

超深高应力差储层近井筒裂缝扩展转向机理研究

韦世明^{1,2}, 张亚洲^{2,3}, 金衍^{2,3*}

1 中国石油大学(北京)理学院, 北京 102249

2 中国石油大学(北京)油气资源与工程全国重点实验室, 北京 100049

3 中国石油大学(北京)石油工程学院, 北京 102249

* 通信作者, jiny@cup.edu.cn

收稿日期: 2023-05-14; 修回日期: 2023-10-11

国家自然科学基金青年科学基金项目(42407252)、国家自然科学基金重点项目(52334001)和中国石油大学(北京)青年拔尖人才项目(2462023BJRC007)联合资助

摘要 随着油气勘探开发进入超深层, 高应力差条件下水力裂缝扩展易发生大曲率转向, 井口超压、砂堵等问题频发, 明确超深高应力差储层近井筒水力裂缝的扩展与转向机理与主控因素, 对超深层储层安全高效开发具有重要意义。在经典热力学的连续性框架约束下, 将离散界面的尖锐裂缝平滑描述为连续损伤的弥散裂缝, 利用 Griffith 能量平衡关系和断裂变分原理构建 Lagrange 能量泛函, 并基于能量最小化原理建立了各向异性储层中射孔井的相场水力压裂模型。通过对比经典的 Griffith 尖锐裂纹轮廓方程, 证实了本文相场模型的正确性。总结模拟结果发现, 水力裂缝沿着射孔与最大水平主应力之间的某个方位近似直线起裂, 而后向最大水平主应力方向偏转, 具体起裂方位受地应力差、排量及射孔角度影响。地应力差的增大会促进近井筒水力裂缝转向扩展, 使得转向角增加、转向半径减小; 增大排量可减弱水力裂缝转向, 使得转向角减小、转向半径增加, 促使裂缝沿起裂阶段的直线扩展地更远, 并能显著提高裂缝扩展速率; 随着射孔角增加, 射孔与最大水平主应力夹角增大, 会加剧裂缝扩展的偏转程度, 使得转向角增大、转向半径减小, 从而造成压裂液流动摩阻上升以及砂堵风险的提高; 储层的各向异性特征也能显著影响水力裂缝的转向扩展过程, 模型中以不同方向上的临界能量释放率作为断裂阻力的各向异性参数, 结果表明, 裂缝更倾向于沿低阻力的方向扩展, 断裂阻力的各向异性越强, 水力裂缝的偏转程度也就越大, 储层断裂的各向异性特征显著影响裂缝的转向行为。本文的相场水力压裂模型提供了一个无需任何断裂准则的水力裂缝扩展与转向行为研究的便捷方法, 有助于提升超深高应力差储层近井筒裂缝转向认识, 帮助理解不同地质环境和压裂工况下的断裂机理与裂缝偏转行为, 并为压裂工艺设计与射孔方案优化提供参考和建议。

关键词 超深层; 高应力差; 水力裂缝; 扩展转向; 相场法

中图分类号: O343.8; TU45

Study on the mechanism of fracture propagation and deflection near wellbore in ultra-deep high stress difference reservoir

WEI Shiming^{1,2}, ZHANG Yazhou^{2,3}, JIN Yan^{2,3}

引用格式: 韦世明, 张亚洲, 金衍. 超深高应力差储层近井筒裂缝扩展转向机理研究. 石油科学通报, 2024, 09(06): 944-959

WEI Shiming, ZHANG Yazhou, JIN Yan. Study on the mechanism of fracture propagation and deflection near wellbore in ultra-deep high stress difference reservoir. Petroleum Science Bulletin, 2024, 09(06): 944-959. doi: 10.3969/j.issn.2096-1693.2024.06.073

1 College of Science, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China

2 State Key Laboratory of Petroleum Resources and Engineering, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China

3 College of Petroleum Engineering, China University of Petroleum-Beijing, Beijing 102249, China

Received: 2023-05-14; Revised: 2023-10-11

Abstract With the exploration and development of oil and gas into the ultra-deep reservoir, hydraulic fracture propagation under the condition of high stress difference is prone to occur large curvature deflection, leading to wellhead overpressure, sand plugging and other problems occur frequently. It is of great significance to clarify the mechanism and main control factors of hydraulic fracture propagation and deflection near wellbore in ultra-deep and high stress difference reservoir for safe and efficient development. Under the constraint of the continuity framework of classical thermodynamics, the sharp fracture on the discrete interface is smoothly described as a continuous damage dispersion fracture, and the Lagrange Energy Functional is constructed based on Griffith energy balance relation and fracture variational principle, and then the phase field hydraulic fracturing model of perforated well in anisotropic reservoir is established based on the principle of energy minimization. The validity of the phase-field model presented in this paper is verified by comparing with the classical Griffith crack opening profile equation. It is found that the hydraulic fracture starts to crack along an approximate straight line between perforation and maximum horizontal principal stress, and then deflects to the maximum horizontal principal stress direction. The specific direction of crack initiation is affected by in-situ stress difference, displacement and perforation angle. The increase of the in-situ stress difference will promote the hydraulic fracture deflection propagation near the wellbore, make the deflection angle increase and the deflection radius decrease; increasing the displacement can weaken the hydraulic fracture deflection, and making the deflection angle decrease and the deflection radius increase; with the increase of perforation angle, the angle between perforation and the maximum horizontal principal stress increases, which will aggravate the deflection degree of crack propagation so that the flow friction of fracturing fluid increases and the risk of sand plugging increases; the anisotropy characteristics of the reservoir can also significantly affect the deflection and propagation process of hydraulic fractures. In the model, the critical energy release rate in different directions is taken as the anisotropic parameter of fracture resistance. The results show that fractures tend to propagate in the direction of low resistance. The stronger the anisotropy of fracture resistance, the greater the deflection degree of hydraulic fractures. The anisotropic characteristics of reservoir fractures significantly affect the turning behavior of fractures. The phase-field hydraulic fracturing model in this paper provides a convenient method to study the propagation and steering behavior of hydraulic fractures without any fracture criteria, which is helpful to improve the understanding of near-well fracture steering in ultra-deep and high stress difference reservoirs, help to understand the fracture mechanism and fracture deflection behavior under different geological environments and fracturing conditions, and provide reference and suggestions for fracturing technology design and perforation scheme optimization.

Keywords ultra-deep reservoir; high stress difference; hydraulic fracture; deflection and propagation; phase field method

doi: 10.3969/j.issn.2096-1693.2024.06.073

0 引言

在油气钻井开发与水力压裂增产改造的过程中,当井眼轨迹与最小水平主应力成一定角度时,使得射孔方向无法沿着最大水平主应力,导致水力裂缝起裂不在最大主应力方位,裂缝扩展将可能从井壁(或射孔壁)转向到最大地应力方位,而大曲率转向会引起压裂液流动摩阻增加,增大井口压力,甚至引起井口超压和砂堵,这类问题在超深高应力差储层尤为明显。

采用《石油天然气储量估算规范》(2020)的描述,认为超过 4500 m 的埋深即为超深层,而目前普遍将超过 6000 m 埋深的储层定义为超深层。随着油气开采不断向更深部进军,面临更大的地层应力差(超过 10 MPa),井壁围岩水力裂缝扩展转向问题在未来将越发显著。仅在 2021 年,新疆油田水平井压裂有上报统计的发生砂堵 75 次,砂堵已成为其压裂常规

复杂之一。目前,库车山前 75% 的压裂施工井泵压在 95~100 MPa,最高达到 136 MPa,井口超压已成为其压裂井控必须防范的风险之一。随着压裂施工流程的

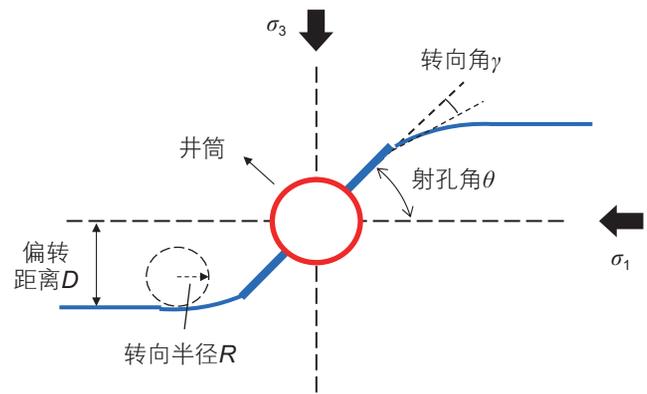


图 1 近井区域的水力裂缝扩展转向示意图

Fig. 1 Sketch of hydraulic fracture propagation and deflection in the near-well area

不断优化,施工过程中砂堵和井口超压的概率不降反升,这充分说明了:目前对深层超深层水平井压裂砂堵和井口超压的原因认识不清,近井筒水力裂缝转向机理不明。

有鉴于此,张广清和陈勉^[1-2]基于最大拉伸应力准则和拉格朗日极值法建立了水平井筒附近水力裂缝空间转向模型,研究发现,裂缝转向前的距离随井筒方位角增加而增加,但增加幅度大致在3倍井筒直径的范围内,并提出了采用定向射孔技术进行转向压裂从而形成双S型水力裂缝的新方法,提高特低渗油藏新井的压裂效果。单清林和金衍等人^[3-4]基于渗流-应力耦合方法建立螺旋射孔井有限元数值模型,引入损伤变量描述岩体破坏后的弹性参数、强度和渗透率随损伤的变化规律,研究发现近井水力裂缝起裂形态对远井裂缝扩展具有显著影响。Abass^[5]、Romero^[6]、Randon^[7]等人纯准静态力学出发,考虑压裂液排量、粘度和水平地应力差的影响,建立了裂缝曲率半径的解析模型,而此种解析模型并未能考虑射孔的影响。胡阳明等^[8]基于孔眼末端最大周向拉应力判据,建立直井压裂裂缝转向模拟的理论计算模型,水平主应力差是影响水力裂缝转向半径最主要因素,且随水平主应力差增加,射孔深度减小,裂缝转向半径减小。王志荣等人^[9]基于孔隙弹性力学理论,采用位移不连续法建立了裂缝转向扩展模型,计算结果表明:射孔角度与地应力差对近井区裂缝转向影响较大,而压裂液排量则影响较小。然而,韩东等人^[10]通过真三轴大物模实验模拟了不同的井眼方位与最大主应力夹角对应的裂缝形态,发现:提高压裂液排量可显著降低裂缝延伸转向角度。

