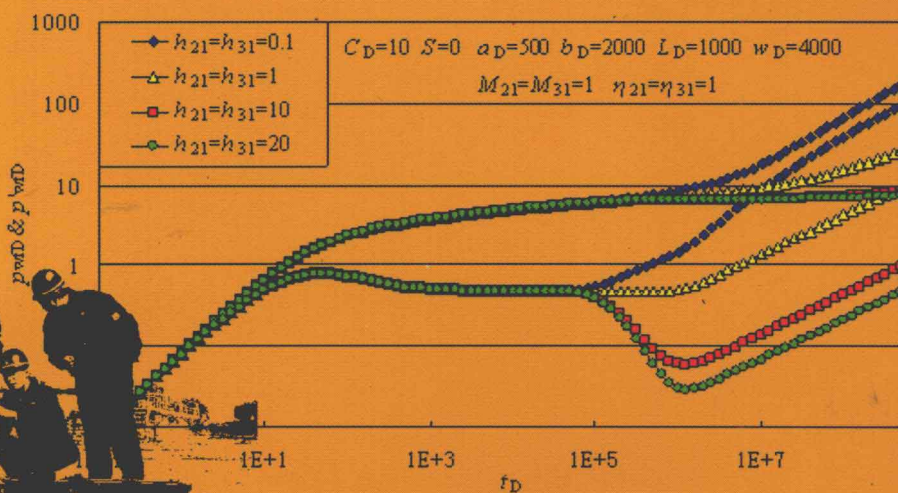
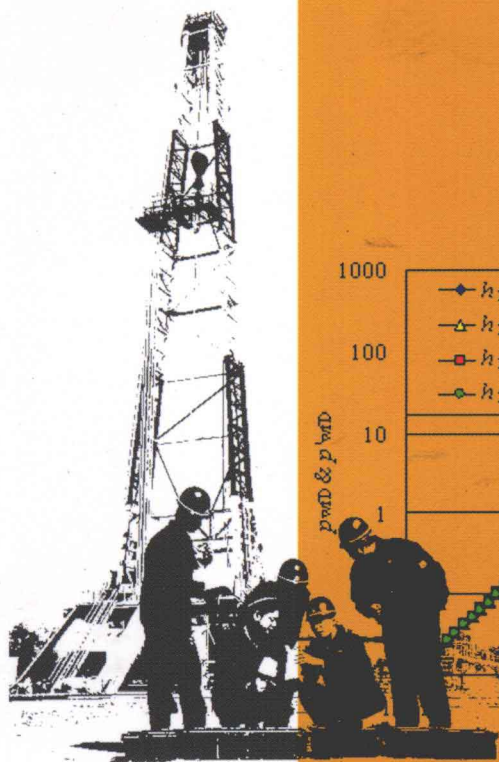


国家杰出青年科学基金 (Grant No.51125019) 资助

FEIJUNZHI QICANG SHIJING LILUN

非均质气藏 试井理论

张烈辉 郭晶晶 著



石油工业出版社

国家杰出青年科学基金 (Grant No.51125019) 资助

非均质气藏试井理论

张烈辉 郭晶晶 著

石油工业出版社

内 容 提 要

本书针对非均质气藏的不稳定试井理论进行了深入研究, 主要内容包括不稳定试井基本概念和理论、径向复合非均质气藏试井理论模型、线性复合非均质气藏试井理论模型, 以及考虑非线性渗流情况下的径向复合和线性复合非均质气藏试井理论模型, 并分析了井筒条件、储层和边界条件等对试井解释曲线的影响。

本书适合从事试井分析的工程技术人员及高校相关专业师生参考和借鉴。

图书在版编目(CIP)数据

非均质气藏试井理论 / 张烈辉, 郭晶晶著.
北京: 石油工业出版社, 2013.1
ISBN 978-7-5021-9337-9

I. 非…

II. ①张…②郭…

III. 非均质油气藏—试井

IV. ① TE343 ② TE353

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2012) 第 256881 号

出版发行: 石油工业出版社

(北京安定门外安华里 2 区 1 号 100011)

网 址: <http://pip.cnpc.com.cn>

编辑部: (010) 64240656 发行部: (010) 64523620

经 销: 全国新华书店

印 刷: 北京中石油彩色印刷有限责任公司

2013 年 1 月第 1 版 2013 年 1 月第 1 次印刷

787×1092 毫米 开本: 1/16 印张: 9

字数: 224 千字

定价: 40.00 元

(如出现印装质量问题, 我社发行部负责调换)

版权所有, 翻印必究

前 言

气井试井分析是一种认识、评价气藏的重要手段,试井分析所提供的动态信息可以为气田开发方案的部署、调整和实施提供重要的理论依据和指导。

长期以来,人们在均质气藏试井理论方面做了大量的研究工作。然而,由于地层本身在沉积过程中的非均质性,钻井、完井和开采过程中所造成的污染,以及随着油气田开发的不断深入,气、水的重新分布等等,使得实际气藏的地下情况越来越复杂,非均质性越来越严重。这些都对原有的试井理论和试井分析方法提出了新的挑战,以往建立在均质等厚、各向同性基础上的不稳定试井理论模型难以适应新形势下的开发试井的要求。因此,有必要从气田开发的实际出发,建立符合气田地下实际情况的非均质气藏试井理论模型,用以指导气田开发的生产实践。

