

无损检测用户的长期合作伙伴

www.cndt.cn
www.cndt.com
www.cndt.net
www.cndt.com.cn

超声波探伤

《超声波探伤》编写组 编著
电力工业出版社

超 声 波 探 伤

《超声波探伤》编写组编著

2008年10月第1版

电 力 工 业 出 版 社

内 容 提 要

本书共分十章，主要内容有：超声物理的基础理论；圆盘源、矩形源辐射的纵波声场特性和斜探头辐射的横波声场特性；超声波探伤的通用技术问题；各种探伤方法；发电厂几种部件的探伤；探头的结构及其性能的测试；试块的制作及其用途；探伤仪的基本原理及其使用维修等。

书中探伤实例较多，有插图 500 余幅，便于读者理解和掌握各种探伤方法及有关技术问题。

本书可供电力、机械、冶金、石油、化工和国防等工业部门无损检验人员、科研人员和大专院校有关专业师生参考。

前 言

超声波探伤是无损检验的主要方法之一。它是利用材料本身或内部缺陷的声学性质对超声波传播的影响，非破坏性地探测材料内部和表面的缺陷（如裂纹、气泡、夹渣等）的大小、形状和分布状况以及测定材料性质。超声波探伤具有灵敏度高、穿透力强、检验速度快、成本低、设备简单轻便和对人体无害等一系列优点。因此，它已广泛应用于机械制造、冶金、电力、石油、化工和国防等各工业部门，并已成为保证产品质量、确保设备安全运行的一种重要手段。

为了适应我国工业迅速发展的需要，便于普及超声波探伤技术和提高探伤水平，电力工业部西安热工研究所组织武汉水利电力学院、湖北省电力中心试验所、北京电力科学研究所、山东省电力科学研究试验所、东北电业管理局技术改进局、陕西省电业管理局中心试验所、华东电业管理局电力试验研究所、北京石景山发电厂等单位，在总结电力系统多年的科研成果和探伤经验的基础上，参考国内外有关文献资料，编写了这本《超声波探伤》。

本书比较详细地论述了超声物理的基础理论、各种声源（圆盘源、矩形源等）辐射的纵波声场特性和斜探头辐射的横波声场特性，对固体中与液体中的声场、连续波与脉冲波的声场进行了比较。这些论述和比较对学习超声波探伤基础理论，深入了解声场特性有一定参考价值。书中以相当大的篇幅叙述了超声波探伤的通用技术问题和各种探伤方法，这些内容对探伤人员来说是很实用的，例如：在通用技术问题中讨论了工件界面的影响并给出无边界影响时探头至边界的最小距离计算公式，讨论了缺陷状况（形状、方位、性质等）对缺陷波波高的影响；在各种探伤法中介绍了仪器灵敏度的调整，缺陷的定量、定位和定性；在表面波探伤中还介绍了表面波反射率理论研究的结果；讨论了规则形状反射体（平底孔、球孔、横孔等）的反射波波高及其在探伤中的应用，介绍了AVG法的原理及其在缺陷定量中的应用，以及有关曲线的绘制和使用的条件。本书系统地介绍了汽轮机叶轮和叶片、紧固螺栓、管道焊缝等的探伤方法和探伤实例，可供发电厂设备检验时参考。本书还简要地介绍了探头的结构及其性能的测试，试块的制作及其用途，探伤仪的原理及其使用维修。附录中列出了有关公式、数据、图表和国外的探伤标准，以及常用的探伤术语，可为更好地开展探伤工作提供方便条件。书末还列有主要参考资料书目，本书还直接或间接地引用了其中一些资料。

参加本书编写的人员有：

| | | | | |
|-----|-----|-----|-----|-----|
| 李克明 | 刘德荣 | 张志永 | 孟传亨 | 毛森祥 |
| 祁乃春 | 陈秉忠 | 蒋达璋 | 肖州生 | 沙命余 |
| 曾渊淮 | 侯成章 | 徐锡谷 | 卢存仁 | 倪政群 |

在本书编写过程中，得到了编写人员所在单位和湖南省水电局中心试验所、江西省电

目 录

前 言

| | |
|--|----|
| 第一章 超声波 | 1 |
| 第一节 振动和波 | 1 |
| 一、振动学基础 二、波的一般概念 | |
| 第二节 波的种类和形式 | 10 |
| 一、波的种类(波型) 二、波的形式 三、超声场的特征量 四、声速 | |
| 第三节 波的叠加、干涉及驻波 | 17 |
| 一、波的叠加与干涉 二、驻波 三、惠更斯原理 | |
| 第四节 垂直入射界面时的超声波 | 20 |
| 一、单一的平面界面 二、双界面——平板和空隙 | |
| 第五节 倾斜入射界面时的超声波 | 25 |
| 一、超声波的反射、折射与波型转换 二、声压值 三、在直角边与方角内的反射 | |
| 第六节 几何光学在超声中的应用 | 34 |
| 一、适用范围 二、球面波和柱面波的声压距离定律 三、球面波在平界面上的反射和折射 四、平面波和球面波在曲面和透镜上的反射和折射 | |
| 第七节 超声波的衰减 | 43 |
| 一、超声波的衰减及其原因 二、衰减的表示方法和衰减系数 三、分贝(dB)和奈培(Np)的概念 | |
| 第二章 超声波声场特性 | 48 |
| 第一节 超声场的波动物理 | 48 |
| 一、超声波的衍射 二、圆盘源辐射的纵波声场 三、矩形源辐射的纵波声场 四、液体介质和固体介质中纵波声场的比较 五、非均匀激发声源(高斯声源)的纵波声场 六、压电晶片辐射的纵波声场有关问题 七、斜探头辐射的横波声场 八、介质对声波的衰减因子 | |
| 第二节 脉冲波与连续波及脉冲波声场 | 72 |
| 一、脉冲波与连续波 二、脉冲波声场 | |
| 第三章 压电效应与超声波换能器 | 75 |
| 第一节 压电效应和压电材料 | 75 |
| 一、压电效应 二、压电方程和压电材料有关常数的物理意义 三、机电耦合系数 四、石英和探伤用压电陶瓷的有关常数值 五、压电振子 六、压电单晶体及压电陶瓷的测量 | |
| 第二节 探头 | 91 |
| 一、探头的种类 二、各类探头的结构与设计 三、探头的制作工艺 | |

| | |
|---|-----|
| 第三节 探头基本性能的测定 | 103 |
| 一、声场的测定 二、有关探头频率特性的测试 三、斜探头入射点和折射角的测定 | |
| 第四节 产生超声波的其他方法 | 108 |
| 一、电动力学法 二、磁致伸缩法 三、机械法 四、热效应法 五、静电法 | |
| 第四章 试块 | 112 |
| 第一节 试块的用途 | 112 |
| 一、确定合适的探伤方法 二、确定探伤灵敏度和评价缺陷大小 三、校验仪器及测试探头性能 | |
| 第二节 常用的标准试块 | 112 |
| 一、IIW试块 二、IIW ₂ 试块 三、CS-2试块 四、B.S.A ₁ 试块 | |
| 五、B.S.A ₃ 试块 六、JIS-STB-A ₂ 试块 七、JIS-STB-A ₃ 试块 | |
| 八、JIS-STB-G试块 九、ASME试块 十、半圆试块 十一、SC试块 | |
| 十二、DSC试块 | |
| 第三节 使用和制作试块时应注意的几个问题 | 132 |
| 一、保留原始标准试块 二、试块材质与被测工件材质不同时造成的误差 | |
| 三、试块的维护 四、试块的制作要求和检查 | |
| 第五章 超声波探伤的通用技术问题 | 134 |
| 第一节 超声频率和探头的选择 | 134 |
| 一、频率的选择 二、探头的选择 | |
| 第二节 耦合 | 135 |
| 一、表面状况 二、耦合剂 三、表面光洁度差异的补偿 四、曲面接触与曲率补偿 五、用中间耦合层的耦合 | |
| 第三节 工件界面的影响 | 140 |
| 一、与声束轴线平行的工件侧边界面的影响 二、变型波的影响 三、三角形反射 四、61°反射 五、利用变型波的可能性 | |
| 第四节 宽脉冲与窄脉冲 | 150 |
| 一、宽脉冲与窄脉冲在声场方面的区别 二、宽脉冲与窄脉冲在探伤中的特点 | |
| 三、宽脉冲与窄脉冲的产生 | |
| 第五节 林状回波和应力引起的声波折射 | 153 |
| 一、林状回波 二、应力引起的声波折射 | |
| 第六节 缺陷状况对缺陷波波高的影响 | 155 |
| 一、缺陷形状的影响 二、缺陷方位的影响 三、缺陷表面粗糙度的影响 | |
| 四、缺陷波的指向性 五、缺陷性质的影响 | |
| 第七节 外界高频信号和超声波对探伤的干扰 | 159 |
| 第六章 规则形状反射体的反射波波高及其在探伤中的应用 | 161 |
| 第一节 AVG图 | 161 |
| 一、原理 二、实用AVG图的绘制 三、斜探头AVG图 | |

| | | |
|-----|---------------------|-----|
| 第二节 | AVG图的应用 | 169 |
| 一、 | 直探头探伤中应用AVG图的几种方法 | |
| 二、 | 斜探头探伤中应用AVG图的方法 | |
| 三、 | 影响AVG法准确性的因素 | |
| 四、 | 应用AVG法的条件 | |
| 第三节 | 各种规则形状反射体的反射波波高及其应用 | 177 |
| 一、 | 纵波反射 | |
| 二、 | 横波反射 | |
| 三、 | 应用举例 | |
| 四、 | 长横孔的AVG图 | |
| 第七章 | 探伤法 | 182 |
| 第一节 | 纵波探伤法 | 182 |
| 一、 | 扫描速度的调整和缺陷位置的判断 | |
| 二、 | 缺陷大小的确定 | |
| 三、 | 缺陷的定性 | |
| 四、 | 多次反射法 | |
| 五、 | 双探头和双晶片探头法 | |
| 第二节 | 横波探伤法 | 195 |
| 一、 | 探测条件的确定 | |
| 二、 | 扫描速度的调整 | |
| 三、 | 缺陷位置的确定 | |
| 四、 | 缺陷的定量 | |
| 五、 | 缺陷的定性 | |
| 六、 | 焊缝探伤 | |
| 第三节 | 表面波探伤法 | 225 |
| 一、 | 表面波的性质 | |
| 二、 | 表面波的产生 | |
| 三、 | 人工缺陷对表面波的反射 | |
| 四、 | 棱边的反射 | |
| 五、 | 影响表面波传播的其他因素 | |
| 六、 | 表面波探伤的应用 | |
| 第四节 | 板波探伤法 | 235 |
| 一、 | 板波的种类 | |
| 二、 | 板波的相速度与群速度 | |
| 三、 | 板波的产生 | |
| 四、 | 兰姆波传播的特点 | |
| 五、 | 板波探伤的一般程序 | |
| 第五节 | 水浸探伤法 | 241 |
| 一、 | 水浸法的原理和特点 | |
| 二、 | 水浸法中声波的传播情况 | |
| 三、 | 界面波触发的应用 | |
| 四、 | 水浸法中需要注意的几个问题 | |
| 第八章 | 发电厂几种部件的超声波探伤 | 247 |
| 第一节 | 紧固螺栓的探伤 | 247 |
| 一、 | 探伤方法 | |
| 二、 | 裂纹波的鉴别 | |
| 三、 | 假信号的识别 | |
| 四、 | 实例 | |
| 第二节 | 汽轮机叶轮轴向键槽的探伤 | 254 |
| 一、 | 叶轮轴向键槽的结构和裂纹产生的原因 | |
| 二、 | 探伤方法 | |
| 三、 | 裂纹波的特征 | |
| 四、 | 假信号的识别 | |
| 五、 | 辅助探测 | |
| 六、 | 探伤步骤 | |
| 七、 | 实例 | |
| 第三节 | 汽轮机叶轮轮缘小脚的探伤 | 266 |
| 一、 | 探伤原理 | |
| 二、 | 探头的选择 | |
| 三、 | 探测规范 | |
| 四、 | 波形分析 | |
| 第四节 | 汽轮机叶片的探伤 | 270 |
| 一、 | 叶片工作部分裂纹的检查 | |
| 二、 | 叶片根部裂纹的检查 | |
| 第五节 | 铆胀接锅炉汽包的探伤 | 282 |
| 一、 | 苛性脆化损坏的特点 | |
| 二、 | 探伤的准备工作的 | |
| 三、 | 探伤方法 | |
| 第六节 | 管道焊缝的探伤 | 286 |
| 一、 | 管道焊缝的结构型式及根部特点 | |
| 二、 | 探头与试块 | |
| 三、 | 探伤方法 | |
| 四、 | 探伤的一般程序 | |
| 五、 | 联箱堵头焊缝的探伤 | |
| 第七节 | 小径薄壁管焊缝的探伤 | 302 |
| 一、 | 双晶片斜探头的设计与制作 | |
| 二、 | 试块 | |
| 三、 | 探伤方法 | |
| 第九章 | 超声检测技术有关问题 | 309 |

| | |
|---|-----|
| 第一节 声速测量 | 309 |
| 一、用超声波探伤仪测量声速 二、用超声波测厚仪测量声速 | |
| 第二节 超声波衰减系数测定 | 311 |
| 一、概述 二、衰减系数的测量方法 | |
| 第三节 超声波测厚 | 313 |
| 一、共振式测厚仪 二、脉冲反射式测厚仪 | |
| 第四节 超声波测量液位和流量 | 319 |
| 一、超声波测量液位 二、超声波测量流量 | |
| 第五节 金属件超声检测的有关问题 | 325 |
| 一、钢 二、铸钢 三、铸铁 四、轻金属 五、铜和钢的合金 六、其他有色金属 七、硬金属和其他烧结金属 | |
| 第十章 超声波探伤仪 | 332 |
| 第一节 脉冲反射式超声波探伤仪的原理和显示方式 | 333 |
| 一、脉冲反射式超声波探伤仪的原理 二、缺陷的显示方式 | |
| 第二节 A型显示脉冲反射式超声波探伤仪 | 336 |
| 一、同步电路 二、发射电路 三、接收电路 四、时基电路 五、延迟电路 六、示波管电路 七、电源电路 | |
| 第三节 探伤仪性能及其测试方法 | 353 |
| 一、阻塞特性 二、灵敏度(增益余量) 三、动态范围 四、接收电路频带 五、衰减器特性 | |
| 第四节 CTS-8A型和CTS-15型探伤仪线路分析 | 356 |
| 一、CTS-8A型探伤仪线路分析 二、CTS-15型探伤仪线路分析 | |
| 第五节 探伤仪的维护和修理 | 362 |
| 一、探伤仪的使用和维护 二、探伤仪的修理 | |
| 第六节 成像法简介 | 366 |
| 一、超声电视法 二、超声全息成像法 | |
| 附录 | 368 |
| 附录一 有关公式、数据和图表 | 368 |
| 一、流体中波动方程的一般形式 二、固体中波动方程的一般形式 三、速度势 四、波动方程式的解 五、平面波的解 六、平面波在一般坐标系中的公式 七、复数表示和符号法 八、柱面波的解 九、球面波的解 十、求面声源前任意点声压的方法 十一、各种声源的声场及AVG图 十二、固体中声源的指向性 十三、群声源的指向性 十四、流体中界面的反射和折射 十五、固体中界面的反射和折射 十六、固体自由界面的反射 十七、不同泊松比材料的反射 十八、液体到固体的反射和折射 十九、固体到液体的反射和折射 二十、各种物质界面的声压反射率 二十一、第一、三介质中有第二介质层时的反射和透射 二十二、平面缺陷的反射(液体中的刚体) 二十三、圆柱形缺陷和球形缺陷的反射(液体中的刚体) 二十四、横波声强度、切应力及质点位移振幅之间的关系 二十五、参考用表 二十六、板波 | |
| 附录二 国外超声波探伤质量评定标准简介 | 408 |
| 附录三 超声波探伤术语(附英文) | 428 |
| 主要参考资料 | 437 |

第一章 超 声 波

第一节 振 动 和 波

一、振动学基础

(一) 谐振动

物体在一定位置附近作来回重复的运动，称为振动。例如摆的运动、汽缸中活塞的运动、弹簧振子的运动等，都是可以直接看到的振动。又例如一切发声体的运动、在高频电压激励下压电晶体的运动、固体中分子的热运动等，则是不易或不能直接看到的振动。

相互间由弹性力连系着的质点所组成的物质，称为弹性介质。需要进行超声检验的大量金属及非金属固体构件都是弹性介质。我们可以认为弹性介质是由相互间用小弹簧连系着的质点所组成，如图1-1所示。若这种介质中任何一个质点离开了平衡位置，则会产生使它恢复到平衡位置的力。

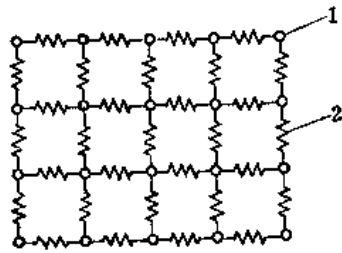


图 1-1 弹性介质的模型
1—质点；2—小弹簧

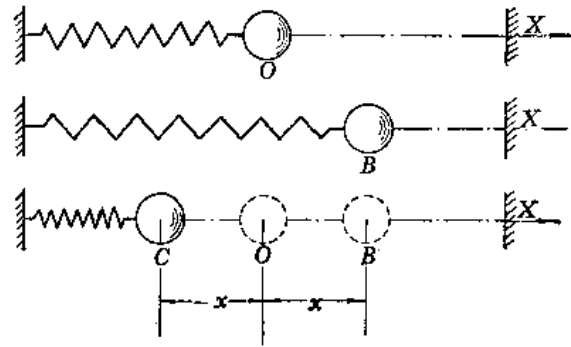


图 1-2 弹簧振子的振动

可以用弹簧振子来说明谐振动。如图1-2所示，轻弹簧左端固定，右端系一物体。略将物体移动后，物体就在弹性力的作用下左右来回运动。这种振动系统称为弹簧振子。为了使讨论较为简单，把弹簧振子穿在光滑的水平玻璃棒上，以避免重力对运动的影响。设物体在位置O时，弹簧作用在物体上的力是零，这个位置就是物体的平衡位置。若把物体向右移到位置B，这时弹簧被拉长，相应地有指向左方即指向平衡位置的弹性力作用在物体上，使物体返回平衡位置。当物体回到平衡位置时，弹簧的弹性力等于零，但物体在返回时获得了速度，由于惯性，使它继续向左移动。当物体在平衡位置左边时，弹簧被压缩，物体所受的弹性力是指向右方，即指向平衡位置。这时弹性的作用是阻碍物体运动，直至使物体停止在位置C。在这以后，物体在弹性力的作用下向右移动，情况和上述向左移动相似。这样，在弹簧的弹性力作用下，物体就在平衡位置的左右作重复运动，即振动。

取平衡位置 O 为 X 轴的原点, 并设 X 轴的正向向右。根据胡克定律^①, 物体所受的弹性力 F 与物体位移 x (即弹簧的变形量) 的关系为:

$$F = -kx$$

式中 k 是弹簧的弹性系数, 负号表示力和位移的方向相反。设物体的质量为 m , 根据牛顿第二定律^②, 它的加速度 a 为:

$$a = \frac{F}{m} = -\frac{k}{m}x$$

因为 k 和 m 都是正数, 所以它们的比值可以用一恒量 ω 的平方来表示, 即:

$$k/m = \omega^2 \quad (1-1)$$

代入上式, 得:

$$a = -\omega^2 x \quad (1-2)$$

或

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \omega^2 x = 0 \quad (1-2a)$$

所以上述振动的特征是加速度和位移成正比且方向相反, 这种振动称为谐振动。由上可知, 物体在弹性力作用下发生的运动是谐振动。

根据微分方程理论, 式 (1-2a) 的解为:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (1-3)$$

式中 A 和 φ 是两个恒量, 它们的物理意义和数值将在后面讨论。又因为 $\cos(\omega t + \varphi) = \sin\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right)$, 如果令 $\varphi' = \varphi + \frac{\pi}{2}$ 则式 (1-3) 可改写为:

$$x = A \sin(\omega t + \varphi') \quad (1-3a)$$

式 (1-3) 或 (1-3a) 都是谐振动的运动方程式 (位移 x 与时间 t 的关系式), 简称谐振方程式。因此, 物体作谐振动时, 位移是时间的正弦或余弦函数。本节中我们均用余弦函数来表示谐振动。

下面我们用几何的方法来研究谐振动中位移与时间的关系。如图1-3所示, 设有质点 M 以角速度 ω 在半径为 A 的圆周上作匀速圆周运动, 那么它在直径 BC 上的投影点 P , 就在 BC 上来回的运动。设 $t=0$ 时, M 点在 M_0 处, 半径 OM_0 和 OB 间的夹角是 φ 。经过时间 t 后, M_0 点到 M 处, 半径 OM 和 OB 间的夹角变为 $\omega t + \varphi$, 这时投影点 P 离开圆心的位移为:

$$x = A \cos(\omega t + \varphi)$$

由上可知, 当质点作匀速圆周运动时, 它在直径上的投影点的运动是谐振动。

应该注意, 谐振动是指 M 点的投影点 P 在直线 BC 上的运动, 不是 M 点本身在圆周上的运动。 M 点的运动在这里只有辅助的意义, 所以称 M 点为辅助点, 称它所走的圆为参考圆。

① 胡克定律: 物体在弹性形变范围内, 作用力 F 与形变 x 成正比, 即:

$$F = kx$$

对于一定固体在弹性极限范围内 k 是常数。

② 牛顿第二定律: 物体所得到的加速度 a 与作用于该物体上的力 F 成正比, 与物体的质量 m 成反比, 如果选用适当的单位, 可使比例系数为 1, 即:

$$F = ma$$

根据式(1-3)可以得出谐振动质点的振动速度 v 及加速度 a ：

$$v = \frac{dx}{dt} = -A\omega \sin(\omega t + \varphi) \quad (1-4)$$

$$a = \frac{d^2x}{dt^2} = -A\omega^2 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1-5)$$

可见，当质点作谐振动时，它的振动速度及加速度都是时间 t 的正弦或余弦函数。

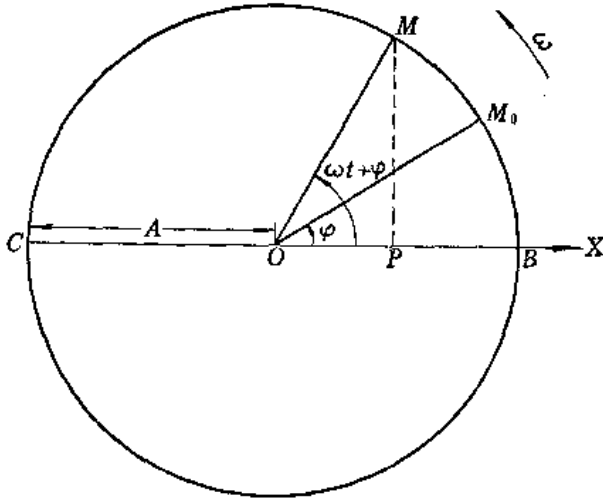


图 1-3 质点谐振动的参考圆

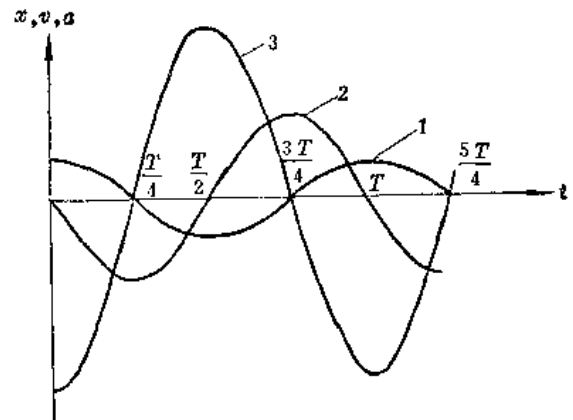


图 1-4 谐振动的位移、速度和加速度与时间的关系

(1)位移曲线，(2)速度曲线，(3)加速度曲线

如果以时间 t 为横座标，位移 x 、速度 v 、加速度 a 为纵座标，可画出三条曲线，如图 1-4 所示，图中假定 $\varphi = 0$ 。从三条曲线可以清楚地看出谐振动中的位移、速度和加速度的周期性。

谐振动是最简单最基本的振动。

(二) 谐振动中的振幅、周期、频率和相位

下面讨论谐振方程式中各参量的物理意义。式(1-3)中的 A 称为振幅，它是振动质点离开平衡位置的最大位移。 $(\omega t + \varphi)$ 称为振动的相位。由式(1-3)可知，当 A 为已知时，根据相位的大小，可以决定振动质点在某一时刻 t 的位置。而且，由于振动是质点作往复的周期性运动，所以在一个完全振动的过程中（即来回一次），运动轨迹上任何一个位置，质点都将两次经过它，但每次通过的方向不同。振动的相位不仅决定振动质点在任一时刻 t 的位置，而且也决定了这时质点的运动方向，所以相位表示了振动物体的运动状态。恒量 φ 是 $t = 0$ 时的相位，称为振动的初相位。从图 1-3 可知， φ 的数值表示物体在开始振动时的运动状态。

对于辅助点 M 来说， ω 是角速度；对于谐振动讲， ω 称为角频率。辅助点 M 旋转一周所需要的时间是：

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

它就是振动质点完成一次完全振动（来回一次）所需的时间，称为振动的周期。周期

的倒数称为频率，用 f 表示：

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$$

或

$$\omega = 2\pi f$$

f 表示单位时间内振动质点所作完全振动的次数。其单位为周/秒，称为“赫” (Hz)。

角频率表示振动质点在 2π 秒时间内所作振动的次数。谐振方程式也常用周期或频率来描述：

$$x = A \cos\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi\right)$$

或

$$x = A \cos(2\pi ft + \varphi)$$

由上所述可知，谐振动的周期（频率）、初相位和振幅三个参量确定后，就可完全确定一个谐振动。

当振动系统作谐振动时，它的周期或频率完全由系统本身性质所决定，我们称其为固有周期或固有频率。

(三) 振动的合成

在某种运动中，质点同时参与两个振动，例如有两个超声波同时传播到介质中的某一点时，该处质点就同时参与了两个振动。这时质点所作的运动就是两个振动的合成。

1. 同一直线同周期振动的合成

设有两个各自独立的谐振动在同一直线上进行，它们的周期相同，即角频率 ω 相同，振幅和初相位不同，分别为 A_1 、 A_2 和 φ_1 、 φ_2 ，则在任何时刻 t 的位移分别为：

$$x_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$x_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

这两个振动既然在同一直线上进行，则合振动的位移 x 就等于上述两个位移的代数和，即：

$$x = x_1 + x_2 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) + A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

利用三角函数关系将上式化成：

$$x = A \cos(\omega t + \varphi) \quad (1-6)$$

式中 A 和 φ 分别为合振动的振幅和初相位，数值由下两式决定：

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)} \quad (1-6a)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2} \quad (1-6b)$$

上述结果说明，由两个周期相同并在同一直线上进行的谐振动所合成的运动，它的周期等于原来振动的周期，振幅和初相位由原来两个振动的振幅和初相位所决定。

上述结果可以用矢量图表示，如图1-5所示。

从式 (1-6a) 看出，合振动的振幅与原来两个振动的相位差 ($\varphi_2 - \varphi_1$) 有关。下面讨论两个特例，它是后面讨论超声波干涉和衍射的基础。

(1) 相位相同，即相位差 $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm 2n\pi$ ， n 等于零或正整数。这时的 $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$

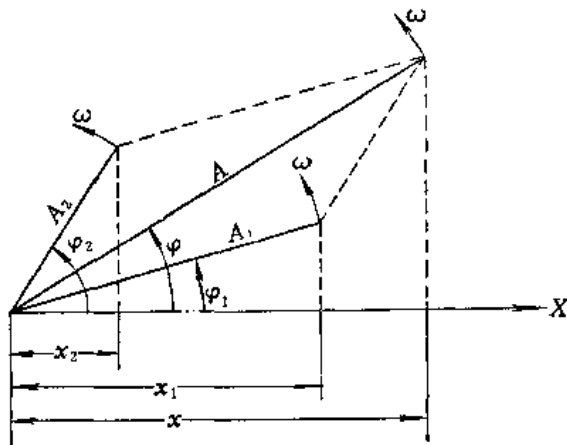


图 1-5 两个同一直线同周期谐振动的合成

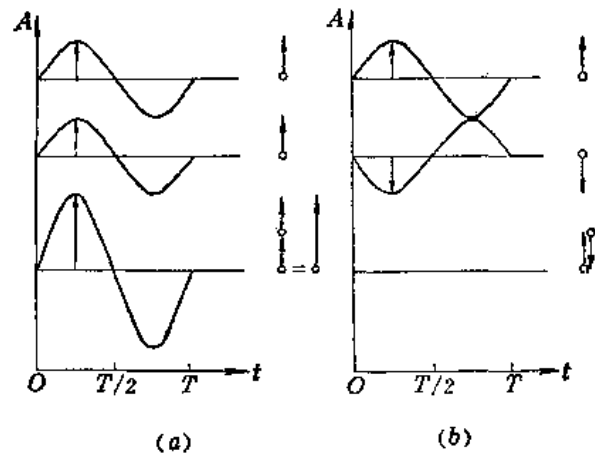


图 1-6 振动的合成

(a)两个分振动的相位相同；(b)两个分振动的相位相反

$= 1$ ，按式 (1-6a) 得：

$$A = A_1 + A_2$$

即合成振动的振幅等于原来两个振动的振幅之和，如图1-6a所示。它是合成振幅可能达到的最大值。

(2) 相位相反，即相位差 $\varphi_2 - \varphi_1 = \pm(2n+1)\pi$ ， n 等于零或正整数，这时 $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = -1$ ，式 (1-6a) 变成：

$$A = |A_1 - A_2|$$

即合成振动的振幅等于原来两个振动的振幅之差（振幅在物理意义上是正量，所以在式中取绝对值）。它是合振幅可能达到的最小值。如果在这种情况下，若 $A_1 = A_2$ ，则 $A = 0$ ，即振动合成的结果，使质点处于静止状态，如图1-6b所示。

上述结果表明，两振动的相位差对合成振动起着重要的作用。

2. 相互垂直振动的合成

设两个谐振动分别在相互垂直的 X 轴和 Y 轴上进行，位移方程为：

$$x = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$y = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

在任何时刻 t ，质点的位置是 (x, y) ， t 改变时，位置 (x, y) 也改变。所以上述两方程就是用参量 t 来表示的质点运动轨迹的参变方程。如果把参量 t 消去，就得到质点振动轨迹的直角坐标方程：

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - 2 \frac{xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) = \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1-7)$$

这个方程是椭圆方程式。因为质点的位移 x 和 y 在有限范围内移动，所以椭圆的轨迹不会超出以 $2A_1$ 和 $2A_2$ 为边的矩形范围之外，如图1-7所示。椭圆轨迹的形式由相位差 $(\varphi_2 - \varphi_1)$ 而定。图1-8示出了八种不同相位差的合成图形。

上面例子反过来可以说明，任何一个直线谐振动、椭圆振动或匀速圆周运动都可以分解为两个互相垂直的谐振动。

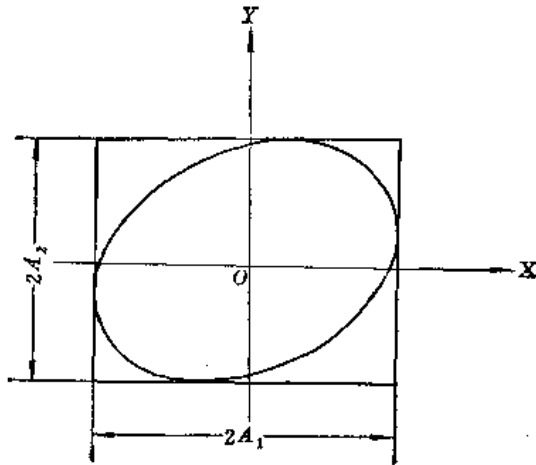


图 1-7 两个相互垂直同周期谐振动的合成

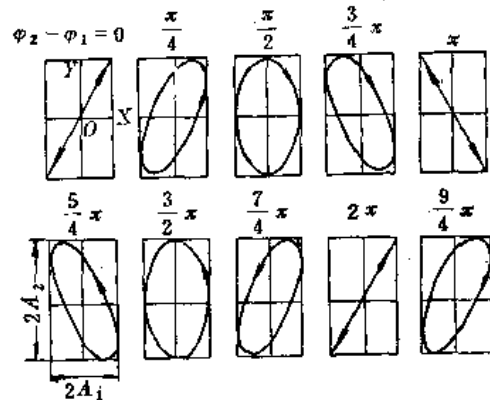


图 1-8 两个相互垂直同周期谐振动不同相位差的合成

二、波的一般概念

(一) 机械波的产生和传播

波动是物质的一种运动形式，振动是产生波动的根源。波动可以分成两大类，一类是机械波，它是由于机械振动在弹性介质中引起的波动过程，例如水波、声波、超声波等；另一类是电磁波，它是由于电磁振荡所产生的变化电场和变化磁场在空间的传播过程，例如无线电波、红外线、可见光、紫外线、伦琴射线等。

下面我们来讨论机械波的产生和传播。在弹性介质中，任何一个质点作机械振动时，因为这个质点与其邻近的质点间有相互作用力联系着，所以它的振动将传递给与之邻近的质点，使此邻近的质点也同样地发生振动，然后振动又传给下一质点，依此类推，这样振动就由近及远向各个方向以一定的速度传播出去，从而形成了机械波。因此机械波的产生，首先要有作机械振动的物体作为波（声）源，其次要有能够传播这种机械振动的介质。

例如，把石块投入平静的水中，在水面上可以看到一圈圈向外扩展的水波。

又如手握绳子的一端上下振动，可以看到绳子形成一个凸起的状态，然后又形成一个下凹的状态，凸凹起伏的状态就沿绳子传播下去，形成如图 1-9 所示的有规律的横波波动的过程。

再如图 1-10 所示，用手迅速而有节奏地推压弹簧的一端，可以看到弹簧上有的部分密集，有的部分稀疏，疏密相间，沿着弹簧向前传播，这就形成了弹性纵波。

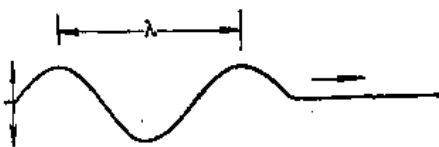


图 1-9 绳子上的横波

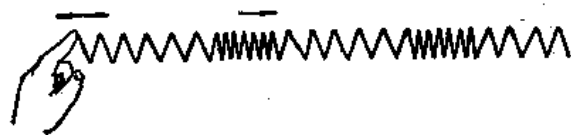


图 1-10 弹簧上的纵波

下面简要地说明弹性波形成的大概情况。图1-11为纵波传播示意图，其中①到⑬13个小圆圈代表介质质点，它们之间有弹性力联系着。第一行表示声源尚未振动但将要振动的那一瞬间，即 $t = 0$ 时的各质点的位置，此时各质点都在平衡位置上。当声源作机械振动后，质点①受到向右的外力，开始向右移动。经过一段时间 ($t = T/4$, T 为振动周期)，质点①已达到向右的最大位移，正要向左运动，而质点④受到弹性力的作用开始向右移动。再经过一段时间 ($t = T/2$ 时)，质点①已回到平衡位置，但因惯性继续向左运动，而质点⑦受到弹性力的作用开始向右运动。当 $t = 3T/4$ 时，质点①达到向左的最大位移，弹性力使质点⑩将要开始向右运动。当 $t = T$ 时，质点①回到平衡位置，已完成了一个周期的振动，弹性力使质点⑬将要开始向右运动。由此可见，对纵波而言，介质中各质点沿着波的传播方向振动，形成稠密与稀疏相间的波形。

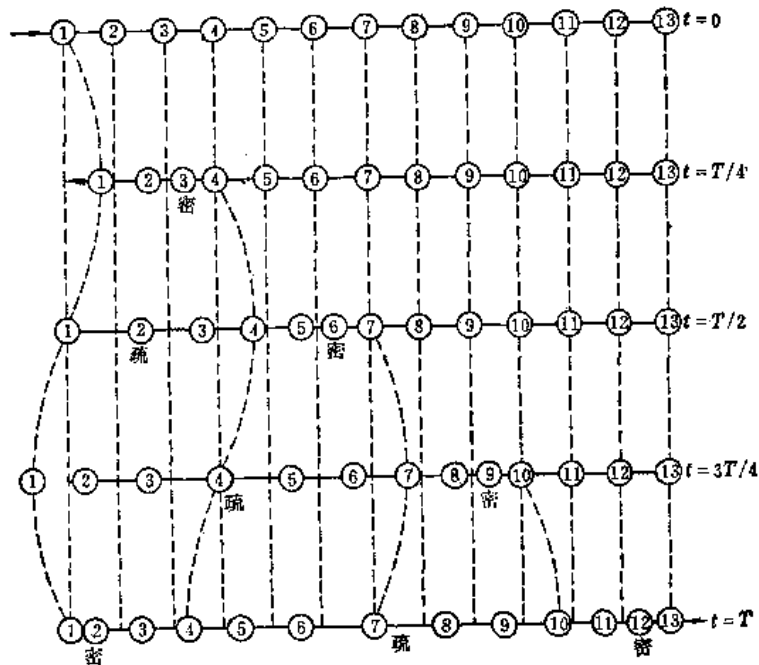


图 1-11 纵波传播示意图

图1-12为横波传播示意图，13个小圆圈同样表示着介质中沿某一直线均匀排列着的质点，质点间有弹性力联系着。第一行表示 $t = 0$ 时的各质点的位置，此时各质点都在平衡位置上。当声源辐射超声波以后，质点①受到向上的外力，开始向上移动，经过一段时间，即 $t = T/4$ 时，质点①已达到向上的最大位移，正要向下运动，而质点④受到弹性力的作用，开始向上移动。再经过一段时间，即 $t = T/2$ 时，质点①已回到平衡位置，但因惯性继续向下运动，而质点⑦受到弹性力的作用开始向上运动。当 $t = 3T/4$ 时，质点①达到向下的最大位移，弹性力使质点⑩开始向上运动。当 $t = T$ 时，质点①回到平衡位置，完成了一个周期的振动。弹性力使质点⑬开始向上运动。由此可见，对横波而言，介质中各质点的振动方向与波的传播方向垂直，形成具有波峰和波谷的波形。

声波是弹性介质的机械波。人们所能听到的声波频率范围是 $20 \sim 2 \times 10^4$ 赫。声波的频

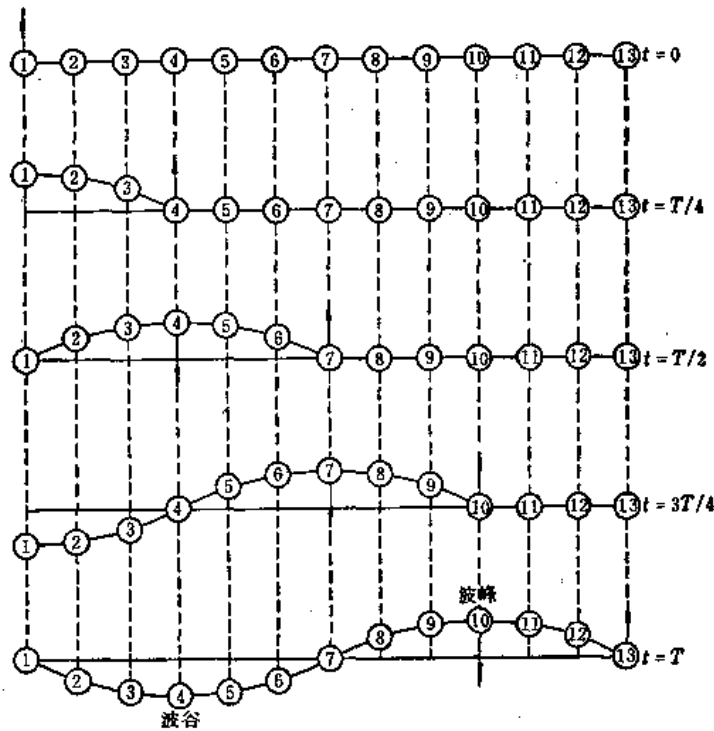


图 1-12 横波传播示意图

率超过 2×10^4 赫时，人耳就听不到了。我们称频率为 $2 \times 10^4 \sim 10^{10}$ 赫的声波为超声波。一般超声波探伤使用的频率范围是 $2 \times 10^5 \sim 2 \times 10^7$ 赫。各种声波的频率范围见表1-1。

表 1-1 各种声波的频率范围 (赫)

| 次 声 波 | 可 闻 声 波 | 超 声 波 | 特 超 声 波 |
|-------|-------------------------|------------------------------|------------|
| 0~20 | $20 \sim 2 \times 10^4$ | $2 \times 10^4 \sim 10^{10}$ | $>10^{10}$ |

超声波既然也属于机械波，那么产生超声波也必须具备上述两个条件：要有一个作频率很高的机械振动的物体即超声源（在超声波探伤中，实际上就是应用高频电振荡脉冲激励下产生高频机械振动的压电晶体作为超声源）；其次要有传播超声波的介质。

应该注意，波动只是振动状态的传播，介质中各质点并不随波前进，而只以交变的振动速度在各自的平衡位置附近振动。振动的传播速度称为波速（或声速）。不要把波速与质点的振动速度混淆起来。质点振动的方向与波动传播方向不一定相同。

(二) 波动方程

现在讨论用数学方程式来描述一个前进中的波动（通常称为行波），即描述介质中质点相对于平衡位置的位移是怎样随时间变化的。这样的方程式称为行波的波动方程。

1. 波动方程的建立

由于谐振动是最简单最基本的振动，所以由它产生的余弦波是最简单最基本的波。因此，先讨论余弦振动在均匀介质中传播过程所形成的余弦波波动方程。

如图1-13所示，设有一平面余弦波在无吸收的无限均匀介质中沿X轴的正向传播，波速为c。设O为波线上任意一点，并取其为X轴的原点。若O点处质点的振动方程为：

$$y_0 = A \cos \omega t$$

式中A为振幅， ω 为角频率， y_0 是O点处的质点在时间t时离开平衡位置的位移。如系横波，位移方向与X轴垂直；如系纵波，位移方向沿着X轴。设B为波线上另一任意点，离开原点O的距离为x。因为振动从O点传播到B点需要的时间为x/c，所以B点处质点在时间t的位移等于O点处质点在时间(t-x/c)的位移，即：

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

式(1-8)表示在波线上任意一点(至原点距离为x)处的质点在任一瞬时的位移，即沿X轴方向前进的平面余弦行波的波动方程。

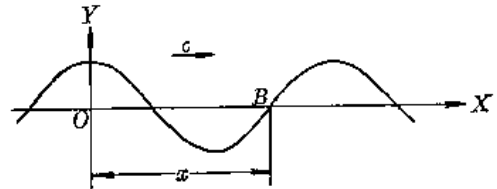


图 1-13 波动方程推导用图

波在一个周期T内(或者说质点完成一次振动)所传播的路程称为波长，用 λ 表示。根据频率f和波速c的定义，三者有下式关系：

$$c = f \lambda \quad (1-9)$$

每当波动传播了一个波长，从式(1-8)可以看到，波的相位就变化了 $\omega \cdot \lambda / c = 2\pi$ ，也即相隔整数倍波长的各点是作同相位振动的。令 $k = \omega / c = 2\pi / \lambda$ ，k称为波数，k和 λ 都是描述波动的常用物理量。式(1-8)也可写成：

$$y = A \cos(\omega t - kx) \quad (1-10)$$

对于在无吸收的各向同性的均匀固体介质中一般波动方程参见附录一式(3)和式(4)。

2. 波动方程的意义

现在讨论一下最基本的余弦波波动方程的物理意义。

式(1-8)中含有x和t两个自变量。如果x给定，那么位移y单纯是t的函数。这时，波动方程表示距原点为x处的质点在各不同时间的位移，即表示质点振动情况。如果以位移(y)为纵坐标，时间(t)为横坐标，就得到一条位移-时间余弦曲线(图1-14)，它表示该质点在作谐振动。

如果给定t值，则位移y将单纯是x的函数，这时波动方程表示在某一给定时刻波线上各质点的位移，也就是在某一给定时刻的波(指波峰和波谷或稠密和稀疏的分布情况)，

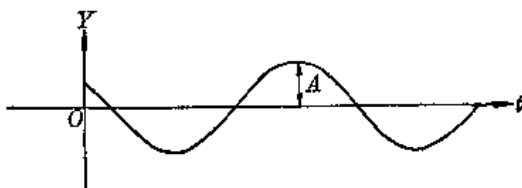


图 1-14 质点振动的位移与时间关系

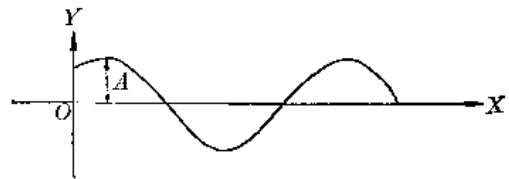


图 1-15 在给定时刻波线上各质点的位移

如果以质点位移 (y) 为纵座标, 质点在波线上的位置 (x) 为横座标, 也得到一条余弦曲线 (图1-15), 它说明这个波是余弦波。

如果 t 和 x 都在变化, 则波动方程表示波线上各个质点不同时刻的位移。若以 y 为纵座标, x 为横座标, 则在某一时刻 t_1 , 得到一条余弦曲线, 在另一时刻 $t_1 + \Delta t$ 得到另一条余弦曲线, 分别在图1-16中用实线和虚线表示。当 $t = t_1$ 时, 各质点的位移应为:

$$y = A \cos \omega \left(t_1 - \frac{x}{c} \right)$$

当 $t = t_1 + \Delta t$ 时, 各质点的位移为:

$$y = A \cos \omega \left(t_1 + \Delta t - \frac{x}{c} \right)$$

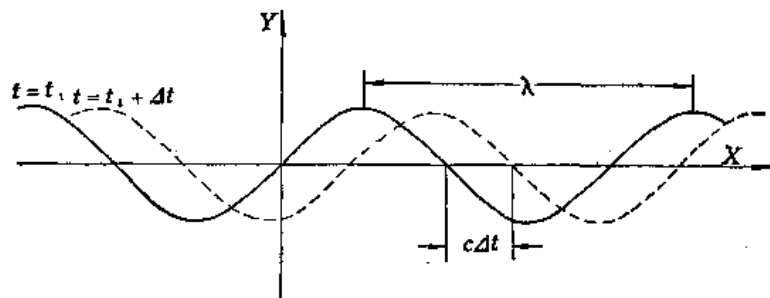


图 1-16 波的传播

比较上述两式可以看出: 在 $t = t_1 + \Delta t$ 时, 位于 $x + c\Delta t$ 处质点的位移等于当 $t = t_1$ 时 x 处质点的位移, 也就是整个波形在 Δt 时间向前移动了一段 $c\Delta t$ 距离, 波速 c 就是整个波形向前传播的速度。

从上述讨论可知: 所谓波动的频率、相位和振幅, 也就是所考虑质点振动的频率、相位和振幅。

第二节 波的种类和形式

一、波的种类 (波型)

波的种类是根据介质质点的振动方向和波动传播方向的关系来区分的。它分为纵波、横波、表面波和板波等。

1. 纵波

弹性介质当受到交替变化的拉应力和压应力作用时, 就相应地产生交替变化的伸长和压缩形变, 质点产生疏密相间的纵向振动 (参见图1-11), 振动又作用于相邻的质点而在介质中传播。此时介质质点的振动方向和波动的传播方向相同, 这种波称为“纵波”, 用符号“ L ”表示, 见图1-17。

任何弹性介质在体积变化时都能产生弹性力, 所以纵波可以在任何弹性介质 (固体、液体、气体) 中传播。由于纵波的发生与接收都比较容易, 因而在工业探伤中得到广泛的应用。

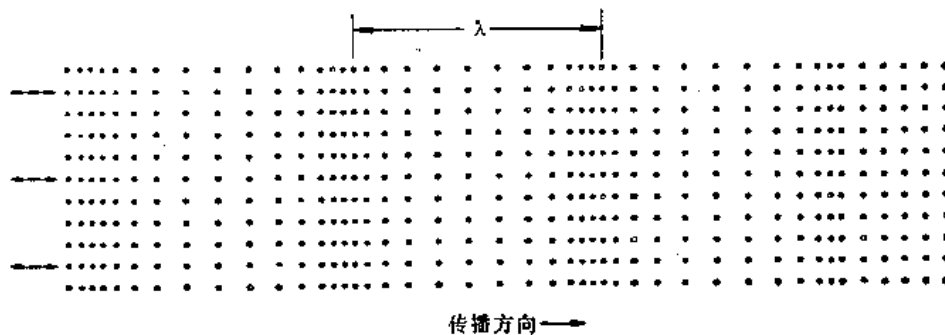


图 1-17 纵波

2. 横波

固体介质除具有体积弹性外，还具有剪切弹性。固体介质当受到交变的剪切力作用时，将会相应地发生交变的剪切形变，介质质点产生具有波峰和波谷的横向振动（参见图 1-12），振动又作用于相邻的质点而在介质中传播。此时介质质点的振动方向和波动的传播方向垂直，这种波称为“横波”，又称切变波，用符号“ T ”表示，见图 1-18。

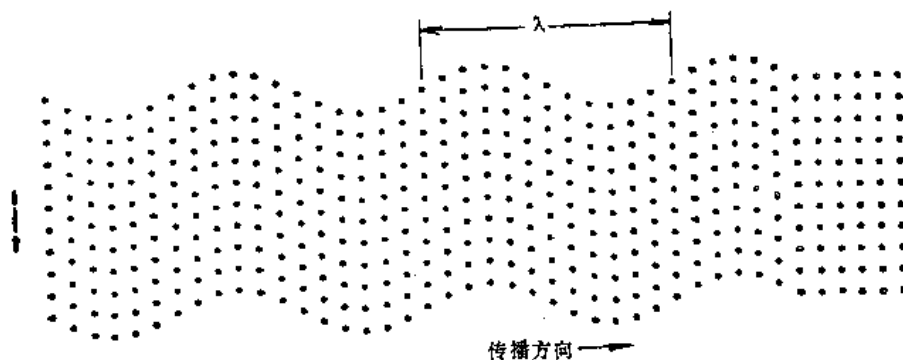


图 1-18 横波

液体和气体由于没有剪切弹性，所以液体和气体内部只能传播纵波，而不能传播横波和具有横向振动分量的其他波。

3. 表面波（瑞利波）

固体介质表面受到交替变化的表面张力，使介质表面的质点发生相应的纵向振动和横向振动。结果使质点作这两种振动的合成振动，即绕其平衡位置作椭圆振动，椭圆振动又作用于相邻的质点而在介质表面传播，这种波称为表面波，用符号“ R ”表示。

图 1-19 为表面波传播示意图。图中示出了瞬时的质点位移状态，右侧的椭圆表示质点振动的轨迹。由图可知，它在固体表面（ XZ 平面）沿 X 方向传播。质点只在 XY 平面内作椭圆振动，椭圆的长轴垂直于波的传播方向，短轴平行于波的传播方向。实践和理论证明，当表面波传播的深度等于两个波长时，质点振动的振幅已经很小了，因此可以认为表面波探伤时只能发现距工件表面两个波长深度范围内的表面缺陷。

4. 板波

在板状介质中传播的弹性波称为板波。其类型很多，主要的一种是兰姆波。狭义地讲，

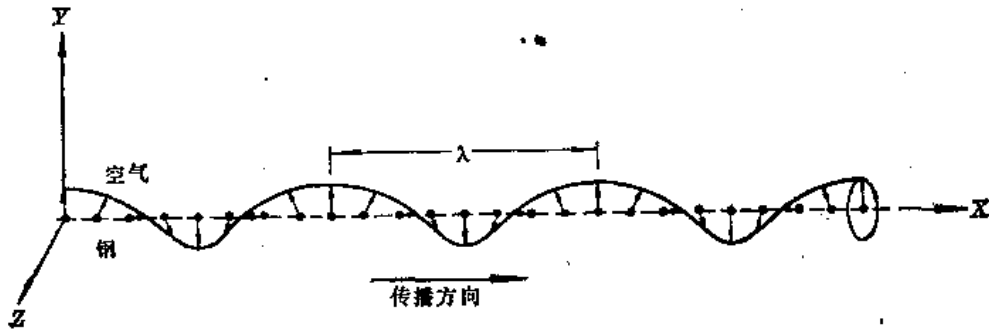


图 1-19 表面波

通常所说的板波即指兰姆波。有关板波的分类和特点等详见第七章第四节。

二、波的形式

波的形式有时亦称波形，它是根据波阵面的形状来区分的。这里讨论波阵面的几何形状，以便形象地描绘声源在弹性介质中振动时振动的传播过程。

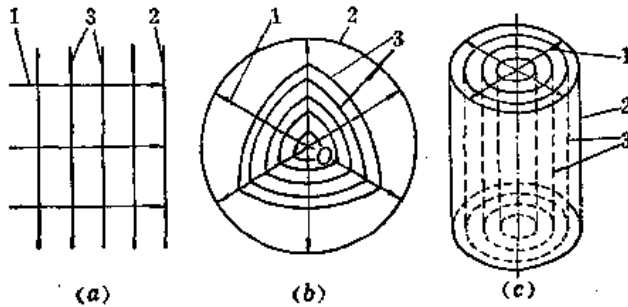


图 1-20 波线、波前、波阵面
(a)平面波；(b)球面波；(c)柱面波
1—波线；2—波前；3—波阵面

如图1-20所示，声源在无限大且各向同性的介质中振动时，振动向各方向传播，传播的方向称为波线1，在某一时刻振动所传到各点的轨迹称为波前2；介质中振动相位相同的所有质点的轨迹称为波阵面3。

从图1-20可知，在任何时刻，波前的位置总是确定的，因此任何时刻只能有一个波前，而波阵面的数目，都是任意多的。

按波阵面的形状可把波分成平面波、球面波和柱面波。

1. 平面波

波阵面为平面的波称为平面波，如图1-20 a所示。一个作谐振动的无限大平面在各向同性的弹性介质中传播的波是平面波，其波阵面是与声源平面相平行。另外，从无穷远的点状声源传来的波，其波阵面可视为平面，故也称为平面波。

设介质不吸收波的能量，则平面波质点振动的振幅不变，其波动方程为：

$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

2. 球面波

设在各向同性的介质中的O点为振动中心，即为振动的发源点，由于介质是弹性的，波就向空间四面八方传播，又因介质各向同性，故沿各个方向传播的速度都一样，它的波阵面为球面，这种波称为球面波，如图1-20 b所示。在介质不吸收波的能量时，球面波的振幅也要逐渐减小，根据通过各波阵面的平均能流相等的原理，可以证明球面波的波动方

程为:

$$y = \frac{A}{r} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1-11)$$

式中 r —— 离开声源的距离;
 A —— 距声源单位距离处的振幅。

3. 柱面波

波阵面是同轴圆柱面的波称为柱面波, 如图1-20 c 所示。其声源是一无限长的直柱形。波动方程为:

$$y = \frac{A}{\sqrt{r}} \cos \omega \left(t - \frac{r}{c} \right) \quad (1-12)$$

式中 r 、 A 的物理意义同式 (1-11)。

由上述波阵面、波线的定义可知, 在各向同性的介质中, 波线恒与波阵面垂直。平面波的波线是垂直于波面的平行线, 球面波、柱面波的波线是以声源为中心的径向直线。

三、超声场的特征量

充满超声波的空间叫做超声场。声压、声强度、声阻抗是描述超声场特征的几个重要物理量, 即为超声场的特征量。

(一) 声压

超声场中某一点在某一瞬时具有的压强 P_1 与没有超声波存在时同一点的静态压强 P_0 之差称为声压 P , 单位为 [巴] 或 [微巴]。1 微巴 = 1 达因/厘米²。

超声波在介质中传播时, 介质每一点的声压随时间、距离而变化。

如图1-21所示, 设超声场中在一微小面积元 dS 上的声压为 P , 则在此面积元上承受的作用力 $F = PdS$ 。以 dx 表示在 dt 时间内波动传播的距离。根据质点动力学中的动量原理, 可得:

$$Fdt = \Delta m \cdot v$$

式中 Δm —— 介质微小体积元 ($dSdx$) 的质量;
 v —— 介质质点振动速度。

由波动方程即式 (1-8) 可求出质点振动速度,

即:

$$\begin{aligned} v &= \frac{dy}{dt} = \frac{d \left[A \cos \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right]}{dt} \\ &= -A\omega \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \end{aligned} \quad (1-13)$$

又

$$\Delta m = \rho dSdx$$

式中 ρ —— 介质的密度。

所以 $PdSdt = \rho dSdx \left[-A\omega \sin \omega \left(t - \frac{x}{c} \right) \right]$

显然 $\frac{dx}{dt} = c$ (波速)

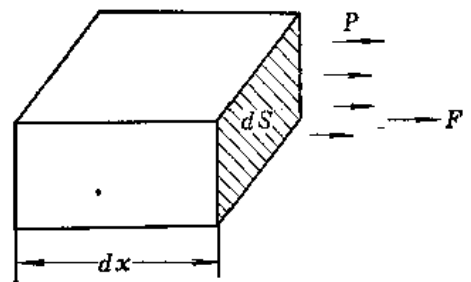


图 1-21 声压推导用图

$$P = -A\omega\rho c \sin\omega\left(t - \frac{x}{c}\right) = \rho cv \quad (1-14)$$

由式(1-14)可知,声压的绝对值与波速成正比,也与角频率成正比,而 $\omega = 2\pi f$,所以声压的绝对值也与频率成正比。故超声波与可闻声波相比,其声压很大。

(二) 声强度

在垂直于超声波传播方向上单位面积单位时间内通过的声能量称为声强度(以下简称声强)。

当超声波传播到介质中的某处时,该处原来不动的质点开始振动,因而具有动能。同时该处的介质也将产生形变,因而也具有位能。超声波传播时,介质由近及远地一层接一层地振动,由此可见能量是逐层传播出去的。

下面仅以纵波在均匀的各向同性的固体介质中传播为例来近似地计算声强。

考虑固体中一体积元(即一个质点),其截面积为 S ,长为 Δx ,其体积 $\Delta V = S\Delta x$ 。设固体密度为 ρ ,则其质量 $\Delta m = \rho\Delta V$ 。当纵波传播至体积元时,其振动过程中具有能量的形式是动能、位能(弹性位能)互相交替,但总的能量为一常数(能量守恒),当速度最大时,其动能即等于总的能量 ΔE 。由式(1-13)可知速度振幅为:

$$v_m = A\omega \quad (1-15)$$

故有
$$\Delta E = \frac{1}{2} \Delta m v_m^2 = \frac{1}{2} \Delta m \omega^2 A^2$$

单位体积质点具有的能量(能量密度)为 E ,则:

$$E = \sum_{V=1} \Delta E = \frac{1}{2} A^2 \omega^2 \sum_{V=1} \rho \Delta V = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2 \quad (1-16)$$

对于垂直于声传播方向的一单位面积来说,在单位时间内声波由此向前传播一段距离 c (数值上等于声速),这也就是说在这单位时间内使体积为 $1 \times c$ 的介质具有了声能量,其大小为 Ec 。根据声强的定义,该能量在数值上等于声强 J ,所以

$$J = Ec = \frac{1}{2} \rho c A^2 \omega^2 \quad (1-17)$$

下面讨论质点振动速度、声压和声强三者之间的相互关系。

设声压振幅为 P_m ,由式(1-14)可得:

$$P_m = \rho c A \omega \quad (1-18)$$

式(1-15), (1-18)代入式(1-17)得:

$$J = \frac{1}{2} \rho c v_m^2 \quad (1-19)$$

$$J = \frac{1}{2} \frac{P_m^2}{\rho c} \quad (1-20)$$

综合分析式(1-17)、(1-19)和式(1-20)可知:

声强与质点振动位移振幅的平方成正比,与质点振动角频率的平方成正比(由于角频率 $\omega = 2\pi f$,亦即与质点振动频率的平方成正比),与质点振动速度振幅的平方成正比,与声压振幅的平方成正比。

用类似的方法，亦可推出横波声强与位移振幅、角频率及切应力振幅之间的关系，详见附录一。有些文献把切应力振幅也泛称为横波声压，下面的叙述中也借用“横波声压”这一术语。

由以上讨论可知，因为超声波的频率很高，所以超声波的强度远远大于可闻声波的强度，这是超声波能够应用于探伤的前提。

(三) 声阻抗

从式(1-14) $P = \rho cv$ 可知，在同一声压 P 的情况下， ρc 越大，质点振动速度 v 越小；反之， ρc 越小，质点振动速度 v 越大。所以把 ρc 称为介质的声阻抗，以符号 Z 表示。

声阻抗能直接表示介质的声学性质，在超声波探伤领域内所采用的许多方程或公式中，经常出现介质密度与声速的乘积而不是其中某一个值，因此有必要将 ρc 作为一个独立概念来理解它。

四、声速

声波在介质中向前传播的速度，称为声速。超声波有着不同的波型，即纵波、横波、表面波等。对于不同波型的超声波，其传播速度不同。声速还决定于介质的性质（密度和弹性模量），所以它是表征介质声学特性的一个参数。

(一) 无限大固体介质中的声速

1. 纵波声速 c_l

$$c_l = \sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}} \quad (1-21)$$

式中 E ——杨氏弹性模量；

σ ——泊松比；

ρ ——密度。

2. 横波声速 c_t

$$c_t = \sqrt{\frac{G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\sigma)}} \quad (1-22)$$

式中 G ——切变弹性模量。

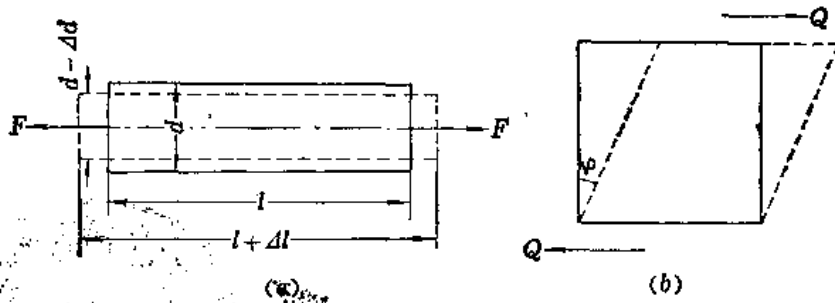
3. 表面波声速 c_r

$$\begin{aligned} c_r &= \frac{0.87 + 1.12\sigma}{1 + \sigma} \sqrt{\frac{G}{\rho}} \\ &= \frac{0.87 + 1.12\sigma}{1 + \sigma} c_t \end{aligned} \quad (1-23)$$

下面解释一下式(1-21)、(1-22)、(1-23)中 σ 、 G 、 E 的物理意义。设有一柱体，其纵向尺寸为 l ，横向尺寸为 d ，横截面面积为 S 。当受到力 F 的作用时，在柱体的弹性变形范围内，柱体的纵向伸长为 Δl ，横向缩短为 Δd ，如图1-22 a 所示。

泊松比 σ 是介质横向相对缩短与纵向相对伸长之比，即

$$\sigma = \frac{\frac{\Delta d}{d}}{\frac{\Delta l}{l}} \quad (1-24)$$

图 1-22 解释 σ 、 G 的物理意义用图

设有一柱体，两端面上受到切向力 Q 的作用，在其弹性变形范围内，而产生切应变 φ ，如图 1-22b 所示。若柱体端面积为 S ，则切应力为 Q/S 。

切变弹性模量 G 是介质产生单位弹性切应变所需要的切应力，即：

$$G = \frac{Q/S}{\varphi} \quad (1-25)$$

杨氏弹性模量 E 为介质产生单位相对伸长所需的应力，即：

$$E = \frac{F/S}{\Delta l/l}$$

通过对超声波在固体介质中传播速度的讨论，可以看出如下几个问题：

(1) 介质的弹性性能愈强（即 E 或 G 愈大），密度 ρ 愈小，则超声波在该介质中传播的速度就愈高；

(2) 比较式 (1-21) 和 (1-22)，可得：

$$\frac{c_1}{c_2} = \sqrt{\frac{2(1-\sigma)}{1-2\sigma}}$$

对于一般固体介质，泊松比 σ 大约在 0.33 左右，故 $c_1/c_2 \approx 2$ 。若介质为钢，则 $\sigma \approx 0.28$ ，故 $c_1/c_2 \approx 1.8$ 。

又由式 (1-23)，若介质为钢，则 $c_r \approx 0.9c_2$ 。

由此可见，在钢中，纵波传播速度为横波速度的 1.8 倍，表面波传播速度为横波的 0.9 倍。超声波的这一性质在探伤中有其实际意义；

(3) 由于气体和液体没有刚性，不能承受切应力，所以横波，表面波（瑞利波）只能在固体介质中传播，而不能在气体或液体介质中传播。

(二) 液体、气体介质中的声速

对于液体和气体介质，纵波的传播速度可用下式描述：

$$c = \sqrt{\frac{K}{\rho}} \quad (1-26)$$

式中 K ——介质的体积弹性模量。

如果把气体看成理想气体，则可以把声波的传播当作快速的绝热过程。根据热力学中

的绝热方程 $PV^\gamma = \text{恒量}$, 就能得到 $K = \gamma P$, P 是静压强, γ 是定压分子热容量与定容分子热容量的比值。再引用理想气体的状态方程得 $\rho = \mu P / (RT)$, 代入式 (1-26), 得:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}} \quad (1-27)$$

式中 R —— 气体常数;
 T —— 绝对温度;
 μ —— 气体的分子量。

第三节 波的叠加、干涉及驻波

一、波的叠加与干涉

当几个波^①同时在一个介质中传播时, 如果在某些点相遇, 则相遇处质点的振动是各个波所引起的振动的合成, 在任一时刻各质点的位移是各个波在该点所引起的位移的矢量和, 这就是波的叠加原理。几个波相遇之后, 每一个波仍保持自己原有的特性(频率、波长、振动方向等)按照自己传播方向继续前进, 好象在各自的途中没有遇到其它波一样。因此波的传播是独立进行的。

波的独立传播可以从许多事例中观察出来。例如, 将两块石头投入静水中, 可以看到两个以石块下落点为中心的圆形波在相遇后仍各自独立向前传播的情形。又如, 在一试块中, 从几个探头发出的超声波可以在某些区域里重叠, 但它们仍各自按照自己的方向传播过去。

一般地说, 振幅、频率、周期都不同的几个波在某一点叠加时, 这一点的振动将产生时而加强, 时而减弱的现象, 情况是很复杂的。现在讨论一种简单而重要的情况, 即由两个频率相同、振动方向相同、相位相同或相位差恒定的波源所发出的波的叠加。满足这些条件的两个波在空间任何一点相遇时的相位差也是固定值, 因而在空间某些地方的振动始终加强, 而在另一些地方的振动始终减弱或完全抵消。这种现象称为干涉现象。我们把这样能够产生干涉现象的波称为相干波, 它们的波源称为相干波源。

设有位于 S_1 和 S_2 点的两个相干波源的振动, 它们的波动方程分别为,

$$y_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1)$$

$$y_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

从这两个波源发出的波在介质中任一点 P 相遇时, P 点的振动可以根据叠加原理计算。设 P 点离开 S_1 和 S_2 的距离分别为 r_1 和 r_2 , 则 P 点的振动为:

$$y = A_1 \cos\left(\omega t + \varphi_1 - \frac{2\pi r_1}{\lambda}\right) + A_2 \cos\left(\omega t + \varphi_2 - \frac{2\pi r_2}{\lambda}\right)$$

由振动的合成, 得: $y = A \cos(\omega t + \varphi)$

式中
$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos\left(\varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi \cdot \frac{r_2 - r_1}{\lambda}\right)}$$

① 指质点振动位移振幅远小于波长的波。

$$\varphi = \operatorname{tg}^{-1} \left[\frac{A_1 \sin\left(\varphi_1 - \frac{2\pi r_1}{\lambda}\right) + A_2 \sin\left(\varphi_2 - \frac{2\pi r_2}{\lambda}\right)}{A_1 \cos\left(\varphi_1 - \frac{2\pi r_1}{\lambda}\right) + A_2 \cos\left(\varphi_2 - \frac{2\pi r_2}{\lambda}\right)} \right]$$

由于两个相干波在介质中任一点所引起的两个振动的相位差

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi \cdot \frac{r_2 - r_1}{\lambda}$$

是一固定值，所以每一点的合成振动 A 也是固定值，而且合成振幅最大值和最小值的各点应分别满足下述条件：

当 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi \cdot \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = \pm 2n\pi$, $n=0, 1, 2, \dots$ 时, $A = A_1 + A_2$, 合成振幅最大。

当 $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 - 2\pi \cdot \frac{r_2 - r_1}{\lambda} = \pm 2\pi\left(n + \frac{1}{2}\right)$, $n=0, 1, 2, \dots$ 时, $A = |A_1 - A_2|$, 合成振幅最小。

如果 $\varphi_1 = \varphi_2$, 则上述条件可简化为:

$\delta = r_2 - r_1 = \pm n\lambda$, $n=0, 1, 2, \dots$ 时, 合成振幅最大。

$\delta = r_2 - r_1 = \pm\left(n + \frac{1}{2}\right)\lambda$, $n=0, 1, 2, \dots$ 时, 合成振幅最小。

$\delta = r_2 - r_1$ 表示两个相干波同时从波源 S_1 和 S_2 出发到达 P 点时所经路程之差, 称为波程差。故两个初相位相同的相干波在介质中叠加时, 在波程差等于零或等于波长整数倍的各点合成振幅最大, 在波程差等于半波长的奇数倍的各点, 合成振幅最小。

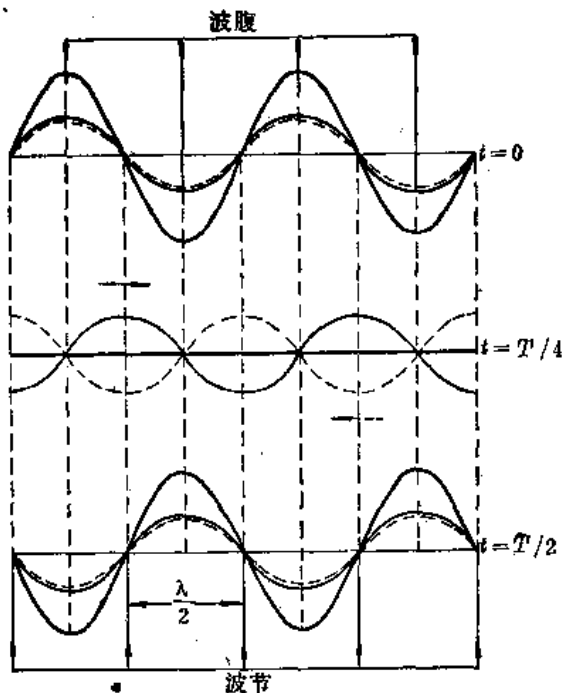


图 1-23 驻波

干涉现象是波动特有的重要性质, 在超声探伤技术中, 由于干涉现象的存在, 使超声场呈现出十分复杂的声压分布。

二、驻波

两个振幅相同的相干波在同一直线上沿相反方向彼此相向传播时叠加而成的波, 称为驻波。它是波的干涉现象的特例。

图1-23表示了驻波的波形。设有两个振幅相同的相干波, 一个向右传播, 另一个向左传播。设 $t=0$ 时, 两波重叠。经过四分之一周期 (即 $t=T/4$) 时, 两波分别在其本身的传播方向上, 向左和向右移动了四分之一波长的距离, 这时各点位移为零。再经过四分之一周期 ($t=T/2$) 时, 两波又互相重叠, 不过位移的方向和在 $t=0$ 时的相反。依此类推, 可知由上述两

波叠加而成的波，使波线上某些点始终静止不动，另一些点的振幅则有最大值，其值为单个波振幅的两倍。其他各点的振幅则在零与最大值之间，结果使波线作分段振动，所以叫做驻波。振幅有最大值的各点称为波腹，始终静止不动的点称为波节。驻波就是由波腹和波节相间组成的波，其振幅随时间按余弦变化。由图1-23可以看出，两个相邻波节或波腹之间的距离是半波长。

一般说来，在界面处是形成波腹还是形成波节，与两种介质的声阻抗有关。如果在波密介质（声阻抗较大的介质）中进行的波，遇到波疏介质（声阻抗较小的介质），因为在界面处入射波与反射波同相位，故形成位移波腹。反之，如果在波疏介质中进行的波，遇到波密介质，因为在界面处入射波与反射波相位相反（相差 π ），故形成波节。

因为从波动方程（1-10）可知，相距半波长两质点的位移相位相反，所以后一种情况也叫“半波损失”。

下面讨论驻波的方程式。设向左进行的波和向右进行的波达到原点时的相位相同，它们的波动方程分别为：

$$y_1 = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right)$$

$$y_2 = A \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} + \frac{x}{\lambda} \right)$$

两波合成，得：

$$y = \left[2A \cos \frac{2\pi}{T} t \right] \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \quad (1-28)$$

上式表明，任何时刻波的形状为余弦曲线，方括号内表示的是它在 t 时刻的振幅。可以看出，此振幅随时间按余弦变化。

当 $2\pi t/T = (2n+1)\pi/2$ ， $n=0,1,2,\dots$ 时，

$$\cos \frac{2\pi}{T} t = 0$$

合成振幅等于零，因此波成直线形。

当 $2\pi t/T = n\pi$ ， $n=0,1,2,\dots$ 时，

$$\cos \frac{2\pi}{T} t = \pm 1$$

合成振幅等于 $\pm 2A$ ，即沿 x 形成振幅为 $2A$ 的余弦曲线。

式（1-28）也可写成：

$$y = \left[2A \cos \frac{2\pi}{\lambda} x \right] \cos \frac{2\pi}{T} t$$

上式说明波线上各点都在作同周期 T 的谐振动。方括号内表示的是波线上各点的最大合成振幅。当 $2\pi x/\lambda = (2n+1)\pi/2$ 即 $x = (2n+1)\lambda/4$ 时， $\cos 2\pi x/\lambda = 0$ ，振幅等于零，这些点始终静止不动，是波节。当 $2\pi x/\lambda = n\pi$ 时，振幅等于最大值 $2A$ ，是波腹。从上式也可看出，相邻波节或相邻波腹间的距离都是波长的一半。

三、惠更斯原理

据前所述，波动的起源是波源的振动，波动的传播借助于介质中质点之间的相互作用。如果介质是连续分布的，则其中任何一点的振动将引起与它相邻各点的振动，因而在波动中任何一点都可以看作新的波源。例如，一个任意形状的波在水面上传播(图1-24)，并设传播时遇到一个障碍 AB ， AB 上有一个宽度为 a 的狭缝， a 的大小可以和波长相比拟，可以看到穿过狭缝的波是圆形波，和原来波的形状无关。这说明狭缝可以看作新的波源。波前上的所有各点，都可以看作是产生球面子波的点源。经过一段时间之后，这个波前的新位置将是与这些子波波前相切的包迹面。这一原理称做惠更斯原理。它在超声波探伤技术中有着广泛的应用。例如一个作活塞振动的压电晶片，其振动面上的各点以速度 c 向周围辐射的超声波，若在 t 时刻的波前为 S_1 ，在 $t + \Delta t$ 时刻的波前为 S_2 (图1-25)。具体画法如下：先以 S_1 面上各点为中心，以 $c\Delta t$ 为半径，画出许多球形子波，再作切于各子波的包迹面，就可得到新的波前 S_2 。

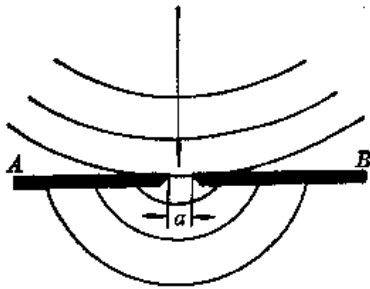


图 1-24 障碍物上狭缝成为新的波源

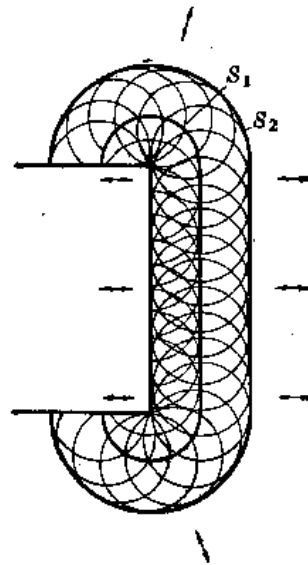


图 1-25 根据惠更斯原理从子波画出新的波前

惠更斯原理对任何波动过程都适用，不论是机械波或电磁波，不论波动经过的介质是均匀的或是非均匀的，只要知道某一时刻的波前，就可以根据这个原理用几何方法来决定下一时刻的波前，因而它比较广泛地解决了波的传播问题。

第四节 垂直入射界面时的超声波

一、单一的平面界面

波在无限大介质中传播仅在理论上是可能的，实际上，任何介质总有一个边界，波的传播就会受到边界的干扰。如果介质被真空所包围，由于只能在介质中传播，所以没有波传出界面。在这样的“自由”界面上，波将以某种形式返回。这种现象发生在光滑的界面上时叫做反射；发生在粗糙界面（其粗糙程度以波长来度量）上时就叫做散射。如果另一种介质紧贴着第一种介质，波动就能继续向前传播，在通过界面时，一部分在界面反射，返回第一介质，另一部分透过界面进入第二介质。声波透过界面时，其方向、强度、波型

的变化取决于两种介质的声阻抗和入射波的方向。

关于声波倾斜入射时的情况，将在本章第五节中讨论，本节仅讨论声波垂直入射的情况。

当平面波垂直入射到一个光滑平面界面时，将产生一个与入射波方向相反的反射波和一个与入射波方向相同的透射波。这是波入射到单一平面界面上时最简单的情况。

下面讨论入射波、反射波和透射波声压之间的关系。设两种介质的声阻抗为 Z_1 和 Z_2 ，如图1-26所示。

在两种介质的界面上，用反射声压（振幅） P_r 与入射声压（振幅） P_0 的比值表示声压反射率 R ，即：

$$R = \frac{P_r}{P_0}$$

在两种介质的界面上，以透射声压（振幅） P_d 与入射声压 P_0 的比值表示声压透射率 D ，即：

$$D = \frac{P_d}{P_0}$$

R 和 D 均为无量纲的纯数。

在界面两侧的声波，必须符合下列两个边界条件：（1）一侧的总声压等于另一侧的总声压；（2）两侧质点振动的速度振幅应相等。令 P_1 表示第一介质的总声压， P_2 表示第二介质的总声压，则：

$$P_1 = P_0 + P_r$$

$$P_2 = P_d$$

又从式（1-14）可得：

$$v = \frac{P}{\rho c} = \frac{P}{Z}$$

那么，两介质中的质点振动速度振幅分别为：

$$v_1 = \frac{1}{Z_1}(P_0 - P_r) \text{①}$$

$$v_2 = \frac{1}{Z_2}P_d$$

根据边界条件可得：

$$P_0 + P_r = P_d$$

$$Z_2(P_0 - P_r) = Z_1P_d$$

解上述联立方程，即可得垂直入射时的声压反射率和透射率：

$$\left. \begin{aligned} R = P_r/P_0 &= \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \\ D = P_d/P_0 &= \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \end{aligned} \right\} \quad (1-29)$$

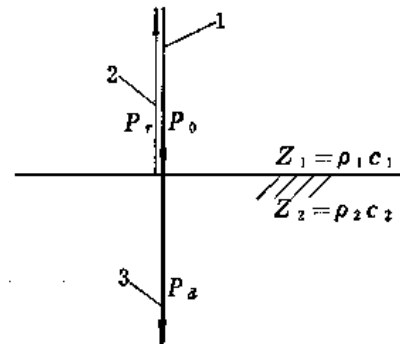


图 1-26 垂直入射单一界面时的声压情况
1—入射波；2—反射波；3—透射波

① 反射波与入射波质点振动速度方向相反故括弧中取负号。

若 $Z_1 \approx Z_2$ ，则由上式可以看出 $R \approx 0$ ，而 $D \approx 1$ 。这时声波几乎没有反射，而全部从第一介质透射入第二介质。若 $Z_2 \gg Z_1$ ，则声波在界面上几乎全反射，而透射极少。又若 $Z_2 \ll Z_1$ ，亦得全反射，但这时反射波的声压和入射波的声压将有 180° 相位改变，反射率为负号。

现以钢/水界面为例来计算 R 和 D 。对于纵波而言， Z_1 （钢）= 45×10^8 公斤/米²·秒， Z_2 （水）= 1.5×10^8 公斤/米²·秒，于是：

$$R = \frac{1.5 - 45}{1.5 + 45} = -0.935$$

$$D = \frac{2 \times 1.5}{1.5 + 45} = 0.065$$

用百分比表示，反射波声压占入射波声压的 -93.5% ，透射波声压则为入射波声压 6.5% 。负号表示反射波相位与入射波相位相反，即假如在一给定时刻界面上入射波刚好达到声压正的极大值，则反射波在同一时刻就达到负的极大值，如图1-27a所示。

反之，若纵波从水入射至钢界面，此时 Z_1 （水）= 1.5×10^8 公斤/米²·秒， Z_2 （钢）= 45×10^8 公斤/米²·秒，则

$$R = +0.935$$

$$D = 1.935$$

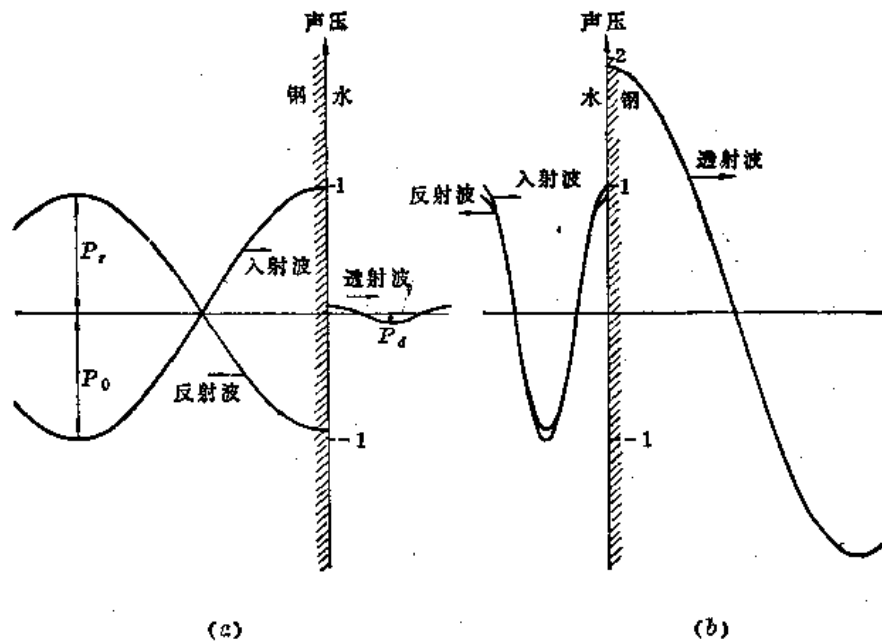


图 1-27 在钢/水界面上反射和透射声压值
(a)入射波在钢中，(b)入射波在水中

因为 R 是正值，即入射波和反射波相位相同。透射波具有入射波声压值的 193.5% ，如图1-27b所示。

粗略地看，声压透射率 D 超过 100% 似乎与能量守恒定律有矛盾。其实不然，按照声强计算公式 (1-20) 可知，声强不仅与声压有关，而且与介质的声阻抗有关。由于钢的声阻抗远大于水的声阻抗，所以尽管透射波有较高的声压，但透射波的声强仍然比入射波的声强小得多。若按式 (1-20) 计算入射波、反射波和透射波的声强，则会得到：

$$J_0 = J_r + J_d$$

这完全符合能量守恒定律。同时，就声压来说，它们也满足边界条件，即：

$$P_0 + P_r = P_d \text{ 或 } 1 + R = D$$

附表 1-1, 1-2 中给出了声波垂直入射到某些固体和液体介质界面的反射率。在测量这些数值时，要求两种介质彼此能充分地“浸润”，否则就会发生全反射。

气体介质与液体和固体介质比较，声阻抗很小。空气的声阻抗的数值是 0.0004×10^8 公斤/米²·秒，因此在钢/空气界面的反射率，与数值 1 相差甚微 (1×10^{-6})，当考虑液体和固体介质中的声现象时，与空气接触的界面可当作与真空相接的界面，通常就叫“自由”界面。

式 (1-29) 对于横波也是有效的。因为横波不能在液体和气体介质中传播，所以当固体介质的界面与液体或气体介质接触时，横波全反射 (反射率 $R = 1$)。因此，对于横波来说，该式只是在固体/固体接触时才有意义。

二、双界面——平板和空隙

下面讨论超声波通过面积大而厚度小的异质薄层 (即双界面，例如浸在水中的薄板或存在于固体中的一道裂缝) 时的声压变化情况。

当在声阻抗为 Z_1 的均匀介质中传播的平面波遇到声阻抗为 Z_2 的薄层 (声波相对于薄层为垂直入射) 时，将分离为反射波和透射波，如图 1-28 所示。图中 I、II 为均匀介质 Z_1 与异质层 Z_2 的界面，这时在界面 I 上有反射波，其反射波声压为 P_{r1} ，同时部分声能透过界面 I 在异质层中传播，其声压为 P_{d1} 到达界面 II，在界面 II 又产生反射波和透射波，声压分别为 P_{r2} 及 P_{d2} ； P_{r2} 到达界面 I 时，同样产生反射波和透射波，其声压分别为 P_{r3} 及 P_{d3} ； P_{r3} 到达界面 II 时，又产生反射波及透射波，其声压分别为 P_{r4} 及 P_{d4} ，……如此继续下去。结果是在薄层两侧分别有一系列的反射波和透射波，这一系列的波是互相叠加的。其叠加结果与相位有关。因此，计算叠加的结果是十分复杂的。

以 m 表示两个介质的声阻抗之比，即：

$$m = \frac{Z_1}{Z_2}$$

以 d 表示异质薄层厚度， λ 表示超声波在薄层中的波长，可由下式求得异质薄层的反射率 R 和透射率 D ：

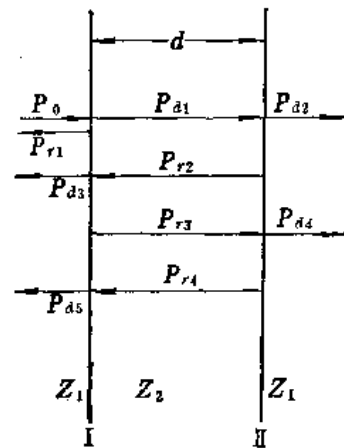


图 1-28 超声波通过均匀介质中异质薄层时的反射与透射

$$R = \sqrt{\frac{\frac{1}{4}\left(m - \frac{1}{m}\right)^2 \sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda}}{1 + \frac{1}{4}\left(m - \frac{1}{m}\right)^2 \sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda}}}$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{4}\left(m - \frac{1}{m}\right)^2 \sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda}}}$$

(1-30)

由于式(1-30)是周期性的正弦的函数,所以R、D的数值随着薄层厚度的增加,在一定范围内有规律地变动。

当异质薄层的厚度d为0, $\frac{1}{2}\lambda$, $\frac{2}{2}\lambda$, $\frac{3}{2}\lambda$, ……时,其反射R具有极小值,透射率D具有极大值。当d为 $\frac{1}{4}\lambda$, $\frac{3}{4}\lambda$, $\frac{5}{4}\lambda$, ……时,反射率R具有极大值,透射率D具有极小值。

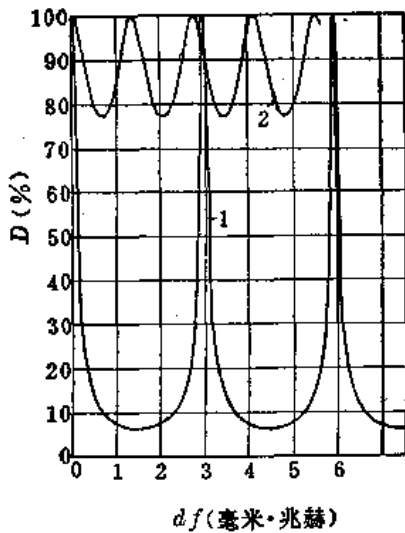


图 1-29 钢板和有机玻璃板在水中的透射率曲线
1—钢板; 2—有机玻璃

图1-29表示在水中的一块钢板和一块有机玻璃板的透射率曲线。曲线的纵座标表示透射率D,横座标表示板厚和频率的乘积df。两条曲线中的极大值表示完全透过而没有反射(D=100%, R=0)。

图1-29是用频率代替了波长,因为在材料检验时,通常已知的是频率。对于一个给定频率,横座标可作为厚度的标尺。例如,对于1毫米厚的薄钢片,频率为2.95兆赫(df=2.95)时声波可完全透过。对于有机玻璃来说,要使1兆赫频率的声波完全透过,其厚度应为1.37、2.74、4.11毫米等。

由于式(1-30)对任意介质1和2都是适用的,因此它可以应用于固体中的空气薄层,例如一个充满了空气的间隙——裂缝。理论上钢中裂缝的透过率曲线与在水中的钢板曲线(图1-29)相似,所不同的是前者极大值靠得非常近,其相邻极大值的距离仅为后者的 $\frac{1}{20}$ 。从实用上,对于空气隙只需要考虑靠近原点的第一个透射率极大值。其余的极大值只有在频率非常稳定,且空隙两面准确平行的情况下才能得到。

图1-30和图1-31分别表示在钢中和铝中的一个充满空气或水的间隙的透射率和反射率。由于气隙、水隙的厚度与频率的乘积(df)取的对数标尺(横座标),所以很薄的间隙也可包含在横座标中。如果频率为1兆赫,此标尺包括的厚度范围为 10^{-6} 毫米到1毫米。

从图1-31可以看出频率为1兆赫时,在钢中一个厚为 10^{-3} 毫米的气隙产生1%的反射,对于超声波探伤来说,这是容易测量出来的。用超声反射法探测裂纹灵敏度较高的原因即

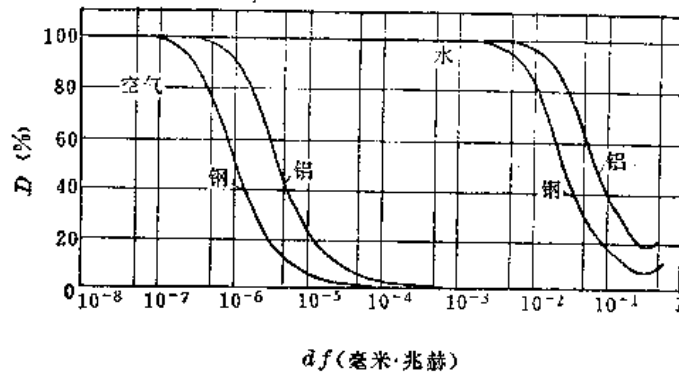


图 1-30 钢和铝中气隙、水隙的透射率

在于此。从图1-30可以看出对于这样细小的气隙（裂纹）声波也能100%地透过，其透射率与无缺陷的试样没有差别，但是一个 10^{-8} 毫米的气隙纯粹是假设的，甚至非常精确的块规互相紧靠着也还有 10^{-4} 到 10^{-6} 毫米的气隙，这样的气隙几乎100%地反射。然而，其表面总有一些附着物，所以事实上降低了反射率，也即增加了透射率。甚至气隙厚度比 10^{-8} 毫米大几个数量级，其透射率还是比较大。尽管如此，但是理论上在钢中的一个1微米宽的裂纹里充满了油时，若超声波的频率为1兆赫时，可获得6%的反射，这已经足以被探测出来了（油的声阻抗与水相似）。在声阻抗比钢低的介质中，一个给定气隙的反射率就比较低，例如铝中微小气隙的反射率仅为钢中的三分之一。要提高反射率，就须增加频率。频率增大四倍，就可以获得原频率时在钢中的反射率。所以，一般说频率越高，越容易发现微小裂纹。

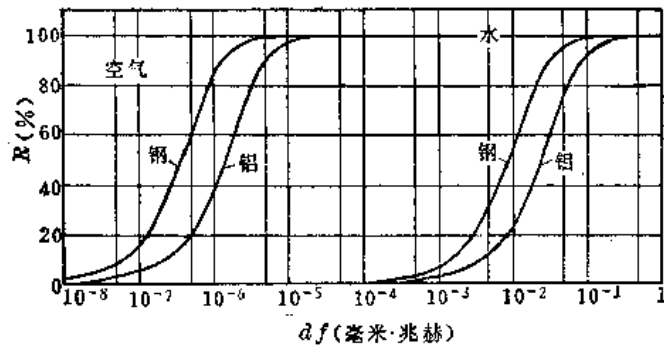


图 1-31 钢和铝中气隙、水隙的反射率

所以，一般说频率越高，越容易发现微小裂纹。

第五节 倾斜入射界面时的超声波

一、超声波的反射、折射与波型转换

当超声波在一介质中传播到界面或遇到另一种介质，其方向不垂直于界面时，将产生声波的反射、折射及波型转换现象。了解这些现象对开展探伤工作是十分重要的。

1. 反射

若超声纵波（或横波）在固体中以某一角度倾斜入射于异质界面，超声波将产生反射纵波（或横波）。与此同时，由于波型转换，又产生反射横波（或纵波），我们称其为变型波。

图1-32 a 为纵波倾斜入射至两异质（声阻抗分别为 $\rho_1 c_1$ 及 $\rho_2 c_2$ ）界面时的情况。设入

射角为 α_i ，反射纵波的反射角为 α'_i ，反射横波（变型波）的反射角为 α'_t ，按照几何光学的反射定律可知：

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha'_i} = \frac{c_{t1}}{c_{l1}} = 1$$

即

$$\alpha_i = \alpha'_i$$

又

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha'_t} = \frac{c_{t1}}{c_{l1}}$$

即

$$\alpha'_t = \sin^{-1} \left(\frac{c_{t1}}{c_{l1}} \sin \alpha_i \right) \quad (1-31)$$

图1-32 b 为横波倾斜入射至两异质界面时的情况。设横波入射角为 α_i ，其反射横波及反射纵波（变型波）的反射角分别为 α'_t 及 α'_l 。

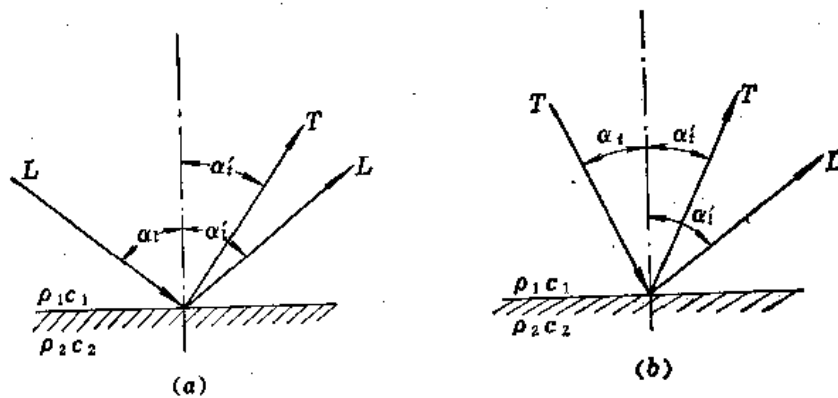


图 1-32 超声波反射示意图

(a) 纵波入射；(b) 横波入射

由反射定律可知：

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha'_t} = \frac{c_{t1}}{c_{l1}}$$

即

$$\alpha_i = \alpha'_t$$

又

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha'_l} = \frac{c_{t1}}{c_{l1}}$$

即

$$\alpha'_l = \sin^{-1} \left(\frac{c_{l1}}{c_{t1}} \sin \alpha_i \right) \quad (1-32)$$

2. 折射

当超声波倾斜入射至异质界面上，且第二介质为固体时，则透射波要发生波型变换，分离为折射纵波和折射横波，两种折射波的传播方向互不相同，而且也不同于入射波的方向，如图1-33 a 所示。

折射波的折射角按几何光学中的折射定律来确定：

$$\frac{\sin \alpha}{c_1} = \frac{\sin \beta_l}{c_{l2}} = \frac{\sin \beta_t}{c_{t2}} \quad (1-33)$$

式中 α ——入射角；

β_l ——纵波折射角；

β_t ——横波折射角；

c_1 —— 入射波在第一介质中的声速；
 c_{l2} —— 纵波在第二介质中的声速；
 c_{t2} —— 横波在第二介质中的声速。

即

$$\beta_t = \sin^{-1} \left(\frac{c_{t2}}{c_1} \sin \alpha \right) \quad (1-34)$$

$$\beta_l = \sin^{-1} \left(\frac{c_{l2}}{c_1} \sin \alpha \right) \quad (1-35)$$

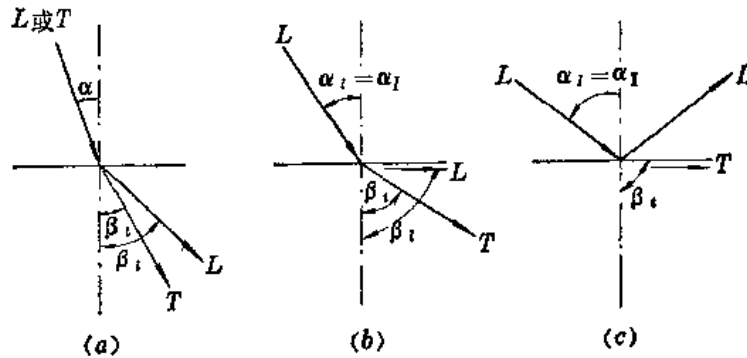


图 1-33 超声波折射示意图

(a) $c_{l1} < c_{l2}$, $\alpha_t < \alpha_l$ (b) $c_{l1} < c_{l2}$, $\alpha_t = \alpha_l$ (c) $c_{l1} < c_{l2}$, $\alpha_t = \alpha_{II}$

如果入射波为纵波，且 $c_{l1} < c_{l2}$ ，则由式 (1-34) 可知 $\beta_t > \alpha$ ，且 β_t 随着 α 的增大而增大。

当 $\beta_l = 90^\circ$ 时 (图1-33b)，纵波入射角叫做第一临界角，用符号 α_I 表示。显然入射角大于 α_I 时，第二介质中只有折射横波存在。 α_I 可通过下式求得：

$$\alpha_I = \sin^{-1} \frac{c_{l1}}{c_{l2}} \quad (1-36)$$

若 $c_{l1} < c_{l2}$ ，则 $\beta_t > \alpha$ ，同时， β_t 亦随 α 增大而增大。

当 $\beta_t = 90^\circ$ 时 (图1-33c)，纵波入射角叫做第二临界角，用符号 α_{II} 表示。 α_{II} 可通过下式求得：

$$\alpha_{II} = \sin^{-1} \frac{c_{l1}}{c_{t2}} \quad (1-37)$$

二、声压值

反射定律和折射定律仅说明反射波和透射波的方向，而丝毫没有涉及它们之间的声压关系。事实上，当超声波倾斜入射至界面时，由于两种介质组合情况不同，而使入射波声压发生不同的分配情况。由于气体介质的声阻抗很低，几乎可以看成真空，而在液体介质中又只能传播纵波，因此在组成界面的介质中有气体或液体时的声压分配情况比都是固体时简单得多。

根据两种相邻介质的状态不同，从实用上考虑，仅讨论下述三类情况：

(一) 声波倾斜入射至液体/气体界面^①及固体/气体界面

^① 对液体/气体界面，指声波从液体介质入射；对气体/液体界面，指声波从气体入射。下同。

声波从液体介质倾斜入射至液体/气体界面的情况比较简单。在液体中只有纵波能传播。以任何入射角入射的纵波在界面上均发生全反射。

声波从固体介质倾斜入射至固体/气体界面时，可以分为纵波入射和横波入射两种情况。

1. 纵波入射

当纵波入射至固体/气体界面时，将产生反射纵波与反射横波。因入射角不同，其声压反射率也不同。声压反射率可按附录一式(55)、(56)计算。下面以声波从钢倾斜入射至钢/空气界面为例，分析其反射率曲线，如图1-34所示，图中反射率 R 的脚标第一个字母表示入射波型，第二个字母表示反射波型。入射波在左边的象限中，设其声压为1，入射角在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间；右边象限中表示了不同角度时的反射纵波的声压值(见图1-34a)；另一象限中(图1-34b)表示了不同入射角时反射横波的声压值。每一个象限内还举了一个特定的例子以矢量标出，并且在图1-34c示出了相应的入射波和反射波角度。由图可以看出，当纵波入射角在 $60^\circ \sim 70^\circ$ 之间时，纵波反射率很低，即纵波反射声压很弱；而横波反射角在 $10^\circ \sim 30^\circ$ 时，横波反射声压很强。

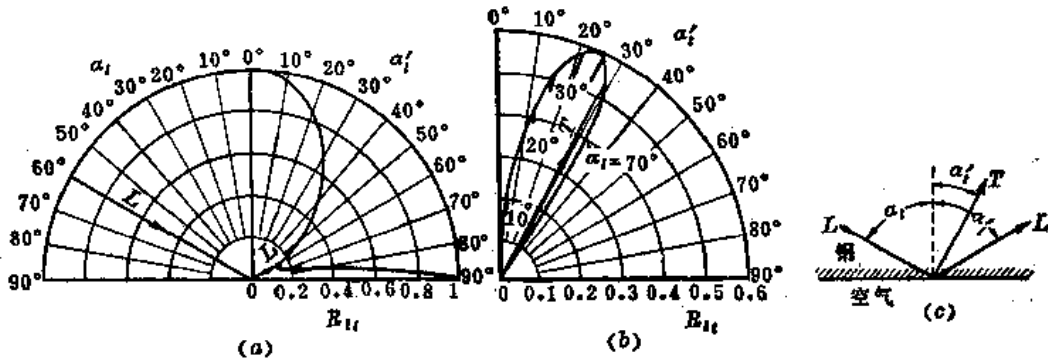


图 1-34 纵波入射至钢/空气界面 ($c_l/c_t = 0.55$) 时的反射

2. 横波入射

当横波在固体介质中倾斜入射至固体/气体界面时，将产生反射横波及反射纵波，其声压反射率可按附录一中式(58)、(57)计算。

如图1-35所示，横波入射角在 30° 附近时，反射横波很弱，而反射纵波却很强。横波

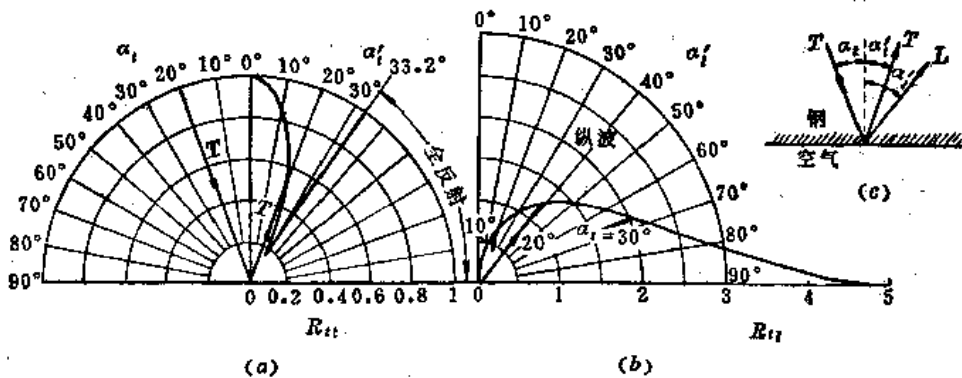


图 1-35 横波入射至钢/空气界面 ($c_l/c_t = 1.82$) 时的反射

入射角在 $0^\circ \sim 33.2^\circ$ 范围内变化时，纵波反射角在 $0^\circ \sim 90^\circ$ 之间变化，在这一范围内，反射纵波都很强。根据反射定律可得：

$$\frac{\sin \alpha_i}{\sin \alpha_r} = \frac{c_t}{c_l} = \frac{3.23}{5.90}$$

若 $\alpha_i > 33.2^\circ$ ，代入上式，则 $\sin \alpha_r > 1$ ，实际是不可能的，这说明，当入射角大于 33.2° 时，横波全反射 \bullet 。只要反射波的声速大于入射波的声速，当入射角达到某一数值时，就会发生这种现象。

(二) 声波倾斜入射至液体/固体界面及固体/液体界面

这里分别以声波在水/铝界面和铝/水界面的反射和折射为例来分析说明。有关反射率和透射率的计算参见附录一式(59)、(62)、(63)、(65)和(66)。有关图中反射率 R 和透射率 D 的脚标同样是第一个字母表示入射波型，第二个字母表示反射或折射波型。

1. 纵波倾斜入射至水/铝界面

如图1-36所示，纵波以较小的入射角(如图中的 10°)入射至水/铝界面时，纵波透射入铝中，其声压和折射角随入射角的增大而迅速增大。同时在铝中产生一个微弱的横波(见图1-36 b)，它在折射角为 20° 时有极大值。入射角 13.56° 是第一临界角，当入射角

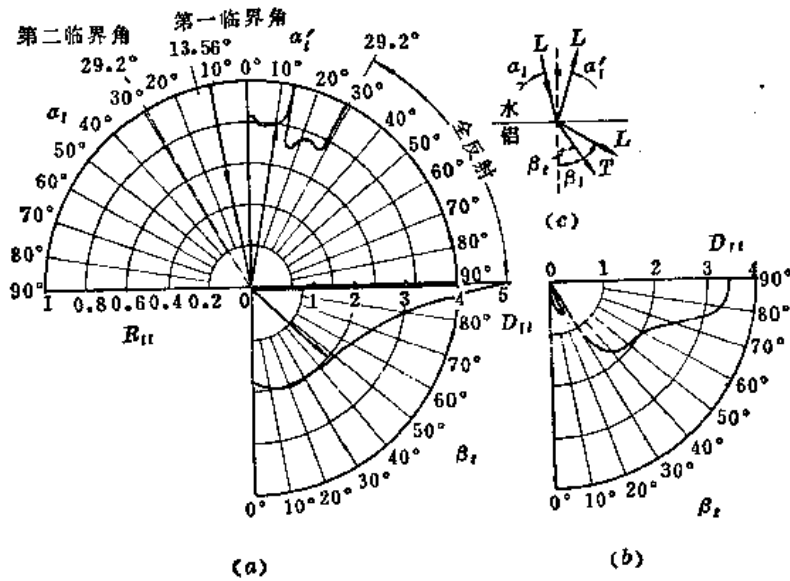


图 1-36 纵波入射至水/铝界面 ($c_{l铝}/c_{水} = 4.26$, $c_{t铝}/c_{水} = 2.08$) 时的反射和折射

等于或大于这个角度时，纵波从铝中消失。然后，立即产生一个较强的横波，其声压随折射角约从 30° 变到 90° (对应于 $13.56^\circ \sim 29.2^\circ$ 的入射角) 而逐渐增大。 29.2° 为第二临界角，入射角大于这个角度时，在铝中不存在任何超声波。实际探伤中所使用的就是在这两个临界角范围内所产生的横波。

2. 声波倾斜入射至铝/水界面

图1-37和图1-38表示了声波从铝中入射至铝/水界面时的声压分布情况。

\bullet 有的资料中称 $\alpha_c = 33.2^\circ$ 为第三临界角。

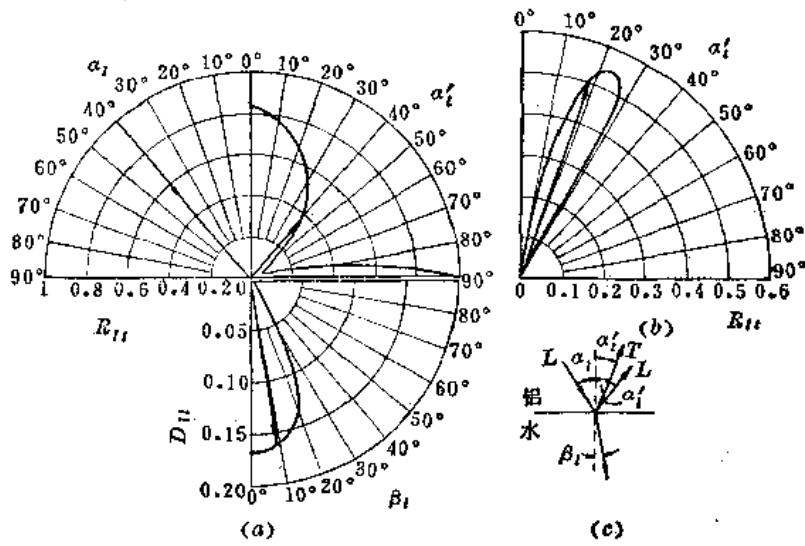


图 1-37 纵波从铝中入射至铝/水界面时的反射和折射

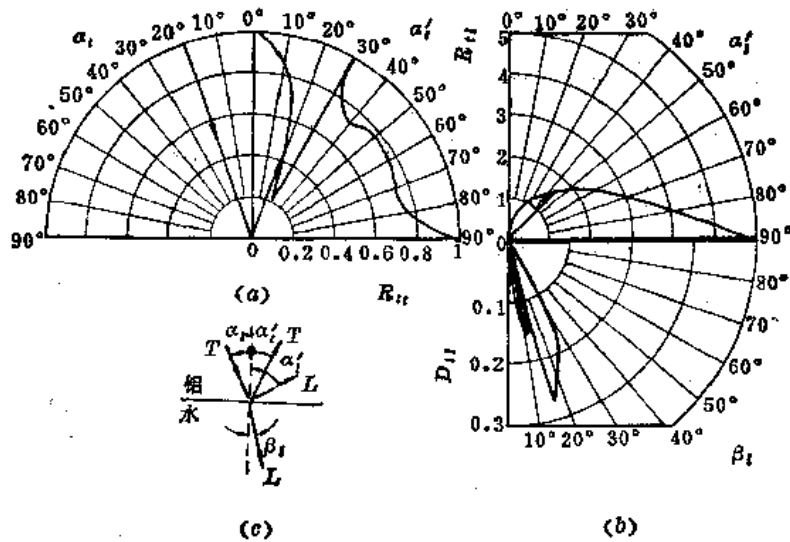


图 1-38 横波从铝中入射至铝/水界面时的反射和折射

(三) 声波倾斜入射至固体/固体界面

由于两种介质都是固体介质，所以横波和纵波都可在其中传播，因此，有关声压计算公式和图象变得更加复杂。这里仅对几种特殊情况进行分析。

就两种介质之间的声接触而言，可以分为两种情况。

1. 固态接触

如果两种固体介质彼此是通过熔焊或锡焊，或是通过薄层固体粘接剂连接起来的，称之为固态接触。这种接触即可传递压缩力又可传递剪切力。另外，如果对两种固体介质施加很大的压力，例如紧配合，由于固体介质表面的粗糙性，从而可传递剪切力。这种接触亦称固态接触。

2. 液态接触

两种固体介质通过一液体薄层相接触，称之为液态接触。一般这种接触方式只能传递压缩力。

探伤中，两种固体介质通过液体接触的情况是很普遍的。

图1-39表示纵波入射至有机玻璃/钢界面时，产生的折射横波，反射纵波和反射横波的声压值。这里讨论的，仅是实际探伤中所应用的入射角在第一临界角和第二临界角之间（图中无阴影区）的情况。由图1-39可以看出，纵波在有机玻璃中的反射率与耦合条件有很大关系，因此在实践中可由纵波反射率检验耦合情况。为了比较起见，在图中还用点划线表示出有机玻璃/空气界面上反射纵波的声压曲线。

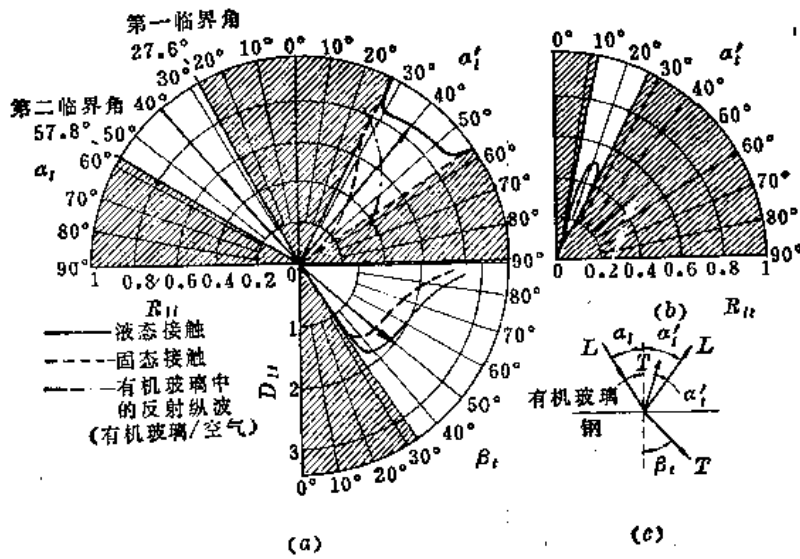


图 1-39 纵波入射至有机玻璃/钢界面时的反射和折射
($c_{t1} = 2730$ 米/秒; $c_{l1} = 1430$ 米/秒; $c_{t2} = 5900$ 米/秒; $c_{l2} = 3230$ 米/秒)

在用脉冲回波法探伤时，我们感兴趣的是声波通过界面的往返透过率，即回波声压与入射波声压之比。图1-40所示为纵波和横波在几种界面上以不同角度入射时，声波沿着往返路径两次透过界面后返回的声压值。图中假定入射声压为1，矢量长度表示回波声压（数值上等于往返透过率）。图是按照图1-41所示的道理进行计算而得到的数据绘制的。声波透过界面在固体介质中传播，并从一个很大的光滑裂缝面上全部反射回来，再次透过界面进入液体（或固体）。因此，这个往返透过率等于声波从液体（或固体）到固体的透射率与从固体到液体（或固体）透射率的乘积。

对于纵波入射到水/铝界面的情况（图1-40 a），在入射角小于13.56°时，对于铝中纵波来说，往返透过率小于30%；对于铝中横波来说，往返透过率不到10%（图中所示的阴影线范围）。当入射角为13.56°~29.2°时，铝中只有横波，其往返透过率可高达50%。图1-40 b 表示纵波入射至水/钢界面的情况，对钢中纵波和横波来说，由于水和钢的声阻抗相差较大，故往返透过率较低。在液浸探伤中，为了获得较高的往返透过率，实际使用的是折射角为30°以内的纵波和折射角为35°以上的横波。由图1-40 a 及图1-40 b 可知，折射

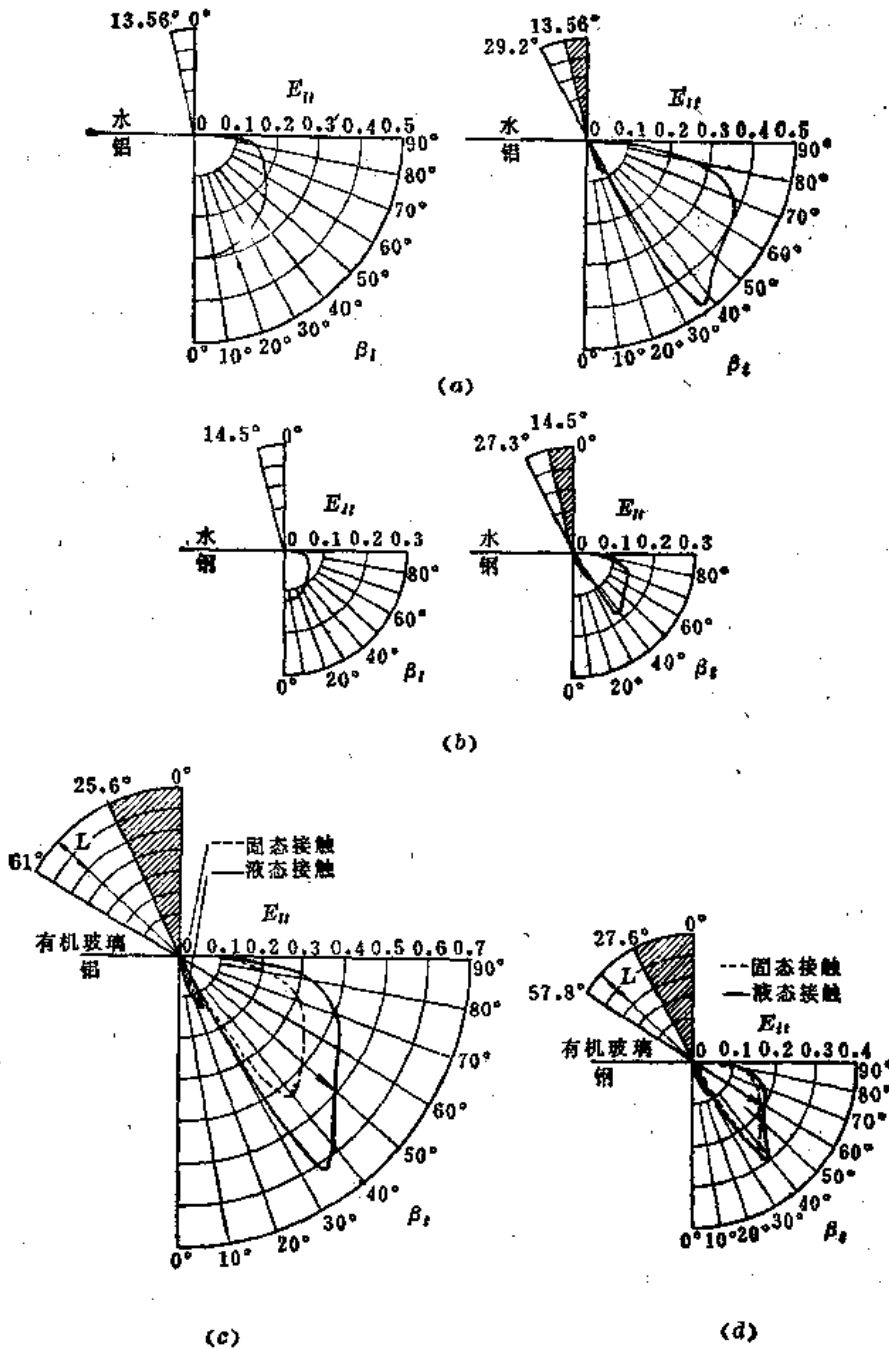


图 1-40 各种界面上的往返透过率
(a)水/铝; (b)水/钢; (c)有机玻璃/铝; (d)有机玻璃/钢

角在80°以上时,纵波和横波的往返透过率都很低。图1-40 c及图1-40 d为有机玻璃/铝界面及有机玻璃/钢界面的相应曲线,图中只表示了涉及铝和钢中横波的往返透过率。

从图1-39、图1-40 c及图1-40 d可以看出,声波从固体介质入射至固体/固体界面时,若采用液态接触,其效果出乎意外地比固态接触好,例如有机玻璃与铝之间通过液态接触,在最有利的角度下,声压能返回67%以上。

有关往返透射率的定量计算,参阅附录一。

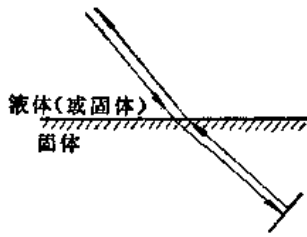


图 1-41 界面上往返透过率的解释

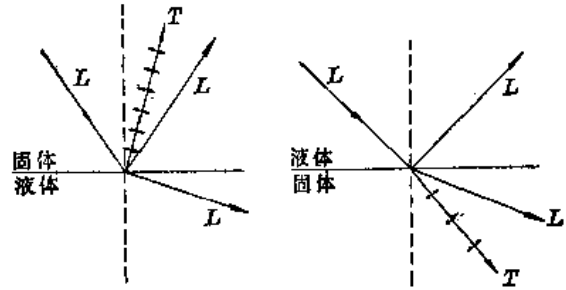


图 1-42 被分离的横波，其质点振动平面始终平行于入射面（即纸面）

以上讨论的横波，是指质点振动在入射面 \bullet 内的横波。如图1-42所示，入射纵波在界面上分离产生的就是这种横波。至于垂直入射，则无需考虑质点振动平面，其反射和透射声压的规律都遵循式(1-29)。倾斜入射的情况就不是这样，在固体/液体或固体/气体界面上，若横波的质点振动平面与入射面垂直，那么，这种横波在所有角度上都全反射，永远不会分离成其它类型的波（变型波）。

质点以任意方向振动的横波可以分离成一个与入射平面平行的分量，另一个与入射平面垂直的分量。这两个分量应分别予以讨论。

三、在直角边与方角内的反射

探伤中经常遇到声波在工件的两个平面构成的直角内的反射（也叫做端角反射），如图1-43所示。如果声束中一根声射线 \bullet 垂直入射到一个直角边上，则平行于它自己反射回来。若声射线倾斜入射到直角边上，则经过两次反射后也平行于入射方向返回（如图1-43 a 所示）。当一束声波倾斜入射到直角边上时，则入射声射线和反射声射线以平行于声射线且通过直角顶点的直线为轴对称地来去调换位置，见图1-43 b。

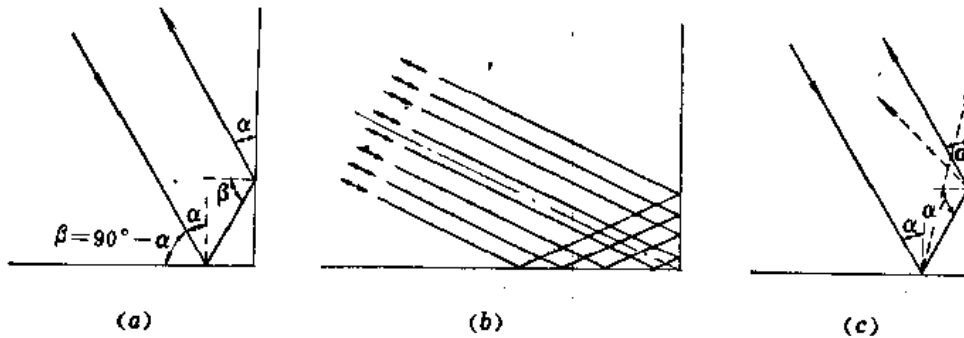


图 1-43 声波在直角边上的反射

对于由互相垂直的三个平面构成的方角，它使在空间以任意角度辐射过来的声波都平行于其来时方向反射回去。这个效应在光学中称为“猫眼”反射。实际探伤中对端角要给予极大的注意。

① 指声束轴线所在的、垂直于界面的平面。
② 为了便于分析问题，用声射线表示一束截面很小的声波。

图1-43 c 所示的两个反射波中的每一个波都能再行分离，因此总的反射率在很大程度上取决于入射角。图1-44表示纵波和横波在钢中的直角边反射率。该图是根据图1-34及图1-35的 α_i 与 $90^\circ - \alpha_i$ 、 α_r 与 $90^\circ - \alpha_r$ 的反射率乘积绘制出来的。

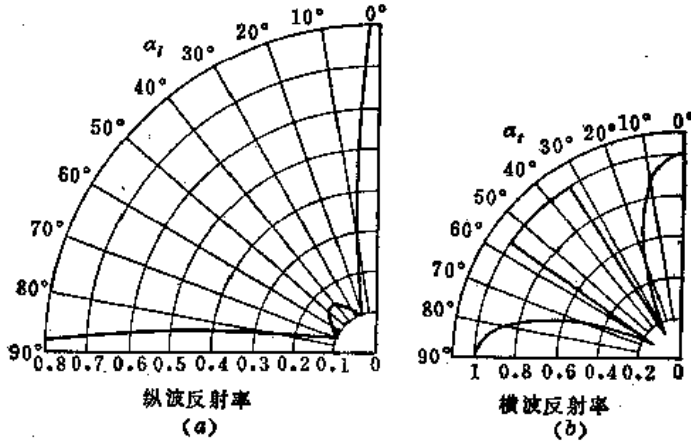


图 1-44 钢中直角边反射率
(a)纵波入射, (b)横波入射

纵波入射时，除入射角很大或很小的情况以外，纵波在很大范围内反射率均很低，见图1-44 a，这是因为纵波在直角边上两次反射，都分离出很强的横波，而这种横波不能从入射方向返回。无论是纵波还是横波入射角很大或很小时，从理论上讲很强的波从入射方向返回，但是，由于入射声束和反射声束之间沿着直角边产生干涉而互相抵消，所以在入射角很大或很小时，纵波和横波的探测灵敏度都是不高的。

图1-44所示的反射率理论曲线在入射角为0°和90°时的结果是与实际情况不符的，实际上这时声压应是零。

由图1-44 b 可知，当应用倾斜入射的横波检验工件中与表面垂直的早期裂纹时，选用与裂纹面夹角为35°到55°的横波最为有利，而选用60°角是特别不利的，因为它对应于反射最差的区域。

第六节 几何光学在超声中的应用

一、适用范围

几何光学应用了光线的概念，而光线在均匀介质中作直线传播，并且在界面上发生反射和折射现象。应用简单的反射和折射定律，可以清楚地阐明曲面镜和透镜的作用。在第五节讨论超声波的反射和折射现象时，就已经应用了几何光学的反射定律和折射定律。

然而，几何光学没有考虑光的波动性质。例如，当光通过大小可以和其波长相比拟的狭缝或小孔时，会发生衍射现象。这种现象只能用光的波动性质解释，而不能用几何光学解释。

光波波长是千分之一毫米数量级，而超声波的波长是毫米数量级。超声波更容易发生衍射现象。当狭缝和小孔的尺寸在100毫米以下时（这个范围在实际上应用得十分普遍），就能产生超声衍射现象。因此，图1-45所示声阑的尺寸若在100毫米左右时，其后面的超声场

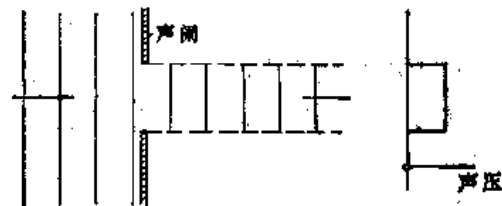


图 1-45 平面波通过声阑（其直径远大于波长）时的几何形状

就不再是简单的几何投影形状，如果声阑比这更小，则后面的超声场将完全改观（参见第二章第一节）。

综上所述，超声波的波长远小于所涉及的尺寸，就是几何光学在超声中的适用范围。如果超声波的波长比起所涉及的尺寸来不是很小的话，应用几何光学就只能得到一定程度的近似结果。

二、球面波和柱面波的声压距离定律

这里讨论一下平面波、柱面波和球面波的声压与至声源距离的关系。对于平面波，在其每个波阵面上，声压始终是恒定的。当波阵面不是平面时，分下述两种情况进行讨论。

(一) 球面波的声压-距离定律

图1-46中的四条声射线确定了半径为 a 的球面上一个小正方形。在另一个半径为 $2a$ 的球面上，该四条声射线所确定的正方形面积显然是半径为 a 的球面上正方形面积的四倍。按能量守恒定律，单位时间内通过这两个正方形的超声能量必须相同。因此半径为 $2a$ 的球面上单位面积的能量密度（即声强）仅是前者的四分之一。也就是说，对于球面波，声强与声源距离的平方成反比，即声压与距离成反比，即：

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{a_1}{a_2}$$

设 $a_1 = 1$ 处的声压为 P_1 ，则球面波的声压-距离定律可写成：

$$P = P_1 \cdot \frac{1}{a} \tag{1-38}$$

按照式（1-38）所描述的声压距离关系，声源本身的声压就成了无穷大，显然这是不对的。实际上，点状声源并不是一个点，总是有一定大小的，在极靠近声源的地方，波阵面也不是严格的球面。因此式（1-38）仅在距离远大于声源尺寸时方能使用。

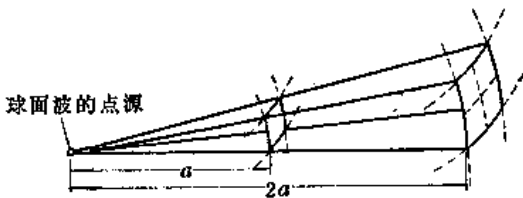


图 1-46 解释球面波声压-距离定律用图

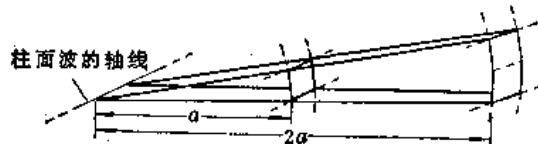


图 1-47 解释柱面波声压-距离定律用图

(二) 柱面波的声压-距离定律

柱面波的声源是直线，即柱面波波阵面的轴线。图1-47中的四条声射线确定了半径为 a 的圆柱面上一个小正方形。在半径为 $2a$ 的圆柱面上该四条声射线所确定的正方形面积显然是前者的二倍。因此声强与距离成反比，声强随距离的增加而降低的速率比球面波慢。柱面波的声压与距离的平方根成反比，即：

$$P = P_1 \sqrt{\frac{1}{a}} \tag{1-39}$$

在材料检验中，特别是对大工件，球面波是一种常见的波形，这是因为压电晶片发出的超声波，在较大的距离以后可以看作为球面波（详见第二章）。在实际检验中，这种球

面波经常辐射至平面和柱面上，有时也辐射至球面上。有关它们反射和折射的情况，下面将要讨论。

三、球面波在平界面上的反射和折射

球面波在平界面上的反射情况如图1-48所示。声源自O点向平界面辐射球面波，每一声射线按各自的入射角在平界面上反射，反射波仍是球面波，象是自O'点处的声源辐射的，故O'点是真实声源O点的镜象。由图可知，反射前后声束的张角 δ 不变。

对于声压在反射前遵循球面波的声压-距离定律，而反射后的声压，则须考虑反射率，即：

$$P = P_1 \cdot \frac{1}{a} R$$

由图1-34和图1-35可知，反射率R明显地取决于入射角，同时也与界面类型有关。因此球面波反射以后的声压分布就有很大的变化，但球面波的特性保持不变。

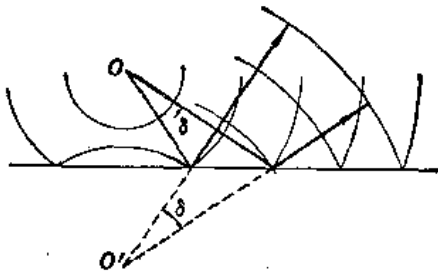


图 1-48 球面波在平界面上的反射
(仅表示了局部波阵面)

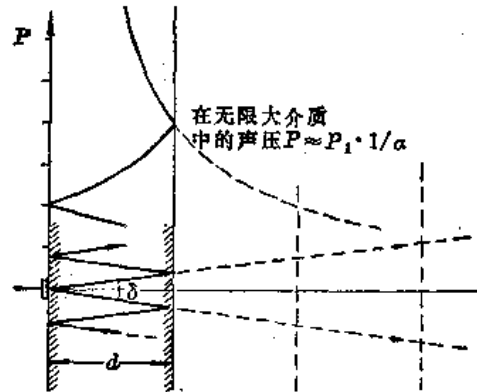


图 1-49 垂直入射的球面波声束在两壁(空气中的平板)之间的多次反射及球面波声束轴线上的声压分布

一个简单的例子是，球面波在两相互平行的壁面之间的多次反射。令球面波声束(即探头的声束)轴线垂直于与空气相接的壁面。则声束轴线上的声波在界面上全反射，即 $R=1$ 。同时由图1-34可以看出，在钢/空气的界面上，小角度倾斜入射的声波也能得到全反射， R 亦等于1。于是声束在相应的壁面之间来回重复反射。在前壁和后壁上所获得的声压值，可以把它看成球面波沿声束轴线传播相应距离的声压值[图1-49上部的曲线(包括相接的虚线)示出了球面波沿声束轴线的声压分布]。若前、后壁之间的距离为 d ，则在前壁和后壁上的声压具有下列的数值：

前壁上

后壁上

$$P_1 \cdot \frac{1}{2d}$$

$$P_1 \cdot \frac{1}{d}$$

$$P_1 \cdot \frac{1}{4d}$$

$$P_1 \cdot \frac{1}{3d}$$

于是，在探头这一侧（前壁）经多次反射后获得的各声压值之比为1:1/2:1/3:1/4,……。这里需要说明的是上述结论，是在假设不存在波的干涉（即脉冲波）的条件下得到的。

当球面波在折射或者反射过程中有波型转换时，则折射波和波型转换的反射波的波阵面不再保持球面，图1-50所示的水/钢界面上的折射就是一个例子（仅考虑钢中的纵波）。当声波垂直入射界面时，只有几乎垂直于界面的声射线（ δ_1 ，发散角范围内的声射线）在折

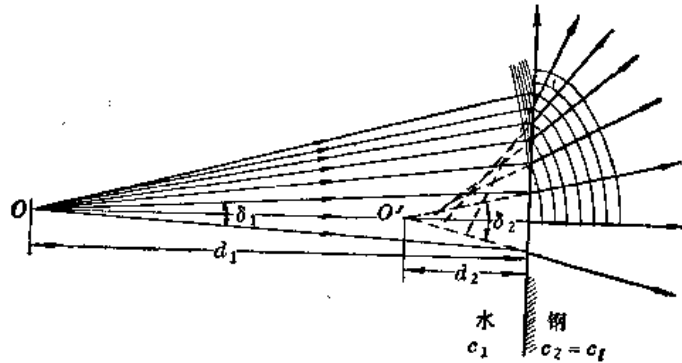


图 1-50 球面波在水/钢界面上的折射

射以后，仍然相交于虚中心 O' ，只有在这个特定区域内的折射波可认为是球面波。按照几何光学的原理可知：

$$d_2 : d_1 = \delta_1 : \delta_2 = c_1 : c_2 \text{ (水/钢情况下是 } 1:4 \text{)}$$

水/钢情况下，在钢中的纵波发散角 δ_2 为水中的 4 倍。在钢中的声压分布情况由虚中心 O' 确定，也即根据式 (1-38) 计算声压时，式中的参数 a 须从虚中心 O' 算起。

四、平面波和球面波在曲面和透镜上的反射和折射

如图1-51所示，如果平面波入射到介质1和介质2之间的曲界面（球面或柱面）上，那么只有垂直入射的声射线能不改变角度地透过或反射。描述反射率和透射率的公式 (1-29) 只适用于这种垂直入射的情况。偏离轴线的声射线则按某一角度反射或折射。声射线离轴线愈远，该角度愈大，此时声束将聚集或发散，亦即声压增大或降低，如同凹面镜或透镜产生的光学现象一样。

图1-52示出了凹面镜（聚焦镜）和凸面镜（发散镜）两种情况。假设入射的是平面波（声压为 P_0 ），由简单的几何作图可知：它们在反射后将会聚于一个焦点上，焦距为：

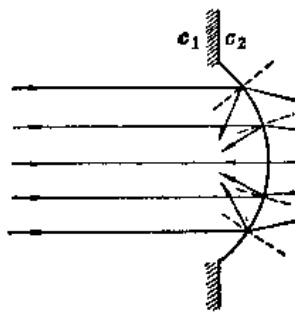


图 1-51 平面波入射至曲界面时的反射和折射

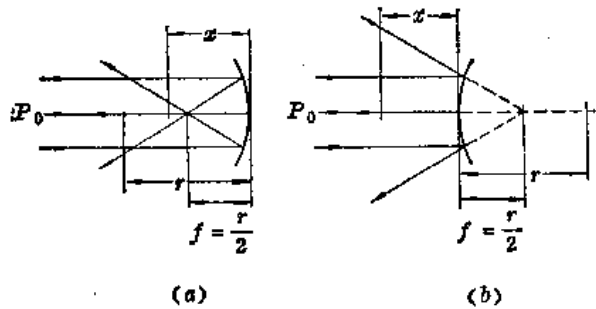


图 1-52 平面波入射至凹面镜和凸面镜时的反射
(a)凹面镜；(b)凸面镜

$$f = \frac{r}{2} \quad (1-40)$$

式中 r —— 凹面镜或凸面镜的曲率半径。

由图可知，对凹面镜而言，这个焦点是真实的，而对凸面镜的情况，则在其后面出现虚焦点，反射的声波像是从虚焦点辐射出来的。

上述分析对球面镜和柱面镜都适用。球面镜具有焦点，柱面镜具有焦轴。若入射波是平面波，则在球面镜上产生球面波，在柱面镜上产生柱面波。

如果像图1-53所示的那样，球面波从 O 点发出射向凹面镜，则反射波交于一点，该点叫做具有像距 b 的象点，而 a 叫做物距。物距 a 、象距 b 和焦距 f 的关系是：

$$\frac{1}{b} \pm \frac{1}{a} = \frac{1}{f} = \frac{1}{\frac{r}{2}} \quad (1-41)$$

式中加号适用于凹面镜，减号适用于凸面镜，焦距恒为正值。

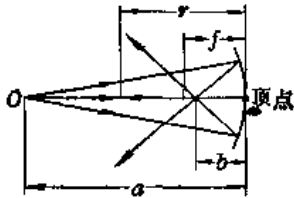


图 1-53 球面波入射至凹面镜时的反射

在凹面镜情况下，如果得出负像距，这意味着镜后面有一虚象点；如果入射的是会聚的球面波，在镜后面有一“视在中心”，则距离 a 应取负号。在凸面镜的情况下，所有的量都取正号。

应用式1-38和式1-39计算反射波的声压值时，其中距离必须从相应的象点算起。这个象点（或柱面波的象线）可以看成是反射波的声源。

设一束平面波或球面波射到球面镜或柱面镜上，那么，在波束轴线上至凹面镜或凸面镜顶点的距离为 x （见图1-52）的某一点反射波声压可按下式计算：

| | | | |
|-----|-------------------------------|--------------------------------|--------|
| | 在球面镜上 | 在柱面镜上 | |
| 平面波 | $P_0 \cdot \frac{f}{x \mp f}$ | $P_0 \sqrt{\frac{f}{x \mp f}}$ | (1-42) |

| | | | |
|-----|--|---|--------|
| 球面波 | $\frac{P_1}{a} \cdot \frac{f}{x \mp f \left(1 + \frac{x}{a}\right)}$ | $\frac{P_1}{a} \sqrt{\frac{f}{\left(1 + \frac{x}{a}\right) \left[x \mp f \left(1 + \frac{x}{a}\right)\right]}}$ | (1-43) |
|-----|--|---|--------|

式中，减号适用于凹面镜，加号适用于凸面镜。 P_0 是入射平面波的声压值， P_1 是至中心距离为 1 的球面波声压值，所以 P_1/a 是镜面顶点的声压值（参见图1-53）。球面波射到柱面镜上的情况在实用中更为普遍，在柱面镜上产生的既不是纯粹的球面波，也不是纯粹的柱面波，由式（1-43）可看出，它实际上是由两个不同的柱面波组成的，因此也就有两个象点。

根号里面的量只能取其绝对值。对聚焦镜，根号内的分母可能为零，即在实象点，其理论声压值等于无穷大。实际上由于衍射现象的存在，不能单纯地从几何光学的角度计算其声压值。实象点声压的增大程度与波长有关。

式（1-42）、（1-43）的前提是反射曲面处声压反射率为1，即认为反射曲面的一侧与真空或空气相接。由图1-34可知，对于入射纵波而言，垂直入射（入射角为零）的声

束，反射率为1，非垂直入射的声束，反射率小于1。但是当入射角度小于16°时，反射率大于0.9，与垂直入射时的反射率之差小于10%。对于比较细的声束可以保证入射角小于16°，故式(1-42)、(1-43)只近似适用于反射曲面一侧与空气相接且沿轴线入射比较细声束时的情况。另外，对于球面或柱面反射镜的焦距*f*为其半径*r*的一半，也只是对于沿反射镜轴线入射细声束时才近似成立。

如果反射面不是与空气相接的，例如与水相接，那么反射声压将降低，所以在应用公式(1-42)和(1-43)时，必须按照式(1-29)补加反射率*R*。

声波在空心 and 实心圆柱体中传播时，其声压变化情况，可以应用上述讨论结果加以分析说明。球面波声源可以直接放在圆柱体表面上，也可以和圆柱体一起浸入液体中，且声源与圆柱体表面之间有一定的距离。

图1-54表示一个实际检验的例子。内孔圆柱面可看作是凸面镜。根据式(1-43)（球面波投射于凸面镜上取下面的加号）可求出当声束入射点至内孔表面距离为*a*时入射点处反射波的声压值*P_柱*。

取 $f = \frac{r_i}{2}$, $a = a$, 代入式(1-43)得:

$$P_{柱} = \frac{P_1}{2a} \sqrt{\frac{r_i}{a+r_i}} \tag{1-44}$$

又自距离为*a*处平底面的反射波在入射点处的声压*P_平*有:

$$P_{平} = \frac{P_1}{2a}$$

故得: $P_{柱}/P_{平} = \sqrt{\frac{r_i}{a+r_i}}$ (1-45)

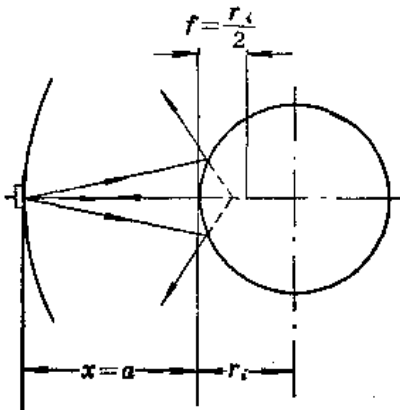


图 1-54 空心圆柱体内孔柱面的反射

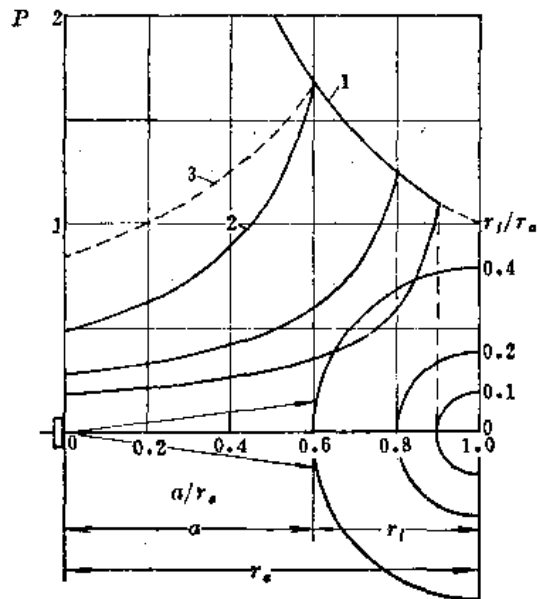


图 1-55 入射球面波和空心圆柱体反射波的相对声压值
(假定在*a/r_o* = 1处，入射球面波的声压值等于1)
1—入射球面波；2—空心圆柱体反射波；3—平底面反射波

据式(1-44)、(1-45)计算结果示于图1-55和图1-56。图1-55中，以*a*表示声源至内孔表面的距离，*r_o*表示声源至圆柱体轴线的距离，*r_i*表示内孔半径。假设入射球面波在圆柱体轴线处（即*a = r_o*）的声压为1，在各种不同半径内孔表面上，入射球面波的声压值可相对于*a = r_o*处的声压值给出。由图可知，球面波在内孔表面上反射后，其声压值迅

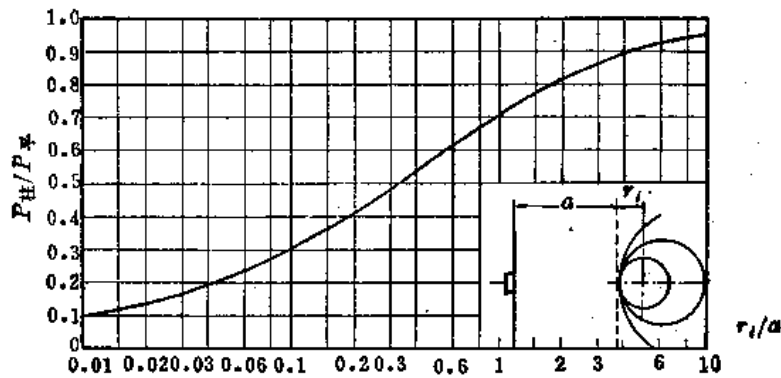


图 1-56 圆柱孔与平底面的反射波声压比
(入射的是球面波)

速减小，并明显地小于同距离的平底面的反射波声压值。

图1-56示出了对应不同 r_i/a 值的 $P_{\#}/P_{\#}$ 。例如，半径为100毫米的内孔，在距离为500毫米处的反射波声压值仅为同距离平底面反射波声压的40%（此时 $r_i/a=0.2$ ）。

当球面波入射点在实心圆柱体表面时（如图1-57所示），把对侧圆柱面作为凹柱面反射镜。

取 $x=a$ ， $f=r_i/2=a/4$ ，代入式（1-43）得：

$$P_{\#} = \frac{P_1}{2a} = P_{\#}$$

在入射点至反射面间的各点上，柱面反射波的声压总是大于平底面的反射波声压。为了比较起见，在图1-58中，以虚线划出了平底面的反射声压。由图可知，它们只是在声束

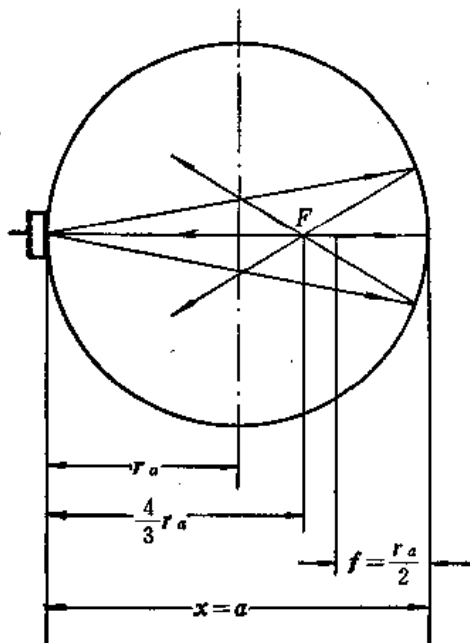


图 1-57 实心圆柱体柱面的反射

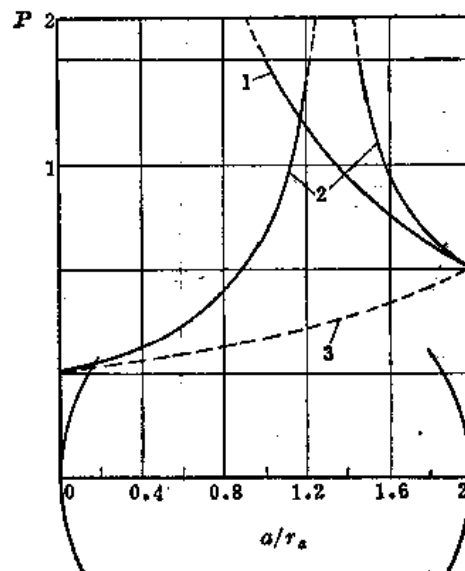


图 1-58 入射球面波和实心圆柱体反射波的相对声压值
(假定在 $a/r_a=2$ 处入射球面波的声压值等于1， a 为观测点至声源的距离， r_a 为圆柱体半径)

1—入射球面波；2—实心圆柱体反射波；3—平底面反射波

入射点处声压值相等，也就是说，对于相同强度的入射波，在入射点处实心圆柱体柱面的回波与厚度等于圆柱体直径的平板底面的回波，具有相等的声压。但是这个结果并不意味着用同一探头探测实心圆柱体收到的底波强度与探测厚度等于圆柱体直径的平板收到的底波强度相等。因为式(1-43)中 P_1 与探头（晶片）有效面积成正比，而前者探头与圆柱探测面接触的有效面积小于后者，虽然两者底波声压的表达式同为 $P_1/(2a)$ ，但两者相应的 P_1 并不相等。只有当用于两者的探头有效面积相同时，才能收到相等强度的底波。

如图1-57所示，凹底面使反射声束在 F 点聚焦，反射波在 F 点的声压值比入射波在该点的声压值要高。如果在 F 处存在一个小反射体（缺陷），那么声波经底面反射至缺陷，从缺陷反射至底面，再从底面反射至探头的回波声压（称为W反射，见图1-59），比直接由缺陷反射的回波声压要强得多。



图 1-59 缺陷 F 处的W反射

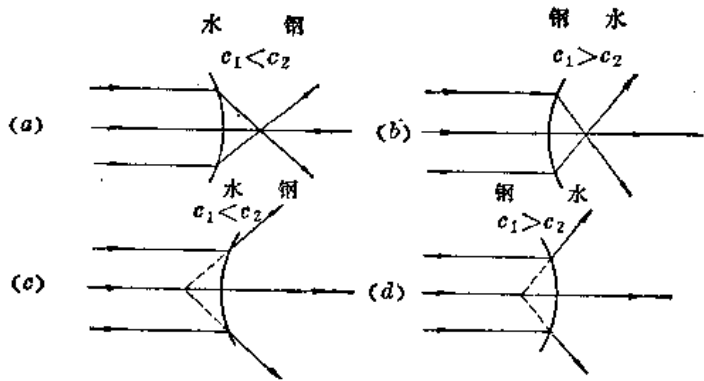


图 1-60 平面波入射至曲界面时的透镜作用

曲界面对相邻介质中的透射波所起的作用，就象光学上的聚焦透镜和发散透镜一样，也同样要考虑界面的弯曲方向和声速比(c_2/c_1)，如图1-60所示。但是，光学透镜和声透镜有两个基本差别：由于光学透镜通常总是在空气中，其折射率 $n=c_1/c_2$ 总是大于1，而在声学中却不是这样，光学透镜在空气中总是有两个界面，而在超声领域内，单界面的情况更为普遍。

图1-60以水/钢为例说明了透镜的四种可能的情况：图 a 为凹面聚焦透镜， $c_2/c_1 > 1$ ；图 b 为凸面聚焦透镜， $c_2/c_1 < 1$ ；图 c 为凸面发散透镜， $c_2/c_1 > 1$ ；图 d 为凹面发散透镜， $c_2/c_1 < 1$ 。

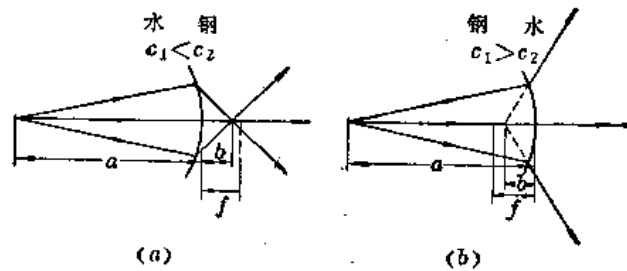


图 1-61 球面波入射至凹面透镜时的情况
(a)有实像点，(b)有虚像点

在图1-60 a 和 d 的情况中，如果入射的是球面波，则图 a 的情况有实象点，图 d 的情况有虚象点，分别如图1-61 a 和 b 所示。在入射平面波的情况下，焦距 f 仍然由曲面顶点至实焦点或虚焦点的距离来给定，根据几何光学原理，对于细声束，焦距为：

$$f = \frac{r}{1 - \frac{c_2}{c_1}} \tag{1-46}$$

式中 r —— 曲面半径。

这里，我们认为焦距 f 、物距 a 和象距 b 都是正值，且满足下式：

$$\frac{1}{b} - \frac{\frac{c_2}{c_1}}{a} = \frac{1}{f} \quad (1-47)$$

以上所述（包括图1-60和图1-61）适用于球面透镜和柱面透镜。

当有一束平面波或球面波通过一个球面透镜或柱面透镜时，透射波轴线上的声压可按下式计算：

| | |
|--|---|
| 球面透镜 | 柱面透镜 |
| 平面波 $DP_0 \cdot \frac{f}{x \mp f}$ | 平面波 $DP_0 \sqrt{\frac{f}{x \mp f}}$ |
| 球面波 $D \cdot \frac{P_1}{a} \cdot \frac{f}{x \mp f \left(1 + \frac{xc_2}{ac_1}\right)}$ | 球面波 $D \cdot \frac{P_1}{a} \sqrt{\frac{f}{\left(1 + \frac{xc_2}{ac_1}\right) \left[x \mp f \left(1 + \frac{xc_2}{ac_1}\right)\right]}}$ |
| | (1-48) |
| | (1-49) |

式中，减号适用于聚焦透镜，即图1-60a、b的情况；加号适用于发散透镜，即图1-60c、d的情况；根号里的量只取绝对值。 D 为按式(1-29)求得的透射率。

图1-60和图1-61清楚地表示了水/钢声透镜强烈的折射作用，在光学中，最大折射率（金刚石）是2.4，而水对钢的折射率 $c_m/c_w = 4$ 。这就是液浸探伤中检验带有曲面工件时遇到困难的原因之一。

有时被检验的圆柱体是浸在液体中的（称水浸探伤），声源放置在至被检工件表面距离为 b 处，如图1-62所示。钢圆柱体中的声压值随至圆柱表面距离 a 的增加而迅速下降。当 $b = r_s$ (r_s 为圆柱体半径) 时，在圆柱体远离探头一侧的声压小于靠近探头一侧声压值的1/10。当探头至工件表面的距离 b 增大（例如 $b = 2r_s$ ）时，则圆柱体靠近探头一侧的声压值降低，曲线变得平缓了。

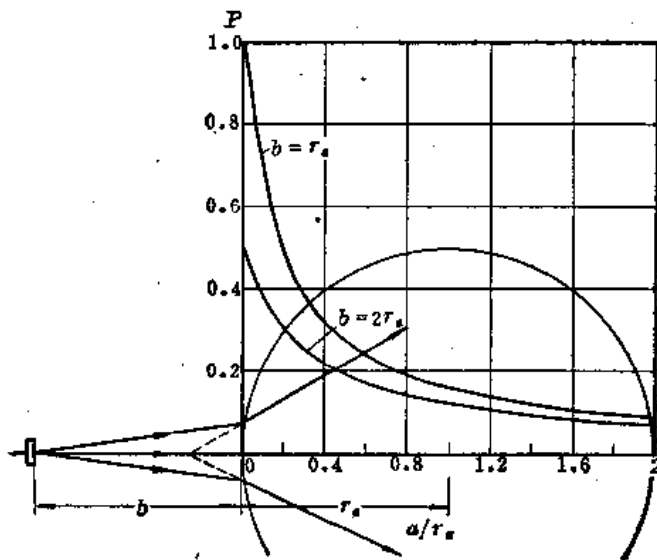


图 1-62 水浸探伤中钢实心圆柱体的相对声压值

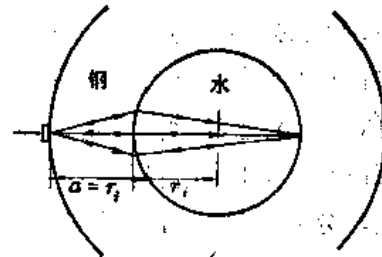


图 1-63 钢中有水圆柱体时的声束路径

对于固体介质中存在的液体圆柱体（例如充满水的厚壁管道或机械元件中充满油的孔）的情形，声波将被聚焦。图1-63表示了钢中有一水圆柱体的情况。从距离 $a=r_1$ 处发出的球面波，准确地在水圆柱体对侧柱面上形成其像点，即它沿着原来的路径以反射率 R 往回发射，并再次聚焦到声源上。

第七节 超声波的衰减

一、超声波的衰减及其原因

超声波在介质中传播时，随着传播距离的增加，其能量逐渐减弱，这种现象叫做超声波的衰减。

从理论上讲，主要有三种原因引起超声波的衰减，下面分别予以叙述：

1. 由声束扩散引起的超声波衰减

超声波在传播过程中，由于声束的扩散能量逐渐分散，从而使单位面积内超声波的能量随传播距离的增加而减弱。超声波的声压和声强均随至声源距离的增加而减弱。超声波的这种衰减称为扩散衰减。

超声波的扩散衰减仅决定于波的几何形状（例如是球面波还是柱面波）而与传播介质的性质无关。例如，在远离声源的声场中球面波的声压 P 与至声源距离 r 成反比，即 $P \propto 1/r$ ，柱面波的声压 P 与至声源距离 r 的关系为： $P \propto \sqrt{1/r}$ 。

2. 由散射引起的超声波衰减

当声波在其传播过程中遇到由不同声阻抗介质所组成的界面时，就将产生散乱反射（简称散射），从而损耗了声波的能量，被散射的超声波在介质中沿着复杂路径传播下去，最终变成热能。我们把声波的这种衰减叫做散射衰减。

实际材料不可能是绝对均匀的。这种材料的非均匀性是由下述几种原因造成的：材料中的外来杂质（例如锻件中的非金属夹渣或气孔）；对于多晶材料，材料本身就有不同元素成分，例如，钢和铜的晶粒混杂在一起，即使是完整的单晶材料，由于热起伏引起局部密度变化，使得整体材料声阻抗不均匀，也会导致声的散射衰减。

3. 由介质吸收引起的超声波衰减

声波在介质中传播时，由于介质的粘滞性而造成质点之间的内摩擦，从而使一部分声能转变为热能；同时，由于介质的热传导，介质的稠密和稀疏部分之间进行热交换，从而导致声能的损耗，这就是介质的吸收现象，通常由于介质的吸收引起超声波的衰减叫做粘滞衰减。

二、衰减的表示方法和衰减系数

超声波的衰减有两种表示方法。一种是用底波多次反射的次数来表示。这种表示方法仅能粗略地比较声波在不同材料中的衰减程度，也就是对同样厚度的不同材料在同样的仪器灵敏度下，观察它们的底面反射波（底波）的次数，底波次数多的材料，说明声波在该材料中衰减少，底波次数少，则声波衰减比较严重。另一种是理论上定量计算的表示方法，即用衰减系数来表示声波的衰减。

当平面波在介质中传播时，其声压衰减规律可用下式表示：

$$P = P_0 e^{-\alpha a} \quad (1-50)$$

式中 P_0 —— 起始声压；

P —— 超声波从声压为 P_0 处传播一段距离 a 后的声压；

α —— 衰减系数。

其声强衰减规律可用下式表示：

$$J = J_0 e^{-2\alpha a} \quad (1-51)$$

式中 J_0 —— 起始声强；

J —— 超声波从声强为 J_0 处传播一段距离 a 后的声强；

α —— 衰减系数。

衰减系数 α 与超声波的频率、传播速度有关，也与介质的粘滞系数、导热性、不均匀性和晶粒大小等因素有关。

若对式 (1-50) 取自然对数，则：

$$\alpha = \frac{1}{a} \ln \frac{P_0}{P}$$

当 a 的单位为“厘米”时， α 的单位为“奈培/厘米”，用符号“ Np/cm ”表示。

若 α 用下式描述：

$$\alpha = \frac{1}{a} 20 \lg \frac{P_0}{P}$$

当 a 的单位为“厘米”时，则 α 的单位为“分贝/厘米”，用符号“ dB/cm ”表示。

需要指出的是，对大多数固体和金属介质来说，通常所说的超声波的衰减，即由衰减系数 α 表征的衰减，仅包括散射衰减和粘滞衰减，不包括扩散衰减。换言之， α 只是由散射引起的衰减系数 α_s 和由吸收引起的衰减系数 α_a 两部分组成的，

$$\alpha = \alpha_s + \alpha_a \quad (1-52)$$

其中吸收衰减系数 α_a 为：

$$\alpha_a = C_1 f \quad (1-53)$$

式中 f —— 超声波频率；

C_1 —— 与晶粒大小和各向异性无关的常数。

由上式可知，吸收衰减系数 α_a 与超声波的频率 f 成正比。

散射衰减系数 α_s ，根据晶粒大小与波长之比分为三种不同情况：

第一种情况 $d \ll \lambda, \alpha_s = C_2 F d^3 f^4 \quad (1-54)$

第二种情况 $d \approx \lambda, \alpha_s = C_3 F d f^2 \quad (1-55)$

第三种情况 $d \gg \lambda, \alpha_s = C_4 F \frac{1}{d} \quad (1-56)$

式中 C_2 、 C_3 、 C_4 为常数， F 是各向异性因数； d 是晶粒直径。

频率在 20 兆赫以下范围，超声波在金属材料中的衰减，第一或第二种情况起主要作用。

超声波在液体介质中衰减的原因主要是由于内摩擦引起的吸收，其次是热传导造成的。液体介质的衰减系数 α 可用下式表示：

$$\alpha = \frac{8\pi^2 f \eta}{3\rho c^3} + \frac{2\pi^2 f^2 K^2}{\rho c^3} \left(\frac{1}{c_v} + \frac{1}{c_p} \right) \quad (1-57)$$

式中 f —— 超声波频率；
 c —— 超声波声速；
 ρ —— 液体介质密度；
 η —— 粘滞系数；
 K —— 热传导系数；
 c_v —— 定容比热；
 c_p —— 定压比热。

式(1-57)中的第一项是由内摩擦引起的衰减系数，第二项是由热传导引起的衰减系数。由于后者比前者小得多，故在忽略热传导引起的超声波衰减情况下，液体介质的衰减系数 α 可用下式表示：

$$\alpha = \frac{8\pi^2 f^2 \eta}{3\rho c^3} \quad (1-58)$$

由上式可知，液体介质的衰减系数 α 与频率 f 的平方及粘滞系数 η 成正比，而与声速 c 的立方成反比。

由于 η 、 ρ 、 c 与温度有关，所以 α 也是温度的函数。图1-64给出了超声波在水中的衰减系数 α (奈培/厘米) 和频率 (周/秒) 平方 f^2 比与温度的关系。

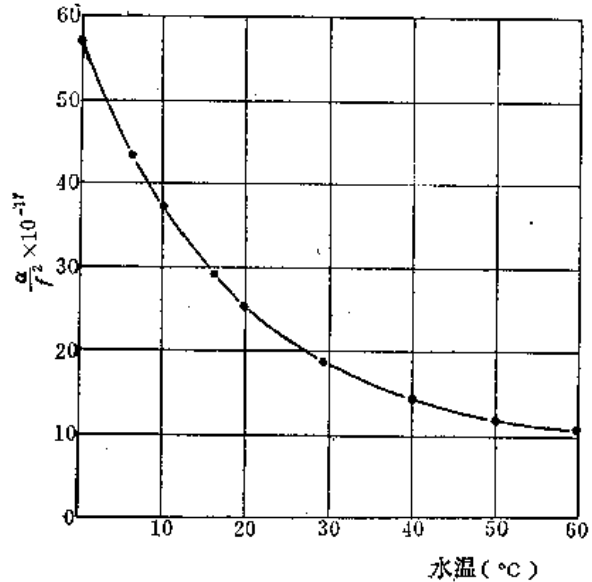


图 1-64 超声波在水中传播时 $\frac{\alpha}{f^2}$ 与水温的关系

三、分贝 (dB) 和奈培 (Np) 的概念

超声检验中，在进行声压和声强衰减等计算与量度时，经常用到分贝和奈培这两个概念。尤其在超声波探伤时，探伤仪荧光屏上显示的反射波的高度往往是用相对于某一确定的基准高度为多少分贝来表示的。

1. 分贝和奈培的定义

分贝和奈培都是同量纲的两个参量的比值用对数表示的单位。

设 P_1 和 P_2 为两个回波的声压值，若 P_1/P_2 以分贝 (dB) 为单位表示，则为：

$$\text{分贝数 } n = 20 \lg (P_1/P_2) \text{ (dB)} \quad (1-59)$$

从对数的概念来讲，上式中的 P_1/P_2 作为真数。

例如，探伤仪荧光屏上显示出来的某两个回波高度 $H_1 = 60$ 毫米， $H_2 = 30$ 毫米，由于回波高度是与回波的声压成正比的，所以 $H_1/H_2 = P_1/P_2 = 60/30 = 2$ 。若用分贝为单位表示这个比值，据式(1-59)可知：

$$\text{分贝数 } n = 20 \lg (P_1/P_2) = 20 \lg (H_1/H_2) = 20 \lg 2 \approx 6 \text{ dB}$$

反之， $H_2/H_1 = P_2/P_1 = 30/60 = \frac{1}{2}$ ，则：

$$\text{分贝数 } n = 20 \lg (H_2/H_1) = 20 \lg \frac{1}{2} \approx -6 \text{ dB}$$

若 P_1/P_2 以奈培 (Np) 为单位表示, 则为:

$$\text{奈培数 } n' = \ln (P_1/P_2) \text{ (Np)} \quad (1-60)$$

由式 (1-20) 可知, 声强 J 与声压 P 的平方成正比。若 J_1/J_2 以分贝或奈培为单位表示, 则为:

$$\text{分贝数 } n = 10 \lg (J_1/J_2) \text{ (dB)} \quad (1-61)$$

$$\text{奈培数 } n' = \frac{1}{2} \ln (J_1/J_2) \text{ (Np)} \quad (1-62)$$

2. 分贝和奈培的换算

超声检验中, 有时需进行分贝与奈培单位之间的换算。

令 $P_1/P_2 = e$, 代入式 (1-60), 得:

$$\text{奈培数 } n' = \ln (P_1/P_2) = \ln e = 1 \text{ Np}$$

将 $P_1/P_2 = e$ 代入式 (1-59), 得:

$$\text{分贝数 } n = 20 \lg (P_1/P_2) = 20 \lg e \approx 8.68 \text{ dB}$$

所以

$$1 \text{ Np} = 8.68 \text{ dB}$$

或

$$1 \text{ dB} = 0.115 \text{ Np}$$

3. 分贝数与真数的换算图表

为了简便起见, 可将式 (1-59) 的计算结果列成表格 (见表 1-2) 或绘制成曲线图 (见图 1-65, 图中纵座标为对数座标, 表示真数)。

表 1-2 分贝数与真数换算表

| dB | P_1/P_2 | dB | P_1/P_2 | dB | P_1/P_2 | dB | P_1/P_2 |
|----|-----------|----|-----------|-----|-----------|-----|-----------|
| 0 | 1.00 | 16 | 6.3 | 0 | 1.00 | -16 | 0.16 |
| 1 | 1.12 | 17 | 7.1 | -1 | 0.89 | -17 | 0.14 |
| 2 | 1.26 | 18 | 7.9 | -2 | 0.79 | -18 | 0.126 |
| 3 | 1.4 | 19 | 8.9 | -3 | 0.71 | -19 | 0.112 |
| 4 | 1.6 | 20 | 10.0 | -4 | 0.63 | -20 | 0.100 |
| 5 | 1.8 | 21 | 11.2 | -5 | 0.56 | -21 | 0.089 |
| 6 | 2.0 | 22 | 12.6 | -6 | 0.50 | -22 | 0.079 |
| 7 | 2.2 | 23 | 14.1 | -7 | 0.45 | -23 | 0.071 |
| 8 | 2.5 | 24 | 15.9 | -8 | 0.40 | -24 | 0.063 |
| 9 | 2.8 | 25 | 17.8 | -9 | 0.35 | -25 | 0.056 |
| 10 | 3.2 | 26 | 20.0 | -10 | 0.32 | -26 | 0.050 |
| 11 | 3.5 | 27 | 22.4 | -11 | 0.28 | -27 | 0.045 |
| 12 | 4.0 | 28 | 25.1 | -12 | 0.25 | -28 | 0.0398 |
| 13 | 4.5 | 29 | 28.2 | -13 | 0.22 | -29 | 0.0355 |
| 14 | 5.0 | 30 | 31.6 | -14 | 0.20 | -30 | 0.0320 |
| 15 | 5.6 | | | -15 | 0.18 | | |

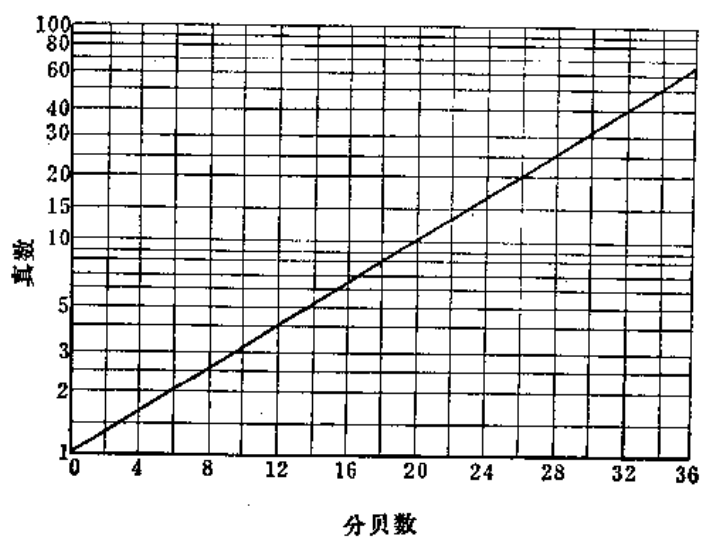


图 1-65 分贝数-真数曲线图

第二章 超声波声场特性



第一节 超声场的波动物理

超声波探伤作为无损检验方法，对解决实际检验问题，有着显著的优越性。但超声波在传播过程中的衍射和干涉直接影响着声场的结构，而声场结构与探伤结果是紧密相关的，因此了解声场的波动物理、声场特性，对实际检验是十分重要的。

下面论述的圆盘状声源轴线上声压计算公式，是在声波为连续正弦波、传声介质为液体的条件下导出的。但是，从液体介质导出的公式，在一定条件下和一定范围内还是可以应用于固体介质，而且是进一步讨论固体介质中脉冲超声波声场的基础。

一、超声波的衍射

超声波在一定条件下会发生衍射现象，而几何光学的原理无法解释这种现象。例如平面波通过由刚性屏和膜片组成的声阑时（如图2-1a所示），按几何光学原理，声阑后面应是一束圆柱形的各处声压均匀的平面波声场。但事实并非如此，而是出现了衍射现象。根据惠更斯原理，在声阑的中心区域，每一质点作为子波波源发射球面波，而球面波波阵面的包迹形成平面波波阵面。在声阑的边缘，情况则不相同，当声阑为方形时，各子波源发射的球面波构成以边缘为轴线的柱面波；当声阑为圆形时，则

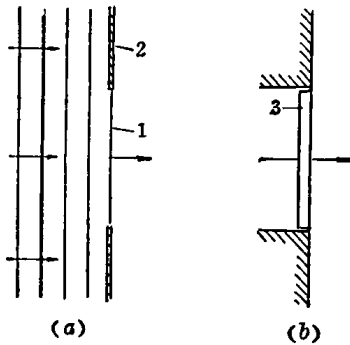


图 2-1 平面波通过刚性屏膜片声阑后的声波与刚性壁中振子发射的声波
(a)声阑后的声波；(b)振子发射的声波
1—膜片；2—刚性屏；3—振子

构成环形波。这些波与中心区域的平面波叠加后，使局部声场形成声压的极大值和极小值，如图2-2所示。

在超声波探伤中，大多应用片状压电体作为声源，若有一片状声源固定在一个大的刚性壁上，如图2-1b所示，圆盘源本身作纵向或横向振动，且其整个表面各质点的振动具

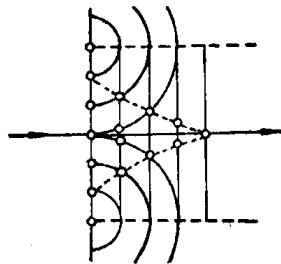


图 2-2 根据惠更斯原理说明平面波通过声阑后产生干涉现象的机理

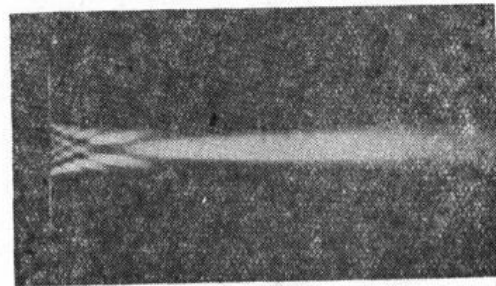


图 2-3 圆盘源的声场

有相同的相位和振幅，这样，声源向相邻介质辐射的超声波声场，类似于上述声阑后面的声场。这种声场可以形象地用图2-3来说明(图中明亮的部分表示该处的声强或声压较大)。由图可知，接近声源的声场有明显的干涉区，这就是后面将要叙述的近场区。

二、圆盘源辐射的纵波声场

(一) 声源轴线上的声压

首先讨论点状声源(以下简称点源)在液体介质中辐射的声场，在不考虑介质对声波衰减的条件下，声场中任意一点的声压可用下式表示：

$$P = \frac{P_0 dS}{r} \sin(\omega t - kr) \quad (2-1)$$

式中 r —— 液体介质声场中任一点至点源的距离；

ω —— 角频率；

k —— $2\pi/\lambda$ ；

λ —— 波长；

dS —— 点源的面积；

P_0 —— 点源处的起始声压；

t —— 点源辐射的声波传播至距离 r 处所需的时间；

P —— 距离点源 r 处的声压。

假设在无声衰减的液体介质中一圆盘状声源(以下简称圆盘源)的表面所有质点都以相同的振幅和相位作谐振动，从而声源发射出单一频率的连续正弦波。圆盘源上各微小元面积都可以看作单一点源，把所有这些单一点源辐射的声波声压叠加起来就得到合成声波的声压，且液体中声压可以线性叠加，不必考虑声压的方向。故在圆盘源的轴线上对整个圆面积分，即可求得轴线上任一点 Q 的声压 P (见图2-4)；

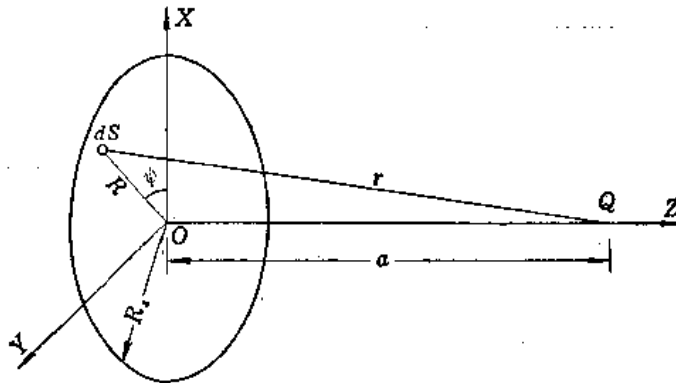


图 2-4 圆盘源轴线上声压推导用图

$$P = \left\{ 2P_0 \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R_0^2 + a^2} - a \right) \right] \right\} \sin(\omega t - ka) \quad (2-2)$$

式中 R_0 —— 圆盘源半径；

P —— 轴线上距离声源 a 处的声压。

① 推导见附录一。

由式(2-2)可知,声压 P 随时间 t 作周期性的变化。探伤时超声波探伤仪测得的信号高度与声压振幅成正比,因此只需要考虑声压振幅,

$$P = 2P_0 \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R_s^2 + a^2} - a \right) \right] \quad (2-3)$$

当 $a/R_s > 2$ 时,式(2-3)可简化为:

$$P \approx 2P_0 \sin \left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{R_s^2}{\lambda a} \right)$$

又当 $\lambda a/R_s^2 > 3$ 时,有 $\sin \frac{\pi R_s^2}{2\lambda a} \approx \frac{\pi R_s^2}{2\lambda a}$,故式(2-3)又可简化为:

$$P \approx \frac{P_0 F_s}{\lambda a} \quad (2-4)$$

式中 F_s ——圆盘源面积。

由式(2-4)可知, P 与 a 成反比,即当 a 足够大($a > 3R_s^2/\lambda$)时,圆盘源轴线上的声压随距离的增加而衰减,符合球面波的衰减规律。

式(2-3)也可以用曲线形式描述,如图2-5所示。

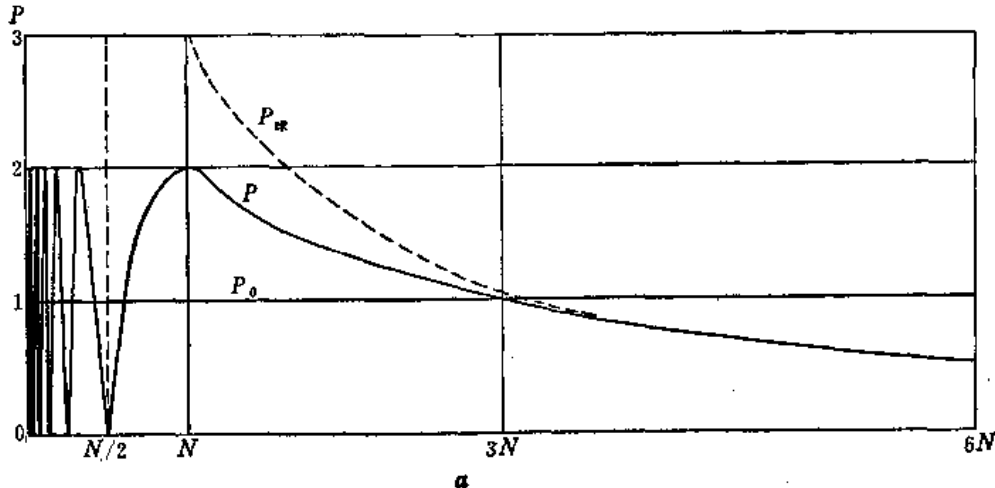


图 2-5 圆盘源轴线上的声压

从图2-5可以看出,当 $a < N$ 时,声压 P 有若干极大值。这是由于在靠近声源处,由声源表面上各点源辐射至轴线上一点的声波,因波程差(即相位差)引起相互干涉造成的,其机理将在后面详述。该范围的声场叫做近场或非涅耳区,最后一个声压极大值至声源的距离称为近场长度 N 。距离大于近场长度的声场叫做远场或夫琅和费区。在远场中,声压随距离的增加而单调衰减。

近场长度 N 取决于声源的尺寸和声波波长。由式(2-3)可知,当 $\frac{\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R_s^2 + a^2} - a \right) = (2n+1) \frac{\pi}{2}$, $n=0, 1, 2, \dots$ 时,有声压极大值,在轴线上的座标 a_m 为:

$$a_m = \frac{4R_s^2 - \lambda^2(2n+1)^2}{4\lambda(2n+1)}$$

从上式可以看出,最后的声压极大值对应于 $n=0$,此时至声源的距离 $a=N$,则,

$$N = \frac{R_0^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{4} \quad (2-5)$$

当 $R \gg \lambda$ 时, $\lambda/4$ 可以忽略, 故:

$$N = \frac{R_0^2}{\lambda} = \frac{D_0^2}{4\lambda} \quad (2-6)$$

式中 D_0 —— 圆盘源直径。

图2-5还表示了球面波声压(图中虚线所示曲线)。由图可知, 在 $a > 3N$ 时, 圆盘源轴线上的声压与球面波的声压之间的差别甚小。为了简化计算, 当 $a > 3N$ 时, 声压实际上是按球面波公式计算的。当 $a < 3N$ 时, 如 $a = 2N$, 通过计算可知误差近似为 0.1; 当 $a = N$ 时, $P_{\text{轴}}/P = \pi/2 \approx 1.6$ 。

(二) 圆盘源前足够远处的声压及指向性

圆盘源辐射声场中任意一点 $M(r, \theta)$ 的声压, 仍可按上述方法求得, 即把声源表面上所有单一点源辐射至 $M(r, \theta)$ 处的声压叠加起来, 就得到 $M(r, \theta)$ 点的声压值。

如图2-6所示, 设在圆盘源表面任意一点 N 处有一面积元 dS (单一点源), 它至 M 点的距离为 r' ; 声源中心至 M 点的距离为 r ; 声源中心至 dS 的距离为 R ; OM 与 Z 轴的夹角为 θ , ON 与 X 轴的夹角为 ψ 。

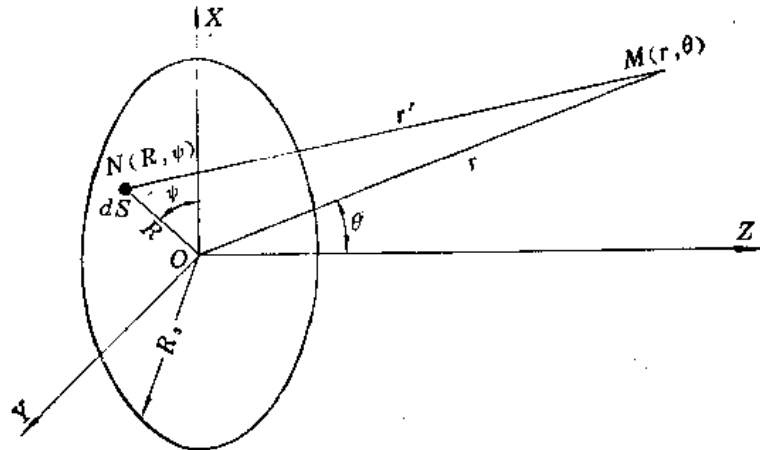


图 2-6 圆盘源声场中任一点的声压推导用图

当 $r \gg R_0$ 时, r' 可近似等于:

$$r' \approx r - R \sin \theta \cos \psi$$

由式(2-1)可求得 dS 辐射至 M 点处的声压 dP ,

$$dP \approx \frac{P_0}{r'} \sin[\omega t - k(r - R \sin \theta \cos \psi)] dS$$

式中 $dS = R dR d\psi$ 。

从而声源表面上所有单一点源辐射至 M 点产生的总声压 $P(r, \theta)$ 为:

$$P(r, \theta) \approx \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{P_0}{r'} \sin[\omega t - k(r - R \sin \theta \cos \psi)] R dR d\psi$$

距离 r' 对点源 dS 辐射至 M 点处的相位和振幅均有影响, 为了简化起见, 只考虑其对

相位的影响, 即将上式中 $\frac{P_0}{r'}$ 的 r' 改为 r , 则:

$$P(r, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{P_0}{r} \sin[\omega t - k(r - R \sin \theta \cos \psi)] R dR d\psi$$

$$= \left(\frac{P_0 F_s}{\lambda r} \right) \left[\frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \right] \sin(\omega t - kr)$$

同前所述, 探伤中只需研究声压振幅, 故:

$$P(r, \theta) = \left(\frac{P_0 F_s}{\lambda r} \right) \left[\frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \right] \quad (2-7)$$

式中 J_1 —— 第一类第一阶贝塞尔函数。

上式成立的条件是 $\lambda r / R_s^2 > 3$ 。

若在圆盘源前足够远处有两点, 该两点至声源中心的距离均为 r 。其中一点在声源轴线上, 即 $\theta = 0$, 其声压 $P(r, 0)$ 的表达式为 $P_0 F_s / (\lambda r)$, 即式 (2-4); 另一点声压 $P(r, \theta)$ 的表达式为式 (2-7)。指向系数 D_c 按下式定义:

$$D_c = \frac{P(r, \theta)}{P(r, 0)} = \frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \quad (2-8)$$

令 $y = kR_s \sin \theta$, 则 $D_c = 2J_1(y) / y$ 。对于每一个 y 值, 即可算出相应的 D_c 值。图 2-7 给出了 D_c 与 y 的关系曲线。

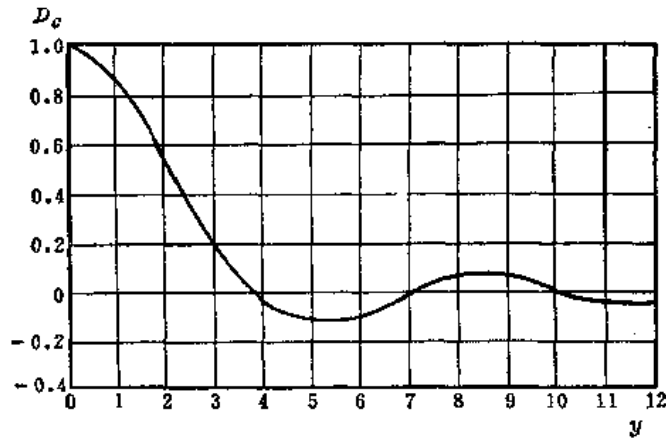


图 2-7 圆盘源 D_c - y 关系曲线图

由图 2-7 可知, 当 $y = 3.83$ 时, $D_c = 0$; $y > 3.83$ 时, D_c 的绝对值均小于 0.1。设与 $y = 3.83$ 对应的 θ 角用符号 θ_0 表示, $2\theta_0$ 范围内的声束叫做主声束。从实用考虑, 可以认为整个声束就限定在 $2\theta_0$ 范围内。 θ_0 则称为半扩散角 (第一零值发散角)。 θ_0 可按下述方法求得:

$$kR_s \sin \theta_0 = 3.83$$

$$\theta_0 = \sin^{-1} \left(\frac{3.83}{R_s} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} \right) = \sin^{-1} \left(1.22 \cdot \frac{\lambda}{2R_s} \right) \quad (2-9)$$

声束集中向一个方向辐射的性质, 叫做声场的指向性。

对于声场中既不在轴线上, 又距声源较近的点, 声压的计算很复杂, 这里从略。

(三) 圆盘源的近场和远场

根据前述及有关理论，可以计算圆盘源声场中各点的声压。图2-8和图2-9示出了一圆盘源声场中几个横截面上理论计算的结果，同时也示出了相应的显示声压分布的人工模拟照片。

