液压噪声控制

曾祥荣　等编著

哈尔滨工业大学出版社

内 容 简 介

本书主要内容包括声学基础知识，噪声及其测量、液压元件的噪声及其控制，液压消声器，液压装置的振动控制等。

本书既可作为高等院校流体传动及控制专业的专题教材，也可作为有关工程技术人员的参考资料。

液 压 噪 声 控 制

曾祥荣 等编著

*

哈尔滨工业大学出版社出版

新华 书店 首都发 行所 发行

哈尔滨工业大学印刷厂印刷

*

开本787×1092 1/32 印张10.375 字数233 000

1988年5月第1版 1988年5月第1次印刷

印数1—3000

ISBN7-5603-0060-X/TH·3 定价1.90元

前　　言

本书根据中国船舶工业总公司流体传动及控制专业教材出版计划编写而成。

随着液压元件的高压、高速和大容量化，液压元件和装置的噪声日益严重。为了提高性能、消除公害，进一步推动液压技术的发展，人们急待获得有关解决这方面问题的知识。

本书在介绍声学基础、噪声及其测量之后，着重分析各种液压元件的噪声机理及其控制方法，液压消声器的设计理论，以及液压装置的振动控制等。其中还包括了我们近几年来的一些研究成果。

本书的第一章和第三章的前五节由曾祥荣和李小宁编写，第二章和第四章由曾祥荣和王祖温编写，第三章的后三节和第五章由马六成编写。全书由哈尔滨工业大学曾祥荣主编。本书经上海交通大学严金坤审阅并提出了许多宝贵意见，作者在此深表谢意。

本书既可作为高等院校流体传动及控制专业学生的专题教材，也可作为有关工程技术人员的参考资料。

作　者

目　　录

第一章 声学基础知识

本章只讨论声波的宏观性质，不涉及媒质的微观特性，因此，我们以宏观的质点作为媒质的基本单位。一个质点可包含有一群分子，显然，这样的质点既具有质量又具有弹性，质点的物理参数即为该群分子物理参数的统计平均值，并且认为媒质质点与质点间没有空隙，把媒质看成是连续的。这样，在媒质中物理参数将成为空间和时间的连续函数，使我们有可能采用数学工具来处理声学问题。

