



University Physics

大学物理学（第二版）下册

主 编 王磊

副主编 聂娅 刘彦允 陈钢 廖志君

高等教育出版社

大学物理学

(第二版) 下册

主 编 王磊

副主编 聂娅 刘彦允 陈钢 廖志碧

内容简介

本书依据教育部高等学校物理学与天文学教学指导委员会编制的《理工科类大学物理课程教学基本要求》(2010年版),并结合四川大学多年来的教学实践编写而成。作者从新世纪工程技术人才培养的总体要求出发,以培养学生的能力和素质为目的,以物质的存在形式和基本性质为主线,以现代教育思想、教育方法为指导,来设计大学物理的内容和课程体系。在学习经典教材的基础上,对难度和深度做了一些调整,使全书的脉络更加清晰,深广度更加合适。本书科学严谨、语言简练、深入浅出,尽量用简单的数学知识,并有较宽的适用面。

本书包括上、下两册,上册为力学和电磁学;下册为热学、光学、近代物理。本书可作为普通高等学校理工科非物理专业本科生大学物理课程的教材,也可供其他读者参考。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理学.下册 / 王磊主编.-- 2版.-- 北京 :
高等教育出版社, 2017.3

ISBN 978-7-04-047341-4

I. ①大… II. ①王… III. ①物理学-高等学校-教材 IV. ①O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2017)第 021778 号

Daxue Wulixue

策划编辑 忻蓓 责任编辑 忻蓓 封面设计 张志奇 版式设计 杜微言
插图绘制 杜晓丹 责任校对 吕红颖 责任印制 尤静

出版发行	高等教育出版社	网 址	http://www.hep.edu.cn
社 址	北京市西城区德外大街 4 号		http://www.hep.com.cn
邮政编码	100120	网上订购	http://www.hepmall.com.cn
印 刷	三河市华润印刷有限公司		http://www.hepmall.com
开 本	787mm×1092mm 1/16		http://www.hepmall.cn
印 张	18.75	版 次	2009年12月第1版
字 数	390千字		2017年3月第2版
购书热线	010-58581118	印 次	2017年3月第1次印刷
咨询电话	400-810-0598	定 价	35.60元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换

版权所有 侵权必究

物料号 47341-00

目 录

第九章 气体动理论	001
§ 9.1 热力学系统的状态及其描述	002
9.1.1 热力学系统的宏观描述与微观描述	002
9.1.2 状态参量 平衡态	003
9.1.3 热平衡 热力学第零定律	003
9.1.4 热力学温标	004
§ 9.2 理想气体物态方程	005
§ 9.3 概率分布函数的引入	007
9.3.1 统计规律性	008
9.3.2 概率 概率分布函数的归一化条件	008
§ 9.4 理想气体的压强公式和温度的微观意义	009
9.4.1 理想气体的微观模型	009
9.4.2 理想气体的压强公式	010
9.4.3 理想气体的温度的微观意义	011
§ 9.5 能量均分定理	013
9.5.1 自由度	013
9.5.2 能量均分定理	014
9.5.3 理想气体内能	015
§ 9.6 麦克斯韦速率分布律	016
9.6.1 速率分布函数	016
9.6.2 麦克斯韦速率分布	017
9.6.3 三种速率	018
§ 9.7 玻耳兹曼分布	020
§ 9.8 真实气体	021
9.8.1 真实气体的等温线	021
9.8.2 范德瓦耳斯方程	022
§ 9.9 分子的平均碰撞频率和平均自由程	024
§ 9.10 气体内的输运过程	026
9.10.1 黏性现象	026
9.10.2 扩散现象	027
9.10.3 热传导现象	028
习题	030
讨论题	031
第十章 热力学基础	033
§ 10.1 准静态过程	034

