

071113

TE3/022(z)

TE3/036

石油科学进展 18

# 石油及天然气的开采和输送

A册

开 采

[匈] A.P.西拉斯 著

蒋琪 等译 王鸿勋 校



200416120



石油工业出版社

## 内 容 提 要

石油科学进展丛书之三《石油及天然气的开采和输送》一书是根据1957年原文版翻译的。1985年原作者对该书进行了增补和修改，并列为石油科学进展丛书之十八，分A和B两册出版。为此，我社又根据该书第二版原文，在第一版中译本的基础上进行了修订，也分为两册出版，A册为开采，B册为收集和输送。

A册讲述了有关油、气在井内和管道中的流体力学知识及计算，自喷和气举采油、采气及深井泵采油（包括有杆泵和无杆泵）的生产理论、方法和设备及最经济生产方法的选择。与1957年版相比较，修订本对原各章节内容和图表均作了不同程度的修改和增补。如第一章中增加了确定流动曲线的方法、水平管道和倾斜管道中的流动，第二章中油藏至分离器的流动压降、不限产量的情况下气举井优化设计等；并且对气举的生产阶段和气举阀作了新的分析，扩大了无杆泵采油的论述等，展示了采油、气领域内理论和生产技术的新进展。

本书列举了大量的计算、设计方法和实例，可供从事油田开发和开采的工程技术人员、大专院校有关专业师生阅读参考。

本册新增加内容及修改的章节由蒋琪同志翻译并对原译文进行校订，最后由王鸿勋教授对全书进行了校订。

A.P. SZILAS  
Developments in Petroleum Science, 18A  
PRODUCTION AND TRANSPORT OF OIL AND GAS  
Second edition  
Flow mechanics and production  
ELSVIER 1985

石油科学进展 18  
石油及天然气的开采和输送

A册

开 采

〔匈〕A.P. 西拉斯 著  
蒋琪 等译 王鸿勋 校

石油工业出版社出版  
（北京安定门外安华里二区一号楼）  
北京门头沟妙峰山印刷厂排版印刷  
新华书店北京发行所发行

787×1092毫米 16开本 19印张 461千字 印1—1,500

1990年12月北京第1版 1990年12月北京第1次印刷

ISBN 7-5021-0439-9/TE·423

定价：4.60元

# 第一版 序 言

广义地说，石油与天然气的开采可以分为三个基本上是独立的科技领域，即(1) 油层内的开采过程(油藏工程)。(2)从油气井中开采石油及天然气。(3)地面收集、分离和输送。本书讨论后两部分的内容。

第一章复习有关流体在管道内流动的那些计算方法，这些知识对于理解和设计在井内和在地面管道中的单相和多相流动是必要的。

在第二章至第五章中讲述石油及天然气井。在处理这几部分的内容时 我遵循这样一个原则，即采油工程师的主要任务是以最低的开采成本保证采出油田生产计划所规定的各口井的油或气产量。上述的技术上的目标往往可以通过几种不同的生产方法、采用不同类型的生产设备来实现，而在同一种类型的生产设备中，又可以有几种不同的结构和规格可供选择。实际上，即使采用同一种类型的设备，也有几种可能的操作方法。在几种技术上可行的方案中，必有一种是最经济的，在选择时当然应当选用这种。

我打算尽可能全面地讨论各个方面的内容，但有些内容在其它书籍中作了讨论，我就把它们略去了(如抽油泵的示功图分析和天然气计量等)。如果对这些问题进行深入的分析，就会占用太多的篇幅。

第六章讲述油气田使用的主要地面设备。在该章中，我的着眼点也是在于介绍如何选择在技术上和经济上最优的设备。

第七和第八两章讲述石油和天然气在管道和管道系统中的流动。在这两章中不讨论设备，这是因为在油气田内部的管道一般都比较短，而有关的生产设备已在第六章讨论过了。另一方面，把着重点放在设计概念上(这种概念把串联的各口井的水力单元、油气生产设备和管道看成是一个连接在一起的水力系统，该系统具有一个总体最佳方案，该最佳方案能够而且必须加以确定)似乎也是比较合理的。然而应该强调一点：这种设计方法也需要流变学的知识。

自然，在处理每个方面的内容时，我打算不但要讲述各种方案的内容，而且要说明其所以然。然而在我从事生产活动和在大学的工作过程中，我发现有一种令人遗憾的现象，即有些设计和采油工程师仅仅死板地按照书本所写的办法去做，而不真正去理解为什么要那样做，因而所采用的方案在逻辑性和经济性上都不理想。问题的关键在于理解，而这正是教科书和手册的主要目的。

在确定物理量和选择物理单位制时，我采用了国际单位制。在选择本书所用符号的下标时，由于本书所涉及的内容很广泛，所以稍微违背了“一种概念，一种符号”这样的原则。我真诚地希望，这样一种出于简化的理由而采取的折衷办法，不致增加读者的困难。

在编纂和出版本书的过程中，我得到了许多在Miskolc重工业技术大学石油工程系的同事的帮助。我深深地感谢他们的合作，没有这种合作，本书(总结了三十年来生产和教学方面的经验)是难以问世的。在这些人中，我要向Ferenc Patsch(他在写第八章时起了重要作用)、Gábor Takács和Tibor Tóth(他们二人对于第一至第七章中的例题计算和校核方面给了很大的帮助)及E. Szota夫人(她负责插图的绘制)表示特殊的敬意。

