

第五章 对流传热

一、对流传热基本概念

(一) 影响对流传热的因素

1. 流体流动的起因: $h_{\text{自然}} > h_{\text{自然}}$

由于流动起因的不同, 对流传热分为强制对流传热与自然对流传热两大类。

☆ 流体有无相变: $h_{\text{相变}} < h_{\text{自然}}$

流体没有相变时对流传热中的热量交换是由于流体显热的变化而实现的, 而在有相变的换热过程中(如沸腾和凝结), 流体相变热(潜热)的释放或吸收起主要作用。

3. 流体的流动状态: $h_{\text{层流}} < h_{\text{湍流}}$

粘性流体存在着层流及湍流两种不同的流态, 对流传热分为层流对流传热与湍流对流传热两大类。

4. 换热表面的几何因素

几何因素指换热表面的形状、大小、换热表面与流体运动方向的相对位置以及换热表面的状态(光滑或粗糙)。影响流体在壁面上的流态、速度分布、温度分布。如管内强制流动与流体横掠圆管的强制对流传热是截然不同的。前一种是管内流态, 属于内部流动的范围; 后一种是外掠物体流动, 属于外部流动的范围。在自然对流领域里, 不仅几何形状, 几何布置对流动亦有决定性的影响, 热面朝上散热的流动与热面朝下的流动就截然不同, 其换热规律也不一样。

5. 流体的物理性质

以无相变强制对流传热为例, 影响对流传热的热物物理性质是流体密度 ρ 、定压比热容 c_p 、动力粘度 η 、导热系数 λ 等。

☆ 导热系数: 导热系数大, 流体内和流体与壁之间的导热热阻小, 换热就强。水的导热系数比空气高 20 多倍, 故水的传热系数 h 远比空气高。

☆ 比热容与密度: 比热容与密度大的流体, 单位体积携带更多的热量, 从而对流传热传递热量的能量高。

(3) 粘度: 粘度大, 阻碍流体的运动, 不利于热对流。温度对粘度影响较大, 对应液体, 粘度随温度增加而降低, 气体相反。

由于流体内各处温度并不相等, 以至各处的物性数值也不相等, 为处理方便起见, 一般引入定性温度, 将热物性作为常数处理。

$$h = f(\rho, c_p, \lambda, n, u, l)$$

(二) 对流传热问题完整的数学描写

1. 控制方程式

对于不可压缩、常物性、无内热源的二维问题, 对流传热的微分方程组为:

质量守恒方程: (连续性)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

动量守恒方程:

$$\begin{cases} x: \quad \rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ y: \quad \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{cases}$$

*不可压缩
连续性*

能量守恒方程:

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

其中, F_x, F_y 是体积力在 x, y 方向的分量。动量守恒方程式就是 Navier-Stokes 方程, 质量守恒方程式又称连续性方程。它们是描写粘性流体流动过程的控制方程, 对于不可压缩粘性流体的层流及湍流流动都适用。

2. 定解条件

定解条件包括初始时刻的条件及边界上与速度、压力及温度等有关的条件。以能量守恒方程式为例, 可以规定流体边界上的温度分布(第一类边界条件), 或给定边界上加热或冷却流体的热流密度(第二类边界条件)。由于获得表面传热系数是求解对流传热问题的最终目的, 因此一般求解对流传热问题时没有第三类边界条件。

当粘性流体在壁面上流动时, 由于粘性的作用, 在靠近壁面的地方流速逐渐减小, 而在贴壁处流体将被滞止而处于无滑移状态。在贴壁处流体没有相对于壁面的运动, 在流体力学中称为贴壁处的无滑移边界条件。贴壁处这一极薄的流体层相对于壁面是不流动的, 壁面与流体间的热量传递必须穿过这个流体层, 而穿过不流动的流体层的热量传递方式只能是导热。因此, 对流传热量就等于贴壁流体层的导热量。

$$\text{在贴壁流体层: } q = -\frac{\lambda}{h} \frac{\partial t}{\partial y} |_{y=0} = h \cdot \dot{q}$$

$$\therefore h = -\frac{\lambda}{\dot{q}} \frac{\partial t}{\partial y} |_{y=0}$$

上式中, λ 为流体的导热系数。上式即对流传热过程微分方程式, 它给出了计算对流传热壁面上热流密度的公式, 也确定了对流传热系数与流体温度场之间的关系。

2. 运动方程和能量方程

流动中的温度分布反映着流场能分布的状态, 受着能量守恒定律的制约。因而在研究支配流动场的场程时, 为了便于分析, 推导时作下列假设:

- (1) 流动是稳定的。
- (2) 流体为不可压缩的牛顿型流体。
- (3) 流体为常数, 无内热源。
- (4) 粘性耗散产生的耗散热可以忽略不计。

推导基于如下假设: 不可压缩牛顿型流体, 常物性, 无内热源, 忽略粘性耗散, 不计由于微元各方向受到剪力不平衡而出现的净作用力引起的动能和位能变化, 不计流体和壁面间的辐射换热。推导结果为:

$$\frac{\partial t}{\partial t} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) + \frac{\dot{q}}{c_p \lambda} = 0 \quad (5-3)$$

从上式可以清楚地看出, 对流传热是导热和对流联合作用的结果, 当流体速度 $u = v = 0$ 时, 退化为导热微分方程。

对能量微分方程的几点讨论:

- (1) 如果流体中有内热源, 其强度为 \dot{q} , 则在上式右侧加上 \dot{q} 就得到有内热源的能量微分方程:

(2) 各项的物理意义。方程左边三项中, 第一项为流体能量随时变化项, 另外两项为体质热对流项, 方程右边第一项为热传导(热扩散)项。

(3) 当流体不流动时, 流体速率 u , 能量微分方程便退化为导热微分方程, 即 $\rho c_p \frac{\partial t}{\partial t} = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)$, 所以, 固体中的热传导过程是介质中传热过程的一个特例。

$$\begin{aligned} \frac{\partial t}{\partial t} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) + \frac{\dot{q}}{c_p \lambda} &= 0 \\ \frac{\partial t}{\partial t} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) &= \frac{\dot{q}}{c_p \lambda} \\ \frac{\partial t}{\partial t} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) &= -\rho c_p \frac{\partial t}{\partial x} \frac{\partial t}{\partial x} \\ \frac{\partial t}{\partial t} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\lambda}{\rho c_p} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) &= -\rho c_p \frac{\partial t}{\partial x} \frac{\partial t}{\partial x} \end{aligned}$$

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

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

边界层动量方程

1. 流动边界层及其厚度的定义

(1) 定义 固体表面附近速度发生急剧变化的薄层称为流动边界层。

流体流过固体壁面时,由于壁面层流体分子的不滑移特性,在流体粘着力的作用下,近壁流体流速在垂直于壁面的方向上会从壁面处的零速度逐步变化到来流速度。流体流速变化的剧烈程度,即该方向上的速度梯度,与流体的粘着力和速度的大小密切相关。普朗特通过观察发现,对于低粘度的流体,如水和空气等,在以较大的流速流过固体壁面时,在壁面上流体速度发生显著变化的流体层是非常薄的。 $\frac{u}{U_{\infty}} = 0.99$

(2) 边界层的厚度:通常规定达到主流速度的99%处的距离为流动边界层厚度。 $\delta(x)$

2. 流动边界层内的流态

在边界层内会出现层流和湍流两种状态不同的流动。以流体外掠平板边界层的发展过程为例。

$\uparrow \delta(x) \uparrow$

→ 湍流

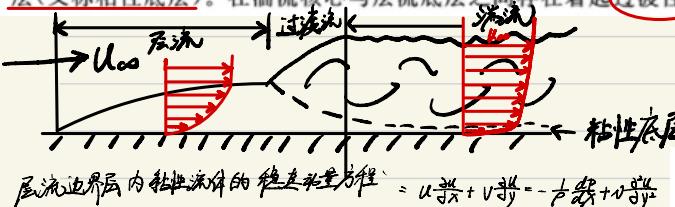
流体以 u_{∞} 的流速沿平板流动。在平板的起始段, δ 很薄。随着 x 的增加, 由于壁面粘滞力的影响逐渐向流体内部传递, 边界层逐渐增厚。但在某一距离 x_c 以前会一直保持层流的性质。此时流体作有秩序的分层流动, 各层互不干扰。这时的边界层称层流边界层。沿流动方向随着边界层厚度的增加, 边界层内部粘滞力和惯性力的对比向着惯性力相对强大的方向变化, 促使边界层内的流动变得不稳定起来。自距前线 x_c 处起, 流动朝着湍流过渡, 最终过渡为旺盛湍流。此时流体质点在沿 x 方向流动的同时, 又作着紊乱的不规则脉动, 故称湍流边界层。

边界层开始从层流向湍流过渡的距离 x_c 由临界雷诺数 $Re_c = u_{\infty} x_c / \nu$ 确定。对掠过平板的流动, Re_c 根据来流湍流度的不同而在 2×10^5 到 3×10^6 之间。来流扰动强烈、壁面粗糙时, 雷诺数甚至在低于下限值时即发生流动状态的转变。在一般情况下, 可取 $Re_c = u_{\infty} x_c / \nu = 5 \times 10^5$ 。

已经查明, 湍流边界层的主体核心虽处于湍流流动状态, 但紧靠壁面处粘滞应力仍占主导地位, 致使贴附于壁面的极薄层内仍保持层流的性质。这个极薄层称为湍流边界层的底层(又称粘性底层)。在湍流核心与底层之间存在着起过渡性质的缓冲层。

50000

对外掠平板



湍流的速度分布为抛物线状

湍流层中, 底层速度梯度大, 近于直角, 在湍流核心

底层剪切力随速度增加, 速度变化平缓

3. 1. 定义

流体温度在壁面法线方向上倒梯度

当流体流过平板而平板的温度 t_w 与来流流体的温度 t_{∞} 不相等时, 对于上述的低粘度流体, 如果流体的热扩散系数也很小, 在壁面上方也能形成温度发生显著变化的薄层, 常称为热边界层。 δ_t

2. 热边界层厚度 $(t_w - t)/\delta_t = 0.99(t_w - t_{\infty})$ (过热温度 = 来流温度 - 0.99)

仿照速度边界层的约定规则, 当壁面与流体之间的温差达到壁面与来流流体之间的温差的0.99倍时, 即 $\frac{t_w - t}{t_w - t_{\infty}} = 0.99$, 此位置就是热边界层的外边缘, 而该点到壁面之间的距离则是热边界层的厚度, 记为 $\delta_t(x)$ 。如果整个平板都保持温度 t_w , 那么, $x=0$ 时 $\delta_t(x)=0$, 且随着 x 值的增大逐步增厚。在同一位置上热边界层厚度与速度边界层厚度的相对大小与流体的普朗特数 Pr 有关, 也就是与流体的热扩散特性及动量扩散特性的相对大小有关。

外掠平板准流层

Nu 称为努塞尔数, 等于壁面法线方向上的平均无量纲温度梯度大小反映平均对流传热的强弱。对于常物性、无内热源、不可压缩牛顿流体平行外掠平板稳态对流传热, $du_w/dx = 0$, 方程组简化为:

(一) 速度场 $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{f_0}{2} \frac{\partial P_i}{\partial x}$

流动边界层厚度: $\delta = 1.325 Re_x^{1/2} S_{\infty}^{1/2} Pr^{1/3}$, $Re_x = \frac{U_{\infty} x}{\nu}$

摩擦系数: $C_d = \frac{f_0}{2} = 0.44 Re_x^{-1/2}$

得到 $\delta_t(x) = 0.44 Re_x^{1/2}$, 其中 $S_{\infty} = \frac{h}{\lambda}$, C_d 为摩擦系数。

平均摩擦系数 $C_d = 2C_f$, $C_f = 1 - 3.325 Re_x^{-1/2}$, 其中 $h = \frac{f_0}{2}$

(二) 温度场 $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{f_0}{2} \frac{\partial P_i}{\partial x}$

