

· 物理学教程 ·

夏学江 史斌星 主编

# 力学与热学

下 册

夏学江 陈维蓉 张三慧 编



清华大学出版社

J2.1  
484  
下

清华大学教材

# 物 理 学 教 程

主编 夏学江 史斌星

# 力 学 与 热 学

(下 册)

张三慧 编著

清华大学出版社

DS92/07

### 内 容 简 介

《物理学教程》是清华大学新编的教材，分为《力学与热学》、《电磁学》、《波动与光学》、《量子物理》及《量子与统计力学基础》等五个分卷出版。

本书为《力学与热学》分卷的下册（热学部分），主要包括温度、气体分子运动论、热力学第一定律和热力学第二定律。书中充实和系统了热学的基本内容，而且也注意到适于学时较多的物理课使用。

本书为理工科大学物理教学用书，也可作为科技人员、中学物理教师的参考书和青年读者自学用书。

### 力 学 与 热 学

（下 册）

张三慧 编著



清华大学出版社出版

北京 清华园

人民交通出版社印刷厂排版

北京丰华印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售



开本：850×1168 1/32 印张：7 $\frac{1}{4}$  字数：209千字

1985年5月第一版 1985年5月第一次印刷

印数：00001—20000

统一书号：15235·139 定价：~~1.80~~元  
1.65

15235·139

## 编者的话

本书作为《物理学教程》中的《力学与热学》分卷之下册，包括普通物理课教学大纲中的分子物理学和热力学基础的内容。在叙述方法上考虑了下列几点：

一、加强了统计概念的讲述。这在理想气体压强的推导、分布律的讲述(本书写入了速度分布律的推导)以及热力学第二定律本质的说明中都有所体现。

二、内能、热量概念的引入仿照了喀喇氏的方法。这样可以使读者对这些概念有较深刻的理解，也使得这一部分内容更有系统些。

三、热力学第二定律从孤立系内自然过程的方向的实例讲起，最后用熵增加原理说明关于这一方向性的规律的定量表述。这样可以使读者对热力学第二定律的普遍意义有较深刻的理解，而不致只局限于热机的研究。

四、在热力学第一定律中对等值过程、多方过程的讨论，本书正文未逐条讲解。这是考虑到这些内容希望能由读者在已讲内容的基础上自己去总结钻研(或在辅导课上讨论)，以利于提高读者的学习能力。在本书的其它部分也有类似的处理。

五、为了弥补现行中学物理课本在内容上的不足，本书以附录形式写入了《关于物性的若干问题》以及《空气的湿度》等。作为物理的基础知识，这些内容都是重要的。

本书不带\*号的章节，就是一般工科普通物理课热学部分的基本要求。

本书对教学内容的这种处理方法，不少是试验性的。希望得到批评指正。

刘绍唐等同志仔细审查了本书原稿，提出了许多宝贵意见。

臧庚媛同志校核了全部习题并给出了答案。王建纬同志制作了全部插图。在此对这些同志表示衷心的感谢。

在书末附录中照抄了李椿、章立源、钱尚武所编《热学》中有关真空和低温的部分，承蒙他们允诺，特致深切的谢意。

编 者

1983.1

# 目 录

<b>第一章 温度</b> .....	1
§1.1 宏观与微观 .....	1
1.1.1 两种描述和研究方法 .....	1
1.1.2 平衡态 .....	4
§1.2 温度 .....	5
1.2.1 热平衡 .....	5
1.2.2 温度概念 .....	7
§1.3 理想气体温标 .....	8
§1.4 理想气体状态方程 .....	12
1.4.1 化学纯理想气体 .....	12
*1.4.2 混合理想气体 .....	13
*§1.5 几种实际的测温方法 .....	16
1.5.1 气体温度计的使用 .....	16
1.5.2 电阻温度计 .....	17
1.5.3 热电偶温度计 .....	17
复习思考题一 .....	18
习题一 .....	19
<b>第二章 气体分子运动论</b> .....	23
§2.1 理想气体的压强和温度 .....	23
2.1.1 关于理想气体的微观假设 .....	23
2.1.2 理想气体压强的微观推导 .....	25
2.1.3 温度的微观意义 .....	28
*2.1.4 分压定律 .....	30
§2.2 理想气体的内能 .....	31
2.2.1 能量均分定理 .....	31
2.2.2 一个气体分子的平均能量 .....	34
2.2.3 理想气体的内能 .....	35
§2.3 麦克斯韦速率分布定律 .....	36
2.3.1 速率分布函数 .....	37

