

第十章

对流换热

Convective Heat Transfer

本章重点内容

1. 对流换热的物理本质
2. 对流换热的数学描述
3. 对流换热的实验研究
4. 单相对流传热
5. 相变对流传热

第二次实验

本节需掌握内容

基本概念：

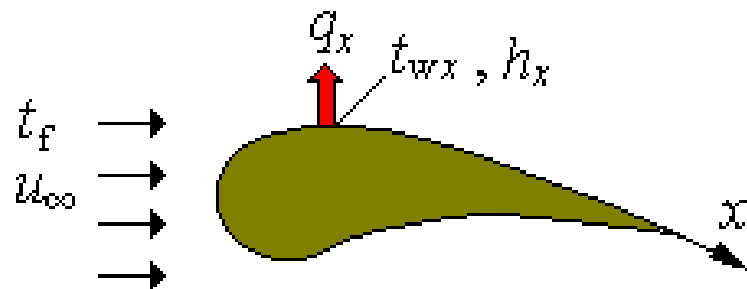
- ① 影响对流换热的因素
- ② 对流换热的单值性条件
- ③ 边界层理论
- ④ 边界层理论

10-1 概述

一、牛顿冷却定律(Newton's law of cooling)

$$\Phi = A h (t_w - t_f) = Ah \Delta t_m$$

$$q = h (t_w - t_f) = h \Delta t_m$$



h —整个换热表面的平均表面传热系数;

t_w —表面平均温度;


t_f —流体温度, 对于外部绕流, t_f 取远离壁面的主流温度; 对于内部流动, t_f 取流体的平均温度。

Δt_m —平均换热温差。

对于局部对流传热

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

$$\Phi = \int_A q_x dA = \int_A h_x (t_w - t_f)_x dA = (t_w - t_f) \int_A h_x dA$$

等壁温 $(t_w - t_f)_x = t_w - t_f = \text{常数}$ 

对照式 $\Phi = A h (t_w - t_f)$ 可得
$$h = \frac{1}{A} \int_A h_x dA$$

牛顿冷却定律

- 给出了对流传热系数（表面传热系数）的定义；
- 如何确定 h 是对流传热研究的主要任务之一。

二、影响对流换热的因素

对流换热是流体的导热和热对流两种基本传热方式共同作用的结果，因此，凡是影响流体导热和对流的因素都将对对流换热产生影响。

1.流动的起因：影响速度分布与温度分布。

{ 强制对流换热(forced convection)
自然对流换热(natural convection)

自然对流的流速较低，同一种流体自然对流换热比强制对流换热弱，表面传热系数小。

2.流动状态

层流

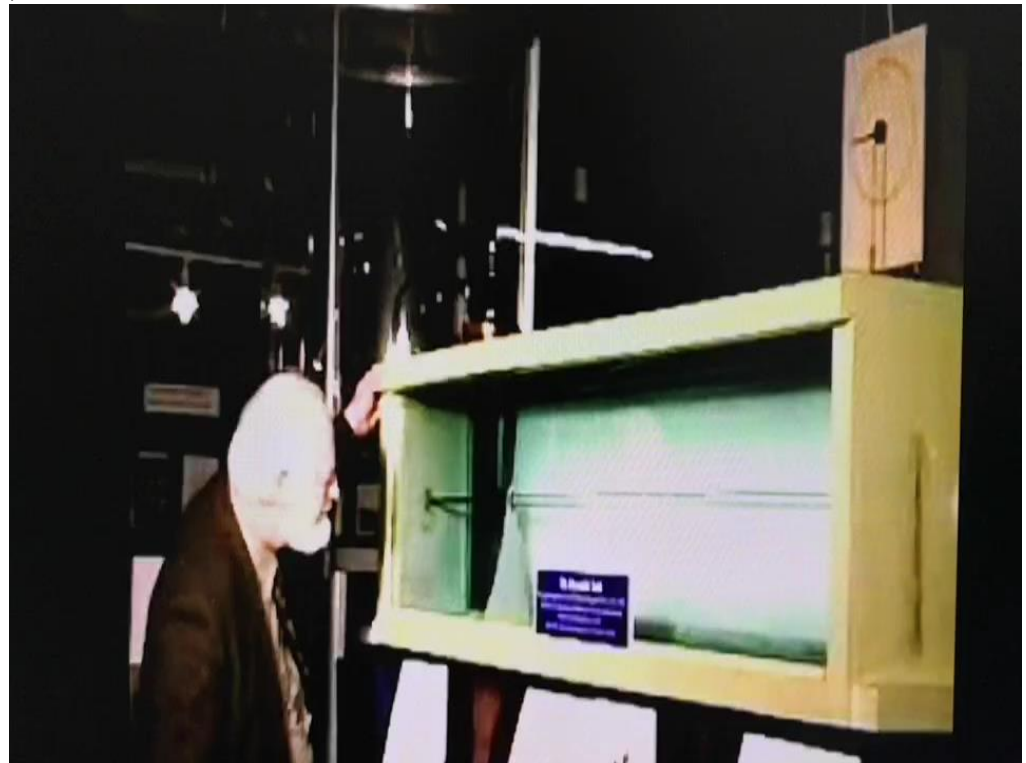
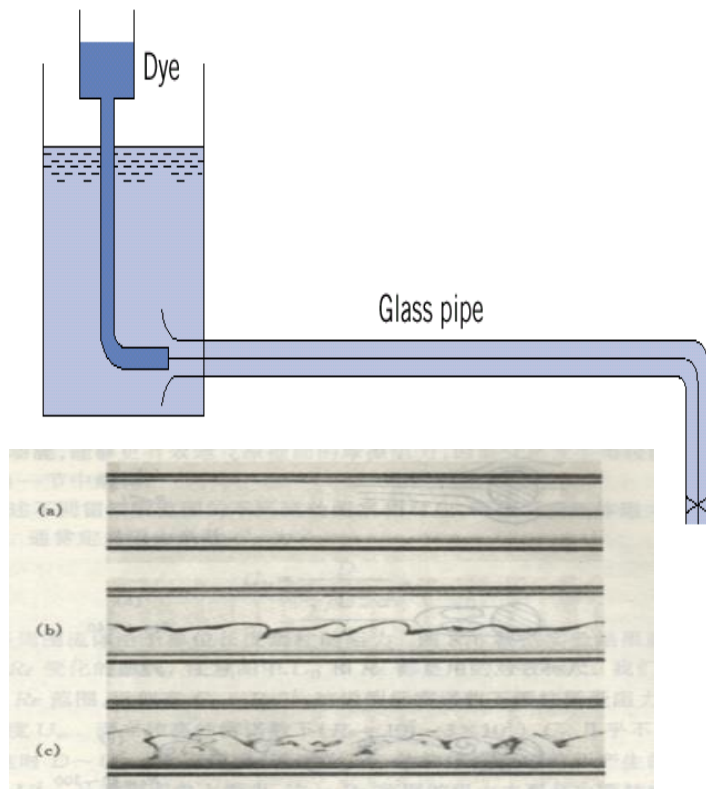
流速缓慢，流体分层地平行于壁面方向流动，垂直于流动方向上的热量传递主要靠分子扩散（即导热）。

