



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ENERGETICKÝ ÚSTAV

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
ENERGY INSTITUTE

MĚŘENÍ SOUČiniteLE PŘESTUPU TEPLA V KRUHOVÝCH MINIKANÁLECH

TUBULAR MINICHANNEL HEAT TRANSFER COEFFICIENT MEASUREMENT

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. JAN SNÁŠEL

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. JIŘÍ HEJČÍK, Ph.D.

BRNO 2013

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Energetický ústav

Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Jan Snášel

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Technika prostředí (2301T024)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Měření součinitele přestupu tepla v kruhových minikanálech

v anglickém jazyce:

Tubular minichannel heat transfer coefficient measurement

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

V posledních 10 letech dochází v technice tepelných výměníků k častějšímu využití minikanálů, tj. kanálů s hydraulickým průměrem 0,2 – 3 mm, které nabízejí dosažení vysokých účinností tepelných výměníků při nižších tlakových ztrátách.

Cíle diplomové práce:

Cílem práce je provést měření součinitele přestupu tepla na kruhových minikanálech. Na základě dosažených výsledků sestavit kritériální rovnice pro stanovení hodnot součinitele přestupu tepla a tlakových ztrát v minikanálech.

Seznam odborné literatury:

KANDLIKAR, Satish G. et al Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels. 1st ed. Amsterdam, Netherlands: Elsevier, 2006, 450 s. ISBN 978-0-08-044527-4.

Vedoucí diplomové práce: Ing. Jiří Hejčík, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2012/2013.

V Brně, dne 20.11.2012

L.S.

doc. Ing. Zdeněk Skála, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

ABSTRAKT

Diplomová práce popisuje proces měření součinitele přestupu tepla na tepelném výměníku s kruhovými minikanály. Pro porozumění tohoto procesu je součástí práce shrnutí základní teorie přestupu tepla. Jsou zde uvedeny výhody použití minikanálů a jejich klasifikace. Další částí je postup výpočtu součinitele přestupu tepla Wilsonovou grafickou metodou a metodou přímého stanovení součinitele přestupu tepla. Měřením získaná data jsou vyhodnocena a je provedeno porovnání výsledků obou metod. Na základě těchto výsledků jsou sestaveny kriteriální rovnice pro daný typ proudění.

KLÍČOVÁ SLOVA

Měření součinitele přestupu tepla, tepelný výměník, kruhový minikanál, kriteriální rovnice, přestup tepla, Wilsonova grafická metoda

ABSTRACT

The master's thesis is describing measurement of heat transfer coefficient for heat exchanger with tubular minichannels. For understanding of the process, basic theory of heat transfer has its part in this work. The advantages of minichannels and their classification are also stated here. Another part describes the calculation for determination of heat transfer coefficient using the Wilson plot method and the method of direct determination of heat transfer coefficient. Measurement data are evaluated and comparison is made for results of both methods. These results are used for formulation of correlation equation for given flow regime.

KEYWORDS

Heat transfer coefficient measurement, heat exchanger, tubular minichannel, correlation equation, heat convection, Wilson plot method

SNÁŠEL, J. Měření součinitele přestupu tepla v kruhových minikanálech.
Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 61 s.
Vedoucí diplomové práce Ing. Jiří Hejčík, Ph.D..

PROHLÁŠENÍ

Já, Jan Snášel, prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl všechny použité zdroje a literaturu, ze kterých jsem čerpal.

24. května 2013

.....
Jan Snášel

PODĚKOVÁNÍ

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu diplomové práce panu Ing. Jiřímu Hejčíkovi, Ph.D. za cenné rady a připomínky k vypracování této práce.

Obsah

1	Úvod.....	11
2	Teorie přenosu tepla	12
2.1	Přenos tepla vedením.....	12
2.1.1	Fourierův zákon a součinitel tepelné vodivosti	12
2.1.2	Přenos tepla rovinnou stěnou	13
2.1.3	Přenos tepla válcovou stěnou.....	14
2.2	Přenos tepla konvekcí	16
2.2.1	Newtonův ochlazující zákon a součinitel přestupu tepla.....	16
2.2.2	Mezní vrstva	18
2.2.3	Kriteria podobnosti.....	20
2.2.4	Přenos tepla při nucené konvekci v potrubí	21
2.3	Přenos tepla v tepelných výměnících	23
2.3.1	Součinitel prostupu tepla	23
2.3.2	Střední logaritmický teplotní spád.....	24
3	Teorie jednofázového proudění v minikanálech	26
3.1	Klasifikace minikanálů	26
3.2	Historie a možnosti využití minikanálů	27
3.3	Výhody zmenšování průměru kanálu.....	29
4	Postup měření a zpracování dat	34
4.1	Veličiny získané přímým měřením	34
4.2	Veličiny získané nepřímým měřením	34
4.3	Wilsonova grafická metoda.....	36
4.4	Metoda přímého stanovení součinitele přestupu tepla.....	39

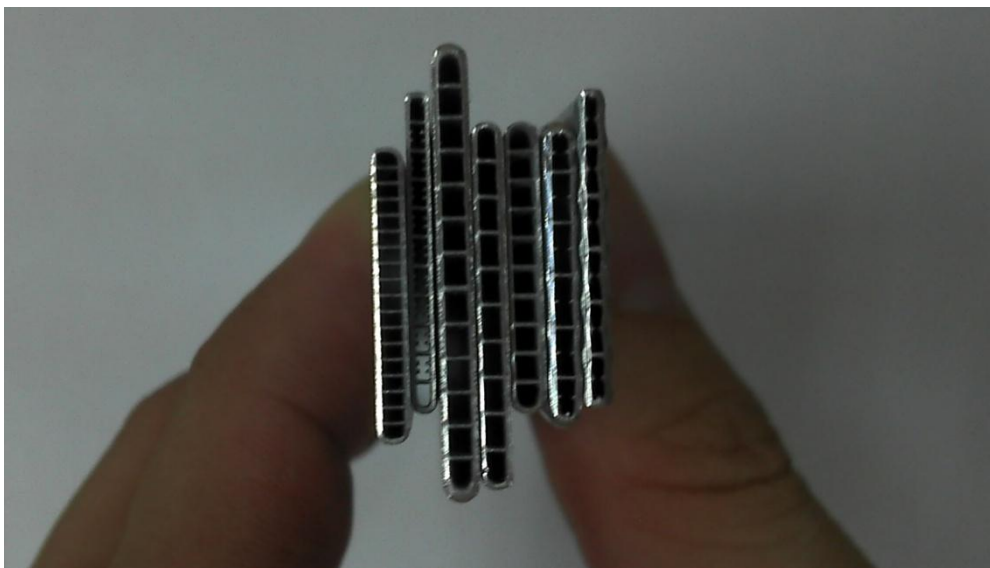
4.5	Stanovení součinitele tření	40
5	Popis měřicí trati	41
5.1	Celkové schéma	42
5.2	Jednotlivé komponenty	43
5.2.1	Regulátor vstupního tlaku	43
5.2.2	Měření teploty	44
5.2.3	Měření tlakové ztráty	45
5.2.4	Měření průtoku	46
5.2.5	Ohřev vzduchu	46
5.2.6	Prostor pro přestup tepla	48
5.3	Zpracování vstupů a výstupů v programu Labview.....	49
5.3.1	Převodníky dat.....	49
5.3.2	Měřicí program.....	50
6	Zpracování naměřených dat.....	52
6.1	Výsledky přímého a nepřímého měření	52
6.2	Výsledky vyhodnocené metodou přímého stanovení součinitele přestupu tepla	54
6.3	Výsledky vyhodnocené Wilsonovou grafickou metodou	54
6.4	Vyhodnocení tlakových ztrát a určení součinitele tření	58
7	Závěr	62
8	Reference.....	64
9	Seznam použitých zkratek a symbolů	67

1 Úvod

V současné době je v mnoha průmyslových odvětvích trendem zmenšování rozměrů technických zařízení. Dobrým příkladem takového odvětví je průmysl elektrotechnický, konkrétně pak výpočetní technika. S postupujícím vývojem se výrobky zmenšují, ale současně zůstávají velmi výkonné. S tímto vývojem musí být zákonitě spojen také vývoj v oblasti chlazení těchto zařízení, protože velká výkonnost s sebou přináší také velké množství tepla, které je třeba odvádět a předejít tak přehřívání.

Jako možné řešení se zde nabízí využití tepelných výměníků s minikanály, případně mikrokanály. Zmenšení běžných průměrů kanálů vedoucích teplosměnnou látku s sebou přináší mnohé výhody, využitelné právě pro odvádění tepla ze zařízení s malou teplosměnnou plochou.

Dalším důvodem pro používání minikanálů je zvyšování nároků na úspornost provozu, které jsou podmíněny růstem cen energií. Kanály s menším průměrem mají vyšší účinnosti přenosu tepla a také menší tepelné ztráty, než kanály s klasickými rozměry. Jejich využití je tedy z tohoto pohledu výhodné.



Obr. 2.1.1 Multiport trubky pro klimatizace [25]

2 Teorie přenosu tepla

V technické praxi jsou nejčastěji používány tepelné výměníky, u kterých je využito následujících mechanismů přenosu tepla.

2.1 Přenos tepla vedením

Vedení nebo také kondukce je základním typem přenosu energie ve formě tepla. Je to přenos založený na pohybu částic látky. U kapalin a plynů mohou teplo přenášet molekuly, u pevných látek potom atomy.

V prvním případě je přenos zajištěn pohybem molekul a jejich srážením. V kapalinách je tento jev silnější než v plynech díky menšími vzdálenostmi mezi nimi. Pokud je v látce teplotní rozdíl, můžeme sledovat náhodný pohyb molekul s větší energií do míst s energií menší. Také přenos tepla je ve směru klesající teploty.

U tuhých látek je přenos zajištěn vlněním v krystalové mřížce. To vzniká tak, že jednotlivé atomy kmitají kolem svých rovnovážných poloh a vzájemně na sebe působí. Čím má atom vyšší energii, tím více kmitá a předává ji sousedním atomům s energií nižší. V případě vodivých látek se tento přenos také koná postupným pohybem volných elektronů [1].

2.1.1 Fourierův zákon a součinitel tepelné vodivosti

Fourierův zákon nám stanovuje základní rovnici pro vedení tepla. Měrný tepelný tok $\dot{q}$ (W/m^2) přenášený v látce je přímo úměrný záporné hodnotě velikosti teplotního gradientu [2].

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{S} = -\lambda \cdot \frac{dT}{dx} \quad (2.1)$$

Měrný tepelný tok tedy vyjadřuje tepelný tok $\dot{Q}$ plochou S . To je rovno změně teploty dT ve směru x vynásobené tepelnou vodivostí λ . Záporné znaménko je ve vztahu proto, aby byl vyjádřen směr tepelného toku vzhledem k faktoru, že teplo se přenáší z místa s vyšší teplotou do místa s teplotou nižší. Pro zjednodušení se používá skalární tvar tohoto vzorce, který vypadá následovně.

$$\dot{Q} = \lambda S \cdot \frac{\Delta T}{\delta} \quad (2.2)$$

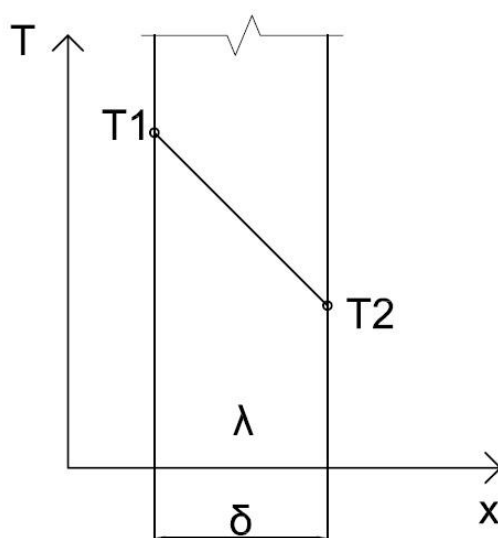
Hodnoty plochy S , tloušťky tělesa δ a součinitele tepelné vodivosti λ jsou vlastnosti prostředí, kterým se má teplo přenášet. Společně určují tzv. odpor proti vedení tepla R_λ .

$$R_\lambda = \frac{\delta}{\lambda S} \quad (2.3)$$

Tepelná vodivost je vlastností dané látky a je závislá na její teplotě. Podle její hodnoty můžeme o látce mluvit jako o tepelném izolantu. Čím nižší hodnota je, tím lépe materiál izoluje.

2.1.2 Přenos tepla rovinnou stěnou

Na obr. 2.1.1 je znázorněn teplotní profil při průchodu tepla v řezu rovinnou stěnou.

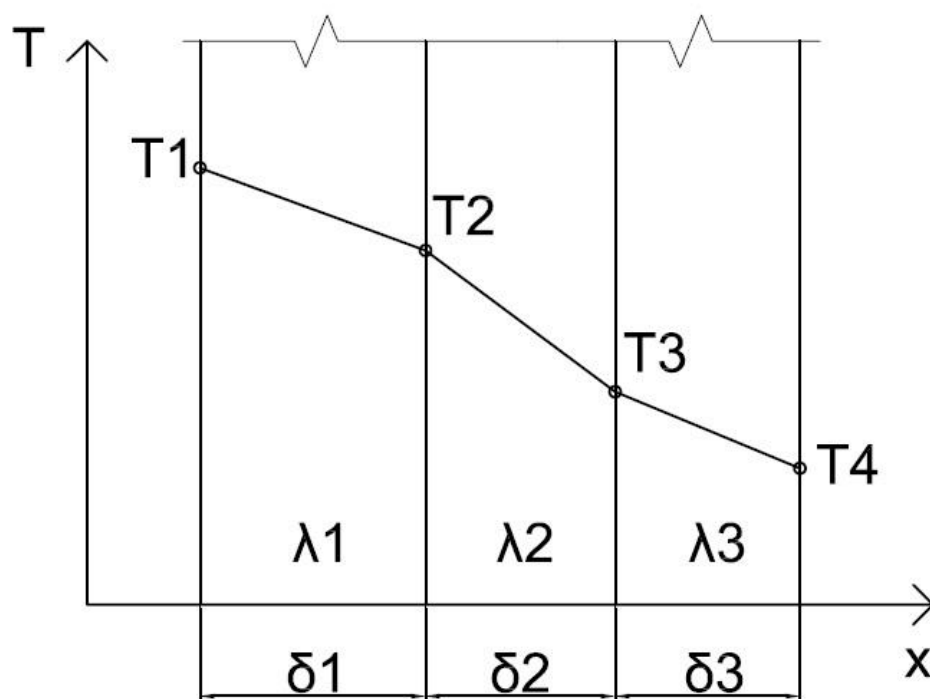


Obr. 2.1.1 Teplotní profil při vedení tepla rovinnou stěnou

Vztah pro výpočet tepelného toku rovinnou stěnou pak bude vypadat následovně.

$$\dot{Q} = \lambda S \cdot \frac{T_1 - T_2}{\delta} \quad (2.4)$$

Podobně můžeme předchozí vztahy aplikovat také na stěnu složenou z více různých materiálů. Složená rovinná stěna je vykreslena na obr. 2.1.2.



Obr. 2.1.2 Teplotní profil při vedení tepla složenou rovinnou stěnou

Pro výpočet přenášeného tepelného toku zde stačí znát pouze dvě z teplot a vlastnosti materiálu stěn mezi nimi. Výsledek potom získáme sčítáním tepelných odporů jednotlivých stěn [2].

$$\dot{Q} = \frac{T_1 - T_4}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{T_1 - T_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1 \cdot S} + \frac{\delta_2}{\lambda_2 \cdot S} + \frac{\delta_3}{\lambda_3 \cdot S}} \quad (2.5)$$

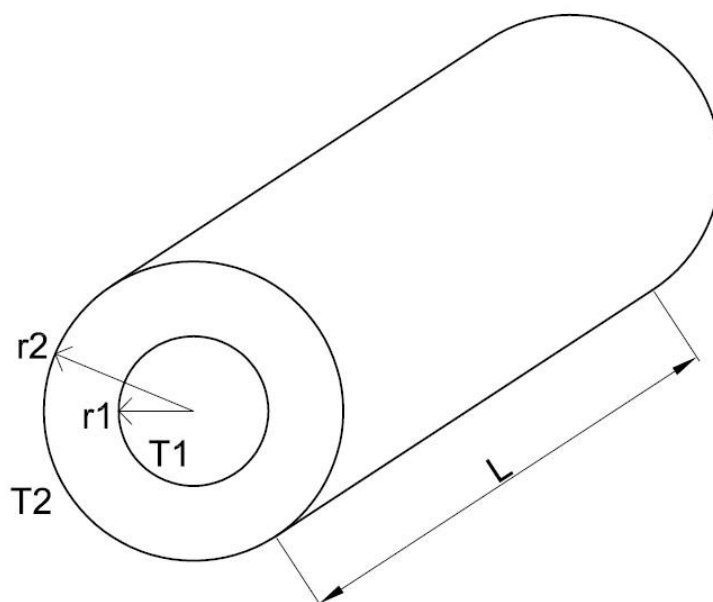
Stejně velký tepelný tok musí projít každou ze stěn. V praxi se pro zlepšení izolačních vlastností často používá tohoto principu. Příkladem mohou být okna s dvojitými skly nebo polystyrenová izolace. Oba materiály obsahují mezi pevnými látkami plyn, který vede teplo špatně díky velkým vzdálenostem mezi molekulami, jak již bylo řečeno dříve.

2.1.3 Přenos tepla válcovou stěnou

Dalším typem stěny, se kterou se můžeme při vedení tepla setkat, je stěna válcová. Tento tvar stěny je v praxi velmi často používán, ať už se jedná o klasická potrubí nebo o geometrii kanálů tepelných výměníků.

