

Indice

Analogia di Reynolds ..... 1  
 Riassunto puntata precedente ..... 1  
 Analogia di Colburn o Analogia di Reynolds modificata ..... 2  
 Strato limite ..... 3  
 Separazione dello strato limite ..... 6  
 Esercizio (superficie piana riscaldata e lambita dal vento)..... 10

## Analogia di Reynolds

### *Riassunto puntata precedente*

Alla fine della scorsa lezione si era giunti ad alcune formule che mostravano il comportamento di tre grandezze adimensionali (temperatura, concentrazione della specie A e velocità). Queste grandezze possono assumere valori compresi tra 0 e 1 ma non è detto che passino da un estremo all'altro del loro dominio in modo uguale. Le formule trovate erano le seguenti:

$$\frac{DC_A^*}{D\tau^*} = \frac{1}{\text{Re} \cdot Sc} \nabla^{2*} C_A^*$$

$$\frac{DT^*}{D\tau^*} = \frac{1}{\text{Re} \cdot \text{Pr}} \nabla^{2*} T^*$$

$$\frac{D\mathbf{v}^*}{D\tau^*} = -\nabla^* p^* + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^{2*} \mathbf{v}^*$$

In effetti, però, se si verifica che  $Sc = Pr = 1$  e se è trascurabile il gradiente di pressione ( $\nabla^* p^*$ ) allora il comportamento di queste grandezze è esattamente lo stesso e si può giungere all'analogia delle tre relazioni sopra. Sono poi stati calcolati i loro gradienti alla parete, che rappresentano ulteriori raggruppamenti adimensionali:

$$\left. \frac{\partial C_A^*}{\partial z^*} \right|_P = \frac{h_M \cdot L}{D_{AB}} = Sh \quad (\text{Numero di Sherwood, riguarda il trasporto di massa})$$

$$\left. \frac{\partial T^*}{\partial z^*} \right|_P = \frac{h \cdot L}{\lambda} = Nu \quad (\text{Numero di Nusselt, riguarda il problema termico})$$

$$\left. \frac{\partial \mathbf{v}^*}{\partial z^*} \right|_P = \frac{c_f \cdot \text{Re}}{2}$$

Quest'ultimo raggruppamento contiene il termine  $c_f$ , definito come *coefficiente di penetrazione aerodinamica*.

In condizioni di analogia, dunque, si ha che:

$$Sh = Nu = \frac{c_f \cdot Re}{2}$$

che si può anche scrivere in modo diverso dividendo tutto per il numero di Reynolds:

$$(1) \quad \frac{Sh}{Re} = \frac{Nu}{Re} = \frac{c_f}{2} \quad \text{Analogia di Reynolds}$$

Nel caso visto in precedenza della formula di Dittus Boelter, valida per un tubo in cui scorre acqua, se fosse valida l'analogia di Reynolds e si conoscesse il numero di Nusselt, si potrebbe ottenere facilmente anche il numero di Sherwood e il coefficiente di attrito  $c_f$ .

Tuttavia, in quel caso  $Sc \neq Pr$ . Inoltre, avendo un  $\Delta p$  nel tubo, non si potrebbe neppure trascurare il gradiente di pressione e quindi non siamo nelle condizioni valide per l'analogia...

Se nel tubo scorresse aria, pur non potendo trascurare il  $\Delta p$ , si potrebbe però supporre che  $Sc \cong Pr$  e sarebbe quindi valida l'analogia, ma solo tra  $T^*$  e  $C_A^*$ .

Nel caso di una piscina lambita da una corrente d'aria, si potrebbe anche trascurare il  $\Delta p$  e l'analogia sarebbe completa.

### **Analogia di Colburn o Analogia di Reynolds modificata**

Cerchiamo di allargare il campo di validità dell'analogia di Reynolds con una formula più generale:

$$(2) \quad \frac{Sh}{Re \cdot Sc^{1/3}} = \frac{Nu}{Re \cdot Pr^{1/3}} = \frac{c_f}{2} \quad \text{Analogia di Colburn}$$

Questa formula vale sì con  $Sc \neq Pr \neq 1$ , ma non è più vero che  $Sh = Nu$ . In questo caso, infatti, vale che  $\frac{Sh}{Sc^{1/3}} = \frac{Nu}{Pr^{1/3}}$  a cui si può aggiungere anche l'uguaglianza con  $\frac{c_f \cdot Re}{2}$  nel caso in cui sia trascurabile il gradiente di pressione.