随着水力压裂施工排量增大、泵注程序更加复杂,井壁围岩在复杂载荷作用下发生破裂和裂缝延伸,水力裂缝扩展转向过程中的流-固耦合力学效应更加显著,且目前大都基于的是均质各向同性储层假设,与超深层的实际情况具有一定偏差。针对具有各向异性特征的高应力差储层近井裂缝发生大曲率转向,而常规静力学压裂理论无法有效指导的难题,本文建立流-固耦合力学模型,采用无需任何转向扩展准则的相场变分法实时追踪裂缝扩展路径,最后基于有限元的数值模拟来分析不同因素对近井区域水力裂缝扩展与转向的影响规律。

1 相场法水力压裂模型

1.1 结构断裂的相场正则化

具有多孔介质结构的地下储层岩石,其在应力条

件下所产生的裂缝,源于基质的断裂,并伴随有新界面的生成,水力压裂形成的I型裂缝或复合裂缝亦是如此。在真实的物理世界中,裂缝的边界表现为两个具有一定间距的不光滑连续界面,这导致了数学运算上的不可微分以及物理空间上的连续意义失效。而相场法^[11]源于Griffith能量平衡关系^[12]和断裂变分原理,同时约束于经典热力学的连续性框架^[13],不需要额外的断裂判据与转向或分叉准则,无论是在处理离散裂缝的数学描述上,还是在追踪水力裂缝界面的扩展上,都具有显著优势。

相场法将离散界面的尖锐裂缝平滑描述为连续损伤的扩散裂缝,通过引入相场序参量 $\phi(x)$,将离散意义的尖锐裂缝正则化,得到了将尖锐裂缝表征为扩散裂缝的相场描述。 $\phi(x)=0$ 代表结构的毫发无损与完整,而 $\phi(x)=1$ 则表示结构的完全断裂与失效,相场的连续损伤过渡通过Bourdin等提出的正则化变分裂缝模型^[14]来实现。这里采用光滑连续的指数函数来近似断裂过程中裂缝的生长,对应的相场序参量 $\phi(x)$ 表达为,

$$\phi(x) = e^{-|x-a|/l_0} \quad (1)$$

式中, a 是裂缝中心的位置, m ; l_0 表征相场损伤描述下的裂缝宽度, m ,当其趋近于0时逐渐逼近尖锐裂缝形态。

图2给出了从离散尖锐裂缝到连续扩散裂缝的相场描述。图2中 Ω 指的是当前研究所关注的各向同性孔弹性介质区域, $\partial\Omega$ 为该区域的外边界,而 Γ 则表示介质中裂缝所在区域的不连续内边界。 $\phi(x)$ 作为近似描述裂缝开度的标量场,具有宏观上的连续损伤涵义,从而相场 $\phi(x)$ 的演化就驱动了裂缝的起裂与扩展过程。从一维线空间的断裂问题拓扑到二维面空间或三维体空间的各向同性介质相场演化,相应的裂缝表面密度函数 $\gamma(\phi, \nabla\phi)$ 表达为^[15],

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

式中, ϕ 和 $\nabla\phi$ 分别表示裂缝相场及其空间梯度,无量纲。结合式(2)所给出的裂缝面密度表达式,各向同性介质中形成具有一定面积表面的新裂缝所需要的断裂能,通过面积分给出,

$$\Psi_f = \int_{\Gamma} G_c dS \approx \int_{\Omega} \left(\frac{\phi^2}{2l_0} + \frac{l_0}{2} |\nabla\phi|^2 \right) d\Omega \quad (3)$$

式中, Ψ_f 代表形成一定面积裂缝所需要的供给能量, J ; G_c 表示各向同性介质发生断裂时的临界能量释放

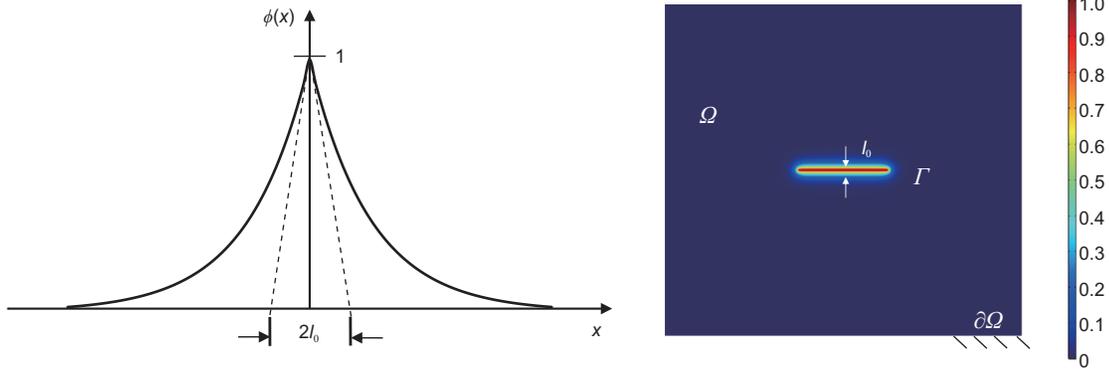


图2 断裂的相场描述

Fig. 2 Phase field description of the fracture

率, J/m^2 。然而, 实际材料很难保证其各向同性特征, 对于超深储层岩石来说, 一般可假设其为各向异性。这样一来, 裂缝面密度 γ 需要根据 Bleyer 和 Alessi 的建议加以完善^[16], 相应的断裂能表达式则修正为,

$$\Psi_f \approx \int_{\Omega} G_{ce} \left(\frac{\phi^2}{2l_0} + \frac{l_0}{2} \nabla \phi \cdot \mathbf{B} \cdot \nabla \phi \right) d\Omega \quad (4)$$

式中, \mathbf{B} 表示各向异性介质(由 $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3$ 所表征, 其中 $[\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3]$ 确定了模型平面)的空间矩阵, 无量纲, 表达为 $\mathbf{B} = \lambda_1 \mathbf{e}_1 \otimes \mathbf{e}_1 + \lambda_2 (\mathbf{e}_2 \otimes \mathbf{e}_2 + \mathbf{e}_3 \otimes \mathbf{e}_3)$; 而 $G_{ce} = \min\{G_{c1}, G_{c2}\}$, 其中 G_{c1} 和 G_{c2} 分别表示沿着坐标轴 \mathbf{e}_1 和 $(\mathbf{e}_2, \mathbf{e}_3)$ 方向的临界能量释放率, J/m^2 ; 此外, λ_1 由 G_{c1}/G_{ce} 所定义, λ_2 由 G_{c2}/G_{ce} 所描述。由于裂缝总是沿着断裂韧性或扩展阻力最低的方向延伸, 因而韧性 G_{ce} 由 G_{c1} 和 G_{c2} 当中的最小值所确定, 这也与 Bleyer 和 Alessi 所提出的概念相一致^[16]。

1.2 相场驱动下的水力裂缝演化

在相场框架中, 断裂的演化由拉伸应变能的释放所驱动, 而压缩应变能则不贡献裂缝的生长, 这一描述源于 Amor 等学者^[17]为区分拉伸和压缩断裂而提出的观点, 并且只有拉伸导致的断裂演化, 即拉伸弹性应变能密度的释放, 被能量退化函数所约束。因此, 应变张量具有了拉、压分解形式, 其对应的拉伸弹性应变能密度 Ψ_e^T 和压缩弹性应变能密度 Ψ_e^C 可根据 Mische 等所建议的应变张量谱分解形式所描述^[15]。由于只有拉伸弹性应变能驱动断裂的相场演化, 因此为了方便起见, 文中后续所表达的弹性能或者应变能密度均为拉伸分量。那么, 采用能量退化函数修正的拉伸弹性应变能密度 Ψ_e^T 可表达为,

$$\Psi_e^T = \frac{1}{2} g(\phi) \boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{C}_0 : \boldsymbol{\varepsilon} \quad (5)$$

$$\mathbf{C}_0 = \begin{bmatrix} 1/E_1 & -\nu/E_2 & -\nu/E_2 & 0 & 0 & 0 \\ & 1/E_2 & -\nu/E_2 & 0 & 0 & 0 \\ & & 1/E_2 & 0 & 0 & 0 \\ & & & 1/G_{22} & 0 & 0 \\ & & & & 1/G_{12} & 0 \\ \text{Symmetri} & & & & & 1/G_{12} \end{bmatrix}^{-1} \quad (6)$$

式中, Ψ_e^T 表示拉伸应变能密度, J/m^2 ; $\boldsymbol{\varepsilon}$ 表示介质的应变张量; \mathbf{C}_0 表示材料的弹性张量, 由各向异性杨氏模量所描述, E_1 和 E_2 分别代表 \mathbf{e}_2 和 \mathbf{e}_3 方向上的弹性模量, \mathbf{e}_1 方向上的弹性模量设置为与 \mathbf{e}_3 方向上的一致, \mathbf{G}_{ij} 代表剪切模量, 表达为 $\mathbf{G}_{ij} = E_{ij} / [2(1+\nu)]$ 。其中, 坐标系的选取与基向量方位的详细描述可见下文中的图 6 所示; $g(\phi)$ 描述了考虑刚度弱化效应的拉伸弹性能量退化效果, 这里采用 Bourdin 所建议的二次函数形式^[18], 表达为 $g(\phi) = (1-\phi)^2$ 。然而, 在数值计算中, 纯粹的解析形式会导致不可避免的奇异性, 尤其是对于相场序参量 ϕ 来说, 当其趋近于 0 或 1 时会产生拉伸弹性能量梯度和数值积分的奇异性, 因此这里添加了一个极小量 k 以消除这一奇异性^[19], 并完善到二次能量退化函数形式中, 表达为 $g(\phi) = (1-k)(1-\phi)^2 + k$, 模型中的 k 参数应用的是 $1e-9$ 。

水力裂缝的扩展乃至后续的转向, 涉及固体变形、流体流动、动态滤失以及裂缝的演化等多个相互耦合的物理过程, 基于变分原理的热力学连续相场模型, Lagrange 能量泛函能够被有效建立。这一过程是 Francfort 等^[11]首先实现的, 他利用 Griffith 的脆性断裂理论与能量平衡关系^[12]进行变分, 通过能量极小化原理给出了相场法总能量泛函的一般形式。而 Bourdin 等学者^[14]首次将其应用于水力裂缝的扩展问题, 结合式 (1) 所描述的结构断裂的相场正则化, 考虑这个过程中涉及的弹性应变能 Ψ_e^T , 断裂耗散能 Ψ_f , 流体孔隙压

