

Essays on Teaching and learning of 热物理 Thermal Physics 教与学 随笔集

刘全慧 沈抗存 著

the Fermi energy is the energy
up to which the levels are filled

7.b) ground-state at $T=0$

$$\epsilon_n = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)$$

$$N = 2 \int_0^{\epsilon_F} \frac{4}{3} \pi n_F^3 \Rightarrow n_F = \left(\frac{3N}{\pi} \right)^{1/3}$$

(total number of particles)

$$\epsilon_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 n_F = \frac{h^2}{2m} \left(\frac{\pi}{L} \right)^2 (3N/\pi)^{2/3}$$

热物理 教与学随笔集

*Essays on Teaching and Learning of
Thermal Physics*

刘全慧 沈抗存 著

科学出版社

北京

内 容 简 介

本书是热物理学教学研究著作,是刘全慧、沈抗存两位教授在长期教学过程中,学习、研究、讲授热物理学相关课程时不断探究所获结果的集中展现。主要内容包括若干常见热物理现象及其解释、热物理中的一些基本概念、分子运动论和理想气体、热力学过程和相变、物系及其热力学函数、统计物理、涨落和涨落的准热力学理论等。基本涵盖了大学本科热物理教学过程中可能会遇到的概念性问题。本书另有两个附录:附录 A 为作者和王竹溪、de Gennes 等讨论热物理学的一些文献资料,附录 B 列出了尚未彻底解决的两个问题。

全书概念准确、分析透彻、简明易读、实用性强。对大学理工科各专业学生、物理类专业教师、相关领域的科研工作者都有参考价值。

图书在版编目(CIP)数据

热物理教与学随笔集/刘全慧,沈抗存著. —北京:科学出版社,2010
ISBN 978-7-03-029023-6

I. ①热… II. ①刘… ②沈… III. ①热学-教学研究-文集 IV. ①
0551-53

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2010)第 183826 号

责任编辑:钱 俊 王飞龙 鄢德平/责任校对:鲁 素
责任印制:钱玉芬/封面设计:耕者设计工作室

科学出版社出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

新 蕾 印 刷 厂 印刷

排版制作:科学出版社编务公司

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2010 年 10 月第 一 版 开本: B5 (720 × 1000)

2010 年 10 月第一次印刷 印张: 16 1/2

印数: 1—2 500 字数: 320 000

定价: 48.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

物理是物理观点、思考和判断的唯一参考系。教学参考书反映的是作者的物理修养，讲台上见证的主要是讲授者的物理功底。对著作者和讲授者而言，获得物理“道行”的必由之路是研究。只有参与了相关学科的研究，才能深刻理解每个物理概念及其生命力，才能在书本和真实之间自由穿越，才能在教学中不断另开生面，把物理学知识教活、教深、教实。教学的目的在于让学生掌握初步的独立思考、自我解惑、触类旁通直至创造的本领。在物理教学的各环节中，着力培养学生的创造性是物理教学的灵魂。

沈抗存在学生时代就参与了熊吟涛先生主持下的武汉大学《热力学》教材的编写。1958年毕业到湖南大学任教，在葛旭初教授的指导和影响下对教学疑难问题研究产生了兴趣。长期讲授热学、热力学、统计物理和量子统计，也讲授过许多其他课程。在从事教学的同时，不仅通过各种途径和同仁共同探讨，还利用各种机会向专家们求教。例如，当面请教过严济慈先生(物质结构)、周培源先生(湍流)和黄祖洽先生(HeII 的传热机制)；就辐射场的能量公式书面请教过王竹溪先生(参见本书附录 A-1 和《关于辐射场能量公式推导的一个讨论》一文)等。还就《热力学·统计物理》一书中的几个问题向编著者汪志诚教授提供了若干书面意见。多次组织和参与了校内外有关研讨会和课题的研究，两次获得湖南省教学成果一等奖。

刘全慧从 1990 年进入湖南大学起，就和沈抗存在一个教研室工作。20 年来朝夕相处，所谈不出物理。1999 年起，刘全慧接替沈抗存在湖南大学讲授热物理方面的课程，两人就热物理中的问题进行了密集、广泛和深入的探讨。沈抗存很多难得的教学成果和经验得以传承。

