

页岩微纳米尺度孔隙气体流动的影响因素分析

任岚, 傅燕鸣

(西南石油大学油气藏地质及开发工程国家重点实验室)

摘要: 扫描电镜观测表明,页岩有机质存在大量的微纳米孔隙,分布在该尺度孔隙的页岩气在开采条件下的流动表现为特殊复杂的流动形态,经典油气渗流理论的达西渗流定律不再适合该条件的流体流动描述,已不能用于页岩储层微纳米尺度孔隙中气体流动的模拟计算和表征。基于页岩储层存在的微纳米尺度孔隙,考虑页岩气在流动过程中存在吸附/解吸、滑脱效应和努森层对流动的影响,结合真实气体状态方程,建立了描述微纳米尺度条件下页岩气流动的格子 Boltzmann 数学模型,并给出相应的求解方法,采用该数值求解方法,就页岩储层孔隙尺寸、温度、压力等因素对流动的影响进行了量化分析。计算结果表明:孔隙尺寸、温度、压力的变化会影响气体的压缩效应和滑脱效应,而页岩气的吸附对于温度和压力较为敏感,这些因素的变化对页岩气在微纳米孔隙中的流动都具有重要影响。该研究对认识页岩微观流动特征具有重要的理论意义,对矿场上设置合理的开采制度具有重要指导作用。

关键词: 页岩; 纳米孔隙; 格子 Boltzmann 方法; 影响因素

中图分类号: TE357

Study of impact factors on shale gas flow in micro/nano pores

REN Lan, FU Yan Ming

(State Key Laboratory of Oil & Gas Reservoir and Exploitation, Southwest Petroleum University)

Abstract: The existence of nano-pores in shale has been revealed recently by Scanning Electron Microscope (SEM). The developed nano-pores could result in complicated non-Darcy effects, so the classical gas flow simulation approaches based on Darcy's law may not be appropriate for simulating shale gas flow in shale. Based on the Lattice Boltzmann Method (LBM) with non-ideal gas state equation, considering the influences of gas slippage, absorption effect and Knudsen layer, a nano-channels model was established to study the influences of pore size, pressure and temperature on microscale flow in shale reservoirs. The simulation results show that these parameters have a significant impact to the gas flow in nano-channels of organic matter by affecting the compressibility effect and slippage effect. In particular, the absorption effect is sensitive to pressure or temperature. Therefore, we comprehensively investigated the microcosmic gas flow mechanism and its influencing factors in shale, which not only have important theoretical value in understanding the shale gas transport mechanism in a kerogen pore, but also have practical guidance for optimal development strategy.

Key words: Shale; Nano-pores; Lattice Boltzmann Method; Impact factors

0 引言

与常规气藏相比,页岩储层的孔隙结构复杂,孔隙大小分布广泛的特殊性,特别是其中的有机质孔隙,尺度大小主要集中在微纳米级^[1-5]。目前的研究成果表明:气体在页岩微纳米孔隙中的流动与常规储层中的达西流动差异性大^[6],气体分子可以自由地在孔隙表面滑动以及与壁面或者其他气体分子发生碰撞,同时,孔隙表面的气体吸附解吸效应对分子运动也

基金项目: 博士点专项基金 (20135121120002)

作者简介: 任岚,男,1979年10月生,2003年毕业于西南石油学院石油工程专业,现为西南石油大学石油与天然气工程学院副教授,主要从事油气田增产改造理论及技术研究工作. E-mail: renlanswp@163.com

具有重要影响, 这时基于微观流动形态下的宏观运动规律难以准确表征^[7-10]。

45 对于页岩微纳米孔隙中的气体流动, 稀薄程度常用 Knudsen 数 $Kn=\lambda/H$ 表示, 其中 λ 为气体的分子平均自由程, H 为流场的特征长度^[11]。根据 Kn 的量级, 气体流动可以划分为连续流($Kn\leq 0.001$)、滑移流($0.001<Kn\leq 0.1$)、过渡流($0.1<Kn\leq 10$)和自由分子流($Kn>10$)四种不同流态^[11]。在实际的页岩储层的孔隙结构半径和储层温压条件下($T=330K\sim 360K$, $P=30\sim 60MPa$)^[12], 页岩气在有机质孔隙中的流动多属于滑移流和过渡流^[4, 12]。在对页岩储层
50 微纳米尺度流动的研究, 目前常用的方法主要有分子动力学方法(MD)、格子 Boltzmann 方法(LBM)和直接蒙特卡洛法(DSMC)等^[13]。其中 LBM 方法是一种介观动力学研究方法, 该方法具有微观粒子背景, 适合处理复杂边界, 编程简单, 且没有连续性假设的要求, 可用于描述页岩储层微纳米孔隙尺度气体的非连续流动问题^[14, 15]。

格子 Boltzmann 方法(LBM)运用于微尺度气体流动的模拟始于 2002 年^[16, 17], 但目前 LBM
55 在页岩微纳米孔隙渗流特征的研究方面还处于起步阶段。滑移效应、Knudsen 边界层^[18]和吸附解吸现象的存在是页岩微纳米孔隙中流动模拟需要解决的重要问题。已有学者, 采用反弹—镜面反射(BSR)组合边界格式来表征边界滑移效应^[19], 但模拟结果较大程度上依赖于弹回比例系数 r_b 的选取。之后岳向吉等^[20-22]对 BSR 组合边界格式中的比例系数进行了修正, 为微尺度气体流动的 LBM 模拟提供了参考。在前人研究的基础上, Fathi 等^[8], 考虑页岩气的
60 解吸吸附效应和滑移效应, 模拟了简单圆管内的气体流动, 发现气体在有机质纳米孔道中流动时存在明显的压缩效应和稀薄效应^[12], 但忽略了解吸吸附现象的影响且并未深入探究其对页岩气微尺度流动的影响机理。2015 年, Ren^[23]等考虑 Knudsen 边界层和气体稠密性的影响, 对于酪根孔隙中的气体流动进行了模拟。姚军等^[24]在 Ren 的工作基础上, 进一步研究了 Kn 数与微尺度效应之间的关系, 但模拟过程中忽略了吸附层的影响。

