

新世纪高等学校研究生适用教材

应用声学基础

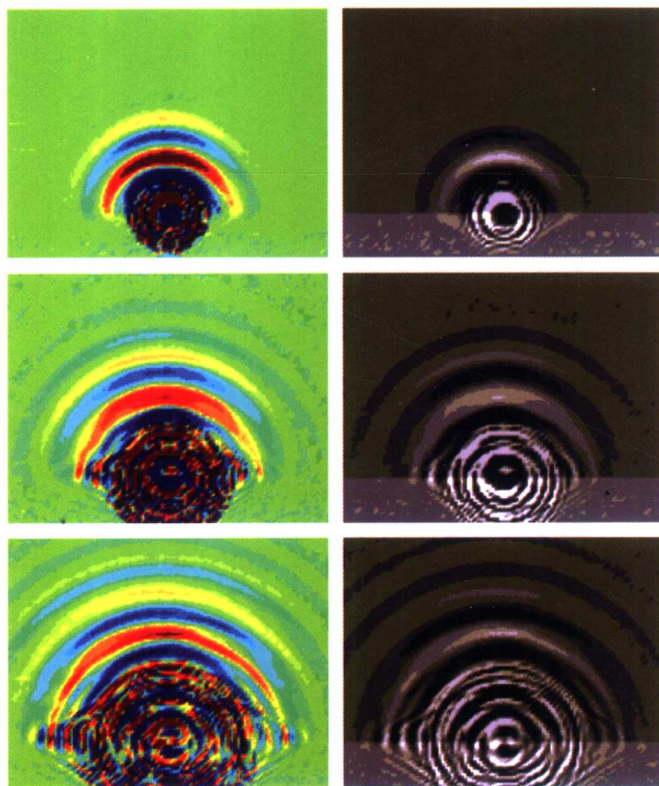
——实轴积分法及二维谱技术

Basic of Applied Acoustics Real

axis integration and 2-dimensions spectrum method

沈建国 著

基础声学应用



新世纪高等学校研究生适用教材

应用声学基础

——实轴积分法及二维谱技术

沈建国 著



天津大学出版社
Tianjin University Press

内容简介

本书介绍了线声源在水平、圆形液-固界面和点声源在圆柱形液-固界面激发的声波和声波导,给出了声波在液体和固体中传播时,不同时刻声场的空间分布(声波传播过程)的计算结果和实验结果。给出了阵列接收波形及其二维谱。针对实际应用的需要,分析了换能器频带对接收波形及其二维谱的影响;用大量的数值计算结果,直观地显示了发射换能器尺寸对阵列接收波形及其二维谱的影响;介绍了声波换能器导纳及其频谱的测量方法,给出了实际测量结果。

在声场计算中,实轴积分法曾被广泛使用,二维谱来自于实轴积分法的中间结果,是连接理论计算、声波波形处理和实际应用的有效工具。本书首先建立声波传播的物理图像,在此基础上,讨论与这些物理图像对应的声波波形及其二维谱,然后,结合实际应用讨论具体的测量技术和波形处理方法,最后,根据工程勘探和声波测井实际,讨论了一些具体的二维谱处理方法。

本书是研究生教材,也可供大学高年级学生和从事石油、水利、电力、交通和建筑等工程勘测和无损探伤的技术人员参考。

图书在版编目(CIP)数据

应用声学基础:实轴积分法及二维谱技术 / 沈建国著.
—天津:天津大学出版社,2004.9
ISBN 7-5618-2020-8

I . 应 … II . 沈 … III . 应用声学 IV . 0429

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2004)第 085437 号

出版发行 天津大学出版社
出版人 杨风和
地址 天津市卫津路 92 号天津大学内(邮编:300072)
电话 发行部:022-27403647 邮购部:022-27402742
印刷 昌黎太阳红彩色印刷有限责任公司
经销 全国各地新华书店
开本 185mm × 260mm
印张 12.25
字数 306 千
版次 2004 年 9 月第 1 版
印次 2004 年 9 月第 1 次
印数 1 - 3 000
定价 29.00 元

前 言

随着计算机技术的快速发展,复杂介质声场分布计算的方法也越来越成熟,在这些计算方法中,实轴积分方法是一种比较有效、快速的方法,目前能够适用于几何形状比较规则的边界。

在用实轴积分方法计算水平、圆形以及圆柱形界面的声场分布时,我们发现其中间结果——被积函数——包含了有关声场分布的主要信息。进一步研究后发现,有关声波导的模式波频散曲线和相速度、群速度等均可以从该函数得到,我们称该函数为二维谱。与传统的模式波分析方法相比,二维谱与实际应用联系得更密切、也更实用,因为它还给出了对实际应用比较重要的各种模式波的幅度特征。

用力源激发,用多个换能器(按照一定的排列组成接收阵列)接收的方式早已经被地球物理勘探所采用,随着声信号处理技术的不断发展,该方式也逐步被工业探测和其他声参数测量所采用。例如医学超声成像、工业探伤等。在设计处理方法、实际处理这些测量波形时,需要对声波的基本特征有一个比较全面的了解。过去人们依据几何声学设计了叠加、偏移等方法,比较有效地解决了厚层勘探问题。随着勘探精度的提高、勘探目标的复杂以及薄层勘探需求和任务的日益增多,声波的频散等声波导现象在实际资料中日益突出,几何声学里速度不变的条件不再满足,这时需要采用基于现代信号处理技术的波形处理方法代替几何声学,需要用波动声学的理论作指导。

声波导的研究起源很早,理论也比较完善,声传播速度的频散特征也有很多现成的结论。例如相速度、群速度随频率的变化,对称与反对称模式波的特征,模式波的正交特征以及利用正交特征计算复杂边界的响应等等。基于波数域的理论分析也比较完善,例如,锐利面波是极点的贡献、割线的贡献描述了侧面波(头波、滑行波)、极点的位置与复极点的分布、多层介质时支点的分布与相互抵消等等。这些分析方法和结果构成了声学的基础。

