制中的应用	(144)
参考文献		(151)

第一章 声学基础

§ 1-1 引言

自然界中充满着各种各样的声音,那么声音的本质是什么呢?

从物理学观点来说,它是一种波动。从波动角度来讲,声音和光有很多相似之处,它们的差别在于光是一种电磁波,而声音则是一种弹性波。当物体产生振动时,会引起物体表面空气分子的振动,依靠空气的惯性和弹性性质,空气分子的振动就以波的形式向四周传播。这种波动进入人耳,通过耳鼓膜传入中耳至内耳,转换为神经脉冲,再由听觉神经传入脑部,使人们感知物体振动发出的声音。

因而声音起源于物体的振动,机械振动在媒介中的传播过程称为机械波,那么声音是一种机械波,是物体的机械振动通过弹性媒质向远处传播的结果。声波传播能量的方式是靠动量的传播而不是靠物体的移动,弹性媒质质点的振动靠质点之间的相互作用影响相邻质点,这样振动就以恒定的速度向四周传播形成声波。

在弹性媒质中,依靠弹性力来传播振动的波分为纵波和横波。当媒质质点的振动方向和波的传播方向一致的波称为纵波,媒质质点的振动方向与波的传播方向相垂直的波称为横波。纵波和横波是波传播的基本形式,任何复杂的波均是由纵波和横波叠加而成。

传播声音的媒质可以是气体,也可以是液体和固体。因而在相应媒质中传播的噪声有空气噪声 ABN(Air Borne Noise)、流体噪声 FBN(Fluid Borne Noise)和固体噪声 SBN(Structure Borne Noise)或称结构噪声。由于气体和流体无切向弹性变形,在气体和液体中传播的波一般为纵波,而在固体中则能传播纵波、横波以及复杂的合成波。

声音也与振动频率有关。对正常人而言,听觉系统所能感受到的声音的频率范围,由实验得出约为20 ~ 20000Hz。在此范围内的波通常称为声波,低于20Hz的波称为次声波,而

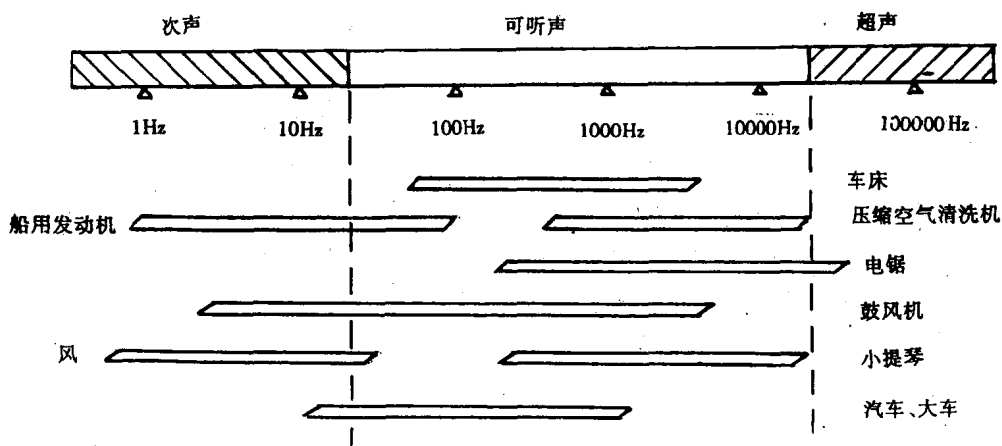


图 1-1 声音的频率范围

高于 20 000Hz 的波,称为超声波。

图 1-1 是部分声音的频率范围。

§ 1-2 声波的传播

声波传递能量的方式是动量的传播。声音传到人耳 必须从声源开始,并在空气中传播一段距离。由于空气具有质量和弹性,因此这种传播必须考虑空气质点的动量及空气的回弹力。把空气媒质设想成很薄的一层层质点,而每一层质点比平均分子间隙要厚,因此每层质点包含大量的分子,而这些分子是在不规则的运动之中,以致所有这些质点的平均速度为零,这就是媒质在没有外加扰动时的状态。

