

## 3 Přestup tepla do chladiva (pokračování)

### III. Mechanika jednofázového proudění

Cílem mechaniky jednofázového proudění je získání rychlostního, tlakového a teplotního pole v dané geometrii. Simultánně řešíme rovnici zachování hmotnosti, hybnosti a energie.

Máme tedy šest neznámých  $\rho$ ,  $\vec{v}$ ,  $u_0$  (nebo  $T$ ),  $p$ ,  $\bar{\tau}$ ,  $\bar{q}''$ .

K dispozici máme tři transportní rovnice  $\Rightarrow$  potřebujeme další tři rovnice pro

$\rho = \rho(p, T)$	Rovnice stavu
$\bar{\tau} = \bar{\tau}(\rho, \vec{v}, T)$	Součinitel tření
$\bar{q}'' = \bar{q}''(q, \vec{v}, T)$	Newtonův zákon

Použijeme následující zjednodušení

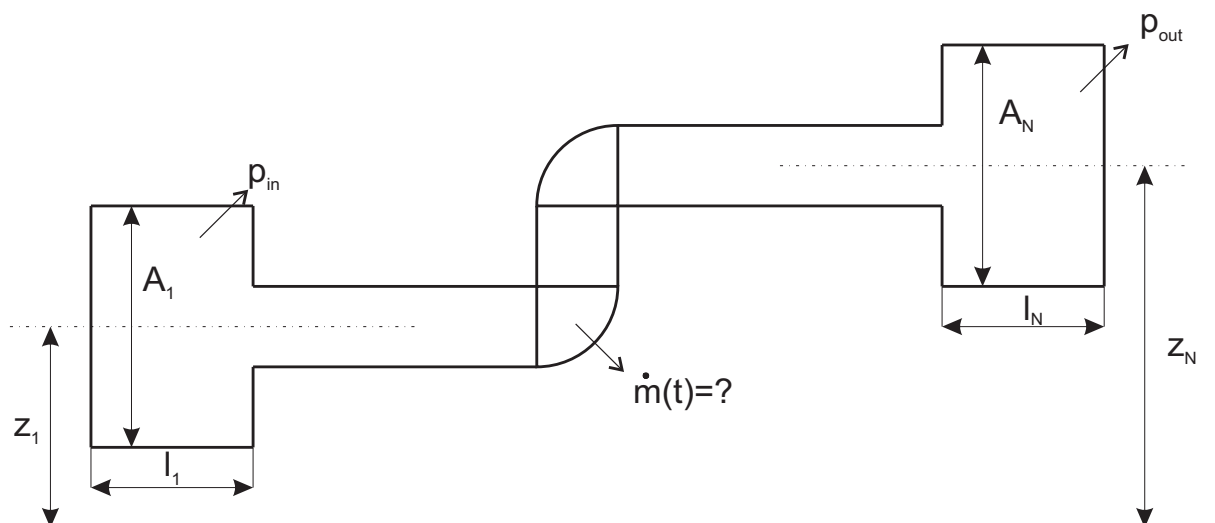
1. Rozpojené rychlostní a teplotní pole

$$\rho = \rho(p), \quad \bar{\tau} = \bar{\tau}(\rho, \vec{v})$$

tam, kde je závislost na teplotě slabá.

2.  $\rho = konst.$ , platí pro nestlačitelnou tekutinu (jde o „rozumný“ předpoklad u většiny praktických problémů proudění kapalin).
3. Zanedbatelný vliv viskozity (neviskózní)  $\nabla \cdot \bar{\tau} = 0$  v rovnici zachování hybnosti tam, kde jsou dominantní hybnostní efekty (vysoké rychlosti a velké prostory).
4. Snížení počtu rozměrů 3D  $\rightarrow$  2D  $\rightarrow$  1D. Převládá-li proudění v jednom nebo dvou směrech.
5. Je-li zadána informace o proudění na začátku a na konci je možné řešit integrovanou rovnici hybnosti (Bernoulliho).

#### a) Nestlačitelné, neviskózní proudění kanálem o proměnném průřezu (bez vedení tepla)



Rovnice kontinuity

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \cdot \vec{v} = 0 \quad \rho = konst. \Rightarrow \nabla \cdot \vec{v} = 0$$

Rovnice zachování hybnosti (pohybová)

$$\frac{\partial(\rho \vec{v})}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{v} \vec{v} = \nabla \cdot [\bar{\tau} - p \bar{I}] + \rho \vec{f}$$

$$\bar{\tau} = 0, \rho = konst. \Rightarrow \rho \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \cdot \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} = -\nabla \cdot p + \rho \vec{f}$$

Síly  $\vec{f}$  mohou být vyjádřeny jako gradient skalární funkce

- potenciálu  $\psi$   $\vec{f} = \nabla \psi$

Gravitační pole  $\psi = \vec{g} \cdot z \Rightarrow \vec{f} = \vec{g}$

Pro nerotační kapaliny, nebo pokud uvažujeme změny podél proudnice  $\vec{\omega} = 0$

Zavedeme  $d\vec{r}$  jako elementární nahrazení za  $dx, dy$  a  $dz$ .

$$\Rightarrow \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\nabla p}{\rho} + \nabla \psi + \nabla \frac{v^2}{2} = 0 \quad | \cdot d\vec{r}$$

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} d\vec{r} + \frac{dp}{\rho} + d\left(\psi + \frac{v^2}{2}\right) = 0$$

Integrujeme podle proudnice:

$$\int \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \cdot d\vec{r} + \int \frac{dp}{\rho} + \left(\psi + \frac{v^2}{2}\right) = f(t) \text{ - Bernoulliho rovnice}$$

$f(t)$  - integrační konstanta – stejná pro jakékoliv 2 body pro daný čas, ale může se měnit s časem.

