致密砂岩气水相对渗透率模型

张涛^{1*}, 李相方^{1*}, 王香增², 胡开银³, 孙逢瑞¹, 韩松¹

1. 中国石油大学(北京)石油工程教育部重点实验室, 北京 102249;

2. 陕西延长石油集团有限责任公司, 西安 710075;

3. 中国石油天然气股份有限公司塔里木油田分公司, 库尔勒 841000

* E-mail: tobiascheuing@163.com; lixf2013@vip.163.com

收稿日期: 2017-05-17; 接受日期: 2017-11-07; 网络版发表日期: 2018-09-19

摘要 致密砂岩富含微米级孔隙, 其气、水两相流动复杂, 如何建立可靠的相对渗透率模型是目前亟待解决的问题. 基于流体单管流动方程耦合二阶滑移模型, 结合分形理论, 建立了致密砂岩储层气、水相对渗透率模型, 该模型考虑了气体滑脱效应、孔喉结构参数、含水饱和度分布, 模型的可靠性通过多个已发表的气水相对渗透率实验数据验证. 结果表明: 1) 建立的模型可用于描述致密砂岩储层微米尺度孔隙中的流体流动行为; 2) 压力和含水饱和度增加都会减小滑脱效应对气相相对渗透率的提高作用, 当压力小于1 MPa时, 气相相对渗透率对压力极为敏感; 温度对气相相对渗透的影响有限, 可忽略; 3) 孔径分布分形维数和孔隙迂曲度分形维数增加, 有利于气相相对渗透率的提高, 但会降低水相相对渗透率, 且孔径分布分形维数的影响更大.

关键词 致密砂岩, 气水相对渗透率, 滑脱效应, 分形理论

1 前言

中国的致密砂岩气藏资源量巨大, 可采资源量达到 $9 \times 10^{12} \sim 12 \times 10^{12} \text{ m}^3$, 是最丰富的非常规天然气^[1-3]. 然而, 由于致密砂岩具有孔隙度、渗透率低、孔喉复杂、毛管压力高、初始含水高等特点, 气、水两相流动复杂^[4]. 因此, 研究致密砂岩储层的气、水相渗曲线, 是气井产能、产水评价与预测的基础, 对致密砂岩气藏的高效、经济开发具有重要的意义^[5].

相对渗透率是研究多相流体在多孔介质流动的一个有效工具^[6]. 对于常规储层, 一般可以通过室内岩心实验(稳态法或非稳态法)来获得较为可靠的相渗曲

线^[7]. 但是由于致密砂岩孔隙渗透率低, 稳态法实验达到稳定的时间很长, 且操作较为复杂, 很少使用; 而对于非稳态法, 由于致密砂岩富含微米级孔隙、非均质性强, 气体容易从裂缝中突破, 非稳态驱替实验难以进行, 同时实验结果受人为因素、计算方法影响大^[5,8]. 孔隙尺度下的格子玻尔兹曼模拟是获得致密砂岩相渗曲线的另外一种可行方法, 然而该法需要花费较大的计算资源和时间, 其在实际应用中受到一定限制^[9]. 因此, 基于理想孔隙结构, 考虑不同的驱替机理所建立的解析方法, 不仅有助于对气、水两相流动机理的认识, 而且是较为方便、实用的一种方法^[5,8,10,11].

根据努森数的不同, 气体的传输机理可以分为连

引用格式: 张涛, 李相方, 王香增, 等. 致密砂岩气水相对渗透率模型. 中国科学: 技术科学, 2018, 48: 1132-1140

Zhang T, Li X F, Wang X Z, et al. Gas-water relative permeability model for tight sandstone gas reservoirs (in Chinese). Sci Sin Tech, 2018, 48: 1132-1140, doi: 10.1360/N092017-00148

