深层油气藏水力压裂裂缝扩展数值模拟

刘文政, 姚军*, 曾青冬

中国石油大学(华东)石油工程学院, 油气渗流研究中心, 青岛 266580

* E-mail: RCOGFR_UPC@126.com

收稿日期: 2017-07-04; 接受日期: 2018-03-06; 网络版发表日期: 2018-12-06

国家自然科学基金(批准号: 51490654, 51234007)、高等学校学科创新引智计划(编号: B08028)、中央高校基本科研业务费专项资金(编号: 17CX02008A)和国家油气重大专项(编号: 2016ZX05061, 2016ZX05060)资助项目

摘要 深层油气藏水力压裂过程中的岩石变形, 不仅要考虑弹性变形还要考虑塑性变形的问题, 以往的裂缝扩展数值模拟都没有考虑塑性变形. 文章基于Drucker-Prager屈服准则和相关联的流动法则建立了弹塑性水力裂缝扩展的数学模型. 模型使用润滑理论描述裂缝内流体流动, 耦合岩体变形, 采用内聚力模型对裂缝扩展过程进行描述. 基于有限元方法编制了数值求解器, 通过与经典模型计算结果比较, 验证了数学模型和算法的正确性. 研究结果表明: 相比于弹性水力裂缝, 在流体注入量相同时, 弹塑性水力裂缝长度短, 裂缝宽度大, 扩展时需要更高的流体压力. 由于塑性应变的存在, 缝内流体返排后, 弹塑性水力裂缝不会完全闭合. 随着岩石摩擦角的增大, 弹塑性水力裂缝的宽度减小, 所需流体压力增大. 相对于理想弹塑性, 硬化岩石介质中的水力裂缝宽度较小, 所需流体压力较大.

关键词 深层油气藏, 水力压裂, 弹塑性, 内聚力模型, 有限元

1 引言

随着中浅层油气勘探开发程度不断提高, 在中浅层取得突破的可能性越来越小, 深层油气逐渐成为我国油气资源的重要接替领域^[1]. 深层油气藏高温(可达200°C)、高地应力(可达200 MPa)的特点使岩石的力学性质发生变化, 可能从弹脆性转变成塑性^[2]. 因此在深层压裂过程中, 岩石可能出现大范围塑性变形, 基于线弹性断裂力学的裂缝扩展理论与方法不再适用, 需要建立合适的模型来模拟弹塑性水力压裂裂缝扩展.

由于页岩气的开采, 压裂裂缝扩展数值模拟成为

了国内外学者研究的一个热点问题^[3~10], 但这些研究主要集中在弹性假设基础上. 目前国内外对于考虑岩石弹塑性行为的水力裂缝扩展模拟研究比较少, Papanastasiou^[11,12]基于Mohr-Coulomb屈服准则提出了弹塑性裂缝扩展的数学模型, 使用有限差分-有限元方法进行模拟. Radi等人^[13]提出了弹塑性裂缝尖端渐进解, 分析了弹塑性裂缝的稳定扩展过程. Sarris和Papanastasiou^[14]在Papanastasiou研究的基础上, 考虑了岩石基质的渗流作用.

在岩石破坏和裂缝扩展准则方面, 基于线弹性断裂力学的一系列经典准则均不再适用. 基于弹塑性断

引用格式: 刘文政, 姚军, 曾青冬. 深层油气藏水力压裂裂缝扩展数值模拟. 中国科学: 技术科学, 2019, 49: 223–233

Liu W Z, Yao J, Zeng Q D. Numerical simulation of hydraulic fracture propagation in deep reservoir (in Chinese). Sci Sin Tech, 2019, 49: 223–233, doi: 10.1360/N092017-00207