热边界层厚度 $\delta_t = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$

对于 $Pr > 1$ 的流体流体 $\delta_t \approx Re_x^{1/2}$

$Nu_x = \frac{h x}{\lambda} = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$

1. 边界层的特点。

① 边界层厚度 δ 与壁面尺寸相比是很小的量, 而 δ 与 δ_t 是同一数量级的。

② 边界层内速度梯度和温度梯度很大, 即 $\frac{\partial u}{\partial y}$ 很大。

③ 引入边界层概念后, 流动区域可分为边界层区和主流区。主流区可认为是理想流体的流动。

④ 边界层内亦有层流和湍流两种状态。

⑤ 引入边界层概念的意义。

① 缩小计算区域。由于边界层区 $\frac{\partial u}{\partial x}$ 很大, 动量微分方程中的粘着力及能量微分方程中的导热和对流项都得考虑, 而主流区则视为理想流体。因面对对流换热问题的研究可以把精力集中在边界层区内。

② 边界层内的运动与换热可以利用边界层特点进一步简化。

③ 边界层微分方程组。

二维、常物性、不可压缩、不计重力、无内热源的强制对流传热问题, 其边界层方程由连续方程、动量微分方程和能量微分方程组成, 即

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \text{层流/过渡层} \quad (5-5a)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad \text{边界层方程} \quad (5-5b)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad \text{层流/过渡层} \quad (5-5c)$$

$$y=0, u=0, v=0, t=t_w$$

$$y \rightarrow \infty, u \rightarrow U_{\infty}, v \rightarrow 0, t \rightarrow t_w$$

对主流流动为 U_{∞}, t_w 时 $v = 0$, 即 $\frac{\partial v}{\partial x} = 0$

或

$Nu_x = 0.332 \frac{x}{\lambda} \frac{Pr}{a}^{1/3}$

或

$Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$

其中 $Pr = \frac{\nu}{\lambda}$ 它的物理意义是表征热边界层和流动边界层厚度的相对大小。

$Nu = \frac{h l}{\lambda}$, 它不同于导热中的 F 数, 因为此时 λ 为流体的导热系数。

普朗特数 $Pr = \frac{v}{\alpha}$

由层流主导

$$\text{不计重力场、压力梯度, 则 } u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \rightarrow u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = v \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

高雷诺数 $Re \uparrow \uparrow$
 $\delta \uparrow \uparrow$
 $\delta > \delta_L$

$Pr \uparrow \uparrow \delta_L \downarrow$

$$而能量方程: u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$$

* $Pr = \frac{v}{\alpha}$ 反映流体中 动量扩散与热量扩散能力的对比
流动边界层与热边界层厚度的相对大小

$$(\frac{1}{\delta_L} = Pr \frac{1}{\delta})$$

相似理论 *

1. 相似原理——用实验方法求解对流换热问题的思路

物理量相似的性质。

① 同类现象：具有相同形式且具有相同内容的微分方程所描述的现象称同类现象。只有同类现象才能谈相似问题。

② 彼此相似的现象，其同名准则数必定相等。

③ 彼此相似的现象，其有关的物理量场分别相似。有关物理量一一对应成比例。

(1) Re 数。 $Re = \frac{ul}{\nu}$, 表示惯性力与粘性力的相对大小。

(2) Pr 数。 $Pr = \frac{v}{\alpha}$, 表示动量扩散厚度与热量扩散厚度的相对大小。

(3) Nu 数。 $Nu = \frac{hl}{\lambda}$, 表示壁面上无量纲温度梯度的大小，它的大小表示了换热的强烈程度。

(4) Gr 数。 $Gr = \frac{\rho g \Delta t l^3}{\nu^2}$, 表示浮升力与粘性力的相对大小。

* 推导：相似的对流换热现象的 Nu 相等，即 $Nu_1 = Nu_2$

$$\text{① } h(t_w - t_f) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_{y=0} \rightarrow \frac{hl}{\lambda} = \frac{\partial \left[\frac{t_w - t_f}{t_w - t_f} \right]}{\partial y / \nu} \Big|_{y=0} \rightarrow \left(\frac{hl}{\lambda} \right)_1 = \left(\frac{hl}{\lambda} \right)_2, \text{ 即 } Nu_1 = Nu_2$$

$$\text{或} \text{② } \because h = -\frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_w \text{ 相似: } C_n = \frac{h}{\lambda}, C_l = \frac{t_w}{\nu}, C_d = \frac{t_f}{\nu}, C_a = \frac{hl}{\lambda} \text{ 代入} \\ \Rightarrow \frac{C_n C_l}{C_a} h'' \cdot \nu = -\lambda'' \left(\frac{\partial t}{\partial y} \right)_w \rightarrow \frac{C_n C_l}{C_a} = 1 \rightarrow \frac{h'' \nu'}{\lambda''} = \frac{t_w''}{\nu''} \rightarrow Nu' = Nu''$$

推导：过冷温度 $\Theta = f(F_o, Bi, \frac{x}{\delta})$

已知物理量不变，第三类边界条件的一维非稳态传热

设 $\theta = t - t_{\infty}$, $\theta_0 = t_0 - t_{\infty}$. 则 $\frac{d(\theta B_o)}{dt} = \frac{d^2(\theta B_o)}{dx^2}$

$$\begin{cases} x=0, \frac{\partial \theta}{\partial x}=0 \\ x=\delta, -\lambda \frac{\partial \theta}{\partial x} = h(\theta - t_f) \\ t=t_0, \theta=0 \end{cases}$$

$$\Theta = \frac{\theta}{\theta_0} = \frac{t - t_0}{t_0 - t_f}$$

$$\rightarrow \frac{d(\theta)}{d(F_o)} = \frac{d(\theta)}{d(\delta)} \begin{cases} \frac{\delta}{\delta} = 0, \frac{\delta^2}{\delta^2} = 0 \\ \frac{\delta}{\delta} = 1, \frac{\delta^2}{\delta^2} = -B_o \Theta \end{cases} \Rightarrow \Theta = f(B_i, F_o, \frac{x}{\delta})$$

$$F_o = 0, \Theta = 1$$

2. 相似原理的基本内容

(1) 同名相似特征数相等，例如对两个相似的对流传热现象 1 与 2 应有 $Nu_1 = Nu_2$

(2) 同一类现象中相似特征数的数量及其间的关系由 π 定理来描述，即：一个表示 n 个物理量间关系的量纲一致的方程式，一定可以转换成 $n-r$ 个独立的无量纲物理量群间的关系式。
 r 是 n 个物理量中所涉及到的基本量纲的数目。对于彼此相似的物理现象，这个无量纲数群（即相似特征数群）间的关系都相同，因此对某个具体的物理过程所获得的特征数方程也适用于所有其他与之相似的同类物理现象。

5.6.3 应用特征数方程应注意之点

在使用特征数方程时应注意以下四个问题。

(1) 特征长度应该按该准则式规定的 方式选取。前已指出，包括在相似准则数中的几何尺度为特征长度，例如 Re, Nu, Bi 及 F_o 中均包含有特征长度。原则上，在整理实验数据时，应取所研究问题中具有代表性的尺度作为特征长度，如管内流动时取管内径、外掠单管或管束时取管子外径等。在应用文献中已经有的特征数方程时，应该按该准则式规定的方式计算特征数。对一些较复杂的几何系统，不同准则方程可能会采用不同的特征长度，使用时应加以注意。

(2) 特征速度应该按 规定方式计算。计算 Re 时用到的流速称为特征速度，一般取截面平均流速，且不同的对流传热有不同的选取方式。例如流体外掠平板传热取来流速度，管内对流传热取截面平均流速等。在应用文献中已经有的特征数方程时，应该按该准则式规定的流速计算方式计算特征数。

(3) 定性温度应按该准则式规定的方式选取。前面已指出，定性温度用以计算流体的物性。对同一批实验数据，定性温度不同可能使所得的准则方程也不一样。整理实验数据时定性温度的选取除应考虑实验数据对拟合公式的偏离程度外，也应照顾到工程应用的方便。常用的选取方式有：通道内部流动进口、出口截面的平均值；外部流动取边界层外的流体温度或取这一温度与壁面温度的平均值。 $t_m = \frac{t_w + t_{\infty}}{2}$

(4) 准则方程不能任意推广到得到该方程的实验参数的范围以外。这种参数范

围主要有 Re 范围、 Pr 的范围、几何参数的范围等。

【5-1】(华中科技大学2006年考研试题)边界层动量方程的形式为 $\rho(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y})=-\frac{dp}{dx}+\mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$,试指出各项反映出的物理过程的实质?这是什么类型的偏微分方程,其物理特征如何?

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{dp}{dx} + \mu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

对流运动的惯性力 粘性力 阻力

解:等式左边表示流体运动而产生的惯性力;右边第一项是由于静压而产生的静压力,第二项表示因流体运动而产生的粘性力。

★偏微分方程类型:抛物线型非线性微分方程;物理特征:流体流动时,上游影响下游而下游不影响上游。 $u_x+u_y+v_t=a(u_x+v_y)$ $\rightarrow u_x+v_y=a\frac{dy}{dt}$

【5-2】(华中科技大学2005年考研试题)与完全的能量方程相比,边界层能量方程最重要的特点是什么?

解:与完全的能量方程相比,此时主流方向扩散项被忽略,从而使能微分方程变抛物型偏微分方程:上游影响下游,而下游不影响上游。

【5-3】(华中科技大学2004年考研试题)写出稳态强制对流传热的边界能量方程,并说明各项的意义。

解: $u\frac{\partial t}{\partial x}+v\frac{\partial t}{\partial y}=a\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$ 式中,等号左边对流项,右边为扩散项。

【5-4】(华中科技大学2004年考研试题)写出 Bi 数和 Nu 数的定义式,说明它们的物理意义,并比较两者的不同之处。

解: $Bi=\frac{l/\lambda}{1/\lambda_i}=\frac{\lambda_i}{\lambda}$,是固体内部导热热阻和边界处对流传热热阻的比值。 λ 是固体的导热系数, l 是固体的特征长度。~~对流传热的温度梯度~~

$Nu=\frac{h l}{\lambda_i}$,是表征对流传热强弱的无量纲量。 λ_i 是流体的导热系数, l 是流体侧的特征长度。

【5-7】(西安交通大学2005年考研试题)从传热观点看,为什么暖气片一般都放在窗户的下面?

答:暖气片放在窗户的下面有以下优点:

(1)可以提高换热效率。在室内,靠近窗户处的空气温度较低,假设暖气片温度一定,当暖气片放在窗下时,暖气片与周围空气温度的温差 Δt 最大,从而换热量增加,传热效率提高。

(2)可以使室内温度分布均匀。靠近窗户处的空气温度较低,暖气片放在窗下可以使室内温度均匀。

【5-8】(西安交通大学2004年考研试题)为了测量管内流体温度,常采用水银温度计并在管道壁上安装上温度计套管,试问:

(1)安装温度计套管后,为什么会产生测温误差?~~传热热阻~~

(2)为了减小温差误差,可采取哪些措施?

