

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA STROJNÍ
ÚSTAV PROCESNÍ A ZPRACOVATELSKÉ TECHNIKY

**MĚŘENÍ SOUČiniteLE PŘESTUPU TEPLA
METODOU TEPLOTNÍCH OSCILACÍ**
DIPLOMOVÁ PRÁCE

2016

Stanislav Solnař

Stránka pro zadání DP

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a uvedl jsem všechny použité podklady a literaturu.

Stanislav Solnař

10. června 2016

Poděkování

V první řadě bych chtěl poděkovat celému Ústavu procesní a zpracovatelské techniky za nekonečnou trpělivost a rady nejen do profesního života.

Dále bych rád poděkoval za perfektní vedení práce a konzultace M. Dostálovi a K. Peterovi.

V neposlední řadě bych chtěl poděkovat za podporu a vylepšování nálady rodině, přítelkyni a přátelům, kapele a alkaloidu 3,7-dihydro-1,3,7-trimethyl-1H-purin-2,6-dionu, který umožnil tuto diplomovou práci dokončit.

Anotační list

Jméno autora: Stanislav

Příjmení autora: Solnař

Název práce česky: Měření součinitele přestupu tepla metodou teplotních oscilací

Název práce anglicky: Measurement of a heat transfer coefficient using TOIRT method

Rozsah práce: počet stran: 71
počet obrázků: 65
počet tabulek: 10
počet příloh: 0

Akademický rok: 2015/2016

Jazyk práce: český

Ústav: Ústav procesní a zpracovatelské techniky

Studijní program: Procesní a zpracovatelská technika

Vedoucí práce: Ing. Martin Dostál, Ph.D.

Oponent: prof. Ing. Tomáš Jirout, Ph.D.

Konzultant práce:

Zadavatel: ČVUT v Praze

Anotace česky: Tato práce se zabývá aplikací metody teplotních oscilací pro měření součinitele přestupu tepla. V první části práce je provedena literární rešerše se zaměřením na možnosti měření přestupu tepla a teoretický popis metody. Druhá část je zaměřena na technickou realizaci měření a prezentaci experimentálních výsledků. V závěru jsou výsledky kriticky porovnány s dostupnou literaturou.

Anotace anglicky: The temperature oscillation method for measuring heat transfer coefficients is described in this diploma thesis. In the first part the literature research is made and the theory of method is described. The second part is focused on technical realisation and experimental data presentation. In conclusion, the results are compared with literature research.

Klíčová slova: Teplotní oscilace, Součinitel přestupu tepla, Impaktní proud

Využití: ČVUT v Praze

Obsah

1	Úvod	7
2	Literární rešerše	10
2.1	Nestacionární metody měření součinitele přestupu tepla	10
2.2	Stacionární metody měření součinitele přestupu tepla	14
2.3	Měření přestupu tepla v impaktním proudu	16
3	Teoretické základy metody teplotních oscilací	21
3.1	Citlivostní analýza	24
4	Experimentální zařízení a zpracování dat	25
4.1	Zařízení	25
4.2	Nastavení měřicí aparatury	27
4.3	Synchronizace systému	28
4.4	Zpracování naměřených dat	30
5	CFD model	39
6	Experimentální měření	46
6.1	Impaktní proud	47
6.2	Míchadlo v usměrňovacím válci	52
6.3	Míchadlo v nádobě s narážkami	57
6.4	Nejistoty měření přístrojové techniky	61
7	Porovnání výsledků	62
8	Závěr	66

Kapitola 1

Úvod

V době neustálého šetření energií, snižování ekologického dopadu činnosti člověka na Zemi a optimalizace procesu se mimo jiné snažíme o maximalizaci přestupu tepla. K přestupu tepla dochází v aparátech, které nazýváme výměníky tepla a jsou společně s čerpadly nejčastějšími elementy v procesních a výrobních linkách. Výměníky tepla můžeme najít v potravinářství, kde pasterizují mléko, v energetice, kde vytváří páru, ale i doma, kde nás v zimě zahřívají.

V průmyslu můžeme najít různé konstrukce výměníku tepla, např. Shell & Tube, deskové nebo trubka v trubce. V některých aplikacích potřebujeme zároveň vsádku míchat a ohřívat nebo ochlazovat. K tomuto účelu nejčastěji používáme míchané nádoby s duplikátorem.

Prakticky ve všech výměnících tepla dochází ke konvektivnímu přenosu tepla. Pokud chceme maximalizovat výkon výměníků, musíme porozumět mechanismům přenosu tepla.

Způsoby přenosu tepla rozlišujeme podle fyzikální podstaty dějů, jimiž jsou realizovány. Existují tři způsoby přenosu tepla a to vedením, prouděním a zářením.

Přenos tepla vedením probíhá v látkách tuhých, kapalných i plynných. Jedná se o předávání kinetické energie molekul nebo atomů z míst s vyšší teplotou do míst s nižší teplotou. Vedení tepla se řídí Fourierovým zákonem vedení tepla

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T, \quad (1.1)$$

kde \vec{q} je hustota tepelného toku, λ tepelná vodivost a ∇T je teplotní gradient. Záporné znaménko v rovnici (1.1) vyjadřuje fakt, že se teplo šíří z oblasti s vyšší teplotou do oblasti s nižší teplotou. V technických aplikacích se často nesetkáme s jednoduchou rovinnou stěnou, ale se stěnou válcovou, např. u trubkových výměníků tepla.

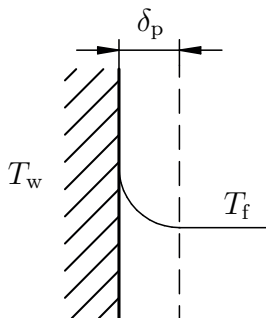
Součinitel tepelné vodivosti λ vyjadřuje vazbu mezi hustotou tepelného toku a teplotním polem. Jeho hodnota je závislá na materiálu a pohybuje se v řádech setin pro plyny, v řádech desetin pro kapaliny a v řádech desítek až stovek pro tuhé látky [16].

Přenos tepla prouděním může nastat pouze při makroskopickém pohybu spojitého prostředí, tedy při proudění tekutiny. Pokud teplotní rozložení v tekutině vyvolá rozdíl hustot a tudíž i pohyb tekutiny, mluvíme o přirozené konvekci. Pokud je pohyb vyvolán např. čerpadlem nebo ventilátorem, mluvíme o nucené konvekci. Pro oba typy přenosu tepla prouděním platí Newtonův vztah

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \alpha (T_w - T_f), \quad (1.2)$$

kde \vec{n} je vektor normály a ΔT rozdíl teplot v jádře proudící tekutiny a stěny (viz obrázek 1.1). Součinitel přestupu tepla α je úměrou velikosti hustoty tepelného toku a rozdílu teplot.

Při řešení přestupu tepla prouděním někdy nahrazujeme konvektivní tok fiktivní mezní teplotní vrstvou, kde dochází k transportu tepla vedením. Přestup tepla je poté závislý na tloušťce mezní teplotní vrstvy δ_p a její tepelné vodivosti. Představu mezní vrstvy můžeme vidět na obrázku 1.1.



Obr. 1.1: Teplotní mezní vrstva

Při inženýrském řešení přestupu tepla prouděním používáme pro určení součinitele přestupu tepla korelační vztahy. V literatuře se korelace většinou nevyskytují ve formě výpočtu součinitele přestupu tepla α , ale v jeho bezrozměrném vyjádření v Nusseltově čísle. Korelační vztahy nacházíme nejčastěji ve formě

$$\text{Nu} = C \text{Re}^m \text{Pr}^n, \quad (1.3)$$

kde C je konstanta odpovídající geometrii úlohy a exponenty m a n odpovídají režimu proudění tekutiny. Z Nusseltova čísla lze vyjádřit součinitel přestupu tepla α . Nusseltovo číslo je definováno vztahem

$$\text{Nu} = \frac{\alpha L}{\lambda}. \quad (1.4)$$

Tuhé látky, kapaliny a některé plyny při vysokých teplotách vyzařují energii v různých formách, jako např. ultrafialové záření nebo γ záření. Nositelem energie jsou elektromagnetické vlny, tudíž je tento mechanismus přenosu tepla nezávislý na prostředí mezi tělesy, u kterých k přestupu tepla dochází. Hustotu tepelného toku dokonale černého tělesa popisuje Stefan-Boltzmannův zákon

$$\vec{q} \cdot \vec{n} = \sigma T^4, \quad (1.5)$$

kde σ je Stefan-Boltzmannova konstanta a T teplota povrchu tělesa [16].

