

非牛顿流体的二相驱替问题*

陈立莲 吴望一

(北京大学, 1981年11月16日收到)

摘 要

本文考虑非牛顿流体的二相驱替问题。假设石油是非牛顿流体, 满足带有初始压力梯度的直线渗透定律, 对于一维问题推导了孔隙介质以及裂缝-孔隙介质中水驱非牛顿石油问题的基本方程, 并且求得了数值解。通过和牛顿流情况的比较, 揭示了水驱非牛顿石油的基本规律。

一、引 言

石油工程中关于非牛顿流体的流变学已有很多研究。1969年 Savins 提出了非牛顿流穿过多孔介质流动的概观^[1]。Мирзаджанзаде 在油田的渗流问题中首次采用非牛顿流体的带有初始压力梯度的直线渗透定律^[2]。1970年 Баренблатт 对此进行了解析与数值研究^[3]。但是所有的这些工作都还没有涉及到非牛顿流体的二相驱替问题。本文试图对于油体呈强烈的非牛顿特性的油田, 探讨注水驱油的机理。我们采用带有初始压力梯度的直线渗透定律, 首先对1942年 Buckley 和 Leverett 提出的单重多孔介质中的二相驱替理论^[4]作了非牛顿流体的推广, 进而采用1960年 Баренблатт 提出的双重孔隙介质的渗流模型^[5]及陈钟祥等提出的吸渗公式^[6], 考虑了裂缝-孔隙双重介质中的水驱非牛顿油的问题。问题的处理方法是和本文作者的另一篇论文^[7]有些相似之处的。我们在特定的参数下, 用特征线方法求出了数值解, 并和牛顿流体的情况作了比较, 从而揭示了水驱非牛顿石油的基本特性。本文对于非牛顿粘塑性石油油田的开发具有一定的参考价值。

二、单重孔隙介质中的解

考虑长为 L 的孔隙介质中非牛顿油层的注水驱油问题。我们采取下列基本假设:

- 1) 介质是无压缩性的;
- 2) 水和油均为不可压缩、不相溶的液体;
- 3) 油相为非牛顿流体, 并满足带有初始压力梯度的直线渗透定律。水相仍为满足达西渗透定律的牛顿流体;
- 4) 忽略毛管力的影响;
- 5) 只限于考虑一维二相驱替问题。

* 钱伟长推荐。

单一流体在单重介质中的带有初始梯度的直线渗透定律为^[3]: (图1)

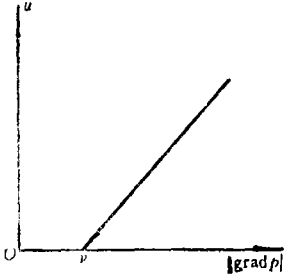


图 1

$$\left. \begin{aligned} \bar{u} &= -\frac{K}{\mu} \left(\text{grad } p - v \frac{\text{grad } p}{|\text{grad } p|} \right) & (|\text{grad } p| > v) \\ u &= 0 & (|\text{grad } p| \leq v) \end{aligned} \right\} \quad (2.1)$$

其中 u , p 分别表示渗流速度及压力; K , μ 分别表示渗透率及流体的粘度; v 表示初始压力梯度.

将 (2.1) 式推广到二相驱替问题, 采取非牛顿流的相对渗透率曲线在上述假设下, 写出该问题的基本方程:

$$u_w = -\frac{K K_{rw}}{\mu_w} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.2a)$$

$$u_o = \begin{cases} -\frac{K K_{ro}}{\mu_o} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + v \right) & \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| > v \right) \\ 0 & \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \leq v \right) \end{cases} \quad (2.2b)$$

$$\frac{\partial u_w}{\partial x} = -\phi \frac{\partial S_w}{\partial t} \quad (2.2c)$$

$$\frac{\partial u_o}{\partial x} = -\phi \frac{\partial S_o}{\partial t} \quad (2.2d)$$

$$S_w + S_o = 1 \quad (2.2e)$$

式中 S 表饱和度, ϕ 表孔隙度, K_r 为相对渗透率, 下标 o, w 分别表示油相与水相.

(2.2c) 和 (2.2d) 相加, 考虑到 (2.2c) 并积分之得:

$$u_w + u_o = u(t) \quad (2.3)$$

显然 $u(t)$ 为注水速度.

