

# 传热学期末复习大纲

陆逊买火箭\*

(适用：2 学分课程，难度低于 3 学分的同名课程)

2025.06.13

## 摘 要

很简略的东西，考试的时候应该会给那一堆准则关联式的吧，这里就不计了。我们考试之前发了一份 ppt，里面列举了考点。这份笔记是按照 ppt 的考点撰写的。

## Abstract

Very very simple things. I guess that those guideline equations should be given in the exam so I don't list them here. Before the exam, we received a PPT with testpoints. This note is written according to those test points.

---

\*北京，10003。如有问题或谬误可通过匿名邮箱 <https://qntwx.cn/KH363N> 尝试反馈

---

# 目录

0	第零章：绪论	5
1	第一章：导热理论基础	5
1.1	傅里叶导热定律	5
1.2	固体、气体、液体的导热机理与热导	5
1.2.1	气体导热	5
1.2.2	金属导热	6
1.2.3	非金属导热	6
1.3	导热微分方程式	6
1.4	导热过程完整的数学描述	6
2	第二章：稳态导热	6
2.1	通过平壁的导热，总传热系数（重点掌握计算）	7
2.2	通过圆筒壁的导热	7
2.3	通过肋壁的稳态导热	7
2.4	通过接触面的导热（理解）	8
3	第三章：非稳态导热	8
3.1	非稳态导热的基本概念	8
3.2	无限大平壁的瞬态导热	8
3.2.1	分析解的讨论	9
3.3	半无限大物体的瞬态导热	10
3.3.1	第一类边界条件下半无限大物体的瞬态导热	10
3.3.2	第二类边界条件下的瞬态导热	10
3.4	周期性非稳态导热	11
4	第四章：导热的数值解法	11
5	第五章：对流换热分析	11
5.0.1	对流换热的影响因素及分类	11
5.1	对流换热微分方程组	12
5.2	边界层理论与微分方程组的简化	13
5.2.1	外掠等壁温平板层流换热分析解	13

5.2.2	常见相似准则数物理意义	14
5.3	相似理论基础	14
6	<b>第六章：单相流体对流换热</b>	14
6.1	管内强迫对流换热的特点及几个重要的物理量	15
6.2	外掠圆管对流换热	16
6.2.1	外掠单管	16
6.2.2	横掠管束	16
6.3	自然对流换热	16
6.3.1	竖直平板上的自然对流换热	16
6.3.2	水平圆柱上的自然对流换热	16
6.3.3	竖直圆柱上的自然对流换热	16
7	<b>第七章：凝结与沸腾换热</b>	16
7.1	膜状凝结、珠状凝结，强化凝结传热	16
7.1.1	膜状凝结	16
7.1.2	膜状凝结换热	17
7.1.3	珠状凝结	17
7.1.4	影响凝结换热的因素	17
7.2	沸腾换热	17
7.2.1	大空间沸腾换热	18
7.2.2	莱顿弗罗斯特现象	18
7.2.3	沸腾换热机理	19
7.2.4	核态沸腾换热的主要影响因素及强化换热措施	19
7.2.5	大空间内沸腾换热准则关联式	19
7.3	热管——热量搬运	20
8	<b>第八章：热辐射基本定律</b>	20
8.1	热辐射本质与特点	20
8.2	一堆概念	20
8.2.1	热射线投射到物体表面	20
8.2.2	热射线从物体表面向外发射	20
8.3	热辐射基本定律	21

---

8.3.1	普朗克定律 . . . . .	21
8.3.2	维恩位移定律 . . . . .	21
8.3.3	斯蒂芬-玻尔兹曼定律 . . . . .	21
8.3.4	兰贝特余弦定律 . . . . .	22
8.3.5	基尔霍夫定律 . . . . .	22
9	<b>第九章：辐射换热计算</b>	22
9.1	角系数 . . . . .	22
9.2	角系数的确定（重点：代数法） . . . . .	22
9.3	灰表面间的辐射传热 . . . . .	23
10	<b>第十章：传热过程、换热器</b>	24
10.1	通过肋臂的传热（稳态） . . . . .	24
10.2	换热器的形式和基本构造 . . . . .	24
10.3	平均温度差 . . . . .	24
10.4	换热器计算基本公式 . . . . .	25
10.5	平均温差法设计计算 LMTD：掌握 . . . . .	25
10.6	校核计算、效能-传热单元数法、污垢热阻 . . . . .	25
10.7	传热的增强和削弱 . . . . .	26

## 0 第零章：绪论

热传递的基本方式：

- **导热**：在物体内部发生的热传递（傅里叶导热定律）；
- **对流换热**：具有不同温度的表面和流体之间的热传递（牛顿冷却公式）；
- **辐射换热**：具有温度的所有表面都以电磁波的形式发射能量；物体之间靠热辐射进行的热量传递（斯蒂芬-波尔兹曼定律）；
- **对流换热**：流体与固体壁面之间热量传递，**不是基本热传递方式**

	热传导	热对流/对流换热	传热过程（流-固-流）
换热热阻 K/W	$r_\lambda = \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{\delta}{A}$ （比拟）	$r_h = \frac{1}{h} \cdot \frac{1}{A}$	传热系数 $k = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2}}$
重要参数	<b>热导率 <math>\lambda</math></b>	热对流 $\Phi = \dot{V} \cdot \rho c_p (t_2 - t_1)$	

## 1 第一章：导热理论基础

### 1.1 傅里叶导热定律

$$\vec{q} = q_x \vec{i} + q_y \vec{j} + q_z \vec{k} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \vec{i} - \lambda \frac{\partial t}{\partial y} \vec{j} - \lambda \frac{\partial t}{\partial z} \vec{k} \quad (1.1)$$
$$q_i = -\lambda \frac{\partial t}{\partial i}, i = x, y, z$$

