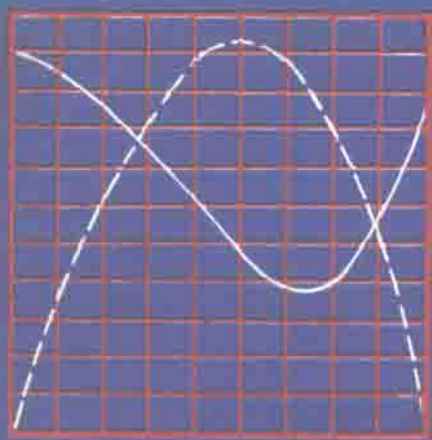


岩石声学测试



孙成栋 编著



地质出版社

3113P/8

岩石声学测试

孙成栋 编著

*

地质部书刊编辑室编辑

责任编辑：关英

地质出版社出版

(北京西四)

地质印刷厂印刷

(北京安德路47号)

新华书店北京发行所发行·各地新华书店经售

*

开本：850×1168 1/32 印张：4 5/16 字数：113,000

1981年10月北京第一版·1981年10月北京第一次印刷

印数1—2,880册·定价0.90元

统一书号：15038·新 687

前 言

近几年来，在工程地质、水利水电、铁道工程、矿山开采、地震地质、震源物理、石油勘探以及国防工程等勘测设计和施工过程中，日愈广泛地采用关于岩石物理力学性质及地质性质的声学测试方法。编写本书的目的，在于为即将开展或已经开展这方面工作的科技工作人员提供一本基础性的参考书。书中除了简要地阐述关于岩石声学测试所必需的基础理论知识外，还概括地介绍了国内各有关单位取得的具有典型意义的方法和技术；提供了若干国外近年的研究资料；同时，也论及本人的一些观点及工作成果。最后这一点，目的在于抛砖引玉。

书中论述的范围，主要还是限于与工程有关的原理、方法和技术。它们是近年来正在开拓的一门边缘学科“岩石声学”的一部分。但限于本人学术水平，书中错误难免，内容安排不尽合理，还期望得到批评指正。书中引用了兄弟单位的若干成果，并得到几个工厂提供的技术资料；审阅者提出许多宝贵意见；刘国昌教授为本书写了序言，肖树芬同志为第二章进行局部改写以及地质部九单位“岩石声学科研组”的许多同志加以支持和帮助，在此一并感谢。

编著者 1980年3月

序 言

工程地质学是一门研究与工程建设有关的工程地质条件的学科，如关于土与土体、岩石与岩体的地基、边坡和硐室围岩稳定、地质成因、类型、物理力学性质、水理性质特征、自然和工程地质现象、工程地质改造措施等都是工程设计时要考虑到的问题，要求对它们取得有关的物理力学指标数值。为工程设计提供参考资料。过去这些岩体和岩石的物理力学参数及有关地质特征的测试技术，主要是建立在静力学的基础之上，这种方法虽很直观，理论也很简明，但大量耗费人力、物力和财力，且试验设备笨重，试验技术及其条件也难于严格控制，并存在一系列的难题，如试件的受力变形情况与试验机密切相关，试件尺寸严重影响测试参数的最后结果等。鉴于以上原因，岩石声学测试方法有其明显的优点。它能测定岩石和岩体的动力学性质、设备轻便、采用最新的电子技术，试验精度易于控制、试验周期很短、能节约大量人力及经费等。可以预期，岩石声学测试技术必将为工程地质学的现代化提供一种强有力的手段，以利于工程地质定量评价进一步发展，并为以电子计算机为中心的数据分析和处理技术与工程地质学紧密联系起到重要作用。

“岩石声学测试”一书，简明地介绍了岩石声学测试技术的基本理论、地质依据、测试设备工作原理、野外现场测试方法及室内试件实验方法等。书中综述了国内外流行的各种方法和技巧，介绍了一些最新成就。为了实用的目的，也收集了一些实际工作的成果。因此，它对于从事工程地质工作的科技人员来说，是具有现实意义的。希望工程地质界的同志们深切关怀它的发展，使它在与其它实验方法相辅相成的同时，逐步成为具有独特风格、为工程地质服务的新理论、新方法和新技术。为祖国四化建设做出应有的贡献。

