



高等院校物理系列教材
Textbook Series in Physics for Higher Education

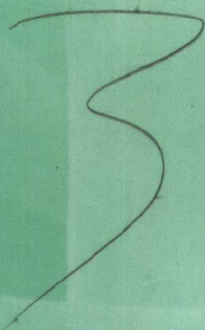
大学物理教程 (下册)

陈信义 主编

> > > > > > > >

> > > > > > >

> > > > > > > > >



> > > > > > > >

> > > > > > > >

> > > > > > > >



清华大学出版社



高等院校物理系列教材

Textbook Series in Physics for Higher Education

大学物理教程 (下册)

主编：陈信义

编者：韩宝亮 唐洪学 李蕴才 李家强

清华大学出版社

北京

内 容 简 介

本套教程分上下两册,上册包括6章,分别讲述质点力学,刚体的定轴转动,静电场,静电场中的导体和电介质,稳恒电流和稳恒磁场,电磁感应与电磁波等方面的基础知识;下册包括6章,分别讲述气体动理论,热力学,振动与波动,波动光学,狭义相对论,量子物理等方面的基础知识。

本书的内容紧紧围绕大学物理课程的基本要求,难度适中,物理概念清晰,论述深入浅出。书中概念的引入明确而完整,并有少量的技术应用和理论扩展,力求简明而不简单,深入而不深奥。本书可作为一般工程技术类专业和经济管理类专业的大学物理教材。

版权所有,翻印必究。举报电话:010-62782989 13501256678 13801310933

本书封面贴有清华大学出版社防伪标签,无标签者不得销售。

本书防伪标签采用特殊防伪技术,用户可通过在图案表面涂抹清水,图案消失,水干后图案复现;或将表面膜揭下,放在白纸上用彩笔涂抹,图案在白纸上再现的方法识别真伪。

图书在版编目(CIP)数据

大学物理教程(下册)/陈信义主编. —北京:清华大学出版社, 2005.8
ISBN 7-302-11408-0

I. 大… II. 陈… III. 物理学—高等学校—教材 IV. O4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 080928 号

出 版 者: 清华大学出版社

<http://www.tup.com.cn>

社 总 机: 010-62770175

地 址: 北京清华大学学研大厦

邮 编: 100084

客户服务: 010-62776969

责任编辑: 朱红莲

印 刷 者: 北京市清华园胶印厂

装 订 者: 北京嘉实印刷有限公司

发 行 者: 新华书店总店北京发行所

开 本: 170×240 印张: 16.5 字数: 311 千字

版 次: 2005 年 8 月第 1 版 2005 年 8 月第 1 次印刷

书 号: ISBN 7-302-11408-0/O · 480

印 数: 1~3000

定 价: 23.00 元



本套教程分上下两册,共有 12 章。编者的初衷,是为一般工程技术类专业和经济管理类专业的大学本科生提供一套难度合适、深入浅出、篇幅不大、易教易学的大学物理教材。在编写的过程中,编者充分体会到实现这一目标的困难和艰辛。

讲什么,怎样讲,这是编写教材所面临的核心问题。本书内容的选取紧紧围绕大学物理课程的基本要求,并以工程技术,特别是新技术中广泛应用的基本物理原理为依据。全书上册为力学和电磁学,下册为热学、波动与光学和近代物理。在具有整体性和系统性的基础上,章节的编排适当考虑了教学上的方便。例如,振动和波虽属力学,但因它们是波动光学的基础,所以放在波动光学之前介绍。本书不承担介绍物理科学前沿和新技术应用的任务,而把这方面的工作留给相关的专业课程、学术报告和科普书籍去完成。对于超出大学物理课程基本要求的内容和物理原理在技术上的应用,则只是点到为止。

在讲法上避免或简化复杂的数学推导,突出物理本质,建立鲜明的物理图像;概念的引入力求明确和完整;对基本内容中的难点和疑点,均作深入浅出的剖析,并配备了足够数量的具有针对性的例题。

