第五章 对流传热原理

——对流传热的理论分析和实验方法

5.1 对流和对流传热的基本概念

5.2 对流传热问题的数学描写

5.3 边界层型对流传热问题的数学描写

5.4 流体外掠平板传热层流分析解及比拟理论

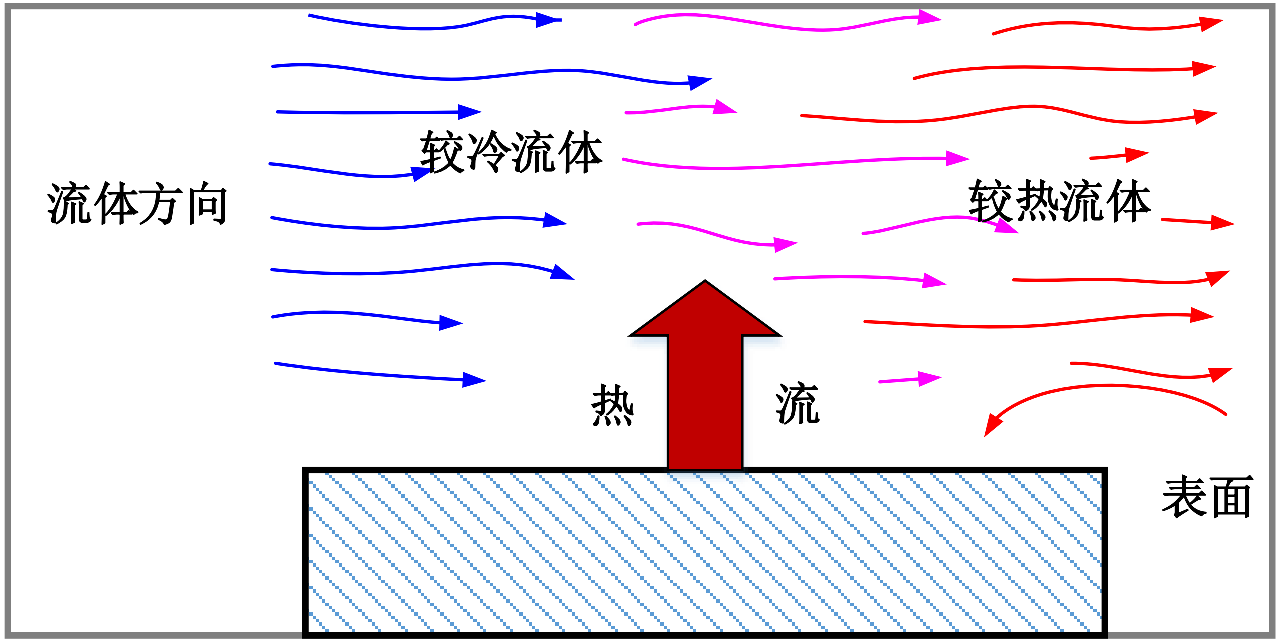
5.5 相似原理简介

5.6 特征数实验关联式的确定和选用

5.1 对流和对流传热的基本概念

一、基本概念

流动流体与所接触的物体表面之间由于存在温度差而引起的热量传递称为（**表面**）**对流传热**。



1、特点：

- 导热与热对流同时存在的复杂热传递过程
- 流体与壁面必须有直接接触和宏观运动；
- 必须有温差

对流传热如何进行的？

对流

①只能发生在流体中，必然**同时伴随有导热**现象。

②是热量传递的**基本方式之一**，但工程中**很少单独存在**。

