

# 横观各向同性岩石热力耦合脆性断裂相场法模拟

张成凯<sup>1, 2</sup>, 周舒威<sup>\*1, 2</sup>, 张雨恒<sup>1, 2</sup>, 田浚垚<sup>1, 2</sup>, 庄晓莹<sup>1, 2</sup>

(1. 同济大学 土木工程学院, 上海 200092; 2. 土木工程防灾减灾全国重点实验室, 上海 200092)

**摘要:** 层理岩石的热致变形与破裂是地热开采与核废料储存等岩土工程中的关键问题, 其行为受材料各向异性影响显著。为研究该类岩石的热致裂特性, 在经典相场框架下引入横观各向同性本构和结构张量, 提出了具有可表征热力各向异性的横观各向同性岩石脆性断裂相场模型, 并通过解析解、数值解与试验结果对比验证了模型在动态、准静态热断裂方面的适用性和可靠性。进一步分析表明, 四种热力参数的各向异性变化对裂纹扩展形态具有不同程度影响: 层理方向上, 裂纹萌生因刚度增大受到抑制, 又因较低的临界断裂能和较小的热膨胀系数受到促进; 而热导率增大则呈现出先促进后抑制的规律。同等各向异性水平下, 热膨胀系数对裂纹扩展形态影响最大, 力学参数次之, 导热系数的影响最小。研究为涉及热力影响下具有层理构造的岩土工程致裂、止裂等措施提供了必要的手段和依据。

**关键词:** 横观各向同性岩石; 相场法; 热裂纹扩展; 热力参数各向异性; 数值模拟

中图分类号: TU91 文献标识码: A

作者简介: 张成凯(1999—), 男, 博士研究生, 主要从事岩石断裂计算力学方面的研究工作。E-mail: 2310054@tongji.edu.cn。

## Phase-field modeling of thermo-mechanical coupled brittle fracture for transversely isotropic rock

ZHANG Chengkai<sup>1, 2</sup>, ZHOU Shuwei<sup>1, 2</sup>, ZHANG Yuheng<sup>1, 2</sup>, TIAN Junyao<sup>1, 2</sup>, ZHUANG Xiaoying<sup>1, 2</sup>

(1. College of Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China; 2. State Key Laboratory of Disaster Reduction in Civil Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

**Abstract:** Thermally induced deformation and fracture of bedding rocks are critical concerns in geotechnical engineering, including geothermal mining and nuclear waste storage, as these phenomena are strongly influenced by material anisotropy. To investigate the thermal fracture characteristics of such rocks, transversely isotropic constitutive and structural tensors are incorporated within the classical phase-field framework. A phase field model for brittle fracture in transversely isotropic rocks, capable of representing thermal anisotropy, is proposed. The model's applicability and reliability in capturing dynamic and quasi-static thermal fracture behaviors are validated through comparisons with analytical solutions, numerical simulations, and experimental data. Further analysis reveals that anisotropic variations in four thermal parameters affect crack propagation morphology differently. Along the bedding direction, crack initiation is suppressed by increased stiffness but promoted by a lower critical fracture energy and lower thermal expansion coefficient. Meanwhile, increased thermal conductivity initially promotes crack propagation but eventually inhibits it. Among these parameters, the thermal expansion coefficient has the most significant impact on crack propagation morphology, followed by mechanical parameters, while the thermal conductivity has the least influence. This research offers essential insights and practical guidance for addressing cracking and implementing crack-arrest measures in geotechnical engineering involving heat-affected bedding structures.

**Key words:** transversely isotropic rock; phase field method; thermal fracture propagation; anisotropy of thermal parameters; numerical simulation

## 0 引 言

页岩气开采、增强地热系统、放射性废物埋置、高地温隧道等岩石地下工程中普遍存在岩石热致变形破裂的现象<sup>[1]</sup>。沉积岩中的层理构造导致的热力各向异性响应使岩石热致裂纹扩展机理更加复杂, 研究表

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(52278408); 中央高校基本科研业务费项目(22120240146)

\*通信作者(E-mail: zhoushuwei1016@126.com)

明, 岩石弱各向异性使得新生裂纹不一定总是平行于初始缺陷方向扩展<sup>[2]</sup>。沉积岩可以看作是具有横观各向同性本构的岩石, 平行、垂直层理两个方向上的热力参数具有明显差异, 因此开展横观各向同性岩石热力耦合断裂行为机制的研究, 建立可靠的断裂预测模型, 是地下深部资源高效开采的需要, 对保障岩石地下工程的高效安全运行具有重要的意义。

大多数横观各向同性岩石热断裂试验研究侧重于讨论准静态前提下温度作用对力学特性的影响, 而由于岩样制备以及试验操作难度大、裂纹产生的离散性较强且难以捕捉, 关于热力参数各向异性对裂纹演化机制的影响、动态热断裂试验研究较少<sup>[3]</sup>。因此对于上述复杂热断裂问题, 数值模拟成为一种替代试验的可行方法。

相场法作为新兴的一种基于能量变分原理的数值方法, 通过引入相场参量这一标量连续性表征材料的损伤程度, 在成熟的有限元框架中实现了真实尖锐裂纹的弥散表示, 基于 Griffith 变分理论<sup>[4]</sup>引入耗散断裂能, 实现岩石受外部因素作用导致的自然断裂, 克服了传统非连续方法如 XFEM 中网格和相应的断裂准则的依赖性, 裂纹自然萌生扩展是相场演化的直接映射, 无须大量的附加算法结构, 随后 Miehe 等<sup>[5]</sup>等提出了相场的脆性断裂热力学一致模型, 其在描述多物理场耦合问题中准静态、动态裂纹扩展方面的优势逐渐显现<sup>[6]</sup>。目前, 各向同性岩石的热断裂相场方法已经开展了大量研究<sup>[7]</sup>, 但考虑热力各向异性影响方面还是以传统的数值方法居多<sup>[8]</sup>, Tangella RG 等<sup>[9]</sup>和 Liu<sup>[10]</sup>在构建各向异性相场模型中也并未从本构角度真正实现力学各向异性, 原因在于各向异性本构下应变能密度驱动项构建存在挑战。以上可以看出, 岩石地下工程领域里同时考虑热力各向异性的热力耦合相场方法尚未建立且有待验证。

各向异性本构基础上构建相场驱动项, 各类应变能分解方式<sup>[11]</sup>不再适用, 因此本文在局部坐标系下基于法向应变拉压分解形式, 提出了一种基于横观各向同性本构的岩石脆性断裂热力耦合相场模型, 同时热力参数中引入二阶结构张量表征方向差异, 以真正实现热力各向异性响应。在 COMSOL Multiphysics 进行建模, 瞬态计算过程中对变形场、相场、温度场进行分离迭代求解。由于缺乏层状岩石热冲击断裂试验数据, 模型鲁棒性和合理性验证需要分步进行: 首先通过瞬态热传导算例进行数值解和解析解对比, 以及淬火试验中的热冲击断裂的数值结果和试验结果对比, 初步验证模型在热力各向异性和动态断裂的合理性; 在此基础上模拟含预制裂隙的横观各向同性板两侧恒温差条件下的动态热冲击断裂过程进一步对比验证。热力参数敏感性分析则通过模拟变温边界下准静态热

断裂过程, 探究热力各向异性对裂纹扩展的影响机制。

## 1 热力耦合相场理论

### 1.1 断裂的相场描述与能量泛函

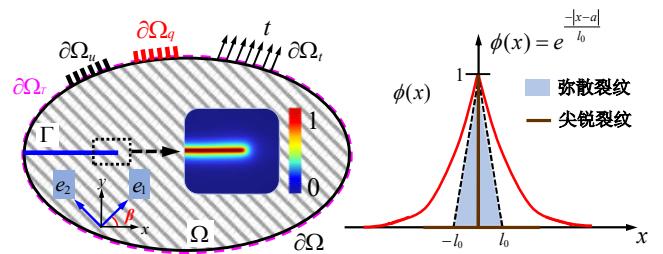


图 1 相场法中尖锐裂纹的弥散表示

Fig.1 Diffuse representation of sharp cracks in PFM

如图 1 所示, 考虑热力作用下横观各向同性岩石整体域  $\Omega \subset R_d$  ( $d=1,2,3$ ) 其域边界为  $\partial\Omega$ , 子域  $\partial\Omega_t, \partial\Omega_q, \partial\Omega_u, \partial\Omega_s$  分别表示为温度、热流、位移和面力边界,  $\Gamma$  代表内部裂纹区域。为了描述力学各向异性—横观各向同性, 建立有三个正交轴 1、2 和 3 组成的材料局部坐标系, 其中  $e_1$  方向代表垂直层理方向, 假设其与空间坐标系中水平方向  $x$  轴正半轴夹角为层理角度  $\beta$ ,  $e_2$  则指向层理方向,  $e_3$  指向面外, 二者共同构成一个各向同性平面。相场法通过引入标量值  $\phi$  将具有从完整态  $\phi=0$  到破坏态  $\phi=1$  这一过渡区域去逼近现实中尖锐不连续裂纹, 对于一维裂纹可以采用图中指数函数形式进行近似, 其中  $l_0$  是控制过渡区域大小的长度尺度参数,  $l_0$  越大, 直观上裂纹越弥散。