作者

## 第二版 序 言

在这两卷书的第二版中，对第一版的内容进行了相当大的改动。改动部分可以归结为三个方面：我希望考虑到世界石油工业的最近发展，也希望包括我的研究所的最新研究成果，我已经对某些章节进行了修改，从而使读者更容易理解材料内容，使书中标题所示的专业领域更加明确地得到体现，因此某些章节的内容和广度（主要是在第二卷里）进行了变动。

如果通过这些工作，有助于使“石油及天然气的开采和输送”成为石油及天然气“开采”科学技术的一个专业领域，那就心满意足了。

我要对参加本专著准备工作的同事们表示衷心地感谢。首先，我要强调Gábor Takács先生的协助以及他卓有成效的贡献。高质量描绘图的工作是由Eva Szota夫人完成的。编辑——Piroska Polyánszky女士，她本人承担了阅读校样的艰巨任务。最后但也是重要的，我要对我的妻子Elisabeth Szilas夫人致以特殊的谢意。她对我花费数年重新编写这部书，表现了耐心和良好的愿望，在手稿的准备过程中，她是我孜孜不倦的帮手。

作者

# 目 录

## 第二版序言

## 第一版序言

<b>第一章 流体力学有关内容节选</b> .....	( 1 )
1.1 管内流体流动的基本知识.....	( 1 )
1.2 气体在管中的流动.....	( 4 )
1.2.1 基本概念.....	( 4 )
1.2.2 低压管中气体流动的压力降.....	( 8 )
1.2.3 高压管中气体流动的压力降.....	( 9 )
1.2.4 输气管道中的平均压力.....	( 10 )
1.3 管道中非牛顿流体的流动.....	( 10 )
1.3.1 流体的流变学分类.....	( 10 )
(a) 纯粘性流体.....	( 10 )
(b) 随时间变化的流体.....	( 12 )
(c) 粘弹性流体.....	( 14 )
1.3.2 管子中的速度分布.....	( 14 )
1.3.3 通用雷诺数.....	( 15 )
1.3.4 从层流到紊流的过渡.....	( 17 )
1.3.5 摩阻损失的计算.....	( 18 )
(a) 假塑性流体的层流流动.....	( 18 )
(b) 假塑性流体的紊流流动.....	( 19 )
(c) 触变假塑性流体.....	( 20 )
(d) 塑性流体.....	( 21 )
1.3.6 确定流动曲线.....	( 21 )
(a) 挤压式粘度计测量.....	( 22 )
(b) 旋转粘度计测量.....	( 23 )
1.4 液体和气体的多相流动.....	( 25 )
1.4.1 垂直管柱中的流动.....	( 25 )
(a) 引言.....	( 25 )
(b) 流压梯度.....	( 27 )
(c) 油管的生产特征(Krylov理论).....	( 29 )
(d) 垂直管柱中的压力分布(Poettmann-Carpenter理论).....	( 33 )
(e) Gilbert的压力梯度曲线组.....	( 36 )
(f) Ros和Duns的理论.....	( 38 )
(g) Orkiszewski的理论.....	( 45 )

(h)	其它理论.....	( 51 )
(i)	结束语 .....	( 57 )
1.4.2	水平管道和倾斜管道中的流动 .....	( 61 )
(a)	前言.....	( 61 )
(b)	流型.....	( 61 )
(c)	Lockhardt和Martinelli的计算方法.....	( 62 )
(d)	Dukler相关关系式 .....	( 64 )
(e)	Beggs和Brill的理论 .....	( 66 )
(f)	结论.....	( 70 )
1.4.3	可压缩介质通过油嘴的流动.....	( 71 )
(a)	气体的流动.....	( 71 )
(b)	气体和液体的两相流动.....	( 73 )
<b>第二章</b>	<b>采油井-(1).....</b>	<b>( 76 )</b>
2.1	试井; 流入动态曲线.....	( 76 )
2.2	不产气的自喷油井.....	( 79 )
2.3	产气的自喷油井.....	( 85 )
2.3.1	井与地层的相互关系.....	( 85 )
(a)	Krylov 理论 .....	( 85 )
(b)	Gilbert理论.....	( 87 )
(c)	出油管线的影晌.....	( 88 )
(d)	从油藏到分离器的流动压降.....	( 89 )
2.3.2	生产参数随时间的变化.....	( 90 )
2.3.3	自喷井参数的优化设计.....	( 92 )
(a)	当流动参数不随时间变化时, 求使气油比为最小时的油管尺寸.....	( 93 )
(b)	当流动参数随时间变化时, 求使气油比为最小的油管尺寸.....	( 94 )
(c)	当流动参数不随时间变化时, 求使产流量为最高的油管尺寸.....	( 96 )
(d)	当流动参数不随时间变化时, 求使地层气油比为最小的油管尺寸 .....	( 96 )
2.3.4	完井 .....	( 96 )
(a)	井口设备.....	( 97 )
(b)	井的安全设备.....	( 102 )
(c)	井下设备.....	( 104 )
(d)	油管.....	( 106 )
2.3.5	井的投产.....	( 108 )
(a)	诱喷.....	( 108 )
(b)	自喷井的类型与控制.....	( 109 )
(c)	井的检查.....	( 114 )
2.4	气举 .....	( 115 )
2.4.1	连续气举 .....	( 116 )