### 1.2 固体、气体、液体的导热机理与热导

#### 1.2.1 气体导热

气体导热吸收理论值：

$$k_{gas} = \frac{1}{3} \rho c_v \bar{c} l \quad (1.2)$$

其中  $\bar{c}$  是气体分子的均方根速率， $l$  是两次碰撞间的平均自由程， $\rho$ 、 $c_v$  分别为气体的密度和定容比热。

### 1.2.2 金属导热

金属导热以自由电子迁移为主，晶格振动为辅。

### 1.2.3 非金属导热

非金属中自由电子被束缚，晶格振动导热，一般是温度升高、导热系数增大。  
多孔材料的热导率与密度和湿度有关：当密度和湿度降低，导热系数下降。

## 1.3 导热微分方程式

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q_v \quad (1.3)$$

若物性参数  $\rho, c, \lambda$  均为常数，则可简化为：

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c} \quad (1.4)$$

$\nabla^2$  为拉普拉斯算子。在此基础上，若无内热源，则  $\frac{q_v}{\rho c}$  一项为零；若在此基础上还是稳态导热 ( $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$ ) 则有  $\nabla^2 t = 0$ 。其中  $a = \frac{\lambda}{\rho c}$  为热扩散率 ( $m^2/s$ )。

## 1.4 导热过程完整的数学描述

导热微分方程式 (共性) + 单值性条件 (特性)

- 第一类边界条件 (定壁温)：已知任意瞬间导热体边界上的温度值 (Dirichlet 条件)；
- 第二类边界条件 (定热流密度)：已知物体边界上热流密度的分布和变化规律，相当于已知任何时刻物体面法向的温度梯度值 (Neumann 条件)；
- 第三类边界条件 (对流换热)：当物体壁面与流体相接触进行对流换热时，已知任意时刻边界面周围流体的温度和表面传热系数 (Robin 条件)。

## 2 第二章：稳态导热

导热微分方程：

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q_v \quad (2.1)$$

## 2.1 通过平壁的导热，总传热系数（重点掌握计算）

多层平壁（总热阻等于各层热阻之和）：

$$q = \frac{t_{f1} - t_{f2}}{\frac{1}{h_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{h_2}} \quad (2.2)$$

## 2.2 通过圆筒壁的导热

多层圆筒壁传热过程热阻：

$$r_L = \frac{1}{h_1 \pi d_1 L} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi \lambda_i L} \ln\left(\frac{d_{i+1}}{d_i}\right) + \frac{1}{h_2 \pi d_{n+1} L} \quad (2.3)$$

（事实上这里称热阻好像有些不准确，因为圆管内外侧面积不同） $r_L$  和  $d_x$  不是单调的关系，在  $d$  的驻点处， $r_L$  有极小值，该驻点被称为**临界热绝缘直径**。

## 2.3 通过肋壁的稳态导热

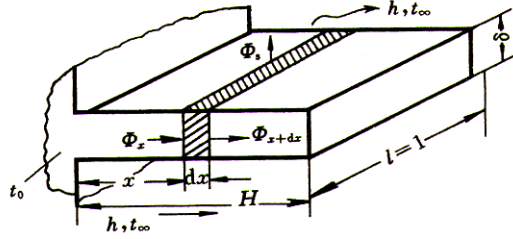


Figure 2.1: 等截面直肋

周长  $U = 2(l + \delta)$ 、面积  $A = l\delta$ ，过余温度  $\theta = t - t_\infty$  且  $\frac{hU}{\lambda A} = m^2$ ，则可解得肋片的过余温度：

$$\theta = \theta_0 \frac{\cosh[m(H - x)]}{\cosh[mH]} \quad (2.4)$$

肋片表面的散热量（稳态条件肋片表面的散热量 = 通过肋基导入肋片的热量）：

$$\Phi = -\lambda A \frac{d\theta}{dx}\bigg|_{x=0} = \lambda A \theta_0 \cdot \tanh(mH) = \sqrt{hU\lambda A} \theta_0 \cdot \tanh(mH) \quad (2.5)$$

其中双曲余弦函数、双曲正切函数：

$$\cosh(mH) = \frac{e^{mH} + e^{-mH}}{2} \quad (2.6)$$

$$\tanh(mH) = \frac{e^{mH} - e^{-mH}}{e^{mH} + e^{-mH}} \quad (2.7)$$

对于肋片效率  $\eta_f$ ，定义为在肋片表面平均温度  $t_m$  下，肋片的实际散热量  $\Phi$  与假定整个肋片表面都处在肋基温度  $t_0$  时的理想散热量  $\Phi_0 = hUH(t_0 - t_\infty)$  的比值：

$$\eta_f = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{\tanh(mH)}{mH} \quad (2.8)$$

## 2.4 通过接触面的导热（理解）

实际固体表面不是理想平整的，两固体表面直接接触的界面容易出现点接触，或者部分的而不是完全的和平整的面接触，这会带来接触热阻  $r_c$ 。会导致界面温差的存在。

## 3 第三章：非稳态导热

导热微分方程：

$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) + q_v \quad (3.1)$$

### 3.1 非稳态导热的基本概念

- 瞬态导热过程的特点：分三个阶段：非正规状况；正规状况(物体内部各点温度变化率遵循相同规律)；新的稳态导热阶段。
- 周期性非稳态导热过程的特点：相位和振幅的迟滞、衰减。

### 3.2 无限大平壁的瞬态导热

无限大平壁，厚度为  $2\delta$ ，初始温度  $t_0$ ，流体温度  $t_f$ ， $\lambda$ 、 $\alpha$  为常数，无内热源，表面传热系数  $h$  为常数，过余温度  $\theta = t - t_f$ 。这里引入两个无量纲量：毕渥数 (Bi) 和傅里叶数 (Fo)。

