

DOI:

不同岩体交叉裂隙结构下滴状流的分流机理研究

郭涛^{1*}, 李富春¹, 陈彦州², 李华仙³

(1. 昆明理工大学 建筑工程学院, 昆明 650500; 2. 上海财经大学 数学学院, 上海 200433; 3. 云南省水文水资源局红河分局, 蒙自 661100)

摘要: 岩土体中存在由大量天然裂隙组成的复杂且庞大的裂隙结构, 地表积水沿裂隙下渗将引起岩土体力学性质改变。由于交叉裂隙对于非饱和裂隙结构渗流起重要控制作用, 该文采用相场方法模拟两相界面, 对不同几何结构的交叉裂隙中滴状流进行了计算。探讨了交叉裂隙的几何结构(开度比、倾斜角、裂隙夹角等)对于液滴在裂隙交叉口处分流行为的影响, 并结合 XGBoost 方法对几何结构的三个参数进行了特征重要性分析。结果表明: 通过与文献实验结果对比, 验证了该计算方法的准确性和有效性; 液滴在裂隙交叉口处表现出完全分流、部分分流且无拖曳、部分分流有拖曳和不分流 4 种流动形态; 当液滴长度为 2 cm 时, 随着裂隙开度比 W_b 、裂隙整体与水平面夹角 α 及裂隙间夹角 β 的增大, 液滴的分流比例 η 在减小甚至出现不分流现象; 在 $W_b > 0.4$ 时出现明显的拖曳现象, $20^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ$ 时液滴完全分流进入另一通道、当 $\alpha \leq 15^\circ$ 时, 液滴在到达交叉口处时将不在流动, 储存于裂隙中; 通过特征重要性分析, 发现裂隙整体与水平面夹角 α 和裂隙间夹角 β 对于液滴分流动行的影响远高于裂隙开度比 W_b 。将此计算模型推广至裂隙网络结构中, 对自然界中地表积水在裂隙结构中的非饱和渗流进行了分析。发现裂隙结构中常出现由于裂隙内空气的“阻塞效应”引起的不饱和流动现象, 液滴在其中选择的“优势通道”与出入口间通道的笔直程度、过流面积等因素密切相关。其结果可为工程中随机裂隙、裂隙结构的渗流仿真和工程设计提供一定的理论分析基础和方法借鉴。

关键词: 交叉裂隙; 滴状流; 动态分流动行; 随机裂隙结构

中图分类号: TU45 文献标识码: A 文章编号:

作者简介: 郭涛 (1983-), 男, 博士, 教授, 博导, 主要从事流体-结构互动理论及水力发电工程安全。E-mail: guotao@kust.edu.cn, guotaoj@126.com; 李富春 (1998-), 男, 硕士研究生, 主要从事流体-结构互动理论研究。E-mail: fuchun_li@stu.kust.edu.cn。

Study on the Diversion Mechanism of Drip flow in Different Rock Mass Intersection Fracture Structures

GUO Tao^{1*}, LI Fuchun¹, CHEN Yanzhou², LI Huaxian³

(1. Faculty of Civil Engineering and Mechanics, Kunming University of Science and Technology, Kunming 650500, China; 2. School of Mathematics, Shanghai University of Finance and Economics, Shanghai 200433, China; 3. Yunnan Province Bureau of Hydrology and water resources Honghe branch, Mengzi 661100, China)

Abstract: Fractured geomaterials contain complex networks of natural fractures that influence hydro-mechanical behavior through unsaturated flow. This study investigates droplet dynamics at fracture intersections using phase-field modeling, focusing on geometric controls (aperture ratio, tilt angle, and intersection angle) on splitting behavior. XGBoost-based feature importance analysis reveals the relative impacts of these parameters. Validated against experimental data, the work identifies four distinct flow regimes: complete splitting, partial splitting (with/without dragging), and non-splitting. When the droplet length is 2 cm, increasing the fracture aperture ratio W_b , the tilt angle α of the fracture relative to the horizontal plane, and the intersection angle β leads to a decrease in the droplet splitting ratio η , and in some cases, no splitting occurs. At condition $W_b > 0.4$, a noticeable dragging phenomenon is observed; at condition $20^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ$, the droplet completely splits into another channel; and at condition $\alpha \leq 15^\circ$, the droplet ceases to flow and gets stored in the fracture at the intersection. Feature importance analysis reveals that the tilt angle α of the fracture relative to the horizontal plane and the intersection angle β have a far greater impact on droplet splitting behavior than the aperture ratio W_b . The model is then extended to a fracture network structure to analyze the unsaturated infiltration of surface water in fracture systems in nature. It is found that unsaturated flow phenomena caused by the “blocking effect” of air in the fractures are common. The “preferred channel” chosen by the droplet is closely related to factors such as the straightness and flow area between the inlet and outlet of the channels. These results provide theoretical insights and

基金项目: 国家自然科学基金项目 (52369017, 51969009)

收稿日期: 2024-10-16

*通信作者 (E-mail: guotao@kust.edu.cn, guotaoj@126.com)

methodological references for simulating flow in fractured structures and designing engineering solutions involving random fractures.

Key words: intersecting fractures; drip flow; dynamic diversion behavior; natural pore structure

0 引言

地下水在岩土体裂隙中的渗流是自然界中十分普遍的物理现象，也是岩土工程领域中亟待解决的重要课题之一。由于裂隙中天然存在气体，地下水受到气体的“阻塞效应”常出现不饱和渗流现象，裂隙结构中的地下水将通过溶解、溶蚀、水化、水解、氧化还原等作用对岩土体的材料性质产生影响，从而改变岩土体的力学性能，继而发生各种灾害和工程事故。例如：水库诱发地震，白鹤滩水电站库区截至 2021 年 12 月 31 日记录到发生地震 7401 次，其中 $M_L 3$ 以上地震 12 次^[1]；雨季由地下水渗透作用引起的滑坡灾害占 90% 以上，如 1991 年云南昭通头寨沟滑坡^[2]，滑坡造成全村 106 户绝大多数房屋被埋或冲毁，导致 216 人死亡、7 人受伤；此外，据不完全统计，全国约有 40 座城市位于岩溶发育地区^[3]，由于过量抽取地下水造成了不同程度的地面塌陷，如武汉、唐山等城市。以上灾害和工程事故均是由于地下水与岩土体的相互作用造成的。因此裂隙岩体的力学及渗流特性的研究^[4,5]引起了工程界和学术界广泛关注。

Glass 等^[6,7]开展了室内人造裂隙网络实验，发现裂隙网络中的裂隙交叉处的分流行行为对整个裂隙网络的渗流起到了重要的控制作用。当流量较大时，裂隙中的流动往往呈连续稳定的细线状流动形态^[8]，其分流行行为与裂隙的粗糙度、开度等因素相关。当流动通道处于饱和状态时，修正的立方定律经验公式（基于大量实验及统计分析）可以用于裂隙渗流的分析研究^[9-11]。王志良等^[12]基于格子 Boltzmann 方法验证了经典的 Poiseuille 流，并计算了不同相对粗糙度岩体裂隙的渗流特性，讨论了裂隙面粗糙度对渗流流态的影响。然而，当流动通道中的流量较小时，裂隙渗流往往转化为滴状流的形态。目前对于裂隙中滴状流的研究多集中于实验方面，Yang Z 等^[13]对 T 形交叉裂隙分流行进行了实验研究，证实了随着流量的增加，垂直裂隙中的重力驱动流从不连续的液滴模式向连续的细流模式转变；薛松等^[14,15]针对固定开度下交叉裂隙中滴状流的分流行展开了一系列实验，观察并研究了液滴在交叉口处分流的动态行为。数值模拟方面，大多是基于非饱和渗流的达西方程^[16]对宏观问题进行分析，如 Pruess 等^[17]提出高分辨率有限差分法并被应用于 Yucca Mountain 核废料储存室设计的具体工程中

^[18,19]；黄俊等^[20]提出了土体非稳定渗流的数学模型和新的数值计算方法，采用伽辽金法结合隐式向后差分法，成功计算了唐山陡河土坝饱和-非饱和渗流问题。近年来，也有研究者基于人工智能技术对交叉裂隙中的渗流进行了相关研究，毋振华等^[21]通过人工神经网络遗传算法探究了交叉裂隙几何条件与交叉裂隙渗流模型中非线性系数之间的关系，证明了平面交叉裂隙非线性渗流模型适用于描述交叉裂隙渗流规律。

