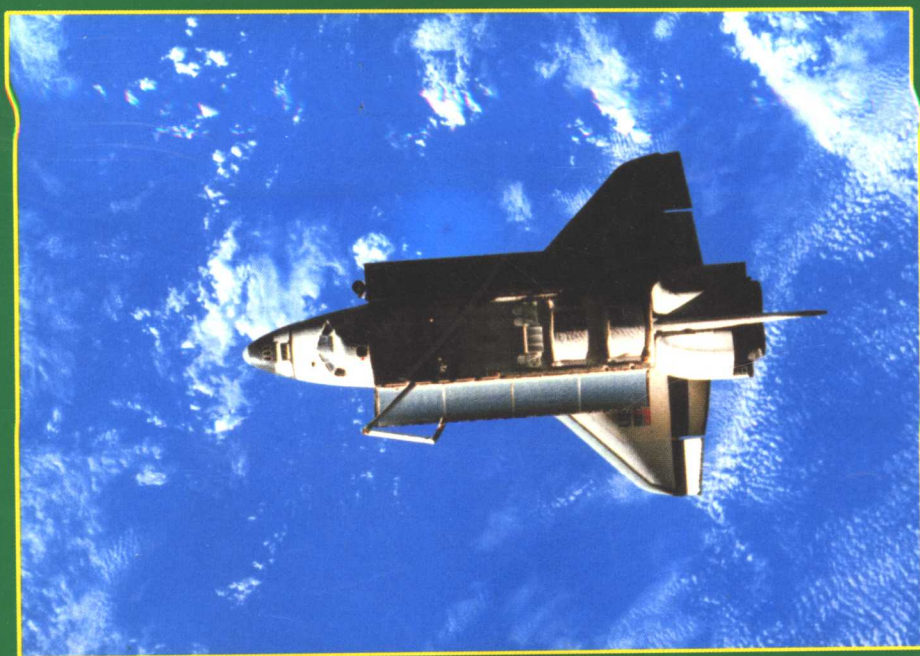


大学物理

潘 琳 主编

下册



中国石化出版社

大学物理

下 册

主 编	潘 琳
副主编	聂 翔
	周 平
	张占山
	潘小青
主 审	饶瑞昌

中国石化出版社

内 容 简 介

《大学物理》是根据最新《高等工业学校大学物理基本要求》，在总结编者长期教学经验的基础上编写而成。全书分上、下两册，上册包括力学、狭义相对论力学基础、电磁学；下册包括气体动理论、热力学基础、机械振动和波、波动光学、量子物理基础。另外还编写了多篇阅读材料，以扩大知识面。

本书可作为高等工业院校各专业的大学物理课程教材，也可作综合大学和高等师范院校非物理专业及各类成人大学物理课程的教材和参考书。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理 下册/潘琳主编. —北京:中国石化出版社, 2001.7

ISBN 7-80164-104-3

I. 大… II. 潘… III. 物理学—高等学校—教材 IV. 04

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2000)第 82042 号

中国石化出版社出版发行

地址:北京市东城区安定门外大街 58 号

邮编:100011 电话:(010)84289972

<http://www.sinopec-press.com>

E-mail:press@sinopec.com.cn

华东地质学院印刷厂排版

海丰印刷厂印刷

新华书店北京发行所经销

*

787×1092 毫米 16 开本 17 印张 438 千字 印 7001—22000

2001 年 7 月第 1 版 2001 年 12 月第 2 次印刷

定价:21.00 元

前 言

本书根据国家教育部颁布的《高等工科院校大学物理课程教学基本要求》，并考虑到当前各校学时和学生的实际情况而编写的。在编写过程中，吸取了多种优秀教材的优点，综合各校部分教师的成功教学经验，使教材面向大多数工科师生。为此，我们采取的措施如下：

(1) 内容的选用较好符合基本要求。对基本要求中规定的掌握、理解和了解的内容分别作了不同的处理。但为了因材施教，除基本要求内容外，还编入一些要求较高的内容，并将这些内容标以 * 号或排成小字，作为选讲或自学内容。

(2) 有选择地增加近代物理及其应用的内容（如广义相对论简介等），并使教材内容与现实生活、工程技术、高科技相联系（如人造地球卫星、火箭发射等）。

(3) 精编例题和习题。注重选编有代表性的、难易适中且较新颖的例题和习题。考虑到工科物理教材特点，尽量多选用应用性例题和习题。书中部分例题采用了多种解法，以培养学生灵活应用知识解决问题的能力。习题的题型较丰富，有选择题、填空题、计算题、证明题。

(4) 注意避免与中学物理内容简单重复。比较容易和中学重复的内容是质点力学部分，特别是例题和习题更容易和中学内容相同。本书基本上选取了不同于中学内容的例题和习题。

(5) 书中编入了多篇阅读材料，以扩大学生知识面，开阔视野，激发学生学习物理的兴趣。

(6) 注意处理好教材改革和易教性的关系。编者认为，教材改革并非简单“破体系”，“体系”是形式，形式应服从内容，“破体系”不能作为教学改革的目标和出发点。因此，本书比较接近传统体系，不作过大的改动。这样处理方式是适应大多数院校师生的实际，有利于学生自学和教师教学。

