



面向 21 世纪 课 程 教 材
Textbook Series for 21st Century

大学物理教程

第二册 第二版

吴锡珑 主编

2:2



高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

面向 21 世纪 课程教材
Textbook Series for 21st Century

大学物理教程

第二册 第二版

吴锡珑 主编



高等教育出版社
HIGHER EDUCATION PRESS

(京) 112 号

内 容 简 介

本书是教育部“高等教育面向 21 世纪教学内容和课程体系改革计划”的研究成果,是面向 21 世纪课程教材和教育部高等学校工科物理课程教学指导委员会“九五”规划教材。全书分四册,包括第一册:力学·相对论,第二册:热物理学和电磁学,第三册:波动学和量子物理学(以上为主体教材);第四册:系列化习题和学习指导(辅助教材)。主辅两者既可彼此独立,亦可相互配套。本书作为非物理专业的大学物理教材既保持基础扎实、内容精干、重实用的特点,又体现出高视点、新创意、知识面宽、内容现代化等时代特色。

本书可作为高等学校工科各专业的教科书,也可供其他专业选用和社会读者阅读。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理教程 第二册/吴锡珑主编. —2 版. —北京:
高等教育出版社,1999 (2000 重印)

ISBN 7-04-006993-8

I. 大… II. 吴… III. 物理学-高等学校-教材 IV. 04

中国版本图书馆 CIP 数据核字(98)第 31521 号

书 名 大学物理教程 第二册 第二版
作 者 吴锡珑 主编

出版发行 高等教育出版社

社 址 北京市东城区沙滩后街 55 号

邮政编码 100009

电 话 010—64054588

传 真 010—64014048

网 址 <http://www.hep.edu.cn>

经 销 新华书店北京发行所

印 刷 北京外文印刷厂

开 本 787×960 1/16

版 次 1991 年 12 月第 1 版

印 张 24.5

1999 年 5 月第 2 版

字 数 470 000

印 次 2000 年 1 月第 2 次印刷

定 价 25.60 元

凡购买高等教育出版社图书,如有缺页、倒页、脱页等
质量问题,请在所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

目 录

热物理学.....	(1)
第 8 章 热力学平衡态.....	(2)
§ 8-1 热力学系统 平衡态.....	(2)
§ 8-2 热力学第零定律 温度和温标.....	(4)
§ 8-3 理想气体温标和状态方程.....	(6)
§ 8-4 理想气体微观模型 压强和温度的统计意义.....	(11)
§ 8-5 能量均分定理.....	(16)
§ 8-6 麦克斯韦速率和速度分布.....	(18)
§ 8-7 玻耳兹曼分布.....	(27)
* § 8-8 量子统计分布简介.....	(29)
思考题.....	(31)
习 题.....	(32)
专题选读 8 平衡与涨落.....	(34)
第 9 章 热力学定律.....	(38)
§ 9-1 内能 功和热量 准静态过程.....	(38)
§ 9-2 热力学第一定律 热容.....	(42)
§ 9-3 绝热过程 多方过程.....	(46)
§ 9-4 循环过程 卡诺循环.....	(53)
§ 9-5 热力学第二定律.....	(60)
§ 9-6 热力学过程的不可逆性.....	(63)
§ 9-7 熵.....	(67)
§ 9-8 熵增原理.....	(71)
* § 9-9 与熵增原理有关的几个问题.....	(75)
§ 9-10 热力学第二定律的统计意义 熵的统计表述 有序和无序.....	(78)
思考题.....	(81)
习 题.....	(83)
专题选读 9 自组织现象.....	(86)
第 10 章 气体和凝聚态.....	(91)
§ 10-1 范德瓦耳斯方程.....	(91)
§ 10-2 气体内的输运过程.....	(98)
* § 10-3 固体和液体的热性质.....	(103)

