

低温绝热与 储运技术

徐 烈 朱卫东 汤晓英 编著



机械工业出版社

低温绝热与贮运技术

徐 烈 朱卫东 汤晓英 编著

机 械 工 业 出 版 社

本书较全面而系统地阐述了低温绝热的传热机理、低温绝热的各种结构与材料、各类绝热的设计计算,以及各种类型绝热体的制作及其实验研究方法;同时也系统地介绍了低温贮运设备的典型结构、各种低温容器的结构设计、强度、刚度的计算,封头设计、开孔补强,焊接结构和密封结构的设计,以及使用过程中的相关技术等。本书内容丰富、实用性强、说明准确、简明扼要。

本书可供航天、航空、动力、石油与天然气、化工、轻工、交通、建筑等部门从事低温绝热和贮运设备设计、研究与施工等方面的科技人员使用,亦可作为大专院校相关专业师生的参考书。

图书在版编目 (CIP) 数据

低温绝热与贮运技术/徐烈等编著. —北京:机械工业出版社, 1999. 5
ISBN 7-111-06724-X

I. 低… II. 徐… III. ①低温隔热技术②贮运-低温贮藏 N. TB661

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (1999) 第 18165 号

出 版 人: 马九荣 (北京市百万庄大街 22 号 邮政编码 100037)

责任编辑: 钱飒飒 版式设计: 张世琴 责任校对: 肖新民

封面设计: 姚 毅 责任印制: 路 琳

北京机工印刷厂印刷·新华书店北京发行所发行

1999 年 5 月第 1 版第 1 次印刷

787mm×1092mm^{1/16}·17.75 印张·432 千字

0 001—2 500 册

定价: 28.50 元

凡购本书, 如有缺页、倒页、脱页, 由本社发行部调换

本社购书热线电话 (010) 68993821、68326677-2527

前 言

随着科学技术的不断发展,大幅度地开拓了低温技术的应用领域。其中,低温绝热与贮存运输技术是获得与保持低温、实现低温技术应用中首要的必不可少的技术。因此,了解绝热机理、研究绝热材料、探讨绝热结构、摸索绝热工艺和介绍低温贮运设备的结构、设计与使用等内容一直是人们日益关心的问题。鉴于目前系统地介绍低温绝热和低温贮运技术的书籍比较少,作者深感有必要撰写本书。在广泛收集资料的基础上,结合作者多年的工作经验,我们编写了这本《低温绝热与贮运技术》。在编写过程中,作者力求做到内容全面,叙述深入浅出,特别注意到原理与技术的有机联系,并尽可能介绍一些新的技术。

本书由徐烈、朱卫东、汤晓英编著。徐烈任主编并主笔。全书共分十章。第一章重点介绍低温绝热中的一些传热问题,特别是对低温下的固体导热、辐射传热以及有冷蒸气冷却的管道传热、分散介质中的传热等进行了讨论。第二章、第三章分别介绍了各种低温绝热的结构及影响性能的因素,不同类型绝热材料的性质以及影响因素。第四章介绍了不同类型低温绝热的传热计算。第五章、第六章分别介绍了绝热材料性能的测试方法及各类绝热体的制作。从第七章开始介绍低温贮存与运输的设备与技术。其中包括第七章中的低温容器的典型结构,第八章的低温容器的设计计算,第九章的低温容器的热设计和第十章的低温容器的使用技术等。

在编写本书的过程中,曾得到上海交通大学、浙江大学等单位同事的关心和指导。浙江大学胡连方副教授在百忙中认真地审阅了全部书稿,并提出了宝贵的意见。陈国邦教授、顾宏中教授、顾安忠教授等也给与关心与支持。除此之外,在收集资料与筹集经费的过程中,也得到国内许多工厂、研究所等的大力支持,特别是苏州华福低温容器有限公司和上海凯普登工业气体设备有限公司的支持。在此,对他们表示衷心地感谢。

由于时间有限,更限于编写人员的水平,书中难免有不当之处,恳请读者批评指正。

编著者 1999 年 3 月



徐烈, 1965年毕业于浙江大学, 留校任教。1979年调入上海交通大学, 其中89年-90年在德国柏林自由大学进修, 现任上海交大制冷与低温工程系教授、博士生导师。卅余年来, 一直从事低温科学与技术的教学与科研, 曾开设“低温工程学”、“低温真空技术”、“低温测试技术”等七门本科、硕、博士课程, 共培养硕士、博士生20名, 出版《低温容器——设计、制造与使用》(机工版)、《绝热技术》(国防版)、《低温技术》(上海交大版)等著作七本, 译作三本。共发表论文90余篇。对低温绝热与低温容器、低温下材料热物性、低温真空技术等专长, 曾先后承担国家、省部委及有关应用单位的研究课题50余项, 绝大部分为项目负责人, 曾获全国科学大会奖、中科院重大成果乙等奖、有色总公司成果奖等5次。现兼任中国制冷学会等学会专业委员、“低温工程”、“低温与超导”、“真空与低温”、“低温与特气”和“制冷技术”编委, 美国科学进展学会和纽约科学学会国际会员。