本书针对非均质气藏的不稳定试井理论进行了研究,内容包括试井解释模型的建立、求解理论与方法、典型曲线特征分析等。本书数学推导严谨、物理描述清晰,各章既相对独立,又相互有机结合,非常适合读者掌握非均质试井理论与方法的深刻内涵。全书共分为五章。第一章简要介绍了不稳定试井分析的基本概念、基本流动阶段以及单一介质和双重介质气藏基本渗流理论,为以后各章试井解释模型的推导作了理论上的铺垫。第二章和第三章针对单一介质和双重介质气藏,分别介绍了径向复合非均质和线性复合非均质气藏试井解释模型的建立、解析求解过程以及试井典型曲线特征,对于求解过程中所用到的数学物理方法也作了简单介绍。第四章从压敏性气藏非线性渗流规律入手,针对压敏性单一介质和双重介质气藏,介绍了考虑应力敏感效应的径向复合非均质气藏试井解释数学模型的建立、差分模型的推导及求解方法,并阐述了应力敏感对典型曲线形态的影响,对建立差分模型时内边界条件的处理方法也作了介绍。第五章针对压敏性单一介质和双重介质气藏,介绍了考虑应力敏感效应的线性复合非均质气藏试井解释数学模型的建立、差分模型的推导及求解方法,并阐述了应力敏感对典型曲线形态的影响。

本书由西南石油大学张烈辉教授、郭晶晶博士编著。在本书的编写过程中,得到了西南石油大学李允、段永刚、李晓平、刘启国、王海涛、罗建新、冯国庆、吴锋、陈军、胡书勇、代艳英等老师以及赵玉龙、张德良、陈果、李隆新、方晓春、曾杨、蒋艳芳等研究生的帮助,在此,谨向他们表示衷心的感谢,同时也向书中所引用文献的所有作者表示感谢。

本书得到了国家杰出青年科学基金 (Grant No.51125019) 资助。

由于作者理论水平和实践经验有限,本书仍可能存在许多不完善和欠妥之处,欢迎提出宝贵意见和建议。

著者

2012年7月19日

目 录

第一章 试井分析基本概念与理论	1
第一节 试井分析基本概念	1
第二节 单一介质气藏试井分析基本理论	8
第三节 双重介质气藏试井分析基本理论	14
第二章 径向复合气藏试井理论	17
第一节 单一介质径向复合气藏试井理论	17
第二节 双重介质径向复合气藏试井理论	27
第三章 线性复合气藏试井理论	37
第一节 单一介质两区线性复合气藏试井理论	37
第二节 单一介质三区线性复合气藏试井理论	48
第三节 双重介质两区线性复合气藏试井理论	57
第四节 双重介质三区线性复合气藏试井理论	64
第四章 压敏性径向复合气藏试井理论	77
第一节 渗透率变异数学模型	77
第二节 单一介质压敏性径向复合气藏试井理论	78
第三节 双重介质压敏性径向复合气藏试井理论	87
第五章 压敏性线性复合气藏试井理论	95
第一节 单一介质压敏性两区线性复合气藏试井理论	95
第二节 单一介质压敏性三区线性复合气藏试井理论	104
第三节 双重介质压敏性两区线性复合气藏试井理论	111
第四节 双重介质压敏性三区线性复合气藏试井理论	119
主要符号说明	130
参考文献	134

第一章 试井分析基本概念与理论

气井试井分析是气藏开发工程中动态描述、动态监测的重要研究内容和手段，在气藏工程领域占有十分重要的地位，可以说，试井技术与试井结果已经成为气藏描述和正确开发气田一种重要的必不可少的手段和方法。通过对气井或气田测试资料的分析，可以得到地层和测试井的各种特性参数（如渗透率、地层污染情况、原始地层压力、流动系数等）以及层与层之间、井与井之间的连通关系。将试井分析所提供的动态信息和其他方法所得到的静态信息结合起来，可以为气田勘探开发提供重要的理论依据和指导。

长期以来，人们在均质气藏试井理论方面做了大量的研究工作。总体来说，随着试井理论和应用技术的发展及计算机技术的发展，试井理论与技术发展到目前阶段对于均质气藏范畴的试井分析已经较为容易实现。目前的常规试井分析理论和现代试井分析理论都是基于对渗流数学模型进行解析求解的基础之上发展起来的，为了便于求解，往往需要假设如储层均质等厚和各向同性等条件。

然而，由于地层本身沉积过程中的非均质性，气藏在钻井、完井和开采过程中所造成的污染情况以及随着油气田开发的不断深入气、水的重新分布等等，使得实际气藏的地下情况越来越复杂，非均质性越来越严重，如不同方向上的渗透率不同，气藏中不同位置处的孔隙度、渗透率也不同，另外气藏中不同位置处的储层厚度也有可能不相同，处于气藏不同位置的流体特性也有可能不相同。这些问题对原有的试井理论和试井分析方法提出了新的挑战，以往建立在均质等厚、各向同性基础上的不稳定试井理论模型难以适应开发试井的要求。因此，必须从气田开发的实际出发，建立符合气田地下实际情况的非均质试井理论模型，用以指导气田开发的生产实践。

第一节 试井分析基本概念

一、无因次变量

现代试井分析中往往要涉及无因次变量，或者称为无量纲量。无因次变量的概念是与有因次量或有量纲量相对应的。一般来说，若某一物理量被度量的数值大小与所选择的测量单位有关，那么该物理量为有因次量或有量纲量。与之相对应的，有些物理量不具有量纲或者说量纲为 1，这样的物理量称为无量纲量。