紊流

流体内存在强烈的脉动和漩涡，使各部分流体之间迅速混合，因此紊流对流换热要比层流对流换热强烈，表面传热系数大。

2.流动状态

■ 层流(Laminar flow)和紊流(Turbulent flow)— Reynolds 实验(1883)

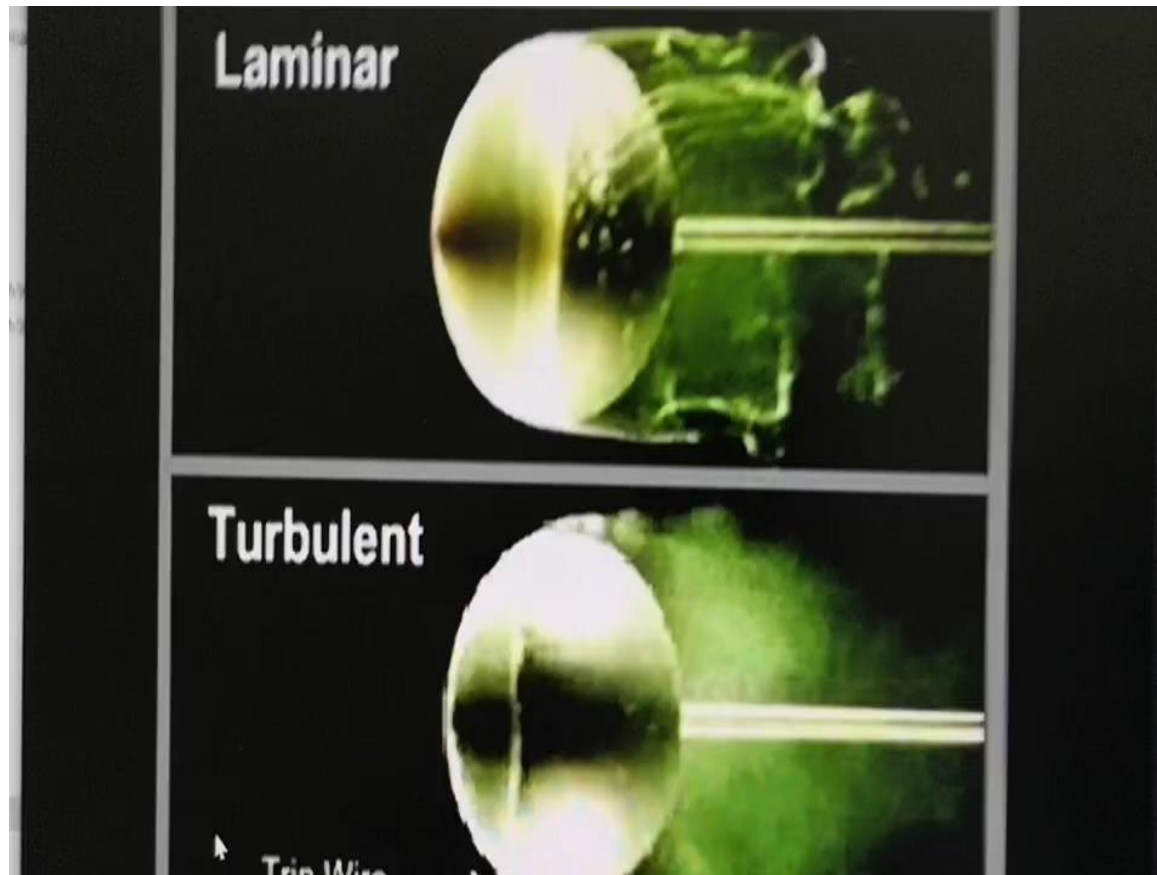


Osborne Reynolds, 1883 at University of Manchester

Prof J.D. Jackson, University of Manchester

(a)层流 (b)过度流 (c)紊流 (湍流)

■ 层流(Laminar flow)和紊流(Turbulent flow)— 绕流



3.流体相变

流体在沸腾和凝结过程中吸收或者放出汽化潜热，发生相变时换热的规律以及换热强度和单相流体不同。

■ 凝结

- (1) 大空间凝结(静止蒸气的凝结)**
- (2) 流动凝结 (强迫对流凝结)**

■ 沸腾

- (1) 池沸腾 (大容器沸腾)**
- (2) 流动沸腾 (强迫对流沸腾)**

4.流体的物理性质

影响导热和对流的物性都将影响对流换热。

- (1) **导热系数** λ : 愈大, 流体导热热阻愈小, 对流换热愈强烈;
- (2) **密度、比热容** ρc : 愈大, 通过对流所转移的热量愈多, 对流换热愈强烈;
- (3) **粘度: ν 或 η** , 影响速度分布与流态 (层流还是紊流); $\nu = \eta / \rho$
- (4) **体胀系数** $\alpha = \frac{1}{\nu} \left(\frac{\partial \nu}{\partial T} \right)_p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$

理想气体 $p\nu = R_g T \xrightarrow{\text{绿色箭头}} \alpha = \frac{1}{T}$ 影响自然对流

定性温度: 确定物性参数的温度。

流体的物性参数随流体的种类、温度和压力而变化。对于同一种不可压缩牛顿流体，其物性参数主要随温度变化。

在分析计算对流换热时，定性温度的取法取决于对流换热的类型，常用的有：

(1)流体的平均温度 t_f

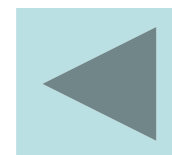
(2)壁面温度 t_w

(3)流体与壁面的算术平均温度 $\frac{1}{2}(t_w + t_\infty)$



不可压缩牛顿流体 ?

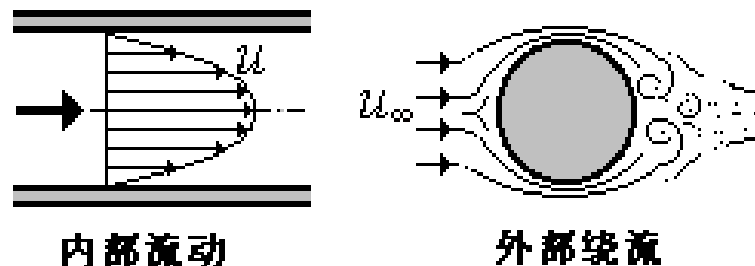
- 牛顿流体 (newtonian fluids) : 是指任一点上的剪应力都同剪切变形速率呈线性函数关系的流体, 即遵循牛顿内摩擦定律的流体称为牛顿流体
- 压缩性是流体的基本属性: 任何流体都是可以压缩的, 只不过可压缩的程度不同而已。液体的压缩性都很小, 随着压强和温度的变化, 液体的密度仅有微小的变化, 在大多数情况下, 可以忽略压缩性的影响, 认为液体的密度是一个常数。