本书采用国际单位制(SI)，书中物理量的表示符号、单位列表于书前，书后有若干附录，供参考。

本书分上、下两册。上册内容为力学、狭义相对论基础、电磁学；下册内容为气体动理论、热力学基础、机械振动和机械波、波动光学、量子物理基础。

参加本书编写有（按编写章节顺序）：华东地质学院、华东船舶工业学院、兰州铁道学院、常州工业技术学院、江西师范大学、西北轻工业学院、陕西工学院、重庆邮电学院、包头钢铁学院等高校的部分教师。

全书由潘琳主编，上册副主编有宋青、李巧改、陆兴中、张良瑞，下册副主编有聂翔、周平、

张占山、潘小青(按编写章节顺序排名).具体分工为:第一章及阅读材料 1(潘琳),第二章(周素云、潘琳),第三章及阅读材料 2(朱星华),第四章(潘琳),第五章(宋青),第六章及阅读材料 3(李巧改),第七、八章(常文莉),第九章(陆兴中),第十章(聂义友),第十一章及阅读材料 4、5(张良瑞、彭梦勇),第十二章(潘琳),第十三章(聂翔),第十四章及阅读材料 6(周平),第十五章及阅读材料 7(陈希明),第十六章及阅读材料 8(张占山),第十七、十八章及阅读材料 9、10、11、12、13(潘小青、潘琳).

本书由饶瑞昌教授主审,并为本书提出了很好的修改意见。我们还得到各参编学校的大力支持,在此表示感谢.

由于编者水平和教学经验的限制,书中一定存在错误和不当之处,诚恳希望读者指正.

编 者

2000 年 8 月

目 录

第十二章 气体动理论

§ 12-1 分子运动论的基本概念 统计规律性	(1)
§ 12-2 平衡态 理想气体状态方程	(4)
§ 12-3 理想气体的压强公式	(7)
§ 12-4 理想气体的温度公式	(10)
§ 12-5 能量均分定理 理想气体的内能	(12)
§ 12-6 麦克斯韦速率分布律	(15)
§ 12-7 玻耳兹曼分布律	(19)
§ 12-8 分子的平均碰撞次数和平均自由程	(22)
§ 12-9 气体内的迁移现象	(25)
* § 12-10 实际气体的范德瓦斯方程	(27)
习 题	(29)

第十三章 热力学基础

§ 13-1 热力学第一定律	(33)
§ 13-2 热力学第一定律对等值过程的应用	(36)
§ 13-3 绝热过程 * 多方过程	(41)
§ 13-4 循环过程 卡诺循环	(45)
§ 13-5 宏观自然过程的不可逆性及其相互等价	(50)
§ 13-6 热力学第二定律及其统计意义	(53)
* § 13-7 克劳修斯熵	(58)
习 题	(61)

第十四章 机械振动

§ 14-1 简谐振动及其特性	(66)
§ 14-2 简谐振动的旋转矢量表示法	(72)
§ 14-3 简谐振动的能量	(75)
§ 14-4 简谐振动的合成	(76)
* § 14-5 阻尼运动、受迫振动和共振	(83)
习 题	(86)
阅读材料 6	(91)

第十五章 机械波

§ 15-1 机械波的产生和传播	(94)
§ 15-2 平面简谐波	(97)
§ 15-3 波的能量	(101)
§ 15-4 惠更斯原理	(105)
§ 15-5 波的干涉	(107)
§ 15-6 驻波	(110)
§ 15-7 多普勒效应	(115)
习 题	(118)
阅读材料 7	(124)

第十六章 波动光学

§ 16-1 光的电磁理论	(129)
§ 16-2 光源 相干光	(133)
§ 16-3 双缝干涉	(135)
§ 16-4 光程与光程差	(139)
§ 16-5 薄膜干涉(一)——等倾条纹	(142)
§ 16-6 薄膜干涉(二)——等厚条纹	(145)
§ 16-7 迈克耳逊干涉仪	(150)
§ 16-8 光的衍射现象 惠更斯-菲涅耳原理	(153)
§ 16-9 单缝的夫琅禾费衍射	(155)
§ 16-10 衍射光栅	(160)
§ 16-11 自然光和偏振光	(167)
§ 16-12 起偏和检偏 马吕斯定理	(169)
§ 16-13 反射和折射产生的偏振 布儒斯特定律	(171)
§ 16-14 光的双折射	(174)
* § 16-15 椭圆偏振光和圆偏振光 偏振光的干涉	(178)
* § 16-16 人为双折射	(181)
习 题	(183)
阅读材料 8	(189)

第十七章 量子物理基础

§ 17-1 热辐射 普朗克的量子假设	(193)
§ 17-2 光电效应 爱因斯坦光子理论	(195)
§ 17-3 康普顿效应	(199)
§ 17-4 氢原子光谱 玻尔的氢原子理论	(202)
§ 17-5 微观粒子的波粒二象性	(208)
§ 17-6 不确定度关系	(211)
§ 17-7 波函数 薛定谔方程	(213)
§ 17-8 势阱中的粒子 谐振子	(216)
§ 17-9 电子的自旋 四个量子数	(220)
§ 17-10 原子的电子壳层结构	(223)
§ 17-11 激光	(225)
§ 17-12 固体的能带结构	(229)
习 题	(233)
阅读材料 9	(238)
阅读材料 10	(242)

* 第十八章 原子核物理与粒子物理简介

§ 18-1 原子核的基本性质	(246)
§ 18-2 原子核的结合能 裂变和聚变	(248)
§ 18-3 原子核的放射性衰变	(250)
§ 18-4 基本粒子的分类	(252)
§ 18-5 基本粒子的相互作用和守恒定律	(255)
§ 18-6 强子的夸克模型	(258)
阅读材料 11	(260)
阅读材料 12	(262)
阅读材料 13	(265)