Při integraci mezi 2 body podél proudnice

$$\int_1^2 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \cdot d\vec{r} + \int_1^2 \frac{dp}{\rho} + \Delta\left(\psi + \frac{v^2}{2}\right) = 0$$

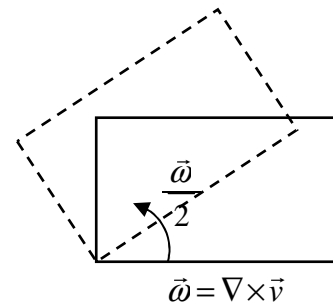
kde  $\Delta\left(\psi + \frac{v^2}{2}\right) = \left(\psi + \frac{v^2}{2}\right)_2 - \left(\psi + \frac{v^2}{2}\right)_1$

Pro  $\psi = gz$  a stacionární proudění:

$$\boxed{\frac{p}{\rho} + g \cdot z + \frac{v^2}{2} = konst.}$$

Pro náš případ:

$$\int_1^N \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \cdot d\vec{r} + \frac{P_{out} - P_{in}}{\rho} + \Delta(g \cdot z) + \Delta \frac{v^2}{2} = 0$$



$\dot{m} = \rho \cdot A \cdot \vec{v}$  - nezávislý na souřadnici (proto zakomponujeme):

$$\int_1^N \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \cdot d\vec{r} = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \int_1^N \vec{v} \cdot d\vec{r} = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \int_1^N \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \cdot dl = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\dot{m}}{dt} \cdot \int_1^N \frac{dl}{A} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{d\dot{m}}{dt} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{l_i}{A_i}$$

$\sum_{i=1}^N \frac{l_i}{A_i}$  - představuje ekvivalentní setrvačnost systému =  $\left(\frac{l}{A}\right)$

$$\frac{d\dot{m}}{dt} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{l_i}{A_i} + (p_{out} - p_{in}) + \rho \cdot g \cdot (z_N - z_1) + \frac{\dot{m}^2}{2 \cdot \rho} \cdot \left(\frac{1}{A_N^2} - \frac{1}{A_1^2}\right) = 0 \Rightarrow \dot{m}$$

### b) Nestlačitelné, viskózní proudění kanálem o proměnném průřezu (bez vedení tepla)

Viskozita zavádí smykové napětí (vnitřní tření) a tření na stěně. Nevíme však jak se toto tření mění v čase  $\Rightarrow$  kvazistacionární přístupy pro inženýrské aplikace.

Zavedeme přídatnou tlakovou ztrátu  $\Delta p_{ztr}$  v rovnici hybnosti:

$$\frac{d\dot{m}}{dt} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{l_i}{A_i} + (p_{out} - p_{in}) + \rho \cdot g \cdot (z_N - z_1) + \frac{\dot{m}^2}{2 \cdot \rho} \cdot \left(\frac{1}{A_N^2} - \frac{1}{A_1^2}\right) + \Delta p_{ztr} = 0$$

$$\Delta p_{ztr} = \Delta p_{tření} + \Delta p_m$$

└─> místní

Možno přepsat:

$$p_{in} - p_{out} = \Delta p_{set} + \Delta p_{zrych} + \Delta p_g + \Delta p_t + \Delta p_m$$

$$\Delta p_{set} = \frac{d\dot{m}}{dt} \cdot \sum_{i=1}^N \frac{l_i}{A_i} - \text{setrvačností člen (potřebný na překonání setrvačnosti) (inertia)}$$

$$\Delta p_{zrych} = \frac{\dot{m}}{2 \cdot \rho} \cdot \left(\frac{1}{A_N^2} - \frac{1}{A_1^2}\right) - \text{urychlující člen (potřebný na zrychlení kapaliny) (acceleration)}$$

$$\text{pokud } \rho \neq \text{konst.} \text{ mění se např. při ohřevu, pak } \Delta p_{zrych} = \frac{\dot{m}}{2} \cdot \left(\frac{1}{\rho_N \cdot A_N^2} - \frac{1}{\rho_1 \cdot A_1^2}\right)$$

$$\Delta p_g = \rho \cdot g \cdot (z_N - z_1) - \text{gravitační člen (hydrostatický tlak)}$$

$$\Delta p_m = \sum_{k=1}^K \xi_k \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} = \sum_{k=1}^K \xi_k \cdot \frac{\dot{m}^2}{2 \cdot \rho \cdot A_k^2} - \text{ztráta místními odpory}$$

$$\Delta p_t = \sum_{n=1}^N f_n \cdot \frac{l_n}{D_n} \cdot \frac{\dot{m}^2}{2 \cdot \rho \cdot A_n^2} - \text{ztráta třením } (f_n = f(\text{Re}) = f\left(\frac{\dot{m} \cdot D_n}{\mu \cdot A_n}\right))$$

### c) Proudění v trubkách

Ve III. Ročníku bylo  $f$  odvozeno pro laminární proudění ve tvaru

$$f = \frac{64}{\text{Re}} \quad \left( \tau_w = -f \cdot \frac{\rho \cdot v^2}{2} \right)$$

Pro turbulentní proudění pak:

$$\begin{aligned} \text{Re} < 3 \times 10^4 & \quad f = 0.316 \text{Re}^{-0.25} \\ \text{Re} \in \langle 3 \times 10^4, 1 \times 10^6 \rangle & \quad f = 0.184 \text{Re}^{-0.2} \end{aligned}$$

Tyto vzorce platí pouze pro hladké trubky. V praxi však povrchy ve většině případů nejsou hladké. Proto se používají následující vztahy, které zohledňují drsnost povrchu ( $f$  roste):  
Moodyho diagram