§ 10.2 功 热量 内能	035
10.2.1 功	035
10.2.2 热量	036
10.2.3 内能	036
§ 10.3 热力学第一定律	036
§ 10.4 热容 理想气体的典型过程	037
10.4.1 热容 焓	037
10.4.2 理想气体的摩尔热容 迈耶公式	038
10.4.3 理想气体的典型过程	039
§ 10.5 循环过程 卡诺循环	049
10.5.1 循环过程	049
10.5.2 卡诺循环	052
§ 10.6 热力学第二定律的表述 卡诺定理	056
10.6.1 可逆过程与不可逆过程	056
10.6.2 热力学第二定律的两种表述	057
10.6.3 卡诺定理	059
10.6.4 热力学第二定律的微观意义	059
§ 10.7 熵 熵增加原理	060
10.7.1 热力学概率	060
10.7.2 玻耳兹曼熵公式和熵增加原理	063
10.7.3 克劳修斯熵和熵变的计算	064
* 10.7.4 熵概念的拓展	067
习题	069
讨论题	071
第十一章 振动	073
§ 11.1 简谐振动	074
11.1.1 简谐振动的描述	074
11.1.2 简谐振动的合成	084
§ 11.2 阻尼振动	089
§ 11.3 受迫振动和共振	090
11.3.1 受迫振动的动力学方程	090
11.3.2 共振	091
习题	092
讨论题	094
第十二章 波动	095
§ 12.1 简谐波	096
12.1.1 机械波的形成 横波与纵波	096
12.1.2 平面简谐波函数	097
12.1.3 波函数的物理意义	099
12.1.4 波动方程	102
12.1.5 波动的能量	104
§ 12.2 惠更斯原理	106

12.2.1 惠更斯原理	106
12.2.2 波的衍射	107
§ 12.3 波的叠加 波的干涉 驻波	108
12.3.1 波的叠加原理	108
12.3.2 波的干涉	108
12.3.3 驻波	110
§ 12.4 声波	112
§ 12.5 平面电磁波	114
12.5.1 真空中的平面电磁波的一般表达式	114
12.5.2 电磁波的能量 能流密度	115
§ 12.6 多普勒效应	115
习题	118
讨论题	120
第十三章 光的干涉	121
§ 13.1 光波	122
§ 13.2 相干光波的产生	123
§ 13.3 光程 光程差	124
13.3.1 光程	124
13.3.2 光程差与相位差的关系	125
13.3.3 理想透镜物像的等光程性	126
§ 13.4 分波前干涉——杨氏干涉实验	127
13.4.1 杨氏干涉实验装置	127
13.4.2 杨氏实验干涉条纹的分布	127
13.4.3 干涉条纹的可见度	130
* 13.4.4 光场的空间相干性	131
* 13.4.5 光场的时间相干性	134
13.4.6 其他几种两光束分波前干涉装置	135
§ 13.5 分振幅干涉——薄膜干涉	137
13.5.1 等倾干涉	137
13.5.2 等厚干涉	139
13.5.3 薄膜干涉应用举例	143
§ 13.6 迈克耳孙干涉仪	145
* § 13.7 两束平行光的干涉	147
13.7.1 干涉条纹及其间距	147
13.7.2 空间频率	148
习题	149
讨论题	152
第十四章 光的衍射	153
§ 14.1 光的衍射现象	154
§ 14.2 惠更斯-菲涅耳原理	155
§ 14.3 单缝的夫琅禾费衍射	156
§ 14.4 夫琅禾费圆孔衍射和光学仪器的分辨本领	161

14.4.1	夫琅禾费圆孔衍射	161
14.4.2	光学仪器的分辨本领	162
§ 14.5	衍射光栅	164
§ 14.6	光栅光谱	169
14.6.1	光栅的分光原理	169
14.6.2	光栅的分辨本领	170
§ 14.7	X 射线衍射	171
	习题	172
	讨论题	174
第十五章	光的偏振	177
§ 15.1	自然光和偏振光	178
15.1.1	线偏振光、自然光和部分偏振光	178
15.1.2	圆偏振光和椭圆偏振光	179
§ 15.2	偏振片 马吕斯定律	181
§ 15.3	反射和折射时的偏振	183
§ 15.4	散射光的偏振	184
15.4.1	光的散射现象	184
15.4.2	散射引起的偏振	184
§ 15.5	双折射现象	185
15.5.1	晶体双折射现象的基本描述	185
* 15.5.2	单轴晶体中的波面 惠更斯作图法	187
* 15.5.3	波晶片	188
* § 15.6	人为双折射现象及其应用	190
15.6.1	光弹效应	191
15.6.2	电光效应	191
	习题	193
	讨论题	194
第十六章	狭义相对论基础	195
§ 16.1	爱因斯坦的假设与洛伦兹变换	196
16.1.1	经典力学的时空观 伽利略变换	196
* 16.1.2	迈克耳孙-莫雷实验	197
16.1.3	爱因斯坦的假设	198
16.1.4	洛伦兹变换	199
§ 16.2	相对论时空观	201
16.2.1	同时的相对性	201
16.2.2	长度的相对性	203
16.2.3	时间的相对性	205
§ 16.3	相对论速度变换公式	207
§ 16.4	相对论多普勒效应	209
§ 16.5	狭义相对论中的动量、质量和能量	210
16.5.1	狭义相对论中的动量	210
16.5.2	狭义相对论中的质量	211