	表达式	物理含义
毕渥数 (Bi)	$Bi = \frac{h\delta}{\lambda} = \frac{l}{\frac{\lambda}{h}}$	固体内部导热热阻与界面上对流换热热阻之比
傅里叶数 (Fo)	$Fo = \frac{\alpha\tau}{\delta^2}$	非稳态过程的无量纲时间，表征非稳态导热进行的深度

Table 1: 毕渥数 Bi 与傅里叶数 Fo



求解结果：

$$\Theta = \frac{\theta(x, \tau)}{\theta_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin \beta_n}{\beta_n + \sin \beta_n \cos \beta_n} \cos(\beta_n \frac{x}{\delta}) e^{-\beta_n^2 \cdot Fo} \quad (3.2)$$

解的函数形式为无穷级数，式中  $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_n$  是特征方程（余切）的根：

$$\cot \beta = \frac{\beta}{Bi} \quad (3.3)$$

### 3.2.1 分析解的讨论

- 当  $Fo \geq 0.2, Bi \geq 0.1$  时，近似取级数的第一项已足够精确；
- 当  $Fo \leq 0.2, Bi \geq 0.1$  时，解无穷级数，特征根前六项；
- $Bi < 0.1$ , **集总参数法**：在毕渥数很小 ( $Bi = \frac{hl}{\lambda} < 0.1$ ) 的情况下成立，做题时需要验证。核心是将平壁内部各点温度在任一时刻都视作一致，只随时间而变化。则此时的公式：

$$\frac{\theta}{\theta_0} = \frac{t - t_{\infty}}{t_0 - t_{\infty}} = \exp(-\frac{hA}{\rho c V} \tau) = \exp(-\frac{\tau}{\tau_c}) \quad (3.4)$$

名词解释：

- $h, A, \rho, c, V$  分别为表面对流的系数、物体表面积、密度、比热和体积；
- $\tau$  为时间， $\tau_c = \frac{\rho c V}{hA}$  为时间常数
- 适用条件是  $Bi = \frac{hl}{\lambda} < 0.1$ 。对于厚度为  $2\delta$  的平板  $l = \delta$ ；对于圆柱和球， $l = R$ ，因为特征长度  $\frac{V}{A}$  对圆柱和球分别是半径的二分之一和三分之一。
- 工程上认为，达到：

$$\tau = 4\tau_c = \frac{4\rho c V}{hA} \quad (3.5)$$

时导热体已达到热平衡状态。

- **定向点**：无限大平板在冷却时，其第三类边界条件：

$$-\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} \Big|_{x=\pm\delta} = h\theta \Big|_{x=\pm\delta} \quad (3.6)$$

在整个非稳态导热过程中平壁内过余温度分布曲线在边界处的切线都通点  $(\delta + \delta/Bi, t_{\infty})$ ，该点称为第三类边界条件的**定向点**。

### 3.3 半无限大物体的瞬态导热

- **渗透厚度**： $\tau$  时刻大于  $x$  的温度仍未变化， $x$  为渗透厚度；
- **惰性时间**： $\tau$  时刻以前深度  $x$  温度保持不变， $\tau$  为深度  $x$  的惰性时间。

#### 3.3.1 第一类边界条件下半无限大物体的瞬态导热

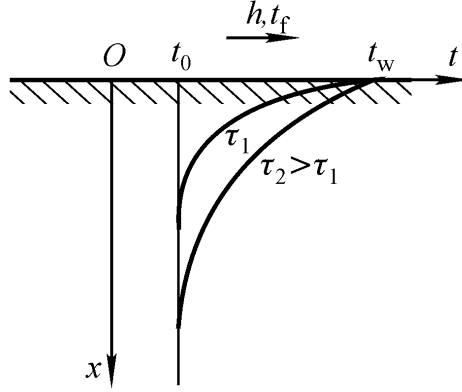


Figure 3.1: 第一类边界条件下半无限大物体的瞬态导热

题目描述：假设半无限大物体具有均匀一致的初始温度  $t_0$ 、常物性、无内热源，表面温度突然升至  $t_w$  并保持不变。选择坐标系如图，这是一维的非稳态导热问题。分析解

$$\frac{\theta}{\theta_w} = \frac{t - t_0}{t_w - t_0} = 1 - \operatorname{erf}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right) = 1 - \operatorname{erf}(u) = \operatorname{erfc}(u) \quad (3.7)$$

这里用到了高斯误差函数和高斯误差补函数：

$$\operatorname{erf}(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-x^2} dx \quad (3.8)$$

$$\operatorname{erfc}(u) = 1 - \operatorname{erf}(u) \quad (3.9)$$

- $\tau$  时刻  $x \geq 4\sqrt{\alpha\tau}$  的温度仍未变化（仍为  $t_0$ ）。 $4\sqrt{\alpha\tau}$  称为**渗透厚度**；
- $\tau \leq \frac{x^2}{16\alpha}$  时深度  $x$  温度保持不变。 $\frac{x^2}{16\alpha}$  为深度  $x$  的**惰性时间**。

#### 3.3.2 第二类边界条件下的瞬态导热

常热流密度条件下，边界处：

$$q_w = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} = \operatorname{Const} \quad (3.10)$$

经过运算求得该边界条件下的温度场：

$$\theta(x, \tau) = \frac{2q_w}{\lambda} \sqrt{\alpha\tau} \cdot ierfc\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha\tau}}\right) \quad (3.11)$$

其中  $ierfc(u)$  是高斯误差补函数  $erfc(u)$  的一次积分：

$$erfc(u) = 1 - erf(u) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u e^{-u^2} du \quad (3.12)$$

$$ierfc(u) = \int_u^\infty erfc(u) du = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-u^2} - u \cdot erfc(u) \quad (3.13)$$

在表面热流密度  $q_w$  的作用下，半无限大物体的表面温度逐渐升高。运用近似的分析解法（积分法）得到渗透厚度：

$$\delta(\tau) = \sqrt{12\alpha\tau} \approx 3.46\sqrt{\alpha\tau} \quad (3.14)$$

