



高等学校统编教材

船舶动力机械噪声 及其控制

施 引 朱石坚 何 琳 编

国防工业出版社



U664.1

560

425302

船舶动力机械噪声及其控制

施 引 朱石坚 何 琳 编

国防工业出版社

田宝荣

内 容 简 介

本书阐述了船舶动力机械的空气噪声、结构噪声及水噪声的特性、传播和辐射的基本原理；并介绍了这些噪声的分析方法与控制措施。书中着重论述了结构噪声各种波型的特性、传播、辐射规律与分析结构噪声的方法(包括阻抗法、四端参数法、以及统计能量法)；并系统地介绍了近代控制结构噪声的措施(包括振动与结构噪声的隔离、阻尼、吸振或吸声)。此外，书中还阐述了空气噪声特性和控制方法；最后简要地介绍了控制冷却系统中水噪声的措施；以及结构声知识在监测中的应用。

本书可作为船舶动力专业本科生的教材；还可供船舶动力机械噪声控制专业的研究生和有关工程技术人员参考。

船舶动力机械噪声及其控制

施 引 朱石坚 何 琳 编

国防工业出版社出版

(北京市海淀区紫竹院南路23号)

(邮政编码 100044)

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

787×1092 1/16 印张 21³/₄ 505 千字

1990年10月第一版 1990年10月第一次印刷 印数： 001—300 册

ISBN 7-118-00689-0/U·60 定价：4.30元

出版说明

根据国务院国发〔1978〕23号文件批转试行的“关于高等学校教材编审出版若干问题的暂行规定”，中国船舶工业总公司承担了全国高等学校船舶类专业教材的编审、出版的组织工作。自1978年以来，完成了两轮教材的编审、出版任务，共出版船舶类专业教材116种，对解决教学急需，稳定教学秩序，提高教学质量起到了积极作用。

为了进一步做好这一工作，中国船舶工业总公司成立了“船舶工程”、“船舶动力”两个教材委员会和“船电自动化”、“惯性导航及仪器”、“水声电子工程”、“液压”四个教材小组。船舶类教材委员会（小组）是有关船舶类专业教材建设的研究、指导、规划和评审方面的业务指导机构，其任务是为作好高校船舶类教材的编审工作，并为提高教材质量而努力。

中国船舶工业总公司在总结前两轮教材编审出版工作的基础上，于1986年制订了《1986年——1990年全国高等学校船舶类专业教材选题规划》。列入规划的教材、教学参考书等共166种。本规划在教材的种类和数量上有了很大增长，以适应多层次多规格办学形式的需要。在教材内容方面力求做到两个相适应：一是与教学改革相适应，二是与现代科学技术发展相适应。为此，教材编审除贯彻“打好基础，精选内容，逐步更新，利于教学”的原则以外，还注意了加强实践性教学环节，拓宽知识面，注重能力的培养，以适应社会主义现代化建设的需要。

这批教材由各有关院校推荐，同行专家评阅，教材委员会（小组）评议，完稿后又经主审人审阅，教材委员会（小组）复审。本规划所属教材分别由国防工业出版社、人民交通出版社以及各有关高等学校的出版社出版。

限于水平和经验，这批教材的编审出版工作还会有许多缺点和不足，希望使用教材的单位和广大师生积极提出宝贵意见，以便改进工作。

中国船舶工业总公司教材编审室

1988年3月

前 言

随着我国船舶工业的发展,对船舶及其动力机械噪声的控制越来越显得重要,所以不仅在有关船舶动力装置专业中开设了噪声控制的课程,而且在不少大学中成立了噪声控制的研究机构,以培养这方面的人材,但至今还没有一本专门阐述这方面知识的书,因此我们编撰了这本教材。本书可作为大学本科高年级学生教材;同时又可供船舶动力机械噪声控制专业的研究生和有关工程技术人员参考。

对船舶动力机械来说,结构噪声的控制是十分重要的,而结构噪声在国内还未出版过比较系统全面的书籍,所以本书的主要内容是论述结构噪声的特性、传播、辐射以及控制的基本理论与方法。其他如空气噪声、水噪声的控制仅作一般性介绍。

船舶动力机械中以柴油机的噪声最突出,不仅频带宽,而且强度大,而控制柴油机噪声的措施也适合其它所有动力机械,所以本书着重阐述柴油机噪声及其控制的原理与方法。

本书第一、二、三、四、六、八、九章是由施引编写的,其中第六、八两章和第四章由朱石坚和何琳修改补充定稿;而第五章是由何琳编写的;第七章是由朱石坚编写的。

全书由周秩尘教授作了认真细致的审阅,并提出了许多宝贵意见,谨在此表示感谢!