答:(1)温度计套管产生误差的主要原因是由于沿高(即套管长度方向)有热量导出和套管表面与流体之间存在传热热阻。

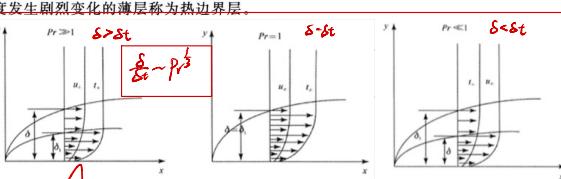
(2)要减小温度计套管的测温误差,一方面应减小沿高方向的导热量,选择导热系数小的材料,增加导热热阻;另一方面应增加流体与套管壁的对流换热表面传热系数~~h~~。

【5-11】(西安交通大学2003年考研试题)有人认为,“因为对流传热的强度只取决于~~壁~~处流体的温度梯度,所以流体速度梯度不会影响换热的强度”。请判断这一说法的正确性,并说明理由。

答:这种说法是不对的,靠近壁面的边界层换热为 $-\lambda\frac{dt}{dy}=h_s(t-t_\infty)$,所以, $h_s=-\lambda\frac{dt}{(t-t_\infty)dy}$ 其中温度场 t 既是时间的函数,又是空间的函数。流体的速度场会影响温度场,进而影响对流传热强度。

【5-21】(浙江大学2001年考研试题)请解释流动边界层与热边界层。对于油、空气及液体金属,分别有 $Pr \gg 1$, $Pr \approx 1$ 及 $Pr \ll 1$,试就这三种冷流体外掠等温热平板流动($t_\infty > t_1$)分别画出其速度分布与温度分布的大致图像(要能显示 δ 与 δ_t 的相对大小),并作简要说明。

解:在固体表面附近流体速度发生剧烈变化的薄层称为流动边界层;固体表面附近流体温发生变化的薄层称为热边界层。



【5-22】(华北电力大学<北京>2005年硕士研究生入学考试试题)请说明流动边界层和热边界层理论的基本要点,它们的提出对对流传热微分方程组的求解有何意义?写 Pr 准则的定义式并说明它的物理意义。(简述)

【5-4】(华中科技大学2004年考研试题)什么是热边界层?什么是速度边界层?普朗特数的大小反映了速度边界层与热边界层的怎样的关系?

解:流体流动时,粘性的作用区域仅限于靠近壁面的薄层内,这一区域为速度边界层。边界层外速度梯度很小,粘性作用可以忽略,流动可以认为是理想流体的无旋流动,求解容易得多。在边界层内速度变化快。~~99%~~

边界层厚度 δ :通常规定达到主流速度99%处的为流动边界层的厚度。在近壁面的一个薄层,流体温度沿法线方向剧烈变化,在薄层外,温度梯度几乎为零。这个薄层为温度(或热)边界层。~~99%~~

一般~~99%~~达到来流温度99%的位置定义为热边界层。

$Pr=\frac{v}{a}$ 是动量扩散与热扩散能力之比。当 $Pr > 1$ 时, $\delta > \delta_t$;当 $Pr = 1$ 时, $\delta = \delta_t$;当 $Pr < 1$ 时, $\delta < \delta_t$ 。~~Pr > 1~~

【5-12】(西安交通大学2004年考研试题)用空气冷却高温设备的内通道壁,为了提高冷却效果,有人提出在其通道内紧贴一块沿轴向放置的金属平板。试问该方法能否使设备内通道壁的冷却加强、壁温下降?为什么?

答:该方法可以使设备内通道壁的冷却加强。因为相当于增加了肋片,强化了对流;同时也增强了辐射散热。~~加入平板后~~增加了流体的扰动,破坏边界层,减小了对流传热热阻,强化了对流传热。

【5-13】(西安交通大学2004年考研试题)有一台冷油器,管内的油被管外的冷却水冷却。为了增强传热,管内加装一细的螺旋状金属丝。另有一台风暖器,以热水在管内流动来加热管外空气,同样在管内加装细的螺旋状金属丝。对比这两种方案强化传热的效果如果?为什么?

答:对于冷油器,由于油的粘度比较大,对流换热表面传热系数较小,整个传热过程中热阻的主要部分,在管内加装一细化螺栓金属丝,可~~破坏~~破坏边界层,减小油侧热阻,从而强化传热效果明显;对于风暖器,由于空气的表面传热系数比水的要小,整个传热过程中热阻的主要部分,但在管内加装螺栓金属丝,只能强化水侧换热,对于~~热~~热阻则减小很少,效果如果~~不明显~~明显。

【5-14】(浙江大学2006年考研试题) Pr (普朗特)准则反映~~Pr~~的准则,它表征了~~Pr~~的相对大小。
 $Pr=\frac{v}{a}$

答案:流体中动量扩散能力与热扩散能力流动边界层与热边界层
 $Pr=\frac{v}{a}$ 表~~Pr~~长度。

【5-15】(浙江大学2006年考研试题) $Nu=\frac{h l}{\lambda}$ 中, λ 表示~~传热系数~~表~~Pr~~长度。

答案:流体导热系数特征长度

【5-16】(浙江大学2005年考研试题)方程 $u\frac{\partial t}{\partial x}+v\frac{\partial t}{\partial y}=a\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$ 是~~微分~~微分方程,式中的参数 a 是~~热扩散系数~~。
答案:二维、~~稳定~~、~~不可压缩~~、~~常物性~~的对流传热能量守恒热扩散率

【5-17】(浙江大学2004年考研试题)纵掠平板强迫对流换热的能量方程为~~_____~~。

答案: $\frac{\partial t}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial x}\frac{\partial t}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial x}\frac{\partial t}{\partial y}+w\frac{\partial t}{\partial z}=\frac{\lambda}{\lambda_p}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial y^2}+\frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right)+\Phi$

【5-18】(浙江大学2000年考研试题)流体在大空间沿竖壁作自然对流传热时,对于~~流流~~工况下,对流传热系数正比于竖壁高度的~~0~~次方。
答案:零~~~Nu~Re~Pr~P~~

解析:根据平板的平均表面传热系数 $h=\frac{\lambda}{l}Nu=0.644\frac{\lambda}{l}Re^{1/2}Pr^{1/3}$ 。可见,对流传热系数~~无关~~于竖壁的高度无关,所以对流传热系数正比于竖壁高度的零次方。

【5-19】(浙江大学2005年考研试题)什么叫热边界层?试用边界层理论解释在单相对流传热中,使层流边界层变薄可以强化传热。
解:固体表面附近流体温度发生剧烈变化的这一薄层称为热边界层。

分析固体表面的流体边界层,存在对流传热与流体内部的导热。根据热平衡关系可知:
 $h\Delta t = -\lambda\frac{\partial t}{\partial y}|_{y=0}$

根据边界层理论,可知使层流边界层变薄~~h~~, λ 不变,但 $\frac{\partial t}{\partial y}|_{y=0}$ 变大,由上式可知, h 变大。
所以,在单相对流传热中,使层流边界层变薄可以强化传热。~~对流传热~~

解:当粘性流体沿固体表面流动时,流场可划分为主流区与边界层区,流速在边界层区域垂直于壁面方向上发生剧烈的变化,而在主流区流体的速度梯度几乎为零,边界层厚度 δ 与壁面距离 l 之比是个很小的量,远不止一个数量级,主流区的流动可视为理想流体的流动,用描述理想流体的微分方程组解。而在边界层内考虑粘性的影响,要用粘性流体的边界层微分方程求解,其特点是主流方向流速的二阶导数项忽略不计。在边界层内流动状态分层流和湍流,而湍流边界层内靠近壁面处仍有极薄层保持层流状态称层流底层,层流边界层的概念可以推广到对流传热中,它们的提出大大简化了对流传热微分方程组,从而解决了许多粘性流动对流传热问题。

$Pr=v/a$,是运动粘度与热扩散率的比值,它反映了动量扩散与热扩散能力的对比。

【5-23】(华北电力大学<北京>2005年硕士研究生入学考试试题)一块宽20mm、长200mm的平板,平均壁温为40℃。常压下20℃的空气以10m/s的速度纵向(沿长度方向)流过该板表面,试计算平板的对流换热量。题中参考公式为计算局部表面传热系数 h_x 的准则方程:

$$Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$$

$$t_m = \frac{t_w + t_f}{2} = 30^\circ\text{C}$$

查表得: $\lambda = 2.67 \times 10^{-2} (\text{W/m} \cdot \text{K})$, $\nu = 16 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$, $Pr = 0.701$ 。因此可得:

$$Re_l = \frac{u_x l}{\nu} = \frac{10l}{16 \times 10^{-6}} \quad Nu_l = 0.332 Re_l^{1/2} Pr^{1/3} = \frac{h_l}{\lambda} \rightarrow h = \frac{\lambda}{l} Nu_x \rightarrow h = 2h = 27.87$$

$$\textcircled{1} \quad = 125000$$

$$\textcircled{2} \quad \text{即 } h = 0.02 \times 0.2 \cdot 20 = 2.23 \text{ W}$$

$$Nu = 0.664 Re_l^{1/2} Pr^{1/3}$$

$$Re_x = \frac{u x}{\nu} = \frac{10x}{16 \times 10^{-6}}$$

所以: $Nu_x = \frac{h x}{\lambda}$ 。即:

$$h = \frac{\lambda Nu_x}{x} = \frac{\lambda \cdot 0.332 \times \left(\frac{10x}{16 \times 10^{-6}} \right)^{1/2} \times 0.701^{1/3}}{x}$$

积分

因此有: $h = 6.22 x^{-1/2}$ 。

可得平板的对流换热量:

$$\Phi = \int_0^{0.2} 0.02 \times h \times 20 dx = 2.49 \int_0^{0.2} x^{1/2} dx = 2.23 (\text{W})$$

【5-25】(华北电力大学<北京>2004年硕士研究生入学考试试题)水从恒温的大平壁面上流过,试求流体流到平壁中部的局部表面传热系数、平均表面传热系数和热流密度。已知水的流速为1.0m/s,水温为35℃,其导热系数、运动粘度、普朗特数、密度分别为0.63W/(m·K), $0.732 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$,4.87,993.9kg/m³,壁温为均匀恒定的95℃,壁面长度为1000mm,换热过程适用的准则关联式: $Nu_x = 0.332 Re_x^{1/2} Pr^{1/3}$

$$Nu_x = \frac{h_x x}{\lambda} \rightarrow h_x \rightarrow h = 2h_x \quad t_m = \frac{t_f + t_w}{2} = 65^\circ\text{C} \quad Re_x = \frac{u x}{\nu} \quad \textcircled{3} \quad Nu = 2Nu_x$$

【5-26】(南京航空航天大学2000年考研试题)用图并配合简要的文字或公式,说明空气外掠平板强迫对流和竖壁自然对流(均为层流状态)边界层内的速度分布特征。

解:空气外掠平板强迫对流和竖壁自然对流(均为层流状态)边界层内的速度分布示意图分别如图5-5、图5-6所示。

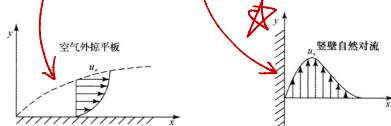


图 5-5

图 5-6

空气外掠平板强迫对流:流体在平板壁面处的速度为0,流体的速度随着离开壁面距离的增加而急剧增加,经过流动边界层后,速度增长到接近主流速度。

竖壁自然对流:流动边界层内的速度分布有两头小中间大的特点。贴壁处,由于粘性作用速度为零,在薄层内缘速度不均匀地消失,速度也等于零,在接近热壁的中间处速度有一个峰值。

【5-27】(重庆大学2005年考研试题)名词解释:流动边界层和热边界层。

解:流动边界层是固体表面附近流体速度发生剧烈变化的薄层;热边界层是固体表面附近流体温度发生剧烈变化的薄层。

【5-28】(国防科技大学2005年考研试题)1个大气压、25℃的空气,纵向流过一块长400mm、宽1200mm、温度为35℃的平板,流速为15m/s。分别求平板前缘50mm、150mm、250mm、350mm、400mm处流动边界层和热边界层的厚度,并求平板与空气的换热量。(按层流处理。空气的粘度 $\nu = 16 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$,导热系数 $\lambda = 2.67 \times 10^{-2} \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$,普朗特数 $Pr = 0.701$)

解:空气的物性参数由题已给出。对于400mm的平板而言:

$$Re = \frac{u l}{\nu} = \frac{15 \times 0.4}{16 \times 10^{-6}} = 3.75 \times 10^5 < 5 \times 10^5$$

所以这一雷诺数位于层流范围内。根据流动边界层厚度计算公式有:

$$\delta = 5.0 \sqrt{\frac{\nu x}{u}} = 5.0 \times \sqrt{\frac{16 \times 10^{-6} x}{15}} = 5.16 \times 10^{-3} \sqrt{x}$$

