

北京市精品课程配套教材

大学物理学

(下册)

吴柳 主编



北京交通大学出版社

北京市精品课程配套教材

大学物理学

(下册)

吴柳 主编
刘爱红 副主编

北京交通大学出版社
· 北京 ·

内 容 简 介

《大学物理学》由吴柳主编。本书是 2007 年北京市高等学校精品教材建设项目的成果。编写时充分考虑了教育部最新制订的大学物理课程教学《基本要求》和与现行中学物理教学的衔接。

《大学物理学》分为上册和下册，上册共 11 章，下册共 9 章。本书是《大学物理学》下册，包括气体动理论、热力学基础、振动、机械波、几何光学、波动光学、量子物理基础、原子分子与固体、原子核简介，内容涵盖了《基本要求》的基本内容和大部分拓展内容。本书教学内容对应学时大约 64 学时。本书突出物理学的基本思想方法，反映科技发展前沿和物理学基本原理的应用实际，文字简洁，图文并茂，贴近生活，排版新颖，使用方便，可作为理工类专业大学物理基础课程的教材或教学参考书。

版权所有，侵权必究。

图书在版编目 (CIP) 数据

大学物理学. 下册 / 吴柳主编. —北京: 北京交通大学出版社, 2009.10
ISBN 978-7-81123-742-9

I. 大… II. 吴… III. 物理学-高等学校-教材 IV. O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2009) 第 143519 号

责任编辑: 谭文芳

出版发行: 北京交通大学出版社 邮编: 100044 电话: 010-51686414 <http://press.bjtu.edu.cn>

印刷者: 北京宏伟双华印刷有限公司

经 销: 全国新华书店

开 本: 203×273 印张: 17.5 字数: 526 千字

版 次: 2009 年 10 月第 1 版 2009 年 10 月第 1 次印刷

书 号: ISBN 978-7-81123-742-9/O · 69

印 数: 1~4000 册 定价: 39.00 元

本书如有质量问题, 请向北京交通大学出版社质监组反映。对您的意见和批评, 我们表示欢迎和感谢。

投诉电话: 010-51686043, 51686008; 传真: 010-62225406; E-mail: press@bjtu.edu.cn。



82		13-2
92		1-2-11
17		2-2-11
54		13-2-11
24		2-2-11
24		1-2-11
74		13-2-11
84		2-2-11
06		4-2-11
02		1-2-11
12		2-2-11
第12章 气体动理论		1
12-1 理想气体的状态方程		2
12-1-1 平衡态 状态参量		2
12-1-2 温度		3
12-1-3 理想气体的状态方程		4
12-2 理想气体的压强和温度的微观解释		7
12-2-1 理想气体的微观模型和统计假设		7
12-2-2 理想气体的压强公式		8
12-2-3 温度的微观解释		10
12-2-4 能量按自由度均分定理 理想气体的内能		11
12-3 平衡态的经典统计分布		14
12-3-1 概率分布函数		14
12-3-2 玻耳兹曼分布		15
12-3-3 重力场中粒子按高度的分布		18
12-3-4 麦克斯韦速率分布律		19
*12-3-5 麦克斯韦速度分布律		22
12-4 分子碰撞和气体的内迁移现象		23
12-4-1 分子碰撞的统计规律		23
12-4-2 气体内的输运现象		25
*12-5 范德瓦耳斯方程		27
12-5-1 分子间的相互作用		27
12-5-2 真实气体的等温线		28
12-5-3 范德瓦耳斯方程		29
习题		30
第13章 热力学基础		33
13-1 热力学第一定律		34
13-1-1 内能 热力学第一定律		34
13-1-2 准静态过程的功和热量		35
13-1-3 定体热容和定压热容		36

13-2 热力学第一定律对理想气体准静态过程的应用	38
13-2-1 理想气体的等值过程	39
13-2-2 绝热过程	41
*13-2-3 多方过程	42
13-3 循环与效率	45
13-3-1 热机和热机效率	45
13-3-2 致冷机和致冷系数	47
13-3-3 卡诺循环	48
13-4 热力学第二定律	50
13-4-1 热力学过程的方向性	50
13-4-2 热力学第二定律的两种表述	51
13-4-3 卡诺定理	53
13-4-4 克劳修斯熵	54
13-4-5 熵增加原理	56
13-5 热力学第二定律统计意义	59
13-5-1 热力学第二定律的统计意义	59
13-5-2 玻耳兹曼熵	60
*13-5-3 熵概念的应用举例	63
*13-6 热力学第三定律 热力学负温度	66
13-6-1 热力学第三定律	66
13-6-2 热力学负温度	67
习题	68
第 14 章 振动	71
14-1 简谐振动	72
14-1-1 简谐振动方程	72
14-1-2 简谐振动的特征量	73
14-1-3 简谐振动的旋转矢量表示法	74
14-1-4 简谐振动的能量	75
14-2 简谐振动的合成和分解	79
14-2-1 同方向同频率简谐振动的合成	79
14-2-2 同方向不同频率简谐振动的合成 拍	81
14-2-3 两个垂直方向上的简谐振动的合成	82
*14-2-4 傅里叶分解 频谱分析	83
14-3 阻尼振动 受迫振动与共振	84
14-3-1 阻尼振动	84
14-3-2 受迫振动 共振	86
*14-3-3 电磁振荡	88
*14-4 交流电及其简单电路	89
14-4-1 交流电及元件特征	89
14-4-2 交流电路的矢量图解法	92

