

Technická univerzita v Liberci

Fakulta strojní

Katedra termomechaniky

Doc. Ing. Josef Olehla, CSc.

PŘENOS TEPLA A HMOTY PŘI IMPAKTNÍM PROUDĚNÍ

Habilitační práce



UNIVERZITNÍ KNIHOVNA
TECHNICKÉ UNIVERZITY V LIBERCI



3146071359

Liberec 1996

Obsah

Seznam základních symbolů	5
Význam indexů	6
1.0 Úvod	8
2.0 Látkové vlastnosti pro výpočet přenosu tepla a hmoty	14
2.1 Suchý vzduch	14
2.2 Vodní pára	15
2.3 Vlhký vzduch	18
2.4 Voda	20
3.0 Teorie volného a impaktního proudění	21
3.1 Počáteční a základní úsek volného proudu	25
3.2 Impaktní proudění (obtékání pevné plochy)	38
3.3 Vizualizace volného výtoku z trysky a impaktního proudění	45
3.4 Simulace impaktního proudění z kruhové trysky na počítači	48
4.0 Teorie současného přenosu tepla a hmoty	49
4.1 Přenos tepla a hmoty při jednostranné difuzi	51
4.2 Analogie přenosu tepla a hmoty	53
4.2.1 Určení poměru mezi součinitelem přenosu tepla a hmoty	54
4.3 Znázornění přenosu tepla a hmoty v Mollierově diagramu	59
4.4 Teoretické řešení současného přenosu tepla a hmoty s uvažováním termodifuze a tepelného difuzního toku	62
4.5 Adiabatické odpařování - psychrometrický součinitel	66
5.0 Přenos tepla a hmoty při impaktním proudění vycházející z výsledků experimentálních měření	70
5.1 Hydrodynamické a termodynamické mezní podmínky při impaktním proudění	70
5.2 Experimentální určení lokálních a středních součinitelů přenosu tepla a hmoty	75
5.3 Vlastní experimentální zařízení a princip měření	76
5.4 Výsledky experimentálních prací různých autorů	78
5.5 Zpracování výsledků vlastních měření	85
Vliv vzdálenosti ústí trysky od obtékané plochy	85
Vliv průměru obtékané plochy	86
Vliv výtokové rychlosti vzduchu z trysky	87
Vliv konstrukce trysky-kruhová tryska, tryska s mezikružím, perforovaná tryska	88
6.0 Praktické využití vlastností impaktního proudu	89
6.1 Měření vlhkosti vzduchu	89
6.1.1 Určení vlhkosti vzduchu s využitím vlastností impaktního proudu	92
6.1.2 Dynamické chování navrženého přístroje	100
6.2 Ochlazování skla při impaktním proudění	102

Přílohy

Programy

Příloha 1: Nelineární regrese

Příloha 2: Lineární jednoparametrová regrese

Příloha 3: Lineární víceparametrová regrese

Příloha 4: Výpočet střední hodnoty maximální rychlosti numerickou integrací

U 309 8

KEL
11.10.2011 [33]
obr. 1.1a

Příloha 5: Fyzikální vlastnosti: závislost měrné tepelné kapacity, dynamické viskozity, kinematické viskozity a součinitele tepelné vodivosti na teplotě a tlaku podle / 158 /

Příloha 6: Výpočtové vztahy: výpočet $\overline{Sh}$ - čísla resp. $\overline{Nu}$ - čísla pro soustavu kruhových trysek

Příloha 7: Vizualizace volného výtoku z trysky a impaktního proudění

Příloha 8: Simulace impaktního proudění z kruhové trysky na počítači

Příloha 9: Hodnoty pro určení závislosti $\overline{Sh}_d = f(Re_d)$, $\overline{Sh}_d = f(z/d_d)$, $\overline{Sh}_d = f(R/d_d)$, $\overline{Sh}_d^* = f(\overline{Sh}_d / [(1-p_{ps}/p)^{-1}(f_2 Sc^{0.42})])$.

Seznam použité literatury

Seznam vědeckých a odborných publikací

Seznam základních symbolů

A	[m ²]	plocha
a	[m ² .s ⁻¹]	součinitel teplotní vodivosti
c	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	měrná tepelná kapacita
C	[kmol.m ⁻³]	molová koncentrace
D _e	[m ² .s ⁻¹]	součinitel difuze vztažený na koncentrace
D _p	[s]	součinitel difuze vztažený na parciální tlaky
D	[m]	průměr obtékané plochy
d	[m]	průměr
E _{DT}	[J.kg ⁻¹]	faktor zahrnující vliv tepelného difuzního toku
E _{TD}	[kg.J ⁻¹]	faktor zahrnující vliv termodifuze
i	[J.kg ⁻¹]	entalpie
j	[-]	Chilton - Colburnův faktor
g	[m.s ⁻²]	gravitace
H	[N]	hybnost
K	[K ⁻¹]	psychrometrický součinitel
k	[W.m ⁻² .K ⁻¹]	součinitel prostupu tepla
L	[m]	délka
l _v	[J.kg ⁻¹]	měrné skupenské teplo vypařování
ṁ	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]	hustota hmotnostního toku
m	[kg]	hmotnost
M	[kg.kmol ⁻¹]	molová hmotnost
n	[-]	ve směru normály
p	[Pa]	tlak, parciální tlak
q	[w.m ⁻²]	měrný tepelný tok
Q	[J]	teplo
Q̇	[W]	tepelný tok
r	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]	individuální plynová konstanta
R	[m]	poloměr obtékané plochy

t	[°C]	teplota
T	[K]	absolutní teplota
$\dot{V}$	[m ³ .s ⁻¹]	objemový tok
x	[kg _w .kg ⁻¹ _{s,v}]	měrná vlhkost
x,y,z	[m]	souřadnice
α	[W.m ⁻² .K ⁻¹]	součinitel přenosu tepla
β_c	[m.s ⁻¹]	součinitel přenosu hmoty vztažený za rozdíl koncentrací
β_p	[s.m ⁻¹]	součinitel přenosu hmoty vztažený na rozdíl tlaků
β_x	[kg.m ⁻² .s ⁻¹]	součinitel přenosu hmoty vztažený na rozdíl měrných vlhkostí
Δ	[-]	rozdíl
δ	[m]	tloušťka mezní vrstvy
τ	[s]	čas
η	[kg.m ⁻¹ .s ⁻¹]	dynamická viskozita
λ	[N.m ⁻¹ .K ⁻¹]	součinitel tepelné vodivosti
ν	[m ² .s ⁻¹]	kinematická viskozita
ϱ	[kg.m ⁻³]	hustota
∇		Laplaceův operátor

Význam indexů

Dole:

ad	pro adiabatický děj
b	pro štěrbinovou trysku
D	pro páru
d	pro kruhovou trysku
CH	pro charakteristický rozměr
L	pro vzduch
lam	laminární
max	maximální hodnota
p	pro konstantní tlak

s	pro stav nasycení
turb	turbulentní
v	pro konstantní objem
w	pro vodu
∞	ve vzdálenosti od mezní vrstvy, kde daná hodnota je konstantní

I-	pro první úsek výtoku z trysky případně impaktního proudu
II-	pro druhý úsek
III-	pro třetí úsek
IV-	pro čtvrtý úsek

Nahoře:

-	střední hodnota
.	vztaženo na čas

1.0 Úvod

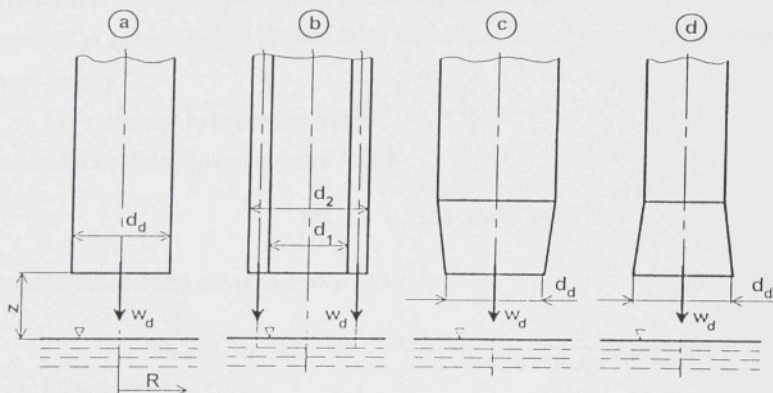
Přenos tepla a hmoty při impaktním proudění je poměrně složitý případ, který je ovlivněn zejména podmínkami:

- geometrickými - hydrodynamickými - termodynamickými.

Vzhledem k velkému množství vlivů, které se vyskytují při jednotlivých aplikacích impaktního proudění na přenos tepla a hmoty v průmyslu (ohřev, chlazení, sušení materiálu, bezdotykový transport materiálu sušárnou) není možno s dostatečnou přesností stanovit jejich vliv jen na základě údajů z literatury, ale je nutno ověřit intenzitu přenosu tepla a hmoty experimentálními měřeními pro daný, konkrétní případ.

Cílem práce je vypracovat na základě údajů v literatuře a vlastních experimentálních měření podklady pro určení jednotlivých vlivů na přenos tepla a hmoty a to pro různé aplikace (ohřev, chlazení, sušení materiálu), zejména však pro možnost měření vlhkosti vzduchu i při vysokých teplotách a vzduchu obsahujícího mechanické nečistoty, kde jiné metody měření není možno použít, nebo jejich použití naráží na určité problémy.

V praxi se může vyskytovat celá řada variant geometrického uspořádání trysek a obtékaného povrchu, jak je patrné z obr. 1.0/1 příp. z dalšího textu, které mají vliv na přenos tepla a hmoty.

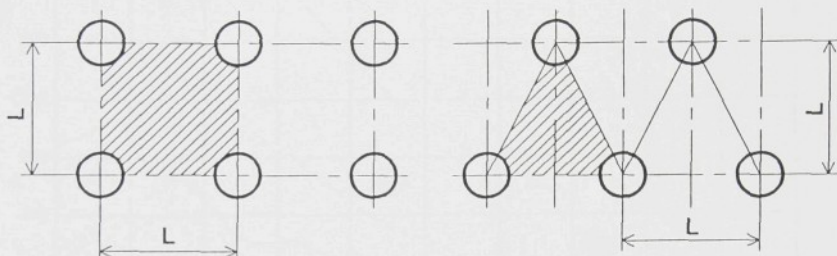


Obr. 1.0/1a Geometrické tvary trysek.

a) kruhová s konstantním průměrem; b) mezikruží; c) kruhová se zúženým výtokem; d) kruhová s rozšířeným výtokem

Pro aplikaci impaktního proudění pro měření vlhkosti se jedná o výtok z osamoceně trysky, při aplikaci pro chlazení, ohřev, sušení plochých materiálů o výtok ze soustavy trysek.

V oboru větrání a klimatizace při rozvodu vzduchu výstky se jedná o výtok z trysky příp. soustavy trysek (volný proud, omezený proud), přičemž zákonitostí volného proudu je možno využít i při impaktním proudění.



Obr. 1.0/1b Geometrické uspořádání trysek.
a) čtvercové; b) trojúhelníkové

Výhoda impaktního proudění je patrna z průběhu lokálních součinitelů přenosu tepla příp. hmoty (obr. 1.0/2), ze kterého je zřejmý rozdíl mezi intenzitou přenosu tepla příp. hmoty při laminárním podélném obtékání plochy (křivka 1), turbulentním obtékání plochy (křivka 2) a impaktním prouděním (křivka 3). Průběh součinitelů α příp. β pro turbulentní proudění je znázorněn pro případ, že se turbulentní mezní vrstva vytváří hned na náběžné hraně plochy.

Pro výpočet bylo použito vztahů:

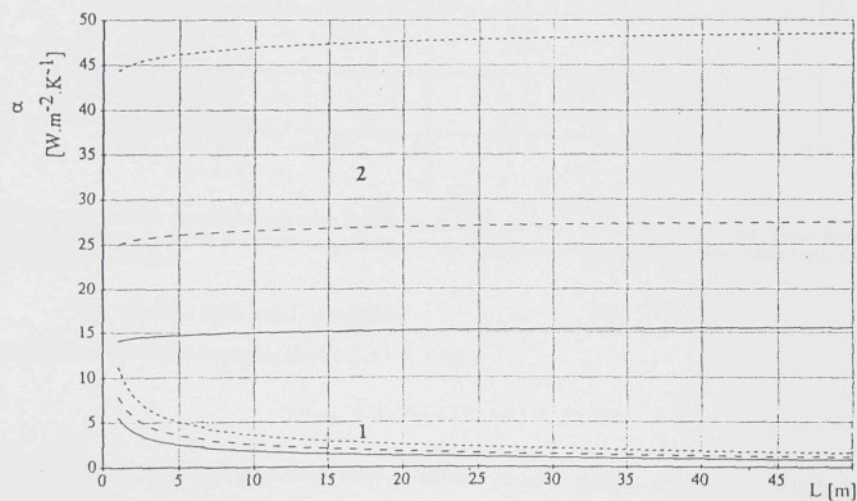
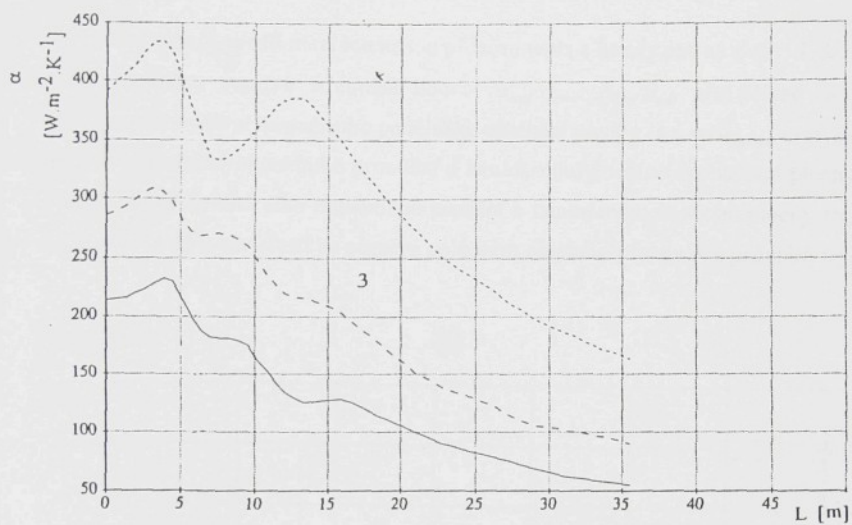
Laminární obtékání povrchu desky / 53 /

$$Nu_{lam} = 0,331 Re^{1/2} Pr^{-1/3} \quad (1.0/1)$$

Turbulentní obtékání povrchu desky / 53 /

$$Nu_{turb} = 0,0296 Re^{0,8} Pr \frac{1}{1 + 0,87 K Re^{-0,1} (Pr-1)} \quad (1.0/2)$$

kde $K = 1,5 Pr^{-1/6}$.

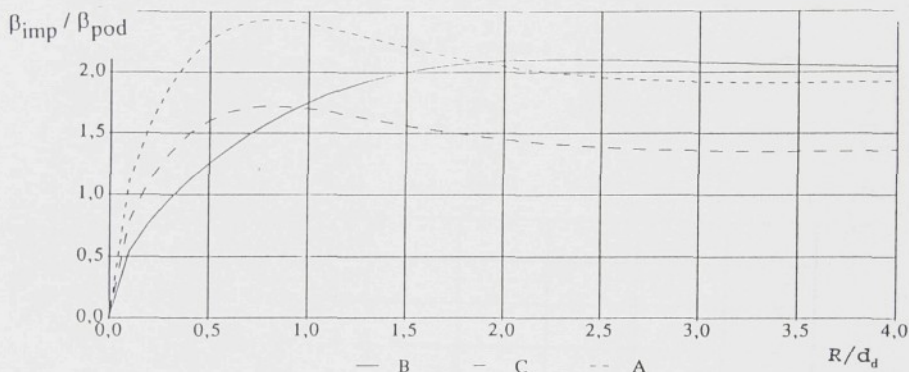


Obr. 1.0/2 Průběh lokálních součinitelů přenosu hmoty, příp. tepla při podélném obtékání stěny: 1-laminární proudění, 2-turbulentní proudění, 3-impaktní proudění (souřadnice 0 je osa výtoku).

Pro impaktní proudění pro turbulentní výtok z trysky bylo použito výsledků měření podle / 149 / s parametry $z/d_d = 2$, $d_d = 6,35$ mm, $w_{d1} = 10$ m.s⁻¹, $w_{d2} = 20$ m.s⁻¹, $w_{d3} = 40$ m.s⁻¹.

Ještě lépe je rozdíl mezi intenzitou přenosu tepla a hmoty patrný z obr. 1.0/3 kde jsou uvedeny průběhy poměrů středních hodnot $\alpha_{imp}/\alpha_{pod}$, β_{imp}/β_{pod} pro případ laminárního impaktního proudění a laminárního podélného obtékání plochy ($w_\infty = w_{d,max}$ - křivka C), pro případ turbulentního impaktního proudění a laminárního podélného obtékání plochy (křivka B) a pro případ laminárního impaktního proudění a laminárního obtékání plochy ($w_\infty = 0,5 w_{d,max}$ - křivka A) v závislosti na poměru poloměru obtékané plochy R a průměru trysky d_d .

$\alpha_{imp} / \alpha_{pod}$



Obr. 1.0/3: Průběh poměrných středních hodnot součinitelů přenosu tepla a hmoty při impaktním proudění a podélném obtékání povrchu pro kruhovou trysku $d_d = 8$ mm, $z/d_d = 2$, $d_{CII} = D$ pro podélně obtékanou plochu a $d_{CII} = d_d$ pro impaktní proudění.

Pro výpočet bylo použito vztahů:

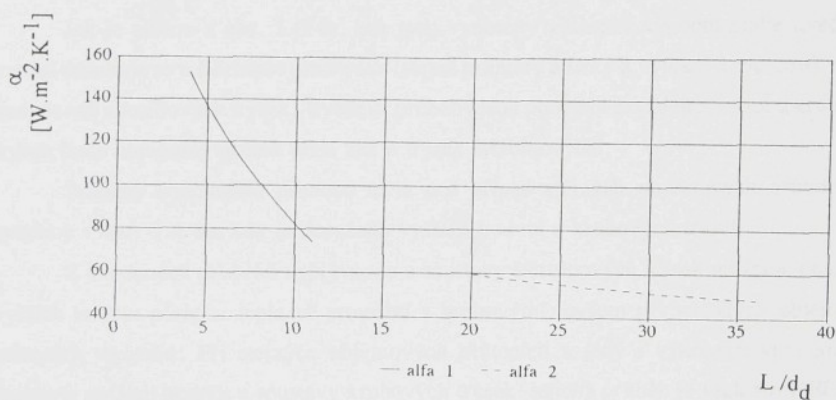
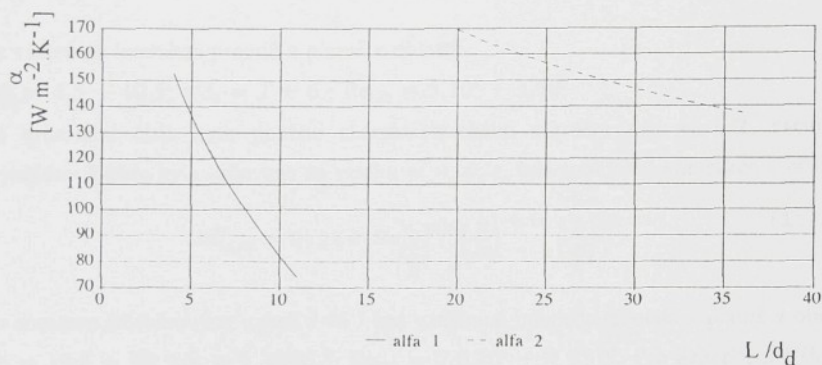
Laminární obtékání povrchu desky / 53 /, / 83 /

$$Nu_{lam} = 0,66412 Re^{1/2} Pr^{1/3} \quad (1.0/3)$$

Pro laminární impaktní proudění bylo použito výsledků měření / 149 /, pro turbulentní impaktní proudění bylo použito výsledků vlastních měření.

Při impaktním proudění se vyskytují základní typy proudů:

- ☞ kruhové proudy z jedné trysky nebo soustavy trysek,
- ☞ ploché proudy z jedné trysky nebo soustavy trysek.



Obr. 1.0/4 Srovnání kruhových a plochých proudů pro impaktní proudění.

- a) 1 - kruhové trysky, $w_d = 40 \text{ m.s}^{-1}$, $d_d = 10 \text{ mm}$, $z = 50 \text{ mm}$
 2 - ploché trysky, $w_b = 40 \text{ m.s}^{-1}$, $b = 10 \text{ mm}$, $z = 50 \text{ mm}$
 $S_d \ll S_b$, $\dot{V}_d \ll \dot{V}_b$
- b) 1 - kruhové trysky, $w_d = 40 \text{ m.s}^{-1}$, $d_d = 10 \text{ mm}$, $z = 50 \text{ mm}$
 2 - ploché trysky, $w_b = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $b = 10 \text{ mm}$, $z = 50 \text{ mm}$
 $S_d = S_b$, $\dot{V}_d = \dot{V}_b$

Pro výpočet bylo použito vztahů:

Pro soustavu kruhových trysek / 46 /

$$Nu_{L/2} = \frac{9-0,4 \frac{L}{d_d}}{100} Re_{L/2}^{0,75} \left(\frac{z}{d_d} \right)^{-0,2} \quad (1.0/5)$$

bez vzájemné interakce proudů a platné v oblasti:

$$L/d_d = 4,5 \div 10,5; z/d_d = 2 \div 6; Re_{L/2} = 5 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$$

pro kritériální čísla bylo použito charakteristického rozměru $d_{ch} = L/2$, rychlost v Reynoldsově čísle byla určována ze vztahu $w = w_d \epsilon$, kde součinitel kontrakce $\epsilon = 0,65$.

$$Nu_{L/2} = 0,114 Re_{L/2}^{0,755} \left(\frac{z}{b} \right)^{-0,16} \left(\frac{L}{b} \right)^{-0,115} \quad (1.0/6)$$

Pro soustavu šterbinových trysek / 46 / bez vzájemné interakce proudů a platné v oblasti:

$L/b = 19,8 \div 73; z/b = 5 \div 36,5; Re_{L/2} = 7,5 \cdot 10^4 \div 4,9 \cdot 10^5$. Pro kritériální čísla bylo použito charakteristického rozměru $d_{ch} = L/2$, rychlost v Reynoldsově čísle byla určována ze vztahu $w = w_d \epsilon$, kde součinitel kontrakce $\epsilon = 0,96$.

Jak je patrné z obr. 1.0/4a, kde jsou vyneseny výsledky výpočtů podle uvedených vztahů dosahuje se u šterbinových trysek (stejně průměry a šířky a výtoková rychlost) vyšších hodnot než u kruhových trysek. Uvedené průběhy jsou poněkud zavádějící neboť u kruhových trysek bude objemový průtok nižší než u trysek šterbinových.

Průběhy součinitelů přenosu tepla pro případ stejných objemových průtoků jsou uvedeny v obr. 1.0/4b, kdy je dosaženo vyšších hodnot u kruhových trysek.

Z uvedených průběhů vyplývá, že u soustavy šterbinových trysek můžeme dosáhnout vyšších hodnot přenosu tepla ve srovnání s kruhovými, ovšem při vysokých objemových průtocích vzduchu. Při stejných objemových průtocích a tedy i výkonech ventilátorů se dosahuje vyšších hodnot u soustavy kruhových trysek, jejichž průběh je však strmější a tedy citlivější na volbu rozteče trubek. Pro případ, kdy je vyžadován rovnoměrnější průběh přenosu tepla a hmoty na obtékané ploše je vhodnější použití soustavy šterbinových trysek.

Další výpočtové vztahy, které dávají možnost srovnání výsledků různých autorů, jsou uvedeny v příloze.

2.0 Látkové vlastnosti pro výpočet přenosu tepla a hmoty

Výpočtové vztahy látkových vlastností nutných pro vlastní výpočet přenosu tepla a hmoty v předložené práci, zejména při využití výpočetní techniky, nejsou v dosažitelné literatuře uvedeny tak, aby je bylo možno s jistotou převzít. Některé základní vztahy uvádí / 5 /, / 60 /, / 62 /, / 83 /, / 117 /, / 119 /, / 132 /.

Výpočtové vztahy jsou v předložené práci zpracovány ve formě vhodné pro technické výpočty a jsou uváděny pouze pro základní látkové vlastnosti (ϱ , c_p , η , λ) vzhledem k tomu, že další látkové vlastnosti je možno určit výpočtem ze vztahů

$$\alpha = \frac{\lambda}{c_p \varrho} \quad (2.0/1)$$

$$\nu = \frac{\eta}{\varrho} \quad (2.0/2)$$

$$Pr = \frac{\eta c_p}{\lambda} \quad (2.0/3)$$

$$Sc = \frac{\eta}{\varrho D_c} \quad (2.0/4)$$

Některé hodnoty látkových vlastností jsou uvedeny v příloze.

2.1 Suchý vzduch

Pro suchý vzduch je v literatuře dostatečné množství jistých hodnot pro výpočet základních látkových vlastností v závislosti na teplotě vzduchu pro určitý tlak, v řadě případů je však ověřená přesnost malá.

Pro vlastní výpočty bylo použito následujících vztahů:

Měrná tepelná kapacita suchého vzduchu [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$] podle / 117 / s chybou do $\pm 0,2 \%$ v rozsahu teplot $0 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,L} = 1005,8 + 0,0191 t + 3,94 \cdot 10^{-4} t^2 \quad (2.1/1)$$

Dynamická viskozita suchého vzduchu [Pa.s] s chybou do $\pm 0,2 \%$ a rozsahu teplot $10 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\eta_L = (17,2168 + 0,04875 t - 2,7127 \cdot 10^{-5} t^2) \cdot 10^{-6} \quad (2.1/2)$$

Součinitel tepelné vodivosti suchého vzduchu [$\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$] s chybou do $\pm 0,2 \%$ a rozsahu teplot $10 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\lambda_L = (24,28259 + 0,00704 t - 8,4499 \cdot 10^{-5} t^2) \cdot 10^{-3} \quad (2.1/3)$$

2.2 Vodní pára

Parciální tlaky vodní páry v oblasti sušení a klimatizace jsou zpravidla nižší než $1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$. Vzhledem k tomu, že většina prací se zabývá vlastnostmi páry pro účely energetické (výroba, rozvod, využití), nejsou hodnoty pro nižší tlaky v literatuře uváděny.

Vzhledem k tomu, že ve směsi vodní páry a vzduchu je zpravidla pára přehřátá, byly výpočtové vztahy získány z hodnot uvedených v tabulkách a zpracovány pomocí programů P1, P2, P3 v příloze.

Měrná tepelná kapacita syté vodní páry [$\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$] podle / 117 / v rozsahu $t = 0 \div 100 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D,S} = 1858 + 0,12 t_s + 0,0156 t_s^2 \quad (2.1/4)$$

Pro měrnou tepelnou kapacitu přehřáté vodní páry dostáváme závislosti
pro $p = 1 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $t = 100 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D} = 2217,8 - 2,624 t + 0,0072 t^2 \quad (2.1/5a)$$

pro $p = 0,8 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $t = 93,5 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D} = 2164,7 - 2,361t + 0,0069t^2 \quad (2.1/5b)$$

pro $p = 0,6 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $t = 86 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D} = 2075,08 - 1,529t + 0,0048t^2 \quad (2.1/5c)$$

pro $p = 0,4 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $t = 76,5 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D} = 1997,39 - 0,7957t + 0,0029t^2 \quad (2.1/5d)$$

pro $p = 0,2 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $t = 60,5 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D} = 1922,57 - 0,229t + 0,0017t^2 \quad (2.1/5e)$$

pro $p = 0 \text{ Pa}$, $t = 0 \div 200 \text{ }^\circ\text{C}$

$$c_{p,D} = 1858 - 0,120t + 0,0014t^2 \quad (2.1/5f)$$

Závislost měrné tepelné kapacity vodní páry na teplotě a tlaku byly určovány podle programu uvedeného v příloze.

Dynamická viskozita syté vodní páry [$\text{Pa} \cdot \text{s}^{-1}$] podle / 117 / v rozsahu teplot

$t = 0 \div 100 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\eta_{D,S} = 8,0 + 0,04t_s \quad (2.1/6)$$

Dynamickou viskozitu přehřáté vodní páry v závislosti na tlaku a teplotě můžeme určit ze vztahu (viz program v příloze)

$$\eta_D = \eta_{D,S} \left[1 - 0,058 \frac{t - t_s}{100} - 0,0138 \left(\frac{t - t_s}{100} \right)^2 \right] \quad (2.1/7)$$

Součinitel vedení tepla syté vodní páry [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] podle / 117 / v rozsahu teplot $t = 0 \div 100 \text{ }^\circ\text{C}$

$$\lambda_{D,S} = (18,247 + 0,0534 t_s + 1,165 \cdot 10^{-4} t_s^2) \cdot 10^{-3} \quad (2.1/8)$$

Součinitel vedení tepla přehřáté vodní páry v závislosti na tlaku a teplotě určíme ze vztahu (viz program v příloze)

$$\lambda_D = \lambda_{D,S} \left[1 - 0,0253 \frac{t-t_S}{100} - 0,00346 \left(\frac{t-t_S}{100} \right)^2 \right] \quad (2.1/9)$$

Hustota syté vodní páry [kg.m⁻³] podle / 117 / v rozsahu teplot 0 ÷ 100 °C s chybou ± 0,9 %

$$\rho_{D,S} = 10^{\left(20,097 - \frac{2816,2}{T} - 4,96664 \log T \right)} \quad (2.1/10)$$

Skupenské teplo vodní páry [J.kg⁻¹] podle / 117 /

$$\Delta h_V = 347,1 (374,15 - t)^{\frac{1}{3}} \cdot 10^3 \quad (2.1/11a)$$

nebo vztahu

$$\Delta h_V = \Delta h_o + c_{P,D} t - c_w t \quad (2.1/11b)$$

Entalpie vodní páry [J.kg⁻¹] v rozmezí teplot 0 až 100 °C

$$i_D = (\Delta h_V + c_{P,D} t) \cdot 10^3 \quad (2.1/12)$$

Parciální tlak sytých vodních par [Pa] v závislosti na teplotě sytosti podle / 60 / pro teploty t_s = 0 až 100 °C s chybou ± 0,8 % je dán vztahem

$$\log p_{D,S} = \frac{658 + 10,24 t_s}{236 + t_s} \quad (2.1/13)$$

2.3 Vlhký vzduch

Pro výpočet jsou uvažovány plynové konstanty:

pro vzduch: $r_L = 287,22 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

pro vodní páru: $r_D = 461,513 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Hustota $[\text{kg.m}^{-3}]$ podle / 57 /, / 60 /, / 62 /,

$$\begin{aligned} \varrho &= \varrho_L + \varrho_D = \frac{1}{T} \left(\frac{p - p_D}{r_L} + \frac{p_D}{r_D} \right) = \\ &= \frac{p}{r_D T} \frac{1+x}{\frac{r_L}{r_D} + x} = \frac{p}{r_L T} \frac{1+x}{1 + \frac{x}{0,622}} \end{aligned} \quad (2.1/14)$$

Měrná tepelná kapacita $[\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}]$ podle / 57 /, / 60 /, / 62 /,

$$c_p = \frac{c_{p,L} + x c_{p,D}}{1 + x} \quad (2.1/15)$$

Dynamická viskozita $[\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}]$ podle / 57 /, / 60 /,

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\eta_L}{1 + \frac{\left[1 + \left(\frac{\eta_L}{\eta_D} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r_L}{r_D} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2}{2 \sqrt{2} \left(1 + \frac{r_D}{r_L} \right)^{\frac{1}{2}}}} \frac{r_D}{r_L} x + \\ &+ \frac{\eta_D}{1 + \frac{\left[1 + \left(\frac{\eta_D}{\eta_L} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r_L}{r_D} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2}{2 \sqrt{2} \left(1 + \frac{r_D}{r_L} \right)^{\frac{1}{2}}}} \frac{r_L}{r_D} \frac{1}{x} \end{aligned} \quad (2.1/16)$$

Součinitel tepelné vodivosti [W.m⁻¹.K⁻¹] podle / 57 /, / 60 /

$$\lambda = \frac{\lambda_L}{1 + \frac{1}{4} \left\{ 1 + \left[\frac{\eta_L}{\eta_D} \left(\frac{r_L}{r_D} \right)^{\frac{3}{4}} \frac{1 + \frac{S_L}{T}}{1 + \frac{S_D}{T}} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \frac{1 + \frac{S_{L,D}}{T}}{1 + \frac{S_L}{T}} \frac{r_D}{r_L} x} + \frac{\lambda_D}{1 + \frac{1}{4} \left\{ 1 + \left[\frac{\eta_D}{\eta_L} \left(\frac{r_D}{r_L} \right)^{\frac{3}{4}} \frac{1 + \frac{S_D}{T}}{1 + \frac{S_L}{T}} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^2 \frac{1 + \frac{S_{L,D}}{T}}{1 + \frac{S_L}{T}} \frac{r_L}{r_D} x} \quad (2.1/17)$$

kde Sutherlandova konstanta pro vzduch $S_L = 111$ K a vodní páru $S_D = 961$ K a $S_{L,D}$ určíme podle / 57 /, / 60 / ze vztahu

$$S_{L,D} = 0,733 \sqrt{S_L S_D}$$

Součinitel difuze

Součinitele difuze D_C vztažený na rozdíl koncentrací a součinitel difuze vztažený na rozdíl parciálních tlaků D_p je možno podle / 57 /, / 83 / brát nezávislé na tlacích (platí i pro vysoké tlaky) i koncentracích.

Pro teploty do 300 °C je pro D_C [m².s⁻¹] možno pro výpočet součinitele difuze vztaženého na rozdíl koncentrací použít vztahu podle / 120 /:

$$D_C = \frac{8,049625 \cdot 10^{-4}}{T + 190} \frac{T^{\frac{5}{2}}}{P} \quad (2.1/18)$$

Pro součinitele difuze vztaženého na rozdíl parciálních tlaků D_p [s] je možno použít

vztahu

$$D_p = \frac{D_c}{r_D T} = \frac{1,7441816 \cdot 10^{-6}}{T + 190} \frac{T^{\frac{3}{2}}}{p} \quad (2.1/19)$$

Pro Schmidtovo číslo vlhkého vzduchu je možno použít vztahu

$$Sc = \frac{\eta}{p D_p} \frac{r_L / r_D + x}{1 + x}$$

Průběhy hodnot c_p , η , λ , D_p , Pr , Sc v závislosti na měrné vlhkosti pro různé teploty jsou uvedeny v /57/.

2.4 Voda

V textu jsou uvedeny vlastní výpočtové vztahy pro určení základních látkových veličin vody v závislosti na teplotě pro $t = 0$ až 200°C , / 62 /.

Hustota vody [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$] s chybou do $\pm 0,3 \%$

$$\rho_w = 1003,5 - 0,20197 t - 0,00248 t^2 \quad (2.1/20)$$

Měrná tepelná kapacita vody [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] s chybou do $\pm 0,27 \%$

$$c_w = 4233,9 - 1,482 t + 0,0141 t^2 \quad (2.1/21)$$

Dynamická viskozita vody [$\text{Pa} \cdot \text{s}$] s chybou do $\pm 1,2 \%$

$$\eta_w = \frac{1765}{1000 + 32,2 t + 0,28 t^2 - 0,00075 t^3} \quad (2.1/22)$$

Součinitel tepelné vodivosti vody [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] s chybou $\pm 0,4 \%$

$$\lambda_w = (551,66 + 2,62 t - 0,01569 t^2 + 0,000002714 t^3) \cdot 10^{-3}$$

(2.1/23)

3.0 Teorie volného a impaktního proudění

Volný proud se vytváří při výtoku vzduchu z trysky, šíří se v prostředí, které je v relativně klidném stavu a není omezován stěnou. V blízkosti stěny může proud ke stěně přilnout, čímž se mění struktura proudění (přilnutí proudu ke stěně - Coandův jev). Volný proud může být laminární nebo turbulentní, v praxi se vyskytuje nejčastěji turbulentní proud. Podle [62] je struktura proudu vytékajícího z trysky turbulentní při $Re_d > 2000$.

Při turbulentním proudění dochází současně s osovým pohybem i k pohybu částic napříč proudem. Turbulenci je strháván do proudu vytékajícího z trysky klidný vzduch z okolí.

Vlivem tohoto vzájemného působení mezi proudem z trysky a klidným prostředím se s rostoucí vzdáleností od ústí trysky hmotnostní tok proudícího vzduchu stále zvětšuje a současně se také zvětšuje průřez proudu a zmenšuje jeho rychlost.

Při volném výtoku plynu z trysky rozlišujeme dvě oblasti:

☛ **Počáteční úsek proudu (I)** - osová rychlost je rovna výtokové rychlosti z trysky.

☛ **Základní úsek proudu (II)** - osová rychlost se vzdáleností od trysky klesá.

Impaktní proudění je výtok volného proudu vzduchu z trysky (kruhové, šterbinové, mezikružím, perforací) kolmo nebo pod určitým úhlem na aktivní plochu. Při impaktním proudění dostáváme dále:

☛ **Oblast stagnačního bodu (III)** - rychlost vzduchu kolmo na stěnu se zpomaluje (pro stagnační bod je rychlost nulová), rychlost vzduchu obtékajícího stěnu se zvyšuje.

☛ **Oblast zpomalování proudu (IV)** - rychlost vzduchu obtékajícího stěnu se snižuje.

POZNÁMKA:

Změna hmotnostního toku proudu vzduchu vytékajícího z trysky a z toho plynoucího úhlu rozšíření je ovlivněna zejména konstrukcí trysky. Například pro výtok z kruhové trysky s ostrými hranami je úhel rozšíření $\alpha \approx 14^\circ \div 15^\circ$, se sraženými hranami $\alpha \approx 12^\circ$, pro trysku s konfuzorem $\alpha \approx 13^\circ$, pro anulární trysky (konstrukce trysky zajišťuje minimální přísávání sekundárního vzduchu $\alpha \approx 3^\circ / 79^\circ$).

The diagram illustrates the flow of a gas jet from a nozzle. The upper portion shows the jet's cross-sections at different heights z_x . The nozzle exit has a diameter d_d and a width w_d . The jet's cross-sections are labeled with B and r_x . The lower portion shows the jet's profile relative to a horizontal surface. The jet's height is z , and the distance from the nozzle exit to the surface is z_{III} . The jet's profile is divided into regions III and IV, with sub-regions III^* and III^{**} . The pressure difference $p_D - p_{D, \infty}$ is indicated. The diagram also shows the jet's velocity v and the distance $\delta_{m,v}$ from the surface to the jet's centerline.

-22-

POZNÁMKA:

Ubývání rychlosti ve volném proudu probíhá jinak než při proudění vzduchu v difuzoru, kde protéká všemi příčnými průřezy stále stejná hmotnost vzduchu.

Na základě experimentálních měření pro izotermní proudění, kdy nepůsobí žádné vnější síly je možno dokázat, že statický tlak v proudu je stálý a téměř shodný se statickým tlakem okolního prostředí / 8 /, / 9 /, / 21 /, / 116 /, / 155 /. Při rovnosti statických tlaků a je-li impuls vnějších sil roven nule, nemění se hybnost vzduchu podél celého proudu. Platí

$$\sum \dot{m}_0 \bar{w}_0 = \sum \dot{m}_1 \bar{w}_1$$

Z uvedeného vztahu vyplývá, že kolikrát se zmenší střední rychlost vzduchu, tolikrát se zvětší hmotnost vzduchu.

Pro hybnost ve vzdálenosti z od ústí trysky můžeme tedy psát

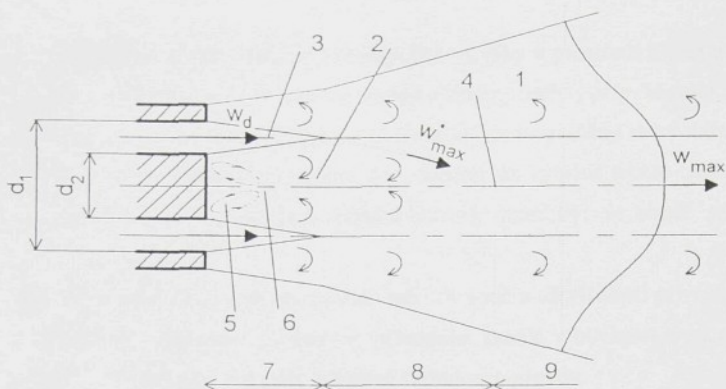
$$H_z = \dot{m}_p \bar{w}_p + \dot{m}_i \bar{w}_i = \int_0^A \rho w^2 dA = konst \quad (3.0/1)$$

Uvedený vztah vyjadřuje předpoklad, že celková hybnost v každém okamžiku je dána součtem hybnosti primárního a indukovaného proudu.

Při teoretickém řešení případů volné turbulence a tedy i izotermního volného turbulentního proudu vycházeli autoři např. / 10 /, / 135 /, / 155 / z diferenciálních rovnic mezní vrstvy s tím, že vypustili tlakový člen v pohybové rovnici.

V případě použití mezikruží nebo desek s otvory (perforace) rovnoběžné vytékající proudy na sebe vzájemně působí a mění svou schopnost přisávat okolní klidný vzduch, takže výsledný složený proud není pouhým součtem dílčích proudů / 7 /, / 21 /. Také součinitel vířivosti se liší od součinitele vířivosti dílčích proudů.

Výtok z mezikruží, případně z desky s otvory je charakterizován třemi oblastmi, jak je patrné z obrázku 3.0/2. V první oblasti (7) se každý proud chová jako samostatný, ve druhé oblasti (8) se již proudy směřují, v ose výtoku plynu jsou však ještě výrazná maxima rychlostních profilů, ve třetí oblasti (9) se proudy spojí v jediný s maximální rychlostí v ose mezikruží nebo perforace.



- | | |
|-------------------------------|---|
| 1 - vnější směřovací oblast | 6 - oblast obráceného proudění |
| 2 - vnitřní směřovací oblast | 7 - oblast samostatných proudů |
| 3 - jádro proudu v ose výtoku | 8 - oblast směřování |
| 4 - jádro proudu v ose trysky | 9 - oblast spojení proudů v jeden proud |
| 5 - vnitřní víření | |

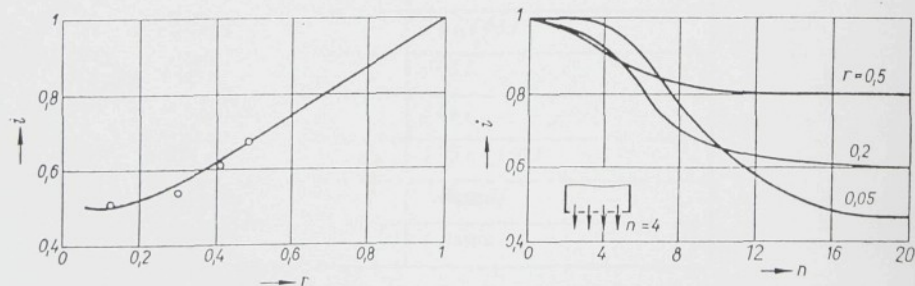
Obr. 3.0/2 Schéma výtoku plynu mezikružími nebo deskou s otvory.