要计算某一有因次物理量，往往需要涉及许多其他有因次物理量，有时会给计算带来麻烦。为了简化计算，人们常常会把某些有因次物理量进行无因次化。在试井分析中所涉及的某物理量的无因次化，一般是将该物理量与其他的一些物理量进行组合，并与该物理量成正比。无因次变量的引入能简化渗流微分方程，减少未知参数的个数，便于试井理论模型的推导和求解。此外，以无因次变量形式所表达的解代表了某一类模型统一形式的解，它不受变量单位制选择的影响，具有更普遍的意义，且表达形式简单，其最终结果适用于

任何单位制。例如，对某一无因次渗流模型进行求解，可得到以无因次变量形式所表示的无因次解，然后可根据实际需要将无因次解换算成所需单位制下的有量纲表达式。

气井试井分析中常用的无因次变量如下。

1. 无因次拟压力 p_D

气井的无因次拟压力与拟压力差成正比。对于单一介质气藏，无因次拟压力一般采用如下定义式：

$$\begin{cases} p_D = \frac{\pi K h T_{sc}}{q_{sc} p_{sc} T} (\psi_i - \psi) \\ p_{wD} = \frac{\pi K h T_{sc}}{q_{sc} p_{sc} T} (\psi_i - \psi_{wf}) \end{cases} \quad (1.1.1)$$

对于双重介质气藏，无因次拟压力定义式如下：

$$\begin{cases} p_{Df} = \frac{\pi K_f h T_{sc}}{q_{sc} p_{sc} T} (\psi_i - \psi_f) \\ p_{Dm} = \frac{\pi K_f h T_{sc}}{q_{sc} p_{sc} T} (\psi_i - \psi_m) \\ p_{wD} = \frac{\pi K_f h T_{sc}}{q_{sc} p_{sc} T} (\psi_i - \psi_{wf}) \end{cases} \quad (1.1.2)$$

式中 K ——储层渗透率， m^2 ；

K_f ——裂缝渗透率， m^2 ；

h ——储层厚度， m ；

T_{sc} ——标况下温度， K ；

p_{sc} ——标况下压力， Pa ；

q_{sc} ——气井地面产量， m^3/s ；

T ——温度， K ；

ψ ——真实气体拟压力， $Pa^2/(Pa \cdot s)$ ；

ψ_f ——裂缝系统拟压力， $Pa^2/(Pa \cdot s)$ ；

ψ_m ——基质系统拟压力， $Pa^2/(Pa \cdot s)$ ；

ψ_i ——原始地层压力对应的拟压力， $Pa^2/(Pa \cdot s)$ 。

从式 (1.1.1) 和式 (1.1.2) 可知，无因次拟压力实际上对应的是无因次的拟压力差，但是在试井分析理论中习惯上称之为无因次拟压力。

2. 无因次时间 t_D

无因次时间与开井时间 t （压力降落试井）或关井时间 Δt （压力恢复试井）成正比。对于单一介质气藏，无因次时间一般定义如下：

$$t_D = \frac{K t}{\phi \mu_i C_{gi} r_w^2} \text{ 或 } t_D = \frac{K \Delta t}{\phi \mu_i C_{gi} r_w^2} \quad (1.1.3)$$

对于双重介质气藏，无因次时间定义如下：

$$t_D = \frac{K_f t}{(\phi C_{gi})_{f+m} \mu_i r_w^2} \text{ 或 } t_D = \frac{K_f \Delta t}{(\phi C_{gi})_{f+m} \mu_i r_w^2} \quad (1.1.4)$$

式中 t ——生产时间, s;

Δt ——持续时间或关井压力恢复时间, s;

ϕ ——储层孔隙度, 分数;

ϕ_f ——裂缝孔隙度, 分数;

ϕ_m ——基质孔隙度, 分数;

μ_i ——原始地层压力温度条件下的气体黏度, Pa·s;

C_{gi} ——原始地层压力温度条件下的气体压缩系数, Pa⁻¹;

C_{fgi} ——原始地层压力温度条件下裂缝系统中气体压缩系数, Pa⁻¹;

C_{mgi} ——原始地层压力温度条件下基质系统中气体压缩系数, Pa⁻¹;

r_w ——井径, m。

3. 无因次距离 r_D

无因次距离可以用井半径 r_w 为基准进行定义, 也可以用有效井径 $r_w e^{-S}$ 为基准进行定义:

$$r_D = \frac{r}{r_w} \quad (1.1.5)$$

或

$$r_D = \frac{r}{r_w e^{-S}} \quad (1.1.6)$$

式中 r ——径向距离, m;