在编撰过程中,俞懋旦教授和严济宽教授进行了校阅,在此表示谢意!书中错误难免,诚恳希望读者批评指正。

编 者

目 录

绪论	1
第一章 流体中声场的基本特性	3
第一节 概述	3
第二节 理想流体中小扰动波的波动方程及特性	4
第三节 速度势函数	5
第四节 声运动的能量学	7
第五节 平面声波基本性质	8
第六节 球面声波基本性质	17
*第七节 柱面声波的基本性质	19
第八节 声波的相互干涉	20
第二章 结构中声波特性及传播规律	24
第一节 概述	24
第二节 结构中各种声波形式	24
第三节 有限长杆中波的运动	40
第四节 一般波动方程式	48
第五节 在半无穷介质中的波场	52
第六节 平面波在自由界面上的反射	57
第七节 瑞利波	60
第八节 平面波在介质分界面上的反射、折射	63
第九节 单层介质中的瑞利波	65
第十节 单层介质中的洛夫(Love)波	66
*第十一节 SH波在柱形腔上的散射	68
*第十二节 纵波在球体上的散射	71
*第十三节 在机械中结构声的传播	75
第三章 结构声的辐射及空气声对结构的激励	82
第一节 物体的辐射功率	82
第二节 评定辐射的参数	83
第三节 板的辐射	84
第四节 空气声波对板的激励	91
*第五节 机械辐射的噪声	100
第四章 船舶动力机械中的噪声源及其特性	106
第一节 概述	106
第二节 空气噪声和结构噪声的传播方式	106
第三节 主要噪声源及其特性	107
第五章 空气噪声控制方法	122
第一节 概述	122
第二节 隔声的计量及术语	123

第三节 隔声的基本原理	124
第四节 吸声材料及其特性	133
第五节 隔声设计	146
第六节 消声器设计	152
第六章 结构声分析法	166
第一节 阻抗与导纳	166
第二节 机械四端参数法	182
*第七章 统计能量法	192
第一节 振动系统的能量	192
第二节 耦合系统的能量分配	209
第三节 用统计能量法估计响应	229
第八章 结构噪声的控制方法	239
第一节 结构噪声的阻尼	239
第二节 振动与结构噪声的隔离	258
*第三节 动力吸振器	311
第四节 主动隔振 (有源隔振)	319
第九章 海水管水噪声控制与结构声理论在监测中的应用	321
第一节 海水系统辐射水噪声的控制	321
*第二节 结构声理论在监测中的应用	327
参考文献	340

绪 论

随着各种动力机械向高速、轻型、强载发展，它们的振动与噪声越来越强烈，由噪声引起的危害也日益严重。目前噪声控制的意义已为世界所公认，而对舰船来说，还有它的特殊重要性，需要加以重点阐述，主要有以下几个方面：

第一 噪声控制可提高舰船的隐蔽性。目前潜艇主要依靠对水噪声的探测与分析来确定敌船的方位与距离，以便实施攻击或规避，所以噪声控制对提高隐蔽性具有重要意义。舰船水噪声主要来自三种噪声源：（1）螺旋桨，（2）舰体突出部涡流，（3）舰船上机械及其系统。在舰船高速航行时以螺旋桨空泡噪声为主，而低中速时以机械引起的水噪声较强。在窄带分析仪上分析时，螺旋桨空泡与水涡流噪声，由于随机成分强，其平均声压谱级较均匀而接近白噪声谱（如图 0-1 所示）；机械型尤其是柴油机所引起的水噪声周期性成分强，它在频域上能量分布较集中，其窄带噪声谱不均匀，在某些频率下声压谱级非常突出（如图 0-1 所示），因此更容易检测出来。如果应用 70 年代发展出来的细化（ZOOM）技术，这种情况更为突出，所以在机械信号分析手段日益准确、精密的 80 年代，机械发出的噪声，尤其柴油机噪声对隐蔽性的威胁是很大的。

