



Schéma: Sdílení tepla konvekcí

## 2.1 Přestup tepla konvekcí beze změny skupenství

### 2.1.1 Volná konvekce do neomezeného prostoru

Je-li pohyb tekutiny v systému vyvolán pouze sdílením tepla, hovoříme o volné konvekci. Pokud je prostor vyplněný tekutinou značně velký ve srovnání s teplosměnnou plochou, platí podle Michejeva

$$Nu = C(Gr Pr)^n \quad (9.22)$$

Hodnoty konstant  $C$  a  $n$  jsou uvedeny v tabulce v závislosti na hodnotách  $GrPr$ . Vztah platí pouze pro hodnoty  $Pr \geq 0,7$ . Charakteristickým rozměrem je u koule, vodorovného kruhového kotouče a vodorovného válce průměr, u svislé rovinné i válcové stěny výška, u vodorovné obdélníkové desky její kratší strana. U horizontálních ploch vynásobíme součinitel přestupu tepla, vypočtený ze vztahu (9.22), koeficientem 1,3, je-li ohřívací plochou horní strana nebo chladicí plochou spodní strana. V obou případech použijeme součinitele 0,7. Fyzikálně chemické vlastnosti tekutého média dosazujeme do rovnice (9.22) při teplotě

$$t_{st} = 0,5(\bar{t} + t_w) \quad (9.23)$$

kde  $t_w$  je teplota povrchu tuhé stěny a  $\bar{t}$  - teplota tekutiny v dostatečné vzdálenosti od stěny.

### 2.1.2 Nucená konvekce

Je-li tekutina v systému "donucena" k toku kolem teplosměnné plochy jinak než pouze rozdílem teplot (popř. rozdílem koncentrací), hovoříme o nucené konvekci. V chemickém průmyslu jsou nejčastějším případem systémy, u kterých je teplosměnná plocha vytvořena z trubek a nádoby s míchadlem.

#### 2.1.2.1 Systémy s teplosměnnou plochou vytvořenou z trubek

Je třeba rozlišovat, zda tekutina teče uvnitř trubek, nebo je obtéká zvnějšku. Tvar vztahů také závisí na hydrodynamickém režimu proudění tekutiny. Do všech dále uvedených vztahů, týkajících se proudění uvnitř trubek, se za charakteristický rozměr u trubky kruhového průřezu dosazuje její vnitřní průměr. Vztahů však lze použít i pro proudění kanály nekruhového průřezu a dokonce i pro výpočet koeficientu přestupu tepla na vnější stěnu trubek podélně obtékaného svazku uzavřeného v plášti, dosazujeme-li za charakteristický rozměr tzv. ekvivalentní průměr

$$d_e = \frac{4S}{s} \quad (9.24)$$

kde  $S$  je plocha průtočného průřezu a  $s$  - obvod smočený tekutinou. Za charakteristickou teplotu lze přibližně brát aritmetický střed teplot na začátku a na konci daného úseku trubky, přesnější údaje viz u jednotlivých vztahů.

#### a) Tok uvnitř trubky

Při laminárním proudění tekutiny uvnitř trubky je třeba nejprve zjistit, jak významný vliv má volná konvekce. U svislé trubky v případě, kdy směr toku vyvolávaného volnou konvekcí souhlasí se směrem nuceného proudění (tj. ohřívání a tok vzhůru, nebo chlazení a tok dolů) uvádějí Brown a Grasmann, že vliv volné konvekce lze zanedbat, platí-li  $Gr/Re < 10^2$ . V ostatních případech je situace složitější, ale obvykle můžeme předpokládat, že se volná konvekce významně uplatňuje, když součin  $GrPr > 5 \cdot 10^5$ .

Lze-li vliv volné konvekce zanedbat, doporučuje se v příručkách Perryho a Kutateladze a Borišanského korelace, kterou vypracovali Sieder a Tate:

$$Nu = 1,86(Pe \, d / L)^{1/3} \left( \frac{\eta}{\eta_w} \right)^{0,14} \quad (9.25)$$

Platí pro  $Pe \, d/L > 10$ ;  $d/L < 1$ ;  $4 \cdot 10^{-3}$  Přitom  $L$  je délka trubky,  $d$  - průměr trubky,  $\eta$  - viskozita tekutiny při její střední teplotě a  $\eta_w$  - viskozita tekutiny při teplotě stěny trubky.