Definiamo *fattori di Colburn* i valori  $J_H$  e  $J_M$ :

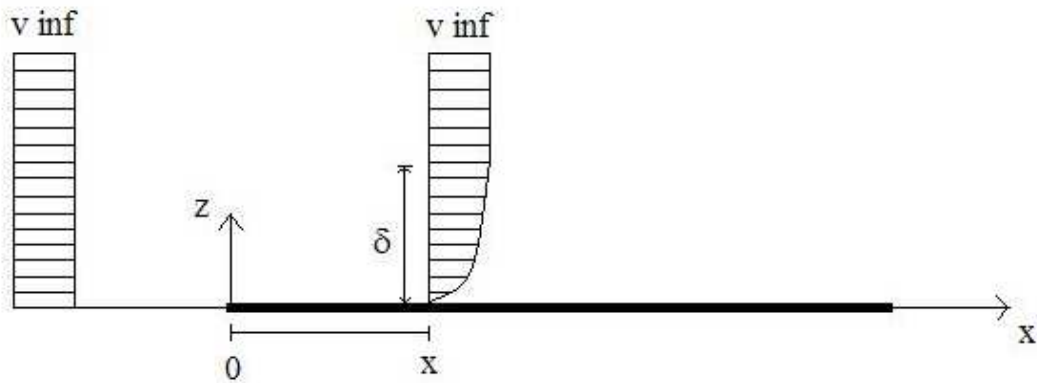
$$J_H = \frac{Nu}{Re \cdot Pr^{1/3}} \quad \text{fattore di Colburn termico}$$

$$J_M = \frac{Sh}{Re \cdot Sc^{1/3}} \quad \text{fattore di Colburn diffusivo}$$

L'analogia di Colburn assume pertanto la forma più compatta:  $J_H = J_M = \frac{c_f}{2}$ .

### **Strato limite**

Consideriamo inizialmente il caso di uno strato limite dinamico o fluidodinamico, cioè il caso di un lamierino fermo investito da una corrente di aria:



alla parete si ha

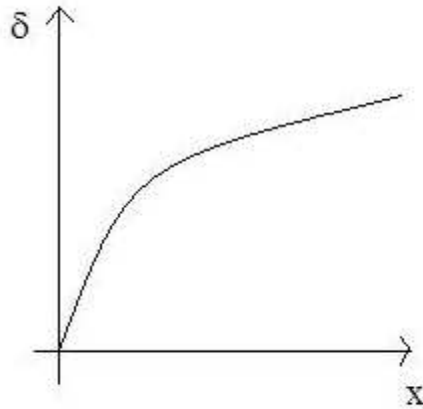
$$(3) \quad \left. \frac{\partial v}{\partial z} \right|_p \cdot (-\mu) = \tau_x$$

dove il segno meno indica che lo sforzo tende a frenare il moto del fluido.

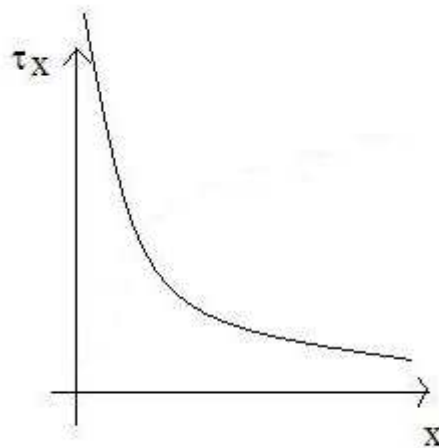
Per  $z = \delta$  si ha che  $v(z) = v(\delta) = 0,99 \cdot v_\infty$  e dunque lo strato limite è definito come il luogo dei punti in cui la velocità è al massimo il 99% della  $v_\infty$ .

$$\text{Inoltre, dato che } v^* = \frac{v}{v_\infty} \text{ si ha che } v^*(\delta) = \frac{v(\delta)}{v_\infty} = 0,99$$

Il valore di  $\delta$  aumenta in maniera sublineare con l'aumento di  $x$ .