65 研究现状表明, 目前对页岩微纳米孔隙气体流动的研究主要针对滑移效应、Knudsen 边界层和吸附解吸效应, 但至今并未对上述微尺度现象和页岩有机质中气体的流动影响因素开展深入的理论研究和讨论。基于此, 本文在考虑滑移效应、Knudsen 边界层、吸附效应和气体稠密性影响条件下, 建立了相应的 LBM 计算模型, 探究了页岩气微尺度流动压力和速度分布规律, 深入分析了压力、温度、孔隙尺寸和吸附/解吸作用对页岩气微观流动的影响。

70 1 模型建立

1.1 物理模型

为简化计算, 假设页岩微纳米级孔隙中气体的流动满足以下条件: (1) 模拟气体为单组份甲烷真实气体; (2) 吸附气相与自由气相互独立, 吸附相仅对流动空间的有效尺寸有影响; (3) 忽略重力作用。

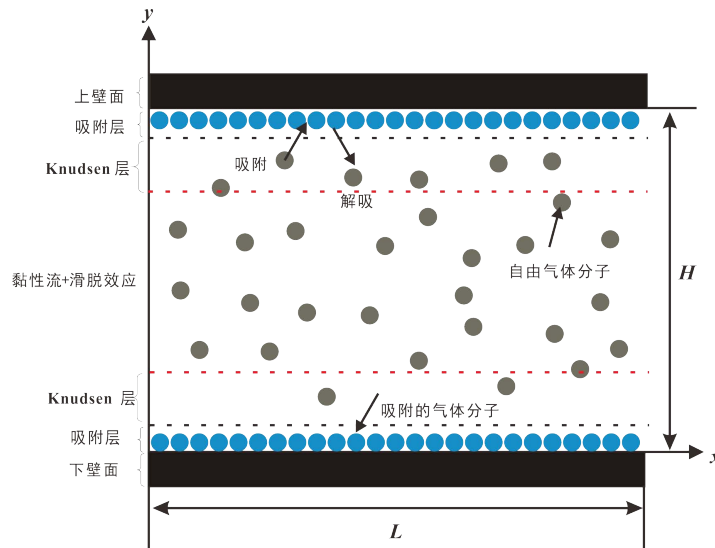


图1 页岩微纳米孔隙中气体流动示意图

Fig.1 Schematic of shale gas in a micro/nano pore

根据 Kn 数的定义有^[11]:

$$Kn = \frac{m}{\sqrt{2}\rho d^2 H_e \chi} \quad (1)$$

80 式中: m 为分子质量, kg; ρ 为气体密度, kg/m³; d 为分子直径, nm; H_e 为有效孔隙特征尺寸, nm。对于页岩气, 主要成分为甲烷, 则有 $d=0.38\text{nm}$, $m=2.568\times 10^{-26}\text{kg}$ 。

χ 为碰撞修正因子^[25]:

$$\chi = 1 + \frac{5}{8}b\rho + 0.2869(b\rho)^2 + 0.1103(b\rho)^3 + 0.0386(b\rho)^4 \quad (2)$$

式中: $b=2\pi d^3/3m$, m³/kg。

85 根据 Langmuir 单层吸附理论, 气体流动空间的有效尺寸为^[26, 27]:

$$H_e = H - 2d\theta \quad (3)$$

$$\theta = \frac{p/z}{p_L + p/z} \quad (4)$$

式中: θ 为甲烷吸附气体覆盖率, 无因次; P 为储层压力, MPa; z 为气体偏差因子, 无因次; P_L 为 Langmuir 压力, MPa。

90 采用 P-R 状态方程计算出实际气藏条件下甲烷的密度。P-R 状态方程^[28]:

$$P = \frac{\rho RT}{1 - c\rho} - \frac{a\alpha(T)\rho^2}{1 + 2c\rho - c^2\rho^2} \quad (5)$$

式中: M_g 为摩尔分子质量, kg/mol; R 为气体常数, $R=8.314\text{J}/(\text{mol}\cdot\text{K})$; T 为储层温度, K; $c=0.0778RT_c/P_c$; $a=0.45724R^2T_c^2/P_c$; $\alpha(T)=\{1+(0.37464+1.54226w-0.26995w^2)[1-(T/T_c)^{0.5}]\}^2$; T_c 、 P_c 分别为气体临界温度和临界压力, 对于甲烷有 $T_c=190.6\text{K}$, $P_c=4.6\text{MPa}$; w 为偏心因子, 对于甲烷 $w=0.011$ 。

1.2 Boltzmann 数学模型的建立

本文采用格子 Boltzmann-BGK 方程的 D2Q9(二维空间, 9 个离散速度)模型^[29], 对图 1 所示的微纳米孔隙中甲烷气体的流动进行模拟计算。

通过 BGK 近似, 时间、空间和速度离散, 得到完全离散化的格子 Boltzmann-BGK 模型^[15]:

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{c}_i \delta_t, t + \delta_t) - f_i(\mathbf{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)] \quad (i = 0, 1, \dots, 8) \quad (6)$$