对流传热

①同时受**热量传递规律**和**流体流动规律**的支配。

②既有流体分子间的微观导热，又有流体宏观位移的热对流;是导热和流动着的流体微团携带热量的综合作用。

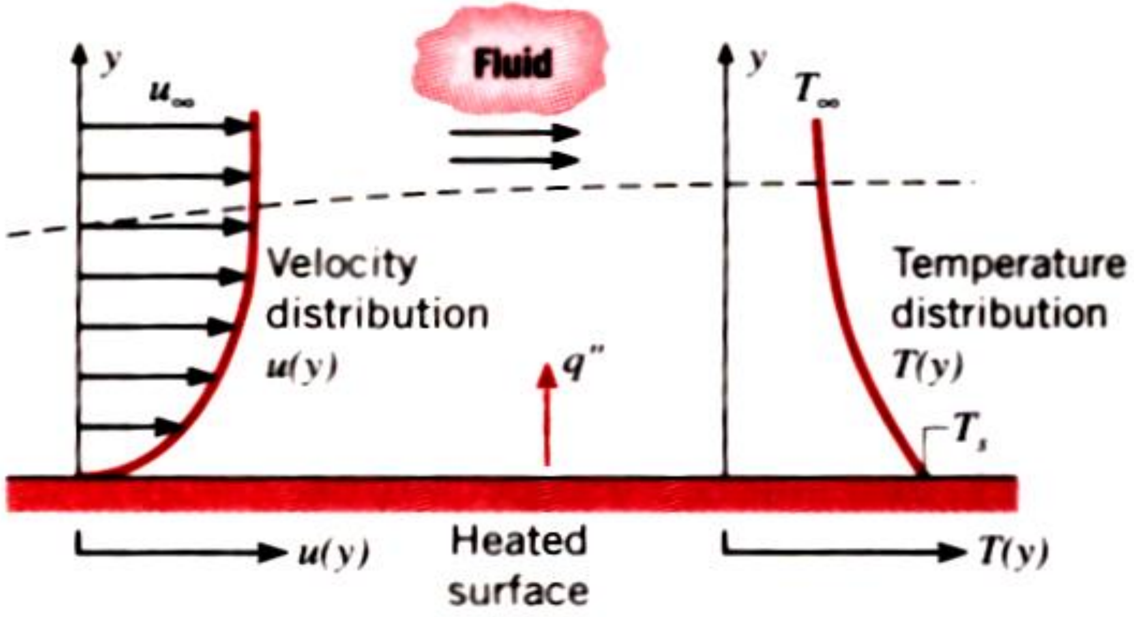
③是传热的**基本过程之一**，在工程中**应用十分广泛**。

例如：

- 空气与人体、屋面及墙壁的对流传热;
- 锅炉中烟气、空气与尾部受热面（过热器、省煤器和空气预热器）的对流传热;

2、对流传热过程

- 壁面上的流体是处于不流动或不滑移的状态。
- 在流体的粘性力作用下，使流体速度从壁面上的零速度值逐步变化到来流的速度。
- 固体壁面的热流通过流体无滑移边界在热传导作用向流体扩散，并不断地被流体的流动带到下游（热对流）同时伴随有导热，流体逐步被加热或者冷却。



