

现代物理基础丛书 11

声学理论与工程应用

何琳 朱海潮 编著
邱小军 杜功焕

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书系统介绍了声学的基础理论和若干工程应用。全书共分四篇。第一篇介绍声学的基础理论；第二篇介绍噪声控制技术，主要是空气噪声控制技术，在吸声一章中附带介绍了消声瓦的设计与应用；第三篇介绍结构声基础及其控制；第四篇介绍声学测量问题，包括目前的研究热点之一——声全息技术，在附录中还列出了有关声学测量的国际标准和国家标准。

本书可作为高等院校的教材，也可作为相关专业研究人员和工程技术人员的参考书。

图书在版编目(CIP)数据

声学理论与工程应用/何琳等编著. —北京: 科学出版社, 2006

(现代物理基础丛书; 11)

ISBN 7-03-016822-4

I. 声… II. 何… III. ①声学-理论②声学-应用 IV. O42

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2006) 第 007009 号

责任编辑: 鄢德平 张 静/责任校对: 宋玲玲

责任印制: 安春生/封面设计: 王 浩

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码: 100717

<http://www.sciencep.com>

印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2006 年 5 月第 一 版 开本: B5 (720× 1000)

2006 年 5 月第一次印刷 印张: 26 1/4

印数: 1—2 500 字数: 491 000

定价: 60.00 元

(如有印装质量问题, 我社负责调换〈新欣〉)

《现代物理基础丛书》编委会

主 编 杨国桢

副主编 阎守胜 聂玉昕

编 委 (按姓氏笔画排序)

王 牧 王鼎盛 朱邦芬 刘寄星

邹振隆 宋菲君 张元仲 张守著

张海澜 张焕乔 张维岩 侯建国

侯晓远 夏建白 黄 涛 解思深

序 言

虽然中国古代已有噪声对环境污染的记载，但是人们对噪声危害的认识以及对其防治的重视程度已今非昔比。这是当今社会物质文明与精神文明进步的标志与必然结果。现代社会期待有一个宁静舒适的生活和工作环境已绝非奢侈的苛求。各种环保法令和法规的出台，都旨在保障人们能不受噪声的损害。人们不仅对居住和工作环境有宁静的要求，对于所搭乘的现代化交通工具，也在要求高速的同时，又绝不容忍有较多的噪声干扰，从而影响旅途的安全舒适与兴致。即使对于像战舰这类的军事运输工具，也必须改善它们的振动和噪声状态。过强的噪声不仅会严重妨害舱内战斗人员的正常工作与生活，甚至影响舰艇在运行中的隐身性能，从而丧失战斗力。

对噪声防治和处理的各种要求，促进了当代噪声控制工程技术的迅猛发展。“噪声控制”已成为声学技术中发展最为活跃的领域之一。它所涉及的专业范围以及技术渗透面之广、其从业人员之多，在声学科学技术的各领域中几乎无不都执牛耳。

虽然当代噪声控制工程应用已经吸纳了众多日新月异发展着的新技术与新材料，包括各种先进的电子技术与测量手段的运用，但是先进技术和材料的有效运用，都必须遵循声学理论的基本规律。声学基本理论的指导意义也益显重要，反之，将会事倍功半。

因此，在各种专门的噪声控制工程技术类著作在国内缤纷面世之际，期待出版一本既具有一定声学理论深度，又能紧密与当代实际工程应用相结合的著作的呼声也日益高涨。

海军工程大学振动与噪声研究所以及南京大学声学研究所，都是国内重要的声学教学与研究基地。在噪声控制领域各自培养了众多专业人才，包括从学士到博士的各个层次，同时也承担了各种基础以及工程技术方面的研究任务。近年来两校更有多方面的合作。因此当我得悉两校同仁有愿望来共同合作编著一本能适应当前国内在噪声控制工程应用发展上需求的著作时，我十分赞赏并表示由衷的支持。现在他们的愿望已付诸实现，著作即将面世，我在表示衷心祝贺的同时，深信该书一定会受到广大读者欢迎，这是可以拭目以待的。

張淑儀

2005年于南京大学

前 言

声学是物理学的一个分支，是一门既古老而又迅速发展着的学科，其应用已渗透到几乎所有重要的自然科学和工程技术领域。有人说，早在 19 世纪，英国物理学家瑞利就出版了宏篇巨著《声学理论》，声学理论已经完备，还有什么值得研究？但是，20 世纪 70 年代初，国际上一些著名的物理学家在展望物理学发展前景时，却指出：声学在物理学中“外在性”最强、然而也是研究得最不充分的一个分支。这表明，声学尚有十分广阔的领域有待研究和开发应用。

随着现代工业和交通的飞速发展，人们对噪声危害的认识及对其防治的重视程度在不断提高，有关噪声的环保法令、法规也在不断出台和完善。人们要求宁静的生活、工作环境和舒适的交通工具是现代社会的必然结果。对于舰艇，人们不仅要求良好的生活、工作环境，还要求其具有良好的声隐身性能即水下辐射噪声要小。因此，作为声学研究和声学理论的直接应用，在噪声控制领域，还有诸多问题需要研究、解决。

近年来，海军工程大学振动与噪声研究所与南京大学声学研究所开展了科研合作、学术交流等多项活动，在这些活动中，我们深切体会到很有必要出版一本既有一定声学理论深度、又与当代工程应用紧密结合的著作，因此产生了合作编著本书的初衷。但一旦付诸行动，又感到困难重重。恰逢其时，中国科学院院士、近代声学国家重点实验室学术委员会主任、南京大学声学研究所原所长张淑仪教授给予了亲切关怀、积极鼓励和多方指导，才使我们有勇气最终完成了本书。张教授又亲自为本书撰写了热情洋溢的序言。对张教授的关怀、鼓励和指导，我们表示由衷的敬意。

在本书初稿完成之后，中国科学院武汉物理与数学研究所张德俊研究员审阅了全文，并提出了许多宝贵意见，在此深表谢意。

编著者

目 录

序言
前言

第一篇 声学基础理论

1 声波方程与声波基本特性	3
1.1 噪声与声波	3
1.2 声压基本概念与度量	4
1.3 声波方程	6
1.3.1 流体的三 基本方程	6
1.3.2 一维声波方程	9
1.3.3 三维声波方程	10
1.4 平面声波基本特性	11
1.4.1 平面声波基本解	11
1.4.2 声波传播速度	12
1.4.3 声波的阻抗	13
1.5 声场的能量关系	14
1.5.1 声能量密度	14
1.5.2 声功率与声强	15
1.6 声学量的级与分贝单位	16
1.7 响度级与等响曲线	18
1.8 计权声级	19
1.9 声波的叠加	20
1.9.1 相干声波的叠加	21
1.9.2 不相干声波的叠加	22
1.9.3 噪声声压级的叠加	22
1.10 噪声的频谱	25
1.10.1 倍频程滤波	25
1.10.2 A声级修正	27
1.11 声波的反射、折射与透射	28