(a)	工作原理及影响生产的因素	(116)
(b)	安装设计	(119)
2.4.2	间歇气举	(130)
(a)	工作原理及影响生产的因素	(130)
(b)	间歇气举的设计	(135)
2.4.3	气举阀	(144)
(a)	压力控制型阀	(144)
(b)	其它类型气举阀	(157)
2.4.4	气举装置类型	(158)
(a)	普通型装置	(158)
(b)	汇集室式装置	(160)
2.4.5	注入气的供给	(162)
(a)	井的地面控制	(162)
(b)	气举装置的分析与故障排除	(164)
(c)	供气系统	(165)
2.4.6	在不限制产量的情况下气举井优化设计	(166)
2.4.7	柱塞举升	(168)
(a)	工作原理及结构特点	(168)
(b)	柱塞举升法的设计	(170)
(c)	组合式柱塞举升	(173)
<b>第三章</b>	<b>采气井</b>	<b>(174)</b>
3.1	试井, 气流入井动态	(174)
3.1.1	稳定试井	(176)
3.1.2	等时试井	(177)
3.1.3	将稳定试井所导出的动态公式转变为等时试井动态公式	(178)
3.2	完井和油管尺寸的确定	(180)
3.3	气井的腐蚀和水化物的形成	(183)
<b>第四章</b>	<b>采油井(2)</b>	<b>(187)</b>
4.1	深井泵采油	(187)
4.1.1	游梁式抽油机-深井泵装置	(187)
(a)	抽油杆柱上的载荷及其作用	(187)
(b)	有杆泵抽油的工作参数	(204)
(c)	抽油机及其动力机	(211)
(d)	井口装置与井下设备	(222)
(e)	试井	(245)
(f)	工作情况	(249)
4.1.2	长冲程抽油泵	(253)
(a)	液压驱动	(255)
(b)	机械驱动	(255)

4.1.3 多层完井的分层有杆泵抽油.....	(257)
(a) 串联抽油泵.....	(257)
(b) 双驴头抽油机.....	(259)
(c) 双抽油机.....	(259)
(d) 小井眼的有杆泵抽油.....	(260)
4.2 无杆深井泵 .....	(261)
4.2.1 水力活塞泵 .....	(262)
4.2.2 电动潜油离心泵.....	(266)
(a) 电潜泵抽油装置的部件.....	(267)
(b) 试井.....	(271)
(c) 电潜泵的选择和工作设计.....	(272)
(d) 工程经济.....	(275)
4.2.3 其它类型的无杆泵.....	(276)
<b>第五章 最经济生产方法的选择.....</b>	<b>(279)</b>
<b>附录.....</b>	<b>(283)</b>
<b>常用物理量符号及单位表.....</b>	<b>(286)</b>
<b>参考文献.....</b>	<b>(289)</b>



# 第一章 流体力学有关内容节选

## 1.1 管内流体流动的基本知识

不可压缩液体在水平管中流动，因摩擦而造成的压力降由Weisbach公式给出：

$$\Delta p_f = \lambda \frac{v^2 l \rho}{2d_1} \quad 1.1-1$$

式中  $v = q/A$ 。如果雷诺数

$$N_{R_0} = \frac{v d_1}{\nu} \quad 1.1-2$$

小于2000~2300这个范围，则流动为层流。根据Hagen和Poiseuille的理论，其摩擦系数  $\lambda$  为：

$$\lambda = \frac{64}{N_{R_0}} \quad 1.1-3$$

对于光滑管中的紊流， $N_{R_0} < 10^5$  时，Blasius公式给出一个相当好的近似值：

$$\lambda = \frac{0.316}{\sqrt[4]{N_{R_0}}} \quad 1.1-4$$

对于光滑管中的紊流， $N_{R_0} > 10^5$  时，Nikuradse公式成立

$$\lambda = 0.0032 + 0.221 N_{R_0}^{-0.237} \quad 1.1-5$$

Prandtl-Kármán公式

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{N_{R_0} \sqrt{\lambda}}{2.51} \quad 1.1-6$$

对于整个紊流区都适用，但它的隐含形式给运算带来一些困难。在粗糙管中，对于由公式1.1-6所确定的曲线和所谓的边界曲线（参看公式1.1-12）之间的过渡区域，Colebrook公式给出：

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left[ \frac{2.51}{N_{R_0} \sqrt{\lambda}} + \frac{k}{3.71 d_1} \right] \quad 1.1-7$$

对于粗糙管边界曲线以外的区域，Prandtl和Kármán给出如下关系式：

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{3.71 d_1}{k} \quad 1.1-8$$

虽然公式1.1-7和1.1-8在实用上能给出足够精确的结果，但为了避免计算麻烦的隐式方程，常常采用其它公式来计算粗糙管中紊流的压力降。也可由以下的分析导出显式方程。

如果引入相对粗糙度的概念，那么我们就可以用一个公式来表示  $\lambda$  与  $N_{R_0}$  的关系，该公式与公式1.1-6仅在常数上有所不同。例如，Drew和Genereaux公式即属这一类（Gyulay 1942年的资料）：

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1.61g \frac{N_{Rc} \sqrt{\lambda}}{0.762} \quad 1.1-9$$

这个函数的图形中的每一小段可用幂函数很好地近似表示

$$\lambda = a N_{Rc}^{-b} \quad 1.1-10$$

式中 $a$ 和 $b$ 为表征相对粗糙度和 $N_{Rc}$ 范围的真实值的常数。公式1.1-10的缺点是，当 $N_{Rc}$ 的范围仅仅超过两个数量级时，其精确度就不能令人满意了。有一个稍微复杂一些的Supino公式，能在较宽的 $N_{Rc}$ 范围内给出足够精确的结果：

$$\lambda = \lambda_{sm} + 0.17 N_{Rc} \lambda_{sm}^2 \frac{k}{d_i} \quad 1.1-11$$