信号处理理论和技术的发展也比较快,其中有关谱的估计方法也非常多,各有特色。根据需要从实际资料中提取所需信息的方法也比较多。

但是,将声学的方法和结果与信号处理技术有机结合起来的方法比较少,两者缺乏必要的沟通方式,或者没有一种有效的方法将两者真正地、从根本上结合起来。即声学提供测量波形的特征或者称信号结构,提出需要解决的问题或最终处理结果,信号处理技术提供必要的技术手段。

二维谱填补了这项空白,真正从原理上架起了声学理论与信号处理技术之间的桥梁。它将复杂的声传播特征(包括发射换能器对测量波形的影响)用二维谱表现出来,直接构筑了阵列声波波形的最终处理结果。

本书首先从液-固界面上声波的耦合关系开始,直接建立声波在界面上的传播及在固体、液体中传播的物理图像,直观地展现界面对声波传播特征的影响。然后,讨论两个界面时,声波在固体板和圆管中的传播特征,由于声波在两个界面之间来回反射,引出了平板和圆管的声波导,通过不同时刻的声场分布,不但建立了声波在平板和圆管内传播的物理图像,而且进一步肯定了板中传播的模式波与液体中传播的声波之间的耦合关系。

第三章给出了沿平板界面,在液体中接收到的声波波形及其二维谱。讨论了声源的频率

特征对二维谱的过滤作用以及对阵列测量波形的影响。给出了板的厚度减小时阵列接收波形的特征,此时,几何声学的条件不再满足,频散的模式波是测量波形的主要组成部分,对测量波形起主要作用。

第四章集中讨论沿圆管的圆周方向传播的声波的二维谱及其波形特征。给出了半径改变时二维谱的变化,圆管厚度改变时二维谱的特征及其波形的变化。

第五章主要讨论液体和固体的分界面是圆柱面时用偏心声源激发的声波在液体和固体中的传播情况以及在液-固界面上的耦合关系。

第六章给出了沿圆柱界面接收的声波波形。

第七章主要讨论居中声源在液-固圆柱界面以及液体和固体中激发的声场,直观展现声波的传播特征。这是普通声波测井的理论基础。随着声波频率的降低,声波波长增加,与圆柱的半径接近时,圆柱形声波导特征开始突出。另外,还给出了模型井的声波传播特征。

第八章主要讨论居中声源在圆柱形液-固界面激发的声波波形及其二维谱。与传统的声波测井理论不同,液体中以固体的纵波速度传播的声波有三种类型组成,横波与伪锐利波是连在一起的,从时域波形上不可分。

第九章介绍了声波换能器阻抗和导纳频率特征的测量方法和测量结果。给出了目前国产声波测井仪器的有关实验结果。

第十章集中讨论阵列声波波形的二维谱处理方法和实际处理结果。

感谢我的博士导师、中国科学院声学研究所学术委员会主任张海澜研究员的悉心指导。从他身上我不但学到了实轴积分方法,更重要的是学会了严谨的治学态度。本书的前四章内容是笔者博士后期间的主要研究结果。感谢中国博士后基金会的支持,感谢合作导师、物理系声学室主任陈宇博士提供的科研条件和帮助。后六章是从事中国石油测井计量站声波测井模型井设计时研究的主要成果,感谢测井计量站杨志高高级工程师的支持和有益的建议。由于笔者水平和经验有限,错误在所难免,望各位专家学者及读者不吝指教。

沈建国

2004.2 于天津大学

目 录

第一章 液体-固体中传播的声波及其在界面上的耦合关系	(1)
第一节 固体中传播的声波	(1)
第二节 液-固平面界面附近的声场	(4)
第三节 气-固平面界面附近的声场	(9)
第四节 液-固圆形界面附近的声场	(9)
第二章 平板和圆管中的声波和声导	(13)
第一节 线声源在平板中激发的声波	(13)
第二节 线声源在圆管中激发的声波	(15)
第三章 线力源在平板内激发的声波的二维谱	(21)
第一节 阵列接收波形的二维谱	(21)
第二节 声源频谱 $V(\omega)$ 对测量波形二维谱的影响	(26)
第三节 阵列接收波形	(29)
第四节 换能器尺寸对阵列声波波形的影响	(31)
第五节 板内对称模式波的二维谱与横波速度测量	(34)
第四章 线声源在圆形管中激发的波形及其二维谱	(36)
第一节 液-固圆形界面的二维谱	(36)
第二节 圆管的二维谱	(37)
第三节 声波波形	(40)
第五章 声波在液-固圆柱界面的传播特征(偏心声源)	(43)
第一节 计算方法	(43)
第二节 声波沿液-固圆柱界面的传播特征(三维声场)	(44)
第三节 声波沿液-固-液圆柱界面的传播特征(三维声场)	(48)
第六章 圆柱界面上的声波波形	(51)
第一节 液-固圆柱界面上的声波波形	(51)
第二节 液-固-液圆柱界面上的声波波形	(52)
第七章 声波在液-固圆柱界面的传播特征(中心声源)	(56)
第一节 计算方法	(56)
第二节 声波传播特征(固体厚度无限大)	(57)
第三节 固体厚度有限时的声波传播特征	(59)
第四节 液体中传播的模式波	(61)
第八章 中心声源在液-固圆柱界面激发的声波波形及其二维谱	(64)
第一节 固体的厚度为无穷大	(64)
第二节 固体厚度有限	(65)
第三节 沿 z 方向的声波波形	(68)
第四节 声波测井波形	(69)