1. 11. 1	声学边界条件	29
1. 11. 2	垂直入射的反射与透射	29
1. 11. 3	斜入射的反射与折射	31
1. 11. 4	声波通过中间层的反射与透射	35
1. 11. 5	传声损失与质量作用定律	37
2	声源的辐射	39
2. 1	脉动球源	39
2. 1. 1	球面声场	39
2. 1. 2	声波辐射与球源尺寸的关系	40
2. 1. 3	辐射声场规律	42
2. 1. 4	球面声场的能量关系	43
2. 1. 5	辐射阻抗	44
2. 2	偶极声源	45
2. 2. 1	偶极辐射声场	45
2. 2. 2	辐射声功率	46
2. 3	活塞式声源	48
2. 3. 1	点声源	48
2. 3. 2	活塞辐射声场	49
2. 3. 3	活塞声源辐射阻抗	54
2. 4	无规相位活塞声源	54
3	声波在管道中传播	56
3. 1	管中驻波	56
3. 1. 1	管中驻波声场	56
3. 1. 2	负载声阻抗率与吸声系数	58
3. 2	阻抗转移公式	59
3. 2. 1	末端为刚性的输入阻抗	60
3. 2. 2	末端开放的输入阻抗	61
3. 2. 3	亥姆霍兹共鸣器	62
3. 3	截面积突变管中的声透射	64
3. 3. 1	两根不同截面的管中声的传播	64
3. 3. 2	中间扩张管的传声特性	65
3. 4	有旁支的管中声传播	67
3. 4. 1	旁支对声波传输的影响	67
3. 4. 2	共鸣器旁支	68
3. 4. 3	有限长封闭管旁支	69

3.4.4	内插管旁支	70
3.5	管中阻尼与声阻	71
3.5.1	管中黏滞运动	71
3.5.2	细管的声波传播特性	73
3.5.3	细管的声阻抗	75
3.5.4	毛细管声波传播特性	76
3.5.5	毛细管的声阻抗	77
3.5.6	微孔管的声阻抗	78
3.6	声波导理论及平面波截止频率	79
3.6.1	短形声波导管	79
3.6.2	平面声波截止频率	81
3.6.3	圆柱形声管平面波截止频率	82
4	室内声场	85
4.1	扩散声场与平均自由程	86
4.2	平均吸声量	87
4.3	混响时间公式	89
4.4	空气吸收对混响时间公式的修正	90
4.5	室内总声压级	93
4.6	声源指向性对室内声场的影响	95
4.7	无规分布噪声源的总声压级	96
4.8	室内驻波及简正波模式	97
4.8.1	室内驻波	98
4.8.2	简正频率的分布	99

第二篇 噪声控制

5	吸声原理及应用	105
5.1	共振式吸声结构	105
5.1.1	吸声原理	105
5.1.2	穿孔结构的设计	108
5.1.3	穿孔有效长度	110
5.1.4	声阻率比的控制	111
5.2	多孔吸声材料	115
5.2.1	吸声原理与规律	115
5.2.2	背面空腔的影响	119

5.2.3	无规入射的吸声系数	121
5.2.4	吸声尖劈	123
5.3	室内吸声降噪应用	128
5.3.1	吸声降噪原理	128
5.3.2	无规分布声源降噪处理	129
5.4	水中消声瓦的应用	130
5.4.1	声学设计与声学参数	131
5.4.2	声学参数与材料参数关系	136
5.4.3	吸声机理研究和探索简述	140
6	消声器原理及应用	145
6.1	扩张管式消声器	145
6.1.1	简单扩张管式消声器	145
6.1.2	连接式双扩张管方案	147
6.1.3	内插管式方案	149
6.1.4	消声的高频限止	151
6.1.5	减轻气流压降的措施	152
6.2	共振式消声器	153
6.3	阻性式消声器	156
6.3.1	消声原理	156
6.3.2	高频失效	159
6.3.3	片式消声器	160
6.3.4	气流对消声系数的影响	161
6.3.5	气流再生噪声	162
6.3.6	气流的压力损失	163
6.4	消声性能的评估与测量	165
7	隔声原理及其应用	168
7.1	隔声效果的描述	168
7.1.1	隔声效果的测量	168
7.1.2	建筑构件空气声隔声的实验室测量方法	169
7.1.3	材料空气声隔声性能的单值评价	172
7.2	单层均匀薄型构件的隔声	173
7.2.1	声波的反射和透射	173
7.2.2	整体振动的单层均匀柔性薄板的隔声	174
7.2.3	弯曲振动的单层均匀薄板的隔声	177
7.2.4	有限大小单层均匀薄板的总体隔声	181

7.2.5	单层均匀薄型布帘的隔声	182
7.2.6	单层均匀薄型构件的隔声量的工程计算方法	183
7.3	双层薄板的隔声	185
7.3.1	多层介质平面波传播的阻抗转移定理	185
7.3.2	无限大双层薄板隔声量的理论计算方法	187
7.3.3	实际双层薄板的隔声量的工程计算方法	190
7.3.4	双层薄板隔声设计的一些实际问题	193
7.4	弯曲薄板、复合板和多层板的隔声	194
7.4.1	弯曲薄板的隔声	194
7.4.2	复合板的隔声	196
7.4.3	多层板的隔声	198
7.4.4	各类轻型隔声结构的性能对比	198
7.5	组合结构的隔声和漏声的影响	199
7.5.1	组合结构的隔声	199
7.5.2	小孔和缝隙漏声的影响	200
7.6	隔声罩与隔声间	202
7.6.1	隔声罩隔声量的计算	202
7.6.2	隔声罩设计时的一些实际考虑	204
7.6.3	隔声间的隔声量计算	205
7.7	室外与室内隔声屏	206
7.7.1	声屏障的绕射声衰减	207
7.7.2	户外声屏障的插入损失	208
7.7.3	户外声屏障插入损失的 ISO 计算方法	210
7.7.4	室内声屏障的插入损失	211
7.8	管道隔声	212
7.8.1	管道本身的隔声量	213
7.8.2	管道外吸声材料的隔声量	214
7.8.3	密封管套和毡子的隔声量	214
7.9	结构固体声隔声	215
7.10	总体隔声设计	216
7.10.1	民用建筑隔声设计	216
7.10.2	工业建筑隔声设计	217

第三篇 结构声及其控制

8 结构声基础	221
8.1 结构中的声波	221
8.1.1 结构中的声波的波数、相速和群速	221
8.1.2 流体中的声波	222
8.1.3 结构中的纵向波	223
8.1.4 结构中的准纵向波	223
8.1.5 结构中的横向切变波	224
8.1.6 梁中的弯曲波	226
8.1.7 薄板中的弯曲波	228
8.1.8 有限大小结构中的声波	228
8.2 结构声波的辐射	230
8.2.1 无限大障板上圆形活塞的声辐射	230
8.2.2 无限大障板上矩形简支板的声辐射	231
8.2.3 无限大平板中弯曲波的声辐射	236
8.2.4 板的平均声辐射效率	240
8.2.5 弯曲板的声辐射	242
8.2.6 非均匀板和不规则形状物体的声辐射	244
8.3 结构声波的产生	244
8.3.1 受迫振动和阻抗	245
8.3.2 振动激励	246
8.3.3 声激励	249
8.4 结构声波的分析方法	250
8.4.1 耦合分析法	250
8.4.2 统计能量法	253
8.4.3 数值计算法	256
8.4.4 阻抗分析法	261
8.4.5 机械四端参数法	262
8.5 流体对结构振动的影响	265
8.5.1 压力场	265
8.5.2 波阻抗	269
8.5.3 振动板上的流体负载	271
8.5.4 结构共振频率的变化	272

