温度、压力、流量测量基础

〔美〕R.P. 本尼迪克特 著
周志烈 朱征云 罗果安 译

国防工业出版社

温度、压力、流量测量基础

〔美〕R. P. 本尼迪克特 著

周志烈　朱征云　罗果安　译

国防工業出版社

内 容 简 介

本书详述了温度、压力、流量测试技术，阐明了其基础理论及应用，提供了许多实用数据和图表，列举了许多实例，各章还附有习题及解答供练习用。

本书可供从事温度、压力、流量测试工作的科技人员作为参考书，也可作为高等学校教材，对从事流体力学、热力学方面工作的工程技术人员较为适用。

Fundamentals of Temperature, Pressure, and Flow Measurements
Robert P. Benedict
1977 by John Wiley & Sons, Inc.

*

温度、压力、流量测量基础
〔美〕R.P. 本尼迪克特 著
周志烈 朱征云 罗果安 译

*

国防工业出版社出版
新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售
国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092 1/16 印张21 488千字
1985年9月第一版 1985年9月第一次印刷 印数：0,001— 6,820册
统一书号：15034·2815 定价：4.30元

序　言

有人说科学和科学史是不可分割的，我深信这种说法。如果人们忽视了别人在测定光速方面的尝试和挫折，又怎能理解迈克耳逊（Michelson）和莫雷（Morley）在这方面的功绩呢？如果人们不是首先沿着麦克斯韦（Maxwell）、基尔霍夫（Kirchoff）、威恩（Wien）所开辟的道路前进，那又怎么能领会普朗克（Max Planck）的量子论的奥秘呢？有关热和流量测量方面也是如此。如果我们在温度、压力、流量测量方面不是在伽利略（Galileo）、达芬奇（da Vinci）、牛顿（Newton）、伯努利（Bernoulli）、皮托（Pitot）、焦耳（Joule）、开尔文（Kelvin）、韦斯巴哈（Weisbach）、赫谢尔(Herschel）等人所作工作的基础上，继续努力，我们就不可能鉴赏现代的一系列精密仪器和技术成果。

有人说，在每一个成功者的后面，都有一个能干的内助。同样，在有关机械领域中的每一项成功的计划或试验的后面，都有熟悉测试的工程师做后盾。为了证实人们在设计和制造上所作的努力，最后要进行现场试验。通过试验来回答诸如：发热量是否满足？发动机性能是否达到了规范要求？冷却装置是否能胜任？等等一系列的问题。所有这些都离不开测试工作。

本书可供从事温度、压力、流量测试工作的工程师和有关工人作为参考书，也可以作为工科学生的教科书。对于在流体力学、热力学、传热学等领域中工作的机械工程师尤为适用。本书对温度、压力和流量测试技术作了详细介绍，并提供了实用数据；对每个专题都作了深入论述并通过许多计算实例说明其应用。书中包括了所有必需的公式、修正值、插图、曲线和数据表。

本书所涉及的题材是我在威斯汀豪斯蒸汽轮机及航空燃气轮机分公司多年工作期间所收集的。由于我参与了美国机械工程师学会、美国材料试验学会、美国标准化协会的测验委员会工作，从而对本书的编写大有裨益。收入本书的材料基本上是我在德雷克塞尔工艺学院夜大学多年讲授仪表课所用的（一学期课程的）教材。学生们对这门学科总是很感兴趣，他们对教材的良好反应证明了这一点。

……

R.P.本尼迪克特

目 录

第二部分　压力及其测量

第一部分　温度及其测量

前　言

第一部分是关于温度，包括过去对温度的认识；早期对温度测量进行的某些尝试；现在对温度的认识；实验室内怎样进行温度测量以及各种常规的测温方法。

今天，温度已被公认为科学领域中的一种基本变量，热力学、流体力学、传热学、气动力学、宇航学、化学、物理学都少不了它。然而，当我们研究温度基本理论时，发现对温度的重要性及意义方面有许多混乱的地方，例如，虽然早期科学家毫不怀疑人体温度的确定性，但他们都十分肯定地认为水的冰点是可变的。此外，还研究“潜热”、“燃素”、“热质”之类的说法；引入这些说法是为了描述他们在热和温度研究中的那些不可捉摸的神秘思想。