### 3.4 周期性非稳态导热

运用分离变量法可以求得温度波：

$$\theta(x, \tau) = A_w \exp\left(-\sqrt{\frac{\pi}{\alpha T}} x\right) \cos\left(\frac{2\pi}{T} \tau - \sqrt{\frac{\pi}{\alpha T}} x\right) \quad (3.15)$$

温度波具有**周期性**和**衰减性**（振幅），衰减度：

$$V = \frac{A_w}{A_x} = \exp\left(\sqrt{\frac{\pi}{\alpha T}} x\right) \quad (3.16)$$

工程上通常  $V < 100$  时的地段称为显波层， $V > 100$  时的地段称为等温层。

## 4 第四章：导热的数值解法

非卷面考试内容。

## 5 第五章：对流换热分析

### 5.0.1 对流换热的影响因素及分类

- 流动起因：自然对流、强制对流
- 流动状态：

- 层流：流体质点的运动轨迹光滑而有规则；各部分的分层流动互不掺混、扰动，流场是稳定的；
- 紊流：与层流运动相反；是很粗糙的、不规则的、混乱的、随机性的流动。其对流换热系数大于层流

- 流体有无相变：相变换热的对流换热系数大于单相换热
- 几何因素
- 流体热物性（密度、定压比热容、动力黏度、热导率、体积膨胀系数）

## 5.1 对流换热微分方程组

对流换热过程微分方程式：

$$h_x = -\frac{\lambda}{t_w - t_\infty} \left( \frac{\partial t}{\partial y} \right)_{w,x} \quad (5.1)$$

- 连续性方程（三维）：

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (5.2)$$

对于二维、稳态流动、密度为常数时：

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (5.3)$$

- 动量守恒 Navier-Stokes 方程（N-S 方程）：

$$\rho \left( \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (5.4)$$

$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (5.5)$$

对于稳态流动：

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = \frac{\partial v}{\partial \tau} = 0 \quad (5.6)$$

对于只有重力场时：

$$F_x = \rho g_x \quad F_y = \rho g_y \quad (5.7)$$

- 常物性、无内热源、二维、不可压缩牛顿流体：将 (5.3)(5.4)(5.5) 和方程：

$$\rho c_p \left( \frac{\partial t}{\partial \tau} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} \right) = \lambda \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) \quad (5.8)$$

联立，4 个方程，4 个未知量——可求得速度场和温度场既适用于层流，也适用于湍流（瞬时值）。

## 5.2 边界层理论与微分方程组的简化

边界层概念: 当粘性流体流过物体表面时, 会形成速度梯度很大的流动边界层  $\delta$ ; 当壁面与流体间有温差时, 也会产生温度梯度很大的温度边界层  $\delta_t$  (或称热边界层)

**数量级分析:** 比较方程中各量或各项的量级的相对大小; 保留量级较大的量或项; 舍去那些量级小的项:

- 主流速度  $u_\infty$ 、温度  $t$ 、壁面特征长度  $l: O(1)$ ;
- 边界层厚度:  $\delta (\ll 1) : O(\delta)$     $\delta_t : O(\delta)$ ;
- $x$  与  $l$  相当:  $O(1)$ ;  $y$  与  $\delta$  相当:  $O(\delta)$

也就是说,  $\delta$  是比 1 小一阶的量。则对前面的 (5.6)(5.7)(5.8)(5.11) 做小量的舍去 (判断  $\eta, \nu, \frac{\partial}{\partial}$  等是相当于  $\delta$  的几阶量), 结果得到 **层流边界层对流换热微分方程组**:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (5.9)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (5.10)$$

$$u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad (5.11)$$

$$-\frac{dp}{dx} = \rho u_\infty \frac{du_\infty}{dx} \quad (5.12)$$

若 (5.16) 为 0, 则方程为 3 个方程、3 个未知量; 这对应对于外掠平板的层流流动  $u_\infty = \text{Const}$ , 则动量方程化简为:

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (5.13)$$

此时动量方程与能量方程的形式完全一致, 表明此情况下动量传递与热量传递规律相似。

### 5.2.1 外掠等壁温平板层流换热分析解

为了分析与计算的方便, 可将方程式写成**无量纲形式**:

$$X = \frac{x}{l} \quad Y = \frac{y}{l} \quad P = \frac{p}{\rho u_\infty^2} \quad U = \frac{u}{u_\infty} \quad V = \frac{v}{u_\infty} \quad \Theta = \frac{t - t_w}{t_f - t_w} \quad (5.14)$$

则：

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (5.15)$$

$$U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} - \frac{dP}{dX} \quad (5.16)$$

$$U \frac{\partial \Theta}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta}{\partial Y} = \frac{1}{Re \cdot Pr} \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} \quad (5.17)$$

### 5.2.2 常见相似准则数物理意义

特征数名称及定义	释义
毕渥数 $Bi = \frac{hl}{\lambda}$	固体内部导热热阻与其界面上换热热阻之比，这里的 $\lambda$ 是固体导热系数
傅里叶数 $Fo = \frac{\alpha \tau}{l^2}$	非稳态过程的无量纲时间，表征过程进行的深度
格拉晓夫数 $Gr = \frac{gl^3 \alpha_v \Delta t}{\nu^2}$	浮升力与粘性力之比的一种度量
$j$ 因子 $j = St \cdot Pr^{\frac{2}{3}}$	无量纲表面传热系数
努塞尔数 $Nu = \frac{hl}{\lambda}$	壁面上流体的无量纲温度梯度，注意这里的 $\lambda$ 是流体的导热系数
普朗特数 $Pr = \frac{\nu}{\alpha} = \frac{\eta c_p}{\lambda}$	动量扩散厚度与热量扩散厚度之比的一种度量
雷诺数 $Re = \frac{ul}{\nu}$	惯性力与粘性力之比的一种度量
斯坦顿数 $St = \frac{Nu}{Re \cdot Pr}$	一种修正的努塞尔数，或视作流体实际的换热热流密度与流体可传递最大热流密度之比。注意 $\frac{Nu}{Re \cdot Pr} = \frac{h}{\rho c_p u} = \frac{h \Delta t}{\rho c_p u \Delta t}$
瑞利数 $Ra = Pr \cdot Gr$	浮力和粘性力之比与动量和热扩散系数之比的乘积 可用于判断纯粹自然对流中浮力导致的流动强度