Pro případ nuceného laminárního proudění ve vodorovném potrubí s uvažováním volné konvekce uvádí Michejev vztah

$$Nu = 0,15 Re^{0,32} Pr^{0,33} (Gr \cdot Pr)^{0,1} \left( \frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_f \quad (9.25a)$$

který platí pro  $Re < 2300$ . U podobnostních čísel ve vztahu (9.25a) je určovací teplotou střední teplota tekutiny v potrubí, pouze  $Pr_w$  se dosazuje při teplotě stěny trubky. Charakteristickým rozměrem je vnitřní průměr potrubí. Hodnota součinitele  $\varepsilon_f$  závisí na poměru délky trubky  $L$  k vnitřnímu průměru trubky  $d$ . Příslušné hodnoty  $\varepsilon_f$  jsou uvedeny v tabulce 9-3. V případě použití vztahu (9.25a) pro svislé potrubí by byl výsledný součinitel přestupu tepla při souproudu volného a nuceného proudění asi o 15 % menší a při jejich protiproudu asi o 15 % větší než hodnota vypočtena pomocí vztahu (9.25a).

Jako další vztah pro oblast, kde již nelze zanedbat vliv volné konvekce, doporučuje Michejev

$$Nu = 0,74Pe^{0,2}(GrPr)^{0,1} \quad (9.26)$$

který platí pro vodorovné trubky, když  $Re < 2300$ ,  $Pe > 1800$ ,  $GrPr < 3,6 \cdot 10^6$  a poměr délky trubky k průměru  $L/d > 50$ . Charakteristická teplota podle vztahu (9.23).

Vztahu (9.26) můžeme použít i pro svislé trubky, násobíme-li vypočtený koeficient přestupu tepla číslem 1,15 v případě ohřívání a toku dolů nebo v případě chlazení a toku nahoru. U obou dalších možných kombinací uijeme součinitele 0,85.

Při turbulentním režimu, je-li teplotní i rychlostní profil ustálen, dává podle Michejeva dobré výsledky vztah

$$Nu = 0,021Re^{0,8} Pr^{0,43} \left( \frac{Pr}{Pr_w} \right)^{0,25} \quad (9.27)$$

kde  $Pr_w$  se dosazuje při teplotě stěny trubky a ostatní fyzikální veličiny při střední teplotě tekutiny. Vztah platí pro  $10^4 < Re < 5 \cdot 10^6$ ;  $0,6 < Pr < 2500$ ,  $L/d > 50$ . Možnost použití ekvivalentního průměru podle rovnice (9.24) jako charakteristického rozměru u trubek nekruhového průměru byla ověřována například pro štěrbinu a byla nalezena dobrá shoda s experimenty v rozsahu poměrů stran obdélníka 1:1 až 1:40. V užším rozmezí proměnných se tento vztah dobře shoduje s jednodušší Dittusovou-Boelterovou reakcí

$$Nu = 0,023 Re^{0,8} Pr^{0,4} \quad (9.28)$$

která platí pro  $0,6 < Pr < 1,2 \cdot 10^2$ ,  $L/d > 50$  a Dáváme ji všude, kde je to možné, přednost před vztahem (9.27), neboť je jednodušší. Charakteristickou teplotou je v tomto případě zhruba střední teplota tekutiny.

Při výpočtu Nusseltova čísla je také možno použít vztahu navrženého Hausenem:

$$Nu = 0,116(Re^{2/3} - 125) Pr^{1/3} \left[ 1 + (d/L)^{2/3} \right] \left( \frac{\eta}{\eta_w} \right)^{0,14} \quad (9.29)$$

Tento vztah platí pro  $2,3 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^6$ ;  $0,5 < Pr < 5 \cdot 10^2$  a  $d/L \leq 1$ . Je to jeden z mála vztahů, které poskytují užitečné výsledky i v přechodné oblasti proudění ( $2,3 \cdot 10^3 < Re < 10^4$ ).

Součinitel přestupu tepla pro kapalinu proudící uvnitř trubkového hadu můžeme zhruba odhadnout, vypočteme-li jej ze vztahů platných pro přímou trubku a násobíme výrazem

$$\varepsilon_r = 1 + 1,77d / R \quad (9.30)$$

kde  $d$  je vnitřní průměr trubky a  $R$  - poloměr křivosti její osy.