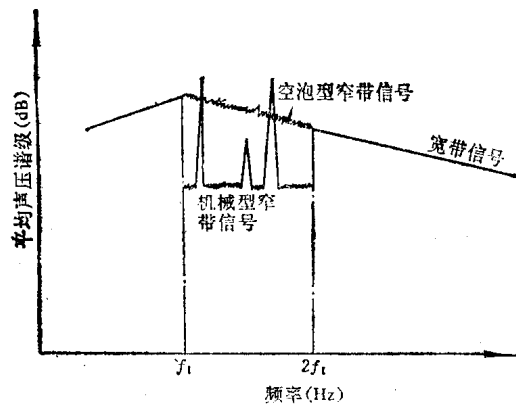


图 0-1 水噪声信号分析

第二 噪声控制可提高声纳的探测能力。机械振动引起的结构噪声，首先往舰体各处传播并向水下辐射形成水噪声。这些噪声（结构中及水中）对舰上声纳的探测能力影响较大，它们进入分析设备从而干扰对敌舰噪声的识别，因为性能良好的声纳也是以安静的背景作为发挥性能的先决条件。根据试验，某型声纳本来对 18 kn 驱逐舰的发现距离为 44nmile，但如本舰噪声增大 10dB，则发现距离下降为 21.8nmile，只有原来的 49.5%。由此可见，提高声纳作用距离的一个重要措施是控制本舰的自噪声。

第三 噪声控制可减少舰艇被水中兵器炸毁的可能性。目前不少鱼水雷，利用舰船水噪声作为制导与引炸源，对鱼雷制导的频率一般在 10kHz 以上；而近代水雷用次声频（1~35Hz）引炸，所以噪声控制对保护舰船也有一定意义。

第四 控制机械噪声可改善舰员的工作与生活条件，提高通信联络效率。

舰船动力机械中以柴油机噪声较大，它产生的噪声以多种形式向舰船内部及舷外传播，图 0-2 为柴油机噪声传播的示意图。柴油机工作时一方面直接产生辐射空气噪声；另一方面在机架机座中产生结构振动或噪声，结构噪声（图中以 $\rightarrow$ 表示）也会向机器四周的船壳传播，这部分结构噪声中有的从船壳向舷外辐射形成水噪声（图中以 $\rightarrow$ 表示）；有的传到其他舱室再从面板辐射形成空气噪声；此外柴油机的海水系统管路中，也有由水泵产生的水声传出。因此控制船舶动力机械噪声不仅要研究如何消除空气噪声，更要研究抑制结构噪声及水噪声的方法。

国外舰船工程师肯特立克 (Kenclrick) 等人 82 年在海军 (The Navy) 杂志上发表了一篇论文，在文中他们提出了一个全面控制船舶动力机械各种噪声的理想方案，在这方案中把目前采用的措施都汇总在一起，这方案如图 0-3 所示。

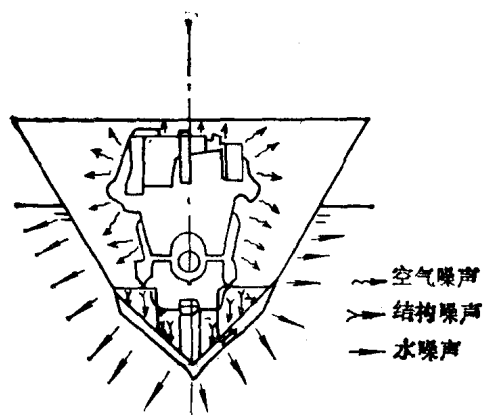


图0-2 舰用柴油机辐射噪声示意图

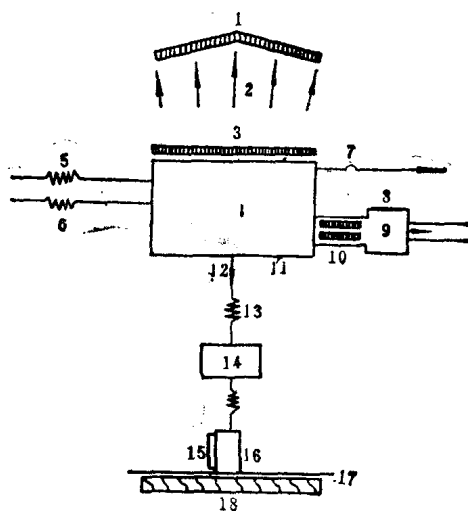


图0-3 动力机械噪声综合控制示意图

- 1—隔声罩；2—空气噪声；3—吸声层；4—机器；5—弹性接头；6—弹性软电缆；7—弹性连轴节；8—消声器；9—液体噪声；10—管道吸声材料；11—主动消振器；12—结构噪声；13—弹性支撑；14—中间基座；15—阻尼涂层；16—基座；17—船壳；18—抑制辐射层。