美国伟大的科学史家萨尔顿曾经说过：“任何学科中，人们决不会把一个对本学科的历史没有一点起码了解的人捧为大师。”无疑，作为温度测量方面的行家，我们必须象熟悉测温学中目前通用的各类测量仪表和测量方法那样熟悉测温学的发展历史。

因此，第一部分，通过简略地回顾国际实用温标（IPTS）建立之前测温学的主要发展过程，概括地叙述了目前认为比较满意的温度概念的建立；较详细地说明了在IPTS基础上实现温度测量的各种实用方法，诸如：玻璃管液体温度计、电阻温度计、热电温度计和光学高温计等；还讨论了热响应和热恢复的概念，以便对稳态、非流动温度概念加以修正，从而应用于瞬态、流动温度情况。

第一章　早期对热度测量的尝试

1.1　热和冷的一般认识

早在远古时代，人们对热的程度就已有所认识，例如，对炽热的太阳、寒冷的水、炎热的沙漠、荫凉的森林地带、滚烫的油、冻结的冰等的认识。从表面上看，冷和热确实变化无穷。虽然人的感觉是灵敏的，但是，当冷热程度超出非常有限的感觉范围之后，由于疼痛而无法辨别出冷热的程度，即使不会使人感到疼痛的范围内，人们也只能感觉出相对温度。因此，从科学观点来看，靠人的感觉只是一种不适当的温度检测手段。

1.2　历史梗概

根据几种原始资料的记载，第一台测量冷热程度的仪器的出现应归功于伽利略（Galileo Galilei）[1]●。他的学生维维安尼（Vincenzo Viviani）在伽利略传（1718）中写

● 在参考文献〔1〕博尔顿（H. C. Bolton）的有价值的小册子中，可以找到很多测温学方面的早期历史。

道："……1592年末，伽利略任数学学会主席时，在帕多瓦（Padua），他发明一种包含空气和水的玻璃温度计……"。另外，威尼斯（Venice）的萨格列多（Francesco Sagredo）于 1613 年 5 月 9 日写给伽利略的信中说："……您发明的热度测量仪器，我已经制成几种简便形式的装置，可以测出不同地方的温度差……"。伽利略所用的那种仪器是要受大气压力影响的，现在叫做"气压温度观测器"。

温度计这个词，于 1624 年首次出现在勒尔蒙（J. Leucechon）所著的"趣味数学"一书中。作者把温度计描写成"……一种玻璃仪器，上面有一小球，下面有一长颈，或用一根非常细长的管子更好，管子的末端与充满水的瓶子相连接。……按照自然科学家之见，若要按数值和度数测定温度变化，就得沿管子全长划线，将其分成八度……"。

大约在 1654 年，托斯卡纳（Tuscany）的杜克（Ferdinand Ⅱ，Grand Duke）制造了实用型温度计，这种温度计的温包及细管内充注酒精并密封。这就是第一个与压力无关的测温仪器。

1664 年，胡克（Robert Hooke）把他的温度计零点定在"……当温度计的温包置于冰冻的蒸馏水中时，液柱保持不变的那一点……"。

荷兰科学家、数学家惠更斯（Christian Huygens）认识到早期高温测量所面临的困境。他在 1665 年 1 月 2 日的一封信中写道："……制定一个通用且固定的热和冷的标准是适宜的。温包和细管之间的容量要成一定的比例，用水开始冰冻的温度或最好是用沸水温度作为温度的起始点……"。

此外，1665 年，玻意耳（Robert Boyle）指出："……我们主要是找不到一个恰当的标准，……不仅一些量（温度）的差值无法给出名称，而且在这些地方不可能凭我们的感觉来测定。温度计是很容易变化的仪器，看来测量温度想用我们测量时间、距离、重量那样的方法来解决是不可能的……"

1667 年，西敏多（Cimento）科学院的马格罗蒂（L. Magalotti）关于温度标尺构造的论述，说明了刻度多少完全是随意的，"……其次是把仪器或管子的颈部用分规分为十等分，用白色搪瓷标出各等分点，而中间的部分则用绿色玻璃或黑色搪瓷标出，这些较小的刻度部分最好是用眼睛估读，这样，做起来就容易些……"。