裂力学, Barenblatt^[15], Dugdale^[16], Hillerborg等人^[17]考察裂纹尖端的塑性区提出了内聚力模型^[15~17]。目前, 水力压裂裂缝扩展数值模拟的研究中, 很少有学者使用内聚力模型。Boone等人^[18,19]使用内聚力模型模拟了水力裂缝的扩展过程。Chen^[20]基于内聚力模型建立了水力裂缝扩展有限元模型, 裂缝附近网格加密, 远场采用粗网格。Papanastasiou^[11,12]和Sarris等人^[21,22]使用内聚力模型对弹性和弹塑性水力裂缝扩展过程进行了模拟。然而, 对于内聚力模型的使用仍多限于弹性水力裂缝扩展的模拟。

为了准确地模拟深层油气藏人工压裂, 笔者针对弹塑性水力裂缝扩展问题, 基于Drucker-Prager屈服准则和相关联的流动法则提出了弹塑性水力裂缝扩展的耦合模型, 采用内聚力模型对裂缝扩展过程进行描述, 使用有限元方法进行模拟, 对相同条件下弹性裂缝和弹塑性裂缝扩展模拟结果进行了对比分析, 并研究了岩石塑性参数对裂缝扩展的影响。

2 模型描述

模型基于平面应变理论, 假设水平井与最小水平主应力方向平行, 对水平井进行射孔, 裂缝起裂方向与井筒方向垂直且在压裂液的作用下向前扩展, 在流体压力和远场地应力作用下, 缝尖区域产生应力集中, 岩石发生塑性变形(图1)。水力压裂是岩体变形、压裂液流动和裂缝扩展相互交叉耦合作用的过程, 因此模

型主要包括岩体变形、裂缝中流体流动和裂缝扩展准则三方面。

2.1 岩体变形

在裂缝扩展过程中, 裂缝尖端处由于应力集中, 岩石会表现出塑性特征。当塑性区很小的时候, 线弹性断裂力学理论可以用来进行分析; 当岩石呈现大范围塑性特征时, 必须采用塑性理论来描述岩石的不可逆变形。本文岩石的弹塑性变形采用Drucker-Prager屈服准则来描述:

$$F = \alpha I_1 + \sqrt{J_2} - k = 0, \quad (1)$$

式中, I_1 为应力张量第一不变量, $I_1 = \sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33}$; J_2 为应力偏量第二不变量, $J_2 = \frac{1}{2}(s_{11}^2 + s_{22}^2 + s_{33}^2) + s_{12}^2 + s_{23}^2 + s_{31}^2$; α, k 为正常数, $\alpha = \frac{2\sin\varphi}{\sqrt{3}(3 \pm \sin\varphi)}$, $k = \frac{6c\cos\varphi}{\sqrt{3}(3 \pm \sin\varphi)}$, 其中 c 为内聚力, φ 为内摩擦角。

采用增量塑性理论建立弹塑性本构关系, 岩石的屈服条件可以表示为

$$F = F(\sigma_{ij}, K), \quad (2)$$

式中, σ_{ij} 为应力状态; K 为硬化函数。

增量塑性理论中, 应变增量分为弹性增量和塑性增量两部分:

$$d\epsilon = d\epsilon^e + d\epsilon^p. \quad (3)$$

图1 (网络版彩图)弹塑性水力裂缝几何示意图

弹性应变增量 $d\epsilon^e$ 可由虎克定律得到. 塑性应变增量采用相关联的流动法则来求取:

$$d\epsilon^p = \lambda \frac{\partial F}{\partial \sigma}. \quad (4)$$

由以上条件可推得

$$d\sigma = \left(\mathbf{D}_e - \frac{\mathbf{D}_e \frac{\partial F}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma} \right)^T \mathbf{D}_e}{A + \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma} \right)^T \mathbf{D}_e \frac{\partial F}{\partial \sigma}} \right) d\epsilon, \quad (5)$$

式中, $\mathbf{D}_e$ 为弹性矩阵, A 为硬化参数, 线性强化弹塑性时 $A = \frac{E_T}{1 - E_T/E_0}$, 其值应由材料实验来确定.