现有研究虽深化了交叉裂隙渗流认知，但实验受平台构建限制难以覆盖复杂工况，数值模拟多局限于宏观达西定律框架。基于 AI 的渗流模型虽有一定的突破，但其黑箱特性导致可解释性差、泛化性弱，且无法揭示物理机制。为此，本文从 Navier-Stokes 方程出发，基于有限单元法，利用相场方法模拟液滴与空气的两相界面多种不同几何形状交叉裂隙中的滴状流进行了数值模拟，并结合机器学习中的 XGBoost 算法进一步分析了交叉裂隙几何结构对液滴分流行行为的影响。此外，本文将该种方法推广至裂隙结构中的流动中，证明这种方法可以用于气液两相流动问题的模拟。

1 裂隙中液滴运动机理及计算方法

1.1 裂隙中液滴运动机理

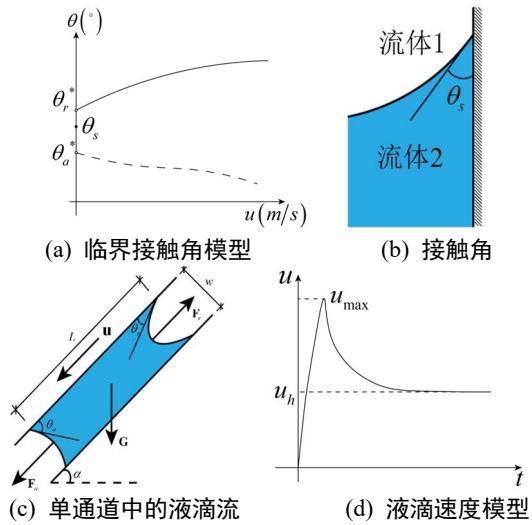


图1 通道内的液滴流动模型

Fig1. Droplet flow model of channel

由于天然裂隙中液滴的流动受到毛细作用的影响^[22]，不妨将单裂隙简化为一理想的二维毛细管通道。当液滴静止在通道中时，受重力 ($L\rho_l g \sin \alpha$) 和毛细力 (γ) 共同作用达到平衡状态：

$$\begin{cases} L\rho_l g \sin \alpha = \psi_a - \psi_r \\ \psi_a = -2\sigma \cos \theta_a / W \\ \psi_r = -2\sigma \cos \theta_r / W \end{cases} \quad (1)$$

式中: L 为液滴长度, ρ_l 为液体密度, σ 为毛细张力系数, g 为重力加速度, W 为毛细管通道的开度, α 为通道与水平面夹角, θ_r 和 θ_a 分别是界面的后退接触角和前进接触角。据 Andrieu C. 等^[23]的研究, 前进、后退接触角与静态接触角有如下关系:

$$\cos \theta_r + \cos \theta_a = 2 \cos \theta_s \quad (2)$$

式中: θ_s 为静态接触角(图 1(b)), 其大小可由实验确定。联立式(1)和式(2), 可得:

$$\begin{cases} \cos \theta_a = \cos \theta_s - W \rho_l g L \sin \alpha / 4\sigma \\ \cos \theta_r = \cos \theta_s + W \rho_l g L \sin \alpha / 4\sigma \end{cases} \quad (3)$$

根据式(3), 对于确定几何尺寸的通道, 只需要通过实验确定 θ_s , 就可得到任意长度的液滴在通道中保持静力平衡时的前、后接触角 θ_a 和 θ_r 。且对于同一通道内的液滴, θ_a 随液滴长度 L 的增大而增大, θ_r 随着液滴长度 L 的增大而减小。则对于水-气界面, 必然存在临界前进、后退接触角 θ_a^* 和 θ_r^* , 当 $\theta_a > \theta_a^*$ 或 $\theta_r < \theta_r^*$ 时, 液滴将在通道内开始运动^[24], 定义临界液滴长度(L^*)如下:

$$L^* = \frac{2\sigma(\cos \theta_r^* - \cos \theta_a^*)}{\rho_l g W \sin \alpha} \quad (4)$$

当液滴长度 $L > L^*$ 时, 液滴开始运动(图 1(c)), 其运动控制方程为:

$$L\rho_l \frac{du}{dt} = L\rho_l g \sin \alpha - \frac{2\sigma}{W} (\cos \theta_r - \cos \theta_a) - \frac{12\mu u L}{W^2} \quad (5)$$

式中: u 是液滴运动的速度大小, μ 为液体粘性系数。液滴在重力($L\rho_l g \sin \alpha$)、毛细力($2\sigma(\cos \theta_r - \cos \theta_a)/W$)和粘滞力($12\mu u L/W^2$)的共同作用下将达到一个新的平衡状态, 并以恒定流速 u_h (图 1(d)) 在通道中运动^[8,25]:

$$u_h = \frac{\rho_l g W^2}{12\mu} \left[\sin \alpha - \frac{2\sigma(\cos \theta_r - \cos \theta_a)}{L\rho_l g W} \right] \quad (6)$$

前后接触角的大小与界面流速相关(图 1(a)), 本文采用 Voinov^[26]提出的接触线动力学模型描述界面流速与动态接触角的关系:

$$\begin{cases} \theta_a^3 = \theta_a^{*3} + a\mu u / \sigma \\ \theta_r^3 = \theta_r^{*3} + b\mu u / \sigma \end{cases} \quad (7)$$

式中: a 和 b 为形状参数, 其值与裂隙的表面物理特性有关, 通常由实验拟合得出。

1.2 微通道两相流理论及边界条件

裂隙中的液滴认为是不可压缩流体, 其雷诺数 $Re \ll 2000$, 其流动状态为层流, 且可忽略惯性力的作用。裂隙中液滴的流动仍适用连续介质假设和 Navier-

Stokes 方程, 则其质量和动量的传递可由 N-S 方程给出:

$$\begin{cases} \rho_l \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho_l (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = \nabla \cdot [-p \mathbf{I} + \mu (\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T)] + \mathbf{F}_{st} + \mathbf{F}_g \\ \rho_l \nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \end{cases} \quad (8)$$

式中, ρ_l 为液体密度(kg/m^3); μ 为动力粘性($\text{Pa} \cdot \text{s}$); p 为压力(Pa); \mathbf{u} 为流场速度(m/s); \mathbf{F}_g 为重力项; \mathbf{F}_{st} 为水-气界面的表面张力(N), 二者均视为源项。

使用由 Cahn-Hilliard 方程控制的相场法描述水-气两相流动界面:

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = \nabla \cdot \chi \lambda \nabla \Gamma, \quad \chi = \gamma / \varepsilon^2, \quad \sigma = 2\sqrt{2}\lambda / 3\varepsilon \\ \Gamma = -\nabla \cdot \varepsilon^2 \nabla \phi + (\phi^2 - 1)\phi + \frac{\varepsilon^2}{\lambda} \frac{\partial f}{\partial \phi} \end{cases} \quad (9)$$

式中: \mathbf{u} 为流体速度(m/s), γ 为迁移率($\text{m}^3 \cdot \text{s}/\text{kg}$), λ 为混合能量密度(J), ε 为界面厚度参数(m), Γ 为相场助变量, ϕ 为相场变量, 表示扩散界面, $\phi \in [-1, 1]$, $\partial f / \partial \phi$ 为外部自由能导数, 其值为 0(系统外界无能量输入)。 χ 为迁移率调整参数($\text{m} \cdot \text{s}/\text{kg}$), 其较为可靠的初始值可根据下式设置:

$$\chi = (2u_{\max} h_{\max}) / (3\sqrt{2}\sigma\varepsilon) \quad (10)$$

式中: u_{\max} 为流场中水相最大速度, h_{\max} 为最大单元控制尺寸(m)。

流场中的水-气两相流体积分数定义如下:

$$\begin{cases} V_a = (1 - \phi) / 2 \\ V_w = (1 + \phi) / 2 \end{cases} \quad (11)$$

式中: $\phi = -1$ 时为空气相, $\phi = 1$ 时为水相, $\phi = 0$ 时为水-气两相流界面, 下标 w 表示水相、 a 表示空气相。

结合相场方法, 通过 Heaviside 函数对两相流界面处的密度进行耦合:

$$\begin{cases} \rho = \rho_a + (\rho_w - \rho_a) H\left(\frac{V_w - 0.5}{I_\rho}\right) \\ H(x) = \begin{cases} 0, x \leq 0 \\ 1, x > 0 \end{cases} \end{cases} \quad (12)$$

式中 ρ 为界面处的耦合密度, I_ρ 为混合参数, 取 0.8。

两相界面处的粘性通过质量平均进行平滑:

$$\mu = \frac{\rho_a V_a \mu_a + \rho_w V_w \mu_w}{\rho} \quad (13)$$

两相界面设置接触角条件:

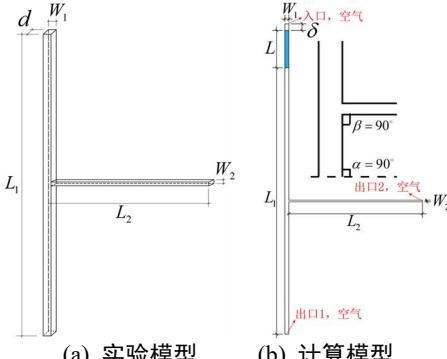
$$\begin{cases} \mathbf{n} \cdot \chi \lambda \nabla \psi = 0 \\ \mathbf{n} \cdot \varepsilon^2 \nabla \phi = \varepsilon^2 \cos(\theta_s) |\nabla \phi| \end{cases} \quad (14)$$

式中: \mathbf{n} 为水-气界面法向量。

2 算例验证

选用薛松等^[15]所进行的实验为例, 以验证方法的可行性及计算模型的准确性。

2.1 算例介绍



(a) 实验模型 (b) 计算模型
图2 T形交叉裂隙算例验证模型

Fig. 2 Validation model of T-shaped fracture intersection example

实验条件^[15]: 人工T形裂隙由玻璃制成, C1通道为垂直管, C2通道为水平管, 其横截面均为矩形, 厚度 $d=3\text{ mm}$, 水-气界面静态接触角 $\theta_s=50^\circ$, 几何模型如图2(a)所示。其中, C1通道长度 $L_1=140\text{ mm}$ 、开度 $W_1=0.83\text{ mm}$, C2通道长度 $L_2=70\text{ mm}$ 、开度 $W_2=0.33\text{ mm}$, 水-气界面参数 $\varepsilon=0.14\text{ mm}$, 迁移率调整参数 $\chi=0.0491\text{ m}\cdot\text{s}/\text{kg}$ 。基于重力驱动下的液滴自由运动, 进口、出口边界条件均为无压开放边界条件。考虑进、出口处的空气流动, 因此进、出口处 $\phi=-1$ 。忽略壁面粗糙度的影响, 壁面边界条件均为无滑移边界条件。

2.2 结果对比

液滴分流比例定义为:

$$\eta = \frac{V_2}{V_1 + V_2} \quad (15)$$

$$V_1 = \int_{\Omega_1} (\phi > 0) d\Omega_1, V_2 = \int_{\Omega_2} (\phi > 0) d\Omega_2$$

式中: η 为分流结束后的分流比例; V_1 为分流结束后 C1 通道中的液滴体积, V_2 为分流结束后 C2 通道中的液体体积, Ω_1 表示 C1 通道积分域; Ω_2 表示 C2 通道积分域。

算例中液滴运动流速和分流比如图3所示。液滴在重力主导下从 0 时刻加速运动至最大速度 u_{\max} 的时间段为“重力占优区”。之后在毛细力的作用下做减速运动, 最终达到新的平衡状态后以恒定流速 u_h 做匀速运动, 直至到达交叉口处进行分流, 在分流过程中

速度发生波动。其恒定速度 $u_h=2.497\text{ cm/s}$ 、分流比 $\eta=0.1197$ 与薛松等^[15]所做实验结果较吻合, 相对误差为 3.962%、11.595%, 由此验证了本文计算方法及模型的准确性和可靠性。

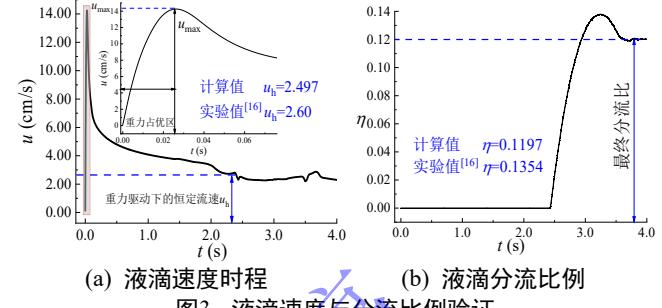


Fig. 3 Verification of droplet velocity and splitting ratio

3 不同交叉裂隙结构中液滴分流行为

3.1 裂隙开度比 W_b 对分流行为的影响

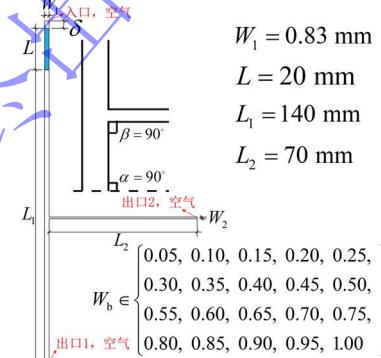


图4 不同开度比下 T形交叉裂隙计算模型

Fig. 4 The calculation model of T-shaped intersecting fractures at different fracture width ratios

定义 $W_b=W_2/W_1$ 为裂隙开度比(支管宽/主管宽)。计算模型如图4所示, 探究 20 组不同 W_b 对 T 形交叉裂隙中液滴分流行为的影响。首先对各工况进行时长为 0.1 s 的试运算以确定最大速度 u_{\max} , 再由式(10)确定相应的初始参数设置值。其结果如图 5-图 10 所示, 数据采集时间间隔为 $1.0 \times 10^{-3}\text{ s}$ 。

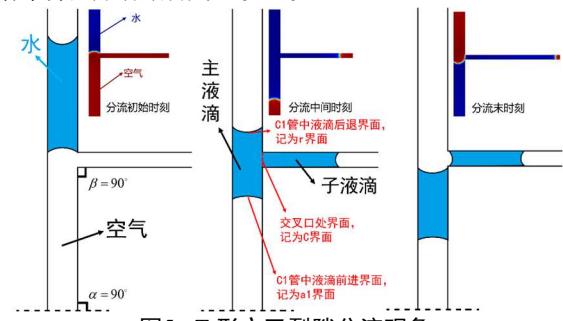


图5 T形交叉裂隙分流现象

Fig. 5 T-shaped intersection splitting phenomenon

结果表明: (1) 液滴在交叉口处的流动不仅发生分流, 还存在拖曳现象(子液滴在主液滴拖曳作用下部分或完全被拖曳回主管)。如图 5 所示, 当通道 C1

中的液滴长度 (L) 大于临界液滴长度 (L^*) 时, 液滴在 C1 管中开始运动, 并最终以恒定速度 u_h 沿着 C1 管向下流动至 T 形裂隙交叉处。在重力和毛细力的共同作用下, 液滴将在 C1 管和 C2 管中形成 2 个前进界面, 原液滴将分裂为两个液滴 (主液滴、子液滴)。在主液滴向下流动的过程中, C2 管中的子液滴在主液滴曳力的作用下, 部分或全部被拖曳回 C1 管。该现象在以往文献研究中也有所发现^[14]。

(2) 拖曳作用与开度比 W_b 相关, 如图 6 所示。当 $W_b < 0.4$ 时, 液滴完全分流, 无拖曳现象发生; 当 $0.4 \leq W_b < 0.8$ 时, 出现液滴部分被拖曳回主管; 当 $W_b \geq 0.8$ 时, 发生进入 C2 管的液滴被完全拖曳回主管。

定义无量纲回流率表征其拖曳现象:

$$\Delta\eta = \frac{\Delta V_2}{V_1 + V_2} \times 100\% = (\eta_{\max} - \eta) \times 100\% \quad (16)$$

式中: $\Delta\eta$ 为分流结束后的回流率, η_{\max} 为分流过程中达到的最大分流比例; ΔV_2 为分流过程中 C2 通道被拖曳会 C1 主管的液滴体积 (m^3)。