Při použití Fourierova zákona (2.1) předpokládáme, že se teplo šíří pouze ve směru poloměru. Po rozepsání plochy pro kruhový profil získáme následující tvar.

$$\dot{Q} = -2\pi \cdot r \cdot L \cdot \lambda \cdot \frac{dT}{dr} \quad (2.6)$$



Obr. 2.1.3 Vedení tepla válcovou stěnou

Pro vedení tepla válcovou stěnou, která je znázorněna na obr. 2.1.3 pak integrací rovnice (2.6) dostaneme tento vztah.

$$\dot{Q} = -2\pi \cdot L \cdot \lambda \cdot \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (2.7)$$

Podobně jako u stěny rovinné může být i zde rozepsána rovnice pro případ složené válcové stěny. Tvar pro 3 stěny pak vypadá následovně.

$$\dot{Q} = \frac{T_1 - T_4}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{T_1 - T_4}{\frac{1}{2\pi \cdot L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{\lambda_3} \cdot \ln \frac{r_4}{r_3} \right)} \quad (2.8)$$

2.2 Přenos tepla konvekcí

Konvekce je typ přenosu tepla, který je složen ze dvou procesů. Jedním z nich je kondukce. Jedná se o náhodný pohyb molekul v tekutinách, který byl již popsán v předešlé kapitole 2.1. Druhým procesem je advekce, což znamená objemový, makroskopický pohyb tekutiny. Velké množství molekul se pohybuje společně [1].

Při přenosu tepla z povrchu tělesa do tekutiny, povrch obtékající, se vytváří tzv. mezní vrstva. Rychlost proudění v místě styku s povrchem je nulová a postupně se s rostoucí vzdáleností zvyšuje, dokud nedosáhne hodnoty rychlosti volného proudu. Tento případ se nazývá hydrodynamická mezní vrstva. V blízkosti povrchu, kde je rychlost nízká, se tak uplatňuje k přenosu tepla převážně kondukce. Proces advekce potom působí strháváním tekutiny z volného proudu do mezní vrstvy [1]. Při konvekci tepla, tak u povrchu vzniká mezní vrstva tepelná [2].

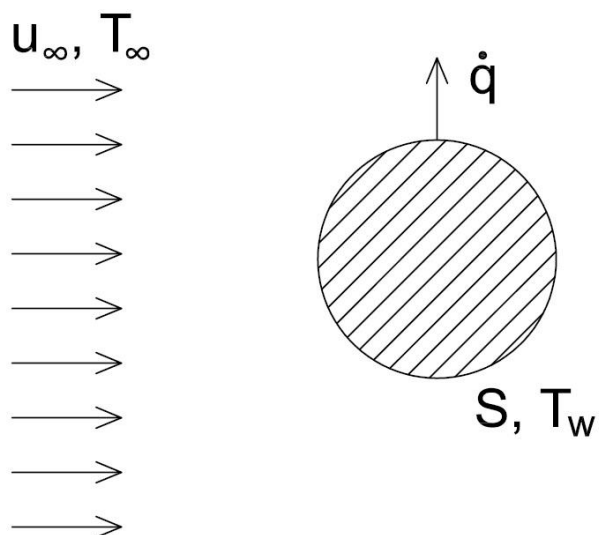
Konvekce může být přirozená (volná), nucená nebo kombinovaná. Dále se pak může dělit na konvekci při vnitřním nebo vnějším proudění. Při proudění v trubkách nebo kanálech tepelného výměníku se můžeme nejčastěji setkat s nucenou konvekcí při vnitřním proudění.

2.2.1 Newtonův ochlazující zákon a součinitel přestupu tepla

Pokud má teplota povrchu jinou hodnotu než teplota tekutiny, která je s ním ve styku, dochází k přenosu tepla konvekcí. Newtonův ochlazující zákon definuje měrný tepelný tok pro lokální část obtékaného povrchu a je vyjádřen následující rovnicí.

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_w - T_\infty) \quad (2.9)$$

Režim proudění se během obtékání povrchu mění, a proto se mění také součinitel přestupu tepla α . V rovnici (2.9) se tedy jedná o lokální součinitel přestupu tepla. Na obr. 2.2.1 je obtékání tělesa zakresleno. Povrch tělesa má velikost S a jeho teplota má hodnotu T_w . Proud tekutiny má rychlost u_∞ a teplotu T_∞ .

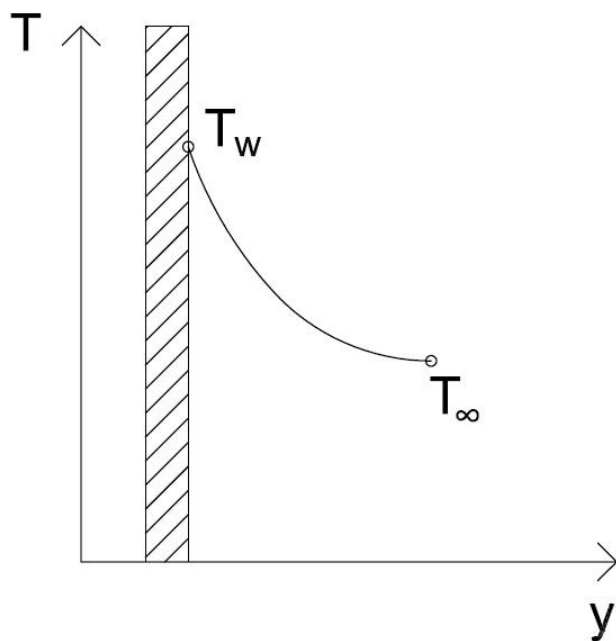


Obr. 2.2.1 Obtékání tělesa proudem tekutiny

Pro zjištění celkového tepelného toku $\dot{Q}$ z celého povrchu tělesa S však stačí znát střední hodnotu součinitele přestupu tepla $\bar{\alpha}$. Tento vztah je uveden níže a získáme jej integrací lokálního tepelného toku přes povrch S .

$$\dot{Q} = \bar{\alpha} \cdot S \cdot (T_w - T_\infty) \quad (2.10)$$

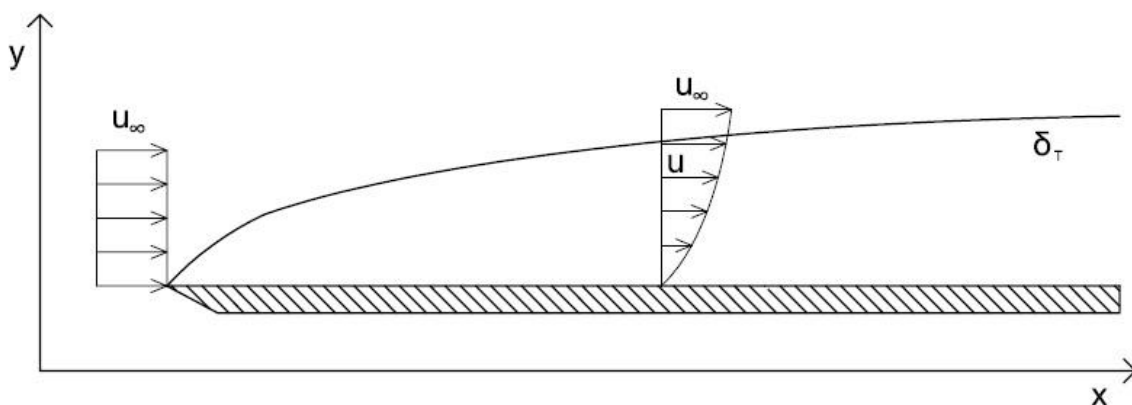
Na obr. 2.2.2 je znázorněn teplotní profil při přestupu tepla z rovinného povrchu tělesa do okolního prostředí.



Obr. 2.2.2 Teplotní profil při přestupu tepla

2.2.2 Mezní vrstva

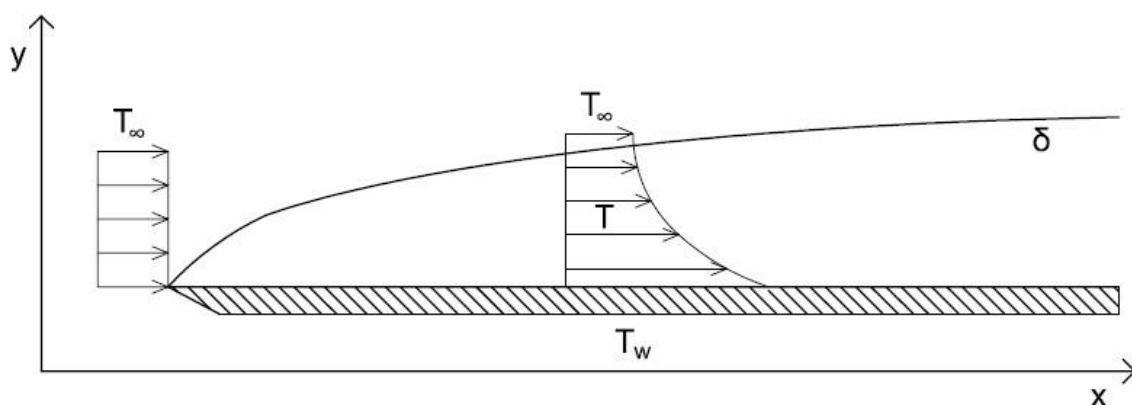
Hydrodynamická mezní vrstva vzniká v místě styku povrchu s tekutinou a v jejím prostoru je proudění ovlivňováno rychlostmi, které nepůsobí v jeho směru a také smykovým napětím. U povrchu je rychlost tekutiny nulová a s rostoucí vzdáleností se zvětšuje. Rychlostní profil a vývoj mezní vrstvy při obtékání rovinné desky je znázorněn na obr. 2.2.3.



Obr. 2.2.3 Hydrodynamická mezní vrstva

Proudění tekutiny před interakcí s povrchem má rychlost u_∞ . Rychlost u je pak závislá na poloze v mezní vrstvě, jejíž hranici značí křivka δ . Obvykle je za hranici považováno místo, kde pro rychlost platí: $u = 0,99 \cdot u_\infty$ [2].

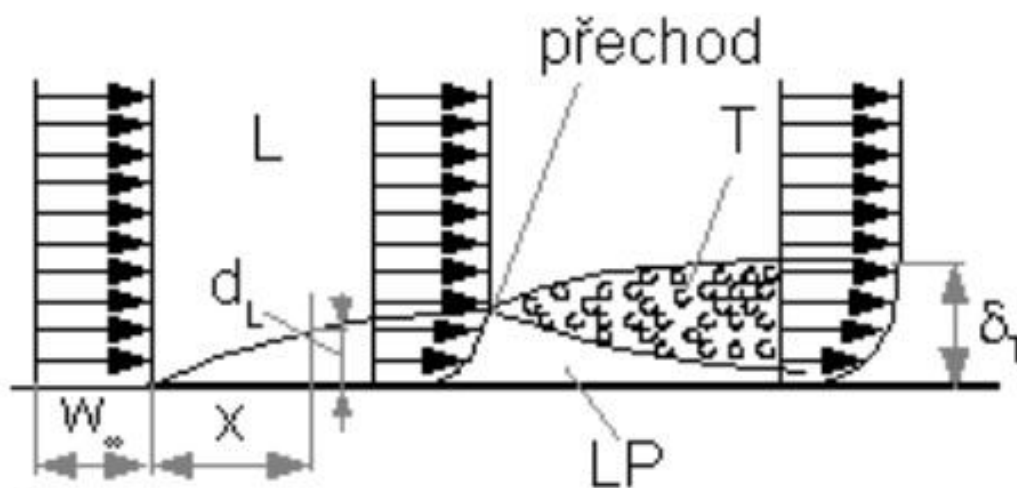
Tepelná mezní vrstva funguje obdobně a je zakreslena na obr. 2.2.4.



Obr. 2.2.4 Tepelná mezní vrstva

Pokud tekutina o teplotě T_∞ proudí kolem povrchu o vyšší teplotě T_w , částice na místě styku (s nulovou rychlostí) mají stejnou teplotu jako povrch sám. Teplo je pak postupně předáváno mezi částicemi a jejich teplota se s rostoucí vzdáleností od povrchu snižuje, dokud nedosáhne hodnoty, jakou má volné proudění. Hranice tepelné mezní vrstvy δ se pak nachází ve vzdálenosti na ose y , která odpovídá: $T_w - T = 0,99 \cdot (T_w - T_\infty)$ [2].

U proudu obtékajícího povrch se podle průběhu proudnic rozlišuje oblast s laminárním prouděním a oblast s turbulentním prouděním. Pokud je obtékán dlouhý povrch, většinou se proudění nejdříve vyvíjí jako laminární. Po určité vzdálenosti začnou proudnice měnit směr a vznikají víry. Nastává přechodná oblast proudění a ta se postupně mění na plně vyvinuté turbulentní proudění.



Obr. 2.2.5 Vývoj proudění tekutiny obtékající povrch tělesa [12]

Na obr. 2.2.5 můžeme vidět přechod z laminárního (L) na turbulentní (T) proudění a rychlostní profily v těchto oblastech. Při vzniku turbulentního proudění dochází v blízkosti povrchu k udržování rovných proudnic, tato oblast se pak nazývá laminární podvrstva (LP).

Začátek přechodu z laminární do turbulentní oblasti lze určit pomocí Reynoldsova podobnostního kriteriia, viz další kapitola. V okamžiku přechodu z laminárního režimu proudění do turbulentního se jeho hodnota označuje jako kritické Reynoldsovo číslo a nabývá různých hodnot podle charakteru proudění. Například pro proudění kapaliny v kruhovém potrubí je hodnota kritického Reynoldsova čísla $Re_{kr} = 2320$ [10], Při obtékání rovinného povrchu je pak hodnota $Re_{kr} = 5 \times 10^5$.

2.2.3 Kriteria podobnosti

Pro určování součinitele přestupu tepla se používají tzv. kriteria podobnosti. Jsou to bezrozměrná čísla, která využívají kombinaci veličin, na kterých je součinitel závislý [2].

$$\alpha = f(u, L, \rho, \nu, c, \lambda) \quad (2.11)$$

Součinitel přestupu tepla je závislý na rychlosti proudění u , charakteristickém rozměru L , hustotě tekutiny ρ , kinematické viskozitě tekutiny ν , měrné tepelné kapacitě tekutiny c a součiniteli tepelné vodivosti λ .

K vyjádření všech těchto veličin můžeme použít 4 jednotky, které mají společné. Jsou to K, kg, m, s. Vztah mezi 7 proměnnými s 4 společnými rozměry pak podle Buckinghamova π -teorému můžeme vyjádřit 3 bezrozměrnými kritérii [2].

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \quad (2.12)$$

Nusseltovo číslo je poměr mezi přenosem tepla konvekcí a difuzí.

$$Re = \frac{u \cdot L}{\nu} \quad (2.13)$$

Reynoldsovo číslo je poměr mezi silami setrvačnými a třecími, které působí na tekutinu.

$$Pr = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c}{\lambda} \quad (2.14)$$

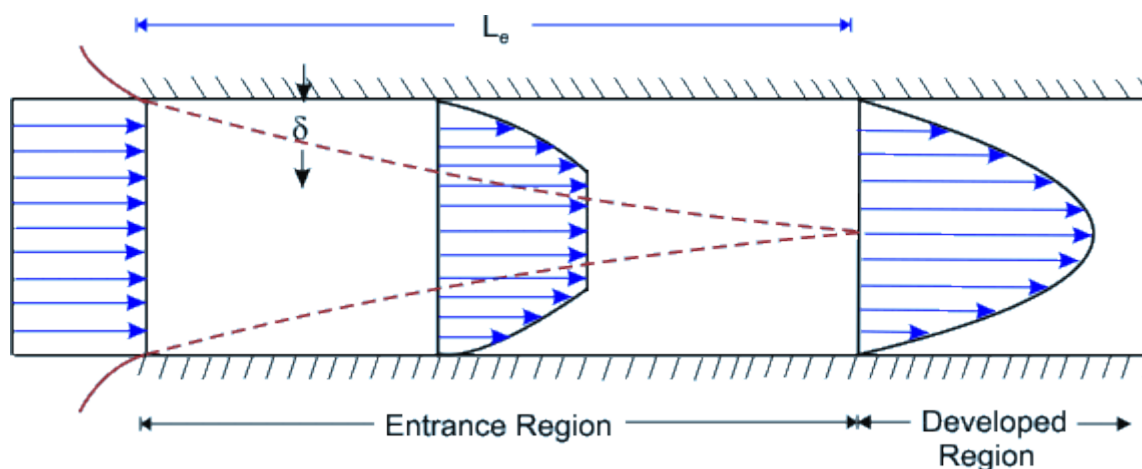
Prandtlovo číslo je poměr mezi hybnostní difuzí a tepelnou difuzí v látce.

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (2.15)$$

Rovnicí (2.15) je zapsán obecný tvar kritériální rovnice. Její konkrétní tvar se pak liší podle podmínek proudění. Rozlišuje se pro proudění laminární, turbulentní a smíšené, nucenou a přirozenou konvekci, vnější a vnitřní proudění, roli hraje také tvar povrchu, jeho délka nebo průměr potrubí.

2.2.4 Přenos tepla při nucené konvekci v potrubí

Při nuceném proudění v potrubí je rozlišován vstupní úsek a oblast plně vyvinutého proudění. Na vstupu do potrubí jsou hodnoty rychlosti rovnoměrné. Postupně jsou ovlivňovány třecími silami od povrchu a rychlostní profil je přetvářen do charakteristického tvaru. Ve středu potrubí je rychlost nejvyšší, protože při daném průtoku je tekutina od zpomalujících se okrajů vytlačována do zrychlujícího se středu. Vstupní úsek je oblastí, ve které tato maximální rychlost stále roste. Ve chvíli, kdy se rychlosti měnit přestanou a přestane se také přemísťovat tekutina po průřezu, je proudění považováno za plně vyvinuté. Jinak řečeno, mezní vrstva obsáhne celý průměr potrubí.



Obr. 2.2.6 Vývin rychlostního profilu proudění v potrubí při nucené konvekci [13]

Na obr. 2.2.6 je zakreslen růst mezní vrstvy a postupný vývin proudění. Délka vstupního úseku L_e se liší podle typu proudění. Pro laminární proudění je závislá na Reynoldsově čísle a obvykle se pro ni používá následující vztah [2].

$$\frac{L_e}{d} = 0,05 \cdot Re \quad (2.16)$$

Délka vstupního úseku u turbulentního proudění na Reynoldsově čísle nezáleží a její hodnota je uváděna mezi 10 až 60 průměry potrubí [2].