#### b) Příčné obtékání svazků trubek

Rozlišuje se mezi tzv. řadovým a šachovnicovým uspořádáním trubek ve svazcích. Žukauskas na základě četných pokusů navrhuje pro oba typy vztah

$$Nu = K Re^m Pr^{0,36} (s_1 / s_2)^n (Pr / Pr_w)^{0,25} \quad (9.31)$$

Exponenty  $m$  a  $n$  a konstanta  $K$  závisí na hodnotách  $Re$  a na uspořádání trubek ve svazku a jsou uvedeny v tab. 9-2. Vztah platí pro nežebrované trubky, když  $0,7 < Pr < 5,7 \cdot 10^2$ ;  $30 < Re < 1,2 \cdot 10^6$ . Výraz  $(Pr / Pr_w)^{0,25}$  je pro plyny prakticky roven jedné. Převážná většina pokusů, na nichž je vztah (9.31) založen, byla provedena se svazky, kde  $s_1/d$  a  $s_2/d$  se měnilo od 1,008 do 2,6. Pouze v oblasti, kde se ukázal významným simplex  $s_1/d$  a  $s_2/d$ , byl jeho vliv zkoumán až do  $s_1/s_2=4$ . Fyzikální vlastnosti tekutiny je třeba do vztahu (9.31) dosazovat při teplotě přitékající tekutiny. Za charakteristickou rychlost v minimálním průtočném průřezu, který je u řadových svazků vždy kolmý na směr toku tekutiny, u šachovnicových může být i na diagonále. Za charakteristický rozměr dosazujeme do  $Nu$  a  $Re$  průměr obtékaných trubek.

#### 2.1.2.2 Nádoby s míchadly

Nejčastějším případem jsou nádoby s topným pláštěm (duplikátory) a nádoby opatřené hadem, kde je teplosměnná plocha vytvořena z trubky stočené do tvaru šroubovice.

Pro duplikátor (bez hadu) navrhuje Pursell (citováno v knize Uhlově [U1]) vztah

$$Nu = 0,112 Re_M^{0,75} Pr^{0,44} \left(\frac{D}{d}\right)^{0,44} \left(\frac{b}{d}\right)^{0,13} \left(\frac{\eta}{\eta_w}\right)^{0,25} \quad (9.32)$$

Vztah platí pro přestup tepla pouze pláštěm nádoby a pro lopatková míchadla. Jeho platnost byla ověřena v rozsahu proměnných  $50 < Re_M < 5 \cdot 10^5$ ;  $7 < Pr < 5 \cdot 10^2$ ;  $1,3 < D/d < 4,1$ ;  $0,16 < b/d < 0,51$ ;  $0,52 < h/d < 1,7$ ;  $1,3 < H/d < 4,2$ . V tomto oboru platí pro nádoby s narážkami i bez narážek pro lopatková míchadla s relativní chybou asi 30 %. Měření byla prováděna v nádobách s kulatým dnem, lze však předpokládat, že s podobnou přesností bude vztah platit i u nádob s rovným dnem.  $Re_M$  je Reynoldsovo číslo modifikované pro míchání. Do Nusseltova čísla dosazujeme za charakteristický rozměr průměr nádoby, do Reynoldsova průměr míchadla. Fyzikální vlastnosti se dosazují při teplotě vsádky, kromě  $\eta$ , což je viskozita vsádky při teplotě stěny. Za teplotu vsádky lze obvykle brát aritmetický průměr teplot vsádky na začátku a na konci operace.

Pro válcové nádoby opatřené chladicím hadem navrhuje Pratt :

$$Nu = 34 Re_M^{0,5} Pr^{0,3} \left(\frac{t}{L}\right)^{0,8} \left(\frac{b}{d}\right)^{0,25} \left(\frac{d^2 D}{d_i^3}\right)^{0,1} \quad (9.33)$$

který platí v rozsahu  $2 \cdot 10^4 < Re_M < 5 \cdot 10^5$ ,  $2 < Pr < 25$  pro lopatková míchadla. Rozsah změn geometrických simplexů není uveden. Za charakteristické rozměry se do  $Nu$  a  $Re_M$  dosazují veličiny jako u rovnice (9.32).