续流($Kn < 10^{-3}$)、滑脱流($10^{-3} < Kn < 10^{-1}$)、过渡流($10^{-1} < Kn < 10$)以及自由分子流($Kn > 10$)^[12-14]。典型致密气藏压力温度条件下的 $Kn < 10^{-1}$ ，因而，其传输机理包括连续流动和滑脱流动^[15]。气体滑脱效应是指，由于气-固分子间作用力弱，气体分子的流速在孔道壁处不为0，导致宏观流动通量大于同等条件下液体的流动通量的现象^[16-18]。Klinkenberg^[19]基于毛管束模型，推导了多孔介质中的表观渗透率模型，其模型表明气体的表观渗透率与压力成线性反比。Rose^[20]和Fulton^[21]通过实验研究了含水饱和度对气相渗透率的影响，结果均表明随着含水饱和度的增加，气体滑脱效应减小。Jones和Owens^[22]，Sampath和Keighin^[23]，Wei等人^[24]的研究也认为气体的滑脱效应在低含水饱和度时更加显著。Casse和Ramey^[25]在变温条件下进行Berea砂岩的岩心驱替实验，发现增加实验的系统温度，可以一定程度地提高气体的表观渗透率。Ertekin等人^[26]建立了考虑滑脱效应的单井产能模型，结果发现单相条件下，考虑滑脱效应后气藏采收率可以提高5%~8%。Rushing等人^[27]针对致密砂岩岩心，研究含水饱和度和温度对滑脱效应的影响，实验结果表明岩心含水会抑制滑脱效应，而对比温度的影响发现，干燥岩样的气体滑脱能力随温度上升明显增加，而对含水岩样的影响不大。Piquemal^[28]在室内温度、150℃和180℃三个温度下进行相渗曲线测试，其结果发现相渗曲线与温度无关。Shi等人^[29]建立了不同束缚水饱和度下致密砂岩的气相表观渗透率解析模型，模型中气相表观渗透率与温度成正比，而与压力成反比。吕志凯等人^[30]对苏里格低渗砂岩气藏研究表明，当低渗砂岩的含水饱和度较高时，滑脱效应对气相渗透率的影响甚微。因此，由于致密砂岩储层基质的孔喉为微米尺度，气体滑脱效应会对其孔喉中的气体传输造成较大影响，特别是高温致密砂岩气藏的开发晚期，井底压力较低，滑脱效应对气相渗透率的贡献不容忽视。

本文首先利用二阶滑移模型修正气相无滑脱Hagen-Poiseuille方程；然后，结合多孔介质分形理论和迂曲毛管束模型，建立了考虑气体滑脱效应、孔喉结构参数、含水饱和度分布的气、水两相相对渗透率模型；再次，利用公开发表的实验数据验证了该模型的正确性；最后基于建立的模型，分析研究了气体滑脱效应(压力、温度)和孔喉结构参数(孔径分布、迂曲度)对致密砂岩储层相对渗透率的影响。

2 模型建立

基于Hagen-Poiseuille连续方程、二阶滑移模型或无滑移条件，以边界为耦合条件，建立气、水在微米尺度孔隙中的传输模型。该模型可以考虑压力和温度对流体的传输影响，合理地描述致密砂岩孔喉中的流体流动行为。

2.1 单管流动模型

如果气、水在微米尺度孔隙中的流动为层流，合理地处理边界条件后，流体沿着管径的速度分布仍满足连续性方程^[31,32]。

气相的连续性方程：

$$\frac{\mu_g}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial p}{\partial z}; \quad (1)$$

水相的连续性方程：

$$\frac{\mu_w}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial v_w}{\partial r} \right) = \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (2)$$

式中， v 为流体在孔隙内的流动速度，m/s； r 为毛管中心到任意位置的径向距离，m； μ 为水相黏度，Pa·s； p 为压力，Pa； z 为沿着流动方程的距离，m；下标 w 为水相， g 为气相。

由于气-固壁面动能传递同时受到近壁面气体分子的作用(气-气)以及气体分子和壁面分子的作用(气-固)，壁面气体分子并不全部黏附于管壁上，当气体的努森数增加到 10^{-3} 时，其对气体传输的影响不容忽视^[12-14]。当努森数小于 10^{-1} 时，壁面的滑移速度可以通过二阶滑移模型较为精确地表征^[15,33]：

$$v_s = \left[C_1 \lambda \frac{\partial v_g}{\partial r} - C_2 \lambda^2 \frac{\partial^2 v_g}{\partial r^2} \right] \Big|_{r=r_0}, \quad (3)$$

式中， r_0 为毛细管半径，m； C_1 和 C_2 分别为一阶和二阶滑移系数， C_1 可以取值为4/3， C_2 取值为1/4^[33,34]。 λ 为气体分子的平均自由程，可以通过下式计算：

$$\lambda = \frac{k_b T}{\sqrt{2} \pi d_c^2 p_{ave}}, \quad (4)$$

式中， k_b 为玻尔兹曼常数； T 为绝对温度； d_c 为甲烷的分子直径； p_{ave} 为毛管进出口的平均压力。

对于单相水流动的边界条件，由于水-固的作用力较强，尽管亲水微纳米管的单相水流也会存在边界效

应, 但由于边界效应小于 1 nm ^[35,36], 对于致密砂岩储层微米尺度孔隙内, 单相水流产生的边界层效应可忽略不计. 因此, 可以认为水分子在壁面的速度为0, 壁面对水的传输没有影响, 也即没有滑脱作用, 可以使用无滑脱边界条件表征, 如图1所示. 这样一来, 单相气体和单相水流动的边界条件可分别表示为

$$\frac{\partial v_g}{\partial r}(r=r_0)=0, \quad (5)$$

$$v_g|_{r=r_0}=v_w|_{r=r_0}+v_s|_{r=r_0}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial v_w}{\partial r}(r=r_0)=0, \quad (7)$$

$$v_w|_{r=r_0}=0. \quad (8)$$

根据式(1)~(4)以及边界条件式(5)~(8), 我们可以得到气、水各相在管径中的速度分布:

$$v_g = -\frac{\nabla p}{L} \frac{1}{4\mu_g} r^2 + \frac{\nabla p}{L} \frac{1}{4\mu_g} (r_0^2 + 2C_1 \lambda r_0 - 2C_2 \lambda^2), \quad (9)$$

$$v_w = -\frac{\nabla p}{L} \frac{1}{4\mu_w} r^2 + \frac{\nabla p}{L} \frac{1}{4\mu_w} r_0^2. \quad (10)$$