16.5.3 狭义相对论中的能量	212
16.5.4 狭义相对论中的能量和动量的关系	214
习题	215
第十七章 量子物理基础	217
§ 17.1 量子概念的提出	218
17.1.1 普朗克的能量子假设	218
17.1.2 光电效应	223
17.1.3 康普顿散射	228
§ 17.2 玻尔的氢原子模型	232
17.2.1 氢原子光谱 里德伯方程	232
17.2.2 卢瑟福的原子行星模型	233
17.2.3 玻尔的氢原子理论	234
§ 17.3 物质波 波粒二象性	238
17.3.1 光的波粒二象性	238
17.3.2 物质波	238
17.3.3 波粒二象性的统计解释 概率波	242
17.3.4 不确定原理	244
§ 17.4 薛定谔方程	247
17.4.1 方程的提出	247
17.4.2 一维方势阱	249
17.4.3 势垒和隧道效应	253
§ 17.5 激光	256
17.5.1 受激吸收 自发辐射 受激辐射	256
17.5.2 激光的原理	257
17.5.3 激光器	259
*§ 17.6 半导体	261
17.6.1 半导体的晶体结构	261
17.6.2 能带的基本概念	262
17.6.3 导体、半导体和绝缘体的能带结构	263
17.6.4 本征半导体、杂质半导体和 pn 结	263
习题	265
习题答案	269
中英文名词对照表	277

>>> 第九章

… 气体动理论

本章运用统计的方法来研究大量气体分子的热运动规律,主要讨论理想气体平衡态的规律,包括气体压强和温度的微观意义,气体分子速率分布规律,真实气体的性质,气体分子碰撞及平均自由程等概念,最后对非平衡态下气体的输运过程作简单的说明.

§ 9.1 热力学系统的状态及其描述

9.1.1 热力学系统的宏观描述与微观描述

热运动是物质的基本运动形式之一. 研究物质热运动的学科就是热学. 热学中,把要研究的对象叫做热力学系统,简称系统. 把与所研究的热力学系统能够发生相互影响的其他物体,称为外界或环境. 在本章和下一章中,我们研究的热力学系统都是由大量气体分子所组成的气体. 例如装在汽缸里的气体,气体就是系统,而汽缸外的大气、活塞等装置就是外界或环境,如图 9.1-1 所示.

根据系统与环境之间有无能量及物质交换,可以将系统分为三种类型:与外界既无物质、又无能量交换的热力学系统,叫做孤立系统. 当热力学系统与外界的相互作用十分微弱,以致其相互作用的能量远远小于系统本身的能量时,可以近似把它看成孤立系统. 此外,把与外界有能量交换但没有物质交换的热力学系统称为封闭系统;把与外界既有物质交换又有能量交换的热力学系统称为开放系统. 在以下讨论中,如无特别指明,系统都是封闭系统.

系统包含有大量的做无规则热运动的气体分子,于是在描述系统状态时,就会涉及两类不同的物理量. 我们把能够在实验室里测得的表征大量分子集体特性的物理量称为宏观量,如气体的体积、压强和温度等;把描述单个分子的运动及其属性的物理量称为微观量,如分子的速度、质量、动能等,微观量不能被直接测量.

人们通过观察和实验研究热现象,总结出宏观量之间的关系和规律,这种热现象的宏观理论称为热力学. 宏观理论基于大量的实验事实,因而具有高度的普遍性和可靠性. 我们把从微观的角度来研究热现象的理论称为统计物理学. 微观理论从物质的微观结构出发,应用力学定律和统计方法来阐明物质的宏观性质,把宏观量看作是微观量的统计平均值,从而能够深入研究热现象的微观本质.