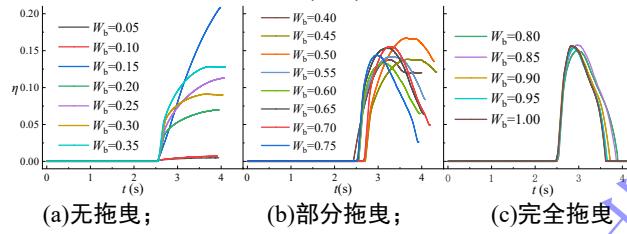


图6 工况组分流比 η 随时间的演化

Fig 6 The evolution of the splitting ratio with time

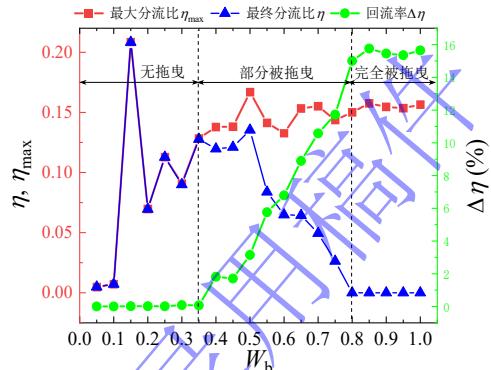


图7 分流比 η 和回流率 $\Delta\eta$ 随开度比 W_b 的演化

Fig 7 Splitting ratio and backflow ratio with different fracture width ratio

从图 7 中可知: 当 $W_b < 0.4$ 时, 回流率为 0, 最大分流比等于最终分流比; 当 $0.4 \leq W_b < 0.8$ 时, 液滴发生部分拖曳现象, 回流率增加, 最终分流比减小; 当 $W_b \geq 0.8$ 时, 液滴被完全拖曳回主管, 最终分流比为 0。其原因主要是由于分流到 C2 通道中的液滴在前进、后退界面的压力差 ΔP (Pa)、毛细力 ψ_{2a} (Pa) 联合作用下完成分流行为, 由式 (1) 和图 8 可知 C2 通道开度越大, 毛细力越小, 则分流后产生的拖曳现象越明显, 当 $W_b \rightarrow +\infty$ 时, $\psi_{2a} \rightarrow 0$, 将出现完全拖曳现象。

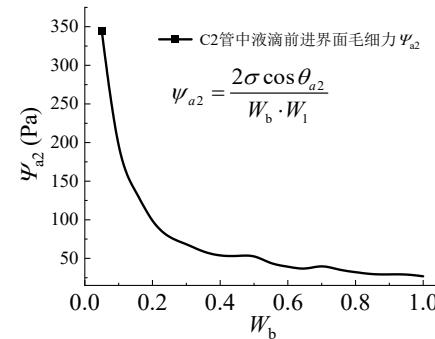


图8 液滴在 C2 管中毛细力随开度比的演化

Fig 8 Evolution of capillary force with fracture width ratio in C2 channel

(3) 图 9 为不同开度比下, 液滴后退界面 r 、C1 通道前进界面 $a1$ 和交叉口 C 界面处的速度时程。由结果可知: 液滴在重力驱动下均在 $t = 0.030 \pm 0.001$ s 时刻达到最大速度 u_{\max} , 该时段为前文所述“重力占优区”, 且不同开度比下后退界面速度较稳定。液滴到达交叉口处开始分流和分流结束时, 由于液滴水-气界面的破裂, 速度有小幅波动。

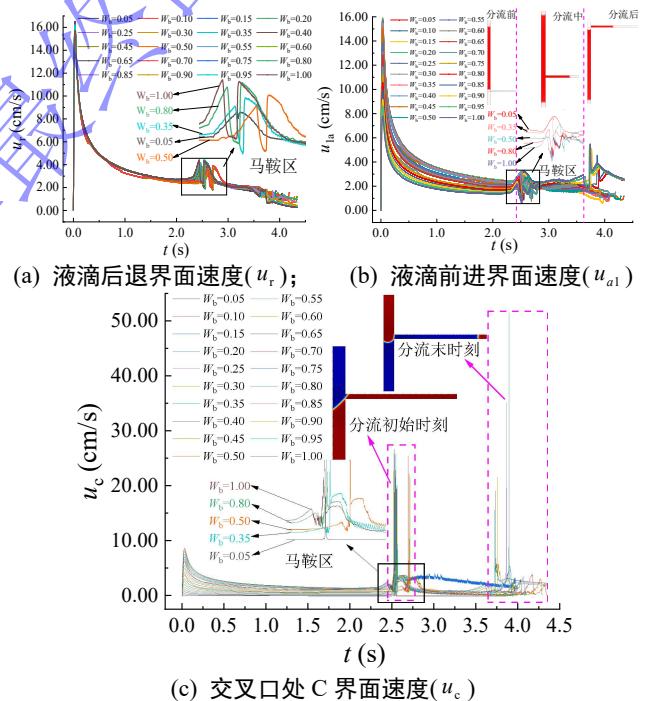


图9 不同开度比下的流速变化情况

Fig 9 Velocity magnitude with different fracture width ratio

图 10 为重力驱动下液滴达到最大运动速度 u_{\max} 时, 液滴后退界面、前进界面和交叉口处的最大速度统计值。从图中可看出: 后退界面最大速度 $u_{r-\max}$ 较为恒定, C1 管中前进界面最大速度 $u_{a1-\max}$ 随 W_b 的增大而减小, 交叉口处最大速度 $u_{c-\max}$ 则随 W_b 增加而增加。

综述可知, 液滴在交叉口处的分流、拖曳行为受到重力、压力和毛细力共同作用。不同开度比下 T 形裂隙分流动行的不同主要是由于开度比对毛细力的大小有重要的影响, 如图 8 所示。

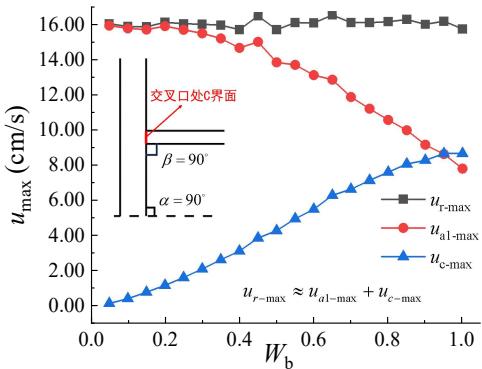


图10 裂隙开度比对3个界面最大速度的影响

Fig 10 Relationship between interfaces maximum velocity and fracture width ratio

3.2 裂隙与水平面夹角\$\alpha\$对分流行为的影响

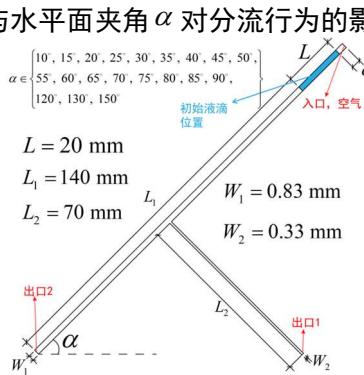
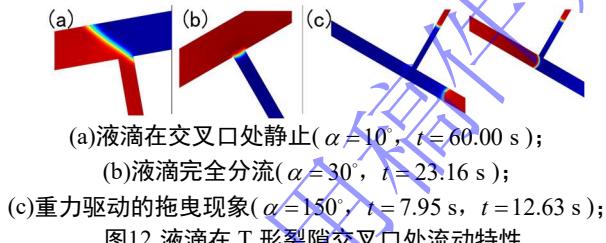


图11 Alpha工况组计算模型

Fig 11 The calculation model of Alpha condition group

为探究重力对液滴分流情况的影响,采用如图11所示整体倾斜T形交叉裂隙为计算模型,其边界条件、液滴长度、通道长度与前述模型相同,依据不同的\$\alpha\$值(C1通道与水平面夹角)共计算20组Alpha工况。



(a) 液滴在交叉口处静止(\$\alpha=10^\circ\$, \$t=60.00\$ s);

(b) 液滴完全分流(\$\alpha=30^\circ\$, \$t=23.16\$ s);

(c) 重力驱动的拖曳现象(\$\alpha=150^\circ\$, \$t=7.95\$ s, \$t=12.63\$ s);

图12 液滴在T形裂隙交叉口处流动特性

Fig 12 The flow characteristics of droplets at the intersection

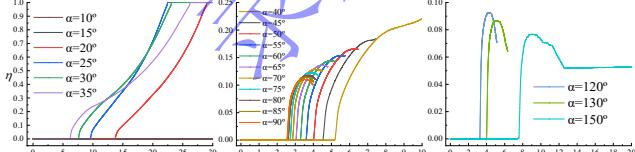
(a) \$\alpha=10^\circ \sim 35^\circ\$; (b) \$\alpha=40^\circ \sim 90^\circ\$; (c) \$\alpha=120^\circ \sim 150^\circ\$
图13 Alpha工况组分流比\$\eta\$随时间的演化

Fig 13 The time history of splitting ratio with different \$\alpha\$

结果表明:(1)如图12、图13所示:\$\alpha \leq 15^\circ\$时,液滴不发生分流现象,由于交叉口处的结构引起了液滴前进界面的变化,导致液滴所受毛细力变化,且当\$\alpha\$较小时C1通道中的重力分力极小,故而此时液滴将在交叉口处形成新的受力平衡,流动停止,液滴悬

