

高可压缩流体的试井分析

张义堂

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

提要 本文提出了可以由井底压力数据计算任意变化的井储系数和井底流量的方法。此方法同样适用于气井试井分析,并有助于多相流试井分析的研究。实例分析结果表明,本文提出的方法有实用性。

关键词 高可压缩流体,多孔介质,试井分析,变井储

一、引言

试井是水动力条件下研究油气藏特征的一种有效手段,它是一个典型的信号分析问题:

$$I \rightarrow S \rightarrow O$$

即将已知的输入信号 I 输入到未知的系统 S 中,引起系统响应,产生输出信号 O 。输入信号通常是产量的变化,一般是开井生产或关井停产,输出信号是井底压力的相应变化。

试井分析是通过获取的输入输出信号来识别和描述未知的系统 S ,在数学中称之为反求问题。

$$S = O/I$$

多孔介质不稳定试井时的流动方程一般为抛物型偏微分方程,如果涉及的流体为高可压缩流体,则流动方程及内边界条件方程是非线性的,目前常采用拟压力、拟时间或压力平方方法使流动方程线性化。非线性内边界条件方程是另一棘手问题。Earlougher^[1]曾定性分析过井储系数变化对压力曲线形态的影响,Ramey^[2]就井储系数 C ,阶跃变化的假设绘出了拉氏空间压力解和理论曲线。文献[3]给出了一幅实测井井储系数的变化曲线,其变化是连续的、复杂的。由于井储系数变化复杂,目前还没有看到有效处理这一问题的文章。

本文提出了一套分析变井储试井数据的方法,目前的井储系数为常数的试井分析理论仅是其中的一个特例。本文还将变井储试井分析的思想方法引入到气井试井及多相流试井分析中,显著地扩大了试井分析的范围。

二、井储系数特定变化的试井分析

由于井筒中流体的可压缩性,不稳定试井时,井口产量 q_t 与井底流量 q_w 是不等

本文于1990年10月20日收到第1稿,1991年1月15日收到修改稿。

的, Agarwal^[4] 提出了描述井底流量变化的如下模式:

$$q_{st} = Bq_i + 24C_i \frac{dP_w}{dt} \quad (1)$$

其中, B 为体积系数; C_i 为井储系数, 常数; P_w 为井底压力, 降压试井时 $dP_w/dt \leq 0$ 。当井底压力 P_w 不变时, 井口产量与井底流量平衡。

实际上, 当井筒中流体的气体含量明显增加时, 井储系数 C_i 的变化是显著的, 这种情况下(1)式应写成:

$$q_{st} = B \cdot q_i + 24C_i(P) \frac{dP_w}{dt} \quad (2)$$

对于均质无限大地层定产降压试井, 地层中的流体为弱可压缩的单相液体, 仅井筒中有明显气体脱出时, 在常规假设条件下^[4], 变井储平面径向流地层压力的定解问题描述为

$$\frac{\partial^2 P}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\phi \mu C_i}{3.6K} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad r_{we} < r < \infty \quad (3)$$

$$P(r, 0) = P_i \quad (4)$$

$$P(\infty, t) = P_i \quad (5)$$

$$r \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r_{we}} = \frac{B \mu}{542.9Kh} \left(q_i + \frac{24}{B} C_i(P) \frac{dP_w}{dt} \right) \quad (6)$$

其中, ϕ 为孔隙度, μ 为粘度, C_i 为综合压缩系数, r_{we} 为有效井径, h 为地层厚度, P_i 为原始地层压力, K 为渗透率。

当井储系数由大变小时, 设 $C_{i,m}$ 为最小井储系数值, 那么,

$$C_i(P) = C_{i,m} + \Delta C_i(P) \quad (7)$$

代入式(6)有

$$r \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r_{we}} = \frac{B \mu}{542.9Kh} \left(q_i + \frac{24}{B} C_{i,m} \frac{dP_w}{dt} + \frac{24}{B} \Delta C_i(P) \frac{dP_w}{dt} \right) \quad (8)$$

根据式(2)可以导出如下关系式,

$$C_i = V_w \cdot \bar{c} \quad (9)$$

其中, V_w 为井筒中多相流体的体积, \bar{c} 为平均压缩系数。它表明井储系数的物理含义是井储系数是井筒中流体平均压缩系数的函数。

本文做了油-气两相流体的压缩系数 \bar{c} 与压力 P 的实验, 不同饱和压力 P_b 、不同溶解油气比 R_s 的四块油样的实验结果表明, 当压力低于饱和压力时, 二相流体的压缩系数 \bar{c} 随压力增大急剧减小, 当压力大于饱和压力 P_b 时, 基本不变。经计算表明, 低于饱和压力时二相压缩系数的对数值与 $(P_b - P)$ 成良好的线性关系, 如图 1 所示。