式中: $f_i(\mathbf{x}, t)$ 表示 t 时刻, $\mathbf{x} = (x, y)$ 处速度为 \mathbf{c}_i 的粒子密度分布函数, τ 为无量纲松弛时间, $f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)$ 表示相应时刻地点的局部平衡态分布函数。

局部平衡态分布函数 $f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t)$ 采用 Maxwell 平衡态分布函数的二阶展开即:

$$f_i^{(eq)}(\mathbf{x}, t) = \omega_i \rho \left[1 + \frac{\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\mathbf{c}_i \cdot \mathbf{u})^2}{2c_s^4} - \frac{|\mathbf{u}|^2}{2c_s^2} \right] \quad (7)$$

式中: ρ 、 $\mathbf{u}(u, v)$ 分别为流体宏观密度与速度, 无因次; c_s 为格子声速, $c_s = c/\sqrt{3}$, 无因次。权重因子 ω_i 分别为 $\omega_0 = 4/9$, $\omega_{1-4} = 1/9$, $\omega_{5-8} = 1/36$ 。 \mathbf{c}_i 为沿着格子迁移方向的单位矢量, 具体为:

$$\mathbf{c}_i = \begin{cases} (0, 0) & i = 0 \\ (\cos[(i-1)\pi/2], \sin[(i-1)\pi/2])c & i = 1-4 \\ (\cos[(2i-9)\pi/4], \sin[(2i-9)\pi/4])\sqrt{2}c & i = 5-8 \end{cases} \quad (8)$$

110 式中: c 为粒子迁移速率, 无因次, 且 $c = \delta_x / \delta_t = \sqrt{3RT}$, δ_x 、 δ_t 分别为网格步长和时间步长, 无因次。

模型的宏观密度、速度和压力的表达式为:

$$\begin{cases} \rho(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=0}^8 f_i(\mathbf{x}, t) \\ \rho(\mathbf{x}, t) \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \sum_{i=0}^8 \mathbf{c}_i f_i(\mathbf{x}, t) \\ P = \rho(\mathbf{x}, t) c_s^2 \end{cases} \quad (9)$$

1.3 松弛时间和边界处理

115 格子 Boltzmann 用于模拟页岩纳米孔隙中气体流动时, 首先需要解决两个基本问题, 松弛时间 τ 与 Knudsen 数的关系和边界条件的处理^[13]。

在宏观流动中, 流动的基本特征量是与流体剪切黏性系数 ν 相关的雷诺数 Re , 可根据 τ 与 ν 的关系, 由 Re 确定松弛时间。但对于页岩微纳米孔隙中的微尺度流动, 特征参数是 Knudsen(Kn)数, 通过 Kn 数确定松弛时间是本文模拟的关键。基于动力学理论并且考虑 Knudsen 层和气体稠密性的影响, 可得松弛时间和 Kn 数之间的关系^[30]:

$$\tau_e = \frac{1}{2} \chi + \sqrt{\frac{6}{\pi}} NKn \cdot \psi(Kn) \cdot (1 + 0.5b\rho\chi)^2 \quad (10)$$

式中： N 为特征尺度方向的网格数。 $\psi(Kn)$ 是将 Knudsen 层的影响平均到整个流动区域的修正模型^[30]：

$$\psi(Kn) = \frac{2}{\pi} \arctan(\sqrt{2}Kn^{-3/4}) \quad (11)$$

125 页岩微纳米尺度孔隙中，真实气体与固体壁面之间在壁面处存在切向速度差，即边界滑移效应。为了准确实现气体分子与固体壁面之间的相互作用，本文采用反弹与镜面反射混合格式边界条件^[31]：

上边界

$$\begin{cases} f_4 = f'_2 \\ f_7 = r_b f'_5 + (1 - r_b) f'_6 \\ f_8 = r_b f'_6 + (1 - r_b) f'_5 \end{cases} \quad (12)$$

130 下边界

$$\begin{cases} f_2 = f'_4 \\ f_5 = r_b f'_7 + (1 - r_b) f'_8 \\ f_6 = r_b f'_8 + (1 - r_b) f'_7 \end{cases} \quad (13)$$

f'_i 为碰撞后的分布函数。为消除采用直接反弹和镜面反射相结合的边界条件时边界上的离散误差，进而实现二阶滑移边界条件，考虑气体稠密性的影响，弹回比例系数 r_b 的选取如下^[30]：

$$135 \quad r_b = \left\{ 1 + \sqrt{\frac{\pi}{6}} \frac{\chi}{(1 + 0.5b\rho\chi)^2} \left[\frac{\Delta^2}{4Kn_e} + A_1 + \left(2A_2 - \frac{8}{\pi} \frac{(1 + 0.5b\rho\chi)^4}{\chi^2} \right) Kn_e \right] \right\}^{-1} \quad (14)$$

式中： $\Delta = \delta_x / H$ ， δ_x 为特征长度方向上的网格步长；对于理想气体来说 $b=0$ ， $\chi=1$ 。参数 A_1 和 A_2 是气体分子与孔隙壁面相互作用相关的系数^[28]， $A_1 = (2 - \sigma) / \sigma (1 - 0.1817\sigma)$ ， $A_2 = 1 / \pi + 0.5A_1^2$ 。 σ 为物理调节系数，在模拟中，孔隙壁面通常假设为完全漫反射的，在本文模拟中取 $\sigma=1$ 。

140 左右边界采用压力驱动边界，根据迁移规则，入口处和出口处相应的分布函数如下^[12]。
入口处：

$$\begin{aligned} f_5 &= f_7 + \frac{1}{2}(f_3 - f_1) + \frac{1}{6}\rho_{in}u_{in} \\ f_1 &= f_3 + \frac{2}{3}\rho_{in}u_{in} \\ f_8 &= f_6 + \frac{1}{2}(f_1 - f_3) + \frac{1}{6}\rho_{in}u_{in} \end{aligned} \quad (15)$$