刘国■ 1980年3月于长春

目 录

第一章 固体的弹性及弹性波

§ 1-1	固体的弹性	1
§ 1-2	应力与应变	2
§ 1-3	弹性波及波动方程式	10
§ 1-4	表面波	14
§ 1-5	有限介质中的弹性波	17
§ 1-6	声阻抗率、折射和反射	20
§ 1-7	衰减、吸收和散射	30
§ 1-8	脉冲波的传播特性	33

第二章 岩石的力学及声学特性

§ 2-1	岩石的分类	35
§ 2-2	岩石的天然裂隙	36
§ 2-3	岩石的声阻抗率	37
§ 2-4	岩体结构面对声波的影响	39
§ 2-5	岩石物理力学参数及风化程度对波速的影响	42
§ 2-6	岩石的声发射	46
§ 2-7	岩石的渗透性与弹性波之间的关系	47

第三章 岩体声学测试技术所使用的设备

§ 3-1	岩石声学测试仪器的类别和特点	54
§ 3-2	压电效应及压电材料	56
§ 3-3	压电参量与机电耦合系数	58
§ 3-4	压电换能器的结构	60
§ 3-5	换能器的测试	65
§ 3-6	仪器的工作原理	66

第四章 现场岩体声学测试技术

§ 4-1	岩体的物理力学参数的测定	76
§ 4-2	岩体的工程地质分类	83

§ 4-3	硃室围岩应力松弛带的测定	87
§ 4-4	岩体渗透系数的测定技术	90
§ 4-5	声速测井	93

第五章 岩石试件高频测试技术

§ 5-1	岩石试件的高频测试设备	98
§ 5-2	试件尺寸及超声工作频率与波速的关系	101
§ 5-3	岩石试件 V_p 的测定	103
§ 5-4	岩石试件 V_s 的测定	106
§ 5-5	岩石试件单轴抗压强度与波速的关系	111
§ 5-6	岩石试件动弹性模量与静弹性模量之间的关系	117

第六章 声发射技术

§ 6-1	声发射监测关系	120
§ 6-2	用声发射技术研究岩石的破坏过程	124
§ 6-3	岩石声发射与天然地震	126
§ 6-4	超声振幅衰减与声发射	128

参考文献

第一章

固体的弹性及弹性波

岩体声波探测技术的理论基础，是岩体中声波（或超声波）的性质以及声波在岩体中的传播特性，即岩石声学。而岩体声波探测技术中所涉及的声波，是在固体介质中传播的一种机械波，特别是其中的弹性波。下面讨论一下关于弹性波在固体介质中传播时的基本规律。

§1-1 固体的弹性

固体的弹性，是指固体在外力作用下产生变形，而当外力消失则恢复原状的性能。然而，经常有这样的情况：变形物体当变形的原因除去后，并不恢复到原来固有的形状，而产生残余变形。这时，物体表现为塑性状态。

弹性和塑性是固体相互对立而又统一的固有属性。物体在外力作用下主要是表现为弹性变形还是塑性变形，则取决于物体本身的物理力学性质，以及外力作用的特点（延续时间，变化快慢等）和外界环境的情况（温度、压力等）。大体说来，当外力很大、作用时间较长时，物体多表现为塑性状态；而当外力较小和作用时间较短时，则常表现为弹性状态。在岩体中，利用炸药爆炸或用锤击作为激发手段，在离开震源较远处，外力已经很小。这时，岩体表现为弹性性质。因此，地震勘探中使用的是弹性波。

弹性体的形状只与在既定瞬间作用在固体上的那些载荷有关，而与在此以前的载荷情况无关。即无继承性影响。也不存在后效影响，（随着载荷的改变，固体变形在时间上的滞后）。也没有力学的松弛，因此，固体弹性状态的特征是：当固体的温度

不变时，存在着应力与应变间的单值关系，而与时间无关。通常这个关系是线性的，称为虎克（R.Hooke）定律。

不仅是固体，液体及气体也有弹性性质。弹性理论是研究力在弹性体上的作用及其产生的应力和应变。在平衡状态时称为弹性静力学，而在运动状态时则称为弹性波的传播理论。

§1-2 应力与应变

当弹性体受外力作用而产生变形时，内部将发生内力与外力相平衡。通过内部等点取一单元面积，当此单元面积趋近于零时作用在此面积上内力的极限称为该点在此面积上的应力。与其作用面垂直的应力分量为正应力用 σ 表示；而与作用面相切或平行的分量称为剪应力，以 τ 表示。当力的单位取公斤时，应力的单位则为公斤/平方厘米。