力 p 以及初始地应力 σ_0 、重力 \mathbf{g} 等相关的外部势能, 对应的相场总能量泛函 Ψ 表达为,

$$\begin{aligned} \Psi = & - \int_{\Omega} \left[(1-k)(1-\phi)^2 + k \right] \cdot \frac{\boldsymbol{\varepsilon} : \mathbf{C}_\theta : \boldsymbol{\varepsilon}}{2} \mathrm{d}\Omega \\ & + \int_{\Omega} \alpha p \nabla \cdot \mathbf{u} \mathrm{d}\Omega - \int_{\Omega} G_{ce} \left(\frac{\phi^2}{2l_0} + \frac{l_0}{2} \nabla \phi \cdot \mathbf{B} \cdot \nabla \phi \right) \mathrm{d}\Omega \quad (7) \\ & + \int_{\Omega} \mathbf{b} \cdot \mathbf{u} \mathrm{d}\Omega + \int_{\partial\Omega} \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} \mathrm{d}S \end{aligned}$$

式中, Ψ 为描述水力裂缝扩展的相场总能量泛函, \mathbf{J} ; $\boldsymbol{\varepsilon}$ 表示介质的应变张量, \mathbf{u} 表示固体介质位移场, \mathbf{m} , 两者满足几何方程 $\boldsymbol{\varepsilon}_{ij} = (\partial u_i / \partial x_j + \partial u_j / \partial x_i) / 2$; p 代表固体介质内的孔隙流体压力, Pa; α 为 Biot 系数, 无量纲; \mathbf{b} 和 \mathbf{f} 则分别表示位移场中 Neumann 边界上的体积力和面牵引力, 单位分别为 Pa/m 和 Pa。

对式 (7) 所建立的总能量泛函求一阶变分并令其为零, 即 $\delta\Psi = 0$ 以达到能量极小值条件, 简化得到用以描述水力裂缝扩展的相场压裂模型,

$$\begin{cases} \nabla \cdot [g(\phi)\mathbf{C}_\theta : \boldsymbol{\varepsilon} - \alpha p \mathbf{I}] + \mathbf{b} = \mathbf{0} \\ \phi - l_0^2 \frac{\partial}{\partial x_i} \left(B_{ij} \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right) = \frac{2l_0(1-k)(1-\phi)H}{G_{ce}} \end{cases} \quad (8)$$

式中, H 被定义为局部历史应变能参考场, 单位是 Pa, 目的是为了保证相场序参量 ϕ 在材料压缩或卸载时的单调递增特征, 即结构断裂和裂缝扩展的不可逆性, 这源于 Mische 所提出的相场断裂模型的热力学一致性^[13,15]。它具有如下的定义, $H = \max_{\tau \in [0,t]} \{ \Psi_\tau^T / d + \sigma_0 : \boldsymbol{\varepsilon} \}$, 其中 σ_0 代表加载于结构边界的初始地应力场, Pa; d 表示材料的厚度, m。

到目前为止, 应用于各向异性的水力压裂相场模型已经建立完毕, 裂缝的起裂及扩展通过相场序参量 ϕ 的单调演化所驱动, 并具有典型的时序性特征, 能直观有效地描述出给定条件下水力裂缝在不同时间阶段的生长与演化, 包括但不限于起裂、扩展和转向等。

1.3 多孔介质弹性与流固耦合方程

这一部分重点阐述岩石基质与水力裂缝内流体的渗流、多孔介质结构的变形, 以及两者之间的相互耦合效应。其中考虑多种应力效果的平衡方程已在 1.2 小节中的式 (8) 所描述, 这里不再赘述。在本文的相场模型中, 定义 3 个子区域^[20]以划分流体在多孔介质内的渗流过程, 分别为孔弹性的岩石基质域 $\Omega_m(t)$, 水力裂缝断裂域 $\Omega_f(t)$, 以及裂缝和基质之间的相场损伤过渡域 $\Omega(t)$ 。这 3 个流动子域由两个预先定义的相场

序参量阈值 c_1 和 c_2 来划分, 即岩石基质域 $\Omega_m : \phi \leq c_1$, 损伤过渡域 $\Omega : c_1 < \phi < c_2$, 裂缝断裂域 $\Omega_f : \phi \geq c_2$ 。此外, 水力参数 χ_m 和 χ_f 被选定为刻画流体在不同子域内流动的指标系数, 并采用了在基质域 Ω_m 和断裂域 Ω_f 之间线性插值的方法^[21]以描述相场模型中的损伤过渡域 Ω_f 中的水力参数形式, 表达为,

$$\begin{cases} \chi_m = \begin{cases} 1 & \phi \leq c_1 \\ \frac{c_2 - \phi}{c_2 - c_1} & c_1 < \phi \leq c_2, \\ 0 & \phi > c_2 \end{cases} \\ \chi_f = \begin{cases} 0 & \phi \leq c_1 \\ \frac{\phi - c_1}{c_2 - c_1} & c_1 < \phi \leq c_2 \\ 1 & \phi > c_2 \end{cases} \end{cases} \quad (9)$$

式中, χ_m 和 χ_f 分别为描述岩石基质域和裂缝断裂域内的水力参数, 无量纲。本文中的 2 个相场序参量阈值分别取为 $c_1 = 0.5$, $c_2 = 0.95$, 代表超过 0.5 的序参量即认为是相场连续损伤裂缝的起始标度, 对应于上图 2 中裂缝特征尺度 l_0 的序参量下限, 而上限 0.95 的选取则是为了保证裂缝在相场描述下更为真实, 同时也过滤掉了裂缝边界的干扰敏感性。

认为流体在多孔介质内的渗流服从 Darcy 定律, 即使是在本文所关注的各向异性介质中也是如此。采用严格区分基质与裂缝的双域法描述, 那么在岩石基质域 Ω_m 和裂缝断裂域 Ω_f 内相应的质量守恒方程可表达为^[23-26],

$$\begin{cases} \text{岩石基质域 } \Omega_m : \rho_m S_m \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\rho_m \frac{\mathbf{K}_m}{\mu_m} \nabla p \right) \\ \quad = q_m - \rho_m \alpha_m \frac{\partial (\nabla \cdot \mathbf{u})}{\partial t} \\ \text{岩石基质域 } \Omega_f : \rho_f S_f \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\rho_f \frac{\mathbf{K}_f}{\mu_f} \nabla p \right) = q_f \end{cases} \quad (10)$$

式中, m 和 f 的下标分别代表基质和裂缝两个子域; ρ 代表流体密度, kg/m^3 ; S 为描述多孔介质内储存流体压缩性的储水系数, Pa^{-1} ; t 为持续向前演化的时间, s; \mathbf{K} 代表各向异性多孔介质中的有效渗透率张量, m^2 ; μ 是流体粘度, $\text{Pa}\cdot\text{s}$; q 代表流体源项, $\text{kg}/(\text{m}^3\cdot\text{s})$ 。结合线性插值近似^[21], 整个多孔介质弹性域 Ω 内的约束流体流动的质量守恒方程可综合表达为,

$$\rho S \frac{\partial p}{\partial t} - \nabla \cdot \left(\rho \frac{\mathbf{K}}{\mu} \nabla p \right) = q - \rho \alpha \chi_m \frac{\partial (\nabla \cdot \mathbf{u})}{\partial t} \quad (11)$$

式中, 整个计算域 Ω 内的水力参数和岩石参数涵盖 3

个子域, 这里采用了线性加权的平均效果来定义这些参数的一般形式。比如, 若以 m 和 f 的下标分别代表基质和裂缝 2 个子域, 那么流体密度 $\rho = \chi_m \rho_m + \chi_f \rho_f$, kg/m^3 ; Biot 系数 $\alpha = \chi_m \alpha_m + \chi_f \alpha_f$, 无量纲。储水系数 S 的定义基于的是孔隙度 β 和 Biot 系数 α , 表达为,

$$S = \beta c + (\alpha - \beta)(1 - \alpha) / K_V \quad (12)$$

以 m 和 f 的下标分别代表基质和裂缝 2 个子域, 式中, β 为整个计算域 Ω 内的孔隙度, 无量纲, 并且基于相场的连续描述, 裂缝断裂域 Ω_f 已被全部损伤, 对应的孔隙度 β_f 可取值为 1, 因此 Ω 内的孔隙度 β 可表示为 $\beta = \chi_m \beta_m + \chi_f$, 其中 β_m 即为岩石基质孔隙度; c 为流体的压缩系数, Pa^{-1} , 基于线性平均的思想可表达为 $c = \chi_m c_m + \chi_f c_f$; K_V 代表整个多孔介质弹性域 Ω 的体积模量, Pa ; 流体粘度 $\mu = \chi_m \mu_m + \chi_f \mu_f$, $\text{Pa} \cdot \text{s}$ 。

对于文中所构建的各向异性多孔介质模型, 其对应的杨氏模量采取 Voigt 矩阵形式, 细节可参见上式 (6); 如前文 1.1 小节所述, 若以 (e_1, e_2, e_3) 为基向量建立介质所在空间的坐标系 (z, x, y) , 那么多孔介质渗流过程中的各向异性渗透率张量 \mathbf{K} 表达为,

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} k_2 & & \\ & k_1 & \\ & & k_2 \end{bmatrix} \quad (13)$$

本文的模型将关注 (x, y) 所在平面内的各向异性特征, 对应于基向量 (e_2, e_3) , 因而重点描述二维形式下 k_1 和 k_2 的表达。以 m 和 f 的下标分别代表基质 Ω_m 和裂缝 Ω_f 两个子域, 那么,

$$\begin{cases} k_1 = \chi_m k_{1m} + \chi_f k_{1f} \\ k_2 = \chi_m k_{2m} + \chi_f k_{2f} \end{cases} \quad (14)$$

式中, k_{1m} 和 k_{1f} 分别代表基质域和裂缝域内沿着 e_2 , 即 x 方向上的渗透率, m^2 ; k_{2m} 和 k_{2f} 分别代表基质域和裂缝域内沿着 e_3 , 即 y 方向上的渗透率, m^2 。水力参数 χ_m 和 χ_f 的物理意义及数学描述见本小节中式 (9) 的线性加权定义。

1.4 边界条件

本文所建立的各向异性孔弹性介质相场水力压裂模型包括两大类边界, 即 Dirichlet 边界与 Neumann 边界, 相应的边界条件表达为,

$$\left. \begin{cases} p = p_0 & \text{Dirichlet边界} \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{f} \\ \mathbf{B} \cdot \nabla \phi \cdot \mathbf{n} = 0 \\ \rho \frac{\mathbf{K}}{\mu} \nabla p \cdot \mathbf{n} = M_N \end{cases} \right\} \text{Neumann边界} \quad (15)$$