## 2.2 Přestup tepla konvekcí se změnou skupenství zúčastněných látek

### 2.2.1 Přestup tepla při kondenzaci

Pro filmovou kondenzaci syté páry při laminárním toku kondenzátu odvodil Nusselt vztah

$$\alpha = C \left[ \frac{\lambda^3 \rho^2 g \Delta h_k}{l \eta (t_v - t_w)} \right]^{0,25} \quad (9.34)$$

kde za  $C$  dosazujeme v případě kondenzace na svislé trubce nebo na svislé rovinné desce hodnotu 1,15 ( $l$  je přitom svislý rozměr kondenzační plochy), v případě kondenzace na vodorovné trubce  $C = 0,725$  (a  $l$  je průměr trubky). Hustotu, tepelnou vodivost a viskozitu kondenzátu ( $\rho$ ,  $\lambda$ ,  $\eta$ ) je třeba dosazovat při aritmetickém průměru teplot páry a stěny, zatímco kondenzační teplo  $\Delta h_k$  dosazujeme při teplotě páry;  $t_v$  je teplota páry a  $t_w$  - teplota povrchu kondenzační plochy. Tok kondenzátu lze považovat za laminární, je-li  $Re_k < 1300$ , kde  $Re_k$  je definováno rovnicí (9.35)

$$Re_k = \frac{4\Gamma}{\eta} \quad (9.35)$$

je tzv. lineární hustota skrápění stěny

$$\Gamma = \dot{m} / s \quad (9.36)$$

$\dot{m}$  je hmotnostní průtok kondenzátu a za  $s$  se dosazují v případě vodorovné trubky její dvojnásobná délka a v případě svislé trubky její obvod.

### 2.2.2 Přestup tepla při varu

Pro výpočet koeficientu přestupu tepla při varu kapalin existuje málo vztahů obecnější platnosti. Poměrně nejlépe je po této stránce zpracován případ bublinového varu na teplosměnných plochách ponořených do velkého objemu kapaliny. Pro tento případ doporučuje Michejev vztah sestavený Kružilinem. Kružilinova rovnice (i pro všechny ostatní vztahy toho druhu) je však příliš komplikovaná a málo přesná. Proto se v praxi místo nich používá empirických vztahů typu

$$\alpha = K q^r p^z \quad (9.37)$$

kde  $\alpha$  je koeficient přestupu tepla,  $q$  - intenzita toku tepla teplosměnnou plochou (tzv. "tepelné zatížení"),  $p$  - tlak,  $K$ ,  $r$  a  $z$  - empirické konstanty. Pokud se nám podaří nalézt hodnoty konstant stanovené pro přesně stejnou kvalitu varného povrchu, druh ohřevu a stejnou kapalinu, jako je ta, kterou hodláme použít, dostaneme tímto způsobem nejspolehlivější výsledky. K hrubému odhadu (s chybou běžně 100 %) můžeme podle Kutateladze brát pro hladké čisté povrchy např. z mědi, mosazi a nerezavějící oceli  $r = 0,7$ ;  $z = 0,4$ . Hodnoty konstanty  $K$  pro různé látky jsou uvedeny v tab. a platí zhruba v rozsahu

$10^3 \text{ W/m}^2 < q < 10^5 \text{ W/m}^2$ ;  $2 \cdot 10^4 \text{ Pa} < p < 10^6 \text{ Pa}$ . Přechod z bublinového varu na var filmový nastává u vody a vodných roztoků tehdy, když rozdíl teplot teplosměnné plochy a vroucí kapaliny překročí asi 25 K.

### 2.3 Postup při výpočtu koeficientu přestupu tepla z empirických rovnic

1. Nejprve si ujasníme o jaký druh konvekce v daném případě jde.
2. Podle dalších zadaných podmínek, nejčastěji na základě geometrického uspořádání systému, vybereme vhodný vztah nebo skupinu vztahů.
3. Zjistíme, jak jsou voleny charakteristické veličiny.
4. Pokud tvar vztahů nebo hodnoty konstant ve vybraném vztahu závisí na hodnotách některých nezávisle proměnných (u nucené konvekce je to např.  $Re$ ), vypočteme nejprve jejich hodnoty a dokončíme výběr vztahu.
5. Vypočteme hodnoty všech potřebných bezrozměrných argumentů a zjistíme, zda naše podmínky leží uvnitř oboru platnosti vztahu, který chceme použít. Extrapolace je většinou zcela nepřijatelná.
6. Nalezneme-li vztah vyhovující všem podmínkám, určíme z něj koeficient přestupu tepla.