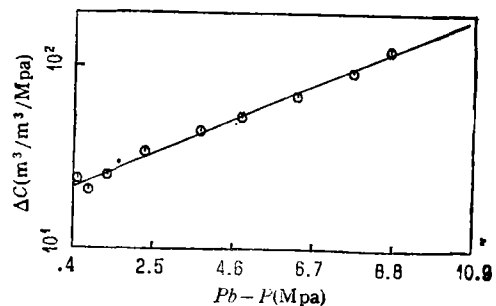


图 1 二相流体压缩系数图

对于一口井,取 $P=(P_w + P_i)/2$,其中 P_i 是井口压力,一般 $P_i \ll P_w$,则 $P \approx P_w/2$. 当试井处于续流早期时,井底压力与时间基本成线性关系,综上可得:

$$\Delta C_i(P) \frac{dP_w}{dt} = -\alpha e^{-\beta t} \quad (10)$$

其中 α, β 均为常数.

当试井中晚期时,也可导出相同形式的关系式. 假设续流早期和中晚期可以用同一函数表示井储系数与井底压力变化率的积,则

$$r \left. \frac{\partial P}{\partial r} \right|_{r_w} = \frac{B \mu}{542.9 K h} \left(q_i + \frac{24}{B} C_{i,m} \frac{dP_w}{dt} - \frac{24}{B} \alpha e^{-\beta t} \right) \quad (11)$$

经如下无量纲变换:

$$r_D = r/r_{w,e} \quad (12)$$

$$t_D = 3.6 \times 10^{-6} k t / \phi \mu C_i r_w^2 \quad (13)$$

$$P_D = (Kh/0.001842 q_i B \mu) (P_i - P) \quad (14)$$

$$C_D = 0.1592 C_{i,m} / \phi C_i h r_w^2 \quad (15)$$

$$\alpha_D = 24\alpha/q_i B \quad (16)$$

$$\beta_D = \phi \mu C_i r_w^2 \beta / (3.6 \times 10^{-6} K) \quad (17)$$

再经过拉普拉斯变换,可求得无量纲井底压力拉氏空间解 $\bar{P}_{wD}(z)$, z 为拉氏变数, $t_D/C_D \rightarrow z$.

$$\bar{P}_{wD}(z) = \frac{\left(\frac{1}{z} - \frac{\alpha_D}{z + \beta_D} \right) K_0(\sqrt{z/C_D e^{2t_D}})}{z K_0(\sqrt{z/C_D e^{2t_D}}) + \sqrt{z/C_D e^{2t_D}} K_1(\sqrt{z/C_D e^{2t_D}})} \quad (18)$$

其中 S 为表皮系数,无量纲. 有效井径 $r_{w,e}$ 与真实井径 r_w 的关系是 $r_{w,e} = r_w \cdot e^{-S}$. K_0, K_1 为修正贝塞尔函数.

当井储系数由小变大时,设 $C_{i,m}$ 为最大井储系数值,那么,

$$C_i(P) = C_{i,m} - \Delta C_i(P) \quad (19)$$

同理,可求得相应的无量纲井底压力解是

$$\bar{P}_{wD}(z) = \frac{\left(\frac{1}{z} + \frac{\alpha_D}{z + \beta_D} \right) K_0(\sqrt{z/C_D e^{2t_D}})}{z K_0(\sqrt{z/C_D e^{2t_D}}) + \sqrt{z/C_D e^{2t_D}} K_1(\sqrt{z/C_D e^{2t_D}})} \quad (20)$$

图2是井储系数变小时的双对数压力和压力导数 ($dP_D/d(\lg t_D/C_D)$) 曲线. 曲线1是井储系数不变时的曲线, $C_D e^{2t_D} = 10^{16}$, 压力及压力导数双对数曲线的早期段斜率为 45° . 曲线2—4是井储系数变化幅度逐渐增大的曲线,曲线4变化幅度最大,可以看出,压力及导数双对数曲线早期段的斜率超过 45° , 导数曲线的波峰陡而窄,导数曲线翻在压力曲线上方.

图3是井储系数变大时的理论曲线. 曲线1是井储系数不变时的理论曲线, $C_D e^{2t_D} = 10^{16}$. 曲线2—4是井储系数变化幅度逐步增大的曲线,曲线4变化幅度最大,可以看出,压力双对数曲线出现驼峰现象.

