

害全

钟冬望
林大泽
当绍清

编著

钟冬望
林大泽 编著
肖绍清

责任编辑:蒋春生 徐前进 柳燕桥

封面设计:徐前进 李放中

爆炸安全技术

钟冬望 林大泽 肖绍清 编著

武汉工业大学出版社

鄂新登字 13 号

内 容 简 介

本书根据爆炸过程安全性分为两篇。第一篇主要介绍爆破地震、空气冲击波、噪声、飞石和有毒气体五大爆破公害的产生机理,主、客观评价,工程标准,分析测试,参数计算及控制技术。第二篇主要介绍固态可燃物的爆炸危险性问题,着重讨论了炸药、一般可燃物(如粉尘)以及遇水燃烧物质、自燃烧物质和氧化剂等三类特殊物质的爆炸危险性评价、分析测试、参数计算和预防防护措施。

本书可供冶金、煤炭、化工、建材、铁道、核工业、纺织、粮食、轻工和国防等有关专业的工程技术人员参考,并可作为相关专业的本、专科生和研究生教材。

爆炸安全技术

钟冬望 林大泽 肖绍清 编著

责任编辑: 蒋春生 徐前进 柳燕桥

武汉工业大学出版社出版发行(武昌路狮子岭 14 号)

各地新华书店经销

武汉钢铁学院印刷厂印刷

*

开本:787×1092 毫米 1/16 印张:11.25 字数:275 千字

1992 年 1 月第一版 1992 年 1 月第一次印刷

印数 1—3000 册 定价 7.50 元

ISBN 7—5629—0565—7/X·3

爆破器材(火工品)检测计量仪器专业生产厂

湘西矿山电子仪器厂产品介绍

我厂为机械电子工业部所属,是冶金工业部生产矿山电子仪器定点厂,是国内爆破器材(火工品)检测计量仪器仪表、爆破安全监测仪器仪表、电爆破及网络检测仪器仪表的专业生产厂。产品的品种、产量、销量居全国首位,广泛应用于冶金、有色、煤炭、化工、建材、水电、水利、地质、铁路、交通、军工、国防及大专院校等生产、科研、教学单位。产品销售分布于全国 30 个省市、自治区和援外工程,并多次荣获省优质产品称号和省、地、市科技成果奖。

种 类	序 号	产 品 名 称 及 型 号
爆 破 器 材 (火工品) 检 测 计 量	1	BSW-1A 型计时式五段爆速仪
	2	BSW-3 型智能五段爆速仪
	3	BSD-2 型计时式单段爆速仪
	4	BD-1A 型数字式雷管参数测量仪
	5	BQ-2 型爆破器材参数综合测试仪
	6	LGS-1 型毫秒雷管测试仪
爆 破 安 全 监 测	7	ZCF-16A 型低频振动参数采集分析系统
	8	CSR-1 型空气冲击波速度测试仪
	9	CSR-1 型前置放大器
	10	MIV-1 型测速传感器
	11	LJ-1 型雷电预警仪
	12	ZS-1 型杂散电流测定仪
	13	BWJ-1 型电爆网路检测仪
	14	KJ-50 型警报器(带话筒)
	15	KJ-5 型便携式警报器(带话筒)
	16	JSH-1 型定时报警两用机
	17	WD-2 型无线电地音仪
电 起 爆 检 测	18	BS8-2 型数字式微差起爆仪
	19	GM-2000 型高能起爆器
	20	GM-300 型起爆器
	21	GM-50 型起爆器(微型)
	22	SB-1 型数字式爆破电表
	23	B-1 型爆破电表
	24	CJ-2 型数字式炮孔测角仪