第十二章 气体动理论

世界是物质的,物质是运动的,物质的运动形式是多种多样的.在上册的力学篇中已经研究了物质最简单的运动形式——机械运动.在本章和下一章我们将研究一种新的物质运动形式——热运动.理论和实践都已指出,宏观物体具有微观结构,它是由大量微观粒子(分子、原子等)所组成的,这些微观粒子处于永不停息的无规则热运动状态.宏观物体的热胀冷缩,固、液、气三态的相互转变,热传导气体的状态方程等,这些与温度有关的物理性质的变化统称为热现象.热现象的微观本质就是大量微观粒子的热运动.物质的宏观性质就是大量微观粒子热运动的集体表现.气体动理论从物质的微观结构的观点出发,以气体为研究对象,运用统计的方法,研究气体的宏观性质和规律,并对气体的一些性质给予微观本质的揭示.

§ 12-1 分子运动论的基本概念 统计规律性

一、宏观物体由大量的分子或原子组成

气体、液体和固体这些宏观物质具有内部结构,虽然人们用肉眼不能直接观察到,但已得到现代科学理论和实验的完全证实.借助于近代的实验仪器和实验方法,我们已经知道,宏观物体是由大量的分子或原子组成.实验证明,任何一种物质,每一摩尔(mol)所含的分子(或原子)的数目均相同,这个数叫做阿伏伽德罗常数,用符号 N_0 表示,它的大小为

$$N_0 = 6.0221367 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$$

通常取 $N_0 = 6.02 \times 10^{23} \text{mol}^{-1}$. 可见 N_0 是一个巨大的数字,足见宏观物体在微观上是多么复杂.下面三幅照片是用现代实验方法获得的分子(或原子)的排列状况.

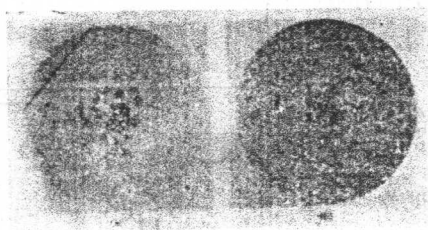


图 12-1 晶体的 X 光照片

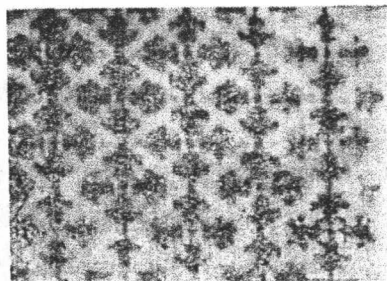


图 12-2 电子显微镜拍出的氯化铜一酞化青染料分子结构的照片

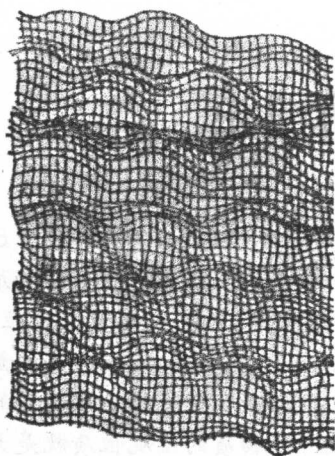


图 12-3 扫描隧道显微镜
所揭示的硅表面

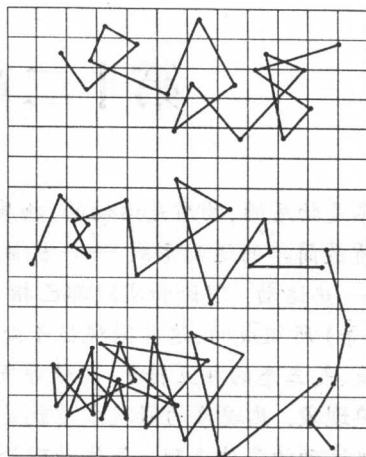


图 12-4 布朗运动

实验表明,在标准状态下,气体分子间的距离约为分子直径的 10 倍. 即每个气体分子占有的体积约为气体分子本身体积 1000 倍. 因此,可把气体看作是彼此相距很大间隔的分子集合. 也就是说,标准状态下的气体分子可以看成大小忽略不计的质点.

二、物体的分子在永不停息地作无序热运动

我们已经知道,所有宏观物体都是由大量的分子(或原子)组成的. 由于分子的数目巨大,单个分子的运动非常复杂,它们都在不停地作无规则热运动. 布朗在 1827 年,观察到悬浮在水中的花粉小颗粒的运动. 他发现花粉小颗粒在作杂乱的无规则的运动,如图 12-4 所示,这就是所谓的**布朗运动**. 布朗运动的本质是杂乱运动的流体分子与植物颗粒(如花粉)碰撞产生的. 虽然并不是流体分子本身的热运动,却是由热运动引起的,如实反映了流体分子热运动的特点. 升高液体的温度,我们可观察到布朗运动更加剧烈,这与温度愈高分子热运动愈剧烈相一致.

将红墨水滴入水中会扩散开来;放在石板上的煤块,经过较长的时间,可发现石板表面层内有煤分子;我们能闻到物体发出的气味. 这些现象都表明,一切物体中的分子都在永不停息地运动着.