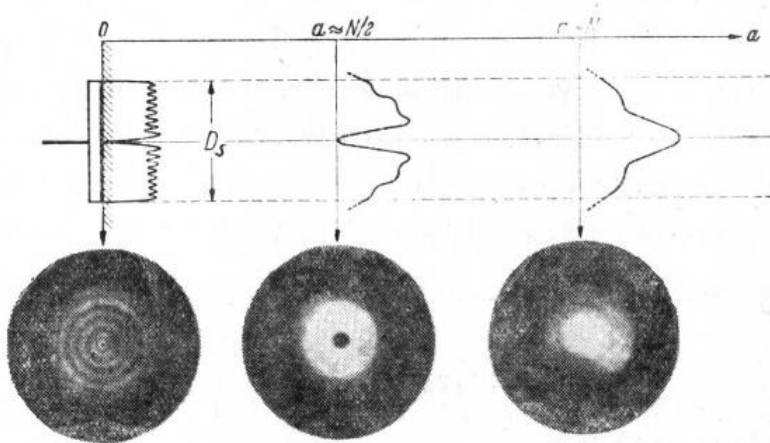


图 2-8 圆盘源 ($R_s/\lambda = 8$) 近场中在 $a=0, N/2, N$ 横截面上声压的分布和相应的模拟照片

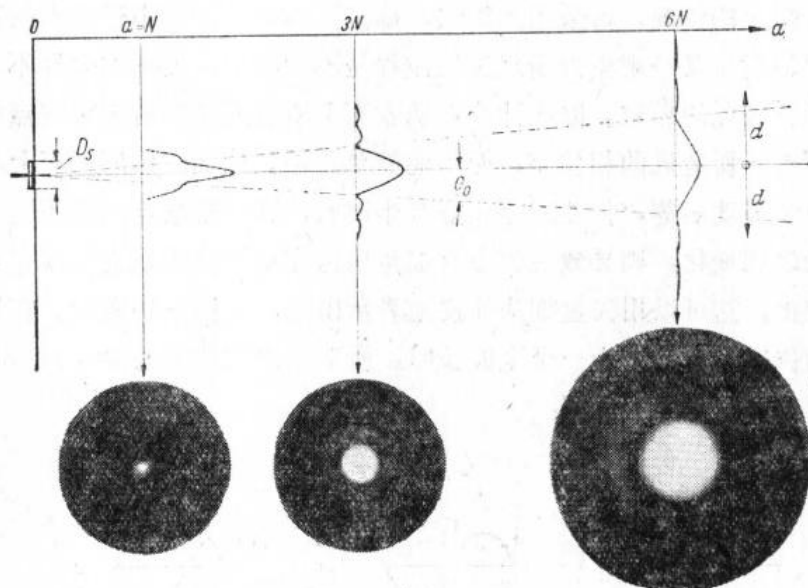


图 2-9 圆盘源 ($R_s/\lambda = 8$) 远场中在 $a=N, 3N, 6N$ 横截面上声压的分布和相应的模拟照片

照片上亮度大处表示声压值大，亮度小处表示声压值小。经验证，理论推导与在液体中的实验结果相符。

图2-8所表示的是圆盘源直径为24毫米，波长为1.5毫米时，在连续激励或至少是长脉冲激励下，近场内各横截面上的声压分布。在接近声源 ($a \approx 0$) 处，横截面上的平均声压近似等于声源的起始声压 P_0 。除轴线上的声压为零外，其他各点的声压值在平均声压附近有微小的波动。在近场范围内，随着至声源距离的增加，轴线上的声压交替地出现极

小值 (即 $P=0$) 和极大值 (即 $P=2P_0$)，见图 2-5。由于 $P \approx 2P_0 \cdot \sin(\pi R_0^2 / 2\lambda a)$ ，当 $a = N/2 = R_0^2 / (2\lambda)$ 时， $P \approx 0$ ，该处是声压极小值点。该极小值点所处的截面上，其周围的声压分布曲线还有极大值。在 $a = N$ 的横截面上只有一个声压极大值，也是轴线上最后一个的声压极大值，其数值为 $2P_0$ 。

图 2-9 是表示远场声压的分布情况图。由图可知，在 $a = N$ 的截面上声压极大值附近的声压分布曲线是陡峭的，随着至声源距离的增加 (如 $a = 3N$ 处)，极大值附近的声压分布曲线变得平缓了，且极大值两侧出现了多个零点和较小的极大值。同时可以看出，在同一截面上，随着至轴线距离的增加，声压极大值的幅度迅速减小。 $a = 6N$ 截面上的声压曲线与 $a = 3N$ 截面的相比，宽度加倍，但高度降低一半。这表明，声束以一定的角度扩散出去。因此，声压曲线第一个零值点与圆盘源中心点的连线 (虚线) 和轴线的夹角即为前面所述的半扩散角 θ_0 。图 2-9 中， $\lambda / 2R_0 = \frac{1}{16}$ ，由式 (2-9) 可知：

$$\theta_0 = \sin^{-1}\left(1.22 \cdot \frac{\lambda}{2R_0}\right) = \sin^{-1}(1.22/16) \approx 4.3^\circ$$

(四) 声场的环带结构

为了更形象地了解声场特性，本节介绍另一种研究声场的方法，即以惠更斯原理为基础的非涅耳环带结构。这种方法实质上是用数值积分的作图方法来代替前面所述的数学分析方法。对于简单的情况，可采用图解法，确定液体介质声场中任意点的声压。声源表面上所有的点源辐射至某一观察点所经过的波程是不相等的，波程的差异不仅影响着声压振幅，而且也影响彼此的相位。因此计算声源表面上所有点源辐射至观察点的合成声压时，必须考虑波程差异所造成的相位差，而不能简单相加。例如，声源表面上某两个点源辐射至观察点的声波强度相等，但波程差正好是半波长，则在观察点的声压完全抵消。若波程差在零和半波长之间变化，则导致观察点合成声压值在单个点源辐射至观察点的声压值的两倍和零之间变化。这可以用矢量加法简便地表示出来，如图 2-10 所示。在该方法中是用波程差来计算相位差。波程差为一个全波长时，所对应的相位差为 2π (或 360°)；波程差为 l 时，所对应的相位差为 φ ，即：

$$\varphi = 2\pi \cdot \frac{l}{\lambda}$$

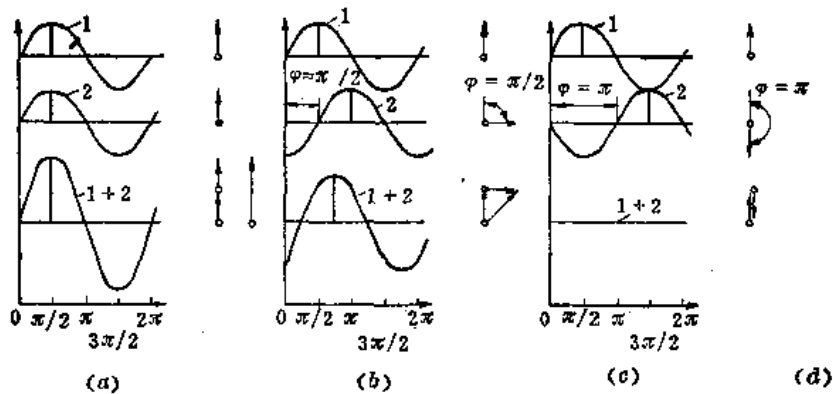


图 2-10 波的矢量加法

(a) $\varphi = 0$; (b) $\varphi = \pi/2$; (c) $\varphi = \pi$; (d) 矢量加法示意图

图2-10表示不同相位的两正弦波在同一点叠加的图形，对每一种相位差的情况，在其右侧表示了相应的矢量加法。两者的结果是相同的，但是矢量加法比较简单清楚。矢量加法是通过作平行四边形进行的，其对角线指出了合成声压和相位，如图2-10 d所示。

下面介绍一下求解声源表面上所有点源辐射至声场中某一点的合成声压（各声压矢量之和）的方法，即菲涅耳提出的环带作图法。设想将声源分为许多菲涅耳环带（简称环带），每一个环带的各点至声场中某一观察点的波程近似相等，即近似地具有同样的相位，如图2-11所示。环带的中心即为自观察点向环带所在平面（声源表面）所作垂线的垂足。

因为声源表面上所有的点源发出的是球面波，故每个环带在观察点处产生的声压正比于各环带的面积，而反比于观察点至各环带的距离。因此，平面声源表面上的第 n 个环带在观察点上产生的声压为：

$$P_n = C \cdot \frac{F_n}{a_n} \quad (2-10)$$

式中 F_n ——第 n 个环带的面积， n 为环带的序号， $n = 1, 2, \dots, m$ ， m 是环带的最大序号；

a_n ——观察点至第 n 个环带的距离；

C ——比例系数，若声源作均匀振荡， C 对于所有环带是同一常数。

如果要把声源分成若干等面积的环带（见图2-12和图2-13），也就是第 n 个环带面积 F_n 等于第一个环带（实际上它是以 r_1 为半径的圆）面积 F_1 ，即：

$$F_n = \pi(r_n^2 - r_{n-1}^2) = F_1$$

则需选取：

$$r_n = r_1 \sqrt{n} \quad (2-11)$$

式中 r_n ——第 n 个环带的外圆半径。

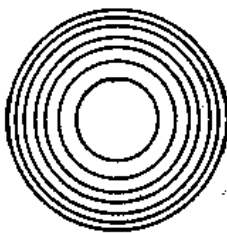


图 2-12 菲涅耳等面积环带

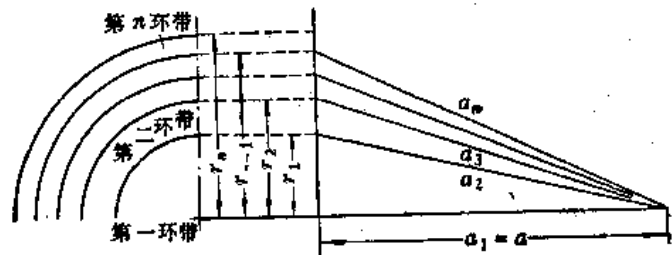


图 2-13 观察点至各环带的距离

由图2-13可知，观察点至第 n 个环带的波程可用下式表示：

$$a_n = \sqrt{r_{n-1}^2 + a^2} \quad (2-12)$$

第 n 个环带相对于第一个环带的相位差按下式求得：

$$\varphi_n = \frac{2\pi}{\lambda} (a_n - a) \quad (2-13)$$

如果观察点位于半径为 R_s 的圆盘源轴线上，则第 m 个（最大序号）环带的外圆半径 $r_m = R_s$ 。

按式(2-11)可将圆盘源的全部面积分为 m 个等面积的环带。例如对于半径 $R_s=12$ 、波长 $\lambda=1.5$ 的圆盘源,将其分成12个等面积的环带,则声源轴线上 $a=N=96$ 毫米及 $a=\frac{1}{2}N=48$ 毫米两点的菲涅耳环带结构如图2-14所示。图中与12个环带对应的声压矢量为1~12,各矢量长度可由式(2-10)和式(2-12)求得,相邻两矢量的相位差由式(2-13)求得。当距离 a 比声源直径 $2R_s$ 大时,则 a_n 的数值相对于 a_1 的变化就微小到在图形上难以辨认,可以忽略其对振幅的影响。故由式(2-10)可知,各矢量长度可近似取成相等。相邻两矢量的相位差 $\Delta\varphi_n$ 也可近似取相同的数值,这时 $\Delta\varphi_n$ 取决于最大序号 m ,而与序号无关^①。当 $a=N=96$ 毫米, $m=12$ 时, $\Delta\varphi_n=15^\circ$;对于 $a=48$ 毫米, $m=12$,则 $\Delta\varphi_n=30^\circ$ 。

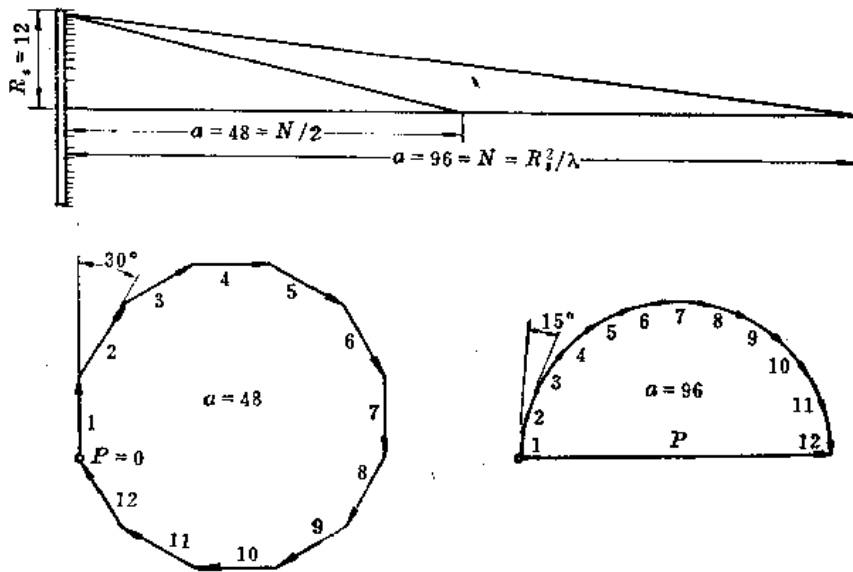


图 2-14 在圆盘源轴线上两点 ($a=N=96$ 毫米及 $a=N/2=48$ 毫米) 的菲涅耳环带结构 (声源半径 R_s 为12毫米, 波长 λ 为1.5毫米)

从图2-14可以看出,当 $a=96$ 毫米时,菲涅耳环带结构为:12个环带在 $a=96$ 毫米处产生的声压矢量链分布在以 $2P_0$ 为直径的半圆上,合成声压值为其直径,即 $P=2P_0$;12个环带在 $a=\frac{1}{2}N=48$ 毫米处的声压矢量分布在以 $2P_0$ 为直径的整个圆周上,形成首尾相接的矢量多边形(近似的正十二边形),合成声压 $P=0$ 。这与图2-8所示的结果相符。当观察点更接近声源时,即 a_n 变小,由式(2-10)可知,矢量长度变长,又由式(2-13)

① 由(2-11)式可知, $r_m = r_1 \sqrt{m} = R_s$, 即 $r_1 = R_s / \sqrt{m}$, 又 $r_{n-1} = r_1 \sqrt{n-1}$, 代入式(2-12)得:

$$a_n = \sqrt{\frac{R_s^2}{m}(n-1) + a^2} \approx a + \frac{R_s^2(n-1)}{2am}$$

同理,

$$a_{n-1} \approx a + \frac{R_s^2(n-2)}{2am}$$

所以,

$$\Delta\varphi_n = \frac{2\pi}{\lambda} (a_n - a_{n-1}) \approx \frac{\pi}{\lambda} \frac{R_s^2}{am}$$

上式表明, $\Delta\varphi_n$ 取决于 m 和 a ,与序号 n 无关。

可知，两相邻矢量的相位差变大，从而导致矢量链在以 $2P_0$ 为直径的圆周上围绕一个整圈以上。每当矢量链首尾刚好相接时，就出现声压极小值 $P=0$ ；当链的始点和终点分别与直径的两端重合时，就出现声压极大值， $P=2P_0$ 。环带分得越细，结果越精确。对于 $R/\lambda=8$ 的声源，实用上将其划分为12个环带，所得结果已足够精确了。

应用菲涅耳环带结构也可以近似地导出式(2-3)，见图2-15。以 $2P_0=AB$ 为直径作圆，就近场而论，它即为矢量链所在圆。设第一个环带辐射至声源轴线上某一观察点的声压矢量 P_1 在 A 处。最后一个环带辐射至轴线上同一观察点的声压矢量 P_m 在 M 处，取 $P_1 \approx P_m$ 。以 M 为圆心， P_1 为半径作圆并与 \widehat{AB} 交于 C 点，连接 MC ，则 \overrightarrow{MC} 即为矢量 P_m （见图2-15）。当环带划分得足够细时，图2-15的关系是成立的。由图2-15可知：

$$\alpha \approx 2\theta$$

即

$$\sin\theta \approx \sin\frac{\alpha}{2}$$

又

$$\alpha = 2\pi - \varphi_m \quad (\varphi_m \text{ 是 } P_m \text{ 与 } P_1 \text{ 的相位差})$$

所以

$$\sin\theta \approx \sin\frac{\varphi_m}{2}$$

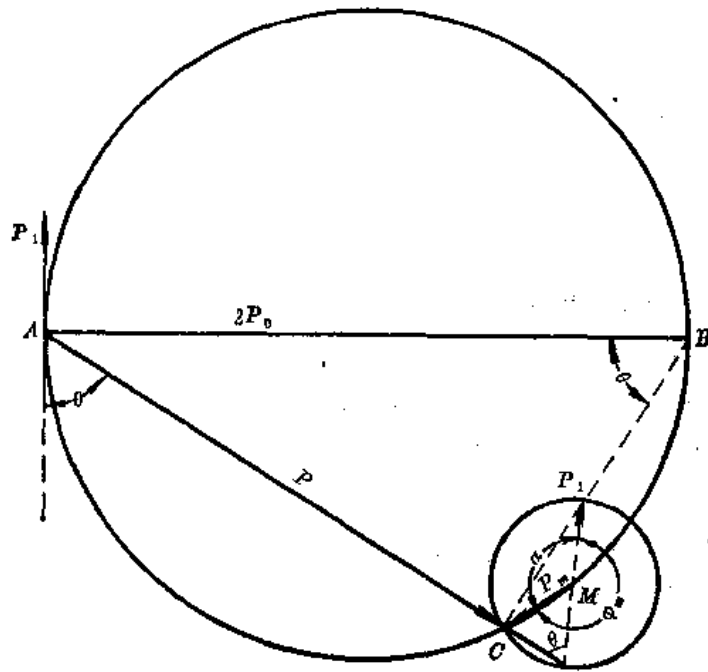


图 2-15 用非涅耳环带结构法近似表示圆盘源轴线上的声压

连接 AC ，则 \overrightarrow{AC} 表示所有的环带在轴线上观察点的合成声压矢量，其长度即为合成声压值。

$$P = |\overrightarrow{AC}| = 2P_0 \sin\theta \approx 2P_0 \sin\frac{\varphi_m}{2}$$

由式(2-13)可知

$$\varphi_m = \frac{2\pi}{\lambda} (a_m - a)$$

当 m 足够大时, 可知, $a_m \approx \sqrt{R_s^2 + a^2}$ 。

$$\varphi_m \approx \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{R_s^2 + a^2} - a)$$

$$P \approx 2P_0 \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} (\sqrt{R_s^2 + a^2} - a) \right]$$

此式即是式 (2-3)。

在远场中, 随着距离 a 的增加, 各矢量之间的相位差 $\Delta\varphi_n$ 愈来愈小, 矢量链逐渐趋于直线; 同时, 每一矢量链节的长度逐渐变短且接近相等。在这种情况下, 各矢量可以简单相加而不考虑相位差。圆盘声源即可看成与球面波声源一样。

如前所述, 当 $a = N$ 时, $P = 2P_0$ 。如果这时不考虑各环带在观察点处所产生声压的相位差 (即按球面波考虑), 则合成声压为各环带在观察点处所产生声压的代数和, 其值等于直径为 $2P_0$ 的半圆周周长, 即 $\frac{\pi}{2} 2P_0$ 。

随着至声源距离 a 的增加, 诸声压的矢量和与代数和之间的差值愈来愈小, 当 a 增至 $3N$ 时, 两者就基本一致了 (见图2-5)。

借助图2-14所示的声场环带结构, 可以研究各环带对合成声压的影响。当观察点至声源的距离较大, 如 $a = N$, 靠近圆盘源边缘的环带对观察点合成声压的贡献是较小的, 若遮挡声源边缘处一两个环带, 结果只是使声压的相位有较大变化, 而其声压值几乎不变。但是距离较小, 如 $a = N/2$, 情况就不同了, 圆盘源近边缘处的环带的任何遮挡或减弱其辐射强度, 观察点处的合成声压立即从零跃变到较高的数值, 即 $a \approx N/2$ (声压值为零) 处, 对声源的不均匀辐射是敏感的。

三、矩形源辐射的纵波声场

对于一边长分别为 $2a$ 和 $2b$ 的矩形声源, 在前提条件与圆盘源相同的情况下, 以图2-16所示的座标系统, 应用液体介质中的声场理论, 可求得远场一点 Q 处的声压振幅 $P(r, \theta, \psi)$ 。在 r 足够大的条件, 其计算公式为:

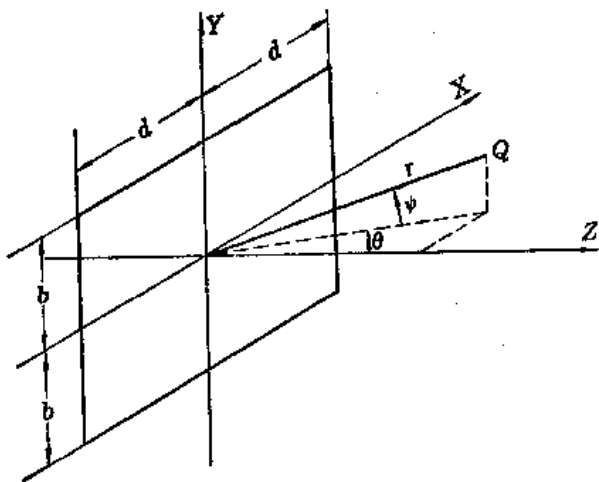


图 2-16 矩形源声场的座标系统

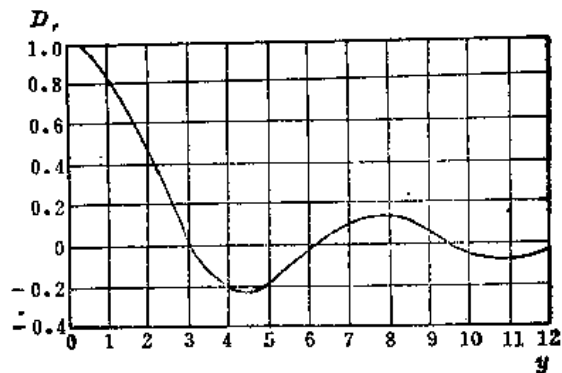


图 2-17 矩形源 D_r - y 关系曲线图

$$P(r, \theta, \psi) = \frac{P_0 F_1}{\lambda r} \cdot \frac{\sin(kd \sin \theta \cos \psi)}{kd \sin \theta \cos \psi} \cdot \frac{\sin(kb \sin \psi)}{kb \sin \psi} \quad (2-14)$$

式中 F_1 —— 矩形源面积。

当 $\theta = \psi = 0$ 时, 从式 (2-14) 可求得远场轴线上某点的声压 $P(r)$,

$$P(r) = \frac{P_0 F_1}{\lambda r} \quad (2-15)$$

当 $\theta = 0$ 时, 从式 (2-14) 可求得通过轴线且平行于矩形源 $2b$ 边的平面内远场某点的声压 $P(r, \psi)$ 为:

$$P(r, \psi) = \frac{P_0 F_1}{\lambda r} \frac{\sin(kb \sin \psi)}{kb \sin \psi} \quad (2-16)$$

从而, 在该平面内的指向系数 D_r 为:

$$D_r = \frac{P(r, \psi)}{P(r)} = \frac{\sin(kb \sin \psi)}{kb \sin \psi} = \frac{\sin y}{y} \quad (2-17)$$

为了计算方便, 在图2-17中给出了与 $y = kb \sin \psi$ 对应的 D_r 值。

由式 (2-17) 和图2-17可知, 当 $y = kb \sin \psi = \pi$ 时, $D_r = 0$ 。此时的 ψ 角称为通过轴线且平行于 $2b$ 边的平面内半扩散角, 以 ψ_0 表示, 即:

$$kb \sin \psi_0 = \pi \quad (2-18)$$

当 ψ_0 较小时, 上式可写成

$$\left. \begin{aligned} \psi_0 &\approx \frac{\pi}{kb} = \frac{\lambda}{2b} \quad (\text{弧度}) \\ \psi_0 &\approx \frac{57 \lambda}{2b} \quad (\text{度}) \end{aligned} \right\} \quad (2-19)$$

或

当 $\psi = 0$ 时, 同理可求得通过轴线且平行于 $2d$ 边的平面内半扩散角 θ_0 ,

$$\left. \begin{aligned} \theta_0 &\approx \frac{\lambda}{2d} \quad (\text{弧度}) \\ \theta_0 &\approx \frac{57 \lambda}{2d} \quad (\text{度}) \end{aligned} \right\} \quad (2-20)$$

或

矩形源的指向性如图2-18所示。 $d = b$ 时, 主声束呈棱角状 (图2-18a); $d < b$ 时, 主声束呈扁平状 (图2-18b)。

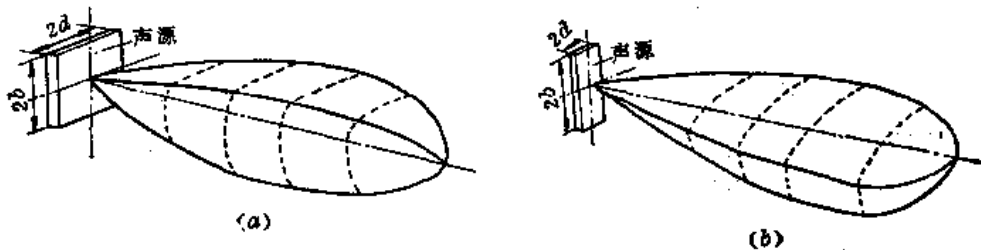


图 2-18 矩形源的指向性
(a) $d = b$, (b) $d < b$

四、液体介质和固体介质中纵波声场的比较

以上的讨论都是针对液体介质而言的, 而在超声检验中遇到的大多是固体介质。下面略述一下固体介质中纵波声场公式, 并与液体介质相应的声场公式进行比较。这里讨论的

是均匀的各向同性的固体介质，且不考虑介质对声波的衰减。衰减问题在本节最后部分予以介绍。

设声源表面上某一点源 dS 在固体介质中辐射至任一观察点 M 处的声波，促使 M 处质点沿着 dS 与 M 连线（即 r' ）方向振动，见图2-6。若观察点在声源轴线上时，由于声源的轴对称性，则声源表面上各点源在该观察点造成的合成位移是在轴线方向上，即在观察点上位移的叠加是比较简单的，因此可以对声源面积积分，求解合成位移。若观察点距声源足够远，声源表面上所有点源对观察点可以近似地认为产生同一方向（图2-6中的 r 方向）的位移，从而也可以对声源面积积分，求解合成位移。对这两种情况，都可以推导出近似的或者比较准确的声场公式，其形式类似于液体介质中相应的声压公式。若观察点距声源较近且不在轴线上，声源上所有点源在观察点产生不同方向的位移，且在固体介质中靠近声源的声场不单纯是纵波，还有横波存在，这就使声压计算变得非常复杂、困难（有人在这方面作出了一定的计算结果，本书不再叙述）。

下面是对声波无衰减的均匀固体介质中距声源足够远（ $r > 3R_s^2/\lambda$ ）处的声压表达式：

圆盘源（参见图2-6）：

$$P_s(r, \theta) = \frac{K_1 R_s^2}{\lambda r} \cdot \frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \quad (2-21)$$

矩形源（参见图2-16）：

$$P_s(r, \theta, \psi) = \frac{K_1 db}{\lambda r} \cdot \frac{\sin(kd \sin \theta \cos \psi)}{kd \sin \theta \cos \psi} \cdot \frac{\sin(kb \sin \psi)}{kb \sin \psi} \quad (2-22)$$

式中 λ —— 声波在固体介质中的波长；

K_1 —— 与固体弹性性能、声阻抗、频率、激发强度有关的常数；

其余符号同式（2-7）和（2-14）。

将固体介质中的声压表达式（2-21）和（2-22）与液体介质中相应的声压表达式（2-7）和（2-14）相比较，可以看出，它们的基本形式相同。但是，在推导过程中简化方法有不同之处。以式（2-7）和式（2-21）为例，在处理 r' 参量上（参见图2-6）都取了近似值。而在推导式（2-21）时，认为圆盘源表面上所有的点源对固体介质声场中某点的位移贡献都在 r 方向上，比推导式（2-7）多取了一次近似，因此式（2-21）的误差比式（2-7）大。由这两式可知，对于同样的 θ 角，在液体和固体介质中得到相同的指向系数 D_s ，但固体介质中声场更精确的计算结果表明，在同一发散角下，其指向系数比液体中的小，即在同样条件下，固体介质中的主声束更为集中，如图2-19所示。

由图2-19可以看出， θ 角在 20° 以内时，固体介质和液体介质的指向系数 D_s 近似相等，但在固体介质中声场有横波成分。当声源直径与波长的比值较大时，横波成分相对变小（见图2-19b）。

根据上述讨论，在均匀的各向同性的固体介质中，在横波成分可以忽略的情况下，在一定范围内（如 $\theta \leq 20^\circ$ ）时，可以近似引用液体介质中的声场公式。

若用下式计算圆盘源在固体介质中主声束的半扩散角 θ_0 ，则与实验结果更符合：

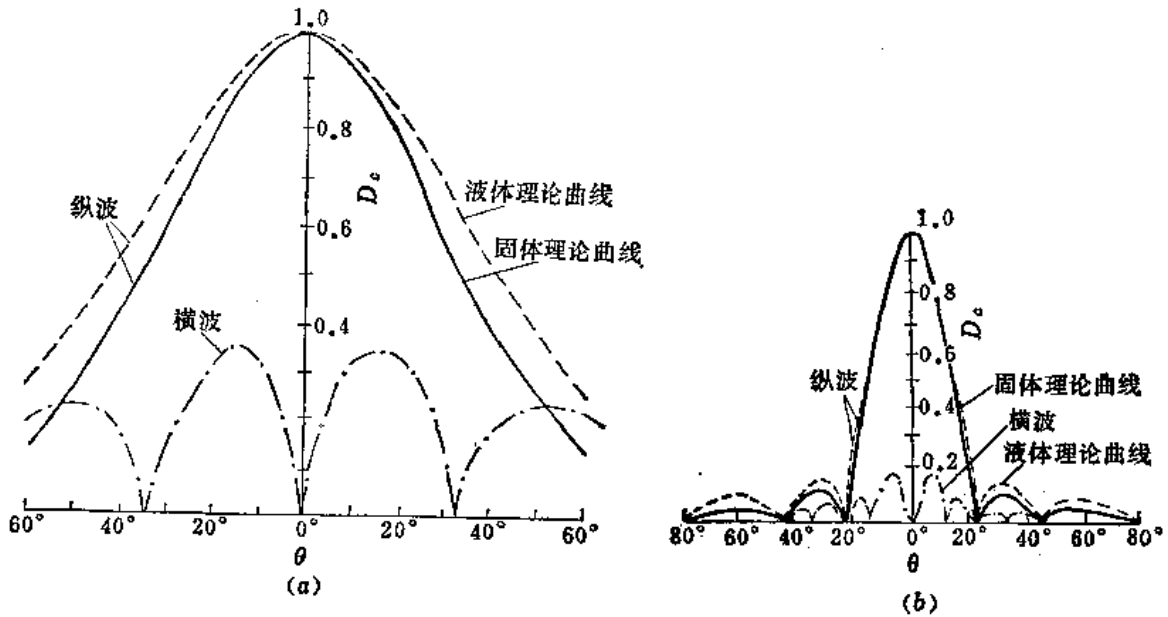


图 2-19 固体介质和液体介质中声源指向性的比较

(钢铁 \$C_L \approx 5800\$ 米/秒, \$C_T = 3200\$ 米/秒)

(a) \$f = 0.5\$ 兆赫, \$D_s = 20\$ 毫米; (b) \$f = 1\$ 兆赫, \$D_s = 20\$ 毫米

$$\theta_0 = \sin^{-1} \frac{\lambda}{2R_s} \quad (2-23)$$

五、非均匀激发声源（高斯声源）的纵波声场

由于圆盘源在近场内的轴线上或横截面上有若干个声压极大值和极小值，因此，在近场内探伤时，对缺陷定位、定量都较困难，尤其当声源直径 \$D_s\$ 与波长 \$\lambda\$ 的比值较大时，近场长度较长，对探伤影响更大。例如，圆盘源直径为 20 毫米，频率为 2.5 兆赫的纵波探头探测钢材（即 \$\lambda = 2.34\$ 毫米）时，近场长度在 40 毫米以上，这时在 40 毫米内探伤就较困难。

近场内之所以有若干声压极大值和极小值，以及副瓣波束，是由于声波的干涉造成的，而声源的边缘区域对此起着主要作用。如果能使声源的激发自中心向边缘逐渐减弱，即采用非均匀激发声源，就能改善近场内的声压分布。在探伤中实际使用的圆盘状压电晶片，其边缘区域比中心部分的激发强度较弱。图 2-20a 示出了一般声源（圆盘状压电晶片）的激发曲线和对应的近场声压曲线。由图可以看出，实际上圆盘状压电晶片的近场轴线上的声压极大值和极小值的数目比理论上少，且声压极大值小于 \$2P_0\$，极小值大于零。实际的声压分布曲线与声源的型式、形状及探头安装有关。

如果以高斯钟形曲线表示的激发强度来激发声源，则可以从根本上改善近场内的声压分布。高斯曲线可用下式描述：

$$f(\rho) = e^{-\frac{\rho^2}{R_0^2}}$$

式中 \$\rho\$ ——以声源中心为零点的径向座标（恒为正的变量）；

\$R_0\$ ——常数；

\$f(\rho)\$ ——高斯函数。

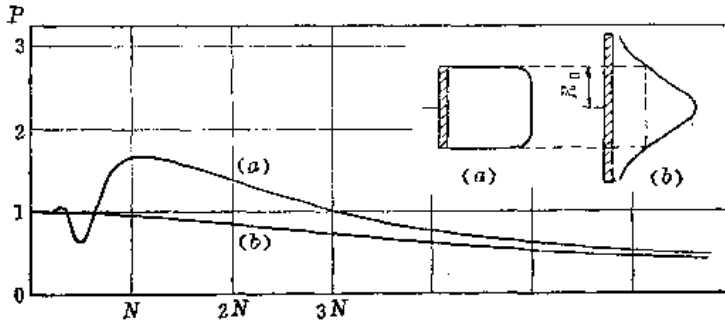


图 2-20 非均匀激发声源横截面上的激发曲线和轴线上的声压曲线
(a)一般圆盘状压电晶片；(b)高斯声源

高斯激发曲线和声压分布，如图2-20b所示。实用上，可采用在圆盘状压电晶片上附以菊型电极（即所谓高斯声源）来实现高斯函数激发，如图2-21所示。

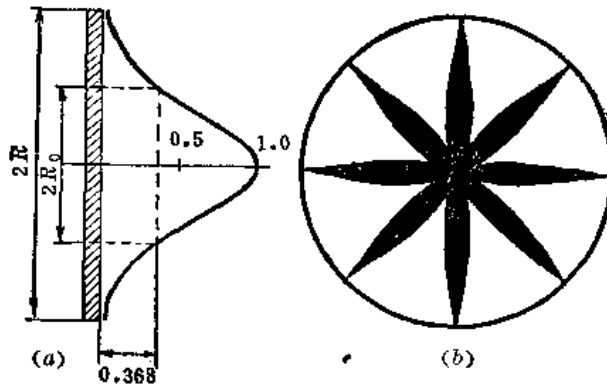


图 2-21 高斯声源（菊型电极）

(a)高斯声源的速度分布 $v = v_0 \left(1 - \frac{\rho^2}{R_0^2}\right)^2$ (ρ 为自声源中心算起的径向长度)；(b)菊型电极

压电圆盘和菊型电极的直径为 $4R_0$ ，其有效直径为 $2R_0$ ，即其声场特性近似等效于直径为 $2R_0$ 的圆盘源。

高斯声源轴线上的声压 P_g 由下式决定：

$$P_g = P_0 / \sqrt{\left(\frac{A}{\pi}\right)^2 + 1} \quad (2-24)$$

式中 A ——归一化距离， $A = a/N$ ， N 为等效圆盘源的近场长度（ R_0^2/λ ）， a 为轴线上一点至声源的距离。

在距离相同的条件下，声压减小到轴线上声压的30%时的半扩散角可由下式决定：

$$\sin\theta_{30} = 1.22 \cdot \frac{\lambda}{2R_0} \quad (2-25)$$

从图2-20及式（2-24）可知，在三倍近场区以内，高斯探头与等效直径的一般圆盘源相比，轴线上的声压降低了许多。由式（2-25）可知，高斯探头的主声束比等效直径的一般圆盘源更发散。

六、压电晶片辐射的纵波声场有关问题

前述声场理论，一般来说，可以用于描述超声检验中探头所发射的声场，现在讨论在

实际检验中涉及到的几个问题。

(一) 声场的三个区域

就圆盘状压电晶片而言，可以把其辐射声场分为三个区域：

第一区域 ($0 \leq a \leq N$)：实验表明，对于直径大于压电晶片直径60%的反射体而言，这一区域的声场可以看成是声压为 P_0 的平面波声场。

第二区域 ($N \leq a \leq 3N$)：在这区域内轴线上的声压可按式 (2-3) 计算，即：

$$P = 2P_0 \sin \left[\frac{\pi}{\lambda} (\sqrt{R_s^2 + a^2} - a) \right]$$

第三区域 ($a > 3N$)：轴线上的声压可按式 (2-4) 计算，即：

$$P = P_0 \cdot \frac{F_s}{\lambda a}$$

(二) 指向性、指向系数及其在回波检验法中的应用

声场的指向性和指向系数也可用图2-22所示的曲线来描绘。

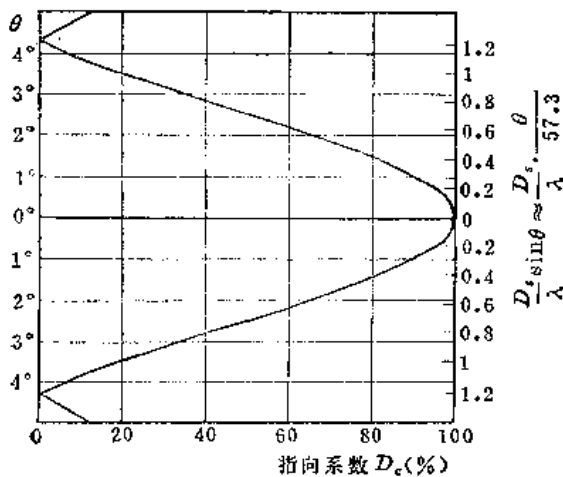


图 2-22 远场中半扩散角 θ 与对应的指向系数 D_c 的关系曲线
(圆盘源直径为24毫米，波长为1.5毫米)

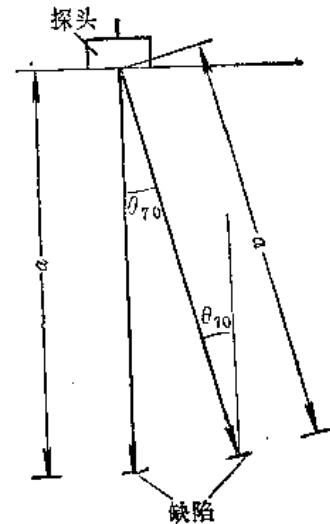


图 2-23 回波法中指向系数示意图

图2-22是 $D_s/\lambda = 16$ (例如声源直径为24毫米、波长为1.5毫米) 时远场中的指向系数曲线。横座标为指向系数 D_c ，左侧纵座标为半扩散角 θ 。图中曲线还适用于声源直径和波长之比 (D_s/λ) 为任意值的情况，但这时须用图中右侧的纵座标 $(D_s/\lambda) \sin \theta \approx (D_s/\lambda) \cdot (\theta/57.3)$ 。

由式 (2-8) 及图2-7可知，当 D_s 给定后，与其相应的 y 就为确定值，又：

$$y = bR_s \sin \theta = \frac{2\pi}{\lambda} R_s \sin \theta = \frac{\pi D_s}{\lambda} \sin \theta$$

所以，在 D_s 给定后， $(D_s/\lambda) \sin \theta$ 也为确定值。图2-22中的右侧纵座标 $(D_s/\lambda) \sin \theta$ 就是根据这一道理，按 $D_s/\lambda = 16$ 和一系列 θ 值对应画出的。这时 $D_c \sim (D_s/\lambda) \sin \theta$ 曲线就适用任意的 D_s/λ 。例如，一直径 $D_s = 24$ 毫米的声源，使用1兆赫的超声频率，辐射的纵波在钢中传

播, 求与指向系数 $D_c = 50\%$ 对应的 θ_{50} 。由题意可知, $\lambda = 6$ 毫米, 所以 $D_s/\lambda = 4$, 在图 2-22 中找出与横坐标 $D_c = 50\%$ 对应的的曲线上一点, 该点在右侧纵坐标上的数值为 0.7, 即 $(D_s/\lambda)\sin\theta_{50} = 0.7$, 故

$$\theta_{50} = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{D_s} \times 0.7\right) \approx 10^\circ$$

应用回波法检验工件时, 某些微小缺陷往往只能在与声源轴线成一定角度时被发现, 因此, 了解回波声压与相对于声源轴线上同距离处声压的百分比 (即指向系数 D_c) 对正确判断缺陷的大小是很重要的。因为一个兼收兼发声源的指向性, 对于收发都是一样的, 所以在回波法中, 灵敏度特性等于声源指向系数的平方。如图 2-23 所示, 设声源面积为 F_s , 声束轴线上距声源 a 处有一面积为 F_f 的缺陷, 探头收到的回波声压 P_f 为:

$$P_f = \frac{P_0 F_s F_f}{\lambda^2 a^2}$$

对于 θ_{70} 声射线上同一距离的相同缺陷, 探头收到的回波声压 P'_f 为:

$$P'_f = \frac{P_0 F_s F_f}{\lambda^2 a^2} \times 0.7^2 \approx P_f \times 0.5$$

上式表明: 同一距离的相同缺陷当其偏离声源轴线 θ_{70} 时, 其回波声压为其在声源轴线上时的 $0.7^2 \approx 0.5$ 倍, 即:

$$\theta_{70} \approx \theta_{50} \text{ (回波)}$$

圆盘源和矩形源在液体和固体介质中主声束的半扩散角分别按式 (2-9) 及式 (2-19)、(2-20) 计算, 这些计算公式仅适用于 D_s/λ 较大, 即 θ_0 较小的情况。当声源尺寸很小, 即 λ/D_s 趋近于 1 时, 用较严谨的理论计算可知, 其半扩散角趋近 90° , 波阵面近似于球形。对于固体介质, 其声场如图 2-24 所示。由图可以看出, 在声场的侧向产生显著的横波和表面波。

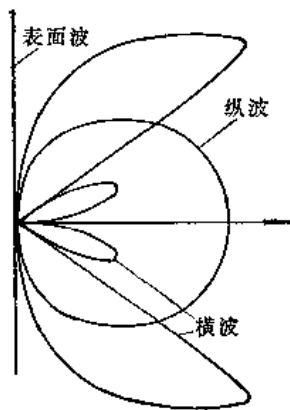


图 2-24 小声源 (λ/D_s 较大时) 辐射声场在固体介质中的方向特性

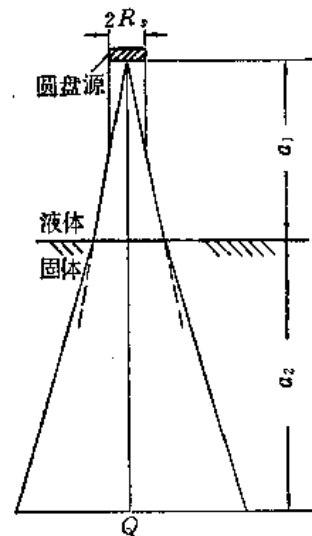


图 2-25 通过液体/固体界面的纵波声场

(三) 声束通过不同介质界面时轴线上的声压

现在讨论一下超声声束首先通过液体介质, 然后垂直通过液体/固体界面再进入固体

中的情况，如图2-25所示。如果在液体中传播的波程小于其近场长度，则在固体中还有剩余的近场。剩余近场长度根据声波在液体中的声速与固体中声速的比值计算，例如，水与钢的声速比近似为1/4，则在钢中的剩余近场长度为按水中计算剩余近场长度的1/4。这是由于声波在钢中的波长比水中的大，从而干涉作用减弱的缘故。根据折射定律，固体中的半扩散角（自界面开始）也按声速比突然增加。

可以通过下述方法近似求得圆盘源在固体介质中声束轴线上某点Q的声压：
设 $A = a/N$ ， $N = R_0^2/\lambda$ ， a 为声波传播路程，将A代入式(2-4)得：

$$P \approx P_0 \pi \cdot \frac{1}{A} \quad (A > 3)$$

又 $N_1 = R_0^2/\lambda_{液}$ ， $N_2 = R_0^2/\lambda_{固}$ ，而

$$A = \frac{a_1}{N_1} + \frac{a_2}{N_2}$$

所以

$$P_Q \approx \frac{P_0 \pi D}{\frac{a_1}{N_1} + \frac{a_2}{N_2}} \quad (2-26)$$

式中 D ——声压透射率。

这里忽略了横波、表面波的干扰及材质对声的衰减作用。

(四) 粗糙的探测面对声场指向性的影响

当探测面凹凸不平时，声源上各点即使作同相位同振幅的振动，由于声源和探测面之间的油膜厚度不同，声波通过油膜厚度较大处时（即探测面下凹处），其波前将滞后，致使声场指向性发生变化，如图2-26所示。若凹凸不平呈垂直于探测面的锯齿状，且锯齿的深度为声波在油膜中波长的一半时，则凹凸部分作相位相反的振动，从理论上可以将其看成相位交替变化的格子状声源。这时，由于声束轴线偏离声源轴线，指向系数不是在声源轴线上最大，而是在偏离声源轴线某一角度的方向上最大，如图2-27所示。某些实验结果表明，格子状声源的声束轴线偏离实际声源（压电晶片）轴线的角度多达10°。这说明粗糙的探测面对声场指向性可能产生很大的影响。

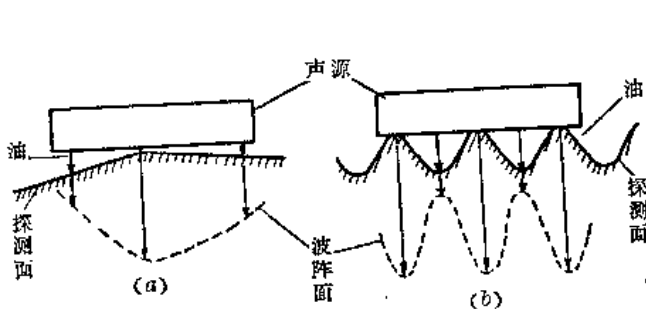


图 2-26 探测面凹凸不平引起波前形状的变化

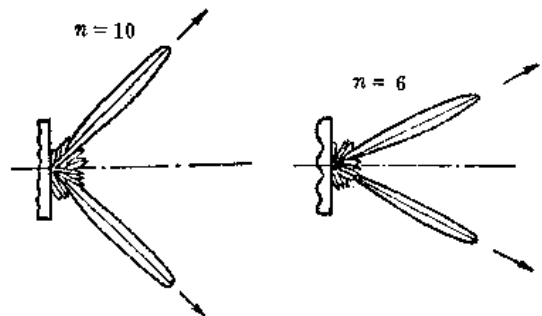


图 2-27 格子状声源声场的指向性
(声源 $D_s = 20$ 毫米， $f = 2.25$ 兆赫) n —格子数目

七、斜探头辐射的横波声场

以上叙述的是直探头辐射的纵波声场。现在讨论目前广泛使用圆盘源或矩形源辐射纵波，再通过有机玻璃透声楔，使其倾斜入射至被检材料界面，在被检材料中折射形成的横

波声场。斜探头辐射的横波声场与纵波声场相比，有其特殊性，而且也更为复杂，不能简单地把纵波声场的公式直接引用到横波声场中来。这里仅综合有关参考资料[3]、[4]，介绍一种横波声场远场声压分布近似的理论计算方法。

在讨论横波声场以前，首先将入射平面内的实际声源（其轴线与界面法线成 α 角；声源中心 O 至入射点的距离为 l_1 ）转换成轴线与被检材料中折射横波声束轴线重合的虚构声源，其中心 O' 至入射点的距离仍为 l_1 ，如图2-28所示。

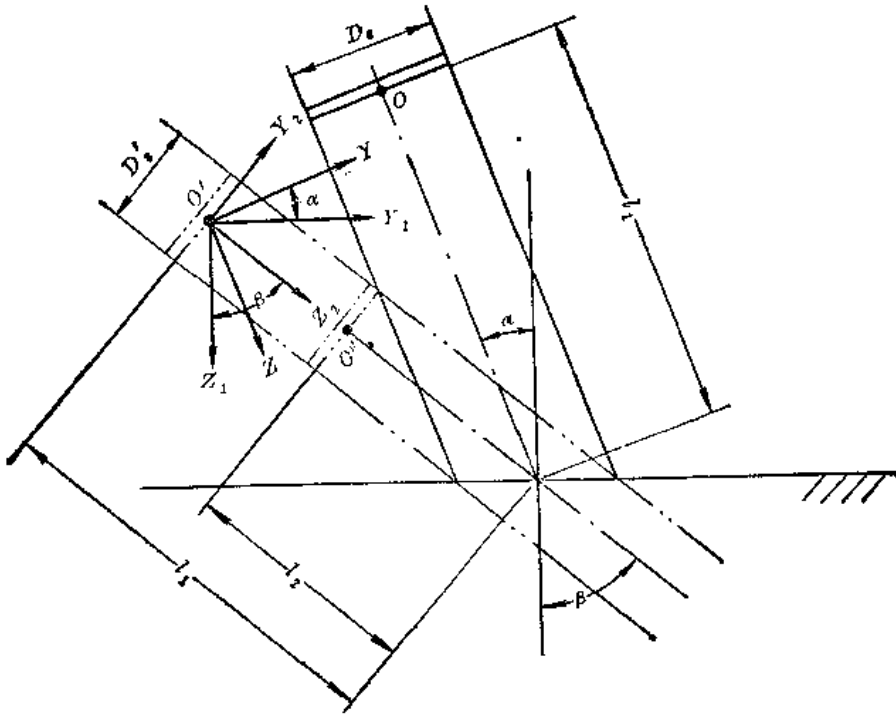


图 2-28 声源及坐标系的变换

若实际声源的直径为 D_s ，则从简单的几何投影关系可知，虚构源是一个长轴为 D_s ，短轴为 D'_s 的椭圆，且：

$$\frac{D'_s}{AB} = \cos\beta$$

$$\frac{D_s}{AB} = \cos\alpha$$

则
$$D'_s = D_s \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \tag{2-27}$$

参照式(2-21)及式(2-22)，可求得虚构源在有机玻璃透声楔内纵波声场远场中某点 Q 的声压，即：

圆盘源

$$P_s(r, \theta) = \frac{K_1 R_s^2 \cos\beta}{\lambda_{11} r \cos\alpha} \left[\frac{2J_1\left(\frac{\omega}{c_{11}} R_s \sin\theta\right)}{\frac{\omega}{c_{11}} R_s \sin\theta} \right] \tag{2-28}$$

矩形源

$$P_s(r, \theta, \psi) = \frac{K_1 db \cos \beta}{\lambda_{11} r \cos \alpha} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{11}} d \sin \theta \cos \psi\right)}{\frac{\omega}{c_{11}} d \sin \theta \cos \psi} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{11}} b \sin \psi\right)}{\frac{\omega}{c_{11}} b \sin \psi} \quad (2-29)$$

式中 λ_{11} ——透声楔内的纵波波长;

c_{11} ——透声楔内纵波声速;

K_1 ——与透声楔的弹性性能、声阻抗、超声频率和声源激发强度有关的常数。

式(2-28)和式(2-29)是在 (x, y, z) 坐标系中得出的, 见图2-6和图2-16。

为了推导在入射平面内及与入射平面垂直并通过折射波声束轴线的平面内的横波声场声压公式, 需要进行几次坐标变换。坐标系之间的转换关系如图2-28所示。将实际声源从位置 O 移位到位置 O' , 首先使 Y 轴和 Z 轴以 X 轴为轴顺时针旋转 α 角(即入射角), 得到 (x_1, y_1, z_1) 坐标系, 然后将 Y_1 轴和 Z_1 轴以 X_1 轴为轴逆时针旋转 β 角(即折射角)得到 (x_2, y_2, z_2) 坐标系。各坐标系的原点都在 O' 处, 且 X 轴的方向不变(即与图面垂直)。下面主要就矩形源进行推导。

(一) 在 (x_1, y_1, z_1) 坐标系中的横波声场

坐标系 (x_1, y_1, z_1) 与 (x, y, z) 的相互关系如图2-29所示。由图可知, 对声场中某点 Q 在 (x, y, z) 坐标系中 XZ 平面上的投影为 Q_1 , 在 (x_1, y_1, z_1) 坐标系中 X_1Y_1 平面上的投影为 Q_2 。则:

$$r \cos \psi \sin \theta = x$$

$$r \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_1\right) \sin \psi_1 = x_1$$

因为 X 与 X_1 同轴, 所以 $x = x_1$, 即:

$$\cos \psi \sin \theta = \sin \theta_1 \sin \psi_1 \quad (2-30)$$

又由图2-29可知: $y = r \sin \psi$

$$y_1 = r \sin \theta_1 \cos \psi_1$$

$$z_1 = r \cos \theta_1$$

根据坐标变换的转轴公式可得:

$$y = y_1 \cos \alpha - z_1 \sin \alpha$$

即 $r \sin \psi = r \sin \theta_1 \cos \psi_1 \cos \alpha - r \cos \theta_1 \sin \alpha$

$$\text{所以 } \sin \psi = \sin \theta_1 \cos \psi_1 \cos \alpha - \sin \alpha \times \sqrt{1 - \sin^2 \theta_1} \quad (2-31)$$

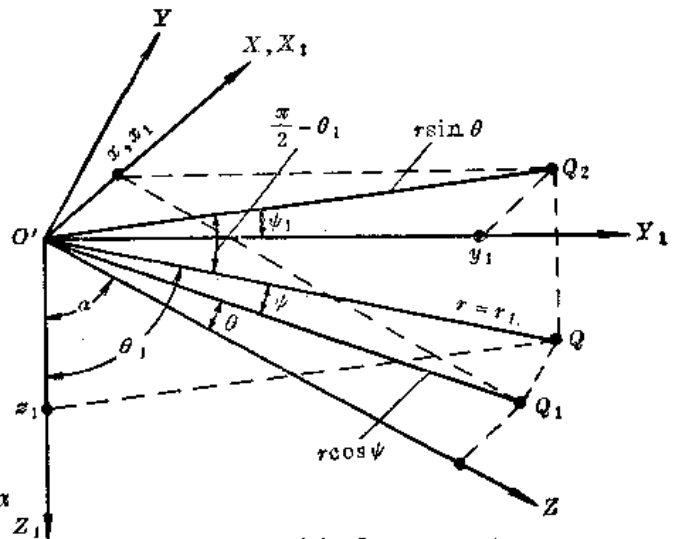


图 2-29 坐标系 (x_1, y_1, z_1) 与 (x, y, z) 的关系

因纵波在透声楔中以 θ_1 角入射至被检材料的界面上, 经波型转换后, 折射横波以 θ_2 角在被检材料中传播。

由折射定律可知:

$$\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_2} = \frac{c_{11}}{c_{t2}} \quad (2-32)$$

式中 c_{11} ——透声楔中纵波声速；

c_{t2} ——被检材料中的横波声速。

将式(2-30)、(2-31)、(2-32)代入式(2-29)，并把与座标变换无关的 λ_{11} （透声楔中纵波波长）换成 λ_{t2} （被检材料中横波波长），即得到被检材料中横波声场的声压 $P_s(r_1, \theta_2, \psi_1)$ 的表达式：

$$P_s(r_1, \theta_2, \psi_1) = \frac{K_2 db \cos\beta}{\lambda_{t2} r_1 \cos\alpha} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{11}} d \eta_1\right)}{\frac{\omega}{c_{11}} d \eta_1} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{11}} b \gamma_1\right)}{\frac{\omega}{c_{11}} b \gamma_1} \quad (2-33)$$

式中 $\eta_1 = \frac{c_{11}}{c_{t2}} \sin\theta_2 \sin\psi_1$ ；

$$\gamma_1 = \frac{c_{11}}{c_{t2}} \sin\theta_2 \cos\psi_1 \cos\alpha - \sin\alpha \sqrt{1 - \left(\frac{c_{11}}{c_{t2}}\right)^2 \sin^2\theta_2}；$$

K_2 ——系数，包括常数 K_1 及超声波透过界面时的透射率。透射率与 θ_1 或 θ_2 有关，当 θ_1 或 θ_2 变化不大时，透射率可看成常数。

r_1, θ_2, ψ_1 三个参量之间的关系，可参见图2-30。

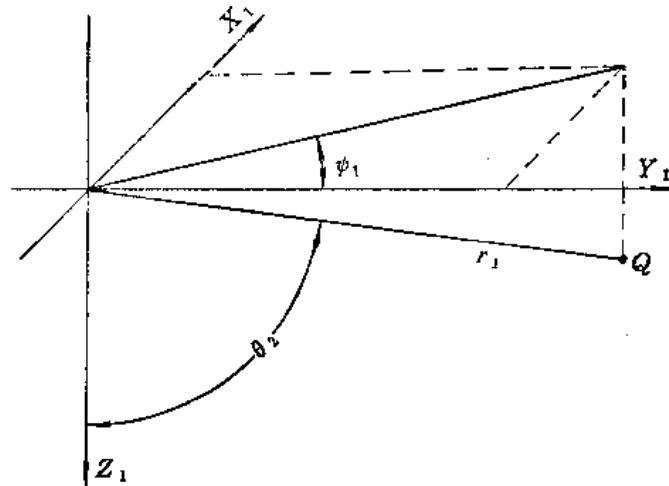


图 2-30 在 (x_1, y_1, z_1) 坐标系中的 r_1, θ_2, ψ_1

同理可求得圆盘源在 (x_1, y_1, z_1) 坐标系中的横波声场声压公式：

$$P_s(r_1, \theta_2, \psi_1) = \frac{K_2 R_2^2 \cos\beta}{\lambda_{t2} r_1 \cos\alpha} \cdot \frac{2J_1\left(\frac{\omega}{c_{11}} R_2 \sqrt{\eta_1^2 + \gamma_1^2}\right)}{\frac{\omega}{c_{11}} R_2 \sqrt{\eta_1^2 + \gamma_1^2}} \quad (2-34)$$

必须说明的是：在运用式(2-33)及式(2-34)计算横波声场的声压时，应将透声楔中的纵波波程 l_1 ，折算成被检材料中的横波等效波程 l_2 。换言之，对横波声场而言，虚构源中心的位置不在 O' ，而是位于 O'' ，在进行座标变换时，各个坐标系的原点都在距入射点距离为 l_2 的 O'' 处，如图2-28所示。

就圆盘源而言，在透声楔内的近场长度 $N_1 = R^2/\lambda_{t1}$ ，在被检材料中的近场长度 $N_2 = R_s^2 \cos\beta / (\lambda_{t2} \cos\alpha)$ ①。设在两种介质中的归一化距离分别为 $A_1 = l_1/N_1$ 及 $A_2 = l_2/N_2$ ，且 $A_1 = A_2$ ，即：

$$\frac{l_1}{\frac{R_s^2}{\lambda_{t1}}} = \frac{l_2}{\frac{R_s^2 \cos\beta}{\lambda_{t2} \cos\alpha}}$$

根据折射定律，有

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\lambda_{t1}}{\lambda_{t2}}$$

$$l_2 = l_1 \cdot \frac{\text{tg}\alpha}{\text{tg}\beta} \quad (2-35)$$

同理，矩形源也可得到与式(2-35)相同的关式。

若限定在 Y_1Z_1 平面(入射平面)内研究声场时，可求得在该平面内的声束半扩散角，即取 $\psi_1 = 0$ ， $P_s = 0$ ，对式(2-33)及式(2-34)求解，求得的 θ_2 的两个解为 β_1 和 β_2 (见图2-31)，即为入射平面内横波声束的两个半扩散角。设中心声束的折射角为 β ，则：

$$\begin{aligned} \sin\beta_1 &= \sin\beta \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{t1}}{2b}\right)^2} - \frac{\lambda_{t1}}{2b} \cdot \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cos\alpha \\ \sin\beta_2 &= \sin\beta \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_{t1}}{2b}\right)^2} + \frac{\lambda_{t1}}{2b} \cdot \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cos\alpha \end{aligned} \quad (2-36)$$

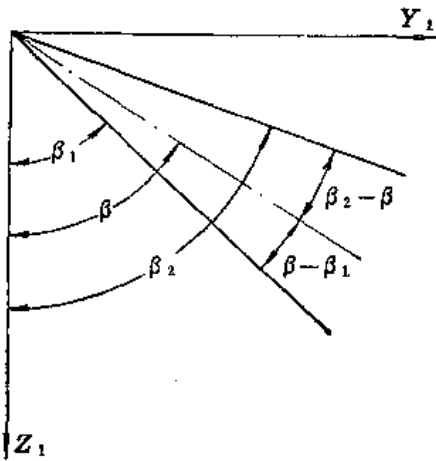


图 2-31 Y_1Z_1 平面内的声束扩散角

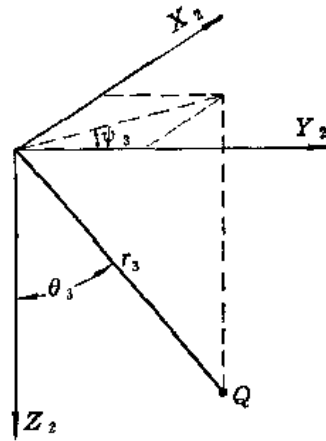


图 2-32 在 (x_2, y_2, z_2) 坐标系中的坐标 r_3, θ_3, ψ_3

① 由于虚构源是一长轴为 D ，短轴为 $D_1 = D \cos\beta / \cos\alpha$ 的椭圆形声源。在被检材料中，以 D 为直径的圆盘源，其近场长度 $N_2' = D^2 / (4\lambda_{t2})$ ；以 D_1 为直径的圆盘源，其近场长度 $N_2'' = D_1^2 / (4\lambda_{t2})$ 。则虚构源在被检材料中的近场长度 N_2 可近似地等于 N_2' 及 N_2'' 的几何平均值，即：

$$\begin{aligned} N_2 &\approx \sqrt{N_2' N_2''} = \sqrt{\frac{D_s^2}{4\lambda_{t2}} \cdot \frac{D_s^2 \cos^2\beta}{4\lambda_{t2} \cos^2\alpha}} = \frac{D_s^2}{4\lambda_{t2}} \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \\ \text{或} \quad N_2 &= \frac{R_s^2}{\lambda_{t2}} \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \end{aligned}$$

圆盘源

$$\begin{aligned}\sin\beta_1 &= \sin\beta \sqrt{1 - \left(\frac{0.61\lambda_{t1}}{R_s}\right)^2} - \frac{0.61\lambda_{t1}}{R_s} \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cos\alpha \\ \sin\beta_2 &= \sin\beta \sqrt{1 - \left(\frac{0.61\lambda_{t1}}{R_s}\right)^2} + \frac{0.61\lambda_{t1}}{R_s} \frac{c_{t1}}{c_{t2}} \cos\alpha\end{aligned}\quad (2-37)$$

上两式说明，在 Y_1Z_1 平面（即入射平面）内的半扩散角与折射主声束轴线不对称，且 $\beta_2 - \beta_1$ 随入射角 α 而变化。

（二）在 (x_2, y_2, z_2) 坐标系中的横波声场

将 Y_1, Z_1 轴逆时针旋转 β 角即为 (x_2, y_2, z_2) 坐标系，声场中 Q 点在该坐标系中的座标为 (r_3, θ_3, ψ_3) ，如图2-32所示。

在 (x_2, y_2, z_2) 坐标系中横波声场的声压分布公式为：

矩形源

$$P_s(r_3, \theta_3, \psi_3) = \frac{K_2 db \cos\beta}{\lambda_{t2} r_3 \cos\alpha} \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{t2}} d \eta\right)}{\frac{\omega}{c_{t2}} d \eta} \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{t2}} b \gamma\right)}{\frac{\omega}{c_{t2}} b \gamma}\quad (2-38)$$

式中 $\eta = \sin\theta_3 \sin\psi_3$

$$\gamma = (\sin\theta_3 \cos\psi_3 \cos\beta + \cos\theta_3 \sin\beta) \cos\alpha - \sin\alpha$$

$$\times \sqrt{\left(\frac{c_{t2}}{c_{t1}}\right)^2 - (\sin\theta_3 \cos\psi_3 \cos\beta + \cos\theta_3 \sin\beta)^2 + \eta^2}$$

圆盘源

$$P_s(r_3, \theta_3, \psi_3) = \frac{K_2 R_s^2 \cos\beta}{\lambda_{t2} r_3 \cos\alpha} \cdot \frac{2J_1\left(\frac{\omega}{c_{t2}} R_s \sqrt{\eta^2 + \gamma^2}\right)}{\frac{\omega}{c_{t2}} R_s \sqrt{\eta^2 + \gamma^2}}\quad (2-39)$$

在垂直于入射平面且通过折射声束轴线的平面内（即 X_2Z_2 平面内，此时 $\psi_3 = \frac{\pi}{2}$ ）声压

表达式为：

矩形源

$$P_s\left(r_3, \theta_3, \frac{\pi}{2}\right) \approx \frac{K_2 db \cos\beta}{\lambda_{t2} r_3 \cos\alpha} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\omega}{c_{t2}} d \sin\theta_3\right)}{\frac{\omega}{c_{t2}} d \sin\theta_3}\quad (2-40)$$

圆盘源

$$P_s\left(r_3, \theta_3, \frac{\pi}{2}\right) \approx \frac{K_2 R_s^2 \cos\beta}{\lambda_{t2} r_3 \cos\alpha} \frac{2J_1\left(\frac{\omega}{c_{t2}} R_s \sin\theta_3\right)}{\frac{\omega}{c_{t2}} R_s \sin\theta_3}\quad (2-41)$$

由式（2-40）及式（2-41）可求得横波主声束在 X_2Z_2 平面内的半扩散角 θ_0 ：

矩形源

$$\theta_0 = \sin^{-1}\left(0.5 \times \frac{\lambda_{t2}}{d}\right)\quad (2-42)$$

圆盘源

$$\theta_0 = \sin^{-1} \left(0.61 \times \frac{\lambda_{t2}}{R_s} \right) \quad (2-43)$$

现以正方形声源（12×12毫米， $f=2$ 兆赫）， $\beta=60^\circ$ 斜探头，透声楔是有机玻璃，被探材料是钢为例，按上述理论计算，结果示于图2-33中。又在同样条件下，以直径为12毫米的圆盘源为例进行计算，结果示于图2-34中。从图中可以明显看出：在垂直于入射平面且通过声束轴线的平面内，扩散角 θ_0 最小；在入射平面内，前半扩散角 θ_1 大于后半扩散角 θ_2 。

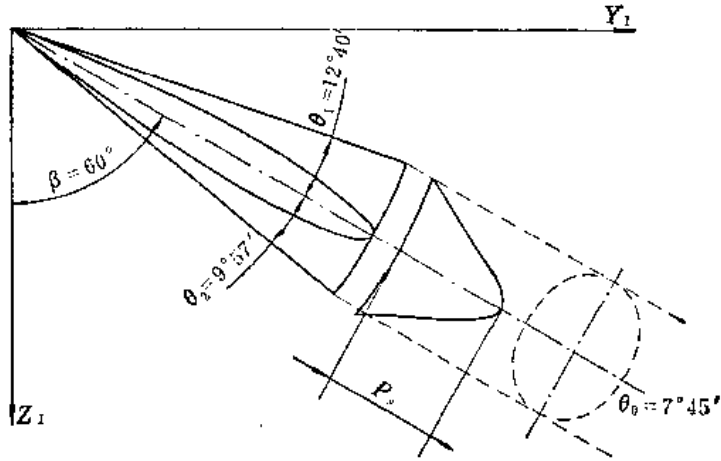


图 2-33 矩形压电晶片（斜探头）辐射的声场特性
(声源， $f=2$ 兆赫， $2d \times 2b=12 \times 12$ 毫米)

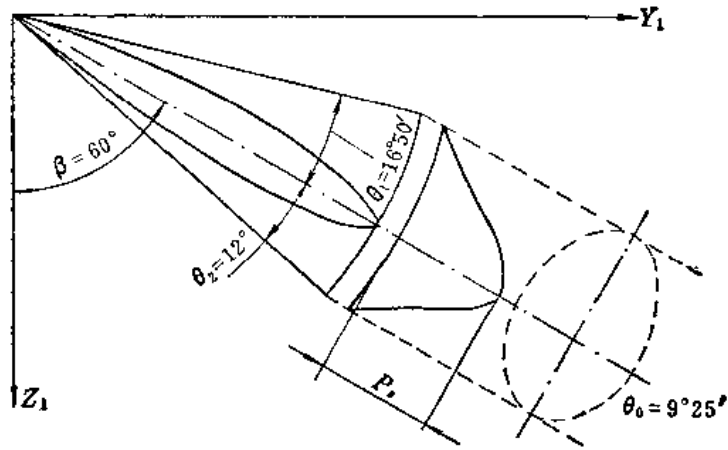


图 2-34 圆盘形压电晶片（斜探头）辐射的声场特性
(声源， $f=2$ 兆赫， $D_s=12$ 毫米)

若在式(2-40)及(2-41)中，取 $\theta_3=0$ ，即可获得远场声束轴线上的声压表达式：

矩形源
$$P_s \left(r_3, 0, \frac{\pi}{2} \right) = \frac{K_2 d b \cos \beta}{\lambda_{t2} r_3 \cos \alpha} \quad (2-44)$$

圆盘源
$$P_s \left(r_3, 0, \frac{\pi}{2} \right) = \frac{K_2 R_s^2 \cos \beta}{\lambda_{t2} r_3 \cos \alpha} \quad (2-45)$$

横波声场近场长度表达式：

$$\text{矩形源} \quad N_r \approx \frac{abc \cos \beta}{\lambda_{t2} \cos \alpha} \quad (2-46)$$

$$\text{圆盘源} \quad N \approx \frac{R_0^2 \cos \beta}{\lambda_{t2} \cos \alpha} \quad (2-47)$$

在全部理论推导过程中，都认为虚构源在距离入射点为 l_2 的 O'' 处，所以近场长度、半扩散角等参数都应从 O'' 开始算起。

上述理论在距离大于三倍近场长度的远场，与实验结果相符。当入射角接近第一或第二临界角时，计算误差较大。

八、介质对声波的衰减因子

从式(1-50)可知，当平面波在对声波衰减的介质中沿 r 方向传播时，其声压按系数 $e^{-\alpha r}$ 随传播距离 r 的增加而衰减。因为平面波波束没有扩散现象，其衰减完全由介质所引起，故系数 $e^{-\alpha r}$ 单纯反映了介质对声波起衰减作用的规律。系数 $e^{-\alpha r}$ 叫做介质对声波的衰减因子。

由上所述，在对声波无衰减作用的理想介质中导出的所有声压公式，只需乘以 $e^{-\alpha r}$ ，即适用于对声波有衰减作用的实际介质。例如，在实际介质中，圆盘源纵波声场声压分布公式为式(2-7)乘以 $e^{-\alpha r}$ ，即：

$$P_s(r, \theta) = \left(\frac{P_0 F_s}{\lambda r} \right) \left[\frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \right] e^{-\alpha r}$$

式中 α —— 衰减系数，单位为奈培/毫米。

第二节 脉冲波与连续波及脉冲波声场

一、脉冲波与连续波

连续波是指持续时间无穷的波动，而脉冲波则是指持续时间有限（通常是微秒数量级）的波动，如图2-35所示。

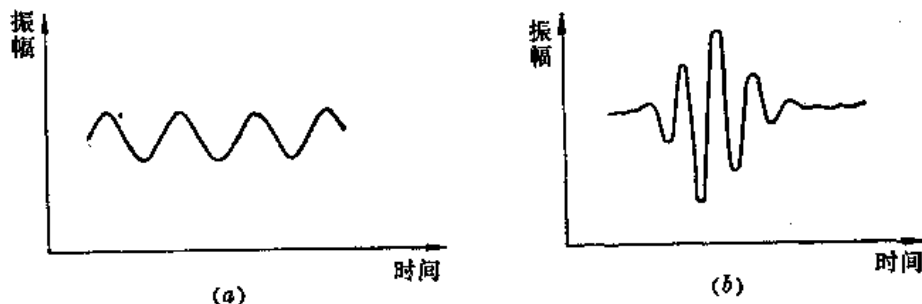


图 2-35 连续波与脉冲波
(a)连续波；(b)脉冲波

前面论述的都是连续正弦波。脉冲波的声场与连续波的声场大不相同。例如，两个相干的连续波在介质中某点相遇时要产生干涉，对同一声源来说，自声源表面上诸点源辐射的连续子波在声场中也将要产生干涉现象；但由于脉冲波是持续时间很短的波动，而两个

脉冲波或自同一声源表面上诸点源辐射的脉冲子波并不一定同时到达观察点，所以它们可能是不产生干涉或只产生不完全的干涉。

第一章讨论的反射率和透射率公式(1-29)是在连续平面波垂直入射于无限大介质界面的前提下导出来的，推导过程中不用考虑相干波的干涉。当连续波垂直入射于有限介质的界面时，往往伴随相干波的干涉，此时式(1-29)对连续波而言，也只能是近似的。但是当脉冲波垂直入射于有限介质的界面时，若其脉冲宽度窄到来不及产生干涉的程度，则式(1-29)仍然适用。

式(1-30)是连续平面波垂直入射于无限大介质中有限厚度异质层的前提下导出来的。推导过程中考虑了连续波在异质层中多次反射波和透射波所产生的干涉作用。当入射的是脉冲波，且其脉冲宽度窄到使夹层的多次反射波和透射波来不及产生干涉或只能产生不完全干涉时，则式(1-30)就不能成立。但是当夹层厚度相对脉冲宽度很窄时(例如气隙)，入射的脉冲波(甚至窄脉冲)对于这种极薄的气隙来说，已经相当于连续波了，则式(1-30)还是适用的。

按傅里叶分析可知，一个周期性脉冲，可以分析为常数项和无限个 n 倍基频(n 为正整数)的正弦和余弦波(称为谐波)之和。如某一脉冲波可用时间的周期函数 $f(t)$ 表示，周期为 T ，则 $f(t)$ 可展开成傅里叶级数：

$$f(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos n\omega t + b_n \sin n\omega t] \quad (2-48)$$

$$n = 1, 2, 3, \dots, \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

式中 a_0 、 a_n 、 b_n 为由 $f(t)$ 本身决定的常数。

超声波探伤中探头发射的超声脉冲波，所包含的频率成分，决定于激励脉冲的形状、晶片型式和安装工艺。图2-36表示一个标称频率(即晶片传输特性的共振频率)为5兆赫的探头，自大底面脉冲回波的实测频谱。

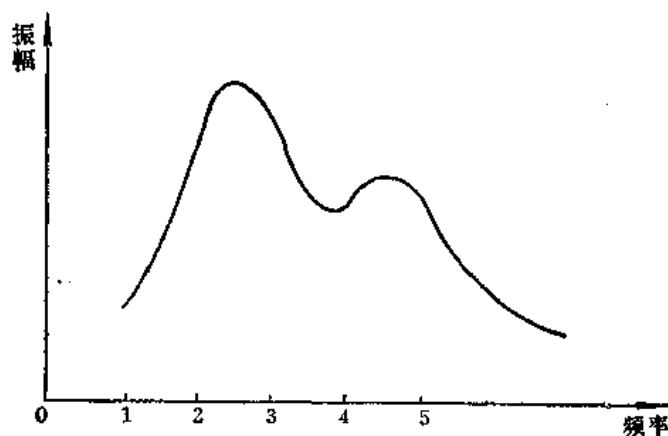


图 2-36 5兆赫探头实测频谱

二、脉冲波声场

一个脉冲波既然可以由多个正弦(余弦)波叠加而成，那么，就可以通过研究各种频率的正弦波声场来分析脉冲波声场。

对于脉冲波来说，可以看成许多不同频率的正弦波组成，其中每种频率的超声波决定一个声场，总的声场为各种频率的声场的叠加。由于各种频率的超声波声强叠加之和等于总的声强，所以总声压等于各分量声压平方和的开方，即：

$$P = \sqrt{(P_1^2 + P_2^2 + P_3^2 + \dots + P_n^2)}$$

式中 P —— 总声压；

P_n —— n 次谐波所对应的声压。

关于近场长度和半扩散角，对于宽频带的脉冲波而言，原则上不能简单地按照连续波导出的公式进行计算，而应该求出各次谐波近场长度和半扩散角，然后求其合成的结果。高频成分近场长，半扩散角小，低频成分则相反。合成声压在近场的分布趋于均匀。圆盘源远场横截面上的声压对应于各频率分量有一年轮似地分布，高频成分的声压分量靠近轴线。

通常超声检验中使用的是窄频带的脉冲波。对于振荡次数为10次左右的辐射超声脉冲，其频带范围在标称频率的 $\pm 5\%$ 左右。例如标称频率为5兆赫，则频带为4.75~5.25兆赫。按频带的定义，对应频带两端频率的声压与对应于中心频率的声压相比下降3分贝，所以仍然是标称频率对声场起决定作用。在这种情况下，近场声压分布趋向均匀，对于远场可近似应用由连续波导出的公式，代入标称频率计算声场参数。以上所述是针对在工件内传播的超声波而言的。实际探伤中，在荧光屏上所显示的电脉冲不仅与探头发射的超声脉冲有关，还与探头的声电转换、接收放大器的中心频率和放大器的频带有关。在探伤中由连续波导出的公式用于脉冲波时，应充分注意放大器的中心频率和频带。

第三章 压电效应与超声波换能器

应用超声波进行探伤，首先要解决的问题就是如何发射和接收超声波。通过使用超声波换能器可以解决这个问题。它是使其他形式的能量转换成超声能量（称发射换能器）或使超声能量转换成其他易于检测的能量（称接收换能器）。应用最多的是声电、电声换能器。通常所说的探头就是指这种声电、电声换能器。当一个电脉冲作用到探头上时，探头就发射超声脉冲。反之，当一个超声脉冲作用到探头上时，探头就产生一个电脉冲。有了探头，再配上电信号的产生和接收等装置，就构成了整套探伤系统。

超声波探伤中所用的探头，主要是利用压电效应来制作的。只在极少数情况下，才考虑采用其他类型的换能器（例如电磁、静电换能器等）。因此，研究压电效应对设计、制作探头，发展超声波探伤技术是非常重要的。

本章主要讨论压电效应，并较详细地介绍探伤用探头的种类、结构、制作工艺和性能测试。

第一节 压电效应和压电材料

一、压电效应

（一）压电效应的物理意义

压电效应是居里兄弟发现的。有些单晶和多晶陶瓷材料在应力（压力或张力等）作用下产生应变时，晶体中就产生极化或电场，这种效应称为正压电效应。相反地，当晶体处于电场之中时，由于极化作用，在晶体中就产生应变或应力，这种效应称为逆压电效应。正、逆压电效应统称为压电效应。

（二）从晶体结构上看压电效应产生的机理

1. 压电单晶体

工业探伤用的压电单晶体有石英、酒石酸钾钠、硫酸锂、铌酸锂等。现以石英为例，说明压电效应产生的机理。石英属于三角晶系。它有三个极化轴（ X_1 ， X_2 ， X_3 ）和一个光轴（ Z ），如图3-1所示（图中只标了其中一个 X 轴）。石英晶体的 X 轴又称为电轴，沿此方向施加压力时，产生的压电效应最显著。所谓光轴，就是光学对称轴。 Y 轴与 XZ 平面垂直。为了定性地说明石英的压电效应，可把石英的晶胞看成是图3-2所示的样子。如果将这种晶胞沿极轴 X_1 方向压缩，则硅原子1挤入氧原子2和6之间，氧原子4挤入硅原子3和5之间，结果由于正负电荷对称中心不

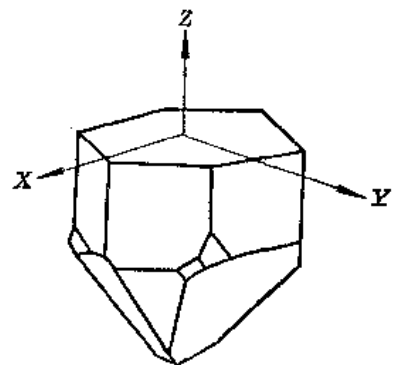


图 3-1 石英

再重合，在表面A就呈现负电荷，表面B就呈现正电荷，这就是所谓纵向压电效应，如图3-2b所示。如果将石英晶胞沿垂直于 X_1 的方向压缩（图3-2c），则硅原子3和氧原子2以及硅原子5和氧原子6都向内移动同样距离，结果C和D表面不呈现电荷，仍在A、B面上呈现电荷，这就是所谓横向压电效应。

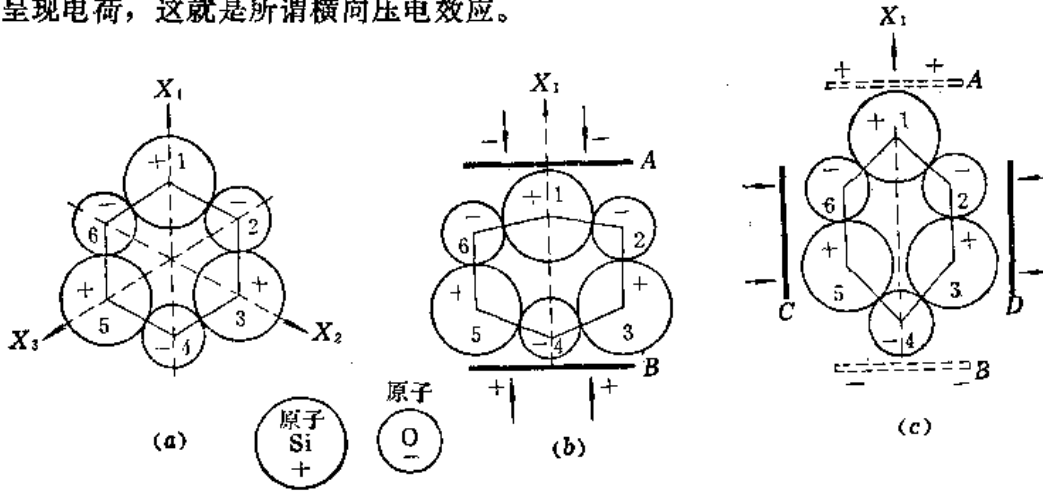


图 3-2 压电效应的说明

探伤用的石英晶片是从石英晶体中切割下来的。所切割的晶片，其法线平行于 X_1 、 X_2 、 X_3 轴中任意一轴时，叫做X切割晶片；晶片法线与Y轴平行时，叫做Y切割晶片。X切割晶片有纵向压电性，Y切割晶片有横向压电性。

2. 压电陶瓷

压电陶瓷是由许多小晶粒组成的多晶体。目前应用最广泛的压电陶瓷有钛酸钡 $BaTiO_3$ 、钛酸铅 $PbTiO_3$ 、锆钛酸铅 $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$ 等，其晶胞是钙钛矿型晶胞（图3-3a）。当温度高于某一定温度 T_c 时，它属于立方晶系；而温度低于 T_c 时，它的晶胞形状变长，属于四方晶系。压电陶瓷晶胞类型随温度的这种变化叫做相变，温度 T_c 就叫相变温度，也叫居里点。钙钛矿型晶胞在高于或低于温度 T_c 时，其正负电荷分布示意图如图3-3b、c所示。由图3-3b可知，钛离子虽然可能偏离其中心位置，但由于立方对称性很高，钛离子从四面八方偏离其平衡位置的几率是相同的，结果平均电荷为零，所以立方

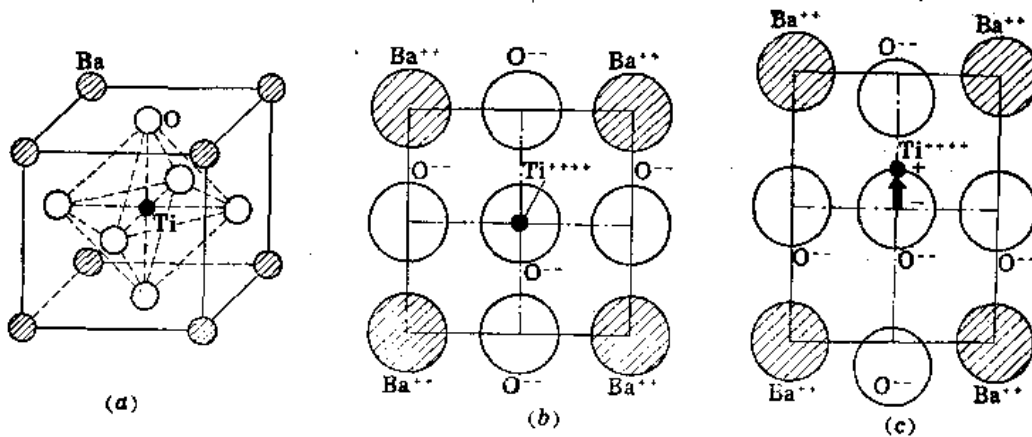


图 3-3 钙钛矿型晶胞及其在居里点以上或以下时的电荷分布示意图

(a)晶胞；(b)居里点以上；(c)居里点以下

晶胞组成的晶粒不出现电极化。在居里点以下时，立方晶胞变为四方晶胞。这时，钛离子向长轴方向偏离的几率就大，于是正负电荷中心不再重合，而出现了极化。这种极化不是外加电场引起的，称为自发极化。由于在相变过程中，立方晶胞的三个晶轴中的任何一个，均可能成为四方晶胞较长的晶轴，所以相变后各晶胞的自发极化取向可能是彼此不相同的。但由于要取最低能态，所以晶粒中会出现若干自发极化方向一致的小区域，叫做电畴（也叫铁电畴）。产生自发极化的晶胞或电畴就像压电单晶体一样，具有压电性，其道理与压电单晶类似。但由于压电陶瓷是多晶体，各电畴的自发极化取向是杂乱的，其综合结果不呈现极化，也没有压电性质。然而，压电陶瓷电畴的极化方向可以在外电场作用下转向，而且当外电场去掉后基本上维持不变，这种性质称为铁电性。用外电场使电畴重新取向，叫做极化处理。经过极化处理后的压电陶瓷的总体极化强度不再为零，这样就总体而言的压电效应也就产生了。

上面叙述的压电单晶体及压电陶瓷的压电效应，都是指束缚电荷与应力之间的关系。而由于束缚电荷出现就会使压电体表面吸附数量相等、符号相反的自由电荷。束缚电荷形成的极化强度的变化引起了所吸附的自由电荷的变化。实际应用中的压电转化中的电变化，也就是自由电荷的变化。

二、压电方程和压电材料有关常数的物理意义

（一）压电方程

压电材料是弹性物质，应力 T 与应变 S 是弹性变量。压电材料又是电介质，其电位移矢量 D 与电场矢量 E 是电学变量。压电材料同时还具有压电性，也就是说，应力 T ，应变 S 与电位移 D ，电场 E 之间是有关系的。所谓压电方程，就是人们为了定量地研究压电材料中力学量与电学量之间的关系而确立的数学方程。

由于压电材料都是各向异性的固体，所以上面谈到的压电材料的力学参量、压电参量等都是张量。因此，讨论完整的压电方程是非常复杂的，需要使用张量数学知识。虽然对于某一特殊问题，可能只涉及少数几个量，压电方程可以大为简单化，简化到不使用张量的程度，但是不同的特殊问题可能又要涉及不同的分量，所以了解完整的压电方程仍然是有必要的。特别是在深入研究压电性理论和应用时，更有必要把完整的压电方程搞清楚。如果了解了完整的压电方程中符号的含义，那么从特定的条件来简化使用它，是比较容易的。下面我们就着重从压电方程各量的定义及有关物理意义的角度简略介绍压电方程。

根据所选用的独立变量的不同，可以有四组表示压电效应的方程。通常提到的压电方程，就是指这四组方程中的一组。

$$\left. \begin{aligned} T_i &= c_{ij}^p S_j - e_{mi} E_m \\ D_m &= e_{mi} S_i + \varepsilon_{mk}^s E_k \end{aligned} \right\} \quad (3-1)$$

$$\left. \begin{aligned} S_i &= s_{ij}^E T_j + d_{mi} E_m \\ D_m &= d_{mi} T_i + \varepsilon_{mk}^r E_k \end{aligned} \right\} \quad (3-2)$$

$$\left. \begin{aligned} S_i &= s_{ij}^D T_j + g_{mi} D_m \\ E_m &= -g_{mi} T_i + \beta_{mk}^r D_k \end{aligned} \right\} \quad (3-3)$$

$$\left. \begin{aligned} T_i &= c_{ij}^D S_j - h_{mi} D_m \\ E_m &= -h_{mi} S_i + \beta_{mk}^s D_k \end{aligned} \right\} \quad (3-4)$$

第一组方程是以 E 和 S 为独立变量的所谓厚度型压电方程，它是在实用中最有用的方程；第二组方程以 E 和 T 为独立变量；第三组方程以 T 和 D 为独立变量；第四组方程以 S 和 D 为独立变量。

式 (3-1)、(3-2)、(3-3) 和 (3-4) 采用的是张量记叙法，即等号右边不同量的相同脚标表示对该脚标求和 ($i, j = 1 \sim 6; m, k = 1 \sim 3$)。例如 $T_i = c_{ij}^E S_j - e_{mi} E_m = \sum_{j=1}^6 c_{ij}^E S_j - \sum_{m=1}^3 e_{mi} E_m$ 。对于等号左边的量，脚标的规定是： $T_{ii} = T_i, T_{23} = T_4, T_{13} = T_5, T_{12} = T_6, S_i = S_{ii}, 2S_{12} = S_6, 2S_{23} = S_4, 2S_{13} = S_5$ 。这些规定都是人为的，仅仅是一种记叙方法。

上述四组方程中共有八类常数，即 $d, g, e, h, \epsilon, \beta, c, s$ ，它们都是张量。这八个常数之间的关系如下：

$$d_{mi} = \epsilon_{nm}^T g_{ni} = e_{mj} s_{ji}^E \quad (3-5)$$

$$g_{mi} = \beta_{nm}^T d_{ni} = h_{mj} s_{ji}^D \quad (3-6)$$

$$e_{mi} = \epsilon_{nm}^S h_{ni} = d_{mj} c_{ji}^E \quad (3-7)$$

$$h_{mi} = \beta_{nm}^S e_{ni} = g_{mj} c_{ji}^D \quad (3-8)$$

在上面四个式子里，相乘量中相同的脚标字母表示对该字母 ($n = 1 \sim 3, j = 1 \sim 6$) 求和，例如 $d_{mi} = \epsilon_{nm}^T g_{ni} = \sum_{n=1}^3 \epsilon_{nm}^T g_{ni}$ 。 s_{ij} 叫弹性柔顺常数， c_{ij} 叫做弹性刚度常数，这两个量的第一个脚标 i 表示应变分量，第二个脚标 j 表示应力分量。 ϵ_{mk} 就是介电电容率或介电常数， β_{mk} 叫做介质隔离率。 ϵ_{mk} 和 β_{mk} 的第一个脚标 m 表示电位移分量的方向，第二个脚标 k 表示电场分量的方向。脚标 3 表示一个坐标轴，通常是指 Z 轴，或极化轴；脚标 1, 2 分别表示与 3 轴垂直的平面内任意选定的两个互相垂直的坐标轴（通常是指 X, Y 轴）；脚标 4, 5, 6 分别表示与 1, 2, 3 轴垂直的平面内的横向应力和应变。例如一个横向应变 s_4 ，意思就是在垂直于 1 轴的平面内两个原来互相垂直的轴之间角度的变化。一般， d 常数的第一个脚标表示“电”的方向（电场或电位移的方向），第二个脚标表示机械变形或机械应力的分量。各类常数的上角标表示以该字母代表的量保持不变为条件，例如 ϵ_{nm}^T 表示以应力 (T) 不变为条件。

常数 d, g, e, h 分别叫做压电应变常数、压电电压常数、压电应力常数和压电劲度常数。它们是按下式定义的：

$$d = (\partial S / \partial E)_T = (\partial D / \partial T)_E \quad (3-9)$$

$$g = (-\partial E / \partial T)_D = (\partial S / \partial D)_T \quad (3-10)$$

$$e = (-\partial T / \partial E)_S = (\partial D / \partial S)_E \quad (3-11)$$

$$h = (-\partial T / \partial D)_S = (-\partial E / \partial S)_D \quad (3-12)$$

上式中等号右边括号外的脚标表示以该字母代表的量不变为条件。 d, g, e, h 都是张量。这些量的脚标有固定的对应关系，其中表示“电”量的脚标总是相同的，表示机械量的脚标也总是相同的，例如 $d_{31} = \left(\frac{\partial S_1}{\partial E_3} \right)_T = \left(\frac{\partial D_3}{\partial T_1} \right)_E$ ， S 是应变，所以其脚标与 d 的第二个脚标一致，即为 1；而“ E ”是“电量”，所以其脚标与 d 常数的第一个脚标一

致，即为3。

从本质上看，压电效应源于晶胞的非对称性。所以，所有的压电材料都是各向异性的。对于非对称晶体，它们有18个彼此独立的压电常数，21个彼此独立的弹性常数，6个彼此独立的介电常数。其中介电常数又分为两组，一组以应力 T 不变为条件，记作 ϵ^T ，叫做自由介电常数；另一组以应变不变为条件，记作 ϵ^S ，叫做受夹介电常数。弹性刚度常数 c 和弹性柔顺常数 s 也各分两组，一组以电场为零（或外电路电阻很小）为条件，记作 c^E 和 s^E ，叫做短路弹性刚度常数和短路弹性柔顺常数；另一组以电位移为零（或外电路电阻很大，相当于开路为条件），记作 c^D 和 s^D ，叫做开路弹性刚度常数和开路弹性柔顺常数。

除了上述的三类常数（压电、介电、弹性）外，为了表示压电材料的特性，人们还使用其他一些常数。例如频率常数 N_f ，机械品质因数 Q_M ，电气品质因数 Q_E ，机电耦合系数 k 等。

（二）压电材料有关常数的物理意义

1. 压电应变常数 d_{ij}

它表示当压电体处于应力恒定的状态时，由于电场强度变化所产生的应变变化（ ∂S ）与电场强度变化（ ∂E ）之比；或电场恒定时，由于应力变化所产生的电位移变化（ ∂D ）与应力变化（ ∂T ）之比，见式（3-9）。单位是米/伏或库仑/牛顿。

2. 压电电压常数 g_{ij}

它表示当压电体在电位移恒定时，由于应力变化所产生的电场强度变化（ ∂E ）与应力变化（ ∂T ）之比；或表示当应力恒定时，由于电位移变化所产生的应变变化（ ∂S ）与电位移变化（ ∂D ）之比，见式（3-10）。单位是伏米/牛顿，或米²/库仑。

g 这个常数有时也叫做压电接收系数，它表征晶片接收性能的好坏。 g 值大，表明接收性能好，即接收较弱的声波也可产生较大的电压。

3. 压电应力常数 e_{ij}

它表示当压电体在应变恒定时，由于电场强度变化所产生的应力变化（ ∂T ）与电场强度变化（ ∂E ）之比；或在电场强度恒定时，由于应变变化所产生的电位移变化（ ∂D ）与应变变化（ ∂S ）之比，见式（3-11）。单位是牛顿/伏·米或库仑/米²。

e 这个常数有时也叫做压电发射系数，它表征晶片发射性能的好坏， e 值大，表示用较小的电压可产生较大的振动。

4. 压电劲度常数 h_{ij}

它表示当压电体在应变恒定时，由于电位移变化所产生的应力变化（ ∂T ）与电位移变化（ ∂D ）之比；或在电位移恒定时，由于应变变化所产生的电场强度变化（ ∂E ）与应变变化（ ∂S ）之比，见式（3-12）。单位是牛顿/库仑或伏/米。

在压电材料的力学性质和电学性能都已知后，以上四个压电常数可通过一定的关系式相互换算[见式（3-5）至（3-8）]。 d 常数比较容易实测，用得较多； e 常数和 g 常数可由 d 常数换算出来； h 常数用得较少。

5. 介电常数 ϵ_{mk}

介电常数反映材料的介电性质。当一个电介质处于电场 E 中时, 那么电介质内部的电场可以用电位移 D 表示, $D = \epsilon E$ 。如果用电介质作为电容器电极间的绝缘物, 介电常数 ϵ 与电容器电容 C , 电极面积 A 和极间距离 t 的关系为 $C = \frac{\epsilon A}{t}$ (C 的单位是法拉, A 的单位是平方米, t 的单位是米, ϵ 的单位为法/米)。有时还使用相对介电常数 ϵ/ϵ_0 的概念。 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ 法/米。

介电常数与压电晶片附上电极后的电容有关, 也就是与压电晶片呈现的电气阻抗有关。在制作探头时要考虑阻抗匹配, 因此, 要注意介电常数所起的作用。 ϵ 值越大, 压电晶片的电气阻抗越小。

在测量压电陶瓷的介电常数时, 由于它有压电效应, 所处的机械条件不同, 测得的介电常数值也就不同, 因此有自由与受夹介电常数之分, 分别以上角标 T 和 S 来区分。

6. 介质隔离率 β_{mk}

它表示电介质的电场随电位移矢量变化的快慢。其单位为米/法。在探伤技术中, 一般不使用这个常数。

7. 弹性柔顺常数 s_{ij}

这是压电材料常数中使用得最多的一个常数。它表示材料的应力与材料的应变之间的关系。例如, 沿坐标轴 1 产生的应变 S_1 与沿坐标轴 1 的应力分量 T_1 的关系为 $S_1 = s_{11}T_1$, $\frac{1}{s_{11}}$ 就是通常所说的杨氏模量。而沿坐标轴 Z 方向产生的应变 S_2 与沿坐标轴 1 的应力分量 T_1 之间的关系为 $S_2 = s_{12}T_1$, 而 $-\frac{s_{12}}{s_{11}}$ 就叫做泊松比, 它表示横向相对收缩与纵向相对伸长之比。

8. 弹性刚度常数 c_{ij}

它表示使物体产生单位应变所需的应力。 c_{ij} 就是胡克定律普适形式中各应变分量前的系数。 c_{11} 相当于杨氏模量。

由于压电材料有压电效应, 所以 c 也有短路与开路之分, 分别以上角标 E 和 D 表示。

9. 频率常数 N_d 和 N_t

压电体的频率常数是谐振频率 f_r 与振子长度 (或直径) 的乘积。对于长度伸缩振动方式, 频率常数 $N_t = f_r l$, 对于直径为 d 的圆片径向伸缩振动方式, 频率常数 $N_d = f_r d$ 。频率常数的单位是赫·米或千赫·毫米。

由于薄长片压电体的谐振频率 $f_r = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{1}{\rho s_{11}^E}}$ (式中 ρ 为材料密度), 所以 $N_t = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\rho s_{11}^E}}$ 。因此, 压电体的谐振频率不仅与材料的性质有关, 而且也与外形尺寸有关, 但频率常数只与材料性质有关, 与压电体外形尺寸无关。

10. 机械品质因数 Q_M

压电振子在谐振时贮存的机械能量与在一个周期内损耗的机械能量之比叫做机械品质因数。它反映了压电体振动时因克服内摩擦而消耗能量的大小, 是衡量压电材料的一个重

要常数。 Q_M 越大，机械损耗越小。

$$Q_M = \frac{2\pi f_s L_1}{R_1} = \frac{1}{2\pi f_s |Z_m| (C_0 + C_1) \left(\frac{f_p^2 - f_s^2}{f_p^2} \right)} \approx \frac{1}{4\pi |Z_m| (C_0 + C_1) (f_p - f_s)} \quad (3-13)$$

式中 R_1 —— 压电振子的等效电阻；

f_s —— 串联谐振频率；

f_p —— 并联谐振频率；

L_1 —— 动态电感；

$|Z_m|$ —— 最小传输阻抗。

11. 电气品质因数 Q_E 和介质损耗因子 $\text{tg} \delta$

把压电材料看成一个电学介质材料，则其电气品质因数 Q_E 用介质损耗因子 $\text{tg} \delta$ 的倒数表示，即：

$$Q_E = \frac{1}{\text{tg} \delta} = \omega C R$$

式中 ω —— 交变电场的角频率；

C —— 介质样品的静电容；

R —— 介质的损耗电阻。

电介质在电场作用下引起发热而消耗的能量叫做介质损耗。通常以损耗角正切值 $\text{tg} \delta$ 表示电介质损耗的大小。

三、机电耦合系数

它是表示压电体中机械能和电能之间耦合强弱的一个重要常数。由于机电耦合系数是从能量角度考虑而定义的，所以它是衡量压电性能强弱的一个比较实用的系数。机电耦合系数 k 按下式定义：

$$k^2 = \frac{\text{理想条件下压电体以电能形式放出的能量}}{\text{理想条件下存贮在机械源中的全部能量}}$$

或
$$k^2 = \frac{\text{理想条件下压电体以机械能形式放出的能量}}{\text{理想条件下存贮在电气源中的全部能量}}$$

机电耦合系数不仅随材料而异，对同一材料，它还随压电体的振动方式而变化。工业用压电陶瓷的基本机电耦合系数有 5 个，如表 3-1 所示。

平面机电耦合系数 k_p 反映薄圆片沿径向伸缩振动时的机电耦合效应。也有人把它叫做径向耦合系数 k_r 。

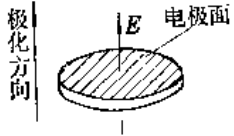
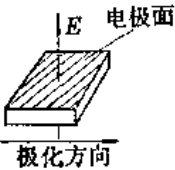
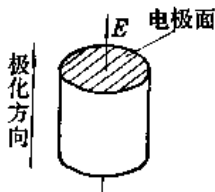
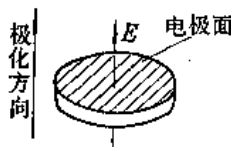
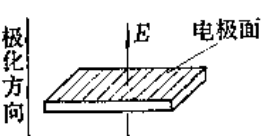
横向机电耦合系数 k_{s1} 反映沿厚度方向极化的薄长片沿长度方向伸缩振动时的机电耦合效应。

纵向机电耦合系数 k_{s3} 反映细长棒沿长度方向极化且作长度伸缩振动时的机电耦合效应。

厚度振动机电耦合系数 k_t 反映薄片作厚度伸缩振动时的机电耦合效应。

厚度切变振动机电耦合系数 k_{15} 反映压电振子作厚度切变振动时的机电耦合效应。

表 3-1 压电陶瓷的机电耦合系数

| 样品形状 | 振动方式 | 符号 | 计算或测试时使用的公式 |
|---|-----------|-------------------------|---|
|  | 沿径向伸缩振动 | 平面机电耦合系数 k_p | 测 f_p 、 f_s 和 σ^E ①, 然后查表 |
|  | 沿长度方向伸缩振动 | 纵向机电耦合系数 k_{31} | $k_{31}^2 = k_p^2(1 - \sigma^E)/2$ |
|  | 沿轴向伸缩振动 | 纵向机电耦合系数 k_{33} | $k_{33}^2 = \frac{\pi f_s}{2f_p} \operatorname{tg} \left(\pi \frac{f_p - f_s}{2f_p} \right)$ |
|  | 沿厚度方向伸缩振动 | 厚度机电耦合系数 k_t | $k_t^2 = \frac{-\epsilon_{33}^S}{\epsilon_{33}^T(1 - k_p^2)}$ |
|  | 厚度切变、振动 | 厚度切变、机电耦合系数 k_{15} | $k_{15}^2 = 1 - \frac{\epsilon_{11}^S}{\epsilon_{11}^T}$ |

① σ^E ——泊松比。

根据机电耦合系数的定义和压电方程, 可以推导出以压电体各种常数表示的机电耦合系数值, 即:

$$k_{15} = d_{15} / \sqrt{s_{44}^B \epsilon_{11}^T}$$

$$k_{33} = d_{33} / \sqrt{s_{33}^B \epsilon_{33}^T}$$

$$k_{31} = d_{31} / \sqrt{s_{11}^B \epsilon_{33}^T}$$

$$k_t = h_{33} \sqrt{\epsilon_{33}^S / c_{33}^D}$$

$$k_p = d_{31} \sqrt{2 / (s_{11}^B + s_{12}^B) \epsilon_{33}^T} = k_{31} \sqrt{2 / (1 - \sigma^E)}$$

四、石英和探伤用压电陶瓷的有关常数值

压电材料是各向异性的材料，如前所述，表征其特性的各种常数是很多的。但是探伤用的压电单晶体和压电陶瓷都有比较高的对称性，因此，它们的独立常数都大为减少。

石英仅有 6 个独立的 s^E 常数 ($s_{11}^E, s_{33}^E, s_{12}^E, s_{66}^E, s_{13}^E, s_{44}^E$)，2 个独立的 d 常数 (d_{11}, d_{14})，2 个独立的 e^T 常数 (e_{11}^T, e_{33}^T)。

压电陶瓷的弹性柔顺常数 s_{ij} 和弹性刚度常数 c_{ij} 分别只有 5 个是独立的，即： $s_{11}, s_{12}, s_{13}, s_{33}, s_{55}$ ； $c_{11}, c_{12}, c_{13}, c_{33}, c_{55}$ 。压电陶瓷的介电常数只有两个是独立的，即： ϵ_{11} 和 ϵ_{33} 。压电陶瓷的压电常数 g, e, h, d 都分别只有三个是独立的，即： g_{31}, g_{33}, g_{15} ； e_{31}, e_{33}, e_{15} ； h_{31}, h_{33}, h_{15} ； d_{31}, d_{33}, d_{15} 。

表3-2给出了常用压电单晶体及压电陶瓷的主要常数值，供参考。由于压电陶瓷的种类繁多，这里给出的数据仅是使读者对各类常数值数量级有一了解。

石英是透明而又非常坚硬的晶体，是最早使用的压电材料。只有很少的物质能够腐蚀石英。除石英外，其余单晶的机械耐用性都不好。石英的居里点高，适合在较高温度下使用。用石英制成的压电振子容易产生不希望的其他振动方式，这是它的缺点。此外，石英的压电转换性能也比较差。

硫酸锂发射超声波的性能介于石英和钛酸钡之间，而接收超声波的性能很好 ($g_{33} = 165$)。它的阻抗与石英相同，所以可以与石英换用。它的声阻抗低，适合于水浸探伤，但由于它很容易溶解于水，所以需要密封。用硫酸锂制成的振子，所含不希望的振动方式比较少，且加大阻尼可以获得比较窄的发射脉冲。但制作大尺寸的晶片比较困难。价格也比较贵。

压电陶瓷的发射性能比较好，接收性能不如石英和硫酸锂。它的电气阻抗低，如不加匹配，不能简单与石英、硫酸锂等换用。它的声阻抗高，不容易阻尼。所含的不需要的振动方式常常不易除掉，所以不易获得较窄的发射脉冲。此外，压电陶瓷必须经过极化处理，所以各批材料之间特性差异比较大。其特性随温度的变化较大，有时效作用。它的居里点比较低，仅为 $100 \sim 130^\circ\text{C}$ ，不适合高温下使用。压电陶瓷价格比较便宜，容易制成尺寸较大的、各种形状的晶片。压电陶瓷的使用频率小于 10 兆赫，不适于高频应用。

五、压电振子

(一) 压电振子的振动方式

压电材料的机械能和电能的相互转换，是通过某一尺寸和形状的振子，在某特定条件下产生振动实现的。振子的振动方式有的称作振动模式。压电陶瓷振子的振动方式可分为伸缩振动、切变振动和弯曲振动三种。

1. 极化方向与电场方向平行时，产生伸缩振动。其振动方向与声波传播方向是一致的，产生纵波。伸缩振动又分横向伸缩、径向伸缩和厚度伸缩等几种（见表 3-1）。横向伸缩振动适合的频率范围是 50 千赫至 200 千赫；径向伸缩振动适合的频率范围是 200 千赫至 1 兆赫；厚度伸缩振动相应的频率范围是 3 ~ 30 兆赫。

2. 极化方向与电场方向垂直时，产生切变振动。其振动方向与声波传播方向是垂直的，产生横波。切变振动又分厚度切变（见表 3-1）和面切变两种。厚度切变的频率范围

表 3-2 某些单晶体及压电陶瓷的主要常数值

| 材 料 | PZT-4 ^① | PZT-5A | BaTiO ₃ | Pb _{0.6} Ba _{0.4} - Nb ₂ O ₆ | 石 英 (X切割) | Li ₂ SO ₄ ·H ₂ O (Y切割) |
|--|--------------------|--------|--------------------|---|--------------|--|
| k_p | -0.58 | -0.60 | -0.36 | -0.38 | | |
| k_t | 0.51 | 0.49 | 0.38 | | 0.10 | 0.35 |
| $\epsilon_{33}^r/\epsilon_0$ | 1300 | 1700 | 1700 | 1500 | 4.68 | 9 |
| Q_E | 250 | 50 | 100 | 100 | | |
| $\epsilon_{33}^s/\epsilon_0$ | 635 | 830 | 1260 | | | |
| d_{33} ($\times 10^{-12}$ 库仑/牛顿) | 289 | 374 | 190 | 220 | 2.3 | 16.3 |
| g_{33} ($\times 10^{-3}$ 库仑/牛顿) | 25.1 | 24.9 | 12.6 | 16.6 | 57 | 165 |
| e_{33} (库仑/米) | 15.1 | 15.8 | 17.5 | | 0.17 | 0.66 |
| s_{33}^E ($\times 10^{-12}$ 米 ² /牛顿) | 15.5 | 18.8 | 9.5 | | | |
| Q_M | 500 | 75 | 300 | 250 | 10^6 | |
| s_{33}^D ($\times 10^{-12}$ 米 ² /牛顿) | 7.9 | 9.5 | 7.1 | | | |
| c_{33}^E ($\times 10^{10}$ 牛顿/米 ²) | 11.5 | 11.1 | 14.6 | | | |
| c_{33}^D ($\times 10^{10}$ 牛顿/米 ²) | 15.9 | 14.7 | 17.1 | | | |
| N (赫·米) | 2000 | 1890 | 2520 | | | |
| ρ ($\times 10^3$ 公斤/米 ³) | 7.5 | 7.75 | 5.7 | 5.9 | 2.65 | 2.06 |
| 居里点 (°C) | 328 | 365 | 115 | 260 | 570 | 75 |
| 声阻抗 ($\times 10^5$ 公斤/米 ² ·秒) | 22.8 | 22.5 | 31.5 | | 15.2 | 11.2 |

① PZT 是国外商用压电陶瓷的型号，代表锆钛酸铅类型。

是 1~6 兆赫。

3. 对于具有两对以上激励电极的振子，极化方向与电场方向平行，但两者施加的方式方法不同时，便产生弯曲振动。其振动方向与声波传播方向也是垂直的，也产生横波。弯曲振动一般又分为厚度弯曲和横向弯曲两种。

(二) 有负载时厚度型压电振子的压电等效网络

为了定量地分析有负载时压电振子的压电转换作用，需要解相应的压电方程和波动方程。这里介绍的是另一种方法——压电等效网络法。这种方法的优点是直观，一目了然。所谓等效网络法就是采用电路的形式表示压电作用的方法，由这种类似电路的网络可以得出与压电方程、波动方程同样的解来。图3-4是有负载时厚度型压电振子的压电等效网络。图中有一个变比为 ϕ 的理想压电变换器，即加于压电振子上一个电压 U ，则产生 ϕU 的力；反之，压电振子受到作用力 F 时，则产生 F/ϕ 的电压。理想压电变换器右边的网络中，“电流”的量纲是米/秒，“阻抗”的量纲是千克/秒，“电压”的量纲是牛顿。

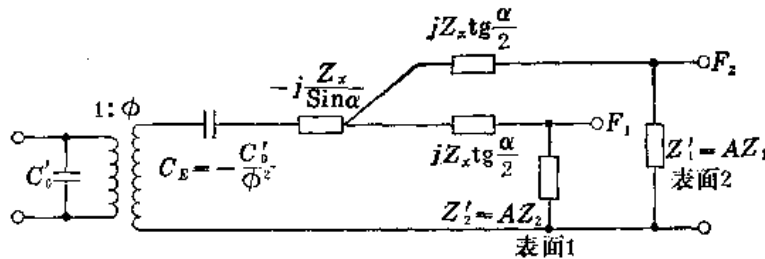


图 3-4 有负载时，厚度型压电振子的压电等效网络

图3-4中各符号的物理意义如下：

- C'_0 ——振子低频静电容， $C'_0 = A\epsilon_{33}^s/t$ ；
- Z_x ——振子特征机械阻抗；
- ϕ ——理想变比， $\phi = C'_0 h_{33} = e_{33} A/t$ ；
- f_r ——开路谐振频率；
- α/π ——相对频偏， $\alpha/\pi = f/f_r$ ；
- A ——振子有效面积；
- t ——振子厚度， $t = c_1^l/(2f_r)$ ；
- c_1^l ——振子厚度方向纵波速度， $c_1^l = [c_{33}^D/\rho]^{1/2}$ ；
- c_{33}^D ——弹性刚度常数；
- ϵ_{33}^s ——受夹介电常数；
- ρ ——振子材料密度；
- h_{33} ——压电劲度常数；
- e_{33} ——压电应力常数；
- Z'_1, Z'_2 ——振子表面 1 和表面 2 所接负载的机械阻抗；
- Z_1, Z_2 ——振子表面 1 及表面 2 所接负载的声阻抗；
- F_1, F_2 ——施加在负载 1、2 上的力。

对这种网络可以使用欧姆定律、基尔霍夫定律、网络等效定律等。

在压电振子的应用中，有负载的情况属于多数。人们常常想要定量地知道加在振子上一个随时间变化的电压后，振子产生的机械量——力随时间变化的情况。等效电路法是分析、计算这类问题的有效方法。这里所介绍的仅是有关等效网络的最基本的概念，需要深入了解这个问题时，可参阅有关专著。

(三) 无负载压电振子的等效电路

当压电振子处于无负载或轻负载时，也就是它的两个表面除有电极外不附着其他物质时，它的性质可以用图3-5所示的等效电路来表示。需要特别指出的是，这种等效电路成立是有条件的，也就是压电振子必须是处于无负载或轻负载状态，用一个两端电网络激励振子，同时是在谐振频率附近，而且 L_1 、 R_1 、 C_1 、 C_0 与频率、输入电压幅度无关的情况下才能采用这种等效电路。一般来说，在压电振子无负载情况下，在谐振频率附近，振动模式单一，振幅比较小时，上述那些条件基本上就得到满足了。在实用中，可以采用实测振子阻抗与频率及输入幅度的关系来判断是否满足了这种等效电路成立的条件。

由于有上述的那种限制，所以这种电路的主要用途是测定压电材料的常数，切不可随便套用。

根据电工学的计算，图3-5电路的阻抗 Z 是频率的函数，可以下式表示：

$$Z = \frac{1}{j} \cdot \frac{\omega_s}{\omega} \cdot \frac{R_1 Q_M}{\gamma} \cdot \frac{1 + j Q_M \left(\frac{\omega}{\omega_s} - \frac{\omega_s}{\omega} \right)}{1 + j Q_M \sqrt{\frac{1 + \gamma}{\gamma}} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega} \right)} \quad (3-14)$$

式中 $\omega = 2\pi f$;

$\omega_s = 2\pi f_s$;

$\omega_p = 2\pi f_p$;

$Q_M = \frac{\omega_s L_1}{R_1}$ —— 机械品质因数;

$\gamma = \frac{C_0}{C_1}$ —— 电容比。

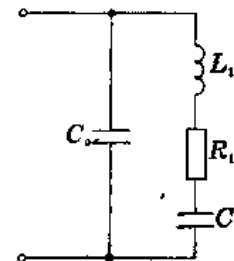


图 3-5 在特定条件下压电振子的等效电路

C_1 —动态电容； L_1 —动态电感； R_1 —动态电阻；

C_0 —并联电容

频率值不同时，阻抗 Z 的值也不同，有下面几个特征频率值：

f_m ——振子阻抗值最小时的频率；

f_n ——振子阻抗值最大时的频率；

f_s ——串联谐振频率， $f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}}$ ；

f_r ——谐振频率（有人叫响应频率、共振频率、特征频率）；

f_a ——反谐振频率或反共振频率；

f_p ——并联谐振频率， $f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1}{L_1 C_1} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)}$ 。

$C_0 + C_1$ 等于振子在远低于谐振频率时的静态电容。

六、压电单晶体及压电陶瓷的测量

超声换能器中的绝大多数，都是用压电体加阻尼材料制作的。探头性能与压电体性能

有直接关系。压电体性能是用压电常数、介电常数来表征的，研究这些常数对于成品探头性能的影响，对设计、改进探头性能有重大意义。

压电陶瓷性能与制作过程有关，因此不同批号的产品性能会有较大差别。这是由于原料非均匀性，烧结时化学成分的变化，以及极化处理差异造成的。当然，当制作陶瓷的原料成分确定，而且其中所含晶体的密度大于95%时，所测得的参数值还是比较集中的。例如对弹性常数来说，偏差可不超过5%；对压电、介电常数来说，分别可不超过10%和20%。为了研究新探头的性能，在晶片组装成探头之前，对产品说明书的数据进行复测也是有必要的。

压电单晶体和压电陶瓷的测量方法原则上是一样的。不论是压电单晶体还是压电陶瓷，应力与应变、电场与电位移之间的线性关系只对小讯号才成立。它们的区别在于：压电陶瓷耦合系数高，机械品质因数 Q_M 小（ R_1 大），介质损耗大，所以可以忽略杂散电容的影响，对夹持的要求不像单晶体那样严格。

(一) 测量线路

测量压电体参数的方法有多种，有静态法、半静态法、动态法等。最常用的是动态法，也叫传输法，或谐振反谐振法。这里只介绍传输法。这种方法的优点是简单，以频率为变量，而频率是容易测得且比较准确。传输法的线路图如图3-6所示。图中虚线表示屏蔽，即虚线内的部件装在一铁盒内。开关1用于选择替换电阻，开关2用于选择 R_T ，一般 R_T 为1欧左右，测量 f_n 时，可选大一些。

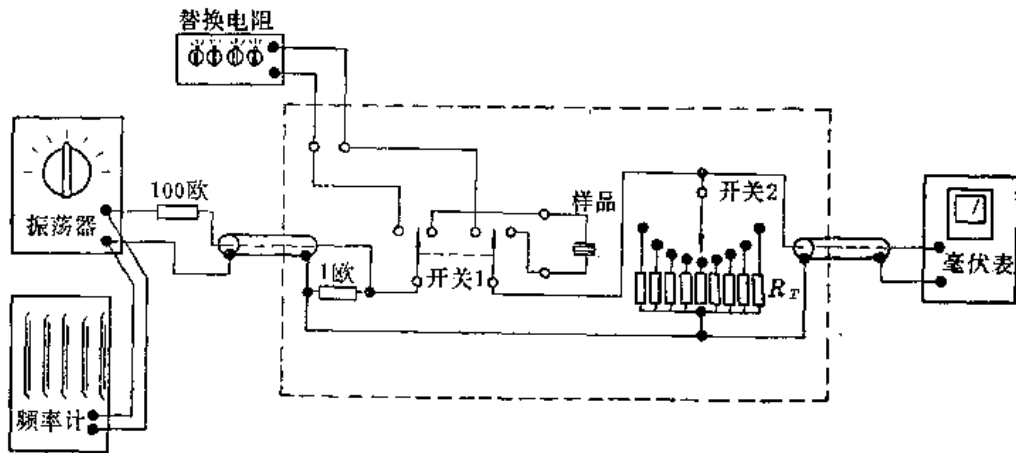


图 3-6 传输法测量线路

要求振荡器输出阻抗及 R_T 都比样品最小阻抗还小。振荡器输出中所含的谐波成分应尽量小。

传输法测量的基本程序是：由低频往高频调整振荡器输出频率，使毫伏表出现一个极大值（见图3-7），则与极大值对应的频率即为 f_m ；继续提高输出频率，使毫伏表出现一个极小值，则与极小值对应的频率即为 f_n 。对压电单晶而言，可认为 $f_p = f_a = f_n$ ， $f_s = f_r = f_m$ ；对 Q_M 较大（ R_1 较小）的压电陶瓷而言，在测机电耦合系数以外的参数时，也可以这样看待，但在计算机电耦合系数时，应使用下式：

$$\Delta f = f_p - f_s \approx \frac{f_n - f_m}{\sqrt{1 + \frac{4}{M^2}}} \quad (3-15)$$

这里， M 称为优值，由下式给定：

$$M = \frac{1}{2\pi f_s R_1 C_0} \approx \frac{1}{2\pi f_m (C_0 + C_1) |Z_m|} \quad (3-16)$$

$(C_0 + C_1)$ 是用比样品谐振频率 f_r 低得多的频率，在电桥上测得的样品静态电容。当毫伏表指示极小值时，用一个电阻代替样品，使毫伏表指示值仍然处于原来的极小值位置，则这个电阻值就是 $|Z_m|$ 。 $|Z_m| \approx R_1$ 。测得 $|Z_m|$ 、 $(C_0 + C_1)$ 和 Δf ，由式(3-13)可得 Q_M 。

需要指出的是，在传输法中，认为毫伏表指示极大值和极小值时对应的频率就分别是 f_m 和 f_n ，而且认为 $f_m \approx f_r \approx f_s$ ， $f_n \approx f_a \approx f_p$ ，是有误差的；同样，认为 $|Z_m| \approx R_1$ ，也是有误差的，在精确测量中要给予考虑。

(二) 压电体各常数的测量方法

1. 薄圆片试样的测量

所制备的样品应是很薄的圆片，其直径应为厚度的10倍以上；极化方向与厚度方向平行，电极面与厚度方向垂直；圆片应是厚薄均匀的圆形薄片。

(1) 泊松比 σ^B 的测定 材料的泊松比与薄圆片径向谐振频率有关，它可以通过测量径向谐振频率 f_r 、 f_{r1} 并求出谐振频率比 f_{r1}/f_r 来确定。 f_r 为薄圆片径向振动的第一个谐振频率（即基音频率）； f_{r1} 为第二个谐振频率（即泛音频率）。为了测定方便，有关专著中均有泊松比与径向谐振频率比的表，测得径向谐振频率比，即可从表中查出所求的泊松比。

(2) 介电常数 ϵ^T 和 ϵ^B 的测定 由普通物理学可知，平板电容器的电容 C 与介质的介电常数 ϵ 的关系为：

$$C = \epsilon \cdot \frac{A}{t} \quad (3-17)$$

式中电容 C 的单位为法拉，平板间距离 t 的单位为米，电容器平板面积 A 的单位为米²，介电常数 ϵ 的单位为法拉/米。测得电容 C ，即可计算出介电常数 ϵ 值。

测量电容 C 可用电容电桥或 Q 表。当测试频率远低于谐振频率时，测得的介电常数即为自由介电常数 ϵ^T ；如果用比样品的高次谐振频率还高的频率，测得的介电常数值即为受夹介电常数 ϵ^B 。这是因为信号频率特别高（10兆赫以上）时，振子形变跟不上信号变化而处于受夹状态。

(3) 测定平面机电耦合系数 k_p 它是压电体的基本参数。所谓平面的意思，是指应力为二维各向同性。

计算 k_p 的公式为：

$$\frac{k_p^2}{1 - k_p^2} = \frac{(1 - \sigma^B) J_1[\eta_1(1 + \Delta f/f_s)] - \eta_1(1 + \Delta f/f_s) J_0[\eta_1(1 + \Delta f/f_s)]}{(1 - \lambda^B) J_1[\eta_1(1 + \Delta f/f_s)]} \quad (3-18)$$

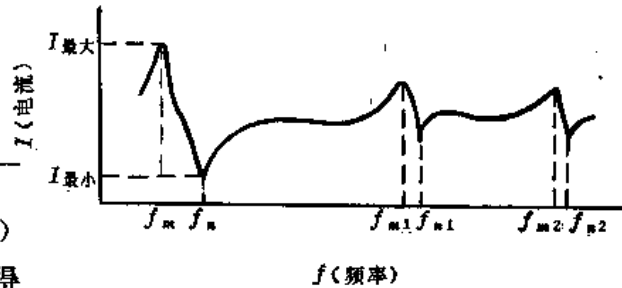


图 3-7 传输法中压电振子阻抗随振荡频率的变化

式中 J_0 ——零阶一类贝塞尔函数；

J_1 ——一阶一类贝塞尔函数；

η_1 —— $\eta J_0(\eta) = (1 + \sigma^B) J_1(\eta)$ 的最低正根(例如, 当 $\sigma^B = 0.31$ 时, $\eta_1 = 2.05$)。

式(3-18)中的 Δf 用式(3-15)计算。 k_p 与 $\Delta f/f_s = (f_p - f_s)/f_s$ 的关系如图3-8所示。这个图是以 $\sigma^B = 0.31$ 画的。但对于 σ^B 在 0.27 和 0.35 之间的值也可近似使用。

图3-8是对无限薄圆片而言的。对于有限厚度的试样, 由式(3-18)计算的 k_p 值偏大。对于典型的压电陶瓷, 当样品直径/厚度小于 0.1 时, 误差小于 1%。

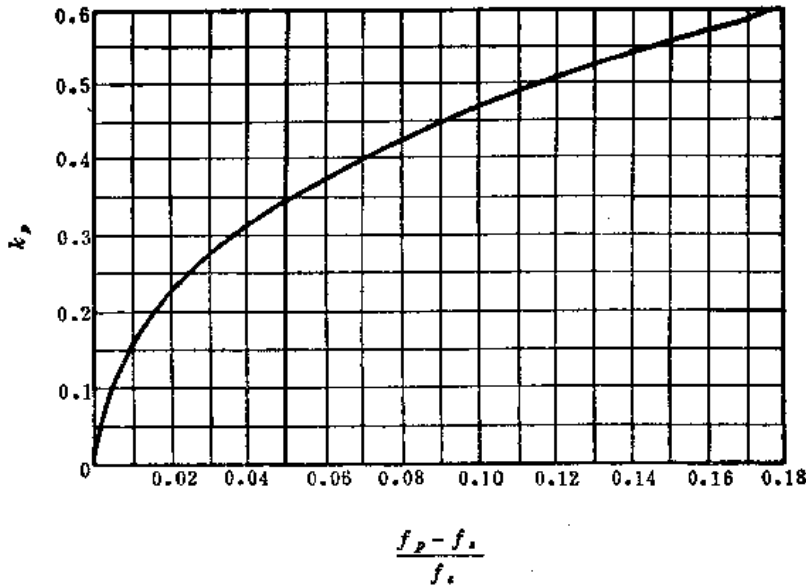


图 3-8 薄圆片的平面机电耦合系数

(4) 测定 d_{31} 和 g_{31} 测得样品的 σ^B 、 ρ 、 ϵ_{33}^T 、 f_s 及 k_p 后, 可用下式计算 k_{31} 、 g_{11}^B 、 d_{31} 、 g_{31} :

$$k_{31}^2 = \frac{(1 - \sigma^B)}{2} k_p^2 \quad (3-19)$$

$$\frac{1}{g_{11}^B} = \frac{\pi^2 d^2 f_s^2 [1 - (\sigma^B)^2] \rho}{\eta_1^2} \quad (3-20)$$

$$d_{31} = k_{31} \sqrt{\epsilon_{33}^T g_{11}^B} \quad (3-21)$$

$$g_{31} = d_{31} / \epsilon_{33}^T \quad (3-22)$$

(5) 测定弹性刚度常数 c_{33}^D 它与并联谐振频率的关系为:

$$c_{33}^D = 4\rho \left(\frac{f_{v_i} t}{i} \right)^2 \quad (i=1, 3, 5, \dots) \quad (3-23)$$

式中的 f_{v_1} 为一次泛音反谐振频率, f_{v_3} 为三次泛音反谐振频率, 其余类推。 ρ 是样品密度, t 是样品厚度。

2. 用薄长条样品测定 k_{31}

薄长片的长度应比宽度和厚度大 4 倍以上。极化方向与厚度方向平行, 电极面与厚度方向垂直。

k_{31} 可按下式确定:

$$\frac{k_{31}^2}{1-k_{31}^2} = \frac{\pi}{2} \frac{f_p}{f_s} \operatorname{tg} \left(\frac{\pi \Delta f}{2f_s} \right) \quad (3-24)$$

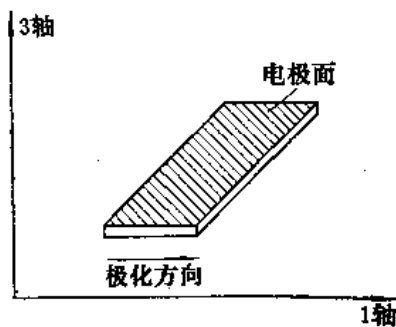
式中的 Δf 由式 (3-15) 给定。

在保证薄片试样与薄片试样极化条件一样的条件下, 也可用式 (3-24) 和式 (3-19) 确定 σ^D 。

3. 用细圆柱体或细方柱体试样测定 k_{33} 、 s_{33}^D 、 s_{33}^B 、 d_{33} 、 g_{33}

圆柱体长度 l 应比直径大两倍半以上 (方柱体的长度应比其截面的任一宽度大两倍半以上), 极化方向应与柱体轴向平行, 电极面应与轴垂直 (即附在柱体两端面上)。

测得 f_s 、 f_p 后, 由下式可计算各量:



$$k_{33}^2 = \frac{\pi f_s}{2f_p} \operatorname{tg} \frac{\pi}{2} \frac{\Delta f}{f_p} \quad (3-25)$$

$$\frac{1}{s_{33}^D} = 4\rho f_p^2 l^2 \quad (3-26)$$

$$s_{33}^B = s_{33}^D / (1 - k_{33}^2) \quad (3-27)$$

$$d_{33} = k_{33} \sqrt{\varepsilon_{33}^T s_{33}^B} \quad (3-28)$$

$$g_{33} = d_{33} / \varepsilon_{33}^T \quad (3-29)$$

图 3-9 作切变振动薄片试样

4. 用作切变振动的薄片试样的测定

制备一截面为长方形的薄片, 其截面长度应为宽度的两倍以上, 极化方向为截面的宽度方向, 极化后磨去电极, 然后在 3 轴方向设置电极 (见图 3-9)。

(1) 测定 k_{15} 。在电桥上以远高于和低于谐振频率的频率分别测定样品的电容。然后描出曲线, 外推至谐振频率处, 这样就求出在谐振频率下的自由和夹持介电常数 ε^T 、 ε^S 。而后, k_{15} 由下式决定:

$$\varepsilon_{11}^S = (1 - k_{15}^2) \varepsilon_{11}^T \quad (3-30)$$

(2) 测定 s_{55}^D 、 s_{55}^B 、 d_{15} 、 g_{15} 、 s_{55}^D 与 f_{p1} 的关系为:

$$\frac{1}{s_{55}^D} = 4\rho \left(\frac{f_{p1} t}{i} \right)^2 \quad (i=1, 3, 5, \dots) \quad (3-31)$$

式中, f_{p1} 为一次泛音反谐振频率, f_{p3} 为三次泛音反谐振频率, 其余类推。 ρ 是样品密度。 t 是样品厚度。 s_{55}^B 、 d_{15} 、 g_{15} 可由下式决定:

$$s_{55}^B = s_{55}^D / (1 - k_{15}^2) \quad (3-32)$$

$$d_{15} = k_{15} \sqrt{\varepsilon_{11}^T s_{55}^B} \quad (3-33)$$

$$g_{15} = d_{15} / \varepsilon_{11}^T \quad (3-34)$$

5. 测定机械品质因数 Q_M 值

测定 Q_M 值时, 要求样品的支撑点正好处于波节上。这种要求, 对石英来说尤为重要。

Q_M 由式 (3-13) 决定。

当 $\Delta f / f_s = 0.05$ 时, 使用式 (3-13) 带来的误差约为 6.5%; 当 $\Delta f / f_s$ 为 0.10, 0.20 时, 误差是 13%, 23%。测定值总是偏小。

Q_M 值与样品外形和振动方式有关。通常, 切变振动方式的 Q_M 值偏低。

第二节 探 头

探头是实现电信号与声讯号相互转换的器件，是超声波探伤装置的重要组成部分。

一、探头的种类

目前所用的探头，绝大多数是利用压电效应原理制作的。这里讨论的分类，也仅是这类最常用的探头而言。

根据产生超声波波型的不同，探头可分为纵波探头（也叫直探头、平探头）、横波探头（也叫斜探头、斜角探头）和表面波探头等几类。根据探伤方法区分，有接触探伤用探头，水浸探伤用探头。有些探头的发射功能与接受功能是由两个晶片分别担当的，叫双晶片探头，亦称联合双探头。有些探头的声束聚成一点或一条线，叫做聚焦探头。有些探头入射角度是可以变化的，称可变角度探头。还有些探头是为达到某种探伤目的而特制的，叫做专用探头。下面叙述各类探头的结构及设计上的考虑。在直探头中所谈的内容，原则上也适用于其他探头。

二、各类探头的结构与设计

（一）纵波探头

1. 结构

纵波探头用于发射和接收纵波。其结构如图3-10所示。

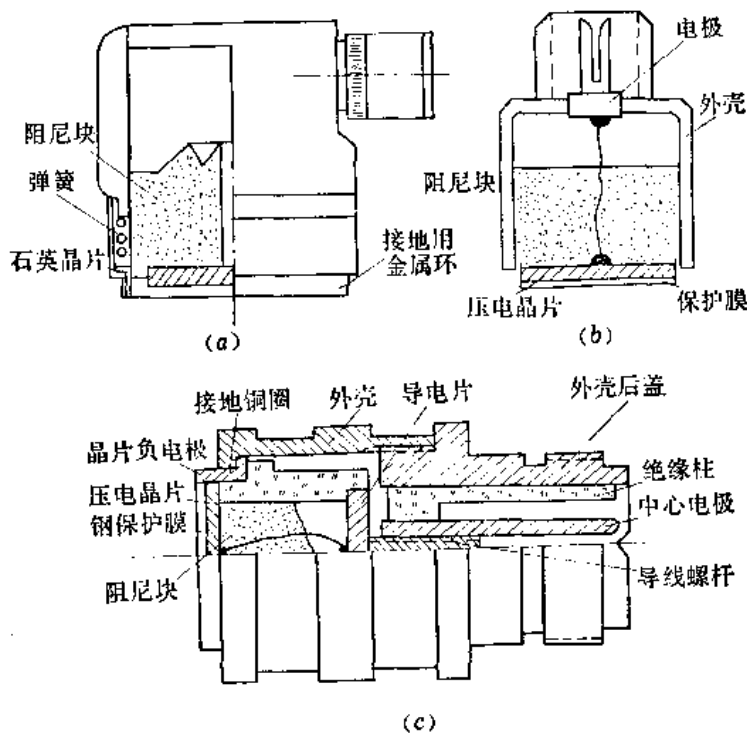


图 3-10 纵波探头的结构

纵波探头由保护膜、压电晶片、阻尼块、外壳、电器接插件组成。有的纵波探头还带有机玻璃延迟块。

保护膜有陶瓷、钢、塑料等几种。塑料保护膜易损坏，所以往往做成可拆换式的，见图3-11。陶瓷保护膜、钢保护膜与晶片之间是用环氧树脂类的胶粘接的。有机玻璃延迟块与带保护膜的晶片是靠压力接触的，也可以用环氧树脂、502胶等把晶片直接粘在延迟块

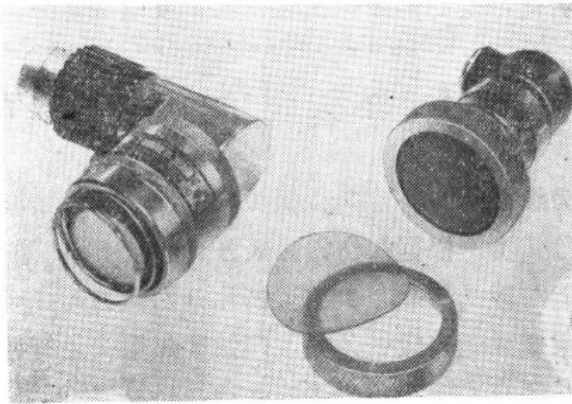


图 3-11 塑料保护膜纵波探头

上。在使用石英晶片的探头中，石英晶片的接地电极是直接于工件接触的。探头电缆的屏蔽网丝通常与晶片的接地电极相连。阻尼块的作用是吸收向后发射的声波并阻尼晶片的振动。阻尼块通常是用钨粉和环氧树脂制作，有的石英探头是采用电木制作。

外壳的作用是支撑、容纳、保护上述各类器件，通常还作为接地电极使用。有的直探头外壳上还带有便于抓持的金属环、塑料罩等。外壳上有电器接插件，一般是采用牢固耐用的小型电缆接插件。通常外壳上还有标称频率、晶片直径、晶片材料等标记。

2. 设计

(1) 保护膜 为了防止晶片磨损、碰坏，在晶片前通常加有保护膜。

与陶瓷晶片相比，石英晶片不易损坏，所以有的石英晶片探头是不加保护膜的。

也有人使用含硅砂的塑料或碳化钨、陶瓷片等作为保护膜。由于很难使这种保护膜做得足够薄，所以加保护膜后，由于超声在保护膜内多次反射，使得荧光屏上的始脉冲(始波)变宽。而且，由于晶片前面粘上了保护膜，探头的机械品质因数也会大大降低。

有的厂家以塑料为保护膜。塑料保护膜展宽脉冲的作用不大，而且有利于消除工作表面光洁度及探伤时因压力不均匀而造成耦合程度的变化。由于塑料薄膜的声阻抗可以调整到晶片与油的声阻抗之间，这样可以使透射率不因加保护膜而降低很多。

(2) 探头的机械品质因数 Q_P 设计探头时，常常希望其机械损耗比较小，这样发射声能的效率就高。实用中，可用探头的机械品质因数 Q_P 值来表示其机械损耗的大小， Q_P 值越大，损耗越小。 Q_P 值可用如下式所示。

$$Q_P = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\rho_c c_c}{\rho_l c_l + \rho_B c_B} \quad (3-35)$$

式中 $\rho_c c_c$ —— 晶片声阻抗；

$\rho_l c_l$ —— 负载(工件)声阻抗；

$\rho_B c_B$ —— 吸收块声阻抗。

由式(3-35)可知，负载与背衬材料的声阻抗越大，探头的机械品质因数就越小，发射声能的效率也越低。探头机械品质因数还与晶片的机械品质因数 Q_M 有关。压电陶瓷晶片的 Q_M 小，做成的探头 Q_P 值也小。

(3) 探头的电气品质因数 Q_e Q_e 的定义如下：

$$Q_e = \frac{\pi}{4k^2} \cdot \frac{\rho_l c_l}{\rho_c c_c} \quad (3-36)$$

式中 k —— 机电耦合系数。

利用式(3-36)计算可知,石英探头的 Q_0 值大约为钛酸钡探头的16倍,为锆钛酸铅探头的10倍。因此,对于压电陶瓷晶片制成的探头来说,电气的阻抗匹配是很重要的。一般可采用在探头内加入与晶片并联的电阻、电感的办法,使探头与仪器的发射电路匹配,以提高发射效率。匹配用的电阻、电感可装在探头的吸收胶内,也可以装在接插件内,或者装在仪器内部。

(4) 探头频带宽度 探头带宽 Δf 的定义如下:

$$\Delta f = \frac{f_2 - f_1}{f_0} \quad (3-37)$$

式中 Δf —— 探头带宽;

f_0 —— 探头频谱中主峰值所对应的频率;

f_2 —— 高于 f_0 的某一频率。 f_2 所对应的信号幅度为 f_0 对应信号幅度的70%;

f_1 —— 低于 f_0 的某一频率。 f_1 所对应的信号幅度为 f_0 对应信号幅度的70%。

探头带宽与探头机械品质因数 Q_p 的关系如下式所示:

$$Q_p \approx \frac{f_0}{f_2 - f_1} = \frac{1}{\Delta f} \quad (3-38)$$

由式(3-38)可知,探头机械品质因数越小,其带宽越宽。所以说,要求带宽较宽与要求灵敏度高是互相矛盾的。

(5) 阻尼块 对阻尼块的要求有两个,一是它的声阻抗必须比较大,以便产生较大的阻尼作用;再就是要求它有较强的吸声作用,尽可能吸收掉晶片向后发射的声波(当探头比较小时,是很难做到完全吸收的)。

为了防止粘接层降低阻尼及吸收的作用,一般都是把晶片与吸收块浇铸在一起。也可以用直接固化到晶片上的硬化橡胶做阻尼块。为了增大吸声效果,阻尼块后边缘可制成波浪式的、倾斜状的。

通常是用环氧树脂加钨粉制作阻尼块。当钨粉含量太多时,要注意防止阻尼块与外壳等电气连通。用木屑粉代替钨粉也是有益的。木屑粉的数量应从晶片开始逐渐增加,这样就能使阻尼块与晶片的声耦合性能最佳,同时吸收效果也最好。阻尼块必须把晶片的四周(除发射面外)全包围住,这样有助于减少不希望的振动方式,这一点对于钛酸钡晶片尤其重要。一个好的阻尼块应使向后发射的声波衰减200分贝以上。

(二) 横波探头

1. 结构

这里介绍的是应用波型转换得到横波的横波探头。

这类探头的基本结构如图3-12所示。

横波探头通常由声陷阱、透声楔、晶片、阻尼块、电气接插件和外壳等几部分组成。为了在工件中产生折射横波,压电晶片产生的纵波要倾斜入射到工件表面上,因此,横波探头的晶片是倾斜放置的。由于有一部分声能在透声楔边界上反射后,经过探头内的多次反射,会返回到晶片被接收,从而会加大发射脉冲的宽度,形成固定干扰杂波。所以,要

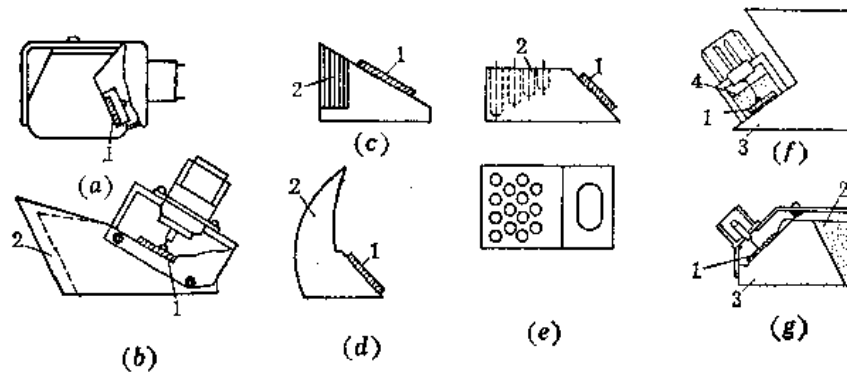


图 3-12 横波探头的结构形式

1—压电晶片；2—声陷阱；3—透声楔；4—阻力块

设置声陷阱来吸收这部分声能。声陷阱有许多结构形式，可以采用在透声楔某部位打孔、开槽、贴付吸声材料等办法来制作。

横波探头的晶片有的是粘在透声楔上的，有的是靠机械压力压在透声楔上的，后者与透声楔之间要用油耦合。

横波探头常使用方形晶片。因为与圆形相比，方形晶片增加了靠近工件部分（即晶片下半部分）的发射强度，而这部分晶片所发射的声波在透声楔中走的路程最短，受到的衰减最少，所以使用方形晶片可明显地提高灵敏度。

横波探头的透声楔多用有机玻璃制作。因为这种材料易于加工，在 5 兆赫频率以下，其衰减系数较适宜，即对于通过它而进入工件的声能衰减不甚严重，而对于在声陷阱内多次反射的声能又有足够的吸收作用（当频率高于 5 兆赫时，以衰减系数比有机玻璃更小些的材料做透声楔，可能更合理些）。有机玻璃透声楔的另一个优点是它与工件的声耦合特性好，通过适当的耦合剂，即能方便地、稳定地实现适当的声耦合。有机玻璃的缺点是不耐磨，易破碎。

有些横波探头是有金属外壳的，这样便于灌注吸收胶。同时，外壳还有防止有机玻璃碎裂的作用，其下边缘还有防磨作用。在外壳上（无外壳时即在有机玻璃块上）有标志探头入射点的刻度线。同时还有探头标称频率，入射角（或折射角、K 值）等参数的标志。

个别横波探头也有保护膜，不过加保护膜后，声耦合特性及灵敏度等都大大变坏。如果必须加保护膜，以加塑料保护膜为宜。

有些横波探头没有阻尼块，或者只使用阻尼作用很弱的阻尼块。

2. 设计

(1) 折射角（或入射角） 横波探头的入射角一般都在第一临界角和第二临界角之间。

为了获得一定的折射角，需要按照第一章所述的理论公式，根据所采用的有机玻璃以及被检材料的声速计算相应的纵波入射角。

横波探头的常用折射角为 35° 、 40° 、 45° 、 50° 、 60° 、 70° 和 80° 。

(2) 频率 横波探头的常用频率是 1.25~2.5 兆赫，也有采用 5 兆赫的。随着频率的降低，探头尺寸就相应地增大，否则就不能保证有好的指向性和提供足够尺寸的声陷

阱。所以，目前1兆赫以下的小型斜探头采用单晶片（收发共用一个晶片）的还比较少见，而往往是采用双晶片的形式。

当频率较高时（例如5兆赫），探头尺寸往往可以做得小一些。这是因为，频率高时，小尺寸晶片也有较好的指向性，由于有机玻璃对高频超声波吸收较强，所以声陷阱的尺寸也可以做得小一些。同时，为了提高灵敏度，也希望超声波在有机玻璃块内走的距离短些。

（3）透声楔尺寸及形状 设计横波探头时，选择合适的长度和高度是必要的。设法使经多次反射的声波不能返回到晶片上来是设计原则。因此，探头入射点至探头最前端的距离，应大到足以使晶片上边缘发射的声波，不会经前壁与底面形成的两面角反射回来。也要注意使晶片下边缘发射的声波，经透声楔底面反射后（最好把反射横波也考虑在内），不会回到晶片上边缘，见图3-13。因此，不同折射角的探头，透声楔的尺寸和形状应当是不一样的，特别是入射点至前沿的距离。当探头前沿落在声束之内时，还容易产生较强的表面波，这是设计横波探头时值得注意的问题。在设计小型探头时，由于体积小，要想从吸收的角度消除杂波比较困难，这时更要从设计透声楔形状上着眼，针对实际问题的需要，做出合理的设计（参见表面波探头设计一节）。

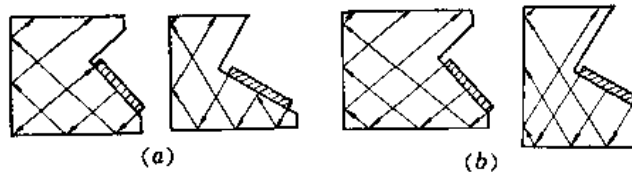


图 3-13 透声楔内的声波反射
(a)不好；(b)好

（三）双晶片探头

如图3-14所示，在一个探头中有两个晶片，分别用作发射和接收超声波，这两个晶片之间用隔声层隔开，这种探头称做双晶片探头。为了使发射和接收声束有一交点，通常两晶片相互有一倾角，对于双晶片直探头还常常配有延迟块。

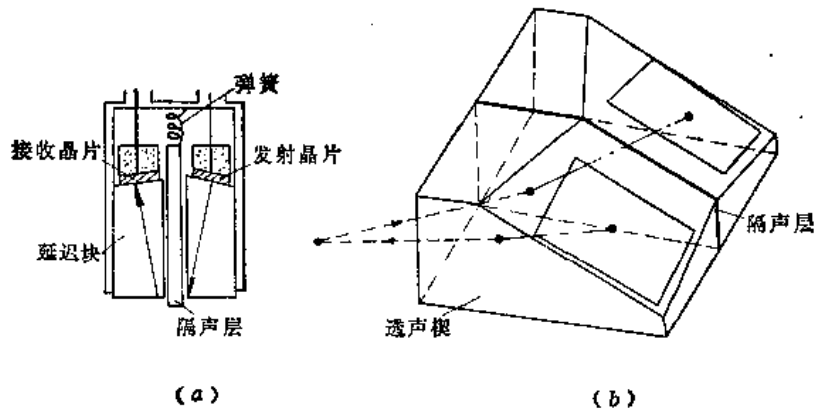


图 3-14 双晶片探头示意图
(a)双晶片直探头；(b)双晶片斜探头

这种探头多用于探测近表面缺陷，用于对薄工件的检验和测厚。

下面着重介绍适用于小径薄壁管焊缝探伤的双晶片斜探头（也叫双晶片双倾角横波探头）的结构和特点以及声束交点的确定方法。

1. 结构

图3-15示出了小径薄壁管焊缝探伤用双晶片斜探头的结构图和透声楔图。透声楔分成两部分，中间填以1毫米厚的软木作为隔声层。透声楔放置晶片的斜面除具有普通斜探头的入射角 α （见图3-15）外，还对称地有一倾角 θ （见图3-16）。入射角 α 由所需折射角

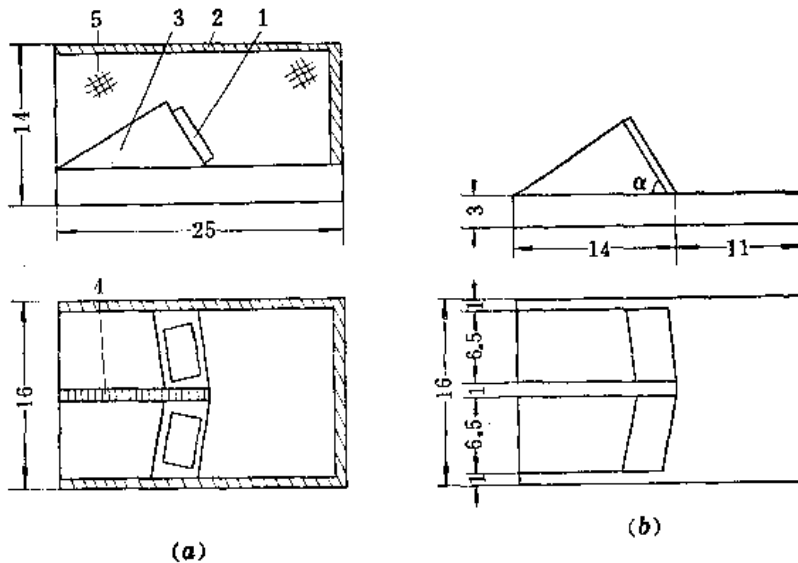


图 3-15 小径薄壁管焊缝探伤用双晶片斜探头

(a) 结构示意图；(b) 透声楔

1—晶片；2—钢壳；3—透声楔；4—软木隔声层；5—吸收胶

β 决定，倾角 θ 视被检工件的厚度和折射角 β 而定，一般在 $4^\circ \sim 10^\circ$ 。两晶片对称地贴在这两个斜面上。探头内灌以吸收胶。

2. 特点

由于采用了双晶片，一收一发，消除了有机玻璃/钢界面反射杂波；又由于始脉冲不能进入接收放大器，克服了阻塞现象，结果使探测盲区大为减小，为用一次波探伤以及发现近表面缺陷创造了条件。

因为两个晶片的布置对称地有一倾角 θ ，则发射晶片的声场与接收晶片作发射晶片考虑时的声场必然相交，形成一棱形区 $abcd$ （见图3-16）。显然，处于棱形区的缺陷，其反射信号强；同时，对于同样大小的缺陷，位于棱形区中心时反射信号最强，位于棱形区边缘时，相对弱些。由此可知，探伤灵敏度是随缺陷所在深度变化的，灵敏度先随深度增加而增高，直至一最大值，然后又随深度增加而下降。这种探伤灵敏度的变化是双晶片斜探头的特点。

3. 声束交点的确定方法

如前所述，双晶片斜探头的探伤灵敏度是随深度变化的，发射晶片和接收晶片两声场

声束轴线交点 Q 处的灵敏度最高。因此，在实际探伤中，要根据被检工件的厚度，选取适当的倾角 θ ，使交点在需探测缺陷的位置附近。 θ 愈小，交点距探测面的深度愈深，棱形区也愈细长，有利于探测较厚的工件； θ 愈大，交点距离探测面的深度愈小，棱形区愈粗短，有利于探测较薄的工件。

图3-17是双晶片斜探头的透声楔示意图（图中只画出透声楔的一半）。现参照图3-17讨论声束轴线交点 Q 的确定。

由图可知：
$$W = \frac{x}{\sin\beta\sin\gamma} \quad (3-39)$$

$$P = x \operatorname{ctg}\gamma \quad (3-40)$$

$$t = W \cos\beta \quad (3-41)$$

式中 $x = L - h \operatorname{tg}\alpha' \operatorname{tg}\gamma \quad (3-42)$

$$\beta = \sin^{-1} \left(\frac{c_{t2}}{c_{t1}} \sin\alpha \right) \quad (3-43)$$

$$\gamma = \cos^{-1} (\operatorname{tg}\alpha' / \operatorname{tg}\alpha) \quad (3-44)$$

式(3-42)中的 L 为晶片中心至隔声层中心平面的垂直距离， h 为晶片中心至探测面的垂直距离；式(3-43)、(3-44)中 α 与 α' 、 θ 的关系为：

$$\alpha = \cos^{-1} (\cos\alpha' \cos\theta) \quad (3-45)$$

式(3-43)中 c_{t2} 、 c_{t1} 分别为被检材质的横波声速和透声楔的纵波声速。

至此，如果已知 α' 、 θ 、 L 、 h ，就能通过式(3-39)至式(3-45)确定有关声束轴线交点 Q 位置的 W 、 P 和 t 。

利用类似方法也可以计算声束边缘的前交点和后交点（图3-16中的 b 点和 d 点）相应的 W 、 P 和 t 。

用于大径管焊缝及其他部件探伤的双晶片斜探头，亦可参照上述计算方法设计。

(四) 表面波探头

1. 结构

表面波探头的结构与横波探头的结构类似，主要的不同点是晶片发射的纵波入射角超过第二临界角。表面波探头结构及其透声楔见图3-18和图3-19。

2. 透声楔的设计

(1) 透声楔材料和入射角度的选择 根据折射定律，入射角度 α 用下式表示：

$$\sin\alpha_1 = c_{t1}/c_{r2} \quad (3-46)$$

式中 α_1 ——纵波入射角；

c_{t1} ——纵波在透声楔中的声速；

c_{r2} ——表面波在试件中的声速。

由式(3-46)可知，只有当被测工件的表面波速度大于透声楔材料内纵波速度时，才可能利用折射法产生表面波。通常是用有机玻璃制作透声楔的，其纵波声速约为 2.7×10^3 米/秒。因此，当被检材料中表面波声速小于 2.7×10^3 米/秒时，不能用有机玻璃作透声楔。

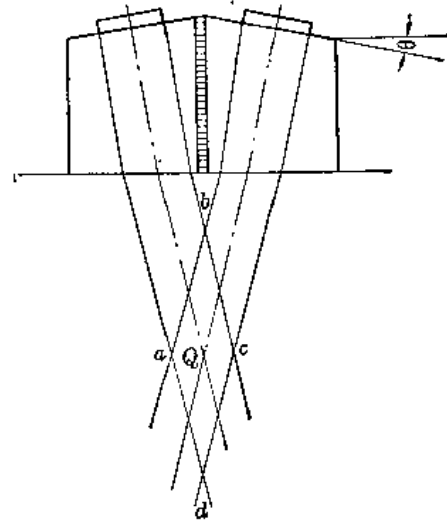


图 3-16 双晶片斜探头声场棱形区示意图

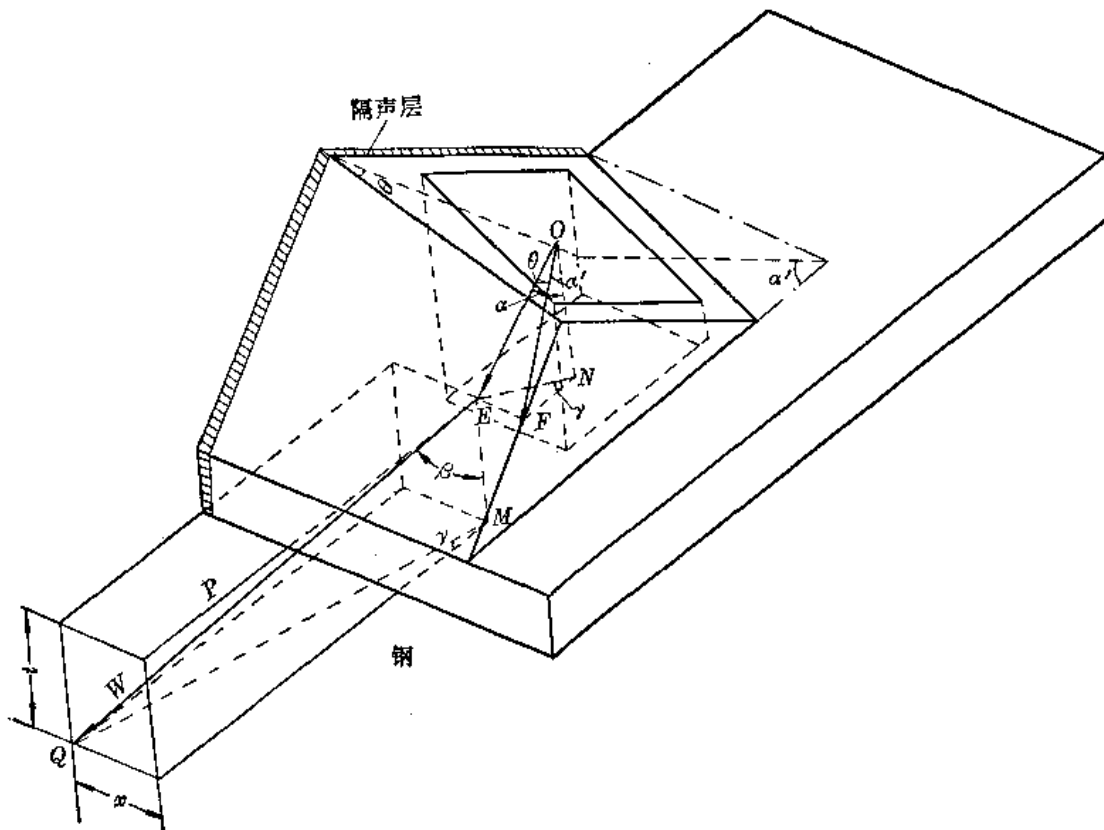


图 3-17 双晶片斜探头透声楔示意图

- α' —无倾角 θ 时声束入射角;
- α —有倾角 θ 时声束入射角;
- θ —放置晶片的透声楔斜面的倾角;
- γ —有倾角 θ 时入射面与无倾角 θ 时入射面的夹角;
- β —有倾角 θ 时声束在钢中的折射角;
- ON —晶片中心至探测面的垂直距离, $ON = h$;
- W —入射点至声束轴线交点的声程;
- P —入射点至声束轴线交点的水平距离;
- t —声束轴线交点的深度

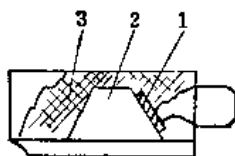


图 3-18 微型表面波探头结构示意图

1—晶片, 2—透声楔, 3—阻尼块

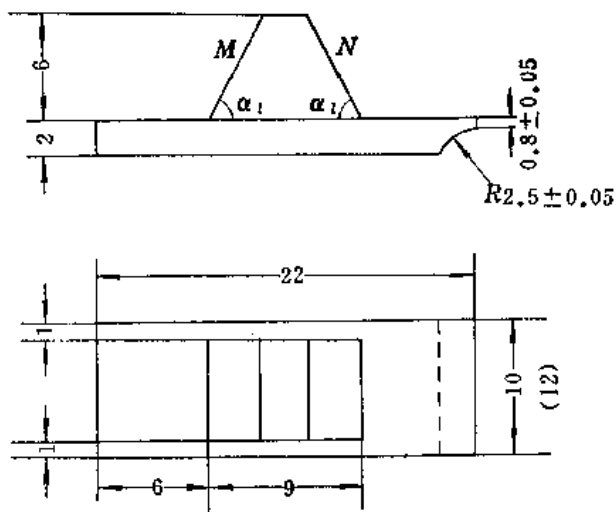


图 3-19 表面波探头透声楔的尺寸 $\alpha_1 = 62^\circ \sim 64^\circ$

例如，为了测铜合金、铸铁、镍合金等，可使用尼龙、铅等作透声楔材料。它们的纵波声速较低，在 $2.1\sim 2.4\times 10^3$ 米/秒。

(2) 透声楔形状 为了制作微型表面波探头，需要精心设计透声楔形状。因为探头越小，无论是晶片直接向后发射的声波还是向前发射的经透声楔底面反射的声波，都越不易吸收掉，它在探头内发生多次反射，这就形成较宽的固定杂波。在设计小型表面波探头时，应设法使这些杂波在荧光屏上的位置不至大到淹没探头前沿处的缺陷回波。图3-19所示的透声楔就是为这个目的而设计的。由图可知，由于晶片发出的纵波经透声楔底面反射后垂直入射到透声楔 N 面上，所以大部分声能将透入到吸收胶中去，小部分声能按原路（这是最短的路程）被反射回晶片，适当调整 M 面与 N 面的相对位置，就可以使固定杂波在荧光屏上的横标小于探头前沿处缺陷回波的横标。

透声楔前面的小圆弧面，可以防止回波沿探头外壳外表面上爬。从而提高接收灵敏度。

(3) 灵敏度 晶片发射的纵波声束轴线与透声楔底面的交点（以下称为入射点）越靠近探头前沿，则中心声束所产生的表面波在探头与工件的接触面内传播距离越短，衰减越小。但是，轴线越向前移，整个声束中靠前部分能被利用的也越少。因此，为了提高探头灵敏度，应兼顾两种情况，入射点前移的程度，适可而止。在某些应用中，例如探测汽轮机叶片根部（简称叶根）缺陷，探测面很小，仅是探头前端一小部分能接触到被检工件，所以制作探叶根的表面波探头时，入射点应尽量前移。

(五) 可变角度探头

探伤时，有时需要用不同入射角的探头，重复探伤。为了避免更换探头起见，可使用可变角度探头。在板波探伤中，为了选择合适的板波波型，也希望使用可变角度探头。图3-20给出了几种型式的可变角度探头的结构。

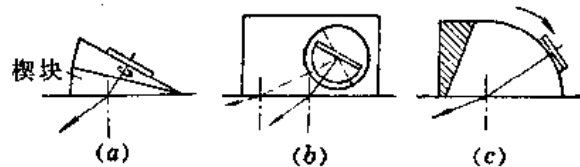


图 3-20 可变角度探头

这三种结构都可改变探头的入射角，同时它们各自都有一定的缺点：图3-20 a所示的探头是转动上面的楔块来改变入射角，其缺点是没有声陷阱；图3-20 b所示探头的缺点是在改变折射角时，入射点及声波在透声楔中的路程都变化；图3-20 c所示探头的缺点是声波在透声楔中走的距离大，衰减大，因而降低了探头的灵敏度。

(六) 聚焦探头

图3-21给出了几种聚焦探头的结构。聚焦探头可大幅度地改善指向性。近年来，人们开始探索用聚焦探头定量地测定缺陷大小，取得了一定的成绩，现已经接近实用阶段。

由于与光波相比，超声波的波长是太长了。因此，需要采用大尺寸的聚焦晶片、聚焦反射面、聚焦声透镜等才能使声束聚焦。一般说来，聚焦面尺寸需在30毫米以上。但即使有足够大的尺寸，所能获得的焦距也不会很长，加之焦距的一部分还在透声楔内，所以聚焦探头焦点至探伤面的垂直距离不可能做得很大。目前实用中效果较好的一种聚焦探头，

是把声透镜装在透声楔与探测面之间，如图3-21 d 所示。声透镜同时也起防磨作用。这种聚焦探头适合于探测薄壁管。可以用铝来制作这种声透镜。铝中横波速度比有机玻璃中的纵波速度要大。因此，凹面形状的有机玻璃/铝界面就起着会聚声透镜作用。铝声透镜的缺点是与工件的声耦合特性不如有机玻璃稳定。

图3-21 e 所示的聚焦探头，是以球面为聚焦界面。球的半径不同，则焦距也不同。

图3-22所示的聚焦探头，多用于水浸探伤，其焦距的计算公式，可参阅水浸探伤一节。

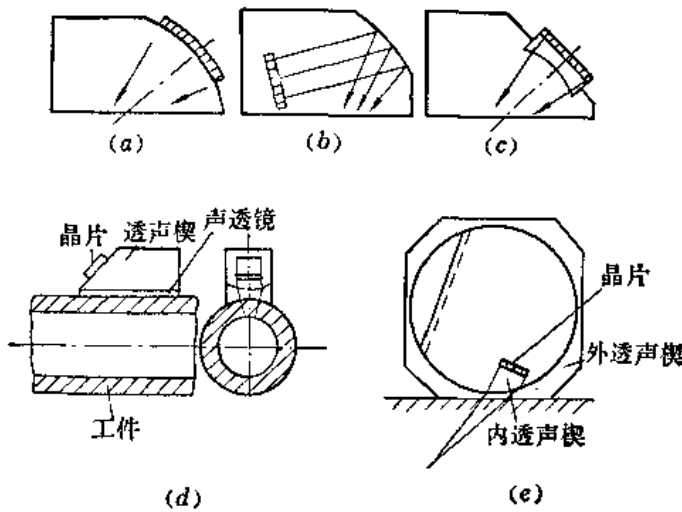


图 3-21 聚焦探头

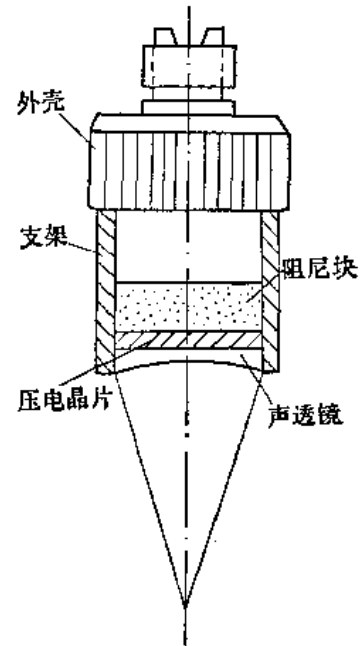


图 3-22 水浸聚焦探头

(七) 专用探头

针对某一具体的探伤课题，特殊制作的探头称为专用探头。例如为了在运行检修中检查电厂汽轮机大轴，需要使用内孔探头。这种探头可以伸到大轴内孔中去，从里面向外探伤。这样就能检查从外面所不能探到的部位。图3-23是内孔探头示意图。

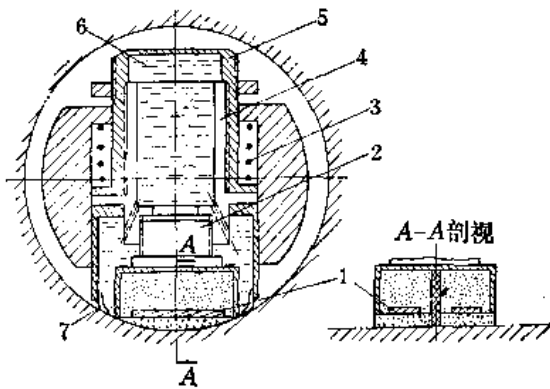


图 3-23 内孔探头示意图

1—晶片；2—探头芯；3—弹簧；4—套筒；
5—探头滑塞；6—油；7—密封呢子

为了探测T形叶根，可使用图3-24 a 所示的微型直探头。

专用探头形式是多种多样的，但基本结构与前几种探头是类似的，只是外形，大小，透声楔的形状有所不同。

三、探头的制作工艺

许多探伤问题，可以依靠研制适用的探头或改造旧有的探头来解决。下面叙述的探头制作工艺，可以帮助探伤工作者研制或改造探头。

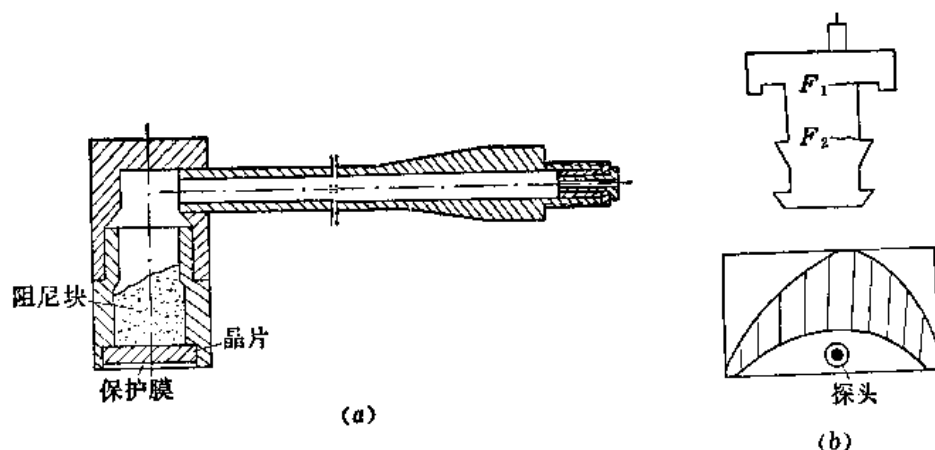


图 3-24 T形叶根探伤用微型直探头及探伤示意图

1. 晶片厚度与形状的修整

当现有晶片的厚度或形状不合适时，可进行适当的修整。如需切割压电陶瓷晶片时，可将晶片固定在一个平而硬的金属平台上，使用高硬度钢刀（例如钢锯条磨制的刀），按划好的线反复刻划，逐渐刻下所需的形状。如要切割石英晶片，需用金刚石。

如果晶片比所需要的厚，可以磨薄它。为此，需将晶片用石蜡和松香的混合物固定在一个金属棒的平端头上，然后在铸铁平台上研磨。可用一碳化六硼磨料加水助磨。

2. 晶片的镀银

先用氢氧化钠或酒精溶液清洗晶片。然后在马弗炉中烘干（600℃，2小时）。用小刷刷上一层非常薄的银糊（氧化银100克，硼酸铅5克，氧化铋1克，松香松节油72克，松节油12克，蓖麻油10克），要求银层面积符合设计要求，平整均匀，无气泡、起皮、龟裂等。在60~80℃温度下烘干。然后将其放在马弗炉中，在800~840℃下焙烧2小时。而后让晶片在马弗炉中随炉子自然冷却。也可以依上法再镀一次银层。

3. 晶片的极化

象钛酸钡这样的晶片，在镀银时，可能使晶片退极化，如有必要可进行再极化处理。可设置一装满变压器油的油槽，将晶片放在安置于油槽底部的金属电极上，另外一个电极加在晶片上表面。在一定的电场强度和温度下使晶片极化。然后在保持电场不变的条件下，使油慢慢冷却。极化过程中要注意防止油着火和晶片击穿。外加电压突然降低，就意味着晶片击穿了。油温与极化电场强度随晶片的种类不同而不同。通常锆钛酸铅类及三元系压电陶瓷类晶片的极化条件可选为：

极化电场： 3~5 千伏/毫米

极化温度： 120~150℃

极化时间： 20~60分钟

4. 焊接晶片的电极引线

在压电片上焊电极引线时，必须使用低熔点焊料，以避免在焊接过程中过热使晶片退极化。用下面的配方制成的焊料其熔点为70℃左右：

锡 9.5%
铅 45.2%
铋 45.3%

焊接时，动作要快，要使用小瓦数（如25瓦）烙铁，焊点要小而圆，要防止虚焊。

通常晶片的非接地极焊在晶片的正中央，而接地极焊在晶片的边缘某一部分，或焊在侧面上（如果焊在侧面上，侧面需镀银）。

焊接完毕后，要用酒精清洗掉多余的焊药（如松香等）。

5. 晶片的粘接

在一些设计中，晶片与透声楔、晶片与有机玻璃延迟块、晶片与保护膜之间是用树脂粘接的。粘接前应先用汽油后用酒精将晶片等洗净，然后用适量粘接剂将晶片与透声楔等物粘合，加一定的静压力（如0.6~1公斤/厘米²），在一定的温度下保持一段时间（如20~25℃，24小时）。然后在60~80℃温度下烘干6小时。最好制作专用夹具，以确保粘接质量。常用粘接剂有环氧树脂，502胶等。常用环氧树脂配方是：

618环氧树脂：二乙烯三胺：邻苯二甲酸二丁脂=100克：80克：10克

或

环氧树脂：邻苯二甲酸二丁脂：三乙醇胺：间苯二胺=100克：10克：6克：15克

晶片的接地电极焊点是突起的，在粘接前，需在有机玻璃透声楔上刻一凹坑，以放置小焊点。保护膜与晶片之间的粘接剂中切忌有气泡存在。为此，在配胶时将配好的胶静置一段时间后，将上面的一层去掉不用是有益的。

6. 吸收胶配方与浇灌工艺

常用的吸收胶配方如下：

钨粉：环氧树脂：二乙烯三胺（硬化剂）：邻苯二甲酸二丁脂（增塑剂）
=35克：10克：0.5克：1克

有人建议钨粉颗粒尺寸应在0.2~0.3毫米以下。为了使吸收块与晶片牢固地粘在一起，在粘接前应用酒精或丙酮仔细清洗晶片及晶片座表面，然后将吸收胶加热至80℃左右再进行浇灌。灌注后，应在20℃左右的温度下，静置12天。

必须待晶片与透声楔完全粘牢后再灌吸收胶，否则会因吸收胶固化时的收缩，使晶片与透声楔脱开。

吸收胶中钨粉含量是按设计要求填加的。当环氧树脂与钨粉的比例为1:5（重量比）时，其声阻抗可达 7×10^8 公斤/米²·秒。有些设计采用木屑等代替钨粉。

7. 保护膜的制作

在石英晶片前面镀上耐磨铬可防磨，但镀层厚度不可大于0.1毫米。

也有人用含硅的塑料或碳化钨薄层作保护膜。但要注意，对于后者应尽量减薄保护膜的厚度。有的厂家以塑料为保护膜，在塑料内加一导电环或喷涂导电层以实现电气联结。因为这些塑料薄膜是可拆换的，所以塑料膜与晶片是靠油层耦合的。也可以用环氧树脂制作保护膜。如果采用边磨边测试的办法调整环氧树脂保护膜厚度，就能做到使透声效果与不存在保护膜一样。

8. 预测

在粘好晶片之后，应测一次晶片的传输特性（参见压电陶瓷测量一节），灌吸收胶后，再测一次传输特性，经过比较可以判断是否有脱焊和断线等故障。另外也可以采用在粘贴晶片后灌吸收胶之前，用试块在超声波探伤仪上测试一下灵敏度，如果灵敏度很低，也说明有故障。

第三节 探头基本性能的测定

一、声场的测定

下面介绍几种测定探头辐射的声场的方法。

（一）超声光衍射法

图3-25所示的是测定聚焦探头焦点附近声场的超声光衍射法。

该方法中所使用的装置主要有：

超声波发生器：它是一个电子耦合振荡器，产生连续高频电压，将它加在晶片上使之产生连续超声波，工作频率范围是4~13兆赫。

光源：选用发光效率高，体积小的溴钨灯，其功率为30瓦（6伏）。

平行光管：焦距为1200毫米，产生通光口径为100毫米的平行光束。

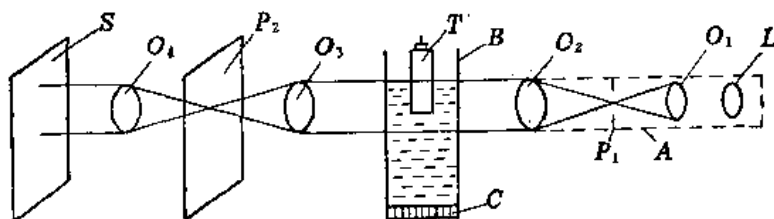


图 3-25 超声光衍射装置光路图

L—光源； O_1 —会聚透镜； P_1 —狭缝光栅； O_2 —透镜；A—平行光管；B—玻璃水槽；C—吸声垫；T—聚焦探头； O_3 —复合透镜； P_2 —谱线屏； O_4 —复合透镜；S—显象屏

玻璃水槽：采用透光性能好的玻璃（厚4毫米），水槽上部放置聚焦探头，底部垫泡沫塑料吸声。

复合透镜组：为提高成像质量和扩大显象面积，选用两组焦距为300毫米，外径为 $\phi 64$ 毫米的复合透镜，每组复合透镜用一块凸透镜与一块球面象差相等而方向相反的凹透镜组合在一起，以减少球面象差。

从光源L中射出的光，借会聚透镜 O_1 会聚在狭缝光栅 P_1 上，而狭缝光栅位于平行光管内会聚透镜的主焦点上，因而从平行光管发出的是平行光。它垂直通过玻璃水槽。聚焦探头发生的超声波在水中传播时，使水的密度沿声波的传播方向周期性变化，因此，当平行光通过水中的超声波束时，就象是射到普通光栅上一样，能够使光发生衍射。

复合透镜 O_4 将水槽产生的衍射光会聚在谱线屏 P_2 上。 P_2 是一块透明玻璃板，上面画有一条宽约1毫米的墨线，方向与狭缝光栅 P_1 的狭缝平行，用以挡住“零”级衍射光谱，

让其它级衍射光通过。这时，有声波传播的地方是明亮的，没有声波传播的地方是暗的，其明亮程度与声波强度成正比。通过复合透镜 O ，把超声图象（倒象）投射到显象屏 S 上，在显象屏上即可观察到声波在水中传播的情况。超声场的可见光图象需要在暗室里观察和拍照。

（二）水浸法测声场

如图3-26所示，将直径为1毫米的小钢球固定在水中，探头用万向装置固定好，该固定装置能在水中升降。改变探头的倾角和与钢球的距离。通过在不同距离、不同倾角下测定回波波高，就可以逐步测出探头的声场。

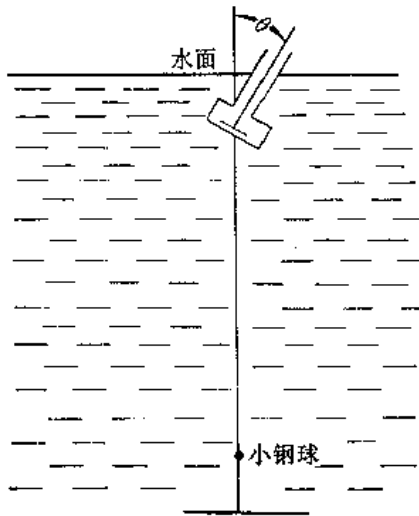


图 3-26 水浸法测探头声场

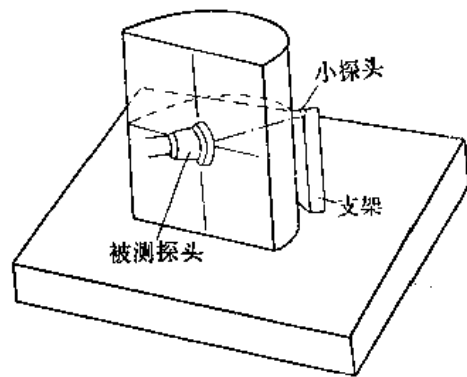


图 3-27 用半圆柱试块测声场

（三）用试块测定固体中的声场

如图3-27所示，制作一系列不同半径的半圆柱试块，制作试块的材料应与被检工件材质相近，且质地均匀。半圆柱体的纵向尺寸应足够大，以避免边界的影响。用专用夹具将被测探头放在试块的中心，专用夹具应能使被测探头围绕探头中心线旋转。用一个置于能沿圆柱面旋转的支架上的小型探头在圆柱面上接收被测探头发射的超声波。对应于发射探头的不同扩散角度（相对于探头中心线的旋转角）都要测一次声压分布，这样就能测出整个探头的声场。为了接收纵波，可采用一般直探头，只需直径足够小就可。为了接收横波，应采用 γ 切割石英晶片探头，并使用水玻璃做耦合剂。也可以用电动探头（参见本章第四节）接收纵波和横波。

为了测定直探头的近场，可如图3-28所示的那样，采用不同厚度的薄板，用小直径探头（直径3~4毫米）接收穿过板的超声波。

（四）用胆甾型液晶测聚焦探头声场

液晶是一种在一定温度范围内既有液体的流动性又有晶体的光学特性的物质。液晶有很多种，用于测声场的是胆甾型液晶。这种液晶是从胆固醇中提取的。当用白光照射胆甾型液晶时，呈现一定的色彩，其色彩随液晶材料、温度、入射角及观察角度而变化。

将浸在水中的探头朝着水面上的黑色塑料薄膜发射超声波，在塑料膜上靠空气这一边

放上某一配方的胆甾型液晶混合液。液晶的颜色由所选取的配方及水的温度决定，适当调节这些因素就可以使其在塑料薄膜上某一范围内有均匀颜色（例如有人做到在 $\phi 50$ 毫米圆周内有均匀颜色）。这时如果超声波辐射到液晶上，液晶的色彩就要随声压不同而起变化，这是因为塑料薄膜吸收了声能，改变了薄膜上温度的分布，这样就在塑料薄膜上显现出声场截面的彩色图象。当把声场去掉后，塑料薄膜的温度又恢复到了环境温度，液晶颜色又恢复原样。

光源可采用闪光灯，光线与液面夹角可选为 85° 。在 $3\sim 5$ 秒内，声场在塑料薄膜上呈现彩色图象，该图象可保持几秒钟。图象的建立及保持时间与超声强度、薄膜厚度、水的温度有关。

改变薄膜与探头的距离进行相同的测定，就可得到整个探头的声场。

二、有关探头频率特性的测试

(一) 用频谱分析仪测探头发射声波的频谱

探头发射的是脉冲超声波。根据傅立叶分析，脉冲波是由许多不同频率的谐波组成的。因此，探头发射脉冲声波的频谱是表示探头频率特性的最合理的数据。测定探头发射的脉冲超声频谱的电路如图3-29所示。脉冲超声波被光滑大平底面所反射，然后被探头接收，探头输出的电信号经放大由门电路选出来送到频谱分析仪进行频谱分析，结果由X-Y记录仪记录下来。双线示波器用于观察需要分析的脉冲是否选得准确。

(二) 用其他方法测定探头频谱

如果只为了测定探头发射声波的频谱，可以采用图3-30所示的电路。该电路的优点是不使用高级频谱仪。

扫频信号发生器产生扫频信号（频率范围 $0\sim 12$ 兆赫），同时还输出一个与频偏成正比的锯齿波电压，锯齿波电压加到示波器X轴上。扫频信号通过门电路加到探头上，使探头产生超声波。门电路被第一个方波发生器发出的方波定期打开，所以探头产生脉冲式超声波。开启门电路的频率要比扫描重复频率大得多，例如可大100倍。门脉冲重复频率越高，示波器上的图象连续性越好。探头用甘油与试块耦合。宽带放大器带宽为 $0.1\sim 100$ 兆

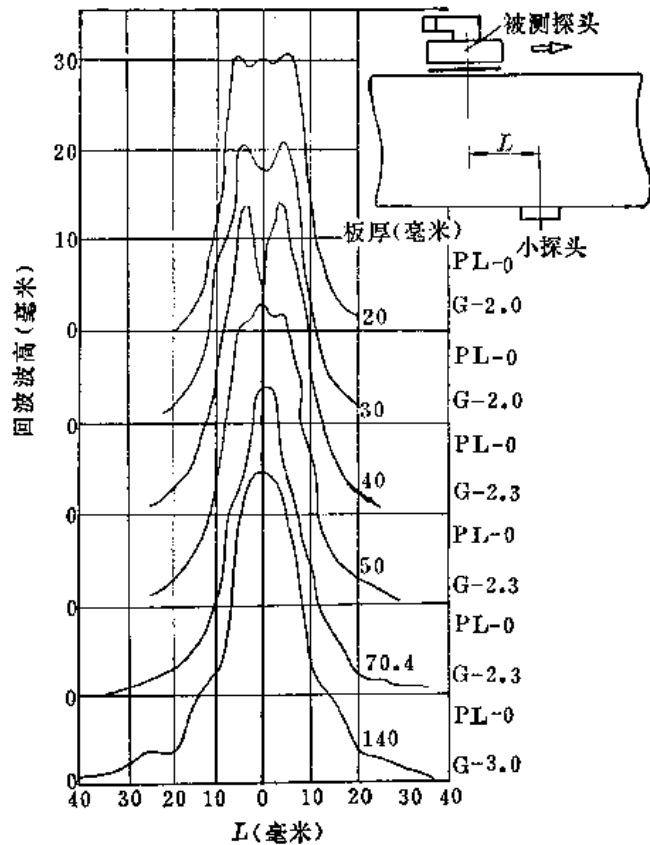


图 3-28 用小探头测直探头近场

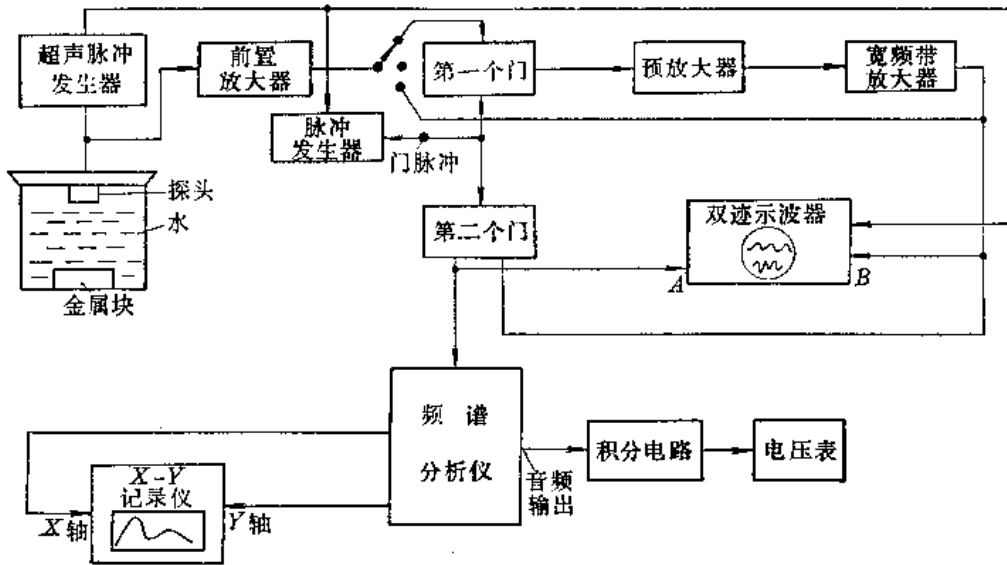


图 3-29 测定探头发射的脉冲超声频谱的电路

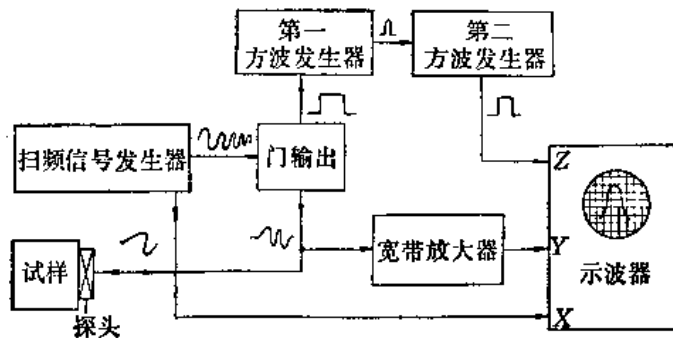


图 3-30 确定探头频率响应的电路

赫。回波信号加在示波器Y轴上。为了避免发射脉冲与回波脉冲同时出现在荧光屏上，可让第二个方波发生器与第一个方波发生器同步，并用延迟线将第二个方波发生器输出的脉冲加到示波管增辉栅上，延迟线的延迟时间要调节得只有第一次回波脉冲出现时，才使示波管加亮。