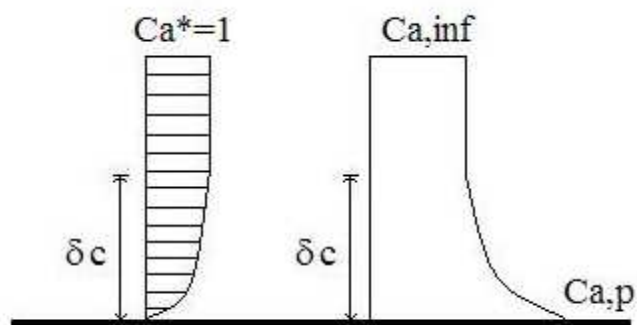


Per  $x \cong 0$  lo strato limite è strettissimo, perciò il fluido passa bruscamente da  $v_\infty$  fino alla velocità nulla e il suo gradiente  $(\frac{\partial v}{\partial z}|_p)$  è elevatissimo. Di conseguenza, a causa della (3), anche  $\tau_x$  è molto elevato in quel punto. Il suo andamento al variare di  $x$  è quindi:



Analogamente si può ripetere lo stesso discorso anche nei casi con  $C_{A,p} \neq C_{A,\infty}$  o  $T_p \neq T_\infty$ .

Nel caso della concentrazione, per esempio:

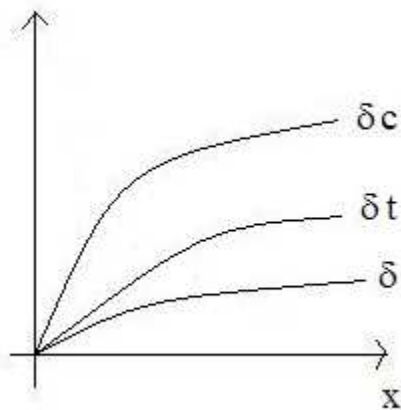


Ricordando che  $C_A^* = \frac{C_A - C_{A,P}}{C_{A,\infty} - C_{A,P}}$ , che  $C_A^*(\delta c) = 0,99$  e che  $\delta c$  ha un andamento dello stesso tipo di  $\delta$ . L'andamento dello strato limite diventa identico in condizioni di analogia.

Dato che  $Sc = \frac{\nu}{D_{AB}}$ , se  $Sc \gg 1$  significa che lo strato limite dinamico ha uno sviluppo meno rapido dello strato limite diffusivo.

D'altra parte, siccome  $Pr = \frac{\nu}{\alpha^2}$ , se  $Pr \gg 1$  significa che lo strato limite dinamico ha uno sviluppo meno rapido dello strato limite termico.

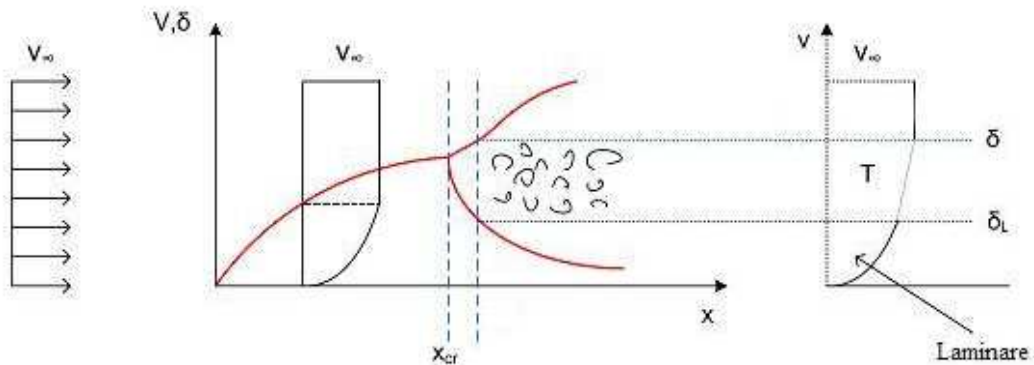
Dato che in aria  $Pr = 0,6 \gg 1$  e  $Sc = 0,7 \gg 1$ , si avrà una situazione come quella mostrata in figura:



Grazie alla teoria dei modelli si può ridurre in scala un fenomeno fisico. Per riuscirci è necessario, infatti, scalare non le singole grandezze fisiche ma i rapporti adimensionali tipici di quel fenomeno: se ci si basa sulla possibilità di variare soltanto un parametro presente nei raggruppamenti adimensionali, la teoria della similitudine non è valida. In questo modo si potrà, ad esempio, studiare un problema termico in un tubo con un certo diametro, un certo fluido e una certa velocità e sfruttare poi i risultati ottenuti come modello per un problema diffusivo in un tubo con diametro, fluido e velocità diversi.