§ 1-1 声波的产生和传播

设有一个弹性球体(图1-1(a))，其表面以一定频率作简

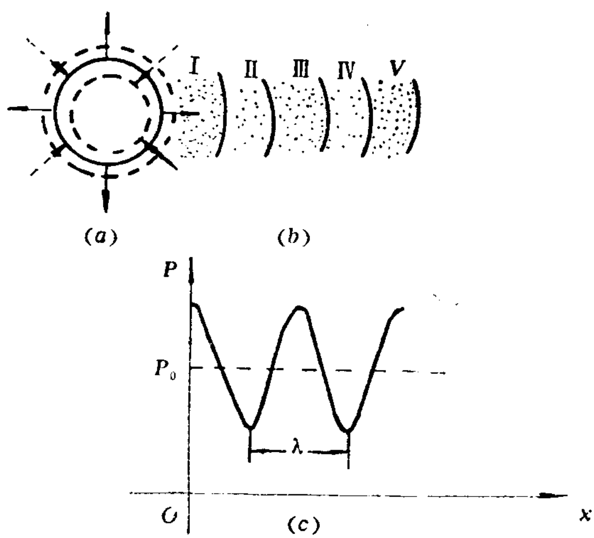

图 1-1

谐式的胀缩振动。当球体表面从平衡位置膨胀时，与其接触的空气质点Ⅰ被压缩而形成密部，受到一种弹性作用；当球体表面从极限膨胀位置恢复到平衡位置时，此时与其接触的空气质点Ⅰ在弹性作用下恢复到平衡状态。当球体表面从平衡位置收缩时，与其接触的质点Ⅰ由于惯性作用出现“过冲”而形成疏部；当球体表面从极限收缩位置恢复到平衡位置时，与其接触的质点Ⅰ又恢复到平衡状态。可见由于媒质的弹性和惯性作用，这个与球体表面接触的空气质点就在平衡位置附近来回振动起来，其频率与球体表面振动频率相同。由于同样的原因，质点Ⅰ邻近的质点Ⅱ，以至更远的质点Ⅲ、Ⅳ、Ⅴ……，等，也都在自己的平衡位置附近振动起来，使空气的密度时而变密时而变疏，造成大气压力的波动。某一瞬间从振动球体表面传出的空气密度疏密相间的变化如图 1-1 (*b*) 所示，大气压力P的波动如图 1-1 (*c*) 所示。由此可以定义：声波是振动在弹性媒质内传播的疏密波。它是一种机械波。声波传到人们的耳朵，使人耳的鼓膜发生振动，于是人们就感觉到了声音。

通过上述分析，我们应该明确如下几点：

(1) 振动是产生声波的原因，没有振动就不可能有声波。

(2) 弹性媒质包括气体、液体和固体。声波在空气中的传播称为空气声，在液体和固体中的传播则分别称为液体声和固体声（或机械声）。

(3) 振动在媒质内的传播是以“疏”、“密”相间的形式移动的，故称之为疏密波。

(4) 波的传播是一种振动能量的传播，媒质只在它自己原来的平衡位置附近振动，并不随波的传播而前进。显

然，声波的传播要靠媒质，如果没有媒质，声波也就不可能传播了。所以，真空内不可能传播声波。

(5) 媒质质点振动方向与其传播方向相同的波称为纵波，振动方向与传播方向相垂直的波称为横波。在气体和液体中，由于媒质只有体积弹性即纯粹的压缩与膨胀形变，只能产生稀疏与稠密的交替过程，所以声波仅以纵波的形式传播。然而在固体中，除体积弹性外，还有切变弹性，所以声波既可以纵波形式传播，也可以横波形式传播。

声波每秒钟波动(即循环)的次数称为声波的频率(f)，其单位用 Hz 表示。引起听觉的声波称为可听声。可听声的频率范围大致为20Hz至20KHz。频率高于可听声范围的声波称为超声，频率低于可听声范围的声波称为次声。从减小工业噪声的角度，我们最感兴趣的频率范围是63Hz到16000Hz，这是因为低于63Hz或高于16000Hz，人们的敏感度显著降低。

频率(f)的倒数，即声波波动一个完整循环所需的时间称为周期(T)。它们的关系为

$$T=\frac{1}{f} \qquad \text{s}$$

由图 1-1(c) 可知，邻近两波相同点间的距离称为波长(λ)。波长λ与频率f和声速c之间的关系为

$$\lambda=\frac{c}{f}=cT \qquad \text{m}$$

声波在媒质中传播的速度称为声速(c)。在常温下常用媒质中的声速见表1-1。

例1-1 计算并比较频率为1000Hz的声波在空气(20℃)和铁中的波长。

表 1-1　　　　常用媒质中的声速

媒　　质	温度t(°C)	密度ρ(kg/m^3)	声速c(m/s)
空　　气	0	1.293	332
空　　气	20	1.205	344
水	20	0.9982×10^3	1480
0#柴油	20	0.8406×10^3	1385
铁	20	7.7×10^3	5182
铅	20	11.4×10^3	1200
混凝土	22		3048
橡　　胶	22	0.95×10^3	150
软　　木	20	0.2×10^3	500

解　由表 1-1 查出，在铁中声速 $c=5182$m/s，于是波长

$$\lambda=\frac{5182}{1000}=5.182\qquad \text{m}$$

在空气中声速 $c=344$m/s，于是波长

$$\lambda=\frac{344}{1000}=0.344\qquad \text{m}$$

两者的波长之比为

$$\frac{\lambda(\text{铁})}{\lambda(\text{空气})}=\frac{5.182}{0.344}=15.1$$

下面介绍研究声波时常用的几个概念。有声波存在的弹性媒质空间，称为声场。在均匀各向同性的媒质中，边界影响可以不计的声场，称为自由场。在自由场中，声波可以无反射地自由传播。由此可见，边界上能有效地吸收所有入射声音，使其中基本上是自由场的房间便称为消声室。地板为反射面的消声室，模拟半自由空间的房间即为半消声室。