9 结构声控制	274
9.1 船舶结构振动与噪声及其控制概述	274
9.1.1 船舶结构振动与噪声	274
9.1.2 船舶结构振动与噪声控制	276
9.2 隔振原理	277
9.2.1 单自由度系统隔振	277
9.2.2 复合隔振系统	279
9.2.3 多自由度系统隔振	280
9.2.4 常用隔振器介绍	281
9.2.5 隔振系统的工程设计	286
9.2.6 柔性支撑隔振	289
9.3 吸振原理	290
9.3.1 无阻尼动力吸振器	290
9.3.2 有阻尼动力吸振器	292
9.3.3 复式动力吸振器	295
9.3.4 非线性动力吸振器	295
9.3.5 多自由度动力吸振器	296
9.4 减振原理	297
9.4.1 阻尼减振机理	297
9.4.2 阻尼减振材料	299
9.4.3 阻尼减振基本结构及应用	301
9.5 有源结构声控制	304
9.5.1 有源噪声与振动控制概述	304
9.5.2 有源振动控制	307
9.5.3 有源结构声控制	310
9.5.4 自适应有源噪声控制算法和系统	313
9.6 箱装体设计	316
9.6.1 箱装体的构成	317
9.6.2 箱装体的设计原则	317

第四篇 声学工程测量

10 测量的声学环境及条件	321
10.1 消声室	321
10.2 混响室	323

10.3	测量传声器的选择	323
11	吸声系数及声阻抗率比的测量	326
11.1	驻波管法	326
11.1.1	吸声系数的测量	327
11.1.2	声阻抗率比的测量	329
11.1.3	驻波管的设计	330
11.1.4	工作频率范围	330
11.1.5	探管传声器的应用	330
11.2	混响室法	331
11.2.1	测量原理	331
11.2.2	测量技术要点	332
12	噪声源声功率的测量	335
12.1	概述	335
12.2	消声室和半消声室精密法	336
12.2.1	测量原理	336
12.2.2	测量技术要点	337
12.3	近似半自由声场的工程法	340
12.3.1	测量原理	340
12.3.2	测量技术要点	340
12.4	混响室精密法	342
12.4.1	测量原理	342
12.4.2	测量技术要点	343
13	声强计及其应用	345
13.1	声强计及其测量	345
13.1.1	声能量与声强概述	345
13.1.2	声强测量原理	349
13.1.3	声强测量仪器	354
13.1.4	声强测量应用	356
13.2	用声强法测声功率级	358
13.2.1	离散点测量方法	358
13.2.2	扫描测量方法	363
13.2.3	测量实例	366
14	声全息技术用于噪声源定位、振模分析及结构声强测量	369
14.1	概述	369
14.2	广义声全息的数理模型	371

14. 2. 1	狄里克雷 (Dirichlet) 边界条件下的解	372
14. 2. 2	狄里克雷条件下的声全息重建	375
14. 2. 3	其他声参量的重建	376
14. 2. 4	诺依曼 (Neumann) 边界条件下的解	377
14. 2. 5	声全息的数字重建	378
14. 2. 6	声全息重建的空间分辨率	379
14. 2. 7	声全息重建的空间频率域滤波函数	381
14. 3	声全息测量的应用	383
14. 3. 1	空气中噪声源的定位与识别	383
14. 3. 2	声源振动模式的测量	386
14. 3. 3	结构声强的测量与分析	389
主要参考文献		394
附录		396

第一篇 声学基础理论

1. 声波方程与声波基本特性
2. 声源的辐射
3. 声波在管道中传播
4. 室内声场

1 声波方程与声波基本特性

1.1 噪声与声波

众所周知,人类是生活在有声(音)的世界中的,而声音又是常常伴随着物体的振动而产生的.人们通过喉部的声带振动产生语音,来交流思想和信息.当人们在厅堂内欣赏到优美的音乐时,不难发现在舞台上各种乐器正在被一群演奏者敲击和拨弄着.这些动人的乐声正是由这些乐器和谐的振动产生的美妙效果.当人们听到隆隆声响时,就会发现是有一些机器正在运转.人们听到的这些声音实际只是由一些物体的振动,带动了毗邻的弹性介质(如空气)振动,并以(声)波的形式传到人耳,引起耳朵内鼓膜的振动从而激励神经而产生声音的感觉.噪声完全具有声音的属性,不过它是一种恼人的、干扰的、有害的,总而言之是不受人们喜欢的声音.如在产生隆隆不断的噪声的机房内,工作人员轻则感到烦恼,重则有损健康,久而久之甚至致病.

因为噪声完全具有声音的属性,除了人们的主观生理感觉因素外,它的辐射、传播与接收等一系列物理过程完全遵循声波的规律.因此人们要与它对抗或加以控制,必须先要认识和掌握声波的特性及其规律,才能充分掌握和运用控制它的“武器”.

假定在一弹性介质(如空气)里,有如图 1.1.1(a)所示的若干个毗邻的小区域.介质由许多微小粒子所组成,原来它们都处于相对静止平衡状态,现设想由于某种原因,使某物体产生振动,从而使与其毗邻的介质微粒子激起一种扰动.例如在 A 区域的左侧面产生一运动,使 A 区域产生压缩.而 A 区域的运动又会导致与其毗邻的 B 区域的运动,或者说 B 区域会受到 A 区域的另一侧面的推动而产生压缩过程.由于介质的弹性作用,被压缩的区域会产生一种反抗压缩的弹力,使受压区域的介质产生一种要恢复原来平衡状态的运动.然而,介质是具有惯性的.所以当 A 区域的前侧面的复位运动经过原来的平衡位置时,它不会停止下来,而出现“过冲”.以致于 A 区域呈现出稀疏(或膨胀)状态,进而又受到毗邻的压力,该区域又会从膨胀状态变为压缩状态.如此周而复始地运动变化着.尽管各区域的介质都是在原地或在自身平衡状态附近进行着压缩与膨胀的振动过程.但是这一周而复始的压缩与膨胀交替过程都会由近及远地从 A, B, C 等区域一直向外传播开去.这种在介质中压缩与膨胀的传递振动过程就是声振动的传播或者称为声波.当适当频率和强弱的声波传到入耳中,人就会感受到声音的存在.

弹性介质中的这种声振动传播过程,类似于多个质点——弹簧振子互相耦合而形成的系统.一个振子的运动会影响其他振子跟着运动起来.图1.1.1(b)就表示振子 A 的质量在四个不同时刻的位置(T 代表振动周期).其余振子的质量也都在其平衡位置附近作类似的振动,只是时间会依次滞后.在该图的右方也表示了相应的声振动过程的示意图.图中实线表示 A 区域的原来范围,虚线代表 A 区域两个边界的运动位置.