14-4-3 交流电的功率	94
习题	95
第 15 章 机械波	98
15-1 平面简谐波	98
15-1-1 机械波的形成	98
15-1-2 波的特征量	100
15-1-3 平面简谐波的表达式	101
*15-1-4 波动方程	104
15-2 波的速度和能流	104
*15-2-1 波速	105
15-2-2 波的能量	106
15-2-3 波的能流	108
15-2-4 声强级	109
*15-2-5 波的吸收	110
15-3 惠更斯原理 波的衍射	111
15-3-1 惠更斯原理	111
15-3-2 波的反射和折射	112
15-3-3 波的衍射	113
15-4 波的叠加原理 干涉现象	113
15-4-1 波的叠加原理	113
15-4-2 波的干涉	114
15-4-3 驻波	117
*15-4-4 波的色散	119
15-5 多普勒效应	121
15-5-1 波源不动, 观察者运动	121
15-5-2 观察者不动, 波源运动	122
15-5-3 波源和观察者同时相对于介质运动	122
*15-5-4 光的多普勒效应	123
15-5-5 船波与马赫锥	124
习题	125
第 16 章 几何光学	129
16-1 几何光学基本定律	129
16-1-1 光波概述	129
16-1-2 基本实验定律	131
16-1-3 光路可逆原理	132
16-1-4 全反射	132
16-1-5 光程 费马原理	133
16-2 成像基本概念和光的平面成像	133
16-2-1 物和像	133
16-2-2 物像之间的等光程性	134

16-2-3	光在平面上的反射	135
16-2-4	光在平面上的折射	135
16-2-5	负折射率介质	135
16-3	光在球面上的反射和折射	136
16-3-1	符号规定	137
16-3-2	光在球面上的折射	137
16-3-3	焦点和焦距	138
16-3-4	光在球面上的反射	138
16-3-5	傍轴物点球面成像	139
16-4	薄透镜	140
16-4-1	薄透镜的物像公式	140
16-4-2	薄透镜的焦距和焦点	141
16-4-3	薄透镜作图求像法	142
16-4-4	像差	144
16-5	光学仪器	144
16-5-1	人眼	144
16-5-2	照相机	145
16-5-3	放大镜	146
16-5-4	显微镜	146
16-5-5	望远镜	147
	习题	149
第 17 章	波动光学	151
17-1	光波的叠加和干涉	151
17-1-1	光是电磁波	151
17-1-2	相干条件及其实现的基本方法	153
17-1-3	干涉光强分布与光程差	153
17-2	分波前干涉	155
17-2-1	杨氏双缝实验	155
17-2-2	其他分波面干涉	156
*17-2-3	光波的空间相干性和时间相干性	159
17-3	分振幅干涉	161
17-3-1	薄膜干涉概述	161
17-3-2	等倾干涉	162
17-3-3	等厚干涉	163
17-3-4	等厚干涉的简单应用	164
17-3-5	迈克耳孙干涉仪	165
17-4	光的衍射	168
17-4-1	光的衍射现象	168
17-4-2	惠更斯-菲涅耳原理	169
17-4-3	夫琅和费单缝衍射	169

165	*17-4-4 单缝衍射的光强分布	171
165	17-4-5 圆孔衍射 光学仪器的分辨率	174
165	17-5 衍射光栅	175
165	17-5-1 光栅衍射	175
265	*17-5-2 用旋转矢量法求衍射光强分布	177
665	17-5-3 光栅光谱	179
565	17-5-4 X射线在晶体上的衍射	181
965	17-6 偏振光的产生和检验	182
545	17-6-1 自然光 偏振光	182
545	17-6-2 反射光和折射光的偏振	183
445	17-6-3 起偏和检偏	184
245	17-6-4 双折射现象	185
645	*17-7 偏振光干涉	188
545	17-7-1 波片与完全偏振光	188
945	17-7-2 偏振光的干涉	190
045	*17-7-3 人为双折射 旋光现象	191
045	*17-7-4 光学非线性介质	192
145	*17-8 傅里叶光学简介	193
225	17-8-1 光栅衍射与傅里叶变换	193
225	17-8-2 阿贝成像原理与空间滤波	194
425	17-8-3 光学全息技术	195
225	习题	196
65	第18章 量子物理基础	200
005	18-1 光的量子性	201
005	18-1-1 黑体辐射	201
065	18-1-2 光电效应	204
145	18-1-3 康普顿效应	207
505	18-1-4 玻尔氢原子理论	209
405	18-1-5 电子偶的产生和湮灭	211
205	18-2 物质波	212
205	18-2-1 德布罗意假设	212
605	*18-2-2 单个光子就能产生干涉	214
505	18-2-3 波函数	215
405	18-2-4 海森伯不确定关系	217
055	18-2-5 薛定谔方程	219
105	18-3 一维定态问题	221
	18-3-1 一维无限深势阱	221
	18-3-2 一维谐振子	224
	18-3-3 势垒与隧道效应	225
	习题	227

