

高温传热学

屠传经 沈珞婵 胡亚才 编著

浙江大学出版社

高温传热学

屠传经 沈珞婵 胡亚才 编著

浙江大学出版社

内 容 简 介

本书系统地论述了与燃烧等高温过程相关的传热现象,包括:导热、对流换热、辐射换热及换热器。

全书共 15 章,其中 1~4 章为导热,5~9 章为对流换热,10~14 章为辐射换热,15 章为换热器。本书对计算机传热分析给予了很大的注意,包括 2、4、9、12、13、14 等章,涉及导热、对流换热及辐射换热三个方面,特别是对蒙特卡洛法的应用叙述相当深入,同时结合近年来数值计算在传热学研究上的成就,较为系统地介绍了传热的工程计算方法。

本书可作为工程热物理、热能工程、电厂热动力等专业的研究生和高年级本科生的教材或教学参考书,也可供动力、化工、冶金、建材、石油、环保等领域的科技工作者参考。

高 温 传 热 学

屠传经 沈珞婵 胡亚才 编著

责任编辑 李桂云

* * *

浙江大学出版社出版

(杭州玉古路 20 号 邮政编码 310027)

浙江大学出版社电脑排版中心排版

德清第二印刷厂印刷

浙江省新华书店经销

* * *

787×1092 16 开 24.5 印张 627 千字

1997 年 3 月第 1 版 1997 年 3 月第 1 次印刷

印数 0001—1000

ISBN 7-308-01689-7/TK·004 定价:28.00 元

前 言

本书系统地阐述了与燃烧等高温过程相关的传热现象,即注意了高温传热的特殊性,又注意了作为传热学研究生教材的系统性。

本书作者多年来从事“高等传热学”、“传热传质的工程计算方法”课程的研究生教学,书中内容是作者多年教学实践的结晶及近年来部分科学研究的成果。

本书在传热的数值计算上,在以下三个方面作了较详细地介绍:

(1)结合肋片在工程上的应用,由浅入深地介绍了有限差分法。

(2)从基础理论和方法开始,较详尽地介绍了目前国内外同行的求解传热和流动问题的SIMPL方法。

(3)对蒙特卡洛法在传热中的应用有较为完整的介绍。不仅介绍了求解积分方程的方法,也介绍了如何求解微分方程。特别是详细示范了求解炉内辐射问题。蒙特卡洛法也能求解某些特殊传热问题,这可在太阳辐射一章中看到。

本书1、3、5、6、7、8、10章由屠传经撰写,2、4、9、11、12、13、14章由沈珞婵撰写,15章由胡亚才撰写。

作者特别感谢浙江大学热能工程研究所所长岑可法院士对编写大纲的审阅、指导及在编写过程中的支持与帮助。限于作者的水平,错误和不妥之处在所难免,恳请读者批评指正。

作 者

1994年8月于浙江大学求是园

目 录

第一章 导热基础及热物性参数	1
1-1 导热基本定律及基本方程	1
1-2 固体燃料的热物性参数	7
1-3 液体燃料的热物性参数	18
1-4 气体燃料的热物性参数	19
1-5 隔热材料的热物性参数	21
第二章 肋片的计算	26
2-1 矩形肋和等截面肋的能量方程及解析解	26
2-2 变截面和三角形肋的能量方程及解析解	31
2-3 环肋的能量方程及解析解	33
2-4 肋片受热面的传热计算	35
2-5 矩形肋和等截面肋的数值计算	37
2-6 变截面肋算例	41
2-7 环肋的数值计算	45
2-8 复杂边界肋的计算	46
第三章 稳态及非稳态导热若干问题分析	53
3-1 复合炉壁的导热计算	53
3-2 变导热系数隔热层的计算	58
3-3 有内热源时的稳态导热计算	60
3-4 薄壁物体的非稳态导热	65
3-5 厚壁物体的非稳态导热	74
3-6 具有移动边界的导热	78
第四章 蒙特卡洛法在求解导热问题中的应用	83
4-1 蒙特卡洛法引论	83
4-2 导热问题的蒙特卡洛法模型	84
4-3 一维导热及其边界条件的蒙特卡洛法解法	86
4-4 二维稳态导热方程的蒙特卡洛法解法	88
4-5 瞬态和有内热源问题的蒙特卡洛法解法	90
4-6 三维瞬态导热微分方程算例	91
4-7 蒙特卡洛法近似解的误差	100
第五章 层流边界层的换热分析	103
5-1 对流换热基本方程组	103
5-2 边界层微分及积分方程组	105
5-3 层流边界层换热——外掠平壁	107
5-4 层流边界层换热——外掠楔形壁	117
5-5 管内层流换热	128

