

机械和液压噪声及其控制

张建寿 谢咏絮等 编著

上海科学技术出版社出版

(上海瑞金二路 450 号)

本书由上海发行所发行 上海市印刷三厂印刷

开本 787×1092 1/16 印张 17 字数 400,000

1987 年 3 月第 1 版 1987 年 3 月第 1 次印刷

印数 1—8,000

目 录

前 言

第一章 声学基础	1
§ 1-1 振动与声	1
一、声音是物体振动的传播	1
二、声波的辐射和方向性	2
§ 1-2 波动方程	2
一、余弦行波	2
二、平面余弦行波的波动方程	3
三、平面声波的波动方程	3
四、空间声波的波动方程	4
§ 1-3 声压、声速与媒质的特性阻抗	4
一、声压	4
二、声速	5
三、媒质的特性阻抗	7
§ 1-4 声场中的能量关系	9
一、声能量密度	9
二、声功率与声强	10
§ 1-5 驻波	10
§ 1-6 声波的传播特性	12
一、声波的反射和折射	12
二、声波的干涉和绕射	15
三、声波的衰减、吸收和散射	16
§ 1-7 声级	17
一、声强级和声压级	17
二、声级的合成与分解	18
三、本底噪声影响下被测声源的确定	19
四、声功率级	20
五、声响随距离的衰减	21
六、频程和频谱	21
七、响度级	23
§ 1-8 噪声源及噪声控制基本原理	25
§ 1-9 噪声的标准	27
一、噪声评价数 NR 及 A 计权声级	27
二、噪声控制标准	27
第二章 噪声控制中的隔振技术	30
§ 2-1 机械振动学基础	30
一、单自由度振动系统	30
二、两自由度振动系统	31
§ 2-2 隔振与吸振	32
一、积极隔振与消极隔振	32
二、动力吸振器	34
§ 2-3 隔振设计	35
一、振动形式与隔振器布置	35
二、隔振系统的设计计算	38
§ 2-4 冲击振动的隔离	43
§ 2-5 工程实例	45
§ 2-6 阻尼减振	46
第三章 噪声测量	49
§ 3-1 概述	49
§ 3-2 室内声场和噪声测量环境	50
一、声场的描述——基本概念和定义	50
二、自由声场——消声室	51
三、混响声场——混响室	54
四、现场测量	59
§ 3-3 噪声测量用传声器	60
一、传声器特性	61
二、传声器的类型	63
三、传声器使用时应考虑的问题	66
§ 3-4 噪声测量中的分析仪器	66
一、噪声测量仪器的性能特征	66
二、声级计	67
三、频率分析仪器	70
§ 3-5 声功率测量	76
一、消声室内测声功率	76
二、半消声室内测声功率	78
三、混响室内测声功率	79

四、测声功率的工程方法	81	二、声强探头的类型和特点	86
五、参考声源法测声功率	83	三、声强测量仪器	89
§ 3-6 声强测量	84	四、声强测量的应用	89
一、声强定义和测量原理	84		
第四章 噪声源识别技术	92		
§ 4-1 噪声源识别的基本要求	92	一、频谱分析法	99
§ 4-2 常用的噪声源识别方法	93	二、相干函数法	101
一、主观评价法	93	三、倒频谱法	104
二、近场测量法	93	四、自回归谱法	107
三、选择运行法	94	§ 4-4 新发展的几种噪声源识别方法	109
四、选择覆盖法	97	一、表面声强测量法	109
五、表面振速测量法	97	二、声强法	111
§ 4-3 噪声源识别的信号分析法	99	三、其他方法简介	113
第五章 齿轮和轴承噪声及其控制	115		
§ 5-1 齿轮噪声的产生	115	§ 5-5 从工作参数控制齿轮噪声	121
一、节线冲力	115	一、转速与载荷	121
二、啮合冲力	115	二、润滑	122
§ 5-2 齿轮噪声的特点	116	§ 5-6 控制齿轮噪声的其他措施	122
§ 5-3 从设计参数控制齿轮噪声	116	一、齿轮材料和热处理	122
一、齿轮结构	116	二、齿轮的消声(减振)处理	123
二、齿轮压力角	116	三、齿轮修缘	125
三、齿轮重迭系数	118	§ 5-7 齿轮噪声试验台	126
四、齿宽	118	§ 5-8 轴承噪声的产生	127
五、齿数与模数	118	§ 5-9 滚动轴承的频率	128
六、齿轮的侧隙	119	§ 5-10 轴承噪声的控制	129
§ 5-4 从加工和装配精度控制齿轮噪声	119	一、轴承类型和噪声的关系	129
一、齿面粗糙度和齿轮噪声	119	二、保持架精度对噪声的影响	130
二、齿形误差和齿轮噪声	120	三、预紧力对轴承噪声的影响	130
三、周(基)节误差和齿轮噪声	120	四、轴承精度和形状误差对噪声的影响	131
四、安装误差和齿轮噪声	121		
第六章 机械装置噪声及其控制	132		
§ 6-1 机械装置噪声的激励流程	132	一、机械结构影响声辐射的因素	140
§ 6-2 机械装置噪声源	133	二、减少声辐射的实例	141
一、机器零件功能与声响的关系	133	§ 6-5 凸轮机构的噪声控制	143
二、减少机器噪声源声响的途径	134	一、凸轮机构工作噪声机理分析	143
三、减少机械噪声源声响的实例	134	二、降低凸轮机构噪声的措施	144
§ 6-3 机械装置噪声源的传播及衰减	139	三、凸轮机构噪声的试验研究	147
§ 6-4 减少机械装置声辐射的措施	140	四、低噪声凸轮机构的设计要点	152
第七章 冲击成形加工噪声控制	153		
§ 7-1 冲击成形加工噪声特点	153	§ 7-2 冲击成形加工噪声源分析	155