目 录

前言

第一章 低温绝热基础	1
第一节 自然对流传热	1
第二节 稀薄气体的导热	2
第三节 低温下固体的导热	8
第四节 低温下的辐射传热	14
第五节 分散介质中的传热	23
第六节 有蒸发气体冷却的管道传热	32
第二章 低温绝热的类型、结构与影响因素	39
第一节 普通堆积绝热	40
第二节 高真空绝热	41
第三节 真空多孔绝热	42
第四节 多层绝热	45
第五节 多屏绝热	53
第三章 低温绝热材料	56
第一节 绝热材料的种类及其基本性能	56
第二节 常用绝热材料	58
第三节 多层绝热材料	70
第四节 绝热材料的热物理性质	72
第四章 绝热计算	81
第一节 绝热计算的项目与参数	81
第二节 绝热体的热损失计算	81
第三节 绝热结构中热桥的传热计算	91
第四节 绝热层厚度的计算	96
第五节 表面温度的计算	103
第五章 绝热材料性能的测试方法	105
第一节 热导率	105
第二节 热扩散率	111
第三节 发射率和吸收比	113
第四节 低温热膨胀系数	116

第六章 低温绝热体的制作

第一节 堆积绝热结构的一般要求与施工	119
第二节 多层绝热结构的制作	124
第三节 真空粉末绝热体的制作	128
第四节 绝热空间的真空获得与保持	129

第七章 低温容器的典型结构

第一节 液氧、液氮和液氩容器	140
第二节 液氢和液氦容器	148
第三节 液化天然气的贮运设备	154
第四节 特殊容器	158
第五节 低温恒温器	164
第六节 液化气体的汽化设备	167
第七节 低温液体输送管道及设备	169

第八章 低温容器的设计计算

第一节 低温容器的设计要点	181
第二节 低温容器设计要素的选择	184
第三节 低温容器的几何参数	187
第四节 内压圆筒与球壳的计算	192
第五节 外压圆筒与球壳的计算	195
第六节 封头设计	211
第七节 开孔及开孔补强设计	227
第八节 焊接结构的设计	234
第九节 低温下的密封结构	241

第九章 低温容器的热设计

第一节 绝热结构的确定	248
第二节 低温容器的热流分析与计算	248
第三节 绝热结构中的热桥设计	250
第四节 低温容器预冷量和加热量的计算	250

第十章 低温容器的使用技术

第一节 充液	257
--------------	-----

IV

第二节	贮存	263
第三节	蒸发率的测定	264
第四节	液面测量	269

第五节	安全技术	272
-----	------------	-----

第一章 低温绝热基础

低温绝热技术的理论基础是传热学和热物性学。在本章中,将重点讨论低温绝热中的一些特殊的传热问题,如自然对流传热、稀薄气体的分子导热、低温下的固体导热、低温下的辐射传热、分散介质中的传热,以及有冷蒸气逸出的固体构件的导热等问题。对于上述问题的深入研究与讨论不仅能加深对绝热本质的理解,而且对于提高绝热材料的性能和改进绝热结构的设计都是十分重要的。

第一节 自然对流传热

与强迫对流不同,自然对流传热是由流体的彻体力(bodyforces)引起的。在重力场中,最常见的是重力。由于流体各部分的温度不同而引起质量与密度的差异,这些密度不相同的部分就会在同一重力场下产生相对运动,从而产生自然对流传热。

当然,重力并非是唯一的彻体力。其他的彻体力有作用于带电流体的磁场力、电场力,旋转系统内的离心力等。本章仅研究由重力引起的自然对流传热。

重力引起的自然对流传热一般用格拉晓夫数 Gr 来表征,它代表浮升力和粘性力之比值。其公式如下:

$$Gr = \frac{g\alpha\Delta TL^3}{\nu^2} \quad (1-1)$$

$$\alpha = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p$$

$$\Delta T = T_{w1} - T_{w2}$$

式中 g ——重力加速度,单位为 m/s^2 ;
 α ——流体的体膨胀系数,单位为 $1/\text{K}$;
 T_{w1} 、 T_{w2} 、 ΔT ——热、冷固体面的温度及其温差,单位为 K ;
 L ——特征尺度,单位为 m ;
 ν ——流体的运动粘度,单位为 m^2/s 。

大量的理论分析和试验研究表明,自然对流传热遵循特征数关系式: $Nu_m = (Gr_m Pr_m)^m$ (Nu 为努塞尔数, Pr 为普朗特数)。此式对于不同的流体、不同的流态、不同的传热表面形状及热、冷面位置,有不同的具体形式。

绝热空间大多是有限空间。对于有限空间中的流体,只要 $Gr_m Pr_m < 10^3$, 则 $Nu_m = 1$, 即自然对流传热可以完全被防止,呈现为纯粹气体导热的状态。这里的 Gr_m 、 Pr_m 、 Nu_m 均是取 $T_m = \frac{1}{2}(T_{w1} + T_{w2})$ 作为定性温度,取夹层的厚度为定性尺寸而计算得到的特征数。

