

地电异常与地震前兆引论

马伽洛伦 马富润 编著

图书在版编目(CIP)数据

地电异常与地震前兆引论 / 马伽洛伦, 马富润编著.
—昆明: 云南大学出版社, 2013
ISBN 978-7-5482-1826-5

I. ①地… II. ①马… ②马… III. ①地电异常—研究
②地震前兆—研究 IV. ①P319.3②P315.72

中国版本图书馆CIP数据核字(2014)第009129号

策划编辑: 柴 伟
责任编辑: 李 红
装帧设计: 刘建理

地电异常与地震前兆引论

马伽洛伦 马富润 编著

出版发行: 云南大学出版社

印 装: 昆明德范印务有限公司

开 本: 787mm×1092mm 1/16

印 张: 18.25

字 数: 327千

版 次: 2014年6月第1版

印 次: 2014年6月第1次印刷

书 号: ISBN 978-7-5482-1826-5

定 价: 50.00元

社 址: 昆明市翠湖北路2号云南大学英华园内

邮 编: 650091

电 话: (0871) 65033244 65031070

E-mail: market@ynup.com

前 言

本书是在参考许多专家的研究和著述的成果以及作者长期做地震业余观测、探索的基础上写成的。

本书分为五章和一个附录，共六个部分。第一章介绍土地电产生的机理，从固体的形变开始，把土地电的各种异常形态与固体受力而产生的形变联系起来，使异常得到了解释。同时介绍了土地电产生与大地电场、氧化还原电场、过滤电场、接触扩散型电场、浓差电场等因数有关，还与地应力的积累及释放速率有关。第二章介绍了云南的地质构造和地震活动的基本特征，介绍了土地电五种类型的异常特征，探索了各种相关的异常机制。第三章介绍了土地电的安装、电极电位。土地电的测值与各种电场的总和有关，与回路电阻、接地电阻有关，与土壤的成分、离子浓度、温度、湿度、压力有关，与地面倾斜度有关。还介绍了土地电的干扰因素。第四章介绍了各种模型下电位差的计算，接地电阻的计算，及土地电测量值的数据处理，做了土地电与雨量、地温、水位的相关分析。第五章介绍了预测震中、震级及时间的以震报震法，以及地震的九种宏观前兆异常与地震的关系。

附录部分共有 24 份资料，是作者 20 多年来地震观察和预测的经验总结。特别是黄金分割与地震、云南未来的地震的趋势、以澜沧 7.6 级大震后的地震迁移特征估计未来的地震的研究报告、玻德－提丢斯定则等节内容不但很有趣，而且对地震工作者很有参考价值。

在本书编著过程中，曾得到过云南大学物理系张世杰教授的许多指点和帮助，在此表示感谢。对引用著述的各位专家也一并表示感谢。由于作者主要的工作是从事教学，对地震预测预报仅只是业余工作，所以知识及水平毕竟有限，书中难免有许多不成熟的见解，甚至有错误的地方，望专家给予批评指正。

本书可以供地震测报工作者、有关地震专业的师生及地震科学爱好者参考，也可以作为科普读物供广大群众防震参考。

目 录

第一章 土地电产生的机理 | 1

- 第一节 固体的形变 | 2
- 第二节 研究介质形变的几种简单模型 | 6
- 第三节 弹性极限与强度极限、塑性形变 | 11
- 第四节 断裂分类及断裂特征 | 14
- 第五节 岩石的电性 | 16
- 第六节 大地电场 | 24
- 第七节 自然电场 | 28

第二章 土地电的异常特征 | 43

- 第一节 地震的能源问题 | 44
- 第二节 云南省地震活动的基本特点 | 46
- 第三节 云南省的地质构造 | 51
- 第四节 云南省的地震带及地震灾害 | 53
- 第五节 土地电异常特征 | 56

第三章 检测方法 | 77

- 第一节 从几次大震、强震震前土地电奇异的突跳说起 | 78
- 第二节 土地电电极及安装 | 83
- 第三节 大地视电阻率 | 86

第四节	电极电位 89
第五节	土地的电测的是什么量 95
第六节	土地电的干扰 98

第四章 观测数据的数学处理——电位计算 | 109

第一节	电流源模型下的电极电位 110
第二节	半球形电极极化的电极间电势差 114
第三节	接地电阻 117
第四节	电偶层模型的自然电场电位计算 124
第五节	土地电与降雨量、地温、水井水位、气压的关系 134
第六节	相关系数 146