第五节 普通声波测井的一些主要结论	(71)
第九章 声波换能器的频率特征	(74)
第一节 换能器的频率特征测量原理	(74)
第二节 压电晶体的一致性	(77)
第三节 声波测井仪器换能器导纳频率特征测量结果	(80)
第四节 压力对声波测井仪器换能器频率特征的影响	(82)
第五节 声波换能器频率特征测量	(85)
第六节 声波测井换能器的声耦合	(88)
第十章 阵列声波测量波形的二维谱处理技术	(89)
第一节 二维谱估计所面临的问题	(89)
第二节 连续的二维谱估计方法 I——内插法	(90)
第三节 连续的二维谱估计方法 II——相位法及其改进	(92)
第四节 连续的二维谱估计方法 III——Prony 法及其改进	(94)
第五节 二维谱估计方法——Matrix 法	(96)
第六节 加窗对二维谱估计的影响	(98)
第七节 二维谱估计实例——砂岩声速测量	(102)
第八节 STC 方法——变窗长阵列声波测井波形处理技术	(103)
第九节 相位方法——声波波形初始位置的确定	(106)
附录	(110)
附录 A 线声源在液-固水平界面激发的二维声场的计算方法和计算结果	(110)
附录 B 线声源在圆形界面激发的二维声场的计算方法	(120)
附录 C 圆形液-固界面声波的传播特征	(129)
附录 D 平板问题(二维)的计算公式及其有关推导	(137)
附录 E 声波在固体板上、下界面的反射和折射	(148)
附录 F 偏心声源在圆管内、外激发的二维声场计算公式	(156)
附录 G 有机玻璃圆管内、外液体中声波的传播特征实验结果	(162)
附录 H 层厚 0.4 m、0.2 m 时,换能器几何尺寸对声波波形的影响	(164)
附录 I $z=0$ 平面上液体和固体中势函数的空间分析	(177)
附录 J 声波在液-固圆柱界面的传播特征(中心声源)计算方法	(180)
参考文献	(187)

第一章 液体-固体中传播的声波及其在界面上的耦合关系

本章讨论位于液体中的线声源和液-固平面界面上的线力源激发的声波在液体和固体中的传播特征以及它们在液-固平面界面的耦合关系。

第一节 固体中传播的声波

1. 纵波和横波

固体的波动方程为:

$$(\lambda + \mu)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) + \mu \nabla^2 \mathbf{u} = \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} \quad (1-1)$$

用矢量场的分解定理,令 $\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}$, 代入(1-1)式得:

$$(\lambda + \mu)\nabla[\nabla \cdot (\nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi})] + \mu \nabla^2 (\nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}) = \rho \frac{\partial^2 (\nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi})}{\partial t^2}$$

由公式 $\nabla^2 \mathbf{U} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}) - \nabla \times \nabla \times \mathbf{U}$, $\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{U} = \nabla \times \nabla \cdot \mathbf{U} = 0$ 得到解耦后的纵波和横波的波动方程:

$$(\lambda + 2\mu)\nabla^2 \varphi = \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \quad (1-2)$$

$$\mu \nabla^2 \boldsymbol{\psi} = \rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial t^2} \quad (1-3)$$

式中: λ 、 μ 是弹性拉梅系数; $\mathbf{u}$ 是位移。如果固体介质中有力源 $\mathbf{X}$, 则与力源相对应的纵波、横波的势函数分别为 χ , $\boldsymbol{\gamma}$

$$\mathbf{X} = \rho(v_c^2 \nabla \chi + v_s^2 \nabla \times \boldsymbol{\gamma})$$

用该势函数于固体波动方程,得到下列纵波、横波波动方程:

$$(\lambda + 2\mu)\nabla^2 \varphi + (\lambda + 2\mu)\chi = \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$

$$\mu \nabla^2 \boldsymbol{\psi} + \mu \boldsymbol{\gamma} = \rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial t^2}$$

如果将描述声源势函数前面的常数省去,波动方程还可以写成(胡文祥等, 2000 年声学学报, 25. No4 345 - 350):

$$(\lambda + 2\mu)\nabla^2 \varphi + \chi = \rho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2}$$

$$\mu \nabla^2 \boldsymbol{\psi} + \boldsymbol{\gamma} = \rho \frac{\partial^2 \boldsymbol{\psi}}{\partial t^2}$$

由此得到固体的纵波波速 v_c 和横波波速 v_s :

$$v_c = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}} \quad (1-4)$$

即无限大均匀固体中有两种声波传播,一种是纵波,传播速度为 v_c ,一种是横波,传播速度为 v_s ;纵波的传播速度快,横波速度慢,纵波传播时单位固体的体积发生形变,横波传播时,单位固体的体积不变(有剪切形变)。虽然纵、横波的传播速度不同,随着时间的增加,两个波会分开,但是,纵波或横波在固体中不会单独存在,需要与其他波耦合。

2. 波的分离

研究二维问题,选择垂直坐标 (x, z) 系统,这样, $\frac{\partial}{\partial y} = 0$ 。由虎克定律知应力与位移之间的关系为:

$$\sigma_x = \lambda \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (1-5)$$

$$\tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \quad (1-6)$$

$$\tau_{zy} = \mu \frac{\partial u_y}{\partial z} \quad (1-7)$$

$$\tau_{xy} = \mu \frac{\partial u_y}{\partial x} \quad (1-8)$$

从上述关系式可以看出, τ_{zy} 、 τ_{xy} 与 x 、 z 方向的位移 u_x 、 u_z 没有联系,也没有相互作用,可以分开考虑。我们称 u_y 、 τ_{zy} 、 τ_{xy} 描述的声波为水平偏振剪切波(SH波), x 、 z 方向的位移和应力描述的声波为垂直偏振压缩波和剪切波(SV波)。

3. 水平偏振(SH波)

由 $\mathbf{u} = \nabla \varphi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}$ 知道:

$$u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi_z}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \quad (1-9)$$

$$u_y = \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \quad (1-10)$$

$$u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial y} \quad (1-11)$$

仅研究水平偏振的声波(SH),对于二维问题 $u_y(x, z, t)$, $\frac{\partial}{\partial y} = 0$, $u_x = 0$, $u_z = 0$ 有:

$$u_x = \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_z}{\partial z} = 0 \quad (1-12)$$

$$u_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_z}{\partial x} = 0 \quad (1-13)$$