第 19 章 原子 分子与固体	231
19-1 原子	231
19-1-1 氢原子	231
19-1-2 电子的轨道磁矩	234
19-1-3 电子自旋	235
19-1-4 全同粒子系 交换对称性	236
*19-1-5 量子统计	237
19-1-6 原子的壳层结构	239
*19-2 分子与固体	242
19-2-1 化学键	242
19-2-2 分子光谱	244
19-2-3 生物大分子	245
19-2-4 固体的能带	246
19-2-5 介观物理	247
19-3 激光	249
19-3-1 受激吸收 自发辐射与受激辐射	250
19-3-2 粒子数反转	250
19-3-3 光学谐振腔	251
*19-4 宏观量子现象	252
19-4-1 A-B 效应	252
19-4-2 超流	254
19-4-3 超导	255
习题	258
第 20 章 原子核简介	260
20-1 原子核	260
20-1-1 核的组成和大小	260
20-1-2 核的质量和结合能	261
20-1-3 放射性衰变	262
20-1-4 核反应	264
20-2 强弱相互作用场	265
20-2-1 核力的特征	265
20-2-2 弱相互作用场	266
20-2-3 守恒定律	267
20-2-4 统一场理论简介	269
习题	270

在大气层中，海拔越高的地方气温和气压越低，而且越缺氧。2008年5月8日，中国火炬手们克服高海拔山区高寒缺氧等不利气候条件，将奥运火炬在世界最高峰珠穆朗玛峰峰顶点燃。



第 12 章

气体动理论

一切宏观物体都是由大量微观粒子组成的复杂系统，而且这些微观粒子都在作永不停息的无规则运动，这种无规则运动的剧烈程度在宏观上表现为温度的高低，因此这种无规则运动通常就称为**热运动**。

热学 (heat) 是研究热现象的理论，它的研究对象是大量微观粒子（分子、原子等）组成的系统（固体、液体、气体等），它的任务是研究物质热运动的规律。根据研究方法的不同，热学理论又分为热力学和统计物理。**热力学** (thermodynamics) 是通过实验总结得到的关于热现象的宏观理论，**统计物理** (statistical physics) 则是关于热现象的微观理论。

系统的宏观表现来源于系统中大量微观粒子的运动。虽然每个粒子都遵从一定的运动规律，但由于系统所包含的粒子数目极大，而且存在无法控制和判知的偶然因素，系统的某一微观状态的出现具有一定的随机性，要确定每一个粒子的运动状态几乎是不可能的，也是不必要的，因为对于实验能够观察的宏观性质而言，更为重要的是建立微观态与宏观量的关系，这就需要采用统计的方法。统计物理是从物质的微观结构出发，应用微观粒子的基本运动规律和统计方法寻求表征系统状态宏观量与描述微观粒子状态的微观量的统计平均值之间的关系，从而揭示热现象的微观本质。

统计物理是在气体动理论的基础上发展起来的。本章介绍气体动理论，它是关于气体分子热运动的微观理论。

12-1 理想气体的状态方程

12-1-1 平衡态 状态参量

热力学是研究各种热现象的宏观理论. 热力学所研究的对象称为**热力学系统** (thermodynamic system), 简称**系统**, 它是由大量微观粒子构成的有限的宏观物质体系; 系统所处的外部环境称为**外界** (surroundings). 一般而言, 外界和系统之间存在着相互作用, 并使系统和外界的状态发生改变. 例如研究汽缸中的气体热学性质时, 缸内气体就是热力学系统, 而汽缸和活塞等就是外界, 通过加热汽缸或移动活塞都会改变缸内气体的状态. 如果一个热力学系统与外界没有任何能量和物质交换则称为**孤立系统**; 如果只有能量交换而没有物质交换则称为**封闭系统**; 如果与外界既有能量交换也有物质交换则称为**开放系统**.

实验表明, **孤立系统经过足够长的时间后最终会达到一个宏观性质不随时间变化的状态**, 这个状态称为**平衡态** (equilibrium state). 例如, 如图 12-1 所示的绝热汽缸中封闭有一定量的某种气体, 现突然让活塞从 A 移动到 B. 显然, 此后气体的状态将发生变化, 处于汽缸左边的气体分子将向右边的真空迁移, 形成宏观粒子流, 气体的宏观性质也随之不断变化. 这个过程的每一个中间状态都不是平衡态, 称为**非平衡态**. 经过足够长的时间后, 气体分子将均匀充满活塞封闭的整个汽缸内, 气体分子的宏观流动停止, 此时系统的宏观性质不再变化, 系统就达到了平衡态.