第五章 活动图式地震预报法、宏观前兆 | 149

第一节	震中及震级预报的地震学方法 150
第二节	地震前兆现象 163

附 录 | 215

参考文献 | 284

后 记 | 287

第一章 土地电产生的机理

周总理在 1966 年邢台发生 6.8 级强烈地震后指示：“地震工作要以预防为主，实行‘专群结合、土洋结合’的方针。”还指出：“要找出规律，总结经验。”群测点的土地电就是土洋结合的产物。观测表明，大震前，土地电有非常丰富的异常表现。

本章从固体形变开始，把土地电的各种异常和固体的应力应变的各种模型联系起来，为土地电异常的解释找到一定的理论根据。同时介绍了土地电的产生主要来自大地电场，自然电场、过滤电场等各种电场，特别大震前的异常来自邻近的震源电场。

第一节 固体的形变

一、形变的种类

一个最简单的受力而变形的模型就是一根理想的弹簧，它的弹性形变的大小 Δx 与作用力 f 的关系由胡克定律所确定的公式决定。

$$\Delta x = kf \quad (1-1)$$

即“形变的大小与作用力成正比”。不同材料做成的弹簧，其 k 也不一样。对于同种型号的固定材料所做成的固定弹簧， k 是一个恒量。这是最简单的形变。

(一) 压缩形变（或拉伸形变）

一根长为 L 、截面积为 S 的均匀棒，胡克定律的表达式不像 (1-1) 式那样简单。这种均匀棒的最简单的形变就是纵向拉伸或单向压缩（单向压缩就是沿轴向的压缩，侧向是没有压缩的）。此时的胡克定律是：

$$\frac{\Delta L}{L} = \alpha \frac{f_n}{S} \text{ 或 } \frac{\Delta L}{L} = \alpha P_n \quad (1-2)$$

式中 α 为材料的弹性系数， α 的倒数又叫杨氏模量，用字母 E 表示，即 $E = \frac{1}{\alpha}$ ， $\frac{\Delta L}{L}$ 叫相对形变， $f_n/S = P_n$ 叫应力（即横切面上单位面积上的压力或张力）。

从 (1-2) 式看出：同样大小的轴向力 f_n ，截面越大，相对形变量越小。而发生相同的相对形变，截面积越大则所需的轴向力就越大。

外力 f_n 作用的结果，使棒发生形变，对 f_n 来说，即发生了位移，所以 f_n 做了功。外力做功的结果就使棒产生了形变势能，其表达式为：

$$W_p = \frac{1}{2} \left(\frac{ES}{L} \right) (\Delta L)^2 \quad (1-3)$$

可见，形变势能与形变的平方 ΔL^2 成正比。注意 (1-3) 式是弹性限度内得出来的，它不适用于其他情况。当棒纵向拉伸或纵向压缩时，其横切面积也随之变化，其相对变化用 $\frac{\Delta d}{d}$ 表示，它也与 P_n 成正比：

$$\frac{\Delta d}{d} = \beta \cdot P_n \quad (1-4)$$

β 叫纵向伸长时的横向压缩系数，两个系数的比值 $\sigma = \frac{\beta}{\alpha}$ 叫泊松系数。

(二) 切变

这也是一种简单的形变。图 1-1 是切变示意图。矩形物体 $ABCD$ 受一个平行 CB 表面的力 f_T 作用, 变成 $AB'C'D$, 即 AB 、 CD 等所有竖直线都转过某一很小角 ψ 时:

$$\because \operatorname{tg} \psi = \frac{BB'}{AB'}, \quad \operatorname{tg} \psi \approx \psi$$

$$\psi = \frac{BB'}{AB} = \frac{BB'}{H}$$

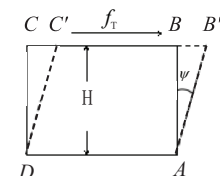


图 1-1 切变示意图

ψ 叫切变角, 又叫相对切变量, 在弹性限度内胡克定律为:

$$\psi = n \frac{f_T}{S}, \quad \text{或} \quad \psi = n P_t \quad (P_t = \frac{f_T}{S} \text{ 叫切应力}) \quad (1-5)$$

式中 n 叫做切变弹性系数, S 是 f_T 作用的上表面面积。 n 的倒数 $N = \frac{1}{n}$ 叫切变模量。

还有一种简单形变, 叫扭转变形, 扭转变形其实可归结为切变。下面计算切变势能:

由 (1-5) 式得切向力 $f_T = N\psi S$, 当 ψ 比较小时, 有 $\psi = \frac{BB'}{H}$, 令 $BB' = x$, 则 $\psi = \frac{x}{H}$, 所以, 切向力 $f_T = \frac{NS}{H} x$, 由功的计算式 $W = \int f \cdot dx$, 所以切力做的功为:

$$W_p = \frac{NS}{H} \int x dx = \frac{1}{2} \frac{NS}{H} x^2 = \frac{NSH}{2} \left(\frac{x}{H} \right)^2 = \frac{1}{2} NV \psi^2$$

式中 $V = SH$ 为形变体体积。剪切力做功的结果, 使切变势能增加, 所以切变势能为:

$$W_{TP} = \frac{1}{2} NV \psi^2 \quad (1-6)$$

由 (1-6) 式看出, 切变势能与切变中的相对切变量 ψ 的平方成正比。(1-6) 式是在弹性切变条件下推导出来的, 对其他情况不适用。

(三) 扭转变形

长为 L 、底半径为 r 的柱形棒, 左端固定, 右端施加一力矩 M , 使棒扭转, 如图 1-2 所示。右端面 OA 转过一角度 ϕ , A 到达 A' 。设柱体长 $AB = L$, 定义 $\frac{\phi}{L}$ 叫相对形变。下面推导 $\frac{\phi}{L}$ 与力矩 M 的关系。图中 $\angle ABA' = \psi$ 是切变角,

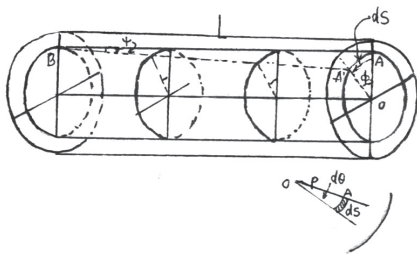


图 1-2 扭转变形示意图

$\psi = \frac{\widehat{AA'}}{L} = \frac{\varphi \cdot OA}{L}$, 由(1-5)式知, $\psi = \frac{1}{N} P_t$, 所以 $P_t = N \cdot \psi = N \cdot \frac{\varphi \cdot OA}{L}$, 则图中的面元 ds 上的力为 $P_t ds$, 令 $OA = \rho$, $ds = \rho d\theta \cdot d\rho$, $P_t ds$ 对 O 点产生的力矩为:

$$dM = P_t \cdot ds \cdot \rho = \frac{N\varphi}{L} \cdot \rho^3 d\theta \cdot d\rho$$

则端面总力矩为:

$$M = \int dM = \frac{\pi \cdot N\varphi \cdot r^4}{2L}$$

$$\frac{\varphi}{L} = \frac{2}{\pi \cdot N \cdot r^4} M \quad (1-7)$$

从(1-7)式可以看出, 扭转的相对形变与外力矩成正比。如果柱体的材料已知, 半径 r 已知, 则 $\frac{2}{\pi \cdot N \cdot r^4}$ 是常数, 一般来说, $\frac{\phi}{L}$ 与 M 成正比, 与柱体半径 r 的 4 次方成反比。同一个外力矩 M , 柱体半径越大, 扭转形变越小。

材料力学研究表明, 柱形材料扭转时, 材料内部所受最大拉应力和最大剪应力相同。脆性材料轴的扭转断裂是由于最大拉应力过大造成的, 而塑性材料的扭转断裂是最大剪应力过大造成的。脆性材料容易产生拉伸断裂, 说明脆性材料抗拉(抗分裂)能力低于抗剪能力。塑性材料容易产生滑移断裂, 说明塑性材料抗剪能力低于抗拉能力。

(四) 容性形变

如图 1-3 所示, 球形物体 O 受到四周压力或拉力的作用而变形, 体积从 V 增加到 $V+dV$ 。若定义 $\frac{dV}{V}$ 叫体积应变。则胡克定律为:

$$P = B \frac{dV}{V} \quad (1-8)$$

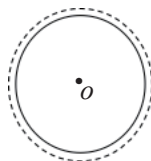


图 1-3 容性形变示意图

B 为材料的容变模量, P 为径向应力。

以上介绍的是一些简单的形变, 较复杂的形变, 如弯曲形变、塑性形变、压缩剪切形变、拉伸剪切形变, 都是几种简单形变的组合形式。

(五) 压缩形变

一根细长杆受轴向压力作用时, 会产生轴向压缩形变。在弹性限度内仍遵从胡克定律:

当轴向压力达到或超过一定限度时, 受压杆会产生失稳现象, 即可能突然变弯(见图 1-4)。使压杆直线形式的平衡开始由稳定转变为不稳定的轴压力, 称为杆的临界载荷, 用 F_c 表示。