思考题	(109)
习 题	(109)
专题选读 10-1 物态和相变	(110)
专题选读 10-2 等离子体、中子星和黑洞	(115)
电磁学	(117)
第 11 章 静电场	(119)
* § 11-1 场的描述	(119)
§ 11-2 电力和电荷	(122)
§ 11-3 库仑定律 电力叠加原理	(124)
§ 11-4 电场强度	(125)
§ 11-5 高斯定理	(133)
§ 11-6 高斯定理的应用	(139)
§ 11-7 环路定理 电势	(143)
§ 11-8 电势的计算	(146)
§ 11-9 等势面和电势梯度	(152)
思考题	(158)
习 题	(160)
专题选读 11 静电电子透镜	(164)
第 12 章 导体电学	(169)
§ 12-1 导体的静电平衡性质	(169)
§ 12-2 空腔导体 静电屏蔽	(175)
§ 12-3 电容和电容器	(180)
§ 12-4 传导电流	(184)
§ 12-5 电动势 稳恒电场	(188)
§ 12-6 恒定电流电路定律	(191)
思考题	(195)
习 题	(197)
专题选读 12 超导电性和高温超导体	(200)
第 13 章 电介质	(210)
§ 13-1 电介质的极化	(210)
§ 13-2 极化强度和极化电荷	(213)
§ 13-3 介质中的静电场	(217)
§ 13-4 电位移矢量	(220)
* § 13-5 介质边界两侧的静电场	(226)
§ 13-6 静电场能	(229)
思考题	(234)

习 题	(236)
专题选读 13 热电体、压电体和铁电体	(239)
第 14 章 稳恒磁场	(244)
§ 14-1 磁力和磁场 磁感应强度	(244)
§ 14-2 毕奥-萨伐尔定律	(247)
§ 14-3 磁高斯定理 安培环路定理	(254)
§ 14-4 磁场对载流导线的作用	(261)
§ 14-5 带电粒子的运动	(269)
* § 14-6 地球和行星的磁场	(274)
* § 14-7 电磁相对性	(277)
思考题	(282)
习 题	(285)
专题选读 14 磁聚焦和磁约束	(288)
第 15 章 磁介质	(293)
§ 15-1 顺磁性和抗磁性	(293)
§ 15-2 磁化强度和磁化电流	(297)
§ 15-3 介质中的磁场 磁场强度	(301)
§ 15-4 铁磁性	(306)
思考题	(310)
习 题	(312)
专题选读 15-1 磁在信息技术中的应用	(314)
专题选读 15-2 磁泡	(318)
第 16 章 变化的电磁场	(323)
§ 16-1 电磁感应定律	(323)
§ 16-2 动生电动势	(326)
§ 16-3 感生电动势 感应电场	(332)
§ 16-4 自感和互感	(342)
§ 16-5 电感和电容电路中的暂态电流	(350)
§ 16-6 磁场能量	(354)
§ 16-7 位移电流	(357)
§ 16-8 麦克斯韦电磁场方程组	(367)
思考题	(369)
习 题	(373)
专题选读 16 电磁场的相对论变换	(378)
附 表 物理常数	(384)

热 物 理 学

热运动是指物体中分子或原子的无规则运动,这种广泛存在、永不停息的分子无序运动也是自然界的一种基本运动形式.大量分子热运动的集体效应在宏观上表现为物体的热现象和热性质.研究分子热运动,讨论热现象的规律、分析物体热性质的理论称为热物理学,简称热学.

在 18 和 19 世纪,由于蒸气机等热动力工业的出现和发展,促进了对热现象及其规律的研究.到了 19 世纪中叶,建立了较为完整的经典热学理论.经典热学包括宏观理论和微观理论.宏观理论叫热力学,它以观察和实验为基础,通过归纳和推理得出有关热现象的基本定律.焦耳、卡诺、克劳修斯和开尔文等是热力学的主要奠基人.微观理论叫分子动理论,它是从物质分子结构和分子运动出发,应用力学规律和统计方法,研究大量分子热运动的集体效应,用以解释热现象和热性质.对分子动理论作出重要贡献的主要是麦克斯韦和玻耳兹曼.热力学和分子动理论这两种理论相辅相成,前者对热现象给出普遍而可靠的结论,后者则从微观本质上作出解释.

1902 年,吉布斯将分子动理论中的统计方法发展为严密的统计力学;到了 20 世纪 20 年代,爱因斯坦、玻色、费米和狄拉克又建立了量子统计学,从而构成了完整的统计物理学.统计物理学对由大量粒子组成的系统进行统计分析,建立体系的微观态与宏观态的关系,找出微观态的分布规律,从而得到热现象的规律.统计物理学不仅可以分析热现象,也能用以分析电、磁和光的现象,并在金属、半导体、等离子体以及生物和天体领域的研究中都有广泛的应用.