隔声罩将机器全部罩起来以消减机舱噪声，为了弥补隔声罩的不足，在机器上还敷有吸声层。所有通向机器的电缆、连轴节、管路系统都用弹性装置以隔离结构噪声，而在造成空气噪声（如进排气声）及水噪声（如海水冷却系统）的管路中都装有流体消声器。对于机器底座下面除用二层隔振外还加有阻尼涂层。此外在船壳外部还敷有防止船体辐射水噪声的特殊保护层。当然，目前在一条船上还不能全部采用这些措施，但这些不失为船舶噪声控制的一个方向。

结构振动与结构噪声还可以被用来了解机械运转的情况和判断故障，由于振声信号分析技术的发展，近几年振声监测与故障诊断已为许多人所重视，并进行了研究。振声监测与故障诊断虽然与噪声控制的目的不同，但在基础理论、分析方法与测试手段上基本是一致的，所以在本书最后也将简要地介绍振声监测与故障诊断的内容。

第一章 流体中声场的基本特性

第一节 概 述

声波是一种波动, 在空气中它以大约 340m/s 的速度向前传播, 而在水中则快得多, 大约是 1500m/s。声波向前传播并不意味着流体介质的行进, 因为声场中介质的粒子只是绕平均位置来回振动, 因此只有运动的状态在推进, 也就是动力状态在从一处推进到另一处。根据物理定律, 任何动力状态是和动量与能量相连系的, 所以在声场中不断推进的是动量与能量。

由于声波不断把能量向前推进, 所以声源必须在单位时间内供应相应的能量以满足声场的需要。轻声耳语大约有 10^{-10} W 的声功率, 而大声叫喊约为 10^{-5} W, 大型喷气机起飞时发出约 10^5 W 声功率, 而火箭发射时产生声功率约 10^7 W。由于存在这么大范围的声功率差别, 所以习惯上用对数标尺 (功率级) 来衡量, 功率级 L_w 为

$$L_w = 10 \lg \frac{W}{10^{-12}} = 10 \lg W + 120 \text{ dB}$$

式中 W ——声功率 (W)。

大声叫喊约为 70dB, 喷气机为 170dB, 火箭发射时功率级约为 190dB。

当声波推进时介质受到扰动, 设在静止时介质具有均匀压力 p_0 和密度 ρ_0 。当在 x 处介质受到声波扰动时 (此时间为 t), 压力与密度变为 $p_0 + p' (x, t)$ 和 $\rho_0 + \rho' (x, t)$, 而流体的粒子以很慢的速度 $v (x, t)$ 运动, 通常 $|p'|/p_0$ 及 $|\rho'|/\rho_0$ 比 1 要小很多。

虽然上述这些量 (p' , ρ' , v) 的幅值很小, 可是差别范围较大, 所以也把声压用对数标尺表示, 声压级 (L_p) 是波动的平均声压平方级, 定义为

$$L_p = 20 \lg \left(\frac{p'_{rms}}{0.00002} \right) = 20 \lg \left(\frac{p'_{rms}}{2 \times 10^{-5}} \right) \text{ dB}$$

式中 p'_{rms} ——平均值 (在一定时间间隔中, 瞬时声压对时间取均方根值也称有效值) (Pa)。

根据以上标尺 101325Pa (1atm) 的波动相应于 194dB, 使人耳开始有痛感时为 130 到 140dB, 刚刚能听到的声音的声压级约为零 dB, 相应声压幅值为 2×10^{-5} Pa。

粒子振动速度与频率有关, 我们考虑 1kHz 的情况, 有痛感时 (又称疼痛阈) 粒子振动速度约为 0.1m/s, 仅为声波传播速度 340m/s 的万分之三左右; 这时介质粒子的位移幅值在 10^{-4} 到 10^{-5} m 之间, 而声波长约 1/3m, 所以位移幅值仅为波波长的 10^{-4} 左右。在刚能听到的声音情况下, 振动幅值仅有 10^{-11} m, 它只有平均自由分子行程的 1/1000 左右! 以上一系列数值说明声波中振动是十分微小的, 所以这些扰动量的乘积是可忽略的, 而声场是线性的, 即激励加倍声场值加倍。这得出两个结果: 第一在不同声波之间没有相互作用, 两个或两个以上波可以互不干扰地传播, 它们的声场就是二者线性叠加, 在日常生活中同时听到几个人的交谈可证明这一点; 第二个结果是流动变量满足流体运动的线性化方程式, 每一变量线性地与其他变量相关, 从而大大简化了数学表达式。