挂于交叉口处;\$20^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ\$时,液滴完全分流进入C2通道;\$40^\circ \leq \alpha \leq 60^\circ\$时,液滴开始分流进入C2通道;\$\alpha \geq 65^\circ\$时,液滴在分流时出现回流现象,但是水平角(Alpha工况)对回流率\$\Delta\eta\$的影响远小于裂隙开度比\$W_b\$的影响,而且当\$\alpha > 90^\circ\$,Alpha工况组中的回流率\$\Delta\eta\$的值会有一个激增(图14),这是由于当\$\alpha < 90^\circ\$时,重力对于液滴的分流行为起到促进作用,且其贡献随\$\alpha\$的减小而增加;当\$\alpha > 90^\circ\$,重力将对液滴的分流行为起到抑制作用,且其抑制分流的作用随\$\alpha\$增大而增强。与\$W_b\$工况组不同,在Alpha工况组中,重力对于分流行为有着重要的影响。

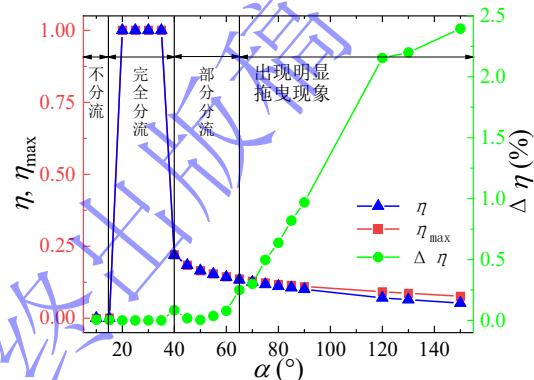


图14 分流比\$\eta\$和回流率\$\Delta\eta\$随\$\alpha\$的演化

Fig 14 Splitting ratio and backflow ratio with different \$\alpha\$

(2)如式(17)所示,在液滴开始运动的较短时间内,此时液滴的前进界面和后退界面尚未发生明显的变形,\$\theta_a \approx \theta_r\$,重力是导致液滴开始运动的主要因素。不同的\$\alpha\$对应的C1通道中的重力分量可表示为:

$$G_1 = L\rho_l g \cos|\alpha - 90^\circ| \quad (17)$$

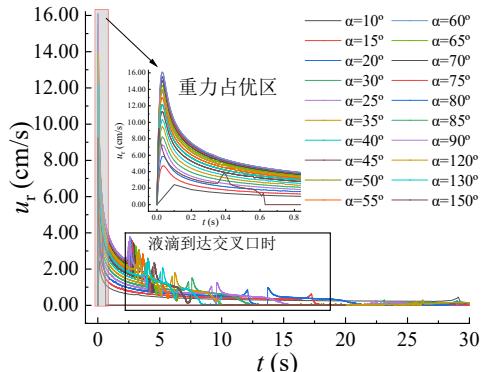


图15 不同\$\alpha\$下液滴后退界面速度(\$u_r\$)变化情况

Fig 15 Velocity magnitude with different \$\alpha\$

显然,C1通道中的重力分量\$G_1\$随\$|\alpha - 90^\circ|\$的增大而减小,重力影响减弱,因此液滴峰值速度\$u_{r-\max}\$时刻滞后,如图15所示。即当\$\alpha \leq 90^\circ\$时\$G_1\$与\$\alpha\$呈正相关,“重力占优区”内液滴达到最大速度的时刻随\$\alpha\$减小而增大。当\$\alpha > 90^\circ\$时\$G_1\$与\$\alpha\$呈负相关,\$G_1\$在\$\alpha=90^\circ\$时取得极大值。

如图16,\$\alpha \leq 90^\circ\$时,三个界面(前进界面a1、后

退界面 r 和裂隙交叉口界面 C , 界面位置见图 5) 处速度大小随 α 增大而增大; $\alpha > 90^\circ$ 时, 三个界面处速度大小随 α 增大而减小。 α 呈现互补关系的两个工况的“重力占优区”即最大速度大致相同。

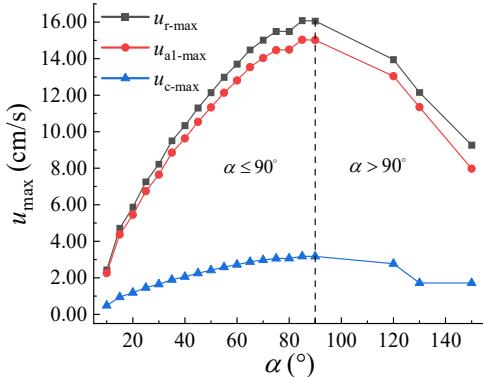


图16 3个界面在“重力占优区”的最大速度(Alpha工况组)

Fig 16 The maximum velocity at the three interfaces in the 'Gravity Dominant Zone' (Alpha condition group)

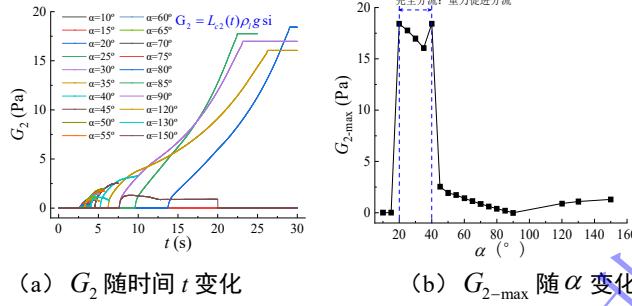


图17 C2通道中液滴沿轴向重力分量

Fig 17 Axial gravity component of droplet in C2 channel

(3) 在 Alpha 工况组中, 液滴受重力、毛细力、压力共同作用, 其分流动行也受到这 3 个力的影响。根据式(1), 在本组工况中除了在液滴前界面到达交叉口处及后界面脱离交叉口处时由于液滴界面发生较大的变形而引起毛细力有较大的变化外, 其余时刻可将毛细力视为恒力。如图 17 所示, α 的值影响到液滴所受到的重力分力, 进一步影响到了液滴在裂隙交叉口处的分流动行。

3.3 通道夹角 β 对分流动行的影响

采用如图 18 所示任意交叉裂隙为计算模型, 其边界条件、液滴长度、通道长度与前述模型相同, 依据不同的 β 值 (C1 通道与 C2 通道夹角) 共计算 20 组 Beta 工况。

结果表明: (1) 如图 19 (a) 所示, 液滴前进界面到达交叉口处时, 前进界面所发生的拓扑形状变化较平稳。尤其是当 β 值较小时, 交叉口处 C1 通道的左壁面与 C2 通道的右壁面接近平行, 此时液滴前进界面的变化更加平稳。当液滴脱离交叉口时, 后退界面也有类似的平稳变化 (图 19 (b))。然而, 如图 20 所示, 当 $\beta > 90^\circ$ 时, C2 通道向上翘起, 液滴的前进界面首先接触到的是较为尖锐的交叉口, 而由于液体表

面张力的作用, 将在交叉口下的 C1 通道中形成类似薄膜流的流动状态, 即, 在主管右壁面和支管之间形成一个气囊 (红色部分)。随着液滴不断向下流动, 气囊逐渐向交叉口处收缩。

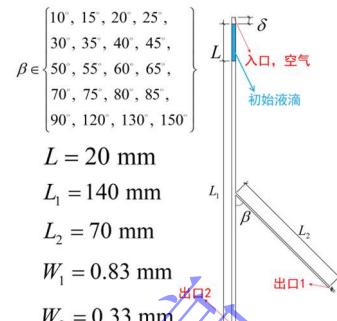


图18 Beta工况组计算模型

Fig 18 The calculation model of Beta condition group

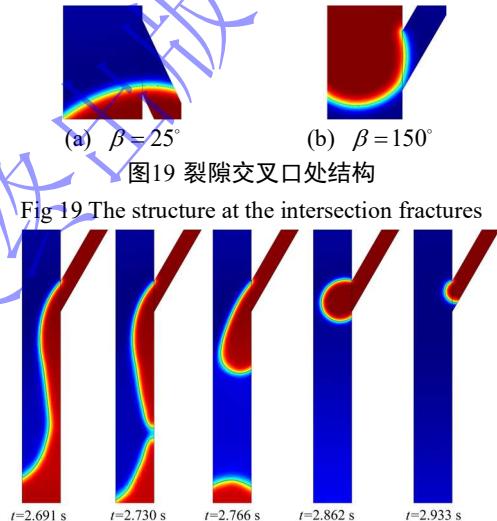


图19 裂隙交叉口处结构

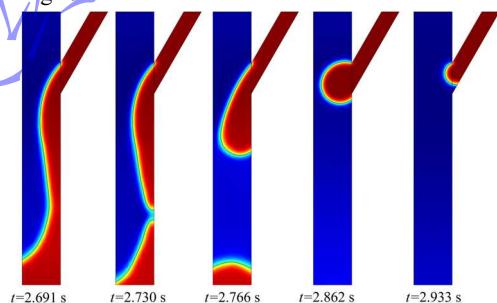


图20 $\beta = 150^\circ$ 工况液滴前进界面在交叉口处的拓扑变化

Fig 20 Topological changes of the droplets leading interface at the intersection under $\beta = 150^\circ$