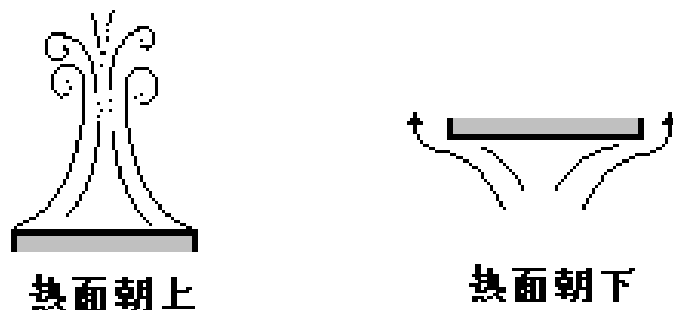
5. 换热表面几何因素

换热表面的几何形状、尺寸、相对位置以及表面粗糙度等几何因素将影响流体的流动状态，因此影响流体的速度分布和温度分布，影响对流换热。

影响对流换热的因素很多，表面传热系数是很多变量的函数，



(a) 强迫对流



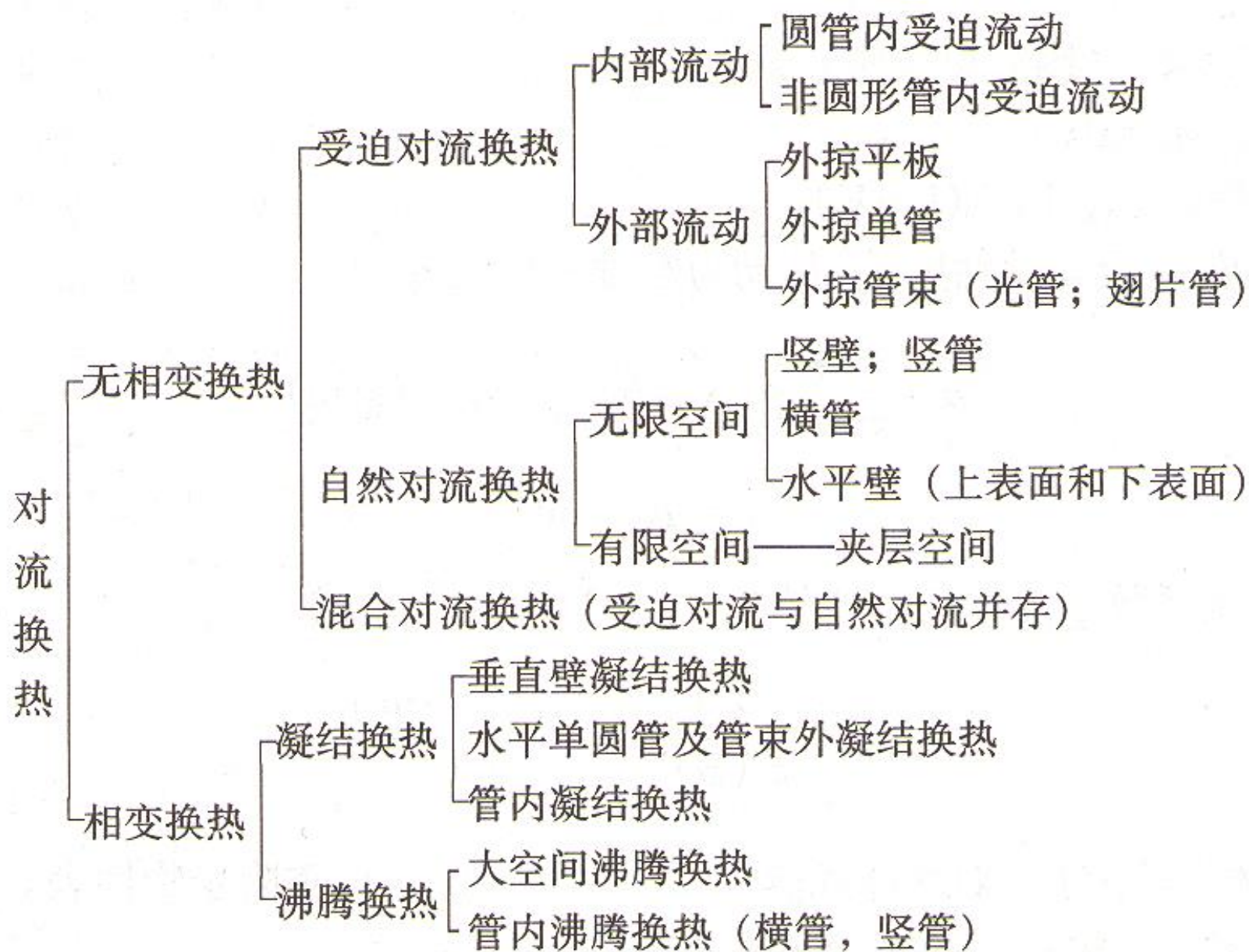
(b) 自然对流

特征长度 (定型尺寸)

$$h = f(u, t_w, t_f, \lambda, \rho, c_p, \eta, \alpha, l, \psi)$$

几何因素

对流换热的分类



三、对流换热的主要研究方法

1、分析解

用数学分析的方法求解描写对流换热的数学模型(对流换热偏微分方程及其单值性条件)，通过数学求解，获得速度场和温度场的分析解。

2、数值解

因离散数学模型的具体方法不同，有有限差分、有限元等。基于分子动力学的直接模拟方法近年来成为求解微细尺度对流换热问题的热点方法之一。

3、实验研究

- 由于分析法的局限性及数值法的可靠性所限，相似理论指导下的实验研究仍然是解决复杂对流换热问题的主要方法；
- 随着现代测量技术的进步，以前无法进行的对流换热微细结构和现象的观测现在得以实现，对尚未解决的对流换热（如紊流换热、沸腾换热等）机理的探索发挥着关键性的作用；
- 实验结果也常用来检验其它方法的准确性。

传热学是实验科学。

4、比拟法

- 利用热量传递与动量传递在机理上的共性建立表面传热系数与摩擦系数之间的比拟关系式。
- 由比较容易进行的流体流动实验获得摩擦系数的数据，再由比拟关系式求出表面传热系数。比拟法曾广泛用于求解紊流对流换热问题，但近些年来由于实验法和数值解法的发展而很少被应用。

目前，理论分析、数值计算和实验研究相结合是科技工作者广泛采用的解决复杂对流换热问题的主要研究方式。

10-2 对流换热的数学描述

一、对流换热微分方程组

假设：

- 流体为连续性介质 $Kn = \bar{l}/L \leq 10^{-3}$
- 流体为常物性
- 不可压缩性流体 $Ma \leq 0.25$
- 牛顿流体：切（向）应力与应变之间的关系为线性
$$\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$$
- 流体无内热源，忽略粘性耗散。
- 二维对流换热