Jelikož je dokonale černé těleso pouze hypotetickým modelem a není možné ho vyrobit, přidává se do rovnice (1.5) člen, který tuto nedokonalost akceptuje – emisivita ε . Emisivita je bezrozměrné číslo s rozsahem od 0 do 1. Většina povrchů se dá popsat podmínkou $\varepsilon = \text{konst.}$ a nazýváme je "šedá" tělesa. Typické hodnoty ε jsou např. pro černěnou ocel $\varepsilon \approx 0,96$, pro leštěnou ocel $\varepsilon \approx 0,3$ a pro leštěný hliník $\varepsilon \approx 0,04$ [18].

Konvektivně konduktivní tepelný tok nestlačitelné tekutiny popisuje Fourier-Kirchhoffova rovnice

$$\underbrace{\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t}}_1 + \underbrace{\rho c_p \vec{u} \nabla T}_2 = \underbrace{\lambda \nabla^2 T}_3 + \underbrace{\vec{\tau} : \vec{\Delta}}_4 + \underbrace{\dot{Q}^{(g)}}_5. \quad (1.6)$$

V rovnici (1.6) zastupuje člen 1 rychlost akumulace tepelné energie, 2 konvektivní složku, 3 vedení tepla, 4 disipace mechanické energie v důsledku vazkého chování tekutiny a 5 objemový zdroj tepla.

Pokud ve Fourier-Kirchhoffově rovnici nebudeme uvažovat konvektivní člen a disipaci energie třením, získáme Fourierovu rovnici nestacionárního vedení tepla

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T + \dot{Q}^{(g)}. \quad (1.7)$$

Při řešení diferenciálních rovnic je nutné připojit i systém okrajových podmínek, pokud je úloha nestacionární i systém počátečních podmínek. Jako počáteční podmínku nejčastěji volíme teplotu tělesa v čase 0. Pro okrajové podmínky volíme jednu z následujících možností

- okrajová podmínka I. druhu - Dirichletova - určuje teplotu na povrchu tělesa, často se používá $T = \text{konst.}$
- okrajová podmínka II. druhu - Neumannova - určuje rozložení hustot tepelného toku na povrchu tělesa v čase, často se používá $\dot{q} = \text{konst.}$
- okrajová podmínka III. druhu - Newtonova - určuje rozložení součinitelů přestupu tepla na povrchu tělesa, často se používá $\alpha = \text{konst.}$
- okrajová podmínka IV. druhu se používá pro styk dvou těles, který může být dokonalý nebo nedokonalý (v takovém případě se navíc přidává kontaktní tepelný odpor)
- okrajová podmínka V. druhu se používá pro látky s fázovou přeměnou na povrchu

Kapitola 2

Literární rešerše

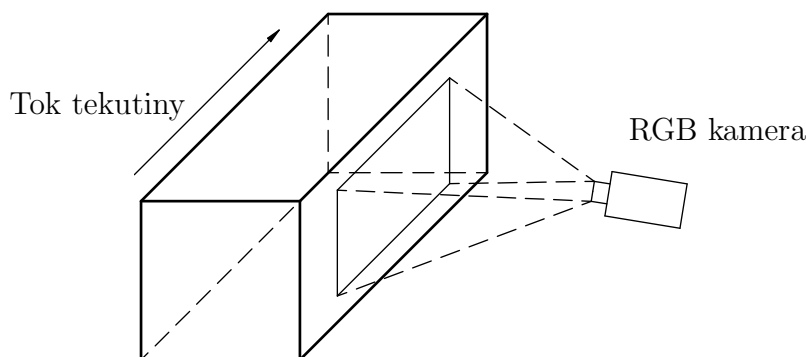
Cílem měření přestupu tepla je stanovení součinitele přestupu tepla α . Měření součinitele přestupu tepla je poměrně komplikované a používají se různá nepřímá měření a metody. Tyto metody se dají rozdělit do dvou skupin, a to stacionární (časově nezávislé) a nestacionární (časově závislé) metody [1].

Stacionární metody jsou založené na uvedení měřené soustavy do termodynamické rovnováhy, kde $\dot{Q} = \text{konst.}$ nebo $\Delta T = \text{konst.}$ Po uvedení soustavy do rovnováhy jsou odečteny veličiny potřebné pro výpočet α . Jelikož je měření časově nezávislé, je snadné stanovit kapacitní a fyzikální vlastnosti, naopak realizace ustáleného stavu je časově a technicky náročná.

Nestacionární metody jsou založené na tepelné bilanci systému. Při experimentech měříme časové průběhy různých veličin, nejčastěji teplot. Známe-li závislosti fyzikálních vlastností na teplotě, můžeme poté dopočítat příslušný součinitel přestupu tepla α [1].

2.1 Nestacionární metody měření součinitele přestupu tepla

Autoři Lock a Owen (2005) využili při měření součinitele přestupu tepla vlastností tekutých krystalů, které při změně teploty mění svou barvu. Autoři nanесли tenkou vrstvu tekutých krystalů na průhlednou desku a z druhé strany ji sledovali barevnou kamerou. Schéma experimentu můžeme vidět na obrázku 2.1.



Obr. 2.1: Schema experimentu dle [10]

Při této metodě je sledována časová závislost změny barvy tekutých krystalů, respektive teploty povrchu. Změna teploty může být vytvořena ohříváním stěny teplejší tekutinou nebo naopak ochlazováním přehřáté stěny chladnější tekutinou.

Z naměřených dat byl nejprve vyhodnocen bezrozměrný čas t^* dle rovnice

$$T^* = 1 - \exp(t^{*2}) \operatorname{erfc}(t^*), \quad (2.1)$$

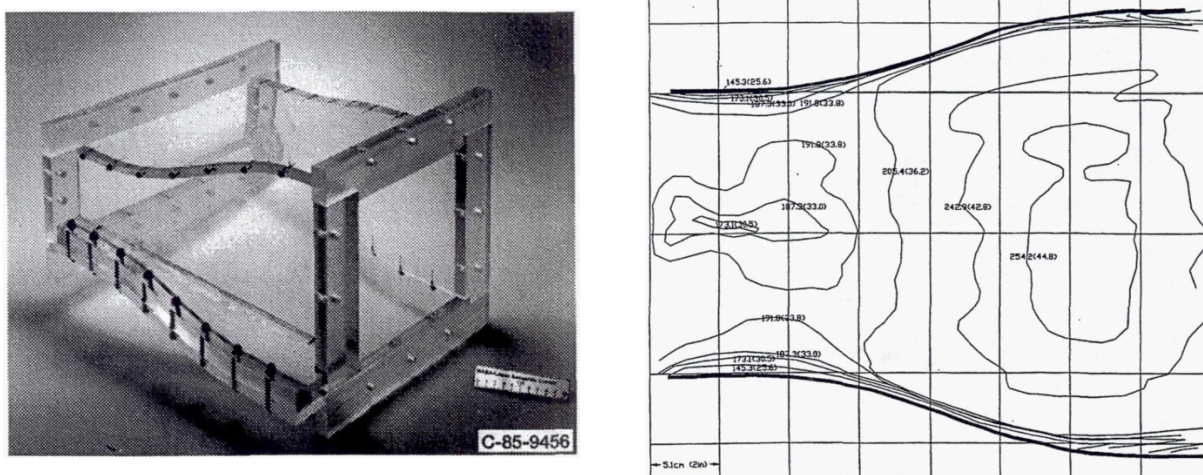
kde T^* je bezrozměrná teplota vypočtená z rovnice

$$T^* = \frac{T_i - T_s}{T_i - T_r}. \quad (2.2)$$

Použité teploty při výpočtu bezrozměrné teploty jsou: T_i teplota na začátku experimentu, T_r teplota za měřícím kanálem a T_s teplota tekutých krystalů. Poté byl z definice bezrozměrného času vyjádřen součinitel přestupu tepla α .

$$t^* = \frac{\alpha \sqrt{t}}{\sqrt{\rho c_p \lambda}} \quad (2.3)$$

Metoda byla aplikována na proudění vzduchu v rozšiřujícím se kanále (viz obrázek 2.2).