声波从声源出发，在媒质中向各方向传播，在某一瞬间，相位相同各点的轨迹称为波前或波阵面。波的传播方向称为波线或射线。在各向同性的均匀媒质中，波线与波阵面垂直。波阵面的形状决定波的类型。波阵面平行于与传播方向垂直的平面的声波，称为平面波。波阵面为同心球面的波称为球面波。

§1-2 声压的基本概念

媒质在无声扰动时的声学现象，可用压力 P_0、密度ρ_0（或体积V_0）及温度T_0等状态参数来描述。在这种状态下，组成媒质的分子虽然在不断地运动着，但对任一个微元体积来讲，每一瞬时流入的质量都等于流出的质量，因此微元体积内的质量是不随时间变化的。当有声扰动时，在组成媒质的分子的杂乱运动中就附加了一个有规律的运动，使得微元体积内有时流入的质量多于流出的质量，有时又反过来，即微元体积内的媒质一会儿稠密，一会儿又稀疏。显然这样的变化过程可以用微元体积内压力、密度、温度及质点速度等的增量来描述。

无声扰动时，媒质中的压力P_0称为静压；设受声扰动后媒质的压力为 P，则有声扰动时，媒质中的压力与静压的差值便称为声压，即

$$p = P - P_0$$

因为声传播过程中，在同一时刻，不同微元体积内的压力P都不同；对同一微元体积，其压力P又随时间而变化，所以声压p是空间和时间的函数，即

$$p = p(x, y, z, t)$$

同样，由声扰动引起的密度的增量为 $\rho'=\rho-\rho_0$，也是空间和时间的函数，即

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

此外，既然声波是媒质质点振动的传播，那么媒质质点的振动速度自然也是描述声波的合适的物理量之一。但由于声压的测量比较容易实现，通过声压也可以间接求得质点速度等其它物理量，所以，目前人们普遍采用声压这个物理量来描述声波性质。

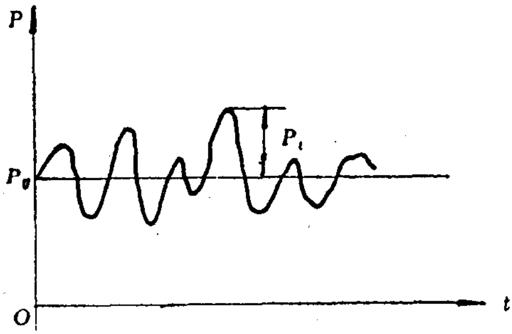

图 1-2

如声场中某空间点声压 p随时间t的变化规律如图1-2所示。我们将某一瞬时的声压值称为瞬时声压p_t。由于声压p_t随时间不断迅速地起伏变化，传入人耳时，由于鼓膜的惯性作用，辨别不出声压的起伏，即不是瞬时声压值起作用，而是一个有效声压起作用。有效声压是一段时间内瞬时声压的均方根值，即

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

式中T为周期的整数倍或长到不影响计算结果的程度。对于正、余弦声波，有效声压$p=p_m/\sqrt{2}$，p_m为声压幅值。在实

际使用中，如不另加说明，声压就是有效声压的简称。

声压的单位为pa，过去曾用过μbar，其换算关系是

$$1\text{N/m}^2 = 10\mu\text{bar} = 1\text{Pa}$$

正常人耳刚刚能听到的声压叫听阈声压，其值为2×10^{-5} Pa；刚刚使人耳产生疼痛感觉的声压叫痛阈声压，其值为20Pa。当声压达数百Pa以上时，就会引起耳朵出血，鼓膜损伤等。

§ 1-3 声波波动方程

如前所述，声场的特征可以通过声压p、质点速度v以及密度增量ρ'等物理参数来描述，但只有声压的测量比较容易实现，而且通过声压也可以间接求出质点速度和密度增量，所以，在此仅研究声压随空间和时间变化的函数关系，这种关系便是一般所谓的声波动方程。

