国家自然科学基金重点资助项目

岩石热破裂的研究及应用

RESEARCH ON THERMAL CRACKING OF ROCKS AND ITS APPLICATION

康 健/著

大连理工大学出版社
DALIAN UNIVERSITY OF TECHNOLOGY PRESS

国家自然科学基

岩石热破裂的研究及应用

RESEARCH ON THERMAL CRACKING OF ROCKS AND ITS APPLICATION

康 健 著

大连理工大学出版社
DALIAN UNIVERSITY OF TECHNOLOGY PRESS

图书在版编目(CIP)数据

岩石热破裂的研究及应用/康健著. —大连:大连理工大学出版社,2008.5
ISBN 978-7-5611-4113-7

Ⅰ.岩… Ⅱ.康… Ⅲ.岩石破裂 Ⅳ.TU452

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 059828 号

大连理工大学出版社出版
地址:大连市软件园路 80 号 邮政编码:116023
发行:0411-84708842 邮购:0411-84703636 传真:0411-84701466
E-mail:dutp@dutp.cn URL:http://www.dutp.cn
大连图腾彩色印刷有限公司印刷 大连理工大学出版社发行

幅面尺寸:147mm×210mm 印张:8.625 字数:206 千字
2008 年 5 月第 1 版 2008 年 5 月第 1 次印刷

责任编辑:梁 锋 王 伟 责任校对:婕 琳
封面设计:宋 蕾

ISBN 978-7-5611-4113-7 定价:38.00 元

本书由

大连市人民政府资助出版

The published book is sponsored

by the Dalian Municipal Government

前　言

人类对岩石热破裂的科学研究可追溯到20世纪40年代。研究的主要目的是解决核废料的地下储存、地热能的开发及石油的开采等问题。在石油的三次开采中，采用火烧油层的方法，降低油的黏度，同时诱发岩石破裂，达到提高储层渗透性的目的；在相当长的时间里，美国、法国一直致力于研究用花岗岩岩层储存核废料的问题，他们担心的就是岩石热破裂后，核废料储存区域与地下水相通，最终危及人类生存环境，同时核贮库的围岩是吸收放射性核素并阻碍其迁移的最关键部分，其在高温作用下的长期力学性质及力学行为的演变规律对贮存库的选址、设计及长期安全性预测具有决定性的影响，是需要研究的主要问题之一；在高温岩体地热资源开发中，从300 ℃以上的高温岩体中提取地热，由于温度降低而产生热破裂；液体的地下储藏以及对地壳演变过程的研究等，所有这些，都迫切需要考虑工程围岩在高温下的物理力学性质和力学行为的长期演变规律。

重视开展温度对岩石材料物理力学性质影响的数值试验研究，无论是对于提供分析参数，还是了解热效应对岩石材料作用机理都是一项有价值的工作。岩石在高温下物理力学性质的数值实验则侧重于评估岩石材料经高温作用后其材料力学性质和结构劣化程度、岩体裂隙热破裂作用效应及渗透率演化规律等。这对于了解地热在岩土介质中传递规律、岩石热破裂过程中的渗透特性以及地下核设施散热过程中的安全性都有实际意义。

目前在高温下对岩石材料的物理力学性质的研究主要依赖于现场观测和实验室物理实验。现场观测对工程而言是非常必要

的，但由于这种方法受到现场条件、人力、物力和财力的限制，在较大工程中难以充分发挥其作用。由于材料的非均匀性、非连续性、以及几何结构的复杂性，现有的解析方法尚缺少有效的手段对此过程进行研究，很难对材料的热破裂与物理力学性质的变化规律做相对准确的描述。数值实验既考虑了材料的随机非均匀性，又考虑了固体变形场与温度场的耦合作用，且具有节省经费、直观演示等特点，因此采用数值实验方法来研究岩石材料的热破裂问题具有更重要的理论意义和现实意义。这种热破裂机理的研究在石油开采、核废料处理、地热开发、环境保护等方面有着潜在的应用前景。