V případě použití mezikruží nebo desek s otvory je hybnost v hlavním úseku H_z menší než hybnost v trysce / 21 /

$$H_z = i H_d$$

Součinitel $i < 1$ závisí na poměru volného průtočného průřezu S_v k celkovému průřezu S_c .

V obr.3.0/3 je uvedena závislost součinitele $i = H_z/H_d$ na poměru $r = A_v/A_c$ pro mezikruží a desku s otvory podle / 21 /.



Obr. 3.0/3 Závislost součinitele zmenšení hybnosti proudu i na poměru volného a celkového průřezu r případně počtu otvorů n .

Šíří-li se proud vzduchu vytékajícího z trysky v prostředí o jiné teplotě příp. hustotě vznikají v proudě vlivem směřování postupné změny teploty příp. hustoty. Vzhledem k tomu, že změny rychlosti v proudě, jak bylo uvedeno, jsou vyvolány strháváním částic z okolního prostředí, závisí také změna teploty příp. hustoty na výměně těchto částic. Z toho vyplývá, že změny střední teploty příp. střední hustoty musí být ve shodě se změnami střední rychlosti.

Na utváření a strukturu proudy má vliv součinitel vířivosti při výtoku z trysky, který může být ovlivněn např. ohybem v přívodním kanále v blízkosti trysky, vložkou v trysce atd., / 21 /, konstrukce trysky a stupeň turbulence proudy.

Turbulentní volný proud i impaktní proud je řešen řadou autorů, výsledky jednotlivých prací se v řadě případů značně odchyľují a proto jsou v předložené práci provedena vlastní experimentální měření základních veličin, které jsou pak využívány při řešení přenosu tepla a hmoty při impaktním proudění.

3.1 Počáteční a základní úsek volného proudy

Pro počáteční úsek (I) obr. 3.0/1 je charakteristická konstantní rychlost, teplota příp. hustota v ose proudy. Tento úsek končí ve vzdálenosti z_k od ústí trysky, kde průměr jádra proudy $d_j = 0$.

Poměrnou vzdálenost z_k/d_d můžeme určit ze vztahů uvedených v tabulce 3.1/1

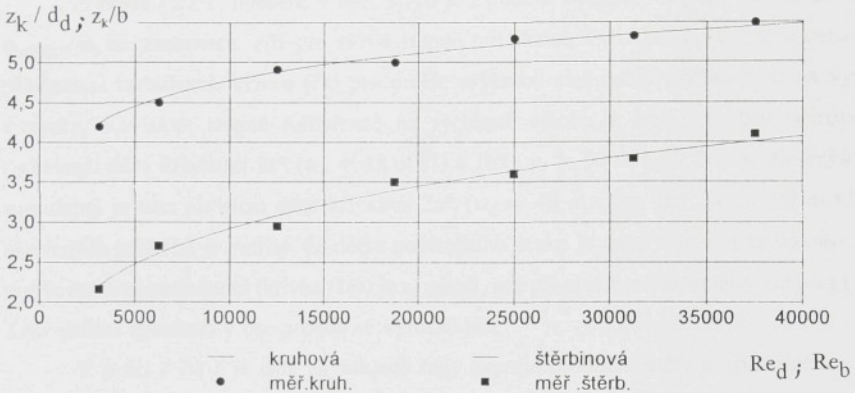
Číslo	z_k / d_d	Literatura
a	$2 \div 5$	/ 21 /
b	$0,335/a$	/ 8 /, / 63 /
c	6,16	/ 63 /
d	$6,1 k_d \sqrt{\beta_d}$	/ 63 /
e	4,7	/ 35 /, / 150 /
f	$0,32 Re_d^{0,24}$	/ vlastní /
g	$1,9 Re_b^{0,1}$	/ vlastní /

Tab.3.1/1 Výpočtové vztahy 3.1/1e,f,g pro určení poměrné vzdálenosti z_k/d_d počátku základního úseku volného proudy.

*kde je 2
o tabulce
především*

Opravný součinitel hybnosti β_d ve vztahu (3.1/1d) vyjadřuje nerovnoměrnost rychlostního profilu proudu na výstupu z trysky. Pro ostrohranný otvor podle / 63 / je $\beta_d = \sqrt{\xi}$, kde ξ je součinitel odporu. Součinitel k_d je dán poměrem osové rychlosti v trysce ke střední rychlosti v trysce.

Z výsledků vlastních měření pro kruhovou a štěrbinovou trysku není z_k konstantou uváděnou v širokých mezích, ale je závislá na rychlosti w_d a je možno ji vyjádřit rovnicemi uvedenými v tabulce 3.1/1.



Obr.3.1/1a Průběh poměrné vzdálenosti z_k/d_d na Reynoldsově čísle Re_d podle vlastních měření. e-kruhová tryska, f-štěrbínová tryska.

Poměrně velký rozdíl v udávaných poměrných vzdálenostech je v / 70 / zdůvodňován různou konstrukcí trysek. V některých pracích např. / 17 /, / 22 /, / 40 /, / 116 /, / 134 / je poukazováno na vliv stupně turbulence v ose proudu, která je definována vztahem

$$Tu = \frac{\sqrt{\overline{w_{max}^2}}}{w_d}$$

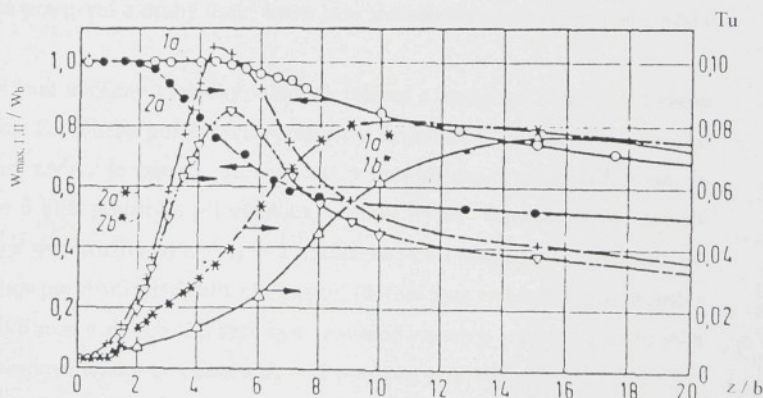
kde : $\overline{w_{max}^2}$ - flukuační složka rychlosti v ose proudu. V / 80 / je vliv stupně turbulence vyjádřen Smith - Kuethe parametrem $Tu/Re/100$. Průběh stupně turbulence a poměrné rychlosti w_{max}/w_d na poměrné vzdálenosti od ústí trysky z/d_d je uveden v obr. 3.1/1b. Z průběhu je patrný plynulý růst turbulence a pokles w_{max}/w_d v různých vzdálenostech z/d_d . Uvedené průběhy je možno zdůvodnit tím, že u silně turbulentního proudu dochází k intenzivní výměně energie mezi proudem a okolím. Turbulentní mísení na okraji proudu od určité vzdálenosti od ústí trysky ovlivňuje i střed proudu, čímž způsobuje rychlejší pokles rychlosti.

č.m.	Re	z/d_d měř.kruh.	z/b měř.šterb.
1	3125	4,24	2,16
2	6250	4,55	2,70
3	12500	4,91	2,95
4	18750	5,08	3,50
5	25000	5,23	3,60
6	31250	5,33	3,79
7	37500	5,45	4,10

Tab. 3.1/2 Výsledky vlastních měření pro kruhovou a šterbinovou trysku.

Z práce / 22 /, uvedené v obr. 3./1b je z použité literatury nejlépe patrná závislost $w_{\max, I, II} / w_b$ na parametru z/b pro různé stupně turbulence Tu . Křivka (1a) je určena pro přirozenou turbulenci, křivka (2a) pro uměle zvýšenou turbulenci vložním sít na výtoku z trysky. Závislost stupně turbulence na rychlosti výtoku z trysky je pro přirozenou turbulenci dána křivkami 1a* ($w_d = 48 \text{ m.s}^{-1}$) a 1b* ($w_d = 90 \text{ m.s}^{-1}$). Pro uměle zvýšenou turbulenci je tato závislost dána křivkami 2a* ($w_d = 48 \text{ m.s}^{-1}$) a 2b* ($w_d = 90 \text{ m.s}^{-1}$). Z uvedených průběhů je patrné, že délka počátečního úseku je dána stupněm turbulence. Při uměle zvýšené turbulenci (křivka (2a)) je z_k menší, než při přirozené turbulenci (křivka (1a)). Také pokles rychlostí v ose proudy se výrazně liší.

V práci / 22 / je dále na základě řady experimentálních měření upozorněno, že s rostoucí rychlostí vzduchu na výtoku z trysky se zvětšuje délka počátečního úseku proudy z_k a pokles rychlosti je pomalejší, což je v soulase s výsledky vlastních měření.



Obr. 3.1/1b Změna poměrné vzdálenosti z_k/b , poměrní rychlosti $w_{\max, I, II} / w_b$ na stupni turbulence Tu a poměrné vzdálenosti z/b podle / 22 / pro šterbinovou trysku.

Pro průběh poměrných rychlostí v ose základního úseku volného proudu pro různé vzdálenosti od ústí trysky z je v literatuře uváděna řada vztahů (3.1/2a,b,c,d), které jsou uvedeny v tab. 3.1/3 a diagramu 3.1/2.

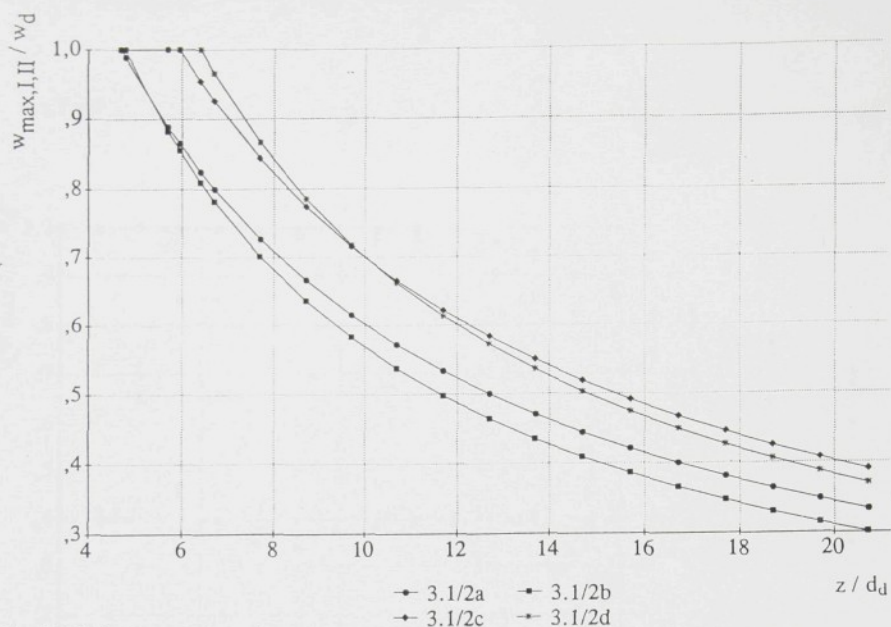
Číslo	$\frac{w_{\max,II}}{w_d}$	Platnost pro $\frac{z}{d_d} \geq$	Literatura
a	$\frac{8,0}{3,3 + \frac{z}{d_d}}$	5,3	/ 150 /
b	$\frac{0,48}{0,145 + \frac{az}{d_d}}$	$\frac{0,335}{a}$	/ 8 /, / 21 /
c	$\frac{1}{0,37 + 0,106 \frac{z}{d_d}}$	5,9	/ 99 /
d	$\frac{8,4}{2 + \frac{z}{d_d}}$	6,4	/ 150 /

Tab. 3.1/3 Výpočtové vztahy 3.1/2a,b,c,d.

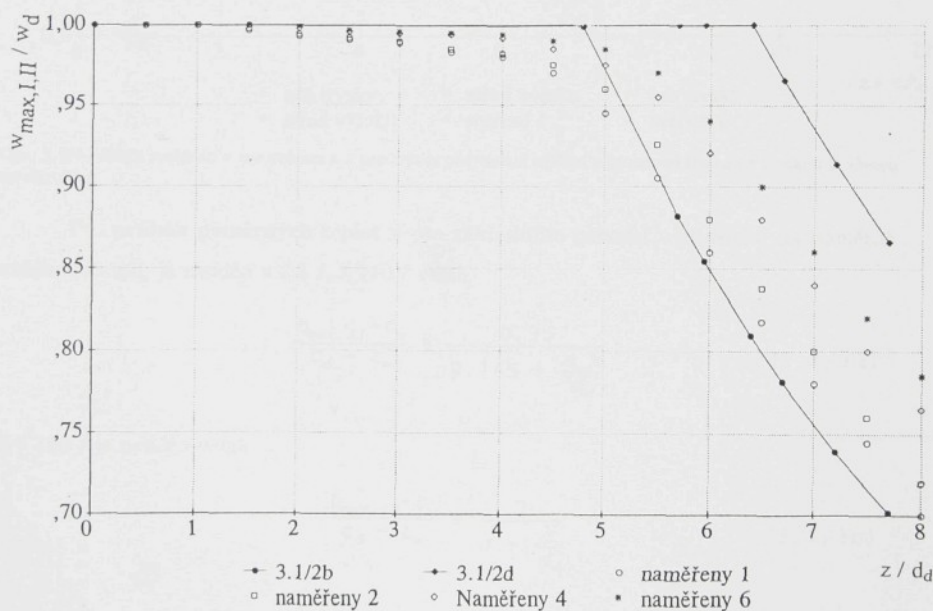
V diagramu 3.1/3 jsou uvedeny výsledky vlastních měření s kruhovou tryskou o průměru $d_d = 8$ mm pro první a druhý úsek, které jsou srovnány s výsledky výpočtů podle vztahů 3.1/2b,d.

V obr. 3.1/4 jsou uvedeny výsledky vlastních měření s kruhovou tryskou a tryskou tvořenou mezikružím. Z průběhu poměrných rychlostí v závislosti na poměrné vzdálenosti definované poměrem $z/\sqrt{A_d}$ je patrné, že rychlost v ose trysky s mezikružím se ve vzdálenosti $z/\sqrt{A_d} = 3$ blíží poměrům při výtoku z kruhové trysky. Rychlost v ose proudu (střed výtoku) trysky s mezikružím od $z/\sqrt{A_d} = 1$ prudce klesá a s nevýrazným nárůstem při $z/\sqrt{A_d} = 6$ se přibližuje poměrné rychlosti v ose trysky. Měření byla provedena pro průměry mezikružích $d_2/d_1 = 10/6$ mm a $d_2/d_1 = 20/18,2$ mm. Zvolené rozměry trysek s mezikružím odpovídají průřezu kruhové trysky o průměru $d_d = 8$ mm ($A_d = 5 \cdot 10^{-4}$ m²).

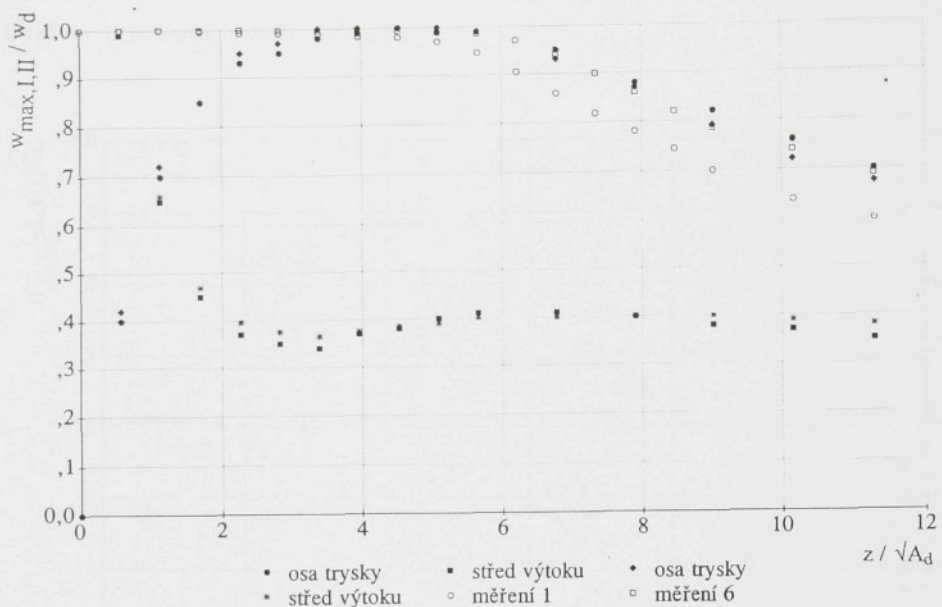
Podle / 63 / je ve vzdálenosti $z/\sqrt{A_d} > 20$ proudění automodelní vzhledem ke tvaru trysky, čemuž v podstatě odpovídají i výsledky vlastních měření.



Obr. 3.1/2 Průběh poměrné osové rychlosti volného proudu z kruhové trysky v závislosti na poměrné vzdálenosti od ústí trysky podle vztahů 3.1/2a,b,c,d



Obr. 3.1/3 Průběh osové rychlosti volného proudu z kruhové trysky podle vlastních měření pro Re_d uvedená v tabulce 3.1/2 a srovnání s výsledky podle vztahů 3.1/2b,d.



Obr. 3.1/4 Průběh rychlostí v ose proudu a v ose trysky pro vlastní měření s kruhovou tryskou a tryskou tvořenou mezikružím.

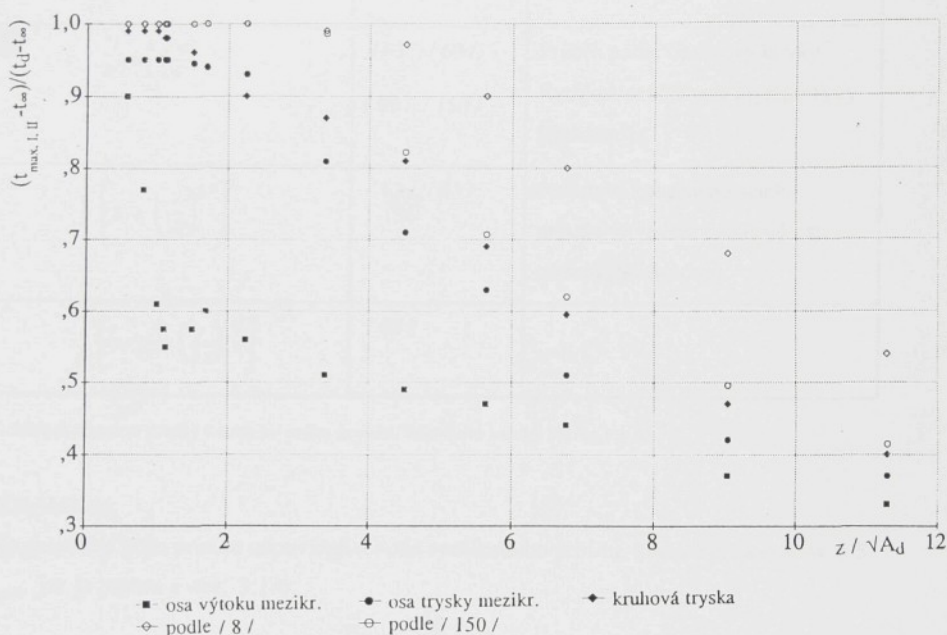
Pro průběh poměrných teplot v ose základního proudu v závislosti na poměrné vzdálenosti z/d_d je uváděn v / 8 / , / 110 / vztah

$$\frac{t_{\max, II} - t_{\infty}}{t_d - t_{\infty}} = \frac{0,35}{0,145 + \frac{a}{d_d} z} \quad (3.1/3a)$$

V / 150 / je uváděn vztah

$$\frac{t_{\max, II} - t_{\infty}}{t_d - t_{\infty}} = \frac{7}{3 + \frac{z}{d_d}} \quad (3.1/3b)$$

Průběhy uvedených závislostí jsou patrné z obr. 3.1/5, kde jsou uvedeny i výsledky vlastních měření. Pro možnost srovnání průběhů teplot v ose proudu pro kruhovou trysku a trysku tvořenou mezikružím, jsou v uvedeném obrázku zobrazeny i výsledky vlastních měření v závislosti na poměrné hodnotě $z/\sqrt{A_d}$.



obr 3.1/5 Průběh poměrných teplot v ose proudu a v ose trysky podle vlastních měření s kruhovou tryskou a tryskou tvořenou mezikružím a srovnání s výsledky podle literatury pro kruhovou trysku.

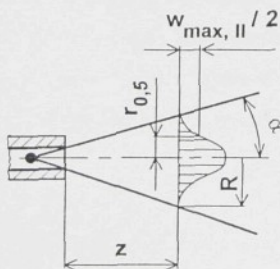
Rychlostní profily kolmo ke směru proudu vytékajícího z trysky jsou si v základním úseku podobné. Jsou uváděny vztahy jejichž přehled je v tab. 3.1/4.

Číslo	$\frac{w}{w_{\max, II}}$	Literatura	Poznámka
a	$\left[1 + 0,414 \left(\frac{r}{r_{0,5}} \right)^2 \right]^2$	/ 63 /	
b	$e^{-0,69 \left(\frac{r}{r_{0,5}} \right)^2}$	/ 63 /, / 69 /, / 99 /, / 150 /	Průběh podle Gaussovy křivky. Rychlost se blíží nule asymptoticky [Reichard]
c	$\left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^{1,5} \right]^2$	/ 63 /, / 65 /	Představa konečného účinku proudu ve vzdálenosti R od osy proudu [Schlichting]
d	$\left[1 - 0,16 \left(\frac{r}{a z} \right)^{1,5} \right]^2$	/ 63 /	

Tab. 3.1/4 Rychlostní profily kolmo ke směru proudu, výpočtové vztahy 3.1/4a,b,c,d.

POZNÁMKA:

$r_{0,5}$ je poloviční šířka proudu odpovídající bodu rychlostního profilu, kde je rychlost $w = 0,5 w_{\max, II}$, jak je patrné z obr. 3.1/6.



obr.3.1/6 Schéma rychlostního profilu a význam označení.

Při řešení rychlostních profilů volných proudů z kruhových trysek je možno uvedené závislosti nahradit Gaussovou křivkou pravděpodobnosti, případně logaritmickou křivkou.

Ze vztahů 3.1/4a,b,c,d není možno určit přímo průběh rychlostí $w/w_{\max,II}$ v závislosti na výtokové rychlosti w_d z trysky. Při odvození této závislosti můžeme vycházet ze vztahu (nahrazení Gaussovou křivkou)

$$\frac{w}{w_{\max, II}} = e^{-az^2} \quad (3.1/5a)$$

Součinitel a je závislý na vzdálenosti uvažovaného rychlostního profilu od trysky a je vhodné zavést součinitele K podle [7] definovaného vztahem

$$az^2 = 2K^2 \quad (3.1/6)$$

Za předpokladu, že $az^2 = \text{konst.}$ pro libovolný proud, a součinitel K při turbulentním proudění závisí pouze na konstrukčním provedení trysky, můžeme rovnici přepsat do tvaru

$$\frac{w}{w_{\max, II}} = e^{-2K^2 (r/z)^2} \quad (3.1/5b)$$

Uvedená rovnice vyjadřuje rychlost v libovolném místě v závislosti na rychlosti v ose volného proudu. Při určení rychlostního profilu i v závislosti na rychlosti volného proudu v trysce, vyjdeme ze vztahu (3.1/4). Rychlost v místě proudu definovaná souřadnicemi r, z platí pro všechny body elementárního mezikruží

$$dA = 2\pi r \, dr \quad (3.1/7)$$

Za předpokladu $q = \text{konst.}$ můžeme psát

$$\int_0^A \varrho w^2 dA = 2\pi \varrho \int_{y=0}^{y=\infty} w^2 r dr \quad (3.1/8)$$

Dosažením za rychlost ze vztahu (3.1/6) dostáváme

$$\begin{aligned} W^2 &= W_{\max, II}^2 e^{-4K^2(r/z)^2} \\ \int_0^A \varrho w^2 dA &= 2\pi \varrho W_{\max, II}^2 \int_{r=0}^{r=\infty} e^{-4K^2(r/z)^2} r dr = \\ &= \frac{\pi \varrho W_{\max, II}^2}{4 \left(\frac{K}{z}\right)^2} \end{aligned} \quad (3.1/9)$$

Provedenou integraci je vyjádřena hybnost proudu H_z , která je ve všech příčných průřezích stejná, a která musí být stejná i v trysce. Srovnáním výrazů pro hybnost z rovnice (3.1/9) a pro hybnost v trysce dostáváme

$$\frac{\pi \varrho W_{\max, II}^2}{4 \left(\frac{K}{z}\right)^2} = \frac{\pi \varrho d_d^2 w_d^2}{4} \quad (3.1/10)$$

odkud

$$\frac{W_{\max, II}}{w_d} = K \frac{d_d}{z} \quad (3.1/11)$$

Dosažením za $w_{\max, II}$ ze vztahu (3.1/11) do vztahu (3.1/6) dostáváme

$$\frac{w}{w_d} = K \frac{d_d}{z} e^{-2K^2(r/z)^2} \quad (3.1/12)$$

Z uvedených vztahů je možno určit závislost rychlosti v ose proudu a v libovolném místě proudu na rychlosti vzduchu vytékajícího z trysky a je možno odvodit vztah při vzájemném působení více proudů / 7 /. Součinitele K je nutno pro danou trysku určit experimentálně.

Hodnota úhlu rozšíření proudu α pro I. i II. úsek je závislá na výtokových

podmínkách a druhu proudění. Podle / 8 /, / 21 /, / 48 /

$$\operatorname{tg} \alpha = 3,4 \cdot a$$

Podle Abramoviče / 62 / je úhel rozšiřování volného proudu nezávislý na poměrech v ústí trysky a je $\alpha = 12,5^\circ$. Hodnota poloměru R je pak rovna

$$R = z \operatorname{tg} \alpha = 0,22 \cdot z$$

Vzdálenost pólu P od ústí trysky podle / 21 / je dána vztahem

$$\frac{z_p}{d_d} = \frac{0,145}{a}$$

Součinitele vířivosti a je možno určit experimentálně na základě naměřených osových rychlostí příp. teplot v různých vzdálenostech od výstupního otvoru trysky $z > z_k$ a v místě výstupu z trysky. Součinitel vířivosti byl určován ze vztahu

$$a = \left(0,48 \frac{w_d}{w_{\max, II}} - 0,145 \right) \frac{d_d}{z}$$

na základě měření při různých vzdálenostech z .

Poměrnou hodnotu průměru proudu $d_{l,II}/d_d$ v poměrné vzdálenosti z/d_d od ústí trysky je dána vztahy (3.1/13a,b,c,d), které jsou uvedeny v tabulce 3.1/5.

Číslo	$\frac{d_{l,II}}{d_d}$	Literatura
a	$6,8 \left(\frac{a z}{d_d} + 0,145 \right)$	/ 8 /, / 21 /
b	$1 + 0,285 \frac{z}{d_d}$	/ 99 /
c	$1 + 0,298 \frac{z}{d_d}$	/ 150 /

Tab. 3.1/5 Výpočtové vztahy 3.1/13 a,b,c,d pro určení poměrné hodnoty průměru proudu na poměrné vzdálenosti od ústí trysky.

Střední rychlost podle průtoku $\bar{w}_{I,II,m}$ vyplývá z konstantní hybnosti proudu

$$\bar{w}_{I,II,m} = \bar{w}_d \frac{\dot{V}_d}{\dot{V}_{I,II}}$$

Střední rychlost podle průřezu $\bar{w}_{I,II,s}$ je dána vztahem

$$\bar{w}_{I,II,s} = \frac{4}{\pi} \frac{\dot{V}_{I,II}}{d_{I,II}^2}$$

Velikost střední rychlosti podle průtoku leží mezi velikostmi osové rychlosti a střední rychlosti podle průřezu, jak je patrné z velikosti konstant v rovnicích pro poměrné hodnoty těchto rychlostí. Z uvedeného vyplývá, že v každém průřezu hlavní oblasti proudu je možno vytknout menší průřez proudu (souosý), v němž střední rychlost podle průtoku je stejná jako střední rychlost podle průřezu.

Mezi jednotlivými veličinami (střední rychlost, střední teplota, střední koncentrace) je možno použít vztahu

$$\frac{\bar{w}_{I,II,m}}{\bar{w}_d} = \frac{\dot{V}_d}{\dot{V}_{I,II}} = \frac{\bar{t}_{I,II} - \bar{t}_\infty}{\bar{t}_d - \bar{t}_\infty} = \frac{\bar{k}_{I,II} - \bar{k}_\infty}{\bar{k}_d - \bar{k}_\infty}$$

Průběh poměrné střední rychlosti, teplot a koncentrací podle průtoku v prvním úseku na poměrné vzdálenosti od ústí trysky je možno určit / 8 / ze vztahu

$$\frac{\bar{w}_{I,m}}{\bar{w}_d} = \frac{1}{1 + 1,52 \frac{a}{d_d} + 5,28 \left(\frac{a}{d_d} \right)^2} \quad (3.1/13)$$

Průběh poměrné střední rychlosti, teplot a koncentrací podle průřezu v prvním úseku určíme ze vztahu

$$\frac{\bar{w}_{I,s}}{\bar{w}_d} = \frac{1 + 1,52 \frac{a}{d_d} \frac{z}{d_d} + 5,28 \left(\frac{a}{d_d} \frac{z}{d_d} \right)^2}{1 + 13,6 \frac{a}{d_d} \frac{z}{d_d} + 46,24 \left(\frac{a}{d_d} \frac{z}{d_d} \right)^2}$$

Průběh poměrné střední rychlosti podle průtoku, teplot a koncentrací ve druhém úseku na poměrné vzdálenosti od ústí trysky je možno určit / 8 /, / 21 / ze vztahu

$$\frac{\bar{w}_{II,m}}{\bar{w}_d} = \frac{0,226}{0,145 + \frac{a}{d_d} \frac{z}{d_d}} \quad (3.1/14)$$

POZNÁMKA:

Průběhy poměrných středních rychlostí, teplot a koncentrací jsou užívány převážně v oboru větrání a klimatizace a v předložené práci jsou uvedeny pro úplnost používaných výpočtových vztahů.

3.2 Impaktní proudění (obtékání pevné plochy).

Z výsledků měření prováděných ve volném proudě a při impaktním proudění (obtékání pevné plochy) vyplývá, že charakter volného proudě a impaktního proudě zůstává zachován. Změna tohoto charakteru nastává pouze při malé vzdálenosti trysky od obtékané stěny, kde se vytváří oblast stěnového proudě. Obtékání pevné plochy, kolmé k proudě vzduchu je schematicky znázorněno v obr. 3.0/1.

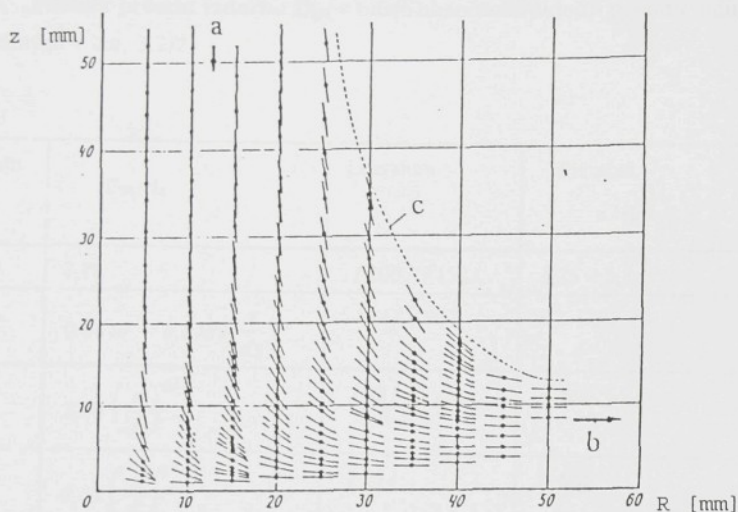
Z hlediska přenosu tepla a hmoty při impaktním proudění jsou významné dvě oblasti:

☛ Oblast stagnačního bodu (III), kde se proudnice rozdělují a rychlost v ose proudě je nulová. V této oblasti dochází k postupnému růstu podélné složky rychlosti se zvětšující se vzdáleností od stagnačního bodu až do místa ukončení ohybu paprsku a tloušťka mezní vrstvy je konstantní. Zpomalení vzduchu proudícího kolmo na stěnu je plynulé a je porovnáváno s potenciálním obtékáním koutu / 97 /, / 134 /, / 149 /.

☛ Oblast IV, kde dochází k poklesu rychlosti proudícího vzduchu podél stěny a růstu tloušťky mezní vrstvy. Tuto oblast, kde jsou již proudnice rovnoběžné s obtékanou plochou, můžeme srovnat s prouděním vzduchu podél stěny (stěnový proud).

Pro teoretické řešení přenosu tepla a hmoty je nutná znalost rychlostí w_x podél obtékané plochy (ve směru osy x). Na základě měření průběhů rychlostí nad obtékanou plochou je možno určit oblast (III), ve které dochází k postupnému urychlování podélné složky rychlosti a oblast IV, kde dochází k postupnému zpomalování rychlosti w_x .

Rychlostní pole v oblasti stagnačního bodu měřené směrovou sondou / 150 / je patrné z obr. 3.2/1, kde jsou znázorněny směry proudě vzduchu v závislosti na vzdálenosti od stagnačního bodu R a vzdálenosti z od obtékané plochy. V blízkosti stagnačního bodu nastává ohyb proudě do vodorovného směru těsně nad obtékanou plochou, se zvětšující se vzdáleností R je ohyb proudě patrný již při vyšších vzdálenostech od obtékané plochy. Z uvedených průběhů podélných složek rychlostí je patrné, že měření těchto rychlostí v oblasti IV je možné např. Prandtlovou trubicí, v oblasti III je nutné použít speciální sondy.



obr. 3.2/1: Průběh rychlostí v oblasti stagnačního bodu (a - směr výtoku z trysky, b - směr obtékání plochy, c - hranice proudu)

Vzdálenost odklonu proudu vzduchu z_{III} při výtoku z trysky je možno určit ze vztahů uvedených v tabulce 3.2/1.

Číslo	$\frac{z_{III}}{d_d}$	Literatura	Platnost	
			Re_d	z/d_d
a	1,2	/ 100 /, / 150 /	$4 \cdot 10^3 \div 1,5 \cdot 10^5$	$1,25 \div 6,4$
b	$0,4218 + 0,1213 \frac{z}{d_d}$	/ 100 /, / 150 /		$6,4 \div 20$
c	$0,616 \frac{z}{d_d}$	/ 99 /		$< 6,2$
d	$0,516 \frac{z}{d_d}$	/ 99 /		$> 6,2$

Tab. 3.2/1 Výpočtové vztahy 3.2/1 b, c, d pro určení poměrné vzdálenosti odklonu proudu v závislosti na poměrné vzdálenosti ústí trysky od obtékaného povrchu.

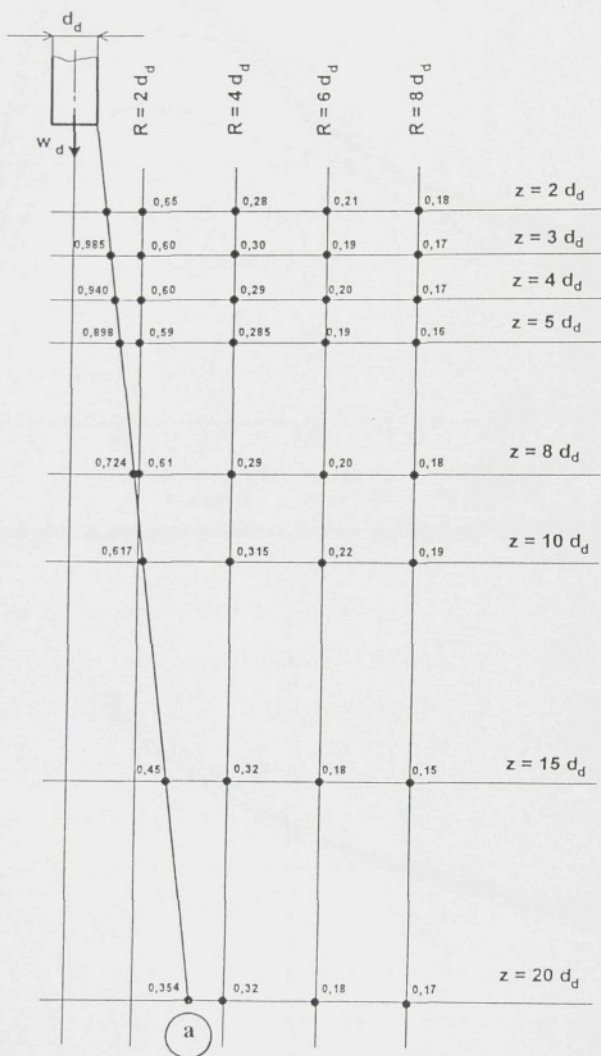
Průměr proudu vzduchu D_{III} v místě ukončení odklonu proudu určíme ze vztahů uvedených v tab. 3.2/2.

Číslo	D_{III} / d_d	Literatura	Platnost z / d_d
a	2,18	/ 100 /, / 150 /	1,25 ÷ 5,3
b	$0,8640 + 0,2484 \frac{z}{d_d}$	/ 34 /, / 80 /	5,3 ÷ 20
c	$2,06 \left(\frac{z}{d_d} \right)^{0,1}$	/ 99 /	< 6,2
d	$0,68 \left(\frac{z}{d_d} \right)^{0,7}$	/ 99 /	> 6,2

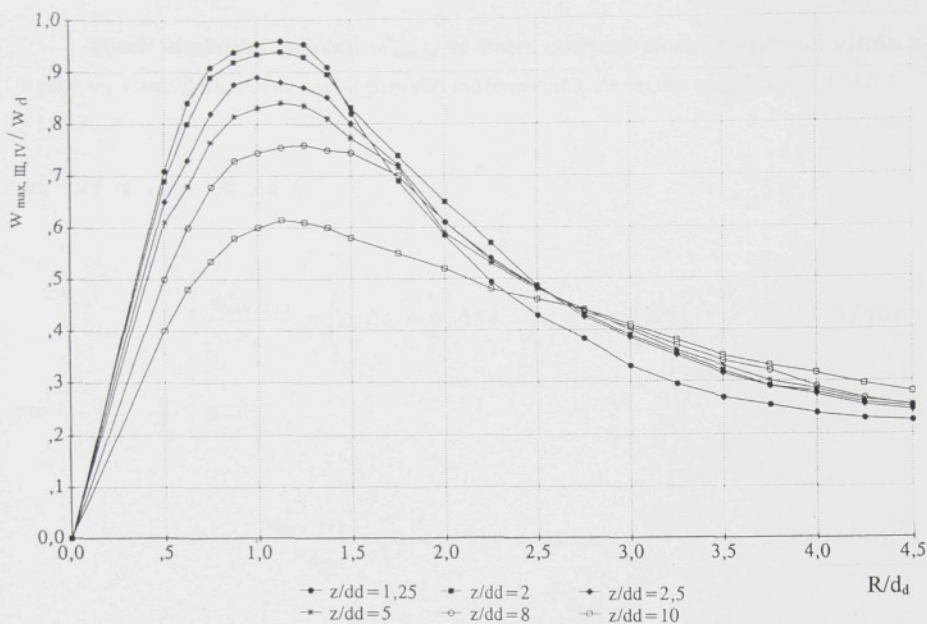
Tab. 3.2/2 Výpočtové vztahy 3.2/2b,c,d pro určení poměrného průměru proudu v místě ukončení ohybu v závislosti na poměrné vzdálenosti ústí trysky od obtékaného povrchu.

Průběhy D_{III}/d_d v závislosti na z/d_d vypočtené podle vztahů 3.2/2b,c,d jsou uvedeny v obr. 3.2/2. Uvedených výsledků bylo využito při určení maximální rychlosti v oblasti za odklonem proudu.

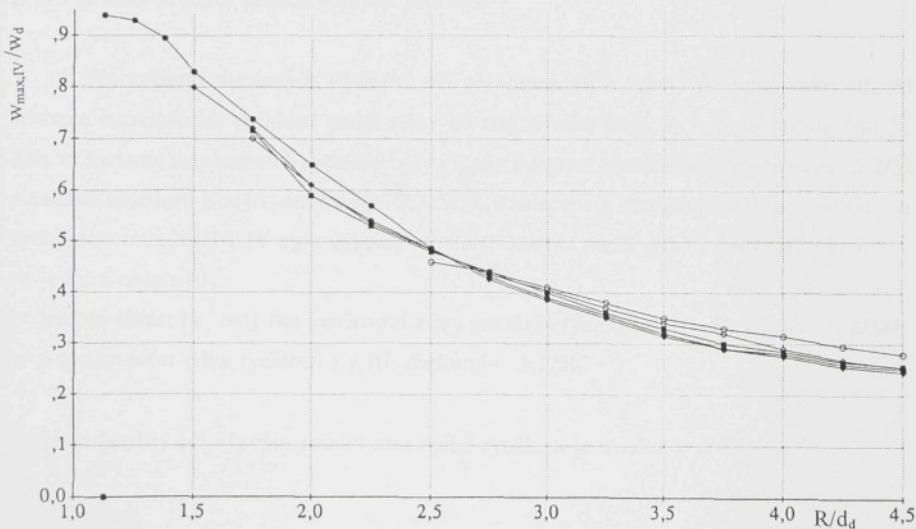
Výsledky měření závislosti poměrné maximální podélné rychlosti vzduchu obtékajícího desku na poměrné vzdálenosti od stagnačního bodu jsou uvedeny v obr. 3.2/2 a 3.2/3. Z obrázků je patrné, že v oblasti stagnačního bodu (III) je charakter průběhu poměrné rychlosti zcela odlišný ve srovnání s průběhem v oblasti IV. V oblasti $R_{III} < III^*$ je závislost poměrných rychlostí možno považovat za lineární (oblast je tedy menší než je uváděno v tab. 3.2/2). Za hranicí ohybu $R_{IV} \geq R_{III}^*$ a pro $z/d_d \geq 2$ je možno výsledky měření nahradit jednou křivkou, jak je patrné z obrázku 3.2/4.