相场模型中的断裂演化是岩体  $\Omega$  总拉格朗日能量泛函最小化的过程。热裂纹的动态扩展过程中, 总能量泛函  $L(\mathbf{u}, \phi, T)$  由弹性能  $\Psi_{ee}$ 、断裂能  $\Psi_f$ 、热能  $\Psi_T$ 、外力做功  $W_{ext}$  和动能  $W_k$  表示为<sup>[24]</sup>:

$$\begin{aligned} L(\mathbf{u}, \phi, T) = & \Psi_{ee} + \Psi_f + \Psi_T - W_{ext} + W_k \\ = & \int_{\Omega} \Psi_e(\varepsilon_e) d\Omega + \int_{\Gamma} G_s dS + \Psi_T - \int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} d\Omega \\ & - \int_{\partial\Omega_t} \bar{\mathbf{t}} \cdot \mathbf{u} dS + \int_{\Omega} \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}}^2 d\Omega \end{aligned} \quad (1)$$

式中:  $\mathbf{u}$  和  $\dot{\mathbf{u}}$  分别表示固体力学场中的位移及其速度项;  $\rho$  为固体密度;  $T$  为温度标量;  $\varepsilon_e$  为由位移梯度导出且温度相关的弹性应变张量;  $G_s$  为断裂能项;  $\mathbf{b}$  和  $\bar{\mathbf{t}}$  分别为体力和面力。注意若考虑准静态扩展过程的能量泛函, 将上式中的动能略去, 其余保持不变。

### 1.2 热力耦合关系与各向异性表征

对于位移场, 小变形范围内的总应变张量  $\boldsymbol{\varepsilon}$  应考虑温度引起的热应变张量  $\boldsymbol{\varepsilon}_{th}$  予以剔除, 得到弹性应变张量  $\boldsymbol{\varepsilon}_e$  如下:

$$\boldsymbol{\varepsilon}_e = \boldsymbol{\varepsilon} - \boldsymbol{\varepsilon}_{th} = (\nabla \mathbf{u} + \mathbf{u} \nabla) / 2 - \boldsymbol{\alpha} \cdot \Delta T \quad (2)$$

式中:  $\boldsymbol{\alpha}$  为局部坐标系下的热膨胀系数张量形式, 其分量  $\alpha_{ii}$  ( $i=1,2,3$ ) 分别对应垂直层理、平行层理方向的

热膨胀系数。

相场模型中裂纹扩展导致弹性刚度退化, 同时裂纹处两接触面间的空气作为热阻显著影响固体传热, 因此通过引入刚度退化函数  $g(\phi)$  及插值形式的热传导系数体现相场对其他场的影响。考虑刚度退化的应力应变一般形式如下:

$$\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{C} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_e = g(\phi) \mathbf{C}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}_e = [(1-k)(1-\phi)^2 + k] \mathbf{C}_0 \cdot \boldsymbol{\epsilon}_e, \quad (3)$$

式中:  $\mathbf{C}_0$  为各向同性弹性矩阵, 其中弹性分量由两个独立参数即拉梅常数  $\lambda$  和  $\mu$  决定,  $\mathbf{C}$  为考虑相场折减的弹性矩阵, 其中  $k$  设置为  $1 \times 10^{-9}$ , 以防止计算中矩阵奇异影响收敛。而横观各向同性体弹性矩阵由五个独立的参数决定, 形式如下:

$$\boldsymbol{\sigma} = g(\phi) \mathbf{S}_{II} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^T$$

$$\mathbf{S}_{II} = \begin{bmatrix} Q_{11} & Q_{12} & Q_{13} \\ Q_{12} & Q_{22} & Q_{23} \\ Q_{13} & Q_{23} & Q_{33} \\ & Q_{44} & & \\ & & Q_{66} & \\ & & & Q_{66} \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$Q_{11} = \frac{1 - \nu_{23}\nu_{32}}{E_2 E_3 \Lambda} \quad Q_{12} = \frac{\nu_{12} + \nu_{32}\nu_{13}}{E_1 E_3 \Lambda}$$

$$Q_{22} = \frac{1 - \nu_{13}\nu_{31}}{E_1 E_3 \Lambda} \quad Q_{23} = \frac{\nu_{23} + \nu_{21}\nu_{13}}{E_1 E_2 \Lambda}$$

$$Q_{44} = \frac{(Q_{22} - Q_{23})}{2} \quad Q_{66} = G_{12}$$

$$\Lambda = \frac{1 - \nu_{12}\nu_{21} - \nu_{23}\nu_{32} - \nu_{13}\nu_{31} - 2\nu_{12}\nu_{23}\nu_{31}}{E_1 E_2 E_3}$$

$$\nu_{ij} E_j = \nu_{ji} E_i (i, j = 1, 2, 3)$$

$$(5)$$

式中:  $\mathbf{S}_{II}$  为横观各向同性弹性矩阵, 其中张量分量形式的下标 1,2,3 与局部坐标系下主方向 1,2,3 对应; 弹性分量  $Q_{ii}$  由各方向上的泊松比  $\nu_{ii}$  和杨氏模量  $E_i$  表示。

$$\mathbf{K}_{rf} = \begin{pmatrix} k_{xx} & k_{xy} & k_{xz} \\ k_{xy} & k_{yy} & k_{yz} \\ k_{xz} & k_{yz} & k_{zz} \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$= \begin{pmatrix} k_1 \cos^2 \beta + k_2 \sin^2 \beta & (k_1 - k_2) \sin \beta \cos \beta & 0 \\ (k_1 - k_2) \sin \beta \cos \beta & k_1 \sin^2 \beta + k_2 \cos^2 \beta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

考虑各向异性的热传导系数  $k_i (i=1,2,3)$  通过与  $\phi$  相关的插值函数形式如图 2 所示。式(7)中指标函数  $\chi^r(\phi)$  和  $\chi^f(\phi)$  将相场对  $k_i$  的影响划分成完好域  $\Omega_r$ 、过渡域  $\Omega_c$ 、裂隙域  $\Omega_f$  三个连续区间, 其中由两个相

场阈值  $c_1$  和  $c_2$  控制各域的相对位置,  $k_i^r$  和  $k_i^f$  分别为完整域和裂隙域的稳定热传导系数。该函数可以解释随着裂纹程度增大, 传热介质由固体逐渐转变为隙间空气导致热传导效率下降的现象, 参数取值可以通过对不同类型含裂隙岩石的温度场进行加热测试来进行估计和校准。

$$k_i = k_i^r \chi^r + k_i^f \chi^f (i=1,2,3)$$

$$\chi^r(\phi) = \begin{cases} 1, & \phi \leq c_1 \\ \frac{c_2 - \phi}{c_2 - c_1}, & c_1 < \phi < c_2 \\ 0, & \phi \geq c_2 \end{cases}$$

$$\chi^f(\phi) = \begin{cases} 0, & \phi \leq c_1 \\ \frac{\phi - c_1}{c_2 - c_1}, & c_1 < \phi < c_2 \\ 1, & \phi \geq c_2 \end{cases} \quad (7)$$

为简化模型, 本文不考虑变形场对温度场的影响, 而其对相场的影响可以解释为变形体受热、力等形式的载荷形变, 弹性应变能不断累积, 达到临界值后以断裂能形式进行耗散, 驱动相场中裂纹扩展; 而温度场对四类热力参数的影响以工程现场取样, 进行数据拟合回归函数得到。