通过对表达式(9)和(10)沿管径为 r_0 的毛管积分, 可得到气相、水相流量方程, 分别为

$$q_g = \int_0^{r_0} v_g dA_r = \frac{\nabla p}{L} \frac{\pi}{8\mu_g} (r_0^4 + 4C_1 \lambda r_0^3 - 4C_2 \lambda^2 r_0^2), \quad (11)$$

$$q_w = \int_0^{r_0} v_w dA_r = \frac{\nabla p}{L} \frac{\pi}{8\mu_w} r_0^4. \quad (12)$$

式(11)即为考虑了边界滑脱的气相流量方程, 而式(12)则为经典的无滑脱Hagen-Poiseuille方程.

2.2 相对渗透率模型

2.2.1 分形理论

从宏观米级尺度到微观纳米级尺度, 自然界大量

的多孔介质都呈现出分形自相似的特征^[37,38]. 根据分形几何理论, 累积孔径分布可以表示为^[39]

$$N(\varepsilon > r) = \left(\frac{r_{\max}}{r} \right)^{D_f}, \quad (13)$$

式中, N 为孔隙的个数; ε 是长度尺度, m ; r 和 $r_{\max}$ 分别为孔径和最大孔径, m ; D_f 为孔径分布分形维数, 无因次, 二维和三维孔的范围分别为 $1 < D_f < 2$ 和 $2 < D_f < 3$. 可以通过下式计算^[40]:

$$D_f = d - \frac{\ln \phi}{\ln(r_{\min}/r_{\max})}, \quad (14)$$

式中, d 为欧几里得空间, $d=2$ 或 3 , 无因次; $r_{\min}$ 为最小孔径, m ; ϕ 为孔隙度. 最小孔径到最大孔径间的总孔隙数目为

$$N = \left(\frac{r_{\max}}{r_{\min}} \right)^{D_f}. \quad (15)$$

不同孔径大小孔隙的分布概率密度函数为^[41]

$$f(r) = D_f r_{\min}^{D_f} r^{-(D_f+1)}. \quad (16)$$

由于多孔基质中的实际孔径是迂曲变化的, 如果取特征长度为 L_0 的多孔介质连续表征单元(REV), 毛管实际长度 $L > L_0$, 且 L 可以由下式计算^[42]:

$$L(r) = (2r)^{1-D_T} L_0^{D_T}, \quad (17)$$

式中, D_T 为迂曲度分形维数, 二维和三维的范围分别为 $1 < D_T < 2$ 和 $1 < D_T < 3$. $D_T=1$ 表示一条直线毛管, $D_T=2$ (二维)或 3 (三维)时, 表示毛管无限迂曲, 可以充满整个空间^[43]. 可以表示为

$$D_T = 1 + \frac{\ln r_{\text{ave}}}{\ln(L_0/2r_{\text{ave}})}, \quad (18)$$

其中,

图1 (网络版彩图)单相气、水在微米尺度毛管内的速度分布

$$\tau_{\text{ave}} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{1}{2} \sqrt{1-\varphi} + \sqrt{1-\varphi} \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{1-\varphi}} - 1\right)^2 + \frac{1}{4}}}{1 - \sqrt{1-\varphi}} \right], \quad (19)$$

$$\frac{L_0}{2r_{\text{ave}}} = \frac{D_f - 1}{D_f^{1/2}} \left[\frac{1-\varphi}{\varphi} \frac{\pi}{4(2-D_f)} \right]^{1/2} \frac{r_{\text{max}}}{r_{\text{min}}}. \quad (20)$$

2.2.2 相对渗透率

毛管束模型可以合理地描述非均质致密砂岩中流体的流动路径, 其由一系列不等径的迂曲毛管组成, 毛管束方向与表征单元(REV)垂直, 流体仅从毛管束中流动, 表征单元(REV)的周向无流体流动^[6], 如图2所示. 毛管束模型的孔径分布和流道迂曲度均满足式(13)~(20)所介绍的分形理论^[44]. 由于致密砂岩为亲水介质, 小孔隙中的毛管力大, 气体很难进入小孔隙中. 因此, 在一个驱替压差下, 对应一个含水饱和度, 也对应一个临界毛管半径 r_c . 小于临界半径 r_c 的毛管内为单相水, 大于临界半径 r_c 的毛管内则为单相气体^[45]. 需要注意的是, 这里假设, 大于临界半径 r_c 的毛管内无水膜, 这是因为实际储层中孔隙内的水膜厚度一般为1~20 nm, 而对于致密砂岩中的毛管半径大多为微米尺度, 因此水膜对相对渗透率的影响可忽略不计^[46].