声波动作为一个宏观的物理现象，必然要满足三个基本的物理定律，即牛顿第二定律，质量守恒定律及物态方程。运用这些定律，就可以分别推导出媒质的运动方程，即p与v之间的关系；连续性方程，即v'与ρ'之间的关系；以及物态方程，即ρ'与p之间的关系。借助这些关系，便可求解出声波动方程。

为了使问题简化，必须作如下假定。

(1) 媒质为理想流体，即无粘性存在。于是声波在传播过程中没有能量损失。

(2) 没有声扰动时，媒质在宏观上是静止的，即初速度v为零；同时媒质又是均匀的，因此各点的静态压力P_0和静态密度ρ_0均为常数。

(3) 即使在频率较低的情况下，声波过程进行得还是比较快，体积压缩和膨胀过程的周期比热传导需要的时间短得多，因此在声传播过程中，媒质还来不及与毗邻部份进行热量的交换，因而声波动过程可以认为是绝热过程。

(4) 在声波的振幅比较小时，它的各参量都是一级微量，即声压 p远小于静态压力 P_0，质点速度v远小于声速c，质点位移ξ远小于声波波长λ，媒质密度增量 ρ'远小于静态密度ρ_0，因此它们的二阶以上的微量均可忽略。

在液压噪声控制领域中，经常碰到的是平面声波和球面声波，所以本书只针对这两种声场进行分析研究。

一 平面声波波动方程

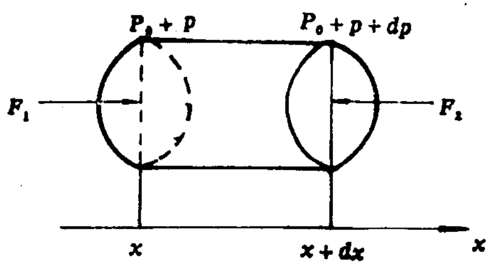

图 1-3

假设一平面声波沿 x 方向传播。

1. **运动方程** 我们在声场中取一微小圆柱体Sdx（S为垂直于x轴的侧面积）的媒质，如图 1-3 所示。由于声压p随位置x而异，因此作用在圆柱体左侧面与右侧面上的力不能平衡，质量为ρSdx的微小媒质必将产生加速度$\frac{dv}{dt}$而沿 x 方向运动。按牛顿第二定律

$$F_1 - F_2 = \rho S dx \frac{dv}{dt}$$

由于 $F_1 = (P_0 + p)S$，$F_2 = (P_0 + p + dp)\,S = (P_0 + p + \frac{\partial p}{\partial x} dx)S$，将其代入上式经整理后可得

$$\rho \frac{dv}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1-1}$$

这里，$\rho = \rho_0 + \rho'$。媒质质点的加速度$\frac{dv}{dt}$包含着两部份：一部份是dt时间内空间某定点上的速度变化率，即定点加速度$\frac{\partial v}{\partial t}$；另一部份是同一瞬时在声场内相距$dx$的两点上的速度变化率，即定时加速度 $v\frac{\partial v}{\partial x}$。于是式（1-1）成为

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

略去二阶以上的微量，就得到简化的运动方程为

$$\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} \tag{1-1a}$$

这个方程描述了声压p与质点速度v之间的关系。如果知道了声压随距离的变化，就可以求出质点速度随时间的变化（即加速度），反之，知道了加速度也可求出声压。

2\. **连续性方程** 我们仍在声场中取一微小圆柱体 Sdx 的媒质，如图 1-4 所示。在单位时间内从左侧面流入该圆柱体的媒质质量为$(\rho v)_x S$；与此同时从右侧面流出的质量为 $-(\rho v)_{x+dx}S$，取其台劳展开式的一级近似：$-\Big[(\rho v)_x +$