Obr. 3.2/2: Závislost D_{III}/d_d a $w_{\max,III,IV}/w_d$ na parametru z/d_d a R/d_d
 a - hranice ukončení odklonu proudu podle tab.3.2/2.



Obr. 3.2/3 Závislost poměrné maximální rychlosti na poměrné vzdálenosti od stagnačního bodu podle vlastních měření.



Obr.3.2/4 Průběh poměrných maximálních rychlostí v závislosti na poměrné vzdálenosti R/d_a pro oblast $R_{IV} > R''_{III}$

$\bullet$ $z/dd=2$ $\blacktriangle$ $z/dd=2.5$ $\blacksquare$ $z/dd=5$
 $\circ$ $z/dd=8$ $\diamond$ $z/dd=10$

Poměr maximální rychlosti $w_{\max,III}^*$ ve směru obtékané plochy k rychlosti výtoku z trysky w_d v místě ukončení ohybu paprsku můžeme určit ze vztahu uváděném v / 100 /, / 150 /.

$$\text{pro } 1,25 \leq \frac{z}{d_d} \leq 6,4$$

$$\frac{w_{\max,III}^*}{w_d} = \left(1,04 - 0,034 \frac{z}{d_d} \right) 1,09 \left(\frac{d_d}{z} \right)^{0,034} \quad (3.2/4a)$$

$$\text{pro } 6,4 < \frac{z}{d_d} \leq 20$$

$$\frac{w_{\max,III}^*}{w_d} = \left(0,4195 + 0,1201 \frac{z}{d_d} \right)^{-1} \quad (3.2/4b)$$

Hodnoty vypočtené podle uvedených vztahů 3.2/4a,b jsou uvedeny v diagramu 3.2/2 (po levé straně přímkou určující ukončení ohybu paprsku).

Pro aplikaci uvedených výsledků při přenosu tepla a hmoty je nutno určit střední hodnotu maximálních rychlostí podél stěny od stagnačního bodu $R = 0$ do vzdálenosti R . Střední hodnoty maximálních rychlostí byly určeny integrací naměřených hodnot (obr. 3.2/3) a získané závislosti jsou uvedeny v obr. 3.2/5a,b. Vzhledem k různým průběhům poměrných rychlostí v oblasti III a IV byly výpočty středních hodnot podél plochy provedeny pro:

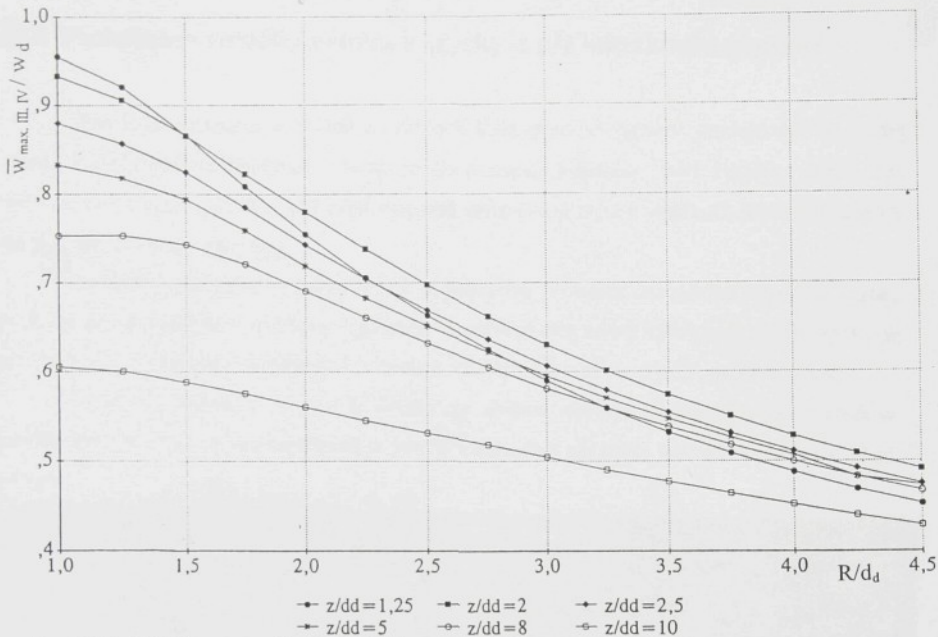
☛ jen pro oblast III,

☛ jen pro oblast IV, tedy bez uvažování vlivu poměrné rychlosti v III. úseku (obr. 3.2/5a),

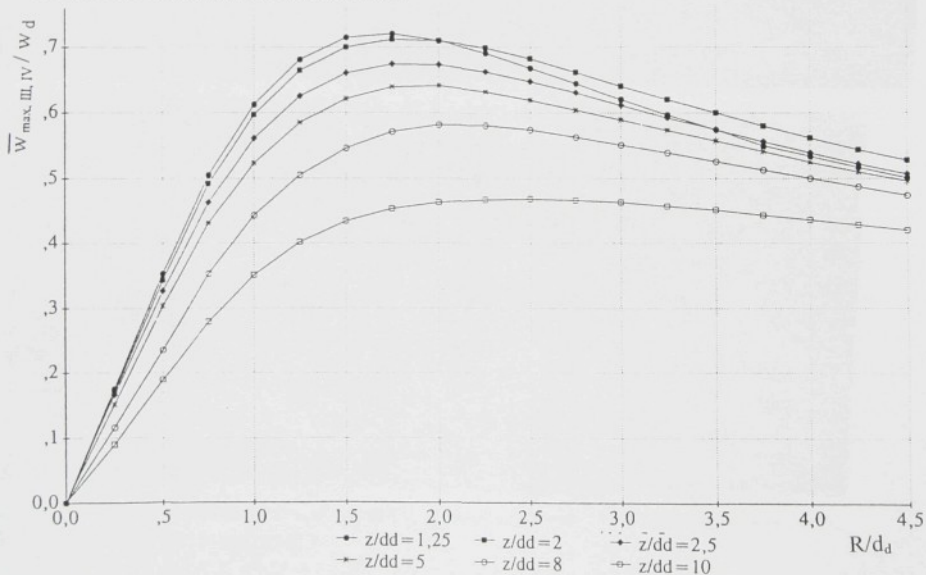
☛ s uvažováním vlivu rychlosti i v III. úseku obr. 3.2/5b.

Program použitý při výpočtu střední maximální rychlosti je uveden v příloze.

*Průtoky neodpovídají
jedné dimenzi
rychlosti*



Obr. 3.2/5a: Závislost poměrných středních hodnot maximálních rychlostí na poměrné vzdálenosti od stagnačního bodu (s uvažováním rychlostí jen v oblasti IV).



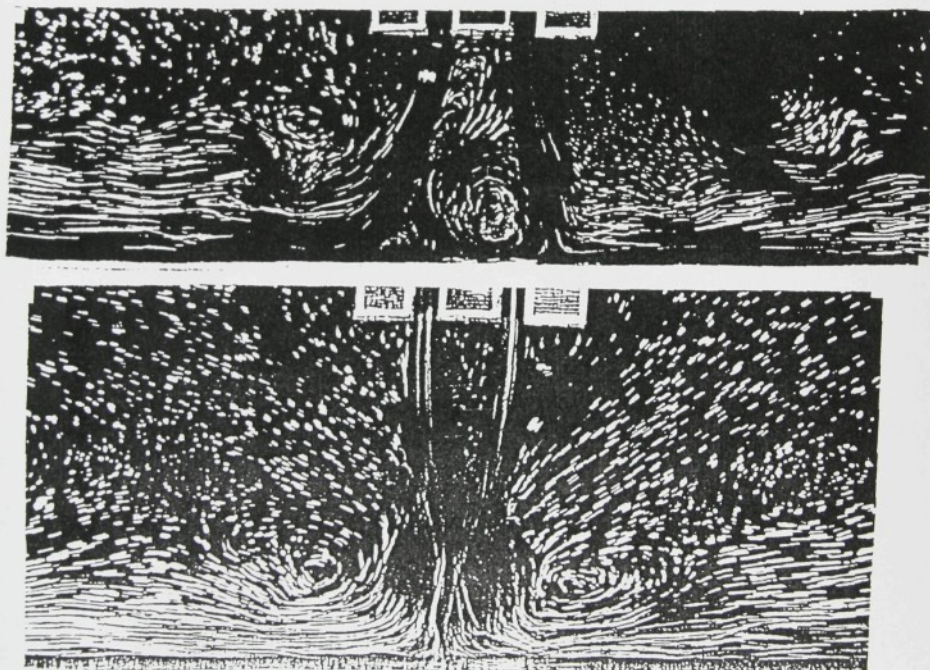
Obr. 3.2/5b: Závislost poměrných středních hodnot maximálních rychlostí na poměrné vzdálenosti od stagnačního bodu (s uvažováním rychlostí v oblasti III; IV).

3.3 Vizualizace volného výtoku z trysky a při impaktním proudění

Pro lepší znázornění průběhu rychlostí bylo použito metody modelování na vodní vaně. Princip měření spočíval v tom, že do proudící kapaliny, jejíž rychlost mohla být měněna nastavením přítoku, byl před vstupem do měřené trysky vstříknut hliníkový prášek na povrch zbarvené kapaliny.

Výsledky měření pro volný výtok a impaktní proudění z kruhové trysky a trysky tvořené mezikružím jsou uvedeny v příloze. Z měření pro volný výtok z kruhové trysky je možno určit pouze úhel rozšiřování proudu a vliv tloušťky stěny trysky na tvorbu víru.

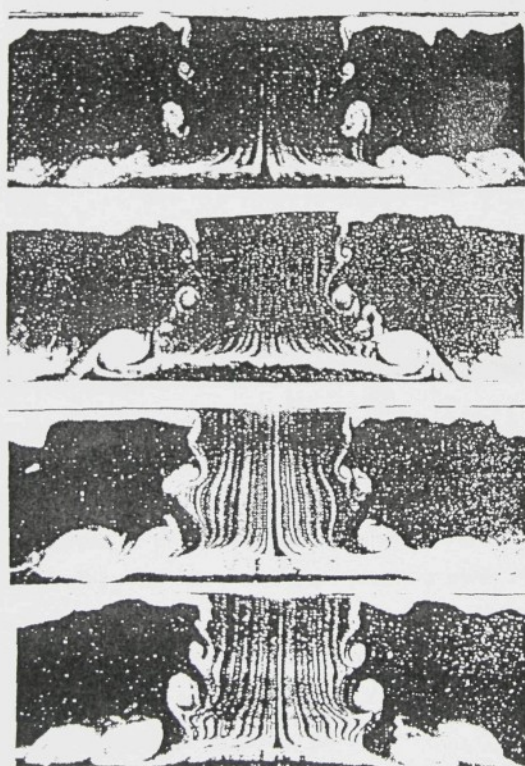
Z měření volného výtoku z trysky se dvěma otvory (simulace trysky tvořené mezikružím příp. perforovaná deska) je patrná vzdálenost při které dochází ke spojení obou proudů.



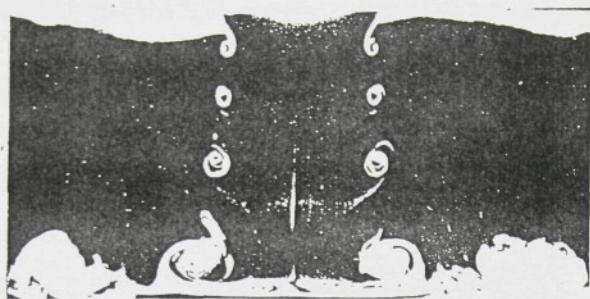
obr. 3.3/1a,b: Výsledky vizualizace impaktního proudění z mezikružím na vodní vaně ve spolupráci s katedrou energetických zařízení TU v Liberci / 112 /.

Z uvedených obrázků pro případ impaktního proudění z kruhové trysky pro různé vzdálenosti ústí trysky od obtékané plochy je patrná změna charakteru průběhu proudu a tvorba vírů pro různé vzdálenosti z , kdy při větších vzdálenostech dochází v místě ohybu proudu ke zmenšení průměru proudu.

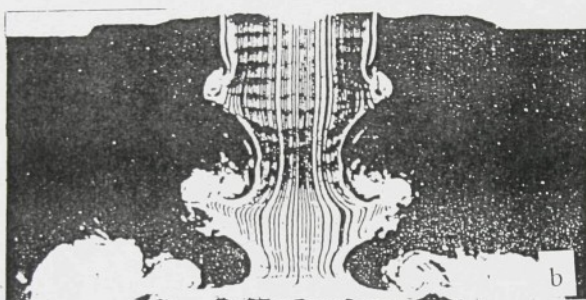
Velmi zajímavý případ impaktního proudění z trysky se dvěma otvory kde při malých vzdálenostech z dochází k vychýlení proudu k vnější straně pro oba průměry; pro větší vzdálenosti již dochází k vychýlení proudu směrem dovnitř (obr. 3.3/1a,b). Uvedené průběhy je možno zdůvodnit tvořením vírů nad obtékanou plochou v oblasti stagnačního bodu při menších vzdálenostech z . Při větších vzdálenostech se pod vnitřní plochou trysky vytváří mírný podtlak, který "stahuje" oba proudy.



obr. 3.3/2a : Vizualizace impaktního proudění z trysky (kouřový tunel).



$Re_d = 3500$



$Re_d = 20000$



Obr. 3.3/2b,c Vizualizace impaktního proudění z trysky (kouřový tunel).

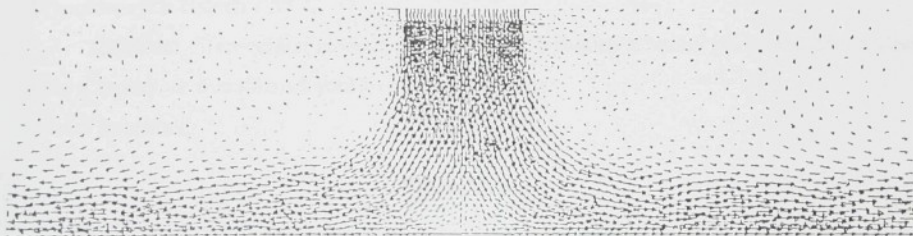
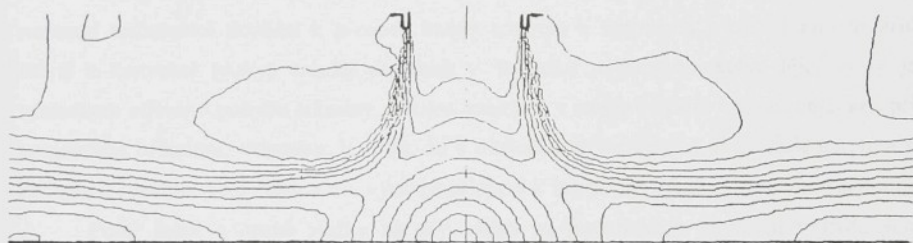
Pro srovnání výsledků měření na vodní vaně jsou v obr. 3.3/2a,b,c uvedeny výsledky měření Popiela a Trasse prováděné v kouřovém tunelu. Z obr. 3.3/2a, kde $Re_d = 3500$, $z/d_a = 1,2$ je patrné, že již krátce za ústím kruhové trysky dochází ke tvoření vírů, které se spojují až periodicky dosáhnou obtékanou plochu a podél obtékané plochy se pohybují směrem od stagnačního bodu. Z obr. 3.3/2b, kde $Re_d = 3500$ a $Re_d = 20000$, $z/d_a = 2$ je patrné, že s rostoucím Reynoldsovým číslem je tvoření a spojování vírů intenzivnější. Turbulence v jádře vírů je rovněž zřetelnější. Z obr.3.3/2c je patrná mezní vrstva v oblasti stagnačního bodu a vytváření stěnového proudu.

3.4 Simulace impaktního proudění z kruhové trysky na počítači.

Pro modelování bylo použito dvourozměrného stlačitelného nevazkého proudění, popsaného Eulerovými rovnicemi. Proudění o předepsané výtokové rychlosti se vytváří zadáním potřebného tlakového spádu. Je-li p_0 klidový tlak, pak

$$\frac{p}{p_0} = \frac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2\right)^{k/(k-1)}}$$

Výsledky pro impaktní proudění s průměrem trysky $d_d = 10$ mm a rychlosti $w_d = 10$ m.s⁻¹ se vzdáleností $z = 20$ mm jsou patrný z obr. 3.4/1 a dalších obrázků v příloze. V obr. 3.4/1a jsou znázorněny izočáry rychlosti s ekvidistantou 1 m.s⁻¹. Velmi dobře je patrný vliv pevné stěny, která brání vývoji rychlostního profilu již při výtoku z trysky. Na obr. 3.4/1b jsou znázorněna směrová pole rychlosti (srov. obr. 3.2/1).



Obr. 3.4/1a,b: Výsledky výpočtu s kruhovou tryskou simulací na počítači ve spolupráci s VÚTS / 112 /.

4.0 Teorie současného přenosu tepla a hmoty

Přenos hmoty je chápán jako přenos difundující látky z povrchu stěny do plynného prostředí nebo naopak. Analogicky jako přenos tepla, který bereme jako proces současného transportu energie vedením tepla (kondukce) ve směru kolmém k proudící tekutině a konvektivního transportu energie proudící tekutinou je přenos hmoty charakterizován současnou difuzí hmoty (páry) kolmo ke směru proudění tekutiny a konvektivního transportu hmoty ve směru proudící tekutiny.

Při **malých hodnotách Reynoldsových čísel** je tok složky podél fázového rozhraní laminární a proudnice tekutiny jsou obvykle rovnoběžné s fázovým rozhraním. Přenos hmoty mezi fázemi je kolmý na toto rozhraní a na směr proudnic. Při těchto podmínkách pohyb fáze nenapomáhá přenosu hmoty ani tento proces neurčuje. Přenos hmoty se uskutečňuje jen molekulární difuzí (přímé přemísťování molekul) napříč proudnic. Přenos hmoty je závislý na gradientu koncentrace a velikosti odporu při molekulární difuzi.

Při **vyšších hodnotách Reynoldsových čísel** kdy je tok složky podél fázového rozhraní turbulentní dochází k přenosu hmoty směrem k fázovému rozhraní molekulární difuzí a konvekcí (pohyb shluku molekul) v důsledku makroskopického děje, který je výsledkem vířivého pohybu tekutiny. Přenos hmoty je v tomto případě intenzivnější než při laminárním proudění, vzhledem k tomu, že v důsledku turbulence se přemísťuje tekutina k fázovému rozhraní jako celek a tím výrazně přispívá k intenzivní výměně přes toto rozhraní.

Podíl jedné a druhé složky na ději závisí na podmínkách proudění vyjádřených Reynoldsovým číslem. Při velmi vysokých hodnotách Reynoldsových čísel by se měl přenos dít pouze konvekcí. Ve skutečnosti se tohoto nedosáhne ani při velmi vysokých Reynoldsových číslech / 57 /.

Základní diferenciální rovnice přenosu tepla, hybnosti a hmoty při současném sdílení tepla a hmoty ve dvoufázové soustavě jsou vyjádřeny:

rovnici kontinuity

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \nabla(\rho w) \quad (4.0/1)$$

rovnici přenosu hybnosti

$$\rho \frac{\partial w}{\partial \tau} + \rho w \nabla w = \rho g - \nabla p + \rho \nu \nabla^2 w \quad (4.0/2)$$

rovnici přenosu energie

$$\frac{\partial i}{\partial \tau} + w \nabla i = a \nabla^2 i - \frac{1}{\rho} (i_D - i_L) \operatorname{div} \dot{m}_D - \frac{1}{\rho} \nabla (i_D - i_L) \quad (4.0/3)$$

rovnici přenosu hmoty

$$\frac{\partial \rho_D}{\partial \tau} + \nabla (\rho_D w) = \operatorname{div} \dot{m}_D \quad (4.0/4)$$

kde hustota hmotnostního toku $\dot{m}_D$ je určena vztahem

$$\dot{m}_D = -D_c (\nabla \rho_D + \rho_D \frac{k_T}{T} \nabla T + \rho_D \frac{k_D}{p} \nabla p) \quad (4.0/5)$$

Při konstantní hustotě směsi vodní pára - vzduch je $\rho = \text{konst}$ a $\nabla w = 0$.

Ve stacionárním stavu přenosových dějů je

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{\partial w}{\partial \tau} = \frac{\partial i}{\partial \tau} = \frac{\partial \rho_D}{\partial \tau} = 0 \quad (4.0/6)$$

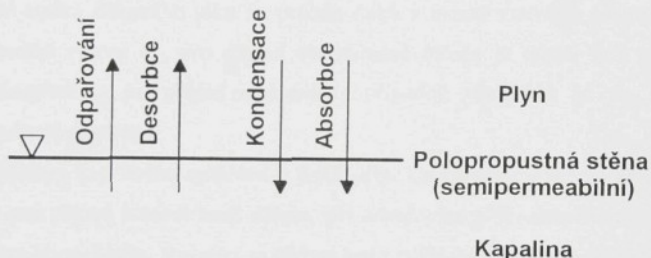
Při vynucené konvekci lze zanedbat v rovnici pro přenos hybnosti (4.0/2) členy určující vliv gravitačních sil ρg a tlakových sil ∇p v porovnání s účinkem vazkých sil $\rho \nu \nabla^2 w$. Na pravé straně rovnice pro přenos energie (4.0/3) určuje první člen molekulární přenos energie vedením tepla, druhý člen stanoví přenos tepla difuzí hmoty (Dufourův jev) a třetí člen vyjadřuje přenos entalpie difuzí. Při řešení běžných úloh z tepelné techniky vliv posledních dvou členů pravé strany rovnice (4.0/3) neuvažujeme. V rovnici (4.0/5) pro přenos hmoty určuje první člen pravé strany rovnice molekulární přenos hmoty difuzí v důsledku gradientu hmotnostní koncentrace, druhý člen vyjadřuje přenos hmoty v důsledku gradientu teploty, tj. termodifuzí (Soretův jev), přičemž konstantou úměrnosti je součinitel termodifuze k_T , třetí člen rovnice vyjadřuje tok hmoty v důsledku gradientu tlaku prostředí. Hodnota k_D je součinitel tlakové difuze. Uvedené vztahy jsou řešeny za určitých podmínek a různými metodami uvedenými například v [4], [19], [27], [81], [135], [149].

4.1 Přenos tepla a hmoty při jednostranné difuzi

Uvažujeme případ polopropustné stěny (obr. 4.1/1) (semipermeabilní) např. povrch kapaliny, kterou mohou procházet jen molekuly kapaliny do prostoru okolního vzduchu. Kapalina se odpařuje nebo v kapalině rozpuštěná komponenta desorbuje. V obou případech směřuje difuzní proud z kapaliny do vzduchu.

Jestliže směřuje difuzní tok opačným směrem, ze vzduchu do kapaliny, dochází ke kondenzaci příp. absorpci.

Vliv směru difuzního proudu na průběh rychlostí v mezní vrstvě je patrný z obr. 4.1/2.



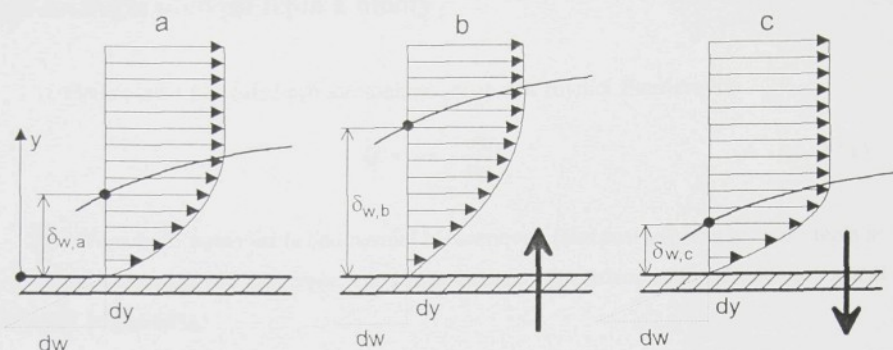
Obr. 4.1/1 Případy jednostranné difuze

V případě *a*, kdy nedochází k difuzi, není průběh rychlostí v mezní vrstvě ovlivněn difuzním proudem a tloušťka mezní vrstvy je $\delta_{w,a}$ a rychlostní gradient $(dw/dy)_{w,a}$.

V případě *b*, kdy dochází k odpařování příp. desorbci jsou v bezprostřední blízkosti hranice fází podstatně menší rychlosti ve srovnání s případem *a*. V důsledku toho, za jinak stejných podmínek, je tloušťka mezní vrstvy větší $\delta_{w,b} > \delta_{w,a}$ a rychlostní gradient na hranici fází je menší, $(dw/dy)_{w,b} < (dw/dy)_{w,a}$.

Vzhledem k tomu, že rychlostní gradient je rozhodující pro hydraulické ztráty jsou v tomto případě hydraulické ztráty menší než v případě *a*.

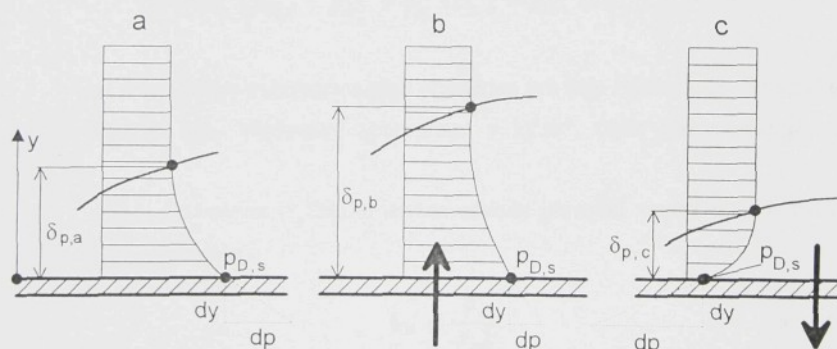
V případě *c*, kdy dochází ke kondenzaci příp. absorpci jsou v bezprostřední blízkosti hranice fází podstatně vyšší rychlosti než v případě *a*. V důsledku toho, za jinak stejných podmínek, je tloušťka mezní vrstvy menší $\delta_{w,c} < \delta_{w,a}$ a rychlostní gradient na hranici fází je větší $(dw/dy)_{w,c} > (dw/dy)_{w,a}$. V důsledku toho jsou hydraulické ztráty větší než v případě *a*.



Obr. 4.1/2 Vliv jednostranné difuze na tloušťku mezní vrstvy a rychlostní gradient.

Vliv směru difuzního toku na průběh tlaků v mezní vrstvě je patrný z obr. 4.1/3. Tloušťka mezní vrstvy $\delta_{p,a}$ pro případ oboustranné difuze je menší než při kondenzaci, případně absorpci $\delta_{p,b}$, pro případ odpařování případně desorpci je $\delta_{p,c}$ menší. Totéž platí pro tlakové gradienty.

Vzhledem k průběhu rychlostí a tlaků příp. koncentrací v mezní vrstvě, obr. 4.1/3 dostáváme pro případ jednostranné difuze: při odpařování příp. desorpci, se přenos hmoty sníží, při kondenzaci příp. absorpci se přenos tepla zvýší ve srovnání s oboustrannou difuzí.



obr. 4.1/3: Vliv jednostranné difuze na tloušťku mezní vrstvy a tlakový gradient.

Vliv toku tekutiny kolmo k hranici fází na vnější proudění (rychlosti, tlaky, teploty) je pro jednoduché případy (zpravidla podélné obtékání desky) uveden například v / 3 /, / 68 /, / 69 /, / 83 /, / 118 /, / 139 /.

4.2 Analogie přenosu tepla a hmoty

Přenos tepla kondukcí pro stacionární děj je dán rovnicí Fourierovou

$$\dot{Q} = -\lambda \left(\frac{dt}{dn} \right)_p \quad (4.2/1)$$

Přenos tepla konvekcí je dán rovnicí Newtonovou (složitost výpočtu přenosu tepla se přenáší na součinitele přenosu tepla, který je pomocnou výpočtovou smluvní hodnotou a není fyzikální konstantou).

$$\dot{Q} = \alpha (t_s - t_\infty) \quad (4.2/2)$$

Přenos hmoty při oboustranné molekulární difuzi je dán prvním Fickovým zákonem

$$\dot{m}_D = -D_c \left(\frac{d\rho_D}{dn} \right)_p = -D_p \left(\frac{dp}{dn} \right)_p \quad (4.2/3)$$

který pro jednostrannou difuzi přechází na Stefanův vztah.

Hustota hmotnostního toku je dána vztahy (obdobně jako v Newtonově rovnici, kde součinitelé přenosu hmoty jsou opět pomocné smluvní výpočtové hodnoty).

$$\dot{m}_D = \beta_c (\rho_{D,s} - \rho_D) = \beta_p (p_{D,s} - p_D) = \beta_x (x_s - x) \quad (4.2/4)$$

Vztahy obsahující koncentrace platí přesně jen pro děje isotermické. Koncentrace se vyjadřují obvykle jako hmotnostní koncentrace v kg.m^{-3} , takže koncentrace je totožná s hustotou.

Z uvedených vztahů (4.2/4) je možno odvodit převodní vztahy mezi jednotlivými součiniteli přenosu hmoty:

$$\beta_p = \frac{\beta_c}{x_D T} \quad (4.2/4a)$$

$$\beta_x = \beta_c \frac{P}{r_L T} \quad (4.2/4b)$$

$$\beta_x = \beta_p P \frac{r_D}{r_L} \quad (4.2/4c)$$

V případě, že děj není izotermický dosazujeme střední teplotu

$$\overline{T} = \frac{T_S + T_\infty}{2}$$

Z analogie mezi přenosem tepla a hmoty vyplývá, že i případ přenosu hmoty příp. současného přenosu tepla a hmoty do stabilizovaného proudu plynu je možno vyjádřit analogickými funkčními závislostmi bezrozměrných kritérií.

Pro přenos tepla

$$Nu = \frac{\alpha d_{CH}}{\lambda} = \frac{d_{CH}}{t_s - t_\infty} \left(\frac{dt}{dn} \right)_p = f(Re, Pr) \quad (4.2/5)$$

Pro přenos hmoty

$$Sh = \frac{\beta_c d_{CH}}{D_c} = \frac{d_{CH}}{P_{D,S} - P_{D,\infty}} \left(\frac{dp_D}{dn} \right)_p = f(Re, Sc) \quad (4.2/6)$$

Uvedené funkční závislosti se zpravidla vyjadřují v mocninovém tvaru

$$Nu = C_\alpha Re^m Pr^n \quad (4.2/7)$$

$$Sh = C_\beta Re^m Sc^n \quad (4.2/8)$$

4.2.1 Určení poměru mezi součinitelem přenosu tepla a hmoty

☛ případ $a = D_c$

Pro tento případ je $Pr = Sc$ a ze vztahů 4.2/7 a 4.2/8 dostáváme

$$\frac{Nu}{Sh} = 1 \quad (4.2/9)$$

a tedy

$$\frac{\alpha}{\beta_c} = \frac{\lambda}{D_c} \quad (4.2/10)$$

Poměr a/D_c je označován jako **Lewisovo číslo**

$$Le = \frac{a}{D_c} \quad (4.2/11)$$

kteří charakterisuje podobnost fyzikálních vlastností tekutiny pro vedení tepla a difuzi.

Dosažením za součinitele tepelné vodivosti do vztahu (4.2/10)

$$\lambda = a \bar{c}_p \varrho$$

dostáváme **Lewisův vztah**

$$\frac{\alpha}{\beta_c} = \bar{c}_p \varrho \quad (4.2/12)$$

▪ případ $a \neq D_c$ a nízké parciální tlaky par p_b

Pro směs vodní páry a vzduch platí vztahy (4.2/11) a (4.2/12) jen přibližně, neboť hodnoty a , D_c se liší, jak je patrné z tab.4.2/1.

Teplota t [°C]	$a \cdot 10^5$ [m ² .s ⁻¹]	$D_c \cdot 10^5$ [m ² .s ⁻¹]	$Le=a/D_c$ [-]
20	2,08	2,55	0,8156
50	2,55	2,98	0,8557
100	3,33	3,86	0,8627

Tab. 4.2/1: Hodnoty součinitele teplotní vodivosti a a součinitele difuze D_c v závislosti na teplotě pro tlak $p = 0,98 \cdot 10^5$ Pa.

Ze vztahů (4.2/7) a (4.2/8) dostáváme

$$\frac{Nu}{Sh} = \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n \quad (4.2/13)$$

a dále po dosazení a úpravě

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta_c} &= \frac{\lambda}{D_c} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n = \frac{a \bar{c}_p}{D_c} \varrho \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n = \\ &= \varrho \bar{c}_p \left(\frac{a}{D_c} \right)^{1-n} = \varrho \bar{c}_p Le^{1-n} \end{aligned} \quad (4.2/14)$$

☛ případ $a \neq D_c$ a vyšší parciální tlaky par p_D

Pro přenos tepla platí

$$\dot{q} = \alpha (t_s - t_\infty) = \frac{\lambda}{\delta_{m,v}} (t_s - t_\infty)$$

Součinitel přenosu tepla je dán vztahem

$$\alpha = \frac{\lambda}{\delta_{m,v}} \quad (4.2/15)$$

Pro přenos hmoty pro jednostrannou difuzi platí

$$\dot{m}_D = \frac{\beta_c}{r_D T} (P_{D,s} - P_{D,\infty}) = \frac{1}{r_D T} \frac{D_c}{\delta_{m,v}} \frac{P}{P - \bar{P}_D} (P_{D,s} - P_{D,\infty})$$

Součinitel přenosu hmoty je dán vztahem

$$\beta_c = \frac{D_c}{\delta_{m,v}} \frac{P}{P - \bar{P}_D} \quad (4.2/16)$$

Porovnáním vztahů (4.2/15) a (4.2/16) je patrné, že difuze neprobíhá zcela analogicky k přenosu tepla. Ze vztahů (4.2/7) a (4.2/8) dostáváme po úpravě

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta_c} &= \frac{\lambda}{D_c} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n \frac{P - \bar{P}_D}{P} = \frac{a \bar{c}_p}{D_c} \varrho \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n \frac{P - \bar{P}_D}{P} = \\ &= \left(\frac{a}{D_c} \right)^{1-n} \varrho \bar{c}_p \frac{P - \bar{P}_D}{P} = \varrho \bar{c}_p Le^{1-n} \frac{P - \bar{P}_D}{P} \end{aligned} \quad (4.2/17a)$$

POZNÁMKA:

Hodnota p_D bývá často nahrazována hodnotou $p_{D,s}$, zejména v anglosaské literatuře.

Obdobně můžeme vyjádřit poměr α/β_p , dosadíme-li za hodnoty λ a D_p

$$\lambda = \frac{v}{Pr} \frac{C}{T} \quad ; \quad D_p = \frac{v}{Sc} \frac{r_D}{T}$$

dostaneme

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta_p} &= \frac{\lambda}{D_p} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^n \frac{p - \bar{p}_D}{p} = \varrho_L C_L r_D \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{n-1} \frac{p - \bar{p}_D}{p} = \\ &= \varrho_L C_L r_D Le^{n-1} \frac{p - \bar{p}_D}{p} \end{aligned} \quad (4.2/17b)$$

příp. poměr α/β_x

$$\begin{aligned} \frac{\alpha}{\beta_x} &= \frac{r_L T}{p - p_D} \varrho C Le^{1-n} = \frac{\varrho_L + \varrho_D}{\varrho_L} \frac{C_L + C_D X}{1+X} Le^{1-n} = \\ &= (C_L + X C_D) Le^{1-n} \end{aligned} \quad (4.2/17c)$$

Hodnota exponentu $(1-n)$ je uvedena v tab. 4.2/2

n	Procesy
0	pro děj probíhající v klidném prostředí,
1/3	pro procesy v laminárních mezích vrstvách nebo náběhové procesy při laminárním proudění,
0,42	pro procesy při turbulentním proudění,
1/2	pro procesy při proudění bez tření,
1	pro případ dokonalého vyrovnání stavů (vzduch- obtékaný povrch) a procesy při dokonalé turbulenci (teoretický případ).

Tab. 4.2/2 Hodnoty exponentů Lewisova čísla pro různé druhy proudění.

Při intenzivním odpařování kapaliny z fázového rozhraní do proudícího vzduchu je v důsledku výrazného příčného toku páry zaváděna oprava Lewisova vztahu korekčním

faktorem K_K (Stefanova korekce Levisova vztahu v důsledku jednostranné difuze).

$$L_K = K_K L \quad (4.2/18)$$

kterou pro binární systém kapalina - plyn / 132 /, / 153 / určíme ze vztahu

$$K_K = \frac{\pm L e^{-1} \frac{(x_s - x_\infty)}{(x_s + 1)(x_\infty + 1)}}{1 - \left(\frac{x_s + 1}{x_\infty + 1} \right)^{\pm L e^{-1}}} \quad (4.2/19a)$$

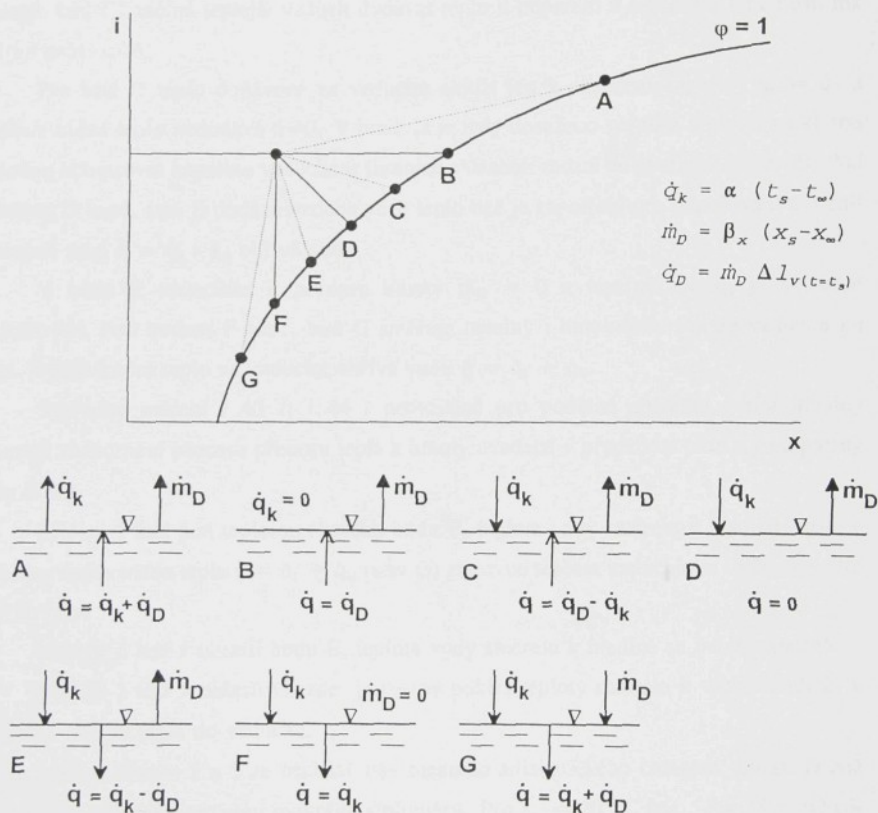
kde kladné znaménko určuje přenosové jevy při $t_s > t_\infty$ t.j. odpařování se současným ohřevem plynu, záporné znaménko t.j. při $t_s < t_\infty$ odpařování se současným ochlazením plynu.

V / 132 / je uvedena korekce

$$K_K = \frac{\frac{0,622 + x_s}{0,622 + x_\infty} - 1}{\ln \frac{0,622 + x_s}{0,622 + x_\infty}} \quad (4.2/19b)$$

4.3 Znázornění přenosu tepla a hmoty v Mollierově diagramu

Znázornění procesu přenosu tepla a hmoty / 13 /, / 43 /, / 44 / pro zjednodušený případ, že se stav vzduchu proudícího nad mokrým povrchem (voda) nemění (předpoklad nekonečně velkého množství vzduchu) je patrné z obr. 4.3/1. Stav vzduchu je dán teplotou t_∞ , tlakem p a vlhkostí x_∞ , stav mokrého povrchu vlhkostí x_s určené pro teplotu mokrého povrchu t_s .



Obr. 4.3/1 Proces přenosu tepla a hmoty pro konstantní stav vzduchu a proměnné hodnoty stavů mokrého povrchu.

Rovnice $\dot{m}_D = \beta_x (x_s - x_\infty)$ vychází z Daltonova zákona odpařování, který první experimentálně dokázal, že hmotnost odpařené tekutiny je úměrná rozdílu parciálních tlaků vlhkého povrchu a vzduchu proudícího nad povrchem / 44 /, / 83 /, / 111 / v dostatečné vzdálenosti nad mezní vrstvou.

Pro bod A, kde teplota mokrého povrchu t_s je větší než teplota vzduchu t_∞ , přechází teplo $\dot{q} = \dot{q}_k + \dot{q}_D$ z mokrého povrchu do vzduchu a kapalina se odpařuje. Přenos tepla je intenzivnější než pro případy $t_s < t_\infty$.

Pro bod B je $t_s = t_\infty$ a teplo pro odpaření je dodáváno jen vodou. Teprve pod hodnotu B (např. bod C) začíná teplejší vzduch dodávat teplo k odpaření a tepelný a hmotnostní tok směřují proti sobě.

Pro bod D teplo dodávané ze vzduchu slouží jen k odpaření kapaliny $\dot{q}_k = \dot{q}_D$ a kapalina žádné teplo nedodává $\dot{q}=0$. V bodě D je tedy dosaženo nejnižší teploty, na kterou je možno ochlazovat kapalinu vzduchem (hranice chlazení; mezní adiabatické chlazení). Pod hodnotou D např. stav E dodává vzduch větší teplo než je zapotřebí pro odpařování a rozdíl tepelných toků $\dot{q} = \dot{q}_k - \dot{q}_D$ ohřívá vodu.

V bodě F nedochází k přenosu hmoty $\dot{m}_D = 0$ a tepelný tok $\dot{q}_k$ je ve vodě akumulován. Pod bodem F např. bod G směřuje tepelný i hmotnostní tok ze vzduchu do vody. Kondenzační teplo ze vzduchu ohřívá vodu $\dot{q} = \dot{q}_k + \dot{q}_D$.

Výsledky měření / 43 /, / 44 / prováděné pro podélné obtékání vodní hladiny potvrzují znázornění procesu přenosu tepla a hmoty uvedené v předchozí části a jsou patrné z obr.4.3/2.

Měření 1 leží pod teplotou rosného bodu F, teplota vody směrem k hladině roste v důsledku dodávaného tepla $\dot{q} = \dot{q}_k + \dot{q}_w$ (stav G) zatím co teplota vzduchu ve směru k vodní hladině klesá.