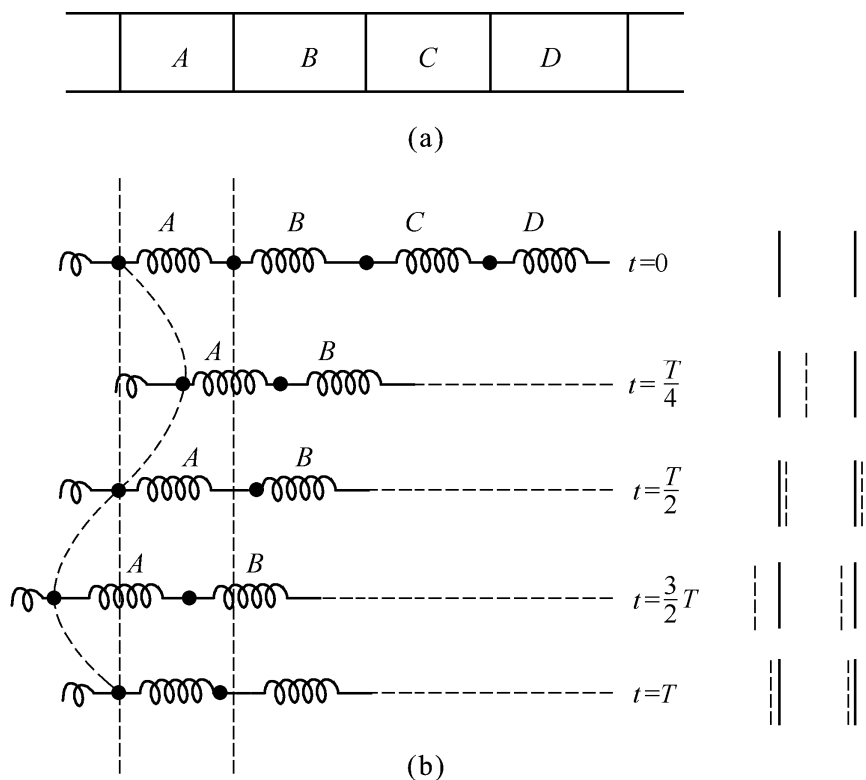


图 1. 1. 1 声波过程示意

本书着重讨论的是像气体或者水那样的流体的弹性介质.流体介质的弹性主要表现在当介质的体积或者密度变化时,出现的弹性恢复力不会像固体介质那样还会呈现切向恢复力.在流体中声振动的传播方向与介质质点振动方向一致.这种声振动过程称为纵声波.在流体中只有纵声波存在,因此本篇讨论的声波主要指的是纵声波.而在弹性固体中就不相同了,那里还有切向弹力产生,在其中传播的波除了纵波外,还有横波,或称切变波,甚至固体表面还会产生表面波等等.至于涉及弹性固体中的传声问题,本书将单独设立章节并作为结构声来处理以示与其他章节所指的声波有所区别.

1. 2 声压基本概念与度量

前面定性地讨论了声波过程的物理图像.为了进一步了解声波的各种特性,就

需要确定用哪些物理量来描述这种声波过程.我们前面所讨论的弹性介质,实际上可以看成是由许多紧密相连的微小体积元 dV 组成的连续介质.这样体积元内的介质就可以当作质量等于 ρdV 的介质质点来处理,这里 ρ 是介质的密度.因为介质是可压缩的,从而密度是可随时间与空间位置变化的,所以这个质点所占有的体积元也是可变化的.当体积元因声振动而变化时,该质点的密度、压强都会随之变化.

设弹性介质初始时没有声振动的扰动,介质处于静止平衡状态.此时的压强即为大气压强,设为 P_0 .当受声扰动后,介质压强由 P_0 变为 P ,而由此产生的**逾量压强**(简称为**逾压**)

$$p = P - P_0$$

就称为**声压**.因为声波传播过程中,在同一时刻,不同空间处的压强 P 都不同;对同一体积元,其压强 P 又随时间而变化,所以声压 p 一般是空间和时间的函数,即 $p = p(x, y, z, t)$.同样地由声扰动引起的密度的变化量 $\rho' = \rho - \rho_0$ 也是空间和时间的函数,即

$$\rho' = \rho'(x, y, z, t).$$

此外,既然声波是介质质点振动的传播,那么介质质点的振动位移与速度自然也可以作为描述声波的合适的物理量之一.但由于声压比较直观并且测量比较容易实现,通过声压的测量也可以间接求得质点速度等其他物理量,所以声压已成为目前人们最为普遍采用的描述声波性质的物理量.

存在声波的空间称为**声场**.声场中某一瞬时的声压值称为**瞬时声压**.在一定时间间隔中最大的瞬时声压值称为**峰值声压**或**巅值声压**,如果声压随时间的变化是按简谐规律的即随时间作正弦或余弦变化,则峰值声压也就是声压的振幅或称声压幅值.瞬时声压因变化太快是难以确定的.在一定时间间隔中,瞬时声压对时间取均方根值称为**有效声压**

$$p_e = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2 dt}$$

式中,下角符号“e”代表有效值; T 代表取平均的时间间隔,它可以是一个周期或比周期大得多的时间间隔.一般用耳朵感受到的或电子仪表测得的往往就是有效声压,因而人们习惯上指的声压,也往往是指有效声压.

声压的大小反映了声波的强弱,声压的单位为 Pa(帕斯卡),简称帕

$$1 \text{ P} = 1 \text{ N/m}^2,$$

过去也有过用微巴(μbar)作单位的, $1\mu\text{bar} = 0.1 \text{ Pa}$.

为了使读者对声压的大小有一数量概念,下面举出一些有效声压大小的典型例子:

人耳对 1000Hz 声音的可听阈(即刚刚能觉察到它存在时的声压)约 $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$;微风轻轻吹动树叶的声音或在郊外静夜约 $2 \times 10^{-4} \text{ Pa}$;在房间中的高

声谈话声(相距 1 m 处)约 0.05~ 0.1 Pa;交响乐演奏声(相距 5~ 10 m 处)约 0.3 Pa;一般鼓风机房约 2 Pa;船舶的动力机房或在前排听摇滚乐演奏约 20 Pa;喷气飞机起飞时,约 200 Pa;导弹发射现场约 2×10^3 Pa;核爆炸约 2×10^4 Pa.

1.3 声波方程

我们知道,声波或者存在声波的空间—声场的特性和规律,可以通过介质中的声压 p ,质点速度 v 以及密度变化量 ρ' 来描述和表征.例如在声传播过程中,在空间不同位置上述这些量都可能有不不同的值,即它们会有一定的空间分布,而这些量又是随时间而变化的,也即实际上声压等量是空间中随时间与空间变化的函数.研究和了解声波的特性以及它的规律,就是要去研究和建立,介质受声波扰动后,空间中 p , v 和 ρ' 等声学量随时间和空间的变化规律及它们之间的关系.这种关系的数学描述就是声波方程.一切简单或者复杂的声学现象、规律乃至其各种工程应用都必须遵循声波方程所给予的科学规律.

1.3.1 流体的三个基本方程

我们已提到过,我们可以通过声压、质点速度以及密度变化三个量中任一量来描述声波的规律,然而声压 p 还是最容易直接测得的量,因此常常被作为首选.但是声压不是孤立变化的,它与其他量如 v 与 ρ' 等都有着密切联系.因此为了导出用声压 p 所遵循的声波方程,必须要关注 p , v , ρ' 等量应该共同遵循的基本规律.作为流体介质,显然它们必须满足三个基本物理定律,即牛顿第二定律,它描述了压力变化 p 与质点速度 v 的关系;质量守恒定律,它描述了可压缩介质的密度变化 ρ' 与质点速度 v 的关系;以及物态方程,它描述介质中压强变化 p 与密度变化 ρ' 的关系.

为了使问题不会在一开始就变得更复杂,我们暂时对介质作些理想化的假设:

(1) 介质为理想流体,即介质中不存在黏滞和热传导等使声波传播时产生的热损耗的因素;

(2) 在声波没有形成时,介质是静止不流动的,并且介质宏观上是均匀的,介质中静态压强 P_0 ,静态密度 ρ_0 都是常数;

(3) 介质因声波传播而引起的压缩与膨胀或稠密与稀疏的过程是绝热的,即介质互相毗邻部分之间不会由于声波过程引起的温度差而产生热交换;

(4) 介质中传播的是小振幅声波,各声学量都是一级微量,例如声压 p 甚小于静态压强 P_0 ,质点速度 v 甚小于声传播速度 c_0 ,介质密度变化 ρ' 甚小于静态密度等.

上述这些假设,虽然会使声学理论受到一些局限,但却可以大大简化数学处

理,并且对于大多数我们所要遇到的声学工程问题不会产生很大影响.有些实际问题,如处理吸声材料时,必须要考虑在那些传声介质中的热耗损,以及声波在伴有流动的介质中传播等,这时上述的假定就应作些改变和修正,我们将会结合实际应用对此作出必要的讨论.

现在先来考虑一维情形,即假定声波仅在一个方向,例如,在 x 方向运动,而在其他二个方向 y 和 z 上声场都是均匀的,即声压等声学量仅是 x 的函数.