由本书附录《关于成功预报 1991. 7. 22 施甸 5. 3 级地震的科技成果》推导的临界载荷为：

$$F_c = \frac{\pi^2 EI}{L^2} \quad (1-9)$$

(1-9) 式称为欧拉公式。此公式可以看出，细长杆的临界力与杆的抗弯刚度 EI 成正比，与杆的长度 L 的平方成反比。

以上讨论了五种变形，各种变形都与外力有一定关系，这是固体力学所研究的应力应变问题。前四种变形问题中，应力应变有确定的关系，从关系式中可以看出，只要有较小的应力存在，就应该有微小形变与之对应。但进一步研究发现，虽然应力不大，但保持应力不变，变形也会随时间而增加，这就是蠕变。另一种现象是变形保持不变，而应力随时间逐渐松弛。就是说，应力、应变二者间不但有联系，而且应力、应变和时间也有一种联系。研究三者之间关系的学科叫流变学。

流变学中一个重要概念叫弛豫现象。弛者为缓和松懈之意也，豫者为安逸之意也。弛豫者为缓解消散之意也。弛豫现象是指在物体中储藏的弹性能逐渐转化为热能而消散的现象。弛豫期指的是物体中应力明显消失所需的时间。富兰克林又提出寄居时间假说，这个寄居时间就是弛豫期。此假说认为：固体中的质点也在运动，也可以迁移到相邻点上去。但是，它滞留在格架点上的时间是很长的。一旦它到邻近的点上去，原格点上便留下一个空位。空位的位能最低，所以周围的质点容易进入空位。固体正是通过这种方式流动。当这种运动定向时，便引起变形。温度升高时，质点运动加快，容易移到其他格点上去，即容易变形。气体完全没有固定格架；液体没有远程格架，但有近程格架。液体在近程格架点上滞留的时间短暂，如水的滞留时间为 $10^{-11} \sim 10^{-6}$ 秒。这个滞留时间叫寄居时间，也叫弛豫期，用 θ 表示。

当力的作用时间 $t \ll \theta$ 弛豫期 θ ，物体表现为固体性质，当 $t \gg \theta$ 时，物体表现为液体性质。 θ 与材料的黏滞系数 η 成正比，和杨氏模量成反比：

$$\theta = \frac{\eta}{E} \quad (1-10)$$

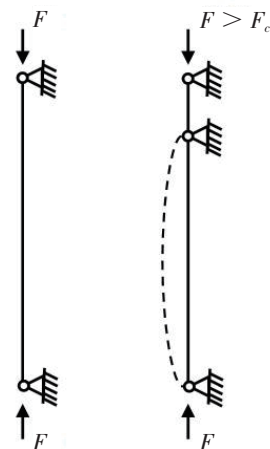


图 1-4 压缩形变

可见，黏滞系数 η 越小，杨氏模量越大的物体，弛豫期就越小，越易变形，反之越不易变形。

二、形变随时间变化的曲线

图 1-5^①所示的是一种典型的形变随时间变化的曲线，这种曲线又叫蠕变曲线。起始，给材料施加常值应力 σ ，加载的同时，有一个瞬间变形增量 OE ，这个变形阶段叫瞬时弹性变形阶段，形变量与应力 σ 成正比， $\varepsilon_{OE} = \frac{\sigma}{E}$ ， E 为材料的杨氏模量。如在此时卸载， ε_{OE} 立即为零，在 E 点与 A 点之间叫第 I 蠕变阶段。在此阶段，应力虽然不变，但应变却不断增加，而应变速率逐渐减慢，这是一种弹性后效变形，若在此段卸载，部分变形立即恢复，但有一部分变形只能随时间逐渐恢复，去掉加载，变形随时间变化的曲线为 AA' 。 A' 点的相对形变为零，即可恢复原状，在 E 点与 A 点之间卸载，变形随时间的变化都类似于 AA' 曲线，所以在 E 点、 A 点之间的阶段蠕变叫第一蠕变。在 A 点与 B 点之间，称为第 II 蠕变阶段或稳定蠕变阶段。应变随时间均匀增加，增加速率恒定，这是塑性变形。在此阶段撤去外力，只有部分可恢复，其他部分便形成永久变形。此时，虽然外部无外力作用，但内部应力有一个调整过程，所以弹性后效变形继续维持，直到 $B'B''$ 曲线为止，留下永久变形。 B 点过后，应变又加速增长，直至破坏，称为第 III 蠕变阶段或加速蠕变阶段。从应力作用开始到岩石破坏的这一段就是弛豫期 θ 。图中 ε_I 是瞬时弹性变形， ε_{II} 是弹性后效变形， ε_{III} 是塑性变形。