第二节 理想流体中小振动波的波动方程及特性

为了使问题简化,我们对介质及声波过程作以下一些假定(这些假定虽然会使结果有一定局限性,但它既可使数字分析简化,又可使阐述声波传播的基本规律和特性简单明了):

第一 介质为理想流体,即介质中不存在粘滞性。声波在理想介质中传播没有能量的损耗,这是由于在声场中声压所引起的应力,比粘滞引起的应力大很多。这两种应力之比为雷诺数 Re 。在空气的声频范围内, Re 一般高达 10^8 。

第二 没有声扰动时介质是静止的,介质是均匀的因此 p_0 及 ρ_0 都是常数。

第三 声波传播时,介质中稠密和稀疏过程是绝热的。

第四 介质中传播的是小振幅声波,各声学参量都是一级微量。

波动方程式是用以下几个方程式推导出来,即连续方程式、状态方程式以及流体动量方程式。

1. 连续方程式: 设有一小容积 δV 被面积 S 所包围,根据质量守恒定律容积 δV (见图 1-1) 内质量之增量率必须等于通过周围表面流入容积内的质量速率,这个方程式的线性化形式为

$$\delta V \frac{\partial \rho'}{\partial t} = - \int \rho_0 \mathbf{V} \cdot \mathbf{n} dS$$

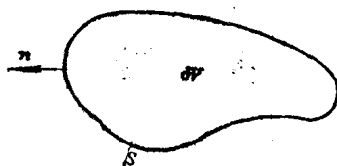


图1-1 由面 S 包围的微量容积 δV 示意图

$\mathbf{V}$ 及 $\mathbf{n}$ 分别表示速度与法线向量。

由高斯定理将面积分项改写成 $-\rho_0 \text{div} \mathbf{V} \delta V$, 所以得到质量守恒的线性化方程式

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \text{div} \mathbf{V} = 0 \quad (1-1)$$

或用笛卡儿形式

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_1}{\partial x_1} + \rho_0 \frac{\partial v_2}{\partial x_2} + \rho_0 \frac{\partial v_3}{\partial x_3} = 0$$

即

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1-2)$$

2. 动量方程式规定单位体积中介质动量的增加速率 $\left(\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \right)$ 必须等于邻近物体对这介质所作用的力,此力为压力梯度之负值 $-\text{grad } p'$ 。因此

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \text{grad } p' = 0 \quad (1-3)$$

在笛卡儿坐标系中写成一组方程式

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial V_1}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x_1} &= 0 \\ \rho_0 \frac{\partial V_2}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x_2} &= 0 \\ \rho_0 \frac{\partial V_3}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x_3} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-4)$$

即

$$\rho_0 \frac{\partial V_i}{\partial t} + \frac{\partial p'}{\partial x_i} = 0 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (1-4')$$

将 (1-1) 式对时间微分, 对 (1-3) 式取散度, 然后将二式相减得

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - \Delta p' = 0 \quad (1-5)$$

式中

$$\Delta p' = \operatorname{div}(\operatorname{grad} p') = \frac{\partial^2 p'}{\partial x_i \partial x_i}$$

3. 状态方程: 声过程可假定为绝热过程, 而绝热状态方程式为

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma \quad (1-6)$$

p 与 ρ 关系可写成:

$$p = p(\rho)$$

此式可用泰勒级数展开: $p = p_0 + (\rho - \rho_0) \frac{dp}{d\rho} + \dots$

略去高次项得

$$p' = p - p_0 = \rho' \frac{dp}{d\rho}, \quad \text{令 } \frac{dp}{d\rho} = c^2$$

得

$$p' = c^2 \rho' \quad (1-6')$$

代入 (1-5) 式得

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \Delta p' = 0 \quad (1-7)$$

从 (1-7) 式微分可看出 $\operatorname{grad} p'$ 的所有成分都满足波动方程式, 因此从 (1-3) 式得出速度场满足同一方程式

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - \Delta V = 0 \quad (1-8)$$

在绝热情况下

$$\frac{dp}{d\rho} = \gamma \frac{p}{\rho}$$

$\therefore$

$$c_0 = \sqrt{\gamma p_0 / \rho_0}$$

在标准大气压力下: $p_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, $\rho_0 = 1.293 \text{ kg/m}^3$, $\gamma = 1.402$, 代入得

$$c_0 = \sqrt{\frac{1.402 \times 1.013 \times 10^5}{1.293}} = 331.6 \text{ m/s}$$