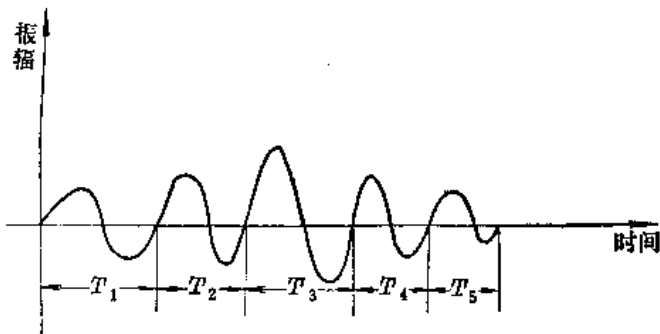


图 3-31 脉冲超声波的阻尼振荡波形

上述电路只能用于测量压电陶瓷类的探头，而不适用于测灵敏度低的石英晶片探头。

(三) 以阻尼振荡周期的平均值表示的标称频率

通常探头发射和接收的超声波信号在通过放大器之前的波形如图3-31所示。注意 $T_1, T_2, T_3, \dots, T_n$ 等，并不一定相等。有人

把下述定义的频率 f 叫做标称频率。

$$f = \frac{1}{T_1 + T_2 + T_3 + \dots + T_n} \quad (\text{赫}) \quad (3-47)$$

被测信号也可以由探伤仪放大器输出取出，所以有人把用放大前的信号测得的标称频率称为回波频率，而把由探伤仪放大器输出端测得的频率叫工作频率。

进行这类测试时，要使用较好的宽带示波器。

(四) 用试块测定斜探头的超声波频率

设计一块图3-32所示的试块，试块上有两条能会合的三角形槽，它们在试块的一端间距是10.5毫米，而在另一端间距是0.5毫米，槽深为0.75毫米。由实验可知，当槽的间距不同时，在一宽带探伤仪或宽带示波器荧光屏上的波形也不同。将探头从对着间距 s 较大的位置向间距较小的方向平移。间距 s 较大时，两个槽的回波信号在荧光屏上是彼此分离的；随着间距 s 的减少，两个回波愈来愈近，直至两回波的前后沿在时基线上重合。间距 s 再减小时，重合部分的高度上升；到某一间距 s 时，重合部分的高度最高；间距 s 再减小时，重合部分的高度下降，直至重合部分高度为零。当间距 s 再继续减小时，又往复出

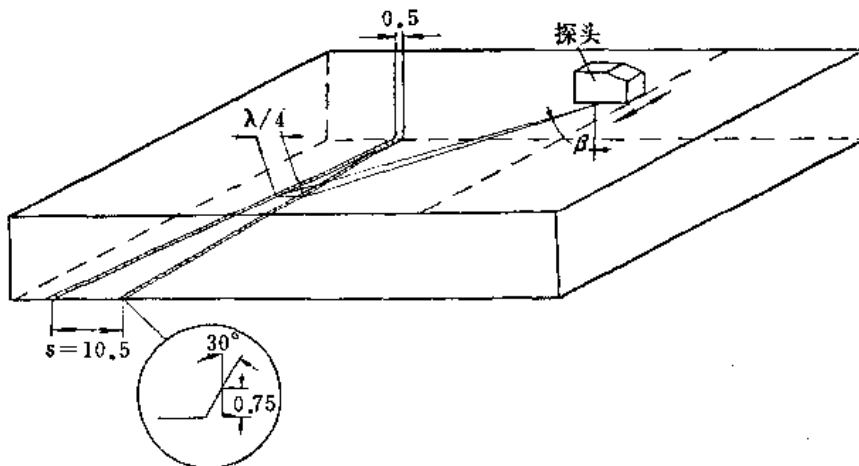


图 3-32 用试块测定斜探头发射的超声频率

现上述现象。这是由于声干涉造成的。测定探头发射的超声频率时，就记录这间距 s 和对应的两回波重合部分的高度 h 。图3-33是一频率4兆赫、折射角45°探头的测量结果。

由简单的几何计算及干涉条件可知，当重合部分的高度最低时有：

$$s_n = \frac{2n+1}{2} \cdot \frac{\lambda}{2\sin\beta} \quad (3-48)$$

式中 s_n ——产生干涉现象时（两信号相位差180°）的两槽间距；

n —— 0, 1, 2, 3, ……;

λ —— 波长；

β —— 探头折射角。

设 $s_{n+1} - s_n = \Delta s$ (Δs 即图3-33中相邻两个 h 为零时的 s 差值)，则由式 (3-48) 得 $2\Delta s \sin\beta = \lambda$ ，因此，探头发射的超声波频率可由下式决定：

$$f = \frac{c}{2\Delta s \sin\beta}$$

式中 c —— 声速；

f —— 超声波频率。

上述方法的优点是比较简便，适合于任何折射角探头的测定。

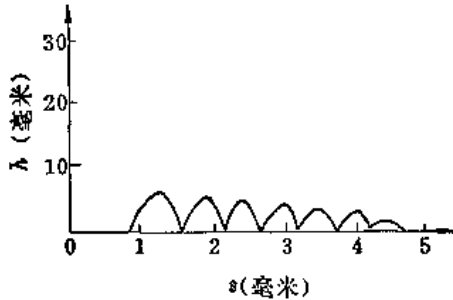


图 3-33 高度 h 随间距 s 变化的情况
(探头频率 4 兆赫, 折射角 45°)

三、斜探头入射点和折射角的测定

斜探头入射点和折射角可利用试块测定，具体测定方法请参阅第四章。这里需要指出，测定时所用试块不同，测定结果也不尽相同。有人对各种不同试块的测定结果进行了实验比较，有下述结论：

(1) 同一探头用不同试块测得的入射点及折射角的数据是不相同的。例如用 IIW 试块和 B.S.A₃ 试块测得的入射点之

间最大能差 2.5 毫米，折射角最大能差 3° 。试验中已经排除了由于试块材质不均匀性、衰减系数不同等原因造成的误差，这种差别也不完全是由于测量误差，而主要的还是由于探头声场非均匀性及不同试块几何形状对声场影响的差别造成的。因此，在各种试块中，那些对声场影响较小的试块，应当说是比较好的试块。

(2) 由于入射声束与试块界面呈某一角度时，横波要发生转换成纵波的波形转换，因此采用端角测入射点和折射角的方法是不理想的，在选择试块时要注意，特别是对于折射角为 60° 左右的探头，更要注意。

(3) 在各种试块上测得的同一探头入射点的测定误差（用每一个试块测得的统计误差）均在 ± 0.5 毫米以内。折射角测定值的误差与探头的折射角大小有关。对 IIW 试块来说，误差 $\pm 0.75^\circ$ 以内，对 B.S.A₃ 试块来说，是在 $\pm 0.25^\circ$ 以内。在几种试块中，用 B.S.A₃ 试块测折射角时测量误差最小。

有关探头与仪器组合时的综合特性（例如盲区、灵敏度等）将在探伤仪中叙述。

第四节 产生超声波的其他方法

本章第一节已着重叙述了探伤中广泛利用压电效应产生超声波的原理和方法。本节简介产生超声波的其他方法。虽然这些方法在目前的超声波探伤中还很少使用，但在某些特定的条件下，它们也各有不可忽略的长处。例如电动探头 [国外叫电动力学探头 (electrodynamics probe)]，近年来已成功地用于测定横波声场。

一、电动力学法

(一) 电动力学法产生超声波的原理

一个带有电荷 q 的质点以速度 v 在一恒定磁场中运动时，将受到洛伦兹力的作用。

即：

$$f = Bev \sin\theta$$

式中 f —— 洛伦兹力，
 e —— 电荷，
 v —— 质点速度，
 B —— 磁场强度，
 θ —— 磁场方向与质点速度方向的夹角。

把通有交变电流的线圈放在导体表面上，由于在导体内任一闭合回路中有交变磁场，导体中将感应出交变涡流。如果这种交变涡流又处于另一恒定磁场之中，构成涡流的带电质点将受到洛伦兹力的作用。适当选择涡流与恒定磁场的方向，就可以使洛伦兹力的方向垂直或平行工件表面，从而产生超声纵波或横波。这个效应是可逆的。这就是产生和接收超声波的所谓电动力学原理。根据这种机理，也有人把这种超声叫做涡流超声。在具有足够大电导率的材料表面，用这种方式都能激发和接收超声波。

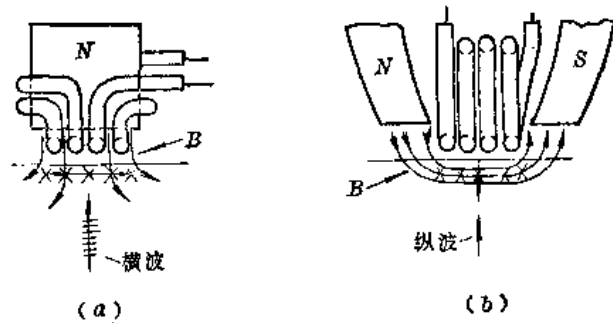


图 3-34 电动探头原理图

图3-34是电动探头的原理图。图3-35是测量声场用的电动探头结构示意图。为了缩小所测声场的面积，可以用一中间开小孔的铜片放在探头前面。

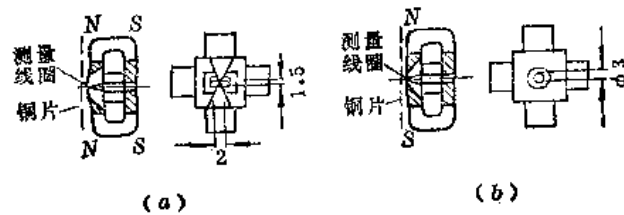


图 3-35 电动探头的结构形式
(a)横波探头；(b)纵波探头

为了提高电动探头的灵敏度，要求工件上有较大的激发和接收面积，有强的激励电流，有较强的磁场强度。

(二) 电动探头的应用

1. 非接触法探伤

电动探头的换能过程是在被探材料表面进行的，探头与工件无需接触，无需耦合介质，所以适用于检测粗糙表面的金属材料，探头移动速度也可大大加快。探头受温度的限制小。不过，由于它的换能效率一般要比压电式换能器低几十分贝，所以目前尚未广泛地应用于实际探伤。

2. 用电动探头测横波声场和横波探头近场长度

(1) 测固体中横波声场 把电动探头做成一个可以接收横波的小探针，就可以测定固体中横波声场。具体测定方法与用一般小探头进行的测定没有什么本质的不同，测试步骤可参阅本章第三节。

(2) 测横波探头近场长度 用电动探头可实测任意形状晶片横波探头在固体中的近场长度。实验方法如图3-36所示。以电动探头接收到的相对信号幅度(分贝)为纵座标，以声程 W 为横座标(对数座标)，描出实验点。将远场中的实验点(是一直线)延长，与通

过曲线的右边第一个峰值点的水平线相交，设交点的声程为 l_0 。（见图3-36），则 $l_0 = \frac{\pi}{2} \cdot N$ ， N 为近场长度。也有人根据 l_0 采用下面的近似计算公式计算方形晶片的近场长度 N ：

$$N = \frac{l_0}{\pi \lambda} (a^2 + b^2) \left(1 - 0.5 \frac{b}{a}\right)$$

式中 a 、 b ——分别为矩形晶片的长和宽。

3. 用电动探头进行其他实验研究
由于电动探头的接收面积可以做得很小（约2平方毫米左右），同时它又可以接收横波，所以用它可以进行许多过去不易做的实验。例如，有人用电动探头研究了表面波传播的距离-幅度规律，证明表面波声压与距离的 $\frac{1}{2}$ 次方成反比。

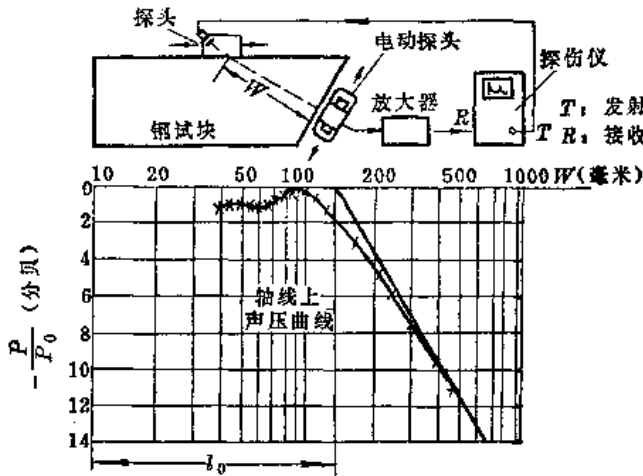


图 3-36 用电动探头测横波探头在固体中的近场长度

二、磁致伸缩法

铁磁性材料（特别是镍、镍合金、钢、铁氧体等）处于交流磁场中，将产生交变机械变形，这种现象叫磁致伸缩。利用这种现象可以产生超声波。相反地，机械变形会使磁场发生变化，使放在磁场中的线圈产生感应电流，利用这个现象可以接收超声波。

利用磁致伸缩原理制作的探头比较便宜，不受高温的影响，适合于用低频测试水泥和岩石等。

如果被检材料是铁磁性物质，也可以利用被检材料本身的磁致伸缩效应进行探伤。图3-37是对铁磁性材料探伤的两例。

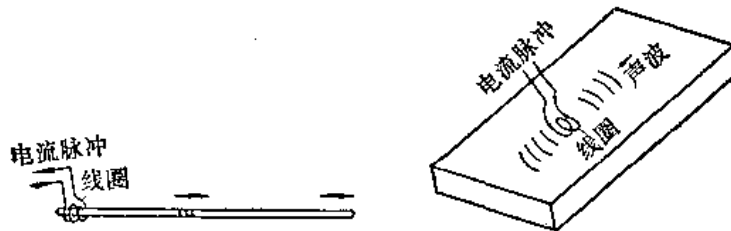


图 3-37 利用铁磁性材料本身的磁致伸缩效应进行探伤的例子

三、机械法

机械冲击和摩擦能够产生100千赫~1兆赫的声波。利用这种声波进行探伤也是可能的。有人曾设想用机械冲击的办法检查水泥或其他机械半成品。

四、热效应法

物体表面突然受热时，由于热膨胀产生机械应力，从而发生超声波。可以使用激光作

为热源。将激光投射到某一薄物体表面上，使其突然受热而发射超声波，通过耦合剂将这种超声波耦合到工件中去进行探伤。

五、静电法

充电电容器两电极之间存在着引力作用，其大小由下式决定：

$$F \propto \frac{\epsilon AU^2}{d^2}$$

式中 ϵ —— 电容器两电极之间介质的介电常数；

A —— 电极面积；

U —— 加在电容器极板上的电压；

d —— 电极间距离。

由于引力的量值和方向与外加电场方向正负无关，所以在电容器电极上施加交变电场时，电容器电极将受到频率为 $2f$ 的引力作用。电容器电极即可作为超声振动源。图3-38是静电式探头示意图。

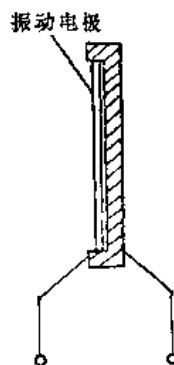


图 3-38 静电式超声波探头



第四章 试 块

第一节 试 块 的 用 途

在无损检测技术中，常常采用与已知量相比较的办法来确定被检物的状况。例如在射线探伤中，是以透度计的影像作为比较的依据；超声无损检验中是以试块作为比较的依据。试块上有各种已知的特征，例如它具有特定的尺寸，以造成固定的声学特性；或者它带有某一尺寸的平底孔、凹槽、狭缝等。由于超声波探伤仪面板上各旋钮的位置往往不能定量地记录探伤灵敏度及其它有关的测试条件，这样就给定量测定以及以后的验证、复查带来困难，所以用试块作为参考依据就成了超声波探伤技术的一个特点。超声波探伤技术的发展，一直是与试块的研制、使用分不开的。

试块在超声波探伤技术中的用途可归纳为下述三个方面。

一、确定合适的探伤方法

有时在探伤之前，我们就预先知道或大概地知道伤可能发生在什么部位；也有时仅仅需要探测某一部位有无缺陷。我们可以应用在某个部位带有某种人工缺陷（平底孔、凹槽等）的试块来摸索合适的探伤方法。一般来说，在这样的试块上摸索到的规律，也适用于与试块材质、尺寸相同的工件。

二、确定探伤灵敏度和评价缺陷大小

大多数探伤仪都有较大的灵敏度调整范围，以便能够探测不同种类、不同厚度的工件。在每次探伤时使用的灵敏度各不相同。为了确定探伤时所采用的灵敏度，就需要使用试块，这种试块带有各种人工缺陷。用人工缺陷波波高表示探伤灵敏度，这是最常用的一种定量地表示灵敏度的方法。

AVG图也可以用于确定探伤灵敏度，但是它只适用于远场。对于近场，还是用试块为宜。

为了评价工件中某一深度处缺陷的大小，可以利用试块，采用与同一深度处的各种人工缺陷波波高相比较的方法，这就是人们熟知的当量法。

三、校验仪器及测试探头性能

可以用电子仪器来测试超声波探伤仪的性能，但是对于使用者来说，往往不具备这种测试手段。因此，为了方便起见，人们常采用试块来校验仪器和测试探头性能。

第二节 常用的标准试块

所谓标准试块，就是指它的材质、形状、几何尺寸、性能等是由权威机关规定的。有的是国际组织（如国际焊接学会、标准组织、非破坏检查协会等）讨论通过的，或是某个国家的权威机关讨论通过的试块；前者称为国际标准试块，后者称为国家标准试块。非标

准的试块称为参考试块^①。无论是标准试块还是参考试块，其用途都主要是用于调整灵敏度、校验仪器和测试探头性能。

下面介绍一些常用的标准试块和几种参考试块。

一、IIW试块

它是荷兰人在一九五五年首先提出，一九五八年国际焊接学会通过的标准试块，国际标准I.S.O.2400—1972(E)，也称为荷兰试块。

(一) 形状和尺寸

IIW试块的形状和尺寸如图4-1所示。

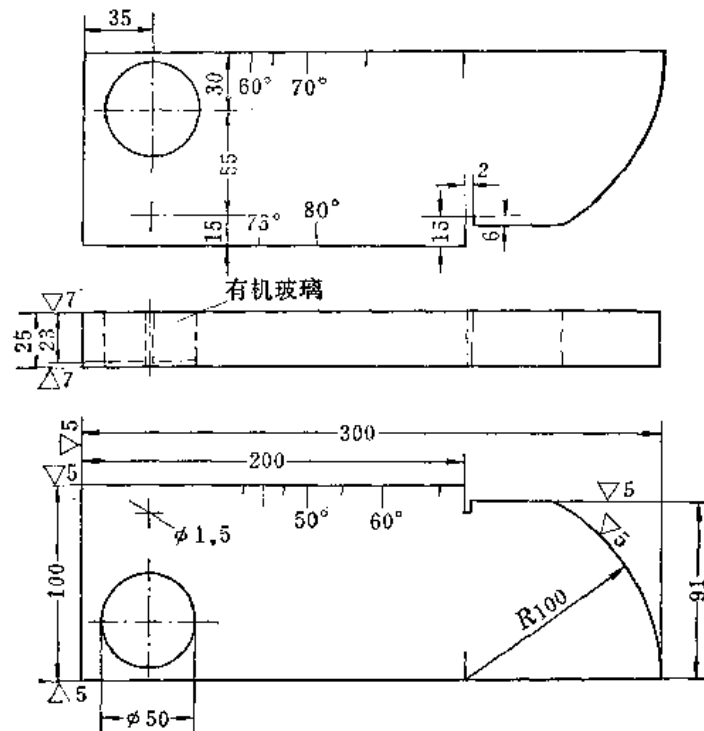


图 4-1 IIW试块

图4-2所示的试块是一九六三年西德颁布的国家标准试块（DIN54120）。其形状与IIW试块类似，差别仅是在R100毫米圆心处试块的两侧面有0.5毫米宽的沟槽。目前许多国家都采用这种标准试块。

(二) 制作要求

1. 材质

为了使材质均匀，内部杂质少，应选用平炉镇静钢或电炉软钢。西德用DIN17100 St52-3号钢，日本用SM41焊接结构轧制钢。这两种钢相当于我国的20号碳钢。

2. 晶粒度

相当我国7~8级。

3. 热处理

^① 国内外有些资料中，参考试块仅指带有人工缺陷或自然缺陷的，用于调整灵敏度的试块。

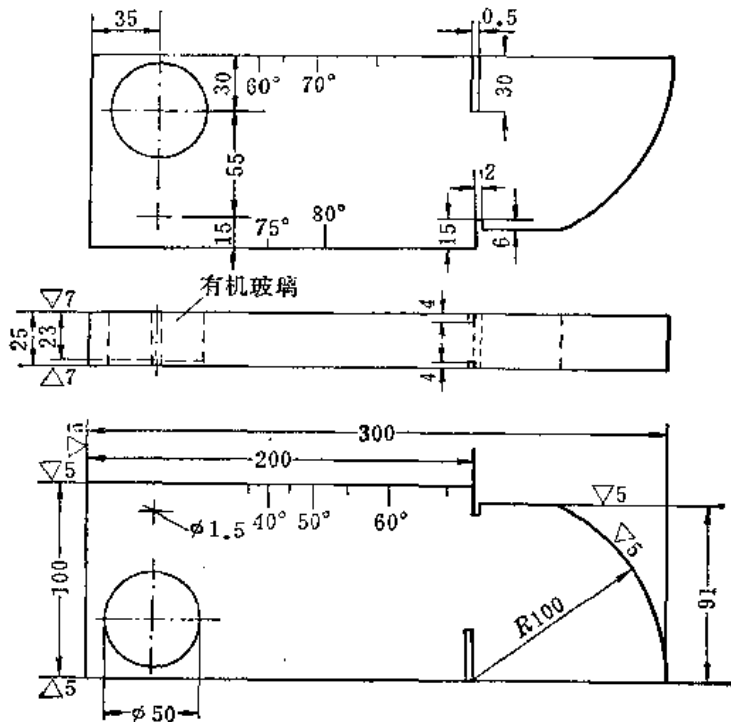


图 4-2 西德国家标准试块 (DIN54120)

正火。

4. 尺寸公差

所有尺寸的公差为±0.10毫米。

5. 加工要求

圆弧反射面及上下两个探测面的光洁度要求如图 4-2 所示，其余表面需纵向（试块的长度方向）刨削。 $\phi 50$ 毫米圆孔内镶嵌一个有机玻璃圆柱，圆柱体的一个端面镀薄薄的一层银。

(三) 用途

1. 校验探伤仪时基线性

时基线性是指超声波探伤仪荧光屏横轴上呈现的多次底波等间隔的程度。

校验100毫米范围内的时基线性时，可以采用任一频率的探头，将探头放在图4-3 a 所示的位置 A；校验500毫米范围内时基线性时，可将探头放在图4-3 a 所示的位置 B，使五个（至少应有四个）底波显示在荧光屏上。通常是使第一个和第五个底波分别与它们应对应的荧光屏上刻度线一致，如图 4-3 b 所示。读数时要注意避免视差。相邻底波应有大体相同的波高（一般大于满屏刻度的一半）。如果因边界效应造成的迟到波影响读数时，可换用频率高一些的探头。

如果时基线性好，则相邻底波之间的距离应该相等。否则就说明线性不好。

定量地表示时基线性的方法有两种。第一种方法是以曲线表示，如图 4-4 所示。图中横座标为荧光屏上各次底波的理想位置，纵座标是荧光屏上各次底波的实际位置（由荧光

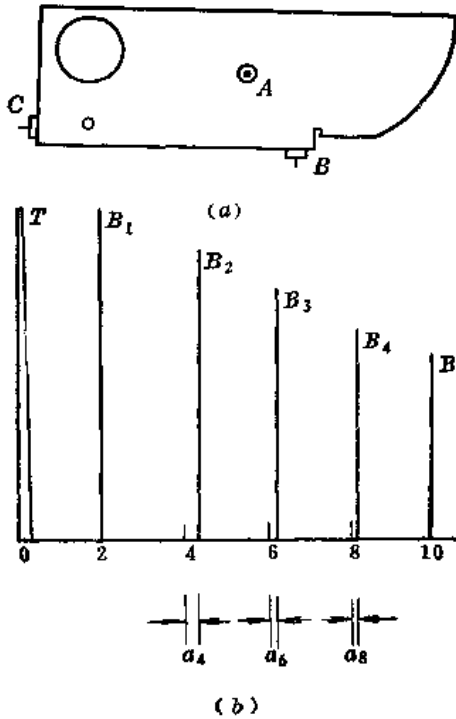


图 4-3 校验探伤仪时基线性
(a)探头在试块上的位置；(b)荧光屏上的波形

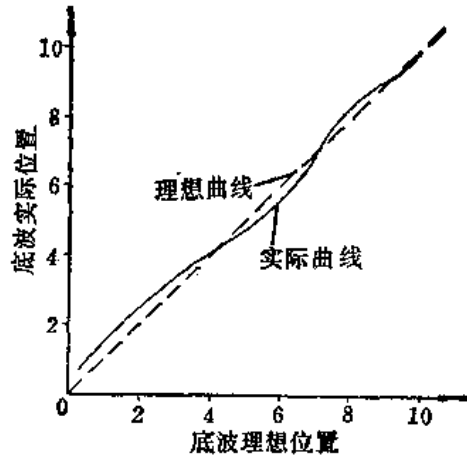


图 4-4 表示时基线性的曲线图

屏刻度尺上读出)。第二种方法是以最大偏差占 0.8 满刻度的百分数表示，即如果某一底波与对应线性刻度的最大偏差为 $a_{最大}$ ，满刻度为 b ，则时基线性误差 δ 为：

$$\delta = \frac{|a_{最大}|}{0.8b} \times 100\%$$

另外，也可以对时基线上某些点给出线性偏差值。

2. 调整纵波探测范围

在纵波探伤时，利用试块的已知厚度来调整探测范围，往往与校验时基线性同时进行。当探测范围小于 250 毫米时，可将探头置于图 4-3 a 所示的位置 A，使第四次底波落在刻度 4 处，第十次底波落在刻度 10 处；当探测范围大于 250 毫米时，可将探头置于图 4-3 a 所示的位置 B 或位置 C 进行调整。

3. 测定远距离分辨能力

远距离分辨能力是指在远场中两个相邻近的缺陷，在荧光屏上作为两个缺陷波显示出来的能力。通常所说的分辨力即指远距离分辨能力，它是探伤仪与探头的综合性能之一。

测试时，需将探伤仪抑制旋钮置于“0”或“断”的位置。将直探头置于图 4-5a 所示的位置上，使荧光屏上呈现 85、91 及 100 毫米三个面的回波。定量地表示远距离分辨能力的方法有下述两种。

第一种方法：

当三个面的回波分不开时，见图 4-5b，分辨力 R 为

$$R = (91 - 85) \cdot \frac{a}{a - b} \text{ (毫米)}$$

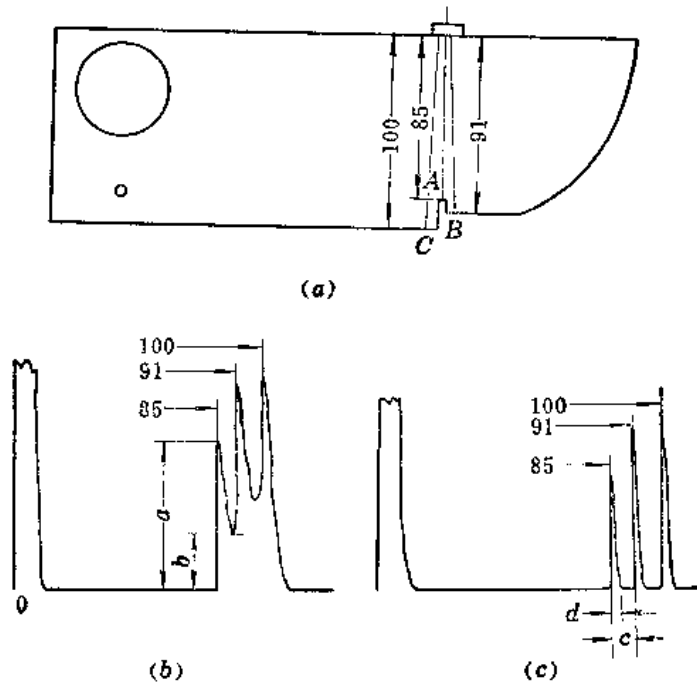


图 4-5 测定远距离分辨能力方法之一

当三个面的回波能够分辨开时，见图4-5 c，分辨力 R 为

$$R = (91 - 85) \cdot \frac{d}{c} \text{ (毫米)}$$

R 值越小，表示分辨能力越高。

第二种方法：

将探头置于图4-5a所示的位置上左右移动，使 A 面回波与 B 面回波波高相等（见图4-6a）。然后调整增益或衰减器，使 A 、 B 面回波波高 h_1 降至 h_2 （ h_2 为 A 、 B 面回波相交点的高度），记录下这样做所需的衰减量 x 分贝。同样地，再移动探头，使 B 、 C 两面回波波高相等（见图4-6b），再将 B 、 C 面回波波高由 h_3 降至两波相交点高度 h_4 ，记录下这样做所需的衰减量 y 分贝。将 x 、 y 值列表分类，即可评定分辨能力。例如日本将其分为四类，如表4-1所示。

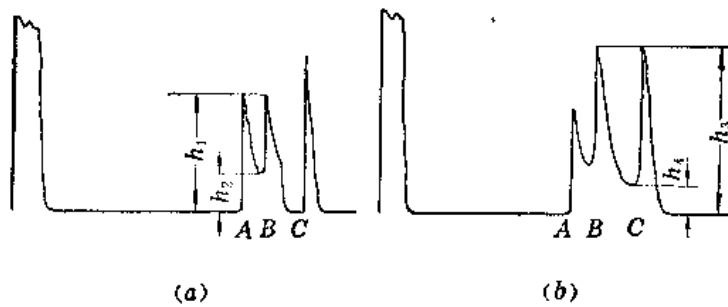


图 4-6 测定远距离分辨能力方法之二

表 4-1 分辨能力分级表

| 分 类 | A 级 | B 级 | C 级 | D 级 |
|--------------|----------------|----------------|----------------|-------------|
| x 值或 y 值 | $x \geq 30$ 分贝 | $y \geq 30$ 分贝 | $y \geq 10$ 分贝 | $y < 10$ 分贝 |

测分辨能力时，降低发射能量可以减小脉冲宽度，但要注意不要使灵敏度低到无法测量的程度。

4. 测定斜探头入射点

将斜探头置于图4-7所示的位置上，向R100毫米圆弧面发射超声波。前后移动探头，直到R100毫米圆弧面的回波波高达到最高，此时探头上与IIW试块侧面“O”点对应的点即为探头入射点。测定时，探头应放在两个侧面的中间，并使声束轴线与侧面平行。前后移动时，切勿转动探头，否则会有较大误差。

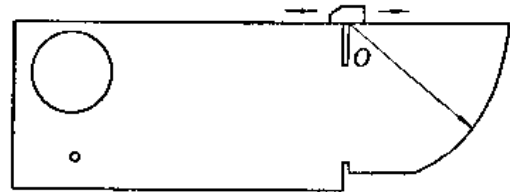


图 4-7 测定斜探头入射点

5. 测定斜探头折射角

斜探头折射角是指声束倾斜入射于探测面时，所产生的折射波传播方向与入射点处探测面法线方向的夹角。

根据折射角的大小，需将探头置于试块不同的位置上进行测量。当折射角为35°~60°时，需将探头置于图4-8a所示的位置A，以φ50毫米孔回波进行测定。当折射角为60°~75°时，需将探头置于图4-8b所示的位置B，也以φ50毫米孔回波进行测定。当折射角为75°~80°时，需将探头置于图4-8b所示的位置C，以φ1.5毫米横通孔回波进行测定。

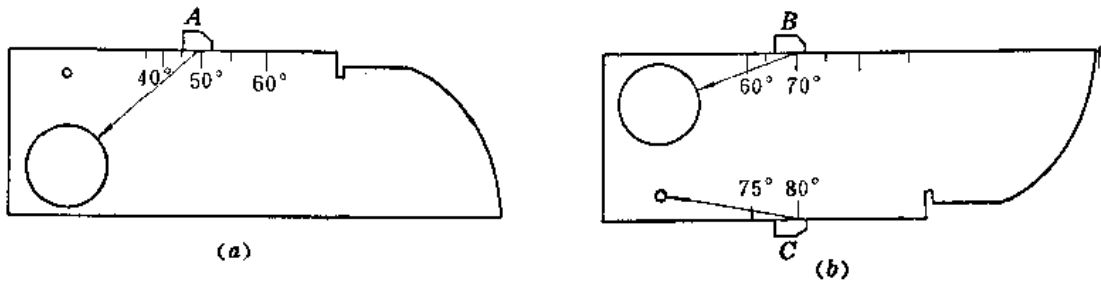


图 4-8 测定斜探头折射角

定60°折射角的斜探头时，可以将其放在图4-8b所示的位置B上，也可以放在图4-8a所示的位置A上，前者的测定结果更精确些。

测量时，探头声束轴线应与试块侧面平行。前后移动探头使回波最强。此时，入射点与试块侧面上相对应的角度刻度线的读数即为探头折射角。

6. 调整横波扫描速度与校正零点

在横波探伤时，为了定位方便，需要将声波在有机玻璃透声楔中传播的时间扣去，也

就是说，要用探头入射点作为声程的计算零点，而不以晶片作为声程的计算零点。扣掉这段声程的过程叫作时基零点校正。在横波探伤中，扫描速度和探测范围调整是与时基零点校正同时进行的。具体方法有以下两种：

(1) 探测范围为125毫米时，将直探头置于图4-9所示的位置A上，使试块的91毫米的第一和第二次回波分别落在时基线标尺刻度4和8处。由纵波与横波声速的关系可知，刻度4和8处的声程即相当于探测范围为50毫米和100毫米横波的声程。取下直探头，换上斜探头，将其置于图4-9所示的位置B上，使斜探头入射点对准O点。调整探伤仪水平旋钮，将R100毫米圆弧面回波平移至刻度8处。这时，时基线标尺刻度的零点即对应于入射点的位置。标尺刻度1就表示12.5毫米的横波声程，满刻度为125毫米。

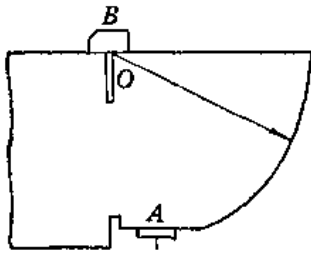


图 4-9 调整横波扫描速度与校正零点

(2) 直接用斜探头调整探测范围及校正零点。将探伤仪抑制旋钮放在“0”或“断”的位置，按图4-9所示，将斜探头入射点对准试块上的O点。这时由于R100毫米圆弧面的回波被反射槽反射，在荧光屏上会出现R100毫米圆弧面的多次回波。根据探测范围的大小，使某两个回波分别对准荧光屏上的各自相应的刻度。则荧光屏上标尺零点即对应探头入射点，扫描速度亦调整完毕。

应注意：折射角为60°左右时，由于R100毫米圆弧面的回波被反射槽反射时，将产生波型转换损失，所以第二次以后R100毫米圆弧面的回波将明显减弱。

7. 校验探伤仪垂直线性

探伤仪垂直线性是指显示在荧光屏上的信号高度，与输入信号电压呈正比关系的程度。表示垂直线性的方法大体上有以下两种：

第一种：将探伤仪抑制旋钮置于“0”或“断”的位置。将直探头置于图4-3a所示的位置A或B上。为了使耦合条件恒定不变，最好使用一重物，将探头压在试块上。使试块底波波高为荧光屏的满刻度（注意勿使信号饱和）。然后，调衰减器，使波高下降，每衰减2分贝，用满刻度的百分率（%）读出此时的波高，直至衰减26分贝为止，再判定衰减30分贝时回波是否存在。将测试结果记在表4-2中。

表 4-2 垂直线性测试数据记录表

| 衰 减 量 (分贝) | 回 波 波 高 (%) | | | 衰 减 量 (分贝) | 回 波 波 高 (%) | | |
|---------------|-------------|-------|-----|---------------|-------------|-------|-----|
| | 理 想 值 | 测 试 值 | 偏 差 | | 理 想 值 | 测 试 值 | 偏 差 |
| 0 | 100.0 | | | 16 | 15.8 | | |
| 2 | 79.4 | | | 18 | 12.5 | | |
| 4 | 63.1 | | | 20 | 10.0 | | |
| 6 | 50.1 | | | 22 | 7.9 | | |
| 8 | 39.8 | | | 24 | 6.3 | | |
| 10 | 31.6 | | | 26 | 5.0 | | |
| 12 | 25.1 | | | 30 | | | |
| 14 | 20.1 | | | | | | |

垂直线性 D 用下式表示:

$$D = (|d_1| + |d_2|) \%$$

式中 d_1 —— 测试值与理想值的最大正偏差, 以百分数表示;

d_2 —— 测试值与理想值的最大负偏差, 以百分数表示。

一般比较好的探伤仪器, 其垂直线性 D 应不大于 6%。

第二种方法: 将直探头置于图 4-3a 的位置 A 或 B, 调整仪器扫描速度, 使之能相应看到 10 次底波或 5 次底波; 这些底波用脚标 1、2、3、……等表示。调整探伤仪的增益旋钮, 首先使第 n 次底波 (n 是所指定的任何一次底波序数) 达到满刻度, 设此时波高为 a_n , 而第 $n+1$ 次底波波高为 a_{n+1} , 再使 a_n 降低一半为 b_n , 这时 a_{n+1} 降低为 b_{n+1} 。如果 $b_{n+1} = \frac{a_{n+1}}{2}$, 则探伤仪垂直线性良好; 如果 $b_{n+1} \neq \frac{a_{n+1}}{2}$, 则第 $n+1$ 次底波线性偏差可表示为:

$$\delta_{n+1} = \frac{a_{n+1} - 2b_{n+1}}{a_{n+1}} \times 100\%$$

一般是从 $n=1$ 时开始作起, 逐个求出每次底波波高的线性偏差。同时应注意, 线性偏差与频率、脉冲能量等有关。

还可利用衰减器对垂直线性进行近似校验。如垂直线性较好, 则在仪器抑制为 0、使波高降为原来的一半时, 所对应的衰减器变化量近似为 6 分贝。

8. 估计盲区大小

盲区是指最小探测距离, 它是探伤仪及探头的综合性能。

将探头置于图 4-10 所示的位置 A 或 B, 测量 $\phi 50$ 毫米圆孔回波。此时, 若在荧光屏上清晰地看到圆孔回波 (回波前沿与水平线清晰相交), 则盲区小于探头至孔的距离。本方法只能粗略地估计盲区 ≤ 5 毫米或 ≥ 10 毫米, 或者介于两者之间。

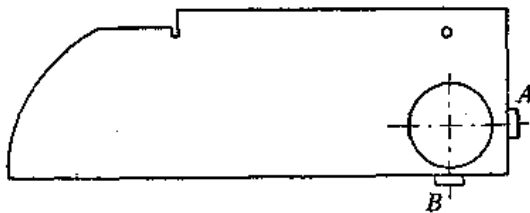


图 4-10 测试盲区

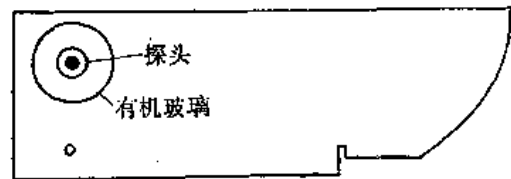


图 4-11 估计最大穿透能力

9. 估计最大穿透能力

将探伤仪的输出、增益旋钮开到最大, 抑制旋钮处于“断”或“0”的位置, 然后将直探头置于图 4-11 所示的位置上, 测试有机玻璃块的底波次数和最后一次底波波高, 以此来估计最大穿透能力。这种方法仅仅用于粗略地比较探伤仪和探头的综合灵敏度, 以及其它综合性能随时间的变化。

10. 测定斜探头与探伤仪的综合灵敏度

将探伤仪接上斜探头, 抑制旋钮置于“0”或“断”的位置, 增益旋钮置于最大。利用衰减器把仪器噪声调到荧光屏满刻度的 10% 以下, 记下衰减器读数, 此状态作为灵敏度

基准。然后将斜探头入射点对准 $R100$ 毫米圆弧面的圆心，调衰减器，使 $R100$ 毫米圆弧面回波波高为满刻度的 50% ，再记下此时衰减器读数，两次衰减器读数的差，称为用 IIW 试块测得的综合灵敏度，或称 IIW 试块灵敏度。

11. 调整探伤灵敏度

探伤时，可根据探伤要求，以一定高度的 $\phi 1.5$ 毫米横通孔回波作为探伤灵敏度。这种定灵敏度的方法主要应用于焊缝探伤。

12. 测定斜探头声束指向性

将斜探头置于图4-12所示的 A 、 B 、 C 、……等位置，记录下各位置时 $\phi 50$ 毫米孔的回波波高，以及入射点至 $\phi 50$ 毫米孔中心的连线与探测面法线的夹角，即可作出声束指向性极坐标图。这是斜探头在垂直方向上的声束指向性。

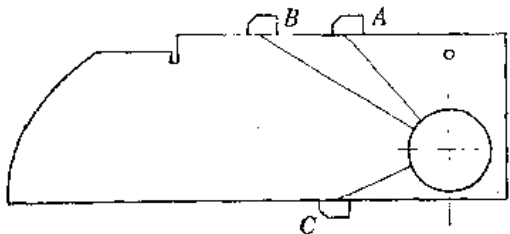


图 4-12 测定垂直方向上的声束指向性

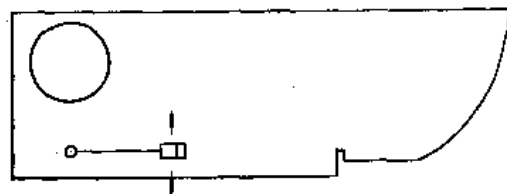


图 4-13 测定水平方向上的声束指向性

再将斜探头置于图4-13所示的位置上，找出 $\phi 1.5$ 毫米横通孔回波波高最高时的探头位置，在此位置上一边转动探头，一边记下回波波高及转动的角度。即可作出斜探头水平方向上的声束指向性极坐标图。

(四) 讨论

荷兰原来还提出了 IIW 试块的另一种结构型式（见图4-14），其 $R25$ 毫米槽的槽深为 0.75 毫米，主要目的是用以产生较弱的回波，以便与焊缝中较小缺陷相比较。该试块虽然可以很方便地利用 $R100$ 毫米或 $R25$ 毫米两圆弧面回波调整扫描速度，但是有人认为对于目前使用的多数探头，大约在 225 毫米处，均产生 $R25$ 毫米圆弧面寄生回波。荷兰标准化协会曾决定将 $R25$ 毫米槽的槽深由 0.75 毫米改为 3 毫米。认为这样会比德国提出的中心两边带槽的 $DIN54120$ 试块（见图4-2）具有如下优点：（1）可得到 25 毫米和 150 毫米声程的回波；（2）不出现折射角 60° 左右的探头干扰回波；（3）这种试块减少了杂散回波的影响；（4）声程 225 毫米回波足够强，避免了与其它波混淆。

二、 IIW_2 试块

它是国际焊接学会一九七四年通过的标准试块，是荷兰人 $H.D.ROMPAS$ 设计的。西德也把它作为国家标准试块（ $DIN54122$ ）。

与 IIW 试块相比， IIW_2 试块的优点是重量轻（不到 1 公斤）、加工容易、尺寸小、便于携带、价格便宜。缺点是用途比 IIW 试块稍少一点。 IIW_2 试块特别适合于现场使用。

(一) 形状和尺寸

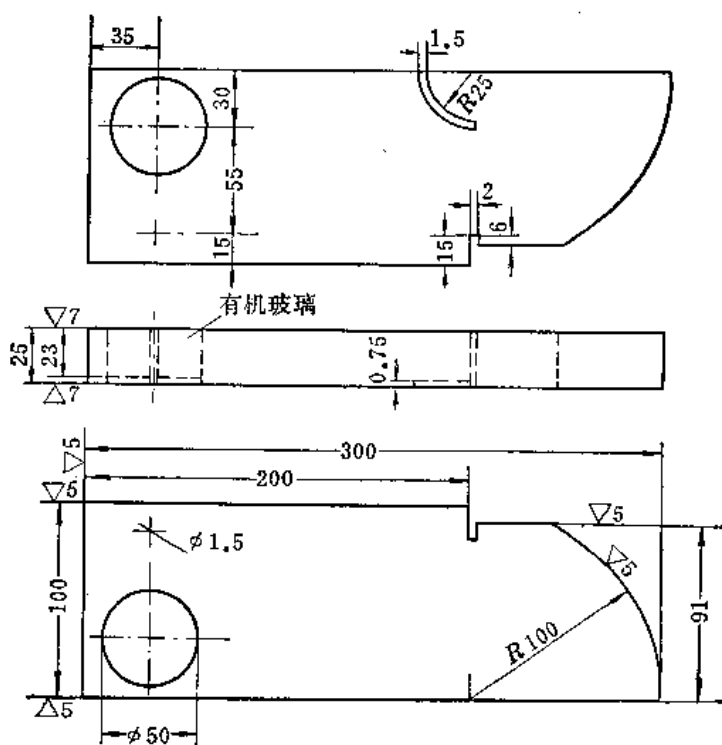


图 4-14 IIW试块的另一种结构型式

IIW₂试块原设计如图4-15所示，目前广为采用的是图4-16的设计。

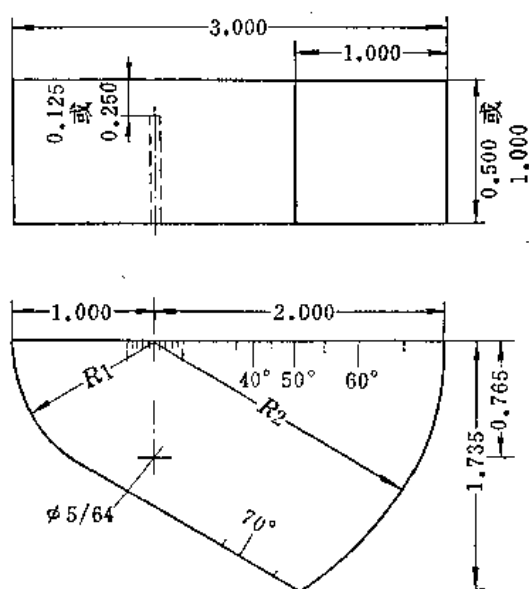


图 4-15 IIW₂试块原设计
(图中尺寸单位为英寸)

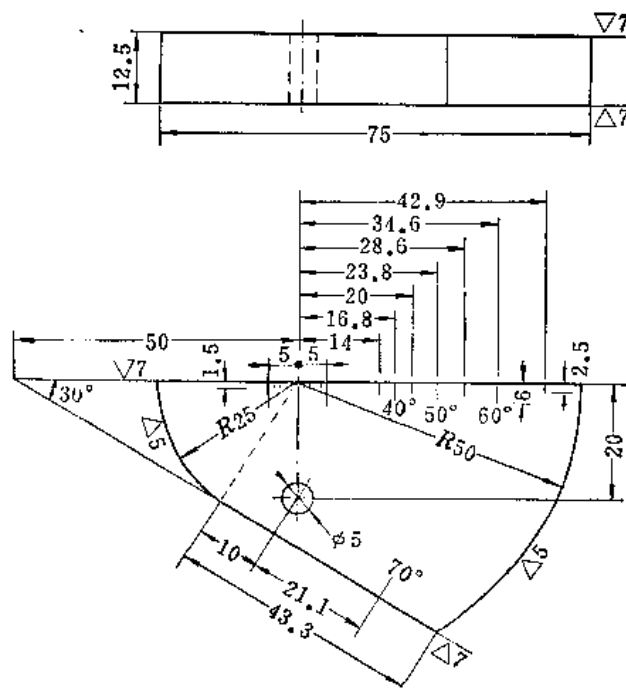


图 4-16 IIW₂的另一种设计

(二) 制作要求

1. 材质

与IIW试块相同。

2. 热处理工艺

半小时内加热至920℃后水淬，在650℃下恒温三小时后，空冷。

3. 加工

坯料表面至少去掉2毫米，圆弧反射面需研磨，其余表面均需纵向削削。

(三) 用途

IIW₂的用途与IIW试块类似，阅读下文时，请与IIW试块的有关内容相对照。

1. 测定斜探头入射点

将斜探头按图4-17a或b所示方式放置，向R25毫米或R50毫米圆弧面发射超声波。前后移动探头，当R25毫米或R50毫米圆弧面回波达最高时，探头上与试块O点对应的点即为入射点。

2. 调整扫描速度及校正零点

探测范围为100毫米或250毫米时，按图4-17a所示方式放置探头，此时将出现图4-18所示的波形。根据所需的探测范围，将声程25毫米和175毫米回波分别对准到相应的刻度，这时也就校正了零点。

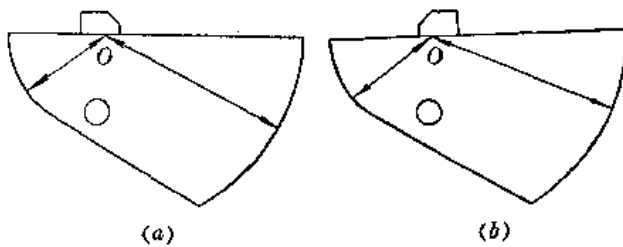


图 4-17 测定入射点

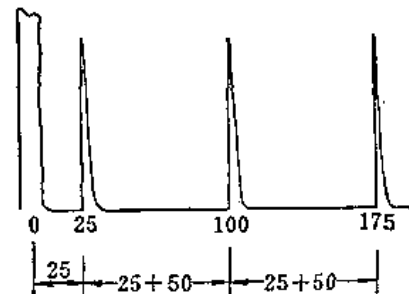


图 4-18 探测范围为100毫米或250毫米时调整扫描速度的波形

当探测范围为125毫米或200毫米时，按图4-17b所示方式放置探头，此时将出现图4-19所示的波形。根据所需的探测范围，将声程50毫米和200毫米的回波分别对准到相应的刻度，这时也同样地校正了零点。

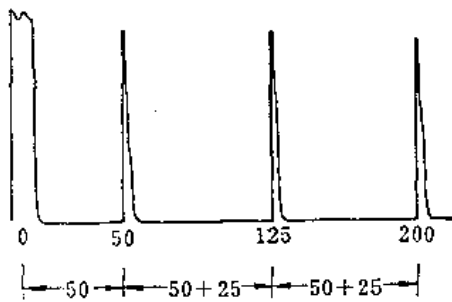


图 4-19 探测范围为125毫米或200毫米时调整扫描速度的波形

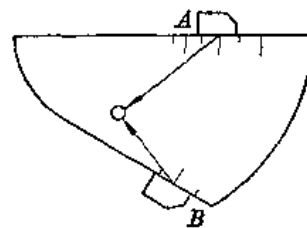


图 4-20 测定斜探头折射角

3. 测定斜探头折射角

如图4-20所示，根据斜探头折射角的大小，将斜探头置于位置A（折射角为 $40^\circ \sim 65^\circ$ 时）或B（折射角为 $65^\circ \sim 70^\circ$ 时），利用 $\phi 5$ 毫米横通孔回波即可测定折射角。

4. 调整探伤灵敏度

纵波探伤灵敏度，如图4-21所示的那样，可利用某一次底波波高来调整。而横波探伤灵敏度则可利用R25毫米或R50毫米圆弧面回波波高来调整，也可以用 $\phi 5$ 毫米横通孔回波波高来调整。

5. 测量盲区大小

在图4-15中的 $\phi 5/64''$ （ $\phi 2$ 毫米）平底孔的对面，探测平底孔回波，可粗略估计盲区大小。

6. 校验时基线性与垂直线性

方法与IIW试块相同。

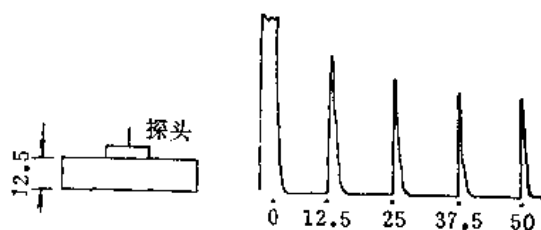
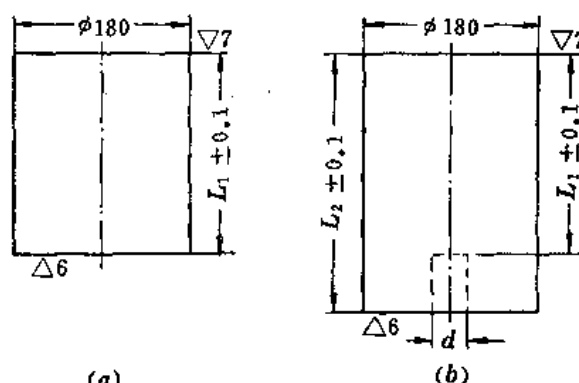


图 4-21 调整探伤灵敏度



(a) 图 4-22 CS-2试块

三、CS-2试块

它是我国的一种部颁标准试块。

(一) 形状和尺寸

该试块形状如图4-22所示，其尺寸如表4-3所列。

(二) 制造要求

选用经过锻压的45号钢作为坯料。坯料需经过超声波检查。探测面应研磨，以保证要求的光洁度。

(三) 用途

1. 绘制振幅-当量曲线

利用这套试块可以绘制振幅-当量曲线，其中以没有平底孔的试块底面作为无限大反射面。所绘制的振幅-当量曲线可用于测定缺陷的当量。

2. 测定探头声束是否偏斜

将探头置于试块探测面上，使 $L_1 = 200$ 毫米， $\phi 4$ 毫米平底孔回波最强。以此时的探头中心线为对称轴，对称地在径向上向试块边缘移动，每次使孔的回波波高降低2分贝时，记录其探头所在位置，直至回波波高下降8分贝为止。然后以探头偏离平底孔中心位置的距离为横座标，以平底孔回波波高（分贝）为纵座标，可绘制出图4-23那样的曲线。如果曲线对称，则说明探头的声束轴线是垂直于探测面，而且声束对其轴线对称。

表 4-3 CS-2 型 试 块 尺 寸 (毫 米)

| 序 号 | 1 | 2 3 4 5 6 | 7 | 8 9 10 11 12 | 13 | 14 15 16 17 18 | 19 | 20 21 22 23 24 |
|---------|-----|-----------|-----|--------------|-----|----------------|-----|----------------|
| 孔 径 d | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 |
| L_1 | 25 | 25 | 50 | 50 | 75 | 75 | 100 | 100 |
| L_2 | — | 50 | — | 75 | — | 100 | — | 125 |
| 参考图4-22 | a | b | a | b | a | b | a | b |

| 序 号 | 25 | 26 27 28 29 30 | 31 | 32 33 34 35 36 | 37 | 38 39 40 41 42 | 43 | 44 45 46 47 48 |
|---------|-----|----------------|-----|----------------|-----|----------------|-----|----------------|
| 孔 径 d | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 |
| L_1 | 125 | 125 | 150 | 150 | 200 | 200 | 250 | 250 |
| L_2 | — | 150 | — | 175 | — | 225 | — | 275 |
| 参考图4-22 | a | b | a | b | a | b | a | b |

| 序 号 | 49 | 50 51 52 53 54 | 55 | 56 57 58 59 60 | 61 | 62 63 64 65 66 | | |
|---------|-----|----------------|-----|----------------|-----|----------------|--|--|
| 孔 径 d | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 | 0 | 2 3 4 6 8 | | |
| L_1 | 300 | 300 | 400 | 400 | 500 | 500 | | |
| L_2 | — | 325 | — | 425 | — | 525 | | |
| 参考图4-22 | a | b | a | b | a | b | | |

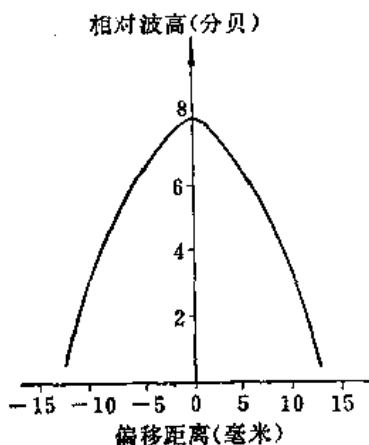


图 4-23 表示探头主声束偏斜程度的曲线

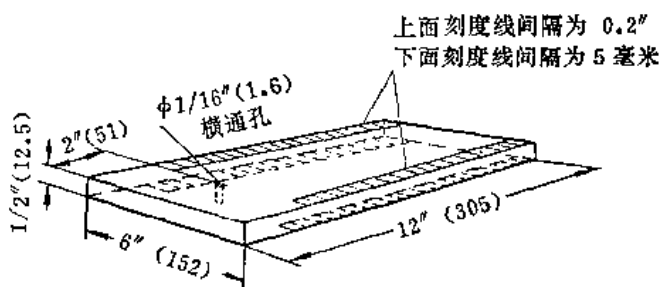


图 4-24 B.S.A₁试块
(图中括号内尺寸单位为毫米)

3. 测量探伤仪表减器精度

(1) 将直探头置于CS-2探测距离 (应大于该探头3倍近场区长度) 相同的一组平底孔试块上, 测试 $\phi 2$ 和 $\phi 4$ 毫米, 或 $\phi 3$ 和 $\phi 6$ 毫米, 或 $\phi 4$ 和 $\phi 8$ 毫米等平底孔回波波高的分贝差值。测试时, 为了避免探头接触不良的影响, 应在探头上放置一固定重物, 或用固定

夹具夹住探头。

(2) 根据AVG曲线原理可知, $\phi 2$ 与 $\phi 4$ 毫米、 $\phi 3$ 与 $\phi 6$ 毫米、 $\phi 4$ 与 $\phi 8$ 毫米等平底孔之间, 回波波高均应相差12分贝。根据实测时其差值是否符合12分贝的关系, 即可检验衰减器精度。

(3) 设 M 为衰减器最大衰减量, 在进行衰减器精度测量时, 应按“0—12”、“1—13”、……直至“(M—12)—M”的顺序, 或者按“M—(M—12)”、“(M—1)—(M—13)”、……直至“12—0”的顺序依次进行测量, 即可检验衰减器各档的精度。

上述测量的误差均较大, 所以仅可用作粗略估计。

四、B.S.A₁试块

它是一九五五年至一九五六年提出的英国标准试块。

(一) 形状和制作要求

B.S.A₁试块的形状如图4-24所示, 制造要求与IIW试块基本相同。

(二) 用途

1. 校验时基线性

将斜探头放在图4-25所示的位置上, 测得试块下棱边回波最强时的探头位置1, 记录探头前沿与试块边沿的距离 l_1 , 并记下荧光屏上对应的回波位置 τ_1 。然后依次向后移动探头到位置2、3、…… n , 测出对应的试块上棱边或下棱边回波最强时探头前沿与试块边沿的距离 l_2 、 l_3 、…… l_n , 同时记下荧光屏上各回波的位置 τ_2 、 τ_3 、…… τ_n 。可以由相邻回波之间的时基差值 $\tau_2 - \tau_1$ 、 $\tau_3 - \tau_2$ 、…… $\tau_n - \tau_{n-1}$ 是否相等, 评价时基线性。

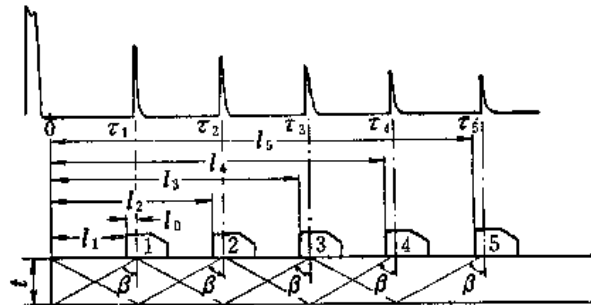


图 4-25 校验时基线性的方法

2. 测定斜探头入射点

设 l_0 是探头前沿至入射点的距离, 由图4-25可知:

$$l_0 = \frac{l_3 - 3l_1}{2}$$

3. 测定斜探头折射角

设 β 为折射角, 由图4-25可知:

对于已知入射点的探头

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{l_1 + l_0}{t}$$

对于未知入射点的探头

$$\operatorname{tg} \beta = \frac{l_3 - l_1}{2t}$$

4. 调整横波扫描速度和校正零点

根据实际的需要, 如按水平距离调整扫描速度, 可按 $(\tau_n - \tau_{n-1}) : (l_n - l_{n-1})$ 调整;

如以垂直距离（即深度）调扫描速度，可按 $(\tau_n - \tau_{n-1}) : t$ （深度）调整；如以声程调扫描速度，可按 $(\tau_n - \tau_{n-1}) : \sqrt{(l_n - l_{n-1})^2 + t^2}$ 调整，其中 $\sqrt{(l_n - l_{n-1})^2 + t^2}$ 即为声程。上述三种方法中， n 的取值都必须大于 1。

扫描速度调好后，使用水平旋钮将波形向左移动 $2\tau_1 - \tau_2$ 。这时荧光屏标尺零点即与入射点对应，零点校正完毕。要注意，先调整扫描速度后再校正零点，不可反过来调整。

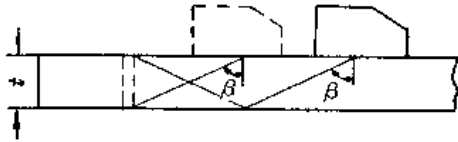


图 4-26 测定相对灵敏度

5. 测定相对灵敏度

如图 4-26 所示，测出 $\phi 1/16''$ （1.6 毫米）横通孔上端角或下端角回波波高，以它为基准来校验灵敏度的变化，即所谓相对灵敏度的测定。

6. 测定斜探头声束指向性

测 $\phi 1/16''$ （ $\phi 1.6$ 毫米）孔回波，使其最大，然后以此时探头位置为中心，转动探头，测回波波高，即可测定斜探头声束水平指向性。

五、B.S.A₃ 试块

它是英国国家标准试块（B.S.2704 1966）。

（一）形状和制作要求

B.S.A₃ 试块形状如图 4-27 所示，制作要求与 IIW 试块基本相同。

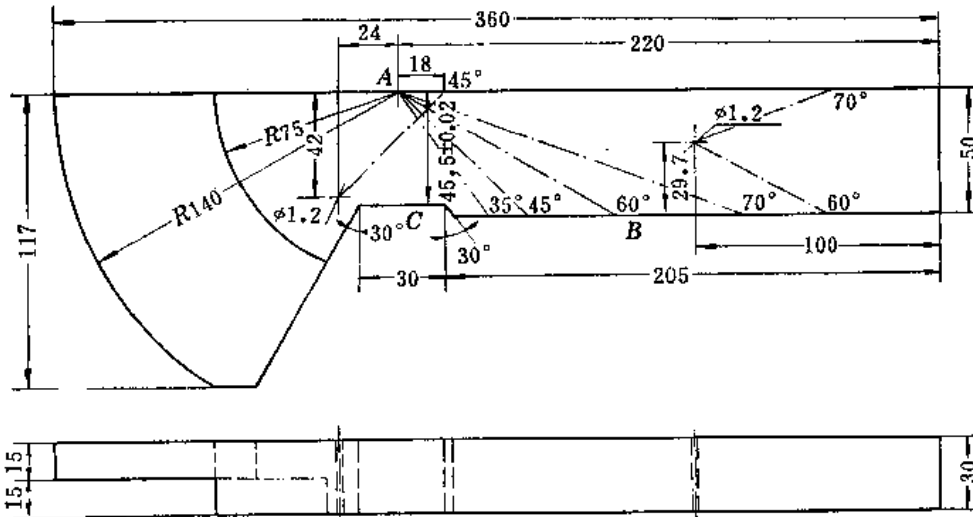


图 4-27 B.S.A₃ 试块

（二）用途

1. 调整扫描速度和校验时基线性

将斜探头放在图 4-27 的位置 A 上，以 R75 毫米或 R140 毫米圆弧面回波进行调整。把直探头放在图 4-27 的位置 C 上，也可以用纵波调整横波。纵波在钢中传播 45.5 毫米，相当于横波在钢中传播 25 毫米。

2. 测定斜探头入射点

将斜探头放在图4-27的位置A上，测定方法与IIW试块类似。

3. 测量斜探头折射角

将探头放在图4-27的位置B上，使声束轴线经A处反射再射向圆弧面。当回波波高最高时，即可由入射点处试块的角度刻度读出折射角。

4. 调整扫描速度及校正零点

将斜探头放在图4-27的位置A上，利用圆弧面回波调整扫描速度和校正零点，其方法与用IIW试块类似。

5. 调整探伤灵敏度

用横通孔回波调整纵波探伤灵敏度；也可用横通孔端角回波调整横波探伤灵敏度。

6. 测定斜探头声束水平指向性

用横通孔端角回波测试，方法与用IIW试块测试声束指向性类似。

六、JIS-STB-A₂试块

它是日本国家标准试块，简称A₂试块。

(一) 形状和制作要求

JIS-STB-A₂试块形状如图4-28所示。试块材质为日本细晶粒镇静软钢SM-50A（相当于我国的20号结构钢），正火加回火处理。

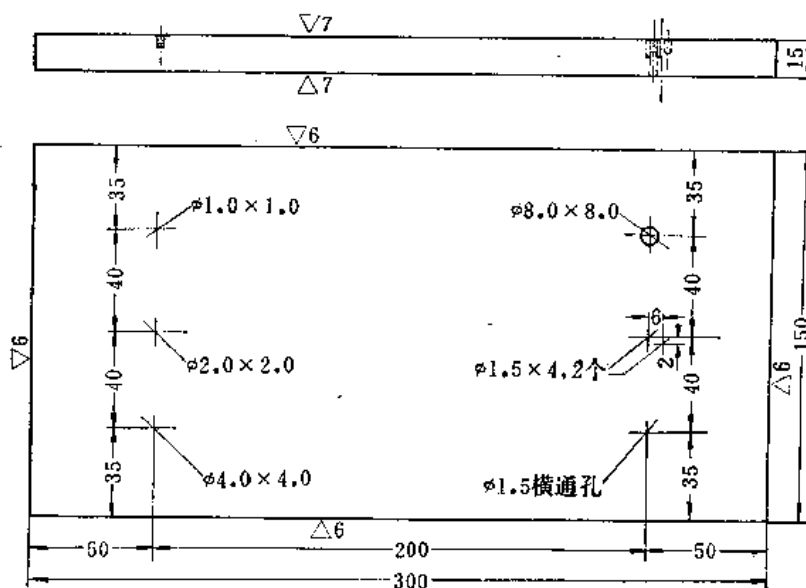


图 4-28 JIS-STB-A₂试块

(二) 用途

A₂试块多用于横波测量。

1. 调整探伤灵敏度

利用试块中几个平底孔和φ1.5毫米横通孔进行调整。

2. 测定探头与探伤仪的综合灵敏度

如图4-29所示，用二次波打φ1.5毫米横通孔端角，利用其回波测定探头与探伤仪的综

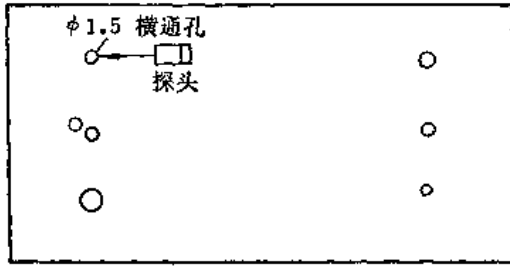


图 4-29 测定探头与探伤仪的综合灵敏度

合灵敏度。测定方法与IIW试块相同。

3. 测定斜探头的分辨能力

如图4-30a所示,将探头指向两个相邻 $\phi 1.5$ 毫米平底孔,使它至某一个平底孔的距离为一个或两个跨距,探头声束轴线与A₂试块侧面平行,使荧光屏上出现相邻的两个 $\phi 1.5 \times 4$ 毫米孔的回波A及B(图4-30b),前后左右移动探头,使两回波波高相等(图4-30c),然后调整增益旋钮,使两波高达满刻度的80%,此时波高作为基准高度。再调整增益或衰减器,使A、B波波谷达到基准高度,这时增益或衰减器的变化量(分贝)即为分辨能力。

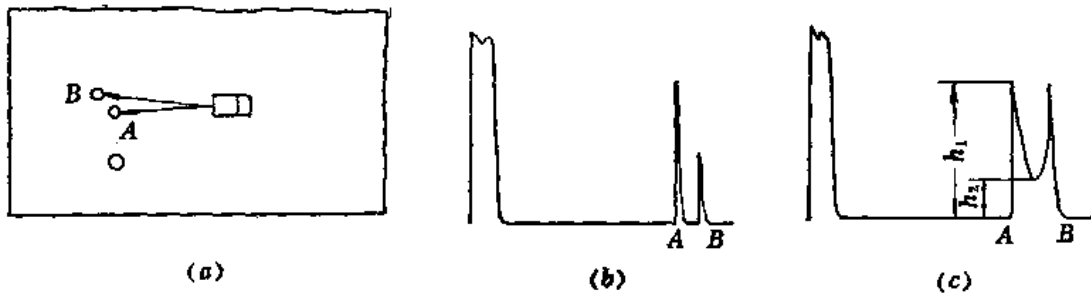


图 4-30 测定斜探头分辨能力的方法

七、JIS-STB-A₃试块

它是日本国家标准试块,其形状和用途与IIW试块相似。它的主要特点是体积小,便于携带。

(一) 形状和制作要求

该试块形状如图4-31所示,制造要求与IIW试块相同。

(二) 用途

1. 测定斜探头入射点和折射角

如图4-32所示的那样,可测斜探头的入射点和折射角,方法与IIW试块相同。但由于试块尺寸小,在测折射角时,边界影响较大。

2. 调整扫描速度和校正零点与IIW试块类似。

3. 调整探伤灵敏度与IIW试块类似。

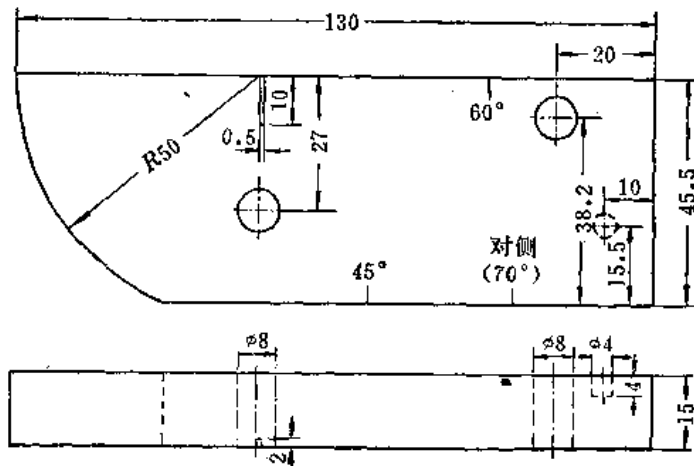


图 4-31 JIS-STB-A₃试块

八、JIS-STB-G试块

它是日本标准试块,也叫学振III型试块。

(一) 形状和制作要求

学振III型试块形状如图4-33所示。其断面尺寸为60×60毫米及50×50毫米。材质为日本细晶粒轴承钢——SUJ-2。采用回火处理。表4-4给出整套试块的尺寸。

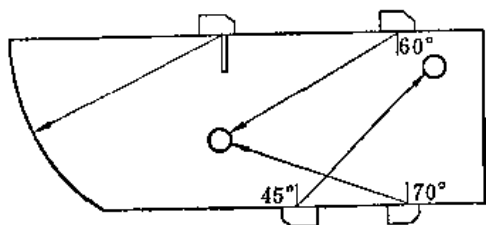


图 4-32 测定斜探头入射点和折射角的方法

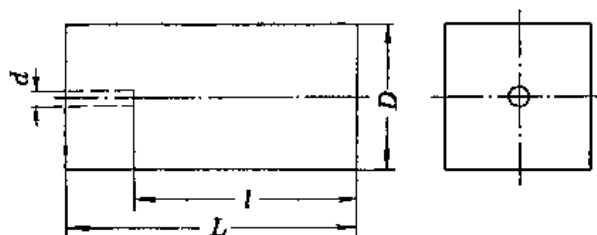


图 4-33 JJS-STB-G (学振III型) 试块

表 4-4 学振 III 型试块尺寸 (毫米)

| | L | D | l | d | | L | D | l | d |
|-------|-----|----|-----|-----|---------|-----|----|-----|-----|
| V2 | 40 | 60 | 20 | 2.0 | V15-1.4 | 180 | 50 | 150 | 1.4 |
| V3 | 50 | 60 | 30 | 2.0 | V15-2 | 180 | 50 | 150 | 2.0 |
| V5 | 70 | 60 | 50 | 2.0 | V15-2.8 | 180 | 50 | 150 | 2.8 |
| V8 | 100 | 60 | 80 | 2.0 | V15-4 | 180 | 50 | 150 | 4.0 |
| V15-1 | 180 | 50 | 150 | 1.0 | V15-5.6 | 180 | 50 | 150 | 5.6 |

(二) 用途

该试块可供 1~5 兆赫直探头的测试使用。

1. 调整探伤灵敏度

主要是通过测量 V15-1~V15-5.6 一组试块的 $\phi 1.0 \sim \phi 5.6$ 毫米的平底孔来调整探伤灵敏度。当探测距离较小时，多使用 V2~V8 这组试块。

记录探伤灵敏度时，要记清楚被探的平底孔直径、探头到平底孔的距离、孔的回波波高。

2. 检验探伤仪垂直线性

V15 一组试块的平底孔直径为 1.0, 1.4, 2.0, 2.8, 4.0, 5.6, 基本上是按 $\sqrt{2}$ 的倍率变化，其回波波高若以分贝表示，约为 6 分贝的变化量。以此可校验探伤仪垂直线性，但要注意近场的影响。此外，当频率较低时，测试 V15-1、V15-1.4 时可能有异常现象。

3. 测定直探头近距离特性

V2~V8 一组试块的平底孔直径均为 2 毫米，只是探头到平底孔的距离 l 不同 (20, 30, 50, 80 毫米)。以距离 l 为横坐标，以孔的回波波高为纵坐标所绘制的曲线，可用于评价探头近距离特性。

九、ASME 试块

它是美国机械工程学会的标准试块。

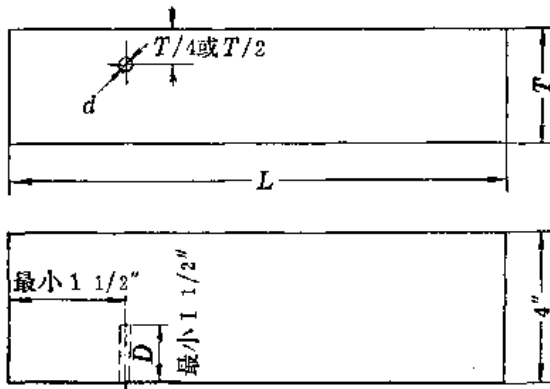


图 4-34 ASME试块

(一) 形状和制作要求

该试块形状如图4-34所示。试块厚度 T 由被探工件厚度 t 决定，其关系如表4-5所示。

(二) 用途

该试块可用于绘制斜探头的距离-振幅校正曲线。该曲线可用于调整探伤灵敏度和确定缺陷当量尺寸。

工件厚度大于1英寸时，试块横孔的位置在 $1/4T$ 处，如图4-35所示。首先在 $3/8$ 跨距处测得的回波波高

达到荧光屏面板满刻度的75%，然后在不改变灵敏度的条件下，测量 $5/8$ 跨距、 $7/8$ 跨距、……等处的回波波高。以横坐标表示探头水平距离（以 $1/8$ 跨距为单位），以纵坐标表示回波波高，便可绘制出如图4-36所示的典型距离-振幅曲线（曲线 a ）。图中 $1/8$ 跨距处的回波波高是推算出来的。探头水平距离为 $3/8$ 跨距时的回波波高（面板满刻度的75%）称为原始参考波基准。再以曲线 a 波高的50%与20%分别画两条曲线，即为对比基准线（图4-36的曲线 b 和 c ）。

表 4-5 ASME 标准试块尺寸

| 工件厚度 t [英寸(毫米)] | 试块厚度 T [英寸(毫米)] | 孔的位置 | 孔的直径 [英寸(毫米)] |
|--|----------------------------|-------|------------------|
| 1(25.4)以下 | $3/4(19.1)$ 或 t | $T/2$ | $3/32(2.4)$ |
| $2 \geq t > 1$ ($50.8 \geq t > 25.4$) | $1\frac{1}{2}(38.1)$ 或 t | $T/4$ | $1/8(3.2)$ |
| $4 \geq t > 2$ ($101.6 \geq t > 50.8$) | $3(76.2)$ 或 t | $T/4$ | $3/16(4.8)$ |
| $6 \geq t > 4$ ($152.4 \geq t > 101.6$) | $5(127)$ 或 t | $T/4$ | $1/4(6.4)$ |
| $8 \geq t > 6$ ($203.2 \geq t > 152.4$) | $7(177.8)$ 或 t | $T/4$ | $5/16(8.0)$ |
| $10 \geq t > 8$ ($254 \geq t > 203.2$) | $9(228.6)$ 或 t | $T/4$ | $3/8(9.6)$ |
| $t > 10$ ($t > 254$) | t | $T/4$ | 见注 |

注 厚度每增加2英寸或不足2英寸的零数，孔径应增大 $1/16$ 英寸。

同理，工件厚度为1英寸或不足1英寸时，试块横孔的位置在 $T/2$ 处。在 $6/8$ 、 $10/8$ 、 $14/8$ ……等跨距位置处测出孔的回波波高，也可绘制出距离-振幅校正曲线。

十、半圆试块

它是我国经常使用的一种试块。它的特点是制造方便，便于携带，而且有多种用途。

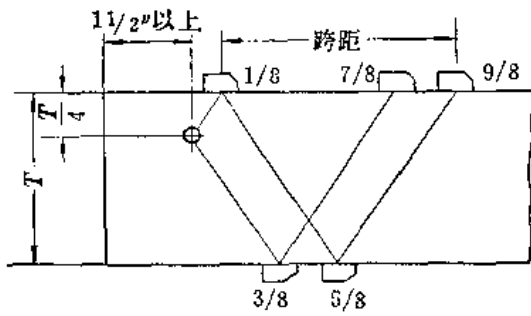


图 4-35
(图中1/8, 3/8, ..., 9/8单位为跨距)

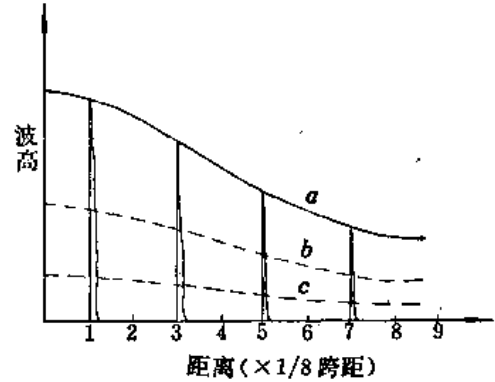


图 4-36 距离-振幅校正曲线
a—以3/8跨距处的回波波高达荧光屏满刻度的75%为测试灵敏度所测出的曲线; b—50%的对比基准线; c—20%的对比基准线

(一) 形状和制造要求

该试块形状如图4-37所示。

选用与被探工件材质相同或相近的材料，一般可用经过锻压的20号钢作坯料，表面去掉2毫米，各面加工至要求的光洁度。在加工中心槽时需要特别注意：槽要垂直于顶面，且槽的一个侧面位于半圆试块的对称轴线上，即槽和顶面所构成端角的顶点位于R40毫米的圆心。

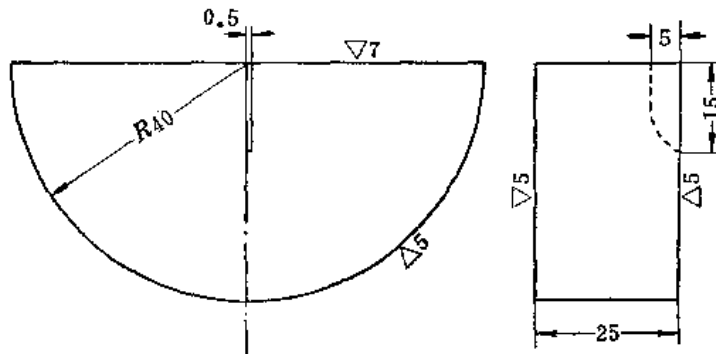


图 4-37 半圆试块

(二) 用途

1. 测定斜探头入射点

将斜探头放在试块的径向平面上，并在圆心附近平行于侧面移动，找到R40毫米圆弧面回波最强的位置，此时探头与圆心对应的点即为入射点。

2. 调整扫描速度和校正零点

将直探头放在任意一个半圆面上，用另一个半圆面的多次底波调整扫描速度。

将斜探头放在径向平面上，探头入射点对准圆心，以圆弧面的多次回波调整扫描速度和校正零点。

应该注意，调整时一般出现第1、3、5……次回波远远强于第2、4、6……次回波的情况。这是由于波束从圆弧面反射到放置探头的径向平面时分成三个部分：一部分直

接进入探头，被接收形成第1次回波；第二部分在试块半圆面中心槽处被反射，这样就在试块前圆弧面和槽之间形成多次反射，使探头接收到第2、3、4、5……次回波；除此以外，还有一部分将被反射到后圆弧面，再经径向平面和前圆弧面反射，被探头接收，形成第3、5、7等回波与上述第二部分叠加，因此使奇次波波高增高。

3. 调整探伤灵敏度

可使用R40毫米圆弧面的回波作为基准，确定探伤灵敏度。

十一、SC试块

它是美国的灵敏度校准试块。该试块形状如图4-38所示。可用于测定斜探头折射角和调整灵敏度。

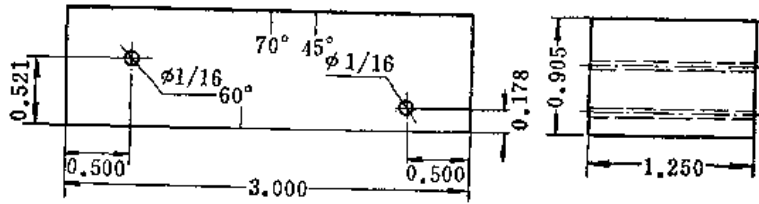


图 4-38 SC试块
(图中尺寸单位为英寸)

十二、DSC试块

它是美国的距离、灵敏度校准试块。该试块形状如图4-39所示。可用于测定斜探头入射点、折射角、调整扫描速度和校正零点，调整探伤灵敏度等。

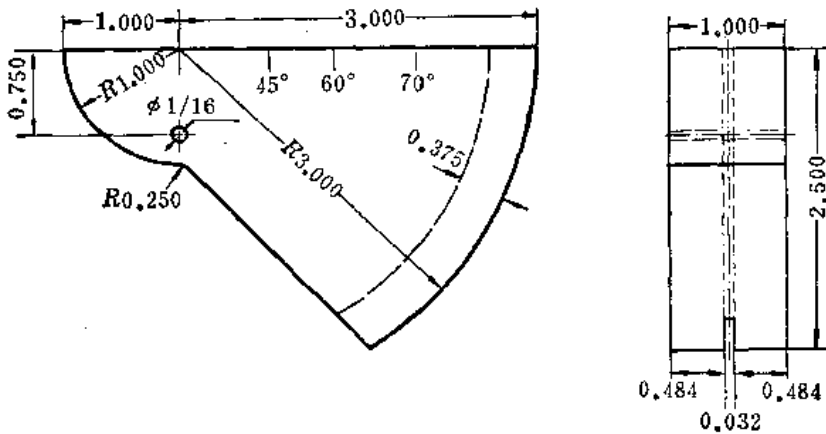


图 4-39 DSC试块
(图中尺寸单位为英寸)

第三节 使用和制作试块时应注意的几个问题

一、保留原始标准试块

在长期使用过程中，标准试块将会由于磨损、摔碰等而改变几何形状，这样就会引起测试结果的变化。所以，最好在制作标准试块时保留一套，作为原始标准试块。必要时，

将常用的标准试块与原始试块进行比较，以核对常用试块的准确性。

二、试块材质与被测工件材质不同时造成的误差

材质不同时，声速也不一样。因此，严格说来，用某种材质制作的试块测出的折射角和入射点，不能随便应用于另一种材质的工件。当两种材质声速相差5%时，测出的折射角和入射点就有明显误差。

因为试块的各次回波在时基线上的位置与声速有关，即与试块材质有关，所以用试块调整的扫描速度只适用于与试块材质相同或相近的工件。

不同的材质对超声波的衰减也是不同的，所以当用试块调整探伤灵敏度时，要注意试块与工件衰减系数的差异，进行适当的修正。

三、试块的维护

在运输及使用试块时，要注意不要摔碰、擦伤试块。特别是不要损伤超声波入射表面及反射表面，以免影响测试精度。为此，一般是将试块装在特制的小木盒内运输与保管，周围填充防震软物，以防损坏。

为了防止锈蚀，应在试块外涂以防腐剂。如试块经常在腐蚀环境中使用，可将试块表面镀镍，镀层厚度应小于0.02毫米。

为了防止试块的平底孔底面锈蚀，最好将孔底用适当的清洗液清洗后，用插入孔内的细管喷吹经过干燥和过滤的压缩空气进行干燥，然后加上铝塞（塞子面不应高出试块表面），塞子与孔壁间涂以耐久而不透水的胶合剂，将孔密封。

如果试块因保管不善而已经锈蚀时，可用沾油的细布将锈蚀部位抛光，或用合适的去锈剂处理。如果去锈后探伤面光洁度降低，应恢复其原光洁度。

四、试块的制作要求和检查

制作标准试块的材质应均匀，加工容易，不易变形和锈蚀，具有相同的超声特性。制作前，应对坯料进行超声波检查，要求内部没有缺陷。制成试块的几何尺寸、不平行度、不平度、孔径、孔垂直度等，都要经过物理测量。尤其是平底孔，一定要严格检查孔底的光洁度、孔底对孔轴线的垂直度、孔底是否平。一般，检查方法是：首先用非腐蚀性的溶剂清洗孔，然后进行干燥；用医用注射器和适当大小的针头，把一种硅橡胶液体压到里面去，当孔底充满后，逐步将注射器向外移出，需特别注意不要在孔里面留下空气；插入一根大头针或其它合适的物体作为一个硬的核心，以便橡胶凝固后将橡胶模型取出；把取出的橡胶模型放在光学投影仪上，即可检查孔底和孔的光洁度等。

标准试块上的所有刻度线不宜太深，以免在测试过程中形成干扰反射。一般要求腐蚀或电蚀刻度线，深度不得超过 0.1 ± 0.05 毫米，长度大约2~4毫米。

第五章 超声波探伤的通用技术问题

第一节 超声频率和探头的选择

一、频率的选择

超声频率在很大程度上决定了超声波探伤的探测能力，必须选取合适。

频率高时，波长短，声束窄，扩散角小，能量集中，因而发现小缺陷能力强，分辨力好，缺陷定位准确。但扫查空间小，仅能发现声束轴线附近位置的缺陷。此外，高频率超声波在材料中衰减大，穿透能力差。

频率低时，波长长，声束宽，扩散角大，能量不集中，因而发现小缺陷能力差，分辨力差。但扫查空间大。此外，低频超声波在材料中衰减小、穿透能力强。

在一般的接触法探伤中，对于晶粒细小的材料，考虑到探测范围和分辨能力等因素，采用2.5~5兆赫的频率是合适的，例如大型锻件、焊缝等采用2.5兆赫，小型锻件采用2.5兆赫或5兆赫。超声波探伤能够发现的最小缺陷，一般是在 $\lambda/2$ 左右。当采用2.5兆赫或5兆赫的频率时，能发现的最小缺陷约1毫米左右，这对我们通常所要求探测的缺陷大小是足够了。

对于晶粒粗大、对超声散射较强烈的材料，频率高时，就会出现晶界引起的林状回波，致使无法判伤。因此对于这类材料，一般选用0.5~1兆赫。对于铸铁、非金属等声衰减强烈的材料，甚至采用几十千赫的频率。

至于10兆赫频率，仅在被检工件较薄且要求对小缺陷有特别高的灵敏度时才使用。10兆赫频率的晶片较薄，易损坏。

二、探头的选择

超声波探伤中，超声波的发射与接收，都是通过探头实现的。探头类型很多，性能各异，因此需根据检验对象，合理地选择探头。探头的选择主要是对频率、晶片尺寸和角度等几方面的选择。

关于探头的频率，可按上面所述原则进行选择。

探头晶片尺寸大时，发射能量大，扩散角小，扫查空间大，近场长度长，发现远距离小缺陷的能力高。

对于圆形晶片的探头，一般采用直径为 $\phi 14 \sim \phi 20$ 毫米的晶片。对大型工件的探伤，尽可能使用大直径晶片的探头。小直径晶片的探头在近场范围内声束窄，有利于缺陷定位，适宜于较小厚度工件的探伤。

探头晶片尺寸的选择还要考虑工件探测面和结构等情况。例如，检查叶片燕尾形叶根裂纹和用斜探头检查肩部尺寸较窄的轴向键槽裂纹等情况时，往往不得不采用晶片尺寸较小的探头。

根据探伤的需要，要求探头发射的超声波有适当的声束形状。而声束形状与探头的频

率、晶片尺寸都有关系，因此对二者要综合考虑。

对于缺陷的定位和定量，选择探头的原则是，声束应尽可能地狭窄，声束相对缺陷要垂直入射。在某些情况下需要使能量更加集中，可采用线聚焦或点聚焦探头。近年来聚焦探头用来解决缺陷的定性、定量问题已取得进展。

就探伤灵敏度而言，如果忽略超声波在材料中的衰减，近场长度确定了灵敏度随缺陷至探头距离增大而下降的快慢，近场愈长，灵敏度下降愈慢。因此，为使灵敏度随距离的下降最小，要尽可能选择近场长度不小于缺陷最大深度 $1/3$ 的探头。在探测大型工件时往往不能满足这个条件。因为增加近场长度，一要提高频率，二要增大晶片直径。频率过高，衰减大，不宜采用；虽然近场长度随晶片直径的平方增长，但大多数工件没有足够大的接触面积，晶片直径也不能太大。

探头型式的选择也要视具体情况而定。选择直探头或斜探头，主要取决于欲发现缺陷的部位及方位。例如在探测锻件时，因为缺陷大多垂直于锻压方向，一般选用直探头在锻压面上探测；又例如检查焊缝时，因为存在焊缝加强面以及危险缺陷大多垂直于或大致垂直于探测面，一般选用斜探头探伤。

一些特殊位置和形状的缺陷，只用单探头（同时起收发作用）是不能发现的。例如近表面的缺陷，纵波探伤往往需要使用双探头（一发一收）或双晶片探头。又例如对薄壁管焊缝探伤，为了使声能集中和减少杂波，也需要用双晶片斜探头。

第二节 耦 合

耦合就是实现声能从探头向工件的传递。因此，耦合在超声检验中具有重要的影响。

在接触法探伤中，探头与工件的接触有两种：固态接触和液态接触。固态接触就是探头与工件之间直接地足够紧密地接触，以实现声能的传递。探头与工件表面之间如有较多气隙，必然极大地阻止声能的传递。因此要实现固态接触，探头接触面及工件表面均应十分光滑，并需施加较大压力，例如达到紧配合的程度。这在实际探伤工作中往往是不易实现的。更为有效、方便和常用的方法是，借助探头与工件表面之间涂敷的液体，排除空气间隙，以实现声能的传递，这就是液态接触。这层液体称为“耦合剂”。在液浸探伤中，通过浸渍液体实现耦合，这时的液体就是耦合剂。

影响耦合好坏的因素有：工件表面的形状、光洁度和耦合剂的种类等。

一、表面状况

在所有超声检验中，表面的形状和光洁度都有相当大的影响。它们常常限制探测灵敏度；在接触法检验中，还影响检验速度和探头磨损的快慢。

工件表面光洁度愈高，入射到工件中的超声能量就愈多，探测灵敏度就愈高。但是，对于通常探伤所使用的频率，追求太高的光洁度也是没有必要的，因为当表面粗糙度小于 $1/10$ 波长时，灵敏度的提高就不显著了。相反，如果光洁度很高，譬如磨床磨过的光滑表面，探头会因吸附而不易滑动，反而给检验带来麻烦。此外，在这种表面上探测，获得反射信号的最大值比较慢，要在耦合剂从探头和表面之间狭窄的耦合间隙中逸出之后才能得

到，从而影响检验速度。对于一般工件的探伤，要求表面光洁度不低于 $\nabla 4$ 即可。

粗糙度大于 $1/10$ 波长时，声耦合显著变坏。出现较大的侧向散射，声束轴线上的声压降低，声束的形状大大改变，探测时很有可能将侧向反射的信号误判为轴线上的缺陷。表面很粗糙时，声束在表面上发生漫反射，使探测灵敏度大大降低，同时由于声束指向性差，致使不可能进行缺陷定位。

能够机械加工的表面，应在机械加工后进行检验。不能机械加工的表面，应进行适当地清理和打磨去掉表面附着的氧化皮、涂料以及其它附着物。

表面处理时须注意以下两点：一是不要使工件或材料表面出现凹面，因为凹面会使耦合变坏或使耦合不稳定；二是一定要把松散附着物、与工件之间有空气隙的氧化皮或涂料等清除掉，否则它们会极大地降低声的透射率，甚至完全阻止声的传递。

二、耦合剂

超声检验中使用的耦合剂，从声传递的角度来说，要求具备下列性质：（1）容易附着在工件表面上，有足够浸润性，借以排除探头与探伤面之间由工件表面粗糙造成的空气薄层；（2）声阻抗大，尽量与被检材料的声阻抗相差小些，以利声能尽可能多地进入工件。从实用角度还要求：（1）对人体无害，对工件无腐蚀作用；（2）容易清洗；（3）来源方便，价格低廉。

表5-1中给出了几种主要耦合剂的密度、声速和声阻抗值。

表 5-1 几种主要耦合剂的密度、声速和声阻抗

| 耦 合 剂 | 密 度 (克/厘米 ³) | 声 速 ($\times 10^3$ 米/秒) | 声 阻 抗 ($\times 10^6$ 公斤/米 ² ·秒) |
|------------|-----------------------------|-----------------------------|--|
| 水(20°C) | 1.0 | 1.48 | 1.50 |
| 甘油(100%) | 1.27 | 1.88 | 2.38 |
| 水玻璃(33%体积) | 1.26 | 1.72 | 2.17 |
| 变压器油 | 0.92 | 1.39 | 1.28 |
| 水 银 | 13.6 | 1.46 | 19.8 |

总的来说，液体耦合剂的声阻抗小于大多数工件的声阻抗，如钢的声阻抗为 45×10^6 公斤/米²·秒，而实用耦合剂的声阻抗仅为 $1.5 \sim 2.5 \times 10^6$ 公斤/米²·秒左右。所以靠耦合剂很难补偿曲面和粗糙面对探测灵敏度的影响。

水银声阻抗约为 20×10^6 公斤/米²·秒，是良好的耦合剂，但价格昂贵，对人体有害。

考虑到上述原则，实际常用的耦合剂是：机油、水、甘油和水玻璃等。

机油是最常用的耦合剂。根据工件表面情况和环境温度，可选择适当粘度的机油。

水的最大优点是来源方便。其缺点是易流失，有时不浸润，另外会使工件生锈。

甘油是实用耦合剂中声阻抗最高的，耦合效果最好。但其缺点是用水稀释的甘油，有腐蚀性，工件或试块在检验完毕后若不及时用肥皂水冲洗，很易形成腐蚀坑。此外成本也较高。

水玻璃的声阻抗也较高，耦合效果较好，但易凝固，易损坏探头，探测中需要用水经

常擦洗探头，在大面积探伤中不宜采用；而在超声测量中，尤其在粗糙面、曲面或竖壁上使用，是比较适宜的。

三、表面光洁度差异的补偿

当所用试块与被探试件表面光洁度相差较大时，确定探伤灵敏度应考虑表面光洁度差异的补偿（简称表面光洁度的补偿）。

1. 直探头纵波探伤

如果测量试块与试件（两者厚度相同、底面光洁度近似相同）一次底波定值波高衰减的分贝差 n 分贝，则由试块确定的探伤灵敏度应增益 n 分贝作为表面光洁度的补偿（一般按试块表面光洁度高于试件光洁度考虑）。

2. 斜探头横波探伤

用两个相同的斜探头，入射点相距一个跨距，一发一收，测量试块与试件（两者厚度相同、底面的曲率和光洁度近似相同）底面反射的定值波高衰减的分贝差 n 分贝，即可作为确定探伤灵敏度时表面光洁度的补偿量。

四、曲面接触与曲率补偿

在实际检验中，有许多探测面是圆柱形的，其中有凸圆柱面和凹圆柱面两种。一般来说前者的接触条件比后者好。

在接触法探伤中，平面探头与凸圆柱面接触的情况如图5-1所示。平面探头与曲面呈线接触。其他区域被耦合剂所填充，耦合剂薄膜的厚度 T 在横向上随与探头中心的距离增大而增厚，探头边缘处的厚度最大，为 $T_{最大}$ 。

曲面接触的耦合层厚度比平面接触厚，声能的透射率相应变小，相当于减少了接触面积。从而声束的扩散角在与圆柱体轴线垂直的面上变大，声能分散。曲率半径愈小，扩散角愈大。当曲率半径减小到 100 毫米时，扩散角比平面接触约大 1.5 倍。在沿圆柱体轴线的平面上的扩散角不变。

接触面的减小和声能的分散，使探测灵敏度下降。探测相同距离相同尺寸的缺陷，平面接触的回波波高显然要大于曲面接触的回波波高。欲得到相同的波高，必须适当提高曲面探测时仪器的增益。需要提高的增益量，称之为曲率修正系数。

曲率修正系数除与表面曲率半径有关外，还与所用的超声频率、探头晶片尺寸、探头的保护膜材料（斜探头是指透声楔材料）、耦合剂种类以及被检材料有关。为了求得任一条件下的曲率修正系数，需要引入“临界曲率半径”和“归一化曲率半径”的概念。

对于给定的探头，当曲面工件使探头边缘的耦合剂间隙 $T_{最大}$ （见图5-1）处的透射率

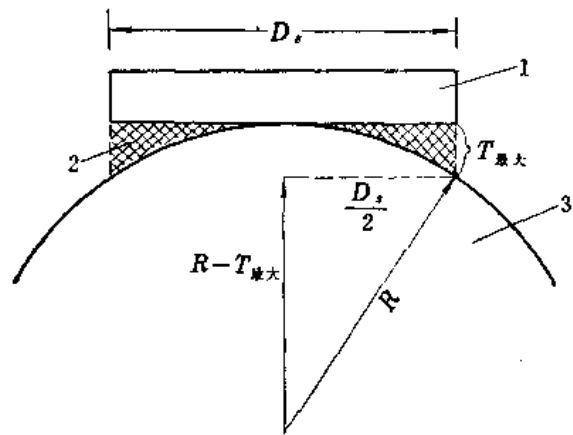


图 5-1 平面探头在凸圆柱面上的接触情况
1—探头；2—耦合剂；3—曲面工件

恰为平面接触时透射率的一半时，其曲率半径称为临界曲率半径，它可由下式近似表示：

$$R_c = 0.45 f D_s^2 Z_i / [V_c Z_c (1 + Z_i / Z_m)] \quad (5-1)$$

式中 R_c ——临界曲率半径（毫米）；

f ——超声频率（兆赫）；

D_s ——探头晶片直径（毫米）；

Z_i ——探头保护膜（直探头）或透声楔（斜探头）的声阻抗（公斤/米²·秒）；

Z_c ——耦合剂声阻抗（公斤/米²·秒）；

Z_m ——被检材料的声阻抗（公斤/米²·秒）；

V_c ——耦合剂声速（米/秒）。

实际被检工件的曲率半径 R 与临界曲率半径 R_c 之比，称为归一化曲率半径。

通过试验，已求得曲率修正系数 C 与归一化曲率半径 R/R_c 之间的关系，如图 5-2 所示。从图中看出，随 R/R_c 的增加，修正系数单调下降，直到接近零分贝。当 $R/R_c = 1$ 时，修正系数约为 2.5 分贝，这已在一般超声波探伤的操作误差范围以内。因此，当 $R/R_c \geq 1$ 时，可以不作曲率修正；当 $R/R_c < 1$ 时，可从图 5-2 中查得修正系数，用来作为调整仪器灵敏度的补偿值。

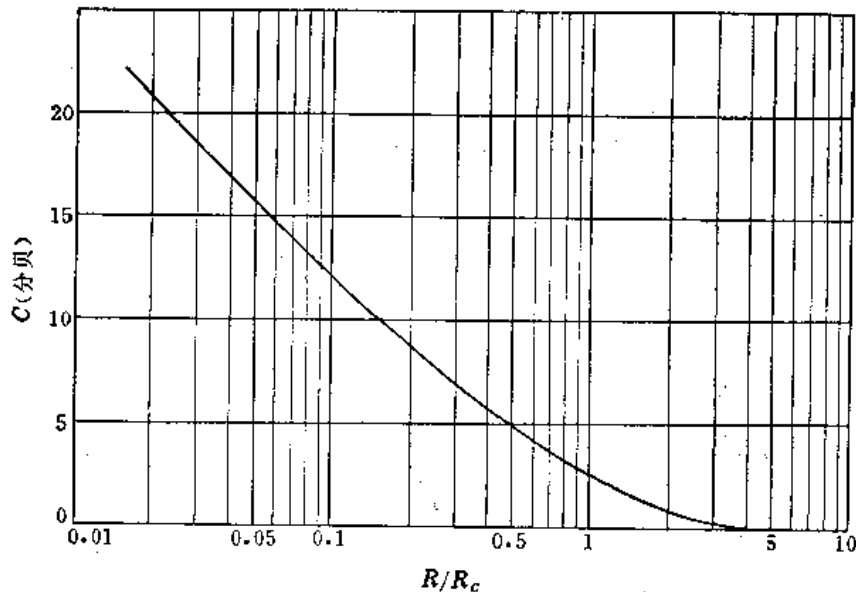


图 5-2 曲率修正系数 C 与归一化曲率半径 R/R_c 的关系曲线

为了使用方便起见， R_c 还可用下述简便的方法确定，同时探测凸曲面的工件，按下述简便方法即可用平面试块调灵敏度，而不需要制作相同曲率的曲面试块：

(1) 根据所用超声频率、探头晶片尺寸、耦合剂种类、保护膜或透声楔种类以及被检材料种类，先分别从表 5-2 至表 5-5 中查出与这些量相对应的因数 F_1 、 F_2 、 F_3 和 F_4 ，然后按下式计算 R_c ：

$$R_c = F_1 \times F_2 \times F_3 \times F_4 \quad (5-2)$$

(2) 根据被检工件的实际曲率半径 R ，算出 R/R_c ；

(3) 根据 R/R_c 值，从图 5-2 的曲线上查得修正系数 C 。探伤时，在平面试块上调好

表 5-2 各种频率和各种晶片直径的 F_1 值 (毫米)

| 频率 (兆赫) | 探头直径 (毫米) | 6 | 8 | 12 | 14 | 20 |
|------------|--------------|-----|------|------|------|------|
| 1 | | 58 | 102 | 226 | 306 | 648 |
| 1.25 | | 73 | 127 | 283 | 383 | 810 |
| 2.25 | | 127 | 229 | 516 | 711 | 1460 |
| 2.5 | | 147 | 254 | 565 | 765 | 1619 |
| 5 | | 292 | 508 | 1131 | 1530 | 3239 |
| 10 | | 586 | 1016 | 2261 | 3061 | 6477 |

表 5-3 各种耦合剂的 F_2 值

| 耦合剂 | F_2 |
|----------------|-------|
| 甘油 | 1.0 |
| 水玻璃(33%容积) | 1.3 |
| 电动机润滑油(SAE 30) | 1.8 |
| 水 | 2.0 |
| 变压器油 | 2.6 |

表 5-4 各种保护膜(或透声楔)的 F_3 值

| 保护膜(或透声楔)种类 | F_3 |
|---------------|-------|
| 氧化铝 | 1.1 |
| 碳化硼 | 1.0 |
| 石英 | 0.6 |
| 有机玻璃(钢中45°横波) | 0.18 |
| 有机玻璃(钢中60°横波) | 0.19 |

灵敏度后, 再将仪器增益提高 C 分贝, 作为曲率补偿。

对于特定频率、晶片尺寸和保护膜的探头, 根据实验或计算也可画出专用的曲率补偿曲线, 图5-3即是一例。

对于斜探头, 为了增加接触面, 改善耦合条件, 有时将有机玻璃透声楔接触面, 修磨成与被探工件表面曲率一样或接近的弧面。此时需注意防止干扰波的出现。如图5-4所示, 当探头前边缘声束的入射角大于第二临界角时, 可能转换成表面波 R ; 当探头后

表 5-5 各种工件材料的 F_4 值

| 工件材料 | F_4 |
|------|-------|
| 钢 | 1.0 |
| 铝 | 0.61 |

边缘声束的入射角小于第一临界角时, 可能有纵波 L 入射到工件中。又如图5-5所示, 探头顺着柱面轴向放置, 当入射角较大时, 也可能出现表面波 R 沿图中箭头所示方向传播。

为了避免上述干扰波, 透声楔弧形接触面的曲率半径要大于被探工件表面的曲率半径, 而不追求完全的吻合。此外, 采用聚焦探头、双晶片探头、多晶片探头也是避免上述干扰波的途径。

五、用中间耦合层的耦合

在液浸法中, 就是用中间耦合层耦合, 即探头不直接接触工件表面, 而是通过一耦合层实现耦合。在脉冲反射法探伤时, 采用此种耦合方法, 必然会出现一个界面回波。

探伤中常用的探头都是中等阻尼的探头, 采用耦合层耦合会使阻尼下降, 从而使发射脉冲和反射脉冲显著变宽, 分辨率变坏。因此, 在采用中间耦合层耦合时, 使用高阻尼探头。

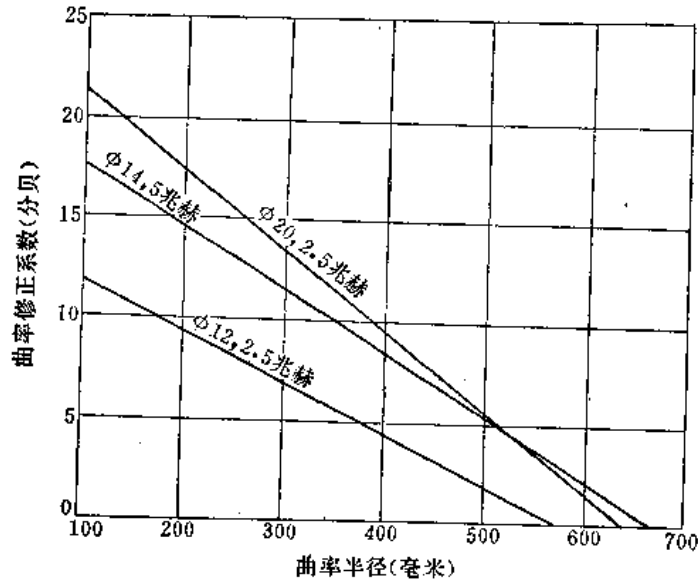


图 5-3 曲率补偿曲线

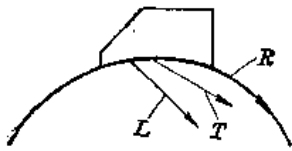


图 5-4 带有弧面的斜探头

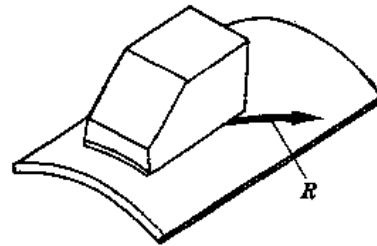


图 5-5 柱面上带弧面的斜探头

耦合层的厚度对灵敏度和发现缺陷的能力有很大影响。当耦合层厚度为 1/4 波长时，使灵敏度下降；当耦合层厚度为半波长时，灵敏度可以保持，但发射脉冲和反射脉冲后面的干扰振荡增加，也影响对缺陷波的判断；继续增加耦合层厚度，荧光屏上的探伤图形就会变得相当模糊，实际上不能显示工件中的缺陷。

耦合层厚度增加到一定数值以上时，界面波及工件的多次反射脉冲就可与发射脉冲分得很开，探伤图形又变得清晰。此时还可以利用探伤仪中的适当电子线路，使界面波起相当于直接接触法的始波的作用。实际探伤中要求工件一次底波落在界面二次波的前面以致不影响探伤，对此，要求液层有足够厚度。就水和钢而言，水层厚度至少为工件厚度的 1/4（详见第七章第五节）。

第三节 工件界面的影响

第一章中已讨论了声束倾斜入射界面时的波型转换。当这种转换在被检工件的边界发生时，会使荧光屏图形的判断更为困难。这是因为在工件界面发生的波型转换，使反射波中包含了许多变型波的成分，使原来的声束指向性、灵敏度受到影响，还会产生波的叠加和干涉。

本节简略地介绍工件界面对声束的影响，进而介绍对探伤的影响。

一、与声束轴线平行的工件侧边界面的影响

如图5-6所示，纵波探伤时，探头若靠近工件边缘，则经侧界面反射的纵波和横波都有可能与直接传播的声波相干涉，干扰直接传播的声波声压并影响探伤灵敏度。

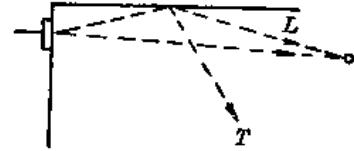


图 5-6 侧边界面的干涉

这一结论可由测量小缺陷回波波高来验证。图 5-7 中给出的是用小探头测量到的小反射体回波波高与探头至边界距离的关系。曲线 1、2 和 3 分别表示探头至边界三种不同距离时，缺陷回波波高与缺陷距侧界面距离的关系。

由图看出，探头愈靠近侧界面，灵敏度下降愈厉害，因此很难探测这个区域中的小缺陷（例如小裂纹等）。常有这样的误解，即为了探测靠侧边界面的缺陷而把探头尽量往侧界面靠，其实越靠近侧界面越不利。探头如偏出侧界面，结果更坏。对于给定的探头至缺陷的距离，探头与侧界面间有一个最佳距离，在此距离下灵敏度最高。这个最佳距离可用人工缺陷实验确定。

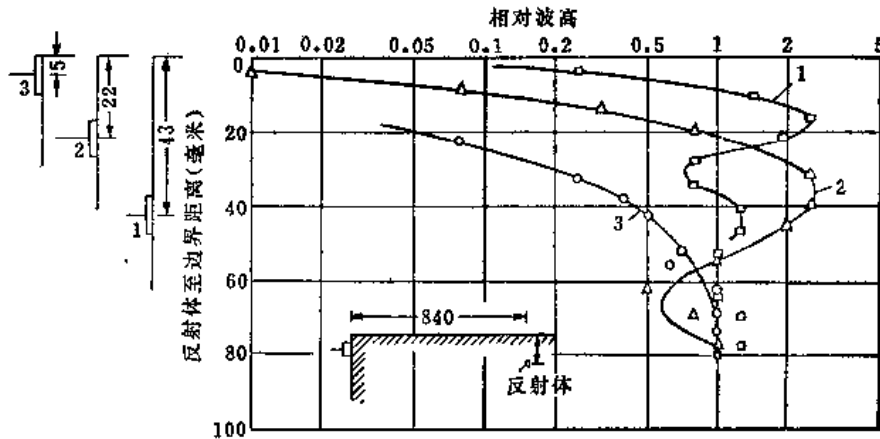


图 5-7 边界对纵波声场的影响
(探头频率 4 兆赫，直径 10 毫米)

为了探测靠近工件侧边界面的缺陷，宜选用大直径高频率的探头。不过在靠近侧边界面的区域内，灵敏度总要比无侧界面时低许多。所以，在条件许可的情况下，对靠近侧边界面的缺陷采用横波探伤可获得更好的效果。

从图 5-7 中还可看出，侧边界面的影响改变了探头的指向性和对称性，灵敏度有极大值和极小值，且极大值点并不在探头的轴线上。

在探测平行于探头声束轴线的裂纹时，上述现象可以帮助我们判伤，特别是由于某种原因不能从垂直裂纹面探测裂纹时（图 5-8），可以利用侧界面干涉。由于上述侧界面干涉的情况可知，如果裂纹正好在探头声束轴线上，底波应最小。只要裂纹相对工件厚度不太短，不管它位于工件表面、中部或底面都有这种现象，当然裂纹处于中部时最不明显。在这类测试中，为了求得好的效果，应选用小直径、低频率探头。

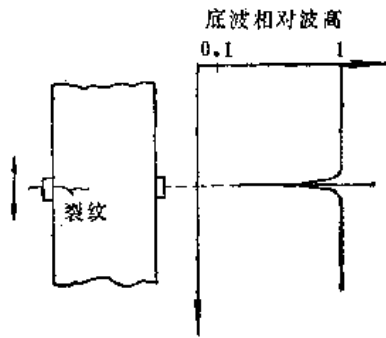


图 5-8 利用侧边界干涉现象探测裂纹

对横波而言，如果其振动方向垂直裂纹表面（纵波在界面上反射时分离出的横波，其振动方向与入射面平行），也会有类似现象。但若振动方向与裂纹表面平行时就没有上述现象。

在平板情况下，有两个侧壁。就侧壁的干扰而论，一个侧壁的影响可能补偿另一侧壁的作用。尽管如此，当板比较薄且缺陷距离比较大时，纵波仍然减弱很厉害，这时只能使用振

动平面平行侧壁的横波探测，这种横波产生方法如图5-9所示。

当侧壁面是圆柱面时，要考虑它对声束的聚焦作用。如果声束轴线与圆柱体轴线重合，这种聚焦作用更强。在所考虑的点上，由于整个圆柱面的反射波可能比直接传播的声束的声压高很多，随声束在圆柱面上反射次数不同，轴线上的声压是距离的函数，并不均匀，有极大值和极小值，这就使得确定小缺陷的尺寸很困难。

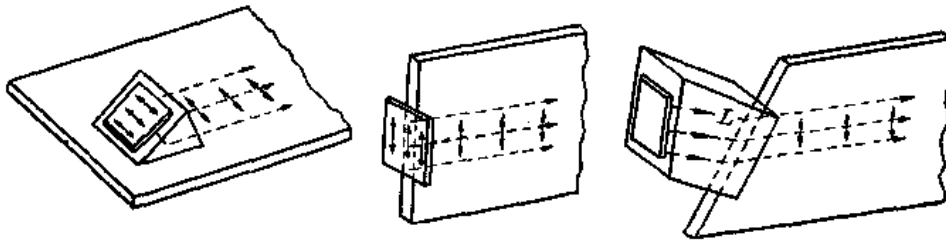


图 5-9 在薄板中产生横波的方法

在脉冲反射式探伤中，一般脉冲持续时间所对应的声程不大于 4λ ，故只要侧壁反射声束的路程大于直接传播声束路程 4λ ，侧壁干扰即可避免。因此无干扰的条件是（见图5-10）：

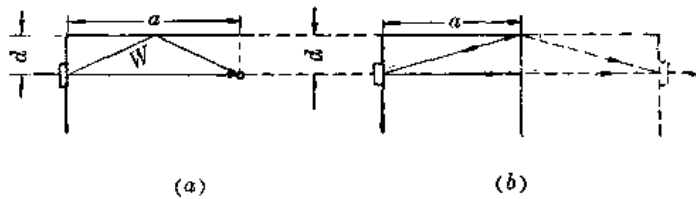


图 5-10 不受侧壁干扰的最小距离
(a)沿轴线上小缺陷，(b)底波

$$2W - a > 4\lambda \tag{5-3}$$

式中 W ——声束入射点至侧壁反射点的距离；

a ——入射点至被探测点的距离；

λ ——波长。

从图5-10可看出：

$$W = \sqrt{\frac{a^2}{4} + d^2} \approx \frac{a}{2} + \frac{d^2}{a} \quad (a \gg d)$$

式中 d —— 探头声束轴线至侧壁的距离 (毫米)。故

$$2W - a \approx \frac{2d^2}{a} \quad (5-4)$$

式 (5-4) 代入式 (5-3)，即可算出无侧壁干涉，探头距侧壁的最小距离。对钢而言，探测轴线上小缺陷，要求

$$d_{\text{最小}} > 3.5 \sqrt{\frac{a}{f}} \quad (\text{毫米}) \quad (5-5)$$

式中 f —— 超声频率 (兆赫)。对于底波，应将公式中的 a 改为 $2a$ ，即

$$d_{\text{最小}} > 5 \sqrt{\frac{a}{f}} \quad (\text{毫米}) \quad (5-6)$$

由式 (5-5) 和式 (5-6) 可以看出：在探头频率和探测距离相同的情况下，为了避免侧壁干涉，探头与侧壁边缘的最小距离，探测底波时要比探测轴线上缺陷时大。

二、变型波的影响

第一章第五节介绍了超声波入射至异质界面时发生的反射、折射及波型转换。当一束超声波以一定的入射角射到光滑界面时，发生反射。反射波的一部分波型与入射波的波型相同，另一部分发生波型转换变成其他波型。

对钢/空气界面而言，纵波垂直入射时，全部反射，没有波型转换。纵波倾斜入射时，随入射角的增加，分离出横波并以较小的角度反射。当纵波的入射角 $\alpha_i = 68^\circ$ 时，反射纵波最弱，但反射横波很强，其反射角为 $\alpha'_i = 30.7^\circ$ 。横波垂直入射时，亦全部反射，没有波型转换。横波倾斜入射时，随入射角的增加，分离出纵波并以较大的角度 α'_i 反射。当横波入射角 $\alpha_i = 30.7^\circ$ 时几乎全部转换成纵波；当 $\alpha_i = \alpha_{iIII} = 33.2^\circ$ 时，纵波反射角 $\alpha'_i = 90^\circ$ (α_{iIII} 称为第三临界角)；当 $\alpha_i > \alpha_{iIII}$ 时，全部反射为横波而没有纵波 (见附图 1-23)。不难理解，当纵波入射角 $\alpha_i = 90^\circ$ ，即入射纵波声束与界面相切时，反射横波的最大反射角亦等于第三临界角。

当入射横波束与弧形界面相切时，横波将转换为表面波，如图 5-11 所示。

波型转换过程在实际探伤中经常发生，且波型转换后造成的反射信号往往干扰对缺陷波的判断。



图 5-11 横波入射转换为表面波的情况

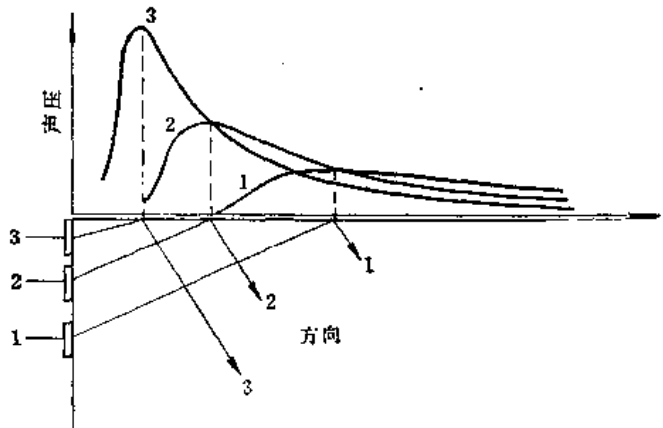


图 5-12 纵波探伤中变型横波声压分布规律

210/41

为了叙述方便，我们习惯地将发生波型转换而出现的波称之为“变型波”。在纵波探伤中因为波型转换而出现的横波称之为变型横波；在横波探伤中因波型转换而出现的纵波、表面波称之为变型纵波、变型表面波。

(一) 纵波探伤时变型波的影响

平面压电晶体产生的高频超声波，在介质中传播一定距离后(一般认为等于近场长度)就要向周围扩散。在纵波探伤中，当扩散声束与工件侧壁相遇时，根据上述波型转换原理，将产生变型横波。变型横波的声压(或波高)分布规律如图5-12所示。当探头晶片直径、频率及探头至侧壁的距离都给定时，在侧壁上有一点其反射的横波最强。随着探头向侧壁靠近，最强点逐渐左移，并逐渐变强。对钢变型横波传播方向大体与侧壁垂线呈33°。

如果变型横波有机会直接返回探头的话(如图5-13a)，由于直探头对它不敏感，所以对判伤不起什么干扰作用。但一旦变型横波能沿原来的路径返回，有一部分又转换成纵波回到探头(如图5-13b)，就会形成干扰波。

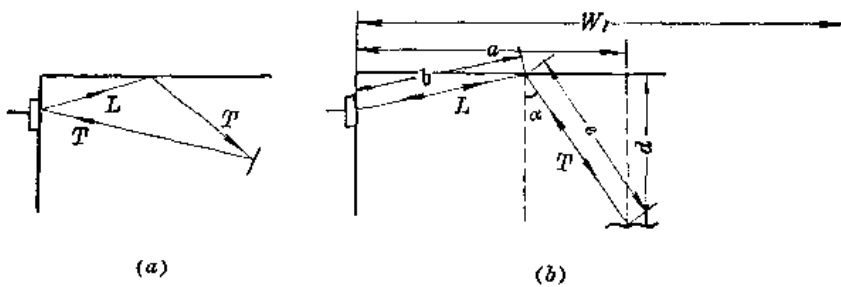


图 5-13 变型横波反射的两种情况
(a)变型横波直接反射回探头；(b)变型横波沿原路径返回

如果探伤仪的时间轴是按纵波调整的，则该干扰波在荧光屏上所反映的纵波声程可由下式表示：

$$W_1 = b + e \cdot \frac{c_l}{c_t}$$

式中 W_1 ——干扰波所相当的纵波声程；

c_l ——工件中纵波速度；

c_t ——工件中横波速度；

b ——纵波的声程；

e ——变型横波实际声程。

在一般的探伤中，纵波探伤的扩散角不是很大，即扩散声束对侧壁的入射角接近于90°，故可认为 $b \approx a - d \cdot \tan \alpha$ 。从图5-13b中可导出 $e = d \cdot \frac{1}{\cos \alpha}$ 。则：

$$W_1 \approx a + d \left(\frac{1}{\cos \alpha} \cdot \frac{c_l}{c_t} - \tan \alpha \right) \tag{5-7}$$

$\sin \alpha = \frac{c_t}{c_l}$ ，通过简单推导可得：

$$W_1 \approx a + d \sqrt{\left(\frac{c_1}{c_t}\right)^2 - 1} \tag{5-8}$$

将钢的纵波速度及横波速度代入式(5-8)得:

$$W_1 = a + 1.53d$$

用直探头从纵向检验工件(例如平板或棒材)时,经常出现波型转换。图5-14表示了纵波在这种工件中传播的情况。纵波斜射至侧壁,产生变型横波大约以 33° 角反射至另一侧壁,又转换成与侧壁夹角很小的纵波,经底面反射后又可被探头接收(图5-14a)。与图5-13b计算声程的原理类似,可算出经波型转换后返回的反射波声程比直接返回底波滞后 $0.76d$ 。一部分变型横波在对面侧壁(图的上方)上仍以横波反射,进一步在工件中传播(如图5-14b),再度产生一个又滞后 $0.76d$ 的波。依此类推形成相隔 $0.76d$ 的多个反射波,如图5-15所示。

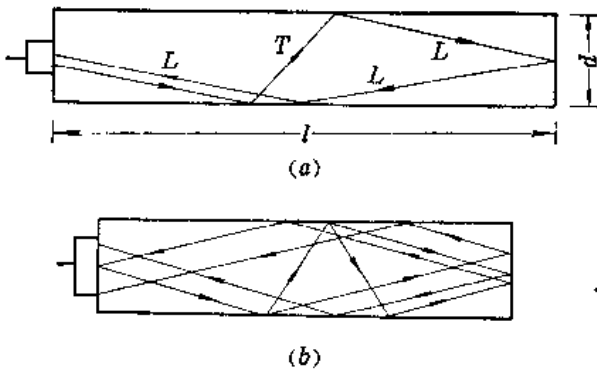


图 5-14 纵波在棒材中的传播

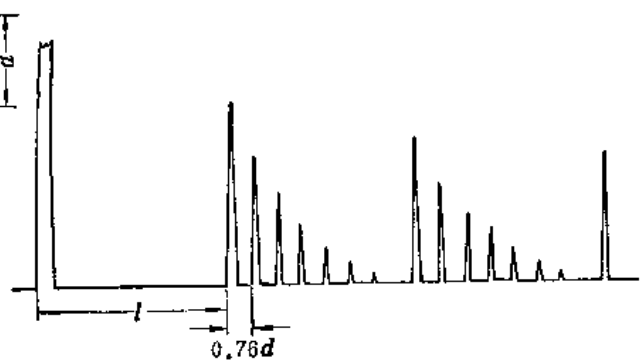


图 5-15 相应于图5-14的波形图

如果工件厚而短,这些滞后的变型波强度较弱而在荧光屏上不呈现;如果工件细而长,变型波比直接底波还强,有时会错误地把它当成底波。

在简单的光滑棒材中,这种波不至于干扰对缺陷波的辨认。因为缺陷波显示在一次波的前面,而变型波则在一次波的后面。但如果工件中有横孔或有突出部分,波形的辨别就不那么简单,必须用画图来识别。如果工件中有缺陷,并且在缺陷的表面也产生波型转换,那么缺陷的多次反射波将造成很多缺陷挨在一起的假象。当有怀疑时,应从对侧端部或横向或用斜探头复核检查。

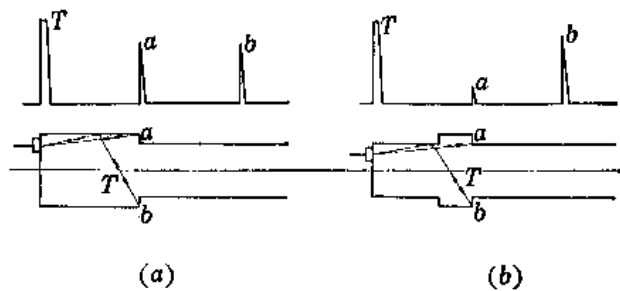


图 5-16 两个变型横波的例子

图5-16所示的变型横波信号,也可通过声程和整个圆周都出现的情况,以及从另一端面探测加以辨别。

(二) 横波探伤时变型波的影响

目前横波探伤中大多使用有机玻璃作透声楔的斜探头。其入射角选在第一临界角和第二临界角之间;对钢而言,其折射角均大于第三临界角。因此用斜探头探测底面平行于表面的工件不会出现变型波。但是在用横波探测一些复杂结构的工件时,也会出现变型纵波

和变型表面波（见图5-17）。这些变型波有时会干扰对缺陷信号的判断。

图5-18和图5-19是管道焊缝探伤中出现变型波的例子。图中所示的变型波有时可能只出现其中一种。这些变型波在荧光屏上的位置，恰好在二次波探测的范围内，往往易误判为二次波发现的缺陷。

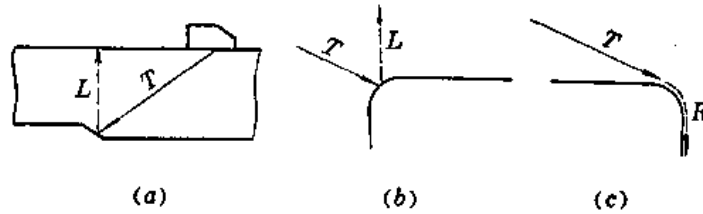


图 5-17 横波探伤的变型波

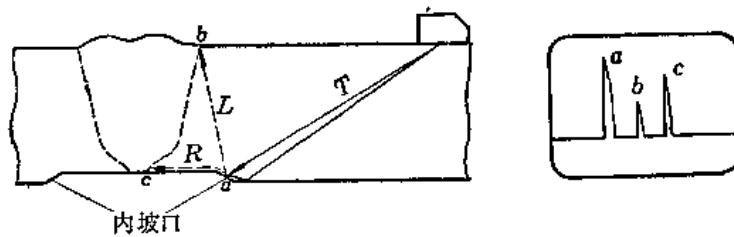


图 5-18 内坡口变型波示意图

a—内坡口波；b—变型纵波；c—变型表面波

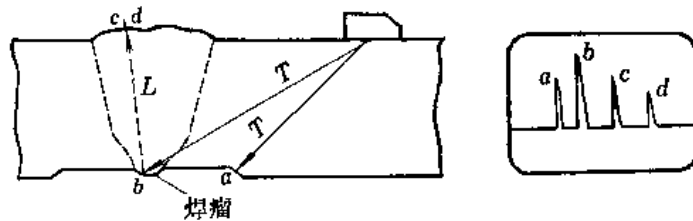


图 5-19 焊瘤变型波示意图

a—内坡口波；b—焊瘤波；c—变型纵波；d—变型纵波二次反射波

辨别这些变型波可根据如下特点：

- (1) 探头平行于焊缝移动，变型波的信号在很大范围都有，甚至整个圆周都有；
- (2) 变型波与横波反射信号同时呈现，并与横波信号始终保持恒定距离，对于变型纵波约等于管壁厚度的0.55倍，对于变型表面波约等于内坡口长度的1.1倍；
- (3) 变型纵波，用手指在管面或焊缝加强面上能触及到变型纵波的反射点，荧光屏上的波形相应跳动。

在汽轮机套装叶轮轴向键槽的裂纹探伤中，也会出现变型纵波及变型表面波，第七章中将较详细的介绍，这里不再赘述。

(三) 表面波探伤时变型波的影响

表面波探伤时，也会出现变型横波和变型纵波。图5-20是产生变型横波的示例。

图5-20 a的情况，随探头前后移动，荧光屏上显示的表面波在棱角处的回波和变型横波的回波也相应前后移动，并保持两回波距离相等。两回波的声程差等于 $0.9D$ 。图5-20 b

所示情况也类似，随探头前后移动，荧光屏上显示的表面波在裂纹张口处和裂纹尖端处的回波以及变型横波的底面反射波也相应前后移动，相互之间保持等距离，裂纹尖端回波与变型横波回波的声程差等于 $0.9(D-d)$ ，从而可以旁证裂纹的深度。图 5-20 c 所示情况，表面波在凹曲面上也会转换为变型横波并射向对壁，如刚好碰到缺口等反射面，变型波也会在荧光屏上显示，需要注意。

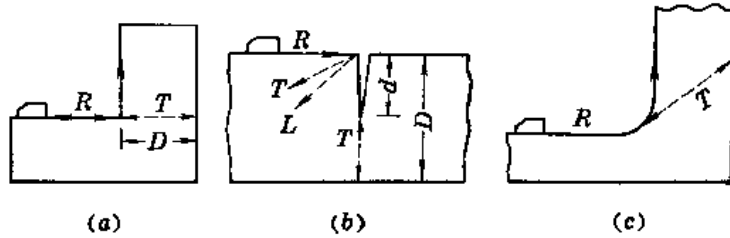


图 5-20 表面波探伤时产生变型横波的示例

三、三角形反射

用直探头探测圆柱形工件时，考虑到耦合剂的填充，探头也仅与圆柱面的一个很窄的区域接触，从而在圆柱的横截面内发生强烈的侧向辐射。声束的这种扩散随工件曲率半径的减少而增大，故圆柱形棒材愈细，扩散愈强。

显然，在这种方式的探测中会得到距离为 $1d$ (d 为圆柱的直径) 的一次底波和 $2d$ 的二次底波等等。除此之外，由于声束扩散的侧向辐射，将出现另外的两个反射信号。

如图 5-21 a 所示，扩散纵波声束经圆柱面反射两次后返回探头，形成等边三角形的路径。构成这种反射条件的扩散声束与探头声束轴线的夹角为 30° 。不难导出，这种反射信号的声程为：

$$W_1 = \frac{3}{2} s$$

其中 $s = d \cos 30^\circ$ ，故

$$W_1 = 1.3d \tag{5-9}$$

式中 d —— 圆柱形工件的直径。

即这种等边三角形三角反射的声程为一次底波声程的 1.3 倍。

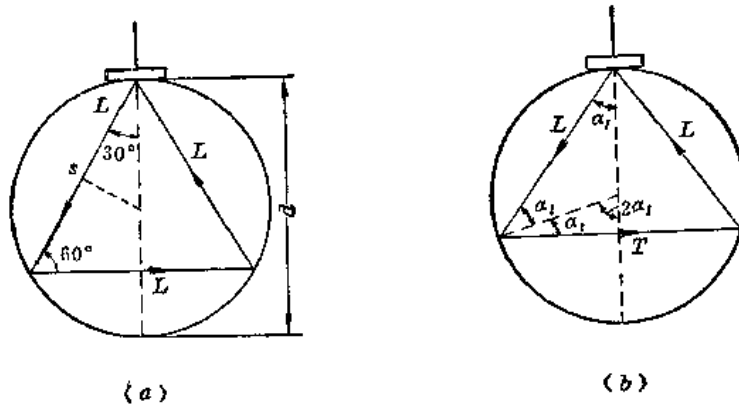


图 5-21 三角形反射
(a) 无波型转换；(b) 有波型转换

如图5-21 b 所示, 当与探头声束轴线成某一特定夹角的扩散声束射至圆柱面时, 产生水平方向变型横波, 射至对侧再次转换为纵波并返回探头, 形成等腰三角形的路径。这种反射信号的声程为:

$$W_1 = L + \frac{T}{2} \cdot \frac{c_l}{c_t} = d \left(\cos \alpha_l + \frac{1}{2} \cdot \frac{c_l}{c_t} \sin 2\alpha_l \right) \quad (5-10)$$

又由反射定律可知:

$$\frac{\sin \alpha_l}{\sin \alpha_t} = \frac{c_t}{c_l} \quad (5-11)$$

由三角学原理知:

$$\alpha_t = 90^\circ - 2\alpha_l \quad (5-12)$$

联立式(5-10)、(5-11)和(5-12)求解, 对钢而言得:

$$W_1 = 1.67d$$

$$\alpha_l = 35.6^\circ \quad \alpha_t = 18.8^\circ$$

对铝而言:

$$W_1 = 1.78d$$

$$\alpha_l = 36.5^\circ \quad \alpha_t = 17.0^\circ$$

三角形反射在荧光屏上的波形如图5-22所示。

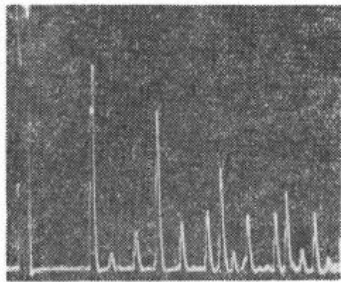


图 5-22 三角形反射波形图

一般缺陷的反射波出现在一次底波前, 确定圆棒材中的缺陷并不困难。但由于圆柱面的聚焦作用, 在圆棒材轴线附近的缺陷的背面受到底面聚焦过来的声束辐照, 其反射声束再经底面反射回到探头, 如图1-59所示的W反射。这样形成的回波有时很强, 声程大于底波声程, 即在荧光屏上该回波出现在一次底波之后。有时我们也根据这种现象判断缺陷存在。此时就要注意区分三角形反射信号和缺陷反射信号。

四、61°反射

如图5-23所示, 纵波从位置I入射, 在AD面上以变型横波沿CF方向传播, 然后又被侧壁BD面反射回AD面再转换成纵波回到探头。在距离a内来回传播的是纵波, 在距离b内来回传播的是横波。斜面AD要倾斜多少角度才能造成这种反射条件呢? 从图上可知:

$$\alpha + \beta = 90^\circ$$

$$\cos \alpha = \sin \beta$$

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_l}{c_t}$$

故

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{c_l}{c_t} \quad (5-13)$$

对钢而言, 可求得 $\alpha = 61^\circ$ (61°反射由此而得名)。对铝而言, 可求得 $\alpha = 64^\circ$ 。

61°反射的声程可由下式求出:

$$W_{61} = a + b \cdot \frac{c_l}{c_t}$$

根据式(5-13), $b \cdot \frac{c_t}{c_r} = b \tan \alpha$, 故:

$$W_{61} = a + b \tan \alpha$$

从图5-23可以看出, $a = BF$, $b \tan \alpha = FD$, 故

$$W_{61} = BF + FD = BD$$

如探头改变到位置II (见图5-23), 同样可以推出:

$$W_{61} = BF' + F'D = BD$$

从而说明, 对于 61° 反射, 其声程不随探头的位置改变而改变, 而恒等于直角三角形中与 61° 角相对直角边的长度。

在 61° 反射过程中, 声波一去一回, 其反射率近似为1, 因此反射信号强烈。虽然在过程中, 也会有反射能量微弱的纵波, 但因接收角度不合适, 信号很弱。

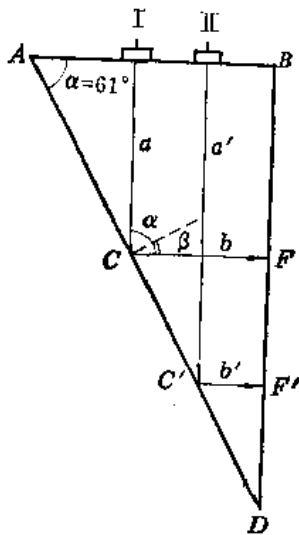


图 5-23 61° 反射

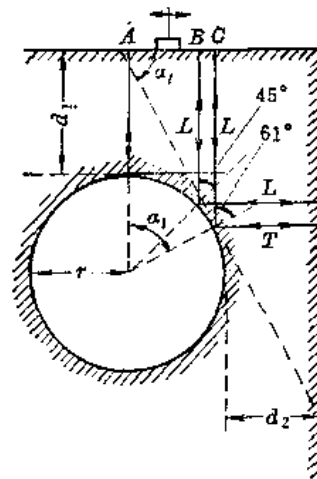


图 5-24 探测带圆孔的方形工件

显然, 在实际探伤中, 工件中刚好有一个 61° 的平面的情况是很难碰到的。往往是在构件内部轮廓上或缺陷上局部地构成 61° 反射条件, 图5-24所示的带孔的工件即属这种情况。探测时, 若无任何缺陷反射波时, 将出现下述三种反射波:

(1) 探头在位置A时, 有孔的垂直反射波, 声程等于 d_1 ;

(2) 探头在位置B时, 声束轴线与孔的入射点法线呈 45° 角, 反射纵波沿水平方向射至侧壁, 又按原路径返回至探头。此时的声程

$$\begin{aligned} W_{45} &= d_1 + d_2 + 2r(1 - \sin 45^\circ) \\ &= d_1 + d_2 + 0.586r \end{aligned}$$

(3) 探头在位置C时, 声束轴线与孔的入射点法线呈 61° 角, 形成 61° 反射(对钢而言)。其声程

$$\begin{aligned} W_{61} &= d_1 + d_2 \tan \alpha_1 + r \left(1 - \tan \frac{90^\circ - \alpha_1}{2} \right) \\ &= d_1 + 1.82d_2 + 0.742r \end{aligned}$$

如果 $d_1 = d_2 = r$ ，则上述三种反射波的声程比是1:2.59:3.56。

此外，后两种情况的反射波，有时可同时呈现在荧光屏上。

五、利用变型波的可能性

变型波的出现会干扰对缺陷波的判断，这是事物的一个方面。但只要我们掌握了变型波的规律和识别它的方法，在某些情况下，还可以利用变型波来帮助我们判伤，有时还可用变型波来探伤。

前已述及，用纵波探测长形棒材时，会出现图5-15所示的波形图，即除底波外，还有一系列的相隔 $0.76d$ 的变型波。但如果棒材中存在着较大的纵向缺陷，破坏了变型横波的反射条件，一系列的变形波信号就会变弱或全部消失，然而底波仍很强。这就可以帮助我们判断棒材中这种较大纵向缺陷的存在。

同理，图5-19中所示的由焊缝根部凸瘤造成的变型纵波，可以帮助我们判断根部凸瘤的存在。因为其他根部缺陷一般是不会产生较强的变型纵波的。

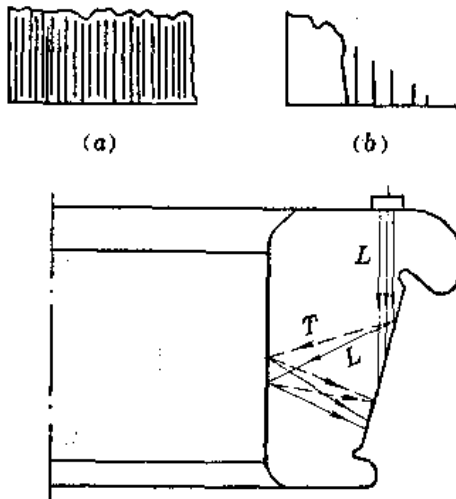


图 5-25 轴承零件的探伤
(a)良好工件的反射波形，(b)有缺陷工件的反射波形

在汽轮机叶轮轴向键槽裂纹的探伤中，变型表面波有时在有裂纹存在时仍呈现，这样可根据两信号的声程差（一般为18毫米）来考证裂纹的存在。

在探测厚焊缝的根部缺陷时，可以在焊缝根部两侧预先加工出 61° 的斜面，利用 61° 反射检查根部缺陷。

在检查图5-25所示的形状复杂和尺寸不太大的轴承零件时，用纵波多次反射法探伤，荧光屏上除有多次底波外，尚有斜边产生的变型波及其多次反射波，相互交错构成充满整个荧光屏的波形；当存在缺陷时，由于缺陷对变形波的遮挡，反射波形则产生明显的变化。

第四节 宽脉冲与窄脉冲

在实际探伤中，一般都是使用持续时间有限（微秒数量级）的脉冲超声波。随着超声波探伤技术的发展，理论和实践都表明，有必要再将脉冲超声波分成宽脉冲与窄脉冲两大类。由傅立叶分析可知，一个脉冲可以看作是由无限多个不同频率持续时间无限的正弦波（谐波）组成的。在脉冲持续时间内它们叠加成脉冲，而在持续时间以外，它们彼此相抵消。脉冲的一个重要特性是其持续时间愈短，它所包含的谐波频率范围愈宽，即通常所说的频谱宽。因此，我们可以认为，宽脉冲就是频率近乎单一的脉冲，而窄脉冲是包含较多频率成分的脉冲。

一、宽脉冲与窄脉冲在声场方面的区别

(一) 近场

宽脉冲探头发射的超声波在声束轴线上声压分布接近于连续激励的情况。窄脉冲所包含的每一谐波都有自己的近场、远场和轴线上的声压分布规律。如图5-26所示，高频成分的近场长，低频成分的近场短。在近场区域内，各不同频率谐波的声压叠加时，峰谷值互相抵消，因此窄脉冲的声压-距离曲线，在近场区变平滑，实验证实了这一分析。图5-27表示的是用不同脉冲宽度超声脉冲实测的声压-距离曲线。从图中可以看出，几种脉冲宽度的超声脉冲所测得的结果很不相同，脉冲愈窄，声压-距离特性曲线愈平坦。与此类似，凡是有干涉现象时（例如横波探测矩形槽时），使用窄脉冲都能减小干涉现象的影响。

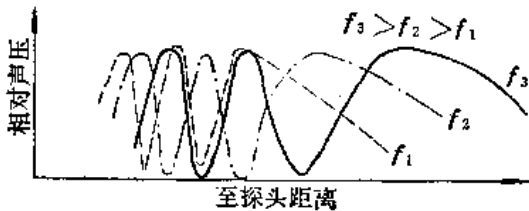


图 5-26 窄脉冲探头声束轴线上各谐波成分的理论声压分布曲线

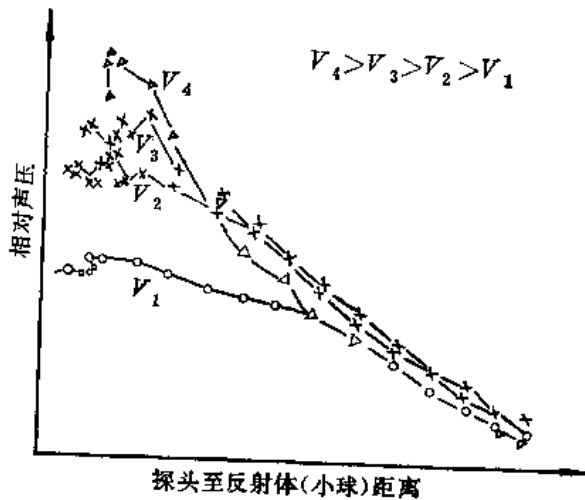


图 5-27 不同脉冲宽度 (V) 时的声压-距离曲线

(二) 远场

对窄脉冲而言，各谐波成分除有自己的近场值外，还有自己的扩散角。高频谐波成分近场长，扩散角小；低频谐波成分近场短，扩散角大。这样，对圆片形发射体而言，在远场区横截面上的声压分布是：在轴线上，高频成分占优势；愈向外，低频成分愈强。

在远场轴线上，脉冲形状基本上与发射脉冲相同；偏离轴线处，由于上述的频率成分的变化，致使脉冲形状产生畸变。

在材料中，超声脉冲的衰减与频率有关，对金属，有时衰减系数与频率的四次方成正比。由于高频谐波衰减得厉害，因此，窄脉冲被材料衰减后的频率组成会发生变化，因而脉冲形状也要变化。

(三) 声速的变化

当声波在工件界面产生干涉现象时（例如板波的情况），声速就会与频率有关。在这种情况下，窄脉冲所含各频率谐波的声速不同，叠加后的窄脉冲声速也会发生变化。因此对窄脉冲，只有当工件厚度大大地大于波长时，才能忽略这种速度变化现象。

二、宽脉冲与窄脉冲在探伤中的特点

为了提高距离分辨率，超声脉冲的持续时间应愈短愈好，至少荧光屏上显示的脉冲宽度要小于两个缺陷在荧光屏上的声程差。显然，窄脉冲的距离分辨率比宽脉冲的高。

对于横向分辨率，情况正好相反。因为声束的指向性愈好，声束截面愈小，横向分辨率愈高。也就是横向分辨率主要由声束扩散角决定。而窄脉冲的最大声束扩散角是由它所含最低频率成分决定的，故中心频率为某一数值的窄脉冲，其声束扩散角要比同频率宽脉冲的大些，所以窄脉冲的横向分辨率较宽脉冲的低。同时也要注意由于低频对小缺陷不灵敏等原因，窄脉冲的横向分辨率的高低与缺陷的大小有关。

宽脉冲易产生干涉现象。例如测量沟槽深度时，当沟槽深度在波长数量级时，由于干涉现象的存在，回波波高与槽深的关系是非单调的，即随槽深的增加，回波波高出现多次峰谷值。窄脉冲有利于消除干涉现象的影响。

窄超声脉冲遇缺陷反射后，各个谐波的变化将造成频谱的变化，从而提供了判断缺陷大小、方位和性质的信息。例如一个无限大光滑平板的回波频谱如图5-28 a 所示；一个与声束轴线成某一倾角的反射体（例如平底孔）的回波频谱如图5-28 b、c、d 所示。图中右上角注明了反射体与声束轴线的夹角。理论与实验证明下式成立。

$$d = \frac{c}{\left(2\sin\theta + \frac{a}{s}\right)\Delta f}$$

式中 d —— 反射体直径；

c —— 声速；

θ —— 反射体法线与声束轴线的夹角；

$a = 0.707R$ ， R 是晶片直径；

s —— 探头至反射体距离；

Δf —— 频谱中相邻峰的间隔。

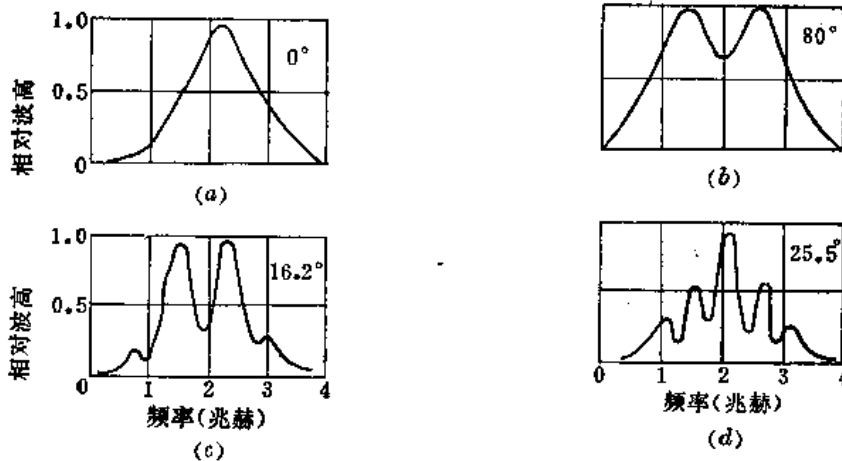


图 5-28 人工反射体(直径为0.125英寸)回波的频谱
(a) $\theta = 0^\circ$ ；(b) $\theta = 80^\circ$ ；(c) $\theta = 16.2^\circ$ ；(d) $\theta = 25.5^\circ$

由此可看出，应用频谱分析技术可以测定人工缺陷的大小和方位。不过由于自然缺陷的反射情况比较复杂，目前频谱分析技术的应用还限于实验室阶段。

此外，实验证明，窄脉冲的信噪比较大，适宜于检验铸件。

三、宽脉冲与窄脉冲的产生

用振荡频率与晶片共振频率一样的一段正弦振荡激励探头，就可以获得与晶片共振频

率一样的宽脉冲。用上升边沿非常陡（10毫微秒左右）的尖脉冲激励高阻尼探头，就可以获得频率范围在0.1~10兆赫的窄脉冲。激励脉冲前沿愈陡（上升愈快），所产生的超声脉冲愈窄。

有的探伤仪虽也用尖脉冲激励探头，但由于接收放大器是选频的，所用的探头又不是特制的高阻尼探头，所以在荧光屏上呈现的脉冲仍属宽脉冲。

窄脉冲需使用高阻尼探头，激励脉冲又极窄，因此窄脉冲的探测灵敏度较低。

第五节 林状回波和应力引起的声波折射

一、林状回波

在探伤中有时会碰到这样情况，虽然工件内没有缺陷，但在某一个深度范围内，会出现许多杂乱回波。随探头移动，此起彼伏，变化无规律，就象“树林”一样，故称之为“林状回波”，也有人称之为“异常反射”。

林状回波是材料中声阻抗有差异的微小界面造成的反射波，也可称之为“材料噪声”。为了检测金属材料中的细小缺陷，通常使用较高频率的超声波。频率愈高，声衰减愈大，这样势必要提高仪器灵敏度，此时荧光屏上就易出现林状回波。特别是检查声衰减系数较大的材料时，此种现象更为突出。

采用较低频率的超声波可以避免林状回波的出现，但这样势必要降低检出小缺陷的能力。工件在调质处理后，组织改善，晶粒细化，也可以避免林状回波的出现。因此对于有些本身就要求调质处理的工件（例如大锻件），探伤可在其处理后进行。对于一根各部位直径不同的转子，由于锻压比、热处理效果不同，也可能在直径较大的部分出现林状回波，这也是需要注意的，不要将其误判为缺陷反射波。

二、应力引起的声波折射

如第一章所述，超声波以某一角度从第一介质入射到第二介质时，由于两种介质的声速不同，会产生折射现象，往往伴有波型转换。同理，在同一介质中，如因某种外界因素使各部分的声速出现差异，则超声波在其中传播时，就相当途中遇到声阻抗不同的界面，也会发生折射现象。应力引起的折射就属这种情况。

（一）应力引起声速的变化

当材料中存在应力时，应力将引起声速的变化。图5-29是声速随应力变化的实验结果。

试样是用奥氏体钢制作。拉伸试块尺寸为 $\phi 16 \times 337$ 毫米，压缩试块尺寸为 $\phi 30 \times 150$ 毫米。实验时给试块加上单纯的拉应力或压应力，同时测量各应力下主应力方向的底波在荧光屏上的位置和弹性极限范围内的形变。从底波位置的变化量中再扣除形变引起的变化量，剩余部分则表示由于应力而引起的声速变化。

从图5-29中可看出，拉应力引起声速减小，压应力引起声速增大，声速变化与频率无关。假定应力在断面内是均匀作用的，1公斤/毫米²的压应力或拉应力，引起纵波声速的增减约为0.01%。

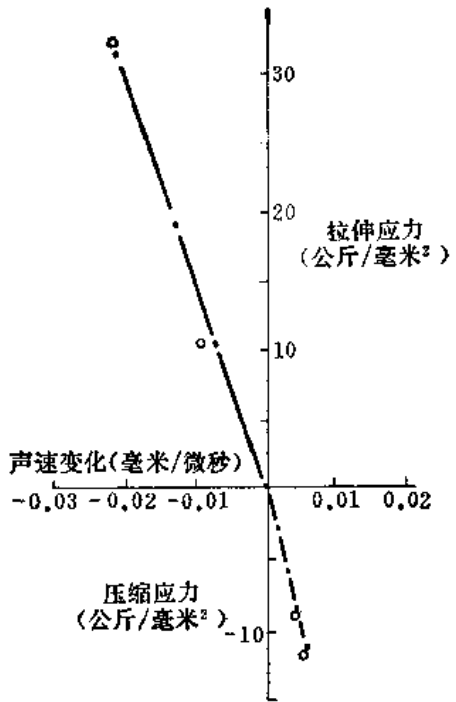
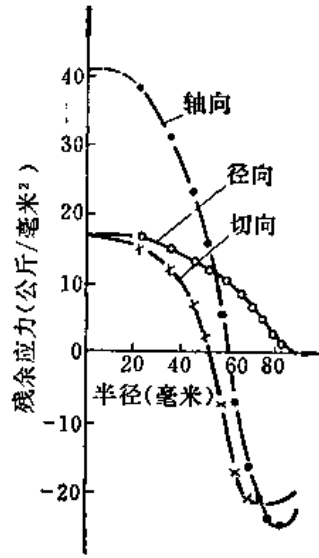
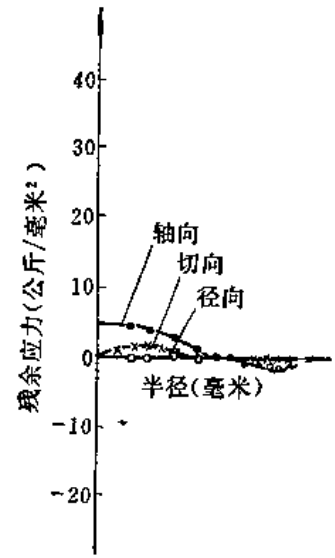


图 5-29 拉伸和压缩试验中声速的变化



(a)



(b)

图 5-30 车轴材料空冷和水冷时的残余应力
(a) 600°C 水冷, (b) 600°C 空冷

(二) 应力引起的声波折射

既然应力会引起声速的变化, 由于热处理或热套配合等原因使被检工件中存在应力且分布不均匀, 则超声波在其中传播时就会发生折射现象。

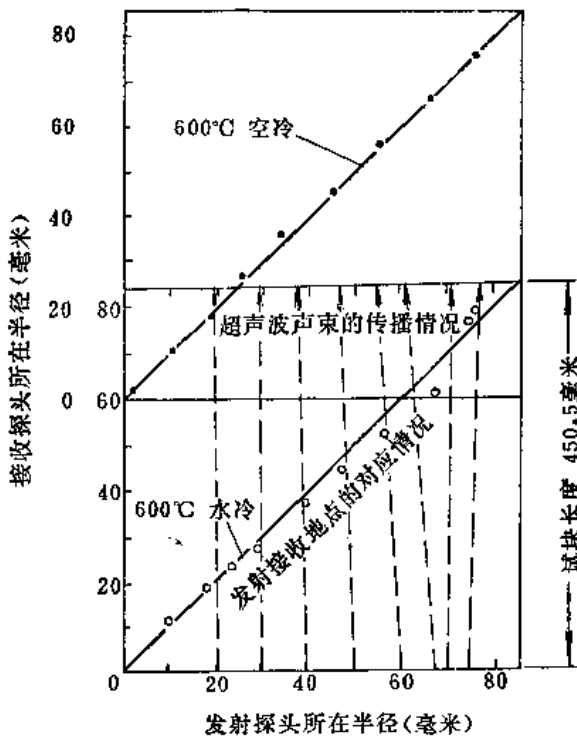


图 5-31 残余应力引起超声波折射的情况
(试块尺寸为 $\phi 170 \times 450$ 毫米, 顺轴向试验)

用加工车轴的材料, 加工成 $\phi 178 \times 400$ 毫米试样, 加热到 600°C 后分别进行空冷和水冷。其残余应力分布情况如图5-30所示。

用同样的材料加工成 $\phi 170 \times 450$ 毫米的试块, 用上述同样的热处理工艺处理后, 进行了超声测量。测量方法是用双探头分别放在试块的两端头, 一发一收。发射探头依次放在距端面圆心不同距离的径向各点上, 分别找出接收探头收到最大回波信号时所对应的径向位置。图5-31表示了发射探头位置与接收探头位置之间的关系。

从图中看出, 在 600°C 空冷试块

上,发射探头位置和接收探头位置有很好的对应关系;在600℃水冷试块上,发射探头与接收探头的位置出现了偏移。图中的虚线画成直线是为了说明问题而假定传播情况是直线传播。半径在65毫米以内,传播方向向里偏;在65毫米以外,传播方向向外偏。

在有热套应力的试块上,也可同样观察到因应力引起的折射现象。

第六节 缺陷状况对缺陷波波高的影响

目前超声波探伤通常是根据缺陷波波高确定其当量大小,而当量大小与缺陷的真实尺寸往往是相差较大的。这是因为缺陷波波高与缺陷的形状、方位、大小和性质都有关系。为了正确地评价缺陷,了解缺陷的形状、方位、大小和性质对其缺陷波波高的影响是必要的。

一、缺陷形状的影响

工件或材料中实际缺陷的形状是各种各样的,它的具体形状与工件、材料的制造工艺和运行状况有关。缺陷的形状对其缺陷波波高有很大的影响。同样尺寸的缺陷,由于形状的不同,其波高会有很大差别。为了便于研究,通常把缺陷形状简化为圆片形、球形和圆柱形三种。例如,锻压材料从锻压面探伤时,内部缺陷类似于圆片形;钢锭半成品中的管形缺陷在从侧面探伤时类似于圆柱形缺陷;焊缝的气孔类似于球形缺陷等等。

各种位于远场中缺陷波波高除都与声源面积成正比外,圆片形缺陷波波高与缺陷面积成正比、与波长的平方和距离的平方成反比;球形缺陷波波高与缺陷直径成正比、与波长的一次方和距离的平方成反比;长圆柱形缺陷波波高与缺陷直径的1/2次方成正比、与波长的一次方和距离的3/2次方成反比。

有关各种规则形状缺陷波波高的近似计算公式见第六章表6-4和表6-5。

一般来说,对于给定的探头(晶片面积和频率一定),缺陷距离一定时,缺陷波波高随缺陷直径的变化是,圆片形缺陷最快,长圆柱形缺陷最缓;在缺陷直径一定时,缺陷波波高随距离的变化是,圆片形和球形缺陷较快,长圆柱形缺陷较缓;缺陷距离和直径都相等时,缺陷波波高以长圆柱形为最高,圆片形次之,球形最低。

对于各种形状的点状缺陷,当其尺寸很小时,缺陷形状对波高的影响就变得很小。在图5-32中,画出了几种形状的缺陷反射率 \bullet 与按圆片形缺陷换算的平均直径的关系。从图中看出,缺陷小(平均直径在1毫米以下)时,由于形状不同引起的变化不超过几分贝。

当点状缺陷直径远小于波长时,它的反射可假定为平面波入射到小缺陷引起的乱反射,它的波高有下式关系:

$$H_f \propto D_f^3 / (\lambda^2 \cdot a) \quad (D_f \ll \lambda)$$

式中 H_f ——缺陷波波高;

D_f ——点状缺陷的平均直径;

① 缺陷反射率系指缺陷波波高与同距离下无限大底面的底波波高的比值。

a —— 声源到缺陷的距离。

可见点状缺陷波波高正比于缺陷平均直径的三次方，即随缺陷大小的变化十分急剧。缺陷变小时，波高急剧下降，很容易下降到探伤仪不能反应的程度。

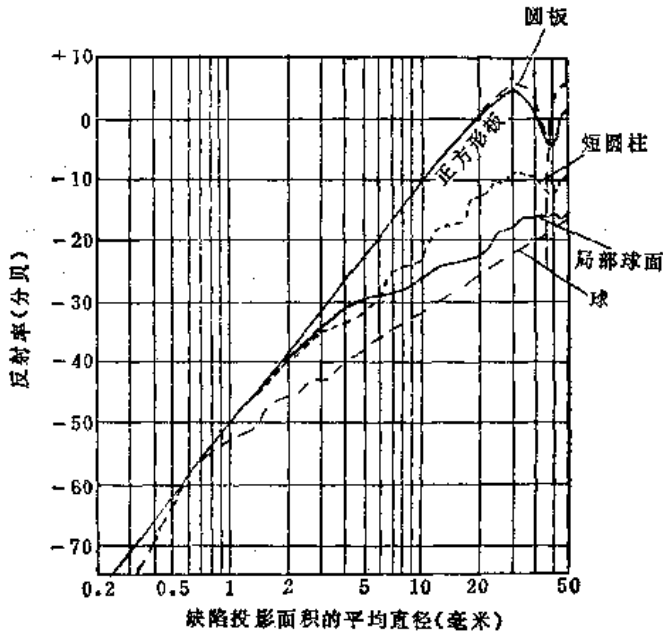


图 5-32 缺陷形状与反射率的关系

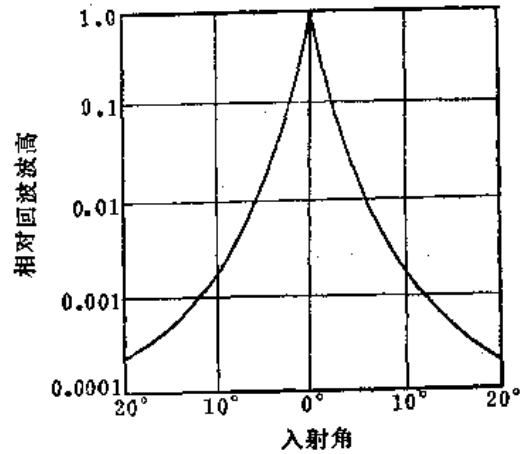


图 5-33 光滑面的回波波高随声波入射角的变化

二、缺陷方位的影响

前面谈到的情况都是假定超声波入射方向与缺陷表面是垂直的。但实际缺陷表面相对于超声波入射方向往往不垂直。因此对缺陷尺寸估计偏小的可能性很大。

声波垂直缺陷表面时缺陷波最高，当有倾角时，缺陷波波高随倾角增大而急剧下降。图5-33中给出一光滑面的回波波高随声波入射角变化的情况。声波垂直入射时，回波波高为1；当声波相对法线的入射角为 2.5° 时，波幅下降至 $1/10$ ；倾斜 12° 时，下降至 $1/1000$ ，此时已不能检查出缺陷。

用斜探头探伤时，有时不仅缺陷反射面不与声束轴线垂直，而且当获得缺陷的最大回波时，缺陷并不处于声束轴线上，如图5-34所示。此时探头接收到的声压受发射指向性与反射波指向性两者的同时影响。图5-35为圆片形缺陷对声束倾斜不同角度时缺陷波波高的变化。

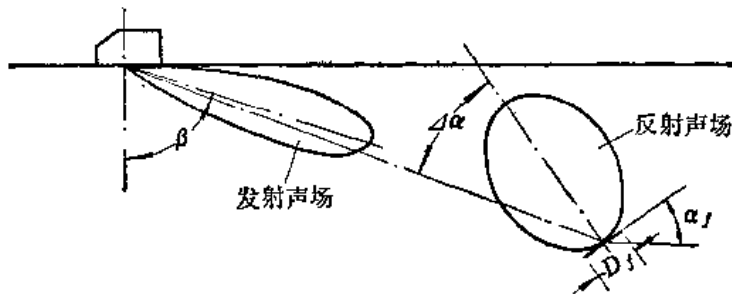


图 5-34 发射指向性和反射指向性

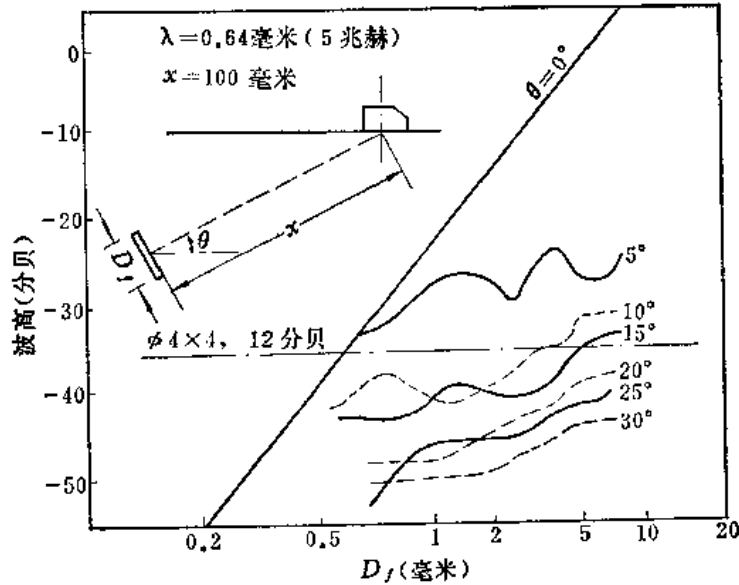


图 5-35 圆片形平面缺陷的倾斜度对缺陷波波高的影响

三、缺陷表面粗糙度的影响

缺陷表面光滑与否，是用波长衡量的，如果表面凹凸不平的高度差小于 $1/3$ 波长，就可认为该表面是平滑的。这样的表面反射声束情况就像镜子反射光束一样。

对于表面粗糙的缺陷，当声波垂直入射时，声波被乱反射，同时各部分反射波由于有相位差而产生互相干涉，使缺陷波波高随粗糙度的增大而渐下降。当声波倾斜入射时，缺陷波波高随着凹凸高度与波长的比值增大而增高。当凹凸高度接近波长时，即使入射声波倾斜角度较大也能接收到反射波。

图5-36给出不规则粗糙面反射的试验结果。试块底面加工有深度约为2毫米（0.8波长）的不规则冲坑，超声波波长为2.4毫米，测定了各入射角时的回波波高。从图中看出，即使表面粗糙，声束垂直入射时的回波波高还是最高，有明显的峰值。倾斜入射时回波波高几乎都差不多为零度时的 $1/5$ 。在粗糙度为波长的 $1/3 \sim 2$ 倍时都具有这样反射特性。

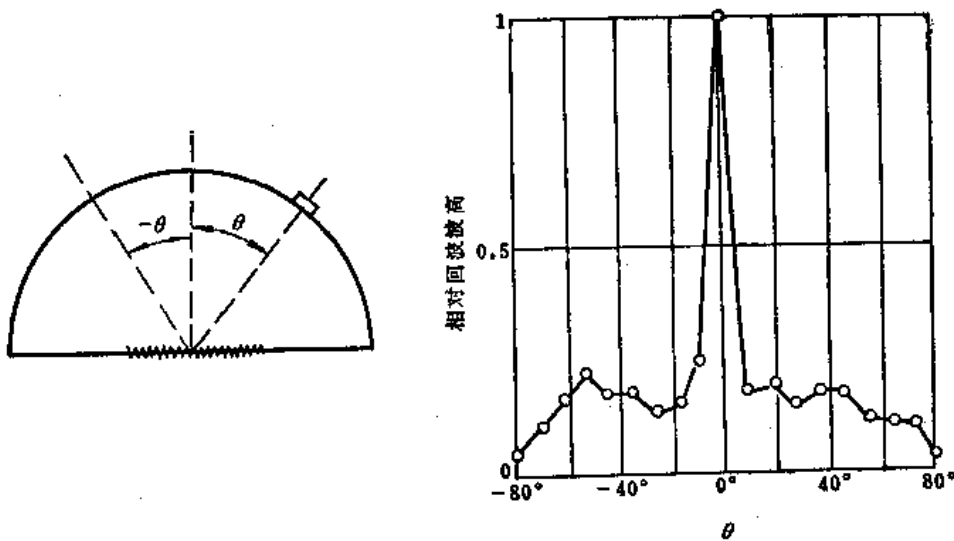


图 5-36 不规则粗糙面的回波波高

四、缺陷波的指向性

无论声波相对缺陷是垂直入射还是倾斜入射，缺陷波的指向性都与缺陷大小有关，并随缺陷大小的不同而有很大差别。

图5-37给出垂直入射于大小不同的圆片形缺陷时的缺陷波指向性。当缺陷直径为波长的2~3倍以上时，具有较好的指向性，缺陷波也较强；当缺陷直径低于上述值时，缺陷波指向性变坏，直至缺陷波能量分布呈球形，强度也降低。

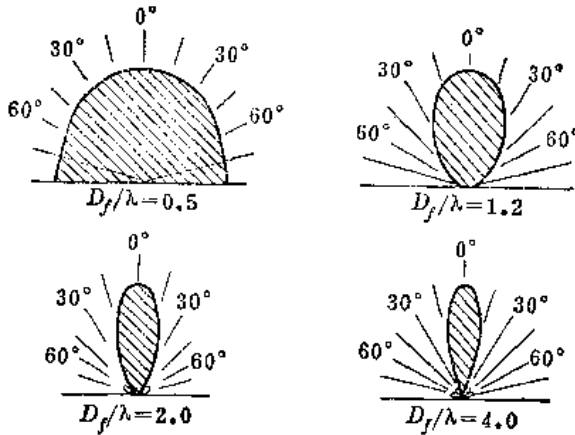


图 5-37 圆片形缺陷波的指向性

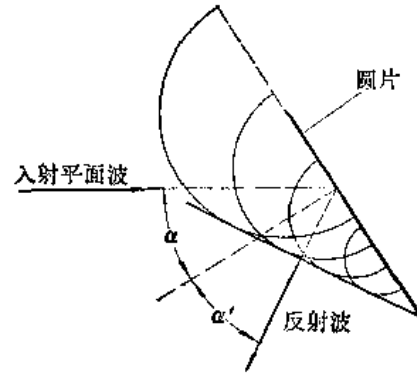


图 5-38 声波在倾斜圆片处的反射

当缺陷直径大于波长的3倍时，不论是垂直入射还是倾斜入射都可把缺陷对声波的反射看成是镜面反射。倾斜反射情况可用惠更斯原理说明，如图5-38。

当缺陷直径小于波长的3倍时，缺陷的反射就不能看成镜面反射了，这时缺陷波能量呈球形分布；垂直入射和倾斜入射都给出大致同样的反射指向性。表面光滑与否，对反射波指向性已无影响。因此探伤时声束倾斜入射也可能发现这种缺陷。

五、缺陷性质的影响

缺陷波波高受缺陷性质的影响。声波在界面的反射率是由界面两边介质的声阻抗决定的。若两边声阻抗差异较大，近似地可认为是全反射，反射声能就强；相反，差异较小时就有一部分声波透射，反射声能变弱。基于这一原理，材料中缺陷性质不同即声阻抗不同，缺陷声阻抗和材料声阻抗之间差异就不同，同一大小缺陷波波高也就不同。

通常含气体的缺陷，例如钢中白点、气孔等，其声阻抗与钢声阻抗相差较大，可以近似地认为声波在缺陷表面是全反射。但是，对于非金属夹杂物等缺陷，缺陷与材料之间的声阻抗差异要小些，透射的声能已不能忽略，缺陷波波高相应降低。

另外，金属中非金属夹渣的反射能量是夹渣层厚度的函数。理论上讲，层状缺陷的反射在厚度为1/4波长的奇数倍时最强；厚度为零或为1/2波长的整数时，反射能量最弱。但实际情况与理论分析不完全一致，这是因为实际缺陷层厚不可能是均匀一致的。一般地说，层厚小于1/4波长时，随层厚的增加反射能量相应增加；层厚超过1/4波长时，缺陷波波高就保持在一定水平上。

第七节 外界高频信号和超声波对探伤的干扰

电气设备在打火、放电时成为一高频信号源，其辐射的射频脉冲信号会干扰探伤仪的正常工作；当对工件进行超声检验时有机加工，则机加工产生的超声波也会干扰探伤。对此，均需要采取一些防止干扰措施。特别是自动探伤，为防止误判，对这一问题更要认真对待。

因为超声波探伤仪放大器的频率范围实际上是射频范围，所以射频干扰信号可出现在荧光屏上。这些干扰信号在扬声器中表现为嘎啦嘎啦、噼噼啪啪等噪声，所以把荧光屏上这些射频干扰信号也称作噪声。这些干扰是由电气设备起火花引起的，通过电源或空间作用到超声波探伤设备。一个离得很近的，强短波发射机也能引起干扰。带有宽带放大器的探伤仪对于干扰信号要比窄带放大器灵敏。在用超声波穿透法检验时，这些干扰表现为仪器的零点不稳。

个别干扰脉冲不影响对荧光屏图形的观察，甚至很强的噪声也不致影响检验。但是，对于带有监视器或记录仪的自动探伤，会产生干扰。如果监视器工作没有延迟，也就是有一个脉冲进入闸门就响应，那么干扰脉冲就不能和真正缺陷波区别开，结果导致假的报警。

为了消除干扰对超声波检验装置中的自动评价部分的影响，可使用一干扰抑制器。它利用天线接收射频干扰，在干扰这段期间使与探伤仪相连的评价部分闭锁。这种办法的缺点，是要抑制掉与干扰同时进入的真正缺陷的显示。

为了克服上述缺点，采用了另一方法。这种方法中使用一辅助仪器，仅当连续几个，例如三个发射脉冲在监视闸门产生一相同的缺陷波时才把缺陷信号馈送到检验装置中的评价部分。这样一方面阻止了单个干扰脉冲到达评价部分，而另一方面，与干扰脉冲同时呈现的缺陷信号照例被评价。当然这种办法限制了快速自动探伤的检验速度。

对于经过电源来的干扰，可以在仪器电源部分加装由扼流圈和电容器组成的滤波器来抑制，但是它不能抑制经空间发射到探头和电缆线上的干扰。无金属保护膜探头对干扰比有接地金属保护膜探头更敏感。如果使用这种探头工作不令人满意时，可采取图5-39所示的补救办法，即对探头和电缆进行双屏蔽。这时晶片的接地电极不再象通常那样接到金属壳和同轴电缆的屏蔽线上，而是经电缆第二个（内部）屏蔽线在放大器的输入端接到仪器底盘上。

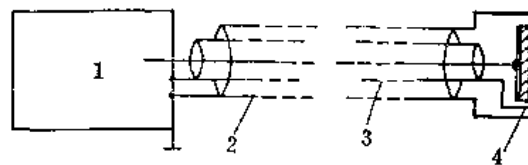


图 5-39 探头和连接电缆的双屏蔽

1—放大器；2—外屏蔽线；3—内屏蔽线；4—接地电极

在干扰很强时，特别是在探头到探伤仪的连接电缆需要较长时，上述的办法对抑制干扰可能还是不够的。通常使用另一种补救办法，就是使用双探头代替单探头，在接收探头和探伤仪之间接一前置放大器放大回波信号，以致使回波信号在仪器输入端大大超过噪声电平，同时相应地降低仪器增益。但是这种方法要求前置放大器紧靠近探头安装，以避免探头和前置放大器之间的连线起接收天线的作用，而对前置放大器和仪器之间的连线长度的要求不那么严格。

对工件进行机械加工时，如锤击、砂轮打磨或用旋转钢丝刷清理表面时，也会产生干扰超声波。一般很难同时进行探伤。当一边清理表面同时又要进行探伤时，旋转钢丝刷离开探头要有足够的距离。自动探伤中使探头在工件上扫查的导向装置也是一种干扰源。在导向速度大于0.5米/秒时，这套装置最好用塑料或非金属材料制作。

第六章 规则形状反射体的反射波波高 及其在探伤中的应用

在实际超声波探伤中,由于自然缺陷的形状是各种各样的,缺陷性质又不尽相同,所以目前还很难确定缺陷的真实大小。为此,人们多采用“当量法”来给缺陷定量。所谓“当量法”就是与一定规则形状的人工缺陷相比较的方法,即当所发现缺陷的波高与同样探测条件下一个人工缺陷的波高相等时,该人工缺陷的尺寸,即称为所发现缺陷的当量尺寸。

对于规则形状的反射体(包括人工缺陷),在一定假设条件下,可根据声场声压的变化规律定量地导出反射体的反射波声压、反射体尺寸及反射体深度之间的关系。从而就可以绘制出它们的关系曲线,即AVG图。

常用的规则形状反射体有:圆片形、球形、圆柱形和矩形等人工缺陷及大平面。本章主要讨论圆片形反射体反射波声压的计算、相应的AVG图和它的应用。同时也简略介绍一下其他形状反射体的反射波波高及其在探伤中的应用。

第一节 AVG图

一、原理

设有一个圆片形缺陷处于声束的轴线上,且距离声源较远,此时可以认为缺陷是被均匀的平面波照射。根据惠更斯原理,缺陷上受入射波辐射的质点就变成了发射子波的波源,从而圆片形缺陷变成了新的圆形声源,如果缺陷的尺寸仍然明显大于波长,则前述的有关圆盘源声场计算公式均可用来描述圆片形缺陷波的声场。例如根据式(2-6)可求得缺陷波声场的近场长度 N_f :

$$N_f = \frac{R_f^2}{\lambda} = \frac{D_f^2}{4\lambda} = \frac{F_f}{\pi\lambda} \quad (6-1)$$

式中 R_f ——圆片形缺陷半径;
 D_f ——圆片形缺陷直径;
 F_f ——圆片形缺陷面积;
 λ ——波长。

按式(2-4)可求得距离缺陷为 a_f ($a_f \geq 3N_f$)处的缺陷波声压近似值:

$$P_f \approx P \cdot \frac{F_f}{\lambda a_f} = P \cdot \frac{\pi D_f^2}{4\lambda} \cdot \frac{1}{a_f} = P\pi \cdot \frac{N_f}{a_f} \quad (6-2)$$

式中 P ——缺陷波的起始声压;
 P_f ——距离缺陷 a_f 处的缺陷波声压。

图6-1所示的为圆片形缺陷产生全反射时的情况。从图中可以看出，缺陷波的起始声压，即是入射波在缺陷处的声压，即：

$$P = P_0 \cdot \frac{F_s}{a_s \lambda}$$

式中 a_s —— 缺陷至声源的距离；
 F_s —— 声源面积；
 P_0 —— 声源起始声压。

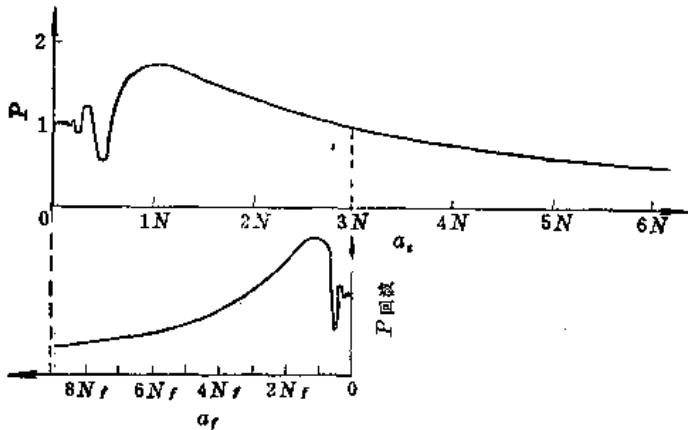


图 6-1 入射波和圆片形缺陷波轴线上的声压

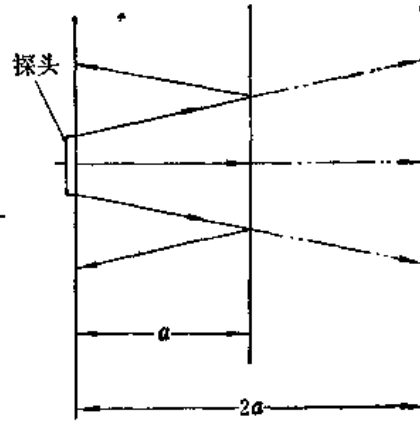


图 6-2 超声波在平行底面的反射

代入式(6-2)得：

$$P_r = P_0 \cdot \frac{F_s}{a_s \lambda} \cdot \frac{F_r}{a_r \lambda}$$

在单探头脉冲反射法探伤中声源即为接收器，此时 $a_r = a_s = a$ ，因此

$$\frac{P_r}{P_0} = \frac{F_s F_r}{a^2 \lambda^2} \quad (6-3)$$

对于A型显示脉冲反射式超声波探伤仪，缺陷波波高 H 与缺陷波声压成正比，即

$$\frac{H_r}{H_0} = \frac{P_r}{P_0} = \frac{F_s F_r}{a^2 \lambda^2} \quad (6-4)$$

式中 H_r —— 缺陷波波高；

H_0 —— 声源起始声压所对应的波高。

上式说明，对于给定的声源（即 F_s 、 λ 为确定值），圆片形缺陷波波高与缺陷面积成正比，与距离的平方成反比。

下面推导探测面与底面平行（底面积远大于声束在底面处的截面面积）时底波波高，见图6-2。设两平行面之间的距离为 a 。若波长 λ 远大于底面的粗糙度，可以把底面看成镜面。此时，底波在声源处的声压，相当于声源发射的声束在距离为 $2a$ 处的声压。在 a 足够大的情况下，底波波高 H_b 为：

$$\frac{H_b}{H_0} = \frac{F_s}{2a \lambda} \quad (6-5)$$

若将距离 a 用归一化距离 A 表示，即

$$A = \frac{a}{N}$$

缺陷大小用其相对于声源尺寸的倍数表示，即

$$G = \frac{D_f}{D_s}$$

式中 G 称为归一化缺陷大小， D_s 为声源直径。将 A 、 G 代入式 (6-4)、(6-5)，则得：

$$\frac{H_f}{H_0} = \pi^2 \cdot \frac{G^2}{A^2} \quad (6-6)$$

$$\frac{H_b}{H_0} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{A} \quad (6-7)$$

在满足推导式 (6-6) 和式 (6-7) 的假设前提条件下，该两式适用于均匀激发的圆盘形声源，且对不同参数 (D_s , λ) 的声源均适用。若用分贝表示缺陷波的相对波高，则上两式又可写成：

$$20 \lg \frac{H_f}{H_0} = 40 \lg \pi + 40 \lg G - 40 \lg A \quad (6-8)$$

$$20 \lg \frac{H_b}{H_0} = 20 \lg \frac{\pi}{2} - 20 \lg A \quad (6-9)$$

从式 (6-8)、(6-9) 可以看出：如以横坐标表示 $\lg A$ ，以纵坐标表示 $\lg(H_f/H_0)$ 和 $\lg(H_b/H_0)$ ，或采用对数坐标表示 A 和 $H(H_f/H_0, H_b/H_0)$ ，则对应不同 G 值可绘出一簇直线，对应平底面的底波也可画出一条直线，如图6-3所示。

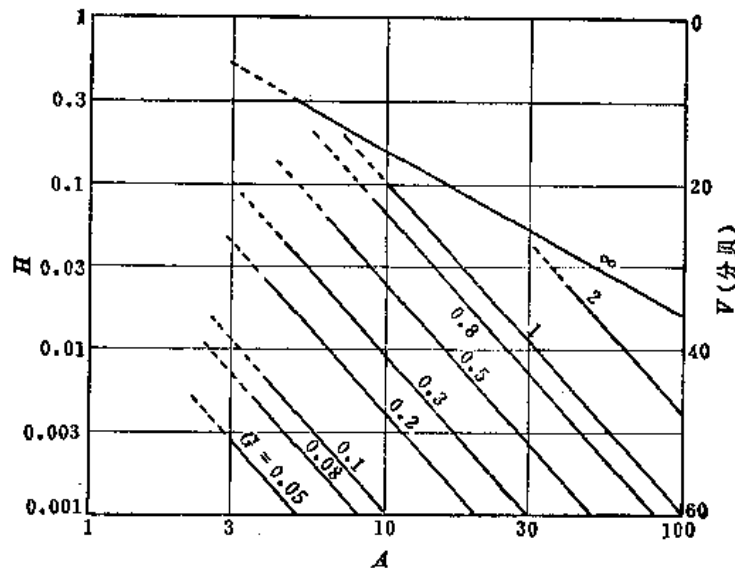


图 6-3 AVG图

从上列各式的推导过程可知，其前提条件为 $a \geq 3N$ ，故式 (6-4) ~ 式 (6-9) 及图 6-3 只是在距离较大的情况下才具有普适性。对于三倍近场长度以内 (即 $a < 3N$) 的情况，一般只能从实测中获得 AVG 图。图 6-4 所示为声源在水中实测的结果。由于近场内存在声波的干涉，而这种干涉又取决于脉冲形式和声源的激发状况，故应用图 6-4 时，受探头型的限制，缺乏普适性。

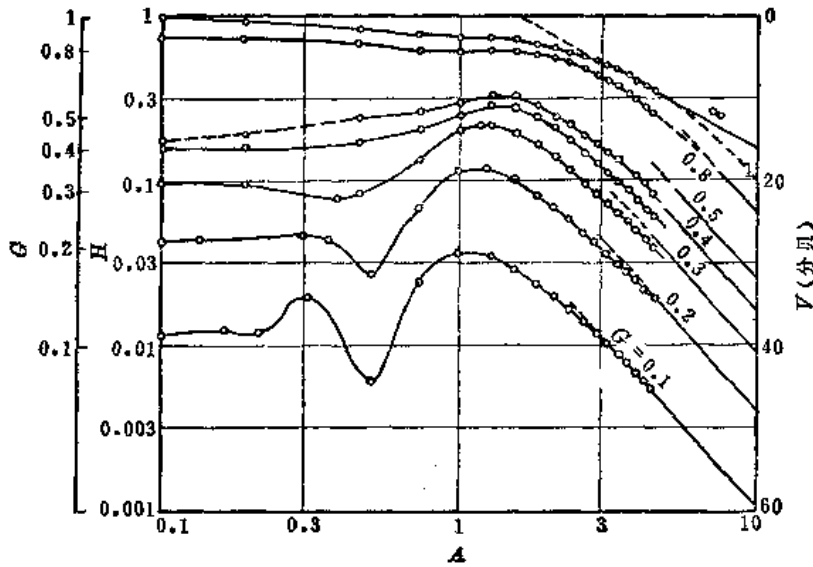


图 6-4 用 2 兆赫、 $D_s = 24$ 毫米的声源在水中测得的近场区 AVG 图

图6-3和图6-4中右侧纵座标 V 为仪器增益值，是以分贝表示的。它所表示的是以 H 为基准，若使某一反射波波高达到 H 高度时仪器应提高的增益值。 V 是德文 Verstärkung (增益) 的字头， A 和 G 分别是 Abstand (距离)、Größe (大小) 的字头，因此，上述曲线图简称为 AVG 图。对应的英文是 Distance (距离)、Gain (增益)、Size (大小)，所以也简称为 DGS 图。