在图1-1（a）中，外力 P 作用于长度为 l 的物体产生了变形 Δl 。当 l 趋近于零时， $\Delta l/l$ 的极限值则是某点处的应变，应变是弹性体内各点的坐标的函数。只有当弹性体产生均匀变形时，应变值才等于物体的平均应变值 $\Delta l/l$ 。

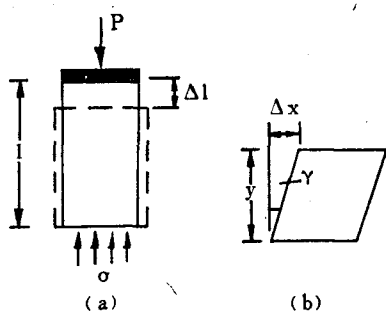


图 1-1 物体的变形

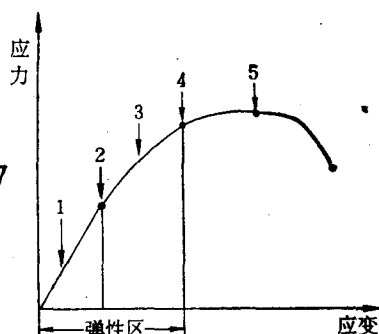


图 1-2 应力—应变关系

- 1—线弹性部分 2—比例极限
- 3—非线性弹性部分 4—弹性极限
- 5—强度极限

在变形方向上产生的线变形，导致正应变，以 ϵ 表示；而无限小单元体棱边夹角的相对变化，则称为剪应变，常以 γ 表示。在图 1-1 (b) 中， $\gamma = \Delta x / y$ 。对于细长杆状物体来说。当外力 P 沿轴线作用于杆件两端，使杆件沿轴向产生拉伸或压缩时，与轴线垂直的横截面上有正应力 σ 作用。而沿轴线方向单位长度的变形即正应变 ϵ 。当外力 P 变化时，对应于不同的 σ ，有不同的应变 ϵ 。在 σ 和 ϵ 的直角坐标系中，画出曲线 $\sigma = f(\epsilon)$ ，得到图(1-2)所示曲线。由该曲线可以看出，当应力 σ 不超过所谓比例极限时， σ 与 ϵ 为直线关系。此关系可用下列公式表示

$$\sigma = E \cdot \epsilon \quad (1.1)$$

比例系数 E 称为弹性模量，其单位与应力相同，因为应变 ϵ 是一个无因次量。当 σ 超过比例极限，但不超过弹性极限时，过程是可逆的，物体表现为完全弹性性质。但这时 σ 与 ϵ 已非直线关系，因而在此范围内观察到的是非线性弹性变形。当 σ 之值超过弹性极限后，则过程不可逆，物体将出现塑性变形。

弹性模量 E ，是简单拉伸或压缩时的应力与应变之比。与此同时，杆件在横向也将同时产生变形。若杆件直径为 d ，则横向变形为 Δd 。因此，横向应变之值为 $\Delta d / d$ 。纵向应变与横向应变之比以 ν 表示，有

$$\nu = \frac{\Delta d / d}{\Delta l / l} \quad (1.2)$$

ν 称为物体的泊松 (Poisson) 比，它表示纵向应变为一单位时的横向应变值。对于大多数岩石来说， ν 的平均值约在0.25左右。

E 与 ν 之值只与物体的性质有关，而与其形状无关。它们表征了物体的弹性性质，是物体的弹性常数。

以上讨论的是杆状物体单向受力的最简单情况，而(1.1)式是这种情况下的虎克定律。但物体并不总是杆状的，受力情况也很复杂。这时，虎克定律应该是什么形式呢？其弹性常数之值又如何？为了解决以上问题，我们先来讨论弹性理论的一些基本知识。