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \cdot \log_{10} \left[ \frac{\lambda/D}{3.7} + \frac{2.51}{\text{Re} \cdot \sqrt{f}} \right]$$

Idelchik uvádí jednodušší vzorec

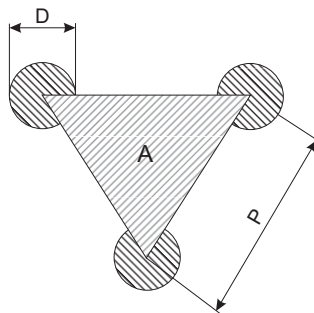
$$f = 0.11 \cdot \left[ \lambda/D + \frac{68}{\text{Re}} \right]^{0.25}$$

kde  $\lambda$  - drsnost povrchu [m]

### d) Palivové kanály

$$D \rightarrow D_h = \frac{4 \cdot A}{O}$$

$$O = \frac{\pi \cdot D}{2} \text{ - smočený obvod}$$



### e) Holé palivové tyče (bez distančních mřížek)

$$f = \frac{C'_{fi}}{\text{Re}^n}$$

pro laminární proudění  $n = 1$

pro turbulentní proudění  $n = 0.18$

Koeficienty  $C'_{fi}$  jsou dány rovnicí

$$C'_{fi} = a + b_1 \cdot (P/D - 1) + b_2 \cdot (P/D - 1)^2$$

Konstanty  $a$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  jsou dány pro různé subkanály (vnitřní, rohový, boční) a různé geometrie ( $\triangle$ ,  $\square$ ) mříže. Jejich hodnoty jsou v následujících tabulkách Tab. 1, Tab. 2.

B) Tab. 1 Koeficienty  $a$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  pro hexagonální uspořádání (Todreas, 1990)

Subkanál	$1,0 \leq P/D \leq 1,1$			$1,1 \leq P/D \leq 1,5$		
	$a$	$b_1$	$b_2$	$a$	$b_1$	$b_2$
Laminární proudění						
Vnitřní	26,00	888,2	-3334	62,97	216,9	-190,2
Boční	26,18	554,5	-1480	44,40	256,7	-267,6
Rohový	26,98	1636	-10,050	87,26	38,59	-55,12
Turbulentní proudění						
Vnitřní	0,09378	1,398	-8,664	0,1458	0,03632	-0,03333
Boční	0,09377	0,8732	-3,341	0,1430	0,04199	-0,04428
Rohový	0,1004	1,625	-11,85	0,1499	0,009706	-0,009567

C)

D) Tab. 2 Koeficienty  $a$ ,  $b_1$ ,  $b_2$  pro čtvercové uspořádání (Todreas, 1990)

Subkanál	$1,0 \leq P/D \leq 1,1$			$1,1 \leq P/D \leq 1,5$		
	$a$	$b_1$	$b_2$	$a$	$b_1$	$b_2$
Laminární proudění						
Vnitřní	26,37	374,2	-493,9	35,55	263,7	-190,2
Boční	26,18	554,5	-1480	44,40	256,7	-267,6
Rohový	28,62	715,9	-2807	58,83	160,7	-203,5
Turbulentní proudění						
Vnitřní	0,09423	0,5806	-1,239	0,1339	0,09059	-0,09926
Boční	0,09377	0,8732	-3,341	0,1430	0,04199	-0,04428
Rohový	0,09755	1,127	-6,304	0,1452	0,02681	-0,03411

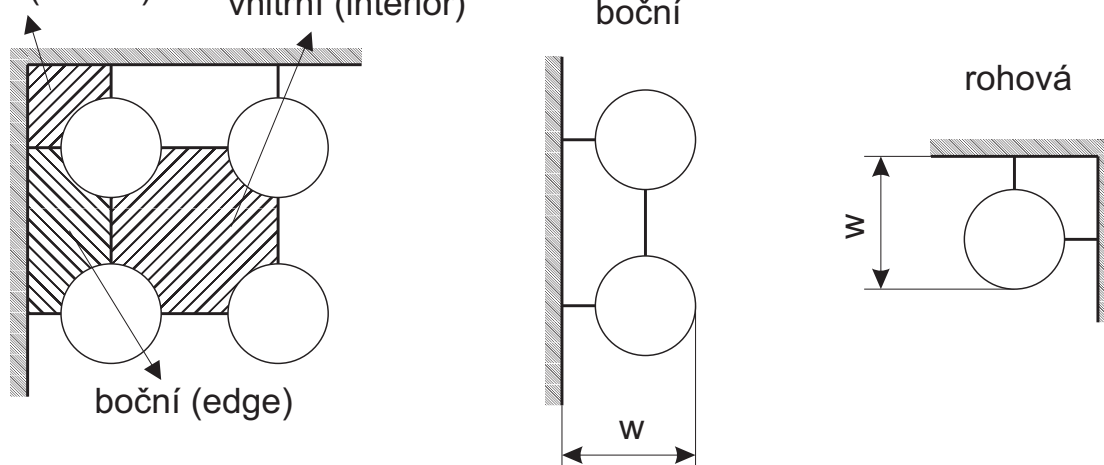
Pro boční a rohové buňky se dosazuje za  $P/D \rightarrow W/D$

rohová (corner)

vnitřní (interior)

boční

rohová



## f) Palivová kazeta

### Průměrné koeficienty tření pro celou kazetu

Jak je patrné z obrázku máme celkem tři druhy kanálů. Označíme si jejich počty následujícím způsobem:

$N_1$  - vnitřních

$N_2$  - bočních

$N_3$  - rohových

Celkový průtok:

$$\dot{m}_T = N_1 \cdot \dot{m}_1 + N_2 \cdot \dot{m}_2 + N_3 \cdot \dot{m}_3 = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{N_i} \dot{m}_{ij}$$