令

$$\mathbf{D}_p = - \frac{\mathbf{D}_e \frac{\partial F}{\partial \sigma} \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma} \right)^T \mathbf{D}_e}{A + \left(\frac{\partial F}{\partial \sigma} \right)^T \mathbf{D}_e \frac{\partial F}{\partial \sigma}}, \quad (6)$$

$\mathbf{D}_p$ 为塑性切线刚度矩阵, 表示塑性流动状态下材料的瞬时刚度.

2.2 流体流动

假设压裂液为不可压缩的牛顿黏性流体, 由于裂缝宽度远远小于裂缝长度, 忽略裂缝宽度方向的流动, 仅考虑压裂液沿裂缝扩展方向上的一维流动. 采用润滑方程描述缝内流动, 流动方程为

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{12\mu q}{hw^3}, \quad (7)$$

式中, q 为截面流量($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$); w 为裂缝宽度(m); μ 为压裂液黏度(Pa s); x 为沿裂缝扩展方向的位移(m).

由于不可压缩, 压裂液的密度不变, 质量守恒方程为

$$\frac{\partial q}{\partial x} + h \frac{\partial w}{\partial t} + q_1 = 0, \quad (8)$$

式中, t 为注入时间(s); q_1 为流体滤失速度(m s^{-1}).

流体滤失满足Carter方程:

$$q_1 = \frac{2hC_1}{\sqrt{t - \tau_0(x)}}, \quad t > \tau_0(x), \quad (9)$$

式中, C_1 为流体滤失系数($\text{m s}^{-1/2}$); τ_0 为流体滤失开始时间(s).

边界条件包括裂缝注入速率以及尖端零流量:

$$\begin{cases} q(0) = Q_0, \\ q(L) = 0, \end{cases} \quad (10)$$

式中, Q_0 为压裂液注入速率($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$); L 为裂缝的半长(m).

2.3 裂缝扩展准则

针对非线性力学问题, 基于内聚力本构模型的裂缝扩展准则非常适用. 目前, 内聚力模型已经成功用于模拟金属、混凝土以及复合材料中的断裂过程^[23,24]. 内聚区是位于裂缝尖端前部的一个区域, 它可以表征为沿着裂缝路径方向上的微裂缝(图2). 内聚力理论用张力-位移本构关系来表征裂缝的扩展区域, 它可以避免计算过程中在裂缝尖端产生奇异点. 界面的张力-位移本构关系可以表述为随着界面张开量的增大, 张力达到一个峰值, 然后下降直至消失, 此时界面完全分离裂缝扩展.

最常用的张力-位移关系为双线性模型(图3), 随着张开量的增大, 内聚力线性增加, 在张开量的临界点(Δ_{el})达到最大抗拉强度($T_{\max}$), 此时微裂缝开始产生, 之后内聚力随着张开量的增大而减小直到消失, 界面完全分离(Δ_{IC}), 裂缝开始扩展. 初始加载曲线的斜率为初始内聚刚度(k_n), 张力-位移曲线所围成的面积等于形成单位面积裂缝所需做的功, 即断裂能 G_{IC} . 对于弹性介质, 断裂能与岩石断裂韧度 K_{IC} 的关系为

$$K_{IC}^2 = \frac{G_{IC}E}{1 - \nu^2}, \quad (11)$$

式中, E 为杨氏模量, ν 为泊松比.

双线性内聚力的本构关系为

$$\begin{cases} T = T_{\max} \frac{\Delta}{\Delta_{el}}, & (\Delta \leq \Delta_{el}), \\ T = T_{\max} \frac{\Delta_{IC} - \Delta}{\Delta_{IC} - \Delta_{el}}, & (\Delta > \Delta_{el}). \end{cases} \quad (12)$$

3 数值求解方法

3.1 岩石变形应力场

采用有限元方法求解岩石应力场, 根据岩体变形的平衡方程, 基于最小势能原理可以得到包含内聚力单元的平衡方程的弱形式:

图2 水力压裂过程示意图

图3 内聚力双线性本构

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \boldsymbol{\sigma} : \boldsymbol{\varepsilon} d\Omega + \int_S \mathbf{T} \cdot \Delta dS \\ & = \int_{\Omega} \mathbf{F} \cdot \mathbf{v} d\Omega + \int_{\Gamma_I} \mathbf{p} \cdot \mathbf{v} d\Gamma_I + \int_{\Gamma_O} \mathbf{h} \cdot \mathbf{v} d\Gamma_O, \end{aligned} \quad (13)$$

式中, $\boldsymbol{\sigma}$ 为Cauchy应力张量, $\mathbf{T}$ 为内聚力矢量, $\mathbf{p}$ 为流体压力矢量, $\mathbf{h}$ 为外边界应力矢量, Ω 为整体体积, S 为内聚力作用的表面面积, Γ_I 为裂缝边界, Γ_O 为地层外边界。

基质单元的刚度矩阵为

$$\mathbf{K}_e = \int_{\Omega} \mathbf{B}^T \mathbf{D}_{ep} \mathbf{B} d\Omega, \quad (14)$$

式中, $\mathbf{B}$ 为应变矩阵, $\mathbf{D}_{ep}$ 为弹塑性矩阵, $\mathbf{D}_{ep} = \mathbf{D}_e - \mathbf{D}_p$. 弹塑性有限元计算采用变刚度法, 计算过程中需要将单元按照状态分为弹性单元、塑性单元和过渡单元3类, 各单元的状态由塑性因子 m 来表示: 0, 塑性单元; 1, 弹性单元; 0~1, 过渡单元。

内聚力单元的刚度矩阵为

$$\mathbf{K}_e = \int_S \mathbf{B}_c^T \mathbf{D}_c \mathbf{B}_c dS, \quad (15)$$

式中, $\mathbf{B}_c$ 为将节点的位移与内聚力单元内的界面张开位移量联系起来的单元节点形函数矩阵;

$$\mathbf{D}_c = \begin{bmatrix} \frac{\partial T_x}{\partial \Delta_x} & \frac{\partial T_x}{\partial \Delta_y} \\ \frac{\partial T_y}{\partial \Delta_x} & \frac{\partial T_y}{\partial \Delta_y} \end{bmatrix}.$$

3.2 裂缝内流动场

裂缝内流动场的控制方程可推导得

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{2C_1}{\sqrt{t - \tau_0(x)}} = \frac{1}{12\mu} \frac{\partial}{\partial x} \left(w^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right). \quad (16)$$

使用加权余量法与分部积分公式可得流场控制方程的有限元弱形式:

$$\begin{aligned} & \sum_{i=1}^n \frac{P_i}{12\mu} \int_0^L w^3 \frac{\partial \varphi_i}{\partial x} \frac{\partial \varphi_j}{\partial x} dx \\ & = Q_0 \varphi_1(0) - \int_0^L \frac{\Delta w}{\Delta t} \varphi_j(x) dx - \int_0^L \frac{2C_f \varphi_j(x)}{\sqrt{t - \tau_0(x)}} dx, \end{aligned} \quad (17)$$

式中, $\varphi_j(x)$ 为压力 p 的形函数, $p(s) = \sum_{j=1}^N \varphi_j(s) p_j$.

3.3 迭代求解

通过Picard迭代法耦合求解裂缝宽度和流体压力: 首先假设流体压力分布, 求解应力场得到位移分布, 求得裂缝宽度分布, 然后将裂缝宽度代入流场方程求解裂缝内流体压力分布, 比较当前计算流体压力与假设压力, 如果差值满足容许误差, 则判断当前是否满足扩展准则, 反之更新裂缝宽度分布反复迭代至收敛, 若当前时步满足扩展准则, 则进入下一时步, 否则更新流体压力重新计算, 迭代至收敛。

4 计算与分析

根据数值模型, 编制程序得到计算机模型. 模型岩石基质采用三角形平面应变单元进行剖分, 在裂缝周围进行网格局部加密, 并在裂缝扩展路径上设置一层零厚度的内聚力矩形单元. 在裂缝扩展过程中不需要