式中 $\lambda_{sm}$ 是用公式1.1-4或1.1-5算出的光滑管的摩擦系数。公式1.1-3和1.1-6至1.1-8的图形以Moody图的形式示于图1.1-1中，图中的以虚线表示的曲线是边界曲线，它将过渡区与完全紊流区分开。在过渡区， $\lambda$ 既取决于相对粗糙度 $k/d_i$ ，也取决于 $N_{Rc}$ ；而在完全紊流区， $\lambda$ 仅是 $k/d_i$ 的函数。边界曲线的方程为：

$$N_{Rc} \sqrt{\lambda} \frac{k}{d_i} = 200 \quad 1.1-12$$

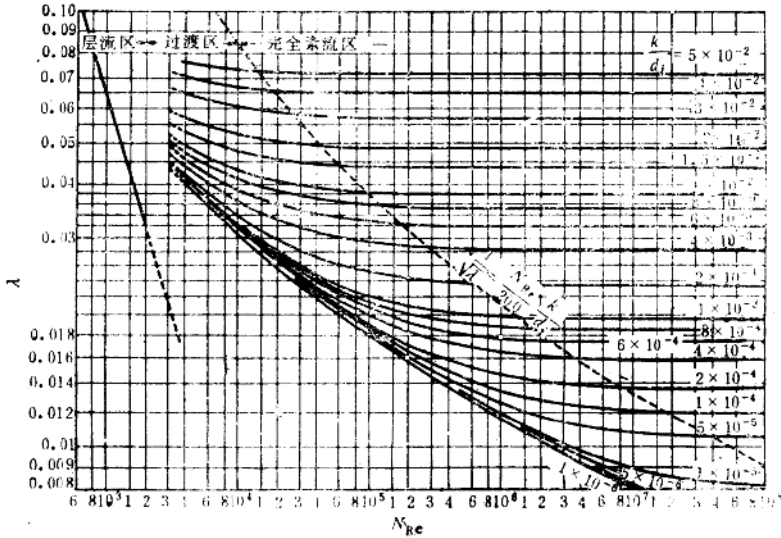


图 1.1-1 管子中的摩擦系数 (引自Moody)

**例1.1-1** 油在水平管道中流动，管道长度 $l = 25\text{km}$ ， $d_i = 0.3\text{m}$ ， $q = 270\text{m}^3/\text{h}$ ，在流体温度和压力下 $\nu = 2.5\text{cSt}$ ， $\rho = 850\text{kg}/\text{m}^3$ 。管子为无缝管，其 $k/d_i = 0.00017$ 。求摩擦压力降。

解：将上述数据转换成国际单位制，得 $l = 25000\text{m}$ ， $d_i = 0.3\text{m}$ ， $q = 0.075\text{m}^3/\text{s}$ ， $\nu = 2.5 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ ， $\rho = 850\text{kg}/\text{m}^3$ ， $k/d_i = 0.00017$ 。流速为

$$v = \frac{q}{d_i^2 \pi} = \frac{0.075}{0.7854 \times 0.3^2} = 1.06\text{m/s}$$

且

$$N_{Re} = \frac{1.06 \times 0.3}{2.5 \times 10^{-6}} = 1.27 \times 10^5$$

因为  $1.27 \times 10^5$  大于临界雷诺数 (2300)，所以流动是紊流。Moody图 (图1.1-1) 表明，当  $k/d_1 = 0.00017$  时，流动在过渡区，在该区公式1.1-7成立。我们便可直接从图上读出要求的  $\lambda = 0.018$ 。如果需要更精确的值 (不过，由于难以精确确定相对粗糙度，这样做一般是没有必要的)，那末可将这样读出的  $\lambda$  值代入公式1.1-7的右侧，并利用该式求出  $\lambda$  的精确值。这个方法不受读数误差的很大影响。在本例中，

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left[ \frac{2.51}{1.27 \times 10^5 \sqrt{0.018}} + \frac{0.00017}{3.71} \right] = 7.428$$

于是

$$\lambda = 0.0181$$

利用由公式1.1-5求得的  $\lambda_{lm}$ ，也可以从公式1.1-11算出摩擦系数

$$\lambda_{lm} = 0.0032 + 0.221 (1.27 \times 10^5)^{-0.237} = 0.0168$$

$$\lambda = 0.0168 + 0.17 \times 1.27 \times 10^5 \times 0.0168^2 \times 0.00017 = 0.0178$$

进一步计算时，以  $\lambda = 0.018$  代入，由公式1.1-1求出流动压力降为

$$\Delta p_f = 0.018 \frac{1.06^2 \times 25,000 \times 850}{2 \times 0.300} = 0.72 \text{MPa} = 7.2 \text{bar}$$

在环形空间中的流动压力降可如下确定：在公式1.1-1中，以当量管径  $d_e$  代替  $d_1$ ，一般地

$$d_e = 4 \times \frac{\text{润湿截面}}{\text{湿周}}$$

对于环形空间，则有

$$d_e = 4 \frac{\frac{d_1^2 \pi}{4} - \frac{d_2^2 \pi}{4}}{d_1 \pi + d_2 \pi} = d_1 - d_2 \quad 1.1-13$$

式中  $d_1$  是外管的内径， $d_2$  为内管的外径。公式1.1-1便修正为

$$\Delta p_f = \lambda \frac{v^2 l \rho}{2 (d_1 - d_2)} \quad 1.1-14$$

对于层流，摩擦系数由下式足够精确地给出

$$\lambda = \frac{64}{N_{Re}} \phi \left( \frac{d_1}{d_2} \right) \quad 1.1-15$$

(Knudsen和Katz 1958) 式中

$$\phi \left( \frac{d_1}{d_2} \right) = \frac{(1 - d_1/d_2)^2}{1 + (d_1/d_2)^2 + \frac{1 - (d_1/d_2)^2}{\ln d_1/d_2}}$$