由 (2.2b) 式并考虑到 (2.3), 当 $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| > v$ 时我们有:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\left\{ \frac{\mu_o}{K K_{ro}} [u(t) - u_w] + v \right\}$$

代入 (2.2a) 式我们得到:

$$u_w = -\frac{\mu_o K_{rw}}{\mu_w K_{ro}} [u(t) - u_w] + \frac{K K_{rw} v}{\mu_w} \quad (2.4)$$

(2.4) 式除以 $u(t)$, 并令 $F(S_w, t) = \frac{u_w}{u(t)}$, 解得:

$$F(S_w, t) = \frac{K_{rw} + K_{ro} K_{rw} Re_o}{\mu K_{ro} + K_{rw}} \quad (2.5)$$

式中 $\mu = \frac{\mu_w}{\mu_o}$, 且 Re_o 的表达式为:

$$Re_o = \frac{K v}{\mu_o u(t)} \quad (2.6)$$

当 $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \leq \nu$ 时显然有:

$$F(S_w, t) = 1$$

若将(2.2a)式与(2.2b)式相加, 考虑到(2.3)式, 可以得到:

$$u(t) = \begin{cases} -\left(\frac{KK_{rw}}{\mu_w} + \frac{KK_{ro}}{\mu_o}\right) \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{KK_{ro}}{\mu_o} \nu & \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| > \nu\right) \\ -\frac{KK_{rw}}{\mu_w} \frac{\partial p}{\partial x} & \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \leq \nu\right) \end{cases}$$

由此可解得:

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \begin{cases} \frac{\mu\nu(Re_o^{-1} + K_{ro})}{K_{rw} + \mu K_{ro}} & \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| > \nu\right) \\ \frac{u(t)\mu_w}{KK_{rw}} & \left(\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \leq \nu\right) \end{cases} \quad (2.7)$$

由于 $\frac{\partial p}{\partial x} < 0$, 故 $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| = -\frac{\partial p}{\partial x}$, 令 $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \leq \nu$ 由(2.7)式可解得:

$$K_{rw} \geq \frac{\mu}{Re_o} \quad (2.8)$$

在相应的相对渗透率曲线中, 若 K_{rw} 的最大值小于 $\frac{\mu}{Re_o}$, 此时(2.8)式不成立, 则在

整个驱替过程中始终有 $\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| > \nu$, 即不会出现 $u_o = 0$ 的情况. 若 K_{rw} 的最大值大于或等于

$\frac{\mu}{Re_o}$, 则设与 $K_{rw} = \frac{\mu}{Re_o}$ 相对应的 S_w 的值为 S_w^* . 由于 K_{rw} 是 S_w 的增函数, 所以当 $S_w \geq S_w^*$ 时不等式(2.8)成立. 即有

$\left| \frac{\partial p}{\partial x} \right| \leq \nu$, 由(2.2b)式可知此时 $u_o = 0$, 驱替过程停止. Re_o 的值越大, S_w^* 的值越小, 驱替能力越低. 可见雷诺数 Re_o 在非牛顿油的开采过程中起着特殊的作用.

(2.6)式表明, Re_o 的值正比于初始压力梯度 ν 和渗透率 K , 而与油相粘度 μ_o 和注水速度是成反比的. 因此在低速采油区, 雷诺数 Re_o 的影响十分显著.

我们以孔隙介质中可能采取的参数值为基础, 对雷诺数 Re_o 的大小进行估算: 取 $\nu = 4 \times 980$ 达因/厘米², $K = 2.5$ 达西 $= 2.5 \times 1.02 \times 10^{-8}$ 厘米², $\mu_o = 0.1$ 克/厘米·秒, $\mu_w = 0.01$ 克/厘米·秒, $u(t) = 0.005$ 厘米/秒, 此时 $\mu = 0.1$

$$Re_o = \frac{K\nu}{\mu_o u(t)} = \frac{2.5 \times 1.02 \times 10^{-8} \times 4 \times 980}{0.1 \times 0.005} \approx 0.2$$

$$K_{rw} = \frac{\mu}{Re_o} = 0.5$$

非牛顿流体的二相相对渗透率曲线需要通过实验来确定. 但是对于带有初始压力梯度的这类非牛顿流体, 其非牛顿特性的影响仅在于当压力梯度超过一个确定的初始值时, 渗流流动才开始发生. 而在流动的过程中, 渗流速度和压力梯度之间的关系仍然是和牛顿流体一样的线

