



世纪高等教育环境工程系列规划教材

声学测量

陈克安 曾向阳 杨有粮 编著



机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS

21 世纪高等教育环境工程系列规划教材

声学测量

陈克安 曾向阳 杨有粮 编著



机械工业出版社

本书内容广泛、系统性强,既介绍了有关声学测量的基础知识,如声学基础、测量基础、基本的声学仪器和设施,又针对环境声学、噪声与振动控制、建筑声学讲述了噪声源测量、声学材料与声学结构的测量、室内声场测量、环境噪声测量的各种知识。近年来,声学测量技术的发展突飞猛进,新的测量方法和测量仪器不断涌现。为尽量反映这种发展变化,本书的编写增强了声强技术及其在声学测量中的应用、数字化声学测量仪器和系统的功能和使用、数字信号处理技术在声学测量中的应用等内容。

本书内容侧重于室内外环境声的测量,可作为面向噪声控制、建筑声学和声学方向的相关课程的本科教材,同时也可作为有关专业的研究生教材和广大声学工作者的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

声学测量/陈克安等编著. —北京:机械工业出版社, 2010. 8

(21世纪高等教育环境工程系列规划教材)

ISBN 978-7-111-31073-0

I. ①声… II. ①陈… III. ①声学测量—高等学校—教材

IV. ①TB52

中国版本图书馆CIP数据核字(2010)第116633号

机械工业出版社(北京市百万庄大街22号 邮政编码100037)

策划编辑:马军平 责任编辑:马军平

版式设计:张世琴 责任校对:张晓蓉

封面设计:王伟光 责任印制:乔宇

三河市国英印务有限公司印刷

2010年10月第1版第1次印刷

184mm×260mm·14.5印张·357千字

0001-3000册

标准书号:ISBN 978-7-111-31073-0

定价:29.00元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心:(010) 88361066

门户网:<http://www.cmpbook.com>

销售一部:(010) 68326294

教材网:<http://www.cmpedu.com>

销售二部:(010) 88379649

读者服务部:(010) 68993821

封面无防伪标均为盗版

前 言

声学测量是对声学现象进行客观度量的一项专门技术，同时具有坚实宽广的理论背景。声学测量在科学研究、社会服务及工程领域都有广泛的应用，是探索自然奥秘、发展声学理论、推动声学技术的基石。熟练掌握各种声学测量方法、娴熟使用各类声学仪器是加深声学基础知识、锻炼实践动手能力、掌握科学实验方法的重要手段。

本书侧重于室内外环境声的测量，重点面向噪声控制、建筑声学和环境声学方向的本科专业，同时也可作为有关专业的研究生教材和广大声学工作者的参考书。本书正文分为8章，首先介绍了与声学测量有关的基础知识，如声学基础与声信号采集与分析方面的理论与专门知识，然后就声学测量仪器和测量方法分别加以介绍，包括常用声学仪器与声学设施，以及通用的声学测量流程与误差分析方法，并罗列了与环境声测量相关的声学标准，后4章分别对专门领域的声学测量给予详细介绍，包括噪声源测量、声学材料与声学结构测量、室内声场测量以及环境噪声测量等。另外，附录中给出了我国环境噪声污染防治法及4种重要的噪声限值标准。

本书的主要特色表现在：

(1) 内容广泛、系统性强。既介绍了有关声学测量的基础知识，如声学基础、测量基础、基本的声学仪器和设施，又针对环境声学、噪声与振动控制、建筑声学讲述了噪声源测量、声学材料与声学结构的测量、室内声场测量、环境噪声测量的各种知识。另外，在附录中，给出了有关噪声污染与控制的国家法律和标准，对树立使用者环境保护的全局观念大有帮助。

(2) 内容新颖、反映最新发展动向。近年来，声学测量技术的发展突飞猛进，新的测量方法和测量仪器不断涌现。为尽量反映这种发展变化，本书的编写增强了声强技术及其在声学测量中的应用、数字化声学测量仪器和系统的功能和使用、数字信号处理技术在声学测量中的应用等内容。