直到 1694 年，雷纳尔迪尼（Carlo Renaldini，与伽利略一样也担任过帕多瓦数学学会主席）才建议采用冰溶点和水沸点作为温度计标尺的两个定点，并将这两个定点之间的区间分为十二等分。好消息未必能迅速传播出去，雷纳尔迪尼对测温学的贡献未能得到赏识就被遗忘了。

1701 年牛顿根据两个可复现的定点温度，单独规定温度的标尺，显然，各种温度计的标尺，在这两个定点上的温度都是确定的，第一个定点选冰的溶点，作为温度标尺的零点，第二个定点选英国健康人腋下的温度，标以 12，按牛顿的"热等间间隔分度"的说法，在此温标上，水的沸点是 34 度。

阿姆斯特丹的一个仪器制造者华伦海特（Daniel Gabniel Fahrenheit），在 1706 年开始制造温度计。他写道[8]："……当我认识到水在一个确定的热度上沸腾时，我立刻感觉到有一种想自己制造温度计的强烈愿望。这样，我就能用我自己的眼睛观察自然界的美妙现象，并确信实验的真实性……"。华伦海特首先用弗洛伦泰标尺（Florentine scale，90-0-90），然后他随意设计了 0-12-24 标尺，最后，为了有助于更细的分度，他

选择了 0-48-96 标尺。对此，他写道："……在我的温度计中，48度正好介于水、冰、氯化铵（甚至食盐）的混合物、人工致冷的最低温度与健康人血液中所达到的温度之间……"。所有的华氏温度计都有这样的共同特点："……标尺的分度彼此相同，并在一定的范围内变化……"。华伦海特发现，正常大气压力下，在他的温标上，水的冰点和沸点分别约为 32 及212。这些数值不久就被采纳为华氏温标的最可靠的定点，并规定为精确值。

乌普萨拉（Uppsala）大学的天文学教授摄尔修斯（Anders Celsius）在 1742年提出一种温标，以冰溶点为零点，而以水沸点作为 100 度●。次年，里昂的克里斯廷（Christin）提出了众所周知的百分刻度温标（现在叫做摄氏温标）。华氏温标与摄氏温标之间的一些关系式如图 1.1 所示。

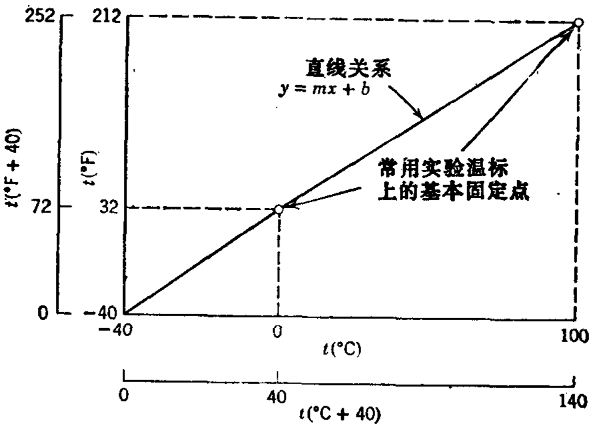

图1.1 常用的实验温标之间的关系式

对于华氏温标和摄氏温标 $y = mx + b$，式中 $m = \Delta F/\Delta C = 180/100 = 9/5$； $b = 32$。因此，$F = \frac{9}{5}(C) + 32$； $C = \frac{5}{9}(F - 32)$（这是人们熟悉的关系式）。对于（$F + 40$）及（$C + 40$）温标，$y = mx + b$，式中 $m = \Delta F/\Delta C = 180/100 = \frac{9}{5}$； $b = 0$。因此，$F = \frac{9}{5}(C + 40) - 40$，及

$C = \frac{5}{9}(F + 40) - 40$（对称的关系式）。

人们逐步认识到，不管怎样仔细地选择，都不可能用一个、两个或任意有限个定点来制定一种满意的温标。如果想要避免除了定点以外地方的不定性，则必须用标准内插仪器和标准内插法。到十八世纪末，就象利用许多测温物质的情况那样出现了许多用于各定点之间进行内插的仪器。此外，两个由经验标定的温度计，在热平衡情况下，一般说来是不会指示相同温度的[4]。

● 原文误为：以水沸点为零点，而以冰的溶点为 100度。——译者

1.3 参考文献

[1] H. C. Bolton, *Evolution of the Thermometer*, Chem. Pub. Co., Easton, Pa., 1900.
[2] H. Guerlac, *Selected Readings in the History of Science*, Vol. 2, Pt. 1, Cornell University, Ithaca, N.Y., 1953, p. 128.
[3] *Ibid.*, Pt. 2, p. 382.
[4] R. P. Benedict, "Review of Practical Thermometry," *ASME Paper 57-A-203*, August 1957.

