

物理学导论

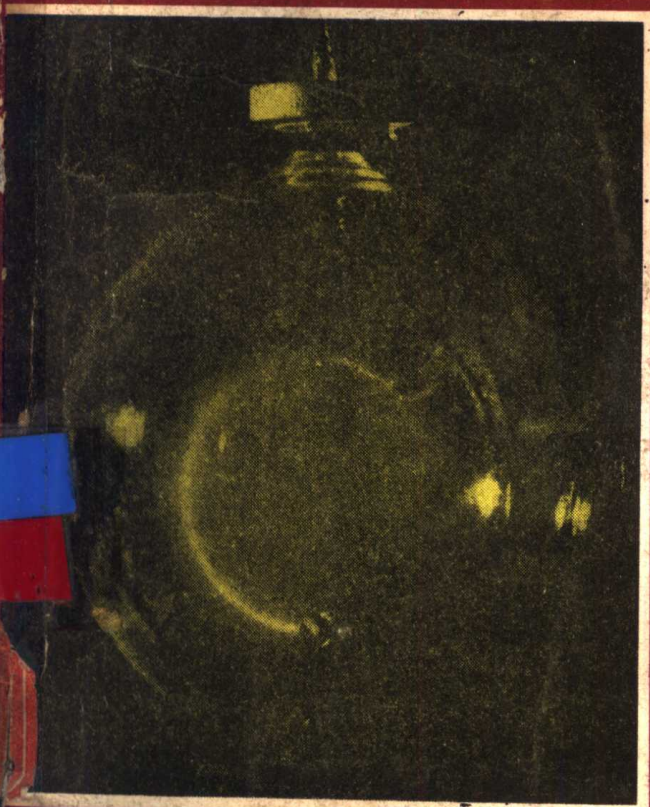
中 册

F. J. BUECHE

著

殷 大 钧 等

译



物理学导论

中 册

[美] F. J. Bueche 著

殷大钧 等译

人 民 教 育 出 版 社

1 9 8 0

《内 容 简 介》

本书根据美国 Dayton 大学的物理教授 F. J. Bueche 所著《Introduction to Physics for Scientists and Engineers》，1975 年第二版译出。译本分三册：上册包括经典力学和相对论力学，中册包括分子运动论、热力学和电磁学，下册包括波、光学、原子物理和原子核物理。

本书可作我国理工科大学教学参考书。

译稿曾经王荣庆校订。

本书责任编辑：汤发宇。

物 理 学 导 论

中 册

[美] F. J. Bueche 著

殷大钧 等译

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

孝感地区印刷厂印装

*

开本 $850 \times 1168^{1/32}$ 印张 15 字数 370,000

1980 年 5 月第 1 版 1981 年 3 月湖北第 1 次印刷

印数 00,001-20,500

书号 13012·0471 定价 1.30 元

中 册 目 录

第 15 章 理想气体	1
15.1 气体压力概说	1
15.2 稀薄气体的压力	2
15.3 温度的定义	4
15.4 温度的物理意义	8
15.5 分子速率的分布	11
15.6 麦克斯韦速率分布函数	16
15.7 麦克斯韦-玻耳兹曼分布函数	18
15.8 平均自由程	21
15.9 有关分子的一些计算	24
第 16 章 物质的热学性质	30
16.1 热的概念	30
16.2 热量的单位	31
16.3 比热容的定义	32
16.4 单原子气体的定容比热容	34
16.5 气体所做的功	37
16.6 单原子气体的定压比热	38
16.7 能量均分定理	40
16.8 非理想气体和范德瓦耳斯方程	43
16.9 汽-液相变	46
16.10 蒸发潜热	50
16.11 物质的状态	53
16.12 熔解潜热	56
16.13 热膨胀	58
16.14 热传导	62