三、分子间存在相互作用力

将一铁丝拉断须用较大的力,这表明铁丝的分子间存在着相互吸引力. 正是由于这种作用力,固体和液体的分子能聚集在一起而不分散开来. 分子间不仅存在吸引力,而且存在排斥力,固体和液体都很难压缩,就说明分子之间存在排斥力. 分子间的引力和斥力统称为**分子力**.

实验发现,物体分子之间的分子力有一定的规律. 当分子之间的距离 $r < r_0$ (约 10^{-10}m) 时,分子力主要表现为斥力,而且力的大小随着 r 的减小而迅速增大. 当 $r = r_0$ 时,分

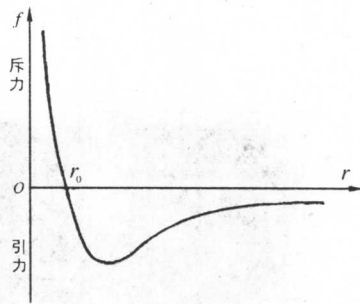


图 12-5 $f - r$ 关系曲线

子力为零. 当 $r > r_0$ 时, 分子力主要表现为引力, 而且力的大小随着 r 的增大而减小. 当 $r > 10^{-9}\text{m}$ 时, 分子间的作用力就可以忽略不计了. 这就是说, 分子力的作用范围较小, 属于短程力. 图 12-5 为分子力 f 与分子之间的距离 r 的关系曲线.

四、统计规律性

我们知道, 在标准状态下气体分子的分布比较稀疏, 分子与分子之间的相互作用力极为微小, 仅仅在分子之间相互碰撞时表现出很强的斥力. 在连续两次碰撞之间的自由路程, 平均约为 10^{-7}m , 而分子的平均速率却非常大, 大约 500m/s . 因此分子碰撞相当频繁, 平均约经过 10^{-10}s 就要碰撞一次, 即平均 1s 内大约碰撞 10^{10} 次. 分子的速度大小和方向不断地跳跃着改变, 忽快忽慢, 忽左忽右, 在两次连续碰撞之间分子作惯性运动的自由路程的长度也参差不齐, 忽长忽短. 这里提到的气体分子的平均速率, 平均自由程, 平均碰撞频率等, 正是气体动理论讨论的基本内容, 我们将在本章中作详细的介绍.

虽然单个分子的运动遵从力学规律. 但分子的数目增大到宏观物体的分子数目 (如 $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$) 时, 分子的运动却变得极其的复杂, 要想准确地知道某个分子在某一时刻的位置和速度是不可能的. 因此, 尽管单个分子遵从力学规律, 但对大量分子的整体而言, 体系不能简单地归结为分子遵从力学规律而作机械运动的总和.

上面的论述使我们看到了分子热运动的混乱、复杂、偶然和无序的一面, 值得注意的是, 大量偶然、无序的分子的运动包含着必然的有序的规律性. 这种规律性来自大量偶然事件的集合, 我们称之为统计规律性. 例如, 在热力学平衡态下, 气体分子的空间分布, 是按密度均匀分布. 因此, 分子沿各个方向运动的机会是均等的, 没有任何一个方向上气体分子的运动比其它方向更占优势. 也就是说, 沿各个方向运动的平均分子数应该是相等的, 分子在各个方向上的速度分量的各种平均值均应相等. 气体分子数目越多, 这些规律的准确度越高. 统计规律性是对大量分子的整体而言的. 我们在后面各节中将讨论的麦克斯韦气体分子速率分布律、能量均分定理、气体的压强公式以及温度公式等都是对大量气体分子整体得出的统计规律性. 可见, 分子热运动除了具有复杂、偶然无序性外, 还服从简单、必然有序的统计规律性.

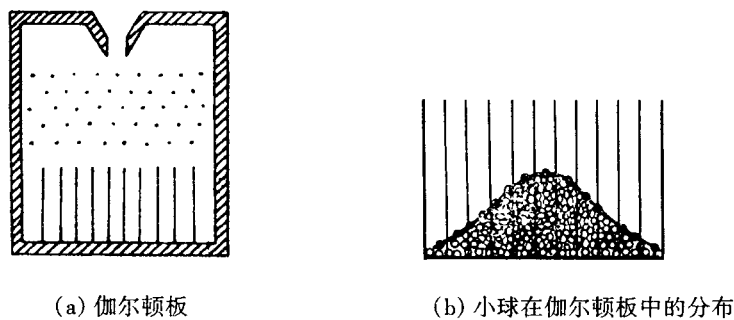


图 12-6 伽尔顿板实验

为了说明大量偶然事件的统计规律性. 我们来看一个实验. 如图 12-6 所示的是著名的伽尔顿板, 它的主体是一块竖直放置的木板, 上面钉上一排排等间隔的铁钉, 下面用隔板分成等宽的狭槽, 板的四周有围栏. 板顶的入口装有漏斗导板, 板前盖有玻璃罩, 以便观察小球从入口进入后的运动情况, 小球与钉子碰撞并改变方向, 最后落入某一狭槽. 显然, 对于某一个小球来

说,它与哪些铁钉,以什么角度相碰撞是不能确定的,带有极大的偶然性,小球最终落入哪一狭槽纯属为一偶然事件,每个狭槽都有可能成为这个小球的最终归宿.但是,当我们投入小球的数目很大时,必然观察到,落入中间狭槽的小球较多,而落入两端狭槽的小球则较少,出现如图12-6(b)所示的有规律的分布.而且,只要投入的小球数目都足够多,重复进行实验,分布规律总是大致相同.这个实验说明,虽然单个小球落入某一狭槽是一种偶然事件.但对大量小球的总体来说,小球落入狭槽的数目的分布却服从确定的规律.这就是说,对大量偶然事件的整体有着统计规律性在起作用.