对于紊流，除非管壁可认为是水力学上光滑的，否则还无法求出令人满意的结果。如果管壁可认为是水力光滑的，那末根据Knudsen和Katz 1958年的资料，

$$\lambda = 0.304 N_{Re}^{-0.25} \quad 1.1-16$$

$N_{Re}$  用水力直径  $(d_1 - d_2)$  进行计算。层流和紊流之间的界限约为  $N_{Re} = 2000$ 。不过根据Prengle和Rothfus的观点，紊流将在最大速度点开始逐渐发展 (Knudsen和Katz 1958)。

对于相应于最大速度的  $N_{Re}$ ，由这些人推导出的关系式为

$$N_{R.}' = \frac{d'v}{\nu} \quad 1.1-17$$

式中

$$d' = \frac{2}{r_2} \left[ r_2^2 - \frac{r_2^2 - r_1^2}{2 \ln \frac{r_2}{r_1}} \right]$$

甚至当  $N_{R.}' = 700$  时, 实际的摩擦系数也与由公式 1.1-15 算出的层流状态时值有出入。完全紊流在  $N_{R.}' = 2200$  时形成。

内管往往同外管不同心, 根据 Deyssler 和 Taylor 的论述, 摩擦系数随偏心度的增大而减小 (Knudsen 1958)。让我们把偏心度定义为两管中心距与两管半径差之比,

$$e = \frac{s}{r_1 - r_2}$$

摩擦系数的减小可能很显著。例如, 当  $r_2/r_1 = 3.5$  且  $N_{R.} = 10^5$ ,  $e = 0$  时  $\lambda = 0.019$ , 而在  $e = 1$  时  $\lambda = 0.014$ 。

## 1.2 气体在管中的流动

### 1.2.1 基本概念

在管中流动的气体, 由于其温度和压力沿管长变化, 其流速和密度也会有显著的变化。这样, 只有当长度无限小的一段管子  $dl$  两端的压力差为  $dP$  时, 适用于稳态流动的能量方程对于这段管子才能成立。于是有

$$\frac{dP}{\rho} + v dv + g dh + \lambda \frac{v^2 dl}{2d_1} = 0 \quad 1.2-1$$

设管子与水平面成  $\alpha$  角, 于是  $dh = \sin \alpha dl$ , 通用气体定律给出

$$\rho = \frac{M p}{R T z}$$

及

$$v = \frac{p_0}{T_0} \frac{q_0 T z}{\pi/4 d_1^2 p}$$

一般情况下, 消耗于加速气体的能量是比较少的, 所以从实用的角度出发, 通常假设  $v dv = 0$ , 将以上  $\rho$  和  $v$  的表达式代入方程 1.2-1 并加以整理, 得

$$\frac{R T z}{M p} dP + \sin \alpha g dl + \left( \frac{p_0}{T_0 \pi/4} \right)^2 \frac{q_0^2 \lambda T^2 z^2}{2 d_1 p^2} dl = 0 \quad 1.2-2$$

这个方程有多解。在大多数情况下假设流动是等温的, 即平均温度不变。  $T = \bar{T}$ 。根据描述变量  $z$  和  $\lambda$  与  $p$  和  $T$  的关系的函数式之不同, 该方程的解也不同。实际上, 在大多数描述稳态流动的公式中, 除了假定  $T = \bar{T}$  外, 还假定  $z = \bar{z}$  以及  $\lambda = \bar{\lambda}$ , 即这些值沿整个管长均不变。作了这些假定以后, 再加上边界条件

$$p = p_1 \quad (l = 0 \text{ 时}) \quad \text{及} \quad \sin \alpha = \frac{h}{l} = \text{常数}$$

便可得到方程 1.2-2 的下列解:

$$p_1^2 = p_2^2 e^{\frac{2ghM}{RTz}} + \left( \frac{p_s}{T_s \pi/4} \right)^2 \frac{l}{2gh} \frac{\bar{\lambda} (q_s \bar{T} z)^2}{d_1^5} \left[ e^{\frac{2ghM}{RTz}} - 1 \right]$$

R为8315.1, 取g = 9.8067, 便得

$$\frac{2ghM}{eRTz} = e^{\frac{0.002359hM}{Tz}} = e^n \quad 1.2-3$$

所以

$$p_1^2 = p_2^2 e^n + \left( \frac{p_s}{T_s \pi/4} \right)^2 \frac{l}{2gh} \frac{\bar{\lambda} (q_s \bar{T} z)^2}{d_1^5} (e^n - 1) \quad 1.2-4$$

$\bar{\lambda}$ 可用许多方式表示, 用得最广的是Weymouth提出的公式:

$$\lambda = \frac{0.009407}{\sqrt[3]{d_1}} \quad 1.2-5$$

在大多数情况下, 该式都给出不够精确的结果, 用 $\lambda$ 代替公式1.2-4中的 $\bar{\lambda}$ , 得

$$p_1^2 = p_2^2 e^n + 7.775 \times 10^{-4} \frac{l}{h} \left( \frac{p_s}{T_s} \right)^2 \left( \frac{q_s \bar{T} z}{d_1^{5/3}} \right)^2 (e^n - 1) \quad 1.2-6$$