热边界层厚度为: $\delta_t \approx \delta / Pr^{1/3} = 5.16 \times 10^{-3} / (0.701)^{1/3} \sqrt{x} = 5.81 \times 10^{-3} \sqrt{x}$ 。

所以在不同x处,流动边界层和热边界层的厚度如表5-2所示。

表 5-2

x(mm)	50	150	250	350	400
δ_t (mm)	1.15	2.00	2.58	3.05	3.26
δ (mm)	1.30	2.25	2.91	3.44	3.67

努塞尓数为: $Nu = 0.664 Re^{1/2} Pr^{1/3} = 0.664 \times (3.75 \times 10^5)^{1/2} \times 0.701^{1/3} = 361.2$

则为:

$$h = \frac{\lambda}{l} Nu = \frac{2.67 \times 10^{-2}}{0.4} \times 361.2 = 24.1 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

则平板与空气的换热量为:

$$\Phi = h A \Delta t = 24.1 \times 0.4 \times 1.2 \times (35 - 25) = 115.7 (\text{W})$$

【5-35】(国防科技大学2004年考研试题)试写出毕渥数和努塞尓数的表达式,并叙述其物理含义。

答:毕渥数的表达式为: $Bi = \frac{h l}{\lambda}$ (λ 为固体导热系数)。它的物理意义为固体内部单位导热面积上的导热热阻与单位面积上的换热热阻之比。

努塞尓数的表达式为: $Nu = \frac{h l}{\lambda}$ (λ 为流体导热系数)它的物理意义为壁面温度梯度与平均温度梯度的比值,反映对流传热的强弱的无量纲数。

【5-36】(北京航空航天大学2006—2007学年第2学期期末考试试题)判断题:对流传热系数只与流体掠过固体壁面的速度有关。

答案:错

【5-37】(北京航空航天大学2006—2007学年第2学期期末考试试题)判断题:对于对流传热,如果流体的温度高于壁面温度,流体总是被冷却。

答案:错

【5-38】(北京航空航天大学2005—2006学年第2学期期末考试试题)判断题:在对流传热问题中,流体的温度高于壁面温度时,流体不一定被冷却。

答案:错

【5-39】(北京航空航天大学2006—2007学年第2学期期末考试试题)为什么用普朗特数 Pr 可以定性地判断流体外掠平板时的速度边界层和温度边界层的相对厚度?

答:普朗特数 $Pr = \frac{\nu}{\lambda}$,分子表征了流体由于分子运动而扩散运动的能力,这一能力越大,粘性的影响传递的越远,速度边界层越厚,分母则表征了热扩散的能力。因此,两者相比,基本上可以反映边界层的相对厚度。

【5-40】(北京航空航天大学2005—2006学年第2学期期末考试试题)温度同为20℃的空气和水,假定流动速度相同,当你把两只手分别放入水和空气中,为什么感觉却不一样?

答:尽管水和空气的温度相同,由于水的密度远大于空气的1000倍,而导热系数则相差不多,在相同的特征长度下,所当将手放入水中的雷诺数要远大于放入空气中的雷诺数,因此,放入水中的努塞尓数大,另一方面,又由于水的导热系数大,相对于空气的导热系数,所以,当将手放入水中的对流传热系数远大于放入空气中的对流传热系数,因此,感觉却不一样。

【5-41】(中国石油大学<华东>2005—2006学年第2学期期末考试试题)冬天,在相同的室外温度条件下,为什么骑摩托车比步行时感到更冷些,一般要戴皮手套和护膝?

解:因为强制对流传热强度与流体壁面之间的相对速度有关,相对速度越大,对流传热越强。与步行相比,骑摩托车时相对速度较大,对流传热强度大些,因此人体会散失较多的热量从而感到更冷些。

皮手套和护膝,由于透气性差,导热系数小,增加了传热热阻,降低了散热量,从而起到保护作用。

【5-49】(中国石油大学<华东>2005—2006学年第2学期期末考试试题)用温度计测管内高温空气的温度。如图5-8所示,温度计示数为 t_s ,管内壁温度为 t_w ,而空气实际温度为 t_f ,则 t_s 、 t_w 、 t_f 三者的相对大小如何?(按 $t_s > t_f$ 及 $t_s < t_f$ 两种情况说明。)

解:若 $t_s > t_f$,则 $t_s > t_f > t_w$,即测的温度偏高;若 $t_s < t_f$,则 $t_w > t_f > t_s$,即测的温度偏低。



图 5-8

【5-54】(哈尔滨工程大学2003—2004学年期末考试试题)从传热角度解释冬天室内散热器应该放置的合理位置。

解:冬天室内散热器应放置在相对较低的位置,这种情况下,散热器周围空气形成自然对流,被加热的空气密度减小向上浮升,从而整个房间的空气都被加热;散热器尽量放置在靠近外墙、外窗处,这样室外冷空气进入室内后即被散热器加热,保证流过室内的空气为热空气,不使人产生吹冷风的感觉。

【5-55】(哈尔滨工程大学2003—2004学年期末考试试题)当把盛有稀饭的碗放在水盆中冷却时,搅动稀饭和搅动水盆中的水,两种情况下稀饭冷却的速度一样吗?为什么?

解:不一样。搅动稀饭冷却速度快。因为稀饭与水间的传热过程稀饭侧热阻为主要热阻,要强化换热应首先从稀饭侧入手。而搅动稀饭时稀饭内部形成强制对流,并且各时刻稀饭内的温度基本相同,加大了稀饭与外界间的传热温差,冷却速度快。

【5-56】(哈尔滨工程大学2003—2004学年期末考试试题)如何理解对流传热过程强弱及对流传热量大小的说法?

解:对流传热过程强弱是指传热系数的大小,对流传热的强化与削弱一般从增大或减小传热系数入手。而对流传热量不仅与传热系数有关,还与传热面积、传热温差有关。因此,对流传热量大,对流传热过程不一定强。

【5-57】(上海海洋大学2009—2010年第1学期期末考试试题)为强化一台冷油器的传热,有人用提高冷却水流速的办法,但发现效果并不明显,试分析原因。

解:冷油器中由于油的粘度较大,对流传热表面传热系数较小占整个传热过程中热阻的主要部分,而冷却水的对流热阻较小,不占主导地位,因而用提高水速的方法,只能减小不占主导地位的水侧热阻,效果不明显。

第六章 内部强制对流传热的实验关联式

1. 管道内强制对流与传热

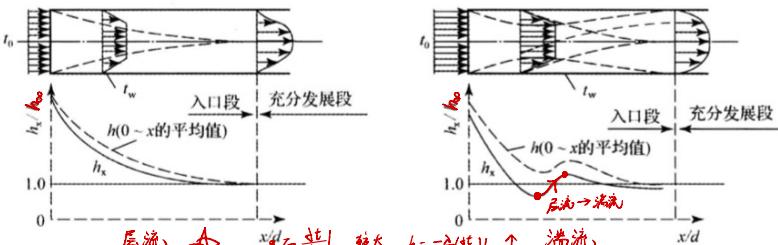
1. 两种流态 平板 5×10^5

流体在管道内的流动分为层流和湍流，其分界点为以管道直径为特征尺寸的 Re 数，称为临界 Re 数，记为 Re_c ，其值为 2300。 Re 大于 10000 后为旺盛湍流，而 $2300 \leq Re \leq 10000$ 的范围为过渡区。 $Re_c = 2300$

2. 入口段与充分发展段 汇合于中心线

流体在管内流动时，随着流体逐步向内深入，边界层的厚度也会逐步增厚。当边界层的厚度等于管子的半径时，边界层在管子中心线汇合。类似地，当流体与管壁有热交换时，管子壁面的热边界层也有一个从零开始增长直到汇合于管子中心线的过程。当流动边界层与热边界层汇合于管子中心线后称流动或换热已经充分发展，此后的换热强度将保持不变。从管子进口到充分发展段之间的区域称为入口段。

如果边界层在管中心处汇合时流体流动仍然保持层流，那么进入充分发展区后也就继续保持层流流动状态，从而构成流体管内层流流动过程。如果边界层在管中心处汇合时流体已经从层流流动完全转变为湍流流动，那么进入充分发展区后就会维持湍流状态，从而构成流体管内湍流流动过程。如果边界层汇合时正处于流动从层流向湍流过渡的区域，那么其后的流动就会是过渡性的不稳定的流动，称为流体管内过渡流动过程，如图 6-1 所示。



入口段的热边界层较薄，局部表面传热系数比充分发展段的高，且沿主流方向逐渐降低。

如果边界层内出现湍流，则因湍流的扰动与混合作用又会使局部表面传热系数有所提高，再逐渐趋向于一个定值，如图 6-1 所示。层流时入口段的长度 l 由如下关系决定：

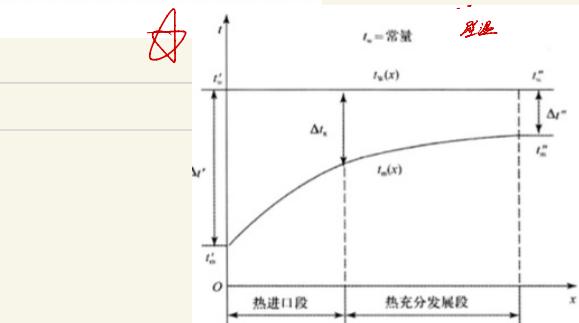
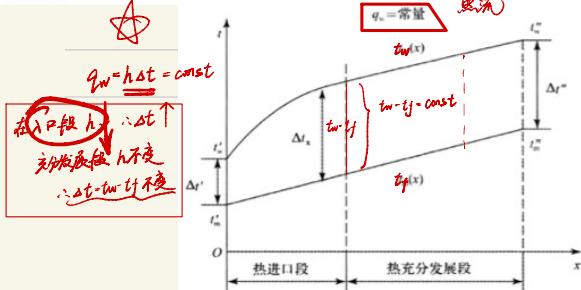
$$l \approx 0.05 Re Pr$$

湍流时，只要 $l/d > 10$ ，则平均表面传热系数不受入口段影响。工程技术中常常利用入口段换热效果好的特点来强化设备的换热。

3. 两种热边界条件

① 均匀热流：轴向与周向热流密度均匀，采用均匀缠绕的电热丝来加热壁面时可认为是均匀热流。

② 均匀壁温：轴向与周向壁温均匀，采用蒸汽凝结来加热或液体沸腾来冷却时可认为是均匀壁温。



平均温差，对恒热流条件，可取 $(t_w - t_i)$ 作为 Δt_m ； Δt_m 对于恒壁温条件，截面上的局部温差 $t_w - t_f$ 是一个变值，应利用热平衡式 $h_m A \Delta t_m = q_m c (t'_i - t''_i)$ 。式中 q_m 为质量流量； t'_i, t''_i 分别为出口、进口截面上的平均温度； Δt_m 按对数平均温差计算：

$$\text{恒壁温 } t_w = \frac{t''_i - t'_i}{\ln\left(\frac{t''_i - t'_i}{t_w - t'_i}\right)}$$

$$\frac{\text{出口-进口}}{\ln\left(\frac{\text{壁温-进口}}{\text{壁温-出口}}\right)}$$

管槽

管槽内湍流强制对流换热关联式

1. 迪图斯—贝尔特公式

对于常规流体 ($Pr > 0.6$ 的流体)，使用最广的是迪图斯—贝尔特公式：在流体与壁温相差不大的情况（气体： $t < 50^\circ\text{C}$ ；水： $t < 30^\circ\text{C}$ ；油： $\Delta t < 10^\circ\text{C}$ ）下 $Nu_f = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^n$ 。

适用条件： $10^4 \leq Re_f \leq 1.2 \times 10^5, l/d \geq 10, 0.7 \leq Pr_f \leq 120$ 。