第六章 湍流流动及换热	136
6-1 湍流的基本概念	136
6-2 外掠平壁的湍流边界层换热	139
6-3 圆管内的湍流换热	141
6-4 管内湍流换热的计算式	145
6-5 高温气体湍流换热	156
6-6 液态金属湍流换热	158
第七章 单相介质对流换热的某些问题	165
7-1 射流对固体表面冲击时的换热	165
7-2 多股射流对固体壁面冲击时的换热	173
7-3 旋风加热炉的流动及换热	176
7-4 横掠管束的换热	180
7-5 横掠肋片管束的换热	184
第八章 有相变时的对流换热	192
8-1 近临界区流体的物性	192
8-2 超临界压力下大比热区的换热系数及换热恶化	194
8-3 沸腾换热的强化	200
8-4 直接接触式凝结	206
8-5 含有不凝性气体的蒸气凝结	210
8-6 凝结换热的强化	213
第九章 对流换热的数值计算	218
9-1 通用方程分析	218
9-2 流动区间的离散和网格特点	224
9-3 差分方程的建立	227
9-4 压力—速度校正法	236
9-5 差分方程组的解法	238
9-6 计算实例	242
第十章 固体表面及气体辐射特性	246
10-1 固体表面的辐射特性	246
10-2 气体辐射的特性	253
10-3 火焰辐射的特性	259
10-4 辐射换热的强化	259
第十一章 太阳辐射	267
11-1 太阳辐射规律	267
11-2 玻璃的透过、吸收和反射	269
11-3 单层玻璃的透过率(厚度 L 大于波长 λ)	271
11-4 多层玻璃的透过率	273
11-5 平板太阳能集热器的传热计算	275
11-6 蜂窝结构的透过率及对集热器效率的影响	279
第十二章 辐射换热的计算方法	283
12-1 概述	283
12-2 网络法	285
12-3 区域法的计算原理	289

12-4	区域法的计算实例.....	293
12-5	热流法(Heat Flux Method)的基本概念	301
第十三章	蒙特卡洛法模拟辐射积分方程	303
13-1	辐射传热的蒙特卡洛法模型.....	303
13-2	模拟微元面与无限大平面间的辐射换热.....	304
13-3	模拟垂直相交、宽度相等、无限长的两平面之间的辐射换热.....	307
13-4	蒙特卡洛法求辐射传递系数.....	310
13-5	用蒙特卡洛法求表面的反射率实例.....	312
第十四章	蒙特卡洛法模拟存在吸收性介质的幅射传热	315
14-1	蒙特卡洛法模拟炉内辐射的计算原理.....	315
14-2	蒙特卡洛法模拟炉内辐射传热算例.....	323
14-3	蒙特卡洛法计算炉内传热示范.....	324
第十五章	高温换热器	341
15-1	高温换热器的分类.....	341
15-2	直接接触式换热器.....	343
15-3	间壁式金属换热器.....	352
15-4	间壁式陶质换热器.....	367
15-5	高温热管式换热器.....	376

第一章 导热基础及热物性参数

导热是传热的三种基本方式之一。导热过程是由微观粒子(分子、原子、电子等)的热运动引起的,可以发生在物体中具有不同温度的部分之间,也可以发生在直接接触的两个不同温度的物体之间。导热现象可以发生在固体中,也可以发生在气体或液体中,但在气体和液体中常与对流现象同时存在。单纯的导热现象仅发生在密实的固体中或静止的液膜中。

研究导热问题的关键是求物体(主要指固体)中的温度场。

1-1 导热基本定律及基本方程

1. 傅里叶定律

1804年,法国科学家毕渥^[1]提出假设:在固体、静止液体或气体中,从任何一个等温面到另一个等温面所传导的热量,正比于时间间隔、等温面的面积及两等温面之间的温差,反比于两等温面之间的距离,即为

$$dQ_r = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} dF d\tau \quad (1-1)$$

式中: $d\tau$ 为时间间隔; dF 为等温面上的微元面积; λ 为比例常数;负号表示热流方向与温度梯度方向相反。

1822年,法国科学家傅里叶根据大量实验结果,经过科学抽象,确认比例常数 λ 是反映物体导热性能的一个参数,称为导热系数,单位是 $W/(m \cdot ^\circ C)$ 。

单位时间内,通过单位等温面面积传导的热量称为热流密度,以 q 表示,数值上表示为

$$q = \frac{dQ_r}{dF d\tau}$$

热流密度 q 是向量,表示为

$$q = -\lambda n \frac{\partial T}{\partial n} = -\lambda \text{grad} T \quad (W/m^2) \quad (1-2)$$

式中: n 表示单位法向量; $\frac{\partial T}{\partial n}$ 表示温度沿 n 方向的导数。上式称为傅里叶定律,用文字表达为:温度场内任一点的热流密度 q ,其方向与温度梯度方向相反,大小等于材料导热系数与温度梯度的乘积。

傅里叶定律表达式(1-2)式适用于稳态及非稳态导热。引起物体内部某一点发生导热现象的根本原因,是该点存在着温度梯度。应用式(1-2)时,热流密度及温度梯度必须是对于同一点而言的,如果该点温度梯度消失,那么该点的导热现象也就不存在了。

在直角坐标中,热量密度可写成分量和的形式:

$$q = iq_x + jq_y + kq_z$$

式中: i, j, k 分别表示 x, y, z 三个坐标轴上的单位向量; q_x, q_y, q_z 表示为

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial T}{\partial z}$$

傅里叶定律表达式(1-2)的适用条件如下:

(1) 均匀连续材料。对于密实固体而言,只要被研究的物体尺寸相对于分子间的距离足够大,就可以视为连续体。隔热保温材料一般都是含有空气的多孔性、纤维性或颗粒性材料。严格地说,这类材料不是均匀的连续介质,此时需要采用将其当作连续介质时的折算导热系数(也可称为表观导热系数或有效导热系数),才能应用傅里叶定律。