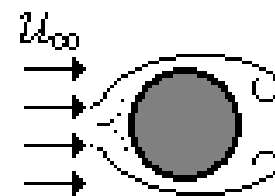
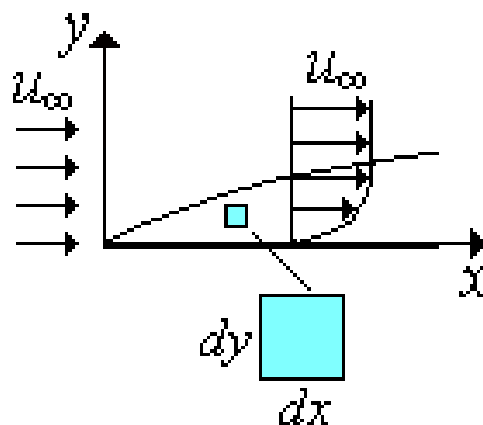
1.温度场与传热系数关系

根据导热傅里叶定律

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0,x}$$

按照牛顿冷却公式:

$$q_x = h_x (t_w - t_\infty)_x$$



联立上面两式, 可得:

$$h_x = -\frac{\lambda}{(t_w - t_\infty)_x} \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0,x}$$

1.温度场与传热系数关系

如果热流密度、表面传热系数、温度梯度及温差都取整个壁面的平均值，则有

$$h = - \frac{\lambda}{t_w - t_\infty} \frac{\partial t}{\partial y} \bigg|_{y=0}$$

上面两式建立了对流换热表面**传热系数与温度场**之间的关系。而流体的温度场又和速度场密切相关，所以对流传热的数学模型应该包括描写**速度场和温度场**的微分方程。



连续性微分方程；动量微分方程；能量微分方程

2.连续性微分方程

根据微元体的**质量守恒**导出:

对常物性不可压二维稳定流动

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

3.动量微分方程--Navier-Stokes方程

x 方向:

$$\underbrace{\rho \frac{Du}{d\tau}}_1 = \underbrace{F_x}_2 - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x}}_3 + \underbrace{\eta \nabla \cdot \nabla u}_4 \quad \frac{Du}{d\tau} = \frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y}$$

(1) 惯性力

(2) 体积力：重力、浮升力、离心力

(3) 总压力梯度

(4) 粘滞力

3. 动量微分方程--Navier-Stokes方程

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

$$\rho \frac{Du}{d\tau} = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \nabla^2 u$$

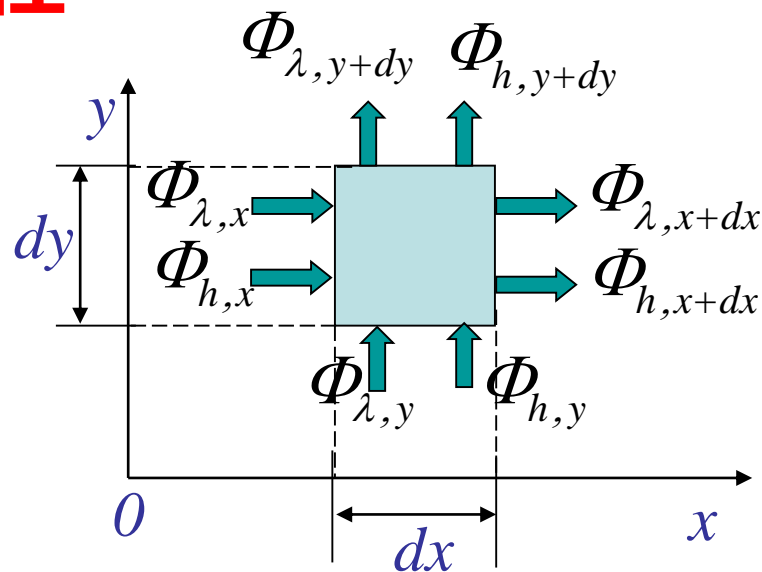
$$y\text{方向: } \rho \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right)$$

$$\rho \frac{Dv}{d\tau} = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \nabla^2 v$$

4. 能量微分方程

单位时间由导热对流进入微元体的净热量之和等于微元体内能的增加

$$\Phi_{\lambda} + \Phi_h = \frac{dU}{d\tau}$$



单位时间由导热进入微元体的净热量

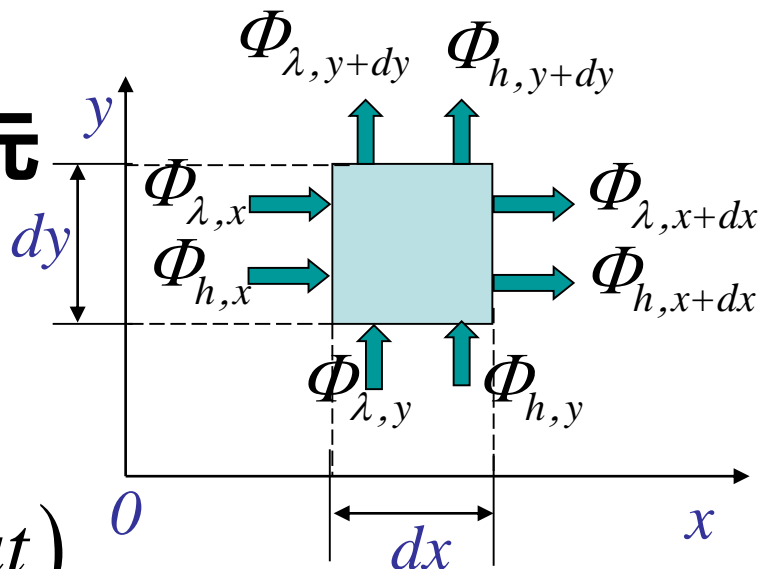
$$\Phi_{\lambda} = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) dx dy$$

单位时间由对流进入微元体的净热量

$$\Phi_h = \Phi'_{h, x} + \Phi'_{h, y}$$

单位时间从 x 方向净进入微元体的质量所携带的能量为

$$\begin{aligned}\Phi'_{h,x} &= \Phi_{h,x} - \Phi_{h,x+dx} = -\frac{\partial \Phi_{h,x}}{\partial x} dx \\ &= -\frac{\partial (\rho c_p u t dy)}{\partial x} dx = -\rho c_p \frac{\partial (ut)}{\partial x} dx dy\end{aligned}$$



单位时间从 y 方向净进入微元体的质量所携带的能量为

$$\Phi'_{h,y} = -\rho c_p \frac{\partial (vt)}{\partial y} dx dy$$

$$\Phi_h = \Phi'_{h,x} + \Phi'_{h,y} = -\rho c_p \left[\frac{\partial (ut)}{\partial x} + \frac{\partial (vt)}{\partial y} \right] dx dy$$

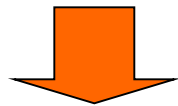
单位时间内微元体内能的增加为

$$\frac{dU}{d\tau} = \rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} dxdy$$