## 5.3 相似理论基础

判断现象是否相似的条件：同类现象、单值性条件相似、同名已定准则相等，则现象必定相似

## 6 第六章：单相流体对流换热

受迫对流传热关联式：

$$Nu = f(Re_0, Pr, \dots) \quad (6.1)$$

省略号部分是物性参量的修正。

## 6.1 管内强迫对流换热的特点及几个重要的物理量

不同管内受迫对流传热关联式：定性温度、适用范围

- 层流与紊流的临界雷诺数  $Re_c = 2300$ ,  $Re = \frac{u_m d}{\nu} \leq 2300$  为层流,  $2300 < Re \leq 10^4$  为过渡区,  $Re \geq 10^4$  为紊流区;
- 常热流边界条件  $q_w = Const$  下, 充分发展段,  $h$  为常数, 若  $q_w = Const$ , 根据  $q = h(t_w - t_f)$  可知:

$$\frac{dt_w}{dx} = \frac{dt_f}{dx} = Const$$

也就是说, 在充分发展段, 管壁温度  $t_w(x)$  和流体断面平均温度  $t_f(x)$  都为速率相同的线性变化。则全管长的流体与管壁间的平均温度差:

$$\Delta t = \bar{t}_w - \bar{t}_f = \frac{\Delta t' + \Delta t''}{2} \quad (6.2)$$

其中进口端流体与管壁的温差  $\Delta t' = t_w' - t_f'$ , 出口端  $\Delta t'' = t_w'' - t_f''$

- 常壁温边界条件  $t_w = Const$  下, 平均温差 (使用管内换热热平衡关系):

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln(\frac{\Delta t'}{\Delta t''})} \quad (6.3)$$

- 定性温度**: 热边界层的平均温度  $t_m$ .
- 对于非圆形管, 采用当量直径  $d_a = \frac{4A}{U}$

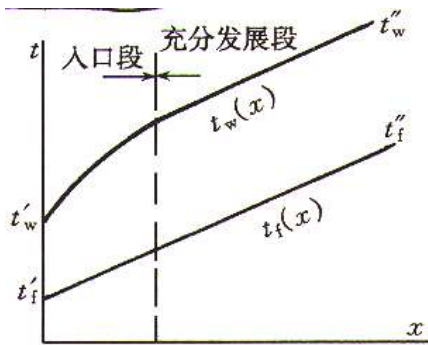


Figure 6.1: 常热流下管内传热温度变化

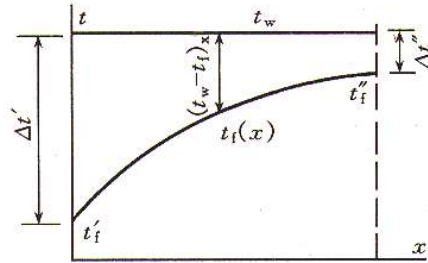


Figure 6.2: 常壁温下管内传热温度变化

---

## 6.2 外掠圆管对流换热

### 6.2.1 外掠单管

特征长度（圆管外径）：雷诺数中流速为来流流速

### 6.2.2 横掠管束

特征长度（圆管外径）：雷诺数中流速为最窄截面处流

## 6.3 自然对流换热

自然对流与强迫对流的相对强弱可以用  $Gr/Re_0^2$  的数值大小判断。自然对流换热特征数关联式：

$$Nu = f(Gr, Pr), Nu_x = f(Gr, Pr, \frac{x}{l})$$

### 6.3.1 竖直平板上的自然对流换热

定性温度：

$$t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2} \quad t_w = Const$$
$$t_m = \frac{t_w|_{x=\frac{L}{2}} + t_\infty}{2} \quad q_w = Const$$

### 6.3.2 水平圆柱上的自然对流换热

### 6.3.3 竖直圆柱上的自然对流换热

## 7 第七章：凝结与沸腾换热

这章都没留作业，会是重点么？

### 7.1 膜状凝结、珠状凝结，强化凝结传热

#### 7.1.1 膜状凝结

条件：表面张力 < 附着力。凝液能较好润湿壁面，在壁面上形成液膜；凝结时蒸气放出的潜热通过液膜传至壁面。



### 7.1.2 膜状凝结换热

局部表面传热系数的大小与液膜流态（层、湍）和厚度直接相关：

- 层流状态：换热依靠膜层导热、膜层愈厚、局部表面传热系数愈小
- 湍流状态：对流换热主要通过膜层内的热对流、膜层愈厚、局部表面传热系数愈大

### 7.1.3 珠状凝结

表面张力  $>$  附着力，不润湿表面。珠状凝结时、液珠下落时清扫壁面，部分壁面直接与蒸汽接触，热阻较小（珠状凝结换热强；寿命短、成本高、不稳定；大多数冷凝器是膜状凝结）

### 7.1.4 影响凝结换热的因素

除了壁面高度、温差  $(t_s - t_w)$  外，还有：

- 蒸气速度：
  - 蒸气向下吹时：加速液膜运动、换热增强；
  - 蒸气向上吹时：若速度不大、换热减弱；若速度很大、换热增强
- 蒸气中含不凝气体：换热恶化（热阻增大）
- 蒸气中含油：换热恶化（油垢、热阻增大）
- 表面粗糙度：当凝结液膜流速低时，粗糙表面换热减弱；当  $Re_x > 140$  后，粗糙表面换热增强
- 过热蒸气：过热度影响不大