16.15	三相点	64
第 17 章 热力学		70
17.1	热力学第一定律	70
17.2	等温过程中体积和压力的变化	72
17.3	等温过程的功	76
17.4	绝热过程中状态变量的变化	78
17.5	循环过程	81
17.6	卡诺循环	83
17.7	开尔文温标	85
17.8	热力学第二定律	88
17.9	无序和热的退降	89
17.10	熵	90
17.11	不可逆过程中熵的变化	97
第 18 章 静电场		105
18.1	电荷	105
18.2	库仑定律	106
18.3	叠加原理	109
18.4	引力场	110
18.5	电场	111
18.6	带电棒的电场: 情况 1	116
18.7	带电棒的电场: 情况 2	118
18.8	带电圆环轴线上的 E	123
18.9	导体和绝缘体	125
18.10	电场的定性探讨	126
18.11	关于起电的简单实验	128
18.12	电荷在电场中的运动	131
第 19 章 高斯定律		137
19.1	电通量线	137

19.2	一个点电荷所发出的电通量	141
19.3	高斯定律	144
19.4	均匀带电球体的电场	146
19.5	导体中的电场和电荷	149
19.6	平行金属板之间的电场	151
19.7	均匀带电的长圆柱体	154
19.8	金属表面附近的电场	159
第 20 章	电势	165
20.1	电势差	165
20.2	平行金属板	167
20.3	静电学中的功和能	170
20.4	点电荷和电势差	172
20.5	等势线和等势面	173
20.6	绝对电势	178
20.7	几个电荷所产生的电势	180
20.8	带电棒的电势	181
20.9	从电势求电场	184
20.10	电子伏特(eV)	188
20.11	两个同轴圆柱: 一个例子	190
20.12	均匀带电圆环的电势	192
20.13	均匀带电圆盘的电势	194
第 21 章	电路元件	199
21.1	电池作为电动势源	199
21.2	电流	201
21.3	电阻和电阻率	203
21.4	电阻随温度的变化	207
21.5	电容器和电容	208
21.6	平行板电容器	209

21.7	圆柱形电容器	210
21.8	简单的串联电路	212
21.9	电功和电功率	215
21.10	基尔霍夫回路定则	218
21.11	RC 时间常数	220
21.12	电容器的放电	227
21.13	电容器的组合	229
21.14	储藏在电容器中的能量	231
第 22 章 直流电路		241
22.1	电阻的串联和并联	241
22.2	基尔霍夫定则	245
22.3	电阻的测量	250
22.4	电势差计	252
22.5	室内电路和安全用电	257
第 23 章 磁场		266
23.1	磁场的描绘	266
23.2	电流作为磁场的起源	268
23.3	磁场对电流和运动电荷的作用力	270
23.4	磁感应强度 $\mathbf{B}$ 的定义	272
23.5	磁场对运动电荷的作用力	277
23.6	霍耳效应	281
23.7	磁场作用在电流回路上的力矩	284
23.8	电表中的转动线圈和电动机	287
23.9	磁场对高速粒子的作用	291
第 24 章 磁场的起源		298
24.1	安培环路定律	298
24.2	长直载流导线的 $\mathbf{B}$	301
24.3	长直螺线管的磁场	305

24.4	螺绕环	309
24.5	毕奥-萨伐尔定律	310
24.6	圆回路: 中心点	311
24.7	圆回路: 轴线上的点	312
24.8	螺线管: 末端效应	315
第 25 章	电磁感应现象	327
25.1	感生电动势	327
25.2	互感	333
25.3	自感	334
25.4	LR 电路	336
25.5	磁场的能量	338
25.6	转动的线圈: 发电机	342
25.7	感生电动势和电场	343
25.8	电子感应加速器	347
25.9	电势和电流	349
25.10	动生电动势	351
第 26 章	电介质和磁性物质	361
26.1	电偶极子	361
26.2	原子和分子的电偶极子	363
26.3	电介质和介电常数	365
26.4	介电常数的测定	370
26.5	有电介质时的高斯定律	371
26.6	有电介质时的库仑定律	373
26.7	物质的磁性	374
26.8	抗磁性	376
26.9	顺磁性	376
26.10	磁效应的测量	378
26.11	铁磁质	381

26.12	磁滞回线	383
26.13	磁学中的高斯定律	385
26.14	磁性物质中的束缚电流	386
26.15	有磁性物质时的安培环路定律	388
第 27 章 交流电路		394
27.1	方均根值	394
27.2	仅含一种元件的电路	396
27.3	RLC 串联电路	401
27.4	矢量表示法	404
27.5	共振	407
27.6	功率消耗	408
27.7	电力传输和变压器	410
27.8	振荡的衰减	412
第 28 章 电磁相互作用和电磁场		422
28.1	前述各种结果的总结	422
28.2	麦克斯韦位移电流	424
28.3	电磁波: 定性讨论	428
28.4	电磁波方程	432
28.5	电磁波	437
28.6	无线电波的接收	438
28.7	电学量单位的定义	440
28.8	电场和磁场的关系	441