(2) 各向同性材料,即要求导热系数与方向无关。然而,在工程实际中遇到的材料有很多是各向异性的,即使是各向同性的材料,有时在使用时也会出现各向异性的性质,如叠合的硅钢片。此时,不能简单地使用式(1-2),因为物体任一点处的温度梯度与热流密度不再共线,导热系数是一个与方向有关的量,在求解过程中傅里叶定律要写成比较复杂的形式。

2. 各向异性材料中的傅里叶定律

在各向异性介质中,沿 x 方向的热流密度 q_x 除了与该方向上的温度变化率 $\frac{\partial t}{\partial x}$ 有关外,还与沿 y, z 方向上的温度变化率 $\frac{\partial t}{\partial y}, \frac{\partial t}{\partial z}$ 有关,且沿 y 方向的 q_y 及沿 z 方向的 q_z 也与 x 方向类同。可以表示为

$$\begin{cases} q_x = -\lambda_{xx} \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda_{xy} \frac{\partial t}{\partial y} - \lambda_{xz} \frac{\partial t}{\partial z} \\ q_y = -\lambda_{yx} \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda_{yy} \frac{\partial t}{\partial y} - \lambda_{yz} \frac{\partial t}{\partial z} \\ q_z = -\lambda_{zx} \frac{\partial t}{\partial x} - \lambda_{zy} \frac{\partial t}{\partial y} - \lambda_{zz} \frac{\partial t}{\partial z} \end{cases} \quad (1-3)$$

上述三个式子可以改写为

$$q_i = - \sum_{j=1}^3 \lambda_{ij} \frac{\partial t}{\partial x_j} \quad i=1, 2, 3 \quad (1-4)$$

由此可见各向异性介质中的导热系数有 9 个分量,它是一个二阶张量。热流密度向量不一定垂直于等温面。导热系数以矩阵表示为一个实矩阵

$$\begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{bmatrix}$$

将坐标系 (x, y, z) 绕原点旋转一个角度,选择一个恰当的坐标系,例如为 (ξ, η, ζ) ,此坐标系为各向异性主轴,二者叠合在一起,此时导热系数矩阵成为一个对角矩阵

$$\begin{bmatrix} \lambda_\xi & 0 & 0 \\ 0 & \lambda_\eta & 0 \\ 0 & 0 & \lambda_\zeta \end{bmatrix}$$

由于坐标系 (ξ, η, ζ) 被称为导热系数的主轴,而 $\lambda_\xi, \lambda_\eta, \lambda_\zeta$ 被称为主导热系数,在 (ξ, η, ζ) 坐标系内,式(1-3)可表示为

$$\begin{cases} q_\xi = -\lambda_\xi \frac{\partial t}{\partial \xi} \\ q_\eta = -\lambda_\eta \frac{\partial t}{\partial \eta} \\ q_\zeta = -\lambda_\zeta \frac{\partial t}{\partial \zeta} \end{cases} \quad (1-5)$$

式(1-5)与式(1-2)对比,它们几乎是完全相同的。这说明,在各向异性介质中,只要选择恰当的坐标系,其中导热规律的描述仍可沿用傅里叶定律。

各向异性介质中导热规律的详细论述可参看文献[2]。

3. 有限热传播速度下的傅里叶定律

傅里叶定律式(1-2)表明,只要有热扰动造成物体中的温度分布不均匀,就会立刻发生热量的传递,即热扰动在物体中是以无限大速度传播的。显然,这在严格的理论意义上不能成立。统计热力学理论告诉我们,物体对热扰动表现出惯性和阻尼作用,它只能以有限的速度在物体中传播。考虑这一性质,傅里叶定律式被修正为^[3]

$$\frac{a}{c^2} \frac{\partial q}{\partial \tau} + q = -\lambda \text{grad} t \quad (1-6)$$

式中: c 是热传播速度, $c^2 = a/\tau_0$; a 是物质的热扩散率或导温系数; τ_0 是弛豫时间,它反映导热系统趋于新的平衡状态的快慢程度,其数量级与分子二次碰撞的时间间隔相同^[4]。

对于有限热传播速度下的傅里叶定律式(1-6)的应用,有下列说明:

(1)对于稳态导热过程,热流密度向量场不随时间而变化, $\partial q/\partial \tau = 0$,式(1-6)退化为式(1-2),传播项的影响消失。

(2)在通常非稳态导热过程中,热扩散率 a 比热传播速度平方 c^2 小 10 个数量级,式(1-6)中传播项的影响可以忽略不计,傅里叶定律式(1-2)仍然适用。

(3)在深冷、短时、高热负荷情况下,热传播速度为有限值,其影响不能忽略。这时,热流密度向量场与温度梯度向量场之间的关系,必须用有限热传播速度下的傅里叶定律式(1-6)来描述。例如,在 1.4K 的液氮 I 中, c 为 19m/s,数值不大,传播项 $(a/c^2) \partial q/\partial \tau$ 的作用必须计入。

4. 导热微分方程

傅里叶定律的主要作用,在于揭示连续的温度场中每一点的温度梯度与该点的热流密度之间的关系。而导热微分方程进一步解决了在连续的温度场中每一点的温度与相邻点的温度之间的关系,以及每一点的温度与时间的关系。导热微分方程的推导要应用能量守恒定律(热力学第一定律)及傅里叶定律。针对固体内的一个微元体进行分析,其能量守恒表达式如下:

单位时间内通过 微元体界面导热 得到的净热量	+	单位时间内由 微元体的内热 源生成的热量	=	单位时间内微 元体的内能增 加量
应用傅里叶定律				

上式整理后即可得到导热微分方程。

对于均匀连续、各向同性的静止固体,在具有内热源 $\dot{q}$ (核加热、电加热、化学反应、 γ 射线加热或其它内热源,单位为 W/m^3) 时,可以得到如下的导热微分方程:

$$\text{div}(\lambda \text{grad} t) + \dot{q} = \rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1-7)$$

式中: $\text{div}(\lambda \text{grad} t)$ 为 $\lambda \text{grad} t$ 的散度; $\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau}$ 含有密度 ρ 及比热容 c , 是单位体积内热量的变化率;内热源 $\dot{q}$ 可以是正值或负值,可以是常量或是坐标、时间的函数;物性参数 λ 、 ρ 及 c 可以是常量,也可以是温度 t 的函数。一般地说,固体的 ρ 及 c 可认为是常量, $c \approx c_0 \approx c_\infty$,而导热系数 λ 是温度 t 的函数,即 $\lambda = f(t)$ 。

当导热系数 λ 作常量看待时, $\text{div}(\lambda \text{grad} t)$ 可以表示为

$$\text{div}(\lambda \text{grad} t) = \lambda \nabla^2 t$$

式中： ∇^2 为拉普拉斯算子。此时导热微分方程简化为下列二阶非齐次偏微分方程。

$$\nabla^2 t + \frac{\dot{q}}{\lambda} = \frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} \tag{1-8}$$

式中： $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ 为热扩散率，单位为 m^2/s 。

在导热微分方程中，温度的拉普拉斯算子 $\nabla^2 t$ 在正交曲线坐标系中可以表示为^[2]

$$\nabla^2 t = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial x_1} \left(\frac{h_2 h_3}{h_1} \frac{\partial t}{\partial x_1} \right) + \frac{\partial}{\partial x_2} \left(\frac{h_1 h_3}{h_2} \frac{\partial t}{\partial x_2} \right) + \frac{\partial}{\partial x_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \frac{\partial t}{\partial x_3} \right) \right] \tag{1-9}$$

式中： x_1, x_2 及 x_3 是坐标量； h_1, h_2 及 h_3 是拉梅系数，参见表 1-1。

三种常用坐标系的三个坐标量及三个拉梅系数由表 1-1 查得后代入式(1-9)可得到 $\nabla^2 t$ 数值。一维到三维不同坐标系的 $\nabla^2 t$ 数值见表 1-2。三种坐标系的示意图见图 1-1。

表 1-1 在三种坐标系中式(1-9)的系数

坐标系	直角坐标系	圆柱坐标系	球坐标系
不同坐标系坐标量之间的关系式	x	$x = r \cos \phi$	$x = r \sin \phi \cos \theta$
	y	$y = r \sin \phi$	$y = r \sin \phi \sin \theta$
	z	$z = z$	$z = r \cos \phi$
x_1	x	r	r
h_1^2	1	1	1
x_2	y	ϕ	θ
h_2^2	1	r^2	$r^2 \sin^2 \phi$
x_3	z	z	ϕ
h_3^2	1	1	r^2

表 1-2 $\nabla^2 t$ 的数值

坐标	直角坐标系	圆柱坐标系	球坐标系
三维	$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial t}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}$
二维	$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2}$	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial t}{\partial \theta} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2}$
一维	$\frac{d^2 t}{dx^2}$	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr}$	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dt}{dr}$

当物性参数 λ, ρ 及 c 都是常量(即 λ 和 a 是常量)，内热源 $\dot{q}$ 是常量或是坐标、时间的函数时，式(1-7)为线性偏微分方程。当物性参数 λ, ρ 及 c 是温度 t 的函数，或者内热源 $\dot{q}$ 是温度 t 的函数时，式(1-7)为非线性偏微分方程。一般地说，当 λ, ρ 及 c 可看作是常量， $\dot{q}$ 是常量或是坐标、时间的函数时，属线性方程；如果 λ 是温度 t 的函数，则属非线性方程。

如果是稳态导热， $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$ ，式(1-8)成为

$$\nabla^2 t + \frac{\dot{q}}{\lambda} = 0 \tag{1-10}$$

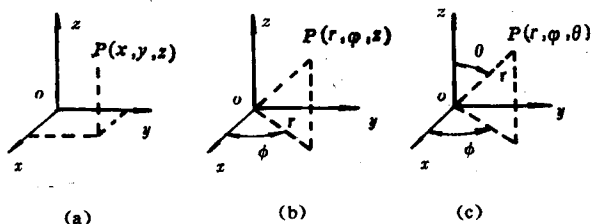


图 1-1 三种坐标系

此式称为泊松方程式,仍是一个非齐次方程。

如果是无内热源的非稳态导热, $\dot{q}=0$,式(1-8)成为

$$\nabla^2 t = \frac{1}{a} \frac{\partial t}{\partial \tau} \quad (1-11)$$

此式称为傅里叶方程,是一个齐次方程。

如果是无内热源的稳态导热, $\dot{q}=0$ 、 $\frac{\partial t}{\partial \tau}=0$,式(1-8)成为

$$\nabla^2 t = 0$$

此式称为拉普拉斯方程,也是一个齐次方程。

物理规律用偏微分方程表达,此方程称为数学物理方程。各种导热微分方程都属于数学物理方程。数学物理方程反映的是同一类现象的共同规律,它不涉及研究对象所处的特定环境和历史,即不涉及边界条件及初始条件(统称为定解条件),它在数学上称为泛定方程。泛定方程给定解决问题的依据,定解条件提出具体的问题,作为一个整体,叫做定解问题。本节已讨论了导热微分方程,下一节将论述定解条件。