2.3.2	麦克斯韦速率分布定律	38
2.3.3	平均值的计算	41
*§2.4	麦克斯韦速度分布定律	42
2.4.1	速度分布函数	42
2.4.2	麦克斯韦速度分布定律	43
2.4.3	麦克斯韦速率分布定律的推导	48
2.4.4	关于统计规律性	50
§2.5	麦克斯韦速率分布定律的实验验证	51
*§2.6	玻耳兹曼分布律 重力场中粒子按高度的分布	54
2.6.1	玻耳兹曼分布律	54
2.6.2	重力场中粒子按高度的分布	55
§2.7	实际气体等温线	58
§2.8	范德瓦耳斯方程	62
2.8.1	分子间的相互作用	62
2.8.2	范德瓦耳斯方程	65
*2.8.3	范德瓦耳斯等温线	67
§2.9	气体分子的平均自由程	70
§2.10	输运过程的宏观规律	73
2.10.1	粘滞现象	74
2.10.2	热传导现象	76
2.10.3	扩散现象	77
§2.11	气体输运过程的初级微观理论	78
2.11.1	粘滞现象的微观分析	79
2.11.2	热传导现象的微观分析	82
2.11.3	扩散现象的微观分析	83
2.11.4	$\eta$ 、 $\kappa$ 和气体压强的关系	85
	复习思考题二	87
	习题二	89
<b>第三章</b>	<b>热力学第一定律</b>	<b>95</b>
§3.1	准静态过程	95
§3.2	功	97
§3.3	内能	100
3.3.1	内能概念	100

3.3.2	内能的微观意义	102
§3.4	热量	103
3.4.1	热量的概念	103
3.4.2	热库和准静态传热过程	106
§3.5	热力学第一定律	109
§3.6	热容量	112
3.6.1	热容量的定义	112
3.6.2	理想气体的热容量	114
*3.6.3	固体的热容量	119
§3.7	绝热过程	121
3.7.1	理想气体的准静态绝热过程	121
3.7.2	绝热自由膨胀	124
*3.7.3	绝热节流过程	126
§3.8	循环过程	129
3.8.1	循环过程及其效率	129
3.8.2	卡诺循环	133
3.8.3	致冷循环	136
	复习思考题三	138
	习题三	140
<b>第四章</b>	<b>热力学第二定律</b>	<b>147</b>
§4.1	自然过程的方向	147
4.1.1	几个自然过程实例	147
4.1.2	各种实际过程的方向性是相互沟通的	150
§4.2	热力学第二定律	153
4.2.1	热力学第二定律的宏观表述	153
4.2.2	自然过程方向性的微观意义	155
§4.3	卡诺定理	158
4.3.1	不可逆过程和可逆过程	158
4.3.2	卡诺定理	160
*4.3.3	热力学温标	162
*4.3.4	卡诺定理的应用举例——克拉珀龙方程	164
*§4.4	熵	166
*§4.5	熵增加原理	172



4.5.1 熵和不可逆	172
4.5.2 熵和能量退化	174
*§4.6 熵的微观意义	178
复习思考题四	182
习题四	184
<b>附录 I 关于物性的若干问题</b>	188
1.1 物体的热膨胀	188
复习思考题	191
习题	191
1.2 固体的弹性	192
1.2.1 弹性和塑性	192
1.2.2 拉伸和压缩	194
1.2.3 切变	196
1.2.4 体积压缩形变	197
习题	198
1.3 晶体和非晶体	199
1.3.1 晶体和非晶体的宏观区别	199
1.3.2 晶体和非晶体的微观结构	202
1.3.3 液晶	205
1.4 液体的表面现象	207
1.4.1 表面张力	207
1.4.2 球形液面内外的压强差	210
1.4.3 液体与固体接触处的表面现象	213
1.4.4 毛细现象	215
复习思考题	219
习题	219
<b>附录 II 空气的湿度</b>	222
II.1 空气的湿度 绝对湿度和相对湿度	222
II.2 空气的露点	224
<b>附录 III 真空的获得及测量</b>	225
III.1 真空的获得	225
III.2 真空的测量	230
<b>附录 IV 临界温度很低的气体的液化 低温的获得</b>	234
习题答案	237