平衡态的特征是系统内没有宏观粒子流动和能量流动. 对于非孤立系统, 系统在外界影响下也可能达到某个不随时间变化的状态, 但这时仍然存在宏观粒子流或能量流, 所以不是平衡态, 我们把它称为**稳定态**. 例如, 如图 12-2 所示的一根两端分别置于冰水和沸水中的均匀铜棒, 经过足够长的时间后也能达到宏观性质不随时间变化的状态. 达到稳定态时, 棒上各点的温度呈线性分布, 且不随时间变化, 但棒中仍然有能量 (热量) 流从高温端流向低温端, 所以并不是平衡态. 平衡态是一种理想状态, 在实际中绝对地排除外界影响是不可能的, 但在外界影响和系统的宏观性质的变化可以忽略的情况下, 则可以视为平衡态. 今后若不特别说明, 系统的状态均指平衡态. 系统处于平衡状态时, 虽然其宏观性质不随时间变化, 但从微观上看, 系统内大量分子之间由于相互作用, 仍在不断交换着能量、动量, 所以我们说系统的平衡态是一种**热动平衡**.

在平衡态下, 热力学系统的各种宏观性质都不随时间变化, 描述系统宏观状态的物理量都具有确定值. 我们把可以独立变化又足以确定热力学系统平衡态的一组宏观物理量称为**状态参量** (state parameter). 以气体为例, 一定质量的气体的状态参量为体积 V 和压强 p . 气体没有固定形态, 气体的体积是指气体分子所能达到的空间, 它与气体分子自身的体积之和不同. 对于盛在容器中

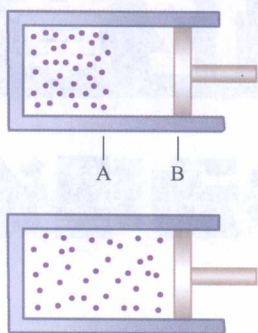


图 12-1 封闭在绝热汽缸中的气体开始时处于左边, 右边为真空, 随着时间推移气体迁移到右边并最终达到各处均匀、宏观性质不变的平衡态

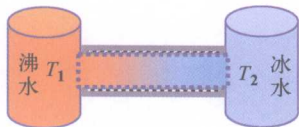


图 12-2 两端分别置于沸水和冰水中的铜棒达到稳定态时, 其上温度分布不变

的气体,如图 12-3 所示,气体分子所能到达的空间是容器的容积与气体分子自身占有的总体积之差,即气体的体积要比容器的容积小,只有当气体分子自身体积可以忽略时,气体的体积才等于容器的容积.在国际单位制中,体积的单位是 m^3 ,习惯上也用升(L). $1\text{ L}=10^{-3}\text{ m}^3$. 气体的压强是指气体作用于气体内或器壁上单位面积的正压力,在国际单位制中,压强的单位是帕斯卡,简称帕(Pa), $1\text{ Pa}=1\text{ N}\cdot\text{m}^{-2}$; 习惯上压强单位也常用标准大气压(atm),简称大气压, $1\text{ atm}=1.013\times 10^5\text{ Pa}$.

一般而言,描述热力学系统的状态参量包括:几何参量(如体积)、力学参量(如压强)、化学参量(如系统中各种成分的质量或摩尔数)、电磁参量(如极化强度、磁化强度)等,但这四类参量都不是热力学所特有的,它们的测量属于力学、电磁学和化学的范围.以状态参量为自变量,由平衡态确定的其他宏观物理量(如温度、内能等)都可以表示为这四类状态参量的函数,称为态函数.描写热力学系统的状态参量和态函数等宏观物理量中,凡是与质量成正比的,称为广延量,它们具有可加性,如体积、内能,等等;凡是与质量无关的量称为强度量,它们不具有可加性,如压强、温度,等等.

热力学系统在外界的作用下,它的状态将发生变化.系统状态变化的历程称为热力学过程,简称过程.系统状态的变化必然破坏原来的平衡态,例如,如图 12-4 所示,当移动活塞压缩汽缸中的气体时,活塞附近气体的压强就会比其他部位的大,因而整个汽缸内的气体处于非平衡态.而到达新的平衡态需要一定时间,这个时间称为弛豫时间.在实际过程中,往往在新的平衡态建立以前系统就在外界作用下继续下一步变化,所以系统经历的是一系列非平衡态,这样的过程称为非静态过程.但如果过程进行得足够缓慢,系统从一个平衡态变化到另一个平衡态所需的时间远大于弛豫时间,则可以认为系统经历的过程是由一系列平衡态组成的,这样的过程称为准静态过程(quasi-static process).例如,汽缸内被压缩的气体的弛豫时间小于 10^{-3} s ,而实际中内燃机汽缸内气体经历一次压缩的时间约 10^{-2} s ,故汽缸内气体经历的过程可以当作准静态过程.由于平衡态具有确定的状态参量,在状态参量构成的坐标空间中,体系的一个状态对应一个点,一个准静态过程则对应于一条曲线.例如,如图 12-5 所示为一定质量的气体的 p - V 图(图中纵坐标为 p ,横坐标为 V),点 $a(p_1, V_1)$ 和 $b(p_2, V_2)$ 表示气体的初、末两个状态,曲线 ab 表示由状态 a 到状态 b 的某一个准静态过程.