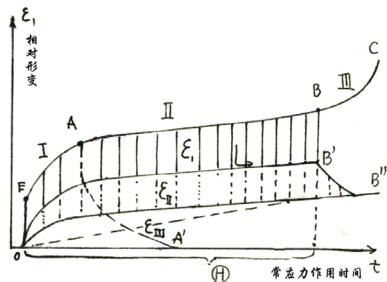


图 1-5 常应力下岩石的形变与时间关系曲线

第二节 研究介质形变的几种简单模型

研究介质形变时，往往根据一些应力、应变关系，提出一些理想模型，以简化问题的计算。

^①马瑾著：《构造物理学概论》，地震出版社 1987 年版，第 43 页。

一、线弹性体模型——胡克体模型^①

这种模型假定，介质的应力与应变是成正比的，介质具有理想的弹性特征。不管是单轴压力下介质具有线状弹性体的特征，还是在剪切力、扭力作用下介质都具有切变弹性体和扭转弹性体特征。应变不随时间变化，即应变是时间的常数。特征如图 1-6 所示。图中 (a) 表示介质是线性

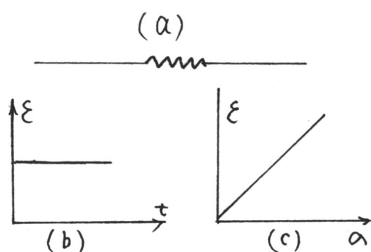


图 1-6 胡克体模型

元件，(b) 表示应变不随时间改变，(c) 表示应力—应变曲线是直线。简单的压缩、拉伸、剪切、扭转有关的方程如 (1-2)、(1-5)、(1-7)、(1-8) 四个式子所示。

二、黏性体模型——牛顿体

把介质在屈服点以下的变形特性假定为：在任何力的作用下都可流动，具有黏性，有永久变形，其变形随时间而增大，应变速率的变化与应力有关，具有这些特征的介质体叫黏性模型体，即牛顿体。黏性体的应力应变方程式中，含有应变速率物理量，而弹性体模型中不含有此量。例如，在简单的剪切变形中，在单轴情况下，牛顿方程为：

$$\sigma = 2\eta \dot{\varepsilon}$$

式中 σ 为应力， η 是介质的黏滞系数， $\dot{\varepsilon}$ 是应变速率。而胡克体却是 $\tau = N\psi$ 。

式中 τ 是切应力， N 是切变模量， ψ 是应变量。牛顿体模型如图 1-7 所示。图 1-7 (a) 是模型图，表示在任何力作用下都可以流动的特性。牛顿黏滞系数为 η 。图 1-7 (b) 表示材料的应变随时间的变化特性。在 $0 \sim t_r$ 时间内 (t_r 是材料的内摩擦系数与切变模量的比值)，形变随时间线性增加，应变速率为 $\dot{\varepsilon}$ ， t_r 之后，形变不再随时间增加而增大，即 $\dot{\varepsilon} = 0$ 。图 1-7 (c) 是应变速率随应力 σ 的增大而增大的特性。应力不变，则 $\dot{\varepsilon}$ 亦不变，应力随时间增加，

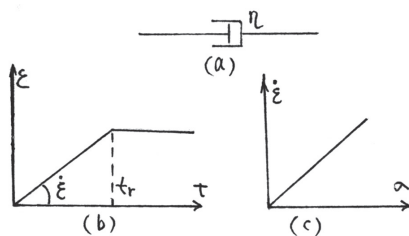


图 1-7 牛顿体模型

^①马瑾著：《构造物理学概论》，地震出版社 1987 年版，第 44 ~ 66 页。

应变亦随之增大。

三、塑性体模型——圣维南体

当介质被加载应力超过屈服点时，它将产生塑性应变，这时介质表现为塑性性质。所以这个模型认为：在屈服点以下，介质的应变与应力成正比；超过屈服点，应力与应变成非线性关系。理想化模型有如下四种，如图 1-8 所示。(a)、(b)、(c)、(d) 上面部分分别表示这四种

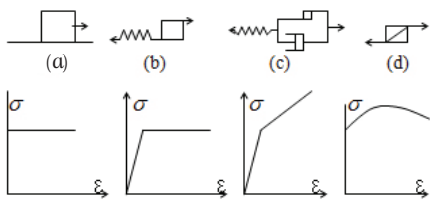
模型图，下面部分是相应的应变—应力曲线。(a) 图是在相同应力下材料的应变可持续增大，应力应变曲线是直线。