### 4. Složené sdílení tepla

V podstatě jsou možné téměř všechny sériové i paralelní kombinace tří základních případů sdílení tepla (vedení, konvekce, sálání). Zde budou probrány pouze dvě nejdůležitější, a to sériová kombinace přestup - vedení - přestup a paralelní kombinace konvekce se sáláním. Sériová kombinace je tak častá, že pro ni existuje speciální termín - nazývá se prostup tepla.

#### 4.1 Ustálený prostup tepla

Mějme tekutiny A a B, které jsou odděleny tuhou stěnou, popř. složenou z několika vrstev různé tloušťky a tepelné vodivosti. Je-li  $t_A$  teplota tekutiny A a  $t_B$  teplota tekutiny B, vyjádříme tok tepla z tekutiny A do tekutiny B vztahem

$$d\dot{Q} = k_m(t_A - t_B)_m dA \quad (9.41)$$

V rovnici (9.41) je  $dA$  element teplosměnné plochy,  $k_m$  - místní koeficient prostupu tepla,  $(t_A - t_B)_m$  - místní totální rozdíl teplot. Koeficient prostupu tepla určíme z koeficientu přestupu tepla na obou stranách přepážky a z hodnot tloušťky a tepelných vodivostí jednotlivých vrstev přepážky. Přitom tvar vztahu pro jeho výpočet je závislý na geometrickém uspořádání systému a volbě plochy A. Zavedeme-li střední hodnoty  $k$  a  $(t_A - t_B)$  podobně jako u vztahu (9.13a), můžeme psát

$$\dot{Q} = kA(t_A - t_B) \quad (9.41a)$$

Uveďme několik speciálních případů výpočtu  $k$ :

- a) Tekutiny jsou odděleny rovinnou přepážkou složenou z  $n$  vrstev:

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_A} + \sum_{j=1}^n \frac{\delta_j}{\lambda_j} + \frac{1}{\alpha_B} \quad (9.42)$$

Zde jsou  $\alpha_A$  a  $\alpha_B$  koeficienty přestupu tepla na straně tekutiny  $A$ , resp.  $B$ . Ostatní symboly mají podobný význam jako ve vztahu (9.9).

b) Tekutiny jsou odděleny válcovou přepážkou (trubkou) složenou z  $n$  vrstev.

V tomto případě se plocha, kterou prochází teplo z tekutiny  $A$  do tekutiny  $B$ , mění, takže možnost, jak definovat koeficient prostupu tepla, je více. Tuto potíž obcházíme většinou tak, že zavádíme tzv. délkový koeficient prostupu  $k_L$  vztažený na jednotkovou délku trubky. Pak platí

$$\frac{\pi}{k_L} = \frac{1}{\alpha_A d_A} + \frac{1}{\alpha_B d_B} + \sum_{j=1}^n \frac{\ln(d_{j+1}/d_j)}{2\lambda_j} \quad (9.43)$$

kde význam symbolů je podobný jako v rovnicích (9.10) a (9.42);  $d_A$  je vždy průměr odpovídající fázovému rozhraní mezi tekutinou  $A$  a tuhou stěnou analogicky  $d_B$  pro tekutinu  $B$ . Přitom je buď  $d_A = d_I$  a  $d_B = d_{n+1}$ , nebo  $d_A = d_{n+1}$  a  $d_B = d_I$ . Volíme vždy tu z těchto dvou možností, která zajišťuje platnost podmínky  $d_{j+1} > d_j$ . Tepelný tok pak vypočteme ze vztahu

$$\dot{Q} = k_L L (t_A - t_B) \quad (9.41b)$$

kde  $L$  je délka trubky.