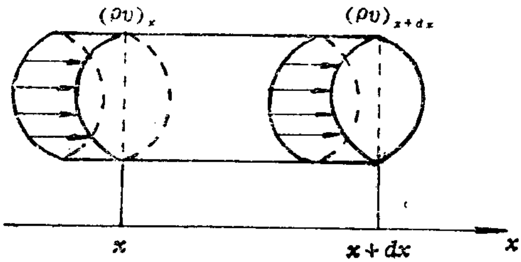

图 1-4

$+\dfrac{\partial(\rho v)_x}{\partial x}dx\Big]S$。因此，单位时间内流入圆柱体的净质量为$-\dfrac{\partial(\rho v)}{\partial x}Sdx$（$\rho$、$v$ 均为 x 的函数于，是不再注下标 x）。另一方面，圆柱体内质量增加，则说明它的密度增大了，设它在单位时间内的增加量为$\dfrac{\partial\rho}{\partial t}$，那么在单位时间内圆柱体质量的增加则为$\dfrac{\partial\rho}{\partial t}Sdx$。由于圆柱体内质量既不可能产生也不会消失，因此，在单位时间内圆柱体的质量的增加量必然等于流入该圆柱体的净质量，即

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

整理后可得

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=-\frac{\partial(\rho v)}{\partial x} \tag{1-2}$$

将 $\rho=\rho_0+\rho'$ 代入上式，略去二阶以上的微量，即得到简化的连续性方程为

$$\frac{\partial\rho'}{\partial t}=-\rho_0\frac{\partial v}{\partial x} \tag{1-2a}$$

这个方程描述了质点速度v与密度增量ρ'之间的关系。媒质进多出少时（即$\frac{\partial v}{\partial x}$为负），媒质“聚集”起来，因此密度增大。反之，媒质进少出多时（即$\frac{\partial v}{\partial x}$为正），媒质“疏散”开去，因此密度减小。

3. **物态方程** 一般情况下，物态方程可表示为

$$P = P(\rho, T)$$

由于声波过程被认为是绝热过程，压力P与绝对温度T无关，而仅是密度ρ的函数。因而由声扰动引起的压力和密度的微小增量应满足

$$dP = \left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s d\rho$$

式中下标“s”表示绝热过程。

考虑到压力增加，密度增加；压力减小，密度减小。因此系数$\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s$恒大于零，现以$c^2$表示，则

$$dP = c^2 d\rho \tag{1-3}$$

关于$c^2 = \left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s$，它实际上代表的是声速，在一般情况下并非常数，而是P或ρ的函数。但是对于小振幅声波，由于ρ'很小，这时可将$\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s$在平衡状态点（$P_0$、$\rho_0$）附近按台劳级数展开

$$\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s = \left(\frac{dP}{d\rho}\right)_{s,0} + \left(\frac{d^2P}{d\rho^2}\right)_{s,0}(\rho - \rho_0) + \cdots$$

因为$\rho - \rho_0 = \rho'$很小，上式右端第二项以后各项可予以忽略，

则有

$$c^2=\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_s\approx\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_{s,0}=c_0^2$$

这里下标“0”表示取平衡状态时的数值。可见对小振幅声波，c^2_0近似为一常数。

对于理想气体，绝热物态方程为

$$PV^n=\text{const}$$

在质量ρV一定时，上式变为

$$\frac{P}{\rho^n}=C=\text{const}$$

对该式微分，得

$$\frac{dP}{d\rho}=Cn\rho^{n-1}=\frac{nP}{\rho}$$

所以

$$c_0^2=\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_{s,0}=\frac{nP_0}{\rho_0} \tag{1-4}$$

对于一般流体（包括液体），可通过媒质的压缩系数求得c_0。因为由定义

$$c_0^2=\left(\frac{dP}{d\rho}\right)_{s,0}=\left(\frac{dP}{\frac{d\rho}{\rho}\rho}\right)_{s,0}$$

考虑到媒质质量一定，即 $\rho V=\text{const}$，则有 $\rho dV+Vd\rho=0$，即

$$\frac{d\rho}{\rho}=-\frac{dV}{V}$$

将其代入前式，则得