我们思考过热物理学中的几乎每个核心问题，玩味过传统教科书中几乎每个基本概念、表述和结论，特别关注来自课堂又能回到课堂的问题，当然也一直跟踪国内外同行对相关问题的研究进展。近 30 余年，我们在 *American Journal of Physics*、*European Journal of Physics*、*Physics Letters A*、《大学物理》和《物理与工程》等刊物上发表过 60 余篇热物理方面的教学研究论文。优秀本科生都可以觉察、深究甚至解决这些论文中涉及的很多问题。事实上，有些论文就是学生参与完成的。我们的教学实践证明，开展教学疑难问题研究，对充实教学内容、澄清模糊认识、启发学生思维、提高学生能力等都有明显效果。

回味我们两人半个多世纪的教学过程和经历，觉得在热物理教与学方面的思

考略成一统，一些思路和结果或可提供学生、教师和其他同好者参考，于是著成本书。敬慎所未学，悚惧所未思。因作者见识有限，自知取名《热物理教与学随笔集》也难掩疏漏，恳请读者批评、指正。

刘全慧、沈抗存谨识

2010 年于湖南大学

目 录

前言

第 1 章 若干常见热物理现象及其解释	1
1.1 与热物理学有关的一些日常现象	1
1.2 不能利用透镜聚焦辐射使物体升温到任意高温	4
1.3 关于表面张力的两个演示实验及其解释	6
1.4 表面张力的几个问题	8
1.5 弯曲液面上的饱和蒸汽压	11
第 2 章 热物理中的一些基本概念	16
2.1 多原子分子与理想气体的微观模型	16
2.2 关于相的定义	16
2.3 新旧摄氏度的差别	17
2.4 焦耳实验和焦耳定律	18
2.5 焦耳定律与理想气体物态方程	20
2.6 范德瓦耳斯物态方程和理想气体状态方程的关系	22
2.7 一个似是而非的卡诺循环	25
2.8 热力学第一、二、三定律的独立性	26
2.9 逻辑循环论证一例	27
2.10 对《物理教学问题荟萃》(力学、热学)一书中若干提法的商榷	28
2.11 对“关于施特恩-格拉赫实验”一文的补注	34
2.12 关于化学势是否等于零的问题	36
2.13 玻尔兹曼分布的微小偏离所引起的微观状态数的变化	38
2.14 理想气体熵的正确表示式	40
2.15 八面体的各晶面的夹角不是直角	41
第 3 章 分子运动论 理想气体	44
3.1 由玻意耳定律导出焦耳定律的一种尝试	44
3.2 重力场中的理想气体	45
3.3 重力场中地面处的分子数密度将随温度变化	48
3.4 一个关于大气压强的疑难问题及其解决	50
3.5 压强和内能密度之间的关系	52
3.6 关于分布函数极大值位置的讨论	55

3.7	泻流出来的气体分子不遵守麦克斯韦速率分布	57
3.8	对泻流过程的分析	58
3.9	范德瓦耳斯系数 b 的一种近似估算方法	63
3.10	实在气体压强与器壁性质无关的一个简易证明	64
3.11	根据分子力求实在气体的压强和物态方程	65
3.12	液体的压强是怎样产生的	67
3.13	液体表面层中存在张力的一个证明	68
3.14	对穿过截面分子数的一种定性分析	71
3.15	穿过参考截面的分子自由程的平均值必定大于全体分子自由程的 平均值	73
3.16	气体分子的各种平均值	74
3.17	气体输运过程的初级理论	78
第4章	热力学过程 相变	82
4.1	理想气体的直线过程	82
4.2	理想气体在准静态过程中的吸放热和升降温	85
4.3	关于理想气体等温线和绝热线交点的讨论	89
4.4	对一道热学习题的讨论和解答	91
4.5	关于任意循环和实际热机的效率	92
4.6	也谈《熵的变化与热力学过程方程之间的联系》	94
4.7	焦耳系数和焦耳-汤姆孙系数以及焦耳实验和焦耳-汤姆孙实验中的 温度改变量	96
4.8	气液间绕过临界点的转变	101
4.9	范德瓦耳斯气体的等面积法则	104
4.10	以温度和熵为参量的多方过程	107
4.11	利用温-熵图证明卡诺循环的效率最大	109
4.12	理想气体的绝热过程方程	111
4.13	多方过程及其相关的几个问题	115
4.14	空气对冰的饱和蒸汽压的影响	117
4.15	关于化学反应因某组元耗尽而终止的问题	119
第5章	物系及其热力学函数	121
5.1	麦克斯韦关系记忆法	121
5.2	磁介质系统的热力学方程及其麦克斯韦关系	122
5.3	对理想气体摩尔吉布斯函数的一个注记	125
5.4	单元二相系中的化学势	128
5.5	关于多元系的偏摩尔吉布斯函数	129