本篇只介绍热力学和分子动理论,讨论中并不把这两种理论截然分开,而是同时从宏观和微观两方面阐明热力学系统平衡态的性质、热力学过程的规律和物体的热性质.

第 8 章 热力学平衡态

热学研究宏观物体的冷热性质,并常把所研究的宏观物体或物体组称为热力学系统.系统的状态可区分为平衡态和非平衡态,这是热学最重要的特征.热学中比较成熟的理论,主要是关于平衡态的理论.本章的中心就是阐述热力学平衡态的性质,内容包括从宏观和微观两方面介绍平衡态和热平衡的概念,讨论理想气体压强和温度的意义,介绍系统在平衡态下其分子运动所遵从的统计分布的规律.

§ 8-1 热力学系统 平衡态

一、热力学系统

热研究的对象主要是由气体、液体和固体组成的,通常称它们为宏观物体,并将这些宏观物体或物体组称为热力学系统(或热力学体系),简称系统(或体系).宏观物体是由大量分子和原子组成的,因此,热学所研究的系统乃是大量分子和原子所组成的系统.

处于系统之外的物体或物体组称为外界.如果系统与外界完全隔绝,即在质量、能量上与外界完全不发生交换,这样的系统称为孤立系统.与外界没有质量交换但有能量交换的系统称为封闭系统,既有质量又有能量交换的系统称为开放系统.

二、系统状态的描述

为了研究系统的性质和变化,第一步就是描述系统的状态.热力学采取宏观描述方法,即用一些可以直接测量的量来描述系统的宏观性质,例如化学组分、体积、温度、压强等等,这些物理量称为宏观量,由其描写的系统状态称为宏观态.分子动理论或统计物理则采用微观描述方法,即给出系统中每个分子的力学物理量,例如分子的质量、位置、速度等等,并称为微观量,由大量分子的微观量的集合所描写的系统的状态称为微观态.微观量一般是无法直接测量的,更无法一一测出数目高达 10^{23} 个分子的力学量.即使利用最先进的计算机,也不可能在有限的时间内打印出每个分子的力学量,更不可能求解出这么多分子的运动方程.实践证明,研究所有单个分子的运动既不可能、也是不必要的.分子

动理论和统计物理学在于分析微观态与宏观态的内在联系,得到宏观量与微观量的统计关系,揭示宏观量的微观本质,从而进一步阐明系统的宏观性质.

三、平衡态

一般说来,热力学系统在某时刻的状态决定于系统的初始状态和所受到的外界的影响.实验事实表明,如果系统处在恒定的外界影响下,经过一定的时间以后系统将达到一种宏观性质不随时间变化的稳定状态,称为定态.特别对于孤立系统而言,不论系统的初始状态如何,在经过一定时间之后,必将达到一种定态,在这定态中不仅系统的宏观性质不再变化,而且系统内部也不存在能量或质量的任何宏观流动,整个系统达到同一温度.这种定态又称为热力学平衡态(简称平衡态).例如装在孤立容器中的气体,不论初始情况如何,最后总会达到温度、压强、密度等不随时间变化并处处相同的平衡态.

应该指出,平衡态不同于系统受恒定的外界影响所达到的定态.例如将一根金属棒的一端放在沸水中,另一端放在冰水中,金属棒也能达到宏观性质不变的稳定状态.但这时金属棒一直处在外界影响之下,沿着棒有热量的传递,而且棒上各处有不同的温度,所以这种定态并不是平衡态.

还须指出,平衡态仅指系统的宏观性质不随时间变化,而在微观上,组成系统的分子仍在不停地运动和变化,只不过是大量分子运动的集体效果没有变化.而这种集体效果的不变,在宏观上就表现为系统达到了平衡.可见热力学平衡态并不是完全“静寂”的状态,它是系统内大量分子的热动平衡.

