

致密砂岩气井的应力敏感效应渗流模型

蔡振华¹, 廖新维², 尚宝兵³, 安雷⁴

1. 中海油能源发展股份有限公司工程技术分公司, 天津 300452

2. 中国石油大学(北京)石油工程学院, 北京 102249

3. 中海石油(中国)有限公司天津分公司, 天津 300452

4. 中国石化集团国际石油勘探开发公司, 北京 100083

摘要 常规气藏的压裂气井生产时一般包括线性流动和径向流动阶段, 椭圆流动被认为是过渡阶段而往往被忽略。致密砂岩气藏的渗透率极低, 具有较强的应力敏感性, 压力传播速度较慢, 各个流动阶段在时间尺度上被延长, 椭圆流动将持续很长一段时间, 成为致密砂岩气井的重要流动阶段。目前试井分析中, 常规模型与实际压力双对数曲线往往有较大差距。为精确描述致密砂岩气井的流动特征, 运用保角变换方法建立椭圆系坐标下的渗流模型, 采用应力敏感系数表示储层的应力敏感特征, 通过摄动方法和变量分离, 将拉普拉斯空间下的控制方程转换为马丢方程和变型马丢方程从而求解。通过分析理论曲线发现: 应力敏感效应增加了拟井底流压降, 并使得拟压力导数曲线末端上翘, 产生假边界现象。该模型能够更加准确表达致密砂岩气井的渗流特征, 对致密气试井具有较好的研究意义。

关键词 致密砂岩气井; 应力敏感; 椭圆流动; 解析模型

中图分类号 TE33

文献标志码 A

doi 10.3981/j.issn.1000-7857.2014.31.006

Analytical Model in Elliptical Flow Period of Tight Sand Gas Well Considering Stress Sensitivity

CAI Zhenhua¹, LIAO Xinwei², SHANG Baobing³, AN Lei⁴

1. CNOOC EnerTech-Drilling & Production Co., Tianjin 300452, China

2. College of Petroleum Engineering, China University of Petroleum, Beijing 102249, China

3. Tianjin Branch of CNOOC Ltd., Tianjin 300452, China

4. Sinopec International Exploration and Development Company, Beijing 100083, China

Abstract The flow phases of fractured gas well in a conventional reservoir usually cover a linear flow period and a radial flow period. The elliptical flow period is usually regarded as a transition phase and thus ignored. The tight gas is the most realistic unconventional gas in China. Tight gas reservoirs are featured with low permeability and strong stress sensitivity. The pressure transmits slowly and every flow period is fairly extended. The elliptical flow phase at a tight gas well keeps a quit long time, even lasts for a couple of years. Therefore, the elliptical flow stage can't be ignored. When it comes to well test analysis, the conventional model is usually hard to match the double log curve in the field. To describe the flow phases more accurately, a flow model in elliptical coordinates is built through conformal transformation. The stress sensitivity coefficient is utilized in the model to consider the stress-sensitivity of tight gas reservoirs. After perturbation transforming and variable separation, the controlling equation is transformed into the Mathieu equation. Then it can be solved with a corresponding method. It's found that the stress sensitivity makes a higher pseudo-BHP drop and an end of derivative curve up warp. This model can simulate the flow period of tight sand gas well

收稿日期: 2014-06-03; 修回日期: 2014-06-19

基金项目: 国家重大科技专项(2011ZX05016); 国家自然科学基金项目(U1262101)

作者简介: 蔡振华, 博士, 研究方向为非常规气藏渗流理论和生产动态分析, 电子信箱: cai-z-h@qq.com

引用格式: 蔡振华, 廖新维, 尚宝兵, 等. 致密砂岩气井的应力敏感效应渗流模型[J]. 科技导报, 2014, 32(31): 50-54.

more accurately, and is significant to well testing of tight gas reservoir.