思考题: 一定量的气体的非平衡态和非静态过程能否在 p - V 图上表示出来?

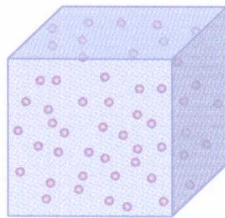


图 12-3 气体的体积是容器的容积与气体分子自身占有的总体积之差,当气体分子本身的大小可以忽略时则为容器的体积

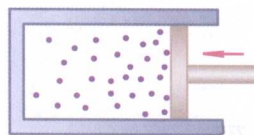


图 12-4 压缩气体时气体各处密度不同

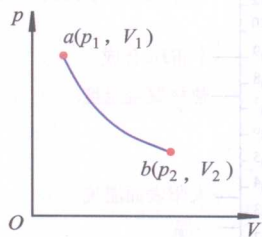


图 12-5 p - V 图上的准静态过程曲线

12-1-2 温度

温度是热力学系统所特有的物理量,在宏观上可以简单地把它看成是物体冷热程度的量度.经验告诉我们,冷热程度不同的两个物体相互接触时,如果不受外界影响,则冷的物体变热,热的物体变冷,最终将达到两个物体冷热程

度一致的平衡态, 这称为热平衡状态. 实验表明, 如果系统 A 和系统 B 分别与系统 C 处于热平衡, 则系统 A 和系统 B 也彼此处于热平衡. 这个结论称为热力学第零定律. 热力学第零定律意味着处于同一热平衡状态的系统具有一个共同的宏观特征, 描述这一宏观特征的物理量称为温度. 即温度 (temperature) 是表征系统热平衡状态的宏观物理量, 彼此处于热平衡的系统具有共同的温度.

思考题: 如果系统 A 和系统 B 先后与系统 C 接触后达到热平衡, 则系统 A 和系统 B 是否彼此处于热平衡?

温标 (thermometric scale) 是温度的数值表示法, 我们可以利用物质的某种随温度发生显著的、单值的变化的特性, 并赋予选定的固定标准点以一定数值来标示温度的数值, 这样的测温装置称为温度计. 例如, 水银温度计、气体温度计、电阻温度计就是分别利用水银柱长度、气体体积、电阻值随温度变化的特性来测定温度的. 日常中常用的摄氏温标是瑞典天文学家摄尔修斯 (A. Celsius) 于 1742 年建立的, 用 t 表示, 单位为摄氏度 ($^{\circ}\text{C}$). 摄氏温标把水的冰点 (1 atm 下纯水和纯冰达到平衡时) 的温度规定为 0°C , 把水的沸点 (纯水和水蒸气在 1 atm 蒸汽压下达达到平衡时) 的温度规定为 100°C , 并在 0°C 和 100°C 之间等分为 100 个格, 每格温度差为 1°C . 可见, 温标有三个要素, 即测温物质的测温特性、固定点的选取和规定测温特性随温度变化的关系. 这样的温标依赖于测温物质, 称为经验温标. 显然, 选择不同测温物质或不同测温属性所确定的经验温标并不严格一致. 为此, 应该引入一种与测温物质或测温属性无关的温标, 这种温标称为绝对温标或热力学温标. 热力学温标是 SI 制中的基本温标, 常记为 T , 单位为开 (K), 它是以英国物理学家开尔文 (Lord Kelvin) 的名字命名的. 热力学温标与具体的测温物质无关, 它将水的三相点 (冰、水和水蒸气共同处于平衡态时) 的温度的 $1/273.16$ 定义为 1 K. 摄氏温度与热力学温度之间的关系为

$$T = 273.15 + t \quad (12-1)$$

思考题: 水的三相点的温度分别为几 K 和几 $^{\circ}\text{C}$?

有了温标就可以给出测量温度的操作性定义了. 让温度计与待测物体接触, 达到热平衡后通过温度计读出的温度值就是待测物体的温度. 而且, 按照热力学第零定律, 要确定两系统是否处于热平衡状态, 并不需要二者接触, 只需要通过温度计这个第三者来比较它们的温度就行了. 如图 12-6 所示, 是物质世界的温度大观.