由此得到 $\varphi = 0$, $\psi_y = 0$ 。这时,

$$u_y = \frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \quad (1-14)$$

根据选择的 Gauge 条件 $\nabla \cdot \boldsymbol{\psi} = 0$, 即 $\frac{\partial \psi_x}{\partial x} + \frac{\partial \psi_y}{\partial y} + \frac{\partial \psi_z}{\partial z} = 0$ 。因为 $\psi_y = 0$, 该条件变成: $\frac{\partial \psi_x}{\partial x} =$

$-\frac{\partial \psi_z}{\partial z}$, 如果取

$$\psi_x = \frac{\partial \zeta}{\partial z}, \psi_z = -\frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad (1-15)$$

代入横波波动方程,得:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(v_s^2 \nabla^2 \zeta - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right) = 0 \quad (1-16)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(v_s^2 \nabla^2 \zeta - \frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right) = 0 \quad (1-17)$$

即由 ζ 满足横波波动方程可以推出 ψ_x 、 ψ_z 均满足横波波动方程。这样,仅用一个势函数 ζ 即可描述 SH 波。其位移和应力的计算公式分别为:

$$u_y = \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial z^2} \quad (1-18)$$

$$\tau_{xy} = \frac{\mu}{v_s^2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right) \quad (1-19)$$

$$\tau_{yz} = \frac{\mu}{v_s^2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial t^2} \right) \quad (1-20)$$

4. 垂直偏振(SV 波)

对于垂直偏振情况,由

$$\nabla \times \boldsymbol{\psi} = \left(\frac{\partial \psi_z}{\partial y} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z} \right) \mathbf{i} + \left(\frac{\partial \psi_x}{\partial z} - \frac{\partial \psi_z}{\partial x} \right) \mathbf{j} + \left(\frac{\partial \psi_y}{\partial x} - \frac{\partial \psi_x}{\partial y} \right) \mathbf{k} \quad (1-21)$$

知道,取 $\boldsymbol{\psi} = \psi_y \mathbf{j}$ (其他分量 ψ_x, ψ_z 为 0) 便可以描述没有水平方向位移 u_x 的振动。这时,由 $\mathbf{u} = \nabla \phi + \nabla \times \boldsymbol{\psi}$ 得:

$$u_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\partial \psi_y}{\partial z}$$

$$u_y = 0$$

$$u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} + \frac{\partial \psi_y}{\partial x}$$

垂直偏振声波的应力与位移之间的关系为

$$\sigma_x = \lambda \left(\frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2\mu \frac{\partial u_x}{\partial x} \quad (1-22)$$

$$\tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u_x}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial x} \right) \quad (1-23)$$

如果考虑简谐波 $e^{-i\omega t}$ 得:

$$\sigma_x = \lambda \left(\frac{-\omega^2}{v_c^2} \phi \right) + 2\mu \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z \partial x} \right) \quad (1-24)$$

$$\tau_{xz} = \mu \left[2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial z \partial x} - \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \psi_y}{\partial x^2} \right] \quad (1-25)$$

对于液体,其压力、位移与势函数 ϕ 之间的关系是:

$$u_z = \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (1-26)$$

$$\sigma_t = -p = -K \nabla^2 \phi = -\omega^2 \rho_f \phi \quad (1-27)$$

式中: K 是流体的体积压缩系数; ρ_f 是流体的密度; ω 是频率。边界条件是 u_x 、 σ_x 、 τ_{xz} 连续。

由于 SH 波与液体的耦合关系比较简单, 本书不再讨论。主要研究 SV 波、纵波与液体中传播声波之间的耦合关系。

第二节 液-固平面界面附近的声场

本章仅研究二维问题, 用实轴积分法计算实际中常用的两种声源在液-固平面界面附近激发的声场。一种是位于液体中的线源, 一种是液-固界面上的线力源。本节给出这两种声源在液体和固体中激发的声场(空间分布)。根据实际情况, 选择高速、中速和低速等三种不同的固体声学参数进行计算, 比较直观地显示了在固体、液体中传播的声波及其在液-固界面上的耦合关系及每种声波在传播过程中幅度的变化。线力源激发的 Stoneley 波的幅度比较大。

1. 计算方法

如图 1-1 所示, 设坐标原点位于液体与固体之间的界面上, 线声源位于界面上 d_0 处。将线声源激发的柱面波表示成关于 k_x 的 Fourier 积分:

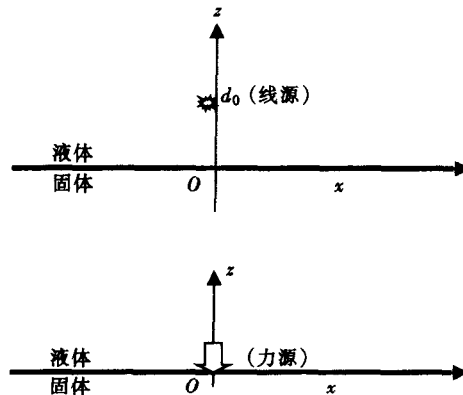


图 1-1 物理模型

$$S(z, x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} [V(\omega) \int_{-\infty}^{\infty} O(k_x) \frac{2}{k_x} e^{ik_x |z-d_0|} e^{ik_x x} dk_x] e^{-i\omega t} d\omega \quad (1-28)$$

式中: $V(\omega)$ 是声源的频谱; $O(k_x)$ 描述声源的几何特征。 $k_x^2 + k_z^2 = \omega^2/v_l^2$, 由于 $V(\omega)$ 、 $e^{-i\omega t}$ 仅是角频率 ω 的函数, $O(k_x)$ 描述换能器的几何尺寸对发射声波的影响, 每个式子的前面均有这些因子。为了简洁, 我们在以下的公式中均将这些因子和对 ω 的积分省略, 只留下变化的部分。

液体中的势函数由两部分组成, 一部分是位于液体中 $(0, d_0)$ 的线声源激发的柱面波(直达波), 一部分是液-固界面导致的广义反射波:

$$\phi = \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{2}{k_x} e^{ik_x |z-d_0|} + A e^{ik_x z} \right) e^{ik_x x} dk_x \quad (1-29)$$