S ——表皮系数, 无因次。

4. 无因次井筒储集常数 C_D

无因次井筒储集常数与井筒储集常数 C 成正比。对于单一介质气藏和双重介质气藏, 它的定义不相同。对于单一介质气藏, 其定义式可写为:

$$C_D = \frac{C}{2\pi h \phi C_{gi} r_w^2} \quad (1.1.7)$$

对于双重介质气藏, 其定义式可写为:

$$C_D = \frac{C}{2\pi h (\phi C_{gi})_{f+m} r_w^2} \quad (1.1.8)$$

式中 C ——井筒储集常数, m³/Pa。

无因次化的方法并不是唯一的, 根据不同的模型求解需要, 可以采用不同的方法定义同一个无因次量。上面给出的只是最基本的无因次变量定义方法。

二、表皮效应

钻井、完井过程中往往会使气井井筒周围地层渗透率受到伤害, 开发过程中采取的增产措施也会导致地层渗透率发生变化。为了描述这种由于渗透率的改变而造成的井底附近

压力降的改变，Hawkins 等提出了表皮效应的概念，并定义了表皮系数来表征表皮效应的大小。

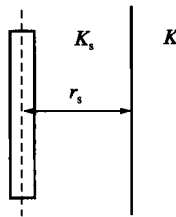


图 1.1.1 井筒附近污染带示意图

如图 1.1.1 所示，设井筒附近污染地带的渗透率为 K_s ，污染半径为 r_s ，地层原始渗透率为 K 。由于表皮效应的存在，地层中的压力分布与理想井条件下的压力分布不同。这种差异在井筒附近较大，随着径向距离的增大，差异逐渐减小。在图 1.1.2 中， $\Delta\psi_1$ 表示井筒附近渗透率不发生变化时，从半径为 r_s 处到井底 r_w 处的拟压力降； $\Delta\psi_2$ 表示井筒附近渗透率发生变化时，从半径为 r_s 处到井底 r_w 处的拟压力降，定义 $\Delta\psi_s$ 表示由于近井地带渗透率的改变而造成的附加拟压力降，则存在以下关系式：

$$\Delta\psi_s = \Delta\psi_2 - \Delta\psi_1 \tag{1.1.9}$$

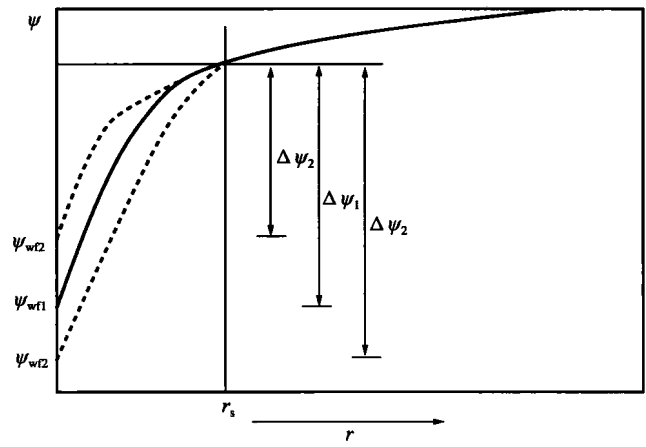


图 1.1.2 地层拟压力分布示意图

污染带半径 r_s 往往都比较小，可近似认为污染带内流体的流动为稳定流动，根据稳定流公式，可得到：

$$\Delta\psi_1 = \psi_i - \psi_{wf1} = \frac{q_{sc} P_{sc} T}{\pi K h T_{sc}} \ln \frac{r_s}{r_w} \tag{1.1.10}$$

$$\Delta\psi_2 = \psi_i - \psi_{wf2} = \frac{q_{sc} P_{sc} T}{\pi K_s h T_{sc}} \ln \frac{r_s}{r_w} \tag{1.1.11}$$

- 式中 r_s ——污染带半径，m；
 K_s ——污染带地层渗透率， m^2 ；
 $\Delta\psi_1$ ——不存在地层污染时，从半径为 r_s 处到井底 r_w 处的拟压力降， $Pa^2 / (Pa \cdot s)$ ；
 $\Delta\psi_2$ ——存在地层污染时，从半径为 r_s 处到井底 r_w 处的拟压力降， $Pa^2 / (Pa \cdot s)$ ；
 ψ_{wf1} ——不存在地层污染时井底流压对应的拟压力， $Pa^2 / (Pa \cdot s)$ ；
 ψ_{wf2} ——存在地层污染时井底流压对应的拟压力， $Pa^2 / (Pa \cdot s)$ ；
 $\Delta\psi_s$ ——由于地层污染所引起的附加拟压力降， $Pa^2 / (Pa \cdot s)$ 。

将式 (1.1.10) 和式 (1.1.11) 代入式 (1.1.9), 可得到:

$$\Delta\psi_s = \frac{q_{sc} p_{sc} T}{\pi h T_{sc}} \left(\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K} \right) \ln \frac{r_s}{r_w} \quad (1.1.12)$$

Hawkins 定义的表皮系数 S 为:

$$S = \left(\frac{1}{K_s} - \frac{1}{K} \right) \ln \frac{r_s}{r_w} \quad (1.1.13)$$

结合式 (1.1.12) 和式 (1.1.13), 可得到:

$$S = \frac{\pi K h T_{sc}}{q_{sc} p_{sc} T} \Delta\psi_s \quad (1.1.14)$$

观察式 (1.1.14), 并结合无因次拟压力的定义来看, 可知表皮系数 S 实质上是无因次附加拟压力降。通过 S 的大小可以判断井筒附近渗透率的改变情况, 一般来说, 正表皮系数表示井底附近渗透率由于地层污染等降低, 负表皮系数则表示井底附近渗透率由于实施了增产措施等而增大。