5.6 化学平衡常量探微	132
第 6 章 统计物理	137
6.1 最概然分布、微观状态数及其相关问题	137
6.2 论微正则系综中从能量曲面上计算理想气体的微观状态数	144
6.3 最概然分布与非孤立系	149
6.4 正则系综分布函数与孤立系统	151
6.5 理想玻色气体经绝热过程不可能发生相变	152
6.6 光子气的能量、热容量和压强	154
6.7 关于辐射场能量公式推导的一个讨论	156
6.8 电子气比热的近似估算	158
6.9 理想气体混合前后热力学量的改变和各种佯谬	164
6.10 氢的转动配分函数及其热力学性质	169
6.11 量子理想气体吉布斯定理的证明	175
6.12 弹球的玻色-爱因斯坦凝聚	179
6.13 一维谐振腔中理想玻色气体的热力学性质	187
6.14 负比热、相变以及粒子从势阱中溢出	194
6.15 二维伊辛模型矩阵解法中一个自旋矩阵表示的证明	202
第 7 章 涨落和涨落的准热力学理论	205
7.1 低温下热力学平衡态的一个普适判据	205
7.2 简单体系的温度涨落的发散问题	209
7.3 系综分布和它的小涨落近似	218
7.4 关于能量涨落的一个问题	219
7.5 有关涨落的一个问题	221
7.6 对一个涨落公式的订正	222
7.7 涨落的准热力学理论(一)	223
7.8 涨落的准热力学理论(二)	230
7.9 对孤立系涨落的讨论	235
附录	238
附录 A	238
附录 B	241
索引	248
后记	253

第 1 章 若干常见热物理现象及其解释

1.1 与热物理学有关的一些日常现象

导读：大自然是最好的物理老师。

热交换是最常见的物理现象。热力学规律是宇宙间最普通的基本规律，而统计物理“是理论物理中最完美的科目之一”(李政道)。John S. Bell 说过：“每每用简单模型去检验你的一般性论证”(always test your general reasoning against simple models)。也就是不轻信文献中的推理和计算，善用简单模型并会结合身边的实际问题推敲物理概念，进而能提出自己的看法，是良好学习习惯的主要表现。

1.1.1 泡沫聚集

将杂粮粉和水在器皿中搅拌后加热，随着温度的升高，表面上将会出现一层泡沫，接着这层泡沫将向器皿中央聚集。若器皿偏置于火上，就会发现泡沫将向温度较低的一边聚集。若将已聚拢的泡沫重新搅拌到整个表面，只要停止搅拌，它们又会向中央或边缘聚集。

上述现象是因表面张力系数随温度升高而减小所致。

1.1.2 南方春天水泥地板回潮

春季，南方空气潮湿，地表层温度不高，水泥块(相对于木材、泥土等)传热较快，致使水泥地面温度较低。一旦地面温度等于或低于空气中水蒸气分压所对应的饱和蒸汽压时，蒸汽就会在水泥面上凝结。即使白天，甚至午后，只要上述条件成立，水泥地面上的回潮现象就不会消失。