加热流体 ($t_w > t_i$) 时， $n = 0.4$ ；冷却流体 ($t_w < t_i$) 时， $n = 0.3$ 。式中 t_i 采用流体的平均温度 t_i （即管道进、出口两个截面平均温度的算术平均值）为定性温度。取管道内径 d 为特征长度。

变物性影响的修正：在换热条件下，管道截面上的温度是不均匀的，因为温度影响粘度，所以截面上的速度分布与等温流动的分布有所不同。图 6-4 为换热时速度分布畸变的情形。

对于流体与管壁温度相差较大，温差大于上述值的情况，将上式乘以修正因子 c_t （此时 n 恒取 0.4）：

$$Nu_f = 0.023 Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} C_t$$

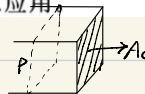
对于气体 被加热时， $c_t = \left(\frac{T_f}{T_w}\right)^{0.5}$ ；被冷却时， $c_t = 1$ 。 温度形式

$$\text{对于液体 被加热时, } c_t = \left(\frac{\eta_f}{\eta_w}\right)^{0.11}; \text{ 被冷却时, } c_t = \left(\frac{\eta_f}{\eta_w}\right)^{0.25}.$$

此外，还有针对入口段影响的修正系数。对于非圆形截面槽道，采用当量直径作为特征尺寸时，对圆管得出的湍流传热公式就可以近似地予以应用。

非圆形截面的槽道

当量直径 作为特征尺寸 $de = \frac{4A_c}{P}$



$$\text{对于同心管 } \left| \frac{A_c = \pi(d_o^2 - d_i^2)}{P(d_o + d_i)} \right| \cdot de = \frac{4A_c}{P} = d_o - d_i$$

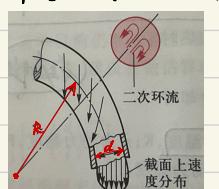
螺旋管、强化传热

流体在向前运动的过程中连续地改变方向，在管表面上引起二次环流而强化传流

$$\text{对气体 } Cr = 1 + 1.77 \frac{R}{d} > 1$$

$$\text{对液体 } Cr = 1 + 10.3 \left(\frac{R}{d}\right)^3 > 1$$

$$\text{特征尺寸 } d_e / L_{int}$$



$$tm = \frac{t_f + t_i}{2}$$

$$tm = \frac{t_f + t_i}{2}$$

$$tm = \frac{t_f + t_i}{2}$$

外部强制对流传热

~~边界层自由发展~~

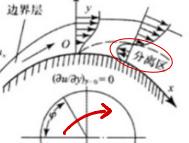
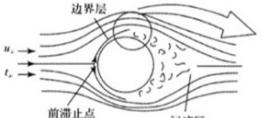
所谓外部流动，是指换热壁面上的流动边界层与热边界层能自由发展，不会受到邻近壁面存在的限制。在外部流动中存在一个边界层外的区域，那里无论是速度梯度还是温度梯度都可忽略。

(一) 流体横掠单管

1. 边界层的分离

流体沿着垂直于管子轴线的方向流过管子表面。流体在圆柱体的前部流速会逐步增大而流体的压力会逐步减小，流体在圆柱体的后部流速会逐步减小而流体的压力会逐步增大。在压强增大的区域内，流体靠本身动能来克服压强的增长才能向前流动，而靠近壁面的流体由粘滞力的影响速度比较低，相应的动能也较小，其结果是从壁面的某一位置开始速度梯度达到0，壁面流体停止向后流动，并随即向相反的方向流动，以致发生湍流脱体，即流体在边界层发生分离，如图6-5所示。

~~湍流脱体的起点~~



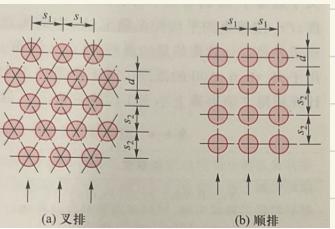
绕圆柱的流动当 $Re < 10$ 时流动不会发生分离现象，当 $10 \leq Re \leq 10^3$ 时流动分离点在 $80^\circ \leq \varphi \leq 85^\circ$ 处；而当 $Re > 10^3$ 时流动分离点在 $\varphi = 140^\circ$ 处。这里定义的雷诺数为 $Re = u_c d / \nu$ ，式中 u_c 为来流速度， d 为圆柱体外直径。

$$Re = \frac{u_c d}{\nu}$$

3. 圆管表面平均表面传热系数的关联式 $Nu = CR^n Pr^{1/3}$ 式中：定性温度为 $(t_w + t_\infty)/2$ ；特征长度为管外径； Re 数的特征速度为来流速度 u_∞ 。 Re 在不同的范围内时， C 与 n 取不同的数值。 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$

(二) 流体横掠管束

流体外掠管束换热在换热器中最为常见。通常管子有叉排和顺排两种排列方式。又排换热强、阻力损失大并难于清洗。影响管束换热的因素除 Re 、 Pr 外，还有：叉排或顺排；管间距；管束排数等。茹卡乌斯卡斯 (Zhukauskas) 系列公式是在很宽的 Pr 数变化范围内适用的流体外掠管束平均表面传热系数的计算关联式。



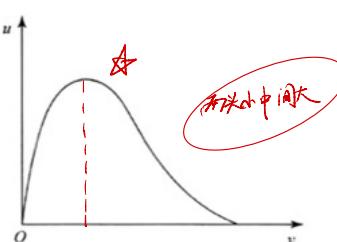
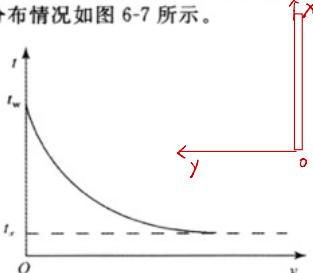
四、自然对流传热的实验关联式

~~空间与时间因素~~

(一) 自然对流传热的控制方程与相似特征数

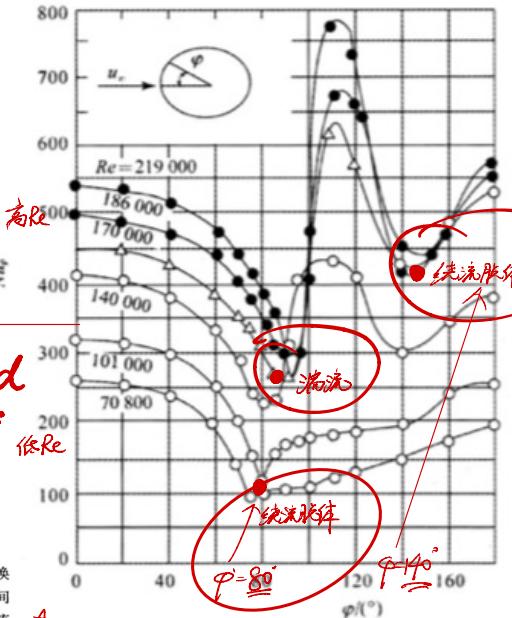
不依靠泵或风机等外力推动，由流体自身温度场的不均匀所引起的流动被称为自然对流。

自然对流是流场温度分布不均匀导致的密度不均匀分布，在重力场的作用下产生的流体运动过程。而自然对流传热则是流体与固体壁面之间因温度不同引起的自然对流时发生的热量交换过程。一般地，不均匀温度场仅发生在靠近换热壁面的薄层之内。自然对流传热边界层中速度与温度的分布情况如图6-7所示。



沿圆管表面局部表面传热系数的变化

边界层的生长和脱体决定了外掠圆管传热的特征。如图6-6所示是恒定热流壁面局部 Nu 数随角度 φ 的变化。这些曲线第一次下降是因为层流边界层不断增厚，低 Re 数时曲线的回升点反映了流体的起点。高 Re 数时曲线的第一次回升是由于转变成湍流的原因，第二次回升是由于脱体的缘故。



① 管束的排列方式有顺排和叉排之分。顺排易形成管子后部的滞止区，表面传热系数较小，但易于清洗。叉排使流体在管间通道内流体的扰动大大加剧，换热增强，但阻力损失亦大大增加。

② 后排管易受前排管尾流的影响，因而排数越多扰动加剧，换热增强，因而需引入管排修正系数 ϵ ，这种修正当总排数超过 10 或 16 时消失（教材表 5-8 或表 5-11）。

~~叉排强弱传热 > 顺排，但阻力损失大~~

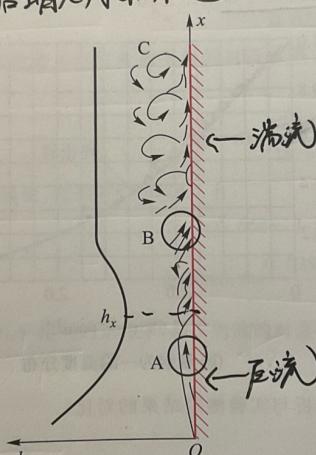
自然对流亦有层流和湍流之分。层流时，换热热阻完全取决于薄层的厚度，局部表面传热系数几乎是常数。

若壁面够高，则上部流动较为湍流，因此局部表面传热系数较为缩小。

从底数下壁开始，高度增加，层流薄层厚度增加，因此局部表面传热系数较为缩小。

而后转为湍流， h 提高至驻点湍流后不变。

先减小，后增大，最后不变



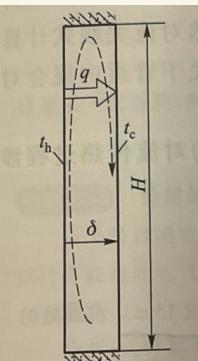
沿热竖壁自然对流局部传热系数的变化

3. 有限空间自然对流实验关联式

对有限空间自然对流， Gr 数中常以夹层厚度为特征长度。

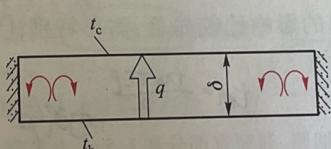
由于液体限制，液体加热与冷却在腔内同时进行，壁面仅有高、低温两部分 t_h, t_c

$$Gr = \frac{gav\delta t^3}{v^2} = \frac{gav(t_h - t_c)\delta^3}{v^2}$$



(a) 竖直夹层(空腔)

2860



(b) 水平夹层(空腔)

2430

图 6-24 封闭空腔图示

推导: $Gr = \frac{gav\delta t^3}{v^2}$ 自然对流现象中的特征数

$$\text{控制方程: } u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$\text{在薄层外, } u = v = 0, \text{ 得 } \frac{\partial u}{\partial x} = -g - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}$$

边界层

$$\text{特征长度 } \delta = -\frac{1}{f} \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) = -\frac{1}{f} \left(\frac{T_w - T_\infty}{x} \right)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = (T_w - T_\infty) \frac{g}{\rho} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = gav\theta + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$\rightarrow \frac{u}{U} \left[\frac{u}{U} \frac{\partial (Uu)}{\partial x} + \frac{v}{U} \frac{\partial (Uv)}{\partial y} \right] = gav\theta + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$\rightarrow \frac{u}{U} \left[\frac{u}{U} \frac{\partial (Uu)}{\partial x} + \frac{v}{U} \frac{\partial (Uv)}{\partial y} \right] = \frac{gav\delta t^3}{U^2} + \frac{\nu \partial^2 u}{\partial y^2}$$

$$Re = \frac{U\delta}{\nu} \quad \text{特征长度} \quad Gr = \frac{gav\delta t^3}{U^2} \quad \text{特征长度} \quad \frac{U}{U_n} = \frac{gav\delta t^3}{\nu^2}$$

$$\text{自然对流的准对数方程式: } Nu = f(Gr, Pr)$$

Gr 随物性相对数增大

(二) 大空间自然对流传热的实验关联式

自然对流传热可分成大空间和有限空间两类。大空间自然对流是指流体的冷却和加热过程互不影响，边界层不受干扰。

对于均匀壁温边界条件的大空间自然对流传热，工程中广泛使用的是下面的关联式：

$$Nu_m = C(GrPr)_m^{\alpha} \quad \text{适用与体层} \quad \text{对称轴向换热因子} \quad (Pr)^{\alpha}$$