出口处：

$$\begin{aligned}
 f_6 &= f_8 + \frac{1}{2}(f_1 - f_3) - \frac{1}{6}\rho_{\text{out}}u_{\text{out}} \\
 f_3 &= f_1 - \frac{2}{3}\rho_{\text{out}}u_{\text{out}} \\
 f_7 &= f_5 + \frac{1}{2}(f_3 - f_1) - \frac{1}{6}\rho_{\text{out}}u_{\text{out}}
 \end{aligned} \tag{16}$$

145 式中： ρ_{in} 、 ρ_{out} 分别为入口端和出口端的无因次密度； u_{in} 、 u_{out} 分别为入口端和出口端的无因次速度。

2 模拟结果及讨论

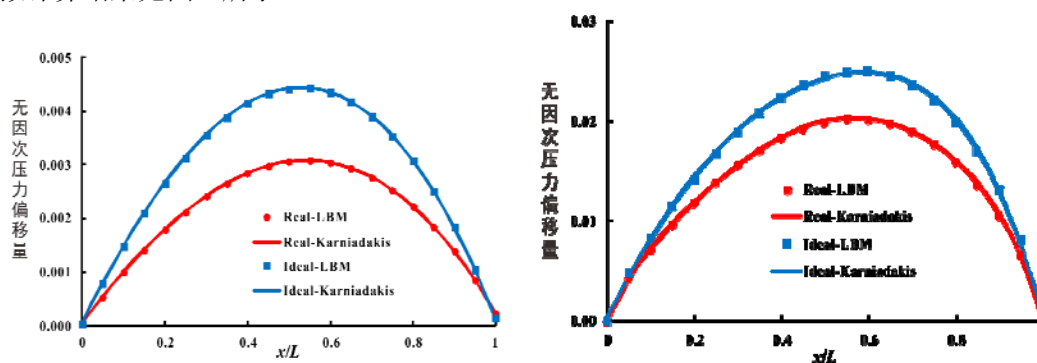
2.1 模型验证

150 为验证本文模型的准确性，不考虑解吸/吸附效应，分别采用本文提出的格子 Boltzmann 模型和 Karniadakis^[32]提出的经验公式进行了页岩气微观流动的 LBM 模拟。采用表 1 所示的输入参数进行计算对比。

表 1 相关模拟参数表
Table.1 Modeling factors

吸附层气体覆盖率 θ	0	温度 T (K)	350
气体常数 R J/(K·kg)	519.6545	进出口压力比 $P_r = P_{\text{in}}/P_{\text{out}}$	1.4
特征长度 H (nm)	100	气体粘度 μ (Pa·s)	9.6×10^{-6}
格子数 $N_x \times N_y$	162 × 21	出口端 Kn_e	0.0067、0.015

155 由于真实气体和理想气体模拟计算结果的差别较大^[24]，分别对两种情况下的孔道沿程无因次压力偏移量和孔道剖面的速度进行模拟计算。其中孔道沿程无因次压力偏移量大小考虑在孔道的中心轴线位置 ($y/H=0.5$, y/H 为孔道宽度方向上 y 点的无因次距离)，孔道剖面的速度分布考虑在孔道的中心点位置 ($x/L=0.5$, x/L 为孔道长度方向上 x 点的无因次距离)，模拟计算结果见图 2 所示。



160 (a)孔道沿程无因次压力偏移量 $Kn_e=0.015$

(b)孔道沿程无因次压力偏移量 $Kn_e=0.0067$

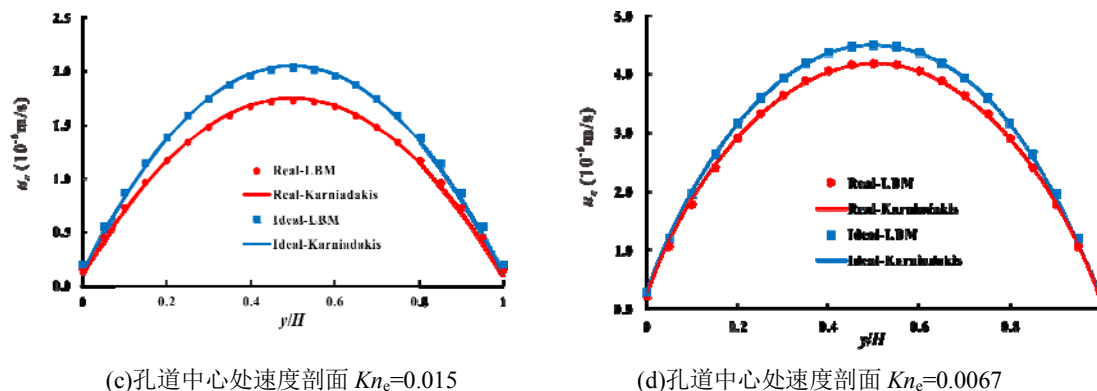
(c) 孔道中心处速度剖面 $Kn_e=0.015$ (d) 孔道中心处速度剖面 $Kn_e=0.0067$