Střední rychlost v potrubí může být stanovena, pokud je znám průtok $\dot{V}$ a obsah průřezu potrubí S .

$$\bar{u} = \frac{\dot{V}}{S} = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot S} \quad (2.17)$$

Pro závislost střední a maximální rychlosti pro laminární proudění v kruhovém potrubí je pak v praxi používán vztah [2]:

$$\frac{u_{max}}{\bar{u}} = 2 \quad (2.18)$$

Pokud je stěnou potrubí přenášen tepelný tok, její vliv na tekutinu se postupně od začátku potrubí dostává do větší vzdálenosti od stěny a je ohřívána postupně větší část tekutiny. Tato oblast je nezáývána tepelná mezní vrstva. Teplota se na rozdíl od rychlosti bude měnit i po překročení plně vyvinuté oblasti, protože jinak by nedocházelo k přenosu tepla. Teplota je tedy funkcí jak vzdálenosti po délce potrubí, tak vzdálenosti ve směru poloměru. Rozdílný tvar teplotních profilů bude v případech, kdy stěna potrubí bude mít konstantní teplotu nebo skrz ni bude přiváděn konstantní tepelný tok. V případě konstantní teploty je profil plošší [2]. Plně vyvinutá oblast začíná opět v místě, kde mezní vrstva obsáhne celý průměr potrubí. Pro určení jejího začátku se stanovuje tzv. bezrozměrná teplota θ .

$$\theta = \frac{T_w - T}{T_w - T_b} = f(r) \quad (2.19)$$

Kde T_w je teplota povrchu stěny potrubí, T je teplota ve sledovaném místě. T_b je střední objemová teplota (analogická ke střední rychlosti), definovaná vztahem (2.22). Pro plně vyvinutý režim pak platí:

$$\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0 \quad (2.20)$$

Délka tepelného vstupního úseku L_{eT} pro laminární proudění je závislá na Reynoldsově čísle, ale také na vlastnostech tekutiny, které udává číslo Prandtlovo [2].

$$\frac{L_{eT}}{d} = 0,05 \cdot Re \cdot Pr \quad (2.21)$$

Pro turbulentní proudění je pak rovna přibližně 10 průměrům.

Střední objemová teplota může být zapsána pomocí tepelného toku v daném průřezu potrubí následovně:

$$T_b = \frac{\dot{Q}}{\dot{m} \cdot c_p} \quad (2.22)$$

Tuto teplotu potom můžeme využít pro výpočet přenášeného tepelného toku mezi tekutinou a stěnou potrubí.

$$\dot{Q} = \alpha \cdot S \cdot (T_w - T_b) \quad (2.23)$$

Součinitel přestupu tepla se v tepelném vstupním úseku snižuje. V plně vyvinuté oblasti však zůstává konstantní [2].

Pokud je potřeba určit tepelný tok ze vstupní a výstupní střední objemové teploty, nebo naopak určit některou z teplot ze známého tepelného toku, můžeme použít kalorimetrickou rovnici.

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{in} - T_{out}) \quad (2.24)$$

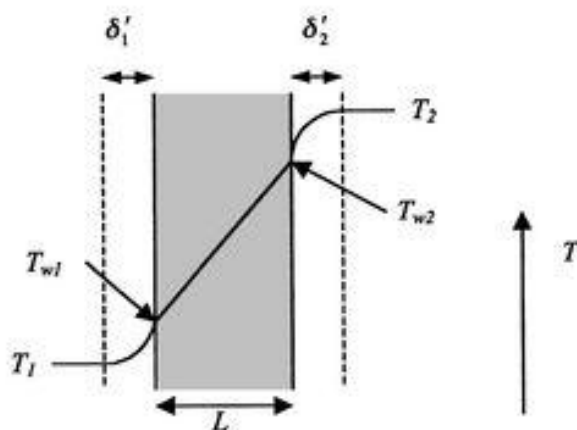
V případě, že tepelný tok stěnou je konstantní, mění se střední objemová teplota po délce potrubí lineárně. V druhém případě, kdy je konstantní teplota stěny, má průběh hodnoty střední objemové teploty tvar exponenciální křivky, která se k této teplotě stěny blíží.

2.3 Přenos tepla v tepelných výměnících

V aplikacích tepelných výměníků probíhá výměna tepla mezi dvěma tekutinami přes pevnou stěnu. V této kapitole jsou popsány děje této výměny, které souvisí s problematikou této diplomové práce.

2.3.1 Součinitel prostupu tepla

Prostup tepla je děj, při kterém se teplo přenáší z jedné tekutiny do druhé přes pevnou stěnu. Dochází nejprve ke konvekci z první tekutiny do stěny, potom k vedení tepla stěnou a nakonec k dalšímu přenosu tepla konvekcí ze stěny do druhé tekutiny o nižší teplotě. Průběh teploty je znázorněn níže.



Obr. 2.3.1 Prostup tepla stěnou mezi dvěma tekutinami [14]

Rovnici pro tepelný tok $\dot{Q}$ pak můžeme vyjádřit díky součiniteli prostupu tepla k a celkovému rozdílu teplot T_1 a T_2 .

$$\dot{Q} = k \cdot S \cdot (T_2 - T_1) \quad (2.25)$$

Součinitel prostupu tepla v sobě zahrnuje jak součinitel tepelné vodivosti stěny, tak součinitel přestupu tepla tekutin. Vztah pro rovinnou stěnu je následující.

$$k = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1} \quad (2.26)$$

Součinitel prostupu tepla také můžeme vyjádřit podle součtu tepelných odporů, kde R_{celk} je součet všech odporů proti vedení i konvekci tepla.

$$k \cdot S = \frac{1}{R_{celk}} \quad (2.27)$$

Pro výpočet prostupu přes válcovou stěnu musí být vzato na vědomí, že vnitřní a vnější stěna nemá stejnou velikost. Ani součinitel prostupu tepla tedy není na vnitřní a vnější straně stejný. Platí ale:

$$k \cdot S = k_{in} \cdot S_{in} = k_{out} \cdot S_{out} \quad (2.28)$$

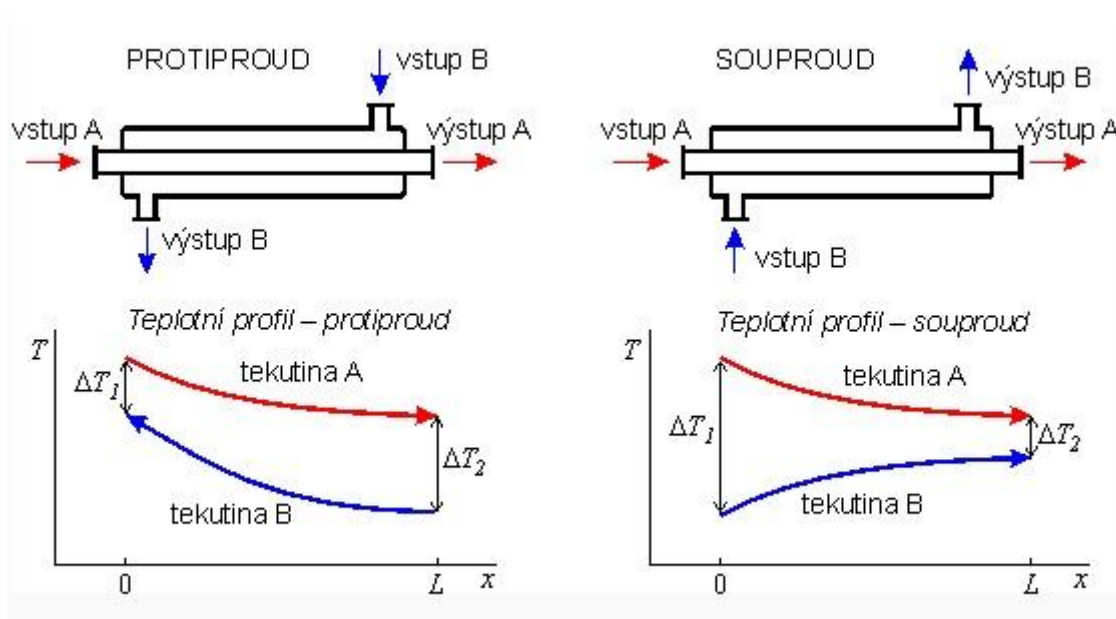
Pro součinitele přestupu tepla na vnitřní a vnější straně pak platí níže uvedené rovnice [2].

$$k_{in} = \left(\frac{1}{\alpha_{in}} + \frac{r_{in}}{\lambda} \cdot \ln \frac{r_{out}}{r_{in}} + \frac{r_{in}}{r_{out}} \cdot \frac{1}{\alpha_{out}} \right)^{-1} \quad (2.29)$$

$$k_{out} = \left(\frac{r_{out}}{r_{in}} \cdot \frac{1}{\alpha_{in}} + \frac{r_{out}}{\lambda} \cdot \ln \frac{r_{out}}{r_{in}} + \frac{1}{\alpha_{out}} \right)^{-1} \quad (2.30)$$

2.3.2 Střední logaritmický teplotní spád

Teploty se v obou tekutinách mění různě podle nastavení tepelného výměníku. Výměníky mohou být souproudé a protiproudé, ale mohou taky nastat případy, kdy měrná tepelná kapacita jedné tekutiny bude nekonečně velká oproti měrné tepelné kapacitě tekutiny druhé a jedna z teplot pak bude zůstat konstantní. To může nastat například při změně skupenství jedné z látek.



Obr. 2.3.2 Průběh teplot při souproudé a protiproudé výměně tepla [15]

Aby bylo možné získat střední rozdíl teplot pro výpočet tepelného toku, byl zaveden tzv. střední logaritmický teplotní spád. Počítá se podle následujícího vztahu [2]:

$$\Delta T_{ln} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}} = \frac{\Delta T_2 - \Delta T_1}{\ln \frac{\Delta T_2}{\Delta T_1}} \quad (2.31)$$

3 Teorie jednofázového proudění v minikanálech

Tato kapitola pojednává o možnostech využití minikanálů a mikrokanálů, o aplikacích ve kterých je možné je využívat a také o známých výhodách a nevýhodách jejich použití.

Proudění v potrubí o velmi malých průměrech se rozlišuje na jednofázové a dvoufázové. Při jednofázovém, jak už jeho název napovídá, se nemění skupenství teplotnosné látky. Při dvoufázovém proudění pak může docházet k varu nebo ke kondenzaci látky. Tato práce se zabývá prouděním jednofázovým.

3.1 Klasifikace minikanálů

Nejjednodušší způsob pro klasifikaci kanálků pro proudění je rozdělení podle velikosti hydraulického průměru. V roce 2000 Mehendale ve své práci zavedl dělení kanálů takto [8]:

- Konvenční kanály $D_h > 6 \text{ mm}$
- Kompaktní kanály $6 \text{ mm} \geq D_h > 1 \text{ mm}$
- Meso-kanály $1 \text{ mm} \geq D_h > 100 \text{ }\mu\text{m}$
- Mikrokanály $100 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 1 \text{ }\mu\text{m}$

V další práci pak Kandlikar a Grande (2003) klasifikovali kanály tak, aby odpovídaly typu proudění používaných látek [4]. V následující tabulce jsou zaznamenány průměry kanálů pro různé typy proudění vzduchu, helia a vodíku:

Tab 3.1.1 Rozměry kanálů pro různé typy proudění plynů při atmosférickém tlaku [4]

Plyn	Continuum flow	Slip flow	Transition flow	Free molecular flow
Vzduch	$>67 \text{ }\mu\text{m}$	$0,67 - 67 \text{ }\mu\text{m}$	$0,0067 - 0,67 \text{ }\mu\text{m}$	$<0,0067 \text{ }\mu\text{m}$
Helium	$>194 \text{ }\mu\text{m}$	$1,94 - 194 \text{ }\mu\text{m}$	$0,0194 - 1,94 \text{ }\mu\text{m}$	$<0,0194 \text{ }\mu\text{m}$
Vodík	$>123 \text{ }\mu\text{m}$	$1,23 - 123 \text{ }\mu\text{m}$	$0,0123 - 1,23 \text{ }\mu\text{m}$	$<0,0123 \text{ }\mu\text{m}$

Samotné rozdělení kanálů podle Kandlikara a Grandeho (2003) pak vypadá takto [4]:

- | | |
|-------------------------|---|
| • Konvenční kanály | $D_h > 3 \text{ mm}$ |
| • Minikanály | $3 \text{ mm} \geq D_h > 200 \text{ }\mu\text{m}$ |
| • Mikrokanály | $200 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 10 \text{ }\mu\text{m}$ |
| • Tranzitní Mikrokanály | $10 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 1 \text{ }\mu\text{m}$ |
| • Tranzitní Nanokanály | $1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h > 0,1 \text{ }\mu\text{m}$ |
| • Nanokanály | $0,1 \text{ }\mu\text{m} \geq D_h$ |

V práci budeme nadále používat rozdělení kanálů, definované dle Kandlikara a Grandeho (2003).

3.2 Historie a možnosti využití minikanálů

V posledních dvou dekáдах se minikanály a mikrokanály využívají stále více. Hlavní příčinou je především rozvoj v oblastech elektrotechniky a biomechaniky, ale také potřeba snížení provozních nákladů pro různá zařízení s tepelnými výměníky.

Společnosti vyrábějící elektrické komponenty se drží trendu snižování rozměrů a současně zvyšování výkonů svých zařízení. Logicky je tedy nutné přicházet se stále účinnějším chlazením a chladicí výměníky musí mít stále menší teplosměnné plochy. Při použití minikanálů se také díky menšímu hydraulickému průměru snižuje tlaková ztráta a zvyšuje součinitel přestupu tepla. Výměníky s minikanály jsou tedy vhodné jak po rozměrové, tak po výkonnostní stránce.

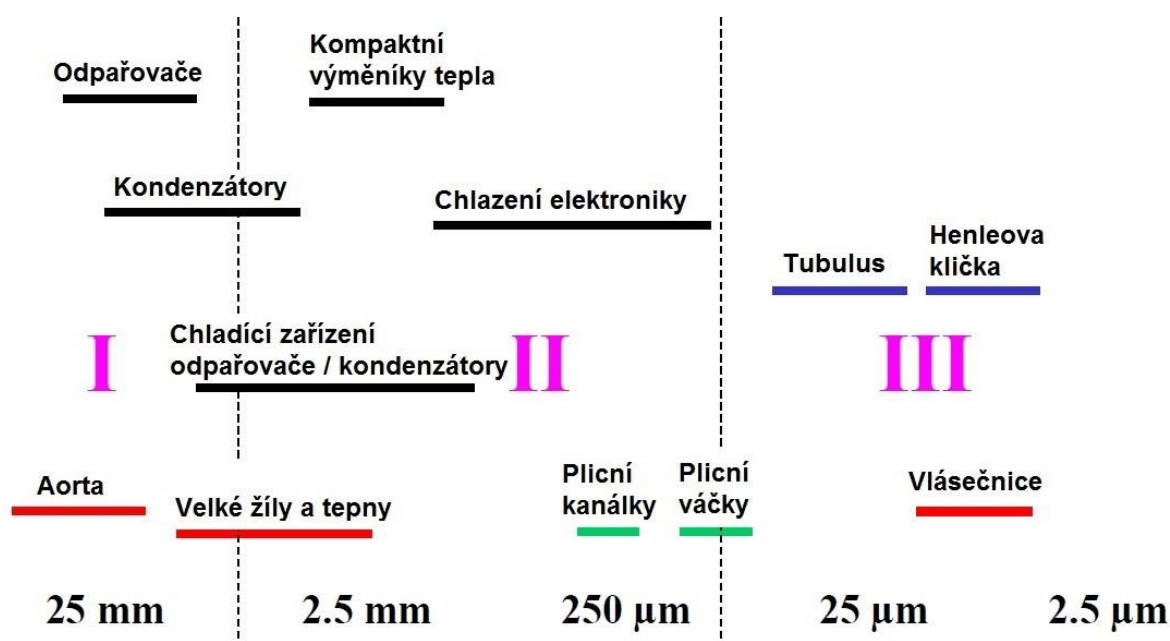


Obr 3.2.1 Tepelný výměník s mikrokanály a žebry [20]

S výměníky s minikanály se tak můžeme setkat u technických aplikací malých rozměrů, jako například chlazení mikroprocesorů. Rozvoj výpočetní techniky je obzvláště rychlý a je tudíž potřeba současně vyvíjet i související technologie, jako je právě chlazení. Díky zvyšování účinnosti jsou však minikanály vhodné i pro aplikace, které mohou dosahovat větších rozměrů. Mohou být použity pro chlazení laserů a dalších výkonných elektronických zařízení, v kompaktních výměnících tepla, v odvodušňovacích jednotkách apod.

Pokrok ve využívání minikanálů a mikrokanálů je podmíněn také vývojem v manufakturních technologiích materiálů. Pro výrobu geometrií s velmi malými měřítky je možné využívat stále vylepšovaných technologií jako je leptání, depozice plynné fáze, formování polymerů nebo také precizní obrábění [7].

Další oblastí, kde je problematika minikanálů velmi aktuální, je medicína. Konkrétně se může jednat o porozumění biologickým procesům uvnitř těla, kde jsou organické kanálky o velmi malých rozměrech. Vhodné využití je také pro manipulaci s buňkami, které jsou velmi citlivé na změnu teploty a pH. Kolísání těchto faktorů o více než cca 10 % může odebrané buňky zničit. Na obr. obr. 3.2.2 jsou pro porovnání zakresleny rozsahy průměrů kanálků, ve kterých se jednotlivé technické a organické aplikace pohybují.



Obr 3.2.2 Srovnání průměrů kanálů technických a organických aplikací [4]

Můžeme tedy vidět, že i technická zařízení, obzvláště aplikace pro chlazení elektroniky, mohou využívat velmi malých rozměrů v řádech až desítek mikrometrů. Na obrázku jsou dále zakresleny přírodní kanály, které jsou nezbytnou součástí lidského těla. Aorta, žíly, tepny a vlasečnice patří do krevního oběhu. Vlasečnice mohou mít dokonce menší průměr, než mají červené krvinky a ty se pak musí při průchodu deformovat. Plicní kanálky a plicní váčky jsou součástí dýchací soustavy, konkrétně plicních sklípků, kde dochází k okysličování krve. Tubuly a Henleovy kličky jsou pak součástí nefronů, základních stavebních jednotek ledvin a dochází v nich k tvorbě moči [9].