根据微元体的能量守恒 $\Phi_\lambda + \Phi_h = \frac{dU}{d\tau}$

可得 $\lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) dxdy - \rho c_p \left[\frac{\partial(ut)}{\partial x} + \frac{\partial(vt)}{\partial y} \right] dxdy$

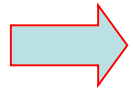
$$= \rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} dxdy$$



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

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

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

 $\frac{Dt}{d\tau} = a \nabla^2 t$

常物性、无内热源、不可压缩牛顿流体对流换热的能量微分方程式。

若 $u=v=0$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t \quad \text{导热微分方程式}$$

导热微分方程式实质上就是内部无宏观运动物体的能量微分方程式。

常物性、无内热源、不可压缩牛顿流体二维对流换热微分方程组：

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \\ \rho \left(\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \eta \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \\ \rho c_p \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} + u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} \right) = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \right) \end{array} \right.$$

4个微分方程含有4个未知量(u 、 v 、 p 、 t)，方程组封闭。原则上，方程组对于满足上述假定条件的对流换热（强迫、自然、层流、紊流换热）都适用。

二、对流换热的单值性条件

(1) 几何条件

说明对流换热表面的几何形状、尺寸，壁面与流体之间的相对位置，壁面的粗糙度等。

(2) 物理条件

说明流体的物理性质、物性参数的数值及其变化规律、有无内热源以及内热源的分布规律等。

(3) 时间条件

说明对流换热过程是稳态还是非稳态。对于非稳态，应给出初始条件（过程开始时的速度、温度场）。

(4) 边界条件

第一类边界条件给出边界上的温度分布规律：

$$t_w = f(x, y, z, \tau)$$

如果 t_w =常数，则称为等壁温边界条件。

第二类边界条件给出边界上的热流密度分布规律：

$$q_w = f(x, y, z, \tau)$$

紧贴壁面的流体静止，热量传递依靠导热，根据傅里叶定律

$$-\left. \frac{\partial t}{\partial n} \right|_w = \frac{q_w}{\lambda}$$

给出了边界面法线方向流体的温度变化率

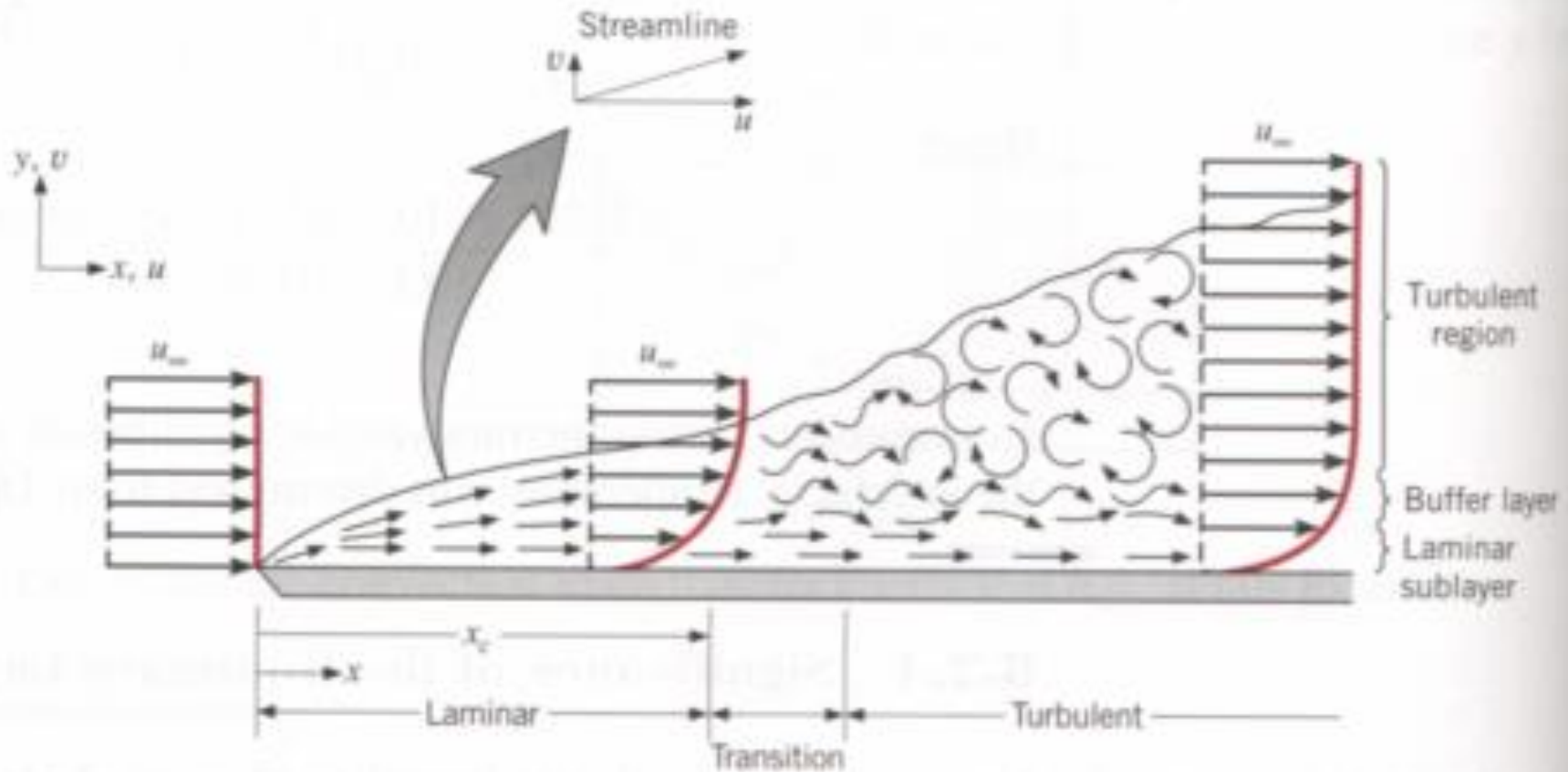
如果 q_w =常数，则称为等热流边界条件。

对流换热微分方程组和单值性条件构成了对一个具体对流换热过程的完整的数学描述。但由于这些微分方程非常复杂，尤其是动量微分方程的高度非线性，使方程组的分析求解非常困难。