如图 21 所示, 在 Beta 工况组中同样存在拖曳现象, $\beta < 90^\circ$ 时, 重力对分流起到促进作用, 对拖曳起到抑制作用; $\beta > 90^\circ$ 时重力对分流起到抑制作用, 对拖曳起到促进作用, 回流率增加, 最大回流率为 2.2%。

(2) 如图 22 所示, 在 Beta 工况组中, 由于 C1 通道在各工况中均保持竖直, 所以在重力作用下液滴在 C1 通道中的后退界面 r 和前进界面 $a1$ 具有相似的速度分布规律。在到达交叉口处时由于液滴在交叉口处界面的撕裂, 在后退界面 r 处均发生了速度激变。而且当 $\beta = 150^\circ$ 时, 由于液滴在交叉口下面的 C1 通道中形成了类似薄膜流的流动状态, 在这一时段 C1 通道中的速度将有所下降, 如图 23 所示。

(3) 如图 24 所示, 随着 β 值的变化, 交叉口处 C 界面的长度 W_c (过流面积)、液滴所受毛细力和重力将发生变化。

a) 当 $\beta \leq 90^\circ$ 时, 重力和毛细力均促进液滴分流。

随着 β 的增大、C2 管内的沿管轴向重力分量减小，而毛细力增大（因为过流面积 W_c 减小），因此随着 β 的增大导致液滴分流的主要作用力由重力逐渐转变为毛细力；

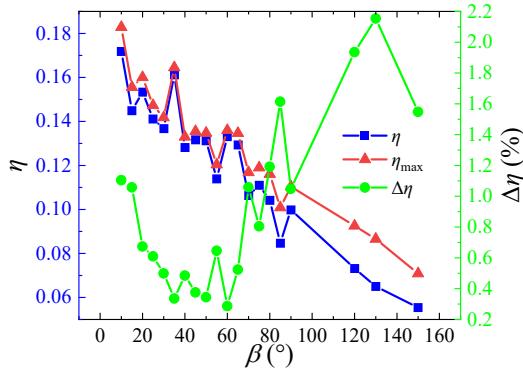


图21 分流比 η 和回流率 $\Delta\eta$ 随 β 的演化

Fig 21 Splitting ratio and backflow ratio with different β

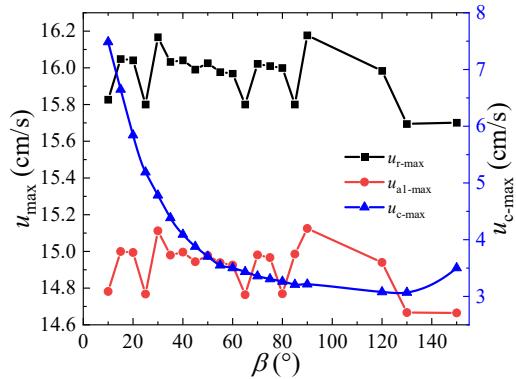


图22 3个界面在“重力占优区”的最大速度(Beta工况组)
Fig 22 The maximum velocities of the three interfaces in the

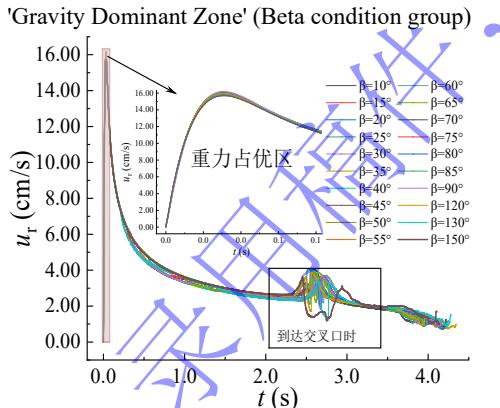


图23 不同 β 下液滴后退界面的流速(u_r)变化情况

Fig 23 Velocity magnitude with different β

b) 当 $\beta > 90^\circ$ 时，重力抑制液滴分流、毛细力促进液滴分流。随着 β 的增大、C2 管内的沿管轴向重力分量增加，而毛细力减小（因为过流面积 W_c 增加），因此随着 β 的增大，促进分流的能力减弱；

c) 特别的，在 $\beta \leq 15^\circ$ 时， $W_c > 1 \text{ mm}$ 此时 C2 通道 C 界面处不再是毛细管（毛细管通常指内径 $\leq 1 \text{ mm}$ 的细管）。而 C2 管内的液滴沿管轴向重力分量在

$\beta = 90^\circ$ 时为 0，同时所受毛细力达到最大值。

在 Beta 工况组中，影响液滴分流行为的主要因素与 Alpha 工况组类似，考虑毛细力、重力的贡献。综合两种因素，对于液滴的分流行为， β 的值直接影响到了控制液滴分流行为的两个重要因素，尤其是对液滴所受重力的影响最大。分流比例例如图 21，整体上来看，分流比例 η 随着 β 增大而减小。

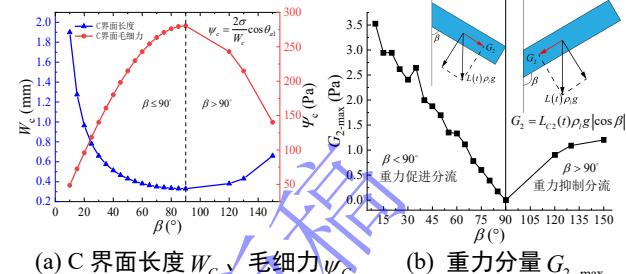


图24 C 界面长度、毛细力与 C2 管重力随 β 的演化

Fig 24 Evolution of the interface length and capillary force and gravity in the C2 channel with the variation of β

3.4 基于 XGBoost 方法评估三种几何参数对交叉裂隙液滴分流比的影响

XGBoost^[27] (Xtreme Gradient Boosting) 极致梯度提升，是一种基于 GBDT 的算法，都是以决策树为基础，通过不断迭代，集成弱分类器为强分类器，随着模型迭代次数的增多，预测精度也会不断提高。其目标函数如下：

$$Obj^{(t)} = \sum_{i=1}^n \left[l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)}) + g_i f_t(x_i) + \frac{1}{2} h_i f_t^2(x_i) \right] + \sum_k \Omega(f_k) \quad (18)$$

式中： $\hat{y}_i^{(t-1)}$ 为前 $t-1$ 轮模型预测值， $l(y_i, \hat{y}_i^{(t-1)})$ 为样本 x_i 的训练误差， $f(x)$ 为其中一颗回归树， $\Omega(f_k)$ 为第 k 棵树的正则项。

如图 25 所示，基于上文计算得到的不同 α, β, W_b 下的分流比 η 作为数据集，由于数据的非线性，通过不同次数的映射得到四种数据训练集 Data_i ($i=1,2,3,4$)，并经过 XGBoost 算法训练后输出满足精度要求的四种数据模型 Model_i ($i=1,2,3,4$)。四种模型的训练集和测试集误差 RMSE 如图 26 所示，其中模型 Model_3 的误差 MSE 仅为 0.0079609，小于其他三种模型。故选取 Model_3 为最终的预测模型，并对 Model_3 中的特征按照重要性进行排序。

如图 27 所示，交叉裂隙结构的两个角度（裂隙整体与水平面夹角 α 和裂隙主、次通道夹角 β ）对液滴的分流行为影响最大，这说明液滴的分流行为受到重力的影响更大。而裂隙开度比 W_b 对液滴的分流行为影响较小。