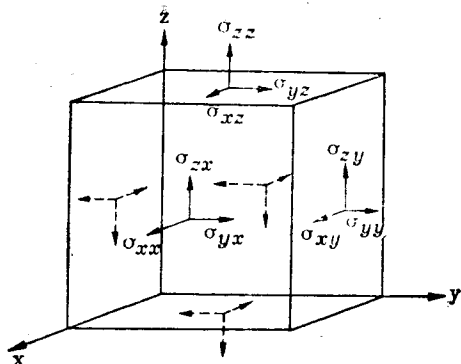


图 1-3 作用在无限小立方体上的应力分量

设在外力作用下的物体内，任意选定一点 P 。取直角坐标系 $OXYZ$ 。以 P 为顶点，作边长为 δ_x 、 δ_y 和 δ_z 的平行六面体。则在此平行六面体的每一面均有三个应力分量，表示在图(1-3)中。

对 OX 、 OY 及 OZ 三个坐标轴计算力矩。为了保持平衡，下列等式必须满足：

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xy} &= \sigma_{yx} \\ \sigma_{xz} &= \sigma_{zx} \\ \sigma_{yz} &= \sigma_{zy} \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

因此，在单元体上只有六个应力分量保持独立。弹性理论证明，这六个应力分量 σ_{xx} 、 σ_{yy} 、 σ_{zz} 、 σ_{xy} 、 σ_{xz} 、 σ_{yz} 完全决定了通过 P 点的任意单元体面积上的应力。由这六个应力分量可以求得通过 P 点的任意方向无限小平面上的应力。因此，它们完全决定了 P 点的应力状态。

物体内任意点 P 的位移可以沿坐标轴方向分解为三个分量 u 、 v 、 w 。由于物体是连续的，则与 P 点很接近的另一 P' 处相对于 P 的位移为：

$$\delta u = \frac{\partial u}{\partial x} \delta x + \frac{\partial u}{\partial y} \delta y + \frac{\partial u}{\partial z} \delta z$$

$$\delta v = \frac{\partial v}{\partial x} \delta x + \frac{\partial v}{\partial y} \delta y + \frac{\partial v}{\partial z} \delta z$$

$$\delta w = \frac{\partial w}{\partial x} \delta x + \frac{\partial w}{\partial y} \delta y + \frac{\partial w}{\partial z} \delta z$$

上式是函数 $u(x, y, z)$ 、 $v(x, y, z)$ 及 $w(x, y, z)$ 按泰勒(Taylor, Brook)级数展开后, 移项并略去高次项以后所得的结果。因此, 如果

$\frac{\partial u}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial u}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial u}{\partial z}$ 、 $\frac{\partial v}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial v}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial v}{\partial z}$ 、 $\frac{\partial w}{\partial x}$ 、

$\frac{\partial w}{\partial y}$ 、 $\frac{\partial w}{\partial z}$ 的值已知, 则可以求到与 P 点相邻近的 P' 点对 P 点的

相对位移值。

若令:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z} \\ \varepsilon_{yz} &= \frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} & \varepsilon_{zx} &= \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \\ \varepsilon_{xy} &= \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \\ 2\bar{\omega}_x &= \frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z} & 2\bar{\omega}_y &= \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \\ & \frac{\partial w}{\partial x}, & 2\bar{\omega}_z &= \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

上式中的前三个量 ε_{xx} 、

ε_{yy} 、 ε_{zz} 为正应变分量, 它们表示 P 点处沿三个坐标轴方向的相对伸长。

中间三个量 ε_{yz} 、 ε_{zx} 、 ε_{xy} 为剪切应变分量。最后

三个量 $\bar{\omega}_x$ 、 $\bar{\omega}_y$ 、 $\bar{\omega}_z$ 为旋转分量。当旋转分量均为零时, 则称为弹性体处于纯应变状态。

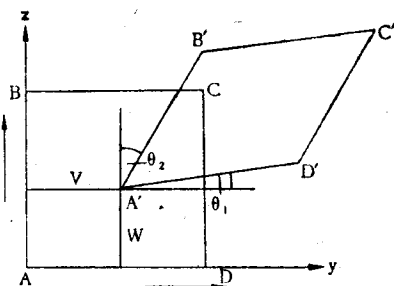


图 1-4 剪切和旋转

在图(1-4)中, 表示出二维情况下无限小正方体 $ABCD$ 的

变形情况。变形前为正方形ABCD，变形后则为菱形A'B'C'D₀。A点的位移为v、w，而

$$\theta_1 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\partial w}{\partial y} \approx \frac{\partial w}{\partial y}$$

$$\theta_2 = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\partial v}{\partial z} \approx \frac{\partial v}{\partial z}$$