本书的出版要特别感谢西北工业大学航海学院环境工程系历届本科生与研究生，在教学与科研中提出了大量宝贵意见，使本书质量大幅度提升。

作者虽竭尽全力，但书中错误仍在所难免，希望读者指正，并对进一步的修改和完善提出宝贵意见。

作者

目 录

前言

第 1 章 声音的基本特性 1

1.1 声波的产生与波动方程 1

1.1.1 声波的产生 1

1.1.2 波动方程 2

1.2 声波的基本特性 3

1.2.1 声波的分类 3

1.2.2 声波的反射、折射与透射 3

1.2.3 声波的干涉 4

1.2.4 声波的散射和衍射 5

1.3 声场基本特性 7

1.3.1 声场的分类 7

1.3.2 声波导管理论 8

1.3.3 室内声场 9

1.4 基本声学参量 13

1.4.1 声压、声强与声功率 13

1.4.2 声学参量的级与运算 14

1.4.3 评价参量 19

第 2 章 声信号采集与分析 29

2.1 声信号及其基本特性 29

2.1.1 声信号及其分类 29

2.1.2 随机信号分析 30

2.2 声信号采集 33

2.2.1 数据采样 33

2.2.2 模数转换 35

2.3 傅里叶变换及其实现 37

2.3.1 离散傅里叶变换 38

2.3.2 快速傅里叶变换 39

2.4 声信号的频率分析 42

2.4.1 倍频程分析 42

2.4.2 临界带宽 44

第 3 章 声学仪器与声学设施 46

3.1 传声器 46

3.1.1 传声器的分类及工作原理 46

3.1.2 测量传声器及其主要性能参数 48

3.1.3 测量传声器等效电路 51

3.1.4 测量传声器的选择 53

3.1.5 测量传声器的校准 55

3.1.6 测量传声器的附件 58

3.2 声级计 59

3.2.1 概述 59

3.2.2 基本组成 60

3.3 声强测量系统 64

3.3.1 P-U 和 P-P 技术 64

3.3.2 声强的频谱表达式 67

3.3.3 声强探头的校准 70

3.4 数字式声学仪器 72

3.4.1 数字式声级计 72

3.4.2 多通道声学测量系统 73

3.5 声学设施 80

3.5.1 消声室 80

3.5.2 混响室 81

第 4 章 测量规范与标准 83

4.1 测量的事前准备 83

4.1.1 测量流程设计 83

4.1.2 环境因素对测量的影响 86

4.2 测量误差 88

4.2.1 测量误差及其分类 88

4.2.2 测量误差理论 91

4.2.3 测量数据的统计分析与检验 92

4.3 噪声标准 96

4.3.1 声学测量基础标准 96

4.3.2 噪声限值标准 97

4.3.3 噪声测量标准 98

第 5 章 噪声源测量 103

5.1 噪声级测量 103

5.1.1 稳态噪声测量 104

5.1.2 非稳态噪声测量 105

5.1.3 噪声剂量测量 106

5.1.4 测量实例 107

5.2 声功率测量 109

5.2.1 声压法 111

5.2.2 声强法 114

5.2.3 标准声源法 116

5.2.4 振速法	117	7.3.1 扬声器和扬声器系统电声 参数	160
5.2.5 测量实例	118	7.3.2 扬声器和扬声器系统的测量 方法	163
5.3 噪声源识别与定位	121	第8章 环境噪声测量	175
5.3.1 声学测量法	121	8.1 区域环境噪声测量	175
5.3.2 信号分析法	123	8.1.1 城市环境噪声测量	175
第6章 声学材料与声学结构的 测量	125	8.1.2 飞机环境噪声测量	179
6.1 吸声系数和声阻抗率测量	125	8.1.3 铁路环境噪声测量	183
6.1.1 驻波管法	126	8.2 工业企业噪声测量	185
6.1.2 声波导中的双传声器法	131	8.2.1 车间内噪声的测量方法	185
6.1.3 声波斜入射时吸声材料特性 测量	137	8.2.2 边界噪声的测量方法	186
6.1.4 混响室法	141	8.3 常用交通工具噪声测量	187
6.1.5 测量实例	143	8.3.1 机动车辆噪声测量	187
6.2 隔声测量	145	8.3.2 铁路机车车辆噪声测量	189
6.2.1 隔声量	145	8.3.3 船舶辐射噪声测量	190
6.2.2 混响室法	145	8.4 工业产品噪声测量	192
6.2.3 现场测量方法	148	8.4.1 风机和罗茨鼓风机噪声测量	192
6.3 消声器声学性能测量	149	8.4.2 容积式压缩机噪声测量	194
第7章 室内声场测量	152	8.4.3 冷却塔噪声测量	196
7.1 室内音质评价指标测量	152	8.4.4 测量实例	197
7.1.1 室内音质评价指标	152	附录	202
7.1.2 室内音质评价指标测量原理	156	附录一 中华人民共和国环境噪声污染 防治法	202
7.1.3 脉冲响应的测量要求	157	附录二 重要的噪声限值标准	208
7.2 扩散体散射系数测量	159	参考文献	226
7.3 扬声器电声参数测量	160		

第 1 章

声音的基本特性

自然界和社会生活中存在着各种各样的声音，总体上可分为语声、乐声和环境声（包括自然声和噪声）等三大类，如人们的讲话声，乐器的演奏声，林中的鸟鸣声，山涧的流水声和松涛声，机器的轰鸣声，火车、汽车、飞机等交通工具发出的噪声等。要对这些声音及相关声学现象进行测量和定量研究，必须对声音的基本特性有深入的了解。

本章分为四小节。首先介绍声音的产生机理和描述声波运动规律的数学方程——波动方程，然后分别阐述声波的分类及声学测量中需要关注的典型声学现象，如声波的反射、折射、透射、干涉、散射和衍射等，随后就各类声场的基本特性进行详细叙述，最后逐一介绍各类基本声学量，它们是声学测量的对象，必须对其基本概念和基本性质有准确的认识。

1.1 声波的产生与波动方程

1.1.1 声波的产生

日常生活中的绝大部分声音来源于物体的振动。如讲话的声音来源于喉内声带的振动，扬声器发声来源于纸盆的振动，机械噪声来源于机器部件的振动。凡是发出声音的物体都可称为声源。声源不一定是固体，液体和气体同样会由于振动而发声，如浪涛声和汽笛声就是由流体诱发引起的。

声音是听觉系统对声波的主观反应，而声波的产生来源于声源诱发的振动在媒质中的传播。因此，产生声波的必要条件是必须存在声源和媒质（空气、水等）。真空中没有媒质存在，因而在真空中不能传播声音。需要注意的是，声波在媒质中的传播，只是媒质振动状态的传播，媒质本身并没有向前运动。它只是在其平衡位置附近来回振动，所传播出去的是物质的运动形态，这种运动形式叫波动。声音是机械振动状态的传播在人类听觉系统中的主观反映，这种传播过程是一种机械性质的波动，称为声波。