注:以上检测用仪器仪表具有制造计量器具许可证,编号为(1988)量制湘字第 31000101 号。欢迎来函、来电、来人订货。

厂址:湖南省吉首市光明西路 5 号
 开户行:工商银行吉首市支行
 电 话:07481(直拨)转 222113 或 222371
 电 报:3541

邮 编:416000
 帐 号:400001133
 业务联系:销售科

目 录

第一篇 爆破公害及其控制

1 振动、波动与声学基础.....	(1)
1.1 振动的基本原理.....	(1)
1.2 波动及波动方程.....	(4)
1.3 几种典型波.....	(8)
1.4 频谱分析.....	(10)
2 爆破地震及其控制.....	(15)
2.1 爆破振动的基本原理.....	(15)
2.2 爆破振动的测试.....	(19)
2.3 爆破振动分析.....	(22)
2.4 爆破振动预测及其判据.....	(31)
2.5 爆破振动的控制.....	(42)
3 爆破空气冲击波及其控制.....	(44)
3.1 空气冲击波的基本原理.....	(44)
3.2 空气冲击波的分析与测试.....	(50)
3.3 空气冲击波的危害及其安全距离.....	(57)
3.4 爆破空气冲击波的控制.....	(59)
4 爆破噪声及其控制.....	(63)
4.1 噪声的基本原理.....	(63)
4.2 爆破噪声的测试.....	(71)
4.3 爆破噪声的分析与评价.....	(74)
4.4 爆破噪声的控制.....	(81)
5 爆破飞石与毒气.....	(84)
5.1 爆破飞石及其计算.....	(84)
5.2 爆破飞石的观测与控制.....	(89)
5.3 爆破毒气及其评价.....	(89)
5.4 爆破毒气的测试与控制.....	(101)
参考文献.....	(104)

第二篇 固态可燃物的爆炸危险性

6 炸药.....	(106)
6.1 基本知识.....	(106)

6.2	炸药爆炸危险性与其结构的关系	(114)
6.3	炸药的热安定性与其结构的关系	(124)
6.4	与爆炸危险性相应的安全措施	(126)
7	一般固态可燃物质	(133)
7.1	可燃固体的分类	(133)
7.2	可燃粉体的分类	(133)
7.3	可燃固体的燃烧机理	(134)
7.4	可燃粉尘的爆炸机理和特点	(134)
7.5	物质爆炸判断的基本方法	(135)
7.6	可燃固体的爆炸危险性的评估	(140)
7.7	粉体爆炸危险性的评估	(141)
7.8	粉尘爆炸的预防	(150)
8	几种特殊物质	(156)
8.1	遇水燃烧物质	(156)
8.2	自燃性物质	(160)
8.3	氧化剂	(163)
9	专题论述	(165)
9.1	爆炸事故的调查和评估问题	(165)
9.2	火灾爆炸危险性评价问题	(168)
	参考文献	(170)

第一篇 爆破公害及其控制

1 振动、波动与声学基础

爆破公害中的爆破振动、空气冲击波和噪声实质上都是波在不同介质中的传播形成的,而振动学是研究波动和声学的基础。因此,只有在了解了它们的基本原理之后,才可能真正认识和研究这三大爆破公害。

1.1 振动的基本原理

振动是物体在一定位置附近所作的往复周期性运动。振动学是研究波动与声学的基础,因为不仅从广义看,波动现象实质上是传播介质质点所产生的一系列振动过程的表现,而且波动的产生,基本上也源于物体的振动。因此,为了分析波的传播规律与噪声控制,应当首先研究振动的基本理论。

振动的类型很多。按振动产生的原因划分,可分为自由振动、受迫振动与自激振动;按振动位移特征划分,可分为纵向振动、横向振动与扭转振动;按振动的规律划分,可分为简谐振动、非简谐振动与随机振动;按振动系统的自由度划分,可分为单自由度系统的振动、两自由度系统的振动、多自由度系统的振动与弹性体的振动。下面主要介绍应用较广的单自由度系统的振动。

单自由度振动系统如图 1—1 所示。它一般包括一个定向振动的质量 m ,联接振动质量与基础之间的弹性元件(其刚度为 k),以及运动过程中的阻尼(阻尼系数为 δ)。振动质量 m 、弹簧刚度 k 与阻尼系数 δ 是振动系统的三个基本参数,有时在振动系统中还作用有一个持续作用的激振力。

系统振动时,振动质量产生位移 x ,速度 $\dot{x}$ 和加速度 $\ddot{x}$,从而产生弹性力 kx 、阻尼力 $\delta\dot{x}$ 和惯性力 $m\ddot{x}$,这些力分别与振动质量的位移、速度和加速度成正比,但方向相反。

根据牛顿第二定律,按照图 1—2 所示的各力方向,可得如下振动方程:

$$F_0 \sin \omega_n t = m\ddot{x} + \delta\dot{x} + kx \quad (1-1)$$

式中: F_0 ——激振力幅值;