也可以采用另外一种方式来表示表皮效应的大小, 即有效井径 r_{we} 。有效井径的定义式如下:

$$r_{we} = r_w e^{-S} \quad (1.1.15)$$

式中 r_{we} ——有效井径, m。

正如前面所说, 在对试井模型进行无因次化时, 也可基于有效井径来定义无因次量。

三、井筒储集效应与井筒储集常数

一般情况下, 对油气井进行测试时都是在地面进行开关井操作。油气井刚开井或刚关井的时候, 会出现地面产量与井底产量不相等的情况, 这种情况称为井筒储集效应。以开井生产为例, 当气井开井生产时, 从井口以产量 q_{sc} 产气, 但这时的产量主要是依靠井筒中被压缩的气体的膨胀能而采出的, 并没有气体从地层流入井筒。此时的地面产量为 q_{sc} , 井底处岩面产量为 0。随着开井时间的增加, 井筒中压力逐渐降低, 地层中气体开始流入井筒, 井底产量逐渐过渡到与地面产量相等 (图 1.1.3)。

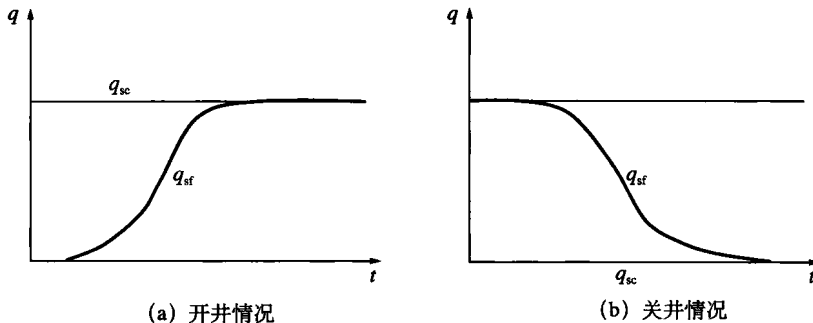


图 1.1.3 井筒储集效应示意图

井筒储集效应的大小用井筒储集常数 C 表示, 其定义式如下:

$$C = \frac{\Delta V}{\Delta p} \quad (1.1.16)$$

式中 ΔV ——井筒中流体体积变化, m^3 ;

Δp ——压差, Pa 。

从它的定义表达式可以看出, 井筒储集常数的物理意义为改变单位井底压力时井筒储存或释放的流体体积。

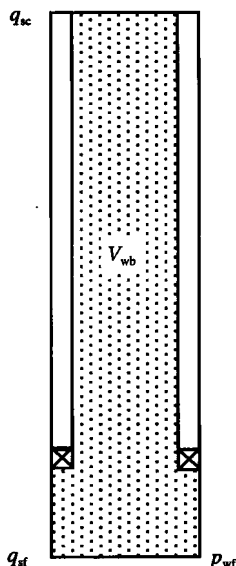


图 1.1.4 井筒充满气体示意图

对于液体而言, 当计算井筒储集常数时, 要分井筒中充满液体与井筒中存在气液两相这两种情况进行计算。但是对于气井而言, 当计算井筒储集常数时, 只需要考虑井筒充满气体这一种情况。下面以开井生产情况为例, 推导存在井筒储集效应时内边界条件的表达式。

如图 1.1.4 所示, 井筒中充满气体, 设气井地面产量 q_{sc} 为常数, 井筒体积为 V_{wb} , 井筒内气体压缩系数为 C_{wb} , 岩面流量为 q_{sf} , 则根据质量守恒定律有:

流入井筒的气体量 - 流出井筒的气体量 = 井筒内气体的增量
在 dt 时间段内有:

$$(q_{sf} - q_{sc} B_g) dt = V_{wb} C_{wb} dp_{wf} \quad (1.1.17)$$

故:

$$q_{sf} = q_{sc} B_g + V_{wb} C_{wb} \frac{dp_{wf}}{dt} \quad (1.1.18)$$

式中 q_{sf} ——岩面流量, m^3/s ;

B_g ——气体体积系数, m^3/m^3 ;

V_{wb} ——井筒体积, m^3 ;

C_{wb} ——井筒内气体压缩系数, Pa^{-1} ;

p_{wf} ——井底流压, Pa 。

根据井筒储集常数和气体压缩系数的定义可知:

$$C = V_{wb} C_{wb} \quad (1.1.19)$$

引入前面定义的无因次变量, 并将式 (1.1.19) 代入式 (1.1.18), 可得到如下表达式:

$$C_D \frac{\partial p_{wD}}{\partial t_D} - \left(r_D \frac{\partial p_D}{\partial r_D} \right)_{r_D=1} = 1 \quad (1.1.20)$$

式中 p_{wD} ——无因次井底拟压力, 无因次。

四、压力导数

在现代试井分析中, 由于理论模型解的相似性, 压力曲线拟合分析往往会存在多解性。为了解决这一问题, Bourdet 于 1983 年提出了压力导数曲线的概念。导数曲线对压力的变

化反映更加明显，在压力曲线上看起来相似的两条曲线，在压力导数曲线上有可能差异很大。

气井试井分析中，压力导数的定义式为：

$$p'_D = (t_D / C_D) \cdot \frac{dp_D}{d(t_D / C_D)} \quad (1.1.21)$$

$$\Delta\psi' = \Delta t \cdot \frac{d\Delta\psi}{d\Delta t} \quad (1.1.22)$$

无论是实测的压力数据，还是由试井模型求得的压力数据，通常得到的都是离散压力点。可利用数值求导的方法，以差分代替微分来加权计算压力导数。第 j 个离散压力点处的拟压力导数可由下式计算得到：

$$p'_{Dj} = \left[\frac{p_{D(j+1)} - p_{Dj}}{t_{D(j+1)} - t_{Dj}} (t_{Dj} - t_{D(j-1)}) + \frac{p_{Dj} - p_{D(j-1)}}{t_{Dj} - t_{D(j-1)}} (t_{D(j+1)} - t_{Dj}) \right] / (t_{D(j+1)} - t_{D(j-1)}) \quad (1.1.23)$$

$$\Delta\psi'_j = \left[\frac{\Delta\psi_{j+1} - \Delta\psi_j}{t_{j+1} - t_j} (t_j - t_{j-1}) + \frac{\Delta\psi_j - \Delta\psi_{j-1}}{t_j - t_{j-1}} (t_{j+1} - t_j) \right] / (t_{j+1} - t_{j-1}) \quad (1.1.24)$$