一、冲床噪声的诊断	155	三、模具冲裁位置的调整	170
二、冲床加工区噪声分析	156	§ 7-4 减振缓冲器	170
三、冲床构件振动的声辐射	161	一、缓冲器降噪原理	170
四、压缩空气的喷射噪声	163	二、液压缓冲器	172
五、传动机构运动副间隙引起的撞击噪声	164	三、聚氨酯缓冲器	174
§ 7-3 低噪声模具技术	165	§ 7-5 其他降低冲床噪声的措施	176
一、冲头与冲模径向间隙的选择	165	一、采用隔声结构	176
二、阶梯冲模和斜刀模的应用	166	二、改进工艺方式和方法	178
第八章 液压元件噪声及其控制	180		
§ 8-1 液压系统的噪声特性	180	对噪声的影响	203
§ 8-2 液压系统的机械噪声	182	§ 8-4 低噪声齿轮泵技术	203
§ 8-3 油泵的噪声	184	一、齿轮泵的困油现象及卸荷	204
一、油泵的噪声模型	184	二、齿轮泵的流量(或压力)脉动及其消减	206
二、油泵噪声的评价方法	190	三、低噪声内齿轮油泵技术	212
三、油泵噪声的频谱分析	191	§ 8-5 控制阀噪声	218
四、油泵过渡区困油对噪声的影响	192	一、液压控制阀的噪声类型及其产生原因	218
五、油泵的压力脉动(FBN)、泵体表面的振动(SBN)和空气噪声(ABN)之关系	198	二、液压控制阀噪声的试验研究	221
六、油泵的作用力脉动对噪声的影响	202	§ 8-6 液压导管的噪声	224
七、油泵内部油流通道形状和尺寸变化			
第九章 液压系统噪声控制	227		
§ 9-1 系统噪声模型	227	一、系统压力脉动的衰减	241
§ 9-2 低噪声系统的设计和分析	228	二、系统机械结构振动的阻尼	247
一、液压元件的合理选择	229	三、液压装置噪声的吸收和隔离	248
二、油泵吸入系统气穴和吸空现象及其防止	229	§ 9-4 液压装置噪声控制实例	248
三、排油管路和机械系统的振动及其防止	234	一、液压升降梯动力装置的降噪措施	248
四、液压系统的冲击及防止	239	二、液压挖掘机中油泵压力脉动的衰减	249
五、减少共振体的声发射	241	三、潜艇液压装置噪声的衰减	249
六、保持工作油液的清洁,防止系统的污染	241	四、高压、高速压力机的冲击与噪声控制措施	251
§ 9-3 液压系统噪声的衰减、阻尼和隔离	241	五、80000 kN(8000 吨)锻造压力机换向时配管振动的控制	251
附 录	253		
一、声压级与响度指数、响度、响度级的换算表	253	二、JG 型、XD 型隔振垫设计图	255
		三、降低噪声的措施	256
参考文献	260		

第一章 声学基础

§1-1 振动与声

一、声音是物体振动的传播

机械振动在媒质中的传播过程称为机械波。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。发生声音的振动系统称为声源，如机器的振动系统是机械噪声的声源。

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。如果媒质质点的机械振动方向和波的传播方向一致，这种波称为纵波；如果质点振动方向在垂直于波的传播方向的平面内，则称为横波。单纯的纵波和单纯的横波是最简单的两种情况。从运动学的角度来看，根据运动迭加原理，任何复杂的波都是由纵波和横波迭加的结果。在通常情况下，因气体和液体没有切变弹性，所以在其内部仅能够传播纵波，而固体则兼有容变弹性和切变弹性，故对纵波和横波都能够传播，且能够传播各种复杂的弹性波。

如图 1-1 所示，当物体 m 在激振力 $F(t)$ 的作用下，产生振动时，其周围空气分子受到振动作用，且由近及远传播出去，从而使空气的密度发生一疏一密的变化，造成大气压力 $P(x)$ 的波动，这就是疏密纵波，其传播方向与空气质点振动方向相同。大气压力的波动越大，表示声波的振幅也越大，亦即声音越强。

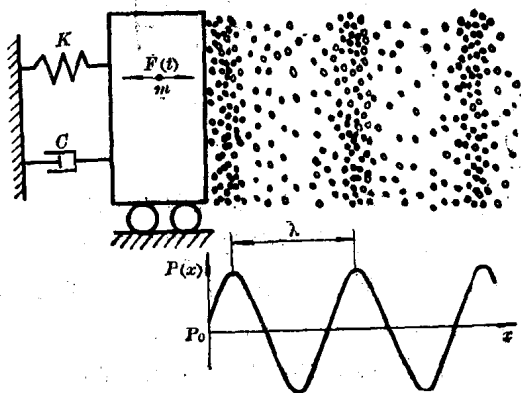


图 1-1 振动与声波示意图

因为媒质可以是气体、液体，也可以是固体，所以噪声也就有所谓空气噪声 ABN(Air Borne Noise)、流体噪声 FBN(Fluid Borne Noise) 和固体噪声之称。因为在机械中固体都是以某种结构来具体体现，所以固体噪声通常又叫结构噪声 SBN(Structure Borne Noise)。不过，一般所讲的噪声是指传入人耳的空气噪声。

并非所有的振动都能引起人们的听觉。一般地说，只是频率在 $20 \sim 20000 \text{ Hz}$ 之间的机械波传入人耳，引起鼓膜振动，才能刺激听神经而产生声的感觉。故将这一频率范围内的振动称为声振动，由声振动激发的纵波才称为声波。频率低于 20 Hz 的机械波称为次声波。次声波波长很长，不易被一般物体所反射和折射，而且在媒质中不易被吸收，传播距离非常远，所以次声波不仅可以用来探测气象、地震，且可用于军事侦察。次声波对人也有影响，例如晕车就是由次声波的低频振动所引起的。频率高于 20000 Hz 的机械波称为超声波。由于它传播时定向性好，穿透力强，以及在不同媒质中波速、衰减和吸收等特性的差异，故已得到广泛的应用。

