

凝析气田压力曲线特征分析*

徐献芝 刘慈群

(石油天然气总公司 渗流流体力学研究所
中国科学院)

摘 要

本文采用一个带汇项的流动方程描述了凝析气井在压力大于最大凝析压力时的压力时间变化特征. 根据Duhamel 叠加原理建立了反映凝析作用的汇项; 引入了描述这一汇项的两个新的物理参数: 凝析强度 R_D 和凝析弛豫时间 λ_D . 由汇项在流动方程中的作用, 给出了凝析作用影响井口压力的定量表述, 阐明了凝析作用影响井口压力的机理. 本文给出了这一流动方程外边界条件为无限大、内边界以定产量生产情况下的解析解.

本文的结论可用于试井理论.

关键词 凝析 汇项 凝析强度 凝析弛豫时间 试井

一、引 言

凝析气的一个重要特征是它的反转凝析性^[1]. 当地层压力小于初凝压力时, 部分气体开始凝析成液体. 对这一特性在地层流动中的表现, M. J. Economics和Dowell Sechlum给出了定性的描述^[2], Tusa大学的Raghavan等人用多组份模型, 采用数值计算的方法计算了凝析气在地层中的流动特性^[3]. 但是, 对凝析过程以及凝析作用在流动方程中的表现, 还没有建立较能令人满意的理论. 本文从质量守恒的角度考虑, 凝析液的析出, 主要影响了气体系统的质量, 这样, 就可以在气体流动方程中用一汇项描述凝析作用. 这一汇项是根据Duhamel 叠加原理建立的. 本文给出了一维无穷大地层定产量生产情况下的解析解, 引入了凝析强度 R_D 及凝析弛豫时间 λ_D 两个新的概念描述凝析作用影响井口压力变化的机理. 其结论可用于试井分析.

二、基本方程

凝析气在地层中流动, 如果气体系统中压力小于初凝压力, 凝析液从气体中析出. 它的典型产液规律由图1给出^[1]. 在凝析气的流动过程中, 这一部分的质量损失可用一个体汇描

* 1990年8月20日收到.

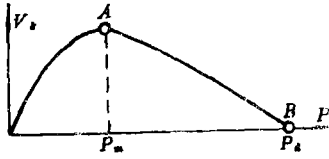


图1 典型的凝析等温线

述。我们采用高压压缩流体假定^[4]，给出流动方程如下：

$$\frac{1}{\chi} \frac{\partial P}{\partial t} - \nabla^2 P - q_0 = 0 \quad (2.1)$$

如何确定汇项的具体形式正是本文的特点与难点。根据典型的凝析等温线(图1)，

假设 $P_m < P < P_d$ 时，产液与压力呈线性关系：

$$V = R \cdot \Delta P \quad (2.2)$$

其中 $R = V_m / (P_d - P_m)$ ， $\Delta P = P_d - P$

在一定的压层下，凝析液的产生是与时间相关的一个过程。从 $t=0$ 时刻起，由于反转凝析的作用，到 t 时间，从气体系统中单位压差下析出的累计油量 $Q_0(t)$ 可表示为：

$$Q_0(t) = R(1 - \exp[-\lambda t]) \quad (2.3)$$

R 为凝析强度，它的物理意义是在凝析作用下，单位压差最终能产出的液量，

λ 为凝析弛豫时间，表征这一过程的时间长短，其量纲为 $[1/T]$ 。

R 和 λ 是与岩石和凝析气性质有关，并可由实验测定的常数。

由式(2.3)，产液速率为：

$$q_0(t) = dQ_0(t)/dt = R \exp[-\lambda t] \quad (2.4)$$

在气体系统压力逐步变化时，一定压差下，凝析的液体将脱离气体系统存留在地层中，当压差继续变化时，该部分液体继续存留在地层中，而在新增的压差下，液体又以(2.4)式的形式从气体系统凝析出来。产液速率与时间的关系 $q_0(t)$ 可由 Duhamel 叠加原理推得。我们把 $0 \sim t$ 分成 n 份 ($t = t_n$)，则到 t 时，气体系统中任一点的产液速率可近似地表为：

$$q_0(t) = R\lambda \left\{ \sum_{i=0}^{n-2} \Delta P(\tau_i) \left[-\frac{d}{d\tau} \exp[-\lambda(t-\tau)] \right] \cdot \Delta \tau_i + \Delta P(\tau_{n-1}) \exp[-\lambda(t-\tau_{n-1})] \right\} \quad (2.5)$$