3.3 Výhody zmenšování průměru kanálu

Je předmětem zkoumání zda při proudění v kanálech o malých rozměrech přestávají platit standardní postupy výpočtů, které jsou užívány u klasických rozměrů potrubí. Definovat hranici, na které změna začíná, není obecně možné a záleží to na mnoha dalších faktorech, jako je použitá látka, materiál potrubí, kvalita povrchu a další. Pro jednofázové proudění však mohou být výhody zmenšování průměru kanálu názorně předvedeny i za pomoci rovnic platících pro klasické proudění.

Při plně vyvinutém laminárním proudění se nemění součinitel přestupu tepla. Nusseltovo číslo pak zůstává také konstantní [2].

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = konst. \quad (3.1)$$

Z toho je možno vyvodit, že závislost součinitele přestupu tepla je nepřímo úměrná průměru kanálu.

$$\alpha \propto \frac{1}{d} \quad (3.2)$$

Pro přestup určitého tepelného toku $\dot{Q}$ za daného středního logaritmického teplotního spádu ΔT_{ln} musí být součin povrchu S a součinitele přestupu tepla α konstantní [2].

$$\dot{Q} = \alpha \cdot S \cdot \Delta T_{ln} = \alpha \cdot (\pi \cdot d \cdot L \cdot n) \cdot \Delta T_{ln} \quad (3.3)$$

Po rozepsání plochy kruhového kanálu můžeme vidět, že veličiny, na kterých není součinitel přestupu tepla závislý, jsou délka kanálu L a počet kanálů ve výměníku n . Jejich součinitel tedy musí být konstantní.

$$L \cdot n = konst. \quad (3.4)$$

Tlaková ztráta po délce kanálu je závislá na součiniteli tření potrubí λ_f , na hustotě proudící látky ρ , na druhé mocnině rychlosti proudění u a na rozměrech potrubí L a d . Závislost je matematicky zapsána v následujícím vztahu [10].

$$\Delta p = \lambda_f \cdot \rho \cdot \frac{u^2}{2} \cdot \frac{L}{d} \quad (3.5)$$

Součinitel tření je pro laminární vyvinuté proudění nepřímo závislý na Reynoldsově čísle.

$$\lambda_f = \frac{64}{Re} \quad (3.6)$$

Po dosazení rovnice (3.6) do rovnice (3.5) a dosazení konstanty C za číselné hodnoty, získáme následující vztah [7].

$$\Delta p = \frac{C}{Re} \cdot \rho \cdot u^2 \cdot \frac{L}{d} = \frac{C \cdot \nu}{u \cdot d} \cdot \rho \cdot u \cdot \left(\frac{\dot{V} \cdot 4}{\pi \cdot d^2} \right) \cdot \frac{L}{d} \quad (3.7)$$

Tlakové ztráta kanálu je potom nepřímo úměrná čtvrté mocnině průměru.

$$\Delta p \propto \frac{1}{d^4} \quad (3.8)$$

V předešlé rovnici (3.7) vykrátíme rychlosti, další vzniklé číselné konstanty přiřadíme do konstanty C' a za objemový tok jednoho kanálu $\dot{V}$ dosadíme objemový tok celkový $\dot{V}_c$ podělený počtem kanálů n [7].

$$\Delta p = \frac{C' \cdot \nu \cdot \rho \cdot \left(\frac{\dot{V}_c}{n} \right) \cdot L}{d^4} \quad (3.9)$$

Při konstantní hodnotě tlakové ztráty potom zjistíme, že následující vztah se musí rovnat konstantě.

$$\frac{L}{n \cdot d^4} = konst. \quad (3.10)$$

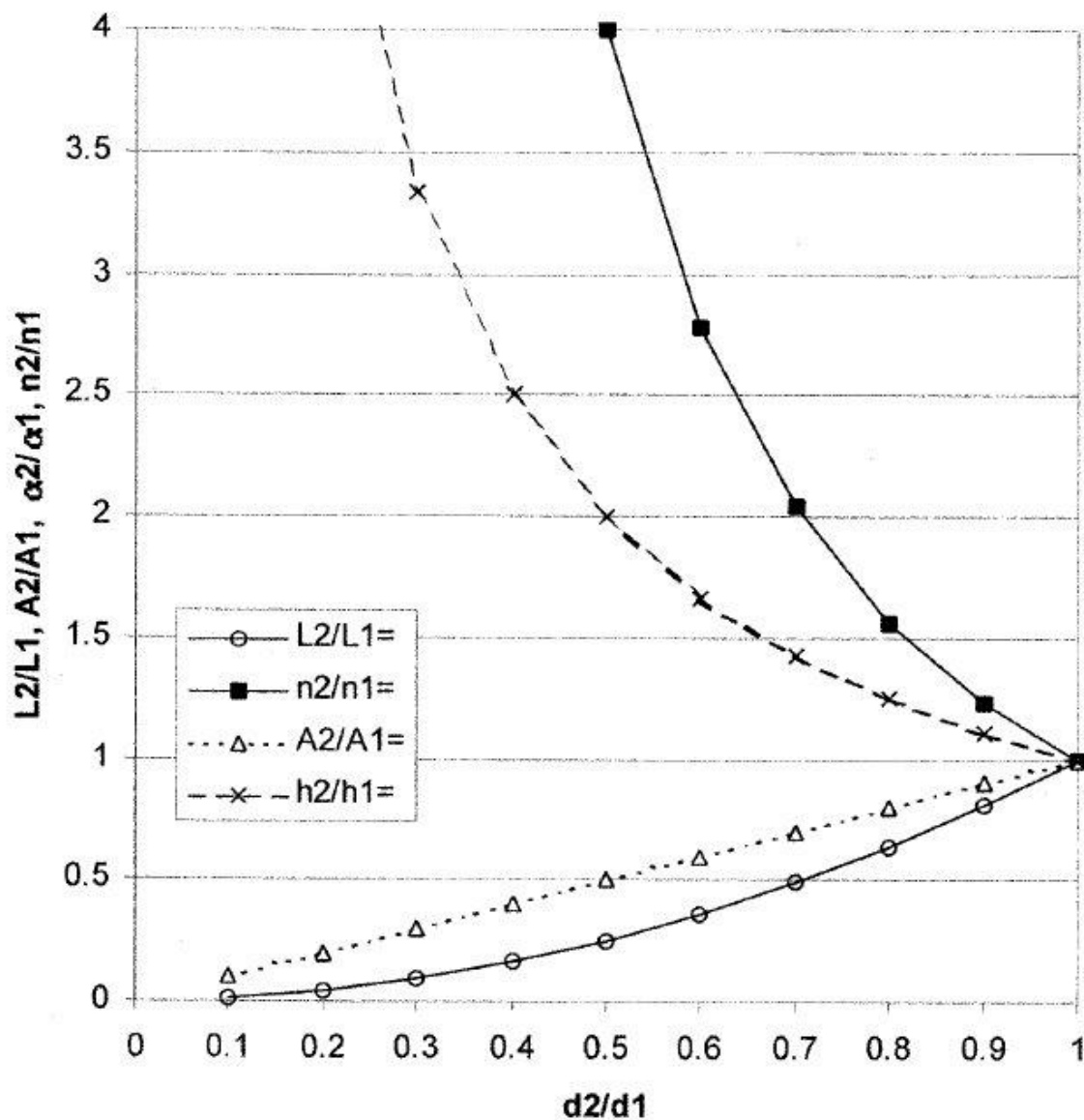
Pokud vynásobíme čítec i jmenovatel počtem kanálů n dostaneme.

$$\frac{L \cdot n}{n^2 \cdot d^4} = konst. \quad (3.11)$$

Z rovnice (3.4) že čítec $L \cdot n$ je konstantní, jmenovatel tedy musí být konstantní také.

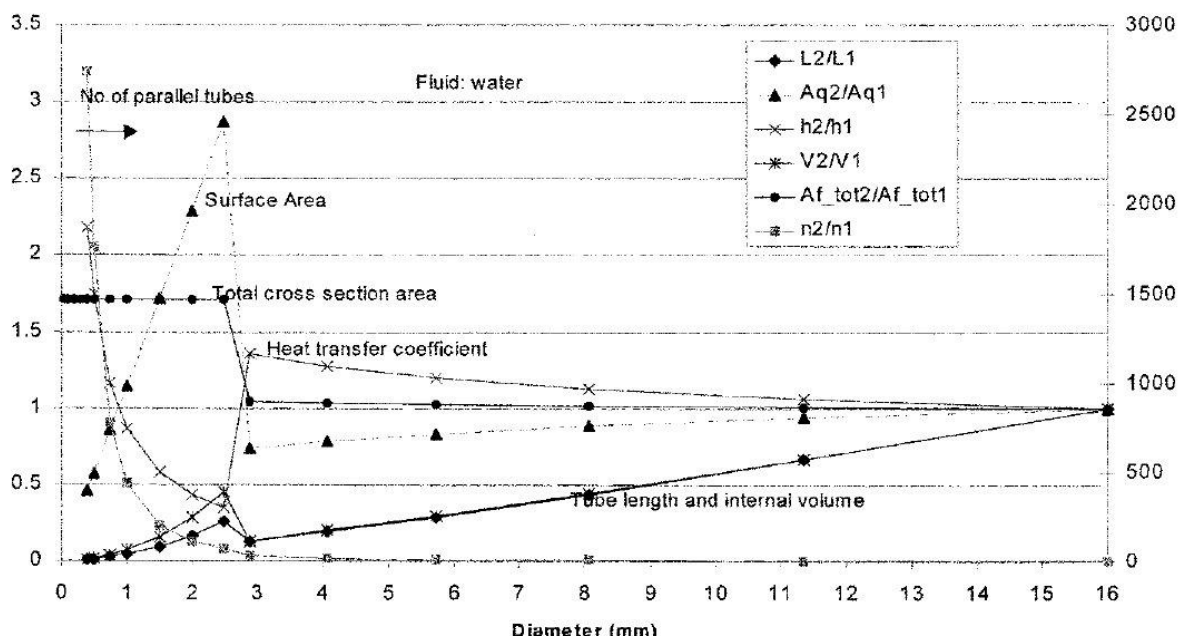
$$n^2 \cdot d^4 = konst. \Rightarrow n \cdot d^2 = konst \quad (3.12)$$

Pokud tedy budeme chtít, aby tlaková ztráta a zároveň teplotní spád za daného průtoku látky a tepelného toku zůstaly stejné, musíme měnit hodnotu průměru a počtu trubek tak, aby součin $n \cdot d^2$ zůstal konstantní. Použitím těchto rovnic získáme graf.



Obr 3.3.1 Závislost délky kanálu, počtu paralelních kanálů, velikosti teplosměnné plochy a součinitele přestupu tepla na průměru kanálu při neměnném hmotnostním průtoku, tepelném toku a středním logaritmickém teplotním spádu pro laminární proudění [7]

Pro turbulentní proudění je výpočet závislostí složitější než v předchozím případě. Rovněž výhody zmenšování průměru kanálů nejsou tak vysoké. Třecí faktor je kromě Reynoldsova čísla závislý také na drsnosti povrchu potrubí. Na dalším grafu je zobrazena závislost jednotlivých charakteristik proudění na průměru kanálu při přechodu mezi laminárním a turbulentním prouděním vody.



Obr 3.3.2 Závislost délky kanálu L , teplosměnné plochy A_q , součinitele přestupu tepla h , Objemového toku V , oblasti proudění Af_{tot} a počtu paralelních kanálů n na průměru kanálu pro konstantní hmotnostní tok, tepelný tok a střední logaritmický teplotní spád při laminárním, přechodném a turbulentním proudění [7]

Pro zlepšení účinnosti v praktických aplikacích jsou tedy důležité hlavně dva faktory a to součinitel přestupu tepla, závislý na průměru kanálu, a koeficient tření. Ten rovněž závisí na geometrii kanálu. Technologie zpracování a materiál výměníku jsou tedy velmi důležité prvky pro zajištění efektivity tepelné výměny.

Už víme, že je účinnost výměníku s malým průměrem kanálů lepší při laminárním proudění. Wu a Little ve svém výzkumu [11] zkoumali chování proudění dusíku v kanálu o průměru 150 μm a definovali pro něj rozsah režimů proudění. Proudění bylo laminární při Reynoldsově číslu menším než 1000. Přechodový režim se pak pohyboval v poměrně širokém rozmezí 1000 až 3000 a nad 3000 se jednalo o proudění turbulentní. Laminární proudění se v tomto případě projevuje při nižších hodnotách Reynoldsova čísla, než jak je tomu při proudění v kanálech klasických rozměrů.

Pro turbulentní proudění potom Wu a Little stanovili následující rovnici pro výpočet Nusseltova čísla [11].

$$Nu = 0,00222 \cdot Re^{1,09} \cdot Pr^{0,4} \quad (3.13)$$

Pro srovnání je v dalším vztahu uvedena rovnice pro výpočet Nusseltova čísla pro klasické proudění. Rovnice platí pro běžné plyny s hodnotou Prandtlova čísla $Pr \approx 0,7$. Pro dusík o teplotě 100 °C vychází Prandtlovo číslo $Pr = 0,779$ [2].

$$Nu = 0,021 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (3.14)$$

4 Postup měření a zpracování dat

Tato kapitola pojednává o způsobu zpracovávání výsledků získaných experimentálním měřením přestupu tepla na minikanálu. Jsou zde popsány veličiny získané přímým měřením a veličiny, které se z nich dají určit pomocí závislostí (tzv. veličiny získané nepřímým měřením). Dále je zde popsána metoda výpočtu pro stanovení součinitele přestupu tepla na minikanálu a na závěr je popsáno zpracování nejistot pro výsledky měření.

4.1 Veličiny získané přímým měřením

Veličiny získané přímým měřením jsou veličiny, které jsou určeny přímo z měřicího zařízení. Udávají základní informace, se kterými se pak při dalším postupu pracuje, a vyhodnocují se z nich další výsledky. Kvalita jejich měření je tedy velmi důležitá. Je vhodné provádět měření po dostatečnou dobu, v dostatečném počtu a také dostatečně přesnými přístroji. Pro získané výsledky se provádí výpočet nejistot měření.

Pro výpočet součinitele přestupu tepla jsou na měřicí trati prováděna tato měření:

- T_{in} - Měření teploty na vstupu do minikanálu (aritmetický průměr z 6 hodnot).
- T_{out} - Měření teploty na výstupu z minikanálu (aritmetický průměr z 6 hodnot).
- T_w - Měření teploty vody v nádrži.
- $\dot{m}$ - Měření hmotnostního průtoku vzduchu.
- p - Měření tlaku na vstupu do měřicí trati.
- Δp - Měření tlakové ztráty na délce minikanálu.

Známé jsou také rozměry kanálu:

- d - Průměr kanálu
- L - Délka kanálu

4.2 Veličiny získané nepřímým měřením

Veličiny získané nepřímým měřením jsou veličiny, které mohou být spočítány z přímo naměřených hodnot. Známých hodnot teplot a tlaků je tedy možné využít pro stanovení dynamické viskozity, tepelné vodivosti, měrné tepelné kapacity a hustoty vzduchu.

Pro výpočet dalších veličin je potřeba určit charakteristickou teplotu T pro vzduch protékající kanálem. V případě vnitřní konvekce je nejčastěji používanou charakteristickou teplotou střední objemová teplota proudícího média, což je průměrná hodnota, stanovené ze vstupní a výstupní teploty média.

$$T = \frac{T_{in} + T_{out}}{2} \quad (4.1)$$

Pro výpočet dynamické viskozity μ vzduchu může být použita tzv. Sutherlandova formule [15]. Vztah vychází ze známé referenční hodnoty dynamické viskozity při teplotě 273,15 K a Sutherlandovy konstanty.

$$\mu = \mu_{ref} \cdot \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{T_{ref} + S}{T + S} \quad (4.2)$$

Referenční teplota je $T_{ref} = 273,15 \text{ K}$, referenční dynamická viskozita $\mu_{ref} = 1,716 \cdot 10^{-6} \text{ kg/m s}$, Sutherlandova konstanta $S = 110,4 \text{ K}$.

Pro výpočet součinitele tepelné vodivosti vzduchu λ ze známé teploty je zaveden následující vztah [16].

$$\lambda = 1,5207 \cdot 10^{-11} \cdot T^3 - 4,8574 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 + 1,0184 \cdot 10^{-4} \cdot T - 3,9333 \cdot 10^{-4} \quad (4.3)$$

Měrná tepelná kapacita vzduchu c_p se vypočte tímto způsobem [16].

$$c_p = \sum_{j=0}^{j=7} a_j \cdot \left(\frac{T}{1000} \right)^j \quad (4.4)$$

Kde výsledek vychází v $[kJ \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$ a konstanta a_j má tyto hodnoty:

- $a_0 = 1,0161637$
- $a_1 = -0,0556031$
- $a_2 = -0,4139366$
- $a_3 = 2,3758503$
- $a_4 = -3,3910918$
- $a_5 = 2,2396792$
- $a_6 = -0,7217568$
- $a_7 = 0,0920000$

Hustota vzduchu je stanovena ze stavové rovnice.

$$\rho = \frac{p}{r \cdot T} \quad (4.5)$$

Kde p je tlak vzduchu a r je plynová konstanta, která má hodnotu $r = 287 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$

4.3 Wilsonova grafická metoda

Tato metoda byla odvozena Wilsonem v roce 1915 pro výpočet součinitele přestupu tepla na kondenzátorech [17]. Zakládá se na využití celkového tepelného odporu za podmínek, kdy ke změnám v hodnotě součinitele přestupu tepla dochází pouze na jedné straně výměníku, zatímco přenos tepla na druhé straně výměníku je po celou dobu měření udržován konstantní.