二、声波的辐射和方向性

如果一个物体在弹性媒质中振动,机械波即从这一物体发出。这一起始振动的物体便是振源。如果这一振动是声振动的话则便是声源。声波从声源向空间传播,这一有声传播的空间便称为声场,而声波的传播方向叫声线(波线或射线)。声波向空间传播时,其相位相同的各点可以连成一个面,称为波阵面(或波前)。如果声源的尺寸远小于波长,便可把声源视为一个脉动着的微小球体或称为点声源,在无限媒质中传送出声波。显然这样的波阵面是一个球面,这球面的半径就等于离开声源的距离,这样的波称为球面波,如图 1-2a 所示。当传播的距离很大,波阵面上个别部分可视为平面;或当声源的尺寸远大于波长时,它的声波将不是向四面八方传播出去,而是按此振动体的振动方向辐射,声线近似为在一个方向上,因此其波阵面亦可视为一个平面,这样的波称为平面波,如图 1-2b 所示。在各向同性的媒质中,声线恒与波阵面垂直。

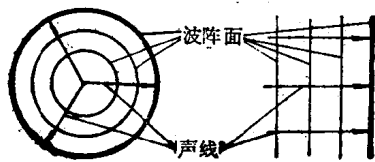


图 1-2 波阵面和声线的示意图

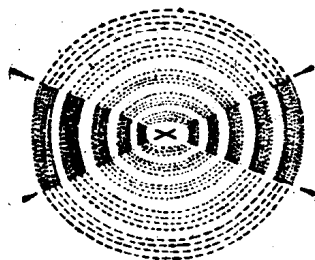


图 1-3 振动体的声波传播

实际上振动体不会小得成为一个点,也不会大得发出平面声波,多数发声体发出的声波常在一个角度范围内沿振动体的振动方向前后发射,如图 1-3 所示。其他方向也有声波发射出去,但比较微弱。当振动体本身尺寸越大,频率越高,所发出的声波方向性就越强,扩散角也就越小,就接近于平面波。由于绝大多数发声体发出的声波既不是平面波,也不是各个方向均匀辐射的球面波,所以声波总是在某些方向强些,而在另一些方向弱些。这就是声波的指向性(或方向性)。

§1-2 波动方程

前面我们已介绍了振动与声的基本概念,现在我们将用数学方式即用波动方程来描述一个前进中的波动(一般称为行波)。为求简明起见,先讨论声波在无粘滞性因而没有能量损耗的理想媒质中的传播。

一、余弦行波

波在媒质中传播时,如果媒质的各个质点均作连续不停的振动,这种波称为连续波。其最重要的特例是各质点都作同频率谐振动,这种情况下的连续波称为余弦行波(与正弦行波一样均可代表简谐行波)。如果媒质中各质点作单个或间歇的脉冲振动,这种波称为脉冲波。运用频谱分析的方法,不论脉冲波或非余弦的连续波,都可以分解为许多不同频率的余弦行波,因此余弦行波的规律是最基本的。

二、平面余弦行波的波动方程

当平面波是沿 x 轴正向传播的行波时, 设 $x=0$ 处质点的振动位移为

$$\xi_0 = A \cos(\omega t + \phi)$$

式中: A ——振幅;

ω ——圆频率;

ϕ ——初始相位角;

t ——从振动开始计算的时间。

则在任何 x 值处的质点振动是同频率同振幅的谐振动, 仅在相位上落后了一段时间

$$\tau = \frac{x}{c},$$

c 代表沿这方向的声速。因此沿 x 轴正向传播的平面余弦行波的波动方程为

$$\xi_+ = A \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c} \right) + \phi \right] \quad (1-1)$$

在声波的情况下, 上式中的 ξ_+ 代表在 x 处任何瞬时 t 的纵向位移。图 1-4 所示即为这种平面余弦行波。显然, 这个波同时间和位置变量均有关。在固定的时间, 波同位置有关, 而在固定的距离, 波同时间有关。

把圆频率 ω 和波速 c 的比值 $\omega/c = k$ 称为波数, 则上式亦可写成

$$\xi_+ = A \cos(\omega t - kx + \phi) \quad (1-2)$$

同理, 当平面波沿 x 负向传播时, 则波动方程为

$$\xi_- = B \cos \left[\omega \left(t + \frac{x}{c} \right) + \phi' \right] = B \cos(\omega t + kx + \phi') \quad (1-3)$$

因此, 同时有沿 x 正向和负向传播的行波时, 迭加后的平面余弦行波方程为

$$\xi = A \cos(\omega t - kx + \phi) + B \cos(\omega t + kx + \phi') \quad (1-4)$$

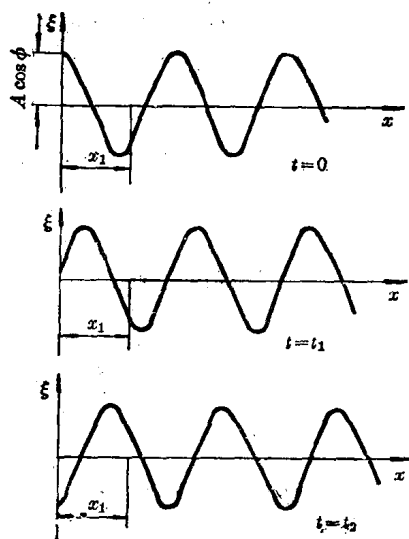


图 1-4 余弦行波

三、平面声波的波动方程

任何非余弦行波的平面声波都可认为是许多平面余弦行波的迭加。只要没有频散(波速随频率而异)现象, 各个不同频率的余弦行波成分就都以同一波速 c 传播, 则平面声波的波动方程为

$$\xi = F \left(t - \frac{x}{c} \right) + \Phi \left(t + \frac{x}{c} \right) \quad (1-5)$$

F 和 Φ 代表任何两个函数; 上式右边两项分别代表沿 x 正向和沿 x 负向传播的平面声波。利用复合函数求偏导数的方法, 从上式可得

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (1-6)$$

即振动位移对于时间的二次偏导数与振动位移对于声波传播距离的二次偏导数成正比, 其

比例系数即为声波传播速度的平方。

对于一切在无衰减无频散的均匀媒质中传播的平面声波,上述偏微分方程都能适用;所以此方程称为平面声波波动方程。

四、空间声波的波动方程

假如媒质是均匀的和各向同性的,而且无衰减,亦无频散,则在三维空间中传播的声波波动方程为

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^2 \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial z^2} \right) \quad (1-7)$$