上式可以取近似值，是因为 θ_1 及 θ_2 均为很小的量。这时， $\varepsilon_{yz} = \theta_1 + \theta_2$ ，即剪应变。而 $2\bar{\omega}_x = \theta_1 - \theta_2$ ，即对角线AC和A'C'相对旋转角的二倍。

前面讨论的，是一般情况下物体内任意点处的应力分量及应变分量的物理意义。独立的应力分量有六个，而独立的应变分量也有六个。因为旋转分量 $\bar{\omega}_x$ 、 $\bar{\omega}_y$ 、 $\bar{\omega}_z$ 并不带来物体的变形，它相应于无限小单元体的刚性旋转。

应力分量与应变分量之间的关系是怎样呢？由实验得知，对于大多数固体来说，如外加载荷在物体内引起的应力不超过物体的弹性极限，则测得的应力与应变成正比。这个实验规律在数学上可以这样来表达：在弹性体内任意一点的六个应力分量的每一个都是六个应变分量的线性函数：

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= C_{11}\varepsilon_{xx} + C_{12}\varepsilon_{yy} + C_{13}\varepsilon_{zz} + C_{14}\varepsilon_{yz} \\ &\quad + C_{15}\varepsilon_{zx} + C_{16}\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{yy} &= C_{21}\varepsilon_{xx} + C_{22}\varepsilon_{yy} + C_{23}\varepsilon_{zz} + C_{24}\varepsilon_{yz} \\ &\quad + C_{25}\varepsilon_{zx} + C_{26}\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{zz} &= C_{31}\varepsilon_{xx} + C_{32}\varepsilon_{yy} + C_{33}\varepsilon_{zz} + C_{34}\varepsilon_{yz} \\ &\quad + C_{35}\varepsilon_{zx} + C_{36}\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{yz} &= C_{41}\varepsilon_{xx} + C_{42}\varepsilon_{yy} + C_{43}\varepsilon_{zz} + C_{44}\varepsilon_{yz} \\ &\quad + C_{45}\varepsilon_{zx} + C_{46}\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{zx} &= C_{51}\varepsilon_{xx} + C_{52}\varepsilon_{yy} + C_{53}\varepsilon_{zz} + C_{54}\varepsilon_{yz} \\ &\quad + C_{55}\varepsilon_{zx} + C_{56}\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{xy} &= C_{61}\varepsilon_{xx} + C_{62}\varepsilon_{yy} + C_{63}\varepsilon_{zz} + C_{64}\varepsilon_{yz} \\ &\quad + C_{65}\varepsilon_{zx} + C_{66}\varepsilon_{xy} \end{aligned} \right\} (1.5)$$

$$\left. \begin{aligned} &+ C_{55}\varepsilon_{xx} + C_{56}\varepsilon_{xy} \\ \sigma_{xy} = &C_{61}\varepsilon_{xx} + C_{62}\varepsilon_{yy} + C_{63}\varepsilon_{zz} + C_{64}\varepsilon_{yz} \\ &+ C_{65}\varepsilon_{zx} + C_{66}\varepsilon_{xy} \end{aligned} \right\} (1.5)$$

公式(1.5)是柯西(Cauchy)在1822年给出的,称为广义虎克定律。在微小变形的情况下,对于很多种类的物质,广义虎克定律与实际情况相符合。

公式(1.5)中的系数 C_{mn} 称为弹性体的弹性系数,它与在某一点处的应力分量和对应的应变分量无关。但是,对于物体中的不同的点,则 C_{mn} 可以有不同的值,这时我们称该物体是非均匀的。若物体中所有各点处其 C_{mn} 值均相同时,则该物体是均匀的。

因为弹性能是应变的单值函数,因此,可以证明,公式(1.5)中各系数间存在着 $C_{rs} = C_{sr}$ 的关系,36个弹性系数就减少为21个。这21个弹性系数是完全各向异性材料所完全必需的,这已为现代物质构造的理论所证实。如果物体有某种对称性,如对称面、对称轴等,则上述21个弹性系数还会减少。例如,单斜晶系的晶体,存在13个弹性系数;三角晶系或四角晶系的晶体,则存在六个弹性系数;而正方结晶体则仅存在三个独立的弹性系数。