## 7.2 沸腾换热

重点（考纲标红）：**饱和沸腾过程与大空间沸腾传热的沸腾曲线（ $q-\Delta t$  关系）：自然对流沸腾区、核态沸腾区、过渡态沸腾区、膜态沸腾区、沸腾临界点，莱顿弗罗斯特现象**

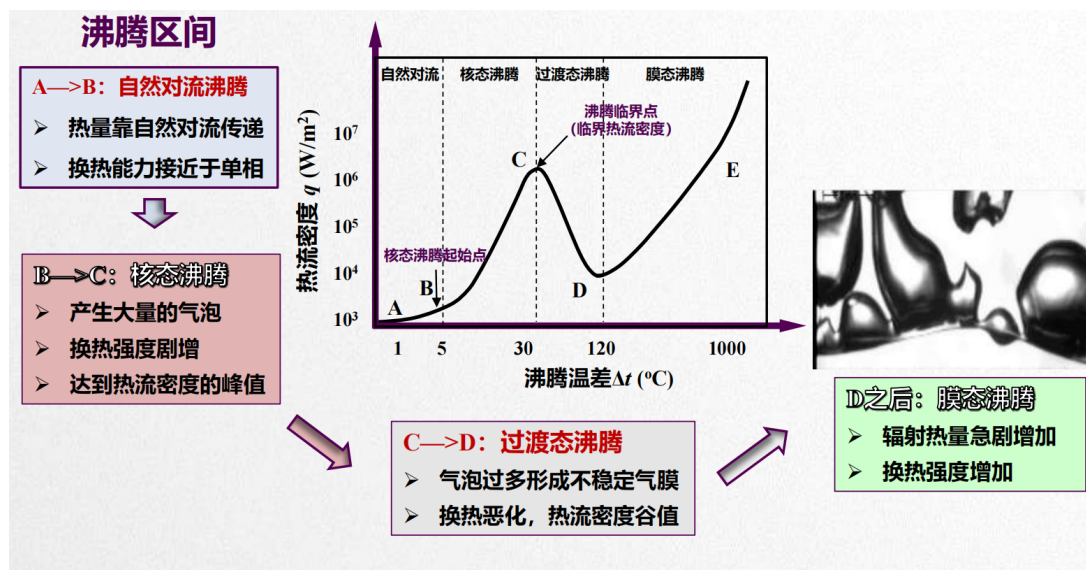


Figure 7.1: 沸腾曲线

### 7.2.1 大空间沸腾换热

沸腾温差：壁面温度  $t_w$  与饱和温度  $t_s$  的差值。沸腾曲线是沸腾时热流密度  $q$  随沸腾温差变化的关系曲线。

### 7.2.2 莱顿弗罗斯特现象

一把烧的通红的铁勺上滴上一滴水珠，水珠竟然悬浮起来并持续 30 秒！

原因在于，接触炙热的铁勺后，水滴底部立即形成一层水蒸汽，把水珠与铁勺隔开，就使得水滴悬浮起来，悬浮起来的水滴暂时不能吸收更多的热量，减慢了汽化速度。

### 7.2.3 沸腾换热机理

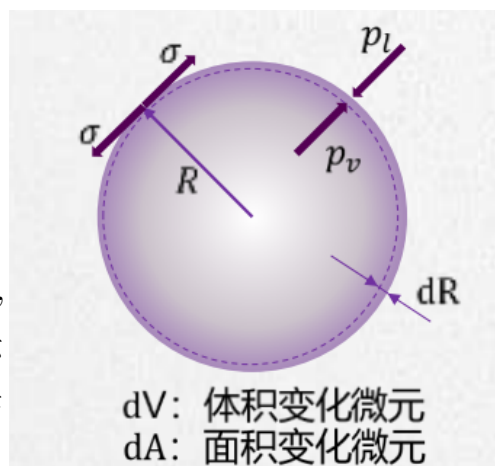
气泡受到表面张力和压差力作用，作功量：

$$dW = (p_v - p_l)dV - \sigma dA$$

气泡得以存在和长大的力学条件：

$$(p_v - p_l) \geq \frac{2\sigma}{R}$$

气泡不可能无限生长。根据**动力学成核理论**，在纯液体的部分分子团具有较多的能量，称为活化能。沸腾表面材料凹缝中形成气泡需要的活化能最小。



### 7.2.4 核态沸腾换热的主要影响因素及强化换热措施

- 加热面材料与表面状况。气泡在汽化核心生成（凹缝、孔隙）。气泡核生成时的最小半径：

$$R_{min} = \frac{2\sigma T_s}{r\rho_v\Delta t}$$

**更多的凹缝生成更多的气泡！**

- 加热面的过热度： $\Delta t \uparrow \rightarrow R_{min} \downarrow$ ，气泡量增多，h 增大
- 压力： $p \uparrow \rightarrow \rho_v \uparrow, t_s \uparrow, r \downarrow \rightarrow R_{min} \downarrow$ ，气泡核增多，h 增大
- 液体的物性等

### 7.2.5 大空间内沸腾换热准则关联式

注意看条件运用关联式。

### 7.3 热管——热量搬运

加热区（蒸发段）、蒸汽输运区（绝热段）、  
散热区（凝结段）。

- 依靠蒸气流动传输热量，传热能力很强；
- 热区和散热区的温度很接近（热流密度可以不同），减小了传热时的温差损失；
- 工作的上下温限比较宽；
- 单向导热，结构简单，造价低。



## 8 第八章：热辐射基本定律

### 8.1 热辐射本质与特点

不依赖物体接触进行热量传递；物体热力学能  $\rightarrow$  电磁波  $\rightarrow$  热力学能；温度大于 0K，都会产生热辐射，最终达到动态平衡状态。