## Separazione dello strato limite

La seguente trattazione mostra come lo strato limite di un fluido che lambisce una lastra piana possa assumere un comportamento di separazione in due strati, in corrispondenza di una certa ascissa critica  $x_{cr}$ .



Ad una distanza di  $x_{cr}$  dall'origine, lo strato limite si divide creando il *substrato limite* e lo stato al di sotto del quale si genera il moto turbolento T. In corrispondenza di questo fenomeno, il campo di velocità del fluido non è più identificato e in un preciso istante la sua distribuzione vettoriale è casuale. Per avere una stima della velocità, occorre calcolare il valore medio nel tempo.

Per casi di questo tipo,  $Re_{x_{cr}} = \frac{x_{cr} \cdot v_{\infty}}{\nu} \cong 500000$  ( molto maggiore del valore di transizione da moto laminare a turbolento per casi di fluido che scorre in una tubazione).  
 Ipotizzando la velocità dell'aria a distanza dalla lastra  $v_{\infty} = 10 \text{ m/s}$ , conoscendo da manuale la viscosità cinematica dell'aria a temperatura ambiente ( $\nu = 16 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 / \text{s}$ ), si ricava che  $x_{cr} = 0,8 \text{ m}$ . Ciò significa che basta un contatto con la lastra molto ridotto per creare il moto turbolento in uno strato interno di fluido. Al di sopra di questo strato, il fluido presenta un moto di traslazione rigida, mentre al di sotto di  $\delta_L$  si ha il moto laminare.

Riprendendo la definizione di numero di Nusselt, si può scrivere una relazione che identifichi questo valore dal punto di vista locale, ad un'ascissa generica x:

$$(4) \quad Nu_x = \frac{h_x \cdot x}{\lambda_{fluido}} = 0,332 \cdot Re_x^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \quad \text{Relazione di Colburn}$$

verificata sperimentalmente per  $Re_x < 500000$ .

Sfruttando l'analogia, è anche

$$Sh_x = \frac{h_{mx} \cdot x}{D_{AB}} = 0,332 \cdot Re_x^{1/2} \cdot Sc^{1/3}, \text{ poiché per (2) vale } \frac{Nu_x}{Re_x \cdot Pr^{1/3}} = \frac{Sh_x}{Re_x \cdot Pr^{1/3}}.$$

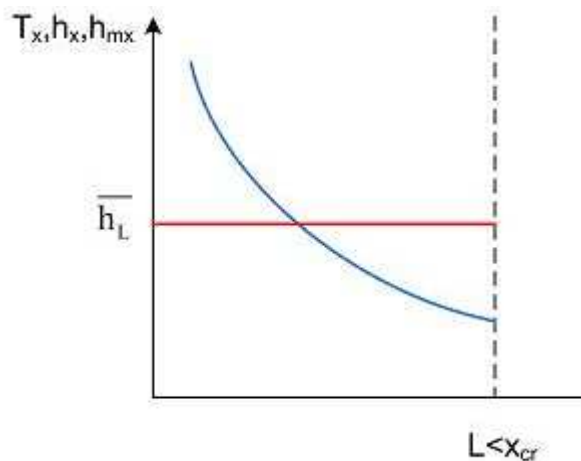
Inoltre, si può scrivere:  $\frac{c_{f_x}}{2} = \frac{Nu_x}{Re_x \cdot Pr^{1/3}} = \frac{0,332 \cdot Re_x^{1/2} \cdot Pr^{1/3}}{Re_x \cdot Pr^{1/3}} = 0,332 \cdot Re_x^{-1/2},$

cioè  $c_{f_x} = 0,664 \cdot Re_x^{-1/2}.$

Siccome vale anche  $c_{f_x} = \frac{\tau_x}{\frac{1}{2} \rho v_\infty^2},$  si può ricavare lo stato di tensioni

tangenziali alla distanza x:  $\tau_x = \frac{1}{2} c_{f_x} \cdot \rho v_\infty^2.$

Se su uno stesso grafico si riportano i coefficienti convettivi termici, di trasporto e gli sforzi tangenziali (legati al coefficiente d'attrito), si può notare che in caso di analogia presentano lo stesso andamento, ma possono anche differire tra loro nel caso in cui Colburn non sia verificato.