统计规律性与力学规律性不同,它的论断不是决定性的.它并不能告诉我们某个事件一定发生或者一定不发生,只能告诉我们,在一定条件下,某一事件以一定的概率(几率)发生.例如在伽尔顿板中,根据统计规律,小球在中间狭槽的概率较大,而落在两侧狭槽的概率较小.对某一小球我们只能说它有较大的可能性进入中间狭槽,却不能保证它必然进入中间狭槽.

综上所述,由大量分子组成的宏观热学系统,虽然单个分子仍遵守力学规律性,但系统在整体上却出现了一种新的,不能简单归结为力学规律性的统计规律性,统计规律性是热运动的基本法则.正是热运动的这些特点,使热运动有别于其它运动形式,而成为一种新的基本运动形式.

复习思考题

12-1 气体为什么容易被压缩,但又不能无限压缩?

12-2 统计规律有哪些重要特征?为什么统计规律不适用于分子数很少的系统?

§ 12-2 平衡态 理想气体状态方程

一、气体的状态参量

用来描述物体状态的物理量称为**状态参量**.例如,在力学中我们用物体的位置矢量和速度描述物体机械运动的状态,位置矢量和速度就是两个力学状态参量.热学的研究对象是由大量粒子组成的宏观系统,要全面描述热学系统的状态,仅用力学状态参量是不够的.还需引入一些新的物理量.气体是一种最简单的热学系统,也是本章及下章的主要研究对象,对于一定质量的气体,其宏观状态可用气体的体积,压强和温度来描述.气体的体积,压强和温度这三个物理量叫做**气体的状态参量**.其中体积和压强是力学量,而温度是反映气体分子热运动激烈程度的量,是气体的冷热程度的量度,是热运动特有的一个基本量,属热学量.

必须指出,气体的体积、压强和温度是气体系统整体特征的物理量,它们都是宏观量.与组成气体的单个分子的质量、速度、体积等微观量是不同的两类参量.本章的气体动理论就是根据假设的气体分子模型,用统计方法建立二者的关系,从而揭示宏观现象的微观本质.下面我们对气体的三个状态参量作简单介绍.

气体的体积是指分子热运动所能达到的空间体积.容器中气体的体积就是容器的容积.不能把气体的体积与气体中分子本身体积的总和相混淆.在国际单位制中,体积单位是 m^3 .

气体的压强是大量气体分子对容器壁的碰撞而产生的,它等于容器壁上单位面积所受的正压力.在国际单位制中,压强的单位是帕斯卡,符号为 Pa.除国际单位之外,目前常使用的单位还有标准大气压(atm),简称为大气压.1标准大气压 = 1.013×10^5 帕斯卡.

温度的概念比较复杂.宏观上可以简单地认为是物体冷热程度的量度,较热物体具有较高的温度.要想定量地确定某一物体的温度,必须对不同冷热的物体给以具体的温度数量表示,温度的数值表示方法叫温标.如摄氏温标,热力学温标等.根据1968年对国际实用温标的规定,以建立在热力学第二定律基础上的热力学温标作为基本的温标,一切温度的测量最终都应以热力学温标为准.在国际单位制中,热力学温度 T 是基本量之一,单位名称是开尔文,符号是 K.日常生活中,目前使用较多的另一种温标是摄氏温标 t ,单位是摄氏度,符号是 $^{\circ}\text{C}$.摄氏温标与热力学温标的换算关系为

$$t = T - 273.15 \quad \text{或} \quad T = 273.15 + t$$

理论研究发现,温度本质上与物体内大量分子热运动剧烈程度相关.热运动越剧烈,温度越高.

二、平衡态和平衡过程

上面我们说明了气体的状态可以用体积、压强和温度等少数几个宏观参量来描述.其实这是有条件的,并不是在任何情况下都能做到.这个条件就是系统必须处于所谓的平衡态.

考虑一定质量的气体装在一定体积的容器中,经过一段时间以后,容器中各部分气体的压强相同、温度相同,单位体积中的分子数(即分子数密度)也相同.此时气体的三个状态参量都有确定的值.如果容器中的气体与外界之间没有能量和物质的传递,气体分子的能量也没有转化,则气体的状态参量将不随时间而变化,这种状态叫做平衡态.对于普遍的热力学系统来说,平衡态是指系统的这样一种状态,即在没有外界(指与系统有关的周围环境)影响的条件下,系统各部分的宏观性质长时间内不发生变化的状态.这里所说的没有外界影响,指的是系统与外界之间不通过作功或传热的方式与外界交换能量.但不要求系统不受外力作用,只要外力不作功,对系统的热力学状态就没有影响,为了对平衡态有更深刻的认识,需要注意以下几点.

(1) 不受外界影响和系统的各部分宏观性质不随时间变化,这是判别一个系统是否处于平衡态的两个必要条件,缺一不可.如果第一个条件不满足,即使系统所有宏观性质不随时间变化,系统也不是处于平衡态.例如,一根铁棒的两端分别与温度不同的两个恒温热源接触,经过一段时间后,棒上各点的温度将不再随时间变化而处于稳定状态,但由于系统(即铁棒)与外界有热交换,故铁棒不处于平衡态.