由于绝热空间中的气体(空气、氮气、氦气等)的 Pr 均为 0.7 左右,故,可以认为 $Gr < 10^3$ 是防止自然对流传热的充分条件。

下面,我们对常见的真空型低温绝热结构进行计算,从中可以获得一些非常有益的结果。

(1) 对于真空多孔(粉末或纤维)绝热、高真空多层绝热,由于特征尺度 L 非常小,经计算的 Gr 远小于 10^3 ,所以即使在常压下也能防止自然对流传热。

在多孔绝热中,空隙的特征尺度 L 一般在 $10^{-4} \sim 10^{-8} \text{m}$ 之间,而多层绝热中空隙的特征尺度 L 一般在 10^{-4}m 以下,如果取 $L = 10^{-4} \text{m}$,并取绝热空间夹层的内、外壁温分别为 $T_i = 4.2 \text{K}$ 和 $T_o = 300 \text{K}$,则 $T_m = \frac{1}{2}(4.2 + 300) \text{K} = 152 \text{K}$,空气的动力粘度 $\mu \approx 1.055 \times 10^{-5} \text{Pa} \cdot \text{s}$,密度 $\rho = 2.3322 \text{kg/m}^3$,运动粘度 $\nu = \mu/\rho \approx 4.54 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$,体膨胀系数 $\alpha \approx 1/T_m = 1/152 \text{1/K}$,重力加速度 $g = 9.81 \text{m/s}^2$,每一间隙界面的温差 $\Delta T = T_{w1} - T_{w2} \ll T_o - T_i = 296 \text{K}$ 。故

$$Gr_m = \frac{g\alpha\Delta TL^3}{\nu^2} = \frac{9.81 \times 296 \times 10^{-12}}{152 \times (4.54 \times 10^{-6})^2} = 0.927 \ll 10^3$$

(2) 对于单纯高真空绝热由于夹层厚度 L (即特征尺度 L) 较大,计算表明,只能在一定的真空度下才能防止自然对流传热。如 $L = 1.5 \times 10^{-2} \text{m}$, $\Delta T = 296 \text{K}$,在常压下,其他参数同前,则 Gr_m 为:

$$Gr_m = \frac{g\alpha\Delta TL^3}{\nu^2} = \frac{9.81 \times 296 \times (1.5 \times 10^{-2})^3}{152 \times (4.54 \times 10^{-6})^2} = 3.128 \times 10^6 > 10^3$$

此时,不能防止自然对流传热。如果抽至 10^3Pa 的真空度,此时 μ 值变化不大,由于 $\nu = \mu/\rho$,故 $Gr \propto 1/\nu^2 \propto \rho^2 \propto p^2$,所以

$$Gr_m \approx 2.085 \times 10^6 \left(\frac{10^3}{10^5} \right)^2 = 3.128 \times 10^2 < 10^3$$

此时,只要有 10^3Pa 的真空度,就可以防止自然对流传热。

综上所述,在低温绝热中,只要采用抽真空的措施,就能防止自然对流传热,而使气体呈纯导热的状态。因此,在真空型的绝热结构中,最主要的工作是如何防止与减少辐射传热和剩余气体的导热。

第二节 稀薄气体的导热

气体的热传导主要由分子的移动及相互碰撞而产生,因此,与它的流态有很大的关系。人们常以克努森 (Knudsen) 数来表征:

$$Kn = \frac{l}{L}$$

式中 l ——气体分子的平均自由程;

L ——绝热空间的特征尺度。

按克努森数 Kn 的大小,将稀薄气体分成四个状态:

- 1) $Kn < 0.01$: 连续介质状态;
- 2) $0.01 < Kn < 0.1$: 滑流状态或称温度跃变状态;
- 3) $0.1 < Kn < 10$: 转变状态
- 4) $Kn > 10$: 自由分子状态。

因此,绝热空间夹层中气体的热导率不仅随气体种类而异,而且还和气体的状态参数(温度、压强等)有关,即与气体分子的平均自由程有关。

气体分子的平均自由程可按式计算：

$$l = 6.44 \times 10^3 \frac{\mu}{p} \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (1-2)$$

式中 l ——气体分子的平均自由程，单位为 cm；

μ ——气体分子动力粘度，单位为 Pa·s；

p ——气体分子压力，单位为 Pa；

T ——气体分子的热力学温度，单位为 K；

M ——气体的相对分子质量。

从式 (1-2) 中可以看出，不同种类的气体，即使在相同的状态参数下，其平均自由程也是不同的。相对分子质量 M 小的，平均自由程大。同一种气体，平均自由程 l 随着压强 p 的减小和温度 T 的提高而增大。

表 1-1 至表 1-3 分别给出一些气体在不同压力、不同温度下的平均自由程。

表 1-1 几种气体在不同压力下的平均自由程 ($T=293\text{K}$) (单位为 cm)

压力 p/Pa	133.3	1.333	1.333×10^{-2}	1.333×10^{-4}
He ⁴	15×10^{-3}	1.5	150	1.50×10^4
H ₂	8.8×10^{-3}	0.88	88	8.8×10^3
O ₂	4.8×10^{-3}	0.48	48	4.8×10^3
空气	4.6×10^{-3}	0.46	46	4.6×10^3
N ₂	4.5×10^{-3}	0.45	45	4.5×10^3

表 1-2 几种气体在不同温度下的平均自由程 ($p=0.1333\text{Pa}$) (单位为 cm)