在编写过程中,适量地引用了相关的物理学史资料,其中包括重要的物理实验和有关科学家的思想和贡献。这样可增强物理学理论的真实感和生动感,有助于学生形成科学的学习方法和研究方法,有利于激发学生的学习兴趣和培养学生的创新能力。

本套教程是为 70~100 学时大学物理课程编写的,对于一般程度的工科学生,全书内容可以用 100 学时讲完;如果学时较少,例如 80 学时左右,则可省略带“*”的选学部分不讲。虽然带“*”号部分所占篇幅不大,但在教学中会占用较多学时。经过适当裁减后,这套教程也可用于面向经济管理类专业 70 学时左右的大学物理课程。

参加编写的 5 位教师,都具有多年讲授大学物理和理论物理的教学经验,在编写过程中编者进行了多次认真的讨论,并互相修改书稿。因此,全书体

现了各位编者的教学经验和风格,同时也具有较好的整体性和系统性。

陈信义编写了第 1、9、11、12 章,韩宝亮编写了第 2、3、4、5 章,唐洪学编写了第 6、7、8、10 章,李蕴才和李家强分别参加了第 1、2 章和第 10 章的编写,并参加了讨论和书稿的修改。受清华大学出版社委托,陈信义组织了编写讨论会和互相修改书稿的工作。

编者感谢高炳坤教授审阅了部分书稿,并提出了宝贵的意见。感谢各校关心本套教程的教师与同行,编者真诚地希望听到广大读者的批评和建议。

编 者

2005 年 5 月



CONTENTS

第 7 章 气体动理论	1
7.1 对气体状态的描述	1
7.2 气体的压强和温度	5
7.3 能量均分定理	8
7.4 麦克斯韦速率分布律	11
7.5 麦克斯韦-玻耳兹曼分布律	15
7.6 麦克斯韦速率分布律的实验验证	18
* 7.7 实际气体的状态方程	19
* 7.8 碰撞及输运过程	22
提要	27
思考题	28
习题	29
第 8 章 热力学基础	32
8.1 热力学第一定律	32
8.2 几个典型过程的分析	36
8.3 循环过程	43
8.4 热力学第二定律	49
8.5 熵 熵增加原理	53
提要	59
思考题	60
习题	61
第 9 章 振动与波动	65
9.1 简谐振动	65
9.2 两个简谐振动的合成	73

9.3 阻尼振动 受迫振动 共振	78
9.4 简谐波	81
9.5 惠更斯原理	87
9.6 波的叠加 干涉 驻波	90
9.7 多普勒效应	94
9.8 波动方程和波速	98
提要	100
思考题	102
习题	103
第 10 章 波动光学	108
10.1 光源发光机理和获得相干光的方法	108
10.2 光的干涉	111
10.3 双缝干涉	114
10.4 半波损失的实验验证	117
10.5 厚度均匀薄膜干涉——等倾干涉	119
10.6 劈尖干涉——等厚干涉	123
10.7 迈克耳孙干涉仪	127
10.8 光的衍射	129
10.9 夫琅禾费单缝衍射	132
10.10 夫琅禾费圆孔衍射	136
10.11 光栅和光栅衍射	139
10.12 晶体对 X 射线的衍射	143
10.13 光的偏振	145
10.14 偏振光的干涉	152
提要	155
思考题	157
习题	157
第 11 章 狭义相对论基础	162
11.1 狭义相对论的基本假设	162
11.2 洛伦兹变换	167
11.3 时间延缓和长度收缩	171
11.4 相对论速度变换	177
11.5 相对论动力学基础	179

提要.....	187
思考题.....	188
习题.....	189
第 12 章 量子物理基础	192
12.1 能量子假设.....	192
12.2 光的粒子性.....	198
12.3 粒子的波动性和波函数.....	205
12.4 薛定谔方程和哈密顿量.....	214
12.5 一维势场中的粒子.....	218
* 12.6 轨道角动量	226
* 12.7 氢原子	231
提要.....	235
思考题.....	237
习题.....	239
数值表.....	241
习题答案.....	243
索引.....	249