在实际中并不存在绝对的孤立系统,也没有保持宏观性质绝对不变的系统.所以,平衡态是一种理想的概念.如果在所研究的问题中,系统所受的外界影响可以略去,宏观性质只有很小的变化,就可以认为系统已处在平衡态.

若外界对系统有影响(所谓影响,通常是指外界对系统做功或传热),系统的状态就会发生变化.系统从某一状态到另一状态所经历的变化称为热力学过程(简称过程).

最后还需指出,平衡态并不是孤立系统所特有的,对于封闭系统和开放系统,同样可以出现平衡态,但一旦到达平衡态,系统和外界之间的质量或能量的交换也将停止,并且系统内部不再有任何宏观过程(见专题选读8).

四、状态参量

当系统处在平衡态时,其宏观属性可以用一组独立的宏观量描述,这一组相互独立的宏观量称为状态参量.一组确定的状态参量值就能确定一个对应的平衡态.例如一定质量的化学纯气体处在平衡态时,可用气体的压强 p 、体积 V 和温度 T 中任意两个作为状态参量.当选定了描述系统的状态参量之后,描述系统状态的其他宏观量就可以表示为状态参量的函数,这些函数同系统的状态是

——对应的,通常称它们为态函数,例如气体的能量就是态函数。

一般说来,描写系统的状态参量可分成两类。如果整个系统的参量值等于系统中各部分相应参量值的和,则这种参量称为广延量,例如粒子数、质量、体积、能量等等。另一类参量则可在系统内逐点地测量,这类参量称为强度量,例如压强、密度、温度等等。当系统未达到平衡态时,这些参量的值可能逐点不同,因而没有统一的数值。由于非平衡态的不稳定性,每个区域的状态是随时间改变的,以致它的强度量也随着时间变化,加之各小区域强度量的值彼此也不同,于是就可用这种作为时空函数的强度量来描述系统的非平衡态。

§ 8-2 热力学第零定律 温度和温标

在系统的状态参量中,体积属于几何参量,压强属于力学参量,摩尔质量属于化学参量,只有温度才是热学参量。温度是反映物体冷热程度的物理量,例如通常说热的物体温度高,冷的物体温度低。然而,冷和热只是一种主观感觉,不能由此来作出可靠的判断。所以,为了能分析和解决实际的热学问题,必须要给温度以严格而科学的定义,而且要给出测量它的方法。

一、热力学第零定律 温度

下面介绍建立温度概念的基础。

若有系统 A 和 B 各自处于平衡态,现在使它们通过一个可以导热的壁相互接触(称热接触),参见图 8-1。实验证明,在 A、B 之间将发生热传导,同时两系统原先各自的平衡态被破坏,各自发生状态的变化,经过一段时间之后,趋向于两系统整体的新平衡态,这时称 A 与 B 处于热平衡。此后,若将 A、B 分开或分开后再让它们热接触,都不会再改变 A、B 各自的平衡态, A、B 间也不再发生热传导。

又若有 A、B、C 三个系统,如果先让 A、B 同时与 C 热接触并达到热平衡,再让 A 与 B 热接触,则 A、B 的平衡态也不会再发生变化。事实证明,当 A、B 与 C 同时达到热平衡时, A 与 B 也必然处于热平衡。热平衡的这种传递性称为热力学第零定律。在历史上,它定名在热力学第一定律之后,但在理论体系上它应置于第一定律之前,故有此名。

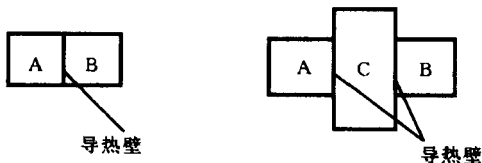


图 8-1

热平衡的这种传递性揭示了这样一种内在事实：即一系统处在平衡态下，应具有一种由内部机制所决定的属性。当两个系统热接触时，如果两系统的这种属性相同，就会彼此处于热平衡，不会发生热传导；如若这种属性不同，就会发生热传导而变为相同；当两系统因同第三系统热接触使这种属性达到相同之后再彼此热接触，由于这种属性已经相同，故它们必然处于热平衡而不会再发生热传导。我们将系统的这一属性称为温度。对于处在热接触的 A 和 B 两物体，如果 A 与 B 间处于热平衡，就说 A、B 有相同的温度。如果发生了从 A 向 B 的热传导，习惯上规定 A 比 B 的温度高。当温度不同的物体接触到人体时，人之所以产生冷热不同的感觉，就是因为物体与人体间的热传导有传递方向和快慢不同的缘故。