本书共分 7 章，第 1 章，绪论，介绍了岩石热应力的基础知识；第 2 章，热弹塑性力学模型及数值解法，叙述了均质热弹塑性力学模型、随机均质热弹塑性力学模型及数值解法；第 3 章，固热耦合问题及数值解法，详细地介绍了均质固热耦合数学模型、随机介质固热耦合数学模型及数值解法；第 4 章，岩石热应力的几个问题，主要介绍了平面轴对称热应力、球对称的热应力问题和弹塑性热应力的解析解问题；第 5 章，岩石热破裂的物理实验，详细地介绍了岩石热破裂的物理实验的研究成果；第 6 章，岩石热破裂的数值实验，详细地介绍了岩石热破裂的数值实验的研究成果；第 7 章，高温岩体地热开发的数值模拟，对高温岩体地热开发进行数值模拟。

本书内容的研究受到了国家自然科学基金重点项目(50504030)的资助。

由于作者的学识和水平有限，书中难免出现不足和缺点，敬请专家及读者批评指正。

康　健

2008 年 3 月

目 录

第1章　绪　论

1.1　热应力概述

力和热是自然界和人类生活实践中广泛存在的两种能量表现形式，也是工程力学中十分常见的能量传递现象。同时承受外力和高温作用的例子不胜枚举。例如，火箭、地热开发、石油开采、核废料处置等。

材料在外力作用下要发生变形，从而在内部产生应变和应力，材料力学和弹性力学就是研究物体在外力作用下产生应变、应力和变形之间关系的科学。但是，物体的变形不仅仅由外力作用引起，温度的变化也能够引起变形，称为热变形。需要指出，单有温度的变化，不一定就在物体内部产生应力，只有当温度变化所引起的膨胀或收缩受到外界约束时，才会在物体内部产生应力，这样的应力称为热应力。

例如，如果金属棒的膨胀是自由的，即不受约束的，则不会产生热应力。如果金属棒被置于两个钢体壁之间并固定住两端，则在棒受热温度升高到 t_1 后，因为受到钢体壁的阻止，无法膨胀，就会在棒内产生压缩热应力。由此可见，虽然无外力的作用，但如果温度变化引起的热变形受到外部的约束，也会在物体内部产生应力。

另一种情况是，在同一物体内部，如果温度的分布是不均匀的，虽然物体不受外界的约束，但由于各处温度不同，每一部分因受到不同温度的相邻部分的影响，不能自由伸缩，也会在物体内部产生热应力。

物体产生热应力的原因很多,大致可分为如下几种:

(1) 物体的热膨胀或收缩受到外界约束;

(2) 物体各部分之间的温差;

(3) 物体内部某一部分中的温度梯度;

(4) 线膨胀系数不同的材料的组合。

1.2 岩石热应力基础

1.2.1 热传导

依靠构成物质的粒子,如原子、分子、自由电子,从物体较热的区域向较冷的区域提供的能量称为热。热传导是一种特定方式的传热,这种传热方式的能量交换发生在固体或静止流体内,依靠物体内部的温度梯度从高温区域向低温区域传输能量。由于传热学以宏观的、现象的方式来研究导热问题,因此必须引入连续介质假设,以便用连续函数来描述温度分布。它可以表示为空间坐标和时间的函数。由于温度是标量,温度场是标量场。温度场可以表示为

$$T = f(x_1, x_2, x_3, t) \tag{1.1}$$

式中,T 表示温度;x_1、x_2、x_3 为三个空间坐标;t 表示时间。

如果温度场各点的温度均不随时间变化,即 $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$,则称该温度场为稳态温度场,否则为非稳态温度场。如果温度场只是一个空间坐标的函数,则称为一维温度场;如果温度场是二个或三个空间坐标的函数,则称为二维温度场或三维温度场。

1.2.2 热传导基本方程

固体导热问题的数学模型包括导热微分方程和单值性条件。导热微分方程可以根据直角坐标系(或柱坐标系、球坐标系)中微元体的热平衡导得,其推导过程可参阅大多数热传学书籍。这里给