固体中描述垂直偏振声波的两个势函数分别为:

$$\varphi = \int_{-\infty}^{\infty} (B e^{-i k_z z}) e^{i k_x x} dk_x \quad (1-30)$$

$$\psi_y = \int_{-\infty}^{\infty} (C e^{-i k_z z}) e^{i k_x x} dk_x \quad (1-31)$$

其中: $k_z = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_n^2} - k_x^2}$, $k_c = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_{cl}^2} - k_x^2}$, $k_s = \sqrt{\frac{\omega^2}{v_{sl}^2} - k_x^2}$ 。为了描述介质的物理衰减,引入机械 Q 将声速变成复数,其虚部描述介质的物理衰减。

$$v_{cl} = v_c \left(1 - \frac{i}{2Q_c} \right), v_{sl} = v_s \left(1 - \frac{i}{2Q_s} \right), v_n = v_l \left(1 - \frac{i}{2Q_l} \right) \quad (1-32)$$

式中: Q_c 、 Q_s 、 Q_l 分别是固体的纵波、横波和液体的机械 Q 。将上述势函数代入位移和应力计算公式(1-24)~(1-27),利用边界条件可以得到待定系数 A 、 B 、 C (具体推导和计算公式见附录 A)。

当计算不同位置的接收波形时,先对 k_x 积分,取出需要计算的位置 x 的一维谱(频谱)后,再对 ω 积分得到波形。当计算不同时刻声场的空间分布时,先对 ω 积分,取出需要计算的时间 t 的一维谱后,再对 k_x 积分得到不同时刻声场的空间分布。

当计算界面上的线力源激发的声场时,(1-29)式中没有了表示入射波的第一项。我们对界面上的线力源 $\delta(x)$ 作 Fourier 变换:

$$1 = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) e^{i k_x x} dk_x \quad (1-33)$$

将变换结果代入边界条件(在 z 方向上的垂直应力不连续,液-固界面相差 1)便可以得到待定系数 A 、 B 、 C 。如果不是线力源,是任意函数 $q(x)$,则将其作 Fourier 变换得到 $O(k_x)$:

$$O(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} q(x) e^{i k_x x} dk_x \quad (1-34)$$

将 $O(k_x)$ 代入边界条件(在 z 方向上的垂直应力不连续,液-固界面相差 $O(k_x)$)便可以得到待定系数 A 、 B 、 C 。

2. 计算结果

根据实际,选择三种固体参数进行计算(见表 1-1),声源的频谱 $V(\omega)$ 选择 Gauss 源 $e^{-\frac{(f-f_0)^2}{b^2}}$,其主频 $f_0 = 70$ kHz, $b = 20$ kHz,波形有 3~5 个振动周期,下面是一些主要结果,给出了液-固界面上声波的类型及其特征。附录 A 给出了各种声波在液体和固体中的传播过程。

表 1-1

编号	纵波速度 (m/s)	横波速度 (m/s)	密度 (g/cm ³)	纵波机械 Q	横波机械 Q
液体	1 500	—	1	45	—
固体 1	6 260	3 080	2.7	60	60
固体 2	3 600	2 500	2.2	60	60
固体 3	2 500	900	1.8	60	60



图 1-2 是用第一种固体参数计算的声场分布。0.2 ms 时,位于液体中(0,0.1)的线声源激发的声场的空间分布(见图 1-2a);位于界面上的线力源激发的声场的空间分布(见图 1-2b)。图中,上面浅颜色的半空间是液体,下面深颜色的半空间是固体,中间的水平线是液-固界面。

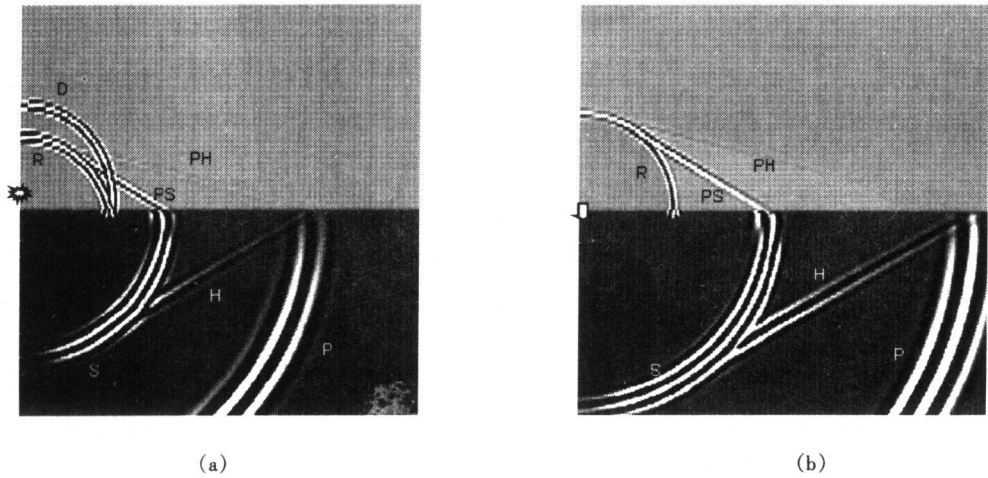


图 1-2 第一种固体

(a)位于液体中(0,0.1)的声源激发的声场;(b)位于界面上的力源(0,0)激发的声场

图 1-3 是用第二种固体参数计算的声场。0.2 ms 时,位于液体中(0,0.1 m)的线声源激发的声场的空间分布(见图 1-3a);位于界面上的线力源激发的声场的空间分布(见图 1-3b)。