进行网格重新剖分, 只需要消除内聚力单元即可。

4.1 模型验证

为了验证模型及数值算法的正确性, 不考虑岩石基质发生塑性变形, 模型退化为弹性裂缝扩展问题, 计算结果与KGD模型计算结果相比较。Geertsma和De Klerk^[25]推导出KGD模型中裂缝半长、井口处缝宽随时间的演化关系:

$$L(t) = 0.539 \left(\frac{E q_0^3}{\mu} \right)^{1/6} t^{2/3},$$

$$w_0(t) = 2.36 \left(\frac{\mu q_0^3}{E} \right)^{1/6} t^{1/3},$$
(18)

式中, E' 为平面应变弹性模量, $E' = E/(1-\nu^2)$; q_0 为流体注入速度; μ 为流体黏度。

假设储层均质, 模拟区域的大小为 50 m×50 m, 网格剖分的结果如图4, 射孔位置在左下角, 裂缝沿着x轴向两个方向延伸, 根据对称性条件, 仅模拟单条裂缝的一半。使用内聚力单元预置裂缝长度 14 m, 初始裂缝长度设置为 0.5 m, 裂缝沿着x轴平行于最大主应力的方向扩展。具体的计算参数见表1。计算结果与解析解的对比如图5和6所示。由图可知, 数值解与解析解之间相差较小, 从而证明了所建模型的准确性。

4.2 弹塑性水力裂缝扩展

模型假设和裂缝的设置与4.1节中相同, 模型中计算参数见表1, 不同点在于考虑了岩石的塑性变形, 其参数见表2。选择的岩石参数和地应力条件使地层岩石处于弹性状态, 但非常接近屈服状态。

图6(a)和(b)分别为水力裂缝在弹性岩石和弹塑性岩石中扩展时计算得到的宽度剖面图, 在裂缝的前端出现了一个尖角, 这是由于使用内聚力模型作为裂缝扩展准则的结果。在图6(a)中可以看到, 由于初始裂缝的设置, 弹塑性裂缝的宽度在靠近井筒的位置受到了一定的影响。通过对比, 我们可以发现, 在裂缝扩展相同的长度时, 弹塑性裂缝的宽度远大于弹性裂缝(图6(c))。

图7绘制了在弹性岩石和弹塑性岩石中水力裂缝长度随时间的变化曲线, 可以发现在相同的注入时间, 弹塑性裂缝要远远短于弹性裂缝。因此, 若在压裂设计中忽略地层的弹塑性变形, 会使得实际所压出的裂缝

图4 边界条件及网格剖分示意图

图5 裂缝半长(a)、井筒处缝宽(b)数值解与解析解对比图

长度远低于设计长度, 从而达不到预期的效果。

图8(a)和(b)分别为水力裂缝在弹性岩石和弹塑性

图 6 弹性裂缝(a)、弹塑性裂缝(b)扩展缝宽剖面以及两者裂缝缝宽剖面对比(c)图

岩石中扩展时计算得到的流体净压力分布剖面图, 通过对比, 可以发现, 在裂缝扩展相同的长度时, 弹塑性裂缝内的流体净压力要高于弹性裂缝, 而弹性裂缝由于开度较小, 在靠近缝尖处流体压降更大(图8(c)).

通过图9(a), 水力裂缝在弹性岩石和弹塑性岩石中扩展时井筒流体净压力随裂缝长度的变化曲线, 可以获得相同的规律, 在裂缝扩展相同的长度时, 弹塑性裂缝井筒处流体净压力高于弹性裂缝. 图9(b)绘制

表 1 输入参数与材料性质

变量		数值
弹性参数	杨氏模量, E (MPa)	16000
	泊松比, ν	0.3
内聚力参数	抗拉强度, $T_{\max}$ (MPa)	0.5
	内聚刚度, k_n (MPa)	160000
压裂参数	内聚能, G_{IC} (kPa m)	0.05
	黏度, μ (Pa s)	0.1
	注入速度, q ($\text{m}^3 (\text{s m})^{-1}$)	0.001
原始地应力	滤失系数, C_l ($\text{m s}^{-1/2}$)	0
	σ_x (MPa)	40
	σ_y (MPa)	15
	σ_z (MPa)	28