式中, p_0 代表多孔介质域边界上的预设压力, Pa ; \mathbf{n} 代表域边界的外法线方向, 无量纲; \mathbf{f} 表示应力边界值, Pa ; M_N 为域边界上的质量流量, $\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 。

至此, 相场水力压裂模型通过控制方程和边界条件构成了封闭形式解, 本文基于有限元离散的方法进行数值求解, 下一章给出了相场有限元算法的一般流程与求解方案。

2 算法流程与数值算例

2.1 相场法的求解方案

图 3 给出了本文的数值求解流程图。对于水力裂缝扩展转向这样一个多场耦合动力学问题, 采取了交错策略^[27]的分离式耦合方法依次求解以追求更快的收敛性(即每个时间步单独求解各场), 而且采用了隐式

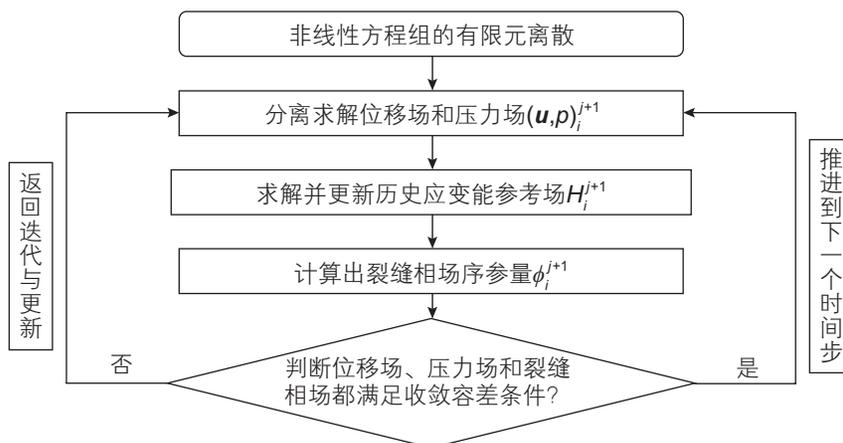


图 3 交错的分离式耦合数值求解方案

Fig. 3 Staggered separate-coupled numerical solution scheme

广义方法以确保求解的稳定性。由于位移场的强非线性特征,高效的Newton-Raphson迭代算法被采用,并且设置了最大迭代次数为150次,最终的迭代结果所允许容差不超过0.5%以保证数值结果的精度。裂缝的实时扩展通过相场序参量的演化来表征,而相场的演化则源于不断更新的历史应变能参考场的驱动。基于此,多场耦合下的水力裂缝生长过程在基于断裂变分原理的连续损伤意义的相场框架中就得到了具象的描述和形象的表达。

2.2 用于验证的数值算例

为了说明相场法模拟水力裂缝扩展的适用性以及本文构建的数值模型的合理性,采用这样一个经典算例来验证,示意图如图4(a)所示。

图4(a)为经典的Griffith尖锐裂纹描述^[12]。众所周知,在含中心尖锐裂纹的无限大均匀各向同性介质中,平面应变状态下一对边界承受均匀拉伸应力,那么此时的裂纹表面的张开位移,Sneddon给出了解析形式解^[28],即Griffith椭圆裂纹轮廓方程,表达为,

$$w(x) = \frac{4\sigma(1-\nu^2)}{E} \sqrt{c^2 - x^2} \quad (16)$$

其中,平面直角坐标系的原点 O 选在尖锐裂纹的中心点, x 轴正向为裂纹所在直线的右侧方向,与裂纹线相互正交的上侧方向为 y 轴。式中, $w(x)$ 为不同水平位置的裂纹张开位移,即宽度, m ; σ 为加载于上下两边

界的均匀拉伸应力, Pa ; c 为裂纹半长, m ; E 为介质的弹性模量, Pa ; ν 为介质的泊松比,无量纲。Griffith裂纹轮廓的解析解,为诸多数值方法和模型(当然也包括本文所描述的相场法)的准确性与适用性提供了一个验证与对比的标准参考。

由于理论解适用于受均匀拉伸的无限大各向同性介质,因而为了贴近于Griffith裂纹的描述,用于验证相场法准确性的数值算例采取了 (e_2, e_3) 所确定的各向同性平面为参考,并基于裂缝尖端场的应力强度因子等效,设置水力裂缝内随时间线性增长的均匀内压的建模方式,而无限大介质在数值模型中采取了一定近似,即裂缝总长不超过模型(设置为正方形)边界尺寸的十分之一。模型几何示意图见上图4(b),算例中涉及的典型参数赋值见下表。

表1中的符号均在第二节的相场模型中提到,与之相关的假设与描述也有提及,在数值算例的验证部分又加以简化到了各向同性介质属性,读者可对照参考。下图给出了该算例中水力裂缝宽度的相场数值解与Griffith解析解之间的对比,分别对应于0~40 s范围内的时间,并且具有10 s间隔,相应的裂缝内净压力为 $[0, 1, 2, 3, 4]$ MPa。

由图5可以看到,本文构建的相场模型给出的裂缝轮廓解与Griffith经典解之间吻合良好,在准确描述裂缝张开椭圆形状的同时,还能与解析解之间不超过1.7%的误差(以平均绝对百分比误差表征,即MAPE)。

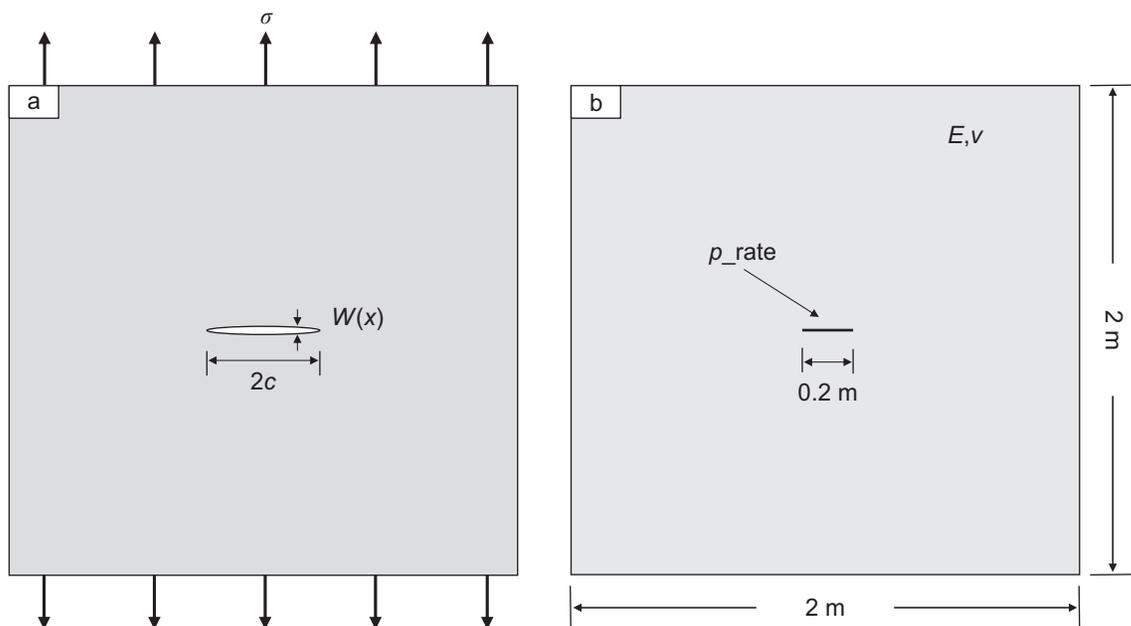


图4 Griffith尖锐裂纹与数值算例的设置

Fig. 4 Griffith sharp crack and setting of numerical algorithm

表 1 数值算例中的典型参数取值

Table 1 Typical parameter values in numerical examples

参数	取值	单位	含义	参数	取值	单位	含义
p_{rate}	1e5	Pa/s	缝内增压速率	α	0.8	-	Biot系数
Δt	30	s	缝内增压时间	ρ	1e3	kg/m ³	流体密度
E	30e9	Pa	基质弹性模量	μ	1e-3	Pa·s	流体粘度
ν	0.25	-	基质泊松比	l_0	1e-2	m	相场特征参量
k_m	1e-15	m ²	基质域渗透率	β_m	0.02	-	基质孔隙度
k_f	1e-6	m ²	裂缝域渗透率	c	1e-8	Pa ⁻¹	综合压缩系数
G_c	20	J/m ²	临界能量释放率	d	1	m	基质厚度

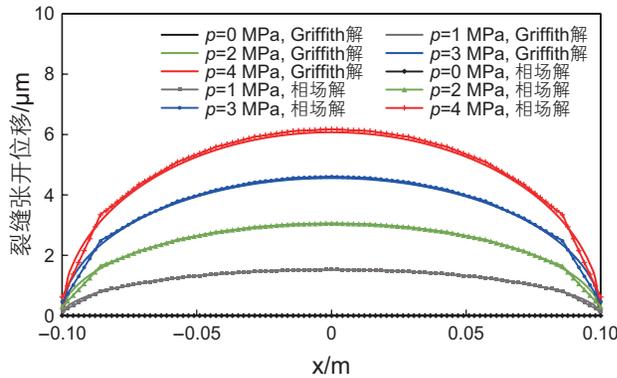


图 5 相场模型与经典 Griffith 裂缝轮廓的对比
Fig. 5 Comparison of fracture opening between phase field model and classic Griffith solution

这说明了相场法的可靠性以及本文构建模型用于水力裂缝扩展模拟的合理性。进一步的数值模拟与分析指出，在模型边界尺寸超过中心裂纹长度的 5 倍之后，相场解就能十分接近 Griffith 椭圆轮廓解，并且 MAPE 误差将不超过 5%。为了更好地表现相场模型与这一经典算例的对比，同时也出于呈现更加细腻的图 4 这一几何构型，这里设置了 10 倍于裂缝长度，以证明水力裂缝的张开位移在相场描述下能很好地实现与经典解的匹配，同时也验证相场方法的可靠性和本文模型的适用性。