12-1-3 理想气体的状态方程

温度是一个态函数, 它可以表示为前面所说的四类状态参量的函数. 对于一定量的气体, 前面说过它的状态参量为体积 V 和压强 p , 因而温度 T 和 V 、 p 之间的函数关系可以表示为

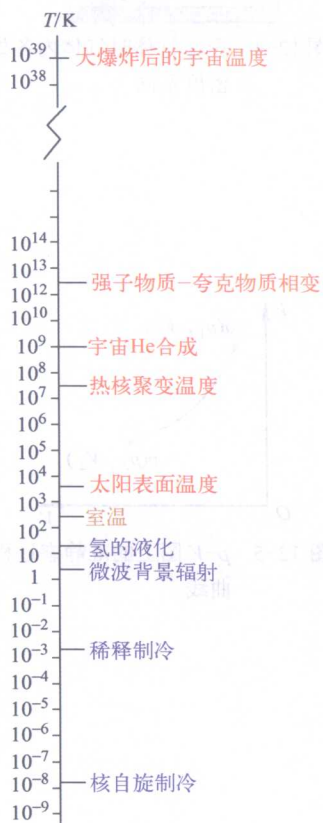


图 12-6 温度大观

$$f(p, V, T) = 0$$

这个关系称为气体的**状态方程**。一般而言, 气体状态方程的具体形式与气体的性质有关, 需要通过实验确定。但在温度不太低 (与室温相比), 压强不太大 (与大气压强相比) 的条件下, 各种实际气体具有共同的特性, 都遵守下面三个实验定律:

(1) **玻意耳 (R.Boyle) 定律**, 即当气体的温度保持不变时, 其压强与体积成反比;

(2) **查理 (J.A.C.Charles) 定律**, 即当气体的体积保持不变时, 其压强与温度成正比;

(3) **盖-吕萨克 (L.J.Gay-Lussac) 定律**, 即当气体的压强保持不变时, 其体积与温度成正比。

我们把同时服从这三个实验定律的气体称为**理想气体 (ideal gas)**。根据查理定律和盖-吕萨克定律, 可以分别制成定容气体温度计和定压气体温度计, 如果与热力学温标一样规定纯水的三相点的温度为 273.16 K, 则有

$$T(p) = 273.16 \frac{p}{p_{tr}} \quad (\text{定容情况}) \quad (12-2)$$

$$T(V) = 273.16 \frac{V}{V_{tr}} \quad (\text{定压情况}) \quad (12-3)$$

这里, p_{tr} 和 V_{tr} 分别为气体温度计中的气体在纯水的三相点的压强和体积。图 12-7 为定容气体温度计示意图, 测温泡 B 内充有一定量的气体, 经毛细管与水银压强计的左臂 M 相连, 测温时使测温泡 B 与待测系统作热接触, 上下移动右臂 M' 使 M 中的水银保持在同一位置 O 处, 这时气体体积保持不变, 通过水银面的高度差可以得到气体压强值 p 从而确定温度 T 。实际中, 以不同气体作为测温物质得到的温度值并不完全相同, 但当压强趋于零时这种差别将消失, 这时不管以什么气体作为测温物质, 也不管是定容气体温度计还是定压气体温度计, 所测得的温度值都一样, 即

$$T = \lim_{p \rightarrow 0} T(p) = \lim_{p \rightarrow 0} T(V)$$

这就是理想气体温标。理想气体是各种实际气体在压强趋于零时的极限情况, 它是一种理想模型。理想气体温标与测温物质无关, 固定点的规定与热力学温标一样, 所以在理想气体可以使用的范围内 (目前约 1 K~1200 K), 理想气体温标与热力学温标完全一致。

一定量气体的物质的量用摩尔 (mol) 数 ν 来表示。因为每摩尔物质含有的分子数都相同, 为 N_A 个,

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

是**阿伏加德罗常量 (Avogadro number)**。设某种气体 1 mol 的质量 (即摩尔质量) 为 μ , 则质量为 M (分子数为 N) 的该种气体的摩尔数为

$$\nu = \frac{M}{\mu} = \frac{N}{N_A} \quad (12-4)$$

下面我们来讨论理想气体的状态方程, 即找出 T 和 V 、 p 之间的函数关系。设有 ν (mol) 理想气体, 由平衡态 (p_0, V_0, T_0) 经等容过程变化到 (p', V_0, T) , 根据理想气体温标的定义, 由式 (12-2) 有