在平坦地形上铺设的输气管道两端之间的高差可以忽略不计, 因此对于水平管道, 如果也与公式1.2-4中一样假设 $T = \bar{T}$ ,  $z = \bar{z}$ , 以及当 $l = 0$ 时 $p = p_1$ , 则公式1.2-2变成:

$$p_1^2 = p_2^2 + \frac{1}{\left( \frac{\pi}{4} \right)^2 R} \left( \frac{p_s}{T_s} \right)^2 \frac{IM q_s^2 \bar{T} z \bar{\lambda}}{d_1^5}$$

将 $R = 8315.1$ 及 $\pi/4$ 的值代入, 得

$$p_1^2 = p_2^2 + 1.950 \times 10^{-4} \left( \frac{p_s}{T_s} \right)^2 \frac{IM q_s^2 \bar{T} z \bar{\lambda}}{d_1^5} \quad 1.2-7$$

将Weymouth公式1.2-5给出的 $\lambda$ 值代入, 便得到广泛应用的公式

$$p_1^2 = p_2^2 + 1.834 \times 10^{-6} \left( \frac{p_s}{T_s} \right)^2 \frac{IM q_s^2 \bar{T} z}{d_1^{5/3}} \quad 1.2-8$$

由上式求得气体流量为

$$q_s = 738.4 \frac{T_s}{p_s} d_1^{3/5} \left[ \frac{p_1^2 - p_2^2}{IM \bar{T} z} \right]^{0.55} \quad 1.2-9$$

例 1.2-1利用公式1.2-9求水平管道中的气体流量。设 $T_s = 288.2\text{K}$ ,  $p_s = 1.013\text{bar}$ ,  $d_1 = 0.1\text{m}$ ,  $p_1 = 44.1\text{bar}$ ,  $p_2 = 2.9\text{bar}$ ,  $\bar{T} = 275\text{K}$ ,  $M = 18.82\text{kg/kmol}$ ,  $l = 15\text{km}$

解: 为求得 $\bar{p}$ , 首先根据公式1.2-26计算管道中的近似的平均压力 $\bar{p}$ :

$$\bar{p} = \frac{2}{3} \left[ 44.1 \times 10^5 + \frac{(2.9 \times 10^5)^2}{44.1 \times 10^5 + 2.9 \times 10^5} \right] = 29.5 \times 10^5 \text{Pa}$$

由图8.1-1查得,  $p_s = 46.7\text{bar}$ ,  $T_s = 207\text{K}$ , 对比参数 $p_r = 0.63$ ,  $T_r = 1.33$  (参看公式8.1-3和8.1-4) 由图8.1-2查得 $z = 0.90$ 。要求的气体流量为

$$q_s = 738.4 \frac{288.2}{1.013 \times 10^5} 0.1^{3/5} \left[ \frac{(44.1 \times 10^5)^2 - (2.9 \times 10^5)^2}{1.5 \times 10^4 \times 18.82 \times 275 \times 0.90} \right]^{0.55} = 2.383 \text{ m}^3/\text{s}$$

例1.2-2前例中，假定管道的输出端比其输入端高出150m，利用公式1.2-6求管道的输入压力。

解：

在公式1.2-3中，

$$m = 0.002359 \frac{150 \times 18.82}{275 \times 0.9} = 0.02691$$

所以

$$p_1^2 = (2.9 \times 10^5)^2 e^{0.02691} + 7.775 \times 10^{-4} \frac{1.5 \times 10^4}{1.5 \times 10^2} \left( \frac{1.013 \times 10^5}{288.2} \right)^2 \\ \times \left( \frac{2.383 \times 275 \times 0.9}{0.1^3 / 8} \right)^2 (e^{0.02691} - 1) = 1.974 \times 10^{13} \text{Pa}^2$$

于是

$$p_1 = 4.44 \text{MPa} = 44.4 \text{bar}$$

在上例中求得的  $p_1 = 44.1 \text{bar}$ ，由此可见，在维持流量  $2.383 \text{m}^3/\text{s}$  不变的情况下，要克服150m的高差，输入压力需要提高0.3bar。

如果  $\lambda$  由公式1.1-10求出，而不是由Weymouth公式求出，公式1.2-7的计算结果更为精确。公式1.1-10给出的雷诺数为

$$N_{Re} = \frac{d_1 v \bar{\rho}}{\mu}$$

式中

$$v = \frac{q}{\frac{d_1^2 \pi}{4}}$$

由通用气体定律得出

$$\bar{\rho} = \frac{M p}{T z R} \quad \text{及} \quad q = \frac{p_2 q_s z T}{p z_s T_s}$$

将上述  $v$ 、 $\bar{\rho}$  和  $q$  的表达式代入基本方程，并近似地令  $z_s = 1$ ，得出

$$N_{Re} = \frac{1}{4} \frac{p_2 q_s M}{R d_1 T_s \mu} \quad 1.2-10$$

将上式代入公式1.1-10并将结果代入公式1.2-7，得出以下计算  $q_s$  的一般关系式：

$$q_s = \left[ \frac{R^{(1-b)}}{a} \right]^{\frac{1}{2-b}} \frac{T_s}{p_s} \frac{\pi}{4} \left[ \frac{d_1^{(5-b)} (p_1^2 - p_2^2)}{1 M^{(1-b)} T_s \frac{z}{z_s} \mu} \right]^{\frac{1}{2-b}} \quad 1.2-11$$