将图6-3和图6-4合并，即得到一张同时包括近场区和远场区的 AVG 图，如图6-5 所示。对于直接位于均匀激发声源前面的圆片形缺陷 ($A \approx 0.1$)，假设缺陷反射的是入射

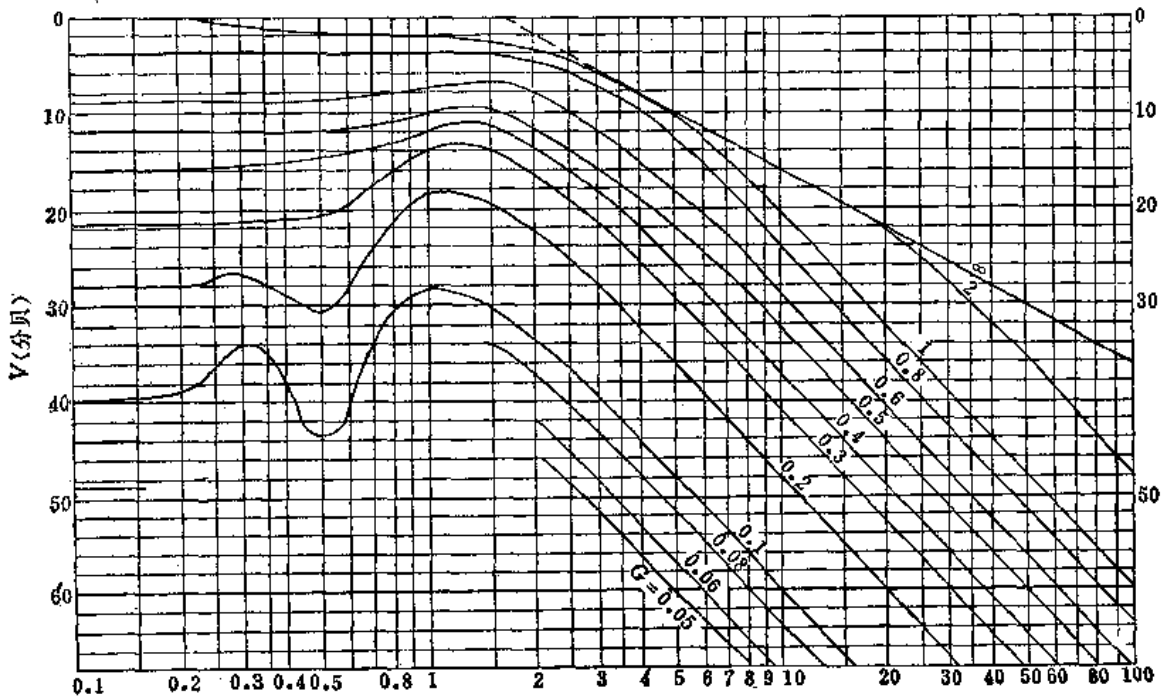


图 6-5 包括近场区和远场区的 AVG 图

平面波的一部分，则可获得其缺陷波波高的近似理论解。如果缺陷小于声源，则缺陷波相对波高与归一化大小的平方成正比，即：

$$H_f/H_0 \propto G^2 \quad (G < 1)$$

如果缺陷大于或等于声源，则缺陷波相对波高等于1，即：

$$H_f/H_0 = 1 \quad (G \geq 1)$$

对于 $A \approx 0.1$ 、 $G \geq 1$ 的缺陷， $H_f/H_0 = P_f/P_0 = 1$ ，因此，对于尺寸大于声源尺寸的薄板，可将其反射波的声压作为声源的起始声压。

二、实用AVG图的绘制

从前面的叙述可以看出，使用图6-5需要反复地对归一化距离与声程、归一化缺陷大小与实际大小进行互相换算，很不方便。为此，人们又采用了一种以声程（毫米）为横座标，以平底孔直径（毫米）标注各当量曲线的“实用AVG曲线”。但是，这种AVG图只适用于特定尺寸和频率的探头。

现以 $\phi 20$ 毫米、2.5兆赫直探头为例介绍绘制实用AVG曲线图的方法。

该种探头的近场长度 $N = D^2/(4\lambda) \approx 42.7$ 毫米。将各归一化距离 A 所对应的声程列入表6-1，各平底孔当量尺寸所对应的 G 值列入表6-2。

表 6-1 各 A 值对应的声程（ $\phi 20$ 毫米、2.5兆赫探头）

| A | N | $1.5N$ | $2N$ | $2.5N$ | $3N$ | $3.5N$ | $4N$ | |
|--------|-----|--------|------|--------|------|--------|------|-------|
| 声程 W | 43 | 64 | 86 | 107 | 129 | 150 | 171 | |

表 6-2 平底孔当量尺寸对应的 G 值（ $\phi 20$ 毫米晶片）

| 平底孔当量尺寸 | $\phi 2$ | $\phi 3$ | $\phi 4$ | $\phi 6$ | $\phi 8$ |
|---------|----------|----------|----------|----------|----------|
| G | 0.1 | 0.15 | 0.2 | 0.3 | 0.4 |

从图6-5中查出对应于各 A 值的底波（无限大平面反射波）增益值以及不同 G 值时缺陷波增益值。以声程（深度）为横座标，以增益值（或相对波高）为纵座标，即可绘制出一幅使用比较方便的实用AVG图（如图6-6）。因为在实际探伤中多是以某一特定波高为基准来测量欲探测缺陷波高，即相对波高（以分贝为单位），所以纵座标原点位置的选择视具体情况而定。再者，也有将标尺做成活动式的AVG缺陷定量图尺，使用起来更为方便。

实用AVG图亦可由计算画出。根据式（6-4）和（6-5），把介质对声波的衰减因子考虑进来，有：

$$\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s F_f}{a^2 \lambda^2} e^{-\frac{2\alpha a}{5.68}} \quad (6-10)$$

$$\frac{H_b}{H_0} = \frac{F_s}{2D\lambda} e^{-\frac{2\alpha D}{5.68}} \quad (6-11)$$

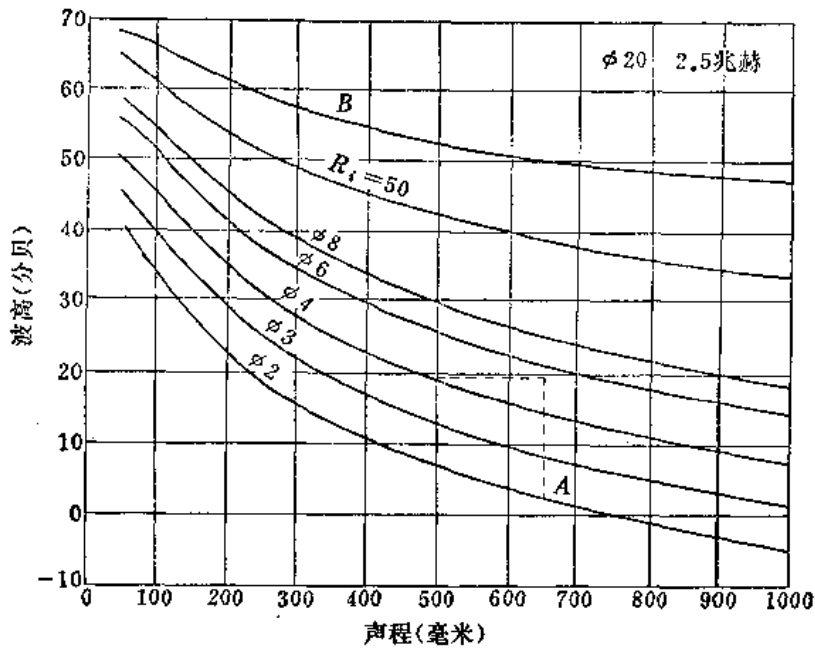


图 6-6 实用AVG图示例

式中 a ——缺陷至声源的距离；
 D ——底面至声源的距离；
 α ——介质对声波的衰减系数，单位为分贝/毫米。

取 $a = D$ ，由式 (6-10) 和 (6-11) 可得

$$20 \lg \frac{H_b}{H_r} = 20 \lg \frac{2\lambda a}{\pi} - 40 \lg \phi \quad (6-12)$$

$$20 \lg \frac{H_{r2}}{H_{r1}} = 40 (\lg a_1 - \lg a_2) + 2\alpha (a_1 - a_2) \quad (6-13)$$

式中 H_{r1} ——至声源距离为 a_1 、面积为 F_s 的缺陷波波高；
 H_{r2} ——至声源距离为 a_2 、面积为 F_s 的缺陷波波高；
 ϕ ——缺陷直径。

按使用方便的原则，可取对应于一定距离的最小缺陷当量曲线上的点（例如图 6-6 中 750 毫米处 $\phi 2$ 曲线上的点）定为零分贝。按式 (6-12) 和 (6-13)（已知或测得 α ）计算即可画出距离大于三倍近场长度的 AVG 曲线。三倍近场长度以内用实验点补齐，即得实用的 AVG 图。

为了使用上更加方便，人们将 AVG 曲线绘制成标尺面板，镶嵌在荧光屏前面，探伤时可直接从面板上读出缺陷当量大小。

荧光屏上所表示的波高是以长度单位表示的。如仪器线性好，则波高与声压成正比。因此一幅 AVG 曲线标尺面板就相当于纵座标用长度单位表示波高的 AVG 图。图 6-7 是一幅直探头的 AVG 标尺面板示例。这种面板与前述实用 AVG 图一样，仅适用于特定频率和尺寸的探头。图中的实线为缺陷当量曲线。虚线表示为底波衰减 10 分贝或 20 分贝后的波高。

AVG 标尺面板的绘制，在 $a \geq 3N$ ，缺陷直径大于波长（但不能太大）时，可以按第二

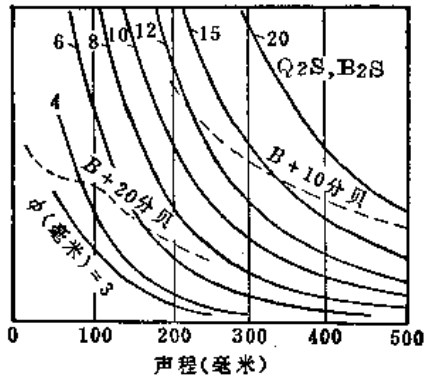


图 6-7 AVG曲线标尺面板示例

Q2S为石英晶体直径24毫米，2兆赫直探头；
B2S为钛酸钡晶体直径24毫米，2兆赫直探头

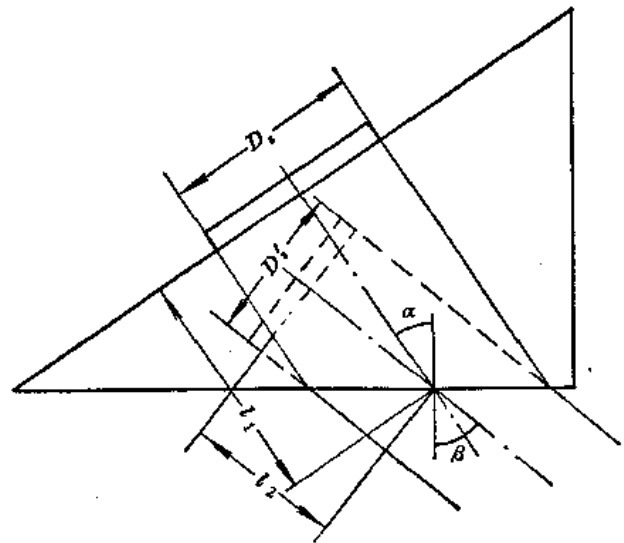


图 6-8 虚构源

章介绍的球面波公式计算求得。 $a < 3N$ ，可以用球面波声压与圆盘声源轴线上的声压之比值来修正计算结果。这样绘制的曲线，特别在近场区附近会产生较大误差。因此，这一段曲线最好是用特定探头所作的实验点来描绘。

目前国外生产的最新仪器，在使用标尺面板方面又作了两方面的改进：（1）采用“增益程序补偿”，使面板上各平底孔当量曲线呈一水平直线；（2）采用对数放大线路，使动态范围大为增加（达50分贝），从而在同一面板上可容纳从 $\phi 0.5$ 毫米到 $\phi 7$ 毫米的当量曲线。

三、斜探头AVG图

以上介绍的是适用于直探头探伤的AVG图。斜探头探伤与直探头探伤有所不同，其特点一是压电晶体产生的机械振动在有机玻璃透声楔中是纵波型式，但到达有机玻璃与钢的界面时，将发生波型转换，声束在钢中折射造成声场变形；二是进入钢中的超声波是以横波型式传播。适用于直探头探伤的AVG图能否适用于横波探伤呢？这就是下面要讨论的问题。

斜探头的声束因通过界面时要产生折射，使声场变形，就入射平面而论，上扩散角比下扩散角大，即声束轴线上、下两侧不对称，甚至在下侧还会出现明显的付瓣。但轴线上的声压分布规律在远场是与纵波情况相近的。虽然近场大部在有机玻璃内及界面附近，情况较复杂，但这部分在探伤中一般无实际意义。所以，用于直探头的AVG法原则上可以用于斜探头。但是正因为斜探头具有上述特点，因此不能完全照搬，需作一些必要的处理。

这里需要引入一个“虚构源”的概念^①。如图6-8所示，由声源发出的纵波声束，在

① 这个概念在第二章论述声场时已涉及到了，但由于这个概念是斜探头使用AVG法的关键，故在这里需要作一些必要的重复。

有机玻璃与钢的界面上发生折射。将折射声射线向有机玻璃内直线延伸，并在适当位置用虚线画一个等效的声源，这个声源就称之为虚构源。

若真实源是一个圆形晶片，其直径为 D_s ，显然虚构源在画面上的尺寸 D'_s 要小于 D_s 。通过简单的几何推导，可以求出 D'_s 与 D_s 的关系。

$$D'_s = D_s \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \quad (6-14)$$

其中 β 、 α ——分别为折射角和入射角。虚构源在垂直画面方向的尺寸并未发生改变，即仍为 D_s 。因此，虚构源的形状是一个椭圆，其长轴为 D_s ，短轴为 D'_s ，虚构源的面积由下式确定。

$$F'_s = \frac{\pi}{4} D_s D'_s = \frac{\pi}{4} D_s^2 \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} = F_s \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \quad (6-15)$$

设真实源中心至入射点的距离为 l_1 ，虚构源中心至入射点的距离为 l_2 ，它们之间有如下关系：

$$l_2 = l_1 \cdot \frac{\text{tg}\alpha}{\text{tg}\beta} \quad (6-16)$$

此式是根据几何原理或相位分析，由理论推导而来。将虚构源放置在这样的位置上，进入

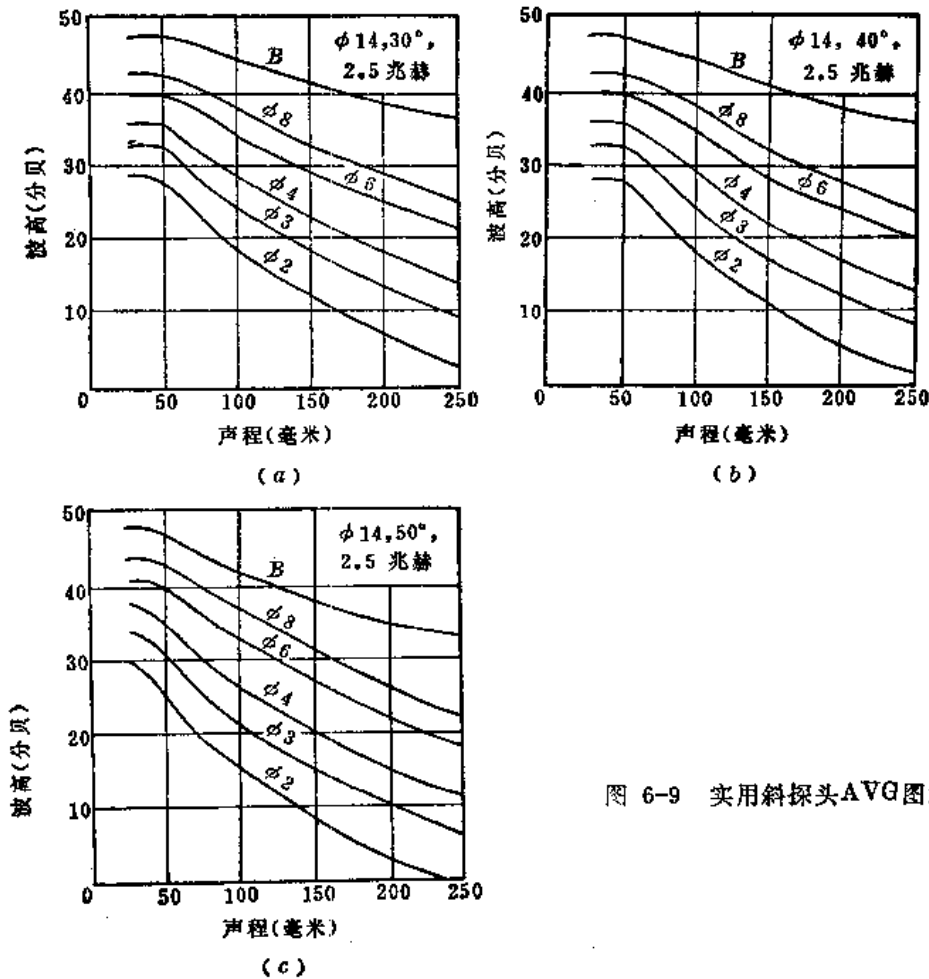


图 6-9 实用斜探头AVG图示例

钢中的横波声场按纵波声场处理，就轴线声压而论其结果就极为相近。

虚构源的近场长度 N' 由下式确定：

$$N' = \frac{1}{4\lambda} D_s D'_s = \frac{1}{4\lambda} D_s^2 \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} = \frac{F'_s}{\pi\lambda} = \frac{F_s}{\pi\lambda} \cdot \frac{\cos\beta}{\cos\alpha} \quad (6-17)$$

从虚构源引出的归一化缺陷距离：

$$A' = \frac{l_z + a}{N} \quad (6-18)$$

式中 a —— 从入射点算起在钢中的声程。

归一化缺陷大小为：

$$G' = \frac{D_f}{\sqrt{D_s D'_s}} = \frac{D_f}{D_s} \sqrt{\frac{\cos\alpha}{\cos\beta}} \quad (6-19)$$

式中 D_f —— 缺陷直径。

若将图6-5中的 A 换为 A' ， G 换为 G' ，则该图可作为斜探头探伤的定量曲线。

根据斜探头的 A' 和 G' ，亦可将图6-5的AVG曲线转换为特定入射角或折射角的实用斜探头AVG曲线。图6-9为按此方法画出的 $\phi 14$ 毫米晶片，2.5兆赫频率，入射角分别为 30° 、 40° 和 50° 的实用斜探头AVG曲线图。

斜探头实用AVG曲线还可通过实测获得，实测用的试块及测试方法详见第七章第二节。

第二节 AVG图的应用

一、直探头探伤中应用AVG图的几种方法

(一) 薄板试块法

图6-5中所示的AVG图是应用AVG法的基本曲线图。从图中可看出，只要知道了缺陷在工件中的距离（归一化距离）和增益值（分贝）即可从曲线中查出该缺陷的归一化当量尺寸。缺陷的距离可以从荧光屏上读出，增益值可以从探伤仪衰减器或以分贝刻度的增益旋钮上读得。因此可以直接用图6-5的AVG图对缺陷定量。

图6-5中的纵轴零点（即零分贝）在上面，它相当于探头压电晶片发射超声波脉冲的起始声压 P_0 。如果探伤仪能接收到这个起始声压 P_0 的信号，那么根据欲探测最小缺陷尺寸和距离，就可用图6-5确定探伤灵敏度和对缺陷定量。前已述及，对于很接近发射体的 $G \geq 1$ 的缺陷，反射回探头的平均声压等于起始声压。于是就可利用面积大于发射体的薄板作为获得起始声压 P_0 的参考试块。

这种薄板试块可以用薄的钢板制作，探头接触面需要清理光滑，但不需要研磨加工。探头接触面与反射面之间的平行度和反射面的光洁度无特殊要求，例如截取一片轧制薄钢板即可。

试块的厚度和宽度取决于探头的频率和尺寸。厚度要小于近场长度，愈小愈好（但不得小于仪器的盲区）；宽度或直径要大于探头晶片面积。表6-3中所列厚度可供参考。

表 6-3 薄板试块厚度参考尺寸

| 晶片尺寸(毫米) | φ 34 | φ 20~φ 24 | φ 10~φ 14 | 10×10 | 20×23 |
|----------|------|------------------------|-----------|-------|-------|
| 频率(兆赫) | 1 | 2, 2.5, 4, 5.0, 6.0 | 4, 5, 6 | 4 | 2 |
| 厚度(毫米) | 25 | 20~40 | 15~20 | 15~20 | 20~30 |

用薄板试块调仪器灵敏度的方法是：使探头与薄板试块接触，衰减器预先投入一定储备的衰减量，其值等于欲探测最大深度处最小缺陷所对应的增益值（可由图 6-5 所示的 AVG 图查出），调节增益旋钮，使荧光屏上薄板试块的底波波高达到某一特定高度（例如 1/2 满刻度）。调好后，增益旋钮固定不动，然后去掉所储备的衰减量，即可探伤。

探伤时发现缺陷波，调节衰减器，使荧光屏上的波高达到同一特定高度，记录衰减器读数和荧光屏上显示的缺陷距离。原储备的衰减量减去此时衰减器读数，其差值即为该缺陷的增益值。把从荧光屏上读得的缺陷距离化为归一化距离。根据增益值 V 和归一化距离值 A ，在图 6-5 中查出缺陷的归一化大小值 G ，即可求出缺陷的当量大小。

[例 1] 用 φ 20 毫米、2.5 兆赫的直探头对厚度 215 毫米的钢锻件进行探伤，要求能发现锻件中 φ 2 毫米当量的缺陷。对此，可按下述调整灵敏度：

按 $N = \frac{D_0^2}{4\lambda}$ 算出近场长度 $N \approx 43$ 毫米，所探锻件最大厚度处归一化距离 $A_0 = \frac{215}{43} = 5$ 。φ 2 毫米缺陷的归一化大小 $G = \frac{2}{20} = 0.1$ 。从图 6-5 中查得 $A = 5$ ， $G = 0.1$ 时的增益 $V_{0.1} = 48$ 分贝。衰减器投入 48 分贝，探头放在薄板上，将荧光屏上显示的薄板底波调为某一特定高度，去掉 48 分贝衰减量，仪器灵敏度即调好。

又如，按该灵敏度探伤时，在 129 毫米距离处发现一缺陷，用衰减器将缺陷波波高调为同一特定高度时衰减器读数 $n_f = 20$ 分贝，求该缺陷当量大小。

此时缺陷的增益值为：

$$V_f = V_{0.1} - n_f = 48 - 20 = 28 \text{ 分贝}$$

把缺陷距离 129 毫米化为归一化距离 $A_f = \frac{129}{43} = 3$ 。根据 $A = 3$ 、 $V_f = 28$ 分贝，从图 6-5 中查得 $G = 0.2$ ，缺陷当量大小为 $D_s \times G = 20 \times 0.2 = 4$ 毫米。

当被探工件为圆柱形曲面时，如第五章第二节所述，与平面工件相比，由于探头与工件接触面积减小，探测相同距离相同尺寸的缺陷，曲面接触的波高要比平面接触的小。当工件半径 R 大于或等于临界曲率半径 R_c 时，可以直接用前述平面薄板试块调灵敏度，其误差可忽略不计。如果 $R < R_c$ ，一种方法是制作曲面薄板试块（见图 6-10），其曲率半径与被试工件曲面相同，此时可直接采用上述方法调灵敏度；另一种方法是，照第五章第二节介绍的方法求出修正系数 C ，用平面薄板试块调整仪器灵敏度后，再将仪器增益提高 C 分



图 6-10 曲面薄板试块

贝，作为曲率补偿。

实际被探工件的曲率是多种多样的，要制作多种曲率的专门试块显然不现实，这是前一种方法的缺点。后一种方法就无此弊病。现举例说明后一种方法。

[例 2] 被探工件直径为 600 毫米的实心钢轴，仍用例 1 中的探头和仪器探伤，用甘油作耦合剂，探头保护膜为氧化铝。这时，可按下述方法调整仪器灵敏度。

根据已知条件，从表 5-2 至 5-5 中查得： $F_1=1619$ 毫米、 $F_2=1.0$ 、 $F_3=1.1$ 、 $F_4=1.0$ ，将这些数值代入式 (5-2)，得临界曲率半径 $R_c=1781$ 毫米；工件曲率半径为 300 毫米，则 $R/R_c=300/1781=0.17$ ；据此从图 5-2 中查得修正系数 $C=9.6$ 分贝 ≈ 10 分贝。

当实心钢轴的直径较大时，要以发现最大深度处 $\phi 2$ 毫米当量缺陷的探伤灵敏度进行探伤，实际上是比较困难的。一方面探伤仪的灵敏度或衰减器可能满足不了要求；另一方面，即使探伤仪的灵敏度或衰减器能满足要求，但由于在这样高的灵敏度下探伤，往往杂波较多而影响探伤。为此，一般采用能发现深度为半径 R 的 $\phi 2$ 毫米当量缺陷的灵敏度，沿圆周 360° 探伤。

本例中，实心钢轴的半径为 300 毫米，相应的归一化距离 $A_r=\frac{300}{43}\approx 7$ ，从图 6-5 中查得 $A=7$ ， $G=0.1$ 处的增益 $V_{0.1}$ 为 54 分贝。衰减器投入 $V_{0.1}+C=54+10=64$ 分贝，探头放在薄板试块上，调整增益旋钮使其底波达到某一特定高度，然后将衰减器置于零分贝，这时灵敏度即调整好。

如前所述，超声波在固体中，受三个因素（扩散、吸收和散射）的影响而衰减。AVG 曲线实际上仅考虑了扩散衰减。当吸收和散射衰减较小而可以忽略不计时，对 AVG 曲线的使用无显著影响。如果吸收和散射衰减较大，则必须加以修正。

超声波在材料中由吸收和散射引起的衰减，可用衰减系数 α 计算出来（见第一章第七节）。实用中，衰减系数的单位常用 10^{-3} 分贝/毫米表示。

现仍以例 2 说明考虑衰减的修正方法。设测得该实心钢轴的衰减系数 α 为 5.8×10^{-3} 分贝/毫米。因调整灵敏度时是以发现深度为 R 处的缺陷为准，则修正量为 $2R\alpha \approx 3$ 分贝。因此，在调整灵敏度时，衰减器的投入量应在原基础再加 3 分贝，共 67 分贝。其它同前。

如在 215 毫米 ($A=5$) 深度处发现一缺陷，将其波高调为特定高度时，衰减器读数 n_f 为 15 分贝。那么，缺陷增益为：

$$\begin{aligned} V_f &= V_{0.1} - n_f + 2\alpha(300 - 215) \\ &= 54 - 15 + 1 = 40 \text{ 分贝} \end{aligned}$$

从图 2-43 中查得 $G=0.17$ ，即缺陷当量近似为 $\phi 3.5$ 毫米。

(二) 以底波为基准调整灵敏度的方法

从图 6-5 可看出，对于某一给定的距离，底波的增益值 V_0 是一定值，而某一深度处一定大小缺陷的增益值与其之差 ΔV 也是一定值。因此，如果被探工件具有与探测面平行的底面，其表面又较为光滑，可根据上述关系用这种底面的底波作为基准，调整灵敏度。

在以底波为基准调整灵敏度的方法中，一般都采用实用 AVG 图。其方法是：根据所探工件厚度 D ，在图 6-6 的 B 曲线上查得对应横座标 D 值的底波波高 H_0 分贝，将仪器的衰

减器预先衰减 H_0 分贝；调节增益旋钮，使荧光屏上的底波为某一特定高度，然后将衰减器去掉 $4H$ 分贝（ $4H$ 为对应于横座标 D 值的底波曲线与欲探测最小缺陷尺寸曲线的纵座标的差值），灵敏度即调整好。探伤时，如发现缺陷，调节衰减器将缺陷波波高调到同一特定高度，此时衰减读数就是缺陷波相对波高 H_f 。根据 H_f 和缺陷的声程，可从图 6-6 中求得缺陷的当量大小。

〔例 3〕具有平行底面的工件厚 700 毫米，要求按 $\phi 2$ 灵敏度探伤，使用 $\phi 20$ 、2.5 兆赫直探头。从图 6-6 中查得在 700 毫米距离处，底波波高 $H_0 \approx 50$ 分贝。将衰减器置于 50 分贝，调节增益旋钮使底波波高达到 1/2 满刻度，底波线距 $\phi 2$ 线在 700 毫米处差 48 分贝，将衰减器去掉 48 分贝（尚余 2 分贝）。在这样的灵敏度下探伤，如在 500 毫米距离处发现一缺陷，调衰减器使缺陷波波高达到 1/2 满刻度时读数为 $H_f = 19$ 分贝，从图 6-6 中查得缺陷当量为 $\phi 4$ 毫米。

应用实用 AVG 图调整仪器灵敏度和缺陷定量，还可采用下述方法：

根据被探工件厚度，在 AVG 图中查得底波与某一欲探最小缺陷尺寸之间的波高差为 $4H$ ，衰减器投入 $4H$ 分贝，调节增益将底波波高调到某一特定高度，然后将衰减器置于零分贝，灵敏度即调整完毕。探伤时发现缺陷，调节衰减器将缺陷波波高调到同一高度，此时衰减器读数为缺陷波相对波高 H_f 。从实用 AVG 图中工件厚度处所对应的欲探最小缺陷曲线上的点，向上数 H_f 分贝，作水平线，与通过缺陷声程的垂直线相交，其交点所对应的当量即为缺陷当量值。

如例 3 中，将衰减器投入 48 分贝，调增益使底波达某一特定高度，衰减器置于零分贝。在 500 毫米距离处发现一缺陷，调节衰减器使缺陷波为某一特定高度时，衰减器读数为 17 分贝。从实用 AVG 图中（图 6-6）700 毫米声程（最大声程）所对应的 $\phi 2$ 线上的点 A 向上数 17 分贝，作水平线（图中虚线），与通过缺陷声程 500 毫米的垂直线相交，其交点正好在 $\phi 4$ 当量线上。可见同样求得缺陷当量为 $\phi 4$ 毫米。

如工件不具备平行底面，是实心圆柱体（例如实心大轴），根据第一章第六节介绍的几何光学原理，从实心圆柱体的圆柱面反射回探头的声压与距离等于直径的平底面反射回探头的声压相等。因此对于实心圆柱体的探伤可用前述相同的方法。

也与前述一样，对直径较大的实心轴，为了避免灵敏度太高时杂波太多，可采用 360° 探伤。按底波调好灵敏度后，再调衰减器，使灵敏度降低 $(12 + \alpha D)$ 分贝，此时的灵敏度相当于能发现圆心处欲探测的最小缺陷。定量方法与前述相同。

对于具有中心圆柱孔的工件（例如具有中心圆柱孔的汽轮发电机组大轴），由于中心孔的圆柱面对超声声束起发散作用，反射回探头的声压显然与同距离的平底面反射的不同。与平底面反射相比，损失的声压分贝数又随中心孔半径和距离的不同而异。图 6-11 表示了内孔圆柱面的声压修正曲线，其横座标用内孔半径与距离的比值 r_i/a 表示。

有了这样的修正曲线，亦可用内孔圆柱面反射信号为基准调仪器灵敏度。首先根据内孔圆柱面半径和该圆柱面至探头距离的比值，在图 6-11 中查出修正值 $4H$ 分贝。从图 6-6 中查出的底波分贝数减去 $4H$ 分贝，即为用内孔反射信号为基准调灵敏度的数值 H_f 。

〔例 4〕所探工件具有直径为 200 毫米的中心圆柱孔，探测面至圆柱孔中心的距离为

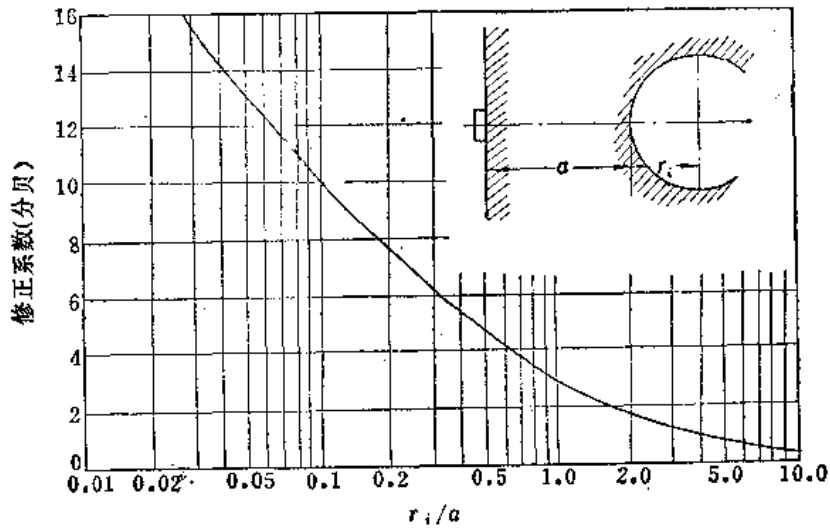


图 6-11 内孔圆柱面声压修正曲线

500毫米，按发现 $\phi 2$ 的缺陷调灵敏度。内孔半径为 $r_i = 200/2 = 100$ 毫米，探测面距内孔圆柱面的距离为 $a = 500 - 100 = 400$ 毫米， $r_i/a = 100/400 = 0.25$ ，从图6-12中查得修正值 $\Delta H = 7$ 分贝。又从图6-6中查得距离400毫米平底面波高 $H_b = 55$ 分贝。 $H_r = H_b - \Delta H = 55 - 7 = 48$ 分贝，即为调灵敏度的值。

大型汽轮发电机组，其大轴中心孔直径多为 100 毫米，对于这种特定内孔尺寸的轴件探伤，可以预先求出各距离下的修正值，在AVG图上画出修正后的底波曲线，见图6-6中的 $R_i = 50$ 毫米曲线。探伤时，可把该曲线作为底波曲线。调探伤灵敏度和缺陷定量的方法与前述相同。

必须指出，以底波或内孔圆柱面反射波为基准调灵敏度的方法，是把底面或内孔圆柱面看成为理想的光滑界面，满足几何光学中要求的镜面反射条件。为此，要求底面或内孔圆柱面的光洁度为 $\nabla 6$ 以上，且不允许表面粘着厚层液体或脏物。

这里所述的方法，皆采用定值波高衰减法。即用相对分贝数而不是用波高绝对值量度两个信号的波高，所以探伤时可以适当使用抑制。

(三) 标尺面板的应用

上述方法，探伤时需要一面搜索缺陷信号，一面调节衰减器，一面查曲线图，最后才能定出缺陷的当量大小，实际使用很不方便。为了克服这一缺点，人们将AVG曲线绘制成标尺面板，镶嵌在荧光屏前面，在调好仪器灵敏度后，探伤时可直接根据缺陷反射信号的波峰所指的某一当量曲线，读出缺陷当量大小。

现以图6-7为例，简要说明标尺面板的使用方法。使用与标尺面板相应的直探头，按面板所示的声程范围调好仪器的扫描速度，将探头放在工件探测面上，找出无缺陷处的底波，调增益旋钮使底波波高正好达到面板上的底波线（虚线），进而调以分贝刻度的增益旋钮或衰减器，按面板底波线上所标明的分贝数提高仪器灵敏度，至此灵敏度调整完毕。探伤时根据缺陷反射波波峰所达到的位置，直接从面板上读出缺陷的当量大小。

(四) 材质衰减系数的测定方法

实际探伤中，一般衰减系数是未知的，必须实际测量。对于有平行表面的工件，测量衰减系数 α 的方法有两种。

一种方法是直接用图6-5的AVG曲线中的 $G = \infty$ 的线（即底波线）。例如被试工件厚400毫米，探头的近场长度 $N = 100$ 毫米，则 $A = 4$ ，从图6-5中的 $G = \infty$ 线上查得相应的增益值 $V = 8$ 分贝。即表明当 $A = 4$ 时，不考虑衰减系数的底波声压相对起始声压 P_0 衰减了8分贝，当利用薄板试块，测得实际工件底波声压相对 P_0 衰减了16分贝，则 $16 - 8 = 8$ 分贝是由于材质衰减造成的。超声波在实际工件中的行程为800毫米， $\alpha = 8/800 = 10 \times 10^{-3}$ 分贝/毫米。

另外一种方法是利用工件底面反射的一次波和二次波的波高差测定，此法仅适用于足够厚（大于3倍近场长度）的工件。按式（6-5）一次底波的波高应为：

$$\frac{H_{b1}}{H_0} = \frac{F_s}{2d\lambda}$$

式中 d —— 工件厚度。

二次底波的波高应为：

$$\frac{H_{b2}}{H_0} = \frac{F_s}{4d\lambda}$$

H_{b1} 比 H_{b2} 得：

$$\frac{H_{b1}}{H_{b2}} = \frac{4d\lambda}{2d\lambda} = 2$$

以分贝表示为：

$$20\lg \frac{H_{b1}}{H_{b2}} = 20\lg 2 \approx 6 \text{ 分贝}$$

即一次底波与二次底波的波高相差6分贝。如果实际测得两次底波差不是6分贝，例如为10分贝，则 $10 - 6 = 4$ 分贝是由于衰减造成的。如果工件厚度为400毫米，则衰减系数为 $4/800 = 5 \times 10^{-3}$ 分贝/毫米。如果以公式表示，则可写为：

$$\alpha = \frac{\Delta n - 6}{2d} \quad (\text{分贝/毫米}) \quad (6-20)$$

式中 Δn —— 实测一、二次底波的分贝差；

d —— 工件厚度（毫米）。

具有内孔的工件，在测定材质衰减系数时，内孔界面使反射声束扩散，造成声能损失，用底波测定材质衰减系数的方法略有不同。具体如下：

在一定的灵敏度下，在外径为 D_1 、内径为 d 处测得内孔波高为 H_{D1} （分贝），在外径为 D_2 、内径为 d 处测得内孔波高为 H_{D2} （分贝），设 $D_2 > D_1$ ，则可按下式求衰减系数：

$$\alpha = \frac{H_{D1} - H_{D2} - 20\lg \frac{D_2 - d}{D_1 - d} - 10\lg \frac{D_2}{D_1}}{D_2 - D_1} \quad (\text{分贝/毫米}) \quad (6-21)$$

二、斜探头探伤中应用AVG图的方法

如前节所述，引入“虚构源”的概念后，纵波探伤的AVG图（例如图6-5）也可用于斜探头探伤，绘制实用的斜探头AVG图（例如图6-9），或绘制成标尺面板。这里简要介绍其用法。

按照“虚构源”的理论，按式（6-18）和（6-19）算出 A' 和 G' 后，可以用图6-5来调整仪器灵敏度和确定缺陷当量。方法上与纵波的薄板试块法相似，只是要用图6-12所示试块来代替薄板试块调灵敏度。图中所示的两种形状均可。其宽度要大于晶片尺寸， d 或 r 可参照表6-3所列尺寸。

在斜探头探伤中，应用图6-9所示的实用AVG图时，除了可用图6-12所示的试块调仪器灵敏度外，还可用带有已知孔径的平底孔试块调仪器灵敏度（如图6-13所示）。设探头的入射角 $\alpha = 40^\circ$ ，晶片直径为 $\phi 14$ 毫米，频率为2.5兆赫，且平底孔的底平面正好垂直于声束轴线，孔径为 $\phi 2$ 毫米；当平底孔回波最强时，其声程 $W = 100$ 毫米。此时，从图6-9b中查得分贝值为18分贝。调衰减器衰减18分贝，将平底孔回波波高用增益旋钮调为某一特定高度，再将衰减器置于零分贝，灵敏度即调好。

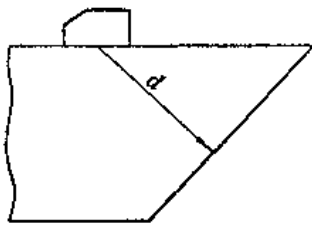


图 6-12 斜探头探伤调仪器灵敏度用试块

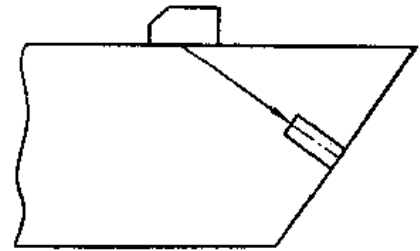
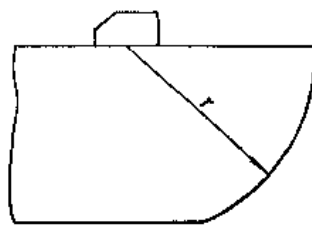


图 6-13 斜探头探伤调仪器灵敏度用的平底孔试块示例

与直探头探伤一样，斜探头探伤也存在材质对声的衰减问题，补偿方法也是类似的。材质对横波的衰减系数可以这样测出：用与被探工件同样材质的材料制作一块有足够面积（长度大于两倍跨距，宽度要避免边界效应）和足够厚度（保证一倍跨距的声程 $W_{1s} > 3N'$ ）的试块。选用两个参数相同的斜探头，一个接仪器的“发”，一个接仪器的“收”。照图6-14的方式测出接收探头R在位置I和II时两回波波高的分贝差 Δn ，由下式求得衰减系数：

$$\alpha = \frac{\Delta n - 6}{W_{1s}} \text{ (dB/mm)}$$

式中 α —— 横波材质衰减系数；
 W_{1s} —— 一倍跨距的声程。

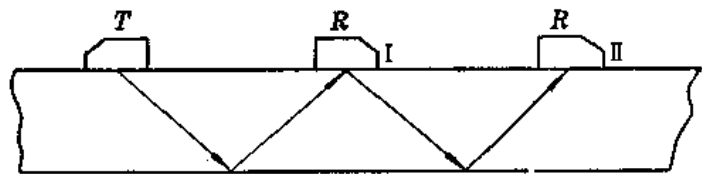


图 6-14 横波材质衰减系数的测定

三、影响AVG法准确性^①的因素

因在AVG原理的推导过程中引用了一些假设条件，但实际情况与假设条件是有偏差的，故将影响AVG法的准确性。在这里仅对几个主要的条件进行分析。

① 这里指的准确性系相对于试块对比法而言，并非指定量的缺陷大小与实际缺陷尺寸的偏差。

1. 探伤距离的影响

AVG原理假设发射体声束轴线和缺陷反射声束轴线上的声压分布规律符合球面波规律。但是只有在距离大于三倍近场长度时,才比较接近这一规律。三倍近场区以内,距离愈小,差别愈大。在近场区内完全不符合这一规律。因此,三倍近场区以内的曲线要用实验点来描绘。

2. 超声场不均匀性的影响

AVG原理假设入射波在圆片形缺陷表面上各点声压值相同,把缺陷看作为新的均匀激励声源辐射声波,并与入射声束相反方向返回接收器。

在讨论声束指向性时已指出,声场中各点的声压是不同的,在垂直声束轴线的同一横截面上,声束轴线上的声压最高,离声束轴线愈远声压愈低。因此只有距离声源较大的小缺陷,可以近似认为入射波声压在其表面上均匀分布。而大尺寸近距离的缺陷其表面上入射波声压分布是不均匀的,就是在三倍近场区以外一定范围内,AVG原理中的理论公式也会与实际的距离-波高规律有较大差别,图6-3中每条曲线上端的虚线就是指明这一情况的。 $G=0.8$ 的线,距离 $A \geq 10$ 后才符合直线关系; $G=2$ 时,要画成直线, A 必须大于50。从图6-4可以看出,即使是较小缺陷,在三倍近场值附近理论值也与实测值有一些差别。

3. 探头频率的影响

AVG法的有关公式是以受到连续激励、单一频率振动的声源为基础推导的。实际的探头是脉冲激励,频带较宽。良好的探头只是在标称频率上有明显的峰值。即使经过放大器选频,仍有一定的频宽。

第五章第四节中分析宽脉冲与窄脉冲的区别时,已指出它们在声场方面的区别。在近场,窄脉冲各频率成分的峰谷位置不同,互相叠加使曲线变平,往往不会出现图6-4中那种明显的峰谷。在远场,窄脉冲各频率成分的分布也不均匀,轴线上高频成分占优势,愈向外低频成分愈强,各频率成分的距离-波高曲线是不同的,叠加结果远场距离-波高规律也不会与标准单一频率的相应规律正好一致。故前述公式仅是对宽脉冲(长脉冲)近似适用。

4. 激励不均匀性的影响

AVG原理假设发射体是在均匀激励下振动,即声源上各质点的相位和振幅相同。但实际发射体,由于制作工艺上的差别,激励状态会有程度不同的不均匀性。

如第二章所述,发射体激励的不均匀性显著地影响着近场区曲线形状,因此各种探头近场区的曲线是不尽相同的。作为极端情况,高斯探头近场区的曲线近乎水平。

激励的不均匀性还会影响探头的有效尺寸,对远场区也有间接的影响。

从上述分析中可看出,当距离 $A < 3N$ 时,所有影响因素都起作用,特别是近场区尤为显著。故不同的探头和仪器组合得出的近场区曲线图有明显差别,使用理论计算方法是麻烦的。一般来说,这一区间的曲线应根据各自的探头和仪器组合实测确定,否则会造成较大的定量误差。在较大距离下($A \geq 3N$),也不能如想象的那样完全可用理论计算的方法绘制AVG曲线。实际上探头频率和激励不均匀性的影响也直接涉及到远场区,只是

程度上不象近场区那样强烈。因此用AVG法对声源激励的均匀性和回波频带宽度应该有一定要求。

对斜探头而言，上述影响因素同样起作用。除此之外，界面上的波型转换，声场发生畸变（不对称、有较大付瓣），确定准确的近场长度有困难，这就更增大了偏差。

四、应用AVG法的条件

从上述影响AVG法准确性因素的讨论中可得出这样的结论：AVG法定量的准确性极大地取决于所用探头和探伤仪的性能。因此将理论计算或用特定探头和仪器组合下实测的AVG曲线，不验证就用于自己的探头和仪器组合，是不严谨的。只有在满足下述两个条件之一的情况下应用AVG法才能认为比较合理。

（1）就使用部门而言，如果采用理论计算的AVG曲线，必须对自己所用的探头和仪器的性能经过测试证明与理论条件很接近；否则就应以自己的探头和仪器组合，在标准试块上实测绘出AVG曲线。

（2）就仪器制造部门而言，必须使生产的探头和探伤仪经过严格测试达到统一的性能指标。在这样的性能指标下经过严格实验验证的AVG曲线图或标尺面板，方能配置在成批生产的探伤仪上。

如果使用部门缺乏必要的测试手段，不具备成套的标准平底孔试块，参考使用图6-5 AVG曲线图或类似由该图转换而来的图6-6和图6-9实用AVG图时，应该认识到，这样做是不够严谨的。

第三节 各种规则形状反射体的反射波波高及其应用

前两节中主要讨论了圆片形缺陷的反射波波高与距离、尺寸之间的关系及其应用方法。在实际探伤中常常会使用一些其他形状的人工缺陷，来调整仪器的灵敏度和确定当量。为了比较用各种人工缺陷调整的仪器灵敏度和确定的缺陷当量大小的差别，有必要了解这些人工缺陷反射波波高的数学表达式。

关于这方面，有多种表示方法，今仍采用类似于AVG的处理方法，因为这样较为简单。本节主要介绍这种方法，并局限于缺陷尺寸大于两倍波长的情况。

规则形状反射体一般分成三类，即点状缺陷、长条形缺陷和大底面，前两类一般又统称为人工缺陷。

点状缺陷包括圆片形（如平底孔）、球形和短圆柱形等小尺寸缺陷。所谓小尺寸缺陷，是根据缺陷尺寸与探头声场不均匀性的比较而确定的，即满足下列条件时就可认为是小尺寸缺陷：

缺陷靠近探头时

$$D_f < D_s$$

缺陷处于一倍近场长度附近时

$$D_f < 0.2D_s$$

缺陷处于远场时

$$D_r < \frac{0.4\lambda a}{D_s}$$

式中 D_r 、 D_s ——分别表示缺陷的直径与晶片的直径；

λ ——波长；

a ——缺陷至探头距离。

长条形缺陷系指一个方向的尺寸是小的，而另一方向的尺寸超过了声束的横截面尺寸。例如长圆柱形横孔、长矩形槽等。

大底面系指各方向尺寸都大于声束横截面的反射面，包括大的平底面和凹圆弧面（例如实心轴）。

一、纵波反射

对于纵波，如果材质衰减忽略不计，各种规则形状反射体的反射波波高可分别由下列各式表示：

点状缺陷

$$\frac{H_r}{H_0} = K \cdot \frac{\lambda^2}{F_s} I_1 \quad (6-22)$$

长条形缺陷

$$\frac{H_r}{H_0} = K \cdot \frac{2\lambda}{D_s} I_2 \quad (6-23)$$

大底面

$$\frac{H_r}{H_0} = I_3 \quad (6-24)$$

式中 H_r 、 H_p ——分别表示人工缺陷和大平底面的反射波波高；

H_0 ——能接收到的最大反射波波高，相当于接近探头的大平底面的反射波波高；

K ——由反射体形状和所决定的系数；

F_s 、 D_s ——分别表示晶片的面积和直径；

I_1 、 I_2 、 I_3 ——与声场有关的系数。

与声场有关的系数 I ，对各类反射体是不一样的。对于点状缺陷，系数 I_1 在远场区可由下式表示：

$$I_1 = \frac{F_s^2}{\lambda^2 a^2} \cdot \left[\frac{J_1(\pi D_s) \cdot \frac{\rho}{\lambda a}}{\pi D_s \cdot \frac{\rho}{\lambda a}} \right]^2 \quad (6-25)$$

式中 J_1 ——第一阶贝塞尔函数；

a ——探头至反射体的距离；

ρ ——缺陷至声束轴线的距离。

显然，式(6-25)中括弧项因子相当于指向性系数。一般我们关心的是最大波高，即缺陷处于声束轴线上，指向性系数为1，则

$$I_1 = \frac{F_s^2}{\lambda^2 a^2}$$

对于在三倍近场长度以内的点状缺陷，需要考虑声场的不均匀性。对于长条形缺陷和大底面，因它们都有某一方向的尺寸超过声场截面的尺寸，所以无论在近场还是远场都需要考虑声场的不均匀性。这种情况下，与声场有关的系数的数学表达式需用积分的方法求得，较为复杂。另外由于近场区声场的复杂性，系数 I 用数学式表达亦有困难。为此，采用实测曲线较为实用。图6-15表示了 I_1 、 I_2 和 I_3 的实测曲线，它是由各种探头和多个仪器所测数据的综合结果，横坐标表示归一化距离 A ，其阴影区表示实验数据的分散，这是由各测试中所用超声脉冲的形状和持续时间不同而引起的。

各种反射体的形状系数 K ，列于表6-4中。根据图6-15查出的系数 I 和由表6-4中所列的形状系数 K ，推导出的各种形状反射体在近场和远场反射波波高的近似公式也列于表6-4中。

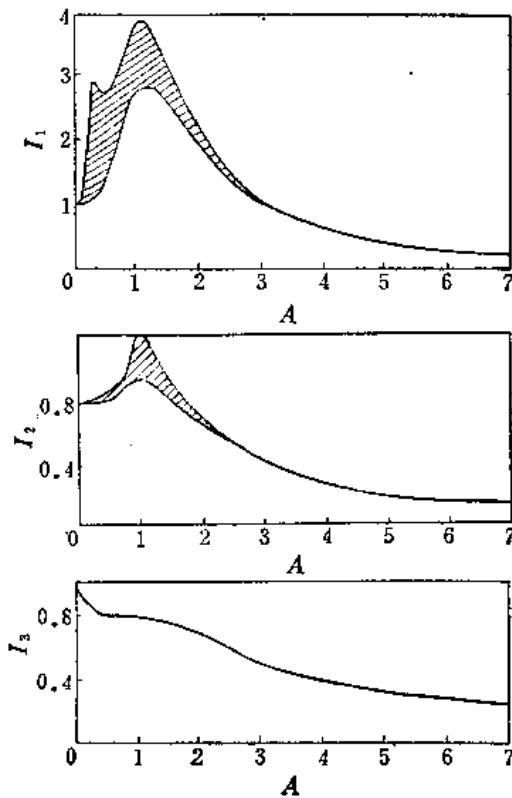


图 6-15 各类缺陷的系数 I 与归一化距离 A 的关系

不难看出，表6-4中所列平底孔远场的近似公式和无限大平面远场的公式分别与式(6-4)和(6-5)是一致的。说明它们是基于同一理论基础。

如果要考虑材质对超声波的衰减，可在每个式子后面乘以 $e^{-2\alpha z}$ ，其中 α 为衰减系数。

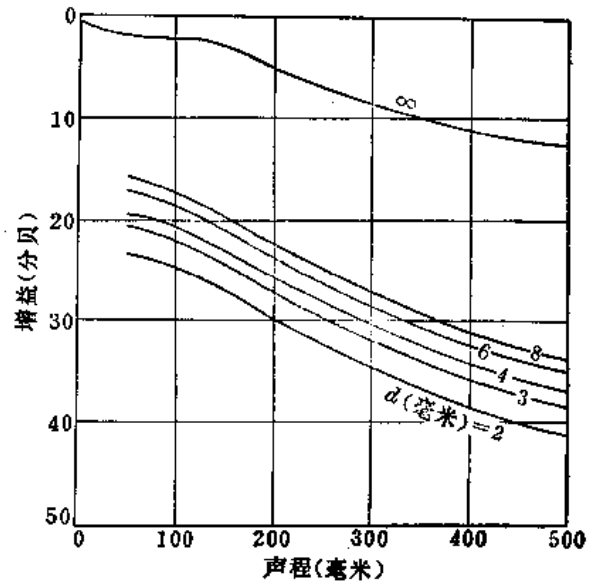


图 6-16 长横孔AVG图示例

二、横波反射

这里所指的横波仍然是指使用斜探头产生的横波。与前节AVG法所述的类似，以上推导的适用于纵波的公式，经引用虚构源概念处理后，也适用于横波，如表6-5所列。

三、应用举例

[例 1] 用 $\phi 12$ 毫米、5 兆赫的纵波探头，对厚40毫米的钢工件探伤，欲发现 $\phi 3$ 毫米平底孔当量的缺陷，利用底波调灵敏度，如何调整？

根据钢的声速（5900米/秒）及所用探头频率可算出波长 $\lambda = 1.18$ 毫米，近场距离

表 6-4 纵波反射时各种形状反射体的反射波波高的近似计算公式

| 反射体种类 | 反射体的形状系数K | 反射波波高的近似公式 | |
|--------------------------|--|---|---|
| | | 近场 $a < \frac{D_s^2}{4\lambda}$ | 远场 $a > 3 \cdot \frac{D_s^2}{4\lambda}$ |
| 面积为 F_f 的平底孔 | $\frac{F_f}{\lambda^2}$ | $\frac{H_f}{H_0} = (1 \sim 4) \cdot \frac{F_f}{F_s}$ | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_f F_f}{\lambda^2 a^2}$ |
| 直径为 D_f 的球孔 | $\frac{D_f}{4\lambda}$ | $\frac{H_f}{H_0} = (1 \sim 4) \cdot \frac{\lambda D_f}{4 F_s}$ | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s D_f}{4 \lambda a^2}$ |
| 直径为 D_f 、长度为 l_f 的横孔 | $\frac{l_f}{2} \cdot \sqrt{\frac{D_f}{\lambda^3}}$ | $\frac{H_f}{H_0} = (1 \sim 4) \cdot \frac{l_f \sqrt{D_f \lambda}}{2 F_s}$ | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s l_f}{2 a^2} \cdot \sqrt{\frac{D_f}{\lambda^3}}$ |
| 宽为 W_f 的无限长条 | $\frac{W_f}{\lambda}$ | $\frac{H_f}{H_0} = (1.6 \sim 2.4) \cdot \frac{W_f}{D_s}$ | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s W_f}{\sqrt{2 \lambda^3 a^3}}$ |
| 直径为 D_f 的无限长横孔 | $\frac{1}{2} \cdot \sqrt{\frac{D_f}{\lambda}}$ | $\frac{H_f}{H_0} = (0.8 \sim 1.2) \cdot \frac{\sqrt{\lambda D_f}}{D_s}$ | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s}{\lambda \sqrt{8}} \cdot \sqrt{\frac{D_f}{a^3}}$ |
| 无限大平面 | | $\frac{H_p}{H_0} = 1 \sim 0.8$ | $\frac{H_p}{H_0} = \frac{F_s}{2 a \lambda}$ |
| 聚焦圆柱面 | | $\frac{H_p}{H_0} \approx 0.8$ | $\frac{H_p}{H_0} = \sqrt{\frac{F_s}{2 a \lambda}}$ |

表 6-5 横波反射时各种形状反射体的反射波波高的近似计算公式

| 反射体种类 | 反射波波高的近似公式 | |
|-------------------------|---|--|
| | 远场 $a + l_2 > 3 \cdot \frac{D_s^2}{4\lambda} \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}$ | |
| 面积为 F_f 的平底孔 | $\frac{H}{H_0} = \frac{F_s F_f \cos \beta}{\lambda^2 (a + l_2)^2 \cos \alpha}$ | |
| 直径为 D_f 的球孔 | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s D_f \cos \beta}{4 \lambda (a + l_2)^2 \cos \alpha}$ | |
| 直径为 D_f 、长为 l_f 的横孔 | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s l_f}{2 (a + l_2)^2} \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \cdot \sqrt{\frac{D_f}{\lambda^3}}$ | |
| 宽为 W_f 的无限长条 | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s W_f}{\sqrt{2 \lambda^3 (a + l_2)^3}} \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}$ | |
| 直径为 D_f 的无限长横孔 | $\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_s}{\lambda} \cdot \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} \cdot \sqrt{\frac{D_f}{8 (a + l_2)^3}}$ | |
| 无限大平面 | $\frac{H_p}{H_0} = \frac{F_s \cos \beta}{2 \lambda (a + l_2) \cos \alpha}$ | |
| 聚焦圆柱面 | $\frac{H_p}{H_0} = \sqrt{\frac{F_s \cos \beta}{2 \lambda (a + l_2) \cos \alpha}}$ | |

注 式中 α 、 β ——分别为入射角和折射角；
 l_2 ——虚构源轴线在透声楔内的长度(横波)；
 a ——工件中缺陷至入射点的距离(横波)；
 λ ——工件中横波波长。

$$N = \frac{D_f^2}{4\lambda} = \frac{12^2}{4 \times 1.18} = 30.5 \text{毫米}$$

40毫米所相当的归一化距离 $A = 40/N = 40/30.3 \approx 1.3$ 。从图6-15查得 $I_1 = 2.8$ (取中间值), $I_3 = 0.75$ 。从表6-4中查得平底孔的形状系数 $K = \frac{F_f}{\lambda^2}$ 。将这些量分别代入式(6-22)和(6-24)得:

$$\frac{H_f}{H_0} = \frac{F_f}{\lambda^2} \cdot \frac{\lambda^2}{F_s} \times 2.8 = 2.8 \left(\frac{D_f}{D_s} \right)^2$$

$$\frac{H_p}{H_0} = 0.75$$

从而得:
$$\frac{H_f}{H_p} = \left(\frac{3}{12} \right)^2 \times \frac{2.8}{0.75} = 0.23$$

从分贝表中可查得相当13分贝。

于是可将仪器衰减13分贝,调增益使底波达到特定高度,将衰减器置于零分贝,则灵敏度调好。

[例2] 使用入射角 $\alpha = 40^\circ$ 的斜探头对厚40毫米的钢焊缝探伤,晶片直径为 $\phi 14$ 毫米,频率为2.5兆赫。要求一次波和二次波探测都要能发现7平方毫米的平底孔当量。因为加工平底孔困难,用长横孔代替,问长横孔的孔径应多大?

在2.5兆赫频率下,钢中横波波长 $\lambda = 1.3$ 毫米。相应 $\alpha = 40^\circ$ 的折射角 $\beta = 51^\circ$, $\text{tg } \alpha = 0.84$, $\text{tg } \beta = 1.23$, $\cos \beta = 0.63$ 。根据式(6-16)可得:

$$l_2 = l_1 \cdot \frac{\text{tg } \alpha}{\text{tg } \beta} = \frac{0.84}{1.23} l_1 = 0.68 l_1$$

设 l_1 为12毫米,则 $l_2 = 0.68 l_1 = 0.68 \times 12 \approx 8$ 毫米。

将表6-5中的平底孔公式与无限长横孔公式相比,得:

$$\frac{H_{f\text{平底}}}{H_{f\text{横孔}}} = \frac{F_f}{\lambda} \sqrt{\frac{8}{(a+l_2)D_{f\text{横孔}}}}$$

令 $\frac{H_{f\text{平底}}}{H_{f\text{横孔}}} = 1$, 则

$$D_{f\text{横孔}} = \frac{8F_f^2}{\lambda^2(a+l_2)}$$

对于一次波, $a_{\text{一次}} = 40/\cos \beta = 40/0.63 \approx 64$ 毫米;对于二次波, $a_{\text{二次}} \approx 127$ 毫米。将所有已知数据代入上式,求得一次波的 $D_{f\text{横孔}} \approx 3.2$ 毫米,二次波的 $D_{f\text{横孔}} \approx 1.7$ 毫米。也就是说,靠近试块下表面的横孔孔径为 $\phi 3.2$ 毫米,靠近探测面的横孔孔径为 $\phi 1.7$ 毫米。

四、长横孔的AVG图

根据表6-4或表6-5的公式,参照圆片形缺陷AVG图的原理,也可绘制出其他规则形状人工缺陷的AVG图。图6-16为长横孔AVG图的一例,它适用于WB-45型(钢中折射角为 45°)斜探头。

第七章 探 伤 法

超声波探伤法是利用超声波在物体中传播的一些物理特性来发现物体内部不连续性（即通常所说的缺陷或伤）的一种方法。

探伤法的分类有很多。根据声耦合方式可分为接触法和液浸法两大类；按声波传播方式可分为反射法和透射法两大类；按声波激励方式可分为脉冲波、连续波和调频波等探伤法；按波型又可分为纵波、横波、表面波和板波等探伤法。

在目前的实际应用中，广泛使用的是接触式脉冲反射法，其中包括纵波、横波和表面波探伤法。因此在本章中着重讨论这几方面的问题，同时也扼要介绍液浸法和板波探伤法。

第一节 纵波探伤法

利用纵波进行探伤的方法称为纵波探伤法。它是超声波探伤中应用较为普遍，易于掌握的一种方法。

图7-1是纵波探伤法的基本原理示意图。探头放置在探测面上，电脉冲激励的超声脉冲通过耦合剂耦合进入工件，如工件中无缺陷，它可一直传播到工件的底面。如果底面光滑且平行于探测面，按照反射原理，超声脉冲被底面反射而返回探头。探头又将返回的声脉冲变为电脉冲，由仪器显示出来；如果工件中有缺陷，超声脉冲的一部分被缺陷反射回探头，其余部分到达底面后再返回探头。

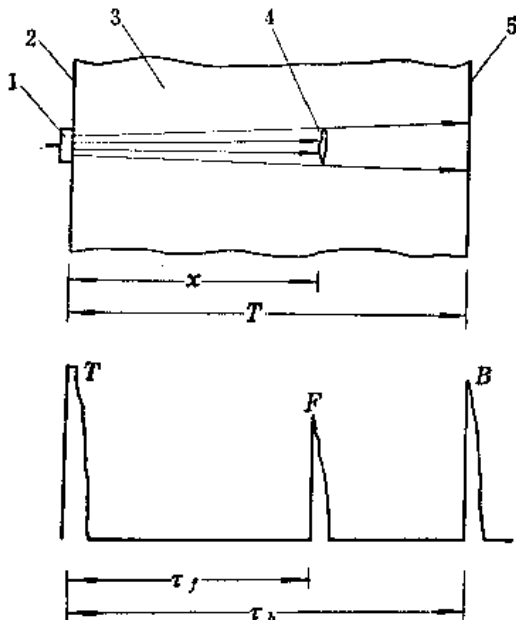


图 7-1 纵波探伤法原理示意图
1—探头；2—探测面；3—工件；4—缺陷；5—底面； T —工件厚度； x —缺陷至探头的距离； τ_b —底波水平刻度值； τ_f —缺陷波水平刻度值

冲变为电脉冲，由仪器显示出来；如果工件中有缺陷，超声脉冲的一部分被缺陷反射回探头，其余部分到达底面后再返回探头。

对于脉冲反射式超声波探伤仪，荧光屏的时基线和激励脉冲是被同时触发的，即处于同步状态下工作。当探头被激励而向工件发射超声波时，激励脉冲也被馈至接收电路，同时时基电路也开始扫描，因而在时基线的始端出现一个很强的脉冲波形，称之为“始波”，用 T 表示。当探头接收到底面反射回来的声波时，时基线上右边相应呈现一个表示底面反射的脉冲波形，称之为“底波”，用 B 表示。时基线从 T 扫描到 B 所需的时间正好等于超声脉冲从探头到底面又返回探头的传播时间。因此可以说，从 T 到 B 之间的距离代表了工

件的厚度。如果工件中有缺陷，探头接收到缺陷反射回的声波时，时基线上相应呈现出一个代表缺陷的脉冲波形，称之为“缺陷波”或“伤波”，用 F 表示。从 T 扫描到 F 所需的时间正好等于超声脉冲从探头到缺陷又返回探头的传播时间。显然缺陷波所经时间短于底波所经时间，故缺陷波 F 应处于 T 与 B 之间。如果探伤仪的时基线性很好，就可以利用 T 、 F 、 B 之间的距离关系，对缺陷定位。

一、扫描速度的调整和缺陷位置的判断

1. 扫描速度的调整

如前所述，始波 T 到底波 B 之间的距离代表工件厚度。为了便于观察缺陷波，总是将始波置于荧光屏水平刻度的零点，底波置于接近水平刻度的最大刻度。这样可充分利用整个水平刻度来观察被检工件整个厚度内的缺陷。

要想探测不同厚度的工件，且都能使荧光屏上 T 波与 B 波的距离能占据整个水平刻度，那就要求电子束的扫描速度可以调整。厚工件要求速度慢一些，薄工件要求快一些。扫描速度是借助于探伤仪上的深度调整旋钮调整的，其中有粗调和微调两个旋钮。改变扫描速度就改变了探测范围或深度，故许多文献上都将扫描速度调整称为探测范围调整。仪器上的深度调整旋钮的“深度”也是因此得名。

当然调整扫描速度不仅从适应工件厚度考虑，在实际探伤中有时需看一次底波，有时要观察多次底波；有时又从读取深度数据方便考虑，这些都要求适当地调整扫描速度。

在纵波探伤中利用标准试块调整扫描速度的方法已在第四章中作了详细介绍。当没有材质与工件相同的标准试块，但确切知道工件厚度时，可以利用工件本身来调整扫描速度。例如被探工件是一根实心轴，直径为280毫米，轴颈部分直径为160毫米，调整扫描速度时将探头分别放在轴上和轴颈上，反复调节“深度”旋钮和“水平”旋钮，使轴的底波和轴颈底波分别处于水平刻度的“7”和“4”的位置。这样，水平刻度1毫米就代表钢的厚度4毫米，也就是代表声程4毫米。这时的扫描速度常简称1:4，类似地还有1:1、1:2、1:3等扫描速度。

如果工件本身只有一个已知的厚度，就只好利用始波和底波来调扫描速度，即首先用“水平”旋钮使始波前沿对准“零”刻度，再用“深度”旋钮把底波调整到一定的刻度位置，使其满足一定的比例。这样调整的扫描速度不是很准确的，因为这时忽略了混响和探头保护膜等原因引起的延迟。严格说来，准确调好扫描速度后，始波不在“零”的位置，而是稍微向左偏移。

2. 缺陷位置的判断

缺陷位置的确定是探伤的一个重要方面。对于纵波探伤，从上述扫描速度的调整可知，对缺陷位置的判断并不困难。

见图7-1，设工件厚度为 T ，底波 B 在荧光屏上的水平刻度为 τ_b ，缺陷波 F 在荧光屏上的水平刻度为 τ_f ，按照水平刻度与探测深度成正比的原理，缺陷至探头的距离 α 可由下式确定：

$$\begin{aligned} \text{令} & T/\tau_b = K \\ \text{则} & \alpha = \tau_f K \end{aligned} \quad (7-1)$$

式中 K 就是调整扫描速度时所选取的比例的倒数。因此可以从荧光屏上缺陷波的水平刻度值很快算出缺陷至探头的距离。

二、缺陷大小的确定

(一) 当量法

对于小于声束截面的缺陷可以用当量法评价其当量大小。有关当量法的概念见第六章。

实际探伤中采用当量法定量有两大类：试块对比法和AVG法(包括用面积-波高曲线、距离-波高曲线等定量)。

对于当量法中用以对比的形状规则的反射体(人工缺陷)，最常用的是圆片形缺陷或平底孔(严格地说两者是有区别的)，也就是多利用以圆片形缺陷为对象绘制的AVG图或采用钻有平底孔的试块给缺陷定当量，例如第六章中介绍的图6-5、图6-6和图6-9等AVG图，第四章中介绍的CS-2型试块等。

用试块对比法定当量要求试块材质与工件材质接近，工件表面光洁度要与试块表面光洁度接近。当工件表面为圆柱面时，要求相应试块的探测面也加工成具有相同曲率的圆柱面。但实际上往往是采用第五章第二节介绍的外曲率修正的方法加以修正。

既然当量法确定缺陷大小是以人工缺陷的尺寸作为量度，因此其探伤灵敏度的调整亦是以欲探测的小人工缺陷的尺寸为基准。考虑到缺陷波波高随距离的变化，一般又是以能发现最大距离(声程)处欲探测的最小人工缺陷尺寸为基准。

例如，用平底孔的直径作为当量尺寸，探伤中要求能发现的最小当量尺寸为 $\phi 2$ 毫米，那么调整灵敏度的方法是：在具有 $\phi 2$ 平底孔的试块中，选择探测距离等于或接近被探工件厚度的一块作为调整灵敏度试块，将探头放在该试块的探测面上探测 $\phi 2$ 平底孔，调增益使该平底孔回波达一定高度。此时，仪器的灵敏度是能发现最大厚度处 $\phi 2$ 毫米平底孔缺陷。

具有合乎要求的平底孔试块，应用试块对比法来调整仪器的灵敏度和缺陷定量，是比较稳妥可靠的方法。因此这种方法一直沿用到现在，仍是一种实用的方法。其缺点是，探伤时需要携带若干笨重的对比试块，很不方便；如果被检工件的光洁度和材质并非相近，会给定量造成误差。

为了克服这些缺点，逐渐发展了用曲线图来代替对比试块的方法。例如面积-波高曲线、距离-波高曲线、分贝-面积曲线和AVG图等等。

不管当量法在使用方法上如何改进，都不能克服其固有缺点，即当量尺寸并不是自然缺陷的真实大小。自然缺陷的实际大小一般都比当量尺寸大。

(二) 以缺陷波相对底波的波高为基准的定量法

在远场区，当缺陷比声束截面小时，缺陷波波高与缺陷面积成正比；缺陷愈大，所遮挡的声束愈多，底波波高就愈低。用缺陷波波高与底波波高之比来表示缺陷相对大小的方法，就是所谓以缺陷波相对底波的波高为基准的定量法。

该方法的优点是，不必考虑探头接触状态、探测面形状、材质、耦合剂等因素的影响，不需要试块，探测灵敏度可直接在被测工件上调整，其缺点是不能定出缺陷的大小，

未考虑缺陷深度、探头直径和频率对 F/B 值的影响。但这种方法对监督缺陷的发展有一定参考价值。

(三) 以声束指向性为基础的定量法

对于面积大于声束截面或长度大于声束截面直径的缺陷，可以采用这种方法来确定缺陷的边界，从而确定缺陷的大小或长度。

基于声束指向性的定量方法有多种，在纵波探伤中常用的是6分贝法（半波高度法）和20分贝法。

1. 6分贝法（半波高度法）

半波高度法：当声束轴线移到缺陷边缘时，缺陷波波高恰好为声束轴线在缺陷中部时波高的一半，如图7-2所示。在发现大缺陷后，首先移动探头，找到缺陷最大波高，即探头在图7-2中的I的位置，然后将探头分别向两边移动，当缺陷波波高下降至最大波高的一半（相当于下降6分贝）时，记下探头中心的位置，即图7-2中的位置II和III。此时就认为声束轴线正好移到缺陷的边界，相应位置II和III声束轴线之间的距离 l 就是缺陷的尺寸。

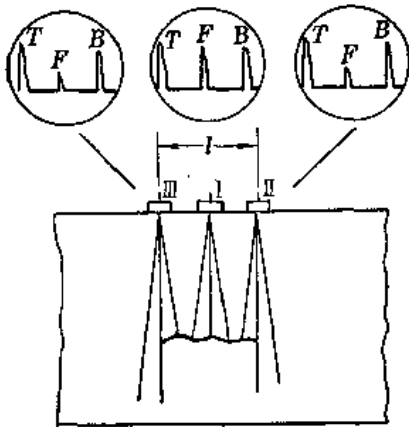


图 7-2 6分贝法（半波高度法）

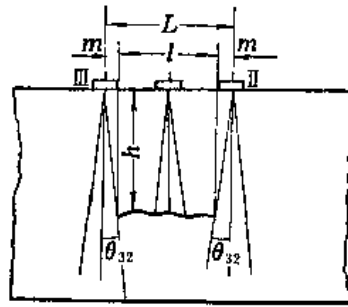


图 7-3 20分贝法

如果直接在荧光屏上比较波高，则要求仪器的垂直线性好，动态范围大，同时不能使用抑制，这样才能准确读出半波高。如果使用衰减器就不受这些限制。根据分贝的定义可知，两个波高相差一倍，近似相差6分贝。于是可以这样使用衰减器，当探头处于最大波高位置时，调节衰减器使波高达到某一特定高度（例如满刻度的1/2），调好后去掉6分贝衰减量（相当于仪器增益6分贝），分别向两边移动探头。当波高下降到特定高度时，探头位置即相当图7-2的位置II和III。所以这种方法又称为6分贝法。

2. 20分贝法

当探头从接收到最大缺陷波的位置向两边移动，假定缺陷波波高下降20分贝时，对应 θ_{32} 的声射线正好与缺陷边界相切。这样我们就可用与6分贝法相同的探测步骤来求得探头的位置II和III（见图7-3），只是将最大波高调到某一特定高度后，去掉的衰减器

● θ_{32} 为声压下降至轴线上声压的32%时对应的半扩散角。

衰减量不是6分贝，而是20分贝。此时按下式计算缺陷的尺寸：

$$\begin{aligned} l &= L - 2m \\ m &= h \operatorname{tg} \theta_{3,2} \end{aligned} \quad (7-2)$$

式中符号意义见图7-3。其中 $\theta_{3,2}$ 由下式求出：

$$\theta_{3,2} = \sin^{-1} \left(0.86 \cdot \frac{\lambda}{D} \right) \quad (7-3)$$

式中 λ —— 波长；

D —— 晶片直径。

$\theta_{3,2}$ 最好用相应深度的矩形槽试块实测求得。

20分贝法也可测定圆柱形工件中缺陷的尺寸，如图7-4所示。其缺陷尺寸由下式算出：

$$l \approx L \left(1 - \frac{h}{R} \right) - 2h \operatorname{tg} \theta_{3,2} \quad (7-4)$$

式中符号意义见图7-4。

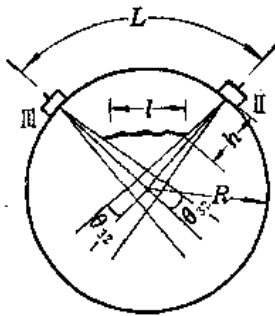


图 7-4 用20分贝法测定圆柱形工件的缺陷

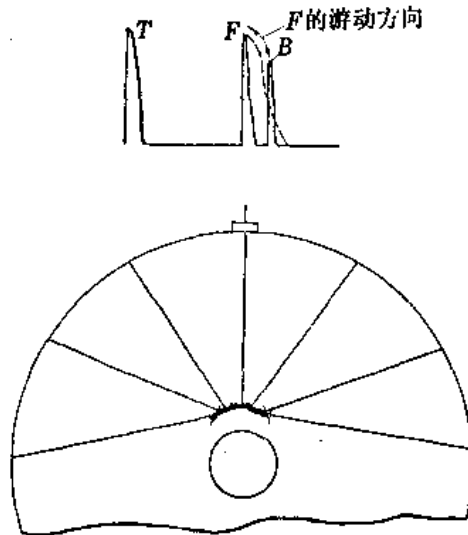


图 7-5 滑动信号作图法示意图

关于6分贝法和20分贝法的局限性和适用范围，将在横波探伤法中一并讨论。

(四) 滑动信号作图法

在检查带有中心孔的大型圆柱形锻件（例如汽轮发电机转子）时，对位于中心孔附近、面积较大的平面形缺陷可采用下述滑动信号作图法确定缺陷在横断面上的取向和尺寸。

探测时，在圆柱面上沿周向移动探头，观察缺陷的滑动信号。每隔一定距离记录一次缺陷滑动信号的声程和相应的探头位置。然后，根据这些数据在1:1的锻件横断面图上作图，便可确定缺陷尺寸。具体作法是，以探头位置为圆心，以声程为半径画弧（见图7-5），再根据所画一系列圆弧描绘出滑动信号反射点的轨迹，即可判断出缺陷的取向和尺寸。

采用此种方法时应注意下述两点：首先是要求仪器有足够的灵敏度，这样才能观察到

尽可能靠近缺陷端部的回波；第二，测量点愈多，所作反射点的轨迹愈接近缺陷实际形状。

三、缺陷的定性

缺陷性质的判断是评定工件是否符合质量要求的重要依据之一。目前广泛采用的脉冲反射式超声波探伤法中，借以发现缺陷和判断缺陷特征的主要信息就是回波。然而回波的特征与缺陷性质缺乏明显的联系。这就不如射线透视法，可以得到缺陷在底片上的投影，根据投影的形状和大小，比较容易判断出缺陷的性质。因此，在超声波探伤领域里，对缺陷性质的判断是一个比较困难的问题。在很大程度上取决于探伤人员的经验。

这里只能对缺陷定性需要考虑的几个重要方面作简要的叙述，并提供一些可供参考的特征。在实际判伤中，需要根据探伤人员的经验，综合考虑下述几方面的因素，作出比较切合实际的结论。

（一）了解工件加工工艺

工件内所形成的各种缺陷，与加工程序和装配方式（统称加工工艺）密切相关，一个工件，哪些部位易出现什么性质的缺陷及其分布状况往往具有一定的规律性，这种规律性取决于加工工艺。

例如大型转子，可以从浇铸钢锭，然后再将钢锭锻压成型这一加工工艺过程来分析其常见缺陷。钢锭浇铸时，由于液体金属中含有过量的不纯物或者浇铸温度过高，速度太慢会引起偏析；当金属液体凝固时，由于体积收缩形成晶间空隙以及气体上浮构成孔隙，产生疏松；金属液体凝固时，由于体积收缩没有来得及被金属液体填充而形成空穴——缩孔；在冶炼、浇铸时不可避免地含有或渗入一些不可熔的物质而形成夹杂物；由于含氢量过高和钢的组织转变应力、形变应力、冷却应力而产生白点；因为冶金缺陷未锻合，加热或冷却不当或工艺不当引起裂纹。大型转子的非受力端是缩孔可能存在的区域；中心和端部非金属夹杂物较多；白点多数出现在截面最大的部位；截面变化的过渡部分以及最终停锻部位，是易产生裂纹的区域。图7-6为大型转子缺陷分布的典型情况。

单就锻钢件中比较危险的缺陷——白点而言，它的产生与分布情况更能说明它与加工工艺有密切关系。比如在空气中冷却，白点多呈辐射状或随机取向（见图7-7a和c），而在热水中冷却时多呈同心圆状（图7-7b）。此外钢的某些低强度区（如区域偏析和枝晶偏析区，以及钢在轧制或锻造时的单向延伸所造成的各向异性区）对白点的形成和产生位置都起着决定性作用。就钢种而言，白点多产生在镍铬钼钢、镍铬钢、铬钢、镍钢、锰钢和其它合金结构钢与合金工具钢中。在碳素钢中，当含锰量 $\leq 0.4\%$ 和含硅量 $\leq 0.32\%$ 也可能形成白点，因此在检验这类材料时应特别注意。对于奥氏体钢和莱氏体钢，一般不会产生白点。

又如对于铸钢件，在冒口附近易产生疏松或缩孔。

（二）根据缺陷的特征分析缺陷性质

缺陷特征系指缺陷大小（面积、长度和深度）、形状、分布及密集程度。如果在探伤时对这些特征加以考虑就有助于估计缺陷性质。

有些缺陷一出现往往就是比较大的，例如铸件中的缩孔、疏松往往成片出现，探测这

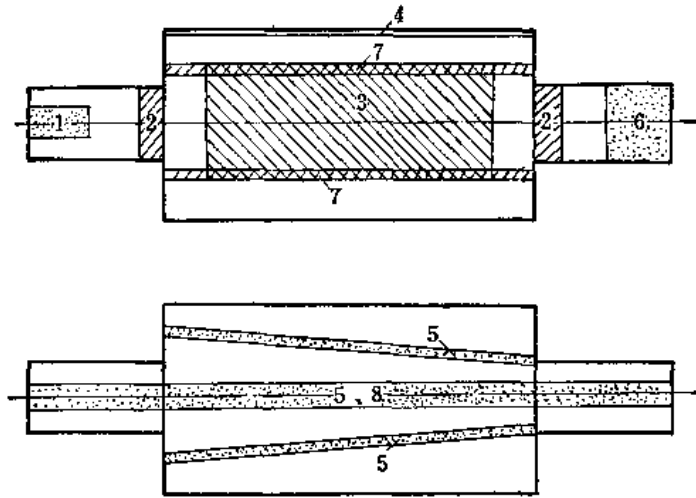


图 7-6. 转子中缺陷的常见区域

1—残余缩孔、二次缩孔；2—应力裂纹；3—白点；4—折迭；5—夹杂物；6—疏松；7—方框偏析；8—轴心裂纹

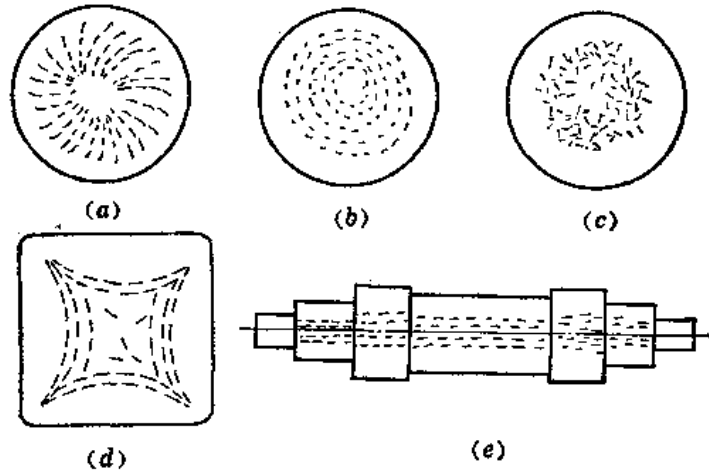


图 7-7 白点的分布规律

(a)辐射状；(b)同心圆状；(c)无一定取向；(d)在锻模中多沿偏析产生(对角线方向)；(e)在整个轴件中白点分布情况

类工件时，若发现大面积缺陷，就可以从这方面去考虑。

对于缺陷形状的分析，可分为下面两种情况。

1. 平面形缺陷

面积较大而厚度甚薄的缺陷称之为平面形缺陷。在不同探测面上探测这种缺陷，其波高显著不同。在平行缺陷的探测面上探测时，波高很高，在垂直缺陷的探测面上探测时，波高甚低，甚至不出现，如图7-8a所示。有的平面形缺陷是倾斜的，对此有时在各个方向上都能探测到，有时只有从两三个方向上能探测到。这种倾斜缺陷的特征是，随探头的移动，反射波在时基线上游动（见图7-8b）。根据游动情况和各方向探测的情况，不难判断缺陷是平面形的。

对于平面形缺陷通常可以推断为裂纹、夹层等缺陷。

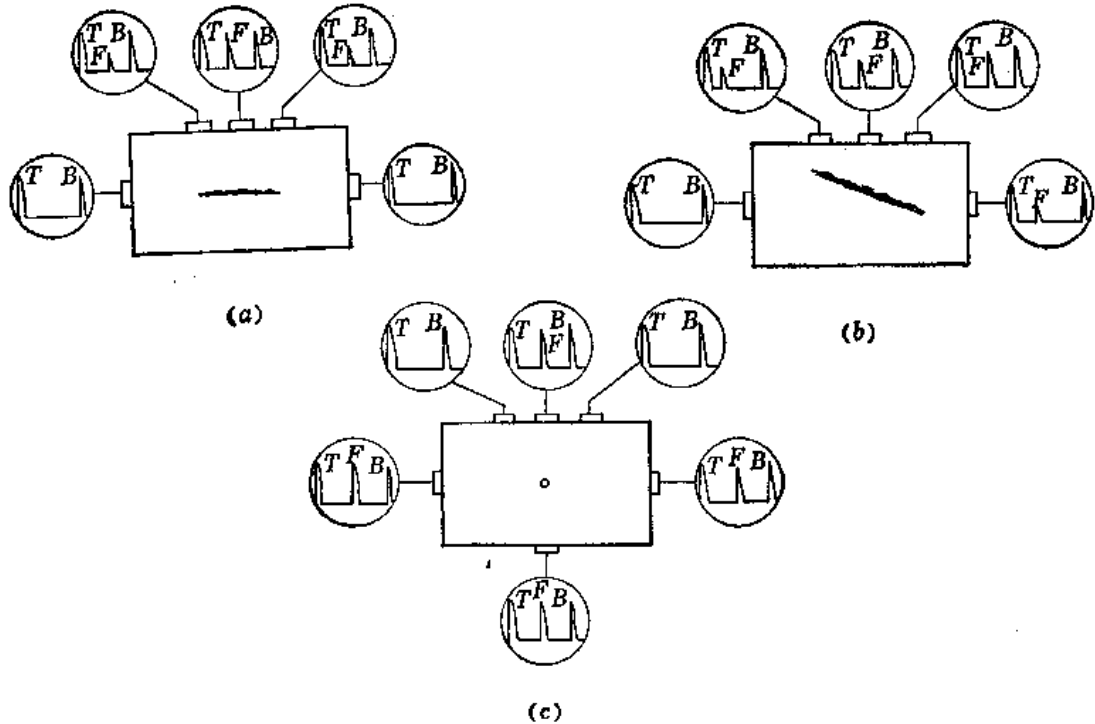


图 7-8 平面形缺陷和点状缺陷探伤示意图

2. 点状缺陷

各个方向尺寸差不多而体积又不大的缺陷称之为点状缺陷。对于这种缺陷从各方向探测都能发现，如果不考虑距离因素，从各方向探测波高变化不大，如图7-8c所示。点状缺陷可以推断为气孔、夹砂、夹渣等缺陷。

(三) 根据缺陷波波特征分析缺陷性质

所谓缺陷波波特征，包含有三方面的内容：即缺陷波的波高、形状和密集程度。

1. 缺陷波波高

缺陷在工件中形成界面，其界面对超声波的反射率取决于工件材料的声阻抗与缺陷所含物质的声阻抗之差。差值愈大，反射率愈高，缺陷波波高也就愈高，反之亦然。如工件材质是钢（声阻抗为450公斤/米²·秒），若内有象裂纹、白点、气孔等内含气体（声阻抗为0.004公斤/米²·秒）缺陷，则由于两者声阻抗相差很大，界面反射率几乎为100%，因此缺陷波很高；若缺陷介质为非金属夹杂物，例如硅酸盐（声阻抗为150公斤/米²·秒），反射率为30%左右，此时缺陷波就较低；当缺陷为金属夹杂物时，其声阻抗与钢相差无几，缺陷波更低，有时甚至不能发现。

缺陷波波高对于鉴别密集性缺陷的白点与非金属夹杂物是有参考价值的。因为白点的波高较高，当降低仪器灵敏度时（降低“增益”、加大“抑制”或增大衰减）白点的波高下降值就比非金属夹杂物的小。

2. 缺陷波的形状

有些缺陷在波的形状上亦有一定差别。以气孔和夹渣为例，气孔内含气体，相对来说界面比较平滑，界面反射率很高，因此波形陡直尖锐，如图7-9a所示；而夹渣的内含物为

非金属物质，界面反射率较低，除反射外，还有一部分声能透入夹渣层，在里面形成多次反射，每一次反射又有一部分声能透过界面返回探头，这样就有一系列回波紧跟在直接从缺陷表面返回的回波后面，再加上缺陷表面的凹凸不平，使得夹渣波在时基线上的占宽较宽，波峰上有时还带有锯齿，如图7-9b所示。一般来说，可以按上述特征来区别气孔与夹渣。但是也要注意有些夹渣，其内所含的夹杂物不一定紧贴界面，这也可能形成类似气孔的波形。

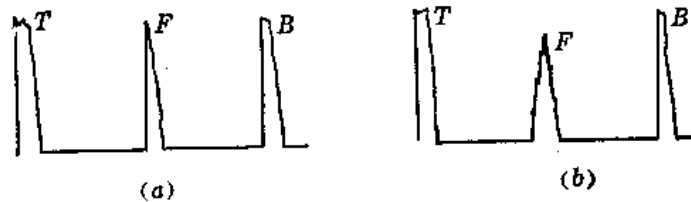


图 7-9 气孔和夹渣的波形
(a)气孔；(b)夹渣

3. 缺陷波的密集程度

在荧光屏时基线的某一范围内，出现一簇缺陷波，这是密集缺陷的象征。在纵波探伤中常遇到的是白点、轴心成群裂纹和密集性非金属夹杂物。对于区别白点与非金属夹杂物，可注意下述两个特征：

(1) 缺陷波的敏感性 缺陷被声束扫查时，是否能迅速地反应，即所谓缺陷波的敏感性。敏感与否与缺陷性质有关。

对于白点缺陷，探头稍一移动，缺陷波此起彼伏，跳跃不停，很敏感；但对非金属夹杂物，探头移动，缺陷波虽有变化，但很迟缓，有时只是左右滚动。

(2) 缺陷波的清晰度 这里的清晰度是指密集性缺陷波是否能一一分开。各波清晰可分，就认为清晰度好；反之各波前后沿彼此相连，相互之间分不开，就是清晰度差。当然清晰度与仪器和探头的分辨能力、声束的指向性有关，这里指的是在仪器、探头和声束指向性相同的条件下所做的比较。

呈密集状分布的非金属夹杂物，各缺陷间间距很小，有时彼此是衔接的。探测时，被声束扫到的各个缺陷都产生反射。由于夹杂物的形状、表面状况等因素，使反射波波形很混乱，呈现一个很宽的类似图7-9b的波形，有高低不同的许多峰，但彼此分不开，清晰度差。

白点的分布范围一般较大，彼此有一定间距，各个缺陷的形状较规则，大小较均匀，因而波形清晰，狭窄尖锐，如图7-10所示。

裂纹群在敏感性和清晰度方面，介乎于白点与非金属夹杂物之间。

另外，铸钢件中的缩孔缺陷，探测时在荧光屏上也会出现一簇波，但是其中必有一个很高，且脉冲较宽，而在它的前后簇拥着一些小波，如图7-11所示。这是因为缩孔周围集聚有许多微小的杂质所致。

(四) 根据底波波高的变化判断缺陷性质

工件内存在缺陷时，超声波被缺陷反射，使达到工件底面的声能减少，底波波高相应

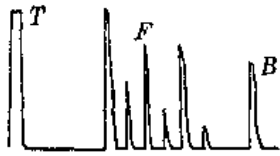


图 7-10 白点的波形

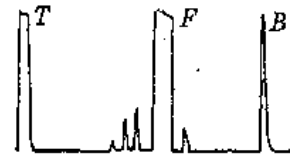


图 7-11 铸件缩孔的波形

变低，甚至消失。底波的这种变化除其他因素外也与超声波在缺陷上的散射和吸收的程度有关，从而底波的变化就与缺陷的性质也有一定关系。

当荧光屏上出现很强的缺陷波而底波消失（图7-12a）或因缺陷离探测面近，不仅看不到底波，反而出现缺陷的多次反射波（图7-12b），都是大面积缺陷的特征。这时可以从缩孔、夹层、大裂纹等方面去考虑缺陷的性质。

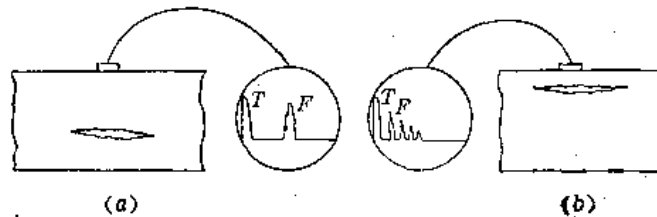


图 7-12 大面积缺陷使底波消失的情况

密集分布的白点和夹杂物对底波都有影响，但其程度不同。白点反射率高，达到底面的声能只能从白点之间的间隙通过；夹杂物透射率高，声能不仅能从间隙通过，也能从缺陷本身通过并到达底面。因此白点对底波的衰减比夹杂物大。通常由于探伤灵敏度较高，底波经常饱和，所以当缺陷较小时，很难看出底波波高的变化，此时需将灵敏度予以适当降低，以观察底波的变化，或者将扫描速度调慢，观察多次底波的变化。在同样灵敏度下，白点的多次底波下降很快，呈现的次数少；夹杂物的多次底波下降较缓，呈现的次数较多。

有时还会发现这种情况，探测出一个面积远大于声束截面的缺陷，但其回波当量又非常小，也就在 $\phi 2 \sim \phi 4$ 毫米左右，与无缺陷处比较，底波没多大变化，这种缺陷一般属于金属夹杂物。

对于铸钢件的探伤，有时会有缺陷波也没有底波，或者两者都很小。这是疏松缺陷的特征。不过，当工件内部组织粗大而引起声波散射时，也会出现这种情况，所以对二者要注意区别。方法是改用低频率试验，此时对疏松缺陷情况不会有明显变化，而对组织粗大，底波就会有明显回升。

（五）根据缺陷波的动态波形判断缺陷性质

缺陷性质不同，探头在移动过程中，缺陷反射波的变化亦不相同。这种在探头移动过程中观察反射波变化以判断缺陷性质的方法称为动态波形法。

具体做法是，选用适当的探伤灵敏度进行探测，先找到反射波为最高时的探头位置，然后前后左右移动探头，观察缺陷波波高的变化。以波高为纵座标，探头移动距离为横座标，绘出波高变化的包络线，这样的图就是动态波形图。图7-13给出了平面锻件中一些缺

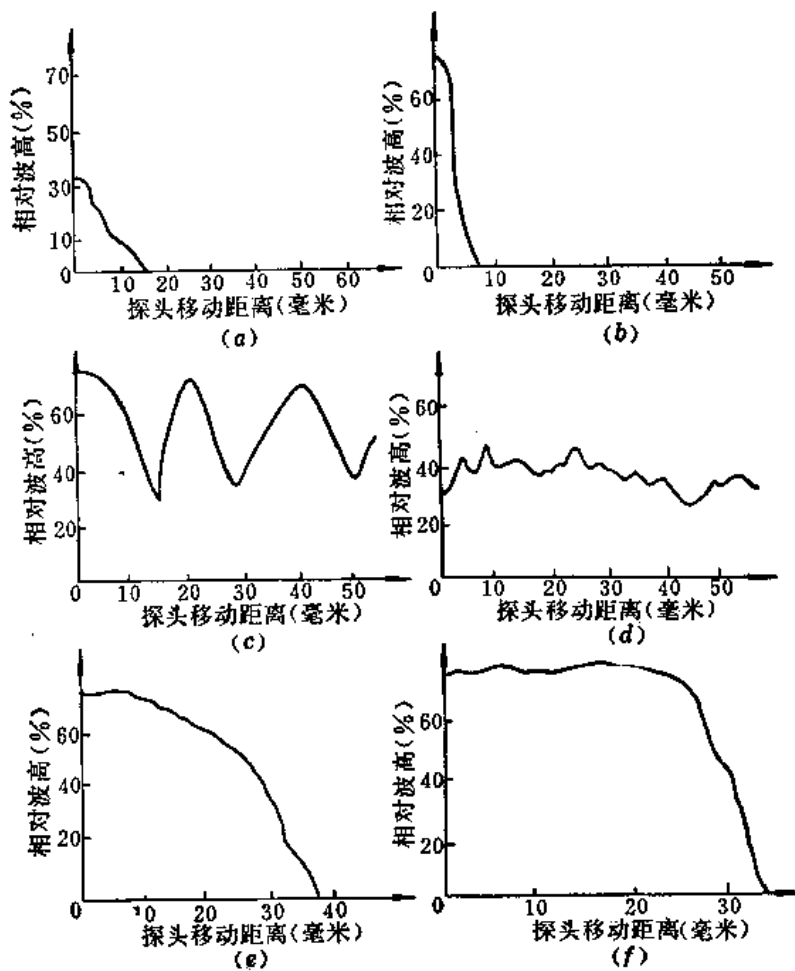


图 7-13 锻件中常见缺陷的动态波形图

(a)单个夹杂; (b)小裂纹; (c)白点; (d)非金属杂质; (e)夹层; (f)平滑大裂纹

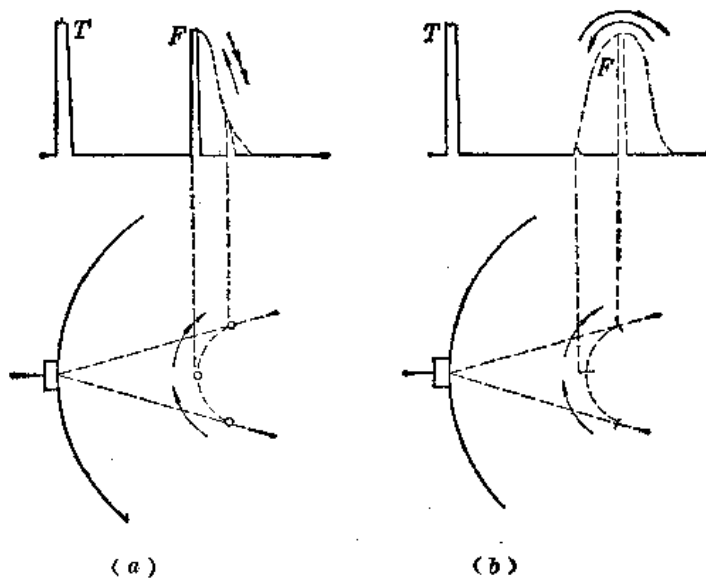


图 7-14 探测圆柱形工件时荧光屏上的缺陷动态波形
(a)圆柱形缺陷(或切向裂纹); (b)径向裂纹

陷的动态波形图，从图中可看出各种缺陷动态波形的差别。

在探测圆柱形轴类工件时，还可观察探头沿圆周移动时，缺陷反射波在荧光屏上游动的动态波形图，以确定缺陷的性质。图7-14所示为圆柱形缺陷（或切向裂纹）和径向裂纹的动态波形图（探头不动，工件转动的情况）。

缺陷动态波形比起静止的波形来，与缺陷性质的内在联系较为紧密，静止的波形不仅受缺陷性质的影响，在一定程度上又与仪器特性有关，而动态波形是波高随探头移动的变化，波形本身的形状是无关紧要的，仪器特性影响很小，主要取决于缺陷性质。因此在目前的超声波探伤中观察动态波形对缺陷定性远比观察静止波形更为重要。

四、多次反射法

前面讨论的主要是观察荧光屏上缺陷波和一次底波情况的探伤方法（只是在缺陷定性时涉及到了观察底波的多次反射）。有一些工件，需要用观察底波多次反射的变化来发现缺陷。例如，检查薄板材料中的近表面缺陷，由于仪器的阻塞特性等因素造成的盲区，用一次底波法探伤是难于或无法发现的，用多次反射法却有明显效果。

如图7-15所示，检查板材中的重皮，当探头置于无缺陷区时，底波的多次反射清晰可见，探头一移入缺陷区，多次反射条件受到破坏，底波马上消失。

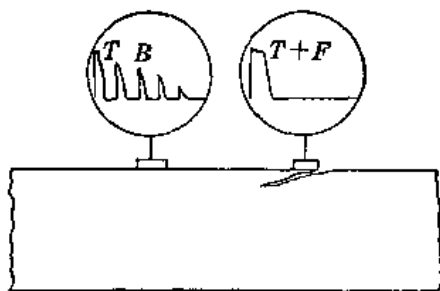


图 7-15 用多次反射法检查重皮

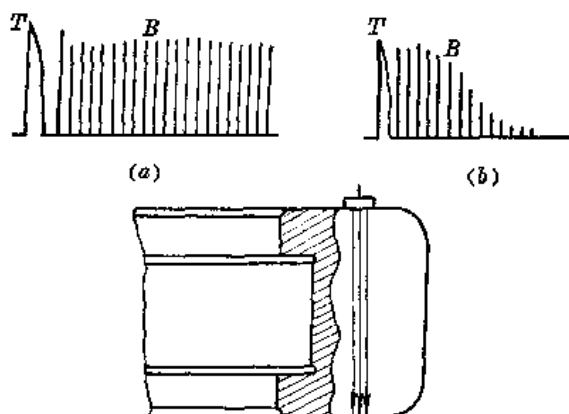


图 7-16 轴承零件的多次反射法探伤
(a)无缺陷时的波形；(b)有缺陷时的波形

在检查图7-16所示的形状较复杂，尺寸不太大的轴承零件时，如果用惯用的一次波法探伤，那怕是较大的缺陷也很难发现。如果采用多次反射法，观察多次底波的衰减，就可以有效地发现微小的群孔。

对于检查薄壁铸钢件内的疏松、缩孔等缺陷，多次反射法也是较为有效的方法。

五、双探头和双晶片探头法

对于薄工件或对近表面缺陷的检查，采用双探头法，即采用两个直探头，一个用作发射，一个用作接收的方法，是很有效的。图7-17是采用双探头探伤的示例。

为了使探伤更为有效，可使双探头相对工件表面有一定角度（通常在 12° 以内），如图7-18所示。此时在工件内虽有横波成分，但是很弱，主要成分仍然是纵波。

使用双探头在实际探伤中有所不便，所以目前多采用双晶片探头。通常双晶片探头有一个有机玻璃延迟块，它可以进一步缩小盲区的影响。另外，通过适当加工延迟块还可以

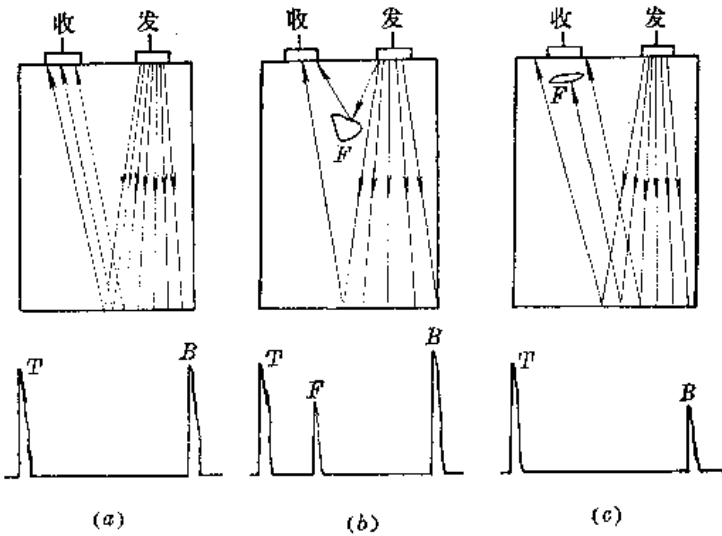


图 7-17 双探头探伤示例

(a)无缺陷；(b)中部有大缺陷；(c)缺陷靠近接收探头

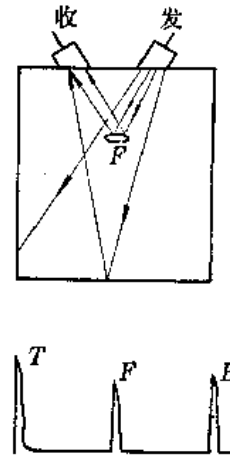


图 7-18 有角度的双探头探伤示例

使两晶片相对探测面有一倾角。

图7-19中是用双晶片探头检查铜铅合金薄壁轴瓦合金层与钢粘合质量（是否脱壳）的示例。探伤方法为多次反射衰减法。轴瓦合金组织粗大，由于散射等原因而能强烈地吸收超声波，因而声波透过粘合层射至合金底面返回的声能衰减很大，反射波次数较少。当轴瓦内存有脱壳时，超声波在脱壳处百分之百反射，使其传播限于钢壳内或只有极少部分能量进入合金层，声能损耗小，故多次反射次数多。基于此种区别即可探测出轴瓦脱壳。

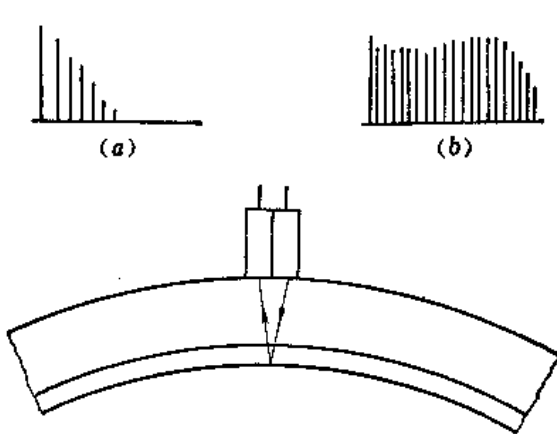


图 7-19 轴瓦衰减法探测示意图

(a)正常波形；(b)脱壳时波形

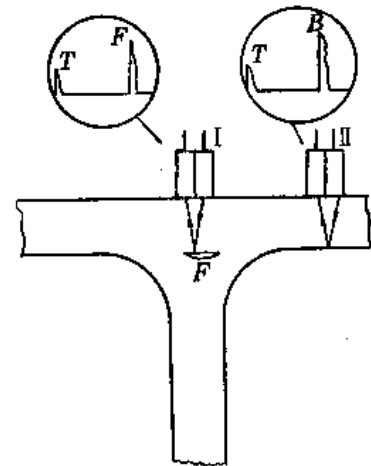


图 7-20 用双晶片探头探测T字形焊缝

双晶片探头还可用来检查大型钢梁T字形焊缝内的缺陷，特别是未焊透。如图7-20所示，探头在位置I时，如焊缝内无缺陷就无反射波；有缺陷时，就在面板上一次底波位置或其附近出现缺陷波。

第二节 横波探伤法

利用横波进行探伤的方法，称为横波探伤法。

目前产生横波的主要方法是，利用透声楔，使纵波倾斜入射至界面，在被检材料中产生折射横波。利用这种方法在被检材料中获得单一的横波，就要求纵波的入射角必须在第一临界角与第二临界角之间。如透声楔采用有机玻璃（纵波声速为 2.73×10^3 米/秒），被检材料为钢（纵波声速为 5.90×10^3 米/秒，横波声速为 3.23×10^3 米/秒），则第一临界角 $\alpha_I = 27^\circ 36'$ ，第二临界角 $\alpha_{II} = 57^\circ 48'$ 。实用的折射角范围为 $38^\circ \sim 80^\circ$ 之间。利用这种方式产生和接收横波的探头就是通常所说的“斜探头”。因此，横波探伤也叫做斜角探伤。

超声波垂直入射的纵波探伤和倾斜入射的横波探伤是超声波探伤中两种主要的方法，在许多方面它们是互相补充的。纵波探伤主要能发现和探测面平行或较大的稍有倾斜的缺陷，而对于垂直于探测面或相对探测面斜度较大的缺陷就难于发现，但横波探伤对这类缺陷就比较敏感，特别是检查类似于表面张口的裂纹缺陷。此外，纵波探伤要求工件有比较规则的几何形状，横波探伤在这方面就要求低些。因此横波探伤与纵波探伤一样，在超声波探伤中应用相当广泛。对管道对接焊缝、钢结构件焊缝、汽轮机叶轮键槽、锅炉铆接缝等的探伤大都采用横波探伤。横波探伤的基本工作方式如图7-21所示。声波从上表面倾斜进入工件、往复折转，经工件上下表面反射形成“W”形路径。如果声束在前进中没有遇到任何障碍，声波不会反射回来，荧光屏上除始波外，别无其他波形。如果在中途遇到缺陷，部分声波返回探头，荧光屏上显示出缺陷波；声束达到工件的端角，荧光屏上呈现端角波。

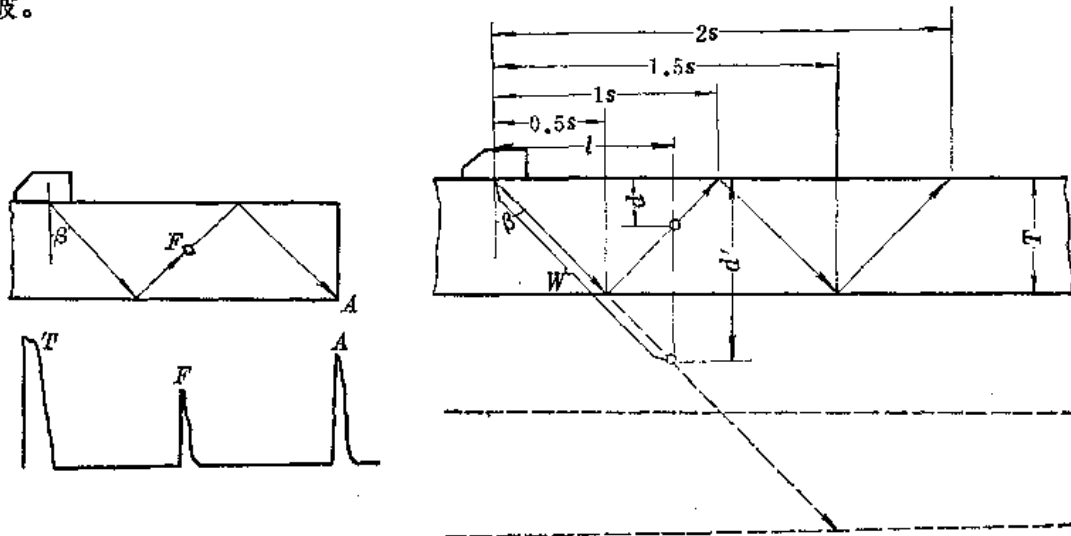


图 7-21 斜探头探伤示意图
T—始波；F—缺陷波；A—端角波

图 7-22 横波探伤中几个参数示意图

图7-22用来简单说明横波探伤中常用的几个参数。声束轴线与探测面法线的夹角为折射角 β 。声束从上表面（入射点）斜射至下表面（跨距点）所对应的在探测面上的投影距离称为0.5跨距，记为 $0.5s$ ，而后，声束又从上表面折回到上表面，这时整个投影距离称

为1.0跨距,记为1s,依此类推有1.5s、2.0s……。习惯上将0~0.5s所相应的声束称为一次波,0.5~1.0s所相应的声束称为二次波,依此类推有三次波、四次波……。缺陷在探测面上的投影点至探头入射点的距离*l*称为水平距离,缺陷至探测面的垂直距离*d*称为深度。缺陷的位置即可由这两个参数确定。由图可知,如果已知工件厚度*T*和折射角 β ,当测得缺陷波的声程*W*时,则用下式可求出表征缺陷位置的两个参数*l*和*d*:

$$\left. \begin{aligned} l &= W \sin \beta \\ &= d' \operatorname{tg} \beta \\ \text{奇数次波 } d &= W \cos \beta - (n-1)T \\ &= d' - (n-1)T \quad n=1,3,\dots \\ \text{偶数次波 } d &= nT - W \cos \beta \\ &= nT - d' \quad n=2,4,\dots \end{aligned} \right\} \quad (7-5)$$

式中 *d'*——缺陷的标称深度, $d' = W \cos \beta$ (见图7-22);

n——波次。

一、探测条件的确定

探测条件一般包括超声频率、晶片尺寸、探头角度、耦合条件以及探头与仪器的综合灵敏度等。

横波探伤中,有关探头尺寸、超声频率和耦合条件等的确定,同样遵循第五章中所述原则。这里着重讨论探头角度的选择和综合灵敏度的要求。

横波探伤中,探头角度的选择主要取决于所用波次的选择、声程范围和被检工件厚度。

横波探伤的波次一般用一、二次为好,以减少声束的折转次数,从而减少因表面粗糙造成的声能损失。

横波探伤声程范围一般应在近场以外,以利于缺陷定量,但也不能太远,因为在同一材料中横波的衰减系数比纵波大,声程过大因衰减造成的声能损失大,会影响灵敏度。一般使声程范围在 $1N \sim 5N$ 之间(*N*为近场长度)。当然在工件太厚时也可以选取较大的声程范围。

欲满足波次和声程的条件,被检工件的厚度对探头角度的选择,起着决定性作用。对于薄工件,要想用较少的波次探伤而声程范围又要适中,探头角度就需要选大些。相反,对于厚工件,探头角度就要选小些。

对于焊缝的探伤,探头角度的选择还要考虑到加强面宽度对探头移动范围的限制。在受限制的情况下,应选择适当的角度,使声束能扫查到整个焊缝断面。

综合有关资料和根据现场实验,推荐按表7-1选择探头的角度。

探头和仪器组合的综合灵敏度,对于横波探伤可在IIW试块上用R 100毫米圆弧反射波测定(参见第四章)。折射角在 60° 以下时,综合灵敏度要大于40分贝;折射角 70° 以上时,应不小于20分贝。

① 在日本文献中常称0~0.5s为直通波,0.5~1s为一次反射波,1.0~1.5s为二次反射波,与我国习惯不同。

② 欧美文献中习惯称“投影距离”。

二、扫描速度的调整

横波探伤中缺陷位置的确定不仅决定于声程 W ，还取决于折射角 β 。所以横波探伤中扫描速度的调整就比纵波探伤复杂一些，且有好几种方法。

(一) 扫描速度调整的三种方法

1. 按水平距离调整扫描速度

通过调整，使时基线刻度按一定比例代表反射点的水平距离 l ，即根据缺陷波在水平刻度线上的位置可直接读出缺陷的水平距离。

2. 按深度调整扫描速度

通过调整，使时基线刻度按一定比例代表反射点的深度 d ，即根据缺陷波在水平刻度线上的位置可直接读出缺陷的深度。

3. 按声程调整扫描速度

通过调整，使时基线刻度按一定比例代表反射点的声程 W ，即根据缺陷波在时基线上的位置可直接读出至缺陷的声程。

第一种方法在欧美使用较普遍，第二种方法在我国机械系统使用较多，并因此而提出了一种 K 值探头系列，第三种方法在我国电力系统中应用较普遍。对某些部件探伤时，声程对判伤具有重要作用，这时按声程调整扫描速度就具有显著优点。

(二) 调整方法

1. 利用端角调整扫描速度的方法

它是一种比较原始的方法。如图7-23所示，在一个平板试块上，将探头从边缘开始往后移动，荧光屏上首先出现一次波扫描到下端角的反射波I；将探头再往后移时，反射波I消失，又出现二次波扫描到上端角的反射波II；依此类推，探头继续往后移时，还会交替出现反射波III、IV……。如果只用一、二次波探伤，则可用“水平”和“深度”旋钮将反射波I和II分别调到水平刻度“4”和“8”的位置。如果用三次波探伤，则可将反射波I、II和III分别调到水平刻度“2.5”、“5”和“7.5”的位置。

表 7-1 折射角的选择

| 工件厚度(毫米) | 折 射 角 |
|----------|---------|
| 10以下 | 80° |
| 10~25 | 70° |
| 25~60 | 50°~60° |
| 60以上 | 45° |

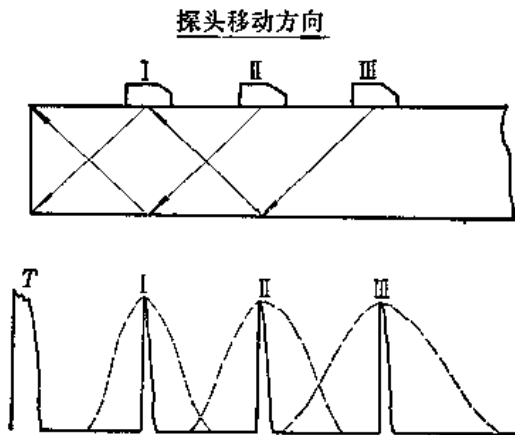


图 7-23 利用端角调整扫描速度

这种调整方法实际上是按厚度（深度）调整扫描速度。每两个波之间的距离相当于一个厚度。当然，用这种方法按声程或水平距离调整扫描速度也是可以的，只需算出一次波、二次波、三次波等所相应的声程 W 或水平距离 l ，将各次反射波调到与声程或水平距离成一定比例的水平刻度位置即可。

用端角方法的最大缺点是准确度差，波次用得愈多，愈不准确。特别是当用大角度探头时，由于在端角处发生波型转换，往往反射波最高时，主声束并不一定刚好对准端角，其误差就更大。所以这种方法已不常使用，只是在一时找不到合适的其他试块时，可以参考使用。

2. 利用浅纵孔调整扫描速度的方法

它是在端角法基础上改进的一种方法。如图7-24所示，在一个平板试块上钻有浅纵孔（例如JIS-STB-A2试块）将探头放在位置I，用一次波扫描找到浅纵孔反射波I；在位置II用二次波扫描找到浅纵孔反射波II；依此类推，可得到反射波III、IV……。将这些波根据深度、水平距离或声程按一定比例调到水平刻度的适当位置上，扫描速度即调整好。

在这种调整方法中，由于反射面减小，扫描速度调整精度大为提高，但在大角度时，仍存在与端角法同样的缺点。

此外，还有在试块上开一浅矩形槽或三角槽来调整扫描速度，调整方法基本上都与利用浅纵孔的方法类似。

3. 利用横孔调整扫描速度的方法

如图7-25所示，在一个有一定宽度和厚度的试块上钻一横孔（例如ASME试块），将探头放在I、II、III、IV……等位置上，都可获得横孔的反射波，其代表的深度、水平距离或声程都不相同。只要将这些波，根据所选扫描速度的调整方法，按一定比例调到水平刻度适当的位置上，则水平刻度就可分别表示深度、水平距离或声程。

除图7-25所示横孔试块外，还可利用图7-26所示试块来调整扫描速度。试块上钻有一排孔径相同的横孔。每一孔代表一种深度、水平距离或声程，这样调整起来较为方便。

例如探头折射角为 45° ，要求水平刻度代表深度，比例1:1。这时将探头分别对准深度20毫米和80毫米的孔，调“水平”和“深度”旋钮，使它们的反射波分别处于水平刻度

“2”和“8”的位置，则扫描速度即调整好。

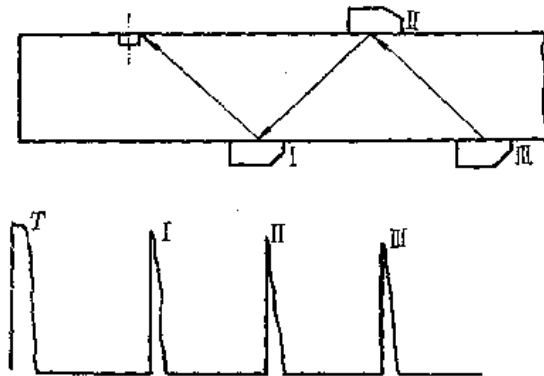


图 7-24 利用浅纵孔调整扫描速度

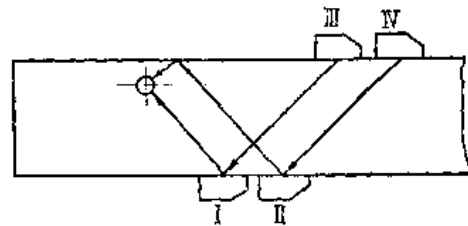


图 7-25 利用横孔调整扫描速度（A）

对于横孔，声束不管从那个角度射来，都是圆柱面反射，其声程都是沿探头入射点至横孔圆心的连线，不会出现明显的波型转换，因此这种调整扫描速度的方法准确度较高，在实际探伤中也愈来愈多地应用。

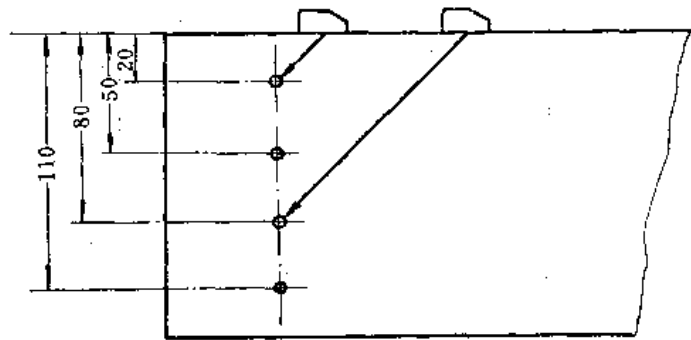


图 7-26 利用横孔调整扫描速度 (B)

4. 利用带有圆弧面的试块调整扫描速度的方法

在第四章中已介绍了数种带有圆弧面的试块，例如IIW试块、IIW₂试块，以及比较常用的R40半圆试块。其圆弧面的作用之一，就是用于横波探伤时调整扫描速度。其调整方法参见第四章。

用这种试块调整扫描速度，探头折射角对调整精度无影响。只要探头入射点一经对准圆弧面的圆心，在荧光屏上就会同时出现数个各自代表不同固定声程的反射波，利用这些反射波即可调整扫描速度，不像前述方法那样，在调整过程中要反复移动探头位置以获取不同声程的反射波。

不难理解，这种方法最适合于按声程调扫描速度。通过计算也可以实现按深度和水平距离调整扫描速度。

三、缺陷位置的确定

如前所述，横波探伤中缺陷位置的确定，决定于探头入射点的位置、折射角 β 和声程。式(7-5)是缺陷定位的基础。在实际探伤中为了操作方便，都力求避免一些繁杂的计算，采用了定位尺方法和面板图示的方法。下面以焊缝探伤为例分别予以介绍。

在焊缝探伤中，探头入射点的位置是以焊缝中心线至探头入射点的距离来确定的，这个距离叫做“探头距离”，探头距离在探伤时可以用尺子测量。

(一) 定位尺法

1. 声程标尺可以转动的定位尺 (A型定位尺)

图7-27为这种定位尺的示例。尺上面的横轴表示水平距离。左侧的纵轴表示板厚，同时也表示标称深度 d' 。右侧的弧线是以座标原点为圆心画的圆弧，上面有折射角刻度。斜着的是一条可以转动的声程标尺，其转动轴心与座标原点重合。使用时，按所用探头折射角，将声程标尺对准相应的角度上，根据荧光屏上读出的声程值，即可在标尺上读出缺陷的标称深度和水平距离。

例如用折射角 $\beta = 70^\circ$ 的探头探测厚为20毫米的焊缝，发现一缺陷，其反射波在荧光屏上的声程为75毫米。确定缺陷位置时，转动声程标尺对准 70° ，声程标尺75毫米对应的纵座标即为缺陷标称深度。对应的横座标即为水平距离。从图7-27可以看出深度为26毫米，水平距离为71毫米。因板厚只有20毫米，标称深度26毫米的缺陷显然是二次波探到的，按式(7-5)可求出缺陷距探测面的真实深度 d 为：

$$d = 20 \times 2 - 26 = 14 \text{ 毫米}$$

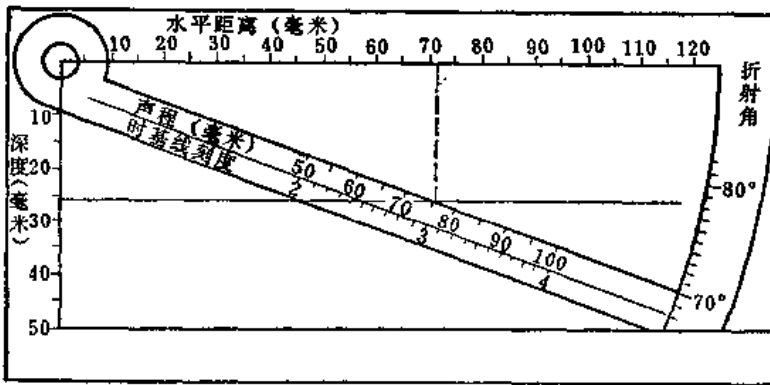


图 7-27 声程标尺可以转动的定位尺

这种定位尺的优点是可以适用于各种角度的探头，缺点是在判断缺陷在焊缝中的位置时不太直观，特别是对用二次波发现的缺陷，实际深度还要通过计算才能求得。

2. 声程标尺固定的定位尺 (B型定位尺)

图7-28为这种定位尺的示例。尺身上面的横轴表示探头距离，也可以利用它读出缺陷的水平距离。尺身左边的纵轴表示缺陷深度。尺身上画的折转一次的斜线代表主声束的一次波和二次波，其上面的标尺代表声程。为了适应板材壁厚的变化，二次波线画了三条，每一条代表一种厚度。斜线的倾斜角度等于折射角 (图7-28是60°)。尺身上镶有一透明的游动标尺，游标上画有焊缝剖面图及焊缝中心线，中心线上也可以刻出缺陷深度标尺。

探伤中发现缺陷时，用尺量出探头距离，从荧光屏上读出缺陷波的声程值，即可在尺上定出缺陷的位置。

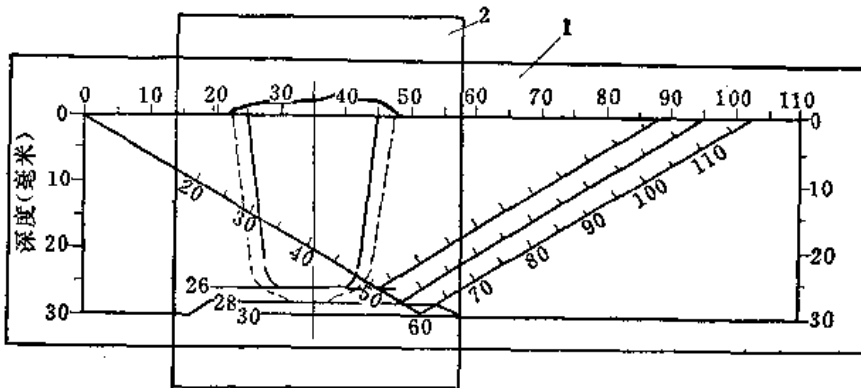


图 7-28 声程标尺固定的定位尺
1—尺身，2—游动标尺

例如用折射角 $\beta = 60^\circ$ 的探头探测厚度为28毫米的焊缝，发现一缺陷，其反射波在荧光屏上的声程为30毫米，量得探头距离为35毫米。确定缺陷位置时，移动游标，使游标上的焊缝中心线对准探头距离35毫米处，声程线30毫米处即为缺陷位置。从尺上可明确看出，该缺陷在熔合线上，从而可以帮助判断缺陷性质。不难理解，按水平距离或深度调整扫描速度，也可以使用这种定位尺，这里不再叙述。

这种定位尺的优点是判断缺陷位置非常直观，不需要任何的计算。缺点是对每一种折射角和各种规格的焊缝，要制作一个专用的定位尺，不能通用。

3. 固定在探头上的定位尺

图7-29为固定在探头上的一种定位尺。它由基尺和透明的滑尺组成。基尺的纵轴代表钢板的厚度或缺陷的深度；基尺的横轴代表探头入射点至缺陷的水平距离，有两种刻度，即比例为1:1的0~250毫米刻度及与荧光屏水平刻度相应的0~5刻度。根据探头的折射角，在基尺上从相当于探头入射点的0位置，向上划一条斜线，这条线代表一次波。滑尺上相应的斜线代表二次波、三次波。根据被探试件厚度调整滑尺的位置，使一次波与二次波斜线相交在相应的厚度坐标上。不同折射角的探头，所固定的定位尺斜线的角度也不同，即每一种折射角的探头要配制一个专门的定位尺。

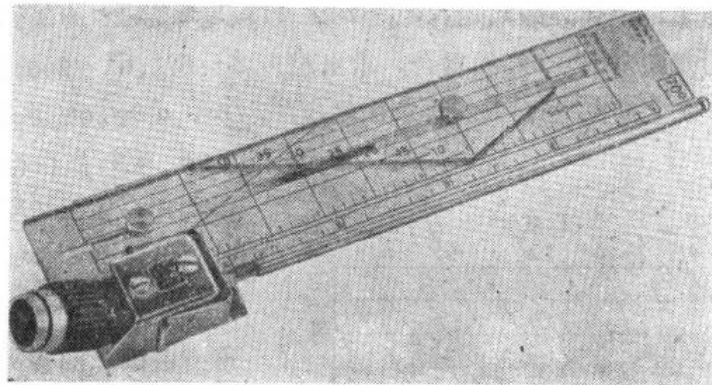


图 7-29 固定在探头上的定位尺

现以折射角为70°的定位尺，探测厚度30毫米的钢板焊缝为例，说明其用法（见图7-30）。

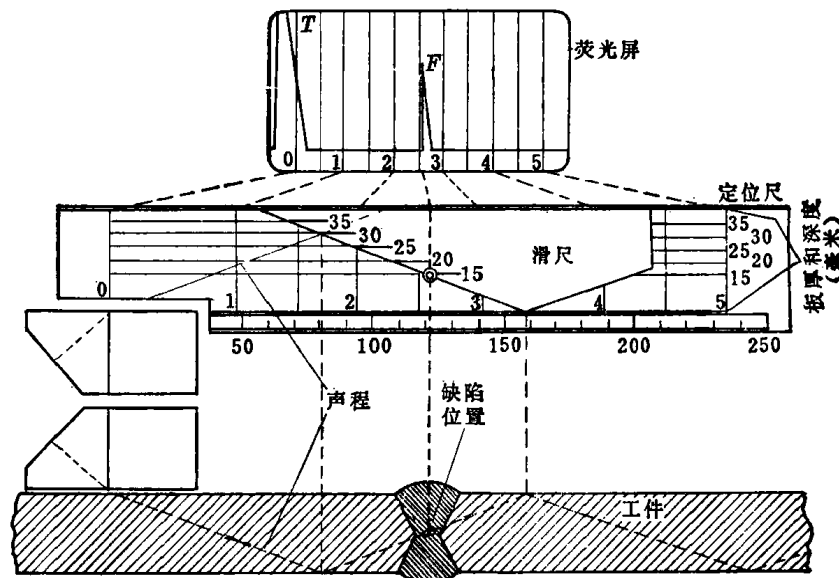


图 7-30 固定在探头上的定位尺的使用

(1) 按水平距离调整好仪器的扫描速度,使荧光屏水平刻度所代表的水平距离与定位尺上两种横轴刻度相对应。

(2) 调整滑尺位置,使基尺上的一次波线与滑尺上的二次波线相交于30毫米厚度座标线上。

(3) 探测焊缝时,设缺陷波出现在荧光屏上时基线2.6格处,在尺上可立即读得缺陷的深度为15毫米,水平距离为122毫米,或者就在工件上相应于定位尺横轴座标2.6处作一记号,表示缺陷就在工件此位置的下面,深度约15毫米。

(二) 面板图示法

这种方法是在荧光屏前加装一块用透明有机玻璃制作的面板,面板上画有定位图,如图7-31所示。板上纵座标表示折射角 β ;横座标也就是水平刻度线,代表水平距离 l ;斜线代表不同的板厚 T ,也代表缺陷标称深度 d' 。以深度 $d'=20$ 为例说明斜线的画法:如图7-31所示,按时基线与 $\beta=67^\circ$ 线重合,求出相应 $\beta=67^\circ, d'=20$ 的距离 $l_1=20\text{tg}67^\circ \approx 47$,按 l_1 值在时基线上描出一点 P_1 。再求出相应 $\beta=76^\circ, d'=20$ 的水平距离 $l_2=20\text{tg}76^\circ$

≈ 80 。按 l_2 值在相应 $\beta=76^\circ$ 的水平线上描出一点 P_2 。 P_1, P_2 两点的连线即为对应深度 $d'=20$ 的斜线。根据被探工件的厚度和所用探头的实际折射角(由试块测得),可在定位面板上画出相应焊缝的厚度范围。现以折射角为 71° 、工件厚度20毫米为例说明其绘制方法。通过折射角 71° 线与工件厚度20毫米线的交点画一垂线(图中虚线所示),代表工件底面;再通过折射角 71° 线与两倍厚度40毫米的交点处画一垂线,代表工件表面,该两垂线即确定了相应焊缝的厚度范围。

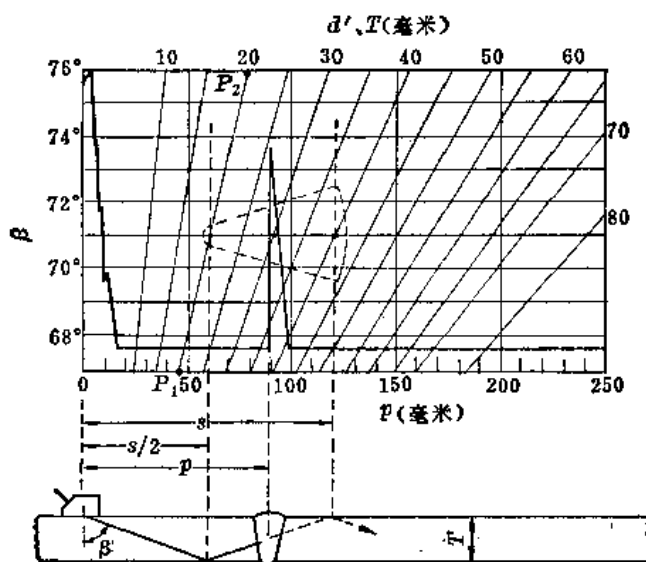


图 7-31 面板图示定位法

定位方法如下:

(1) 按面板横座标所示的水平距离刻度调整好扫描速度。

(2) 探测时,出现在相应焊缝厚度范围内的反射波即为缺陷波。缺陷波前沿与横座标的交点即为水平距离(图中为90毫米)。

(3) 缺陷波前沿与 $\beta=71^\circ$ 水平线的交点所对应的厚度值即为缺陷的标称深度 d' 值(图中为30毫米),表面对应的 T 值减去 d' 值即为缺陷深度 d 值,即 $d=40-30=10$ 毫米。

(三) K值探头定位法

国内在焊缝探伤中,在按深度调整扫描速度和对缺陷定位的过程中,总结出一种K值探头定位法。

从式(7-5)可知 $l=d'\text{tg}\beta$,令 $\text{tg}\beta=K$,则

$$l = K d' \quad (7-6)$$

可以这样来设计探头, 选择适当的折射角 β , 使 $K=1.0, 1.5, 2.0, 2.5$ 和 3.0 等易于心算的数值。这样, 在探伤中只要从荧光屏上读出了缺陷的深度 d' , 立即可由式(7-6)心算出水平距离 l 和 d 。根据探头的入射点位置即可定出缺陷的位置。

这种 K 值探头定位的方法优点是: 一般来说, 可以免去烦琐的计算, 也不必用油污的手去拉定位尺。缺点是判断缺陷的位置不直观, 用二次波、三次波探伤和用 $K=1.5$ 和 2.5 的探头探伤时心算不太容易, K 值探头所相应的折射角偏大而可供选择的余地较小。

(四) 周向探测管材时缺陷的定位

斜探头沿圆周方向探测即横向探测时, 由于管面是弯曲的(见图7-32), 缺陷定位显然要比平板断面要复杂一些。同样深度的缺陷所相应的声程和水平距离都比平板时要长, 要适当修正。对于一次波, 有:

$$\left. \begin{aligned} \frac{W_1}{K_w} &= \frac{T}{\cos\beta} \\ \frac{l_1}{K_l} &= T \tan\beta \end{aligned} \right\} \quad (7-7)$$

式中 W_1, l_1 ——分别表示一次波的声程和水平距离;

T ——工件厚度;

β ——探头折射角;

K_l ——水平距离修正系数;

K_w ——声程修正系数。

对于二次波, 有:

$$\left. \begin{aligned} \frac{W_2}{K_w} &= \frac{2T}{\cos\beta} \\ \frac{l_2}{K_l} &= 2T \tan\beta \end{aligned} \right\} \quad (7-8)$$

式中 W_2, l_2 ——分别表示二次波的声程和水平距离。

K_w, K_l 与 T/D (D 为管材外径)的关系可由图7-33中查得。

如果扫描速度是按声程调整的, 探测时缺陷的声程可以从荧光屏上读出, 对一次波发现的缺陷, 缺陷深度 d 可由下式求出:

$$d = \frac{W_1}{K_w} \cos\beta \quad (7-9)$$

式中 W_1 ——缺陷波声程。单凭式(7-9)尚求不出缺陷深度, 因为 K_w 本身也是 d 的函数。为了简便起见, 一般取横座标为 $T/(2D)$ 在图7-33中查得 K_w , 代入式(7-9), 求出缺陷的近似深度 d 。为了精确些, 也可按下述原则查 K_w , 再求出缺陷深度 d 。

当缺陷波声程 W_1 接近 $1/4 W_1$ 时, 取横座标为 $T/(4D)$;

当缺陷波声程 W_1 接近 $1/2 W_1$ 时, 取横座标为 $T/(2D)$;

当缺陷波声程 W_1 接近 $3/4 W_1$ 时, 取横座标为 $3T/(4D)$;

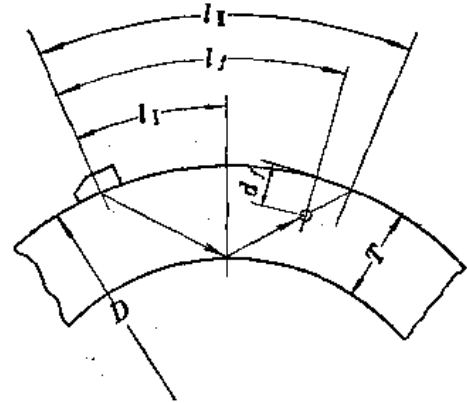


图 7-32 周向探测管材示意图

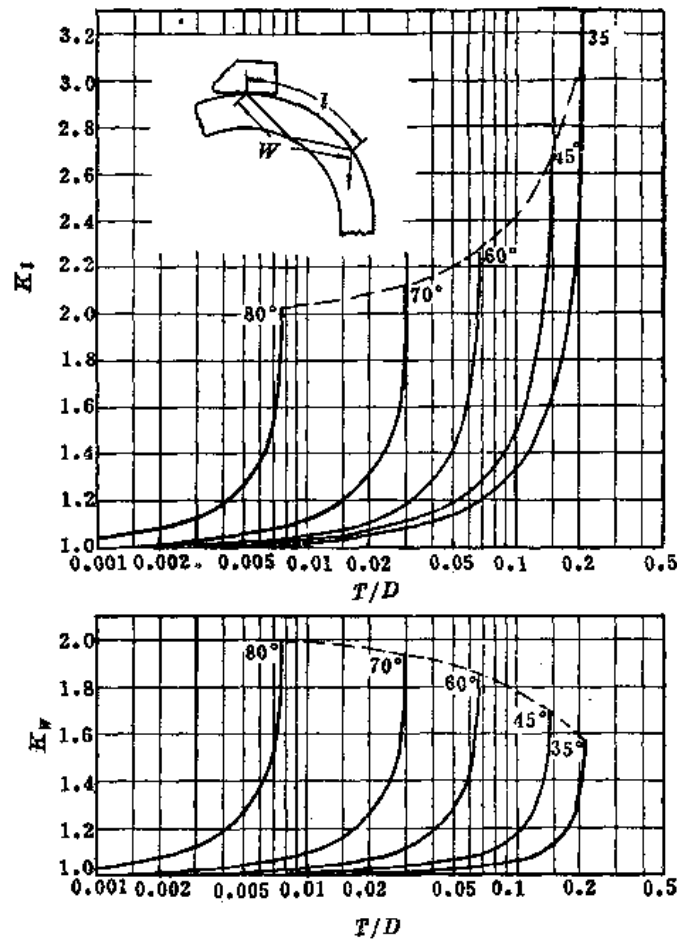


图 7-33 声程和水平距离的修正系数

当缺陷波声程 W_r 接近 $1 W_r$ 时，取横坐标为 T/D 。

对于用二次波发现的缺陷，缺陷深度 d 可由下式求出：

$$d = \frac{1}{K_w} (W_r - W_f) \cos \beta \quad (7-10)$$

查 K_w 的原则与一次波类似，只是在按上述原则查 K_w 时不用 W_r 与 W_r 比较而用 $W_r - W_f$ 与 W_r 相比较。

缺陷的水平距离 l_f 由下式求出：

对于一次波
$$l_f = \frac{K_1}{K_w} W_f \sin \beta \quad (7-11)$$

对于二次波
$$l_f = l_r - \frac{K_1}{K_w} (W_r - W_f) \sin \beta$$

式中 K_1 、 K_w 的查法与计算 d 时相同。

另外根据管材实际尺寸，实测声程和折射角度用几何作图法对缺陷定位也是可行的。

四、缺陷的定量

一般来说，横波探伤中缺陷的定量问题与纵波探伤类似。但是，横波探伤法的主要应用之一是检验焊缝的质量，焊缝探伤中的定量问题较一般纵波探伤有许多不同之处，所以

本节着重讨论用横波探伤法检验焊缝质量时的定量问题。

由于缺陷的定量与灵敏度调整和缺陷判废标准有关，这里也适当作些说明。

(一) 距离-波高曲线定量法

有些国家在焊缝探伤中采用距离-波高曲线对缺陷定量。这种曲线是画在透明板上，使用时镶嵌在荧光屏前。

图7-34所示的距离-波高曲线就是一例。制作这种曲线要具有浅纵孔试块（例如JIS-STB-A2型试块）或横孔试块（例如ASME试块）。探头放置如图7-35所示。首先要按声程调整好仪器的扫描速度，在每差6分贝的各灵敏度下，将探头分别放在图7-35a所示的位置，测出浅纵孔或横孔回波波高并在面板上作一标记。将相同灵敏度下探头在各位置时测出的脉冲顶点连接起来，即成若干条曲线，称为“回波波高区分线”。使用浅纵孔试块

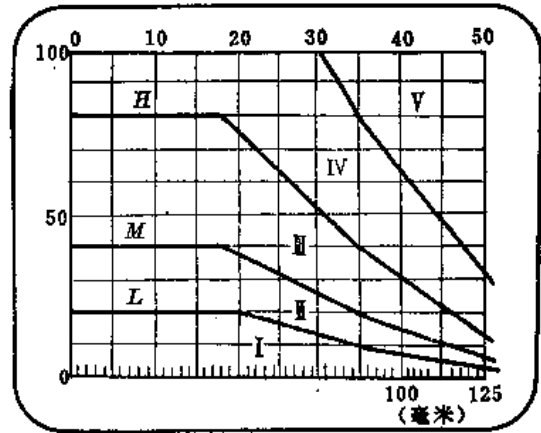


图 7-34 距离-波高曲线示例 (A)

时，0.5跨距以内的波高均视为0.5跨距处的回波波高。使用横孔试块时，1/8跨距以内的波高均视为1/8跨距处的回波波高。

选取从下方算起至少是第三条的曲线为H线，作为灵敏度调整基准线。H线的高度在有效使用声程范围内不得低于满刻度的40%。把低于H线6分贝的区分线定为M线，低于12分贝的区分线定为L线。把由这些曲线分割的区域编上罗马序号I、II、III、……（见图7-34）。

这种距离-波高曲线也可以在投入深度补偿的情况下实测。

探伤时，要调整增益使浅纵孔或横孔的回波波高达到H线，作为探伤灵敏度。在使用

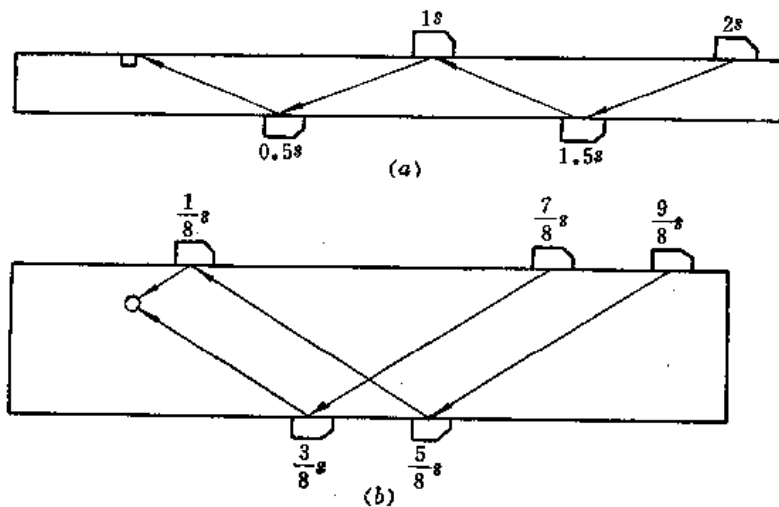


图 7-35 制作距离-波高曲线的试块及探头位置

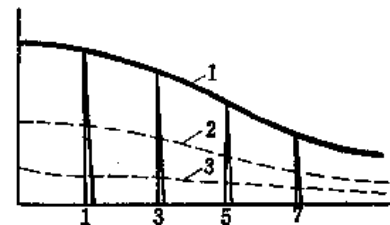


图 7-36 距离-波高曲线示例 (B)

浅纵孔试块和折射角 45° 探头时,要在此基础上将增益提高6分贝作为探伤灵敏度。根据缺陷波波峰所达到的区域及测定的长度决定缺陷的等级,从而决定焊接质量合格与否。这些在专门标准上都有规定,这里不再赘述。

距离-波高曲线的另外一种形式如图7-36所示,它是用图7-35b所示的横孔试块绘制的。探头放在 $3/8$ 跨距位置,将横孔回波波高调到满刻度的75%高度,作为起始灵敏度。在此灵敏度下,将探头放在其它各位置并测出波高,连成曲线(如图7-36中的曲线1)。然后将这条曲线上的各点的高度分别下降至50%和25%,相当于分别衰减6分贝和12分贝,再各连成曲线(如图7-36中曲线2和3)。这样将荧光屏分成了三个区域。根据缺陷波波高所达到的区域及测得的缺陷长度,决定焊接质量的合格与否。

(二) AVG法

AVG法在第六章中已作了详细论述,但是,如前所述,焊缝探伤的声程范围大都选在 $1N \sim 5N$ (N 为近场长度)之间,而有效使用声程范围又都在 $1N \sim 3N$ 之间。这区间,理论上的计算已不适用,而且对声场的均匀性,激励的不均匀性及发射脉冲的频谱比较敏感,正如在第六章中所指出的,要想比较严谨的使用AVG法,最好就自己的探头和仪器组合,通过在标准试块上实测绘出AVG曲线。

绘制实测AVG曲线时可使用如图7-37所示的三角形试块,其材料用20号优质碳素钢,直角边侧面钻有等直径的平底孔,孔深为10毫米,孔距为25毫米。一套若干块,每块上一种平底孔直径,孔径范围2~6毫米。试块的斜角 β 应等于探头的折射角。

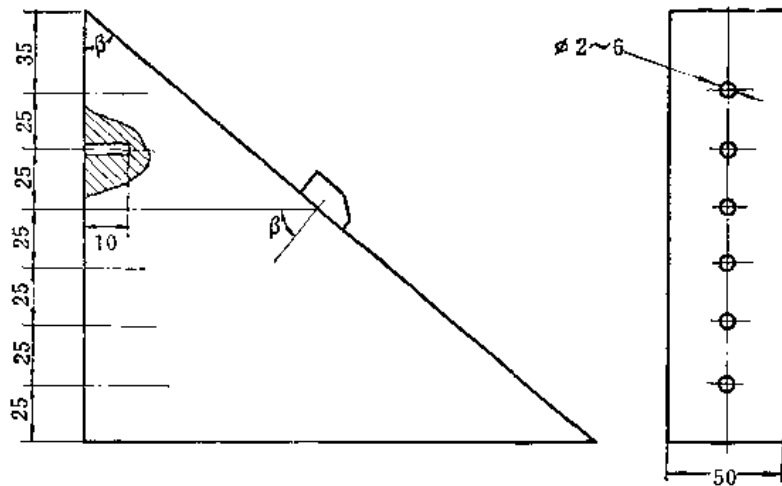


图 7-37 三角形试块

测试方法和步骤如下:

(1) 按声程调好扫描速度。

(2) 确定起始灵敏度。将R40半圆试块的圆弧面反射信号定为40分贝,作为基准调整仪器的起始灵敏度。即将衰减器投入40分贝,探头置于R40半圆试块上,入射点对准圆心,调“增益”旋钮,使荧光屏上显示的圆弧面反射信号调为某一特定高度(一般取满刻

度的1/2)。然后去掉这40分贝衰减量，此时即为起始灵敏度●。

(3) 探头置于 $\phi 2$ 平底孔的三角形试块的斜面上，移动探头，依次对准各声程下的平底孔，调衰减器，将各声程下的平底孔反射信号均调为同一特定高度。记录各声程下的衰减器分贝数，得一组数据。

(4) 探头分别置于 $\phi 2.5$ 、 $\phi 3$ 、 $\phi 3.5$ 、 $\phi 4$ 、 $\phi 5$ 、 $\phi 6$ 等平底孔三角形试块的斜面上，重复第(3)项步骤，得几组数据。

(5) 在半对数坐标纸上，以横坐标(对数坐标)表示声程，以纵坐标表示反射信号的波高(单位为分贝)，将第(4)、(5)项步骤所测各组数据标入座标纸上，并把同一平底孔直径的点连成一条线，即形成一簇代表不同当量平底孔的距离-波高曲线。图7-38即为一例。

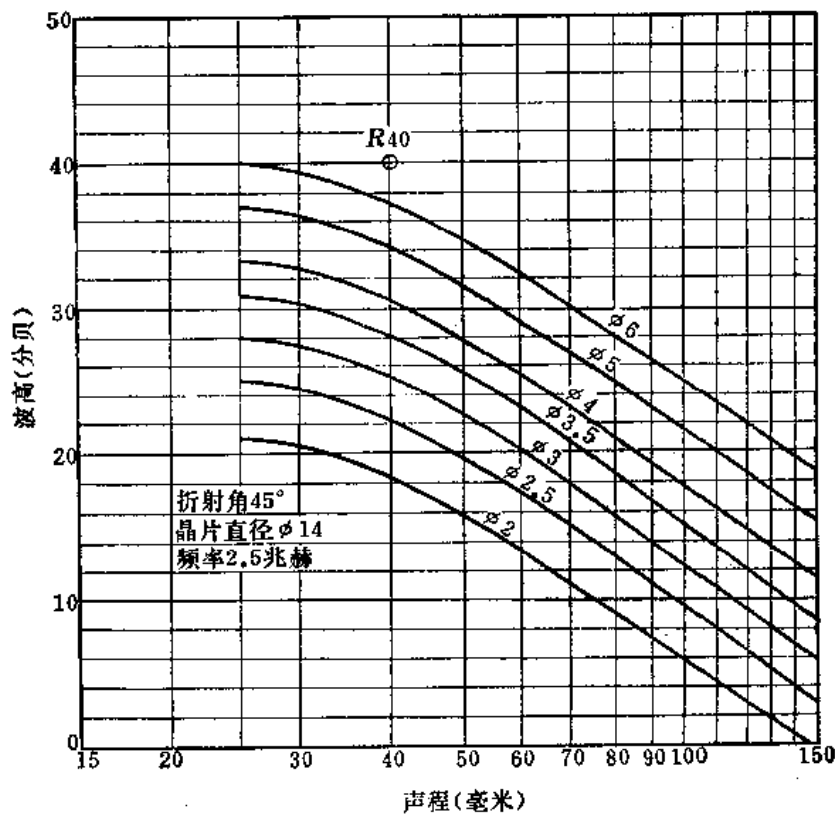


图 7-38 实测斜探头AVG曲线示例

有了实测的AVG曲线，探伤时便可用于查缺陷的当量大小。

为了使用方便，也可以用实测的方法绘制AVG曲线标尺面板。其方法如下：

(1) 调好仪器扫描速度。

(2) 确定起始灵敏度。仍以R40半圆试块的圆弧面反射信号为基准，即衰减器投入适当的衰减量，将R40半圆试块圆弧面的反射信号调为满刻度的1/2高，然后去掉这衰减，

● 可以用其他试块(例如IIW₂)的圆弧面反射信号为基准，也可以用三角试块最大声程、最小直径平底孔的反射信号为基准。这里是以R40半圆试块为例。

以此为起始灵敏度。具体投入衰减量视去掉衰减后探测 $\phi 2 \sim \phi 6$ 等缺陷时缺陷波以适当波高呈现在面板上为准。

(3) 将探头分别放在 $\phi 2.0$ 、 $\phi 2.5$ 和 $\phi 3.0$ 毫米平底孔的三角试块斜面上, 逐点测不同声程下各平底孔, 记录各平底孔反射信号在荧光屏上的声程及波高。连接同一当量的波高点, 即成为 $\phi 2.0$ 、 $\phi 2.5$ 和 $\phi 3.0$ 当量的曲线。

根据AVG原理, 在平底孔尺寸较小的情况下, 孔径每差一倍, 相差12分贝。故可在起始灵敏度基础上衰减12分贝(降低了灵敏度), 重复在 $\phi 2$ 和 $\phi 3$ 平底孔试块上测试, 画出另两条曲线。这两条曲线在起始灵敏度下, 分别相当于 $\phi 1$ 和 $\phi 1.5$ 当量。这样, 就给成了具有一簇曲线的AVG曲线标尺面板(如图7-39)。同样根据孔径每差一倍, 相差12分贝的道理, 每一条曲线又分别标注了大一倍孔径的当量尺寸(见图7-39), 用这样的当量尺寸定量时, 仪器灵敏度要降低12分贝。这样一来, 一幅面板就可以容纳 $\phi 1$ 到 $\phi 6$ 的当量值。

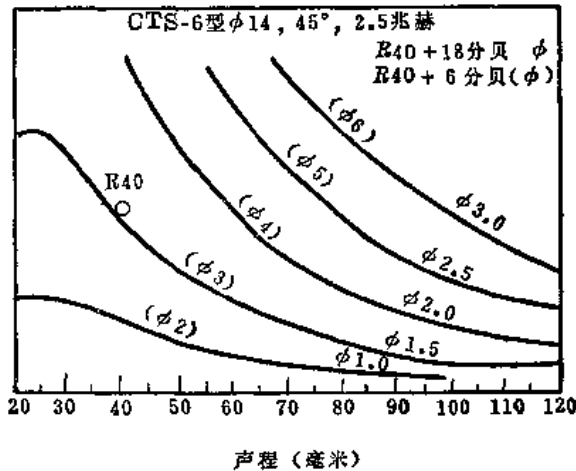


图 7-39 实测AVG曲线标尺面板示例

面板上相应于40毫米声程, 满垂直刻度的1/2地方画有一圆圈, 右上角标注有“R40+18分贝 ϕ ”和“R40+6分贝(ϕ)”字样。这些都是在探伤时, 利用R40半圆试块调灵敏度用的。面板的用法还可参见第六章第二节及第八章第五节。

AVG曲线实质上就是平底孔的距离-波高曲线。究竟是以横孔的距离-波高规律定量好, 还是以平底孔的距离-波高规律定量好, 目前尚没有统一看法。大体上看, 对于点状缺陷, 其距离-波高规律更接近平底孔一些, 那怕是不太长的条形夹渣也有这样的趋势; 对长条形缺陷, 其距离-波高规律更接近横孔一些。选用何种规律要视探测对象而定。

(三) 条形缺陷长度的测量

在焊缝探伤中, 常发现有一定长度的条形缺陷或连续性缺陷, 例如条形夹渣、条形气孔、根部未焊透、裂纹、未熔合等缺陷。这些缺陷只用波高来表示其大小显然是不够的, 更为关心的则是它的长度。

对于缺陷长度的测定, 原则上可采用类似纵波探伤中所介绍的6分贝法和20分贝法, 如图7-40所示。但是由于实际缺陷形状复杂, 缺陷表面情况不一, 在整个长度上缺陷尺寸(宽度、深度)也不尽相同, 仅用6分贝法和20分贝法测量缺陷长度往往与实际

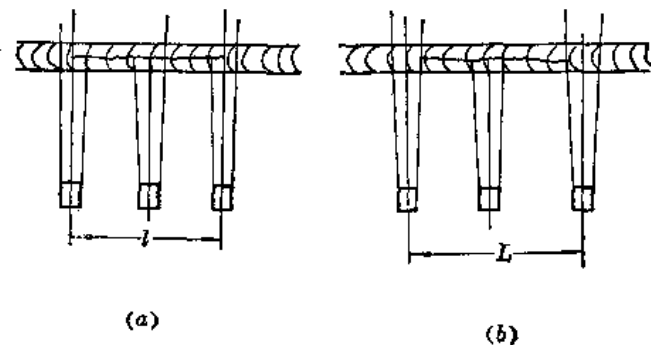


图 7-40 焊缝缺陷长度的测定
(a) 6分贝法; (b) 20分贝法

情况差别较大。因而又引伸出一些其它方法，归纳起来大致有：

1. 波高衰减法 (D_0 法)：
 - (1) 最大波高衰减法；
 - (2) 端点最大波高衰减法；
 - (3) 最大波高衰减深度修正法 (20分贝法)。
2. 波高限度法 (D_0 法)。
3. 端点寻找法。

最大波高衰减法 (D_0 法) 是指找到缺陷波波高的极大值后，探头再分别向左和向右移动，当波高降低 D_0 (分贝) 值时，探头左右位置之间的距离定为缺陷的测定长度；端点最大波高衰减法是指找到靠近缺陷两端的最大波高后，探头再分别向左和向右移动，当波高降低 D_0 (分贝) 值时，探头左右位置之间的距离定为缺陷的测定长度；最大波高衰减深度修正法就是已经介绍过的20分贝法，它需要用声场尺寸来修正探头距离。

最大波高衰减法中，6分贝法只是其中一种，即选取 $D_0=6$ 分贝。也有选取 D_0 等于4分贝、10分贝、12分贝等。端点最大波高衰减法中， D_0 一般选取6分贝或10分贝。

波高限度法是指在某一基准灵敏度下探测时，以降低了某一 D_0 (分贝) 值的距离-波高曲线作为基准线，对于超出这一基准线的缺陷，在测定缺陷长度时将探头分别向左和向右移动，把波高下降至这基准线高度时探头左右位置之间的距离定为缺陷的长度。例如在有的规范中规定，图7-34中的 L 线作测定缺陷长度的基准线。

波高衰减法也称之为相对灵敏度法，波高限度法也称之为绝对灵敏度法。

我们用图7-41来比较一下上述几种测量方法。图中画了一个长条形缺陷的波高包络线，其波高是起伏的；图中同时标明了用几种方法测得的探头移动距离。显然对这种在长度方向上波高起伏变化的缺陷，用不同的方法所测定的结果是相差很大的。最大波高衰减法测定的长度最短，而最大波高衰减深度修正法测得的长度最长。

端点寻找法是指发现缺陷后，首先找到缺陷的取向，使探头平行于缺陷取向移动，直

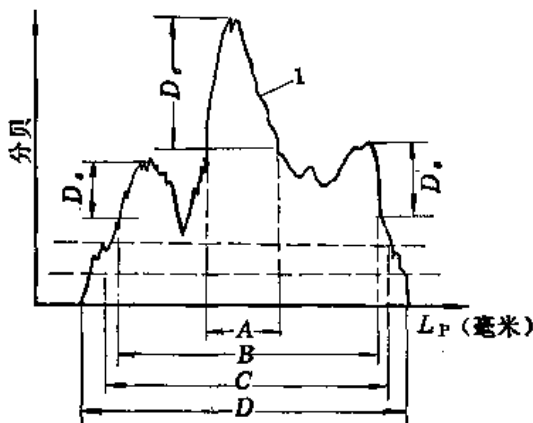


图 7-41 各种测定长度方法的比较

1—回波包络线；A—最大波高衰减法探头移动距离；B—端点最大波高衰减法探头移动距离；C— D_0 法探头移动距离；D—最大波高衰减深度修正法探头移动距离； L_p —探头位置坐标

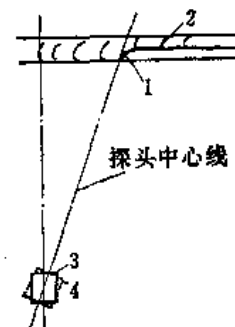


图 7-42 端点寻找法简图

1—端点；2—缺陷取向；3—回波消失时探头位置；4—转动后探头位置

至反射波消失。此时探头向缺陷方向转动，当出现缺陷回波时，沿探头中心线画一直线，其与缺陷取向所在直线的交点为缺陷端点，如图7-42。

总的来说，上述这些方法都不是很准确的，但如果运用得当，测量误差可小到3~5毫米。各种方法测量的准确度在很大程度上取决于所探缺陷的大小、形状和性质。每种方法有它各自的适用对象，综合有关资料的介绍大致分为：

(1) 对于缺陷回波波高的包络线只有一个极大值的缺陷，可采用最大波高衰减法。

(2) 对于缺陷回波波高的包络线有数个极大值的缺陷，可采用端点最大波高法。

(3) 对于条形气孔、未焊透等缺陷， D_0 选取6分贝为宜；对裂纹、未熔合、条形夹渣等缺陷， D_0 选取10~12分贝为宜；对于小于10毫米的缺陷， D_0 选取4分贝较好。

(4) 对中间粗两端细或细长缺陷（裂纹、未熔合等），用端点寻找法或波高限度法可取得较好的结果。

(5) 20分贝法的测量准确性和其它方法相比不相上下，同时它需要进行声场尺寸修正，因此应用不广泛。

从上述可知，欲较准确地测量缺陷长度，预先大致确定缺陷的性质是很有必要的。

(四) 裂纹和未焊透纵向尺寸的测定

裂纹和未焊透纵向（深度方向）尺寸的测定比起长度测定，困难较大。在这里仅介绍几种简单适用、效果较好或有希望的方法。此外，为叙述方便，文中所提对裂纹深度的测量，也包括对未焊透深度的测量。

1. 以最大回波为基准的测定方法

(1) 最大回波高度对比法 这是目前焊缝探伤中常用的一种简单易行的方法。它是将探伤中发现缺陷的回波波高与相同声程下的矩形槽的回波波高进行比较，回波波高相等时，此时矩形槽的深度即定量为缺陷的深度。

对于给定的探头，矩形槽的回波波高取决于槽深和声程两个因素。为便于探伤时使用，可以用加工有不同槽深的不同厚度的试块，实测出矩形槽的距离-波高曲线，如图7-43所示。

同样的槽深，探头角度不同，回波波高也显著不同，探头晶片尺寸和频率也影响槽的回波波高。因此不同探头要测绘各自的距离-波高曲线。

在焊缝探伤中，一般对根部未焊透深度有一个上限要求（例如不得超过2毫米），于是可以在试块上只开一个2毫米深的矩形槽，以此槽来判断未焊透深度是否超过上限。这里也要考虑到由于人工矩形槽形状规则，即使同样深度，槽的回波波高要比实际未焊透的高，因此在比较时要对实际缺陷的回波波高予以适当补偿。

实验表明，足够长的矩形槽（长度大于声束直径），矩形槽深度 d 与波长 λ 之比在0.5~1.5的范围内，回波波高随 d/λ 的变化不是单调的，而是有起伏，如图7-44所示。由图看出，在测定深度较小的缺陷时准确度较差。为此，可以采用图7-45所示锯齿形槽试块，以免产生矩形槽的回波波高起伏变化的现象。但不管怎样，测得的只是缺陷深度的当量尺寸，与真实的缺陷深度仍有区别。

(2) 最大波高衰减修正法 其原理与长度测定类似，如图7-46所示。首先用一次波

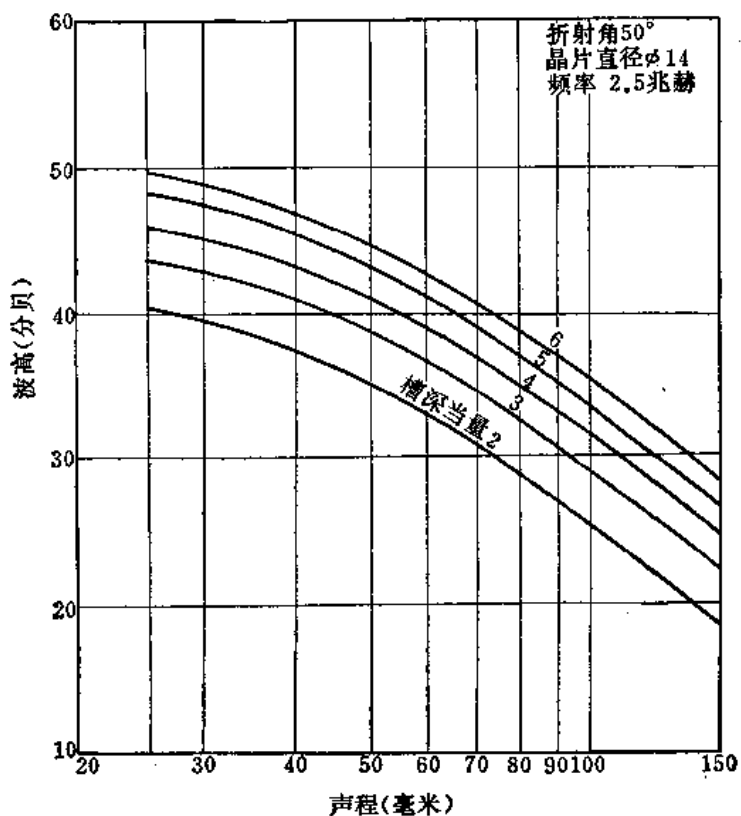


图 7-43 矩形槽距离-波高曲线示意图

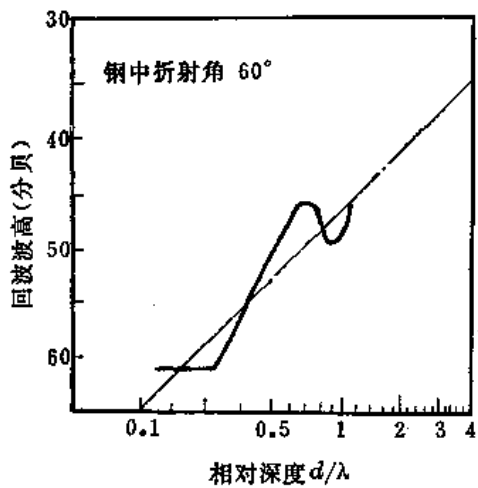


图 7-44 矩形槽回波波高与 d/λ 的关系

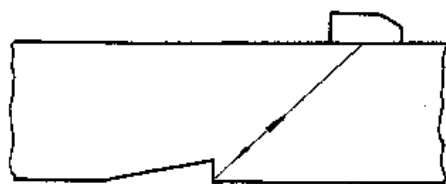


图 7-45 锯齿形槽试块

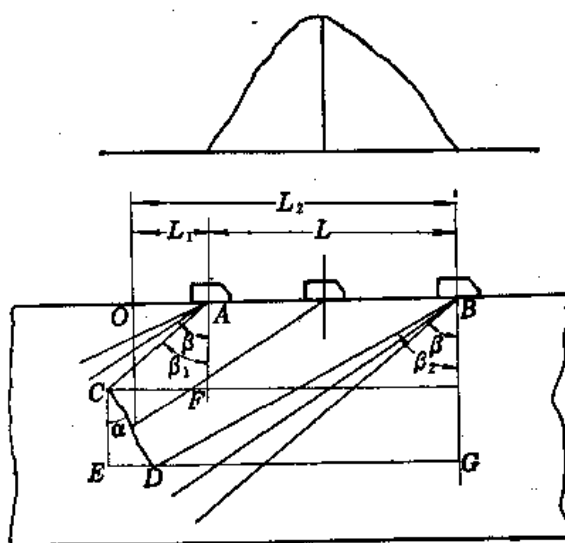


图 7-46 最大波高衰减修正法测裂纹深度

找到裂纹最大回波，然后前后移动探头，按全波消失或降低 $D_0=20$ 分贝，求出对应探头位置 A 和 B ，移动距离为 L 。由图7-46可知：

$$h = \overline{CD} = \sqrt{\overline{CE}^2 + \overline{DE}^2} \quad (7-12)$$

$$h' = \overline{CE} = \overline{BG} - \overline{AF} = \overline{BD} \cos \beta_2 - \overline{AC} \cos \beta_1 \quad (7-13)$$

$$\overline{DE} = (\overline{CF} + \overline{AB}) - \overline{DG} = (\overline{AC} \sin \beta_1 + L) - \overline{BD} \sin \beta_2 \quad (7-14)$$

式中， h' ——被测缺陷的垂直高度，

h ——被测缺陷的纵向尺寸。

将式(7-13)和(7-14)代入式(7-12)得：

$$h = \overline{CD} = \sqrt{(\overline{BD} \cos \beta_2 - \overline{AC} \cos \beta_1)^2 + (\overline{AC} \sin \beta_1 + L - \overline{BD} \sin \beta_2)^2} \quad (7-15)$$

又从图7-46可知，裂纹的倾角 α 为：

$$\alpha = \text{tg}^{-1} \frac{\overline{DE}}{\overline{CE}} = \text{tg}^{-1} \frac{\overline{AC} \sin \beta_1 + L - \overline{BD} \sin \beta_2}{\overline{BD} \cos \beta_2 - \overline{AC} \cos \beta_1} \quad (7-16)$$

β_1 和 β_2 取决于扩散角 θ ，它可以用试块上的人工缺陷进行实测。在 α 较小时，亦可按下式近似求出：

$$\left. \begin{aligned} \beta_1 &= \sin^{-1} \frac{L_1}{AC} \\ \beta_2 &= \sin^{-1} \frac{L_2}{BD} \end{aligned} \right\} \quad (7-17)$$

\overline{AC} 、 \overline{BD} 是缺陷波消失时或从最大波高降低20分贝时的声程，可从荧光屏上读出。于是利用式(7-13)、(7-15)和(7-16)可求出裂纹的 h' 、 h 和 α 。

用这种方法测量时，选择合适角度的探头尽量使声束与裂纹面接近正交较好。实验表明当裂纹的垂直高度大于或等于板厚60%时，此方法不能使用。

此方法在用二次波探伤时亦可适用。当测量表面张口的裂纹深度时，如图7-47所示，先用二次波找到裂纹最大回波，前后移动探头，找到全波消失或降低 $D_0=20$ 分贝的探头位置 A 、 B 及相应的声程 W_A 、 W_B 。如果近似认为声束的半扩散角 θ 上下是对称的，由图可求得：

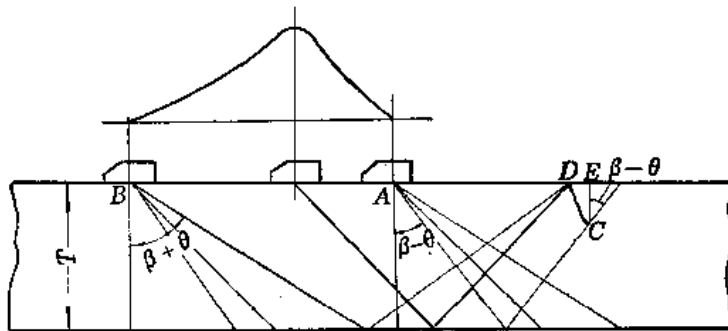


图 7-47 测量表面张口裂纹的深度

$$\begin{aligned} h' = \overline{CE} &= 2T - W_A \cos(\beta - \theta) \\ &= 2T - W_A \cos \left(2\beta - \cos^{-1} \frac{2T}{W_B} \right) \end{aligned} \quad (7-18)$$

式中 T ——板厚，
 β ——探头折射角。
 β 可在试块上测出。

(3) 最大波高衰减法 它类似于长度测量时的最大波高衰减法，如果衰减量 D_0 选为 6~10 分贝，实验表明探头移动距离 L 与缺陷垂直高度有线性关系，即，

$$L = ah'(\text{或}h) + b$$

式中常数 a 、 b 与板厚 T 、探头折射角 β 、超声频率、使用波次及衰减量 D_0 有关。例如 $T=15$ 毫米， $\beta=70^\circ$ ，2.25 兆赫，用二次波探测， $D_0=10.5$ 分贝时，有下列实验公式：

$$\left. \begin{aligned} L &= 2.10h + 14.9 \\ L &= 2.29h' + 14.4 \end{aligned} \right\} \quad (7-19)$$

在裂纹与声束接近垂直情况下，测量较准确。

2. 散射法

对于已经发现的表面张口裂纹或近表面的垂直裂纹，可以用这种方法测量。为了排除表面的干扰，这种方法是用两个纵波斜探头^①，对称地垂直于裂纹放置，一个探头作为发射，另一个探头作为接收，如图 7-48 所示。当工件中无缺陷时，只要选择的角度合适，可以接收到较强的晶粒边界造成的散射声能；如果在其间有一裂纹，则接收到的散射声能会相应减少，减少的程度与裂纹的深度和探头距离有关，可以通过接收散射波波高的变化，推测裂纹深度。

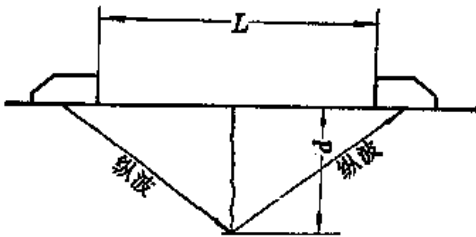


图 7-48 散射法测裂纹深度时探头的布置

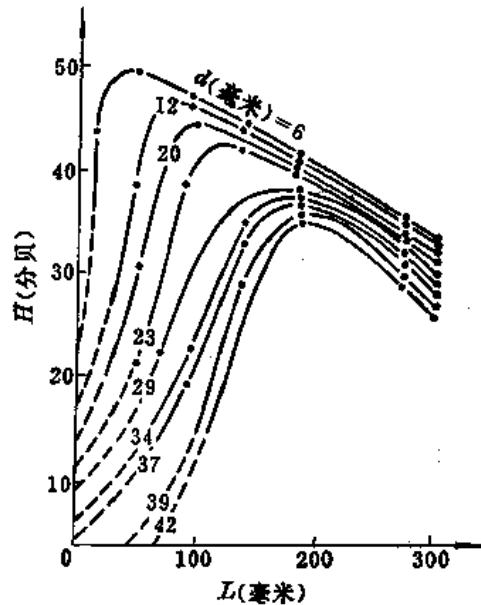


图 7-49 散射法测定裂纹深度的实验曲线

使用一对纵波折射角为 73° 的斜探头，对一组不同深度的模拟裂纹进行实验，得到图 7-49 所示的实验曲线。从图中可以看出，随裂纹深度 d 的增加，回波波高 H 的极大值朝着探头距离 L 较大的方向移动。实验证明，纵波折射角取 $60^\circ \sim 70^\circ$ 为宜。

采用图 7-48 所示的布置测定裂纹深度的方法有两种：最大波高法和固定 L 法。前者是左右对称移动探头，找到散射波最大波高，由此时的 L 和波高 H 在曲线上查得裂纹深度 d ；后者是将两个探头固定在适当的距离，由测得的散射波波高 H 在曲线上相应的探头距

^① 本方法应属纵波探伤法，为使裂纹测深方法相对集中，故在此介绍。

离下查得裂纹深度 d 。

显然，图7-49的曲线与折射角、频率和探头的前沿尺寸等都有关系，对于不同的探头应测绘相应的实验曲线。

3. 时延法

这种方法是散射法的一种发展。散射法依靠散射波的波高变化测量裂纹深度，但表面光洁度、耦合状况、材质组织状态等都会影响散射波波高，从而造成较大的测量误差。为此又提出了用测量裂纹对回波信号造成的时间延迟来测定裂纹深度。

所用的探头仍然是两个纵波斜探头，一收一发，其测量时的布置与图7-48相同。当无裂纹时，两个探头的距离要靠得较近，以获得最大散射波信号，此时，接收到的散射波信号的时间较短。如有裂纹存在，随裂纹深度的增加，获得最大散射波信号的探头距离愈来愈大，相应的时间也增长，即裂纹延迟了收到最大散射波信号的时间（当主声束射到裂纹顶端时，散射波最高）。时间的延长可从荧光屏上观察散射波的位置确定。

有关延长的时间和裂纹深度的关系，预先在试块上用模拟裂纹实验求得。

这种方法原则上要使用较高频率，并适当使用抑制，以减少母材中晶粒和细小夹杂物引起的杂波。且要求仪器水平线性好。

实验表明，用时延法测量板厚为13毫米、深度为1~5毫米的模拟裂纹，标准误差为±0.25毫米，相对误差为9%。

最后需要指出，这种时延法的机理，目前尚无统一看法。

使用两个表面波探头或单个表面波探头的时延技术也可测量表面张口裂纹深度，测量方法详见下节“表面波探伤”。

4. 顶端峰值回波法

用斜探头探测裂纹时，当声束中心与裂纹顶端相交时，也将收到一极大值（峰值）回波。可以通过探测该波来测定裂纹顶端位置，从而测定其纵向尺寸。

如图7-50所示，用已知横波折射角为 β 的斜探头探测，探测到裂纹后，再分别向前向后移动探头，找出两个顶端的峰值回波（对于内部裂纹），分别记录其声程值 W_1 和 W_2 ，和探头相对于某一基准线的水平距离 x_1 和 x_2 。这时，可以通过作图求裂纹纵向尺寸，也可由下式计算：

$$\left. \begin{aligned} h' &= W_2 \cos \beta - W_1 \cos \beta \\ h &= \sqrt{(\Delta A)^2 + (h')^2} \\ \alpha &= \operatorname{tg}^{-1} \frac{\Delta A}{h'} \end{aligned} \right\} \quad (7-20)$$

式中 $\Delta A = W_1 \sin \beta + (x_2 - x_1) - W_2 \sin \beta$ 。

对于较小的缺陷（垂直高度在5毫米左右），在找到裂纹下顶端回波同时，可同时发现上顶端回波，如图7-51。可按下式近似求出垂直高度。

$$h' = \frac{W_1 - W_2}{\cos \beta} \quad (7-21)$$

在顶端峰值回波法中，为使声能集中，避开一些干扰杂波以提高显示和辨别顶端波峰

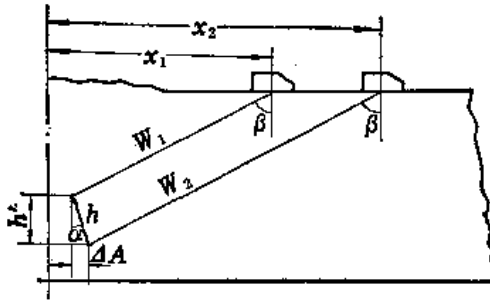


图 7-50 顶端峰值回波法测裂纹纵向尺寸

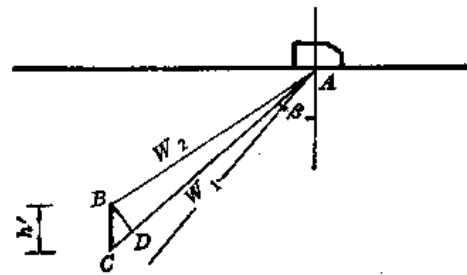


图 7-51 顶端回波法测小高度裂纹

的能力，进而提高准确度，可以使用聚焦斜探头。

五、缺陷的定性

横波探伤中缺陷定性问题存在着与纵波探伤同样的困难。一般来说，横波探伤中缺陷的定性所要考虑的几个方面与纵波探伤基本相同，只是在焊缝探伤中有一些稍微不同的地方。焊缝探伤中缺陷定性问题，参见下面将要述及的有关内容。

六、焊缝探伤

基于下述两个原因，焊缝探伤中大都采用倾斜入射的横波探伤：

- (1) 焊缝表面有加强面，凹凸不平，不能放置直探头；
- (2) 焊缝中的危险缺陷多与焊缝表面垂直，用直探头探伤不易发现，斜探头探伤较易发现。

当然在有些情况下，例如联箱堵头的探伤、T型焊缝的探伤等，也有时用直探头。

(一) 对接焊缝探伤

1. 薄板对接焊缝探伤

(1) 焊缝宽度法 斜探头的晶片有一定面积，所发射出的声束有一定宽度，对于壁厚 8 毫米以下的工件用入射角 40° 左右的探头，其一次波和二次波就能扫查大部分焊缝断面，如图 7-52 所示（分别于焊缝两侧探测，可以扫查整个焊缝断面）。

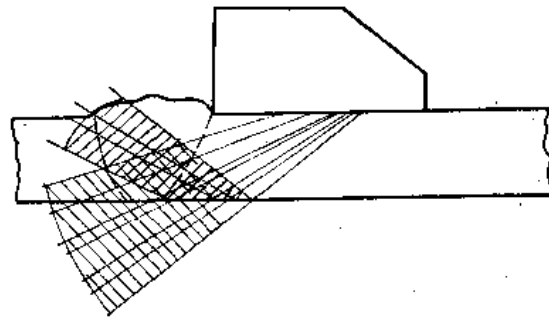


图 7-52 声束在薄板中的传播

此法就是基于这样的原理。

采用这种方法，需制备一块与工件等厚度的试块，其端部应加工平整。调整扫描速度时，将探头放在试块上，探头前沿与端面对齐，如图 7-53 所示，此时荧光屏上出现下角的反射波 A；探头后移一个焊缝宽度 H，荧光屏上出现上端角的反射波 B；适当拉大 A、B 两波之间的距离，并用报警闸门或其它方式作好 A、B 两波位置的标记。这里需要指出，由于探头折射角、探头前沿距离和试块厚度等的不同，反射波 A、B 不一定是中心波束的反射。

探测时，探头沿焊缝边缘平行移动，若在 A、B 之间出现反射波 F，一般为焊缝的缺陷波。若焊缝加强面较高时，无论有无缺陷波，均会在 B 位置上出现焊角的反射波，在判

断缺陷时它可作为参考，特别是在焊缝加强面焊偏或宽窄不一时，更有参考价值。

被探工件厚度超过 8 毫米时，如果探头只沿焊缝边缘平行移动这样扫查，就容易漏检。为此在试块上调整扫描速度时，探头再后移一个焊缝宽度 H ，荧光屏上又会出现 C 波。探测时，在探头沿焊缝边缘平行移动一次后，再将探头后移一个 H 值（图 7-53 中的虚线位置），再平行移动一次，观察 B 、 C 之间是否出现反射波，如有反射波出现，一般为缺陷波。

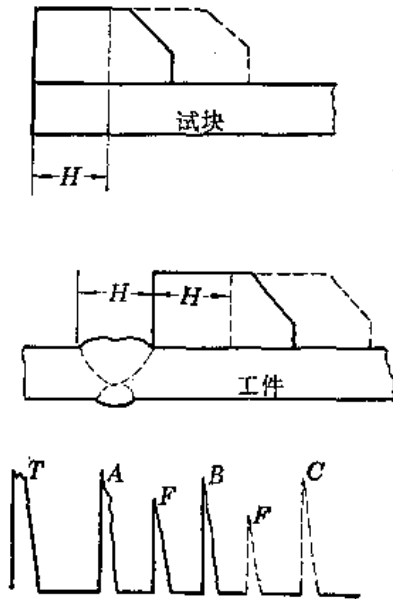


图 7-53 焊缝宽度法示意图

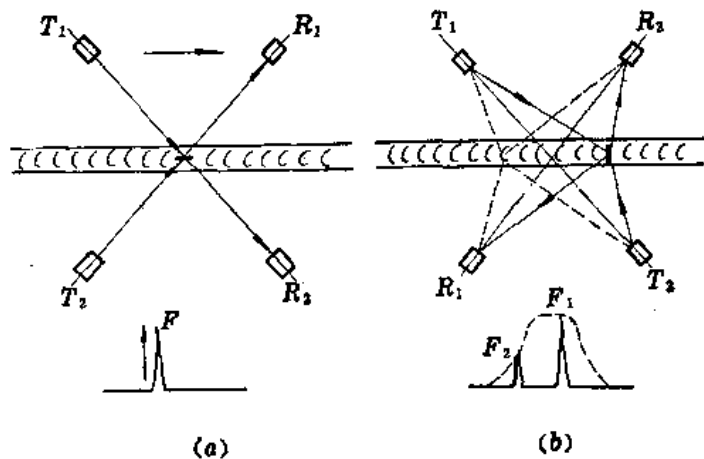


图 7-54 四探头法示意图
(a) 探测纵向缺陷；(b) 探测横向缺陷

此法适宜于探测 4~12 毫米薄板的双面对接焊缝。探测时需从焊缝两侧进行。

(2) 四探头法 四探头法为两组探头 (T 为发射探头, R 为接收探头, T_1 、 R_1 为一组, T_2 、 R_2 为另一组), 用机械固定, 至焊缝轴线距离相等, 探测时沿焊缝同时移动。探测纵向缺陷的探头布置见图 7-54 a。若焊缝中无缺陷, 则荧光屏上只出现焊角反射波; 若有缺陷, 则在焊角反射波之前出现缺陷波 F (如缺陷在焊缝中间, 两组探头所得缺陷波重叠)。移动探头时, 缺陷波的波高改变。探测横向缺陷的探头布置见图 7-54 b。若荧光屏上只出现焊角反射波, 则焊缝中无缺陷, 若除焊角反射波外, 还出现两个缺陷波 F_1 、 F_2 , 则说明有缺陷。探头移动时, 缺陷波 F_1 、 F_2 不仅波高改变, 而且水平位置也向相反方向移动, 缺陷正好处于两组探头中心时, 缺陷波重叠。