图 2 不同模拟方法的参数计算结果对比

Fig.2 Comparison of different parameters with the same outlet Kn number

从图 2 可以看出, 采用理想气体状态方程或者 P-R 状态方程, LBM 模拟得到的孔道中心处速度剖面及沿程无因次压力分布均与 Karniadakis 解析解计算结果拟合程度高, 总体误差小于 2%。同时由图 2a、2b 可知, 气体在微纳米孔道中流动时, 压力梯度不再是常数, 压力分布不能再使用简单的线性关系式描述, 这是微孔道中气体的压缩效应导致的作用结果 [12, 33, 34]。由图 2c、2d 可知, 孔道中心速度剖面与经典流体力学相似, 呈抛物线型, 但在孔道上下壁面处的速度不再为 0, 即存在气体滑移现象。同时, 真实气体的无因次压力偏移量和速度明显低于理想气体。这是因为在微纳米孔隙中, 分子尺寸、分子间的相互作用和气体稠密性等因素都不能忽略。因此, 在实际气藏条件下, 采用考虑气体实际条件影响的微尺度 LBM 进行流动模拟更符合实际。

2.2 流动影响因素分析

目前, 对页岩气在微纳米孔隙中的流动的影响因素分析, 常见的是对滑脱效应、解吸/吸附效应和压缩效应等微尺度流动效应的分析, 究其根本, 孔隙尺寸、压力、温度等气藏条件的差异影响了微尺度流动效应, 进而影响页岩气藏气体渗流特征。因而本文对压力、孔隙尺寸、吸附作用、温度因素对微尺度气体流动的影响进行了量化分析, 并对影响机理进行了探讨。

2.2.1 压力的影响

为了分析压力对通道中微尺度流动的影响, 进行了 4 组模拟。相关模拟参数为: 格子数 $N_x \times N_y = 202 \times 21$, 特征尺寸 $H = 50\text{nm}$, 出口端压力分别为 $P_{\text{out}} = 10\text{MPa}$ 、 20MPa 、 40MPa 和 60MPa , 出口端对应的 Kn_e 分别为 0.0108、0.0043、0.0014、0.0008, 其余参数如表 1 所示不变

由图 3 可以看出, 随着压力的增加, 孔道内压力分布的非线性程度逐渐增强, 反映气体压缩效应越来越显著。从图 4 可知, 孔隙壁面边界滑移速度沿着孔道方向的速度非线性变化, 越靠近出口端, 其速度越大, 其出口端速度可能是入口端的数倍。并且随着压力的降低, 边界滑移效应越发显著。这是因为随着压力的减小, 分子平均自由程越大, Kn 越大, 分子与壁面的碰撞更加剧烈, 较分子间的碰撞所占比例增大, 壁面滑移速度增大, 气体的微尺度流动效应增强。

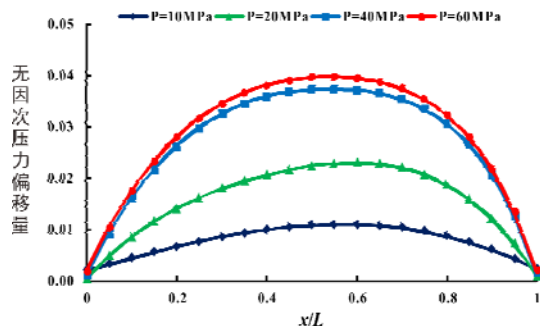


图3 不同压力下孔道沿程无因次压力偏移量
Fig.3 Comparison of dimensionless pressure deviation from linear pressure distribution along the long channel under different pressure

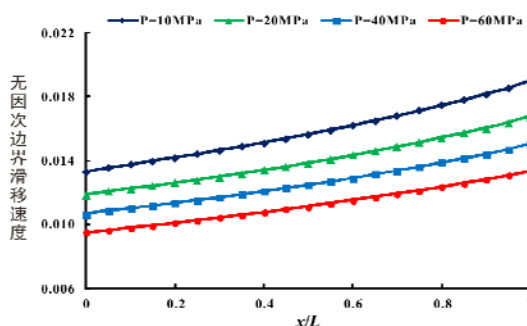


图4 不同压力下孔道边界滑移速度
Fig.4 Comparison of dimensionless slip velocity along the long channel under different pressure

由以上分析可知, 压力对孔道的压力分布和边界滑移速度都有显著影响, 为综合显示压力对微尺度气体流动的影响, 引入表观渗透率与固有渗透率 K_∞ 的比值 $K_r = K_a / K_\infty$, 对于平板模型 $K_\infty = H^2 / 12$ 。由 K_r 的定义可知其大小可以表征各影响因素对气体流动影响能力的大小, 当 $K_r > 1$ 时, 表明此因素对气体流动有增强的作用, 且 K_r 越大, 增强气体流动的能力越强。

格子单位下的渗透率与物理单位下的渗透率转换关系为^[20]:

$$\frac{K_a}{K_{LBM}} = \left(\frac{H}{H_{LBM}} \right)^2$$

式中: K_a 为物理单位下的表观渗透率, D; K_{LBM} 为格子单位下的模拟渗透率, 无因次; H_{LBM} 为格子单位下的特征长度, 无因次。

通过模拟得到不同出口端压力 $P_{out} = 0.1 \sim 60 \text{ MPa}$ (温度 $T = 300 \text{ K}$ 、 350 K 、 400 K) K_r 随压力变化的关系如图 5 所示。由图可 5 见, 随着出口端压力的降低, 表观渗透率与固有渗透率的比值 K_r 增大, 且压力越低, K_r 增加越快。这是因为在其他条件不变的情况下, 随着压力的降低, 气体分子的平均自由程增大, 甲烷气体的密度减小, 与孔隙壁面的相互作用减弱, 气体流动阻力变小, 从而使得流动能力增强。在实际生产过程中, 随气藏压力不断降低, 气体的表观渗透率与固有渗透率的比值不断增加, 表现为储层的渗流能力逐渐增强, 从而可以减缓页岩气产量的下降速度, 该作用效应对页岩气长效生产具有重要意义。