# 第一章 温 度

## §1.1 宏观与微观

### 1.1.1 两种描述和研究方法

热学研究自然界物质的与冷热有关的性质和这些性质变化的规律。它所涉及的现象非常广泛，最常见的例如气体、固体、液体的性质及其相互转化等。

在热学中，象在任何一门物理学科中一样，当我们具体地研究某一现象时，总是要认定一个或一组物体作为研究的对象，我们把这一个或一组物体称为系统。系统以外的，特别是那些能对系统施加影响的物体，统称为外界。例如，当我们研究一个气缸内气体的体积的变化时，这部分气体就是我们的系统，而气缸壁、活塞、发动机的其它部分以及大气等等都是外界(图1.1.1)。

在热学中，我们所直接关心的系统总是一些相对较大的、一般能为我们的感官所察觉(如看得见)的物体，这样的宏观系统称为热力学系统。在确定了要研究的宏观系统后，为了研究其变化规律，就需要用一些量来描述系统的状态。描述的方法有两种。一种是宏观描述，一种是微观描述。

对系统的状态就其宏观上的属性加以描述的方法叫宏观描述。在这种描述中表征系统各个属性的物理量称为宏观状态参量。例如，对气缸内的气体，就可以用其化学组成、体积、压强、温

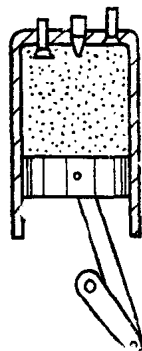


图1.1.1 系统和外界

度等宏观参量来描述.用宏观参量确定的状态叫**宏观状态**.宏观状态参量的特征是它们都可以直接用仪器测得,或者一般可以由人的感官察知.对一个系统的宏观描述通常只需要不多几个参量就够了.

现代科学已肯定任何宏观物体都是由大量的分子或原子组成的.各个分子和原子都以不同的形式不停地无序地运动着.这种无序运动叫热运动.分子或原子之间又都存在着或强或弱的相互作用.分子或原子或更小的粒子不能被我们的感官直接观察到.它们统称为**微观粒子**.任何宏观物体中包含的微观粒子数是非常巨大的,典型的数值是阿佛伽德罗数  $N_A = 6.022 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$ .基于这样的对物质结构的认识,如果把一个宏观系统的所有的微观粒子在某一时刻的状态都给出了,那也就是给出了该系统在该时刻的状态的全面描述.这种描述方法称为**微观描述**.用这种方法确定的系统在任一时刻的状态叫**微观状态**.如果每个分子都当作经典粒子看待,描述每个分子的状态就需要指出其位置和速度.这种描述一个分子的状态的微观状态参量不能用仪器直接测量,也不能由人的感官察知.由于一个宏观系统包含的分子数极多,要对每个分子的状态都指明,需要的微观状态参量的数目是非常大的.

宏观描述与微观描述之间有密切关系.由于宏观物体所发生的各种现象应该是它所包含的大量微观粒子的运动的集体表现,所以,各个宏观状态参量总是这些粒子的某些微观状态参量在足够长的时间内的平均值,或叫**统计平均值**.例如,气缸内的气体对活塞的压强就是其中气体分子在热运动中对活塞表面单位面积碰撞的总的平均效果,其数值等于这些碰撞所引起的动量变化率即撞击力的总的平均值.在这里,应注意“总的”和“平均的”或“统计平均的”意义,它们指的是这些值是对大量的微观粒子运动的总效果在一段足够长的时间内平均得来的.实际上这些微观粒子运动的总效果是随时间不断变动的.例如就气体的压强来说,由于分子运动的无序性,这些分子在任一时刻对容器壁单位面积上的总的撞击力并不具有确定的值,而是不停地变动着.只