根据上述假设, 我们可以得到含水饱和度的计算公式:

$$S_w = \frac{\int_{r_{\text{min}}}^{r_c} \pi r^2 f(r) dr}{\int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} \pi r^2 f(r) dr} = \frac{r_c^{-D_f+2} - r_{\text{min}}^{-D_f+2}}{r_{\text{max}}^{-D_f+2} - r_{\text{min}}^{-D_f+2}}. \quad (21)$$

通过引入孔径迂曲度以及各相的压降梯度, 单管气、水流量公式(11)和(12)可以分别表示为

$$q_g = \int_0^{r_0} v_g dA_r = \frac{\nabla p_g}{L(r)} \frac{\pi}{8\mu_g} (r_0^4 + 4C_1 \lambda r_0^3 - 4C_2 \lambda^2 r_0^2), \quad (22)$$

$$q_w = \int_0^{r_0} v_w dA_r = \frac{\nabla p_w}{L(r)} \frac{\pi}{8\mu_w} r_0^4, \quad (23)$$

式中, $L(r)$ 是孔隙路径的实际长度; $\nabla p_g/L$ 和 $\nabla p_w/L$ 分别为气相和水相的压力梯度.

对式(22)从毛管半径 r_c 到 r_{max} 积分, 可以得到表征单元(REV)的气体体积流量:

$$\begin{aligned} Q_g &= N \int_{r_c}^{r_{\text{max}}} q_g f(r) dr \\ &= \pi D_f r_{\text{max}}^{D_f} \frac{\nabla p_g}{2^{4-D_f} L_0^{D_f} \mu_g} \left(\frac{r_{\text{max}}^{D_T-D_f+3} - r_c^{D_T-D_f+3}}{D_T-D_f+3} \right. \\ &\quad \left. + \frac{r_{\text{max}}^{D_T-D_f+2} - r_c^{D_T-D_f+2}}{D_T-D_f+2} 4C_1 \lambda \right. \\ &\quad \left. - \frac{r_{\text{max}}^{D_T-D_f+1} - r_c^{D_T-D_f+1}}{D_T-D_f+1} 4C_2 \lambda^2 \right). \end{aligned} \quad (24)$$

同理, 对式(23)从毛管半径 r_{min} 到 r_c 积分, 可以得到表征单元(REV)的水相体积流量:

$$\begin{aligned} Q_w &= N \int_{r_{\text{min}}}^{r_c} \frac{\nabla p_w}{L(r)} \frac{\pi}{8\mu_w} r^4 f(r) dr \\ &= \pi r_{\text{max}}^{D_f} \frac{\nabla p_w}{2^{4-D_f} L_0^{D_f} \mu_w} \\ &\quad \times \frac{D_f}{D_T-D_f+3} \left(r_c^{D_T-D_f+3} - r_{\text{min}}^{D_T-D_f+3} \right). \end{aligned} \quad (25)$$

另外, 气、水的流量还可以通过达西扩展公式表示:

$$Q_g = \frac{K_g}{\mu_g} \frac{A}{(1-S_w)} \frac{\nabla p_g}{L_0}, \quad (26)$$

$$Q_w = \frac{K_w}{\mu_w} \frac{A}{S_w} \frac{\nabla p_w}{L_0}, \quad (27)$$

式中, K_g 和 K_w 表示气、水的有效渗透率, A 是表征单元(REV)的截面积. 综合式(24)~(27), 可以得到致密砂岩储层的气、水有效渗透率:

$$\begin{aligned} K_g &= -(1-S_w) \frac{\varphi}{(1-\varphi)} r_{\text{max}}^{D_f-2} \frac{(2-D_f)}{2^{4-D_f} L_0^{D_f-1}} \\ &\quad \times \left(\frac{r_{\text{max}}^{D_T-D_f+3} - r_c^{D_T-D_f+3}}{D_T-D_f+3} \right. \\ &\quad \left. + \frac{r_{\text{max}}^{D_T-D_f+2} - r_c^{D_T-D_f+2}}{D_T-D_f+2} 4C_1 \lambda \right. \\ &\quad \left. - \frac{r_{\text{max}}^{D_T-D_f+1} - r_c^{D_T-D_f+1}}{D_T-D_f+1} 4C_2 \lambda^2 \right), \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} K_w &= -S_w \frac{\varphi}{(1-\varphi)} r_{\text{max}}^{D_f-2} \frac{(2-D_f)}{2^{4-D_f} L_0^{D_f-1}} \\ &\quad \times \frac{(r_c^{D_T-D_f+3} - r_{\text{min}}^{D_T-D_f+3})}{D_T-D_f+3}. \end{aligned} \quad (29)$$