式中 p'_D ——无因次井底拟压力导数，无因次；

$\Delta\psi'$ ——拟压力导数， $\text{Pa}^2/(\text{Pa} \cdot \text{s})$ ；

p'_{Dj} ——第 j 个离散压力点处的无因次拟压力导数，无因次；

$\Delta\psi'_j$ ——第 j 个离散压力点处的拟压力导数， $\text{Pa}^2/(\text{Pa} \cdot \text{s})$ ；

$p_{D(j+1)}, p_{Dj}, p_{D(j-1)}$ ——第 $j+1, j, j-1$ 个离散无因次拟压力点，无因次；

t_{j+1}, t_j, t_{j-1} ——第 $j+1, j, j-1$ 个时间点，s；

$t_{D(j+1)}, t_{Dj}, t_{D(j-1)}$ ——第 $j+1, j, j-1$ 个无因次时间点，无因次；

$\Delta\psi_{j+1}, \Delta\psi_j, \Delta\psi_{j-1}$ ——第 $j+1, j, j-1$ 个离散拟压力差点， $\text{Pa}^2/(\text{Pa} \cdot \text{s})$ 。

五、流动阶段

流动阶段是试井分析中的重要概念，它反映了流体在地下渗流时的运动规律。不同流动阶段所对应的试井曲线特征不同。气井在进行试井测试时，一般来说都会经历井筒储集阶段、径向流阶段和边界反映阶段，各个阶段之间还有相应的一些过渡阶段。在一些特殊情况下，还可能会出现线性流等流动阶段。下面对本书中涉及的几种流动状态作简要的说明。

1. 平面径向流

气井打开整个生产层，则在开井生产后，压力波传播到边界之前，地层中的气体沿水平面以径向方向流向气井，如图 1.1.5 所示。这种流动阶

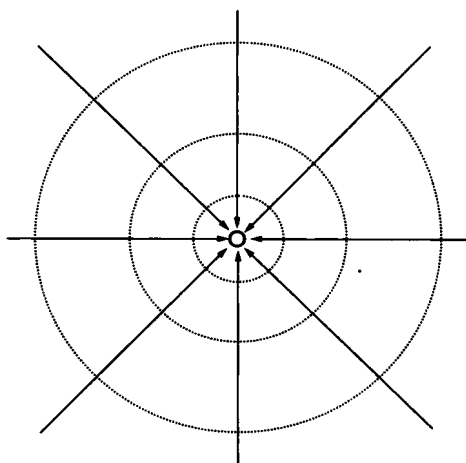


图 1.1.5 平面径向流示意图

段称为平面径向流动，该流动阶段一般出现在均质地层中或复合地层早期。平面径向流在试井典型曲线上表现为压力导数曲线为一水平线。

2. 线性流

由于某些边界条件的影响，会在地层中出现线性流动阶段。例如，当井打在条带状地层中时，外边界条件可视为平行断层条件，流体在该类地层中晚期的流动就符合线性流动规律，如图 1.1.6 所示，流线相互平行。线性流动阶段在试井典型曲线上表现为压力导数为 1/2 斜率的直线。

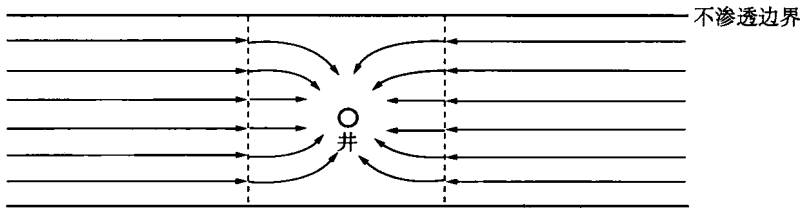


图 1.1.6 线性流示意图

3. 稳定流

如果气藏的边界为定压边界，则在气井定产量生产一定时间之后，整个气藏的压力分布保持恒定，不随时间变化，如图 1.1.7 所示，这种流动状态称为稳定流。稳定流在试井典型曲线上表现为压力曲线呈水平线，而压力导数曲线则呈急剧下掉状。

4. 拟稳定流

如果气藏的边界为封闭边界，则在气井定产量生产一定时间之后，整个气藏的压力下降速度为一常数，如图 1.1.8 所示，这种流动状态称为拟稳定流。拟稳定流在试井典型曲线上表现为压力曲线及压力导数曲线呈斜率为 1 的直线。