设想一块刚性薄板从静止的平衡位置来回运动(振动),如图 1-2 所示。当薄板向右运动时,靠着薄板的空气质点必定也向右运动。由于质点已经得到一个净速度,所以就产生了动量,对相邻的质点就能施加一个向右的力。从而相邻的质点也进行运动,把动量依次传递到邻近的质点上。以此类推。这里看到的向右传播的波可以称为“正压”波,更确切地说是稠密波。当振动的薄板达到向右的最大位移后,改变方向开始向左运动。同样,与薄板保持密切接触的空气质点也必然随之向左运动,它在这个方向上的动量与运动同时发生。由于外加的向左运动,又将动量传递到相邻质点,这个过程为后来的邻近质点所重复,每一质点都依次向左运动。这种传递的波称为“负压”波,或称为稀疏波。物体的振动,使弹性媒质产生稠密波和稀疏波,并向四周传递,这就是声波的传播方式。

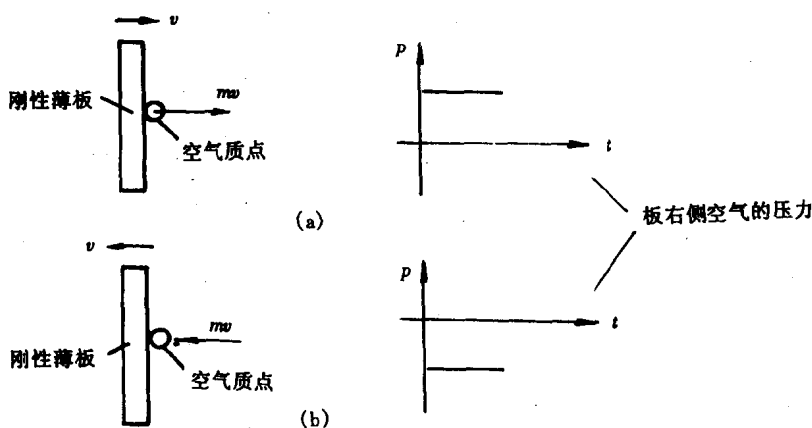


图 1-2 薄板的运动形成的压力

还应该指出,声波的传播中能量传递并不是由质点的移动来实现的。媒质的质点在此过程中仅在平衡位置左右振荡,它的平衡位置并没有变化。这种形式的运动称为波动。

当波动发生时,弹性媒质质点间通过动量传递来传播能量,这种动量传递出现的速度称为声速。声速是媒质密度与弹性的函数,因此,对于气体媒质来说,温度的影响相当大。在空气中,声速可以由下式求得:

$$c = 20.05 \sqrt{273.2 + T_c} \quad (1-1)$$

式中, c 为声速,单位为 m/s ;

T_c 为环境温度(摄氏温度)。在 21.1°C 时,空气中的声速为 $344m/s$ 。

一般情况下,气体传播的声速为

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (1-2)$$

其中, K 为气体的体积弹性模量(N/m^2);

ρ 为气体质量密度(kg/m^3)。

在液体中,传播声音的速度为:

$$c = \sqrt{\frac{1}{\rho\beta}} \quad (1-3)$$

式中, ρ 为液体的质量密度(kg/m^3);

β 为液体的绝热压缩系数(m^2/N)。

对水来说, $\rho = 1 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\beta = 4.75 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$, 可算得 $c = 1451 \text{ m/s}$ 。

在无限长的固体媒质中,其声速为

$$\text{纵波声速} \quad c_1 = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{1-\mu}{1-\mu-2\mu^2}} \quad (1-4)$$

$$\text{横波声速} \quad c_2 = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\mu)}} \quad (1-5)$$

式中 E 为固体媒质材料的弹性模量(N/m^2);

ρ 为固体材料的质量密度(kg/m^3);