在气体、液体等理想流体媒质中，声波传播的方向与媒质质点振动方向一致，此类声波称为纵波。描述声波的最常见的基本物理量是声压，它是媒质受扰动后产生的逾量压强，其单位是压强的单位 Pa（帕斯卡）。 $1\text{Pa} = 1\text{N}/\text{m}^2$ 。

描述声压的基本参量包括幅度、相位、频率和波长等。例如，一列纯音声波，在数学上可表示为 $p = p_a \sin(\omega t + \varphi)$ ，则 p_a 是该声波的幅度， $\omega = 2\pi f = 2\pi/T$ ， ω 为角频率， f 为频率， T 为周期， φ 为相位。一个周期内声波的长度称为波长 λ ，它与频率成反比，有 $\lambda = c_0/f$ ，其

中 c_0 是声波传播的速度。

按频率划分, 20Hz ~ 20kHz 之间的声音称为音频声, 也称为可听声, 它是具有正常听力的人能够听得到的声音; 小于 20Hz 的声音称为次声; 大于 20kHz 的声音称为超声。如无特别声明, 本书所指的声音是音频声。

1.1.2 波动方程

声波所及的空间称为声场。在声场中, 描述时间、空间变化规律及其相互联系的数学方程叫做声波的波动方程, 它是一切声学理论研究的基础。为了使研究的问题得到简化, 本书仅讨论理想流体媒质中小振幅声波的情况, 相应的波动方程称为线性声波波动方程。

1. 理想流体媒质的三个基本方程

所谓的理想流体媒质, 是指媒质中不存在粘滞性; 媒质在宏观上是均匀的、静止的; 声波在媒质中的传播为绝热过程。在理想流体媒质中, 声波扰动的传播必然满足三个基本物理定律: 牛顿第二定律、质量守恒定律和物态方程, 由此得到三个基本数学方程为: 运动方程、连续性方程和物态方程。在一维空间 (如 x 方向), 这三个方程可分别表示为

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.1.1)$$

$$-\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} = \frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (1.1.2)$$

$$dP = c_0^2 d\rho \quad (1.1.3)$$

式中, p , v 分别为声场中某一点由于声扰动引起的声压、质点振速; ρ , P 为媒质的密度和总压强; c_0 为声波的传播速度。

2. 小振幅声波的一维波动方程

所谓的小振幅声波, 指的是该声波满足如下条件: ①声压远小于媒质中的静态压强; ②质点位移远小于声波波长; ③媒质密度增量远小于静态密度。自然界中的绝大多数声波可归为小振幅声波, 它是线性声学研究的对象。

在一维空间中, 对于小振幅声波, 上述三个方程分别可以进一步简化为如下形式

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.1.4)$$

$$-\rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial \rho'}{\partial t} \quad (1.1.5)$$

$$p = c_0^2 \rho' \quad (1.1.6)$$

式中, ρ_0 , c_0 为没有声扰动时媒质的密度和声波的传播速度, ρ' 为媒质密度增量。

式 (1.1.4) 对 x 求导, 式 (1.1.5) 对 t 求导, 综合式 (1.1.6), 综合整理后可以得到

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.1.7)$$

这就是一维声场中的波动方程。

3. 三维波动方程

在三维空间中, 式 (1.1.4) ~ 式 (1.1.6) 可以推广表示为如下形式

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\text{grad}p \quad (1.1.8)$$

$$-\text{div}(\rho_0 \mathbf{v}) = \frac{\partial \rho'}{\partial t} \quad (1.1.9)$$

$$p = c_0^2 \rho' \quad (1.1.10)$$

其中

$$\text{grad}p = \frac{\partial p}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{k}, \quad \text{div}(\rho_0 \mathbf{v}) = \frac{\partial(\rho_0 v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_0 v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_0 v_z)}{\partial z}$$

由此可以导出三维空间中的波动方程为

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.1.11)$$

其中, ∇^2 为拉普拉斯算子, 在直角坐标系中为

$$\nabla^2 = \text{div}(\text{grad}p) = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

1.2 声波的基本特性

1.2.1 声波的分类

在声音传播过程中, 振动相位相同的质点所构成的曲面称为波阵面。按波阵面的不同, 声波可分为球面波、柱面波和平面波三类。如果声波的波阵面为一系列同心球面, 这样的声波就是球面声波; 球形声源产生的声波是球面波, 它是实际环境中最常见的一种声波形式。如果脉动球形声源的直径远小于所辐射声波的波长, 此声源可近似为点声源。在无界空间中(也称为自由空间), 点声源辐射产生的声波为各向均匀的球面波, 其声压表达式为

$$p = \frac{jk\rho_0 c_0 q_0}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)} \quad (1.2.1)$$

式中, $k = \omega/c_0$, 为声波波数; q_0 为声源强度; 由球源半径和球面振动幅度确定。

平面波指的是声波沿一个方向(如 x 方向)传播, 在其余方向上所有质点的振幅和相位均相同的声波, 它的波动方程为一维声波方程(式(1.1.7))。通常条件下并不会产生真正意义上的平面波。不过, 在声学领域中, 平面波却是主要的研究对象。原因有三: ①在辐射声场的远场, 各种类型的声波均可近似为平面波; ②在管道中或利用特殊的声学装置(如驻波管)可以产生理想的平面波; ③平面波具有其他类型声波主要的物理特性, 但其理论分析又相对简单。平面波的声压表达式为