Tlaková ztráta je ve všech kanálech stejná:

$$\Delta p_{ij} = f_{ij} \cdot \frac{\dot{m}_{ij}^2}{2 \cdot \rho \cdot A_{ij}^2} \cdot \frac{L}{De_i} = \frac{C_i \cdot \dot{m}_{ij}^2 \cdot L}{Re^n \cdot 2 \cdot \rho \cdot A_{ij}^2 \cdot De_i} = \frac{C_i \cdot \dot{m}_{ij}^{2-n} \cdot \mu^n \cdot L}{2 \cdot \rho \cdot A_{ij}^{2-n} \cdot De_i^{n+1}}$$

$$\Rightarrow \dot{m}_{ij} = 2^{-n} \sqrt{\frac{\Delta p_i \cdot 2 \cdot \rho \cdot A_{ij}^{2-n} \cdot De_i^{n+1}}{C_i \cdot \mu^n \cdot L}} \quad \begin{array}{l} j = 1, \dots, N_i \\ i = 1, \dots, 3 \end{array}$$

Pro celou kazetu:

$$\Delta p_b = \frac{C_b \cdot \dot{m}_T^{2-n} \cdot \mu^n \cdot L}{2 \cdot \rho \cdot A_b^{2-n} \cdot De_b^{n+1}} \Rightarrow \dot{m}_T = 2^{-n} \sqrt{\frac{\Delta p_b \cdot 2 \cdot \rho \cdot A_b^{2-n} \cdot De_b^{n+1}}{C_b \cdot \mu^n \cdot L}}$$

$$\dot{m}_T = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{N_i} \dot{m}_{ij} \quad \text{Po vykrácení } \rho, \mu, L, \Delta p_b = \Delta p_c$$

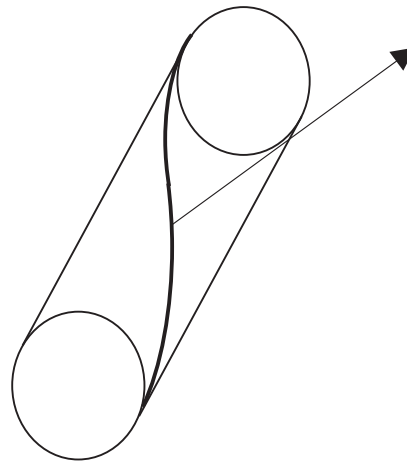
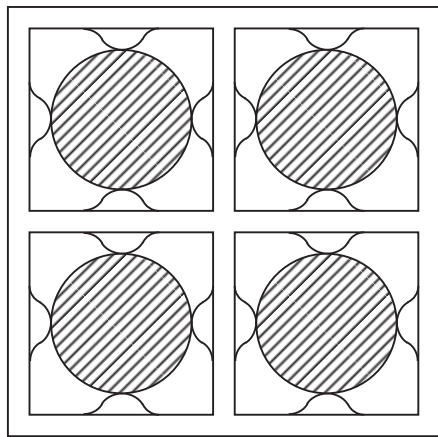
$$2^{-n} \sqrt{\frac{A_b^{2-n} \cdot De_b^{n+1}}{C_b}} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^{N_i} 2^{-n} \sqrt{\frac{A_{ij}^{2-n} \cdot De_i^{n+1}}{C_i}}$$

$$\frac{1}{2^{-n} \sqrt{C_b}} A_b \cdot De_b^{\frac{n+1}{2-n}} = \sum_{i=1}^3 \underbrace{N_i \cdot A_{ij}}_{A_i} \frac{De_i^{\frac{n+1}{2-n}}}{2^{-n} \sqrt{C_i}}$$

$$\frac{1}{C_b} = \left[ \sum_{i=1}^3 \underbrace{\frac{A_i}{A_b}}_{S_i} \left( \frac{De_i}{De_b} \right)^{\frac{n}{2-n}} \cdot \left( \frac{De_i}{C_i} \right)^{\frac{1}{2-n}} \cdot \left( \frac{1}{De_b} \right)^{\frac{1}{2-n}} \right]^{n-2}$$

$$C_b = De_b \cdot \left[ \sum_{i=1}^3 S_i \cdot \left( \frac{De_i}{De_b} \right)^{\frac{n}{2-n}} \cdot \left( \frac{C_i}{De_i} \right)^{\frac{1}{n-2}} \right]^{n-2}$$

Tlaková ztráta na distančních mřížkách (místní ztráta)



Spirálově  
vinutý drát viz  
(Tong 1995,  
Todreas 1990)

Při výpočtu tlakových ztrát je třeba vzít v úvahu hlavně data výrobce. Existují však i empirické vzorce, např.:

De Stordeur 1961

$$\Delta p_s = C_s \cdot \frac{\rho \cdot v_s^2}{2} \cdot \frac{A_s}{A_v} \quad C_s \sim 1,65$$

$A_v$  - neomezený průtočný průřez,

$A_s$  - promítnutá přední plocha mřížky

$v_s$  - rychlost v oblasti mřížky

Rehme 1973

$$\Delta p_s = C_v \cdot \frac{\rho \cdot v_v^2}{2} \cdot \left( \frac{A_s}{A_v} \right)^2$$

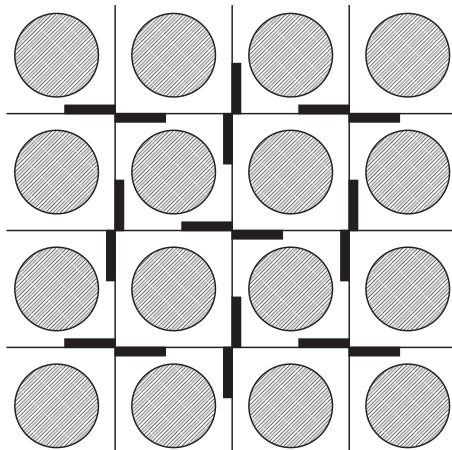
$C_v = 9.5$  pro  $Re_v = 10^4$

$C_v = 6.5$  pro  $Re_v = 10^5$

$v_v$  - průměrná rychlost v kazetě

$$Re_v = \frac{v_v \cdot D_e}{\nu}$$

Mřížky s mísíci lopatkami



Ztráty v těchto mřížích jsou většinou vlastnické informace firem, které tyto mříže vyrábějí. Orientačně je možné určit ztráty z Rehmeho vztahu a zahrnout promítnutou plochu lopatek do  $A_s$ .