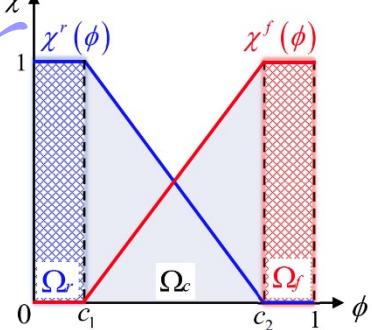


图 2 传热过程中相场相关的插值函数

Fig.2 Interpolation functions related to  $\phi$  in heat transfer

断裂能由裂纹表面密度函数  $\gamma$  和临界能量释放率  $G_s$  近似表示, 引入二阶张量形式的临界能量阈值  $G_{sm}$  来表征断裂的弱各向异性<sup>[22]</sup>, 各向同性平面内有  $\xi_{11} = \xi_{22}$ , 且考虑现实中断裂沿着能量阈值更小的方向更容易发生, 设置  $G_{sm} = \min(G_{d1}, G_{d2})$  作为最小临界能量阈值, 其中  $G_{d1}$  和  $G_{d2}$  分别沿各向同性平面内沿着主轴  $\mathbf{e}_1$  方向和各向同性平面内沿着主轴  $\mathbf{e}_2$  方向的临界能量阈值, 断裂的优先取向为  $G_{sm}$  对应的方向:

$$\gamma(\phi, \nabla \phi) = \frac{\phi^2}{2l_0} + \frac{l_0}{2} |\nabla \phi|^2 \quad (8)$$

$$\psi_f = \int_{\Omega} G_s dS \approx \int_{\Omega} G_s \cdot \gamma(\phi, \nabla \phi) dS$$

$$\psi_f = \int_{\Omega} G_{sm} \left( \frac{\phi^2}{2l_0} + \frac{l_0}{2} \nabla \phi \cdot \mathbf{D} \cdot \nabla \phi \right) d\Omega$$

$$\mathbf{D} = \xi_{11} \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 + \xi_{22} \mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2 + \xi_{33} \mathbf{e}_3 \otimes \mathbf{e}_3. \quad (9)$$

$$\xi_{11} = G_{d1}/G_{sm} \quad \xi_{22} = G_{d2}/G_{sm}$$

### 1.3 应变能驱动项的修正

热致裂纹大多以拉伸裂纹形式存在, 为此须对总体的弹性应变能进行拉压分解, 对拉应变能进行退化, 总能量泛函中的弹性能改写为:

$$\begin{aligned}\Psi_{\varepsilon} &= \int_{\Omega} \psi_{\varepsilon}(\varepsilon_e) d\Omega \\ &= \int_{\Omega} g(\phi) \psi_{\varepsilon}^+(\varepsilon_e) + \psi_{\varepsilon}^-(\varepsilon_e) d\Omega\end{aligned}\quad (10)$$

各向同性岩石中基于应变拉压的谱分解方法应用更为广泛, 其分解形式可表示为式(11), 其中  $\varepsilon$  由拉伸主应变和压缩主应变组成,  $\mathbf{n}_a$  为主应变的单位方向向量,  $J_{ijkl} = \delta_{ij}\delta_{kl}$ ;  $H_{\varepsilon}(x)$  为 Heaviside 函数; 计算中弹性矩阵  $\mathbf{C}$  由拉压分解后的弹性能  $\psi_{\varepsilon}$  对  $\varepsilon$  求二阶导得到, 其中四阶各向同性张量  $P_{ijkl}^{\pm}$  算法<sup>[11]</sup>由式(12)给出,  $n_{ai}$  为  $\mathbf{n}_a$  的第  $i$  个分量:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{\pm} &= \sum_{a=1}^3 \langle \varepsilon_a \rangle_{\pm} \mathbf{n}_a \otimes \mathbf{n}_a \\ \psi_{\varepsilon}^{\pm}(\varepsilon_e) &= \frac{\lambda}{2} \langle \text{tr}(\varepsilon) \rangle_{\pm}^2 + \mu \text{tr}(\varepsilon_{\pm}^2) \\ \psi_{\varepsilon}(\varepsilon_e) &= g(\phi) \psi_{\varepsilon}^+(\varepsilon_e) + \psi_{\varepsilon}^-(\varepsilon_e)\end{aligned}\quad (11)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{C} &= \frac{\partial^2 \psi_{\varepsilon}}{\partial \varepsilon^2} = 2\mu \{ g(\phi) P_{ijkl}^+ + P_{ijkl}^- \} + \\ &\quad \lambda \{ g(\phi) H_{\varepsilon}(\text{tr}(\varepsilon)) + H_{\varepsilon}(-\text{tr}(\varepsilon)) \} J_{ijkl} \\ P_{ijkl}^{\pm} &= \sum_{a=1}^3 \sum_{b=1}^3 H_{\varepsilon}(\pm \varepsilon_a) \delta_{ab} n_{ai} n_{aj} n_{bk} n_{bl} \\ &\quad + \sum_{a=1}^3 \sum_{b=1}^3 \frac{1}{2} \frac{\langle \varepsilon_a \rangle_{\pm} - \langle \varepsilon_b \rangle_{\pm}}{\varepsilon_a - \varepsilon_b} n_{ai} n_{bj} (n_{ak} n_{bl} + n_{bk} n_{al})\end{aligned}\quad (12)$$

不同于各向同性, 横观各向同性下的应变主值和应力主值的方向向量不再重合, 因此针对该问题, 遵循 Zhou 等<sup>[12]</sup>的分解, 将  $\psi_{\varepsilon}^+(\varepsilon_e)$  在局部坐标系下基于法向应变进行拉压分解, 形式为:

$$\begin{aligned}\psi_{\varepsilon}^+ &= \frac{1}{2} (\varepsilon_e^+)^T S_{II} \varepsilon_e^+ \\ \varepsilon_e^+ &= \left\{ \langle \varepsilon_e^{11} \rangle_+ \langle \varepsilon_e^{22} \rangle_+ \langle \varepsilon_e^{33} \rangle_+ \varepsilon_e^{23} \varepsilon_e^{13} \varepsilon_e^{12} \right\}^T, \\ \varepsilon_e^{ij} &= \varepsilon^{ij} - \varepsilon_{th}^{ij} = \varepsilon^{ij} - \alpha_{ij} \cdot \Delta T\end{aligned}\quad (13)$$

其中: 正弹性能  $\psi_{\varepsilon}^+(\varepsilon_e)$  驱动着相场的变化。为保证裂纹产生的不可逆性, 引入额外的历史应变能  $H$ , 其代表  $[0, t]$  时间内的最大正弹性能:

$$H(\mathbf{x}, t) = \max_{s \in [0, t]} \psi_{\varepsilon}^+(\varepsilon(\mathbf{x}, s)) \quad (14)$$

#### 1.4 各场控制方程的求解

由前述小节可知, 横观各向同性岩石能量泛函可改写为式(15), 其中  $\bar{Q}$  为单位体积的产热率,  $\bar{q}$  为边界  $\partial\Omega_q$  上的已知热通量:

$$\begin{aligned}L(\mathbf{u}, \phi, T) &= \int_{\Omega} [g(\phi) \psi_{\varepsilon}^+(\varepsilon_e) + \psi_{\varepsilon}^-(\varepsilon_e)] d\Omega \\ &\quad + \int_{\Gamma} G_{sm} \left( \frac{\phi^2}{2l_0} + \frac{l_0}{2} \nabla \phi \cdot \mathbf{D} \cdot \nabla \phi \right) dS \\ &\quad + \int_{\Omega} \left( \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} - \bar{Q} \right) d\Omega + \int_{\partial\Omega_q} \bar{q} dS \\ &\quad - \int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} d\Omega - \int_{\partial\Omega_t} \mathbf{t} \cdot \mathbf{u} dS + \int_{\Omega} \frac{1}{2} \rho \dot{\mathbf{u}}^2 d\Omega\end{aligned}\quad (15)$$