Keywords tight sand gas well; stress sensitivity; elliptical flow; theoretical model

常规气藏中,压裂气井生产时气体流动一般包括线性流动和径向流动^[1],椭圆流动为中间的过渡阶段,由于持续时间短而往往被忽略。但研究表明致密气藏渗透率极低,在致密砂岩气井生产过程中,各个流动阶段在时间尺度上被延长,径向流动阶段出现时间会很晚,各个渗流阶段持续时间将被放大,其中椭圆形流动将持续很长时间,维持几个月甚至数年^[2,3]。实际生产中气井由于修井或政策性关井,连续生产时间较短,成为压裂气井的主力流动阶段之一。所以实际生产时地层流体以椭圆流动为主。

致密砂岩气藏除了渗透率低以外,和常规气藏最大不同在于具有较高的应力敏感性^[4,5],应力敏感特性导致渗透率随着地层压力下降而减小,对气井产能有较大影响^[6,7]。气藏应力敏感特性常用指数式渗透应力敏感系数表示,因此运动方程非线性较强,为求解,1986年,Pedrosa^[8]用摄动方法消除非线性,从而建立应力敏感油气藏不稳定试井模型的方法,此后国内外学者基本沿用该方法获得不同阶数的解析解^[9],一般认为零阶解即可基本满足计算精度的要求。通过引入摄动变换机制将致密砂岩气藏应力敏感储层不稳定渗流方程线性化,应用这种方法可以将非线性极强的应力敏感储层不稳定渗流方程转换为常规不稳定渗流方程形式。

本文通过达西运动方程、状态方程和物质平衡方程等建立椭圆坐标下的致密砂岩气压裂直井的渗流模型,采用应力敏感系数表示致密砂岩气藏的应力敏感效应并通过摄动方法将其线性化,经过拉普拉斯变换和变量分离可以得到马丢(Mathieu)方程和变型马丢方程,进而更快捷地获得其压裂井不稳定渗流模型的解析解。

1 物理模型

假设致密气藏内有一口压裂直井,地层及流体满足条件:1)无限大的均质气藏,存在应力敏感特性;2)压裂裂缝沿井筒对称,裂缝贯穿整个地层,高度等于气藏厚度,裂缝为无限导流能力,即整条裂缝中压力处处相同,沿着裂缝没有压降产生;3)忽略毛管力和重力的影响,气体在地层中作达西渗流,渗流过程等温;4)忽略气体的垂向流动,气体呈二维平面流动(图1)。

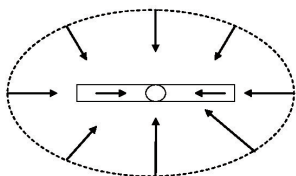


图1 致密砂岩气藏压裂直井流动示意

Fig. 1 Model of infinite-conductivity vertical fractured well in infinite reservoir

2 数学模型

Jones^[10]和Nur等^[11]定义了应力敏感系数的表达式,Petrosa^[8]在进行应力敏感储层渗流理论研究时采用指数形式的渗透率应力敏感公式进行计算,此后应力敏感系数得到广泛应用,应力敏感系数越大表示储层的应力敏感程度越高。如果裂缝中不考虑岩石应力敏感效应,仅在地层中考虑岩石应力敏感效应,可以采用指数表达方程

$$K = K_i e^{-\gamma(\psi_i - \psi)} \quad (1)$$

式中, γ 为应力敏感系数, MPa^{-1} ; ψ 为气体拟压力函数, $\text{MPa}^2/(\text{mPa} \cdot \text{s})$; ψ_i 为气藏原始地层拟压力, $\text{MPa}^2/(\text{mPa} \cdot \text{s})$; K 为储层有效渗透率, μm^2 ; K_i 为储层原始渗透率, μm^2 。