无论井储系数变化还是不变,无论是变大还是变小,晚期导数曲线均落在0.5线上. 随井储系数变化的幅度和速度不同,会得到更多的特征曲线,如双孔介质地层特征的

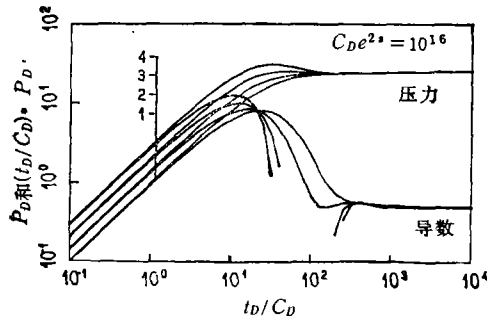


图 2 井储系数变小时的理论曲线

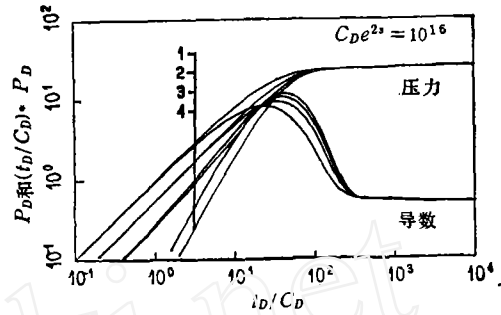


图 3 井储系数变大时的理论曲线

曲线,等等。

Fair^[5] 研究了气液再分布对内边界条件方程的影响,他认为此时会产生一个附加压力 $P_{\phi D}$ (无量纲化),而无量井储系数 C_D 是不变的,即

$$q_D = 1 - C_D \left[\frac{d(P_{wD} - P_{\phi D})}{dt_D} \right] \quad (21)$$

本文认为,气液再分布时,比如关井试井,气体不断上升到井筒顶部,使气体体积明显增大,造成井筒中流体的压缩系数增大,从而使井储系数也增大,它属于井储系数增大现象。

二者研究的着眼点不同,但结论是一致的,即气液再分布会使压力曲线呈现驼峰状,这可由下面的分析看到。

如令文[5]中解式(21)的表皮系数 $S = 0$, C_D 用 $C_D e^{2\alpha}$ 代替,该解就变成了有效井径模型解,此时拉氏变换是 $t_D e^{2\alpha} \rightarrow z$,经整理得:

$$\bar{P}_{wD}(z) = \frac{K_0(\sqrt{z}) \cdot \left(\frac{1}{z} + \frac{C_D C_{\phi D} / \alpha_D}{z + 1/\alpha_D} \right)}{\sqrt{z} K_1(\sqrt{z}) + C_D e^{2\alpha} z K_0(\sqrt{z})} \quad (22)$$

井储系数变大时,如果也采用同样的变换 $t_D e^{2\alpha} \rightarrow z$,则该拉氏空间压力解式(20)可得到另一种形式:

$$\bar{P}_{wD}(z) = \frac{K_0(z) \left(\frac{1}{z} + \frac{\beta_D}{z + \alpha_D} \right)}{\sqrt{z} K_1(\sqrt{z}) + C_D e^{2\alpha} z K_0(\sqrt{z})} \quad (23)$$

如果式(22)中的常数项经再整理,其表达形式将与式(23)完全相同。

三、井储系数任意变化的试井分析

前文的实验条件是,(1)流体质量不变,(2)压力基本均匀,(3)无明显气液再分布。而现场试井时,由于续流,井筒中流体质量是变化的,以及由于井筒有上千米长,井筒中不同部位的压力是不相同的,有时还会产生明显的气液再分布。因此,上述三条都不符合实际情况,前文理想条件下的研究结果很难适应现场实测数据的分析,但它对理解井储系数不同变化对压力曲线形态产生不同影响是必要的。

为适应比较复杂的地层,本文以二层地层为例。设:二层的渗透率分别为 K_1, K_2 ;二层的孔隙度分别为 ϕ_1, ϕ_2 ;二层间流体窜流为拟稳态;二层的表皮伤害程度相同;地层等温且各向同性;忽略重力作用;流体在地层中呈单相、弱可压、达西流。考虑平面径向流及井储系数可任意变化,则二层同井合采无限大地层定产压降试井的压力定解问题可由文[6]改写为:

$$\frac{K_1 h_1}{\mu} \left(\frac{\partial^2 P_1}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P_1}{\partial r} \right) = (\phi C, h)_1 \frac{\partial P_1}{\partial t} - \eta \frac{K_2 h_2}{\mu} (P_2 - P_1), \quad r_{we} < r < \infty \quad (24)$$

$$\frac{K_2 h_2}{\mu} \left(\frac{\partial^2 P_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P_2}{\partial r} \right) = (\phi C, h)_2 \frac{\partial P_2}{\partial t} + \eta \frac{K_1 h_1}{\mu} (P_2 - P_1), \quad r_{we} < r < \infty \quad (25)$$

$$P_1(r, 0) = P_2(r, 0) = P_i \quad (26)$$

$$P_1(\infty, t) = P_2(\infty, t) = P_i \quad (27)$$

$$P_1(r_{we}, t) = P_2(r_{we}, t) = P_w(t) \quad (28)$$

$$r \left(\frac{K_1 h_1}{\mu} \frac{\partial P_1}{\partial r} + \frac{K_2 h_2}{\mu} \frac{\partial P_2}{\partial r} \right) \Big|_{r_{we}} = \frac{B}{542.9} \left(q_i + \frac{24}{B} C_i(P) \frac{dP_w}{dt} \right) \quad (29)$$