式中， Nu_m 为由平均表面传热系数组成的 Nu 数，下脚标 m 表示定性温度采用边界层的算术平均温度 $t_m = (t_w + t_\infty)/2$ ； Gr 中的 Δt 为 t_w 与 t_∞ 之差，对于符合理想气体性质的气体， Gr 中的

膨胀系数 $\alpha = \frac{1}{T}$ 特征长度的选择：竖壁和圆柱取高度 h ，圆柱取外径 D 。

Gr 中的

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为竖直壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为水平壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为竖直壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为水平壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为竖直壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为水平壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为竖直壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为水平壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为竖直壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为水平壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为竖直壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

特征长度 $\delta = \frac{h}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为水平壁面的间距 h

特征长度 $\delta = \frac{D}{Gr^{1/3}}$ 性温度 $t_m = \frac{t_w + t_\infty}{2}$ ，特征长度为圆柱的间距 D

【6-2】(华中科技大学2006年考研试题)假设把人体简化成为直径为275mm、高1.75m的等温竖直圆柱,其表面温度比人体体内的正常温度低2℃,试计算该模型位于静止空气中时的自然对流散热量,并与人体每天的平均摄入热量(5440kJ)相比较。圆柱两端面的散热可不予考虑,人体正常体温按37℃计算,环境温度为25℃。

假定可采用如下的竖直圆柱体外自然对流换热准则式:

$$Nu = 0.0292(Gr \cdot Pr)^{0.39}$$

空气的物性参数为:

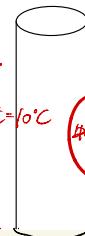
$$Gr = \frac{g\alpha dt L^3}{\nu^2} \quad \Delta t = 10^\circ C$$

$$\lambda = 0.0259 W/(m \cdot ^\circ C), \quad \nu = 15.06 \times 10^{-6} m^2/s, \quad Pr = 0.703$$

$$40^\circ C : \lambda = 0.0276 W/(m \cdot ^\circ C), \quad \nu = 16.96 \times 10^{-6} m^2/s, \quad Pr = 0.699$$

$$\Rightarrow = 6.763 \times 10^9 \quad \therefore Nu = 0.0292(Gr \cdot Pr)^{0.39} = \frac{hL}{\lambda}$$

$$\therefore h = \frac{Nu}{L} = 2.65 W/m^2 \cdot ^\circ C \quad \Phi = hA\Delta t = 40.12 W$$



特征L=1.75m

(华中科技大学2005年考研试题)有一内直径为d=20mm,长度为L=2m的薄壁紫铜管处于温度为50℃的低压饱和水蒸气中,管内有流速为16m/s的空气流过入口处空气温度为20℃,忽略管外水蒸气凝结换热阻和管壁导热热阻,试计算圆管出口处空气温度。如果管内的空气流速增加一倍,空气在出口处的温度会升高还是会降低?并说明出口温度升高或降低的原因。

已知空气的物性参数: $\rho = 1.12 \text{ kg/m}^3, \lambda = 0.027 \text{ W}/(\text{m} \cdot ^\circ \text{C}), c_p = 1000 \text{ J}/(\text{kg} \cdot ^\circ \text{C}), \nu = 1.7 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$

计算公式: $Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4}, Nu = 1.86(RePrD/L)^{0.33} (\text{层流})$

$$Re = \frac{ud}{\nu} = 11765 > 2300 \text{ (湍流)} \quad Pr = \frac{\lambda}{\nu} = \frac{c_p \nu}{\lambda} = 0.705$$

$$Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} = 30.1 = \frac{hd}{L} \rightarrow h = 48.73 W/m^2 \cdot ^\circ C$$

~~解:~~ $hA(t_w - \frac{t_{in} + t_{out}}{2}) = \rho c_p (t_{out} - t_{in}) \cdot q_m$ $A = \pi dL$ $t_{out} = 47.9^\circ C$
湍流 q_m 增加 $\rightarrow u \rightarrow 2u \because Nu \sim h \sim u^{0.8}$ $q_m = \frac{h}{4} \cdot u$
 $\therefore h \rightarrow h' < h$ \rightarrow 温度降低

【6-7】(北京科技大学2008年考研试题)采用测定铂丝电阻的方法可间接测出掠掠铂丝的空气速度。现测得铂丝直径0.1mm,长10mm,电阻由0.2Ω,通过的电流为1.2A,表面温度为200℃,空气温度为20℃。已知 $Nu = 0.911 Re^{0.383} Pr^{1/3}$,空气的物性参数如表6-3所示。假定辐射热损失可忽略不计,试确定空气的来流速度。

$$t_w = \frac{200+20}{2} = 110^\circ C \quad \text{表面温度} = IR$$

~~解:~~ $h \cdot \pi dL \cdot (t_w - t_f) = I^2 R \rightarrow h = 510 W/m^2 \cdot ^\circ C$

$$Nu = \frac{hd}{L} = 0.911 Re^{0.383} Pr^{1/3} \rightarrow Re = \frac{ud}{\nu} \rightarrow u = 1.4 m/s$$

【6-2】(哈尔滨工程大学2003—2004学年期末考试题)流量为0.2kg/s的冷却水,在内径为12mm的钢管冷凝器内流过,水的进口温度为27℃,出口温度为33℃,壁温维持50℃,求管长应为多少?已知30℃时水的物性参数为: $\rho = 995.6 \text{ kg/m}^3, \lambda = 0.618 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K}), c_p = 4.174 \text{ kJ}/(\text{kg} \cdot \text{K}), \nu = 0.805 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, Pr = 5.42$ 。

$$\text{解: } t_i = \frac{27+33}{2} = 30^\circ C$$

$$u = \frac{\dot{m}}{\rho \frac{\pi}{4} d^2} = \frac{0.2}{995.6 \times \frac{\pi}{4} \times 0.012^2} = 1.78 (\text{m/s})$$

$$R_{et} = \frac{ud}{\nu} = \frac{1.78 \times 0.012}{0.805 \times 10^{-6}} = 26534 > 10^4, \text{且流体被加热}$$

所以有:

$$Nu = 0.23 Re^{0.8} Pr^{0.4} = 0.023 \times (26534)^{0.8} \times 5.42^{0.4} = 156.4$$

$$h = Nu \frac{\lambda}{d} = 156.4 \times \frac{0.618}{0.012} = 8054.6 [\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})]$$

根据热平衡,有:

$$\dot{m} c_p (t_w - t_i) = h \pi d L (t_w - t_i)$$

$$q_m \cdot c_p \cdot \Delta t = h A (t_w - t_f)$$

则有:

$$L = \frac{\dot{m} c_p (t_w - t_i)}{h \pi d (t_w - t_i)} = \frac{0.2 \times 4.174 \times 10^3 (33 - 27)}{8054.6 \times 3.14 \times 0.012 (50 - 30)} = 0.825 (\text{m})$$

$$l/d = \frac{0.825}{0.012} = 68.75 > 60, \text{不必修正}$$

所以有: $l = 0.825 \text{ m}$

【6-5】(华中科技大学2004年考研试题)写出格拉晓夫数 Gr 的定义式,并说明 Gr 一般用于计算哪种形式的换热。

$$Gr = \frac{ga \Delta t l^3}{\nu^2}$$

(华中科技大学2004年考研试题)初温为30℃的水,以0.857kg/s的流量流经一套管式换热器的环形空间。水蒸气在圆管内凝结,使内管外壁温度维持在100℃。换热器外壳绝缘良好。环形夹层内外径为40mm,外管内径为60mm。试求把水加热到50℃所需要的套管长度以及在管子出口截面处的局部热流密度 q_m

$$\text{取水的物性: } \lambda = 0.635 \text{ W}/(\text{m} \cdot ^\circ \text{C}), \rho = 992.2 \text{ kg/m}^3, c_p = 4174 \text{ J}/(\text{kg} \cdot ^\circ \text{C})$$

$$\eta_t = 653.3 \times 10^{-5} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s}), \nu_t = 0.659 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}, Pr_t = 4.31$$

$$\eta_w = 282.5 \times 10^{-6} \text{ kg}/(\text{m} \cdot \text{s})$$

计算公式:

$$\text{管内层流: } Nu = 1.86(RePr \frac{d}{L})^{0.33} \left(\frac{\eta_t}{\eta_w} \right)^{0.14}$$

$$\text{管内湍流: } Nu = 0.027 Re^{0.8} Pr^{1/3} \left(\frac{\eta_t}{\eta_w} \right)^{0.14}$$

$$\text{横向流过圆管: } Nu = 0.193 Re^{0.812} L^{-1/2}$$

$$Nu = 0.027 Re^{0.8} Pr^{1/3} \left(\frac{h_f}{L} \right)^{0.4} \rightarrow Re = \frac{u \cdot d}{\nu} = 16702.4 \quad (\text{湍流})$$

$$= \frac{hd}{L} \rightarrow h = 3747 W/m^2 \cdot ^\circ C$$

$$\Phi = q_m \cdot c_p (t_w - t_f) = 0.857 \times 3747 \times (50 - 30) = 71542 W$$

$$\Delta t_m = \frac{t'' - t'}{\ln \left(\frac{t'' - t'}{t_w - t'} \right)} = \frac{50 - 30}{\ln \left(\frac{50 - 30}{30 - 20} \right)} = 59.44^\circ C$$

$$q_m = h \cdot \pi d L \cdot \Delta t_m \rightarrow L = 2.53 \mu m$$

$$q_m = h(t_w - t'') = 187398 W/m^2$$

第七章：凝结传热

一、凝结传热

蒸汽与低于饱和温度的壁面接触时，将汽化潜热释放给固体壁面，并在壁面上形成凝结液的过程，称为凝结传热。当凝结过程在冷壁面上进行时，视凝结液体依附壁面的凝结形式不同，可分为膜状凝结和珠状凝结两种。

(一) 凝结传热的模式

1. 膜状凝结

(1) 定义：凝结液体能很好地湿润壁面（凝结液和壁面的润湿角 $\theta \leq 90^\circ$ ），并在壁面上均匀铺展成膜的凝结形式，称膜状凝结。

(2) 特点：壁面上有一层液膜，凝结放出的相变热（潜热）须穿过液膜才能传到冷却壁面上，此时液膜成为主要的换热热阻。

如果冷凝壁面是水平放置，那么随着凝结过程的进行液膜厚度会逐步增加，热阻也就越来越大；如果冷凝壁面是竖直安放，那么液膜会在重力作用下向下流动，形成一个流动的液膜层，随着沿途蒸汽的不断凝结液膜也会逐步增厚，变成一个类似于流体边界层的流动换热的模式。显然，竖直壁面上部的换热性能要好于竖直壁面的下部。

2. 珠状凝结

(1) 定义：凝结液体不能很好地湿润壁面 ($\theta > 90^\circ$)，凝结液体在壁面上形成一个个小液珠的凝结形式，称珠状凝结。

(2) 特点：凝结放出的潜热不须穿过液膜的阻力即可传到冷却壁面上。

在界面力的作用下，珠状凝结形成的液珠逐渐长大，到一定尺寸后，当重力的影响超过界面力时，它们便随机地沿壁滚下。这些滚下的液珠相汇合形成较大的液滴，在向下滚动的同时扫清了沿途的液珠，让出无液珠的壁面供继续凝结。这样在冷壁面上又会有新的液珠形成并长大。这样，凝结过程主要是直接在冷壁面上进行的，没有凝结液膜引起的附加热阻，因此有较高的传热强度。实验表明珠状凝结的传热系数比膜状凝结要高 5~10 倍以上。