其中 $\tau = \tau_i + \theta \Delta \tau_i$ ， $t_0 = 0$ ， $\Delta \tau_i = \tau_{i+1} - \tau_i$ ， $0 \leq \theta \leq 1$ ；令 $n \rightarrow \infty$ ， $(\Delta \tau_i \rightarrow 0)$ ，则可得：

$$q_0(t) = R\lambda \left[\Delta P - \lambda \int_0^t \Delta P(\tau) \exp[-\lambda(t-\tau)] dt \right] \quad (2.6)$$

此即凝析方程，它与方程(2.1)组成封闭的方程组。

三、一维径向无穷大地层凝析问题的解

为使问题简单化，我们假定原始地层压力 P_i 与初凝压力 P_d 相等，这样无量纲化后的方程及边界条件将更为简明。

$$\text{令: } r_D = r/r_w, \quad t_D = \frac{k \cdot t}{\phi \bar{\mu} \bar{c} r_w^2}, \quad \Delta P_D = \Delta P/g_D$$

$$\lambda_D = \frac{\phi \bar{\mu} \bar{c} r_w^2}{k} \cdot \lambda, \quad R_D = \frac{\bar{R} T \rho_c c_0}{\phi \bar{\mu} \bar{c} r_w^2}$$

其中 \bar{R} 为气体常数

$$c_0 = \frac{P}{\mu z} = \text{常数}$$

由此可得无限大地层凝析问题的无量纲形式方程及边界条件:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \Delta P_D}{\partial t_D} - \frac{1}{r_D} \frac{\partial}{\partial r_D} \left(r_D \frac{\partial \Delta P_D}{\partial r_D} \right) - R_D \lambda_D \left\{ \Delta P_D - \lambda_D \int_0^{t_D} \Delta P_D(\tau) \exp[-\lambda_D(t_D - \tau)] d\tau \right\} \\ r_D \frac{\partial \Delta P_D}{\partial r_D} \Big|_{r_D=1} = -1, \quad \Delta P_D \Big|_{r_D \rightarrow \infty} = 0, \quad \Delta P_D \Big|_{t_D=0} = 0 \end{aligned} \right\} (3.1)$$

可通过对方程(3.1)进行Laplace和Webber双重交换求解,其简要过程如下:

对方程(3.1)作Laplace变换,得:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{r_D} \frac{\partial}{\partial r_D} \left(r_D \frac{\partial \Delta \bar{P}_D}{\partial r_D} \right) - z(s) \Delta \bar{P}_D = 0 \\ r_D \frac{\partial \Delta \bar{P}_D}{\partial r_D} \Big|_{r_D=1} = -\frac{1}{s}, \quad \Delta \bar{P}_D \Big|_{r_D \rightarrow \infty} = 0 \end{aligned} \right\} (3.2)$$

$$\text{其中 } z(s) = s \cdot \frac{s + \lambda_D(1 - R_D)}{s + \lambda_D} \quad (3.3)$$

ΔP_D 的变化区域 $1 \leq r_D < \infty$, 方程为第二类边界条件,使用积分变换对:

$$\text{变换: } \Delta \bar{P}_D(\rho, s) = \int_1^\infty r' R_0(\rho, r') \Delta \bar{P}_D(r', s) dr' \quad (3.4)$$

$$\text{反变换: } \Delta \bar{P}_D(r_D, s) = \int_0^\infty \rho \frac{R_0(\rho, r_D)}{N(\rho)} \Delta \bar{P}_D(\rho, s) d\rho \quad (3.5)$$

$$\text{其中 } R_0(\rho, r_D) = J_0(\rho, r_D) Y_1(\rho) - Y_0(\rho r_D) J_1(\rho) \quad (3.6)$$

$$1/N(\rho) = 1/[J_1^2(\rho) + Y_1^2(\rho)] \quad (3.7)$$

这是Webber变换当 $\nu=0$ 时的特殊情形.