设:

$$C_i = C_{i,m} \cdot \alpha(P_w) \quad (30)$$

其中, $C_{i,m}$ 是压降结束时已趋稳定时的井储系数; α 是随井底压力变化的无量纲变量。

定义拟井底压力 P_{pw} , 具有压力的量纲,

$$P_{pw} = \int_{P_i}^{P_w} \alpha(P_w) \cdot dP_w \quad (31)$$

则内边界条件方程可写成:

$$r \left(\frac{K_1 h_1}{\mu} \frac{\partial P_1}{\partial r} + \frac{K_2 h_2}{\mu} \frac{\partial P_2}{\partial r} \right) \Big|_{r_{we}} = \frac{B}{542.9} \left(q_i + \frac{24}{B} C_{i,m} \frac{dP_{pw}}{dt} \right) \quad (32)$$

经无量纲变换和拉普拉斯变换后,可求得拉氏空间井底压力 $\bar{P}_{wD}(z)$ 与拟井底压力 $\bar{P}_{pwD}(z)(t_D/C_D \rightarrow z)$ 的关系式。

$$\bar{P}_{wD}(z) = \left[\frac{1}{z} - z \bar{P}_{pwD}(z) \right] \left[\frac{D(z)}{K_1^0(\sigma_1)} + \frac{E(z)}{K_1^0(\sigma_2)} \right]^{-1} \quad (33)$$

其中

$$r_D = r/r_{we} \quad (34)$$

$$t_D = 3.6 \times 10^{-6} \frac{(K_1 h_1 + K_2 h_2)}{[(\phi C, h)_1 + (\phi C, h)_2] \mu r_w^2} \cdot t \quad (35)$$

$$P_{1D}, F_{2D} = \frac{(K_1 h_1 + K_2 h_2)}{0.001842 q_i B \mu} \cdot (P_i - P_{1,2}) \quad (36)$$

$$\kappa = \frac{K_1 h_1}{K_1 h_1 + K_2 h_2} \quad (37)$$

$$\lambda = \frac{K_1 h_1}{K_1 h_1 + K_2 h_2} \eta r_w^2 \quad (38)$$

$$\omega = \frac{(\phi C, h)_1}{(\phi C, h)_1 + (\phi C, h)_2} \quad (39)$$

$$C_D = \frac{0.1592}{[(\phi C, h)_1 + (\phi C, h)_2] r_w^2} C_{im} \quad (40)$$

$$\sigma_1^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{(1-\omega)z/C_D e^{2s} + \lambda e^{-2s}}{1-\kappa} + \frac{\omega z/C_D e^{2s} + \lambda e^{-2s}}{\kappa} + \Delta \right) \right] \quad (41)$$

$$\sigma_2^2 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{(1-\omega)z/C_D e^{2s} + \lambda e^{-2s}}{1-\kappa} + \frac{\omega z/C_D e^{2s} + \lambda e^{-2s}}{\kappa} - \Delta \right) \right] \quad (42)$$

$$\Delta = \left[\left(\frac{(1-\omega)z/C_D e^{2s} + \lambda e^{-2s}}{1-\kappa} + \frac{\omega z/C_D e^{2s} + \lambda e^{-2s}}{\kappa} \right)^2 + \frac{4(\lambda e^{-2s})^{1/2}}{\kappa(1-\kappa)} \right]^{1/2} \quad (43)$$

$$a_1 = 1 + [(1-\omega)z/C_D e^{2s} - (1-\kappa)\sigma_1^2]/(\lambda e^{-2s}) \quad (44)$$

$$a_2 = 1 + [(1-\omega)z/C_D e^{2s} - (1-\kappa)\sigma_2^2]/(\lambda e^{-2s}) \quad (45)$$

$$K_1^0(\sigma_1) = K_0(\sigma_1)/\sigma_1 K_1(\sigma_1) \quad (46)$$

$$K_1^0(\sigma_2) = K_0(\sigma_2)/\sigma_2 K_1(\sigma_2) \quad (47)$$

$$D(x) = [(a_2 - 1)(\kappa a_1 + 1 - \kappa)]/(a_2 - a_1) \quad (48)$$

$$E(x) = [(a_1 - 1)(\kappa a_2 + 1 - \kappa)]/(a_1 - a_2) \quad (49)$$

若取 $\hat{\alpha}$ 为 $0-P_{wD}$ 间 α 的中值, 则可得井底压力:

$$\bar{P}_{wD}(x) = \left[x \left(\hat{\alpha} x + \frac{D(x)}{K_1^0(\sigma_1)} + \frac{E(x)}{K_1^0(\sigma_2)} \right) \right]^{-1} \quad (50)$$