热力学和统计物理学,分别从两个不同的角度研究物质热运动的规律,并且相辅相成、互为补充. 本章介绍统计物理学中最简单、最基本的部分——气体动理论,下一章介绍热力学.

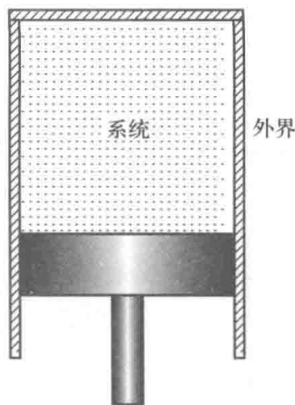


图 9.1-1 系统和外界



思考题 9.1
热运动和机械
运动有何区别?

9.1.2 状态参量 平衡态

对于一定质量的气体,我们通常用压强、体积和温度这三个物理量来描述气体的宏观性质,称为气体的状态参量。

气体的压强 p 是力学量,指作用于容器壁上单位面积的正压力,在国际单位制(SI)中,压强的单位是帕斯卡,符号为 Pa。一个标准大气压,指纬度为 45° 海平面处 0°C 时测得的大气压值,为 $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ 。

气体的体积 V 是几何量,指气体能够到达的最大空间,一般就是封装气体的容器的容积,在国际单位制中,体积的单位是立方米,符号为 m^3 。常用单位有升,符号为 L, $1 \text{ L} = 10^{-3} \text{ m}^3$ 。

气体的温度 T 是热学量,它定量表示气体的冷热程度,在国际单位制中,温度的单位是开[尔文],符号为 K。温度是一个很重要的热学量,在 9.1.4 节中会作更详细的介绍。

热力学系统的宏观状态,可划分为平衡态和非平衡态。平衡态是指在没有外界影响时,系统的宏观性质不随时间发生变化的宏观状态。系统处于平衡态时,具有确定的状态参量,否则称为非平衡态。例如,容器由隔板隔成两部分,左边部分充满某种气体,右边部分为真空,如图 9.1-2 所示。当抽离隔板时,气体要向真空自由膨胀,在膨胀的过程中,容器内各处的分子数密度、压强都在随时间不断地变化,系统的性质不稳定,没有确定的压强和温度。可见,系统只有处于平衡态时,才能用一组状态参量 (p, V, T) 来描述其性质,而非平衡态则不可能这样。

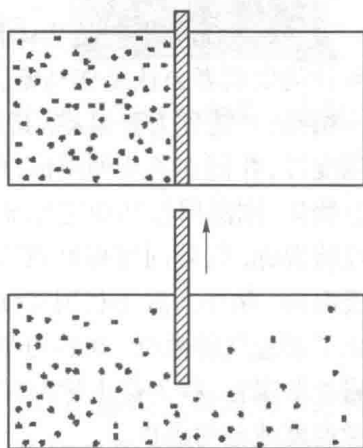


图 9.1-2 气体的自由膨胀

系统的宏观性质在平衡状态下虽然不随时间变化,但是组成系统的大量微观粒子却仍处在不断的运动中,只是大量微观粒子运动的平均效果不变而已。因此,热力学的平衡态是一种动态平衡,常称为热动平衡。本章主要讨论平衡态问题。

9.1.3 热平衡 热力学第零定律

两个热力学系统,原来均处在各自的平衡态,当它们相互接触时,由于两个系统的冷热程度不同,它们之间将发生能量交换,这种接触叫做热接触。实验证明,一般而言,热接触后两个系统的状态都将发生变化,但经过一段时间后,达到了共同的平衡态。这种平衡态是由于两个系统在冷热程度不同产生能量交换的条件下达到的,故叫做热平衡。

取三个热力学系统 A、B 和 C 来做实验。如图 9.1-3 所示,将 B 和 C 互相隔绝开,但使它们同时与 A 热接触,经过一段时间后,A 和 B 以及 A 和 C 都将分别达到热平衡。这时,如果再使 B 和 C 热接触,则可发现 B 和 C 的状态都不再发生变化,说

明 B 和 C 也是处于热平衡的. 由此得出结论: 如果两个热力学系统中的每一个都与第三个热力学系统处于热平衡, 则它们彼此也必定处于热平衡, 这称为热力学第零定律或热平衡定律. 热力学第零定律表明, 处在同一平衡态的所有系统都具有一个共同的宏观性质, 这个决定系统热平衡的宏观性质定义为温度, 亦即温度是决定一个系统是否与其他系统处于热平衡的宏观性质, 它的特征就在于一切互为热平衡的系统都具有相同的温度.