对方程(3.2)作Webber变换:

$$-\rho^2 \Delta \bar{P}_D - z(s) \Delta \bar{P}_D + \sum_{i=1}^N \int_{s_i}^{\infty} M_i(r'_i, s) ds'_i = 0 \quad (3.8)$$

因为是第二类边界条件,所以

$$\sum_{i=1}^N \int_{s_i}^{\infty} M_i(r'_i, s) ds'_i = -\frac{R_0(\rho, r_D)}{s} \Big|_{r_D=1} = \frac{2}{\pi \rho s} \quad (3.9)$$

上式用到:

$$R_0(\rho, 1) = J_0(\rho) Y_1(\rho) - Y_0(\rho) J_1(\rho) = -\frac{2}{\pi \rho} \quad (3.10)$$

于是

$$\Delta \bar{P}_D = \frac{2}{(z(s) + \rho^2)(\pi \rho s)} \quad (3.11)$$

$$\text{反变换: } \Delta P_D = \int_0^\infty \frac{R_0(\rho r_D)}{N(\rho)} \frac{2}{\pi s [z(s) + \rho^2]^2} d\rho \quad (3.12)$$

查Laplace反变换表

$$\Delta P_D = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{1}{s_1 - s_2} \left[\frac{s_1 + \lambda_D}{s} (\exp[s_1 t_D] - 1) \right.$$

$$-\frac{s_2 + \lambda_D}{s_2} (\exp[s_2 t_D] - 1) \left] \frac{R_D(\rho_1 r_D)}{N(\rho)} d\rho \quad (3.13)$$

s_1, s_2 是 $z(s) + \rho^2 = 0$ 的两个根。

四、结果与分析

1. 数值积分

当 $r_D = 1$ 时, 井口压力表达式为:

$$\Delta P_{WD} = \frac{4}{\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{1}{s_1 - s_2} \left[\frac{s_1 + \lambda_D}{s_1} (\exp[s_1 t_D] - 1) - \frac{s_2 + \lambda_D}{s_2} (\exp[s_2 t_D] - 1) \right] \frac{d\rho}{\rho N(\rho)} \quad (4.1)$$

在编程计算前, 应将 (4.1) 式写成实的形式. 因为 $\rho > 0$, 使 (4.1) 式出现复数的情况有两种:

$$a) \quad R_D \geq 1 \text{ 时, } \sqrt{\lambda_D} (\sqrt{R_D} - 1) < \rho < \sqrt{\lambda_D} (\sqrt{R_D} + 1) \quad (4.2)$$

$$b) \quad R_D < 1 \text{ 时, } \sqrt{\lambda_D} (1 - \sqrt{R_D}) < \rho < \sqrt{\lambda_D} (1 + \sqrt{R_D}) \quad (4.3)$$

$$\text{令: } a = [\lambda_D (1 - R_D) + \rho^2] / 2 \quad (4.4)$$

$$b = \sqrt{4\lambda_D \rho^2 - [\lambda_D (1 - R_D) + \rho^2]^2} / 2 \quad (4.5)$$

则: $s_{1,2} = -a \pm ib$, 将 s_1, s_2 代入 (4.1), 根据复数运算规则, 得到被积函数:

$$F_1 = [1 - \exp[-at_D] \cos bt_D + (\rho^2 - a) \exp[-at_D] \frac{\sin bt_D}{b}] \frac{1}{\rho^3 N(\rho)} \quad (4.6)$$

$$\text{令: } \rho_1 = \sqrt{\lambda_D} |\sqrt{R_D} - 1|, \rho_2 = \sqrt{\lambda_D} (\sqrt{R_D} + 1) \quad (4.7 \sim 8)$$

$$F_0 = \frac{1}{s_1 - s_2} \left[\frac{s_1 + \lambda_D}{s_1} (\exp[s_1 t_D] - 1) - \frac{s_2 + \lambda_D}{s_2} (\exp[s_2 t_D] - 1) \right] \frac{1}{\rho N(\rho)} \quad (4.9)$$