二、温标

那么，如何用量值来表示温度并如何测定它呢？由于相互处于热平衡的系统具有相同的温度，当未知温度的系统与一质量相对很小的系统达到热平衡时，小系统的温度就近似代表了大系统的原有温度。而小系统又可通过它随温度变化的某一属性（例如液柱高度、气体压强、材料电阻等等）来表示出温度的相对高低，因此小系统就成了一个温度计。要具体制成一个温度计，必须按下列步骤来进行：

- (1) 选定作为小系统(温度计)的物质，称为测温质；
- (2) 选定测温质的某种随温度作单调变化的性质，称为测温性质(如果变化不是单调的，由测温性质的同一值可能得出不同的温度值，从而不能确定出温度)；
- (3) 人为假定测温性质与温度成线性关系；
- (4) 选定温度的标准点(称为温度定点)，将温度计分度。

按以上步骤所确定的温度的数值表示叫温标。

在日常生活中使用的温标是摄氏(Celsius)温标。它用酒精或水银作为测温质，以液柱高度为测温性质。取纯水在大气压下的冰点为 0°C ，汽点(沸点)为 100°C ，将两点间均分成 100 等分，每等分代表温差 1°C 。

在选定了一种测温质的某测温性质和温度成线性关系后，另一测温质的同一性质(或不同性质)和温度就不一定也成线性关系。因此，选不同的测温质或测温性质制成的温度计，去测量同一系统的温度，就可能得出不同的值。在摄氏温标中除了 0°C 和 100°C 之外，对其余温度的测定值是与所选的测温质和测温性质有关的(这类温标常称为经验温标)。如何建立一个与测温质和测温性质无关的温标呢？这对热学的实验和理论都是极为重要的。下一节将介绍理想气体温标和热力学温标。实验证明，理想气体温标是与测温气体的种类和测温性质的选择无关的。

表 8-1 一些物质的温度和常用温度计及其测温范围

物 质	温度/K ^①	温度计	测温范围/K
最热星体内核	10^9	定体气体温度计	4~20
氢弹爆炸中心	10^8		
太阳中心和表面	$1.5 \times 10^7 \sim 4.5 \times 10^3$	热电偶	20~300
铁熔融	1.8×10^3		
地球中心和表面	$4 \times 10^3 \sim 288$	铂电阻	10~900
氢液化	20		
星际空间	2.7	砷化镓pn结	10~300
实验室中能获得的最高温度	9×10^7	液体柱	250~600
实验室中能获得的最低温度	5×10^{-8}	光测高温计	1 000以上

① K是热力学温标所定义的温度的单位,称开尔文,详见下节。

§ 8-3 理想气体温标和状态方程

气体是较典型而简单的热力学系统,是普通热学中研究的重点。对于质量一定的化学纯气体,它的平衡态可选用状态参量:体积 V 和压强 p 来描述。

一、理想气体

实验证明,一定质量的气体在温度不变时,它的压强和体积的乘积是一个常量,并称为玻意耳定律:

$$pV = C.$$

对应不同的温度,常量 C 的值不同。各种气体都近似遵守上述定律,气体压强越小,对此定律符合得越好。严格遵守玻意耳定律的气体称为理想气体,它是实际气体在压强趋于零时的极限情况。

* 二、理想气体温标

由玻意耳定律可知气体的温度应是乘积 pV 的函数: $T(pV)$ 。利用这一性质可以确定一个温标。这里规定 T 和 pV 间有线性关系:

$$T(pV) \propto pV.$$

从 1954 年起,国际上统一规定用水的气、液、固三相共存状态的温度 (0.01°C),即水的三相点温度为温度定点,并规定它的值为 273.16,其单位为 K(开尔文)。设用 T_{tr} 表示水的三相点温度, p_{tr} 和 V_{tr} 表示气体在水的三相点温度下的压强和体积,则应有

$$\frac{T}{T_{\text{tr}}} = \frac{pV}{p_{\text{tr}} V_{\text{tr}}}, \quad (8-1)$$