3 超深高应力差储层近井筒裂缝扩展转向分析

3.1 相场模型构建

对高应力差的超深储层，当钻垂直井时，在井筒附近沿与最大水平主应力 σ_H 方向成一定角度 θ 进行射孔(称作射孔角)，各向异性介质正如前文所述被设置为 (e_1, e_2, e_3) 的基向量，分别对应于垂向主应力 $\sigma_V(e_1)$ 方向)、最大主应力 $\sigma_H(e_2)$ 方向)和最小主应力 $\sigma_h(e_3)$ 方向)。弹性张量和渗透率张量的数学表达分别已经由

式(6)和式(13)来描述。

设置边界地应力以及井筒液压 p_0 的载荷条件，当射孔并起裂之后，易知水力裂缝会在一定条件下发生偏转并继续延伸一定的曲线距离。考虑到近井筒附近区域的对称性，也为了减小计算量，截取了四分之一区域进行描绘，建立的相场压裂模型如图 6 所示。

本文的相场压裂模型关注各向异性介质，设定各向异性特征为平面内 (e_2, e_3) 的弹性模量和渗透率，以及不同方向上的临界能量释放率，相关变量与参数的说明都已在第二节所描述，下面列出了涉及的典型参数取值表。根据取自塔里木盆地 K1 井的实测数据估算，下面的主要分析均采用了弱各向异性特征的赋值参数。

结合第二节所阐述的相场断裂变分原理，本文的相场水力压裂模型所采取的用于划分 3 个流动子域的两个相场序参量阈值 c_1 和 c_2 分别取值为 0.5 和 0.95，裂缝域内的孔隙度视为 1。至此，用于描述超深高应力差各向异性储层的相场水力压裂模型已经建立完毕，

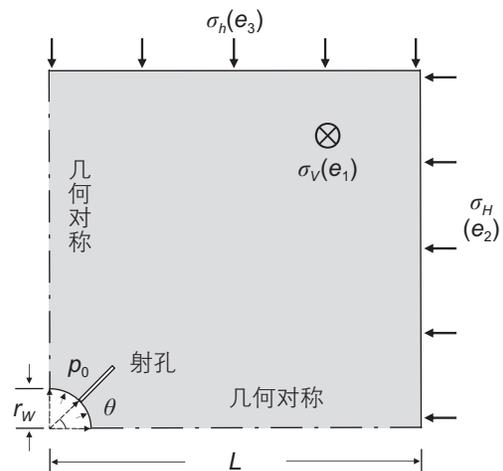


图 6 各向异性介质相场水力压裂模型几何示意图
Fig. 6 Geometric diagram of the anisotropy medium in phase field hydraulic fracturing model

基于第 3 节所叙述的有限元离散以及分离式耦合下的迭代求解方案，通过划分局部加密的三角形网格以保证结果的准确性，并设置时间步长 $\delta t = 3 \text{ min}$ ，计算出不同时间下的水力裂缝扩展轨迹如下图所示，其中的颜色标度为相场序参量 ϕ ，表征了水力裂缝离散形式的断裂损伤。

图 7 清晰地展示了相场描述下水力裂缝的扩展轨迹与实时的转向情况，可以发现，裂缝在初期近似沿与射孔线成一定角度的直线方向均匀扩展，而后出现平缓的转向，裂缝的延伸最终与最大水平主应力方向一致。然而，裂缝边界出现了轻微的曲折和凹陷等不规则形态，这是由于有限元相场框架对网格划分的精

表 2 相场压裂模型中的典型参数取值

Table 2 Typical parameter values in numerical examples

参数	取值	单位	含义	参数	取值	单位	含义
p_0	45e6	Pa	井筒液压	α	0.8	-	Biot 系数
σ_H	70e6	Pa	最大水平地应力	ρ_m	2.6e3	kg/m ³	岩石基质密度
σ_V	90e6	Pa	垂向地应力	ρ_f	1e3	kg/m ³	流体密度
σ_h	50e6	Pa	最小水平地应力	c	1e-8	Pa ⁻¹	综合压缩系数
E_1	30e9	Pa	e_2 方向的弹性模量	k_{1m}	5e-15	m ²	e_2 方向基质域渗透率
E_2	25e9	Pa	e_3 方向的弹性模量	k_{1f}	3e-6	m ²	e_2 方向裂缝域渗透率
μ	1e-3	Pa·s	流体粘度	k_{2m}	1e-15	m ²	e_3 方向基质域渗透率
l_0	1e-2	m	相场特征参量	k_{2f}	1e-6	m ²	e_3 方向裂缝域渗透率
G_{c1}	6e3	J/m ²	e_1 方向临界能量释放率	β_m	0.02	-	基质域孔隙度
G_{c2}	5e3	J/m ²	(e_2, e_3) 临界能量释放率	θ	45	°	射孔角
L	2	m	模型边界尺寸	r_w	0.1	m	井筒半径
ν	0.22	-	岩石泊松比	q_m	150	kg/(m ³ ·s)	流体质量源

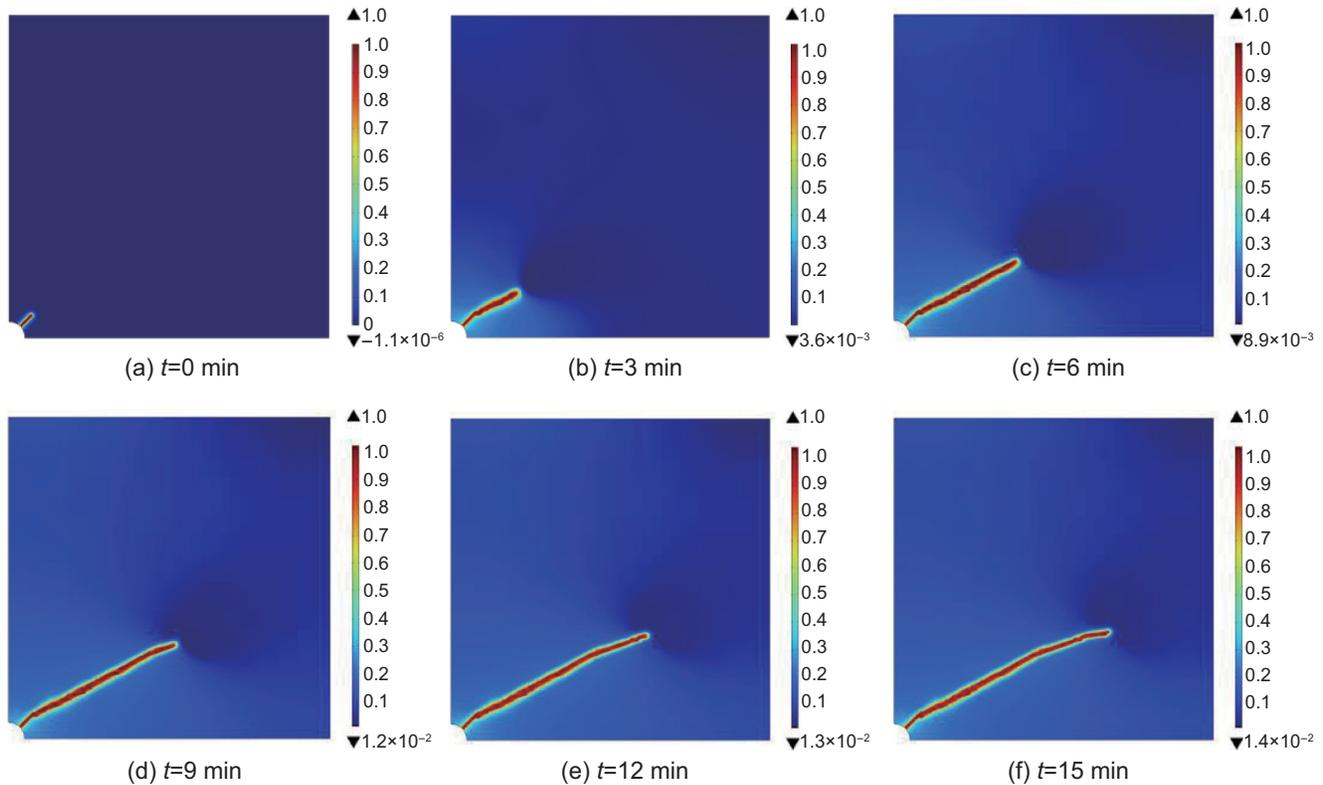


图 7 近井筒水力裂缝的扩展轨迹

Fig. 7 Propagation paths of hydraulic fractures near the wellbore

细度与质量要求所导致的，如果网格划分得足够精细且合适，就可完全避免这一现象，而这也并不对水力裂缝的扩展轨迹与转向趋势造成明显的影响。进一步的观察发现，水力裂缝扩展轨迹近似为一条弧线，利用数学中的几何原理，作弧线轨迹上不同两点的切线并求取交点，即可得到对应的曲率半径，也就是水力裂缝的转向半径 $R=3.14\text{ m}$ ，而水力裂缝起裂方向与射孔线方向之间的夹角，即初始转向角 $\gamma=18^\circ$ ，偏转距离 $D=0.51\text{ m}$ ，这3个变量均已在引言中的图1描述中，通过简单的几何分析，转向角 γ ，转向半径 R 以及偏转距离 D 这3个变量与井筒半径 r_w ，射孔半长 r_p 和射孔角 θ 之间存在如下数学关系，

$$D = R[1 - \cos(\theta - \gamma)] + (r_w + r_p)\sin\theta \quad (17)$$

其中，转向半径和转向角通过水力裂缝扩展轨迹求取切线和测量得到，射孔角、井筒半径和射孔半长已在模型中给出初始赋值(见表2描述)，那么偏转距离就可根据上式求出。

图8给出了不同时间下的孔隙压力分布情况。由图8可以看出，孔隙压力伴随着水力裂缝的实时扩展轨迹，在其周围呈现弥散分布，符合一般认识，也与工程实践相吻合。

3.2 地应力差影响

基于3.1小节分析，近井筒水力裂缝的扩展与转向情况可以由转向角 γ ，转向半径 R 以及偏转距离 D 这3个变量来直接表征，而三者之间的几何关系又可通过式(17)给出，本文重点关注转向角 γ 和转向半径 R 。同时，这2个参数将对外部变量诸如地应力差、排量和射孔角等呈现出不同的响应规律，这一小节探究不同地应力差条件下的水力裂缝偏转情况。为了方便起见，定义地应力差异指数 $n = \sigma_H / \sigma_h$ 来表征水平地应力的差异程度。保证其他参数及条件不变(见表2所述)，设定不同地应力差异指数 n 为[1.0; 1.4; 1.6; 2.0]，其中最大水平主应力 σ_H 保持不变。下图为不同地应力差条件下注液15 min后的水力裂缝扩展结果。