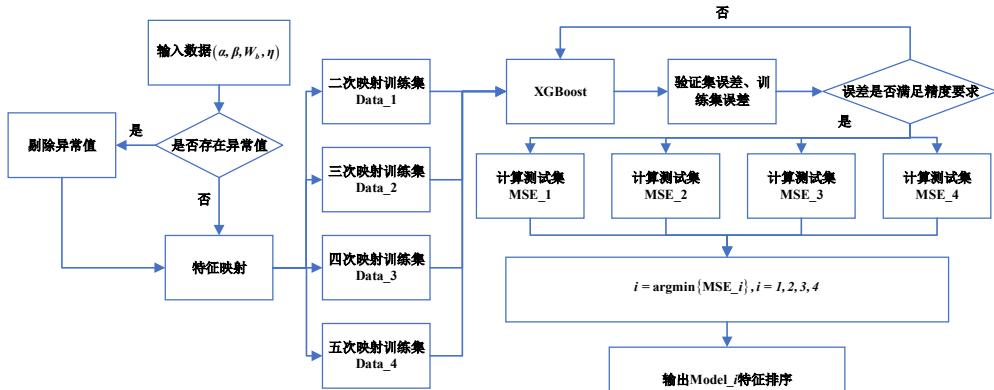


图25 基于 XGBoost 算法的分流比训练流程图

Fig 25 Training process diagram for splitting ratio based on XGBoost algorithm

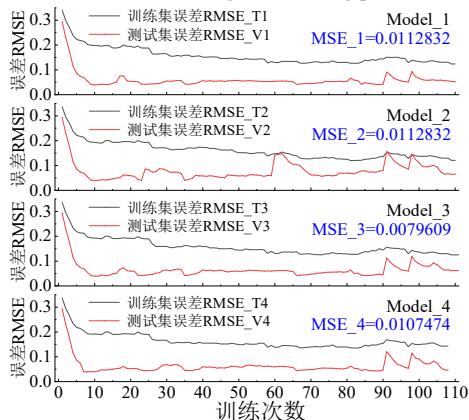


图26 四种模型预测误差随训练次数的演化

Fig 26 Prediction error evolution for four models with training iteration

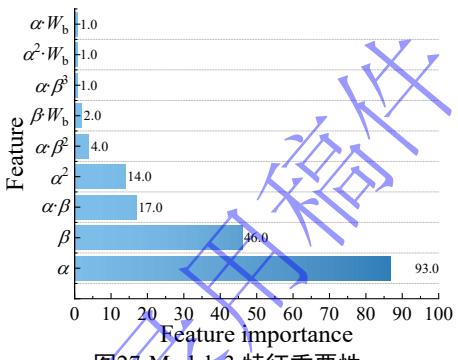


Fig 27 Feature importance of the Model_3

个出口。边界条件的设置参照上文算例，进行短时间的试运算，以确定适合的参数初始值，取 Courant 数为 0.35、时间步长 $\Delta t = 4.66667 \times 10^{-5}$ s。积水区采用结构化的矩形单元、裂隙部分采用非结构化三角形单元进行网格划分，其中最大单元尺寸为 0.2 mm，共 24535 个单元，网格最小质量为 0.02414，平均质量为 0.8789。

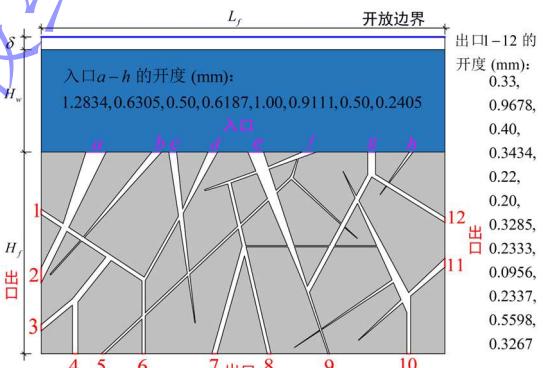


图28 随机裂隙结构计算模型

Fig 28 The calculation model of random fracture structure

4.2 地表积水沿裂隙结构的流动形态及储水率

如图 29 所示，蓝色代表水相，红色代表空气相，水在重力的作用下流入裂隙中，较宽的裂隙入口为优势通道，可以在较短的时间内流入更多的水。初始时刻由于裂隙上部分水的体积较大，在水进入裂隙中时重力远大于毛细力，此时重力是驱动水流的主要因素。可以看到在毛细力、重力及粘滞力的作用下，水在裂隙中表现出不同的流动形态。如图 29 (a) 所示，在较宽的裂隙中将出现薄膜流；如图 29 (b) 所示，由于裂隙内空气的“阻塞效应”，水在裂隙网络中会呈现出多个液滴流动的现象。

图 30 为裂隙网络中各个入口、出口的累积流量，可以看到入口 a, b 具有较大的流量，出口 2 的流量远大于其他出口，故在该裂隙网络中如 a-2、b-2 和 a-4 是优势通道；在非饱和流动状态下，有部分入口、出

4 随机裂隙网络结构中的渗流

基于上文的研究，本节对随机裂隙网络进行了二维建模，对其气-液两相流动进行了模拟，分析了裂隙上方一定体积的积水通过裂隙结构渗流的过程。

4.1 计算模型

随机裂隙网络结构如图 28 所示， $L_f = 25.6$ mm， $H_f = 12.8$ mm， $H_w = 6.4$ mm， $\delta = 0.8$ mm。蓝色区域为初始积水区，水体积为 $V = 163.84$ mm³，裂隙中初始时刻充满空气，裂隙结构共设 8 个入口 (a-h)、12

口流量很低甚至为零，如入口 h 、 d 、 f ，出口 5 、 8 、 9 。而这些流量较低的出入口，均是开度较小、其相连形成的通道长度较长且交叉口较多，不利于水在其内流动。

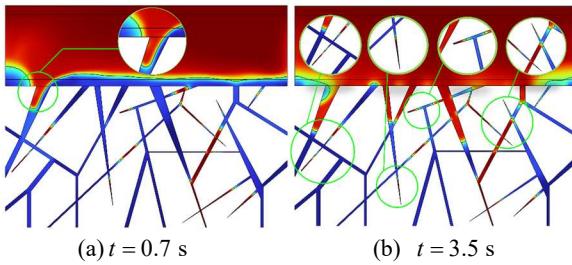


图29 水在裂隙结构中的流动形态

Fig 29 The flow pattern of water in fracture structure

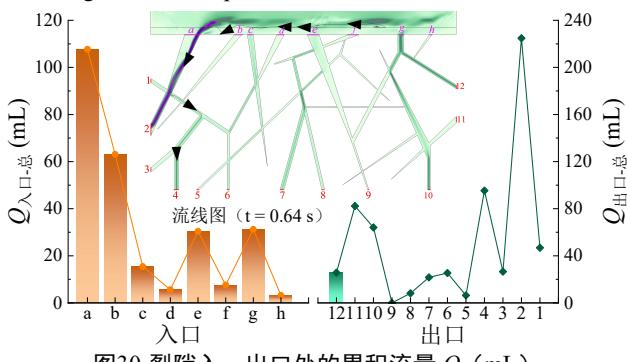


图30 裂隙入、出口处的累积流量 Q (mL)

Fig 30 Total inbound and outbound traffic

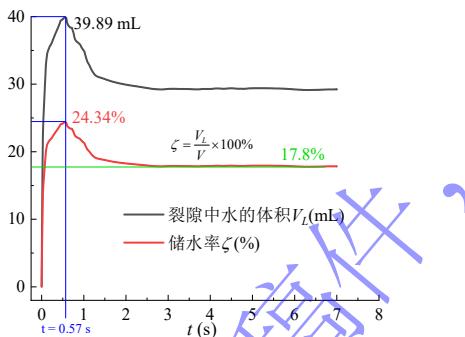


图31 流入裂隙中水的体积及裂隙储水率随时间的演化

Fig 31 The time history of water's volume and water storage rate

取整体裂隙中水的体积 V_L 与初始积水区水的体积 V 之比为裂隙结构中的储水率，记为 ζ ，其结果如图 30 所示。由图可知，在重力占据主导地位的情况下裂隙上方的水会迅速地流入裂隙网络中，而后又在毛细力的影响下约有 17.8% 的水残留在裂隙网络中。从图 29 (b) 中可以看出，残留的水能够占据绝大部分的裂隙通道。

5 结 论

本文从裂隙结构的基本组成单位—交叉裂隙入手，基于两相流理论，利用相场法对裂隙中的气-液两相界面进行追踪，主要研究了 T 形交叉裂隙及其几何结构对交叉裂隙处的分流机理的影响。得到以下结论：