Obr. 2.2: Měřící kanál a výsledky měření součinitelů přestupu tepla pro $Re = 2 \cdot 10^5$ [10]

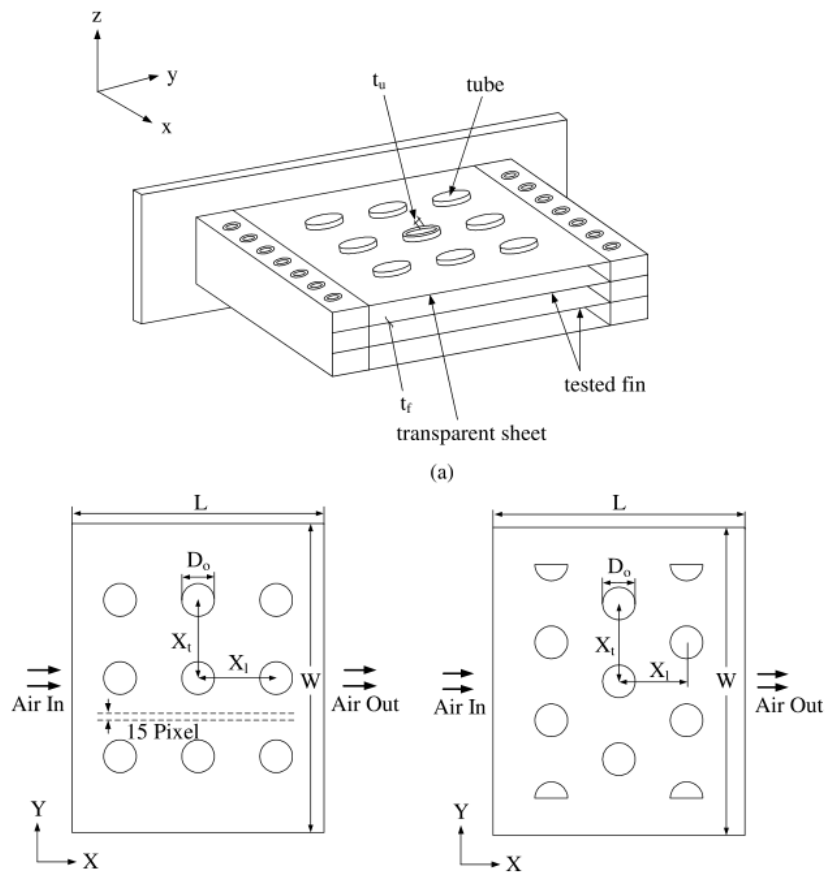
Autoři Herchang a Jang (2002) provedli měření součinitelů přestupu tepla v simulaci trubkového výměníku tepla, kde jsou trubky spojeny žebry. Při experimentu byly využity tři žebra a různé rozložení trubek. Schema měřící hlavy a rozložení trubek můžeme vidět na obrázku 2.3. Při určování α autoři vycházeli z Fourierovy rovnice pro směry x a y

$$q_x = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x}, \quad q_y = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.4)$$

a pro výpočet součinitelů přestupu tepla odvodili

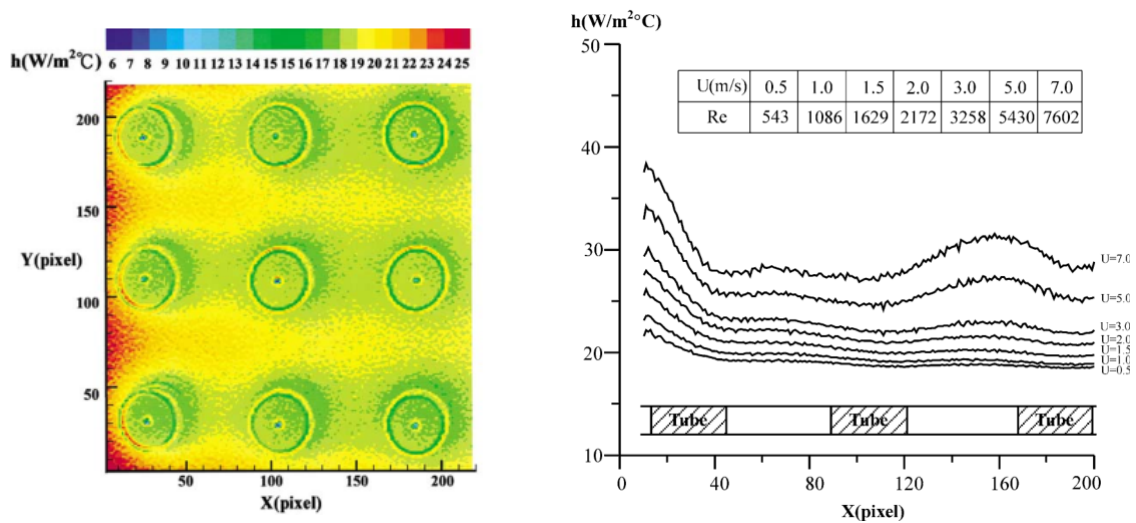
$$\alpha = \frac{\lambda s}{2(T - T_\infty)} \left(\frac{T_{x+1,y} + T_{x-1,y} + T_{x,y+1} + T_{x,y-1} - 4T_{x,y}}{l^2} \right), \quad (2.5)$$

kde T je teplota trubek, T_∞ teplota vzduchu před měřící sekci, l velikost bodu měření a $T_{x,y}$ teploty naměřené termokamerou v jednotlivých bodech.



Obr. 2.3: Schema měřicí hlavy a rozložení trubek, Herchang a Jang (2002)

Trubky v měřicí sekci byly vyhřívány na 60°C a proud vzduchu, který trubky ochlazoval, byl vytvářen kompresorem. Rychlost vzduchu, která se pohybovala v rozmezí $0,5$ až 7 m s^{-1} , byla měřena žhaveným drátem. Rozsah Reynoldsových čísel byl 550 až 7600 . Autoři podali výsledky ve formě mapy intenzity přestupu tepla a 2D grafu.



Obr. 2.4: Naměřené hodnoty autorů Herchang a Jang (2002)

Autoři Ambros a Rieger (2002) provedli měření přestupu tepla pro celý povrch míchané nádoby. Měření provedli pro různé otáčky míchadla a také pro různé typy míchadel. Při měření sledovali čtyřmi termočlánky rozdíly teplot v nádobě a v duplikátoru a ze záznamu dat vypočítávali součinitel přestupu tepla α .

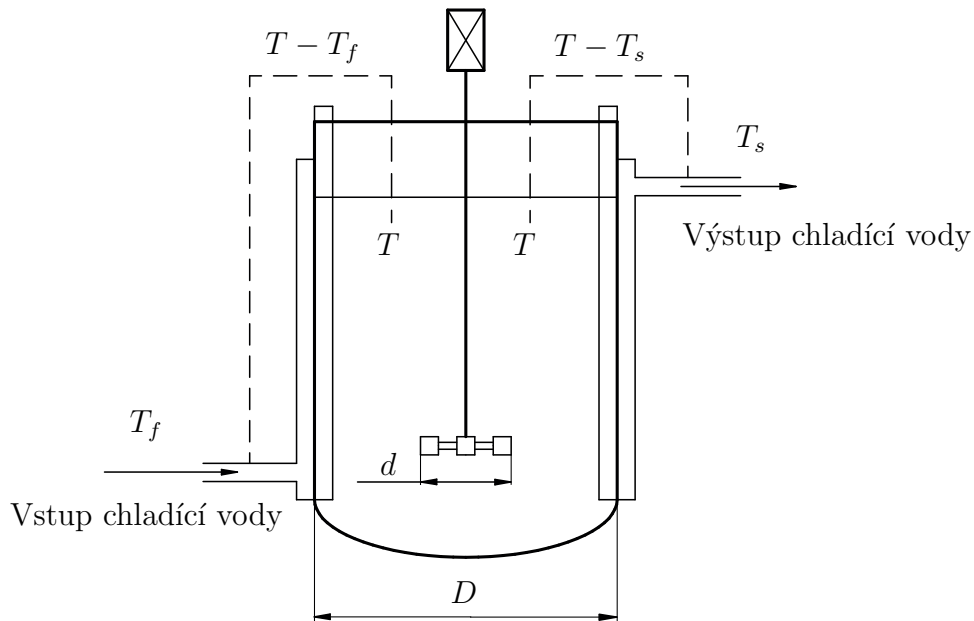
Schematické znázornění experimentu můžeme vidět na obrázku 2.5. V nádobě s klenutým dnem a duplikátorem bylo instalováno míchadlo (turbínové míchadlo s dělicím kotoučem a šestilopátkové míchadlo s lopatkami skloněnými v úhlu 45°). Teplota byla snímána termočlánky Cu–CuNi.