ω_n ——激振力圆频率;

t ——时间。

式(1—1)是单自由度线性振动系统的运动微分方程的

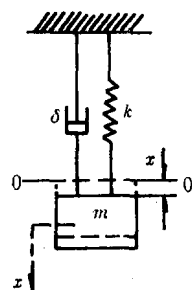


图 1—1 单自由度振动系统

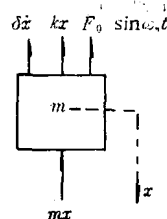


图 1—2 振动体受力状态

普遍式,它又分为以下几种情况。

1.1.1 单自由度系统无阻尼自由振动

无阻尼自由振动是指振动系统不受外力,也不受阻力影响时所作的振动。其振动模型如图 1—3 所示。

单自由度无阻尼自由振动的运动微分方程为

$$m\ddot{x} + kx = 0 \quad (1-2)$$

或
$$\ddot{x} + \frac{k}{m}x = 0 \quad (1-3)$$

令
$$\omega = \sqrt{k/m} \quad (1-4)$$

式中: ω ——系统固有圆频率。

则有
$$\ddot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (1-5)$$

它的解为
$$x = A \sin(\omega t + \varphi) \quad (1-6)$$

式中: A ——振幅;

φ ——初相位角。

A 与 φ 是两个待定常数,取决于振动的初始条件。

1.1.2 单自由度系统有阻尼自由振动

实际上任何物体振动时,总存在着阻力的作用,振动的机械能不断转化为其它形式的能量,同时振动会出现逐渐衰减的过程。振动中存在的这些阻力称为阻尼。具有阻尼的振动称为有阻尼振动或衰减振动。

单自由度有阻尼自由振动系统的动力学模型如图 1—1 所示。与无阻尼自由振动系统相比,只是多了一个阻尼器。当质量块 m 静止时,阻尼器不起作用;当质量块 m 运动时,阻尼器产生阻力 $\delta\dot{x}$,其方向与质量块 m 的速度方向相反。

有阻尼时的振动微分方程为

$$m\ddot{x} + \delta\dot{x} + kx = 0 \quad (1-7)$$

或
$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega^2 x = 0 \quad (1-8)$$

式中: α ——衰减系数, $\alpha = \delta/(2m)$ 。

式(1-8)的解为
$$x = A_0 e^{-\alpha t} \sin(\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t + \varphi) \quad (1-9)$$

式中: A_0, φ 为两个待定常数,由初始条件确定。

衰减振动的振幅可近似地表示为

$$A = A_0 e^{-\alpha t} \quad (1-10)$$

衰减振动的振幅 A 随时间作指数衰减。衰减系数 α 越大,振幅 A 衰减也越快,其运动波形如图 1—4 所示。

在小阻尼的情况下,即 $\alpha < \omega$ 时,可近似地认为衰减振动的周期 T 与频率 f 和无阻尼自由振动的周期、频率相等。

在大阻尼的情况下,即 $\alpha > \omega$ 或 $\delta > 2\sqrt{mk}$ 时,如给系统一个干扰力,使物体偏离其平衡位置,则物体的运动将随时间而无限地向平衡位置靠近,其波形如图 1—5 所示。这时运动不再具有振动的性质。

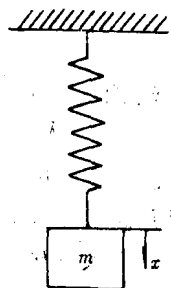


图 1—3 单自由度系统无阻尼自由振动

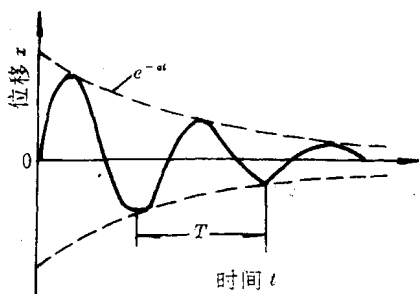


图 1—4 小阻尼时衰减振动的运动波形

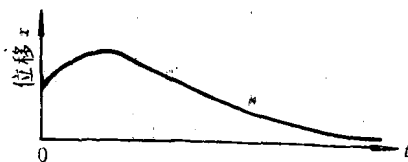


图 1—5 大阻尼时衰减振动的运动波形

1.1.3 单自由度系统受迫振动

在外界激振力的持续作用下系统被迫产生的振动,称为受迫振动。

作用在系统上的激振力,按它们随时间变化的规律,可分为简谐激振力、非简谐周期激振力与随时间任意变化的激振力。这里只介绍简谐激振力引起的振动。

单自由度有阻尼受迫振动系统的动力学模型如图 1—6 所示。在此系统中除了有弹性恢复力 kx 及阻尼力 $\delta\dot{x}$ 外,还始终作用着一个简谐激振力 $F_x = F_0 \sin \omega_n t$ 。其受迫振动方程式为