习　　题

1. 如果采用雷纳尔迪尼温标，则其与华氏温标之间的关系式是怎样的？

答案：$R = \frac{1}{15}(F - 32)$

2. 雷氏温标与华氏温标之间在那一点上温度是相同的？

答案：$R = -32/14$

3. 原始的摄氏温标与百分分度温标之间的关系式是怎样的？

答案：$\mathrm{Cel} = -\mathrm{Cen} + 100$

4. 求原始的摄氏温标与百分分度温标之间的对称关系式。

答案：$\mathrm{Cel} = -(\mathrm{Cen} - 50) + 50$

$\mathrm{Cen} = -(\mathrm{Cel} - 50) + 50$

5. 如果华氏温度计指示 59°F，借助于通用关系式和对称关系式求出摄氏温度。

答案：15℃

第二章　空气温度计

十九世纪的前半叶，在玻意耳（Boyle）、盖·吕萨克（Gay-Lussac）、克拉佩隆（Clapeyron）、雷诺特（Regnault）等人的工作基础上有人根据空气膨胀原理研制出一种温度计。不久它就被人们认为是变差最小的温度计，通常作为其他各种温度计的比较标准。

2.1　玻意耳-马略特定律

1662年，玻意耳仔细地观察到：等温条件下，一定的压力范围内，一定质量气体的压力与体积的乘积基本上是一个与压力大小无关的常数[1]。1676年马略特（Edme Mariotte）在欧洲大陆也宣布了同样的观测结果。玻意耳-马略特定律可以表示成

$$(pv)_t = K_t \tag{2.1}$$

式中　下标 t 表示状态的变化仅在等温条件下进行；K 是一个常数，其所带下标说明：尽管在等温情况下 pv 乘积始终保持常数，但其大小是随温度变化而变化的。这里所说的温度是可以用任何温度计来测量的，例如，可用液体玻璃温度计来测量。

今天我们知道，玻意耳的谨慎是完全正确的，因为至今还没有一种实际气体能准确地满足（2.1）式。

2.2　查理-盖吕萨克定律

查理（Jacques-Alexandre César Charles）于1787年，盖吕萨克于1802年先后发现，等压条件下，任何同体积的实际气体（如氧、氮、氢、二氧化碳、空气）在给定的温升下，膨胀的体积相同。查理-盖吕萨克定律可表示成

$$\frac{1}{v_0}\left(\frac{v - v_0}{t - t_0}\right)_p = \alpha_{0p} \tag{2.2}$$

式中　下标 p 表示状态的变化仅在等压条件下进行；下标0表示所考虑的状态变化是相对于某一规定的参考状态（通常为冰点）时的变化；常数 α 的下标 $0p$ 说明虽然任何气体在等压条件下的体膨胀系数都保持为常数，但它的大小却是随参考状态即压力大小的变化而变化的；符号 t 表示在任一实验温标下测得的温度值。

同理，给定数量的任何气体，当保持体积不变时，其压力的变化与温度的变化成正比。因而，查理-盖吕萨克定律也可以表示为

$$\frac{1}{p_0}\left(\frac{p - p_0}{t - t_0}\right)_v = \alpha_{0v} \tag{2.3}$$

式中　下标 v 表示状态的变化只是在体积不变的条件下进行；α 的下标 $0v$ 说明：尽管任一气体的等容压力系数保持为常数，但它的数值却是随参考状态或体积的变化而变化的。

现在我们知道，没有一种实际气体能准确地符合查理-盖吕萨克定律。

2.3 克拉佩隆状态方程

1834 年，克拉佩隆首先将玻意耳-马略特定律与查理-盖吕萨克定律合并在一起得出了气体状态方程[2]。还可以得出克拉佩隆方程的另外一些形式，即以压力或体积作为应变量的形式。

我们就单相、一元物质的情况进行推导：

$$v=f(p,\ t)$$

或

$$dv=\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t dp+\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p dt \tag{2.4}$$