### 8.2 一堆概念

#### 8.2.1 热射线投射到物体表面

（单色）吸收率  $\alpha$ 、（单色）反射率  $\rho$ 、（单色）穿透率  $\tau$ 。

黑体、白体（镜体）和透明体是对应上面三个量分别等于一的理想模型。

#### 8.2.2 热射线从物体表面向外发射

它们的关系：

$$E_{(\lambda)} = \int_0^{2\pi} I_{(\lambda)}(\theta) \cdot \cos \theta \cdot d\Omega \quad (8.1)$$

$$E = \int_0^{\infty} E_{\lambda} d\lambda = \int_0^{2\pi} E_{\theta} d\Omega = \int_0^{2\pi} I(\theta) \cdot \cos \theta \cdot d\Omega \quad (8.2)$$

概念	表示	单位	含义
(定向) 辐射强度	$I$	$W/m^2 \cdot sr$	朝某给定方向、对垂直于该方向的单位投影面积, 在单位时间、单位立体角内所发射的全波长的能量
光谱定向辐射强度	$I_\lambda$	$W/m^2 \cdot \mu m \cdot sr$	针对某特定波长 $\lambda$
辐射力	$E$	$W/m^2$	发射体每单位面积、在单位时间、向半球空间所发射的全波长能量
光谱辐射力	$E_\lambda$	$W/m^2 \cdot \mu m$	单位时间内、物体单位辐射面积、在波长 $\lambda$ 附近单位波长间隔内, 向半球空间所发射的能量。
定向辐射力	$E_\theta$	$W/m^2 \cdot sr$	发射体的单位面积、在单位时间内、向某个方向单位立体角内发射的辐射能。
光谱定向辐射力	$E_{\lambda,\theta}$	$W/m^2 \cdot \mu m \cdot sr$	发射体的单位面积、在单位时间内、向半球空间的某给定方向单位立体角内, 波长 $\lambda$ 附近的单位波长间隔内发射的辐射能量。

### 8.3 热辐射基本定律

#### 8.3.1 普朗克定律

普朗克定律：真空中黑体的光谱辐射力  $E_{b\lambda}$  与波长  $\lambda$ 、热力学温度  $T$  之间的函数关系：

$$E_{b\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/\lambda T} - 1} (W/m^2 \cdot \mu m)$$

#### 8.3.2 维恩位移定律

黑体辐射的波谱连续，最大辐射力对应的波长与黑体表面的温度

$$\lambda_{max} \cdot T = 2897.6 \mu m \cdot K \quad (8.3)$$

加热炉中铁块升温过程颜色变化：T 升高可见光增加

#### 8.3.3 斯蒂芬-玻尔兹曼定律

普朗克定律表达式在全波长范围积分

$$E_b = \sigma_b T^4 \quad \sigma_b = 5.67 \times 10^{-8} W/(m^2 \cdot K^4) \quad (8.4)$$

实际物体的辐射力：

$$E = \varepsilon E_b \quad (8.5)$$

波段辐射力：黑体在温度  $T$  下、某波段范围内所辐射的能量：

$$E_{b(\lambda_1 T - \lambda_2 T)} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{b(\lambda T)} d\lambda \quad (8.6)$$

可能会用到  $F_{b(0-\lambda)}$  与  $\lambda T$  的查表。

### 8.3.4 兰贝特余弦定律

辐射表面辐射强度在空间各个方向上都相等：

$$I(\theta_1) = I(\theta_2) = \dots = I = \text{Const} \quad (8.7)$$

$$E_\theta = I(\theta) \cdot \cos \theta = I_n \cdot \cos \theta = E_n \cdot \cos \theta \quad (8.8)$$

漫辐射表面辐射力  $E$  是任意方向辐射强度  $I$  的  $\pi$  倍。

### 8.3.5 基尔霍夫定律

灰体：实际物体的理想化，光谱发射率、吸收率与波长无关。

漫灰表面光谱发射率等于同温度物体表面的光谱吸收率。注意其热平衡的条件

## 9 第九章：辐射换热计算

### 9.1 角系数

黑体表面  $A_2$  所发射的总能量中落到  $A_1$  的部分，表示为  $X_{2,1}$ 。表面  $A_1$  和  $A_2$  之间的辐射换热量：

$$\Phi_{b(12)} = \frac{E_{b1} - E_{b2}}{\frac{1}{X_{1,2} \cdot A_1}} \quad (9.1)$$

### 9.2 角系数的确定（重点：代数法）

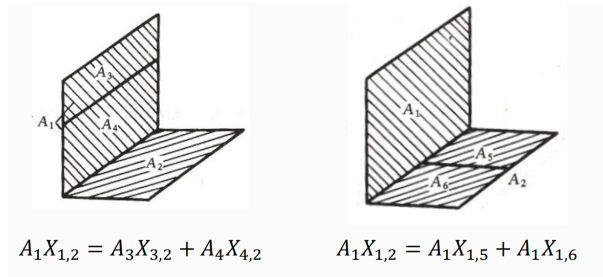
完整性、分解性、互换性。

- 互换性：

$$A_1 X_{1,2} = A_2 X_{2,1} = \int \int \frac{\cos \theta_1 \cos \theta_2}{\pi r^2} dA_1 dA_2 \quad (9.2)$$

- 角系数完整性：封闭系统中的任意非凹表面对其他所有表面的角系数的总和等于 1。

$$\sum_{j=1}^n X_{i,j} = 1 \quad (9.3)$$



- 角系数的分解性

依据完整性（三个方程）和互换性（三个方程），可得：

$$X_{1,2} = \frac{A_1 + A_2 - A_3}{2A_1} \quad (9.4)$$

对于如图的情况，做虚线辅助线

$$X_{1,2} = \frac{\text{交叉线长度之和} - \text{非交叉线长度之和}}{\text{表面 } A_1 \text{ 长度的 2 倍}} \quad (9.5)$$