当 $\alpha = 1$ 时, 上式与井储系数为常数的压力解完全相同。

当生产时间长时 ($x \rightarrow 0$), 可得如下压力解,

$$P_{wD} = \frac{1}{2} (\ln t_D - \gamma + 2s) \quad (51)$$

其中 γ 为欧拉常数。

对于式(50), 取 $\lambda \rightarrow 0$ 时会得到二层无窜流地层压降解, 取 $\kappa \rightarrow 1$ 时会得到双孔介质地层压降解, 取 $\kappa = \omega$ 时, 可得均质地层压降解。

分析实测数据的具体方法如下:

1. 用霍纳分析方法和双对数分析方法结合分析晚期数据, 求得无量纲压力系数 F_M , 无量纲时间系数 T_M , 表皮系数 S 及试井结束时刻的无量纲井储系数 C_D 的初值。
2. 由数值拉氏变换求得 \bar{P}_{wD} 。
3. 由压力解关系式求出拉氏空间拟压力 \bar{P}_{pwD} 。
4. 由数值反演求出 P_{pwD} 。
5. 由式(31)及式(30)求出各时刻的井储系数值。
6. 由褶积关系式求出变井储理论压力值, 并绘出压力和导数双对数理论曲线与实测曲线的拟合图。
7. 利用计算出的续流量(即井底流量)做反褶积分析, 给出 SFRDC (sandface rate deconvolution) 分析图。

例 1 是取自文[3]一口实测压力恢复试井数据, 文中的数据表包括各时刻的压力值、续流量和井储系数值, 并根据测得的续流量用反褶积方法分析了这组数据。

图 4 是用本文方法由压力数据计算得到的井储系数对比图, 三角代表计算值, 圆圈代

表实测值。可以看出吻合比较好,打印出的计算结果表明,相对误差除个别点外一般小于 10%。

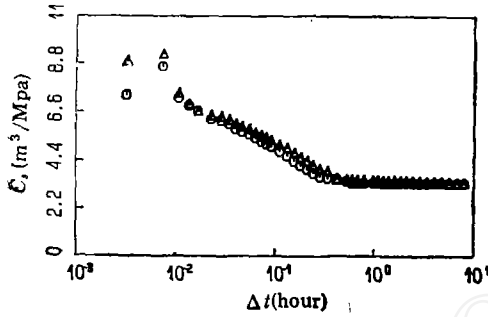


图 4 井储系数对比图

△△△计算值 ○○○实测值

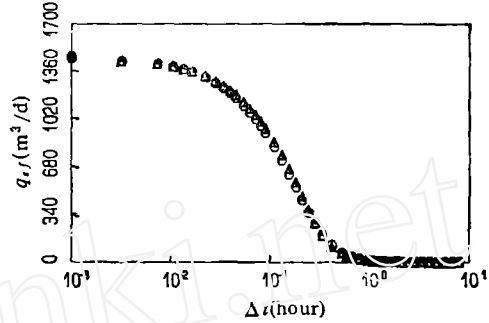


图 5 续流量对比图

△△△计算值 ○○○实测值

图 5 是续流量对比图,计算结果与实测结果吻合良好,打印出的最大相对误差为 8.6%。

图 6 是由计算出的续流量得到的变井储理论压力曲线与实测数据拟合图。可以看到,无论压力曲线还是导数曲线拟合都是很好的,由十字代表的反褶积导数从第 4 个点起,基本落在 0.5 线上。计算得外推地层压力 $P^+ = 16.56\text{MPa}$, 渗透率 $K = 0.4065\mu\text{m}^2$, 表皮系数 $S = 1.83$, 与文[3]的结果 $P^+ = 16.58\text{MPa}$, $K = 0.4032\mu\text{m}^2$, $S = 1.55$ 十分接近。

图 7 是 SFRDC 分析图,几乎所有点都在一条直线上。由第 4 个点起得到的计算结果是, $P^+ = 16.57\text{MPa}$, $K = 0.4021\mu\text{m}^2$, $S = 1.65$, 与双对数分析结果基本一致。