Koeficient prostupu tepla můžeme ovšem také vztáhnout na některou z ploch. Označíme-li  $k_A$  koeficient prostupu tepla vztažený na ten povrch, na kterém je koeficient přestupu tepla  $\alpha_A$  (podobně  $k_B$ ), platí

$$k_L = \pi d_A k_A = \pi d_B k_B \quad (9.44)$$

Je-li válcová stěna poměrně tenká (tj. alespoň  $d_{n+1}/d_I < 2$ ) a má poměrně malý odpor\*), je vhodné počítat formálně stejně jako u rovinné přepážky. Koeficient prostupu pak vztáhneme na tu plochu, u které je největší tepelný odpor, a logaritmického členu pro odpor válcové přepážky se zbavíme způsobem popsaným v odst. 9.1. Je-li např.  $\alpha_A d_A \ll \alpha_B d_B$  a odpor stěny řádu  $10^{-2}$ .  $(1/\alpha_A d_A)$  platí  $k_A \approx \alpha_A$  a výpočty samozřejmě vztahujeme k ploše fázového rozhraní tuhá stěna - tekutina  $A$ . Vztahovat koeficient prostupu tepla na některou z ploch je mnohdy výhodné i proto, že v katalogích jsou výměníky řazeny podle velikosti teplosměnné plochy.

c) Tekutiny jsou odděleny kulovou přepážkou složenou z  $n$  vrstev.

Definujeme-li koeficient prostupu tepla  $k_s$  vztahem

$$Q = k_s (t_A - t_B) \quad (9.45)$$

pak

$$\frac{\pi}{k_s} = \frac{1}{\alpha_A d_A^2} + \sum_{j=1}^n \frac{1}{d_j} \frac{1}{d_{j+1}} + \frac{1}{\alpha_B d_B^2} \quad (9.46)$$

Přitom úmluva o číslování vrstev je stejná jako v předchozím odstavci. Můžeme ovšem použít též koeficientu prostupu vztaženého na plochu některého z fázových rozhraní. Platí totiž

$$k_s = \pi k_A d_A^2 = \pi k_B d_B^2 \quad (9.47)$$

Symbole v rovnicích (9.46) a (9.47) mají podobný význam jako v rovnicích (9.43) a (9.44). Také postup při zjednodušeném výpočtu je analogický postupu popsanému v případě válcové stěny.

### Sdílení tepla sáláním v dokonale průteplivém prostředí

Pro výměnu tepla sáláním mezi dvěma šedými povrchy (rozlišenými indexy  $i$  a  $j$ ) platí

$$\dot{Q} = \varphi_{i-j} A \varepsilon_n C_0 \left[ \left( \frac{T_i}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_j}{100} \right)^4 \right] \quad (9.38)$$

Tohoto vztahu se používá k přibližným výpočtům i pro reálná tělesa. V rovnici je  $\varphi_{i-j}$  úhlový součinitel osálení,  $A$  - plocha jednoho ze sálajících povrchů,  $\varepsilon_n$  - úhrnná relativní sálavost,  $T_i$  a  $T_j$  teploty povrchů, mezi nimiž dochází k výměně tepla sáláním, vyjádřené v kelvinech.  $C_0$  je tzv. emisní konstanta absolutně černého tělesa a je rovna  $5,67 \text{ Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ . Hodnota úhrnné relativní sálavosti se vypočte z relativních sálavostí obou těles, které lze pro technicky důležité povrchy nalézt v tabulce. Tvar vztahu pro výpočet úhrnné relativní sálavosti i hodnota úhlového součinitele osálení závisí výhradně na geometrickém uspořádání systému a lze ji najít v příručkách. Zde jsou uvedeny pouze dva nejjednodušší případy.

a) Jedno těleso bez vydutých ploch je úplně obklopeno druhým:

$$\varphi_{i-j} = 1$$

$$\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_i} + \frac{A_i}{A_j} \left( \frac{1}{\varepsilon_j} - 1 \right)} \quad (9.39)$$

Přitom index  $i$  je těleso uzavřené a  $j$  - těleso uzavírající a do rovnice (9.38) dosazujeme za  $A$  plochu uzavřeného tělesa.

b) Dvě velmi rozlehlé rovnoběžné rovinné desky:

$$\varphi_{i-j} = 1$$

$$\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (9.40)$$

Vztahu lze použít, je-li čtverec kolmé vzdálenosti mezi deskami menší než 1 % jejich plochy.