根据能量变分原理, 得到变形场、相场、温度场三场含  $\delta\mathbf{u}$ 、 $\delta\phi$ 、 $\delta T$  试函数的能量泛函一阶变分弱形式, 随后运用格林公式对积分弱形式进行降阶。相场方程求解时, 与相场相关的正应变能用历史最大应变能替代, 能量最小化的条件为一阶变分为 0, 由此可自然推导出变形场、温度场、相场的强形式控制方程及其对应的诺依曼边界条件, 狄利克雷边界条件以既定位移  $\bar{\mathbf{u}}$ 、温度  $\bar{T}$  在式(16-18)出:

$$\begin{cases} \nabla \cdot \sigma + \mathbf{b} = \rho \ddot{\mathbf{u}} & \text{in } \Omega \\ \sigma \cdot \mathbf{n} = \bar{\mathbf{t}} & \text{on } \partial\Omega_t \\ \mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} & \text{on } \partial\Omega_u \end{cases}; \quad (16)$$

$$\begin{cases} \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{q} - \bar{Q} = 0 & \text{in } \Omega \\ \mathbf{q} \cdot \mathbf{n} = \bar{q} & \text{on } \partial\Omega_q \\ T = \bar{T} & \text{on } \partial\Omega_T \end{cases}; \quad (17)$$

$$\begin{cases} \left[ 1 + \frac{2l_0(1-k)H}{G_{sm}} \right] \phi - l_0^2 \mathbf{D} \cdot \Delta \phi & \text{in } \Omega \\ \frac{2l_0(1-k)H}{G_{sm}} & \\ \mathbf{D} \cdot \nabla \phi \cdot \mathbf{n} = 0 & \text{on } \partial\Omega \end{cases}. \quad (18)$$

以上为模拟动态热断裂所对应的各场强形式控制方程。注意当涉及准静态断裂时, 固体力学所对应的平衡方程的惯性项为 0, 其余保持不变。

## 2 数值实现与模型验证

### 2.1 数值实现

模型采用 COMSOL Multiphysics 中的固体力学、传热、常/偏微分方程模块进行耦合求解, 考虑模型时变、多物理场以及各向异性等复杂因素, 利用分离求解器对每一时间步中的相应场变量进行交错迭代求解。针对某一变量迭代过程, 采用增量迭代法 (Newton-Raphson 法), 在满足收敛条件后将进入下一个变量的迭代, 同时采用 Anderson 加速法, 保证计算精度同时, 提高 COMSOL 的收敛稳定性。

温度场以及变形场的瞬态相关积分项采用隐式后向欧拉法逼近,  $t + \Delta t$  表示为当前时刻, 时间步更新后结点值为:

$$\dot{T} = \frac{T^{t+\Delta t} - T^t}{\Delta t}, \dot{\mathbf{u}} = \frac{\mathbf{u}^{t+\Delta t} - \mathbf{u}^t}{\Delta t}, \ddot{\mathbf{u}} = \frac{\dot{\mathbf{u}}^{t+\Delta t} - \dot{\mathbf{u}}^t}{\Delta t} \quad (19)$$

对于位移  $\mathbf{u}$ 、温度  $T$ 、相场变量  $\phi$  及其试函数  $\delta(\cdot)$  和梯度形式  $\nabla(\cdot)$ ，利用所有单元节点的形函数插值表示为：

$$\begin{aligned}\{\mathbf{u}, \delta\mathbf{u}\} &= \mathbf{N}_u \{\mathbf{d}, \delta\mathbf{d}\} & \{\boldsymbol{\epsilon}_e, \delta\boldsymbol{\epsilon}_e\} &= \mathbf{B}_u \{\mathbf{d}, \delta\mathbf{d}\} \\ \{\phi, \delta\phi\} &= \mathbf{N}_\phi \{\hat{\phi}, \delta\hat{\phi}\} & \{\nabla\phi, \nabla\delta\phi\} &= \mathbf{B}_\phi \{\hat{\phi}, \delta\hat{\phi}\}, \quad (20) \\ \{T, \delta T\} &= \mathbf{N}_T \{\hat{T}, \delta\hat{T}\} & \{\nabla T, \nabla\delta T\} &= \mathbf{B}_T \{\hat{T}, \delta\hat{T}\}\end{aligned}$$

其中  $\mathbf{d}$ 、 $\phi$ 、 $\hat{\mathbf{T}}$  为离散域所有单元结点的位移、相场、温度矢量， $\mathbf{N}_{(\cdot)}$  和  $\mathbf{B}_{(\cdot)}$  分别为所有单元形函数矩阵及其梯度形式。将上式代入前述控制方程弱形式进行离散化表达，考虑试函数的任意性，所有单元节点处各场变量值对控制方程全局残差贡献可写为：

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_u &= \int_{\Omega} \mathbf{B}_u^T \mathbf{S}_{TT} \mathbf{B}_u d\Omega + \int_{\Omega} \rho \mathbf{N}_u d\Omega \ddot{\mathbf{d}} \\ &- \int_{\Omega} \mathbf{N}_u^T \mathbf{b} d\Omega - \int_{\partial\Omega_i} \mathbf{N}_u^T \mathbf{t} dS \\ \mathbf{R}_\phi &= \int_{\Omega} 2(1-k) H \mathbf{N}_\phi^T d\Omega + \\ &\int_{\Omega} \left\{ \mathbf{B}_\phi^T G_{sm} l_0 \mathbf{D} \cdot \mathbf{B}_\phi + \mathbf{N}_\phi^T \left[ \frac{G_{sm}}{l_0} + \right] \mathbf{N}_\phi \right\} d\Omega \hat{\phi} \quad (21) \\ \mathbf{R}_T &= \int_{\Omega} \rho C_p (\mathbf{N}_T)^T \frac{\partial \hat{\mathbf{T}}}{\partial t} (\mathbf{N}_T) d\Omega + \\ &\int_{\Omega} \mathbf{K}_{rf} (\mathbf{B}_T)^T (\mathbf{B}_T) d\Omega - \int_{\Omega} \bar{\mathbf{Q}} d\Omega + \int_{\partial\Omega_q} \bar{\mathbf{q}} (\mathbf{N}_T)^T dS\end{aligned}$$

单元节点各场变量需要通过令每个时间步长全局残差满足来求解，由于积分方程高度非线性，采用交错求解方案来降低计算复杂度，当前  $t + \Delta t$  时刻的全局残差可以依次表示为：

$$\begin{cases} \mathbf{R}_u(\mathbf{u}^{t+\Delta t} | \mathbf{u}^t, \phi^t, T^t, H^t) = 0 \\ \mathbf{R}_\phi(\phi^{t+\Delta t}, H^{t+\Delta t} | \mathbf{u}^{t+\Delta t}, \phi^t, H^t) = 0 \\ \mathbf{R}_T(T^{t+\Delta t} | \phi^{t+\Delta t}, T^t) = 0 \end{cases}, \quad (22)$$

其中， $\mathbf{u}^t, \phi^t, T^t, H^t$  为  $t + \Delta t$  时刻各场变量初始值，分隔线右侧为已知场量，在当前时刻求解保持恒定，左侧  $t + \Delta t$  时刻的待求解量，在  $t + \Delta t$  时刻中增量迭代过程可以表示为：

$$\begin{cases} \mathbf{R}_u^{n+1} = \mathbf{R}_u^n - \frac{\partial \mathbf{R}_u^{n+1}}{\partial \mathbf{u}} \Delta \mathbf{u}^{n+1} \\ \mathbf{R}_\phi^{n+1} = \mathbf{R}_\phi^n - \frac{\partial \mathbf{R}_\phi^{n+1}}{\partial \phi} \Delta \phi^{n+1} \\ \mathbf{R}_T^{n+1} = \mathbf{R}_T^n - \frac{\partial \mathbf{R}_T^{n+1}}{\partial T} \Delta T^{n+1} - \frac{\partial \mathbf{R}_T^{n+1}}{\partial \phi} \Delta \phi^{n+1} \end{cases}, \quad (23)$$

其中， $n+1$  为当前迭代步， $n$  为上一迭代步，定义收敛准则为：

$$\max \left( \frac{\|\Delta \mathbf{u}^{n+1}\|}{\|\mathbf{u}^n\|}, \frac{\|\Delta \phi^{n+1}\|}{\|\phi^n\|}, \frac{\|\Delta T^{n+1}\|}{\|T^n\|}, \frac{\|\Delta H^{n+1}\|}{\|H^n\|} \right) < tol, \quad (24)$$

式中： $\|\cdot\|$  为欧拉范式， $tol$  为各变量相对容差。当满足收敛准则后，迭代终止，最终迭代步的场变量值将作为下一时刻的初始值进行新一轮的交错迭代求解。