$$p(x) = p_a e^{j(\omega t - kx)} \quad (1.2.2)$$

式中, p_a 为声波的幅度, 对平面波而言, 它是一个常数。

1.2.2 声波的反射、折射与透射

前面讨论了声波在无界空间中的传播规律, 然而在实际中真正的无界空间并不多见, 常会遇到各种各样的“障碍物”, 如声波从一种媒质进入另一种媒质就属于这种情况。

1. 声学边界条件

声波在两种媒质的分界面上会发生反射、透射（对垂直入射声波）和折射（对斜入射声波）现象。要获得入射波、反射波、透射波（或折射波）之间的定量关系，需要用到边界条件。

在无限大的分界面上，有两种声学边界条件，它们是声压连续条件和法向质点振速连续条件，其数学表达式为

$$p_1 = p_2 \quad (1.2.3)$$

$$v_1 = v_2 \quad (1.2.4)$$

式中， p ， v 分别为分界面上的声压和质点振速，下标 1 和 2 分别表示媒质 1 和媒质 2。

2. 折射定律

对于一维斜入射平面波问题，入射波声压和质点振速可表示为

$$p_i = p_{ia} e^{j(\omega t - k_1 x \cos \theta_i - k_1 y \sin \theta_i)} \quad (1.2.5)$$

$$v_{ix} = -\frac{\cos \theta_i}{\rho_1 c_1} p_i \quad (1.2.6)$$

反射波声压和质点振速为

$$p_r = p_{ra} e^{j(\omega t + k_1 x \cos \theta_r - k_1 y \sin \theta_r)} \quad (1.2.7)$$

$$v_{rx} = -\frac{\cos \theta_r}{\rho_1 c_1} p_r \quad (1.2.8)$$

在媒质另一侧的透射波声压和质点振速为

$$p_t = p_{ta} e^{j(\omega t - k_2 x \cos \theta_t - k_2 y \sin \theta_t)} \quad (1.2.9)$$

$$v_{tx} = -\frac{\cos \theta_t}{\rho_2 c_2} p_t \quad (1.2.10)$$

在分界面上，有以下边界条件

$$p_i + p_r = p_t \quad (1.2.11)$$

$$v_{ix} + v_{rx} = v_{tx} \quad (1.2.12)$$

由此可以获得声波反射与折射定律

$$\theta_i = \theta_r \quad (1.2.13)$$

$$\frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_t} = \frac{k_2}{k_1} = \frac{c_1}{c_2} \quad (1.2.14)$$

1.2.3 声波的干涉

如果空间中存在多个声源，则会产生不止一系列的声波，这在声学测量领域是常见现象。先不考虑各声源的相互作用，下面研究各列声波叠加后的声压和声能密度的情况。

1. 声波的相干性

设有两列同频率、相差固定的平面波，分别为

$$p_1 = p_{1a} \cos(\omega t - \varphi_1), \quad p_2 = p_{2a} \cos(\omega t - \varphi_2) \quad (1.2.15)$$

合成声场的声压为

$$p = p_a \cos(\omega t - \varphi) \quad (1.2.16)$$

其中

$$p_a^2 = p_{1a}^2 + p_{2a}^2 + 2p_{1a}p_{2a} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1.2.17)$$

$$\varphi = \arctan \frac{p_{1a} \sin \varphi_1 + p_{2a} \sin \varphi_2}{p_{1a} \cos \varphi_1 + p_{2a} \cos \varphi_2} \quad (1.2.18)$$

合成声场的平均声能密度为

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_1 + \bar{\varepsilon}_2 + \frac{p_{1a}p_{2a}}{\rho_0 c_0^2} \cos \varphi \quad (1.2.19)$$

由式(1.2.19)可以看出, 两列声波叠加后的声波平均声能密度会出现极大、极小值交错的现象, 这就是声波的干涉现象。对于不同频率的两列固定相差声波, 有

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_1 + \bar{\varepsilon}_2 \quad (1.2.20)$$

2. 无规相位声波的叠加

对于具有相同频率的两列相位随机变化的声波, 有

$$p_1 = p_{1a} \cos(\omega t - \varphi_1), \quad p_2 = p_{2a} \cos(\omega t - \varphi_2) \quad (1.2.21)$$

合成声场的声压为

$$p = p_a \cos(\omega t - \varphi) \quad (1.2.22)$$

其中

$$p_a^2 = p_{1a}^2 + p_{2a}^2 + 2p_{1a}p_{2a} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1.2.23)$$

$$\varphi = \arctan \frac{p_{1a} \sin \varphi_1 + p_{2a} \sin \varphi_2}{p_{1a} \cos \varphi_1 + p_{2a} \cos \varphi_2} \quad (1.2.24)$$

合成声场的平均声能密度为

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}_1 + \bar{\varepsilon}_2 \quad (1.2.25)$$

对于多列这样的声波, 有

$$p_a^2 = p_{1a}^2 + p_{2a}^2 + \cdots + p_{na}^2 \quad (1.2.26)$$

在实际场合中, 多人讲话发出的声音、多台机器发出的噪声、不同车辆发出的交通噪声的叠加都可以看做无规相位声波的叠加。

1.2.4 声波的散射和衍射

当声波在介质中传播时, 有可能遇到几何尺寸大小不一的障碍物, 如大气中悬浮的颗粒、海水中的礁石、土壤中的岩石、建筑物、花草树木等。这些障碍物会引起声波的反射、散射以及衍射等声学现象。