当几个系统作为一个整体达到了热平衡之后, 如果再把它们分开, 并不会改变每个系统本身的平衡态.

9.1.4 热力学温标

一切互为热平衡的物体都具有相同的温度, 这是用温度计测量温度的依据. 温度计的发明者公认是伽利略, 其装置较简陋, 不仅没有刻度, 且与气压变化有关, 很不精确, 只能称为验温器. 其后的 180 年内, 经众多人的努力, 出现了越来越完善的温度计, 并创立了几种温标, 即温度的数值表示法. 建立一种温标需要三个要素: 测温物质、测温属性和固定标准点. 一般而言, 此三要素都与物质的选择有关, 故称为经验温标. 仅就固定标准点而言, 早年建立而目前还在使用的温标有: 华氏温标, 摄氏温标. 此外人们还利用实际气体在密度趋于零时的极限, 即理想气体的性质, 建立了理想气体温标. 在热力学理论的基础上, 建立了一种不依赖于物质的具体测温属性的温标, 称为热力学温标. 它是一种理想温标, 用该温标确定的温度称为热力学温度或绝对温度.

1960 年以来, 国际上明确规定, 热力学温度是基本的物理量, 其单位为开[尔文], 符号为 K. 1 K 定义为水的三相点(即水、冰和水汽共存而达到平衡态时的温度)热力学温度的 $1/273.16$. 这意味着把水的三相点温度 273.16 K 规定为热力学温标的基本固定温度, 按定义永久不变. 同时, 对摄氏温标也作了新的定义, 规定它由热力学温标导出, 摄氏温度 t 定义为

$$t/^\circ\text{C} = T/\text{K} - 273.15 \quad (9.1-1)$$

在热力学第二定律的基础上可以证明, 在理想气体温标适用的温度范围内, 理想气体温标与热力学温标是一致的. 因而它使得热力学温标取得了现实意义.

表 9-1 给出了热力学温标与摄氏温标对几个典型状态的温度值的对比.

表 9-1 热力学温标与摄氏温标对几个典型状态的温度值的对比

状态	温标	T/K	$t/^\circ\text{C}$
绝对零度		0	-273.15
水的三相点		273.16	0.01
冰点(一个标准大气压下)		273.15	0.00

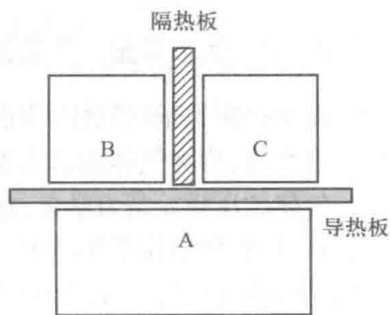


图 9.1-3 热力学第零定律示意图



可以证明:绝对零度不可能达到.这就是热力学第三定律,由能斯特于 1905 年提出.但是可以通过一切手段无限接近于绝对零度.目前利用核自旋冷却法可获得 2×10^{-10} K 左右的低温,利用激光冷却法可获得 2.4×10^{-11} K 左右的低温.

开 尔 文

(Lord Kelvin, 1824—1907)

原名 W. 汤姆孙(William Thomson),英国著名物理学家、发明家,热力学的主要奠基人之一,在热力学的发展中作出了一系列的重大贡献.1848 年他创立了热力学温标,后来热力学温度就以开尔文为单位;1851 年他提出热力学第二定律的开尔文表述;1852 年他与焦耳合作发现了焦耳-汤姆孙效应,这一发现成为获得低温的主要方法之一,被广泛应用到低温技术中.

开尔文研究范围广泛,在热学、电磁学、流体力学、光学、地球物理学、数学、工程应用等方面都作出了贡献.他一生发表论文多达 600 余篇,取得 70 种发明专利,在当时的科学界享有极高的名望.