## 2.2 模型验证

为了验证横观各向同性岩石热力耦合断裂相场模型的可靠性，首先评估横观各向同性本构下的热力各向异性响应，针对具有水平层理的  $1 \times 1\text{m}$  页岩板瞬态热传导问题进行数值建模，正交方向上的各向异性热力参数设置如表 1，假定平面应力条件，如图 3 考虑平行、垂直于层理面的方向传热两种情况（模型 I, II），一对边分别瞬时施加温度边界  $T_1 = 373.15\text{K}$ ， $T_2 = 273.15\text{K}$ ，另一对边施加法向位移约束并设置绝热边界，岩石初始温度  $T_0$  同  $T_2$ 。已知沿热传导方向，距  $T_1$  边界处  $l$  的温度和热应力解析式<sup>[13]</sup>已给出， $L$  为两温度边界垂直距离：

$$\begin{aligned}\frac{T(l, t) - T_2}{T_1 - T_2} &= 1 - \frac{l}{L} - \frac{2}{\pi} \times \\ &\sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{\sin(n\pi l/L)}{n} \exp\left[-k_i n^2 \pi^2 t / L^2 \rho C_p\right] \right\} \\ \sigma_i(l, t) &= -\alpha_i E_i \Delta T(l, t) \quad (i = x, y)\end{aligned} \quad (25)$$

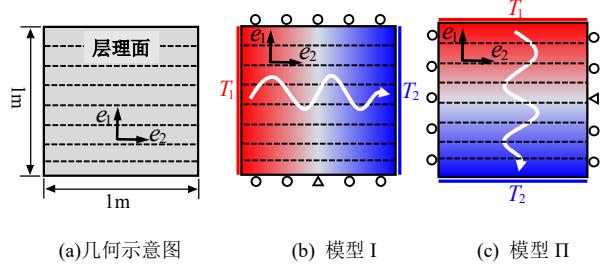
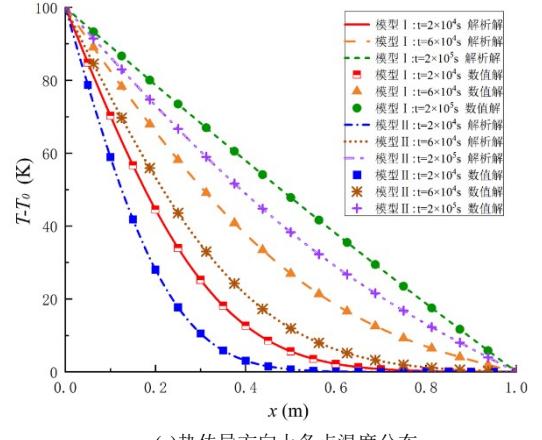


图 3 横观各向同性岩板瞬态热传导模型

Fig.3 Transient heat conduction model of TI rock slab



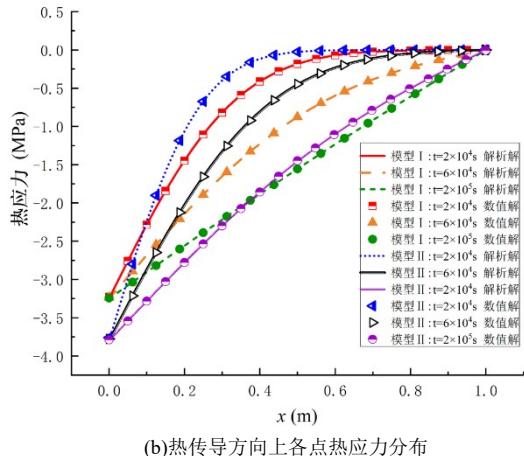


图 4 瞬态热传导模型的数值解与解析解对比

Fig.4 Comparison of numerical and analytical solutions for transient heat conduction model

如图 4 所示,选取  $t = 2 \times 10^4 \text{ s}$ 、 $6 \times 10^4 \text{ s}$ 、 $2 \times 10^5 \text{ s}$  时刻的模型温度分布和热应力分布的数值解同解析解进行对比,二者在两个传热方向上同一时刻的各点温度分布和热应力分布均吻合的较好,热传导系数大的方向更早地达到热平衡,而垂直于传热方向的刚度越大,热应力变化幅度更大,该瞬态热传导模型初步验证了无损伤条件下横观各向同性岩石热力响应的可靠性。

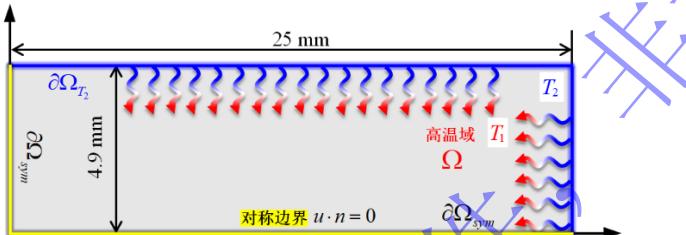


图 5 淬火模型几何和边界条件

Fig.5 Geometry and boundary conditions for the quenching model

为验证模型在动态热断裂方面的模拟可信度,选取  $50\text{mm} \times 9.8\text{mm} \times 1\text{mm}$  的各向同性陶瓷板加热至  $T_1$  后放入温度为  $T_2 = 300\text{K}$  的冷水中淬火,以模拟边界温度的剧烈变化。模拟中采用温变时段  $1 \times 10^{-4} \text{ s}$  的阶跃函数来连续性表征低温边界的瞬时施加,采用平面应力假设,计算时步设置为  $\Delta t = 1 \times 10^{-5} \text{ s}$ ,长度尺度参数  $l_0$  取  $9.2 \times 10^{-5} \text{ m}$ 。为提高计算效率,选取  $1/4$  对称结构,模型几何和边界条件如图 5 所示,模型左侧和下部施加对称边界,上侧和右侧瞬时施加低温载荷,热力参数取值如下:  $E = 370 \text{ GPa}$ ,  $\nu = 0.22$ ,  $\rho = 3980 \text{ kg/m}^3$ ,  $G_c = 42.47 \text{ N/m}$ ,  $\alpha = 8 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ,  $C_p = 880 \text{ J/(kg} \cdot \text{K)}$ , 长度尺度参数  $l_0$  为  $9.2 \times 10^{-5} \text{ m}$ ,最大单元尺寸取  $l_0/2$ ,单元总数为 58208。

以  $T_1 = 880 \text{ K}$  试件淬火数值模拟结果为例,由不同时刻的主应力分布图 6 可知,裂纹尖端有明显的拉应力区,判断为拉伸裂纹,总体呈现层次性和周期

性分布,发展到后期,裂纹扩展速度逐渐放缓。层次性体现在根据裂纹最终侵入深度主要分为微裂纹、短裂纹、中裂纹、长裂纹四类<sup>[14]</sup>,而四种长度裂纹以一定的间距呈现周期分布的特点,裂纹发展初期均垂直于所在的试件表面,而后发生大小程度不等的偏转,偏转产生原因是裂纹尖端附近拉应力区域互相扰动,有些有联结的趋势,有试验表明,更高的试件温度会导致上下表面的长裂纹互相贯通<sup>[15]</sup>。