习惯上,人们把与温度有关的现象称做热现象。研究热现象及其规律的物理学分支,叫做热学。

在历史上,人们是通过两个途径来研究热现象的。一个途径是通过大量的实验观测,总结出热现象的宏观规律,这一部分叫热力学;另一个途径是从物质的微观结构出发,以经典力学和概率论理论为基础,推导出体系内大量微观粒子运动所遵循的统计规律,这一部分叫统计物理。热力学和统计物理,从研究方法到理论结果,都有一定的独立性。但是,由于它们研究的是同一类现象(热现象),所以它们是相互关联,相辅相成的。

任何物体都可以当做热学的研究对象,我们把热学研究对象称做热力学体系,简称为体系或系统。

本章以理想气体为研究对象,分析体系内大量分子的运动状况,提出气体微观分子模型和分子运动的统计假设,推导出体系内大量分子运动所遵循的统计规律,并揭示描述体系宏观状态的物理量的微观本质。本章所介绍思想和理论是统计物理中的基础部分,被人们称做气体动理论。

7.1 对气体状态的描述

从整体上描述体系的状态,叫宏观描述。宏观描述所用的物理量,叫体系的宏观状态参量,如压强、体积、温度、内能等。对体系大量微观分子运动状态的描述,叫微观描述。描述微观粒子运动状态的物理量,叫微观量,如分子的质量、速度、能量、分子平均速率等。

要用宏观状态参量从整体上描述体系的宏观状态,体系必须处于某种稳定的状态。为此,引入平衡态的概念。当热力学体系与外界没有能量交换,体系内又无不同形式的能量转换时,经过足够长的时间,体系总会达到各处温度相同,所有宏观量不随时间变化的状态,这种状态就叫平衡态。在平衡态下,体系内的分子仍作无规则的热运动,所以从微观上看,热力学体系的平衡态是

动态平衡。

早在 1802 年,玻意耳(R. Boyle)等人就总结出了气体的实验定律,根据实验定律归纳出气体状态方程为

$$pV = \nu RT \quad (7.1)$$

上式中 p 为气体的压强,其 SI 单位是 Pa; T 为气体的热力学温度,它等于摄氏温度加上 273.15,其单位是 K; V 为气体的体积,其单位是 m^3 ; ν 为气体的摩尔数。任何物质,每摩尔中都包含有 N_A 个分子, $N_A = 6.023 \times 10^{23}$,称做阿伏伽德罗常数; R 为普适气体常量,其值为 $R = 8.31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ 。

气体状态方程式(7.1),不是对所有气体都适用的。我们把在任何情况下都严格遵守式(7.1)的气体,叫理想气体。在通常温度和压强范围内的气体,一般都可近似看作理想气体。在没有特殊说明时,我们以后说到的气体,都是指理想气体。式(7.1)就是理想气体的状态方程。

设气体的分子质量为 m ,摩尔质量为 μ ,分子数为 N , M 为体系内气体的质量,则有

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{M}{\mu} \\ M &= Nm \\ \mu &= N_A m \end{aligned}$$

很容易推得

$$\nu = \frac{N}{N_A}$$

把上式代入式(7.1),可得

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

上式中, $\frac{N}{V}$ 表示单位体积的分子个数,也叫分子数密度,用 n 表示; $\frac{R}{N_A}$ 称做玻耳兹曼常数,用 k 表示,可以计算出 $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ 。上式可以写成

$$p = nkT \quad (7.2)$$

这是理想气体状态方程的另一种形式。

7.1.1 体系的微观状态特征

早在发现分子原子之前,人们就认识到,宏观上任何大小的物体(包括气体)都包含大量的微观粒子。现在,人们对“大量”一词有了更深刻的认识。例如在每立方厘米的空气中,就有约 2.7×10^{19} 个分子。即使一个人每秒钟能数 10 个数,用 800 亿年也数不完一立方厘米空气内的分子。