(2) 系统在不受外力的情况下达到平衡态,其内部的所有宏观性质处处相同.但在外力的作用不可忽略的情况下,系统达到平衡态时,其内部的某些宏观性质就不是均匀的.例如,重力场中的大气处于平衡态时,由于大气受重力作用,不同高度处大气的压强和密度不相同.

(3) 平衡态仅是系统的宏观性质不随时间变化,从它的微观状态来看,系统内的分子仍在作永不停息的热运动,只不过分子热运动的平均效果不随时间变化而已.也正是这种分子热运动的平均效果不随时间变化,系统在宏观上表现为处于平衡态.因此,热力学中的平衡实质上是一种动态平衡,通常称热动平衡.

系统与外界有相互作用时,系统的状态将发生变化.当系统从一个状态不断变化到另一

个状态时,系统经历的过程,我们称其为热力学过程. 一个理想的,又具有特别意义的过程是所谓的平衡过程. 在平衡过程中,系统所经历的任一中间状态都无限接近平衡态. 显然,平衡过程是一种理想过程. 因为状态的变化,必须破坏系统原有的平衡,经过一段时间之后才能达到新的平衡态. 不可能使任何中间状态都是完全彻底的平衡态. 因此,在变化过程中系统经历了一系列非平衡态,这样的过程就是一个非平衡过程. 不过,只要过程进行得足够缓慢,使得过程中的每一步中间状态都非常接近平衡态,我们都可以近似地把它们看成是平衡过程.

三、理想气体状态方程

一定质量的气体处在平衡态时,可以用体积 V 、压强 p 和温度 T 三个状态参量来描述. 当气体从一个平衡态经历一过程到达另一平衡态,状态参量发生变化,但三个状态参量之间保持一定的关系,我们把反映气体的 p 、 V 、 T 之间的关系式叫做气体的状态方程. 一般来说,方程的具体形式是很复杂的,它与气体的性质有关,通常可以通过实验确定. 这里我们先讨论理想气体的状态方程. 那么什么样的气体是理想气体呢?

我们知道,任何物理定律都是一定条件下的实验总结. 中学物理告诉我们,气体在压强不太高(与大气压相比)和温度不太低(与室温相比)的实验条件下,遵守玻意耳定律、盖—吕萨克定律、查理定律. 应该指出,对不同气体来说,这三条定律的适用范围是不同的,不易液化的气体,例如氮、氢、氧、氦等,其适用的范围比较大. 在任何情况下都服从上述三个实验定律的气体是没有的. 我们将实际气体抽象化,提出理想气体的概念,认为理想气体能无条件地服从上述三条实验定律. 如上所述,一般气体在温度不太低,压强不太高时,都可以近似当作理想气体. 根据这些定律,不难推导出 1mol 理想气体的状态方程为

$$pV = RT \quad (12-1)$$

式中的 R 叫做摩尔气体常量(也称普适气体常量),在国际单位制中

$$R = 8.31\text{J}/(\text{mol} \cdot \text{K}).$$

如果理想气体的质量为 M ,摩尔质量为 μ ,则气体的摩尔数是 $\nu = M/\mu$. 此时气体的状态方程为

$$pV = \frac{M}{\mu}RT = \nu RT \quad (12-2)$$

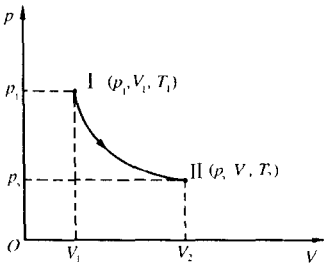


图 12-7 平衡状态和平衡过程

上式也就是克拉珀龙方程.

理想气体的状态方程式(12-1)和式(12-2),是从一定实验条件下的实验定律推导出来的,实际气体并不完全符合这些实验条件,所以各种实际气体都只是近似遵守理想气体状态方程. 在温度越高,压强越小时,近似的程度越高,仅当压强趋于零的极限条件下,各种实际气体才严格地遵守式(12-1)或式(12-2),这是各种气体的共性,是气体内在规律的表现. 我们提出理想气体的概念,就是抓住了气体的这一共同规律.

从上面的讨论中还可以看出,对一定质量的气体,它的状态参量 p 、 V 、 T 中只有两个是独立的. 因此,任意两个参量给定,就确定了气体的一个平衡态. 如图 12-7 所示的 $p - V$ 图上,任意一点对应着一个平衡态. 对一个平衡过程来说,由于过程的中间状态都是平衡态,都有 $p - V$ 图上的对应的状态点,故整个平衡过程对应着 $p - V$ 图上的一条连续曲线. 图 12-7 给出的就是系统由平衡态 I 到平衡态 II 的一个平衡过程.

【例 12-1】 一氧气瓶内装有质量为 3.0kg, 压强为 $60 \times 10^5 \text{Pa}$, 温度为 32°C 的氧气. 因漏气, 经过一段时间后, 压强降到 $54 \times 10^5 \text{Pa}$, 温度降为 27°C , 求 (1) 容器的容积; (2) 漏去的氧气质量.