(b) 图是弹性塑性体，在形变较小时，形变与应力成正比，应力增大到一定程度时，应力不变，应变持续增大，成水平线。具有这种特性的材料又叫圣

维南体。(c) 图叫黏塑性体。它的特点是，在应变较小时，应变与应力成正比，应变较大，曲线变得平缓。(d) 图是非线性体。应力在一定大小时，材料并不变形，超过一定值时，应变开始发生，应力应变是一条曲线。由图中看出，曲线有一极大值，应力应变超过此极值点，应变继续增加，应力反而下降，应力和应变的关系是非线性关系。

在 (1-5) 式中若切变模量 $N \rightarrow \infty$ 及 (1-8) 式中若容变模量 $B \rightarrow \infty$ 时，具有这种特性的物体叫刚体。当 $N \rightarrow 0$ ，黏滞系数 $\eta \rightarrow 0$ ， $B \rightarrow \infty$ 的物体是理想流体。当 $B \rightarrow \infty$ ， $N \rightarrow 0$ ， $\eta \neq 0$ 的物体是钢塑体。当 $0 < B < \infty$ ， $N \rightarrow 0$ ， $\eta \rightarrow 0$ 是弹塑体。当 $0 < B < \infty$ ， $N \rightarrow 0$ ， $\eta \neq 0$ 是粘塑体。

弹塑性体和非线性体，一般都可积累应力和应变。当应力超过一定强度时，在地下岩石塑性形变发生前，有可能产生脆性形变而遭到破坏，造成地震。



(a) 刚塑性体 (b) 弹塑性体 (c) 粘塑性体 (d) 非线性体

图1-8 四种塑性体理想模型

四、开尔文模型体

此模型由弹性元件和黏性元件并联组成，如图 1-9 所示。这一模型又叫滞弹性体，特点是介质在加载后不立即发生变形，卸载后变形不立即消失，变形和消

失都有应力滞后。图 (a) 是模型图, μ_k 是弹性元件, 且 μ_k 是弹性元件的剪切模量, η_k 是黏性元件, 且 η_k 是黏性元件的黏性系数。图 (b) 是应变随时间的变化图。下面说明这个图的解。

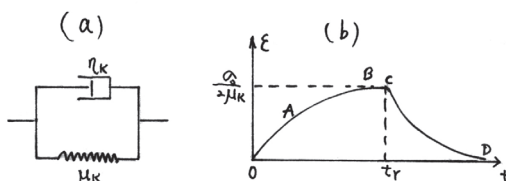


图 1-9 开尔文体模型

因为模型图 (a) 中, 两部分的总应力为:

$$\sigma = 2\mu_k \epsilon + 2\eta_k \dot{\epsilon} \text{ 或 } \dot{\epsilon} = \frac{\sigma}{2\eta_k} - \frac{\mu_k}{\eta_k} \epsilon \quad (1-11)$$

假定 $t=0$ 时, $\sigma=\sigma_0$ 不变量, $\epsilon_0=0$ 。所以 (1-11) 式的解为:

$$\epsilon = \frac{\sigma_0}{2\mu_k} \left[1 - e^{-\frac{t}{t_k}} \right]$$

式中 $t_k = \frac{\eta_k}{\mu_k}$, 叫开尔文松弛时间。这就是说, 一开始, 材料受到一个常应力, 并保持不变, 材料的形变随时间呈指数形式增加, 如图中 O 、 A 、 B 部分, 当 $t \approx 5t_k$ 时, 形变达到一极限值 $\epsilon_{\max} = \frac{\sigma_0}{2\mu_k}$ 。

若 $t=t_r$ 时, $\epsilon = \epsilon_0 = \frac{\sigma_0}{2\mu_k}$, 应力消失, 即 $\sigma=0$, 从 (1-11) 式得 $\dot{\epsilon} = 0 - \frac{1}{t_k} \epsilon$, 此式的解为 $\epsilon = C e^{-\frac{t}{t_k}}$ 。 C 为积分常数。代入 $t=t_r$ 的初刻条件 $\epsilon_0 = C e^{-\frac{t_r}{t_k}}$, 得 $C = \epsilon_0 / e^{-\frac{t_r}{t_k}}$ 所以 $\epsilon = \epsilon_0 e^{-\frac{(t-t_r)}{t_k}}$