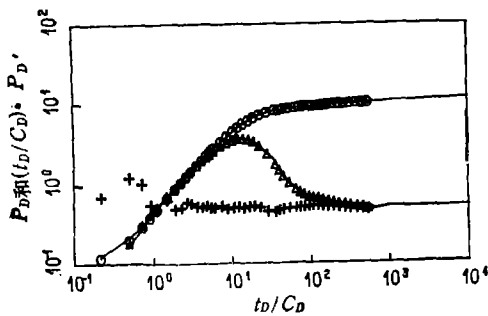


图 6 双对数曲线拟合图

○○○压力值 △△△导数值 +++反褶积导数值 ——理论曲线

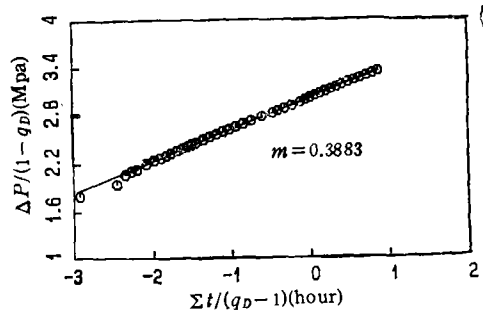


图 7 SFRDC 分析图

值得注意的是,用计算出来的续流量进行反褶积得到的压力导数值,从第 4 个点开始接近 0.5,即从 0.806 分钟以后测得的数据都可用于 SFRDC 分析。而用实测续流量进行反褶积得到的压力导数点,要从第 23 点,即 20.346 分钟后才基本落在 0.5 线上。这表明,实测的续流量记录可能有一定的误差。这种误差可能是由于流量计精度有限造成的。目前压力计的精度可高于流量计二个数量级,因此由精度极高的压力计测得的压力数据计算出的续流量可能比目前实测的还要准确。

依据新方法编制了 TATC 新版本的试井解释软件，解释了大庆油田、胜利油田、埕北油田二十余口井实测数据，分析结果表明，新方法实用有效。

图 8 是某油田一口具有驼峰现象的压复试井数据分析图。可以看到理论曲线与实测点吻合良好，反褶积导数点，从第 7 个点开始在 0.5 线上下波动，这是实测数据质量差造成的。

图 9 是计算出的续流量图，早期续流量递减迅速，中期出现倒灌现象 ($q_{if} < 0$)，晚期续流量趋于零。

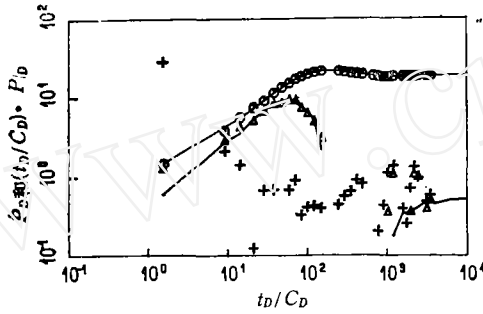


图 8 双对数曲线拟合图

○ ○ ○ 压力值 △ △ △ 导数值 + + + 反褶
积导数值 ——— 理论曲线

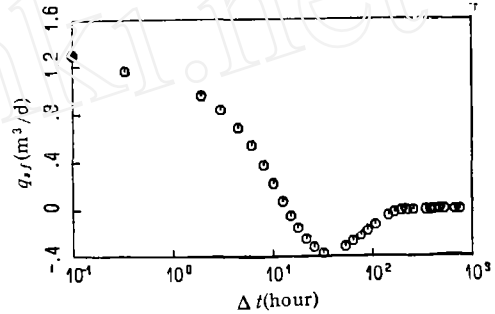


图 9 续流量图

图 10 是 SFRDC 分析图，取第 7 点以后的数据分析结果是， $P^+ = 15.667\text{MPa}$ ， $K = 3.155\mu\text{m}^2$ ， $S = 15.8$ ，与双对数分析结果基本一致。

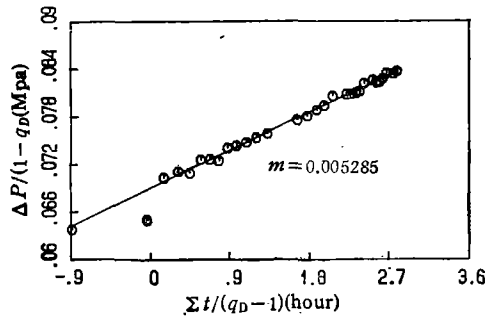


图 10 SFRDC 分析图

四、气井试井分析

气体的粘度 μ 、体积系数 B 、压缩系数 C 、及密度 ρ 都是随压力变化的，因此气体的流动方程是非线性的。Al-Husainy^[7] 和 Agarwal^[8] 分别提出了“拟压力”和“拟时间”概念，解决了流动方程的线性化问题。Lee^[9] 定义了气井的“有效井储系数”，绘出了有效井储系数为常数的内边界条件方程。