则 (4.1) 式可写作:

$$\Delta P_{WD} = \left[\int_0^{\rho_1} + \int_{\rho_2}^{\infty} F_0(\rho, t_D) \right] d\rho + \int_{\rho_1}^{\rho_2} F_1(\rho, t_D) d\rho \quad (4.10)$$

对上式的数值积分, 我们选择了两组参数进行了计算. 第一组固定 R_D 值不变, 第二组固定 λ_D 值不变. 对特殊函数 J_1, Y_1 采用多项式逼近的方法; 无穷积分采用变步长辛普生公式, 用 «FORTRAN» 语言编写程序, 在 VAX-II 机上计算, 积分设计精度为 10^{-6} . 计算值在 SPL-450 绘图机上绘出两组曲线, 见图 2, 图 3.

2. 表征凝析气流动特征的参数 λ_D, R_D

从图 2 中看出, 当 λ_D 取常数 0.0001 时, 在时间 t_D 大约为 200 时, 凝析作用开始表现出来, 其形式是曲线上翘. 它的物理意义解释如下:

凝析液聚积时, 在由原来因井口采气引起的压力降落上又附加了因两相交换引起的压力降落, 随时间的推移, 这一压差越来越大.

R_D 取 1.0, 3.0, 5.0, 7.0, 10.0 的计算结果表明, R_D 值越大, 曲线上翘的幅度越大, 这表明 R_D 值是表征凝析作用大小的值.

从图 3 中看出, R_D 取常数 1.0, λ_D 取 1.0, 0.1, 0.01, 0.001, 0.0001 和 0.00001 所给出的六条曲线表明;

- 1) λ_D 控制着凝析作用开始的时间, λ_D 大的值对应着凝析作用发生的时间较早。
- 2) 凝析作用一旦发生, 压差与时间对数几乎成直线关系。

λ_D 是 λ 的无量纲形式, 从(2.4)中可以看出 λ 的物理含义, λ 的量纲为[时间] $^{-1}$, 它表示在一定压差下凝析作用完成的快慢, λ 值大, 凝析作用完成的就较快。从计算结果上看, λ_D 较小的值在凝析作用的表现上相对于 λ_D 大的值滞后, 这与物理意义上的假设是吻合的。

根据(3.1)中无量纲汇项的表述:

$$q_{oD} = R_D \lambda_D [\Delta P_D - \lambda_D \int_0^{t_D} \Delta P_D(\tau) \exp[-\lambda_D(t_D - \tau)] d\tau] \quad (4.11)$$

汇项的强度除与 R_D , ΔP_D 直接相关外, 与 λ_D 也是相关的。在第二组计算中, 我们选 $R_D=1.0$, $\lambda \leq 1.0$, 使汇项对方程的作用不是很大, 这样, 在 $t_D < 10^6$ 时, 曲线没有像第一组计算中曲线剧烈上翘的情形, 而是呈近似直线上升。

另外, 值得注意的是, 随着时间的增加, 压差不断增加, 压力在某一时刻就会小于最大凝析压力。这超出了本文的假定, 没有物理意义, 因此, 本文没有给出 $\lambda_D > 1$, $R_D > 1$ 的计算曲线, 它们表示地层有较强的凝析液聚积, 在时间不大的情况下, 其压降已超出了本文的假定。