为便于计算椭圆流动阶段,通过保角变换,将直角坐标转化成椭圆系坐标(图2)。

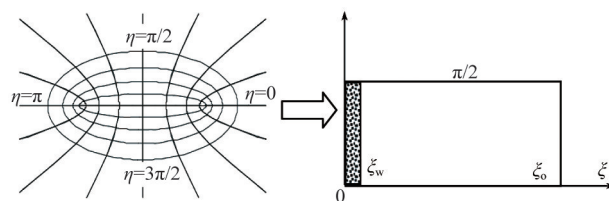


图2 直角坐标变换椭圆系坐标示意

Fig. 2 Cartesian coordinates transformed into the elliptical coordinates

坐标变换公式为

$$x = x_f \cdot \cosh \xi \cdot \cos \eta \quad (2)$$

$$y = x_f \cdot \sinh \xi \cdot \sin \eta \quad (3)$$

其中, x_f 为裂缝半长, m ; ξ 和 η 分别为椭圆系横坐标和纵坐标。

经过坐标系转换和无量纲化之后,控制方程为

$$\frac{\partial^2 \psi_D}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \psi_D}{\partial \eta^2} [\cosh 2\xi - \cos 2\eta]^{-1} - \frac{\gamma_D (\sinh^2 \xi \cos^2 \eta + \cosh^2 \xi \sin^2 \eta)}{(\sinh \xi \cosh \xi \sin \eta \cos \eta)^2} \cdot \left[\left(\frac{\partial \psi_D}{\partial \xi} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi_D}{\partial \eta} \right)^2 \right] = \frac{1}{2} e^{\gamma_D \psi_D} \frac{\partial \psi_D}{\partial t_D} \quad (4)$$

其中, ψ_D 为无量纲拟压力; γ_D 为无量纲应力敏感系数; t_D 为无量纲生产时间。

方程(4)是一个非线性偏微分方程,无法直接求解,必须采用线性化处理,在此引入摄动技术变换式^[12]

$$\psi_D(\xi, \eta, t_D) = -\frac{1}{\gamma_D} \ln[1 - \gamma_D \lambda_D(\xi, \eta, t_D)] \quad (5)$$

可以用摄动技术进行求解,由于无量纲应力敏感模数较小,摄动式变换过程取零阶摄动解即可,此时控制方程(4)可以变换为

$$\frac{\partial^2 \lambda_D}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \lambda_D}{\partial \eta^2} = \frac{1}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) \frac{\partial \lambda_D}{\partial t_D} \quad (6)$$

方程(5)经过拉普拉斯变换转化为拉式空间内方程

$$\frac{\partial^2 \bar{\lambda}_D}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \bar{\lambda}_D}{\partial \eta^2} = \frac{z}{2} (\cosh 2\xi - \cos 2\eta) \bar{\lambda}_D \quad (7)$$

式中, z 为拉普拉斯空间变量。

想要求解模型除了控制方程(7), 还需要边界辅助方程。

辅助方程1: 当 $\xi=0$ 时, 裂缝端点封闭, 则

$$\frac{\partial \bar{\lambda}_D}{\partial \eta} \Big|_{\eta=0} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial \bar{\lambda}_D}{\partial \eta} \Big|_{\eta=\pi} = 0 \quad (9)$$

辅助方程2: 内边界条件

$$\lim_{\xi \rightarrow 0} \frac{\partial \bar{\lambda}_D}{\partial \xi} = -\frac{1}{z} \quad (10)$$

辅助方程3: 无限大外边界, 即

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} \bar{\lambda}_D(\xi, \eta) = 0 \quad (11)$$

为了求解方程(7), 可假定 $\bar{\lambda}_D$ 可分离成 ξ 和 η 的函数, 形式为

$$\bar{\lambda}_D = \sum_{n=1}^{\infty} X_n(\xi) H_n(\eta) \quad (12)$$

将方程(12)代入方程(7), 得

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{d\xi^2} - \frac{z}{2} \cosh 2\xi = -\frac{1}{H} \frac{d^2 H}{d\eta^2} - \frac{z}{2} \cos 2\eta \quad (13)$$

式中, 左边只是 ξ 的函数, 右边只是 η 的函数, 若等式成立, 两边等于同一常数, 即

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{d\xi^2} - \frac{z}{2} \cosh 2\xi = -\frac{1}{H} \frac{d^2 H}{d\eta^2} - \frac{z}{2} \cos 2\eta = \alpha \quad (14)$$

进一步整理得

$$\frac{d^2 H}{d\eta^2} + (\alpha + \frac{z}{2} \cos 2\eta) H = 0 \quad (15)$$

$$\frac{d^2 X}{d\xi^2} - (\alpha + \frac{z}{2} \cosh 2\xi) X = 0 \quad (16)$$

方程(15)和方程(16)分别为马丢方程和变型马丢方程, 马丢方程共有4种解^[2]

$$ce_{2n}(u, -q) = (-1)^n \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ A_{2r}^{2n} \cos \left[2r \left(\frac{\pi}{2} - u \right) \right] \right\} \quad (17)$$

$$ce_{2n+1}(u, -q) = (-1)^n \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ A_{2r+1}^{2n+1} \cos \left[(2r+1) \left(\frac{\pi}{2} - u \right) \right] \right\} \quad (18)$$

$$se_{2n+1}(u, -q) = (-1)^n \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ B_{2r+1}^{2n+1} \sin \left[(2r+1) \left(\frac{\pi}{2} - u \right) \right] \right\} \quad (19)$$

$$se_{2n+2}(u, -q) = (-1)^n \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ B_{2r+2}^{2n+2} \sin \left[(2r+2) \left(\frac{\pi}{2} - u \right) \right] \right\} \quad (20)$$