1) 动力学方程

设想在声场中取一足够小的体积元如图 1.3.1 所示,设这一小体元垂直于 x 轴的面积为 S ,其体积为 Sdx .由于声压 p 随位置 x 而变化,因此作用在该体积元左侧面和右侧面上的力是不相等的,其合力导致这个体积元的质点沿 x 方向运动.当声波 p 通过时,设体积元左侧面处的压强为 $P_0 + p$,所以作用在该左侧面上的力为 $F_1 = (P_0 + p)S$,因为在理想流体中不存在切向力,内压力总是垂直于所取表面,所以 F_1 的方向是沿 x 轴正方向;体积元右侧面处的压强为 $P_0 + p + dp$,其中 $dp = \frac{\partial p}{\partial x} dx$, $\frac{\partial p}{\partial x}$ 为

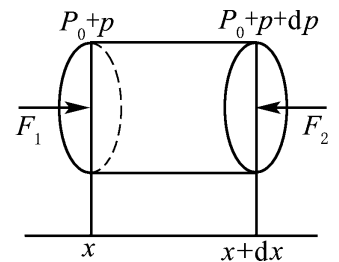


图 1.3.1

声压在 x 方向的梯度,于是作用在该体积元右侧面上的力为 $F_2 = (P_0 + p + dp)S$,其方向为沿 x 负方向;考虑到静态压强 P_0 不随 x 而变,因而作用在该体积元上沿 x 方向的合力应为 $F = F_1 - F_2 = -S \frac{\partial p}{\partial x} dx$.该体积元的质量为 $\rho S dx$,它在力 F 作用下得到沿 x 方向的加速度 $\frac{dv}{dt}$,据牛顿第二定律有

$$\rho S dx \frac{dv}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial x} S dx,$$

整理后可得

$$\rho \frac{dv}{dt} = - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (1.3.1)$$

然而上式中的 $\rho = \rho_0 + \rho'$ 仍是一个变量,而加速度 $\frac{dv}{dt}$ 实际上应包含两部分:一部分是在空间指定点上,由于该位置的速度随时间而变化所得到的加速度,即本地加速度 $\frac{\partial v}{\partial t}$;另一部分是由于质点迁移一段距离以后,因速度随位置变化取得的速度增量而得到的加速度,即迁移加速度,它等于 $v \frac{\partial v}{\partial x}$.因此(1.3.1)式可表示为

$$(\rho_0 + \rho') \left[\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.3.2)$$

因为我们讨论的是小振幅声波, 仅需保留一级微量而略去二级以上的微量, 如 $\rho' \frac{\partial v}{\partial t}$ 与 $\rho_0 v \frac{\partial v}{\partial x}$ 是二级微量, $\rho' v \frac{\partial v}{\partial x}$ 为三级微量都略去后便可得

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.3.3)$$

这就是我们要得到的描述声波扰动时的动力学方程. 它描述了声压与质点速度之间的关系.

2) 连续性方程

连续性方程实际上就是质量守恒定律, 即介质中因声波扰动, 单位时间内流入体积元的质量与流出该体积元的质量之差应等于该体积元内质量的增加或减小.

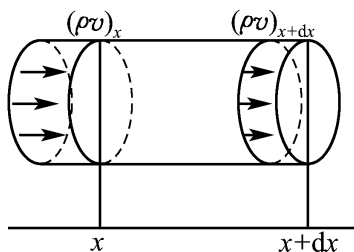


图 1.3.2

仍设想在声场中取一小体积元, 如图 1.3.2 所示, 其体积元为 Sdx , 如在体积元左侧面 x 处, 介质质点的速度为 v_x , 密度为 ρ_x , 而在单位时间内流过左侧面而进入该体积元的质量应等于截面积为 S , 高度为 v_x 的柱体体积内所包含的介质质量, 即 $(\rho v)_x S$; 在同一单位时间内从体积元经过右侧面流出的质量为 $-(\rho v)_{x+dx} S$, 负号表示流出. 因此单位时间流入体积元内的净质量应为

$$(\rho v)_x S - (\rho v)_{x+dx} S = - \frac{(\rho v)_x}{\partial x} S dx.$$

单位时间内质量增加, 表明其密度增加了. 因为 ρ 与 v 都仅是 x 函数, 所以以后我们就省去了该式的 x 下标. 设在单位时间内的密度增加量为 $\frac{d\rho}{dt}$, 则在单位时间体

积元内的质量增加应为 $\frac{d\rho}{dt} S dx$. 由于体积元内没有产生流体质量的源, 因此按质量守恒定律, 单位时间内体积元的质量的增加量必然等于流入体积元内的净质量, 即有

$$- \frac{\partial (\rho v)}{\partial x} S dx = \frac{d\rho}{dt} S dx,$$

或

$$- \frac{\partial}{\partial x} (\rho v) = \frac{d\rho}{dt}. \quad (1.3.4)$$

类似于上面关于小振幅声波假定的处理, 可得 $\frac{\partial}{\partial x} (\rho v) \approx \rho_0 \frac{\partial v}{\partial x}$, 以及 $\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{\partial \rho'}{\partial t}$, 因

此(1. 3. 4)式便可简化为

$$-\rho_0 \frac{\partial v}{\partial x} = \frac{\partial \rho'}{\partial t}, \quad (1. 3. 5)$$

这就是有声波扰动时,流体介质的连续性方程.它描述了质点速度 v 与密度变化量 ρ' 之间的关系.

3) 物态方程

我们仍来考察介质中一体积元.在没有声波扰动时,它的状态可以以静压强 P_0 , 密度 ρ_0 及绝对温度 T_0 来表征.当声波传过该体积元时,体积元内的压强,密度与温度都会随之发生变化.当然这三个量的变化不是独立的,而是相互有联系的,它们之间的关系可以由物态方程来描述.一般说物态方程还要视物理状态变化的过程而异,如变化是等温的还是绝热的.我们前面已对声波过程作了绝热的假定.实际上对于绝大多数情形,声波是绝热过程的假定是合理并正确的.因为即使在频率较低时,声波过程进行得还是比较快,介质中体积压缩与膨胀交替过程的周期比热传导所需的时间要短得多,所以来不及与毗邻部分进行热量的交换.因为声波过程是绝热的,所以可以认为介质中的压强仅是密度的单值函数,即可用下式表示

$$P = P(\rho), \quad (1. 3. 6)$$

或者也可用它的增量形式表示

$$dP = c^2 \phi, \quad (1. 3. 7)$$

这里 $c^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}$. 在小振幅声波前提下, $dP \approx p$, $\phi \approx \rho'$, 而 $c^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}$ 取其平衡状态

(静态) 的值 $\dot{c}^2 = \frac{\partial P}{\partial \rho}$ 为近似,因此声波过程中的状态方程就可简化表示为

$$p = \dot{c}^2 \rho', \quad (1. 3. 8)$$

这里 \dot{c}^2 已是常数,决定于介质静态时的状态参数.我们以后会知道, \dot{c} 实际上代表声波在介质中的传播速度,简称声速.

对于空气,我们可以利用理想气体的物态方程 $PV^\gamma = \text{常数}$ 或 $\rho P^{-\gamma} = \text{常数}$, 算得 $\dot{c}^2 = \frac{\gamma P_0}{\rho_0}$. 这里 γ 是气体的定压与定容热容量之比,对于空气 $\gamma = 1.402$

对于液体,如水,一般没有像气体那样的状态方程,但可以通过表征液体的弹性或可压性的一些物理参数来描述,如可以定义介质的压缩系数 $\beta = - \left[\frac{dV}{V} \right] / dP$, 或其倒数 $K = \frac{1}{\beta}$, 称为体压缩模量或体弹性模量,那么 $\dot{c}^2 = \frac{1}{\beta \rho_0} = \frac{K}{\rho_0}$.