当井储系数变化时，均质地层的气井压降试井的压力定解问题可由文[10]的描述改写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r \rho K}{\mu} \frac{\partial P}{\partial r} \right) = \frac{\phi \rho C_i}{3.6} \frac{\partial P}{\partial t}, \quad r_{we} < r < \infty \quad (52)$$

$$P(r, 0) = P_i \quad (53)$$

$$P(t, \infty) = P_i \quad (54)$$

$$r \frac{\rho}{\mu} \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r_{we}} = \frac{1}{542.9 Kh} \left(B q_i \rho + C_i(F) \rho \frac{dP_w}{dt} \right) \quad (55)$$

参照文[10]提出的压力函数和时间函数的定义,设拟压力函数 P_p :

$$P_p = \int_{P_r}^P \frac{\mu_r / \rho_r}{\mu / \rho} \cdot dP \quad (56)$$

设拟时间函数 t_p :

$$t_p = \int_0^t \frac{\mu_r C_{ir}}{\mu C_i} \cdot dt \quad (57)$$

其中, μ_r, ρ_r, C_{ir} 分别是参考压力点 P_r 时的粘度、密度和综合压缩系数, P_p 和 t_p 分别具有压力的量纲和时间的量纲。

定义拟井储系数函数 $C_{pi}(P)$, 仍具有井储系数的量纲。

$$C_{pi}(P) = \frac{C_{ir}}{C_i} C_i(P) \quad (58)$$

则上述定解问题的数学描述可写成:

$$\frac{\partial^2 P_p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial P_p}{\partial r} = \frac{\phi \mu_r C_{ir}}{3.6 K} \frac{\partial P_p}{\partial t_p}, \quad r_{we} < r < \infty \quad (59)$$

$$P_p(r, 0) = P_{pi} \quad (60)$$

$$P_p(\infty, t_p) = P_{pi} \quad (61)$$

$$r \frac{\partial P_p}{\partial r} \Big|_{r_{we}} = \frac{B_r \mu_r}{542.9 kh} \left(q_i + \frac{24}{B_r} C_{pi}(P) \frac{dP_{pw}}{dt_p} \right) \quad (62)$$

式(59)–(62)与单相弱可压缩液体的变井储试井问题的数学描述式(3)–(6)的形式完全相同,这样,如果各变量做了如上变换,前述的分析方法可以同样用于气井变井储试井分析。

下面讨论拟井储系数 $C_{pi}(P)$ 。当拟井储系数 $C_{pi}(P)$ 不变时,就是有效井储系数为常数的情况,可以得出与弱可压缩液体完全相同的压降试井井底压力解,此时的拟压力及其导数双对数曲线的早期段斜率与普通样板曲线一样,在 45° 线上,即 $dP_p/dt_p = 1$ 。如果将式(57)代入可得

$$dP_p/dt = \mu_r C_{ir} / \mu C_i \quad (63)$$

在压力恢复试井时,由于积 $\mu_r C_{ir}$ 常常大于积 μC_i , 从而使拟压力与真实时间的双对数曲线早期段的斜率大于 45° , 这正是文[11]指出的单拟压力方法处理数据会出现“变井储”曲线特征及曲线拟合效果差的原因。

例 3 是某油田一口实测井数据,日产天然气 52960m^3 , 关井前生产了 260 小时,具有典型的变井储曲线特征。

图 11 是双对数曲线拟合图,压力曲线和导数曲线拟合基本良好,反褶积导数点由第

4点起基本落在0.5线上。计算结果得, $P^+ = 8.773 \text{ MPa}$, $K = 0.00319 \mu\text{m}^2$, $S = -0.6355$ 。

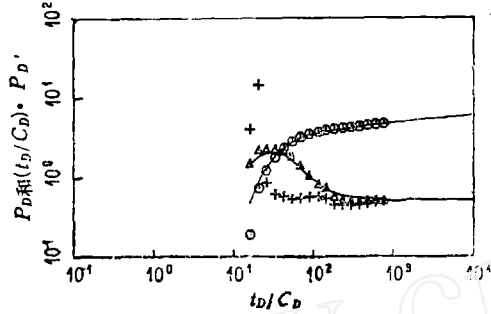


图 11 双对数曲线拟合图

○ ○ ○ 压力值 △ △ △ 导数值 + + + 反褶积导数值
—— 理论曲线

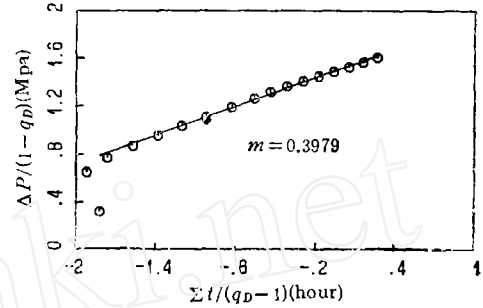


图 12 SFRDC 分析图

图 12 是 SFRDC 分析图,由第 4 点起分析的结果是, $P^+ = 8.751 \text{ MPa}$, $K = 0.003304 \mu\text{m}^2$, $S = -0.5535$,与双对数分析结果基本一致。