实验表明,气体体系内的每个分子都在作无规则的永不停歇的运动。分

子的这种运动,叫做热运动。分子之所以作无规则的永不停歇的热运动,是因为运动是物质的根本属性,而且还因为体系包含数目巨大的分子,这样大数目的粒子,处在有限的空间中,必将引起频繁的碰撞,体系内分子间每秒钟的碰撞次数可以达到上亿次。

实验还表明,物体内分子间是有相互作用力的,物质能够形成聚集态就是分子间作用力的一种表现。分子间的作用力,属于电磁作用的范围。图 7.1 是人们总结出的分子力与分子间距离的关系曲线。当分子间距离 $r < r_0$ 时,分子间表现为斥力;当 $r > r_0$ 时,分子间表现为引力。 r_0 约为 10^{-10}m ,当 r 大于 10^{-9}m 时,分子间作用力可以忽略不计。

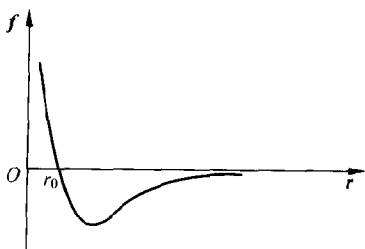


图 7.1 $f-r$ 曲线

7.1.2 理想气体的分子模型

不同的理想气体,有不同的化学组分,有不同的分子大小和结构。但是,它们都共同遵守理想气体的状态方程,这说明各类理想气体有很强的共性。

为了描述不同气体所存在的共性,微观上人们提出了一种理想气体的分子模型:

- (1) 气体的分子大小是可以忽略的,认为气体分子是个质点,它可以到达容器内的任何位置。
- (2) 除分子相互碰撞或分子与器壁碰撞的瞬间外,分子都不受力的作用,两次相邻碰撞间,分子作匀速直线运动。
- (3) 分子之间的碰撞和分子与器壁的碰撞,都是完全弹性碰撞,碰撞前后动能不变。
- (4) 分子的运动遵循经典力学规律。

7.1.3 关于大量分子的统计平均假设

气体体系内有大量分子,每个分子都在作无规则运动。这说明,分子的运动是随机事件,大量的随机事件是遵循统计规律的。

在无外力场作用的情况下,气体体系处于平衡态时,体系内各处的分子数密度是相同的。由此可以推测出,分子向各方向运动的机会是均等的,没有任何一个空间方向占有优势。

由上述分析可提出如下统计假设:体系内分子速度沿三个坐标轴方向分量平方的平均值是相等的,即

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

设体系内有 N 个分子,根据统计平均值的定义,有

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

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

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

对任意一个分子(比如第 i 个分子),有

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

根据统计平均值的定义和统计平均假设,有

$$\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2} = \frac{1}{3} \overline{v^2} \quad (7.3)$$

由式(7.3)给出的统计平均假设,只适用于由大量分子组成的体系。当体系内分子数很少时,谈不上各处分子数密度相等,也谈不上各处分子数密度不随时间变化。因此,无法认为分子沿各方向运动机会均等,式(7.3)就失去了成立的前提。

例 7.1 一打气机每打一次气,可把压强为 1atm (1 个标准大气压),温度为 270K ,体积为 $4.0 \times 10^{-3}\text{m}^3$ 的气体压入容器内。设容器原来的压强为 1atm ,温度为 270K ,容器的体积为 1.5m^3 。问需打气多少次才能使容器内的气体温度为 318K ,压强为 2atm ?