1. 3. 2 一维声波方程

有了(1. 3. 3), (1. 3. 5)和(1. 3. 8)三个介质基本方程,我们可以消去 p , v , ρ'

中的任意二个.例如将(1.3.8)式对 t 求偏导后代入(1.3.5)式可得

$$\rho_0 a^2 \frac{\partial v}{\partial x} = - \frac{\partial p}{\partial t},$$

将此式再对 t 求偏导得

$$\rho_0 a^2 \frac{\partial^2 v}{\partial t \partial x} = - \frac{\partial^2 p}{\partial t^2},$$

然后将(1.3.3)式代入上式即可得

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (1.3.9)$$

这就是一维的声波方程.我们也可以类似地得到用 v 或 ρ' 等量来表示的一维声波方程.

1.3.3 三维声波方程

上面我们假定声场在 y 和 z 方向都是均匀的,声波仅沿着 x 方向传播,从而导得沿着 x 方向的一维声波方程.然而,实际情形声波不会常限于仅在一维方向传播.为了普遍起见,我们要把一维的声波方程推广为三维声波方程.

仿照前面一维 x 方向运动方程的推导,可以类似地写出沿 y 及 z 方向的方程,并以矢量叠加形式表示

$$-\rho_0 \left[\frac{\partial v_x}{\partial t} \mathbf{i} + \frac{\partial v_y}{\partial t} \mathbf{j} + \frac{\partial v_z}{\partial t} \mathbf{k} \right] = \frac{\partial p}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial p}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial p}{\partial z} \mathbf{k},$$

这里 v_x, v_y, v_z 分别代表质点速度 \mathbf{v} 的沿 x, y, z 方向的分量. $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ 代表沿 x, y, z 方向的单位矢量.上式可以表示成如下矢量形式

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = - \text{grad} p, \quad (1.3.10)$$

这里 grad 为梯度标符,它代表 $\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}$.而类似地可以不难把一维连续性方程推广为如下矢量形式

$$-\rho_0 \text{div} \mathbf{v} = \frac{\partial \rho'}{\partial t}, \quad (1.3.11)$$

式中 div 为散度标符,它作用于矢量 \mathbf{v} 时,可表示为

$$\text{div} \mathbf{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z}.$$

至于状态方程,本身就是标量,形式上仍为(1.3.8)式.因此(1.3.8), (1.3.10)和(1.3.11)三式就成为三维情形下的三个流体介质的基本方程.与推导一维声波方程类似,我们可以将(1.3.11)式两边对 t 求偏导,得

$$-\rho_0 \text{div} \left[\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \right] = \frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2},$$

再将状态方程两边对 t 取偏导,会同(1.3.10)式一并代入上式,并考虑到矢量关系

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad} p) = \Delta^2 p$$

即可导出如下三维的声波方程

$$\Delta^2 p = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}, \quad (1.3.12)$$

其中 Δ^2 为拉普拉斯算符,它在不同坐标系里具有不同的形式,在直角坐标系里

$$\Delta^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

1.4 平面声波基本特性

1.4.1 平面声波基本解

方程(1.3.12)可以说是求解大多数声学工程问题的出发点,但是为了不使一开始就把问题搞得太复杂,我们还是选择一种最简单的波型——平面声波——作为分析的起点.并通过它来认识声波的一些最基本的特性.我们假定声波仅沿着 x 方向传播,而在 yz 平面上所有质点的运动是均匀的,如质点的振幅及位相均相同.平面声波在实际声学环境也是可能存在的,例如在一定条件下,声波在管道中传播时会呈现平面波传播特性.

讨论平面波声场,归结为求解一维声波方程(1.3.9)式.该方程是一个偏微分方程,它包含时间 t 和空间坐标 x 的两个自变量.一般可以用分离变量方法求解.因为不少读者已经具有了相应的数学基础,这里我们就绕过了繁琐的求解过程,而直接给出它的适合声学问题的解为

$$p(t, x) = Ae^{j(\omega t - kx)} + Be^{j(\omega t + kx)}, \quad (1.4.1)$$

式中, A 和 B 是待定常数, ω 为声波角频率, $k = \frac{\omega}{c_0}$ 定义为传播常数,简称波数, c_0 为声速, $j = \sqrt{-1}$ 为虚数符号. $e^{j(\omega t \pm kx)}$ 为以复指数形式表示的波函数.它代表了以推迟解函数形式表示的波动过程.波函数中取“-”号的解代表向前行进着的平面波,而取“+”号的解代表相反行进着的反射波.读者可以将(1.4.1)式的解代入方程(1.3.9),便可证明(1.4.1)式确是满足该方程的解.

现在把讨论问题再简单一些,认为在声波传播途径中没有遇到反射体,这时就不会出现反射波,因而取常数 $B = 0$.声场中没有反射波,而只有向前行进的波,称为行波.所以平面声行波表示式就简化为

$$p(t, x) = Ae^{j(\omega t - kx)}. \quad (1.4.2)$$

如果假定,声源振动时在其毗邻的介质中产生振幅为 p_a ,角频率为 ω 的声压.即设在 $x = 0$ 处, $p(t, 0) = p_a e^{j\omega t}$,则可定得 $A = p_a$,于是就求得平面声场中声压为

$$p(t, x) = p_a e^{j(\omega t - kx)}. \quad (1.4.3)$$

若已求得声压,再通过(1.3.3)式即可求得介质中的质点速度

$$v(t, x) = v_a e^{j(\omega t - kx)}, \quad (1.4.4)$$

式中, $v_a = \frac{p_a}{\rho_0 a}$ 为质点速度的幅值。(1.4.3)式和(1.4.4)式就是平面声行波的声压和质点速度.当然这里我们取复数形式的解只是为了以后的数学处理方便,真正有物理意义的应该是它们的实部.读者是可以理解的.

从(1.4.3)式与(1.4.4)式可以看到,平面声行波在理想介质中传播时,声压幅值 p_a 与质点速度幅值 v_a 都是不随距离变化的常数,也即声波在传播过程中不会有任何衰减.这是因为我们假定介质是理想的,不存在黏滞等损耗,同时平面声波的波阵面永远保持平面,不会扩大,因而声能量也不会随距离而分散开来.

1.4.2 声波传播速度

我们已知道声波的传播是以 a 为速度向前行进的.声速是声波中一个非常重要的常数.从1.3.1节中我们也知道声速与介质的物理特性,特别是与其可压性有重要关系.如气体,可压性大,声速就小,而液体如水,可压性小,声速就大.