可得

$$T = T_u \frac{pV}{p_u V_u}.$$

因此,只要测出气体的 p_u 、 V_u 、 p 和 V ,即可计算出气体在任一状态下的温度 T . 如果保持气体体积不变(称定体),则上式化简为

$$T = T_u \frac{p}{p_u}. \quad (8-2)$$

图 8-2 示出定体式气体温度计和水的三相点管. 温度计的气体泡内贮有一定质量的气体,经毛细管与 U 型水银压强计的左臂相通. 测温时,使气体泡与待测系统接触,然后上下调节压强计软管所接的水银贮管,使左臂水银面在不同温度下始终保持在同一位置,当待测系统温度不同时,气体泡中气体压强可由右臂对左臂的水银面的高度差得出,从而求出其温度.

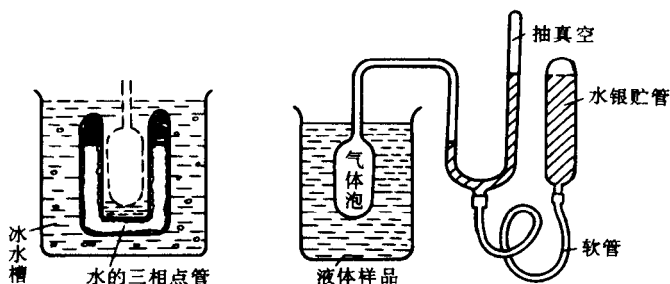


图 8-2

实验证明,用不同气体所确定的温标和相应的温度计去测定同一系统的温度得到的值稍有差别.但若使温度计的气体泡内所贮的气体很少,使气体趋于极度稀薄,这时不同气体温度计测出的温度差别就很小.当使气体泡内气体压强趋于零的极限时,温度测量值的差别就完全消失.由此可见,在气体泡内气体压强趋于零时所确定的温标与气体的种类无关.而且即使不用压强而改用体积作为测温属性,所得到的温标也完全相同.这种以压强趋于零的气体制定的温标称为理想气体温标,相应的温度计称为理想气体温度计.

利用理想气体温度计来测定水的冰点和汽点,得到相应温度分别为 273.15 K 和 373.15 K,即正好也相差 100 K(这是由于将水的三相点定为 273.16 K 所导致的结果,如果不取此值就不会有上述结果),故 1°C 和 1 K 所对应的温差是相同的.

* 三、热力学温标

热学理论证明,可以引入一个与任何测温质和任何测温性质无关的温标,这一温标是由开尔文 (Lord Kelvin) 建立的,称为热力学温标.理论又证明,理想气

体温标同热力学温标是完全一致的。更重要的是在实际计量工作中,热力学温标是依靠理想气体温标来实现的,也就是说在实际测温工作中,在很大的温度范围内都是用理想气体温度计来测量系统的热力学温度的。一般在热学中所说的温度皆指热力学温度而言。热力学温度的单位也是 SI 的基本单位。