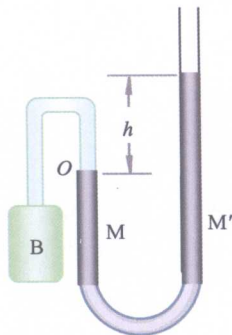


图 12-7 定容气体温度计

$$\frac{T}{T_0} = \frac{p'}{p_0} \quad (12-5)$$

再由 (p', V_0, T) 经等温过程变化到 (p, V, T) , 则根据玻意耳定律, 有

$$p'V_0 = pV \quad (12-6)$$

由式 (12-5) 和式 (12-6) 联立可得

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

它说明处于任意平衡态 (p, V, T) 的一定量的理想气体, pV/T 为一常量. 下面由阿伏加德罗定律来确定这一常量值. **阿伏加德罗定律**表述为: 在温度和压强相同的条件下, 1 mol 任何气体的体积 V_m (称为摩尔体积) 都相同. 实验测得, 在标准条件 (即 $p_0 = 1 \text{ atm} = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$, $T_0 = 273.15 \text{ K}$) 下, $V_m = 22.4 \text{ L} \cdot \text{mol}^{-1}$, 把平衡态 (p_0, V_0, T_0) 取为标准状态, 注意 $V_0 = \nu V_m$, 则有

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0V_0}{T_0} = \nu \frac{p_0V_m}{T_0} = \nu R$$

或者

$$pV = \nu RT = \frac{M}{\mu} RT \quad (12-7)$$

上式就是**理想气体状态方程**. 实际应用中, 在常温、常压下可以近似地把气体看作理想气体. 式中 R 称为**普适气体常量** (universal gas constant), 代入标准条件状态的相应数值, 可得

$$R = \frac{p_0V_m}{T_0} = \frac{1.013 \times 10^5 \times 22.4 \times 10^{-3}}{273.15} = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

如果压强的单位用大气压 (atm), 体积的单位用升 (L), 温度的单位为开 (K), 则 R 的数值为 $R = 0.082 \text{ atm} \cdot \text{L} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$.

利用式 (12-4), 理想气体的状态方程式 (12-7) 可改写为

$$p = \frac{1}{V} \nu RT = \frac{N}{V} \cdot \frac{R}{N_A} \cdot T$$

即

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

式中 $n = \frac{N}{V}$ 为单位气体中的分子数, 称为分子数密度; $k = \frac{R}{N_A}$ 为**玻耳兹曼常量** (Boltzmann constant). 在国际单位制中, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$.

例题 12-1 容积 $V_1 = 32 \text{ L}$ 的氧气瓶储有压强 $p_1 = 130 \text{ atm}$ 的氧气. 规定瓶内氧气压强减小到 $p_2 = 10 \text{ atm}$ 时就需要充气, 以免开启阀门时混入空气而需洗瓶. 若车间每天需用 $p_1 = 1.0 \text{ atm}$ 、 $V = 400 \text{ L}$ 的氧气, 问这瓶氧气使用几天后就需充气?

解: 设氧气可视为理想气体, 且使用过程中温度不变. 若使用前和需充气时瓶内氧气的质量分别以 M_1 、 M_2 表示, 每天用去的氧气以 M 表示, 则由状态方程得

$$M_1 = \frac{\mu p_1 V_1}{RT}, \quad M_2 = \frac{\mu p_2 V_2}{RT}$$

$$M = \frac{\mu p V}{RT}$$

所求天数为

$$N = \frac{M_1 - M_2}{M} = \frac{(p_1 - p_2)V_1}{pV} = \frac{(130 - 10) \times 32}{1 \times 400} = 9.6 \text{ (天)}$$

例题 12-2 标准状态下 1 cm^3 气体所含的分子数称为**洛喜密脱常量** (Loschmidt constant), 求该常数并估算分子间的平均距离。

解: 由式 (12-8) 得标准状态下气体分子数密度为

$$n = \frac{p}{kT} = \frac{1.013 \times 10^5}{1.38 \times 10^{-23} \times 273.15} = 2.687 \times 10^{25} \text{ m}^{-3} = 2.687 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

设分子间的平均距离为 $\bar{l}$, 则由 $n \cdot \bar{l}^3 = 1\text{ cm}^3$, 得

$$\bar{l} = \sqrt[3]{\frac{1}{n}} \approx 10^{-9} \text{ m}$$

分子有效直径的数量级为 10^{-10} m . 估算表明, 常温常压下气体分子间的平均距离约为分子直径的 10 倍。

12-2 理想气体的压强和温度的微观解释

12-2-1 理想气体的微观模型和统计假设

从微观上看, 热力学系统是由大量分子(或原子)组成的, 这些分子都在永不停息地作无规则运动, 分子之间存在相互作用力, 描述这些分子的质量、速度、动量和能量等物理量称为**微观量**, 而热力学系统中所有分子的运动状态构成了系统的微观态. 为了进一步理解宏观量的物理本质, 我们还应该来找出热力学系统的微观量和宏观量之间的关系。

思考题: 查找有关布朗运动 (Brown motion) 的知识, 布朗运动实验中, 藤黄粉颗粒的运动是不是分子运动? 为什么说藤黄粉颗粒的运动反映了液体分子的无规则热运动?