μ 为材料的泊松比。

表 1-1 列出了几种材料中声速近似值。

表 1-1 一些常用材料的密度、声速和特性阻抗

材 料	温 度($^{\circ}\text{C}$)	密度 $\rho(\text{kg/m}^3)$	声速 $c(\text{m/s})$	特性阻抗 $\rho c(\text{Pa}\cdot\text{s/m})$
空气	0	1.293	331.5	428
空气	20	1.205	344	415
CO_2	0	1.977	259	512
水蒸汽	100	0.597	471.5	281
水	17	0.999×10^3	1.430×10^3	1.43×10^6
海水	17	1.205×10^3	1.510×10^3	1.55×10^6
液压油	15	$\sim 0.880 \times 10^3$	$\sim 1.330 \times 10^3$	$\sim 1.17 \times 10^6$
苯	20	0.879×10^3	1.320×10^3	1.16×10^6
钢		7.80×10^3	6.1×10^3	47.6×10^6
铝		2.70×10^3	6.4×10^3	17.3×10^6
铅		11.37×10^3	2.4×10^3	27.3×10^6
混凝土		$\sim 2.60 \times 10^3$	$\sim 5.0 \times 10^3$	$\sim 13.0 \times 10^6$
砖		1.80×10^3	3.6×10^3	6.5×10^6

注: 固体材料中的声速是无限媒质中纵波声速

声波在传播过程中,形成稠密波和稀疏波。稠密波处的媒质质点分子之间的间距比平衡状态时分子间距小,因而形成的压力高于平衡状态,同理,稀疏波处的质点分子间距比平衡状态时大,形成的压力低于平衡状态,因此,出现压力起伏(见图 1-1)。如不考虑时间的

变化,即将时间视为一常量,那么压力的起伏是一个距离的函数。在这个组合的波形上,连续的相似各点之间的距离,称为波长,用符号 λ 表示。在与声波传播方向相垂直的平面内,单位时间通过波形相似点的次数,称为频率,用 f 表示。频率、波长与声速之间的关系为

$$f = \frac{c}{\lambda} \quad (1-6)$$

式中 f ——频率,单位为 Hz;
 c ——声速,单位为 m/s;
 λ ——波长,单位为 m。

例如,当频率为 1 000Hz 时,在室温下,空气中的波长为

$$\lambda = \frac{344}{1\,000} = 0.344(\text{m})$$

同样的条件下,当频率为 500Hz 时,波长为 0.688m。

§ 1-3 波动方程

一、平面声波

当声音的波阵面垂直于传播方向的平面时,就称其为平面声波。波阵面是指在某一时刻波动达到的各点所连成的曲面。远离声源的波可以近似地看作为平面波。平面波在数学上的处理比较简单,因此常常通过对平面波的分析来阐明声波的一些基本性质。

如图1-3所示,设一根均匀管子的一端有一活塞沿轴方向振动,管子的另一端伸向无

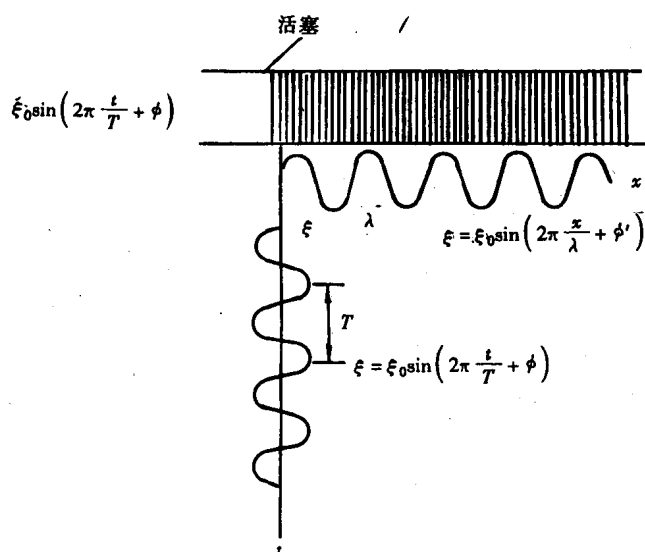


图 1-3 平面声波示意图

穷。当活塞左右运动时,活塞附近的空气层产生稠密或稀疏的波,这种稠密和稀疏的波向右传播,形成声波。假设管子是理想的光滑刚性壁,并忽略管壁附近的粘滞力,那么管中同一截面上各质点具有同样的振幅和压力。这种声波就是平面声波,最前面的截面就是波阵面。