在声传播过程中遇到障碍物时, 当障碍物的尺寸远远大于声波波长时, 会发生反射现象; 而当障碍物的尺寸比较小且大于入射声波波长时, 那么就会出现一部分声波发生反射, 而另一部分波偏离原来的路径传播的现象。通常, 把实际的波与假设障碍物不存在时所出现的不受干扰的波之间的差值定义为散射波, 散射波一部分均匀地向各个方向散开, 而另一部分则集中在障碍物后面, 与反射波干涉叠加, 从而形成阴影区; 当障碍物的尺寸远远小于入射波波长的時候, 通过散射的作用而使得散射波和一部分的入射波干涉叠加, 从而使得障碍物后面没有明晰的“阴影区”, 这时可以认为是声波绕过障碍物继续传播, 我们把这种现象称为声波的衍射。总之, 散射和衍射都是声波遇到障碍物后, 由于一部分声波的传播方向被改变从而使得在障碍物后面形成了复杂的干涉和叠加的物理现象。散射和衍射的区别在于入射声波波长和障碍物尺寸比值: 当声波的波长小于障碍物尺寸时称为散射, 反之为衍射。从

波动原理考虑，它们之间没有本质的区别。

在声学测量的过程中，往往会用到不同的声学仪器，如传声器和声级计等。当这些仪器进入待测声场的时候，会改变声波的传播路径，发生上述声学现象，从而影响声场特性。

现以刚硬圆柱体在声场中时产生散射波和入射波叠加的现象为例，定量地分析、讨论声波的散射和衍射现象。

假设有入射声波沿 Ox 方向入射，而且

$$p_i(x, t) = p_0 e^{j(\omega t - kx)} \quad (1.2.27)$$

将其换为柱坐标的形式可以表示为

$$p_i(r, \varphi, t) = p_0 e^{-jkr \cos \varphi} e^{j\omega t} \quad (1.2.28)$$

为方便运算，使柱轴和轴坐标 Oz 轴重合，具体如图 1.2.1 所示。

由柱面波动方程的通解可知

$$p_i(r, \varphi, t) = e^{j\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} a_n H_n^{(2)}(kr) \cos n\varphi \quad (1.2.29)$$

其中， a_n 取决于边界条件，它决定圆柱的散射能量在不同阶柱面散射波中的分配情况。

在此，入射波和散射波应该满足径向振速之和等于零的边界条件

$$(u_{sn} + u_{in})|_{r=a} = 0, \text{ 即 } \frac{\partial}{\partial r} [p_i + p_s] \Big|_{r=a} = 0 \quad (1.2.30)$$

由此边界条件可以解得散射波场中的声压和径向质点速度分别为

$$p_r(r, \varphi, t) = p_0 e^{j\omega t} \sum_{n=0}^{\infty} b_n H_n^{(2)}(kr) \cos n\varphi \quad (1.2.31)$$

$$u_{sr}(r, \varphi, t) = \frac{p_0 e^{j\omega t}}{-j\rho_0 c} \sum_{n=0}^{\infty} b_n \frac{dH_n^{(2)}(kr)}{d(kr)} \cos n\varphi \quad (1.2.32)$$

在远场 ($ka \ll 1$) 中， $H_n^{(2)}(kr)$ 的渐近公式为

$$H_n^{(2)}(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-j(kr - \frac{2n+1}{4}\pi)} \cos n\varphi \quad (1.2.33)$$

将式 (1.2.33) 代入式 (1.2.31) 和式 (1.2.32)，计算得到散射波声压和声强分别为

$$p_s(r, \varphi, t) \approx p_0 \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{\sqrt{r}} \frac{1}{\sqrt{ka}} [b_n e^{j\frac{2n+1}{4}\pi} \cos n\varphi] \quad (1.2.34)$$

$$I_s(r) \approx I_0 \frac{2a}{\pi r} \frac{|b_n e^{j\frac{2n+1}{4}\pi} \cos n\varphi|^2}{ka} \quad (1.2.35)$$

当柱比较细 ($a \ll \lambda$, $ka \ll 1$) 时，可以计算得到低频细柱散射波声压、声强以及散射功率分别为

$$p_s(r, \varphi, t) \approx p_0 \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \frac{(ka)^2 e^{j(\omega t - kr - \frac{\pi}{4})}}{4} \frac{1}{\sqrt{r}} \frac{1}{\sqrt{ka}} [1 - 2\cos\varphi] \quad (1.2.36)$$

$$I_s(r, \varphi) \approx \frac{I_0 \pi k^3 a^4}{r} (1 - 2\cos\varphi)^2 \quad (1.2.37)$$

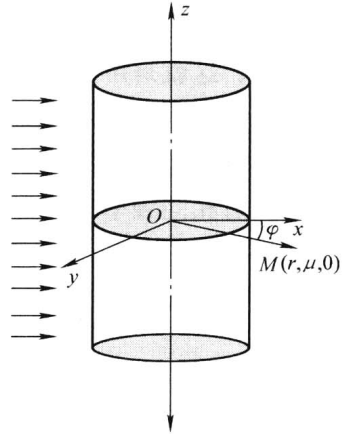


图 1.2.1 声波入射到圆柱体示意图

$$W_{s1} = \frac{6\pi^5 a^4}{\lambda^3} I_0 \quad (1.2.38)$$

从式(1.2.36)~式(1.2.38)可以看出, 散射声压与 ka 的平方成正比, 而散射声强与 ka 的三次方成正比, 且散射波强度在正对入射波方向角分布比较均匀, 散射功率与柱面半径和波长的比值成正比。这就意味着, 当波长较小时散射功率较大; 而当入射波波长较大时, 散射功率较小, 而当波长很大或细柱很细时, 散射功率几乎为零, 也就是发生了衍射。