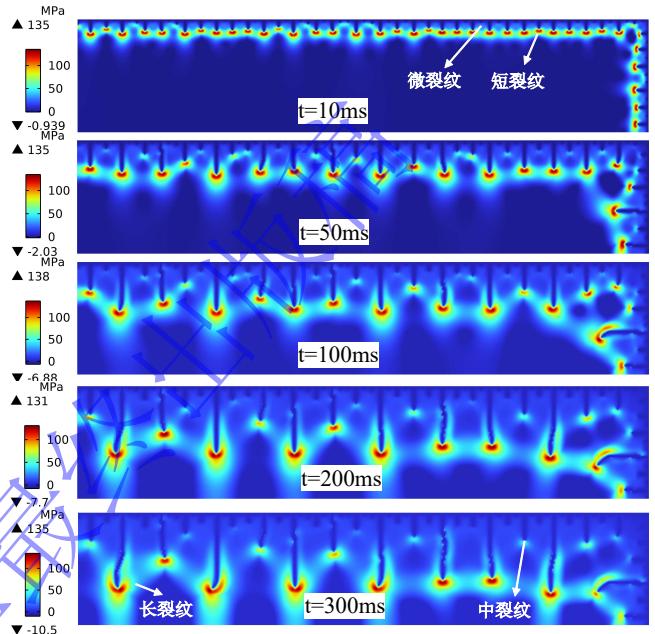
图 6  $T_1 = 880 \text{ K}$  不同时刻主应力云图

Fig.6 Principal stress contours at different time intervals under 880 K

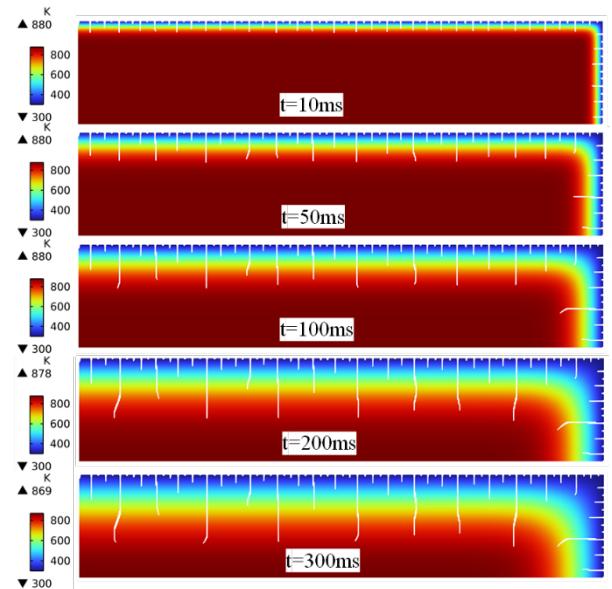
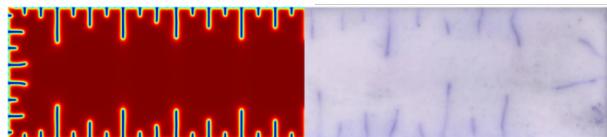
图 7  $T_1 = 880 \text{ K}$  不同时刻温度云图

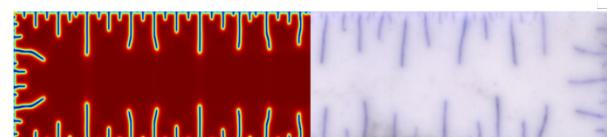
Fig.7 Temperature contours at different time intervals under 880 K

温度分布图 7 中可以看到边界由于瞬间降至水浴温度最先产生微裂纹和短裂纹,微裂纹不再继续延伸,随着试件温度由外向内逐渐降低,短裂纹开始分化成

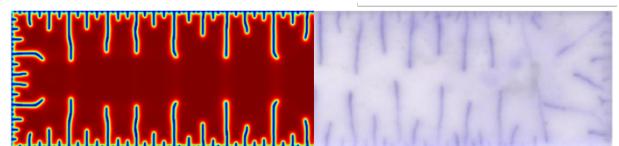
中裂纹和长裂纹，温度梯度是驱动裂纹扩展的主要原因，长裂纹和中裂纹尖端均在温度梯度区域，前者几乎处在 880 K 高温区边缘，后者处在中间温区，而短裂纹和微裂纹由于处于水浴温度区域不再扩展。



(a)  $T_1 = 580\text{ K}$



(b)  $T_1 = 680\text{ K}$



(c)  $T_1 = 880\text{ K}$

图 8 不同  $T_1$  下模拟与试验<sup>[14]</sup>结果对比

Fig.8 Comparison of simulation and experimental results<sup>[14]</sup> at different  $T_1$

将试件加热至不同温度的数值模拟结果和试验结果<sup>[14]</sup>对比分析可知，随着试件初始温度升高，裂纹数量会增多，特别是微裂纹和短裂纹增加明显，裂纹间距变小，分布更加密集，长裂纹侵入深度增加。初始温度为 580 K 时，试件淬火模拟未出现微裂纹，同实验模拟结果较为吻合，进一步说明了热力耦合相场模型在模拟动态热断裂方面的可信度。

表 1 3.2 节模型参数取值

Table 1 Model parameters for Section 3.2

	密度 $\rho$ /(kg/m <sup>3</sup> )	弹性模量 $E/\text{GPa}$	泊松比 $\nu_{12}$	剪切模量 $G_{12}/\text{GPa}$	能量释放率 $G_c/\text{(N}\cdot\text{m}^{-1}\text{)}$	热传导系数 $k$ /(W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	比热 $c$ (J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	热膨胀系数 $\alpha/\text{K}^{-1}$
$e1$	2000	21.0	0.25	9.70	3.82	0.35	1200	$6.3\times 10^{-6}$
$e2$	-	55.0	-	-	10.0	3.46	-	$2.0\times 10^{-5}$

表 2 4.1 节模型参数取值

Table 2 Model parameters for Section 4.1

	密度 $\rho$ /(kg/m <sup>3</sup> )	弹性模量 $E/\text{GPa}$	泊松比 $\nu_{12}$	剪切模量 $G_{12}/\text{GPa}$	能量释放率 $G_c/\text{(N}\cdot\text{m}^{-1}\text{)}$	热传导系数 $k$ /(W·m <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	比热 $c$ (J·kg <sup>-1</sup> ·K <sup>-1</sup> )	热膨胀系数 $\alpha/\text{K}^{-1}$
$e1$	2300	1.3	0.25	0.90	20.0	1.0	860	$1.5\times 10^{-6}$
$e2$	-	3.8	-	-	40.0	2.0	-	$1.0\times 10^{-5}$

## 4 数值算例研究

### 4.1 横观各向同性岩板热冲击断裂

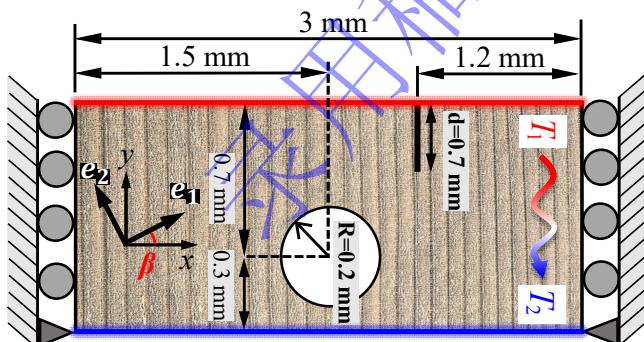


图 9 模型几何和边界条件

Fig.9 Model geometry and boundary conditions

本节对单边含预制裂隙的横观各向同性穿孔岩板热冲击裂纹扩展展开模拟。图 9 中岩板尺寸为 3 mm×1 mm，圆孔半径为 0.2 mm，长度为 0.7 mm 的预制裂隙位于圆孔右上方，上下两侧分别瞬时施加高温边界  $T_1 = 373.15\text{ K}$  和低温边界  $T_2 = 373.15\text{ K}$ ，左右边缘约

束法向位移以及刚体运动，同时施加绝热边界条件，岩板初始温度为  $T_0 = 273.15\text{ K}$ ，热力参数在平行和垂直层理方向上取值参考表 2。模型假定平面应力条件，预设三种层理角度  $\beta$  分别为  $0^\circ$ 、 $30^\circ$ 、 $150^\circ$ ，计算时步为  $\Delta t = 5 \times 10^{-5}\text{ s}$ ，长度尺度参数  $l_0$  为  $1 \times 10^{-5}\text{ m}$ ，网格划分方面，为减小计算代价，对圆孔及缺口附近区域进行局部加密处理，单元总数为 175856。

由图 10 可知，受层理面导致的优先取向影响， $\beta = 0^\circ$  时，裂纹从预制裂隙尖端起裂，而后大致沿着竖向层理方向扩展，并在达到圆孔附近有局部的偏转发生； $\beta = 30^\circ$  时，裂纹沿着偏离层理面约  $15^\circ$  的方向，向左下方扩展，最终延伸达到圆孔边缘，造成局部贯穿； $\beta = 150^\circ$  时，裂纹起初与层理方向有一定的偏离，而随着扩展裂纹尖端不断远离圆孔，扩展方向逐渐与层理方向重合，向右下方扩展。可以看出裂纹扩展方向并不是始终与层理保持平行，在热力各向异性导致的优先取向、预制裂隙和圆孔导致的局部应力集中的相互影响下，圆孔直观上仿佛呈现一种“黑洞引力效应”，这体现了相场模型中裂纹扩展演化是自然发生