3、分类

（1）按照流体**有无相变**：
- ①单相对流传热
- ②相变对流传热
  - 凝结
  - 沸腾

（2）按照流体的**流动起因**：

①**强迫对流传热**：外力

流体在泵、风机及其他压差作用下流过传热面时的对流传热

②**自然对流传热**：浮升力

由于流体自身温度场不均匀造成密度场不均匀从而产生的浮升力是流体运动的动力

（3）按照单相流体的**流动状态**：

①**层流对流传热**：流体微团沿着主流方向作有规则的分层流动

②**湍流对流传热**：除层流底层以外，流体各部分之间发生微团掺混、横向脉动。

（4）按照流体与壁面的**相对位置**：

强迫对流传热

- **①内部流动（或有界流动）对流传热**
  如管槽内
- **②外部流动（或无界流动）对流传热**
  如绕流物体壁面

二、基本公式

1、牛顿冷却公式

$$\Phi = h \cdot A \cdot \Delta t \qquad q = h \cdot \Delta t$$

$$\Delta t = \left| t_w - t_f \right|$$

其中t_w：壁面温度；t_f：流体温度；h：对流传热系数

➢ **研究目的：**

（1）*影响* **h** *的因素有哪些？？*　　（2）*如何确定***h***？*

（3）*如何强化对流传热？*

2、对流传热热阻

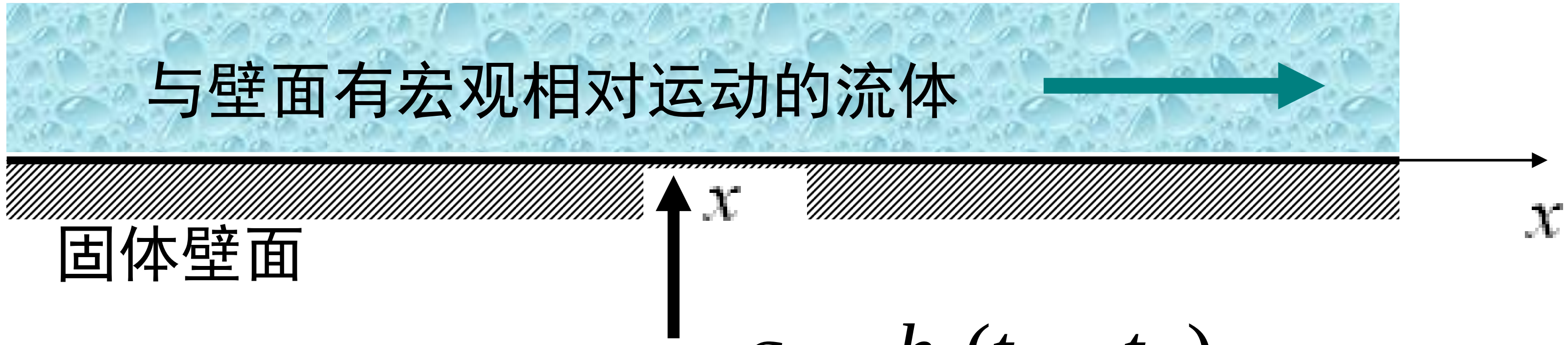
$$\begin{cases} R_h = \dfrac{1}{hA} \\ r_h = \dfrac{1}{h} \end{cases}$$