这种方法可探测厚度为 4~12 毫米薄板对接焊缝中的裂纹、未焊透、条形夹渣等缺陷, 而且可进行自动探测。

(3) 双晶片斜探头法 参见第八章。

2. 中厚板对接焊缝探伤

对于中厚板焊缝, 采用横波探伤一般有三种方法, 即单探头法、串列式双探头法和串列式多探头法。

图7-55为常见的单探头法，超声波的发射和接收用同一探头。这种探测方法，对于单面焊接的焊缝根部缺陷的探测较为灵敏（见图7-55 a）。对于焊缝内部缺陷，只要探头的发射声场指向性与缺陷反射声场指向性能互相重叠，又能接收到较强的反射能量，则仪器就能显示缺陷信号（如图7-55 b所示的情况）；反之，若两者的声场指向性不能重叠，或稍有重叠，但探头接收不到反射能量或接收到的反射能量较弱，则仪器往往不能显示缺陷信号（如图7-55 c所示的情况）。一般的说，单探头法比较适用于薄板和中厚板对接焊缝的探伤。用于厚板焊缝的探伤，发现缺陷的能力较差，特别是垂直方向的平面形缺陷。

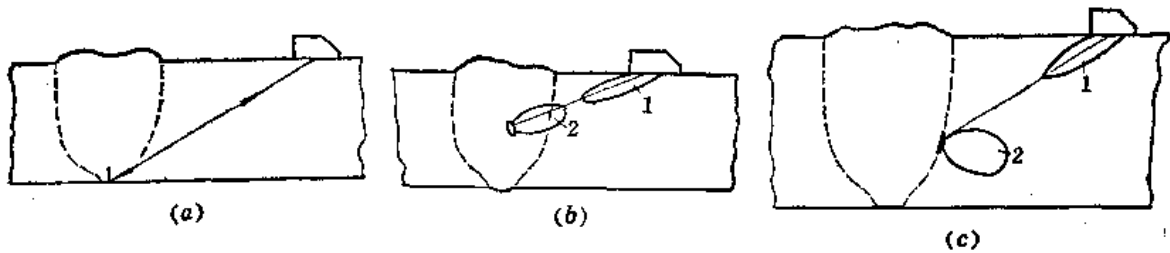


图 7-55 单探头法示意图
1—发射声场指向性；2—缺陷反射声场指向性

图7-56为串列式双探头法示意图。两个探头中，一个放置在前面，发射超声波；一个放置在后面，接收超声波。如果焊缝中无缺陷，发射的超声波向前传播，接收探头收不到信号。当焊缝中有缺陷时（如图7-56中的垂直方向的缺陷），部分超声波被缺陷反射向后传播，经下表面再次反射，可以被接收探头接收到。当两个探头在图中 B_1 和 B_2 位置的中间，紧挨着放置时，仅能发现焊缝根部附近的缺陷。此时，若将两探头同时以相等距离沿相反方向移动，直到前面的探头碰到焊缝加强面，就能从下到上逐渐发现焊缝的缺陷，例如两个探头分别在位置 B_1 和 B_2 时，能发现I处的缺陷；分别在位置 A_1 和 A_2 时，能发现II处的缺陷。整个过程，相当于扫查了整个焊缝断面。同理，两个探头从分开的位置，以相等距离沿相反方向向中间靠拢时，相当于从上到下扫查了整个焊缝断面。欲实现这样的扫查，要求 $a_1 + a_2 = b_1 + b_2 = 2T \tan \beta$ （ T 为板厚， β 为折射角）。这种探测方法的特点是，不论

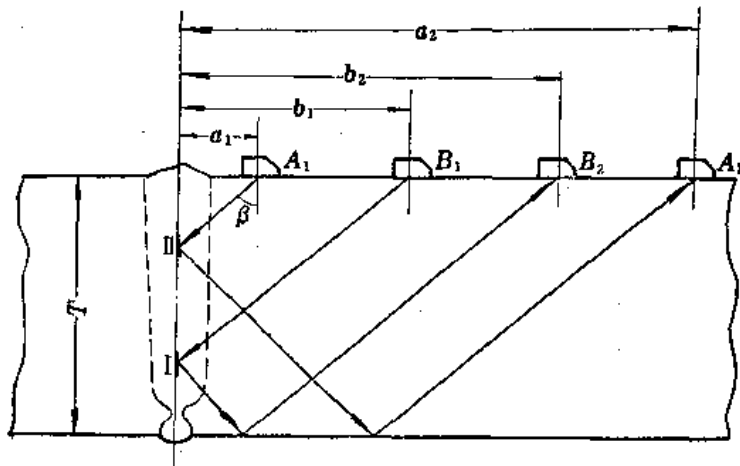


图 7-56 串列式双探头法示意图

缺陷是处在焊缝的上部、中部或根部，其缺陷声程始终相等，从而缺陷信号在荧光屏上的水平位置固定不变。

显然，串联式双探头法，用手动操作是困难的，需要设计专用的机械扫查装置。

图7-57为串联式多探头法示意图。在探头箱内装有九个探头。除中间一个探头是单收发外，其余探头都是两个一组，一发一收。

从图中可看出，由电子开关依次选择各组信号，即能扫查整个焊缝断面。

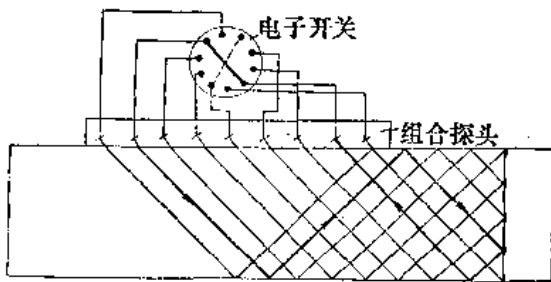


图 7-57 串联式多探头法示意图

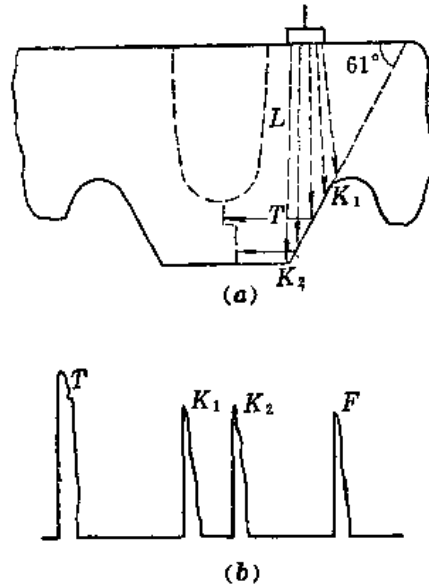


图 7-58 汽轮机转子对接焊缝的超声波探伤

有的大型汽轮机转子采用焊接结构，焊缝是单面焊接的厚焊缝，对根部质量要求较高。为了检查根部缺陷，可将根部两侧在焊接前加工成61°的斜面，利用61°反射的变型横波射至根部来发现缺陷，如图7-58 a所示。荧光屏上的波形如图7-58 b所示。无缺陷时，除始波T外，尚有上圆弧的反射波K₁和下底面反射波K₂；有缺陷时，缺陷波F在K₂波之后。

不管是单探头法或串联式双、多探头法，仅能检查焊接中的点状缺陷和纵向缺陷^①。在高合金材料的焊缝中，易产生横向裂纹。检查平板焊缝中的横向缺陷，可以采用图7-59所示的方法检查。对于加强面铲平的焊缝，可采用焊缝上扫查的方法检查横向缺陷。

(二) T型焊缝探伤

T型焊缝在大型钢结构中采用较多，例如大型行车钢梁等。对于这种焊缝一般要求面板与腹板之间不应有未焊透。检查这种缺陷，可以用直探头探伤，如图7-60所示。当探头放在位置I时，荧光屏上将出现面板底波的多次反射波，可利用这些波调整扫描速度，一般荧光屏上有二次或三次底波即可。

探头从位置I移到位置II，面板的底面反射波立即消失。如在第一次底波稍后的位置上出现反射波，一般是焊缝中的缺陷波（应注意区别与焊缝加强面不平造成的反射波），此外在第三次底波位置的附近，还可能出现图中虚线标明路径的反射波，此波对判伤是无

① 沿焊缝方向延伸的缺陷为纵向缺陷，垂直焊缝方向延伸的缺陷为横向缺陷。

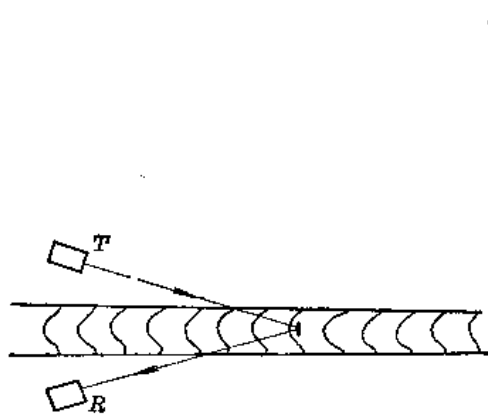


图 7-59 平板焊缝横向缺陷的探测

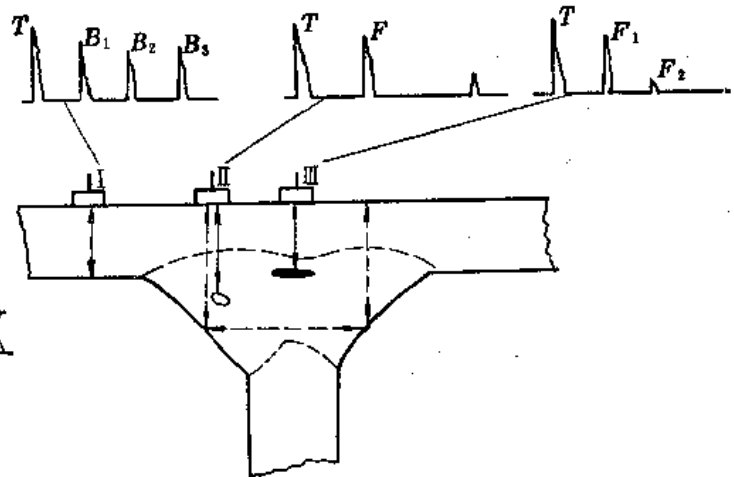


图 7-60 T型焊缝的直探头探伤

关紧要的。

探头移到位置III时，如无缺陷，荧光屏上应无反射波，如面板与腹板之间有未焊透，则在第一次底波位置上出现缺陷波，如缺陷严重，也会出现缺陷的多次反射波。

直探头探伤只适合较厚的T型焊缝，而工件薄到小于盲区时，用直探头探伤就有困难。为此可以改用纵波双晶片探头，以减小盲区，其方法在前节中已经介绍。

不管是哪种纵波探头，对此类焊缝中平行于波束方向的裂纹均不易检查出。为此常常需要辅以斜探头探伤。如图7-61所示，探头从位置a移到位置b，移动距离等于腹板厚度，在荧光屏上出现的加强面反射波也从a移到b。探测中若在加强面反射波的前面出现反射波，并声程在a、b之间，则一般为缺陷波。当然也可将探头放置在腹板上探测，此时为了扫查到整个焊缝，要选用较大折射角的探头。

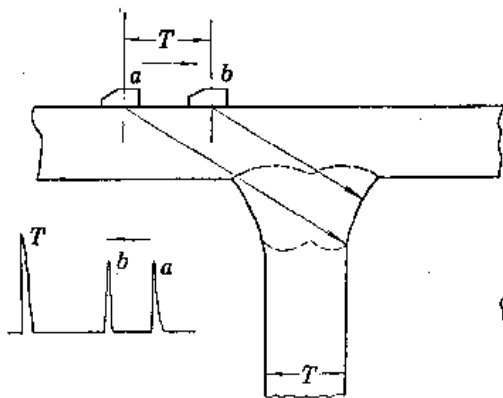


图 7-61 斜探头在面板上检查T型焊缝

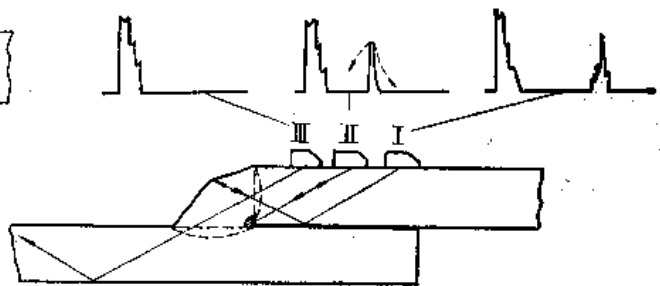


图 7-62 搭接焊缝的探测

(三) 搭接焊缝探伤

搭接焊缝可用图7-62所示的方法探测。探头的折射角可根据工件的厚度选定，一般取小于60°的角度为宜。探头在位置I时，荧光屏上出现加强面的反射波；探头向前移动，如遇到未焊透等缺陷时，将出现缺陷波，探头移到位置II时，缺陷波波高最高；探头再往前移，缺陷波波高逐渐降低。因缺陷波的声程小于焊缝加强面反射的声程，所以两者是

容易区别的。探头在位置III时，声波透过焊缝向下部板中传播，荧光屏上无反射波。

(四) 接管焊缝探伤

检验图7-63所示的接管焊缝，一般比较困难，困难程度取决于接头的形状。如图7-63 a所示的管道与平板的接头，各处断面相同，用斜探头探伤比较容易，其端角反射波可当作参考波。但有的结构形式允许中间有不完全焊透（如图7-63 b所示），在这种情况下，只有在管壁较厚，使用聚焦声束时才能将未焊透点与邻近的缺陷区分开来。

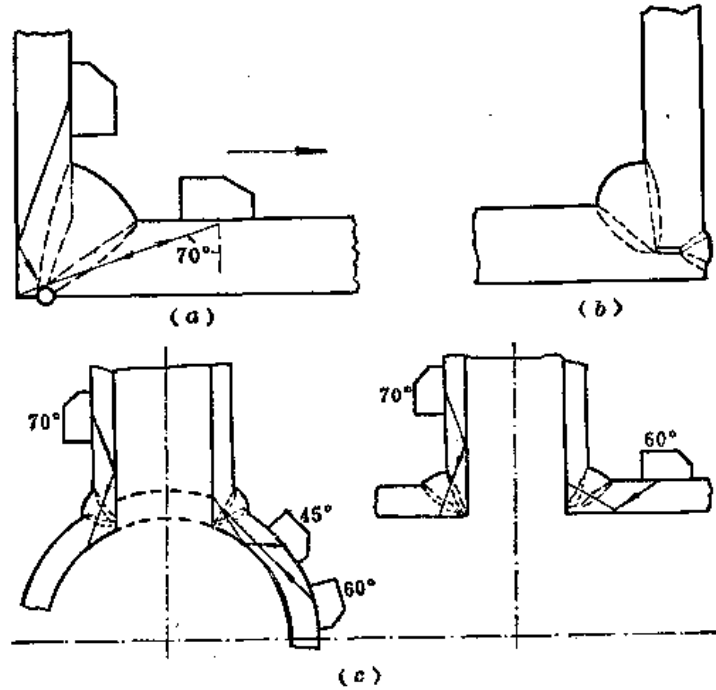


图 7-63 接管焊缝的探伤

图7-63 c 是两个管径不同的管子焊成三通时，焊缝的探伤情况。焊缝的弯曲形状比较复杂，探测难度较大。如在大管的管面上探测时，相对于大管来说，只有通过小管轴线且与大管轴线垂直和平行的两个平面与焊缝相交的四个部位上，声束可看作是在入射平面内传播。在此四个部位之间的区段，声束的“W”形路径就不在入射平面上了，跨距也同时发生变化，很难对缺陷定位。如在小管的管面上探测时，相对于小管来说，焊缝的位置和形状是变化的，但声束始终在入射平面上。所以后者优于前者。

(五) 三角形法

1. 原理

如图7-64所示，当横波探伤的声束入射至反射体上时，入射横波被分离为反射横波、反射变型纵波以及反射体的再辐射波。再辐射波有两个特点：（1）缺陷信息只有在入射声束射到缺陷上时才产生；（2）再辐射声能呈扇状发散，即使是方向性不规则的缺陷，也容易接收到缺陷信息。三角形法就是采用接收这再辐射波的方法来探伤。

2. 探伤方法

三角形法探伤需使用两个或两个以上的探头。图7-65是表示使用两个探头水浸探伤的

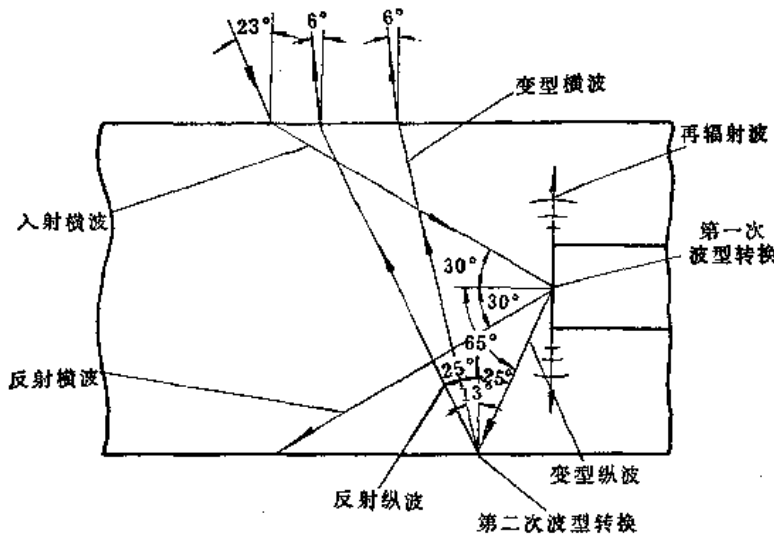


图 7-64 三角形法原理图

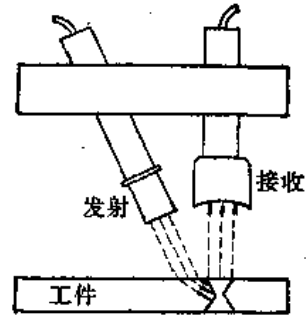


图 7-65 三角形法水浸探伤的探头布置

布置。其中一个探头作接收用，垂直于被检工件表面；另一个探头作发射用，其轴线与被检工件表面成一定斜角，使声波倾斜入射工件。进入工件的声波为横波，其折射角以 60° 最为有效。接收探头和发射探头的声束轴线应置于同一平面内。

探伤装置顺焊缝连续扫描，当焊缝中有缺陷时，接收探头接收到缺陷发出的再辐射波，从而检查出缺陷。如采用适当的记录方式（例如 C 型显示），可获得与 X 光底片相类似的图象。

三角形法也可用于接触式探伤。如图 7-66 所示，发射晶片与接收晶片是装在同一合成树脂透声楔上。发射横波，接收纵波。发射探头与接收探头的距离由被检查焊缝板厚和欲检查的深度决定。检查方法与焊缝的手动探伤操作相似。采用油作耦合剂。

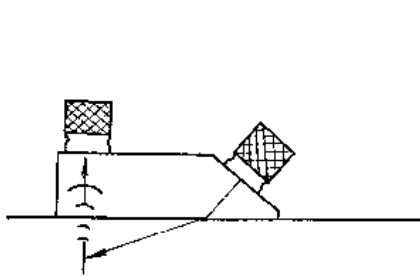


图 7-66 接触式三角形法

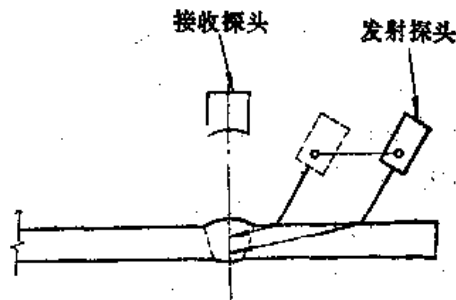


图 7-67 移动式三角形法

对于较厚的焊缝，为了能扫查到整个焊缝截面，可采用移动式三角形法，如图 7-67 所示。此法与水浸法类似，接收探头保持在焊缝上面，发射探头顺垂直焊缝的方向在一定范围内前后移动，以改变声束扫掠焊缝的深度。

三角形法用于铝、钛等合金的对接焊缝，具有如下优点：

- (1) 能检查出焊缝中无固定方向的缺陷；

- (2) 可实现自动探伤, 检查焊缝的速度可达 9~15 米/小时;
- (3) 可检查出较小的缺陷;
- (4) 厚板焊缝和薄板焊缝均适用;
- (5) 可获得类似 X 光底片图象的记录。
- (六) 焊缝缺陷定性

1. 了解焊接工艺

被焊材料和焊接材料的材质, 焊药质量及烘干程度, 施焊中运条速度的快慢, 焊接方式, 焊缝对接时间隙大小和受力状况, 焊接环境的好坏等因素对焊接缺陷的出现都有直接或间接的影响。例如高合金钢易产生裂纹, 焊药潮湿易产生气孔, 运条太快易产生未熔合, 渣皮打不干净易出现夹渣, 仰焊易出现内凹, 平焊易出现凸瘤, 横焊易出现单边未焊透, 焊缝对接时应力过大易造成焊缝根部裂纹等等。对这些情况的深入了解, 对判断焊接缺陷的性质是有很大帮助的。

2. 根据缺陷波波形判断缺陷的性质

在纵波探伤中对这个问题已作了较详细叙述, 在那里提到的一些特征, 亦适用于焊缝缺陷性质的判断, 这里不再赘述。

3. 根据缺陷波的动态波形判断缺陷的性质

在纵波探伤中谈到了动态波形的定义。在横波探伤中, 探头可以左右移动, 前后移动, 以缺陷为中心的左右摆动和以晶片为中心左右转动。因此, 每一个缺陷可以获得四种动态波形图, 它们与缺陷性质都有较密切的关系。四种动态波形图的纵座标都表示波高; 探头前后和左右移动的动态图中横座标表示探头移动距离; 探头转动和摆动的动态图中横座标表示探头转动或摆动的角度。

表 7-2 和表 7-3 给出了两种缺陷的动态波形。表 7-2 所列的是焊缝中易出现的凹凸状缺陷(裂纹)的动态波形。一般来说, 对于焊缝中的根部未焊透, 当探头左右或前后移动时的动态波形, 在动态范围和包络线轮廓方面, 大致与裂纹差不多, 只是曲线比较平滑, 没有锯齿形; 而探头转动和摆动时的动态波形与裂纹相比, 动态范围要小, 曲线较平滑陡直。表 7-3 所列的是单个气孔或圆形夹渣的动态波形。

4. 根据缺陷易出现的部位判断缺陷的性质

焊缝中哪些部位易出现什么缺陷是比较有规律性的, 只要确切知道了缺陷在焊缝中的部位, 可以帮助我们判断缺陷的性质。

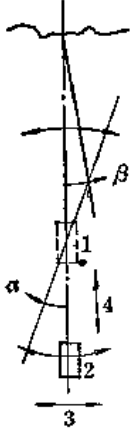
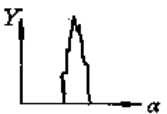

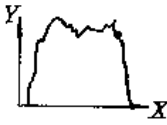
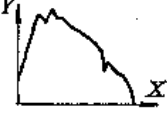
如图 7-68 所示, 当缺陷在焊缝内部, 呈点状或密集分布时, 其多为气孔或夹渣; 当缺陷出现在熔合线附近时, 如连续或断续有一定长度, 则多为坡口边缘未熔合, 如呈点状, 则多为夹渣; 当缺陷出现在焊缝根部时, 则不外乎是未焊透、内凹或裂纹等。具体判断还要再参考其它方法予以区别。

5. 通过声程定位法判断根部缺陷的性质

这种方法是基于这样的认识: 焊缝根部的未焊透和裂纹的反射情况类似于端角反射。端角反射的最短声程为入射点至端角顶点的连线长度。对于壁厚 20~50 毫米的焊缝根部内凹, 实践表明, 用折射角 $\beta = 60^\circ$ 左右的探头, 其最强信号的反射点是在内凹弧面与底面相

表 7-2

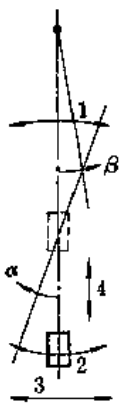

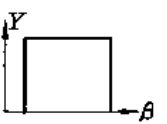
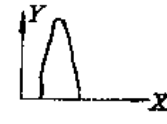

凹凸状缺陷(裂纹)的动态波形

| 缺陷形状 | MA显示*图形 | 特征包络线 | 备 注 |
|--|--------------------------------------|---|---|
| 凹凸状缺陷  | ① 探头 $\alpha-0-\alpha$ 波形 $a-b-a$ |  | 包络线尖端处的下巴是由于声波在裂纹的凹凸处衍射而损失能量后形成的 |
| | ② 探头 $\beta-0-\beta$ 波形 $a-b-a$ |  | 包络线呈凹凸状,象是塌了顶部的三角形 |
| | ③ 探头横向移动, 波形仅少许移动 |  | 包络线与缺陷位置有关。回波波高的起伏是由于探头至缺陷的距离变化造成的。由 α 值可决定缺陷的横向尺寸 |
| | ④ 探头前后方向 移动 波形 $b-a$ |  | 当声束的前边缘碰到缺陷后,随着探头向前推进,回波波高迅速增加,然后又迅速减少。 α 值与缺陷高度(缺陷在深度方向的投影尺寸)及探头入射角有关 |

* MA显示参见附录三。

表 7-3

单个气孔或圆形夹渣的动态波形

| 缺陷形状 | MA显示图形 | 特征包络线 | 备 注 |
|--|--------------------------------------|---|--|
| 单个气孔或 圆形夹渣  | ① 探头 $\alpha-0-\alpha$ 波形 $a-b-a$ |  | 包络线尖锐,消失迅速。 α 值由缺陷大小决定。回波波高不规则不是由于缺陷表面不平整,而是由于缺陷的凹凸形状 |
| | ② 探头 $\beta-0-\beta$ 波形不动 |  | 缺陷回波波高是恒定的,不消失。包络线是正方形的 |
| | ③ 探头横向移动 波形 $a-b-a$ |  | 包络线与①的形状类似,但端部是圆的,底部要比①的宽 |
| | ④ 探头前后方向 移动 波形 $a-b$ |  | 当声束前边缘碰到缺陷后,随着探头的前移,回波波高是迅速增加,随后又缓慢增高,回波的消失速度也较快 |

交的尖角处。对于焊缝根部凸瘤，其反射点是在凸瘤面的对侧部分。根部未焊透、裂纹和内凹所对应的两个端角顶点之间距离是不一样的，内凹时两端角顶点之间的距离一般是4~5毫米甚至更大；未焊透时其距离一般是对口间隙宽度，即2~3毫米；对于裂纹，可以看作是等于零。这样，我们通过从焊缝两侧进行探测，找出缺陷最强反射信号的声程，画图找到反射点并确定其相互距离，即可判断是内凹、未焊透或裂纹；至于凸瘤，可从两侧探测的缺陷最强反射信号的声程线相交来判断。图7-69给出用声程定位判伤的例子。有时在现场探伤中画图是有困难的，这时可以用前述的B型定位尺（见图7-28）来判断。

应用声程定位法时，尚须注意以下几点：

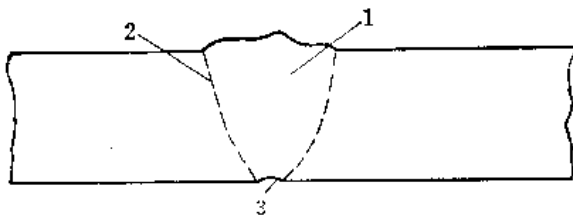


图 7-68 焊缝中缺陷易出现的部位
1—焊缝内部；2—熔合线；3—根部

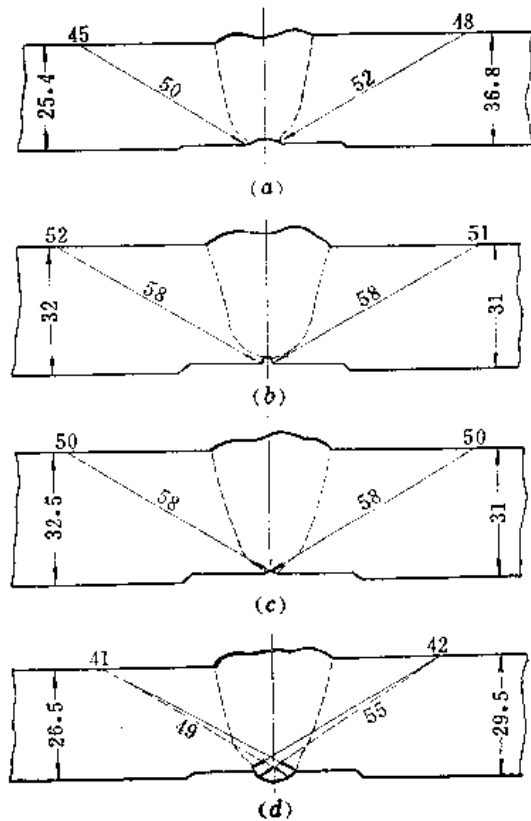


图 7-69 声程定位法判伤示例
(图中入射点处的数值为探头至焊缝中心线的距离)
(a)内凹；(b)未焊透；(c)裂纹；(d)凸瘤

- (1) 发现根部缺陷时，对焊缝两侧都要精确测厚；
- (2) 对管道焊缝要测量管外壁错位量；
- (3) 要知道内坡口的台阶高度；
- (4) 准确找出根部缺陷反射波的最强点，测准探头距离和读准声程值。测量探头位置时，两侧应以焊缝加强面上的同一点作为零点，那怕该点不正好在焊缝中心也无关紧要；
- (5) 探头折射角和入射点要测准。

6. 根据缺陷形状判断缺陷的性质

当发现是球形缺陷时，一般多为气孔或夹渣。当发现是面形缺陷时，一般多为未焊透、裂纹或未熔合缺陷。

总之，横波探伤是一种应用比较广泛的探伤方法，只要掌握基本原理，结合被检工件的具体情况，采用不同的方式，是可以解决不少探伤问题的。

第三节 表面波探伤法

表面波^①是超声波在介质中传播的一种型式。它只在物体表面很浅的表层上传播。当其沿表面传播的过程中遇到表面裂纹时，表面波的传播将会发生如下的变化(见图7-70)；

(1) 一部分声波在裂纹开口处仍以表面波的型式被反射，并沿物体表面返回。

(2) 一部分声波仍以表面波型式沿裂纹表面继续向前传播，传播到裂纹顶端时，部分声波被反射而返回，部分声波继续以表面波的型式沿裂纹表面向前传播。

(3) 一部分声波在表面转折处或裂纹顶端转变为变型纵波和变型横波，在物体内部传播。

在表面波探伤中，主要利用表面波的上述特性来探测表面和近表面的裂纹。

一、表面波的性质

表面波传播时，介质表面层质点运动状态具有纵波和横波的综合特性，传播速度为 c_s ，质点运动的轨迹限于 XZ 平面内(见图7-71)，其位移方程式为：

$$U = A \left[e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}} \right] \sin \left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \quad (7-22)$$

$$W = B \left[e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b' e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}} \right] \cos \left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda} \right) \quad (7-23)$$

式中 U 、 W ——分别表示质点在 X 方向和 Z 方向的位移；

A 、 B ——与介质声速、频率和激励强度等有关的常数；

a 、 b 、 b' 、 c ——与介质弹性性质有关，决定于泊松比 σ 的常数；

λ ——波长；

z ——观察点在 Z 方向的坐标，距表面深度；

x ——观察点在 X 方向的坐标，传播距离。

式(7-22)和(7-23)可改写为下式：

$$U = U_0 \left(\frac{z}{\lambda} \right) \sin \left[\omega t - \alpha \left(\frac{x}{\lambda} \right) \right] \quad (7-24)$$

$$W = W_0 \left(\frac{z}{\lambda} \right) \cos \left[\omega t - \alpha \left(\frac{x}{\lambda} \right) \right] \quad (7-25)$$

其中 $U_0 \left(\frac{z}{\lambda} \right) = A \left[e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}} \right]$ 为质点水平方向位移振幅， $W_0 \left(\frac{z}{\lambda} \right) = B \left[e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b' e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}} \right]$

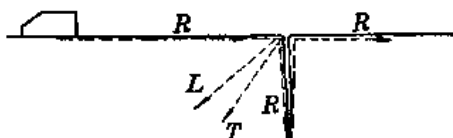


图 7-70 表面波传播到表面裂纹处的情况

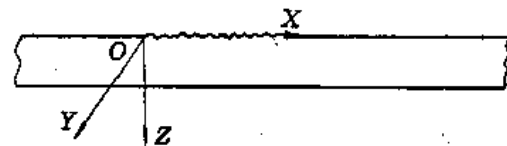


图 7-71 表面波传播示意图

① 这里指的是瑞利波。

$b'e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}}$]为质点垂直方向位移振幅, $\alpha\left(\frac{z}{\lambda}\right) = \frac{2\pi z}{\lambda}$ 。

由式(7-24)和(7-25)可得:

$$\frac{U^2}{U_0^2\left(\frac{z}{\lambda}\right)} + \frac{W^2}{W_0^2\left(\frac{z}{\lambda}\right)} = 1 \quad (7-26)$$

从式(7-26)可看出,表面波在介质中传播时,介质质点位移轨迹是限于XZ平面内的椭圆。

对钢而言, $\sigma = 0.29$, 若以纵座标表示位移振幅,以横座标表示深度,则 $\frac{-U_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)}$ 和 $\frac{W_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)}$ 与 $\frac{z}{\lambda}$ 的关系如图7-72所示。其中 $W_0(0)$ 表示表面上($\frac{z}{\lambda} = 0$ 处)质点Z向位移振幅。从上述公式和图7-72可以看出:

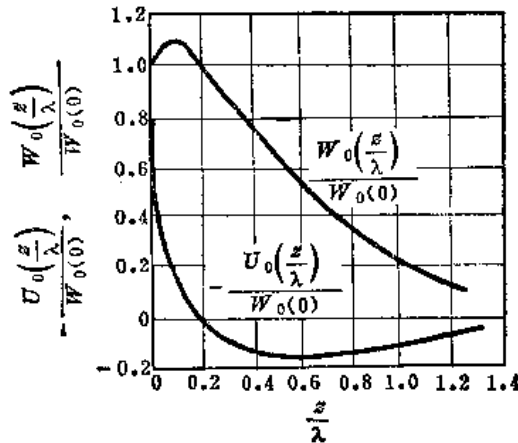


图 7-72 钢中表面波的位移振幅

(1) $\frac{W_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)}$ 随 $\frac{z}{\lambda}$ 值的增加衰减很快,由计算可知,当 $\frac{z}{\lambda} = 2$ 时, $\frac{W_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)}$ 的数值降到近于1%(-40分贝), $\frac{U_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)}$ 则降到1%以下。由此可见,表面波声场的深度范围可以认为是 $z = 2\lambda$, 显然这也就是表面波探伤可探测的深度范围。

(2) 在整个声场的深度范围内一直是 $\frac{W_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)} > \left| \frac{-U_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{W_0(0)} \right|$, 可见 $W_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)$ 是质点轨迹椭圆的长轴,质点位移的最大振幅取决于 $W_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)$ 。

(3) 当 $z = 0.183\lambda$ 时 $U_0\left(\frac{z}{\lambda}\right) = 0$, 这表明在 $z = 0.183\lambda$ 时质点不作水平方向的振动,只在Z方向上作直线振动。深度在该值以上和以下时, $U_0\left(\frac{z}{\lambda}\right)$ 值符号相反,这表明质点

椭圆运动的方向相反。

表面波的传播速度，对于平面表面，只与介质的弹性性质有关，与频率无关，并可由下式表示：

$$c_r = \frac{0.87 + 1.12\sigma}{1 + \sigma} c_t \quad (7-27)$$

式中 c_t —— 横波速度；
 σ —— 泊松比。

对于钢 $\sigma = 0.29$

$$c_r = 0.926c_t$$

二、表面波的产生

产生表面波的方法较多，这里仅介绍检验中较实用的两种方法：Y切石英法和纵波折射波。

1. Y切石英法

产生表面波的Y切石英晶片必须加工成 $l:t = 7:1$ ，其中 l 为晶片的宽度， t 为厚度，如图7-73所示。这种晶片在电激励下的振动状态正好与表面波的位移分布一致，向X的正、负方向发出表面波。在实际应用中，只希望向一个方向辐射表面波。在图7-74所示的表面波探头中是利用电木或橡胶压住石英侧面和石英后边，以使晶片向后方辐射的表面波衰减（约衰减20分贝）。如采用声衰减系数更大的材料或适当增加衰减材料与石英后边探测面的接触面积，可以指望把向后辐射表面波衰减到更小。

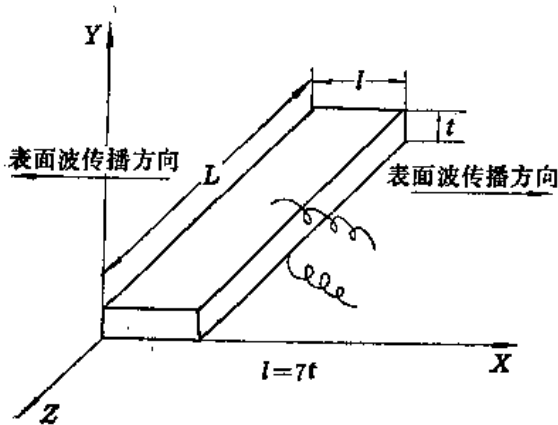


图 7-73 辐射表面波的Y切石英晶片

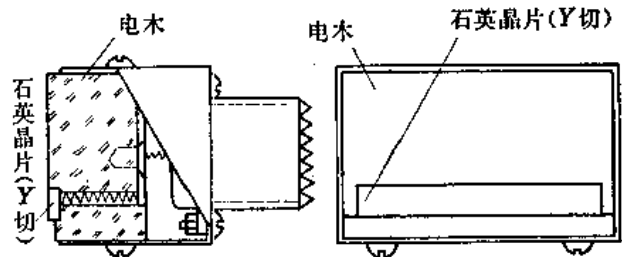


图 7-74 Y切石英表面波探头

2. 纵波折射法

如前所述，倾斜入射至界面上的纵波，当入射角大于第二临界角时，在第二介质中既无纵波，也无横波，而在界面上出现表面波。产生表面波的入射角应满足下式：

$$\sin \alpha_1 = \frac{c_1}{c_r} \quad (7-28)$$

式中 c_1 —— 透声楔中纵波速度；
 c_r —— 被检材质的表面波速度。

用这种方法产生表面波的透声楔，在检验钢材时一般采用有机玻璃制作，按式(7-28)算

出 $\alpha_1=62^\circ\sim 64^\circ$ 。但这也不是固定的，要视透声楔与被检工件的具体材质情况而定，对于有的部件，如压气机叶片，透声楔仍取有机玻璃，则取 $\alpha_1=67^\circ\sim 71^\circ$ 为宜。在检验铜件时可采用纵波速度较小的尼龙6.6等材料作透声楔。

用纵波折射法制作表面波探头，一般采用矩形压电晶片，其半扩散角可以用实测求得。

对于表面波探头，因纵波在透声楔内行程较长，近场长度基本上不出探头前沿，实用中无近场影响。

三、人工缺陷对表面波的反射

各种形状的人工缺陷对表面波的反射能力有明显的不同。对于暴露在表面上有棱角的缺陷，有较大的反射能力；相反，对圆滑过渡的人工缺陷，反射能力较小。此外，随缺陷

距表面下埋藏深度增加，反射能力迅速下降。了解这些情况，对于表面波探伤发现缺陷和判断缺陷是有必要的。以下介绍几种人工缺陷对表面波的反射情况。

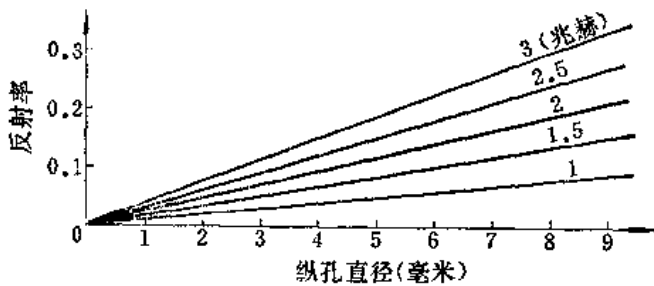


图 7-75 纵孔对表面波的反射率

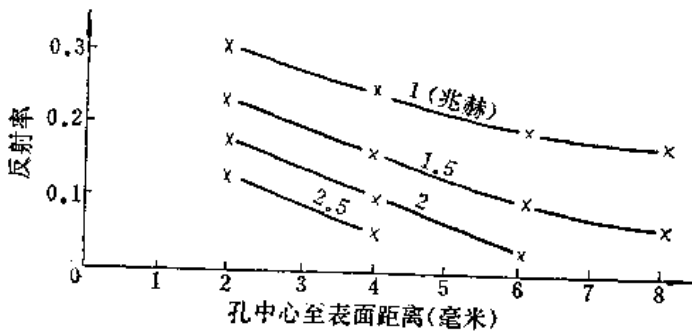


图 7-76 横孔对表面波的反射率

1. 纵孔（柱孔）

纵孔垂直于探测面，孔的深度大于两倍波长。将孔的回波波高与同距离的直角棱边回波波高之比作为纵孔反射率（下同），结果表明，反射率与孔径之间有如图7-75所示的关系。

2. 横孔

横孔平行于探测面，垂直于探测方向，孔径为1.6毫米。其反射率与它至表面的距离有如图7-76所示的关系。

3. 沟槽

与探测方向垂直的表面开槽，其反射率随槽深的变化如图7-77所示。

四、棱边的反射

1. 棱边角度对回波的影响

表面波在近距离探测棱边时，不但能出现最靠近探头棱边的回波，而且有一部分声波跨越这一棱边传播到下一棱边并反射回来。频率为2.5~5兆赫的表面波，反射信号在棱角大于90°之后才逐渐降低。当棱角大于170°时，该棱边反射信号约降到零值。由此可知，如将试件中的裂纹考虑为与表面之间有可能成各种夹角的话，就必须从两个方向上探测。

2. 棱边处的波型转换

当表面波传播到棱边时，会产生波型转换，变型波遇有反射条件，同样会反射回来形

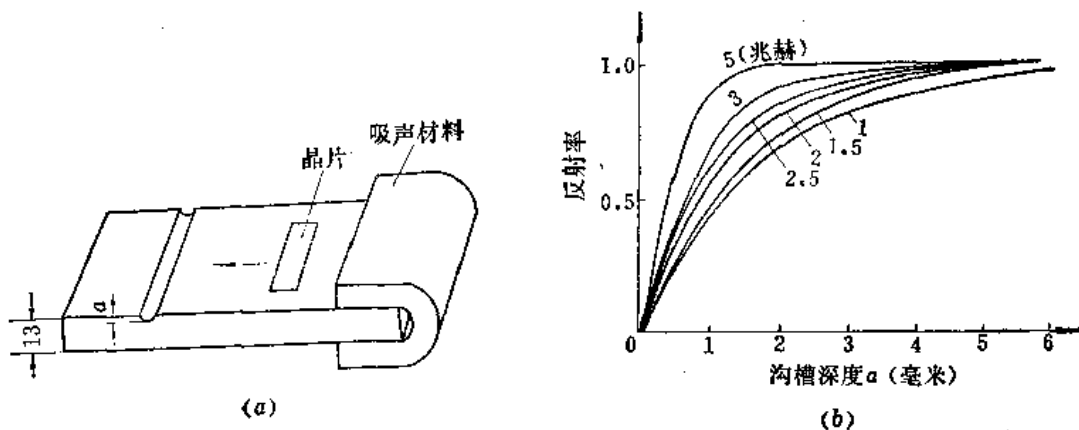


图 7-77 沟槽对表面波的反射率
(13毫米铁板表面加工的沟槽)
(a)实验布置; (b)反射率与沟槽深度的关系曲线

成干扰波, 检验中要注意与缺陷波区别。如图7-78所示, 波型转换遵从反射定律。表面波以 c_r 速度入射至E平面, 分离出速度为 c_t 的横波沿AC方向反射。由于 $c_r \approx c_t$, 如表面波入射角为 45° , 则横波反射角也接近 45° , 恰与底面垂直。荧光屏上在A棱角与B棱角回波之间出现一变型横波的反射信号。

3. 棱边曲率对回波的影响

棱边曲率半径对回波波高的影响如图7-79所示。由图可知, 当曲率半径 R 大于5倍波长以后, 表面波几乎全部跨越。考虑到有些机械零件需定期检查背部危险部位时, 设计零件时可充分利用这一原理。

R 小于1个波长时, 反射信号趋于最大。

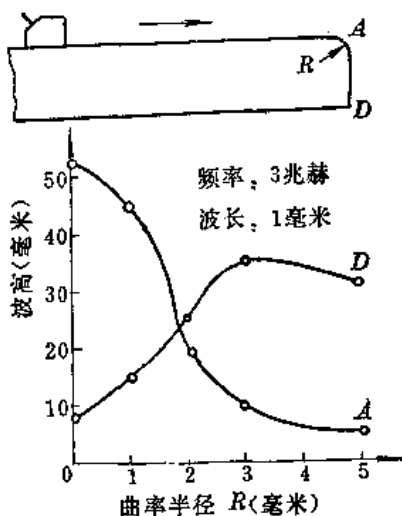


图 7-79 棱边曲率半径对回波波高的影响

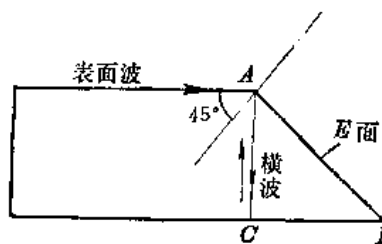


图 7-78 表面波在A处产生变型横波示意图

4. 倾斜于棱边入射时的情况

表面波相对与棱边倾斜入射时, 如图7-80所示那样, 声波向两个方向前进, 满足反射定律与折射定律。

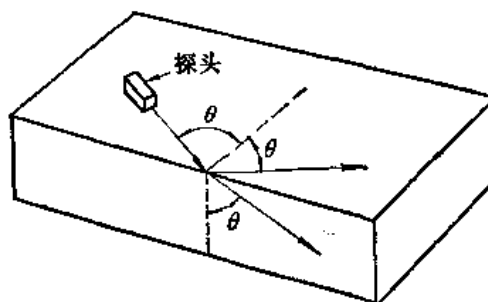


图 7-80 表面波倾斜入射棱边的情况

五、影响表面波传播的其他因素

1. 油的影响

传播表面波的表面附着油层时，表面波几乎完全衰减。这是因为表面波传播和振动状态的理论，是对固体介质的一侧为真空或气体才成立，如附有油层，则表面波的垂直成分向油层辐射，使其衰减。同样地用沾有油的手指贴在表面波的反射点或其传播的路径上，表面波也会立即衰减掉，用这种方法很容易找到反射点，可以帮助判断是缺陷的反射或是其它棱角的反射。将油层擦去只剩极薄的残留油层对表面波的传播基本上没有什么影响。

表面波在传播的路径上遇着液滴，除会被衰减外，其垂直成分进入液滴后又反射折回而产生回波。

2. 表面光洁度和材料组织的影响

表面光洁度对表面波的传播有明显影响，粗糙的表面不但使声耦合不好，而且在传播过程中容易发生散射，使表面波衰减较大。如传播方向与加工刀痕同向，一定程度上衰减少些。粘附于材料表面的油污、铁锈、水垢以及与材料表面相接触的其他物体，对表面波也有强烈衰减作用。

与其他波型一样，材料的粗大晶粒界面对表面波有衰减作用，其晶粒度与表面波波长 λ 之比值愈大，衰减作用愈大。因而对于晶粒粗大材料，采用较低频率探测为好。

另外材料厚度对表面波衰减作用也有关系，当厚度小于两倍表面波波长时，衰减显著增加。表7-4中列出了，光洁度一定时，衰减与频率、厚度等因素的关系，表中结果未进行扩散衰减修正。

表 7-4 表面波的衰减(分贝/厘米)

| 材 料 | 频 率 (兆赫) | 1 | 1.5 | 2.0 | 2.5 | 3.0 | 5.0 |
|------------|-------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|
| 13毫米铁板 | | 0.0655 | 0.068 | 0.099 | 0.135 | 0.208 | 0.334 |
| 1.7毫米铁板 | | 0.27 | | | | 0.525 | |
| 0.9毫米铁板 | | 0.21 | | | | 0.438 | |
| 0.25毫米马口铁板 | | | | | | 0.593 | |
| 2.0毫米铝板 | | 0.035 | | | | 0.120 | |

3. 圆柱曲面的影响

表面波在圆柱面上沿圆周方向传播时，速度有所变化，在凸圆柱面上的传播速度大于平面上的传播速度，而在凹圆柱面上的传播速度低于平面上的传播速度；并且会发生波型变换，使表面波衰减。柱面曲率与表面波波长之比愈大，则传播速度变化愈大，在凹柱面上衰减也愈大，反之亦然。当柱面曲率半径与波长之比足够大(约50以上)时，在柱面上的传播情况基本上与平面相同。

六、表面波探伤的应用

表面波探伤中，诸如频率和耦合剂的选择，探测表面的处理等问题，仍参见第五章提

到的一些原则。一般为了使检出近表面缺陷有较高的灵敏度，频率多采用5兆赫；为使耦合剂不致到处流淌和影响表面波的传播，一般多采用甘油或粘度较大的机油；为减少表面波的衰减和消除一些干扰杂波，要求表面光洁度比其它方法要高一些，一定要去除锈蚀，露出金属光泽，必要时用丙酮等有机溶剂将表面擦拭干净。

(一) 强度法检测表面裂纹

1. 扫描速度的调整

考虑到被检工件与试块材质上的差异，最好直接在工件上调整扫描速度。将探头垂直地对准工件的一个棱边（见图7-81），距离探头前沿40毫米，荧光屏上出现棱边的反射波（位置I）。调节标距旋钮，使标距脉冲●后沿对准波I的前沿。将探头保持与棱边垂直向后移到距离65毫米处，此时棱边的反射波相应右移到位置II。位置I（即标距所在处）代表的声程为40毫米，位置II所代表的声程为65毫米。反复调节“水平”和“深度”旋钮，借助标距脉冲使探头在位置I和II时的回波前沿分别对准水平刻度“4”和“6.5”，此时扫描速度为1:1。

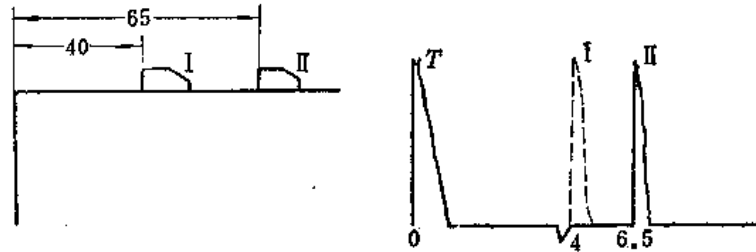


图 7-81 用工件本身的棱角调整扫描速度

2. 灵敏度调整和定量

在表面波探伤中，灵敏度调整最常用的方法是：在加工有人工缺陷的试块上或带有缺陷的工件上调整。这种方法简单、直观、易于掌握。但应该注意到所用试块或带有缺陷的工件与被检工件的材质、表面光洁度如有不同，就会使灵敏度调整有很大出入。理论分析和实践证明，可以利用工件本身的直角棱边反射波作为参考信号。

直角棱边可以看作为无限长和无限深的裂纹。对于钢材，直角棱边反射波的波高与有限长度、有限深度裂纹反射波的波高之比，以及相同长度、不同深度裂纹反射波的波高与 0.17λ 深的裂纹反射波的波高之比，可由下式表示●：

$$\frac{H_R}{H_I} = \sqrt{\frac{\pi x}{2Ln}} \cdot \frac{\int_0^2 (e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b' e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}}) d\left(\frac{z}{\lambda}\right)}{\sqrt{\int_0^n (e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b' e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}}) d\left(\frac{z}{\lambda}\right)}} \quad (7-29)$$

- ① 有的仪器扫描线上可以呈现一个向下的小标距脉冲，其位置可用“标距”旋钮调节。调整扫描速度时，调节标距脉冲的这种用法，同样适用于横波探伤。
- ② 在纵波探伤和横波探伤中，底波和人工缺陷反射波波高的规律早已有较多的理论探讨，AVG原理就是其中一种。但表面波的反射率，尚没有较成熟的理论结果，还处于探讨的过程。这里介绍的理论结果是取自第一次全国无损检测学术讨论会会议论文“表面波反射理论探讨”，该理论结果经实验验证与实际情况较吻合。

$\sigma = 0.29$ 时

$$\frac{H_B}{H_{0.17}} = 7.487 \sqrt{n} \sqrt{\int_0^n (e^{-a \cdot \frac{z}{\lambda}} - b' e^{-c \cdot \frac{z}{\lambda}})^2 d\left(\frac{z}{\lambda}\right)} \quad (7-30)$$

- 式中 H_B ——直角棱边反射波波高；
 H_f ——裂纹反射波波高；
 $H_{0.17}$ —— 0.17λ 深的裂纹反射波波高；
 L ——欲探测的最小裂纹长度；
 n ——欲探测的最小裂纹深度 d 与波长 λ 之比，即 d/λ ；
 x ——反射体至声源的距离；
 λ ——波长。

a 、 b' 、 c 和 z 的意义同式(7-22)和(7-23)。式(7-29)和(7-30)中的积分及根式均取绝对值。

从式(7-29)中可看出，若 L 、 n 取定， H_B/H_f 只与距离 x 有关；若 x 一定，则 H_B/H_f 为一定值。

对于钢，取泊松比 $\sigma = 0.29$ ，可求得 $a = 5.429$ ， $b' = 1.750$ ， $c = 2.376$ 。令 $\lambda = 0.598$ 毫米(对应钢中5兆赫)， $n = 0.17$ (相当于5兆赫，钢中裂纹深度约0.1毫米)， $L = 6.5$ 毫米，探测距离取40、50和60毫米，则可由式(7-29)算出 H_B/H_f 值，其结果列表7-5中。用图7-82所示试块实测的 H_B/H_f 值亦列入表7-5中。从表中可以看出：实验值均低于计算值，其误差约1分贝。实用上可以用表7-5中实验值作为直角棱边调整灵敏度的依据。例如所用表面波的频率为5兆赫，欲探测的最小裂纹长度为 $L = 6.5$ 毫米，最小裂纹深度为 $d = 0.17\lambda \approx 0.1$ 毫米，探测距离为 $x = 40$ 毫米，则可按如下步骤调整灵敏度：从表7-5中查得，探测距离40毫米处的 H_B/H_f 值相当于21分贝，于是将衰减器投入21分贝，探头垂直对准工件直角棱边，探头前沿距棱边为40毫米；调整仪器“增益”旋钮，使棱边反射波波高达某一特定高度，而后再将衰减器置于零分贝。此时，仪器探伤灵敏度调整完毕。探伤时如缺陷在40毫米处的波高正好达到特定高度，则该缺陷相当于长6.5毫米、深0.1毫米的人工模拟缺陷。

表 7-5 H_B/H_f 计算值与实验值的比较

| 距 离 (毫米) | H_B/H_f (分贝) | |
|-------------|----------------|-------|
| | 计 算 值 | 实 验 值 |
| 40 | 22.08 | 21 |
| 50 | 23.05 | 22 |
| 60 | 23.85 | 23 |

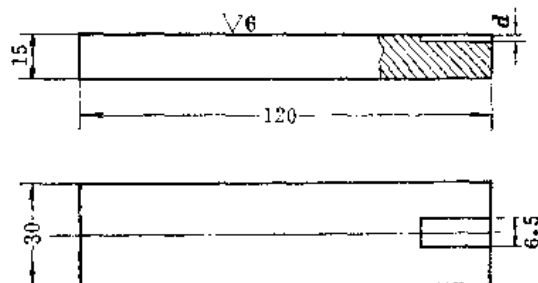


图 7-82 模拟裂纹试块

从式(7-30)中可知，相同长度不同深度的人工模拟裂纹相对于 0.17λ 深人工模拟裂纹的反射波波高之比，只与以 λ 为单位的深度值有关，而与其它因素无关，这就是绘制以

确定深度的模拟裂纹为基准的定量曲线的理论根据。

图7-83是依据式(7-30)画出的 $H_f/H_{0.17}$ 与裂纹深度 d 的关系曲线, $H_f/H_{0.17}$ 以分贝为单位, 深度 d 以毫米为单位。如按前面例子中所述的调好灵敏度后, 探伤时发现一缺陷信号, 移动探头使缺陷反射波正好在荧光屏时基线刻度“4”处(使缺陷声程与调灵敏度时的声程对应), 调整衰减器使波高降到特定高度, 读取衰减器读数。根据衰减器读数可在图7-83曲线上查得裂纹深度 d 值。此时的裂纹深度相当于长度为6.5毫米裂纹的深度, 如实际裂纹长度较6.5毫米短, 其深度就要比查得的深, 反之就比查得的浅。需要指出, 这里的定量仅限于 $d < 2\lambda$ 的裂纹深度定量, 因为表面波的传播仅限于 2λ 的深度。

(二) 时延法测量表面裂纹纵向尺寸

前述表面波探伤测定裂纹深度的定量方法仅适用于测量浅裂纹, 其深度不超过二倍波长, 更深的裂纹就无法测定。即使是浅裂纹, 往往也只能定出标准人工裂纹的当量深度, 与实际裂纹深度尚有一定距离。随着断裂力学的发展, 要求能测出裂纹的准确深度, 因而探讨了许多种测量裂纹深度的方法。现介绍用表面波的时延方法测量与表面张口裂纹深度有关的纵向尺寸。

这种方法的特点是利用裂纹张口处的反射信号和裂纹尖端处的反射信号在传播时间上的差值作为测定裂纹纵向尺寸的信息, 而不是裂纹反射信号的强度。所以表面光洁度、耦合状况等方面的变化, 对测量精度无显著影响。其缺点是: 测出的不是裂纹尖端距表面的垂直距离 h' (即我们最为关心的“深度”), 而是裂纹的纵向尺寸 h 。当裂纹倾斜时, 后者大于前者, 如图7-84a所示。

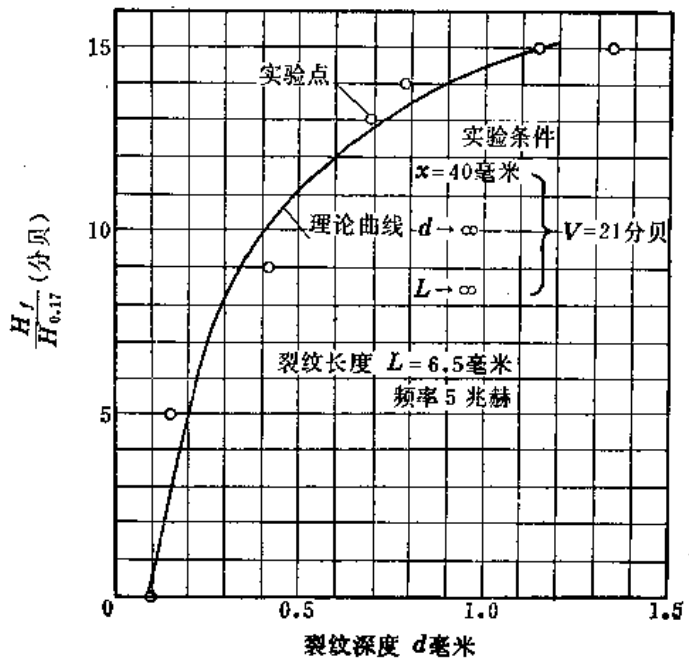


图 7-83 $H_f/H_{0.17}$ 与深度 d 的关系

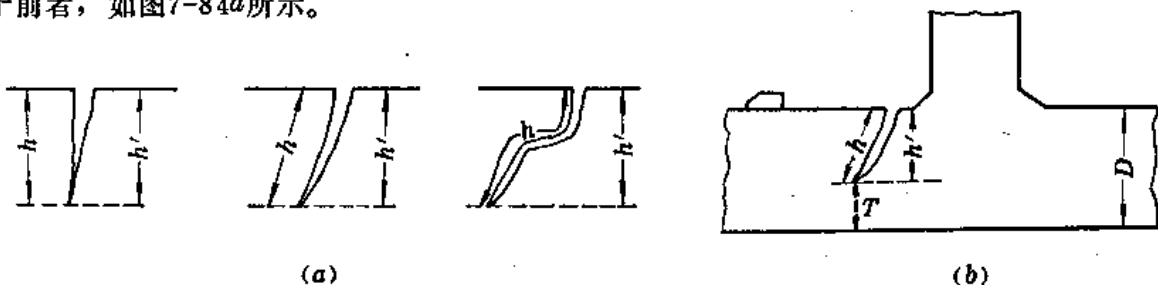


图 7-84 用表面波测量裂纹深度的几种情况

1. 双探头法

如图7-85所示, 将两个相同的表面波探头垂直于裂纹放置在裂纹两侧, 探头 T 接“发”,

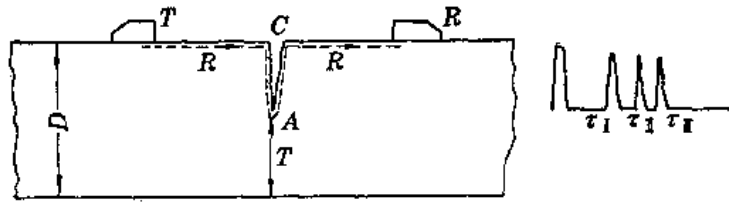


图 7-85 用表面波双探头测量裂纹深度

探头 R 接“收”。随试件表面光洁度及裂纹面状况等因素的影响，可能出现两种情况：

第一种情况：

自 T 发射的表面波传到裂纹的张口处，一部分声波被反射回来（这种测量方式，仪器对此反射波无反应）；一部分声波跨过裂纹直通到接收探头 R，荧光屏上会显示一个直通波，其水平位置为 τ_I ；一部分声波沿着裂纹面向下绕过裂纹尖端 A 再往上，而后传播到接收探头 R，荧光屏上显示出另一个接收信号，其水平位置为 τ_{II} 。对于垂直表面裂纹，显然其纵向尺寸 h 可由下式表示（扫描速度按透射法调成 1:1）：

$$h = \frac{(\tau_{II} - \tau_I)}{2} \quad (7-31)$$

当然在裂纹张口处 C 还会有变型纵波和变型横波，仪器对他们没有反应。

第二种情况：

除了发生第一种情况外，在裂纹尖端 A 处又产生变型横波。它垂直传到底面后，又返回 A 处，再转为表面波并沿裂纹面传到接收探头 R，荧光屏上会显示一个变型横波信号，其水平位置为 τ_{III} 。 τ_{III} 与 τ_{II} 、 D 和 h 之间有下式关系（扫描速度按透射法调成 1:1）：

$$\frac{(\tau_{III} - \tau_{II})}{c_r} = \frac{2(D - h)}{c_t} \quad (7-32)$$

式中 c_r 、 c_t ——分别为表面波速度和横波速度；

D ——板厚。

对于钢，取泊松比 $\sigma = 0.29$ ，则 $c_r/c_t = 1.08$ 代入式 (7-32) 得：

$$h = D - 0.54(\tau_{III} - \tau_{II}) \quad (7-33)$$

两种情况测得的 h 值可以互相核对。

2. 单探头法

双探头法有时受条件限制不能采用，例如图 7-84b 所示。此时可采用单探头法。

表面波自探头发，在传至裂纹张口处反射回一个信号，其在荧光屏上的水平位置为 τ_I 。传到裂纹尖端又反回一个信号，其在荧光屏上的水平位置为 τ_{II} 。同样，有时会收到变型横波从底面反射回的信号，它在荧光屏上位置为 τ_{III} 。可以按下式求裂纹纵向尺寸（扫描速度按反射法调成 1:1）：

$$\left. \begin{aligned} h &= \tau_{II} - \tau_I \\ h &= D - 1.08(\tau_{III} - \tau_{II}) \end{aligned} \right\} \quad (7-34)$$

采用表面波时延法测量表面张口裂纹的纵向尺寸时，为了能有效地分辨各信号之间的时间差，要求仪器的距离分辨率要好，这对浅裂纹的测量尤为重要，因此仪器最好采用窄

脉冲激励和宽带放大器，探头采用高阻尼的短脉冲探头。

为了减小直通波的能量，测量前要清除裂纹缝隙中的液体、腐蚀物等。

第四节 板波探伤法

一、板波的种类

板中传播的超声波受板面的影响，当频率、板厚、入射超声速度之间满足一定的关系时，声波就顺利通过。狭义地讲，板波仅指板中传播的兰姆波，广义地讲也包括圆棒、方钢和管中传播的波。

根据考虑方面的不同，板波可按如下几个方面分类。

1. 根据质点振动情况分类

质点振动方向与表面平行的横波（简称SH波）射向界面时，反射波仍然是SH波。SH波如果射向薄板，就在薄板中产生SH型板波，如图7-86a所示。如在板中传播的波中既有振动方向与板面垂直的横波（简称SV波）又含有振动方向与板面平行的纵波（简称P波）时，这种板波叫兰姆波。兰姆波中质点实际上是做椭圆形运动，如图7-86b所示。

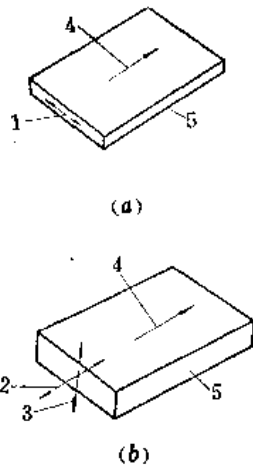


图 7-86 质点振动方向与界面的关系

(a) SH波的板波；(b) 兰姆波

1—质点振动方向；2—纵波成分；3—横波成分；4—波动前进方向；5—板

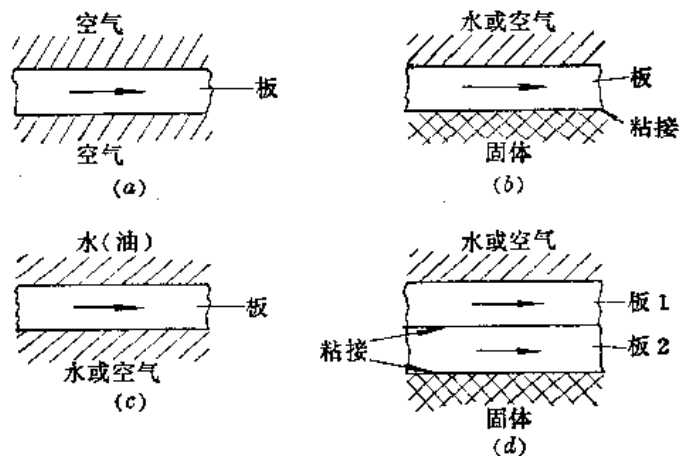


图 7-87 根据边界条件分类

2. 根据边界条件分类

图7-87示出了几种边界条件。板面与空气相接触，理论上可按与真空相接触处理（图7-87a）；板的一面或两面与固体或液体接触时（图7-87b、c、d）情况比较复杂。图7-87c的情况，如是SH波，则称乐甫波。图中除a种情况外，超声能量大都要进入其他介质中去，因而衰减很大。例如图中b的情况，若板中存在的是兰姆波，并假定其中是以横波为主，垂直板面振动的横波会将部分声波以纵波型式透射到周围介质中去。该兰姆波就会由于其中的横波成分衰减很大而不易传播。反之，以纵波成分为主时，因为切变应力不易传播到液体中去，所以能量损失得少一些，仍可以传播。

3. 根据板的变形分类

如图7-88所示，在兰姆波作用下，板的振动有两种。图7-88a所示称为对称型板波，图7-88b所示称为非对称型板波。习惯上称前者为S型，后者为A型。

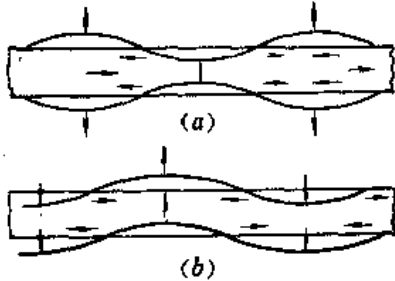


图 7-88 兰姆波的类型
(a)对称型；(b)非对称型

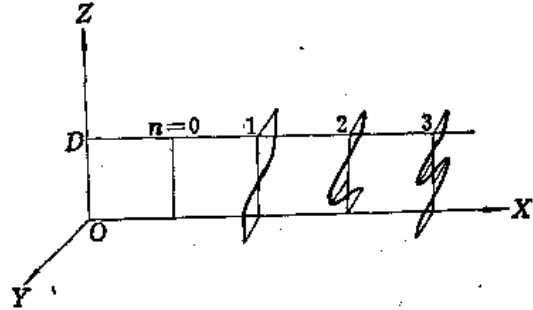


图 7-89 几种不同 n 值的SH型板波质点位移情况

二、板波的相速度与群速度

板波相速度与无限介质中的横波、纵波相速度的最大区别在于：板波相速度与频率、板厚、介质声速及用于产生板波的初始波的入射角有关。超声脉冲是多个频率不同的谐波成分的叠加，所以各成分相应的相速度是不同的，因而就存在群速度问题。因此，对板波探伤来说，有必要了解相速度和群速度的概念。

(一) 相速度

可以用最简单的SH型板波来说明。

如前所述，SH波中介质质点的振动方向与板面平行。设板中沿 X 方向传播的SH波质点在 Y 方向的位移为 s ，可由下式表示：

$$\begin{aligned} s &= A \cos \gamma z \sin(\omega t - kx) \\ &= A \cos \gamma z \sin \omega \left(t - \frac{k}{\omega} x \right) \end{aligned} \quad (7-35)$$

- 式中
- A —— 任意常数；
 - γ 、 k —— 待定量；
 - ω —— 角频率， $\omega = 2\pi f$ ， f 为板波频率；
 - x —— 观察点在 X 方向的坐标；
 - z —— 观察点在 Z 方向的坐标。

$\cos \gamma z$ 项表示板中质点的位移是 z 的函数，如图7-89所示，图中 D 表示板的厚度。

$\omega/k = c_p$ 叫做板波的相速度。

式(7-35)所表示的板波是板中传播的SH波，SH波是横波的一种，所以板中质点位移应当满足下列横波波动方程：

$$\frac{1}{c_t^2} \cdot \frac{\partial^2 s}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} \quad (7-36)$$

式中 c_t —— 横波速度。

将式(7-35)代入式(7-36)可得：

$$\left(\frac{\omega}{c_t}\right)^2 = \gamma^2 + k^2$$

或

$$c_p = \frac{2\pi f c_t}{\sqrt{4\pi^2 f^2 - \gamma^2 c_t^2}} \quad (7-37)$$

又板中的切应力用 σ_{yz} ^①表示, 在板的表面应有切应力 $\sigma_{yz} = 0$ 。由应力应变公式可知:

$$\sigma_{yz} = \mu \varepsilon_{yz}$$

式中 μ ——拉梅常数;

ε_{yz} ——切应变。

又因

$$\begin{aligned} \varepsilon_{yz} &= \frac{\partial s}{\partial z} \\ &= \frac{\partial [A \cos \gamma z \sin(\omega t - kx)]}{\partial z} \\ &= \gamma A \sin \gamma z \sin(\omega t - kx) \end{aligned}$$

应用 $z = D$ 时切应力为零的条件可知:

$$\gamma D = n\pi \quad (7-38)$$

式中 $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ 。

将式(7-38)代入式(7-37)得:

$$c_p = \frac{2\pi f c_t}{\sqrt{4\pi^2 f^2 - \frac{n^2 \pi^2}{D^2} c_t^2}} \quad (7-39)$$

由式(7-39)可知, SH波形成的板波的相速度与板厚、频率、介质中的横波声速有关, 并且还是 n 的函数, 在确定的板厚、频率和横波声速下, 板波的相速度还不只一个, 通常用 S_0, S_1, S_2, \dots 等表示与 $n = 0, 1, 2, \dots$ 对应的板波。不同的 n 值实际上就是对应于板的 Z 轴的位移类型, 见图7-89。实际探伤中, 获得不同 n 值的板波是用改变入射纵波的入射角来实现的, 所以相速度又与入射角有关。

对于兰姆波来说, 求解其相速度比较复杂, 但基本思路没有本质上的区别。兰姆波有对称型与非对称型两种, 对应不同的 n 值, 分别用 S_0, S_1, S_2, \dots 和 A_0, A_1, A_2, \dots 等表示这两种波。计算的相速度与频率乘板厚的关系参见附图1-39和附图1-43。

(二) 群速度

当几个速度相差不多的波同时在一个物体中传播时, 介质中质点振动将是各个波作用下振动的合成。此时质点振动最大振幅的传播速度, 不同于其中各单个波的传播速度。作为一般概念, 质点合成振动最大振幅的传播速度叫做波群速度, 简称为群速度。

仍以简单的SH波为例加以说明。设有频率为 f_1 和 f_2 的两个成分的板波在板中传播, 其位移的表达式分别为:

$$s_1 = A \cos \gamma z \sin(\omega_1 t - k_1 x)$$

$$s_2 = A \cos \gamma z \sin(\omega_2 t - k_2 x)$$

① σ_{yz} 的第一个脚标表示应力方向, 第二个脚标表示应力作用平面与 Z 轴垂直。

对于 s_1 和 s_2 , $A\cos\gamma z$ 这一项是相同的。令 $B=A\cos\gamma z$, 上列两式可改写为:

$$\left. \begin{aligned} s_1 &= B\sin(\omega_1 t - k_1 x) \\ s_2 &= B\sin(\omega_2 t - k_2 x) \end{aligned} \right\} \quad (7-40)$$

两波叠加时,

$$\begin{aligned} s_1 + s_2 &= B[\sin(\omega_1 t - k_1 x) + \sin(\omega_2 t - k_2 x)] \\ &= B\cos\left[\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right)t - \left(\frac{k_1 - k_2}{2}\right)x\right] \sin\left[\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}\right)t - \left(\frac{k_1 + k_2}{2}\right)x\right] \end{aligned}$$

因为 f_1 与 f_2 相差极小, 所以有 $k_1 \approx k_2$, $\omega_1 \approx \omega_2$, 上式可写为:

$$s_1 + s_2 = B\cos\left[\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2}\right)t - \left(\frac{k_1 - k_2}{2}\right)x\right] \sin(\omega t - kx) \quad (7-41)$$

式(7-41)可用图7-90表示。该图是一个典型调幅波的图形, 式(7-41)中余弦函数项相当于调幅波的振幅变化, 正弦函数项相当于载波。调幅波也是一个波动, 这个波的传播速度可由余弦项求出:

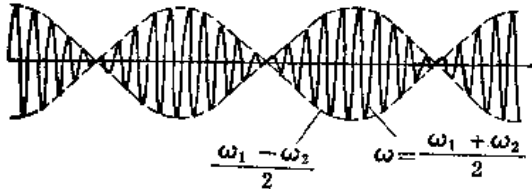


图 7-90 两个波的叠加

$$c_g = \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2}$$

c_g 就是质点合成振动最大振幅的传播速度, 即群速度。

当 ω_1 与 ω_2 无限接近时,

$$c_g = \lim_{\omega_1 \rightarrow \omega_2} \frac{\omega_1 - \omega_2}{k_1 - k_2} = \frac{d\omega}{dk} \quad (7-42)$$

这就是群速度的数学表达式。附录一(二十六)中的群速度图是用作图求微分的办法, 从兰姆波的相速度图求出群速度而画成的。

用简单的SH板波说明的群速度概念, 同样适用于其他板波, 如兰姆波。

实际探伤中使用的大多是脉冲波, 如第二章第二节所述, 一个重复频率为 f 的周期性脉冲波可以看作是无限多个频率分别为 f 、 $2f$ 、 $3f$ 、 $4f$ ……的波组合成的。板波的相速度与频率有关, 所以板波探伤要考虑群速度。但是, 严格按数学解析方法求解脉冲板波的群速度是非常困难和繁杂的。因此, 为了方便起见, 把一个脉冲波的谐波中振幅最大的频率及其附近频率成分的群速度定为此脉冲波的群速度。附录一(二十六)中兰姆波的群速度图就是指的这种群速度。

基于上述道理, 板波探伤时, 要选用脉冲宽度宽、波形圆滑的脉冲, 这样的脉冲其频谱比较窄, 附录一(二十六)中查得的这一频率处的群速度与实际群速度就会更接近。

三、板波的产生

前面已谈到, 选择不同的板波型式(即选择不同的 n 值)是靠选择探头入射角来实现的。这个道理可以比较直观地用图7-91来解释。为了获得比较强的板波, 总是希望外加力的节奏与板中振动合拍, 即共振。如图7-91所示, 兰姆波相速度的一个波长 B 与透声楔中纵波的一个波长 λ 相对应时, 板的振动就刚好与透声楔中纵波的振动合拍了。此时

$$\sin\alpha_1 = \frac{\lambda}{B} = \frac{c_1}{c_p}$$

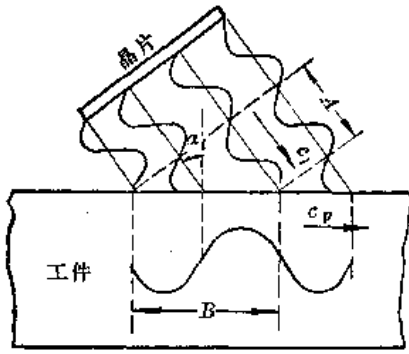


图 7-91 板波波型与探头入射角的关系

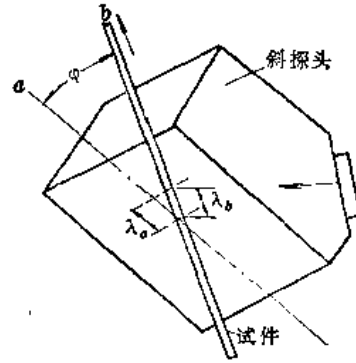


图 7-92 在棒中产生板波

故

$$c_p = \frac{c_l}{\sin \alpha_i} \tag{7-43}$$

式中 c_l ——透声楔中纵波速度；
 c_p ——板波相速度；
 α_i ——纵波入射角。

从式中可以看出，改变纵波的入射角，可改变板波的相速度。

产生板波的纵波入射角尚可根据被探测工件的板厚乘所用频率和选用的波型，由特定的曲线图上查出，参见附图1-41、1-42、1-45及1-46。

对于细棒，也是根据上述道理来产生板波。如图7-92所示，采用固定入射角的探头。设通常情况下板波传播的方向是 a ，现在把棒旋转一个角度 φ 贴在探头上。 a 方向上的一个波长 λ_a 和 b 方向的一个波长 λ_b 之间应满足下式：

$$\frac{\lambda_a}{\lambda_b} = \cos \varphi$$

λ_a 与在透声楔中的纵波波长 λ_i 之间的关系应满足下式（见图7-91）：

$$\frac{\lambda_i}{\lambda_a} = \sin \alpha_i$$

于是

$$\frac{c_l}{c_p} = \frac{\lambda_i}{\lambda_b} = \frac{\lambda_i}{\lambda_a} \cdot \frac{\lambda_a}{\lambda_b} = \cos \alpha_i \cos \varphi$$

$$c_p = \frac{c_l}{\cos \varphi \sin \alpha_i} \tag{7-44}$$

四、兰姆波传播的特点

1. 衰减的非单调变化

由于兰姆波是在两维空间中传播的，因此应当比在三维空间中传播的声波衰减小一些，但由于其波长短，因热损耗而产生的衰减比较大，加之还受表面的影响，所以兰姆波的探测距离并不很大。

兰姆波衰减的特点是有时并非与距离呈比例关系，而且有时也不随距离单调变化。实测结果如图7-93所示， A_1 型或 S_1 型兰姆波的衰减是随距离单调变化的，而 A_0S_0 （ A_0 、 S_0 的合成波）和 A_2S_2 型兰姆波的衰减则不是单调的。

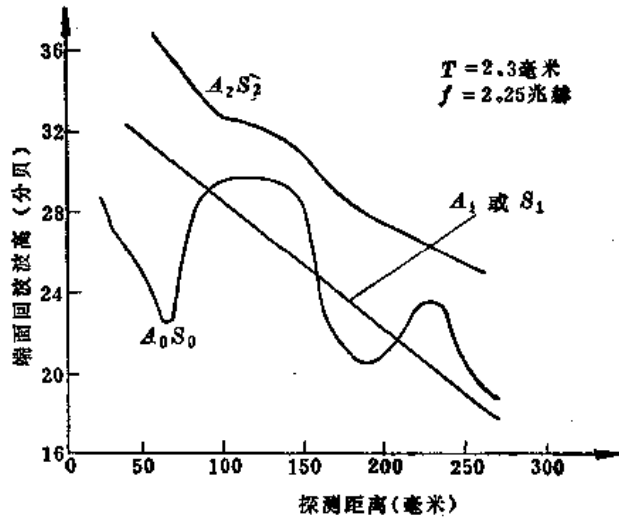


图 7-93 实测板波随距离的衰减

当板上有水或油时，兰姆波的衰减显著增大，原因是振动方向垂直板面的横波成分能量一部分被传入液体。因此在水浸法板波探伤时，要选择兰姆波中包含横波成分少的波型，即选择群速度尽量接近纵波速度的那些波型。图7-94是一个水浸探伤中板波衰减情况的实验结果，图中 S_4 型的衰减小，而 $S_0 + A_0$ 型则衰减很厉害。

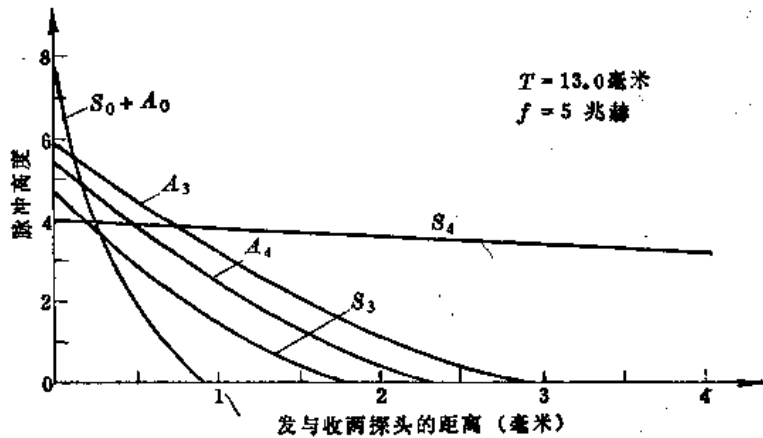


图 7-94 水浸探伤中兰姆波的衰减

2. 反射时兰姆波波型的变化

板波在端面上反射时，并不是所有的能量都全部按原来的波型反射，其中有一部分能量以其他兰姆波波型反射。要对这种现象进行严格的理论分析比较困难，图7-95是这种现象的实验验证。采用收、发两个探头，选定发射探头的入射角，使之产生 S_0 型兰姆波。接收探头入射角是可变的，以此来选择接收的兰姆波波型，实验结果如图7-95b所示。从图中看出，反射波中有 S_4 和 $S_0 + A_0$ 的成分，而且 $S_0 + A_0$ 成分比 S_0 还要强， S_0 反射的能量仅占入射能量的30%。

当板的端面角度变化时，由于变型波的变化反射波信号高度也要变化。

3. 板波回波信号的宽度

根据前面的分析，当脉冲宽度很窄时，也就是说它所包含的频谱较宽时，可以认为群速度值有多个。这许多不同群速度的兰姆波经过一段时间传播后，又在端面上反射，各个波型的反射又不一样，探头接收到的回波信号就会畸变，一般来说信号宽度变宽了，甚至会出现多个回波。

还有一种情况值得注意，根据波形传输理论指出，波形无畸变地传输的条件是在给定频率范围内，群速度不变。因此，为了防止波形在传播中畸变，需要选择合适的板波类型，即选择附录一（二十六）群速度图中，板波群速度随频率的变化比较缓慢的波型。例如 S_5 型兰姆波适于在频率乘板厚为10.5毫米兆赫时使用。

五、板波探伤的一般程序

(1) 尽可能选用宽的发射脉冲。如有可能，用频谱分析方法或其他方法测定探头发射的超声频谱，以便选择窄频带脉冲。

(2) 制作一个与被测板材料相同的对比试块。试块长度可选为20厘米、30厘米等，厚度应与被测板相同，板上制作人工缺陷。

(3) 选择合适的波型，例如欲使传播距离大，选取纵波成分为主的板波波型；又例如欲测定板与其他介质粘接的良好程度，可选用横波成分大的板波波型。根据频率乘板厚的数值在群速度图上选择群速度随频率变化缓慢的板波波型，再根据波型、频率乘板厚的数值，从相应的图中查得入射角，参见附图1-41、1-42、1-45及1-46。

(4) 根据入射角选择合适的探头。在试块上调整扫描速度。用试块端头反射脉冲信号观察所选板波的衰减特性，注意看是否有非单调特性。

(5) 根据人工缺陷的反射，选择合适的探测灵敏度。

(6) 探伤时，当发现端头信号前面有信号出现时，用手指拍打确定缺陷确切的位置。耦合剂粘度要稍大些，避免到处流淌。

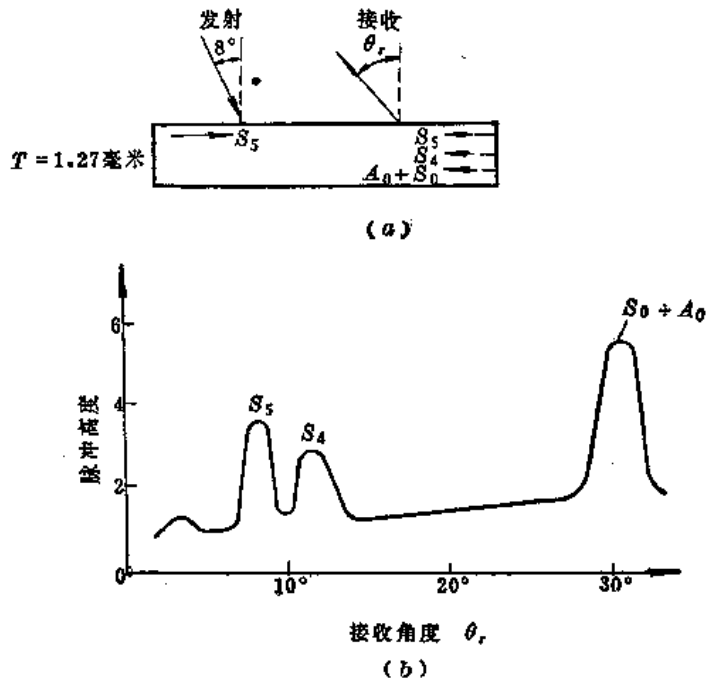


图 7-95 兰姆波反射时的波型转换

第五节 水浸探伤法

一、水浸法●的原理和特点

使探头发射的声波经过一段水后再进入工件的探伤方法，称为水浸探伤法，简称水浸

● 这种方法多用水作浸液，故多称水浸法；也有用油或其他液体作浸液，故有时泛称液浸法。

法。

水浸法中，探头与被检物不接触，因此，超声波的发射与接收都比较稳定，不像接触法中灵敏度受油膜厚度、接触压力和表面光洁度等因素的影响。当然，工件表面光洁度的影响在水浸法中也是存在的，只不过与接触法相比，这种影响较小而已。

水浸法中，探头相对于工件的角度可以自由变更，加之便于采用聚焦声束，所以特别适合对曲面工件进行倾斜入射的探伤。

如图7-96所示，有几种浸渍工件的方法。图7-96 a是通常采用的把工件全浸在液体中，称一般水浸法；图7-96 b的浸渍方式，称局部水浸法；图7-96 c的浸渍方式，称水流水浸法或喷流水浸法。

在脉冲反射式水浸探伤中，回波在荧光屏上的图象和声波在水及工件中传播时能量的分配情况，分别如图7-97和7-98所示。 r 为声压反射率。为便于说明，图7-100中将声射线画成倾斜于工件界面。

水浸法中，被检工件的界面回波信号比发射脉冲信号窄得多，能量弱得多。就被检工件而言，这大大缩小了盲区，从而与非液浸法相比，能探测比较薄的工件，例如可探测厚度为波长数量级的小径薄壁管。

水浸法中，探头不直接接触工件，晶片损坏的可能性小，从而可以采用频率较高的薄晶片，实用上已采用到25兆赫。此时工件厚度1毫米时，底波信号也能清晰分开。

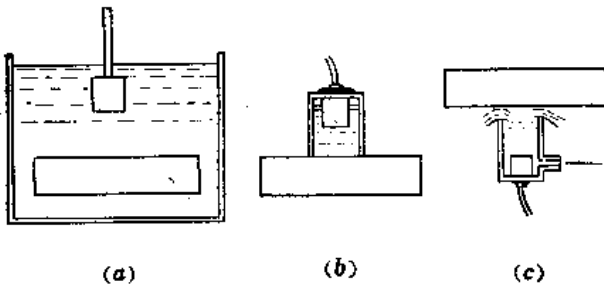


图 7-96 水浸探伤方式
(a)一般水浸法；(b)局部水浸法；(c)水流水浸法

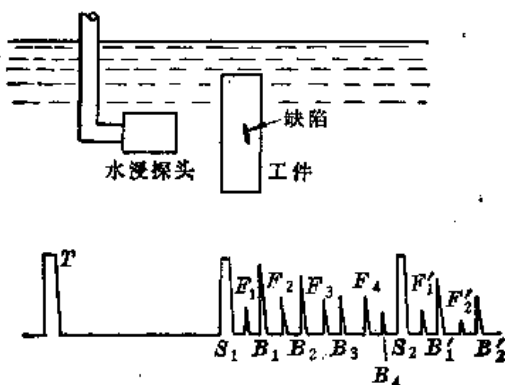


图 7-97 水浸法中的回波信号
(水中声速为工件中的1/4)

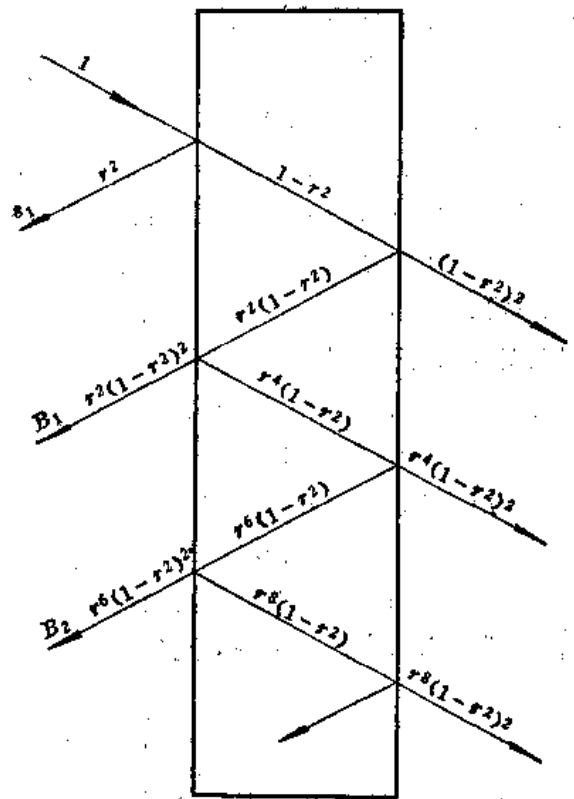


图 7-98 水浸法中声波传播路径及能量的分配

二、水浸法中声波的传播情况

1. 折射与反射

声波在水/工件界面上的折射、反射规律已在第一章第五节中详细讨论。实用上水/钢界面为多，这时的入射角与折射角的关系如图7-99所示。入射角与往返透过率的关系如图7-100所示。

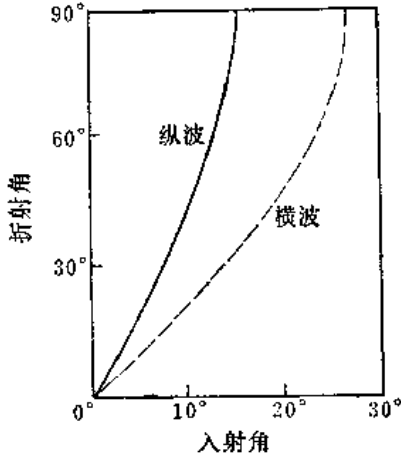


图 7-99 声波从水中进入钢时入射角与折射角的关系

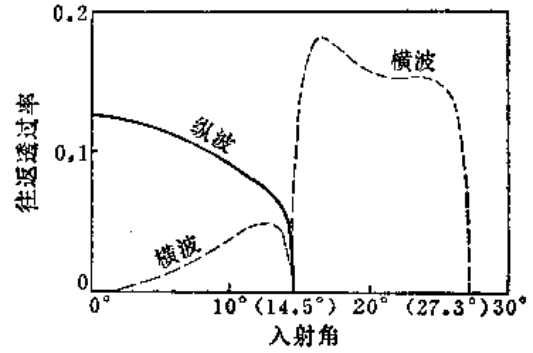


图 7-100 声波从水进入钢时折射纵波与横波的往返透过率

采用纵波时，折射角约为入射角的四倍。因此，在水浸探伤时，使探头与被检工件垂直常常是很必要的。入射角在 10° 以下时，往返透过率约为 0.1，即声压约有 20 分贝的损失。入射角在 14.5°~27.3° 范围内，能获得 33°~90° 的折射横波。与有机玻璃或聚苯乙烯透声楔横波探头相比，入射角的范围小了，因此调整入射角必须仔细。同时，容易获得足够强度的几乎是任意折射角的横波是水浸法的优点。

2. 指向性

声波在水中传播速度为钢中的 1/4，因此与钢中相比，水中指向性较好。但由水进入钢中时，按照折射定律，声束又扩大了。图 7-101 所示的两种情况没有本质上的不同，只是在第一种情况中工件离探头远一些，声波在进入工件以前已经扩散。

当被检工件表面是凸曲面时，如图 7-102 所示的那样，工件界面有使声波发散的作用，声波显著地扩散。而对凹曲面，声束先是聚拢，然后发散。

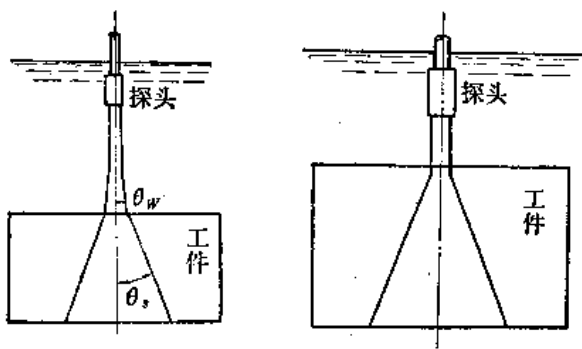


图 7-101 从水中垂直入射到钢中时声束指向性的变化

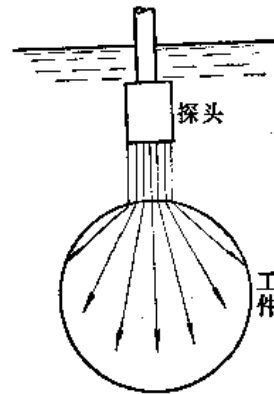


图 7-102 声波从水进入圆棒状工件时指向性的变化

3. 声束聚焦

水浸法中，因为声束指向性差，对探伤不利，特别是对倾斜入射的声束，为了保证恒定的入射角和不致出现许多其他干扰波型，多采用聚焦的方法来改善指向性。

如图7-103所示，圆片形晶片配上一个凹面声透镜，只要透镜材料的声速大于水的声速，就能使声束聚焦。

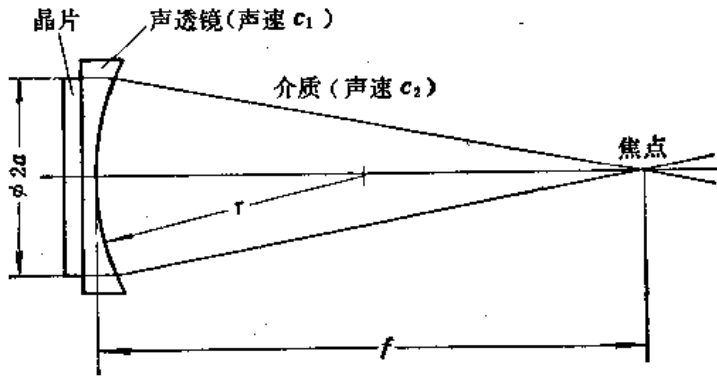


图 7-103 用凹面声透镜使声束聚焦

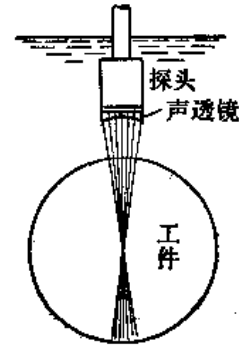


图 7-104 应用声透镜使声束聚焦于圆柱形工件的中心

如晶片附近的声波是平面波，透镜焦距 f 与曲率半径 r 之间的关系如式 (1-46) 所示，该式可用于声透镜的设计。声透镜材料若是树脂 (声速 $c_1 = 2730$ 米/秒) 的话，在水浸探伤时取水声速 c_2 为 1500 米/秒，则由式 (1-46) 有：

$$r = 0.45 f \quad (7-45)$$

这是水浸探伤所用声透镜曲率半径的计算公式。

对于凸圆柱面工件，为防止声束过于发散，可采用声透镜使声束聚焦于工件中心，见图 7-104。也可应用声透镜使声束在工件某一深度处聚焦，如图 7-105 所示。图 7-106a 是应用声透镜使声束入射角保持不变的例子。也可以用声阑去掉部分声束而使入射角大体上一致，见图 7-106b。

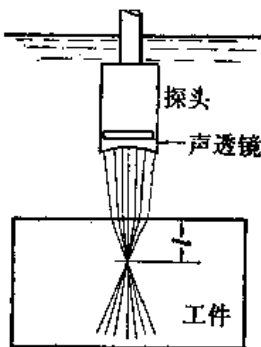


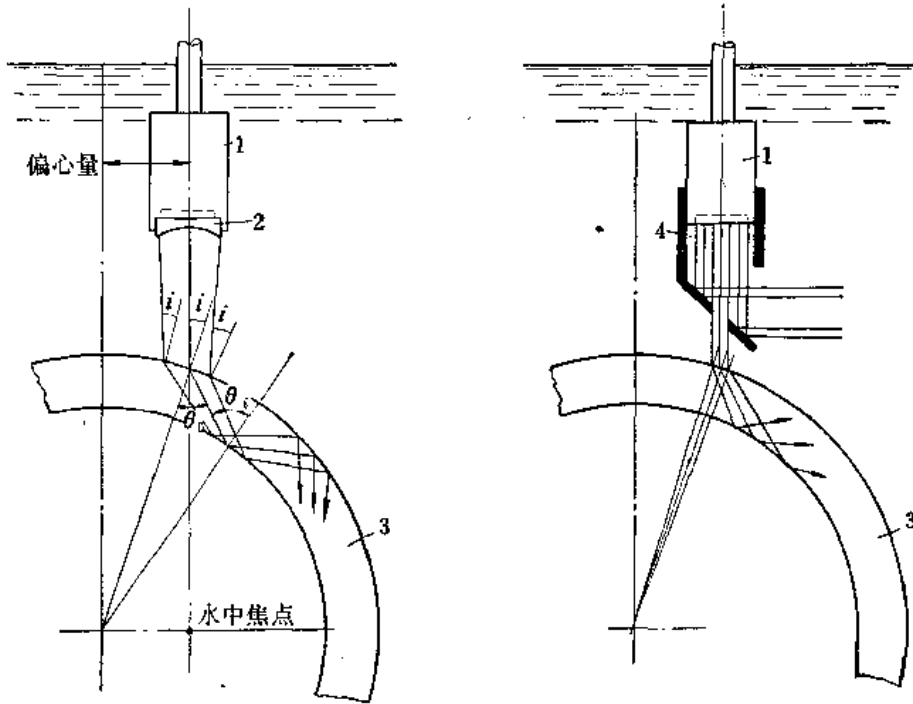
图 7-105 应用声透镜使声束在工件某一深度处聚焦

实际上声束并不是聚焦成一点，所谓焦点仍具有一定大小。由于焦点附近存在干涉现象，所以不能简单地套用几何光学公式。根据凹球面晶片的声场理论，对于理想化的球面声透镜，其焦点处的声场可以应用圆形晶片远距离声场的指向性函数表示。

从而可借用第一零值扩散角来定义焦点的直径，即：

$$d = 1.2 \cdot \frac{\lambda f}{R} \quad (7-46)$$

- 式中 d —— 焦点直径；
 λ —— 波长；
 R —— 晶片半径；
 f —— 焦距。



(a) 图 7-106 保持入射角不变的方法
(a)声透镜法, (b)声闸法。
1—探头; 2—声透镜; 3—管子; 4—声闸

表 7-6 水中 d_{-6dB} 的数值

| 频率 (兆赫) | f/R | | |
|------------|-------|------|-----|
| | 2 | 5 | 10 |
| 2 | 1.5 | 3.8 | 7.5 |
| 5 | 0.60 | 1.5 | 3.0 |
| 10 | 0.30 | 0.75 | 1.5 |
| 15 | 0.20 | 0.50 | 1.0 |

但是按半值角 θ 来定义焦点尺寸更接近实际, 即:

$$d_{-6dB} = 0.71 \cdot \frac{\lambda f}{R} \quad (7-47)$$

表7-6列出了在水中不同 f/R 和不同频率下的 d_{-6dB} 数值。

细声束不仅出现在焦点处, 而且在焦点附近的一段距离内。这段距离可按式近似计算:

$$L = \frac{2D}{D^2 - 1} R \quad \left(D = \frac{R^2}{\lambda f} \right) \quad (7-48)$$

式中 L —— 细声束长度;
 R —— 晶片半径;
 f —— 焦距。

当 D 减小时, L 变大, 但声束变粗, 且焦点处声压上升率也变小。这样一来, 所指望的聚焦作用就不显著了。因此, 需要根据具体情况, 求得适当细而长的聚焦声束。

三、界面波触发的应用

水浸探伤中, 特别是对于较薄的部件, 如果荧光屏上同时显示出始波、一次界面波和

① 半值角系指比声束轴线上声压降低一半即 -6 分贝时的扩散角。

一次底波，扫描速度就不能调得太快，而一次界面波与一次底波只好挤在靠荧光屏右边的位置（见图7-107a），界面波与底波间距离小，不便观察缺陷波。其实始波到一次界面波这一段对探伤是毫无意义的，可以排除于荧光屏之外。于是有的探伤仪设计了界面触发线路，即荧光屏的扫描不是与发射脉冲同步，而是由一次界面波触发，因而一次界面波出现在扫描线的左端，占据了始波的位置。可将一次底波调整到水平刻度线右端，如图7-107b。

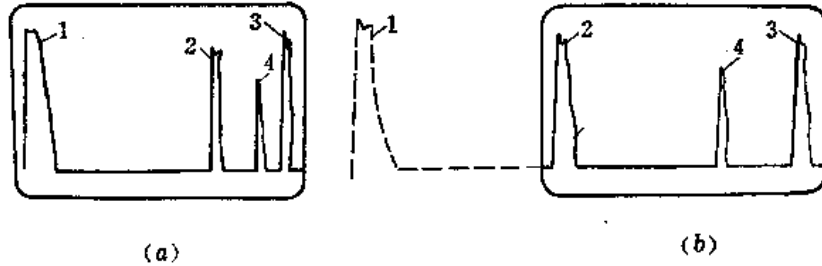


图 7-107 界面触发扫描荧光屏图形

(a)未用界面触发；(b)界面触发

1—始波；2—第一次界面波；3—第一次底波；4—缺陷波

这样作有两个优点：（1）加宽了一次界面波与一次底波的距离，便于观察缺陷波；（2）荧光屏图形类似于接触法探伤的图形，看起来更习惯。

四、水浸法中需要注意的几个问题

（1）与接触法相比，水浸法需要使用灵敏度高的探头（如硫酸锂、锆钛酸铅、钛酸钡等晶片）。一般至少要比接触法的灵敏度提高10分贝以上。

（2）探头支撑固定很重要，夹具要牢固，能前后左右移动，并具有角度微调装置。

（3）探头与被检工件的距离要能保证使工件二次界面反射波落在一次底波之后。为此，对钢或铝，探头至工件距离应大于工件厚度的1/3。

（4）液浸用水的污染不能太严重，否则对声的衰减太大。使用新鲜水时，工件和探头表面上容易聚集气泡。有气泡存在不仅会使灵敏度降低，还会产生一些杂波信号。一种解决办法是吹入热空气把水温加热到60℃以上，使过饱和空气溢出。另外，也要注意当水与周围空气存在温差时，会因对流现象而使回波不稳。水中声速与水温的关系如图7-108所示。

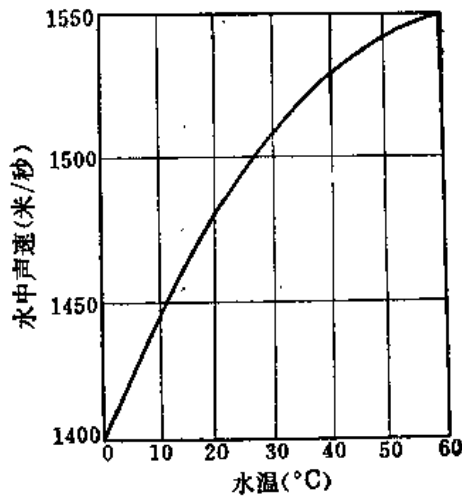


图 7-108 水中声速与水温的关系

第八章 发电厂几种部件的超声波探伤

本章主要讨论下述问题:

- (1) 紧固螺栓裂纹的检查;
- (2) 汽轮机叶轮轴向键槽裂纹的检查;
- (3) 汽轮机叶轮轮缘小脚裂纹的检查;
- (4) 汽轮机叶片裂纹的检查;
- (5) 锅炉铆接部位苛性脆化裂纹的检查;
- (6) 管道焊缝质量的检查;
- (7) 小径薄壁管焊缝的超声波探伤。

关于发电厂汽轮机和发电机主轴的探伤,已分别在第六章和第七章的有关章节中作了介绍,这里不再重复。

在本章介绍的方法中,对探伤仪和探头性能均有一定的要求,主要指标如下:

- (1) 采用A型脉冲反射式超声波探伤仪,其频率范围为1.25~5兆赫。
- (2) 仪器的水平线性误差不得超过2%,垂直线性误差不得超过6%,如果达不到这些要求,应作校正曲线给以修正。
- (3) 仪器的动态范围应在20分贝以上。
- (4) 仪器应具备有衰减器(内接或外接均可),总衰减量应在50分贝以上,误差不得超过 ± 1 分贝。
- (5) 探伤仪应备有稳压器,以便在电源电压波动过大时使用。
- (6) 所有直探头和斜探头的声束指向性要符合所规定的要求,声轴不应偏斜,探头频谱应为单峰,其峰值频率应接近标称频率。
- (7) 仪器与探头组合后,对于直探头,其纵向分辨力应不大于6毫米,其综合灵敏度要求为:当工作频率为2.5兆赫、增益余量不小于20分贝时,探测200毫米距离的 $\phi 1$ 毫米平底孔,反射波波高能达一定高度;对于斜探头,其综合灵敏度要求为:利用IIW试块R100圆弧面进行测试,当仪器衰减40分贝(对于45°斜探头)或20分贝(对于70°斜探头)以上时,反射波波高仍能达到一定高度。
- (8) 斜探头的入射点及折射角应经过精确的测定,入射点的测量偏差不应大于 ± 0.5 毫米,折射角的测量误差不应超过 $\pm 0.5^\circ$ 。

第一节 紧固螺栓的探伤

发电厂中,汽轮机上下汽缸的密合、调速汽门的密合、主汽门的密合、管道法兰的连接等均需使用紧固螺栓。

紧固螺栓有多种形式，按特性和形状分有刚性螺栓（等颈形）、刚性改型螺栓（鼓颈形）和柔性螺栓（细颈形）三种（见图 8-1）；按结构分有带中心孔和不带中心孔两种；按紧固方式有栽丝型^①和两端螺母紧固型两种（见图 8-2）。

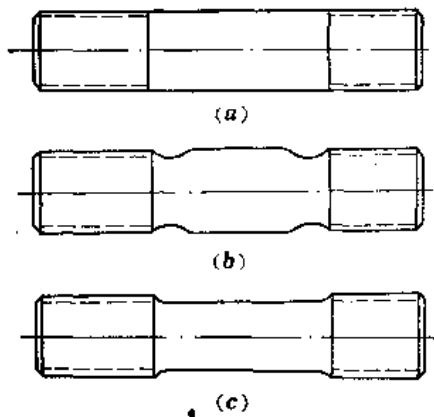


图 8-1 几种螺栓的形状
(a)刚性螺栓(等颈形); (b)刚性改型螺栓(鼓颈形); (c)柔性螺栓(细颈形)

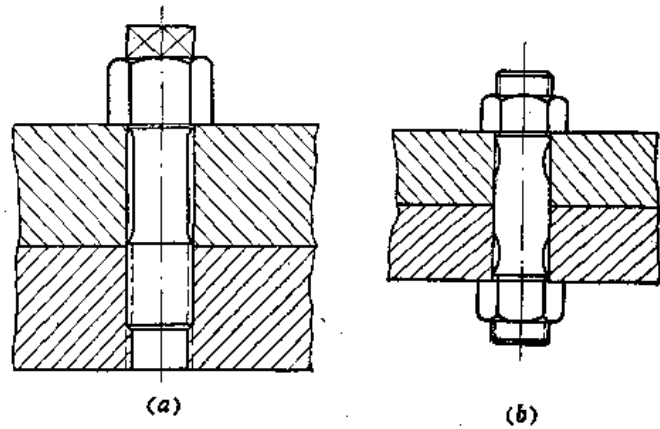


图 8-2 螺栓的紧固方式
(a)栽丝型; (b)两端螺母紧固型

一、探伤方法

紧固螺栓螺纹根部产生的裂纹是沿螺栓横断面发展的横向裂纹，中心孔加热不当产生的内孔裂纹也是横向裂纹。因此将直探头放在螺栓端面上探测，声束刚好与裂纹面垂直，对发现这些裂纹很有利（见图 8-3），所以这种方法是螺栓探伤的基本方法。对于中心孔处的横向裂纹，有时也辅以斜探头探伤加以验证。

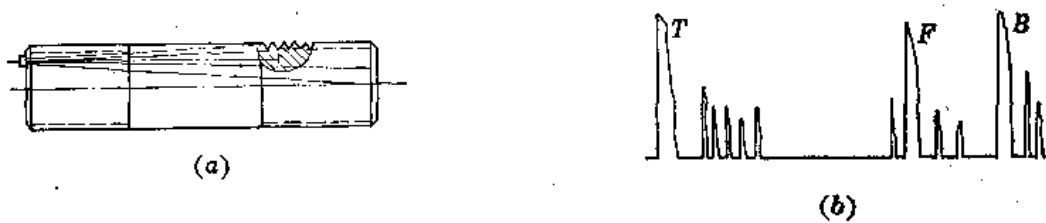


图 8-3 螺栓探伤示意图

(一) 探头频率和晶片直径的选择

用直探头探伤，主声束平行螺栓轴线入射，不致于射到螺纹上，只有扩散声束能射到螺纹面上产生回波，即所谓螺纹杂乱信号。声束指向性的好坏，对螺纹杂乱信号的强弱影响很大，声束指向性愈好，杂乱信号愈弱，反之愈强。为了减少螺纹杂乱信号，希望探头有好的指向性，为此原则上应选择较高频率和较大晶片直径的探头。

频率的提高受到材质衰减的限制，特别是在只能从一个端面探测时，衰减过大就要影响探测远离探测面裂纹的灵敏度，故对于长螺栓的探伤，频率不宜太高。

探头晶片直径的选择还受螺栓两端探测面的限制，直径较小的螺栓，端面面积不大，

^① 所谓栽丝型螺栓系指一端直接拧在下汽缸接合面上，另一端配螺母的螺栓，拧在下汽缸接合面上的一端称为栽丝端。

如果钻有顶针孔，可供放置探头的面积就更小；大直径的螺栓端面面积较大，但是如果带中心孔，则端面上能够放置探头的面积也不很充裕。在较小的探测面上放置较大直径的探头时，因为有一部分晶片外露，声束指向性会变坏。因此不能选用晶片很大的探头。

下列数据可供选择探头时参考：

- (1) 对于小于M30的螺栓，探测频率选用5兆赫，晶片直径小于 $\phi 12$ 毫米；
- (2) 对于M36~M76的螺栓，探测频率选用5兆赫，晶片直径为 $\phi 14$ 毫米；
- (3) 对于大于M76的螺栓，探测频率选用5兆赫或2.5兆赫，晶片直径为 $\phi 14$ 或 $\phi 20$ 毫米。

(二) 扫描速度的调整

直探头探伤时扫描速度的调整参见第七章第一节。通常使螺栓下端面的第一次回波处于靠近时基线最大刻度处为宜。只要仪器水平线性符合要求，扫描速度按一定比例调整好，根据荧光屏上缺陷波的水平刻度，裂纹在工件中的位置不难判断。

斜探头探伤时调扫描速度的方法见第七章第二节。

(三) 探伤灵敏度的确定

1. 用人工裂纹调灵敏度

这是最早使用的方法，它是利用结构尺寸与被探螺栓相同的无缺陷螺栓，在靠退刀槽第一道或第二道螺纹的根部加工制作一深度为1毫米的人工裂纹，作为调灵敏度的参考试块。选取1毫米深度是因为从大量断裂螺栓的断口发现，裂纹的旧痕迹最小深度约为1毫米左右。对于栽丝型螺栓，人工裂纹是加工在栽丝端。调整灵敏度时，探头放置在远离人工缺陷的另一端，使人工裂纹最大波高为满刻度的60%即可。

这种方法的优点是简单可靠，缺点是要求被探螺栓的探测面需打磨到与所制作的螺栓参考试块相同的光洁度，对于运行多年的螺栓（表面氧化皮层很厚）来说，这是一件繁重的工作。

即使经过打磨，各螺栓之间的光洁度总是有差别的，同一螺栓探测面上各部位的耦合情况也不尽相同，其灵敏度也在变化。为此，在不出现过多杂波、不影响判伤的情况下，应尽量提高探伤灵敏度，以便发现较小的缺陷。

2. 按螺栓端面的底波波高调灵敏度

对于给定规格和形状的螺栓，在底面反射条件相同时，1毫米深人工裂纹的反射波波高与端面底波波高具有一定的比值，即具有一定的分贝差。通过试验，求出分贝差，即可用端面底波作为参考信号来调整灵敏度。

探伤时，衰减器投入一定的分贝数，其值等于前述试验测出之分贝差；探头放置在探测面上的适当位置，将底波信号调到某一特定高度。而后将衰减器置于零分贝，即为探伤灵敏度。

应用这种方法，不要求探测面有很高的光洁度，去掉锈垢及氧化皮即可。但是螺栓的规格和形状不同，其底波与裂纹波的分贝差亦各异，因此若采用此种方法，需要对各种规格和形状的螺栓，测出相应的分贝差，以便根据被探螺栓的规格和形状分别选用；此外，被探螺栓的底面反射条件亦必须与做实验所用的螺栓相近。

3. 用螺纹波调灵敏度

一般裂纹是沿横断面发展，正好与主声束垂直，信号非常强烈，而螺纹波是扩散声束在螺纹上的反射，信号较弱，如图 8-4 所示。如果把裂纹反射波看成有用的信号，螺纹波看作为一种噪声，则可以利用这种信噪比来调仪器灵敏度和判伤（一般这种信噪比在 5~10 分贝以上）。

具体方法是：衰减器置于零分贝，探头置于探测面上，调节仪器使荧光屏上相应于螺栓被探测端的位置出现数个螺纹波，其波高为满刻度的 30~40%，即为探伤灵敏度。

这种方法的优点是操作简单，不需要参考试块，不要求探测面有过高的光洁度。其缺点是这样调整的灵敏度比用前两种方法调整的都要高，易出现其它杂波（如变形波）的干扰，要求探伤人员必须具有较丰富的辨别这些干扰信号的经验。

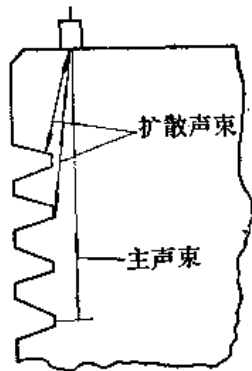


图 8-4 裂纹波与螺纹波的反射条件

用这种方法调灵敏度进行探伤时，探头放在不同位置，螺纹波波高可能有变化，要随时进行调整。

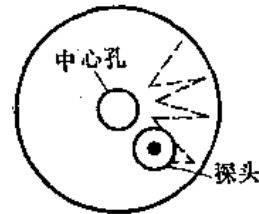


图 8-5 螺栓探伤时探头移动方式示意图

（四）探测面的确定和探头移动方式

1. 探测面的确定

一般地说，每一个螺栓都应分别在两个端面上进行探测，这样的好处是可以核对可疑信号的位置，帮助判伤。

对于较短的螺栓，一般是从这一端检查另一端的裂纹。但对柔性螺栓和刚性改型螺栓，由于结构关系，发现另一端小裂纹有困难，在这种情况下，应以检查探头放置端的螺纹根部裂纹为主。

汽轮机高压缸结合面螺栓的长度在半米以上（甚至超过一米），声波衰减较大，射至下端的声能较弱，加上由于声束截面增加，边界影响造成的杂乱信号增强，因此不能发现小裂纹。一般也是以探测本端为主，只有在不拆卸的情况下检查时，才从这一端检查另一端，但这时只能发现大裂纹。

2. 探头移动方式

螺栓探伤移动探头的方式如图 8-5 所示，探头移动速度要适中，移动间距不大于探头半径，移动时探头还要适当转动。探头晶片不要露出螺栓端面或覆盖中心孔，否则会因边界干涉现象使灵敏度降低，且声束扩散的增加也会形成较多的干扰信号。

二、裂纹波的鉴别

紧固螺栓的裂纹波有如下特点：

- (1) 波形 因裂面垂直声束，故裂纹波形清晰、陡直、尖锐。
- (2) 部位 由前述产生裂纹的原因可知，螺纹根部裂纹，一般出现在接合面附近一至二道螺纹处；中心孔裂纹，一般出现在高温加热区。
- (3) 声程 从两端面探伤，裂纹波的声程之和等于螺栓长度。
- (4) 底波的变化 对于较大的裂纹，底波明显的减弱，甚至消失，如将扫描速度调慢（即增大探测范围），还可以看到裂纹的多次反射信号。
- (5) 螺纹波的变化 紧靠裂纹波之后的螺纹波将由于裂纹的遮挡而消失或减弱。
- (6) 强度 采用第一种方法调灵敏度时，裂纹波波高应大于或等于满刻度的80%；采用第二种方法调灵敏度时，裂纹波波高应在3分贝以上；第三种方法调灵敏度时，裂纹波波高应比螺纹波波高大6~10分贝以上。

此外，对于中心孔的裂纹，还可以用斜探头加以核对（如图8-6所示）。

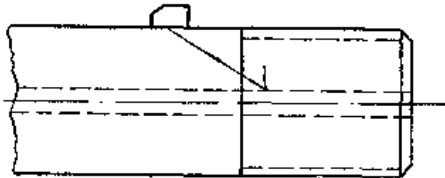


图 8-6 斜探头探测中心孔裂纹

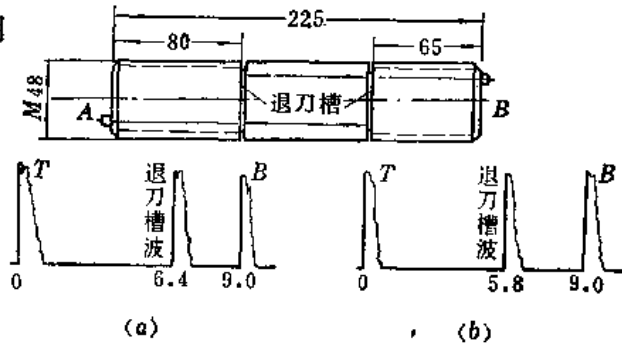


图 8-7 退刀槽固有信号
(a)从A面探测时；(b)从B面探测时

三、假信号的识别

在螺栓探伤中，除了底波和裂纹波外，还有其他一些固有信号、变型波信号及顶针孔造成的杂波等，有时把它们统称为假信号，探伤时对此应注意识别。

(一) 固有信号

它是由螺栓结构所决定的，因此在同种规格的螺栓探伤中，必然都会出现（如图8-7所示）。在刚性螺栓的探伤中，由于螺纹与颈部交接处均有退刀槽，它有时会形成很强的反射信号，其位置与产生裂纹的位置很接近。对此种螺栓，只从一端检查很难判断是退刀槽反射波还是退刀槽附近的裂纹反射波，这时就要分别从两端探测，以便复核。此种反射波的特点是，当从退刀槽侧的端面上探测时，该侧的退刀槽反射波不出现。

图8-8所示的柔性螺栓是目前普遍使用的一种螺栓（例如调速汽门螺栓），颈部与螺纹之间有一过渡圆弧（R3）。从两端探伤时，在荧光屏上相应位置均会有经R3过渡圆弧反射产生的螺纹波出现。对于某些尺寸的螺栓，有时会出现单从两端探测的声程之和约等于螺栓长度这种情况，易误认为是颈部的缺陷波，这种信号可据如下几点识别：

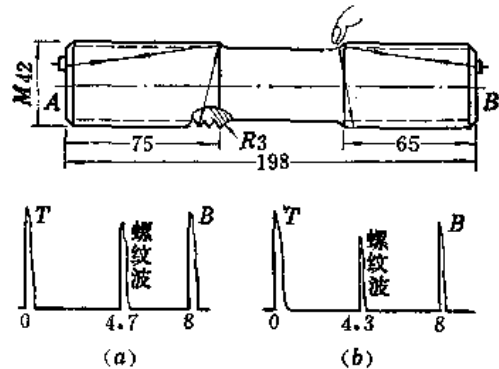


图 8-8 柔性调速汽门螺栓的固有信号
(a)从A面探测时；(b)从B面探测时

- (1) 声程约为探测端螺纹长度加螺栓直径;
- (2) 用手指触击法可验证是否为经 $R3$ 反射的螺纹波 (见图8-8);
- (3) 若疑为螺栓中心孔裂纹波, 可用斜探头核对 (见图8-6)。

(二) 变型波

直探头接近侧壁时会在侧壁上产生变型横波 (见第五章第三节)。这种现象在螺栓探伤中也是经常出现的。

探测不带中心孔螺栓时, 纵波扩散声束射至侧壁将产生变型横波, 经对面螺纹反射后, 按原路径返回, 形成一回波, 如图8-9所示。在两端螺纹长度相等且细颈较长的锅炉安全门螺栓中, 易出现这种假信号。从两面探测时信号出现的位置相同。

这种变型波信号, 可依据如下特点识别:

- (1) 声程可按下式近似计算:

$$W = L - a + 1.53d$$

式中 W —— 变形波的声程 (纵波声程);

L —— 螺栓总长度;

a —— 探测面对端的螺纹长度;

d —— 螺栓颈部直径。

- (2) 用手指触击法可在细颈部找到波型转换点;

- (3) 整个圆周几乎都有。

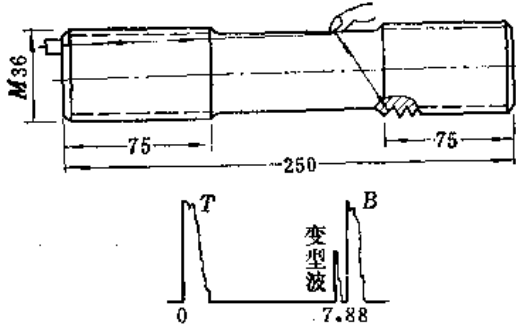


图 8-9 安全门螺栓的变型波

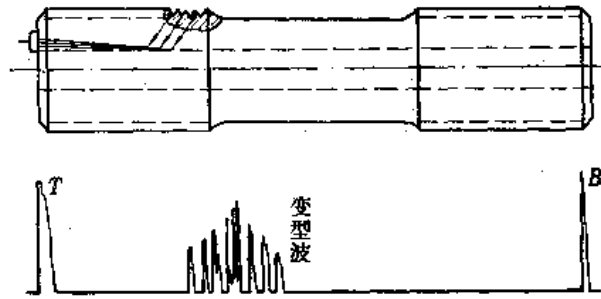


图 8-10 中心孔产生的变型波

对于带中心孔的螺栓, 当探头移近中心孔时, 扩散声束射在中心孔壁处产生变型波, 再射至螺纹上, 形成如图8-10所示的反射波。这种波的声程有时正好处在要观察的高温加热区内, 要注意加以区别。这种变型波的最大特点是一出现就是一丛, 中间高, 两头低, 几乎整圈都有。

(三) 顶针孔造成的杂波

不带中心孔的螺栓一般在端面上钻有顶针孔。当探头覆盖顶针孔时, 声束指向性变坏, 副瓣变强, 扩散声束射至螺纹会形成反射波。这种波的波形杂乱, 离始波较近, 难识别。

四、实例

图8-11表示的是发现螺纹根部有裂纹的刚性螺栓, 裂纹部位在螺纹较短的一端, 从螺

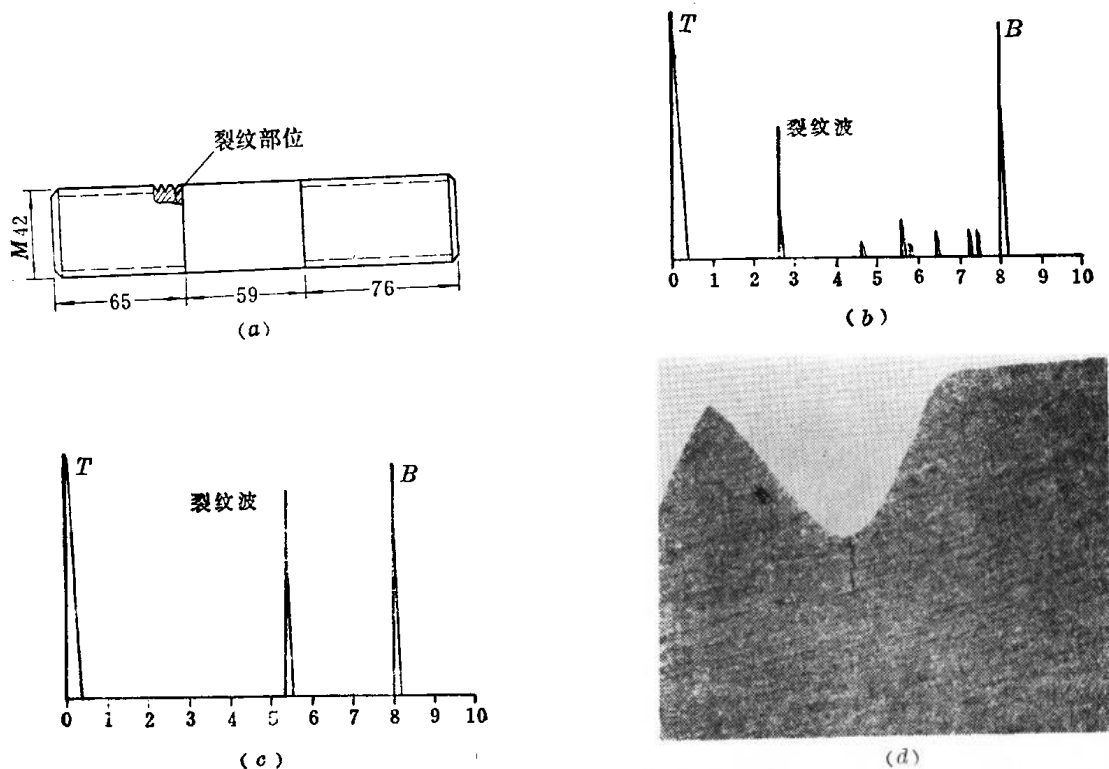


图 8-11 调速汽门螺栓裂纹(深度1.7毫米)

(a)裂纹部位; (b)裂纹端探测的波形; (c)非裂纹端探测的波形; (d)裂纹宏观照片

栓颈部算起第一道螺纹。探伤时，按前述用人工裂纹调灵敏度，以不出现明显干扰杂波为准。由图中可以看出，从螺栓两端面探测均能发现裂纹波，按比例算出的声程之和等于螺栓长度。

图8-12为采用第三种方法调灵敏度(即用螺纹波调整)发现的一种刚性改型螺栓的裂纹

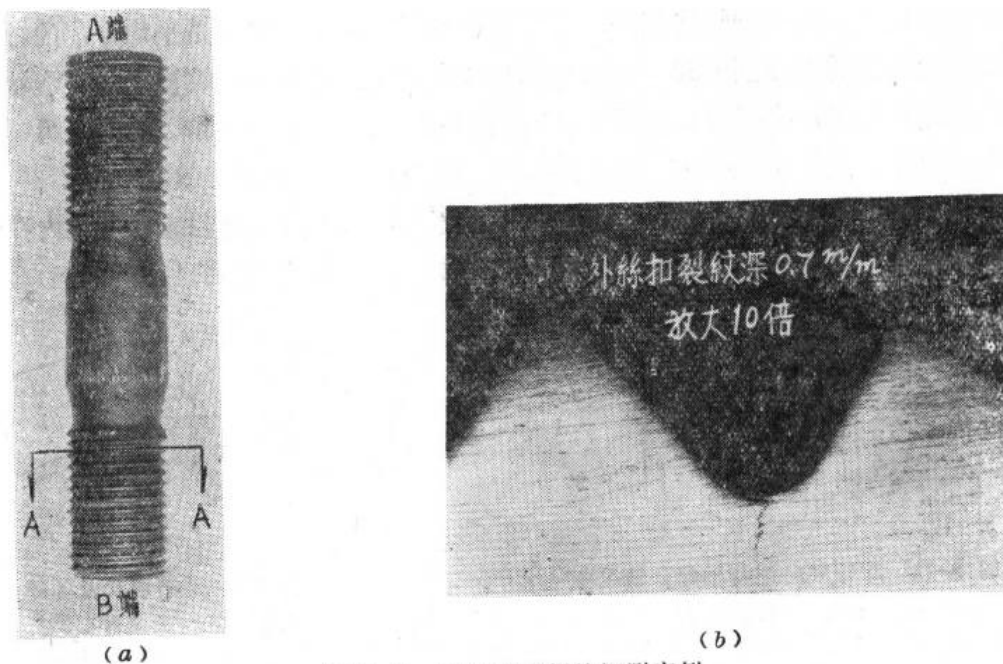


图 8-12 刚性改型螺栓探测实例
(a)裂纹部位(A-A截面); (b)裂纹宏观照片

实例。用 $\phi 12$ 毫米、2.5兆赫和 $\phi 14$ 毫米、5兆赫直探头从两端探测，裂纹波波高比螺纹波波高要高6~13分贝。

图8-13为中心孔裂纹探测实例。不但用纵波能探到，用横波复核也发现了该裂纹。

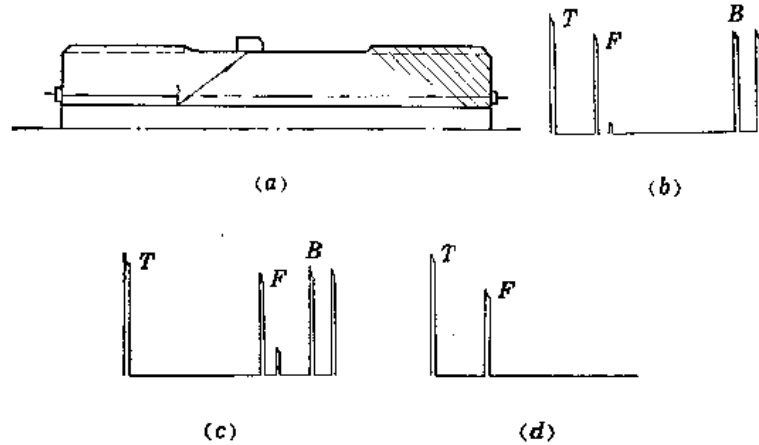


图 8-13 中心孔裂纹探测实例

(a)探测示意；(b)裂纹端纵波探测的波形；(c)非裂纹端纵波探测的波形；(d)横波探测的波形

第二节 汽轮机叶轮轴向键槽的探伤

一、叶轮轴向键槽的结构和裂纹产生的原因

图8-14为汽轮机叶轮轴向键与轴配合的情况。从图中可看出，为了将叶轮套装在轴上，并用轴向键啮合，叶轮的內孔和轴上都要开轴向键槽。大、中容量的汽轮机，轴向键一般采用两种规格：50×26毫米和40×22毫米（前面一个数字表示键的宽度，后面一个数字表示键的高度），前一种规格使用较多。键的高度在叶轮与轴上是平均分配的，即键槽的尺寸对于上述两种键分别为50×13毫米和40×11毫米。叶轮轴向键槽有两种形状，一种是将槽的尖角部加工成半径为5毫米（R5）的圆弧，这是目前采用较多的；另一种是槽的圆角半径很小，过去用1毫米（R1）的较多，目前也有用3毫米（R3）的。

为了套装叶轮时能顺利定位，在轴上有定位环（见图8-14），相应地在叶轮內孔靠端面处加工有定位圈（见图8-15），定位圈的径向深度一般为7.5毫米到11.5毫米。

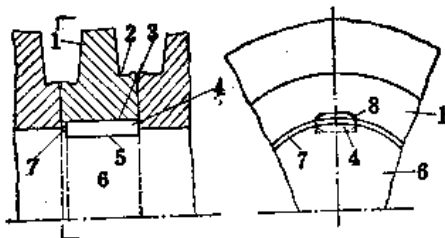


图 8-14 叶轮轴向键与轴配合情况

1—叶轮；2—轮毂肩部；3—叶轮键槽；4—键；5—轴向键槽；6—轴；7—定位环；8—键槽圆角

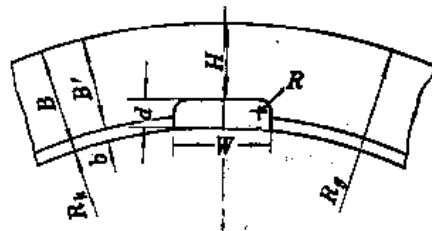


图 8-15 叶轮轴向键槽形状及各部位尺寸

R_s —轮毂肩部半径； R_i —轮毂內孔半径，即轴的半径； B —轮毂肩部厚度； B' —轮毂肩部到定位圈的厚度； b —定位圈径向深度； H —轮毂肩部到键顶的垂直高度； W —键槽宽度； d —键槽深度； R —圆角半径

由于叶轮在运行过程中承受很大的切向应力和径向应力，切应力在内孔边沿最大，而在轴向键槽R圆角处应力将再增大两到三倍；若R圆角附近的加工光洁度差或叶轮内孔与轴之间的过盈量过大，都会使轴向键槽R圆角处的切应力增加；特别是后几级，蒸汽湿度较大，如果水质不好，易使叶轮形成应力腐蚀，因此，裂纹都出现在R圆角的圆弧与键槽顶面相接的部位，如图8-16所示。其裂纹走向与键槽中心线约成 21° 左右的夹角，有时是单侧裂，有时是两侧都裂。了解这一点，对于键槽径向裂纹的探伤和判伤是很重要的。

裂纹出现的另一规律是：裂纹大多不是起源于端面，而是从接近端面的内部向端面延伸。因此，如在轮毂肩部探测到裂纹，内部一定已开裂。而有的裂纹甚至还未裂出端面，就已被探测到。

二、探伤方法

从叶轮轴向键槽的结构和裂纹出现的部位来看，探测面一般只能在轮毂肩部。在此探测面上用直探头检查这种裂纹显然是困难的。如果用斜探头放置在轮毂肩部上(见图8-16)由斜射的横波声束射至裂纹，将会获得较强的裂纹反射信号，此时，裂

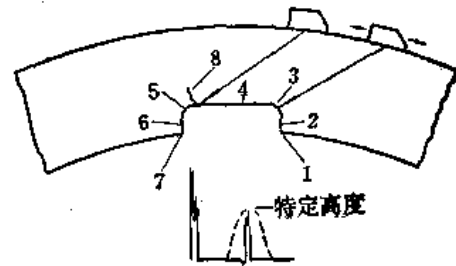


图 8-16 叶轮轴向键槽产生裂纹的部位及探伤方法示意图

1—前下角，2—前侧壁，3—前R圆角，4—顶面，5—后R圆角，6—后侧壁，7—后下角，8—裂纹

纹与键槽顶面所形成的反射条件类似于端角反射。因此，在键槽裂纹探伤中，主要使用斜探头横波探伤方法，只有在测厚和复核验证等情况下才使用直探头。

叶轮轴向键槽裂纹探伤所用的仪器和探头，应符合本章中所提到的要求。此外，仪器最好备有延迟线路，至少要配备2.5兆赫和5.0兆赫的直探头和斜探头。斜探头的入射角至少要有 30° 、 36° 和 40° 三种。多准备一些不同频率和不同角度的探头，也是可取的。

叶轮探伤中，声程是判伤的主要依据之一，水平线性不好的仪器必须进行修正。荧光屏刻度板距示波管距离较大时，会造成较大的视差，影响所读声程的准确性，要设法减小该距离。

要准备第四章介绍的IIW试块或R40半圆试块，用于调整扫描速度。

检查每一级叶轮，事先要查阅有关图纸，了解 B 、 B' 、 H 、 W 、 R_k 、 R_g 、 b 、 d 等尺寸(见图8-15)。为可靠起见，必要时需进行实测加以核对。 R_g 可用量具测量， B 、 B' 和 H 可用超声方法测出， $R_k = R_g - B$ ， $d = B - H$ ，根据 d 由键的规格可推断出 W 的尺寸。

(一) 扫描速度的调整

在叶轮轴向键槽的探伤中，反射信号的声程是判断裂纹的重要依据，因此在这里采用的是按声程调扫描速度的方法，扫描速度视叶轮轮毂厚度而定。较小的厚度，声程较短，可采用1:2；较大的厚度，声程较长，需要用1:4或更小的比例。

用IIW、IIW₂试块调扫描速度的方法已在第四章作了详细介绍。

在探伤时，观察键槽R圆角波与裂纹波之间声程差的变化，是判断裂纹的依据之一。采用上述比例的扫描速度，观察声程差变化，往往不易清晰看出，最好采用1:1的比例。但用1:1的比例，荧光屏上水平刻度能容纳的声程范围很小，需要观察的反射信号不一定都能显示在荧光屏上。为此，常需要投入仪器的延迟线路，将前面一段不需要观察的声程

范围延迟掉,使荧光屏上所代表的声程范围刚好能显示欲观察的反射信号。此外,在细探的时候,为了读准声程,直接采用延迟扫描的方法探伤也是可行的。

现以R40半圆试块为例,介绍使用延迟扫描的调整方法。假设要求荧光屏上能显示200~300毫米的声程范围。将斜探头放在R40半圆试块的平面上,对准圆弧面,入射点与刻槽线重合。此时荧光屏上将显示圆弧面的多次反射波,每一次声程相差40毫米。反复调整“水平”和“深度”旋钮,使一次波对准水平刻度“2”,二次波对准刻度“6”,三次波对准刻度“10”。此时扫描速度恰好为1:1。然后投入“延迟”,调“延迟”旋钮,使五次波(相应声程为200毫米)对准“0”,六次波(相应声程240毫米)对准“4”,七次波(相应声程280毫米)对准“8”。此时荧光屏上的声程即为200~300毫米。

(二)灵敏度的调整

以键槽前R圆角的反射信号作为基准信号。R圆角的圆弧面可看作横通孔,因此不受探头角度的限制。一般认为R5圆角的反射信号比0.5毫米深的裂纹反射信号强30分贝。故对圆角R5、键宽W=50毫米的键槽,大都以30分贝作为调灵敏度的基准(其他条件不变,B值小于100毫米时,用25分贝“经验值”作为调灵敏度的基准)。具体方法如下:

(1)将斜探头放在叶轮轮毂肩部上(如图8-16),沿圆周前后移动探头,找出键槽R5圆角处的反射波(简称键槽波J)为最强时的探头位置,并记下J波最强时的声程值。有“标记”的仪器,将标记移到J波前沿的位置。

应该指出:当叶轮的R_p、B值较大时,R圆角的圆弧反射波(J)与键槽侧壁和下端角的反射波,由于声程相差甚小,将不能明显分开,而在同一反射波上形成两个波峰。此时,前波峰即为R圆角的圆弧反射波,应细心观察该波峰的变化,以此作为调整灵敏度的基准,并防止其它反射波对该波所引起的干扰。

(2)探头置于上述位置时,衰减器投入30分贝(或25分贝)衰减量,“抑制”固定在适当位置,调“增益”旋钮,使J波在荧光屏上的高度为一特定高(例如对CTS-6型仪器可调至40毫米高,以下叙述均用40毫米)。

(3)去掉衰减的30分贝(或25分贝),即衰减器在0分贝,此时仪器的灵敏度即为探测灵敏度。

这种调灵敏度的方法,不受探测面接触条件的影响,在一定程度上,探头角度改变时对其影响也不大。当键槽圆角直径改变时,可按下面计算值调整灵敏度。根据第六章表6-5中横孔反射波波高的计算公式有:

$$20\lg \frac{H_{10}}{H_{\phi}} = 10\lg \frac{10}{\phi} \quad (8-1)$$

式中 H_{10} ——直径为10毫米圆角的回波波高;

H_{ϕ} ——直径为 ϕ 毫米圆角的回波波高。

例如 $\phi=2$ 毫米时,由式(8-1)得

$$20\lg \frac{H_{10}}{H_{\phi}} = 10\lg 5 \approx 7 \text{分贝} \quad (8-2)$$

即调灵敏度的基准值为:

$$\left. \begin{aligned} 30-7=23\text{分贝} & \quad (B \geq 100\text{毫米}) \\ 25-7=18\text{分贝} & \quad (B < 100\text{毫米}) \end{aligned} \right\} \quad (8-3)$$

(三) $\omega-A$ 曲线和 $\tau-A$ 曲线的绘制 (参见图8-17和图8-18)

在斜探头探伤中, 当接收到反射信号后, 如将探头作前后移动, 信号在荧光屏上会左右游动, 反射波波高也随着起伏变化。不同的反射体和反射条件, 信号的游动和波高的起伏有所不同, 所以可借此判断裂纹信号和假信号。为了观察信号游动和起伏的情况, 需要绘制 $\omega-A$ 曲线和 $\tau-A$ 曲线, 其符号意义如下:

- ω —— 探头在轮毂肩部圆周上的位置;
- τ —— 反射信号在荧光屏上的水平刻度值;
- A —— 反射信号的波高值, 以 J 波最大波高的百分数表示。

$\omega-A$ 曲线是探头在各个位置所接收到信号波高的包络线, 即表示信号波高随探头移动而变化的关系曲线; $\tau-A$ 曲线是荧光屏上的反射信号在不同 τ 值时波高的包络线, 即表示信号波高随 τ 值变化的关系曲线。

探头位置坐标 ω 的建立有两种方法: 一种是以键槽中心线所对应的位置 (一般称“键槽中心点”) 为零点; 另一种是以任一确定的参考点为零点。

1. 以键槽中心点为零点的绘制方法 (参见图8-17和图8-18)

(1) 以键槽中心点为零点, 在轮毂肩部固定标尺 (可用坐标纸剪成窄条标上长度单位的数字作标尺; 也可用钢卷尺箍在叶轮上作为标尺)。有时由于部位所限, 标尺不易固定, 或不能固定在探测面所在圆周上, 为了减少误差, 也可不用标尺, 用钢卷尺逐一测量探头至键槽中心点的距离。

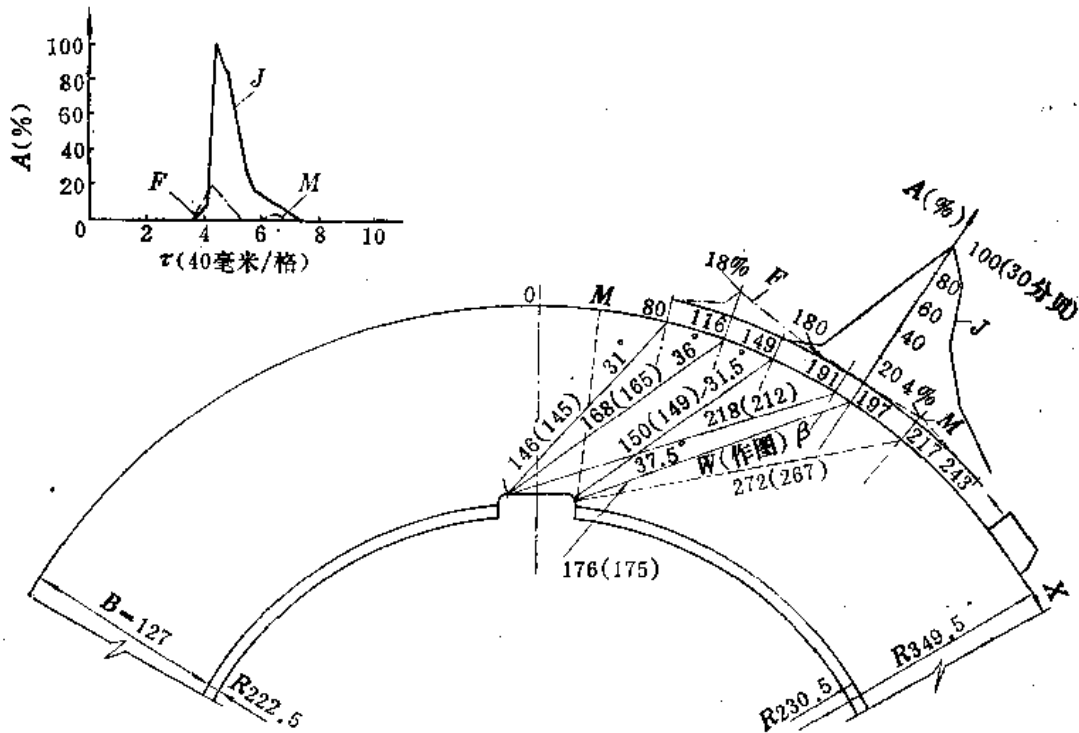


图 8-17 51-50-1型汽轮机第十六级叶轮探测实例

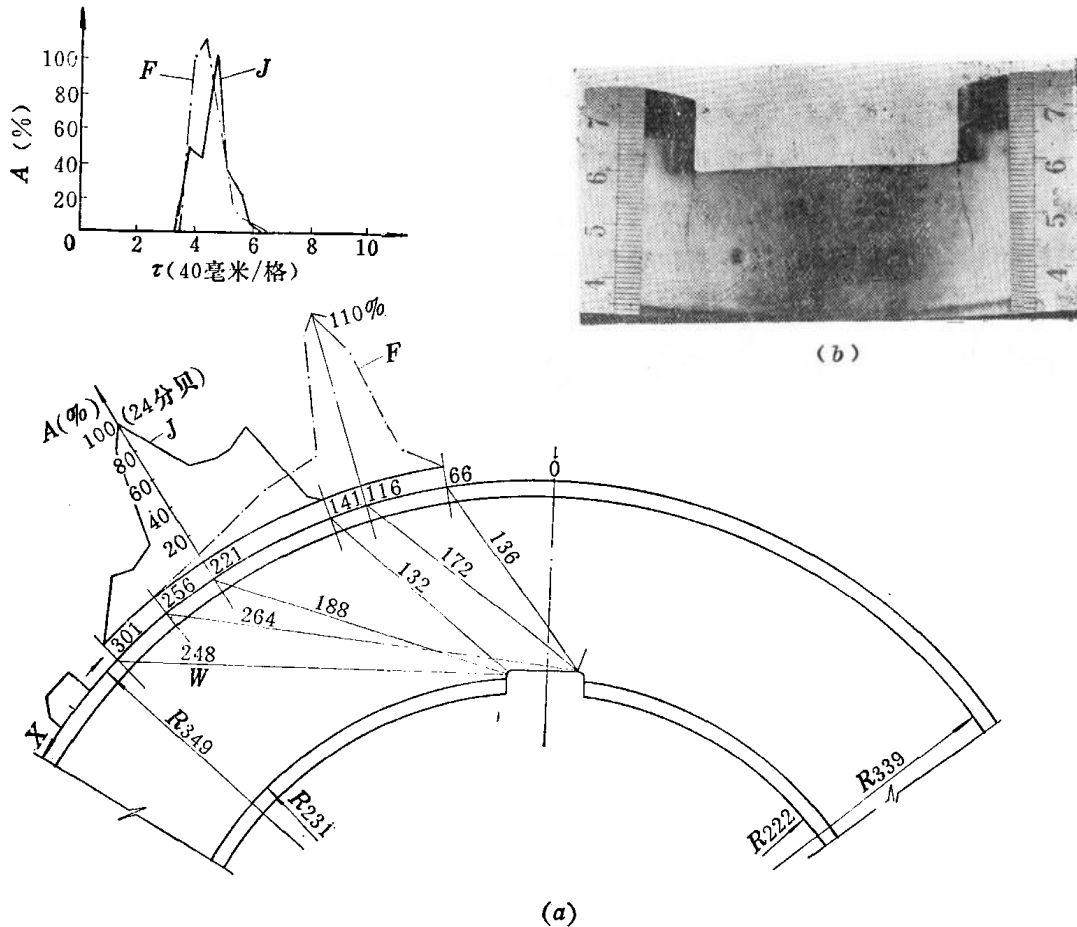


图 8-18 AII-25-2型汽轮机第十四级叶轮探测实例
(a)声程动态图; (b)裂纹宏观图

(2) 将探头从键槽波最强点位置向键槽中心移动, 以 5~10 毫米的间距逐点探测, 直至键槽波消失, 记录每一点的 α 值、 τ 值和波高在 40 毫米时的衰减器读数 (分贝)。

(3) 将探头从键槽波最强点位置向远离键槽中心方向移动, 重复前项。

探头远离键槽中心, 信号刚露头的点称为“起始点”。信号最强的点称为“最强点”。探头移近键槽中心, 信号刚消失的一点称“消失点”。

(4) 对发现的各种可疑信号, 以同样间距, 从起始点开始, 一直测量到消失点, 记录探头在每一位置的 α 、 τ 和衰减器读数。

(5) 绘制 1:1 的叶轮图, 并在轮毂圆周上以键槽中心点为零, 画上相同的标尺, 对记录的各 α 值, 在图上找到各对应点, 作与叶轮圆心的连线并向外引伸, 作为表示波高 A 的座标。

(6) 以键槽波最强点的波高为 100%, 换算出每个信号的 α 值所对应的 A 值。

(7) 在上面画出的 A 座标上, 标出每个信号的 α 值所对应的 A 值, 连接各 A 值点, 其所成包络线, 即为 $\alpha-A$ 曲线。

(8) 画出荧光屏 1:1 的图形。垂直满刻度表示键槽波最强点的波高, 为 100%, 同时标出每个信号的 τ 值所对应的 A 值, 连接各 A 值点, 所成的包络线即为 $\tau-A$ 曲线。

值得指出的是，测试时记录的 α 值，一般是探头的前沿位置，因此在作图时，其 α 值一定要加上探头入射点至前沿的距离。

2. 以参考点为零点的绘制方法

这种方法不必知道键槽中心的确切位置。

在扫描速度和灵敏度调整好后，探头在叶轮肩部移动。当键槽波处于某一整数声程时（此时波高应接近最强点的波高），探头不动，记录声程值（ τ ），在探头前沿所对应的轮毂肩部圆周位置上作好标记，以此标记为坐标零点固定标尺，朝向键槽中心方向为正，远离键槽中心方向为负。测量 α 值时均从探头前沿算起。

各种反射信号的测量过程与前述方法一样。

在叶轮图上作曲线时，参考点需这样确定：键槽波可近似地看作横通孔的反射，故其声程线应是入射点至 R 圆角圆心的连线。声程的作图值为入射点到 R 圆弧的距离。因此，以 R 圆角的圆心为圆心，所测参考点的声程加5毫米（ R 圆角的半径）为半径划弧，与轮毂圆周相交，该点即为参考点。依照该点画出各点的座标刻度，即可根据前述方法绘制 α - A 曲线。

应该指出：用该法所作各测试点的 α 值时，不必另加探头本身的前沿距离，因为入射点的相对位移等于探头前沿的相对位移。

（四）声程图的绘制（参见图8-17和图8-18）

表示相应各 α 点的声束走向及声程值的图形称为声程图。以键槽波为例其作图法如下：沿键槽波的每一 α 值对应的入射点与 R 圆角圆心的连线方向，自入射点至 R 圆角的圆弧连直线，这些直线组成的图形即为键槽波的声程图，图中每条直线都为声程线，其方向即为各入射点的声束走向，其长度即为对应各入射点的声程作图值。一般将作图值与实测值（按 τ 值计算的声程值 W ）都一起标在声程线上，以便比较。对怀疑为裂纹的可疑信号，就从易产生裂纹的点与该信号各入射点连线，即为该信号的声程线。此时作图值与实测值应当接近，否则不能判为裂纹波。

对各种变形波，首先从波型转换点至入射点连线，而后按变型波的路径画出声程线。

量出某些特征声程线与轮毂圆弧法线的夹角，并标注在相应的声程线上，对该夹角的了解将有助于判伤。

（五）键槽中心点的测定方法

1. 斜探头法

将斜探头分别放在键槽两侧，找出键槽反射波 J 为同声程时的探头位置（图8-19a中的I、II）。此两探头位置的中点即为该键槽的中心点。

2. 直探头法

将直探头分别放在键槽两侧，使键槽顶部反射波 J 和叶轮内孔反射波 B 同时呈现在荧光屏上，再使探头往键槽中心方向移动，当叶轮内孔反射波即将趋于消失（图8-19c）时，两探头位置（图8-19a

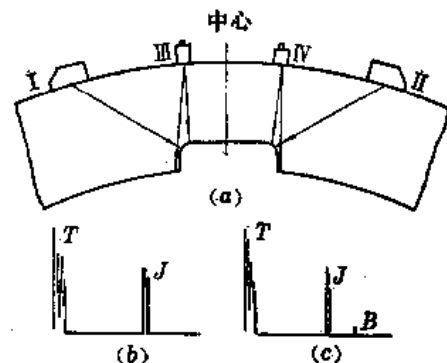


图 8-19 测定键槽中心的方法
(a) 探头放置位置；(b) 探头于 I、II 时的回波；(c) 探头于 III、IV 时的回波

中的III、IV)的中点即为该键槽的中心点。

用直探头法测定时,直探头发出的声束稍有偏斜将会影响测量的准确性,因此,要求测定时探头不要转动。从一侧换到另一侧时,需要调转 180° 。对探头施加的力也要均匀、平稳,否则内孔波消失时,探头所对应的位置会有差别,造成较大的测量误差。所用探头的频率最好选用5兆赫。

在用直探头找键槽中心的同时,可观察有无键的透入信号和R圆角附近的缺陷信号。

三、裂纹波的特征

裂纹波的特征很多,在此只讨论几个主要的特征(参见图8-17和图8-18)。

1. 声程

如前所述,键槽裂纹的产生部位是在R圆角圆弧与键槽顶面相接的部位。裂纹与键槽顶面形成一夹角,对超声波的反射类似于端角反射。端角反射信号的声程等于入射点至端角顶点的距离。只要能探测到裂纹,裂纹信号的声程都应基本符合上述规律。如果在1:1的叶轮图上作出各测量点的声程线,其声程终点都比较集中地落在裂纹的产生部位。换言之,在声程图上比较,其作图值应接近于实测值。实践表明,一般实测值稍大于作图值,其偏差为2毫米左右。

键槽裂纹反射信号的声程特点是由于键槽的特殊形式和裂纹的产生部位比较固定等特点所决定的,只要有裂纹,其反射信号就基本符合这一规律。

2. 声程差

当裂纹波与键槽波同时呈现在荧光屏上时,两波的声程差 ΔW (它等于 $\Delta\tau$ 除以扫描速度比例值)随着探头向键槽中心方向移动,声程差在某一范围内由大到小地变化。

据经验统计,对于宽为50毫米、圆角半径为5毫米的键槽, ΔW 的变化范围为45~38毫米;对于宽为40毫米、圆角半径为3毫米的键槽, ΔW 的变化范围为36~32毫米。

3. 最强点

由于裂纹和R圆角是不同类型的反射体并且所处位置不同,加之裂纹的取向、裂面粗糙等因素的影响,裂纹波最强点的声程 τ_f 一般小于或等于键槽波最强点的声程 τ_j ,个别情况下才有 $\tau_f > \tau_j$ 的现象。

裂纹波和键槽波在最强反射时的声程线与入射点处法线的夹角基本接近,并均略小于探头的折射角。

4. 消失点

从荧光屏上看,裂纹波的消失点落在键槽波消失点附近。这与裂纹的深度有关,裂纹愈深,其消失点愈接近于键槽波的消失点,有时甚至出现 $\tau_f < \tau_j$ 的情况;裂纹较浅时,其消失点 τ_f 一般是稍大于键槽波的消失点 τ_j 。

5. 稳定性

由于裂纹的反射条件好,因而在稳定性方面表现有一定的特征,这也是区别于其他假信号和变形信号的特征之一。

(1) 荧光屏上的裂纹波非常清晰,随探头移动波形变化平稳。

(2) 从 $\alpha-A$ 曲线看,裂纹波的游动范围较大。游动范围的大小与裂纹深度和轮毂

的厚度有关。

(3) 平行移动或略微转动探头, 裂纹波虽有起伏, 但仍然存在一个明显的主峰。前后压动探头, 波形变化亦比较平稳、缓慢, 不产生新的波峰。对其他假信号和变形波来说, 由于探头接触条件的略微变化, 产生变形的条件受到破坏, 故其信号的形状、特征、能量等等均发生很大的变化。

6. 从裂纹侧探测时的特征

从有裂纹的一侧探测时, 很大范围内都很难发现本侧的裂纹信号, 只有当键槽波越过最强点而后趋于降落的过程中, 才能在键槽波的后沿突起一个不强的裂纹信号。由于两波的声程差很小, 分辨率较差的仪器很难将其分开。

当键槽波接近消失时, 在其后面可观察到一个能量较小的反射信号, 声程差约为4毫米。此波动态范围很小, 起落很快。随探头向前移动, 与键槽波合二而一。实践证明, 此波是横波在R圆角处转换的表面波传至裂纹处的反射。此波的消失点和键槽波消失点很接近, 有时也可能小于键槽波消失点的声程。

7. 裂纹波波高

由于裂纹的存在构成了一个良好的反射条件, 因此, 裂纹波波高较高, 在上述探伤灵敏度下, 波高不低于5分贝。

判断时要综合分析, 一般说来符合上述七个条件的可判为裂纹。如果反射信号虽具有前述一些裂纹的特征, 但其能量不超过5分贝, 可暂不处理, 下次检修再予以复查。

四、假信号的识别

在叶轮探伤中, 实际上荧光屏上会出现许多反射信号, 特别是探测径向厚度较小的叶轮, 按键槽波30分贝为基准调定灵敏度时, 反射信号的成分将更多。在此将键槽波和裂纹波以外的信号一律统称为假信号。

对于探测时所出现的一些信号, 总的原则是根据裂纹波的一些特征判断有否裂纹信号, 这是探伤的目的。因此, 对于假信号, 只要能确定为非裂纹信号就可以了。

多数假信号的特征与裂纹波差异较大, 识别并不困难。偶尔由于机械加工、腐蚀或其他原因导致出现某些类似裂纹的反射信号, 根据其声束传播路径和信号特征, 有的容易识别, 有的要靠经验积累。其中主要应抓住不同于裂纹波的特征来进行判别。

首先要将声程测量准确, 视其声程终点落在何处, 落点是否分散; 其次, 从荧光屏上的波形、信号游动范围以及稳定性等方面进行分析; 必要时再做一些辅助探测。绝大多数情况下, 是可以把假信号与裂纹波相区别的。

假信号的形成原因, 有的比较明瞭, 有的至今尚不清楚, 还有一些尚属推断。对一些不影响判别裂纹的信号就无需再去繁琐地深究。

基于上述理由, 在此仅对常见的几种假信号作一介绍。

(一) 变型纵波(M)

当横波T射到键槽前R圆角处时, 有一部分声束转变为纵波L, 沿径向传播至轮毂肩部M点, 而后按原路径返回到探头, 在荧光屏上的键槽波J后面将出现反射波M, 见图8-20。

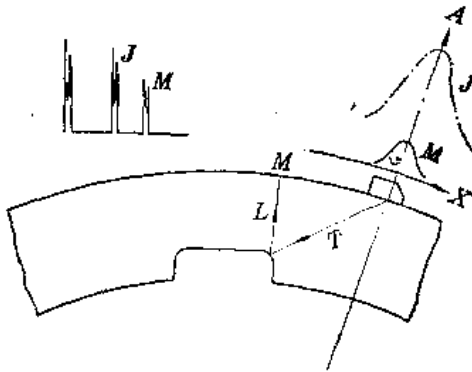


图 8-20 变型纵波

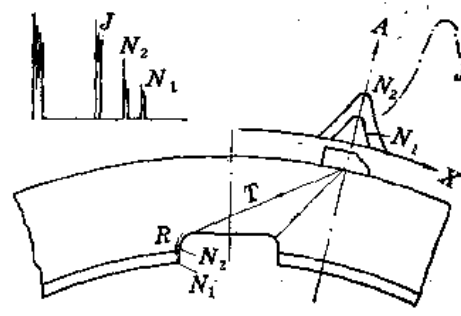


图 8-21 变型表面波

变型纵波的特征:

(1) 反射波M只有当声束射至键槽R圆角时才能出现,所以,它必然和键槽波J同时出现在荧光屏上,不能单独存在。在 $\alpha-A$ 曲线上, M波的包络线在J波包络线的范围内。

(2) M波和J波的声程差 $\Delta W = [B - (10 \sim 12)] \times 0.55$ 是一个定值,它基本上随探头的移动而不变。

(3) 在轮毂肩部M点用指触法或用直探头接收可以得到验证。

此外,横波射至靠近前下端角附近的叶轮内孔上时,也有可能产生变形纵波,其特征与M波相似。

(二) 变型表面波 (N_1 和 N_2)

叶轮探伤中,横波射至键槽后转换为表面波的部位相当多,例如前R圆角、后R圆角、键槽的顶面和叶轮的端面等。这里主要介绍对判断裂纹有影响的键槽后R圆角处产生的表面波。

当声束射至键槽后R圆角时,部分横波将转变成表面波,该波沿后R圆角和键槽侧壁传至后下端角处返回,或传至后侧壁与定位圈相接的尖角处返回,形成反射波 N_1 或 N_2 ,见图8-21。

反射波 N_1 (N_2) 的特征:

(1) N_1 波和J波的声程差 $\Delta W = 58$ 毫米左右(横波声程,键宽50毫米); N_2 波和J波的声程差 $\Delta W = 50$ 毫米左右(横波声程)。

(2) N_1 (N_2) 波最强点的声程均大于J波最强点时的声程。因为它增加了表面波传播的一段距离。

(3) 波形不稳定,动态范围小。

如在叶轮轴向键槽后R圆角处产生了裂纹,有时仍能出现 N_1 (N_2) 波。 N_1 波与裂纹波F的声程差约为18毫米; N_2 波与F波的声程差约为10毫米,根据这点还可以旁证裂纹的存在。

此外,横波声束射至键槽顶面时也有可能转换成表面波,该波沿顶面、后R圆角传至后下端角或侧壁与定位圈相接的尖角处返回,形成反射波。如果后R圆角处有裂纹或有刀

痕，该波也将被反射。

许多叶轮的进出汽侧端面加工有 0.5 毫米的凸台，横波射至该处也有可能转换成表面波，沿侧面传至键槽，有时会形成回波。

上述变型表面波的特点是波峰紊乱，稳定性差，动态范围小，摆动或平移探头时，波形变化剧烈。这些特点与裂纹波有明显的区别。

(三) 透入波 (TR)

探测叶轮键槽时，有时横波会从键槽顶面或侧壁透入到键里然后返回，即形成所谓透入波 TR，见图 8-22 所示。

透入波的特征

(1) TR 波和 J 波的声程差 $\Delta W = 50$ 毫米左右。

(2) TR 波最强点和消失点的声程均远大于 J 波最强点和消失点的声程。在 $\tau-A$ 曲线上，TR 波的包络线比 J 波要靠右得多。

(3) 从 $\alpha-A$ 曲线上看，TR 波的包络线比裂纹波更接近 J 波的最强反射区域。

从侧壁透入的 TR 波一般不出现在裂纹波显示的范围内，不影响判伤。

(四) 刀痕波

如键槽的加工比较粗糙，在 R 圆角处留有刀痕，则在探伤时往往出现有刀痕反射波。

一般刀痕都产生在键槽的应力集中处，这时刀痕波在声程、最强点、消失点等方面的特征与裂纹波相同，只是能量相当小，游动范围窄，稳定性差。注意这些方面，也是容易识别的。

(五) 腐蚀坑波

有些运行时间较长的机组，在键槽里或多或少的会产生一些腐蚀坑。当腐蚀坑达一定的深度时，探伤中会出现腐蚀坑反射波。腐蚀坑的分布是随机的，如果腐蚀坑不在裂纹的生成部位，则根据声程是易区别的；如果正好在此部位，则腐蚀坑波的一些特征就和裂纹波相似。但是，一般能量较小，游动范围很窄，波形多峰、紊乱，随探头移动此起彼伏，如改用折射角较大的探头探测时，信号的能量大为降低，甚至无反射波。

五、辅助探测

叶轮轴向键槽的探伤，只要严格地依照裂纹波的七条判断依据和其他假信号的一些特征，一般都可以正确地分辨出裂纹波和假信号。但是，在个别情况下，出现有不易分辨的信号，或为了取得更多的判断依据，可进行下述两项辅助探测。

1. 双探头探测

用两个斜探头按图 8-23 布置进行探测，折射角 36° 的探头 R 在前，用作接收；折射角 39° 的探头 T 在后，用作发射。首先将仪器置于单探头工作位置，用探头 T 找出所发现信号的最强反射点，然后将仪器调整到双探头工作方式。这时适当地移动 T 和 R 两个探头，如果荧光屏上出现有较强的反射信号，且 τ 值等于 $(s_1 + s_2) / 2$ ，即可证明所发现的可疑

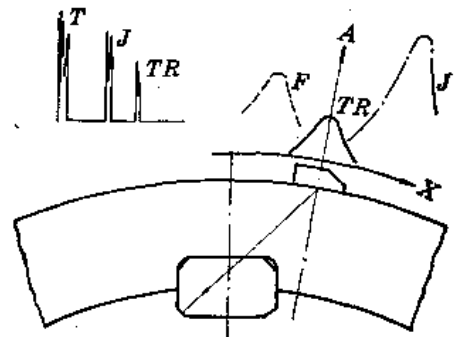


图 8-22 透入波

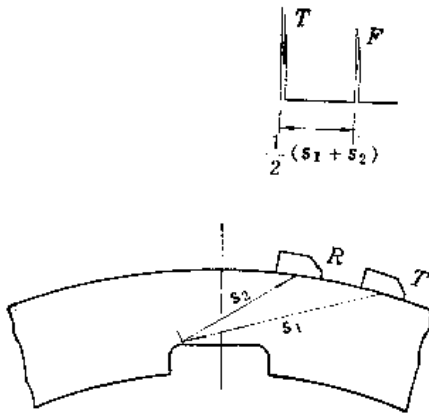


图 8-23 用双探头探测裂纹

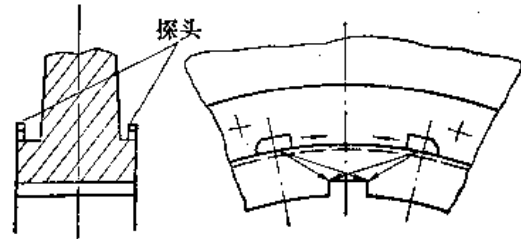


图 8-24 四个行程的检查

信号为裂纹反射波。

2. 用不同角度和频率的探头探测

如前所述，裂纹的存在构成一个良好的反射条件，当探头的频率或角度改变时，裂纹波的能量可能发生一些变化，但总的特征仍然符合裂纹波的规律。对于一些假信号，由于探头频率或角度的改变，将使其形成条件发生很大的变化，一般来说，其能量均大幅度的下降，或者显示出不同于裂纹波的特征。所以，使用这一方法也可帮助识别信号。

六、探伤步骤

1. 了解被查机组情况

查阅有关叶轮的图纸，了解图8-15所示的尺寸，必要时用实测的方法加以核对。

2. 打磨

将被探叶轮的两侧肩部打磨干净，除去锈垢。

3. 仪器的调整

根据叶轮的 R_r 和 B 值，选择适当的比例调整扫描速度。

用斜探头按前述方法在被探叶轮上调整灵敏度。

4. 初探

(1) 在上述探测灵敏度下，将探头置于叶轮轮毂两侧（进、出汽侧）肩部，作四个行程的检查，如图8-24。

(2) 在探头沿肩部缓慢移动的过程中，注意观察荧光屏上的键槽反射波后面，声程相差38~46毫米（对键宽50毫米，圆角 R_5 毫米而言）的位置有无信号出现。如有，进一步观察此信号的最强点和消失点有否类似于裂纹波的特征，即最强点 $\tau_r \leq \tau_j$ ，消失点 $\tau_r \approx \tau_j$ 。

对于 B 值较小的叶轮，用入射角 30° 的探头探测时，在整个行程中， F 波和 J 波不一定同时呈现。这时主要观察最强点和消失点的特征，或改用入射角为 36° 、 40° 的探头，观察其同时呈现的情况。

经上述探测均未发现类似裂纹的可疑信号时，该叶轮的键槽可定为无裂纹。

5. 复探

在初探过程中, 如发现有类似裂纹波的可疑信号, 则必须作进一步的复核工作, 以便正确地判定有无裂纹存在。

(1) 准确测定键槽中心位置(斜探头或直探头法), 或选定参考点。

(2) 对准键槽中心或参考点固定标尺。

(3) 依照绘制 $\alpha-A$ 和 $\tau-A$ 曲线的测试步骤进行详细测量。

(4) 在1:1的叶轮图纸上绘制 $\alpha-A$ 曲线和声程图, 并画出信号在荧光屏上变动的 $\tau-A$ 曲线图形。

(5) 必要时用辅助方法复核。

(6) 根据裂纹和各种假信号的特征, 判断可疑信号是否为裂纹的反射波。

七、实例

图8-17和8-18给出了两个叶轮轴向键槽的超声波探伤实例。图中包括了缩小的声程动态图(包括声程图、 $\alpha-A$ 和 $\tau-A$ 曲线), 以及必要的数据和裂纹的宏观照片。

图8-17为一台51-50-1型汽轮机第十六级叶轮进汽侧逆向探测的声程动态图。叶轮 $B=127$ 毫米, $W=50$ 毫米, $R5$ 圆角。探测灵敏度为键槽波波高40毫米+30分贝。测试数据见表8-1。

表 8-1 51-50-1型汽轮机第十六级叶轮测试数据

| 数 据 | 波 形 | 键 槽 波 | | | 裂 纹 波 | | |
|-----------------|--------|-------|------|------|-------|-----|------|
| | | 起 始 | 最 强 | 消 失 | 起 始 | 最 强 | 消 失 |
| x (毫米) | | 383 | 197 | 149 | 191 | 116 | 80 |
| τ (40毫米/格) | | 7.4 | 4.4 | 3.75 | 5.45 | 4.2 | 3.65 |
| d B | | — | 30 | — | — | 15 | — |
| A | | — | 100% | — | — | 18% | — |

图8-18为一台AII-25-2型汽轮机第十四级叶轮进汽侧顺向探测的声程动态图和裂纹的宏观照片。叶轮 $B=127$ 毫米, $W=50$ 毫米, $R3$ 圆角。探测灵敏度为键槽波波高40毫米+24分贝。扫描速度为40毫米/格。测试的动态数据见表8-2。

表 8-2 AII-25-2型汽轮机第十四级叶轮测试数据

| 数 据 | 波 形 | 键 槽 波 | | | 裂 纹 波 | | |
|-----------------|--------|-------|------|-----|-------|------|-----|
| | | 起 始 | 最 强 | 消 失 | 起 始 | 最 强 | 消 失 |
| x (毫米) | | 301 | 221 | 141 | 256 | 116 | 66 |
| τ (40毫米/格) | | 6.2 | 4.7 | 3.3 | 6.6 | 4.3 | 3.4 |
| d B | | — | 24 | — | — | 28 | — |
| A | | — | 100% | — | — | 110% | — |

第三节 汽轮机叶轮轮缘小脚的探伤

某些型号汽轮机的叶片，采用T型叶根的结构型式。在叶轮轮缘开有相应的反T型叶根槽，槽口外缘留有 6×4.5 或 8×4.5 毫米的小脚。

由于设计和装配上的一些原因，有些机组的叶片在运行中产生剧烈的振动，导致叶轮轮缘小脚处产生裂纹。

轮缘小脚裂纹的形式有两种：一种是径向裂纹，裂纹首先从叶轮的外缘倒角A或B处开裂（见图8-25中的 F_1 ），而后沿与径向线约成 30° 的方向，向叶轮的轮辐部位延伸。从已发现的裂纹来看，最长的达60毫米，致使整个叶轮报废。另一种是周向裂纹，裂纹首先产生在轮缘的端角C处，而后沿端角的圆周方向发展，当裂纹的长度接近一个叶片的叶根厚度时，裂纹就向外缘延伸，最后使一部分轮缘呈月牙状地从叶轮上脱落（见图8-25中的 F_2 ）。

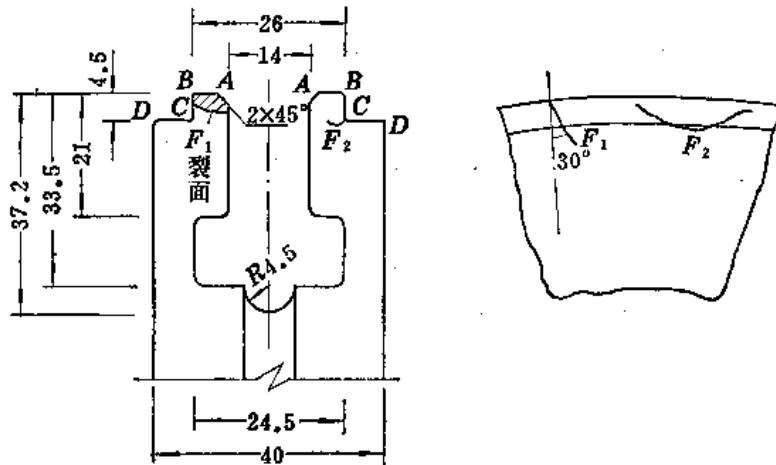


图 8-25 轮缘结构型式和裂纹生成

F_1 —径向裂纹； F_2 —周向裂纹

轮缘小脚裂纹绝大多数属于周向裂纹，这已经在几种型号的汽轮机叶轮上发现过。例如，有某一叶轮共有裂纹39条，其中径向裂纹只有2条。

一、探伤原理

轮缘小脚裂纹的探伤与一般工件的探伤方法不同。在判伤时，不是单靠有无裂纹反射波来确定有无裂纹，而是考虑到裂纹的存在对入射声束起了遮挡作用，从而改变了一些固有信号的动态特性，根据这些固有信号动态特性的变化情况来判断裂纹存在与否。

二、探头的选择

对轮缘小脚裂纹的探测，选择探头主要是选择其折射角度。角度选择得过大或过小（见图8-26）都不利于对固有信号（如A波、B波和C波等）动态特性的观察。当探头角度过大（图8-26中的位置I），从倒角A处和裂纹F处返回的一次波和从B、C顶角处返回的二次波，相互间的声程差很小。如果提高仪器的探测灵敏度，反射波的强度将增大，

波形底部变得很宽，各个波形相互重叠交连在一起，不易分辨。若降低探测灵敏度，裂纹的反射能量很小，也不易显示。

另外，折射角愈大，在工件表面形成的表面波和波束在底部形成的表面波以及其它变形波的成分愈多，干扰愈大；探头里未被吸收的残余纵波成分也多，有些正好和裂纹波的声程相接近。所以，荧光屏上显示的波形，成了交错重叠的一片，即使有了裂纹，也不易识别其反射波。

当探头角度过小（图8-26中的位置II），入射声束和裂纹的交角过小，对裂纹的反射不敏感。再则，轮缘上装有叶片，叶片上的汽封片使探头的移动范围受到了限制。角度过小，声束受CD面的阻挡，不能射至倒角A处，这就观察不到或不能全面观察到A处的波形变化特征。

理想的探头折射角（ β ）应该这样来选择：当倒角A处的反射波处于最强时，声束轴线刚好切过C角，即A处的反射波是后波束的反射（图8-26中的位置III）。此时，C角处有裂纹，即使裂纹比较小，也将阻挡一部分后声束射至倒角A处，这就改变了A波正常反射时的动态特性（如起始点，最强点的位置，最强反射能量等）。

实际上，理想折射角的选择是很困难的，在探测中只要选取与此相近的一些角度均可。对探测6×4.5和8×4.5毫米的轮缘小脚，折射角可在48°~52°之间选择。

至于探头频率的选择，实践表明，2.5兆赫和5兆赫的探头均可满足探伤要求。比较起来，由于5兆赫探头的声束集中，效果更好些。

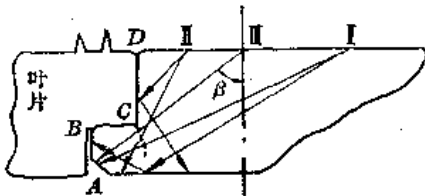


图 8-26 探头角度选择示意图
I—角度过大；II—角度过小，III—理想角度

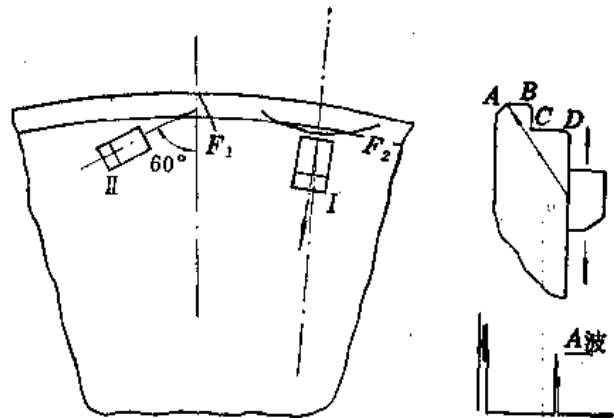


图 8-27 探测方式图

三、探测规范

1. 仪器调整

将探头正对轮缘，使A波反射处于最强位置，仪器预先衰减20分贝，调节增益旋钮使波高为4格高；然后去掉衰减，在0分贝下探伤（见图8-27）。扫描速度取1:1。

2. 探测方式

探测周向裂纹时探头应该由轮缘的边缘慢慢地向后移动，并且使探头稍稍偏离径向线的位置（图8-27中的位置I），这样可以使波形的底部变窄，显示更为清晰。

如果探头正处径向线位置，往往由于A、B、C三处的反射条件好，回波能量强，使波形底部变得很宽，有时将出现几个回波都重叠交接在一起，不易观察出它们的特性。当

探头稍微偏离径向线的位置,这对A、B、C三处顶角回波的反射条件有所改变,能量也将有减弱,尤其是对C角波的影响更为明显,但对裂纹波的反射无明显的削弱,对于裂纹的存在将改变着A波动态这一特性显得更为清晰,所以对观察和分析波形都极为有利。

探测过程中如出现有可疑信号,或发现A波动态有所改变时,应稍微摆动和平行移动探头,仔细观察各个波形相互间的关系和比较各个区间的波形特征。

径向裂纹的探测,使探头主声束与叶轮径向线的夹角约成 60° 角(图8-27中的位置II),沿轮缘慢慢地向前推动探头,在前进过程中同时作稍微的左右摆动。这样对每一侧的轮缘都作正、反两个方向的检查,如轮缘有径向裂纹存在,将出现强烈的裂纹反射信号,否则,荧光屏上无任何反射波。

四、波形分析

T型叶根槽轮缘小脚裂纹的超声波探伤,要求探伤人员有熟练的操作技术和较强的观察分析能力。因为探测部位的尺寸小,结构复杂,整个波形的动态范围很小。所以,一旦探头移动不当或接触不良,观察时稍一疏忽,就有漏检的可能。特别是检查很小的周向裂纹更为困难,因此需要谨慎操作,细心观察。在此,把探测周向裂纹的波形动态简要地介绍一下(参见图8-28)。

1. 正常区探测时的波形动态特性

(1) 探头自轮缘边沿往后移动,首先出现倒角A处的反射波;

(2) 后移探头,A波逐渐趋长大;

(3) 当A波达最强反射时,开始出现B处的端角反射波。A、B两波的声程差 $\Delta W_{0.0} = 4.5$ 毫米;

(4) 继续后移探头,A波迅速减弱,B波逐

渐长大,两波相互交替,两波的声程差基本上保持不变;

(5) B波到达最强反射时,A波即趋消失;

(6) 在探测正常区时,A、B两波都很清晰,可以观察到两波的交替过程,荧光屏上基本上无杂乱反射波。但有时当探头正好与径向线重合,或者探测灵敏度稍一提高,外圆反射处于最有利的条件,则在紧靠着A波的后或B波的前面能出现C角的二次反射波以及B处端角的迟到波等等。它们往往与A波或B波重叠在一起,有时只能看到A、B两波的波峰上重叠着一个小波峰而分辨不出两个波形来。

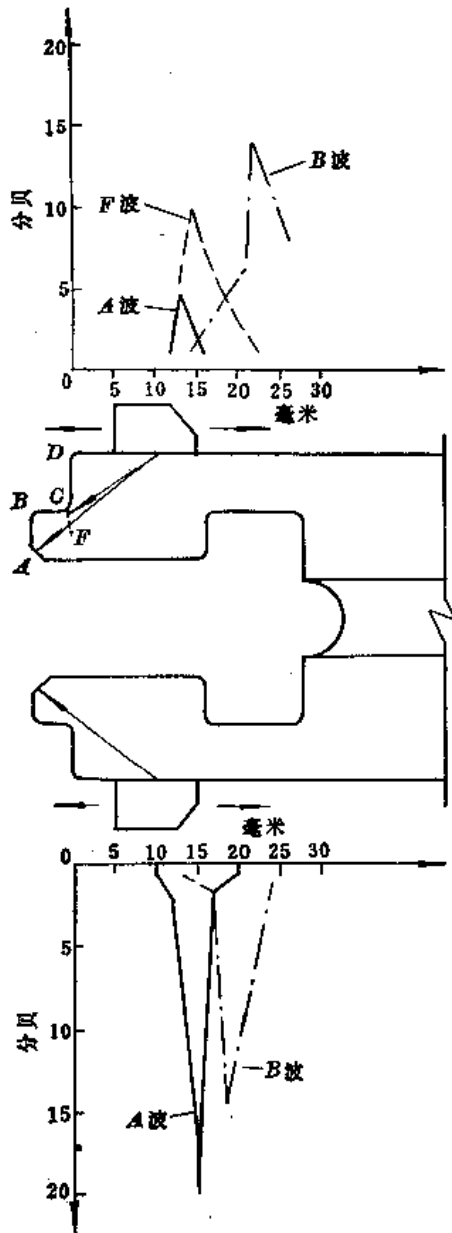


图 8-28 探测周向裂纹的波形动态图

2. 探测周向裂纹的波形动态特性

(1) 当C角处有裂纹, 探头自轮缘往后移动, 照例荧光屏上首先应该出现的是裂纹波F。但是, 由于后声束和中心声束与裂纹交角小, 对裂纹反射不敏感。所以, 对周向裂纹(图8-27中的F₂)一般不出现反射波, 或只出现能量较弱的反射波。因此, 一般首先能观察到的还是A处的倒角反射波, 或者在紧靠A波的前面重叠着一个较小的F波(此处是针对深度小于2.2毫米的裂纹而言。至于大于2.2毫米的裂纹, 波形的识别更容易, 在此不再介绍)。

必须注意, 此时由于裂纹对声束的阻挡, 有一部分后声束将不能射至A角。所以, A波出现时的 τ 值和探头离轮缘的距离 α 将比无裂纹时有明显的增大, 并且上升迅速, 无缓变过程, 动态范围变得很小。这就是在选取探头的折射角时, 为什么要尽量使声束切过C角再射至A角的道理。主要原因就是利用裂纹对声束的阻挡这一条件, 来观察由于裂纹的存在对A波动态特性的改变情况。

(2) 后移探头, A波很快到达最强反射。此时折射角较大的前声束射至裂纹, 反射条件比较好。所以, 一般在A波前面可出现能量很弱的F波, 同时在A波的后面也出现B处的反射波, 相互的声程差为 $\Delta W_{a_0} = 0.4$ 毫米; $\Delta W_{r_0} = 0.6$ 毫米。

(3) 继续后移探头, F波迅速长大, A波则很快减弱直至消失; 而B波则上升比较缓慢, 在起始阶段, 波高有一度不变的过程, 这也是由于裂纹的存在, 对射至B角处的一部分声束发生了阻挡, 改变了B波动态的缘故。

裂纹对B波动态的影响, 在裂纹很小时并不显著, 不容易观察, 只有当裂纹比较深(大于3毫米)时, 才能明显地看到B波的变化特征。所以, 在分析波形时, 我们只是把A波动态特征的变化作为分析的依据。

在这过程中, 可以观察到当有裂纹存在时, A波动态范围变得很小, 起始点明显地后移, 消失点大为提前。在最强反射时的 τ 值, 较无裂纹时有所改变。特别是A波的声压, 远远小于无裂纹时的反射波声压, 一般从20分贝降至5~8分贝, 见表8-3。

表 8-3 A 波 动 态 特 性

| A 波 特 性 | 无 裂 纹 时 | 裂纹深度2.2毫米 | 裂纹深度4毫米 |
|---------------|---------|-----------|---------|
| 起始点(τ) | 2.2 | 2.3 | 2.3~2.4 |
| 最强点(τ) | 2.4 | 2.4~2.5 | 2.4~2.5 |
| 消失点(τ) | 2.7 | 2.6 | 2.5 |
| 最强反射分贝值 | 20 | 6~8 | 2~3 |