的, 且物理上符合能量最小化原理, 无需人为预设准则。

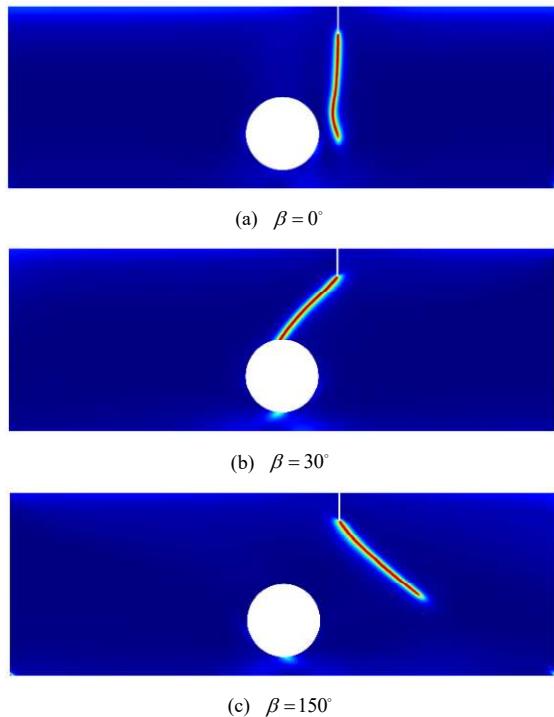


图 10 不同层理角度下裂纹扩展情况

Fig.10 Crack propagation under different bedding angles

$\beta = 0^\circ$  情况下, 将裂纹扩展的剪应力分布同文献<sup>[8]</sup>中的模拟结果对比见图 11, 裂纹尖端的拉剪应力区、圆孔附近交替出现的拉压应力区的分布特征相近, 同时应力阈值基本吻合, 这也验证了本文提出模型的可行性和准确性。图 12 中由于层理方向  $e_2$  的热传导系数更大, 所以温度梯度对应的方向与层理方向保持平行, 同时, 与相场相关的热传导系数插值函数的引入, 产生了裂隙两侧的温度场不连续分布的这一更符合实际的模拟结果。

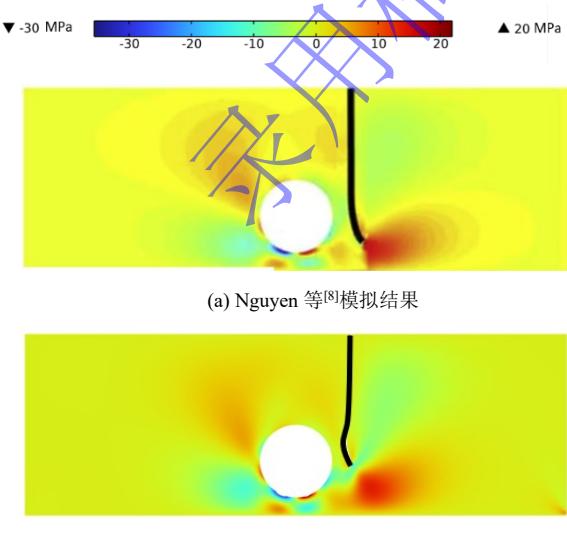


图 11  $\beta = 0^\circ$  下剪应力云图对比

Fig.11 Comparison of shear stress contours under  $\beta = 0^\circ$

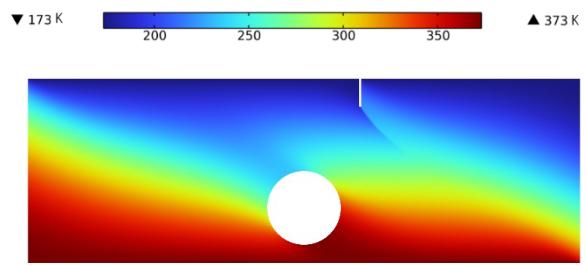


图 12  $\beta = 150^\circ$  温度云图

Fig.12 Temperature contour under  $\beta = 150^\circ$

#### 4.2 横观各向同性穿孔岩样准静态热断裂

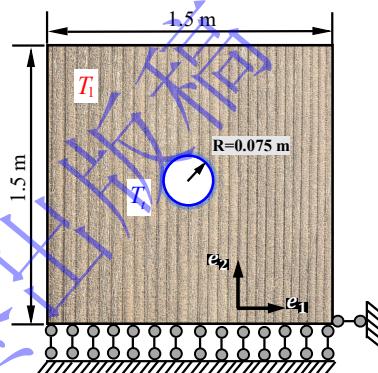


图 13 模型几何和边界条件

Fig.13 Model geometry and boundary conditions

如图 13 所示, 本节选取层理角度  $\beta = 0^\circ$ , 中心含半径为 0.075 m 的穿孔岩样, 岩样尺寸为 1.5 m  $\times$  1.5 m, 岩石域和外表面的初始温度为  $T_1 = 373.15\text{K}$ , 圆孔边界施加温度  $T_2 = 373.15[\text{K}] - 0.36[\text{K/s}] \times t[\text{s}]$ , 直到  $T_2$  达 293.15 K 后保持不变, 模型下边界施加约束限制刚体位移, 模型受内边界热载荷可以自由变形膨胀, 垂直层理方向的各向异性热力参数取值如下:  $E_1 = 3.8\text{ GPa}$ ,  $\nu_{12} = 0.25$ ,  $G_{c1} = 20\text{ N/m}$ ,  $\alpha_1 = 1.5 \times 10^{-6}\text{ K}^{-1}$ , 此外  $C_p = 860\text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ ,  $\rho = 2300\text{ kg/m}^3$ , 剪切模量  $G_{12} = 0.9\text{ GPa}$ 。模型计算时步为  $\Delta t = 20\text{ s}$ , 长度尺度参数  $l_0$  为  $6 \times 10^{-3}\text{ m}$ , 模型由 58464 个映射单元组成, 本节对边界温度在更宏观的时间尺度上变化而导致准静态断裂的裂纹演化过程进行模拟, 进行了参数化研究, 同时设置平行与垂直层理方向上的弹性模量、临界能量释放率服从韦伯随机分布, 以模拟岩石的非均质性。

为讨论力学参数各向异性的影响, 固定模型垂直层理方向上的模量  $E_1$ , 其他热力参数保持各向同性, 分析比值  $E_2/E_1$  四种情况下裂纹扩展模式, 如图 14 所示。当比值为 1 时, 即岩样为各向同性, 裂纹会从圆孔变温边界处产生, 平行和垂直层理方向的四处起裂点间隔均匀, 且裂纹扩展长度及形态相近。由于热物性参数的各向同性, 各个方向上热膨胀变形程度依旧保持不变, 随着层理方向弹性模量的增大, 层理方向上的断裂能会随之增加, 更早地达到阈值, 裂纹更容易

易垂直于该方向起裂,当比值为4时,平行层理方向不再出现裂纹,而垂直层理方向裂纹扩展长度会略有增加,损伤区域也会增加。

同样固定模型垂直层理方向上的 $G_{d1}$ ,改变 $G_{d2}/G_{d1}$ 值,由图15可以看出,随着平行层理方向上临界能量释放率的增大,裂纹更容易沿着平行层理方向扩展,且更加狭长且平整,当比值为4时,垂直层理方向上的裂纹扩展明显受到抑制,且裂纹宽度增大。图14和图15对比表明,当临界能量释放率成为裂纹扩展的主导因素时,受非均质性影响更小,裂纹更加光滑,而弹性模量主导裂纹扩展时,依旧受非均质性影响明显。

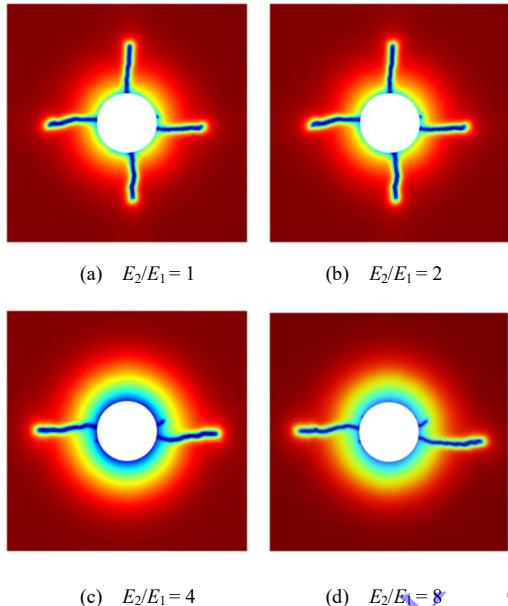


图14 弹性模量各向异性影响下的裂纹对比

Fig.14 Comparison of cracks under the influence of elastic modulus anisotropy

为分析热学参数各向异性影响,比较不同的热传导系数比值 $k_2/k_1$ 如图16,随着平行层理方向的热传导系数的增大,会使损伤区沿着该方向延伸,各向异性损伤程度增加,而裂纹在该方向上的扩展首先受到促进作用,而比值更大时,反而会对裂纹扩展产生抑制作用,原因可能是温度梯度是热裂纹扩展重要驱动力,起初热传导系数增大的方向,温度梯度变化带扩展速度相比垂直层理方向更快,裂纹尖端能一直延伸至高温区边缘,而随着热传导系数进一步增大,热传导效率的增加使得平行层理方向的起裂位置迅速处于均匀的低温区域,裂纹扩展因而受到明显抑制。