在对流传热过程中，当流体流过物体壁面时，由于粘性和温差，紧靠壁面附近的一薄层区域中流体速度和温度变化剧烈，称为边界层（详见本章第二节）。

- 边界层是对流传热主要热阻所在，是分析讨论的主要对象
- 工程上常采取各种措施，减薄或破坏边界层，以提高传热强度

- 对流传热的计算公式

$$\Phi = hA(t_w - t_f)$$

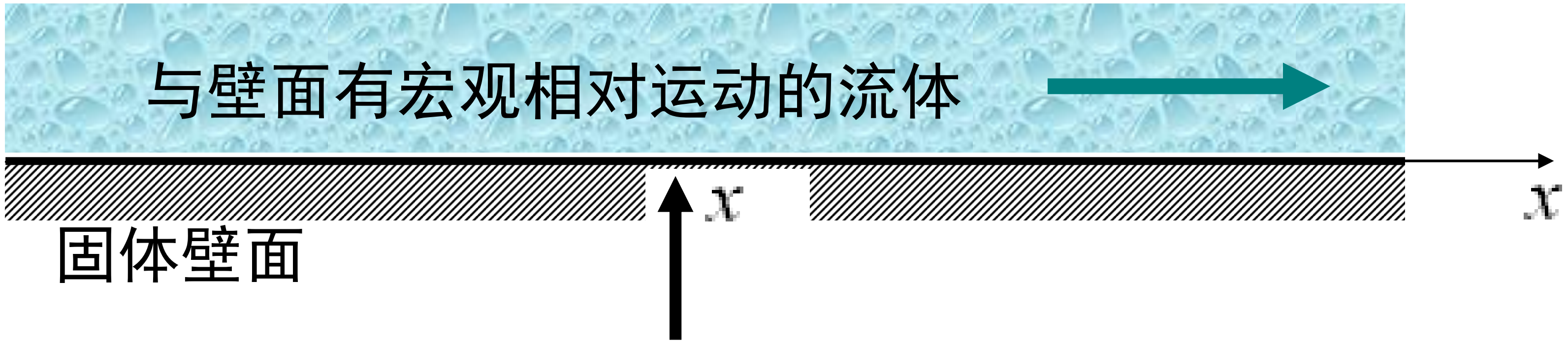


$$q_x = h_x(t_w - t_f)_x$$

- 局部对流传热的计算

$$\Phi_x = \int_0^x h_x(t_w - t_f)_x dx$$

- 局部对流传热系数的计算原理
  - 壁面法线方向速度分量为零，因此壁面与流体仅以热传导方式传递热量



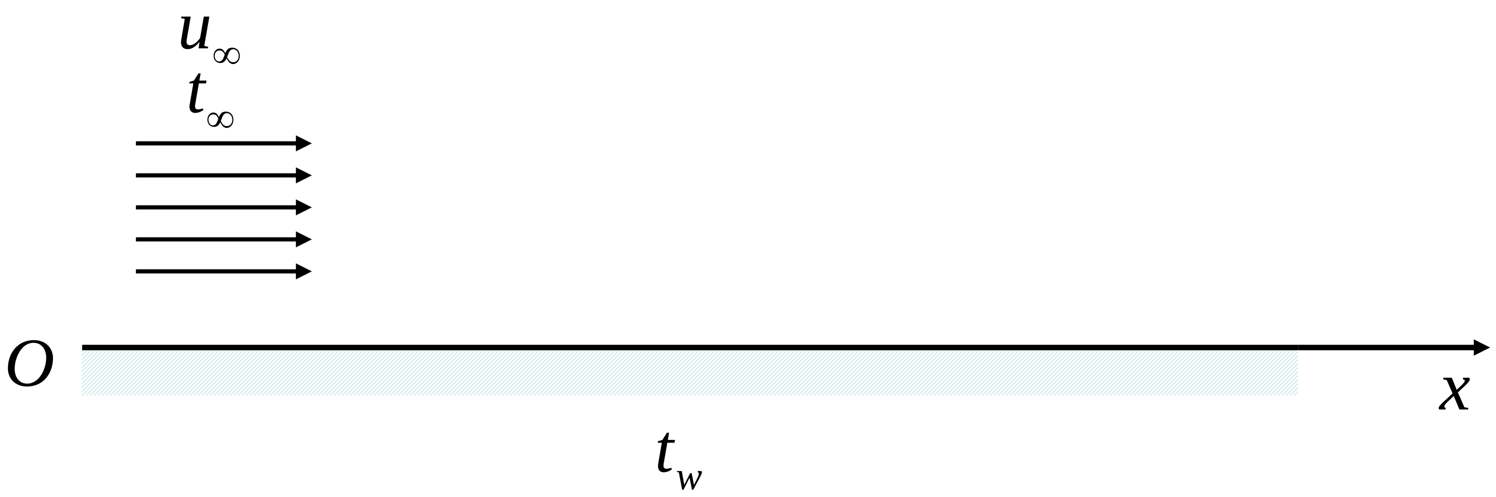
$$q_x = -\lambda \left.\frac{\partial t}{\partial y}\right|_w \qquad q_x = h_x (t_w - t_f)_x$$

- 局部对流传热系数的计算公式

$$\boxed{h_x = \frac{-\lambda \left.\dfrac{\partial t}{\partial y}\right|_w}{(t_w - t_f)_x}}$$