设活塞以正弦函数的规律往复运动,即作简谐振动,并设活塞离开平衡位置的位移为 ξ ,向右为正,得到活塞运动方程式

$$\xi = \xi_0 \sin(2\pi \frac{t}{T} + \Phi) \quad (1-7)$$

ξ_0 为振幅,即活塞离开平衡位置的最大距离; t 为时间; Φ 为初始相位; T 为振动周期。如果用频率 $f(f = \frac{1}{T})$ 或者用角频率 $\omega(\omega = 2\pi f)$ 表示,(1-7)式可以写成

$$\xi = \xi_0 \sin(2\pi ft + \Phi) = \xi_0 \sin(\omega t + \Phi) \quad (1-8)$$

这个式子表示活塞的振动形式(见图 1-3 下部函数曲线)。由于这个振动以声波形式向右传递,所以管内每个截面上的空气由于活塞振动都以相同的形式运动,只是各点的初始相位不同。

如在同一时刻来考察管内各截面上空气分子的位移,用 x 表示各截面的位置,并为横轴,以各截面上分子位移为纵轴,那么也可以得到如图 1-3 管下面的正弦曲线,其数学表达式为

$$\xi = \xi_0 \sin(2\pi \frac{x}{\lambda} + \Phi') = \xi_0 \sin(Kx + \Phi') \quad (1-9)$$

式中, λ 为波长,即为某一时刻,每隔 λ 距离的空气分子具有相同的振动状态或相同的相位;

$K = \frac{2\pi}{\lambda}$ 称为波数。

从以上的分析可以看到,波在管内传播时,各截面上空气分子的位移不仅与点的位置有关,而且还与时间有关,因此,对波动而言,空气质点位移是 x 与 t 的函数。

为了推导波动方程,考虑上述管中平行于活塞面的气体薄层单元。在声波传播过程中,单元层运动遵循以下规律:①单元空气质量保持恒定,即在波动中质量并不传走;②作用在单元上的力等于质量乘加速度;③单元中气体容积的变化过程是绝热过程。

首先考虑管中一小段距离 x 至 $x + \delta x$ 中的空气变化情况。(见图 1-4)。

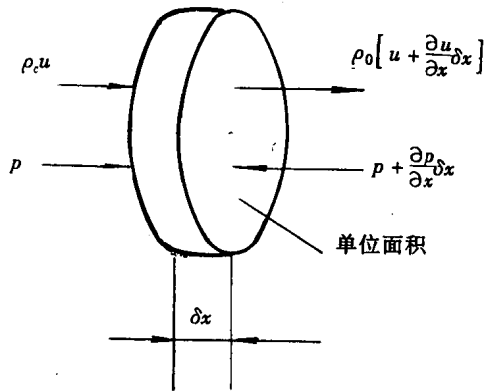


图 1-4 单位面积空气元的质量和压力变化情况

设截面为单位面积,当声波传入时,从这个小体积左边传入的质量为 $\rho_0 u$,其中 ρ_0 为平衡时的空气密度, $u = \frac{\partial \xi}{\partial t}$ 为 x 截面上空气分子运动速度。在小体积右截面 $x + \delta x$ 上向右传出的空气质量是 $\rho_0 [u + \frac{\partial u}{\partial x} \delta x]$,那么此时刻小体积中空气质量的增加量为 $-\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} \delta x$ 。根据质

量守恒定律,质量的增加使小体积中的空气密度发生等量的变化,由此可得连续性方程

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (1-10)$$

其次当声波传递时,会产生压力,这个压力称为声压。小体积左边受到向右的压力 p ,而右面受到向左的力 $p + \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)\delta x$,那么在小体积上受到的净力为 $-\frac{\partial p}{\partial x}\delta x$ (方向向左)。按牛顿第二定律,此力应等于质量 $\rho_0\delta x$ 乘以加速度 $\frac{\partial u}{\partial t}$,这就可以得到运动方程

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (1-11)$$

再根据热力学状态方程,空气中压力和密度的变化过程应满足绝热关系 $\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{常数}$,将此式微分可得

$$\frac{dp}{p_0} = \gamma \frac{d\rho}{\rho_0}$$

$$\text{即} \quad \frac{dp}{d\rho} = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} \quad (1-12)$$