这个方程通常简称为波动方程。应该注意,只有在各向同性的媒质中,上式才能适用。平面声波方程却没有这个限制。因为平面声波始终沿一个方向传播,空间声波则向各个方向传播,因此要式(1-7)能够适用,必须使各个方向有相同的传播速度,也即媒质必须是各向同性的。

在球面声波的情况,波动传播的声能随距离而衰减,所以球面声波的振幅与振源的距离成反比,越远则振动越小,直至衰减到零。因此,沿半径方向传播的球面余弦行波的振动方程为

$$\xi = \frac{A}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1-8)$$

上式分别对 t 和 r 求二次偏导数,则球面声波的波动方程为

$$\frac{\partial^2 (r\xi)}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 (r\xi)}{\partial r^2} \quad (1-9)$$

式中: r ——球的半径。

§ 1-3 声压、声速与媒质的特性阻抗

一、声压

设媒质中的静止压力为 P , 则有声波传播时总压力 P_t 将在 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的作用时, 使大气压力产生微弱的变化, 这个变化量就是声压。大气静压力约为 10^5 Pa ($\approx 1 \text{ bar}$), 而声压 $p = 0.00002 \sim 20 \text{ Pa}$ 。所以声压与大气压的关系, 如同洋面上的微波与大洋的关系。下面就来对这种关系的数学表达式作一简单推导。

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 $P + dP$ (dP 即为 p), 密度变为 $\rho + d\rho$ 。由于声波的传播速度(简称声速)大于热传导速度, 所以可看作绝热过程, $PV^\gamma = \text{常量}$, 亦即

$$P/\rho^\gamma = \text{常量} \quad (1-10)$$

其中 γ 是比热容比(绝热指数)等于气体定压摩尔热容 C_p 和定容摩尔热容 C_v 之比。 γ 值如表 1-1 所示。

由式(1-10)可得

$$\frac{P + dP}{P} - \left(\frac{\rho + d\rho}{\rho} \right)^\gamma \approx 1 + \gamma \frac{d\rho}{\rho}$$

表 1-1 气体物理性质 γ 等值

气 体 种 类	分 子 符 号	原 子 数	摩尔质量 M (g/mol)	普适气体常数 (J/mol·K)	$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$
氦	He	1	4	8.31	1.66
氩	Ar	1	40		1.66
氢	H ₂	2	2		1.409
氮	N ₂	2	28		1.400
氧	O ₂	2	32		1.399
空 气	—	—	29		1.402
一氧化碳	CO	2	28		1.400
一氧化氮	NO	2	30		1.385
盐 酸	HCl	2	36.5		1.40
二氧化碳	CO ₂	3	44		1.301
一氧化二氮	N ₂ O	3	44		1.270
三氧化硫	SO ₃	3	64		1.372
氨 气	NH ₃	4	17		1.313
乙 炔	C ₂ H ₂	4	26		1.255
甲 烷	CH ₄	5	16		1.319
氯 甲 烷	CH ₃ Cl	5	50.5		1.29
乙 烯	C ₂ H ₄	6	28		1.249
乙 烷	C ₂ H ₆	8	30		1.20
氯 乙 烷	C ₂ H ₅ Cl	8	64.5		1.16

由此得声压 $p(=dP)$ 和大气压之间的关系为

$$p \approx \gamma \frac{d\rho}{\rho} P \quad (1-11)$$

即声压的瞬时值近似地等于这时的大气压和 $\gamma \frac{d\rho}{\rho}$ 值的乘积。

二、声速

一定频率的声波在媒质中传播时,单位时间所传过的距离称声速。由物理学可知,声速 c 、波长 λ 、频率 f 和周期 T 有如下的关系

$$c = \lambda f = \frac{\lambda}{T} \quad (1-12)$$

声速 c 主要同媒质有关,其数学表达式可推导如下。

如图 1-5, 设声波沿 x 方向传播,并在垂直于前进方向的平面内取一单位面积,若前进了 dx 距离,密度 ρ 视作常量,则对于媒质中传播平面声波的微元体积,根据牛顿第二定律可得

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1-13)$$

式中 u 为微元体之振动速度。微元体的体积应变为

$$\frac{dV}{V} = \frac{\frac{\partial \xi}{\partial x} dx}{dx} = \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

流体的容积(体积)弹性模量为

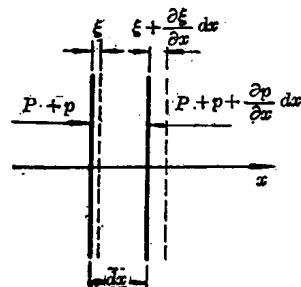


图 1-5 平面声波的传播

$$K = \frac{dP}{-\frac{dV}{V}} = -\frac{p}{\frac{\partial \xi}{\partial x}}$$

故

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} = -\frac{1}{K} \frac{\partial p}{\partial x}$$

代入式(1-13), 并考虑到 $u = \frac{\partial \xi}{\partial t}$, 得到平面声波的方程为

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{K}{\rho} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \quad (1-14)$$

与式(1-6)相比, 声速应为

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (1-15)$$

媒质体积受声波的作用, 反复地出现膨胀和压缩, 密度也相应地随着反复变化, 但质量是不会发生变化的, 所以可以写出

$$(V + dV)(\rho + d\rho) = V\rho$$

经简化并略去二次无穷小量, 则得

$$\frac{dV}{V} = -\frac{d\rho}{\rho} \quad (1-16)$$

即体积的膨胀率等于负的密度收缩率。

由于 $K = \frac{p}{-\frac{dV}{V}}$, 所以将式(1-11)和式(1-16)代入此表达式, 则有:

$$K = \frac{\gamma d\rho / \rho P}{d\rho / \rho} = \gamma P,$$

表明体积弹性模量 K 等于压力 P 与比热容比 γ 的乘积。由此得到理想气体的声速为

$$c = \sqrt{\gamma P / \rho} = \sqrt{\gamma RT / M} \quad (1-17)$$

式中: M ——气体的摩尔质量;