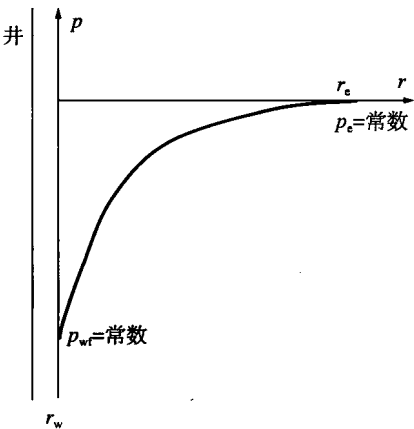


图 1.1.7 稳定流压力分布示意图

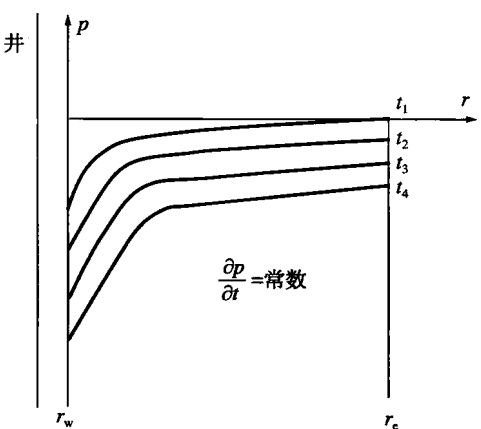


图 1.1.8 拟稳定流压力分布示意图

第二节 单一介质气藏试井分析基本理论

试井分析是以渗流力学理论为基础的。研究气体地下渗流问题，需要首先建立描述气体在地层中渗流的数学模型。本节将从三大基本方程出发，推导得到单一介质气藏一般形

式下的气体渗流微分方程。

一、基本方程

气体渗流微分方程由运动方程、气体状态方程和连续性方程组成。

1. 运动方程

运动方程是反映气体在地层中的渗流速度与孔隙流体压力之间关系的方程，它描述的是渗流过程所满足的力学定律。

1) 线性渗流

当气体在渗流过程中处于层流状态时，其流动规律可由达西定律表示。它反映的是气体流速与压力梯度成正比，而与气体黏度成反比。在三维渗流空间中，对于均质地层，广义达西定律可写为：

$$\mathbf{v} = -\frac{K}{\mu}(\nabla p + \rho g) \quad (1.2.1)$$

在笛卡儿坐标系中，渗流速度的三个分量可分别表示为：

$$v_x = -\frac{K_x}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (1.2.2)$$

$$v_y = -\frac{K_y}{\mu} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (1.2.3)$$

$$v_z = -\frac{K_z}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g \right) \quad (1.2.4)$$

当气体流动为平面径向流时，径向渗流速度可写为：

$$v_r = -\frac{K_r}{\mu} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.2.5)$$

式中 v ——气体渗流速度，m/s；

v_x 、 v_y 、 v_z ——渗流速度在 x 、 y 、 z 三个方向的分量，m/s；

v_r ——径向渗流速度，m/s；

K_x 、 K_y 、 K_z ——渗透率在 x 、 y 、 z 三个方向的分量， m^2 ；

K_r ——径向渗透率， m^2 ；

∇p ——压力梯度，Pa/m；

∇ ——Halmilton 梯度算子， $\nabla = \frac{\partial(\quad)}{\partial x}i + \frac{\partial(\quad)}{\partial y}j + \frac{\partial(\quad)}{\partial z}k$ ；

p ——气藏中任意一点的压力，Pa；

μ ——天然气黏度， $\text{Pa} \cdot \text{s}$ ；

ρ ——天然气密度， kg/m^3 ；

g ——重力加速度，取 $9.8\text{m}/\text{s}^2$ ；

x 、 y 、 z ——空间坐标，m。

2) 非线性渗流

对于气体渗流，当流速较低时，需要考虑 Klinkenberg 效应的影响，渗流运动方程中的

渗透率项需要进行一定的修正，修正后的渗流方程可表示为：

$$v = -\frac{K(\bar{p})}{\mu}(\nabla p + \rho g) \quad (1.2.6)$$

$$K(\bar{p}) = K \left(1 + \frac{b}{\bar{p}} \right) \quad (1.2.7)$$

式中 $K(\bar{p})$ ——修正后的渗透率，与气体渗流通道的尺寸及渗流平均压力有关， m^2 ；

$\bar{p}$ ——渗流平均压力，等于渗流通道两端压力的平均值，Pa；

b ——与气体分子平均自由程和渗流通道半径有关的常数。

当气体渗流速度增加到一定程度之后，紊流和惯性的影响将明显增加，此时气体的渗流规律也不再满足达西线性渗流定律。Forchheimer 通过实验，提出非达西气体渗流速度和压力梯度之间符合以下关系：

$$\frac{dp}{dl} = -\left(\frac{\mu}{K} v + \beta \rho v^2 \right) \quad (1.2.8)$$