【解】 (1) 根据理想气体状态方程

$$pV = \frac{M}{\mu}RT$$

可得氧气瓶的容积为

$$V = \frac{MRT}{\mu p} = \frac{3.0 \times 8.31 \times (32 + 273)}{32 \times 10^{-3} \times 60 \times 10^5} = 4.0 \times 10^{-2} \text{m}^3$$

(2) 设经过一段时间后气体压强为 p_1 , 温度为 T_1 , 瓶内剩余的氧气质量为 M_1 , 由理想气体状态方程得

$$M_1 = \frac{\mu p_1 V}{RT_1} = \frac{32 \times 10^{-3} \times 54 \times 10^5 \times 4.0 \times 10^{-2}}{8.31 \times (27 + 273)} = 2.8 \text{kg}$$

故漏出氧气的质量为

$$\Delta M = M - M_1 = 3.0 - 2.8 = 0.20 \text{kg}$$

复习思考题

12-3 什么是热力学系统的平衡态? 气体在平衡态时有何特征? 热力学中的平衡与力学中的平衡有何不同?

§ 12-3 理想气体的压强公式

气体对容器壁有压强作用. 这个压强是大量气体分子对器壁的碰撞产生的, 它的大小可以用气体动理论进行定量的解释. 气体动理论是热现象的微观理论, 它从气体分子的微观结构出发, 应用统计方法, 认为宏观量是相应微观量的统计平均值. 理想气体的压强公式是我们应用统计方法讨论的第一个问题.

关于理想气体, 上一节中已经给了一个定义, 那是宏观上的定义. 为了从微观上解释气体的压强, 得从理想气体的分子结构及运动特征出发, 对理想气体的微观模型作出一些假设. 假设的合理与否, 依靠由它导出的结论与实验结果的比较来判断. 结论与实验结果相符, 假设合理, 否则, 假设错误.

理想气体的微观假设的基本内容可以分成两部分. 一部分是关于分子个体的, 另一部分是关于分子整体的.

理想气体分子模型假设:

- (1) 气体分子的大小与气体分子间的距离相比较, 可以忽略不计;
- (2) 除碰撞的瞬间外, 分子之间以及分子与器壁之间的相互作用可略去不计;
- (3) 分子之间或分子与器壁之间的碰撞看成是完全弹性碰撞, 遵守能量和动量守恒定律.

以上这些假设可概括为: 理想气体分子可看作一个个极小的、除碰撞瞬间外彼此间无相互

作用的、遵从经典力学规律的弹性质点。

理想气体分子整体的统计性假设：

(1) 平衡态时,若忽略重力的影响,每个分子处在容器中空间任一点的概率(几率)是完全一样的,即分子在空间均匀分布. 分子数密度 n (单位体积内的分子数目) 在空间处处一样. 设总分子数为 N , 容器体积为 V , 则

$$n = \frac{dN}{dV} = \frac{N}{V} \quad (12-3)$$

(2) 平衡态时,每个分子的速度方向指向任何一方的概率都是一样的,即分子速度按方向的分布是均匀的,即

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} \quad (12-4)$$

以上速度分量平方的平均值定义为

$$\overline{v_x^2} = \frac{1}{N} (v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + v_{3x}^2 + \cdots + v_{Nx}^2)$$

$$\overline{v_y^2} = \frac{1}{N} (v_{1y}^2 + v_{2y}^2 + v_{3y}^2 + \cdots + v_{Ny}^2)$$

$$\overline{v_z^2} = \frac{1}{N} (v_{1z}^2 + v_{2z}^2 + v_{3z}^2 + \cdots + v_{Nz}^2)$$

N 为气体分子的数目。

对任一分子,速率 v_i 与速度的三个分量有如下关系

$$v_i^2 = v_{ix}^2 + v_{iy}^2 + v_{iz}^2$$

对所有分子求平均值,可得

$$\overline{v^2} = \overline{v_x^2} + \overline{v_y^2} + \overline{v_z^2}$$

结合式(12-4)可得

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2} \quad (12-5)$$

分子整体的统计性假设,是大量分子无规则热运动的反映,只要气体包含的分子数目非常巨大,这些假设总是合理的. 上面的 $n, \overline{v_x^2}, \overline{v_y^2}, \overline{v_z^2}, \overline{v^2}$ 等都是统计量,只对大量分子的集体才有意义。

有了上述几个基本假设,就可以定量地推导出理想气体的压强公式. 设一定质量的理想气体,在体积为 V 的容器中,处于热力学平衡态. 分子总数目为 N , 每个分子的质量为 m . 每个分子的速度各不相同,我们按速度从小到大,划分若干个速度区间,在每一区间内各分子的速度大小和方向可近似认为是相同的. 例如第 i 组分子的速度都在 v_i 到 $v_i + dv_i$ 这一区间内. 它们的速度基本上都是 v_i . 以 n_i 表示这一组分子的数密度,则总的分子数密度为

$$n = n_1 + n_2 + \cdots + n_i + \cdots$$

我们取容器壁上一小块面积 dA , 以 dA 上的某点为原点建立直角坐标系,取垂直于该面指向容器外的方向为 x 轴正方向(如图 12-8 所示). 首先考虑速度在 v_i 到 $v_i + dv_i$ 这一区间内的分子对器壁的碰撞. 设器壁是光滑

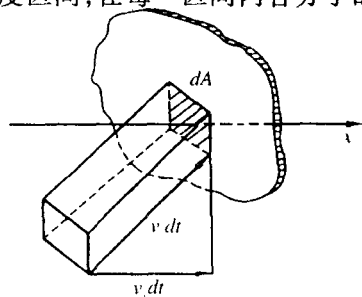


图 12-8 理想气体压强公式的推导用图

的,对器壁无切向作用力. 在碰撞前后,每个分子在垂直于 x 轴的方向上的速度分量不变. 由于碰撞是完全弹性的,分子在 x 轴方向的速度分量由 v_{ix} 变成 $-v_{ix}$,分子动量的增量为 $m(-v_{ix}) - mv_{ix} = -2mv_{ix}$. 由动量定理可知,分子在一次碰撞中动量的增量等于器壁对分子的冲量. 而一次碰撞中,每个分子对器壁的冲量,应该为 $2mv_{ix}$,方向沿 x 轴正方向.