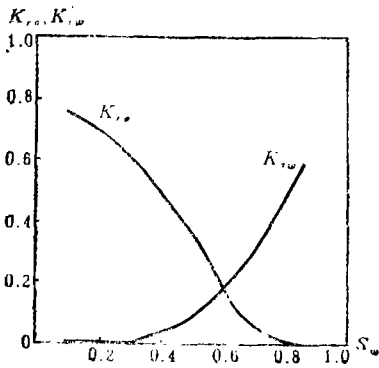


图 2

性关系。相对渗透率曲线正是表征在流动过程中相对渗透率随饱和度的变化规律。因此我们认为初始压力梯度的存在，对于相对渗透率曲线是没有影响的，可以采用牛顿流体的相对渗透率曲线。在图 2 给出的相对渗透率曲线⁽⁸⁾中，可以确定出相应的 $S_w^* = 0.81$ ，当 $S_w = S_w^*$ 时驱替过程已停止。可见非牛顿特性的影响相当显著。特别是在初始压力梯度较大、渗透率较高、油的粘度较低而开采速度较低的情况下，这种影响特别显著。

将 $u_w = F(S_w, t) \cdot u(t)$ 代入 (2.2c) 式，并将 $\frac{\partial F(S_w, t)}{\partial S_w}$ 记为 $F'(S_w, t)$ ，我们得到单重介质中水驱

非牛顿油的基本方程：

$$\left. \begin{aligned} u(t) \cdot F'(S_w, t) \frac{\partial S_w}{\partial x} + \phi \frac{\partial S_w}{\partial t} &= 0 & (S_w < S_w^*) \\ u_o &= 0 & (S_w \geq S_w^*) \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

假设油层的先天水饱和度为 S_o ，最小残余油饱和度为 $S_{r,o}$ ， $t=0$ 时起从入口端 $x=0$ 以速度 $u(t)$ 注水。若取 t_0 作为特征时间，并令 $\bar{x} = \frac{x}{L}$ ， $\bar{t} = \frac{t}{t_0}$ ， $\bar{u}(t) = \frac{u(t)t_0}{L}$ ，则该问题无量纲形式的方程为：

$$\begin{cases} \bar{u}(\bar{t}) F'(S_w, \bar{t}) \frac{\partial S_w}{\partial \bar{x}} + \phi \frac{\partial S_w}{\partial \bar{t}} = 0 & (2.10a) \\ S_w(\bar{x}, 0) = S_o & (2.10b) \\ S_w(0, \bar{t}) = \begin{cases} S_w^* & (S_w^* \leq 1 - S_{r,o}) \\ 1 - S_{r,o} & (S_w^* > 1 - S_{r,o}) \end{cases} & (2.10c) \end{cases}$$

由于 $S_w(\bar{x}, \bar{t})$ 关于时间 \bar{t} 的导数为：

$$\frac{dS_w}{d\bar{t}} = \frac{\partial S_w}{\partial \bar{x}} \frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} + \frac{\partial S_w}{\partial \bar{t}} \quad (2.11)$$

如果取 $\bar{x} = \bar{x}(\bar{t})$ 为固定 S_w 的截面，则在 $\bar{x} = \bar{x}(\bar{t})$ 上：

$$\frac{dS_w}{d\bar{t}} = 0 \quad (2.12)$$

并且有：

$$\left(\frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} \right)_{S_w} = - \frac{\partial S_w}{\partial \bar{t}} \left(\frac{\partial S_w}{\partial \bar{x}} \right)^{-1} \quad (2.13)$$

将 (2.10a) 代入，我们有：

$$\left(\frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} \right)_{S_w} = \frac{\bar{u}(\bar{t}) \cdot F'(S_w, \bar{t})}{\phi} \quad (2.14)$$

对 \bar{t} 积分，当 $\bar{u}(\bar{t})$ 为常数， $F'(S_w, \bar{t})$ 与 \bar{t} 无关时可得：

$$\bar{x}_{S_w}(\bar{t}) - \bar{x}_{S_w}(0) = \frac{\bar{u}(\bar{t}) \cdot \bar{t} \cdot F'(S_w, \bar{t})}{\phi} \quad (2.15)$$

任何时刻 \bar{t} 的饱和度分布可根据上式得出。

若采取图 2 所示的相对渗透率曲线, 由 (2.5) 式得到的 $F(S_w, t)$ 及 $F'(S_w, t)$ 对 S_w 的曲线在图 3 表明. 由于 $F'(S_w, t)$ 的非单调性, 将会产生饱和度的间断. 设间断面上饱和度的最大值是 S'_w , 它对应于过 $F=0$, $S_w=S_c$ 点并和曲线 $F(S_w, t)$ 相切的切线的切点. S'_w 在图 3 中表明. 间断面的位置 \bar{x}_c 由下式确定⁽⁹⁾:

$$\bar{x}_c = \frac{\bar{u}(\bar{t}) \cdot \bar{t}}{\phi} \cdot \frac{F(S'_w, t)}{S'_w - S_c} \quad (2.16)$$

对于 $\bar{x} < \bar{x}_c$ 时任何时刻 t 的饱和度分布可根据 (2.15) 式求得, $\bar{x} = \bar{x}_c$ 时产生饱和度的间断, $\bar{x} > \bar{x}_c$ 时饱和度保持为初始值, 间断面即为水油前沿的推进面.