当式(29)满足条件 $S_w=1$ 时, 可以得到岩心的绝对渗透率^[7]:

图2 (网络版彩图)致密砂岩岩心气、水流动分布示意图

$$K = -\frac{\phi}{(1-\phi)} r_{\max}^{D_f-2} \frac{(2-D_f)}{2^{4-D_f} L_0^{D_f-1}} \times \frac{1}{D_T-D_f+3} (r_{\max}^{D_T-D_f+3} - r_{\min}^{D_T-D_f+3}). \quad (30)$$

因此, 致密砂岩储层的气、水相对渗透率可以表示为

$$K_{rg} = \left(1 - S_w\right) \left\{ 1 - \left(\frac{r_c}{r_{\max}}\right)^{D_T-D_f+3} + \frac{D_T-D_f+3}{D_T-D_f+2} \left[\frac{1}{r_{\max}} - \frac{1}{r_c} \left(\frac{r_c}{r_{\max}}\right)^{D_T-D_f+3} \right] 4C_1 \lambda^2 - \frac{D_T-D_f+3}{D_T-D_f+1} \left[\frac{1}{r_{\max}^2} - \frac{1}{r_c^2} \left(\frac{r_c}{r_{\max}}\right)^{D_T-D_f+3} \right] 4C_2 \lambda \right\}, \quad (31)$$

$$K_{rw} = S_w \left(\frac{r_c}{r_{\max}}\right)^{D_T-D_f+3}. \quad (32)$$

3 结果与讨论

基于建立的模型, 首先采用不同文献中的气水相对渗透率测试数据来对比与验证模型的可靠性, 然后分析研究气体滑脱效应(压力、温度)和孔喉结构参数(孔径分布、迂曲度)对致密砂岩储层相对渗透率的影响。

3.1 模型可靠性验证

采用砂岩岩心的气水相对渗透率测试数据来进行模型验证, 其孔隙度在0.2~0.24之间, 最大最小孔径分别为 $r_{\max}=1 \mu\text{m}$, $r_{\min}=0.01 \mu\text{m}$, 孔径分布分形维数 D_f 和迂曲度分形维数 D_T 采用式(14)和(18)计算, 压力取值为0.16 MPa, 温度为298.15 K, 计算参数汇总于表1。为了使得建立的模型与实际情况相符, 假设束缚水饱和度

S_{w0} 为岩石骨架的不可动部分, 并使用归一化的含水饱和度 $S_e=(S_w-S_{w0})/(1-S_{w0})$ 进行验证^[44]。

Jerauld和Salter^[47]使用标准的Berea砂岩测试了相对渗透率曲线, 该砂岩的孔隙度为0.24, 岩石组成中有80%为强水湿的石英。Piquemal^[28]通过直接方法测试了疏松石英砂岩的气、水相对渗透率曲线。Satik^[48]和Mahiya^[49]采用稳态法并结合CT扫描来获得标准Berea砂岩的相渗曲线, 实验中的最大压力为27 psig (0.16 MPa)。Xu等人^[44]建立的常规储层气水相渗解析模型也用于本次对比, 该模型未考虑滑脱效应。

从对比结果(图3)可以看出, 本文建立的模型可以较好地与实验数据拟合, 同时, 由于本文模型考虑了滑脱效应, 因此气相相对渗透率的拟合效果好于Xu等人^[44]建立的模型。

3.2 滑脱效应对相对渗透率的影响

从气体分子的平均自由程计算公式(4)可以看出, 气藏条件下压力和温度可以影响平均分子自由程, 进而影响气相相对渗透率(式(31)), 这里仅考虑压力和温度对气相渗透率的影响, 温度对水相的黏度影响导致其对水相相对渗透率的影响不予考虑。

根据图4(a), 气相相对渗透率会随着压力的减小而增大, 但并不与压力呈反比。当压力较低的时候, 小幅度地减小压力可以大幅度地提高气相渗透率, 而当压力较高时, 气相渗透率对压力不敏感。这主要是因为, 滑脱效应主要在低压的时候发挥作用, 当压力增加后, 气体分子的自由度受到约束, 展现出液体的特征, 滑脱效应对气体流动的影响可以忽略(当压力增加至50 MPa时, 气相相对渗透率与点($S_w=0$, $K_{rg}=0$)相交)。低压下较高的气相相对渗透率也是致密砂岩、页岩储层等有较长稳产期的原因。另外, 滑脱效应对气相渗透