夏季，虽然空气也潮湿，但地表层温度较高，即使在夜晚，地面温度也低不到水蒸气分压所对应的饱和蒸汽压，故地板不再回潮。

同样的道理可以分析室(小车)内玻璃窗的水汽凝结现象。

1.1.3 为什么白天通过周围房屋窗口观看其室内通常难看真切

大白天室外的人通过周围房屋窗口观看其室内，通常难看真切，而室内的人却能看清外面的景物。这是因为可见光通过窗口进入室内，进入室内的可见光经

过室内物体多次反射和吸收后很难再从窗口出来；而室内辐射出来的“光”近似地具有室温下的黑体辐射光谱，其中的主要成分都落在可见光之外。

基于同样的道理，也可以分析为什么通过贴了膜的小车窗户可看清车外景物，但在车外却难看清车内物体。

1.1.4 当物体离地面的高度变化时，问用弹簧秤称出的重量怎样变化

若不考虑空气的浮力，高度 h 增大时，重量 w 总是减小的。因为空气浮力的存在，情况就有所不同。

若用 G 表示万有引力常数， R 表示地球半径， $M_{\text{地}}$ 为地球质量， M 和 $\rho_{\text{物}}$ 分别为物体的质量和密度， $n(h)$ 和 $\rho(h)$ 分别为距地面 h 高处空气的分子数密度和质量密度，则容易求得

$$\frac{dw(h)}{dh} = \frac{2GM_{\text{地}}M}{(R+h)^3} \left\{ \frac{\rho(h)}{\rho_{\text{物}}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{R+h}{n(h)} \frac{dn(h)}{dh} \right] - 1 \right\}$$

$\frac{dw(h)}{dh}$ 的正负取决于大括号中值的正负。因 $\frac{dn(h)}{dh}$ 是小于零的，所以

$\left[1 - \frac{1}{2} \frac{R+h}{n(h)} \frac{dn(h)}{dh} \right]$ 总是大于 1 的。因此只要相对于空气的密度而言物体的密度不

是太大， $\frac{dw(h)}{dh}$ 就有可能大于零，这时物体离地面的高度增大时，重量不是减小而是增大。

1.1.5 大气层和液态水的关系

根据麦克斯韦速率分布律可知，分子速率分布在 $0 \sim \infty$ ，有些分子的速率必然会大于地球的逃逸速率 $v_{\text{地逃}} = 1.12 \times 10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ，因而会飞出大气层而进入太空，于是大气就会不断地弥散。但具有足够能量(或速率)能逃逸出去的分子数是很少的，通过对大气弥散速度的估计表明，即使经过 10^{12} 年(宇宙从诞生至今约为 10^{10} 年)这样长的一段时间之后，由于弥散而引起的大气的消失也只是一个微不足道的小部分。因分子的各种特征速率(均方根速率、平均速率、最概然速率)正比例于 $1/\sqrt{m}$ ，所以质量越小的分子就越容易逃逸地球，这就是大气中氢气含量少的一个原因。又如，因月球的质量比地球的质量小得多，月球的逃逸速率 $v_{\text{月逃}} = 2.4 \times 10^3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ ，比 $v_{\text{地逃}}$ 小得多，所以月球上早已不存在大气层了。

根据水的汽化曲线可知，当大气压减少一个数量级时，水将在 40°C 沸腾，若减少两个数量级，则水将在不到 10°C 时就沸腾。因此，若没有足够的大气，地球表面根本不会有液态水存在，月球表面既无大气又无水就是明证。

1.1.6 冬天供暖时室内气体的能量不会增加

为了简化讨论,我们将空气视为单原子分子理想气体,房间并非密封,取暖过程中气体分子将通过门窗的缝隙不断地逃逸出去以保持室内压强始终等于室外压强,所以在取暖过程中

$$NT = \text{常量} \quad (1.1.1)$$

其中, N 是室内气体的分子数。

先看室内气体的内能

$$U = N\bar{\varepsilon} = \frac{3N}{2}kT \quad (1.1.2)$$

由式(1.1.2)可知,当室内温度升高时, N 在减少,内能 U 保持不变,所以温度的升高不是依赖于室内能量的增大。

再看室内气体的熵,利用理想气体熵的表示式

$$S = Nk \left\{ \ln \left[\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \right] + \frac{5}{2} \right\} \quad (1.1.3)$$

并考虑到在取暖过程中,体积(指房间) V 不变,但 N 和 T 都在改变,所以

$$\begin{aligned} dS &= k \left\{ \ln \left[\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \right] + \frac{5}{2} \right\} dN + \frac{3}{2} Nk \frac{dT}{T} - k dN \\ &= k \left\{ \ln \left[\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \right] + \frac{3}{2} \right\} dN + \frac{3}{2} Nk \frac{dT}{T} \end{aligned} \quad (1.1.4)$$