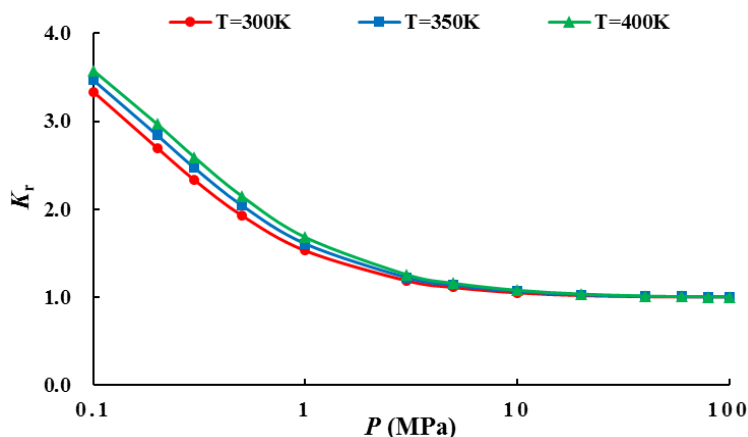


图5 不同温度下 K_r 与出口端压力的关系曲线

Fig.5 Relationship between K_r and outlet pressure under different temperature

2.2.2 孔隙尺寸的影响

210 为分析孔隙尺寸对通道中微尺度流动的影响,进行了4组模拟。相关模拟参数如下:格子数 $N_x \times N_y = 202 \times 21$, 出口压力为 $P_{out} = 10 \text{ MPa}$, 孔隙尺寸分别取 10nm、20nm、40nm 和 80nm, 出口端对应的 Kn_e 分别为 0.8529、0.6443、0.4008、0.1004, 其余参数不变。

215 图6和图7分别为不同特征长度下,孔道沿程的无因次压力偏移量分布和下壁面无因次滑移速度分布。由图6、图7可以看出,在其他模拟参数一定时,随着孔隙尺寸的减小,边界滑移效应越发显著而压缩效应逐渐减弱。

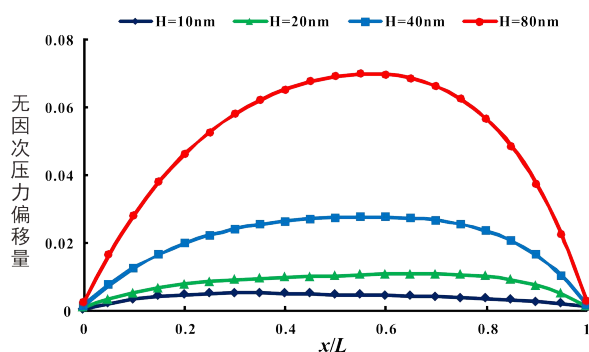


图6 不同特征长度下沿程无因次压力偏移量

Fig.6 Comparison of dimensionless pressure deviation from linear pressure distribution along the long channel under different characteristic length

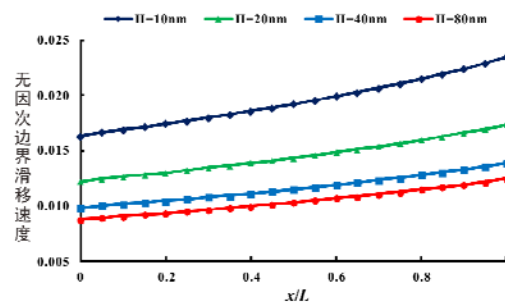


图7 不同特征长度下壁面滑移速度

Fig.7 Comparison of dimensionless slip velocity along the long channel under different characteristic length

模拟不同特征长度(孔隙尺寸) $H = 0.1 \sim 100 \text{ nm}$ (温度 $T = 300 \text{ K}$ 、 350 K 、 400 K) K_r 与特征长度的关系曲线如图8所示。由图8可知,在模拟范围内,当温度和出口端压力一定时,随着特征长度的减小,表观渗透率与固有渗透率的比值增大,且特征长度越小,增加速率越快。这是因为压力、温度不变时,分子平均自由程不变,特征长度减小,导致 Kn 增大,微观流态逐渐从连续流向过渡流、滑移流和分子自由流转换,分子与壁面的碰撞更加剧烈,较分子间的碰撞所占比例增大,逐渐成为主导作用,壁面滑移速度增大,从而增强了气体微尺度流动效应。

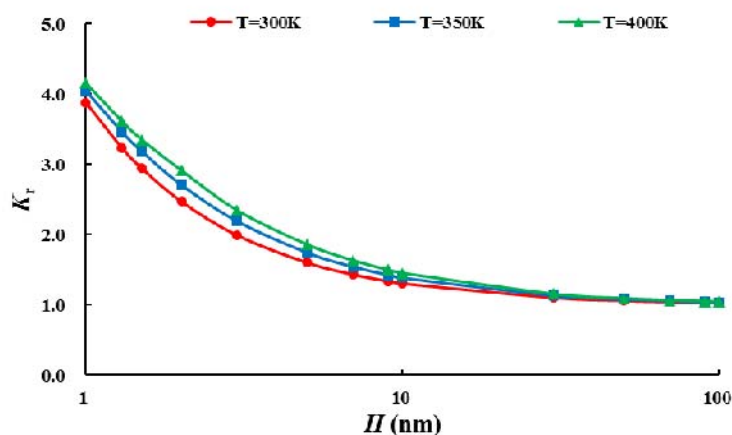


图8 不同温度下 K_r 与特征长度之间的关系

Fig.8 Relationship between K_r and characteristic length under different temperature