Princip metody je založen na „grafickém“ zpracování dat, kdy z naměřených hodnot je stanovena velikost celkového odporu proti vedení tepla v tepelném výměníku a jeho velikost je vykreslena v závislosti na veličinách určujících součinitel přestupu tepla. Po té je získanými body proložena přímka a z jejího sklonu stanovena hodnota konstanty v kritériální rovnici. Postup výpočtu je následující [17]:

Nejdříve určíme z naměřených veličin Prandtlovo a Reynoldsovo kritérium podobnosti.

$$Pr = \frac{\mu \cdot c_p}{\lambda} \quad (4.6)$$

$$Re = \frac{u \cdot d}{\nu} = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\mu \cdot \pi \cdot d} \quad (4.7)$$

Tepelný tok přenesený minikanálem je dle kalorimetrické:

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot c_p \cdot (T_{in} - T_{out}) \quad (4.8)$$

Současně může být tento tepelný tok popsán pomocí součinitele prostupu tepla a středního logaritmického teplotního spádu:

$$\dot{Q} = k \cdot S \cdot \Delta T_{ln} \quad (4.9)$$

Střední logaritmický teplotní spád lze určit z naměřených teplot na vstupu a výstupu minikanálu a z teploty vody v nádrži, ve které se změna po délce minikanálu zanedbává.

$$\Delta T_{ln} = \frac{\Delta T_1 - \Delta T_2}{\ln \frac{\Delta T_1}{\Delta T_2}} = \frac{T_{in} - T_{out}}{\ln \frac{T_{in} - T_w}{T_{out} - T_w}} \quad (4.10)$$

Pro výpočet celkového tepelného odporu, lze použít tento vztah:

$$R_{celk} = \frac{\Delta T_{ln}}{\dot{Q}} \quad (4.11)$$

Celkový tepelný odpor může být vyjádřen také pomocí součinitele prostupu tepla a je součtem odporů proti přestupu tepla na vnitřní straně, vedení stěnou a přestupu na vnější straně.

$$R_{celk} = \frac{1}{k \cdot S} = R_{in} + R_{\lambda} + R_{out} \quad (4.12)$$

Odpor vedení stěnou a odpor proti přestupu na vnější straně budou v tomto případě konstantní.

$$R_{\lambda} + R_{out} = C_1 \quad (4.13)$$

Odpor proti přestupu tepla na vnitřní straně trubky je roven:

$$R_{in} = \frac{1}{\alpha \cdot A_{in}} \quad (4.14)$$

Součinitel přestupu tepla α je závislý na Reynoldsově čísle a může být vyjádřen pomocí konstanty a proměnné v_r^n .

$$\alpha = C_2 \cdot v_r^n \quad (4.15)$$

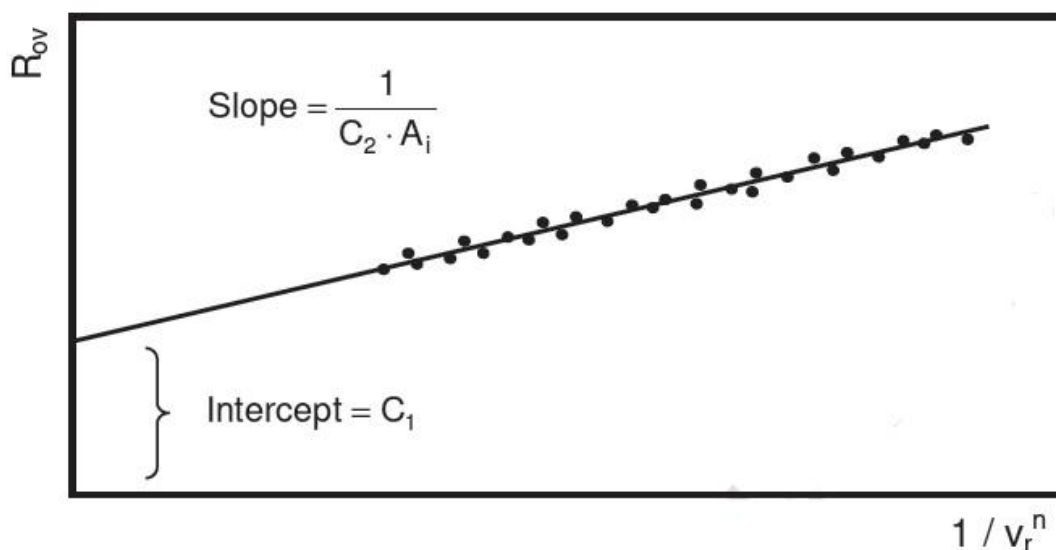
Proměnná v_r^n je redukováná rychlost tekutiny, která je závislá na hmotnostním průtoku umocněném exponentem n , který je stanoven podle charakteristiky proudění.

$$v_r^n = \dot{m}^n \quad (4.16)$$

Po dosazení předchozích vztahů do rovnice (4.12) dostaneme:

$$R_{celk} = \frac{1}{C_2 \cdot A_{in}} \cdot \frac{1}{v_r^n} + C_1 \quad (4.17)$$

Hodnoty R_{celk} a v_r^n jsou známé a z jejich závislosti je možno sestavit graf. Zakreslenými body je proložena křivka, která určuje obrácenou hodnotu součinu konstanty C_2 a vnitřní teplosměnné plochy A_{in} .



Obr. 4.3.1 Graf závislosti celkového odporu na redukované rychlosti [17]

Z kapitoly 2.2.3 je známo, že Nusseltovo kritérium podobnosti je definováno pomocí (3.1), tedy:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$$

Současně je možné jej vyjádřit ve formě tzv. kritériální rovnice jako funkci Reynoldsova a Prandtlova čísla. Nejčastěji používaný funkční vztah mezi těmito veličinami lze pospat vztahem:

$$Nu = C_A \cdot Re^n \cdot Pr^m \quad (4.18)$$

Kde exponenty n a m se stanoví podle charakteristické situace pro proudění podle výsledků již známých z odborné literatury. Konstanta C_A lze díky předešlým úpravám vypočítat následovně:

$$C_A = \frac{Nu}{Re^n \cdot Pr^m} = \frac{\frac{\alpha \cdot d}{\lambda}}{\left(\frac{4 \cdot \dot{m}}{\pi \cdot d \cdot \mu}\right)^n \cdot Pr^m} \quad (4.19)$$

Do rovnice může být dosazena konstanta C_2 . Protože z (4.15) plyne:

$$C_2 = \frac{\alpha}{v_r^n} = \frac{\alpha}{\dot{m}^n} \quad (4.20)$$

Dále je třeba čitatel i jmenovatel rovnice (4.19) vynásobit teplosměnnou plochou A_{in} . Ta se vypočte z průměru d a délky L potrubí.

$$A_{in} = \pi \cdot d \cdot L \quad (4.21)$$

Po těchto operacích získá rovnice tvar:

$$C_A = \frac{C_2 \cdot A_{in} \cdot \left(\frac{\pi \cdot d \cdot \mu}{4}\right)^n}{\lambda \cdot \pi \cdot L \cdot Pr^m} \quad (4.22)$$

Po stanovení hodnoty konstanty C_A může být vyhodnoceno Nusseltovo číslo ze vztahu (4.18) i součinitel přestupu tepla ze vztahu (3.1).

4.4 Metoda přímého stanovení součinitele přestupu tepla

Tato metoda může být použita, pokud známe tepelný odpor stěny výměníku. Také musí být provedeno měření teploty na vnějším povrchu kanálu a to přinejmenším v místě vstupu $T_{p,in}$ a výstupu $T_{p,out}$ média do výměníku. Postup vyhodnocení součinitele přestupu tepla je následující:

Přenášené teplo je určeno stejně jako ve Wilsonově metodě vztahem (4.8). Střední logaritmický teplotní spád má tentokrát tvar:

$$\Delta T_{ln} = \frac{(T_{in} - T_{p,in}) - (T_{out} - T_{p,out})}{\ln \frac{T_{in} - T_{p,in}}{T_{out} - T_{p,out}}} \quad (4.23)$$

Celkový tepelný odpor pak určíme z rovnice (4.11):

$$R_{celk} = \frac{\Delta T_{ln}}{\dot{Q}}$$

Díky znalosti tepelného odporu stěny pak můžeme vypočítat tepelný odpor proti přestupu tepla na vnitřní straně jednoduchým odečtením od celkového tepelného odporu.

$$R_{\alpha} = R_{celk} - R_{\lambda} \quad (4.24)$$

Součinitel přestupu tepla pak určíme z již známého vztahu (4.14) a ze vztahu (3.1) Nusseltovo číslo.

4.5 Stanovení součinitele tření

Naměřené tlakové ztráty mohou být využity pro stanovení součinitele tření na vnitřním povrchu trubky. K jeho výpočtu slouží následující vztah [24]:

$$f = \frac{\Delta p}{4 \cdot \rho \cdot \frac{u^2}{2} \cdot \frac{L}{d}} \quad (4.25)$$

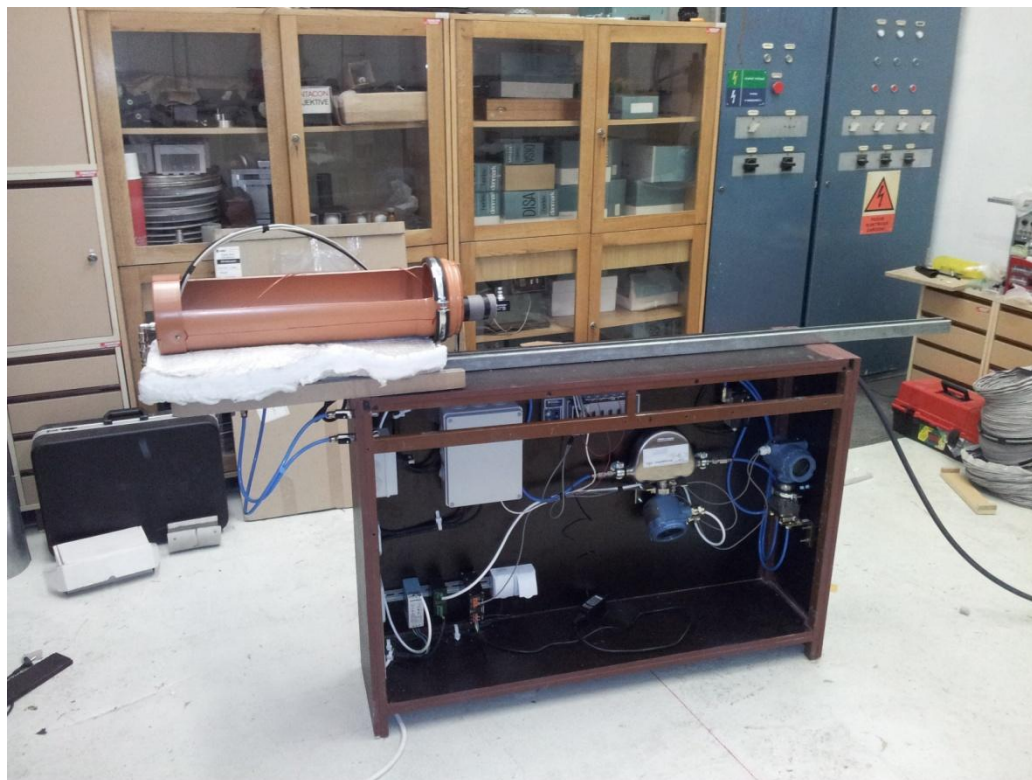
Střední rychlost proudění je stanovena na základě vztahu (2.17), tedy:

$$u = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot S}$$

Kde S je plocha průřezu trubky. Hustota ρ je stanovena nepřímým měřením a hmotnostní tok $\dot{m}$ měřením přímým.

5 Popis měřicí trati

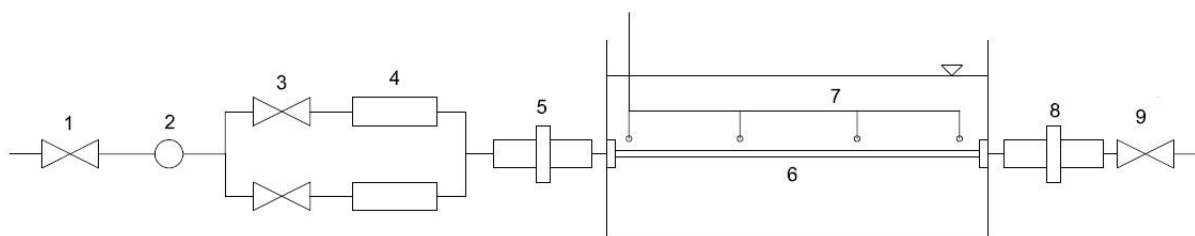
Tato kapitola pojednává o konkrétní měřicí trati, sestavené za účelem experimentálního výzkumu proudění v minikanálech a stanovení součinitele přestupu tepla. Kromě celkového zapojení trati, jsou zde popsány i jednotlivé komponenty.



Obr. 4.5.1 Fotografie měřicí trati

5.1 Celkové schéma

Schéma trati pro měření součinitele přestupu tepla při proudění v minikanálech je znázorněno na obrázku níže.



Obr. 5.1.1 Schéma měřicí trati

Prvky měřicí trati, očíslované dle obr. 5.1.1:

1. Regulátor vstupního tlaku
2. Průtokoměr
3. Kulový ventil
4. Ohříváče vzduchu
5. Prvek pro měření teploty a tlaku před minikanálem
6. Nádrž s vodou a ponořeným minikanálem
7. Měření teploty vody v nádrži
8. Prvek pro měření teploty a tlaku za minikanálem
9. Ventil

5.2 Jednotlivé komponenty

V této kapitole jsou popsány jednotlivé součásti trati. Jedná se o zařízení pro měření teploty, tlaku a průtoku a pro převod naměřených hodnot do počítačového programu. Pojednává se zde také o zařízeních pro regulaci tlaku a teploty vzduchu. V neposlední řadě je popsána vlastní zkušební sekce, kde dochází k přenosu tepla ze zkoušeného minikanálu do okolního média (vody).

5.2.1 Regulátor vstupního tlaku

Pro regulaci tlaku vzduchu vstupujícího do měřicí trati je používán proporcionální regulátor tlaku VP50, G1/4, 24VDC (VP5010BJ111H00) od firmy Norgren.



Obr. 5.2.1 proporcionální regulátor tlaku VP5010BJ111H00 [16]

Jedná se o pneumaticky ovládaný šoupátkový ventil s vestavěnou elektronickou regulací tlaku. Vhodné vstupní medium je vzduch filtrovaný na 5 μm , suchý a nemazaný. Vstupní otvor o velikosti 4 mm. Maximální průtok vzduchu je 1400 N l/min. Spotřeba vzduchu je 5 N l/min [16].

Výstupní tlak ze zařízení je možno regulovat v rozmezích 0 až 2 bar, 0 až 6 bar nebo 0 až 10 bar. Minimální vstupní tlak media musí mít hodnotu o 2 bar větší než maximální požadovaný výstupní tlak. Maximální hodnota vstupního tlaku nesmí přesáhnout 14 bar [16].

Regulátor je napájen zdrojem o 24 V. Vstupní signál pro regulaci tlaku, má rozsah 0 až 10 V, stejně jako signál zpětné vazby výstupního tlaku.

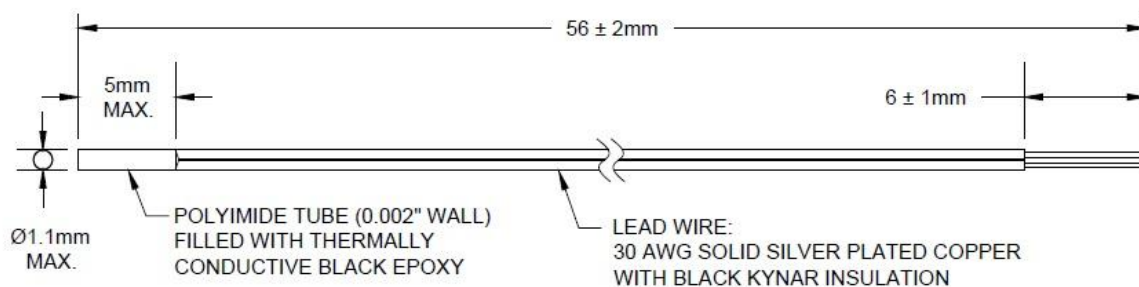
5.2.2 Měření teploty

Pro měření teploty proudu vzduchu i vody v nádrži jsou použity NTC termistory (Mini BetaCurve 10K3MBD1) od společnosti Measurement specialties.



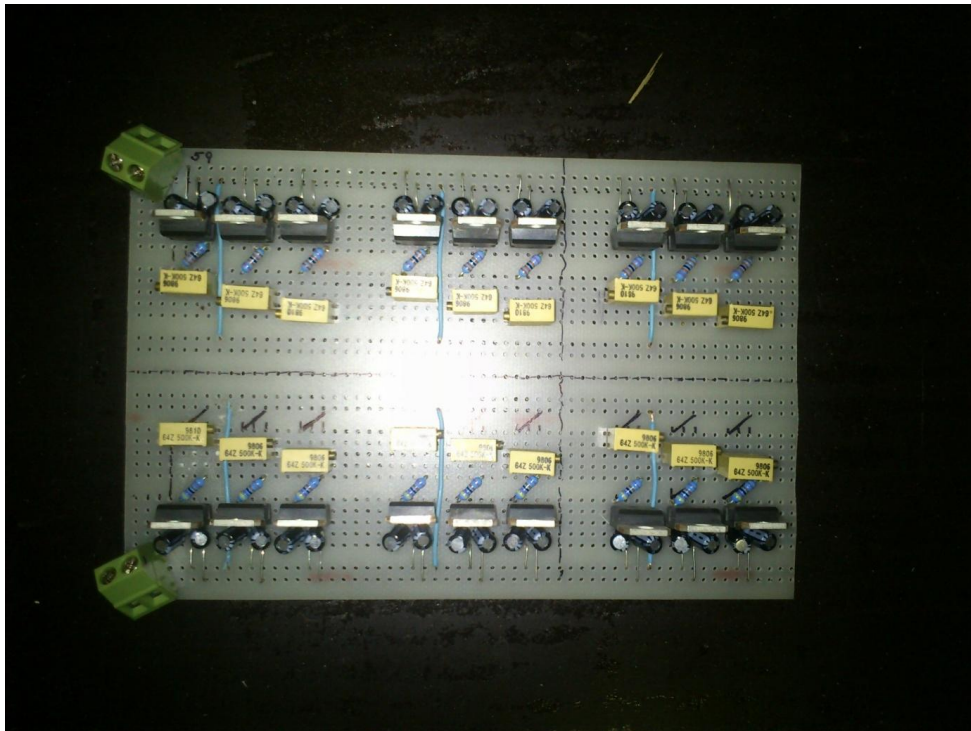
Obr. 5.2.2 NTC termistor Mini BetaCurve 10K3MBD1 [17]

Termistor je složen z postříbřených měděných kabelů o průměru 30 AWG (americká kabelová míra, v přepočtu asi 0,255 mm) s kynarovou izolací a odporového tělíska zalitého v polyimidové trubičce tepelně vodivým černým epoxidem [17].