解 设需要打 n 次气,这相当于把初态:体积为 $V_1 = n \times 4.0 \times 10^{-3}\text{m}^3 + 1.5\text{m}^3$,温度 $T_1 = 270\text{K}$,压强为 $p_1 = 1\text{atm}$ 的气体,变化为终态: $V_2 = 1.5\text{m}^3$, $T_2 = 318\text{K}$, $p_2 = 2\text{atm}$ 的气体。

根据理想气体状态方程可得

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = \frac{p_2 V_2}{T_2}$$

则有

$$\frac{(n \times 4.0 \times 10^{-3} + 1.5) \times 1}{270} = \frac{1.5 \times 2}{318}$$

解之得

$$n = 263(\text{次})$$

例 7.2 假设太阳是由氢原子组成的气体体系,其密度是均匀的,压强为 $1.35 \times 10^{14} \text{ Pa}$ 。氢原子的质量 $m_{\text{H}} = 1.67 \times 10^{-27} \text{ kg}$,太阳的质量 $m_{\text{S}} = 1.99 \times 10^{30} \text{ kg}$,太阳的半径为 $R_{\text{S}} = 6.96 \times 10^8 \text{ m}$ 。试估算太阳的温度。

解 把太阳看作球状理想气体,其体积为

$$V_{\text{S}} = \frac{4}{3} \pi R_{\text{S}}^3$$

单位体积内的原子数 n 为

$$n = \frac{m_{\text{S}}}{V_{\text{S}} m_{\text{H}}}$$

由理想气体状态方程 $p = nkT$,可得

$$T = \frac{p}{nk}$$

把 p, n, k 代入上式,可得

$$T = 1.16 \times 10^7 \text{ K}$$

7.2 气体的压强和温度

压强和温度,是描述体系宏观状态的重要物理量,它们可以通过实验来测量。体系的宏观状态,是体系内大量微观分子热运动状态在宏观上的表现,所以体系的宏观状态参量,一定与微观分子的运动有密切的联系。

7.2.1 理想气体的压强

如果不考虑外力场的作用,当气体处于平衡态时,气体内的压强处处相等,即气体内部的压强等于器壁所受到的压强。器壁受到的压强,可以看作是气体中大量分子与器壁碰撞的结果。由于分子数目巨大,碰撞非常频繁,可认为器壁受到持续力的作用。这一认识,就是我们推导气体压强公式的出发点。

气体压强公式,最早是由伯努利推出的,后经麦克斯韦等人对模型和方法的进一步完善,得出了更趋合理的结果。

如图 7.2 所示,设气体装在边长分别为 x_0, y_0, z_0 的长方体容器内,容器内分子总数为 N (大数),每个分子的质量为 m ,容器的 A 面和 A' 面与 x 轴垂直,面积为 $S_A = S_{A'} = y_0 z_0$ 。容器内分子数密度为

$$n = \frac{N}{x_0 y_0 z_0} \quad (7.4)$$

由于体系处于无外力场作用的平衡态,所以体系内压强处处相等。只要推出容器 A 面所受的压强,也就得到了气体内的压强。

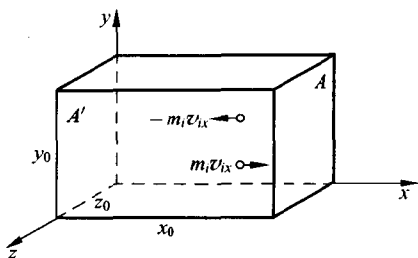


图 7.2 气体压强公式推导

容器内第 i 个分子的速度, 用 $\boldsymbol{v}_i$ 表示, 它在 3 个坐标轴上的分量为 v_{ix} , v_{iy} , v_{iz} 。当第 i 个分子与 A 面发生碰撞时, 由于是完全弹性碰撞, 并且分子质量远远小于器壁质量, 所以 A 面所受到的冲量为 $2m_i v_{ix}$ 。

第 i 个分子与 A 面碰撞后, 要向 A' 面运动, 与 A' 面碰撞后又返回到 A 面, 与 A 面再次碰撞。它每往返一次所用的时间为 $\frac{2x_0}{v_{ix}}$, 在每次往返中都与 A 面碰撞一次。由此可知, 第 i 个分子在 Δt 内与 A 面发生的碰撞次数为 K , 有

$$K = \frac{v_{ix} \Delta t}{2x_0}$$

在 Δt 内 A 面受到第 i 个分子给的冲量 I_i 为

$$I_i = 2m_i v_{ix} \cdot \frac{v_{ix} \Delta t}{2x_0} = \frac{m_i v_{ix}^2 \Delta t}{x_0} \quad (7.5)$$