$$m\ddot{x} + \delta\dot{x} + kx = F_0 \sin \omega_n t \quad (1-11)$$

令 $q = F_0/m$

式中: q ——单位质量所受的力幅。

将 ω, α, q 代入前式,得

$$\ddot{x} + 2\alpha\dot{x} + \omega^2 x = q \sin \omega_n t \quad (1-12)$$

式(1-12)是一个二阶非齐次常数系数线性微分方程,其通解为

$$x(t) = A_0 e^{-\alpha t} \sin(\sqrt{\omega^2 - \alpha^2} t + \varphi) + B \sin(\omega_n t - \psi) \quad (1-13)$$

式中: A_0, B, φ, ψ 为四个待定常数,由初始条件确定。

式(1-13)右边第一项称为瞬态解,它描述了系统有阻尼自由衰减振动。此项与系统的起振条件有关,由于阻尼力存在,仅在振动开始阶段起作用,经过一段时间后,衰减振动很快就衰减消失了,如图 1—7(a)所示。

式(1-13)右边第二项称为稳态解,它描述了系统在激振力的作用下进行受迫振动的状态,如图 1—7(b)所示。

当外力刚加到系统上去时,系统的振动为上述两种振动状态的叠加。经过一段时间后,瞬态振动消失,而受迫振动则持续下去,形成振动的稳态过程,如图 1—7(c)所示。

一般不研究瞬态过程,因为它是一个过渡现象,而只研究振动的稳态过程。其位移为

$$x = B \sin(\omega_n t - \psi) \quad (1-14)$$

式中: B ——受迫振动的振幅;

ω_n ——受迫振动的圆频率;

ψ ——相位差。

B 与 ψ 是两个待定常数,分别为

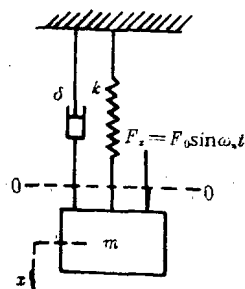


图 1—6 单自由度有阻尼受迫振动系统

$$B = q / \sqrt{(\omega^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2\omega_n^2} \quad (1-15)$$

$$\psi = 2\alpha\omega_n / (\omega^2 - \omega_n^2) \quad (1-16)$$

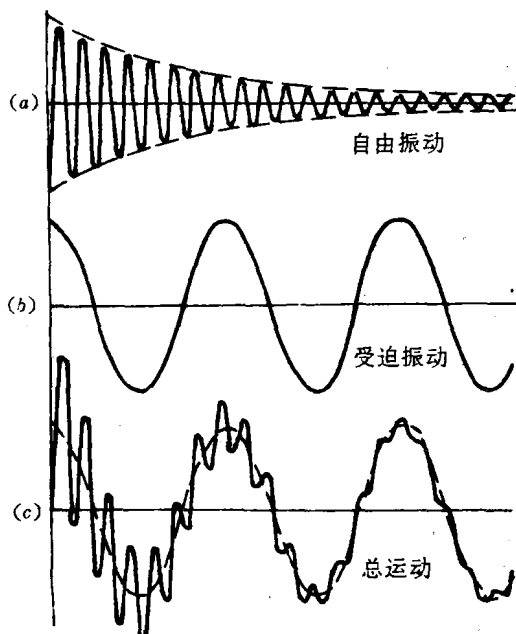


图 1—7 受迫振动的运动波形

由上述稳态解可以看出：系统受迫振动的稳态过程仍是简谐振动，且其频率与激振力的频率 ω_n 相同。

1.2 波动及波动方程

1.2.1 扰动和波

扰动是指介质在受到外界作用后而出现的局部状态（如压力 p 、密度 ρ 、温度 T 等）的变化。如果所引起的状态参量变化较小，这种扰动就称为弱扰动。

在介质中，局部的扰动会由近及远地传播至介质的其它部位，从而使其它部位的状态参量也发生变化。介质中这种扰动传播的过程就称为波动。扰动和介质是形成波的充分必要条件。

在波动的传播过程中，扰动区和未扰动区之间的界面，称为波阵面，波头的波阵面叫波前。波阵面沿介质的传播速度称为波速。按波阵面的形状不同，波可分为平面波、柱面波和球面波。按介质质点运动的方向与波阵面传播方向的相对关系，又有纵波与横波之分，前者互相平行，使介质受到压缩或膨胀作用；后者互相垂直，使介质受到剪切作用。