In figura è mostrato come, dati gli andamenti del coefficiente di convezione per lo scambio termico ed il trasporto di materia nonché la distribuzione degli sforzi tangenziali, sia possibile calcolare il valore medio  $\overline{h_L}$ ,  $\overline{h_{mL}}$  e risalire anche a  $\overline{c_{fL}}$ .

Conoscendo questi valori, si possono stimare la potenza termica scambiata tra il fluido e la parete, la portata di fluido (per es. acqua) che può evaporare al contatto con questa e la forza di attrito (trascinamento) complessiva:

$$Q_{TOT} = \overline{h_L} \cdot S \cdot (T_p - T_\infty)$$

$$M_{H_2O\text{evap.}} = \overline{h_{mL}} \cdot S \cdot (\rho_{v_p} - \rho_{v_\infty})$$

$$F_T = \frac{1}{2} \overline{c_{fL}} \cdot S \cdot \rho \cdot v_\infty^2$$

Viene di seguito riportata la metodologia di calcolo del valor medio del coefficiente convettivo relativo allo scambio termico, estendibile al calcolo degli altri parametri medi:

$$\begin{aligned} \overline{h_L} &= \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{Nu_x \lambda}{x} dx = \int_0^L (0,332 \cdot (Re_x)^{1/2} \cdot (Pr)^{1/3}) \cdot \left(\frac{\lambda}{x}\right) dx = \\ &= \frac{1}{L} \int_0^L 0,332 \cdot \left(\frac{v_\infty x}{\nu}\right)^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \left(\frac{\lambda}{x}\right) dx = \frac{1}{L} \int_0^L 0,332 \cdot \left(\frac{v_\infty^{1/2} x^{-1/2}}{\nu^{1/2}}\right) \cdot Pr^{1/3} \cdot \lambda dx = \\ &= \frac{0,332 \cdot v_\infty^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \lambda}{L \cdot \nu^{1/2}} \int_0^L x^{-1/2} dx = \frac{0,332 \cdot v_\infty^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \lambda}{L \cdot \nu^{1/2}} \cdot 2L^{1/2} = 0,664 \cdot Re_L^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{L} \end{aligned}$$

Quindi, si può scrivere  $\overline{Nu_L} = (0,664 Re_L^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{L}) \cdot \frac{L}{\lambda} = 0,664 Re_L^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$  e, usando l'analogia,  $\overline{Sh_L} = 0,664 \cdot Re_L^{1/2} \cdot Sc^{1/3}$  nonché  $\overline{c_{fL}} = 2 \cdot 0,664 \cdot Re_L^{-1/2} = 1,328 \cdot Re_L^{-1/2}$ .

Come già detto in precedenza, la descrizione del moto turbolento (oltre l'ascissa critica) è molto complessa e per questa ragione ci si avvale di relazioni sperimentali ricavate da procedimenti di *fitting*.

Per  $x > x_{cr}$ :

$$h_x = 0,0296 \cdot \lambda \cdot \left(\frac{v_\infty}{\nu}\right)^{4/5} \cdot Pr^{1/3} \cdot x^{-1/5}$$

Allora:

$$(5) \quad Nu_x = 0,0296 \cdot Re_x^{4/5} \cdot Pr^{1/3} \quad (\text{valida per } 0,6 < Pr < 3000)$$

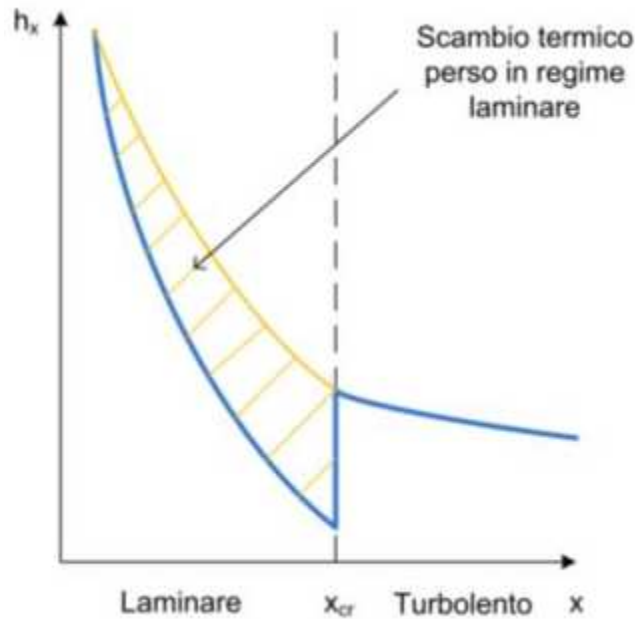
Utilizzando sempre la analogia di Colburn (2), si ottiene:

$$Sh_x = 0,0296 \cdot Re_x^{4/5} \cdot Sc^{1/3}$$

e

$$c_{f_x} = 0,0592 \cdot Re_x^{-1/5}$$





Confrontando gli andamenti del coefficiente di convezione termica in regime laminare e turbolento, si nota che il primo presenta una pendenza maggiore, mentre la pendenza è minore oltre l'ascissa critica; questo comporta un valore medio di  $h_x$  più elevato nel caso di moto turbolento, il che significa che nelle applicazioni in cui è necessario fornire un certo scambio termico risulta conveniente creare il moto turbolento del fluido: per innescare lo strato limite turbolento, si possono realizzare superfici corrugate oppure indurre un moto vibratorio alla superficie liscia.

L'area evidenziata mostra quanto scambio di calore possa essere impedito mantenendo il fluido in regime laminare.

Se si vuole calcolare un coefficiente di convezione medio che consideri i contributi di entrambe le condizioni di moto, si procede come segue:

$$\overline{h}_L = \frac{1}{L} \int_0^L h_x dx = \frac{1}{L} \left[ \int_0^{x_{cr}} h_{lam(x)} dx + \int_{x_{cr}}^L h_{turb,x} dx \right] = \frac{\lambda}{L} (0,037 \cdot Re_L^{4/5} - 871) \cdot Pr^{1/3}$$

La costante 871 sottratta è rappresentativa dell'area indicata in figura.

Ora,  $\overline{Nu}_L = \frac{\overline{h}_L \cdot L}{\lambda} = (0,037 \cdot Re_L^{4/5} - 871) \cdot Pr^{1/3}$  e, per l'analogia di Colburn:

$$\overline{Sh}_L = (0,037 \cdot Re_L^{4/5} - 871) \cdot Sc^{1/3}$$

e

$$\overline{c_{f_L}} = 2 \cdot (0,037 \cdot Re_L^{-1/5} - 871 \cdot Re_L^{-1})$$

Facendo una panoramica dei casi trattati nelle pagine precedenti:

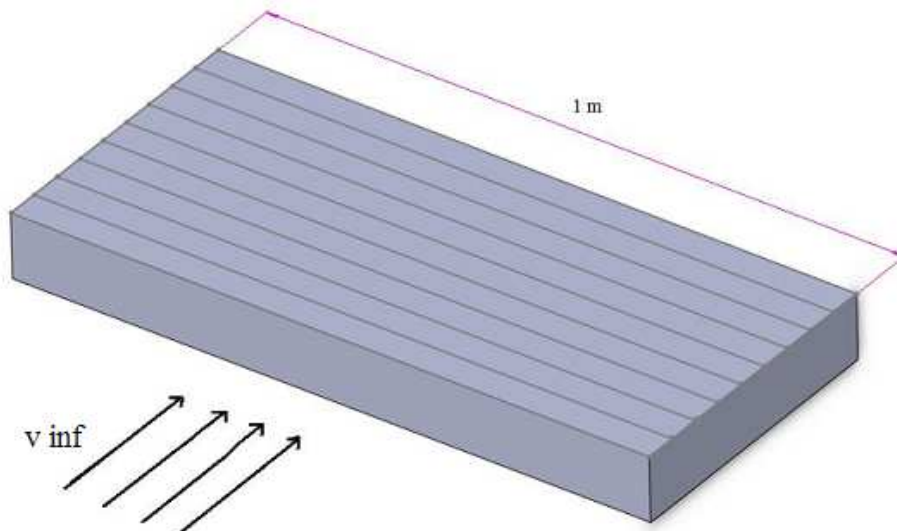
Moto LAMINARE ( $x < x_{cr}$ )	Moto TURBOLENTO ( $x > x_{cr}$ )
$Nu_x = 0,332 \cdot Re_x^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$	$Nu_x = 0,0296 \cdot Re_x^{4/5} \cdot Pr^{1/3}$
$\overline{Nu}_L = 0,664 Re_L^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$	$\overline{Nu}_L = (0,037 \cdot Re_L^{4/5} - 871) \cdot Pr^{1/3}$
<b>Hp: <math>T_p = \text{cost}</math></b>	