- 计算对流传热系数的关键
  - 流体的温度分布、壁面处的温度梯度、断面平均温度（温差）

最简单的受迫对流传热问题



- 恒温壁面
- 稳定均匀平行流
- 无粘性不可压缩流体

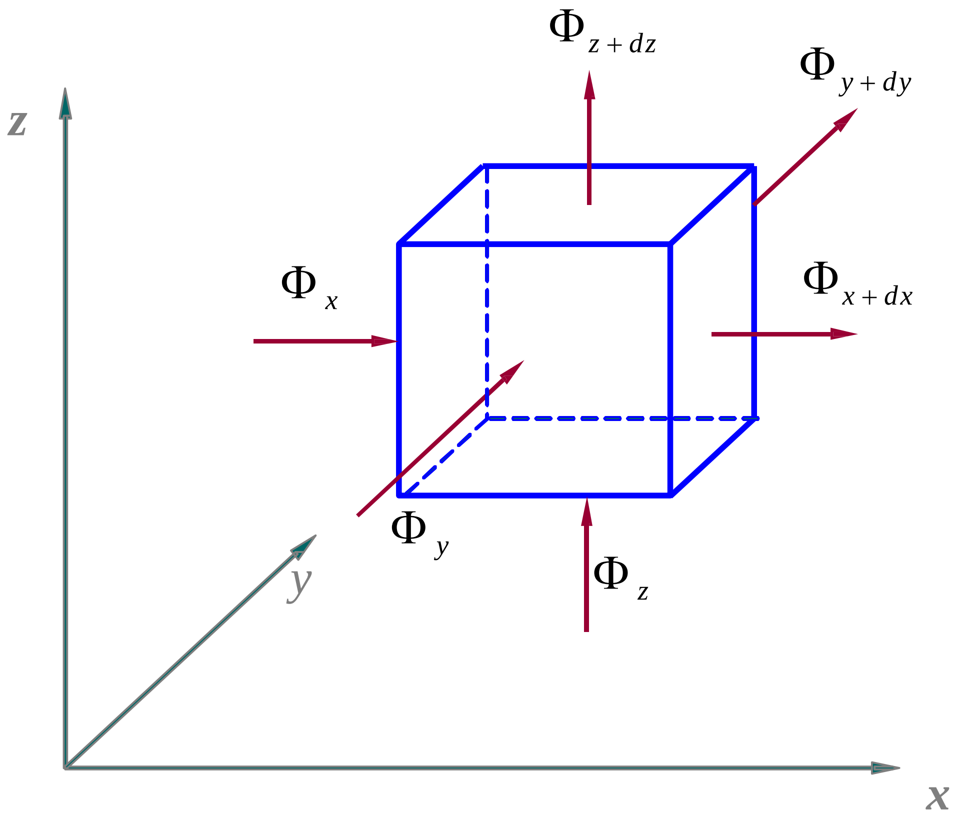
$$q_x = h_x(t_w - t_{fx})$$

$$\Phi_x = \int_0^x h_x(t_w - t_{fx})dx$$

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\bigg|_w = h_x(t_w - t_{fx})$$

热传导理论的简单回顾

$$\begin{cases} \mathbf{q} = -\lambda\, \mathbf{grad}t \\ \rho c \dfrac{\partial t}{\partial \tau} = \nabla \bullet (-\mathbf{q}) + \Phi_v \end{cases}$$