Záznam dat byl využit pro výpočet součinitele přestupu tepla v rovnici

$$-c_p M dT = \alpha S (T_{vs} - T_s) dT, \quad (2.6)$$

kde autoři rozdělili měření na n intervalů a diferenciály nahradili diferencemi. Výsledná rovnice byla

$$-c_p M \Delta T = \alpha S (T_{vc} - T_s) \Delta t. \quad (2.7)$$



Obr. 2.5: Schema experimentu dle [1]

Autoři při experimentech měřili konfiguraci $d/D = 0,33$ a $h/d = 0,2$ (výška míchadla ode dna ku jeho průměru). Naměřené a vypočtené součinitele přestupu tepla byly využity pro stanovení koeficientu C z rovnice (1.3).

Korelace pro šestilopátkové míchadlo je

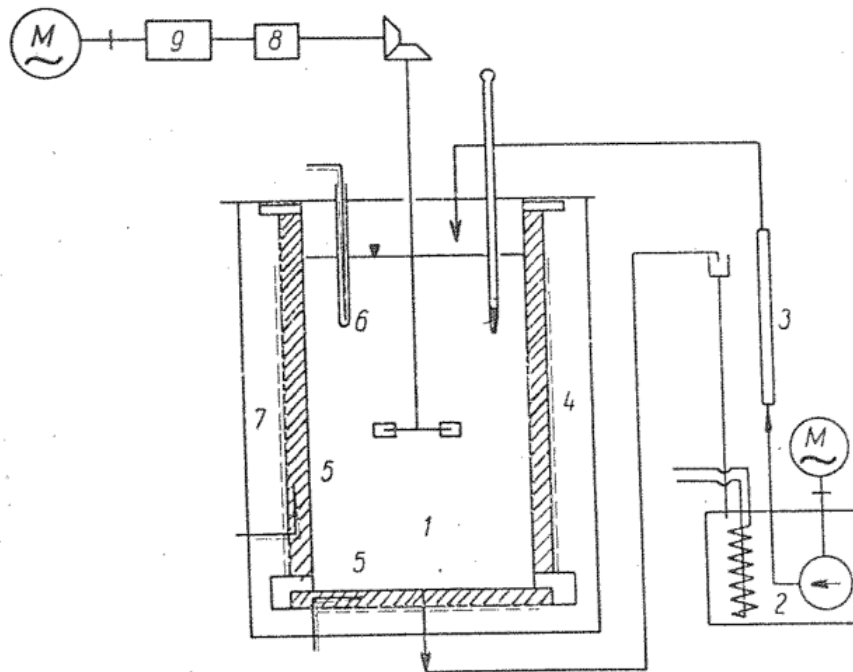
$$\text{Nu} = 0,73 \text{Re}^{0,66} \text{Pr}^{0,33} \left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^{0,14} \quad (2.8)$$

a pro turbínové míchadlo s dělicím kotoučem

$$\text{Nu} = 1,09 \text{Re}^{0,66} \text{Pr}^{0,33} \left(\frac{\mu}{\mu_s} \right)^{0,14} \quad (2.9)$$

2.2 Stacionární metody měření součinitele přestupu tepla

Autor Kupčík (1973) měřil přestup tepla na plochem dně nádoby a také plášti pro tři různá míchadla, a to turbínové, vrtulové a lopatkové. Experimenty provedl pro systémy s narážkami a bez narážek. Měření bylo rozděleno na přestup tepla na plochem dně a na plášti a zároveň pro celý povrch nádoby. Schema experimentu můžeme vidět na obrázku 2.6.



Obr. 2.6: Schema dle Kupčík (1973), pozn.: 1-nádoba s míchadlem, 2-termostat, 3-průtokoměr, 4-elektrické odporové topení, 5-termočlánek, 6-referenční spoj termočlánek, 7-teplná izolace, 8-počítač otáček s fotoelektrickým čidlem, 9-variátor

Měření bylo provedeno při ustáleném stavu průtočného systému. Temperovaná kapalina z termostatu byla čerpána přes průtokoměr na hladinu míchané nádoby. Výška hladiny byla udržována přepadem. Při pokusech byla měřena teplota míchané kapaliny, teplotní diference mezi stěnou, dnem a míchanou kapalinou, průtok a teplota na vstupu do nádoby a topný příkon na stěně a dně. Míchanou kapalinou byla voda a 50% roztok glycerinu.

Součinitel přestupu tepla byl určován ze vztahu

$$\dot{Q} = \alpha S \Delta T \quad (2.10)$$

Vybrané korelace prezentované autorem můžeme vidět v následující tabulce.

Tab. 2.1: Vybrané kritériální závislosti pro jednotlivá míchadla, Kupčík (1973)

system	krit. závislost
turbínové míchadlo, nádoba s narážkami, dno nádoby	$Nu = 0,381 Re^{0,58} Pr^{0,5}$
vrtulové míchadlo, nádoba s narážkami, dno nádoby	$Nu = 0,356 Re^{0,58} Pr^{0,5}$
dvoulopatkové míchadlo, nádoba s narážkami, dno nádoby	$Nu = 0,217 Re^{0,62} Pr^{0,5}$

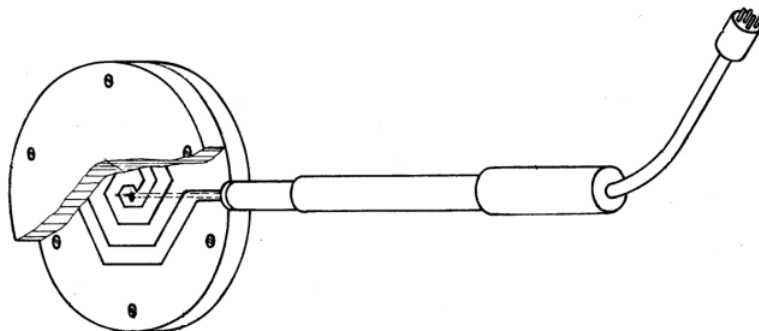
Vynálezci Jadavan a dal. (1977) jsou držiteli patentu na zařízení pro absolutní měření součinitele přestupu tepla. Tento patent obsahuje návrh zařízení pro měření a také doporučení pro měření. Princip měření je založen na rozdílných teplotách měřicího čidla a okolí, kdy je vždy měřící čidlo teplejší a pokrývá tepelné ztráty.

Při rozdílu teplot mezi měřícím čidlem a okolím se předává teplo. Tento tepelný tok je vyrovnáván topným vinutím, které je řízeno termočlánkem. Topné vinutí je připojeno k výkonovému zesilovači přes wattmetr, kde se měří výkon N . Jestliže se v čidle nahradí ztracený tepelný tok \dot{Q} stejně velkým výkonem N , můžeme konstatovat

$$\dot{Q} = N \quad (2.11)$$

a součinitel přestupu tepla se poté vypočte

$$\alpha = \frac{N}{S \Delta T} \quad (2.12)$$

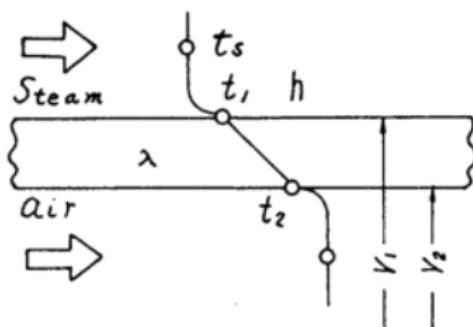


Obr. 2.7: Patentované měřící čidlo [17]

Autoři Ohno a Fukada (1978) experimentálně měřili součinitel přestupu tepla v labyrintové ucpávce parní turbíny. Měření bylo součástí výzkumu dějů při náběhu parní turbíny. Autoři vycházeli z termodynamické rovnováhy

$$\alpha = \frac{\lambda}{r_1 \ln \left(\frac{r_1}{r_2} \right)} \frac{T_1 - T_2}{T_s - T_1}, \quad (2.13)$$

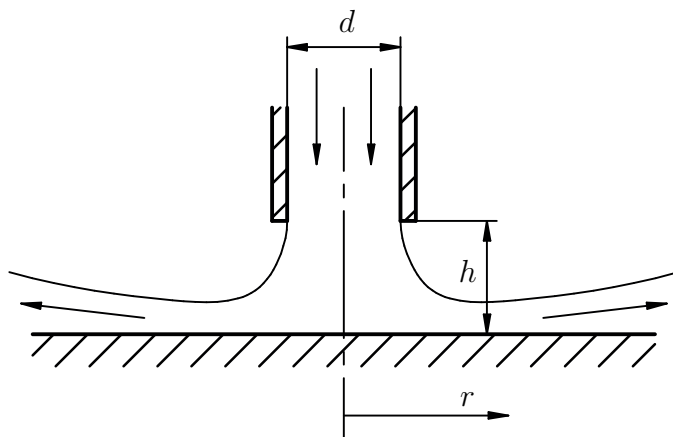
odkud zároveň vyjadřovali součinitel přestupu tepla. Schematicky znázorněný experiment můžeme vidět na obrázku 2.8. Autoři měřili teploty stěn a volného proudu třemi termočlánky. Teploty měřili pro různé časy při nabíhání ucpávky. Součinitele přestupu tepla se při najíždění měnily od desítek až po několik tisíc.