是这种变动总是在某一平均值附近上上下下地无规则地出现。这个平均值就是统计平均值。

在微观描述中，微观粒子的集体表现围绕着某一平均值上上下下的变动称为涨落或起伏。从微观上看任何宏观量都是某些微观量的统计平均值，而围绕这一平均值总有涨落发生。对于极大量分子组成的系统，涨落极小而不被一般仪器所察觉，仪器显示的数值就是统计平均值。如果分子数较少或所用仪器足够精确，是可以观察到涨落的。例如，在无气流的玻璃容器内，用一根很细的金属丝悬挂一个轻而小的镜片。当用一束光线射到镜面上时，反射光束总是不停地或大或小偏来偏去地摆动，显示出镜片并不完全静止而总是不停地作无规则的微小摆动。这是因为空气分子在无序运动中碰撞镜片所产生的撞击力并不是均匀分布在镜片前后表面上各处的。这种撞击力的不均匀就使得轻而小的镜片产生了无规则的摆动。因此，小镜片的无规则摆动实际上就显示了空气分子的无规则运动的涨落。当然，镜片在无规则摆动中也有一个平均位置，那就是在真空的情况下它所停下的位置。

随着描述方法的不同，热学规律的研究也有两种不同的方法。一种是宏观的方法，它是基于对系统状态的宏观描述，根据由实验确定的两条基本定律（热力学第一定律和热力学第二定律），来研究宏观系统的热学规律的。由这种研究形成的一套热学理论称为热力学，它是随着十八世纪工业革命而开始发展的。其基本理论主要形成于十九世纪上半叶。焦耳(J.P.Joule)、迈尔(J.R.Mayer)、克劳修斯(R.Clausius)、开尔文(Lord Kelvin, 原名W.Thomson)等都作了重要贡献。由于热力学不涉及物质的各种微观结构，只是从普遍成立的由基本实验确定的定律出发，所以它具有很大的普遍性和可靠性。但也正因为如此，它不能具体阐明各种物质所表现的某些和其微观结构有关的特性。例如关于气体的状态方程在这个理论中只能是实验结果。由于理论未深入到物质内部结构，所以就显得不够深刻。

另一种研究热学规律的方法是基于对宏观系统的微观描述。

它假定每个粒子都服从力学规律，再根据宏观量是微观量的统计平均值的的关系，利用统计的方法求出宏观系统的热学规律。由这种研究形成的一套理论称为**统计力学**或**统计物理**。它起始于十九世纪中叶麦克斯韦(J.C.Maxwell)对气体分子运动论的研究，后来经玻耳兹曼(L.Boltzmann)、吉布斯(J.W.Gibbs)等人在经典力学的基础上发展为系统的经典统计力学。本世纪初普朗克(M. Planck)提出了关于微观粒子的量子假设，二十年代又建立了微观世界的普遍规律——量子力学。在这个基础上狄拉克(P.A. M. Dirac)、爱因斯坦(A. Einstein)等人又发展形成了量子统计力学。统计力学从物质的微观结构出发得出了在宏观上和热力学相一致的结论。不仅如此，它还给出了热力学所未能探求的规律，例如关于物质的特性，特别是关于涨落的规律。这不但使人们对自然界的认识深入了一大步，而且由于了解了物质的宏观性质和微观因素的关系，也使得人们在实践上，例如在控制材料性能及其变化的研究上，大大提高了自觉性。因此，统计力学在近代物理的各个领域都起着很重要的作用。

### 1.1.2 平衡态

在对一个热力学系统进行实验观察时，会发现在一定条件下描述系统状态的各个参量长时间地不随时间变化。例如，在不受外界影响或只是在恒定的外力场作用下，封闭在一个气缸内的气体的压强、体积和温度会长期保持不变。在不受外界影响或只受恒定的外力场作用的条件下，一个系统的宏观状态参量不随时间改变的状态称为平衡态。

平衡态是指系统的宏观性质不随时间改变而言的。它只是一种宏观上的静寂状态。在微观上远不是静止不变的。在平衡态下，组成系统的大量分子还在不停地运动着。这些微观运动的总效果也是不断地随时间改变的，只不过总的平均效果不随时间改变而已。因此，热学中所谈的平衡态是一种动态平衡，而且总是伴随着涨落现象的。