此外，沿波的传播方向，后一质点的振动相位总是滞后于相邻的前一质点，这也是波动的一个重要特征。如果所有介质质点振动相位都相同，那只能是全部质点作整体的振动，但这决不是波动。而波动时介质中各个质点都在各自的位置附近作振动，它们并不随波动过程中传到远处。因此，虽然波动与振动密切相关，但二者又有区别。波动过程中被传播的只是扰动的状态，而不是振动的质点。

1.2.2 波动方程

我们用圆直管的的气体受活塞作用来观察波动现象的产生和分析气体各状态参量之间的

关系,从而建立波的定量关系。

假设有直的无限长圆柱形管道,内装有静止的气体(如空气)。气体的初始压力为 p_0 , 密度为 ρ_0 , 温度为 T_0 。在圆管左端有一可在管内自由移动的活塞(见图 1-8)。

当静止的活塞突然向右移,并在瞬间增加到某一很小的速度 δV , 然后以 dV 的速度向右端匀速运动。这时,管内紧靠活塞部位的气体便受到了来自活塞的压缩,也就是说已经受到扰动。气体的状态从 p_0, ρ_0, T_0 变化到 p_1, ρ_1, T_1 , 而且原来静止的气体也获得了流速 δV 。这时,在气体中便产生了波动。

设在 t_1 时刻扰动波阵面位于 1—1 截面, 经过 Δt , 在时刻 t_2 波阵面移动到 2—2 截面, 移动的距离为 Δx , 扰动波的波速为 $D = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ 。

在 Δx 段内, 气体的密度由 ρ_0 增加到 ρ , 显然, 这段 $S \cdot \Delta x$ 体积的气体的质量增加了 ΔM :

$$\Delta M = (\rho - \rho_0) S \Delta x \quad (1-17)$$

这增加的气体质量, 是活塞压缩而使质点以 V 的速度运动的结果。在 Δt 时间内, 从已扰动过的气体中流入到 Δx 范围内的气体质量为

$$\Delta M = \rho S V \Delta t \quad (1-18)$$

由(1-17)式和(1-18)式有:

$$\rho S V \Delta t = (\rho - \rho_0) S \Delta x$$

化简有:

$$V = \frac{\rho - \rho_0}{\rho} \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{\rho - \rho_0}{\rho} D \quad (1-19)$$

上式称为流体运动的连续方程或质量方程。由该式可以看出, 波的传播速度大于气体的流速。

根据牛顿第二定律可以得到流体运动的动量方程。在 $S \Delta x$ 体积段内的气体, 因传播扰动, 致使其受到压力 $(p - p_0)S$ 的作用, 此压力就等于该段内气体的初始质量与其由静止而变为速度 V 所获得的加速度的乘积, 即

$$(p - p_0)S = \rho_0 S \Delta x \cdot \frac{V - 0}{\Delta t} \quad (1-20)$$

化简得:

$$\Delta p = p - p_0 = \rho_0 V \frac{\Delta x}{\Delta t} = \rho_0 V D \quad (1-21)$$

此即为流体运动的运动方程或动量方程。

由(1-19)式和(1-21)式联立求解, 可得

$$D = v_0 \frac{\sqrt{p_0 - p_0}}{v_0 - v} \quad (1-22)$$

$$V = \sqrt{(p - p_0)(v_0 - v)} \quad (1-23)$$

式中: v_0 ——气体扰动前的比容, $v_0 = 1/\rho_0$;

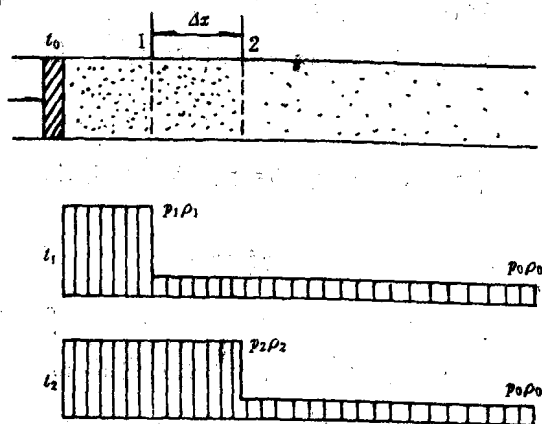


图 1-8 长圆管中的活塞运动

ν ——气体扰动后的比容, $\nu=1/\rho$ 。

上两式为扰动传播的基本方程式。

假定圆管内的气体既不放热,也不吸热,因而在 Δx 段内的原有气体的能量变化应等于 1—1 截面左端运动的气体对它所做的功。设扰动前单位质量气体的内能为 e_0 , 扰动后为 e ; 扰动后单位质量气体所获得的动能为 $\frac{1}{2}V^2$, 因此在 Δx 段内原有气体受扰动后的能量改变值为