T ——绝对温度;

R ——气体常量(见表 1-1)。

由于气体的体积和密度是随温度而变化的, 因此声速 c 也随温度而变化。设气压为 P , 0°C 时的体积为 V_0 , 那末温度 $t^\circ\text{C}$ 时的体积为: $V = V_0(1 + \alpha t)$, 所以 $\rho = \rho_0 / (1 + \alpha t)$, 将此代入式(1-17), 得

$$c = \sqrt{\gamma P / \rho_0} \cdot \sqrt{1 + \alpha t} \approx c_0 \left(1 + \frac{1}{2} \alpha t\right) \quad (1-18)$$

式中: c_0 ——温度 0°C 时的声速

$$c_0 = \sqrt{\gamma P / \rho_0} \quad (1-19)$$

应用 SI 制单位时, $\rho_0 = 1.293 \text{ kg/m}^3$; $\gamma = 1.402$; $P = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ (760 mmHg), 将此值代入上式得 $c_0 = 331.5 \text{ m/s}$ 。由于膨胀系数 $\alpha = 1/273$, 所以按式(1-18)可得

$$c = 331.5 + 0.61t \text{ (m/s)} \quad (1-20)$$

例如, 空气中温度 $t = 20^\circ\text{C}$ 时的声速可算得为 $c = 344 \text{ m/s}$ 。空气中湿度和气压的变化也对声速略有影响, 如水蒸汽压力每上升 133.3 Pa (1 mmHg), 声速将提高 0.0021 m/s ; 与 10^5 Pa (1 大气压) 相比, $25 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时声速增加 0.8% , $100 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时增加 6.4% 。

在液体中, 声速亦可按式(1-15)计算, 即

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{1/\rho\beta} \quad (1-21)$$

式中: K, ρ ——分别为液体的体积弹性模量和密度;

β ——绝热压缩系数。

对水来说, $\rho = 1 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$, $\beta = 4.75 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$, 由此可得 $c = 1450 \text{ m/s}$ 。对于矿物油系液压油来说, $\rho \approx 900 \text{ kg/m}^3$, $\beta = 5 \times 10^{-10} \sim 7 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$, 取 $\beta = 6.3 \times 10^{-10} \text{ m}^2/\text{N}$, 则在液压油中声速 $c = 1330 \text{ m/s}$ 。

在无限的固体媒质中, 纵波和横波声速分别为

$$c_1 = \sqrt{\frac{E}{\rho} \cdot \frac{1-\sigma}{1-\sigma-2\sigma^2}} \quad (1-22)$$

$$c_2 = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}} \quad (1-23)$$

式中: E ——弹性模量;

σ ——泊松比。

在细长固体棒(横向尺寸远小于波长)中纵波的声速亦按式(1-15)计算。表 1-2 列出了主要常用媒质中声速 c , 密度 ρ 和声阻抗率 ρc (其概念见下面第三小节)之值。

表 1-2 一些常用材料的密度, 声速和特性阻抗(固体材料中用的是无限媒质中纵波速度)

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	423
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	1.025×10^3	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		$\sim 2.6 \times 10^3$	$\sim 5.00 \times 10^3$	$\sim 13.0 \times 10^6$
砖		$\sim 1.8 \times 10^3$	$\sim 3.6 \times 10^3$	6.5×10^6

三、媒质的特性阻抗

设沿 x 正向作无衰减传播的余弦行波为

$$\xi_+ = A \cos(\omega t - kx) \quad (1-24)$$

则质点的振速为

$$u_+ = \frac{\partial \xi_+}{\partial t} = A\omega \cos\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{2}\right) \quad (1-25)$$

由分析式(1-13)可知, 声压也具有同频率无衰减余弦行波的形式, 但相位角可能不同。令声压振幅为 p_A , 并设其与位移间的相位差为 ϕ , 则 $p_+ = p_A \cos(\omega t - kx + \phi)$, 将此和式(1-25)代入声波的运动方程式(1-13), 则有

$$p_A k \cos\left(\omega t - kx + \phi + \frac{\pi}{2}\right) = \rho A \omega^2 \cos(\omega t - kx + \pi)$$

由此得

$$p_A = \rho A \omega^2 / k = \rho c A \omega, \quad \phi = \frac{\pi}{2}$$

因此声压可以写成如下形式

$$p_+ = \rho c A \omega \cos\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{2}\right) = \rho c u_+ \quad (1-26)$$

同理, 对于沿 x 负向行进的声波可得:

$$\xi_- = A \cos(\omega t + kx) \quad (1-27)$$

$$u_- = A \omega \cos\left(\omega t + kx + \frac{\pi}{2}\right) \quad (1-28)$$

$$p_- = p_A \cos(\omega t + kx + \phi) = \rho c A \omega \cos\left(\omega t + kx - \frac{\pi}{2}\right) = -\rho c u_- \quad (1-29)$$

可见对于沿 x 向传播的平面余弦行波, 在相位上, 正向波声压与振速相同, 负向波声压与振速相反。

若媒质中传播的是一般平面声波, 则由前面的分析可知, 流体的体积弹性模量

$$K = -\frac{p}{dV/V} = -\frac{p}{\partial \xi / \partial x}$$

即

$$p = -K \frac{\partial \xi}{\partial x}$$

另一方面由图 1-5 可得质点的振速为 $\frac{\partial \xi}{\partial t} = \frac{\partial \xi}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} = c \frac{\partial \xi}{\partial x}$, 所以声压

$$p = -\frac{K}{c} \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{K}{c} u \quad (1-30)$$