附录

1	换算因子	1	5	洛伦兹-爱因斯坦变换	10
2	物理常量和数据	2	6	波	11
3	几个数学问题的复习	3	7	国际单位制(SI)	15
4	积分	5			

习题答案	17
-------------------	-----------

第15章 理想气体

从本章开始，我们从力学转向热学，即从物理学的一个分支转向另一个分支。热学包括分子范畴的力学。由于单个分子的机械运动不易描述，所以我们将研究分子的集体效应。在气体的情况下，分子的集体效应(体积、压力和温度)，比较容易与单个分子的性质联系起来，所以先研究气体。

15.1 气体压力概说

气体的很多性质可以很好地用分子运动论来解释，这种理论把气体分子看成小球。我们不需说明气体分子的真实大小、形状或内部结构。所以对气体性质进行初步研究时，可把气体分子看作质量为 m_0 的质点。经验表明，如果容许的话，气体就很快地充满真空容器，并在整个容器中弥散。因此，我们推断，气体分子处于不断运动之中。并且通常的气体总是充满整个房间而不是沉积在地板上，由此可知，气体分子的动能比起把它们举高几米时所增加的势能要大得多。

现在来研究快速运动分子所组成的气体，分子的重量几乎可以忽略，并且只研究分子之间很少发生碰撞的稀薄气体。在正常条件下，空气不能看成稀薄气体；事实上并不需要忽略碰撞，但我们把这种比较实际的情况留待以后研究。假设气体装在边长为 L 的立方形容器中，其容积为 $V = L^3$ 。容器中的气体分子数为 νL^3 ， ν 是单位容积中的分子数。

气体的压力是气体分子与器壁碰撞的累积效应

当一个气体分子撞击器壁时，它对器壁产生一个作用力。许多个分子对器壁撞击的累积效应，将使器壁受到比较稳定的作用力。稳定的程度取决于单位时间内与器壁碰撞的分子数。概率论指出，如果每秒内碰撞的平均次数为 N ，则碰撞次数偏差的数量级为 $\sqrt{N}$ ，相对偏差为

$$\frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}}$$

因此，如果 N 很大，我们应该认为，作用力与平均作用力之间的偏差可以忽略不计。

现在进一步考虑分子对器壁的碰撞。如果气体在容器中处于平衡态（即气体的压力、体积和温度恒定），气体的总动能应该既不增加也不减少。既然如此，平均地说，分子从器壁弹回时的速率应等于碰撞前的速率。因此我们假设，分子由器壁弹回的速率等于撞击前的速率。这一假设并不是必要的，但有了它可以使计算大为简化。下面就来计算容器中稀薄气体的压力。

15.2 稀薄气体的压力

我们先集中注意气体中某一个分子。如图 15.1 所示，分子在 x 方向具有速度分量 v_{ix} 。假设与器壁的碰撞只改变垂直于器壁的速度分量，这个分子将沿图中所示的路径运动。根据 $x = v_{ix}t$ ，这个分子与右边器壁相继两次碰撞之间所经历的时间 Δt_i 为

$$\Delta t_i = \frac{2L}{v_{ix}} \quad 15.1$$

由第 7 章可知，这个分子在碰撞时所受的冲量为

$$\text{冲量} = \Delta(mv)$$

现在， x 方向的动量在碰撞前是 $m_0 v_{ix}$ ，碰撞后是 $m_0(-v_{ix})$ 。所以

$$(\text{冲量})_x = m_0(-v_{ix}) - m_0 v_{ix}$$

$$= -2 m_0 v_{ix}$$

负号表示器壁给予分子的冲量是向左的。分子给予器壁的冲量与此大小相等而方向相反。

对器壁的冲量为 $2m_0v_{ix}$

令 Δt_i 时间内分子给予器壁的平均力为 F_{ix} (通常取 Δt 为分子与器壁接触的时间。但在这里, 我们取它为相继两次碰撞之间的时间, 因为这样可以给出从一次碰撞到下一次碰撞之间整个时间间隔内对分子的平均作用力), 则根据冲量的定义, 得