Obr. 2.8: Experimentální model [12], Y_1 , Y_2 jsou poloměry r_1 a r_2

2.3 Měření přestupu tepla v impaktním proudu

Impaktním proudem nazýváme vynucený tok tekutiny, který naráží na desku. Tento proud tekutiny je velmi často v praxi využíván pro sušení různých materiálů, chlazení elektronických komponent, odstraňování mlhy na skle nebo chlazení strojních dílů. Jelikož je aplikace impaktního proudu rozsáhlá, byl také mnohokrát experimentálně měřen a zkoumán.



Obr. 2.9: Schematický impaktní proud [21]

K problematice impaktního proudu lze nalézt mnoho literatury, např. Rahimi a Owen (2003), Chung a Luo (2002) nebo komplexnější článek Zuckerman a Lior (2006).

Autoři Zuckerman a Lior (2006) ve svém článku kromě základních fyzikálních principů uvádí i různé korelace jiných autorů a také souhrn numerického modelování impaktního proudu.

Experimentální výsledky podávají autoři nejčastěji ve formě

$$\text{Nu} = C \text{Re}^m \text{Pr}^n f\left(\frac{h}{d}\right). \quad (2.14)$$

Korelační vztahy mají vždy omezenou platnost, nejčastěji můžeme nalézt práce pro nižší ($3000 < \text{Re} < 20000$) a vyšší Reynoldsova čísla ($\text{Re} > 20000$). Dále se autoři zaměřují na poměr $h/d < 1$ nebo naopak $h/d > 2$.

V článku autorů Zuckerman a Lior (2006) můžeme najít korelace jako

- Autoři Lytle a Webb (1994), Reynoldsova čísla v rozsahu 3700 až 30000 a poměr $h/d < 1$

$$\text{Nu} = 0,726 \text{Re}^{0,53} (h/d)^{-0,191} \quad (2.15)$$

- Autoři Mohanty a Tawfek (1993), Reynoldsova čísla v rozsahu 4860 až 15300 a poměr h/d od 20 do 25

$$\text{Nu} = 0,17 \text{Re}^{0,701} (h/d)^{-0,182} \quad (2.16)$$

- Autor Tawfek (1996), Reynoldsova čísla v rozsahu 3400 až 41000, poměr h/d od 6 do 58 a poměr r/d od 2 do 30

$$\text{Nu}_{\text{prum}} = 0,453 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{0,691} (h/d)^{-0,22} (r/d)^{-0,38} \quad (2.17)$$

- Autoři Wen a Jang (2003), Reynoldsova čísla v rozsahu 750 až 27000, poměr h/d od 3 do 16 a poměr r/d od 0 do 7,14

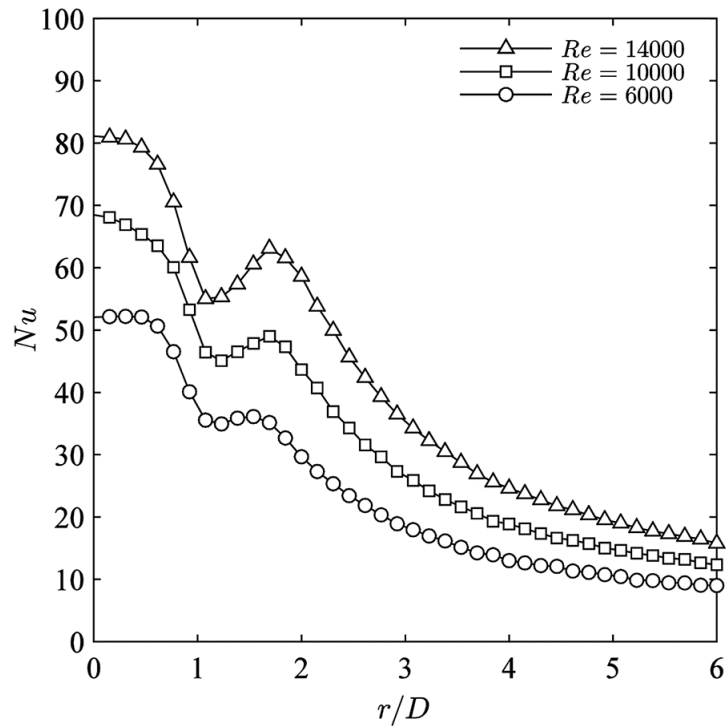
$$\text{Nu}_{\text{prum}} = 0,442 \text{Pr}^{1/3} \text{Re}^{0,696} (h/d)^{-0,20} (r/d)^{-0,41} \quad (2.18)$$

Impaktní proud byl v minulosti mnohokrát numericky modelován. Články, které se zabývají numerickými modely, jsou dostupné pro různé konfigurace, např. kolmý impaktní proud jednou válcovou tryskou, nakloněný impaktní proud, soustava válcových trysek nebo obdélníková tryska (tzv. vzduchový nůž). Autoři ve své práci shromáždili informace o modelování tohoto jevu. Dále popsali jednotlivé modely turbulence a porovnali je z hlediska časové náročnosti a predikce Nusseltova čísla. Vybrané modely a jejich posouzení můžeme vidět v tabulce 2.2.

Tab. 2.2: Porovnání modelů turbulence [21]. Pozn.: ★ nejhorší, ★★ ★★ nejlepší.

Model turbulence	Časová náročnost	Predikce Nu	Chyba Nu
$k - \varepsilon$	★★★★	★	15–60%
$k - \omega$	★★★★	★★	10–30%
SST, hybridní metody	★★★	★★★	20–40%
LES metody	★	★★★★	Neuvedeno

Naměřená data můžeme v grafické formě nejčastěji nalézt v bezrozměrných souřadnicích jako $\text{Nu} = f(r/D)$. Naměřená data vykazují dvě maxima, první maximum na souřadnici $r/D = 0$ a druhé, menší maximum na souřadnici $r/D \approx 2$.



Obr. 2.10: Graf $Nu = f(r/D)$, $Pr = 0,71$ [13]

Autoři Zuckerman a Lior (2006) rozdělují principy měření přestupu tepla v impaktním proudu do dvou skupin, a to tepelně stálé a oscilující. Při tepelně stálých metodách jsou sledovány teploty na desce, na kterou impaktní proud dopadá. Součinitele přestupu tepla jsou určeny z Newtonova zákona

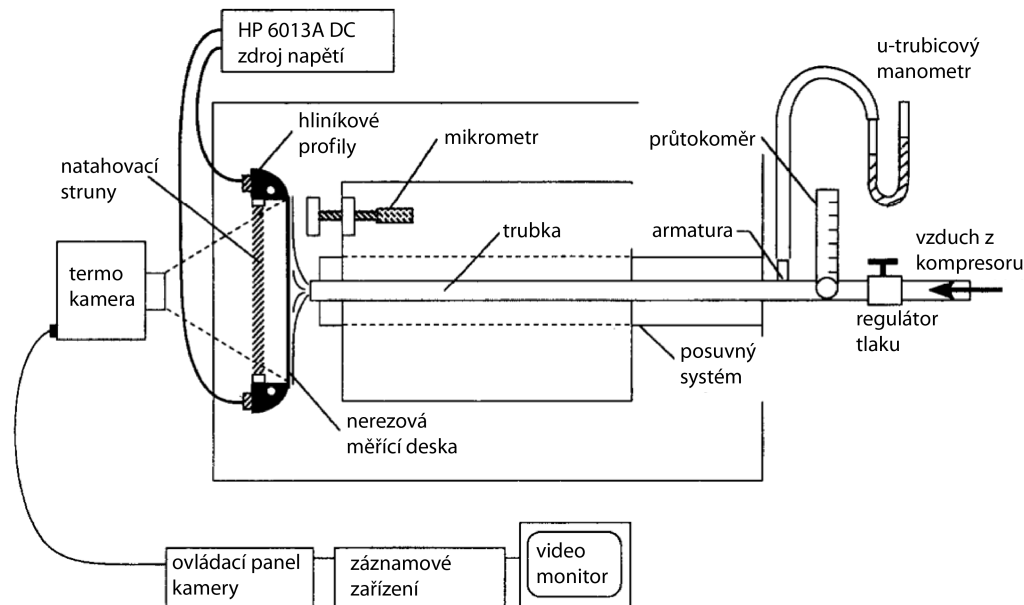
$$\alpha = \frac{\dot{q}}{\Delta T}. \quad (2.19)$$