图 3 (网络版彩图)本文模型计算的气、水相对渗透率曲线与实验结果和其他解析模型比较

表 1 计算参数总结

参数	数值
标准状态气体黏度 μ_g	1.1067×10^{-5} Pa s
标准状态水黏度 μ_w	1.1067 Pa s
玻尔兹曼常数 k_b	$1.3806505 \times 10^{-23}$ J/K
甲烷的分子直径 d_c	4.14×10^{-9} m
实验温度 T	407.15 K
实验压力 P_{ave}	0.16 MPa
一阶滑移系数 C_1	4/3
二阶滑移系数 C_2	0.25
欧几里得空间 d	2
最大孔喉半径 r_{max}	1 μ m
最小孔喉半径 r_{min}	0.01 μ m
孔隙度 ϕ	0.20

率的影响随着含水饱和度的增加而减小,这与众多室内实验所观察到的结论是一致的.这是由于,亲水致密砂岩储层/岩心中的含水饱和度增加总是从小孔隙到大孔隙,如图2所示.也即,随着含水饱和度增加,气体逐渐进入大孔隙流动.因为孔径越小,滑脱效应越严重,所以小孔隙壁面效应而产生的滑脱效应对气相渗透率的影响自然减小^[14].

尽管气体的表观渗透率受到温度的影响较大,但根据图4(b),温度升高只会小幅地增加气相相对渗透率,其影响可以忽略不计.这是因为,尽管提高温度可使得气体分子能量更高,运动更剧烈,表现为平均分子自由程增大,但是其增大幅度有限,并不能对气相相对渗透率产生较为显著的影响. Piquemal^[28]在室内温度、150℃和180℃三个温度下测试相渗曲线,其发现相渗曲线与温度不相关,这也进一步论证了本文模

图 4 (网络版彩图)不同压力下(a)和不同温度下(b)的气相渗透率

型的合理性.

3.3 孔喉结构对相对渗透率的影响

致密砂岩储层的孔喉结构主要通过孔径分布与迂曲度表征,也即孔径分布分形维数和迂曲度分形维数对气、水相对渗透率的影响反映了致密砂岩孔隙结构对气、水相对渗透率的影响.

根据图5(a),相同含水饱和度条件下,孔径分布分形维数 D_f 增加有利于气相相对渗透率的提高,但是,不利于水相相对渗透率.这是因为,孔径分布分形维数高表明孔隙更多为小孔隙,同样的含水饱和度对应的临界孔隙半径 r_c 将会减小,因此,气体会在相对更大的孔隙中流动,气相相对渗透率也就相应提升.同样,由于水更多在小孔隙中流动,更大的毛管力使得水相的相对渗透率减小.

根据图5(b),与孔径分布分形维数的影响类似,相同含水饱和度条件下,迂曲度分形维数 D_T 增加有利于提高气相相对渗透率,但会降低水相相对渗透率.众所周知,致密砂岩的孔喉流道迂曲度更高,表明流体

图5 (网络版彩图)孔径分布分形维数(a)和迂曲度分形维数(b)对相对渗透率的影响

流动路径越长,流动阻力越大,因而岩石绝对渗透率会有显著下降,液相相对渗透率也会相应下降。对于气

相,由于气体的流动能力强于液体,迂曲度对气体的影响小于液体,因此气相相对渗透率会有所增加。

4 结论

(1) 基于流体单管流动方程耦合二阶滑移模型,并结合分形理论,建立了致密砂岩储层气、水相对渗透率模型,该模型考虑了气体滑脱效应、孔喉结构参数、含水饱和度分布。模型的可靠性通过多个已发表的气、水相对渗透率实验数据验证,结果表明可用以描述致密砂岩储层微米尺度孔隙中的流体流动行为。

(2) 揭示了滑脱效应对气相渗透率的影响:压力增加会减小气相相对渗透率,当压力小于1 MPa时,气相相对渗透率对压力非常敏感。另外,随着含水饱和度的增加,滑脱效应对气相渗透率的影响减小。尽管气体的表观渗透率受到温度的影响较大,但是其对相对渗透率的影响有限。

(3) 揭示了致密砂岩孔喉结构对相对渗透率的影响:孔径分布分形维数 D_f 增加,小孔隙占比更大,有利于气相相对渗透率的提高,但会降低水相相对渗透率。同样,孔隙迂曲度分形维数 D_f 越高,孔隙越迂曲,气相相对渗透率也越高,但水相相对渗透率会下降,且其下降幅度大于气相。