表 2 输入参数与弹塑性材料性质

变量		数值
塑性参数	膨胀角, ψ°	25/35/45
	摩擦角, ϕ°	25/35/45
	内聚力, c (MPa)	25
	硬化参数, A	0/3692.3

图 7 弹性与弹塑性裂缝半长vs注入时间

了在弹性岩石和弹塑性岩石中水力裂缝扩展所需要的净压力随时间的变化曲线, 可以发现在相同的注入时间, 弹塑性裂缝扩展所需要的井筒流体净压力要高出弹性裂缝很多. 因此, 若在压裂过程中忽略地层的弹塑性变形, 会使得实际压裂过程中, 泵注压力会高于设计压力, 且下降速度远远低于预期速度.

弹塑性裂缝扩展过程中的最大差应力等值线图及塑性区的变化过程如图10和11所示. 3.1节中介绍, 在

图 8 弹性裂缝(a)、弹塑性裂缝(b)以及两者扩展流体净压力分布剖面对比(c)图

数值计算过程中, 不同时刻单元的状态可以由塑性因子 m 的值来确定, 因此通过 m 可以确定并绘制裂缝扩展过程中塑性区范围及变化(图11). 由图11可知, 地层岩石产生大范围的塑性变形, 塑性区位于裂缝尖端处, 这是由于在远场地应力和压裂液压力的作用下, 裂缝尖端处产生应力集中, 岩石发生塑性变形. 此外, 随着裂缝不断扩展, 塑性区也在向前移动, 这是由于当裂缝向前扩展时, 裂缝尖端处产生延性卸载, 而在新的裂缝尖端处又由于应力集中而产生塑性区. 尽管会发生延性卸载, 但在靠近裂缝壁面处仍然积累了大量的塑性应

图 9 弹性与弹塑性裂缝井筒流体净压力vs裂缝长度(a)和净压力vs注入时间(b)

变. 塑性应变的不断积累, 就是弹塑性裂缝的缝宽远远大于弹性裂缝的原因.

此外, 由于塑性应变的存在, 弹塑性水力裂缝并不会完全闭合. 因此, 在裂缝扩展后, 将裂缝内的流体净压力降低为0, 模拟裂缝闭合过程, 绘制弹塑性水力裂缝闭合后宽度剖面如图12所示. 由图12可知, 在靠近裂缝尖端处, 裂缝面完全闭合, 越靠近井筒, 残余的塑性应变越大, 裂缝宽度越大.

最后, 分析了岩石塑性参数的影响, 在岩石的弹塑性矩阵中包含有膨胀角 ψ 、摩擦角 ϕ 和硬化参数 A 三个塑性参数, 由于采用了相关联的流动法则, 膨胀角和摩擦角相等. 因此, 对摩擦角和硬化参数两个参数进行了研究.

取摩擦角等于 25° , 35° 和 45° , 不同摩擦角对应的裂缝半宽分布, 裂缝内流体净压力分布以及井筒内流

图 10 弹塑性裂缝最大差应力等值线图

图 12 弹塑性水力裂缝闭合后宽度剖面

图 11 裂缝扩展5.5 m(a)、6.5 m(b)时塑性区示意图. 塑性因子: 0, 塑性状态; 1, 弹性状态.

体净压力变化分别如图13所示. 由图可知, 随着岩石摩擦角的增大, 弹塑性水力裂缝的缝宽变小, 而缝内及井筒流体净压力增大. 原因是随着岩石摩擦角的增大, 岩石发生塑性变形所对应的塑性应变能增大, 因而塑性变形减小, 同时变形所需要的流体压力增大.