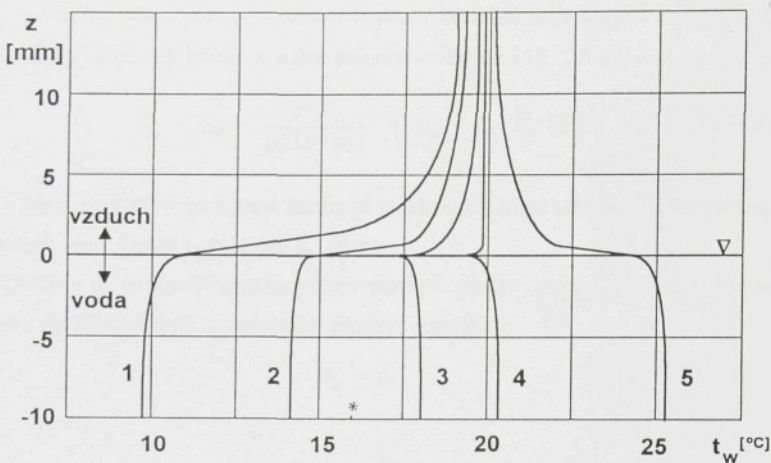
Měření 2 leží v oblasti bodu E, teplota vody směrem k hladině se mění nepatrně.

Měření 3 leží v oblasti C, zde je patrný pokles teploty směrem k vodní hladině, v důsledku odvodu tepla do vzduchu.

Mezi měřeními 2 a 3 se nachází stav mezního adiabatického chlazení, oblast D což potvrzuje i srovnání s teplotou mokrého teploměru. Pro $t_\infty = 20^\circ\text{C}$ je $t_{m,ad} = 15,5^\circ\text{C}$ (v obr. 4.3/2 ozn. *)

Měření 4 se nachází v oblasti B, teplota vzduchu se blíží teplotě na povrchu vodní

hladiny. Pro měření 5 ležící v oblasti A je teplota povrchu hladiny vyšší, než teplota vzduchu a teplota vody směrem k vodní hladině klesá.



Obr. 4.3/2 Průběhy teplot vody v závislosti na hloubce pod hladinou a vzduchu v závislosti na vzdálenosti od hladiny.

Z uvedených měření je patrné, že jen v případě mezního adiabatického chlazení je možno zanedbat změny teplotního gradientu ve vodě, kdy $\Delta t_w = 0$

$$\Delta t_w = t_{wi} - t_s$$

kde t_{wi} - teplota vody pod hladinou; t_s - teplota vody na hladině.

V jiných případech, roste chyba se zvětšující se vzdáleností od teploty mezního adiabatického chlazení.

4.4 Teoretické řešení současného přenosu tepla a hmoty s uvažováním termodifuze a tepelného difuzního toku

V binární směsi (vodní pára - vzduch), kde nepůsobí žádné vnější síly a za předpokladu stálého tlaku, platí pro střední rychlost molekul jednotlivých komponent, při uvažování kontrolní plochy kolmo k jejich pohybu rovnice / 118 /, / 120 /

$$\bar{w}_L - \bar{w}_D = \frac{P D_C}{P_D (P - P_D)} \left(\nabla P_D + k_T \frac{P}{T} \nabla T \right) \quad (4.4/1)$$

Uvedený zápis přenosu tepla a hmoty je vhodný, jak bude patrné z dalšího textu pro možnost řešení, jsou-li známy hodnoty $\dot{q}_{T,S}$ a $\dot{m}_{D,P,S}$.

Zvolíme-li za kontrolní plochu polopropustnou plochu hranice fází voda-vzduch a souřadnicový systém z kolmý na kontrolní plochu, dostáváme

$$\bar{w}_L = 0$$

$$\bar{w}_{D,S} = \frac{\dot{m}_{D,S}}{\rho_{D,S}} \quad (4.4/2)$$

$$\rho_{D,S} = \frac{P_{D,S}}{R_D T_S} \quad (4.4/3)$$

$$D_{P,S} = \frac{D_{C,S}}{R_D T_S} \quad (4.4/4)$$

Celkovou hustotu hmotnostního toku dostaneme po dosazení do rovnice (4.4/1)

$$\dot{m}_{D,S} = - \frac{P}{P - P_{D,S}} D_{P,S} \left[\left(\frac{dP_D}{dz} \right)_S + \left(k_T \frac{P}{T} \frac{dT}{dz} \right)_S \right] \quad (4.4/5)$$

Hustota hmotnostního toku na hranici fází sestává z částí, která vzniká rozdílem parciálních tlaků vodní páry (s použitím hraniční podmínky třetího druhu)

$$\dot{m}_{D,p,s} = -\frac{p}{p-p_{D,s}} \left(\frac{dp_D}{dz} \right)_s = \beta_m (p_{D,s} - p_{D,\infty}) \quad (4.4/6)$$

a části která vzniká termomodifuzí

$$\dot{m}_{D,T,s} = -\frac{p}{p-p_{D,s}} \left(k_T \frac{p}{T} \frac{dT}{dz} \right)_s \quad (4.4/7)$$

Celkový tepelný tok kolmo ke kontrolní ploše je dán vztahem

$$\dot{Q} = -\lambda \nabla T - p k_T (\bar{w}_L - \bar{w}_D) \quad (4.4/8)$$

Celkový tepelný tok na hranici fází za předpokladu $\bar{w}_L = 0$ a použitím vztahu

$$\dot{Q}_s = -\lambda \left(\frac{dT}{dz} \right)_s + \left(k_T \frac{p}{p_D} \right)_s \dot{m}_{D,s} \quad (4.4/9)$$

se skládá z části vzniklé rozdílem teplot (s použitím hraniční podmínky třetího druhu) - Fourierův zákon vedení tepla

$$\dot{Q}_{T,s} = -\lambda \left(\frac{dT}{dz} \right)_s = \alpha_m (t_s - t_\infty) \quad (4.4/10)$$

a části vzniklé tepelným difuzním tokem

$$\dot{Q}_{D,s} = \left(k_T \frac{p}{p_D} \right)_s \dot{m}_{D,s} = E_{DT} \dot{m}_{D,s} \quad (4.4/11)$$

kde hodnota E_{DT} je podle / 118 / dána vztahem

$$E_{DT} = \left(k_T \frac{p}{p_D} \right)_s \quad (4.4/12)$$

a její průběh je patrný z obr. (4.4/1)

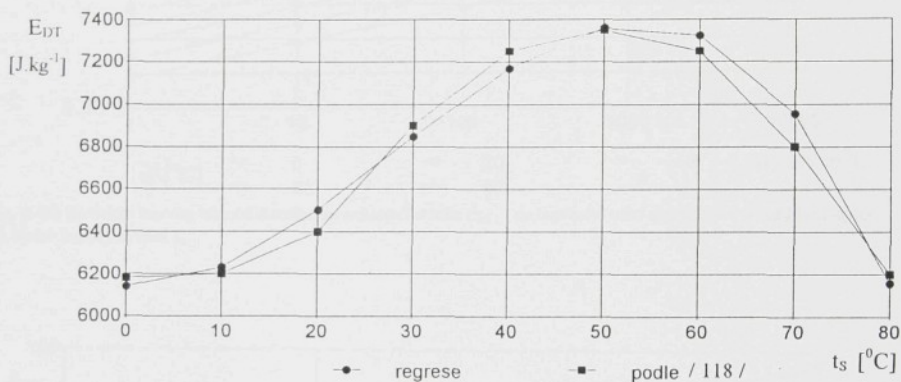
Hodnotu E_{DT} je možno vyjádřit regresní rovnicí z uvedené grafické závislosti

$$E_{DT} = 6139,8 - 3,113 t_s + 1,399 t_s^2 - 0,01697 t_s^3$$

Po dosazení za $q_{D,S}$ z rov. (4.4/3)

$$E_{DT} = k_{T,S} \frac{P}{P_{D,S}} R_D T_S \quad (4.4/13)$$

t_s [$^{\circ}\text{C}$]	regrese	podle /118/
0	6139,8	6180
10	6231,6	6200
20	6501,38	6400
30	6847,32	6900
40	7167,6	7250
50	7360,4	7350
60	7323,9	7250
70	6956,28	6800
80	6155,72	6200



Obr. 4.4/1 Závislost faktoru E_{DT} na teplotě sytosti na hranici fází voda - vzduch pro tlak $p = 1.10^5 \text{ Pa}$.

Ze vztahu (4.4/10) a (4.4/7) dostáváme hustotu hmotnostního toku vzniklého termomodifuzí

$$\dot{m}_{D,T,S} = E_{TD} \dot{q}_{T,S} \quad (4.4/14)$$

kde hodnota E_{TD} je podle /118 / dána vztahem

$$E_{TD} = \frac{P}{P - P_{D,S}} \frac{D_{P,S}}{\lambda_s} \frac{k_{T,S}}{T_S} \quad (4.4/16)$$

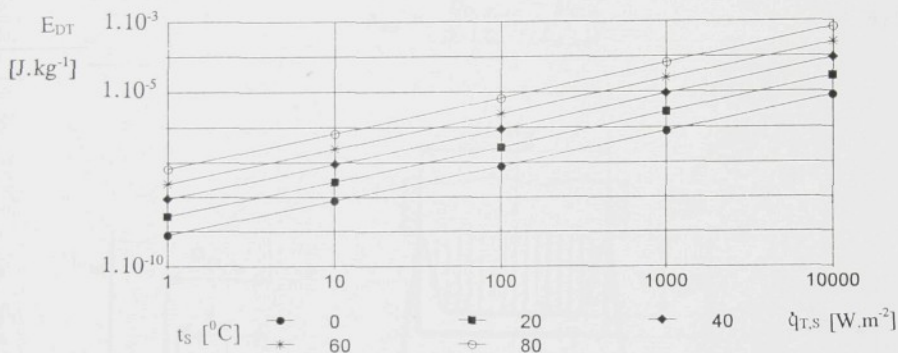
Jak je z uvedeného řešení patrné, je možno pomocí faktorů E_{TD} příp. E_{DT} výpočtem určit sekundární efekty termomodifuze a teplotního difuzního toku, jestliže jsou známy

hodnoty $\dot{q}_{T,S}$ a $\dot{m}_{D,P,S}$ které je možno určit ze vztahů:

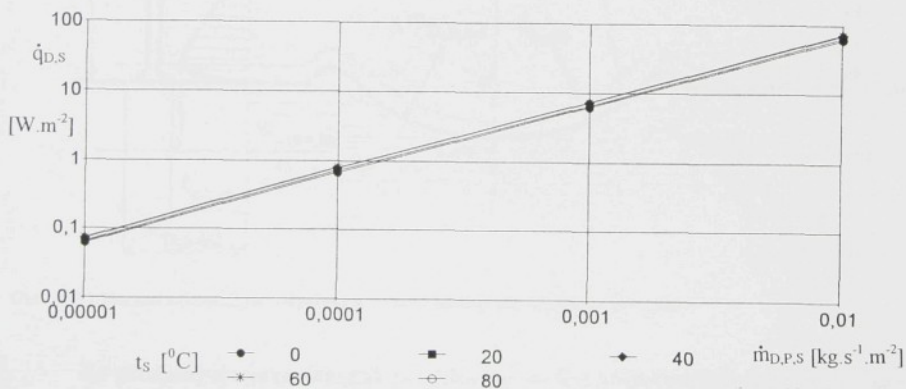
$$\dot{q}_{T,S} = \alpha_m (t_s - t_\infty) \quad (4.4/16)$$

$$\dot{m}_{D,P,S} = \beta_m (P_{D,S} - P_{D,\infty}) \quad (4.4/17)$$

Závislosti $\dot{m}_{D,T,S}$ na $\dot{q}_{T,S}$ a závislosti $\dot{q}_{D,S}$ na $\dot{m}_{D,P,S}$ jsou uvedeny v obr. (4.4/2) a (4.4/3).



Obr. 4.4/2 Závislost hustoty termofúzního hmotnostního toku $\dot{m}_{D,T,S}$ na tepelném toku $\dot{q}_{T,S}$ vzniklého rozdílem teplot pro různé teploty sytosti t_s .

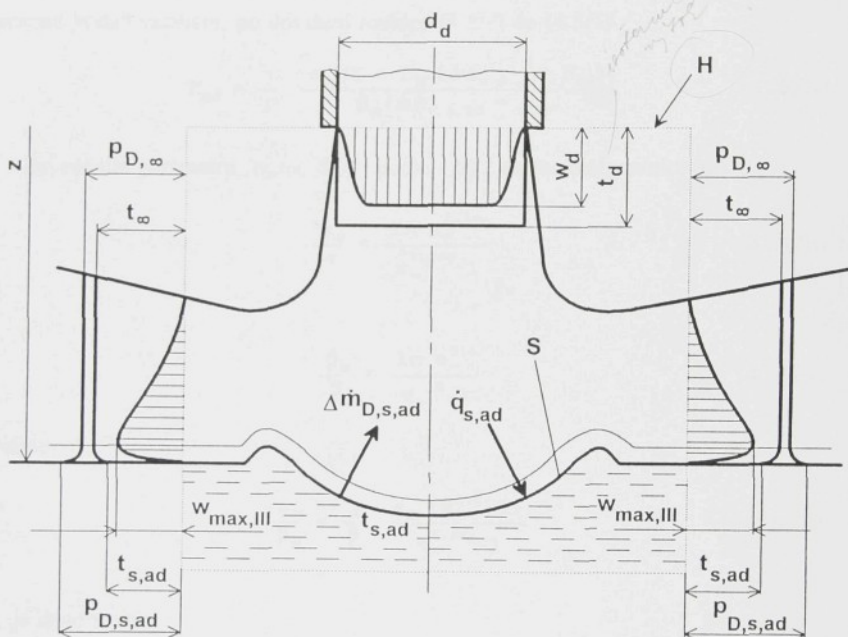


obr. 4.4/3 Závislost tepelného difúzního toku $\dot{q}_{D,S}$ na hustotě hmotnostního toku $\dot{m}_{D,P,S}$ vzniklé rozdílem parciálních tlaků pro různé teploty sytosti t_s .

4.5 Adiabatické odpařování - psychrometrický součinitel

Pro výpočet adiabatického odpařování (na obr. 4.5/1 je znázorněno schematicky adiabatické odpařování z vodní hladiny při impaktním proudění) je nutná přesná znalost psychrometrického součinitele, který je zpravidla vyjadřován / 59 /, / 66 / zjednodušeným vztahem

$$K_{ad} = \frac{p_{D,s,ad} - p_{D,\infty}}{p (t_{\infty} - t_{s,ad})} \quad (4.5/1)$$



Obr. 4.5/1 Schéma adiabatického odpařování z vodní hladiny při impaktním proudění.

Za předpokladu beztrátového proudění $\Delta p = 0$ a adiabatického odpařování, kdy teplota vody při stacionárním ději je rovna teplotě sytosti adiabatického ochlazování, můžeme závislost tepelného toku a hmotnostního toku vyjádřit bilančním vztahem

$$\dot{Q}_{S,ad} = \dot{m}_{D,S,ad} \Delta h_{v,S,ad} \quad (4.5/2)$$

Po dosazení rovnic uvedených v kapitole 4.4 dostáváme

$$\dot{Q}_{T,S,ad} [1 + E_{TD} (\Delta h_{v,S,ad} + E_{DT})] = \dot{m}_{D,P,S,ad} (\Delta h_{v,S,ad} + E_{DT}) \quad (4.5/3)$$

Dosadíme-li rovnice (4.4/16) a (4.4/17) dostáváme

$$\begin{aligned} \alpha_m (t_{S,ad} - t_\infty) [1 + E_{TD} (\Delta h_{v,S,ad} + E_{DT})] &= \\ = \beta_m (p_{D,S,ad} - p_{D,\infty}) (\Delta h_{v,S,ad} + E_{DT}) \end{aligned} \quad (4.5/4)$$

Psychrometrický součinitel, jako funkce rychlostního pole, teplotního pole a pole koncentrací je dán vztahem, po dosazení rovnice (4.5/4) do (4.5/1)

$$K_{ad} = \frac{1}{P} \frac{\alpha_m [1 + E_{TD} (\Delta h_{v,S,ad} + E_{DT})]}{\beta_m (\Delta h_{v,S,ad} + E_{DT})} \quad (4.5/5)$$

Zavedením parametru α_m/α , β_m/β , podle / 69 / definované rovnicemi

$$\frac{\alpha_m}{\alpha} = \frac{\ln \pi_\infty^{1,4\epsilon_T}}{\pi_\infty^{1,4\epsilon_T} - 1} \quad (4.5/6)$$

$$\frac{\beta_m}{\beta} = \frac{\ln \pi_\infty^{1,4}}{\pi_\infty^{1,4} - 1} \quad (4.5/7)$$

dostáváme

$$\frac{\alpha_m}{\beta_m} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{\epsilon_T (\pi_\infty^{1,4} - 1)}{\pi_\infty^{1,4\epsilon_T} - 1} \quad (4.5/8)$$

kde ϵ_T je dáno rovnicí

$$\epsilon_T = \frac{r_{C_{p,D}}}{r_D C_p} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} = \frac{C_{p,D}}{C_p} \frac{r_D}{1+x} \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.5/9)$$

a π_∞ vztahem

$$\pi_\infty = \frac{P - P_{D,\infty}}{P - P_{D,S,ad}} \quad (4.5/10)$$

Poměr α/β za předpokladu, že teplota $t_{s,ad}$ a parciální tlak par $p_{D,S,ad}$ se podél hranice fází nemění a proudění v mezní vrstvě na hranici fází je laminární, je možno určit ze vztahu

$$Nu_{Pr}^{\frac{1}{3}} = \left(1 - \frac{P_{D,S}}{P} \right) Sh_{Sc}^{\frac{1}{3}} \quad (4.5/11)$$

Po dosazení za Nusseltovo a Sherwoodovo číslo a úpravě dostáváme

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\lambda}{D_p} \left(1 - \frac{P_{D,S,ad}}{P} \right) \left(\frac{Pr}{Sc} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.5/12)$$

Dosazením za poměr λ/D_p

$$\frac{\lambda}{D_p} = \frac{a}{D} \varrho C_p r_D T \quad (4.5/13)$$

a za hustotu ϱ , teplotní vodivost λ a s využitím definice Prandtlova a Schmidtova čísla dostáváme vztah

$$\frac{\alpha}{\beta} (P - P_{D,S,ad}) C_p \frac{1+x}{\frac{r_L}{r_D} + x} \left(\frac{Sc}{Pr} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (4.5/14)$$

Po dosazení vztahů (4.5/8) (4.5/9) (4.5/14) do rovnice (4.5/5) dostáváme

$$K_{ad} = C_{p,D} \left(1 - \frac{P_{D,S,ad}}{P} \right) \frac{\pi_\infty^{1.4} - 1}{\pi_\infty^{1.4\epsilon_T - 1}} \frac{1 + E_{TD} (\Delta h_{v,s,ad} + E_{DT})}{\Delta h_{v,s,ad} + E_{DT}} \quad (142)$$

(4.5/15)

kteřá je platná pro $t_{s,ad} \geq t_{\infty} - \frac{P_{D,S,ad}}{K_{ad} D}$

Neuvažujeme-li termomodifuzi a difuzní tepelný tok, je relativní chyba v hodnotě K_{ad} tímto zanedbáním při tlaku $p = 1.10^5$ Pa pro $t_{s,ad} = 20$ °C, $\delta = 0,5$ %, pro vyšší teploty např. $t_{s,ad} = 80$ °C, $\delta = 15$ %.

Pro výpočet hodnot K_{ad} jsou uváděny následující vztahy:

A) $K_{ad} = 662 \cdot 10^{-6}$

B) $K_{ad} = \frac{C_{p,L} + X_{s,ad} C_{p,D}}{\Delta h_{v,s,ad} (0,662 + 2 X_{ad})}$

C) $K_{ad} = \frac{C_{p,L} + X_{s,ad} C_{p,D}}{(C_{p,D} - 1,61 C_{p,L}) (0,662 + X_{s,ad}) t_{\infty}} + \frac{1}{\Delta h_{v,s,ad} (0,662 + 2 X_{s,ad} + 1,61 X_{s,ad})}$

D) $K_{ad} = C_{p,D} \left(1 - \frac{P_{D,S,ad}}{P} \right) \frac{\pi_{\infty}^{1,4} - 1}{\pi_{\infty}^{1,4\epsilon_T} - 1} \frac{1 + E_{TD} (\Delta h_{v,s,ad} + E_{DT})}{\Delta h_{v,s,ad} + E_{DT}}$

5.0 Přenos tepla a hmoty při impaktním proudění vycházející z výsledků experimentálních měření

Stanovením vztahů určujících přenos tepla a hmoty při impaktním proudění se zabývala řada autorů. Jednotlivé práce se od sebe liší a to nejen svými výsledky, ale i podmínkami, metodami i způsobem vyhodnocení experimentálních měření. V řadě případů nejsou udávány všechny parametry a některé oblasti nejsou vůbec zpracovány.

Některé výsledky měření nemají obecnější platnost a jsou tedy použitelné jen pro podmínky, které jsou identické s podmínkami uvedeného experimentu.

Vyjádření a zpracování výsledků měření je možno rozdělit na skupiny:

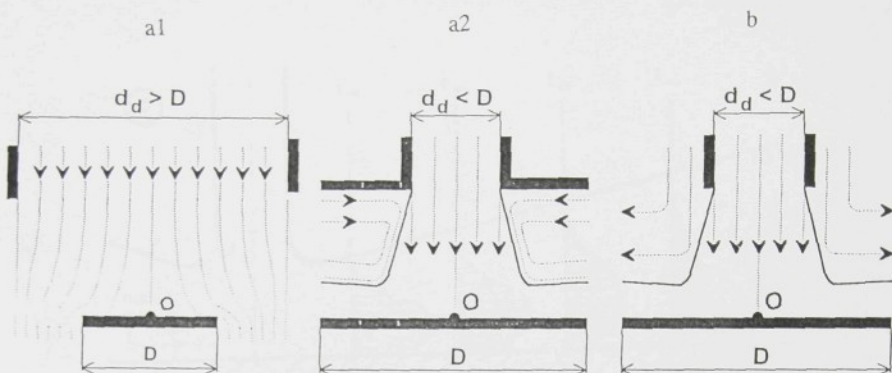
- ☛ podobnostní čísla jsou definována vztahy pro průměr trysky a rychlost vzduchu vytékajícího z trysky,
- ☛ podobnostní čísla jsou definována vztahy pro poloměr obtékané plochy a rychlost vzduchu vytékajícího z trysky,
- ☛ podobnostní čísla jsou definována střední rychlostí kolem obtékané plochy a průměrem příp. poloměrem obtékané plochy.

Pro vlastní práci, kde je snahou zjistit nejvýhodnější uspořádání pro možnost měření vlhkosti vzduchu se ukázalo, že zejména pro malé vzdálenosti ústí trysky od obtékané plochy a vliv průměru trysky, jeho konstrukce a vliv průměru obtékané plochy je k dispozici jen málo výsledků jiných autorů.

Rozsah platnosti jednotlivých vztahů navržených autory je zpravidla jen pro určitou oblast např. rychlostí, vzdáleností trysky od obtékané plochy, velikostí obtékané plochy atd.

5.1 Hydrodynamické a termodynamické mezní podmínky při impaktním proudění

Při rozboru hydrodynamických podmínek je nutno rozlišovat tři základní typy, jak je patrné z obr. 5.1/1.



Obr.5.1/1: Schématické znázornění výtoku plynu z trysky z hlediska hydrodynamických podmínek pro mezní případy a1-volný výtok a odvod plynu, a2-omezený výtok a odvod plynu, b-výtok plynu z trysky pro $d_d > D$.

V prvním případě (a1), proud tekutiny vytékající z trysky se může volně rozšiřovat a mísit s okolním vzduchem.

Ve druhém případě (a2) brání přídavná stěna mísení tekutiny vytékající z trysky s okolním vzduchem, přičemž se také mění způsob odvodu vzduchu. Tomuto případu se blíží v praxi případ trysky s větší tloušťkou stěny zejména při malých vzdálenostech od obtékaného povrchu a komorové uspořádání trysek.

V případě (b), je průměr trysky větší než průměr obtékané plochy.

Při rozboru termodynamických podmínek při přenosu tepla příp. parciálních tlaků při přenosu hmoty je nutno rozlišovat dva mezní případy, jak je patrné z obr. 5.1/2

Případ c)

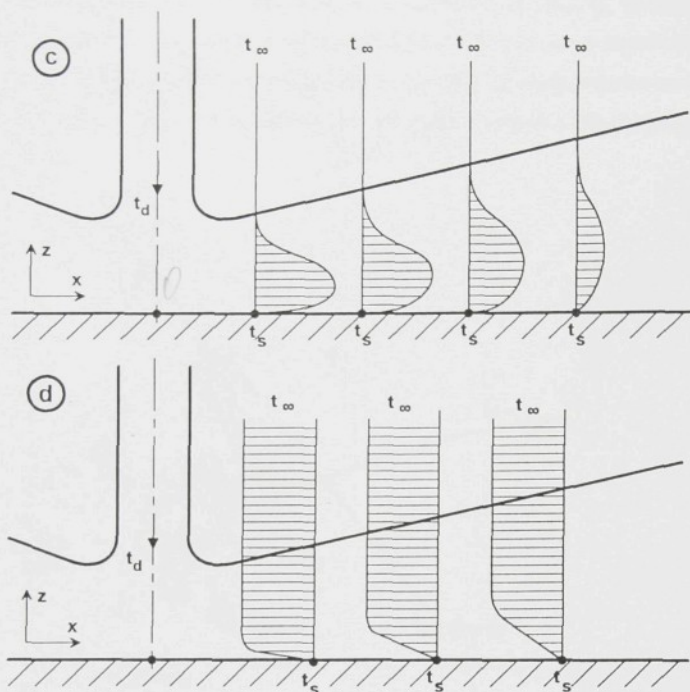
$$t_w = t_s \quad t_d > t_\infty$$

$$\frac{t_w - t_d}{t_s - t_d} = 1 ; \quad \frac{P_{D,\infty} - P_{D,d}}{P_{D,s} - P_{D,d}} = 1$$

Případ d)

$$t_w = t_d ; \quad t_s > t_w$$

$$\frac{t_w - t_d}{t_s - t_d} = 0 ; \quad \frac{P_{D,\infty} - P_{D,d}}{P_{D,s} - P_{D,d}} = 0$$



Obr.5.1/2 Výtok z trysky z hlediska termodynamických podmínek pro dva mezní případy.

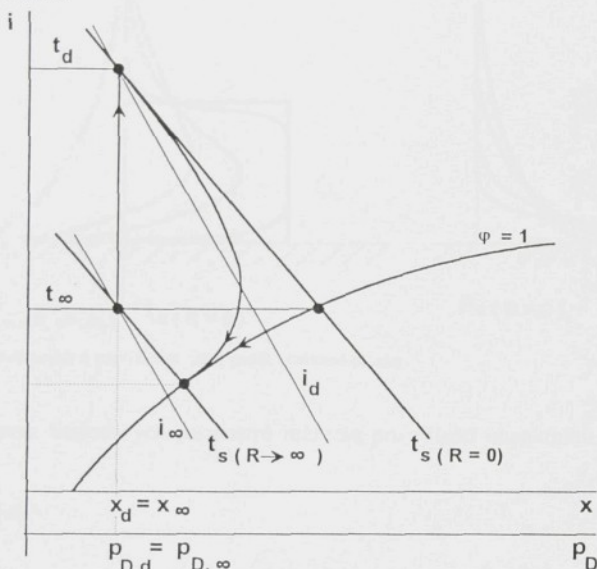
V případě (c) je teplota povrchu obtékaného tělesa t_s rovna teplotě okolí t_∞ a teplota tekutiny vytékající z trysky t_d se od těchto teplot liší. V tomto případě je teplotní profil obdobný rychlostnímu profilu (totéž platí i pro případ přenosu hmoty pro rozdíl partiálních tlaků).

V případě (d) je teplota tekutiny t_d proudící z trysky rovna teplotě okolí t_∞ a teplota povrchu obtékané plochy t_s se liší.

Zatím co v případě (c) se teplotní profil zmenšuje se zvětšujícím se vzdáleností od stagnačního bodu (0) čímž se dosáhne termicky vyrovnaného stavu, v případě (d) tomu tak není. Z uvedeného je patrné, že v případě (c) součinitel přenosu tepla příp. hmoty se se

zvětšující vzdáleností od stagnačního bodu blíží hodnotě nula.

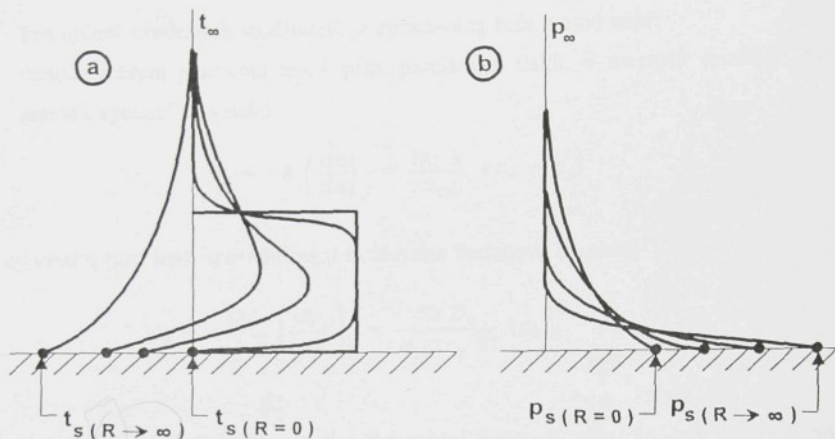
Vzhledem k tomu, že je možno volit tři základní teploty (t_∞ , t_s , t_d) příp. parciální tlaky (p_∞ , p_s , p_d) (obr.5.1/2), tři základní uspořádání (obr.5.1/1) různé uspořádání trysek a tvar trysek a dále rovněž charakter obtékané plochy (pevná, kapalná) je počet parametrů pro vlastní řešení poměrně velký, což ztěžuje nejen srovnání s výsledky prací různých autorů, ale i vlastní řešení.



Obr. 5.1/3 Změna teploty sytosti adiabatického ochlazování vzduchem k mísení vzduchu vytékajícího z trysky s okolním vzduchem v Mollierově diagramu vlhkého vzduchu.

Pro případ adiabatického odpařování, 5.1/3 jsou poměry ještě složitější. Má-li vzduch vytékající z trysky parciální tlak páry stejný jako okolní vzduch, pak je příslušná teplota sytosti adiabatického ochlazování rovna teplotě okolí. Jak je patrné z obr. 5.1/2, je možno pro malé vzdálenosti trysky od obtékané plochy i malé vzdálenosti od stagnačního bodu uvažovat teplotní profil podle (c), profil parciálních tlaků však podle (d). Se zvětšující se vzdáleností od stagnačního bodu, vzhledem k mísení vzduchu vytékajícího z trysky s okolním vzduchem, klesne teplota obtékaného povrchu t_s z teploty sytosti adiabatického ochlazování příslušející teplotě vzduchu z trysky t_d na teplotu sytosti adiabatického ochlazování příslušející teplotě okolního vzduchu t_∞ , jak je patrné z obr. 5.1/3. Tím se také mění charakteristika

teplotního profilu z případu (c) na (d), jak je patrné i z obr. 5.1/4. Průběhy teplot se mění také vlivem přenosu hmoty.



Obr. 5.1/4 Průběh teplot a parciálních tlaků podél obtékané plochy.

Závislost jednotlivých parametrů můžeme pro případ impaktního proudění vyjádřit vztahy:

Nusseltovo číslo:

$$Nu = f \left(\frac{R}{d_d}, \frac{z}{d_d}, \frac{L}{d_d}, Re, Pr, \frac{t_d - t_\infty}{t_s - t_\infty} \right) \quad (5.1/1a)$$

Sherwoodovo číslo:

$$Sh = F \left(\frac{R}{d_d}, \frac{z}{d_d}, \frac{L}{d_d}, Re, Sc, \frac{p_{D,d} - p_{D,\infty}}{p_{D,s} - p_{D,\infty}} \right) \quad (5.1/1b)$$

přičemž funkce vyjadřující přenos tepla a hmoty f, F jsou stejné, jestliže kromě rovnosti prvních pěti proměnných v rov. 5.1/1a,b platí i rovnost

$$\frac{t_d - t_\infty}{t_s - t_\infty} = \frac{p_{D,d} - p_{D,\infty}}{p_{D,s} - p_{D,\infty}} \quad (5.1/2)$$

5.2 Experimentální určení lokálních a středních součinitelů přenosu tepla a hmoty

Pro určení uvedených součinitelů je zpracována řada metod např:

- metoda měření gradientů teplot příp. partiálních tlaků v mezních vrstvách. Tato metoda vychází ze vztahů

$$j_a = -\lambda \left(\frac{dt}{dz} \right)_p = \frac{Nu}{d_{CH}} \lambda (t_\infty - t_s)$$

nebo ze vztahu (pro lepší srovnání není uvažována Stefanova korekce)

$$j_p = \frac{D_c}{r_D} \frac{1}{T} \left(\frac{dp_D}{dz} \right)_p = \frac{Sh}{d_{CH}} \frac{D_c}{r_D} \frac{1}{T} (p_{D,s} - p_{D,\infty})$$

- metodou vycházející přímo z tloušťky mezní vrstvy δ_T příp. δ_D , kdy je používáno hologramů, lašarů, atd.,
- metodou sublimace např. naftalénu, thymolu, paradichlorbenzolu, paradibrombenzolu, jodu, amoniumchloridu, atd. / 122 /, / 123 /, / 143 /, / 152 /,
- metodou odpařování např. vody / 141 /, / 144 /, / 150 / benzenu, ethylalkoholu
- metodou ohřevu případně ochlazení tekutiny proudící elementem, jehož horní část tvoří obtékaný povrch / 46 /, / 113 /, / 116 /, / 134 /,
- absorbční metodou s chemickou reakcí / 80 /,
- tekutými krystaly, které tvoří obtékanou plochu / 98 /,
- reflexe infračerveného záření / 51 /,
- metodou elektrolytickou / 37 /.

Některé uvedené metody lze použít přímo pro určení středních hodnot součinitelů přenosu tepla a hmoty, nebo je určit integrací.

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{A} \int_0^A \alpha \, dA$$

$$\bar{\beta} = \frac{1}{A} \int_0^A \beta \, dA$$

5.3 Vlastní experimentální zařízení a princip měření

Předběžná měření byla prováděna metodou odpařování naftalénu, která má určité výhody ve srovnání s jinými metodami (jednoduchost, není zapotřebí speciálních přístrojů). V průběhu měření se ukázalo, že pro dané podmínky (zejména hygienické) je uvedená metoda nevhodná. Proto vzhledem ke své jednoduchosti, finanční nenáročnosti a bezpečnosti byla vlastní měření provedena pro systém voda-vzduch. Teploty obou tekutin byly nastaveny tak, aby teplota vody odpovídala teplotě mezního adiabatického ochlazování vzduchu proudícího na vodní hladinu. Tím byl vyloučen vliv současného přenosu tepla a hmoty ovlivňujícího gradienty teplot a vlhkostí.

Měřením byly určovány střední hodnoty součinitelů přenosu hmoty na základě úbytku hmotnosti vody obtékané vzduchem vytékajícího z trysky.

Úbytek hmotnosti vody [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]

$$\Delta \dot{m}_w = \frac{\dot{m}_w}{A \tau} \quad (5.3/1)$$

Střední součinitel přenosu hmoty vztažený na rozdíl koncentrací [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]

$$\bar{\beta}_c = \frac{\Delta \dot{m}_w \, r_D \, \bar{T}}{p_{D,s} - p_{D,\infty}} \quad (5.3/2)$$

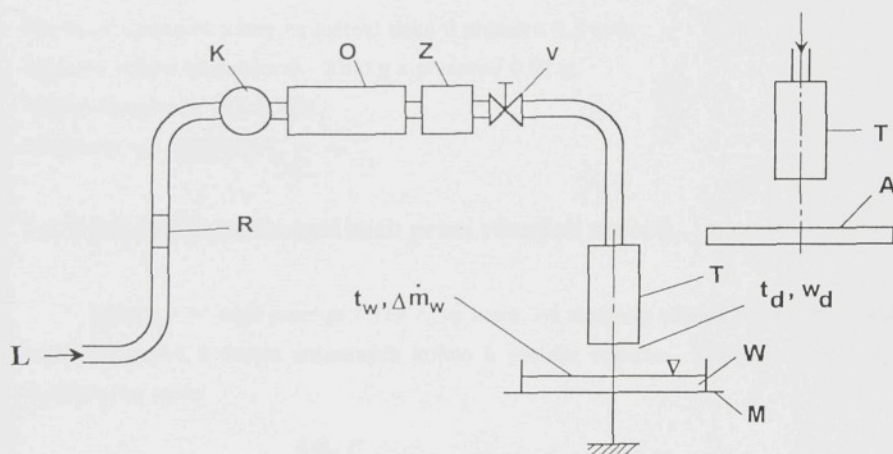
Střední hodnota Sherwoodova čísla

$$\bar{S}h = \frac{\bar{\beta}_c d_d}{D_c} \quad (5.3/3)$$

Určující teplota

$$\bar{T} = \frac{T_s + T_w}{2} \quad (5.3/4)$$

Pro vlastní ověření vlivu jednotlivých parametrů na přenos tepla a hmoty bylo zhotoveno zkušební zařízení jehož funkce a zabudování měřicích míst je patrné z obr.5.3/1



Obr 5.3/1 Schéma zkušebního zařízení

R - rotační průtokoměr, L - vzduch, K - ventilátor případně kompresor, Z - zvlhčovač vzduchu, O - ohřev vzduchu, T - tryska, W - miska s vodou případně vlhká textilie, M - váhy, A - alfametr

Vzduch od ventilátoru případně kompresoru *K*, jehož průtok byl určen rotačním průtokoměrem *R* a kontrolován měřením Prandtlovou trubicí na výtok z trysky byl ohříván na požadovanou teplotu v ohříváči *O* a zvlhčován ve vodním zvlhčovači *Z*, ve kterém byla voda ohřívána na teplotu zajišťující požadované množství odpařené vody. Ventilem *V* byl měněn průtok vzduchu. Hmotnost odpařené vody $\Delta \dot{m}_w$ byla měřena vážením úbytku vody příp. úbytku hmotnosti vlhké textilie v I. úseku sušení za určitý časový úsek.

Pro měření přenosu tepla bylo použito alfametrů *A*.

Použité přístroje:

Rtuťový teploměr s desetinným dělením a rozsahem $0 \div 50\text{ }^{\circ}\text{C}$

Cejchované termočlánky Cu-ko

Teplotní čidla fy. ALBORN do teploty $350\text{ }^{\circ}\text{C}$

Aspirační psychrometr se rtuťovými teploměry s desetinným dělením a rozsahem do teploty $45\text{ }^{\circ}\text{C}$

Aspirační psychrometr fy. ALBORN pro relativní vlhkost v rozsahu $10 - 100\%$

Kapacitní vlhkoměr fy. ALBORN pro relativní vlhkost v rozsahu $5 - 98\%$

Vrtulkové sondy na měření rychlosti fy. ALBORN $0,6 - 40\text{ m/s}$.

Prandtlův trubice o průměru 2 mm .

Speciálně upravené sondy na měření tlaků o průměru $0,5\text{ mm}$.

Digitální váhy s rozsahem $0 - 3300\text{ g}$ a přesností $0,01\text{ g}$.

Měřicí ústředna fy. ALBORN.

Manometr typ ASCANIA.

5.4 Výsledky experimentálních prací různých autorů

Jednou z prvních prací je / 124 /, ve které byl sledován přenos hmoty na vlhkých kotoučích papíru a tkanin umístěných kolmo k proudu vzduchu. Výsledky měření byly vyjádřeny ve tvaru

$$\frac{\Delta \dot{m}_w D}{P_{D,s} - P_{D,\infty}} = 0,33 \cdot 10^{-6} (w D)^{0,56} \quad (5.4/1a)$$

kteřou je možno převést do bezrozměrného tvaru (s doplněním Schmidtova kritéria)

$$\overline{Sh}_D = 0,625 Re_D^{0,56} Sc^{0,33} \quad (5.4/1b)$$

kde

$$Re_D = \frac{w D}{\nu}$$

Měření byla provedena pro rychlosti volného proudu vzduchu v kanále $w_\infty = 3,96 \text{ m.s}^{-1}$, průměry kotoučů $D = 53,8; 110; 156; 221 \text{ mm}$.

V práci / 152 / jsou experimentální měření prováděna na kotoučích z naftalénu a paradichlorbenzenu umístěných kolmo k proudu vzduchu, přičemž výsledky měření jsou vyjádřeny ve tvaru

$$j_p = 1,08 \text{ } Re_D^{-0,5} \quad (5.4/2a)$$

který je možno převést do tvaru

$$\overline{Sh}_D = 1,21 \text{ } Re_D^{0,5} \text{ } Sc^{0,33} \quad (5.4/2b)$$

kde Reynoldsovo číslo a určující teplota jsou definovány jako ve vztahu (5.4/1b)

Měření byla provedena pro rychlosti volného proudu vzduchu v kanále $w_\infty = 8,1 \div 87 \text{ m.s}^{-1}$ a průměrech kotoučů $D = 57,2; 101,5 \text{ mm}$.

V práci jsou dále uvedeny i měření jiných autorů pro případ proudění vzduchu z trysky kolmo na desku s průměry menšími i většími než průměr trysky, které je možno vyjádřit ve tvaru

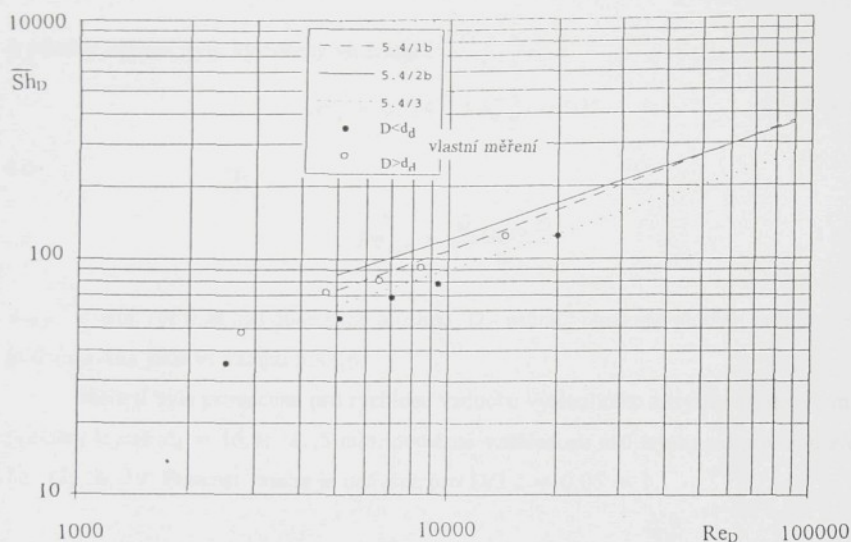
$$\overline{Sh}_D = 0,899 \text{ } Re_D^{0,5} \text{ } Sc^{0,33} \quad (5.4/3)$$

kde Reynoldsovo číslo a určující teplota jsou definovány stejně jako ve vztahu 5.4/1b

$$\overline{Re}_D = \frac{\overline{w}_d D}{\nu}$$

$$t_{urc} = \frac{t_d + t_s}{2}$$

V diagramu 5.4/1 jsou uvedeny výsledky vypočtené ze vztahů 5.4/1b; 5.4/2b; 5.4/3.