令 $\gamma \frac{p_0}{\rho_0} = c^2$, 联立(1-10)、(1-11)和(1-12)三式,消去 ρ 就可以得到

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-13)$$

(1-13)式即是平面波的波动方程(一维波动方程),它的一般解为

$$p = f_1(ct - x) + f_2(ct + x)$$

其中, f_1, f_2 是任意函数, $f_1(ct - x)$ 表示以速度 c 向正 x 方向传播的波, $f_2(ct + x)$ 表示以速度 c 向负 x 方向传播的波。 c 即为声速,从上面推导过程中知它还可以表示为

$$c = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_0}} = \sqrt{\gamma RT} \quad (1-14)$$

式中, γ 为比热比;

p_0 和 ρ_0 分别为气体压力和密度;

R 为单位质量的气体常数;

T 为绝对温度。

由于声压 p 与分子运动速度 u 和质点位移 ξ 都呈线性关系,图 1-3 中活塞作简谐运动时,就可以得到简谐波

$$\xi = \xi_0 \sin[2\pi ft - Kx] = \xi_0 \sin(\omega t - Kx) \quad (1-15)$$

二、球面声波

波阵面是同心球面的波称为球面波。这里仅讨论单极声源的球面波。

当一个小球其表面上各点作同相位的振动时,它就向四周的媒质辐射出声波,这种声波是球对称的,即声压的大小仅与离球心的距离 r 有关。这样它的波动方程就可以由式(1-13)一维空间推广至三维空间,其一般形式为

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-16)$$

如用球坐标,则球面波的波动方程为

$$\frac{\partial^2 (pr)}{\partial r^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (pr)}{\partial t^2} \quad (1-17)$$

和平面声波相似,球面波波动方程的通解为

$$rp = f_1(ct - r) + f_2(ct + r)$$

其中, f_1 表示向球面传播的声波,而这种声波正是我们所要研究的。若球表面各点作简谐振动,则向球外传播的波为

$$rp = A \cos(\omega t - Kr + \Phi_1)$$

$$\text{或} \quad p = \frac{A}{r} \cos(\omega t - Kr + \Phi_1) \quad (1-18)$$

式中, A 为与小球表面振动幅度及面积有关的量。

三、柱面声波

波阵面是同轴圆柱面的波称柱面声波。在此我们仅讨论最简单的柱面波,即四周对称(声场与角度无关),柱面为无穷长(测量点距两端距离很远,其影响可以忽略)的情况。

声场与长度方向的坐标 z 和角度方向上的坐标 ϕ 无关时,波动方程为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial p}{\partial r} \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0 \quad (1-19)$$

取简谐波解 $p = R(r)e^{i\omega t}$, 令 $\frac{\omega}{c} = K$, 可得 R 的方程

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + K^2 R = 0 \quad (1-20)$$

这个二阶微分方程应有两个独立解。用级数表示,一个解是

$$R = 1 - \frac{1}{1!} \left(\frac{Kr}{2} \right)^2 + \frac{1}{(2!)^2} \left(\frac{Kr}{2} \right)^4 - \dots, \quad (1-21)$$

这类函数称为第一类 Bessel 函数,即

$$J_m(x) = \frac{1}{m!} \left(\frac{x}{2} \right)^m - \frac{1}{(m+1)!} \left(\frac{x}{2} \right)^{m+2} + \frac{1}{2! (m+2)!} \left(\frac{x}{2} \right)^{m+4} - \dots \quad (1-22)$$

m 为阶数。可见 $R(r) = J_0(Kr)$ 。当 $\frac{x}{2}$ 增加时,第一类零阶 Bessel 函数的变化像一个减幅余弦波。可以证明

$$\frac{dJ_0(x)}{dx} = -J_1(x) \quad \frac{d}{dx} [xJ_1(x)] = xJ_0(x)$$

$J_1(x)$ 的变化则像一个减幅正弦波。

(1-19)式的另一个解具有不同的形式,它为 Neuman 函数 $N_0(x)$ 。 $N_0(x)$ 的形式比较复杂,可以求得

$$N_0(x) \xrightarrow{x \rightarrow 0} \frac{2}{\pi} (\ln x - 0.11593) \quad (1-23)$$

$$N_0(x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin\left(x - \frac{1}{4}\pi\right)$$