Questo primo approccio si utilizza per esempio in ottica fluidodinamica, in cui si avrà velocità nulla (e quindi costante) a contatto con la parete, e in caso diffusivo in cui generalmente si ha  $C_{A,p} = \text{cost}$ . Ci sono altri casi in cui risulta più conveniente imporre il flusso alla parete costante: le formulazioni diventano quindi

Moto LAMINARE ( $x < x_{cr}$ )	Moto TURBOLENTO ( $x > x_{cr}$ )
$Nu_x = 0,453 \cdot Re_x^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$	$Nu_x = 0,0308 \cdot Re_x^{4/5} \cdot Pr^{1/3}$
$\overline{Nu}_L = 0,906 Re_L^{1/2} \cdot Pr^{1/3}$	$\overline{Nu}_L = (0,0385 \cdot Re_L^{4/5} - 755) \cdot Pr^{1/3}$
<b>Hp: <math>q = \text{cost}</math></b>	

### **Esercizio (superficie piana riscaldata e lambita dal vento)**

Una lastra piana, larga 1 m, formata da tante stecche accostate, ciascuna lunga  $L = 50$  mm, viene riscaldata da una serie di resistenze elettriche (poste all'interno delle stecche) che la mantengono a una temperatura  $T_p = 230^\circ C$ . La lastra viene investita da un flusso d'aria con  $T_\infty = 25^\circ C$  e  $v_\infty = 60 \frac{m}{s}$ . Quale delle stecche necessita di una maggiore potenza elettrica per essere mantenuta a temperatura costante e quanto vale questa potenza?



Dati aggiuntivi:

$$T_{media} = \frac{T_{\infty} + T_p}{2} = 127,5^{\circ}C$$

$$v_{aria} = 26 \cdot 10^{-6} \frac{m^2}{s} \quad (\text{calcolata alla temperatura media})$$

$$\lambda_{aria} = 0,0338 \frac{W}{m \cdot K} \quad (\text{calcolata alla temperatura media})$$

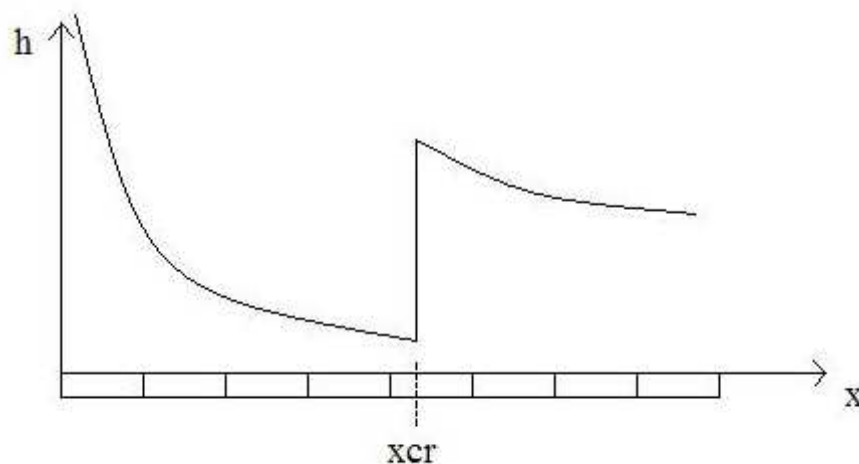
$$Pr_{aria} = 0,6$$

$$Re_{cr} = 500000$$

perciò

$$x_{cr} = \frac{v_{aria} \cdot Re_{cr}}{v_{\infty}} = \frac{26 \cdot 10^{-6} \cdot 500000}{60} = 0,22m$$

Dal calcolo di  $x_{cr}$  si vede che la separazione dello strato limite e l'inizio del moto turbolento avviene presso la quinta stecca e quindi l'andamento di  $h$  è quello mostrato in figura.



La stecca più svantaggiata (cioè quella che avrà bisogno di una potenza elettrica maggiore) sarà quella che presenta il valore medio di  $h$  più elevato. Dalla figura si osserva che tale stecca potrebbe essere la prima (in cui  $h$  è ancora elevatissimo ma cala rapidamente), la quinta (in cui inizia il moto turbolento) o la sesta (in cui  $h$  è a un valore intermedio ma cala molto lentamente). Bisognerà, dunque, calcolare  $h$  medio in queste tre stecche per verificare dove esso assume il valore maggiore.