(4) 在探测中也可以看到, 有裂纹存在时, 在B波处于最强反射区间, B波的后面有一连串幅度矮小的反射波。这些波形的出现, 也是由于裂纹的存在, 使声束在工件中增加了多次反射和变形的条件而引起的。所以, 探头能接收到一些能量微弱、声程不同的杂乱反射信号。

(5) 裂纹深度愈大, 则A波起始点、消失点变化的数值愈大, 动态范围愈小, 能量

的下降愈大。当裂纹深度在4毫米以上时基本上不出现A波了；只有F波和B波在荧光屏上交替出现。但是，这时两波的声程差将显著地增大（ $\Delta W_{fb}=0.6\sim 0.7$ 毫米）。F波在最强反射时，探头的位置将比A波最强反射时后移3~4毫米。A、B和F波的动态特征见图8-28。

第四节 汽轮机叶片的探伤

叶片断裂部位有的在叶片工作部分，有的在叶片根部，这取决于叶型设计和组装工艺。

对于汽轮机叶片的检查，在制造厂是比较容易的，但对于装配在叶轮上运行了多年的叶片来说，不论是工作部分或是叶根部分，探测起来都有一定困难，其难点为：

- (1) 叶片种类较多，截面复杂；
- (2) 各叶片之间间隙狭窄，一般探伤方法不易发挥作用；
- (3) 叶根深藏在轮缘内，与轮缘金属交错镶嵌，只有外露部分能作探测面；
- (4) 有些叶片带有护环、拉筋、铆孔，给探伤工作带来不便；
- (5) 叶片表面处理不一，如有的镀铬，有的焊有硬质合金片等。

近年来，应用纵波、横波、特别是应用表面波（瑞利波），在一定程度上克服了上述困难，基本上解决了某些型号汽轮机的叶片探伤问题：诸如BK-100-6型汽轮机第二十四级、二十九级；BT-25-5型汽轮机第二十五级；BIT-25-4型汽轮机第二十三级；VK-50型汽轮机第十四级；K116/50/20型汽轮机第十五级、十六级；31-124型汽轮机第八、九、十级；N75-90型汽轮机第二十级、二十一等叶片。

对叶片探伤所用仪器和探头的要求与本章前言中所提要求基本相同。不过一般要使用微型探头（包括纵波探头、横波探头和表面波探头）。频率以5兆赫为宜。

耦合剂主要采用甘油或稠机油。

一台汽轮机的叶片数量是相当可观的，即使是易断裂的后几级较长的叶片，其数量也相当多，在一个检修期内要想对叶片进行全面检查，时间上也不允许，因此通常都是进行有针对性的抽查。

选择抽查的叶片，一般按下述两个原则：

- (1) 参考叶片测频试验结果，如发现有不合格的要抽查；
- (2) 在本机组或同类型机组中，已经发现有裂纹或断裂的那级叶片，要重点抽查。

一、叶片工作部分裂纹的检查

叶片工作部分裂纹主要采用表面波检查，具体方法如下：

1. 探测表面的打磨

用砂布打磨叶片表面，去掉锈蚀、水垢，露出金属光泽，并用棉纱或丙酮擦净表面。表面光洁度最好与选作参考试块的叶片光洁度一致。

2. 扫描速度的调整

可以用通用标准试块调整，也可以采用与被检叶片材质、形状、尺寸一样的叶片（例

如备品叶片)作为参考试块进行调整,也可以直接在被检叶片上进行调整,扫描速度一般取1:1。其方法可参阅第七章第三节。

3.灵敏度的调整

根据第七章第三节介绍的关于表面波探伤调灵敏度和定量的理论,调灵敏度的方法如下:

(1)将探头放在叶片上或放在用作参考试块的叶片上,对准叶片端头,探头前沿距端头40毫米(即取声程 $W_R=40$ 毫米)。

(2)将衰减器置于21分贝,调节其它有关灵敏度的旋钮,使荧光屏上呈现的叶片端头信号波高为满刻度的70%。

(3)将衰减器调回到零分贝。

从理论上讲,在这样的灵敏度下,长 $L=6.5$ 毫米、深 $d=0.1$ 毫米的裂纹信号刚好达到满刻度的70%。实际探伤中,该灵敏度能发现 $L=5$ 毫米、 $d=0.1$ 毫米之刀痕。对这种灵敏度下探测到的裂纹信号可参照图7-83曲线进行定量。

当然在保证一定的信噪比的情况下,也可以采用更高的灵敏度,以发现更小的裂纹。

4.探头移动方式

将表面波探头置于欲探叶片的出汽边或进汽边,平行于叶片边沿作前后移动,同时略作左右摆动。

5.注意事项

除了注意第七章第三节有关影响表面波传播因素外,还要注意下列几点:

(1)叶片出汽侧较薄部分,探测面的背面如有油污、锈蚀等杂物会造成回波信号。

(2)探头处的耦合剂要少,不得流淌,否则影响表面波传播。

(3)对于曲率较大的小型叶片,因叶片之间空间所限,且声耦合不佳,不宜用表面波探伤。

6.信号的识别

(1)用上述高灵敏度探测时,探头在叶片出汽侧边沿移动并向外摆动一定角度,会出现一个棱边回波,很容易误认为裂纹信号。

(2)对于靠近轮缘的叶片底部,要严格区分向叶根过渡区的棱角固有信号和叶片底部的裂纹信号。区分方法除核准扫描速度外,必要时用手指或接触面小的橡皮锤打击信号反射点,以准确定位和便于区分。

(3)拉筋孔附近探伤,由于拉筋孔处银焊焊波造成信号杂乱,只能发现较大的裂纹。

(4)探测时,如发现较强回波,并确认不属叶根过渡区的棱角固有信号或叶片端头固有信号时,有必要用砂纸将可疑部位仔细打磨光滑,然后复探,如回波仍较强,则可判为裂纹。

7.实例

图8-29和图8-30是用上述方法检查发现裂纹的实物照片。图8-29是叶片工作部分的裂纹,起源于出汽边;图8-30是起源于拉筋孔的裂纹。

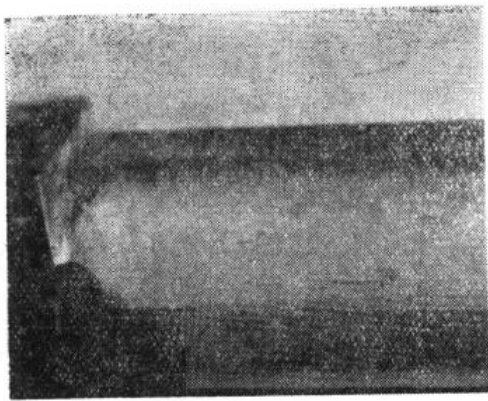


图 8-29 叶片工作部分裂纹实物照片
(裂纹起源于出汽边)

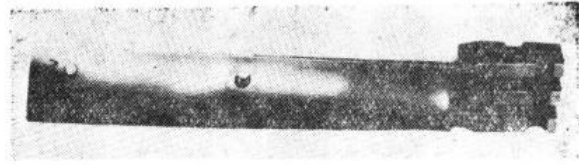


图 8-30 叶片工作部分裂纹实物照片
(裂纹起源于拉筋孔)

二、叶片根部裂纹的检查

叶片根部隐藏在叶轮轮缘里面，形状复杂多样，其裂纹的检查要比工作部分困难。要想用一个固定的探伤模式来探测所有的各种不同类型的叶根，是不可能的，要视具体情况具体分析，采取不同的方法。这里仅分别讨论几种型式叶根裂纹的检查问题。

(一) 骑缝铆孔叉型叶根

1. 骑缝铆孔叉型叶根的结构型式

叉型叶根形如叉状，有四叉的(图8-31a)和两叉的(图8-31b)。它是插入叶轮轮缘相应的叉中，用铆钉穿过轮缘和叶根的铆孔将它铆固。铆钉是固定在相邻两叶片之间，故称骑缝铆孔叉型叶根(简称骑缝叉型叶根)。

这种叶根的应力集中点在开有铆孔的最小截面处，一般多在靠近工作部分的上铆孔截面最小处，故最易在这个部位开裂。

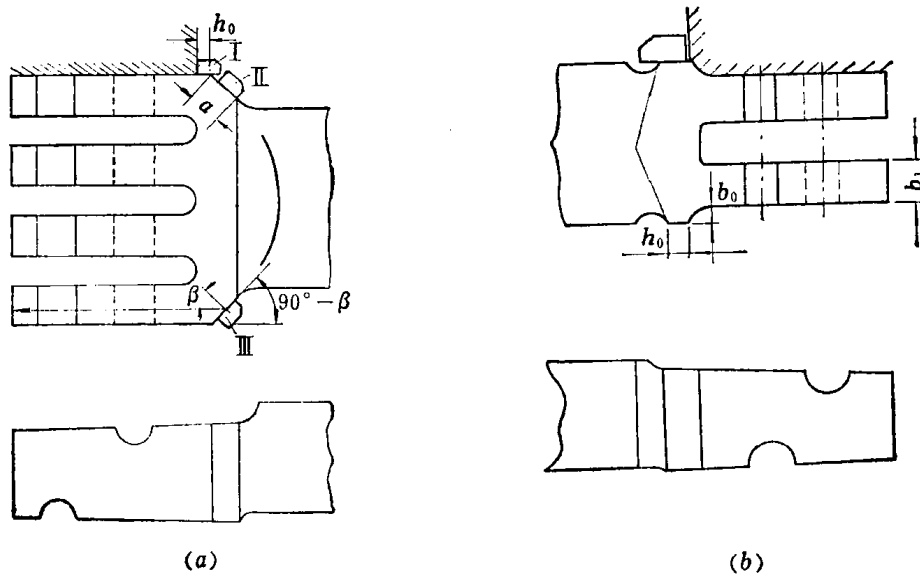


图 8-31 骑缝叉型叶根探伤示意图
(a)四叉骑缝叶根，(b)二叉骑缝叶根

几个部位名称的解释（见图8-31）：

外露尺寸——叶根露在轮缘外部的尺寸，用 h_0 表示。

斜面宽度——叶片工作部分过渡到叶根的斜面宽度，用 a 表示。一般此斜面都略带凹形弧面。

台阶高度——叶根外露部分有的与叶根侧面不在一个平面上，高出的尺寸称为台阶高度，用 b_0 表示。

2. 探测方式的选择

在这种型式叶根的探伤中，用表面波检查裂纹的灵敏度高，易发现微小裂纹，故一般多采用表面波探伤。就横波探伤而言，因叶根结构影响，发现微小缺陷的能力差，故只有在台阶高度 b_0 过高或放置表面波探头的位置受到限制时，才考虑采用横波探伤。此外，当用表面波探伤发现较大尺寸裂纹时，也可用横波探伤复核。具体选择原则如下：

(1) 当 $h_0 \geq l_0$ (l_0 为探头入射点至前沿的距离，微型探头可以控制在3毫米以内)， $b_0 \leq 0.5$ 毫米时，以表面波探伤为主，横波探伤为辅。探头均置于叶根的外露部分，如图8-31a的位置I。

(2) 当 $h_0 < l_0$ ， $b_0 \leq 0.5$ 毫米， $a > l_0$ 时，此时探头放在外露台阶部分探伤有困难，可将表面波探头放在如图8-31a所示的位置II上探测。也可将横波探头放在如图8-31a所示的位置III上探测。横波探头的折射角 β 要适当选择，以使声束垂直或接近垂直地射向叶根底部端面， β 值可由实物测量或作图求得。

(3) 当 $h_0 \geq l_0$ ， $b_0 > 0.5$ 毫米时，表面波能量在台阶棱角处的损耗太大，不能获得足够的灵敏度，故一般可采用横波二次波端角反射的方法探测。探头放在外露台阶部分，如图8-31b所示。声束路径如图8-32所示，折射角可通过计算或作图确定。要注意使一次波的反射点离开R圆弧2~3毫米。这种方法一般只能发现较大的裂纹。

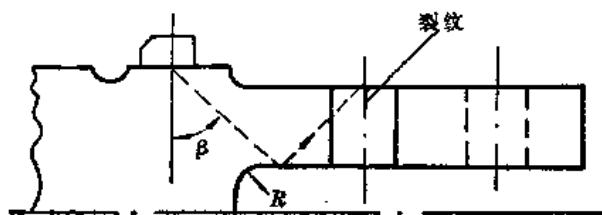


图 8-32 横波探伤声束路径

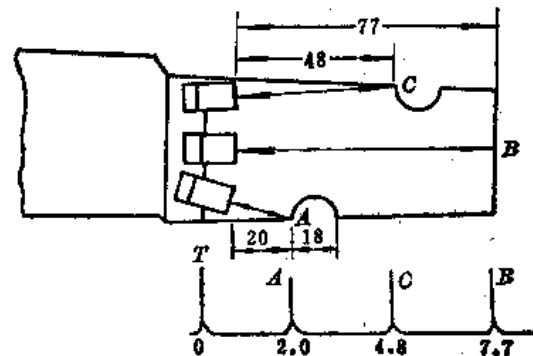


图 8-33 扫描速度调整示意图

3. 扫描速度的调整

(1) 表面波探伤 一般是按声程调整扫描速度，即荧光屏上读出的数值直接代表探头前沿至反射点的距离。扫描速度调整一般直接利用被探叶根进行。现以图8-33所示叶根形状为例，说明调整方法。

将探头放在外露部分，分别在叶根的三个位置上（见图8-33）获得叶根端部和上下键孔尖角处的固有信号，并分别将它们调节到荧光屏水平刻度2.0、4.8和7.7处（见图8-33

下面的波形示意图), 此时荧光屏上的读数代表探头前沿至反射点的距离, 比例 1:1。上柳孔中心距探头前沿为 29 毫米, 故缺陷波应出现在荧光屏的 2.9 刻度处。

当然, 扫描速度也可以在标准试块上调整, 其具体方法见第七章第三节。

(2) 横波探伤 横波探头放在图 8-31a 位置 III 探伤时, 扫描速度的调整方法与表面波探伤相似, 荧光屏上的刻度代表横波声程, 即入射点至反射点的距离, 比例选 1:1 或 1:2, 固有信号的位置也与表面波探伤大致相同。但一定要使探头在斜面上的位置固定, 作好标记, 如探头需在斜面上滑动, 要记住固有信号的变动范围。

横波探头放在图 8-31b 所示位置探伤时, 因利用其二次波探伤, 扫描速度按叶根每叉的厚度调整。可以用材质与叶片接近, 厚度等于叶叉厚度的试块来调整。具体方法见第七章第二节。一般将一次波和二次波的端角波调到一定的刻度上, 例如“3”和“6”, 这样便于观察缺陷波。

4. 灵敏度调整

为了避免表面光洁度的差异和表面锈蚀、结垢程度的不同对声束传播的影响, 在探伤中, 大都直接采用被检叶根某个部位的固有信号作基准信号调整灵敏度。固有信号部位的选择要考虑其声程与裂纹的声程相近, 信号较稳定, 受其它因素干扰较小。

表 8-4 骑缝叉型叶根探伤灵敏度

| 探 伤 方 法 | 基准信号部位 | 基准波高 (分贝) |
|--------------------|--------|--------------|
| 表面波探伤 | 上柳孔端角 | 10 |
| 横波探伤(声束垂直底部 端面) | 底部端角 | 20 |
| 横波探伤(二次端角反射) | 上柳孔端角 | 5 |

基准信号的部位, 和基准波高参考值(分贝)如表 8-4 所列。调整时, 根据所选择探伤方法在表 8-4 中查得基准波高值(分贝), 将衰减器投入所查得分贝值。探头放在叶根的探伤面上, 找到基准信号的最大值, 调“增益”旋钮使波高达到某一特定高度, 然后衰减器置于零分贝, 即为探伤灵敏度。

5. 探头扫查方式

探头在探测面上平行移动, 并作适当转动。在可疑部位复查时, 探头要反复转动, 以便观察固有信号与可疑信号的相互交替过程。

6. 裂纹波的判断

叶根的裂纹出现部位是有规律的, 对于这种骑缝叉型叶根, 大多出现在上柳孔中部, 少数出现在下柳孔中部。因此主要根据反射信号是否出现在荧光屏上相当于柳孔中部的位位置, 并参考缺陷信号与固有信号的动态过程来综合判断。

(1) 裂纹波的位置 上柳孔中部裂纹信号 F , 在荧光屏上出现于上柳孔端角信号 A 之后, 下柳孔端角信号 C 之前, 较接近 A 。例如图 8-33 所示的叶根, 其固有信号和裂纹波的位置是 τ_a 为 2.0, τ_c 为 4.8, τ_f 为 2.9(2.0 + 柳孔半径)。

(2) 波形动态 图 8-34 为表面波探伤或声束垂直底部端面的横波探伤时, 探头在叶根探测面接图中所示从上往下移动并略有转动, 其裂纹信号与固有信号的动态过程, B 表示底部端面信号。

下柳孔中部裂纹信号和下柳孔端角信号 C (荧光屏上) 的相对位置、动态过程与上柳

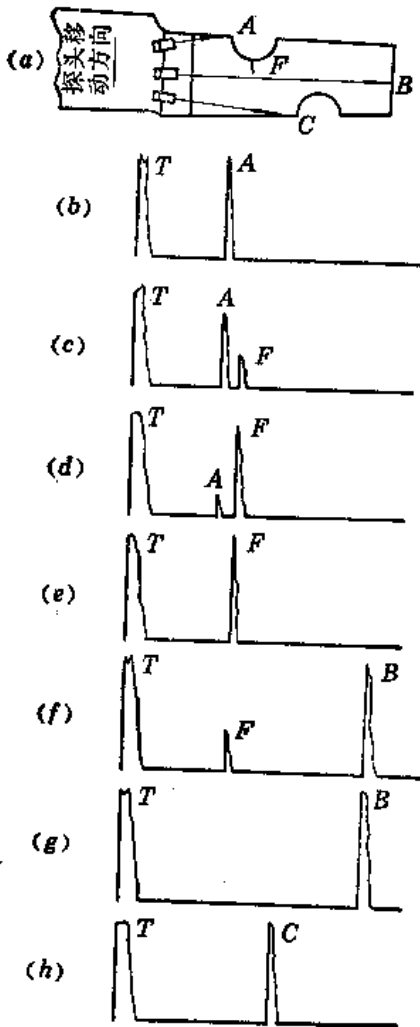


图 8-34 表面波和垂直底部端面的横波探伤时波形成态过程示意图

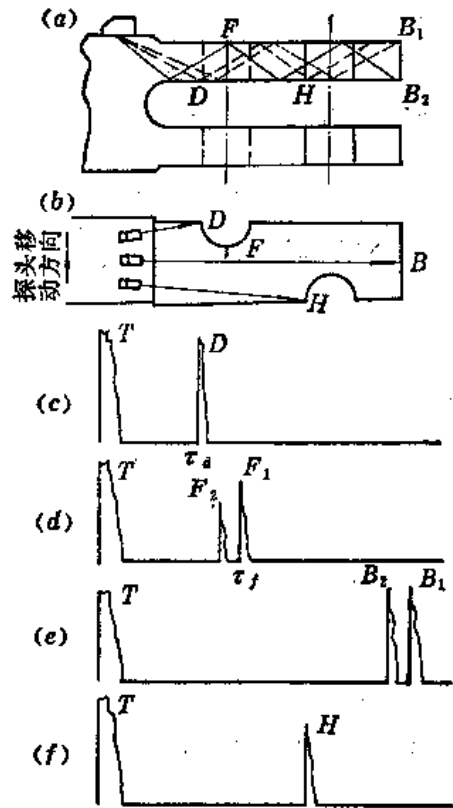


图 8-35 横波二次波探测时波形成态过程示意图

孔的裂纹信号 F 和上铆孔端角信号 A 的相对位置、动态过程是相似的。

图8-35所示为横波二次波探测，探头在叶根探测面从上往下移动，并略有转动时，其裂纹信号与固有信号的动态过程。 D 为上铆孔端角信号， H 为下铆孔端角信号， B_1 、 B_2 为底部端角的反射信号， F_1 为裂纹信号。当裂纹较大并且探头合适时，也会出现由扩散声束直接射至裂纹的反射信号 F_2 。

(3) 裂纹波高 对于骑缝叉型叶根，采用上述调灵敏度的方法，表面波探伤和横波声束垂直底部端面探伤时，裂纹信号 ≥ 6 分贝；横波二次端角反射探伤时，裂纹信号 ≥ 0 分贝。

(4) 判伤中应注意的几个问题

划痕：对表面波探伤有很大影响，在荧光屏上的反映，往往是多波，信号较弱，规律性差。

钢印：对声耦合有影响，最大可衰减9分贝。探伤前应将钢印打磨掉，或必要时给予

一定补偿。

变型波（指在被探叶片内的变型波）：对判伤造成一定困难。叶根探伤中主要是表面波变横波，或横波变表面波。如条件允许，可用拍打法区分变型表面波。

(二) 中心铆孔叉型叶根

1. 结构型式

它的结构型式和插接方式基本上与骑缝叉型叶根相同，不同的是，它的铆孔处于叶根的横向中间位置，故称中心铆孔叉型叶根，如图8-36所示。

其应力集中点一般也在上铆孔截面最小处，故易在此部位开裂。

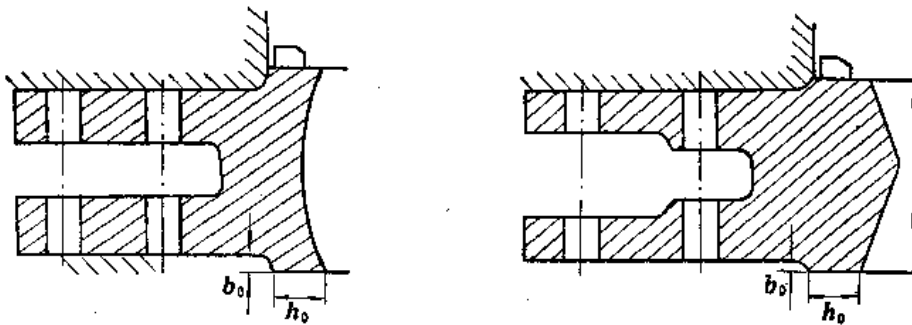


图 8-36 中心铆孔叉型叶根结构示意图

2. 探测方式的选择

- (1) $h_0 \geq l_0$, $b_0 \leq 0.5$ 毫米，用表面波探伤。
- (2) $h_0 \geq l_0$, $b_0 > 0.5$ 毫米，用横波二次波探伤。这种方法只能发现较大裂纹。

上述两种情况，探头都是放置在叶根外露台阶上探测。

3. 扫描速度调整

与骑缝型叶根基本类似。表面波探伤，利用被检叶根调整扫描速度时，可利用底部端面和上铆孔圆弧面两个部位的反射信号来进行。横波探伤时，将二次波调到适当水平位置。

4. 灵敏度调整

表 8-5 中心铆孔叉型叶根探伤灵敏度

| 探伤方法 | 基准信号部位 | 基准波高(分贝) |
|--------------|--------|---|
| 表面波探伤 | 上铆孔圆弧面 | 5($b_0 = 0$) 0($0 < b_0 \leq 0.5$ 毫米) |
| 横波探伤(二次端角反射) | 上铆孔上端角 | 0 |

基准信号部位及基准波高值见表 8-5 所列。具体调整方法与骑缝叉型叶根相同。

5. 探头扫查方式

与骑缝叉型叶根相同。

6. 裂纹波的判断

(1) 裂纹波出现的位置 不管是用表面波探伤还是用横波探伤，裂纹波都在上铆孔信号稍后一点的位置。

(2) 波形动态 图8-37为探头在叶根探测部位从上往下移动，并略有转动，其裂纹信号与固有信号的动态过程。A为上铆孔信号、B为底部端面信号、F为裂纹信号。

(3) 裂纹波高 裂纹信号的波高值 A_f 如下：

对于表面波探伤 $b_0 = 0$ $A_f \geq 7$ 分贝;
 $0 < b_0 \leq 0.5$ 毫米 $A_f \geq 8$ 分贝。

对于横波二次端角探伤 $A_f \geq 0$ 分贝。

在有裂纹时，B波将部分地或全部地被裂纹遮挡。

(4) 判伤中应注意的几个问题 与骑缝叉型叶根相同。

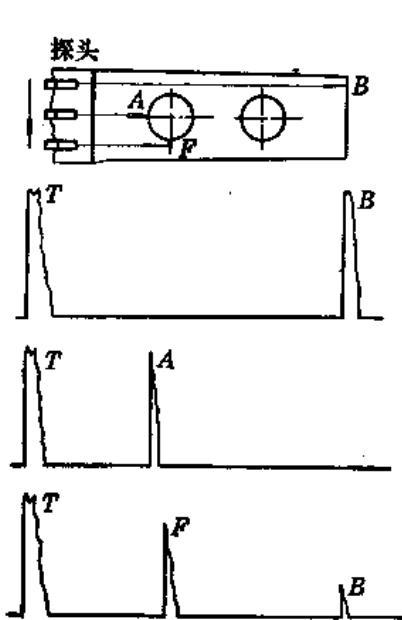


图 8-37 中心铆孔叉型叶根探伤波形动态过程示意图

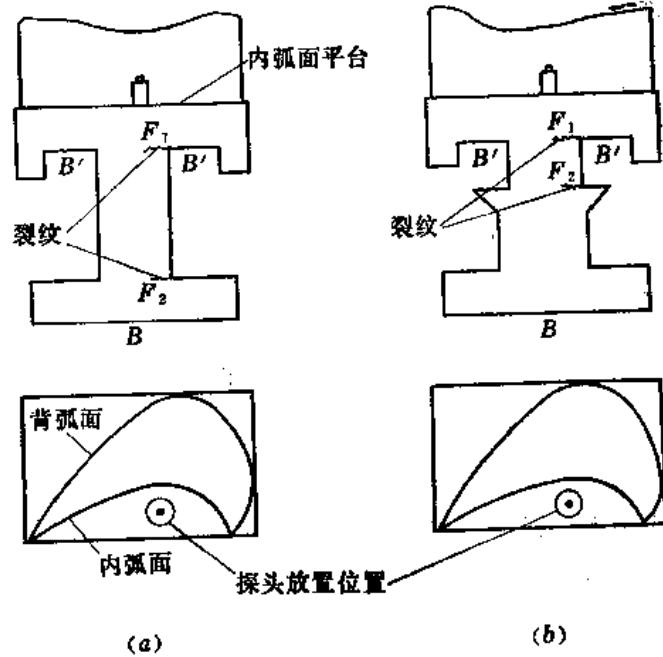


图 8-38 T型叶根结构及探伤部位示意图

(三) T型叶根

1. 结构型式

如图8-38所示，叶根形如“T”字，镶嵌在叶轮轮缘的燕尾槽中。图8-38a为T型，图8-38b为双T型。这种叶根的应力集中点在棱角处，故裂纹也多在这些部位发生并向内发展。

几个部位名称的解释如下（见图8-38）：

内弧面——叶片凹形曲面；

背弧面——叶片凸形曲面；

内弧面平台——叶根上表面，在内弧面前一般形成一平台，称内弧面平台。因该平台很小，故简称小平台。

2. 探测方式

对于这种结构的叶根，用表面波是无法检查，用一般横波斜探头也因位置所限而无法应用，因此，目前采用的主要探伤方式，是将纵波直探头放在面积有限的内弧面平台上进行探伤。背弧面根脚的叶根表面是倾斜的曲面，形状复杂，无法放置探头。因此探测范围是很有限的。

内弧面的小平台面积不大，不能用一般的纵波探头。必须使用微型纵波探头。专为这种叶根探伤设计的烟斗形微型纵波探头，参见第三章第二节。

3. 扫描速度调整

可以用试块，也可以利用被检叶根的底部端面反射信号调扫描速度，比例为1:1或1:2。

4. 灵敏度调整

基准信号取自于底部端面的底波，基准波高为20分贝。调整时，将微型纵波探头置于小平台上，找到底波最强时，衰减器置于20分贝，调“增益”使底波达到某一特定高度，再将衰减器置于0分贝，探伤灵敏度即调整完毕。

5. 探头扫查方式

逐个叶片检查。检查每个叶片时，将微型探头放在小平台上，均匀用力，缓慢移动，移动间距小于探头晶片直径的1/2。小平台的面积尽可能都扫查到。

6. 裂纹波的判断

(1) 裂纹一般产生在图8-38所示 F_1 和 F_2 部位。 τ_{F_1} 与 τ_B 很接近， τ_{F_2} 与 $\tau_{B'}$ 的差值较大。需要指出，由于仪器的盲区，底面 B' 的一次波在荧光屏上是不呈现或被始波淹没，只能看到底面 B' 的二次波、三次波……等，有的仪器甚至连二次波也看不到。同理 F_1 裂纹也只能通过多次反射来观察，但小裂纹很难有多次反射，因此这种方法只能检查较大的裂纹 F_1 。

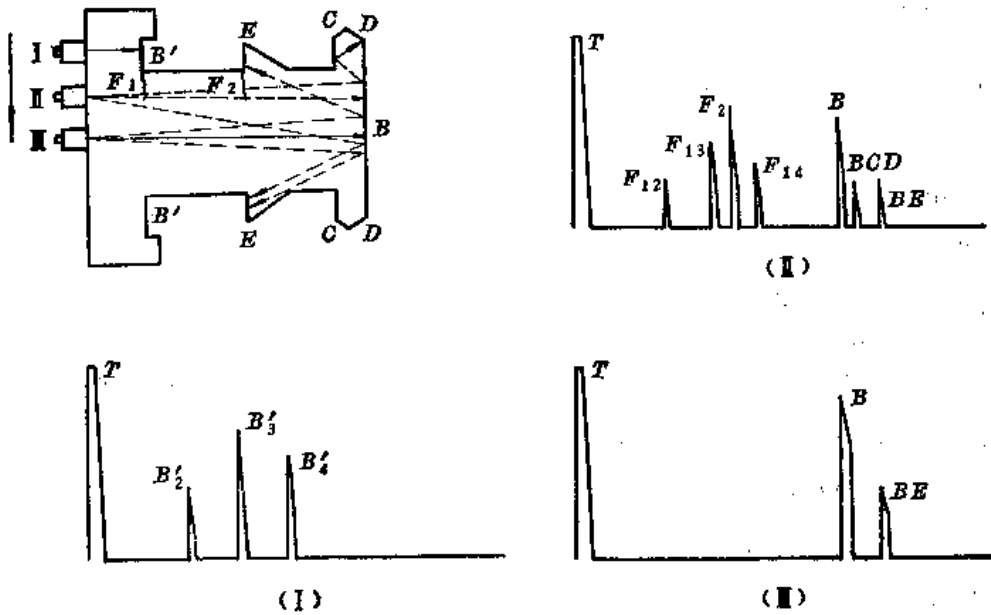


图 8-39 双T型叶根探伤波形动态过程示意图

(2) 裂纹 F_1 或 F_2 的存在，将使底波 B 部分或全部被遮挡，视裂纹大小而定。

(3) 以图8-39为例说明探测双T型叶根时，探头从I到III移动，固有信号与裂纹信号的动态过程。探头在位置I时，只出现底面 B' 的多次反射波。在位置II时，出现底波 B ，在 B 之后还可能出现 BE 和 BCD 等波。此两波在 B 之后，不影响判伤。探头在位置III

时，如有大裂纹 F_1 ，则出现裂纹的多次反射波；如有裂纹 F_2 ，则出现裂纹波 F_2 ，如裂纹不大，则还有底波 B 存在。探头在位置III时，只有底波 B 及 BE 波。

如前所述，这种检查方法的检查范围有限，背弧面下面的叶根部分无法检查，但实践证明，那部分叶根也有可能产生裂纹。因此有待探讨更好的方法。

(四) 枞树型叶根

1. 结构型式

图8-40为枞树型叶根形状示意图，两边呈锯齿状，愈往下宽度愈小，形如枞树，故称枞树型。

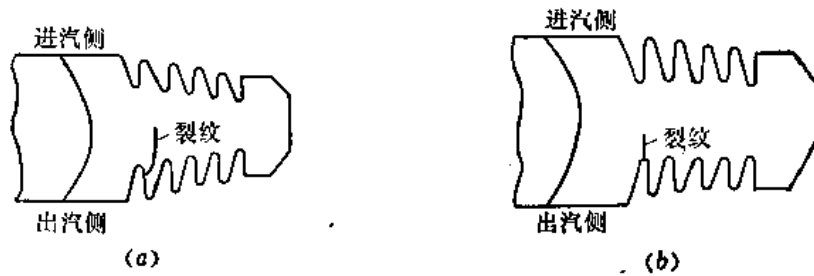


图 8-40 K116/50/20型汽轮机枞树型叶根结构示意图
(a)第十五级；(b)第十六级

这里所说的枞树型叶根系指叶根沿叶轮切向镶嵌在叶轮轮缘的枞树形槽中，锯齿不外露。例如K116/50/20型汽轮机第十五和十六级叶根。

这种型式的叶根各齿受力极不均匀，从叶片工作部分往下数第一齿受力最大，容易开裂。第十五级叶根第一齿裂纹，多从第一齿齿面开裂，并以 45° 方向开裂，然后平直发展（见图8-40a）。第十六级叶根第一齿裂纹个别情况与第十五级相同，多数是在齿根开裂，平直发展（见图8-40b）。

2. 探测方式

由于形状和尺寸上的差异，第十五级和十六级叶根采用的探测方式不同。

(1) 第十五级叶根，裂纹一般出现在受力侧第一齿，以采用横波一次波探伤为宜，探头放置在进汽侧的外露台阶上（见图8-41）。横波声束的一次波要正好射到第一齿的裂纹上，经作图求得折射角 β 约 29° ，相应入射角 α 为 $23^\circ 20'$ 。这种探测方式一般只能发现横向2毫米以上的裂纹。

(2) 第十六级叶根探伤，采取将探头放置在叶片工作部分出汽侧背弧面上，利用横波二次波探测，如图8-42所示。入射角选为 47° 。这种方法只能发现较大裂纹。

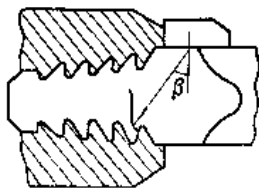


图 8-41 横波一次波探伤示意图

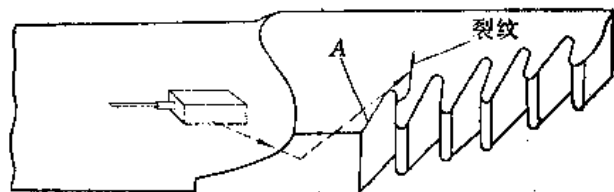


图 8-42 横波二次波探伤示意图

3. 扫描速度调整

对于横波一次波探伤，扫描速度按声程调整，比例取1:1或1:2。可用IIW₂型试块及R40半圆试块调整，具体方法见第四章。

对于横波二次波探伤，只需将作为基准信号的二次端角（图8-42中的A）反射信号调

到荧光屏适中位置即可，并用标记定位。

4. 灵敏度调整

基准信号部位和基准波高见表8-6。

这样的灵敏度相当于能发现长2毫米的实际裂纹。具体调整方法与前面介绍的相同。

5. 探头扫查方式

横波一次波探伤时，探头入射点与设计声束进入钢中的入射点必须重合，并沿叶轮圆周方向作平行移动或略为转动。但要注意，探头前后有少许移位，荧光屏上图形变化很大，往往容易将齿根波误认为缺陷波。

横波二次波探伤时，探头只能平行移动或前后移动，切忌转动角度，否则易将端角波误认为缺陷波。

6. 裂纹波的判断

(1) 横波一次波探伤

① 裂纹信号在荧光屏的位置稍比第一齿横波信号提前约2~3毫米。

② 反射信号波高 $A_r \geq 0$ 分贝。

③ 如图8-43所示，当无裂纹时，荧光屏上出现的波形有：第一齿的横波反射 T_1 ；第三齿的纵波反射 L_3 和第四齿的纵波反射 L_4 （因为采用的探头入射角为 $23^\circ 20'$ ，小于第一临界角，故有纵波成分进入钢中）。第四齿的纵波反射是调灵敏度的基准信号。

此外尚有机理不明的信号 X ，它在 L_4 之后 T_1 之前，靠近 L_4 。

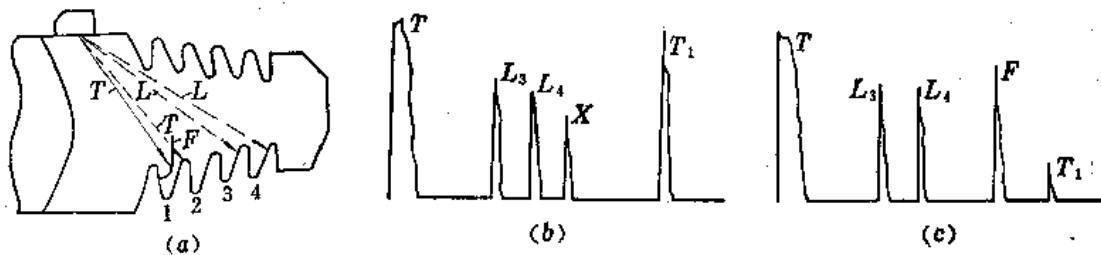


图 8-43 横波一次波探伤波形分析（波形已展宽）
(a) 声束路径示意图，(b) 无缺陷波形图，(c) 有缺陷波形图

(2) 横波二次波探伤

裂纹信号略前于基准信号（实验结果，机理不明）。探头平行移动，声束离开基准信号反射点后，只要再出现信号，其波高大于0分贝，就是裂纹波。没有裂纹，就没有任何信号。

表 8-6 枞树型叶根探伤灵敏度

| 探伤方法 | 基准信号部位 | 基准波高 (分贝) |
|---------|--------------|--------------|
| 横波一次波探伤 | 第四齿(纵波反射信号①) | 12 |
| 横波二次波探伤 | 图8-42所示端角A | 5 |

① 此纵波信号见下面裂纹波的判断。

7. 采用纵波探伤

对于上述第十五级叶片的顶端有的有铆钉头，有的为平面。将纵波直探头放在铆钉头上或平面上检查叶根的较大裂纹，也能取得较好效果。具体方法与一般直探头探伤类似。

(五) 实例

图8-44至图8-47是检查出来的有裂纹叶根的实物照片。

图8-44为骑缝叉型叶根；图8-45是中心铆孔叉型叶根；图8-46是枞树型叶根；图8-47是双T型叶根。

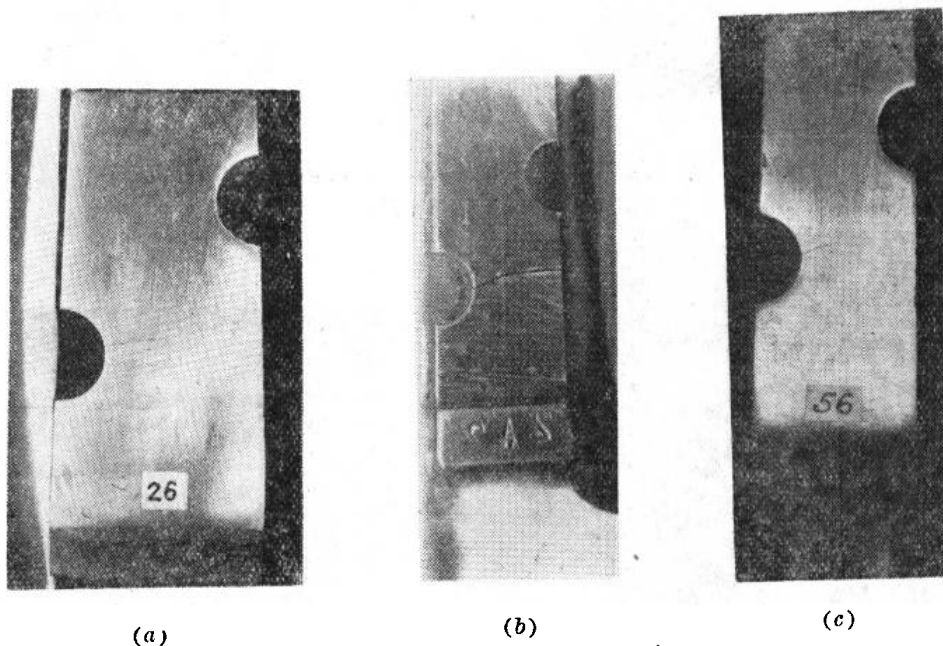


图 8-44 骑缝叉型叶根裂纹照片

(a)BK-100-6型第二十四级四叉；(b)VK-50型第十三级二叉；(c)BII T-25-4型第二十三级二叉

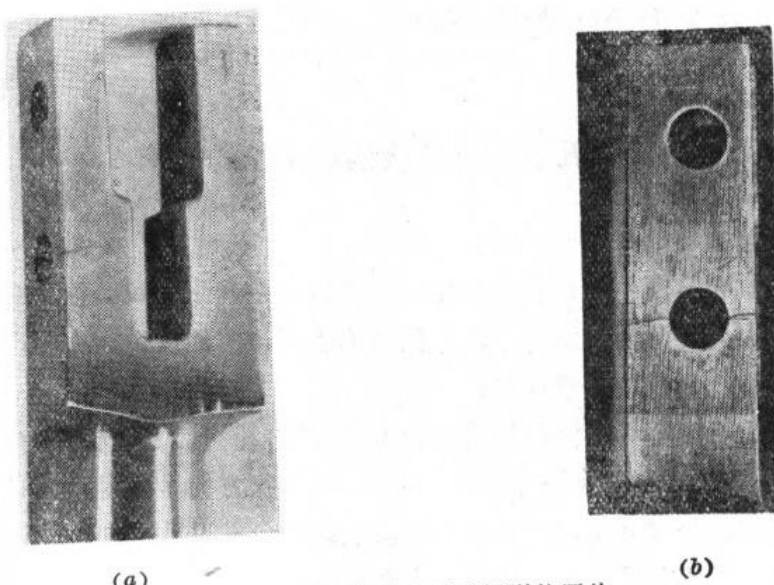


图 8-45 中心铆孔叉型叶根裂纹照片

(a)VK-50型倒数第二级；(b)31-25-127型第七级

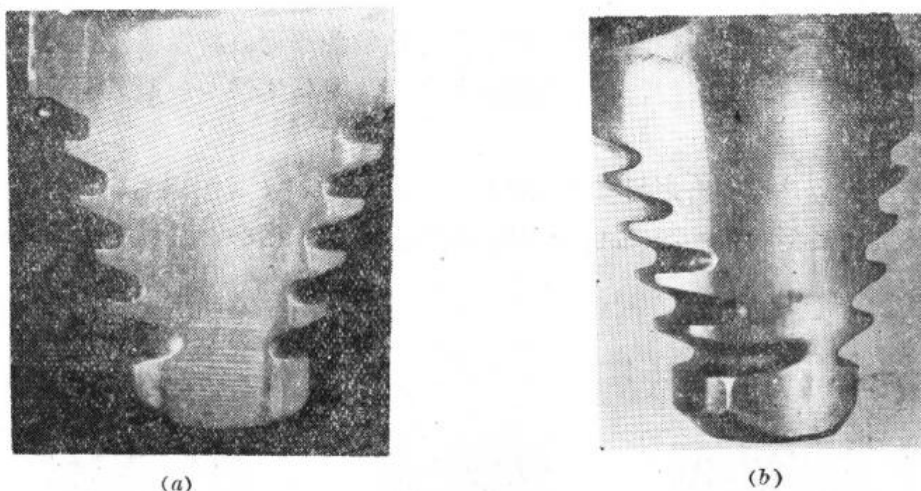


图 8-46 K116/50/20型汽轮机第十五级、十六级叶根裂纹照片
(a)第十五级; (b)第十六级

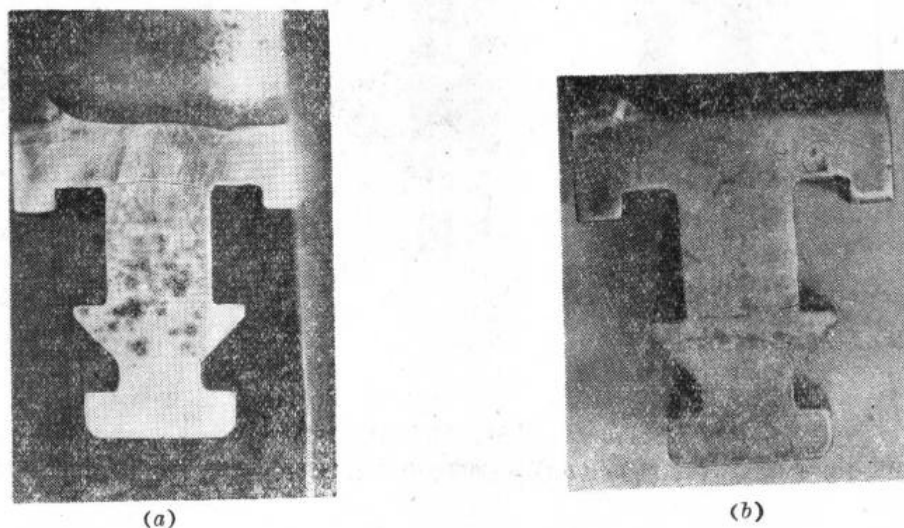


图 8-47 N75-90-1型汽轮机第二十级外包双T型叶根裂纹照片
(a)上部裂纹; (b)下部裂纹

第五节 铆胀接锅炉汽包的探伤

一、苛性脆化损坏的特点

铆胀接锅炉汽包常产生苛性脆化损坏。苛性脆化是属于晶间腐蚀，它的产生一般要具备三个条件，即应力、泄漏和水质不良。因为铆胀接结构的锅炉往往有产生裂纹的这三个条件，所以苛性脆化裂纹较为常见。

以苛性脆化为主而损坏的汽包裂纹的特点是：铆钉孔裂纹都在钢板结合间隙之间产生，起源于铆钉孔边缘。每一孔都有数条裂纹同时发生，裂纹方向呈辐射状分布，如图8-48所示。

胀管孔裂纹都从外壁开始，严重时裂透。裂纹的分布以及方向，同铆孔裂纹近似。

铆钉无论是平头还是圆头，裂纹都产生在钉头钉杆之交接处附近。裂纹严重时，使钉头很完整地掉下来，即所谓钉头脱落。其形状如图8-49所示。

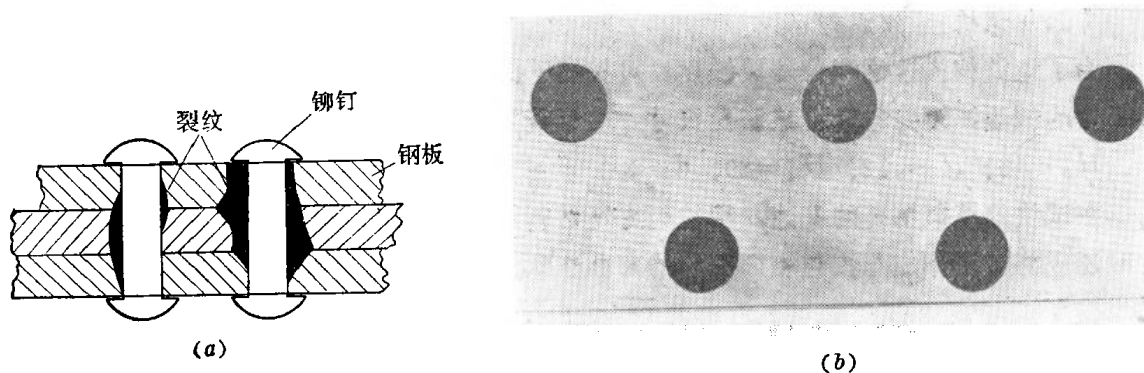


图 8-48 铆孔的苛性脆化裂纹
(a) 裂纹产生部位示意图; (b) 宏观照片



图 8-49 铆钉裂纹

二、探伤的准备工作

(一) 检查部位的选择

一台铆胀接锅炉的铆孔和胀孔是相当多的, 不可能一次全部检查完, 故应有针对性地抽查, 发现问题逐步扩大比例。抽查部位需根据苛性脆化产生的某些特点来确定:

(1) 苛性脆化一定产生在有形成炉水浓缩的地方, 例如炉水分界面附近; 有泄漏痕迹, 外壁有盐垢、垢瘤的地方; 检修时捻过缝的铆孔处和过胀的管孔等。

(2) 局部产生过大应力的地方易产生苛性脆化裂纹。

具体可参照如下原则选择:

- (1) 与水介质接触部分和汽水交界面附近, 例如泥鼓全部、汽鼓的水侧等;
- (2) 有泄漏痕迹和盐瘤的地方;
- (3) 纵向铆缝的交接处和变形较大的地方;
- (4) 运行中因给水不稳定产生“冷激”、“缺水”、“满水”、或局部超温的地方;
- (5) 安装检修时, 撞伤、碰伤等受外力作用的地方;
- (6) 用锤击检查发现有“哑音”或异常声音的铆钉;
- (7) 多次胀接而产生过胀的管孔。

(二) 被查部位的打磨

苛性脆化检查部位的锈、垢、氧化皮等甚为严重, 因此一定要打磨。一般要求露出金属光泽, 很深的腐蚀坑也要设法去掉。打磨宽度, 原则上应满足横波三次波探伤的要求。

(三) 试块

为了调整扫描速度和仪器灵敏度,可按图8-50制作参考试块。图中各尺寸最好按所检查部位的板厚,铆钉、铆孔或胀孔尺寸,孔距确定。以下尺寸可供参考: $H=100$ 、 $H_1=7$ 、 $H_2=16$ 、 $H_3=52$ 、 $H_4=20$ 、 $d=3$ 、 $\phi=25$ 、 $a=60$ 、 $T=30$,单位毫米。

在试块的模拟铆孔的孔边,用铣削或线切割法开长×深为 3×3 毫米的人工裂纹。有条件时还应将试块作成与汽包相同曲率的弯曲形状。

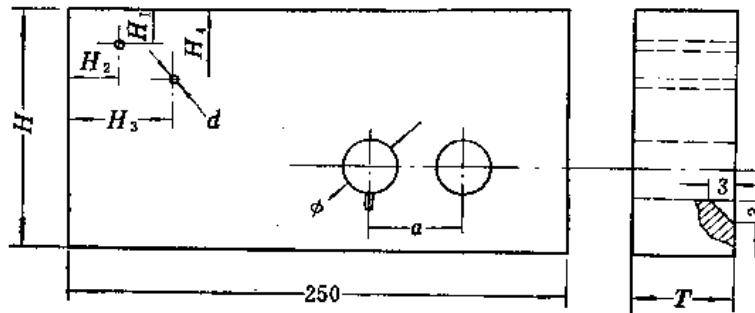


图 8-50 铆胀接锅炉汽包探伤用参考试块

也可以用切割下来的有实际小裂纹的铆接钢板作参考试块。

(四) 斜探头角度的选择

被探板厚多在20毫米左右,一般选用入射角 40° 或 50° 均可。

三、探伤方法

(一) 探测方式的选择

铆孔和胀孔的苛性脆化裂纹是从孔内壁呈辐射状向外发展,其裂面正好与板面垂直形成端角,因此最适宜用斜探头横波探伤。铆钉的探伤一般采用直探头纵波探伤;在有些情况下,例如直探头不好放置时,也可采用斜探头横波探伤。

(二) 铆孔或胀孔的探伤

1. 扫描速度的调整

在这种探伤中,裂纹信号相当于钢板上下端角的反射,因此采用第七章第二节中介绍的利用端角调整扫描速度的方法,既简单又便于判伤。可利用图8-50所示试块的模拟铆孔的上下端角信号调整,也可用实际被探铆孔调整。调整后要使一次、二次和三次波分别呈现在荧光屏水平刻度的“3”、“6”和“9”的位置上。

2. 灵敏度调整

在图8-50所示试块上调整,使模拟铆孔孔边人工裂纹的最强反射信号调到荧光屏满刻度的40%高。

也可以用切割下来的铆接钢板上的自然小裂纹调灵敏度。

3. 扫查方式

按调灵敏度时探头至铆孔的距离,将斜探头置于铆孔或胀孔周围并使探头中心线与孔圆周相切,环绕铆孔或胀孔,作平稳的移动。在移动过程中,探头还要作角度不大的转动,尽量做到探头中心线与孔圆周相切(如图8-51所示)。

4. 裂纹波的判断

按上述探测方式探测，如果发现反射波，且符合下述几点则可判断为裂纹信号，

(1) 荧光屏上最强反射信号正好处在一次或二次端角信号的位置，

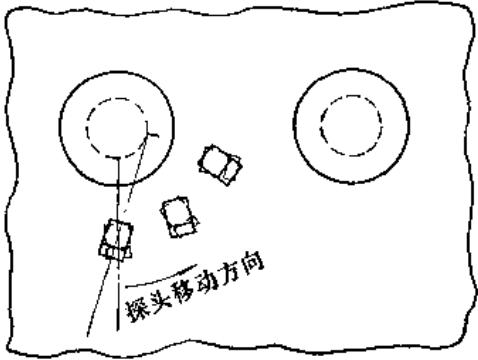


图 8-51 检查铆孔或胀孔的扫查方式

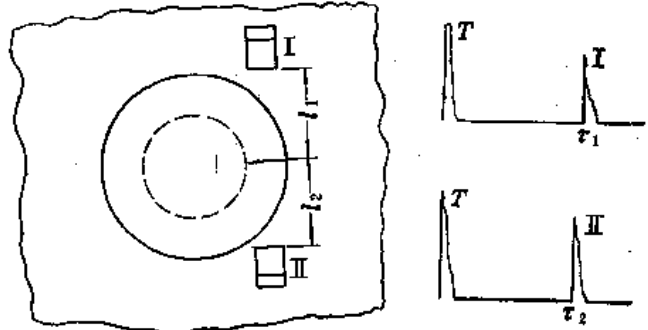


图 8-52 从铆孔或胀孔裂纹两侧探测示意图

(2) 探头前后移动，反射信号游动范围大，平稳，清晰；

(3) 把探头放置在裂纹两侧垂直于裂纹的直线上，且至裂纹的距离相同（图8-52中的I、II， $l_1=l_2$ ），探测时，可得到形状近似位置相同（ $\tau_1=\tau_2$ ）的反射信号，见图8-52；

(4) 固有信号和裂纹信号的波形动态过程（见图8-53）：探头顺孔径方向放置，找到孔边端角最强信号K，然后探头向裂纹位置逐渐偏转，孔边端角信号逐渐下降，若在其稍后的位置逐渐升起一个信号，而且当该信号最强时，孔边端角信号消失，则该信号即是裂纹信号。探头再往回偏转时，出现相反过程。

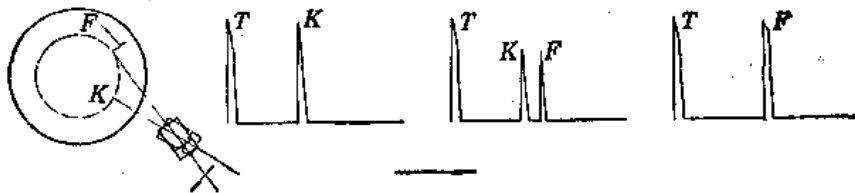


图 8-53 铆孔或胀孔探测的波形动态过程示意图

5. 假信号的识别

有时在铆孔或胀孔周围有腐蚀麻坑存在。探测时，这些麻坑也能有反射信号出现，其位置也正好与裂纹波的位置相近。这些波的特点是高度低，同时可出现数个脉冲波；探头移动时，波形此起彼伏；从两侧探测，反射波形状变化很大，稳定性差。

(三) 铆钉的探伤

用直探头放在钉头上探测，方法比较简单。完好的铆钉探测时，在始波与一次底波之间不应有波形出现。底波后还有许多迟到波，不影响判伤。

铆钉上的苛性脆化裂纹多在钉头与钉杆交界处。当探头放在钉头上时，始波后会立即出现裂纹的多次反射波，底波和后面的迟到波大幅度下降，甚至消失（视裂纹大小而定）。

严重的裂纹，其多次反射可充满整个荧光屏。

用这种方法探伤，要注意区分两种情况：

(1) 偏铆 即钉头中心与钉杆中心错位，不在一条直线上，这样探头放在钉头上探测时，易将钉头底面的多次反射误认为裂纹信号。

判断偏铆的方法如下：如图8-54所示将斜探头分别放在互相垂直的位置I和II上，搜索孔边信号，前后左右移动探头，使孔边信号最强，画探头中心线，找到交点。然后在对应每个探头180°方向的位置III和位置IV上，重复上述步骤，找出另一交点。如果两交点重合，证明已准确找到了铆孔（即钉杆）的中心。如果不重合，则调整位置，反复测定，以准确找到铆孔中心为止。

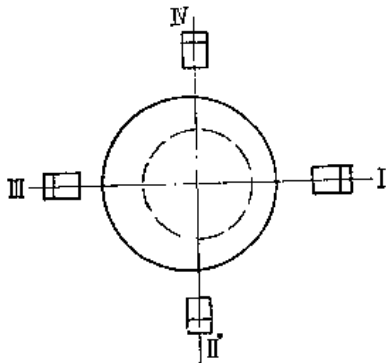


图 8-54 铆钉头偏铆测定示意图

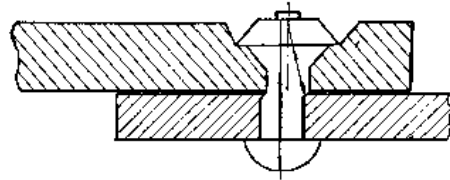


图 8-55 铆钉杆中部错口示意图

比较铆孔中心与钉头中心即可判断是否偏铆。根据偏铆与否，判断所发现信号是否为裂纹波。

(2) 错口 即钉杆在两钢板中间相错，如图8-55所示。用直探头探测时，会近似在始波与底波之间1/2处出现错口信号，可根据荧光屏上的位置加以区别。但如该部位真出现小裂纹，是容易漏检的。不过该部位出现裂纹的机率甚小。

第六节 管道焊缝的探伤

火力发电厂管道焊缝的超声波探伤，目前尚无统一的方法。虽然从总体上看，各方法大致相同，但在具体作法上各有差异，这里不能一一列举。本节中着重介绍使用较为广泛，并取得一定成效的方法，以及一些值得进一步探讨的问题。也介绍一些有关联箱堵头焊缝的探伤方法。对于小径薄壁管焊缝的超声波探伤，将在下一节中讨论。

一、管道焊缝的结构型式及根部特点

火力发电厂中的管道焊缝，由于管子直径不大，长度较长，只能在管外单面焊接。因此焊缝的坡口型式不可能采用X型或K型。常见的坡口型式如图8-56所示。焊缝根部衬有垫圈的称为带垫圈焊缝（图56a），不带垫圈的称为不带垫圈焊缝。不带垫圈焊缝的坡口型式又分为V型坡口（图8-56b）、双V型坡口（图8-56c）和U型坡口（图8-56d），U型坡口又称为杯型坡口。V型坡口适用于壁厚16毫米以下的焊缝，后两种适用于壁厚16毫米

以上的焊缝。此外还有一种窄间隙坡口（图8-56 e），适用于自动焊接的焊缝。

厚壁管焊缝的焊接工艺，要求对口的内圆直径一致。为此，即使是同规格的管子，由于轧制时造成的椭圆度和厚薄不一致，也需加工内坡口。早期内坡口仅直接加工在焊缝根部，超声波探伤时将产生很强的内坡口反射波，因此影响对焊缝根部缺陷的判断。为便于超声波探伤，要求将内坡口加工得距焊缝根部有一定的长度 l （见图8-56 c）， l 不得小于25毫米，能长些更好。

单面焊接的第一道施焊，即所谓“打底”，是很重要的。因为此处应力水平较高，直接与汽、水等易产生腐蚀的介质接触，如果此处有缺陷，易向焊缝内部发展延伸。

为使焊缝根部焊接平整，早期的办法是在管子里面衬垫圈，即所谓带垫圈焊缝。但这种焊缝的钝边与垫圈接触的尖角，易产生裂纹。故目前带垫圈焊缝结构已很少采用，只是在老机组中，尚有较多的这种焊缝。

不带垫圈焊缝手工打底的缺点是根部不平整，易产生缺陷。目前采用的一种工艺是氩弧焊打底，若工艺掌握比较熟练，打底的焊缝根部较平整，缺陷较少；若工艺不当，特别是对于高强合金钢，根部也容易产生裂纹等缺陷。

二、探头与试块

（一）探头角度、晶片尺寸和频率的选择

探头角度的选择在第七章第二节中已讨论，那里提到的原则同样适用于管道焊缝探伤。一般采用一次波和二次波探伤，当探头前沿碰到焊缝时，应使一次波声束中心线与焊缝横断面中心线的交点到底面的距离，为壁厚的1/4以上。具体选择可参照表7-1所列数值。

探测频率一般选取2.5兆赫（参见第五章第一节）。

探头晶片尺寸的选择在第五章第一节中也已讨论。这里主要考虑：（1）探伤时的有效使用声程范围大部分要避开近场区；（2）由于探测面是曲面，晶片尺寸不宜选大；为了减少杂波和提高定位准确性，要求指向性好，晶片尺寸不宜太小。一般选取 $\phi 14$ 毫米或 12×12 毫米为宜。

（二）试块

第四章介绍的IIW试块，IIW₂试块或R40试块均可用于管道焊缝探伤。除此之外还推荐下述两种参考试块。

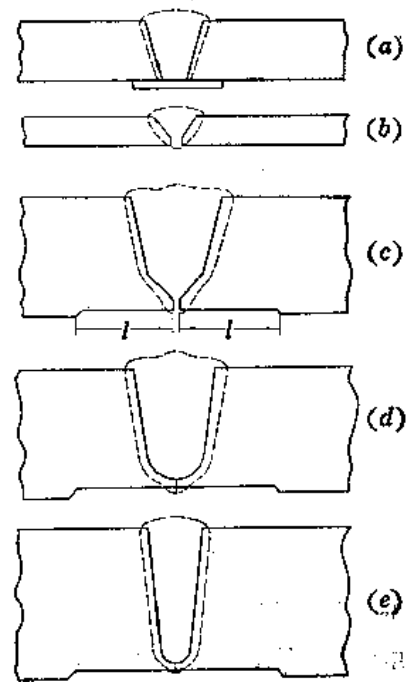


图 8-56 焊缝的坡口型式

图8-57所示试块是从带垫圈管道焊缝上截取一段制作的，适用于带垫圈焊缝的探伤。试块一端的上下表面钻有 $\phi 4 \times 4$ 毫米的浅纵孔，用来调整仪器扫描速度；另一端下表面开有 2×2 毫米的矩形槽，用来比较未焊透深度；焊缝的根部和上部钻有 $\phi 3 \times 30$ 毫米横孔，用于调整仪器灵敏度和比较缺陷大小。试块总长度 L 等于三倍跨距加50毫米。

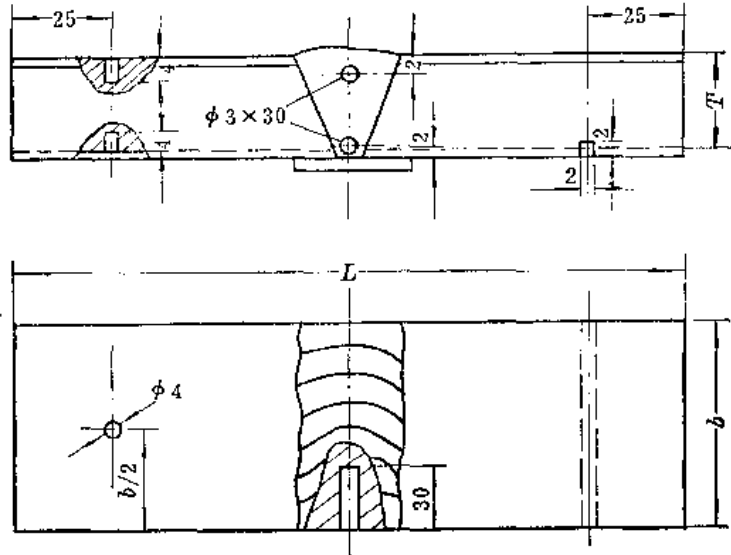


图 8-57 带垫圈焊缝探伤用试块
 L —总长度； b —宽度(50毫米以上)； T —厚度(与被探管道相同)

图8-58所示试块是从被探管道母材上截取一段制作的。一端的上下两端角分别钻有 $\phi 3 \times 15$ 毫米和 $\phi 1.5 \times 15$ 毫米的平底孔，平底孔的倾斜角等于探头折射角 β ；另一端钻有两个 $\phi 2.5$ 毫米的横通孔和 1×1 毫米的矩形槽。横通孔用来调整扫描速度和测定探头折射角；矩形槽用来比较未焊透深度；端角平底孔用于调整灵敏度和比较缺陷当量。这种试块是为不带垫圈焊缝探伤而设计的。

关于表面处理，耦合剂的选用等问题，参见第五章第二节。

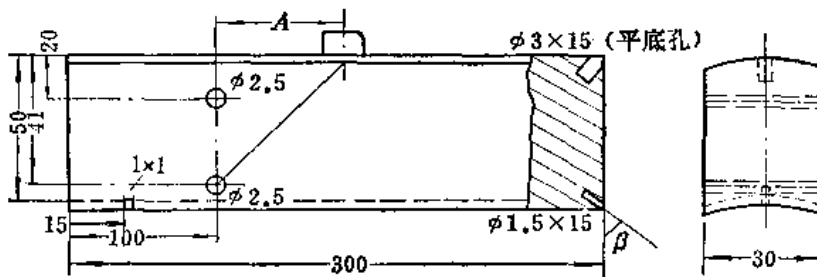


图 8-58 不带垫圈焊缝探伤用试块

三、探伤方法

(一) 探测方式

与一般对接焊缝一样，管道焊缝探伤仍以横波探伤为主。

目前在发电厂管道焊缝的探伤中，一般是采用单探头法。对焊缝根部缺陷和内部点状

缺陷，用这种方法，一般都能满足要求。当怀疑焊缝内部有可能出现纵向裂纹或沿坡口边缘未熔合等平面性缺陷时，可以考虑采用串列式方法（见第七章第二节）。

在高合金钢管焊缝中，还会产生横向裂纹。检查这种缺陷可将焊缝加强面适当打磨平，用斜探头在焊缝加强面上顺焊缝方向探测，即焊缝上扫查，如图8-59所示。探头角度适当选小，以便声束能达到根部。但打磨加强面的工作量大，从补强的角度也不允许大量地打磨加强面，因此只能适当抽查。

探测焊缝上部缺陷一般都使用二次波。探测焊缝根部的缺陷，使用一次波或三次波。实践表明，一次波优于三次波，其优点在于：声程短，因材质衰减的能量损失少；声束截面小，更便于发现根部缺陷及其定量；在管壁上无多次反射，避免了因管壁不光滑造成的反射声能损失。

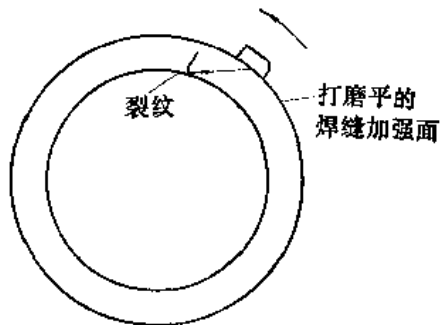


图 8-59 管道焊缝横向缺陷的探测

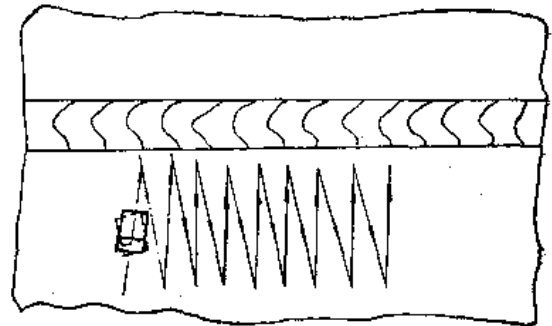


图 8-60 探头扫查方式示意

探头扫查方式如图8-60所示，探头始终对着焊缝，沿焊缝作锯齿形移动，并以 $10^{\circ} \sim 15^{\circ}$ 的角度略为摆动探头，以便发现各种形状和方位的缺陷。锯齿形移动的间距不大于晶片宽度。探头垂直方向移动范围，一般是一个跨距左右。

扫查过程中，对探头的压力要保持平稳，移动速度要保持均匀，以保证声耦合良好。

（二）扫描速度的调整

前已述及，横波探伤中扫描速度的调整有三种类型，即按水平距离、深度和声程调整。下面介绍应用较多的按深度和按声程调整的方法。

按深度调扫描速度是利用图8-57所示试块的两个浅纵孔调整。一般是将下浅纵孔的一次波反射信号和三次波反射信号分别调到水平刻度“2.5”和“7.5”的位置；将上浅纵孔的二次波反射信号调到“5”的位置。

按声程调扫描速度可利用IIW₂试块或R40半圆试块调整；也可以用图8-58所示试块的两个横孔调整。扫描速度，对较薄的管道一般采用1:1；较厚的管子一般采用1:2。采用1:1扫描速度，有时荧光屏上水平刻度容纳不了全部有效使用声程范围，可以采取延迟的方法将前面20~40毫米的声程延迟到荧光屏外（具体延迟量视厚度和折射角而定）。因为相当于这段声程的声束，一般未进入焊缝，如图8-61所示。例如，延迟量为20毫米声程，则荧光屏上的“0”刻度代表20毫米横波声程，“10”刻度代表120毫米横波声程。

具体调整方法参见第七章第二节。

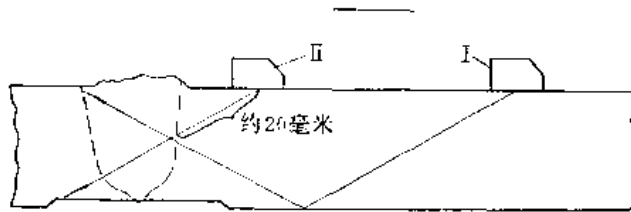


图 8-61 声程范围示意图

(三) 缺陷的定位

带垫圈焊缝的探伤，一般采用按深度调扫描速度，故探伤时将缺陷波在荧光屏上的位置与一、二或三次波所相应的位置（指调扫描速度时各次波在荧光屏上的位置，下同）相比较，可

大致确定缺陷是在焊缝的上部、中部或根部。缺陷波出现在二次波附近时，属近表面的缺陷；缺陷信号出现在一次波与二次波中间或二次波与三次波中间，该缺陷便在焊缝中部；缺陷信号靠近一次波或三次波，为近根部缺陷；缺陷信号正好在一次波或三次波的位置上，为根部缺陷。带垫圈焊缝厚度多在20毫米以下，按这种办法确定缺陷在焊缝深度方向上的上、中、下位置，一般已满足工程需要。

如果还需要知道缺陷的水平位置，可以用计算求得，也可以将探头放在焊缝两侧分别探测同一缺陷，移动探头使缺陷信号出现在荧光屏上同一位置，两探头前沿之间距离的中点即为缺陷的水平位置。

对于不带垫圈焊缝，当厚度较大时，希望能知道缺陷的准确位置，而且准确定位尚可帮助判断缺陷性质，因此采用B型定位尺定位较好。B型定位尺的型式见图7-28，用法见第七章第二节。用这种定位尺定位，缺陷在焊缝中的部位比较直观。

不难看出，带垫圈焊缝的缺陷定位欲求准确，也可以采用B型定位尺。此外，各种焊缝都可用A型定位尺、固定在探头上的定位尺和定位面板定位（参见第七章第二节），这要视使用者的习惯而定。

将探头放在打磨过的焊缝加强面上检查焊缝中的横向缺陷时，其定位方法可参见第七章第二节中介绍的周向探测管材时缺陷的定位。

(四) 缺陷定量及灵敏度的调整

焊缝探伤中，灵敏度的调整实际上与缺陷定量问题是紧密相关的。斜探头横波探伤的定量在第七章第二节中介绍了几种方法，有关AVG的定量方法也在第六章中已作了较详细论述。总括起来大致可以归纳为如下几点：

(1) 不同形状人工缺陷的距离-波高规律是不同的。对于自然缺陷，尺寸小于声束截面的点状缺陷，距离-波高规律比较接近平底孔的规律；长度大于声束截面的长条形缺陷，距离-波高规律比较接近横孔。

(2) 焊缝探伤的声程范围大都选在 $1N \sim 5N$ 之间。 $1N \sim 3N$ 区间，要想通过理论计算来求解各种形状人工缺陷的距离-波高规律较麻烦，最好采取实测的方法测绘人工缺陷的距离-波高曲线。

(3) 条形缺陷较为关心的是长度尺寸。测长度的方法有许多种，视具体条件选择（参见第七章第二节）。

(4) 灵敏度的确定，根据要求使不允许漏检的缺陷减少到最低限度。

以上几点，也是确定管道焊缝探伤的定量方法和确定灵敏度基准时需要考虑的问题。

1. 点状缺陷的定量

(1) 带垫圈焊缝 带垫圈焊缝的点状缺陷定量是与图8-57所示试块的 $\phi 3$ 横孔相比较。所发现缺陷在焊缝的上部或接近上部时，用上横孔比较；在下部或接近下部时，用下横孔比较。若缺陷的波高大于 $\phi 3$ 孔的波高，就认为此缺陷大于 $\phi 3$ 横孔当量；若缺陷波高等于或小于 $\phi 3$ 孔波高，就认为此缺陷等于或小于 $\phi 3$ 横孔当量。至于缺陷的具体尺寸要靠经验来估计。

建立在这种定量方法基础上的灵敏度调整方法是：仪器衰减器投入15分贝，探头在图8-57所示试块上，探测 $\phi 3 \times 30$ 毫米横孔，将横孔反射波调节到示波屏满刻度的1/2，再增益3分贝（即衰减量为12分贝）。此时即为探伤灵敏度（相当能发现 $\phi 1.5$ 横孔）。初探时，为防止缺陷漏检，再增益6分贝，作为搜索灵敏度。

(2) 不带垫圈焊缝 对于厚度较厚的不带垫圈焊缝，声程范围大，应考虑扩散衰减的影响，因此对点状缺陷定量是采取AVG法。AVG曲线采用实测为宜（实测方法详见第七章第二节）。

探伤时可以用R40半圆试块或带平底孔的试块调灵敏度。一般说来，调灵敏度的原则是以能发现最大声程某一确定尺寸的缺陷为准。然而实际上，按这一原则调整的灵敏度，在近声程部分，因灵敏度太高而出现过多杂波，影响判伤。实际探伤中，一般一次波探测和二次波探测是分两步进行的，故灵敏度也可按一次波和二次波分别调整，使近声程区与远声程区的实际灵敏度不致相差悬殊。现举例加以说明，例中采用图7-38所示实测AVG曲线。

[例1] 用 $\phi 14$ ，2.5兆赫， $\beta = 45^\circ$ 的探头探测厚40毫米的管道焊缝，用一次波和二次波探伤，要求发现 $\phi 2$ 缺陷，采用R40半圆试块调整灵敏度。

通过简单计算可求出，本例中一次波的最大声程为56.5毫米，二次波的最大声程为113毫米。从图7-38中查得56.5毫米声程 $\phi 2$ 平底孔的波高为14分贝，113毫米声程 $\phi 2$ 平底孔的波高为4分贝。

在图7-38中，R40半圆试块圆弧面的反射信号对应于40分贝（图中的实线小圆圈）。考虑到管面外曲率、光洁度以及实际缺陷大小与人工缺陷当量尺寸之间的差别等因素，应补偿8~12分贝（经验值），现取10分贝。这时R40半圆试块圆弧面的反射信号所对应的分贝数则为50分贝。

调整仪器时，衰减器投入50分贝，调“增益”旋钮使R40半圆试块圆弧面反射信号调为特定高度后，衰减器置于14分贝，为一次波探伤灵敏度。可再增益6分贝，作为搜索灵敏度。

二次波探伤时，声束射至内壁反射，由于内曲率使声束发散，故需考虑内曲率补偿，经验数据为4~6分贝。本例中取5分贝。于是衰减器投入55分贝，调“增益”使R40半圆试块圆弧面反射信号调为特定高度后，衰减器置于4分贝，为二次波探伤灵敏度。可将衰减器置于零分贝作为搜索灵敏度。

[例2] 其他条件同例1，采用图8-58所示试块的端角平底孔调灵敏度，试块的壁厚与被探管子壁厚相同。

因试块的端角平底孔深度为15毫米，下端角平底孔的声程为一次波最大声程56.5毫米-15毫米=41.5毫米。同理，上端角平底孔的声程为98毫米。从图7-38中查得41.5毫米声程 $\phi 3$ 平底孔的波高为25分贝，相当 $\phi 1.5$ 平底孔的波高为13分贝；98毫米声程 $\phi 3$ 平底孔的波高为12分贝。

调整时，先找到下端角平底孔的最大反射信号，衰减器投入13分贝，调“增益”使其波高达到特定高度，此时即可查图7-38确定探伤灵敏度。衰减器置于14分贝为一次波探伤灵敏度（即按图7-38此时能发现声程56.5毫米处 $\phi 2$ 当量缺陷）。再增益6分贝，作为搜索灵敏度。

对于二次波探伤，先找到上端角平底孔的最大反射信号，衰减器投入12分贝，调“增益”使其波高达到特定高度，衰减器再置于4分贝，即为二次波探伤灵敏度（即能发现声程113毫米处 $\phi 2$ 当量缺陷）。衰减器置于零分贝为搜索灵敏度。

需要指出的是，实验表明：用图8-58所示试块调整的灵敏度探伤，测得缺陷相应特定波高的衰减器分贝数再加经验修正值4~6分贝后，从图7-38查得的当量尺寸才与缺陷的实际尺寸相近。

除上述两种试块外，按类似方法也可用横孔试块和浅纵孔试块调灵敏度。

如上所述，调好灵敏度后，即可对探伤中发现的缺陷定量。现仍举例加以说明。

[例3] 条件同例1，并按例2的方法调好一次波探伤灵敏度后，探伤中在50毫米声程处发现一缺陷信号，缺陷波波高达到特定高度时，衰减器读数为18分贝，求缺陷大小。

考虑经验补偿值5分贝，则缺陷波波高为 $18+5=23$ 分贝。从图7-38中查得50毫米声程，23分贝的缺陷尺寸为 $\phi 3$ 毫米。

如果采用图7-39所示的实测AVG标尺面板，将使探伤操作大为简化。 $R40$ 半圆试块调灵敏度时，应将半圆试块圆弧面反射信号波峰调到面板上的圆圈内，仪器再增益所标分贝数加上考虑表面光洁度、外曲率和经验修正值等因素的补偿8~12分贝，即为一次波探伤灵敏度；二次波探伤灵敏度尚需再增益内曲面反射损失4~6分贝。搜索灵敏度相应要再增益6分贝。

如用图8-58所示试块的两端角平底孔调灵敏度，可分别将下、上端角平底孔的反射信号波峰调到面板的相应当量线上，再增益经验修正值4~6分贝，即分别为一次波和二次波的探伤灵敏度。

不管用哪种试块调灵敏度，探伤时，观察缺陷信号波峰所达到的当量线，可直接读出缺陷当量尺寸。

2. 根部缺陷深度的测定和条形缺陷长度的测定

焊缝根部未焊透需要测定深度，可用图8-57和图8-58所示试块的矩形槽来大致确定其深度。如未焊透反射信号的波高大于矩形槽反射信号的波高，则未焊透深度大于槽的深度；反之亦然。

如果预先实测了象图7-43所示的矩形槽距离波高曲线，也可用这种曲线确定未焊透深度。

用矩形槽对照确定未焊透深度时，也需要考虑真实缺陷与人工缺陷的差异，给予适当

补偿。

条形缺陷长度的测定参见第七章第二节。值得提出的是在测量焊缝根部条形缺陷（根部未焊透、凹腰、或根部裂纹）的长度时，由于同一圆心角所对应的内、外壁周长不一样，探头移动距离 L 要比实际缺陷长度 l 长，见图8-62。可用作图法求出或用下式计算实际缺陷长度：

$$l = L \left(1 - \frac{2T}{D} \right) \quad (8-4)$$

式中 T ——管壁厚度；
 D ——管子外径。

在这里及第七章第二节介绍的灵敏度调整及缺陷定量的方法，都具有一定的局限性，定出的缺陷尺寸只能在一般情况下逼近真实缺陷尺寸，有时尚有较大出入。用什么试块，用什么方法调灵敏度更好？用什么方法能准确测定缺陷的大小及形状？是今后值得进一步探讨的重要问题。

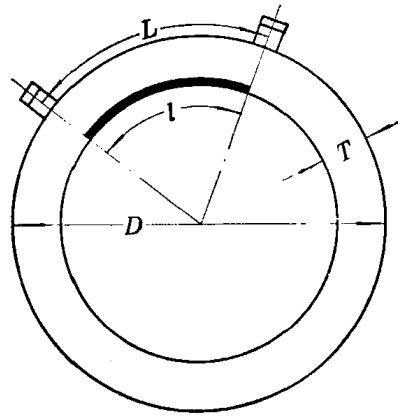


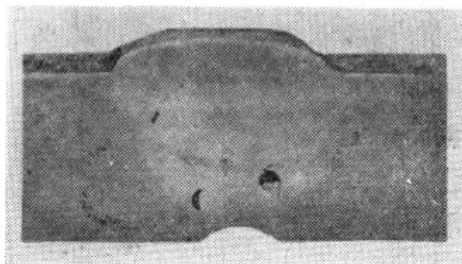
图 8-62 测定根部缺陷长度的修正

（五）缺陷的定性

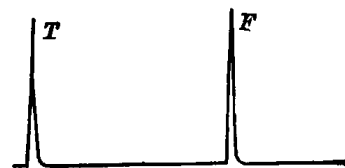
缺陷定性的一般原则和准确性存在的困难，在第七章中已经介绍。这里对管道焊缝探伤中常遇到的几种缺陷在超声波探伤中表现的特征，分别加以简单的综合介绍。同时也介绍几种常见的假信号及其辨认方法。

1. 气孔

（1）单个气孔 荧光屏上的波形尖锐、陡峭、清晰、波根较窄（参见图8-63 b）。动态波形 见表7-3。



(a)



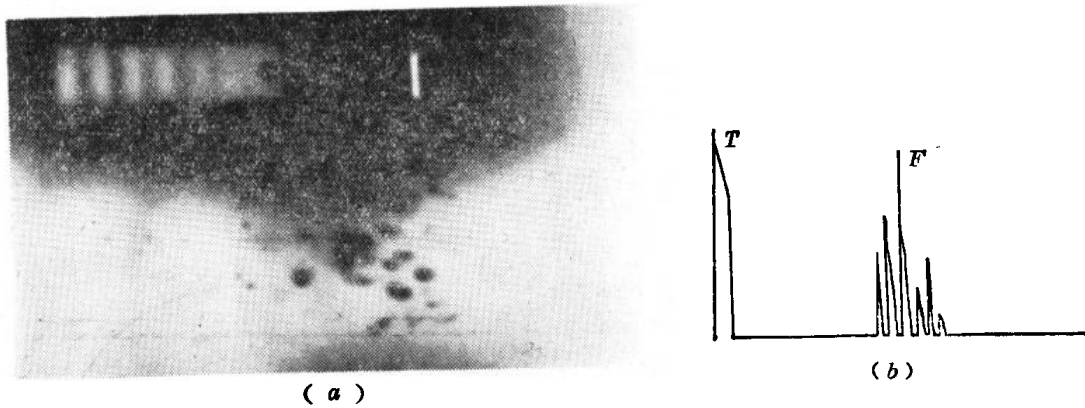
(b)

图 8-63 气孔

(a)宏观照片；(b)荧光屏波形

（2）链状气孔 荧光屏上波形与单气孔类似。动态波形：探头平行焊缝移动时，波峰不断起伏；探头转动时，波形此起彼伏，声程略有变化。

（3）密集气孔 荧光屏上波形同时出现数个波，往往有一较高的波，旁边簇拥着若干小波，波形清晰（参见图8-64）。动态波形：不管探头作怎样的运动，波形总是此起彼伏。



(a)

(b)

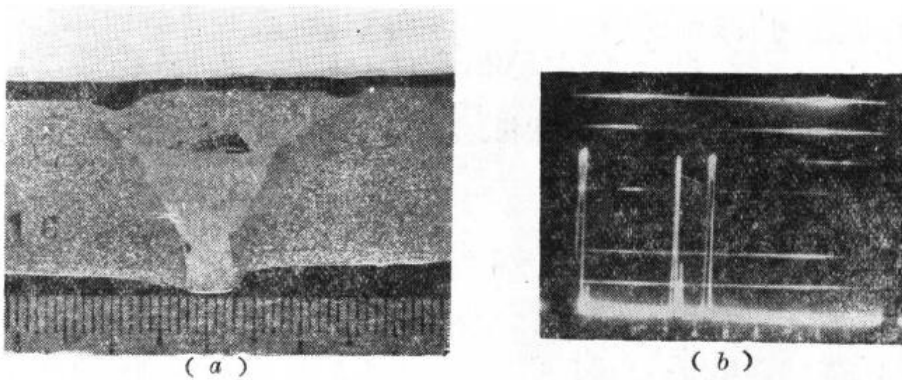
图 8-64 密集气孔

(a) X光照片; (b) 荧光屏上波形

2. 夹渣

(1) 单个点状夹渣 荧光屏上波形呈锯齿形或草丛状，波根较宽（参见图8-65），但是在熔合线附近的夹渣，也会出现陡峭和波根窄的波形（参见图8-66），单凭波形难以与气孔区别，这是要特别注意的。动态波形：与表 7-3 所示类似，但特征包络线多带锯齿形。各方向波形不尽相同。

(2) 条形夹渣 荧光屏上波形与点状夹渣类似。动态波形：探头平行缺陷长条方向移动时，较大范围内有缺陷波；探头作摆动或转动时，波形消失较快。

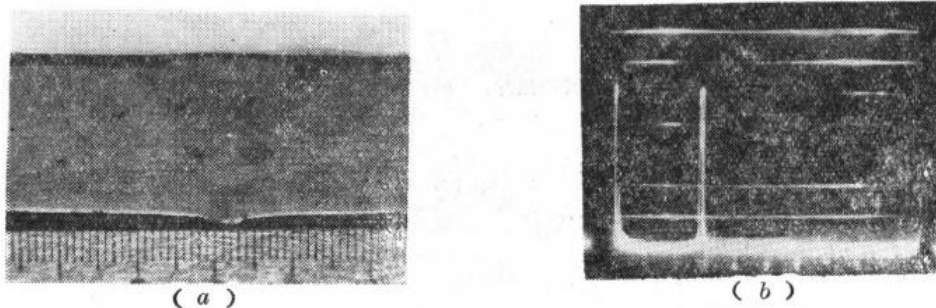


(a)

(b)

图8-65 夹渣(一)

(a) 宏观照片; (b) 荧光屏上波形



(a)

(b)

图 8-66 夹渣(二)

(a) 宏观照片; (b) 荧光屏上波形

3. 沿坡口边缘未熔合

这种缺陷的出现，往往具有一定长度，成连续状或断续状。

荧光屏上波形与气孔类似。动态波形：探头平行焊缝移动时，特征包络线比较平稳（连续状）或有缓慢的起伏（断续）；探头前后移动时，特征包络线与气孔差不多；探头作摆动或转动时，波形消失很快。

声程特点：如图8-67所示，从两侧探测，声程着落在熔合线附近；从缺陷侧探测，二次波信号强，一次波信号弱甚至没有；从非缺陷侧探测，情况相反。

波高：尽管缺陷有一定长度，但反射波波高并不高。

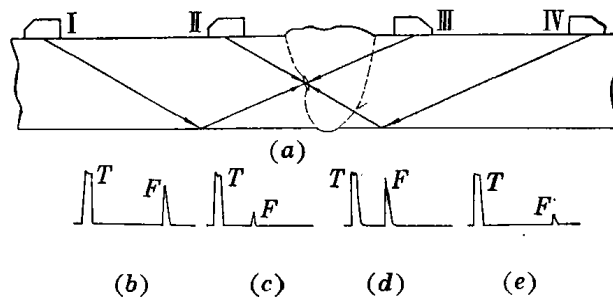


图 8-67 坡口边缘未熔合的探测

(a)声程图；(b)缺陷侧(位置I)探测二次波形；(c)缺陷侧(位置II)探测一次波形；(d)非缺陷侧(位置III)探测一次波形；(e)非缺陷侧(位置IV)探测二次波形

4. 根部裂纹

(1) 不带垫圈焊缝 动态波形参见表7-2。声程特点：从两侧探测，声程落着点交于一点或非常接近（参见图7-69c），即

$$L_a + L_b \approx l_a + l_b$$

式中 L_a 、 L_b ——分别表示从A侧和B侧探测时探头入射点至焊缝中心线的距离；

l_a 、 l_b ——分别表示从A侧和B侧探测时的水平距离。

荧光屏上静态波形：在探伤灵敏度下，波形尖锐、陡峭、清晰、波高较高（参见图8-68）。

(2) 带垫圈焊缝 荧光屏上波形、动态波形和声程特点与不带垫圈焊缝是一样的，

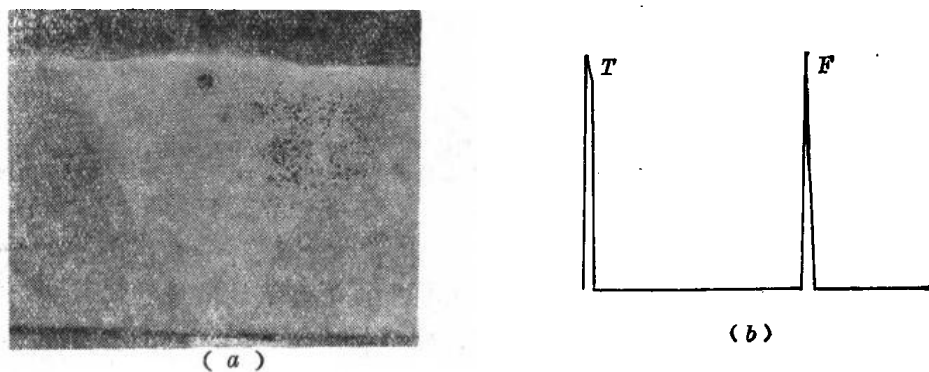


图 8-68 根部裂纹波形
(a)根部裂纹照片，(b)波形图

只是带垫圈焊缝存在垫圈反射信号。可以利用这一固有信号的变化帮助判断。

带垫圈焊缝的根部裂纹，多从垫圈与熔焊金属的熔合部分与未熔合部分交界的尖角处开裂并向熔焊金属延伸，如图8-69所示。因此从裂纹侧探测时，探头垂直焊缝由远向近移动，先出现裂纹信号F，然后在裂纹信号后面出现垫圈信号K。垫圈信号比无裂纹时减弱，减弱程度视裂纹深度而定。裂纹深到一定程度，垫圈信号被全部遮挡。从非裂纹侧探测时，先出现垫圈信号，后出现裂纹信号，或同时出现，对垫圈信号基本无遮挡现象，因此垫圈信号比较强，而且与裂纹信号之间的距离较从裂纹侧探测时为近。

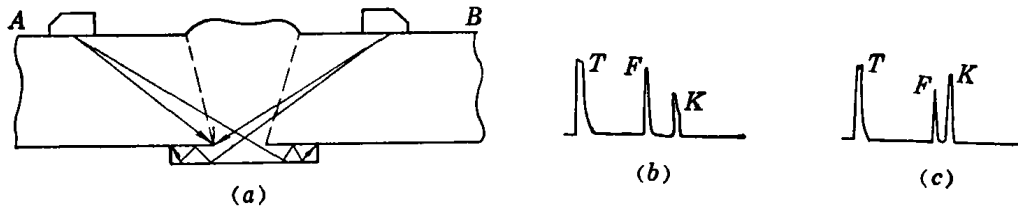


图 8-69 带垫圈焊缝裂纹的探测
(a)探测过程示意；(b)裂纹侧探测时波形；(c)非裂纹侧探测时波形

图8-70中为探测实例。从图中看出，从裂纹侧(A侧)探测，裂纹波较强，垫圈波很弱(图8-70b)。从非裂纹侧(B侧)探测，裂纹波较低，但垫圈信号增强(图8-70c)。如在裂纹侧探测时，探头的声束轴线水平投影与焊缝成60°夹角，裂纹波仍有一定波高，但垫圈波却消失(图8-70d)。这一特点也有利于旁证裂纹缺陷。

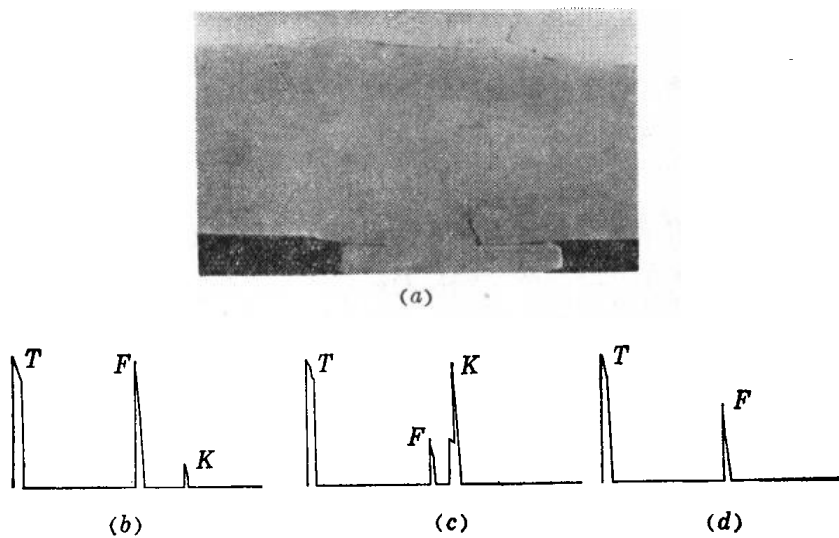


图 8-70 带垫圈焊缝根部裂纹及探测波形
(a)裂纹照片；(b)裂纹侧探测波形；(c)非裂纹侧探测波形；
(d)裂纹侧探测，探头与焊缝成60°夹角的波形

5. 根部未焊透

(1) 不带垫圈焊缝的根部未焊透 荧光屏上波形与裂纹波形相似。动态波形：探头平行于焊缝移动时，较大范围内有缺陷信号，特征包络线平稳(连续未焊透)或有缓慢的起伏(断续未焊透)；探头前后移动时，信号的游动范围取决于未焊透深度；探头转动或摆动时，信号消失较快。声程特点：从两侧探测，声程着落点相隔一定距离，约等于对口

间隙（参见图7-69b），即：

$$L_a + L_b \approx l_a + l_b + \delta$$

式中 δ —— 对口间隙。

在横焊缝的根部有时出现偏向一侧的未焊透（见图8-71），称之为单边未焊透。在缺陷侧探测时，有强烈反射信号；非缺陷侧探测时，信号很弱，甚至无信号。此时易与错口相混淆。遇到这种情况，要准确测厚，观察管子对接的外错情况，经仔细分析，排除根部错口的可能后，才能判为未焊透。

（2）带垫圈焊缝的根部未焊透 荧光屏上波形、动态波形和声程特点与不带垫圈一样。

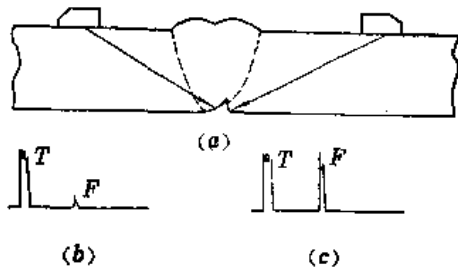


图 8-71 单侧未焊透探测示意图
(a) 探测示意；(b) 非缺陷侧探测波形；
(c) 缺陷侧探测波形

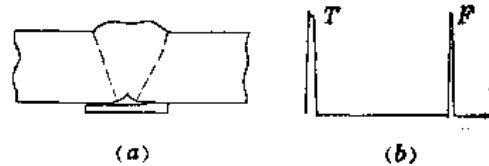


图 8-72 带垫圈焊缝根部中间未焊透
(a) 示意图；(b) 波形图

当焊缝根部中间有较长未焊透，从焊缝两侧探测时，其垫圈信号都将有一定程度的减弱，减弱程度视未焊透深度而定，未焊透深到一定程度时，只有较强的缺陷信号，而无垫圈信号（见图8-72）。

焊缝根部单侧未焊透，探头从两侧探测垫圈波与缺陷波变化情况与根部单侧裂纹很类似。因此在这种情况下主要靠动态波形来区别（参见表7-2）。

6. 根部内凹（塌腰）

荧光屏上波形：在探伤灵敏度下，与其他同深度的根部缺陷相比，内凹反射波波高较低，波形类似未焊透。

动态波形：类似于表7-2所示的裂纹动态波形，但其特征包络线的变化比较平缓，不呈明显的锯齿状。

声程特点：从两侧探测声程着落点相隔一定距离，其距离约等于对口间隙加2~4毫米（参见图7-69a）。

产生部位：多产生在吊焊（全位置焊接）的仰焊和下爬坡部位。

7. 几种假信号（非缺陷信号）的识别

（1）错口 因为管子的椭圆度，使得管子壁厚各处不同，如不用“动力头”加工内坡口使焊缝两侧内圆直径一致，或对口时对得不精确，则焊缝根部就会一侧突出，一侧凹进，即所谓错口，如图8-73所示。

这种错口从一侧探测时，信号较强，而从另一侧探测时，没有信号。如前所述，要注意与单侧未焊透的区别。

(2) 焊缝根部凸瘤(焊瘤) 熔焊金属从焊缝根部向管内溢出形成瘤状,称之为凸瘤或焊瘤,如图7-69d所示。在探伤中一般会出现较强的信号。

对于有一定连续长度的凸瘤,其反射信号的波形、动态波形与未焊透、裂纹、内凹都差不多,主要从声程特点加以区别。凸瘤信号的声程略大于一次波端角反射信号的声程。从两侧探测,声程着落点互相交叉(参见图7-69d),即

$$L_a + L_b < l_a + l_b$$

用较大角度探头探测时,有时凸瘤反射信号最强时,不是主声束的反射,而是主声束后某一声束的反射(也参见图7-69d)。

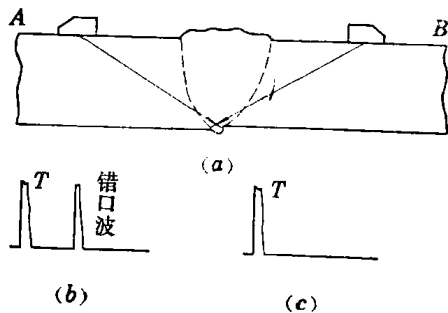


图 8-73 错口的特征
(a)探测示意图;(b)从A侧探测时波形;
(c)从B侧探测时波形

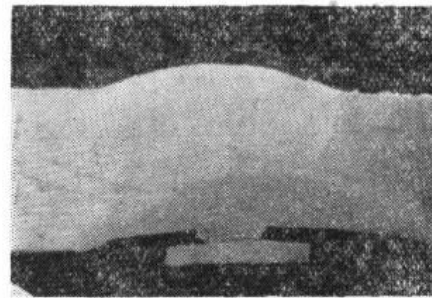


图 8-74 两侧都有垫圈间隙的情况

另外,凸瘤多出现在吊焊的平焊和上爬坡位置,也可供判断时参考。

(3) 内坡口波 如前所述,为了使对口时内径一致,一般要加工内坡口(见图8-56c、d、e)。

当一次波射到内坡口斜面时,会产生很强的反射信号。这种信号根据探头入射点至焊缝中心的距离,用B型定位尺是很易区别的。

(4) 垫圈间隙的反射 在带垫圈焊缝中,由于内壁的错口而使得一侧内壁紧挨垫圈,间隙很小,另一侧内壁与垫圈形成较大的间隙。一般当间隙大于1毫米,就会有反射信号。

这种间隙反射信号的特点是:从有间隙侧探测,无间隙反射信号;从无间隙侧探测,有间隙反射信号。

有时还会有这种情况,当垫圈直径小于管子对口内径时,局部的位置上两侧都形成较大的间隙,如图8-74所示。

在这种情况下,从两侧探测,都有间隙反射。如果用B型定位尺对缺陷定位或画声程图就可发现,两侧探测的声程线是互相交叉的。这是区别这种信号的较好方法。

(5) 垫圈烧穿 带垫圈焊缝焊接第一道时,如果电流过大,会使垫圈金属熔穿流失。在仰焊部位就可能形成垫圈孔洞;在平焊部分就可能因为熔解金属流下去形成凸瘤,都有反射信号。

对于前者,探测时的波形有如下特征:垫圈信号大为减弱,在垫圈信号前紧挨着有一

烧穿信号，有时两波分得清楚，有时分不开。

对于后者，一般没有垫圈信号，只有凸瘤的信号。

两种情况都可以利用B型定位尺定位或作声程图，根据声程线有间隙或交叉等特点与缺陷信号区别。

管道焊缝探伤中经常出现的假信号还有变型波。它对缺陷判断的干扰也是较大的。可以参考第五章第三节介绍的有关特征加以辨别。

从上述管道焊缝缺陷定性的叙述中可看出，单凭缺陷的某一种特征来判断其性质是困难的，必须对各种特征以及事前所了解到焊接情况加以综合考虑，才能作出比较正确的判断。即使是这样，由于实际情况的多样性与复杂性，例外情况也时常出现，误判的几率还是较大。这也可以说是目前脉冲反射式超声波探伤法的重要缺点。因此，提高缺陷定性的准确性，也是值得进一步探讨的问题。

四、探伤的一般程序

(一) 必要的准备工作

(1) 了解所探管道的系统图、焊缝的结构型式及焊接工艺。

(2) 鉴定仪器的主要性能。

(3) 测定探头的主要参数，包括探头前沿距离和折射角大小。必要时修磨探头透声楔块，使其达到要求的折射角。

(4) 测绘定量曲线（例如AVG曲线、距离-波高曲线、构槽的深度-波高曲线等）；如使用标尺面板，要预先绘制好。

(5) 制作定位尺。

(二) 探伤前的辅助程序

(1) 打磨焊缝两侧的管面，每侧打磨宽度大于一个跨距。要求去掉明显的高低不平、焊渣和锈层。

(2) 如果所用试块的接触面与管面光洁度不一样，要测试补偿量，具体方法参见第五章第二节。

(3) 涂耦合剂。

(4) 测量焊缝两侧紧靠焊缝的管壁厚度，其部位为每侧四点，每点相距 90° ，两侧共8点。如有条件可增加测点。

(三) 探伤步骤

1. 调整扫描速度和探伤灵敏度。

2. 初探：将探头分别放在焊缝两侧管面上，按图8-60所示扫查方式扫查焊缝。

初探的扫查可分三步进行：

(1) 按图8-57或8-58试块的构槽调好搜索灵敏度，探查根部缺陷；

(2) 按点状缺陷调好一次波搜索灵敏度，探查焊缝近根部和中部缺陷；

(3) 按点状缺陷调好二次波搜索灵敏度，探查焊缝上部缺陷。

在初探过程中若发现缺陷反射信号，则立即在管面上相应位置作出记号，以便细探。

3. 细探：对于初探所发现的缺陷，均要在探伤灵敏度下定量，长条形缺陷或根部缺陷

要测长。仔细观察反射信号的波形和动态波形特征以及声程特点，联系探测部位和缺陷位置，综合判断缺陷的性质。

4.记录：仪器的参数、测厚数据、焊口编号以及发现缺陷的有关数据要作好详细记录。

5.分析整理记录数据，评定焊缝的质量并编写评语。

(四) 不合格焊缝的处理

被评为不合格的焊缝，要在焊缝上标明缺陷位置、深度、通知返工处理。返工后的焊缝要复查，直至合格为止。

五、联箱堵头焊缝的探伤

(一) 联箱堵头焊缝的结构

一般有四种结构：带垫圈的单面焊，V型坡口(图8-75 a)；插口对接单面焊，V型坡口(图8-75 b)；根部削薄插口单面焊，U型(或双V型)坡口(图8-75 c)；不带垫圈单面焊，U型(或双V型)坡口(图8-75 d)。较薄的联箱壁，多采用前两种结构；较厚的联箱壁，多采用后两种结构。

(二) 探测方式

检查联箱堵头焊缝，可以用斜探头在联箱壁上扫查，也可以用直探头和斜探头在堵头端盖上扫查。

(三) 波形分析

用斜探头在联箱壁上探测时，各种结构焊缝的波形变化如下：

1. 图8-75 a 结构

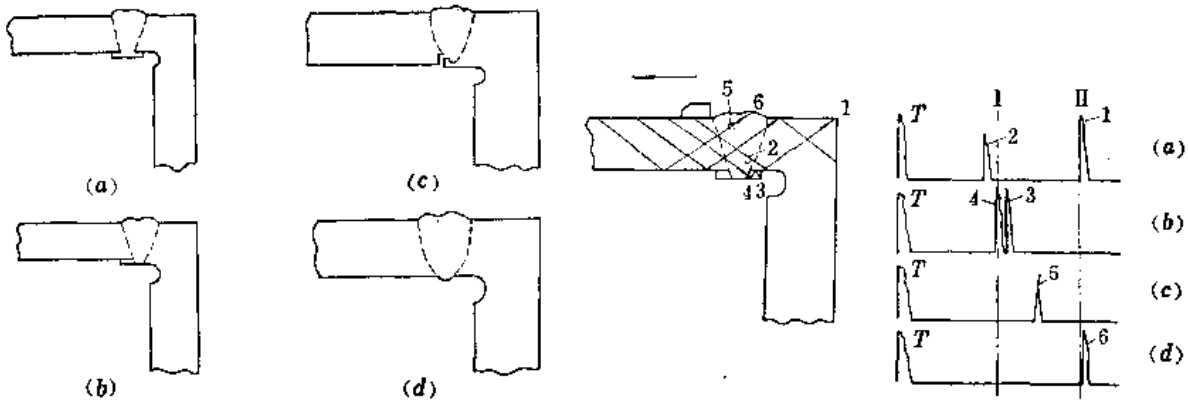


图 8-75 联箱堵头焊缝的结构

图 8-76 联箱堵头焊缝探测的波形变化(一)

I—一次波位置；II—二次波位置；1—堵头端盖顶角反射波；2—焊缝下部缺陷波；3—垫圈波；4—根部缺陷波；5—焊缝上、中部缺陷波；6—加强面反射波

(1) 探头垂直于焊缝，从它前沿紧挨加强面逐渐往后移，首先出现的是堵头端盖顶角的反射，反射信号位置正好在二次波的端角反射位置(简称二次波位)，见图8-76 a。如焊缝下部有缺陷，在一次波的端角反射位置(简称一次波位)之前出现缺陷波。

(2) 探头继续后移，堵头端盖顶角反射波逐渐消失，在一次波位稍后一点的位置上出现很强的垫圈波。如焊缝根部有缺陷(裂纹、未焊透)，在一次波位的地方有缺陷信

号。见图8-76 b。

(3) 探头继续后移，垫圈波消失，如焊缝上、中部有缺陷，在一次波位与二次波位之间出现缺陷波，见图8-76 c。

(4) 当二次波声束射达加强面时，在二次波位稍后的位置上出现加强面反射信号，见图8-76 d。

2. 图8-75 b 结构

这种结构的焊缝，在探测过程中，除无垫圈信号出现外，其余波形变化均与图8-75 c 结构一样。

3. 图8-75 d 结构

这种结构的焊缝，因联箱壁与堵头端盖壁均较厚，所以探测时一般不出现端盖顶角反射波。

(1) 探头垂直于焊缝，从探头前沿紧挨加强面位置向后移时，焊缝下部如无缺陷，则无任何反射波；如有缺陷，在一次波位前出现焊缝下部缺陷波，见图8-77 a。

(2) 探头继续后移，当一次波声束射至焊缝根部时，根部若有缺陷，在一次波位上出现根部缺陷波，见图8-77 b。

(3) 探头继续后移，如焊缝上中部有缺陷，在一次波位与二次波位之间出现焊缝上、中部缺陷波，见图8-77 c。

(4) 当二次波声束射达加强面时，在二次波位稍后的位置上出现加强面反射信号，见图8-77 d。

4. 图8-75 c 结构

其波形变化基本上与图8-75 b 结构的波形变化相同，其不同点在于根部削薄，声波射至削薄处会有强烈的反射信号，易误判为伤波，另一方面根部的危险缺陷（未焊透、裂纹）又会因与此波相混淆而漏检。因此要特别注意。一般，根部削薄处的反射信号处于一次波位；根部缺陷反射信号位置略前于一次波位。

用直探头在联箱堵头端盖上探测的波形变化如下：

如图8-78所示，探头在位置 I 时，出现端盖内壁和内凹圆弧的反射波。探头从位置 I

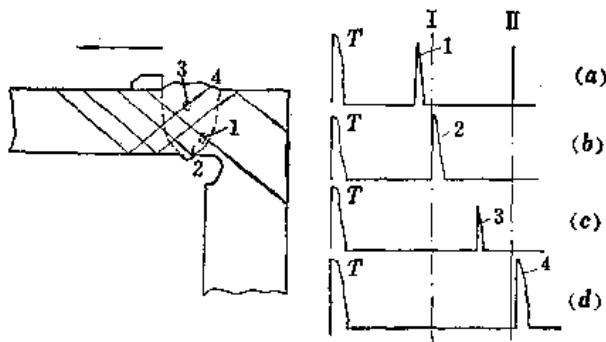


图 8-77 联箱堵头焊缝探测的波形变化 (二)
I—一次波位置，II—二次波位置，1—焊缝下部缺陷波，2—根部缺陷波，3—焊缝上、中部缺陷波，4—加强面反射波

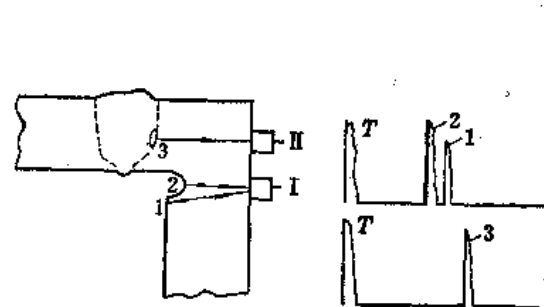


图 8-78 联箱堵头焊缝探测的波形变化 (三)
1—端盖内壁反射波，2—内凹圆弧反射波，3—缺陷波

移向位置II时,如焊缝中无缺陷,则无任何反射波;如有缺陷,在端盖内壁反射波位置之后出现缺陷波。

用斜探头在联箱堵头端盖上探测的波形变化如下:

如图8-79所示,探头正对焊缝,沿端盖径向,从边缘向中心移动,当声束射至加强面时,除了有加强面反射波外,在其后还有若干变型波(见8-79b)。焊缝上、中部有缺陷时,将在加强面波形前出现缺陷波。

探头再向后移,出现内凹圆弧的反射波(见图8-79c)。

如欲避免加强面波和变型波的干扰,最好将探头偏转 $30^{\circ}\sim 35^{\circ}$ 进行扫查(图8-80)。这种扫查方法,焊缝无缺陷时,一般无反射波出现;焊缝上、中部有缺陷时,将出现缺陷波。

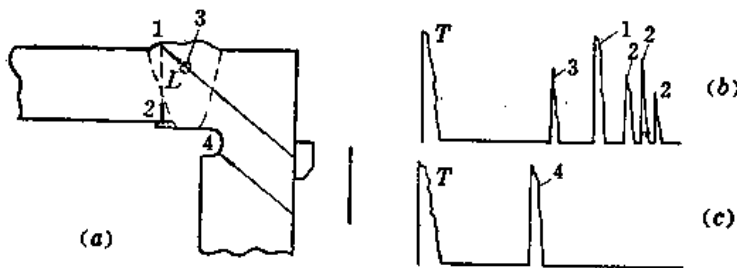


图 8-79 联箱堵头焊缝探测的波形变化(四)

1—加强面波; 2—变型波; 3—缺陷波; 4—内凹圆弧反射波

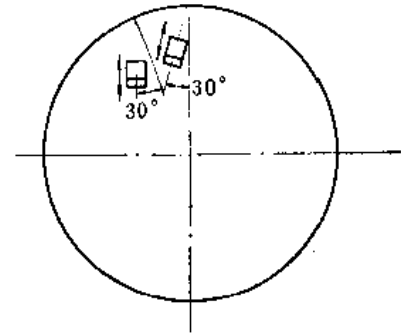


图 8-80 斜探头在端盖上偏转一角度进行扫查的方法

第七节 小径薄壁管焊缝的探伤

火力发电厂锅炉的受热面,是由许多管子组成的,例如水冷壁管,过热器管,省煤器管。它们的管径较小(30~70毫米),管壁较薄(3.5~11.0毫米),通常称之为小径薄壁管。对于小径薄壁管的无损检验,由于采用超声波方法在技术上有较大的困难,所以以往大多采用射线透射法。但射线法有许多固有的缺点,因而促使人们设法解决超声波探伤技术上的难点,研制适用于小径薄壁管探伤的探头和探讨对小径薄壁管的探伤方法。

近年来,我国电力系统参照有关资料研制出一种适合于小径薄壁焊缝探伤的双晶片斜探头,获得较大成效,现介绍如下。

一、双晶片斜探头的设计与制作

有关双晶片斜探头的结构、特点和声束交点的确定等问题,在第三章第二节中已经讨论。这里讨论在设计 and 制作这种探头时所要考虑的问题,如探头频率、倾角 θ 和入射角 α' 等的选择、声束交点深度的考虑等。

(一) 探头参数的选择

1. 晶片频率的选择

由于管壁较薄,一次波探伤,声程较短,因而衰减因素可以不考虑。主要考虑提高指向性,减少杂波和提高分辨率,选用5兆赫为宜。

2. 折射角 β 的选择

为实现一次波探伤, 应有足够大的声程 W , 以避开近场区, 还应有较大的水平距离 P , 以便使一次波束超过焊缝根部, 并与焊缝中心线的交点至表面的距离 t 大于 $3/4$ 管壁厚度。

一般折射角 β 选在 $65^\circ \sim 75^\circ$ 之间。根据式 (3-39) 至式 (3-45) 计算出不同折射角 β , 倾角 θ (入射角 α') 时的 W 、 P 和 t 值, 列于表 8-7, 供制作探头时参考。

表 8-7 不同倾角 θ 、入射角 α' 和折射角 β 时相对应的 W 、 P 和 t 值

| θ $\alpha' W P t$ β | 4° | | | | 5° | | | | 6° | | | | 7° | | | |
|--|----------------|------|------|------|----------------|------|------|-----|----------------|------|------|-----|----------------|------|-----|-----|
| | α' | W | P | t | α' | W | P | t | α' | W | P | t | α' | W | P | t |
| 65° | $49^\circ 53'$ | 29.3 | 26.4 | 12.4 | $49^\circ 49'$ | 20.8 | 18.7 | 8.8 | $49^\circ 44'$ | 15.2 | 13.6 | 6.4 | $49^\circ 38'$ | 11.1 | 9.9 | 4.7 |
| 66° | $50^\circ 25'$ | 29.1 | 26.5 | 11.8 | $50^\circ 22'$ | 20.6 | 18.7 | 8.4 | $50^\circ 17'$ | 15.0 | 13.6 | 6.1 | $50^\circ 11'$ | 11.0 | 9.9 | 4.6 |
| 67° | $50^\circ 58'$ | 29.0 | 26.6 | 11.3 | $50^\circ 54'$ | 20.5 | 18.7 | 8.0 | $50^\circ 49'$ | 14.9 | 13.5 | 5.8 | $50^\circ 43'$ | 10.8 | 9.8 | 4.2 |
| 68° | $51^\circ 29'$ | 28.8 | 26.6 | 10.8 | $51^\circ 25'$ | 20.4 | 18.7 | 7.6 | $51^\circ 21'$ | 14.7 | 13.5 | 5.5 | $51^\circ 15'$ | 10.7 | 9.8 | 4.0 |
| 69° | 52° | 28.7 | 26.6 | 10.3 | $51^\circ 55'$ | 20.2 | 18.7 | 7.2 | $51^\circ 51'$ | 14.5 | 13.5 | 5.2 | $51^\circ 45'$ | 10.5 | 9.7 | 3.8 |
| 70° | $52^\circ 29'$ | 28.5 | 26.7 | 9.8 | $52^\circ 25'$ | 20.0 | 18.7 | 6.9 | $52^\circ 20'$ | 14.4 | 13.4 | 4.9 | $52^\circ 15'$ | 10.4 | 9.6 | 3.5 |
| 71° | $52^\circ 57'$ | 28.4 | 26.7 | 9.3 | $52^\circ 53'$ | 19.9 | 18.7 | 6.5 | $52^\circ 48'$ | 14.2 | 13.4 | 4.6 | $52^\circ 43'$ | 10.2 | 9.5 | 3.3 |
| 72° | $53^\circ 24'$ | 28.2 | 26.7 | 8.7 | $53^\circ 20'$ | 19.7 | 18.7 | 6.1 | $53^\circ 15'$ | 14.1 | 13.3 | 4.4 | $53^\circ 10'$ | 10.1 | 9.5 | 3.1 |
| 73° | $53^\circ 50'$ | 28.1 | 26.7 | 8.2 | $53^\circ 46'$ | 19.6 | 18.6 | 5.7 | $53^\circ 41'$ | 14.0 | 13.2 | 4.1 | $53^\circ 36'$ | 9.9 | 9.4 | 2.9 |
| 74° | $54^\circ 15'$ | 27.9 | 26.7 | 7.7 | $54^\circ 11'$ | 19.4 | 18.6 | 5.4 | $54^\circ 6'$ | 13.8 | 13.2 | 3.8 | $54^\circ 1'$ | 9.8 | 9.3 | 2.7 |
| 75° | $54^\circ 38'$ | 27.8 | 26.7 | 7.2 | $54^\circ 34'$ | 19.3 | 18.5 | 5.0 | $54^\circ 30'$ | 13.7 | 13.1 | 3.5 | $54^\circ 25'$ | 9.6 | 9.2 | 2.5 |

注 计算时取 $L=3.5$ 毫米、 $h=10$ 毫米、 $c_{f1}=2730$ 米/秒、 $c_{f2}=3230$ 米/秒。

3. 探头前沿距离的确定

探头入射点至探头前沿的距离 l_0 , 一般来说愈小愈好。这样当焊缝加强面较宽时, 一次波束也比较容易超过焊缝根部。实际制作探头时, l_0 取为 $4 \sim 6$ 毫米之间即可。

(二) 实际设计中的一些问题

实际设计中一般取 $L=3.5$ 毫米, $h=10$ 毫米, 晶片尺寸为 6×6 毫米。

从发现薄壁管焊缝根部缺陷等方面考虑, 通常声束交点深度在下述范围中选取,

$$3T/4 \leq t \leq T$$

式中 T —— 被探管壁厚度。

兼顾到探头的可移动范围, 要求声束交点的水平距离 P 满足下式:

$$P > \frac{b}{2} + l_0$$

式中 b —— 焊缝宽度;

l_0 —— 探头入射点至探头前沿距离。

一般来说, 表 8-7 所给数据基本上能满足设计需要。根据声束交点深度 t 和对 P 的要求即可从表 8-7 中查出 θ 和 α' 。必要时也按式 (3-39) 至式 (3-45) 计算。

上述计算是在探测表面为平面的前提下作出的, 而小径薄壁管的探测表面为圆柱面,

因而计算结果会有一定误差。所以按上述原则设计制造的探头，还应按本节介绍的声束交点测量用试块进行实测给予修正。

二、试块

(一) 测定探头入射点、折射角 θ 和调整扫描速度用试块

其尺寸和形状如图8-81所示，材料与探测管材相同。图8-81 b 所示的试块一套四块。图8-81 a 用于测定探头入射点和调整扫描速度；图8-81 b 中的5个 $\phi 1$ 横通孔用于测定探头折射角。

试块上放置探头的表面加工成圆弧，其曲率半径 R_1 和 R_2 列于表8-8。使用时要按被探管子外径选用相接近的曲率半径。

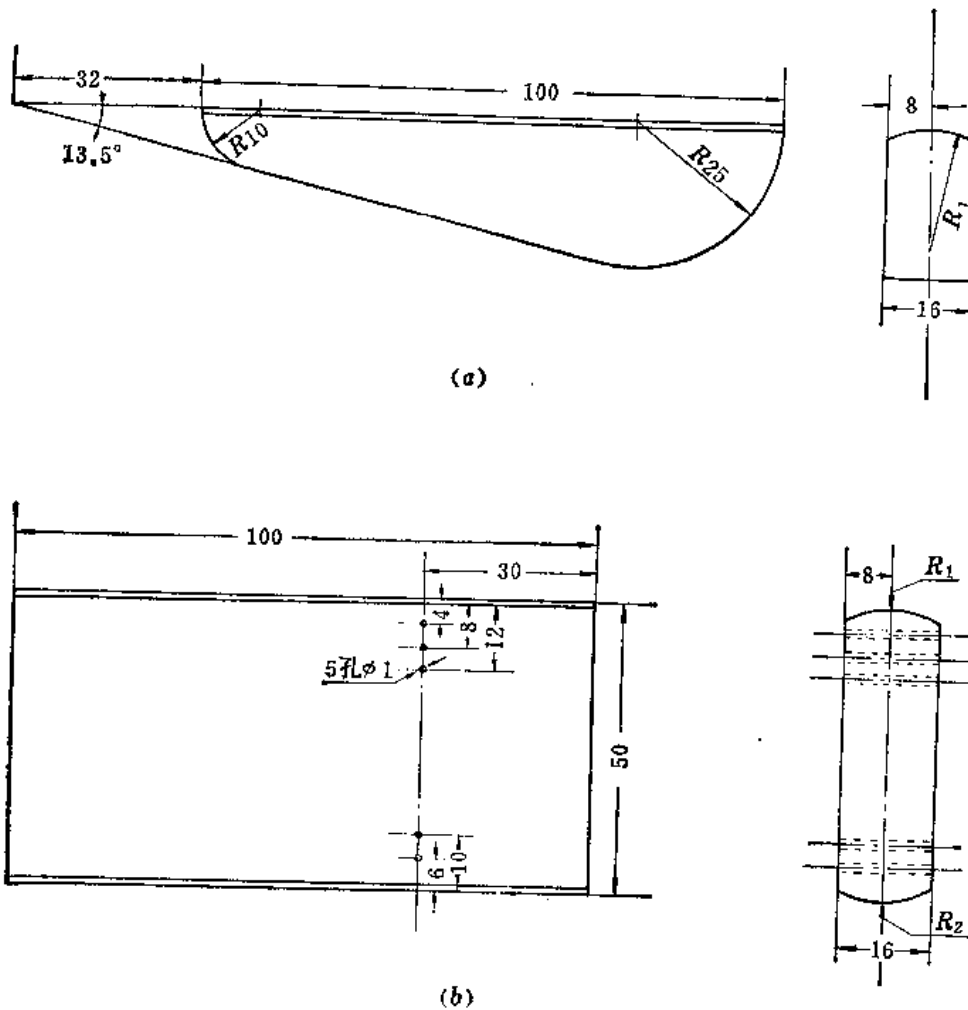


图 8-81 测定探头入射点、折射角和调整扫描速度用试块
(图中尺寸单位为毫米，各面光洁度为 $\nabla 6$)

● 用试块测得的折射角小于 β ，但当倾角 θ 很小时认为近似等于 β 角。

(二) 测定槽深当量用试块

该试块主要作为根部未焊透和裂纹等长条形缺陷定量参考用。为便于操作，可加工成图8-82所示形状。试块材料从被探管子上截取，内壁加工成不同深度的五个矩形槽，其深度分别为0.5、1.0、1.5、2.0和2.5毫米。图中尺寸 a 应大于半个跨距。

(三) 调整灵敏度用试块

这种试块也是从被探管子上截取一段加工而成，如图8-83所示。先加工出矩形槽（槽深可按不允许未焊透深度确定）后，剖成两半，从内壁钻上 $\phi 1.5 \times 2$ 毫米的浅纵孔。

表 8-8 图8-81试块探测面曲率半径

(毫米)

| 试块序号 | R_1 | R_2 |
|------|-------|-------|
| 1 | 16.0 | 17.5 |
| 2 | 19.0 | 22.25 |
| 3 | 24.2 | 平面 |
| 4 | 25.5 | 31.8 |

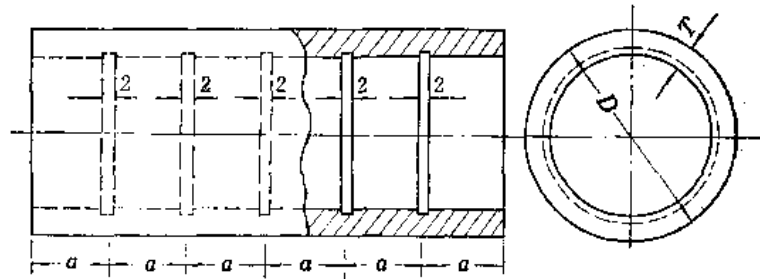


图 8-82 测定槽深当量用试块

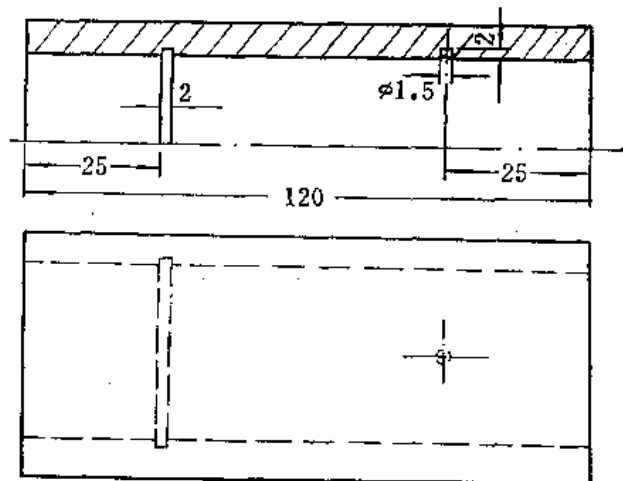


图 8-83 调整灵敏度用试块

(四) 测量声束交点用试块

如图8-84所示，加工成一个直角三角形， β 角等于探头折射角（可根据探伤需要选取 $65^\circ \sim 75^\circ$ ），它对应的长直角边为120毫米，试块厚度为20毫米，距短直角边10毫米处钻一 $\phi 3$ 纵通孔。

试块上的探测面（斜边上的面）加工成与被探管子相同曲率半径的圆弧面。

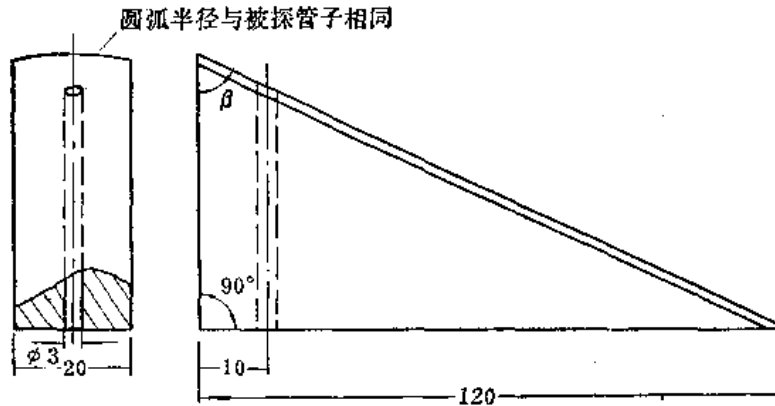


图 8-84 测量声束交点用试块

三、探伤方法

(一) 扫描速度调整

为了容易观察声程值的微小变化、缺陷定位准确并能更好地区别缺陷信号和假信号，要求用较快的扫描速度，取2:1较好。

调整方法如下：将探头放在图8-81 a所示试块上，用R10和R25圆弧面的回波来调整，反复调整“水平”和“深度”旋钮，使两波的前沿分别对准水平刻度“2”和“5”。

(二) 灵敏度调整

利用图8-83所示试块的矩形槽和浅纵孔进行调整。即把探头分别对准矩形槽和浅纵孔，衰减器投入15分贝以上，调“增益”旋钮使一次反射波波高为满刻度的50%。此时的灵敏度分别为探测条状缺陷和点状缺陷的探伤灵敏度。

初探时再增益10分贝（衰减器去掉10分贝）作为搜索灵敏度。

(三) 探测方式

由于被探管子管壁较薄，且焊缝内最危险的缺陷——裂纹、未熔合、未焊透等大都产生在焊缝根部，因此以一次波定位法探测焊缝根部缺陷为主。

为了较灵敏地发现缺陷，应从焊缝两侧各进行一次探测。在探测过程中以探头垂直于焊缝前后移动和周向移动为主，并略转角度（3°~5°）为辅。在进行探伤时应首先用搜索灵敏度将整个焊缝初探一遍，发现缺陷后，在焊缝表面上作出标记，然后再用探伤灵敏度进行一次仔细检查，以便确定缺陷的大小、位置及性质。

(四) 缺陷位置的确定

小径薄壁管焊缝由于其管壁较薄，而且主要采用一次波定位法探伤，所以发现的缺陷大都为根部缺陷，因此无需进行缺陷深度方向的准确定位，只要给出缺陷的水平距离就可以了。在发现缺陷时，只要用钢板尺量出探头前沿至焊缝中心线的距离，再根据荧光屏上出现的声程位置，即可定出缺陷的水平位置。

(五) 缺陷大小的确定

1. 缺陷长度的确定

当缺陷长度等于或大于声束直径时，可采用半波高度法（6dB法）确定。

2. 缺陷深度的确定

焊缝根部裂纹、未焊透等凹状性质的缺陷深度，可用图8-82所示的人工槽试样进行比较确定，也可根据试块中已知深度的真实裂纹和未焊透等进行比较测定。

3. 点状缺陷大小的确定

主要是采用当量法确定，也可以利用已知大小的实际自然缺陷进行比较确定。

(六) 缺陷性质的判断

小径薄壁管焊缝中缺陷性质的判断与一般大管焊缝中缺陷性质的判断大致相同，但也有不同之处。下面简要介绍一下在小径薄壁管探伤中常见的根部缺陷反射波波形的特点。

1. 未焊透

在小管探伤中，由于对口间隙较小，因此从焊缝两侧探伤时，未焊透有良好的对称反射特点。当反射信号最强时，两侧水平距离及声程近似相等。探头垂直于焊缝前后移动时，反射信号比较强烈；探头周向移动时，在未焊透长度内反射信号比较稳定，荧光屏上声程值基本保持不变。

当未焊透深度超过2.0毫米以上时，仍有良好的对称性，但此时的水平距离和声程值均比小未焊透时大，与管子端角反射特征相似。

2. 裂纹

当裂纹深度较小（小于1.5毫米以下）时，从两侧探伤有较好的对称性，即两侧的裂纹声程值和水平距离分别等于一次波声程值和一次波水平距离（半个跨距）。当裂纹深度较大（大于2.0毫米以上）时，仍有较好的对称性，此时裂纹声程值和水平距离与未焊透情况相似，均比小裂纹时大，也与管子端角反射特征相似。

当探头垂直于焊缝前后移动时，反射信号比较强烈，当灵敏度降低时仍能保持很高的波高，有时出现多峰现象；探头周向移动时，波高没有未焊透那样稳定。

3. 沿坡口边缘未熔合

两侧探测时均有反射信号，从未熔合侧探测时，其反射信号较强，此时的声程值和水平距离均大于一次波声程和一次波水平距离。从另一侧探测时，其反射信号较弱，其声程和水平距离均小于一次波声程和一次波水平距离。

4. 塌腰

从焊缝两侧探测均有反射波，其声程值一般接近或略小于一次波声程值。

因塌腰的外形一般较为圆滑，而且在小管探伤时所用的折射角比较大，因此塌腰的反射信号强度与裂纹、未焊透相比要小得多，探头前后移动和周向移动时，波形较稳定。

(七) 假信号的识别

与大管焊缝一样，荧光屏上除了真正的缺陷反射波外，还会出现一些假信号，这些假信号在一定程度上干扰了对真正缺陷的判断，因此有区别的必要性。

下面介绍一下在小管探伤中几种常见的假信号特征：

1. 焊缝根部内成型（也称根部熔透度）

当根部成型较好时，将无反射波或反射强度较小。当内成型不规则（如两边略成直

角)时(如图8-85所示),从焊缝两侧探测,一般均有内成型反射信号,其波形特点与未焊透波形特点相似,其反射强度将随 Δt 的不同而异。如不注意往往易判为未焊透缺陷。

区别的方法是尽量提高扫描速度以便比较声程差别,如果是内成型反射波,其声程值略大于一次波声程值。

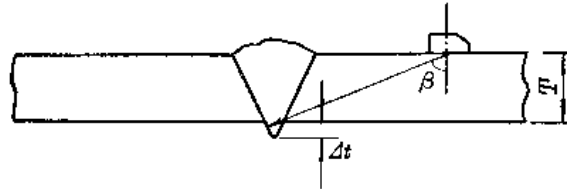


图 8-85 焊缝内成型探测示意图

2. 由声束扩散引起的焊缝加强面反射波

由于被探管壁较薄,当一次波主声束后面的扩散声束经底面反射到焊缝加强面时,将从加强面处产生反射波,有时易误判为焊缝中上部缺陷,可根据探头位置及声程值和用沾油的手指拍打焊缝加强部分来识别。

3. 由错口(或焊瘤)引起的变型波

当探头折射角和错口(或焊瘤)方位适合时,除产生错口(或焊瘤)波外,还将在错口(或焊瘤)部位产生变型纵波或变型横波并到达焊缝加强面产生回波信号。变型波强度随错口(或焊瘤)部位的大小、角度及焊缝加强面的反射条件的不同而异。也可以用沾油的手拍打加强面来识别。

第九章 超声检测技术有关问题

第一节 声速测量

声速是描述超声波在介质中传播特性的一个基本物理量。根据测量精度要求的不同和具体的测量条件，有很多测量声速的方法。本节介绍两种在现场或实验室容易实现，测量迅速，装置简便的测量方法。

一、用超声波探伤仪测量声速

用超声波探伤仪测量声速是将超声脉冲垂直入射到已知厚度的被测试样中，根据超声脉冲回波或透射波的传播时间来计算声速。利用脉冲回波的叫作反射法，它使用一个探头兼作发射和接收；利用透射波的叫作透射法，它使用两个探头，一个用作发射，另一个用作接收。

采用脉冲反射法时，用下式计算声速：

$$c = \frac{2d}{t} \quad (9-1)$$

式中 d —— 被测试样厚度；

t —— 从发射超声脉冲到接收其回波的时间；

c —— 超声波在被测试样中的传播速度。

透射法的声速计算公式为：

$$c = \frac{d}{t} \quad (9-2)$$

对于水平轴是按时间刻度的或带有时标的探伤仪，利用上述方法可方便地测出声速。

多数超声波探伤仪是按深度刻度的，且不带时标。这类仪器同样也能用来测量声速，只是需要一已知声速的试块来标定时间轴。其方法如下：

首先用已知声速试块的多次底波来调整仪器的扫描速度，使水平时间轴的刻度与试块厚度对应起来。然后测试被测试样，读取荧光屏上显示的回波所代表的厚度 d_s ，则被测材料中传播速度 c_s 可由下式求出：

$$c_s = c \cdot \frac{d}{d_s} \quad (9-3)$$

式中 c —— 已知的试块声速；

d —— 被测试样的实际厚度。

由上式来看，计算中好像与已知声速试块的厚度无关，但实际上仪器扫描速度是根据已知声速试块厚度调整的，且在推导式(9-3)时将厚度消掉了。

用超声波探伤仪测量声速时有下述三个因素影响测量精度：

(1) 声波在探头中的延迟。一般探伤用的探头，在晶片前面都有保护膜，声波在其

里面传播一段时间后才进入被测试块中。为克服这段时间延迟所产生的误差，可采用裸晶片或予以修正。

(2) 时间轴的刻度精度。它包括时间轴本身刻度精度(面板刻度或时标刻度精度)和时间轴的线性。

(3) 脉冲前沿的读取精度。

由于上述原因，这种方法测量精度不高，误差大于1%，适用于大致了解材料中的声速。

二、用超声波测厚仪测量声速

用超声波测厚仪测声速有两种：用共振式测厚仪和用脉冲反射式测厚仪。

(一) 用共振式测厚仪测量声速

当试块的厚度为在其中传播的超声波波长的二分之一或其整数倍时，入射波和反射波在试块内形成驻波，产生共振。根据共振原理，共振频率 f_n 、共振次数 n 、试块厚度 d 和声速 c 之间有下式关系：

$$c = 2f_n \frac{d}{n} \quad (9-4)$$

若在试块中建立了驻波共振状态，从式(9-4)即可求出声速 c 。

在实际测量中有两种方法建立共振状态：一种是采用发射固定频率的超声波，调整声波传播距离(即试样厚度)以建立驻波共振状态，这对于液体介质容易实现，而对于固体介质就不方便了；另一种是采用固定的传播距离(即试样厚度一定)，改变发射超声频率来产生共振。

我们用共振法测固体材料的声速就是使用上述的后一种方法。用共振式测厚仪测出厚度已知的试块两相邻共振频率 f_n 和 f_{n-1} ，按下式求出声速：

$$c = 2d(f_n - f_{n-1})$$

实际测量中，使用共振式测厚仪准确读出共振频率是比较困难的，一方面受频率刻度精度的限制，另一方面共振点很难选得很准。

使用这种方法测量声速和后面介绍的测厚一样，共振次数 n 应取得高些，否则误差较大。

(二) 用脉冲反射式测厚仪测量声速

脉冲反射式测厚仪有表头式和数字式两种。目前采用数字式的较多，这种测厚仪测量精度较高，有的可达 ± 0.01 毫米。因此，用这种测厚仪测量的声速相对来说，可测得更准确些。

用脉冲反射式测厚仪测量声速的原理与借助声速已知的试块，用超声波探伤仪测声速的原理完全相同。具体方法如下：

用声速 c 已知的试块校准仪器，使厚度显示与试块厚度一致；然后用这台校准好的测厚仪测量实际厚度 d 已知的试样，若厚度显示为 d_x ，则试块的声速 c_x 为：

$$c_x = c \cdot \frac{d}{d_x}$$

这种测量方法简单且较为准确，对于从事现场无损检验工作者来说，是一种值得推荐的方法。

第二节 超声波衰减系数测定

一、概述

超声波在介质中传播时，由于声束扩散、散射和吸收等原因而产生衰减。有关声波衰减的机理、衰减系数的定义和表示方法在第一章第七节已经论述。

测量超声波在材料中传播时的衰减是了解材料材质的有效手段之一。测量声衰减可判断材料中是否有异常组织、组织有无变化、晶粒大小和内应力大小等。在超声波探伤中，要准确地确定缺陷当量大小也必须知道被检材料的衰减系数。在自动探伤中设置报警灵敏度也同样需要事先知道在被检材料中声衰减的情况。

准确测定超声波衰减系数是一项困难而复杂的工作。因为，我们通常是根据声波反射信号幅度变化来确定衰减系数，而这反射信号幅度不仅与衰减有关，而且与其他很多因素有关，诸如耦合情况、试样形状尺寸、探头种类和声场情况等。

根据测量衰减的目的，可将测量分为两大类：一是相对测量，另一是测量衰减的绝对大小。对于辨别材质、观察组织变化等，测量声衰减相对值是必要的，不一定要求测量声衰减的绝对值。这种测量比较容易实现，只要求测试条件一致，比较底波波高就可以了。对于要根据缺陷波波高来确定缺陷当量大小或要了解声衰减与频率的关系等时，就需要知道声衰减的绝对值。测量声衰减的绝对值难度较大，需要认真考虑测量方法、耦合损失、声场修正、试样形状和尺寸等一系列因素。因此，我们要根据测量精度和目的选取适当方法。

测量声衰减，同样也有专用仪器，如衰减比较仪等。

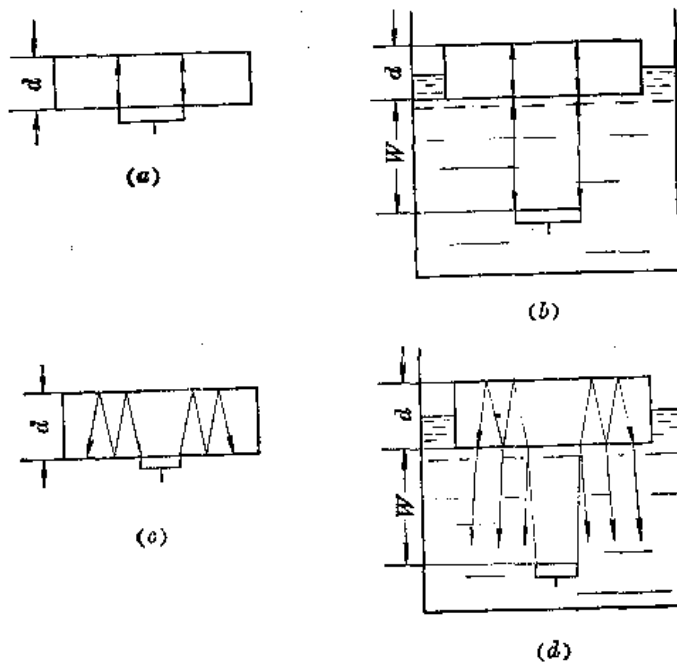


图 9-1 测量超声波衰减系数的原理图

本节所述的测量衰减系数的方法是为超声波探伤中确定缺陷当量大小的目的而使用的方法。精度要求不高，使用的仪器仍是以脉冲反射式超声波探伤仪为主。

二、衰减系数的测量方法

如第一章第七节所述，衰减系数是针对平面波而言的，所以不包括声波的扩散衰减。在测量声衰减系数时声波要满足平面波的条件，对于非平面波要进行声场修正。

下面介绍几种测量衰减系数的基本方法，其原理图如图9-1所示。图9-1a是用直接接触法在近场区测量超声波衰减系数；图9-1b是用液浸法在近场区测量衰减系数；图9-1c是用直接接触法在远场区测量衰减系数；图9-1d是用液浸法在远场区进行测量。

在这四种测量方法中，衰减系数 α 计算公式分别为：

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{1}{2d} S_E & (a) \\ \alpha &= \frac{1}{2d} (S_E - S_R) & (b) \\ \alpha &= \frac{1}{2d} (S_E - S_A) & (c) \\ \alpha &= \frac{1}{2d} (S_E - S_R - S'_A) & (d) \end{aligned} \right\} (9-5)$$

式中 d —— 试样厚度；

S_E —— 相邻两次底面反射信号的高度之比（分贝）；

S_R —— 反射损失；

S_A 、 S'_A —— 声场修正值。

$$S_E = 20 \lg \frac{H_n}{H_{n+1}}$$

式中 H_n 、 H_{n+1} 为相邻两次底波波高。实际测量中， S_E 即是仪器在一定灵敏度下测得的两回波的分贝差。

用液浸法测量时，由于声波在试样和水的界面不能全反射，所以必须考虑相邻的第二次回波在试样与水的界面上反转一次时的反射损失 S_R ，其大小为：

$$S_R = 20 \lg \frac{1}{R} = 20 \lg \frac{Z_2 + Z_1}{Z_2 - Z_1}$$

式中 R —— 反射率；

Z_1 —— 试样声阻抗；

Z_2 —— 水声阻抗。

在远场区测量衰减系数时，声波不能再看成是平面波，所以要对声场进行修正。修正值 S_A 为：

$$S_A = 20 \lg \frac{n+1}{n}$$

式中 n —— 回波次数。

当用液浸法在远场区测量时，由于声波在水中传播一段路程 W ，修正值略有不同，

其值为:

$$S'_d = 20 \lg \frac{W \frac{c_w}{c} + (n+1)d}{W \frac{c_w}{c} + nd}$$

式中 W 为水中探头至试样表面的距离, c_w 和 c 分别为水和试样的声速。

图9-1中 a 和 b 都是在近场区内进行的测量, 计算中是把这区内的声场当作平面波声场来对待。实际上近场中的声场并非严格的平面波, 由于声干涉的存在, 声场中有一系列极大值点和极小值点。但是当反射面足够大时, 反射面处的平均声压近似等于声源起始声压 P_0 。(假定理想介质对声无衰减)。当实际介质对声有衰减时, 相邻两次回波的分贝差就是由于介质对声衰减造成的。根据试样厚度即可求出衰减系数。为满足在近场中测量的条件, 要求试样厚度不能太厚, 以便使尽可能多的反射波处在近场范围内。但试样厚度也不能太薄, 在保证能够分清各次反射波的前提下才能做得薄些。

图9-1中 c 和 d 是在远场区内进行测量。在这些方法中, 要求试样具有足够的厚度, 使欲测量的反射波处于远场区, 即在三倍近场长度之外。此外, 为防止试样边界对欲测量的反射波干扰, 还要求试样具有足够的宽度或直径。根据试样厚度和欲测量的是第几次底面回波, 以及探头等有关参数, 可以计算出不产生边界干扰时的试样最小直径。具体计算方法详见第五章第三节。

众所周知, 近场长度是由探头的频率和直径(晶片大小)所决定的, 所以在考虑满足近场或远场测量的条件时, 探头直径和试样厚度可综合起来考虑。虽然频率(或波长)也影响近场长度, 但由于衰减系数与频率有关, 通常要测定的是某一频率下的声衰减系数, 所以不能用改变频率来改变近场长度。

用液浸法测量(图9-1中的 b 和 d)时, 要注意不要让液体浸到试样上表面, 否则反射损失要加倍。式(9-5)中的(b)和(d)仅考虑了下表面的反射损失 S_R 。

在检验衰减较大的材料时, 若根据缺陷波波高确定缺陷当量大小, 就必须考虑衰减对缺陷波波高的影响。因此, 需要测定被检材料的衰减系数。实际探伤中, 仅在较理想的条件下, 才能测得被检材料的衰减系数。测量原理同前所述, 具体测量方法见第六章第二节。

第三节 超声波测厚

测厚的方法很多, 相应的仪器也很多。除一般机械法测厚外, 常用的测厚仪从原理上分有: 射线测厚仪, 超声波测厚仪, 磁性测厚仪, 电流法测厚仪等。超声波测厚仪与利用其他原理制作的测厚仪相比, 有小型、轻便、测量速度快、精度高、电池供电、容器内积水或结垢不影响测量精度等优点。因此, 近年来工业上测厚所使用的测厚仪大部分都是超声波测厚仪。

超声波测厚仪我国应用的比较早, 早在60年代初期我国就自行设计制成表头式 COH-

J-1型脉冲反射式测厚仪，并大量生产供用户使用。现在已应用数字技术制成GCH-1型数字式测厚仪。

近年来脉冲反射式测厚仪发展非常快。由于采用集成电路，数字式测厚仪小到可以握在手掌之中，重量不超过一市斤。测量下限降至0.25毫米，上限一般为几百毫米，精度可达到 ± 0.01 毫米。

超声波测厚仪从原理上分有共振式、脉冲反射式两种。下面分别予以讨论。

一、共振式测厚仪

用频率可变的连续正弦波信号激励压电片，压电片向材料中发射与所加频率相同的超声波，在材料中传播的超声波波长和频率有下式关系：

$$c = f\lambda$$

式中 c ——材料中传播的超声波声速；

f ——超声波频率；

λ ——超声波波长。

如果改变激励信号频率，则压电片发射的超声波频率改变，也就是超声波波长要改变。当工件的厚度为半波长的整数倍时，则在工件内会引起共振，形成驻波。

$$d = n \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (9-6)$$

式中 d ——工件厚度；

n ——任一正整数，即共振次数。

共振时，厚度和共振频率有下式关系：

$$d = \frac{nc}{2f_n} \quad (9-7)$$

或

$$f_n = \frac{c}{\lambda_n} = \frac{nc}{2d} \quad (9-8)$$

从上式可以看出，任何两个相邻共振频率之差都等于基波频率 f_1 ，即

$$f_n - f_{n-1} = nf_1 - (n-1)f_1 = f_1 \quad (9-9)$$

所以当得知厚度共振的两个相邻的共振频率时，就可以求出厚度为：

$$d = \frac{c}{2(f_n - f_{n-1})} \quad (9-10)$$

图9-2是共振式测厚仪的原理图，在振荡电路的板极通路中串联有一电流表 A 。测厚

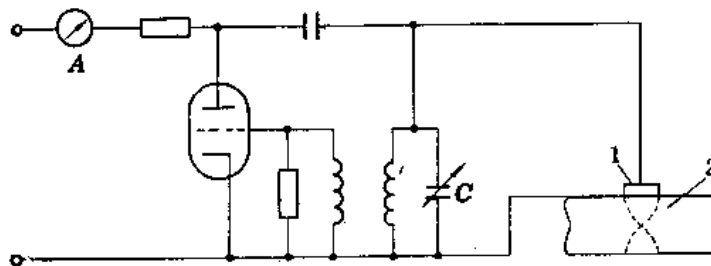


图 9-2 共振式测厚仪原理图

1—探头；2—工件

时，调节调谐电容 C ，改变振荡频率。当引起被测工件共振时，板极电流达到极大值，即可测得两个相邻共振频率，进而求出工件厚度。

共振式测厚仪早期应用较多，但共振式测厚仪有两个主要缺点：一是不能直读，须用公式计算厚度，使用不方便；二是要求被测工件上下两面要较平，使用局限性较大。近年来已逐渐被数字式脉冲超声波测厚仪所取代。

二、脉冲反射式测厚仪

(一) 基本原理

脉冲反射式测厚仪从原理上来说测量超声波脉冲在材料中的往返传播时间 t ，即：

$$d = \frac{1}{2}ct$$

如果声速 c 已知，那么，测得超声波在材料中的往返传播时间 t ，就可求得材料厚度 d 。这种测厚仪可利用表头或数字管直接表示厚度，使用极为方便。

测厚仪电路工作原理方框图示于图 9-3。发射电路输出一个上升时间很短，脉冲很窄的周期性电脉冲，通过电缆加到探头上，激励压电片产生脉冲超声波。探头发出的超声波进入工件，在工件上下两面形成多次反射。反射波经过压电片再变成电信号，经放大器放大，由计算电路测出声波在两面间的传播时间 t ，最后再换算成厚度指示出来。

往返时间 t 的测量，可选下面三种方式之一：

- (1) 测量发射脉冲 (T) 与第一次底波 (B_1) 之间的时间；
- (2) 测量第一次底波 (B_1) 与第二次底波 (B_2) 之间的时间；
- (3) 测量以后任意两次相邻的底波之间的时间。

上面这三种方式可用电路进行选取。选择不同的方式对仪器性能有很大影响。如选发射脉冲为计时开始时间，因发射脉冲幅度特别大，脉冲宽度也大，盲区影响就大。选取第一底波为计时开始时间，则因脉冲宽度窄，测量下限就小。

用第一种方式制成的测厚仪，对一些设计制造优良的测厚仪下限也只能达到 1~1.5 毫米。再降低就很困难，甚至可以说是办不到的，象国产 CCH-J-1 型测厚仪就属于这一类。

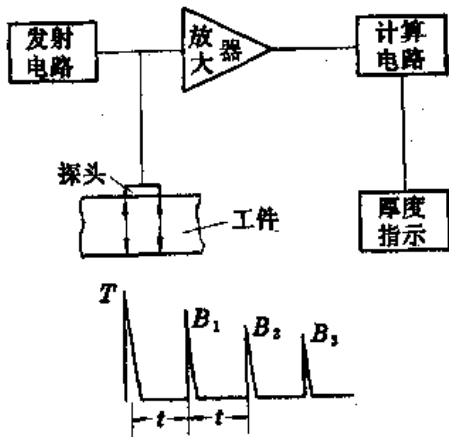


图 9-3 脉冲反射式超声波测厚仪原理方框图

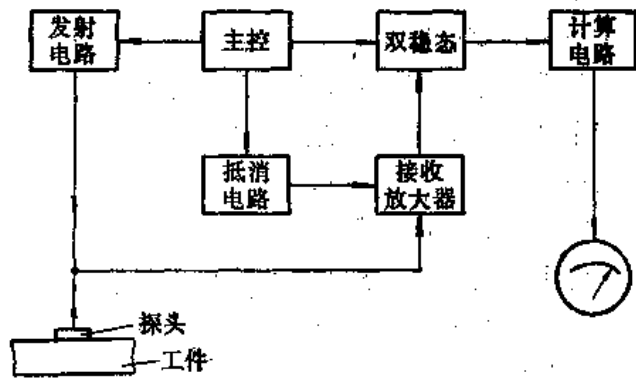


图 9-4 CCH-J-1型超声波测厚仪方框图

如果用这种测厚仪测量小于下限厚度的工件，不是没有指示或指示误差太大，就是出现成倍乃至数倍读数，很容易造成误判。但这种原理的测厚仪电路简单，成本低廉，适宜在下限数值要求不是很小的场合使用。

用后两种方式制成的测厚仪，如果再配上双晶片探头或带延迟块探头，可把测量下限降至0.25毫米，适用于较薄工件的测厚。但这种测厚仪线路复杂，成本剧增。因此，选择测厚仪时切不可一味追求高指标，要根据测量对象合理地选用。

(二) 脉冲反射式测厚仪电路概述

脉冲反射式测厚仪的电路主要是由主控器、发射电路、接收放大电路、计算电路和厚度显示等几部分组成。图9-4和图9-5示出CCH-J-1型超声波测厚仪和CSH-1型数字式超声波测厚仪的方框图。

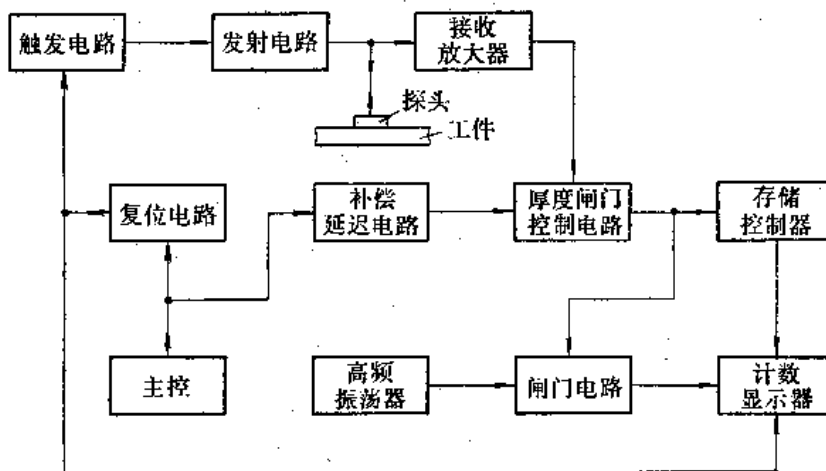


图 9-5 CSH-1型数字式超声波测厚仪方框图

下面就其中几个主要部分讨论如下。

1. 发射电路

该电路是经主控器发出的脉冲触发后，产生一窄的发射脉冲信号，使换能器发射超声脉冲。从提高分辨能力和降低测厚仪测量范围的下限考虑，发射脉冲要上升时间短，脉冲宽度窄。这里需要指出，影响发射脉冲宽度的因素既有电路上的问题，也有探头的制作问题。从提高灵敏度和扩大测量范围上限考虑，要求发射功率大。

目前脉冲式超声波测厚仪均采用晶体管电路和集成电路，为了提高发射强度，需将几伏或十几伏的电源电压通过直流变换器升到几十伏至上百伏的电压，供给发射管，借以提高发射强度。

2. 接收放大电路

它主要是接收放大工件的底面反射信号。底面反射信号的幅度除受发射脉冲强度影响外，还受被测工件表面光洁度、耦合、材质以及工件底面状况等影响，因此反射信号的幅度变化范围很大。为使仪器有足够的灵敏度，要求放大电路有较高的增益。但过分提高增益会使脉冲宽度变宽而影响测量精度。因此，一般测厚仪均有手动增益，即灵敏度旋钮，较好的测厚仪有自动增益控制。

3. 计算电路和厚度显示

厚度显示方式有表头式和数字式，均直接指示厚度。

CCH-J-1型超声波测厚仪是表头式，测量范围是4~20毫米，精度为 ± 0.25 毫米。该测厚仪的计算电路是一双稳态电路，由发射脉冲和底面反射信号（经放大）触发输出一方波，方波宽度正比于工件厚度。方波经整流后加至电流表上。这样通过电流表的平均电流大小与方波宽度成正比，即与工件厚度成正比，因此电表上刻度可直接指示厚度值。

表头式测厚仪有电路简单等优点，但测量精度受到仪表刻度精度的限制不可能太高，尤其在测量范围大时，绝对误差更大。

数字式测厚仪测读最方便，测量精度也高，精度可达 ± 0.01 毫米。目前国内外生产的脉冲式超声波测厚仪主要是数字式的。下面讨论一下数字式测厚仪的计算电路和厚度显示。

发射脉冲和经过放大的底面反射信号（或相邻两个底面反射信号）触发厚度闸门控制电路，输出一个宽度与被测工件中超声波传播时间成正比的方波。用这方波来控制闸门电路的启闭。

高频振荡器输出一系列高频振荡信号，在闸门电路开启期间，这些高频信号通过闸门进入计数器而被计数，最后用数字管显示出开门时间内的高频振荡次数。计数与开门方波宽度成正比，方波宽度又正比于工件厚度，因此，计数正比于厚度。高频振荡器的频率是可调的，根据不同的材料可调节振荡频率，使之开门时间内振荡次数等于工件厚度，这样数字管就直接显示出厚度来。

国产GSH-1型数字式超声波测厚仪精度为 ± 0.1 毫米，测量范围是4~99.9毫米。

测量精度为0.1毫米时，对于钢来说，相应的声波传播时间约为0.03微秒，也就是要求高频振荡的一个周期为0.03微秒，即振荡频率应调整约为30兆赫左右，这时计数器就显示以0.1毫米为单位的厚度值。如要让测量精度达到0.01毫米，则高频振荡频率应约为300兆赫左右。但制作在这样高频率下工作的数字电路太困难了。实际解决办法是在计数电路之前加一级方波信号扩展电路，使开门时间准确地扩大10倍，这样用30兆赫左右的振荡频率也可使测量精度达到0.01毫米。

（三）测厚仪的调整和使用

1. 测厚仪的调整

仪器的调整一般按使用说明书进行。为了正确地使用测厚仪，这里要特别强调两项调整：仪器测量下限（用增益、静区旋钮调整）和仪器刻度校准（用线性、校正旋钮调整）。

要特别注意测厚仪的测量下限。测厚仪的测量下限是超声测厚仪使用中的一个特殊问题。厚度小于测量下限时，如前所述，仪器不是不指示或指示误差太大，就是成倍、甚至数倍指示，这会使测厚数据混乱。仪器如果没调整好，即使在规定的下限厚度以上也会出现成倍读数。为了调整和监视仪器，就要做一块厚度为测厚仪下限厚度的试块，例如，测厚仪下限为1毫米，就要有一块1毫米厚的试块，用它调好仪器，保证反复测量也不出现成倍读数，此时方可使用。

新型数字式测厚仪，线性好，对厚度指示的校准仅校一、两种厚度即可。但早期生产的表头式测厚仪线性不好，就要求有一块具有各种厚度的校正试块，用以调节线性。通常这种测厚仪不容易达到整个刻度线性都符合要求，但调整时要把所使用的一段厚度范围内的线性调好。

2. 测厚方法及注意事项

首先是选择探头。测厚用探头一般要根据测厚范围、测量精度和工件条件来选择。双晶片探头比较好，它的测量范围较宽，下限较低。对于一般较厚工件的测厚，用单晶片探头即可；对于较薄工件（厚度小于2毫米）的测厚，要用双晶片探头或带有延迟块的探头。

测厚时被测工件的表面处理与探伤时的要求相同。对粗糙表面测厚，要求打磨的面积不大，关键在于平整。

耦合剂选用也同探伤时一样，对小径管管壁和竖立的壁等的测厚，采用甘油或水玻璃为宜。

测量时，为避免耦合剂薄膜的多次反射或其他杂波信号引起的假读数，一定要指示稳定且能重复呈现后再读取数据。假读数在绝大多数情况中指示是不稳定的。使用双晶片探头时，对于一般无方向性问题的工件，探头放置方向无关，并且每个测点测一次即可。对于管道测厚，探头的放置方向要使其隔声层垂直于管道轴线。对于其他与探头放置方向有关的测厚，各测点应测量二次（先测一次，然后将探头旋转90°再测一次），并做好标记和记录。

测量管材，尤其是测小径管时，要细心左右摆动探头，使其与管壁正交，这样才能获得稳定准确的厚度指示（见图9-6）。如仪器工作正常，但测不出厚度时，首先要检查工件光洁度是否合格，耦合好不好。光洁度不够再打磨一下；耦合剂太稀，应换粘度大一些的。如果仍然测不出来，这可能是内部腐蚀严重引起的，可把探头稍移动一点再测。

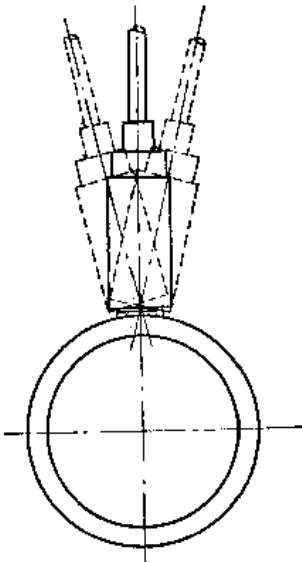


图 9-6 管壁厚度测量示意图

测厚中要特别注意成倍读数或缺陷反射两种情况。当读数比预想值相差很多时，应该分析是什么原因引起的，看是出现了成倍读数（读数过大）还是缺陷反射（读数过小）。这时如有其他种类测厚仪或探伤仪，应辅助测量一下，辨明原因。

对运行中高温工件的测量，要使用高温探头和特殊的耦合剂。

通常管道中沉积物的声阻抗与管材的声阻抗相差都很大，所以对厚度测量没有影响。但在个别情况下，如炼油厂中提炼含硫量较高的天然石油时，管道和容器里形成一种硫铁盐沉积物，其声阻抗与钢的声阻抗相近，这时测得的壁厚有可能是管壁厚与沉积层厚度之和，所以测量时要特别小心，当对所测得的厚度值有怀疑时，用小锤敲打几下管壁，然后再测量一次。

第四节 超声波测量液位和流量

一、超声波测量液位

液位测量是超声波测量技术应用较为成功的领域之一，广泛应用于化工、石油和水电等部门作油位、水位等的测量。

液位测量分为连续测量和定点测量。在连续测量液位方面，应用最为广泛的是超声波脉冲回波法，它多数是以测量超声脉冲在介质中传播时间为基础的，也有以测量衰减为基础的。下面分别作一简单介绍。

(一) 脉冲回波式液位计

脉冲回波式超声液位计的工作原理是发射探头发射出超声脉冲，在被测液体介质或其他借以测量的传声介质中传播至液面，经液面反射后，超声脉冲被接收探头所接收，测量超声脉冲从发射至接收所经时间，根据介质中的声速，可以通过计算求得探头至液面的距离，从而即可确定液位（见图9-7）。

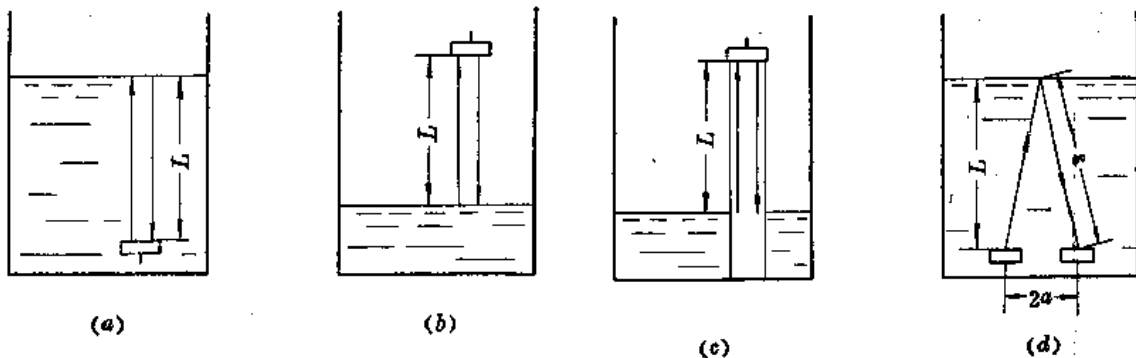


图 9-7 脉冲回波式超声液位计原理图

根据探头的工作方式，脉冲回波式超声液位计可分为单收发的单探头方式（图9-7a、b和c）和一收一发的双探头方式（图9-7d）。

根据传声介质的不同，又可分为气介式（图9-7b）、液介式（图9-7中a、d）和固介式（图9-7c）。

对于单探头方式，如果从发射超声脉冲到接收到超声脉冲所经过的时间为 t ，超声在介质中传播的速度为 c ，则探头至液面的垂直距离 L 可以按下式求出：

$$L = \frac{1}{2}ct \quad (9-11)$$

液位的升降表现为 L 的变化，只要知道传声介质中的声速 c ，那么 L 就可以靠精确地测量时间 t 来确定。

对于双探头方式，如图9-7d所示，两探头中心的距离为 $2a$ ，声程为 $2s$ ，声程与超声脉冲从发射到接收所经过的时间 t 的关系为：

$$2s = ct$$

或

$$s = \frac{1}{2} \cdot ct$$

s 与探头至液面的垂直距离 L 的关系为:

$$L = \sqrt{s^2 - a^2} \quad (9-12)$$

通常, 两个探头安装得比较接近, 即 a 较小, 所以当 s (或 L) 足够大时, 也就是在高液位时, L 近似等于 s , 仍可用式 (9-11) 来计算 L 而不致于产生太大误差。但当在低液位时, 需用式 (9-11) 和式 (9-12) 计算。

图9-7 c 是固介式超声液位计的情况。把一根作为传声介质的固体棒插入液体中, 上端要高出最高液位, 将探头安装在固体棒的上端, 探头可以收到自液面与固体棒相交处反射的回波, 它同样地是根据测量超声脉冲从发射到接收所经过的时间 t , 确定探头至液面的垂直距离 L , 进而确定液位。需要指出的是, 对于固介式超声液位计声速 c 是所选用波型在固体中的声速, 因为在固体棒中有很多波型可以传播, 其传播速度是不尽相同的。

由上述可知, 脉冲回波式超声液位计测量液位需要知道超声波在传声介质中的传播速度 c , 才能从传播时间 t 求出液位。介质的声速随介质的不同而不同, 即使是同一种介质, 如果温度、压强等测试条件不同, 声速也不一样。对于气体和液体来说, 这种现象更为显著。在固体介质中, 不同的波型有各自不同的声速; 另外, 严格来说, 超声波频率改变, 声速也会变化。因此, 在实际测量液位时, 不能简单地把声速看成常数, 仅当测试条件比较理想, 即传声介质的成分、温度和压强等因素都没有很大变化, 同时液位的测量精度要求又不高的情况下, 可把声速作为常数, 否则, 就应该进行声速校正。有关声速校正的方法请查阅有关专门书籍, 这里不再叙述。

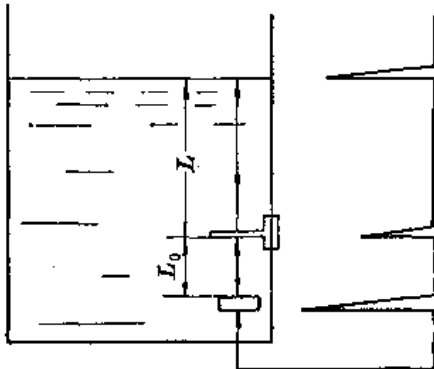


图 9-8 安装有固定反射体的脉冲回波式超声液位计

波式超声液位计, 如图 9-8 所示。其结构和一般脉冲回波式超声液位计相同, 差别仅在于: 在传声介质中, 安置一个至探头距离 L_0 固定的反射体。探头发射的超声脉冲经反射体反射后返回探头而被接收。同前所述, 超声脉冲从发射至被接收所经过的时间 t 和 L_0 有下式关系:

$$L_0 = \frac{1}{2} ct_0 \quad (9-13)$$

从式 (9-11) 和式 (9-13) 可得:

$$L = L_0 \cdot \frac{t}{t_0} \quad (9-14)$$

L_0 是事先已知的恒量, 通过测量时间 t_0 和 t 即可确定液位。

图9-8所示的是液介式的情况, 反射体要设置在最低液位之下。气介式和固介式的情况与此类似, 对于气介式液位计, 反射体要设置在最高液位之上。另外, 图 9-8 所给出的

是,用同一探头测反射体和液面的回波,必要时可单独安装一探头,专门用来测反射体的回波。例如在液介式的情况,容器里最低液位较低时,可单独再安装一个探头,与反射体相距足够远,横放在容器的底部。

在上述这种方法中,不需要测定传声介质的声速,自然也就不存在声速校正的问题。但是这里需要指出,利用式(9-14)计算液位并非与声速毫无关系。严格地说只是在认为传声介质内各处的声速都相等的前提下,亦即在探头至反射体和探头至液面的声程上声速都相等的前提下,式(9-14)才成立。对于液介式和气介式液位计,由于成分和温度等的不均匀分布,各点的声速不会完全相同,对此要适当给予注意。

(二) 连续测量液位的其他超声方法

对于连续测量液位,前面叙述的超声脉冲回波法是应用最广泛的一种。在一些场合,也有采用共振法,频差法等。

共振法测量液位的基本原理和共振法测厚相同,调节超声波的频率,使得探头和液面之间建立共振状态,根据共振频率和介质声速计算出探头至液面的距离。如果不知道声速,也可利用某一固定距离时的共振,两者相比较,计算出探头至液面的距离。

频差法是让探头发发出调频的长脉冲超声波,也就是说超声波的频率在脉冲宽度的时间范围内随时间成线性关系变化,从一个起始值逐渐变化到一最终值,每隔一个周期重复一次。当超声波从探头发发出,传播至液面再反射回探头时,发射频率已经变化到另一数值,接收信号的频率(起始值)与这时发射信号的频率之差就正比于从发射到接收所经过的时间。因而这个频差与探头至液面的距离成正比。就是这样通过测量频差来测量液位。

(三) 超声波定点式液位计

在生产上,有时并不需要对液位进行连续的测量,而只需要知道液面是否升到或降到某一个或某几个固定高度。这时可以使用超声波定点式液位计,借以进行定点报警或驱动液面控制装置(如继电器等)。

超声波定点式液位计,按其工作原理的不同可以分为:连续波阻抗式、连续波穿透式、脉冲反射式和脉冲穿透式等。

1. 连续波阻抗式定点液位计

这种定点液位计是利用一个处在谐振状态发射连续超声波的超声换能器。当探头的发射面分别与气体或液体接触时,由于气体和液体两者的声阻抗相差很大,所以发射电路中通过的电流相差也很大。利用这个原理,在发射电路中接入一指示电表,通过电表指示就能够判断探头发射面的前面是气体还是液体。探头安装在某一固定位置,用以监视液面是否升到或降到这个位置,同时可用继电器带动报警器或驱动液面控制装置。

如图9-9所示,探头有两种安装方式。图9-9a是将探头安装在容器内部,特点是灵敏度高,但对探头和电缆等要考虑密封、防腐蚀等问题,维修不太方便。图9-9b是将探头安装在容器的外壁,特点是安装维修都方便,但灵敏度不及前者。

2. 连续波穿透式定点液位计

这种定点液位计是采用两个一组相对安装的探头(见图9-10),一个用于发射,另一个用于接收。发射探头发发出连续的频率较高的超声波,仅当两探头之间有液体时,接收探

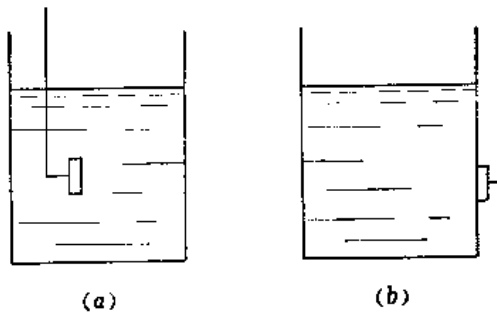


图 9-9 连续波阻抗式定点液位计

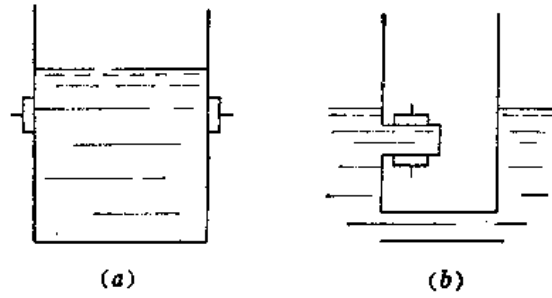


图 9-10 连续波穿透式定点液位计

头才能接收到透射波，同时提供一接收信号，否则没有接收信号。利用这一原理可判断液面是否到达探头这个高度。另外根据需要，也可安装几组探头。

连续波穿透式定点液位计虽然需用两个探头，但由于其简单可靠，维修方便而且精度很高，故为工业上普遍采用。

3. 脉冲反射式和脉冲穿透式定点液位计

脉冲穿透式定点液位计在原理、探头安装和特点等方面与连续波穿透式定点液位计完全类似，只是用脉冲波代替了连续波。由于脉冲电路相对连续波电路来说要复杂些，故脉冲穿透式往往不被选用。脉冲反射式定点液位计是用单探头兼作收发超声脉冲。如果探头安装在容器内，当液面在探头之下时，无反射信号；当液面到达探头高度时，探头发射的超声脉冲通过液体传播至对面侧壁再反射回来，探头收到一反射信号，即可判断液面位置。如果探头安装在容器外壁上，就观察侧壁多次底波的强弱。当内壁与空气相邻时，多次底波很强，当内壁与液体相邻时，由于一部分声波透入液体，多次底波较弱，而且在容器直径较小时还可以观察到对面侧壁的回波，如图9-11所示。用这种方法判断液位更为简单可靠，且灵敏度高。

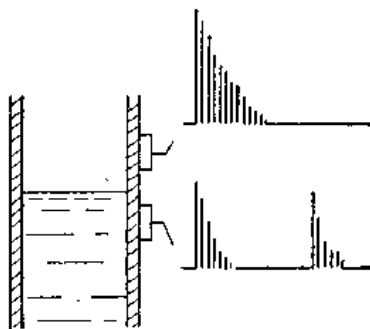


图 9-11 脉冲反射式定点液位计

二、超声波测量流量

由于超声波测量流量可以非接触式地进行，因而对管道内流体的流动不产生附加阻力，这种流量计还有不受流体物理性质和化学性质的影响等特点。因此，超声波流量计的应用范围正在不断扩大。

超声波测量流量是通过测量流速来实现的。超声波测量流速的基本原理是，当超声波在流动的介质中传播时，相对于固定坐标（例如管道中的管壁、江河的河岸等）来说，超声波速度与静止介质中的传播速度有所不同，从而造成传播时间上和相位上的变化，这些变化的大小与介质的流速有关，因此根据这些变化的大小可以求出介质流速。

测量流速的方法有多种。其中主要有：测量超声脉冲顺流和逆流传播时间之差的时差法；测量连续振荡超声波在顺流和逆流传播时接收信号之间相位差的相差法；测量顺流和逆流超声脉冲重复频率之差的频差法；此外还有根据测量流动介质中声束的几何位移的声

束位移法以及对含有悬浮粒子的流体利用声学多普勒效应进行测量的超声波多普勒法等。

如果以 Q 代表管道中流体的体积流量，那么对于横截面积为 A 的管道，则有：

$$Q = uA \quad (9-15)$$

式中 u —— 流体沿管道横截面的平均流速。

实际上是用超声波流量计测得流速 u 后，根据管道的横截面积或直径，用式 (9-15) 来计算流量 Q 。

这里需要指出，下述讨论的各种测量流体流量的方法中有下述几点简化假定：

- (1) 管道内各点的流速沿横截面是均匀分布的，且等于平均流速 u ；
- (2) 不考虑超声波声射线在流动介质中传播时的曲线轨迹和传播方向的改变；
- (3) 忽略折射面曲率的影响，并认为管道内壁是光滑的。根据 (2) 和 (3)，讨论问题时声波的传播按几何光学原理处理。

下面讨论时差法、相差法和频差法的测量原理。

1. 时差法

时差法就是测量超声脉冲顺流和逆流传播的时间差，根据这个时间差与流体流速的关系求出流速。

如图 9-12 所示，设管子内径为 D ，管中流体平均流速为 u ，声射线 EF 与管道轴线的夹角为 θ ，流体的声速为 c ， A 和 B 为一组分别都能收发超声脉冲的超声换能器。

当探头 A 作发射、探头 B 作接收时，在声射线 EF 的路径上，超声波速度为 $c + u\cos\theta$ ，则顺流传播时间为：

$$t_1 = \frac{D}{\frac{\sin\theta}{c + u\cos\theta}} \quad (9-16)$$

当探头 B 作发射，探头 A 作接收时，在声射线 FE 的路径上，超声波速度为 $c - u\cos\theta$ ，则逆流传播时间为：

$$t_2 = \frac{D}{\frac{\sin\theta}{c - u\cos\theta}} \quad (9-17)$$

逆流和顺流传播的时间差 Δt 为：

$$\Delta t = t_2 - t_1$$

考虑到 $c \gg u$ ，由式 (9-16) 和 (9-17) 可得：

$$\Delta t = \frac{2D\cos\theta}{c^2} u$$

由此，得：

$$u = \frac{c^2 \operatorname{tg}\theta}{2D} \Delta t \quad (9-18)$$

对于安装好的探头， θ 为已知，对于被测管道和介质， D 和 c 也为已知，那么测得时差 Δt ，即可求得流速 u 。

用这种方法测量流量需要注意两个问题，一是流体中的声速 c 是流体温度的函数，再就是测时的精度。这两者可能引起较大误差。主要是时差的测量，例如当 $D = 300$ 毫米、

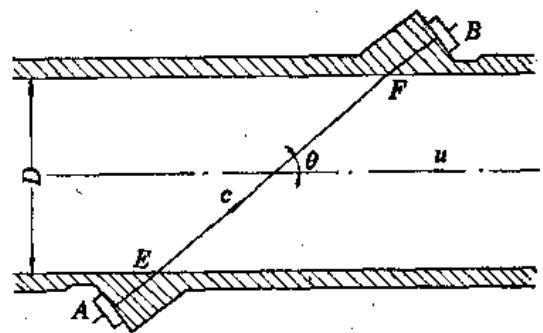


图 9-12 时差法测流速原理图

$\theta=20^\circ$ 、 $c=1500$ 米/秒、 $u=1.3$ 米/秒， Δt 仅在1微秒左右。所以时差法对 D 值较小、流速较低的测量是困难的，而对于测量江河流速是较为适宜的。

2. 相差法

相差法是利用连续振荡超声波在流动液体中的相位移作为测量原理。参照图9-12，当连续超声波从 E 传播到 F （顺流）时，接收信号相对发射信号的相位差为：

$$\Delta\varphi_1 = \omega \cdot \frac{\frac{D}{\sin\theta}}{c + u\cos\theta} \quad (9-19)$$

当连续超声波从 F 传播到 E （逆流）时，相位差为：

$$\Delta\varphi_2 = \omega \cdot \frac{\frac{D}{\sin\theta}}{c - u\cos\theta} \quad (9-20)$$

考虑到 $c \gg u$ ，由式(9-19)和式(9-20)可得：

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_2 - \Delta\varphi_1 = \omega \cdot \frac{2D\cos\theta}{c^2} u$$

$\Delta\varphi$ 为逆流与顺流发射时所接收到信号之间相位差。

$$u = \frac{c^2 \operatorname{tg}\theta}{2\omega D} \Delta\varphi \quad (9-21)$$

由上式可见，相位差是流速的函数，所以用测量相位差的方法可以测量流速。

相位差法与时差法相比，避免了测量微小的时间差，而把时间差转换成相位差来测量，可提高精度。但式(9-21)中仍有声速 c 这个随温度而变化的量，与时差法一样，这也是相差法的主要缺点。

3. 频差法

频差法的测量原理是，当发射探头向被测介质发射的超声脉冲，经一段时间后被接收探头接收，接收信号经放大后又立刻返回去触发发射电路，使发射探头再向被测介质发射超声波，以此往复下去。这也就是说脉冲重复频率是超声脉冲从发射到接收所经过时间的倒数，而这个时间在顺、逆流时是不同的，它与流体流速有关，它们之间的关系为（见图9-13）；

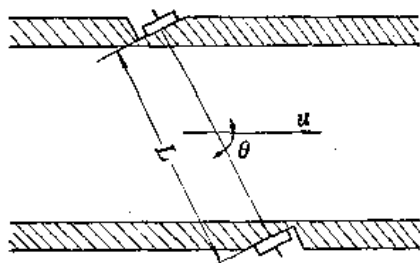


图 9-13 频差法测流速示意图

$$\left. \begin{aligned} f_1 &= \frac{1}{t_1} = \frac{c + u\cos\theta}{L} \\ f_2 &= \frac{1}{t_2} = \frac{c - u\cos\theta}{L} \\ \Delta f &= f_1 - f_2 = \frac{2\cos\theta}{L} u \end{aligned} \right\} \quad (9-22)$$

式中 L ——探头之间的距离；

f_1 ——顺流时的脉冲重复频率；

f_2 ——逆流时的脉冲重复频率；

Δf ——顺、逆流脉冲重复频率差。

由式(9-22)可见，如果 L 、 θ 已知，则 Δf 只与流速 u 有关，测得频差也就能得知流速。

第五节 金属件超声检测的有关问题

一、钢

不同型号的钢无论是合金钢还是非合金钢，一般其声速的差异小于5%，如表9-1所示。对于精度较低的距离测量，该差异可以忽略。然而横波声速的变化对声束角度有不可忽略的影响，例如当折射角为 70° ，声速变化1%，则角度已经约有 1.5° 的变化。因此为了缺陷定位能准确，校验、调整仪器（包括探头）用的试块材质应与被探部件材质一致。

钢材的热处理如退火、硬化和淬火，对声速的影响比合金元素的影响更大。从表9-1中序号6和7的数据与序号1作比较时，可明显看出这一点。硬化、淬火以及回火总是使声速减小。除少数例外，衰减也是因硬化、淬火和回火而减小（表中未给出）。

在薄钢件中，组织的影响使得以W形路径传播的横波在垂直和平行于滚轧方向的两个方向上声速不同。板波的情况也显示了这种各向异性，对于一个方向确定的最佳激发角度，对于其它方向就不再是最佳的了。

钢经锻造和滚轧后，几乎所有的都显示了良好的声透射性。由于散射是按晶粒尺寸的三次方增加，少数高合金钢形成的不均匀粗晶组织使得声衰减在不同点有很大差异。一些合金钢表现了特别低的声衰减，这在检验中同样是不利的。如果在第二次扫描开始之前多次回波尚未衰减完，则会产生幻影回波。为了抑制这种现象，重复频率应该减小。

检验钢件中不能使用超声检验的情况是罕见的。可疑的情况是超声检验中遇到密集偏析时，往往不产生回波，例如在锻造铬钼钢块中一个铬氧化物偏析，甚至用5兆赫也不能检出。

二、铸钢

对于非合金和低合金铸钢件，频率为1~2兆赫的超声波能穿透1米或更厚些的试样。高合金铸钢的超声检验可能较为困难，奥氏体锰钢几乎不能用超声波检验。

就任何铸造金属而言，其声衰减在一定程度上受气孔和杂质的影响。超声检验的可能性依赖于纯度和铸造方法。非合金铸钢声衰减的测量能对组织结构作出一定的推断。

三、铸铁

关于铸铁，由于其成分，铸造条件和组织结构的不同，声速和声衰减也在很宽的范围内变化。

首先叙述一种特殊形式的铸铁即白铸铁。它是由快速冷却的普通铸铁得到。它有高硬度和脆性的特性，声速只稍不同于钢，由于它相对来说是细晶结构，所以它的声衰减低于层墨铸铁而近似可与铸钢相比。白铸铁的制造用表面层激冷（冷模）浇铸的方法。但完全形成白铸铁的工件，通常是不适用的，对这样的铸件可以用超声方法检出。

关于石墨铸铁，按石墨的形状分为层墨铸铁和球墨铸铁。

层墨铸铁中，层的长度即石墨的粗糙度，按美国材料试验学会规定分为1~8级，对应在微观截面中层的长度范围从1毫米到0.015毫米。

纵波声速与层墨铸铁中石墨尺寸和数量的关系示于图9-14。图中指出随着石墨的粗糙

表 9-1

| 序号 | 钢型号成分 | 直径 (毫米) | 热处理条件 | 强度 (公斤/毫米 ²) | 洛氏硬度 RC | c_L ($\times 10^3$ 米/秒) | c_T ($\times 10^3$ 米/秒) |
|----|---|------------|-----------------------|-----------------------------|------------|-------------------------------|-------------------------------|
| 1 | 非合金硬化铸钢 0.15C | 80 | 退火 | 42 | | 5.94 | 3.24 |
| 2 | 非合金结构钢 0.45C, 0.7Mn | 50 | 退火 | 68 | | 5.94 | 3.25 |
| 3 | 工具钢 1.0C | 45 | 退火 | 64 | | 5.96 | 3.23 |
| 4 | 合金结构钢 0.35C, 0.6Mn 1.0Cr, 0.2Mo | 70 | 退火和回火 淬火和回火 硬 化 | 65 98 158 | | 5.95 5.93 5.90 | 3.26 3.24 3.23 |
| 5 | 合金结构钢 0.3C, 0.4Mn 2.0Cr, 2.0Ni, 0.2Mo | 65 | 退火和回火 淬火和回火 硬 化 | 67 117 137 | | 5.93 5.87 5.89 | 3.22 3.21 3.21 |
| 6 | 轴承钢 1.0C, 1.5Cr | 62 | 退火 硬 化 | 71 | 65 | 5.99 5.89 | 3.27 3.20 |
| 7 | 高速钢 0.9C, 4.0Cr 2.5Mo, 2.5V, 3.0W | 52 | 退火 硬 化 | 87 | 63 | 6.06 5.88 | 3.35 3.19 |
| 8 | 合金工具钢 2.0C, 12.0Cr, 0.6W | 50 | 退火 硬 化 | 79 | 62 | 6.14 6.01 | 3.31 3.22 |
| 9 | 铁氧体不锈钢 0.15C, 17.0Cr | 75 | 退火 | 98 | | 6.01 | 3.36 |
| 10 | 可硬化回火不锈钢 0.4C, 17.0Cr, 1.2Mo | 75 | 硬化和回火 | 95 | | 6.09 | 3.36 |