参考文献

- 戴金星, 倪云燕, 吴小奇. 中国致密砂岩气及在勘探开发上的重要意义. 石油勘探与开发, 2012, 39: 257-264
- 贾承造, 张永峰, 赵霞. 中国天然气工业发展前景与挑战. 天然气工业, 2014, 34: 1-11
- 张涛, 李相方, 王永辉, 等. 页岩储层特殊性质对压裂液返排率和产能的影响. 天然气地球科学, 2017, 28: 828-838
- 叶礼友, 高树生, 杨洪志, 等. 致密砂岩气藏产水机理与开发对策. 天然气工业, 2015, 35: 41-46
- 莫邵元, 何顺利, 雷刚, 等. 致密气藏气水相对渗透率理论及实验分析. 天然气地球科学, 2015, 26: 2149-2154
- Ili M B A, Behie G A, Trangenstein J A. Multiphase Flow in Porous Media. Gulf Pub. Co, 1981
- 杨胜来, 魏俊之. 油层物理学. 北京: 石油工业出版社, 2015
- 雷刚, 董平川, 蔡振忠, 等. 致密砂岩气藏气水相对渗透率曲线. 中南大学学报(自然科学版), 2016, 47: 2701-2705
- Gong B, Liu X, Qin G. A lattice Boltzmann model for multi-component vapor-liquid two phase flow. *Pet Explor Dev*, 2014, 41: 695-702
- Chima A, Geiger S. An analytical equation to predict gas/water relative permeability curves in fractures. In: SPE Latin America and Caribbean Petroleum Engineering Conference. Mexico, 2012. SPE-152252-MS
- Li Y, Li X, Teng S, et al. Improved models to predict gas-water relative permeability in fractures and porous media. *J Nat Gas Sci Eng*, 2014, 19: 190-201
- 吴克柳, 李相方, 陈掌星. 页岩纳米孔吸附气表面扩散机理和数学模型. 中国科学: 技术科学, 2015, 45: 525-540
- 吴克柳, 李相方, 陈掌星. 页岩气纳米孔气体传输模型. 石油学报, 2015, 36: 837-848
- 吴克柳, 李相方, 陈掌星. 页岩气纳米孔真实气体传输模型. 中国科学: 技术科学, 2016, 46: 68-78
- Karniadakis G, Beskok A, Aluru N. Microflows and Nanoflows. New York: Springer, 2005

- 16 Wu K, Li X, Wang C, et al. Model for surface diffusion of adsorbed gas in nanopores of shale gas reservoirs. *Ind Eng Chem Res*, 2015, 54: 3225–3236
- 17 Wu K, Chen Z, Li X, et al. Flow behavior of gas confined in nanoporous shale at high pressure: Real gas effect. *Fuel*, 2017, 205: 173–183
- 18 Wu K, Chen Z, Li X, et al. Methane storage in nanoporous material at supercritical temperature over a wide range of pressures. *Sci Rep*, 2016, 6: 33461
- 19 Klinkenberg L J. The permeability of porous media to liquids and gases. In: *Drilling and Production Practice*. New York, 1941. 200–213
- 20 Rose W D. Permeability and gas-slippage phenomena. In: *API Drilling and Production Practice*. 1949. 209–217
- 21 Fulton P F. The effect of gas slippage on relative permeability measurements. *Prod Monthly*, 1951, 15: 14–19
- 22 Jones F O, Owens W W. A laboratory study of low-permeability gas sands. *J Pet Tech*, 1980, 32: 1631–1640
- 23 Sampath K, Keighin C W. Factors affecting gas slippage in tight sandstones of cretaceous age in the Uinta Basin. *J Pet Tech*, 1982, 34: 2715–2720
- 24 Wei K K, Morrow N R, Brower K R. Effect of fluid, confining pressure, and temperature on absolute permeabilities of low-permeability sandstones. *SPE Format Eval*, 1986, 1: 413–423
- 25 Casse F J, Ramey Jr. H J. The effect of temperature and confining pressure on single-phase flow in consolidated rocks (includes associated paper 9087). *J Pet Tech*, 1979, 31: 1051–1059
- 26 Ertekin T, King G A, Schwerer F C. Dynamic gas slippage: A unique dual-mechanism approach to the flow of gas in tight formations. *SPE Format Eval*, 2013, 1: 43–52
- 27 Rushing J A, Newsham K E, Fraassen K C. Measurement of the two-phase gas slippage phenomenon and its effect on gas relative permeability in tight gas sands. In: *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*. Colorado, 2003. SPE-84297-MS
- 28 Piquemal J. Saturated steam relative permeabilities of unconsolidated porous media. *Transp Porous Media*, 1994, 17: 105–120
- 29 Shi J, Li X, Li Q, et al. Gas permeability model considering rock deformation and slippage in low permeability water-bearing gas reservoirs. *J Pet Sci Eng*, 2014, 120: 61–72
- 30 吕志凯, 何东博, 甯波, 等. 低渗砂岩克氏渗透率影响因素实验研究. *科学技术与工程*, 2015, 15: 91–95
- 31 Myers T G. Why are slip lengths so large in carbon nanotubes? *Microfluid Nanofluid*, 2011, 10: 1141–1145
- 32 Mattia D, Calabrò F. Explaining high flow rate of water in carbon nanotubes via solid-liquid molecular interactions. *Microfluid Nanofluid*, 2012, 13: 125–130
- 33 Cao B Y, Sun J, Chen M, et al. Molecular momentum transport at fluid-solid interfaces in MEMS/NEMS: A review. *Int J Mol Sci*, 2009, 10: 4638–4706
- 34 Wu L. A slip model for rarefied gas flows at arbitrary Knudsen number. *Appl Phys Lett*, 2008, 93: 253103
- 35 Tocci G, Joly L, Michaelides A. Friction of water on graphene and hexagonal boron nitride from *ab initio* methods: Very different slippage despite very similar interface structures. *Nano Lett*, 2016, 14: 6872–6877
- 36 Wu K, Chen Z, Li J, et al. Wettability effect on nanoconfined water flow. *Proc Natl Acad Sci USA*, 2017, 114: 3358–3363
- 37 Katz A J, Thompson A H. Fractal sandstone pores: Implications for conductivity and pore formation. *Phys Rev Lett*, 1985, 54: 1325–1328
- 38 Yu B, Liu W. Fractal analysis of permeabilities for porous media. *AIChE J*, 2004, 50: 46–57
- 39 Majumdar A, Bhushan B. Role of fractal geometry in roughness characterization and contact mechanics of surfaces. *J Tribol*, 1990, 112: 205–216
- 40 Yu B, Li J. Some fractal characters of porous media. *Fractals*, 2001, 09: 365–372
- 41 Yu B, Cheng P. A fractal permeability model for bi-dispersed porous media. *Int J Heat Mass Transfer*, 2002, 45: 2983–2993
- 42 Bonnet E, Bour O, Odling N E, et al. Scaling of fracture systems in geological media. *Rev Geophys*, 2001, 39: 347–383
- 43 Xu P, Yu B. Developing a new form of permeability and Kozeny-Carman constant for homogeneous porous media by means of fractal geometry. *Adv Water Resour*, 2008, 31: 74–81
- 44 Xu P, Qiu S, Yu B, et al. Prediction of relative permeability in unsaturated porous media with a fractal approach. *Int J Heat Mass Transfer*, 2013, 64: 829–837
- 45 Burdine N T. Relative permeability calculations from pore size distribution data. *J Pet Tech*, 1953, 5: 71–78
- 46 Kim T W, Tokunaga T K, Shuman D B, et al. Thickness measurements of nanoscale brine films on silica surfaces under geologic CO₂ sequestration conditions using synchrotron X-ray fluorescence. *Water Resour Res*, 2012, 48: W09558
- 47 Jerauld G R, Salter S J. The effect of pore-structure on hysteresis in relative permeability and capillary pressure: Pore-level modeling. *Transp*