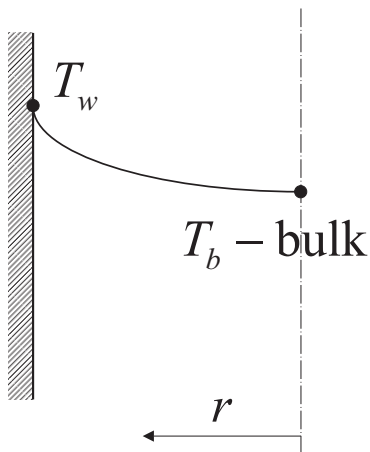
#### IV. Přestup tepla při jednofázovém proudění

Přestup tepla ze stěny do chladiva se řídí Newtonovým zákonem:

$$T_c(r) = f(r)$$

$$q'' = \alpha \cdot (T_w - T_b)$$

$\alpha$  - je součinitel přestupu tepla, který hledáme.



Typ reaktoru	Průměrné hodnoty $\alpha$ (nucená konvekce)				
	$v [m \cdot s^{-1}]$	$T_{in} [^{\circ}C]$	$T_{out} [^{\circ}C]$	$p [MPa]$	$\alpha [W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
PWR	4,6	285	316	15,5	32000
BWR	2,2	275	286	7,2	85000
HTGR	8,5	260	750	3,9	2500
CANDU	6,4	250	295	9,15	50000
FBR	6,5	400	560	0,45	138000

Přibližné hodnoty  $\alpha$  pro přirozenou konvekci jsou následující:

- Plyn  $\alpha = 6 \div 28 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
- Kapaliny  $\alpha = 60 \div 600 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$
- Var  $\alpha = 2500 \div 50\,000 W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$

Při nedostatečném odvodu tepla z aktivní zóny může dojít k jejímu přehřátí  $\Rightarrow$  je velmi důležité přesně stanovit velikost přestupního součinitele  $\alpha$ .

Ve speciálních případech laminárního proudění je možné analyticky určit přestupní součinitel  $\alpha$  z energetické rovnice v kombinaci s pohybovou rovnicí.



## V. Teorie podobnosti

Součinitel přestupu tepla je složitou funkcí všech činitelů majících vliv na množství sdíleného tepla. Jsou to:

- geometrický tvar,
- rozměry palivového kanálu,
- fyzikální vlastnosti chladiva,
- charakteristiky proudění (směr a rychlost),
- teplotní podmínky apod.

Teorie podobnosti umožňuje z diferenciálních rovnic průtoku a přestupu tepla stanovit kritéria podobnosti a odvodit kritériální vztahy, které platí pro všechny podobné soustavy. Platnost těchto vztahů je omezena podmínkami podobnosti. Kromě geometrické a mechanické podobnosti vyžaduje tepelná podobnost také podobnost teplotních polí a tepelných proudů.

Fourierovo číslo	$ Fo = \frac{a \cdot \tau}{l^2} $	Charakterizuje poměr mezi vedením tepla a akumulací energie.
Pecletovo číslo	$ Pe = \frac{w \cdot l}{a} = Re \cdot Pr $	Charakterizuje poměr mezi přenosem tepla konvekcí a kondukcí.
Prandtlovo číslo	$ Pr = \frac{\nu}{a} $	Charakterizuje vlastnosti tekutiny.
Nusseltovo číslo	$ Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} $	Charakterizuje gradient teploty u stěny.
Reynoldsovo číslo	$ Re = \frac{w \cdot l}{\nu} $	Charakterizuje hydrodynamickou podobnost.
Grashofovo číslo	$ Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \Delta T $	Charakterizuje poměr vztlakových a třecích sil.

$a$  – součinitel teplotní vodivosti [ $m^2 \cdot s^{-1}$ ],

$\tau$  – čas [s],

$l$  – charakteristický rozměr [m],

$w$  – rychlost proudícího chladiva [ $m \cdot s^{-1}$ ],

$\Delta T$  – charakteristický teplotní rozdíl v tekutině [K],

$\beta$  – teplotní součinitel objemové roztažnosti tekutiny [ $K^{-1}$ ],

$\nu$  – kinematická viskozita [ $m^2 \cdot s^{-1}$ ].

Hledáme kritériální závislost vhodnou pro výpočet součinitele přestupu tepla  $a$ . Proto se kritériální rovnice upravují do tvaru:

$$Nu = f( Fo, Re, Gr, Pr )$$

Pro stacionární proudění odpadá  $Fo$ , při nuceném turbulentním proudění se neuplatní  $Gr$ , resp. při volném proudění (přirozená konvekce) naopak se neuplatní  $Re$ .