我们取 $S_c=0.08$, $S_{r_o}=0.15$, $\phi=0.01$, $\mu=0.1$ 进行了下列计算:

(a) 取 $Re_o=0.2$, $\bar{u}(\bar{t})=0.3$ 对 (2.10) 进行了计算, 并与 $Re_o=0$, $\bar{u}(\bar{t})=0.3$ 的牛顿流情况作了比较. 图 4 表明系统内不同时刻水的饱和度分布, 图 5 为采出程度 η 及水油比对 \bar{t} 的曲线.

(b) 取 $\bar{u}(\bar{t})=1.5$ 及 $\bar{u}(\bar{t})=0.3$, 与此相应 $Re_o=0.04$ 与 $Re_o=0.2$, 两种不同情况求解 (2.10). 图 6 为累积注水量相同时采出程度 η 的比较, 图 7 为采出程度 η 相同时水油比的比较.

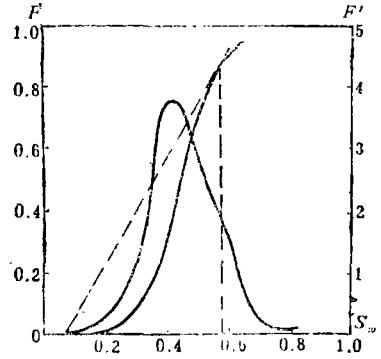


图 3

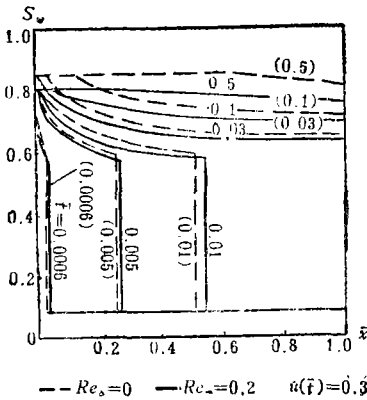


图 4

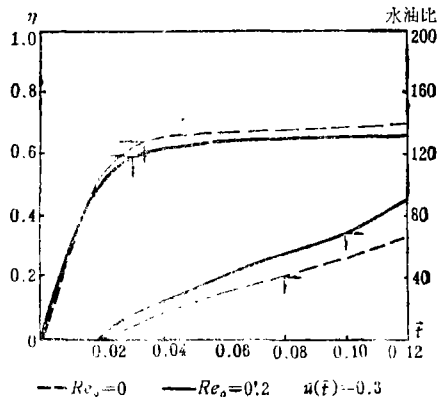


图 5

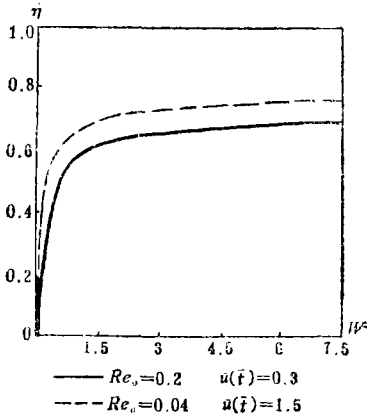


图 6

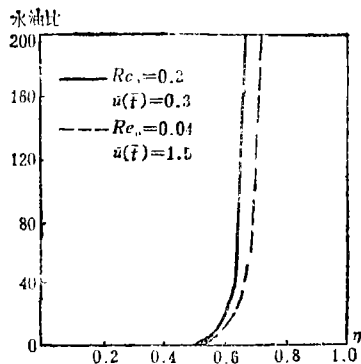


图 7

由以上计算可以看出:

- 1) 水驱非牛顿油仍然具有水驱牛顿油的基本特征, 只是在数量上有所影响。
- 2) 非牛顿特性的影响使水油前沿位置提前, 因此出口端见水较快。
- 3) 和水驱牛顿油相比, 水对非牛顿油的驱替能力有所降低。在(a)给定的参数下 $S_w^* = 0.81$ 时驱替过程已停止。
- 4) 在相同的注水速度下, 非牛顿油的采出程度比牛顿油要显著下降。在(a)给定的参数下采出程度约降低6%, 而水油比提高25%。
- 5) 对于牛顿流体, 采出程度、水油比, 不受注水速度的影响。但对于非牛顿流体在(b)给定的参数下, 累积注水量相同时 $\bar{u}(\bar{t}) = 0.3$ 比 $\bar{u}(\bar{t}) = 1.5$ 的采出程度却下降近10%, 而水油比显著提高。这是因为注水速度直接影响 Re_o 的值。低速开采使 Re_o 的值增大, 因而使非牛顿特性的影响加强。因此非牛顿油层, 高速开采的效果较好。

三、裂缝-孔隙介质中的解

对于裂缝-孔隙介质中的水驱非牛顿油的问题, 除保留对单重孔隙介质所作的基本假设之外还考虑到岩块系统中渗流速度很小, 故忽略岩块系统中的对流项。另外吸渗项采用陈钟祥^[6]及 Swaan^[10]同时提出的公式。该问题的基本方程组与单重介质的情况不同仅在于连续方程增加了吸渗项。若以下标 f, m 分别表示裂缝系统和岩块系统, 则基本方程为:

裂缝系统:

$$u_{wf} = -\frac{K_f K_{r_{wf}}}{\mu_w} \frac{\partial p_f}{\partial x} \quad (3.1a)$$

$$u_{of} = \begin{cases} -\frac{K_f K_{r_{of}}}{\mu_o} \left(\frac{\partial p_f}{\partial x} + \nu \right) & \left(\left| \frac{\partial p_f}{\partial x} \right| > \nu \right) \\ 0 & \left(\left| \frac{\partial p_f}{\partial x} \right| \leq \nu \right) \end{cases} \quad (3.1b)$$

$$\frac{\partial u_{wf}}{\partial x} + R\lambda \left[S_{wf} - \lambda \int_0^t S_{wf}(x, \tau) e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \right] = -\phi_f \frac{\partial S_{wf}}{\partial t} \quad (3.1c)$$

$$\frac{\partial u_{of}}{\partial x} - R\lambda \left[S_{wf} - \lambda \int_0^t S_{wf}(x, \tau) e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \right] = -\phi_f \frac{\partial S_{of}}{\partial t} \quad (3.1d)$$

$$S_{wf} + S_{of} = 1 \quad (3.1e)$$

岩块系统:

$$\phi_m \frac{\partial S_{wm}}{\partial t} - R\lambda \left[S_{wf} - \lambda \int_0^t S_{wf}(x, \tau) e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \right] = 0 \quad (3.2)$$

其中 R, λ 为常数, R 表示在吸渗作用下从单位岩块中最终能渗出的油量, λ 表征吸渗强度,

它与吸渗过程的半衰期 t^* 有关系: $\lambda = \frac{\ln 2}{t^*}$ 。

由于(3.1c)及(3.1d)式中吸渗项符号相反, 所以我们沿用上一节的方法同样可得(2.5)式、(2.7)式及(2.8)式。

考虑到裂缝系统中毛细管力微不足道, 裂缝系统中相对渗透率曲线可取为对角线:

$$\left. \begin{aligned} K_{rwf}(S_{wf}) &= S_{wf} \\ K_{rof}(S_{wf}) &= 1 - S_{wf} \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

代入(2.5)式得:

$$F(S_{wf}, t) = \frac{S_{wf} + (S_{wf} - S_{wf}^2) Re_o}{S_{wf} + \mu(1 - S_{wf})} \quad (3.4)$$

可直接对 S_{wf} 求导得:

$$F'(S_{wf}, t) = \frac{\mu + Re_o[(1 - S_{wf})^2 \cdot \mu - S_{wf}]}{[S_{wf} + \mu(1 - S_{wf})]^2} \quad (3.5)$$

(3.3)式代入(2.7)式:

$$-\frac{\partial p_f}{\partial x} = \frac{\mu \nu (Re_o^{-1} + 1 - S_{wf})}{\mu + (1 - \mu) S_{wf}} \quad (3.6)$$

对 S_{wf} 求导数得:

$$\left(-\frac{\partial p_f}{\partial x}\right)'_{S_{wf}} = \frac{-\mu \nu - \mu \nu (1 - \mu) Re_o^{-1}}{[\mu + (1 - \mu) S_{wf}]^2} \quad (3.7)$$

显然该式右端小于零, 因此 $\left|\frac{\partial p_f}{\partial x}\right|$ 随 S_{wf} 增加而单调递减. 易验证当 $S_{wf} = \frac{\mu}{Re_o}$ 时(3.6)式