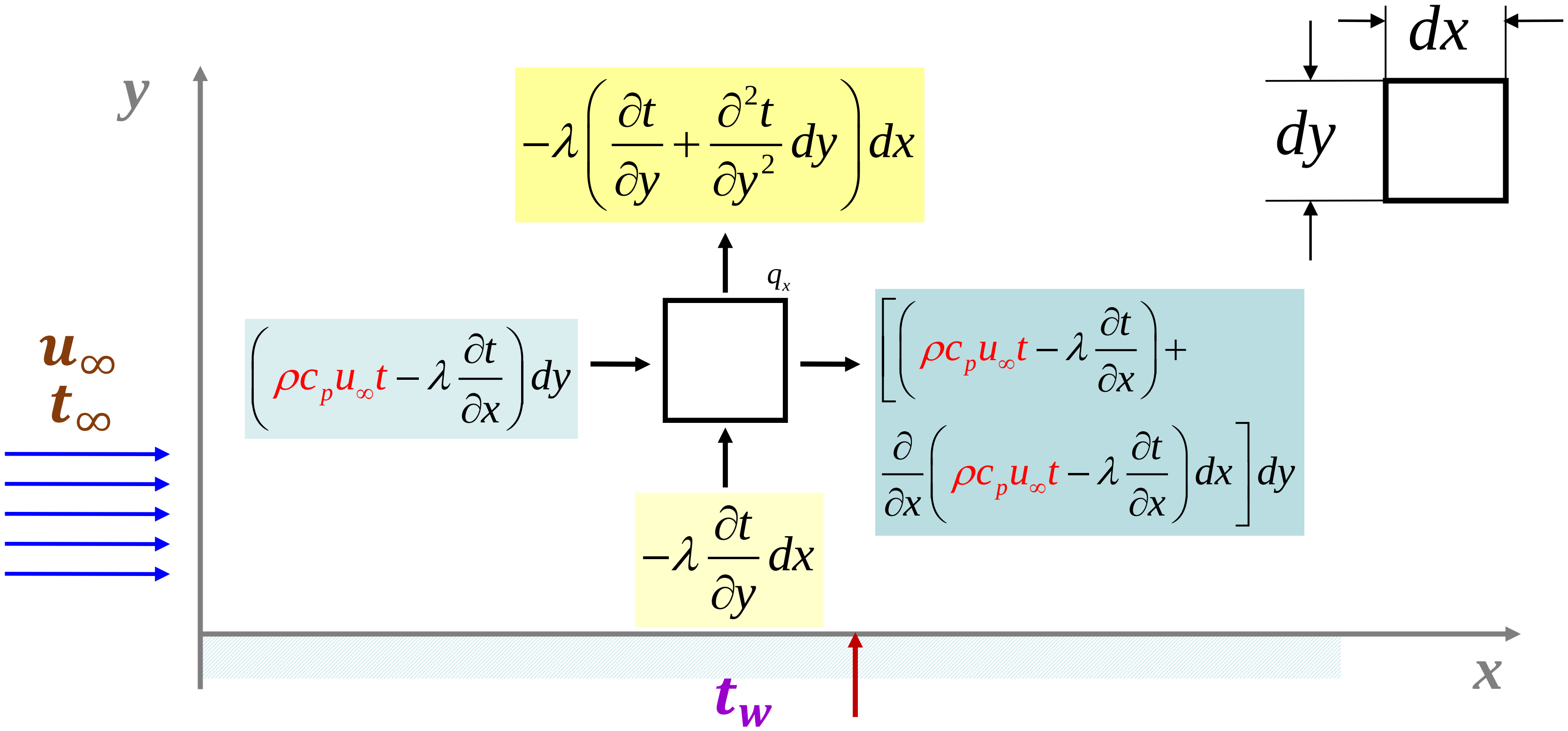


$$\rho c \frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z}\right) + \Phi_v$$

定解条件
- 初始条件　初始时刻的温度分布
- 边界条件
  - 第一类边界条件　边界温度
  - 第二类边界条件　边界温度梯度
  - 第三类边界条件　边界上的能量平衡

求解流体温度分布的方法——微元体的能量平衡

- **与热传导相比，这里增加了对流传递热量的方式！**



能量守恒方程

$$-\lambda \frac{\partial t}{\partial y} dx + \left(\rho c_p u_\infty t - \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) dy =$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dy \right) dx + \left[\left(\rho c_p u_\infty t - \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho c_p u_\infty t - \lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) dx \right] dy$$

整理以后，得到 $$\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho c_p u_\infty t \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right)$$

若主流方向的对流远远强于导热 $$\frac{\partial}{\partial x}\left(\rho c_p u_\infty t \right) \gg \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$$

$$\rho c_p u_\infty \frac{\partial t}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$$

能量方程和边界条件

$$\rho c_p u_\infty \frac{\partial t}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$$

$$x = 0 \quad t = t_\infty$$

$$y = 0 \quad t = t_w$$

$$y \to \infty \quad t \to t_\infty$$

稳态对流传热能量方程的解

$$\rho c_p u_\infty \frac{\partial t}{\partial x} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$$