Pro stacionární nucené proudění je tedy:

$$Nu = f( Re, Pr )$$

Forma kritériálních rovnic se volí tak, aby se proměnné daly přímo měřit. Pak má kritériální rovnice obvykle tvar:

$$Nu = c \cdot Re^m \cdot Pr^n$$

kde  $c$ ,  $m$  a  $n$  – jsou bezrozměrné konstanty

Pro stacionární volné proudění platí:

$$Nu = f(Gr, Pr)$$

Kritériální rovnice má pak obvykle tvar:

$$Nu_m = c \cdot (Gr \cdot Pr)_m^n = c \cdot Ra_m^n$$

kde index  $m$  znamená, že určující teplotou fyzikálních konstant v rovnici je střední teplota mezní vrstvy.  $Ra$  – Rayleighovo číslo.

Při přestupu tepla mezi povrchem palivové tyče a chladičem se uplatňují 2 principy přenosu tepla:

- vedení tepla v chladiči (molekulární neboli konduktivní přenos)
- turbulentní promíchávání látky (molární neboli konvektivní přenos)

Poměr molekulárního a turbulentního (resp. konduktivního a konvektivního) přenosu tepla určuje *Prandtlovo číslo*. Podle jeho velikosti můžeme všechny nekovové kapaliny a plyny rozdělit do tří skupin:

**Pr > 1** – sem patří všechny nekovové kapaliny, v kterých se přenos tepla uskutečňuje především turbulentním promícháváním. Vliv molekulárního přenosu tepla je zde malý.

**Pr ~ 1** – v této skupině jsou plyny při libovolné teplotě a některé kapaliny v úzkém intervalu teplot. Intenzita molekulárního a molárního přenosu tepla je zhruba stejná. Turbulentní přenos se projeví zejména v jádru proudu.

**Pr << 1** – platí pro všechny tekuté kovy, v nichž vzhledem k vysoké tepelné vodivosti se uplatňuje vedení tepla v celém průřezu proudu.

## VI. Konvektivní přestup tepla

Zde budeme uvažovat, že  $Pr > 0,6$ . Patří sem plyny nebo kapaliny, u nichž během přestupu tepla nedochází k varu.

### a) Nucená konvekce

$$Nu = c \cdot Re^\alpha \cdot Pr^\beta \left( \frac{\mu_w}{\mu} \right)^k$$

$k$  – koeficient, jež je určován většinou teplotou chladiča v centru proudu -  $T_b$ ;  $Re = f(T_b)$ .

Pokud je rozdíl  $T_w - T_b$  malý, potom je  $k = 0$ .

Pro trubky se používají následující vztahy:

Seider – Tate

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \cdot \left( \frac{\mu_w}{\mu} \right)^{0,14}$$

Dittus – Boelter

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4}$$

Nejčastěji používaný vztah. Pro palivové články může být  $Nu$  značně odlišný od trubky (vzhledem ke zvýšené turbulenci chladiva).

$$Nu = \psi \cdot Nu_{\text{trubky}}$$

$Nu_{\text{trubky}}$  - viz. Dittus – Boelter.

#### Presser

Hodnota  $\psi$  je potom pro nekonečnou mříž [Presser, 1967]:

$$\psi = f(P, D)$$

P – rozteč trubek; D – průměr trubek.

#### Markoczy

Pro konečnou mříž je  $\psi$  různé pro každou tyč ve svazku [Markoczy, 1972]:

$$\psi = f(Re, Pr, D)$$

#### Weisman

...

#### Vztah pro VVER 440

Pro články v reaktoru VVER 440 se používá vztah:

$$\psi = 0,033 \cdot a_k + 0,0127$$

kde  $a_k = \frac{A_K}{A_{PK}}$

$A_K$  - průtočný průřez plné kazety

$A_{PK}$  - průtočný průřez prázdné kazety

#### Vliv vstupní oblasti

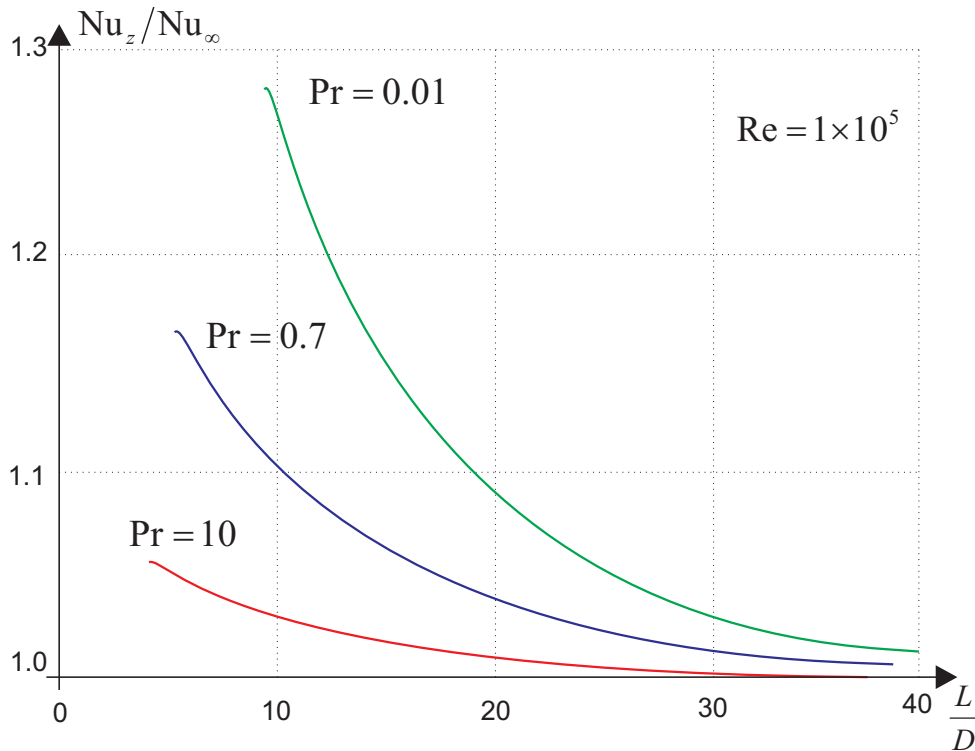
Součinitel přestupu tepla  $\alpha$  není konstantní po celé délce kanálu:

- blízko vstupu se teplotní a rychlostní profil vyvíjí.
- po délce se mění společně s teplotou a tlakem vlastnosti chladiva.