Obr. 5.2.3 Schéma NTC termistoru Mini BetaCurve 10K3MBD1 [17]

Rozsah měřených teplot je od -40 do $125\text{ }^{\circ}\text{C}$. Přesnost naměřených hodnot je $\pm 0,2\text{ K}$. Odpor termistoru při $25\text{ }^{\circ}\text{C}$ je $10\text{ k}\Omega$. Časová konstanta teploměru při měření v tekutině je 400 ms [17].



Obr. 5.2.4 Obvod napěťových děličů pro vyhodnocení snímačů NTC

5.2.3 Měření tlakové ztráty

Měření tlakové ztráty na minikanálu se provádí diferenčním tlakoměrem od společnosti Rosemount Measurement, číslo modelu 3051S1CD4A2E11A1BM5Q4.



Obr. 5.2.5 Diferenční tlakoměr Rosemount řady 3051S [18]

Jedná se o diferenční škálovatelný tlakoměr se základní přesností 0,025%. Rozsah difference tlaků je -20,7 až 20,7 bar. Plášť zařízení je vyroben z hliníku. Signál na výstupu se pohybuje v rozmezí 4 až 20 mA. Součástí je LCD displej [19].

5.2.4 Měření průtoku

Pro měření hmotnostního průtoku je použit Coriolisův průtokoměr Micro Motion od firmy Emerson Proces Management, číslo modelu CMFS010M323N0ANCCZZ, který je doplněn převodníkem 2400S.



Obr. 5.2.6 Coriolisův průtokoměr Micro Motion řady CMFS [18]

Tělo průtokoměru je vyrobeno z nerezové oceli [18]. Zařízení pracuje s průtokem o pracovním rozsahu 7 – 4322 g/h. Tlakové rozmezí vzduchu je 10 až 1000 kPa. Pracovní teplota proudícího vzduchu i okolí má rozsah 15 až 30 °C.

5.2.5 Ohřev vzduchu

Pro ohřev vzduchu jsou nainstalovány 2 ohřivače. Ohřivač OMEGALUX AHPF-061 o výkonu 400 W a ohřivač OMEGALUX AHPF-081 o výkonu 600 W. Regulace výkonu je provedena pomocí tyristorového regulátoru, který je řízen signálem 0 až 10 V. Na obrázku níže je zobrazena konstrukce ohřivače.

- [illegible]

Ohříváče připravené v poloze pro zapojení jsou na obr. 5.2.8. Zprava na obrázku je vzduch přiváděn a nalevo bude připojena trubka vedoucí k nádrži s minikanálem.



Na dalším obr. 5.2.9 je tyristorový regulátor, ve kterém je zpracováván výstupní signál z počítače o velikosti 0 až 10 V. Na základě tohoto signálu reguluje příkon pro ohřívače vzduchu.



Obr. 5.2.9 Tyristorový regulátor pro ohřívač vzduchu

5.2.6 Prostor pro přestup tepla

Tento prostor se skládá z plastové nádrže naplněné vodou, ve které je umístěn vlastní minikanál. V této části dochází k přenosu tepla mezi teplým vzduchem uvnitř minikanálu a „chladnou“ vodou v nádrži. Vzhledem k velké tepelné kapacitě vody se její teplota v průběhu jednoho měření mění minimálně, čímž je umožněno pro vyhodnocení dat použít i Wilsonovu grafickou metodu.



Obr. 5.2.10 Nádrž s kanálem pro přestup tepla

5.3 Zpracování vstupů a výstupů v programu Labview

Labview

Počítačový program pro získávání a vyhodnocování dat a poskytování zpětné vazby pro regulaci byl napsán v softwaru National Instruments Labview 2012. Data jsou převáděna nástroji od společnosti National Instruments, popsány v další kapitole. Výstupem z programu jsou naměřené hodnoty teplot na vstupu a výstupu z výměníku, teplota vody v nádrži, vstupní tlak, tlaková ztráta na minikanálu a hmotnostní průtok.

5.3.1 Převodníky dat

Pro komunikaci s programem v Labview 2012 jsou použity nástroje od společnosti National Instruments. Konkrétně je to platforma NI cDAQ-9178 a do ní zapojený modul NI 9205 pro přenos vstupního signálu a modul NI 9263 pro výstupní hodnoty napětí pro regulaci.



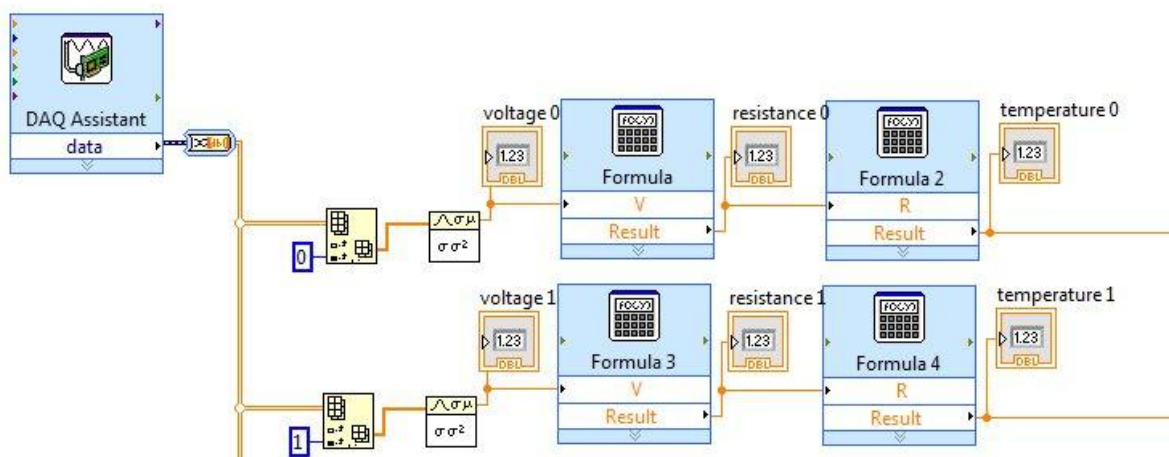
Obr. 5.3.1 Platforma s moduly od National Instruments

Ve zkušebním zařízení je měřeno šestnáct hodnot teploty, hmotnostní průtok, tlak zkušebního média a tlaková difference na zkoušeném minikanálu. Výstupní signály všech snímačů jsou sjednoceny na úroveň od -10 do 10 V a přivedeny na měřicí modul NI 9205, který je schopen odečíst až 32 vstupních signálů pro přímé měření nebo 16 signálů diferenčních.

Výstupní signály pro regulaci měřicí trati mají rozsah rovněž -10 až 10 V. Ke generování těchto signálů je použit Modul NI 9263 se 4 výstupy. Na zkušební trati jsou výstupní signály používány k regulaci příkonu ohřivačů vzduchu a k regulaci vstupního tlaku.

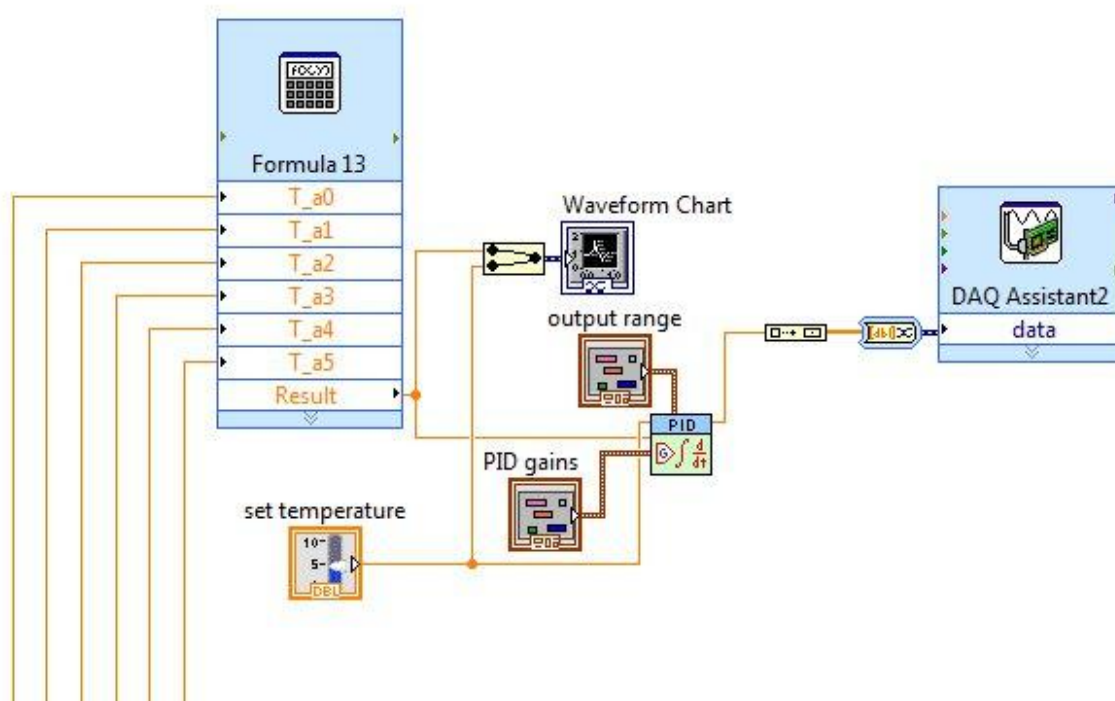
5.3.2 Měřicí program

Pro potřeby měření hodnot součinitele přestupu tepla v kruhových minikanálech byl vytvořen měřicí program v prostředí LabView 2012 firmy National Instrument. Program vyčítá naměřené hodnoty napětí z modulu NI 9205, které podle charakteristik jednotlivých snímačů převádí na naměřené hodnoty. Napětí přivedené do modulu z obvodu s termistorem je přepočítáno na odpor a dále na teplotu podle rovnice stanovené výrobcem. Tato část obvodu je zobrazena na obr.5.3.2.



Obr.5.3.2 Část programu pro získávání dat z termistorů

Pro regulaci výkonu topných těles je použit PID regulátor již předprogramovaný v Labview. Pro správné použití je zde třeba nastavit rozsah výstupního signálu a konstanty charakterizující časovou dynamiku měřicí trati. Požadovanou teplotu je možné si nastavit přímo v grafickém rozhraní v programu Labview. Očekává se, že vzduch bude zahříván na teploty kolem 90 °C. Následující obrázek zobrazuje výpočet průměrné teploty na vstupu do minikanálu a její využití pro regulační část programu.



Obr. 5.3.3 Část programu s regulací PID

Data, která program získává, jsou zapisována do textových souborů, vhodných pro další zpracování v programu Microsoft Excel.

6 Zpracování naměřených dat

Tato kapitola obsahuje tabulky s výsledky přímých i nepřímých měření a také výsledky výpočtů provedených dle Wilsonovy a přímé metody pro získání hodnoty součinitele přestupu tepla. Součástí jsou také grafy pro potřeby Wilsonovy metody a pro porovnání její použitelnosti oproti metodě přímé.

Z důvodu zpoždění při budování měřicí trati jsou zde uvedeny pouze výsledky měření na kruhovém kanálu o průměru 5 mm. Tyto výsledky však poskytují důležité informace ohledně využití Wilsonovi metody pro měření součinitele přestupu tepla a měly by být přínosem pro zefektivnění dalších měření.

6.1 Výsledky přímého a nepřímého měření

Měření probíhalo na kruhovém kanálu o těchto rozměrech:

Tab. 6.1.1 Rozměry kanálu

Průměr	Délka	Teplosm. Plocha	Plocha průřezu
d	L	A_{in}	S
m	m	m^2	m^2
0,005	0,634	0,0109	1,9635E-05

Měření proběhlo za standardních podmínek. Teplota okolí se pohybovala v rozmezí od 19 do 20 °C, relativní vlhkost 40% a barometrický tlak kolem 975 bar. Bylo provedeno 10 měření, vždy 2 pro jmenovité průtoky vzduchu o hodnotách 15, 25, 35, 45 a 50 N l/min. Každé měření trvalo 300 s a hodnoty byly ukládány každou 1 s. Z výsledků byly určeny aritmetické průměry, které se dále vyhodnocují v této kapitole.

V následující tabulce jsou zaneseny zprůměrované hodnoty veličin získané přímým měřením:

Tab. 6.1.2 Výsledky přímého měření

č.	Objemový průtok	Hmotn. průtok	Teplota vody v nádrži	Teplota povrchu na vstupu	Teplota povrchu na výstupu	Teplota povrchu ve středu	Teplota vzduchu na vstupu	Teplota vzduchu na výstupu
	$\dot{V}$	$\dot{m}$	T_w	$T_{p,in}$	$T_{p,out}$	$T_{p,s}$	T_{in}	T_{out}
	N l/min	g/s	°C	°C	°C	°C	°C	°C
1	15,0773	0,3015	8,5594	14,7877	10,0608	11,5939	59,4804	17,6314
2	15,1715	0,3034	11,6077	17,6485	12,9373	14,4521	64,1291	19,2732
3	24,8721	0,4975	9,8437	19,8012	12,6466	14,9873	70,5495	20,0826
4	25,6494	0,5130	12,3584	22,4165	15,3651	17,5967	75,2966	21,8288
5	35,4674	0,7093	14,2552	26,2886	18,0367	20,6615	76,2031	24,3027
6	35,5285	0,7106	14,6591	29,6992	19,4126	22,6521	78,4517	25,8202
7	45,2258	0,9045	17,4099	32,3169	22,4367	25,4480	75,4939	28,1747
8	45,2334	0,9046	12,7737	29,4793	18,3307	21,8461	78,5801	25,7870
9	54,1325	1,0826	10,2056	26,8732	16,1857	19,7814	73,5326	24,7262
10	54,7634	1,0953	15,4538	30,5668	20,9273	23,8259	72,2093	27,3185

V další tabulce jsou pak určeny hodnoty nepřímého měření.

Tabulka 6.1.3 Výsledky nepřímého měření

č.	Char. teplota	Dynamická viskozita	Měrná tepelná kapacita	Součinitel tepelné vodivosti	Prandtlovo číslo	Reynolds. číslo
	T_{char}	μ	c_p	λ	Pr	Re
	°C	Pa/s	kJ/kgK	W/mK	-	-
1	38,5559	1,9495E-05	1,0045	0,0271	0,7228	3938,7292
2	41,7011	1,9645E-05	1,0047	0,0273	0,7222	3933,3529
3	45,3160	1,9816E-05	1,0049	0,0276	0,7214	6392,7337
4	48,5627	1,9968E-05	1,0052	0,0278	0,7207	6542,3874
5	50,2529	2,0047E-05	1,0053	0,0280	0,7204	9010,3649
6	52,1359	2,0135E-05	1,0054	0,0281	0,7200	8986,3139
7	51,8343	2,0121E-05	1,0054	0,0281	0,7201	11447,4266
8	52,1835	2,0137E-05	1,0054	0,0281	0,7200	11439,4308
9	49,1294	1,9995E-05	1,0052	0,0279	0,7206	13788,2789
10	49,7639	2,0024E-05	1,0053	0,0279	0,7205	13928,3495

6.2 Výsledky vyhodnocené metodou přímého stanovení součinitele přestupu tepla

Výsledky zapsané v tab. 6.2.1 jsou stanoveny podle postupu, uvedeném v kapitole 4.4.

Tab. 6.2.1 Vyhodnocení metodou přímého stanovení součinitele přestupu tepla

č.	LMTD	Tepelný tok	Součinitel přestupu tepla	Nusseltovo číslo
	ΔT_{In}	$\dot{Q}$	α	Nu
	°C	W	W/m ² K	-
1	20,9075	12,6761	55,8094	10,3000
2	20,1448	13,6750	62,4869	11,4317
3	22,5520	25,2291	102,9774	18,6526
4	22,0839	27,5718	114,9249	20,6337
5	21,0337	37,0100	161,9677	28,9476
6	20,8670	37,6004	165,8657	29,4951
7	18,5507	43,0326	213,5317	38,0019
8	22,0946	48,0172	200,0483	35,5691
9	22,4486	53,1150	217,7980	39,0437
10	18,8087	49,4256	241,8906	43,2886

V této metodě se neprovádí výpočet konstanty pro kritériální rovnici, ale určuje se přímo součinitel přestupu tepla ze známých hodnot teplot, tepelných odporů a tepelného toku vypočítaného z kalorimetrické rovnice. Výsledky této metody jsou tedy užitečné k porovnání s výsledky stanovenými metodou Wilsonovou.