注意到式(1-15) $K = \rho c^2$, 则上式可写成

$$p = -\rho c \frac{\partial \xi}{\partial t} = -\rho c u \quad (1-31)$$

即得到与平面余弦行波具有相同的结果。需要说明的是, 这些式子虽然都表示声压与振速的关系, 但因 u 的数值不仅随时间变化, 而且还有正负号之分, 所以两个声波的声压用这些式子作相对大小比较时, 不能用其瞬时值, 而应和电学一样, 取其有效值来表示。即取瞬时声压 p 的均方根(rms)值来表示, 这样就比较方便。也就是说, 若经过一个周期的时间是 T , 则一般声压的有效值应为

$$p_{\text{rms}} = p_e = \sqrt{\frac{1}{T} \int_0^T p^2 dt} \quad (1-32)$$

于是声压与振速之间有效值的关系是

$$p_e = \rho c u_e \quad (1-33)$$

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该位置的声阻抗率 Z_s , 即

$$Z_s = \frac{p}{u} \quad (1-34)$$

一般说来声场中某位置的声压与质点的振速不一定同相, 所以其声阻抗率可能是复数, 象电阻抗一样, 其实数部分反映了能量的损耗。在理想媒质中, 实数部分的声阻抗率也具有“损耗”的意思, 不过此处的含义不是能量转化为热, 而是表示着能量从一处向另一处的转移, 即

“传播损耗”。综上所述可见,对于无衰减平面余弦行波来说,媒质各点的声阻抗率都相同,且为同一实数,即

$$Z_s = \pm \rho c \quad (1-35)$$

其中“+”号适用于正向波,“-”号适用于负向波。注意到 ρc 是媒质所固有的一个常量,它的数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,正因如此,又考虑到它具有声阻抗率的量纲,所以称 ρc 为媒质的特性阻抗。其单位用 $\text{Pa}\cdot\text{s}/\text{m}(\text{Rayl})$ 。

对空气,当温度为 0°C 、气压为标准大气压 $P=1.013\times 10^5\text{Pa}$ 时, $\rho c=428\text{Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$;当温度为 20°C 时, $\rho=1.21\text{kg}/\text{m}^3$, $c=344\text{m}/\text{s}$, $\rho c=416\text{Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$,对于水,当温度为 20°C 时, $\rho=998\text{kg}/\text{m}^3$, $c=1480\text{m}/\text{s}$, $\rho c\approx 1.48\times 10^6\text{Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$,其余几种主要常见媒质的特性阻抗见表1-2。

声学中还经常使用两个与声阻抗率相类似的物理量。一个叫力阻抗 Z_m ,它是力与振速之比,在无衰减平面余弦行波的情况下等于 $\rho c S$, S 是声波传播经过的截面积。另一个叫声阻抗 Z_a ,它是声压与体积振速(uS)之比,在无衰减平面余弦行波的情况下等于 $\rho c/S$ 。在讨论截面发生变化条件下声波的传播时,上述两个概念特别有用,力阻抗在讨论固体中的波时非常适用,而声阻抗在讨论流体中的波时非常方便。

§1-4 声场中的能量关系

声波传到原先静止的媒质中,一方面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,若处于运动中则还储有动能。随同声波的传播,媒质中储有的这两种能量,以声速向前传递。因此可以说,声波的传播过程实质上就是声振动能量的传播过程。

一、声能量密度

单位体积中的声波能量称为声波的能量密度(简称声能密度) e 。其中单位体积的动能 e_k 显然为

$$e_k = \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (1-36)$$

至于单位体积的位能 e_p ,它等于当声压由零增至 p 时,体积 V 相应地被压缩了 $-dV$ 所需的功与体积 V 之比值,即

$$e_p = \int_0^p p \frac{-dV}{V} = \int_0^p \frac{p}{K} dp = \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho c^2} \quad (1-37)$$

而声能密度为

$$e = e_k + e_p \quad (1-38)$$

对于平面行进声波来说,将 p 和 u 值代入,即得

$$\left. \begin{aligned} e_k = e_p &= \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) = \frac{1}{2} \rho \dot{u}^2 \\ e &= 2e_k = 2e_p = \rho A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx) = \rho u^2 \end{aligned} \right\} \quad (1-39)$$

上式说明平面余弦行波中的动能和位能是相同的,动能达到最大值时位能也达到最大值,因

而总声能并不守恒,而是随时间由零变到最大值,且为动能或位能最大值的两倍。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。由式(1-39)平均声能密度为

$$\bar{e} = \frac{1}{T} \int_0^T e dt = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 = \frac{1}{2} \rho u_A^2 = \frac{1}{2} \frac{p_A^2}{\rho c^2} = \frac{p_e^2}{\rho c^2} = \rho u_e^2 \quad (1-40)$$

式中的下标 A 表示幅值, e 表示有效值。因为在理想媒质的平面声场中,声压幅值是不随距离而改变的常数,所以平均声能密度是处处相等的。

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为声功率。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

$$W = \frac{E}{t} = \bar{e} c S \quad (1-41)$$

声功率的单位是 W , $1W = 1N \cdot m/s$ 。

单位时间通过垂直于传播方向上单位面积的平均声能量流称声能量流密度或称声强,它与声源辐射的声功率有关,与离开声源的距离亦有关。如果声音仅仅沿着一个方向传播,即在平面行波的情况下,譬如在管道中,若不考虑在媒质中的传播损失,则声强沿着传播方向到处都是一样。但在实际中经常遇到的是球面行波的情形,这时声强就与离开声源中心距离的平方成反比,这就是所谓逆平方定律(见本章 § 1-7 五)。

当然,在实际情况下,另外还会有些因素影响声强,例如声源辐射具有一定的方向性,声音在传播过程中的反射、折射、散射和吸收等因素都会影响声强。

如以 I 表示声强,按定义应为

$$I = \frac{W}{S} = \frac{E}{tS} = \bar{e} c$$

将式(1-40)代入此式,则得

$$I = \frac{1}{2} \frac{p_A^2}{\rho c} = \frac{1}{2} \rho c u_A^2 = \frac{1}{2} p_A u_A = \frac{p_e^2}{\rho c} = \rho c u_e^2 = p_e u_e \quad (1-42)$$

由此可见,声强与声压或质点振速的平方成正比;此外,在相同振速的情况下,声强还与媒质的特性阻抗 ρc 成正比。例如在空气和矿物油中,有两列相同频率、相同速度幅值的平面声波,这时矿物油中的声强要比空气中的声强约大二千二百倍,可见在特性阻抗较大的媒质中,声源只需用较小的振动速度就可以发射出较大的能量。