实用中表示  $\lambda$  的各种公式都具有公式1.1-10的形式。若已知粗糙度，常数  $a$  和  $b$  的值则取决于管子直径。由一组给定的常数所得出的摩擦系数，其精确度仅在某个  $N_{Re}$  范围内是可取的。例如

$$\lambda = 0.121 \left( \frac{1}{N_{Re}} \right)^{0.15} \quad 1.2-12$$

式中显然  $a = 0.121$ ， $b = 0.15$ ，代入公式1.2-11得出

$$q_s = 156.3 \frac{T_s}{p_s} \left[ \frac{d_1^{4.85} (p_1^2 - p_2^2)}{1 M^{0.85} T_s z \mu^{-0.15}} \right]^{0.841} \quad 1.2-13$$

例 1.2-3 利用例1.2-1的数据及公式1.2-13求水平管道中的气体流量。

解：根据已知的  $p_s = 0.62$  及  $T_s = 1.33$ ，从图8.1-6和8.1-7读得

$$\bar{\mu} = 10 \mu \text{ Pa}\cdot\text{s}$$

所以

$$\begin{aligned} q_s &= 156.3 \frac{288.2}{1.013 \times 10^6} \times \\ &\times \left[ \frac{0.1^{4.85} [(44.1 \times 10^5)^2 - (2.9 \times 10^5)^2]}{1.5 \times 10^4 \times 18.82^{0.85} \times 275 \times 0.9 \times (1 \times 10^{-6})^{0.15}} \right]^{0.841} \\ &= 3.00 \text{ m}^3/\text{s} \end{aligned}$$

由前面两个公式所得出的数值差别相当大：

$$e = \frac{3.00 - 2.38}{3.00} 100 = 20.7\%$$

对所选用的公式的适用性进行仔细的分析是很重要的。天然气技术研究所所作的一系列试验为这种分析提供了有用的基础 (Uhl 1967年的资料)。这些试验表明，实验室中的管子 and 现场使用的管子情况有明显的差别。其主要原因是，实际使用的管子的接头、弯头裂纹和焊缝对流动有很大的阻力，这样就有必要对Moody图进行修正。

表示紊流区的公式有两类。第一类是修正的“光滑管”公式1.1-6，该公式适用于较小的雷诺数：

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.5 \lg \frac{N_{Re} \sqrt{\lambda_{sm}}}{2.8} \quad 1.2-14$$

式中  $\xi$  是单位长度管子内的接头，弯头和焊缝的阻力系数， $\lambda_{sm}$  是光滑管的摩擦系数，对于任意已知的  $N_{Re}$ ， $\lambda_{sm}$  都可算出此值。裂纹在雷诺数很大时，相对粗糙度  $k/d$  对摩擦系数有决定性的影响。利用公式1.1-8计算摩擦系数，其精确度是令人满意的。上述两个公式分别代表过渡区和完全紊流区的情况。两者之间的过渡区非常短，其转折比代表Colebrook公式的几条曲线更为急剧。至于在某种情况下应当用哪个公式(1.2-14或1.1-8)，可求出同时满足两个公式的  $N_{Re}$  而加以确定：

$$N_{Re} = 5.65 \left( \frac{3.7 d_i}{k} \right)^{\frac{1}{4}} \lg \left( \frac{3.7 d_i}{k} \right) \quad 1.2-15$$

$\xi$  则需要通过室内试验或现场试验来确定。近似值由Uhl 1967年绘制的一个图中给出。

迄今为止，我们都是假设  $\bar{T}$ 、 $z$  和  $\bar{\lambda}$  沿管道是不变的，不过也有考虑了  $T$ 、 $z$  和  $\lambda$  沿管道变化情形的计算公式 (Aziz 1962—1963年的资料)。在这些公式中，Cullender和Smith的计算公式可精确地求得垂直管线中的流动压力降。温度由工作数据估算。计算也是以方程1.2-2为基础的，该式可写成

$$\frac{M}{R} dl = \frac{-\frac{p}{T} dz dp}{g \left( \frac{p}{T} \right)^2 + \left( \frac{p_s}{T_s \pi/4} \right)^2 \frac{\lambda q_s^2}{2d^5}} \quad 1.2-16$$

在代表垂直管线（如气井中的油管）的区间  $l = 0$ ， $p = p_1$  和  $l = L$ ， $p = p_2$  上进行积分，得出

$$\frac{M}{R}L = \int_{p_2}^{p_1} I dp \quad 1.2-17$$

式中

$$I = - \frac{\frac{p}{T_s}}{g\left(\frac{p}{T_s}\right)^2 + \left(\frac{p_s}{T_s \pi/4}\right)^2 \frac{\lambda q_s^2}{2d_s^5}} \quad 1.2-18$$

该积分值可通过逐次逼近法计算。一般公式为

$$\int_{p_1}^{p_2} I dp = \frac{1}{2} [ (p_2 - p_1) (I_1 + I_2) + (p_3 - p_2) (I_2 + I_3) + \dots + (p_n - p_{n-1}) (I_{n-1} + I_n) ] \quad 1.2-19$$

为了解任何实际问题，通常只要假定一个中间压力  $p_k$  就够了，于是

$$\int_{p_2}^{p_1} I dp = \frac{1}{2} [ (p_k - p_2) (I_2 + I_k) + (p_1 - p_k) (I_k + I_1) ] \quad 1.2-20$$