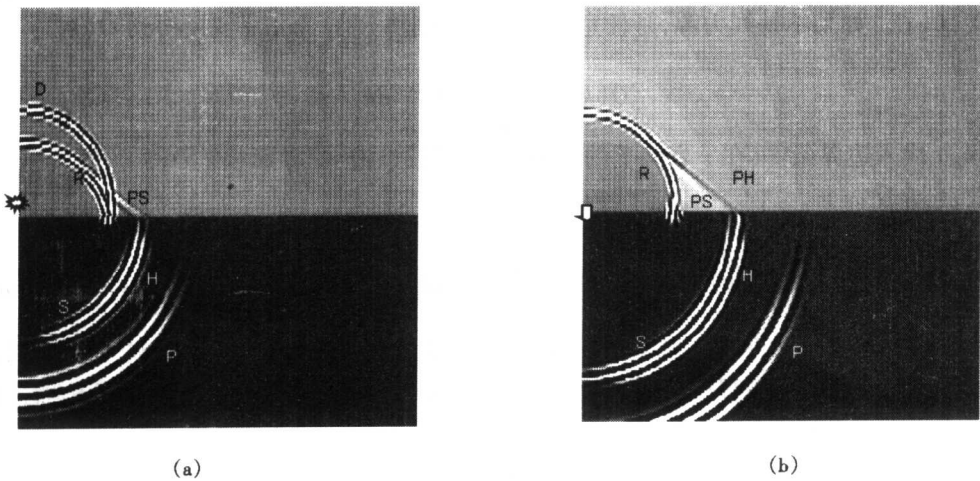


图 1-3 第二种固体

(a)位于液体中(0,0.1)的声源激发的声场;(b)位于界面上的力源(0,0)激发的声场

图 1-4 是用第三种固体参数计算的声场,其时间是 0.4 ms。

3. 分析与讨论

从上面的计算结果中可以看到,在液体和固体中传播的声波在液-固界面上是相互耦合的。声源不同,介质不同,对应的每种声波的幅度也不一样。

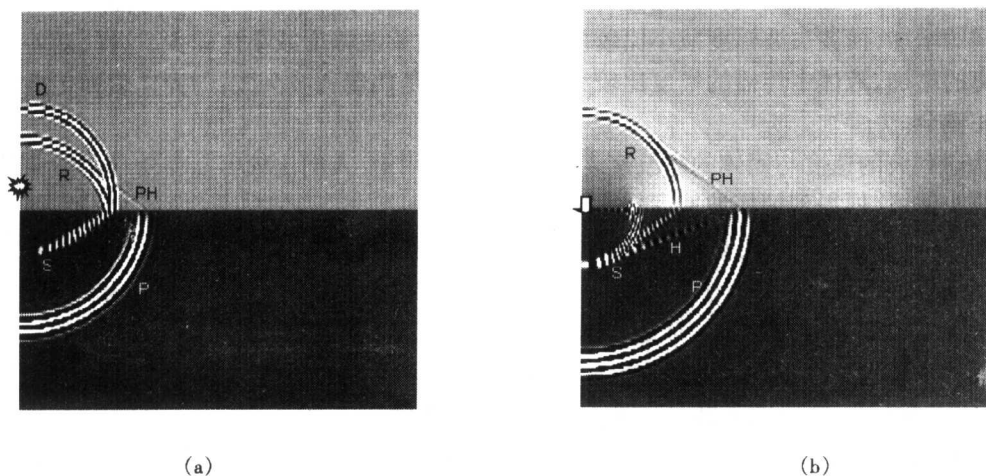


图 1-4 第三种固体

(a)位于液体中 $(0,0,1)$ 的声源激发的声场;(b)位于界面上的力源 $(0,0)$ 激发的声场

图 1-5 是一示意图,表示上述计算结果中出现的每种波。 x 轴上面表示液体中传播的声波,下面表示声速比较高的固体中传播的声波。在液体传播的声波有:直达波(D)、反射波(R)、纵波头波(PH)、横波和伪瑞利的头波(PS)。在固体中有纵波(P)、横波(S)、头波(H)以及与直达波及其反射波耦合的面波(M)。

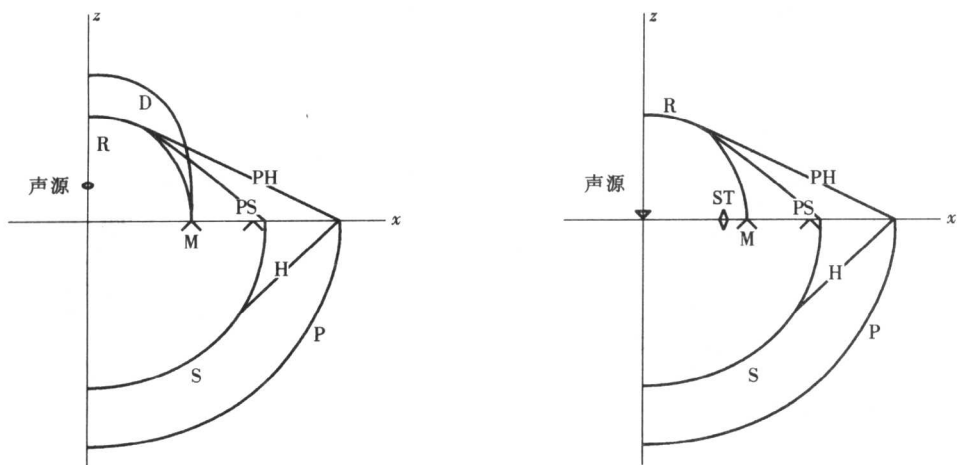


图 1-5 液体和声速比较高的固体中的声波示意图

当固体的声速比较高时,从图 1-2 中可以看到:液体中有两个波阵面是直线(对应于实际中的平面)的波 PH、PS(声学称其为纵波头波和横波头波)分别与固体中的纵波波阵面 P 和横波波阵面 S 相耦合,这两个波(地球物理称其为滑行纵波和滑行横波,与临界入射-滑行-临界反射的传播时间一致,也被称为侧面波)的幅度均比较大,沿界面分别以固体的纵、横波速度传播;固体中的纵、横波波阵面是圆形的,在液-固界面附近,横波波阵面与伪瑞利波(速度比横波稍慢,在固体内部幅度分布于界面附近)相连。液体中与伪瑞利波耦合的声波(简称为伪瑞利