1904年，德国科学家普朗特(L. Prandtl)在大量实验观察的基础上提出了著名的边界层概念，使微分方程组得以简化，使其分析求解成为可能。

三、对流传热的边界层微分方程组

1. 边界层理论(Prandtl, 1904) 简介

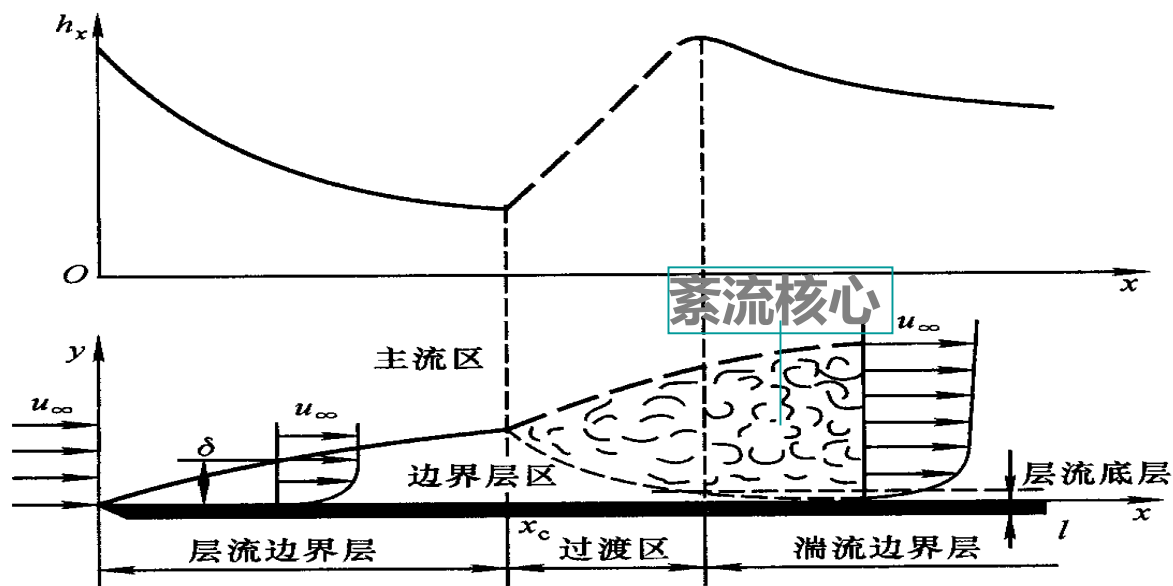


(1) 流动边界层 (Velocity boundary layer)