2.2.3 吸附作用的影响

225 温度和压力会影响页岩的吸附和解吸能力,在不同温度和压力条件下孔隙壁面分子对气体分子的作用力大小不一样,导致不同温度和压力下孔隙中分子的密度分布也不一致。为分

析吸附作用对通道中微尺度流动的影响,进行了5组模拟。相关模拟参数如下:格子数 $N_x \times N_y = 202 \times 21$,出口压力为 $P_{out} = 5\text{MPa}$ 、 10MPa 、 20MPa ,温度 $T = 300\text{K}$ 、 350K 、 400K ,特征长度(孔隙尺寸) $H = 0.1 \sim 100\text{nm}$,其余参数不变。定义 $M = K_{a1}/K_{a2}$, K_{a1} 为考虑吸附层情况下的表观渗透率, D ; K_{a2} 为不考虑吸附层的情况下的表观渗透率, D 。

模拟计算结果见图9,在模拟的孔隙半径范围内, M 值始终大于或者等于1,即考虑吸附层时的表观渗透率比不考虑吸附层时大,且 M 值随着孔隙半径的增大呈下降趋势,说明在微纳米尺度下,吸附作用对微尺度流动的影响不可忽略。在相同温度条件下,随着压力的降低,在孔隙半径小于 10nm 时, M 值呈现减小的趋势;而当孔隙半径大于 10nm 时, M 几乎不变。这主要是因为当孔隙半径一定时,随着压力的降低,导致页岩吸附总气量降低,气体在壁面覆盖率降低,有效孔隙半径增大,气体滑脱效应减弱。在相同压力条件下,随着温度的升高,在孔隙半径小于 10nm 时, M 值呈现减小的趋势;而当孔隙半径大于 10nm 时, M 几乎不变。这主要是因为页岩对甲烷的吸附以物理吸附为主,当温度升高时,甲烷分子的热运动越剧烈,其动能增加,使其逃脱孔隙壁面的束缚力概率增大,造成吸附量降低,有效孔隙半径增加,气体滑脱效应减弱。

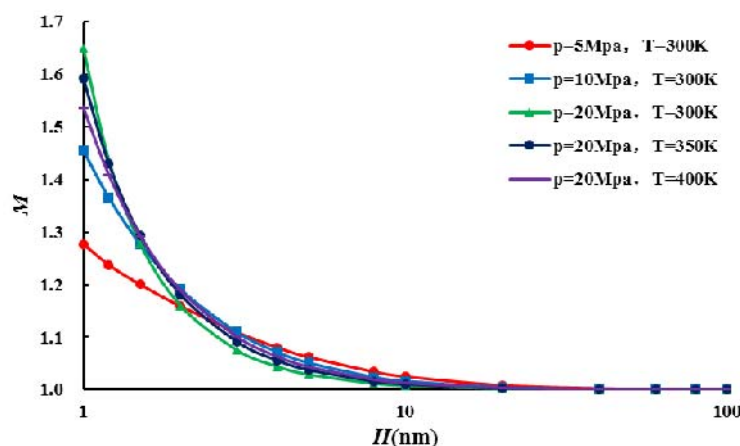


图9 不同条件下 M 与特征尺寸的关系曲线

Fig.9 Relationship between M and characteristic length under different conditions

2.2.4 温度的影响

从图5和图8可以看出,当其他参数一定时,温度越高,表观渗透率与固有渗透率的比值越大。这是因为温度的升高导致吸附气的解吸效应增强,更多的吸附气体发生解吸,吸附层覆盖率变小,有效孔隙半径变大;同时随着温度升高,气体分子与气体分子,气体分子与孔隙壁面的碰撞增强,加剧了孔道中气体分子与壁面分子的动能交换,促进了气体在页岩有机质孔隙中的流动。

3 结论

1. 页岩有机质中存在的大量纳米孔隙,导致的微尺度效应使得连续流动(达西流)理论和理想气体状态方程对于描述页岩纳米孔隙中气体的微观流动不再具有适应性,将存在较大误差。

2. 气体在页岩纳米孔隙中的流动存在明显的压缩效应和滑移效应,压缩效应导致沿着纳米孔道长度方向的压力分布呈非线性变化,滑移效应增强气体在页岩有机质孔隙中的流动能力。且随着压力的降低或者孔隙半径的减小,压缩效应减弱而滑移效应增强。

3. 温度与压力会影响吸附层厚度, 从而影响有效流动孔隙尺寸的大小, 进而影响气体在纳米孔隙中的流动规律, 在页岩气数值模拟计算过程中, 吸附作用对气体流动规律的影响不可忽略。

4. 孔隙尺寸、压力和温度的改变都会影响气体在纳米孔隙中的微观流动行为。且随着压力和孔隙尺寸的减小或者温度的增加, 气体在纳米孔隙中的流动能力增强。

[参考文献] (References)