由（2.1）式得

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_t=-\frac{v}{p} \tag{2.5}$$

又由（2.2）式得

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p=\alpha_{0p}v_0 \tag{2.6}$$

综合（2.4）、（2.5）和（2.6）式得

$$\frac{dp}{p}+\frac{dv}{v}=\frac{dt}{v/(\alpha_{0p}v_0)} \tag{2.7}$$

根据（2.2）式得

$$\frac{v}{\alpha_{0p}v_0}=\left(t-t_0+\frac{1}{\alpha_{0p}}\right) \tag{2.8}$$

因此（2.7）式积分可得

$$\ln p+\ln v=\ln\left(t-t_0+\frac{1}{\alpha_{0p}}\right)+\ln R_p \tag{2.9}$$

式中 R 为积分常数，其下标 p 表示所采用的是等压形式的查理-盖吕萨克定律。取反对数得

$$pv=R_p\left(t-t_0+\frac{1}{\alpha_{0p}}\right) \tag{2.10}$$

式中的积分常数，可按下式根据参考状态求值

$$R_p=p_0v_0\alpha_{0p} \tag{2.11}$$

（2.10）式括号部分称为从空气温度计零度开始算起的温度（用气体等压体膨胀系数表示）。因为量值〔$t-t_0+(1/\alpha_{0p})$〕相当于一个新温标上的温度，因此，新温标的零点比 t 的实验温标的零点要低一个量值〔$(1/\alpha_{0p})-t_0$〕，但新温标的单位温度间隔（即“度”）与 t 的实验温标的单位温度间隔是相同的。

气体状态方程也可以根据压力来推导

$$p=f(v,\ t)$$

或

$$dp=\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t dv+\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v dt \tag{2.12}$$

同理可得

$$pv=R_v\left(t-t_0+\frac{1}{\alpha_{0v}}\right) \tag{2.13}$$

式中　R为另一个积分常数，下标v表示所采用的查理-盖吕萨克定律是等容形式的。R可根据参考状态按下式求出

$$R_v=p_0v_0\alpha_{0v} \tag{2.14}$$

(2.13)式括号部分也称为从空气温度计零点开始算起的温度（这时是用气体等容压力系数表示)。当然，这些空气温度计的温度决不会是唯一的，因为它们是随着α的测定方法、测定时所用的气体种类以及用于测定t和t_0的实验温度计不同而变化的。

(2.10)和(2.13)式是克拉佩隆气体状态方程的两种形式。现在我们知道，克拉佩隆方程不可能准确地描述任何实际气体的热力学状态。

2.4　雷诺特理想气体

1845年，雷诺特发现，任何实际气体在大气压力下从冰点加热至水沸点时，其平均等压体膨胀系数近似每(摄氏)度为1/273，而盖吕萨克得出的值则为每度（摄氏）1/267。与此类似，雷诺特还发现，在等容条件下，任何实际气体从冰点加热至水沸点时，其平均等容压力系数同样也近似等于每度（摄氏）1/273[3,4,5]。

然而，雷诺特已认识到，所有永久气体的等压体膨胀系数只是近似相等，并且此种体胀系数也只是近似地等于各自的压力系数。为了简单起见，他提出一种在所有状态下都能完全满足玻意耳-马略特定律和查理-盖吕萨克定律的假想物质，也就是说，他定义了一种理想气体，其热力状态满足克拉佩隆状态方程的任何一种形式。这样，自然就要求$\alpha_{0p}=\alpha_{0v}=\alpha^0$，因此$R_p=R_v=R$。雷诺特的理想气体状态方程如下：

$$pv=R\left(t-t_0+\frac{1}{\alpha^0}\right) \tag{2.15}$$

上式括号部分表示理想气体绝对温标上的温度，该温标类似于这样一种空气温度计的温标，即其零点比实验温标t低一个常数（$1/\alpha^0-t_0$)，而其刻度则仍与实验温标t的刻度大小一样。不过，理想气体温标上的各个单值温度不能用实验的方法测出，因为这要采用真实的实验温度计。