右端为 ν , 因此 $S_{wf}^* = \frac{\mu}{Re_o}$, 当 $S_{wf} \geq S_{wf}^*$ 时将有 $\left|\frac{\partial p_f}{\partial x}\right| \leq \nu$. 当 $Re_o \leq \mu$ 即 $\frac{\mu}{Re_o} \geq 1$ 时在整个

驱替过程中始终有 $\left|\frac{\partial p_f}{\partial x}\right| > \nu$, 此时不会出现 $u_{of} = 0$ 的现象. 当 $Re_o > \mu$ 即 $\frac{\mu}{Re_o} < 1$ 时, 随着水

的饱和度的增加, u_{of} 逐渐减小, 当 $S_{wf} = S_{wf}^* = \frac{\mu}{Re_o}$ 时油相流动停止.

将 $u_{wf} = F(S_{wf}, t) \cdot u(t)$ 代入(3.1c)式得到裂缝-孔隙介质中水驱非牛顿油的基本方程:

$$\left. \begin{aligned} u(t) F'(S_{wf}, t) \frac{\partial S_{wf}}{\partial x} + \phi_f \frac{\partial S_{wf}}{\partial x} + R \lambda \left[S_{wf} - \lambda \int_0^t S_{wf}(x, \tau) e^{-\lambda(t-\tau)} d\tau \right] &= 0 \\ u_{of} &= 0 \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} (S_{wf} < \frac{\mu}{Re_o}) \\ (S_{wf} \geq \frac{\mu}{Re_o}) \end{array} \quad (3.8)$$

假设油层长为 L , 初始饱和度分布各为 $S_{wf}(x, 0) = S_{wf_i}(x)$, $S_{wm}(x, 0) = S_{wm_i}(x)$, $t=0$ 时起从入口端 $x=0$ 以速度 $u(t)$ 注水. 令 $\bar{x} = \frac{x}{L}$, $\bar{t} = \lambda t$, $\bar{u}(t) = \frac{u(t)}{L\lambda}$, 则此问题无量纲形式的方程如下:

裂缝系统:

$$\bar{u}(\bar{t}) F'(S_{wf}, \bar{t}) \frac{\partial S_{wf}}{\partial \bar{x}} + \phi_f \frac{\partial S_{wf}}{\partial \bar{t}} + R \left[S_{wf} - \int_0^{\bar{t}} S_{wf}(\bar{x}, \bar{\tau}) e^{-\bar{t}-\bar{\tau}} d\bar{\tau} \right] = 0 \quad (3.9a)$$

$$S_{wf}(\bar{x}, 0) = S_{wf_i}(\bar{x}) \quad (3.9b)$$

$$S_{wf}(0, \bar{t}) = \begin{cases} 1 & (Re_o < \mu) \\ \frac{\mu}{Re_o} & (Re_o \geq \mu) \end{cases} \quad (3.9c)$$

岩块系统:

$$\left\{ \begin{aligned} \phi_m \frac{\partial S_{wm}}{\partial \bar{t}} + R \left[\int_0^{\bar{t}} S_{wf}(\bar{x}, \bar{\tau}) e^{-(\bar{t}-\bar{\tau})} d\bar{\tau} - S_{wf} \right] &= 0 \end{aligned} \right. \quad (3.10a)$$

$$S_{wm}(\bar{x}, 0) = S_{wmf}(\bar{x}) \quad (3.10b)$$

我们采用特征线方法求(3.9)的数值解。特征线方程为:

$$\frac{d\bar{x}}{d\bar{t}} = \frac{\bar{u}(\bar{t}) \cdot F'(S_{wf}, \bar{t})}{\phi_f} \quad (3.11)$$

沿特征线有:

$$\frac{dS_{wf}}{d\bar{t}} = \frac{R}{\phi_f} \left[e^{-\bar{t}} \int_0^{\bar{t}} S_{wf}(\bar{x}, \bar{\tau}) e^{\bar{\tau}} d\bar{\tau} - S_{wf} \right] \quad (3.12)$$

易验证, $F'(S_{wf}, \bar{t})$ 在 $0 \leq S_{wf} \leq 1$ 的整个区间是单调下降的函数。我们在 $(S_{wf}, \bar{x}, \bar{t})$ 空间从点 $(0, \bar{x}_{1,0}, 0)$ 开始沿 $S_{wf} = S_{wf}(\bar{x})$ 及 $S_{wf} = 1$ (当 $Re_o < \mu$) 或 $S_{wf} = \frac{\mu}{Re_o}$ (当 $Re_o \geq \mu$) 顺次作特征线。从(3.11)及(3.12)可以看出, 各特征线上饱和度都是单调下降的, 且不会产生饱和度的间断。