因此, 在 Δt 时间间隔内, 容器内所有分子作用到 A 面上的冲量为

$$I = \frac{\Delta t}{x_0} \sum_{i=1}^N m_i v_{ix}^2$$

由于分子的质量是相同的, 由统计平均值的定义, 可得

$$I = \frac{m \Delta t N}{x_0} \overline{v_x^2} \quad (7.6)$$

由 $F = \frac{I}{\Delta t}$, $p = \frac{F}{S} = \frac{F}{y_0 z_0}$, 可得

$$p = \frac{N}{x_0 y_0 z_0} m \overline{v_x^2} = nm \overline{v_x^2} \quad (7.7)$$

由式(7.7)和统计平均假设公式(7.3), 可得

$$p = \frac{1}{3} nm \overline{v^2} \quad (7.8)$$

上式就是理想气体压强公式, 式中 $\overline{v^2}$ 为体系内分子速率平方的统计平均值, m 为分子质量, n 为分子数密度, 它们都是微观量。式(7.8)说明, 体系的宏观量压强与体系的微观量 m 、 n 、 $\overline{v^2}$ 相联系。 $\overline{v^2}$ 是一个统计平均值, 它说明压强具有

统计意义,只有体系是由大量分子组成,谈体系的压强才有意义。

在此应做两点重要说明:第一,在推导压强公式的过程中,没有考虑分子间的碰撞,这是因为把体系内的所有分子看作全同粒子,它们在发生碰撞时交换动量,当第*i*个分子与第*j*个分子发生碰撞后,第*j*个分子就替代了第*i*个分子,所以是否考虑分子间的碰撞,并不影响推导结果;第二,虽然这里是以长方体容器为例进行推导,但可以证明,对于任意形状的容器来说,气体压强公式都是式(7.8)。

7.2.2 理想气体的温度

在经典物理中,质点的动能 E_k 为

$$E_k = \frac{1}{2}mv^2 \quad (7.9)$$

因此,理想气体分子的平均平动动能 $\bar{\epsilon}_t$ 应为

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{1}{2}m\overline{v^2} \quad (7.10)$$

由 $p = \frac{1}{3}mn\overline{v^2}$ 和式(7.10),可得

$$p = \frac{2}{3}n\bar{\epsilon}_t \quad (7.11)$$

把上式代入 $p = nkT$,得

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{3}{2}kT \quad (7.12)$$

上式说明,理想气体分子的平均平动动能,是体系宏观状态参量温度的单值函数。而平均平动动能与分子速率平方的统计平均值成正比。这说明,温度具有统计意义。

例 7.3 一容器内储有气体,压强为 $1.33 \times 10^{-5} \text{ Pa}$,温度为 300 K 。求:

- (1) 分子的平均平动动能;
- (2) 容器内的分子数密度。

解 (1) 根据分子平均平动动能公式,得

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{3}{2}kT = 6.21 \times 10^{-21} \text{ J}$$

(2) 由理想气体状态方程

$$p = nkT$$

可得

$$n = \frac{p}{kT} = 3.2 \times 10^5 \text{ m}^{-3}$$

7.3 能量均分定理

7.3.1 理想气体的内能

物质中分子的热运动动能和分子之间势能的总和,称为内能。对于理想气体,由于分子之间没有相互作用力,所以分子之间没有势能。因此,理想气体的内能就是其所有分子的热运动动能的总和。