$$\rho_0 S \Delta x (e - e_0 + \frac{1}{2}V^2) \quad (1-24)$$

产生能量改变的原因是运动气体对 Δx 段气体在 Δt 时间内做了功, 即

$$pSV\Delta t \quad (1-25)$$

使上两式相等, 便得到能量方程:

$$pV = (e - e_0 + \frac{1}{2}V^2) \frac{D}{v_0} \quad (1-26)$$

将(1-22), (1-23)式代入上式并化简, 得:

$$e - e_0 = \frac{1}{2}(p - p_0)(\nu - \nu_0) \quad (1-27)$$

此式即为冲击绝热方程或雨贡纽(Hugoniot)方程。

以上所推得的连续方程、运动方程和能量方程以及关系式(1-22)、(1-23)和(1-27)不仅对气体, 而且对液体和固体介质都是适用的。在研究某一具体介质中波的传播问题时, 还必须与该介质的状态方程或多方关系(对固体介质, 则常称为本构关系)联系起来。下面简单介绍气体中声波波动方程和固体中弹性波波动方程。

1.2.2.1 声波波动方程

由声学理论知, 在三维空间中, 声波方程的一般形式为

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (1-28)$$

式中: p ——声压, 帕。

对于平面波, 式(1-28)的一般解为

$$p = f_1(Ct - x) + f_2(Ct + x) \quad (1-29)$$

式(1-29)中 f_1, f_2 是任意函数, 其中 $f_1(Ct - x)$ 代表以声速 C 向 x 方向传播的波, $f_2(Ct + x)$ 代表以声速 C 向 x 负方向传播的波。上面求得的 C 即为声速。

$$C = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} = \sqrt{\gamma RT} \quad (1-30)$$

式中: γ ——定压比热与定容比热的比值, 对于空气 $\gamma=1.40$;

R ——气体常数;

T ——绝对温度。

式(1-30)适用于任何气体。对空气

$$C = 331.5 + 0.6t$$

式中: t ——摄氏温度($^{\circ}\text{C}$)。

1.2.2.2 固体介质中弹性波波动方程

弹性应力波在固体介质中传播, 会使介质质点产生运动, 并引起动态应力场, 这常用波动

方程来描述。

由弹性理论知,无限弹性体中弹性波的运动方程(即波动方程)为

$$\left. \begin{aligned} (\lambda + G) \frac{\partial \theta}{\partial x} + G \nabla^2 u + F_x &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ (\lambda + G) \frac{\partial \theta}{\partial y} + G \nabla^2 v + f_y &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ (\lambda + G) \frac{\partial \theta}{\partial z} + G \nabla^2 w + f_z &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (1-31)$$

式中: ∇^2 ——拉普拉斯算子, $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$;

θ ——体积膨胀系数, $\theta = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$;

λ ——拉梅常数;

G ——剪切弹性模量;

$\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ ——应变在 x, y, z 方向的分量;

u, v, w ——质点在 x, y, z 方向的位移分量;

f_x, f_y, f_z ——体积力在 x, y, z 方向的分量。

式(1-31)表示的运动方程又可分为 2 个波动方程,一个描述纵波或无旋波的传播;另一个描述纯转动波或横波的传播,此时形变只包含剪应变和转动而体积膨胀为零。对地震波,一般可忽略体积力,则纵波波动方程可通过将(1-31)式中一、二、三式先分别对 x, y, z 微分,再将三式相加而得到,即

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = \frac{\lambda + 2G}{\rho} \cdot \nabla^2 \theta = C_p^2 \nabla^2 \theta \quad (1-32)$$

式中: C_p ——纵波传播速度, $C_p = \sqrt{\frac{\lambda + 2G}{\rho}}$ 。

横波波动方程可由 $\theta = 0$ 并从式(1-31)中略去体积力得到

$$\left. \begin{aligned} G \nabla^2 u &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ G \nabla^2 v &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \\ G \nabla^2 w &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \quad (1-33)$$