- [1] Curtis M E, Ambrose R J, Sondergeld C H. Structural Characterization of Gas Shales on the Micro and Nano-Scales[C]// Society of Petroleum Engineers, 2010.
- [2] Adesida A G, Akkutlu I Y, Resasco D E, Rai C S. Characterization of Barnett Shale Kerogen Pore Size Distribution using DFT Analysis and Grand Canonical Monte Carlo Simulations[J]. Computer Knowledge & Technology, 2011, 186(2):401-417.
- [3] 贾承造, 邹才能, 李建忠, 李登华, 郑民. 中国致密油评价标准、主要类型、基本特征及资源前景[J]. 石油学报, 2012, 33(3):343-350.
- [4] Kang S M, Fathi E, Ambrose R J, Akkutlu I Y, Sigal R F. Carbon Dioxide Storage Capacity of Organic-Rich Shales[J]. Spe Journal, 2013, 16(4):842-855.
- [5] 郭为. 页岩储层特征与渗流机理研究[D]. 中国科学院研究生院(渗流流体力学研究所), 2014.
- [6] 任岚, 舒亮, 胡永全, 等. 纳米尺度页岩储层的气体流动行为分析[J]. 西南石油大学学报(自然科学版), 2014(5):111-116.
- [7] Javadpour F. Nanopores and Apparent Permeability of Gas Flow in Mudrocks (Shales and Siltstone)[J]. Journal of Canadian Petroleum Technology, 2009, 48(8):16-21.
- [8] Fathi E, Akkutlu I Y. Lattice Boltzmann Method for Simulation of Shale Gas Transport in Kerogen[J]. Spe Journal, 2012, 18(18):27-37.
- [9] Yao J, Hai S, Fan D Y, Sun Z X. Numerical simulation of gas transport mechanisms in tight shale gas reservoirs[J]. Petroleum Science, 2013, 10(4):528-537.
- [10] Elgmati M, Zobaa M, Zhang H, Bai B, Oboh-Ikuenobe F. Palynofacies Analysis and Submicron Pore Modeling of Shale-Gas Plays[C]// Society of Petroleum Engineers, 2013.
- [11] Roy S, Raju R, Chuang H F, Cruden B A. Modeling gas flow through microchannels and nanopores[J]. Journal of Applied Physics, 2003, 93(8):4870-4879.
- [12] 宁正福, 王波, 杨峰, 曾彦, 陈进娥, 张廉. 页岩储集层微观渗流的微尺度效应[J]. 石油勘探与开发, 2014, 41(4):445-452.
- [13] 林珣, 江文滨, 李勇, 易智星, 张召彬. 页岩油(气)微尺度流动中的若干问题[J]. 矿物岩石地球化学通报, 2015, 34(1):18-28.
- [14] 郭照立, 郑楚光. 格子 Boltzmann 方法的原理及应用[M]. 科学出版社, 2009.
- [15] 何雅玲, 王勇, 李庆. 格子 Boltzmann 方法的理论及应用[M]. 科学出版社, 2008.
- [16] NIE X, DOOLEN G D, CHEN S. Lattice-Boltzmann simulations of fluid flows in MEMS[J]. Journal of Statistical Physics, 2002, 107(1): 279-289.
- [17] LIM C Y, SHU C, NIU X D, et al. Application of lattice Boltzmann method to simulate microchannel flows[J]. Physics of Fluids, 2002, 14 (7): 2299-2308.
- [18] 王佐, 刘雁, 张家忠. 过渡区微尺度流动的有效黏性多松弛系数格子 Boltzmann 模拟[J]. 物理学报, 2016(1):291-300.
- [19] Tang G H, Tao W Q, He Y L. Lattice Boltzmann method for simulating gas flow in microchannels[J]. International Journal of Modern Physics C, 2004, 15(2): 335-347.
- [20] 岳向吉, 陆艳君, 朱庆贺, 等. 气体微尺度流动的格子 Boltzmann 模拟[J]. 东北大学学报(自然科学版), 2014, 35(6):0-0.
- [21] 田智威, 郑楚光, 王小明. 过渡区气体微尺度流动的格子 Boltzmann 模拟[J]. 力学学报, 2009, 41(6):828-834.
- [22] 刘加利, 张继业, 张卫华. 微尺度下气体在过渡区内流动的格子 Boltzmann 模拟[J]. 西南交通大学学报, 2013, 48(4):731-737.
- [23] Ren J, Ping G, Guo Z, Wang Z. A Lattice Boltzmann Model for Simulating Gas Flow in Kerogen Pores[J]. Transport in Porous Media, 2015, 106(2):285-301.
- [24] 姚军, 赵建林, 张敏, 张磊, 杨永飞, 孙致学, 等. 基于格子 Boltzmann 方法的页岩气微观流动模拟[J]. 石油学报, 2015, 36(10):1280-1289.
- [25] Chapman S, Cowling T G, Park D. The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases[M]// The mathematical theory of non-uniform gases. Cambridge University Press, 1970:389-389.
- [26] 郭为, 熊伟, 高树生, 胡志明. 页岩气等温吸附/解吸特征[J]. 中南大学学报:自然科学版, 2013, 44(7):2836-2840.
- [27] 张志英, 杨盛波. 页岩气吸附解吸规律研究[J]. 实验力学, 2012, 27(4):492-497.
- [28] Yuan P, Schaefer L. Equations of state in a lattice Boltzmann model[J]. Physics of Fluids, 2006, 18(4):042101-042101-11.

- 320 [29] Qian Y H, D'Humières D, Lallemand P. Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation[J]. Epl, 1992, 17(6BIS):479.
- [30] Guo Z, Zhao T S, Shi Y. Physical symmetry, spatial accuracy, and relaxation time of the lattice Boltzmann equation for microgas flows[J]. Journal of Applied Physics, 2006, 99(7):634-635.
- [31] Succi S. Mesoscopic modeling of slip motion at fluid-solid interfaces with heterogeneous catalysis[J].
- 325 Physical Review Letters, 2002, 89(6):064502-064502.
- [32] Karniadakis G, Beskok A, Aluru N. Microflows and Nanoflows[M].Springer, 2005.
- [33] Verhaeghe F, Luo Lishi, Blanpain B. Lattice Boltzmann modeling of microchannel flow in slip flow regime[J]. Journal of Computational Physics, 2009, 228(1): 147-157.
- [34] 赵汉中. 微细圆管中气体流动的稀薄效应和可压缩效应[J]. 华中科技大学学报: 自然科学版, 2001,
- 330 29(10): 97-98.