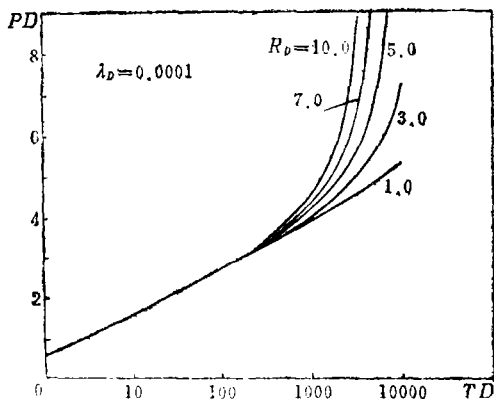


图2 SEMI-LOG-PLOT

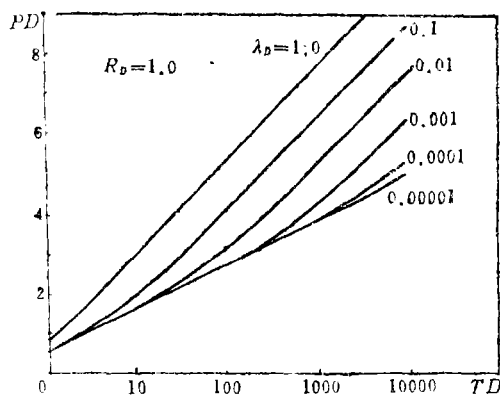


图3 SEMI-LOG-PLOT

五、结 论

在上一节中, 我们明确了凝析液聚积影响井口压力的机理, 在这里我们定义:

R_D 为无量纲凝析强度, λ_D 为无量纲凝析弛豫时间。

这两个特征参数是由凝析气本身的气体性质确定的。重要的是, 我们得到的由 R_D , λ_D 表示的汇项, 使得我们对凝析液聚积对压力的影响有了定量的描述。这一汇项在流动方程中的作用, 就是使在由因井口采气而引起的压力降落上又附加了因凝析液聚积而引起的压力损失。

在试井过程中, 通过井口压力的变化, 我们能得到有关地层的一些参数。通过本文的分析, 我们指出, 凝析气井的井口压力变化, 不仅包含了有关地层参数的信息, 还包含了凝析气本身的信息——附加压力损失: 凝析强度与凝析弛豫时间。

由于不同地区的凝析气组份不尽相同, 它的凝析强度与凝析弛豫时间也就不一样。因此, 针对凝析气试井工作, 绘制不同凝析强度, 不同凝析弛豫时间的样板曲线是必要的。为得到地层参数, 做样板曲线拟合之前, 必须从井口取样, 得到该井凝析气的凝析强度与弛豫时间, 在这个凝析强度与弛豫时间的样板曲线上进行地层参数的拟合, 将更加接近实际情况。

参 考 文 献

- [1] 米尔扎赞扎杰, A. X, A. Γ. 杜尔米希扬等, 《凝析气田开发》, 杨培友、齐光先、陈历荣译, 石油工业出版社, 北京(1983).
- [2] Economides, M. J., Dowell Schelumberger et al., Hysteresis effects for gas condensate wells undergoing buildup test below the dew point pressure, SPE 16748.
- [3] Jones, J. R. and R. Raghavan, Interpretation of flowing well response in gas condensate wells, SPE 14204.
- [4] 加拿大国家能源保护委员会编, 《气井试井理论与实践》, 童宪章、陈元千、史久浩、周维四译, 石油工业出版社, 北京(1988).

Analysis of Characteristics of Pressure Curve in Gas-Condensate Wells

Xu Xian-Zhi Liu Ci-qun

(Institute of Porous Flow and Fluid Mechanics, Academia Sinica, Langfang)

Abstract

This paper utilizes a flow equation with a sink item that describes the characteristics of pressure-time chart when the pressure is higher than the maximum condensate pressure. We have established a sink item to show the influence of accumulation of condensate liquid according to Duhamel Principle of Superposition, and introduced two coefficients for it: condensing strength R_D and condensing relaxation time λ_D . This paper gives the principle and the quantitative expression of the well pressure influenced by condensate function in the flow equation. An analytical solution for an infinite system is obtained (constant rate). These results can be used to analyse the unsteady flow test of constant production.

Key words condensate, sink item, condensing strength, condensing relaxation time, flow test