由式(1.1.1),有

$$\frac{dT}{T} = -\frac{dN}{N} \quad (1.1.5)$$

将式(1.1.5)代入式(1.1.4)得

$$dS = k \ln \left[\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \right] dN \quad (1.1.6)$$

对于理想气体,有

$$\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \gg 1 \quad (1.1.7)$$

取暖时, $dN < 0$, 所以 $dS < 0$, 即室内的熵在减小。

利用式(1.1.5)也可将式(1.1.4)(或式(1.1.6))改写为

$$dS = -Nk \ln \left[\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \right] \frac{dT}{T} \quad (1.1.8)$$

或

$$dT = - \frac{TdS}{Nk \ln \left[\left(\frac{2\pi mkT}{h^2} \right)^{3/2} \frac{V}{N} \right]} \quad (1.1.9)$$

式(1.1.9)说明供暖时, 温度的升高不是由于室内能量的增大, 而是熵的降低。

1.1.7 小结

学物理总是要不断向大自然学习。要善于捕捉、思考发生在微观、宏观和宇观中的一切现象, 特别不能放过细节。认真分析和深入探究就有可能给出合理的解释, 即使有些解释不全面或不准确甚至错误也无妨, 愚者千虑尚有一得。思考可激活知识, 持之以恒必有成效。

1.2 不能利用透镜聚焦辐射使物体升温到任意高温

导读: 在黑体辐射场中设法使辐射聚焦也不能获得比辐射黑体温度更高的温度。

中国古代的点火器阳燧(凹面铜镜), 阿基米德组织希腊百姓用镜子汇聚日光烧毁敌人的战船, 利用抛物面形的锅汇聚阳光点燃奥运圣火, 以及太阳能热水器等, 都涉及利用透镜或镜子使辐射聚焦的问题。那么这种聚集能否获得比发射辐射的黑体更高的温度呢? 根据热力学第二定律的克劳修斯表述就可知, 结论是否定的。但这个答案不够“定量”, 下面简要地给出 L.D. 朗道和 E.M. 栗弗席兹的一个处理^[1]。

1.2.1 基尔霍夫定律

处于热平衡状态的黑体辐射是各向同性的, 根据普朗克黑体辐射公式

$$U(\omega, T)d\omega = \frac{V}{\pi^2 c^3} \frac{\hbar \omega^3}{e^{\hbar \omega / (kT)} - 1} d\omega \quad (1.2.1)$$

可知, 能流从每个体积元中均匀地向四面八方流出, 若我们用 $e_0(\omega, T)$ 来表示单位体积单位立体角内黑体辐射的能流密度, 则

$$e_0(\omega, T) = \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^3 c^3 (e^{\hbar \omega / (kT)} - 1)} \quad (1.2.2)$$

而在单位体积内在立体角元 $d\Omega$ 的方向流出而频率在 $d\omega$ 内的能流密度为

$$ce_0(\omega, T)d\Omega d\omega$$

因此在单位时间内, 投射到物体单位表面积上而投射方向与表面法线成 θ 角同时频率在 $d\omega$ 内的辐射能量为

$$ce_0(\omega, T)\cos\theta d\Omega d\omega, \quad d\Omega = 2\pi\sin\theta d\theta$$

我们用 $A(\omega, T, \theta)$ 来代表物体的吸收本领, 它是辐射频率和投射方向以及温度的函数, 这个量被定义为: 在 $d\omega$ 范围内的辐射能量, 投射到物体表面上后, 被该物体所吸收的那一部分(其中不包括透射物体的辐射, 如果有的话)。于是在单位时间内在单位表面上并在 $d\omega$ 范围内被吸收的辐射为

$$ce_0(\omega, T)A(\omega, T, \theta)\cos\theta d\Omega d\omega$$

(1) 审定物体反射时不发生 θ 角和频率的改变, 即物体不散射辐射也不发荧光, 并认为辐射不穿透物体, 这时被吸收的辐射应该被物体本身在同一个方向上和在同一频率间隔内所发射的辐射抵消, 若用 $J(\omega, T, \theta)$ 来代表从单位表面上发射出来的强度, 则存在下列关系式:

$$J(\omega, T, \theta) = ce_0(\omega, T)A(\omega, T, \theta)\cos\theta \quad (1.2.3)$$