温度/K	4	20	77	300
空气	—	—	0.87	5.1
H ₂	—	0.30	1.8	9.5
He ⁴	0.11	0.67	3.2	15.0

表 1-3 空气在不同压力下的平均自由程 ($T=300\text{K}$)

压力 p/Pa	平均自由程/cm	压力 p/Pa	平均自由程/cm
1.01×10^5	6.21×10^{-6}	1.333×10^{-3}	4.72×10^2
133.3	4.72×10^{-3}	1.333×10^{-4}	4.72×10^3
13.33	4.72×10^{-2}	1.333×10^{-5}	4.72×10^4
1.333	4.72×10^{-1}	1.333×10^{-6}	4.72×10^5
1.333×10^{-1}	4.72	1.333×10^{-7}	4.72×10^6
1.333×10^{-2}	4.72×10^1		

式 (1-2) 中，气体的动力粘度 μ_t 可按式计算：

$$\mu_t = \mu_0 \frac{1 + \frac{c}{273}}{1 + \frac{c}{273+t}} \sqrt{\frac{t+273}{273}} \quad (1-3)$$

式中 μ_0 、 c ——对于不同气体， μ_0 和 c 值见表 1-4；

t ——气体的温度，单位为 $^{\circ}\text{C}$ 。

表 1-4 不同气体的 μ_0 和 c 值

气 体	c/K	$\mu_0/10^3\text{Pa}\cdot\text{s}$	气 体	c/K	$\mu_0/10^3\text{Pa}\cdot\text{s}$
空气	122	1.721	H_2	7.5	0.849
N_2	107	1.676	He	80	1.844
O_2	138	1.924			

下面，我们分析一下在不同流态时气体分子的导热情况。由传热学可知，气体分子间的传热是由分子的移动和相互间的碰撞而产生的。在连续介质状态，特征尺度 $L > 100l$ ，即 $L \gg l$ 。因此，在其传输过程中，分子之间相互碰撞的几率远远超过气体分子与壁面间的碰撞几率，此时气体的热导率 λ [单位为 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$] 遵从下面的公式：

$$\lambda = 0.25(9\gamma - 5)\bar{v}lc_v \quad (1-4)$$

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}}$$

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

式中 l ——气体分子的平均自由程，单位为 m ；

c_v ——气体的比定容热容，单位为 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ ；

$\bar{v}$ ——气体分子的算术平均速度，单位为 m/s ；

γ ——质量热容比，或称比热比，见表 1-5；

T ——气体的热力学温度，单位为 K ；

m_0 ——一个气体分子的质量，单位为 kg ；

k ——玻耳兹曼常数， $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{J/K}$ ；

c_p ——气体的比定压热容，单位为 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$ 。

表 1-5 几种气体在标准状态下的比热比 γ

气 体	空气	N_2	O_2	H_2	Ne	Ar	CO_2	CO	He
γ	1.4034	1.405	1.398	1.408	1.67	1.67	1.302	1.404	1.67

对于单原子气体， $0.25(9\gamma - 5)$ 为 2.5，对于双原子气体， $0.25(9\gamma - 5)$ 为 1.9，对于多原子气体， $0.25(9\gamma - 5)$ 为 1.75 甚至更小。由此可知：由于 $\bar{v}$ 、 l 、 c_v 均与温度有关，所以热导率 λ 与温度有关。

c_v 与温度的关系见表 1-6。

表 1-6 c_v 与温度的关系

气 体	比 热 比 γ	$c_v/\text{J}\cdot(\text{kg}\cdot\text{K})^{-1}$
空 气	1.403	$717.756 \times (1 + 3.45 \times 10^{-5}T + 6.30 \times 10^{-8}T^2)$
N_2	1.405	$735.621 \times (1 + 3.45 \times 10^{-5}T + 6.30 \times 10^{-8}T^2)$
O_2	1.398	$644.349 \times (1 + 3.45 \times 10^{-5}T + 6.30 \times 10^{-8}T^2)$

(续)

气 体	比 热 比 γ	$c_v/J \cdot (kg \cdot K)^{-1}$
CO	1.404	$736.039 \times (1 + 3.45 \times 10^{-5}T + 6.30 \times 10^{-8}T^2)$
H ₂	1.408	$9656.436 (1 + 1.5 \times 10^{-4}T)$
CO ₂	1.302	$527.537 (1 + 8.11 \times 10^{-4}T - 1.84 \times 10^{-7}T^2)$
H ₂ O (100℃)	1.32	$1603.544 (1 + 3.39 \times 10^{-7}T^2 - 1.72 \times 10^{-4}T^2)$
单原子气体	1.667	$12.518/M$

注: T 为气体的热力学温度;

M 为气体的相对分子质量。

随着气体分子平均自由程的增大, 传热情况会发生很大的改变, 如当 $l \approx L$ 时, 则呈自由分子状态。在传输过程中, 气体分子之间相互碰撞的几率远远低于气体分子与器壁碰撞的几率, 此时, 热导率不再决定于气体分子间的能量交换, 而是决定于气体分子与壁面的能量交换情况。因此式 (1-4) 也不适用。