从图9中看到，不同地应力差条件下，超深高应力差储层中的近井筒水力裂缝在初期都近似直线扩展，但起裂方向均处于射孔与最大水平主应力之间。对于这种不规则弧形的裂缝形态，曲率半径可通过选取若干边界点求取切线寻找交点，并取不同半径的算术平均值获得。图10给出了转向角 γ 和转向半径 R 随地应力差异指数 n 的变化规律图，可以发现，转向角 γ 随着

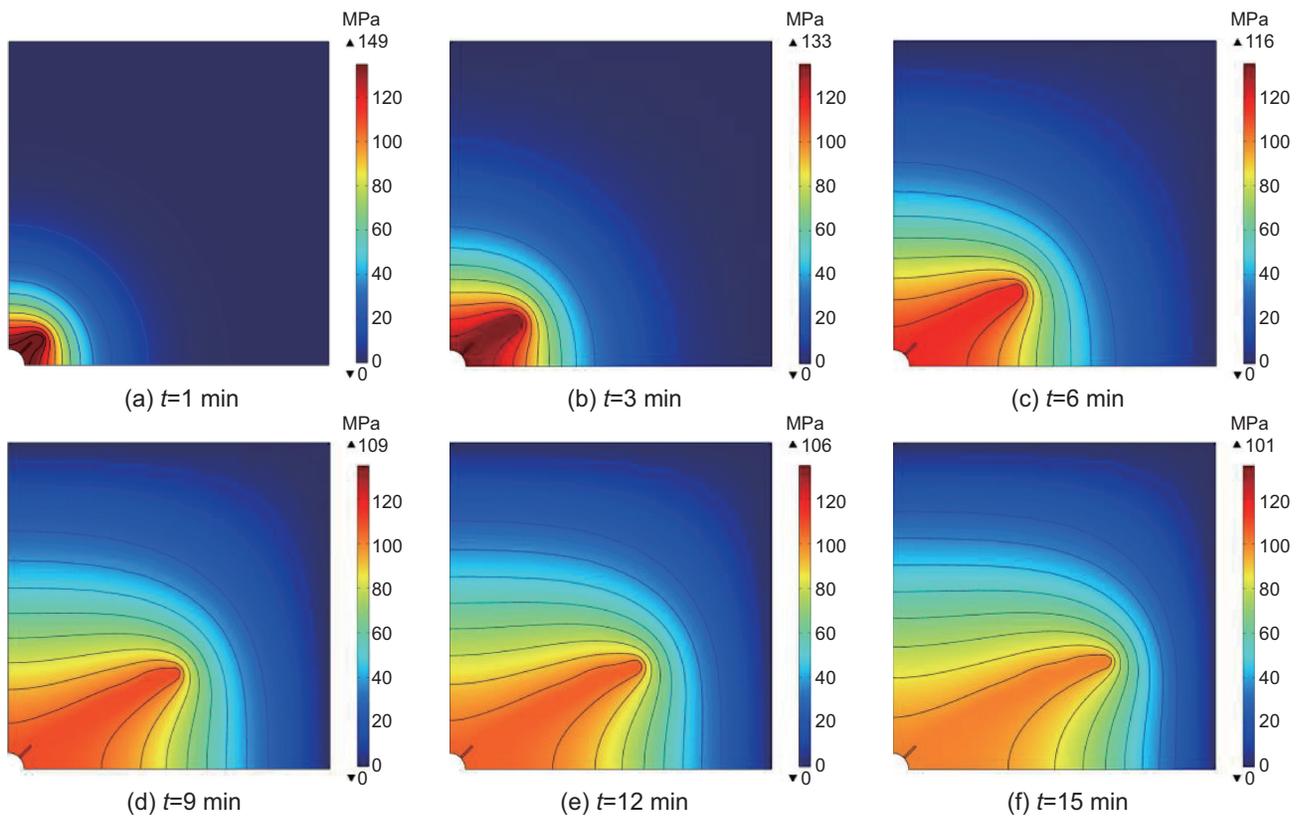


图8 水力裂缝扩展过程中的孔隙压力分布

Fig. 8 Pore-pressure distribution during hydraulic fracture propagation

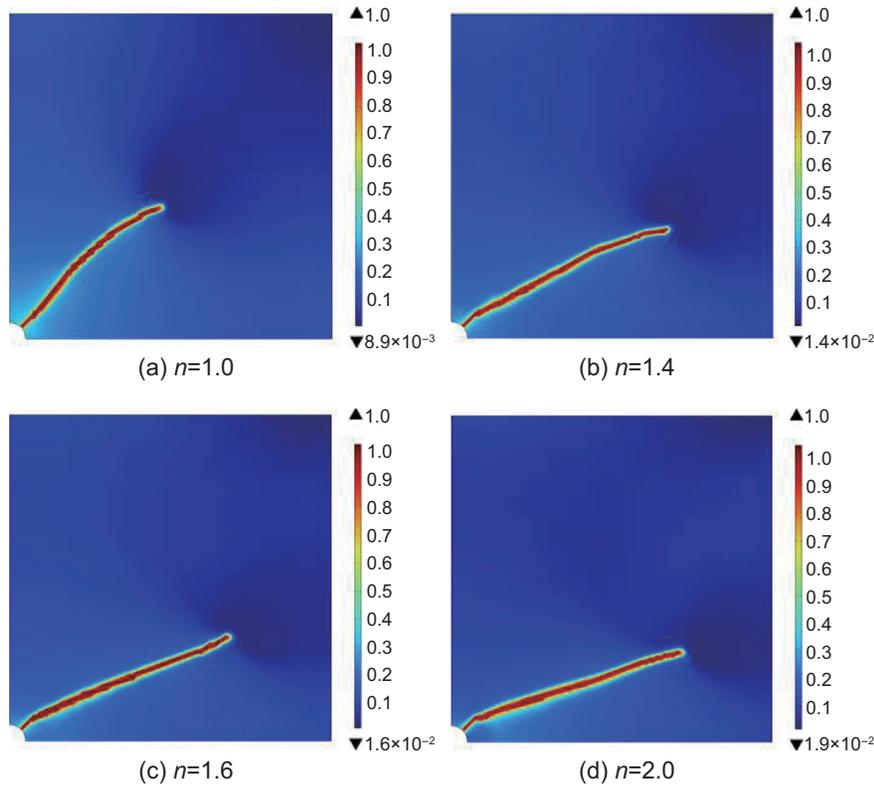


图 9 不同 n 条件的水力裂缝扩展轨迹
 Fig. 9 Propagation paths of hydraulic fractures in different n

地应力差异指数 n 的增加而增大，原因是裂缝随着地应力差的增大总是倾向于沿垂直于最小主应力 σ_h 方向转向和扩展。在图 9(a) 中，虽然模型中边界设置的最小水平主应力 σ_h 和最大水平主应力 σ_H 大小相等，在起裂阶段近似直线，但在扩展过程中仍倾向于沿 σ_H 方向偏转，整体发生了较为明显的偏转，这是由于本文模型考虑了地层断裂能的各向异性，水平方向更低，使得裂缝倾向于沿水平方向偏转并继续延伸。这一情况进一步说明了在超深储层中，地层各向异性也影响

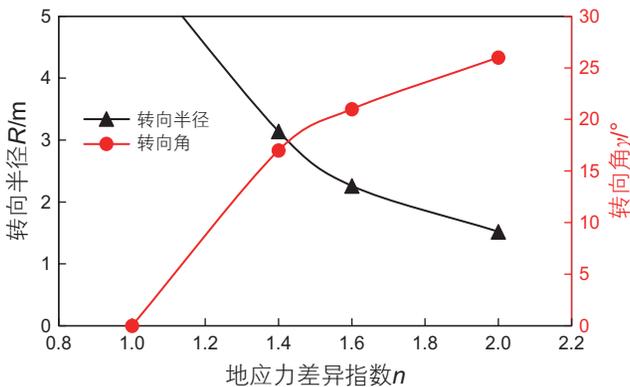


图 10 转向角和转向半径随地应力差异指数的变化
 Fig. 10 Variation of deflection angle and deflection radius with in-situ stress difference index

着近井筒水力裂缝扩展与转向。

3.3 排量影响

本节保证其他参数不变(见表 2 所述)，设定不同排量 q_m 为 [80; 120; 150; 200] $\text{kg}/(\text{m}^3 \cdot \text{s})$ ，下图 11 为不同排量条件下注液 10 min 后的水力裂缝扩展结果。

由图 11 可知，在不同排量条件下，水力裂缝初期近似直线，而后期均发生了转向扩展，且转向特征十分相似，但转向角 γ 和转向半径 R 依然存在明显区别。图 12 给出了转向角 γ 和转向半径 R 在不同排量条件下的变化规律，可以看出，随着排量的提高，转向角 γ 减小，转向半径 R 增大，也就是说，大排量条件会不同程度地抑制水力裂缝的转向扩展，这与韩冬等人^[10]开展的真三轴大物模实验所得到的结论相一致。除此之外，图 11 显示出高排量下，相同时间内水力裂缝扩展长度增加，即裂缝扩展速率的增大。

如果当超深高应力差储层发育有天然裂隙时，水力裂缝转向半径更大，近井流动阻力降低，有利于提升缝内净压力，延长裂缝扩展距离，进而可能沟通更多的天然裂隙，促进形成复杂缝网体。进一步地讲，当裂缝扩展的速度增大到一定程度时，从动态断裂理论的观点来看，大排量压裂会诱导水力裂缝的分叉扩