由上式得

$$\frac{J(\omega, T, \theta)}{A(\omega, T, \theta)} = ce_0(\omega, T)\cos\theta \quad (1.2.4)$$

函数 $J(\omega, T, \theta)$ 和 $A(\omega, T, \theta)$ 显然会因物体而异, 但上述比值却是频率、温度和方向的普适函数, 这就是基尔霍夫定律。

(2) 如果物体有散射光, 反射时会发生 θ 角的改变, 这时应以式(1.2.5)来代替式(1.2.3),

$$\int J(\omega, T, \theta)d\Omega = ce_0(\omega, T)\int A(\omega, T, \theta)\cos\theta d\Omega \quad (1.2.5)$$

(3) 若辐射可穿透物体, θ 角也会发生改变(折射所致), 这时式(1.2.5)还要对物体的整个表面进行积分才会相等, 同时 $A(\omega, T, \theta)$ 和 $J(\omega, T, \theta)$ 还取决于物体表面的位置。

(4) 当伴随有频率改变(荧光)的散射存在时, 基尔霍夫定律应表述为

$$\iint J(\omega, T, \theta)d\Omega d\omega = c\iint e_0(\omega, T)A(\omega, T, \theta)\cos\theta d\Omega d\omega \quad (1.2.6)$$

1.2.2 处于非热平衡状态的辐射

非平衡既可以是辐射频谱分布的不平衡, 也可以是辐射按方向分布的不平衡。用 $e(\omega, \mathbf{n})d\Omega d\omega$ 来表示频率在间隔 $d\omega$ 内而波矢方向 $\mathbf{n}$ 在 $d\Omega$ 内的这种辐射的空间分布, 并通过

$$e(\omega, \mathbf{n}) = e_0(\omega, T)$$

来定义在上述频率和方向的单位间隔内的辐射温度, 即

$$T_{\omega, \mathbf{n}} = \frac{\hbar \omega}{k \ln \left[1 + \frac{\hbar \omega^3}{4\pi^3 c^3} \frac{1}{e(\omega, \mathbf{n})} \right]} \quad (1.2.7)$$

现设想有一处于真空中的绝对黑体, 显然在物体以外不再处于热平衡状态。但在几何光学能够适用的条件下, 可以认为在相空间内光子的分布函数将沿着相轨道保持恒定(刘维尔定理)。而分布函数除了一个与频率有关的因子外, 是与空间密度 $e(\omega, \mathbf{n}, \mathbf{r})$ 一致的。因频率在传播时不改变, 所以在空间给定点 $\mathbf{r}$ 处的辐射密度 $e(\omega, \mathbf{n}, \mathbf{r})$ 应等于发射它的黑体内部所具有的密度 $e_0(\omega)$ 。

对(空间中的每一给定点)凡是有辐射在其中传播的方向来讲, 按照式(1.2.7)来定义非平衡辐射的温度, 则 $T_{\omega, \mathbf{n}}$ 就等于黑体辐射的温度 T 。如果按照对所有方向(其中包含了没有辐射传播的方向)进行了平均的密度来定义辐射温度, 这个温度显然是要低于黑体温度的。

1.2.3 结论

在几何光学能够适用的条件下, 上述结果在有反射镜和折射透镜存在的情形中也完全保持有效。利用透镜或镜子可以使辐射聚焦, 即扩大射线到达空间中给定点的通行方向的范围, 从而可以提高在这一点上的辐射平均温度, 但是无论用什么方式也不能使它高于发射这个辐射的黑体的温度。

参 考 文 献

- [1] 朗道 L.D., 栗弗席兹 E.M. 统计物理学. 杨训恺等译. 北京: 人民教育出版社, 1964: 214~223

1.3 关于表面张力的两个演示实验及其解释

导读: 置于水盆中的木质瓶塞不是直立而是倾斜于水中, 最终总是稳定在盆缘。用薄片或钻有小孔的薄片盖住注满水的杯口并悬空侧置, 薄片不会下落; 水也不会从杯口边缘和小孔流出。这些都是由于表面张力存在的缘故。