从 $r=0$ 发出的圆柱波可以写作

$$p = -jA[J_0(Kr) - jN_0(Kr)]e^{j\omega t} \quad (1-24)$$

A 为常数。上式的实数部分为

$$p = -A[J_0(Kr)\sin\omega t + N_0(Kr)\cos\omega t]$$

当 $r \rightarrow 0$ 时
$$p = -\frac{2A}{\pi} \ln r \cos\omega t$$

当 $r \rightarrow \infty$ 时
$$p = A\sqrt{\frac{2}{\pi Kr}} \sin[(\omega t - kr) + \frac{\pi}{4}]$$

可见,在远处逐渐接近正弦波,但幅值却随 r 的增加而减小。

§ 1-4 声压与媒质的特性阻抗

一、声压

设媒质中的静止压力为 P ,当有声波传播时总压力为 p_t , p_t 幅值在 P 附近振动,即

$$p_t = P + p$$

这个交变振动的附加压力 p 就称为声压。例如大气中受到声波作用时,使大气压力产生微弱变化,这个变化量就是声压。大气静压力约为 10^5Pa ,而声压 $p = 0.00002 \sim 20 \text{Pa}$ 。可见与大气压力相比,声压的压力是微不足道的。声压与大气压有一定的关系。

若稳定状态时气体的微小体积为 V ,压力为 P ,密度为 ρ 。当受到声压作用时体积变为 $V + dV$,压力变为 $P + dP$ 。(这里 dP 即为声压 p),密度变为 $\rho + d\rho$ 。由于声波的传播速度大于热传导速度,因此这一过程可以认为是绝热过程,也就有 $PV^\gamma = \text{常量}$,即 $\frac{P}{\rho^\gamma} = \text{常量}$,其中 γ 是比热容比(绝热指数),它等于气体定压摩尔热容 C_p 与定容摩尔热容 C_v 之比。因此有式(1-12)。用微分增量的形式,有

$$\frac{P + dP}{P} = \left(\frac{\rho + d\rho}{\rho} \right)^\gamma$$

由此得声压 p (dP) 和大气压之间的关系为

$$p = (\gamma - 1)P + \gamma \frac{d\rho}{\rho} P \approx \gamma \frac{d\rho}{\rho} P \quad (1-25)$$

一般测量声压不采用其幅值,而取其均方根值,称为有效声压,以 p_{rms} 或 p 来表示

$$p_{\text{rms}} = p = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p_1^2(t) dt} \quad (1-26)$$

对于正弦波, $p = \frac{p_A}{\sqrt{2}}$, p_A 为正弦波幅值, $p_1(t)$ 为瞬时压力。

二、媒质的特性阻抗

在简谐波中

$$u = \frac{\partial \xi}{\partial t} = u_0 \cos(\omega t - Kx)$$

式中 u_0 为质点振速的幅值, $u_0 = \omega \xi_0$ 。将上式代入(1-11)式并积分,可得

$$p = \rho_0 \frac{\omega}{K} u_0 \cos(\omega t - Kx) = \rho_0 c u$$

或

$$\frac{p}{u} = \rho_0 c \quad (1-27)$$

这就是平面声波中,声压与质点运动速度的关系,它表明质点振动引起声波的传播,其声压与质点运动速度是同相位,其比值为 $\rho_0 c$,在一定的温度条件下它是一个常量。对于向负 x 方向传播的平面声波,同样有关系式 $\frac{p}{u} = -\rho_0 c$,负号表示与原设定方向相反。

对于球面声波,将(1-18)式代入(1-11)式,并将距离 x 改为 r ,即

$$\frac{\partial p}{\partial r} + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = 0 \quad (1-28)$$

可以求得质点振速

$$u = \frac{AK}{\rho_0 \omega r} \cos(\omega t - Kr + \Phi_1) + \frac{A}{\rho_0 \omega r^2} \sin(\omega t - Kr + \Phi_1) \quad (1-29)$$

可见在距离很远时,质点速度与声压同相,并满足 $\frac{p}{u} = \rho_0 c$ 的关系。但在距离较近时,上式的第二项就比较重要, u 的值要大得多,而且与 p 几乎成 90° 的相角关系,也即不满足平面波的关系。