其中, ce_n 和 se_n 是 n 阶马丢函数; $n=0, 1, 2, \dots$; $r=0, 1, 2, \dots$; u 和 q 为马丢方程参数; A_{2r}^{2n} 和 B_{2r}^{2n} 为待定展开系数。

由方程(8)、(9)可知, $H(0)=H(\pi)=0$, 且马丢方程为偶函数, 所以方程(15)的解为

$$H_n(\eta) = ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) \quad (21)$$

其中

$$ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) = (-1)^n \sum_{r=0}^{\infty} \left\{ (-1)^r A_{2r}^{2n} \cos(2r\eta) \right\} \quad (22)$$

根据参考文献[13]、[14], 可以获得负参数变型马丢解为

$$X_n(\xi) = A_n Ce_{2n} + B_n Fe_{2n} \quad (23)$$

其中

$$Ce_{2n} \left(\xi, -\frac{s}{4} \right) = (-1)^n \frac{ce_{2n} \left(0, \frac{s}{4} \right)}{\pi A_0^{2n}} \sum_{k=0}^{\infty} \left\{ (-1)^k A_{2k}^{2n} I_{2k} [\sqrt{z} \cosh(\xi)] \right\} \quad (24)$$

$$Fe_{2n} \left(\xi, -\frac{s}{4} \right) = (-1)^n \frac{ce_{2n} \left(0, \frac{s}{4} \right)}{\pi A_0^{2n}} \sum_{k=0}^{\infty} \left\{ \sinh(\xi) A_{2k}^{2n} K_{2r+1} [\sqrt{z} \cosh(\xi)] \right\} \quad (25)$$

式中, Ce_n 和 Fe_n 分别是 n 阶变型马丢函数; $I_r(x)$ 是修正贝塞尔函数(一类, r 阶), $K_r(x)$ 是修正贝塞尔函数(二类, r 阶)。

由外边界条件方程(11)可知, ξ 无穷大时, $X_n=0$, 根据 Bessel 函数性质可知 $A_n=0$ 。

方程(16)的解为

$$X_n(\xi) = B_n Fe_{2n} \left(\xi, -\frac{z}{4} \right) \quad (26)$$

将方程(23)、(26)代入方程(12)可求出

$$\bar{\lambda}_D(\xi, \eta) = X(\xi) H(\eta) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) B_n Fe_{2n} \left(\xi, -\frac{z}{4} \right) \right] \quad (27)$$

进一步整理方程(27)可得

$$\frac{1}{\sinh \xi} \frac{\partial \bar{\lambda}_D}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = \frac{1}{\sinh \xi} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) B_n Fe_{2n} \left(0, -\frac{z}{4} \right) \right] = -\frac{1}{z} \quad (28)$$

式(28)两边同乘以 $\int_0^{\pi} ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) d\eta$, 得

$$\sum_{n=0}^{\infty} \left[\int_0^{\pi} ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) d\eta B_n Fe_{2n} \left(0, -\frac{z}{4} \right) \right] = \frac{\int_0^{\pi} ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) d\eta}{z} \quad (29)$$

其中

$$\int_0^{\pi} ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) d\eta = (-1)^n \pi A_0^{2n} \quad (30)$$

$$\int_0^{\pi} ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) ce_{2m} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) d\eta = 0 \quad m \neq n \quad (31)$$

$$\int_0^{\pi} ce_{2n} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) ce_{2m} \left(\eta, -\frac{z}{4} \right) d\eta = \frac{\pi}{2} \quad m = n \quad (32)$$

联立式(29)~(32)可以得到

$$B_n = \frac{(-1)^{n+1} 2 \sinh \xi A_0^{2n}}{Fe_{2n} \left(0, -\frac{z}{4} \right)} \quad (33)$$