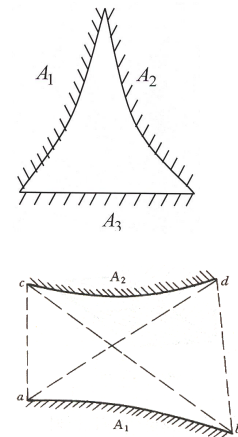
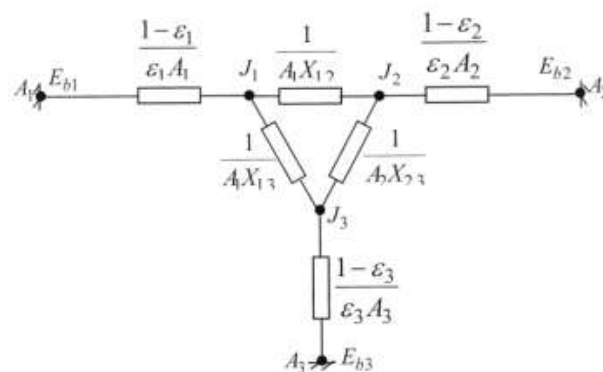


图 9-23 两个无限长相对表面间的角系数

### 9.3 灰表面间的辐射传热

有效辐射  $J$ ：表面本身辐射（ $E$ ）和投入辐射的反射（ $\rho G$ ）组成  
辐射网络图



- 辐射空间热阻（取决于表面间的几何关系）

$$\frac{1}{X_{1,2}A_1} \quad (9.6)$$

- 辐射表面热阻（取决于各表面的表面特性）

$$\frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_1 A_1} \quad (9.7)$$

若为凹表面则加一个虚构的表面（角系数为 1）。射换热计算的辐射网络法满足**基尔霍夫电流定律**：流入每个节点的电流（热流）总和为零。

## 10 第十章：传热过程、换热器

### 10.1 通过肋臂的传热（稳态）

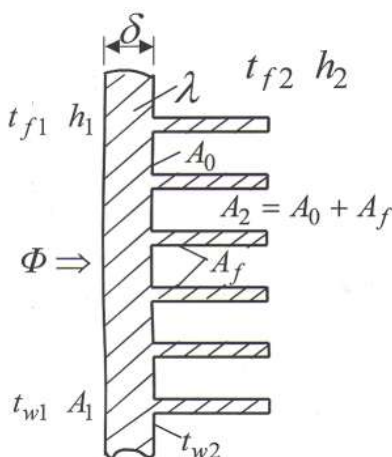
以光壁面面积为基准的热阻：

$$\frac{1}{h_1 A_1} + \frac{\delta}{\lambda A_1} + \frac{1}{h_2 A_2 \eta_t} \quad (10.1)$$

传热量：

$$\Phi = \frac{1}{\frac{1}{h_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{h_2 \eta_t \beta}} A_1 (t_{f1} - t_{f2}) = k_1 A_1 (t_{f1} - t_{f2}) \quad (10.2)$$

$k_1$  为以光壁面面积为基准的传热系数， $\beta = \frac{A_0 + A_f}{A_1}$  为肋化系数， $\eta_t$  为肋壁效率。



增强换热能力：肋片应加装在表面传热系数小的一侧！；减小肋片间距

### 10.2 换热器的形式和基本构造

### 10.3 平均温度差

单流程管壳式换热器中流体的温度分布

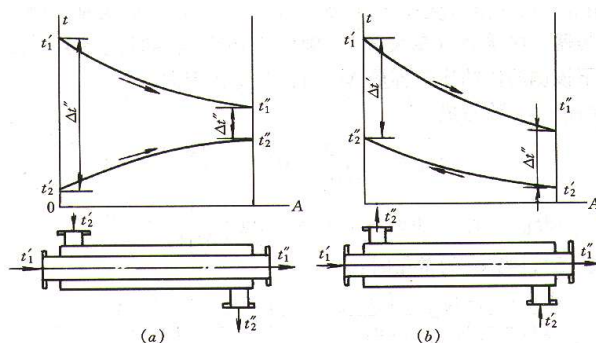


图 10-11 流体温度随传热面变化示意图  
(a) 顺流；(b) 逆流



- $t'_1, t''_1$ : 热流体进、出口温度

- $t'_2, t''_2$ : 冷流体进、出口温度

换热器传热面的平均温差  $\Delta t_m$  (对数平均温差表达式):

$$\Delta t_m = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln(\Delta t' / \Delta t'')} = \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{\ln(\Delta t_{max} / \Delta t_{min})} \quad (10.3)$$

顺流与逆流的比较:

- 顺流时冷流体的终温永远低于热流体的终温，而逆流时冷流体的终温可以超过热流体的终温；
- 当冷、热流体进出口温度相同时，**逆流的平均温差大于顺流，传热能力大**；一种流体为定温时，逆流与顺流传热能力相同
- 流时换热面的温度变化大，容易造成热应力破坏

## 10.4 换热器计算基本公式

$$\Phi = kA\Delta t_m \quad (10.4)$$

$$\Phi = M_1 c_1 (t'_1 - t''_1) \quad (10.5)$$

$$\Phi = M_2 c_2 (t''_2 - t'_2) \quad (10.6)$$

3 个方程有 8 个独立变量，只要知道其中 5 个变量，可求其它 3 个。

## 10.5 平均温差法设计计算 LMTD: 掌握

计算换热器的流动阻力判别。

## 10.6 校核计算、效能-传热单元数法、污垢热阻

不考

---

## 10.7 传热的增强和削弱

### 增强传热的方法

- 扩展传热面
- 改变流动状况：增加流速、增加扰动、外力增加震荡等
- 添加剂改变流体物性
- 改变表面状况和能量传递方式

### 削弱换热的方法

- 覆盖热绝缘材料
- 改变表面状况