在声学中常把声场中某位置的声压与该位置质点振速的比值定义为声阻抗率 Z_s ,即

$$Z_s = \frac{p}{u} \quad (1-30)$$

一般来说,声场中某位置上的声压和该位置质点振速是不同相的,所以声阻抗率可能是一个复数,其实数部分反映了能量的损耗,即表示能量从一处向另一处的转移,因而这种损耗是“传播损耗”。由上所述,对于无衰减的平面余弦波,媒质各点的声阻抗率都相同,且为同一实数,即

$$Z_s = \pm \rho c \quad (1-31)$$

其中,“+”号适用于正向波,“-”号适用于负向波。注意到 ρc 是媒质所固有的常量,它的值对声传播的特性有着重要的影响,所以这个量在声学中具有特殊的地位,我们称 ρc 为媒质的特性阻抗。其单位为 $\text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}(\text{Rayl})$ 。

当温度为 0°C ,气压为标准大气压 $P = 1.013 \times 10^5 \text{Pa}$,空气的特性阻抗 $\rho c = 428 \text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$,当温度为 20°C 时, $\rho = 1.21 \text{kg}/\text{m}^3$, $c = 344 \text{m}/\text{s}$,空气 $\rho c = 416 \text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$;对于水,当温度为 20°C 时, $\rho = 998 \text{kg}/\text{m}^3$, $c = 1480 \text{m}/\text{s}$, $\rho c = 1.48 \times 10^6 \text{Pa} \cdot \text{s}/\text{m}$ 。几种常见媒质的特性阻抗见表 1-1。

§ 1-5 声场中的能量关系

声波传到原先静止的媒质中,使媒质质点在平衡位置附近来回振动,同时在媒质中产生了压缩和膨胀的过程,前者使媒质储存位能,后者使媒质释放位能。此外运动中的质点还具有动能。随着声波的传播,媒质中的能量也以声速向前传递,因而,声波的传递过程实质上是声能的传递过程。

一、声能密度

单位体积中声波的能量 e 称为声波的能量密度,简称声能密度。单位体积的动能 e_k 就为

$$e_k = \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (1-32)$$

单位体积的位能 e_p 等于当声压由零增至 p 时,体积 V 相应被压缩了 $-dV$ 所需的功与体积之比:

$$e_p = \int_0^p p \frac{-dV}{V} \quad (1-33)$$

$\frac{dV}{V}$ 为体积的应变。流体的体积弹性模量 $K = \frac{dp}{-\frac{dV}{V}}$, 注意到(1-2)式,有

$$e_p = \int_0^p \frac{p}{K} dp = \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho c^2} \quad (1-34)$$

那么,声能密度为

$$e = e_k + e_p \quad (1-35)$$

对于平面行进声波来说,由(1-27)式得 $e_k = e_p$, 即平面余弦行波中的动能和位能相同,动能达到最大值时,位能也达到最大值,这反映了行波中波动能量的传递。

通常用一周期中能量密度的平均值 $\bar{e}$ 来反映媒质中某点处声波能量的存储情况,由

$$e = 2e_k = 2e_p = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - Kx)$$

平均声能密度为

$$\begin{aligned} \bar{e} &= \frac{1}{T} \int_0^T e dt = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 = \frac{1}{2} \rho u_A^2 \\ &= \frac{1}{2} \frac{P_A^2}{\rho c^2} = \frac{P_e^2}{\rho c^2} = \rho u_e^2 \end{aligned} \quad (1-36)$$

式中的下标 A 表示幅值, e 表示有效值。在理想媒质的平面声场中,声压幅值不随距离而改变,所以平均声能密度处处相等。

二、声功率与声强

声波在单位时间内沿传播方向通过某一波阵面所传递的平均声能量 E 称为平均声能量流或称声功率,因为声能量是以波速 c 传播的,因此通过垂直于声传播方向的面积为 S 的声功率为:

$$W = \frac{E}{t} = \bar{e} c S \quad (1-37)$$

声功率的单位是 W , $W = 1N \cdot m/s$ 。

单位时间通过垂直于传播方向上单位面积的平均声能量称为声能量流密度或称声强。声强与声源辐射的声功率有关,与离开声源的距离也有关。如果声音沿一个方向传播,即在平面波情况下,若不考虑在媒质中的能量损失,则声强沿传播方向处处一样。但在实际情况