或

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= C_s^2 \nabla^2 u \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= C_s^2 \nabla^2 v \\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= C_s^2 \nabla^2 w \end{aligned} \right\} \quad (1-33')$$

式中: C_s ——横波传播速度, $C_s = \sqrt{G/\rho}$ 。

1.3 几种典型波

1.3.1 平面波

平面装药时,在弹性介质中激起平面应力波。球形装药和柱状装药的爆炸应力波传至一定距离后,也可近似地看作平面波。

平面应力波中的质点位移只依赖于一个坐标(如 x 坐标)。这样,波动方程(1-32)可写成

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = C_p^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \quad (1-34)$$

此方程的通解为:

$$u(x, t) = f(x - C_p t) + F(x + C_p t) \quad (1-35)$$

式中: f 对应沿 x 轴正方向传播的平面波; F 对应沿 x 轴负方向传播的平面波。

将方程(1-34)两边对 t, x 分别求偏导数,并利用关系式 $V_x = \frac{\partial u}{\partial t} \cdot \epsilon_x = \frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\sigma}{\lambda + 2G}$, 可得

$$\frac{\partial^2 V_x}{\partial t^2} = C_p^2 \frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} \quad (1-36)$$

$$\frac{\partial^2 \epsilon_x}{\partial t^2} = C_p^2 \frac{\partial^2 \epsilon_x}{\partial x^2} \quad (1-37)$$

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial t^2} = C_p^2 \frac{\partial^2 \sigma}{\partial x^2} \quad (1-38)$$

式中: V_x 为质点沿 x 方向运动速度; σ 为应力。

由上面三个方程可看出,在平面弹性波作用下,介质的质点运动速度 V 、应变 ϵ 和应力 σ 所满足的波动方程与位移所满足的波动方程是完全相同的。

根据动量守恒定律,还可得出应力波传播方向上应力、质点运动速度和波速之间的关系。

对于纵波在介质中的传播,关系式为

$$\sigma = \rho C_p V \quad (1-39)$$

对于横波在介质中的传播,关系式为

$$\tau = \rho C_s V_0 \quad (1-40)$$

1.3.2 柱面波

钻孔柱状装药或长条形装药爆破时,在岩体中产生的波阵面为圆柱形的应力波,即柱面波。柱面波的各扰动参量在柱坐标系中只依赖于矢径 r 和时间 t 。

利用柱坐标系中的拉普拉斯算子 $\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial r^2}$, 可将波动方程(1-32)改写为

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = C_p^2 \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)$$

将方程两边对 r 求导,并注意到 $\frac{\partial \theta}{\partial r} = u_r$ (u_r 为径向位移), 得

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = C_p^2 \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{u_r}{r^2} \right) \quad (1-41)$$

此方程即径向位移所满足的波动方程。由此方程不能得到解的解析表达式,只能利用数值方法求定解问题的数值解。一般的作法是,把柱状装药分成若干等效的球状装药,把柱状装药所形成的应力场看成是这些等效球状装药爆炸所形成的应力场的叠加。

1.3.3 球面波

处于地表下足够深度的集中药包爆炸时,将产生以球形波阵面形式传播的应力波,即球面波。球面波的传播对称于起爆点,各扰动参量在球坐标系中同样只依赖于矢径 r 和时间 t 。

由于质点只有径向位移和运动,故利用球面坐标系中拉普拉斯算子 $\nabla^2 = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right)$ 可将式(1—32)改写为

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} = C_p^2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \theta}{\partial r} \right)$$

$$\frac{\partial^2 (r\theta)}{\partial t^2} = C_p^2 \frac{\partial^2 (r\theta)}{\partial r^2} \quad (1-42)$$

此方程的通解为

$$r\theta = f(r - C_p t) + F(r + C_p t) \quad (1-43)$$

式中: f 和 F 是由定解条件确定的任意函数。 f 对应于由中心向外传播的发散波; F 对应于向中心传播的收敛波。

将方程(1—42)两边对 r 求导,并利用关系式 $u_r = \frac{\partial \theta}{\partial r}$, 可得

$$\frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2} = C_p^2 \left(\frac{\partial^2 u_r}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{2u_r}{r^2} \right) \quad (1-44)$$