将 B_n 代入方程(27)并结合方程(10)进一步整理, 可以得到

$$\bar{\lambda}_D = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n 2 A_0^{2n}}{\sum_{k=0}^{\infty} A_{2k}^{2n} s \sqrt{s} K_{2r+1}(2\sqrt{s})} ce_{2n} \left(\eta, \frac{s}{4} \right) \right] \sum_{k=0}^{\infty} A_{2k}^{2n} K_{2k}(2\sqrt{s}) \quad (34)$$

利用文献[13]附带的马丢方程程序求解式(34),然后采用Stehfest数值反演方法获得应力敏感气藏井底压力响应的实空间数值解,最后代入式(35)可以求得应力敏感地层的井底拟压力

$$\psi_{\text{wD}}(\xi, \eta, t_{\text{D}}) = -\frac{1}{\gamma_{\text{D}}} \ln[1 - \gamma_{\text{D}} L^{-1}(\lambda_{\text{wD}})] \quad (35)$$

根据上述模型编程并画出双对数曲线(图3),流动阶段主要有井筒储集阶段、裂缝流动阶段和椭圆流动阶段。椭圆流动阶段,其拟压力导数曲线斜率逐渐由1/2逐渐过渡为0,这是因为椭圆流动为裂缝线性流和拟径向流的过渡段,渗透率越低,过渡段持续时间越长。

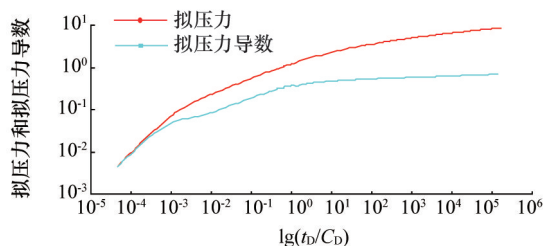


图3 致密砂岩气藏压裂直井双对数曲线

Fig. 3 Log-log curve of tight gas fractured vertical well

如果致密砂岩砂体为椭圆型,则外边界条件变形为

$$\frac{\partial \bar{\lambda}_{\text{D}}}{\partial \xi} \bigg|_{\xi=\xi_0} = 0 \quad (36)$$

变型马丢方程的通解为

$$X_n(\xi) = B_n Fe_{2n}\left(\xi, -\frac{z}{4}\right) + D_n Ce_{2n}\left(\xi, -\frac{z}{4}\right) \quad (37)$$

结合内外边界条件,可得

$$\bar{\lambda}_{\text{D}} = \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{(-1)^n 2A_0^{2n}}{z} \cdot ce_{2n}\left(\eta, \frac{s}{4}\right) \cdot \frac{Fe'_{2n}\left(\xi_0, -\frac{z}{4}\right)Ce_{2n}\left(\xi, -\frac{z}{4}\right) - Ce'_{2n}\left(\xi_0, -\frac{z}{4}\right)Fe_{2n}\left(\xi, -\frac{z}{4}\right)}{Fe_{2n}\left(\xi_0, -\frac{z}{4}\right)Ce_{2n}\left(0, -\frac{z}{4}\right) - Ce'_{2n}\left(\xi_0, -\frac{z}{4}\right)Fe_{2n}\left(0, -\frac{z}{4}\right)} \right] \quad (38)$$

3 压力曲线特征

为进一步分析致密砂岩气井生产的渗流特征,计算并绘制了无井储效应时的双对数曲线,由图4可知,当井储效应无法掩盖早期渗流阶段时,拟压力和拟压力导数曲线早期阶段为1/2斜率的直线,中期和后期则与图3相同。

为验证本文模型的准确性,通过Saphir试井软件中的常规模型求出经典压力解,并做出中高渗气藏的无限导流裂缝直井的双对数曲线,如图5所示。对比图4和图5可知,两者曲线特征相似,说明了本文所建模型的准确度比较高。但两者也略有区别,这是因为致密气藏与常规气藏相比具有应力敏感特性,使得拟压力导数后期略有上翘,造成假边界现象。

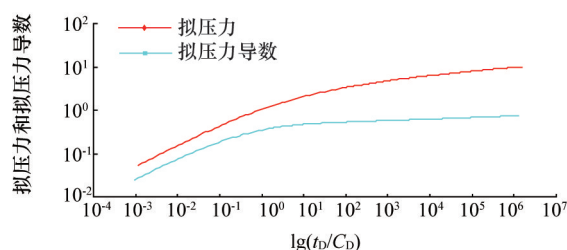


图4 本文模型计算的致密气藏压裂直井双对数曲线,无井储

Fig. 4 Log-log curve of tight gas fractured vertical well from the model in this paper without wellbore storage