5. 定解条件

需确定的定解条件为初始条件及边界条件

(1)初始条件。初始条件给出的是整个系统的初始状态,即 $\tau=0$ 时的 $t=f(x,y,z)$,而不是系统中个别地点的初始状态。对于在初始状态下物体的温度是均匀的情况,则有 $\tau=0, t=t_0 = \text{const.}$

(2)边界条件(线性)。常见导热问题的边界条件有下列三种:

第一类边界条件。给出物体边界表面上各点的温度值,即 $t_w=f(x,y,z,\tau)$ 。最简单的第一类边界条件为 $t_w=\text{const.}$,即边界表面的温度不随时间及位置而变化。如 $t_w=0$,则为第一类齐次边界条件。

第二类边界条件。给出物体边界表面上各点的热源密度值,即 $q_w=f(x,y,z,\tau)$ 。最简单的第二类边界条件为 $q_w=\text{const.}$,即边界表面的热源密度不随时间及位置而变化。如 $q_w=0$,则为第二类齐次边界条件。

第三类边界条件。给出边界表面上各点与周围流体间的对流换热系数 α 及周围流体的温度 t_f ,可以表示为 $-\lambda\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_w = \alpha(t_w - t_f)$ 。式中, α 及 t_f 是时间与位置的函数。对流换热系数 α 与多种因素有关,但在很多情况下 α 可以认为是常量。最简单的情况认为 t_f 也是常量,用 t_∞ 表示。如果 $t_\infty=0$,则为第三类齐次边界条件。

以上三类边界条件都属线性边界条件,即边界条件表达式是所要求温度的线性方程式,而不包含温度的幂次项或温度与其偏导数的乘积项。

此外,除了表面边界条件以外,当两种相同或不同材料用粘合或机械方法(加压、紧固等)结合在一起时,此处情况称为内部边界条件,或称第四类边界条件。

内部边界条件可以分为理想接触和非理想接触两种情况,这里只分析理想接触。理想接触时,两个物体的接触面具有相同的温度。如果两物体材料的导热系数分别为 λ_1 及 λ_2 ,两物体在接触面处的温度梯度分别为 $(\frac{\partial t_1}{\partial n})_c$ 及 $(\frac{\partial t_2}{\partial n})_c$,则有

$$\lambda_1(\frac{\partial t_1}{\partial n})_c = \lambda_2(\frac{\partial t_2}{\partial n})_c$$

上式即为内部边界条件的表达式,也属于线性边界条件。

(3)边界条件(非线性)。常见的有下列三种:

辐射边界条件。它给定导热边界表面(温度为 T_w)与其它物体表面(温度为 T_c)之间的辐射换热。此时,由于要应用四次方定律,在边界条件的表达式中含有 T_w^4 ,因而边界条件是非线性的。可以采用辐射换热系数 α_r 的方法进行线性化处理,得到与对流换热相似的表达式,但前提条件是要求边界表面温度 T_w 与环境温度 T_c 的数值相差不大。

自然对流边界条件。自然对流换热系数 α 正比于 T_w 与 T_c 之差的 $1/4$ 次方(层流)或 $1/3$ 次方(紊流),自然对流换热量的表达式中含有 T_w 的 $5/4$ 次方项(层流)或 $4/3$ 次方项(紊流),因而边界条件是非线性的。

移动边界条件。具有相变的边界条件(溶解、凝固、烧蚀等)的特点是边界在移动,边界条件中将含有边界移动速度项,而此速度预先并不知道。此时,因在边界面上有相变吸热或放热,致使界面两侧的热流密度不连续。因此,它是非线性边界条件。

6. 导热问题的分类及其求解方法

一维无内热源的稳态导热问题,可以应用导热基本定律——傅里叶定律及边界条件求解。各种导热问题的求解,通常应用导热微分方程、初始条件及边界条件。稳态导热时没有初始条件。

导热问题分为齐次及非齐次两类。如果方程及边界条件都是齐次的,称为齐次问题;如果方程或者边界条件是非齐次的,或两者都是非齐次的,称为非齐次问题。

导热问题又可分为线性及非线性两类。如果方程及边界条件都是线性的,称为线性问题;如果方程或者边界条件是非线性的,或两者都是非线性的,称为非线性问题。非线性问题的求解比较复杂,可参考有关专著^[2]。

导热问题的求解有多种方法

(1)分析解法。它以数学分析为基础,但只能求解比较简单的导热问题。采用的方法有:分离变量法、积分变换法、拉氏变换法、热源函数法、格林函数法、保角映射法等。

(2)近似分析解法。最重要的方法为积分方程法。

(3)数值解法。虽然它具有近似解的性质,在求解实际问题方面显出很大的适应性。导热问题的数值解法主要有二种:有限差分法及有限元法。

(4)比拟解法。具体方法有:电模拟、水模拟、气动模拟、薄膜模拟及光模拟等。本方法属近似解法。

(5)作图法。该法已逐渐被淘汰。

1-2 固体燃料的热物性参数

导热系数 λ 及热扩散率(导温系数) a 两个既有区别又有联系的物性参数。 $a = \frac{\lambda}{\rho C}$, m^2/s (或 m^2/h)。式中: ρ 是密度, kg/m^3 ; C 是比热容, $\text{J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})$; λ 是导热系数, $\text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$ 或 $\text{W}/(\text{m} \cdot \text{k})$ 。导热系数是衡量物质导热能力的物理量;而热扩散率综合考虑了物质的导热能力及升温(或降温)所需热量的多少(后者与 ρ 、 C 有关),能表示物质中温度变化“传播”的快慢。对于稳态导热而言,只需要导热系数;对于非稳态导热过程,决定物体中温度分布的是热扩散率,而不是导热系数。