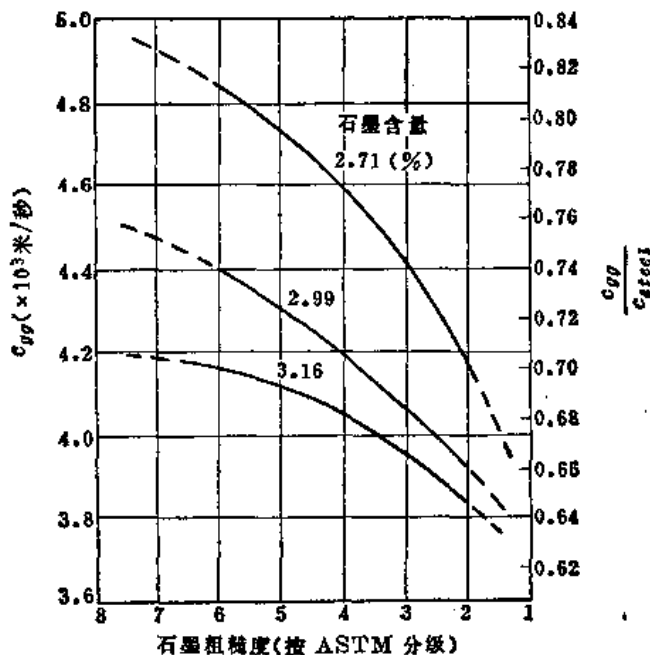


图 9-14 纵波声速与石墨粗糙度及数量的关系曲线图
 c_{L1} —石墨铁纵波声速, c_{T1} —钢中纵波声速, 5.95×10^3 米/秒

度和数量的减少，其声速趋近于钢的声速，即石墨越细越少，层墨铸铁的声速越高。

石墨铸铁（包括下面讨论的球墨铸铁）中横波声速与纵波声速是线性关系，如图9-15所示。

铸铁的含碳饱和度由下式计算：

$$S_c = \frac{C}{4.23 - 0.312Si - 0.275P}$$

式中C、Si和P分别为碳、硅和磷的百分比含量。实际上铸铁的含碳饱和度与纵波声速的关系如图9-16所示。其关系曲线为一条折线，在饱和度为1处有一个转折点。如果样品的形状和铸造条件保持不变，可用声速测量代替化学分析以快速确定饱和度 S_c 。

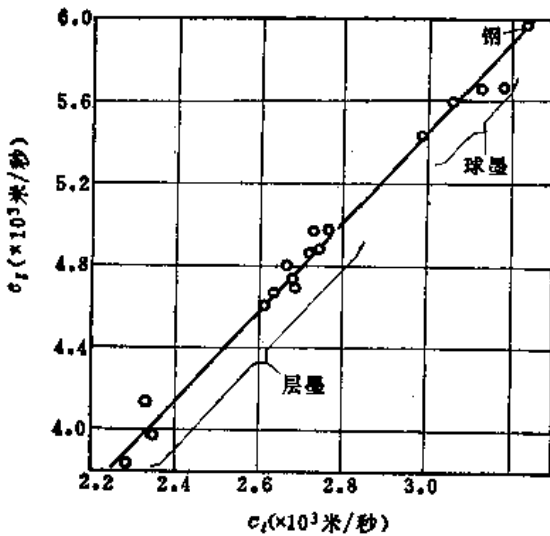


图 9-15 各种石墨铸铁中纵波声速与横波声速的关系

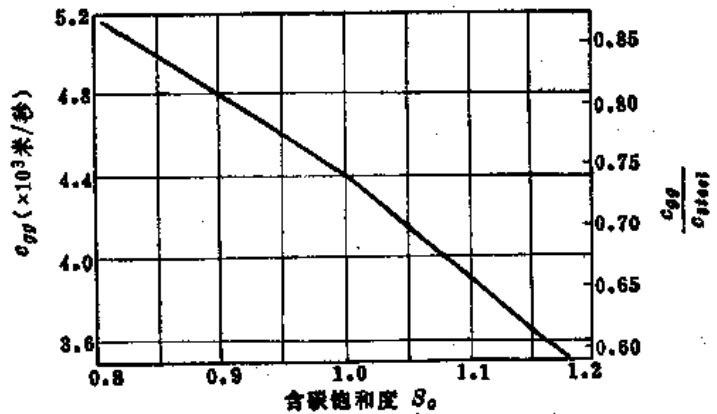


图 9-16 层墨铸铁中纵波声速与含碳饱和度的关系

只要熔化方法（中频电感应炉或冲天炉）保持相同，抗张强度同样是声速的线性函数（见图9-17）。虽然经验指出，由于冷却条件、壁厚等强烈地影响石墨的偏析，但实验表明声速与壁厚无关，显然这是石墨尺寸和数量的影响互相抵消了。利用图9-17来测量抗张强度的方法是，先用机械法实测铸件真实厚度 d ，然后用在钢上校准的超声波仪器再测量一次厚度 d_s ， d/d_s 就是铸铁中声速与钢中声速之比 c_{gg}/c_{steel} ，这样根据图9-17的右侧纵座标可查出对应的抗张强度。利用这种关系能够测量有着各种壁厚的铸件中各点的抗张强度。严格地讲，壁厚对曲线还是有些轻微影响的。但是，如果声速和抗张强度之间的关系是在相似工件上实验确定的，则该方法可作为质量检验的方法。

对于层墨铸铁件，常常需要测量不能用机械法测量的壁厚，例如测量电动机铸件。由于声速在一定程度上又依赖于壁厚，这就造成了测量的困难。层墨铸铁中纵波速度与壁厚之间有一个线性关系，如图9-18所示，但是饱和度又作为一个参量。虽然对于一定的冶炼及其全部铸件，饱和度是一个常数，但一般是未知数。为此，可在铸件上选择能进行机械测厚的两点（该两点的厚度差应尽可能大些），先进行机械测厚，设测得的值为 d_1 和 d_2 ，然后在该两点再用超声仪器（它是用钢校准的）进行测厚，设测得的值为 d_{s1} 和 d_{s2} ，求出

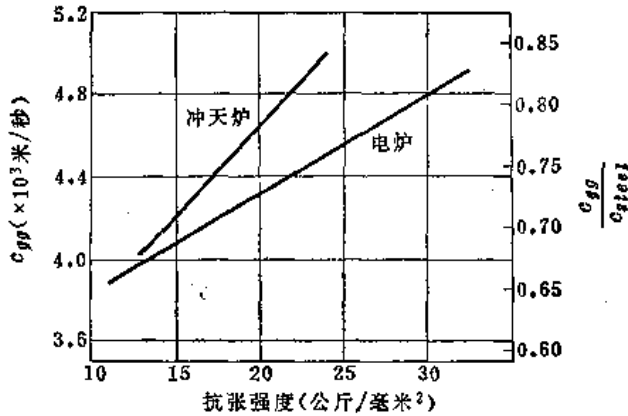


图 9-17 层墨铸铁中纵波声速与抗张强度的关系

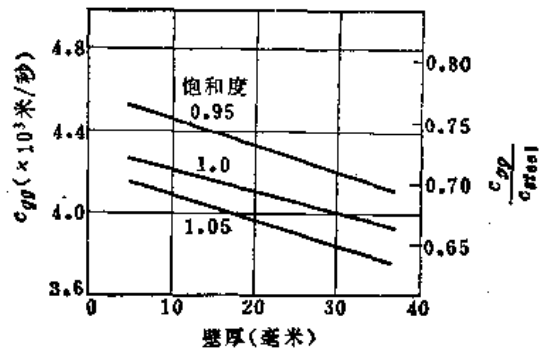


图 9-18 不同含碳饱和度的层墨铸铁中纵波声速与壁厚的关系

$c_{gg1}/c_{steel} = d_1/d_{s1}$ 和 c_{gg2}/c_{steel} , 根据 $(d_1, c_{gg1}/c_{steel})$ 和 $(d_2, c_{gg2}/c_{steel})$ 可在图9-18中确定一条对应于该铸件饱和度的直线, 利用这条直线即可用超声仪器(用钢校准的)对该铸件进行测厚, 设测得厚度为 d_s , 再预估一个厚度 d , 查出 c_{gg}/c_{steel} , 若与 d/d_s 相等或相近, 则这个预估的厚度即为铸件的厚度, 若不相等, 再用逼近法逐渐求得。

球墨铸铁的声衰减和速度不同于层墨铸铁。只要饱和度保持常数, 声速决定于球墨的相对含量(椭球体石墨的数量与石墨总含量的百分比)(如图9-19所示)。由于一般情况下近似地知道饱和度, 所以声速能用于测量球墨铸铁的质量。椭球体石墨为100%的情况, 声速至少为钢的96%而与饱和度无关。

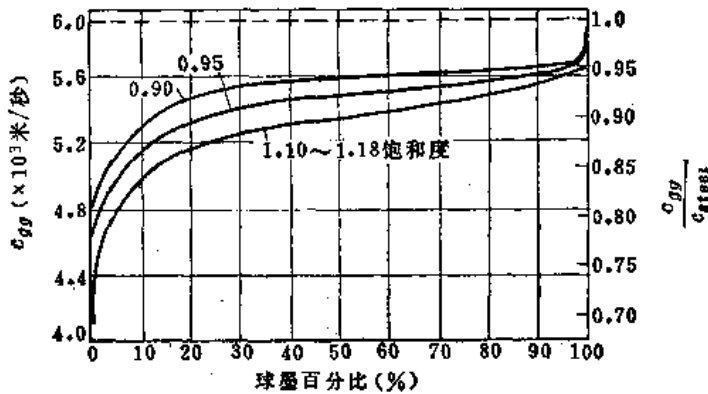


图 9-19 不同含碳饱和度的球墨铸铁中纵波声速与球墨相对含量的关系

声衰减同样可用于石墨铸铁工艺质量的无损检测。它的测量有满意的准确度, 然而不比用声速测量简单, 要求在完工的工件上有平行的平面。

对抗张强度值为20公斤/毫米²的普通铸铁, 可用1兆赫的频率检测, 若抗张强度大于20公斤/毫米²时, 频率还可高些。反过来只要在样品系列中除一个可变(例如石墨的微观结构可变)以外的所有变量均保持不变, 则抗张强度能从声衰减近似地推导出来。

实验已经发现, 声衰减系数与饱和度、密度和抗张强度之间有线性关系, 壁厚在其中

作为附加参数出现。在一定条件下如果可以完成声衰减的测量，则比声速测量的用途更有希望。

在薄壁铸件中，不可避免的不同凝固时间对表面区和中心区之间组织结构的差异是有影响的。近表面声衰减较低而声速较高，因为快速冷却时石墨的偏析较细小，特别是在冷模浇铸的情况下，由选定的成分和快速冷却在近表面产生一层白铸铁，该区域过渡非常突然，以致声性质的差异很大，如声波垂直地入射，从该区能得到回波。这已被用于测量硬壳的厚度。由于白铸铁声透过率高，使用频率可以高到10兆赫。在薄层情况（例如厚度小于10毫米）下，为避免探头的盲区干扰，推荐使用双晶片探头，频率可为4兆赫。

最后从冶金学的观点认为有兴趣的是生铁在一定生产条件下表示出相对好的透声性能和机械性能，相似于质量好的铸铁，这可以通过测其声衰减作出鉴定。

四、轻金属

铝、镁及其合金以及它们带少量重金属（小于1%）的合金中，各向异性较小，晶粒尺寸对超声波探伤的影响不大，因而超声检验容易在连续铸造的锭块上进行，可以不考虑偶尔出现的粗大晶粒。与钢不同，在高质量轻金属制品生产当中，锭块一经充分冷却，试验立即开始。在这阶段，横波检验可以揭露其严重的缺陷，如核心的纵向裂纹。在近似一米长的切断部分上，从其截断面用纵波检验也能检出其小的缺陷，如引进熔渣碎屑。通常使用的频率为1~2兆赫。连续铸锭的外表虽很不平，但外露着清洁的金属，这对于粗略的检验是足够的，偶尔对少数点进行打磨即可。仔细的检验可以在为准备轧制的粗铣之后进行。

超声检验的失败发生于加工的轻金属比其他金属要多。有些缺陷即使在垂直于声束的有利取向，也可能远大于超声测定的当量。这可能是由于细薄熔渣夹杂具有相当高的透过率。或许因同样理由，仅在一定距离的截面上能用超声观察到轧制过的收缩。对于偏析等特殊缺陷只能在10~25兆赫频率下被检出，但是其回波当量也仅相当1毫米，因而对检验轻金属中这样的缺陷，高频是更可取的。附带说明一下，预先热处理常有利于检验。

当轻金属件受到压挤，可能发生从细晶粒结构到不良机械性质的粗晶粒结构的转变。接近锭块端头受到压挤，有时就发生这种转变。一个很简单的超声方法可用于检验晶粒转变的情况，脉冲回波仪器调整到远大于底波声程的很长的测量范围（例如5米），且用高增益。这时多次纵波回波与各种各样的横波一起形成一堆林状回波，不需分析各个信号的来由，只用其具体的宽度（横标）来测量粗晶引起的衰减的增加。在轻金属中晶粒尺寸引起的林状回波宽度的变化是明显的。

五、铜和铜的合金

因为铜的各向异性，特别是它与锌的混合晶体的各向异性，对于铸造态的铜、黄铜和青铜，超声检验应特别谨慎。

导致衰减增加主要是由于一群晶体的散射作用，所以单晶和晶粒非常粗大的材料超声检验不是特别困难。压制的几厘米厚的黄铜板，偶尔有可见的晶体（其尺寸可与板厚和探头的晶片直径相比），扫查时清晰可见多次底波。然而只要晶粒尺寸相当于声束直径的几分之一，则不能用超声检验，因而所有未处理的砂模铸件、锭模铸件和甚至连铸铸件都不

能用超声检验。当借助离心铸造保证晶粒尺寸小到2级（按平均直径）才具有足够透过率，能用超声检验。

为松弛残余应力而进行的适当的热处理，即在再结晶温度之下，能稍许改善透射能力，使得在这样的样品中能检出粗大缺陷。如果在加工之前（例如铜材料加工成线、或黄铜锭加工成板）要求一个较准确的检验，在第一次滚压之后，就可以通过这个方法完成检验。

壁厚测量当中必须注意：铜合金有一个明显的趋势是给出一（随轧制情况而变化的）轧制组织。例如仪器在一块铜板上校准，而在另一块铜板上测厚，则可能造成显著误差。这是由于组织的差异导致后者声速的很大差异所致。因而仪器应该直接在被测板子上校准。

对于任何合金特别如黄铜（Cu-Zn72/23、58/42，Cu-Zn-Pb58/40/2）铝青铜（Cu-Al92/8）德银（Cu-Zn-Ni；63/25/12）和红黄铜（Cu-Zn-Sn-Pb88/4/4/4），其离心铸件的可检验能力没多大差别。在离心铸件中遇到的问题是气孔群的检出，频率用到5兆赫从机加工面检查，通过观察底波消失可以解决。对于大气孔和空穴的检查，仅当它们不是隐藏在微气孔群中才能被检出。

在压制铜材料（如用于水冷却器的管形部件）上纵裂纹和壁厚的变化容易测定，进而能测定拉制棒材中变径部分容易产生的燕尾形横向裂纹。实心铜部件的焊接缺陷用2兆赫斜探头和针对性地准确设计的折射角也容易检验。

六、其他有色金属

纯铅有很高的吸声性，在工业合金中特别是那些铋含量较少的铅合金比较容易透射。当铅铸进用于反应堆屏蔽的双壁钢壳，如果与钢结合良好，厚度在100毫米或稍大，且检验从外部进行，用超声回波法。1兆赫可以检出大的空穴，然而不能检出比较小的气孔。

铀是显著各向异性的，通常必须在板状或棒状铸造态下检验。对于铀，由于小缺陷是无关紧要的，因此可以通过液浸声透射法1~2兆赫成功地检验，检验厚度可到几个厘米。通过超声显示的截面图样显示粗晶粒铀的组织结构已经成功。

对于贵金属（金、银、铂），在其加工之后是容易检验的，频率用到5兆赫。例如电机的接触银环叠层和夹杂的检验。

锆和铪用于核工程。它们在机加工之前在锭块上被检验。长1米多直径0.3米的锆锭，可用1兆赫从机加工表面进行检验。最好是采用收发联合探头，同时还能检验近表面缺陷。铪的锭块较小，近似100毫米直径，可用液浸法5兆赫在表面加工好之后进行检验。在两者金属薄板中，也可用10兆赫检验。

锆合金管如用于反应堆工程作为燃料元素的外罩材料，必须绝对没有缺陷，这些管子可以用直探头液浸法进行检验，检验并不困难。

航空工程中钛的应用正不断增长，如用于飞机的着陆装置。它的锭块和锻件用超声检验，几乎象检验轻金属一样容易。

锌及其合金，由于它粗糙的铸造组织，铸件检验很复杂，而难于评价。

钨在致密的烧结状态下有良好的声透射性。

镍和它的铬铝钛耐热合金，在微晶粒状态下加工之后容易检验。因为混合晶体的各向异性，在锻造和使用中有必要检出其粗晶粒组织。由于粗晶粒组织使声衰减剧烈增加和声速降低，通过测量声衰减或声速，即可检出。

七、硬金属和其他烧结金属

所有由碳化钨（也包含其它碳化物的混合物如钛钼）在钴的基体中组成的硬金属，都有足够的透过率而容易检验。偶尔遇到内部裂纹，可用接触法小探头高频率进行检验，如果有裂纹，将大大干扰底波图形，从而可以清楚地检出。

检验硬金属和钢之间的铜焊缝，也是常常需要的。如果硬金属或钢都没有一个平行于焊接面的接触面，可以方便地使用液浸法，借助折射声束垂直入射于铜焊接面进行检验。

几乎所有烧结材料都有一定的残余多孔性，有的是有意希望的（如烧结铁），有的是生产过程中不可避免的（如烧结钨、硬金属）。对于多孔性或烧结度，可以通过测量材料的声衰减或声速来进行测定。若利用声衰减的测量，则探测频率通常选得高于一般材料检验所用的频率，使得细孔直径不再远小于波长，这时多孔性对衰减影响较大。若利用声速的测量来测定多孔性或烧结度，是基于总体的细孔体积而不是各个细孔的尺寸或数量对声速减小的影响，所以频率可选用一般材料检验所用的频率。

一个异常的情况是烧结铝（SAP）实际上没有多孔性，其声速 $c_1 = 6.6 \times 10^3$ 米/秒，高于一般铝的声速 $c_1 = 6.3 \times 10^3$ 米/秒。

对于由几个较小的块烧结成的大块金属，当考虑结合缝的回波时必须谨慎，因为可能由于组织的差异，不能轻易判为缺陷。

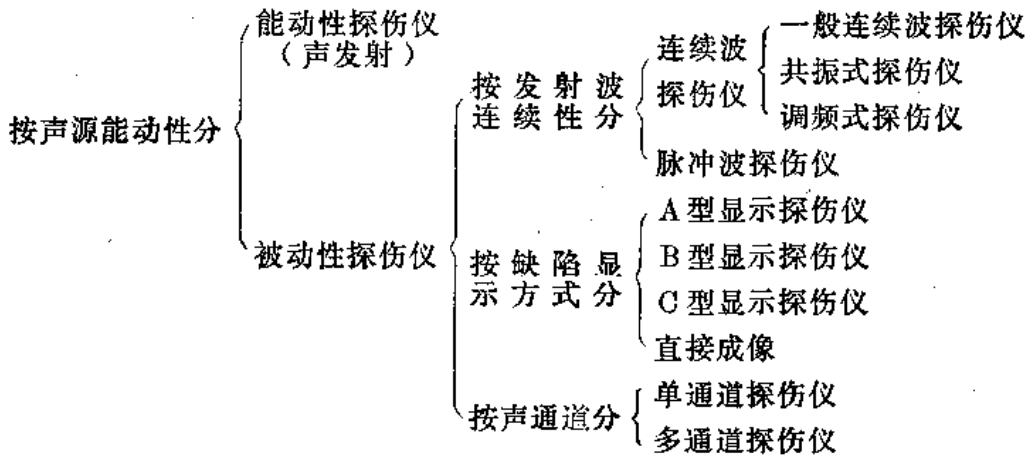
在烧结金属中，透过率和声速在很宽的范围内依赖于烧结程度。烧结铝的透过率恰好象普通铝一样，烧结铁仍然是充分可透射的，但烧结羰基镍（为了用于电极而故意烧结成具有多孔性）只是在很低的频率下可透射。

第十章 超声波探伤仪

用于超声波探伤的装置称为超声波探伤仪。

熟悉探伤仪的性能，了解各部分电路的基本原理、特点及其对探伤结果的影响，对于正确使用仪器、充分有效地利用探伤仪解决各种探伤问题、维修仪器、为解决特殊的探伤课题而改进仪器等都是十分必要的。

超声波探伤仪的种类繁多，分类方法不一。常见的分类方法如下：



连续波探伤仪是通过探头发射的超声波为连续波。连续波可以是单一频率的等幅连续正弦波，也可以是调幅正弦波或是调频波。由于调频范围较大的超声波探伤仪有它独特的特点，有时把它单独划分为一类，称为调频波探伤仪。

脉冲波探伤仪是通过探头发射的超声波为脉冲超声波。

这两种探伤仪所发射的超声波，其振幅随时间的变化关系如图10-1和图10-2所示。

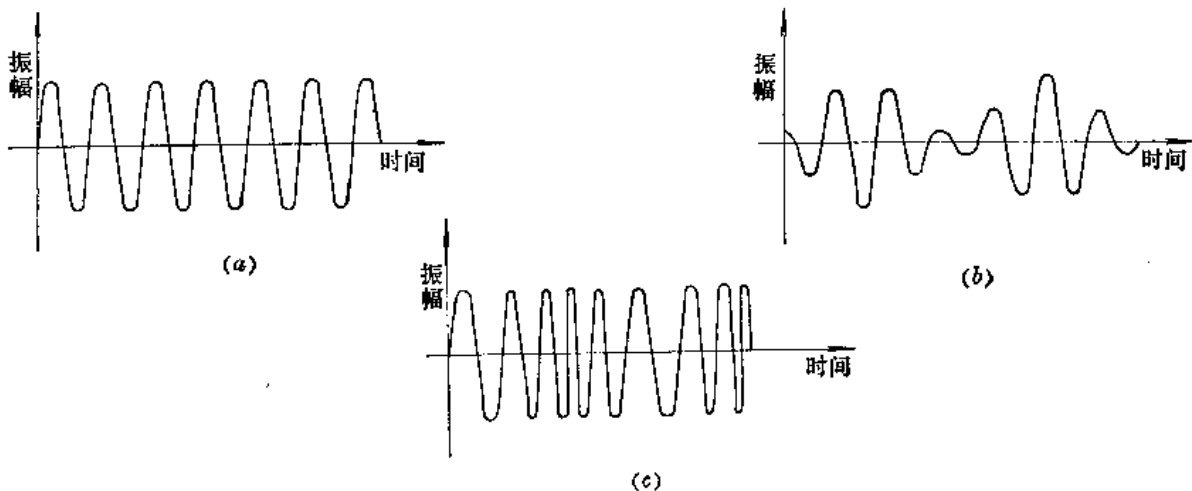


图 10-1 连续波

(a)单一频率等幅正弦波；(b)单一频率调幅波；(c)调频波

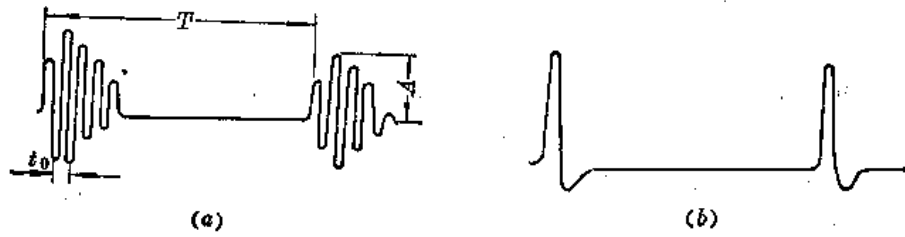


图 10-2 脉冲波
 (a) 宽脉冲波; (b) 窄脉冲波
 $f_0 = 1/t_0$ —超声频率; A —振幅; $1/T$ —重复频率

在目前的超声波探伤中,大量使用的是脉冲反射式超声波探伤仪,而其中应用最广的是单通道探伤仪。因此本章中主要介绍常用的单通道脉冲反射式超声波探伤仪的原理、线路结构及其与超声波探伤的关系、性能测试方法、维护和修理。

第一节 脉冲反射式超声波探伤仪的原理和显示方式

一、脉冲反射式超声波探伤仪的原理

脉冲反射式超声波探伤仪的电路方框图如图10-3所示。它主要由同步电路、时基电路(即扫描电路)、发射电路、接收电路、探头和示波管电路、时标电路等几部分组成,其工作原理简述如下。

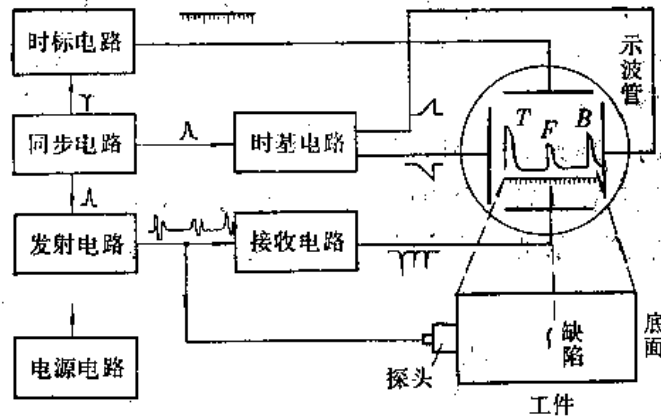


图 10-3 脉冲反射式超声波探伤仪方框图

同步电路产生周期性的同步脉冲信号,同步脉冲的作用是控制发射电路、时基电路等步调一致地工作。当稍加延迟后的同步信号反馈至发射电路时,发射电路立刻产生一个上升时间很短、脉冲很窄、幅度很大的电脉冲——发射脉冲。发射脉冲加到探头上,激励探头产生脉冲超声波,超声波透过耦合剂射入工件。在工件内传播的超声波,当其遇到工件界面或缺陷时,即产生反射。反射波经探头接收后转变成电脉冲,电脉冲经放大器放大(检波)后送至示波管Y轴进行显示。另一方面,当同步脉冲反馈至时基电路时,时基电路立刻产生一个线性较好的锯齿波,锯齿波加到示波管X偏转板上,则产生一个从左至右

的水平扫描线，即时基线。扫描光点的位移与时间成正比。因此从示波管荧光屏上反射波信号的位置，即可确定超声波传播至工件底面或缺陷处的距离。荧光屏上显示的波高与探头接收到的超声波声压成正比，故可根据反射波波高对缺陷定量。

脉冲反射式超声波探伤仪与其他超声波探伤仪相比有如下一些突出的优点：

(1) 在被检工件的一个探伤面上，用单探头脉冲反射法即可进行探伤。这对于诸如容器、管道等一些很难在双面上放置探头进行探伤的场合，更显示出明显的优越性；

(2) 用脉冲反射法可以准确地确定缺陷的深度；

(3) 灵敏度远比其他方法高。例如，使用连续波穿透法探伤时，如果缺陷反射的超声能量为 5%，那么接收到的超声能量将从 100%（无缺陷时）下降到 95%。作为引起接收能量有 5% 变化的缺陷已经不小了，但指示仅改变 5%。这样小的指示变化往往比耦合状况差异等引起的变化还要小。但对于脉冲反射法来说，接收能量是 5% 与零（完全没有反射）之差。所以这种方法的灵敏度非常高，从而能较容易地测出小缺陷；

(4) 可以同时探测到不同深度的多个缺陷，分别对它们进行定位、定量和定性；

(5) 适用范围广。用同一台探伤仪可进行纵波、横波、表面波、板波探伤。而且适用于探测很多种工件。不仅可用于探伤，而且还可以用于测厚、测声速和测衰减等。

二、缺陷的显示方式

(一) A 型显示

A 型显示是目前脉冲反射式超声波探伤仪中常用的显示方式。习惯上所说的超声波探伤仪，就是指 A 型显示脉冲反射式超声波探伤仪。

这种显示是在示波管荧光屏上，以横座标代表超声波的传播时间，以纵座标代表反射脉冲高度（声压）。对于同一均匀介质，由于传播时间与缺陷深度成正比，故由反射信号所在位置可以确定缺陷深度。

A 型显示探伤仪的原理如图 10-4 所示。

A 型显示探伤仪显示在荧光屏上的波形有两种：射频显示（不检波显示）和视频显示（检波显示）。其中射频显示是探头输出的反射信号经放大器放大后，直接加至示波管所

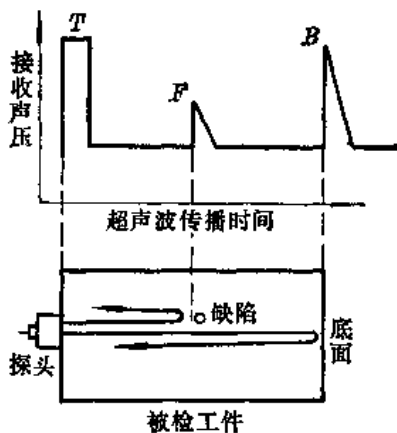


图 10-4 A 型显示原理图

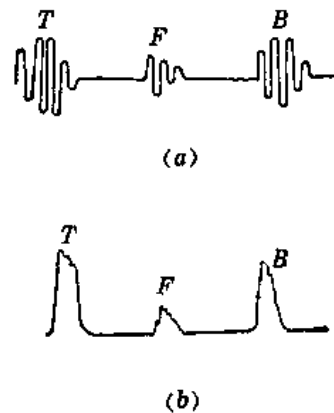


图 10-5 荧光屏上显示波形
(a) 射频显示；(b) 视频显示

显示出来的探伤图形，如图 10-5 a 所示；而视频显示是探头输出的反射信号经放大器放大、检波和视频放大后显示出的探伤图形，如图 10-5 b 所示。射频显示能比较真实地反映出超声脉冲在介质中的传播情况，常用来辅助分析探测过程中一些缺陷反射波和杂波的波形特征。而视频显示更为常用，因为这种显示的图形清晰、简单、容易判断。

A 型显示探伤仪的优点是应用范围广，设备简单，轻便，价钱便宜。缺点是荧光屏上显示的波形，仅仅是探头所在探伤面上那一点的探伤结果。整个探伤面上的探伤结果是在最后靠探伤人员的记忆来完成的。因此，探伤结果不直观，不便于记录。

(二) B 型显示

将图 10-6 a 所示那样的 A 型显示波形输入示波管的控制栅，对水平扫描线进行亮度调制，则得到图 10-6 b 或 c 所示的亮度调制线（图中阴影部分）。垂直扫描与探头在工件上的移动线同步。荧光屏上探头移动线与时基线组成直角坐标，以亮点（或暗点）显示缺陷。这种显示方式称为 B 型显示。

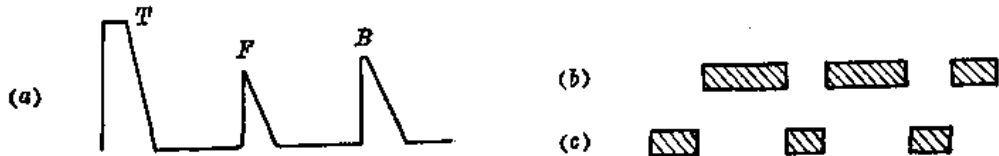


图 10-6 图形调制原理
(a) A 型显示图形；(b) 负调制；(c) 正调制

图 10-7 是 B 型显示的原理图。

为了实现与探头移动同步扫描，可使探头与电位器联动，在电位器两端加上直流电压，在抽头上取出电位变化用以控制示波管扫描。

探头移动的速度比较慢，如果以这样慢的速度扫描，则荧光屏上只能看到一条亮线的移动，不能看出一幅完整的图形。为了能观察到一幅完整的图形，要求使用长余辉示波管。即使这样也往往感到余辉还不够长。最好的办法是用存贮示波管或记忆电路，这样才能得到一幅稳定的、完整的图象。

B 型显示图形也可以用照像方法或记录纸进行记录。

B 型显示可以把缺陷在一个垂直断面上的分布情况显示出来，比较直观。

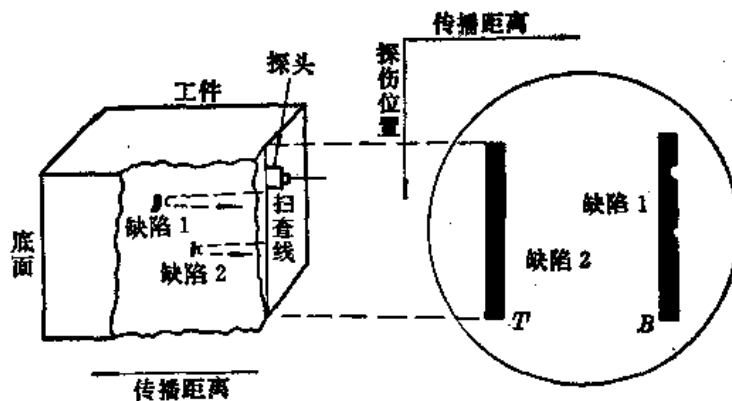


图 10-7 B 型显示原理图

(三) C型显示

C型显示的基本原理如图10-8所示。这种显示方式是荧光屏上的直角坐标与探伤面的直角坐标相一致，探头在探伤面上的位移与荧光屏上亮点的位移同步，探头所在位置下面如有缺陷，则在荧光屏上就显示出一个暗点或亮点。

本方法显示出的图形，是缺陷在探伤面上投影的分布情况，它不能给出缺陷的深度。这种方法适用于探测板材。C型扫描也可用记录纸记录。

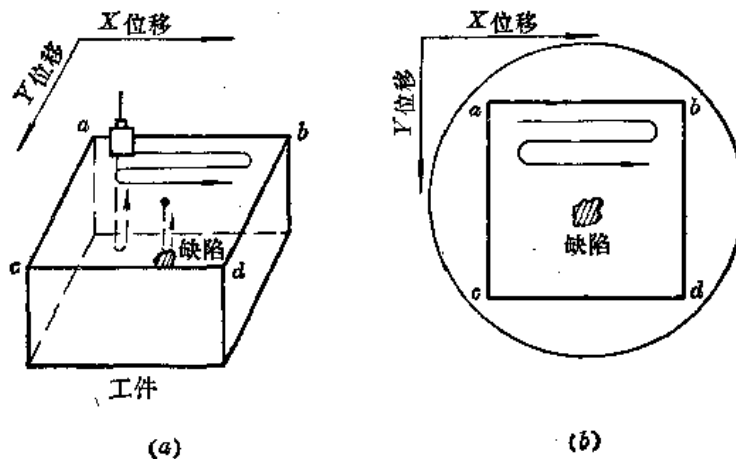


图 10-8 C型显示原理图

第二节 A型显示脉冲反射式超声波探伤仪

脉冲反射式超声波探伤仪的几种显示方式中，以A型显示最为普遍。以下将着重讨论这种探伤仪。为了叙述方便，将它简称为“探伤仪”。

探伤仪的基本组成部分及其作用已在前节中介绍。以下将通过典型线路的分析，说明各组成部分的原理及与探伤的关系。

一、同步电路

同步电路是仪器的核心，由它产生一系列同步脉冲（也称触发脉冲），控制整台探伤仪各电路能按同一步调工作，故称同步电路。

同步电路可以采用间歇振荡器、双基极二极管电路和多谐振荡器等。其中多谐振荡器用得较多。无论采用哪种电路，对探伤仪的性能影响均不大。下面以国产CTS-6型探伤仪的同步电路为例讨论一下同步电路的工作原理。

这个电路由电子管 G_1 、 G_2 和 G_3 组成（参见图10-9）。其中 G_1 和 G_2 组成一个不对称多谐振荡器。其重复频率由 C_1 、 W_1 、 R_0 回路的时间常数决定。通过改变电阻或电容量可使多谐振荡器重复频率大致在80~800赫内连续变化。当重复频率开关 K_1 换到50赫同步位置时，电子管 G_1 控制栅即通过电阻 R_2 连接到电源变压器灯丝绕组上，使之与电源同步，此时重复频率即与电源频率相同，为50赫。

多谐振荡器每振荡一个周期， G_2 管板极即输出一个正矩形脉冲。此脉冲经 C_2 、 R_0 、

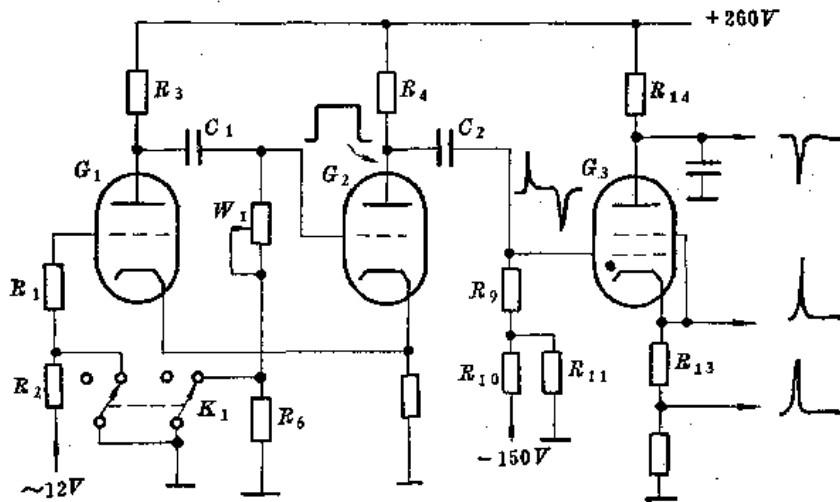


图 10-9 同步电路

R_{11} 微分电路微分，产生正负两个尖脉冲去触发闸流管 G_3 。闸流管 G_3 通常被 R_{10} 、 R_{11} 分压器供给的负偏压所截止，当正脉冲触发后闸流管即“点燃”。结果 G_3 板极输出负脉冲，用以触发扫描电路。其阴极则输出正脉冲，去触发发射电路。从而使它们同步工作。

同步脉冲的重复频率，决定了探伤仪的发射脉冲重复频率，即决定了单位时间内向被检工件内发射超声波脉冲的次数。选择重复频率对自动化探伤很重要。为了提高检查速度，必须提高重复频率，否则会造成漏检。重复频率太高时，两次发射之间的时间间隔变短，这样将使没有充分衰减的多次反射信号落入下一周期内，容易造成误判。所以探伤中，必须正确地选择探伤重复频率。在一般探伤中，提高重复频率时，显示波形的亮度增加，便于操作者观察。同样应特别注意因重复频率过高可能引起误判。另外，有些探伤仪中，重复频率影响发射强度，重复频率高时发射强度降低。

在现场探伤中，最重要的干扰是50赫工频。由于50赫工频干扰的影响，会使探伤图形闪烁。当仪器同步电路与50赫电源同步时，就会消除闪烁现象。

二、发射电路

发射电路的任务就是产生高频脉冲波，用来激励探头产生超声脉冲。

原则上来说，探伤仪的发射电路可采用各种符合要求的能产生高频振荡的振荡电路或脉冲电路。但因闸流管（或可控硅）开关电路比较简单，发射脉冲频谱宽，发射功率大，同步容易，改变发射功率方便，一般探伤仪多采用这种电路。这种发射电路分为调谐式和非调谐式两大类。

1. 调谐式发射电路

这种发射电路的基本电路如图10-10所示。

从图中可以看出，调谐式发射电路既可以使用闸流管，也可以使用可控硅管。两种电路的基本原理及性能极相似。闸流管电路多用于电子管探伤仪中，可控硅电路多用于晶体管探伤仪中。

现以闸流管电路为例讨论一下调谐式发射电路的工作原理。

闸流管工作状态与电子管截然不同。通常闸流管栅极加有负偏压，使之处于截止状态，阳极电流几乎为零。当栅压由负向正上升至截止偏压时，阳极电流突然增大，闸流管导通，这就是一般所说的“点燃”。闸流管一旦“点燃”，控制栅即失去控制能力。触发脉冲过去后闸流管不能单独靠负偏压使之恢复截止状态，而必须使阳极电压降至足够低才行。闸流管的阳极电阻要大一些，以保证闸流管导通时阳极电压降得足够低。

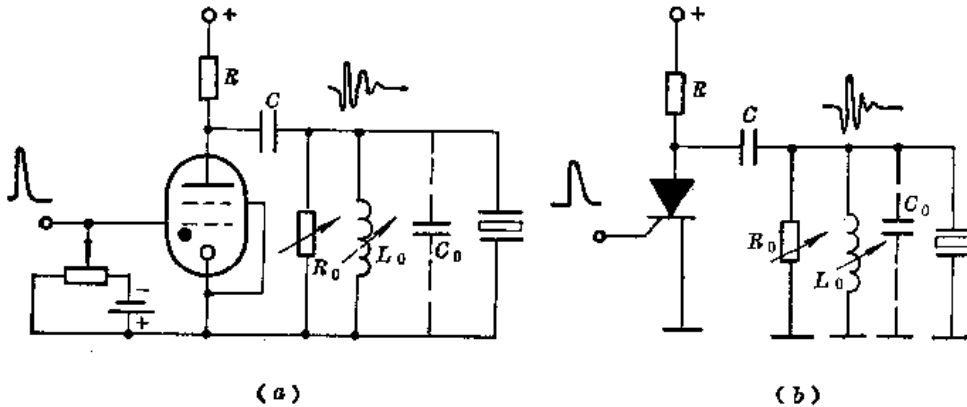


图 10-10 调谐式发射电路
(a) 闸流管电路；(b) 可控硅电路

图10-10 a 电路中闸流管通常由于负偏压而处于截止状态。电源电压（数百伏至上千伏）通过阳极电阻 R 向电容 C 充电（因 $R_0 \ll R$ 所以可以忽略 R_0 的影响）。当触发脉冲到来，使闸流管的栅极电压上升至截止栅偏压以上时，闸流管立即导通。电容 C 上存贮的电荷，经闸流管和由电感 L_0 、电容 C_0 、电阻 R_0 及探头组成的并联谐振电路放电。这时由 L_0 、 C_0 组成的谐振电路即产生如图10-10 a 中所示那样的衰减振荡。衰减快慢由电阻 R_0 （阻尼电阻）等参数决定。谐振频率由调谐回路的电感、电容等决定。

实际上，振荡回路中的电感、电容包括探头和连接电缆这部分感抗和容抗。因而当更换探头或改变电缆长度时，会引起谐振频率的变化。有些发射电路为了补偿这些变化带来的影响，保持探伤仪有较高的灵敏度，谐振电路中并联一个可变电容，即调谐电容，用以准确调谐。

2. 非调谐式发射电路

非调谐式发射电路的基本电路如图10-11所示。其工作原理与调谐式发射电路相似。当闸流管（或可控硅）导通时，电容 C 放电，产生一短脉冲，激励晶片使其发射超声脉冲。该电路中没有调谐元件，发射频率主要由晶片的固有参数决定。从某种程度上来说，也与连接电缆的分布电容有关。

3. 发射电路的特性及其对探伤的影响

发射电路所产生的电脉冲所包含的频率是十分丰富的。图10-12给出用频谱分析仪所测得的未接探头时的发射电路发射脉冲频谱。由图可以看出，非调谐式发射电路的发射脉冲频带宽，调谐式电路的发射脉冲频带窄，在调谐频率处出现尖峰。在接上探头后，由于探头阻抗的影响，频谱形状将有所变化。

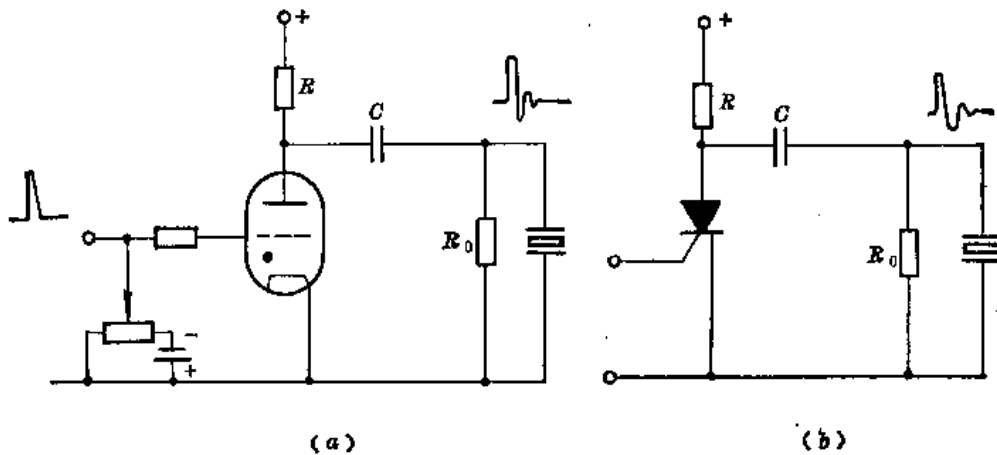


图 10-11 非调谐式发射电路
(a) 闸流管电路; (b) 可控硅电路

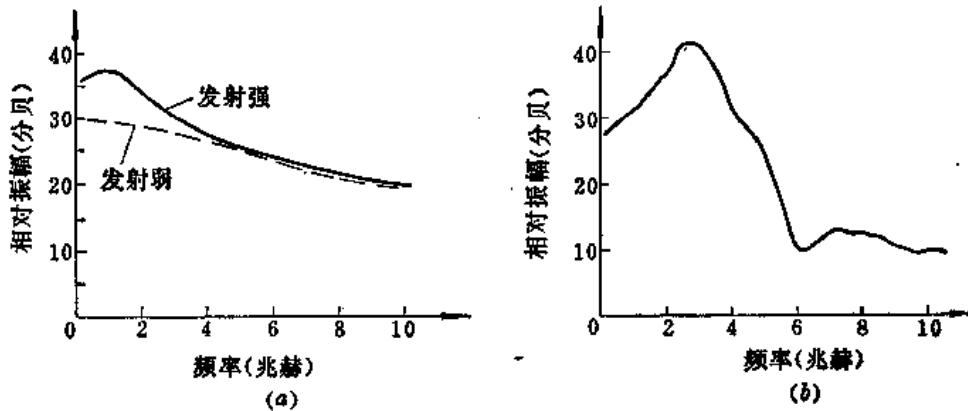


图 10-12 发射脉冲频谱 (不接探头)
(a) 非调谐式; (b) 调谐式

在常用的窄带探伤仪中，荧光屏上显示的回波脉冲形状，虽然与发射电路有关，但更主要的还是由接收放大器的频带、晶片的两次电声与声电转换、以及反射波的情况决定。所以窄带的探伤仪对发射电路的频率特性要求不甚严格。

但在宽带探伤仪中，发射电路的频率特性对探伤图形和探伤结果影响较大。因为这种探伤仪的接收放大器和探头均是宽频带的，所以相应地要求发射电路的频带也要宽。对此，选用非调谐式发射电路，通过加大阻尼（即减小阻尼电阻 R_0 ）等措施，即可满足要求。顺便提一下，宽频带探头除频带要宽外，峰值频率也要求准确。

为了减小仪器的盲区，使之能探测近表面处的缺陷，并使探伤仪有较高的分辨率，总是希望发射脉冲和回波脉冲越窄越好。发射脉冲窄就意味着频带要宽，所以实用上人们越来越多地采用图10-11所示的非调谐式发射电路。

发射电路中（见图10-10，图10-11），阻尼电阻 R_0 的大小决定了电路的阻尼状况。电阻小，阻尼大，发射脉冲宽度窄，发射强度低；电阻大，阻尼小，发射脉冲宽度宽，发射强度高。图10-13给出阻尼程度不同时的发射脉冲波形。

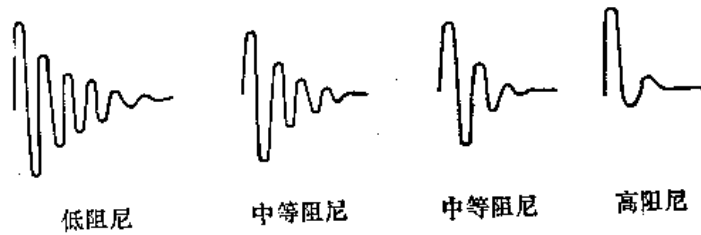


图 10-13 不同阻尼程度时的发射脉冲波形

通常采用改变阻尼电阻的方法来变换发射强度。这种变换发射强度的方法，发射强度大时阻尼小，仪器分辨率低，这时适宜于探测范围大，对分辨率要求不高的场合；发射强度小时，阻尼大，分辨率高。在探测近表面缺陷或对分辨率要求较高时，应使用发射强度小这一档。

下面再讨论一下探头连接电缆长度的影响。探伤用电缆多数情况都不太长（约 2～3 米）。这时电缆的影响主要表现为分布参量对调谐频率的影响。尤以分布电容的影响最大。因为电缆的分布电容是并联在发射电路的调谐元件上，因此分布电容的变化会改变调谐频率，从而影响探伤灵敏度。

现在探伤中常用的钛酸钡和锆钛酸铅晶片，由于输入阻抗小，容抗也小，也就是呈现的电容大，相对来说电缆的分布电容变化的影响就可忽略。而石英晶片或硫酸锂晶片探头呈现的电容小，此时电缆的影响就较大。配用后一种探头的仪器有时附有外调谐装置，用以补偿电缆长度变化对灵敏度的影响。如果没有外调谐装置就必须按仪器设计要求的电缆规格和长度选用电缆。

这两类探头原则上不能换用。要想同一台仪器能同时用这两类探头，那么在制造探头时，可在探头内加匹配线圈，使之两种探头的阻抗相同，匹配线圈通常采用自耦变压器形式。

三、接收电路

接收电路包括衰减器、高频放大器、检波器、视频放大器和深度补偿电路。接收电路性能好坏，对探伤仪的性能有着重要的影响。

接收电路的主要作用是将回波信号加以放大。起关键作用的部分是放大器。探伤仪放大器不同于一般通信放大器，在其输入端输入的信号不仅有 1 毫伏～1 伏的回波电信号，而且还有峰值电压为 100～1000 伏的发射脉冲信号。因此，探伤仪接收电路要求有足够的增益（约 100 分贝），才可使回波信号放大到示波管所需要的上百伏的偏转电压。同时要求有很好的抗阻塞特性，以致不影响近表面探伤灵敏度。

1. 接收电路的主要指标

(1) 放大倍数 放大器输出的信号幅度 E_2 与输入信号的幅度 E_1 之比，称为放大器的放大倍数（即增益）。放大倍数 K 由下式表示：

$$K = \frac{E_2}{E_1}$$

提高放大器的放大倍数，就会使探伤仪的灵敏度得到提高。但由于放大器内部存在噪

声，这就限制了放大器的放大倍数，使之不可能提得很高。

(2) 频带宽度 放大倍数随频率变化情况称为放大器的频率特性。放大倍数在高频端和低频端都要下降。放大倍数下降到中心频率 f_0 的0.707(即3分贝)时的频率差称为频带宽度(如图10-14所示)。

图中 $\Delta F = f_2 - f_1$

式中 ΔF —— 频带宽度;

f_2 —— 上限频率;

f_1 —— 下限频率。

放大器的频带宽度直接影响探伤仪的分辨率。频带宽度宽，放大后的波形畸变小，再配以宽频带探头就能获得较高的分辨率。可是加宽频带宽度时，噪声相应也要增大，这样就降低了信噪比。如果滤掉一些高频成分，荧光屏上的图形会清晰一些。因此接收电路的频带也不宜太宽。

理论和实践都证明，频带两端下降应当比较缓和一些，特别是上限频率处下降不宜太陡。

(3) 放大器的线性 输入信号幅度与输出信号幅度成正比的程度，称为放大线性。接收电路中放大器的放大线性，决定了探伤仪显示的垂直线性。

(4) 放大器的动态范围 一个接收电路除了要求有足够的放大倍数外，还要求视放级有足够大的不失真输出幅度。最大不失真输出信号的幅度范围，称为放大器的动态范围。放大器的动态范围决定了探伤仪的动态范围。

(5) 抗阻塞特性 在发射脉冲或特别大的信号之后，会使某一级电子管产生栅流，这一栅流对耦合电容充电。在脉冲过去后，电容上贮存的电荷就要通过栅漏电阻放电。因栅漏电阻较大，放电时间较长。当大信号刚移去时，栅级电位在一段时间内，处于正常工作点之下，电子管放大倍数降低，甚至没有放大作用。这种现象称为放大器的阻塞现象。一般来说，放大器没有阻塞是不可能的，只能尽量减小它。晶体管放大电路设计时对抗阻塞的考虑尤为重要，因为晶体管电路比电子管电路更容易产生阻塞。

(6) 稳定性 放大器应无自激或趋于自激的现象。放大器各项指标随工作时间、环境温度变化要小。

(7) 噪音系数 放大器的噪声主要来自电子管、晶体管和电阻等的热噪声。噪声系数小，才能提高探伤仪的信噪比。

2. 调谐放大器

探伤仪中高频放大器多数采用调谐式放大器。这种放大器的电子管(或晶体管)的板极(或集电极)的负载不是纯电阻，而是电感 L 和电容 C 组成的并联谐振回路。调谐放大器的电路形式虽然很多，但基本单元电路只有两种：一种是单回路调谐放大器，一种是双回路调谐放大器。前者是指每一级内只有一个调谐回路，后者是指每一级内具有一个互相耦合的调谐电路。图10-15是单回路调谐放大器。

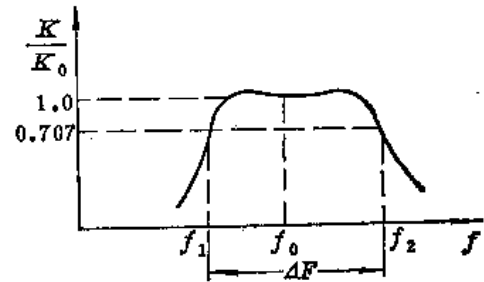


图 10-14 放大器的频率特性

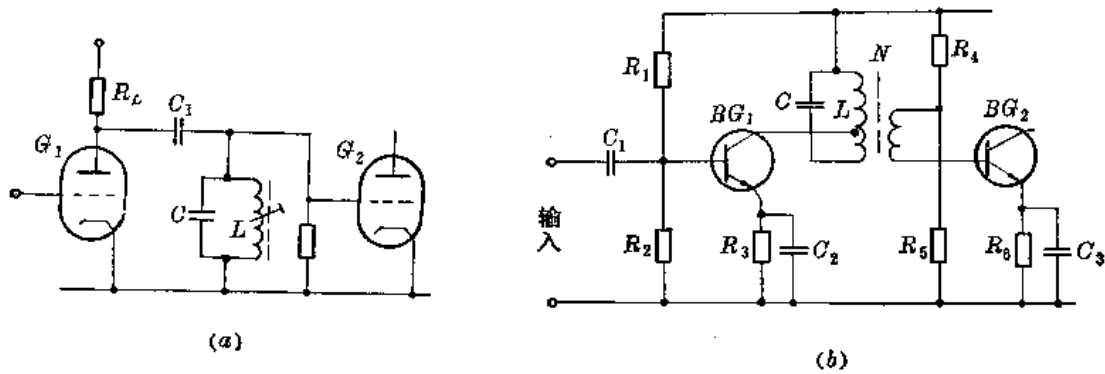


图 10-15 调谐放大器
(a)电子管式；(b)晶体管式

探伤仪上的放大器一般是四至五级，如果每一级调谐频率都相同，这就是一般调谐放大器，简称为调谐放大器。每一级调在稍不同的频率上，使频带加宽，这就是参差调谐放大器。一般探伤仪多采用参差调谐放大器，通过波段开关更换调谐元件来改变放大器的调谐频率。

从原理上来说，调谐放大器的调谐回路可以接于板极（集电极），也可接在栅级（基极）。电子管电路多接在栅级回路中，这样在非调谐频率的低频端阻抗很低，抗阻塞能力强。晶体管电路的输入阻抗本来就较低，如直接接在基极电路中，则会降低 LC 回路的 Q 值，降低放大倍数。因此，调谐回路接在集电极电路中，利用线圈耦合至下一级，以提高 Q 值。

(1) 一般调谐放大器 这种放大器各级都调谐于欲放大的信号的中心频率上。

下面以电子管电路为例加以讨论。

调谐放大器每一级的放大倍数 K 为：

$$K = g_m R_L$$

式中 g_m —— 电子管跨导；

R_L —— 电子管板极负载。

每一级的频带宽度 ΔF 为：

$$\Delta F = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{1}{R_L C}$$

式中 C —— 下一级的输入电容。

由上面两式可知：

$$K \cdot \Delta F = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{g_m}{C}$$

由此式可知：放大器的放大倍数 K 与频带宽度 ΔF 之积，为一与跨导 g_m 和输入电容 C 有关的常数。因此，设计放大器时，可把放大倍数与频带作为一个整体来考虑。如果想要增益高，同时又希望频带宽，那就必须使 g_m/C 大。就是要求电子管的跨导 g_m 大，并且尽可能地减少分布电容（实际电路中的 C 包括分布电容和电子管极间电容）。电子管选定

后，加宽频带就要降低放大倍数。在设计电路时，应全面地加以考虑。

这种电路的调谐电容 C 一般采用固定电容，用调整电感线圈中的磁芯来进行调谐。

当多级级联时，总放大倍数 K 为各级放大倍数之积，即

$$K = K_1 \cdot K_2 \cdot K_3 \cdots \cdots K_n$$

总频带宽度为：

$$\text{总频带宽度} = \frac{\text{单级频带}}{1.2\sqrt{n}}$$

式中 n —— 放大器的级数。

从上式可以看出，级数愈多，频带宽度减小的愈厉害（一般来说， n 大于 3 时，用上式计算的总频带宽度较为准确）。图10-16是两级调谐电路的调谐曲线。

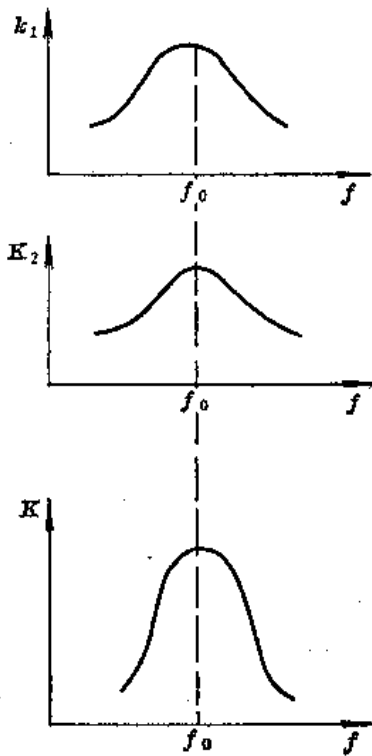


图 10-16 二级调谐电路的调谐曲线

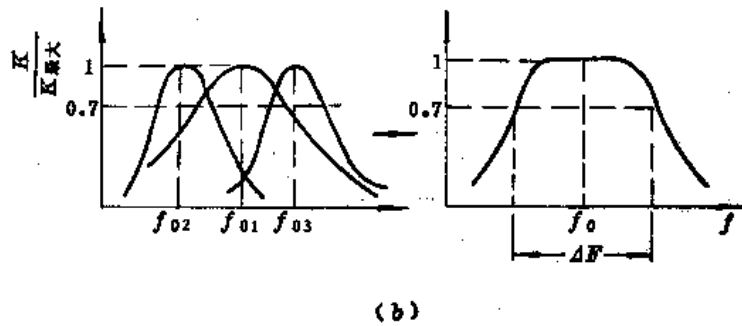
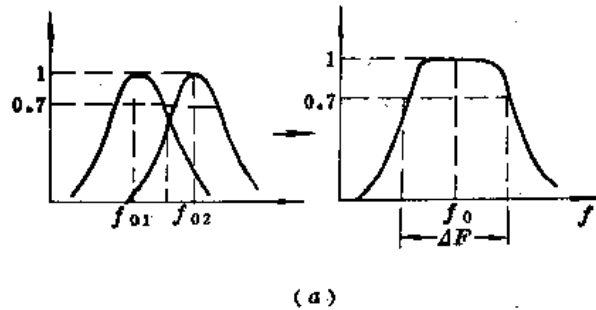


图 10-17 参差调谐曲线
(a)二级参差调谐曲线；(b)三级参差调谐曲线

(2) 参差调谐放大器 这种放大器的单元电路与前述调谐电路中的单元电路完全一样，所不同的是各级调谐于稍不同的频率 (f_{01} 、 f_{02} 、 f_{03}) 上 (见图10-17)。

参差调谐放大器的特点是频带较宽，同时还可得到较高的增益。

调谐放大器调整比较简单，但要使用扫频仪或高频信号发生器进行调整，以保证中心频率准确，并有足够宽的频带。

这里要特别指出的是，如果没有扫频仪或高频信号发生器时，千万不要随便调动调谐磁芯。否则有时从表面上看灵敏度可能调得很高，但实际上中心频率不准，频带变窄，这样就使得探伤仪标称频率不准，同时降低了分辨率。

3. 检波电路和抑制电路

(1) 检波电路 当用检波显示时, 探头接收到的交变高频信号经放大检波后变成单向脉冲进行显示。这样显示的波形清晰, 同时提高了荧光屏的利用率。

探伤仪所用的检波元件多采用半导体二极管。二极管是一种非线性元件, 具有单向导电特性。检波电路有半波检波、全波检波和桥式检波三种, 原则上用哪种均可。桥式检波和全波检波检出的波形平滑。检波后要用滤波电路滤去高频成分。图 10-18 就是检波电路和滤波电路。

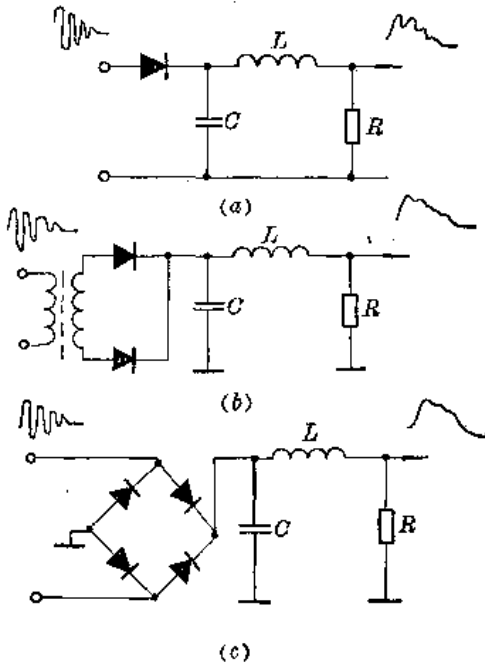


图 10-18 检波电路和滤波电路
(a)半波检波; (b)全波检波; (c)桥式检波

检波电路也要求满足一定的频率特性。如果下限频率提高一些, 检波后的波形宽度变窄, 分辨率提高。但下限频率太高, 回波波峰不明显, 也不好。

(2) 抑制电路 抑制电路的功用是抑制掉一些与探伤无关的杂波, 使荧光屏上有用的波形更加清晰。抑制作用可以通过电子管(晶体管)工作于非线性区来实现, 也可以在检波电路中附加一电压来实现。通常多采用后者, 它的基本电路及抑制机理如图 10-19 所示。

采用附加电压的抑制电路原理是, 在检波电路的输出端给二极管加一个附加的反向电压 E 。从图 10-19 中不难看出, 只有当输入信号超过附加电压 E 时, 才有检波输出, 小于附加电压 E 的信号就将全被抑制掉。附加电压 E 愈大, 抑制杂波能力愈强。但有用信号将同时被抑掉一部分。

调节电压 E 就可改变抑制大小, 这种探伤仪上的“抑制”旋钮就是通过改变电压 E 来调节抑制的。

使用抑制时要注意两个问题。第一, 利用抑制虽然可以抑制一些与探伤无关的杂波信号, 但仪器动态范围要变小; 第二, 使用抑制时, 荧光屏上显示的波高不再与输入信号幅度成正比关系, 也就是说不能再直接从荧光屏上的波高来定量地比较信号的大小。例如, 使用 AVG 面板来确定缺陷的当量尺寸时, 是不能使用抑制的。但使用衰减器或有分贝刻度的增益装置来比较信号幅度时, 可以使用抑制。

4. 视频放大器
视频放大器是一种阻容耦合非调谐式宽带放大器, 其频率范围从几乎是直流的很低频率, 一直到数兆赫。探伤仪中的视频放大器是用于检波后的信号放大的。为了用一两级放大就能得到足够的放大倍数, 同时又有较宽的频带, 可在放大电路中加入频率补偿元件,

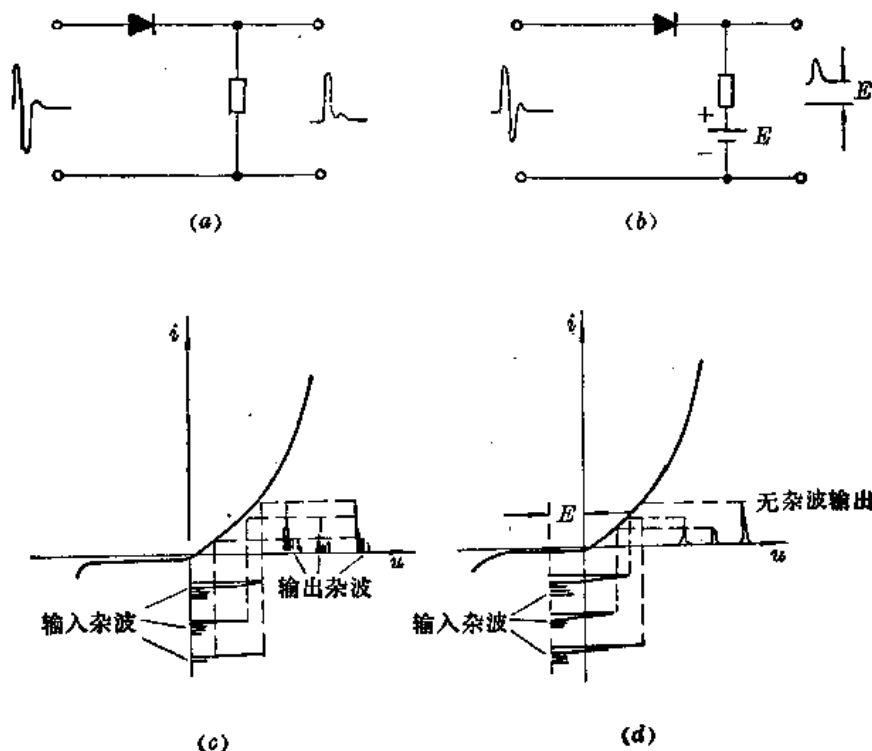


图 10-19 抑制杂波示意图

(a)无抑制电路；(b)有抑制电路；(c)无抑制有杂波输出；(d)有抑制无杂波输出

以加宽频带。高频补偿是在负载电路中接入电感，其与分布电容形成一谐振回路。适当地调节电感量使谐振点处于高频端上限频率处，以补偿高频端放大倍数的下降。图 10-20 a 是一种补偿电路，图中 C_0 是分布电容。图 10-20 b 是补偿后的频率特性。

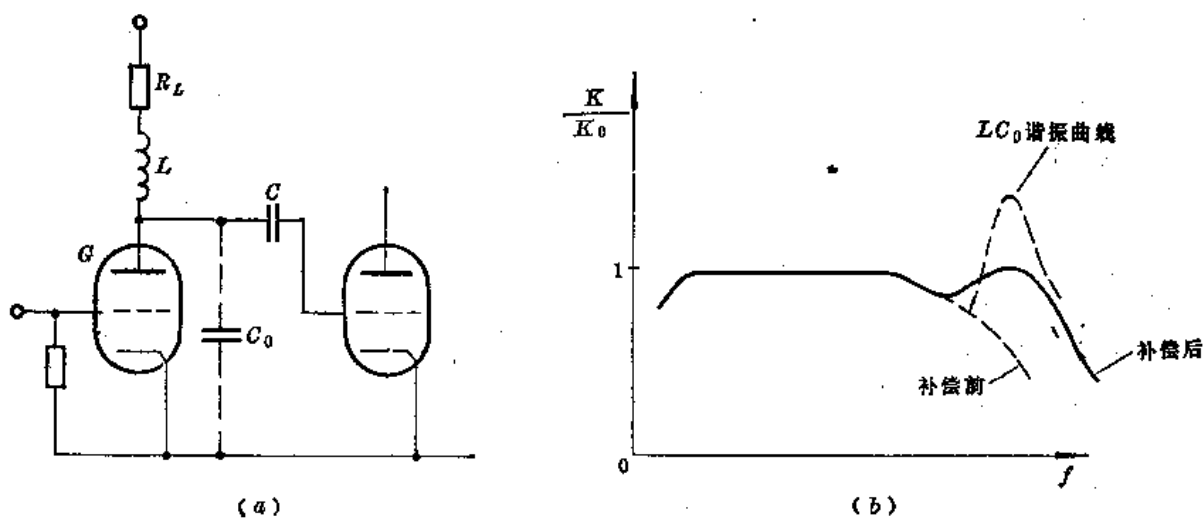


图 10-20 高频补偿电路

(a)高频补偿电路；(b)补偿后的频率特性

有的探伤仪选用了特性较佳的五极管，在不采用补偿的情况下也得到了较宽的频带和较高的放大倍数，这就简化了电路。

输入到视频放大器的信号幅度比较大。视频放大器的设计要特别注意解决阻塞和提高动态范围问题。

为了提高探伤仪的动态范围，应选择动态范围较大的电子管（或晶体管），并正确地选择栅偏压，使得放大器工作于线性区（如图10-21 a所示）。如果放大器对两个极性的脉冲（例如不检波信号）都放大，则电子管的起始工作点就应放在动态工作曲线的中央。如果仅放大一个极性的脉冲（如检波信号），则有两种情况：当输入的脉冲为正脉冲时，电子管的栅偏压应选择在选择起始工作点，接近于电子管动态特性曲线的下面弯曲部分；当输入的是负脉冲时，应把起始工作点选择在接近于出现栅流的地方。这样可以充分利用电子管的线性放大区。

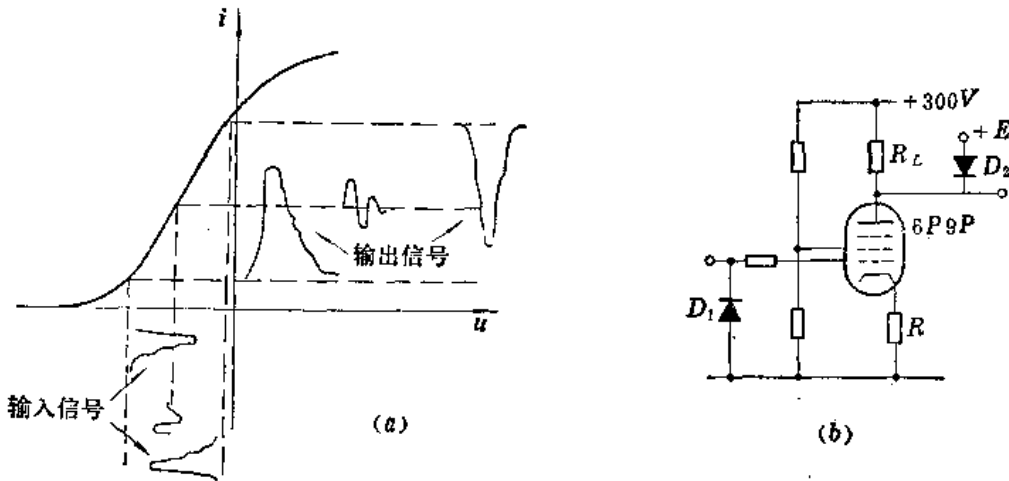


图 10-21 视频放大器工作点选择
(a)视频放大器的工作点；(b)视频放大器

示波管的满屏偏转电压比较高（约1百伏），要在这样大的电压范围内，得到较好的垂直线性和较大的动态范围，用一级放大是比较困难的。因此可以把视频放大分成两级：一级为一般视频放大，另一级是倒向兼放大。然后将这两级输出分别加至两个垂直偏转板。这样每一级的输出信号幅度仅为单级的一半，即可以满足要求。

利用负反馈来扩展放大器的动态范围也是较为有效的办法。图10-21 b所示的视频放大电路中，阴极电阻 R 上没有并联电容，即起到电流负反馈的作用。适当地选择其电阻值，即可以得到较大的动态范围。另外，有些探伤仪在视放管板极接有二极管 D_2 （见图10-21 b），其一端接有钳位电压 E ，当输出脉冲幅度达到这一值后，二极管导通，输出幅度恒定。这样保证显示波形有一个稳定的饱和高度。

5. 衰减器

目前，超声波探伤中，衰减器已经成为探伤仪必不可少的组成部分。在探伤中，利用衰减器可以控制仪器的灵敏度，测量信号的相对高度，用以判断缺陷的大小，或测量材料的衰减等。因此，对衰减器提出了较为严格的要求。

探伤仪上的衰减器应满足下列要求：

- (1) 衰减量准确；
- (2) 衰减任意值时，衰减器的输入输出阻抗应保持不变；
- (3) 频带要足够宽，应能覆盖仪器的标称频率；
- (4) 要求衰减器的特性阻抗（输出阻抗）与接收电路相匹配；
- (5) 衰减量至少应大于50分贝，最好能大于80分贝；
- (6) 抗干扰性能好。

如果仅仅考虑衰减量，衰减器可以采用如图 10-22 所示的简单分压电路。但是，这种衰减器的缺点是，在改变衰减量时特性阻抗要变化，这将影响与放大器的匹配，从而影响整个放大器的性能。

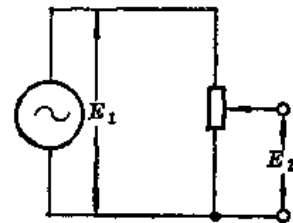


图 10-22 简单衰减器原理图

实用衰减器多采用 Γ 型网路和 Π 型网路，这两种电路基本上可以满足前述对衰减器的要求。

(1) Γ 型网路 这种衰减器的结构如图 10-23 所示。它由若干级组成。每一级由两个电阻 R_1 、 R_2 组成 Γ 字型，最后一个电阻应等于衰减器的特性阻抗。用多掷开关调节衰减器衰减量的大小。一般每级衰减器的衰减量均相等。如采用 10 进制，每级衰减量为 1 分贝。这一电路往往用在衰减的细调档。

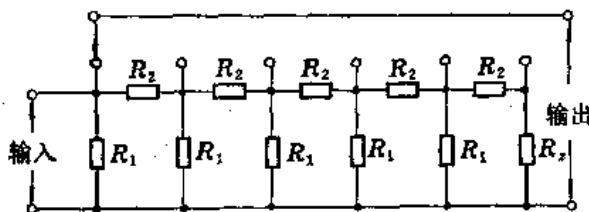


图 10-23 Γ 型网路

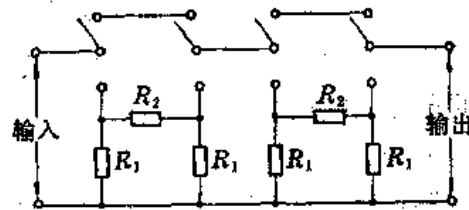


图 10-24 Π 型网路

(2) Π 型网路 这种电路的结构如图 10-24 所示，每一级由三个电阻（2 个 R_1 ，1 个 R_2 ）组成 Π 型网路。每个 Π 型网路有固定的衰减量。最后一级的最后一个电阻应等于特性阻抗。各级衰减量根据需要设计。此网路一般用在衰减粗调档，例如 10 分贝或 20 分贝档的衰减，一般多采用这种电路。

有些仪器将上述两种衰减器混合使用，如图 10-25 所示。

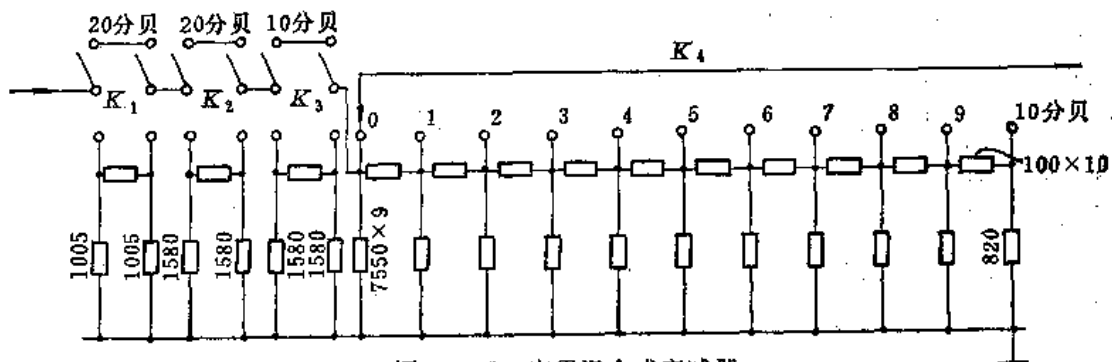


图 10-25 实用混合式衰减器

这两种电路各有其特点。I型网路简单,适用于衰减分档较细、连续改变的场合,便于直读,但抗干扰能力差,制作要求严些。II型网路抗干扰能力强,但不能连续改变衰减量,多用于衰减粗调。

6. 接收电路中的其他问题

(1) 放大器的放大特性 它是指输入信号幅度与输出信号幅度之间的关系,一般用图10-26所示的特性曲线表示。对于线性放大器总是希望它具有如图10-26 a所示那样的曲线,

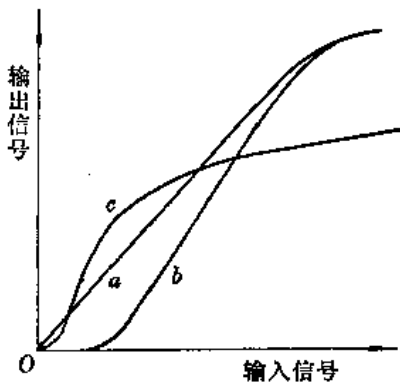


图 10-26 放大器的特性曲线

(a)线性放大器; (b)阈放大器; (c)对数放大器

就是说在放大器达到饱和以前,输入和输出之间有线性关系。因为只有这种关系才能使探伤仪线性好,动态范围大。但是,实际放大电路(包括检波电路)往往是如图10-26 b所示的那种阈放大器的特性曲线。由图看出,输入信号(回波信号)幅度只有超过某一幅度(阈值),放大器才能对其放大,这即相当于有一个固有的抑制电压。对此应将其限制在某一允许水平之下。

对数放大器的特性曲线如图10-26 c

所示。输出信号与输入信号之间成对数关系。它大大增加了仪器的动态范围。

无论哪种放大器,输入信号幅度达到一定值以后,放大器都将饱和。此时,输出信号幅度不再随输入幅度增加而增加。上述三种放大器中,阈放大器的动态范围小,线性放大器动态范围居中,对数放大器动态范围最大。前两种放大器,由于动态范围小,仪器必须配备衰减器。例如对于处于同一深度、直径之比为7比1的两个缺陷,其回波信号幅度之比为50比1(约34分贝)。如果再考虑深度不同、材质衰减、耦合损失等,34分贝的动态范围是不够的。对于一般放大器来说,这已很难实现。

(2) 深度补偿 随着距离的增加,同一尺寸的缺陷回波高度很快减弱。如果材质的声衰减系数比较大时,回波信号幅度随距离减弱更快。这样使得不同深度同一尺寸的缺陷回波信号,在荧光屏上显示的波高相差甚大。现在,多数探伤仪都设置“深度补偿”装置,以提高远距离的灵敏度。比较完善的补偿可以做到,使同一尺寸、不同深度的缺陷回波在荧光屏上显示同一高度。

目前,国外的新型探伤仪利用对数放大器和完善的深度补偿,能在荧光屏上同时显示(不饱和)很大范围的不同大小缺陷的回波,且同一尺寸、不同深度的缺陷回波显示为同一高度。这对于缺陷定量是极为方便的。

四、时基电路

时基电路的主要作用是提供锯齿波电压,使示波管电子束能沿水平方向自左向右匀速扫描。时基电路常称为扫描电路。

时基电路的种类较多,各种型号探伤仪的时基电路差异较大。用得较多的电路是负反馈积分放大式锯齿波电路(密勒电路),这种电路可以得到线性较佳的锯齿波。

1. 基本原理

时基电路的基本原理图如图10-27 a 所示。在触发脉冲来到之前，电子管是导通的，电容 C 两端的电压接近于零。当输入幅度较大的负矩形脉冲后，电子管被截止。在截止后，电容 C 经 R 充电，电容两端的电压按指数曲线上升，其开始一段接近于直线。当负脉冲过去后，电子管又恢复导通，电容 C 立刻通过电子管放电。因导通时电子管内阻很小，故放电过程将很快结束，这样就可得到一锯齿波。图10-27 b 为电容充放电曲线。这种简单电路所产生的锯齿波线性不好。这是因为充电电流随电容两端电位差减小而逐渐减小。要想提高线性就必须大大提高充电电压 E_b ，或者设法进行恒流充电（即提高等效充电时间常数）。前者由于电源利用率太低，一般不采用。

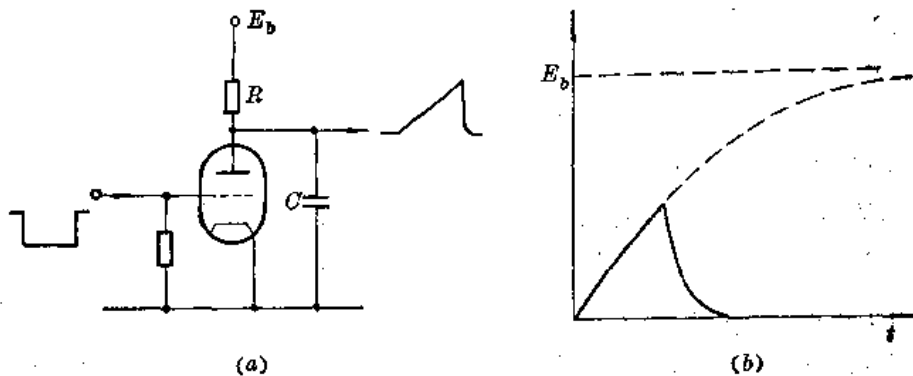


图 10-27 扫描电路原理图
(a)扫描电路原理图；(b)扫描电路输出锯齿波

2. 负反馈积分放大式锯齿波电路

提高充电时间常数的方法之一是采用积分放大器，其原理图如图10-28所示。它由电子管或晶体管组成。在放大器的输出端（板极或集电极）与输入端（栅极或基极）之间接有反馈电容 C 。因此称之为负反馈积分放大式锯齿波发生器，也称密勒扫描电路。

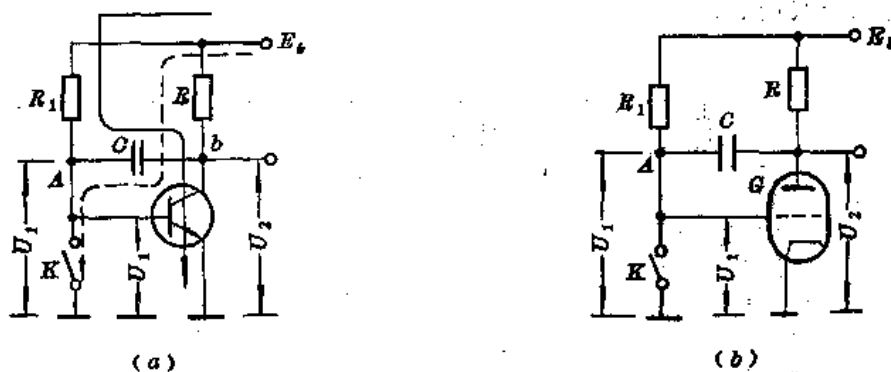


图 10-28 密勒扫描电路原理图
(a)晶体管电路；(b)电子管电路

电路的工作原理是，在输入端加有固定电压 U_1 ，切断开关 K 时， A 点电位上升，输出端电压 U_2 下降。电容 C 经电子管或晶体管、电源 E_b 充电。由于负反馈作用， A 点电压不能很快上升，因而电容 C 的充电电流基本维持恒定，输入端电压 U_1 线性下降，结果得

到一个线性较好的负锯齿波。在实用电路中，开关 K 和电压 U_1 是用矩形脉冲实现的。

密勒扫描电路产生的锯齿波线性好坏与放大器的放大倍数有关，放大倍数愈高，线性愈好。

3. 探伤仪的实用时基电路

探伤仪实用时基电路的完整电路由扫描闸门发生器（矩形波电路）、锯齿波电路和扫描放大器等组成。

闸门电路可以用单稳态或双稳态触发器。用它产生矩形波，以控制锯齿波电路扫描，从而得到一个与矩形波宽度相同的锯齿波。锯齿波电路通常就是采用前述密勒扫描电路。

锯齿波电路输出的锯齿波有时需加以放大。放大电路有时称之为输出电路。放大电路可用差分放大器，这种电路可以从两个电子管的板极分别输出两个波形相同、极性相反的锯齿波，它们分别馈至示波管两个水平偏向板。输出级也可以由一级放大和一级倒向电路组成。

图10-29是CTS-6型探伤仪的时基电路。 G_1 和 G_2 组成闸门发生器，实际上是一双稳态触发器。 G_3 和 G_4 是两个栅极相连、独立的开关电路。两管通常处于导通状态，当由闸门电路来的负脉冲到达时，其截止，脉冲过去后又导通。这样一来 G_3 板极就输出一个正矩形脉冲，用于示波管增辉；从 G_4 板极输出的正矩形脉冲作为扫描电路的开关脉冲。电子管 G_5 和 W_1 、 R 、 $C_{01} \sim C_{03}$ 等组成密勒电路，其扫描速度由 W_1 、 R 、 $C_{01} \sim C_{03}$ 所构成的 RC 电路的时间常数决定。可以用更换电容或改变电阻值的办法来改变扫描速度。这里，利用改变电容值作为粗调、改变电阻 W_1 值作为扫描速度的细调。 G_5 的输出信号通过电阻 R_5 和 C_5 耦合到 G_6 倒向极。这样从 G_5 和 G_6 板极分别输出两个极性相反、波形对称的锯齿波，将其加到示波管的两个水平偏转板上完成扫描作用。

闸门电路的开启是由同步信号来完成的，闸门关闭是由释抑电路实现的。当密勒管 G_5 板极电压下降至比闸门电路 G_2 管栅压还负时，释抑二极管 D_1 导通，使闸门电路翻回起始状态，完成一次扫描。

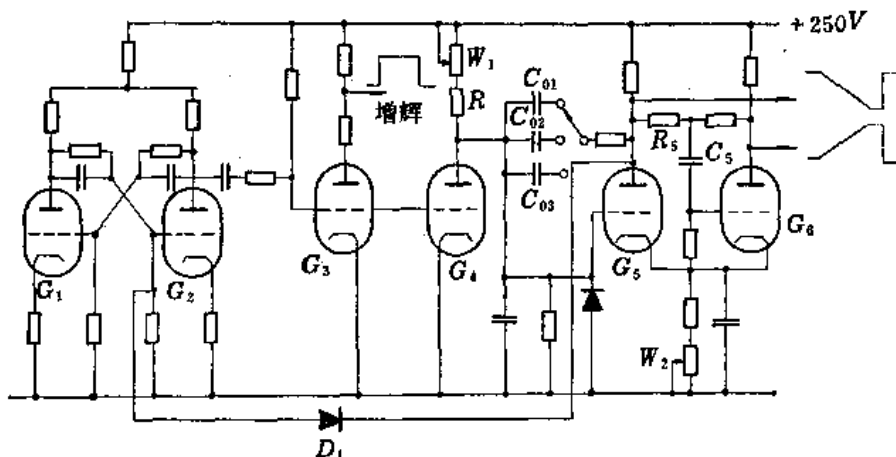


图 10-29 CTS-6型探伤仪时基电路

电位器 W 连接在 G_1 、 G_2 管的公共阴极上，用来调密勒管的负偏压，即控制了该管的板流、板压和电容充电最高电压，故可以用来调节锯齿波电压的幅度，即改变时基线的长度。

五、延迟电路

延迟电路的作用是将同步脉冲延迟一段时间后，再去触发时基电路开始扫描。所以该电路是加在同步电路与时基电路之间。

在液浸探伤中，为了提高荧光屏的利用率，往往需要把超声波在水中的传播距离移出荧光屏，这段距离对探伤是毫无用处的。利用延迟电路就可达到这个目的。

在接触法探伤中，当探测深度较大时，时基线单位长度所代表的声程较大，使得测量声程的绝对误差变大。为了减小测量声程的绝对误差，使声程测得更准，或者仔细观察扫描线上某段的波形，这时也需要利用延迟电路。

对延迟电路的要求是：延迟准确、精确度高、重复性好。为此，除电路上进行改进外，探伤仪须采用刻度精确的十旋电位器调节延迟，再配合扩展扫描，这样就可提高测量深度的精度。

常用的延迟电路是阴极耦合单稳态电路。图10-30所示的电路是一个实用的电路。它工作原理如下：

起始状态是 G_2 导通， G_1 截止，电容 C 被充电到接近于电源电压 E_b 。当同步脉冲加到 G_1 板极时，同时通过 C 加到 G_2 栅极上，使状态翻转成 G_2 截止， G_1 导通。电容 C 通过 G_1 、 R 和 W 放电，放电电流在 R 和 W 产生的电压降，使 G_2 继续保持截止。随着放电电流的减少， G_2 栅极电位逐渐升高，直至达到截止电位时，单稳态翻转，恢复到起始状态。等待下一次触发，再重复上述过程。这样，负脉冲每触发一次， G_2 板极输出一正矩形波。经 RC 电路微分后，变成一正一负两个尖脉冲，取其与后沿对应的负脉冲，去触发时基电路。这样，扫描开始时间滞后于发射脉冲一段时间，即是矩形波宽度所对应的时间。矩形波脉冲宽度，取决于 W 、 R 、 C 等组成的放电电路时间常数。因此，通过电位器 W 可以调节延迟时间。

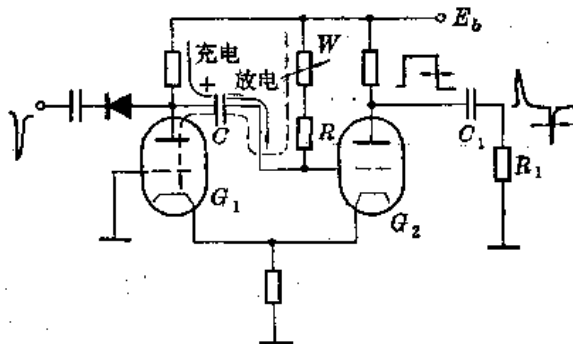


图 10-30 延迟电路图

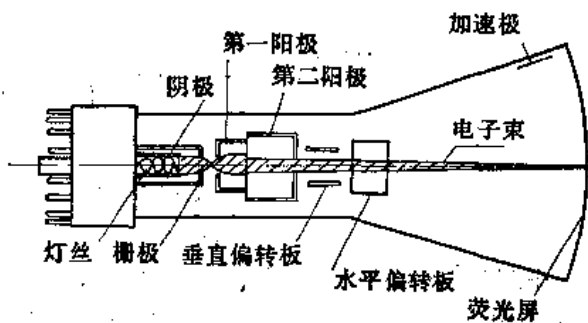


图 10-31 示波管内部结构图

六、示波管电路

探伤仪显示波形的器件是示波管，所使用的示波管一般为静电偏转示波管。它主要由电子枪、控制栅极、阳极、偏转板、加速极和荧光屏等组成（见图10-31）。

涂有特殊材料的阴极被灯丝加热后，发射出热电子，电子被带正电的阳极吸引加速飞向荧光屏。阴极前面有一个圆筒形的控制栅极，控制栅的作用与普通电子管栅极相同，可控制电子流的强度。控制栅作用在示波管中就是控制荧光屏的亮度。第一、二阳极除加速作用外，还起到聚焦作用。电子经聚焦后，形成有一定速度的细电子束，电子束通过两组互相垂直的偏转板，打到荧光屏上。电子落到荧光屏上的位置，与各偏转板上所加电压有关。

A型显示时，反射信号加在垂直偏转板上，锯齿波电压加在水平偏转板上。B、C型显示时，分别在垂直和水平偏转板上加上扫描电压，而将反射信号加在控制栅上，用以调制示波管亮度，而得到缺陷“图象”。

偏转板加有直流电压，改变其电压可调整显示图形的位置。

七、电源电路

1. 电子管探伤仪直流供电电路

图10-32是电子管探伤仪的电源电路。电源变压器各绕组输出端输出的交变电压经半波整流、II型滤波后输出直流电压供各单元使用。

+2千伏直流电压供给示波管电路；+650伏供闸流管；-150伏供给各电路负偏压。因对这几路电源的稳定度要求不高，所以在整流滤波后均未稳压。

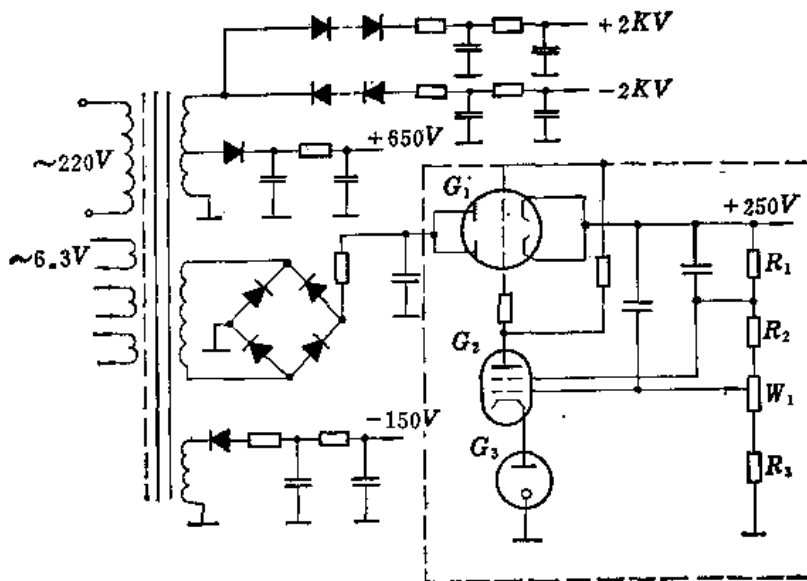


图 10-32 电子管探伤仪电源电路

+250伏电源供电电流大，供给级数多，并且对其稳定度要求较高，所以+250伏电源有稳压电路（见图10-32中虚线框里的部分）。稳压电路的原理是，当输出电流或输入电压变化时将引起输出电压的变化，这一变化由取样电阻（ R_1 、 R_2 、 W_1 、 R_3 ）取出加到电子管 G_2 的栅极上，栅极电压与阴极恒定电压相比较，变化部分被放大后控制调整管 G_1 ，使之内阻改变。这是一个负反馈过程，输出电压趋于增高时， G_1 管内阻增加，电压降也就增加，从而使输出电压趋于下降，反之亦然。这样就可使输出电压保持稳定。

2. 晶体管探伤仪直流供电电路

晶体管探伤仪耗电量少，一般都采用交直流两用。由于可用电池供电，这种仪器适宜野外或探伤场地不固定的场合使用。因为电池电压低，所以必须用直流变换器把电池电压变成各种需要的电压。图10-33为CTS-8A型探伤仪的直流变换器。变换器采用两个大功率晶体管 BG_1 和 BG_2 组成自激振荡器，产生振荡频率为1000赫左右的交变电压，交流电压经变压器变成各种需要的交变电压，再分别由二极管组成的整流电路（包括滤波）将其变成所需的直流电压。示波管的灯丝电压由变压器的绕组中直接获得。

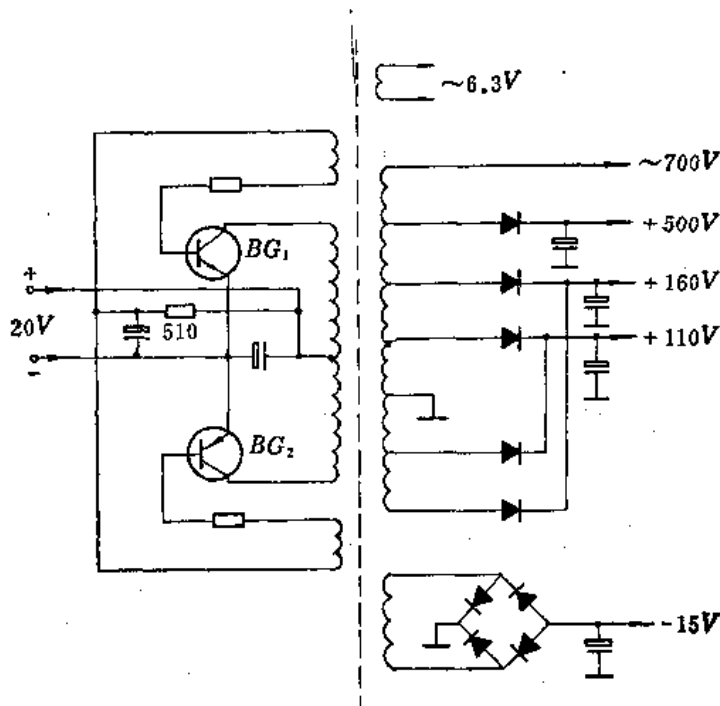


图 10-33 晶体管探伤仪直流电压变换器

第三节 探伤仪性能及其测试方法

标志探伤仪性能的指标很多，每项指标表示方法又不尽相同。了解每项指标的表示方法和测试方法，对使用、分析或选择仪器是有益的。有些性能测试方法已经在第四章中介绍过了，本节仅就第四章中没有涉及到的性能和它的测试方法加以介绍。

一、阻塞特性

脉冲反射式超声波探伤仪多用单收发方式，就是发射超声波和接收超声波共用一个探头。这种情况下，数百伏的发射电脉冲，就直接加到接收电路的输入端。这样高的电脉冲会引起接收电路短时间内过载，引起放大器阻塞。

图10-34就是放大器放大信号时出现阻塞的情况。从图中可以看出，虽然输入相同幅度的信号，但出现在始脉冲后的时间不同时，所显示出的波高是不同的。在 t_1 这段时间内，接收电路没有放大作用。在 t_2 这段时间内，放大倍数偏低。 $t_1 + t_2$ 这段时间就是阻塞

时间。阻塞现象不仅存在于发射脉冲之后，而且也会出现在特别强的回波信号之后。阻塞时间与输入的信号幅度有关。

在放大器阻塞时间之内，不能用荧光屏上呈现的波高来进行缺陷定量。因此，探伤仪使用前应测定阻塞时间，以免定量不准。

现在，一般探伤仪的阻塞时间约为10微秒。这相当于超声纵波在厚度为30毫米的钢件中的往返时间。

阻塞特性的测试方法：

测试阻塞特性可用脉冲信号法、杂波信号法和特制的水浸探头法。

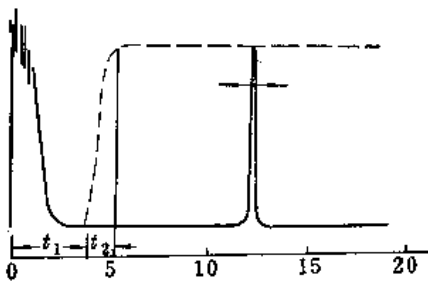


图 10-34 放大器的阻塞特性

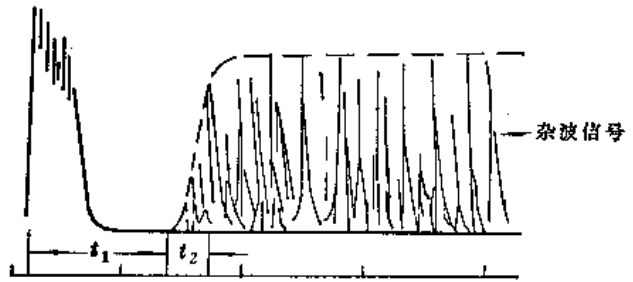


图 10-35 杂波信号法波形图

1. 脉冲信号法

这种方法是使用标准信号发生器输出脉冲信号测量阻塞特性。测量方法是：首先将探伤仪的“单-双”开关置于“单”的位置，衰减器调至零，增益旋钮开至最大。把探伤仪的同步信号或发射信号输到标准信号发生器的“外同步”输入端，使信号发生器与探伤仪同步。从标准信号发生器输出的脉冲相对于发射脉冲有一定的延迟，且延迟时间可以任意调整。发生器输出的脉冲经一个小电容（几十到几百微微法），输入到探伤仪的输入端。调节发生器输出脉冲幅度，使探伤仪荧光屏上显示的波高达到满刻度的80%左右。然后保持输出幅度不变，改变延迟时间，则在荧光屏上就得到如图 10-34 所示的结果。从而可求得阻塞时间。

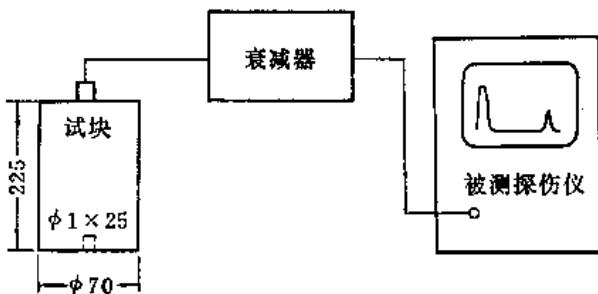


图 10-36 灵敏度测试原理图

2. 杂波信号法

这种方法是把与时间没有任何关系，随机变化的杂波信号输入探伤仪，只要杂波信号满足一定的幅度，适当调整探伤仪的灵敏度就可以在探伤仪的荧光屏上得到图10-35那样的图形。从图中就可求得阻塞时间。

阻塞特性与探伤灵敏度有关，除在最高灵敏度下测阻塞特性外，也可根据实用灵敏度测阻塞特性。

二、灵敏度（增益余量）

仪器灵敏度一般不用电子仪器测量，因这样得到的结果不能直接反映出实际检出缺陷

的能力。在实用上，探伤仪的灵敏度总是接上探头，用标准试块测定。

标定仪器灵敏度的方法不尽相同，表示方法也各异。下面仅介绍一种利用灵敏度试块测试的方法。测试原理图如图10-36所示。

将探伤仪“增益”开至最大，“抑制”关，衰减器置于零。把探头放在 $\phi 70 \times 225$ 试块上，移动探头使深度为200毫米的 $\phi 1$ 平底孔的反射波高最大，然后调节衰减器，使荧光屏上平底孔反射波高为饱和高度的80%（实际测试中移动探头和调节衰减器两者配合进行）。此时衰减器的读数即为仪器灵敏度或称增益余量。另外，应注意到仪器灵敏度与探头有关。

三、动态范围

探伤仪的动态范围用荧光屏上显示的反射波高从垂直极限的80%处，衰减到消失时的衰减量表示。

测定探伤仪动态范围的测试方法如图10-37所示。

首先探伤仪“抑制”置于“关”的位置。然后将探头放置在乎试块上，调节增益使某次反射波波高为饱和波高的80%处，用衰减器衰减使波高降至仅剩1毫米高度。这时衰减器的变化量，即是探伤仪的动态范围。

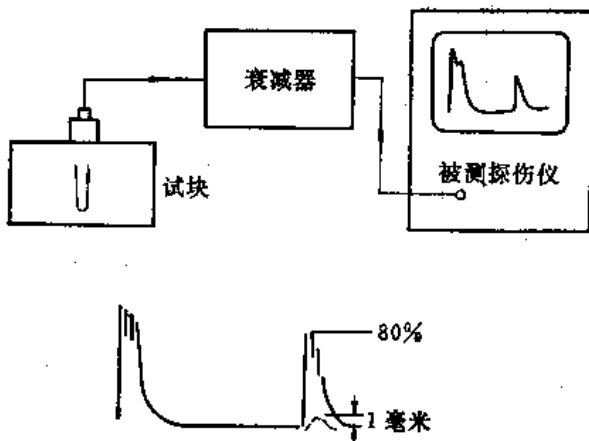


图 10-37 测定动态范围的原理图

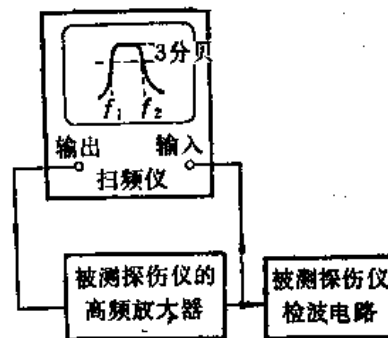


图 10-38 接收电路频率特性测试方法

四、接收电路频带

探伤仪接收电路的频率特性可用扫频仪测量，也可用高频信号发生器加高频毫伏表进行测量。

用扫频仪测量时，测量方法如图10-38所示。

从扫频仪的输出端输出的扫频信号，加至被测探伤仪高频放大器的输入端。从检波电路前取出放大后的信号，送回扫频仪进行显示。在荧光屏上，即可显示出高频放大器的频率特性曲线。频带宽度 ΔF 可用下式计算：

$$\Delta F = f_2 - f_1$$

式中 f_1 和 f_2 分别是放大倍数下降3分贝时的下限频率和上限频率。

五、衰减器特性

标志探伤仪衰减器的主要指标有衰减精度和频率特性。

衰减器的频率特性测试方法可参照上面叙述的方法进行。

衰减器的精度测试方法可以用与标准衰减器进行比较的方法测量，也可用标准试块测量（参见第四章）。

第四节 CTS-8A型和CTS-15型探伤仪线路分析

目前，我国许多工业部门中，使用较为普遍的国产探伤仪是CTS-6型和CTS-8A型探伤仪。近年来研制成功的CTS-15型探伤仪已正式成批生产。

本节以CTS-8A型晶体管探伤仪和CTS-15型晶体管电子管混合式超声波探伤仪为例，介绍其线路特点。

一、CTS-8A型探伤仪线路分析

(一) 电路结构

CTS-8A型探伤仪的结构方框图如图10-39所示。其具体电路见图10-40。

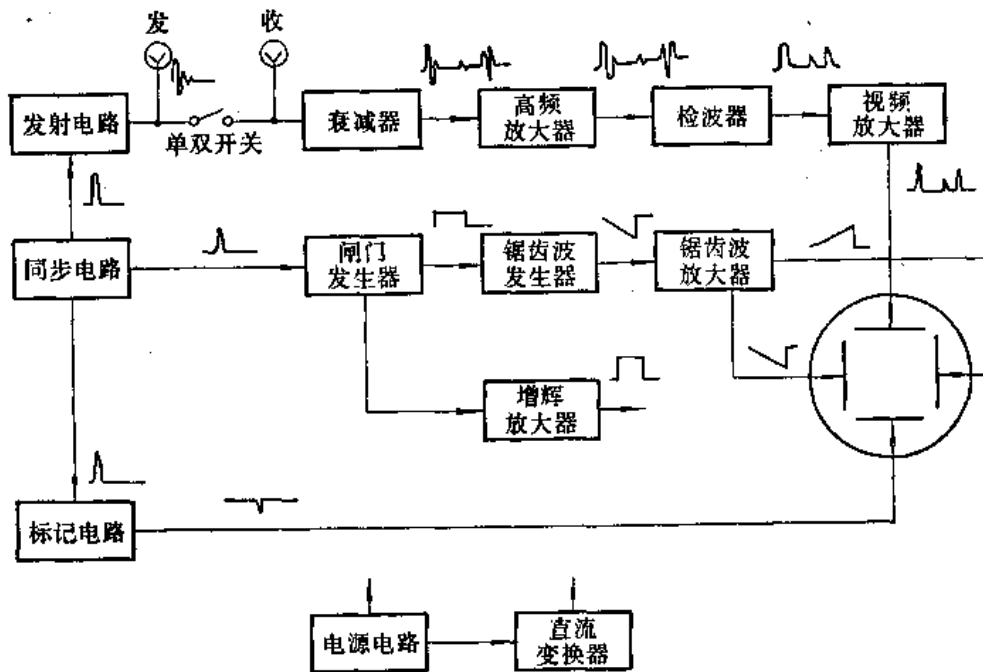


图 10-39 CTS-8A型探伤仪原理方框图

本仪器由同步电路、发射电路、衰减器、接收电路（高频放大器、检波器、视频放大器）、时基电路（扫描闸门发生器、锯齿波发生器、锯齿波放大器）、标记电路、直流稳压器和直流变换器等组成。

仪器的工作过程如下：

同步电路输出的同步信号，分三路同时去触发发射电路、时基电路和标记电路，使三者同步的工作，使发射脉冲、时基线和标记点稳定地显示在示波管的荧光屏上。

发射电路产生的发射脉冲加至探头上，激励探头，向工件发射超声波。探头接收到的经衰减器衰减的超声回波信号，经高频放大器放大、检波和视频放大，取其包络线显示在示波管的荧光屏上。

时基电路输出锯齿波电压，加至示波管X轴上，产生水平扫描线，即时基线。

(二) 同步电路

同步电路由 $BG_{1-5} \sim BG_{1-8}$ 组成(见图10-40)。 BG_{1-6} 与 BG_{1-8} 组成射极耦合自激多谐振荡器。在电路接通电源的瞬间，因 BG_{1-8} 的基极接于正电位首先导电。此时， C_{1-5} 被充电，充电回路是：电源(+15伏) $\rightarrow R_{1-11} \rightarrow BG_{1-8} \rightarrow C_{1-5} \rightarrow R_{1-9} \rightarrow -6$ 伏。因此在 BG_{1-6} 的发射极上得到一个正电位，使 BG_{1-6} 截止， BG_{1-8} 继续导通。电路处于暂稳态。随着 C_{1-5} 充电电压的增大，充电电流逐渐减小， R_{1-9} 两端电压降逐渐减小， BG_{1-6} 发射极电位由正向负6伏降落，当降至不能维持 BG_{1-6} 截止电位时，电路立即翻转， BG_{1-6} 导通， BG_{1-8} 截止， C_{1-5} 经 BG_{1-8} 放电。放电回路是： $C_{1-5(+)} \rightarrow R_{1-12} \rightarrow -6$ 伏 \rightarrow 电源(+6伏) $\rightarrow R_{1-8} \rightarrow BG_{1-6} \rightarrow C_{1-5(-)}$ 。此时，B点(R_{1-12} 的上端，即 BG_{1-6} 的发射极)可得到一个正电位，使 BG_{1-8} 维持截止， BG_{1-6} 继续导通，电路处于另一暂稳态。同样当电压降至不能维持 BG_{1-6} 的截止电位时， BG_{1-6} 导通，电路发生“雪崩”过程，翻转为 BG_{1-8} 截止， BG_{1-6} 导通的初始状态，进入第二个振荡周期。电路如此往复不停地振荡下去，每振荡一次在 BG_{1-6} 的集电极即可输出一个正的矩形脉冲，经 BG_{1-7} 射极输出器馈至各部分电路，作为整机的同步控制信号。

从上面的分析可以清楚地看出， BG_{1-6} 、 BG_{1-8} 通过 C_{1-5} 组成射极耦合闭合正反馈回路，循环地使两管轮流导通与截止，从而形成了稳定的振荡。其振荡频率取决于电路充放电的时间常数 τ ($\tau = RC$, R 为电路总电阻, $C = C_{1-5}$)。

本仪器设计振荡频率为200赫。该频率即为仪器的重复频率。

(三) 发射电路

该仪器发射电路由触发脉冲整形电路(间歇振荡器) BG_{1-4} 与高频脉冲发生器 BG_{1-1} 所组成(见图10-40)，高频脉冲发生器为调谐式发射电路。

由同步电路输入的正矩形波，首先经过 C_{1-4} 、 R_{1-6} 和 R_{1-7} 微分，微分后得到一正一负两个尖脉冲，对应前沿的正尖脉冲经间歇振荡器 BG_{1-4} 整形和放大后，通过脉冲变压器 B_{1-1} 输出去触发调谐式发射电路。

间歇振荡器的工作过程是： BG_{1-4} 的基极通过基极绕组III和 R_{1-7} 接地，因此基极对地为0伏，在正脉冲来到之前， BG_{1-4} 处于截止状态。当正脉冲来到时，基极电位升高， BG_{1-4} 导通。 BG_{1-4} 一旦导通，集电极电压 V_c 立即下降，由于脉冲变压器绕组I与III绕向相反，因此基极绕组III中感应到的信号，将基极电压进一步提高，这就促使 BG_{1-4} 更加导通， V_c 进一步下降，绕组I的感生电势更大。这就形成了正反馈雪崩过程，使 BG_{1-4} 进入饱和状态。

当 BG_{1-4} 进入饱和状态后，由于绕组III中的感生电势减小，基极电流 i_b 减小，引起集电极电流 i_c 的减小。同样，由于变压器的耦合作用，进一步使 i_b 减小。结果 i_b 迅速降至零， BG_{1-4} 截止， V_c 上升至电源电压。这样就得到脉冲宽度窄，前沿后沿很陡，而幅度较

大的正尖脉冲，通过绕组II输出，去触发 BG_{1-1} 可控硅调谐式发射电路工作。

电路中的二极管 BG_{1-2} 与 BG_{1-3} 的作用是，削去反冲脉冲，起着保护 BG_{1-4} 不至于因 i_0 的急速减小而引起反冲电压过高被击穿，以及抑制因变压器的漏感和寄生电容引起的振荡。

BG_{1-1} 是可控硅调谐式发射电路。通常该管处于截止状态， C_{1-1} 经 $+500$ 伏 $\rightarrow R_{1-3} \rightarrow C_{1-1} \rightarrow$ 谐振回路 \rightarrow 地充电回路被充电至接近电源电压（ $+500V$ ）。当绕组II输出的正尖脉冲加至 BG_{1-1} 的控制极时，可控硅导通，电容 C_{1-1} 经 BG_{1-1} 和谐振回路放电。此时谐振回路发生高频振荡激励压电片发射超声波。谐振回路中有 L_{1-1} 至 L_{1-3} 三组线圈，供与三种不同直径和频率探头匹配使用。显然，谐振回路振荡频率与压电片固有频率一致时探头发射能量最强。

另外，当电容 C_{1-1} 放电时由于 BG_{1-1} 导通时的内阻很小，电源电压大部分都降在 R_{1-3} 上，使 BG_{1-1} 因阳极电压低于截止电压而停止导电处于截止状态。

（四）接收电路

该电路由衰减器、高频放大器、检波电路和视频放大器等组成。衰减器采用I型和II型网络，总衰减量为50分贝，分档连续可调。

高频放大器由 $BG_{1-11} \sim BG_{1-15}$ 等组成四级参差调谐放大电路，按成对调谐的方法获得1~3兆赫的通频带。仪器增益的调整是由调节第二级高频放大器调谐回路中衰减电阻（电位器 W_{1-1} ）来实现。

当仪器用单收发方式工作时，幅度高达100伏以上的发射脉冲直接加到放大器的输入端。为了保护高频放大器第一级晶体管，在放大器之前接入限幅器 BG_{1-10} ，利用二极管的正向伏安特性作讯号限幅。

高频放大器采用变压器耦合电路，以利于两级间的阻抗匹配。同时可以避免次级低输入阻抗对调谐电路的影响，以提高调谐电路的Q值。

电路中的 $ZL_{1-1} \sim ZL_{1-3}$ （见图10-40）是高频扼流圈，它们跨接在前后两极放大器之间，同时使用了稳压管，这有效地防止了前后级间互相干扰引起的振荡和高频自激等弊病。

经高频放大器放大后的脉冲信号，由二极管 BG_{1-16} 进行检波，取其正向包络信号馈至视频放大器。当“抑制”开关置于“开”时，在 BG_{1-16} 负极就接上了一个可调的正电压，作为抑制电压。使用“抑制”时，放大器同时工作于非线性区。当“抑制”开关置于“关”时，通过开关连接使 BG_{1-15} 和 BG_{1-18} 进入了线性放大区域，并在发射极接入了反馈电阻 R_{1-31} 和 R_{1-41} ，使其工作点稳定，放大线性提高。

在检波电路与视频放大电路之间加了一级射极跟随器 BG_{1-17} 。射极跟随器的输入阻抗高，输出阻抗低。加了这一级起到了隔离作用，减轻了低输入阻抗的视频放大电路对检波器的影响。这对提高探伤仪的增益，改进垂直线性，增加动态范围都有好处。

视频放大器是由 BG_{1-18} 等组成，为串联电流负反馈电路，能展宽频带，起到频率补偿的作用。

（五）时基电路

该仪器的时基电路由扫描闸门发生器、锯齿波发生器和锯齿波放大器组成。

扫描闸门发生器是由 BG_{2-8} 和 BG_{2-9} 等组成的共射极耦合的单稳态触发器（见图 10-40）。同步讯号触发一次， BG_{2-9} 集电极输出一正方形波，使锯齿波发生器扫描。方波（“闸门”）宽度决定了扫描锯齿波的宽度。

锯齿波发生器由 $BG_{2-11} \sim BG_{2-13}$ 等组成。

稳态时， BG_{2-11} 导通，电容 $C_{2-10} \sim C_{2-13}$ 通过 BG_{2-11} 充电至接近电源电压。当闸门电路中 BG_{2-9} 输出的正向波经 BG_{2-10} 倒相放大后到来时， BG_{2-11} 截止，则电容 $C_{2-10} \sim C_{2-13}$ 通过 BG_{2-13} 、 R_{2-21} 、 W_{2-2} 放电。由晶体管 BG_{2-13} 组成恒流源，利用它的恒流特性，使电容接近于恒流放电，故可形成线性较好的锯齿波。通过改变转换开关 K_{2-1} 位置，可以改变电容量，即改变充放电时间常数，从而改变锯齿波的斜率，做为探测深度“粗调”。调节电位器 W_{2-2} 即调节了 BG_{2-13} 的集电极电流，也即控制 $C_{2-10} \sim C_{2-13}$ 的放电电流，用作探测深度“细调”。

由 BG_{2-17} 、 BG_{2-18} 组成两级射极输出器。它具有很高的输入阻抗和很低的输出阻抗，起到隔离作用，它既有较大的负载能力，又不影响 BG_{2-13} 恒流特性。同时， BG_{2-18} 输出的负向锯齿波通过电位器 W_{2-3} 和二极管 BG_{2-14} ，去控制闸门电路 BG_{2-9} 基极电位，使之在达到某一负电位时，即停止扫描。调整 W_{2-3} 即可以调节扫描线的长度。

锯齿波放大器是由晶体管 BG_{2-19} 和 BG_{2-20} 等组成的差分放大器（见图 10-40），放大由 BG_{2-18} 输出的锯齿波电压。静态时 BG_{2-19} 趋于饱和， BG_{2-20} 趋于截止，这样可以充分利用二个晶体管的线性放大区。两管分别输出正、负向锯齿波电压，送至示波管水平偏转板，形成时间扫描基线。电位器 W_{2-5} 接在差分放大器的射极两端，通过改变反馈量来调整放大倍数。这样，在一定的范围内可进行深度调节。

从上述分析可以看出：时基电路线性的好坏，取决于恒流源的作用、射极输出器的输入阻抗大小和锯齿波放大器线性的好坏。如果仪器在使用过程中时基线性变坏，就应从这三方面进行检查。

（六）标记电路

标记电路是由晶体管 $BG_{2-22} \sim BG_{2-25}$ 组成射极耦合单稳态触发器。同步脉冲触发其翻转，每翻转一次输出一个正向方波。此方波经微分削波后，取其负向尖脉冲送至示波管垂直偏转板，作为探测距离的标记。

（七）电源

本仪器用 22~28 伏直流供电，消耗电流为 0.6 安。仪器附带一个充电器，充电器是一个 24 伏整流电源，当仪器与充电器连接时，即可使用 220 伏供电。

电池或充电器供给的直流电经稳压电路稳压，保证电源电压在 22~28 伏范围内，输出为稳定的 20 伏，供给直流变换器。

仪器各电路及示波管所需的电压，通过直流变换器变换后得到。

二、CTS-15 型探伤仪线路分析

CTS-15 型探伤仪是为适应大锻件探伤而设计的。仪器除具有较强的发射功率、较好的时基线性、垂直线性和较好的稳定性外，还配有精度较高的总衰减量为 80 分贝的衰减

器。因此，它不但适用于一般金属材料及工件的探伤，还可利用其配备的较低频率探头，对声衰减较大的粗晶金属和部分非金属部件进行探伤。

该仪器动态范围大，垂直线性较好，配上AVG面板时，可直接确定缺陷的当量大小。另外，该仪器还具有“深度补偿”和“扩展扫描”等辅助电路。

线路分析如下：

CTS-15型探伤仪是电子管与晶体管混合型探伤仪。它由同步电路、时基电路、发射电路、接收电路、显示电路、报警电路等几部分组成(见图10-41)。整机线路图如图10-42所示。

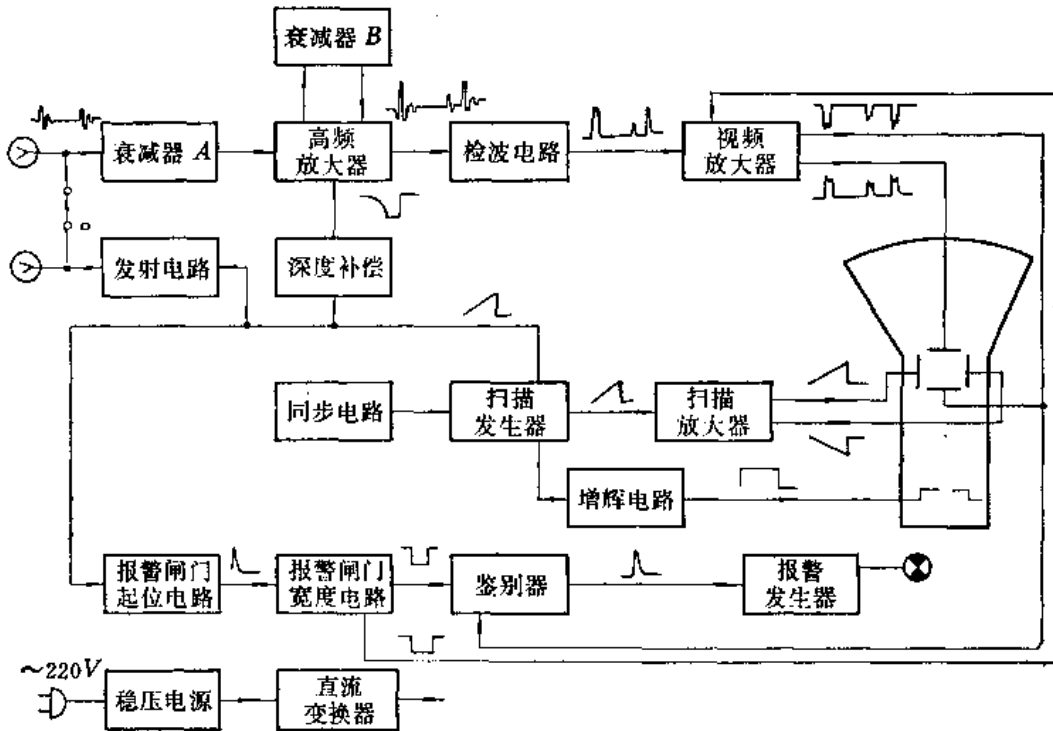


图 10-41 CTS-15型探伤仪电路方框图

(一) 同步电路

同步电路由 BG_{1-1} 、 BG_{1-2} 、 BG_{1-5} 、 BG_{1-6} 组成(见图10-42)。它是一个由 BG_{1-1} 和 BG_{1-5} 组成的对称型射极耦合多谐振荡器， BG_{1-2} 和 BG_{1-6} 实际上是两个恒流源。

设在某一瞬间， BG_{1-1} 导通、 BG_{1-5} 截止。电容器 C_{1-5} 、 C_{1-6} 通过 BG_{1-1} 和恒流源 BG_{1-6} 恒流充电，直至 BG_{1-5} 的发射极电位不能维持该管截止时，电路翻转， BG_{1-1} 截止， BG_{1-5} 导通。这时 C_{1-5} 、 C_{1-6} 通过 BG_{1-5} 和恒流源 BG_{1-2} 放电，直至 BG_{1-1} 的发射极电位不能维持该管截止时电路又翻转，重复上述过程。这样由 BG_{1-6} 的集电极输出的连续对称矩形波，经 C_{1-7} 和 R_{1-8} 微分，并经二极管削波后，取其负脉冲作为同步信号。

(二) 发射电路

发射电路的核心部分仍然是如前所述的非调谐式发射电路(见图10-42)。发射管由FM-30型 闸流管担任，这种闸流管耐压高、发射功率大。

由扫描电路输出的锯齿波，经由 $BG_{3-3} \sim BG_{3-6}$ 组成的放大电路(见图10-42)整形

以后, 变成一个正向矩形波。用这个正向矩形波触发闸流管 G_{3-2} , 于是 G_{3-2} 导通, C_{3-3} 迅速放电, 在 L_{3-1} 上取得一个稍滞后于扫描起始点的正脉冲。这一脉冲幅度高, 功率较大, 用于触发发射管 G_{3-1} 。由发射管 G_{3-1} 发射出功率很大的发射脉冲, 用于激励探头。

(三) 接收电路

接收电路由衰减器、高频放大器、检波电路、视频放大器和深度补偿等组成(见图10-42)。

该仪器的衰减器由A、B两组组成。衰减器A作为衰减粗调, 有20分贝和40分贝两档, 它利用简单的直流分压原理组成。接于高频放大器的输入端。在衰减器换档时, 基本保持输入阻抗不变, 其特性阻抗约为5.6千欧。它比CTS-6型探伤仪衰减器特性阻抗(820欧)高得多。这有利于提高发射电路的发射强度。衰减器B有20档, 每档2分贝, 共40分贝。由于衰减器B是作为跟随器 G_{4-1} 的阴极电阻的一部分, 所以特性阻抗可以低一些, 仅为150欧姆左右, 换档时其特性阻抗保持不变。

高频放大器由 $G_{4-1} \sim G_{4-6}$ 组成。输入级 G_{4-1} 由一级电感补偿的宽带放大器和一级阴极跟随器组成。该级的频带达7兆赫以上。 $G_{4-2} \sim G_{4-6}$ 按参差方式组成五级调谐放大器。这可获得较宽的频带和较大的增益。其调谐线圈接在板极电路中, 用变压器耦合方式输入下一级, “增益”电位器 W_{4-1} 控制输入 G_{4-3} 栅极信号的大小。这种调整增益的方式比调帘栅极的电压方式好, 它可以使增益变化平滑。

检波电路是由晶体二极管 BG_{4-3} 组成的半波式检波电路。检波后经滤波电路(L_{4-3} 、 C_{4-2} 等)滤去高频成分, 取其包络信号, 经射极输出器 BG_{4-4} , 输入到视频放大器 G_{7-1} 和 G_{7-2} 。

视频放大器由两级组成, 其中 G_{7-1} 是一级普通五极管放大器。由 G_{7-1} 输出的信号分成两路, 一路输入示波管垂直偏转板 Y_2 , 另一路输入另一极相同的视放电路 G_{7-2} , 经倒向后送至示波管另一偏转板 Y_1 。分两级放大, 每一级放大倍数可比单级放大降低一半。这样就较容易使得每一级都工作于线性放大区。这可使探伤仪的垂直线性良好, 动态范围大。

补偿电路由 $BG_{5-1} \sim BG_{5-7}$ 组成(见图10-42)。从扫描电路输出的锯齿波信号被 $BG_{5-1} \sim BG_{5-4}$ 整形放大后, 经跟随器 $BG_{5-5} \sim BG_{5-7}$ 输到高频放大器 G_{4-2} 级阴极, 通过改变这级的栅偏压来起到“深度补偿”作用。“起位”电位器 W_{5-1} 用以改变 BG_{5-1} 的基极电位, 实现补偿起点的调节。“斜率”电位器用以改变 BG_{5-4} 放大的锯齿波电压斜率, 完成在不同深度上补偿量的控制。近区电位器 W_{5-4} 调节跟随器 BG_{5-7} 输出的直流电位, 这一直流电位加至 G_{4-2} 的阴极后, 通过改变该管的工作状态, 使其放大量受负锯齿波形状的影响, 从而对近场信号实现较强的抑制。

在一定的范围内, 适当的调节“起位”、“斜率”和“近区”三个旋钮, 放大器的放大量将随探测深度的增加而提升, 甚至可以使得不同深度上的同当量的缺陷, 在荧光屏上显示的波高基本一致。

(四) 扫描电路

时基电路由扫描闸门发生器、锯齿波发生器、释抑电路和扫描输出电路等组成(见图

10-42)。

扫描闸门电路由 BG_{1-10} 、 BG_{1-11} 组成射极耦合双稳态电路。常态时，由于受释抑电路控制， BG_{1-10} 导通。在同步负脉冲的作用下， BG_{1-10} 截止，双稳态翻转，从 BG_{1-11} 的集电极输出一个负矩形脉冲，作为扫描开关信号。同时，经 BG_{1-13} 、 G_{2-14} 放大后作为升辉信号。

锯齿波电路由 C_{1-16} 、 R_{1-22} 、 BG_{1-14} 、 BG_{1-15} 、 BG_{1-17} 和 $BG_{1-20} \sim BG_{1-23}$ 等组成电容负反馈积分式扫描电路。当闸门电路输入的负脉冲加到二极管 BG_{1-14} ，并经跟随器 BG_{1-15} 加至二极管 BG_{1-17} 上时，使两个二极管截止，即完成开关作用，使扫描开始。放大器由 $BG_{1-20} \sim BG_{1-23}$ 组成。电容 C_{1-16} 接在放大器输出和输入端之间。充电电阻主要由 R_{1-22} 决定。这是一个典型的负反馈式扫描电路（密勒扫描电路）。放大器的第一级由场效应管 G_{1-20} 组成跟随器，它有很高的输入阻抗。扫描电路输出的正向锯齿波分别送至扫描输出电路、释抑电路，同时输给发射电路、深度补偿电路，以及报警电路作为触发信号。改变电容 C_{1-16} 和电阻 R_{1-22} ，即可实现“探测深度”调整。

扫描输出电路由电子管 G_{2-18} 和 G_{2-2} 等组成。其中由电子管 G_{2-18} 组成阴极跟随器。双三极管 G_{2-2} 组成平衡式差分放大器。放大器两个板极输出两个形状相同、方向相反的锯齿波信号，用以控制示波管水平偏转板，以实现水平扫描。“扩展”电位器 W_{2-2} 是通过其改变反馈量，用以改变 G_{2-2} 的放大倍数的。放大倍数大，扫描速度快，这就实现了水平扩展。

由前述可知，这种扫描电路的线性，取决于密勒电路中放大器的放大倍数和输入阻抗。放大倍数大，输入阻抗高，则线性好。因此，本仪器的时基线性比较好。

（五）电源

由于该仪器是电子管和晶体管混合式探伤仪，其电源也是两种电源兼备。300伏以下的直流电是直接变压器输出的交流电，经整流、滤波和稳压得到；500伏以上的直流电是稳压后的24伏直流电供给直流变换器，经变换后变成各种高压直流电。

第五节 探伤仪的维护和修理

为了正确地维护仪器，必须熟悉仪器的工作原理，了解各单元的功能，以及它们之间的关系。仪器一旦出现了故障，就能根据故障现象分析出产生故障的原因。然后把注意力集中于出故障的大致部位进行检查。如果对这部分线路不太熟悉，可查看仪器说明及有关电子学书籍。

一、探伤仪的使用和维护

探伤工作者应按仪器使用说明书正确地操作仪器和维护仪器，避免或减少偶然故障，延长使用寿命。

在使用过程中应注意下述几点：

（1）不要插错电源。这似乎是一个很简单的问题，但有时因探伤工作场所变动较大，对电源电压不一定很熟悉，插错电源损坏仪器的事并不少见。在不清楚电源电压时，

应用万用表测量一下，确认无误后再接仪器。

(2) 电源电压要稳定。电源电压不稳定不仅影响探伤结果的准确性，也容易加速仪器老化。当电源电压不稳定时，应使用稳压器。

(3) 仪器连续使用时间不宜过长。一般连续使用时间不要超过四小时；当环境温度较高时，要适当缩短工作时间。仪器应避免在温度过高或过低的环境中使用。

(4) 防止仪器剧烈振动。使用仪器轻拿轻放；防止在剧烈振动的场所使用，如工作环境振动很大，应采取适当的防振措施。

(5) 使用仪器时须注意保护电缆线和探头，尽量避免弯折，以免折断。

(6) 注意工件温度。一般探头（除高温探头外）不可在高温工件上使用。钛酸钡探头不得在超过70℃，锆钛酸铅探头不得在超过200℃的工件上探伤，以免探头失去压电效应而损坏。

(7) 保持仪器清洁。清除灰尘，擦拭时要小心，不可造成短路等故障。

(8) 仪器长时间不使用应定期通电。尤其是气候潮湿的季节和地区，经常通电可以保持干燥。两次通电的间隔时间不得超过半年。

(9) 晶体管探伤仪使用的环境温度应在-10~+40℃范围内。

二、探伤仪的修理

(一) 概述

1. 必备工具和测试仪器

检修探伤仪时，必备的工具和仪器有：

- (1) 万用表一只（灵敏度大于20000欧/伏）；
- (2) 电烙铁一把；
- (3) 螺丝刀与尖嘴钳镊子等；
- (4) 通用示波器。

2. 修理探伤仪的一些基本知识

(1) 注意安全。修理探伤仪往往是带电工作。仪器中有的电压高达两千多伏，因此要特别注意安全，应养成注意安全的良好习惯。检修时，脚下垫好绝缘垫；通常用一只手接触带电仪器，这样可减少触电危险。仪器的滤波电容容量较大，贮存电荷较多，在切断电源的瞬间放电未净，仍有触电危险。因此，关掉仪器后，如需立即检修，应将电容进行短路放电。

(2) 检修前应仔细查看仪器说明书。维修时要大胆心细，既要大胆检修，又不可盲目乱动。盲目乱动非但不能排除故障反而会使故障扩大。这里要特别提醒注意的是，检修晶体管探伤仪更要小心。元件短路、放电都可能损坏晶体管。放大器中的调谐元件切勿盲目乱动。调节前应熟悉元件的作用，准备好测试仪器，掌握测试方法，然后才能动手调整。盲目地调整，只会造成失调，不会调好。表面上看来灵敏度似乎提高了，实际上降低了分辨率。仪器内部有许多可调元件（电容、电感、电位器），如需调整，一定要对照线路图，了解该元件的作用，明确调整目的，并作好标记以后再调，以免乱动以后恢复不了原位。

(3) 检查电子管仪器, 有时采用栅极短路、火花放电法。检修晶体管仪器切不可盲目乱用, 免得损坏晶体管。

(4) 检修晶体管仪器应用小瓦数的电烙铁, 焊接时用镊子钳住元件引线部分, 以利于散热。焊接动作要快, 免得损坏元件或印刷线路。

3. 超声波探伤仪中易损元件

了解探伤仪中哪些元件容易损坏和老化, 对于分析原因和排除故障大有帮助。

探伤仪中, 闸流管的使用寿命最短, 怕振, 极易老化。它的正常使用寿命仅为 300 小时。所以仪器的灵敏度降低, 首先应检查闸流管。理论上, 可控硅的寿命较长, 但实际上发射电路中的可控硅管损坏也是经常发生的。

探伤仪中易损、易老化的元件大致顺序如下:

闸流管 → 电子管 → 示波管 → 晶体管 → 电位器 → 电阻 → 电解电容 → 其它电容。

(二) 检查的一般原则和程序

1. 初步判断故障部位

检修一台有故障的探伤仪, 首先应根据故障现象, 对照仪器的方框图, 从各单元的作用和相互间的关系来分析、判断故障出在哪个单元。判断故障时, 要注意各单元之间的内在联系, 善于发现一切可能出现故障的所在, 进行综合分析。尽量做到把可能出现的范围缩小到最小的某一单元。

例如, 一台探伤仪指示灯不亮, 荧光屏上无时基线, 观察内部电子管都不亮。这说明故障出在供电部分。首先应检查电源是否有电, 电源保险丝是否熔断, 电源线是否完好。

又如, 一台探伤仪的扫描线正常, 但没有始脉冲, 也无回波信号。根据仪器的方框图分析可以知道, 如果仪器的供电电源、同步、扫描电路和显示单元都是正常的, 则故障有可能出在发射单元和接收单元。如进一步用示波器检查探伤仪的发射单元, 如有发射脉冲, 说明故障在接收单元。如无发射脉冲, 说明故障出在发射电路。在无示波器的场合, 可以把探伤仪灵敏度开至最高, “单、双”选择开关拨至“双”的位置, 用手拿金属工具触“收”插孔, 看荧光屏上有没有噪音信号。如有噪音信号, 说明接收电路工作基本正常, 故障在发射单元。

不打开仪器而能判断故障出在哪个单元的情况是很多的。在初步判断后, 再打开仪器, 对有故障的部分进行检查。

2. 外观检查

外观检查虽然简单, 却很有效, 用此法检查出来的故障为数不少。打开一台探伤仪, 首先检查一下电子管, 如灯丝不亮, 板、栅极发红, 管壳出现乳白色涂敷物等, 说明电子管已损坏。再检查电阻是否烧焦, 有无放电火花或声响, 元件有无断路、脱焊、相碰。进一步结合手摸, 摸电子管、晶体管的温度。用手持绝缘物轻敲、轻拨元件看荧光屏有什么反应, 这可发现一些接触不良、虚焊等故障。

有些元件过载或短路(电阻、变压器)会散发出焦味, 可以闻出。有些元件工作时会发出声响, 例如直流变换器, 会发出轻轻的尖叫声。如无此声或声音变调, 说明是有故障。

这些就是所谓“看、听、摸、闻”的方法。

3.分段检查

在初步判断后，具体检查某一单元，例如接收电路或扫描电路等，对其可采取分段检查法。这样就可把故障缩小到某一段内。例如，故障出在接收电路，那么可分成衰减器、高频放大、检波、视频放大四段，用示波器测量它们的输出端，观察有无信号输出，这就很容易找出故障发生在哪一段。

4.从后向前检查

所谓从后向前检查就是从末级开始检查，逐步向前检查。例如：荧光屏上只有亮点而无扫描线。打开仪器后，用示波器观察扫描电路波形，先检查输出级的输出端；如输出级有输出，说明故障在示波管部分；如无输出，再检查输出级的输入端，如有输入波形，则说明输出级损坏；如无输入波形，再检查扫描级输入端，看有无矩形波输入；有矩形波，说明扫描发生器有故障。依此类推，逐级向前。原则上说，就是检查程序与仪器正常工作程序相反。此法用于检查接收电路同样有效。

5.使用一般故障表

一般来说，仪器说明书都给出了重要测点的波形，工作电压和一般故障表，供检修仪器时参考。可以把仪器所出现的故障与故障表中所列故障现象对照，看与哪一条一致，然后按表中所列故障原因和检修方法进行检查。这是一种简单有效的方法。

以上所述程序是把故障先从整机仪器缩小到某个单元，再从某单元进一步缩小到某一级具体电路。下面介绍一下寻找损坏元件的方法。

(三)故障的检查方法

已经初步断定故障在某一部分电路之后，就要对该电路进行详细检查，以便再进一步缩小范围，最后确定哪一级元件损坏或哪一级失调。

在进行其他检查之前，首先要进行外观检查，外观检查后未发现异常现象再进行其他检查。

1.检查电子管和晶体管

电子管常见的故障是灯丝断、电极接触不良、断极、碰极、漏电、阴极与灯丝间击穿、电子管衰老、真空度不良等。晶体管常见故障是极间击穿短路、极间烧断断路、性能变坏等。

电子管灯丝断可用万用表测量，灯丝断的管子通电后管壳是凉的；管子漏气，管壳是温的；严重漏气时，其管顶常呈乳白色。

碰极、漏电、阴极和灯丝间击穿、衰老、真空度不良等均使电路工作状态失常，因而可通过检查电压、电流加以判断。

对可疑电子管，可换用新管加以验证。

晶体管损坏可通过检查集电极电流，以及各电极的工作电压等方法查出。

2.检查直流电压

测量电路中主要测点的直流电压是检修电子仪器的最基本方法之一，这对检查电子管仪器更为有效。在检查某一极电路时，可测量一些主要测点的电压，并与说明书所给的电

压相对照,以判断故障所在。但是,该法对电容断路,电路失调,调谐线圈或变压器局部短路等均不能发现。

检查电压时应注意以下几个问题:(1)电源电压应与额定电压偏差不大或使用稳压器供电;(2)使用万用表测量时,万用表应是高灵敏度的,一般灵敏度应大于每伏20千欧。否则,由于电表的分路作用,使测量偏差较大;(3)应注意将有信号和无信号时的电压区别开;(4)测得结果与额定值相差20%以内,应视为正常。

3. 检查电流

要想检查一级的工作状态,除检查直流电压外,还可以采用检查电流法。在某些场合它比测电压法好,尤其是晶体管放大电路更为有效。检查电流有直接测量法和间接测量法两种。直接测量是将电流表串入电路中测量,例如测量晶体管集电极电流,电子管板极电流等。在晶体管电路中,集电极电路往往留有测试点,把测点焊锡去除,串入电流表即可测量。间接测量法是通过测量电阻两端的电压降,再根据欧姆定律计算出电路中电流的大小。这种方法比直接测量法方便,例如测量发射极或阴极接地电阻上的电压降,即可算出管电流。

测得电流后,再与正常仪器或说明书所给的电流值比较,以便判断故障所在。

4. 检查波形

扫描电路、同步电路和发射电路等可用示波器观察一些主要测点的波形来判断故障。这些电路用观察波形法十分有效。仪器说明书通常都给出电路中一些重要测点的波形及幅度,以作为检修仪器时参考。如果说明书中未列出测点波形,可与正常仪器相应测点波形相比较。

5. 信号寻迹法

检查扫描电路、同步电路和发射电路等,因这些电路本身均输出电脉冲,可用示波器直接观察波形。在检查接收电路时,可以人为的从输入端输入一个电信号,然后用示波器检查各级是否工作,放大器放大倍数是否符合要求。检查探伤仪的接收电路,也可以用发射脉冲作为信号源进行寻迹检查。

用这种方法可以检查出一些其他方法难以发现的损坏元件,如电容内部断路、虚焊、电子管晶体管衰老等。

6. 替换元件法

有些故障比较复杂,一时难以查出损坏元件,这时可用性能良好的元件替换那些怀疑有问题的元件,以证实某些元件是否损坏。

第六节 成像法简介

为了克服常用探伤仪所获得的结果缺乏直观性、再现性及可记录性的缺点,人们一直在研究超声直接成像法,即能够直接显示缺陷的真实形状和大小的方法。为此提出过很多种研制方案,进行了大量的试验工作。但绝大多数方法因其灵敏度和分辨率达不到探伤要求,而未能成功。最近,虽然研制出成套设备出售,但设备庞大,价格昂贵,且使用条件

有限，还远远不能代替常规探伤仪做日常探伤。

目前在超声波直接成像法中，超声电视法和超声全息成像法取得了一定的进展。

一、超声电视法

超声电视法的原理如图10-43所示。高频振荡器产生高频振荡激励发射晶片发出连续超声波，超声波透过耦合剂进入被检材料，透过被检材料的超声波再经过声透镜被超声波摄像管接收。摄像管与一般电视用摄像管原理相似，所不同的是感光屏换成压电晶体。压电晶体用频率为1兆赫、直径100毫米或频率为2~10兆赫、直径50毫米的钛酸钡或X向切割的石英晶体。摄像管将得到的电信息，用电视法显示出缺陷图像。

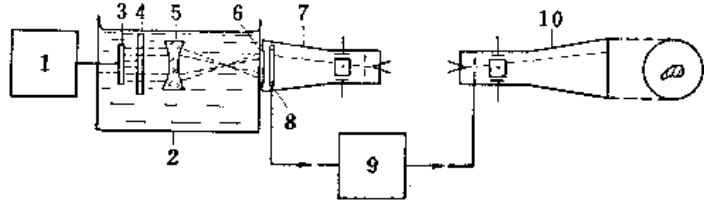


图 10-43 超声波电视法原理图

1—高频振荡器；2—水槽；3—发射晶片；4—被检材料；5—超声透镜；6—接收晶片；7—摄像管；8—收集板；9—放大器；10—显像管

二、超声全息成像法

超声全息成像法也提出过许多不同的研制方案。从研究的趋势来看，着重研究液面全息法和超声扫描全息法。特别是扫描全息法，因其有独特的优点而受到重视。

图10-44是液面法系统图。成像部分包括发射单元、换能器、水槽、小液体槽等；再现部分包括激光器、透镜、反射镜、光栏、摄像机、显像管等。

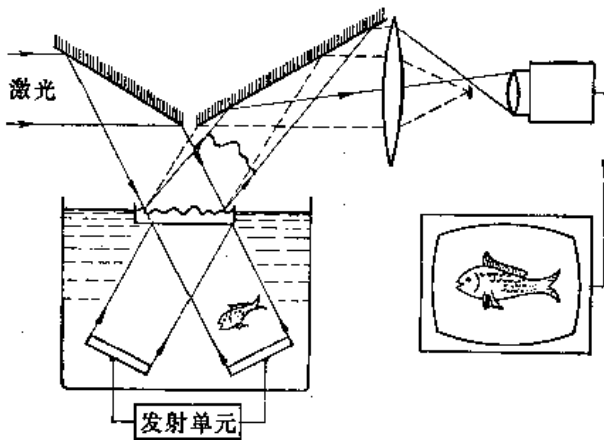


图 10-44 液面法全息成像原理图

为了获得相干波，照射物体的声束与参考声束是用接在同一发射单元上的两个换能器分别发射出来的。在大水槽水面上放置一小容器，在小容器内装另一种液体。小容器内液体表面状况反映出超声波强度的变化，液面波纹的振幅与达到液面的超声波强度成正比。如果入射液面的声波是由参考波束和透过物体的声束组成，液面波纹图像就保留了物体波的全部振幅及相位的分布和变化，因而就具备了

了全息图的一切特点。用光学方法把液面图像用摄像管或照相机摄取，即可获得全息图。从全息图正像上，通过再现即可获得物体内部缺陷的像。

为了提高成像质量，不直接在大水槽水面上成像，而在小容器里的液面上成像。小液槽里面的液体应薄而均匀，表面张力要小，粘度适宜。

扫描超声全息法与上述全息法原理相似，但作法上有所不同。主要的区别是信息波为超声波，而参考波是电信号。即作为信息波的超声波通过物体后受到调制，再通过接收探头变成电信号，电信号再与参考信号进行电气相加。扫描全息方法之一是使探头逐点扫描，将全息信号记录在示波管上，作成全息图。

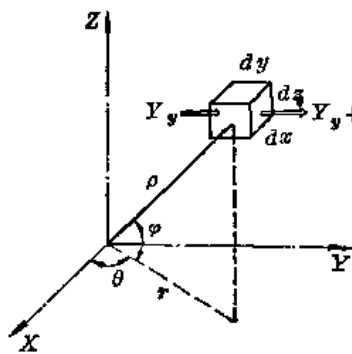


附录

附录一 有关公式、数据和图表

一、流体中波动方程的一般形式^[14]

对于附图1-1中的空间一微小体积，考虑到声压 P 、质点速度 u 和质点位移 ξ 的连续，能量守恒以及没有旋转运动，有下列微分方程成立：



$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1)$$

或写作：
$$\nabla^2 P = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$$

式中 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ ，即拉普拉斯算子。

声压 P 和质点速度 u 有下式关系：

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho \frac{\partial u}{\partial t}, \quad u = -\frac{\partial \xi}{\partial t} \quad (2)$$

附图 1-1 在坐标系中取的微小体积 式中 t —— 时间；
 ρ —— 密度。

二、固体中波动方程的一般形式^[15, 16]

考虑方法与液体中相同，不过由于横向弹性使其变得复杂。

在各向同性的固体中，设拉梅常数为 λ 和 μ （ λ 和 μ 是独立的，所以纵波和横波独立存在。在液体中 $\lambda = K$ ， $\mu = 0$ ）， X ， Y ， Z 方向的位移分别为 ξ ， ζ ， η ，则有：

$$\begin{aligned} & (\lambda + \mu) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) - 2\mu \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \right] \\ & = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (3)$$

这个式子是就右边为 ξ 给出的，对于右边是 ζ 、 η ，还有两个同样的式子同时成立。如果使用矢量 \mathbf{X} （ ξ 、 ζ 、 η 作为其分量）和矢量数学分析的符号，则包括式（3）的三个波动方程简化为下式：

$$(\lambda + 2\mu) \text{grad div } \mathbf{X} - 2\mu \text{rot}^2 \mathbf{X} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{X}}{\partial t^2} \quad (4)$$

在各向同性的固体中应力的六个分量和位移之间有下列关系[●]：

● 式中应力符号大写字母表示力的方向，小写脚标表示力所在平面的法线方向。

$$\left. \begin{aligned} X_x &= \lambda \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ Y_y &= \lambda \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \zeta}{\partial y} \\ Z_z &= \lambda \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial \eta}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$$\left. \begin{aligned} X_y = Y_x &= \mu \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right) \\ X_z = Z_x &= \mu \left(\frac{\partial \xi}{\partial z} + \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \\ Y_z = Z_y &= \mu \left(\frac{\partial \zeta}{\partial z} + \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

纵波和横波在无限空间中独立存在（不是无限空间时不能独立考虑，参阅板波），所以式（5）、（6）应分别考虑。对于纵波， $\text{rot} X = 0$ ；对于横波， $\text{grad} \text{div} X = 0$ 。

三、速度势

质点速度和质点位移用有三个方向分量的矢量来处理是困难的。为了便于理论处理，常常使用速度势 ϕ ：

$$u = -\frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad v = -\frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad w = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (7)$$

式中 u —— X 方向质点速度；
 v —— Y 方向质点速度；
 w —— Z 方向质点速度。

在矢量分析中把式（7）写作： V （质点速度） $= -\text{grad} \phi$ 。 ϕ 的值由 x 、 y 、 z 的值决定，与方向无关。声压 P 和 ϕ 之间有下列关系：

$$P = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (8)$$

使用速度势 ϕ 的波动方程式与式（1）的形式相同，即：

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (9)$$

对于固体中的纵波，对应于位移（ ξ 、 ζ 、 η ）有时使用位移势，与使用速度势比较只不过相差一个对时间的微分 $\frac{\partial}{\partial t}$ 。

四、波动方程式的解

所谓解波动方程式就是找出满足这方程式的特定的波动，或者说用数式表达波动离开声源传播的情况。本附录第十部分是求解方法的一例。虽然它使用了瑞利公式，但叠加原理、倒易定理等对处理问题也是重要的。象分析电磁场一样也使用格林定理、高斯定理、斯托克斯定理等各种定理。作为特殊波的解，有平面波、柱面波和球面波，后面将分别叙述。

在超声波探伤中使用的主要是脉冲波。脉冲波随时间或空间的变化，根据傅立叶分析，

可以由正弦波的解用若干频率不同的正弦波的合成来解释。如果直接用脉冲波分析，数学处理很复杂，并且结果常常不能简单地表示。

五、平面波的解

在处理流体和固体中的纵波时，式(3)、(4)变为式(9)的形式。如果Y、Z方向一样，则y、z的微分量就为零，简化为下式(对横波也有同样的式子成立)：

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \tag{10}$$

它的解为：

$$\phi = f(x-ct) + f(x+ct) \tag{11}$$

等号右边的第一项是在X的正方向传播的波，第二项是在相反方向传播的波。因为超声波探伤只考虑在一个方向传播的波，所以仅考虑第一项。

f是任意函数。若考虑正弦波，则用下式表示：

$$\phi = A \sin(kx - \omega t) \tag{12}$$

式中 A —— 振幅；

k —— 波数， $k = \frac{\omega}{c}$ ；

ω —— 角频率。

为了便于进行数学处理，把正弦函数用指数函数的复数表示，使正弦函数与后者的实数部分相对应(下式的实数部分是 $A \cos(kx - \omega t)$ ，虽与式(12)不同，但实质上是相同的，仅相位相差 $\frac{\pi}{2}$)：

$$\phi_1 = A e^{j(kx - \omega t)} = A e^{-j\omega t} e^{jkx} = \overset{\circ}{A} e^{jkx} \tag{13}$$

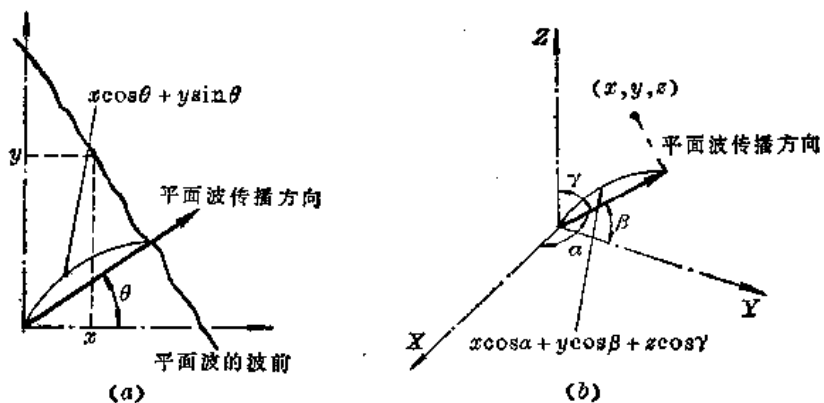
式中 $\overset{\circ}{A} = A e^{-j\omega t}$ ， $j = \sqrt{-1}$ 。

六、平面波在一般坐标系中的公式

式(12)、(13)是沿X方向传播的正弦平面波。如附图1-2a所示，在两维坐标系中倾斜传播的平面波，则有：

$$\phi_2 = A e^{-j\omega t} e^{jk(x \cos \theta + y \sin \theta)} \tag{14}$$

式(14)在处理倾斜入射时的反射与折射时使用。



附图 1-2 在坐标系中倾斜传播的平面波

在附图1-2b的三维空间传播的平面波:

$$\phi_3 = Ae^{-j\omega t} e^{jk(x\cos\alpha + y\cos\beta + z\cos\gamma)} \quad (15)$$

在圆柱坐标 (r, θ) 中把沿X轴方向传播的平面波展开为^[17,18]:

$$\phi_c = Ae^{j(krcos\theta - \omega t)} = Ae^{-j\omega t} \left[J_0(kr) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} j^n \cos(n\theta) J_n(kr) \right] \quad (16)$$

式中 J_n ——贝塞尔函数。

式(16)用于圆柱缺陷的反射^[19]。

在球坐标 (ρ, θ, φ) 中把沿X轴方向传播的平面波展开为:

$$\phi_s = Ae^{j(k\rho\cos\theta - \omega t)} = Ae^{-j\omega t} \left[\sum_{n=0}^{\infty} j^n (2n+1) J_n(k\rho) P_n(\cos\theta) \right] \quad (17)$$

式中 P_n ——勒让德函数。

式(17)用于球形缺陷的反射^[19]。

式(16)和(17)用于计算圆柱形和球形反射体的反射时较为方便。

七、复数表示和符号法

因为使用式(13)那样的复数在数学处理上较为方便,所以在电气回路中作为符号法来使用^[20]。式(13)的实数部分变为式(12),它所包含的物理意义要牢记。下面列举数学公式:

$$\left. \begin{aligned} (1) \quad e^{j\theta} &= \cos\theta + j\sin\theta = 1 + j\theta + \frac{1}{2!}(j\theta)^2 + \frac{1}{3!}(j\theta)^3 + \dots \\ (2) \quad \sin\theta &= \frac{e^{j\theta} - e^{-j\theta}}{2j} = \theta - \frac{1}{3!}\theta^3 + \frac{1}{5!}\theta^5 - \dots \\ (3) \quad \cos\theta &= \frac{e^{j\theta} + e^{-j\theta}}{2} = 1 - \frac{1}{2!}\theta^2 + \frac{1}{4!}\theta^4 - \dots \\ (4) \quad \operatorname{tg}\theta &= -j \frac{e^{j\theta} - e^{-j\theta}}{e^{j\theta} + e^{-j\theta}} = -j \frac{e^{2j\theta} - 1}{e^{2j\theta} + 1} \\ (5) \quad e^{jx}e^{jy} &= e^{j(x+y)}, (e^{jx})^n = e^{jn x} \\ (6) \quad |e^{j\theta}| &= \sqrt{\cos^2\theta + \sin^2\theta} = 1 \\ (7) \quad e^{\pm j2n\pi} &= 1, e^{\pm j(2n+1)\pi} = -1 \quad (n=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \\ (8) \quad e^{j(\frac{\pi}{2} \pm 2n\pi)} &= e^{j(\frac{\pi}{2})} = j, e^{j(\frac{3\pi}{2} \pm 2n\pi)} = e^{j(\frac{3\pi}{2})} = -j \end{aligned} \right\} (18)$$

因为 $Ae^{-j(\omega t - kx)}$ 随 ωt 正弦变化部分往往是共同的,所以常常写成象式(13)那样 $Ae^{-j\omega t} = \hat{A}$, 考虑 $\hat{A}e^{jkx}$ 。在求物理意义时,必须复原为 $Ae^{-j(\omega t - kx)}$ 的形式,仅考虑实数部分。 $Ae^{-j(\omega t - kx)}$ 的实数部分是 $A\cos(\omega t - kx)$ 。因为往往都知道普通观察法或符号法的习惯,所以关于这一点常省略。

八、柱面波的解^[21]

把式(9)换写为柱坐标的形式,则:

$$\begin{aligned} x &= r\cos\theta, \quad y = r\sin\theta \\ \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} &= \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (19)$$

若考虑 z 和 θ 方向是一样的对称柱面波, 则,

$$\frac{\partial^2 \phi_c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi_c}{\partial r} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_c}{\partial t^2}$$

上式的解为:

$$\phi_c = \frac{A}{\sqrt{r}} \sin(kr - \omega t), \text{ 或 } \phi_c = \frac{A}{\sqrt{r}} e^{jkr} \quad (20)$$

式(19)的通解为^[17,18]:

$$\phi_{cr} = e^{-j\omega t} [CJ_n(k_r r) + DN_n(k_r r)] [A \cos n\theta + B \sin n\theta] [E e^{j k_z z} + F e^{-j k_z z}] \quad (21)$$

式中 $k_r = \sqrt{k^2 - k_z^2}$;

k_z —— z 方向的波数;

J_n —— 贝塞尔函数;

N_n —— 诺埃曼函数;

A 、 B 、 C 、 D 、 E 、 F —— 由初始条件和边界条件决定的常数。

九、球面波的解^[21]

把式(9)换写为球座标的形式, 则:

$$x = \rho \sin \alpha \cos \beta, \quad y = \rho \sin \alpha \sin \beta, \quad z = \rho \cos \alpha$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial \phi}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2 \sin^2 \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} \left(\sin \alpha \frac{\partial \phi}{\partial \alpha} \right) + \frac{1}{\rho^2 \sin^2 \alpha} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \beta^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad (22)$$

若考虑在 α 、 β 方向一样的对称球面波, 则:

$$\frac{\partial^2 \phi_s}{\partial \rho^2} + \frac{2}{\rho} \frac{\partial \phi_s}{\partial \rho} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_s}{\partial t^2}$$

设 $\phi_s = \frac{\phi}{\rho}$, 则:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \rho^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$$

于是得:

$$\phi_s = \frac{A}{\rho} \sin(k\rho - \omega t), \text{ 或 } \phi_s = \frac{A}{\rho} e^{jk\rho} \quad (23)$$

式(22)的通解为^[17,18]:

$$\begin{aligned} \phi_{sr} = \sum_{n=0}^{\infty} [c_n J_n(k\rho) + d_n N_n(k\rho)] & \left[a_{n0} P_n(\cos \theta) \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^n (a_{nm} \cos m\varphi + b_{nm} \sin m\varphi) P_n(m \cos \theta) \right] e^{-j\omega t} \end{aligned} \quad (24)$$

十、求面声源前任意点声压的方法

在能量守恒的空间中, 式(1)、(9)的波动方程式成立。有声源的情况下有:

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \ddot{\phi} = \Phi \quad (25)$$

求由 Φ 声源引起的声场有各种定理, 这里介绍容易理解的瑞利公式。当知道某一闭合曲面上的速度势 ϕ 时, 根据式(25)可以由下式计算任一点的速度势:

$$\phi_x = -\frac{1}{4\pi} \iint_S \frac{d\phi}{dn} \frac{e^{jk r}}{r} dS$$

$-\frac{d\phi}{dn}$ 等于粒子速度，当闭合曲面上的点速度振幅等于 U_0 ，用正弦波激励且能量限于向半无限空间发射时，速度势为上式的二倍，用下式表示：

$$\phi_x = \frac{1}{2\pi} \iint_S U_0 e^{-j\omega t} \frac{e^{jk r}}{r} dS \quad (26)$$

$\frac{(U_0 e^{-j\omega t} dS)}{(2\pi)}$ 作为点声源的强度，上式可以认为是对全闭曲面面积分的结果。活塞声源等的计算，根据式 (26) 来进行。

十一、各种声源的声场及AVG图

(一) 圆盘源

1. 圆盘源轴线上的声压

在图2-4的坐标中，据式 (26) 轴线上一点 $Q(z)$ 的速度势 ϕ 为：

$$\phi = \iint_S \frac{U_0}{2\pi r} e^{j(kR - \omega t)} dS$$

因为 $r = \sqrt{R^2 + z^2}$ ， $dS = R d\psi dR$ ，则：

$$\phi = \frac{U_0}{2\pi} e^{-j\omega t} \int_0^{R_s} \int_0^{2\pi} \frac{e^{jk\sqrt{R^2+z^2}}}{\sqrt{R^2+z^2}} R d\psi dR$$

积分变量由 R 改为 r ，则：

$$\begin{aligned} \phi &= U_0 e^{-j\omega t} \int_0^{\sqrt{R_s^2+z^2}} e^{jk r} dr \\ &= \frac{U_0 e^{-j\omega t}}{jk} (e^{jk\sqrt{R_s^2+z^2}} - e^{jkz}) \\ &= \frac{U_0 e^{-j\omega t}}{jk} e^{j\frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}+z)} \left[e^{j\frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}-z)} - e^{-j\frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}-z)} \right] \\ &= \frac{2U_0}{k} \sin \left[\frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}-z) \right] e^{-j[\omega t - \frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}+z)]} \end{aligned}$$

因为声压 $P = j\rho\omega\phi$ ，由上式得声压振幅 P_m ：

$$P_m = 2\rho c U_0 \left| \sin \left[\frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}-z) \right] \right|$$

式中 ρc —— 介质声阻抗。

设起始声压振幅 $P_0 = \rho c U_0$ ，代入上式得：

$$P_m = 2P_0 \left| \sin \left[\frac{k}{2}(\sqrt{R_s^2+z^2}-z) \right] \right| \quad (27)$$

声源面上的声压是复杂变化的，其平均值设为 P_0 。 P_0 和 U_0 的比叫做发射阻抗。 kR_s 大时，如平面波， $\frac{P_0}{U_0} = \rho c$ ， kR_s 小时为复数，反作用大，没有有效发射。 $kR_s > 3$ 时，发

射阻抗约为 ρc 。对超声波探伤而言，完全满足这个条件。

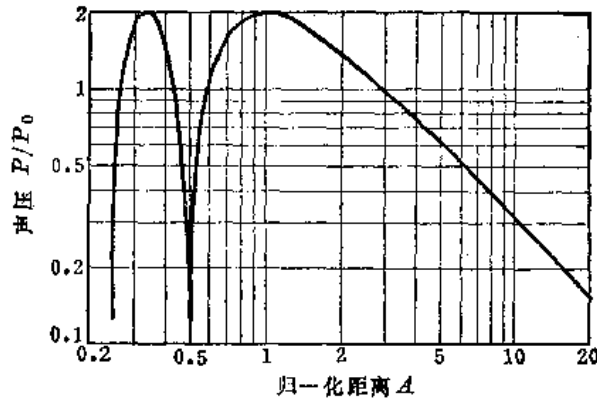
由式(27)，当 $z/R_s > 2$ 时，有：

$$P \approx 2P_0 \left| \sin \frac{\pi}{2A} \right|$$

式中 $A = \lambda z / R_s^2$ 。

2. 圆盘源轴线上的声压图

见附图1-3。 $P/P_0 = 2 |\sin \pi / 2A|$ ，声源直径为 $2R_s$ 。



附图 1-3 圆盘源轴线上的声压

3. 圆盘源的远场

对于远场中一观察点 $M(r, \theta)$ (见图 2-6)，设声源中心至观察点的距离为 r ，则有：

$$r' \approx r - R \sin \theta \cos \psi$$

由式(26)得：

$$\begin{aligned} \phi_0 &\approx \frac{U_0}{2\pi r} e^{j(kr - \omega t)} \int_0^{R_s} \int_0^{2\pi} e^{-jkR \sin \theta \cos \psi} R d\psi dR \\ &\approx \frac{U_0}{2\pi r} e^{j(kr - \omega t)} \pi R_s^2 \frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \end{aligned} \quad (28)$$

指向系数：

$$D_c = \frac{2J_1(kR_s \sin \theta)}{kR_s \sin \theta} \quad (29)$$

4. 远场的指向性

见附图1-4。

5. 圆形平面伤的反射指向性

见附图1-5。反射指向系数 $D(\theta)$ ：

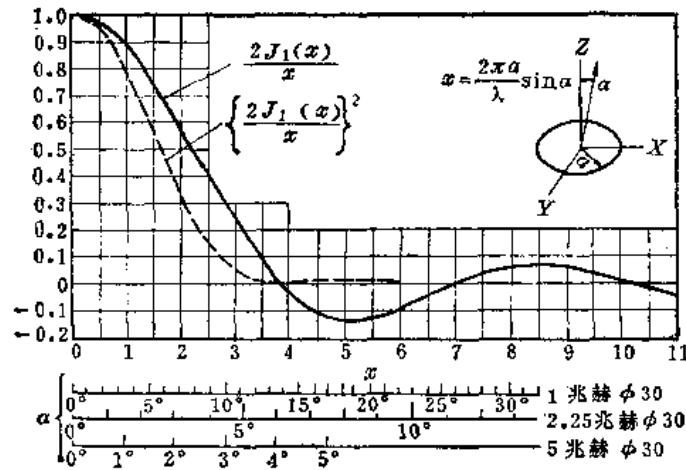
$$D(\theta) = \cos \theta \frac{2J_1(2kR \sin \theta)}{2kR \sin \theta}$$

伤的直径 $2R = 5$ 毫米。

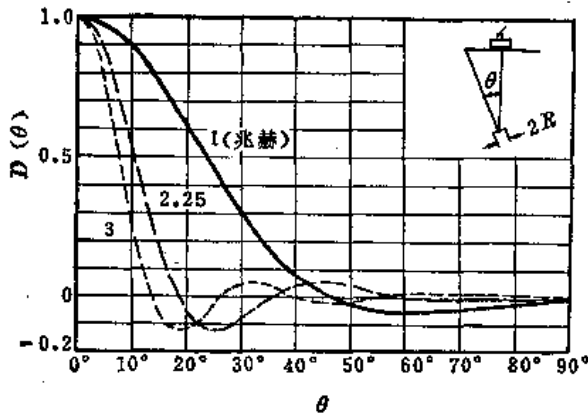
(二) 矩形源

1. 矩形源的远场

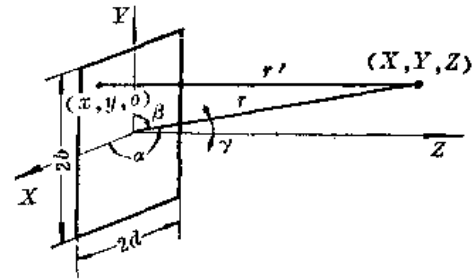
从附图1-6矩形源上的一点 $(x, y, 0)$ 到任意一点 (X, Y, Z) 的距离为 r' ，



附图 1-4 圆盘源远场指向性
(钢 $c_l = 5900$ 米/秒)



附图 1-5 圆形平面伤的反射指向性



附图 1-6 计算矩形源指向系数的座标

则:

$$r' = \sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + (Z-z)^2}$$

$$= r \sqrt{1 - 2x \frac{X}{R^2} - 2y \frac{Y}{R^2} + \frac{(x^2 + y^2)}{R^2}}$$

式中 $r = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2}$ 。

当 x 、 y 远小于 r 时, $\frac{X}{r} \approx \cos \alpha$, $\frac{Y}{r} \approx \cos \beta$, 从而近似有:

$$r' \approx r - x \cos \alpha - y \cos \beta$$

据式 (26), 远场中任意点 (X, Y, Z) 的速度势为:

$$\phi_r \approx \frac{1}{2\pi} \int_{-b}^b \int_{-d}^d U_0 e^{-j\omega t} \frac{e^{jk(r-x\cos\alpha-y\cos\beta)}}{r} dx dy$$

$$= \frac{U_0}{2\pi r} e^{j(kr-\omega t)} \int_{-b}^b e^{-jk y \cos \beta} dy \int_{-d}^d e^{-jk x \cos \alpha} dx$$

$$= \frac{U_0 4bde^{-j(\omega t - kr)}}{2\pi r} \left[\frac{\sin(kd \cos \alpha)}{kd \cos \alpha} \right] \left[\frac{\sin(kb \cos \beta)}{kb \cos \beta} \right] \quad (30)$$

指向系数:

$$D_r = \left[\frac{\sin(kd \cos \alpha)}{kd \cos \alpha} \right] \left[\frac{\sin(kb \cos \beta)}{kb \cos \beta} \right] \quad (31)$$

$\beta = 90^\circ$ 时,

$$D_r(90^\circ) = \frac{\sin(kd \cos \alpha)}{kd \cos \alpha}$$

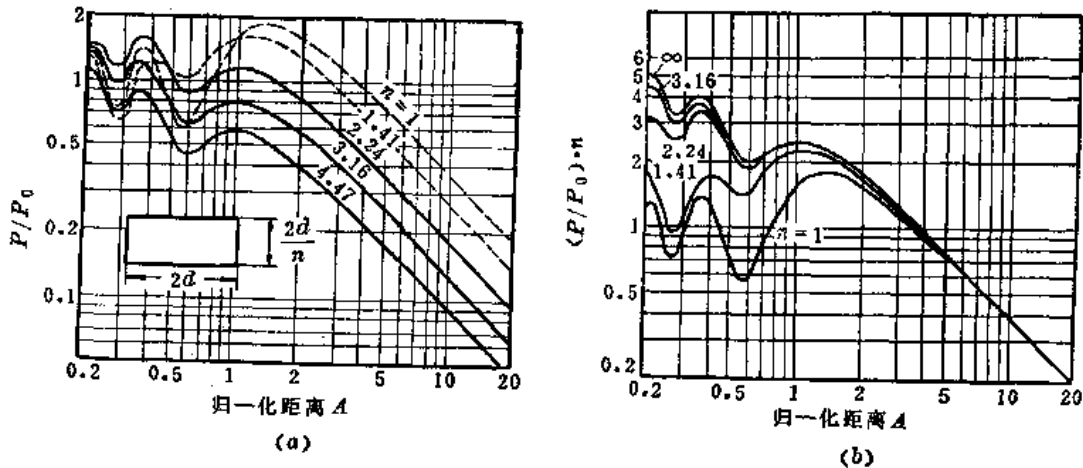
在正方形对角线方向, 由于 $d=b$, $\alpha=\beta$, $\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma = 1$, 可得,

$$D_r(45^\circ) = \left[\frac{\sin\left(\frac{kd}{\sqrt{2}} \sin \gamma\right)}{\frac{kd}{\sqrt{2}} \sin \gamma} \right]^2$$

由 $D_r(45^\circ)$ 可知其较半径为 d 的圆盘源的指向性稍差些。

2. 声束轴线上的声压

见附图 1-7。声源尺寸: $(2d) \left(\frac{2d}{n}\right)$, $A = \frac{r\lambda}{d^2}$, $P_0 = \rho c U_0$ 。



附图 1-7 矩形源轴线上的声压

(三) 高斯声源

1. 声束轴线上的声压

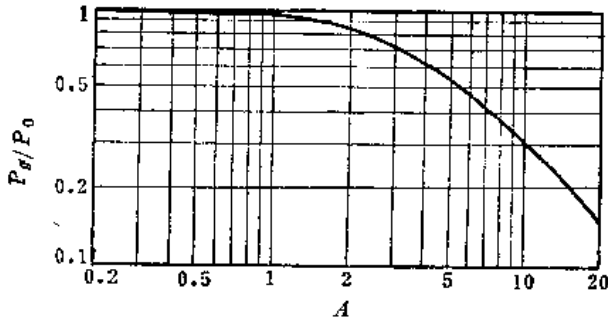
见附图 1-8。其表达式为:

$$\frac{P_r}{P_0} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{A}{\pi}\right)^2 + 1}}$$

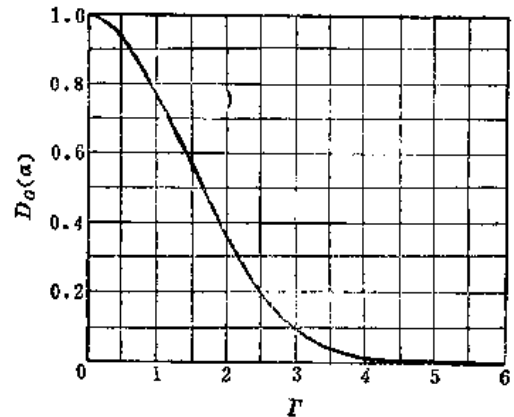
声源有效直径为 $2R_0$ 。(菊型电极声源的直径为 $4R_0$)， $A = \frac{a\lambda}{R_0^2}$, $P_0 = \rho c U$, U 为声源中心质点振动速度振幅。

2. 远场指向性

见附图 1-9。 $D_a(\alpha) = e^{-\Gamma^2}$, $\Gamma = \frac{\pi}{\lambda} R_0 \sin \alpha$, α 为所考虑的方向与中心轴的夹角。



附图 1-8 高斯声源轴线上的声压



附图 1-9 高斯声源远场指向性

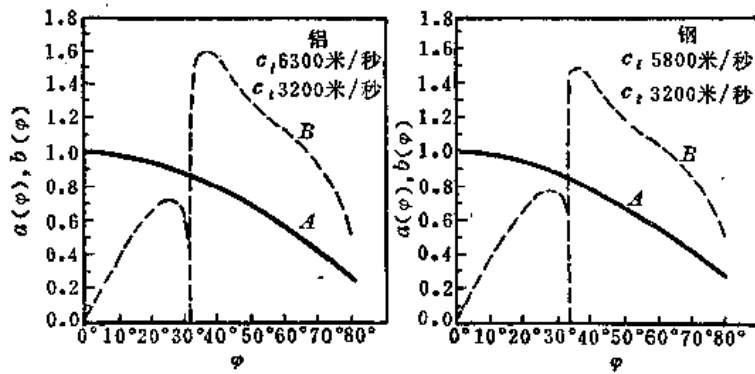
3. 高斯声源的速度分布和菊型电极 参见图2-21。

十二、固体中声源的指向性 [22]

如果固体中横波成分可以忽略，只考虑纵波成分，则基于同样的假定，给出与式(29)和(31)大致相似的特性。理论推导分两种不同的情况，一种是假定声源上诸点的声压一定，一种是假定声源上诸质点振动速度一定。两者计算结果略有差异，但按前者假定计算的结果比较近于实际。因计算相当复杂而从略，仅把结果示于附图1-10，它对应于声压一定的情况。

在求指向特性时，首先用式(29)和(31)等求纵波在液体中的指向系数 $D_l(\varphi)$ ，再查附图1-10中 A 曲线的值 $a(\varphi)$ ，用下式求出固体中的指向系数 D_l^s ：

$$D_l^s = a(\varphi) D_l(\varphi) \quad (32)$$



附图 1-10 用于计算固体中指向系数的曲线

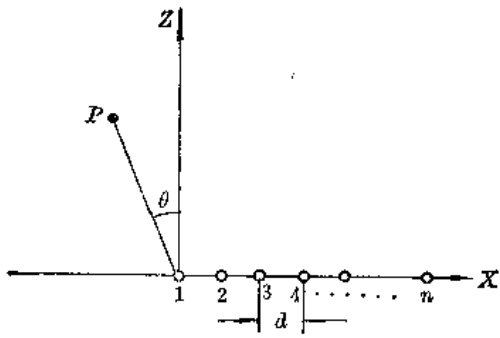
对于横波，仍用式(29)和(31)等以横波速度求出指向系数 $D_t(\varphi)$ ，用附图 1-10 中 B 曲线查出 $b(\varphi)$ ，再用下式计算：

$$D_t^s = b(\varphi) D_t(\varphi) \quad (32')$$

十三、群声源的指向性 [23]

具有相同特性的声源排列在一起，各声源同相位振动时，下面的叠加法则成立。

n 个点声源像附图1-11那样以等间隔 d 在 X 轴方向排列时， P 点的速度势 ϕ 是各点声



附图 1-11 直线排列的群声源

源的球面波 $\phi_n = \frac{\dot{A}}{r} e^{jk r}$ 的叠加:

$$\begin{aligned} \phi &\approx \sum_0^{n-1} \frac{\dot{A}}{r} e^{jk(r-nds \sin \theta)} \\ &= \frac{\dot{A}}{r} e^{jk r} \sum_0^{n-1} e^{-jknds \sin \theta} \quad (\text{等比级数}) \\ &= \frac{\dot{A}}{r} e^{jk[r - \frac{1}{2}(n-1)ds \sin \theta]} \frac{\sin \frac{knds \sin \theta}{2}}{\sin \frac{kds \sin \theta}{2}} \end{aligned}$$

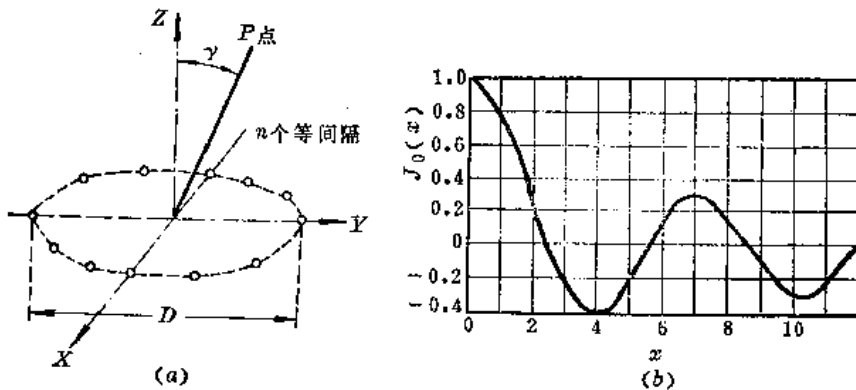
于是指向系数为:

$$D_1 = \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi nd}{\lambda} \sin \theta\right)}{\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \theta\right)} \right| \quad (33)$$

同样地, 如附图1-12 a 那样在直径为 D 的圆周上, 等间隔地排列 n 个点声源, 其指向系数可用下式近似计算:

$$D(\gamma) \approx J_0\left(\frac{\pi D}{\lambda} \sin \gamma\right) \quad (34)$$

J_0 贝塞尔函数的数值如附图1-12 b 所示。



附图 1-12 圆周排列群声源及计算其指向系数用图表

十四、流体中界面的反射和折射

一般在处理倾斜入射时就平面波而论, 假定入射波为 ϕ_i 、反射波为 ϕ_r 、折射波为 ϕ_t 。

据附图1-13和式(14)有:

$$\left. \begin{aligned} \phi_i &= \dot{A}_i e^{jk_1(x \sin \alpha - y \cos \alpha)} && \text{入射波} \\ \phi_r &= \dot{A}_r e^{jk_1(x \sin \alpha' + y \cos \alpha')} && \text{反射波} \\ \phi_t &= \dot{A}_t e^{jk_2(x \sin \beta - y \cos \beta)} && \text{折射波} \end{aligned} \right\} \quad (35)$$

式中 $k_1 = \frac{\omega}{c_{11}}$, $k_2 = \frac{\omega}{c_{12}}$; $\dot{A}_i = A_i e^{-j\omega t}$, $\dot{A}_r = A_r e^{-j\omega t}$, $\dot{A}_t = A_t e^{-j\omega t}$ 。

据在界面处 ($y=0$) 介质 1 和介质 2 的声压连续, 有:

$$\rho_1 \frac{\partial(\phi_i + \phi_r)}{\partial t} = \rho_2 \frac{\partial \phi_t}{\partial t} \quad (y=0)$$

$$\therefore \rho_1 \omega (\dot{A}_i e^{jk_1 x \sin \alpha} + \dot{A}_r e^{jk_1 x \sin \alpha'}) = \rho_2 \omega \dot{A}_t e^{jk_2 x \sin \beta} \quad (36)$$

据在界面处速度连续, 有:

$$-\frac{\partial \phi_i}{\partial y} - \frac{\partial \phi_r}{\partial y} = -\frac{\partial \phi_t}{\partial y} \quad (y=0)$$

$$\therefore jk_1 \cos \alpha \dot{A}_i e^{jk_1 x \sin \alpha} - jk_1 \cos \alpha' \dot{A}_r e^{jk_1 x \sin \alpha'} = jk_2 \cos \beta \dot{A}_t e^{jk_2 x \sin \beta} \quad (37)$$

据式(36)、(37)得反射率 R_i :

$$R_i = \frac{\phi_r}{\phi_i} = \frac{\dot{A}_r e^{jk_1 x \sin \alpha'}}{\dot{A}_i e^{jk_1 x \sin \alpha}} = \frac{\rho_2 c_2 \cos \alpha' - \rho_1 c_1 \cos \beta}{\rho_2 c_2 \cos \alpha + \rho_1 c_1 \cos \beta}$$

R_i 为实数。

R_i 也等于声压或质点速度比。

因无论 α 的值如何, 式(37)都成立, 故有下式:

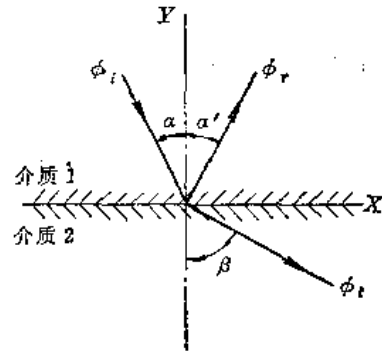
$$jk_1 \sin \alpha = jk_1 \sin \alpha' = jk_2 \sin \beta \quad (38)$$

从而有反射定律:

$$\alpha = \alpha'$$

$$\therefore R_i = \frac{Z_2 \cos \alpha - Z_1 \cos \beta}{Z_2 \cos \alpha + Z_1 \cos \beta} \quad (39)$$

式中 $Z_1 = \rho_1 c_1$, $Z_2 = \rho_2 c_2$ 。



附图 1-13 液体中界面的反射、折射的坐标

从式(38)同样可得出折射定律:

$$\frac{c_1}{\sin \alpha} = \frac{c_2}{\sin \beta} \quad (40)$$

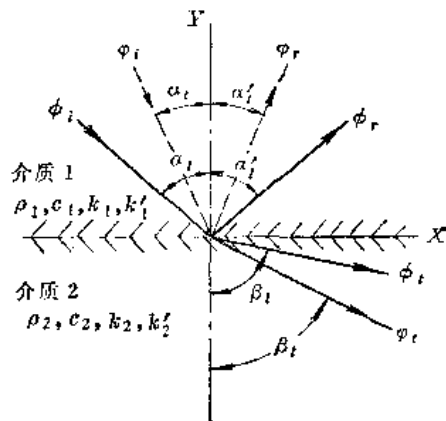
声压透射率 D 表为下式(推导从略):

$$D = \frac{2Z_2 \cos \beta}{Z_2 \cos \alpha + Z_1 \cos \beta} \quad (41)$$

垂直入射时, $\alpha = \beta = 0$, 有:

$$R_i = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (42)$$

$$D = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (43)$$



附图 1-14 固体中界面的反射、折射的坐标

十五、固体中界面的反射和折射 [15, 24, 25, 26]

按式(4)波动方程, 能够独立地得出纵波和横波的解。现在考虑 Z 方向情况相同的平面波, 就附图1-14的入射、反射和折射的纵波而论, 可以假定为式(35), 而 $\alpha = \alpha'$; 就横波而论, 同样可以假定为下式:

$$\left. \begin{aligned} \phi_i &= \dot{B}_i e^{jk_1' (x \sin \alpha_i - y \cos \alpha_i)} \text{ 入射波} \\ \phi_r &= \dot{B}_r e^{jk_1' (x \sin \alpha_r' + y \cos \alpha_r')} \text{ 反射波} \\ \phi_t &= \dot{B}_t e^{jk_2' (x \sin \beta_t - y \cos \beta_t)} \text{ 折射波} \end{aligned} \right\} \quad (44)$$

式中 $k_1' = \frac{\omega}{c_{t1}}$; $k_2' = \frac{\omega}{c_{t2}}$; $\dot{B}_i = B_i e^{-j\omega t}$; $\dot{B}_r = B_r e^{-j\omega t}$; $\dot{B}_t = B_t e^{-j\omega t}$ 。

设 ϕ_i 、 ϕ_r 、 ϕ_t 、 φ_i 、 φ_r 、 φ_t 为位移势有下式关系:

$$\xi = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad \zeta = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (45)$$

从介质1和介质2中位移连续的条件,式(35)、(44)代入式(45),设 $y=0$,且考虑反射定律和折射定律,有:

$$k_1 \sin \alpha_i = k_1 \sin \alpha'_i = k'_1 \sin \alpha'_t = k_2 \sin \beta_i = k'_2 \sin \beta_t$$

简化整理得到下式:

从 ξ :

$$k_1 \sin \alpha'_i A_i + k_1 \sin \alpha'_t A_r - k'_1 \cos \alpha'_t B_r - k_2 \sin \beta_i A_t - k'_2 \cos \beta_t B_t = 0$$

从 ζ :

$$-k_1 \cos \alpha'_i A_i + k_1 \cos \alpha'_t A_r + k'_1 \sin \alpha'_t B_r + k_2 \cos \beta_i A_t + k'_2 \sin \beta_t B_t = 0$$

(46)