对于理想气体 $PV^\gamma = \text{常数}$,我们可以求得其声速为

$$a = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}}. \quad (1.4.5)$$

对于空气 $\gamma = 1.402$,在标准大气压强 $P_0 = 10^5 \text{ N/m}^2$,温度为 0°C 时, $\rho_0 = 1.293 \text{ kg/m}^3$,按(1.4.5)式可算得 $a = 331.6 \text{ m/s}$.气体中声速与温度也有很大关系,我们知道声速 a 是由介质平衡状态时的物理参数决定的,对理想气体有克拉柏龙公式

$$PV = \frac{M}{\mu} RT,$$

式中 P, V, T 为 M 质量气体的压强、体积和绝对温度, μ 为气体摩尔质量,对空气 $\mu = 29 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$, $R = 8.31 \text{ J/(K} \cdot \text{mol)}$ 为气体常数.因此声速可改写为

$$a = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} = \sqrt{\frac{\gamma R}{\mu} T_0}, \quad (1.4.6)$$

这里 T_0 为无声扰动时即介质处于平衡状态时的绝对温度.如果用摄氏温标 t ,则因为 $T_0 = 273 + t$,所以声速可表示为

$$a(t) = \sqrt{\frac{\gamma R}{\mu} (273 + t)} = 20.05 \sqrt{273 + t}, \quad (1.4.7)$$

或者可近似表示为

$$a(t) \approx a(0^\circ\text{C}) + \frac{a(0^\circ\text{C})}{546} \times t, \quad (1.4.8)$$

式中, $a(0^\circ\text{C}) = 331.6 \text{ m/s}$ 为零摄氏度时的声速,因此声速又可写成

$$a_0(t) \approx (331.6 + 0.6t) \text{ m/s}, \quad (1.4.9)$$

例如当 20°C 时空气中的声速可算得为 $a_0(20^\circ\text{C}) = 344 \text{ m/s}$.

对于水,因为没有像气体那样有一个状态方程可供计算,但是可以由实验确定其压缩系数 β 或体弹性模量 K 来计算声速,例如 20°C 时纯水的 $\rho_0 = 998 \text{ kg/m}^3$, $\beta = 45.8 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{N}$, 则可由 $a_0 = \sqrt{\frac{1}{\rho_0 \beta}}$ 算得 $c_0(20^\circ\text{C}) = 1480 \text{ m/s}$. 实际上,由于现代声学技术的发展,声速可以直接测量得很精确,因此,反过来常常是通过声速的测量来确定液体的压缩系数或体弹性模量的. 下式是由实验确定的蒸馏水中的声速与温度的关系

$$c = 1402.7 + 488t - 48t^2 + 135t^3 + (15.9 + 2.8t + 2.4t^2)(P_c/100) \quad (1.4.10)$$

式中 P_c 是以巴 (bar) 表示的测定的大气压强, t 是实测温度 (°C) 除以 100 的商, $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$.

通常水温升高 1°C, 声速约增加 4.5 m/s. 声波在海水中传播时, 因海水中含有各种浓度的盐分, 声速与纯水也不相同.

1.4.3 声波的阻抗

我们已获得平面声场中的声压 p 与质点速度 v 的表示式. 在声学工程应用中也常喜欢采用电工学或电传输线中的阻抗概念. 如果把声压比作电压以及质点速度比作电流, 那么 p/v 就可用一阻抗量来描述, 我们定义

$$Z_s = \frac{p}{v}, \quad (1.4.11)$$

式中 Z_s 称为**声阻抗率**. 声场中一般说声阻抗率可以是复数. 与电阻抗类似, 其实部反映能量的损耗. 在理想介质中, 实数的声阻率也具有“损耗”含义, 不过它代表的不是能量的热损耗, 而是代表声能量通过传播从一处向毗邻的另一处转移, 即“传播损耗”. 根据声阻抗率的定义, 对平面声波情况, 将(1.4.3)式与(1.4.4)式代入上式, 就可求得平面行波的声阻抗率为

$$Z_s = \rho_0 a_0 \quad (1.4.12)$$

由上式可见, 在平面行波声场中, 声阻抗率是实常数. 这反映了在平面行波场中各位置都无能量储存的过程, 在前一位置上的声能量可以完全地传播到后一位置上去. 而这常数值正好等于介质的密度与声速的乘积 $\rho_0 a_0$. 以后我们会看到, 这一乘积量对声波传播有着重要影响, 在声学中有着独特地位. 考虑到它具有声阻抗率的量纲, 所以称 $\rho_0 a_0$ 为介质的**特性阻抗**. 其单位用 $\text{Pa} \cdot \text{s/m}$ (帕[斯卡]秒每米) 表示 (也可用瑞利, $1 \text{ Rayl} = 10 \text{ Pa} \cdot \text{s/m} = 10 \text{ N} \cdot \text{s/m}^3$).

对空气, 当温度为 20°C, 压强为标准大气压强 $P_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ 时, $\rho_0 a_0$

$= 415 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$. 对于纯水当 20°C 时 $\rho_0 c_0 = 1.48 \times 10^6 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$.

由(1.4.12)式可知,平面行波的声阻抗率数值上正好等于介质特性阻抗.如果借用电学中的语言来描述此时的声传播特性,可以说平面行波在传播过程中是处处与介质特性阻抗相匹配的.至于其他声波类型,我们以后会知道,它们与介质特性阻抗就不一定都能有如此好的匹配条件.

1.5 声场的能量关系

当原先处于静止状态的介质,受到声扰动时,一方面介质质点会在其平衡位置附近来回振动起来,同时在介质中又产生压缩与膨胀的交替过程.前者使介质质点具有了振动动能,而后者使介质具有了形变位能.这两部分之和就是由于声扰动使介质得到了声能量.当声扰动传走时,声能量也随着转移.因此可以认为声波的传播过程实质上就是声振动能量的转移过程.

1.5.1 声能量密度

设在声场中取一小体积元,其静止时体积,压强与密度分别为 V_0 , P_0 与 ρ_0 ,由于声扰动,该体元得到动能为

$$\Delta E_k = \frac{1}{2}(\rho_0 V_0) v^2, \quad (1.5.1)$$

同时,该体元的压强自 P_0 增至 $P_0 + p$,而体积变化到 $V_0 + \Delta V$,于是体元具有的位能为

$$\Delta E_p = - \int_0^{\Delta V} p dV, \quad (1.5.2)$$

式中负号表示在体元内压强和体积的变化方向相反,例如压强增加,体积缩小,此时外力对体元做功,使体元位能增加,即压缩过程使系统储存能量.反之,体元对外做功,体元里位能减小,即膨胀过程使系统释放能量.

由于介质密度变化与压强变化是有关联的,它可由状态方程(1.3.8)来描述.对此式两边作微分可得

$$dp = \frac{2}{\rho_0} \rho' d\rho. \quad (1.5.3)$$

考虑到体元在压缩和膨胀过程中,质量保持不变,体元的体积与密度变化之间应存在关系: $\rho/\rho_0 = -\frac{dV}{V}$ 或者 $\rho' \approx -\frac{\rho_0}{V_0} dV$, 将该关系代入(1.5.3)式,再一并代入

(1.5.2)式,便可积分得

$$\Delta E_p = \frac{V_0}{\rho_0} \int_0^p p dp = \frac{V_0}{2\rho_0} p^2. \quad (1.5.4)$$

体元里的总的声能量应为动能和位能之和,即

$$\Delta E = \Delta E_k + \Delta E_p = \frac{V_0}{2} \rho_0 \left[v^2 + \frac{1}{\rho_0^2 c_0^2} p^2 \right]. \quad (1.5.5)$$

单位体积里的声能量称为声能量密度 ε , 即

$$\varepsilon = \frac{\Delta E}{V_0} = \frac{\rho_0}{2} \left[v^2 + \frac{1}{\rho_0^2 c_0^2} p^2 \right]. \quad (1.5.6)$$

顺便指出, 该式的导出并未对声场作任何限制, 因此 (1.5.6) 式不仅适用于平面声波, 而且对其他类型的声波也是普遍适用的.

下面仍回到平面声波情形, 将平面行波的声压 (1.4.3) 式与质点速度 (1.4.4) 或取实部以后代入 (1.5.6) 式, 即可求得

$$\varepsilon = \frac{p_a^2}{\rho_0 c_0^2} \cos^2(\omega t - kx), \quad (1.5.7)$$

该式代表体元所具有声能密度的瞬时值, 将它对一个周期取平均, 便可得到平均声能密度

$$\bar{\varepsilon} = \frac{p_a^2}{2\rho_0 c_0^2} = \frac{p_e^2}{\rho_0 c_0^2}, \quad (1.5.8)$$

式中 $p_e = \frac{p_a}{\sqrt{2}}$ 为有效声压.