Efekt teplotních změn může být aproximován tím, že uvažovaná teplota pro určení  $\alpha$  je střední teplotou chladiva:

$$T = \frac{T_{in} + T_{out}}{2}$$

Vstupní oblast je více komplikovaná, neboť zde dochází ke zintenzivnění turbulence, oproti ustálenému proudu  $\Rightarrow \alpha \uparrow$



$$\frac{L}{De} \geq 40 \text{ pak } Nu_z \equiv Nu_\infty$$

kde  $Nu_\infty$  - Nusseltovo číslo plně vyvinutého proudu.

Zahrnutí vstupního efektu je možné např. použitím Mc Adamsova vztahu:

$$\overline{Nu} = Nu \cdot \left[ 1 + \left( \frac{D_e}{L} \right)^{0,7} \right]$$

$$Re \geq 1 \times 10^4; Pr \in \langle 0,7; 120 \rangle$$

Blízku u vstupu tedy:

$$Nu(z) = Nu_\infty \cdot \left[ 1 + \left( \frac{z}{D_h} \right)^{-0,35} \right]$$

Pro velká  $\frac{z}{D_h}$  vliv vymizí.

## b) Přirozená konvekce

V současnosti nabývá přirozená konvekce na významu pro pokročilé reaktory. Při výpočtu přirozené konvekce se používá:

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g \cdot \beta \cdot l^3}{\nu \cdot a} \cdot \Delta T$$

Jako charakteristický rozměr  $l$  se nejčastěji používá výška teplosměnné plochy.

$$\Delta T = T_w - T_\infty$$

$\Delta T$  – rozdíl teplot na stěně a v centru chladiva.

$Nu$  – závisí na geometrii. Obecně:

$$Nu = a \cdot Ra^b$$

Např. pro plyny v turbulentní oblasti (svíslá deska):

$$Nu = 0,104 \cdot Ra^{1/3}$$

$$2 \times 10^9 \leq Ra \leq 10^{10}$$

V praxi se často nucená a přirozená konvekce vyskytují současně. Proto se pro určení typu konvekce používá kritérium:

$$\left( \frac{Gr}{Re_L^2} \right) \gg 1 - \text{převládá přirozená konvekce (free)}$$

$$\left( \frac{Gr}{Re_L^2} \right) \ll 1 - \text{převládá nucená konvekce (forced)}$$

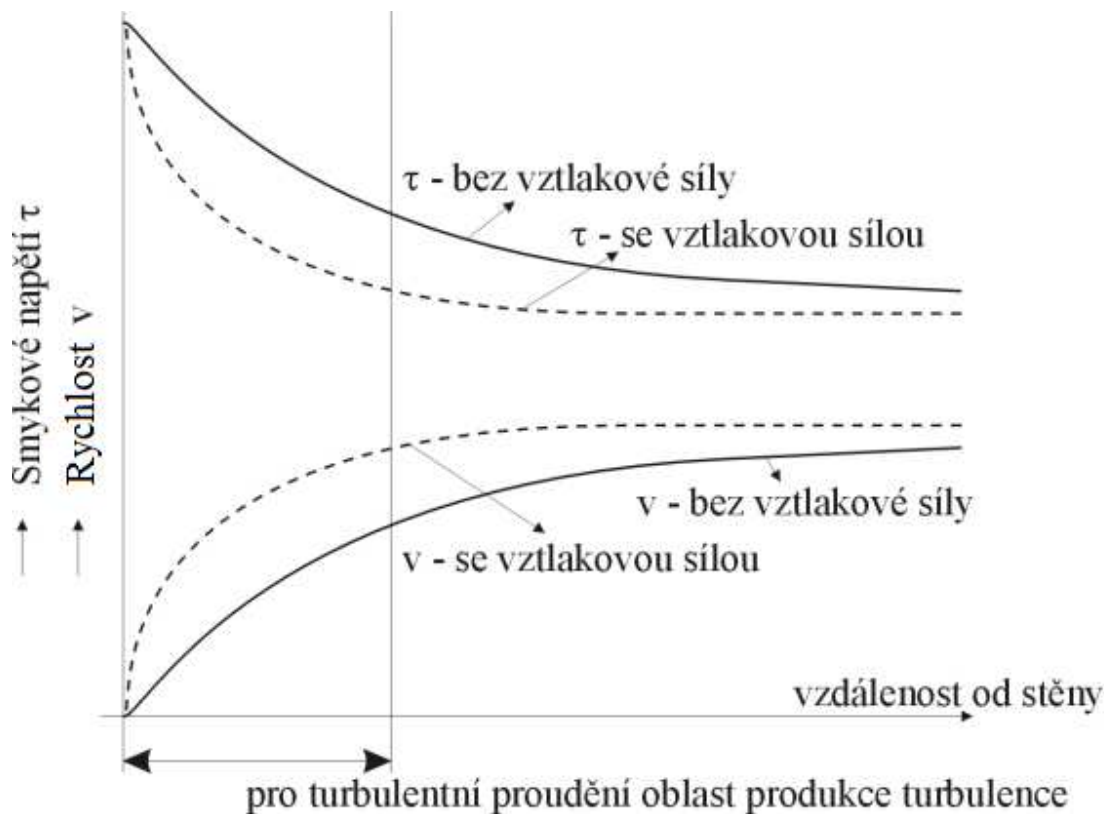
$$\left( \frac{Gr}{Re_L^2} \right) \sim 1 - \text{obě konvekce jsou srovnatelné, tj. jde o kombinovanou konvekci (mixed)}$$

Kombinovaná konvekce byla objevena relativně nedávno. Při turbulentním proudění, mohou mít vztlakové síly negativní vliv na přestup tepla.