$$x = 0 \quad t = t_\infty$$

$$y = 0 \quad t = t_w$$

$$y \to \infty \quad t \to t_\infty$$

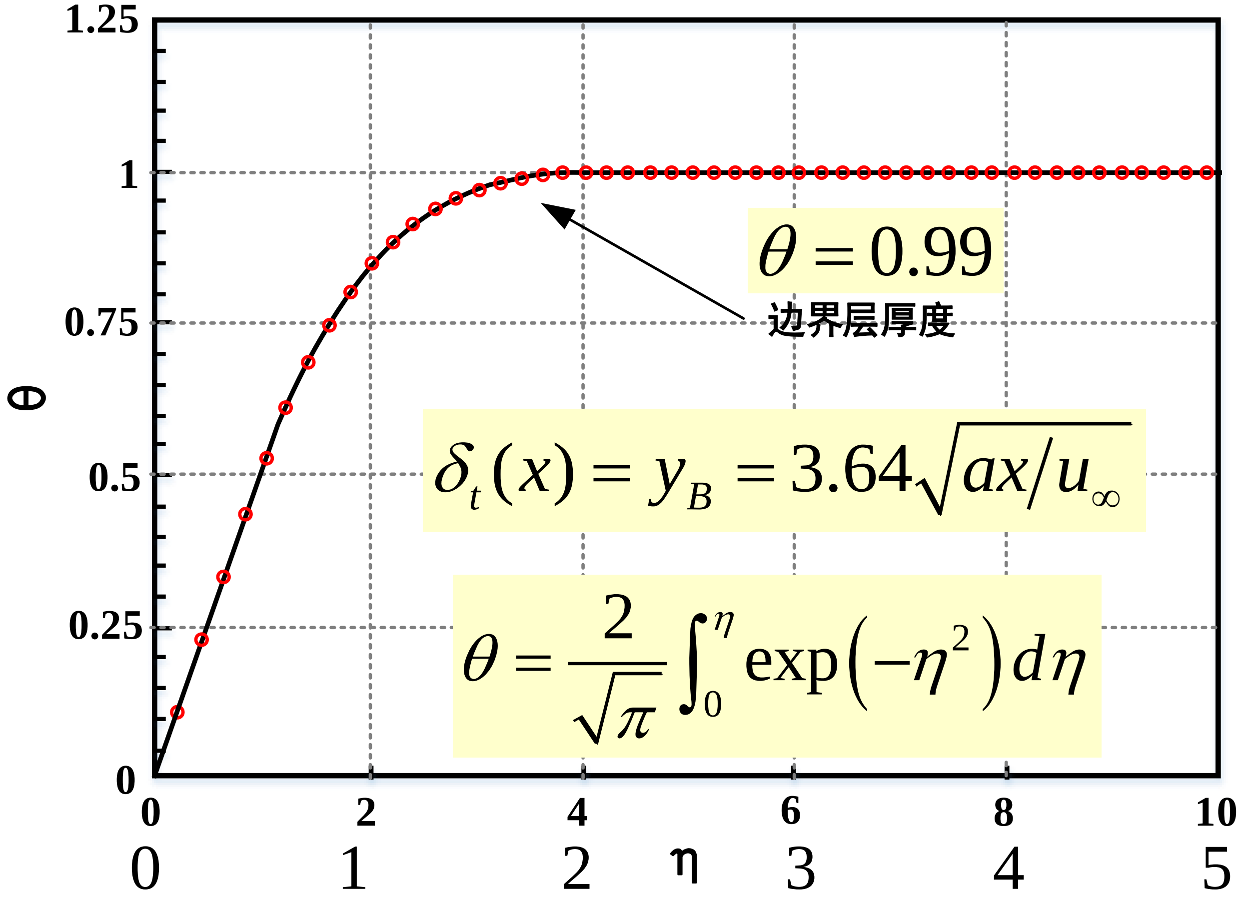
$$\theta = \frac{t - t_w}{t_\infty - t_w} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{y}{\sqrt{4ax/u_\infty}}} \exp\left(-\eta^2\right) \mathrm{d}\eta$$

无因次温度分布

$$\eta = \frac{y}{\sqrt{4ax/u_\infty}}$$

热边界层现象

$$\eta_B = \frac{y_B}{\sqrt{4ax/u_\infty}} \approx 1.82 \quad t_{fx} \approx t_\infty$$



局部对流传热系数的结果

$$\theta=\frac{t-t_w}{t_\infty-t_w}=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\frac{y}{\sqrt{4ax/u_\infty}}}\exp\left(-\eta^2\right)\mathrm{d}\eta \qquad \eta=\frac{y}{\sqrt{4ax/u_\infty}}$$

$$h_x\approx\frac{-\lambda\left.\frac{\partial t}{\partial y}\right|_{x,y=0}}{(t_w-t_\infty)}=\frac{-\lambda\left.\frac{\partial \theta}{\partial y}\right|_{x,y=0}(t_\infty-t_w)}{(t_w-t_\infty)}$$

$$h_x=\lambda\left.\frac{\partial\theta}{\partial y}\right|_{x,y=0}=\lambda\left.\frac{d\theta}{d\eta}\frac{d\eta}{dy}\right|_{\eta=0}=\frac{\lambda}{\sqrt{4ax/u_\infty}}\theta'(0)$$

$$h_x=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\frac{\lambda}{\sqrt{4ax/u_\infty}}=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\frac{\lambda\rho c_p u_\infty}{x}}$$

平均对流传热系数

$$h_x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\lambda}{\sqrt{4ax/u_\infty}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda \rho c_p u_\infty}{x}}$$

$$h = \frac{1}{L(t_w - t_\infty)} \int_0^L h_x (t_w - t_\infty) dx = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx$$

$$h = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda \rho c_p u_\infty}{x}} dx = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\lambda \rho c_p u_\infty}{L}} = 2h_L$$

$$h = 2h_L$$