波头波)的波阵面也是直线,与横波头波连在一起(两者合称为横波头波 PS),幅度比较大。随着时间的增加,横波头波幅度减小比较多,而伪瑞利波头波幅度减小比较少,这样,随着离开声源距离的增加,液体中传播的幅度比较大的声波主要是伪瑞利波头波,与固体表面传播的伪瑞利波相耦合。

伪瑞利波的速度与固体的横波速度接近,实际应用中,人们比较容易将伪瑞利波头波错认成横波头波,这样得到的横波速度较实际值偏低。

固体中的纵波 P、横波 S 波阵面通过一个直线波阵面(称为头波 H)连在一起。头波 H 的一端与横波波阵面相切,另一端在液-固界面上与纵波 P 相连,以保证该处边界条件得到满足。头波是剪切形变(用势函数 ψ 描述),以固体的横波速度传播。

固体中还有一个仅在固体的表面附近存在的声波 M,与液体中传播的直达波 D 和反射波 R(图 1-2a)或反射波 F(图 1-2b 中与直达波 D 重合)相耦合。

随着固体声速的减小,纵波头波 PH 的幅度减小得比较多(图 1-3),横波头波 PS 减小得比较少。液体中反射波 F 后面出现了一个波(图 1-3b),该波仅在液体和固体的表面附近存在,称为 Stoneley 波 ST。

当固体的声速进一步降低,其横波速度小于液体的声速时,固体中与反射波 F(或直达波 D 和反射波 F)耦合的声波变成了直线波阵面 SF(固体的横波速度小于液体的声速,液体中的能量通过边界向固体中辐射),随着离开界面距离的增加,该平面波阵面与圆形的横波 S 合为一体(图 1-4a)或与 S 相切(图 1-4b)。Stoneley 波 ST 在横波 S 的后面,与其他波是分开的,线力源激发的 Stoneley 波的幅度比较大(图 1-4b)。图 1-6 是其示意图,上面表示液体中传播的波,下面表示低速固体中传播的声波。有关声波传播过程的进一步结果见附录 A。

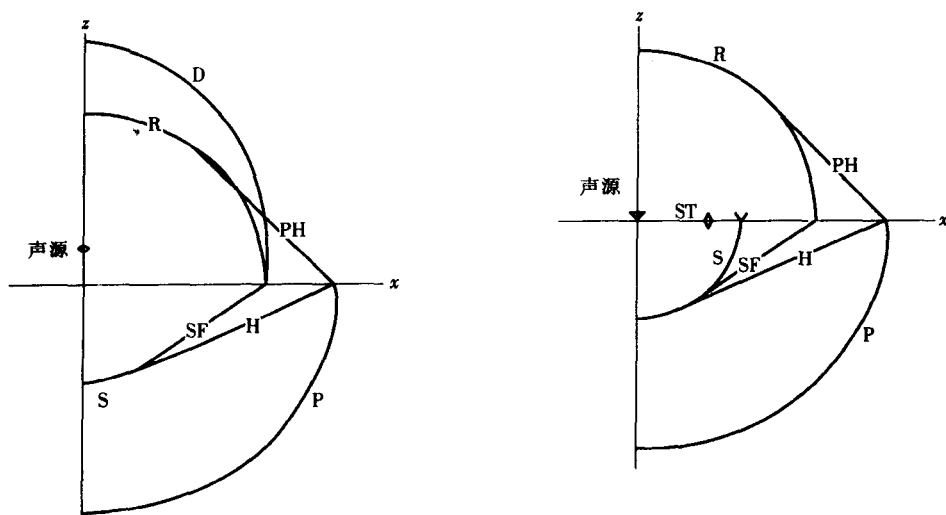


图 1-6 液体和声速比较低的固体中传播的声波示意图

4. 结论

位于液体中的线声源激发时,液体中的声波能量通过边界与固体耦合,在固体中激发出纵波 P、横波 S 和头波 H。当固体的横波速度比液体声速高时,液体中的直达波 D 和反射波 F 仅与沿固体表面传播的声波 M 耦合,当固体的横波速度小于液体的声速时,直达波 D 和反射波



F 与固体中的声波 SF 耦合,该波在固体中以横波速度传播。

位于液-固界面上的线力源激发时,能量除了沿固体和液体向外传播外,还沿界面传播,即 Stoneley 波。它的速度比液体的声速小,随固体声速变化。当固体声速比较高时,其速度接近于液体的声速(图 1-2b、1-3b),当固体声速比较低时,其速度小于液体的声速(图 1-4b);能量主要集中在液固界面周围。

第三节 气-固平面界面附近的声场

当液体换成空气时,固体和空气内声波的传播特征将有所变化。图 1-7 是数值计算结果。左图的固体参数见表 1-1 第一种介质;右图见表 1-1 第二种介质。与液-固界面的声波相比,气-固界面的伪瑞利波幅度比较大,头波和 Stoneley 波的幅度比较小。

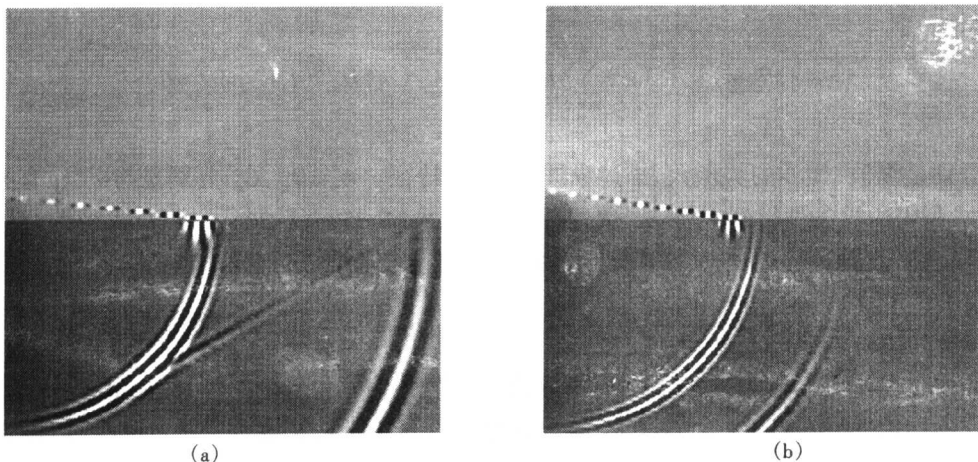


图 1-7

(a)位于气-固界面上的力源激发的声场(第一种介质);(b)位于气-固界面上的力源激发的声场(第二种介质)