Obr. 5.4/1 Závislost Sherwoodova čísla na Reynoldsově číslu podle vztahů uváděných v literatuře pro průměr trysky d_d větší než průměr obtékané plochy D . Vlastní měření jsou pro $d_d > D$ a $d_d < D$.

Pro další sledování přenosu tepla a hmoty bylo účelné srovnat případy při průměrech trysky větších než obtékaná plocha a při průměrech trysky menších než obtékaná plocha. Výsledky měření pro oba případy jsou vyneseny v diagramu 5.4/1. Měření pro $d_d > D$ byla provedena v trubce o průměru $d_d = 21$ mm s textilním vzorkem o průměru $D = 16$ mm, pro případ $d_d < D$ jsou uvedeny výsledky měření pro průměr trysky $d_d = 8$ mm, průměr vzorku $D = 16$ mm a vzdálenost ústí trysky od obtékané plochy $z = 16$ mm, které dávaly nejvyšší hodnoty přenosu tepla a hmoty (kap. 5.5). Vyšších hodnot Sherwoodových čísel v případě $d_d > D$ je dosaženo tím, že měřený vzorek vložený do trubky je ohříván z obou stran, stejně jako v případě, kdy výsledky měření (vzorky v trubce) jsou vyjádřeny vztahy 5.4/1b a 5.4/2b.

V práci / 113 / byl sledován přenos tepla na kotouči umístěném kolmo k proudu vzduchu z trysky. Princip měření spočíval v určení tepla procházejícího plochou měřeného elementu ve tvaru válce o průměru $D = 16,5$ mm a to z oteplení známého průtoku chladicí tekutiny přiváděné do měřicího elementu.

Výsledky měření byly vyjádřeny ve tvaru

$$N\bar{u}_D = 0,181 Re_{u,D}^{0,7} Pr^{0,33} \quad (5.4/4)$$

kde:

$$Re_{u,D} = \frac{\bar{w}_{III,IV} D}{\nu}$$

$w_{III,IV}$ - střední rychlost nad obtékanou plochou, D - průměr obtékané plochy, určující teplota je definována jako ve vztahu 5.4/16.

Měření byla provedena pro rychlosti vzduchu vytékajícího z trysky w_d do 91 m.s^{-1} a průměry trysek $d_d = 16,5; 21,5 \text{ mm}$, poměrné vzdálenosti ústí trysky od povrchu $z/d_d = 11; 13; 16; 19$. Platnost vztahu je udávána pro $D/2 \leq z \leq 0,05 \div 1$.

V práci / 113 /, / 151 / jsou uvedeny výsledky měření, při kterých byla sledována závislost lokálních součinitelů přenosu tepla u desky na vzdálenosti od ústí trysky a osy proudu vzduchu proudícího z trysky. Princip měření spočíval v určení tepla procházejícího chlazenou deskou rozdělenou na několik úseků. Z lokálních hodnot součinitelů přenosu tepla byla určena střední hodnota Nusseltova čísla, vyjádřena vztahem

$$N\bar{u}_d = C Re_d^{0,64} e^{-0,037 z/d_d} Pr^{0,33} \quad (5.4/5)$$

Konstanta C je závislá na průměru trysky a je dána vztahem

$$C = 0,034 d_d^{0,9}; \text{ přičemž } d_d [\text{mm}].$$

Rovnice je platná pro $z/d_d = 0,5 \div 10$, $Re_d = 1600 - 50000$, $Pr = 0,7 \div 10$.

V uvedeném vztahu člen

$$e^{-0,037 z/d_d}$$

charakterizuje změnu rychlosti proudění na vzdálenosti od ústí trysky. Nebude však platit v počátečním úseku proudu, jak je patrné z průběhů závislosti rychlosti proudu vzduchu vytékajícího z trysky na vzdálenosti trysky od obtékané plochy, uvedené v kap. 3.

V práci / 78 / je na základě experimentálních měření i výsledků jiných autorů navržen vztah

$$\overline{Sh}_R = 2,36 d_d^{-0,28} Re_R^{0,66} \left(\frac{z}{d_d} \right)^{-0,955} Sc^{0,33} \quad (5.4/6)$$

kde

$$Re_R = \frac{w_d R}{\nu} \quad (5.4/6a)$$

$$\frac{R_H}{d_d} = \frac{1}{2} \left(4 + 0,8 \frac{z}{d_d} \right)$$

Uvedená rovnice (nehledě na zavedený parametr $d_d^{-0,28}$ [mm], který narušuje bezdimenzionálnost vztahu, stejně jako v rov. 5.4/5) je platná pro $z/d_d > 6,3$; $R < R_H$ a $Re_R = 9 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^5$. Měření byla provedena pro $d_d = 15 \div 35$ mm, $w_d = 10 \div 40$ m.s⁻¹.

V další práci / 150 / byl určován střední součinitel přenosu hmoty při odpařování vody z vlhkého písku dané zrnitosti. Výsledky měření jsou vyjádřeny ve tvaru:

pro $Re_{u,R} < Re_k$

$$\overline{Sh}_R = 1,02 Re_{u,R}^{0,5} \left(\frac{d_d}{z} \right)^{0,2} \left(1 + \frac{k}{\delta_m} \right)^{0,6} Sc^{0,34} \quad (5.4/7a)$$

pro $Re_{u,R} > Re_k$

$$\overline{Sh}_R = 0,0238 Re_{u,R}^{0,85} \left(\frac{d_d}{z} \right)^{0,2} \left(1 + \frac{k}{\delta_m} \right)^{0,6} Sc^{0,34} \quad (5.4/7b)$$

kde

$$Re_{u,R} = \frac{\overline{w}_{III,IV} R}{\nu}$$

$$Re_k = 4,5 \cdot 10^4$$

Rychlost $w_{III,IV}$ je střední rychlost proudu obtékajícího povrch desky.

Pro $R < R_H$ je možno tuto rychlost určit ze vztahu

$$\overline{w}_{III, IV} = \frac{2}{3} \left[1,04 - 0,034 \left(\frac{z}{d_d} \right) \right] \frac{w_d}{d_d} R \quad (5.4/7c)$$

Pro $R > R_H$ je možno použít nomogramu.

Hodnotu R_H je možno určit ze vztahu

$$R_H = 1,09 \left(\frac{d_d}{z} \right)^{0,034} d_d \quad (5.4/7d)$$

Platnost vztahů pro výpočet Sh_R je omezena $z/d_d \leq 10$ a $k/\delta_{m,v} \leq 3,5$ kde k je drsnost obtékaného povrchu a $\delta_{m,v}$ je tloušťka mezní vrstvy.

V práci / 113 / byl sledován přenos tepla při impaktním proudění, přičemž výsledky měření jsou vyjádřeny ve tvaru

$$Nu_d = 2,06 \alpha_1 \alpha_2 Re_d^n Pr^{0,33} f^{1,0146} \quad (5.4/8)$$

kde:

$$\alpha_1 = 1 - 0,236 \frac{f D}{d_d}$$

$$\alpha_2 = 1 - \frac{z}{d_d} (0,023 + 0,182 f^{0,71})$$

$$n = \frac{0,561}{f^{0,0835}}$$

$$f = \left(\frac{d_d}{D} \right)^2$$

Rozsah platnosti: $z/d_d = 2 \div 4,8$; $f = 0,012 \div 0,09$; $f R/d_d \leq 1,8$, $Re_d = 5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$

V práci /143 / jsou na základě měření prováděných na dělené kruhové desce z keramického materiálu a sycených vodou určeny lokální hodnoty součinitelů přenosu hmoty a z nich vypočteny střední hodnoty a navržen vztah

$$\left(1 - \frac{P_{D,s}}{P_D} \right) \overline{Sh}_d Sc^{-0,42} = f_1 (Re_d) ; f_2 \left(\frac{z}{d_d}, \frac{R}{d_d} \right) \quad (5.4/9)$$

kde:

$$f_1(Re_d) = 1,36 Re_d^{0,574} \quad \text{pro } Re_d = 2 \cdot 10^3 \div 3 \cdot 10^4$$

$$f_1(Re_d) = 0,54 Re_d^{0,667} \quad \text{pro } Re_d = 3 \cdot 10^4 \div 1,2 \cdot 10^5$$

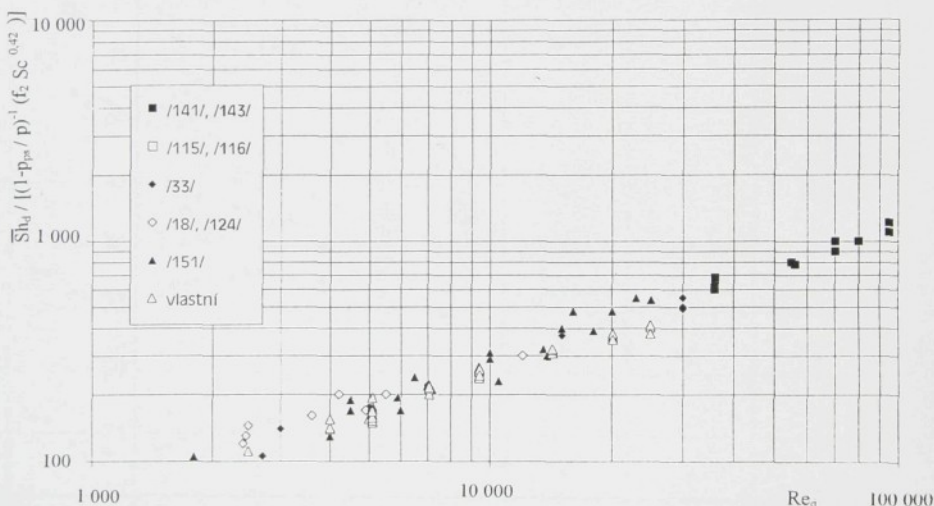
$$f_1(Re_d) = 0,151 Re_d^{0,775} \quad \text{pro } Re_d = 1,2 \cdot 10^5 \div 4 \cdot 10^5$$

$$f_2 = \frac{d_d}{R} \frac{1 - \frac{1,1}{R/d_d}}{1 + 0,1 \frac{z/d_d - 6}{R/d_d}}$$

Uvedená rovnice je platná pro $z/d_d = 2 \div 12$; $R/d_d = 2,5 \div 7,5$; $Re_d = 5 \cdot 10^3 \div 1 \cdot 10^5$

Srovnání výsledků měření podle literatury a vlastních měření (viz kapitola 5.5) jsou uvedeny v obr.5.4/2, ze kterého je patrné, že nejlepšího vyrovnaní se dosáhne použitím funkce f_2 a vyjádřením závislosti Šh-číslo na Re -čísle následující funkcí f_1 .

$$f_1(Re_d) = 1,5 Re_d^{0,5} + 0,089 Re_d^{0,8}$$



obr.5.4/2 Výsledky měření podle literatury pro $R/d_d = 2,5 \div 8$ a $z/d_d = 2 \div 12$ a srovnání s výsledky vlastních měření pro impaktní proudění z kruhové trysky pro $R/d_d = 2 \div 10$ a $z/d_d = 2 \div 12$ (další hodnoty jsou uvedeny v tabulce v příloze).

5.5 Zpracování výsledků vlastních měření

Při využití impaktního proudění pro měření vlhkosti jsou nejdůležitější vlivy následujících parametrů:

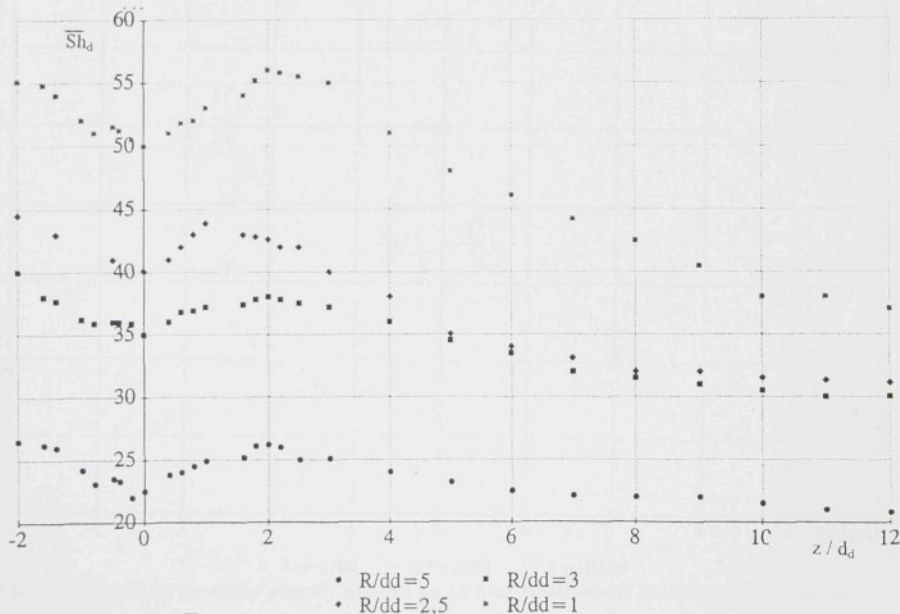
- vzdálenost trysky od obtékané plochy vyjádřená parametrem z/d_d
- průměr obtékané plochy vyjádřený parametrem D/d_d
- rychlost vzduchu vytékající z trysky (u vodní hladiny je tato rychlost omezena) vyjádřená parametrem Re_d
- tvar trysky

Při využití pro ohřev, chlazení a sušení materiálů, kde je používána soustava trysek, přibývá parametr

- vzdálenost trysek vyjádřená parametrem L/d_d .

Vliv vzdálenosti ústí trysky od obtékané plochy

Výsledky řady měření jsou uvedeny v obr. 5.5/1. Z průběhů závislosti je patrné, že



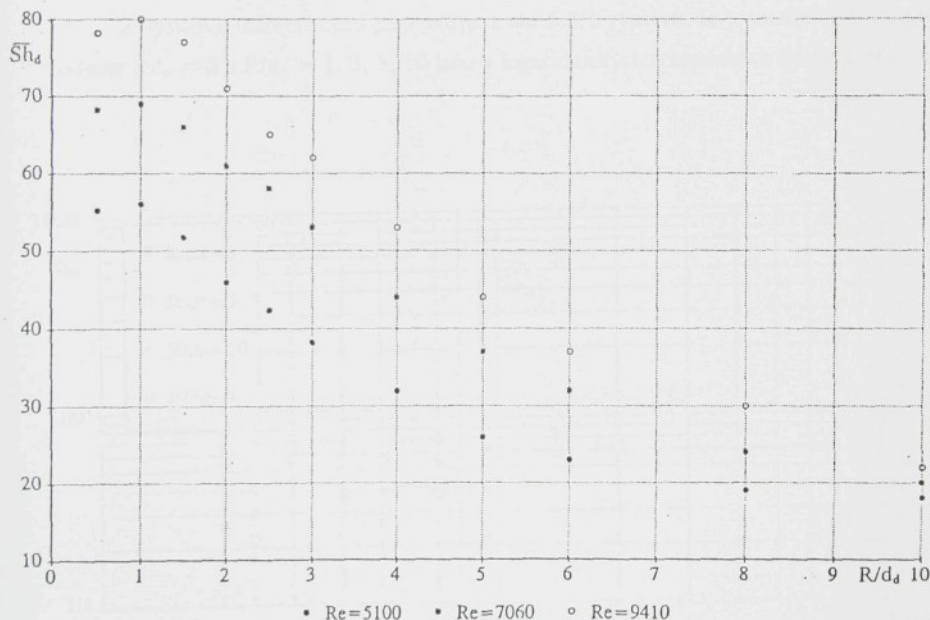
Obr. 5.5/1: Závislost $\overline{Sh}_d$ na poměrné vzdálenosti z/d_d pro různé hodnoty R/d_d a $Re_d = 5100$.

existuje maximum $\bar{Sh}_d$ -číslo při hodnotě $z/d_d = 2$. Měření byla prováděna i pro trysky ponořené ve vodě (záporná hodnota z/d_d), kdy se vzrůstající hloubkou ponoření vzrůstá i $\bar{Sh}$ -číslo. Této skutečnosti bylo využito při konstrukci zvlhčovače, pro aplikaci měření vlhkosti vzduchu využití není možné, neboť zvýšení přenosu hmoty bylo dosaženo přídavným ohřevem vody ponořenou tryskou a nebyla by tedy dodržena podmínka adiabatického děje.

Srovnání s výsledky jiných autorů je možné jen pro oblast $z/d_d = 2 \div 12$. Pro oblast $z/d_d \geq 1$ je v [41] navržen diagram s korekčním faktorem k_z , který se v závislosti na z/d_d a R/d_d mění v rozmezí $0,85 \div 1,15$. Pro $z/d_d \rightarrow 0$ případně záporné hodnoty nejsou uváděny v literatuře žádné hodnoty.

Vliv průměru obtékané plochy

Dále byl určován vliv velikosti obtékané plochy na přenos tepla a hmoty pro impaktní proudění. Výsledky vlastních měření jsou vyneseny v obr.5.5/2, ze kterého je patrné, že existuje maximum při $R/d_d = 1$ v průběhu závislosti $\bar{Sh}_d = f(R/d_d)$.



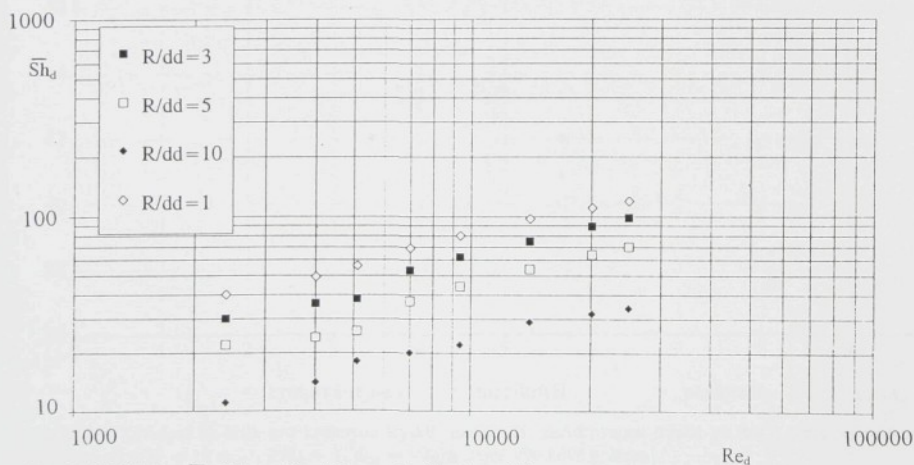
Obr. 5.5/2: Závislost $\bar{Sh}_d$ na poměrním poloměru obtékané plochy R/d_d , různé hodnoty Re-čísel pro $z/d_d = 2$.

Maximální hodnoty je dosaženo při $R/d_d = 1$, pak dochází k poklesu Sh-čísla. Uvedené průběhy je možno zdůvodnit tím, že v oblasti stagnačního bodu zůstává tloušťka mezní vrstvy konstantní, přestože podélná složka rychlosti roste, jak je uvedeno v kap. 3.2. Obtékaný povrch vzhledem k laminární mezní vrstvě a při malých rychlostech v blízkosti stagnačního bodu zůstává hydraulicky hladký. V určité vzdálenosti od stagnačního bodu je při velkých rychlostech a drsnostech povrchu možná změna z povrchu hydraulicky hladkého na drsný.

Vliv výtokové rychlosti vzduchu z trysky

Při určování obecné závislosti $\overline{Sh} = f(Re)$ pro různé hodnoty z/d_d , R/d_d bylo použito jako charakteristického rozměru průměru trysky d_d a poloměru obtékané plochy R . Za rychlost byla brána výtoková rychlost v oblasti trysky w_d a střední maximální rychlost podél obtékané plochy $w_{max,IV}$ podle obr.3.2/5a,b.

Z výsledků měření, která jsou patrna z obr.5.5/1 vyplývá, že jednotlivá měření pro hodnoty $z/d_d = 2$ a $R/d_d = 1, 3, 5, 10$ jsou v logaritmických souřadnicích lineárně závislá.

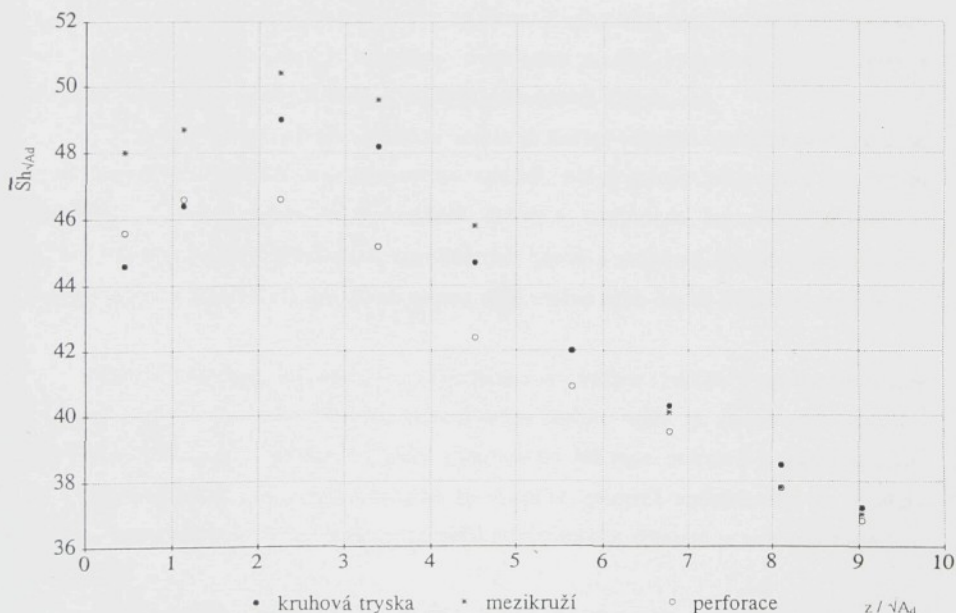


Obr. 5.5/3 Závislost $\overline{Sh}_d$ -čísla na Re_d -čísle pro různé hodnoty R/d_d .

Pro srovnání vlivu prohlubně a vlnění hladiny byla provedena měření s volnou vodní hladinou, s vlhkou textilií hrubou a jemnou. Z výsledků měření jsou patrné minimální odchylky jednotlivých měření v měřené oblasti.

Vliv konstrukce trysky (kruhová tryska, tryska s mezikružím, perforovaná tryska)

Na základě měření závislosti $\bar{Sh}$ čísla na poměrné vzdálenosti $z/\sqrt{A_d}$ pro případy (kruhová tryska o průměru $d_d = 8$ mm, mezikruhová tryska s průměry $D = 10$ mm, $d = 6$ mm a perforovaná tryska s otvory o průměru $d = 3$ mm a počtem otvorů $n = 7$) je patrné, že tryska tvořená mezikružím je vhodná pro menší vzdálenosti ústí trysky od obtékaného povrchu. Tryska s perforací naopak vykazuje nejnižší hodnoty Sh čísla v celém rozsahu. Pro větší hodnoty $z/\sqrt{A_d}$ je tedy neekonomické použití trysek s mezikružím, vzhledem k tomu, že přenos tepla a hmoty se od trysky kruhové v podstatě neliší, přičemž výroba trysek s mezikružím je mnohem nákladnější.



Obr. 5.5/4 Závislost $\bar{Sh}$ -čísla pro kruhovou trysku, mezikružím, perforovanou trysku na $R/\sqrt{A_d}$ pro výtakovou rychlost z dýzy $w = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $R/d_d = 1$, $d_{ch} = \sqrt{A_d}$ a stejné výtokové průřezy.

6.0 Praktické využití vlastností impaktního proudu

Vlastností impaktního proudu bylo využito pro:

- ☛ určení vlhkosti vzduchu (zejména s ohledem na jeho znečištění),
- ☛ určení vlhkosti vzduchu pro teploty nad 100 °C,
- ☛ chlazení skla a textilních materiálů po fixaci,
- ☛ sušení textilních pásových materiálů,
- ☛ vyrovnání teplot při ohřevu folií před zabrušováním skleněných ověsů.

6.1 Měření vlhkosti vzduchu

Pro stanovení stavu vlhkého vzduchu je nutné znát tři veličiny: dvě stavové (např. tlak, teplota) a jednu vyjadřující složení vzduchu (vlhkost). Vlhkost vzduchu je možno vyjádřit řadou parametrů a to přímo nebo nepřímo. Z toho také vyplývá celá řada možností a metody, které se liší svým principem, možnostmi použití, rozsahem měření teplot a vlhkostí, přesností, rychlostí odezvy, stálostí kalibračních křivek, atd.

V dalším budou uvedeny základní možnosti měření vlhkosti vzduchu přičemž větší pozornost bude věnována psychrometrické metodě, neboť princip přístroje s impaktním prouděním v podstatě odpovídá této metodě. Jak již bylo uvedeno, konstrukce přístroje je navrhovaná pro měření mechanicky znečištěných plynů s možností určení vlhkosti i pro vysoké teploty, kde použití stávajících metod není možné nebo naráží na určité problémy.

Psychrometrická metoda: Při vzájemném styku vody a vzduchu v tepelně izolované soustavě a při izobarickém ději lze určit takovou teplotu vody (je označována teplotou mezního adiabatického chlazení - hranice chlazení) při níž teplo potřebné k odpaření vody do vzduchu je dodáváno pouze konvekcí ze vzduchu, přičemž teplota vody se nemění. Tepelná bilance pro stanovení teploty mezního adiabatického chlazení je uvedena např. v / 29 /, / 59 /.

Původní teorie psychrometru předpokládala, že se teplota mokrého teploměru t_t aspiračního psychrometru s touto teplotou $t_{s,ad}$ shoduje. Z tohoto předpokladu vyplynula také

konstrukce k určení vlhkosti vzduchu z teploty mokrého teploměru v Mollierově diagramu. Údaj mokrého teploměru však neodpovídá hodnotě $t_{s,ad}$ zejména v důsledku odchylek procesu přenosu tepla a hmoty od předpokládané analogie, v důsledku ovlivnění teploty povrchu sáláním okolních ploch a v důsledku odvodu případně přívodu tepla teploměrem (pro navrhovaný přístroj v důsledku přívodu případně odvodu tepla z nádoby s vodou).

Pro výpočet parciálního tlaku par vlhkého vzduchu je možno použít vztahu (odvození je uvedeno v / 29 /, / 95 /).

$$p_D = p_{D,s,t} - K p (t_w - t_f) \quad (6.1.1/1)$$

kde Sprungem experimentálně určenou hodnotu $K = 0,000662 \text{ K}^{-1}$, podle které jsou také počítány psychometrické tabulky, je možno použít do teploty mokrého teploměru $t_f = 40 \text{ }^\circ\text{C}$.

Výpočtové vztahy pro určení $K_{ad} = f(t_{s,ad})$ jsou uvedeny v kap. 4.5.

Chybu při vyčíslení parciálních tlaků par ve vzduchu (příp. relativních vlhkostí, měrných vlhkostí při dosazení do definičních vztahů) při odchylce údaje teploty t_f určíme ze vztahu

$$\Delta p_D = \left(p_{D,s,t} \frac{1_{v,f}}{K r_D T_f^2} - A p \right) \Delta t_f \quad (6.1.1/2)$$

Skutečný psychometrický součinitel je podle / 57 /, / 59 /, / 60 / dán vztahem

$$K = K_{ad} \left(1 + \frac{\alpha_s}{\alpha_k} \right) L$$

kde Lewisův součinitel L můžeme vyjádřit pomocí vztahů uvedených v kapitole 4.2.

POZNÁMKA:

Při stanovení teploty mezního adiabatického ochlazování, známe-li parciální tlak par ve vzduchu p_D , teplotu vzduchu t_w a tlak vzduchu p je nutné použít iteračních metod. Program P4 použitý při výpočtech je uveden v příloze.

Metoda měření rosného bodu

Princip měření spočívá v ochlazování tělíska (zpravidla kovové zrcátko), které se

ochlazuje tak dlouho, až se jeho povrch orosí. Tato teplota rosného bodu je jednou z veličin charakterizujících vlhkost vzduchu. Měrnou vlhkost x_∞ ze známé teploty rosného bodu t_R určíme ze vztahu

$$x_\infty = 0,622 \frac{\varphi P_{D,S,R}}{P - \varphi P_{D,S,t}}$$

dosazením za relativní vlhkost

$$\varphi = \frac{P_{D,S,R}}{P_{D,S,t}}$$

a určením parciálních tlaků pro teplotu vzduchu t_∞ a teplotu rosného bodu t_R .

Známe-li teplotu vzduchu t_∞ , tlak p a měrnou vlhkost x_∞ , můžeme určit teplotu rosného bodu ze vztahu (odvození z Clausiovy - Clapeyronovy rovnice je uvedeno v / 29 /

$$t_R = \frac{1}{\frac{1}{T_\infty} - \frac{r}{I_0} \ln \varphi}$$

$$t_R = \frac{(236 \log P_D) - 658}{10,24 - \log P_D}$$

Vzhledem k tomu, že orosování záleží silně na čistotě vlhkého vzduchu (kromě jiného), není tento princip vhodný pro účel měření vlhkosti mechanicky znečištěného vzduchu.

Orosování povrchu je děj poměrně komplikovaný a v / 60 / jsou popisovány 3 etapy, jejichž sledování má vliv na přesnost určení teploty rosného bodu. Určité zlepšení je při použití Peltierových článků, kdy zrcátko je chlazeno těmito články a orosení je signalizováno fotonkou / 119 /.

Kromě uvedených dvou metod se používají další např.

Sorpční metody, kde vhodně upravený tuhý materiál mění sorpci vlhkostí ze vzduchu elektrický odpor, dielektrické vlastnosti, délku atd.

Rovnovážný elektrolytický vlhkoměr, kde na povrchu čidla je nanese tenká vrstvička roztoku chloridu lithného, která se ohřívá tak dlouho, až tlak par nad roztokem

LiCl je stejný jako tlak v měřeném plynu. Metoda je obdobná měření teploty rosného bodu.

Coulometrická metoda, kde tenká vrstvička oxidu fosforečného pohlcuje z měřeného vzduchu vlhkost, která se elektrolyzuje proudem z vnějšího zdroje, který je při konstantním průtoku vzduchu přímo úměrný vlhkosti plynu.

Absorbce infračerveného záření. Při použití záření o vhodné vlnové délce je jeho absorbce úměrná vlhkosti plynu. Tato metoda je vhodná pro určení malých obsahů vody.

Absorbce vysokofrekvenční energie, která se od předchozí metody liší vlnovou délkou záření.

Chromatografické metody, kde se při chromatografické analýze směsi plynu určuje případná vlhkost jako jedna ze složek. Jako sorbent je nutno volit takový, aby došlo k dokonalému rozdělení jednotlivých složek plynu a dostatečně citlivý detektor.

Difuzní vlhkoměry, kde se využívá nestejné rychlosti difuze vodní páry a vzduchu pórovitou přepážkou.

Chemické metody, jejichž základem je chemická reakce vody přítomné ve vzduchu s určitou látkou, která mění barvu. Nejpoužívanější je chlorid kobalnatý.

Pro měření vlhkosti vzduchu byly vyvinuty další typy přístrojů, pracujících na různých principech, zejména pro speciální použití např. / 11 /, / 37 /, / 64 /.

6.1.1 Určení vlhkosti vzduchu s využitím principu impaktního proudění

Pro hospodárny provoz celé řady zařízení např. pro sušení v textilním papírenském, keramickém průmyslu, při sušení písku atd. je nutno měřit vlhkost odváděného mechanicky znečištěného vzduchu.

Pro měření vlhkosti vzduchu byla vypracována celá řada metod, lišících se svým principem, možnostmi použití, rozsahem měření teplot a vlhkostí, přesností, rychlostí odezvy, stálostí kalibračních křivek atd.

V současné době používané měřicí přístroje, zpravidla pracující na psychrometrickém principu, nevyhovují často na ně kladeným požadavkům, zejména je-li nutno měřit vlhkost znečištěného vzduchu.

Vysoké intenzity přenosu tepla a vlhkosti mezi plynem a kapalinou při impaktním proudění je využito při konstrukci přístroje, jehož princip je patrný z obr.6.1.1/1.

Z trysky T vytékající volný proud vzduchu (jehož vlhkost má být měřením určována) o teplotě t_{∞} , vlhkosti x_{∞} , parciálním tlaku vodních par $p_{D,\infty}$ dopadá na vodní hladinu v nádobce N , jejíž teplota se ustálí na teplotě t_r .

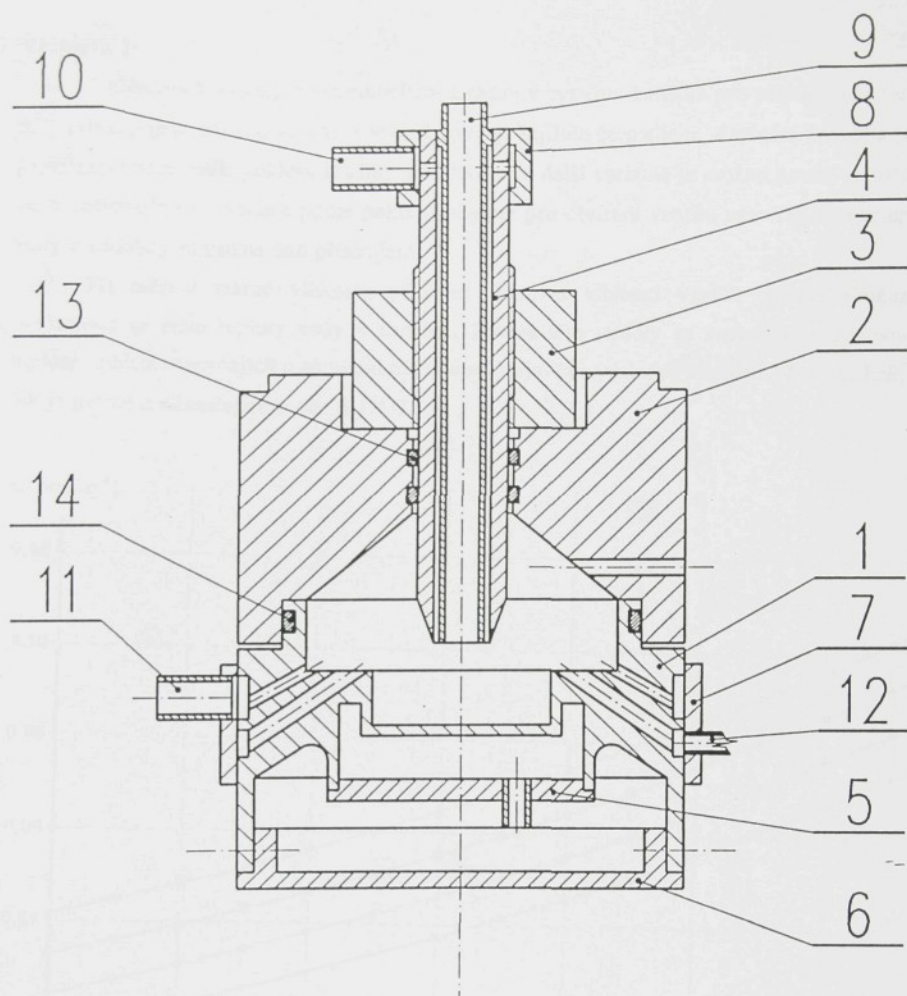
Zařízení pro měření vlhkosti vzduchu s využitím vlastností impaktního proudu bylo navrženo zejména proto, že je možno měřit vlhkost i znečištěných plynů do vysokých teplot a vzhledem k vysokým hodnotám součinitelů přenosu tepla i hmoty. Měření teploty mokrého povrchu kapaliny je dostatečně přesné a nastavení této teploty rychlé. Při kontinuální dodávce doplňující vody může přístroj pracovat bez přerušení.

V průběhu experimentálních měření s přístrojem byly provedeny konstrukční změny, změny přívodu a odvodu vzduchu a vody.

Původní varianta předpokládala obtékání nádoby s vodou uloženou v kanále kolmo na přívod vzduchu (viz kap. 5.4/1). Vzhledem k tomu, že bylo velmi nesnadné zajistit podmínky mezního adiabatického chlazení (oboustranný ohřev nádoby, nesnadná izolace atd.) byly navrženy další varianty.

Varianta 1:

Vzduch je k mezikruhovému trysece přiváděn potrubím (10) a systémem kanálků. Z trysky tvořené mezikružím vytékající proud vzduchu, jehož vlhkost má být měřením určována, dopadá kolmo na vodní hladinu v nádobce, jejíž teplota se ustálí na teplotě t_r . Voda která se odpaří je přiváděna středem trubky a trysky tvořené mezikružím z nádoby umístěné nad přístrojem přes hadičku, která je seškrcována podle potřeby dodávky vody (v lékařství používaná kapačka). Vzduch je z přístroje odsáván soustavou kanálků napojených na jediný odvod (11). V případě většího množství přivedené vody do nádoby přetéká voda přes hranu nádoby a je odváděna kanálky do sběrače. Vlastní přístroj sestává z horní části (těleso, posouvací mechanismus trysky, vlastní tryska) a dolní části (nádobka s vodou, izolace a kanálků pro odvod vzduchu a příp. vody). Měřeny jsou teplota vzduchu z trysky t_{∞} , teplota vody t_r a tlak v měřicí komoře p_{∞} .



- 1 miska
- 2 vrchní krycí část
- 3 matice M18 x 1
- 4 závitová trubka M18 x 1
- 5 víčko
- 6 spodní část
- 7 prstenec velký

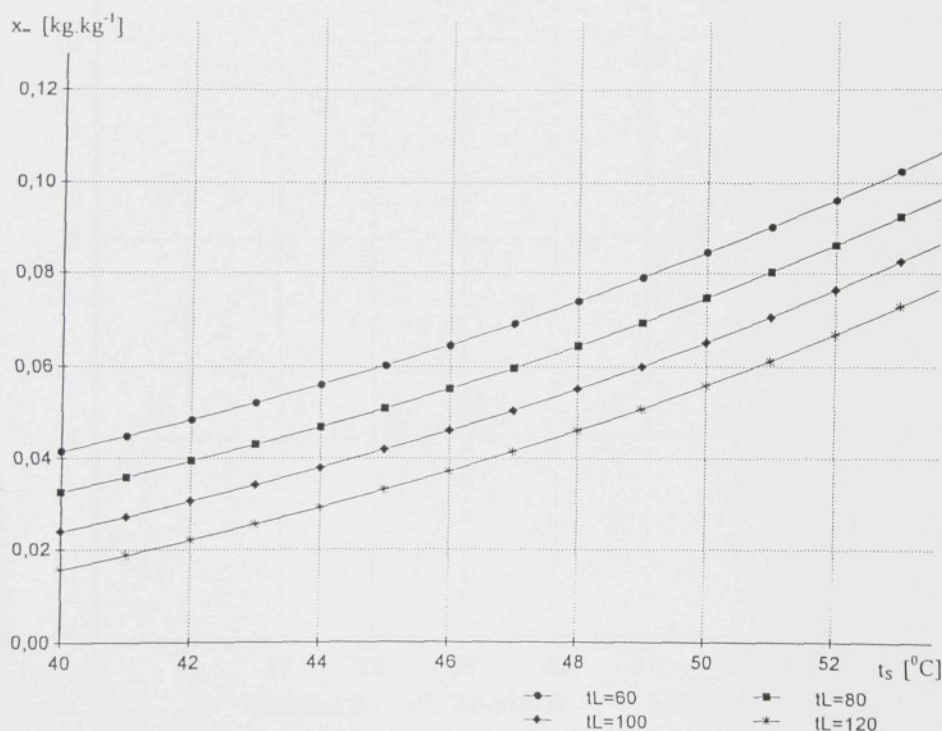
- 8 prstenec malý
- 9 trubka osová
- 10 trubka pro přívod vzduchu
- 11 trubka pro odvod vzduchu
- 12 trubka pro odvod vody
- 13 O - kroužek
- 14 O - kroužek

Obr. 6.1.1/1 Schéma přístroje pro měření vlhkosti vzduchu s impaktním prouděním vzduchu na vodní hladinu.

Varianta 2:

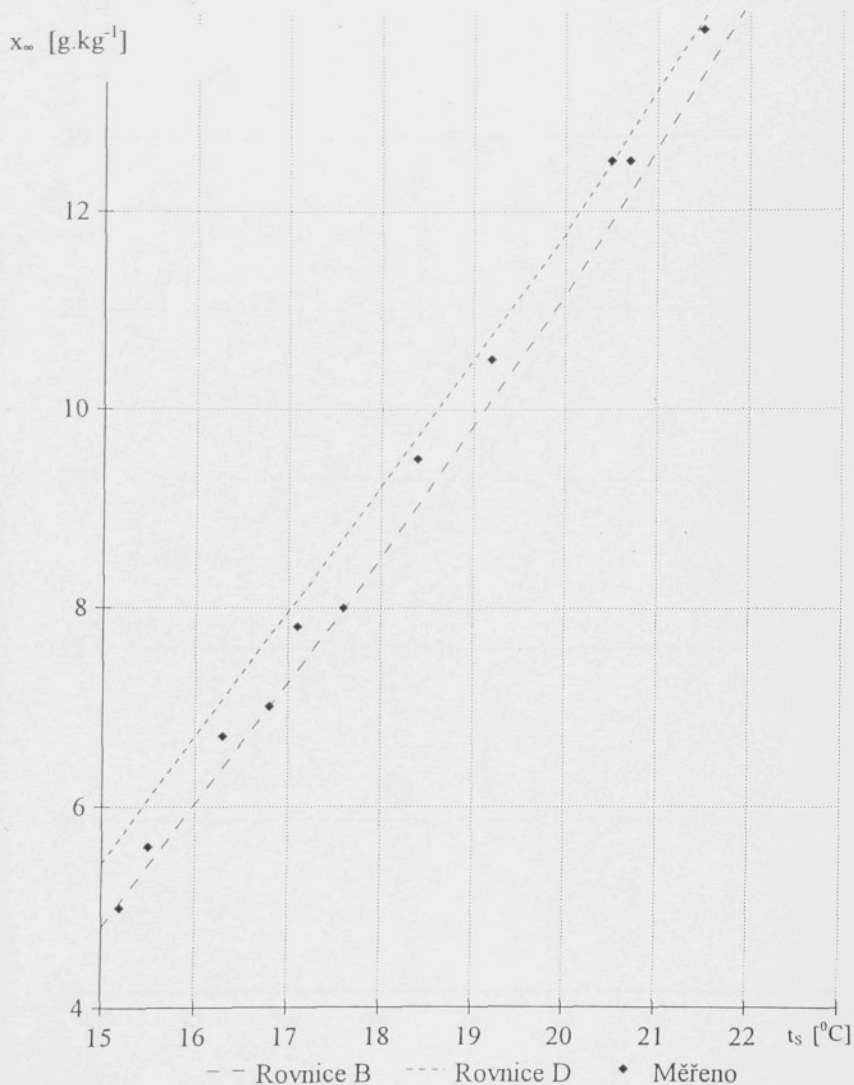
Vzhledem k vysokým hydraulickým ztrátám v systému kanálků pro přívod vzduchu, bylo pro napojení použito koleno a přívod vody je zajištěn čerpadlem. Zapínání čerpadla je zajištěno čidlem podle poklesu hladiny v nádobce. V další variantě je možno použít signálu čidla umístěného v nádobce podle poklesu hladiny pro otvírání ventilu uzavírajícího vstup vody z nádoby umístěné nad přístrojem.