硬化参数 $A=0$ 对应理想弹塑性, 取屈服后的模量 $E_T=3000$, 对应的硬化参数 $A=3692.3$. 两种硬化条件对应的裂缝半宽分布, 裂缝内流体净压力分布以及井筒内流体净压力变化分别如图14所示, 由图可知, 相对于理想弹塑性, $A=3692.3$ 对应的弹塑性水力裂缝缝宽变小, 而缝内及井筒流体净压力增大. 原因是 $A>0$ 时, 塑性阶段应力-应变曲线斜率增大, 因而塑性变形减小, 同时所需要的流体压力增大.

5 结论

(1) 在裂缝扩展相同的长度时, 弹塑性水力裂缝的宽度远大于弹性水力裂缝; 相同的注入时间和注入流量, 弹塑性水力裂缝要远远短于弹性水力裂缝. 若在压裂设计中忽略地层的弹塑性变形, 将导致实际所压出的裂缝长度低于设计长度, 从而达不到预期的效果.

(2) 在裂缝扩展相同的长度时, 弹塑性水力裂缝内的流体净压力高于弹性水力裂缝; 相同的注入时间和注入流量, 弹塑性水力裂缝扩展所需要的井筒流体净压力高于弹性水力裂缝. 若在压裂设计中忽略地层的弹塑性变形, 将导致实际压裂过程中泵注压力高于设计压力, 且下降速度远远低于预期.

(3) 塑性应变的存在和不断积累, 使得在压裂结束, 将流体排出后, 弹塑性水力裂缝不会完全闭合, 仍具有一定的宽度.

(4) 随着岩石摩擦角的增大, 弹塑性水力裂缝的缝宽变小, 所需缝内及井筒流体净压力增大.

(5) 相对于理想弹塑性, 硬化岩石介质中的弹塑性水力裂缝宽度较小, 所需缝内及井筒流体净压力增大.

图 13 不同摩擦角对应的裂缝半宽剖面(a)、缝内流体净压力分布剖面(b)和井筒流体净压力变化(c)图

图 14 不同硬化参数对应的裂缝半宽剖面(a)、缝内流体净压力分布剖面(b)和井筒流体净压力变化(c)图

参考文献

- 1 邹才能, 陶士振, 侯连华, 等. 非常规油气地质. 第2版. 北京: 地质出版社, 2013
- 2 陈勉. 我国深层岩石力学研究及在石油工程中的应用. 岩石力学与工程学报, 2004, 23: 2455–2462
- 3 Zeng Q, Yao J. Numerical simulation of fracture network generation in naturally fractured reservoirs. J Nat Gas Sci Eng, 2016, 30: 430–443
- 4 Yao J, Zeng Q D, Huang Z Q, et al. Numerical modeling of simultaneous hydraulic fracturing in the mode of multi-well pads. Sci China Tech Sci, 2017, 60: 232–242
- 5 曾青冬, 姚军. 水平井多裂缝同步扩展数值模拟. 石油学报, 2015, 36: 1571–1579