第三节 速度势函数

现在分析一下声波的速度场有什么特点, 由 (1-4) 式得

$$V_1 = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x_1} dt$$

$$V_2 = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x_2} dt$$

$$V_3 = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x_3} dt$$

$$\text{即: } V_i = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x_i} dt = -\frac{1}{\rho_0} \int \frac{\partial p}{\partial x_i} dt \quad (1-9)$$

将以上各式分别对 x_1, x_2, x_3 微分后两两相加得

$$\frac{\partial V_1}{\partial x_2} - \frac{\partial V_2}{\partial x_1} = 0 \quad \frac{\partial V_1}{\partial x_3} - \frac{\partial V_3}{\partial x_1} = 0 \quad \frac{\partial V_2}{\partial x_3} - \frac{\partial V_3}{\partial x_2} = 0$$

简化为

$$\frac{\partial V_i}{\partial x_j} - \frac{\partial V_j}{\partial x_i} = 0$$

从向量分析可知, 上式即为

$$\text{rot } \mathbf{V} = 0 \quad (1-10)$$

这里 rot 为旋度算符, $\text{rot } \mathbf{V}$ 的定义为

$$\text{rot } \mathbf{V} = \left(\frac{\partial V_3}{\partial x_2} - \frac{\partial V_2}{\partial x_3} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial V_1}{\partial x_3} - \frac{\partial V_3}{\partial x_1} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial V_2}{\partial x_1} - \frac{\partial V_1}{\partial x_2} \right) \mathbf{k}$$

(1-10) 式说明理想流体中小振幅场是无旋运动。理由是声场中由压力梯度产生的力是保守的, 同时作用在粒子的质量中心上, 所以它不会引起旋转或涡旋。

矢量场有一个基本特性, 即如某一矢量的旋度为零, 则这一矢量必为某一标量函数的梯度, 即

$$\mathbf{V} = -\text{grad } \Phi \text{ 或 } v_i = -\frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \quad (1-11)$$

从 (1-9) 式知这标量函数 Φ 为

$$\Phi = -\int \frac{\partial p}{\rho_0} dt$$

速度势函数的应用保证了无旋性约束, 因

$$\text{rot grad } \Phi \equiv 0$$

所有流动变量都可表达成 Φ 的函数, 动量方程式用 Φ 来表达, 则

$$\text{grad} \left(\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} + p' \right) = 0 \quad (1-12)$$

这方程式表明压力扰动与 $\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t}$ 之和为一常数 (此常数可规定为零, 因 Φ 是不确定的,

只要满足 $\mathbf{V} = -\text{grad } \Phi$, Φ 即可作为任意 t 的函数), 据此可最方便地导出在不稳定弱运动中的压力场。

$$p' = -\rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (1-13)$$

因 p' 满足波动方程, 由于 (1-13) $\frac{\partial \Phi}{\partial t}$ 也满足波动方程, 从而 Φ 也满足波动方程。所以,

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \Phi = 0 \quad (1-14)$$

由于速度势 Φ 像声压一样也是一个标量, 所以用它来描述声场很方便, 只要从波动方程

(1-14) 出发解得 Φ , 那么很容易由 (1-11) 及 (1-13) 式经过简单的微分运算便可求得质点速度 V 及声压 p' 。

第四节 声运动的能量学

我们将速度势的波动方程 (1-14) 乘以因子 $(\rho_0/c^2) \frac{\partial \Phi}{\partial t}$, 并将各项加以适当安排, 就可得到一个描述能量不灭原理的方程式

$$\frac{\rho_0}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \left\{ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - c^2 \Delta \Phi \right\} = 0 \quad (1-15)$$

式中第一项可写为

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{\rho_0}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ 1/2 \frac{\rho_0}{c^2} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} \right)^2 \right\} = \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{p'^2}{2\rho_0 c^2} \right\} \quad (1-16)$$

第二项可作以下运算:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_0}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} c^2 \Delta \Phi &= \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x_i \partial x_i} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left\{ \rho_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \right\} - \rho_0 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial x_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_i} (p' V_i) - \frac{\partial}{\partial t} (1/2 \rho_0 V^2) \end{aligned} \quad (1-17)$$

式中

$$V^2 = \frac{\partial \Phi}{\partial x_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_i}$$