由(3.11)式可得前沿推进速度:

$$\bar{V}_F = \frac{\bar{u}(\bar{t})}{\phi_f} F'(0, \bar{t}) = \frac{\bar{u}(\bar{t})}{\phi_f \mu} (1 + Re_o) \quad (3.13)$$

水油前沿位置:

$$\bar{x} - \bar{x}_{1,0} = \frac{1}{\phi_f \mu} \int_0^{\bar{t}} (1 + Re_o) \bar{u}(\bar{t}) d\bar{t} \quad (3.14)$$

水油前沿推进速度和牛顿流体的情况相比, 相对增加 Re_o , 因此出口端提前见水。

我们取 $R=0.1, \mu=0.1, \phi_f=0.01, \phi_m=0.15, S_{wf}(\bar{x})=0, S_{wmf}(\bar{x})=0.2$, 注水速度恒定, 进行了下列计算:

(a) 取 $\bar{u}(\bar{t})=0.5, Re_o=0.12$ 求解(3.9), (3.10)。并和牛顿流体情况作了比较。结果示于图8~图11。图8、图9分别为不同时刻裂缝系统与岩块系统中水饱和度的分布。无量纲累积注水量 W 对采出程度 η 的曲线示于图10, 图11为水油比对 η 的曲线。

(b) 取 $\bar{u}(\bar{t})=1$, 及 $\bar{u}(\bar{t})=0.5$ 与此相应 $Re_o=0.06$ 及 $Re_o=0.12$ 两种不同情况数值求解(3.9)、(3.10)。图12~图13表明注水速度对非牛顿石油开采的影响, 并和图14、图15表明的牛顿油的情况作了比较。