$$F_{ix} \Delta t_i = 2 m_0 v_{ix}$$

解出 F_{ix} , 并将式 15.1 的 Δt_i 代入, 得

$$F_{ix} = \frac{m_0 v_{ix}^2}{L} \quad 15.2$$

容器中的 νL^3 个分子

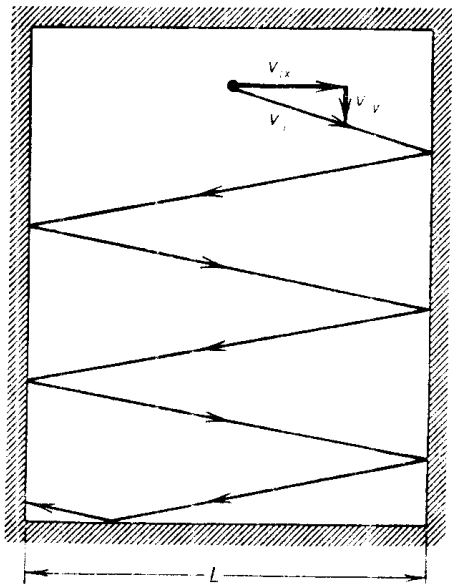


图 15.1 假定分子沿图中所示的路径运动。

对器壁的总作用力应为各个分子平均作用力之和。所以 νL^3 个分子对器壁总作用力的 x 分量是

$$F_x = \frac{m_0}{L} [v_{1x}^2 + v_{2x}^2 + \cdots + v_{\nu L^3 x}^2]$$

但是, 上式中的括号项, 就是各分子速度 x 分量平方的平均值 $\langle v_x^2 \rangle$ 的 νL^3 倍。所以

$$F_x = \frac{m_0}{L} \nu L^3 \langle v_x^2 \rangle$$

我们定义: 气体的压力是对单位面积的垂直作用力。因为

F_x 垂直于面积 L^2 ，所以气体对器壁的压力是

$$P = -\frac{F_x}{L^2} = m_0 n \langle v_x^2 \rangle$$

由于分子的数量很大，而且容器中不存在任何占优势的方向，所以

$$\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{\langle v^2 \rangle}{3}$$

这里用了

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$$

$\langle v^2 \rangle$ 是分子速率平方的平均值（或方均值），它的平方根叫做方均根速率。于是压力公式可写成较方便的形式

$$P = \frac{1}{3} m_0 n \langle v^2 \rangle$$

或写成

$$P = \frac{2}{3} n \left(\frac{1}{2} m_0 \langle v^2 \rangle \right) = \frac{2}{3} n \left\langle \frac{1}{2} m_0 v^2 \right\rangle \quad 15.3$$

压力等于单位容积中的分子数与每个分子的平均平动动能的乘积的 $\frac{2}{3}$ 倍

这就是说，压力等于单位容积中的分子数与分子平均平动动能的乘积的 $\frac{2}{3}$ 倍。可见气体的压力取决于两个因素：单位容积中的分子数和每个分子的平均平动动能。

15.3 温度的定义

远在热量和温度的物理意义被认识以前，人们已经发现对这些量的实际测量方法。随着人们对这些概念的深入理解，把经验的测量方法与更为基本的测量联系起来就十分必要了。人们发明了各种温度计用以比较温度。有一种常用的摄氏温标，是以某种标准条件（即标准大气压）下水的凝固点和沸点为基础的，它可用下述方法^① 确定。

^① 以后将叙述一种更满意的方法。

一根均匀的毛细管和一个充满水银的小泡相连接。当小泡浸没在冰水中时，水银位于管中一定的高度，如图 15.2(a) 所示。把这时的水银面定为 0°C 。然后把小泡放进盛有沸水的容器中，如图 15.2(b) 所示。由于水银随温度的增高而膨胀，在毛细管中升到较高的位置，把这时的水银面定为 100°C 。最后，把毛细管上这两个位置之间等分为 100° 。我