对于固体及不可压缩的流体,定压比热容 C_p 等于定容比热容 C_v ;热扩散率中的比热容 C 可用 C_p 。

1. 固体及固体燃料的导热

固体可以分为晶体及非晶体(又称无定形体)两大类。晶体中的粒子(分子、原子或离子)形成一定几何排列的结晶格子(称为晶格)。由于晶格粒子的分布有高度的规律性,晶体具有远程有序性,也就是在一定方向的直线上,粒子的排列有规律地重复千百万次。非晶体中的粒子分布没有一定的规律,它只有近程有序性,即粒子本身的构成是有规律的,但其排列位置是无规律的。可以将非晶体作为极细晶粒组成的“晶体”来处理。

晶体的导热机理是排列整齐的晶粒的热振动,这种振动是多自由度的,以弹性波的形式传递,通常用声子的概念来描述这一过程。对于金属晶体,自由电子的运动对导热起主要作用,声子所做的贡献在多数情况下可以忽略不计。

非晶体的导热机理是依靠无规律排列的分子(或原子)围绕一固定的平衡位置的振动,将能量依次地传给相邻的分子(或原子)。由于非晶体可看作晶粒极细的“晶体”,因此也可用声子的概念来分析其导热。

由于金属中存在着大量的自由电子,其导热系数比非金属大得多。晶体中,由于微粒的远程有序性,声子起着较大的作用。在非金属材料中晶体的导热系数比非晶体大得多。金属材料的热扩散率同样比非金属大,约大 2 个数量级。详见表 1-3。

表 1-3 常温下固体的 λ 及 a 的范围

材料	导热系数 $\lambda, \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C})$	热扩散率 a	
		$a, \times 10^6 \text{m}^2/\text{s}$	$a, \times 10^2 \text{m}^2/\text{h}$
金属及合金	4~420	3~165	1~60
非金属(少数例外)	0.17~70	0.1~1.60	0.04~0.60

我国的固体燃料以煤为主,其主要成份是碳,属于非金属材料,并为非晶体(由纯碳原子组成的石墨为晶体),其导热系数比石墨低得多,,即煤的热物性参数 λ 及 a 的数值属于非金属材料中的非晶体范畴。

煤是非均质材料,其组成极为复杂及不均匀,且含有气孔及裂纹,因此要采用表观导热系数的概念,下面对这一问题作详细的分析。

(1)气孔率的影响。对多孔物质的导热可作如下分析:当热量从高温面向低温面传递时,在

未碰到气孔以前,传热过程为固相中的导热;在碰到气孔后,可能的传热路线有二条。一条路线仍然是通过固相传递,但其方向发生变化,传热路线增加;另一条路线是通过气孔内气体的传热,包括导热、对流及辐射三种方式(由于气孔小,对流可不计)。对颗粒状物质的导热,情况相似,同样存在着固相的导热过程,气相内的导热、对流及辐射过程。

对于上述多孔物质或颗粒物质(煤的存在状态)可认为由一种固相材料与一种气相材料的组成,可应用最简单的模型,即设固相的容积份额为 ϕ_s , 气相的容积份额(气孔率)为 ϕ_g , $\phi_s + \phi_g = 1$, 相应的固相及气相的导热系数分别为 λ_s 及 λ_g (气相中全部折算为导热), 这一物质的导热系数为表观导热系数 λ_e , 固相及气相各为平行的平板, 交替布置, 如图 1-2 所示^[5]。

当两种组分材料沿热流方向串联交替排列时, λ_e 具有最小值 $\lambda_{e,\min}$; 而当它们并联交替排列时, λ_e 具有最大值 $\lambda_{e,\max}$, 可分别由下式计算得

$$\lambda_{e,\min} = \frac{\lambda_g \lambda_s}{\phi_g \lambda_s + \phi_s \lambda_g}$$

$$\lambda_{e,\max} = \phi_g \lambda_g + \phi_s \lambda_s \approx \phi_s \lambda_s \text{ (当 } \lambda_s \gg \lambda_g \text{ 时)}$$

图 1-3 表示 λ_e 与 ϕ_g 的关系, 图中假定 $\lambda_s/\lambda_g = 10$ 。图中线 1 表示 $\lambda_{e,\max}$, 线 2 表示 $\lambda_{e,\min}$, 实际的 λ_e 位于线 1 及线 2 之间。

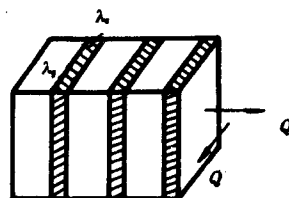


图 1-2 导热模型

马克斯威尔(Maxwell)在 1904 年^[6]就已解决了一种组分的任意尺寸的球体任意地分布在另一种组分之中的问题, 这种布置时的表观导热系数可以写成

$$\lambda_e = \lambda_{\text{cont}} \frac{(2 + \lambda_{\text{cont}}/\lambda_{\text{disp}}) - 2\phi_{\text{disp}}(1 - \lambda_{\text{cont}}/\lambda_{\text{disp}})}{(2 + \lambda_{\text{cont}}/\lambda_{\text{disp}}) + \phi_{\text{disp}}(1 - \lambda_{\text{cont}}/\lambda_{\text{disp}})} \quad (1-12)$$