上面讨论的是无限长细柱的散射, 在声学测量中, 传声器为细的有限长的刚性柱体, 对于有限长的柱体, 轴所在平面也有方向性。当高频声波入射时, 散射波的强度可近似为

$$I_s \approx I_0 \left\{ \frac{a}{2r} \sin \frac{\varphi}{2} + \frac{1}{2\pi kr} \cot \frac{\varphi}{2} \sin^2 (ka \sin \varphi) + \phi(\varphi) \right\} \quad (1.2.39)$$

其中, $\phi(\varphi)$ 随角度变化很快。

当入射波为低频时, 散射波的能量主要分布在入射波的入射方向上, 且散射波的分布比较均匀。

1.3 声场基本特性

1.3.1 声场的分类

声场所在空间总体上分为自由空间和有界空间两大类。理想的自由空间是指无限大的、没有障碍物的空间。有界空间指的是空间部分或全部被边界所包围, 又分为两类: 一类指那些有部分开口的闭合空间, 如通风管道、输液输气管道、消声器等, 由此形成的声场称为管道声场; 另一类指完全封闭的闭合空间, 如生产车间、办公室、音乐厅、会议室等, 由此形成的声场为封闭空间声场或室内声场。

纯粹的自由空间并不多见, 如果空间边界和空间内物体对声传播方式的影响很小, 则该空间中的声场可近似为自由声场, 如旷野中的变压器噪声声场、空中航行的飞机辐射的噪声声场、封闭空间中机械设备所在位置附近区域直达声形成的声场等。

在自由声场中, 声波只是从声源向四周辐射出去, 而不受边界和其他物体的阻碍, 同时也没有另外的声波干扰, 声场中只传播自由行波。

对于一维管道, 如果管道无限长, 则在管道方向上的声传播与自由空间无异, 所传播的声波为行波。在管道横截面上声波则形成特定形式的驻波或简正波。任意声源都可以激发出许多阶简正波, 当声源的振动频率小于管道截止频率时, 管道中的高次波将沿管道方向逐步衰减, 最后只能传播均匀平面波。

在封闭空间中, 声源发出的声波向四周传播, 在碰到边界产生反射之前的声波称为直达声; 一次以上的反射声波将在空间中产生驻波, 形成混响声。按声源频率的高低, 混响声场又分为驻波声场和扩散声场。在低频段, 声波在空间的传播会形成明显的驻波分布, 每一个具有驻波形式的声场分布又称为声模态, 相应的声场分析采用简正波理论或波动声学理论; 当声源频率逐渐升到所谓的 Schroeder 频率后, 一个声模态特征频率的半功率带宽内存在三个以上的声模态时, 声场中各点的声能密度从统计的观点来看表现出大致均匀的倾向, 此时的声场称为扩散声场。

1.3.2 声波导管理论

1. 矩形声波导管

假设有一矩形管道，长度方向用 z 坐标表示，管口取在 $z=0$ 处，另一端延伸到无限远处。管道截面在 xy 平面，长度分别为 l_x, l_y 。在管道内，声场用直角坐标系表示，其声波方程为

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.3.1)$$

令 $p(x, y, z, t) = p_a(x, y, z) e^{j\omega t}$, $p_a(x, y, z) = X(x) Y(y) Z(z)$, 代入式 (1.3.1), 在 x, y, z 三个方向即可获得三个独立坐标的常微分方程。以 x 坐标为例, 有

$$\frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + k_x^2 X(x) = 0 \quad (1.3.2)$$

y, z 坐标的两个方程与此类似。式 (1.3.2) 中, k_x 为待定常数, 称为 x 方向的波数, 各方向波数之间满足如下关系

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (1.3.3)$$

因为管道在 x, y 方向有界, 声波入射到边界上产生反射波, 入射波与反射波叠加后产生驻波; z 方向没有边界, 传播自由行波, 因而设

$$X(x) = A_x \cos k_x x + B_x \sin k_x x \quad (1.3.4a)$$

$$Y(y) = A_y \cos k_y y + B_y \sin k_y y \quad (1.3.4b)$$

$$Z(z) = A_z e^{-jk_z z} \quad (1.3.4c)$$

根据运动方程, 可以求得 x, y 方向的质点振速 v_x 和 v_y 。假设管道内壁为刚性边界, 则边界条件为

$$v|_{x=0} = v|_{x=l_x} = 0, \quad v|_{y=0} = v|_{y=l_y} = 0 \quad (1.3.5)$$

将式 (1.3.5) 代入 v_x 和 v_y 的表达式中即可求得待定系数 B_x 和 B_y 。最后可求得

$$p(x, y, z, t) = \sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} p_{n_x n_y} = \sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} A_{n_x n_y} \cos k_x x \cos k_y y e^{j(\omega t - k_z z)} \quad (1.3.6)$$

其中

$$k_z = \sqrt{k^2 - (k_x^2 + k_y^2)} = \sqrt{k^2 - \beta_{n_x n_y}^2} \quad (1.3.7)$$

$$\beta_{n_x n_y}^2 = \left[\left(\frac{n_x}{l_x} \right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y} \right)^2 \right] \pi^2 \quad (1.3.8)$$