将 (1-16) 及 (1-17) 式代入 (1-15) 式得:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ 1/2 \frac{p'^2}{\rho_0 c^2} + 1/2 \rho_0 V^2 \right\} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{ p' V_i \} = 0 \quad (1-18)$$

流体在声场中被压缩时也具有势能, 犹如被压缩的弹簧储存能量一样, 这势能等于把流体压缩到当时状态所需功。考虑一定质量的气体, 当压力增加时, 由气体占据的容积 V 将减小, 而这压缩中余压做的功为 $-\int p' dV$ 。

气体质量一定, ρV 为常数, $\rho V = \rho_0 V_0$, 所以在微小变化时:

$$dV = -\frac{V_0}{\rho_0} d\rho$$

V_0 是初始容积, 把 $p' = c^2 \rho'$ 及 $dV = -\frac{V_0}{\rho_0} d\rho'$ 代入得

$$-\int p' dV = \frac{V_0}{\rho_0} c^2 \int \rho' d\rho' = \frac{V_0}{\rho_0} c^2 1/2 \rho'^2 \quad (1-19)$$

所以势能密度 (在声波中压缩单位容积时余压做的功) 可表达为 $e_p = 1/2(c^2/\rho_0)$

$$\rho'^2 \left(\rho' = \frac{1}{c^2} p' \right)$$

$\therefore$

$$e_p = 1/2 \left(\frac{1}{\rho_0 c^2} \right) p'^2 \quad (1-20)$$

(1-18) 式中第一项与势能相联系, 而第二项一看就知道是与动能有关, 即动能密度的增加率为

$$e_k = 1/2 \rho_0 v^2 \quad (1-20')$$

第三项是由外部引起的正应力 p' 以速度 V 运动时, 单位面积流体做的功为 $p'V$, 它与能量流相联系。

这能量流矢量叫做声强, 它是声能流经单位面积的速度 (有方向性)。

$$I = p' V \quad (1-21 a)$$

$$I_i = p' v_i \quad (1-21 b)$$

所以 (1-18) 式可看成是能量守恒的简单描述:

$$\frac{\partial}{\partial t} (e_p + e_k) = -\operatorname{div} I \quad (1-22)$$

如将 (1-22) 式对由面积 S 包覆的容积 V 积分得

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V (e_p + e_k) dV = - \int_S I \cdot n dS \quad (1-23)$$

由此可见在有声波的流体中能量包括两部分, 一为势能, 另一为动能。这些能量只有在能量流矢量 (声强) 作负散射时才会增加。声场是能量守恒的, 假如一区域中声的平均级为常数, 则 $\frac{\partial}{\partial t} (e_p + e_k)$ 为零, 平均声强矢量 $\bar{I}$ 是无散射的, 对任意封闭的面, 流入与流出该面的纯能量应为零:

$$\operatorname{div} \bar{I} = \frac{\partial \bar{I}}{\partial x_i} = 0 \quad (1-24 a)$$

$$\int_S \bar{I} dS = 0 \quad (1-24 b)$$

第五节 平面声波基本性质

一、平面声波方程解

平面声波是一维的情况, 所以它的波动方程为

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = 0 \quad (1-25)$$

从微分方程教材中可知: 解此方程, 只需引入新独立变量 ξ 及 η ,

$$\xi = x - ct \quad (1-26 a)$$

$$\eta = x + ct \quad (1-26 b)$$

这时 dp' 可写成

$$dp' = \frac{\partial p'}{\partial \xi} d\xi + \frac{\partial p'}{\partial \eta} d\eta \quad (1-27)$$

可得

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = \frac{\partial p'}{\partial \xi} \frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

从 (1-26) 知

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = \frac{\partial p'}{\partial \xi} + \frac{\partial p'}{\partial \eta} \quad (1-28)$$

所以

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 p'}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial^2 p'}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial^2 p'}{\partial \eta^2} \quad (1-29)$$

同理可得

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial t} &= c \left(\frac{\partial p'}{\partial \eta} - \frac{\partial p'}{\partial \xi} \right) \\ \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} &= c^2 \left(\frac{\partial^2 p'}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 p'}{\partial \eta^2} \right) - 2c^2 \frac{\partial^2 p'}{\partial \eta \partial \xi} \end{aligned} \quad (1-30)$$

将 (1-29) 及 (1-30) 代入 (1-25) 得

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial \xi \partial \eta} = 0$$