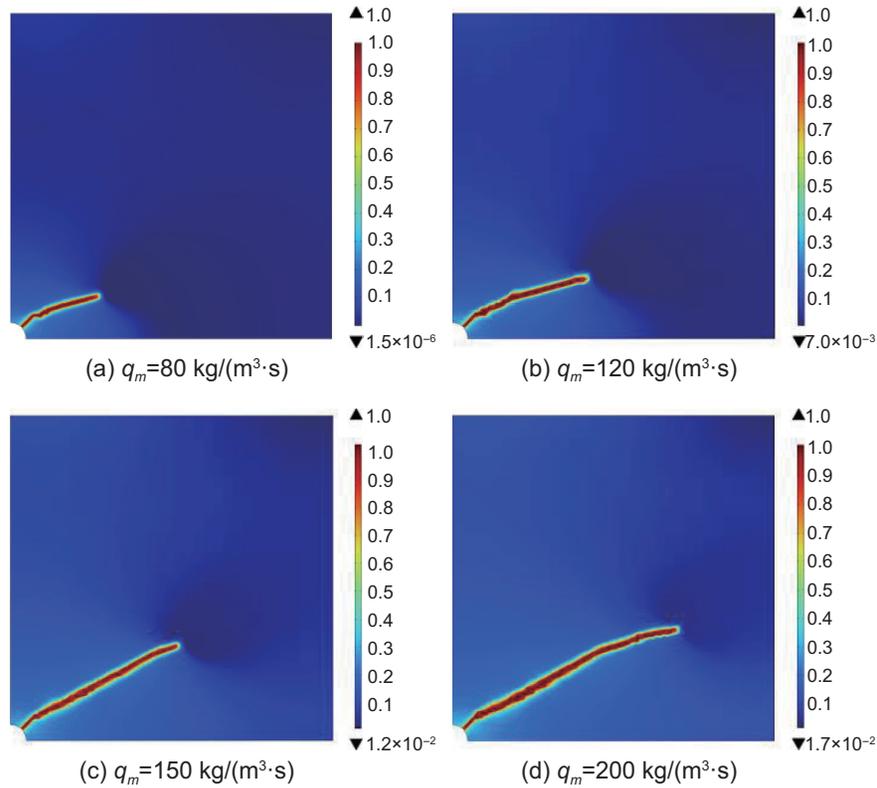


图 11 不同排量条件的水力裂缝扩展轨迹

Fig. 11 Propagation paths of hydraulic fractures in different discharges

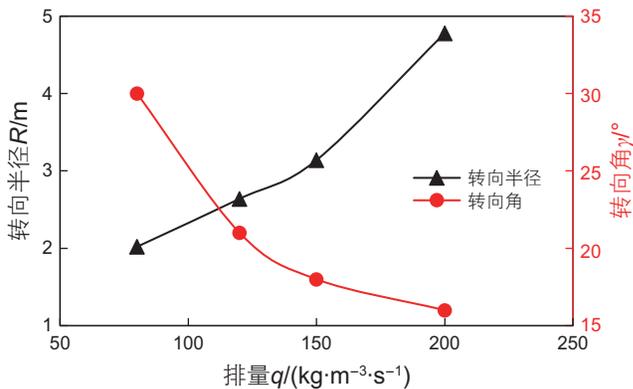


图 12 转向角和转向半径随排量的变化

Fig. 12 Variation of deflection angle and deflection radius with different flow rate

展，这将更对形成复杂裂缝网络十分有利，进而促进超深高应力差储层的高效开发与改造，这将在作者的未来工作中加以推进。

3.4 射孔角度影响

本节保持其他参数及条件不变(见表 2 所述)，设定不同射孔角度 θ 为 $[0^\circ; 30^\circ; 45^\circ; 60^\circ]$ ，图 13 为相场模型给出的不同射孔角 θ 条件下注液 12 min 后水力

裂缝扩展的模拟结果，其中射孔角 θ 被定义为射孔线与最大水平主应力 σ_H 方向(即图中的水平向右方向)间的夹角，详细的参数定义亦可见图 1 和图 6 所述。

由图 13 可知，随着射孔角度的增加，相场模型给出的水力裂缝扩展轨迹在初期近似直线，且后续都发生了转向。图 14 绘制出了转向角 γ 和转向半径 R 随射孔角 θ 的变化规律图，从图 14 中看出，随着射孔角 θ 增大，转向角 γ 增加，转向半径 R 却在减小，说明射孔角的增加会促进近井筒水力裂缝的转向扩展。在图 13(a)中，当沿最大水平主应力方向射孔时，水力裂缝将不发生转向，而径直沿着最大主应力方向扩展和延伸，转向角 γ 为 0，而转向半径 R 可视为无穷大。模拟结果表明，射孔角越大，在应力差作用下水力裂缝越容易发生转向扩展，且其程度越明显。原因在于裂缝总是具有垂直于最小主应力的方向扩展的趋势，从而射孔角越大，转向角也会增加，相应的偏转程度也会更为剧烈，致使转向半径逐渐减小。同时，图 14 中的转向角变化规律也显示，当射孔角大于 0 时，转向角小于射孔角，这也进一步说明应力差存在时，裂缝起裂方向并不沿着射孔方向。

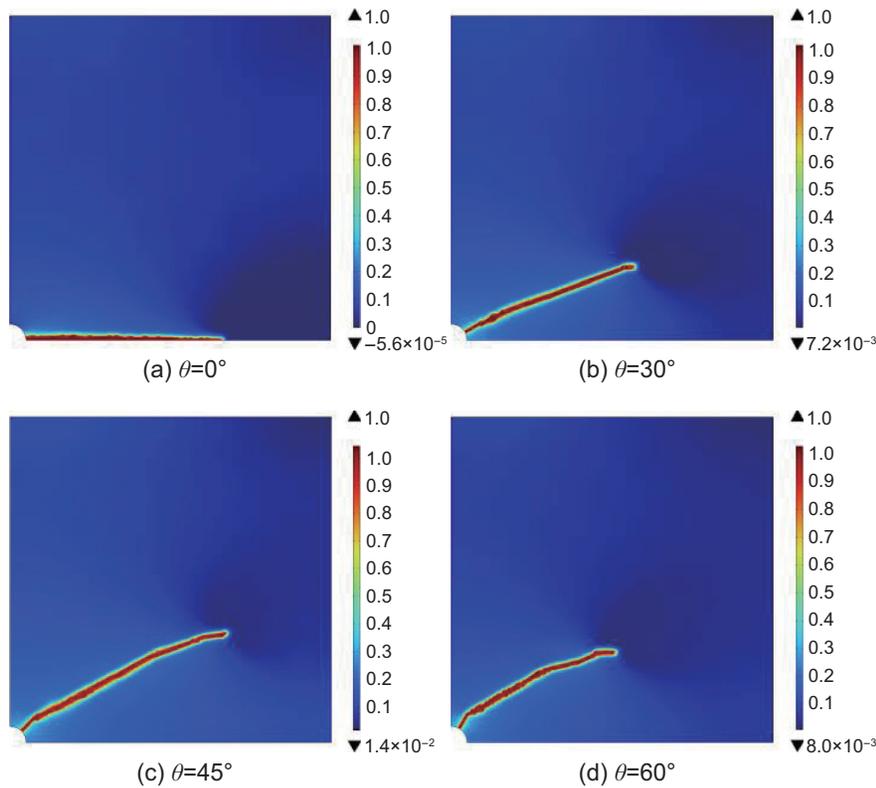


图 13 不同射孔角 θ 下的水力裂缝扩展轨迹

Fig. 13 Propagation paths of hydraulic fractures in different perforation angles

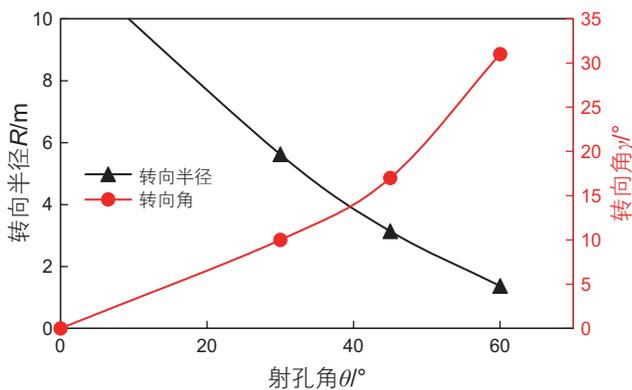


图 14 不同射孔角下的水力裂缝扩展轨迹

Fig. 14 Propagation paths of hydraulic fractures in different deflection angles

3.5 各向异性影响

这里着重分析储层能量释放率各向异性对近井筒水力裂缝转向的影响。保持其他参数不变(见表 2 所述), 维持 e_1 方向的临界能量释放率 G_{c1} 为 6 kJ/m^2 不变, 设定 (e_2, e_3) 方向的临界能量释放率 G_{c2} 分别 5 kJ/m^2 (弱各向异性) 和 10 kJ/m^2 (强各向异性) 以表征储层在断裂破坏上的各向异性强弱程度。下图 15 为相场模型给出

的不同各向异性条件下注液 4 min 和 8 min 后水力裂缝扩展的模拟结果。

从图 15 中可以看出, 储层断裂的各向异性会显著影响近井水力裂缝的扩展轨迹。在强各向异性特征下, 即两个方向上的临界能量释放率差别在 40% 时, 裂缝转向剧烈, 基本上表现为沿某一方向(这里的算例为水平方向)起裂并不断扩展, 相应的转向角与射孔角数值相等; 而在弱各向异性特征下, 即两个方向上的临界能量释放率差别在 20% 时, 裂缝转向不明显, 且同一时刻下的裂缝扩展长度明显大于强各向异性情况。由于裂缝总是趋向于沿临界能量释放率最小的方向扩展, 因此储层断裂参数的各向异性特征就能显著影响裂缝的转向。下面给出了分别在强、弱各向异性条件下水力裂缝扩展过程中的泵压曲线变化。

泵压曲线显示, 各向异性特征会显著影响起裂点的时刻以及对应的破裂压力, 并且曲线形态会出现较大差别。在强各向异性条件下, 泵压曲线在达到破裂压力前的上升阶段表现更多的非线性, 并且更晚起裂, 破裂压力也更高。这主要是因为储层断裂参数的各向异性加剧了裂缝扩展阻力, 尤其是强各向异性条件下的高临界能量释放率会使得憋压时间更久, 从而也就积聚起了更高的破裂压力。