$\alpha$  je funkcí:

- rychlostního pole u stěny a
- difuzivity tepla (míra vedení tepla tekutinou)
  - molekulární difuzivita
  - turbulentní difuzivita

Laminární proudění (vzestupné)



Obr.: Průběh rychlosti a smykového napětí při laminárním proudění (s/bez vztlakové síly)

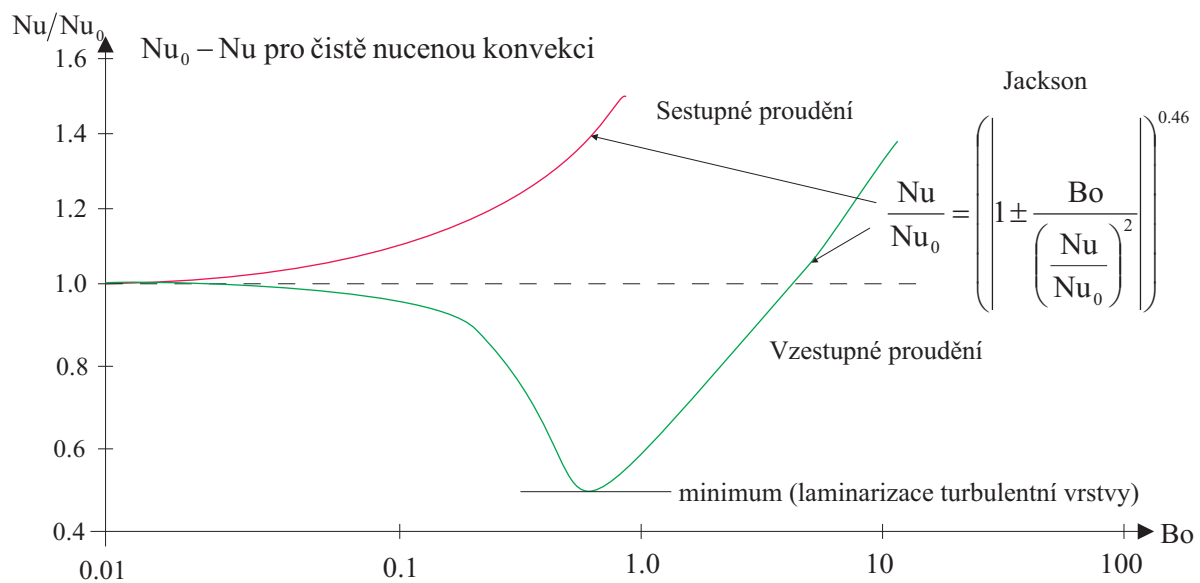
$\alpha$  je úměrná rychlostnímu profilu;  $v$  (rychlost) u stěny  $\uparrow \Rightarrow \alpha \uparrow$  pro laminární proudění. Pro sestupné proudění  $\alpha \downarrow$  pro větší vztlakové síly.

### Turbulentní proudění

Dominantní je turbulentní difuzivita pro přenos  $q''$ . Ta je převážně generována turbulentním smykovým napětím  $\times$  gradient rychlosti. Hlavní oblast produkce turbulence je v blízkosti stěn.

Při vzestupném proudění dochází k nižší produkci turbulence než při nuceném proudění (pro sestupné proudění je tento efekt obrácený).

$\Rightarrow \alpha \downarrow$  až do minimální hodnoty, kdy dochází k tzv. laminarizaci turbulentní vrstvy.



Obr.: Vliv vztlaku na přestup tepla při vzestupném a sestupném turbulentním proudění

Bo - vztlakové číslo (Buoyancy number)

Jackson: 
$$Bo = \frac{8 \times 10^4 \cdot Gr_{q''}}{Re^{3,425} \cdot Pr^{0,8}} \quad \left( Gr_{q''} = \frac{\rho^2 \cdot g \cdot \beta \cdot q'' \cdot D^4}{\lambda \cdot \mu^2} \right)$$

!  $\alpha$  může klesnout až na 50% hodnoty nucené konvekce !

## VII. Konduktivní přestup tepla

### Nucená konvekce

$$Nu = a + b \cdot Pe^c$$

Konstanty  $a$ ,  $b$ ,  $c$  závisí na geometrii a okrajových podmínkách.

#### Trubka

$$Nu = 7 + 0,025 \cdot Pe^{0,8} \quad q'' = konst.$$

$$Nu = 5 + 0,025 \cdot Pe^{0,8} \quad T_w = konst.$$

### Palivové články

$$\text{Nu} = 4 + 0,33 \cdot \left(\frac{P}{D}\right)^{3,8} \cdot \left(\frac{\text{Pe}}{100}\right)^{0,86} + 0,16 \cdot \left(\frac{P}{D}\right)^5$$
$$1,1 \leq \frac{P}{D} \leq 1,4 \qquad 10 \leq \text{Pe} \leq 5000$$

### **Přirozená konvekce**

$$\text{Nu} = c \cdot \left(\frac{\text{Gr} \cdot \text{Pr}^2}{1 + \text{Pr}}\right)^n$$

kde konstanty  $c$  a  $n$  jsou pro:

- laminární proudění ( $10^2 < \text{Gr} < 10^8$ )  $c=0,67$ ;  $n=0,25$ ;
- turbulentní proudění ( $10^8 < \text{Gr}$ )  $c=0,16$ ;  $n=0,33$ .