一个系统的平衡态对该系统来说是一种最简单的宏观状态。它的整体特征可以用较少几个状态参量来描述。例如对于气体(或液体)来说,在平衡态下,如果忽略重力的影响,在一定体积内的单一成份气体的压强和温度会是到处一样的。因此,这气体的任一平衡态就可以用它当时的体积  $V$ 、压强  $P$  和温度  $T$  来加以完整的描述。实验指出,对于一定的系统,在平衡态下,其各状态参量满足一定的关系。这个关系叫状态方程。例如,大家在中学已学过,我们在下面还要说明,理想气体的状态方程是

$$PV = \frac{m}{M} RT.$$

由于一个系统总要或多或少或早或晚地受到外界的干扰或影响,所以严格地不随时间改变的平衡态是不存在的。平衡态只是一个理想的概念,是在一定条件下对实际情况的概括和抽象。由于在许多实际问题中,系统的实际状态可以非常近似于理想的平衡态,而当作平衡态处理又能较简便地得出与实际情况相符的结论,所以平衡态是一个很重要的概念。实际上,热学理论大部分都是关于平衡态的理论。我们将要介绍的也主要是关于平衡态的规律。

## §1.2 温 度

### 1.2.1 热平衡

在热学问题中对一个系统作宏观描述时,总要用到温度这个宏观参量。这个参量在力学问题中是不曾遇到的。为了说明热学规律,有必要先说清楚这个概念。温度是和两个(或几个)系统的热平衡有直接联系的。所以下面先介绍热平衡的意义。

设想两个系统  $A$ 、 $B$  为一刚性板隔开(图1.2.1)。实验指出,这样的隔板,按其把两系统的相互影响隔绝的程度,可以分为两类。一类称为绝热板。被这种板隔开的两个系统的状态可以各自独立地进行变化而互不影响。厚的石棉板、水泥板或木板近似于这种

板。(两个系统因相距较远而互不影响时,也可以当成用绝热板隔开的情形。)另一类板称为导热板。被这种板隔开的两个系统的状态不能互相独立地改变,一个系统状态的改变会引起另一系统状态的改变。

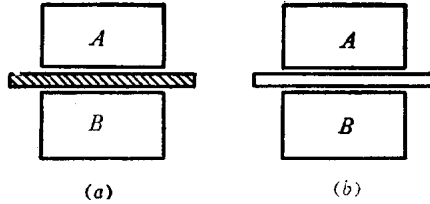


图1.2.1 A和B两个系统用绝热板 (a)或导热板 (b)隔开

金属板就是这类板。(两个系统因直接接触而发生相互影响时,也可以认为是有导热板相隔的情形。)

很明显,为导热板隔开的两个系统不可能任意地各自达到自己的任一平衡态。二者的平衡态总是联系在一起的。为导热板隔开的两个系统达到一个共同平衡态时,我们说这两个系统处于热平衡状态,或者说它们达到了热平衡。

设想两个系统A、B为绝热板隔开,但都和另一系统C用导热板隔开。再设想A和C以及B和C都已达到了热平衡(图1.2.2(a))。这时如果把A、B之间的隔板换成导热的,而把它们和C之间的隔板换成绝热的(图1.2.2(b)),实验发现,A和B的状态都不会发生任何变化,也就是说,此时A和B也是处于热平衡的。