出更一般的不依赖于坐标系的推导。建立导热微分方程的依据仍然是能量守恒定律。由于所考虑的导热体是静止的，与外界没有功的交换，所以体系得到的热量应该等于体系内能的增加。体系得到的热量可以有两部分：一部分是由于导热通过体系的界面传入的热量，另一部分是由于内热源（化学反应、电加热等）的发热而产生的热量。导热体系的体积为 v，表面为 A。单位时间内通过表面 A 由导热进入体系的热量 Q_1 为

$$Q_1 = -\oint_A \boldsymbol{q} \cdot \mathrm{d}\boldsymbol{A} = -\int_v \nabla \cdot q \mathrm{d}v \tag{1.2}$$

其中，$\mathrm{d}\boldsymbol{A}$ 是指向外法线方向的面积元向量，负号表示热流指向体系内部（与表面的外法线方向相反）。这里应用了散度定理把面积分转换为体积分，其中：

$$\nabla \cdot \boldsymbol{q} = \frac{\partial \boldsymbol{q}_{x_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \boldsymbol{q}_{x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \boldsymbol{q}_{x_3}}{\partial x_3} \tag{1.3}$$

称为热流向量 $\boldsymbol{q}$ 的散度。

内热源的体积发热率 q_v 是单位时间内单位体积的内热源的发热量，在国际单位制中的单位是 $\mathrm{W/m^3}$。一般来说，它可以是坐标和时间的函数，记为 $q_v(r,t)$。由此，单位时间内体积 V 中内热源产生的热量 Q_2 为

$$Q_2 = \int_v q_v \mathrm{d}v \tag{1.4}$$

单位时间内体积 V 中热量的增加 Q_3 为

$$Q_3 = \int_v \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \mathrm{d}v \tag{1.5}$$

对导热体系建立能量平衡方程，则有

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 \tag{1.6}$$

或

$$\int_v \left(-\nabla \cdot \boldsymbol{q} + q_v - \rho c \frac{\partial T}{\partial t} \right) \mathrm{d}v = 0 \tag{1.7}$$

由于式(1.7)对于整个或部分空间域是普遍适用的，它对体系内的任一微元体积也成立。这样，可以把积分号去掉，可得

$$\rho c\frac{\partial T}{\partial t}=-\nabla\cdot\boldsymbol{q}+q_v \tag{1.8}$$

根据傅里叶定律

$$\boldsymbol{q}=\lambda\nabla T \tag{1.9}$$

其中，λ 为导热系数。

将式(1.9)代入式(1.8)得到导热微分方程为

$$\rho c\frac{\partial T}{\partial t}=-\nabla\cdot(\lambda\nabla T)+q_v \tag{1.10}$$

如果导热系数不随空间位置和温度而变化，则以上方程可简化为

$$\frac{\partial T}{\partial t}=a\nabla^2T+\frac{q_v}{\rho c} \tag{1.11}$$

式中，∇^2 称为拉普拉斯算子；$a=-\dfrac{\lambda}{\rho c}$ 称为热扩散率或导温系数。热扩散率是材料的热物理性质，在国际单位制中的单位是 m^2/s，热扩散率表征材料内部温度趋于均匀的能力，是描述非稳态导热过程的一个最重要的热物理参数。