理想气体是严格遵守理想气体状态方程的气体, 这是理想气体的宏观模型. 要建立理想气体的微观量与宏观量之间的联系, 我们还应该建立理想气体的微观模型. 在微观模型的基础上, 通过统计方法导出相应的宏观量和规律, 若与实验得出的理想气体的宏观性质符合, 则说明所建立的微观模型是合理的, 否则就应该加以修改. **理想气体的微观模型**由下列假设构成:

- (1) 气体分子的大小与气体分子间的平均距离相比较甚小, 可以忽略;
- (2) 由于气体分子间的平均距离甚大, 所以除碰撞的瞬间外, 分子间的相互作用力可忽略不计;
- (3) 分子间的碰撞以及分子与器壁的碰撞可以看作是完全弹性的。

由例题 12-2 可知, 在标准状态下, 气体分子间的距离大约是分子有效直径的 10 倍, 气体越稀薄, 分子间的平均距离越大, 分子的大小与分子间的平均距离相比就越小, 可见假设 (1) 是合理的, 可以把分子当质点看待; 再看假设 (2), 由于分子间的力随距离增加而很快衰减, 而分子间的距离远大于分

子的有效作用距离, 因而除碰撞的瞬间外, 分子可以认为是“自由”的, 即不受力; 最后, 若分子间的碰撞不是完全弹性的, 而是有能量损失, 那么碰撞的结果将使分子的动能最终耗尽而静止, 这与实验不符.

组成系统的大量分子, 由于不停地热运动不断地相互碰撞, 某一时刻某个分子的运动状态是不确定的, 但对组成系统的大量分子而言, 当理想气体处于平衡态时, 还可作如下统计假设: (1) 若忽略重力影响, 每个分子在容器中任一点处出现的概率相同, 即分子的空间分布是均匀的, 平均而言分子数密度 $n = \frac{dN}{dV} = \frac{N}{V}$ 处处相同, 尽管在某个瞬时处于某处的数密度 n 可能是变化的;

(2) 气体分子沿各个方向运动的概率是相同的, 没有任何一个方向气体分子的运动比其他方向更占优势, 即平均而言, 沿空间各方向运动的分子数目相等, 从一个体积元飞向上、下、左、右、前、后的分子数各为 $1/6$, 且分子速度在各方向上的分量的各种统计平均值相等, 例如, 沿 x, y, z 三个坐标轴的分子速度分量的统计平均值都等于零

$$\bar{v}_x = \bar{v}_y = \bar{v}_z = 0$$

速度分量平方的平均值相等, 即 $\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2$, 由于 $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$, 所以

$$\bar{v}_x^2 = \bar{v}_y^2 = \bar{v}_z^2 = \frac{1}{3} \bar{v}^2 \quad (12-9)$$

当然, 这种统计的论断, 只有对大量分子、在平均的意义上才是正确的.

12-2-2 理想气体的压强公式

气体的压强是一个宏观量. 处于平衡态的气体, 其内部各处的压强相等, 也等于气体对容器器壁的压强. 从微观来看, 气体对器壁的压强, 是大量分子对器壁不断碰撞的统计结果. 下面, 我们运用理想气体的微观模型来推导气体的压强公式.

设在体积为 V 的容器 (形状任意) 内装有某种理想气体并处于平衡态, 分子总数为 N , 每个分子的质量为 m , 单位体积内的分子数为 n , 显然, $n = N/V$. 考虑器壁上某一微小面积元 dS , 取直角坐标系 $Oxyz$, 使 x 轴垂直于 dS , 如图 12-8 所示. 下面我们分三步来求气体分子的压强.

第一步, 求单个分子对器壁面积元 dS 的冲量. 考虑与 dS 碰撞的某个分子, 它的速度 $\mathbf{v}_i$ 的三个分量分别为 v_{ix} , v_{iy} , v_{iz} , 由于理想气体分子与器壁的碰撞是完全弹性碰撞, 所以, 碰撞前后分子动量的 y 分量和 z 分量不变, x 分量由 mv_{ix} 变为 $-mv_{ix}$, 于是, 碰撞前后分子的动量增量为

$$-mv_{ix} - mv_{ix} = -2mv_{ix}$$

按动量定理, 这一动量的增量等于面积元 dS 作用于分子上的冲量. 根据牛顿第三定律, 该分子施于面积元 dS 的冲量为 $2mv_{ix}$, 方向沿 x 轴正方向, 即垂直于面积元指向容器外.

第二步, 求 dt 时间内分子对面积元 dS 的总冲量. 容器中的分子运动是杂乱无章的, 具有各种速度的分子都有. 为了讨论方便, 我们把所有 N 个分子按速度区间分为若干组, 其中速度在 $\mathbf{v}_i \sim \mathbf{v}_i + d\mathbf{v}_i$ 区间内的一组的分子数为 ΔN_i ,

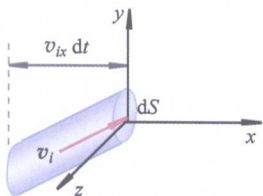


图 12-8 气体分子与器壁相碰撞