理想气体的积分常数（$R=p_0v_0\alpha^0$）也可从另一个角度来看，如果在(2.15)式的两边同乘以某特定气体的摩尔质量（也就是气体分子量M. W)，于是，乘积M. W. $\times v$就表示气体的摩尔体积。根据阿伏伽德罗（Avogadro）假说，在同样的压力和温度下，任何气体的摩尔体积及等式另一边的M. W. $\times R$的乘积都是一样的。此外，无论是分子量或是积分常数R都是与压力和温度无关的，所以，在任何压力和温度下，所有气体的M. W. $\times R$乘积都是一个常数。因而，M. W. $\times R$的乘积表示一个通用气体常数，用$\boldsymbol{R}$表示。表2.1列出了几种典型的M. W.、$\boldsymbol{R}$和R值。

表2.1 几种常用气体的气体常数

气体	分子量	比气体常数，R	
		$\frac{\text{英尺·磅力}}{\text{°R·磅质量}}$	$\frac{\text{焦耳}}{\text{公斤·K}}$
空气	28.96	53.36	287.1
二氧化碳，CO_2	44.01	35.11	188.9
氮，N_2	28.01	55.17	296.8
氧，O_2	32.00	48.29	259.8
水，H_2O	18.02	85.77	461.4

式中 $R=\frac{\mathbf{R}}{\text{M.W.}}$

$$\mathbf{R}=1545\frac{\text{英尺·磅力}}{\text{磅质量·摩尔·°R}}=8315\frac{\text{焦耳}}{\text{公斤·摩尔·K}}$$

今天我们知道，没有一种实际气体能准确地满足雷诺特理想气体的条件。然而，雷诺特发现，当严格按照规定的实验程序使用时，不同气体温度计指示值之间的差异是很微小的。因此，气体温度计可以产生一系列有用的参考温度，从而构成了一套实用的测温标准。但是，因为一个参考温标只能根据一种规定的测温物质在规定的压力或比容的情况下来确定（膨胀式气体温度计规定压力，压力式气体温度计则规定比容），所以当我们采用确定的试验程序时，仍然还需要一个实际的通用温标。

2.5 参考文献

[1] H. Guerlac, *Selected Readings in the History of Science*, Vol. 2, Pt. 1, Cornell University, Ithaca, N.Y., 1953, p. 138.

[2] R. Roseman and S. Katzoff, "The Equation of State of a Perfect Gas," *J. Chem. Ed.*, 2, June 1934, p. 350.

[3] H. Guerlac, *Selected Readings in the History of Science*, Vol. 2, Pt. 2, Cornell University, Ithaca, N.Y., 1953, p. 382.

[4] E. Clapeyron, "Memoir on the Motive Power of Heat," in *Reflections on the Motive Power of Fire* (E. Mendoza, translator), Dover, New York, 1960, p. 73.

[5] E. Edser, *Heat for Advanced Students*, Macmillan, London, 1927, p. 99.

[6] R. P. Benedict, "Essentials of Thermodynamics," *Electro-Technol.*, July 1962, p. 107.

符号表

d	恰当微分	下标	
f	函数	0	在参考状态（通常为冰点）
K	常数	p	在等压条件下
p	绝对压力	t	在等温条件下
R	比气体常数	ice	冰点的
$\mathbf{R}$	通用气体常数	steam	水沸点的
t	实验温度	v	在等容条件下
v	比容	上标	
α	等压体积系数或等容压力系数	0	表示理想气体的性质

习　题

1. 求水蒸汽、空气、二氧化碳的比气体常数（R），以美国惯用单位表示。已知通用气体常数为1545英尺·磅力/(磅质量·摩尔°R)。

答案：$R_{H_2O}=85.76$，$R_{air}=53.35$，

$R_{CO_2}=35.11$英尺·磅力/°R·磅质量。

2. 用雷诺特体膨胀系数，求空气温度计标尺上的T_{ice}及T_{steam}。

答案：$T_{ice}=273°A$，$T_{steam}=373°A$。

3. 用盖吕萨克体膨胀系数，求空气温度计算尺上的T_{ice}及T_{steam}。

答案：$T_{ice}=267°A$，$T_{steam}=367°A$。

4. 如果气体体膨胀至初始体积的二倍，初始压力为1个大气压，按玻意耳定律求最终压力为多少？

答案：$p_2=0.5$大气压。

5. 如果用克拉佩隆状态方程，并用雷诺特体膨胀系数值，求在温度为127℃及压力为1牛顿/米^{2}时，1公斤空气所占有的容积为多少？

答案：$V=114840$米^3。

第三章　温度的热力学观点

3.1　开尔文热力学温标

1848 年，汤姆森（William Thomson），其后是开尔文（Lord Kelvin）认为卡诺（Sadi Carnot）在 1824 年所作的关于工作在两条等温线和两条绝热线之间的可逆热机的分析，为确定绝对温标奠定了基础[1]，因为卡诺发动机的效率只是两个实验温度的函数，而与工质无关（见图 3.1）。汤姆森提出的热力学绝对温度函数 Θ 可通过可逆的卡诺热表示如下[2]