Tepelný tok \dot{q} při těchto metodách by měl být konstantní. Autoři většinou využívají odporového ohřevu měřicí desky nebo tenkého filmu. Druhá strana desky, kde měření neprobíhá, je tepelně izolovaná. Pokud by byl tepelný tok dodáván pouze v jednom místě, docházelo by k vedení tepla v desce a vyhodnocení by bylo složitější. Autoři se tento jev snaží minimalizovat použitím tenkých měřicích desek a/nebo využitím materiálů s nízkou tepelnou vodivostí.

Teplota může být sledována termočlánky v přesně definovaných pozicích nebo termokamerou. Autoři dále často používají tekutých krystalů, které mění svoji barvu s teplotou. Krystaly jsou sledovány barevnou kamerou.

Oscilující metody využívají proměnného tepelného toku. Přesnost těchto metod měření závisí na předpokladu, že s proměnným tepelným tokem je Nusseltovo číslo přibližně konstantní. Sledování teplot nebo teplotních polí probíhá stejně jako u metod tepelně stálých. Při tomto principu metody získají autoři sadu změn teplot na měřicí desce, které dále vyhodnocují.

Autoři Lytle a Webb (1994) měřili přestup tepla v impaktním proudu tepelně stálou metodou. Tenkou desku (0,05 mm) vyrobenou z nerezové oceli ohřívali průchodem stejnosměrného proudu pro zajištění konstantního tepelného toku. Impaktní proud vzduchu byl vytvářen kompresorem. Autoři měřili impaktní proud pro poměr h/d 0,1 až 1 a dále pro 6. Schema experimentu můžeme vidět na obrázku 2.11.



Obr. 2.11: Schema experimentu autorů Lytle a Webb (1994)

Teplotní pole bylo snímáno termokamerou a bylo zaznamenáváno na videokazetu. Pro nastavení správného poměru h/d bylo využito mikrometru. Experimenty byly provedeny pro 9 různých Reynoldsových čísel v rozsahu 3600 až 27 600.

Autoři prezentovali zde již zmíněný korelační vztah pro poměr $h/d < 1$

$$Nu_0 = 0,726 Re^{0,53} (h/d)^{-0,191}, \quad (2.20)$$

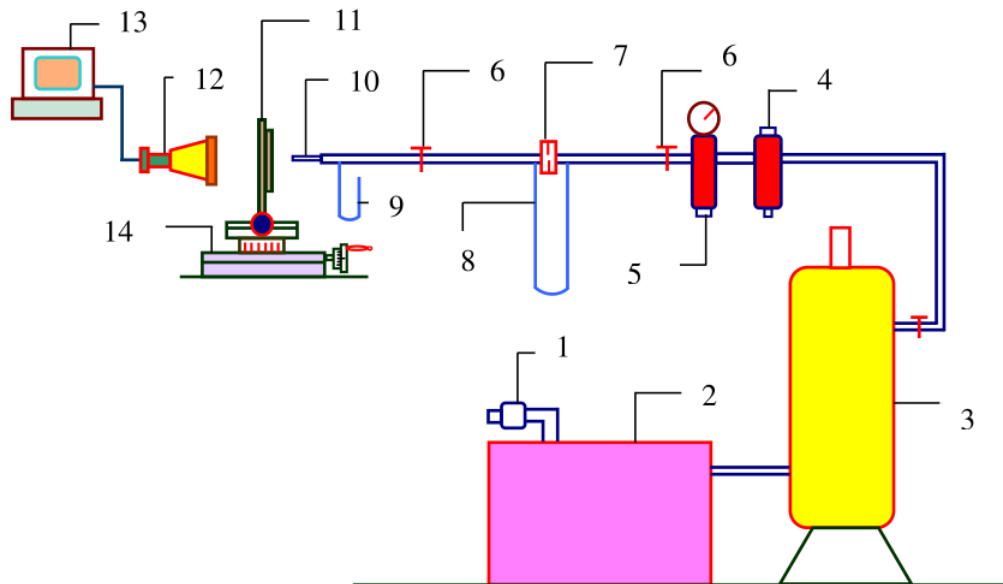
dále pak vztah pro poměry $(h/d) < 0,5$

$$Nu_0 = 0,663 Re^{0,53} (h/d)^{-0,248} \quad (2.21)$$

a vztah pro souřadnici druhého (lokálního) maxima

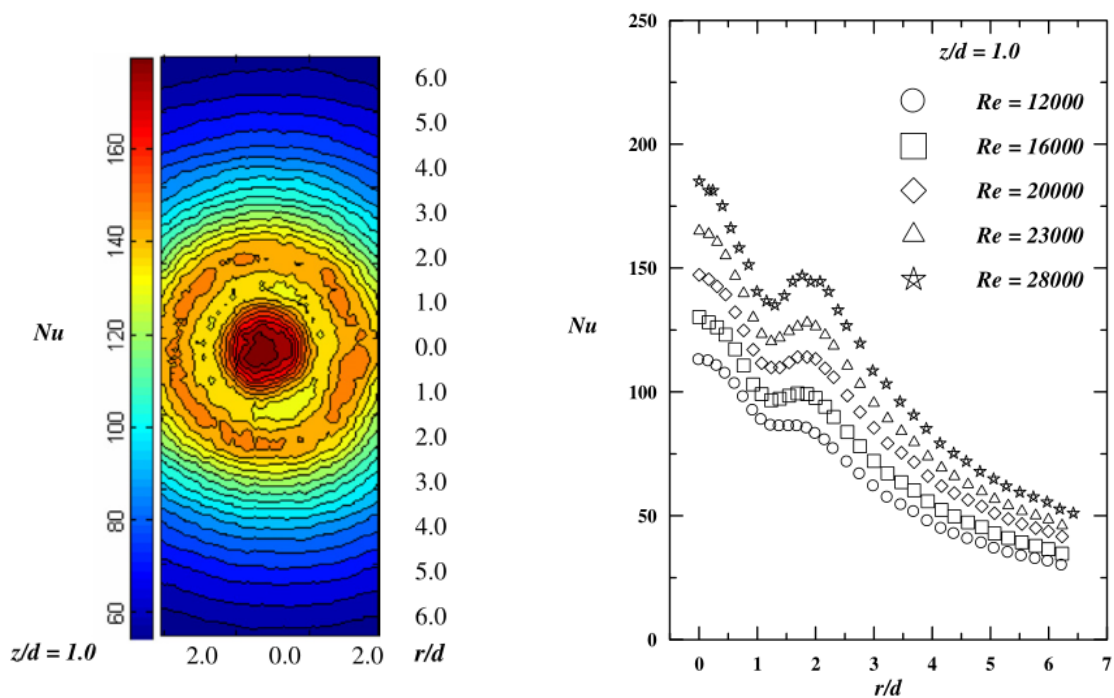
$$(r/d)_{MAX} = 0,188 Re^{0,241} (h/d)^{0,224}. \quad (2.22)$$

Autoři Katti a Prabhu (2008) provedli podobný experiment jako Lytle a Webb (1994). Při určování Nusseltova čísla využili termokamery, která snímala teplotní pole ze zadní strany měřicí desky o tloušťce 0,06 mm. Měřicí deska byla vyrobena z nerezové oceli a opatřena matným černým nátěrem s naměřenou emisivitou $\varepsilon = 0,99$. Při experimentu byla měřena teplota impaktního proudu v trubce termočlánkem. Schema experimentu můžeme vidět na obrázku 2.12.