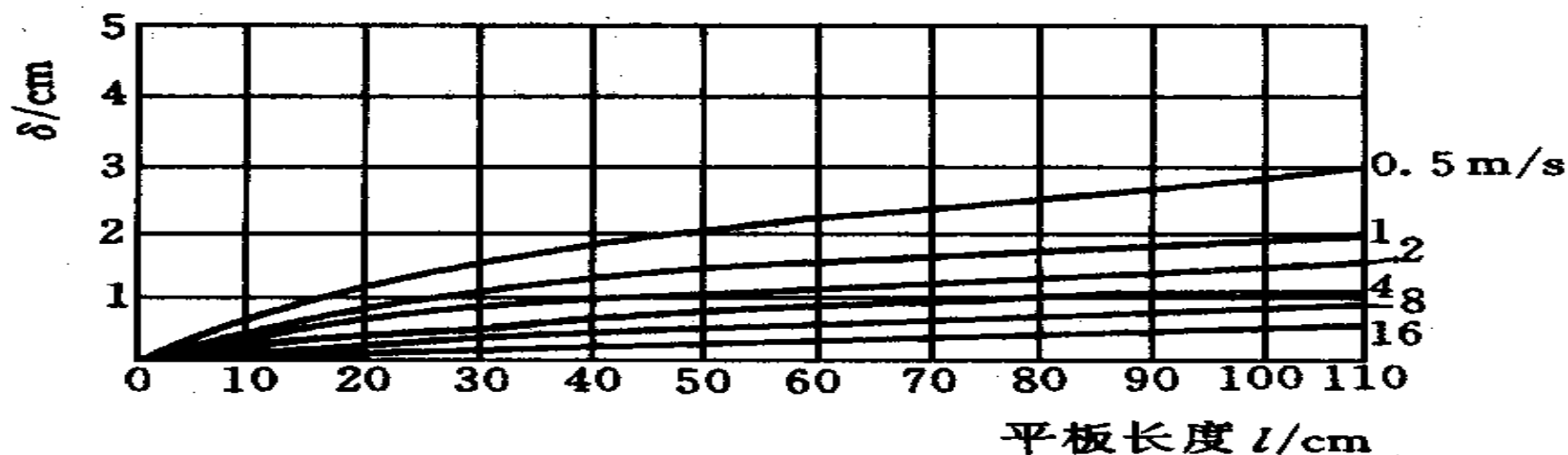
速度发生明显变化的流体薄层。

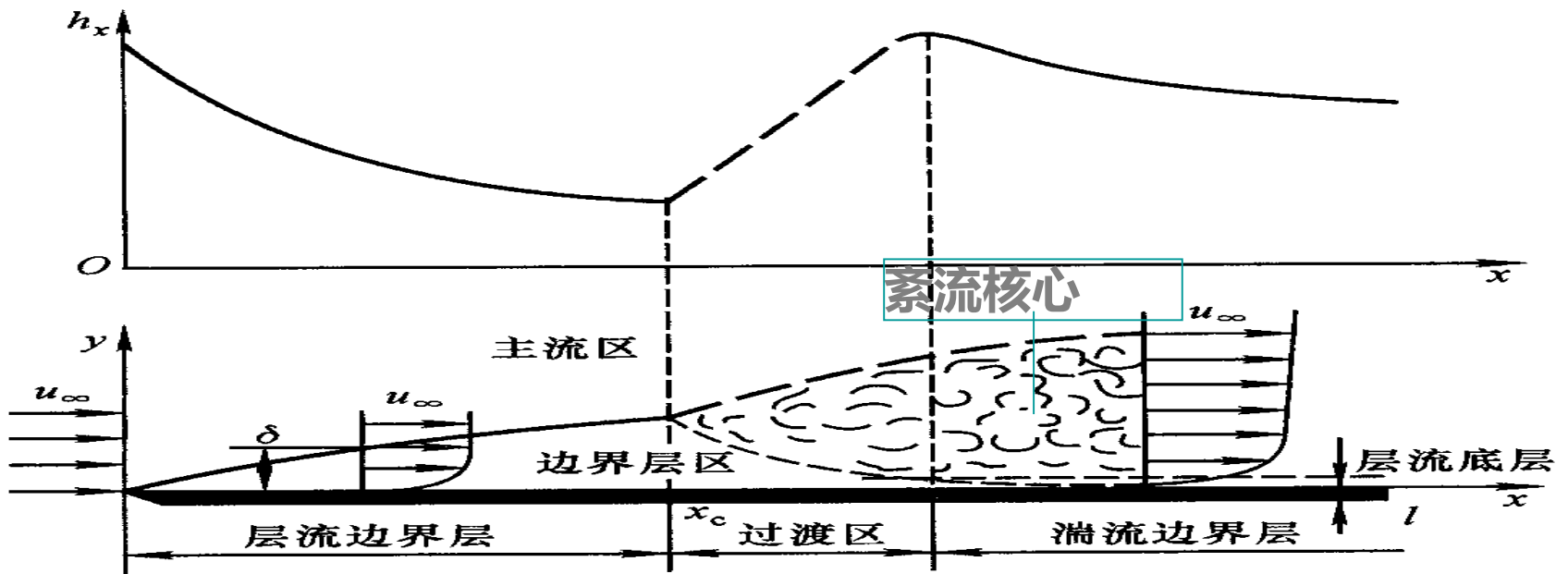
流动边界层厚度 δ

$$u_{\delta} = 0.99u_{\infty} \quad \delta \ll l$$



空气沿平板流动边界层厚度 δ

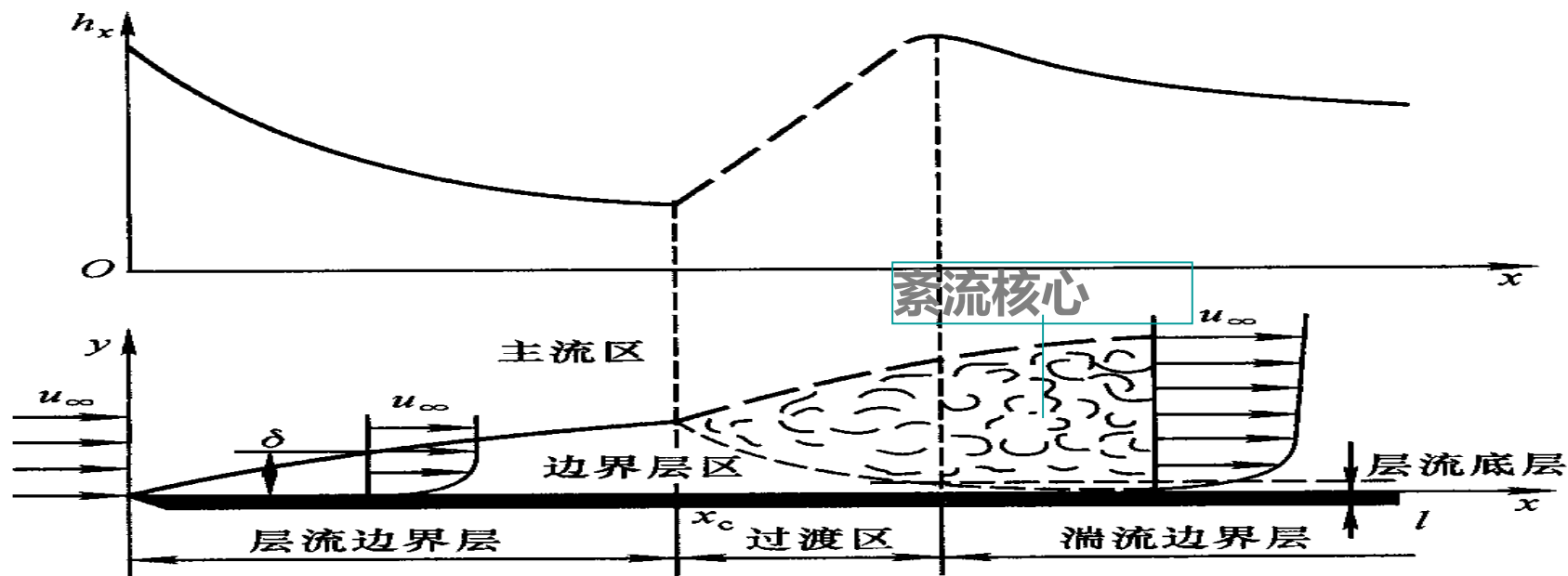




边界层的流态：层流边界层、
过渡区、

紊流边界层

紊流核心
缓冲层
层流底层



流场划分： 主流区： $y > \delta$

理想流体

边界层区： $0 \leq y \leq \delta$

速度梯度存在、粘性力作用区。 $\tau = \eta \frac{\partial u}{\partial y}$

边界层区：流体的粘性作用起主导作用，流体的运动可用粘性流体运动微分方程组描述（N-S方程）

主流区：速度梯度为0， $\tau=0$ ；可视为无粘性理想流体；欧拉方程

临界距离 x_c

边界层从层流开始向紊流过渡的距离。其大小取决于流体的物性、固体壁面的粗糙度等几何因素以及来流的稳定度，由实验确定的临界雷诺数 Re 给定。

对于流体外掠平板的流动，

$$Re_c = \frac{u_\infty \cdot x_c}{\nu} = 2 \times 10^5 \sim 3 \times 10^6$$

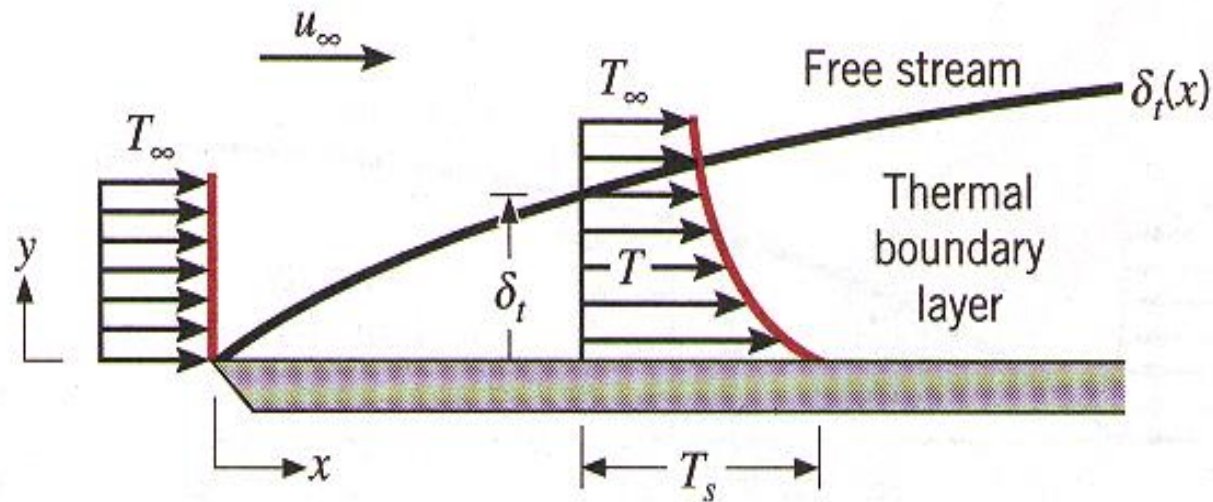
一般情况下，取 $Re_c = 5 \times 10^5$

(2) 热边界层(Thermal boundary layer)

温度变化较大的流体层

热边界层厚度 δ_t

$$(t - t_w)_{\delta_t} = 0.99(t_\infty - t_w)$$



边界层的传热特性

层流边界层内

垂直于壁面方向上无流体团块的宏观迁移，热量传递主要依靠**导热**。

紊流边界层内

- 层流底层中具有很大的速度梯度，也具有很大的温度梯度，热量传递主要靠**导热**。
- 紊流核心内由于强烈的扰动混合使速度和温度都趋于均匀，速度梯度和温度梯度都较小，热量传递主要靠**对流**。
- 工业上和日常生活中常见流体（液态金属除外）的紊流对流换热，热阻主要在层流底层。