式 (1.3.6) 中的 $p_{n_x n_y}$ 为 (n_x, n_y) 次简正波的声压表达式。

以上求解声波方程的方法称为分离变量法。

2. 波导中的平面波和高次波

式 (1.3.7) 中, 如果 $k^2 < \beta_{n_x n_y}^2$, 则 $k_z = -j\alpha$, $\alpha_{n_x n_y} = \sqrt{\beta_{n_x n_y}^2 - k^2}$, 于是, $p_{n_x n_y}$ 可改写为

$$p_{n_x n_y} = A_{n_x n_y} \cos \frac{n_x \pi}{l_x} x \cos \frac{n_y \pi}{l_y} y e^{-\alpha_{n_x n_y} z} e^{j\omega t} \quad (1.3.9)$$

式中, $A_{n_x n_y}$ 为待定常数。

式 (1.3.9) 表明, 沿 z 方向传播的行波将会以指数方式逐渐衰减。反过来说, 沿 z 方向声波不衰减的条件是 $k^2 > \beta_{n_x n_y}^2$, 也就是要求

$$f > f_{n_x n_y} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2} \quad (1.3.10)$$

$f_{n_x n_y}$ 就是与 (n_x, n_y) 次波相对应的波导管的简正频率。

取 $(n_x, n_y) = (0, 0)$, 则该次波对应的声压为

$$p_{00} = A_{00} e^{j(\omega t - kz)} \quad (1.3.11)$$

其中, A_{00} 在 x, y 方向不同位置都是均匀的, 这说明 $(0, 0)$ 次波是沿 z 方向传播的均匀平面波。 $(0, 0)$ 次波以外的声波称为高次波。定义除零以外最低的一个简正频率为管道的截止频率, 那么如果声源频率低于管道截止频率, 则管中只能传播 $(0, 0)$ 次均匀平面波。反之, 当声源频率比某个简正频率高时, 管道中就激发出 (n_x, n_y) 高次波, 其声压表达式为

$$p_{n_x n_y} = A_{n_x n_y} \cos \frac{n_x \pi}{l_x} x \cos \frac{n_y \pi}{l_y} y e^{j\left(\omega t - \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 - \left(\frac{n_x \pi}{l_x}\right)^2 - \left(\frac{n_y \pi}{l_y}\right)^2} z\right)} \quad (1.3.12)$$

1.3.3 室内声场

1. 基本声学现象

在室内声场, 声波在不同特性的界面上将产生不同类型的声学现象, 最基本的几种如下:

当声波入射到一个尺寸较大 (与波长相比) 的刚性光滑界面上时, 将发生镜面反射, 如图 1.3.1a 所示; 当声波入射到一个尺寸较大 (与波长相比) 的非光滑界面上时, 除了部分发生镜面反射外, 大部分将以非镜面反射 (散射) 的形式出现, 如图 1.3.1b 所示; 当声波入射到一个具有吸收特性的界面上时, 部分声能将被界面吸收并最终转化为热能, 如图 1.3.1c 所示; 当声波入射到一个厚度小或有透声性能的界面上时, 部分声能将透过界面传入相邻的环境中, 如图 1.3.1d 所示; 当声波入射到一个尺寸较小 (与波长相比) 的界面上时, 除了发生前述的现象外, 还将产生衍射, 即一部分声能可以传入被界面挡住的区域, 如图 1.3.1e 所示。

对于各种封闭结构而言, 内部一般都存在一定量的形状不一的物体, 它们与封闭结构的界面一起对声波的传播过程产生十分复杂的影响, 镜面反射、散射、透射、吸收、衍射、干涉等声学现象几乎都同时存在, 如图 1.3.1f 所示。它们所占的相对比例取决于界面的形状、厚度、表面光滑度、材料的吸收和透射性能等因素。

这些基本声学现象的综合效应是, 使不同结构的封闭空间内部的声能分布呈现出时间和空间上的差异性, 从而导致相同声源产生的听感有明显的区别。

为了描述这种差异性, 人们引入了混响和扩散这两个概念。它们是影响室内声场中音质的两个最关键的物理现象, 也是室内声场区别于其他类型声场的典型特征。

2. 扩散

扩散是声场中能量趋于均匀化的一种物理现象。在理想的条件下, 这种扩散将会形成扩散声场, 即满足以下几个条件:

- 1) 声以声线的方式沿直线传播 (速度为 c_0), 声线携带的能量的各向传递几率相等。
- 2) 声线之间互不相干, 声线在叠加时相位无规。

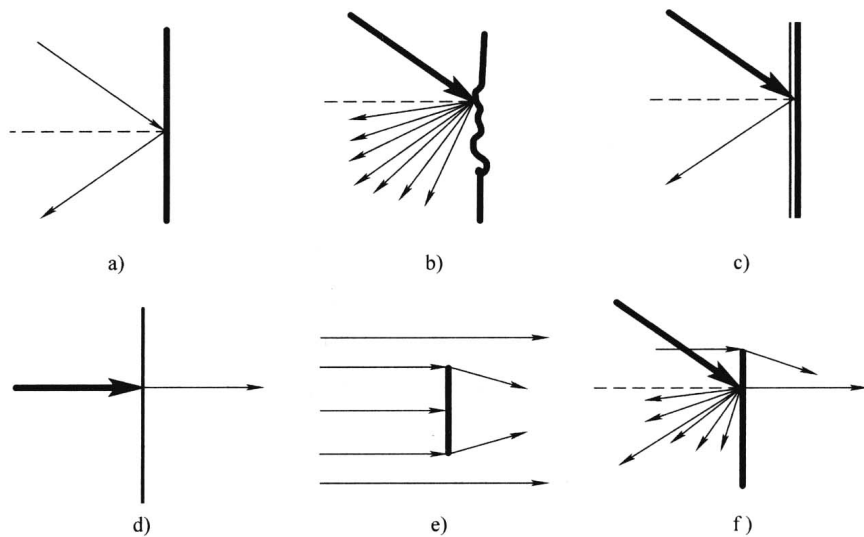


图 1.3.1 几种基本声学现象 (声线粗细反映能量高低)
a) 镜面反射 b) 散射 c) 声吸收 d) 透射 e) 衍射 f) 几种现象的综合

3) 室内平均声能密度处处相等。

室内声场特有的这种扩散现象可以通过驻波理论解释。设内壁刚性的某矩形封闭结构的长、宽、高分别为 l_x 、 l_y 、 l_z ，直角坐标系下的波动方程为式 (1.3.1)，重写如下