文档:开尔文

§ 9.2 理想气体物态方程

当一定质量的气体处于平衡态时,它的状态参量压强 p 、体积 V 和温度 T 之间具有确定的关系.根据实验结果,对一定质量的气体,在压强不太高(和大气压比较),温度不太低(和室温比较)时,状态参量 p 、 V 、 T 之间有下列关系式:

$$\frac{pV}{T} = C \quad (9.2-1)$$

称为气体的物态方程,式中常量 C 随气体种类及气体的质量而定.上式中当 p 、 V 、 T 分别为常量时,相应的分别称为盖吕萨克定律、查理定律和玻意耳定律.应该指出,上述三条定律都有其局限性和近似性,例如在压强较高或温度较低时,这些定律将偏离实际气体的性质.为了使推理和计算更为简便,我们抽象、概括出理想气体这一概念,即在任何情况下绝对遵守以上三条实验定律的气体称为理想气体,它是一切实际气体在压强趋近于零时的极限情况.

实验还指出,在相同的温度和压强下,物质的量不同的理想气体所占的体积相同,此即阿伏伽德罗定律.特别是在标准状态($p_0 = 1.013 \times 10^5$ Pa, $T_0 = 273.15$ K)下,1 mol 的理想气体所占的体积 $V_{m,0}$ 都是 22.4 L. 设理想气体的摩尔质量为 M , 质量为 m' , 于是在标准状态下它的体积为 $V_0 = \frac{m'}{M} V_{m,0}$. 由此,我们可导出(9.2-1)式中的常量 C 的量值为

$$C = \frac{p_0 V_0}{T_0} = \frac{m'}{M} \frac{p_0 V_{m,0}}{T_0} = \frac{m'}{M} R \quad (9.2-2)$$

式中 $R = \frac{p_0 V_{m,0}}{T_0}$. 可见, 对于某一确定种类的气体, C 是一个与气体质量 m' 成正比且与摩尔质量 M 成反比的常量, 但 R 却是与气体种类无关的常量, 称为摩尔气体常量. 在国际单位制中, R 的值为

$$R = \frac{p_0 V_{m,0}}{T_0} = \frac{1.013 \times 10^5 \times 22.4 \times 10^{-3}}{273.15} \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K}) = 8.31 \text{ J}/(\text{mol} \cdot \text{K})$$

将(9.2-2)式代入(9.2-1)式有

$$pV = \frac{m'}{M} RT \quad (9.2-3)$$

这就是理想气体物态方程, 它表达了理想气体处于平衡状态时各个状态参量之间的关系.

理想气体的物态方程表明, (p, V, T) 中只有两个参量是独立的. 于是我们可以选取其中任意两个参量, 如 p 为纵轴, V 为横轴绘制状态图, p - V 图中的一个确定的点就代表一个确定的平衡态, p - V 图可以转换为 V - T 图, 如图 9.2-1 所示.

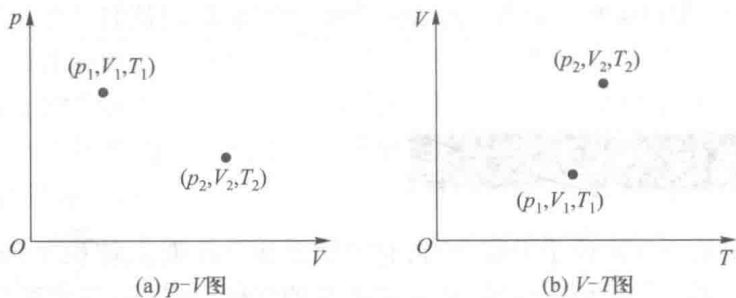


图 9.2-1 状态图中的一点对应某一平衡态

设气体分子的质量为 m , 气体分子的总数为 N , 则气体的质量 $m' = Nm$, 气体的摩尔质量 $M = N_A m$, 将它们代入(9.2-3)式, 有

$$pV = \frac{m'}{M} RT = \frac{Nm}{N_A m} RT = N \frac{R}{N_A} T$$

或

$$p = \frac{N}{V} \cdot \frac{R}{N_A} T$$

式中 $\frac{N}{V} = n$ 是单位体积内的分子数, 即分子数密度; $\frac{R}{N_A}$ 是一个常量, 用 k 表示, 称为玻耳兹曼常量, 在国际单位制中, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$. 将 n, k 代入上式, 可得理想气体物态方程的另一形式:

$$p = nkT \quad (9.2-4)$$

R 是描述 1 mol 气体行为的普通常量, k 是描述一个分子或一个粒子行为的普通常量, 这是奥地利物理学家玻耳兹曼于 1872 年引入的, 但它的重要性却远超出气体范

畴,而可应用于一切与热相联系的物理系统中.