Obr. 2.12: Schema experimentu dle Katti a Prabhu (2008). Pozn.: 1. vzduchový filtr, 2. kompresor, 3. vzdušník, 4. vzduchový filtr, 5. regulátor tlaku, 6. jehlicový ventil, 7. clona, 8. diferenční manometr, 9. manometr, 10. ústí trubky, 11. měřící deska, 12. termokamera, 13. PC, 14. pojízdný mechanismus

Měřící deska byla vytápěna stejnosměrným elektrickým proudem. Autoři měřili přestup tepla pro Reynoldsova čísla 12 000 až 28 000 a pro poměr $h/d = 0,5$ až 8. Naměřené výsledky autorů pro $h/d = 1$ můžeme vidět na obrázku 2.13.



Obr. 2.13: Výsledky měření Katti a Prabhu (2008), $(h/d) = 1$, $Pr = 0,7$

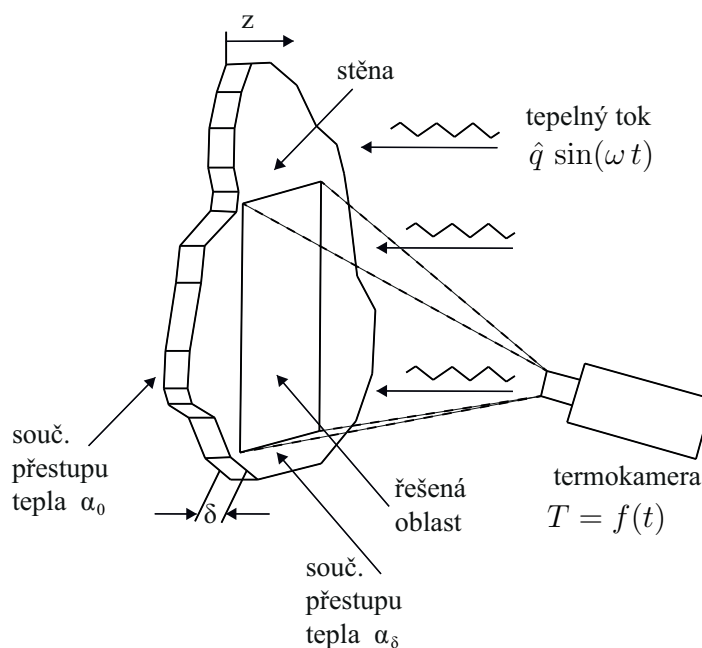
Uvedená korelace pro $h/d = 1$ je

$$Nu_0 = 1,2 Re^{0,4} Pr^{0,333} (h/d)^{-0,11}. \quad (2.23)$$

Kapitola 3

Teoretické základy metody teplotních oscilací

Metodu teplotních oscilací publikovali autoři Wandelt a Roetzel (1997). Metoda je založena na snímání povrchové teploty. Tuto teplotu ovlivňují především dva faktory, a to součinitel přestupu tepla, který vyšetřujeme, a modulovaný tepelný tok, který na povrch vysíláme. Schematické znázornění metody můžeme vidět na obrázku 3.1.



Obr. 3.1: Schema experimentu [20]

Modulovaný tok, který vysíláme na stěnu, se dá matematicky zapsat vztahem

$$\dot{q} = \hat{q} \sin(\omega t), \quad (3.1)$$

kde \hat{q} je amplituda, ω úhlová rychlost a t čas.

Časová změna teploty T v homogenní desce s teplotní vodivostí a je popsána Fourierovou rovnicí (1.7) zapsaná v kartézských souřadnicích.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad (3.2)$$

Pokud zanedbáme přenos tepla vedením v obou směrech roviny desky x a y , zjednoduší se tato rovnice na

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}. \quad (3.3)$$

V ustálených teplotních oscilacích může být teplota stěny rozdělena na časově stálou část teploty a na periodickou část $\varphi(z, t)$.

Pokud k rovnicím připojíme okrajové podmínky, můžeme soustavu rovnic řešit. Okrajová podmínka na straně $z = \delta$ je dána modulovaným tepelným tokem. Jedná se o podmínku třetího druhu a dá se vyjádřit jako

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=\delta} = \hat{q} \sin \omega t - \alpha_\delta T|_{z=\delta}. \quad (3.4)$$

Okrajová podmínka na straně $z = 0$ je dána přestupem tepla, který je číselně vyjádřen součinitelem přestupu tepla α_0 . Tato podmínka je také třetího druhu a dá se vyjádřit jako

$$\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = \alpha_0 T|_{z=0}. \quad (3.5)$$

Pro řešení této soustavy rovnic využili autoři Laplaceovu transformaci. Výsledkem je rovnice pro teplotu v bodě měření

$$T(z, t) = A(z) \sin(\omega t - \varphi(z)) \quad (3.6)$$

Porovnáním rovnic (3.1) a (3.6) zjistíme, že se od sebe liší fázovým zpožděním $\varphi(z)$. Právě fázové zpoždění měřené teploty oproti vysílanému signálu bude indikovat přestup tepla.

Fázové zpoždění na povrchu s oscilujícím tepelným tokem lze vyjádřit jako

$$\tan \varphi|_{z=\delta} = \frac{c_1 + 2 \xi \psi_0 c_2 + 2 \xi^2 \psi_0^2 c_3}{2 \xi \psi_0 (1+r) c_0 + 2 \xi^2 \psi_0^2 (1+2r) c_1 + 4 \xi^3 \psi_0^3 r c_2 + c_3} \quad (3.7)$$

Pro jednodušší vyjádření výsledku zavedli autoři tři nová bezrozměrná kritéria pro tloušťku desky a součinitele přestupu tepla

$$\xi = \delta \sqrt{\frac{\omega}{2a}}, \quad (3.8)$$

$$r = \frac{\alpha_\delta}{\alpha_0}, \quad (3.9)$$

$$\psi_0 = \frac{\alpha_0 a}{\delta \lambda \omega}, \quad (3.10)$$

a dále čtyři konstanty

$$\begin{aligned} c_0 &= \cosh^2 \xi \cos^2 \xi + \sinh^2 \xi \sin^2 \xi \\ c_1 &= \cosh \xi \sinh \xi + \cos \xi \sin \xi \\ c_2 &= \cosh^2 \xi \sin^2 \xi + \sinh^2 \xi \cos^2 \xi \\ c_3 &= \cosh \xi \sinh \xi - \cos \xi \sin \xi \end{aligned} \quad (3.11)$$

V tomto článku byl také prezentován matematický vztah pro případ, že modulovaný tepelný tok dopadá na stejnou stranu měřící desky, kde vyšetřujeme přestup tepla.

$$\tan \varphi|_{z=0} = \frac{2 \xi^2 \psi_0^2 r (\tan \xi - \tanh \xi) + 2 \xi \psi_0 (1+r) \tan \xi \tanh \xi + \tan \xi + \tanh \xi}{2 \xi^2 \psi_0^2 r (\tan \xi + \tanh \xi) + 2 \xi \psi_0 (1+r) - \tan \xi + \tanh \xi} \quad (3.12)$$

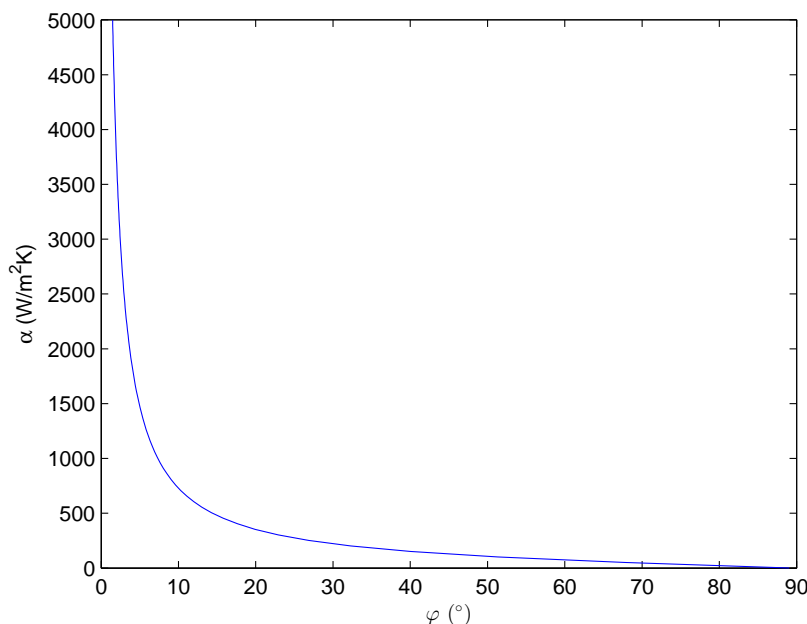
Dále jsou prezentovány výsledky pro druhé mocniny amplitud

$$A^2|_0 = \left(\frac{\delta \bar{q} M}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{4\xi^4[\psi_0(1+r)]^2 c_0 + 8\xi^5 \psi_0^3 r(1+r)c_1 + (2\xi^2 + 8\xi^6 \psi_0^4 r^2)c_2 + 4\xi^3 \psi_0(1+r)c_3} \quad (3.13)$$

$$A^2|_\delta = \left(\frac{\delta \bar{q} M}{\lambda} \right)^2 \frac{c_0 + 2\xi \psi_0 c_1 + 2\xi^2 \psi_0^2 c_2}{4\xi^4[\psi_0(1+r)]^2 c_0 + 8\xi^5 \psi_0^3 r(1+r)c_1 + (2\xi^2 + 8\xi^6 \psi_0^4 r^2)c_2 + 4\xi^3 \psi_0(1+r)c_3} \quad (3.14)$$