先对 η 积分

$$\frac{\partial p'}{\partial \xi} = g(\eta)$$

再对 ξ 积分

$$p'(x, t) = f(x - ct) + g(x + ct) \quad (1-31)$$

f 及 g 是任意函数, $p'(x, t) = f(x - ct)$ 描述向正 x 行进的 压力 扰动。压力 扰动的形式不变, 只是以速度 c 向前推进, 而 g 是一个向负 x 行进的波。

f 及 g 的一个最重要的特殊形式是 谐函数, 它可写成

$$p'(x, t) = Ae^{j\omega(t-x/c)} + Be^{-j\omega(t+x/c)} \quad (1-32)$$

ω 为圆频率以 rad/s 计, 每秒有 $\omega/2\pi$ 次循环 (即频率) 而周期为 $2\pi/\omega$ s。平常我们把 p' 写成复数函数时, 事实上意味着 p' 等于右边的实部。二个相邻波峰 (谷) 之间距离叫做 波长, 它等于:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} \quad (1-33)$$

p' 有时也被写成 $Ae^{j(\omega t - kx)} + Be^{-j(\omega t + kx)}$, 式中 $k = \omega/c$ 或 $k = 2\pi/\lambda$ 被称为 波数 (圆波数), $\omega/k = c$ 叫做 相速度, 即空气 声波 推进的速度。

二、介质 粒子 速度 及 声阻抗率

只要知道一维波中扰动的压力就能求出 粒子 振动速度 u 及 密度 扰动 ρ' , 因为它们 是 p' 的简单乘积。先考虑向右行进的波

$$p' = f(x - ct)$$

从 (1-6') 式

$$\rho' = \frac{p'}{c^2} = c^{-2} f(x - ct)$$

令 $X = x - ct$, 则

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} f(X) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial f}{\partial X} \frac{\partial X}{\partial t}$$

$$\therefore \frac{\partial X}{\partial t} = -c$$

$$\therefore \frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\frac{1}{c} \frac{\partial f}{\partial X}$$

从 (1-2) 式

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial V_i}{\partial x_i} = 0$$

这里是一维

$$V_i = u, \quad x_i = x$$

$$\therefore \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{\partial f}{\partial X}(X) = \frac{1}{\rho_0 c} \frac{\partial f}{\partial x}(x - ct)$$

由此积分:

$$u(x, t) = \frac{1}{\rho_0 c} f(x - ct)$$

从这里可看出, 所有流动量中的 x 及 t 都只以 $x - ct$ 的组合形式出现,

在平面波情况下

$$p' = \rho_0 c u \quad (1-34)$$

$p'/u = \rho_0 c$ 被称为声阻抗率, 在平面波中 p' 及 u 是同相的。由于 $\rho_0 c$ 是常数, 并代表材料特性, 故称为特征阻抗。

在以负向行进的波中即当 $p' = g(x + ct)$ 中用同样的方法可得到以下公式:

$$p' = -\rho_0 c u \quad (1-35)$$

三、声波传播速度与多普勒 (Doppler) 效应

声的传播速度就是它的相速度, 它与粒子振动速度是不同的。气体的状态方程为

$$p = R\rho T \quad (1-36)$$

式中 R ——气体常数,

T ——温度。

$$dp = R(Td\rho + \rho dT) \quad (1-37)$$

$$c^2 = \left[\left(\frac{dp}{d\rho} \right)_{s_0} \right]_{\rho=\rho_0} = RT_0 + RT_0 \left(\frac{\partial T}{\partial \rho} \right)_{s_0} \quad (1-38)$$

式中 S_0 ——熵。

对绝热变化:

$$dS = 0$$

$\therefore$

$$c_v dT = -\frac{p}{\rho^2} d\rho$$

式中 c_v ——定容比热容。

代入 (1-38) 式得: $c^2 = RT_0 \left(1 + \frac{R}{c_v} \right)$

对理想气体:

$$R = c_p - c_v, \quad \gamma = c_p / c_v$$

式中 c_p ——定压比热容;

γ ——比热[容]比。

$$c^2 = \gamma RT_0 = \gamma p_0 / \rho_0 \quad (1-39)$$

下表为一些气体在 273 K, 101325 Pa 时的声速。

表1-1 在 273K, 101325Pa 时一些气体中声速

气 体	γ	ρ (kg/m ³)	C (m/s)
空气 (干燥)	1.40	1.293	331
氦	1.667	1.783	319
二氧化碳	1.40	1.977	259
氢	1.40	0.0899	1284
氧	1.40	1.429	316