式中: λ_{cont} 为连续相组分的导热系数; λ_{disp} 为分散相组分的导热系数; ϕ_{disp} 为分散相组分的体积份额。

如果 λ_s/λ_g 为 10: 当固相为连续相, 即 $\lambda_{\text{cont}} = \lambda_s$, λ_e/λ_s 的变化如曲线所示 3; 当气相为连续相, 即 $\lambda_{\text{cont}} = \lambda_g$, λ_e/λ_s 的变化如曲线 4 所示。

如果 $\lambda_{\text{cont}} = \lambda_s$, 同时 $\lambda_s \gg \lambda_g$, λ_e 可表示为

$$\lambda_e \approx \lambda_s \frac{1 - \phi_g}{1 + \phi_g/2} \quad (1-13)$$

如果 ϕ_g 比较小, 则上式可以写成

$$\lambda_e \approx \lambda_s (1 - \frac{3}{2} \phi_g) \quad (1-14)$$

根据实验数据, 在某些情况下, 可用系数 β 来代替 3/2, 此时式(1-14)可改写为

$$\lambda_e = \lambda_s (1 - \beta \phi_g) \quad (1-15)$$

当 ϕ_g 比较小时, 上述的一些计算式的结果与实验符合较好。

罗塞尔^[7](Russell)提出了下列计算式

$$\lambda_e = \lambda_s \frac{\phi_g^{2/3} + (\lambda_s/\lambda_g)(1 - \phi_g^{2/3})}{\phi_g^{2/3} - \phi_g + (\lambda_s/\lambda_g)(1 - \phi_g^{2/3} + \phi_g)} \quad (1-16)$$

洛乌勃^[8](Loeb)考虑了气孔中的辐射, 提出了下式

$$\lambda_e = \lambda_s \left[(1 - \phi'_g) + \frac{\phi'_g}{\frac{\phi''_g \lambda_g}{4\sigma_0 \psi \epsilon d T^3} + (1 - \phi''_g)} \right] \quad (1-17)$$

式中: ϕ'_g 为横向截面气孔率; ϕ''_g 为纵向截面气孔率; σ_0 为斯蒂芬—波尔茨曼常数 $5.67 \times 10^{-8} \text{ W/(m}^2 \cdot \text{K}^4)$; ψ 为几何因子; ϵ 为气孔黑度; d 为气孔平均有效直径; T 为气孔绝对温度。

如果不考虑辐射, 上式可简化为

$$\lambda_s \approx \lambda_g(1 - \phi_g) \quad (1-18)$$

按照多孔石墨(气孔率 $\phi_g < 0.5$)的实测结果,在 $200 \sim 1700^\circ\text{C}$ 的温度区间,可用式(1-18)计算;对于高气孔率的石墨,则用式(1-16)计算比较合理。

上述这些计算式的推导多少带有一些理想的气相组分与固相组分的布置形式。对固体燃料而言,如果看作一个多孔体,其结构十分复杂,因而采用各种半经验的关系式。米斯纳尔^[9](Миснар)研究了连续相组分为固体而分散相组分为气体、连续相组分为气体而分散相分为固体两种情况,得到统一的表现导热系数 λ_s 的计算式, λ_s 是 λ' 及 λ'' 的线性组合:

$$\lambda_s = a\lambda' + b\lambda'' \quad (1-19)$$

式中: λ' 及 λ'' 表示如下

$$\lambda' = \lambda_g \left[1 + \phi_g \frac{1 - \lambda_g/\lambda_s}{1 - \phi_g^{1/3}(1 - \lambda_g/\lambda_s)} \right] \quad (1-20)$$

$$\lambda'' = \lambda_g \left[1 + \phi_g \frac{1 - \lambda_g/\lambda_s}{1 - \phi_g^{1/3}(1 - \lambda_g/\lambda_s)} \right] \quad (1-21)$$

式中: $\phi_g = 1 - \phi_s$; a 及 b 是经验系数,按照米斯纳尔的经验数据,对于烟煤及焦炭, a 为 0.4, b 为 0.6。

(2) 裂纹的影响^[10]。裂纹的存在对固体物质导热的影响取决于热流的方向;当热流的方向垂直于裂纹的主方向时,其影响最大;当热流的方向平行于裂纹的主方向时,其影响仅在于减少了一些导热有效截面积。这里,我们仅讨论影响最大的情况。

图 1-4 所示为具有横向裂纹的固体,裂纹的平均宽度为 δ ,其中充有导热系数为 λ_g 的气体。在 x 方向有稳定状态的热流量 Q ,在表面 $Z=0, Z=H, Y=0$ 及 $Y=b$ 处,均假定为绝热面,

即 $\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial z} = 0$ 。从而可视为是一个一维的导热问题,热流量 $Q = Q' + Q''$, Q' 为经过裂纹处的导热, Q'' 为无裂纹处的导热。