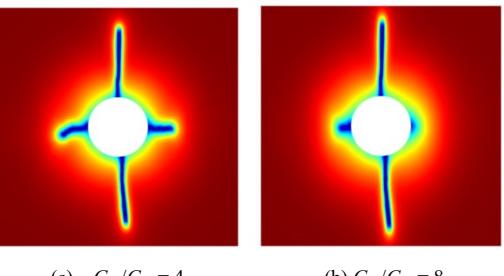
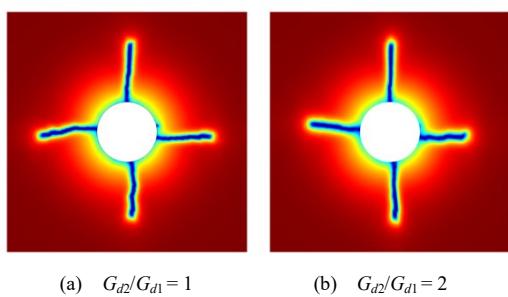


图15 能量释放率各向异性影响下的裂纹对比

Fig.15 Comparison of cracks under the influence of anisotropy of energy release rate

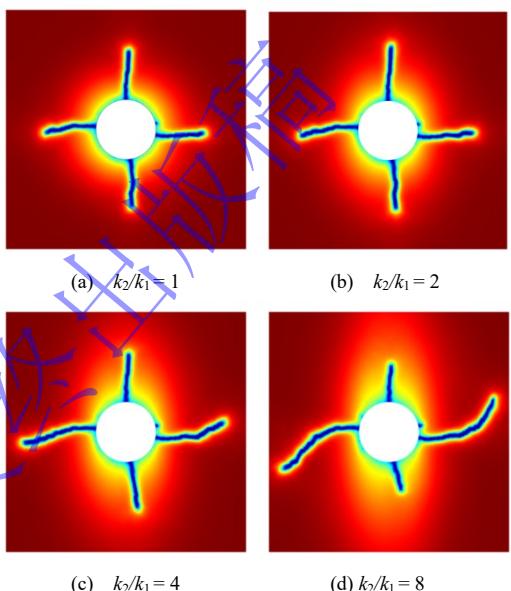


图16 热传导系数各向异性影响下的裂纹对比

Fig.16 Comparison of cracks under the influence of anisotropy of thermal conductivity

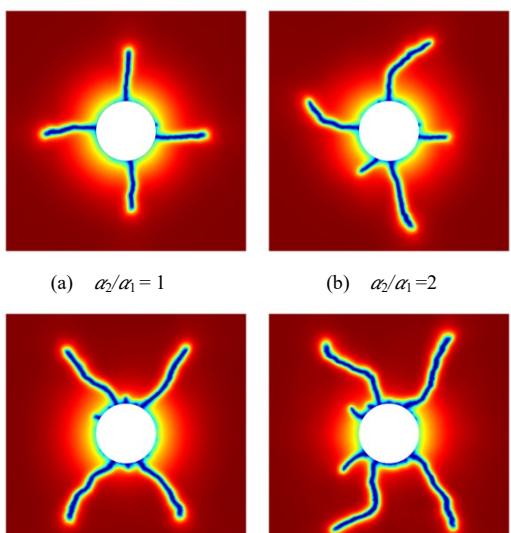


图17 热膨胀系数各向异性影响下的裂纹对比

Fig.17 Comparison of cracks affected by anisotropy of thermal expansion coefficient

图17展示了平行与垂直层理方向的设置不同热膨胀系数比值 $\alpha_2/\alpha_1$ 的裂纹扩展情况,随着热膨胀系数各向异性程度加剧,裂纹产生位置逐渐转移到热膨胀

系数小的方向,而裂纹扩展形态受岩石非均质影响显著,并未呈现明显的规律。结果对比表明,热膨胀系数对裂纹扩展模式影响更加显著,裂纹扩展形态则更扭曲复杂,更容易受岩石非均质性影响。

## 4 结 论

(1) 温度梯度是驱动裂纹扩展的主要原因,长裂纹和中裂纹尖端均在温度梯度区域,前者几乎处在高温区边缘,后者处在中间温区,而短裂纹和微裂纹由于处于温度变化幅度不大的水浴恒温区而不再扩展。

(2) 热裂纹扩展方向并不是始终与层理保持平行,而是受与热力参数各向异性程度、几何构造导致的局部应力集中等多重影响,相场方法使得裂纹自然演化,展现了复杂因素影响下预测裂纹扩展模式的潜力。

(3) 层理方向上,裂纹萌生因刚度增大受到抑制,又因较低的临界断裂能和较小的热膨胀系数受到促进;而热导率增大则呈现出先促进后抑制的规律。同等各向异性水平下,热膨胀系数对裂纹扩展形态影响最大,力学参数次之,导热系数的影响最小。

## 参 考 文 献:

- [1] Zhou S, Zhang C, Xu Y, et al. A hybrid phase field method for modeling thermal fractures in brittle rocks: fracture diversity from a modified driving force[J]. International Journal of Fracture, 2022, 238(2): 185-201.
- [2] Nejati M, Aminzadeh A, Amann F, et al. Mode I fracture growth in anisotropic rocks: Theory and experiment[J]. International Journal of Solids and Structures, 2020, 195: 74-90.
- [3] Yang D, Wang G, Kang Z, et al. Experimental investigation of anisotropic thermal deformation of oil shale under high temperature and triaxial stress based on mineral and micro-fracture characteristics[J]. Natural Resources Research, 2020, 29(6): 3987-4002.
- [4] Francfort G A, Marigo J J. Revisiting brittle fracture as an energy minimization problem[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 1998, 46(8): 1319-1342.
- [5] Miehe C, Welschinger F, Hofacker M. Thermodynamically consistent phase-field models of fracture: Variational principles and multi-field FE implementations[J]. International journal for numerical methods in engineering, 2010, 83(10): 1273-1311.
- [6] Zhou S, Zhuang X, Rabczuk T. Phase-field modeling of fluid-driven dynamic cracking in porous media[J]. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2019, 350: 169-198.
- [7] Yang R, Hong C, Gong Y, et al. Phase-field cohesive zone modeling of hydro-thermally induced fracture in hot dry rock during liquid nitrogen fracturing[J]. Renewable Energy, 2024, 223: 120070.
- [8] Nguyen M N, Nguyen N T, Truong T T, et al. Thermal-mechanical crack propagation in orthotropic composite materials by the extended four-node consecutive-interpolation element (XCQ4)[J]. Engineering Fracture Mechanics, 2019, 206: 89-113.
- [9] Tangella R G, Kumbhar P, Annabattula R K. Hybrid phase-field modeling of thermo-elastic crack propagation[J]. International Journal for Computational Methods in Engineering Science and Mechanics, 2021(2):1-16.
- [10] 刘嘉,薛熠,高峰,等.层理页岩水力裂缝扩展规律的相场法研究[J].岩土工程学报,2022,44(03):464-473. (LIU Jia, XUE Yi, GAO Feng, et al. Propagation of hydraulic fractures in bedded shale based on phase-field method[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2022, 44 (03): 464-473. (Chinese))
- [11] Zhou S, Rabczuk T, Zhuang X. Phase field modeling of quasi-static and dynamic crack propagation: COMSOL implementation and case studies[J]. Advances in Engineering Software, 2018, 122: 31-49.
- [12] Zhou S, Zhuang X. Phase field modeling of hydraulic fracture propagation in transversely isotropic poroelastic media[J]. Acta Geotechnica, 2020, 15(9): 2599-2618.
- [13] Chen Z, Jin X, Wang M. A new thermo-mechanical coupled DEM model with non-spherical grains for thermally induced damage of rocks[J]. Journal of the Mechanics and Physics of Solids, 2018, 116: 54-69.
- [14] Jiang C P, Wu X F, Li J, et al. A study of the mechanism of formation and numerical simulations of crack patterns in ceramics subjected to thermal shock[J]. Acta Materialia, 2012, 60(11): 4540-4550.
- [15] Shao Y, Zhang Y, Xu X, et al. Effect of crack pattern on the residual strength of ceramics after quenching[J]. Journal of the American Ceramic Society, 2011, 94(9): 2804-2807.