内能是一个状态函数,这里的状态指的是宏观平衡态。对于 $\nu(\text{mol})$ 的理想气体,其分子数为 νN_A ,则该气体的内能就应是

$$E = \nu N_A \bar{\epsilon}$$

其中 $\bar{\epsilon}$ 代表分子的平均动能。

对于单原子分子(如惰性气体),分子的运动只限于平动,而分子平均平动动能

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{3}{2} kT$$

因此,单原子分子理想气体的内能为

$$E = \frac{3}{2} \nu N_A kT = \frac{3}{2} \nu RT$$

可以看出,它是温度的单值函数。

对于双原子分子和多原子分子来说,分子的运动并不只限于平动,它们还有整体的转动和分子内部原子的振动。转动和振动也应该对气体的内能有贡献。但实验结果表明高温时才有振动,所以在常温下不考虑分子内部的振动,只考虑分子的平动和转动,即认为分子是刚性的。对于刚性双原子分子和多原子分子理想气体,它的内能是其中所有分子的平均平动动能和平均转动动能的总和。

7.3.2 自由度

在力学上,确定一个物体的位置所需的独立坐标数,称为该物体的自由度。这里,我们只考虑那些对能量有贡献的自由度。

如图 7.3(a)所示,单原子分子可以当作质点,确定一个自由质点的位置需要 3 个独立坐标,采用直角坐标系就是 x, y, z ,因此单原子分子的自由度是 3,这 3 个自由度称为平动自由度。

图 7.3(b)表示双原子分子的自由度。确定双原子分子的质心位置需要 3 个坐标 x, y, z ,确定两个原子连线的方位需要 2 个独立坐标 α, β ,它们分别代表原子连线与 x 轴和 y 轴的夹角。由于双原子分子绕两个原子连线的转动

惯量十分微小,绕连线的转动动能可以忽略不计,所以不考虑绕连线转动的自由度。因此,双原子分子的自由度是5,其中平动自由度是3,转动自由度是2。

对于三原子或更多原子分子,除了确定质心位置的3个坐标 x, y, z 和表示通过质心的转轴的方位的2个坐标 α, β 之外,还需要一个说明整个分子绕该轴转动的角度坐标 θ 。因此,多原子分子的自由度是6,其中平动自由度是3,转动自由度也是3(图7.3(c))。

一般用 i 代表分子的总自由度。对于单原子分子, $i=3$;刚性双原子分子, $i=5$;刚性多原子分子, $i=6$ 。

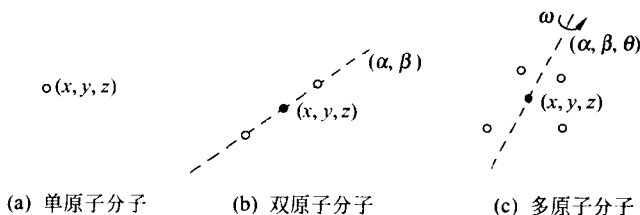


图 7.3 分子的自由度

7.3.3 能量均分定理

把分子平均平动动能写成

$$\bar{\epsilon}_t = \frac{1}{2} m \overline{v^2} = \frac{1}{2} m \overline{v_x^2} + \frac{1}{2} m \overline{v_y^2} + \frac{1}{2} m \overline{v_z^2} = \frac{3}{2} kT$$

根据统计平均假设,有 $\overline{v_x^2} = \overline{v_y^2} = \overline{v_z^2}$,因此有

$$\frac{1}{2} m \overline{v_x^2} = \frac{1}{2} m \overline{v_y^2} = \frac{1}{2} m \overline{v_z^2} = \frac{\bar{\epsilon}_t}{3} = \frac{1}{2} kT$$

这表明,分子平均平动动能在3个平动自由度上平均分配,每个平动自由度上平均分到 $\frac{1}{2} kT$ 的能量。如果分子还具有转动自由度以及其他自由度,那么在这些自由度上应该分到多少能量呢?

玻耳兹曼把平动动能按平动自由度均分,推广到有转动自由度以及其他自由度的一般情况:在温度为 T 的平衡状态下,物质(气体、液体和固体)分子的每个自由度上的平均动能都相等,其数值为 $\frac{1}{2} kT$ 。这一结论,称做能量按自由度均分定理,简称能量均分定理。后来,人们用经典统计物理理论严格证明了这一定理。

按照能量均分定理,如果一个气体分子的总自由度为 i ,那么它的平均动能就是