常用工程材料的洁净表面得到膜状凝结，是工程设计的依据，强化传热的主要途径为减薄液膜厚度。

(三) 膜状凝结的影响因素及其传热强化

上面讨论的是理想条件下饱和蒸汽膜状凝结传热的计算，工程实际中所发生的膜状凝结过程往往比较复杂，受各种因素的影响。

1. 不凝结气体

蒸汽中含有不可凝结的气体，即使含量极微，也会对凝结传热产生十分有害的影响。其原因是：

(1) 在靠近液膜表面的蒸汽侧，随着蒸汽的凝结，蒸汽分压力下降，而不凝结气体的分压力上升，蒸汽在抵达液膜表面进行凝结前，必须以扩散方式穿过积聚在界面附近的不凝结气体层，因此，不凝结气体的存在增加了传递过程（凝结）的阻力。

(2) 蒸汽分压力的下降，使相应的饱和温度下降，则减小了凝结的驱动力，也使凝结过程削弱。

2. 管子排数

管束的几何布置、流体物性都会影响凝结传热。前面推导的横管凝结传热的公式只适用于单根横管。上排凝结液落在下排管子上时，要产生飞溅及对液膜的冲击扰动，其程度取决于管束的几何位置、流体物性等。

3. 管内冷凝

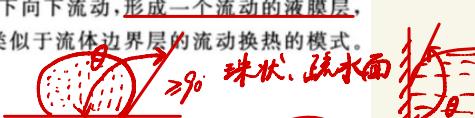
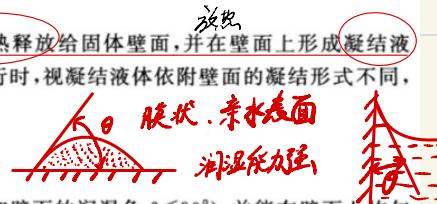
对于冷凝器（如冰箱中的制冷剂蒸汽冷凝器）蒸汽在压差作用下流经管子内部时，会产生凝结，此时的换热与蒸汽的流速有关。以水平管为例，当蒸汽流速低时，凝结液主要积聚在管子下部，蒸汽位于上部， h 较大；当流速增大时，凝结液则分布于管子周围，形成环状流动，而中心则为蒸汽核。随着流动的进行，液膜厚度不断增厚以致凝结完时占据整个截面， h 急剧下降。

4. 蒸汽流速

努塞尔的理论分析，忽略了流速的影响，其结论只适于流速较低的场合。当蒸汽流速高时（水蒸气 $> 10 \text{ m/s}$ ），蒸汽流对液膜表面会产生明显的粘滞应力。其影响程度与蒸汽流向与重力场方向及流速大小以及是否撕破液膜有关。若流动方向与液膜重力场一致，使液膜拉薄，增加；若流动方向与液膜重力场相反，则阻滞液膜流动，使其增厚， h 下降。

5. 过热蒸汽

前述是针对饱和蒸汽的，对于过热蒸汽，应进行修正，只须用过热蒸汽与饱和液的焓差代替式中的潜热即可。



膜状传热 > 珠状
尽量减薄液膜厚度是基本原则，并且排走凝结液

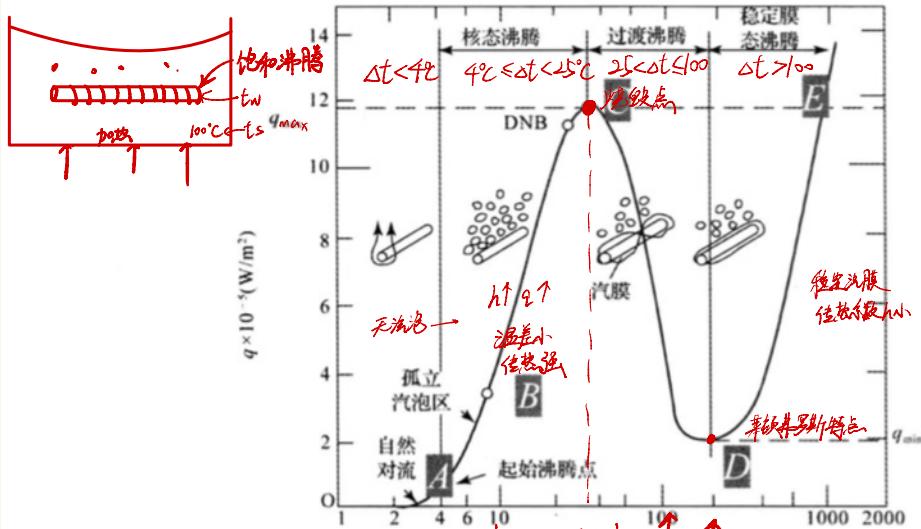
二、沸腾传热

沸腾指液体吸热后在其内部产生气泡的汽化过程。沸腾的特点是液体汽化吸收大量的汽化潜热；由于汽泡形成和脱离时带走热量，使加热表面不断受到冷流体的冲刷和强烈的扰动，所以沸腾传热强度远大于无相变的换热。沸腾传热分为大容器沸腾（池内沸腾）和强制对流沸腾（管内沸腾），上述每种又分为过冷沸腾和饱和沸腾。理论分析与实验证明，产生沸腾的条件是：液体必须过热，并且要有汽化核心。

加热壁面沉浸在具有自由表面的液体中所发生的沸腾称为大容器沸腾。大容器沸腾的特点是产生的气泡能自由浮升，穿过液体自由面进入容器空间。液体主体温度达到饱和温度，壁面温度高于饱和温度所发生的沸腾称为饱和沸腾。

(一) 大容器饱和沸腾曲线

大容器饱和沸腾曲线是容器壁面的热流密度 q_w 与 壁面过热度 Δt (即表面温度与饱和温度的温差 $\Delta t = t_w - t_s$) 的关系曲线，表征了大容器饱和沸腾的全部过程，共包括 4 个换热规律不同的阶段：自然对流、核态沸腾、过渡沸腾和稳定膜态沸腾，如图 7-1 所示。



1. 自然对流区 沸腾过程的动力学

壁面过热度小时 (图中 $\Delta t < 4^\circ\text{C}$)，沸腾尚未开始，壁面上没有气泡产生，换热服从单相自然对流规律。

2. 核态沸腾区 $\Delta t > 4^\circ\text{C}$

随着 Δt 的上升，在加热面的一些特定点上开始出现汽化核心，并随之形成气泡，该特定点称为起始沸腾点。其特点是：

(1) 开始阶段，汽化核心产生的汽泡互不干扰，称为孤立汽泡区。

(2) 随着 Δt 的上升，汽化核心增加，生成的汽泡数量增加，汽泡互相影响并合成汽块及气柱，称为相互影响区。

在这两个区中，汽泡扰动剧烈，传热系数和热流密度都急剧增大。核态沸腾区的特点是温差小，换热强度大，其终点的热流密度 q 达最大值。工业设计中应用该段。

水滴在 120°C 与 300°C 的铁板上， 120°C 板上的汽泡一大块态沸腾，扰流强度大，换热强。
 $\Delta t = 120^\circ\text{C} / 300^\circ\text{C}$

控制热流密度 q 来改变工况的加热设备 (电加热)，若 $q = q_{max}$ ，工况将跳至稳定膜态沸腾阶段，若 $q < q_{max}$ ，则 $h \downarrow$ 。
 控制加热壁温 t_w ，当 $t_w > q_{max}$ 时 $q \downarrow, h \downarrow$

3. 过渡沸腾区

从沸腾转捩点进一步提高 Δt ，热流密度 q 减小，因为汽泡的生长速度大于汽泡离开加热面的速度，使汽泡聚集覆盖在加热面上，形成一层蒸汽膜而蒸汽排除过程恶化，致使 q 下降。当 Δt 增大到一定值时，热流密度减小到 q_{min} 。这一阶段称为过渡沸腾区，该区段属于不稳定过程。

4. 膜态沸腾区

从 q_{min} 开始，随着 Δt 的上升，汽泡生长速度与离开速度趋于平衡。此时，在加热面上形成稳定的蒸汽膜层，产生的蒸汽有规律地脱离膜层，致使 Δt 上升时，热流密度 q 上升，此阶段称为稳定膜态沸腾。其特点是：

- (1) 汽膜中的热量传递不仅有导热，而且有对流传热。
- (2) 辐射热量随着 Δt 的加大而剧增，使热流密度大大增加。

(3) 在物理上与膜状凝结具有共同点，前者热量必须穿过热阻较大的汽膜，后者热量穿过热阻相对较小的液膜，所以传热系数比凝结小得多。

上述热流密度的峰值 q_{max} 有重大意义，称为临界热流密度，亦称烧毁点。

CF

一般用核态沸腾转折点 DNB 作为监视接近 q_{max} 的警戒。这一点对热流密度可控和温度可控的两种情况都非常重要。

2. 沸腾换热特点

(1) 同凝结换热一样,沸腾换热亦属有相变的对流换热,沸腾时加热表面的热量也是通过导热和对流的联合作用传递给沸腾液体,不同的是液体在受热的同时将伴随发生相的变化,即从液相变为气相,因此牛顿冷却定律仍然适用,即 $q = h(t_w - t_s)$ 。

(2) 引起沸腾换热一般有两种加热方式,即控制壁温(即改变壁温 t_w 与液体饱和温度 t_s 之差 $\Delta t = t_w - t_s$) 和控制热流(即改变壁面处的热流密度 q)。

(3) 沸腾换热的推动力是 $\Delta t (= t_w - t_s)$, 因此壁面过热是产生沸腾换热的先决条件。

(4) 发生沸腾换热时,汽泡只在加热面个别地方产生,且汽泡要长到一定尺寸后,才会离开加热表面,然后由周围液体补充,重新形成汽泡,如此周而复始。汽泡不断形成,长大,脱离,对加热面附近流体产生剧烈扰动,因此沸腾换热的强度远比其他条件相同时的无相变对流换热强,其表面传热系数很大。

h大

3. 大容器饱和沸腾曲线

(1) 4个不同的区域及其特点(如图 6-2)。

① 单相自然对流区域。此时 $\Delta t < 4^\circ\text{C}$, 在加热表面上没有汽泡产生。

② 核态沸腾区域。此时 $4^\circ\text{C} < \Delta t < 25^\circ\text{C}$, 在加热表面上产生汽泡,换热温差小,且产生汽泡的速度小于汽泡脱离加热表面的速度,汽泡的剧烈扰动使表面传热系数和热流密度都急剧增大,汽化核心对换热起决定性作用,一般工业应用都设计在这一范围。

③ 过渡沸腾区域。此时 $25^\circ\text{C} < \Delta t < 200^\circ\text{C}$, 加热表面上产生汽泡的速度快于汽泡脱离表面速度,在加热表面上形成不稳定汽膜,由于汽膜层的热阻使该区域换热比核态沸腾强度要弱。

④ 稳态膜态沸腾区域。此时 $\Delta t > 200^\circ\text{C}$, 在加热表面上形成稳定的汽膜层,相变过程不是发生在壁面上,而是在汽液界面上,但由于蒸汽的导热系数远小于液体的导热系数,因此表面传热系数大大降低。而此时壁面温度远高于液体饱和温度,因此须考虑汽膜内的辐射换热,所以换热强度又能有所提高。

(2) 确定临界点 q_{max} 的意义。

由于核态沸腾具有温差小、换热强的特点,因此图 6-2 中的极值点 B 所对应的 q_{max} (即临界点)便具有十分重要的意义。对热流可控的加热方式,当热流超过 q_{max} 时,表面传热系数大大下降,将会使壁温飞升,导致设备烧毁(图 6-3);而对壁面温度可控的加热方式,由图 6-2 可知,超过 q_{max} 点意味着尽管 $\Delta t = t_w - t_s$ 增加,但由于表面传热系数大大减小,因而使热流密度 q 反而下降。因此,工业应用中一般应尽量控制加热的热流密度或壁温,使其不致于烧毁或传热效率下降。另外,图 6-2 亦说明,对沸腾换热而言,并非换热温差 Δt 越大,换热热流密度越大。