局部表面传热系数的变化趋势

■ 层流边界层区

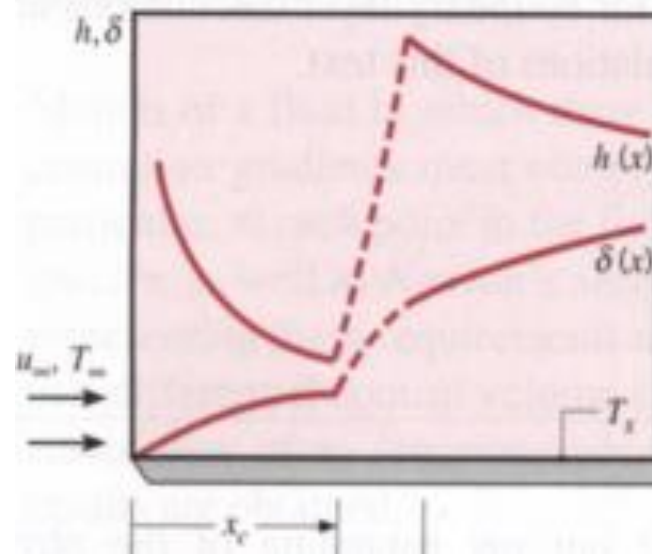
热量传递主要依靠导热，随着边界层的加厚，导热热阻增大，所以局部表面传热系数逐渐减小；

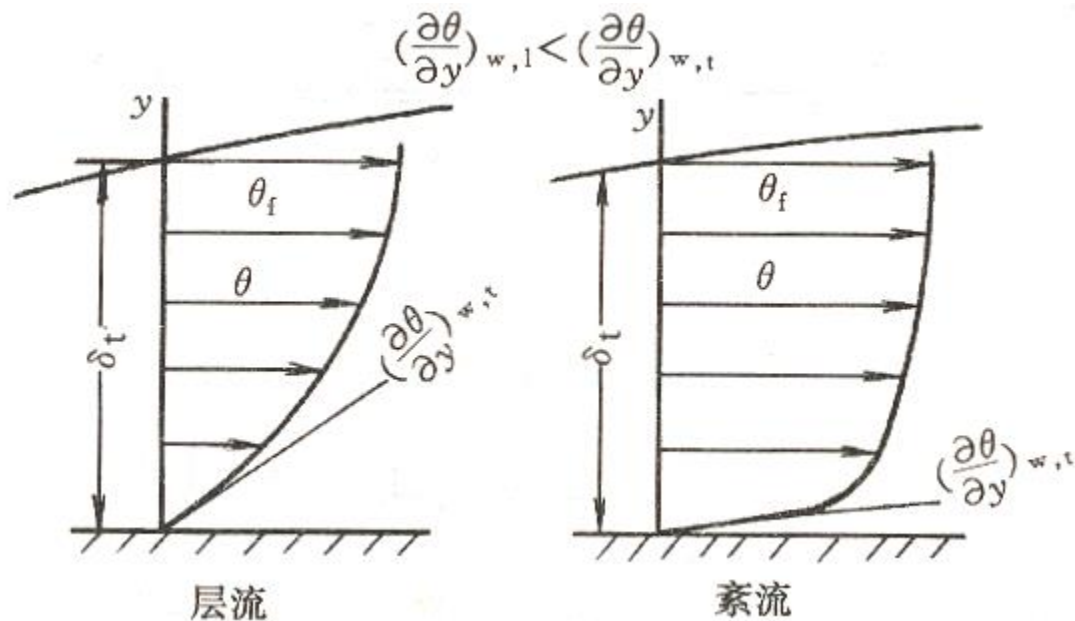
■ 过渡区

随着流体扰动的加剧，对流传热方式的作用越来越大，局部表面传热系数迅速增大；

■ 紊流边界层区

随着紊流边界层的加厚，热阻也增大，所以局部表面传热系数随之减小。





层流：温度呈抛物线分布

紊流：温度呈幂函数分布

紊流边界层贴壁处的温度梯度明显大于层流

故：紊流换热比层流换热强！

热边界层相当于一个热阻

(3) 两种边界层厚度的比较--普朗特数

流体运动粘度 ν : 反映流体动量扩散的能力,该值越大, 流动边界层越厚;

热扩散率 a : 反映物体热量扩散的能力, 该值越大, 热边界层越厚。

二者具有相同的量纲 m^2/s , 定义:

$$\frac{\nu}{a} = \text{Pr} \quad \text{Prandtl number} \quad \text{对于紊流边界层: } \delta \approx \delta_t$$

无量纲数,流体的动量扩散能力与热量扩散能力之比。

对于层流边界层:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Pr} \geq 1 & \longrightarrow \delta \geq \delta_t \\ \text{Pr} \leq 1 & \longrightarrow \delta \leq \delta_t \end{array} \right.$$

一般液体: $Pr=0.6\sim 4000$; **气体:** $Pr=0.6\sim 0.8$

综上所述，**边界层具有以下特征：**

(a) δ 、 $\delta_t \ll l$

(b) 流场划分为**边界层区和主流区**。流动边界层内存在较大的速度梯度，是发生动量扩散（即粘性力作用）的主要区域。主流区的流体可近似为理想流体；热边界层内存在较大的温度梯度，是发生热量扩散的主要区域，热边界层之外温度梯度可以忽略；

(c) 根据流动状态，边界层分为**层流边界层和紊流边界层**。紊流边界层分为层流底层、缓冲层与紊流核心三层结构。层流底层内的速度梯度和温度梯度远大于紊流核心；

(d) 在层流边界层与层流底层内，垂直于壁面方向上的热量传递主要靠导热。紊流边界层的主要热阻在层流底层。

2. 对流换热的边界层微分方程组

- 根据边界层的特点，采用数量级分析方法，忽略高阶小量，可以将对流换热微分方程组简化。
- 对于体积力可以忽略的二维稳态强迫对流换热

$$\delta, \delta_t \ll l \Rightarrow y \ll x \quad u \gg v$$

比较 x 和 y 方向的动量微分方程

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

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

粘度很大的油?

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

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

液态金属?

边界层微分方程组

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

动量: $u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}$

能量: $u \frac{\partial t}{\partial x} + v \frac{\partial t}{\partial y} = a \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}$

换热: $h_x = -\frac{\lambda}{\Delta t_x} \frac{\partial t}{\partial y} \Big|_{y=0}$

y方向的压力变化已随同y方向动量微分方程一起被忽略，边界层中的压力只沿x方向变化。

简化后的方程组只有3个方程，但含有 u 、 v 、 p 、 t 4个未知量，方程组不封闭。由于忽略了 y 方向的压力变化，使边界层内压力沿 x 方向变化与主流区相同，可由主流区理想流体的伯努利方程确定：

$$p + \frac{1}{2} \rho u_{\infty}^2 = \text{常数} \quad \Rightarrow \quad \frac{dp}{dx} = -\rho u_{\infty} \frac{du_{\infty}}{dx}$$

第十章作业（1）

思考题

2、5、7