在 t_r 时刻之后, 约 5 倍的 t_k 时间后, 总形变量趋于消失, 如图 (b) 中的曲线 CD 部分。

在消失的过程中, 是材料的弹性元件中的应力迫使黏性材料元件按指数规律随时间逐渐恢复的。类似于电容器的充电放电特性一样, 充放电取决于时间常数 $\frac{C}{R}$, C 是电容量, R 是电阻。开尔文模型也反映了应力与应变的时间差。加载后到达最终状态的快慢或卸载后到达的最终状态的快慢, 都取决于弹性元件 μ_k 和黏性材料 η_k 。加载后的最终状态是 $\epsilon_{\max} = \frac{\sigma_0}{2\mu_k}$, 是一个弹性态, 卸载后的最终状态

是 $\varepsilon_\infty = 0$ ，也是一弹性态，即均由弹性元件来承担，所以开尔文体是弹性体—固体模型。

五、马克斯韦尔模型体

该模型如图 1-10 所示。图 (a) 是模型图，它是由弹性元件和黏性元件串联组合而成的。图 (b) 表示当

应力为常量 σ_0 时，应变从 $\frac{\sigma_0}{2\mu_m}$ （其中 μ_m 为弹性剪切模

量）开始均匀增加，不断地蠕变，如图中的 AB 段。

如果在 t_r 时刻卸载，则材料的应变可以保持不变，而

应力逐渐减小到零，如 CD 段。这模型的应变分为两

部分，一部分是弹性体的应变（为 ε_μ ），另一部分是黏性体的应变（为 ε_η ），所以总应变为：

$$\varepsilon = \varepsilon_\mu + \varepsilon_\eta \quad (1-12)$$

如果系统受到一个恒定剪切应力 σ_0 作用，则弹性体部分形变为 $\frac{\sigma_0}{2\mu_m}$ ，而黏性体部分的应力关系为：

$$\sigma_0 = 2\eta_m \dot{\varepsilon}_\eta \quad (1-13)$$

即应力与形变速率成正比。

考虑到初刻条件 $t=0$ 时， $\varepsilon = \frac{\sigma_0}{2\mu_m}$ ，所以 (1-13) 式的解为：

$$\varepsilon = \frac{\sigma_0}{2\mu_m} + \frac{\sigma_0}{2\eta_m} t = \frac{\sigma_0}{2\mu_m} \left[1 + \frac{t}{t_m} \right] \quad (1-14)$$

式中的 $t_m = \frac{\eta_m}{\mu_m}$ ，叫马克斯韦尔弛豫时间。

下面考虑岩石内的 σ 随时间而变，但总形变不随时间而变的情况。

$$\text{由 (1-11) 式知: } \dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{2\mu_m} + \dot{\varepsilon}_\eta = \frac{\dot{\sigma}}{2\mu_m} + \frac{\sigma}{2\eta_m} = 0$$

所以 $\dot{\sigma} = -\frac{\mu_m}{\eta_m} \sigma$ ，考虑到初刻条件 $t=0$ 时， $\sigma = \sigma_0$ ，有

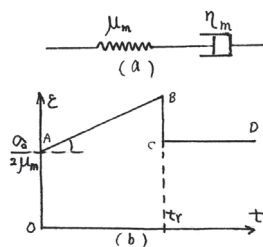


图 1-10 马克斯韦尔模型体

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{t}{t_m}} \quad (1-15)$$

式中 $t_m \approx \frac{\eta_m}{\mu_m}$ ，一般天然岩石的 $\mu_m \approx 3 \times 10^5$ ， $\eta_m = 10^{20}$ 。

$t_m \approx 3 \times 10^{14}$ 秒。需 5 倍的 t_m 时间（约为 500 万年），岩体的应力才几乎衰减到零，可见马克斯韦尔模型体的残余应力保留的时间是很长的。同时，说明当力的大小未达到岩石耐破裂强度，而作用时间 $t \gg t_m$ ，则岩石的变形是一种流变，可将其看作牛顿体。只有在 $t < t_m$ 的时间内，岩石内的应力达到岩石的耐破裂强度，则这种岩石才能以脆性破坏的形式释放应力能，即发生地震。

第三节 弹性极限与强度极限、塑性形变

上一节讨论的胡克定律是在一定条件下成立的，偏离这一定条件，定律就不成立了。图 1-11 是低碳钢拉伸实验时的应力—应变图^①。从图中看出，拉伸可以分为四个阶段。

(1) 弹性阶段。弹性阶段又分为两部分：一部分是 oa 段， oa 是直线，表明拉应力与应变成正比。 a 点处的应力叫比例极限，比例极限约为 $P_1 = 2 \times 10^7 \text{Pa}$ ；另一部分是 ab 段，这一段拉应力与应变虽不再是正比关系，但撤去外力，仍能恢复原状， b 点处的应力 P_2 叫弹性极限。过了 b 点后的点，如到 c 点，撤去外力，会有剩余应变 og 。