## Paralelní kombinace sálání - konvekce

Mějme těleso o absolutní teplotě povrchu  $T_{w1}$ , ze kterého se sdílí teplo jednak sáláním na těleso o teplotě  $T_{w2}$ , jednak konvekcí do plynu, který těleso obklopuje. Celkový tok tepla  $\dot{Q}$  sdíleného tělesem o teplotě  $T_{w1}$  je součtem toku tepla převedeného sáláním  $\dot{Q}_r$  a toku tepla převedeného konvekcí  $\dot{Q}_c$ , tedy

$$\dot{Q} = \dot{Q}_r + \dot{Q}_c \quad (9.50)$$

Abychom dostali vztahy jednotného tvaru, charakterizujeme intenzitu sdílení tepla sáláním tzv. efektivním koeficientem přestupu tepla sáláním  $\alpha_r$ , který definujeme takto:

$$\dot{Q}_r = \alpha_r A_1 (T_{w1} - T_{w2}) \quad (9.51)$$

Zde  $A_1$  je plocha povrchu tělesa o teplotě  $T_{w1}$ . V soulasu s rovnicí (9.39) pak musí platit

$$\alpha_r = \varphi_{1-2} \varepsilon_n 10^{-8} C_0 \frac{T_{w1}^4 - T_{w2}^4}{T_{w1} - T_{w2}} \quad (9.52)$$

kde význam symbolů je stejný jako u rovnice (9.38). Hodnoty zlomku  $T_{w1}^4 - T_{w2}^4 / (T_{w1} - T_{w2})$  v závislosti na hodnotách  $T_{w1}$  a  $T_{w2}$  bývají uvedeny v různých příručkách viz např. (M2, str. 184). Pokud platí  $T_{w1}/T_{w2} < 1,5$ , můžeme tento zlomek nahradit s chybou menší než 4 % výrazem  $0,5(T_{w1} - T_{w2})^3$ . Jde-li o praxi důležitý případ, kdy tato podmínka je splněna, a kromě toho těleso o teplotě  $T_{w1}$  a malém povrchu je zcela obklopeno tělesem o teplotě  $T_{w2}$ , která má mnohem větší povrch, můžeme přibližně psát

$$\alpha_r = 4 \cdot 10^{-8} C_0 \varepsilon_1 \left( \frac{T_{w1} + T_{w2}}{2} \right)^3 \quad (9.52a)$$

Tok tepla konvekcí můžeme zapsat podle rovnice (9.13a) jako

$$\dot{Q}_c = \alpha_c A_1 (T_{w1} - T_f) \quad (9.53)$$

kde  $T_f$  je teplota okolního plynu v Kelvinech a  $\alpha_c$  koeficient přestupu tepla konvekcí. Platí-li  $T_{w2} = T_f$  lze psát

$$\dot{Q} = (\alpha_r + \alpha_c) A_1 (T_{w1} - T_f) \quad (9.54)$$

## Přílohy

Tabulka 9-1 Konstanty vztahu (9-22)

Gr Pr	C	n
$< 10^{-3}$	0,5	0
$1 \cdot 10^{-3} - 5 \cdot 10^2$	1,18	1/8
$5 \cdot 10^2 - 2 \cdot 10^7$	0,54	1/4
$2 \cdot 10^7 - 1 \cdot 10^{13}$	0,135	1/3

Tabulka 9-2 Konstanty vztahu (9.31)

Re	Uspořádání svazku						s <sub>1</sub> /s <sub>2</sub>	Poznámka
	řádově			šachovnicové				
	K	m	n	K	m	n		
3.10 <sup>1</sup> -2.10 <sup>2</sup>	0,52	0,50	0	0,60	0,50	0,2	<2	laminární oblast
	0,52	0,50	0	0,60	0,50	0	>2	
1.10 <sup>3</sup> -2.10 <sup>5</sup>	0,27	0,63	0	0,35	0,60	0,2	<2	přechodná oblast
	0,27	0,63	0	0,40	0,60	0	>2	
2.10 <sup>5</sup> -1,6.10 <sup>6</sup>	0,020	0,84	0	0,021	0,84	0	-	turbulentní oblast

Tabulka 9-3 Konstanty vztahu (9-25a)

L/d	1	2	5	10	15	20	30	40	≥ 50
ε <sub>f</sub>	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00

**Převzato:**

**Míka, V., Neužil, L., Vlček, J.: *Sbírka příkladů z chemického inženýrství*, SNTL, Praha, II. vydání, 1981, ISBN 04-607-81**

**Hejzar, R.: *Sdílení tepla*, ČVUT, Praha, 2004, ISBN 80-01-02974-3**