计算过程如下：根据地面（井口）压力，首先计算垂直管线中点的压力，然后再根据中点压力计算井底压力。对于管线中点的压力，公式1.2-17和1.2-20给出

$$\frac{M}{R}L = (p_1 - p_2) (I_2 + I_k) \quad 1.2-21$$

在一次初步近似中， $I_k = I_2$ 。这个值可利用公式1.2-18算出。然后公式1.2-21给出  $p_k$  的首次近似值，再用该值利用公式1.2-18求得  $I_k$  的较精确的值。继续进行逐次逼近，直到  $p_k$  的精确度令人满意为止。然后根据  $p_k$  以相似的方式计算  $p_1$ 。利用 Simpson 公式，用

$\frac{p_1 + p_2}{2}$  时的  $I_k$  值来校正  $p_1$  值可提高这种方法的精确度。

$$\int_{p_1}^{p_2} I dp = \frac{1}{6} (p_1 - p_2) (I_2 + 4I_k + I_1) \quad 1.2-22$$

摩擦系数可用任何一个读者认为最为适合的公式进行计算。 $T_s$  是从工作测量值的算术平均温度或对数平均温度。

### 1.2.2 低压管中气体流动的压力降

低压气体的流动压力降也可用上面讨论过的公式计算，但有一些更为简单的公式，它们的精确度在大多数情况下也同样令人满意。设  $p_s = 1.013 \text{ bar}$ ， $T_s = 288.2 \text{ K}$ ， $(p_1 + p_2) \approx 2p_s = 2.026 \text{ bar}$ ， $\bar{z} = 1$  以及  $(p_1 - p_2) = \Delta p$ 。将上述值代入公式1.2-9，得出

$$q_s = 946 d_s^{1/3} \left( \frac{\Delta p}{1MT} \right)^{0.5} \quad 1.2-23$$

早在上个世纪在美国实际采用的一个相似的公式是 Pole 公式 (Stephens 和 Spencer 1950)，

如果其系数用国际单位制表示，即  $\rho_s = \frac{M}{28.96}$ ，该公式给出

$$q_s = 33.8 \left( \frac{\Delta p d_s^5}{1M} \right)^{0.5} \quad 1.2-24$$



例 1.2.4 求某一管道中的气体流量。已知  $d = 0.0266\text{m}$ ,  $l = 420\text{m}$ ,  $\Delta p = 2943\text{Pa}$ ,  $T = 288\text{K}$ ,  $M = 18.82\text{kg/kmol}$ 。

解: 根据公式1.2-23, 有

$$q_v = 946 \times 0.0266^5 / s \left( \frac{2943}{420 \times 18.82 \times 288} \right)^{0.5} \\ = 2.15 \times 10^{-3} \text{m}^3 / \text{s}$$

并根据公式1.2-24, 有

$$q_v = 33.8 \left( \frac{2943 \times 0.0266^5}{420 \times 18.82} \right)^{0.5} = 2.38 \times 10^{-3} \text{m}^3 / \text{s}$$

### 1.2.3 高压管中气体流动的压力降

管道中离输入端任意距离处的气体压力可用上述公式确定, 即: 可用公式1.2-8近似地确定。这样就可以作出一个压力分布图。如果假定压缩因子的平均值  $z = \bar{z}$  沿整个管道为常数, 那么近似的压力分布可以更简单地推导出来 (Smirnov和Shirkovsky 1957)。对于图1.2-1中的AB及BC段管道, 公式1.2-9分别给出

$$q_v = 738.4 \frac{T_1}{p_1} d_1^5 / s \left( \frac{p_1^2 - p_2^2}{x l M T z} \right)^{0.5}$$

及

$$q_v = 738.4 \frac{T_2}{p_2} d_2^5 / s \left( \frac{p_2^2 - p_1^2}{(1-x) l M T z} \right)^{0.5}$$

由上述两个公式可得

$$\frac{p_1^2 - p_2^2}{x} = \frac{p_2^2 - p_1^2}{1-x}$$

于是

$$p_x = [p_1^2 - (p_1^2 - p_2^2)x]^{0.5} \quad 1.2-25$$

要是在管道两端的压力  $p_1$  及  $p_2$  已知, 那末利用公式1.2-25便可计算距输入端  $x < 1$ , 处的管道内压力。

例 1.2-5 设  $p_1 = 50 \text{ bar}$ ,  $p_2 = 2 \text{ bar}$ , 求压力分布。

解: 设  $x_1 = 0.1$ ,  $x_2 = 0.3$ , 依次类推。于是根据公式1.2-25, 有

$$p_{x_1} = \{ (50 \times 10^5)^2 - [(50 \times 10^5)^2 - (2 \times 10^5)^2] 0.1 \}^{0.5} \\ = 47.4 \times 10^5 \text{ Pa}$$

$$p_{x_2} = \{ (50 \times 10^5)^2 - [(50 \times 10^5)^2 - (2 \times 10^5)^2] 0.3 \}^{0.5} \\ = 41.8 \times 10^5 \text{ Pa}$$

依次类推将如此所求得的点连接起来的压力曲线  $p = f(x)$  如图 1.2-1 所示。可以看出, 在压力较低时的压力梯度值较大。所以在压力较高时气体流动所消耗的比能就较小。由此可见, 在管道中的压力较高时, 气体流量越大则越经济。

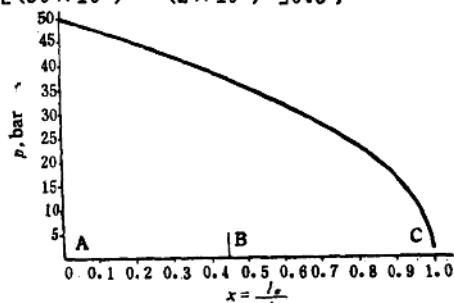


图 1.2-1 水平高压输气管道中的压力分布