1.3.1 实验现象

(1) 将热水瓶塞或轻质小木块(片)放入盛有几个厘米深的水盆中, 木塞在水中并不安定, 总是晃来晃去, 一直到靠近边缘时才最终稳定下来。若小木块的形状

是不规则的, 如有棱角和直线边以及弧线边, 结果发现木块在边缘停稳时, 对准盆缘的绝不会是棱角而是直线边或弧线边。弧线边的曲率愈接近盆缘的曲率, 则它靠近边缘时愈稳定, 也就是木块与盆缘接触部分愈长愈紧密就愈稳定。例如, 要将它从盆缘移开, 所用拉力就需更大。若将盆的一边置于火炉旁加热, 在水中晃动的瓶塞或小木块最终总是停靠在未被加热的盆缘边。

(2) 在一玻璃杯中注满水, 用一能被水润湿(润湿程度越高, 效果越好)的薄盖板(如一轻质的薄金属板或木质板或具有一定硬度的纸板)盖住杯口, 然后小心地将玻璃杯悬空倒置, 我们将会发现盖板不会下落, 杯中的水不会流出, 但若盖板过重时, 它就会下落, 水就跟着流出。若上述盖板中钻有一个如铅笔或筷子大小的孔(直径 $0.7\sim 0.8\text{cm}$), 水也不会从孔中流出。

1.3.2 解释

(1) 小木块(或木塞)比水轻, 有一部分浮出水面, 水润湿木块, 在木块周围与水面接触处会形成弯曲液面。由于表面张力的作用, 在木块周围弯曲液面内(如图 1.3.1 中的 A 处)的压强 P_A 会要小于大气压强 P_0 , 木块周围的情况都是如此, 按理来说木块可处在盆中任何位置而不动。但不可避免地会产生小的起伏或扰动, 致使它在水中晃动, 当靠近盆缘时, 在盆缘处会形成如图 1.3.2 所示的弯曲液面, 在该处水面上升的高度更大, 压强 P_B 比 P_A 小, 一旦当木块靠近盆缘时就不会再晃到其他地方去了。显然木块与盆缘接触愈长愈紧密, 因表面张力而产生的将木块推向边缘的力就越大, 因而也就越稳定。水的表面张力系数是随温度升高而减小的, 当盆的一边被加热时, 木块将会向另一边晃去, 最后停在盆缘。但若在加热过程中, 用外力将木块推向加热边的盆缘, 虽然边缘处的温度升高了, 但只要 P_B 仍小于 P_A 木块就有可能暂时停在该处, 随着温度的进一步提高, 然后再转移到他处。

还可以在盆中某处放入一小块冰或食盐来改变该部分液体的温度或放入一小片肥皂来减小该处液体的表面张力系数等措施来做进一步的实验观察并给出相应的解释。

在实验中还可观察到放入水中的热水瓶盖一般并不是竖立立于水中, 而是倾斜于水中, 这是因为倾斜可使水的表面减小, 而表面积最小也就使表面自由能最小, 因而最稳定。

经类似分析还可以解释, 当盆(或杯)中注满水时, 瓶塞(或小木块)为什么不会在盆(或杯)边缘处停靠。

(2) 玻璃杯倒置时盖板将从杯口处下落一小段距离(图 1.3.3)不会像正置时那样紧贴杯口, 在杯口与盖板间形成一弯曲的凹液面, 凹液面外的压强为大气压强 P_0 , 凹液面内的压强小于 P_0 , 紧贴整个盖板的液内压强都相等(因处在同一水平面)

都要小于 P_0 ，而盖板下方受到的压强为大气压，正是盖板上下方的压力差才托住了盖板不会往下掉落。若盖板中有小孔，将有一气泡从小孔处伸入液内，使该处液体形成一凹形液面(图 1.3.4)，液面内的压强小于大气压强，加上因液体表面张力而产生的附加压强正好与气泡内的大气压强相等，从而液体不会从小孔流出。但若润湿程度不高或小孔过大，液体将会从小孔流出。