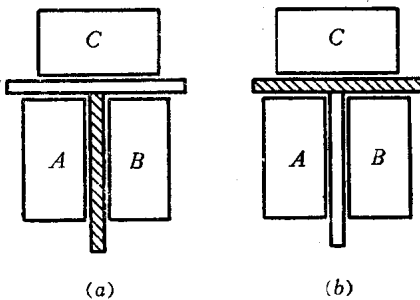


图1.2.2 (a)A、B分别与C达到热平衡; (b)A、B处于热平衡

上述实验事实说明了关于热平衡的一条重要规律,即:分别与第三个系统处于热平衡的两个系统,它们彼此也必定处于热平衡。这个实验规律被称为

## 热力学第零定律.

### 1.2.2 温度概念

热平衡和热力学第零定律是建立温度概念的基础。

既然两个(或几个)系统各自处于一定状态时能处于热平衡,那么,我们可以说,处于这些状态的两个(或几个)系统具有一个共同的宏观性质,它保证这些系统相互处于热平衡。这个宏观性质我们称为温度。因此,温度就是决定一个系统是否能与其它系统处于热平衡的宏观性质。处于热平衡的各个系统,(或与另一系统的同一状态处于热平衡的一个系统的各个状态,)具有相同的温度。具有相同温度的几个系统放到一起或用导热板隔开,它们必定处于热平衡。

温度的这种定义和我们日常对温度的理解(冷热程度)是一致的。日常经验告诉我们,当两个冷热不同(即温度不同)的物体相接触时,热的变冷,冷的变热,最后我们会感觉到它们的冷热程度相同,即温度一样。反过来,把冷热程度相同的物体放到一起,我们会发现它们不会发生什么变化,这就是温度的相同保证了热平衡。

以上是在宏观的热平衡概念基础上建立了温度概念。从微观上来说,如大家已经知道的,我们在以后也还要说明,一个系统在某一状态时的温度是它内部微观粒子的无序运动剧烈程度的标志。

热力学第零定律是测量温度的基础。各种温度计就是根据它来指示待测系统的温度的。测量时,使温度计与待测系统接触,经过一段时间等它们达到热平衡后,温度计的温度就等于待测系统的温度。温度计的温度数值可以通过它的某一个随温度改变的状态参量(叫测温属性)的数值表示出来。例如用液体(水银或酒精)温度计测量温度时,温度数值就用温度计内的液柱高度按一定的规定来表示。温度的数值表示法叫温标。下一节我们将介绍一种有重要的理论和实际意义的理想气体温标。



### §1.3 理想气体温标

关于气体的一条实验定律——玻义耳定律指出：一定质量的气体，在一定温度下，其压强  $P$  和体积  $V$  的乘积是个常量，即

$$PV = \text{常量} \quad (1.3.1)$$

对于不同的温度，这一常量值不同。各种气体都近似地遵守这一定律，而且压强越小，对此定律符合的越好。为了表示气体的共性，我们引入理想气体的概念。理想气体就是在各种压强下都严格遵守玻义耳定律的气体。它是各种实际气体在压强趋于零时的极限情况。

根据(1.3.1)式，既然对一定质量的理想气体， $PV$ 乘积只决定于温度，我们就可以定义一个温标，叫理想气体温标，使得对于理想气体来说，这一乘积与由这一温标所指示的温度值成正比。以  $T$  代表用理想气体温标表示的温度值，则上述定义可写成

$$PV \propto T. \quad (1.3.2)$$

为了给出任意温度的确定数值，只要规定某一个特定温度的数值就可以了。1954年国际上规定的标准温度定点为水、冰和水汽共存而达到平衡态时的温度。这个温度称为水的三相点温度，以  $T_3$  表示。它的数值规定为<sup>①</sup>

$$T_3 \equiv 273.16\text{K}. \quad (1.3.3)$$

式中 K 表示理想气体温标的温度单位，读作“开”。按(1.3.3)式的规定，1K 就等于水的三相点温度的  $1/273.16$ 。

以  $P_3$ 、 $V_3$  表示一定质量的理想气体在水的三相点温度  $T_3$  下的压强和体积，以  $P$ 、 $V$  表示该量气体在任意温度  $T$  时的压强和体积，根据(1.3.2)和(1.3.3)式， $T$  的数值就由下式决定

<sup>①</sup>  $T_3$  之所以规定为这样一个特别的数值，是因为，早在 1742 年瑞典人摄氏 (Celsius) 设计了一个温标，叫摄氏温标，它以水的冰点为 0，沸点为 100，而三相点温点为 0.01。用这一温标，后来引入的理想气体温标的“零”是  $-273.15$ 。用理想气体温标表示时，在保持其 1 度与摄氏温标的 1 度相同的情况下，水的三相点温度为 273.16。1954 年国际会议采用了这一数值作为基本规定。