1.5.2 声功率与声强

单位时间内通过垂直于声传播方向的面积 S 的平均声能量就称为平均声能量流或称为声功率. 因为声能量是以声速 c_0 传播的, 因此平均声能量流应等于声场中面积为 S 、高度为 c_0 的柱体内所包括的平均声能量, 即

$$\bar{W} = \bar{\varepsilon} c_0 S, \quad (1.5.9)$$

平均声能量流, 单位为 W (瓦), $1 \text{ W} = 1 \text{ N} \cdot \text{m/s}$.

通过垂直于声传播方向的单位面积上的平均声能量流就称为平均声能量流密度或称为声强, 即

$$I = \frac{\bar{W}}{S} = \bar{\varepsilon} c_0. \quad (1.5.10)$$

根据声强的定义, 它还可用单位时间内、单位面积的声波向前进方向毗邻介质所做的功来表示, 因此它也可写成

$$I = \frac{1}{T} \int_0^T \text{Re}(p) \text{Re}(v) dt, \quad (1.5.11)$$

式中 Re 代表取实部. 声强的单位是 W/m^2 .

对沿正 x 方向传播的平面行波, 无论将 (1.5.8) 式代入 (1.5.10) 式, 或是将 (1.4.3) 式及 (1.4.4) 式代入 (1.5.11) 式都可以得到

$$I = \frac{p_a^2}{2\rho_0 c_0} = \frac{p_e^2}{\rho_0 c_0} = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 v_a^2 = \rho_0 c_0 u^2 = \frac{1}{2} p_a v_a = p_e v_e, \quad (1.5.12)$$

式中 v_e 为有效质点速度 $v_e = \frac{v_a}{\sqrt{2}}$.

1.6 声学量的级与分贝单位

声压或声强的变化范围很大,如人耳刚能感受到声音存在的界限,即听阈,对 1 kHz 频率,声压约为 2×10^{-5} Pa,而使人耳产生痛感的声音,即痛阈。对同样 1 kHz 频率声压可达 20 Pa,二者相差几乎 100 万倍,而在导弹发射场更能接收到高达 2×10^3 Pa 的声压值。因此直接用声压或声强的绝对值来度量声波的强弱是十分不方便的。此外,人耳对声音强弱的主观感觉并不是正比于声压的绝对值,而更接近于它们的对数关系。基于这些原因,因此声学中常普遍选用对数标度来作为声音强弱的度量。用这种对数标度来度量声压,声强和声功率分别称为声压级,声强级和声功率级。它们国际上通用的符号分别为 L_p , L_I 和 L_W 。单位都用 dB(分贝)表示。

1) 声压级

声压级的符号用 L_p 表示,其定义为将待测声压有效值 p_e 与基准声压 p_{ref} 的比值取常用对数,再乘以 20,即

$$L_p = 20 \lg \frac{p_e}{p_{ref}} \quad (\text{dB}), \quad (1.6.1)$$

在空气中基准声压 p_{ref} 取为 2×10^{-5} Pa,这个数值约为 1 kHz 声音的听阈声压。

2) 声强级

声强级用符号 L_I 表示,其定义为将待测声强 I 与基准声强 I_{ref} 的比值取常用对数,再乘以 10,即

$$L_I = 10 \lg \frac{I}{I_{ref}} \quad (\text{dB}), \quad (1.6.2)$$

在空气中基准声强 I_{ref} 取 10^{-12} W/m²,这一数值是取空气的特性阻抗为 400 Pa · s/m 时与声压 2×10^{-5} Pa 相对应的声强。

声压级与声强级数值上近于相等,因为由(1.5.11)式知

$$\begin{aligned} L_I &= 10 \lg \frac{I}{I_{ref}} = 10 \lg \left[\frac{p_e^2}{\rho_0 \omega} \cdot \frac{400}{p_{ref}^2} \right] \\ &= L_p + C \quad (\text{dB}), \end{aligned} \quad (1.6.3)$$

式中 $C = 10 \lg \frac{400}{\rho_0 \omega}$ 。如果测量时大气条件恰好是 $\rho_0 \omega = 400 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$,则 $L_I = L_p$;对

一般情况,声强级与声压级将相差一个修正项 C ,由于特性阻抗可表示为 $\rho_0 c_0 = \sqrt{\frac{\mu\gamma}{R}} \left(\frac{P_0}{T_0} \right)$, 其中 $\sqrt{\frac{\mu\gamma}{R}}$ 对空气是常数(见第 1.4.2 节).因此该修正值还可表示为

$$C = -10 \lg \frac{\rho_0 c_0}{400} = -10 \lg \frac{(\rho_0 c_0)_s}{400} = -10 \lg \left[\frac{427}{400} \sqrt{\frac{273}{273+t}} \cdot \frac{B}{B_0} \right], \quad (1.6.4)$$

式中 $(\rho_0 c_0)_s = 427 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$, 代表当 $t = 0^\circ\text{C}$, $B_0 = 1$ 标准大气压强时的空气特性阻抗. $B_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, B 代表测量时的大气压强,以帕计.有些文献把 $\rho_0 c_0 = 400 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$ 取为温度为 20°C 与 $P_0 = 10^5 \text{ Pa}$ 时空气特性阻抗的近似值,因此取修正值为

$$C = -10 \lg \left[\left(\frac{293}{273+t} \right)^{1/2} \frac{P_0}{10^5} \right]. \quad (1.6.5)$$

因为温度为 20°C 与 1 标准大气压强时 $\rho_0 c_0 = 415$, 而不是 400 因而(1.6.4)式比(1.6.5)式更为精确.然而它们之间的差异是很小的.取哪一公式来修正,要视具体测量对精度的要求.通常情况,环境气象条件变化范围不大,修正值较小常可以忽略不计,例如对于 $t = 0$ 与 $P_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, $\rho_0 c_0 = 427 \text{ Pa} \cdot \text{s/m}$, 则按(1.6.4)式计算,得 $C = -0.21 \text{ dB}$, 而按(1.6.5)式计算为 $C = -0.28 \text{ dB}$. 而如果在海拔高度为 1 km 地方,大气压强降低至 $9 \times 10^4 \text{ Pa}$, 而温度保持不变,则按(1.6.4)式与(1.6.5)式可分别算得修正值的变化分别为 $\Delta C = 0.46 \text{ dB}$ 与 $\Delta C = 0.59 \text{ dB}$.

3) 声功率级

声功率级一般用于计量声源的辐射声功率.声源的声功率级用 L_w 符号表示,它定义为这一声源的辐射声功率与基准声功率的比值取常用对数后乘以 10,即

$$L_w = 10 \lg \left[\frac{W}{W_{\text{ref}}} \right] \quad (\text{dB}), \quad (1.6.6)$$

基准声功率取为 $W_{\text{ref}} = 10^{-12} \text{ W}$.

为了使读者对用分贝表示的声音大小有一个数量概念,我们用表 1.6.1 与表 1.6.2 举出一些典型例子.

表 1.6.1 一些典型噪声源产生的声压级

噪声源	位置	声压级/dB
核爆炸	试验场	180
导弹发射	发射场	160
锅炉排气放空	离喷口 1 m	140
大型鼓风机房	离风机 1 m	120
中等功率柴油机组	排烟口 1 m	100
高声演讲	距 1 m	80