在连续介质流与自由分子状态之间, 存在滑流状态和转变状态。在此状态下, 最贴近壁面的气体分子与壁面之间存在一定的切向速度, 即沿壁面“滑流”。由于气体分子与壁面之间碰撞时的能量交换不够充分, 所以碰撞后的气体分子并不具有器壁的温度, 而存在一个温度差, 即存在“温度跃变”。突变量 ΔT 等于:

$$\Delta T = \frac{2\varepsilon}{\gamma+1} \frac{2-\alpha}{\alpha} L \frac{dT}{dn} = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \frac{1}{Pr} \frac{2-\alpha}{\alpha} L \frac{dT}{dn} \quad (1-5)$$

$$\varepsilon = \frac{9\gamma-5}{4}$$

式中 dT/dn ——沿表面法向的温度梯度;

Pr ——普朗特数;

γ ——比热比;

L ——特征尺度;

α ——适应系数。

对于单原子气体, 比热比 $\gamma = \frac{5}{3}$, 故得出 $\varepsilon = \frac{5}{2}$ 和 $\frac{2\varepsilon}{\gamma+1} = \frac{15}{8} = 1.875$, 还有更为精确的结论为

$$\frac{2\varepsilon}{\gamma+1} = \frac{75\pi}{128} = 1.84。$$

由于界壁附近存在温度突变, 如同壁间距离增加一样, 使气体传热量减少到 $2\Delta T / \left(\frac{dT}{dn} \right)$ 。

根据平壁导热公式求出该情况下的传热量 Q 为:

$$Q = \frac{\lambda_0 A (T_1 - T_2)}{\delta + 2\Delta T / \left(\frac{dT}{dn} \right)} \quad (1-6)$$

式中 λ_0 ——大气压下气体的热导率, 可由式 (1-4) 确定;

A ——对流传热面积;

δ ——界壁间距。

若以 $\beta = \frac{2\varepsilon}{\gamma+1} \frac{2-\alpha}{\alpha}$, $2\Delta T / \left(\frac{dT}{dn} \right) = 2\beta L = 2\beta \delta Kn$ 代入式 (1-6), 得:

$$Q = \frac{\lambda_0 A (T_1 - T_2)}{\delta (1 + 2\beta Kn)} \quad (1-7)$$

式(1-7)有时以气体热导率的形式表征,即:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 + 2\beta Kn} \quad (1-8)$$

此时的 λ 并不是真正热导率,仅作为热传递速率的一种表示形式。因为真正热导率只由物性决定,而式(1-8)所表示的热导率 λ 值与 Kn 有关,而 Kn 又是间距 δ 的函数。

对于圆柱形器壁,式(1-7)变成为:

$$Q = \frac{2\pi r_1 \lambda_0 L (T_1 - T_2)}{r_1 \ln \frac{r_1}{r_2} (1 + 2\beta Kn)} \quad (1-9)$$

式中 T_1, T_2 ——外、内壁的温度;

r_1, r_2 ——外、内壁半径;

L ——圆柱体的高度;

其他符号含义同前。

图 1-1 给出了通过杜瓦容器壁面空气传递的热流值与 Kn 的关系曲线,此曲线与式(1-7)相符合。此杜瓦容器的壁间距是10~20mm,克努森数为 $0.05 < Kn < 5$ 。从表 1-3 中可以看出,该杜瓦容器的绝热空间中,与过渡区域克努森数对应的气体压强约为 $1.333 \sim 0.1333 \text{ Pa}$ 。当压强低于 5 Pa 时,气体导热开始减少;当压强低于 0.1 Pa 时,其变化正比于压强。为此,要想使气体传热量减少到足够小的数值(小于辐射热的5%),容器绝热空间必须保持低于 $1.33 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ 的压强。

总之,从连续介质状态到自由分子流状态,其过程是连续变化的,但对低温绝热来说,则是分子流状态下的导热情况。这样说是因为采用抽高真空的方法很容易使绝热空间的气体达到自由分子状态。

下面讨论在自由分子状态下气体分子的导热情况。如图1-2所示,设有两个传热表面1、

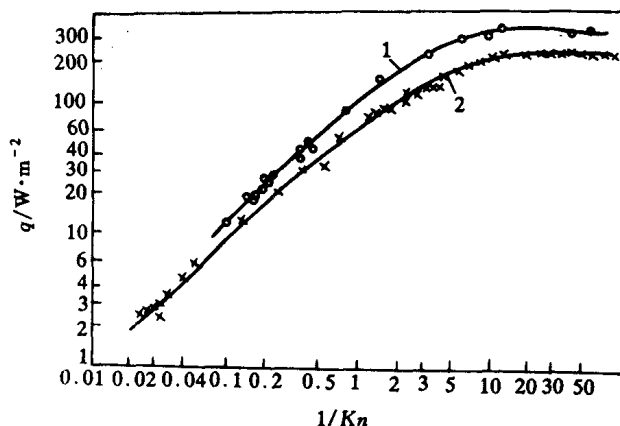


图 1-1 通过空气的单位面积上的传热量与克努森数的关系
1—5L 的杜瓦容器 2—15L 杜瓦容器

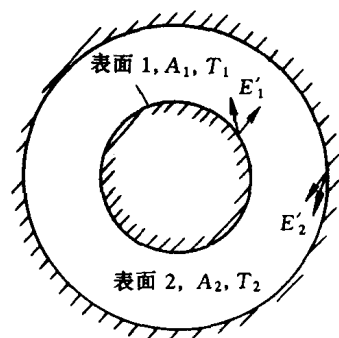


图 1-2 自由分子下气体分子导热计算示意图

2, 其温度分别为 T_1 、 T_2 , 互相对应的表面积分别为 A_1 、 A_2 。从表面 1 的每个单位面积上反射出分子流的能量为 E'_1 , 从表面 2 的每个单位面积上反射出分子流的能量为 E'_2 。