§ 1-5 驻 波

声波在传播过程中,碰到壁面要进行反射,这种反射波与入射波一起就可能合成为驻波。驻波可能在有反射表面的工厂的厂房内,在机械的壳体内,或者在导管和管路系统内发生。为了了解驻波的特点,现在以无衰减平面余弦驻波为例,来加以说明。

在无衰减的媒质中,两个振幅、振动方向和频率都相同的平面余弦行波,沿相反方向传

播时,迭加后的情况称为平面余弦驻波。

取正向波与反向波振动同相的一点作为原点 $x=0$ 则正向波和反向波的振动位移、振速和声压可分别写出如下

$$\xi_+ = A \cos(\omega t - kx), u_+ = A\omega \cos\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{2}\right), p_+ = \rho c A \omega \cos\left(\omega t - kx + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\xi_- = A \cos(\omega t + kx), u_- = A\omega \cos\left(\omega t + kx + \frac{\pi}{2}\right), p_- = \rho c A \omega \cos\left(\omega t + kx - \frac{\pi}{2}\right)$$

因入射波与反射波同时存在,则合成振动位移、振速和声压分别为

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \xi_+ + \xi_- = 2A \cos kx \cos \omega t \\ u &= u_+ + u_- = 2A\omega \cos kx \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \\ p &= p_+ + p_- = 2\rho c A \omega \sin kx \cos \omega t \end{aligned} \right\} \quad (1-43)$$

其波形如图 1-6 所示。

从振动位移来看,各点的 ξ 相位都是 ωt ,其振幅 $2A \cos kx$ 则随各点的位置而异。在 $\cos kx = 0$,亦即 $x = (2n+1) \frac{\lambda}{4}$ (n 为任意整数)的各点上,振幅为零,这些点称为位移波节。在 $|\cos kx| = 1$,亦即 $x = n\lambda/2$ 的各点上,振幅的绝对值最大等于 $2A$,这些点称为位移波腹。相邻两位移波腹的振幅分别为 $+2A$ 和 $-2A$,亦即相邻两位移波腹的振动位移是振幅相同而相位相反。

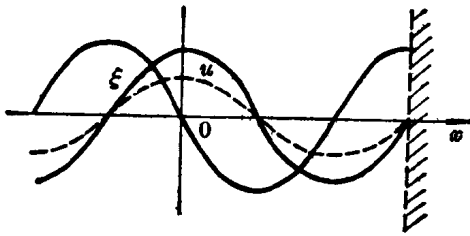


图 1-6 驻波的振幅变化规律

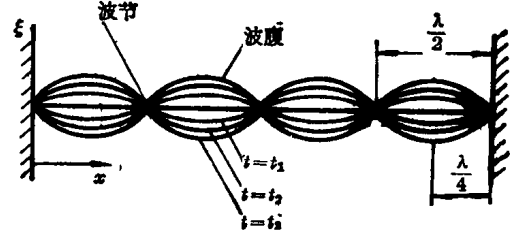


图 1-7 驻波的几何形状

相邻的两个波节(或波腹)相距 $\frac{\lambda}{2}$,相邻的波节与波腹则相距 $\lambda/4$ 。整个驻波好象是分成许多段落振动的,在每一个介于相邻两波节间的段落中,各点都以同相振动,而与邻近段落的振动反相(如图 1-7)。

如果从声压来看,可以得到完全相仿的结论,但位移振幅中出现 $\cos kx$ 的因子,声压振幅中却出现 $\sin kx$ 的因子,所以声压波腹处是位移波节,声压波节处是位移波腹。另一方面,因为振动位移和声压中与时间有关的因子都是 $\cos \omega t$,所以两者是同相的,各点振动位移达最大值的瞬时也就是各点声压达到最大值的瞬时。

再从振速来讨论,因为振速振幅和位移振幅中出现相同的因子 $\cos kx$,故振速的波节、波腹与位移的波节、波腹相重合。但因振速中与时间有关的因子是 $\cos(\omega t + \pi/2)$,故在相位上超前声压或位移 $\pi/2$ 。图 1-6 所示的振速曲线与声压或位移曲线是两个不同瞬时的情形。

现在再来讨论平面驻波情况下的声阻抗率、声能密度和声强。

从驻波 p 和 u 的公式,可得媒质中各点的声阻抗率为

$$Z_s = \frac{p}{u} = \frac{2\rho c A \omega \sin kx \cos \omega t}{-2A\omega \cos kx \sin \omega t} = -\rho c \operatorname{tg} kx \operatorname{ctg} \omega t \quad (1-44)$$

显然可见,驻波中的声阻抗率随时间和地点而变,并非常数。

根据式(1-36)和(1-37),可得驻波中单位体积的动能和位能分别为

$$\left. \begin{aligned} e_k &= \frac{1}{2} \rho u^2 = 2\rho A^2 \omega^2 \cos^2 kx \sin^2 \omega t \\ e_p &= \frac{1}{2} \frac{p^2}{\rho c^2} = 2\rho A^2 \omega^2 \sin^2 kx \cos^2 \omega t \end{aligned} \right\} \quad (1-45)$$

这表示在驻波中,在同一瞬时动能最大处位能为零;在同一地点则动能最大时位能为零。

驻波好象是分成半波长的各段分段振动的,因此可以研究每段中按空间各点求出的平均动能密度 $\bar{e}_k$ 和平均位能密度 $\bar{e}_p$ 。为此,只要注意到 $\cos^2 kx$ 或 $\sin^2 kx$ 的空间平均值均为 $1/2$, 即得

$$\left. \begin{aligned} \bar{e}_k &= \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega t \\ \bar{e}_p &= \rho A^2 \omega^2 \cos^2 \omega t \end{aligned} \right\} \quad (1-46)$$