Při měření měrné vlhkosti, případně relativní vlhkosti vzniká chyba zejména nepřesným určením teploty vody v nádrže. Změna této teploty ve srovnání se změnou teploty vzduchu dopadajícího na vodní hladinu se projeví ve výsledné vlhkosti 17-ti násobně, jak je patrné z následujícího obr. 6.1.1/2.

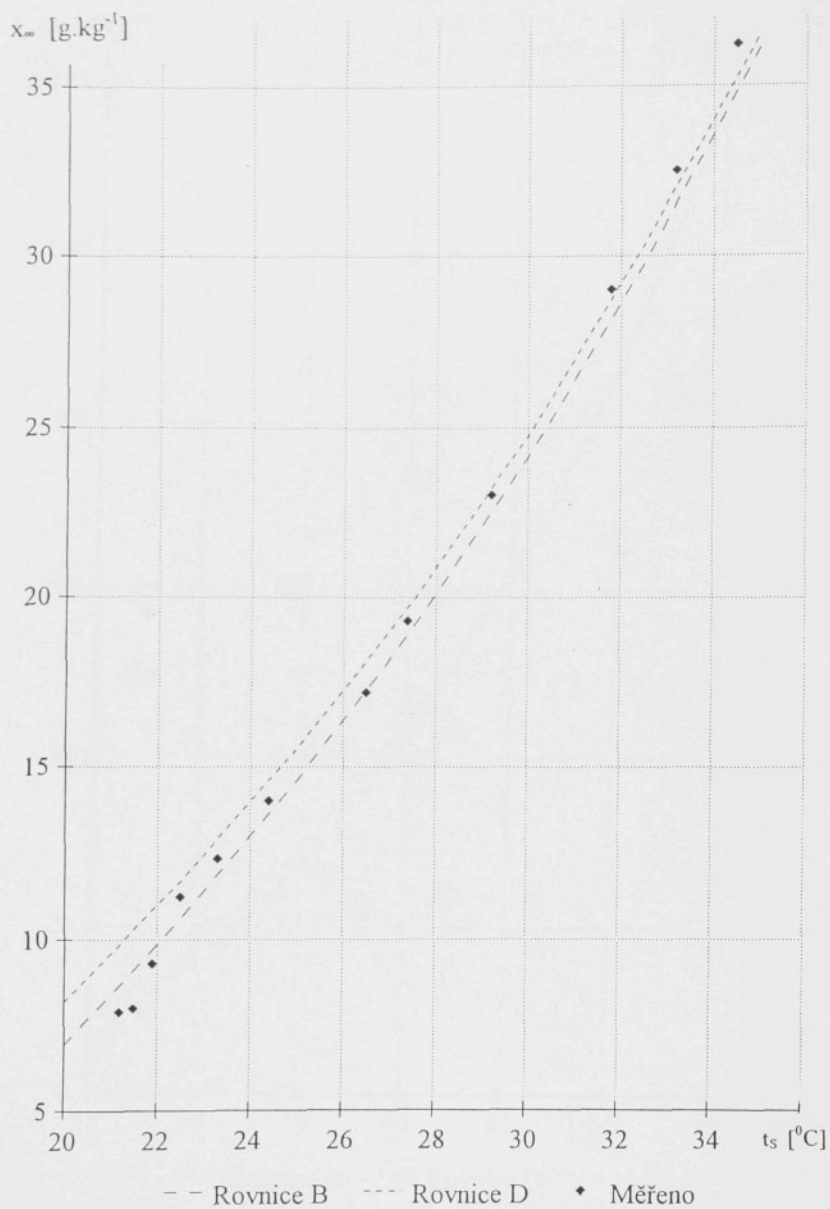


Obr.6.1.1/2 Závislost měrné vlhkosti vzduchu na teplotě vody v nádrže a teplotě vzduchu.

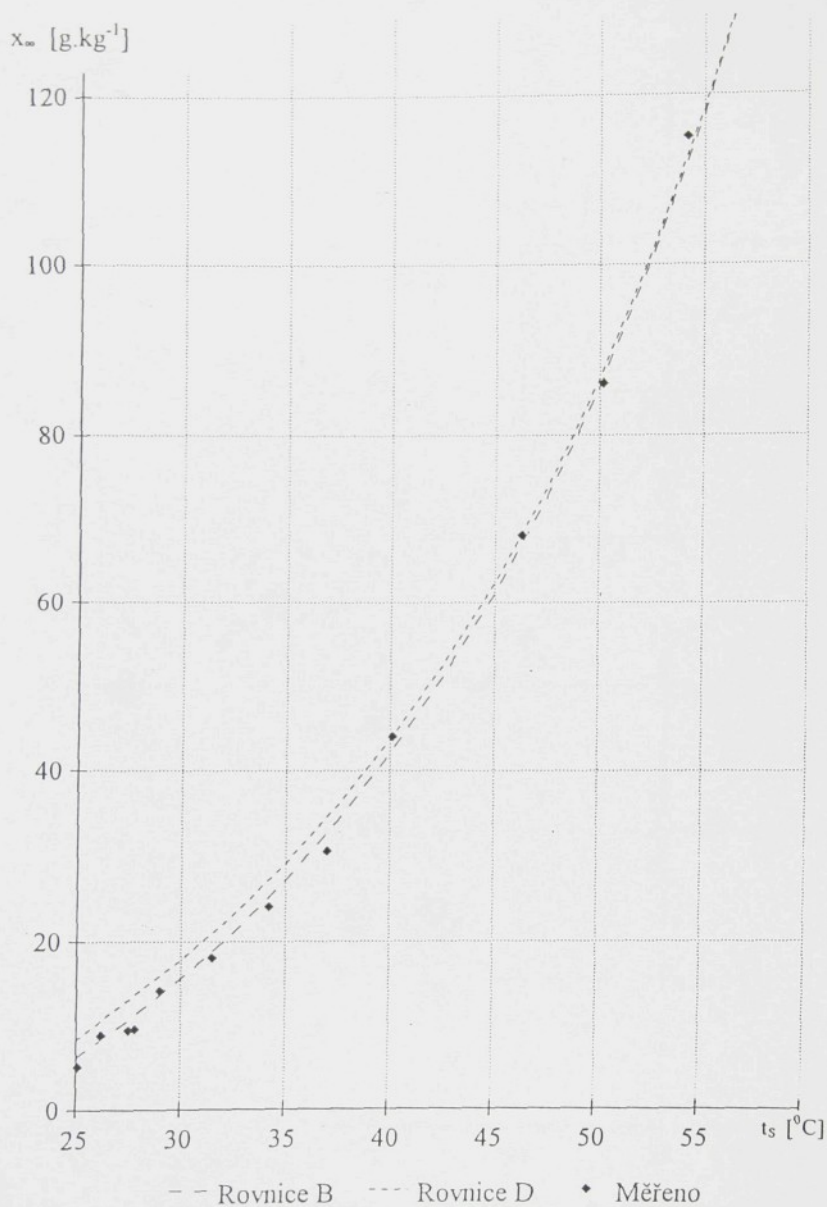
Pro funkci přístroje jsou důležité odchylky teploty mezního adiabatického ochlazení od teploty vody v nádrže, které jsou uvedeny v obr. 6.1.1/3a,b,c,d.



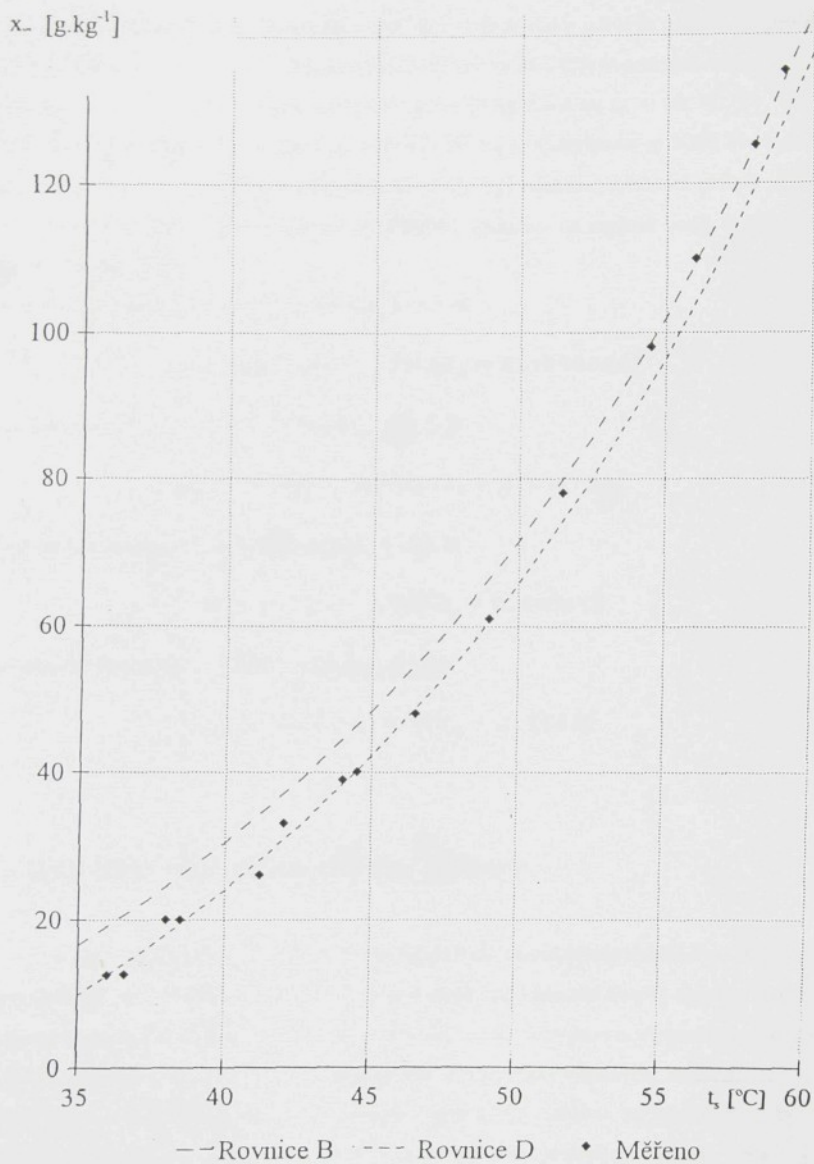
Obr. 6.1.1/3a: Odchylky teploty mezního adiabatického chlazení od teploty vody v nádrže pro tlak $p_{\infty} = 0,97 \cdot 10^5$ a teplotu $t_{\infty} = 20^{\circ}\text{C}$.



Obr. 6.1.1/3b: Odchylky teploty mezního adiabatického chlazení od teploty vody v nádržce pro tlak $p_{\infty} = 0,97 \cdot 10^5$ a teplotu $t_{\infty} = 40$ °C.



Obr. 6.1.1/3c: Odchytky teploty mezního adiabatického chlazení od teploty vody v nádrže pro tlak $p_{\infty} = 0,97 \cdot 10^5$ a teplotu $t_{\infty} = 60$ °C.



Obr. 6.1.1/3d: Odchytky teploty mezního adiabatického chlazení od teploty vody v nádrže pro tlak $p_w = 0,97 \cdot 10^5$ a teplotu $t_w = 100^{\circ}\text{C}$.

Ze srovnání teoretických průběhů teplot v obr. 6.1.1/2a,b,c,d $t_{s,ad}$ a t_s je patrné, že pro nižší teploty t_s je vhodné použít vztahu (B), pro vyšší teploty vztahu (D) uvedených v kap.4.5, kdy jsou odchylky nejmenší. Měření byla provedena pro teploty vzduchu $t_\infty = 20, 40, 60, 100$ °C, s odchylkami $\pm 0,4$ °C, tlaku vzduchu $p = 0,97 \cdot 10^5$ Pa s odchylkami ± 5000 Pa, rychlosti vzduchu $10 \text{ m.s}^{-1} \pm 0,2$. Vzduch z komory přístroje byl odsáván, přičemž průtok vzduchu byl regulován škrcením. Závislosti měrné vlhkosti vzduchu na teplotě vody v nádobce je možno vyjádřit vztahy:

Pro teplotu vzduchu $t_\infty = 20$ °C s chybou $\pm 0,3$ %

$$x_\infty = -12,614 + 1,0166 t_s + 0,999804 t_s^2$$

Pro teplotu vzduchu $t_\infty = 40$ °C s chybou $\pm 0,7$ %

$$x_\infty = -6,732 - 0,1353 t_s + 0,03975 t_s^2$$

Pro teplotu vzduchu $t_\infty = 60$ °C s chybou $\pm 1,9$ %

$$x_\infty = 42,10 - 3,743 t_s + 0,0934 t_s^2$$

Pro teplotu vzduchu $t_\infty = 100$ °C s chybou ± 2 %

$$x_\infty = 134,30 - 8,60 t_s + 0,146 t_s^2$$

6.1.2 Dynamické chování navrženého přístroje

Využití vlhkoměrů v měřicích a regulačních obvodech předpokládá znalost jejich dynamického chování. Není však vždy možné získat ze snímačů spojitý signál s malou časovou konstantou. Zvláště velké hodnoty časových konstant jsou u vlhkoměrů, jejichž činnost je spojena s vznikem tepla (elektrolytický rovnovážný vlhkoměr, měření rosného bodu) nebo v případech, kdy je v obvodu vlhkoměru zařazen pomocný absorbér, desorbér nebo reaktor. Dalším zdrojem dynamických chyb je převod vlhkosti, obsažené v sypaných látkách nebo kapalinách, do pomocného plynného prostředí a měření

vlhkosti tohoto prostředí.

Důležitou veličinou, podle níž hodnotíme dynamické vlastnosti vlhkoměrných čidel, je časová konstanta T . Její experimentální zjištění je poměrně jednoduché, pokud lze realizovat skokovou změnu vlhkosti a zaznamenat časový průběh výstupní veličiny čidla.

Z uvedeného měření je zřejmé, že přenos vlhkoměru je dán rovnicí 1. řádu, tj.

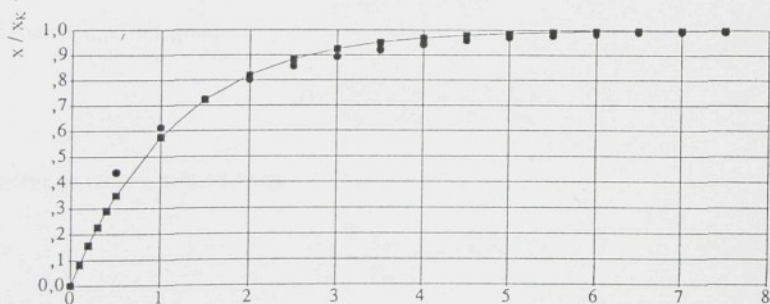
$$F(p) = \frac{K}{1 + pT}$$

čemuž odpovídá ze slovníku Laplaceovy transformace originál ve tvaru

$$x = x_K \left(1 - e^{-\frac{\tau}{T}}\right)$$

kde K je ustálená hodnota x odezvy na provedený skok na vstupu (v našem případě změna teploty vody v nádržce).

Časovou konstantu T můžeme odečíst z experimentálně zjištěné přechodové charakteristiky, a to buď jako tečnu vedenou v bodě $\tau = 0$ k přechodové charakteristice, nebo jako dobu potřebnou k dosažení 63,2 % konečné hodnoty při skokové změně vstupní veličiny (obr.6.1.2/1). Pomocí programu P1 v příloze, byla zjištěna časová konstanta $T=1,14$.



Obr. 6.1.2/1 Dynamické chování navrženého přístroje pro měření vlhkosti vzduchu. τ [min]

6.2 Ochlazování skla při impaktním proudění

Při ochlazování materiálu např. skla, při impaktním proudění vzduchu je možno vycházet ze vztahu

$$\frac{dQ}{d\tau} = \alpha A (t_M - t_\infty) \quad (6.2/1)$$

Ochlazovaný materiál odevzdá za dobu $d\tau$ do okolí teplo (znaménkem minus je vyjádřen pokles teploty materiálu $dt < 0$, $dQ > 0$)

$$dQ = -m_M c dt$$

Po dosazení uvedených vztahů dostáváme

$$-m_M c_M dt = \alpha A (t_M - t_\infty) d\tau \quad (6.2/2)$$

Po úpravě

$$\frac{dt}{t_M - t_\infty} = -\frac{\alpha A}{m_M c_M} d\tau \quad (6.2/3)$$

Pro počáteční hodnoty $t_M = t_0$ a $\tau = 0$

$$\int_{t_0}^t \frac{dt}{t_M - t_\infty} = -\frac{\alpha A}{m_M c_M} \int_0^\tau d\tau \quad (6.2/4)$$

dostáváme po integraci

$$\ln \frac{t_M - t_\infty}{t_0 - t_\infty} = -\frac{\alpha A}{m_M c_M} \tau \quad (6.2/5)$$

kterou je možno psát ve tvaru

$$\frac{t_M - t_\infty}{t_0 - t_\infty} = e^{-\frac{\alpha A}{m_M c_M} \tau} \quad (6.2/6)$$

Závislost průběhu teploty ochlazovaného materiálu je dána vztahem

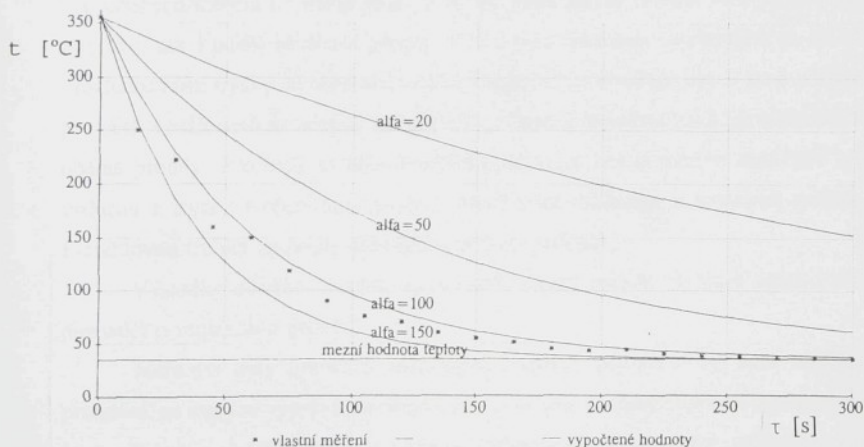
$$t_M(\tau) = t_\infty + (t_0 - t_\infty) e^{-\frac{\alpha A}{m_M c_M} \tau} \quad (6.2/7)$$

Pro

$\tau = 0$ je $t_M = t_0$

$\tau = \infty$ je $t_M = t_\infty$

V uvedeném vztahu (6.2/7) jsou všechny parametry dány ochlazovaným materiálem, kromě součinitele přenosu tepla α . Závislost průběhu teploty ochlazovaného materiálu (skla) pro různé hodnoty součinitelů přenosu tepla je patrna z obr. 6.2/1. Pro výpočet jsou brány hodnoty (aplikace pro chlazení skel automobilů) $c_M = 670 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$, $\rho = 2600 \text{ kg.m}^{-3}$, $m_M = 6 \text{ kg}$, $A = 0,67 \text{ m}^2$, $t_\infty = 25 \text{ }^\circ\text{C}$, $t_0 = 355 \text{ }^\circ\text{C}$. Požadovaná teplota ochlazení je dána měřícím zařízením kontroly kvality skla na výstupu $t_{M(\tau)} = 30 \text{ }^\circ\text{C}$, výrobním taktem stroje $\tau = 200 \text{ s}$ a omezením délky linky (prostor výrobní haly). Poněvadž výpočtové vztahy podle literatury (viz příloha V1) nedávají jednoznačné hodnoty součinitelů přenosu tepla, které je nutno určit velmi přesně vzhledem k jejich ploché charakteristice při nižších teplotách. Proto byla provedena ověřovací měření, která jsou uvedena v obr. 6.2/1.



Obr. 6.2/1 Ochlazování materiálu v závislosti na čase pro různé hodnoty součinitelů přenosu tepla.

Závěr

Účelem této práce bylo podat rozbor základních vlastností impaktního proudu a to jak z hlediska proudění tak i z hlediska přenosu tepla a hmoty. Na základě rozboru údajů v literatuře i vlastních měření byl navržen přístroj pro měření vlhkosti plynů i pro vysoké teploty a vlhkosti a plynů obsahujících mechanické nečistoty s využitím vlastností impaktního proudu.

Pro návrh, ověření funkce a možnost zpracování naměřených hodnot je nutná znalost fyzikálních veličin, přičemž při použití počítačů je pro vyhodnocování vhodné vyjádření závislostí rovnicemi. V literatuře udávané závislosti jsou zpravidla ve formě tabulek nebo grafů a jen některé jsou ve formě rovnic, které však v řadě případů nedávají dostatečně přesný výsledek. Proto byly vypracovány programy (viz příloha) umožňující výpočet regresních rovnic.

V dalším byl sledován vliv různých parametrů na proudění v jednotlivých úsecích proudu a přenos hmoty. Z výsledků vlastních měření vyplývá, že při použití trysky tvořené mezikružím se dosáhne jiných průběhů rychlostí i teplot ve srovnání s kruhovou tryskou.

Průběhy rychlostí byly sledovány na vodní vaně a simulovány na počítači. Z uvedených měření na vodní vaně je velmi dobře patrné tvoření vírů jak při výtoku z trysky, tak i podél obtékané plochy. Pro trysku tvořenou mezikružím se do určité vzdálenosti ústí trysky od obtékané plochy vnější proud rozšiřuje jako u kruhové trysky, pro větší vzdálenosti se naopak zužuje, což je možno vysvětlit vznikem podtlaku mezi oběma proudy. Pro ověření této domněnky byla provedena měření tlaků při výtoku vzduchu z trysky tvořené mezikružím, které však vzhledem k možnosti měření jen Prandtlovou trubicí nedávaly dostatečně přesné výsledky.

Výsledky získané simulací na počítači dávají rovněž možnost získání dalších poznatků o impaktním proudu.

Měřením byly určovány maximální rychlosti pro III a IV úsek impaktního proudění, ze kterých vyplývá, že oblast, kde je možno uvažovat lineární nárůst rychlosti je menší než je uváděné např. v [150]. Oblast ve které je možno nahradit poměrně maximální rychlosti jednou křivkou (příp. vztahem) je větší než je v literatuře uváděna

hranice ohybu. Pro tyto úseky byly vypočteny střední hodnoty maximálních rychlostí podél obtékané plochy a to s uvažováním III. úseku a s uvažováním jen IV. úseku, vzhledem k jejich různému průběhu. Podle těchto rychlostí byly vypočteny hodnoty součinitelů přenosu hmoty. Zavedení uvedených rychlostí při zobecnění výsledků měření a délky obtékané plochy do kritériálních rovnic však nedávalo přesnější výsledky, než při použití průměru trysky a rychlosti výtoku z trysky.

Předností impaktního proudění používaného v řadě oborů jsou zejména vysoké hodnoty přenosu tepla a hmoty. V případě aplikace pro měření vlhkosti plynů je výhodou možnost měření vlhkosti plynů, které jsou znečištěny a plynů o vysoké teple a vlhkosti. Při návrhu přístroje byly určovány vzdálenosti trysky od obtékaného povrchu, vliv průměru obtékané plochy, tvar trysky, druh obtékané plochy (vodní hladina, textilie hrubá a jemná), rychlost vzduchu vytékajících z trysky. Z výsledků měření je možné určit optimální parametry

$$z/d_d = 2$$

$$R/d_d = 1.$$

$$Re = 5100 \text{ (omezeno rozstříkáváním vody z hladiny).}$$

Použití trysky tvořené mezikružím je vhodné pro menší poměry R/d_d , kde střední hodnoty Sherwoodových čísel jsou vyšší ve srovnání s kruhovými tryskami příp. tryskou s perforací. Pro větší rozměry R/d_d je použití trysek neekonomické, neboť hodnoty Sh -čísel se od kruhových v podstatě neliší.

V případě aplikace pro sušení, ohřev, chlazení zejména pásových materiálů je možné zmenšení rozměrů zařízení ve srovnání s např. podélným obtékáním povrchu. S vysokými hodnotami přenosu tepla a hmoty se můžeme setkat při fluidním sušení, které však podle literatury i vlastních měření je vhodné spíše pro materiály tvořené částicemi než pro pásové materiály. V práci je uveden jako příklad využití impaktního proudění pro případ chlazení skel automobilů.

Další praktické aplikace jsou zřejmě z přiloženého seznamu autorových publikací.

Seznam použité literatury

- / 1 / AIHARA, T.-KIM, J.K.-MARUYAMA, S.: Effects of temperature - dependent fluid properties on heat transfer due to an axisymmetric impinging gas jet normal to a flat surface. In: Wärme-und Stoffübertragung 25/1990, s.145÷153.
- / 2 / AKFIRAT, J.C.: Transfer of heat from an isothermal flat Plate to a two-dimensional wall jet. In: ASME, s.274÷279.
- / 3 / ANDREEV, A.A.-DACHNO, V.N.: Isledovanie teploobmena v oblasti gradientnogo tečenija pro natekanii ploskoj turbulentnoj stroji na plastinu raspoložennuju normalno k potoku. In: Inženerno-fizičeskij žurnal 4/1970.
- / 4 / BABUŠKA, I.-PRÁGER, M.-VITÁSEK, E.: Numerické řešení diferenciálních rovnic. Praha, SNTL 1964.
- / 5 / BAEHR, H.D.-SCHWIER, K.: Die thermodynamischen Eigenschaften der Luft. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer-Verlag 1961.
- / 6 / BAEHR, H.D.-STEPHAN, K.: Wärme-und Stoffübertragung. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer-Verlag 1994.
- / 7 / BAŠUS, V.-KOČOVÁ, V.: Vzájemné působení volných proudů. In: Zdravotní technika a vduchotechnika 6/1963, s.150÷166.
- / 8 / BATURIN, W.W.: Lüftungsanlagen für Industriebau. Berlin, VEB Verlag Technik 1953.
- / 9 / BATURIN, W.W.: Průmyslové větrání. Svazek 6. Praha, Knihnice průmyslové techniky 1951.
- / 10 / BAUER, F.-BRŮHA, O.-JAŇOUR, Z.: Základy proudění. Technický průvodce svazek 18. Praha, Vědecko-technické nakladatelství 1950.
- / 11 / BEŤÁK, J.: Rosný vlhkoměr. In: Zdravotní technika a vduchotechnika 1/1976, S.1÷10.
- / 12 / BIRD, B.R.-STEWART, W.E.-LIGHTFOOT, E.N.: Přenosové jevy. Praha, Academia 1968.
- / 13 / BOŠNJAKOVIČ, F.: Technische Thermodynamik. II. Teil-Band 12 Wärmelehre und Wärmewirtschaft in Einzeldarstellungen. Dresden und Leipzig, Theodor Steinkopff Verlag 1960.
- / 14 / BRAHAMA, R.K.-PADHY, I.-PRADHAN, B.: Prediction of stagnation point heat transfer for a slot jet impinging on a concave semicylindrical surface. In: Wärme-und Stoffübertragung 24/1989, s.1÷8.
- / 15 / BRAHAMA, R.K.: Prediction of stagnation point heat transfer for a slot jet impinging on a concave semicylindrical on a flat surface. In: Wärme-und Stoffübertragung 27/1992, s.61-66.
- / 16 / BRAUER, H.-MEWES, D.: Gesetze für Strömung und Stoffübergang bei einseitiger Diffusion. In: Chemie-Ing. Technik 9/1972, s.641-644.
- / 17 / BRAUER, H.-MEWES, D.: Stoffaustausch anschließend chemischer Reaktionen. Frankfurt/Mein, Verlag sauerländer Aaran 1971.
- / 18 / BRDLIK, P.M.-SAVIN, V.K.: Heat transfer between an axisymmetric jet an a plate normal to the flow. In: Inženérno-Fizičeskij žurnal 2/1965, s.146-155.

- / 19 / BRÖCKER, S.: Eine neue, allgemeine Näherungslösung für den Wärme-und Stoffaustausch in laminaren Mehrstoffgrenzschichten an der längs angeströmten, ebenen Platte. In: Wärme-und Stoffübertragung 28/1993, s.329-339.
- / 20 / CARSSIN, S.-UBEROI, M.: Further experiments on the flow and heat transfer in a heated turbulent air jet. In: NASA-Report 998-1947.
- / 21 / CIHELKA, J. a kol.: Vytápění a větrání. Praha, SNTL 1969.
- / 22 / DOSDOGRU, A.G.: Einfluß des Turbulenzgrades auf den Wärme-und Stoffübergang in Schlitzdüsentrocknern. In: Chemie-Ing. Technik 24/1972, s.1340/1344.
- / 23 / DRKAL, F.: Teoretické řešení kruhového odsávání. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 1970/13, s.91-99.
- / 24 / DVOŘÁK, Z.-CHYSKÝ, J.: Vybrané statě ze sdílení tepla. Praha, SNTL 1963.
- / 25 / ECKERT, E.: Einführung in den Wärme-und Stoffaustausch. Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer Verlag 1959.
- / 26 / ECKERT, E.R.G.: Thermodynamische Kopplung von Stoff-und Wärmeübergang. In: Zeitschrift für Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens 29/1963, s.147-151.
- / 27 / EICKHOFF, H.: Analytische Näherungslösung für die laminare Zweistoff-grenzschichtströmung. In: Wärme-und Stoffübertragung 11/1978, s.104÷107.
- / 28 / ESDORN, J.-MERSMANN, A.: Konvektive Stoffübertragung an laminar überströmten festen und fluiden Phasengrenzen. In: Wärme-und Stoffübertragung 18/1984, s.1÷7.
- / 29 / FEXA, J.-ŠIROKÝ, K.: Měření vlhkosti. Technický průvodce 60. Praha, SNTL 1983.
- / 30 / FREIDENAN, S.J.-MUELLER, A.C.: Heat Transfer to Flat Surfaces. General discussion on heat transfer, s.138÷142.
- / 31 / GARDON, R.-AKFIRAT, C.J.: Heat Transfer Characteristics of Impinging Two-Dimensional Air Jets. In: Journal of Heat Transfer, 1966, s.101-108.
- / 32 / GARDON, R.-AKFIRAT, C.J.: The Role of Turbulence in determining the Heat Transfer Characteristics of impinging Jets. In: Intern. Heat Mass Transfer 8/1965, s.1261÷1272.
- / 33 / GARDON, R.-COBONPUE, J.: Heat Transfer Between a Flat Plate and Jets of Air Impinging on It. In: Heat Transfer ASME, New York 454/1962, s.454-459.
- / 34 / GLASER, H.: Diffusionszahlen für die Diffusion von Wasserdampf in Luft. In: Kältetechnik 10/1958, s.292÷295.
- / 35 / GLASER, H.: Strömung und Stoffübertragung bei der Düsentrocknung. In: Melland Textilberichte 3/1963, s.292÷295 a 4/1963, s.400÷404.
- / 36 / GLASER, H.: Untersuchungen an Schlitz-und Mehrdüsenanordnung der Trocknung feuchter Oberflächen durch Warmluftstrahlen. In: Chemie-Ing. Technik 34/1962, s.200-207.
- / 37 / GRASSMANN, P.: Elektrische Verfahren zur Messung von Wärme-und Stoffaustausch. In: Chemie-Ing.-Technik 35/1963, s.155÷157.

- / 38 / GREW, K.E.-IBBS, T.L.: Thermal Diffusion in Gases. London, Cambridge University Press 1952.
- / 39 / GRÖBER, H.-ERK, S.-GRIGULL, U.: Die Grundgesetze der Wärmeübertragung. Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer Verlag 1961.
- / 40 / HANEL, B.: Die Berechnung der Mischungszone eines axialsymmetrischen turbulenten Freistrahls. In: Luft-und Kältetechnik 4/1976, s.193÷197.
- / 41 / HANNS, H.O.: Wärmeübergang an einer durch Luftstrahlen gekühlten Platte. In: Schweiz. Bauzeitung 1961, s.834-840.
- / 42 / HAŠLAR, L.: Přenos tepla při impaktním způsobu sušení. Disertační práce. Praha, ČVUT-FS 1976.
- / 43 / HÄUSSLER, W.: Das Mollier i-x Diagram für feuchte Luft und seine technische Anwendungen. Dresden, Leipzig, Th. Steinkopff Verlag 1960.
- / 44 / HÄUSSLER, W.: Lufttechnische Berechnungen im Mollier i-x Diagram. Dresden, Verlag Th. Steinkopff 1969.
- / 45 / HILGEROTH, E.: Wärmeübergang bei Düsenströmung senkrecht zur Austauschfläche. In: Chemie-Ing. Technik 37/1965, s.1264-1272.
- / 46 / HILGEROTH, E.: Wärmeübergang bei Schlitzdüsenströmung. In: Chemie-Ing. Technik 12/1969, s.731-735.
- / 47 / HLADKÝ, V.: Radiální vzdušný proud. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 5/1962, s.159÷175.
- / 48 / HLADKÝ, V.: Hranice kruhového vzdušného proudu ve větraném prostoru. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 11/1969, s.183÷198.
- / 49 / HLADKÝ, V.: Příspěvek k výpočtu vzdušného proudu v počáteční oblasti. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 14/1971, s.109-122.
- / 50 / HLADKÝ, V.: Radiální vzdušný proud. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 4/1962, s.159÷175.
- / 51 / HOFFMANN, K.: Feuchtemessung durch Infrarotreflexion. In: Chemie-Ing.-Technik 1/1963, s.55÷62.
- / 52 / HÖPPNER, G.: Mittlere Wärme-und Stoffübertragung bei der senkrechten Anblasung einer isothermer Flächen mit turbulenten Einzelstrahlen und Strahlduschen. In: Luft und Kältetechnik 6/ 1970, s.283-289.
- / 53 / HOUŠKA, K.-VALCHÁŘ, J.-VIKTORIN, Z.: Návrh sušáren pomocí počítače. Technické příručky 9. Praha, SVUSS Běchovice 1984.
- / 54 / CHANCE, L.J.: In: TAPPI 57/1974, s.108÷112.
- / 55 / CHYSKÝ, J.: Měření teplot termoelektrickými články. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 3/1960, s.158÷170.
- / 56 / CHYSKÝ, J.: Přestup tepla a hmoty a teorie psychrometru. In: Strojírenství 1960.
- / 57 / CHYSKÝ, J.: Vlhký vzduch. Praha, SNTL 1963.

- / 58 / CHYSKÝ, J.: Výpočet paček vzduchu. In: Zdravotní technika a vдуchotechnika 1/1958, s.2÷11.
- / 59 / CHYSKÝ, J.: Prověření funkce aspiračního psychrometru při vysokých teplotách a vlhkostech. Disertační práce, ČVUT Praha 1961.
- / 60 / CHYSKÝ, J.: Vlhký vzduch. Praha, SNTL 1977.
- / 61 / CHYSKÝ, J.: Změna stavu vzduchu při vzájemném působení vody a vzduchu. In: Zdravotní technika a vдуchotechnika, ČSAV Praha 5/1962, s.76-80.
- / 62 / CHYSKÝ, J.-HEMZAL-KOL.: Větrání a klimatizace. Technický průvodce svazek 31. Praha, Česká matice technická 1993.
- / 63 / CHYSKÝ, J.-OPPL, L.: Větrání a klimatizace. Technický průvodce. Praha, SNTL 1973.
- / 64 / JIRSÁK, O.: Zařizení pro měření nízkých vlhkostí plynů. In: Zdravotní technika a vдуchotechnika 6/1985, s.361÷362.
- / 65 / JESCHAR, R.-PÖTKE: Modellversuche über den Wärmeübergang zwischen einem isothermen Strahl und einer ebene Platte. Karlsruhe, Sonderdruck aus VDI-Berichte 146 (1970) "Verbrennung und Feuerungen" 1969.
- / 66 / KALČÍK, J.-SÝKORA, K.: Technická termomechanika. Praha, Academia 1973.
- / 67 / KAPUR, D.N.-MACLEOD, N.: The determination of local mass-transfer coefficients by holographic interferometry. In: Int. J. Heat Mass Transfer 17/1974, s.1151-1162.
- / 68 / KAST, W.: Die Änderung der Wärme-und Stoffübergangskoeffizienten beim gleichzeitigen Wärme-und Stoffübergang. In: Wärme-und Stoffübertragung 15/1981, s.217÷222.
- / 69 / KAST, W.: Näherungslösungen für den Einfluß eines wandnormalen Massenstroms auf die Wärme-Stoff-und Impulsübertragung. In: Wärme-und Stoffübertragung 13/1980, s.217-229.
- / 70 / KERSCHER, E.-BÖHNER, G.-SCHNEIDER, A.: Beitrag zur Wärmeübertragung bei der Furniertrocknung mit Düsenbelüftung. In: Holz als Roh-und Werkstoff, s.19÷28.
- / 71 / KIRSCHBAUM, E.: Der Verdunstungsvorgang in mathematischer und grafischer Darstellung. In: Zeitschrift VDI 27/1953, s.927÷932.
- / 72 / KIRSCHBAUM, E.: Neue Erkenntnisse über den Verdunstungsvorgang. In: Chemie-Ing. Technik 2/1949.
- / 73 / KIRSCHBAUM, E.: Zustand des Gases und nassen Gutes beim Trockenvorgang mit Darstellung in einem geänderten Mollier-Diagramm feuchter Luft. In: Chemie-Ing. Technik 23/1951, s.129÷152.
- / 74 / KIRSCHBAUM, E.-KIENZLE, K.: Wärme-und Stoffaustausch beim Trocknen feuchten Gutes. In: Chemie-Ing. Fabrik 14/1941, s.171÷190.
- / 75 / KNEULE, F.: Das Trocken. Frankfurt/Main, Verlag Sauerländer AARau 1975.
- / 76 / KORGER, M.-KŘÍŽEK, F.: Přenos hmoty při impaktním proudění vzduchu z kruhových trysek na desku. In: Strojírenství 6/1972, s.338-345.
- / 77 / KORGER, M.-KŘÍŽEK, F.: Součinitel přenosu hmoty při impaktním proudění ze šterbinových trysek. In: Strojírenství 7/ 1967, s.536-541.

- / 78 / KORGER, M.-KŘÍŽEK, F.: Stoff-und Wärmeübergang beim Aufprall der Strömung aus einer Einzelringdüse auf eine Platte. In: *Verfahrenstechnik* 12/1973, s.376-381.
- / 79 / KORGER, M.-JURKA, B.: Experimentální výzkum vlastností anulární trysky se stavitelným usměrňovacím kuželem. In: *Zdravotní technika a vzduchotechnika* 6/1987, s.321÷331.
- / 80 / KOTTKE, H.-BLENKE, H.-SCHMIDT, K.G.: Eine remissionsfotometrische Meßmethode zur Bestimmung örtlicher Stoffübergangskoeffizienten bei zwangskonvektion in Luft. In: *Wärme-und Stoffübergang* 10/1977, s.9÷21.
- / 81 / KÖHNE, H.: Das Digitale Modell mit nichtkonstanten Koeffizienten-eine Matrixmethode zur Lösung nichtlinearer Ausgleichvorgänge. In: *Wärme-und Stoffübertragung* 3/1970, s.243-246.
- / 82 / KRISCHER, O.: *Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. Berlin, Herdelberg, New York, Springer Verlag 1956.
- / 83 / KRISCHER, O.-KAST, W.: *Die Wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik*. Berlin, Heidelberg, New York, Springer Verlag 1978.
- / 84 / KROLL, K.: *Trockner und Trocknungsverfahren*. Berlin, Heidelberg, New York, Springer Verlag 1959.
- / 85 / KRÖTSCH, P.: Über die Optimierung von Runddüsentröckner. In: *Verfahrenstechnik* 4/1970, s.291-294.
- / 86 / KRÖTSCH, P.: Wärme-und Stoffübertragung bei Prallströmung aus Düsen-und Blendenfeldern. In: *Chemie Ing. Technik* 40/1968, s.339÷344.
- / 87 / KŘÍŽEK, F.: Energieeinsparung bei der Trocknung von textilen Warenbahnen. In: *Textiltechnik* 34, 1984, s.268-270.
- / 88 / KŘÍŽEK, K.: Experimentální výzkum přenosu hmoty na desce při impaktním proudění ze soustavy kruhových trysek. In: *Strojírenství* 32/1982, s.159÷172.
- / 89 / KŘÍŽEK, F.: Možnosti snížení spotřeby některých druhů energie u textilních sušáren. In: *Textil* 36/1981, s.39÷53.
- / 90 / KŘÍŽEK, F.: Studium aerodynamických poměrů při výtoku proudu vzduchu z kruhových a šterbinových trysek kolmo na desku (impaktní proudění). Běchovice, SVÚSS 71-09004 1971.
- / 91 / KŘÍŽEK, F.: Tvrzení skla impaktním prouděním z hlediska přestupu tepla. In: *Sklář a keramik* 1973, s.39.
- / 92 / KŘÍŽEK, F.: Vliv Schmidtova čísla při odpařování kapalin při kolmém impaktním proudění ze šterbinové trysky. In: *Zdravotní technika a vzduchotechnika* 29/1986, s.13÷22.
- / 93 / KUMADA, M.-MABUCHI, I.: Studies on the Heat Transfer of Imping Jet. In: *Bulletin of the JSME* 55/1970, s.77-85.
- / 94 / KUNESŠ, J.: *Modelování tepelných procesů*. Praha, TKI-SNTL 1989.
- / 95 / LABUDE, J.: i-x Diagramme von Dampf-Luft-Gemischen und ihre Anwendung. In: *Luft-und Kältetechnik* 3/1974, s.142÷146.