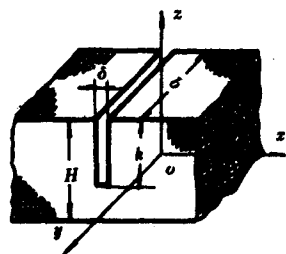


图 1-4 具有横向裂纹的固体

经过裂纹处的热流量分为辐射换热量 Q'_{rad} 及导热量 Q'_{cond} 二部分

$$Q' = Q'_{rad} + Q'_{cond} = \varepsilon \sigma_0 F' (T_1^4 - T_2^4) + \lambda_g F' \frac{T_1 - T_2}{\delta}$$

式中: ε 为裂纹表面黑度; F' 为裂纹表面积; T_1 及 T_2 为相对两个表面面积的绝对温度 ($T_1 > T_2$)。

由于 T_1 与 T_2 的差别不大, Q'_{rad} 可以改为

$$Q'_{rad} \approx \varepsilon \sigma_0 F' T^3 (T_1 - T_2)$$

从而

$$Q' = F' \Delta T (\varepsilon \sigma_0 T^3 + \frac{\lambda_g}{\delta})$$

无裂纹处的导热 Q'' 则为

$$Q'' = F'' \lambda'' \frac{\Delta T}{\delta}$$

式中: λ'' 为固体材料的表观导热系数, F'' 为无裂纹处的导热面积。

此时, 具有横向裂纹固体的表观导热系数 λ_e 为

$$\lambda_e = \alpha(\varepsilon \sigma_0 \delta T^3 + \lambda_g) + (1 - \alpha) \lambda'' \quad (1-22)$$

式中: $\alpha = \frac{F'}{F}$, 此时 $\alpha = \frac{h}{H}$ 。

当裂纹的主方向与热流方向之间的夹角为任意值时, 其表观导热系数 λ_e 可以表示为

$$\lambda_e = (\varepsilon \sigma_0 \delta T^3 + \lambda_g) \alpha \cos |\phi_1| \cos |\phi_2| + \lambda'' (1 - \alpha \cos |\phi_1| \cos |\phi_2|) \quad (1-23)$$

式中: ϕ_1 及 ϕ_2 为裂纹面的法线与其在 xoy 及 xoz 面上投影线之间的夹角(热流为 x 方向)。

在实际情况下, 如果在固体中有多条裂纹, 可进一步采用下式来表示

$$\frac{1}{\lambda_e} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_{e_i}} \quad (1-24)$$

从式(1-23)可知, 如果 ϕ_1 或 ϕ_2 中有一个 ϕ 为 $\frac{\pi}{2}$, 则此时的 $\lambda_e = \lambda''$ 。

(3) 粉碎状态的影响。当研究非均质材料的热物性时, 往往将试样磨碎, 粉碎状态的热物性如导热系数大大低于整块材料的数值, 通常它随温度而变化的规律对于粉碎状态及整块材料二者而言, 也有很大的不同。但是, 如果维持相同的粉碎状态与条件下, 样品测试的结果其重复性好, 测试的数据是可比的。

粉状物质的表观导热系数是下列因素的复杂函数: 各组分的含量及其密度、各组分的导热系数、温度、堆积密度及其它。

对上述复杂关系的分析及由实验结果可得出如下结论:

① 粉状物质的表观导热系数与多孔物质相比, 在较小的程度上与固相组分导热系数有关。

② 气相组分的导热系数及辐射换热的作用相应地大大增加。

③ 当粉末颗粒的直径增加时, 粉状物质的表观导热系数增加。当温度增加时, 这一影响加大, 而在室温时, 这一影响不大。

粉状物质的导热系数可以应用式(1-19), 主要要确定经验系数 a 及 b , 对于磨碎的 ($< 0.25\text{mm}$) 的烟煤焦, a 及 b 的数值为 0.2 及 0.8。^[10]

按照威克(Wick)等人^[11]对煤粉表观导热系数的测量, 提出了下列经验关系式

无烟煤:

$$\lambda_e = 0.0965(\bar{d})^{0.062} + 23.96 \times 10^{-5}(\bar{d})^{0.131}T, \quad \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C}) \quad (1-25)$$

长焰烟煤:

$$\lambda_e = 0.0733(\bar{d})^{0.119} + 36.4 \times 10^{-5}(\bar{d})^{0.03}T, \quad \text{W}/(\text{m} \cdot ^\circ\text{C}) \quad (1-26)$$

式中: $\bar{d}$ 为平均颗粒直径, mm; T 为温度, $^\circ\text{C}$ 。按威克等人的介绍, 按式(1-25)及式(1-26)进行计算, 温度为 $50 \sim 200^\circ\text{C}$, 颗粒为 $0.4 \sim 4\text{mm}$, 其误差不大于 2%。

如果有两种固相组分组成的粉状物质, 其质量组份份额为 g_1 及 g_2 , 其表观密度分别为 ρ_1 及 ρ_2 , 以下标 m 表示混合物, 则混合粉状物质的热扩散率 a_m 及导热系数 λ_m 分别为

$$a_m = g_1 a_1 + g_2 a_2 \quad (1-27)$$

$$\lambda_m = g_1 \frac{\rho_m}{\rho_1} \lambda_1 + g_2 \frac{\rho_m}{\rho_2} \lambda_2 \quad (1-28)$$

2. 国外对煤的热物性参数研究综述^[10~13]

早在 60 年代, 美、苏、英、德等国已开始煤的热物性参数研究。1964 年勃特齐奥奇