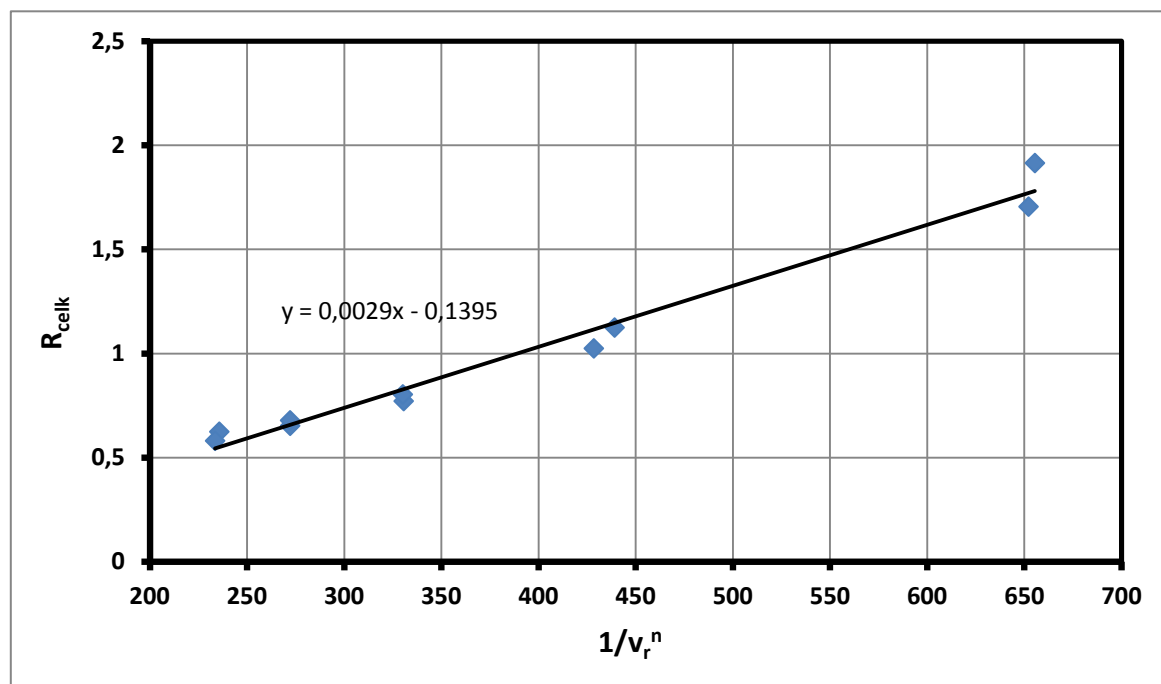
6.3 Výsledky vyhodnocené Wilsonovou grafickou metodou

Výsledky zapsané v tab. 6.3.1 byly určeny podle postupu, sepsaném v kapitole 4.3.

Tab. 6.3.1 Vyhodnocení Wilsonovou grafickou metodou

č.	LMTD	Tepelný tok	Celkový tepelný odpor	Konstanta	Nusseltovo číslo	Součinitel přestupu tepla
	ΔT_{In}	$\dot{Q}$	R_{celk}	C_A	Nu	α
	°C	W	K/W	-	-	W/m ² K
1	24,2591	12,6761	1,9138	0,0142	9,5906	51,9654
2	23,3080	13,6750	1,7044	0,0141	9,5774	52,3512
3	28,3546	25,2291	1,1239	0,0141	14,1205	77,9564
4	28,2305	27,5718	1,0239	0,0140	14,3803	80,0949
5	28,5329	37,0100	0,7710	0,0140	18,5742	103,9264
6	30,1924	37,6004	0,8030	0,0140	18,5315	104,2122
7	28,0724	43,0326	0,6524	0,0140	22,4917	126,3806
8	32,5733	48,0172	0,6784	0,0140	22,4785	126,4242
9	33,1398	53,1150	0,6239	0,0140	26,1075	145,6356
10	28,6808	49,4256	0,5803	0,0140	26,3180	147,0613
Průměrná konstanta C_A				0,0141		

Konstanta C_A byla stanovena na základě výpočtu vycházejícího z vyhodnocení sklonu křivky, proloženou body závislosti celkového tepelného odporu na převrácené hodnotě redukované rychlosti tekutiny.



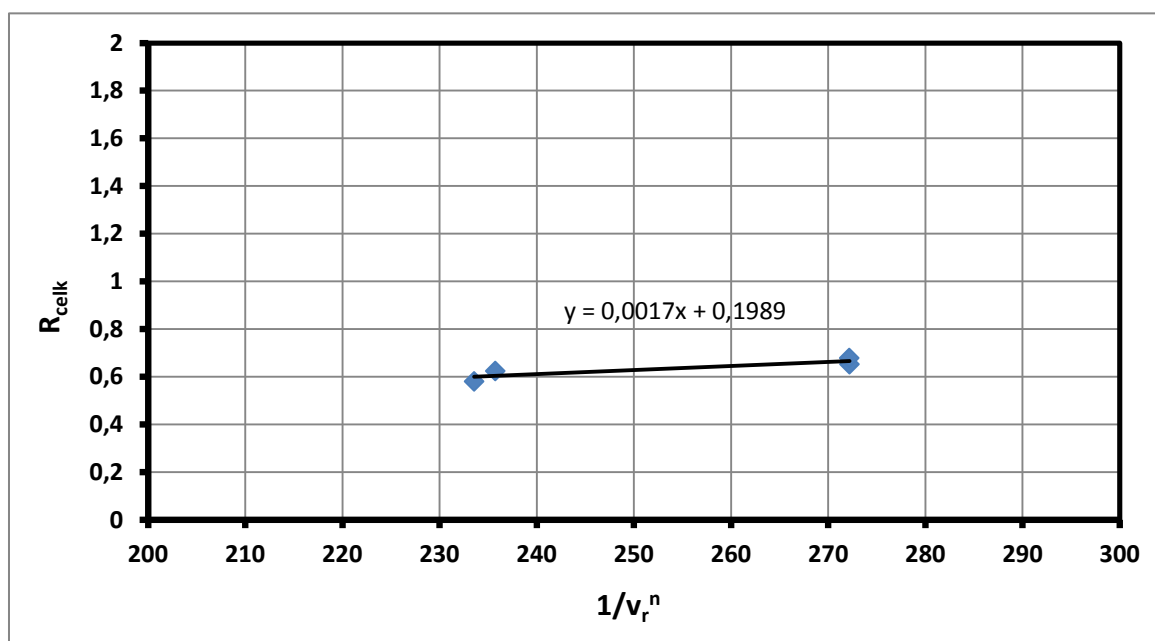
Obr. 6.3.1 Graf závislosti celkového tepelného odporu na převrácené hodnotě redukované rychlosti tekutiny

Je patrné, že hodnoty Nusseltova čísla vypočtené Wilsonovou metodou, jsou značně odlišné od hodnot stanovených metodou přímou. Na vině je pravděpodobně nedostatečná vyvinutost proudění u některých měření. Exponenty v kritériální rovnici jsou totiž nastaveny na hodnoty $n = 0,8$ a $m = 0,3$, což odpovídá plně vyvinutému turbulentnímu proudění. Takové proudění by mělo být zaručeno při hodnotách Reynoldsova čísla nad 10 000. To platí pro měření č. 7 až 10 při průtocích 45 a 55 l/min. Výsledky níže jsou určeny pro případ, kdy se výpočet provede pouze pro tato 4 měření.

Tab. 6.3.2 Vyhodnocení Wilsonovou grafickou metodou pro $Re > 10\,000$

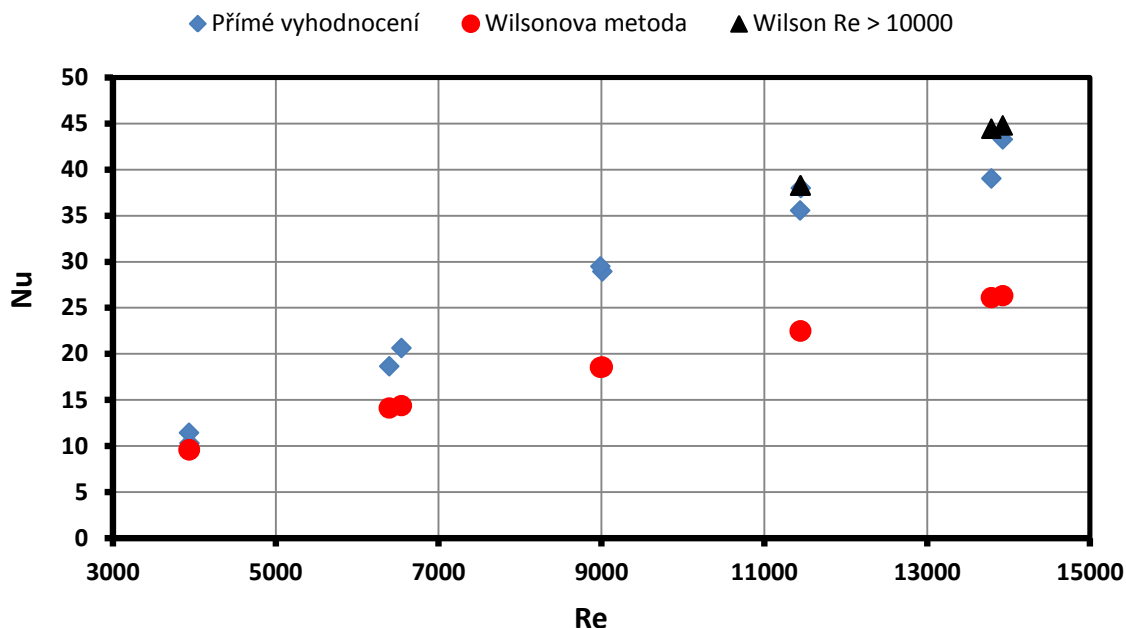
č.	LMTD	Tepelný tok	Celkový tepelný odpor	Konstanta	Nusseltovo číslo	Součinitel přestupu tepla
	ΔT_{In}	$\dot{Q}$	R_{celk}	C_A	Nu	α
	°C	W	K/W	-	-	W/m ² K
7	28,0724	43,0326	0,6524	0,0239	38,2919	215,1615
8	32,5733	48,0172	0,6784	0,0239	38,2694	215,2356
9	33,1398	53,1150	0,6239	0,0240	44,4477	247,9428
10	28,6808	49,4256	0,5803	0,0239	44,8061	250,3700
Průměrná konstanta C_A				0,0239		

Křivka proložená body v grafu na obr. 6.3.2 má menší sklon než v předešlém případě a konstanta C_A tedy nabývá jiných hodnot. Výsledky Nusseltova čísla a součinitele přestupu tepla jsou nyní srovnatelné s výsledky přímé metody.



Obr. 6.3.2 Graf závislosti celkového tepelného odporu na převrácené hodnotě redukované rychlosti tekutiny pro $Re > 10\,000$

Pro porovnání výsledků obou metod byl sestrojen graf závislosti Nusseltova čísla na číse Reynoldsově.



Obr. 6.3.3 Srovnání postupů vyhodnocení

Z grafu je patrné, že Wilsonova metoda je v případě proudění s nižšími Reynoldsovými čísly poměrně nepřesná. V případě, že je však zaručeno plně vyvinuté turbulentní proudění, jsou její výsledky rovnocenné s výsledky určenými metodou přímého stanovení součinitele přestupu tepla.

Pro sestavení kritériální rovnice je využita výsledná konstanta C_A a tvar pro plně vyvinuté turbulentní proudění (4.18). V případě výpočtu Wilsonovou grafickou metodou pro všechna měření má rovnice tvar:

$$Nu = 0,0141 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,3} \quad (6.1)$$

V druhém případě výpočtu Wilsonovou grafickou metodou, je zajištěno, aby měření probíhala skutečně v režimu plně vyvinutého turbulentního proudění a konstanta C_A je tedy určena pouze z měření pro Reynoldsova čísla přesahující hodnotu 10 000. Kritériální rovnice pak má tvar:

$$Nu = 0,0239 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,3} \quad (6.2)$$

Z výsledků přímé metody je pak stanovena tato kritériální rovnice:

$$Nu = 0,0205 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,3} \quad (6.3)$$

6.4 Vyhodnocení tlakových ztrát a určení součinitele tření

Na zařízení byla déle měřena tlaková ztráta na kruhovém kanálu stejném jako v případě měření součinitele přestupu tepla. Měření proběhlo za standardních podmínek. Teplota okolí se pohybovala v rozmezí od 19 do 20 °C, relativní vlhkost 40% a barometrický tlak kolem 975 bar. Bylo provedeno 10 měření, vždy 2 pro jmenovité průtoky vzduchu o hodnotách 15, 25, 35, 45 a 50 N l/min. Proudící vzduch nebyl v tomto případě ohříván. Každé měření trvalo 120 s a hodnoty byly ukládány každou 1 s. Z výsledků byly určeny aritmetické průměry pro další vyhodnocení.

Výsledky přímého měření jsou zapsány v tab. 6.4.1.

Tab. 6.4.1 Výsledky přímého měření

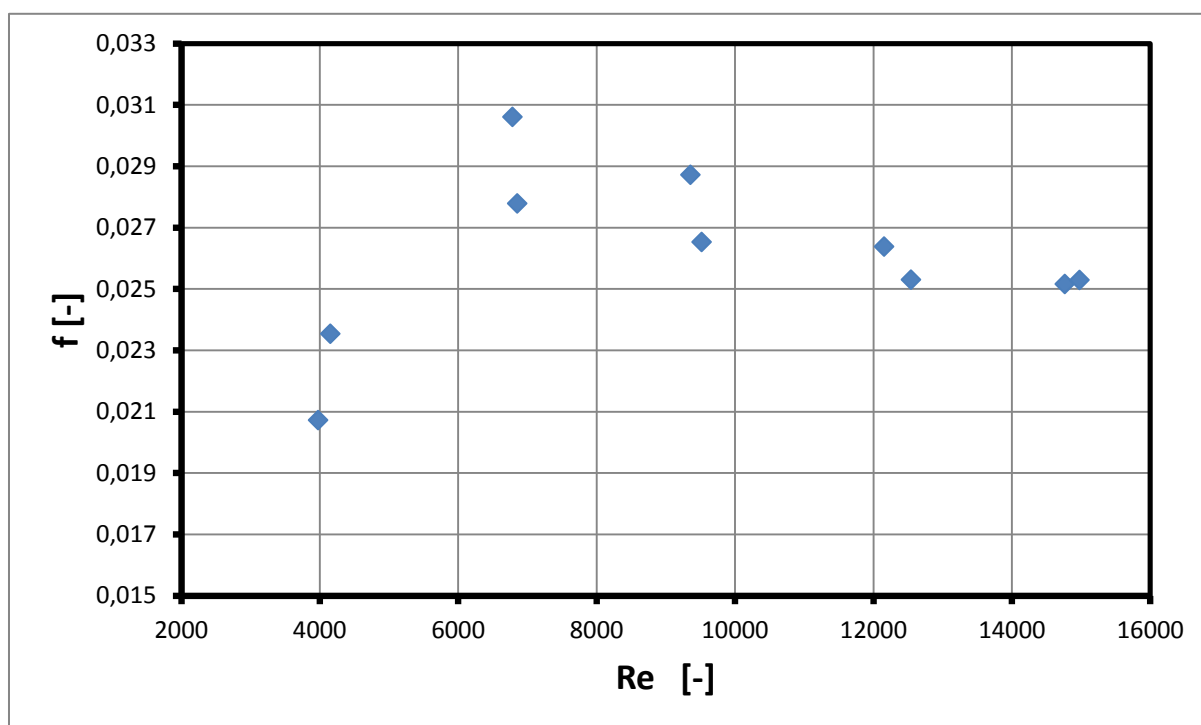
č.	Objemový průtok	Hmotn. průtok	Tlaková ztráta	Teplota vzduchu na vstupu	Teplota vzduchu na výstupu
	V'	m'	Δp	T_{in}	T_{out}
	N l/min	g/s	Pa	°C	°C
1	14,3870	0,2878	398,6264	16,8692	16,6458
2	14,9927	0,3000	490,6880	16,3889	15,6576
3	24,5060	0,4902	1703,3572	16,3915	15,5957
4	24,8101	0,4961	1587,8451	16,8097	16,5879
5	33,8031	0,6760	3040,0890	16,3715	15,6159
6	34,4463	0,6889	2922,5564	16,7426	16,5200
7	43,9173	0,8784	4715,1346	16,3788	15,7242
8	45,3859	0,9077	4838,5764	16,6982	16,4518
9	53,3877	1,0677	6649,7657	16,4956	16,0269
10	54,1872	1,0837	6891,3694	16,6456	16,3079

Dle postupu uvedeného v kapitole 4.5 byl z naměřených hodnot stanoven součinitel tření na vnitřním povrchu potrubí. Veličiny vypočítané tímto postupem jsou uvedeny v tab. 6.4.2.

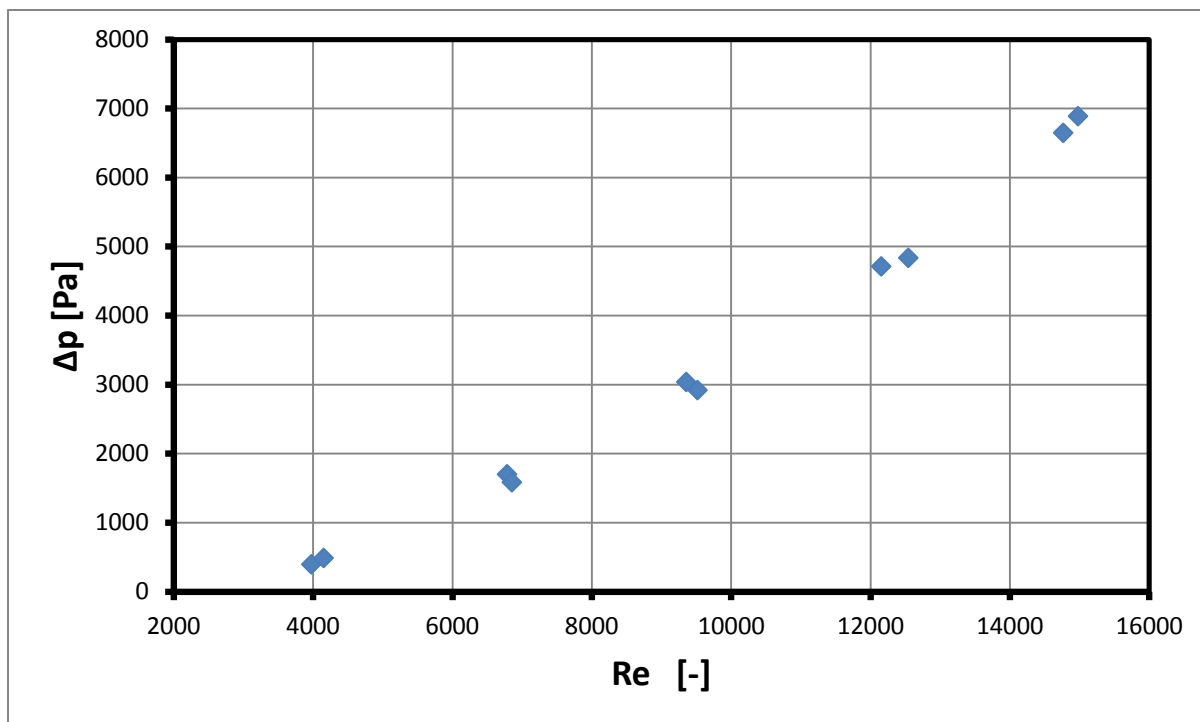
Tab. 6.4.2 Výsledky postupu pro výpočet součinitele tření

č.	Char. teplota	Dynamická viskozita	Hustota	Reynolds. číslo	Rychlost proudění	Součinitel tření
	T_{char}	μ	ρ	Re	u	f
	°C	Pa/s	kg/m ³	-	m/s	-
1	16,7575	1,8439E-05	2,4034	3974,5688	6,0985	0,02072
2	16,0232	1,8402E-05	2,4095	4151,1043	6,3407	0,02354
3	15,9936	1,8401E-05	2,4098	6783,3601	10,3595	0,03061
4	16,6988	1,8436E-05	2,4039	6852,3881	10,5103	0,02779
5	15,9937	1,8401E-05	2,4098	9355,1980	14,2872	0,02872
6	16,6313	1,8432E-05	2,4045	9516,9758	14,5913	0,02653
7	16,0515	1,8404E-05	2,4093	12153,6107	18,5676	0,02638
8	16,5750	1,8430E-05	2,4049	12542,3313	19,2231	0,02530
9	16,2613	1,8414E-05	2,4075	14765,2825	22,5866	0,02516
10	16,4767	1,8425E-05	2,4057	14977,7784	22,9419	0,02529

Závislost součinitele tření v potrubí na Reynoldsově čísle je vynesena v grafu na obr. 6.4.1. Další graf na obr. 6.4.2 pak uvádí závislost velikosti tlakové ztráty na Reynoldsově čísle.