例 9.2-1 体积为 1 m^3 钢筒内储有供气焊用的氧气. 假定气焊时,氧气的温度保持 300 K 不变. 当压强计中指针指示出筒内氧气的压强由 $4.9 \times 10^6 \text{ Pa}$ 降为 $9.8 \times 10^5 \text{ Pa}$ 时,试问共用去了多少氧气?

解: 以钢筒内原有的全部氧气为研究对象,此时钢筒内氧气的压强为 p , 温度为 T , 根据理想气体物态方程

$$pV = \frac{m'}{M}RT$$

钢筒内原有氧气的质量为

$$m'_0 = \frac{pVM}{RT}$$

使用后钢筒内的压强为 p' , 温度为仍为 T , 此时钢筒内氧气的质量 m' 为

$$m' = \frac{p'VM}{RT}$$

则用去的氧气质量为

$$\Delta m' = m'_0 - m' = \frac{VM}{RT}(p - p') = \frac{1 \times 32 \times 10^{-3}}{8.31 \times 300} (4.9 \times 10^6 - 9.8 \times 10^5) \text{ kg} = 50.32 \text{ kg}$$

玻耳兹曼

(Ludwig Boltzmann, 1844—1906)

奥地利理论物理学家,统计力学的奠基人之一. 他推广了麦克斯韦的分子运动理论而得到有分子势能的麦克斯韦-玻耳兹曼分布定律. 在其经典名著《气体理论讲义》中,他引入玻耳兹曼常量,通过熵与概率的联系,对热力学第二定律进行了微观解释,揭示了熵的实质是系统的无序程度,近乎完美地解释了涨落、相变、时间箭头等热力学问题.

此外,他从热力学理论导出了斯特藩直接从实验得到的斯特藩-玻耳兹曼黑体辐射公式. 他支持麦克斯韦的电磁理论,并测定了介质的折射率和相对介电常量与磁导率的关系.



文档: 玻耳兹曼

§ 9.3 概率分布函数的引入

对于单个分子而言,其运动遵循经典力学规律,我们可以写出每个分子的动力学方程,但是由于系统所包含的分子数目太大($\sim 10^{23}$ 个数量级),联立求解如此大量的方程组是不现实的,而且也无法准确给出每个分子运动的初始条件,所以经典

力学的方法在这里不再适用. 我们必须采用统计方法来分析大量分子所组成的热力学系统.

对于一定质量的热力学系统而言,大量气体分子总是在做无规则的热运动,其速度的大小、方向由于频繁的碰撞而瞬息万变,分子的运动具有随机性和偶然性. 但是,处于平衡态的系统却表现出稳定的压强和温度. 这表明,大量偶然事件在整体上会表现出一定的规律性,这就是统计规律性. 统计规律适用于大量分子的整体,不同于个体规律,是个体的数目足够大以后实现的由量变到质变的飞跃.

9.3.1 统计规律性

下面我们通过伽尔顿板实验来理解统计规律性.

如图 9.3-1 所示,一个竖直放置的木板上部均匀地排列着很多钉子,下部由隔板隔成若干等宽的狭槽,木板顶端有一漏斗形入口,这就是伽尔顿板.

实验一:先投入一个小球,观察到小球与若干钉子碰撞以后落入某一个狭槽内;若紧接着再投入第二个小球,它可能落入另一个狭槽内. 该实验表明,对于单个的小球而言,其在下落过程中与哪些钉子相碰,最后落入哪个狭槽内属于偶然事件,不可预测,具有随机性.

实验二:连续投入大量的小球,观察到小球在狭槽内的分布具有规律性,如图 9.3-1 所示. 在靠近投入口下方的狭槽内,小球的个数最多,而离投入口较远的狭槽内,小球的个数最少. 重复上述实验,可以获得完全相似的结果.