Porous Media, 1990, 5: 103–151

- 48 Satik C. A measurement of steam-water relative permeability. In: Proceedings of 23rd Workshop on Geothermal Reservoir Engineering. Stanford, 1998
- 49 Mahiya G F. Experimental measurement of steam-water relative permeability. MS Report. Stanford: Stanford University, 1999

Gas-water relative permeability model for tight sandstone gas reservoirs

ZHANG Tao¹, LI XiangFang¹, WANG XiangZeng², HU KaiYin³, SUN FengRui¹ & HAN Song¹

¹ Key Laboratory for Petroleum Engineering of the Ministry of Education, China University of Petroleum, Beijing 102249, China;

² Shaanxi Yanchang Petroleum (Group) Corp. Ltd., Xi'an 710075, China;

³ Research Institute of Petroleum Exploration and Development, Tarim Oilfield Company, PetroChina, Korla 841000, China

The pores in tight sandstone gas reservoir are mostly in microscale, and the gas water two-phase flow behavior through those pores is considerably complicated, thus, how to establish a reliable relative permeability model is the urgent problem to be solved. Based on the single fluid continuity equation of the microtube, second-order slip model and the fractal scaling theory, the gas-water relative permeability model of tight sandstone gas reservoir is established. The model considers the gas slippage effect, the pore throat structure and the water saturation distribution. The reliability is validated by a variety of published experimental data of gas-water relative permeability. The results show that: 1) The established model can be reasonably adopted to describe the fluid flow behavior in the tight sandstone reservoir with microscale pores. 2) The increase of pressure and water saturation will reduce the effect of slippage effect on the relative permeability of gas phase. When the pressure is less than 1 MPa, the gas relative permeability is extremely sensitive to the pressure. The impact of temperature on the gas relative permeability is limited and can be neglected. 3) A higher fractal dimension of pore size distribution is beneficial to the relative permeability of gas phase, but it has a negative impact of the relative permeability of water phase. Similarly, a higher fractal dimension of tortuosity results in a higher gas phase relative permeability but a little lower water relative permeability.

tight sandstone, gas-water relative permeability, gas slippage, fractal scaling

doi: [10.1360/N092017-00148](https://doi.org/10.1360/N092017-00148)