对于平面径向流，式 (1.2.8) 可写为：

$$\frac{dp}{dr} = \frac{\mu}{K} v + \beta \rho v^2 \quad (1.2.9)$$

式中 β ——描述孔隙介质紊流影响的系数，称为非达西流 β 因子， m^{-1} ；

l ——线性渗流距离，m。

实际上，式 (1.2.8) 是一个广义的运动方程，达西线性渗流定律是它的一种特殊情况。一般地，式 (1.2.8) 可整理成如下形式：

$$v = -\delta \frac{K}{\mu} \frac{dp}{dl} \quad (1.2.10)$$

$$\delta = \frac{1}{1 + \frac{\beta \rho K v}{\mu}} \quad (1.2.11)$$

式中 δ ——层流—惯性—紊流修正系数，达西定律是 $\delta=1$ 时的特例。

上述分析表明，由于渗流速度的变化，气体渗流有时满足线性渗流规律，有时则需要用非线性渗流规律来描述。建立综合渗流微分方程时，应首先判断气体满足哪一种渗流规律。

2. 气体状态方程

与液体相比，气体具有更大的压缩性，气体体积和密度明显受到压力和温度等因素的影响。描述一定量气体体积和压力、温度以及组分之间变化关系的方程，称为气体状态方程。

理想气体的状态方程可用波义耳—盖吕萨克定律来表示。对于理想气体有：

$$pV = nRT \quad (1.2.12)$$

或

$$\rho = \frac{pM}{nRT} \quad (1.2.13)$$

式中 V ——体积, m^3 ;
 n ——气体物质的量, mol ;
 R ——普适气体常数, $8.314\text{Pa} \cdot \text{m}^3/(\text{mol} \cdot \text{K})$;
 M ——气体摩尔质量, kg/mol 。

理想气体状态方程只适用于低压高温条件下的气体。实践表明, 真实气体的压缩性与理想气体存在一定差别, 这是因为真实气体分子本身具有一定的体积, 分子间存在引力和斥力。因此与理想气体相比, 真实气体的压缩性会产生一定的偏差, 这种偏差可以通过引入一个偏差系数 Z 来描述。对于真实气体, 其状态方程可写为:

$$pV = ZnRT \quad (1.2.14)$$

或

$$\rho = \frac{pM}{ZnRT} \quad (1.2.15)$$

式中 Z ——气体偏差系数, 是压力和气体温度的函数, 无因次。

3. 连续性方程

渗流过程必须遵循质量守恒原理。根据质量守恒原理, 取微元体进行分析, 可得到对于不含源汇项的单相气体渗流, 连续性方程为:

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho\mathbf{v}) = 0 \quad (1.2.16)$$

式中 ∇ ——散度算子。

式 (1.2.16) 可展开写为:

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = -\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} \quad (1.2.17)$$

对于平面径向流, 式 (1.2.17) 可写为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r\rho v) = -\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} \quad (1.2.18)$$

二、气体渗流微分方程的一般形式

上述基本方程只是分别孤立描述了渗流过程中所涉及的物理现象的各个层面。因此, 还需要通过一定的综合方程把这几方面的物理现象的内在联系同时表达出来。一般地, 以气体渗流连续性方程作为综合方程, 把运动方程和气体状态方程都带入连续性方程中, 可将方程中的变量 ρ 和 v 消去, 最终可得到只含压力 p 的偏微分方程 (组)。求解该偏微分方程 (组), 可得到气体渗流过程中压力 p 及渗流速度 v 的变化规律。下面以连续性方程为基础, 利用真实气体状态方程和运动方程来推导得到单一介质气藏中气体渗流微分方程的一般形式。

假设真实气体渗流过程满足以下条件：

- (1) 单相气体等温渗流；
- (2) 渗流过程符合达西定律并忽略垂向上重力的影响；
- (3) 孔隙介质为均质且不可压缩，储层孔隙度及渗透率为常数。

基于上述假设条件，将式 (1.2.1)、式 (1.2.15) 代入式 (1.2.16)，可得到：

$$\nabla \cdot \left(\frac{pM}{ZnRT} \frac{K}{\mu} \nabla p \right) = \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{pM}{ZnRT} \phi \right) \quad (1.2.19)$$

对式 (1.2.19) 进行化简，可得到：

$$\nabla \cdot \left(\frac{K}{\mu} \frac{p}{Z} \nabla p \right) = \phi \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{Z} \right) \quad (1.2.20)$$

将式 (1.2.20) 右端展开，并利用气体压缩系数的定义，可得到：

$$\phi \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{Z} \right) = \phi \frac{p}{Z} \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{Z} \frac{\partial Z}{\partial p} \right) \frac{\partial p}{\partial t} = \phi C_g \frac{p}{Z} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.2.21)$$

式中 C_g ——气体等温压缩系数， Pa^{-1} 。

将式 (1.2.21) 代入式 (1.2.20) 得到：

$$\nabla \cdot \left(\frac{p}{\mu Z} \nabla p \right) = \frac{\phi C_g}{K} \frac{p}{Z} \frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.2.22)$$

式 (1.2.22) 即为等温渗流条件下，均质地层中真实气体不稳定渗流方程的一般形式。对于真实气体， μ 和 Z 都是压力的函数，因此式 (1.2.22) 是一个非线性偏微分方程，通常只能采用数值方法进行求解。在进行进一步的假设以后，上述一般形式的不稳定渗流方程可简化写成不同形式的方程。

三、气体渗流微分方程的三种形式

通过对式 (1.2.22) 左端项进行不同的处理，可以得到三种形式下的气体不稳定渗流微分方程。

1. 拟压力形式

在式 (1.2.22) 中，由于 μ 和 Z 都是压力 p 的函数，因此不能提到算子之外。可以通过引入拟压力函数的概念，将其进行线性化。Al-Hussaing 等人定义拟压力的表达式如下：

$$\psi = 2 \int_{p_0}^p \frac{p}{\mu Z} dp \quad (1.2.23)$$

式中 ψ ——真实气体的拟压力， $\text{Pa}^2/(\text{Pa} \cdot \text{s})$ ；

p_0 ——参考压力，可任意选定，它对最终计算结果没有影响， Pa 。

对式 (1.2.23) 可进行如下处理：

$$\nabla \psi = 2 \frac{p}{\mu Z} \nabla p \quad (1.2.24)$$