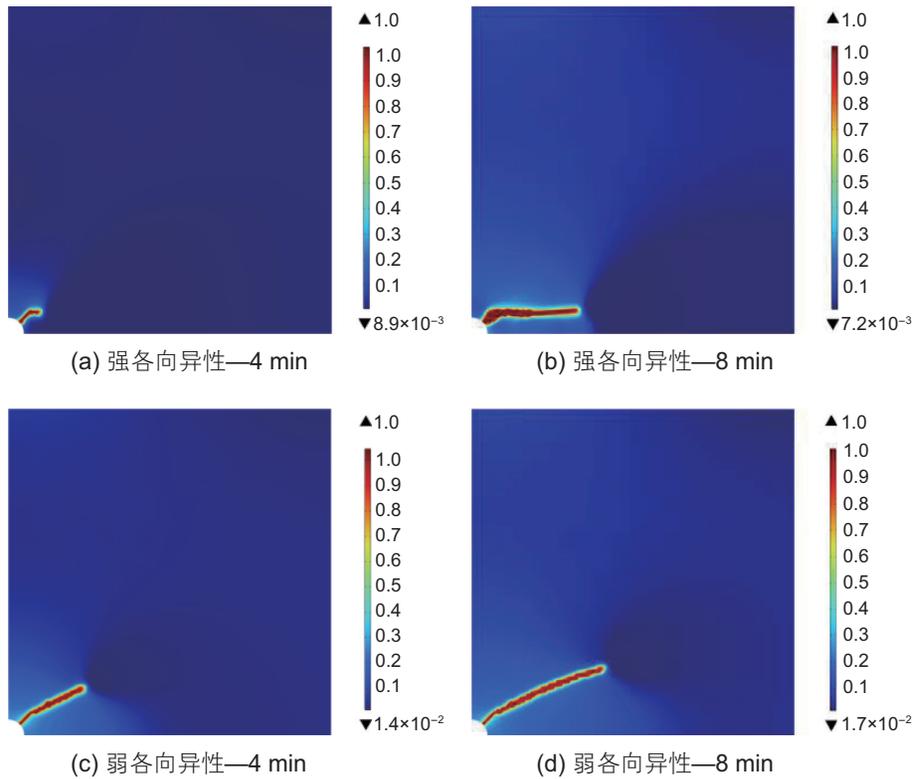


图 15 不同各向异性特征下的水力裂缝扩展轨迹

Fig. 15 Propagation paths of hydraulic fractures in different anisotropic characteristics

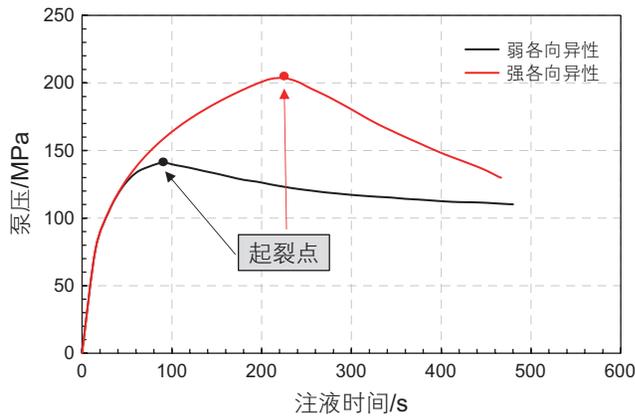


图 16 不同各向异性特征下的泵压曲线

Fig. 16 Pump pressure curve in different anisotropic characteristics

4 结论

本工作关注超深高应力差储层近井筒水力裂缝的扩展与转向问题，构建了各向异性地层射孔井的相场

压裂模型，结果与分析表明：1) 基于断裂变分原理的相场描述下的水力裂缝具有连续的损伤意义，不需额外的转向扩展准则和数值操作，能实现水力裂缝扩展轨迹的自动追踪，在数值模拟中具有显著优势；2) 超深高应力差储层的射孔方向与水力裂缝起裂方向不一致，裂缝起裂方位介于射孔和最大水平主应力方位之间；3) 地应力差的增加会促进水力裂缝的转向扩展，转向角增加，而转向半径减小，并且储层的各向异性特征会加剧近井筒水力裂缝扩展与转向的复杂性；4) 增大排量能一定程度上抑制水力裂缝转向，并显著提高裂缝扩展速率，促使水力裂缝扩展得更远；5) 射孔角会显著影响近井筒水力裂缝的转向扩展，射孔角的增大会加剧裂缝的偏转程度，且偏转的曲率越大；6) 储层断裂参数的各向异性也能很大程度影响水力裂缝的转向扩展过程。本文构建的相场水力压裂模型为裂缝的扩展转向机理以及其他交互行为的研究提供了有益的参考和帮助。

参考文献

[1] 张广清, 陈勉. 水平井水压致裂裂缝非平面扩展模型研究[J]. 工程力学, 2006(04): 160-165. [ZHANG G Q, CHEN M. Study on non-planar propagation model of hydraulic fracture in horizontal well[J]. Engineering Mechanics, 2006(04): 160-165.]

- [2] 张广清, 陈勉, 赵艳波. 新井定向射孔转向压裂裂缝起裂与延伸机理研究[J]. 石油学报, 2008(01): 116–119. [ZHANG G Q, CHEN M, ZHAO Y B. Study on fracture initiation and extension mechanism of directional perforation steering fracturing in new wells[J]. *Acta Petrolei Sinica*, 2008(01): 116–119.]
- [3] 单清林, 金衍, 王亚军, 等. 螺旋射孔多孔眼起裂裂缝形态有限元模拟[J]. 中国海上油气, 2017, 29(04): 123–130. [SHAN Q L, JIN Y, WANG Y J, et al. Finite element simulation of crack initiation morphology of spiral perforated multi-hole[J]. *China Offshore Oil and Gas*, 2017, 29(04): 123–130.]
- [4] SHAN Q, ZHANG R, JIANG Y, et al. Complexity of near-wellbore hydraulic fracture morphology around perforated wells with various orientations in tight reservoir[J]. *Journal of Natural Gas Science and Engineering*, 2022, 102: 104550.
- [5] ABASS H H, BRUMLEY J L, VENDITTO J J. Oriented perforations—a rock mechanics view[C]. SPE annual technical conference and exhibition. OnePetro, 1994.
- [6] ROMERO J, MACK M G, ELBEL J L. Theoretical model and numerical investigation of near-wellbore effects in hydraulic fracturing[J]. *SPE Production & Facilities*, 2000, 15(02): 76–82.
- [7] RADON J C, LEEVERS P S, CULVER L E. Fracture toughness of PMMA under biaxial stress[M]. *Applications and Non-metals*. Pergamon, 1978: 1113–1118.
- [8] 胡阳明, 毕曼, 陈宝春, 等. 水力压裂近井裂缝转向延伸轨迹模拟[J]. 大庆石油地质与开发, 2019, 38(02): 53–57. [HU Y M, BI M, CHEN B C, et al. Hydraulic fracturing near-well fracture steering extension trajectory simulation[J]. *Petroleum Geology & Oilfield Development in Daqing*, 2019, 38(02): 53–57.]
- [9] 王志荣, 宋沛, 温震洋, 等. 水力压裂近井区裂缝转向扩展机理[J]. 科学技术与工程, 2020, 20(34): 14053–14059. [WANG Z R, SONG P, WEN Z Y, et al. Hydraulic fracturing near the well area fracture propagation mechanism[J]. *Science Technology and Engineering*, 2020, 20(34): 14053–14059.]
- [10] 韩东, 李良川, 吴均, 等. 斜井近井裂缝扩展机理及压裂工艺[J]. 钻井液与完井液, 2016, 33(03): 93–97. [HAN D, LI L C, WU J, et al. Crack propagation mechanism and fracturing technology of inclined well near wellbore[J]. *Drilling Fluid & Completion Fluid*, 2016, 33(03): 93–97.]
- [11] 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.
- [12] GRIFFITH A A, TAYLOR G I. The phenomena of rupture and flow in solids[J]. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, 1921, 221(582/593): 163–198.
- [13] 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.
- [14] BOURDIN B, CHUKWUDOZIE C, YOSHIOKA K. A variational approach to the numerical simulation of hydraulic fracturing[C]//SPE Annual Technical Conference and Exhibition, San Antonio: SPE, 2012: SPE–159154–MS.
- [15] MIEHE C, HOFACKER M, WELSCHINGER F. A phase field model for rate-independent crack propagation: Robust algorithmic implementation based on operator splits[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2010, 199(45–48): 2765–2778.
- [16] BLEYER, JEREMY, ROBERTO A. Phase-field modeling of anisotropic brittle fracture including several damage mechanisms. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2018, 336: 213–236.
- [17] AMOR H, MARIGO J J, MAURINI C. Regularized formulation of the variational brittle fracture with unilateral contact: Numerical experiments[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2009, 57(8): 1209–1229.
- [18] BOURDIN B, FRANCFORT G A, MARIGO J J. Numerical experiments in revisited brittle fracture[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2000, 48(4): 797–826.
- [19] ZHOU S W, ZHUANG X Y. Phase field modeling of hydraulic fracture propagation in transversely isotropic poroelastic media. *Acta Geotechnica*, 2020, 15(9): 2599–2618.
- [20] ZHOU S W, ZHUANG X Y, TIMON R. A phase-field modeling approach of fracture propagation in poroelastic media. *Engineering Geology*, 2018, 240: 189–203.
- [21] LEE S H, WHEELER M F, WICK T. Pressure and fluid-driven fracture propagation in porous media using an adaptive finite element phase field model. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2016, 305: 111–132.
- [22] LEE S, WHEELER M F, WICK T. Iterative coupling of flow, geomechanics and adaptive phase-field fracture including levelset crack width approaches[J]. *Journal of Computational and Applied Mathematics*, 2017, 314: 40–60.
- [23] MIKELIĆ A, WHEELER M F, WICK T. A quasi-static phasefield approach to pressurized fractures[J]. *Nonlinearity*, 2015, 28(5): 1371–1399.
- [24] SANTILLÁN D, JUANES R, CUETO-FELGUEROSO L. Phase field model of fluid-driven fracture in elastic media: Immersed-fracture formulation and validation with analytical solutions[J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2017, 122(4): 2565–2589.
- [25] SANTILLÁN D, JUANES R, CUETO-FELGUEROSO L. Phase field model of hydraulic fracturing in poroelastic media: Fracture

- propagation, arrest, and branching under fluid injection and extraction[J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2018, 123(3): 2127–2155.
- [26] YOSHIOKA K, NAUMOV D, KOLDITZ O. On crack opening computation in variational phase-field models for fracture[J]. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 2020, 369: 113210.
- [27] MIEHE C, MAUTHE S, TEICHTMEISTER S. Minimization principles for the coupled problem of Darcy–Biot-type fluid transport in porous media linked to phase field modeling of fracture[J]. *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, 2015, 82: 186–217.
- [28] SNEDDON IN, LOWENGRUB M. *Crack problems in the classical theory of elasticity*[M]. 1969, Wiley, New York.

(编辑 马桂霞)

第一作者: 韦世明 (1994 年—), 博士, 副教授, 研究方向为油气流动过程中的多场耦合计算及水力压裂机理, we_shiming@163.com。

通信作者: 金衍 (1972 年—), 博士, 教授, 研究方向为石油工程岩石力学、井壁稳定与水力压裂等, jinycup@126.com。