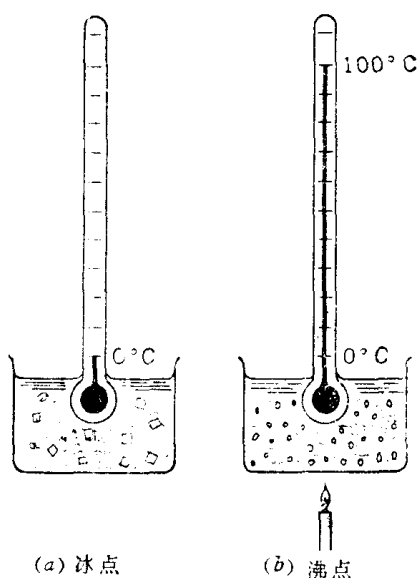


图 15.2 百分水银温度计的定标。

们还可以把这种温标外推到 0°C 以下和 100°C 以上，这样确定的温标（稍加校准）已被广泛采用，通常叫做摄氏温标或百分温标。

上述确定温标的方法产生了两种困难。第一，水银在 -39°C 要凝固；第二，如果不用水银而用其他液体，那么所得的温度计与水银温度计只在 0°C 和 100°C 相符合，而在其他温度则不相符合。这种不符是不同液体随温度膨胀的规律不同所致。因此用上述方法确定的温标，不能普遍适用。所以我们要探索一种普遍适用的确定温标的方法。下面我们将看到，利用一定容积的稀薄气体，可以做到这一点。

定容气体温度计的图形，略如图 15.3 所示。泡 B 中的压力用图中所示的压力计①测量。把左管水银柱经常调整到零刻度，就

① 图 15.3 中，内充水银的 U 形管是压力计。泡 B 内的压力等于大气压加上高为 h 的水银柱产生的压力。为什么？

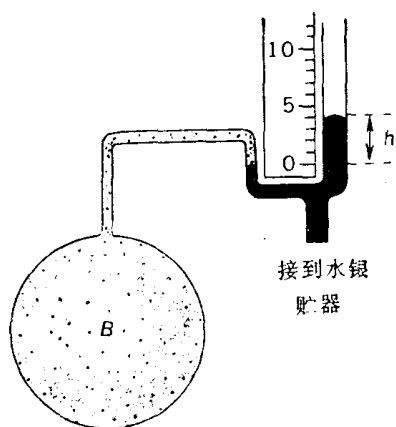


图 15.3 定容气体温度计测量容积 B 中气体的压力。设计这一装置时，必须采取哪些预防措施？

可使泡 B 的容积保持不变，这样，用压力计测出气体的压力后，再根据下述方法，就可用测得的压力来确定温度。

假设当泡放在冰水中，然后又放在沸水中时，我们都测得了气体温度计中气体的压力。令冰点温度为 0°C ，沸点温度为 100°C ，我们可标出图15.4所示的两个点并画出通过

这两点的直线，这样就可以确定其他温度。在 T 轴上，将 0 到 100 之间等分为 100 格，而且在小于 0 和大于 100 的地方也这样等分。于是，在已知气体温度计的压力时，对应的温度就可直接从图上读出。

在 0 到 100°C 区间，这种温度计与水银温度计符合得相当好，但并非完全符合。这种温度计比水银温度计优越之处在于，如果使用氦气，这种温度计可以测量到大约 -270°C 的低温；还有，如

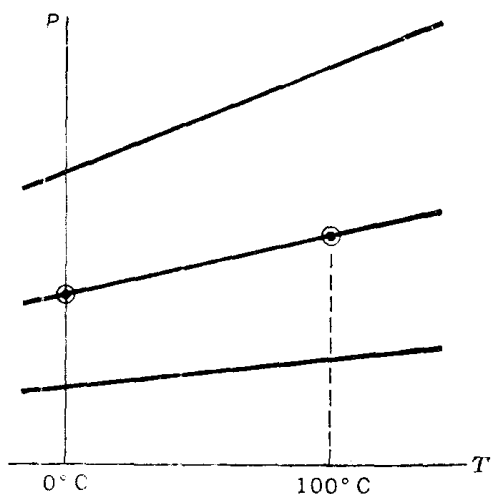


图 15.4 定容气体温度计可用来确定温标。

果这种温度计中的气体很稀薄，而且其温度不靠近所用气体的凝结温度，那么所有的气体温度计彼此都符合得很好；另外，稍许改变泡中的初始压力，只是改变图 15.4 中直线的斜率，而温度计仍指示相同的温度。（为什么？）