在特别情况下,即当物体是各向同性体时,弹性系数的值将与坐标系的选择无关。应用这个条件,可以导出下列关系:

$$\begin{aligned} C_{12} = C_{13} = C_{21} = C_{23} = C_{31} = C_{32} &= \lambda \\ C_{44} = C_{55} = C_{66} &= \mu \\ C_{11} = C_{22} = C_{33} &= \lambda + 2\mu \end{aligned}$$

而其余的24个弹性系数均等于零。这时,虎克定律将有下列形式:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} &= \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} &= \lambda \Delta + 2\mu \varepsilon_{zz} \end{aligned} \right\} (1.6)$$

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{yz} &= \mu \varepsilon_{yz} \\ \sigma_{zx} &= \mu \varepsilon_{zx} \\ \sigma_{xy} &= \mu \varepsilon_{xy} \end{aligned} \right\} (1.6)$$

其中：

$$\Delta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$$

它是单元体相对的体积膨胀。

公式 (1.6) 表达了各向同性物体的应力与应变之间的关系，而量 λ 及 μ 是描述物体弹性性质的系数，它们是拉梅 (G.Lame') 所引入的，故称为拉梅系数。每一种弹性体的 λ 及 μ ，可以通过实验来确定。但是，可以证明，对于每一种实在的物质，必须有：

$$3\lambda + 2\mu \neq 0 \text{ 及 } \mu \neq 0$$

对于各向同性物体，虽然独立的弹性系数只有两个，但是，为了实际应用方便起见，通常还引用其它的弹性系数。常用的弹性系数有四个，即纵向杨氏 (Young) 弹性模量 E ；泊松比 ν ；体积压缩模量 K ；以及与拉梅系数 μ 完全相同的剪切模量 μ 。

杨氏弹性模量的定义是长杆件材料在其端面承受均匀分布的应力，而侧面为自由的时候，杆件所产生的正应力与正应变之比。它在数值上等于应力—应变曲线的斜率。令 OX 轴平行于杆件的长轴， σ_{xx} 就是所加的应力，其余五个应力分量都等于零。这时，公式 (1.6) 第一式成为：

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \lambda (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + 2\mu \varepsilon_{xx} \\ &= (\lambda + 2\mu) \varepsilon_{xx} + \lambda (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \end{aligned} \quad (a)$$

而第二及第三式相加后得：

$$\begin{aligned} 0 &= (\lambda + 2\mu) (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + \lambda (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + 2\lambda \varepsilon_{xx} \\ &= (2\lambda + 2\mu) (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) + 2\lambda \varepsilon_{xx} \end{aligned}$$

故得：

$$\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} = -\frac{\lambda}{\lambda + \mu} \varepsilon_{xx} \quad (b)$$

以 (b) 式代入 (a) 式中，得：

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= (\lambda + 2\mu)\epsilon_{xx} - \frac{\lambda^2}{\lambda + \mu}\epsilon_{xx} \\ &= \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu}\epsilon_{xx}\end{aligned}\quad (c)$$

由此得出:

$$E' = \frac{\mu(3\lambda + 2\mu)}{\lambda + \mu} \quad (1.7)$$

因此, 当已知物体的拉梅系数 λ 及 μ 后, 可以根据公式 (1.7) 计算出弹性模量 E 。

对于泊松比 ν , 它定义为简单拉伸杆件的横向应变与纵向应变之比, 即 $-\epsilon_{yy}/\epsilon_{xx}$ 。将 (c) 式代入 (b) 式, 并考虑到 $\epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}$, 故得:

$$\begin{aligned}\epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} &= 2\epsilon_{yy} \\ &= -\frac{\lambda}{\mu(3\lambda + 2\mu)} \cdot \sigma_{xx}\end{aligned}$$

即:

$$\epsilon_{yy} = -\frac{\lambda}{2\mu(3\lambda + 2\mu)}\sigma_{xx} \quad (d)$$

上式以 ϵ_{xx} 除之, 由 (c) 可得:

$$\nu = -\frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{xx}} = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)} \quad (1.8)$$

这就是说, 泊松比 ν 完全决定于拉梅系数 λ 及 μ 。

压缩模量 K 的定义, 是当固体受均匀的流体静压力 $-P$ 的作用时, 所加压力与体积的相对改变之比, 即 $K = P/\Delta$ 。这时, 有

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -P$$

$$\sigma_{yz} = \sigma_{zx} = \sigma_{xy} = 0$$

将公式 (1.6) 中的前三式相加, 得:

$$-3P = 3\lambda\Delta + 2\mu\Delta = (3\lambda + 2\mu)\Delta$$

故

$$\Delta = \epsilon_{xx} + \epsilon_{yy} + \epsilon_{zz} = -\frac{3P}{3\lambda + 2\mu}$$