- 6 姚军, 孙海, 黄朝琴, 等. 页岩气藏开发中的关键力学问题. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2013, 43: 1527–1547
- 7 庄茁, 柳占立, 王涛, 等. 页岩水力压裂的关键力学问题. 科学通报, 2016, 61: 72–81
- 8 Wu K, Olson J E. Simultaneous multifracture treatments: Fully coupled fluid flow and fracture mechanics for horizontal wells. *SPE J*, 2015, 20: 337–346
- 9 Taleghani A D. Analysis of hydraulic fracture propagation in fractured reservoirs: An improved model for the interaction between induced and natural fractures. Doctoral Dissertation. Austin: The University of Texas at Austin, 2009
- 10 Morgan W E, Aral M M. An implicitly coupled hydro-geomechanical model for hydraulic fracture simulation with the discontinuous deformation analysis. *Inter J Rock Mech Min Sci*, 2014, 73: 82–94
- 11 Papanastasiou P. The influence of plasticity in hydraulic fracturing. *Int J Fract*, 1997, 84: 61–79
- 12 Papanastasiou P. The effective fracture toughness in hydraulic fracturing. *Int J Fract*, 1999, 96: 127–147
- 13 Radi E, Bigoni D, Loret B. Steady crack growth in elastic-plastic fluid-saturated porous media. *Int J Plast*, 2002, 18: 345–358
- 14 Sarris E, Papanastasiou P. Numerical modeling of fluid-driven fractures in cohesive poroelastoplastic continuum. *Int J Num Anal Method Geomech*, 2013, 37: 1822–1846
- 15 Barenblatt G I. The mathematical theory of equilibrium cracks in brittle fracture. *Adv Appl Mech*, 1962, 7: 55–129
- 16 Dugdale D S. Yielding of steel sheets containing slits. *J Mech Phys Solids*, 1960, 8: 100–104
- 17 Hillerborg A, Modr M, Petersson P E. Analysis of crack formation and crack growth in concrete by means of fracture mechanics and finite elements. *Cement Concrete Res*, 1976, 6: 773–781
- 18 Boone T J, Wawrzynek P A, Ingraffea A R. Simulation of the fracture process in rock with application to hydrofracturing. *Int J Rock Mech Min Sci Geomech Abs*, 1986, 23: 255–265
- 19 Boone T J, Ingraffea A R. A numerical procedure for simulation of hydraulically-driven fracture propagation in poroelastic media. *Int J Numer Anal Methods Geomech*, 1990, 14: 27–47
- 20 Chen Z. Finite element modelling of viscosity-dominated hydraulic fractures. *J Pet Sci Eng*, 2012, 88-89: 136–144
- 21 Sarris E, Papanastasiou P. The influence of the cohesive process zone in hydraulic fracturing modelling. *Int J Fract*, 2011, 167: 33–45
- 22 Sarris E, Papanastasiou P. Modeling of hydraulic fracturing in a poroelastic cohesive formation. *Int J Geomech*, 2012, 12: 160–167
- 23 Aghdam M M, Hosseini S M A, Morsali S R. Simulation of interface damage in metal matrix composites under off-axis loading using cohesive zone model. *Comput Mater Sci*, 2015, 108: 42–47
- 24 Song S H, Paulino G H, Buttlar W G. A bilinear cohesive zone model tailored for fracture of asphalt concrete considering viscoelastic bulk material. *Eng Fract Mech*, 2006, 73: 2829–2848
- 25 Geertsma J, De Klerk F. Rapid method of predicting width and extent of hydraulically induced fractures. *J Pet Tech*, 1969, 21: 1571–1581

Numerical simulation of hydraulic fracture propagation in deep reservoir

LIU WenZheng, YAO Jun & ZENG QingDong

Research Centre of Multiphase Flow in Porous Media, School of Petroleum Engineering, China University of Petroleum (East China), Qingdao 266580, China

To investigate the large-scale yielding of rock in the process of the hydraulic fracturing in deep reservoir, the mathematical model of elasto-plastic hydraulic fracture propagation was established. Rock deformation was modeled with the Drucker-Prager yield criterion with associative flow rule. Fluid flow in the fracture was modeled by the lubrication theory. The cohesive zone model was used as the fracture propagation criterion. The problem was modeled numerically with the finite element method to obtain the solution. The correctness of mathematical model and algorithm were verified by comparing its results with the classic model. Research results showed that the created elasto-plastic hydraulic fracture was much shorter and wider than the elastic hydraulic fracture of the same volume of injecting fluid, and higher pressure was needed to propagate an elasto-plastic hydraulic fracture than an elastic hydraulic fracture. Elasto-plastic hydraulic fracture remained open after the applied load was released as a result of the presence of plastic strain. With the increase of the friction angle of the rock, the width of the elasto-plastic hydraulic fractures decreased and the required fluid pressure increased. The hydraulic fracture in the hardened rock was narrower than that in the ideal elasto-plastic rock, and higher pressure was needed to propagate a hydraulic fracture in the hardened rock than in the ideal elasto-plastic rock.

deep reservoir, hydraulic fracturing, elasto-plasticity, cohesive zone model, finite element

doi: [10.1360/N092017-00207](https://doi.org/10.1360/N092017-00207)