若两表面间对气体分子为漫反射, 则净传给表面 1 的导热量为 Q_{1M} :

$$Q_{1M} = E'_2 A_1 - E'_1 A_1 = A_1 (E'_2 - E'_1) \quad (1-10)$$

设 E_1 、 E_2 分别表示在完全热平衡条件下, 气体分子从温度 T_1 与 T_2 表面上反射出来所具有的能量。为表征气体与壁面之间碰撞时能量交换的完善程度, 引入适应系数 α_1 、 α_2 :

$$\alpha_1 = (E'_2 - E'_1) / (E'_2 - E_1) \quad (1-11)$$

$$\alpha_2 = \frac{\left[E'_1 \frac{A_1}{A_2} + E'_2 \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right) \right] - E'_2}{\left[E'_1 \frac{A_1}{A_2} + E'_2 \left(1 - \frac{A_1}{A_2} \right) \right] - E_2} \quad (1-12)$$

若将 Q_{1M} 写成如下形式:

$$Q_{1M} = \alpha A_1 (E_2 - E_1) \quad (1-13)$$

那末总适应系数:

$$\alpha = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_2 + \alpha_1 (1 - \alpha_2) A_1 / A_2} \quad (1-14)$$

如果气体温度为 T , 则每个分子所具有的平均动能为:

$$\bar{E}_k = \int_0^T \bar{c}_v dT \quad (1-15)$$

若近似认为 $\bar{c}_v$ 与 T 无关, 则此时单位时间碰撞到单位壁面上的气体分子能量为:

$$E = N \left(c_v + \frac{K}{2} \right) T \quad (1-16)$$

$$N = \frac{\bar{v}n}{4}, n = \frac{p}{RT}, \bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}, K = c_p - c_v$$

将式(1-16)代入式(1-13), 得:

$$q_{1M} = Q_{1M} / A_1 = \alpha (E_2 - E_1) = \alpha N \left(c_v + \frac{K}{2} \right) (T_2 - T_1) \quad (1-17)$$

按理想气体的关系式, $K = c_p - c_v$, $\gamma = c_p / c_v$, 得:

$$c_v + R/2 = R \left(c_v / R + \frac{1}{2} \right) = \frac{R}{2} \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \quad (1-18)$$

式中 R ——摩尔气体常数。

再利用 $N = \bar{v}n/4$, $n = p/RT$ 代入式(1-17), 得:

$$q_{1M} = \alpha (T_2 - T_1) \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{p\bar{v}}{8T} \quad (1-19)$$

又因为 $\bar{v} = \sqrt{8RT/\pi M}$, 故

$$q_{1M} = \alpha \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \sqrt{\frac{R}{8\pi}} (T_2 - T_1) p / \sqrt{MT} \quad (1-20)$$

也可以写成

$$q_{1M} = c' \alpha p (T_2 - T_1) \quad (1-21)$$

$$c' = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right) \sqrt{R/(8\pi MT)} \quad (1-22)$$

如果采用下列单位: A_1, A_2 —— cm^2 , Q_{FM} —— W , p —— Pa , T —— K , 压力表置于 300K 的环境下, 则 c' 值列于表 1-7 中。

表 1-7 几种常用气体的 c' 值

气 体	N_2	O_2	H_2	H_2	He
T_1 和 T_2 的范围	$\leq 400\text{K}$	$\leq 300\text{K}$	$300 \sim 77\text{K}$	$77 \sim 20\text{K}$	$300 \sim 4.2\text{K}$
c'	0.1193	0.1118	0.3961	0.2986	0.2101

总适应系数 α 由式(1-14)给出。目前还只能通过试验测定 α_1 和 α_2 , 其值与气体的种类、温度、固体表面材料的种类以及表面粗糙度等因素有关, 介于 0 和 1 之间。对于完全漫反射: $\alpha=1$; 对于完全镜反射: $\alpha=0$; 如无实验数据, 可采用表 1-8 的推荐值。

表 1-8 几种气体在不同温度下的适应系数 α 值

温度/K \ 气体	He	H_2	空 气	温度/K \ 气体	He	H_2	空 气
300	0.3	0.3	0.8~0.9	20	0.6	1	—
77	0.4	0.5	1	4	1	—	—

另外, 还应当指出: 自由分子状态气体的导热与气层厚度无关。若在同一真空度下, 如果在真空夹层中放置 n 层适应系数 α 相同的屏, 则气体导热将减少 $1/(n+1)$ 。这类似于多层绝热概念的应用。

第三节 低温下固体的导热

固体导热存在两种机理, 即传导电子(亦称电子气)的迁移和晶格的热振动(又称声子导热)。不同材料在不同温度下, 这两种机理对导热的贡献是不相同的。本节就低温工程中常用的一些金属、合金、非金属与绝热材料中的导热情况进行分析与讨论。