考虑在 dt 时间内速度在 v_i 附近的分子,有多少能够碰到 dA 面积上?凡是在底面积为 dA ,斜高为 $v_i dt$ (高为 $v_{ix} dt$) 的斜形柱体内的分子在 dt 时间内都能与 dA 相碰. 该斜柱体的体积为 $v_{ix} dt dA$,设速度在 v_i 附近的分子数密度为 n_i ,则柱体内这类分子数为

$$n_i v_{ix} dA dt$$

这些分子在 dt 时间内对 dA 的总冲量为

$$n_i v_{ix} dA dt (2mv_{ix})$$

考虑各种速度的分子与器壁 dA 相碰撞. 只要把上式对所有 $v_{ix} > 0$ 的分子求和(因为 $v_{ix} < 0$ 的分子不会撞向器壁 dA),可得 dt 时间内具有各种速度的分子对 dA 的总冲量为

$$dI = \sum_{(v_{ix} > 0)} 2mn_i v_{ix}^2 dA dt$$

由于分子运动的无规则性,撞向器壁 dA 和背离器壁 dA 的分子数应该各占总分子数的一半. 所以对全部分子求和,则有

$$dI = \frac{1}{2} \left[\sum_i 2mn_i v_{ix}^2 dA dt \right] = \sum_i mn_i v_{ix}^2 dA dt$$

因此,气体对 dA 面积上的作用力为 $dF = dI/dt$. 而气体对容器壁的宏观压强 p 为

$$p = \frac{dF}{dA} = \frac{dI}{dA dt} = \sum_i mn_i v_{ix}^2 = m \sum_i n_i v_{ix}^2$$

因为

$$\overline{v_x^2} = \frac{\sum_i n_i v_{ix}^2}{n}, \quad \text{且 } \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2}$$

所以

$$p = nm \overline{v_x^2} = \frac{1}{3} nm \overline{v^2}$$

也可写成

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \overline{v^2} \right) = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon} \quad (12-6)$$

其中

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} m \overline{v^2} \quad (12-7)$$

$\bar{\epsilon}$ 表示分子的平均平动动能. 是大量分子的统计平均值,式(12-6)就是气体动理论的压强公式,它把宏观量 p 和统计平均值 n 和 $\bar{\epsilon}$ (或 $\overline{v^2}$) 联系起来,表明了宏观量气体的压强具有统计意义. 由于 p 和 n 是可由实验测定的,而 $\bar{\epsilon}$ 却不能直接测定,因而压强公式无法通过实验直接验证. 但是,由它导出的各种结论与实验是符合的,从而间接证实了公式的正确性.

复习思考题

12-4 从微观结构上看,理想气体与实际气体有什么区别?

12-5 在推导压强公式过程中,什么地方用到了理想气体的微观模型?什么地方用到了统计性假设?

§ 12-4 理想气体的温度公式

根据上节导出的理想气体压强公式,结合理想气体的状态方程,可以得到气体温度与气体分子平均平动动能之间的关系,从而揭示温度这一宏观量的微观本质.

一、温度公式

设理想气体的一个分子的质量为 m , 气体分子的个数为 N , 气体质量为 M , 则有 $M = Nm$. 设气体的摩尔质量为 μ , 阿伏伽德罗常数为 N_0 , 则有 $\mu = N_0 m$, 代入理想气体状态方程 $pV = \frac{M}{\mu}RT$, 得

$$p = \frac{Nm}{N_0 m} \frac{RT}{V} = \frac{N}{V} \cdot \frac{R}{N_0} T$$

式中 $\frac{N}{V} = n$, 为分子数密度. R 与 N_0 都是常量, 二者的比值用 k 表示, k 叫做玻耳兹曼常量.

$$k = \frac{R}{N_0} = \frac{8.31}{6.02 \times 10^{23}} \text{J/K} = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$$

于是, 理想气体状态方程可改写成

$$p = nkT \quad (12-8)$$

将(12-8)式与理想气体的压强公式

$$p = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m \bar{v}^2 \right) = \frac{2}{3} n \bar{\epsilon}$$

相比较, 得到分子的平均平动动能为

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \frac{3}{2} kT \quad (12-9)$$

上式是温度这个宏观量与微观量 $\bar{\epsilon}$ 的关系式, 是气体动理论的基本公式之一, 说明分子的平均平动动能仅与热力学温度成正比. 上式也说明了宏观量温度的微观意义, 即**气体的温度是气体分子平均平动动能的量度**. 气体的温度越高, 分子的平均平动动能越大, 分子无规则热运动的程度越剧烈, 所以我们说温度是表征大量分子无规则热运动剧烈程度的宏观物理量, 是大量分子的热运动的集体表现. 温度也是一个统计量, 若对单个分子或少数几个分子讨论其温度, 显然是无意义的.

若有两种处于平衡态的气体, 它们的温度相等. 根据式(12-9), 它们的分子平均平动动能一定也相等. 这时将这两种气体相接触, 两种气体之间没有宏观的能量传递, 它们的平衡状态不发生变化. 我们说温度相同的两气体处于热平衡状态, 也可以说温度是表征气体处于热平衡状态的物理量.