1.2.3 单值性条件

单值性条件包括以下各项：

几何条件 —— 说明参与过程物体的大小和形状。如果是各向异性材料，还应给出导热系数主轴的方向。

物理条件 —— 给定各种有关物性量的值，包括随温度变化的函数关系、有无内热源以及内热源的大小和分布。

时间条件 —— 说明过程在时间上的特点。稳态过程不需要时间条件；对于非稳态过程，则要给出初始温度分布，即初始条件。

边界条件 —— 描述在区域边界上过程进行的特点。

以下简要讨论几种常用的边界条件。

(1) 第一类边界条件

边界上的温度是给定的，一般情况下温度既是时间又是位置的函数，并可表示为如下形式：

在边界面 S 处

$$T|_S = f(r,t) \tag{1.12}$$

(2) 第二类边界条件

边界上温度的法向导数是给定的，这个法向导数可以既是时间又是位置的函数，可表示为如下形式：

在边界面 S 处

$$\frac{\partial T}{\partial \boldsymbol{n}}\Big|_S = f(r,t) \tag{1.13}$$

其中，$\frac{\partial}{\partial \boldsymbol{n}}$ 表示在边界面 S 处沿外法向的导数。

绝热边界满足 $\frac{\partial T}{\partial \boldsymbol{n}}\Big|_S = 0$，是第二类边界条件的一个特例。

(3) 第三类边界条件

边界上的温度和它的法向导数的线性组合是给定的，在导热问题中等同于给定外界介质的温度和边界上的对流换热表面传热系数，由此又称为对流边界条件。即

在边界面 S 处

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial \boldsymbol{n}}\Big|_S = h(T|_S - t_f) \tag{1.14}$$

式中，等号左边是在表面外法线方向上物体内部导热的热流密度；等号右边是物体表面遵循牛顿冷却定律传递给环境的热量。

1.2.4　热弹性力学模型

岩石是由不同的矿物颗粒所组成的非均质体。由于组成岩石的各种矿物颗粒在高温条件下的热膨胀系数各不相同，岩石受热后，各种矿物颗粒的变形也不同。然而，岩石作为一个连续体，其内部各矿物颗粒不可能相应地按各自固有的热膨胀系数随温度变化

而自由变形。因此，矿物颗粒之间产生约束，变形大的受压缩，变形小的受拉伸，由此在岩石中形成一种由温度引起的热应力。

(1) 平衡条件

依照弹性力学的基本理论，岩体应力平衡方程为

$$\sigma_{ij,j} + F_i = 0 \tag{1.15}$$

对于空间直角坐标的情况，考虑温度效应的岩体应力平衡方程为

$$\frac{\partial \sigma_{x_1}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{x_1 x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{x_1 x_3}}{\partial x_3} + F_1 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_1} \tag{1.16}$$

$$\frac{\partial \tau_{x_1 x_2}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{x_2}}{\partial x_2} + \frac{\partial \tau_{x_2 x_3}}{\partial x_3} + F_2 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_2} \tag{1.17}$$

$$\frac{\partial \tau_{x_1 x_3}}{\partial x_1} + \frac{\partial \tau_{x_2 x_3}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{x_3}}{\partial x_3} + F_3 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial x_3} \tag{1.18}$$

其中，F 为外力；β 为热膨胀系数；K 为体积变形模量；T 为温度。

对于柱面坐标的情况，考虑温度效应的岩体应力平衡方程为

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} + \frac{\sigma_r - \sigma_\theta}{r} + S_1 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial r} \tag{1.19}$$

$$\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial \sigma_\theta}{\partial \theta} + \frac{1}{r}\frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial z} + 2\frac{\tau_{r\theta}}{r} + S_2 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial \theta} \tag{1.20}$$

$$\frac{\partial \tau_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial \tau_{\theta z}}{\partial \theta} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} + \frac{\tau_{rz}}{r} + S_3 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial z} \tag{1.21}$$

其中，S_1, S_2, S_3 分别为 r, θ, z 方向每一单元体积的体积力。

对于球坐标的情况，考虑温度效应的岩体应力平衡方程为

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial \tau_{r\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{1}{r}\frac{\partial \tau_{r\theta}}{\partial \theta} + \frac{2\sigma_r - \sigma_\varphi - \sigma_\theta \tau_{r\theta}\cot\theta}{r} + R_1 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial r} \tag{1.22}$$

$$\frac{\partial \tau_{\varphi r}}{\partial r} + \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial \sigma_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{1}{r}\frac{\partial \tau_{\varphi\theta}}{\partial \theta} + \frac{3\tau_{r\varphi} + 2\tau_{\varphi\theta}\cot\theta}{r} + R_2 = 3K\beta \frac{\partial T}{\partial \varphi} \tag{1.23}$$