而每段中平均能量密度为

$$\bar{e}_t = \rho A^2 \omega^2 \quad (1-47)$$

可见,对驻波的每段来说,动能和位能此大彼小而总和守恒,与振动能量的情况相仿,与行波能量的情况不同。因此,驻波可以说是一种振动状态,而并非传递能量的行波。

在行波中,瞬时声强为

$$I = pu = \rho c A^2 \omega^2 \sin^2(\omega t - kx)$$

故平均声强为 $\bar{I} = \frac{1}{2} \rho c A^2 \omega^2$ 。在驻波中,瞬时声强为

$$I = pu = -4\rho c A^2 \omega^2 \sin kx \cos kx \sin \omega t \cos \omega t = -\rho c A^2 \omega^2 \sin 2kx \sin 2\omega t$$

不论在任何 x 值处,都得到一周期中的平均声强值为零。由此可以说驻波的能量是分段储存的;按整个周期来说,并不发生能量从一个分段到另一分段的传递。

在理想的情况下,放在节点处的声级计在所有时间上将指示零分贝,而将声级计放在波腹处,则将指示出最大分贝值。在实践中发现,由节点到波腹的位置,声级变化多到 20 dB。在工程实际的情况下,由于声吸收等的实际损失,反射波并非严格等于入射波,就振动位移来说,这时迭加后的结果是

$$\begin{aligned} \xi &= \xi_+ + \xi_- = A_+ \cos(\omega t - kx) + A_- \cos(\omega t + kx) \\ &= (A_+ - A_-) \cos(\omega t - kx) + 2A_- \cos kx \cos \omega t \end{aligned}$$

这是一个驻波和一个行波的和。这种情况下也有振幅最大(等于 $A_+ + A_-$)的波腹点和振幅最小(等于 $A_+ - A_-$)的波节点。就是说驻波的节点不再为零,但仍有极大极小的声压变化。

§ 1-6 声波的传播特性

与光波一样,声波在媒质中传播时具有反射、折射和吸收、衰减等传播特性。

一、声波的反射和折射

声波从一种媒质进入另一种媒质时,后者对前者所传播的声音来讲就是一种“障碍物”。当声波遇到障碍物,且其波长又较障碍物表面尺寸为小,例如碰到一块挡板时,则由于两种媒质特性阻抗的不同,在界面上部分声波会被反射回来,而另一部分则透射(垂直入射时)或

折射(斜入射时)过去。障碍物的特性阻抗越大,这种反射作用越强(例如,空气的特性阻抗为 $415 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$, 钢的特性阻抗 $\rho c = 7800 \times 6100 = 47.58 \times 10^6 \text{ Pa}\cdot\text{s}/\text{m}$, 因此钢板几乎可以将全部声能反射回去),因而在障碍物后面形成一个“声影区”。当声波的波长接近或小于障碍物的凹凸表面尺寸时声波将发生漫反射。高频声波波长短(短到几个厘米)比低频声波(波长大到十几米)容易反射得多。在噪声控制工程中,人们常用隔声结构和声屏障来降低噪声,就是基于这一原理。下面就以平面波为例来加以分析。

1. 垂直入射的情况

当平面波从第一媒质垂直入射到两种媒质的分界面上时,一部分沿原方向透入第二媒质成为透射波,一部分反向退回第一媒质成为反射波。透射波与反射波和入射波的类型完全相同(都是纵波)。

在分界面上存在一些物理条件,叫做边界条件。根据这些条件,就可以解决反射波和透射波的振幅和相位等问题。第一个边界条件是振动位移的连续性,亦即在分界面处两种媒质中的质点振动位移应该相等。这个条件实际上反映了物质的连续性和不可入性,说明了在分界面处两种媒质将始终保持接触。第二个条件是应力的连续性,即在分界面处两种媒质中的应力应该相等。这一条件实际上反映了牛顿第三定律,说明了作用与反作用相等。如果所论媒质是流体,则仅需考虑法向位移和法向应力(声压)。

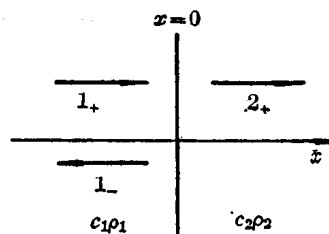


图 1-8 声波垂直入射时的反射与透射

取入射波的传播方向为 x 轴的正向,分界面为平面,位于 $x=0$ 处(如图 1-8)。

设入射波的振动位移和声压分别为

$$\xi_{1+} = A_{1+} \cos(\omega t - kx)$$

$$p_{1+} = P_{1+} \cos(\omega t - kx + \pi/2) = \rho_1 c_1 A_{1+} \omega \cos(\omega t - kx + \pi/2)$$

反射波的振动位移和声压分别为

$$\xi_{1-} = A_{1-} \cos(\omega t + kx)$$

$$p_{1-} = P_{1-} \cos(\omega t + kx - \pi/2) = \rho_1 c_1 A_{1-} \omega \cos(\omega t + kx - \pi/2)$$

而透射波的振动位移和声压分别为

$$\xi_{2+} = A_{2+} \cos(\omega t - kx)$$

$$p_{2+} = P_{2+} \cos(\omega t - kx + \pi/2) = \rho_2 c_2 A_{2+} \omega \cos(\omega t - kx + \pi/2)$$

作上述假设时,已经把分界面处入射波的振动位移与反射波的振动位移当作是同相的,也已经把分界面处入射波与反射波的声压当作是反相的。但如果求得 A_{1-} 为负值时,就表示 ξ_{1+} 与 ξ_{1-} 反相,而 p_{1+} 却与 p_{1-} 是同相。

现在运用两个边界条件,即

$x=0$ 时

$$\xi_{1+} + \xi_{1-} = \xi_{2+}$$

故得

$$A_{1+} + A_{1-} = A_{2+}$$

$x=0$ 时

$$p_{1+} + p_{1-} = p_{2+}$$

故得

$$P_{1+} - P_{1-} = P_{2+}$$

即

$$\rho_1 c_1 (A_{1+} - A_{1-}) = \rho_2 c_2 A_{2+}$$

解此两个方程,并令 $\rho_2 c_2 / \rho_1 c_1 = r$, r 为两种媒质特性阻抗之比,简称阻抗比,则得