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1.3.13)$$

如果把坐标原点取在封闭空间的一角，刚性壁面的边界条件可表示为

$$\left. \begin{aligned} (v_x)_{(x=0, x=l_x)} &= 0 \\ (v_y)_{(y=0, y=l_y)} &= 0 \\ (v_z)_{(z=0, z=l_z)} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1.3.14)$$

其中， v_x 、 v_y 、 v_z 分别表示质点速度在 x 、 y 、 z 方向的分量。

满足上述边界条件的特解为

$$p_n = A_{n_x n_y n_z} \cos k_x x \cos k_y y \cos k_z z e^{i\omega_n t} \quad (1.3.15)$$

其中，

$$\left. \begin{aligned} k_x &= \frac{\omega_x}{c_0} = \frac{n_x \pi}{l_x} \\ k_y &= \frac{\omega_y}{c_0} = \frac{n_y \pi}{l_y} \\ k_z &= \frac{\omega_z}{c_0} = \frac{n_z \pi}{l_z} \end{aligned} \right\} \quad (1.3.16)$$

又因为有以下关系

$$k_n^2 = \left(\frac{\omega_n}{c_0} \right)^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 \quad (1.3.17)$$

$$\omega_n^2 = \omega_x^2 + \omega_y^2 + \omega_z^2 \quad (1.3.18)$$

或可表示为

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \sqrt{f_x^2 + f_y^2 + f_z^2} = \frac{c_0}{2} \sqrt{\left(\frac{n_x}{l_x}\right)^2 + \left(\frac{n_y}{l_y}\right)^2 + \left(\frac{n_z}{l_z}\right)^2} \quad (1.3.19)$$

若将频率表示成一个矢量形式, 有

$$\mathbf{f}_n = f_x \mathbf{i} + f_y \mathbf{j} + f_z \mathbf{k} \quad (1.3.20)$$

式中, \mathbf{i} , \mathbf{j} , \mathbf{k} 分别表示在 x , y , z 方向的单位矢量, 其分量为

$$\left. \begin{aligned} f_x &= \frac{n_x c_0}{2l_x} \\ f_y &= \frac{n_y c_0}{2l_y} \\ f_z &= \frac{n_z c_0}{2l_z} \end{aligned} \right\} \quad (1.3.21)$$

式中, 矢量 \mathbf{f}_n 的方向代表了相应的简正波的行进方向, 其大小表示该简正波的频率数值。

通过近似计算可以得到频率低于 f 的所有轴向波的平均数目为

$$N_a = \frac{f \left(\frac{c_0^2}{4l_y l_z} + \frac{c_0^2}{4l_z l_x} + \frac{c_0^2}{4l_x l_y} \right)}{\frac{c_0^3}{8l_x l_y l_z}} = \frac{fL}{2c_0} \quad (1.3.22)$$

式中, $L = 4(l_x + l_y + l_z)$, 代表矩形空间的边线总长。

频率低于 f 的所有切向波平均数为

$$\begin{aligned} N_t &= \frac{\pi f^2}{c_0^2} (l_y l_z + l_z l_x + l_x l_y) - \frac{f}{c_0} [(l_y + l_z) + (l_z + l_x) + (l_x + l_y)] \\ &= \frac{\pi f^2 S}{2c_0^2} - \frac{fL}{2c_0} \end{aligned} \quad (1.3.23)$$

式中, $S = 2(l_x l_y + l_y l_z + l_x l_z)$, 代表矩形空间内壁面的总面积。

频率低于 f 的斜向波平均数为

$$N_b = \frac{4\pi f^3 V}{3c_0^3} - \frac{\pi f^2 S}{4c_0^2} + \frac{fL}{8c_0} \quad (1.3.24)$$

由此可得频率低于 f 的各类波的平均总数为

$$N = N_a + N_t + N_b = \frac{4\pi f^3 V}{3c_0^3} + \frac{\pi f^2 S}{4c_0^2} + \frac{fL}{8c_0} \quad (1.3.25)$$

将上式对频率进行微分, 可得到在 df 内的简正频率数

$$dN = \left(\frac{4\pi f^2 V}{c_0^3} + \frac{\pi f S}{2c_0^2} + \frac{L}{8c_0} \right) df \quad (1.3.26)$$

式中, V 为矩形空间的体积。

这表明, 在频率 f 附近的 df 频带内, 简正频率数基本上与频率的二次方成正比。频率越高, dN 数量增加越快。当中心频率较高时, 在非常窄的频带内就会同时存在大量的简正波或驻波方式, 某一种驻波的波节可能恰好是另一驻波的波腹, 反之亦然。可以理解为, 由于大量的驻波方式存在, 它们的叠加使驻波效应得到了平均, 从而使室内声场的能量趋向均匀。

由此说明, 在一定条件下扩散声场是可以近似实现的。如果声源不是单频而是具有一定