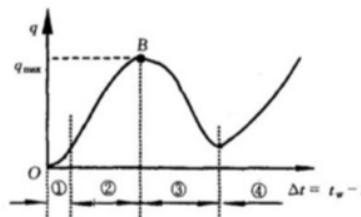


图 6-2 大容器饱和沸腾曲线

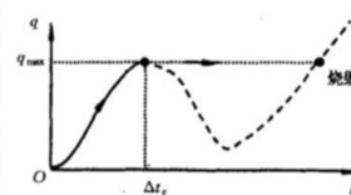


图 6-3 控制临界热流密度 q_{max} 的意义

4. 关于汽化核心的分析

汽化核心即汽泡产生的源泉。分析汽化核心时须注意:

过热条件

(1) 要使汽泡得以存在和长大,汽泡外的液体必须过热,过热度为 $t_v - t_s$ 。

(2) 黏壁外液体具有最大的过热度,因此汽泡首先在加热表面上个别地点产生,如表面上的凹缝最易形成汽泡,且表面上的汽化核心数随壁面过热度的增加而增加。

(3) 由于液体过热,汽泡形成后继续加热、长大。当浮升力超过壁面附着力时,脱离加热表面,向上浮升,液体继续对其加热,汽泡继续长大,最后冲破液面与气相汇合。

(四) 沸腾传热的影响因素及其强化

沸腾传热是换热现象中最复杂的，影响因素也最多，针对大容器沸腾传热主要有以下影响因素：

(1) 不凝结气体的影响：与膜状凝结换热不同，液体中的不凝结气体会使沸腾传热得到某种程度的强化。
☆ 批注：强化传热

(2) 过冷度：只影响过冷沸腾，不影响饱和沸腾。如果在大容器沸腾中流体主要部分的温度低于相应压力下的饱和温度，则这种沸腾称为过冷沸腾。对于大容器沸腾，在核态沸腾起始段，自然对流的机理还占相当大的比例，而自然对流传热时， $h \sim (t_w - t_i)^{1/4}$ ，因此过冷会使该区域的传热有所加强。

(3) 液位高度：当传热表面上的液位足够高时，沸腾传热表面传热系数与液位高度无关。但当液位降低到一定值时，表面传热系数会明显地随液位的降低而升高(临界液位)。

(4) 重力加速度：在 $0.1\text{m/s}^2 \sim 100 \times 9.8\text{m/s}^2$ 范围内，重力加速度 g 对核态沸腾的换热规律没有影响，但对自然对流传热有影响，由于 $Gr = \frac{ga\Delta t l^3}{\nu^2}$ ， $Nu = C(GrPr)^n$ ，所以重力加速度越大， Nu 越大，换热加强。

\uparrow $Nu \uparrow$ 换热强 ☆

(5) 沸腾表面的结构：沸腾表面上的微小凹坑最容易产生汽化核心，因此，凹坑多，汽化核心多，换热就会得到强化。近几十年来的强化沸腾传热的研究主要是增加表面凹坑。

【7-1】(华中科技大学2005年考研试题)什么是沸腾传热的临界热流密度?当沸腾传热达到临界热流密度时,在什么条件下才会对换热设备造成危害?为什么?

解:对于大容器饱和沸腾,核态沸腾和过度沸腾之间热流密度的峰值称为临界热流密度。

当沸腾传热达到临界热流密度时,高温下恒热流密度加热时会对换热设备造成危害。在高温下恒热流密度加热时,当热流密度超过临界热流密度,壁温会突然剧烈上升,使设备烧毁。

【7-6】(西安交通大学2003年考研试题)请分别就控制热流和控制壁温两种加热方式,说明确临界热流密度的意义。

答:对于控制热流的加热方式,当热流密度超过 q_{max} 时,表面传热系数会大大降低,将使壁温飞升,导致设备烧毁。

对于控制壁温的加热方式,当热流密度超过 q_{max} 时,尽管 $\Delta t = t_i - t_w$ 增加,但是由于表面传热系数大大减小,因而热流密度反而下降。

物理意义:工业应用中采用控制加热的热流密度,使其不致于烧毁;控制壁温,保证传热效率不会下降。

【7-7】(上海交通大学2001年考研试题)试比较自然对流传热、强制对流传热及沸腾传热三种传热系数的大小。(仅给出大小关系)

解: $h_n < h_{膜} < h_{珠}$

【7-8】(上海交通大学2001年考研试题)试说明珠状凝结比膜状凝结的传热系数高的原因。

解:珠状凝结比膜状凝结的传热系数高,这是因为对于珠状凝结,蒸汽与壁面直接接触。而对于膜状凝结,蒸汽需要经过液膜与壁面传热,所以珠状凝结比膜状凝结的传热系数高。

【7-17】(上海九校联考2002年考研试题)蒸汽与温度低于饱和温度的壁面接触时,有哪两种不同的凝结形式?产生不同凝结形式的原因是什么?

解:蒸汽与低于饱和温度的壁面接触时有两种不同的凝结方式:膜状凝结和珠状凝结。如果凝结液体能很好地润湿壁面,它就在壁面上铺展成膜,这种凝结形式称为膜状凝结;当凝结液体不能很好地润湿壁面时,凝结液体在壁面上形成一个个的小液珠,称为珠状凝结。

【7-18】(华北电力大学<北京>2003年硕士研究生入学考试试题)请画出大容器沸腾 $q \sim \Delta t$ 的曲线并分别说明各部分的换热机理。

解:画出大容器沸腾 $q \sim \Delta t$ 的曲线如图7-4所示。

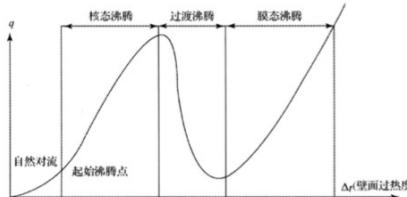


图7-4

(1)自然对流,当壁面过热度较小时,换热服从自然对流规律。

(2)核态沸腾:从起始沸腾点开始,加热面上某些特定点上产生汽泡,在孤立汽泡区内,汽压核心产生的汽泡彼此互不干扰。随着 Δt 的增加产生气块、气流,汽泡扰动剧烈,换热系数与热流密度急剧增加,核态沸腾有温压小、换热强的特点。

(3)过渡沸腾:随着 Δt 增加,汽泡汇聚覆盖在加热面上,热流密度下降,传热恶化。

(4)膜态沸腾:加热面上形成稳定的蒸汽膜层,壁面辐射增强,随着 Δt 增加,换热量 q 增大。

【7-19】(湖南大学2006年考研试题)判断题:蒸汽在低于饱和温度的壁面接触时所可能出现的膜状凝结形式或珠状凝结形式主要取决于接触壁面表面的润湿能力。

答案:对。蒸汽与低于饱和温度的壁面接触时,如果凝结液体能很好地润湿壁面,它就在壁面上铺展成膜,即出现膜状凝结;如果凝结液体不能很好地润湿壁面,凝结液体在壁面上形成一个个的小液珠,即出现珠状凝结。

【7-20】(湖南大学2006年考研试题)判断题:当发生饱和沸腾时,液体主体温度 t_s 高于大容器壁面温度 t_w 。

答案:错。当发生饱和沸腾时,存在壁面过热度,即壁面表温度与液体饱和温度的温差。

【7-21】(重庆大学2008年考研试题)大空间沸腾传热时,随着沸腾温度差 Δt 的变化可出现哪3种沸腾状态?其中哪种沸腾状态是热力设备运行的最佳区域?为什么?

答:随着 Δt 的不断增大,可依次出现对流沸腾、核态沸腾(泡状沸腾)和膜态沸腾3种沸腾状态。

核态沸腾是热力设备运行的最佳区域,因为对流沸腾的沸腾温度差 Δt 很小,产生的汽泡量少,不会长大上升,因此沸腾换热微弱;而对于膜态沸腾气膜覆盖了加热表面,使沸腾换热大为减弱,当沸腾温度差过大时极易烧毁加热表面;核态沸腾介于对流沸腾和膜态沸腾之间,在这一个区域中,汽泡扰动剧烈,传热系数和热流密度都急剧增大,因而核态沸腾具有温压小、传热强的特点。综上分析可知,核态沸腾是热力设备运行的最佳运行区。

【7-11】(浙江大学2006年考研试题)凝结传热的两种形式是珠状和膜状。

答:珠状凝结 膜状凝结

【7-12】(浙江大学2005年考研试题)大容器核态沸腾的主要换热特点为温差小、传热快。

答案:温压小 传热强

【7-13】(浙江大学2004、2006年考研试题)沸腾危机是温差大、传热快。

答:核态沸腾区中热流密度的峰值点,被称为临界热流密度(俄文文献常称为沸腾危机)。

【7-14】(浙江大学2006年考研试题)为什么电厂凝汽器中水蒸气与管壁之间的换热可以不考虑辐射换热而锅炉的炉内烟气与水冷壁之间的换热必须考虑辐射换热?

解:水蒸气与管壁的换热可以不考虑辐射换热,因为水蒸气与管壁之间的对流传热是伴随着相变的凝结换热,而凝结传热表面传热系数较大。而水蒸气与管壁的温差较小,两者之间的辐射传热较少。所以对于水蒸气与管壁之间的换热可以不考虑辐射换热。

腔内烟气与水冷壁之间的换热,由于火焰温度高达1000℃以上,辐射换热量很大,而炉膛烟气流速很小,对流换热量相对较小,所以必须考虑辐射换热。

【7-15】(浙江大学2001年考研试题)试比较壁面上自然对流与膜状凝结的异同。

解:二者的异同如表7-1所示。

表7-1

	相同点	不同点
自然对流	(1)都是壁面与流体间换热 (2)自然对流是气体的对流状态	(1)主要作用力为重力与粘滞力,普朗特数 Gr 作为相似准则数 (2)自然对流是气体的对流换热系数 Nu 与雷诺数 Re 作为相似准则数
膜状对流	(2)都存在壁面与流体两种流动	(3)膜状对流是凝结液体的流动状态

【7-16】(浙江大学2000年考研试题)一名游泳者刚从游泳池上来,其皮肤上有一层水,这是阴天且有风,请分析其皮肤上所发生的所有传热过程;用传热学知识解释为什么这时会比皮肤完全干时感觉要冷得多?如果正在这时太阳出来了,你认为他的传热过程又会怎样?

答:游泳者从泳池出来,皮肤发生的所有传热过程包括皮肤与水膜之间伴随有相变的对流传热,水膜内部的导热,水膜外表面对空气之间的对流换热以及皮肤与环境的辐射传热。

伴随有相变的对流传热表面传热系数的数量级为 10^4 ,而皮肤与空气的对流换热系数数量级为 10^2 ,所以皮肤上有水膜时比皮肤完全干时对流换热强烈,所以感觉要冷得多。

太阳出来时,除了皮肤与水膜之间伴随有相变的对流传热,水膜内部导热,水膜外表面对空气之间的对流换热外,皮肤与太阳存在辐射换热。由于太阳温度较高,因此辐射传热吸收的能量能抵消相变换热放出的热量,所以感觉温暖。

【7-23】(重庆大学2006年考研试题)蒸汽中含有不凝性气体将对膜状凝结传热会产生什么影响?分析产生影响的原因。

答:蒸汽中含有不可凝结的气体会使表面传热系数显著降低。这时因为在靠近液膜表面的蒸汽侧,随着蒸汽的凝结,蒸汽分压力减小而不凝结气体的分压力增大。蒸汽在抵达液膜表面进行凝结前,必须以扩散方式穿过聚集在界面附近的不凝结气体层。不凝结气体层的存在增加了传递过程的阻力。同时蒸汽分压力的降低,使得相应的饱和温度下降,减小了凝结的动力 Δt ,也使得凝结过程削弱。

【7-24】(西北工业大学2001年考研试题)在烧开水的某个阶段,在锅底形成的气泡在上升途中会逐渐消失,试解释其原因。

答:这是因为气泡上升过程中,逐渐降温、冷却,热胀冷缩,并有气泡携带的水蒸气在低于沸点时冷凝为水,气泡就会越来越小,逐渐消失。