气体温度计另一个有意义的特点和它的温度截距有关，如图 15.5 所示。当采用各种不同气体时，所有的气体温度计都有图中所示的结果。请注意，如果把数据外推到很低的温度，则所有气体的压力几乎都在同一温度 -273.15°C 时降为零。虽然气体在冷却到接近这一温度时

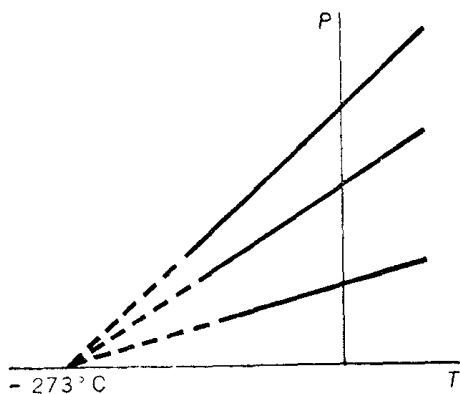


图 15.5 稀薄气体的压力随温度的降低而降低。把线性区域的数据外推，可得到一个明显的唯一温度，在这温度下，压力为零。

不能不凝结，但这确是一个很特殊的温度。下一节中我们将说明这个温度的意义。看来，这是一个校准温度计的很自然的固定点，现代普遍采用的温标就是用它作为固定点的。

现代采用的绝对温标即开尔文温标，把气体温度计的表观零压力点定为 0 K ，叫做绝对零度；把冰、水和水蒸汽平衡共存的温度（这一温度叫做水的三相点）作为另一固定点，定为 273.16 K 。这样做，是为了使开尔文温度的大小非常接近于百分温标的一度。为了避免混淆，而把百分温标叫做摄氏温标，摄氏温度 T 。定义为

把理想气体的 P 值外推，则当 $T = -273.15^{\circ}\text{C}$ 时， P 降为零

在开尔文温标中，把表观的 $P = 0$ 点取为 $T = 0$

水的三相点规定为273.16 K

$$T_c = T_K - 273.15 \text{ K} \quad 15.4$$

式中 T_K 为开尔文温度。应该注意,绝对零度 0 K 是 -273.15°C 。在标准压力下,可得水的凝固点(冰点)为 0.00°C 。由此可知,水的三相点 273.16 K 非常接近于冰点 273.15 K 。同学们应细心区别这两个温度。

15.4 温度的物理意义

用稀薄气体的性质来定义温度的优点之一,是给出了温度这个概念的物理意义,参考图 15.5,最容易体会到这一点。由图可见,气体的压力和我们所定义的温度成线性关系。实验指出,如果质量为 m 、摩尔质量^① 为 M 的气体被限制在容积 V 中,则气体的压力 P 满足下列关系式

$$PV = \frac{m}{M} RT \quad 15.5$$

上式通常叫做理想气体定律。式中 T 为绝对温度,即开尔文温度。 R 是由实验测定的恒量,通常叫做普适气体恒量,等于 $8.314 \text{ J/mol} \cdot \text{K}$ 。[注意,式 15.5 中比值 m/M 的单位是摩尔(mol)。]

我们可把式 15.5 与表示气体压力的式 15.3

$$P = \frac{2}{3} \nu \left\langle \frac{1}{2} m_0 v^2 \right\rangle$$

相比较,将上式两边各乘以容器的容积 V ,等号左边用式 15.5 代替,并解出 T ,得

$$T = \frac{2}{3} V \nu \left\langle \frac{1}{2} m_0 v^2 \right\rangle \frac{M}{mR}$$

而 νV 就是容积 V 中的分子数,乘以 m_0 就是所有气体分子的总质

① 译者注:摩尔质量就是每摩尔物质的质量。摩尔质量的国际单位是 kg/mol 。对于由分子组成的物质,摩尔质量用 kg/mol 为单位时,它的数值等于分子量乘 10^{-3} 。例如, ^{12}C 的摩尔质量等于 0.012 kg/mol , O_2 的摩尔质量等于 0.032 kg/mol 。如果用 g/mol 为单位,则数值直接等于分子量。