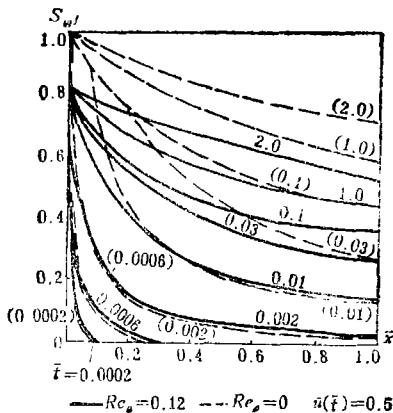


图 8

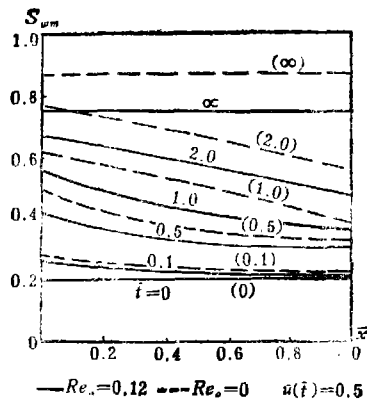


图 9

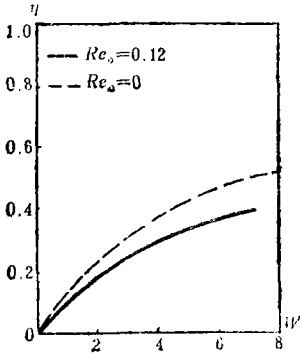


图 10

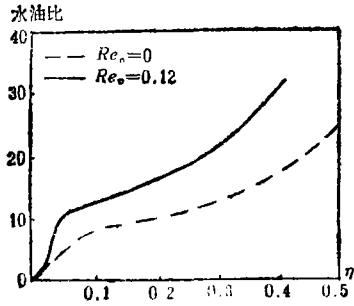


图 11

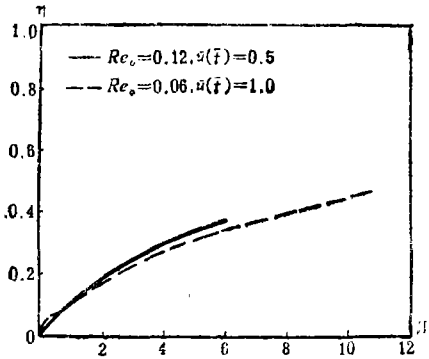


图 12

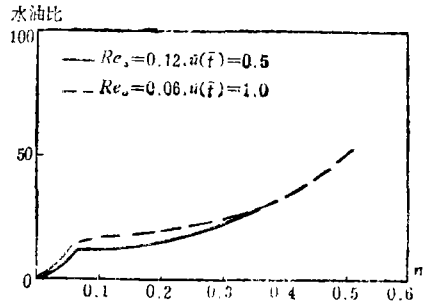


图 13

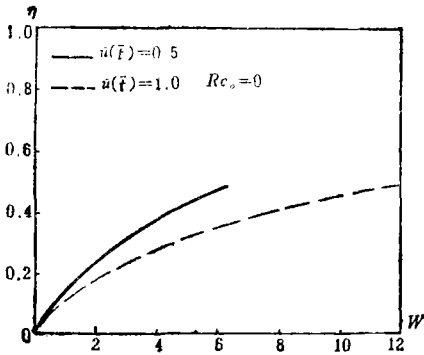


图 14

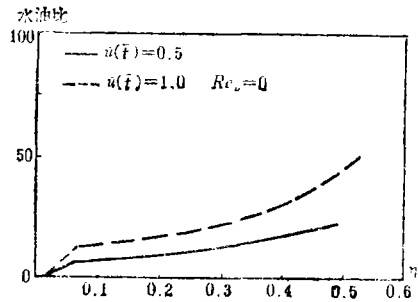


图 15

由以上计算结果可以看出：

1) 裂缝-孔隙介质中仍然具有单重介质中水驱非牛顿油的基本特征。在(a)给定的参数下和牛顿流体的情况相比,水油前沿位置及推进速度增加12%,采出程度降低18%,而水油比提高35%。当 $S_{*f} = \frac{\mu}{Re_0} = 0.8333$ 时整个驱替过程停止。

2) 开采速度对水驱非牛顿油有明显的影晌。由于注水速度降低,增大了雷诺数 Re_0 的值,使非牛顿特性的影响加强了。在(b)给的参数下,累积注水量相同时 $u(\xi) = 0.5$ 比 $u(\xi) = 1$ 的采出程度只大约提高5% (图12),而水驱牛顿油在同样情况下采出程度大约提高28% (图

14) .图13与图14的比较可以看出注水速度对水油比的影响, 牛顿流体要优于非牛顿流体.

3) 由于非牛顿特性的影响, 使裂缝系统中水淹过程减慢, 水淹程度降低, 因而吸渗作用减弱. (图9) .

4) 裂缝-孔隙介质与单重介质相比. 由于裂缝系统相对渗透率曲线是直线故 S_{*f} 的值显著小于单重介质中的 S_{*s} , 而且由于渗透率 K_f 较大使 Re_0 增大, 另外非牛顿特性对吸渗作用有较大的影响. 因此水驱非牛顿油的非牛顿特性的影响在双重孔隙介质中要更为明显.

总之, 我们认为在非牛顿油的开采过程中, 由于非牛顿特性的影响, 使出口端见水快、采出程度降低而水油比提高. 这种不利的影响在双重孔隙介质中以及低速开采时尤为显著.

参 考 文 献

- [1] Savins, J. G., *Ind and Eng. Chem.* (Oct. 1969), 18—47.
- [2] Мирзаджавзаде, А.Х., Баку, Азербейфть, (1959).
- [3] Баренблатт, Т. И., *Теория Нестационарной Фильтрации Жидкости и Газа.*, Глава VIII.
- [4] Buckley, S. E. and M. C. Leverett, *Trans. AIME*, 146(1942)107—116.
- [5] Баренблатт, Т. И. и Ю. П. Желтов, *ДАН СССР*, 132, 3(1960), 545—548.
- [6] 陈钟祥, 刘慈群, *力学学报*, 2(1980), 109—119.
- [7] 吴望一, 陈立莲, *力学学报*, 6(1981).
- [8] Douglas, Jin, D. W. Peaceman Jr. and H. H., Rachford Jr, *Trans. of AIME*, 216 (1959), 297.
- [9] Collins, R. E., *Flow of Fluids Through Porous Materials*.
- [10] de Snaan, A., *Soc. Pet. Eng. J.*, 18, 2(April 1978), 117—122.

Two-Phase Displacement of Non-Newtonian Fluid

Chen Li-lian Wu Wang-yi

(Peking University, Beijing)

Abstract

This paper considers the problem of non-Newtonian oil displacement by water in porous media. The linear permeation law with initial pressure gradient is adopted. For one dimensional flow, the basic equation of non-Newtonian oil displacement by water in sandstone reservoirs and fractured reservoirs have been derived. The numerical solutions are obtained. After comparing it with the corresponding results for Newtonian oil displacement, the essential characteristics of non-Newtonian oil displacement by water are revealed and clarified.