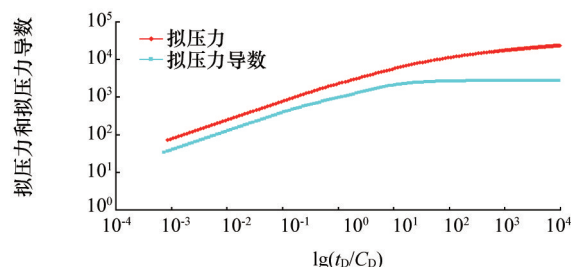


图5 经典模型计算的常规气藏压裂直井双对数曲线,无井储、无应力敏感

Fig. 5 Log-log curve of fractured vertical well of conventional gas reservoir from conventional model without wellbore storage

在定产量情形下,致密砂岩气井井底流压变化情况也与常规气藏有所不同。如图6所示,致密砂岩气藏压裂直井的井底压力早期下降速度较快,然后逐渐变缓。前期应力敏感效应并不明显,生产一段时间后,随着地层压力的下降,应力敏感效应也逐渐凸显出来,使得附加压力降的幅度越来越高。

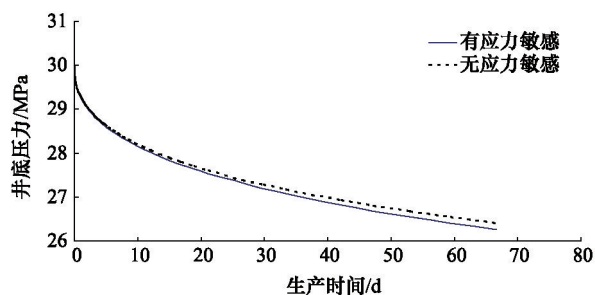


图6 致密砂岩气藏压裂直井井底压力变化曲线

Fig. 6 BHP curve of tight gas fractured vertical well

如图7所示,应力敏感效应对致密砂岩气井的双对数曲线有很大影响,会使拟压力导数曲线末端上翘,造成假边界效应,而且应力敏感系数越大,导数曲线上翘幅度越大。

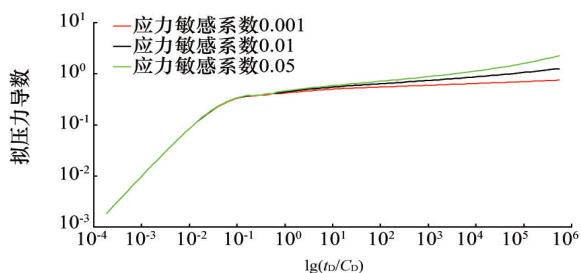


图7 压力敏感系数对致密砂岩气井双对数曲线的影响
Fig. 7 Impact of pressure sensitivity coefficient on double log curve of tight gas well

4 结论

1) 虽然在常规气藏渗流模型中,椭圆流动往往被视为过渡阶段,但在致密砂岩气藏中,较低的渗透率使得椭圆流动阶段持续较长时间,甚至成为主要流动阶段,因此建立致密砂岩气藏压裂直井渗流模型时需要关注椭圆流动。

2) 致密砂岩气藏具有较高的应力敏感特性,一般采用应力敏感系数表达这种特性,但会给数学模型引入较强的非线性,摄动方法是一种有效消除此类非线性的手段。通过保角变化和变量分离等方法,可以将数学模型转化为马丢方程,这样就可以通过相应的程序求解,可为致密砂岩气藏压裂直井井分析提供理论基础。

3) 通过理论曲线分析可知,应力敏感效应对井底压力具有较高的影响,特别是在生产后期,随着地层压力的下降,应力敏感效应逐步凸显出来,会使致密砂岩气藏与常规气藏相比,产生额外的附加压力降,因此生产过程要尽量降低应力敏感效应,降低产能损失。

参考文献 (References)