*Stecca numero 1*

Utilizzando  $\lambda_{aria}$  e  $v_{aria}$  calcolati precedentemente si calcola il coefficiente  $h$  medio nella prima stecca come segue...

$$\bar{h}_1 = \bar{Nu}_{(L)} \cdot \frac{\lambda}{L} = 0,664 \cdot Re_{(L)}^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{L} = 0,664 \cdot \left( \frac{v_{\infty} \cdot L}{v} \right)^{1/2} \cdot Pr^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{L} = 134 \frac{W}{m^2 \cdot K}$$

**Stecca numero 5**

In questo caso il calcolo è complicato dal fatto che la stecca è in parte in moto laminare e in parte in moto turbolento. Verranno quindi calcolati il coefficiente  $h$  medio sulle prime 4 stecche e il coefficiente  $h$  medio sulle prime 5 stecche. Grazie a questi valori si potrà poi ricavare il valore medio sulla quinta stecca.

$$\bar{h}_{1-4} = \bar{Nu}_{(L4)} \cdot \frac{\lambda}{4 \cdot L} = 0,664 \cdot \text{Re}_{(L4)}^{1/2} \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{4 \cdot L} = 0,664 \cdot \left( \frac{v_{\infty} \cdot 4 \cdot L}{\nu} \right)^{1/2} \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{4 \cdot L} = 67 \frac{W}{m^2 \cdot K}$$

$$\bar{h}_{1-5} = \bar{Nu}_{(L5)} \cdot \frac{\lambda}{5 \cdot L} = 0,664 \cdot \text{Re}_{(L5)}^{1/2} \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{5 \cdot L} = 0,664 \cdot \left( \frac{v_{\infty} \cdot 5 \cdot L}{\nu} \right)^{1/2} \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{5 \cdot L} = 74 \frac{W}{m^2 \cdot K}$$

ma dato che  $\mathcal{Q}_5 = \mathcal{Q}_{1-5} - \mathcal{Q}_{1-4} = \bar{h}_{1-5} \cdot S_{1-5} \cdot \Delta T - \bar{h}_{1-4} \cdot S_{1-4} \cdot \Delta T = \bar{h}_5 \cdot S_5 \cdot \Delta T$

si ha  $\bar{h}_5 = \frac{\bar{h}_{1-5} \cdot S_{1-5} - \bar{h}_{1-4} \cdot S_{1-4}}{S_5} = \frac{74 \cdot (1 \cdot 5 \cdot L) - 67 \cdot (1 \cdot 4 \cdot L)}{1 \cdot L} = 102 \frac{W}{m^2 \cdot K}$

**Stecca numero 6**

Anche in questo caso il calcolo viene eseguito come nel caso precedente ricordando che il calcolo di  $\bar{h}_{1-6}$  va effettuato usando la formula del moto turbolento e che per  $\bar{h}_{1-5}$  si sfrutta il calcolo già effettuato nella stecca precedente.

$$\bar{h}_{1-6} = \bar{Nu}_{(L6)} \cdot \frac{\lambda}{6 \cdot L} = \left( 0,037 \cdot \text{Re}_{(L6)}^{4/5} - 871 \right) \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{6 \cdot L} =$$

$$= \left[ 0,037 \cdot \left( \frac{v_{\infty} \cdot 6 \cdot L}{\nu} \right)^{4/5} - 871 \right] \cdot \text{Pr}^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{6 \cdot L} = 85 \frac{W}{m^2 \cdot K}$$

ma dato che  $\mathcal{Q}_6 = \mathcal{Q}_{1-6} - \mathcal{Q}_{1-5} = \bar{h}_{1-6} \cdot S_{1-6} \cdot \Delta T - \bar{h}_{1-5} \cdot S_{1-5} \cdot \Delta T = \bar{h}_6 \cdot S_6 \cdot \Delta T$

si ha  $\bar{h}_6 = \frac{\bar{h}_{1-6} \cdot S_{1-6} - \bar{h}_{1-5} \cdot S_{1-5}}{S_6} = \frac{85 \cdot (1 \cdot 6 \cdot L) - 74 \cdot (1 \cdot 5 \cdot L)}{1 \cdot L} = 140 \frac{W}{m^2 \cdot K}$

Dunque la stecca più svantaggiata è la numero 6 e la potenza termica che bisogna fornirle vale:

$$\mathcal{Q}_6 = \bar{h}_6 \cdot S_6 \cdot \Delta T = 140 \cdot (1 \cdot 0,05) \cdot (230 - 25) = 1435W$$