五、多相流试井分析

关于油-气-水三相流的试井分析,发表的文章不多,采用的方法基本类同于气井试井。压力法^[12]、拟压力法^[13]、压力平方方法^[14]仅仅使流动方程实现了部分线性化,而且内边界条件方程采用的是最简单的情况,假设井口产量与井底流量相等。因此,这些方法都只适合晚期数据的分析,即多相流的常规试井分析方法,这相当于五十年代单相液体的霍纳分析方法。

如果引入变井储试井分析的思想方法,定义新的拟压力、拟时间、拟井底压力、拟井储系数等函数,可以给出均匀介质地层多相流的线性流动方程和易于处理的内边界条件方程,前述单相流体试井分析的方法将有助于多相流体试井分析的研究。

六、结 论

本文工作有如下结果:

1. 分析了井储系数的物理含义,实验分析了压力对油-气两相压缩系数的影响。
2. 在实验分析和油田实测数据分析的基础上,提出了井储系数连续变化的特定模式,给出了相应的拉氏空间压力解,分析了井储系数连续变大或变小对压力曲线形态的影响。
3. 为了分析井储系数任意变化的试井数据,提出了“拟井底压力”新概念,给出了相应的拉氏空间压力解及长时间似近压力解。
4. 提出了一套完整的分析变井储试井数据的方法,新方法可以计算试井期间任意变化的续流量和井储系数,由计算出的续流量可以对变井储试井数据进行褶积和反褶积分析。
5. 变井储试井分析方法同样可以用于气井试井分析,并有助于多相流试井分析的研究。

究。

6. 三例实例数据分析结果表明新方法是实用有效的。

综上所述,变井储试井分析方法是对定井储试井分析理论的扩展,扩大了试井数据分析的范围,它更适合现场的实际情况。

参 考 文 献

- [1] Earlouger RC Jr, et al., Wellbore effects in injection well testing. *JPT*, 11: 1973
- [2] Ramey HJ Jr, et al., Annulus unloading rates as influenced by wellbore storage and skin effect, *SPEJ*, 10: 1972
- [3] Meunier D et al., Interpretation of pressure buildup test using in-situ measurement of afterflow, paper SPE 11463, 1983
- [4] Agarwal RG, et al., An investigation of wellbore storage and skin effect in unsteady liquid flow: I Analytical Treatment, paper SPE 2466, 1970
- [5] Fair WE Jr. Pressure buildup analysis with wellbore phase redistribution, paper SPE 8026, 1979
- [6] Beurder D. Pressure behavior of layered reservoirs with crossflow, paper SPE 13628, 1985
- [7] Al-Hussaini K and Ramey HJ Jr. Application of real gas flow theory to well testing and deliverability forecasting. *JPT*, 5: 1966
- [8] Agarwal TG. 'Real gas pseudo-time'—A new function for pressure buildup analysis of MHF Gas well paper SPE 8279, 1979
- [9] Lee WJ, et al., Application of pseudotime to buildup test analysis of low-permeability gas wells with long-duration wellbore storage distortion. *JPT*, 12: 1982
- [10] Meunier DE, et al., Gas well test analysis: use of normalized pressure and time functions, paper SPE 13082, 1984
- [11] Lee WJ, et al., Analyzing gas well buildup tests with changing wellbore storage in tight gas, paper SPE 12845, 1984
- [12] Martin JC Simplified equations of flow in gas drive reservoirs and the theoretical foundation of multiphase pressure buildup analysis. *Trans. AIME*, 1959, 216
- [13] Boe A, et al., Two-phase pressure test analysis, paper SPE 10224, 1981
- [14] Al-Khalifa, A-JA, et al., A new approach to multiphase well test analysis, paper SPE 16743, 1987

WELL TEST ANALYSIS OF HIGH COMPRESSIBLE FLUIDS

Zhang Yitang

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing, 100080)

Abstract In this paper, a method to compute the arbitrary changing wellbore storage coefficient and sandface flow rate from wellbore pressure data alone. The method is also applicable for gas well test analysis, and makes a contribution to the study of multiphase flow well test analysis. Example analysis results show that the method is practical.

Key words high compressible fluid, porous medium, well test analysis, changing wellbore storage