第四节 液-固圆形界面附近的声场

声波在液-固圆形界面的传播特征和耦合关系与平面界面相似。这里仅讨论位于液体中的线声源激发的二维声场,分析环绕圆形界面传播的声波。

1. 计算方法

选择极坐标系 (r, θ) ,圆形界面的半径为 a ,里面为液体,外面为固体。位于液体中的线声源 $(r_0, 0)$ 在液体中激发的柱面波可以用一类 Hankel 函数 $V_0(\omega)H_0^{(1)}(l_f r')$ 表示。其中 $l_f = \omega/v_f$, r' 为声源到接收点 (r, θ) 的距离。由 Bessel 函数公式:

$$H_0^{(1)}(l_f r') = \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m J_m(l_f r_0) H_m^{(1)}(l_f r) \cos(m\theta)$$

式中: $r > r_0$, $r'^2 = r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos \theta$, θ 是 r, r_0 之间的夹角。当 $r < r_0$ 时,上式中的 r, r_0 对调,图

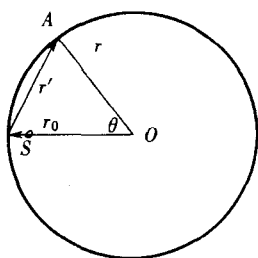


图 1-8 r' 、 r 、 θ 、 r_0 之间的关系,声源位于点 S,接收点位于 A

1-8 是各个量之间的关系,可以得到无限大均匀液体中接收点(r , θ)处的势函数 $\phi_i(r, \theta, \omega)$:

$$\phi_i(r, \theta, \omega) = V_0(\omega) \sum_{m=0}^{\infty} \epsilon_m J_m(l_i r_0) H_m^{(1)}(l_i r) \cos(m\theta)$$

当界面存在时,液体内的声场还包含从圆形壁反射回液体的各种反射波,圆内液体的势函数为:

$$\phi(r, \theta, \omega) = V_0(\omega) \sum_{m=0}^{\infty} J_m(l_i r_0) \{ \epsilon_m H_m^{(1)}(l_i r) + A_m(\omega) J_m(l_i r) \} \cos(m\theta) \quad (1-35)$$

固体中的势函数为:

$$\varphi(r, \theta, \omega) = V_0(\omega) \sum_{m=0}^{\infty} J_m(l_i r_0) [B_m(\omega) H_m^{(1)}(l_c r)] \cos(m\theta) \quad (1-36)$$

$$\psi(r, \theta, \omega) = V_0(\omega) \sum_{m=0}^{\infty} J_m(l_i r_0) [C_m(\omega) H_m^{(1)}(l_s r)] \sin(m\theta) \quad (1-37)$$

其中:

$$l_c = \omega / v_c \quad l_s = \omega / v_s$$

φ 、 ψ 分别是纵波、横波的势函数,描述纵波、横波的特征。 A_m 、 B_m 、 C_m 分别是与 ω 、 m 有关的未知系数,利用边界条件得到。将 A_m 、 B_m 、 C_m 分别代入(1-35)、(1-36)、(1-37)式得到对应位置的频谱,与平面界面相同,对频谱求反 Fourier 变换得到不同时刻的瞬态声场,具体的计算公式见附录 B。

2. 计算结果与分析

计算时,选择 $r_0 = 0.9 a$,声源非常靠近界面;液体为水,其密度为 1 g/cm^3 ,声速为 1500 m/s ;固体用铝,纵波速度为 6260 m/s ,横波速度为 3080 m/s ,密度为 2.7 g/cm^3 。声源用高斯源 $\exp(-(f/f_0)^2/b_1^2)$,主频 $f_0 = 85 \text{ kHz}$,半径 $a = 0.11 \text{ m}$ 。

图 1-9 是一组计算结果,中间的小圆表示液体中的声场,外面的大圆是固体中的声场。从 0.8 ms 的声场分布图中,可以看到固体内沿圆周方向传播的纵波 P、横波 S 以及头波 H(连接纵波、横波波阵面的一个波,其一端在分界面上与传播最快的纵波波阵面重合,另一端与横波的波阵面相切),其中,固体内沿圆周方向传播的横波的幅度比较大;液体中与纵波 P 耦合的波 PH 的幅度比较小,与横波 S 耦合的波 PS 的幅度比较大,与液-固平面界面的波阵面不同,波阵面 PH、PS 是曲线。从 0.12 ms 的声场分布图中可以看到,横波后面有一组幅度比较大的声波仅在固体表面一定深度内存在,它们是伪锐利波和声波 M(与液体中的直达波耦合的声波);最后面的是存在于液体和固体表面附近的 Stoneley 波 ST。

随着时间的推移,沿圆形界面传播的声波形成相应的聚焦特征,声波能量集中向固体内部辐射。图 1-10 是直达波 D 到达对面时声场的空间分布,液体中的声波形成聚焦,固体中有一集中的声波能量向外传播。更进一步的声波传播细节见附录 B。

当固体的声速比较低,横波速度小于液体的声速时,固体和液体中声波的传播特征均发生变化。图 1-11 是 4 个不同时刻的声场分布图。与图 1-4 对应,固体中有纵波 P、与直达波 D 耦合的声波 SF 和横波 S。由于固体的纵波速度和液体的声速相差不大,在圆形的弯曲界面上,头波 H 与 SF 开始是连在一起的,随着时间的增加,两者逐渐分开,头波 H 在前、声波 SF 在后