$$\frac{\delta Q}{Q}=\frac{d\Theta}{\Theta}=f(t)dt \qquad (3.1)$$

式中　Θ 是实验温度 t 的任意函数。按照焦耳(Joule)建议，开尔文制定了一个新的温度函数，它是从空气温度计零点算起的温度变化函数（即取 $\Theta \approx [t-t_0+(1/\alpha_{0p})] \approx [t-t_0+(1/\alpha_{0v})]$）[3]。根据雷诺特对各种气体的膨胀系数的观察结果，他用 273 作为理想常数 $1/\alpha_0$。因为参考温度（t_0）取 0°C 时，开尔文绝对温标与普通摄氏温标的关系就可用一个简单的关系式来表示：

$$\Theta_c = t\,(°\mathrm{C})+273 \qquad (3.2)$$

开尔文通过进一步建立 Θ 温标的基本温度分度与实用温标的基本温度分度之间的关系（即通过取 $\Theta_{steam}-\Theta_{ice}=t_{steam}-t_{ice}$），在完整地建立热力学绝对温标方面获得成功。他在总结中写道[4]："为了实现温度的数值测量，要确定一个单位或度数，我们可以将某个定点温度，例如冰点温度，或其他我们愿意取的任何数值作单位；我们也可以选取两个定点温度，例如，在纬度 45 度处、压力为 29.9218 英寸汞柱下，水的冰点温度和沸点温度，这两定点之间的温差可以随意取作任何数值，例如取作 100。后一种取法仅仅是为了能在现今的科学水平下方便地制造出来，因为需要与迄今仍在使用的实用温度计保持某种联系。但前一种做法在理论上更为可取，最终必然被采用。"

开尔文认识到，除非找到某种方法，用实验确定这些绝对温度，否则，他的热力学温标在实用测温学

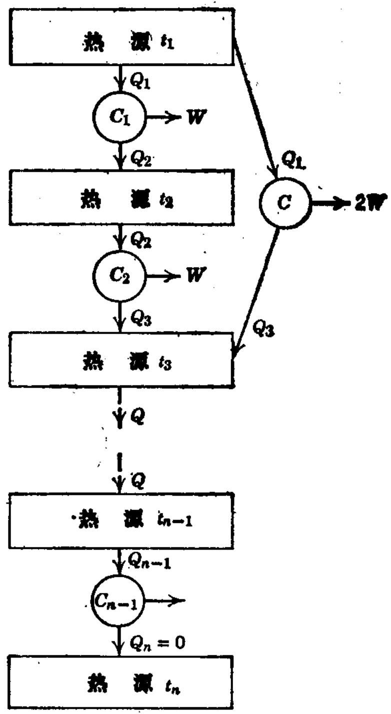

图3.1　开尔文所定义的热力学绝对温标是根据卡诺循环效率 η_c 制定的，η_c 定义如下：

$$\eta_c = 1-\frac{Q_2}{Q_1}$$

式中 Q_1 = 实验温度为 t_1 时由热源吸收的热；Q_2 = 温度 t_2 时向热源排出的热；W = 卡诺热机 C 所作的功。于是有

$$Q_1/Q_2=f(t_1,\ t_2)$$
$$Q_2/Q_3=f(t_2,\ t_3)$$
$$Q_1/Q_3=f(t_1,\ t_3)$$

或
$$\frac{Q_1}{Q_2}=\frac{\phi(t_1)}{\phi(t_2)}=\frac{T_1}{T_2}$$

两个热源的热力学绝对温度之比 T_1/T_2 等于工作在这两个热源之间的一个卡诺热机所吸收的热量与排出的热量的比值（Q_1/Q_2）。这种热力学温标上的绝对零度定义为当卡诺热机不向热源排热量时的热源的温度