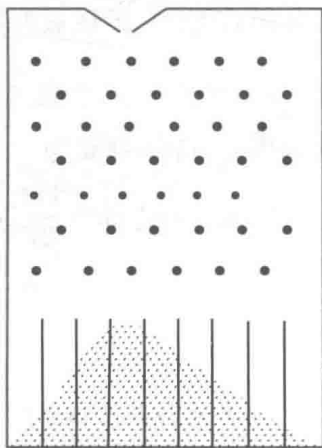


图 9.3-1 伽尔顿板实验

这两个实验表明,单个小球落入哪个狭槽是偶然的,但大量小球在狭槽内的分布是确定的,这就是小球分布的统计规律性,即小球的个数按狭槽位置的分布规律. 但是也要注意,每次获得的小球分布基本相同但又不完全相同,这说明单个的偶然事件相对于统计规律会出现一定的偏差,这就是涨落. 统计规律总是伴随着涨落,但只要包含的偶然事件的数目足够多,涨落就显得微不足道,可以忽略不计.

9.3.2 概率 概率分布函数的归一化条件

下面具体分析伽尔顿板实验的结果.

若投入的小球总数为 N , 并将所有狭槽按照从左到右的顺序进行编号 ($1, 2, \dots, i, \dots, n$), 其中,落入第 i 个狭槽的小球数为 ΔN_i . 那么,落入第 i 个狭槽的小球数占总个数的百分比为 $\frac{\Delta N_i}{N}$. 当 $N \rightarrow \infty$ 时,该百分比的极限值就定义为任一小球落入第 i 个狭槽的概率,用 P_i 来表示,即

$$P_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\Delta N_i}{N} \quad (9.3-1)$$

很明显, 概率 P_i 的大小取决于狭槽的位置. 投入一个小球, 它落进投入口下方狭槽内的概率(机会)最大, 落进远离投入口的狭槽内的概率(机会)最小. 注意到, 投入一个小球, 它总会落进某一个狭槽内, 这个概率是 100%, 于是所有概率的总和必定等于 1, 即

$$\sum_{i=1}^n P_i = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta N_i}{N} = 1 \quad (9.3-2)$$

这就是概率的归一化条件.

由于概率 P_i 的大小与狭槽 i 的位置有关, 若沿狭槽排列方向建立 x 轴, 用 x_i 标注每一狭槽的位置, 于是我们可以引入一个与位置有关的函数 $f(x_i)$; 此外, 概率 P_i 的大小还与狭槽的宽度 Δx 成正比, 于是有

$$P_i = f(x_i) \Delta x \quad (9.3-3)$$

若狭槽的宽度 $\Delta x \rightarrow 0$, 记为 dx , 狭槽位置的标记由离散的 x 值变为连续变化的 x 坐标, 落至 x 坐标处 dx 区间内的小球个数记为 dN . 于是在伽尔顿板实验中, 小球落进 $x \rightarrow x+dx$ 区间内的概率为

$$dP = \frac{dN}{N} = f(x) dx \quad (9.3-4)$$

式中的 $f(x)$ 称为概率分布函数, 表示小球出现在 x 坐标处单位区间内的概率, 故又称为概率密度. 由于概率满足归一化条件, $\int dP = 1$, 得

$$\int f(x) dx = 1 \quad (9.3-5)$$

§ 9.4 理想气体的压强公式和温度的微观意义

9.4.1 理想气体的微观模型

气体动理论分别针对单个分子和大量分子所构成的系统, 建立了理想气体的微观模型.

首先是理想气体分子的力学性质假设:

- (1) 分子本身线度比分子之间的平均距离小很多, 可忽略不计, 视为质点.
- (2) 除碰撞的瞬间外, 分子之间、分子与器壁之间无相互作用力, 分子在两次碰撞之间做惯性支配下的匀速直线运动.
- (3) 分子的碰撞是完全弹性碰撞, 各类碰撞中动量守恒、动能守恒.
- (4) 分子的运动遵从经典力学规律.

于是, 理想气体分子可视为相互之间没有相互作用力、遵从经典力学规律的弹性质点.