在热力学温度 T 的基础上,可定义新的摄氏温度

$$t / ^\circ\text{C} = T / \text{K} - 273.15, \quad (8-3)$$

即先用理想气体温度计测得系统的热力学温度 T , 然后由上式算出摄氏温度, 这个摄氏温度就不再依赖于测温质和测温性质了。

四、理想气体状态方程

以上将气体作为测温质制定了温标。下面转而把气体作为研究的对象, 专门讨论气体在平衡态下的宏观性质。

设有 1 mol (摩尔) 的化学纯气体, 它的温度、压强和体积的关系类似于式 (8-1), 有

$$\frac{T}{T_0} = \frac{pV}{p_0V_0},$$

即
$$pV = \frac{p_0V_0}{T_0} T,$$

式中 p_0 、 V_0 和 T_0 分别表示气体在标准状态下的压强、体积和温度, 即

$$p_0 = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}.$$

Pa 是 SI 的压强单位, 称为帕斯卡, 简称帕, $1 \text{ Pa} = 1 \text{ N} / \text{m}^2$ 。

$$T_0 = 273.15 \text{ K}.$$

按阿伏伽德罗定律, 在标准状态下 (p_0 和 T_0), 1 mol 任何气体所占的体积均相等, 都为

$$V_0 = 2.241 \times 10^{-2} \text{ m}^3 = 22.41 \text{ L}.$$

引入摩尔气体常数

$$R = p_0V_0 / T_0 = 8.31 \text{ J} / (\text{mol} \cdot \text{K}), \quad (8-4)$$

则得到

$$pV = RT. \quad (8-5)$$

对于质量为 m 的气体, 若其摩尔质量为 M , 则物质的量 $\nu = \frac{m}{M}$, 其中

$$M = \text{分子量} \times 10^{-3} \text{ kg}.$$

于是可将式 (8-5) 推广为

$$pV = \frac{m}{M} RT = \nu RT. \quad (8-6)$$

上式是从玻意耳定律和阿伏伽德罗定律导出的,式中的温度又是以理想气体温标确定的热力学温度,故只对理想气体才严格成立.式(8-6)表示了理想气体在平衡态下三个状态参量 p 、 V 、 T 之间的关系,称为理想气体状态方程(也称克拉珀龙方程).

由阿伏伽德罗常量(每摩尔气体包含的分子数)

$$N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1},$$

引入玻耳兹曼(L. Boltzmann, 奥地利物理学家)常量

$$k = \frac{R}{N_A} = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J / K},$$

可把式(8-6)改写为

$$pV = \nu N_A kT = NkT,$$

或

$$p = \frac{NkT}{V} = nkT, \quad (8-7)$$

式中 N 为气体的分子数; $n = \frac{N}{V}$ 是单位体积内的气体分子数,称为分子数密度.

状态方程是描述系统平衡态特性的基本方程.对于不同的系统,状态方程的形式以及方程中所出现的状态参量有可能是不同的.

【例 8-1】 容积 $V = 30 \text{ L}$ 的高压钢瓶装有压强 $p = 1.3 \times 10^7 \text{ Pa}$ 的氧气,做实验每天需用 $p_1 = 1 \times 10^5 \text{ Pa}$ 和 $V_1 = 400 \text{ L}$ 的氧气,规定钢瓶内氧气压强不能降到 $p' = 1.0 \times 10^6 \text{ Pa}$ 以下,以免开启阀门时混进空气.试估计这瓶氧气使用几天后就需重新充气.

【解】 设瓶内原装氧气的质量为 m ,重新充气时瓶内剩余氧气的质量为 m' ,每日耗用氧气的质量为 m_1 ,则按理想气体状态方程有

$$\begin{aligned} m &= \frac{pVM}{RT}, \\ m' &= \frac{p'VM}{RT}, \\ m_1 &= \frac{p_1V_1M}{RT}. \end{aligned}$$

这瓶氧气的使用天数为

$$\frac{m - m'}{m_1} = \frac{(p - p')V}{p_1V_1} = 9 \text{ d}.$$

【例 8-2】 用抽气机对容积为 V 的存有空气的容器抽气,活塞往返一次抽出的气体体积为 V' (见图 8-3).为使容器中的压强降低到原来的 $\frac{1}{\eta}$ 倍,则活塞应

当往返多少次? 设抽气过程中, 空气可当作理想气体, 并保持温度不变.

【解】 设最初容器中的空气压强为 p , 活塞往返一次后压强降到 p_1 , 往返两次后压强降到 p_2 , ……往返 n 次后降低到 p_n , 则由等温条件得

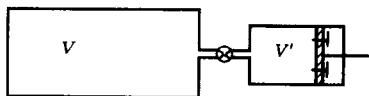


图 8-3

$$\begin{aligned} pV &= p_1(V + V'), \\ p_1V &= p_2(V + V'), \\ p_2V &= p_3(V + V'), \\ &\dots\dots \end{aligned}$$

$$p_{n-1}V = p_n(V + V').$$

因此 $pp_1p_2\cdots p_{n-1}V^n = p_1p_2\cdots p_{n-1}p_n(V + V')^n$,
得

$$pV^n = p_n(V + V')^n.$$

按题意有 $\frac{p}{p_n} = \eta = \left(1 + \frac{V'}{V}\right)^n$,

对上式取对数, 解得

$$n = \frac{\ln \eta}{\ln\left(1 + \frac{V'}{V}\right)}.$$

【例 8-3】 一长金属管下端封闭, 上端开口, 置于压强为 p_0 的大气中. 今在封闭端加热达 $T_1 = 1000\text{ K}$, 另一端则达到 $T_2 = 200\text{ K}$, 设温度沿管长均匀变化. 现封闭开口端, 并使管子冷却到 100 K . 计算这时管内的压强 (不计金属管的膨胀).