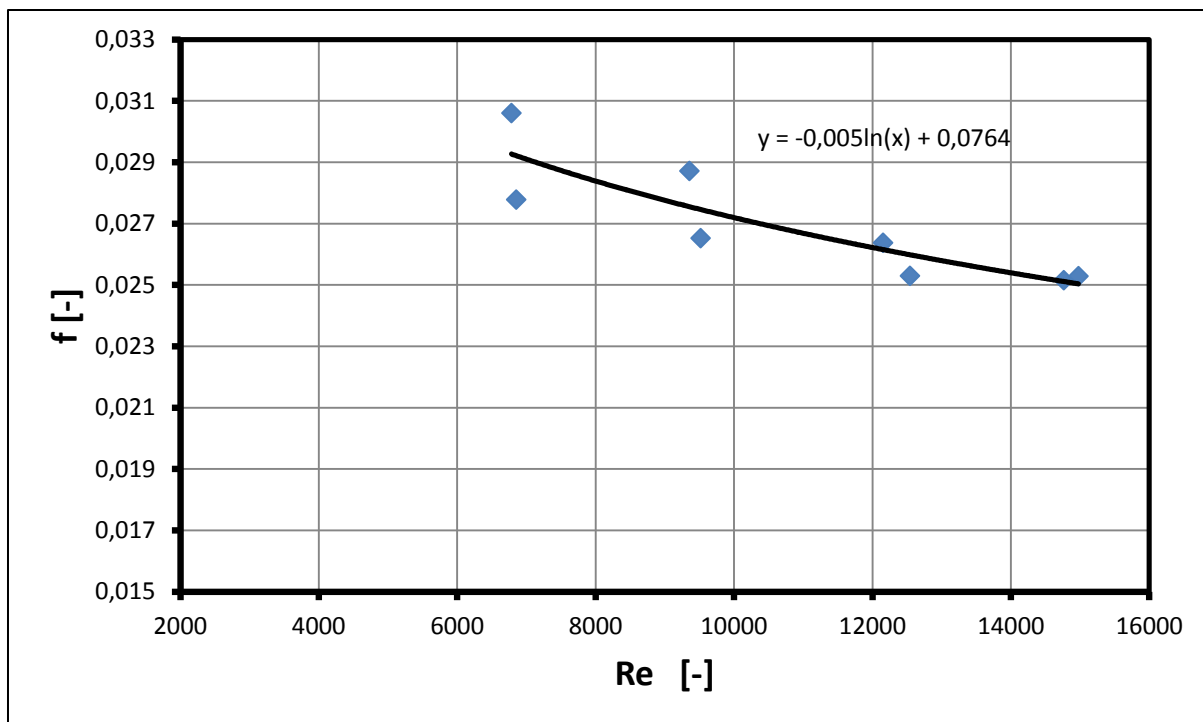
Obr. 6.4.1 Graf závislosti součinitele tření na Reynoldsově čísle



Obr. 6.4.2 Graf závislosti tlakové ztráty na Reynoldsově čísle

Z grafů je patrné, že pro nízká Reynoldsova čísla, daná malými hmotnostními toky, je součinitel tření na nejnižší hodnotě. S přibývajícím průtokem jeho hodnota narůstá a v oblasti velikosti Reynoldsova čísla mezi 6000 až 8000 začnou jeho hodnoty opět klesat. To je dáno tím, že pro nižší hodnoty Reynoldsových čísel není proudění vzduchu v oblasti plně vyvinutého turbulentního proudění, ale nachází se v oblasti přechodové. Průběh hodnoty součinitele tření je pro tyto oblasti rozdílný.

Aby mohla být do grafu na obr. 6.4.1 vložena křivka poklesu součinitele tření v závislosti na Reynoldsově čísle, jsou z něj odstraněny 2 hodnoty s nejmenšími Reynoldsovými čísly. Tyto hodnoty zcela viditelně nespádají do oblasti turbulentního proudění. Ostatními body byla proložena logaritmická křivka tak, jak je zakresleno v grafu na obr. 6.4.3.



Obr. 6.4.3 Graf závislosti součinitele tření na Reynoldsově čísle

Tato závislost může být vyjádřena vztahem:

$$f = -0,005 \cdot \ln(Re) + 0,0764 \quad (6.4)$$

7 Závěr

Pro potřeby této diplomové práce byla vybudována měřicí trať pro měření součinitele přestupu tepla a tlakových ztrát na minikanálech kruhového profilu. Pro efektivní získávání výsledků byl sepsán program v prostředí Labview, který zpracovává výstupní signály od měřících zařízení popsaných v kapitole 5 a ukládá je do souborů pro další zpracování. Program dále na základě těchto naměřených dat reguluje tlak a teplotu pro potřeby měření. Přenos vstupních i výstupních signálů je proveden pomocí převodníků od společnosti National Instruments.

Výsledkem práce je vyhodnocení veličin naměřených na měřicí trati pro stanovení součinitele přestupu tepla na kruhovém kanálu, ve kterém proudí ohřívána tekutina, v tomto případě vzduch. Konkrétní měření proběhlo na kruhovém kanálu s velikostí průměru 0,5 mm. Z naměřených hodnot byly stanoveny kritériální rovnice a dále vypočteny dané součinitele přestupu tepla. Pro tyto výpočty byly použity 2 metody. Jedná se o tzv. Wilsonovu grafickou metodu určení součinitele tepla a o metodu přímého určení součinitele tepla.

Přínosem práce je vzájemné porovnání funkčnosti těchto dvou metod při různých režimech proudění. Dané závislosti Nusseltova čísla na Reynoldsově čísle jsou vyneseny do grafu na obr. 6.3.3. Wilsonova metoda je na rozdíl od metody přímého stanovení součinitele přestupu tepla závislá na použití předpokladu o tvaru kritériální rovnice. Tento tvar je určován podle charakteristiky a režimu proudění tekutiny. Pro provedené měření byla kritériální rovnice stanovena ve tvaru pro plně vyvinuté turbulentní proudění. Z grafu je ale patrné, že při nižších průtocích a tím daných nižších Reynoldsových číslech proudění, vyvinutý turbulentní režim nenastává a výsledky Nusseltových čísel, vypočtených Wilsonovou grafickou metodou, se od výsledků metody přímého stanovení součinitele tepla výrazně liší.

Pro ověření této teorie byl proveden nový výpočet Wilsonovou grafickou metodou pouze pro měření, při kterých bylo zjištěno Reynoldsovo číslo o hodnotě vyšší než 10 000. Takto bylo zajištěno, že pro předpokládaný tvar kritériální rovnice pro vyvinuté turbulentní proudění bude použit výpočet, na základě hodnot, naměřených skutečně při tomto režimu proudění. Na základě těchto výsledků se potvrdilo, že v případě vhodného režimu proudění, jsou výstupy obou metod srovnatelné.

Ze závěrů experimentu lze tedy konstatovat, že využitelnost Wilsonovy grafické metody je podmíněna navozením vhodných podmínek pro režim proudění, ze kterého bude vycházet výpočet pro stanovení kritériálních rovnic. Tato skutečnost je však vyvážena přednostmi, kterými metoda disponuje. Na rozdíl od metody přímého určení součinitele přestupu tepla není potřeba znát vlastnosti materiálu

zkoumaného zařízení pro přenos tepla, ani teploty naměřené na jeho vnějším povrchu.

Podle výsledků Wilsonovi grafické metody byly sestaveny kritériální rovnice pro proudění vzduchu v kruhovém kanálu. To bylo provedeno pro oba případy výpočtu, tzn. pro všechny výsledky měření a pro výsledky měření, kde jsou hodnoty Reynoldsova čísla větší než 10 000.

Na měřicí trati proběhlo také měření tlakové ztráty na kruhovém kanálu pro různé hmotnostní toky. Jeho výsledky byly použity pro výpočet součinitele tření na vnitřním povrchu kanálu. Do grafů byly vyneseny závislosti tlakové ztráty a součinitele tření na velikosti Reynoldsova čísla. Z těchto vyhodnocení je zřejmé, že rovněž velikost součinitele tření je ovlivněna režimem proudění vzduchu. Pro nízká Reynoldsova čísla, při kterých není turbulentní proudění vyvinuto, jsou hodnoty součinitele tření nižší a postupně narůstají. V průběhu přechodové oblasti mezi laminárním a turbulentním prouděním pak nastává zlom a pro turbulentní proudění pak s přibývajícím Reynoldsova čísla součinitel tření postupně klesá.

8 Reference

- [1] PAVELEK, Milan. *Termomechanika*. Vyd. 3. přeprac. / . Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2003, 284 s. Učební texty vysokých škol (Vysoké učení technické v Brně). ISBN 80-214-2409-5.
- [2] JÍCHA, Miroslav. *Přenos tepla a látky*. 1. vyd. Brno: CERM, 2001, 160 s. ISBN 80-214-2029-4.
- [3] ŠKORPÍK, Jiří. *Ztráty v lopatkových strojích, Transformační technologie*, 2009-11, [date of last update 2013-01]. Brno: Jiří Škorpík, [online] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. Dostupné z <http://www.transformacni-technologie.cz/zraty-v-lopatkovych-strojich.html>.
- [4] ŠOB, František. *Hydromechanika: studijní materiál pro I. stupeň magisterského studia, 2. a 3. ročník*. 1. vyd. Brno: Akademické nakladatelství CERM s.r.o., 2002, 238 s. Učební texty vysokých škol (Vysoké učení technické v Brně). ISBN 80-214-2037-5.
- [5] NPTEL. *Entry Flow In A Duct* [online]. [cit. 2013-05-18]. Dostupné z: http://npTEL.iitm.ac.in/courses/Webcourse-contents/IIT-KANPUR/FLUID-MECHANICS/lecture-31/31-1_entry_flow.htm
- [6] Massachusetts Institute of Technology. *Combined Conduction and Convection* [online]. [cit. 2013-05-18]. Dostupné z: <http://web.mit.edu/16.unified/www/FALL/thermodynamics/notes/node123.html>
- [7] Ústav chemického inženýrství VŠCHT, *Trubkové výměníky tepla*, [online]. [cit. 2013-05-22]. Dostupné z: <http://www.vscht.cz/uchi/echi/vt/trubkove.html>
- [8] Mehendale, S. S., Jacobi, A. M., and Shah, R. K., *Fluid flow and heat transfer at micro- and meso-scales with applications to heat exchanger design*, *Appl. Mech. Rev.*
- [9] KANDLIKAR, S. a S. GARIMELLA. *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels*. 1st ed. Amsterdam: Elsevier, 2006, xxiii, 450 s. ISBN 00-804-4527-6.
- [10] LIA, J – WANG, S. *Numerical study on air-side performance of an integrated fin and micro-channel heat exchanger*. South China University of Technology, Guangzhou, Guangdong 510640, PR China.
- [11] PALM, Björn. Heat transfer in microchannels. *Microscale Thermophysical Engineering*. 2001, s. 155-175.

- [12] GANONG, William F. *Přehled lékařské fyziologie*. 20. vyd. Praha: Galén, c2005, xx, 890 s. ISBN 80-726-2311-7.
- [13] P. Wu and W. A. Little, Measurement of Friction Factors for the Flow of Gases in Very Fine Channels Used for Microminiature Joule-Thompson Refrigerators, *Cryogenics*, vol. 23, no. 5, pp. 273–277, 1983.
- [14] PAVELEK, Milan. *Experimentální metody v technice prostředí*. 3. vyd. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2007, 215 s. ISBN 978-80-214-3426-4.
- [15] CFD-Wiki, the free CFD reference. *Sutherland's Law* [online]. [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: http://www.cfd-online.com/Wiki/Sutherland's_law
- [16] HEJČÍK, Jiří. *Vysoce účinný rekuperátor spalín*. Brno: Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství. Energetický ústav. Odbor termomechaniky a techniky prostředí, 2009. 86 s. 3 přílohy, Dizertační práce. Vedoucí práce Prof. Ing. Miroslav Jícha, CSc.
- [17] FERNÁNDEZ-SAERA J., UHÍA F. J., *A general review of the Wilson plot method and its modifications to determine convection coefficients in heat exchange devices*. Applied Thermal Engineering 27 (2007) 2745-2757.
- [18] KANDLIKAR S., *Microchannels and minichannels – History, terminology, classification and current research needs*. Rochester NY 14623, USA, 2003.
- [19] Norservis s.r.o. [online]. [cit. 2013-05-18]. Dostupné z: <http://www.norservis.cz/katalog/proporcionalni-regulatory-tlaku-serie-vp50/produkt/vp5010bj111h00>
- [20] Measurement Specialties—Pressure Sensors, Position Sensors, Temperature Sensors [online]. [cit. 2013-05-18]. Dostupné z: http://www.meas-spec.com/downloads/MBD_10K3MBD1.pdf
- [21] EMERSON PROCESS MANAGEMENT. *Automation, Control, and Optimization Technology and Services* [online]. [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: <http://www3.emersonprocess.com/rosemount/solution/3051sweb/Default.aspx>
- [22] Southeastern Automation, INC. [online]. [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: <http://southeastern-automation.com/PDF/Emerson/Measurement/3051S/3051sord.pdf>
- [23] OMEGALUX. Sensors, Thermocouple, PLC, Operator Interface, Data Acquisition, Rtd [online]. [cit. 2013-05-19]. Dostupné z: <http://www.omega.com/manuals/manualpdf/M2022.pdf>
- [24] HEJČÍK J., JÍCHA M., *Experimentální a numerické řešení přestupu tepla v kanálech malých průměrů*. Brno, 2010

[25] Micro Multi-Port Aluminum Tube [online]. [cit. 2013-05-23]. Dostupné z:
<http://en.09635.com/pd/4179672/Micro-Multi-Port-Aluminum-Tube.htm>

9 Seznam použitých zkratek a symbolů

A_{in}	$[m^2]$	Vnitřní teplosměnná plocha trubky
C	$[-]$	Konstanta koeficientu tření
C_A	$[-]$	Konstanta kritériální rovnice
c_p	$\left[\frac{kJ}{kg \cdot K}\right]$	Měrná tepelná kapacita
d	$[m]$	Průměr trubky
f	$[-]$	Součinitel tření v potrubí
k	$\left[\frac{W}{m^2 \cdot K}\right]$	Součinitel prostupu tepla
L	$[m]$	Délka
L_e	$[m]$	Délka vstupního úseku
m	$[-]$	Exponent kritériální rovnice
$\dot{m}$	$\left[\frac{kg}{s}\right]$	Hmotnostní tok
n	$[-]$	Exponent kritériální rovnice
p	$[Pa]$	Tlak
Q	$[J]$	Teplo
$\dot{Q}$	$[W]$	Tepelný tok
R_{in}	$\left[\frac{K}{W}\right]$	Odpor proti přestupu tepla na vnitřní stěně trubky
R_{celk}	$\left[\frac{K}{W}\right]$	Celkový tepelný odpor
R_{out}	$\left[\frac{K}{W}\right]$	Odpor proti přestupu tepla na vnější stěně trubky
R_λ	$\left[\frac{K}{W}\right]$	Odpor proti vedení tepla
$\dot{V}_c$	$\left[\frac{m^3}{s}\right]$	Celkový objemový tok
S	$[K]$	Sutherlandova konstanta
S	$[m^2]$	Plocha průřezu

T	$[K, ^\circ C]$	Teplota
T_{in}	$[K]$	Teplota na vstupu
T_{out}	$[K]$	Teplota na výstupu
T_p	$[K]$	Teplota na povrchu
T_w	$[K]$	Teplota vody
T_∞	$[K]$	Teplota prostředí
u	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Rychlost
u_∞	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Rychlost prostředí
$\dot{V}$	$\left[\frac{m^3}{s}\right]$	Objemový průtok
v_r	$[-]$	Redukovaná rychlost
α	$\left[\frac{W}{m^2 \cdot K}\right]$	Součinitel přestupu tepla
δ	$[m]$	Tloušťka stěny
λ	$\left[\frac{W}{m \cdot K}\right]$	Součinitel tepelné vodivosti
μ	$\left[\frac{Pa}{s}\right]$	Dynamická viskozita
ν	$\left[\frac{m^2}{s}\right]$	Kinematická viskozita
ρ	$\left[\frac{kg}{m^3}\right]$	Hustota