- [1] 廖新维, 沈平平. 现代试井分析[M]. 北京: 石油工业出版社, 2002.
Liao Xinwei, Shen Pingping. Modern well testing analysis[M]. Beijing: Petroleum Industry Press, 2002.
- [2] Amini S, Ilk D, Blasingame T A. Evaluation of the Elliptical Flow Period for Hydraulically- Fractured Wells in Tight Gas Sands—Theoretical Aspects and Practical Considerations[C]. SPE Hydraulic Fracturing Technology Conference, College Station, Texas, USA, January 29–31, 2007.
- [3] Riley M F. Finit conductivity fracture in elliptical coordinates[D]. California: Stanford University, 1991.
- [4] 蔡振华, 廖新维, 廖红梅, 等. 致密压裂气井裂缝动态评价新方法[J]. 科学技术与工程, 2013, 13(19): 5605–5608.
Cai Zhenhua, Liao Xinwei, Liao Hongmei, et al. The new fracture-performance evaluation method for tight gas fractured well[J]. Science Technology and Engineering, 2013, 13(19): 5605–5608.
- [5] Cai Zhenhua, Liao Xinwei. Evaluation research on performance of permeability and fracture in sulige gas field by new method[J]. International Journal of Oil, Gas and Coal Technology, 2014, 7(4): 347–362.

- [6] 罗瑞兰, 朱华银, 万玉金, 等. 岩石应力敏感对苏里格气井产能的影响[J]. 天然气技术, 2008, 2(6): 19–22.
Luo Ruilan, Zhu Huayin, Wan Yujin, et al. The effect of rock stress sensitivity on well deliverability in sulige gasfield[J]. Natural Gas Technology, 2008, 2(6): 19–22
- [7] 肖文联, 李闽, 赵金洲, 等. 低渗致密砂岩渗透率应力敏感性试验研究[J]. 岩土力学, 2010, 31(3): 775–779.
Xiao Wenlian, Li Min, Zhao Jinzhou, et al. Laboratory study of stress sensitivity to permeability in tight sandstone [J]. Rock and Soil Mechanics, 2010, 31(3): 775–779.
- [8] Pedrosa J. Pressure Transient Response in Stress-Sensitive Formations [C]/SPE California Regional Meeting, Oakland, California, USA, April 2–4, 1986.
- [9] 宁正福, 廖新维, 高旺来, 等. 应力敏感裂缝性双区复合气藏压力动态特征[J]. 大庆石油学院学报, 2004, 28(2): 34–36.
Ning Zhengfu, Liao Xinwei, Gao Wanglai, et al. Pressure transient response in deep-seated geothermal stress-sensitive fissured composite gas reservoir[J]. Journal of Daqing Petroleum Institute, 2004, 28(2): 34–36.
- [10] Jones J. A laboratory study of the effects of confining pressure on fracture flow and storage capacity in carbonate rocks [J]. SPE Journal of Petroleum Technology, 1975, 27(1): 21–27.
- [11] Nur A, Yilmaz O. Pore pressure fronts in fractured rock systems, department of geophysics[D]. California: Stanford University, 1985.
- [12] 廖新维, 冯积累. 超高压低渗气藏应力敏感试井模型研究[J]. 天然气工业, 2005, 25(2): 41–44.
Liao Xinwei, Feng Jilei. Well test model of stress-sensitive gas reservoirs with super-high pressure and low permeability [J]. Natural Gas Industry, 2005, 25(2): 41–44.
- [13] 张善杰, 金建铭. 特殊函数计算手册[M]. 南京: 南京大学出版社, 2011.
Zhang Shanjie, Jin Jianming. Computation of special functions[M]. Nanjing: Nanjing University Press, 2011.
- [14] 张善杰, 沈耀春. 马丢函数的数值计算[J]. 电子学报, 1995, 23(9): 41–46.
Zhang Shanjie, Shen Yaochun. Numerical computation of mathieu functions[J]. Acta Electronic Sinica, 1995, 23(9): 41–46.

(责任编辑 刘志远)

《科技导报》“研究论文”栏目征稿

“研究论文”栏目专门发表自然科学、工程技术领域具有创新性的研究论文,要求学术价值显著、实验数据完整、具有原始性和创造性,同时应重点突出、文字精炼、引证及数据准确、图表清晰,并附中、英文摘要以及作者姓名、所在单位、通信地址、关键词等信息。在线投稿:www.kjdb.org。