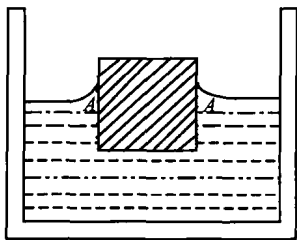


图 1.3.1 水面上的木塞

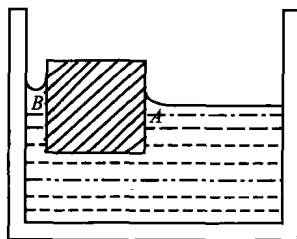


图 1.3.2 盆缘处的木塞

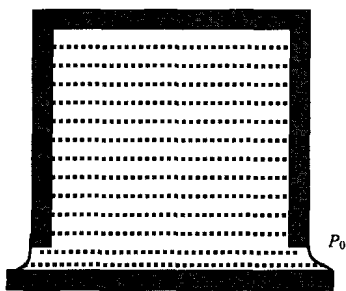


图 1.3.3 倒置的玻璃杯(杯内盛满水并有盖板)

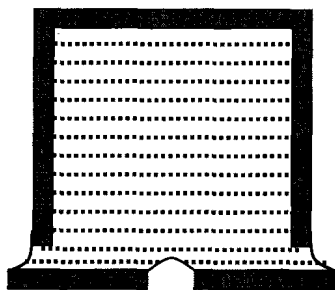


图 1.3.4 倒置着的玻璃杯(盖板上钻有小孔)

1.4 表面张力的几个问题

导读：对毛细管露出水面足够长、不够长和管壁上开有小孔以及 U 形毛细管等各种情况下出现的现象进行了讨论。

设液体的表面张力系数为 α ，液体的密度为 ρ ，将一半径为 R 的毛细管插入液体中，根据平衡条件可得

$$P_0 - \rho gh = P_0 + \frac{2\alpha}{r} \quad (1.4.1)$$

其中， P_0 是大气压强， h 是管内液柱相对于管外平液面上升($h>0$)或下降($h<0$)的高度， r 是弯曲液面的曲率半径(曲率中心在液内时 r 为正，曲率中心在液外时 r 为负)， $2\alpha/r$ 是因表面张力而对液体产生的附加压强。由式(1.4.1)得

$$r = -\frac{2\alpha}{\rho gh} \quad (1.4.2)$$

设接触角为 θ 。若 $\theta < \pi/2$ ($\cos\theta > 0$)，则液体润湿毛细管；若 $\theta > \pi/2$ ($\cos\theta < 0$)，则液体不润湿毛细管。显然

$$-\frac{R}{r} = \cos\theta \quad (1.4.3)$$

将式(1.4.3)代入式(1.4.2)，得

$$h = \frac{2\alpha \cos\theta}{\rho g R} \quad (1.4.4)$$

当液体润湿(不润湿)毛细管时， $\cos\theta > 0$ ($\cos\theta < 0$)，由式(1.4.4)知 $h > 0$ ($h < 0$)，管内液柱上升(下降)。再由式(1.4.2)知， $r < 0$ ($r > 0$)，曲率中心在液外(液内)，液面为凹(凸)形。

下面我们将针对液体完全润湿毛细管 ($\theta = 0^\circ$, $\cos\theta = 1$) 的情况讨论几个具体问题。

1.4.1 毛细管露出液面足够长

这时式(1.4.3)和式(1.4.4)变为

$$r = -R \quad (1.4.5)$$

和

$$h = \frac{2\alpha}{\rho g R} \quad (1.4.6)$$

式(1.4.5)中的负号说明液面为凹形，曲率半径的绝对值 $|r|$ 等于毛细管的半径。

1.4.2 毛细管露出液面的高度 $H < h$

根据平衡条件可得

$$P_0 - \rho g H = P_0 + \frac{2\alpha}{r} \quad (1.4.7)$$

于是得

$$r = -\frac{2\alpha}{\rho g H} \quad (1.4.8)$$

式中， r 是上端管口处液面的曲率半径。 r 为负值，液面为凹形， H 越小， $|r|$ 越大。当 H 趋于零时，它趋于 ∞ ，这时管内外的液体为等高的平面。

1.4.3 毛细管臂上有小孔

如图 1.4.1 所示，在管内离液面高 h 处形成一个半径为 R 的凹形液面外，在