一、金属的导热

对于非合金的金属导体(主要是指纯金属), 其导热几乎全部由传导电子的迁移承担。根据气体动力学的基本理论可以推导出传导电子的热导率 λ_e :

$$\lambda_e = \frac{1}{3} c_{v,e} l_e v_e \quad (1-23)$$

式中 v_e ——传导电子的平均速度;

l_e ——传导电子的平均自由程;

$c_{v,e}$ ——传导电子的比定容热容。

由分析可知, 在低温下传导电子的平均速度 v_e 与温度 T 无关, 而传导电子的比定容热容 $c_{v,e}$ 正比于温度 T 。因此, 只要根据传导电子的平均自由程 l_e 就能计算 λ_e 。

传导电子的平均自由程 l_e 主要受散射所决定, 而散射主要决定下面两个因素: 一是由声子引起的电子散射, 另一是由晶格中的杂质(或晶格缺陷等)所引起的电子散射。由这两种散射而引起热阻 R_e 为:

$$R_e = 1/\lambda_e = R_r + R_i \quad (1-24)$$

式中 R_r ——由晶格中的杂质(不纯原子、空穴、错位等)而引起热阻;

R_i ——由声子对传导电子散射而引起热阻。

在声子散射的 R_i 中, 传导电子的平均自由程 l_e 与声子的比定压热容 $c_{p,p}$ 成反比。声子的比定压热容 $c_{p,p}$ 与温度 T 的关系可见图 1-3。从图 1-3 可以看出, 在低温区域, $c_{p,p}$ 正比于 T^3 , 故 l_e 正比于 $1/T^3$ 。按式(1-23), 同时由于 $c_{v,e}$ 正比于温度 T , 因此得出 $1/R_i$ 正比于 $1/T^2$; 而在中温区, c_p 正比于 T , 故 l_e 正比于 $1/T$, 同样由于 $c_{v,e}$ 正比 T , 因此 $1/R_i$ 与 T 无关。

在杂质散射的 R_r 中, 电子的平均自由程 l_e 应和杂质(或缺陷等)的浓度有关, 而与温度无关。根据 $1/R_r = \frac{1}{3} c_{v,e} l_e v_e$, 则 $1/R_r$ 应正比于 T , 即 R_r 正比于 $1/T$ 。

根据上述的分析, 可以把式(1-24)整理成:

$$1/\lambda_e = R_e = R_i + R_r = AT^2 + B/T \quad (1-25)$$

式中 A, B ——常数。

重新整理式(1-25)可得下式:

$$\lambda_e = \frac{T/B}{1 + AT^3/B} \quad (1-26)$$

在高温区, $T \gg \Theta_D$ (Θ_D 为德拜温度), $AT^3/B \gg 1$, 此时的热导率 λ_e 正比于 $1/T^2$ 。

在中温区, 上述几种对电子的散射机理都存在, 热导率 λ_e 对温度的曲线是上述和下述两种情况的综合。和电介质晶体比较, 纯金属的热导率对温度的曲线变得平坦。

在低温区, $T < \Theta_D/50$, $AT^3/B \ll 1$, 热导率 λ_e 几乎和温度 T 成正比关系, 其斜率为 $1/B$ 。而在 $T = (1/30 \sim 1/50) \Theta_D$ 的区间, 纯金属均会出现热导率的峰值。如果金属中杂质含量增加, 则峰值下降或根本不出现。一些金属在低温下的热导率如图 1-4 和图 1-5 所示。

二、非金属的导热

非金属导热主要依赖于晶格的热振动, 即声子。声子对导热贡献的表达式为:

$$\lambda_p = \frac{1}{3} c_{p,p} l_p \nu_p \quad (1-27)$$

式中 λ_p 、 $c_{p,p}$ 、 l_p 、 ν_p ——声子的热导率、比定压热容、平均自由程和频率;

下角标 p 表示声子。

声子的平均自由程 l_p 受其他声子、杂质、缺陷等散射所限制, 而声子的散射又和声子的频率 ν_p (或波长) 有关。下面介绍影响声子散射的几种因素:

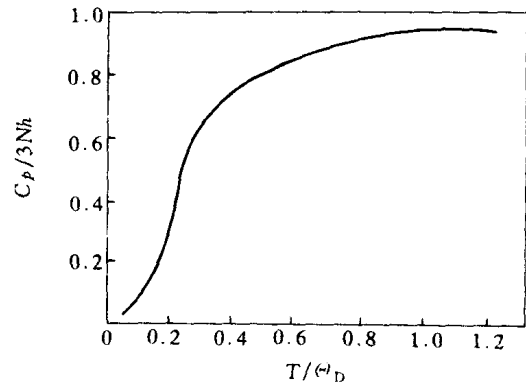


图 1-3 声子比定压热容 ($c_p/3Nk$) 与温度 (T/Θ_D) 的关系

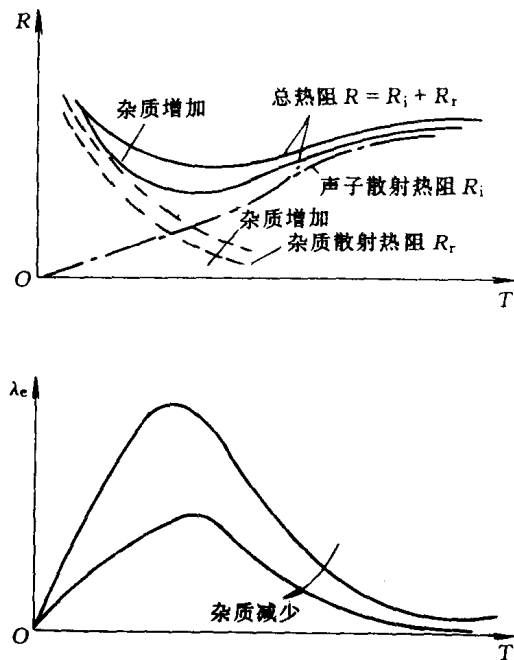


图 1-4 金属的热导率与温度、纯度的关系

1. 声子与声子间的散射

晶格中原子振动的能量除主要正比于振幅的平方项之外, 还和其他高次项 (即非调和项) 有关, 因此就产生声子与声子之间的散射。随着温度的升高, 声子之间的散射呈指数增加, 由此得出声子间散射所引起的热阻 R_{pp} 为:

$$R_{pp} \propto e^T / T^n \quad (1-28)$$

式中 n ——数量级为 1 的常数;

e ——声子的能量。

2. 界面或界面缺陷对声子的散射

如同自由分子态的气体分子自由程受真空夹层厚度所限制一样, 低温下声子的平均自由程也受晶体的界面、试样的界面以及界面缺陷等所限制, 而声子的比定压热容 $c_{p,p}$ 正比于 T^3 , 故界面热阻 R_w 应当也是正比于 T^3 :

$$R_w \propto T^3 \quad (1-29)$$

3. 点缺陷 (如杂质等) 对声子的散射

尺寸比声子主波长 λ_m 短的点缺陷, 对声子的散射和声子的主波长影响很大, 如在温度 T 下降时, 主波长 λ_m 增加, 到达某一波长即可绕过小的点缺陷而不产生散射。点缺陷对声子散射引起的热阻 R_m 为:

$$R_m \propto T^{3/2} \quad (1-30)$$

4. 声子的主频率 (或声子的主波长)

根据晶格理论, 晶格上原子不断地振动着, 而振动的能量级按量子理论是不连续的, 并按一定的顺序排列。德拜振动频率 ν_D 和德拜温度 Θ_D 之间满足条件 $h\nu_D = k\Theta_D$ (h 为普朗克常量, k 为玻耳兹曼常数)。在不同温度下, 声子振动的主频率是不同的, 且声子的能量也不相同。为了便于分析, 我们假定原子的振动是在一个主频率 ν_m 下振动, 其主频率 ν_m 随温度而变化 (见图 1-6), 当 $T > \Theta_D$ 时, $\nu_m = \nu_D$; 当 $T < \Theta_D$ 时, $\nu_m \approx (T/\Theta_D) \nu_D$ 。同样, 主波长 λ_m 也随温度而变化, T 上升, λ_m 下降。

根据上面的分析, 非金属的总热阻 R_p 为:

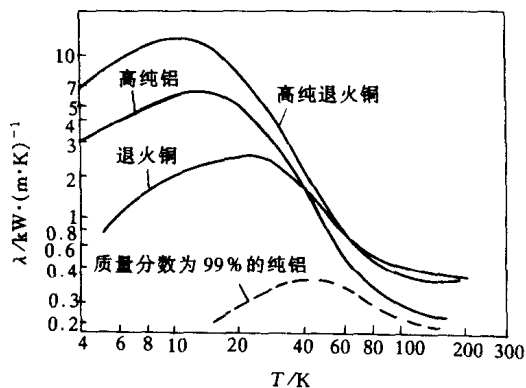


图 1-5 铜、铝在低温下的热导率

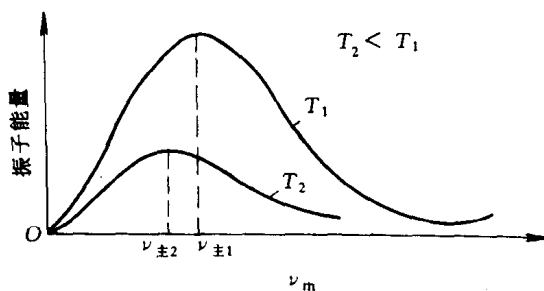


图 1-6 声子的主频率 ν_m 与温度 T 的关系

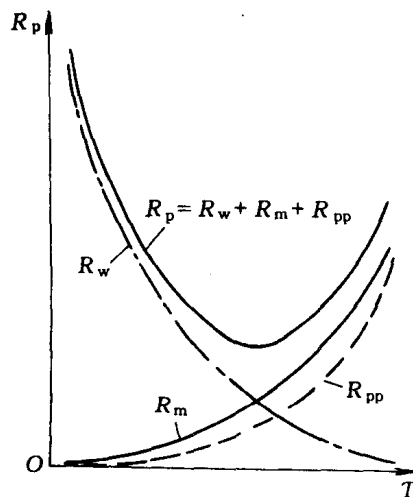


图 1-7 各种机理引起的声子散射对非金属晶体热阻的影响