此即为球面波传播时由位移表达的波动方程。

又由弹性力学知,在球面坐标系中,位移与应力、应变之间存在下列关系:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= (\lambda + 2G) \frac{\partial u_r}{\partial r} + 2\lambda \frac{u_r}{r} \\ \sigma_\theta &= \sigma_\phi = \lambda \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{2(\lambda + G)}{r} u_r \end{aligned} \right\} \quad (1-45)$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_r &= \frac{1}{E} (\sigma_r - 2\mu\sigma_\theta) \\ \epsilon_\theta &= \epsilon_\phi = \frac{1}{E} [\sigma_\theta - \mu(\sigma_r + \sigma_\theta)] \end{aligned} \right\} \quad (1-46)$$

$$V_r = \frac{\partial u_r}{\partial t} \quad (1-47)$$

式中: μ ——泊松比;

V_r ——径向质点振动速度。

因此,由波动方程(1—44)、定解条件和式(1—45)—(1—47),就能求得应力波各参数随距离 r 和时间 t 变化的函数。

有关计算表明:柱面波和球面波在传播过程中将发生几何衰减,且当径向位移和质点速度增大到一定程度后,切向应力 σ_θ 将由压应力变为拉应力。

1.3.4 瑞利波

在弹性体内部只能传播两种波,即纵波和横波。但当存在一个边界面时,还能产生弹性表面波。这种波是1887年由 Royleigh 首先发现的,故称瑞利波。

瑞利波的传播速度 C_R 由下式确定:

$$C_R = k_1 C_s \quad (1-48)$$

式中: k_1 ——系数, k_1 必须满足下面的三次方程:

$$k_1^3 - 8k_1^2 + (24 - 16\alpha_1^2)k_1^2 + (16\alpha_1^2 - 16) = 0 \quad (1-49)$$

式中: α_1 仅仅是泊松比的函数:

$$\alpha_1 = \frac{1 - 2\mu}{2 - 2\mu} \quad (1-50)$$

其传播速度与频率无关, 只取决于材料的弹性常数。这些波不分散, 在运动中不改变形状。 k_1 值在任何情况下都稍小于 1, 所以在任何材料中的瑞利波的运动比畸变波略小一些。

对于岩石, 一般认为泊松关系成立, 即 $\lambda = G$, 或 $\mu = 0.25$ 。这时有

$$k_1 = 0.9194 \quad C_R = 0.9194C_s \quad (1-51)$$

即

这表明瑞利波的波速略小于横波波速。

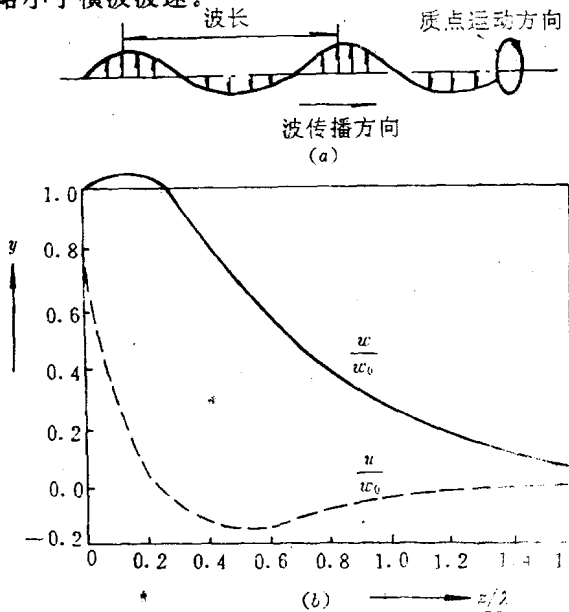


图 1-9 岩石中瑞利波的运动轨迹和位移振幅

从图 1-9(a) 可以看出, 瑞利波传播时质点运动轨迹是椭圆形的, 呈后退状运动。这种运动的振幅随距表面距离的增加呈指数衰减, 如图 1-9(b) 所示。其中 u 为波传播方向上的位移, w 为垂直于波传播方向上的位移, w_0 为在表面上 z 方向振动的振幅, z 轴的正方向表示离开表面的深度, λ 为波长。曲线表明 x 轴方向振动的振幅通过零前后的变化趋势, 且 z 方向的振幅开始有微小的增加, 然后单调下降。

瑞利波只在二维空间中传播, 因此随距离的衰减要比弹性体内的波慢一些, 所以它在地震现象中起很大作用, 往往造成较大的破坏。

1.4 频谱分析

1.4.1 频谱分析的基本概念

动态信号(如地震波、空气冲击波和噪声)经常用时间坐标(称为时间域)来描述它们的特性, 有时也可以用频率为坐标(称为频率域)来描述。在时间域里, 可以得到动态信号的连续波