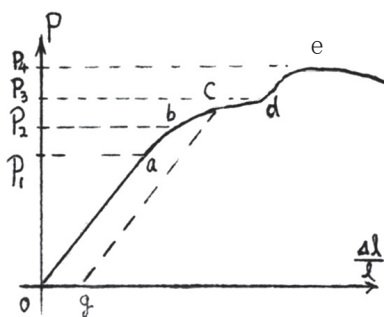


图 1-11 低碳钢拉伸实验时的应力—应变图^②

(2) 屈服阶段。 cd 段是屈服阶段， cd 段的斜率很小，表明应力略微增加一点，应变增加很快， d 点对应的应力 P_3 叫屈服极限。

(3) 硬化阶段。过了 d 点后，再增加拉伸应力，试件又进一步伸长，且硬度比任何阶段的硬度都大，所以叫硬化阶段。到 e 点是硬化阶段的最大应力，叫强度极限（图中 $P_4 \approx 10^8 \text{Pa}$ ）。

(4) 颈缩阶段。过了 e 点后，试件的横切面急剧缩小，即便不再增加应力，

①梁绍荣等编：《普通物理》，高等教育出版社 1987 年版，第 246 页。

②梁绍荣等编：《普通物理》，高等教育出版社 1987 年版，第 246 页。

试件也会很快增长，直至断裂。

以上讨论了各种形变及其相关规律，它与震前岩石受力而变形的情况是紧密相关的。岩石受力超过一定限度时，岩石产生屈服变形，这是震前的蠕变滑动，当应力大过岩石的强度极限时，岩石产生破裂而发震。所以地震孕育过程大致可分为四个阶段：应力积累、弹性形变、非弹性形变（包括膨胀、滑移、塑性形变）、破裂发震。

岩石加压的模拟实验^①如图 1-12 所示。岩石（尤其孔隙度小于 1% 的岩石）在应力作用下经过下列五个过程：① *OA* 段是非线性的，应变的增长比应力增长快，这是由岩石内原有的部分裂纹闭合造成的；② *AB* 段是弹性形变阶段，应力与应变是线性的；③ *BC* 段是非线性阶段，也就是塑性形变阶段，由于应力的增加（达到破裂强度的 2/3 左右），岩石内产生

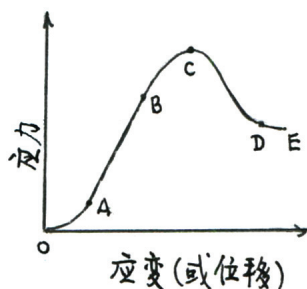


图 1-12 岩石差应力—应变曲线

的微破裂或有微破裂的扩展和张裂而引起体积增加（扩容），当应力达到破裂强度时，便在 *C* 点开始非稳态破裂，此时破裂极限的应变为 $10^{-5} \sim 10^{-4}$ ；④ *CD* 段是破裂面的滑动阶段，此时应变继续增大，应力反而下降；⑤ *DE* 段，应变继续增大，剩余应力保持不变。

地壳中的岩石亦然，当应力达到破裂强度的 2/3 左右时，近场区开始扩容，在地表处可以观测到地表隆起。如唐山大震、日本新潟大震前就观测到这种隆起。

图 1-13 是地震的孕育、发展、触发到发震的物理模型。

震源体的岩石所受的应力值快达到临界应力时，岩石并未破裂，此时若有外界的力（如起潮力、大气压力、暴雨、地极移动、磁暴等）附加作用在岩石上，就会产生一个附加的应力，这种附加的应力叫超应力。当很大的超应力加到临界应力后，岩石很快发生破裂而发震。如果附加超应力较小，则岩石不会马上破裂，而要延长

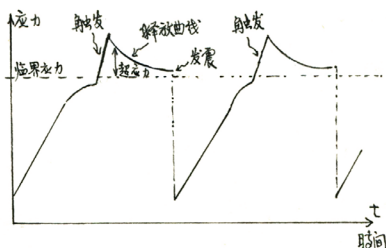


图 1-13 地震的孕育、发展、触发到发震的物理模型（示意图）

一定时间（图中的“释放曲线”部分）才会破裂发震。震后，应力释放而下降，

①张国民等：《地震预报引论》，科学出版社 2001 年版，第 283 页。