(1) 分流比例 η 随着几何结构（如裂隙通道开度

比、倾斜角度等）改变而不同，在交叉口处将表现出完全分流、部分分流且无拖曳现象、部分分流有拖曳现象、不分流 4 种流动形态；

(2) 初始液滴长度为 2 cm，分流比 η 随着开度比 W_b 的增加而呈现减小的趋势；当 $\alpha \geq 40^\circ$ 时，分流比例 η 随着 C1 通道与水平面夹角 α 的增大而减小、当 $20^\circ \leq \alpha \leq 35^\circ$ 时，观察到了完全分流现象、当 $\alpha \leq 15^\circ$ 时液滴将不进行分流，最终悬挂于交叉口处；分流比例 η 随着 C1 通道与 C2 通道夹角 β 的增大而呈现出减小的趋势。

(3) W_b 工况组中毛细力是控制液滴分流的主要因素、Alpha 工况组中重力是液滴分流的主要因素、Beta 工况组中重力、毛细力共同控制液滴的分流行为。通过特征重要性分析得出了在三种因素联合控制下， α 和 β 角的特征重要性远高于 W_b ，这说明重力在液滴分流行为中起到重要作用。

(4) 在裂隙网络结构中，由于毛细力的作用，残留在裂隙网络中的水将占据大部分的裂隙通道，这部分水可能长期于岩石裂隙接触而影响裂隙结构的物理、化学性质。而裂隙网络中，出、入口笔直程度、过流面积大小等也对水在裂隙中的流动有较大的影响。裂隙结构中间有部分通道受到空气的“阻塞效应”出现不饱和现象。

参 考 文 献：

- [1] 郭伟, 赵翠萍, 左可桢, 赵策. 金沙江下游白鹤滩水库蓄水前后地震活动特征[J]. 地球物理学报, 2022, 65(12): 4659-4671.(Guo Wei, Zhao CuiPing, Zuo KeZhen, Zhao Ce. Characteristics of seismicity before and after impoundment of Baihetan dam in the lower reaches of Jinsha River[J]. Chinese Journal of Geophysics, 2022, 65(12): 4659-4671. (in Chinese))
- [2] 黄润秋, 许强. 中国典型灾难性滑坡[M]. 科学出版社, 2008.(Huang RunQiu, Xu Qiang. Typical Catastrophic Landslides in China [M]. Science Press, 2008.(in Chinese))
- [3] 仵彦卿. 地下水与地质灾害[J]. 地下空间, 1999(4): 303-310+316-339. (Wu YanQing. Groundwater and Geological Hazards[J]. Underground Space, 1999(4): 303-310+316-339. (in Chinese))
- [4] 王成华, 张燕青. 饱和-非饱和土渗流数值分析方法综述[J]. 建筑技术, 2016, 47(5): 428-432.(Wang ChengHua, Zhang YanQing. Methods for Numerical Analysis of Seepage in Saturated-Unsaturated Soils[J]. Architecture Technology, 2016, 47(5): 428-432. (in Chinese))
- [5] 祝敏刚. 岩体单裂隙渗流特性研究综述[J]. 水利水电快报, 2023(12): 1-6.(Zhu MinGang. Research progress on single

- fracture seepage characteristics in rock masses[J]. Express Water Resources & Hydropower Information, 2023(12): 1-6. (in Chinese))
- [6] Glass R J, Nicholl M J, Pringle S E, et al. Unsaturated flow through a fracture-matrix network: Dynamic preferential pathways in mesoscale laboratory experiments: UNSATURATED FLOW THROUGH A FRACTURE-MATRIX NETWORK[J]. Water Resources Research, 2002, 38(12): 17-1-17-17.
- [7] Glass R J, Nicholl M J, Rajaram H, et al. Unsaturated flow through fracture networks: Evolution of liquid phase structure, dynamics, and the critical importance of fracture intersections[J]. Water Resources Research, 2003, 39(12): 2003WR002015.
- [8] Su G W, Geller J T, Hunt J R, et al. Small-Scale Features of Gravity-Driven Flow in Unsaturated Fractures[J]. Vadose Zone Journal, 2004, 3(2): 592-601.
- [9] LOMIZE G M. Flow in fractured rock[M]. Moscow: Gosemengoizdat, 1951.
- [10] LOUIS C. Rock hydraulics in rock mechanics[M]. York: Spring-New Verlag, 1974.
- [11] Barton N, Bandis S, Bakhtar K. Strength, deformation and conductivity coupling of rock joints[J]. International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences & Geomechanics Abstracts, 1985, 22(3): 121-140.
- [12] 王志良, 申林方, 徐则民, 李邵军. 岩体裂隙面粗糙度对其渗流特性的影响研究[J]. 岩土工程学报, 2016, 38(7): 1262-1268.(Wang ZhiLiang, Shen LinFang, Xu ZeMin, Li ShanJun. Influence of roughness of rock fracture on seepage characteristics[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 2016, 38(7): 1262-1268. (in Chinese))
- [13] Yang Z, Xue S, Zheng X, et al. Partitioning Dynamics of Gravity-Driven Unsaturated Flow Through Simple T-Shaped Fracture Intersections[J]. Water Resources Research, 2019, 55(8): 7130-7142.
- [14] Xue S, Yang Z, Hu R, et al. Splitting dynamics of liquid slugs at a T-junction[J]. Water Resources Research, 2020, 56(8): e2020WR027730.
- [15] 薛松, 杨志兵, 李东奇, 陈益峰. 滴状流条件下非饱和交叉裂隙分流机制研究[J]. 岩土力学, 2021, 42(1): 59-67.(Xue Song, Yang ZhiBing, Li DongQi, Chen YiFeng. Splitting mechanisms of droplets through unsaturated fracture intersections[J]. Rock and Soil Mechanics, 2021, 42(1): 59-67. (in Chinese))
- [16] Richards L A. CAPILLARY CONDUCTION OF LIQUIDS THROUGH POROUS MEDIUMS[J]. Physics, 1931, 1(5): 318-333.
- [17] Pruess K, Tsang Y W. On two-phase relative permeability and capillary pressure of rough-walled rock fractures[J]. Water Resources Research, 1990, 26(9): 1915-1926.
- [18] Pruess K, Tsang Y. Thermal modeling for a potential high-level nuclear waste repository at Yucca Mountain, Nevada: LBL-35381[R]. Lawrence Berkeley National Lab. (LBNL), Berkeley, CA (United States), 1994.
- [19] Pruess K. On water seepage and fast preferential flow in heterogeneous, unsaturated rock fractures[J]. Journal of Contaminant Hydrology, 1998, 30(3): 333-362.
- [20] 黄俊, 苏向明, 汪炜平. 土坝饱和-非饱和渗流数值分析方法研究[J]. 岩土工程学报, 1990(5): 30-39.(Huang Jun, Su XianMing, Wang WeiPing. Numerical Analysis Method for Saturated-Unsaturated[J]. Chinese Journal of Geotechnical Engineering, 1990(5): 30-39. (in Chinese))
- [21] 吴振华, 王者超, 郭玟志, 杨斌, 刘杰. 平面交叉裂隙非线性渗流模型参数人工神经网络预测[J]. 工程地质学报, 2020, 28(5): 982-988.(Wu ZhenHua, Wang ZheChao, Guo WenZhi, Yang Bin, Liu Jie. Artificial Neural Network Prediction of Parameters of Non-Linear Seepage Model with Planar Intersecting Fractures[J]. Journal of Engineering Geology, 2021, 42(1): 59-67. (in Chinese))
- [22] 宋晓晨, 徐卫亚. 非饱和带裂隙岩体渗流的特点和概念模型[J]. 岩土力学, 2004(3): 407-411.(Song XiaoChen, Xu WeiYa. Features and conceptual models of flow in fractured vadose zone[J]. Rock and Soil Mechanics, 2004(3): 407-411. (in Chinese))
- [23] ANDRIEU C, SYKES C, BROCHARD F. Average spreading parameter on heterogeneous surfaces[J]. Langmuir, 1994, 10(7): 2077-2080.
- [24] Or D, Ghezzehei T A. Traveling liquid bridges in unsaturated fractured porous media[J]. Transport in Porous Media, 2007, 68(1): 129-151.
- [25] Jacob B. Dynamics of Fluids in Porous Media | Bear, Jacob | download on Z-Library[M]. Dover Publications, 1972.
- [26] Voinov O V. Hydrodynamics of wetting[J]. Fluid Dynamics, 1976, 11(5): 714-721.
- [27] Chen T, Guestrin C. XGBoost: A Scalable Tree Boosting System[C]//Proceedings of the 22nd ACM SIGKDD International Conference on Knowledge Discovery and Data Mining. 2016: 785-794.