且境界面的应力是式(5)、(6)中的 Y_y 、 X_y ,根据 $Y_{y1} = Y_{y2}$ 和 $X_{y1} = X_{y2}$,从式(35)、(44)求出的 ξ 、 ζ 代入式(5)、(6)得到两个方程,与式(46)一起组成四个联立一次方程。从该组方程 A_r 、 B_r 、 A_t 、 B_t 与 A_i 的比值可以算出^[27]。

因为斜探头楔面上有油膜,由于 $y=0$ 处没有横向应力,即 $X_{y1} = 0$, $X_{y2} = 0$ 。又按 $\zeta_1 = \zeta_2$, $Y_{y1} = Y_{y2}$,有四个方程式成立,同样可以求出 A_r 、 B_r 、 A_t 、 B_t 。

这就证明了一个平面纵波入射于固体中界面,一般情况下要产生一个反射纵波和一个反射横波,同时还产生一个折射纵波和一个折射横波。同样可以证明一个平面横波入射于固体中界面,一般情况下要产生一个反射横波和一个反射纵波,同时还产生一个折射横波和一个折射纵波。

为了给出声压反射率和透射率公式,除附图1-14中使用的符号外,又规定符号如下:

c_{i1} ——第一介质中纵波速度;

c_{i2} ——第二介质中纵波速度;

c_{t1} ——第一介质中横波速度;

c_{t2} ——第二介质中横波速度;

ρ_1 、 ρ_2 分别表示第一、第二介质的密度;

$$N = 2 \operatorname{ctg} \alpha_t + \frac{c_{i1}}{2c_{t1}} \frac{\cos^2 2\alpha_t}{\cos \alpha_t} + \frac{2\rho_2 c_{i2}^2}{\rho_1 c_{t1}^2} \operatorname{ctg} \beta_t + \frac{\rho_2 c_{i1} c_{i2}^2 \cos^2 2\beta_t}{2\rho_1 c_{t1}^2 \cos \alpha_t}$$

下面给出平面波入射于异质固体的无限平面界面,在不考虑材质对声的衰减的前提下,声压反射率和透射率的计算结果。

第一介质中入射纵波时,反射纵波的反射率 R_{i1} ●为:

$$R_{i1} = 1 - \frac{\cos^2 2\alpha_t}{N \cos \alpha_t} \quad (47)$$

入射纵波时,反射横波的反射率 R_{it} 为:

$$R_{it} = \frac{-2c_{i1}^2 \cos 2\alpha_t}{N c_{t1}^2 \sin^2 \alpha_t} \quad (48)$$

● R_{ij} 脚标第一个字母表示入射波型,第二个字母表示反射波型。

入射纵波时, 折射纵波的透射率 D_{tt} ①为:

$$D_{tt} = \frac{2\rho_2 c_{t2} c_{l1}^2 \cos^2 2\beta_t \cos 2\alpha_t}{N \rho_1 c_{l1}^4 \cos 2\alpha_t \sin \alpha_t} \quad (49)$$

入射纵波时, 折射横波的透射率 D_{tt} 为:

$$D_{tt} = \frac{-2\rho_2 c_{t2}^3 c_{l1} \cos 2\alpha_t}{N \rho_1 c_{l1}^4 \sin 2\alpha_t} \quad (50)$$

第一介质中入射横波时, 反射纵波的反射率 R_{tt} 为:

$$R_{tt} = \frac{4c_{l1} \cos \alpha_t \cos^2 2\alpha_t}{N c_{l1} \sin 2\alpha_t} \quad (51)$$

入射横波时, 反射横波的反射率 R_{tt} 为:

$$R_{tt} = \frac{4c_{l1} \cos \alpha_t}{N c_{l1} \sin \alpha_t} - 1 \quad (52)$$

入射横波时, 折射纵波的透射率 D_{tt} 为:

$$D_{tt} = -\frac{4\rho_2 c_{t2}^2 c_{l2} c_{l1} \cos^2 2\beta_t \cos \alpha_t}{N \rho_1 c_{l1}^4 \sin 2\alpha_t} \quad (53)$$

入射横波时, 折射横波的透射率 D_{tt} 为:

$$D_{tt} = \frac{4\rho_2 c_{t2}^3 c_{l1} \cos \alpha_t}{N \rho_1 c_{l1}^4 \sin \alpha_t} \quad (54)$$

如果入射波于第二介质中入射, 则上列公式中符号脚标 1、2 必须互换。

十六、固体自由界面的反射

入射纵波时, 反射纵波的声压反射率 R_{tt} 为:

$$R_{tt} = \frac{\left(\frac{c_t}{c_l}\right)^2 \sin 2\alpha_t \sin 2\alpha_t - \cos^2 2\alpha_t}{N_1} \quad (55)$$

式中 c_l 、 c_t ——分别表示固体中纵波和横波声速;

$$N_1 = \left(\frac{c_t}{c_l}\right)^2 \sin 2\alpha_t \sin 2\alpha_t + \cos^2 2\alpha_t$$

入射纵波时, 反射横波的声压反射率 R_{tt} 为:

$$R_{tt} = \frac{2\left(\frac{c_t}{c_l}\right)^2 \sin 2\alpha_t \cos 2\alpha_t}{N_1} \quad (56)$$

入射横波(振动方向平行于入射平面)时, 反射纵波的声压反射率 R_{tt} 为:

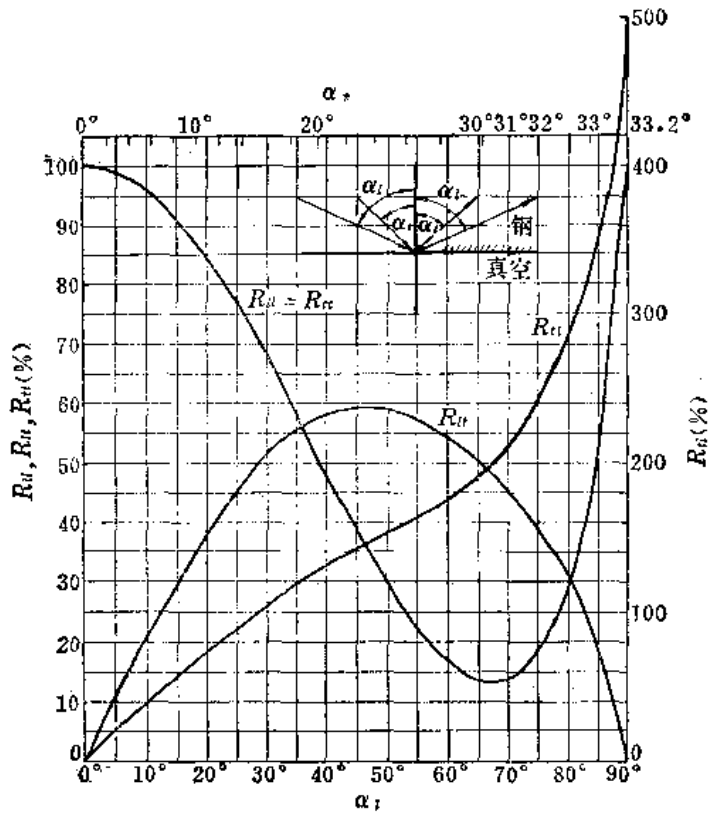
$$R_{tt} = \frac{-\sin 4\alpha_t}{N_1} \quad (57)$$

入射横波时, 反射横波的声压反射率 R_{tt} 为:

$$R_{tt} = \frac{\left(\frac{c_t}{c_l}\right)^2 \sin 2\alpha_t \sin 2\alpha_t - \cos^2 2\alpha_t}{N_1} = R_{tt} \quad (58)$$

按式(55)~式(58)计算的结果示于附图1-15。

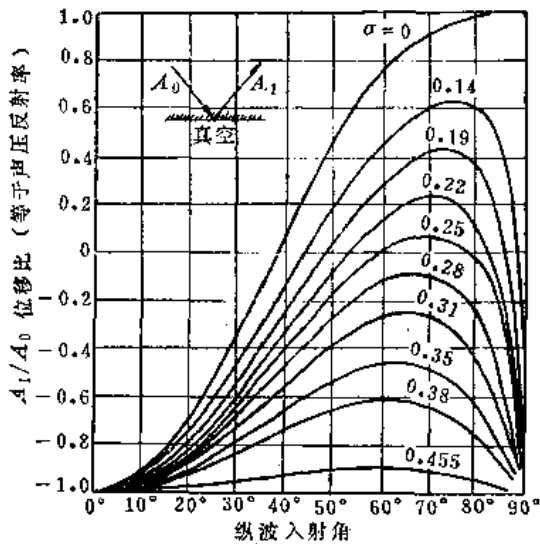
① D_{tt} 脚标第一个字母表示入射波型, 第二个字母表示折射波型。



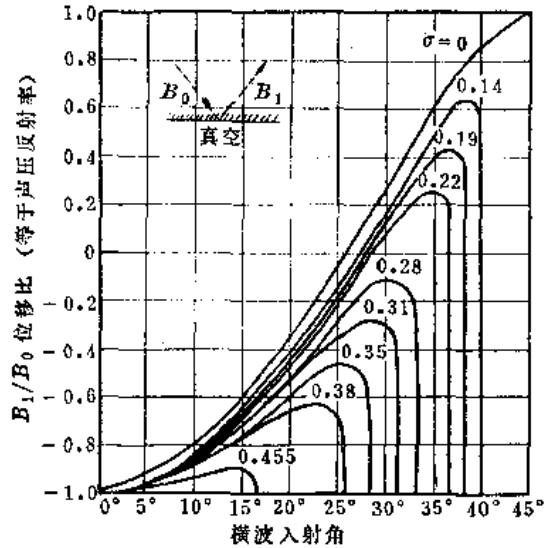
附图 1-15 钢自由界面的反射率

十七、不同泊松比材料的反射

见附图1-16和附图1-17。



附图 1-16 入射纵波时反射纵波的情况



附图 1-17 入射横波时反射横波的情况

十八、液体到固体的反射和折射^[24]

因为液体中没有横波， φ_r 为零，式 (45) 的粒子位移 ζ 及式 (5) 的应力 (等于声压) Y_r 的连续，以及使用式 (6) 的横向应力 $X_y=0$ 进行计算。为便于计算，如附图1-18

所示使液体中反射角或折射角为 α' ，固体中的反射角或折射角为 β_1 、 β_t ，入射角与反射角相等。固体中纵波、横波声速符号同于前节，液体中声速以 c_1 表示。

从 $\zeta_1 = \zeta_2 (y=0)$ ，有：

$$(1) k_1 \cos \alpha (A_r - A_i) = -k_2 \cos \beta_1 A_t + k'_2 \sin \beta_t B_t$$

从 $Y_{y_1} = Y_{y_2} (y=0)$ ，有：

$$(2) \lambda_1 k_1^2 (A_i + A_r) = k_2^2 (\lambda_2 + 2\mu_2 \cos^2 \beta_1) A_t - 2\mu_2 k'_2 \sin \beta_t \cos \beta_t B_t$$

从 $X_{y_2} = 0 (y=0)$ ，有：

$$(3) 2k_2^2 \sin \beta_1 \cos \beta_t A_t + k_2^2 (\cos^2 \beta_t - \sin^2 \beta_t) B_t = 0$$

式中 λ_1 —— 液体介质的弹性常数；

λ_2 、 μ_2 —— 固体介质的弹性常数；

$$k_1 = \frac{\omega}{c_1}$$

$$k_2 = \frac{\omega}{c_1}$$

$$k'_2 = \frac{\omega}{c_t}$$

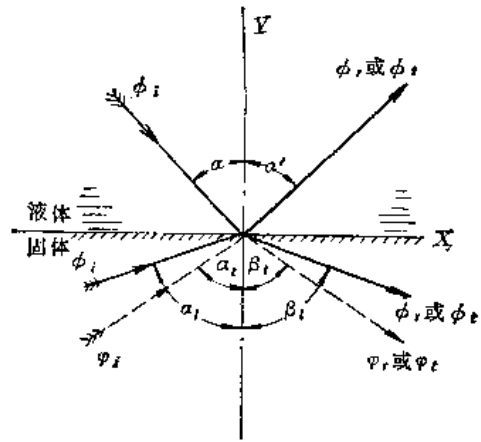
$$\frac{\lambda_1}{\rho_1} = c_1^2$$

$$\frac{(\lambda_2 + 2\mu_2)}{\rho_2} = c_1^2$$

$$\frac{\mu_2}{\rho_2} = c_t^2$$

$$\alpha = \alpha'$$

$$\frac{c_1}{\sin \alpha} = \frac{c_1}{\sin \beta_1} = \frac{c_t}{\sin \beta_t}$$



附图 1-18 液体到固体和固体到液体的反射和折射

联立上述 (1)、(2)、(3) 的方程，计算得到下述结果。

入射纵波时，反射纵波的声压反射率 R_{11} 为：

$$R_{11} = \frac{N_2 + \cos^2 2\beta_t - N_3}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (59)$$

式中 $N_2 = \left(\frac{c_t}{c_1}\right)^2 \sin 2\beta_1 \sin 2\beta_t$ ，

$$N_3 = \frac{\rho_1 c_1 \cos \beta_1}{\rho_2 c_t \cos \alpha'}$$

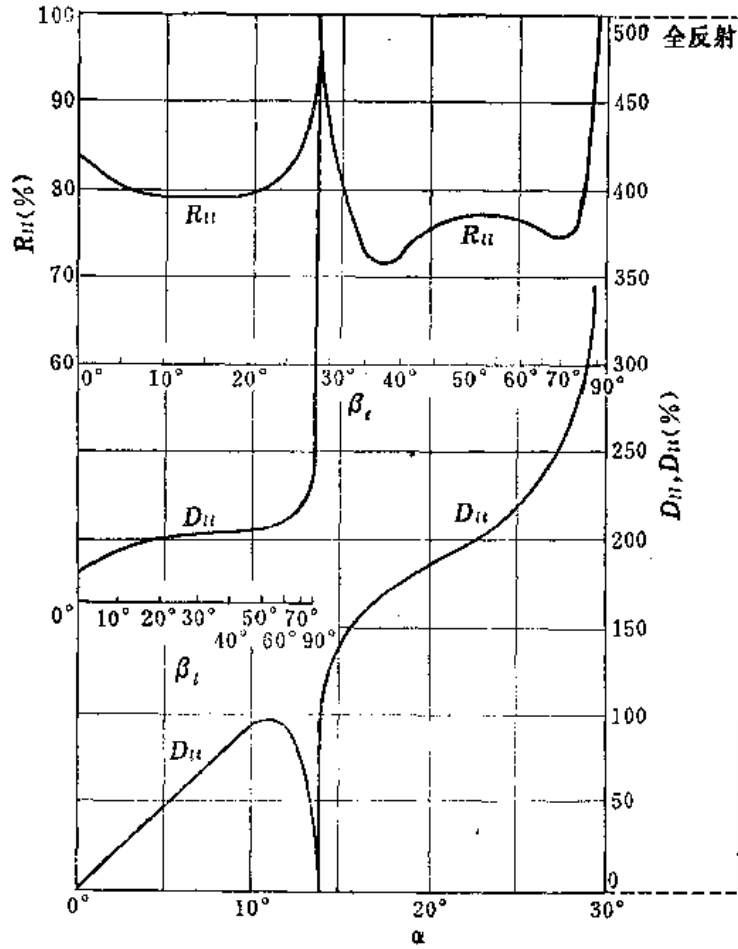
入射纵波时，折射纵波的声压透射率 D_{11} 为：

$$D_{11} = \frac{2 \cos 2\beta_t}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (60)$$

入射纵波时，折射横波的声压透射率 D_{1t} 为：

$$D_{1t} = \frac{2 \left(\frac{c_t}{c_1}\right)^2 \sin 2\beta_1}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (61)$$

参见附图1-19，纵波在水中以角度 α 入射，在铝中以角度 β_1 折射纵波，以角度 β_t 折射

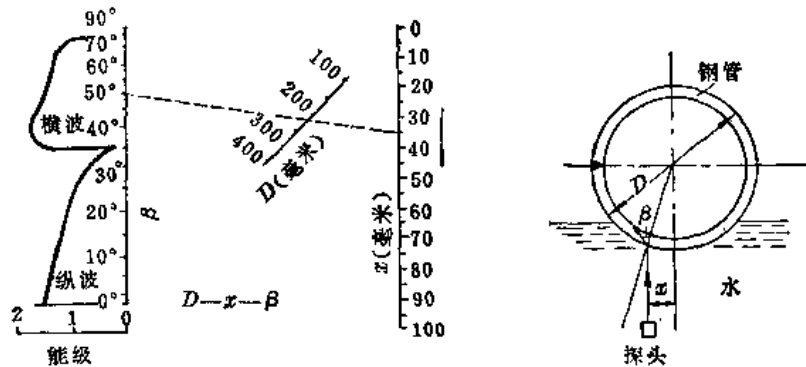


附图 1-19 水/铝界面声压反射率和透射率

横波。按式(59)~式(61)计算时,使用下面常数:

$$\frac{c_t}{c_l} = 0.488, \frac{c_i}{c_l} = 4.26, \frac{\rho_1 c_1}{\rho_2 c_2} = 0.0888.$$

钢管水浸探伤时,折射角 β 与探头位置偏心量 x 的关系如附图1-20所示。例如钢管直径 $D=200$ 毫米,折射角 $\beta 50^\circ$,由图可查得 $x=34$ 毫米。

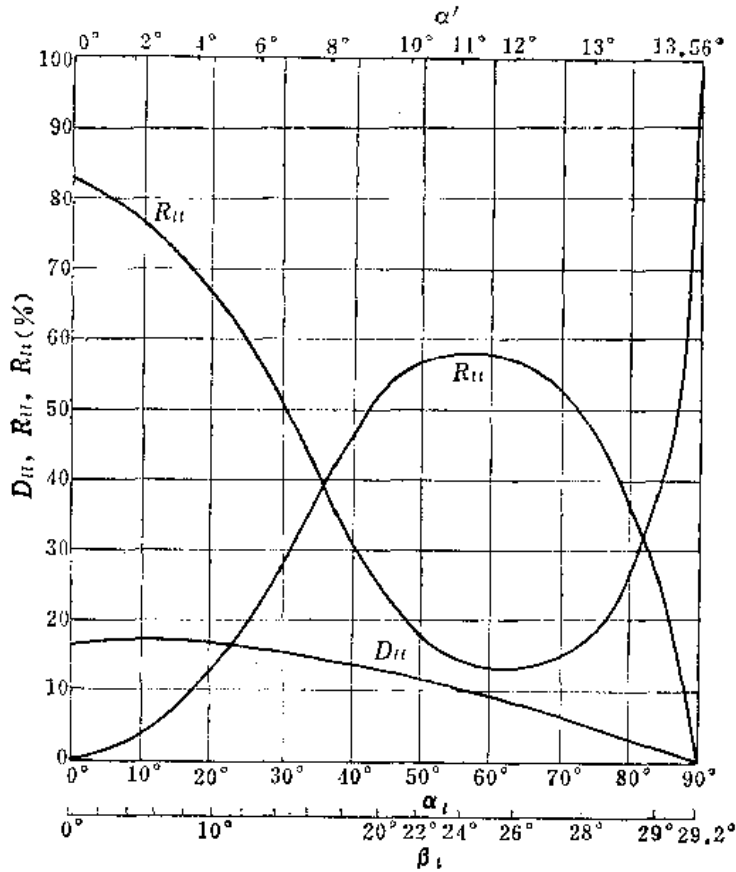


附图 1-20 钢管水浸探伤探头位置与折射角的关系

十九、固体到液体的反射和折射

参见附图1-18、附图1-21和附图1-22。

附图1-21为在铝中以角度 α_i 入射纵波，以角度 α_r 反射纵波，以角度 β_r 反射横波，在水中以角度 α' 折射纵波时的声压反射率和透射率。



附图 1-21 铝/水界面入射纵波时的声压反射率和透射率

附图1-22为在铝中以角度 α_i 入射横波，以角度 α_r 反射横波，以角度 β_r 反射纵波，在水中以角度 α' 折射纵波时的声压反射率和透射率。

下面列出声压反射率、透射率和往返透过率的表达式。

固体中入射纵波时，有：

$$R_{11} = \frac{N_2 - \cos^2 2\beta_t + N_3}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (62)$$

$$R_{1t} = \frac{2N_2}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (63)$$

$$D_{11} = \frac{2\rho_1 c_1 \cos \alpha_i \cos 2\beta_t}{(N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3)(\rho_2 c_2 \cos \alpha')} \quad (64)$$

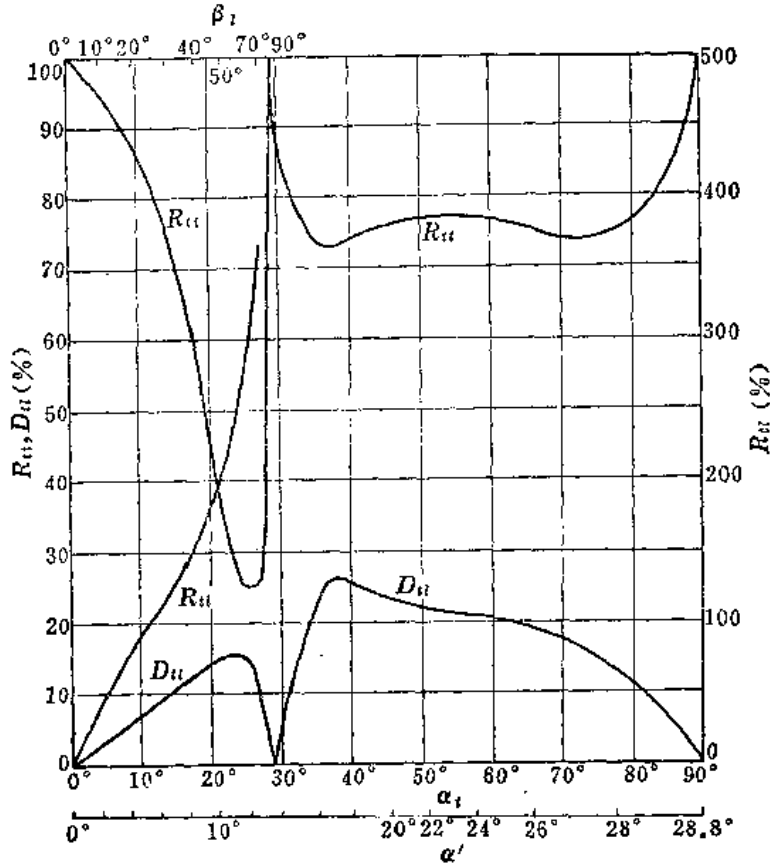
固体中入射横波时，有：

$$R_{1t} = \frac{N_2 - \cos^2 2\beta_t - N_3}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (65)$$

$$R_{t1} = \frac{-\sin 4\alpha_t}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (66)$$

$$D_{tt} = \frac{2N_3 \sin 2\alpha_t}{N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3} \quad (67)$$

两种介质（液体到固体或固体到液体）中使用纵波，或在固体介质中使用横波，则往返透过率 E_{tt} 或 $E_{t't}$ ($E_{t't} = E_{tt}$) 与声波开始进入介质的序号无关（往返透过率即回波法中接收到的足够大底面的回波声压与入射声压之比）。



附图 1-22 铝/水界面（入射横波）

$$E_{tt} = \frac{4N_3 \cos^2 2\beta_t}{(N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3)^2} \quad (68)$$

$$E_{t't} = E_{tt} = \frac{4N_2 N_3}{(N_2 + \cos^2 2\beta_t + N_3)^2} \quad (69)$$

参见附图1-23至附图1-28。

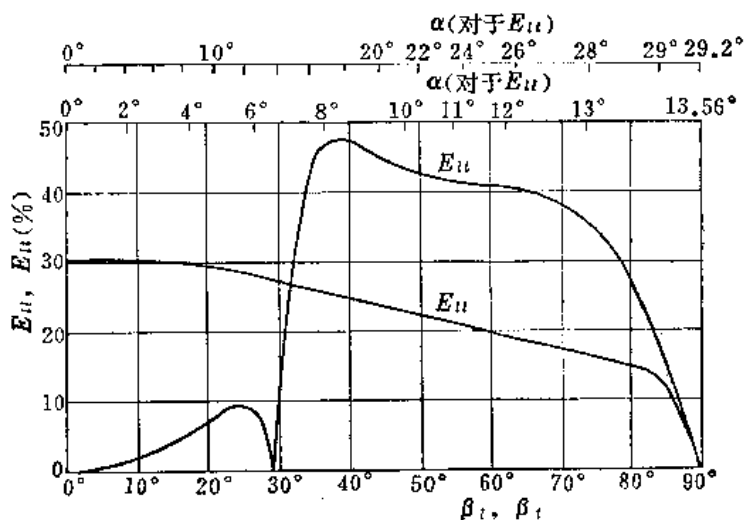
从聚苯乙烯塑料 ($\sigma = 0.244$) 到铁和从聚苯乙烯塑料到铝入射纵波（液态接触）时，往返透过率分别示于附图1-27和附图1-28。

二十、各种物质界面的声压反射率

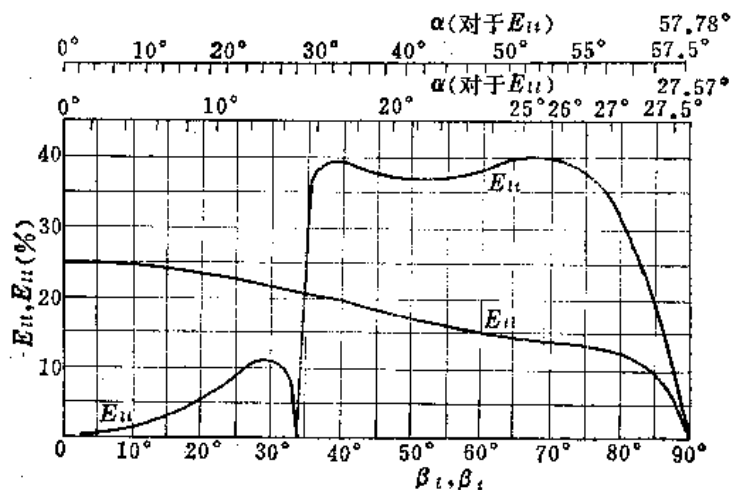
附表1-1为平面波垂直入射时各种物质界面的声压反射率。

二十一、第一、三介质中有第二介质层时的反射和透射

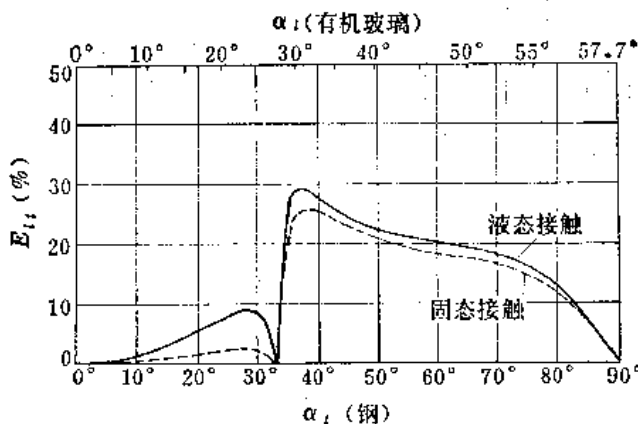
如附图1-29所示在不同介质1和3之间有介质2（厚度为 l ）夹层的情况，对此界面超声垂直入射时的反射与透射问题（Rayleigh^[28]提出）由伊藤^[29]和山本等初步解决。从介质1、2的界面垂直入射平面波的反射率和透射率为：



附图 1-23 水/铝界面往返透过程

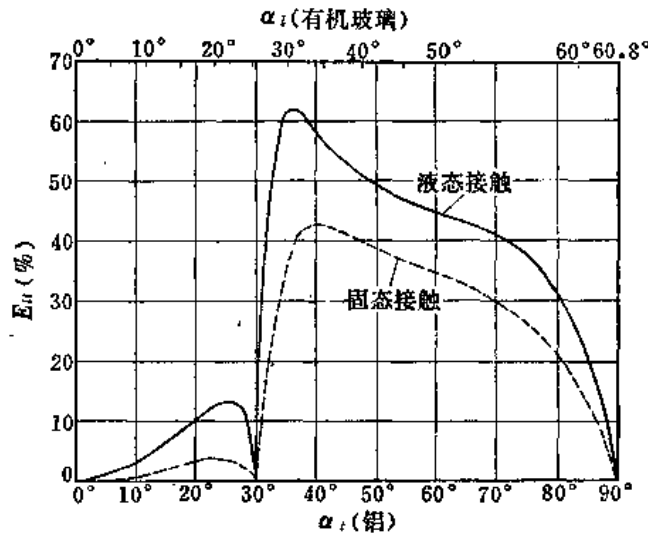


附图 1-24 水/钢界面往返透过程

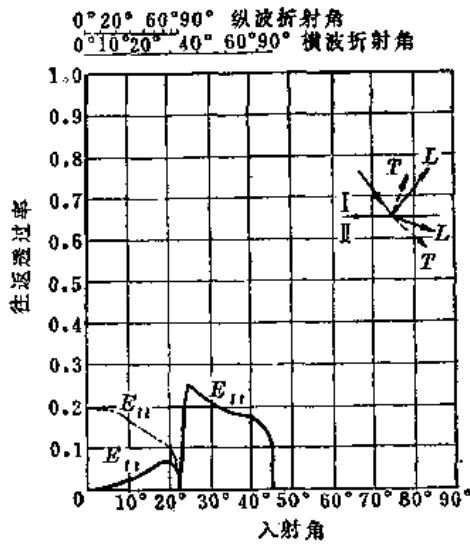


附图 1-25 有机玻璃/钢界面往返透过程 E_{t1}

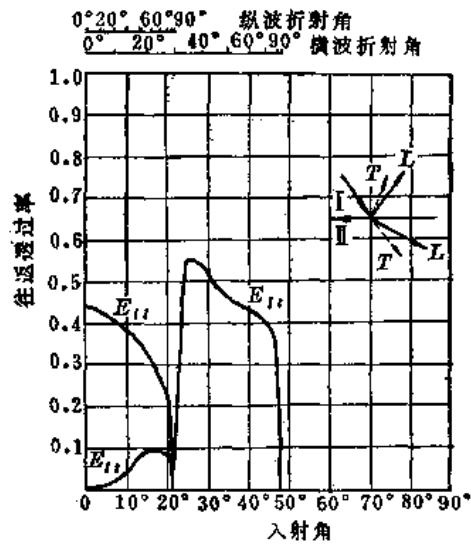
有机玻璃: $c_1 = 2730$ 米/秒, $c_2 = 1430$ 米/秒, $\rho = 1180$ 千克/米³
钢: $c_1 = 5900$ 米/秒, $c_2 = 3230$ 米/秒, $\rho = 7700$ 千克/米³



附图 1-26 有机玻璃/铝界面往返透射率 E_{11}
有机玻璃: $c_1 = 2730$ 米/秒, $c_2 = 1430$ 米/秒, $\rho = 1180$ 千克/米³
铝: $c_1 = 6320$ 米/秒, $c_2 = 3130$ 米/秒, $\rho = 2700$ 千克/米³



附图 1-27 聚苯乙烯/铁界面往返透射率



附图 1-28 聚苯乙烯/铝界面往返透射率

$$R = \frac{P_r}{P_i} = \frac{\left(\frac{Z_1}{Z_3} - 1\right) + j\left(\frac{Z_1}{Z_2} - \frac{Z_2}{Z_3}\right)\text{tg}(k_2 l)}{\left(\frac{Z_1}{Z_3} + 1\right) + j\left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_3}\right)\text{tg}(k_2 l)} \quad (70)$$

$$D = \frac{P_t}{P_i} = \frac{2}{\left(\frac{Z_1}{Z_3} + 1\right)\cos(k_2 l) + j\left(\frac{Z_1}{Z_2} + \frac{Z_2}{Z_3}\right)\sin(k_2 l)} \quad (71)$$

各种物质的声压反射率 (以绝对值的百分数表示)

| 种 | 类 | 声阻抗单位 ($\times 10^6$ 公斤/米 ² ·秒) | 空气 | 酒精 | 变压器油 | 软质橡胶 | 水 | 甘油 | 硬质橡胶 | 胶木 | 聚苯乙烯 | 亚甲基丙烯酸酯 | 环氧树脂 | 有机玻璃 | 冰 | 镁 | 石英 | 玻璃 | 石 | 铅 | 汞 | 铅 | 银 | 铜 | 黄铜 | 射 | 镍 | 超硬合金 | 铇 |
|-------|------|--|------|----|------|------|----|----|------|----|------|---------|------|------|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|----|------|---|
| | | | 24°C | 精 | 油 | 20°C | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 铇 | W | 104 | 100 | 98 | 98 | 97 | 97 | 95 | 95 | 95 | 95 | 94 | 94 | 93 | 93 | 84 | 76 | 76 | 74 | 72 | 68 | 61 | 45 | 45 | 45 | 39 | 35 | 2 | 0 |
| 超硬合金 | | 100 | 100 | 98 | 97 | 97 | 97 | 95 | 95 | 95 | 95 | 94 | 94 | 93 | 93 | 83 | 75 | 75 | 74 | 71 | 67 | 59 | 44 | 44 | 43 | 38 | 34 | 2 | 0 |
| 镍 | Ni | 49.8 | 100 | 96 | 95 | 94 | 94 | 91 | 89 | 89 | 88 | 88 | 87 | 87 | 86 | 69 | 55 | 55 | 53 | 49 | 43 | 32 | 12 | 12 | 11 | 5 | 0 | 0 | 0 |
| 铜 | | 45.3 | 100 | 95 | 94 | 94 | 94 | 90 | 88 | 88 | 87 | 87 | 86 | 85 | 85 | 66 | 52 | 52 | 50 | 45 | 39 | 28 | 7 | 7 | 7 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 黄铜 | | 39.6 | 100 | 95 | 94 | 93 | 93 | 89 | 87 | 87 | 85 | 85 | 85 | 83 | 83 | 62 | 48 | 46 | 45 | 40 | 33 | 22 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 铜 | Cu | 39.3 | 100 | 95 | 94 | 93 | 93 | 89 | 87 | 87 | 85 | 85 | 85 | 83 | 83 | 62 | 47 | 46 | 44 | 39 | 33 | 21 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 银 | Ag | 30.3 | 100 | 95 | 94 | 93 | 93 | 89 | 87 | 87 | 85 | 85 | 85 | 83 | 83 | 62 | 47 | 46 | 44 | 39 | 33 | 21 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 铅 | Pb | 25.5 | 100 | 92 | 90 | 90 | 89 | 83 | 80 | 80 | 78 | 77 | 75 | 75 | 75 | 47 | 29 | 28 | 25 | 20 | 13 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 汞 | Hg | 19.8 | 100 | 89 | 88 | 87 | 86 | 78 | 75 | 75 | 72 | 72 | 71 | 69 | 69 | 36 | 17 | 15 | 13 | 7 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 铝 | Al | 17.1 | 100 | 88 | 86 | 85 | 84 | 75 | 72 | 72 | 69 | 68 | 65 | 64 | 64 | 30 | 10 | 8 | 6 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 石英 | | 15.2 | 100 | 87 | 84 | 83 | 82 | 73 | 69 | 69 | 65 | 64 | 62 | 61 | 61 | 24 | 4 | 2 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 石英玻璃 | | 14.5 | 100 | 86 | 84 | 82 | 81 | 72 | 68 | 68 | 64 | 63 | 60 | 59 | 59 | 22 | 2 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 玻璃 | | 14 | 100 | 85 | 83 | 82 | 81 | 71 | 67 | 67 | 63 | 62 | 59 | 58 | 58 | 20 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 镁 | Mg | 9.3 | 100 | 79 | 75 | 74 | 72 | 59 | 54 | 54 | 49 | 48 | 44 | 43 | 43 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 冰 | | 3.7 | 100 | 54 | 48 | 45 | 42 | 21 | 14 | 14 | 7 | 6 | 1 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 酚醛塑料 | | 3.6 | 100 | 53 | 47 | 44 | 41 | 20 | 13 | 13 | 6 | 6 | 4 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 有机玻璃 | | 3.3 | 100 | 50 | 44 | 40 | 37 | 16 | 8 | 8 | 2 | 2 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 环氧树脂 | | 3.2 | 100 | 49 | 42 | 39 | 36 | 14 | 7 | 7 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 碘化亚甲基 | | 3.2 | 100 | 49 | 42 | 39 | 36 | 14 | 7 | 7 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 聚苯乙烯 | | 2.8 | 100 | 44 | 37 | 33 | 30 | 8 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 胶木 | | 2.8 | 100 | 44 | 37 | 33 | 30 | 8 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 硬质橡胶 | | 2.8 | 100 | 44 | 37 | 33 | 30 | 8 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 甘油 | | 2.4 | 100 | 37 | 30 | 26 | 23 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 水 | 20°C | 1.5 | 100 | 15 | 7 | 3 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 软质橡胶 | | 1.4 | 100 | 13 | 4 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 变压器油 | | 1.3 | 100 | 8 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 酒精 | | 1.1 | 100 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |
| 空气 | 24°C | 0.0004 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 | 0 |

声波从介质1向介质2辐射时(平面波垂直入射)

$$\text{声压反射率 } R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2}$$

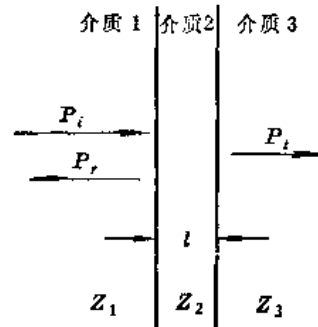
$$\text{质点速度反射率} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2} = -R$$

$$\text{声强度反射率} = R^2$$

$$\text{声压透射率 } D = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} = 1 + R$$

$$\text{声强度透射率} = 1 - R^2$$

式中 P_i ——入射波的声压;
 P_r ——反射波的声压;
 P_t ——透射波的声压;
 R ——声压反射率;
 D ——声压透射率;
 $Z_1、Z_2、Z_3$ ——介质 1、2、3 的声阻抗;
 l ——夹层厚度;
 $k_2 = 2\pi/\lambda_2$;
 λ_2 ——介质 2 中声波波长。



附图 1-29 第一、三介质中有第二介质时的反射和透射

二十二、平面缺陷的反射 (液体中的刚体) [30]

平面波入射的情况,用圆盘源或矩形源的公式能够计算。对于圆形或矩形平面缺陷,式(28)、(30)中的 U_0 换以 $P_0/(\rho c)$ (P_0 表示平面波声压) 即可。

附图1-30中,球形波入射于半径为 a 的圆形平面缺陷,圆形平面上 y 点的速度势 ϕ_i 为:

$$\phi_i = \frac{\dot{A}}{4\pi(x + \Delta x)} e^{jk(x + \Delta x)}$$

圆形平面缺陷不存在时, y 点的质点速度 U_i 为:

$$U_i = -\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{-\dot{A}[jk(x + \Delta x) - 1]}{4\pi(x + \Delta x)^2} e^{jk(x + \Delta x)}$$

$$\approx \frac{-jk\dot{A}}{4\pi(x + \Delta x)} e^{jk(x + \Delta x)} \quad (\because kx \gg 1)$$

圆形平面缺陷是刚体时, $U_i + U_r = 0$ (U_r 为反射波在 y 点的质点速度), 于原点反射波的速度势 ϕ_r 按瑞利公式有:

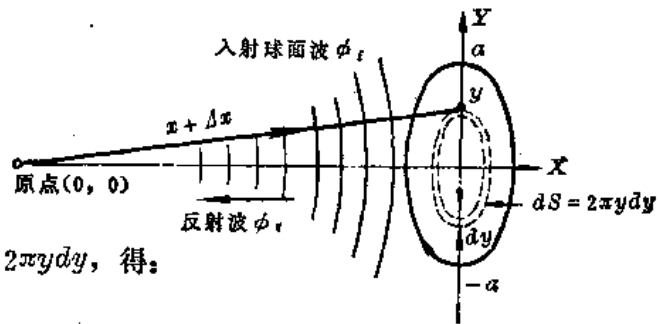
$$\phi_r = \frac{1}{2\pi} \iint \frac{U_r}{x + \Delta x} e^{jk(x + \Delta x)} dS$$

将 $U_r = -U_i$ 代入上式得:

$$\phi_r \approx \frac{jk\dot{A}e^{j2kx}}{8\pi^2 x^2} \iint e^{j2k\Delta x} dS$$

由 $\Delta x = \sqrt{x^2 + y^2} - x \approx y^2/2x$, $dS = 2\pi y dy$, 得:

$$\phi_r \approx \frac{\dot{A}e^{j2kx}}{8\pi x} (e^{jka^2/x} - 1)$$



附图 1-30 从圆形平面缺陷的反射

$$\approx \frac{j\dot{A}e^{jk(2x + \frac{a^2}{2x})}}{4\pi x} \sin \frac{ka^2}{2x} \quad (72)$$

量值为 $\frac{\dot{A}}{4\pi x}$ 的球面波, 完全反射返回到原点处的量值为:

$$\phi_{2i} = \frac{\dot{A}}{4\pi(2x)} e^{j2kx}$$

S_0 作为缺陷面积, 反射率 r_{f0} 的量值为:

$$r_{rc} = \left| \frac{\phi_r}{\phi_{2i}} \right| = 2 \sin \frac{\pi a^2}{\lambda x} \approx \frac{2S_c}{\lambda x} \quad (73)$$

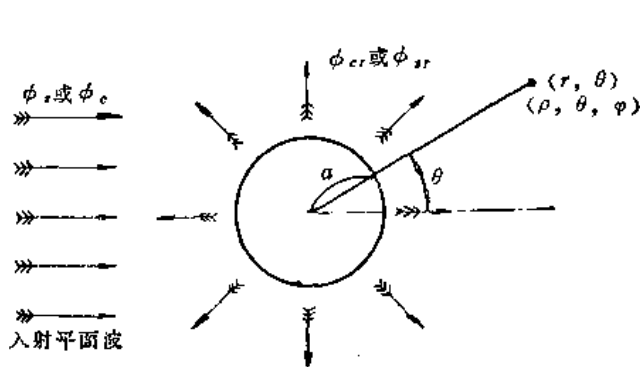
就矩形缺陷而言, S_r 作为其面积, 同样有:

$$r_{rr} \approx \frac{2S_r}{\lambda x} \quad (74)$$

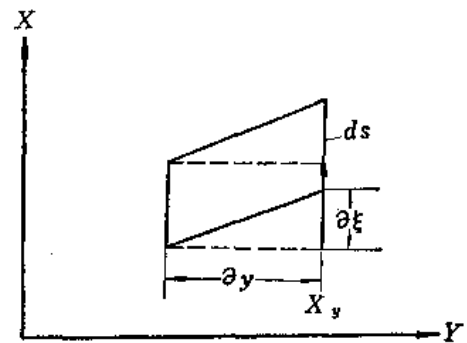
二十三、圆柱形缺陷和球形缺陷的反射 (液体中的刚体) [22,311]

如附图1-31所示, 入射式(16)、式(17)表示的平面波, 使用式(21)、(24)表示反射波。缺陷面上即 r 或 $\rho = a$, 入射波的质点速度 U_i 和反射波的质点速度 U_r 的和必然为零 (因为反射体为刚体)。 U_i 和 U_r 分别按下式计算:

$$U_i = \frac{\partial \phi_c}{\partial r} \text{ 或 } U_i = \frac{\partial \phi_s}{\partial \rho}, \quad U_r = -\frac{\partial \phi_{cr}}{\partial r} \text{ 或 } U_r = -\frac{\partial \phi_{sr}}{\partial \rho}$$



附图 1-31 从圆柱缺陷和球形缺陷的反射



附图 1-32 固体中的体元

由于级数展开计算复杂, 必须数值地求解。

固体中倾斜于表面入射时, 因为必须考虑纵波和横波的反射波, 情况更复杂 [22,311]。

二十四、横波声强度、切应力及质点位移振幅之间的关系

设均匀的、各向同性的固体中传播横波, 质点位移 ξ 为:

$$\xi = A \cos \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right) \quad (75)$$

式中 c_t —— 横波速度。

考虑固体中一微小体积 (以下简称体元), 其截面为 ds , 长为 ∂y (见附图1-32)。

作用于 ds 的切向力 f 为:

$$f = X_y ds = \mu \frac{\partial \xi}{\partial y} ds$$

式中 μ —— 剪切模量。

使体元发生剪切变形 $\partial \xi$, 切向力所作的功等于体元的势能 dE_p :

$$\begin{aligned} dE_p &= \int_0^{\partial \xi} f d\xi = \frac{1}{2} \mu \frac{\partial \xi}{\partial y} ds \cdot \partial \xi \\ &= \frac{1}{2} \mu \left(\frac{\partial \xi}{\partial y} \right)^2 \tau \end{aligned} \quad (76)$$

式中 $\tau = ds \partial y$ 。

将式(75)代入式(76)得:

$$dE_p = \frac{1}{2} \mu \tau \frac{A^2 \omega^2}{c_t^2} \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right) \quad (77)$$

体元的动能 dE_k :

$$dE_k = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \rho \tau A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right) \quad (78)$$

式中 $v = \frac{\partial \xi}{\partial t}$ 。

体元的总能量 dE :

$$dE = dE_p + dE_k = \frac{\tau}{2} \left(\frac{\mu}{c_t^2} + \rho \right) A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right) \quad (79)$$

$$\text{又} \quad c_t^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (80)$$

将式(80)代入式(79)得:

$$dE = \rho \tau A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right)$$

设能量密度为 ε , 有:

$$\varepsilon = \frac{dE}{\tau} = \rho A^2 \omega^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right)$$

一周期内平均能量密度为 $\bar{\varepsilon}$:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{1}{2} \rho A^2 \omega^2$$

设声强度为 J , 有:

$$J = \bar{\varepsilon} c_t = \frac{1}{2} \rho c_t A^2 \omega^2 \quad (81)$$

$$\begin{aligned} \text{又} \quad X_y &= \mu \frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{A \omega \mu}{c_t} \sin \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right) \\ &= (X_y)_M \sin \omega \left(t - \frac{y}{c_t} \right) \end{aligned}$$

式中 $(X_y)_M$ 为切应力振幅:

$$(X_y)_M = \frac{A \omega \mu}{c_t} \quad (82)$$

将式(80)代入式(82)得:

$$(X_y)_M = \rho c_t A \omega \quad (83)$$

式(83)代入式(81)得:

$$J = \frac{1}{2} \rho c_t A^2 \omega^2 = \frac{1}{2} \frac{(X_y)_M^2}{\rho c_t}$$

二十五、参考用表

(一) 流体中的声速和声阻抗

1. 水的声速

水中的声速用各种方法测定的结果并非一致。一般认为较准确的是音响环绕 (Sing

around) 法 (测定精度为0.05米/秒), 但该方法的测定结果随测定者不同又有些偏差。

附表1-2中不同测定者测定的值误差多大于0.1米/秒。低温和高温部分误差可能到0.3米/秒。

附表 1-2 水 中 的 声 速

| T (°C) | c (米/秒) Greenspan -Tschiegg | c (米/秒) Wilson | T (°C) | c (米/秒) Greenspan -Tschiegg | c (米/秒) Wilson |
|-----------|--------------------------------------|----------------------|-----------|--------------------------------------|----------------------|
| 0.91 | 1407.26 | 1407.41 | 49.57 | 1542.38 | 1542.60 |
| 2.77 | 1416.23 | 1416.35 | 59.59 | 1551.03 | 1551.01 |
| 19.66 | 1481.60 | 1481.63 | 69.66 | 1555.05 | 1555.02 |
| 29.95 | 1509.32 | 1509.37 | 78.70 | 1555.07 | 1554.90 |
| 39.42 | 1528.20 | 1528.36 | 91.27 | 1550.03 | 1549.80 |

关于水中气体对声速的影响, 按Greenspan、Tschiegg两人在31.8°C时的测定, 含有10%空气的水与100%水两者声速的相对偏差是 $\frac{\Delta c}{c} = 10^{-5}$ 数量级。

2. 高分子液体的密度和声速

(1) 硅油 见附表1-3。

附表 1-3 硅 油 的 密 度 和 声 速

| 硅 油 | t (°C) | ρ (克/厘米 ³) | c (米/秒) |
|-----------|--------|------------------------|---------|
| DC-200 | 5 | — | 1060 |
| | 30 | — | 987 |
| | 50 | — | 939 |
| | — | 0.9579 | 985.2 |
| | — | 0.9636 | 987.3 |
| DC-500 | 30 | 0.7535 | 873.2 |
| | — | 0.8874 | 942.2 |
| | — | 0.9540 | 981.6 |
| DC-700-30 | — | — | 1054.0 |
| DC-702-27 | — | — | 1236.4 |
| DC-703 | 20 | — | 1275 |
| | 23 | 1.070 | — |
| | 50 | 1.048 | — |
| | 60 | — | 1155 |
| | 100 | 1.005 | 1040 |
| | 180 | — | 840 |
| | 200 | 0.920 | — |
| | 300 | 0.842 | 590 |

(2) 矿物油 见附表1-4。

附表 1-4 矿物油的密度和声速

| 矿物油 | t (°C) | ρ (克/厘米 ³) | c (米/秒) |
|------|--------|-----------------------------|---------|
| 轻油 | 25 | 0.81 | 1324 |
| 变压器油 | 32.5 | 0.859 | 1425 |
| 变压器油 | 13.1 | — | 1457 |
| 变压器油 | 11.5 | — | 1474 |
| 轴润滑油 | 32 | 0.905 | 1342 |
| 汽油 | 34 | 0.805 | 1250 |

3. 耦合剂的声阻抗

见附表1-5。

附表 1-5 耦合剂的声阻抗

| 种类 | | ρ (克/厘米 ³) | c ($\times 10^3$ 米/秒) | ρc ($\times 10^6$ 克/厘米 ² ·秒) |
|---------|------------|-----------------------------|------------------------|--|
| 甘油 | 100% | 1.27 | 1.88 | 0.238 |
| | 33%(容积)水溶液 | 1.084 | 1.67 | 0.180 |
| | 20%(容积)水溶液 | 1.050 | 1.60 | 0.168 |
| | 10%(容积)水溶液 | 1.025 | 1.56 | 0.158 |
| 水玻璃(一号) | 100% | 1.70 | 2.35 | 0.399 |
| | 33%(容积)水溶液 | 1.26 | 1.72 | 0.217 |
| | 20%(容积)水溶液 | 1.14 | 1.60 | 0.182 |
| | 10%(容积)水溶液 | 1.06 | 1.56 | 0.166 |

4. 液体、气体的声阻抗

见附表1-6。

附表 1-6 液体、气体的声阻抗

| 种类 | | ρ (克/厘米 ³) | c ($\times 10^3$ 米/秒) | ρc ($\times 10^6$ 克/厘米 ² ·秒) |
|-------|--------|-----------------------------|------------------------|--|
| 水 | (20°C) | 1.0 | 1.48 | 0.148 |
| 酒精 | | 0.79 | 1.44 | 0.114 |
| 碘化亚甲基 | | 3.31 | 0.97 | 0.322 |
| 空气 | | 0.0013 | 0.344 | 0.00004 |
| 二碘甲烷 | | 3.33 | 0.98 | 0.33 |
| 内燃机油 | | 0.88~1.02 | 1.25 | 0.11~0.13 |

(二) 固体中的声速和弹性

1. 弹性常数的换算表和声速公式

见附表1-7和1-8。

附表 1-7 弹性常数的换算表

| 名称 | 符号 | 独立变数 | | | | |
|-----------|-------------|--|-------------------------|-------------------------------------|--|-----------------------------|
| | | λ, μ | K, G | G, σ | E, σ | E, G |
| 拉梅常数 | λ | λ | $K - \frac{2}{3}G$ | $\frac{2G\sigma}{1-2\sigma}$ | $\frac{\sigma E}{(1+\sigma)(1-2\sigma)}$ | $\frac{G(E-2G)}{3G-E}$ |
| 拉梅常数=剪切模量 | $\mu (= G)$ | μ | G | G | $\frac{E}{2(1+\sigma)}$ | G |
| 体积弹性模量 | K | $\lambda + \frac{2}{3}\mu$ | K | $\frac{2G(1+\sigma)}{3(1-2\sigma)}$ | $\frac{E}{3(1-2\sigma)}$ | $\frac{EG}{3(3G-E)}$ |
| 杨氏模量 | E | $\frac{(3\lambda+2\mu)\mu}{\lambda+\mu}$ | $\frac{9KG}{3K+G}$ | $2(1+\sigma)G$ | E | E |
| 泊松比 | σ | $\frac{\lambda}{2(\lambda+\mu)}$ | $\frac{3K-2G}{2(3K+G)}$ | σ | σ | $\frac{E}{2G} - 1$ |
| 压缩率 | β | $\frac{3}{3\lambda+2\mu}$ | $\frac{1}{K}$ | $\frac{3(1-2\sigma)}{2G(1+\sigma)}$ | $\frac{3(1-2\sigma)}{E}$ | $\frac{9}{E} - \frac{3}{G}$ |

附表 1-8 声速公式

| 种类 | 符号 | 声速 | | | |
|----------|-------|---|--|---|--|
| | | 独立变数 λ, μ | E, σ | K, G | β |
| 无限介质的纵波 | c_l | $\sqrt{\frac{\lambda+2\mu}{\rho}}$ | $\sqrt{\frac{E(1-\sigma)}{\rho(1+\sigma)(1-2\sigma)}}$ | $\sqrt{\frac{1}{\rho} \left(K + \frac{4}{3}G \right)}$ | |
| 无限介质的横波 | c_t | $\sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ | $\sqrt{\frac{E}{2(1+\sigma)\rho}}$ | $\sqrt{\frac{G}{\rho}}$ | |
| 沿板材传播的纵波 | c_p | $2\sqrt{\frac{\mu(\lambda+\mu)}{\lambda+2\mu}}$ | $\sqrt{\frac{E}{\rho(1-\sigma^2)}}$ | | |
| 沿棒材传播的纵波 | c_b | $\sqrt{\frac{(3\lambda+2\mu)\mu}{\rho(\lambda+\mu)}}$ | $\sqrt{\frac{E}{\rho}}$ | $\sqrt{\frac{9KG}{\rho(3K+G)}}$ | |
| 液体中的纵波 | c | | | $\sqrt{\frac{K}{\rho}}$ | $\sqrt{\frac{1}{\rho\beta}}$ |
| 气体中的纵波 | c | | | $\sqrt{\frac{K}{\rho}}$ | $\sqrt{\frac{\gamma p \textcircled{1}}{\rho}}$ |

① γ 为气体定压比热与定容比热之比； p 为气体的压强。

2. 固体的声速、弹性和声阻抗

固体的声速不象液体那样基本一定，就金属而言，随纯度、加工和热处理的不同，声速一般约有 ± 100 米/秒的差异。其他固体材料声速的变化更大。有关参数见附表 1-9。

3. 多孔质金属声速、弹性随密度的变化

见附图 1-33 (青铜)。

4. 低合金结构钢 SAE4150 声速随金相组织的变化

见附表 1-10。

5. 高分子物质声速随温度的变化

见附图 1-34。

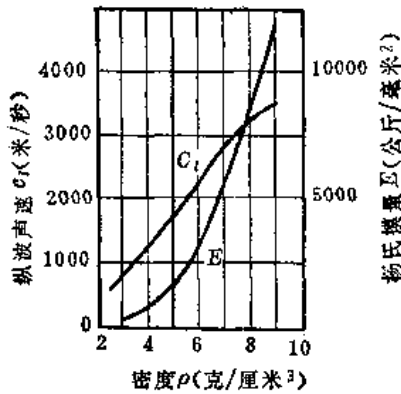
附表 1-9 固体的声速、弹性和声阻抗

| 种 类 | ρ (克/厘米 ³) | E ($\times 10^{11}$ /厘米 ²) | G ($\times 10^{11}$ /厘米 ²) | σ | c_b (米/秒) | c_p (米/秒) | c_1 (米/秒) | c_2 (米/秒) | ρc_1 ($\times 10^6$ 克/厘米 ² ·秒) | ρc_2 ($\times 10^6$ 克/厘米 ² ·秒) |
|--------|--------------------------------|--|--|----------|----------------|----------------|----------------|----------------|---|---|
| 铝 Al | 2.7 | 6.85 | 2.56 | 0.34 | 5040 | 5360 | 6260 | 3080 | 1.69 | — |
| 锌 Zn | 7.1 | 10.3 | 4.12 | 0.25 | 3810 | — | 4170 | 2410 | 2.96 | — |
| 铋 Sb | 6.7 | 7.75 | — | — | 3400 | — | — | — | — | — |
| 铱 Ir | 22.4 | 51.4 | — | — | 4790 | — | — | — | — | — |
| 镉 Cd | 8.6 | 4.95 | 1.94 | 0.30 | 2400 | 2520 | 2780 | 1500 | 2.40 | — |
| 银 Ag | 10.5 | 7.32 | 2.36 | 0.38 | 2640 | 2850 | 3600 | 1500 | 3.80 | — |
| 金 Au | 19.3 | 7.95 | 2.78 | 0.42 | 2030 | 2240 | 3240 | 1200 | 6.26 | — |
| 康 铜 | 8.8 | 16.3 | 6.13 | 0.33 | 4300 | 4550 | 5240 | 2640 | 4.60 | — |
| 锡 Sn | 7.3 | 5.44 | 2.04 | 0.33 | 2730 | 2890 | 3320 | 1670 | 2.42 | — |
| (汞 Hg) | 13.6 | — | — | — | — | — | 1460 | — | 1.98 | — |
| 铋 Bi | 9.6 | 3.14 | 1.19 | 0.33 | 1790 | 1900 | 2180 | 1100 | 2.14 | — |
| 钨 W | 19.1 | 35.4 | 13.1 | 0.35 | 4360 | 4600 | 5460 | 2620 | 10.42 | — |
| | 19.3 | — | — | — | — | — | — | — | 10.5 | — |
| 超硬合金 | 11~15 | — | — | — | — | — | 6800~7300 | 4000~4700 | 7.7~10.2 | — |
| 钽 Ta | 16.6 | 18.6 | — | — | 3350 | — | — | — | — | — |
| 铁 Fe | 7.7 | 20.6 | 8.03 | 0.28 | 5180 | 5390 | 5850 | 3230 | 4.50 | — |
| | | | | | | | 5900 | — | — | — |
| 铸 铁 | 6.9~7.3 | — | — | — | — | — | 3500~5600 | 2200~3200 | 2.5~4.2 | — |
| 钢 | 7.7 | — | — | — | — | — | 5880~5950 | — | 4.53 | — |
| 铜 Cu | 8.9 | 12.3 | 4.55 | 0.35 | 3710 | 3960 | 4700 | 2260 | 4.18 | — |
| 黄 铜 | 8.54 | — | — | — | — | — | 4640 | 2050 | 3.96 | — |
| | | | | | | | 3830 | — | 3.30 | — |
| 铅 Pb | 11.4 | 1.64 | 0.586 | 0.44 | 1200 | 1340 | 2170 | 700 | 2.46 | — |
| | | | | | | | 2160 | — | — | — |
| 白金 Pt | 21.4 | 16.8 | 5.97 | 0.39 | 2800 | 3040 | 3960 | 1670 | 8.46 | — |
| 镍 Ni | 8.8 | 20.1 | 7.71 | 0.31 | 4785 | 5030 | 5630 | 2960 | 4.95 | — |
| 铳(镍)铜 | 8.4 | 12.3 | 4.64 | 0.33 | 3830 | 4060 | 4660 | 2350 | 3.90 | — |
| 德(洋)银 | 8.4 | 10.8 | 3.92 | 0.37 | 3580 | 3850 | 4750 | 2160 | 4.00 | — |
| | | | | | | | 4760 | — | — | — |
| 水 晶 | 2.65 | — | — | — | — | — | 5750 | — | 1.52 | — |
| 石英玻璃 | 2.7 | 7.50 | 3.21 | 0.17 | 5370 | 5450 | 5570 | 3515 | 1.45 | — |
| | 2.6 | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| 重火石玻璃 | 4.6 | 5.60 | 2.27 | 0.24 | 3490 | 3600 | 3760 | 2220 | 1.73 | — |
| 火石玻璃 | 3.6 | 5.76 | 2.36 | 0.22 | 4000 | 4100 | 4260 | 2560 | 1.54 | — |
| 冕 玻 璃 | 2.5 | 7.02 | 2.92 | 0.22 | 5300 | 5430 | 5660 | 3420 | 1.41 | — |
| 有机玻璃* | 1.18 | — | 0.252 | 0.324 | — | — | 2720 | 1460 | 0.321 | — |

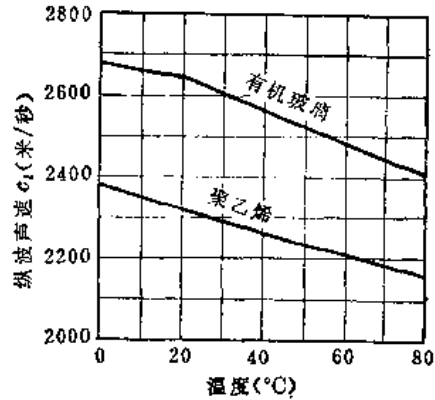
续表

| 种 类 | ρ (克/厘米 ³) | E ($\times 10^{11}$ /厘米 ²) | G ($\times 10^{11}$ /厘米 ²) | σ | c_b (米/秒) | c_p (米/秒) | c_s (米/秒) | c_t (米/秒) | ρc_t ($\times 10^6$ 克/厘米 ² ·秒) | ρc_s ($\times 10^6$ 克/厘米 ² ·秒) |
|--------------------|--------------------------------|--|--|----------|----------------|----------------|----------------|----------------|---|---|
| 聚苯乙烯* | 1.05 | — | 0.128 | 0.341 | — | — | 2340~ 2350 | 1150 | 0.25 | — |
| 聚乙烯* | 0.92 | — | — | — | — | — | 1900 | — | 0.174 | — |
| 绝缘电木* | 1.4 | — | — | — | — | — | 2590 | — | 0.363 | — |
| 环氧树脂* | 1.1~ 1.25 | — | — | — | — | — | 2400~ 2900 | 1100 | 0.27~0.36 | 0.12~0.13 |
| 胶 木* | 1.2 | 0.296 | — | — | 1570 | — | 2300 | — | 0.276 | — |
| 软质橡胶* | 0.9~ 0.95 | — | — | — | — | — | 1480~ 1550 | — | 0.14~ 0.147 | — |
| 硬质橡胶* | 1.2 | — | — | — | — | — | 2300 | — | 0.28 | — |
| 象牙 | 1.8 | 0.871 | — | — | 2200 | — | — | — | — | — |
| 软 木 | 0.2 | 0.005 | — | — | 500 | — | — | — | — | — |
| 冰 | 0.9 | 1.076 | 0.336 | 0.33 | 3280 | 3470 | 3980 | 1990 | 0.36 | — |
| 钛酸钡陶瓷 | 5.56 | 9.45 | — | — | — | — | 5110 5500 | 2600 2900 | 2.84 | — |
| 铀 U | 18.7 | — | — | — | — | — | 3370 | 1940 | 6.30 | 3.63 |
| 黄铜(70+30) | 8.6 | — | — | — | — | — | 4700 | 2100 | 4.06 | 1.83 |
| 锗 Ge | 5.32 | — | — | — | — | — | 5944 | 3555 | 3.16 | 1.89 |
| 硬铝17S | 2.79 | — | — | — | — | — | 6320 | 3130 | 1.71 | 0.85 |
| 锆 Zr | 6.44 | — | — | — | — | — | 4650 | 2250 | 3.00 | 1.45 |
| 不 锈 钢 302(18-8) | 8.03 | — | — | — | — | — | 5660 | 3120 | 4.55 | 2.50 |
| 不 锈 钢 410(13Cr) | 7.67 | — | — | — | — | — | 7390 | 2990 | 5.67 | 2.29 |
| 钛 Ti | 4.58 | — | — | — | — | — | 5990 | 2960 | 2.74 | 1.35 |
| 镁 Mg | 1.54 1.70 | — — | — — | — — | — — | — — | 5770 | 3050 | 1.00 | 0.53 |
| 莫涅耳合金 | 8.90 | — | — | — | — | — | 5350 | 2720 | 4.75 | 2.42 |
| 铍 Be | 1.82 | — | — | — | — | — | 12890 | 8880 | 2.41 | 1.66 |
| 丙烯树脂 | 1.18 | — | — | — | — | — | 2670 | 1120 | 0.32 | 0.13 |
| 氯乙烯 | 1.44 | — | — | — | — | — | 2300 | 1100 | 0.33 | 0.16 |
| 聚酰胺(尼龙) | 1.1~1.5 | — | — | — | — | — | 1800~ 2200 | — | 0.18~0.27 | — |
| 聚四氟乙烯 | 2.2 | — | — | — | — | — | 1350 | 550 | 0.3 | — |
| 石 蜡 | 0.83 | — | — | — | — | — | 2200 | — | 0.18 | — |
| 瓷 料 | 2.4 | — | — | — | — | — | 5600~ 6200 | 3500~ 3700 | 1.3 | — |
| 锰 Mn | 8.4 | — | — | — | — | — | 4660 | 2350 | 3.9 | — |
| 氧化铝 | 3.7~3.9 | — | — | — | — | — | 10000 | — | 3.7~3.9 | — |

* 这些高分子物质的声速随频率有显著变化。表中的值为1兆赫左右时的测定值，频率直到10兆赫数值没有多大差异，但当频率为数十千赫时，声速减少100米/秒左右。



附图 1-33 青铜声速、弹性随密度的变化



附图 1-34 高分子物质声速随温度的变化

附表 7-10 SAE4150钢声速随金相组织的变化

| 金 相 组 织 | ρ (克/厘米 ³) | σ | c_1 (厘米/微秒) | c_2 (厘米/微秒) |
|-----------|--------------------------------|----------|------------------|------------------|
| 珠光体+铁素体 | 7.8134 | 0.2864 | 0.59446 | 0.32522 |
| 贝 氏 体 | 7.8091 | 0.2865 | 0.59157 | 0.32360 |
| 马 氏 体 | 7.7865 | 0.2904 | 0.58796 | 0.31953 |
| 回 火 马 氏 体 | 7.7957 | 0.2891 | 0.59047 | 0.32159 |

(三) 固体中的声衰减

固体中声的吸收或振动的衰减有下面多种表示方法 (f ——频率, c ——声速, λ ——波长):

衰减系数 α (奈培/厘米)

衰减系数 α' (分贝/厘米) = 8.686α

对数衰减系数 $\delta = \alpha\lambda = \frac{\pi}{Q}$

共振的锐度 $Q = \frac{\pi}{\delta}$

$$Q^{-1} = \frac{\delta}{\pi} = \frac{\alpha\lambda}{\pi} = \frac{\alpha c}{\pi f}$$

对时间的衰减系数 δ' (分贝/微秒) = $\alpha'c$, 其中 c 的单位为厘米/微秒

透射指数 = $\frac{1}{\delta'}$ (微秒/分贝)

1. 固体中的声衰减

见附表1-11。

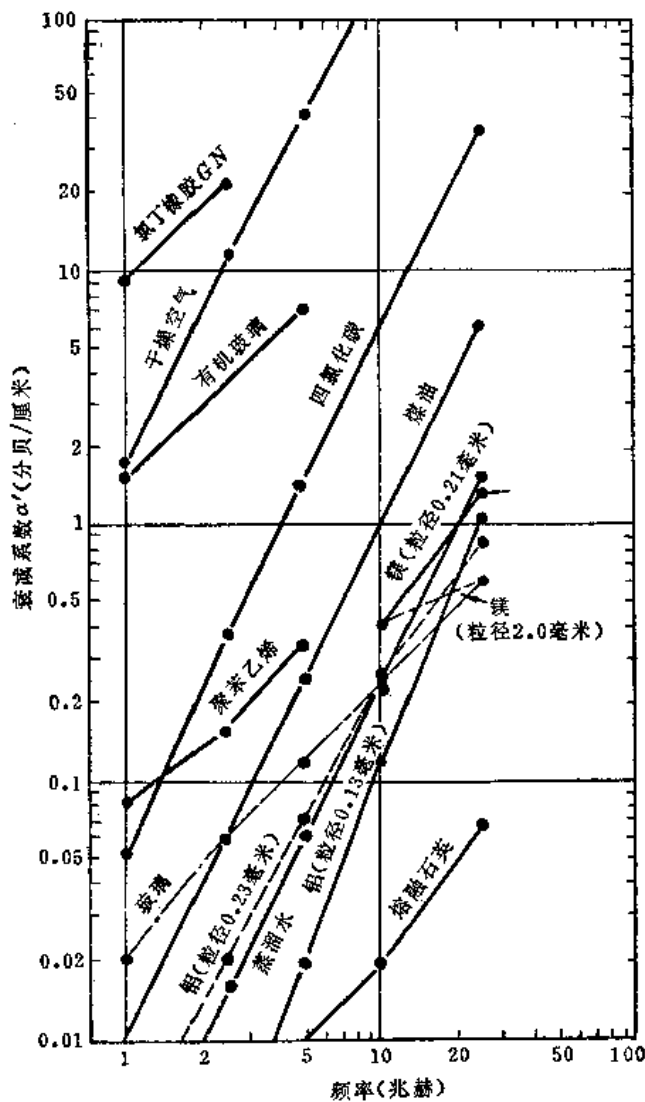
2. 各种材料的衰减系数 (Mason)

见附图1-35。

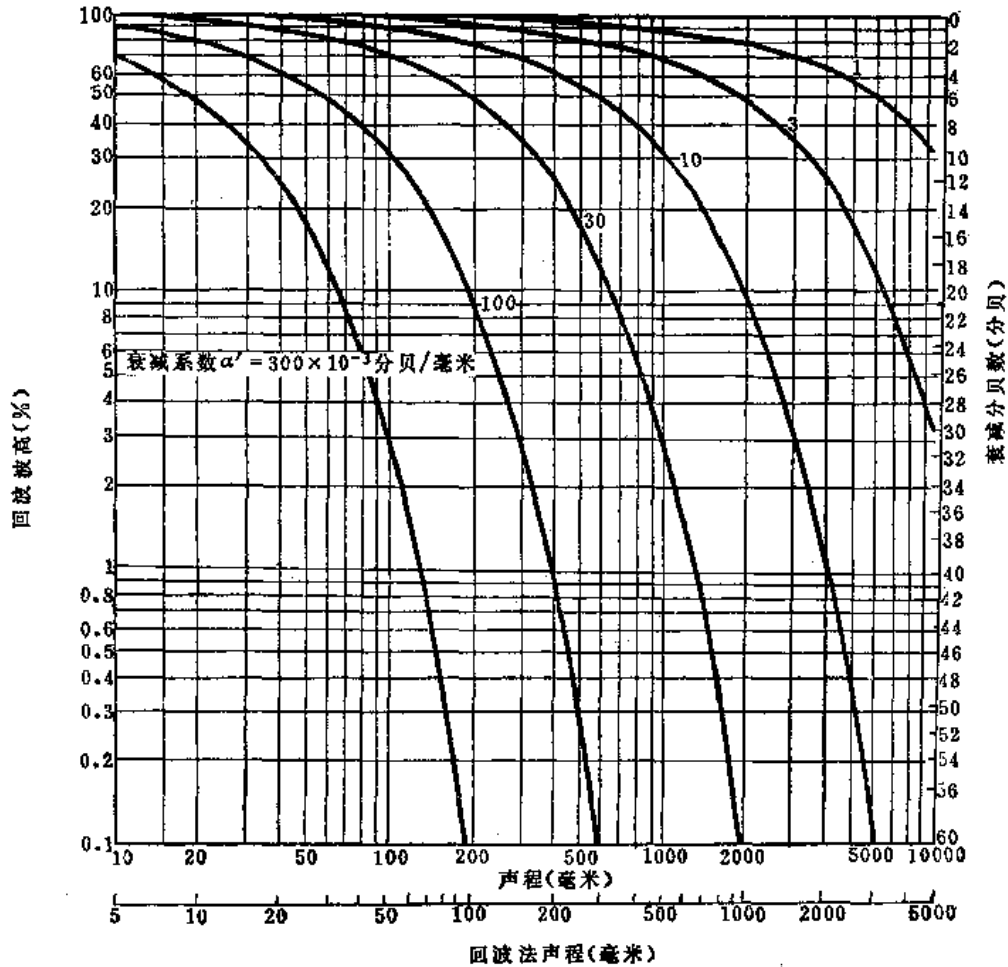
附表 1-11

固体中的声衰减

| 种 类 | f (兆赫) | 透射指数 (微秒/分贝) | 分贝/米 | 实验法 | 备 注 |
|-------------|-------------|-----------------|------|-----|------|
| 玻 璃 熔融石英 | 10 | 2.54 | 40 | 水浸法 | 均为横波 |
| | 60 | | | | |
| | 40 | | | | |
| | 20 | | | | |
| 黄 铜 | 10 | 3.8 | 6.5 | 混响法 | |
| | 10 | 2.27 | | | |
| | 10 | | | | |
| 镁合金 MA-3 | 10 | 13 | 38 | 混响法 | |
| | 20 | | | | |
| | 30 | | | | |
| 镁合金 MA-3 | 10 | 13 | 95 | 水浸法 | |
| | 20 | | | | |
| | 30 | | | | |



附图 1-35 各种材料衰减系数与频率的关系



附图 1-36 平面波的衰减

3. 平面波的衰减

见附图1-36。对应不同的衰减系数和声程的声衰减按公式 $P = P_0 e^{-\frac{\alpha' x}{8.68}}$ (x 为声程)。右侧纵座标为衰减分贝数，左侧纵座标为声压幅度或回波波高的百分数。

(四) 固体的泊松比与声速比的关系

固体的泊松比与声速比的关系为：

$$\frac{c_r}{c_l} = \sqrt{\frac{1 - \sigma - 2\sigma^2}{2(1 - \sigma^2)}}$$

该关系示于附图1-37。

(五) 用直探头(纵波探头)探测不同频率的超声对不同物质的穿透距离见附表1-12。

二十六、板波

(一) 板波的相速度^[24,32]

板波中有SH板波、乐甫波等，它们实用性较小。仅就与超声波探伤关系较大的兰姆波进行分析。

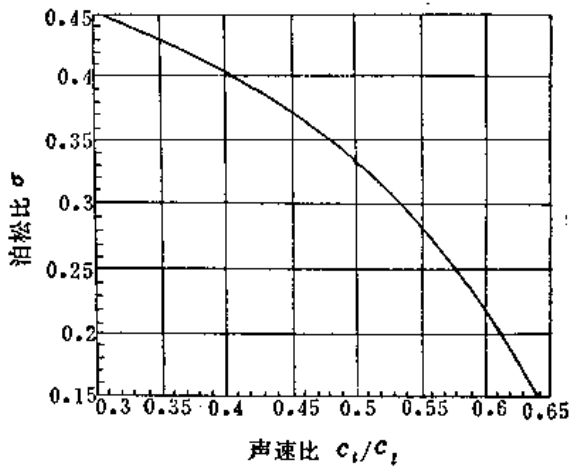
兰姆波以纵波和横波的组合形式存在。如取附图1-38的座标， X 方向有粒子位移 ξ ，

附表 1-12 超 声 的 穿 透 距 离 (米)

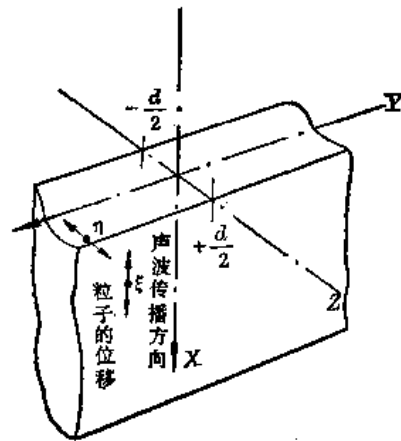
| 材 料 | 试 验 频 率 (兆赫) | | | | 备 注 |
|-----------------|--------------|---------|----------|----------|--|
| | 0.5 | 1 | 2.25 | 5 | |
| 钢: 锻 料 | 1~2 | 0.6~1.2 | 0.3~0.6 | 0~0.3 | 穿透距离与材料的加工情况、制造 工序有关。内部组织微细的材料透过 性好 |
| 钢 坯 | 1.5~4 | 2~2.5 | 1~1.2 | 0~0.6 | |
| 压 延 件 | 7~8 | 7~8 | 3~8 | 1.5~2.5 | |
| 冷 拉 件 | 7~8 | 7~8 | 5~6 | 2~3 | |
| 锻 造 件 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 工 具 钢 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 弹 簧 钢 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 不 锈 钢 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 铸钢: 低 碳 钢 | 5~6 | 5~6 | 3~5 | 2~3 | 低碳铸钢透过性好 |
| 中 碳 钢 | 5~6 | 4~5.5 | 2~4 | 1.5~2.5 | |
| 高 碳 钢 | 4~5 | 4~5 | 2~3 | 1~2 | |
| 低 合 金 钢 | 5~6 | 5~6 | 4~5 | 2~3 | |
| 高 合 金 钢 | 5~6 | 5~6 | 4~5 | 2~3 | |
| 铸铁: 灰口铸铁 | 0.3~0.6 | 0.2~0.3 | 0.05~0.1 | — | 多孔性材料由于散射强难以透过 |
| 可 锻 铸 铁 | 2~3 | 2~3 | 1~1.5 | 0.15~0.3 | |
| 炼 铁 (锻 铁) | 2~3 | 2~3 | 1~1.5 | 0.15~0.3 | |
| 铝: 铸 铝 | 1.5~3 | 0.3~1.5 | 0~0.3 | 0~0.3 | 粗晶粒或多孔性材料透过性差 |
| 冲 压 件 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 加 工 件 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 镁: 铸 镁 | 1.5~3 | 1.5~3 | 0~0.3 | — | 细晶粒结构材料透过性好 |
| 冲 压 件 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 加 工 件 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 铜: 铸 铜 | — | — | — | — | 粗晶粒组织的材料由于散射强不能 透过 随热处理情况不同, 超声透过性明 显不同 |
| 加 工 件 | 0~0.15 | 0~0.1 | — | — | |
| 铸 黄 铜 (细 晶 粒) | 0~0.15 | 0~1.15 | — | — | |
| 铸 青 铜 (粗 晶 粒) | — | — | — | — | |
| 青 铜 加 工 件 | 0.3~1.5 | 0.3~1 | — | — | |
| 铅 | 0~0.15 | 0~0.15 | 0~0.1 | — | |
| 镍: 铸 镍 | 0.3~1 | 0.3~1 | 0~0.3 | — | 铸镍是多孔性的 |
| 加 工 件 | 3~5 | 2~3 | 1.5~2.5 | 1~1.5 | |
| 莫 涅 耳 合 金 加 工 件 | 3~5 | 2~3 | 1.5~2.5 | 1~1.5 | |
| 金 加 工 件 | 0~0.3 | 0~0.3 | — | — | |
| 银 加 工 件 | 1.5~3 | 0.5~1.5 | 0.3~0.6 | 0~0.3 | |
| 白 金 | 2~3 | 2~3 | 1~1.5 | 1~1.5 | |
| 钨 | 2~3 | 2~3 | 1~1.5 | 1~1.5 | |
| 钼 | 1.5~3 | 1.5~3 | 1.5~3 | 0.3~0.6 | |
| 铝: 烧 结 件 | 0.6~1.5 | 0.6~1.5 | 0.3~1 | — | |
| 加 工 件 | 6~8 | 6~8 | 6~8 | 5~5.5 | |
| 烧 结 碳 化 物 | 0~0.3 | 0~0.15 | 0~0.08 | 0~0.08 | 烧结状态适当, 有的透过性良好 |
| 木 材: 硬 质 | 0~0.2 | 0~0.1 | — | — | 随木纹方向和含水量不同, 透过性 不同 |
| 软 质 | — | — | — | — | |

续表

| 材 料 | 试 验 频 率 (兆赫) | | | | 备 注 |
|-----------|--------------|----------|-------|---------|-----|
| | 0.5 | 1 | 2.25 | 5 | |
| 塑料: 乙烯系树脂 | 0.15~0.3 | 0.15~0.3 | | | |
| 酚醛塑料 | 0.15~0.3 | 0.15~0.3 | | | |
| 有机玻璃 | 0.15~0.3 | 0.15~0.3 | | | |
| 硬质陶瓷 | 1.5~3 | 1.5~3 | 1~1.5 | 0.6~1.2 | |
| 油 和 水 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | 7~8 | |
| 空 气 | — | — | — | — | |



附图 1-37 固体的泊松比与声速比的关系



附图 1-38 关于板波的坐标

Z 方向有粒子位移 η 。

假定波动情况在 Y 方向是一样的, 且 ζ 为零, 则式 (3) 中 y 的微分项为零。并假定沿 X 方向传播的波用 X 方向和 Z 方向分开的数学方法如下式所示:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1 &= \xi(z)e^{jk(x-ct)} \\ \eta_1 &= \eta(z)e^{jk(x-ct)} \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

将式 (84) 代入式 (3), 整理得:

$$\left. \begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 p^2 \right) \left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 q^2 \right) \xi(z) &= 0 \\ \left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 p^2 \right) \left(\frac{d^2}{dz^2} + k^2 q^2 \right) \eta(z) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (85)$$

式中 $p^2 = \left(\frac{c}{c_t} \right)^2 - 1$, $q^2 = \left(\frac{c}{c_l} \right)^2 - 1$ 。

下式 (86) 为方程 (85) 的一组解 (对称波动):

$$\left. \begin{aligned} \xi(z) &= A \sin k p z + B \cos k p z \\ \eta(z) &= j \left[p A \cos k p z - \frac{B}{q} \cos k q z \right] \end{aligned} \right\} \quad (86)$$

又由于板的表面 $z = \pm \frac{d}{2}$ 处应力为零, 将式 (84) 代入式 (5)、(6), 整理得:

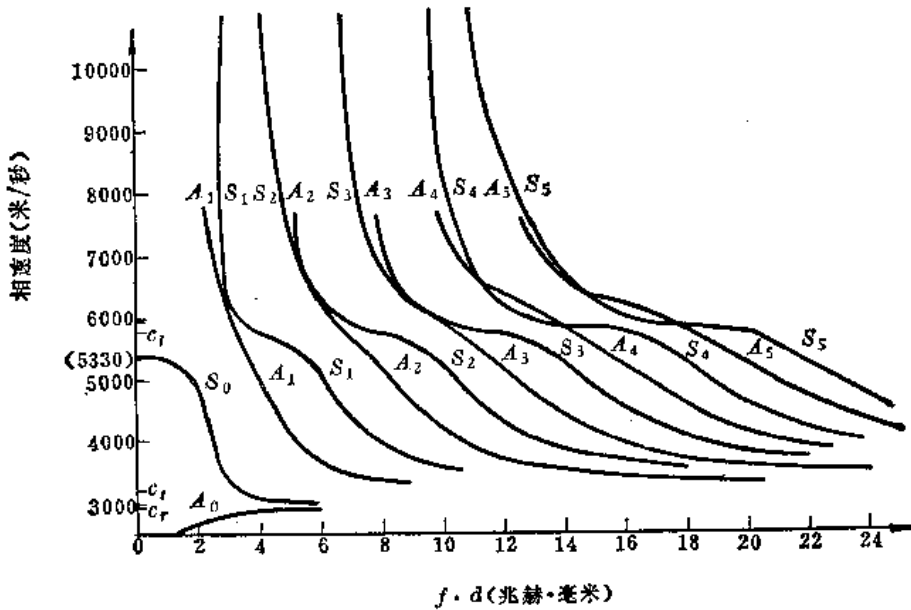
$$\left. \begin{aligned} c_1^2 \frac{d\eta}{dz} + jk(c_1^2 - 2c_2^2)\xi &= 0 \quad (\text{由 } Z_s=0) \\ \frac{d\xi}{dz} + jk\eta &= 0 \quad (\text{由 } X_s=0) \end{aligned} \right\} \quad (87)$$

将式(86)代入式(87)，消去任意常数A和B，得：

$$4pq \operatorname{tg} \frac{\pi f d}{c} q + (p^2 - 1)^2 \operatorname{tg} \frac{\pi f d}{c} p = 0 \quad (88)$$

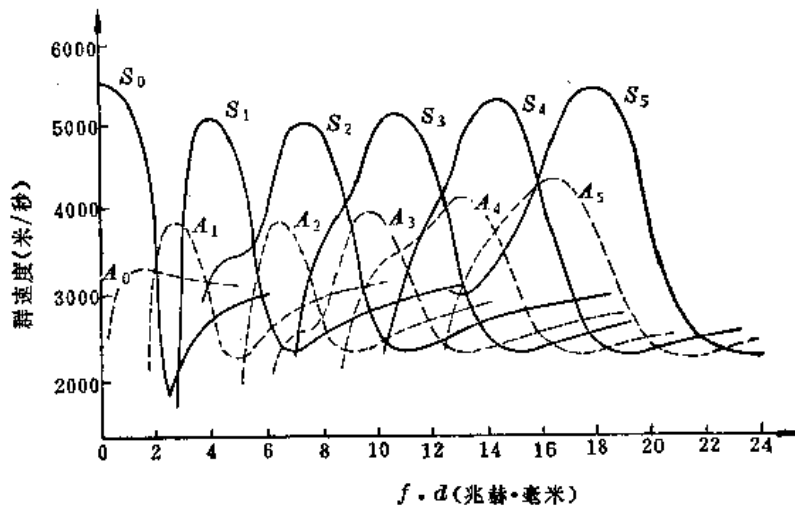
这个方程也叫做频率方程，它给出对称波动的相速度与频率、板厚之间的关系，相应的波型叫做 S_0 、 S_1 、 S_2 ……等。

式(86)中sin变为cos，cos变为sin即为方程(85)的另一组解，表示斜对称波动



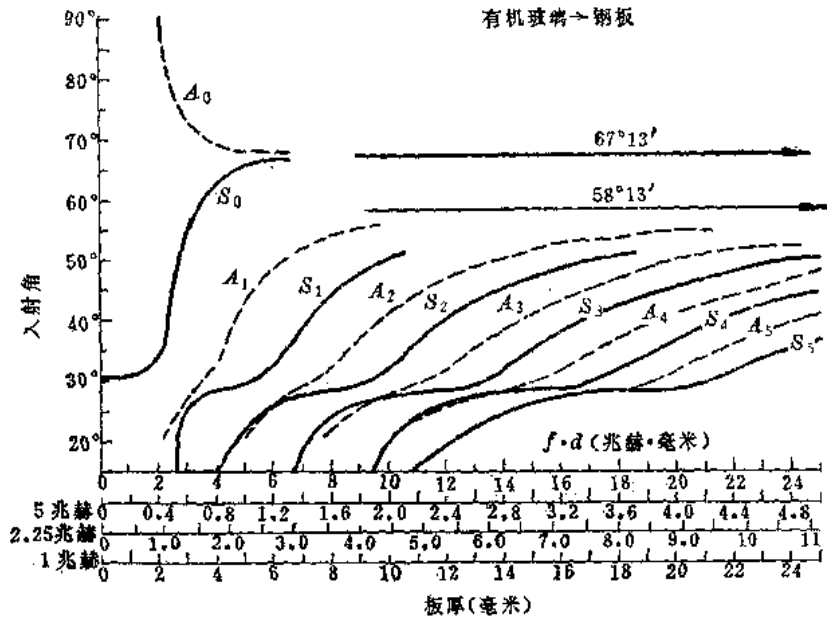
附图 1-39 相速度与频率、板厚的关系

纵波速度 $c_1 = 5790$ 米/秒，横波速度 $c_2 = 3200$ 米/秒，表面波速度 $c_r = 2950$ 米/秒，泊松比 $\sigma = 0.28$

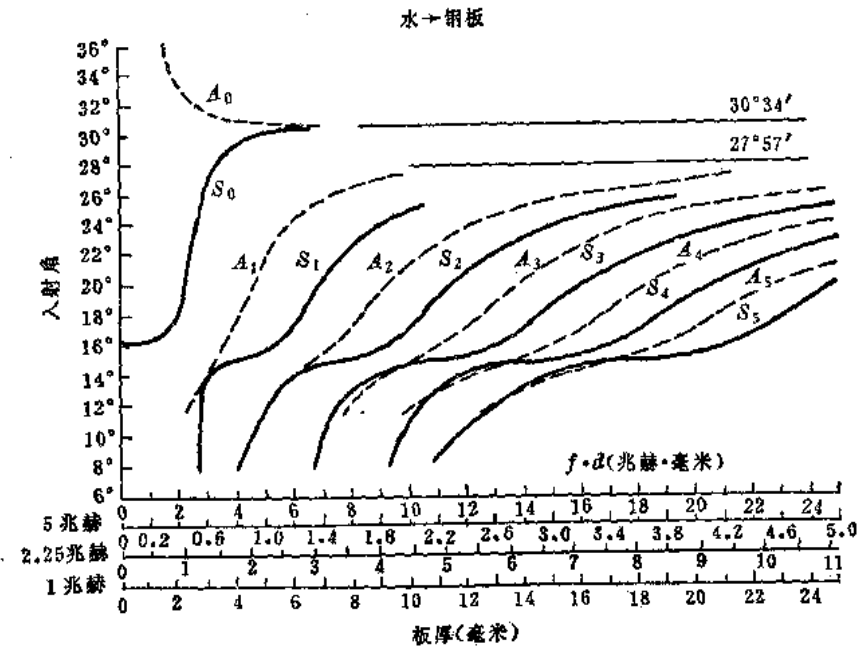


附图 1-40 群速度与频率、板厚的关系

纵波速度 $c_1 = 5960$ 米/秒，横波速度 $c_2 = 3280$ 米/秒，泊松比 $\sigma = 0.281$ (相当钢材)



附图 1-41 入射角与波型、频率、板厚的关系
有机玻璃 $c_l = 2700$ 米/秒；钢 $c_l = 5790$ 米/秒， $c_t = 3200$ 米/秒， $c_r = 2950$ 米/秒， $\sigma = 0.28$

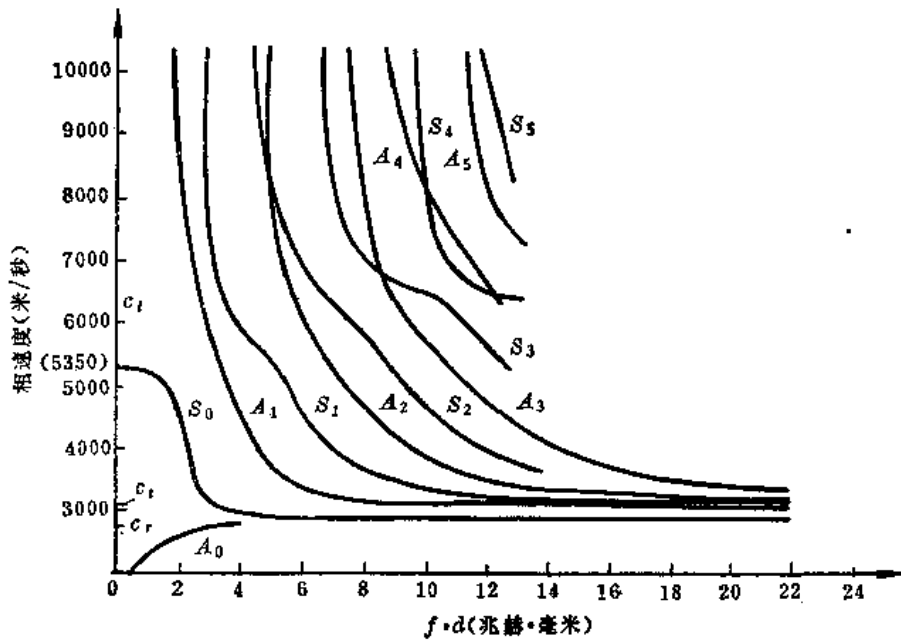


附图 1-42 入射角与波型、频率、板厚的关系
水 $c_l = 1500$ 米/秒；钢 $c_l = 5790$ 米/秒， $c_t = 3200$ 米/秒， $c_r = 2950$ 米/秒， $\sigma = 0.28$

(挠波动)，由此得到：

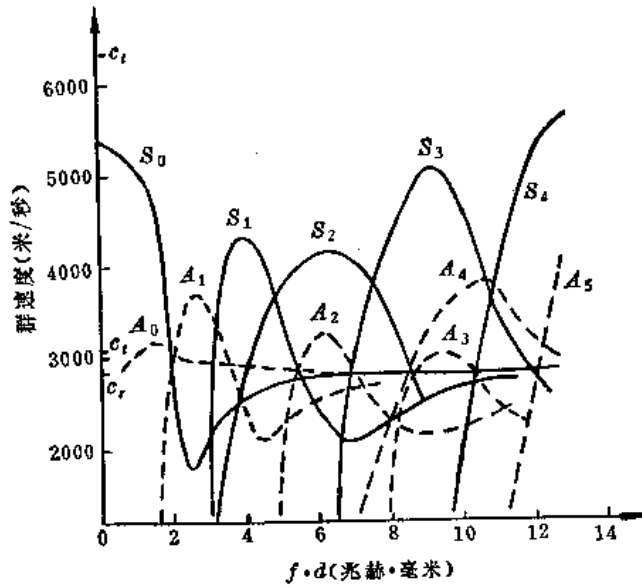
$$(p^2 - 1)^2 \operatorname{tg} \frac{\pi f d}{c} q + 4 p q \operatorname{tg} \frac{\pi f d}{c} P = 0 \quad (89)$$

满足该式的波型叫做 A_0 、 A_1 、 A_2 ……等。



附图 1-43 相速度与频率、板厚的关系

$c_t = 6350$ 米/秒, $c_l = 3045$ 米/秒, $c_r = 2850$ 米/秒, $\sigma = 0.3501$



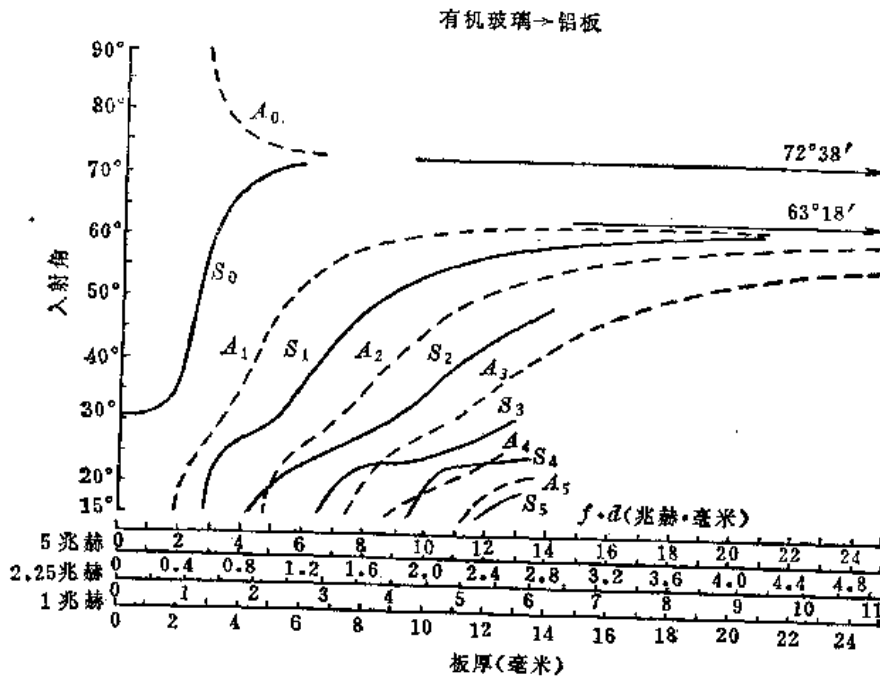
附图 1-44 群速度与频率、板厚的关系

$c_t = 6350$ 米/秒, $c_l = 3045$ 米/秒, $c_r = 2850$ 米/秒, $\sigma = 0.3501$

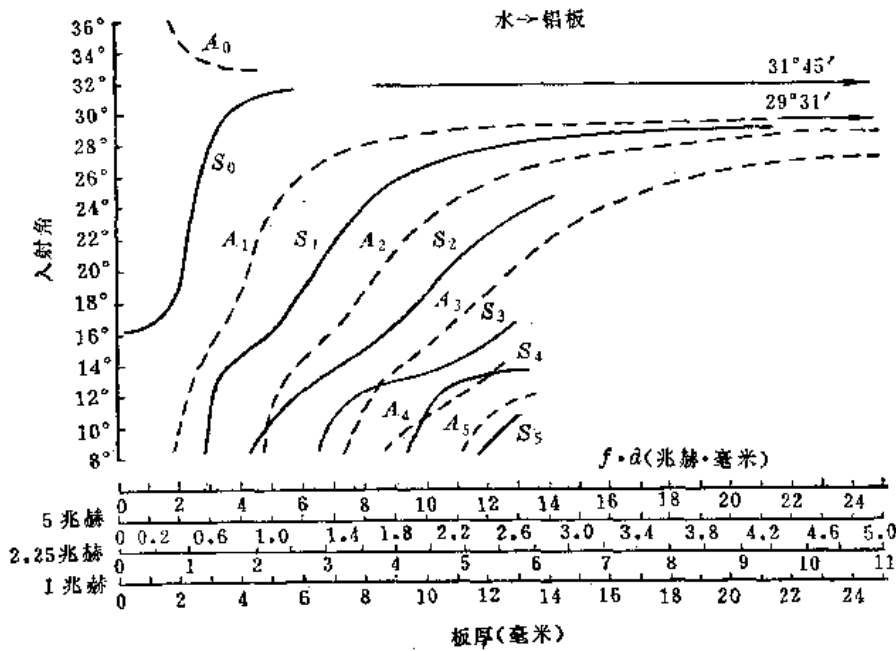
(二) 板波的位移分布

对于对称波型S有:

$$\left. \begin{aligned} \xi_s &= jc_1 \left[p \cos 2kpz - \frac{p^2 - 1}{2q} \frac{\sin kpd}{\sin kqd} \cos 2kqz \right] \\ \eta_s &= c_1 \left[\sin 2kpz - \frac{p^2 - 1}{2} \frac{\sin kpd}{\sin kqd} \sin 2kqz \right] \end{aligned} \right\} \quad (90)$$



附图 1-45 入射角与波型、频率、板厚的关系
有机玻璃 $c_1 = 2720$ 米/秒, 铝 $c_1 = 6350$ 米/秒, $c_2 = 3045$ 米/秒, $c_3 = 2850$ 米/秒, $\sigma = 0.3501$



附图 1-46 入射角与波型、频率、板厚的关系
水 $c_1 = 1500$ 米/秒, 铝 $c_1 = 6350$ 米/秒, $c_2 = 3045$ 米/秒, $c_3 = 2850$ 米/秒, $\sigma = 0.3501$

对于斜对称波型 A 有:

$$\left. \begin{aligned} \xi_a &= -j c_2 \left[p \sin 2k p z - \frac{p^2 - 1}{2q} \frac{\cos k p d}{\cos k q d} \sin 2k q z \right] \\ \eta_a &= c_2 \left[\cos 2k p z + \frac{p^2 - 1}{2} \frac{\cos k p d}{\cos k q d} \cos 2k q z \right] \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

式中 c_1 、 c_2 为常数。

在板的表面上，横波成分与纵波成分的比为：

$$\left. \begin{aligned} \left| \frac{\eta_s}{\xi_s} \right| \frac{a}{z} &= \left| \frac{p^2 - 1}{2p} \operatorname{tg} k p d \right| \text{ S 群} \\ \left| \frac{\eta_a}{\xi_a} \right| \frac{a}{z} &= \left| \frac{p^2 - 1}{2p \operatorname{tg} k p d} \right| \text{ A 群} \end{aligned} \right\} \quad (92)$$

在液浸探伤中，板的表面上横波成分大时，因为能量向液体中以纵波辐射形式散失，所以板波容易衰减。故应选用在板面上横波成分较小的波型。

(三) 板波的有关图形

1. 钢板中的板波

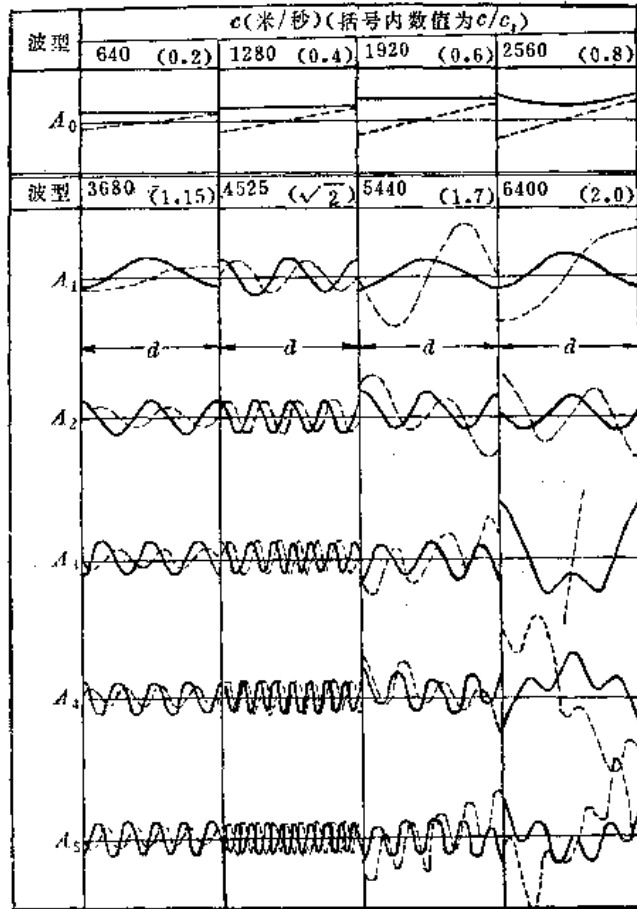
见附图1-39~1-42。

2. 铝板中的板波

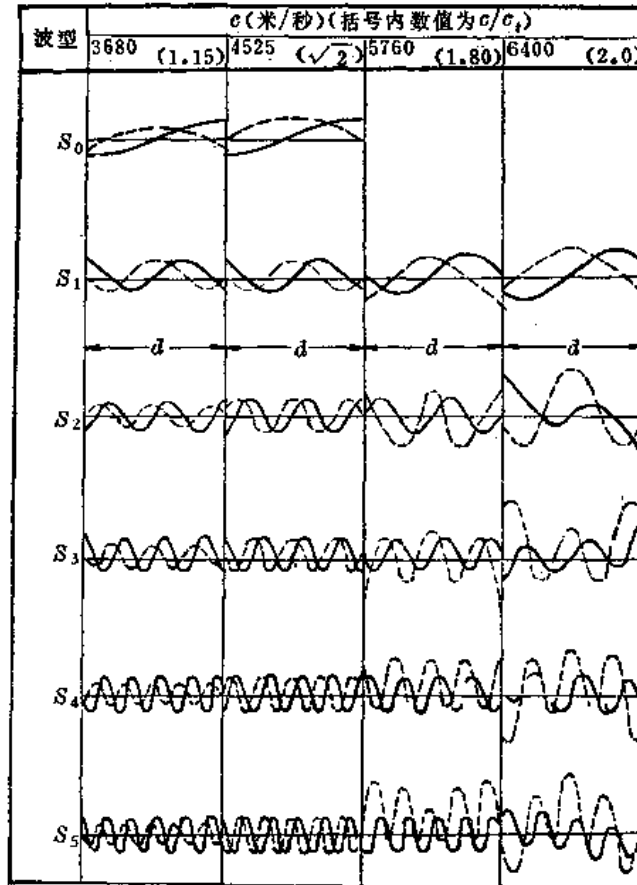
见附图1-43~1-46。

3. 板波的位移分布 (钢板)

见附图1-47~1-48。



附图 1-47 钢板中对称型板波位移分布
实线表示横波成分，虚线表示纵波成分



附图 1-48 钢板中斜对称型板波位移分布
实线表示横波成分，虚线表示纵波成分

附录二 国外超声波探伤质量评定标准简介

国外现行超声波探伤标准中，往往只规定方法，不附带质量评定标准。很多质量标准中虽然包罗了对产品质量的全面要求，但有关超声波探伤结果的验收与拒收条件往往又只规定“由双方协商决定”，不提具体数字，因此想专门摘录一些超声波探伤用的质量评定标准非常困难。为此，只将国外一些现行标准中既包括方法，又掺杂一些质量评定标准的资料简单介绍于后。目的是为读者查找、参阅和评定提供一些线索。

(一) 日本工业标准：JIS-Z2344-73 金属材料脉冲反射式超声波探伤方法

- (1) 对探伤方法详细地作了规定，还包括了一些推荐事项。
- (2) 明确提出在进行检验时必须事先注意的事项。
- (3) 规定了技术人员和探伤人员必需掌握的有关技术。
- (4) 详细规定了超声波探伤仪的主要性能。性能测定方法中关于“放大线性”、“时基线性”、“远距离分辨率”、“灵敏度余量”等在附件中予以规定，必要时，也对等级分类作了规定。

(5) 规定了探伤仪的维修事项。

(6) 提供了五种标准试块, 在Z2345~Z2349中规定作为新定标准。除标准试块外尚规定了参考试块。

(7) 规定了垂直及斜角探伤的方法。对每一种方法又分为直接和水浸法两类并作了规定。

(8) 规定了探伤方向、探测范围、晶片尺寸、探伤面、耦合剂、探伤仪的调整及用于评价的回波等项。

(9) 对检验结果的评价及检验结果报告书也作了规定。

(二) 日本造船工业标准(1960)

规定了下述船舶用工件的暂定超声波探伤方法:

- (1) 船用透平转子轴。
- (2) 船用透平减速大齿轮。
- (3) 船用透平减速小齿轮。
- (4) 船用整体锻制的曲轴。
- (5) 船用铸造和锻制的半装配式曲轴。
- (6) 船用铸造透平外壳。
- (7) 铸造的不锈钢构架和铸造的梯形构架等。

制定这个暂定方法的目的是为了取得基础数据。从而定出判断标准。其中规定了探伤范围、探伤时间、探伤面情况、检验频率、灵敏度、耦合剂、探伤要点、记录方法及格式等。

(三) 日本车轴超声波探伤标准(1957)

- (1) 主要使用国管铁路局II型灵敏度标准试块及车轴底波调整灵敏度。
 - (2) 频率原则上定为2兆赫。
 - (3) 根据车轴的衰减进行分级(1~5级)。
 - (4) 将探伤图形分为正常图形及有缺陷图形两类。
 - (5) 规定了“合格轴”、“应监视轴”及“不合格轴”的评定标准。
- (四) 日本非破坏检查协会标准(NDIS)

1. NDIS 2101-66 超声波探伤仪分辨率的测定方法及分类方法

- (1) 规定了在探头经电缆接在仪器上后, 测定脉冲反射式探伤仪分辨能力的方法。
- (2) 应用IIW型试块的三个不同距离回波测定分辨率。
- (3) 根据性能的不同, 分为A、B、C、D四类。

2. NDIS 2102-67 超声波探伤仪线性的测量方法和分类方法(编入JIS)

(1) 规定了脉冲反射式A型显示探伤仪的放大器及指示器的输出对输入的线性测定方法, 1972年修订后编入日本工业标准(JIS)。

(2) 采用学振STB-III, V15一组试块进行测定。

(3) 将测定结果分为1、2及等外三级。

3. NDIS 2403-68 压力容器用钢板(厚度为18毫米以上不足38毫米者)超声波探伤标准

内容与HPIS F105 (1968) 完全相同。

4. NDIS 2404-70 钢结构斜角超声波探伤方法及等级分类 (在改订中)

(1) 规定了使用A型显示探伤仪对板厚 12 毫米~100 毫米的钢结构全焊透焊缝进行斜角探伤的方法及探伤结果的分类标准。

(2) 为了修正由于波程引起的回波波高变化, 制作了距离-振幅校正曲线 (见附图 2-1)。对NDI-STB-A₂之 $\phi 4 \times 4$ 孔试块上每隔 0.5 跨距探测一次所得到的回波波高的连线称为C线。比C线高 6 分贝的灵敏度线称作A线, 比C线低 6 分贝的灵敏度线称为B线。

(3) B线以下范围称为I区, 低于C线高于B线的范围称为II区, 高于C线低于A线称为III区, 高于A线称为IV区。根据最大回波波高所在区域和缺陷长度进行等级分类 (1~4级)。

表 1 缺陷等级分类

| 最大回波波高 | 缺陷长度 | | | |
|--------|----------|---------------|---------------|-------|
| | $\leq S$ | $> S, \leq M$ | $> M, \leq L$ | $> L$ |
| II区 | 1级 | 2级 | 3级 | 4级 |
| III区 | 2级 | 3级 | 4级 | 4级 |
| IV区 | 3级 | 4级 | 4级 | 4级 |

表 2 缺陷长度分类

| 母材厚度 (毫米) | 缺陷长度划分范围 (毫米) | | |
|-----------------|---------------|-------|-----|
| | S | M | L |
| $> 10, \leq 20$ | 5 | 10 | 20 |
| $> 20, \leq 48$ | $t/4$ | $t/2$ | t |
| > 48 | 12 | 24 | 48 |

注 t 为母材厚度。

(五) HPIS 日本高压技术协会标准

1. HPIS F103 (1964) 压力容器用钢板的超声波探伤检查标准

(1) 适用于厚度为 38~80 毫米的钢板。

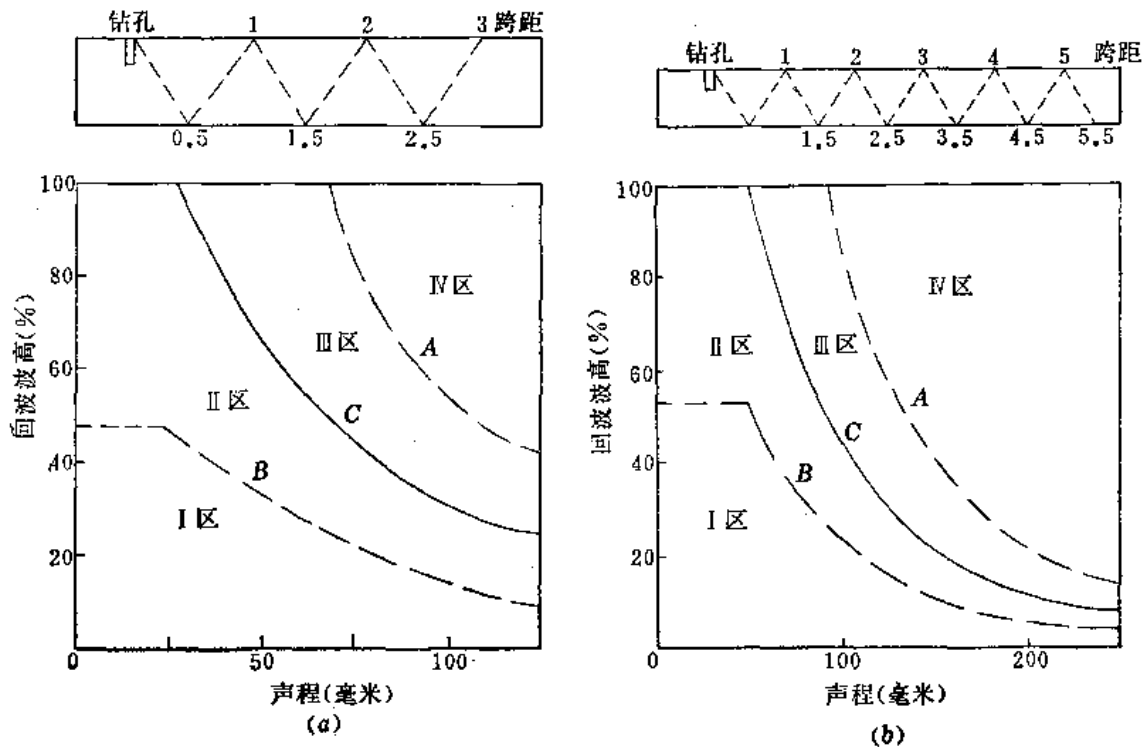
(2) 采用脉冲反射式直接接触法。

(3) 灵敏度为学振 STB-III, $V_{15-4} = 50\%$ 。

(4) 使用 3 兆赫、 $\phi 20$ 毫米或 2.25 兆赫、 $\phi 30$ 毫米的探头。

(5) 探伤点为纵横各 300 毫米的方格交点。

(6) 将缺陷波高与学振 STB-III 回波相比较进行分类, 再考虑多次底波, 以次数进行评价。



附图 2-1 距离-振幅校正曲线举例
(a) 探头为4B8×9A45, 探测范围125毫米;
(b) 探头为2B20×22A45, 探测范围250毫米

(7) 此外再考虑到缺陷的密集程度和缺陷占钢板面积的比例分为A、B、C、D四级。

2. HPIS F105(1968) 厚度大于18毫米, 不足38毫米的压力容器钢板的超声波探伤标准

(1) 适用于18~38毫米低温用钢板、锅炉用脱氧钢板及高张力钢板。

(2) 原则上使用脉冲反射式水浸法。

(3) 灵敏为NDI-STB-NI=50%。

(4) 使用频率为5兆赫, 晶片直径为20毫米。

(5) 探伤部位规定在钢板横向每隔300毫米的直线上(应用直接接触法进行检查时, 则为纵横300毫米线的交点上), 沿钢板四周的30毫米线上或两者结合。

(6) 按 F_1/B_1 (缺陷波与底波的波高比)的大小对缺陷进行分类, 按缺陷较多部位一定面积内缺陷的多少以及一定长度内缺陷数目进行评价。

(7) 根据(6)的评价结果分为A、B、C、D四级。

3. HPIS F109(1972) 压力容器用钢板的超声波探伤方法

(1) 该方法适用于除不锈钢外, 凡原子反应堆、锅炉及压力容器等使用的, 厚度在10毫米以上、200毫米以下的高品质全脱氧钢板的超声波探伤。

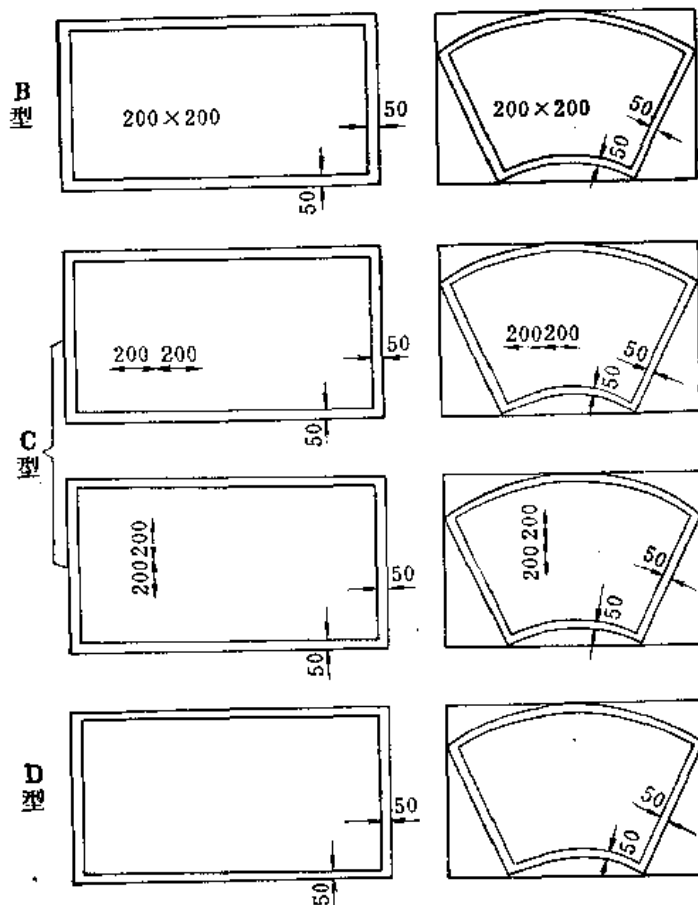
(2) 探伤仪为脉冲反射式。探伤仪的分辨率在JIS-B级以上。近距离分辨率: 当钢板厚度在20毫米以下时, B_1 回波在刻度板10%高度处的脉冲宽度应小于钢板厚度的1/2;

钢板厚度超过20毫米时， S_1 回波，指用水浸法探伤时，被检查钢板表面的第一次回波（界面回波），也叫 T 波，在刻度板10%高度处的脉冲宽度小于钢板厚度的1/2。放大线性直到刻度板的100%应达到JIS-1级。探伤方式采用水浸法（包括局部水浸）或直接接触法，原则上以水为耦合剂。

（3）用JIS Z2344规定的STB-NI或STB-G调整探伤灵敏度，见表3。

表3 探伤灵敏度调整表

| 板厚 (毫米) | 探伤灵敏度 | 频率 (兆赫) | 晶片直径(毫米) |
|-----------------------|--------------------|---------|----------|
| $10 \leq t \leq 20$ | STB-NI, 25% | 5 | 20 |
| $20 \leq t \leq 40$ | STB-NI, 50% | 5 | 20 |
| $40 \leq t \leq 60$ | STB-NI, 70% | 2 | 30 |
| $60 \leq t \leq 100$ | STB-G V15-4, 50% | 2 | 30 |
| $100 \leq t \leq 160$ | STB-G V15-4, 80% | 2 | 30 |
| $160 \leq t \leq 200$ | STB-G V15-2.8, 50% | 2 | 30 |



附图 2-2 探伤部位

（4）探伤部位，分为如下四种（见附图2-2）：

A型：进行全面检查（重复10%）。

B型：沿纵横间隔均为200毫米的划线上及距边界50毫米处或在坡口线±25毫米处进

行检查。

C型：沿纵或横间隔均为200毫米的划线上及在距边界50毫米处或坡口线±25毫米处进行检查。

D型：在距边界50毫米处或在坡口线±25毫米处进行检查。

(5) 缺陷表示记号如下：

○： $25\% < F_1 \leq 50\%$ ($B_1 < 100\%$ 时之 F/B 值)

△： $50\% < F_1 \leq 100\%$ ($B_1 < 100\%$ 时之 F/B 值)

×： $F_1 > 100\%$, $F_1/B_1 > 100\%$ 或 $B_1 \leq 50\%$

但钢板厚度在20毫米以下时，要用 F_2 、 B_2 分别代替 F_1 、 B_1 。

缺陷分布状态的定义有以下四种：

连续缺陷：当相邻缺陷间的距离小于较小缺陷的最长尺寸时，则包括二者间距在内视为一个缺陷。

密集缺陷：20毫米（最大尺寸）以下的缺陷在100毫米的正方形内超过5个时称为密集缺陷，若其中一个缺陷超过20毫米时，则连同周围的小缺陷一齐算为一个缺陷。

分散缺陷：20毫米（最大尺寸）以下的缺陷在300毫米的正方形内超过5个时称为分散缺陷。但有超过20毫米的缺陷时按密集缺陷考虑。

单个缺陷：缺陷分布达不到上述的分散程度时称为单个缺陷。这些缺陷的尺寸是以探头中心的间距测定的。

测定各类缺陷时 F_1 （或 F_1/B_1 ）的下限为：

注○记号的缺陷，其中 $F_1 = 25\%$ 或 $F_1/B_1 = 25\%$ ；

注△记号的缺陷， $F_1 = 50\%$ 或 $F_1/B_1 = 50\%$ ；

注×记号的缺陷， $F_1 = 100\%$ 或 $F_1/B_1 = 100\%$ 或 $B_1 = 50\%$ ；

当钢板厚度不足20毫米时， F_1 、 B_1 分别用 F_2 、 B_2 代替。

(6) 记录方法，对于最大尺寸超过20毫米的缺陷应记录缺陷的位置、尺寸和记号，小于20毫米者只记录位置和记号。此外，还应记录出密集或分散范围。

(7) 评定标准：

超过表4所示数字者为不合格，小于所给数字一半者为合格，介于二者之间时，协商决定。

(8) 补修：根据事前的协议进行补修。去除深度在钢板厚度的25%以内时，以从端面往下50毫米为限。规定中还附有有关焊接方法、检查手段、处理方式等条件。

(六) 日本通商产业部命令、通告

1. 日本通商产业部第501号通告（1970年9月） 原子能发电设备结构的技术标准第七条：关于垂直法探伤试验

(1) 该规定适用于第一类容器使用的板材、圆钢、铸件及锻件。

(2) 频率为1~5兆赫，耦合剂为液体或糊状物。

(3) 对板材和铸件应从其中一面进行全面检查，对锻件应从互相垂直的两个方向进行全面检查。

表 4 压力容器用钢板的评定标准

| 分 类 | 低 温 用 钢 板 | | 常 温~高 温 用 钢 板 | |
|-----|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| | 内 部 | 坡 口 部 | 内 部 | 坡 口 部 |
| ○ | 分散40% 密集20% 连续 300 毫米 | 一个缺陷长度 150 毫米 密集度300毫米/米 | 未 规 定 | 未 规 定 |
| △ | 分散10% 密集 5% 连续 200 毫米 | 一个缺陷长度 100 毫米 密集度200毫米/米 | 分散20% 密集10% 连续 300 毫米 | 一个缺陷长度 150 毫米 密集度300毫米/米 |
| × | 分散 5% 密集 3% 连续 100 毫米 | 一个缺陷长度50毫米 密集度100毫米/米 | 分散10% 密集 5% 连续 200 毫米 | 一个缺陷长度 100 毫米 密集度200毫米/米 |

注 1.分散、密集的百分数是指占钢板总面积的百分数；
2.坡口部是指钢板四周或接近坡口预定线的部位；
3.坡口部的密集度是指缺陷最多处在一米范围内的所有缺陷长度之和。

表 5 原子能发电站第一类容器材料的垂直法超声波探伤标准

| | 钢 板 | 铸 件 | 圆钢、锻件 |
|-------|--|--|----------------------|
| 探伤灵敏度 | * $B_G = 50 \sim 75\%$ | $B_G = 75 \sim 90\%$ | $B_G = 75 \sim 90\%$ |
| 合格标准 | (1)底波消失区域处于以75毫米或 $1/2 T$ 为直径(以大者计)的圆内 (2)有两个以上小于(1)项的缺陷时,若它们之间的距离超过最大缺陷的直径或在(1)项的范围之内者 | (1)缺陷波波高 $F \leq 20\%$ 者 (2)底波波高 $B \leq 70\%$ 的部分在直径为50毫米圆的范围以内者 | 底波波高 $B > 5\%$ |

* B_G ——基准底波波高。

(4) 探伤灵敏度及合格标准由表 5 确定。

2.日本通商产业部第501号通告(1970年9月) 原子能发电设备构造等技术标准第八条:关于横波法超声波探伤试验

(1) 该规定适用于第一类容器用的圆钢、管材和锻件。

(2) 频率为0.5~5兆赫,耦合剂为液体或糊状物。

(3) 参考试块、灵敏度及合格标准见表 6。

3.日本锻钢协会标准 JFSS13-1972 船用锻件超声波探伤标准

(1) 规定了锻造的曲轴、螺旋桨轴、中间轴、推力轴、接合杆、活塞杆、十字头以及透平转子轴超声波探伤检查标准。

(2) 探伤仪应符合下述条件方能使用:

频率: 应具备 1、2、2.5及 5 兆赫等档;

脉冲高度: 有60毫米以上可读范围;

探头晶片: 材料为石英或钛酸钡,直径均为 25 ± 1 毫米;

电缆: 3米或 5米 $\pm 10\%$ 以内;

表 6 原子能发电设备第一类容器的横波探伤法超声波探伤标准

| | 圆 钢、 锻 件 | 管 材 |
|------------------|---|---|
| 参 考 试 块 | 材料、厚度应与被检验材料相同 标准缺陷： 长度：25毫米 宽度：3%厚度 } 最大9.5毫米 深度：3%厚度 } 或与其反射信号高度相同的反射体 | 材料、厚度应与被检验材料相同 标准缺陷： 长度：25毫米 宽度：1.5毫米 深度：5%厚度(最小0.1毫米) 或与其反射信号高度相同的反射体 |
| 探伤灵敏度 | $h_s \geq 50\%$ | $h_s \geq 50\%$ |
| 合格标准 | $F \leq h_s$ (要考虑距离修正) | $F \leq h_s$ (要考虑距离修正) |
| h_s 为标准缺陷反射波波高 | | |

衰减器：内装或外接均可。

还规定了探伤仪的各种性能，如综合灵敏度、脉冲幅度、噪音水平、垂直线性、时基线性、分辨率及距离特性等。

(3) 将检验对象分成几个区域，规定了各区域合格与否的标准：

区域：考虑被检验工件各部位表面的应力水平及应力分布情况，分为I~III区，合格与否标准：对应被检验部件不同区域，规定了合格与否的条件范围。

(七) 美国材料试验协会 (ASTM) 通用标准

1. ASTM E113-67(1974年修订) 共振法超声波检验标准

规定了以共振法测厚和探伤的一般方法。

2. ASTM E114-75 (列为美国国家标准Z166-3) 直接接触脉冲反射式纵波法超声波检验推荐方法

对直接接触脉冲反射式探伤方法的概要、装置、检验方法等作了一般规定。

3. ASTM E127-64(列为美国国家标准Z166-5) 制作和校核铝合金超声波标准参考试块的推荐标准

(1) 规定了进行铝合金制品的超声波探伤时，调整仪器、确定探伤灵敏度用的标准试块式样和使用方法。

(2) 试块分为如下三组：

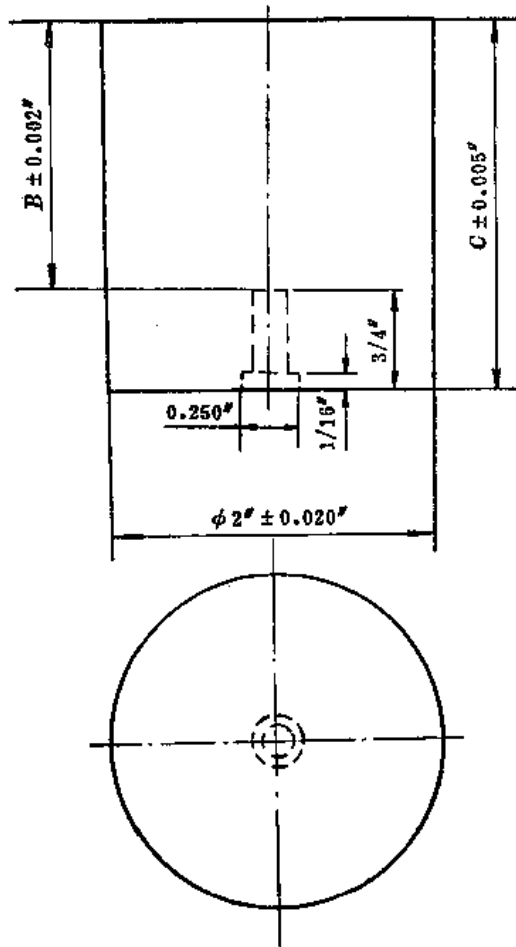
①基础组：此组为不同孔径和距离的10个试块组成，此组试块全部包含在第③组之中；

②面积-振幅组：由至孔底距离 B 为3"，孔径为1/64"至8/64"（每间隔1/64"一个，共八个）的八个试块组成，其中有三个与第③组相同；

③距离-振幅组：孔径为3/64"、5/64"及8/64"三种，其中至孔底距离又分别有0.125"至6.5"等三十种，所以共计有九十种试块。

(3) 试块形状见附图2-3。

4. ASTM E164-74 (列为美国国家标准Z166-23) 焊缝的超声波接触法检查的标准方法



附图 2-3 检验铝合金制品用的标准试块

试块的内外表面上加工有V形、方形或U形沟槽，其尺寸由双方商定。

(4) 应尽可能使内外面沟槽回波相等，并以回波小的作为评定标准。

6. ASTM E214-68 (1974年修订) 脉冲反射式纵波水浸法超声波检验推荐方法
对水浸法脉冲反射式探伤作了一般说明。

7. ASTM E 273-68 (1974年修订) 焊接管道纵焊缝及螺旋焊缝的超声波检验标准方法

(1) 规定了直径2"~36" (50~920毫米) 壁厚为1/8"~3/4" (3~20毫米) 的焊接管纵焊缝或螺旋焊缝探伤方法。

(2) 用直接接触法、水浸法或折射角为45°~80°的横波探伤法进行脉冲反射式探伤。

(3) 制作参考试块的材质、直径、壁厚、热处理等，与实际检查的管子相同。在管子的内、外面制作V形、方形或U形沟槽，其形状和尺寸由双方商定。

(4) 使内、外面沟槽的回波波高尽量相等，以回波小的作为评定标准。

8. ASTM E317-68 评价脉冲反射式超声波检验系统特性的推荐方法

规定了包括探头在内的整个超声波探伤装置各性能的定义和测定方法，如垂直幅度界

(1) 规定了厚度为0.250"至8" (6.4毫米~203毫米) 的焊缝的超声波脉冲反射式直接接触横波探伤方法。

(2) 频率为1~5兆赫。

(3) 折射角为45°~70°。

(4) 参考试块的孔径或对比槽的大小由制造厂和订货单位协商决定。

板材厚度小于13毫米时孔应贯通，厚度超过13毫米时应为13毫米深的平底孔。孔径由双方商定。

若为反射槽，应为与焊缝平行的矩形槽，其宽度3毫米，长度为25毫米，深度由双方商定。

(5) 标准中还规定了探伤灵敏度及探伤中应注意的其他事项。

5. ASTM E 213-68 金属管道纵向缺陷超声波检查标准方法

(1) 适用于1/2"~6"直径管道纵向缺陷的直接接触或水浸法探伤。

(2) 在脉冲反射法中，超声波沿圆周入射。

(3) 用被检管子制作参考试块。在参考

限、上部线性范围、下部线性范围、灵敏度、近距离分辨率、底面分辨率、时间轴界限、水平线性及探伤深度等。

9. ASTM E 428-71 (1975年修订) 用于制作和检查超声波检验用的钢质参考试块的推荐标准方法

(八) 美国材料试验协会 (ASTM) 有关钢板的标准

1. ASTM A 435-74a (列为美国国家标准 G60•2) 压力容器钢板纵波法超声波检验的标准方法和技术条件

(1) 适用于厚度在1/2"以上的压力容器用镇静钢板。

(2) 脉冲反射式纵波法。

(3) 探头直径为1~1 1/4"或有效面积为1英寸²，直接接触、水浸或局部水浸法。

(4) 表面状态：底波波高至少为满刻度的50%以上。

(5) 推荐使用2.25兆赫频率，并可根据板厚、晶粒度、组织、所用仪器、检查方法等有所增减。但使用低于1兆赫的频率时必须征得订货方的同意。

(6) 调节仪器和频率，使扫查中底波波高在50~70%范围。

(7) 扫查路线是自板中心或端部开始，以9"为间隔的划线以及距边缘2"处的划线。

(8) 底波消失范围超过3"或以板厚的1/2为直径的圆时(以大的一方为准)为不合格。

2. ASTM A 577-73 (列为美国国家标准 G35•24) 钢板的横波法超声波检验标准

(1) 规定了探测与钢板表面不平行的缺陷的脉冲反射式斜角探伤法。

(2) 要求仪器的垂直线性在满刻度的75%以内为±5%，使用长度在1/2"~1"之间的45°斜角探头，应尽量选择较高的频率。

(3) 采用与被测板或超声性能相同的材料制作参考试块，在试块上作出深度为板厚的3%，长度为1"，宽度不超过深度的2倍的沟槽。当板厚在2"以下时，槽开在板任一侧的表面上；板厚超过2"时，应在两面开槽，而且槽的位置应距边缘2"以上。

(4) 在单面开槽的情况下，如以二次回波波高达满刻度的50~70%为灵敏度时，则二次和四次回波波高的连线即为评定标准的基准线；如以一次回波波高达满刻度的50~75%为灵敏度时，则用1、2、3次回波波高的连线为评定基准线。

(5) 沿9"间隔的格子线探伤时，应从四周开始，沿线向板中心扫查。

(6) 记录超过基准线25%的缺陷，超过基准线100%的为不合格。

3. 除上述外，还有关于用超声波试验测定钢板材质规格的标准(例如 ASTM A 357、A 387、A 533、A 542、A 543等)

(九) 美国材料试验协会 (ASTM) 有关锻件的标准

1. ASTM A 388-71 (列为美国国家标准 G60•7) 大型锻钢件的超声波试验和检查标准

对于大型锻钢件的垂直和斜角探伤法的一般要求、探伤仪器、探伤方法、评定标准等均有详细规定，其要点如下：

纵波探伤法

(1) 通常采用1~5兆赫的频率, 可根据分辨率、探测深度、金属组织状态、探伤距离等予以改变。对于奥氏体不锈钢的检查, 频率可降至0.4兆赫。

(2) 探头直径为 $3/4'' \sim 1\frac{1}{8}''$, 或有效面积为1平方英寸。

(3) 灵敏度规定为底波波高达满刻度的75%或指定标准试块上平底孔回波达到某一规定高度。

横波探伤法

(1) 使用1兆赫、 45° 、探头晶片面积为 $1'' \times 1''$ 或 $1'' \times 1/2''$ 。

(2) 以深度为被查件厚度的3%、长度约1''的 60° 、V形槽或矩形槽回波波高达满刻度的50%为灵敏度。

(3) 评定标准由订货单位和制造厂双方商定。

2. ASTM A418-64 (列为美国国家标准 G55.5 1974年修订) 汽轮机和发电机转子锻件的超声波试验和检查方法

(1) 对于每一直径, 把灵敏度调整到使锻件内孔或对面反射波波高在RF显示(即不检波显示)下为 $1\frac{1}{2}''$ (38毫米), 在视频显示下(即信号经检波后的显示)为 $2\frac{3}{4}''$ (70毫米)。如果规定用ASTM参考试块 No3-0600 调整, 则对于每一直径的灵敏度有相应规定。

(2) 对底波消失的区域, 应反复检查, 以确证底波的消失不是由于接触不良或耦合剂数量不足引起的。

(3) 记录等于或大于孔波或底波5%的信号, 或者记录等于或大于(在相应试验距离下)所用参考试块回波的信号。

(4) 凡是内孔反射波(或底面反射波)低于标准内孔反射波(或标准底面反射波)80%的位置都应记录, 并按(2)项进行处理。

(5) 凡 F/B 在5%以上者均应按每10%为一等级进行记录。

3. ASTM A531-74 (列为美国国家标准 G60.8) 汽轮发电机钢护环的超声波检查推荐使用标准

(1) 直接接触法探伤 横波探伤时采用2.25兆赫, 45° 斜角探头(只有当材料的衰减不适用于2.25兆赫频率时, 才能采用1.0兆赫频率)。

纵波探伤时采用2.25兆赫或1.0兆赫频率, 晶片直径为 $3/4'' \sim 1\frac{1}{8}''$ (19.0~28.6毫米)的探头。晶片种类为石英, 硫酸锂……等, 由制造厂选定。

(2) 液浸法探伤 采用2.25兆赫或1.0兆赫频率, 晶片直径为 $3/4'' \sim 1''$ (19.0~25.4毫米)适用于液浸的探头。

(3) 表面光洁度 护环内外表面的粗糙度不应超过125微英寸(3.18微米), 坡度不应超过 $0.001''$ (0.02毫米), 而且轴向和圆周方向都应如此。

(4) 校准槽呈V形, 角度为 $60^\circ \sim 85^\circ$, 长度为 $1/4''$ (6.35毫米), 深度为壁厚的1%或 $0.020''$ (0.51毫米)(以这两个深度数值的大者计)。槽应在护环的外径表面上, 距护环的端面有足够的距离。

(5) 对于精加工后护环的检查, 可采用与被试护环的材料、壁厚、曲率均相同的参

考试块, 试块应至少有4" (102毫米) 宽, 长度应能使校准槽出现三次回波信号。

(6) 为了估计缺陷大小, 鉴别检验的再现性和根据不同情况调整仪器旋钮位置, 要制作参考试块, 试块应与被检验的金属具有相同的超声特性 (如衰减、噪音等级、声速等)。

(7) 径向试验时, 需要记录所有超过参考试块上基准信号高度25%的信号数量、振幅和位置 (轴向、径向和时钟位置——校准槽位置为时钟12:00点), 在估计深度时按每10%分级。

(8) 轴向试验时, 用选定时钟12:00点位置的槽为准, 记录所有超过底面反射信号10%的信号数量、振幅和位置 (轴向、径向和时钟的位置)。

(9) 凡没有可记录信号的护环可以验收。

(10) 护环刻槽的信号由于晶粒粗大或显微组织影响分辨不出来时, 该护环拒绝验收。

(11) 凡有可记录信号的护环, 均应提交订货单位技术部门单独考虑。

4. ASTM A503-64 (列为美国国家标准 G60•5 1970年修订) 大型锻制曲轴的超声波探伤标准

(1) 适用于直径超过8" (203毫米) 的曲轴。

(2) 超声波易于传播的材料用2.25兆赫频率, 其它采用1兆赫频率。

(3) 探伤灵敏度按无缺陷部位的底波波高为3"来调整或按规定用多次底波来调整。

(4) 如上述指定的灵敏度太高时, 可用附图2-4所示试块中的平底孔D的回波波高达满刻度的50%为探伤灵敏度。

(5) 在(3)项所规定的灵敏度下, 发现底波波高下降20%以上时, 应予以记录。在(4)项的情况下, 记录80%以上的缺陷。

5. 大型汽轮机和发电机锻件的中心孔超声波探伤^①

(1) 适用范围: 本规定适用于 ANSALDO MECCANICO NUCLEARE 制造的所有汽轮机和发电机转子锻件的中心孔超声波探伤。

(2) 通则: 探伤工作应由质量检查处指定的专人进行, 探伤仪器应使用UR型或与之性能相当的仪器; 中心孔表面的光洁度应适合超声波探伤要求; 中心孔表面应无其他异物、烧伤或机械损伤。

(3) 采用适当的油类作为耦合剂, 其粘度应不超过“ASE5”号油的粘度。

(4) 探伤时, 探头应能连续转动, 其速度不应超过每分钟10圈。

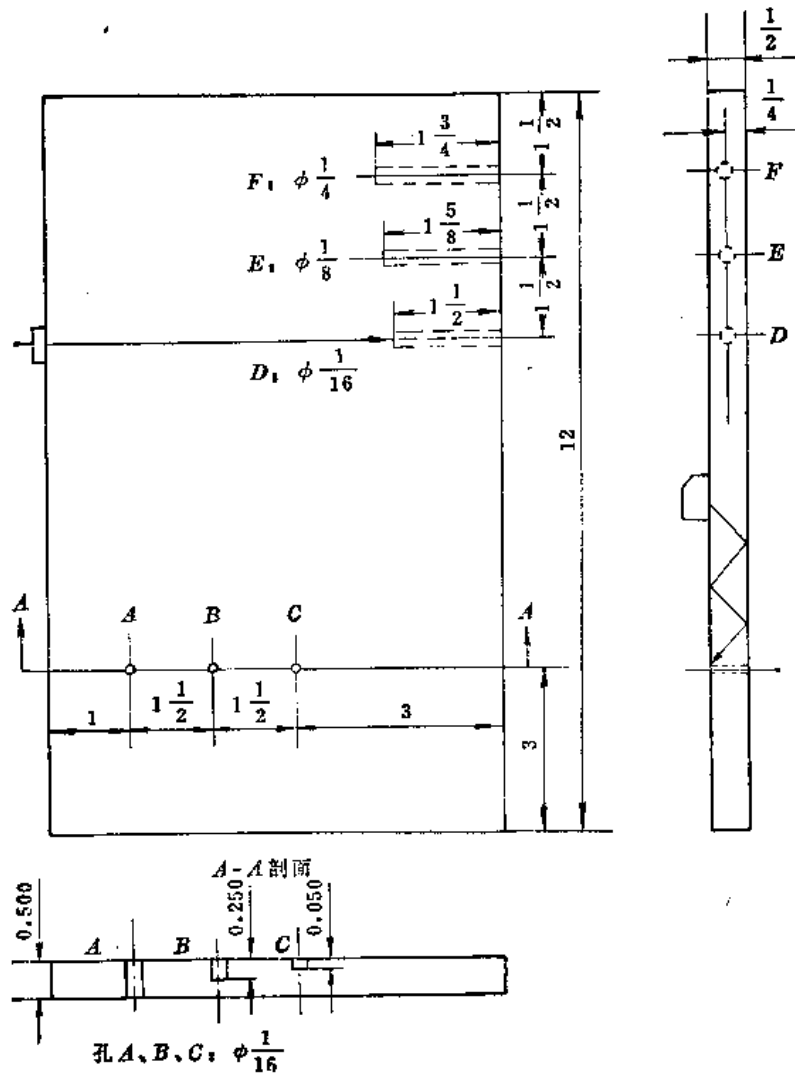
(5) 探伤时, 探头每转动一圈其轴向移动距离不应超过3/16" (4.8毫米)。

(6) 探伤应在主中心孔内进行。可能时, 也应对平衡孔和底孔表面进行探测。

(7) 为了对超声波信号作进一步分析, 专责工程师可要求采用其它频率进行检查。

(8) 探头校正:

① ANSALDO Meccanico Nucleare P3C-AL-2-127.



附图 2-4 曲轴超声波探伤试块

所有钻孔均为平底，尺寸应准确，所有表面光洁度至少应符合美国标准光洁度参考试块
ASA B46.1 规定的16级；图中尺寸单位为英寸

①探头应具有加工成不同直径的可以互换的透声楔，透声楔与中心孔间应保持1/8"的间隙，以防止擦掉耦合剂；当二者直径差小于1/8"时，应更换直径较小的透声楔。晶片与透声楔间用石油的胶状物耦合。

②使用的气压应在10~45磅/英寸²（即0.7~3.2公斤/毫米²）之间。在中心塞住的平衡孔由于探头是手动操作，故不要求气压。

(9) 探伤方法：

①对于转子，必须用2.25兆赫频率从中心孔进行全面探伤，风动探头具有两个1/4"直径晶片（由1个1"直径晶片制成），塞住的平衡孔用手动中心孔探头。

②灵敏度按3/8"（9.5毫米）直径的标准孔调整，其波高调到1 1/2"（38毫米）的位置。这个波高作为100%并始终不变，直到探完。

注 1：标准孔位置钻在汽轮机转子的发电机端和发电机转子的汽轮机端。孔应为轴向并与中心孔平行。对于直径

小于5"的中心孔，标准孔深度应超过塞子平衡孔的长度3"，对于直径为5"或大于5"的中心孔，其深度应超过塞子平衡孔的长度4"。标准孔的中心线与中心孔表面的径向距离为2"。

注 2：当中心孔有两个或更多的平衡孔时，若探测处中心孔的孔径大于标准孔处的中心孔径时，则应仍用原来的透声楔进行探伤；当探测处中心孔孔径较小时，则应按(8)①项规定选用适当的透声楔，并应重新调整灵敏度。若采用其他方式，须经超声探伤组的同意。

③用距离标记脉冲测量缺陷深度。

④中心孔表面位置的“零点”应按下述方式调整：连接探头中的一个晶片作为单收发并将探头放入中心孔，利用脉冲延迟将距离标记脉冲固定在第二个界面反射信号位置（也就是说，零点处反射信号来自透声楔的曲面）。此处即为中心孔表面的位置，用标记铅笔作上记号。

⑤扫描速度根据转子的最大直径处的反射信号进行调整并将其放置在荧光屏的右端。

⑥在距离中心孔探头2"处放一个管架，其后每距离1英尺放一个。

(10) 校核灵敏度：

最少用风动探头核对两次灵敏度并记录。开始的一次是在探完1/2之后，第二次核对在全部探完之后。若探伤过程需要一个以上的透声楔，则必须在每次更换前后都核对灵敏度并记录。

(11) 记录转子表面反射信号：

用风动探头带指定透声楔对其所探测的不同直径的轴段（指整个转子使用一个以上的透声楔）外表面反射信号应进行记录。每一直径至少应记录6个读数。记录波高读数的轴表面至少应距探头4"。如果轴段的轴向长度小于8"，则可不记录读数。读数可记录为 $1\frac{1}{2}$ "——标准孔波高——的百分数。对每一读数都应记录相对应的径向距离和距锻件标准孔的轴向距离。

(12) 记录超声波仪器的灵敏度：

当探伤完了或因改换透声楔需要变更超声波探伤仪的灵敏度之前用 ASTM II 型标准试块记录超声波探伤仪的灵敏度，当中心孔直径减小时，也应重新校核探伤灵敏度。这种外部灵敏度的校核应使用前述的2.25兆赫、单收发、直径为 $1\frac{1}{8}$ "的探头。整个系统（即探头和仪器）应调到最大输出位置。ASTM试块的两个平底孔的反射信号的最大波高应记录为 $1\frac{1}{2}$ "波高的百分数。相应的两个孔的直径亦同时记录。

(13) 测量和记录缺陷信号：

①凡超过标准信号5%的缺陷反射信号应予以计算并记录它们的大小。

②每一信号应记录下述内容：信号的最大波高为 $1\frac{1}{8}$ "的百分数；至轴端标准孔的轴向位置；距中心孔的位置；对应于标准孔的圆周位置。

在反射信号较多的位置，应计算显著信号并按上述各项分别记录。对其它信号应进行估算并按记录的超过标准信号5%的信号给出缺陷信号的分布情况。

③当缺陷信号不易以数目估算时，则应提出缺陷的平均等级并给出其最大和最小振幅等级以及其对应深度。

④记录所有连续的任何方向的反射信号，包括其深度的范围。

⑤记录中心孔所有不规则部位如底孔，平衡孔……。

⑥记录超声波探伤时所发现的所有异常现象。

(14) 探伤证件和探伤报告:

①探伤证件必须在探伤完毕时立即由技术人员签字。证件中包括如下内容: 锻件编号; 探伤日期; 技术负责人的名字及证件编号。

②探伤报告必须按照管理部门的规定编写并包括有关探伤的所有内容。

(15) 转子锻件的评价和验收: 基于按P3C-AL-2125规定方法的表面检验和P3C-AL-2144规定的高灵敏度的超声检验并考虑了超声信号的分布(它们各个对应的方向), 稳定状态以及超声信号所在区域的应力传递等认为符合规定的性能要求方能验收。

(十) 美国材料试验协会(ASTM)关于钢管的规定

没有规定单独针对钢管(指小径管)的超声波探伤标准, 只是在各种材料规格中提到, 举例如下:

ASTM A450-74a(列为美国国家标准B125·34) 碳钢、铁素体合金钢和奥氏体钢小径管通则

(1) 对电磁法、超声波及磁粉探伤等均有所规定, 也对小径管的材质、尺寸作了相应规定。

(2) 是否需要管子断面作全面检查, 由制造单位对管子焊口及其热影响区调查之后决定。

(3) 穿通管壁的缺陷或属于表7所列缺陷均为不合格。

表7 小径管不允许缺陷尺寸

| 壁 厚 (英寸(毫米)) | 缺陷的最小尺寸(长或深) (英寸(毫米)) | 缺陷面积(长×径向深度) (英寸 ² (毫米 ²)) |
|-----------------|--------------------------|--|
| 0.035 (0.889) | 0.006 (0.15) | 0.0025 (1.6) |
| 0.049 (1.244) | 0.006 (0.15) | 0.0030 (1.94) |
| 0.065 (1.65) | 壁厚的12.5% | 0.0030 (1.94) |
| 0.083 (2.11) | 壁厚的12.5% | 0.0040 (2.58) |
| 0.095 (2.41) | 壁厚的12.5% | 0.0040 (2.58) |
| 0.109以上(2.77以上) | 壁厚的12.5% | 0.0050 (3.23) |

(4) A161、A178、A179等其他多种材质规格引用了本标准。

(十一) 美国机械工程协会(ASME)锅炉压力容器规程: 第三部分 核子容器(1968)
1.N323·1铸件的超声波探伤

(1) 厚度超过12"的铁素体铸件, 参照ASTM E114-55T实施。

(2) 底波波高低于完好部分底波波高的20%者, 或底波波高下降超过30%的部分大于2", 并用其他无损检验方法检验为不合格者, 均为不合格。

2.N-324·3 管类的超声波探伤

(1) 取材质和尺寸与被检查的管子相同的管段, 在其内、外表面制作长1"以下、宽度1/16"以下、深度为0.004"或壁厚的5%(取大的)以下的沟槽作为参考试块。

(2) 超过参考试块沟槽回波的为不合格。

3. N-625焊缝的超声波检查

(1) 检查方法和程序该标准附录有规定。

(2) 评定标准:

①有裂纹、未溶合、未焊透者为不合格。

②超过对比标准20%的线状缺陷而长度超过以下情况者为不合格:

| | |
|--------------------|------------------------|
| 厚度在3/4"以下时 | 1/4" |
| 厚度在3/4"以上2 1/4"以下时 | 1/3 × t (t 为壁厚, 单位为英寸) |
| 厚度在2 1/4"以上时 | 3/4" |

(十二) 美国无损检验协会 (SNT) 标准

1. SNT航空结构委员会报告第一号: 航空结构铝合金板、锻件和挤压件超声波验收标准

(1) 用水浸单探头纵波法进行探伤。

(2) 缺陷波与试块深度相同的平底孔回波波高比较, 再按底波降低程度进行等级分类。

(3) 验收标准: 板材随板厚而异, 锻件按设计应力及锻件种类而异。

(4) 板材的等级分类如下所述 (锻件及其它制品参照此规定):

A级

①单个缺陷, 其当量小于5/64"平底孔。

②多个缺陷, 其当量大于3/64"平底孔, 缺陷中心间距在1"以上。

③条型缺陷, 其当量大于3/64"平底孔, 缺陷长度在1"以下。

④两个以上缺陷, 底波波高不低于正常波高的50%。

B级

①单个缺陷, 其当量小于8/64"平底孔。

②两个以上缺陷, 其当量大于5/64", 但缺陷中心间距在1"以上。

③两个以上缺陷, 但底面回波波高不低于正常波高的50%。

2. SNT航空结构委员会报告第二号: 超声波检查标记

铝合金制品的制造单位及订货单位为了明确制品是否进行过超声波检查, 规定了使用刻印标记和橡皮图章的办法。

(十三) 英国标准 (B.S)

1. BS 3889 part 1A. 1965 铁管 (包括铸造的) 的超声波检验

(1) 适用于外径12.7毫米以上, 外径/内径在2以下, 壁厚1.6毫米以上的无缝管和焊接管。

(2) 标准试块采用与被检验管同一直径、厚度、材料、加工、热处理的管段制作, 在内、外表面开矩形槽或钻以1/8"的孔, 槽深为壁厚的3.5~10%。

(3) 超过标准槽的缺陷为不合格或进行补修。

2. BS 3923 part 1. 1968 焊接件的超声波检查方法, 第一部分: 铁素体钢对焊接头的手工检查方法

(1) 适用于厚度在6毫米以上的铁素体钢材焊缝。

(2) 使用频率为1~6兆赫, 折射角为35°~80°斜角探头, 并规定了不同焊接形式的种种扫查方法。

(3) 与此同时也记述了母材部分的探伤方法。

3. BS 3923 part 2. 1965 焊接件的超声波检查方法, 第二部分: 焊缝的自动检查方法

(1) 规定了碳素钢和低合金钢对接焊缝的检查方法。

(2) 使用1~4兆赫, 折射角为35°~70°斜角探头, 探伤灵敏度按标准试块调整。

(3) 规定了母材部分的探伤方法。

4. BS 3923 part 3. 1965 焊接件的超声波检查方法, 第三部分: 管座焊接的手工检查方法

对于焊接的碳钢和低合金钢制品筒体或容器上的管座以及拆装用的支吊架的垂直或斜角探伤方法进行了规定。但只适用于内径在1"以上, 厚度在1/4"以上者。

(十四) 德国标准 (DIN)

1. 厚钢板超声波检验供货技术条件 (DIN 17100 的补充——钢铁供货条件 072-69)

(1) 适用范围

此供货条件作为超声波检验厚钢板中内在缺陷, 如夹层、夹渣的质量规程的补充, 板的棱边裂纹的检验不包括在内。

(2) 分级

① 厚板可根据出现缺陷的大小与累计数按表8规定划分级别, 而与找缺陷的方法无关。表8、表9列出的细节为厚板超声波面积检验分级的依据, 而板边区除外, 对边区可按表10。按表9的某一级必须与表10的同级相对应, 详见(3)项及表11。

表 8 厚板缺陷按大小和累计数的分级

| 级 别 | 允许最大缺陷 (毫米 ²) | 每平方米允许 缺陷累计数 (个) | 级 别 | 允许最大缺陷 (毫米 ²) | 每平方米允许 缺陷累计数 (个) |
|-----|------------------------------|------------------------|-----|------------------------------|------------------------|
| 0 | <10 ² | 按特殊协定要求 | 5 | 10 ⁴ | 1~2以下 |
| 1 | 10 ² | 4以下 | 6 | 10 ⁴ | 1~2以上 |
| 2 | 10 ² | 30以下 | 7 | 10 ⁵ | 1~5以下 |
| 3 | 10 ³ | 10以下 | 8 | 10 ⁵ | 1~5以上 |
| 4 | 10 ³ | 10以上 | 9 | >10 ⁵ | 1或更多 |

注 表中列出范围者均为视具体情况而定的分级标准。

② 订货人可按表9或表10选取级别。订货时可指明按表9某级作超声波面积检验或按表10某级作超声波边区检验。

(3) 要求:

① 厚板按表11规定要求作超声波检验供货。

表 3 按供货条件超声波面积检验的分级

| 级 别 | 允许最大缺陷 (毫米 ²) | 钢板重(单位面积重) (吨) | 每平方米允许缺陷累计数(个) | |
|-----|------------------------------|-------------------|---------------------|--------------------|
| | | | 局 部 面 积 | 全 部 面 积 |
| 0 | <10 ² | 按特殊协定要求 | | |
| 1 | 10 ² | | 4以下 | |
| 2 | 10 ² | ≤1 1~4 >4 | 8以下 15以下 30以下 | 4以下 8以下 15以下 |
| 3 | 10 ³ | ≤1 1~4 >4 | 3以下 5以下 10以下 | 2以下 3以下 5以下 |
| 4 | 10 ³ | ≤1 1~4 >4 | 3以上 5以上 10以上 | 2以上 3以上 5以上 |
| 5 | 10 ⁴ | | 1以下 | |
| 6 | 10 ⁴ | | 1以上 | |

表 10 超声波边区检验的分级

| 级 别 | 允许最大缺陷 (毫米 ²) | 允许最大缺陷长 (毫米) | 每平方米允许缺陷累计数 (个) |
|-----|------------------------------|-----------------|--------------------|
| 0 | <10 ² | 按特殊协定要求 | |
| 1 | 10 ² | 40 | 2 |
| 2 | 10 ² | | 5以下 |
| 3 | 10 ³ | | 3以下 |
| 4 | 10 ³ | | 5以下 |

表 11 超声波面积检验及超声波边区检验的要求

| 检 验 种 类 | 要求检验区域 | 超 声 波 检 验 要 求 相 当 于 | |
|--------------|--------|---------------------|---------------|
| | | 按 某 种 级 别 | 一 般 |
| 超声波面积检验及边区检验 | 面积及边区 | 按表9中一种级别及表10中同一级别 | 按表9中3级及表10中3级 |
| 超声波边区检验 | 边 区 | 按表10中一种级别 | |

②对厚板超声波面积检验按表9的级别规定进行，同时要求按表10同级规定进行边区检验。厚板超声波面积检验属表9中的5级及6级时，要求边区保证有表10的4级条件。

绝大多数情况下，可按供货条件表9（及表10）某一级别要求。对于通常情况，超声波面积检验要满足表9及10中的3级要求。

③对于厚板边区的超声波检验，按表10的级别规定，确定其缺陷允许的最大尺寸和累

计数。

可根据使用要求,按表10某一级别供货。通常情况下,钢板超声波边区检验,满足表10中3级的要求。

(4) 检验:

①每块钢板,由制造者选择一种抽试范围进行检验。超声波检验方式、检验条件、抽试计划在何种热处理状态下进行检验亦由制造者决定。

②在有争议时,按附件中规定进行检验。

(5) 拒收:

①按供货条件,照表9和表10订货级别,当缺陷已经超过容许尺寸及累计数且对加工及使用影响较大时,方可拒收。

②订货人必须向供货人提出拒收理由,尽可能提出所拒收钢板的有关情况。

2. 厚钢板超声波探伤供货技术条件(钢铁供货条件072-69附件)

(1) 适用范围:

适用于按钢铁供货条件072-69供货的厚钢板的超声波探伤。

(2) 探伤方法:

在任何情况下,均应使用脉冲反射法并按探伤可能,分别考虑采用以下各法:

①借助底波反射来测定半波宽度。

②借助中间波反射来测定半波宽度。

③借助距离-增益值-缺陷大小(AVG)曲线图来求出缺陷大小。选择探伤方法时,要考虑钢板厚度、探头和缺陷之间的距离,估计缺陷大小(参阅表12)。

按上述三种方法计算缺陷大小的误差。对于1级和2级缺陷,误差是面积的 $\pm 60\%$;对于3级和4级缺陷,误差则是面积的 $\pm 40\%$ 。

(3) 探伤规定:

①探伤时须保证垂直入射。

②灵敏度调到使底波波高等于荧光屏有效高度的75%。

③若用一个标准探头进行探伤,则在调整扫描速度时,应使荧光屏至少可看到两个底波。若用联合双探头进行探伤,则在调整扫描速度时,应使第一个底波位于荧光屏宽度的三分之一。

④探头选择:

当用探伤法(2)①时,由于有盲区及缺陷距离表面近,只能用带有延迟块探头(如联合双探头)。

当用探伤法(2)①和(2)②时,应当这样来选择探头晶片直径及探伤频率,即让缺陷深度方向的声束直径小于缺陷的最大允许直径(在1级和2级缺陷中,该直径为11毫米;在3级和4级中则为36毫米)。

当用探伤法(2)③时,为了便于应用AVG曲线图,在选择探头晶片直径及探伤频率时,应让探头的近场长度小于缺陷距离的1/3左右,然后可在AVG曲线图的远场距离范围中判伤。

(4) 探伤过程:

①在用探伤方法(2)①时,要将探头移到可疑点上,测出半波宽度。即确定底波波高等于无缺陷钢板上最高值的一半(增益差6分贝)时的两点(探头中点对应缺陷的边缘点)间的距离。用此方法探伤时,若缺陷靠近探头,则必须由钢板反面探测。

表 12 当缺陷等级*和钢板厚度不同时按照三种探伤法进行超声波探伤的实例

| 探伤方法 | 探伤任务 | 缺陷尺寸等级 | | 板厚 d (毫米) | 探头和缺陷 之间的距离 a (毫米) | 底面和缺陷 之间的距离 (毫米) | 探头种类 | 探伤频率 (兆赫) | 探头晶片 直径 (毫米) |
|------|------|--------|-------|-------------------|----------------------------|------------------------|------|--------------|--------------------|
| | | 按表9② | 按表10② | | | | | | |
| A① | 1 | 1~6 | 1~4 | ≤ 30 | ≤ 15 ③ | | 双 | 4 | 20 |
| A① | 2 | 1~6 | 1~4 | > 30 | ≤ 5 ③ | | 双 | 4 | 20 |
| B | 3 | 1和2 | 1和2 | > 30 | $> 5 \leq 40$ ④ | ≥ 5 | 单直 | 4或5 | 10~12 |
| B | 4 | 3和6 | 3和4 | > 30 | $> 15 \leq 100$ ④ | ≥ 5 | 单直 | 4 5 | 24 19 |
| C | 5 | 1和2 | 1和2 | > 45 | > 40 | ≥ 5 | 单直 | 4或5 | 10~12 |
| C | 6 | 3 | 3 | > 105 | > 100 | ≥ 5 | 单直 | 4或5 | 10~12 |

* 按钢铁供货条件072-69的表9和表10;

- ① 在探伤任务1和2所提供的条件下,借助底波测出半波宽度。因为当板厚较小和缺陷至表面的距离较小时,若用一个直探头进行探伤,在许多情况下不能将中间波和底波分辨开来;
- ② 钢铁供货条件072-69;
- ③ 探伤往往须从板的侧面进行,且应使探头和缺陷之间距离保持最小;
- ④ 当探头和缺陷之间的距离 > 5 而 ≤ 15 毫米时,探伤必须从底侧进行。

②在用探伤法(2)②时,原则上与上述(4)①项相同。然而求出半波宽度时是借助中间波。此时,由于很小的缺陷也能得到一个测量数值,该值和缺陷处的声束直径相当,可能把它看成为大缺陷,因此,必须预探。预探时可将探伤频率为4兆赫的直探头($\phi 24$ 毫米)或5兆赫的直探头($\phi 19$ 毫米)放在可疑点上,并求出波高比(中间波与完好部分底波的比值),只有当比值超过表13所示的极限时,方能用中间波通过半波宽度测出可疑缺陷大小。否则就应采用探伤法(2)③。

③当采用探伤法(2)③时,在疑点处测出相对起始声压的增益值(以分贝计),可从距离-增益-缺陷尺寸曲线图(AVG图)中求出缺陷(平底孔大小)的直径。

3. VDEh SEP·1915-65

规定了无缝钢管的超声波探伤方法。标准缺陷的宽度规定为1.5毫米以下,深度为壁

表 13 为了计算波高比对表12所示探伤任务3和4进行预探

| 缺陷尺寸等级② | 探头与缺陷之间的距离 a (毫米) | 波高比①或增益差 | |
|---------|------------------------|------------|-----------|
| | | | 分贝 |
| 1和2 | $> 15, \leq 40$ | ≥ 0.2 | ≥ 14 |
| 3和4 | $> 15, \leq 100$ | ≥ 0.5 | ≥ 6 |

① 中间波高与完好部分底波波高的比;

② 按钢铁供货条件072-69的表9和表10分级。

厚的5%，长度为50毫米以上的矩形槽。

(十五) 苏联标准: ГОСТ 5 1017-71 中压透平 K-200-130-1 转子锻件制作标准 (有关超声波检验部分)

(1) 超声波检查可允许有个别非金属夹杂类型的缺陷, 其尺寸条件和它们的数量界限如下:

① 缺陷尺寸在 $\phi 2 \sim 4$ 毫米当量时, 其总数不应超过30个, 其中轴身上不应超过10个。个别缺陷的间距不应小于50毫米。

② 在锻件的缺陷较为集中部位, 其单个缺陷当量为 $\phi 2 \sim 4$ 毫米时, 如果缺陷沿轴向呈直线排列, 则其间距不应小于50毫米; 如果缺陷分布在一个圆周上, 则其间距不应小于30毫米; 如果缺陷分布在径向方向, 则其间距不应小于15毫米。

在缺陷分散的情况下, 如果分布较好, 其间距甚至可以超过上述标准。

③ 个别的零散缺陷, 其当量小于 $\phi 2$ 毫米者不予考虑。

(2) 用潜望镜检查中心孔时, 中心孔内表面不应有裂纹、气孔、残留缩孔、大于3毫米的非金属夹杂物、在60厘米²面积内超过10个小于1.5毫米细小非金属夹杂物以及链状夹杂。

允许有不超10个1.5~3毫米的零散的非金属夹杂物, 整个中心孔内表面允许有不超25个1~1.5毫米非金属夹杂物。

各种尺寸的夹杂物总数不应超过75个, 此时, 个别的零散的小于1毫米的夹杂物不计算在内。

(3) 如果检查和试验结果不符合现行标准的规定, 锻件报废。

附录三 超声波探伤术语 (附英文)

超声波探伤仪 ultrasonic flaw detector

利用超声波在介质中的传播特性, 对材料缺陷进行无损检验的一种仪器。仪器主要由探头、时基部分、高频脉冲发生器、接收部分及显示部分等组成。按显示方式不同, 超声波探伤仪有A型、B型和C型显示之分。习惯上所说的超声波探伤仪指A型显示脉冲反射式超声波探伤仪。

A型显示 A-scope

它是目前脉冲反射式超声波探伤仪最基本的一种显示方式, 在荧光屏上纵坐标代表反射波的振幅, 横坐标代表超声波的传播时间。

B型显示 B-scope

以亮点显示接收信号, 荧光屏面代表被检验工件由探头移动线和声束决定的截面。纵坐标代表超声波传播时间, 横坐标代表探头水平位置。

C型显示 C-scope

以亮点或暗点显示接收信号, 荧光屏面代表被检验工件的投影面。该种显示能给出缺陷的水平投影位置, 但不能给出深度。

不检波显示 radio-frequency presentation (RF presentation)

接收的超声波高频信号直接放大得到的探伤图形。

检波显示 video-frequency presentation (VF presentation)

接收的超声波高频信号经放大并检波后得到的探伤图形。

MA显示 MA-scope

A型显示中,随着探头的移动,回波在中长余辉荧光屏上的连续多次叠加(或用照象机连续拍照)而得到的探伤图形。

发射脉冲 transmitted pulse

指用来产生超声波的电脉冲。该电脉冲在荧光屏上的显示也称做发射脉冲,俗称始脉冲或始波。

高频脉冲发生器 pulser

对应于同步电路的同步信号发射高频脉冲电压的回路。

接收电路 receiver

将探头接收的高频电压进行放大、检波等并予以显示的回路。

深度(自动)补偿电路 distance amplitude correction circuit

用电子方法补偿由深度引起回波波高变化的回路。

脉冲宽度 pulse width

荧光屏上回波的根部宽度。

发射脉冲宽度 pulse width, pulse duration

指发射脉冲的持续时间。

时基线性 linearity of time base

时间轴上显示的多次底波之间间隔距离相等的程度。俗称水平线性。

垂直线性 linearity of amplifier

探伤仪接收信号与显示波高之间正比关系的程度。

脉冲调谐 pulse tuning

发射频率的微调。

分辨能力 resolving power, resolution

超声波探伤系统在时间轴上分开两个相邻缺陷回波的能力。通常用这两个相邻缺陷之间的距离表示。一般所说的分辨能力多指远距离分辨能力。

动态范围 dynamic range

指反射信号高度从垂直极限的80%衰减到消失时所需的衰减量。

穿透力 penetrating power

对于平行平面的工件,第一个底波或第一个穿透波的波高在荧光屏上小到刚刚能显示出来时的被测工件的厚度。

标称频率 nominal frequency

探伤仪和探头上所标志的频率。

探伤频率 test frequency

超声波探伤时所使用的频率。它仅指涉及超声波波长的频率,不是指脉冲重复的频率。

延迟(扫描) delayed sweep, time delay

延迟水平扫描开始的时间,借以提高显示效率或消除响应早的不必要的回波等。

闸门 gate

为监视某段距离或时间出现的缺陷波等回波所采用的电子方法。通常把闸门范围(即监视范围)在时间轴上加一基座。

探测范围 test range

荧光屏整个时间轴(满刻度)所代表的声程范围。

扫描速度 sweep speed

荧光屏上的横标与相应声程的比值。

灵敏度 sensitivity

指发现缺陷的能力。

探伤灵敏度 flaw detection sensitivity

通过调整发射功率、发射脉冲宽度、增益、抑制等，使探伤系统能够发现欲探测的最小缺陷的能力。

调整度 setting data

对探伤图形中的回波波高有影响的所有旋钮的综合调整结果，以各旋钮在实际工作时的刻度值表示。

搜索灵敏度 scanning sensitivity

为防止漏检，在粗探中所采用的较探伤灵敏度或规定灵敏度高的灵敏度。

规定灵敏度 specified sensitivity

根据产品的技术要求（规程、说明书等）确定的灵敏度。

面板（刻度板） graticule

指装在荧光屏前面的带有纵横刻度线的透明板。

电子刻度 markers, time marker

荧光屏时间轴上的一系列显示，以表示时间轴上的时间或距离。

盲区 dead zone

从探伤面到能够测出的缺陷的最小距离。

探伤图形 pattern, screen pictures

显示在超声探伤仪荧光屏上的波形称为探伤图形，通常指的是A型显示图形。

回波（反射波） echo

自界面反射回来的声波。

回波信号（反射信号） echo

指荧光屏上显示的由回波所产生的信号。有时也简称为回波。

波高 echo amplitude, echo height

荧光屏上显示的回波的垂直高度。常用标准刻度板的垂直高度“毫米”或“分贝”表示。

底波 bottom echo, back reflection

由工件底面反射的回波。

缺陷波（伤波） flaw echo

由工件中缺陷反射的回波。

假信号 ghost echo

看来仿佛象伤波信号，但其实并不是工件中缺陷反射的回波信号。

楔内回波 spurious echo

斜探头（包括表面波探头）中，晶片发出的声束在透声楔的探伤面有一部分被反射。由于这部分声能在楔内的乱反射而出现在荧光屏上发射脉冲后的回波。

林状回波 grass

由工件内部许多微小界面（如晶界等，但不包括缺陷）反射的显示在荧光屏上呈树林状的回波。

仪器噪声 electrical noise

由仪器噪声引起的出现在荧光屏上的小信号。

迟到波 delayed echo

由同一原因产生、但由于路径不同或途中发生波型变换而迟到的回波。

信噪比 signal-to-noise

所要探测最小缺陷的信号幅度与杂波幅度之比。

底波反射次数 number of multiple back reflection

底波衰减到某一高度时的反射次数。可用来表示衰减的大小。

探测面 (探伤面) test surface

直接接触法探伤中放置探头的面。

底面 bottom surface, back surface

与探伤面相对的面。

界面 interface

声波通路中两种介质的分界面。

侧面 side wall

被检工件除探伤面和底面以外的面。

AVG图 AVG diagram(DGS diagram)

表示归一化距离A、回波声压振幅增益V和反射体归一化尺寸G等三个物理量之间关系的图形,该图形是以A为横坐标, V为纵坐标, G为参量的一簇曲线。

探头-焊缝距离 probe to weld distance

横波探伤中,在探伤面上探头入射点至焊缝中心的水平距离。

投影距离 (水平距离) probe to flaw distance

横波探伤中,探头入射点至缺陷在探伤面上的投影点的距离。

缺陷定位尺 flaw location scale

横波探伤中,为便于知道超声波传播路径或缺陷位置而制作的计算尺。

标准试块 standard test block

按主管部门检定的,用标准材质、形状和尺寸制作的,用于探伤仪(包括探头)特性校验和灵敏度调整的试块。

参考试块 (对比试块) reference block

根据实际探伤需要制作的,用于探伤仪调整或缺陷定性、定量的试块。它常用被检材料或类似被检材料的材质制作,有的有自然缺陷,有的根据需要加工有各种类型的人工缺陷。

人工缺陷 (人工伤) artificial defect

根据探伤需要,在试块上用机械或电火花等方法加工的平底孔、横通孔、锯槽和缝隙等。

超声波 ultrasound

频率在20千赫以上的声波。

纵波 (压缩波) longitudinal wave, compressional wave

介质质点的振动方向平行于波动传播方向的波。

横波 (切变波) transverse wave, shear wave

介质质点的振动方向垂直于波动传播方向的波。它仅存在于固体中,传播速度约为纵波的一半。

表面波 (瑞利波) surface wave, Rayleigh wave

仅在固体表面传播的波。它能沿工件曲面传播,传播速度约为横波的0.9倍。

板波 (兰姆波) plate wave, Lamb wave

在板状介质中传播的弹性波。其类型很多,主要的一种是兰姆波。

波型 mode

指超声波在介质中传播的方式，以介质质点的振动方向为特征。例如纵波、横波、表面波等。

波形 (超声波) form (ultrasonic)

指超声波在介质中传播的方式，以超声波传播的波前为特征。例如平面波、柱面波、球面波等。

波型变换 mode conversion

由界面引起的超声波波型的变换，即纵波、横波和表面波等之间的相互变换。

声束 (波束) beam

指由于声源的指向性，声能集中在某一方向发射的超声波束。

声束轴线 beam axis

声束的中心线。

指向性 directivity

指探头发射声束的束射方向特性，即能量集中在某一方向发射的性质，并非指声束轴线相对探头的歪斜与否。

半扩散角 half-angle of spread

表征发射声束扩散程度的角。以“ θ_0 ”表示：

$$\sin\theta_0 = \frac{1.2\lambda}{D} \quad \lambda \text{ 为波长, } D \text{ 为探头直径。}$$

衰减 attenuation, damping

超声波在介质中传播时强度的减弱。这是由于声束扩散、介质吸收和散射等而引起的。通常所说的衰减是仅指吸收和散射引起的强度减弱。

吸收 absorption

指超声波在介质中传播时，由于介质的粘滞性等原因而损失能量，造成超声波的衰减。有时所说的吸收包括由于散射而引起的声衰减。

衰减系数 attenuation coefficient

表征超声波衰减程度的系数。通常以“分贝/厘米” (dB/cm) 表示。

衰减量 total attenuation

超声波在介质中传播一定距离时，由于吸收和散射等原因 (不包括声束扩散) 引起声能或波高减小的量。通常以“分贝” (dB) 表示。

散射 scattering

超声波由不规则的，数量级等于或大于声波波长的粗糙界面 (晶界等) 所引起的漫反射。

声束扩散 beam spread

超声波在介质中传播时声束的扩散。

分贝 dB

同量纲的两个物理量 (如两个电压、两个波高) 的比值用对数表示的单位。超声波探伤中常用分贝分度的增益或衰减器比较两个波高。

声阻抗 acoustic impedance

决定声波在界面透过或反射情况的因素，其大小为介质密度 ρ 和声速 c 的乘积。

声压反射率 reflection coefficient of sound pressure

在两种介质的界面，反射声压与入射声压之比。

声压透射率 transmission coefficient of sound pressure

在两种介质的界面，透射声压与入射声压之比。

共振 resonance

指强制振动（超声波）的频率等于工件的固有频率或等于其整数倍时，导致振动幅度异常大的状态。

共振频率 resonant frequency

指发生共振时的频率。它等于物体的固有频率的整数倍。

穿透厚度 effective penetration

发射的超声波束能够发现给定大小的缺陷时材料的最大厚度。

近场 near field

探头附近，声束轴线上的声压随至探头的不同距离而复杂变化的一段声场。

近场长度 length of near field zone

声束轴线上从晶片至出现最后一个声压峰值处的距离。通常以 N 表示：

$$N = \frac{D^2}{4\lambda} \quad N \text{ 为近场长度, } D \text{ 为探头直径, } \lambda \text{ 为波长。}$$

远场 far field

近场以外的声场。在远场中，声束轴线上的声压是随至探头的距离增加而单调衰减。

赫 Hz(Hertz), cycle

频率单位。每秒一周为一赫。

聚焦 focusing

指声能集中或收敛在较小的声束中。

声透镜 lens

装配在晶片前面，使声束聚焦的器件。

驻波 standing wave

各点能量通量均为零的波。弹性物体中的这种波是由周期相同，运动方向相反的波相互叠加形成的。

波腹 antinode

驻波中振幅最大的点。

波节 node

驻波中振幅为零的点。

入射点 probe index

声束轴线与探伤面的交点。

入射角 angle of incidence

入射声束轴线与入射点处界面法线的夹角。

反射角 angle of reflection

反射声束轴线与入射点处界面法线的夹角。

临界角 critical angle

使折射波型（或反射波型）的折射角（或反射角）为 90° 的入射角。

频率 frequency

在单位时间内的振动次数。

声速 acoustic velocity, sound velocity

声波在介质中传播的速度。声波有相速度 c_p 和群速度 c_g 。在无限大介质中 $c_p = c_g$ ，即为通常的声速 c 。

波长 wave length

声波的两个相邻波密或波疏之间的距离，即声波在一个振动周期所传播的距离。

扫查 scanning

为了使工件被检验部位都能检查到，探头与探伤面作相对移动称为扫查。探伤中有时移动探头，有时移动工件。

扫查区域 scanning zone

探头与探测面相对移动的范围。

扫查速度 scanning speed

探头与探测面相对移动的速度。

手动扫查 manual scanning

用手移动探头的扫查方法。

自动扫查 automatic scanning

自动移动探头或工件的扫查方法。

焊缝上扫查 scanning directly on the weld longitudinal scan of the weld surface

横波探伤中，对铲平增强部分的焊缝，为检查横向裂纹等缺陷，把探头置于焊缝上，使超声波声束向着焊缝的方向，在焊缝上移动探头的扫查方法。

前后扫查 depth scan, transversing of probe

横波探伤中，在与焊缝垂直的方向，前后移动探头的扫查方法。

左右扫查 lateral scan

横波探伤中，探头距焊缝距离一定，将探头平行于焊缝移动进行扫查的方法。

摆动扫查 orbital scan, swivel scan

横波探伤中，探头向着缺陷并在以缺陷为中心的圆周上，来回移动以改变声束相对缺陷的方向的扫查方法。

转动扫查 rotational scan, rotation of probe

横波探伤中，以探头的入射点为中心，转动探头，以改变声束相对焊缝的方向的扫查方法。

锯齿扫查 zigzag scan

横波探伤中，对焊缝粗探时，一边稍微转动探头，一边前后移动和平行于焊缝移动探头的扫查方法。

交叉扫查 straddle scan

横波探伤中，为检查横向裂纹等与焊缝成直角方向的缺陷，在焊缝两侧各放一个探头的双探头扫查方法。

斜平行扫查 lateral scan with oblique angle

横波探伤中，仅用一个探头，将探头斜对着焊缝，平行于焊缝移动探头的扫查方法。它是交叉扫查的简便法。

纵列扫查 tandem scan

对厚板焊缝等的横波探伤中，在焊缝的一侧前后排列两个斜探头，一个用于发射，一个用于接收的检查方法。

压电效应 piezoelectric effect

某些材料受到机械振动时产生电荷，反之，加上电脉冲时产生机械振动的特性。

压电材料 piezoelectric material

具有压电效应性质的材料。

X切石英 X-cut crystal

沿垂直于石英晶体X轴的面切出的晶片。在晶片两面加上电压时，产生沿厚度方向传播的纵波，反之，接收纵波时产生电压。最高使用温度550°C，压电常数为 2×10^{-12} 米/伏左右，是目前使用的晶片中压电率最低的。

Y切石英 Y-cut crystal

沿垂直于石英晶体Y轴的面切出的晶片。在晶片两面加上电压时，产生沿厚度方向传播的横波，反之，接收横波时产生电压。

钛酸钡 barium titanate

一种晶片材料，最高使用温度100°C，压电常数较高，但低于锆钛酸铅，其值为 109×10^{-12} 米/伏。

锆钛酸铅 lead zirconate titanate

一种晶片材料，最高使用温度300°C，压电常数为 320×10^{-12} 米/伏。

硫酸锂 lithium sulphate

一种晶片材料，最高使用温度75°C，压电常数为 16×10^{-12} 米/伏。

探头 probe, transducer

主要由外壳、压电元件、基座材料、耐磨片和电极等组成的组件，用来发射和接收超声波。

压电片 crystal

也称晶片，能将电能和声能相互变换的器件。

阻尼 damping

用电子或机械的方法限制压电片振动的持续时间。

透声楔 wedge

为使超声波相对探伤面倾斜入射而装在晶片（压电片）前面的楔形块。

保护膜 protective cover

为保护晶片或为提高发射和接收声能效率而装在探头前面的保护片。

斜探头 angle probe

横波探伤用，相对探伤面以锐角入射和接收声能的探头。

直探头 normal probe

纵波探伤用，相对探伤面垂直入射和接收声能的探头。

纵波探头 longitudinal wave probe

发射和接收纵波的探头。

横波探头 shear wave probe

发射和接收横波的探头。

表面波探头 surface wave probe

发射和接收表面波的探头。

探头前沿距离

斜探头的入射点至探头底面前端的距离。

聚焦探头 focused transducer, focusing type probe

带有凹面声透镜的探头。其声束收敛于至探头面一定距离的焦点或焦线上。

可变角度探头 variable angle probe

相对工件表面，声能入射角度可以改变的探头。

轮胎式探头 wheel type probe

指将晶片固定在里面充满耦合液体并可回转的轮胎的轴上，当使轮胎回转时，晶片相对被检工件的

方位保持不变的探头。

脉冲反射法 pulse echo method

把超声脉冲发射到物体中，再接收其反射波的探伤方法。

垂直探伤 normal beam testing

与探伤面垂直入射超声波的探伤方法。

斜角探伤 angle beam testing

与探伤面成一锐角入射超声波的探伤方法。

液浸探伤 immersion testing

将工件和探头头部浸在耦合液体中，探头不接触工件的探伤方法。

水浸探伤 immersion testing

用水作耦合液体的液浸探伤。

局部水浸法 water column coupling method

将工件一部分水浸或加水膜进行探伤的方法。

耦合剂 couplant

探伤时，为使探头发射的声能能够更好地通过探伤面传播到工件中，在探头和探伤面之间涂敷的物质。

单探头法 single probe testing method

使用一个探头发射和接收超声波的探伤方法。

一次波法 direct scan, single traverse technique

横波探伤中，声束不经底面反射，直接扫查缺陷的方法。探头-缺陷的水平距离在0~0.5跨距范围内。

二次波法 double traverse technique

横波探伤中，声束经工件底面反射一次，即用二次波扫查缺陷的方法。探头-缺陷的水平距离在0.5~1跨距范围内。

三次波法 triple traverse technique

横波探伤中，声束经工件底面和探伤面分别反射一次，即用三次波扫查缺陷的方法。探头-缺陷的距离在1~1.5跨距范围内。

多次反射法 multiple echo method

利用工件底面的多次反射来测定材料的厚度和声衰减的方法。

双探头法 double probe testing method

使用两个探头，一个用于发射声能，一个用于接收声能的探伤方法。

双晶片探头法 double crystal technique

使用双晶片探头进行探伤的方法。

双单探头法 double transceiver

使用两个探头同时都用来发射和接收超声波的探伤方法。

底波法 sensitivity setting by bottom

用被检工件完好部分的底波调整探伤灵敏度进行探伤的方法。

试块法 sensitivity setting by reference block

用标准试块调整探伤灵敏度进行探伤的方法。

共振法 resonance method

应用共振原理测量工件厚度或探测有无缺陷等的方法。

穿透法 transmission method

使用两个探头，一个发射超声波，另一个在相对的一面接收超声波，依据声波的穿透率或有无声影进行探伤的方法。

初探 pre-test

指在超声波探伤中，为防止漏检，预先用较规定的探伤灵敏度高的灵敏度进行探伤。

细探（复探） final test

超声波探伤中，对初探中发现的缺陷，用规定灵敏度进行再探，以确定其性质、位置、大小和形状等。

跨距点 skip point

横波探伤中，探伤面上和底面上与声束轴线相交的反射点。

声程（波程） beam path distance, path length

探伤中，声束通过的单程距离。

跨距 skip distance

探伤面或底面上两相邻跨距点间的距离。

距离-波高校正曲线 depth compensation curve, distance amplitude correction curve

用来校正由深度引起回波波高变化的曲线。

主要参考资料

- [1] Joseph L. Rose, Ultrasonic Field Analysis and Approximation Parameters, British Journal of Non-destructive Testing, Vol17, No.4 1975 P109.
- [2] Joseph L.e.t.c, Model for Ultrasonic Field Analysis in Solids, The Journal of the Acoustical Society of America. Vol57.No.3. 1975 P598.
- [3] Ermolov I.N.; The Reflection of Ultrasonic Waves from Artificial Targets for The Angle probe Testing, The Seventh International Conference on Nondestructive Testing, II-08.
- [4] J.PŘEPECHAL, Ultrasound Field of Angle probe.6 ICNT Vol B 1970 P59.
- [5] Bernard Jaffe e.t.c.; Piezoelectric Ceramics, Academic Press London and New York 1971.
- [6] 山东大学压电铁电物理教研室编：《压电陶瓷及其应用》山东人民出版社 1973.
- [7] 日本非破壊検査協会《超音波探傷試験A》1975.
- [8] J.R.Birchak S. Serabian 孟传亨译自Materials Evaluation. Vol.36 No.1 1978 检查曲面工件时超声探伤系统的校正，《无损检测》试刊 1979-1.
- [9] Krautkrämer, An Introduction into Method 1969.
- [10] Elmolov I.N.; The Reflection of Ultrasonic Waves from Targets of Simple Geometry Non-Destructive Testing 5-4(1972)P187~191 4.1.
- [11] II.考尔斯基著王仁等译《固体中的应力波》科学出版社1958.
- [12] 《非破壊検査》Vol 10 No.3 P116~122, P135~144.

- [13] 日本能率協会：非破壊試験の基礎と用語。
- [14] 实吉純一：《音響工学》昭和32年6月コロナ社。
- [15] 妹沢克雄：《振動学》昭和7年岩波書店。
- [16] A.E.H. Love: 《The mathematical theory of elasticity》1934 Cainbridge.
- [17] P.W.Morse: 《Vibration and sound》1936 McGraw.
- [18] 伊藤毅：《音響工学》上卷昭和30年4月コロナ社。
- [19] W.P.Mason, 《Physical Acoustics》Academic Press全6卷(1964~1970)。
- [20] 電気回路の教科書。
- [21] L. Rayleigh: 《Theory of sound》1926.
- [22] 問野浩太郎：鉄道技研報告第276《固体の内部の超音波伝播理論と超音波探傷への応用》昭和37年1月。
- [23] 菊池喜充：《磁歪振動と超音波》昭和26年12月コロナ社。
- [24] 井元鑑二：電気試験所研究報告,第542号《超音波検査器に関する研究》昭和29年11月および電気試験所彙報, P540~554, 《超音波の反射屈折について》, 昭和27年7月。
- [25] 錢伟长, 叶开沅: 《弹性力学》P402~407.
- [26] Kühn G.J.and A.LuTsch: Elastic wave mode conversion at a solid-solid boundary with transverse slip. J.A.S.A.33(1961)P949~954.
- [27] E.A. Müller: Handbuch der Zerstörungsfreien Materialprüfung, R.Oldenbourg, München, (1959~1970)(7部4分册)。
- [28] Lord Rayleigh: The Theory of Sound Vol.11.P86~88.
- [29] 伊藤毅：音響工学原論, 下卷, コロナ社(1955)。
- [30] 实吉純一：《音波及び超音波の反射について》日本音響学会誌P1~12, 昭和18年12月。
- [31] 加藤金正：《Reflection of sound wave due to a hollow cylinder in an elastic body》Institute of scientific and Industrial Research P16 1952.
- [32] 井元鑑二：《板の波動について》電気試験所彙報, P17, 昭和10年1月。
- [33] Krautkrämer: Werkstoffprüfung mit Ultraschall, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1975.
- [34] 日本學術振興會：超音波探傷法, 改訂新版, 日刊工業新聞社, 1974.