因这时 $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz}$, 故

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = -\frac{P}{3\lambda + 2\mu}$$

体积的相对改变为 $-(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) = -\Delta$, 故

$$K = \frac{P}{\Delta} = \lambda + \frac{2}{3}\mu \quad (1.9)$$

最后, 剪切模量 μ 等于剪应力与剪应变之比, 在公式(1.6)中由后三式给出。

总之, 通过拉梅系数 λ 及 μ , 上述四个常用的弹性常数 E 、 ν 、 K 及 μ 中, 若有两个为已知, 则其余的就已决定, 换言之, 这些常数中只有两个是独立的, 这由各向同性弹性物体的性质所决定。因此, 对于各向同性物体来说, 可以通过实验手段测出任意两个弹性系数, 则物体的弹性性质就完全确定。别的形式的弹性系数可以由上述所测得的两个系数之值计算出来, 而不必另行测定。在岩体声波探测技术中, 对于各向同性的或可以近似地看做各向同性的岩石来说, 经常测试的系数是弹性模量 E 和泊松比 ν 。

§1-3 弹性波及波动方程式

波动现象在自然界中大量存在, 例如地震波、声波、光波、电磁波等。这些波动虽有各自的特点, 但也具有许多共同的传播规律。

当外力对弹性介质的某一部分产生初始扰动时, 由于介质的弹性, 这种扰动将由一个质点传播到另一个质点, 如此连续进行下去, 即出现弹性波。

弹性波是一种扰动的传播, 没有物质的传输。也就是说不管弹性波在介质中可以传播得多远, 但介质质点仅能围绕其平衡位置在一个非常小的空间内振动或转动。扰动经过介质传播的速度称为弹性波的“波速度”或“相速度”, 而介质质点在受到扰动时的振动速度, 称为质点速度, 波速度要比质点速度大得多。

弹性波又是一种机械波，即机械能在介质中的传播。如声波、水波、地震波等都是机械波。相邻两个波峰之间经过的时间，称为周期、每秒钟包含的波峰数称为波的频率，以 f 表示。即：

$$f = \frac{1}{t}$$

在介质中，波峰与波峰之间的距离称为波长，以 λ 表示。波的前进速度 V 等于波走过的距离 L 除以经过的时间 t ，即

$$V = \frac{L}{t} = \lambda \cdot f$$

频率的单位为赫芝 (Hertz)，即每秒钟振动的次数。在空气中的弹性波，当其频率为 $20\text{Hz} \sim 20\text{KHz}$ (千赫芝) 时，通常称为声波。声波是人耳可能感知的范围。频率低于 20Hz 时，称为次声波。而高于 20KHz 时，则称为超声波。在声波探测技术中，习惯上把声波和超声波合在一起，泛称为声波。本书除了特别说明以外，是指上述意义的“声波”。

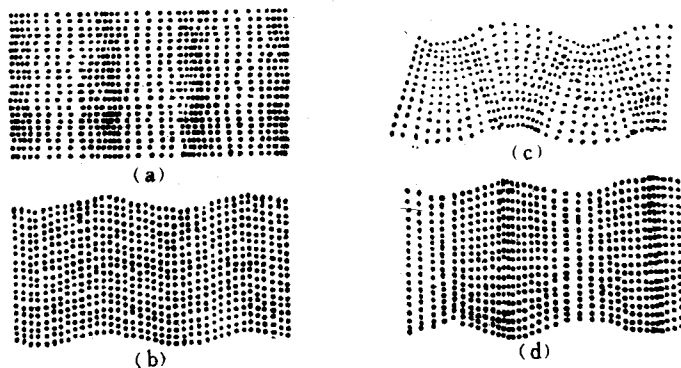


图 1-5 常见的波型

(a) 纵波
(b) 横波

(c) 弯曲波
(d) 拉伸波

气体和液体中的声波，是纯粹的纵向振动，属压缩波，常称为纵波。纵波传播时，质点的机械振动方向与波的传播方向一致，如图 1-5 (a) 中所示。固体中的声波，除产生纵波外，还