- / 96 / LABUDE, J.: Psychrometermessungen in Dampf-Luft-Gemischen. In: Luft-und Kältetechnik 6/1974, s.312÷316.
- / 97 / LAW, H.S.-MASLIYAH, J.: Mass transfer due to a confined laminar impinging two-dimensional jet. In: Int. J. Heat Mass Transfer 4/1984, s.529-539.
- / 98 / LEE, S.L.-LEE, J.H.: Local heat transfer measurements from an elliptic jet impinging on a flat plate using liquid crystal. In: Int. Journal of Heat and Mass Transfer 37/1994, s. 967-976.
- / 99 / LOHE, H.: Zum Wärme-und Stoffaustausch beim senkrechten Aufblasen von Gasstrahlen auf Flüssigkeitsoberflächen. In: Chemie-Ing. Technik 3/1966, s.309÷314.
- /100/ LOHE, H.: Wärme-und Stofftransport beim Aufblasen von Gasstrahlen auf Flüssigkeiten. In: Fortschritt-Berichte VDI-Zeitschrift Reihe 3, Nr. 15 Düsseldorf, VDI Verlag 1967.
- /101/ MARMAI, U.: Bemerkungen zu einigen Modelbetrachtungen der gemeinsamen Wärme und Stoffübertragung in der Lufttechnik. In: Luft-und Kältetechnik 5/1974, s.251-254.
- /102/ MARTIN, H.: Berechnung der Schlitzweite eines Schlitzdüsenfeldes unter der Bedingung konstanten Wärme-und Stoffüberganges in Abströmrichtung. In: Chemie-Ing. Technik 43/1971, s.516÷518.
- /103/ MARTIN, H.: Wärmeübertragung. Stuttgart-New York, G. Thieme Verlag 1988.
- /104/ MARTIN, H.: Stoffübergangsversuche und strömungstechnische Berechnungen zur Ermittlung einer optimalen Schlitzdüsenanordnung für Prallstrahltrockner. Dissertation Karlsruhe 1973.
- /105/ MARTIN, H.-SCHLÜNDER, E.U.: Ursachen der Randübertrocknung in Schlitzdüsentrocknern. In: Chemie-Ing. Technik 42/1970, s.927÷929.
- /106/ MASLIYAH, J.H.-NGUYEN, T.T.: Holographic Determination of Mass Transfer Due to Impinging Rectangular Jet. In: Canadian Journ. of Chemical Engineering 54/1976, s.299÷304.
- /107/ METZ, W.S.-ARETZ, W.-WILHELMI, H.: Transporteigenschaften von Luft, H₂-Luft-und CH₄-Luft Gemischen bei hohen Temperaturen. In: Chemie-Ing.-Technik 10/1994, s.1392-1395.
- /108/ NAKATOGAWA, T.-NISHIWAKI, N.-HIRATA, M.-TORII, K.: Heat transfer of round turbulent jet impinging normally on flat plate. In: Sborník University of Tokyo, s.1÷11.
- /109/ NOVÁK, J.: Intenzita a výkonové spektrum turbulence ve volném osově symetrickém proudě. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 16/1973, s.65÷73.
- /110/ OPPL, L.: Příspěvek ke zpřesnění výpočtu vzduchových sprch. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 5/1962, s.96÷102.
- /111/ OPPL, L.: Opařování z vodní hladiny. In: Zdravotní technika a vzduchotechnika 1/1958, s.116÷122.
- /112/ OLEHLA, J.-ADÁMEK, K.-URBÁŠEK, J.: Sledování průběhu rychlostí u impaktního proudění. In: Sborník prací kateder hydromechaniky a termomechaniky. TU Bratislava 1996, s.12.
- /113/ OTT, H.H.: Wärmeübergang an einer durch Luftstrahlen gekühlte Platte. In: Schweiz. Bauzeitung, 46/1961, s.834-840.
- /114/ PERRY, K.P.: Heat Transfer by Convection from a Hot Gas Jet to a Plane Surface. In: Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers 30/1954, s. 775÷784.

- /115/ PETZOLD, K.: Der Wärmeübergang an einer senkrecht angeströmte Platte. In: Wiss. Zeitschrift TU Dresden 23/1964, s. 1157÷1161.
- /116/ PETZOLD, K.: Experimentelle Untersuchungen zum örtlichen Wärmeübergang an der senkrecht angestromten Platte. In: Luft-und Kältetechnik, 1969, Nr. 4, s.175-179.
- /117/ PLANK, R.: Handbuch der Kältetechnik. Wärmeaustauscher - Band 6, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1988.
- /118/ PLICHTA, J.: O vzájomoděství teplo-i massoprenosa pri využděnoj konvekcii v sistemach vozduch-voda. In: Heat and Mass Transfer in Multicomponent Gas-Liquid systems, s.251-167, Varšava, Vydavatelství polské akademie 1980.
- /119/ PLICHTA, J.: Prallstrahlströmung in der Gasferuchtigkeitsmesstechnik. Dissertation TU Chemnitz 1984.
- /120/ PLICHTA, J.-MICHLER, P.: Aufnahme von Feuchtigkeitsprofilen in Rieselfilm mit einem automatischen Taupunktmeßgerät. In: Luft-und Kältetechnik 2/1972, s.64÷68.
- /121/ POWELL, R.W.: Transaktion-Instution of Chemical Engineers. In: Further experiments on the evaporation of water from saturated surfaces, 18/1940, s.36÷50.
- /122/ PRESSER, K.H.: Die Messung von konvektiven Stoffübergangszahlen bei Thymolsublimation in Luft. In: Wärme-und Stoffübertragung 4/1971, s. 77÷81.
- /123/ PRESSER, K.H.: Experimentelle Prüfung der Analogie zwischen konvektiver Wärme-und Stoffübertragung bei nichtabgelöster Strömung. In: Wärme-und Stoffübertragung 1/1968, s.225-236.
- /124/ RAJU, S.K.: Heat Transfer in Impinging Turbulent Jet. In: Indian Chemical Engineer 2/1972, s.13-17.
- /125/ RAO, V.V.-TRAS, O.: Mass Transfer from a Flat Surface to an Impinging Turbulent Jet. In: The Canadian Journal of Chemical Engineering, 1964, s.95÷99.
- /126/ RAMSEY, J.W.-GOLDSTEIN, R.J.-ECKRT, E.R.G.: Model for analysis of the temperature distribution with injection of a heated jet into an isothermal flow. NASA project NAS 3-7904.
- /127/ RIPPUER, G.: Wärme-und Stoffübergang bei der senkrechten Anblasung Flächen mit turbulenten Einzelstrahlen und Strahlduschen. In: Luft-und Kältetechnik 6/1970, s.283-289.
- /128/ ROMANENKO, P.N.-DAVIDZON, M.I.: Heat transfer in the zone of accelerated flow during the normal impingement of a system of two-dimensional jets onto a flat surface. In: Intern. Chemical engineering 10/1970, s.223÷226.
- /129/ ROSSIE, K.: Die Diffusion von Wasserdampf in Luft bei Temperaturen bis 300°C. Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwissens 19/1953, s.49-58.
- /130/ SAWITZKI, P.: Berechnung zweidimensionaler, stationärer Temperaturfelder bei temperaturunabhängige Wärmeleitfähigkeit. In: VDI-Z 113/1971, s.1100÷1103.
- /131/ SAZIMA, M.-KMONÍČEK, V.-SCHNELLER, J. A KOL.: Teplo. Technický průvodce 2. Praha SNTL 1989.
- /132/ SAZIMA, M. A KOL.: Sdílení tepla. Technický průvodce 78. Praha, SNTL 1993.

- /133/ SITHARMAYYA, S.-RAJU, S.: Heat Transfer Between an Axisymmetric Jet and a Plate Held Normal to the Flow. In: The Canadian Journal of Chemical Engineering 1969, s.365-368.
- /134/ SCHEUTER, R.K.-DOSDORGU, A.G.: Die Messung der örtlichen Wärmeübergangszahl mittels eines geheizten Bandes. In: Schweizer Archiv für angewandte Wissenschaft und Technik 10/1970.
- /135/ SCHLICHTING, H.: Grenzschicht Theorie, Karlsruhe, G. Braun Verlag 1965.
- /136/ SCHLÜNDER, E.U.: Einfluß molekularer Transportvorgänge auf die Zustandsänderung von Gas/Dampf-Gemischen. In: Chemie-Ing.-Technik 3/1963, s.169÷174.
- /137/ SCHLÜNDER, E.U.: Einfluß des Stefan-Stromes und der Lewis Zahl auf das Verhältnis der Wärme- zur Stoffübergangszahl bei der adiabatischen Verdunstung. In: Chemie-Ing. Technik 39/1967, s.39-42.
- /138/ SCHLÜNDER, E.U.: Einführung in die Stoffübertragung. Stuttgart, New York, G. Thieme Verlag 1984.
- /139/ SCHLÜNDER, E.U.: Stoffübergang bei Verdunstungs- und Absorptionsvorgängen an einer ebenen, überströmten Platte. In: Chemie-Ing. Technik 36/1964, s.484÷492.
- /140/ SCHLÜNDER, E.U.: Wärmeübertragung. Stuttgart-New York, G. Thieme Verlag 1988.
- /141/ SCHLÜNDER, E.U.-GNIELINSKI, V.: Wärme- und Stoffübertragung zwischen Gut und aufprallendem Düsenstrahl. In: Chemie-Ing. Technik 39/1967, s.578÷584.
- /142/ SCHLÜNDER, E.U.-GROHNE, D.: Wärmeübergang von einer ebenen Wand an gasförmige Medien. In: Chemie-Ing. Technik 37/1965, s. 811÷820.
- /143/ SCHLÜNDER, E.U.-KRÖTSCH, P.-HENNECKE, F.W.: Gesetzmäßigkeiten der Wärme- und Stoffübertragung bei der Prallströmung aus Rund- und Schlitzdüsen. In: Chemie-Ing. Technik 42/1970, s.333-338.
- /144/ SCHLÜNDER, E.U.-KRÖTSCH, P.-HENNECKE, F.W.: Přestup tepla a přenos hmoty při impaktním proudění z jednotlivé ploché trysky. In: Zdravotní technika a vzuchootechnika 12/1959, s.217÷225.
- /145/ SPECHT, E.-JESCHAR, R.: Ähnlichkeitskennzahlen zur Beschreibung des Einflusses der Temperaturabhängigkeit von Stoffwerten beim Wärmeübergang an überströmten Körpern. In: Wärme- und Stoffübertragung 18/1984, s.75-81.
- /146/ STIEPER, K.: Zur Analogie zwischen Impuls-, Energie- und Stoffübertragung. In: Luft- und Kältetechnik 6/1972, s.310÷312.
- /147/ STIEPER, K.: Zur Aufstellung von Bilanzen für Mehrstoffsysteime mit Stoffübertragung. In: Luft- und Kältetechnik 5/1972, s.230÷233.
- /148/ SCHMIDT, E.: Properties of Water and Steam in SI-Units. Berlin, Heidelberg, New York. Springer-Verlag 1969.
- /149/ SCHOLTZ, M.T.-TRASS, O.: Mass Transfer in a Nonuniform Imping. In: AIChE Journal 1970, s.82÷96.
- /150/ SCHRÖDER, H.: Trocknung feuchter Oberflächen mittels Warmluftstrahlen. In: VDI-Forschungsheft 484, 1961.

- /151/ SMIRNOV, V.A.-VEREVOCHKIN, G.E.-BRDLICK, P.M.: Heat transfer between a Jet and held Plate normal to Flow. In: Int. J. Heat Mass Transfer 1961, s.1-7.
- /152/ SOGIN, H.H.: Transaction of the ASHE, 1/1958, s.61-69.
- /153/ SPEITKAMPF, L.-HARTMANN, H.: Der Einfluß des Stefan-Stromes auf den Lewis-Faktor für den Fall des einachsigen Wärme-und Stofftransportes. In: Wärme-und Stoffübertragung 12/1979, s.269-273.
- /154/ VACEK, V.-HLAVAČKA, V.: Přenos tepla a hmoty. Skripta ČVUT, Praha 1990.
- /155/ TOLLMIEHN W.: Beiträge Grenzschichttheorie und turbulente Strömungen in Handbuch der Experimentalphysik. Band 4 Teil I. W. Wien und F. Harms Verlag, Leipzig 1931.
- /156/ VLACHOPOULOS, J.-TOMICH, J.F.: Heat Transfer from a Turbulent Hot Air Jet Impinging Normally on a Flat Plate. In: The Canadian Journal of Chemical Engineering 49/1971, s.462÷466.
- /157/ VIKTORIN, Z.: Analytické řešení sušicího procesu s uvažováním rozměru materiálu ve směru proudění sušicího prostředí. In: Zdravotní technika a vдуchotechnika 8/1965, s.145÷151.
- /158/ VDI-Wärmeatlas. Düsseldorf, VDI-Verlag 1977.
- /159/ WÄCHTER, G.: Exakte und angenäherte Berechnung der gaseitigen Stoffübergangszahl insbesondere für Schmidt-Zahlen kleiner als eins. In: Wärme-und Stoffübertragung 7/1974, s.145-150.
- /160/ WOLFSHTEIN, M.-STOTTER: Heat Transfer Between an Impinging Jet and A Flat surface. In: Sborník Faculty of Mechanical Engineering, Technion-Israel Institute of Technology, Haifa 9/1964, s. 131÷134.
- /161/ ZUMBRUNNEN, D.A.: A laminar boundary layer model of heat transfer due to a nonuniform planar jet impinging on a moving plate. In: Wärme-und Stoffübertragung 27/1992, s.311-319.

SEZNAM VĚDECKÝCH A ODBORNÝCH PUBLIKACÍ

A. Knihy

1. OLEHLA,M. - VĚCHET,V. - OLEHLA,J.: Metody matematické statistiky ve Fortanu. 1. ed. Praha, NADAS 1982. 368 s.
2. NOSKIEVIČ,J. - ČUPKA,F. - FLEISCHNER,P. - OLEHLA,J. - ŠEBESTA,S.: Mechanika tekutin. 1. ed. Praha, SNTL 1982. 354 s.
3. OLEHLA,J. - OLEHLA,M.: BASIC na mikropočítačích. 1. ed. Praha NADAS 1988. 366 s.
4. OLEHLA,M. - OLEHLA,J.: Microsoft Works 3.0.GRADA, Praha 1994. 159 s.
5. OLEHLA,M. - OLEHLA,J.: MS Works 4.0 pro Windows'95, GRADA, Praha 1996. 128 s.
6. OLEHLA,M. - OLEHLA,J.: MS Works pro Windows'95 - edice Snadno a dobře, GRADA, Praha 1996. 240 s.

B. Skripta

1. URBÁŠEK,J. - OLEHLA,J. - UNGER,J. - PATOČKA,J. - ŠULC,J.: Návod k cvičením z technického měření na strojích a strojním zařízeních. 1. ed. Liberec, VŠST 1978. 289 s.
2. OLEHLA,J.: Teoretické základy energetických zařízení I. 2. ed. Liberec, VŠST 1982. 239 s.
3. MAYER,J. a kol.: Teoretické základy energetických zařízení. Sběrka příkladů. 1. ed. Liberec, VŠST 1982. 222 s.
4. OLEHLA,M. - OLEHLA,J.: Programování. 1. ed. Most, SHD 1985. 184 s.
5. OLEHLA,M.-OLEHLA,J.: BASIC. 1.ed.Liberec,VŠST 1986. 184 s.
6. OLEHLA,M. - OLEHLA, J.: Základy numerických metod a programování - BASIC. 1. ed. Liberec, VŠST 1986. 207 s.
7. OLEHLA,J.: Termomechanika (sbírka příkladů s využitím počítačů). 1. ed. Liberec, VŠST 1992, 317 s.

C. Odborné časopisy a sborníky vědeckých prací

1. OLEHLA,J.: Charakteristický rozměr pro stanovení přestupu tepla u žebrovaných výměníků. Zdravotní technika a vzduchotechnika. ACADEMIA Praha, 19, 1976, č. 2, s. 83-95.
2. OLEHLA,J.: Výpočet ohřivačů a chladičů vzduchu. Zdravotní technika a vzduchotechnika. ACADEMIA Praha, 20,1977, č.5, s. 257-271.
3. ŠČERBAKOV,V.I. - MAYER,J. - OLEHLA,J.: Radiačně konvenční sušení textilních materiálů. In: Sborník vědeckých prací VŠST 11, Liberec, VŠST 1978, s. 425-432.
4. OLEHLA,J.: Sprchované žebrované výměníky. In: Sborník vědeckých prací VŠST. 11, Liberec, VŠST 1978, s. 137-144
5. HÄUSSLER,W. - OLEHLA,J.: Arbeitsblätter zur vereinfachten Berechnung des Wärmeüberganges in turbulent durchströmten Röhren und Kanälen. In: Sborník vědeckých prací VŠST. 12. Liberec, VŠST 1979, s. 137-144
6. OLEHLA,J.: Nutzung der Solarenergie im Niedertemperaturbereich in der ČSSR, In: Sborník vědeckých prací VŠST. 13, Liberec, VŠST 1980, s. 133-140

7. ŠČERBAKOV, V.I. - ISAJEV, V.X. - ERMIŠIN, J.M. - OLEHLA, J.: Optimalizacija režimno-konstruktivnych parametrov radiacionno-konvektivnyh sušilnyh ustanovok lechkoj promyšlennosti. In: Sborník vědeckých prací VŠST. 13, Liberec, VŠST 1980, s. 401-406.
8. OLEHLA, J.: Berechnung des Wärmeüberganges in Wärmeübertragern mit Hilfe einer Regressionsanalyse. In: Wissenschaftliche Zeitschrift TH 22. Karl-Marx-Stadt 1980, s. 119-132
9. OLEHLA, J. - ŠČERBAKOV, V.I.: Sušení textilních materiálů. In: Sborník vědeckých prací VŠST 14, Liberec, VŠST 1981, s. 381-386.
10. ŠČERBAKOV, V.I. - OLEHLA, J.: Matematický model procesu sušení plošných textilií. In: Sborník vědecko-výzkumných prací VŠST-MTI. 1, Liberec - Moskva 1981, s. 405-412.
11. OLEHLA, J. - ŠČERBAKOV, V.I.: Zpětné získávání tepla při sušení textilních materiálů. In: Sborník vědecko-výzkumných prací VŠST. 15, Liberec, VŠST 1982, s. 445-451.
12. SAŽIN, B.S. - KOŠELEV, M.K. - LITVINOVA, I.A. - OLEHLA, J.: Analiz sorbicionnyh svoyst tekstilnyh materialov kak ob'ektov suški. In: Sborník naučno-issledovatel'skich rabot MTI-VŠST.2, Moskva - Liberec 1983, s. 377-382.
13. OLEHLA, J. - ŠČERBAKOV, V.I.: Intenzifikace sušení textilních pásových materiálů ve fluidní vrstvě. In: Sborník vědeckých prací VŠST. 16, Liberec, VŠST 1983, s. 487-494.
14. ŠINTÁK, J. - OLEHLA, J.: Termodynamické vlastnosti spalín. In: Sborník vědeckých prací VŠST, 17, Liberec VŠST 1984, s. 169-178.
15. ŠČERBAKOV, V.I. - MALYŠEVA, M.F. - OLEHLA, J.: Matematičeskaja model kvazistacionarnogo režima radiacionnoj suški netkaných klevnyh materiálů. In: Sborník naučnoissledovatel'nyh rabot. 3, Moskva, Lodž, Liberec, Karl-Marx-Stadt, MTI, VŠST, PL, TH 1985, s. 509-517.
16. OLEHLA, J.: Matematický model pro výpočet výměníků. In: Sborník vědeckých prací VŠST, Liberec, VŠST 1988, s. 135-142.
17. OLEHLA, J.: Výpočet výměníků pomocí počítače. In: Informační zprávy Nr. 4, Ústí nad Labem, ČSVTS 1988, s. 28-41.
18. OLEHLA, J.: Metody kontroly vyhodnocování experimentálních měření. In: Sborník vědeckých prací MTI Moskva, VŠST Liberec, Liberec, VŠST 1989, s. 85-89.
19. OLEHLA, J. - VESELÝ, J.: Fyzikální závislosti tekutin na teplotě. In: Sborník prací VŠST 1989, Liberec, s. 107-114.
20. OLEHLA, J.: Přenos tepla a hmoty při impaktním proudění. In: Vědecká pojednání střediska pro koordinaci výzkumu na vysokých školách v Euroregionu Nisa, TU Liberec, FH Zittau/Görlitz, Academia Jelenia Gora 1995, s. 73-91.

D. Odborné sborníky konferencí, referáty a progr. konferencí
D.1 Zahraniční

1. OLEHLA, J.: Bezugslänge in der Ähnlichkeitskriterien des Wärme und Stoffaustausches an Rippenrohrbündeln. In: Wärmetechnische Tagung 5, Karl-Marx-Stadt, TH 1973, s. 15.
2. OLEHLA, J.: Trocknung von Textilmaterial in der Wirbelschicht. In: Wärmetechnische Tagung. 8, Karl-Marx-Stadt, TH 1981, s. 23.
3. OLEHLA, J.: Intensivierung der Trocknung der Textilbandes in der Wirbelschicht. In: Wärmetechnische Tagung. 10, Karl-Marx-Stadt, TH 1985, s. 5.

4. OLEHLA, J.: Erhöhte Abkühlgeschwindigkeit bei Kühlung von Spritzgußformen. In: Tagungsberichte "Grundlagen und Anwendung moderner Wärmebehandlungstechnologien. Karl-Marx-Stadt, TU 1988, s. 8.
5. OLEHLA, J.: Ausnutzung der Wärmerohre in der Industrie - Abkühlung von Gussformen. In: III. Wiss. Symposium TU Dresden, 1991. 6 s.
6. OLEHLA, J. - OLEHLA, M.: Numerické metody pro zpracování měření. In: Sborník konference INPEKO, Žilina-Piešťany, 1993, s. 144-148.
7. OLEHLA, J. - OLEHLA, M.: Použití PC pro zpracování výsledků měření. In: Sborník konference 20. konference Slovenské ČSSCHI, Stará Lesná, 1993. 6 s.
8. OLEHLA, J.: Využití vlastností impaktního proudu pro měření vlhkosti znečištěných plynů. In: 21. mezinárodní konference CHISA Bratislava, Vyhne 1994, s. 170-174.
9. OLEHLA, J.: Využití impaktního proudění pro chlazení a sušení. In: X. vedecká konferencia INPEKO. Aplikácia experimentálnych a numerických metód v mechanike tekutín, Štrba 1995, s. 91-97.
10. OLEHLA, J.: Konstrukce přístroje pro měření vlhkosti s využitím impaktního proudění. In: XXII. konferencia Slovenskej spoločnosti chemického inžinýrstva, Vyhne 1995. 6 s.
11. OLEHLA, J. - ADÁMEK, K. - URBÁŠEK, J.: Sledování průběhu rychlostí u impaktního proudění. In: Sborník prací kateder hydromechaniky a termomechaniky, TU Bratislava 1996, s. 12.

D.2 Domácí a se zahraniční účastí

1. OLEHLA, J.: Přestup tepla a přenos hmoty u sprchovaných výměníků. In: Sborník mezinárodní konference PRAGOTHERM - Vytápění, větrání, klimatizace. Praha ČVTS 1977, s. 115-118.
2. OLEHLA, J. - PROCHÁZKA, J.: Aplikace tepelných trubice ve formách na zpracování plastických hmot. In: Sborník konference chemického inženýrství, strojnictví a automatizace - CHISA, tepelné trubice a jejich aplikace v průmyslu. 24. Bratislava, ČVTS 1977, s. 104-110.
3. OLEHLA, J.: Výpočet a návrh výměníků. In: Sborník konference optimalizace vykuřovacích, větracích a klimatizačních zařízení. Bratislava, ČSVTS 1978, s. 474-482.
4. OLEHLA, J.: Přestup tepla při varu kapalin. In: Konference chemického inženýrství, strojnictví a automatizace - CHISA. 26. Mariánské Lázně, ČSVTS 1979, s. 82-90.
5. HAUSSLER, W. - OLEHLA, J.: Arbeitsblätter für den Wärmeübergang in turbulent durchströmten Röhren und Kanälen. In: Sborník konference PRAGOTHERM - Nové konstrukce v oborech klimatizace a vytápění pro účelové hospodářství s teplem, Praha ČSVTS 1979, s. 25-29.
6. ŠČERBAKOV, V. I. - OLEHLA, J.: Výzkum termoradiačních charakteristik textilních materiálů. In: Sborník konference sušení a sušárny v textilním průmyslu. Liberec, ČSVTS 1979, s. 53-62.
7. OLEHLA, J.: Sledování hydrodynamických pochodů v sušící komoře při impaktním sušení. In: Sborník konference sušení a sušárny v textilním průmyslu. Liberec, ČSVTS 1979, s. 128-137.
8. OLEHLA, J. - OLEHLA, M.: Výpočet plochy slunečních kolektorů pomocí počítače. In: Sborník konference - Nekonvenční zdroje energií pre vykurovanie budov a prípravu TUV. Banská Bystrica, ČSVTS 1980, s. 130-137.
9. OLEHLA, J. - OLEHLA, M.: Výpočet přestupu tepla ve výměnících pomocí regresní analýzy. In: Celostátní setkání československých chemiků. 3. Praha, ČSVTS 1980, s. 47.
10. OLEHLA, J.: Intenzifikace sušení textilních materiálů. In: Sborník celoštátna sušiarenská konferencia. Bratislava. ČSVTS 1981, s. 180-184.

11. OLEHLA,J.: Intenzifikace sušení pásových textilních materiálů ve fluidní vrstvě. In: Konference chemického inženýrství, strojnictví a automatizace CHISA. 29, Mariánské Lázně, ČSVTS 1982, s. 14.
12. ŠINTÁK,J. - OLEHLA,J.: Termodynamické vlastnosti spalín. In: Sborník referátů z konference kateder termomechaniky. 5. Košice, VŠST 1984, s. 23-41.
13. OLEHLA,J.: Využití vlastností fluidní vrstvy při sušení textilních příp. papírových pásů. In: Sborník referátů z konference kateder termomechaniky 6, VŠST Liberec 1986, s. 79-84.
14. OLEHLA,J.: Příspěvek k výpočtu výměníků. In: Sborník referátů z konference kateder termomechaniky 7, VŠSE Plzeň 1987, s. 56-61.
15. OLEHLA,J.: Interpolace a aproximace tabelově zadaných hodnot In: Sborník referátů z konference kateder termomechaniky 8, VUT Brno 1988, s. 47-54.
16. OLEHLA,J.: Využití počítačů při zpracování experimentálních měření. In: Sborník referátů z konference kateder termomechaniky 9, VŠD Žilina 1989, s. 77-88.
17. OLEHLA,J.: Vliv slunečního sálání na přesnost měření spotřeby tepla. In: Konference - úhrada za vytápění bytů, Jablonec n/N 1991. 10 s.
18. OLEHLA,J. - OLEHLA,M. - SKRBEK,B.: Výměníky tepla s trubkami s prolisy. In: 38. Konference chemického inženýrství, strojnictví a automatizace CHISA, Seč u Chrudimi 1991. 4 s.
19. OLEHLA,J.: Sluneční zařízení a jeho vliv na spotřebu tepla. In: Konference - vytápění bytů a měření spotřeby tepla ČSVTS Košice 1991. 12 s.
20. OLEHLA,J.: Vliv drsnosti povrchu na přestup tepla. In: Sborník příspěvků k setkání československých kateder hydromechaniky a termomechaniky, VUT BRNO ,1992. 6 s.
21. OLEHLA,J.: Matematický model vlivu nerovnosti povrchu na sdílení tepla. In: CHISA, Seč u Chrudimi, 1992. 8 s.
22. OLEHLA,J.: Zpracování experimentálních dat statistickými metodami. In: CHISA, Seč u Chrudimi, 1992. 8 s.
23. OLEHLA,J.-OLEHLA,M.: Možnosti chlazení forem tepelnými trubicemi. In: Sborník IX. Wissenschaftliches Symposium VŠST Liberec, TU Dresden, Liberec 1993, s. 103-111.
24. OLEHLA,J.: Měření vlhkosti znečištěných plynů. In: Seminář kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, Ostrava 1994, s. 20-24.
25. OLEHLA,J.: Měření vlhkosti plynů při využití impaktního proudu. In: 41. konference CHISA 94, Praha - Podolánky 1994. 9 s.
26. OLEHLA,J.: Praktické využití vlastností impaktního proudu. In: 14. konference kateder termomechaniky a mechaniky tekutin, Harrachov 1995. 8 s.
27. OLEHLA,J.: Využití vlastností impaktního proudu pro měření vlhkosti plynu.(The usage of impact flow properties for gas humidity measurement). In: Workshop 94, VŠST Liberec, 1994. str. 97-98, 194-195
28. OLEHLA,J.: Měření vlhkosti znečištěných plynů. In: Seminář kateder mechaniky tekutin a termomechaniky, Ostrava 1994, s. 20-24.
29. OLEHLA,J.: Měření vlhkosti plynů při využití impaktního proudu. In: 41. konference CHISA 94, Praha - Podolánky 1994. 8 s.
30. OLEHLA,J.: Impaktní proudění a jeho využití v praxi. In:42. konference chemického a procesního

inženýrství. Kouty 1995. 8 s.

31. OLEHLA,J.: Využití vlastností impaktního proudění pro měření vlhkosti znečištěných plynů. In: Sborník vědeckých prací TU Pardubice, 1996. 10 s.

E. Kandidátská disertační práce

1. OLEHLA,J.: Untersuchungen an trockenen und fremdberieselten Rippenrohrluftkühler (disertace) Technische Hochschule. Karl-Marx- Stadt 1974, 155 s.

F. Patenty

1. Pat. DDR 10815 OLEHLA,J.: Zusatzvorrichtung zum Messen des Gaszustandes eines aus einem oder mehreren Gasen bestehenden.

G. Oponované výzkumné zprávy

1. SÝKORA,K - HYNČICA,V. - OLEHLA,J.: Vliv druhu lázně a její teploty na proces kalení. VŠST. Liberec, 1967 LIAZ Jablonec n/N.
2. OLEHLA,J.: Výzkum teplotních polí v motorku magnetofonů při různém zatížení. VŠST, Liberec, 1967 - TESLA Liberec.
3. SÝKORA,K. - HYNČICA,V. - OLEHLA,J.: Zlepšení využití energie při ohřevu odlitků pec BIRLEC, VŠST, Liberec, AZNP Mladá Boleslav, 1968.
4. OLEHLA,J.: Výpočet optimálních rozměrů listového konvektoru, VŠST, Liberec - RD Jeseník, 1969.
5. OLEHLA,J.: Wärmeübergang und Druckverlust an Querangeströmten Rohrbündeln, TH, K.-M-Stadt 1971.
6. OLEHLA,J.: Konvekční sušení textilních materiálů, VŠST, Liberec - MTI Moskva 1979.
7. OLEHLA,J.: Sušení textilních materiálů LFS 127/1, VŠST, Liberec - MTI Moskva, 1975.
8. OLEHLA,J.: Srovnávací měření tepelných trubíc, VŠST, Liberec - Plastimat, Liberec 1975.
9. OLEHLA,J.: Sušící, napínací a fixační stroje LFS 127/2, VŠST, Liberec, 1976.
10. OLEHLA,J.: Výpočet výměníků tepla a hmoty LFS 127/3, VŠST, Liberec, 1976.
11. OLEHLA,J.: Návrh sušícího zařízení pro vysoušení trubek po odmašťování a vysoušení trubkových el. ohříváčů s periklasovou náplní. VŠST, Liberec, Elektropraga Hlinsko 1976.
12. OLEHLA,J.: Optimalizace uspořádání tryskových komor kompaktního sušení, VŠST, Liberec-KVU ELITEX, Liberec 1978.
13. OLEHLA,J.: Návrh a ověření tryskových komor impaktního sušícího zařízení (N151), VŠST, 1979.
14. OLEHLA,J.: Zvýšení přenosu tepla a přenosu hmoty u sušících napínacích a fixačních rámců (N 151), VŠST Liberec-ELITEX, Liberec 1980.
15. OLEHLA,J.: Stanovení charakteristik odlučovače vody, VŠST Liberec - Plastimat, Liberec 1980.
16. OLEHLA,J.: Intenzifikace sušení textilních materiálů (N151) VŠST, Liberec 1982.

17. OLEHLA,J.: Dynamika přepínání naftových motorů - Metodika vyhodnocování měření průtočného množství. P-19-124-257/E02, VŠST, Liberec - LIAZ Rýnovice 1983.
18. OLEHLA,J.: Zvýšení výkonu tep. výměníku motorů LIAZ, VŠST Liberec - LIAZ Jablonec n/N, 1986.
19. OLEHLA,J.: Možnosti dosažení rovnoměrných teplot a rychlostí u sušicích zařízení, VŠST Liberec - RETEX Liberec 1987.
20. OLEHLA,J.: Návrh nového typu výměníku s prolisy pro motory LIAZ, VŠST Liberec - LIAZ Rýnovice 1988.
21. OLEHLA,J.: Intenzifikační procesy v energetice K 151/88-1, VŠST Liberec 1988.
22. OLEHLA,J.: Využití počítačů v energetice K151/89-1, VŠST Liberec, 1989.
23. OLEHLA, J.: Interakční technologicko- návrhářský komplex pro aplikaci OPD, SVÚ A 08 322 804 , VŠST Liberec - VUP Brno , 1989.
24. OLEHLA,J.: Návrh a ověření výpočtů výměníků tepla z žebrovaných trubek, VŠST Liberec - TEPLOTECHNA Karlovy Vary 1990.
25. OLEHLA,J.: Návrh nového uspořádání a typové řady kotlů pro spalování plynů. VŠST Liberec - PROMET Lučany, 1991.
26. OLEHLA,J.: Návrh výpočtu spalovacího procesu pro různá paliva VŠST Liberec - PROMET Lučany, 1991.
27. OLEHLA,J. - OLEHLA,M.: Vliv drsnosti na přestup tepla ložisek, VŠST Liberec - LIAZ Rýnovice 1991.
28. OLEHLA,J.:Sledování soudržnosti ochranné vrstvy pláště rekuperátoru, VŠST Liberec - KOVOTHERM Ústí n.L., 1992.
29. OLEHLA,J.: Návrh a výpočet tlakové větve plynových kotlů, VŠST Liberec - PROMET Lučany, 1992.
30. OLEHLA,J.: Experimentální ověření algoritmu výpočtu hoření, VŠST Liberec - PROMET Lučany, 1992.
31. OLEHLA,J.: Řešení průběhu ochlazování automobilových skel, VŠST Liberec - SKLOPAN, Liberec 1993.
32. OLEHLA,J.-RINDT,E.: Sledování soudržnosti ochranné vrstvy pláště rekuperátoru, TEPLOEFEKT Ústí n.L., VŠST Liberec 1993.
33. OLEHLA,J.: Možnosti využití fluidní vrstvy pro sušení písku, VŠST Liberec - DUK Komořany, 1993.
34. OLEHLA,J.: Sušení a doprava křemičitého písku. VŠST Liberec - DUK Komořany, 1994.
35. OLEHLA,J.: Přestup tepla mezi drsnými povrchy. VŠST Liberec - LIAZ Rýnovice, 1994.
37. OLEHLA,J. - RINDT,E.: Návrh zrovnoměrnění ohřevu folií pro zpracování šatónů. TU Liberec - PRECIOSA Liberec, 1996.
38. OLEHLA,J. - RINDT,E.: Expozice vzorků oceli třídy 17251.4 při předepsaných teplotách. TU Liberec- VARES Liberec, 1996.
39. OLEHLA,J. - OLEHLA,M: Odstraňování vlhkosti ze vzduchu po kompresi. TU KTE Liberec - STAP Vilémov, 1995, s.8.
40. OLEHLA,J.: Návrh zařízení pro fixaci pásových materiálů. TU KTE Liberec - STAP Vilémov, 1995, s.19.

Příloha 1

Nelineární regrese

program Fletcher_Powellova_metoda;

uses crt;

label 20,200,150,320,420,510,660,850,990;

var

ip,jp:integer;

f : text;

key : char;

nm, i,k1,j,z1,n,m,p9: integer;

e5, s,g,z,x,b,w,y,t,koeft,simm:array[0..100] of real;

q,koeft : array[0..50,0..50] of real;

simm,TT,TTT,cas,krok,k,a,a1,a2,d,e,e0,e1,e2,d1,d2 :real;

{vypocet pro prenos, nutno zadat v programu, zde uvazovan 1/(Tp+1) }

procedure vyp;

begin

{1/(Tp+1) prechodova}

{sim:=1-exp(-cas/T)}

{sim:=exp(cas/T)}

cas:=0;krok:=1;

e:=0;

for jp:=1 to n do

begin

e:=e + sqrt(1-exp(-cas/z[1])-simm[jp]);

cas:=cas+krok;

end;

WriteLn;write(p9:3);

Write(z[1]:10:5,' ');

Write(E);

P9:=P9+1;

if (P9 > 500)or(abs(e) < 1e-6) then halt;

{ 1/[(T1p+1)(T2p+1)] prechodova}

{ sim:=1+TT/(TTT-TT)*exp(-cas/TT)+TTT/(TT-TTT)*exp(-cas/TTT); }

{1/[(T1p+1)(T2p+1)] impulzni}

{ sim:=(1/(TT-TTT)*(exp(-cas/TT)-exp(-cas/TTT))}; }

{-----}

end;

Begin

clrscr;

p9:=0;

writeln('cteni ze souboru A klavesnice N');

key:= readkey;

if key = ('a') then

begin

assign(f,'c:\bp\ol\rovn0.dat');

reset(f);

{prenos}

writeln('Zadej pocet rovnice (mereni):');

readln(f,n);

writeln('Zadej pocet hledanych parametru:');

```

readln(f,nn);
writeln('Zadej poc. hodnoty');
  for i:=1 to nn do
    begin
      read(f,x[i]);
      z[i]:=x[i];
    end;
writeln('zadej souradnici odezvy:');
  for jp:=1 to n do
    read(f,simm[jp]);
  end
else
begin
{cteni z klavesnice}

{prenos}
writeln('Zadej pocet rovnic (mereni):');
readln(n);
writeln('Zadej pocet hledanych parametru:');
readln(nn);
writeln('Zadej poc. hodnoty');
  for i:=1 to nn do
    begin
      read(x[i]);
      z[i]:=x[i];
    end;
writeln('zadej souradnici odezvy:');
  for jp:=1 to n do
    read(simm[jp]);

end;

{vlastni vypocet}
begin
  vyp;
  e0:=e;
  writeln('E0 = ',e0);
150: for i:=1 to n do begin {nalezeni gradientu}
    d:=1E-6 * x[i];
    if abs(x[i]) >= 1e-12 then goto 200;
    d:=1e-6;
    200: z[i]:=x[i] + d;
    vyp;
    g[i]:=(E - E0)/d;
  end;

  k:=0; {pocatecni hodnoty Q}
  for i:=1 to n do begin
    for j:=1 to n do q[i,j]:=0;
    q[i,i]:=1;
  end;
320: for i:=1 to n do begin {nalezeni smeru s}
    s[i]:=0;
    for j:=1 to n do s[i]:=s[i] - q[i,j]*g[j];
  end;

  a1:=1; {kvadraticka interpolace, nalezeni alfa1}
420: for i:=1 to n do z[i]:=x[i]+a1*s[i];
  vyp;
  e1:=e;

```

```

if e1 < e0 then goto 510;
a1:=-0.5*a1;
if abs(a1) >= 1E-10 then goto 420;
writeln('E1<E0 nenalezeno');
510: a2:=a1;
a2:=a2*2;
for i:=1 to n do z[i]:=x[i]+a2*s[i];
vyp;
e2:=e;
if (e2 > e1) then goto 660;
a1:=a2;
e1:=e2;
k1:=k1+1;
if k1 < 100 then goto 510;
writeln('E2>E1 nenalezeno');
goto 20;
660: a:=(a1*a1-a2*a2)*E0+a2*a2*E1-a1*a1*E2;
a:=0.5*a/((a1-a2)*E0+a2*E1-a1*E2);
for i:=1 to n do
begin
b[i]:=a*s[i];
x[i]:=x[i]+b[i];
z[i]:=x[i];
end;
vyp;
E0:=E;
if E0 < E1 then goto 850;
for i:=1 to n do
begin
x[i]:=x[i]+(a1-a)*s[i];
b[i]:=a1*s[i];
z[i]:=x[i];
end;
vyp;
E0:=E;
850: { writeln('X(I) = ');
for i:=1 to n-1 do write(x[i]:10:5);
writeln(x[n]:19:5);
writeln('E0 = ',E0:19:5); }
k:=k+1;
if k = 5 then goto 150;
for i:=1 to n do
begin
d:=1e-6*x[i];
if abs(x[i]) >= 1e-12 then goto 990;
d:=1e-6;
990: z[i]:=x[i]+d;
vyp;
w[i]:=(e-e0)/d;
end;
for i:=1 to n do
begin
y[i]:=w[i]-g[i];
g[i]:=w[i];
end;
d1:=0;
for i:=1 to n do d1:=d1+y[i]*y[i]*b[i];
for i:=1 to n do

```



```

begin
  t[i]:=0;
  for j:=1 to n do t[i]:=t[i]+q[i,j]*y[j];
end;
d2:=0;
if E0 < 0.000001 then goto 20;
for i:=1 to n do for j:=1 to n do d2:=d2+q[i,j]*y[i]*y[j];
for i:=1 to n do for j:=1 to n do q[i,j]:=q[i,j]+b[i]*b[j]/d1-t[i]*t[j]/d2;
goto 320;
20: repeat
  until keypressed;
end
END.