【解】 本题中系统的初态不是平衡态, 只是稳定态, 末态则是平衡态. 解题的关键是算出初态时管内所存气体的质量 m .

因为初态时管内气体的温度沿管长变化, 设管长为 L , 管横截面积为 S , 则距开口端 O 为 y 处管内气体的温度

$$T(y) = T_2 + \frac{T_1 - T_2}{L} y,$$

对于 y 处管内局部气体 (质量为 Δm , 占有体积为 ΔV), 可认为近于平衡态, 应用理想气体状态方程:

$$p_0 \Delta V = \frac{\Delta m}{M} RT(y),$$

式中 M 为空气的摩尔质量. 求得气体在该处的密度

$$\rho(y) = \frac{\Delta m}{\Delta V} = \frac{Mp_0}{R} \frac{1}{T(y)}.$$

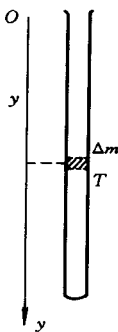


图 8-4

管内气体的总质量

$$\begin{aligned} m &= \int_0^L \rho(y) S dy = \frac{Mp_0 S}{R} \int_0^L \frac{dy}{T(y)} \\ &= \frac{Mp_0 S}{R} \frac{L}{T_1 - T_2} \ln 5. \end{aligned}$$

设末态压强为 p_f , 温度为 T_f , 由 $p_f V = \frac{m}{M} RT_f$, 代入 $V = LS$, $T_f = 100 \text{ K}$, 以及所求得的 m , 即可计算出

$$p_f = \frac{\ln 5}{8} p_0 = 0.2p_0.$$

§ 8-4 理想气体微观模型压强和温度的统计意义

热力学系统是由大量分子构成的. 系统的状态参量, 例如气体的压强和温度同分子的运动有怎样的联系呢? 这属于分子动理论讨论的范围. 下面就以气体为例, 从微观上说明压强是如何形成的, 压强与分子运动的微观量有什么样的关系. 因为人们无法直接观察分子的运动, 为了进行理论上的探讨, 可以对气体分子的运动提出一些合理的假设, 在假设的基础上作出有关气体宏观性质的分析和判断, 然后再用实验来检验假设的正确与否.

一、气体分子热运动的特征

液体的压缩性很小, 可以认为液体中分子是较紧密的, 即液体分子的间距很接近分子本身的线度. 气体密度大约为液体密度的千分之一, 由此可推知气体分子间距应是分子线度的 $1000^{\frac{1}{3}} = 10$ 倍, 即普通气体中分子的分布通常是较稀疏的. 对于稀薄气体(接近理想气体), 当然更是如此.

分子间一般存在来自电磁性质的相互作用力. 当两分子极为靠近时(约 10^{-10} m)为斥力, 所以两分子在运动中相遇会由于彼此的斥力而飞开, 这就是通常所说的分子间发生的“碰撞”. 当分子相互远离时斥力迅速减小并出现引力, 当距离进一步增大时(约 10^{-9} m), 引力随之减小直到消失.

在室温下, 气体分子的运动速率约为 $10^2 \sim 10^3 \text{ m/s}$, 分子在两次碰撞之间自由飞行的路程大约为 10^{-7} m , 自由飞行的时间约为 10^{-10} s . 因而单个分子在 1 s 内将会遇到约 10^{10} 次碰撞. 如果追踪一个分子的运动, 它的运动是十分复杂的. 个别分子在运动中, 由于受到其他分子的碰撞, 它的运动方向可能忽左、忽右、忽进、忽退; 其速率有快有慢; 自由飞行的路程有长有短; 总之, 运动具有很大的偶