```

Příloha 2

Lineární regrese

program regr1(ffile);

uses printer, graph, uregrese, uokno, crt, upole, ugrafbar, uhard;

label 1,2,3,4,5,6,7,8;

var x,y,x1,y1:tpole;

i,j,n,gd,gm,proved:integer;

s2p:TS;

soubor:string[20];

Tisk,Tk:char;

ffile:text;

verze:array [0..10] of char;

tverze:array [0..10] of string;

begin

clrscr;

for i:=0 to 15 do s2p[i]:=0;

tverze[0]:= 'y=a0+a1*x';

tverze[1]:= 'y=a0+a1/x';

tverze[2]:= 'y=a0*a1^x';

tverze[3]:= 'y=a0*x^a1';

tverze[4]:= 'y=a0+a1*ln x';

tverze[5]:= 'y=a0+a1*exp x';

tverze[6]:= 'y=1/(a0+a1*x)';

tverze[7]:= 'y=(a0+a1*x)^2';

write('tisk na LP ANO NE (A/N)');read(TISK);

if (tisk='a') or (tisk='A') then

write(1st,chr(\$1b),'1');

write('data z klavesnice ZADEJ 1 ze souboru ZADEJ 0: ');read(i);

if i=0 then write('ZADEJ jmeno souboru: ');

if i=1 then begin

repeat

write('zadej pocet souradnic N >=2 a N <=500: ');

read(n);

until (n >=2) and (n <=500);

writeln('zadej souradnice x(i) y(i) ODDILENE MEZEROU');

for i:=1 to n do

read(x1[i],y1[i]);

end

else begin

readln;read(soubor);

assign(ffile,soubor);

reset(ffile);

readln(ffile,N);

for i:=1 to n do

readln(ffile,x1[i],y1[i]);

close(ffile);

end;

readln;

writeln('zadej uvazovane verze A/N:');

for i:=0 to 7 do

begin write('VERZE: ',i:2,Tverze[i]:15,' ');

readln(verze[i]);

```

    end;
windo; writeln;
proved:=0;
for i:=1 to n do
begin x[i]:=x1[i];y[i]:=y1[i]; end;
{verze 0}
if (verze[0]='n') or (verze[0]='N') then goto 1;
begin
    proved:=1;
    j:=0;
    for i:=1 to n do
    begin
        x[i]:=x1[i];y[i]:=y1[i]
    end;
    writeln;
    writeln('v e r z e 0   y=a0+a1*x');
    regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[0],s2p[1]);
end;
{verze 1}
1:begin
j:=1;
for i:= 1 to n do
begin
if (x1[i]=0) or (verze[1]='n') or (verze[1]='N') then goto 2;
proved:=1;
x[i]:=1/x1[i];y[i]:=y1[i];
end;
writeln;
writeln('v e r z e 1   y=a0+a1/x');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[2],s2p[3]);
end;

{verze 2}
2:begin
j:=2;
for i:=1 to n do
begin
if (y1[i]<=0) or (verze[2]='n') or (verze[2]='N') then goto 3;
proved:=1;
y[i]:=ln(y1[i]);x[i]:=x1[i]
end;
writeln;
writeln('v e r z e 2   ln y = ln a0+ln a1*x   y=a0*a1^x');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[4],s2p[5]);
end;
{verze 3}
3:begin
j:=3;
for i:=1 to n do
begin
if (x1[i]<=0) or (y1[i]<=0) or (verze[3]='n') or (verze[3]='N') then goto 4;
proved:=1;
x[i]:=ln(x1[i]);
y[i]:=ln(y1[i])
end;
writeln;
writeln('v e r z e 3   ln y =ln a0+a1*ln x   y=a0*x^a1');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[6],s2p[7]);

```

```

end;
{verze 4}
4:begin
j:=4;
for i:=1 to n do
begin
if (x1[i] <= 0) or (verze[4]='n') or (verze[4]='N') then goto 5;
proved:=1;
x[i]:=ln(x1[i]);
y[i]:=y1[i]
end;
writeln;
writeln('v e r z e 4    y=a0+a1*ln x');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[8],s2p[9]);
end;
{verze 5}
5:begin
j:=5;
if(verze[5]='n') or (verze[5]='N') then goto 6;
for i:=1 to n do
begin
if x1[i]>85.0 then goto 6;
proved:=1;
x[i]:=exp(x1[i]);
y[i]:=y1[i]
end;
writeln;
writeln('v e r z e 5    y=a0+a1*exp x');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[10],s2p[11]);
end;
{verze 6}
6:begin
j:=6;
for i:=1 to n do
begin
if (abs(y1[i])<1e-6) or (verze[6]='n') or (verze[6]='N') then goto 7;
proved:=1;
x[i]:=x1[i];
y[i]:=1.0/y1[i];
end;
writeln;
writeln('v e r z e 6    1/y=a0+a1*x    y=1/(a0+a1*x)');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[12],s2p[13]);
end;
{verze 7}
7:begin
j:=7;
for i:=1 to n do
begin
if (y1[i]<0) or (verze[7]='n') or (verze[7]='N') then goto 8;
proved:=1;
x[i]:=x1[i];
y[i]:=sqrt(y1[i]);
end;
writeln;
writeln('v e r z e 7    sqrt(y)=a0+a1*x    y=(a0+a1*x)^2');
regrese(tisk,x,y,x1,y1,n,j,s2p[14],s2p[15]);

```

end;

```
8:gd:=detect;initgraph(gd,gm,'a:');  
if proved=1 then grafbar(s2p,gd,gm);  
if (proved=1) and ((tisk='a') or (tisk='A')) then hard(gd,gm);  
closegraph;  
end.
```


Příloha 3

Lineární regrese víceparametrová

program regr2(ffile,input,output);

uses uokno,crt,upolen,upolem,upolemm,ureduce,

graph,uhard,ugrafba2,utstud,uffs,unas,uinverze;

label 10;

var x,xp,xpp:polen;

s2p:ts;

e,r,dr:polem;

c:polemm;

ms,lzvol:array [1..50] of integer;

j1,js,jm,i,j,n,m,l,k:integer;

soubor:string[10];

dv,Tisk:char;

f,ffile:text;

sumnis:integer;

sx,tv,xpr:array[1..50] of real;

pomf,pomr,pomr1,r0,s2,e2,a0,sr2,sr3,alfa:real;

it,ierror,ii,gm,gd:integer;

begin

clrscr;

write(output,'tisk na LP ANO NE (A/N)');read(TISK);

write('data z klavesnice ZADEJ 1 ze souboru ZADEJ 0: ');read(i);

if i=0 then write('ZADEJ jmeno souboru: ');

if i=1 then begin

repeat

write('zadej pocet radku mereni N > =2 a N < =500: ');

read(n);

until (n > =2) and (n < =500);

write('zadej pocet nezavislych x: ');

read(m);

writeln('zadej souradnice x1,x2,...,xl,y ODELENE MEZEROU ',

'novy radek ENTER');

for i:=1 to n do

for j:=1 to m+1 do

read(x[i,j]);

end

else begin

readln;read(soubor);

assign(ffile,soubor);

reset(ffile);

read(ffile,n,m);

for i:=1 to n do

for j:=1 to m+1 do

read(ffile,x[i,j]);

close(ffile);

end;

if (tisk='A') or (tisk='a') then assign(f,'PRN')

else assignCrt(f);

rewrite(f);

writeln(f,'zakladni soubor mereni:');

for i:=1 to n do

begin

```

writeln(f);
k:=0;
for j:=1 to m+1 do
write(f,x[i,j]);
k:=k+1;
if (k=5) and (m+1 < > 5) then writeln(f);
end;
{windo;}readln;
writeln(f);
alfa:=0.05;
{sestaveni polynomu daneho stupne pro zadane X1,X2,...,Xm}
for i:=0 to 15 do
s2p[i]:=0.0;
summs:=0;
ms[1]:=1;
for i:=2 to m+1 do
begin
write('zadej stupen polynomu pro X',i-1:1,' ');
read(ms[i]);
summs:=summs+ms[i];
end;
for i:=1 to n do
begin
j1:=1;
xp[i,1]:=1.0;
j1:=j1+1;
for js:=1 to m do
begin
xp[i,j1]:=x[i,js];
j1:=j1+1;
for jm:=2 to ms[js+1] do
begin
xp[i,j1]:=xp[i,j1-1]*x[i,js];
j1:=j1+1;
end
end;
xp[i,summs+2]:=x[i,M+1];
end;
ii:=0;
writeln(f);
writeln(f,'zakladni soubor ke zpracovani vyberem nezavisle promennych:');
for i:=1 to n do
begin
writeln(f);
k:=0;
for j:=1 to summs+2 do
write(f,xp[i,j]);
k:=k+1;
if (k=5) and (summs+1 < > 5) then writeln(f);
end;
readln;
10:{volba nezavislych promennych}
writeln;
writeln('zadej pocet a zvolene nezavisle promenne (vcetne A0):');
read(L);
for i:=1 to L do
read(Lzvol[i]);
j:=0;

```

```

for k:=1 to L do
begin
j:=j+1;
for i:=1 to n do
xpp[i,j]:=xp[i,Lzvol[k]];
end;
for i:=1 to n do
xpp[i,j+1]:=xp[i,summs+2];
writeln(f);
writeln(f,'soubor k vyhodnoceni:');
for i:=1 to n do
begin
writeln(f);
for j:=1 to L+1 do
write(f,xpp[i,j]:12:4);
end;
readln;
{odcitani strednich hodnot}
for j:=1 to L+1 do
begin
sx[j]:=0;
for i:=1 to n do
sx[j]:=sx[j]+xpp[i,j];
{for i:=1 to n do
xp[i,j]:=xp[i,j]-sx[j]/n;
s2p[iii]:=sx[j]/n;}

end;

reduce(xpp,n,L,r);

writeln(f);
writeln(f,'Y      YR      E      E/Y      X1..Xm');
it:=0;e2:=0;sr2:=0;sr3:=0;
for l:=1 to n do
xpr[l]:=0;
for i:=1 to n do
begin it:=it+1;

for j:=1 to L do
xpr[i]:=xpr[i]+r[j]*xpp[i,j];
e[i]:=xpp[i,L+1]-xpr[i];
e2:=sqr(e[i])+e2;
sr2:=sr2+sqr(xpr[i]-sx[L+1]/n);
sr3:=sr3+sqr(xpp[i,l+1]-sx[l+1]/n);
write(f,xpp[i,L+1]:8:2,xpr[i]:8:2,e[i]:8:2,e[i]/xpp[i,L+1]*100:12:5);
k:=0;
for j:=1 to L do
begin
write(f,xpp[i,j]:8:2);
k:=K+1;
if (k=3) and (L<>3) then begin
writeln(f);
write(f,'      ');

end;

end;
end;

```

```

writeln(f);
if it > 20 then begin windo; it:=0; end;
end; writeln(f, 'regresni koeficienty');
if n-L=0 then s2:=0 else s2:=e2/(n-L);
{writeln('s2:', s2:12:3);}
s2p[ii]:=s2;
nas(xpp, c, n, L);
inverze(c, L, ierror);
if ierror=0 then begin
    for j:=1 to L do
    begin
        dr[j]:=tstud(alfa, n-L)*sqrt(s2*c[j, j]);
        write(f, 'A', j-1:1, ':', R[j], '+-', dr[j]);
        if (abs(c[j, j]) > 1.0e-6) and (s2 > 1e-6) then
        begin
            tv[j]:=abs(r[j])/sqrt(s2*c[j, j]);
            { writeln('tstud & tv:', tstud(alfa, n-L-1):10:3, tv[j]:10:3); }
            if abs(tv[j]) <= tstud(alfa, n-L) then writeln(f, ' nevyznamny')
                else writeln(f, ' vyznamny');
        end
        else writeln(f);
    end;
end
    else writeln(f, 'A', j-1:1, ':', r[j]:15:4);
if (sr2 > 1e-6) and (s2 > 1e-6) then
begin
    if s2 >= 1e-6 then if L-1=0 then s2:=0 else pomf:=(sr2/(l-1))/(s2);
    if sr3 >= 1e-6 then begin pomr:=sr2/sr3; pomr1:=pomr/(1-pomr)*(n-l-1)/(l-1) end;
    if (1-alfa/2) >= ffs(pomf, L-1, n-L)
    then write(f, 'model jako celek nevyznamny')
    else write(f, 'model jako celek vyznamny');
    writeln(f, ' ffs: ', ffs(pomf, L-1, n-L):6:3);
    if (1-alfa) >= ffs(pomr1, L-1, n-L)
    then writeln(f, 'korelacni koeficient nevyznamny R:', sqrt(pomr):8:3)
    else writeln(f, 'korelacni koeficient vyznamny R:', sqrt(pomr):8:3);
end
else writeln(f);
writeln;
write('dalsi volba A/N: ');
read(dv);
if (dv='a') or (dv='A') then begin ii:=ii+1;
    if ii > 15 then begin writeln;
        writeln('povoleno jen 15 verzi');
        end;
    goto 10;
end;
gd:=detect; initgraph(gd, gm, 'a:');
{grafba2(s2p, gd, gm);}
if (tisk='a') or (tisk='A') then Hard(gd, gm);}
Close(f);
closeGraph;
end.

```

Příloha 4

program integrace_lichoběžníkovou_metodou

uses crt;

var a,b,krok,integral,y1,y2,x:real;

f:text; ii, hod: real ;

begin

assign(f,'C:\bp\josef\data.dat');

reset(f);

clrscr;

integral:=0;

{write('zadej A B krok');}

readln(f,a,b,krok); read(f,y1); x:=a;

while (X <= B) do

begin

{write('zadej y2 Krok');}

read(f,y2);

X:=X+KROK;

ii := krok * (y1+y2)/ 2. ;

integral:= Integral + ii ;

hod := integral / (x - a) ;

writeln((x-krok):7:3,y1:10:3,hod:10:3);

y1:=y2;

end ;

readln ;

close(f);

end.

PŘÍLOHA 5

Tlak [Pa]	Teplota [°C]				
	0	25	50	100	200
$1 \cdot 10^5$	0,001006	0,00107	0,001008	0,001012	0,001026
$5 \cdot 10^5$	0,001015	0,001014	0,001013	0,001015	0,001028

Tab.1: Závislost měrné tepelné kapacity suchého vzduchu na tlaku a teplotě $c_{p,L}$ [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

Tlak [Pa]	Teplota [°C]				
	0	25	50	100	200
$1 \cdot 10^5$	$17,1 \cdot 10^{-6}$	$18,2 \cdot 10^{-6}$	$19,25 \cdot 10^{-6}$	$21,60 \cdot 10^{-6}$	$25,70 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^5$	$17,16 \cdot 10^{-6}$	$18,26 \cdot 10^{-6}$	$19,3 \cdot 10^{-6}$	$21,64 \cdot 10^{-6}$	$21,64 \cdot 10^{-6}$

Tab.2: Závislost dynamické viskozity suchého vzduchu na tlaku a teplotě η [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]

Tlak [Pa]	Teplota [°C]				
	0	25	50	100	200
$1 \cdot 10^5$	$13,41 \cdot 10^{-6}$	$15,58 \cdot 10^{-6}$	$17,86 \cdot 10^{-6}$	$23,15 \cdot 10^{-6}$	$34,94 \cdot 10^{-6}$
$5 \cdot 10^5$	$2,685 \cdot 10^{-6}$	$3,112 \cdot 10^{-6}$	$3,581 \cdot 10^{-6}$	$4,642 \cdot 10^{-6}$	$7,005 \cdot 10^{-6}$

Tab.3: Závislost kinematické viskozity suchého vzduchu na tlaku a teplotě ν [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$]

Tlak [Pa]	Teplota [°C]				
	0	25	50	100	200
$1 \cdot 10^5$	0,02454	0,02679	0,02822	0,03181	0,03891
$5 \cdot 10^5$	0,02468	0,02653	0,02832	0,03189	0,03891

Tab.4: Závislost součinitele tepelné vodivosti suchého vzduchu na tlaku a teplotě λ [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$]

Příloha 6.

Výpočtové vztahy pro výtok ze soustavy trysek

A. Podle / 46 / je střední hodnota Nusseltova čísla dána vztahem

$$\overline{Nu} = \frac{9 - 0,4 \frac{L_1}{d_d}}{89} \cdot \frac{Re^{0,75}}{\left(\frac{z}{d_d}\right)^{0,2}} \cdot Pr^{1/3}$$

Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re = \frac{w_d \cdot \frac{L_1}{2}}{\nu}$$

Nusseltovo číslo je definováno vztahem

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot \frac{L_1}{2}}{\lambda}$$

Platí pro soustavu podle obr. 1c - rovnoramenný trojúhelník.

Rozsah platnosti

$$\frac{z}{d_d} = 2 \div 6 \quad \frac{L_1}{d_d} = 4,5 \div 10,5 \quad Re = 5 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$$

B. Podle / 46 / je střední hodnota Nusseltova čísla dána vztahem

$$Nu = \frac{15,24 - \frac{0,6}{f^{0,5}}}{89} \cdot f^{0,25} \cdot \frac{Re^{0,75}}{\left(\frac{z}{d_d}\right)^{0,2}} \cdot Pr^{1/3}$$

Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re = \frac{w_d \cdot d_d}{\nu}$$

Nusseltovo číslo je definováno vztahem

$$\overline{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot d_d}{\lambda}$$

Součinitel f je dán vztahem

$$f = \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{d_d}{L_1} \right)^2$$

Platí pro soustavu podle obr. 1c - rovnoramenný trojúhelník.
Rozsah platnosti

$$\frac{z}{d_d} = 2 \div 6 \quad \frac{L_1}{d_d} = 4,5 \div 10,5 \quad Re = 5 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^5$$

C. Podle / 36 / je střední hodnota Sherwoodova čísla dána vztahem

$$\bar{Sh} = 1,063 \cdot (f-1,3)^{0,17} \cdot \varphi \cdot \frac{z}{d_d} \cdot Re_d^{0,9} \cdot Sc^{0,42}$$

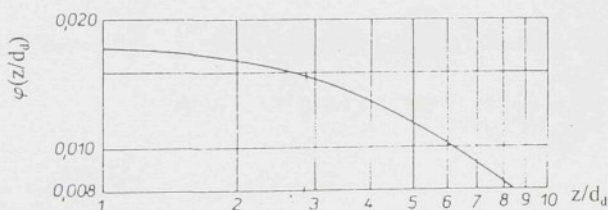
Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re_d = \frac{w_d \cdot d_d}{\nu}$$

Sherwoodovo číslo je definováno vztahem

$$\bar{Sh} = \frac{\bar{\beta} \cdot d_d}{D}$$

Hodnotu φ určíme z následujícího diagramu



$$f = \frac{\pi}{2 \sqrt{3}} \cdot \left(\frac{d_d}{L_1} \right)^2$$

Platí pro soustavu podle obr. 1b - rovnostranný trojúhelník.
Rozsah platnosti

$$f = 1,5 + 10 \cdot \frac{z}{d_d} = 1,5 + 8 \quad Re_d = 3 \cdot 10^9 + 6 \cdot 10^4$$

D. Podle / 31 / , / 33 / je střední hodnota Nusseltova čísla dána vztahem

$$\bar{Nu} = 0,311 \cdot Re^{0,625} \cdot Pr^{1/3}$$

Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re = \frac{w_{\max} \cdot L_1}{\nu}$$

Nusseltovo číslo je definováno vztahem

$$\bar{Nu} = \frac{\bar{\alpha} \cdot L_1}{\lambda}$$

Rychlost je vyjádřena vztahem

$$w_{\max} = w_d \cdot \frac{6,63 \cdot d_d}{z}$$

Platí pro soustavu podle obr. 1a - čtvercová .
Rozsah platnosti

$$\frac{z}{d_d} > 8 \quad 2,4 < \frac{L_1}{d_d} < 32 \quad 1 < \frac{z}{L_1} < 8$$

E. Podle / 113 / je střední hodnota Nusseltova čísla dána vztahem

$$\bar{Nu}_d = 0,226 \cdot Re_d^{0,74} \cdot Pr^{1/3} \cdot J \left(\frac{z}{d_d}, \frac{\bar{R}}{d_d} \right)$$

Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re_d = \frac{w_d \cdot d_d}{\nu}$$

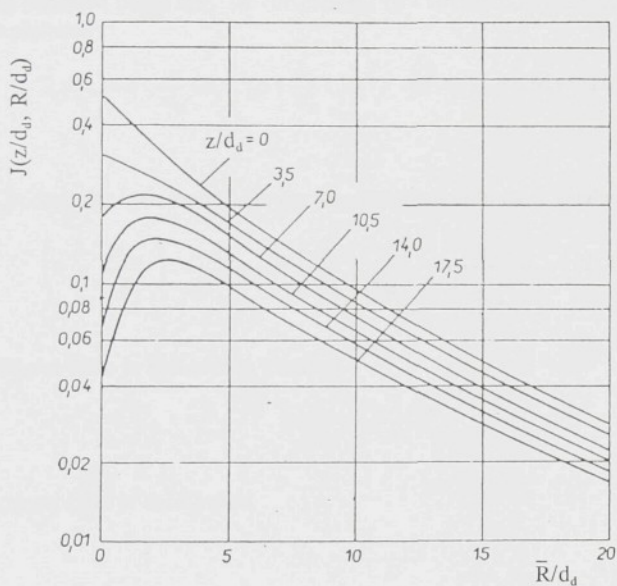
Nusseltovo číslo je definováno vztahem

$$\bar{Nu}_d = \frac{\bar{\alpha} \cdot d_d}{\lambda}$$

Hodnotu R určíme ze vztahu

$$\bar{R} = 0,525 \cdot L_1$$

Hodnotu J určíme z následujícího diagramu



Platí pro soustavu podle obr. 1b - rovnostranný trojúhelník.

Rozsah platnosti

$$\frac{\bar{R}}{d_d} = 1+20 \quad \frac{z}{d_d} = 3+15 \quad Re_d = 5 \cdot 10^3 + 2 \cdot 10^4$$

F. Podle / 52 / je střední hodnota Sherwoodova čísla dána vztahem

$$\bar{Sh} = 0,075 \cdot Re^{0,77} \cdot Sc^{1/3}$$

Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re = \frac{3,16 \cdot w_d \cdot L_1}{\left(\frac{L_1}{d_d}\right)^{0,66} e^{0,05} \frac{z}{d_d} \cdot \nu}$$

Sherwodovo číslo je definováno vztahem

$$\overline{Sh} = \frac{\overline{\beta} \cdot L_1}{D}$$

Platí pro soustavu podle obr. 1a - čtvercová, 1b - rovnostranný trojúhelník.
Rozsah platnosti

$$1,64 < \frac{z}{d_d} < 8 \quad 5 < \frac{L_1}{d_d} < 10 \quad Re = 1,5 \cdot 10^4 + 5 \cdot 10^5$$

G. Podle / 86 / je střední hodnota Sherwoodova čísla dána vztahem

$$\left(1 - \frac{P_{ps}}{P}\right) \cdot \frac{\overline{Sh}}{Sc^{0,42}} \cdot F\left(\frac{R}{d_d}, \frac{z}{d_d}\right) \cdot \frac{1}{K\left(\frac{z}{d_d}, f\right)} = f(Re_d)$$

Reynoldsovo číslo je definováno vztahem

$$Re_d = \frac{w_d \cdot d_d}{\nu}$$

Sherwoodovo číslo je definováno

$$\overline{Sh} = \frac{\overline{\beta} \cdot d_d}{D}$$

Členy v rovnicích jsou vyjádřeny vztahy

$$F\left(\frac{R}{d_d}, \frac{z}{d_d}\right) = \frac{R}{d_d} \frac{1 + 0,1 \frac{\left(\frac{z}{d_d} - 6\right)}{\frac{R}{d_d}}}{1 - \frac{1,1}{\frac{R}{d_d}}}$$

$$K\left(\frac{z}{d_d}, f\right) = \left(\frac{\frac{0,6}{\sqrt{f}}}{\frac{z}{d_d}}\right)^{0,3}$$

$$f = \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{d_d}{R}\right)^2$$

pro

$$2 \cdot 10^3 < Re_d < 3 \cdot 10^4$$

$$f(Re_d) = 1,36 \cdot Re^{0,574}$$

$$3 \cdot 10^3 < Re_d < 1,2 \cdot 10^4$$

$$f(Re_d) = 0,54 \cdot Re^{0,667}$$

$$1,2 \cdot 10^4 < Re_d < 4 \cdot 10^5$$

$$f(Re_d) = 0,151 \cdot Re^{0,775}$$

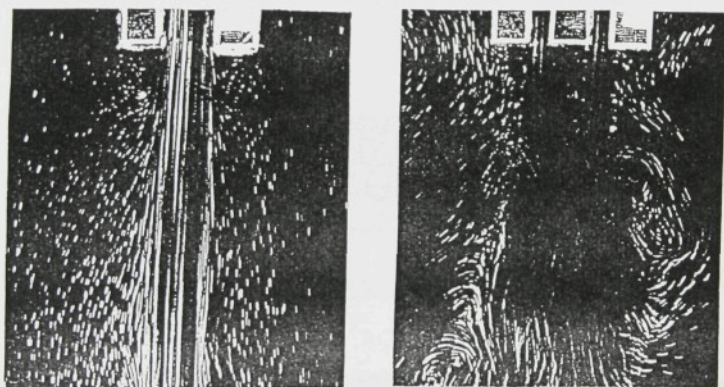
Rozsah platnosti

$$\frac{z}{d_d} = 2+12 \quad f = 0+10 \% \quad Re_d = 5 \cdot 10^3+10^5$$

Příloha 7

Vizualizace volného výtoku z trysky a impaktního proudění

Průběh rychlostí pro případ volného výtoku z kruhové trysky z průměru $d_d = 10$ mm (model $d_{dM} = 20$ mm) a trysky tvořené mezikružím o stejném objemovém průtoku a průměru $d_1 = 7,5$, $d_2 = 12,5$ mm (model $d_{1M} = 16$ mm, $d_{2M} = 30$ mm) je patrný z obr. P7/1a,b. Při srovnání výsledků vizualizace pro trysku tvořenou mezikružím a naměřených hodnot uvedených v obr. 3.1/4 je dobrá shoda, neboť maximální rychlosti v ose trysky se dosáhne při vzdálenosti $z/\sqrt{A_d} \approx 4$, při vizualizaci ve vzdálenosti $z/\sqrt{A_d} \approx 4 \div 5$.



obr. P7/1,2

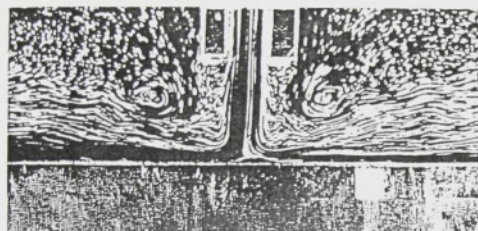
Průběh rychlostí pro impaktní proudění pro stejné parametry jako volný proud a vzdálenosti ústí trysky od obtékané stěny $z = 20, 40, 60, 100$ mm je patrný pro výtok z kruhové trysky z obr. P7/3a,b,c,d a pro mezikružím P7/4a,b,c,d. Pro trysku s mezikružím byla sledována vzdálenost, ve které dojde ke změně charakteru proudu. Z řady měření je možno usoudit, že ke změně charakteru proudu dojde v oblasti, kdy vzdálenost obtékané plochy je větší než vzdálenost při které dojde ke spojení proudů při volném výtoku (viz obr. P7/2 a obr. P7/4c,d).



$z = 20$

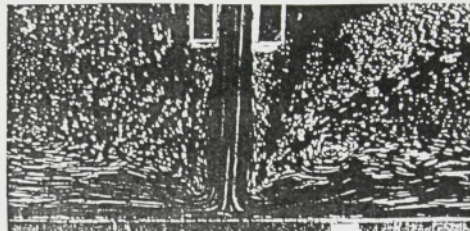


$z = 40$

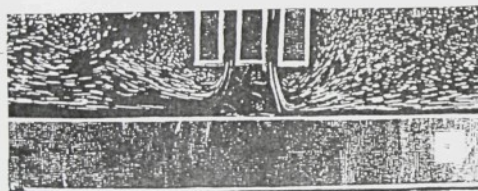


$z = 60$

obr. P7/3a,b,c,d



$z = 100$



$z = 20$

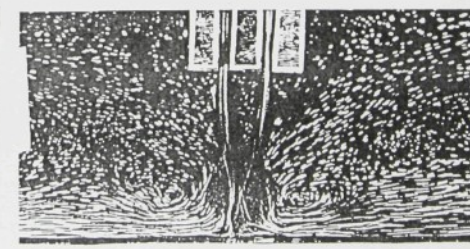


$z = 40$



$z = 60$

obr. P7/4a,b,c,d



$z = 100$

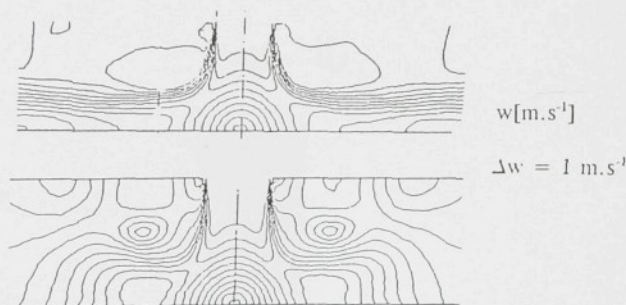
Příloha 8

Simulace impaktního proudění z kruhové trysky na počítači.

Řešení impaktního proudu pomocí počítače bylo provedeno programem VÚTS Liberec a je uvedeno v / 112 /. Výpočtová síť byla generována a optimalizována automaticky a obsahovala asi 6000 trojúhelníků. V okolí ústí trysky a podél stěny byla hustota sítě zvýšena. Na dosažení stacionárního režimu při řešení bylo nutno provést $15000 \div 20000$ iterací. Viskozita není v daném programu zahrnuta a vnáší do řešení určitou nepřesnost, ale pro získání představy o proudovém poli je model plně vyhovující.

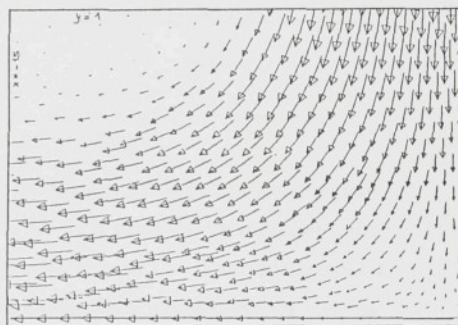
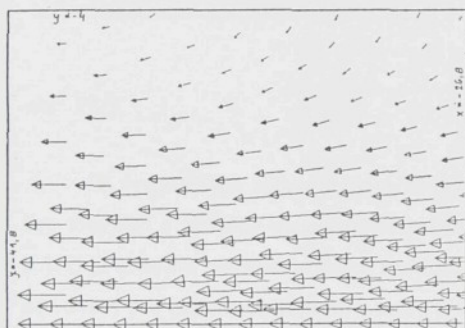
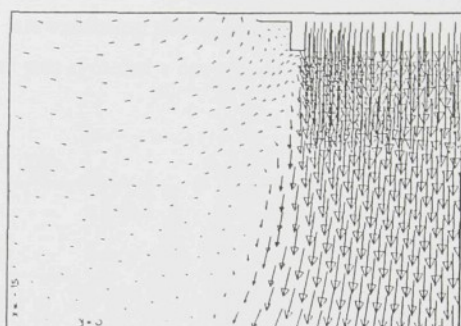
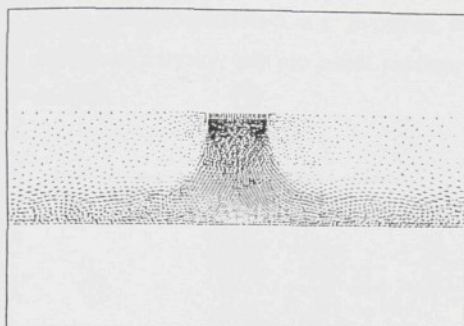
Výpočty byly provedeny pro průměr trysky $d_d = 10$ mm, vzdálenost trysky od obtékané plochy $z = 20$ mm, $z = 40$ mm a rychlost výtoku z trysky $w_d = 9,4$ m.s⁻¹, 11,4 m.s⁻¹, 40 m.s⁻¹.

Některé výsledky výpočtů jsou patrné z obr. P8/1,2, kde jsou znázorněny izočáry rychlostí s ekvidistantou 1 m.s⁻¹ pro impaktní proudění z trysky bez vlivu a s vlivem horní stěny (viz. kap. 5.1). Z uvedených průběhů je patrný zcela odlišný průběh izochar rychlostí a tvoření vírů.

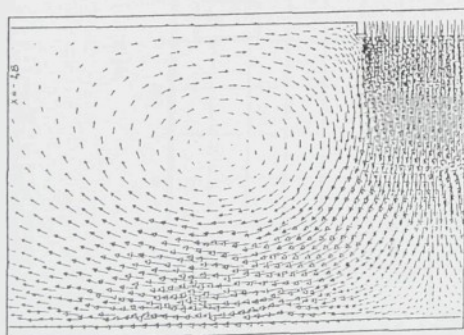


obr. P8/1,2

Ještě lépe jsou patrné tyto rozdíly z obr. P8/3a,b,c,d, kde jsou uvedeny detaily proudového pole pro různé oblasti (hodnota x označuje velikost sledované oblasti) a obr. P8/4.

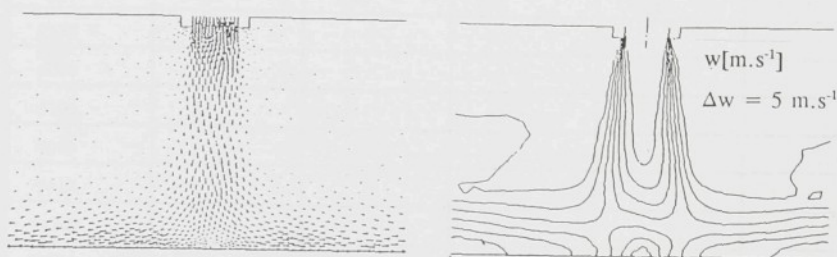


obr. P8/3a,b,c,4



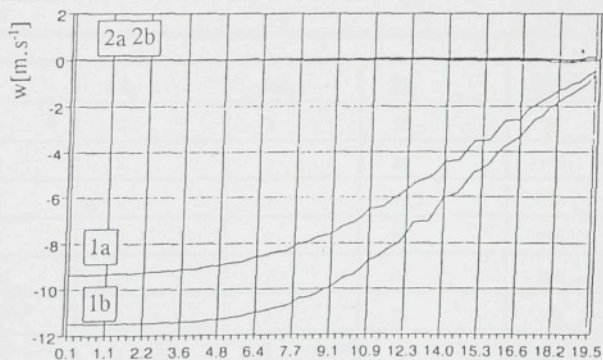
obr. P8/4

Srovnáním izochar rychlostí pro vzdálenost $z = 20$ mm a $z = 40$ mm obr. P8/1,2 a obr. P8/5 ekvidistanta 5 m.s^{-1} je patrné, že tato vzdálenost ovlivňuje tyto průběhy již při výtoku z trysky, kdy pro menší vzdálenosti jsou rychlosti v ose proudu nižší než na okrajích.



obr. P8/5

Z vypočtených hodnot byly určovány rychlosti v jednotlivých místech proudu. Pro srovnání s průběhy vlastních měření (obr. 3.1/3) a údajů podle literatury (obr. 3.1/2) je uvedena závislost průběhu rychlostí ve svislém řezu $x = 0$ na vzdálenosti od ústí trysky pro dvě různé rychlosti v obr. P8/6. Z uvedených obrázků je patrna závislost průběhu rychlosti $w_{\max}$ (v ose proudu) a vzdálenost z_k (oddělující I. a II. úsek) na výtokové rychlosti z trysky w_d .



obr. P8/6 (1a,b - rychlosti $w_{\max, I, II}$, 2a,b - $w_{\max, III, IV}$)

Příloha 9

Hodnoty pro určení závislosti $\bar{Sh}_d = f(Re_d)$, $\bar{Sh}_d = f(z/d_d)$,
 $\bar{Sh}_d = f(R/d_d)$, $\bar{Sh}_d^* = f(\bar{Sh}_d / [(1 - p_{ps}/p)^{-1} (f_2 \text{ Sc}^{0,42})])$.

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\bar{Sh}_d$	$\bar{Sh}_d/f_2$	f_2
2480	2	1	40	-	
4000	2	1	49	-	
5100	2	1	56	-	
7060	2	1	69	-	
9410	2	1	80	-	
14200	2	1	97	-	
20100	2	1	110	-	
24900	2	1	119	-	

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\bar{Sh}_d$	$\bar{Sh}_d/f_2$	f_2
2480	2	1,5	35	(145)	0,242
4000	2	1,5	40	(165)	0,242
5100	2	1,5	47	(194)	0,242
7060	2	1,5	60	(248)	0,242
9410	2	1,5	72	(297)	0,242
14200	2	1,5	91	(376)	0,242
20100	2	1,5	99	(409)	0,242
24900	2	1,5	105	(434)	0,242

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\bar{Sh}_d$	$\bar{Sh}_d/f_2$	f_2
2480	2	3	30	82	0,243
4000	2	3	36	140	0,243
5100	2	3	38,2	156	0,243
7060	2	3	53	218	0,243
9410	2	3	62	259	0,243
14200	2	3	75	308	0,243
20100	2	3	89	366	0,243
24900	2	3	98	404	0,243

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/f_2$	f_2
2480	2	5	22	94	0,169
4000	2	5	24	142	0,169
5100	2	5	26	153	0,169
7060	2	5	37	218	0,169
9410	2	5	44	260	0,169
14200	2	5	54	319	0,169
20100	2	5	64	378	0,169
24900	2	5	70	414	0,169

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/f_2$	f_2
2480	2	10	11	111	0,09
4000	2	10	14	155	0,09
5100	2	10	18	177	0,09
7060	2	10	20	200	0,09
9410	2	10	22	244	0,09
14200	2	10	29	322	0,09
20100	2	10	32	355	0,09
24900	2	10	34	377	0,09

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/f_2$	f_2
5100	2	0,5	55,2		
5100	2	1	56		
5100	2	1,5	51,8	(214)	0,242
5100	2	2	46	163	0,281
5100	2	2,5	42,3	159	0,266
5100	2	3	38,2	157	0,243
5100	2	4	32	159	0,201
5100	2	5	26	153	0,169
5100	2	6	23	158	0,145
5100	2	8	19	168	0,113
5100	2	10	18	194	0,0927

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/f_2$	f_2
7060	2	0,5	68,2		
7060	2	1	69		
7060	2	1,5	66	(272)	0,242
7060	2	2	61	217	0,281
7060	2	2,5	58	218	0,266
7060	2	3	53	218	0,243
7060	2	4	44	219	0,201
7060	2	5	37	219	0,169
7060	2	6	32	220	0,145
7060	2	8	24	212	0,113
7060	2	10	20	215	0,0927

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/f_2$	f_2
9410	2	0,5	78,2		
9410	2	1	80		
9410	2	1,5	77	(318)	0,242
9410	2	2	71	253	0,281
9410	2	2,5	65	244	0,266
9410	2	3	62	255	0,243
9410	2	4	53	264	0,201
9410	2	5	44	260	0,169
9410	2	6	37	255	0,145
9410	2	8	30	265	0,113
9410	2	10	22	237	0,0927

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/d_d$	f_2
5100	-2	1	55,1		
5100	-1,8	1	54,8		
5100	-1,6	1	54		
5100	-1,4	1	52		
5100	-1	1	51		
5100	-0,8	1	51,5		
5100	-0,6	1	-		
5100	-0,5	1	51,2		
5100	-0,4	1	51,2		
5100	-0,2	1	50,5		
5100	0	1	50		
5100	0,2	1	47		
5100	0,4	1	51		
5100	0,6	1	51,8		
5100	0,8	1	52		
5100	1,0	1	53		
5100	1,6	1	54		
5100	1,8	1	55,2		
5100	2,0	1	56		
5100	2,2	1	55,8		
5100	2,4	1	55,5		
5100	2,5	1	55,5		
5100	3	1	55		
5100	4	1	51		
5100	5	1	48		
5100	6	1	46,1		
5100	7	1	44,2		
5100	8	1	42,5		
5100	9	1	40,5		
5100	10	1	38		
5100	11	1	38		
5100	12	1	37		

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/d_d$	f_2
5100	-2	2,5	44,5		
5100	-1,8	2,5	-		
5100	-1,6	2,5	-		
5100	-1,4	2,5	43		
5100	-1	2,5	-		
5100	-0,8	2,5	-		
5100	-0,6	2,5	-		
5100	-0,5	2,5	41		
5100	-0,4	2,5	-		
5100	-0,2	2,5	-		
5100	0	2,5	40,1		
5100	0,2	2,5	-		
5100	0,4	2,5	41		
5100	0,6	2,5	42		
5100	0,8	2,5	43		
5100	1,0	2,5	43,9		
5100	1,6	2,5	43		
5100	1,8	2,5	42,8		
5100	2,0	2,5	42,6	160	0,266
5100	2,2	2,5	42	160	0,263
5100	2,4	2,5	-	-	-
5100	2,5	2,5	42	158	0,260
5100	3	2,5	40	157	0,254
5100	4	2,5	38	156	0,244
5100	5	2,5	35	150	0,233
5100	6	2,5	34	152	0,224
5100	7	2,5	33,1	154	0,215
5100	8	2,5	32	155	0,207
5100	9	2,5	32	162	0,198
5100	10	2,5	31,5	163	0,193
5100	11	2,5	31,3	167	0,187
5100	12	2,5	31,1	171	0,181

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\bar{Sh}_d$	$\bar{Sh}_d/d_d$	f_2
5100	-2	3	40		
5100	-1,8	3	-		
5100	-1,6	3	38		
5100	-1,4	3	37,7		
5100	-1	3	36,2		
5100	-0,8	3	35,9		
5100	-0,6	3	-		
5100	-0,5	3	36		
5100	-0,4	3	36		
5100	-0,2	3	35,9		
5100	0	3	35		
5100	0,2	3	-		
5100	0,4	3	36		
5100	0,6	3	36,8		
5100	0,8	3	36,9		
5100	1,0	3	37,2		
5100	1,6	3	37,4		
5100	1,8	3	37,8		
5100	2,0	3	38	156	0,243
5100	2,2	3	37,8	157	0,241
5100	2,4	3	37,5	156	0,240
5100	2,5	3	37,2	156	0,239
5100	3	3	37	158	0,234
5100	4	3	34,5	152	0,227
5100	5	3	33,5	153	0,218
5100	6	3	32	152	0,210
5100	7	3	31,5	154	0,204
5100	8	3	31	157	0,198
5100	9	3	29,5	154	0,192
5100	10	3	28	150	0,186
5100	11	3	28	154	0,182
5100	12	3	27,9	159	0,175

Re_d	z/d_d	R/d_d	$\overline{Sh}_d$	$\overline{Sh}_d/f_2$	f_2
5100	-2	5	26,5		
5100	-1,8	5	-		
5100	-1,6	5	26,2		
5100	-1,4	5	26,0		
5100	-1,0	5	24,2		
5100	-0,8	5	23,1		
5100	-0,6	5	-		
5100	-0,5	5	23,5		
5100	-0,4	5	23,3		
5100	-0,2	5	22		
5100	0	5	22,5		
5100	0,2	5	-		
5100	0,4	5	23,8		
5100	0,6	5	24		
5100	0,8	5	24,5		
5100	1,0	5	24,9		
5100	1,6	5	25,2		
5100	1,8	5	26,1		
5100	2,0	5	26,2	155	0,169
5100	2,2	5	26,0	155	0,168
5100	2,4	5	25,2	151	0,167
5100	2,5	5	25	150	0,167
5100	3	5	25	150	0,166
5100	4	5	24	148	0,162
5100	5	5	23,2	146	0,159
5100	6	5	22,5	144	0,156
5100	7	5	22,1	144	0,153
5100	8	5	22	146	0,150
5100	9	5	22	149	0,147
5100	10	5	21	150	0,143
5100	11	5	21,5	148	0,141
5100	12	5	20,8	151	0,137