Ačkoliv to z rovnice (3.7) není úplně zřejmé, měření není závislé na amplitudě tepelného toku. Z toho důvodu není nutné měřit přesnou teplotu povrchu. Měření je naopak závislé na přesném odečtu doby mezi vysláním tepelného toku a následnou změnou teploty povrchu. Pro experimentální měření je potřeba soustavu zařízení synchronizovat. Dále je metoda závislá na odhadu součinitele přestupu tepla na straně α_δ . Tento součinitel bude určen na základě korelace pro přirozenou konvekci.

Podle rovnice (3.7) můžeme vykreslit graf závislosti fázového posunu φ a součinitele přestupu tepla α .



Obr. 3.2: Závislost φ a α pro $\delta = 1,5$ mm, $\lambda = 15$ W m⁻¹ K⁻¹, $\rho = 7600$ kg m⁻³, $c_p = 500$ J kg⁻¹ K⁻¹, $\alpha_\delta = 3$ W m⁻² K⁻¹, $\omega = 0,01$ rad s⁻¹

Průběh závislosti na obrázku 3.2 je závislý na tloušťce desky δ , úhlové rychlosti vysílaného signálu ω a teplotní vodivosti materiálu desky a , která dále závisí na měrné tepelné kapacitě c_p , hustotě ρ a tepelné vodivosti λ . Dále je řešení závislé na hodnotě součinitele přestupu tepla α_δ na straně $z = \delta$.

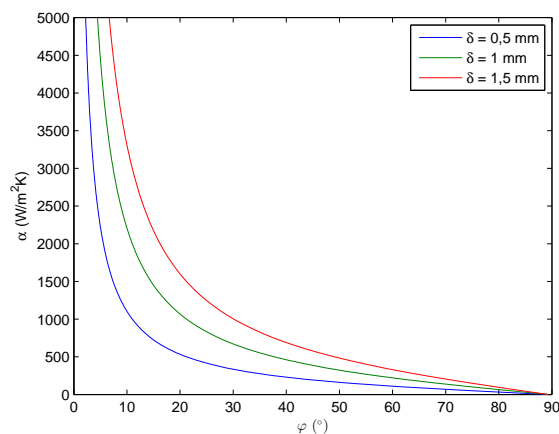
3.1 Citlivostní analýza

V rámci diplomové práce byla provedena citlivostní analýza řešení. Výsledky analýzy můžeme vidět v tabulce 3.1.

Tab. 3.1: Citlivostní analýza. Poznámky: souč. přestupu tepla α_0 ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$), tepelná vodivost λ ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$), hustota ρ (kg m^{-3}), měrná tepelná kapacita c_p ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$), tloušťka desky δ (mm)

α ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)	$\varphi = 1$	%	$\varphi = 10$	%	$\varphi = 50$	%	Změna
$\alpha_\delta = 1$	8001,7	-0,01	1325,7	+0,15	195,0	+1,04	-2
$\alpha_\delta = 3$	8002,8	0	1323,7	0	193,0	0	0
$\alpha_\delta = 5$	8003,9	+0,01	1321,7	-0,15	191,0	-1,04	+2
$\alpha_\delta = 7$	8005,1	+0,03	1319,7	-0,3	189,0	-2,07	+4
$\lambda = 20$	8003,0	-0,00	1325,3	+0,12	192,8	-0,1	-13
$\lambda = 33$	8002,8	0	1323,7	0	193,0	0	0
$\lambda = 50$	8002,7	-0,00	1323,8	+0,01	193,1	+0,05	+17
$\rho = 7000$	7925,3	-0,94	1187,8	-10,27	173,0	-10,36	-800
$\rho = 7800$	8002,8	0	1323,7	0	193,0	0	0
$\rho = 8500$	8035,6	+0,44	1456,3	+10,02	210,6	+9,12	+700
$c_p = 450$	7927,9	-0,94	1191,7	-9,97	173,5	-10,1	-50
$c_p = 500$	8002,8	0	1323,7	0	193,0	0	0
$c_p = 550$	8037,9	+0,44	1456,3	+10,02	212,6	+10,16	+50
$\delta = 0,5$	7844,4	-1,44	1102,7	-50,04	160,4	-50,29	-0,5
$\delta = 1$	7958,8	0	2207,2	0	322,7	0	0
$\delta = 1,5$	7738,5	-2,77	3309,5	+49,94	428,7	+32,85	+0,5

Z výsledků citlivostní analýzy můžeme konstatovat, že největší vliv na výsledek má tloušťka desky. Dále se na výsledku výrazněji projeví termofyzikální vlastnosti desky. Závislost výsledku na tloušťce desky byla graficky vynesena.



Obr. 3.3: Součinitel přestupu tepla α jako funkce fázového zpoždění φ , $\lambda = 15 \text{ W m}^{-1} \text{K}^{-1}$, $\rho = 7600 \text{ kg m}^{-3}$, $c_p = 500 \text{ J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$, $\alpha_\delta = 3 \text{ W m}^{-2} \text{K}^{-1}$, $\omega = 0,01 \text{ rad s}^{-1}$

Pro experiment bude co nejpřesněji odečtena tloušťka desky, dále budou zjištěny hodnoty hustoty, měrné tepelné kapacity a tepelné vodivosti pro použitý materiál a teplotu měření.

Kapitola 4

Experimentální zařízení a zpracování dat

Při aplikaci této metody je potřeba zajistit generování sinusového tepelného toku, který bude dopadat na měřenou plochu. Dále je nutné snímat povrchovou teplotu v přesně definovaných intervalech. Pro zajištění těchto požadavků byly vybrány prvky a dále bylo navrženo schema zapojení jednotlivých zařízení.

V této kapitole je dále popsáno nastavení aparatury pro prezentované experimenty, synchronizace systému a zpracování naměřených dat.

4.1 Zařízení

Pro generování sinusového signálu a zároveň spouštěcího signálu termokamery byl vybrán dvoukanálový funkční generátor BK Precision 4052.



Obr. 4.1: Dvoukanálový funkční generátor

Tento generátor funkcí disponuje výstupním napětím v prvním kanálu 0 až 10 V. V prvním kanálu je generován sinusový signál s napětím 2 až 10 V. V druhém kanálu je maximální výstupní napětí 0 až 3 V. V tomto kanále je generován impuls pro spouštění termokamery.

Frekvenční rozsah pro sinusovou funkci je 1 μ Hz až 300 kHz, což je plně postačující pro naše účely. Dále tento model disponuje vnitřním spouštěním obou kanálů (tzv. trigger), který je využit pro zahájení měření.

Sinusový signál je zaveden do napájecího zdroje, který bude ovládat osvětlovací tělesa. Zdroj BKE 250-1,6 disponuje maximálním výkonem 1600 W. Vstupní regulující napětí musí být v rozsahu 1 až 10 V. Pro řídicí napětí pod 1 V je výstupní napětí 0 V.



Obr. 4.2: Řízený zdroj

Napěťový výstup je regulovatelný v rozsahu 20 až 200 V stejnosměrných. Vstupní napětí zdroje je jednofázové 180 až 260 V střídavých.

Jako zdroj tepelného toku byly vybrány halogenové reflektory, které mají obecně relativně malou účinnost. Ostatní dodávaný výkon je přeměněn v teplo. Halogenové reflektory se vyrábějí v různých výkonech, pro měření byly vybrány reflektory s výkonem 500 W. Dle konfigurace měření je tedy možno využít jeden až tři reflektory, resp. 500 až 1500 W tepelného výkonu.



Obr. 4.3: Halogenové osvětlovací těleso 500 W

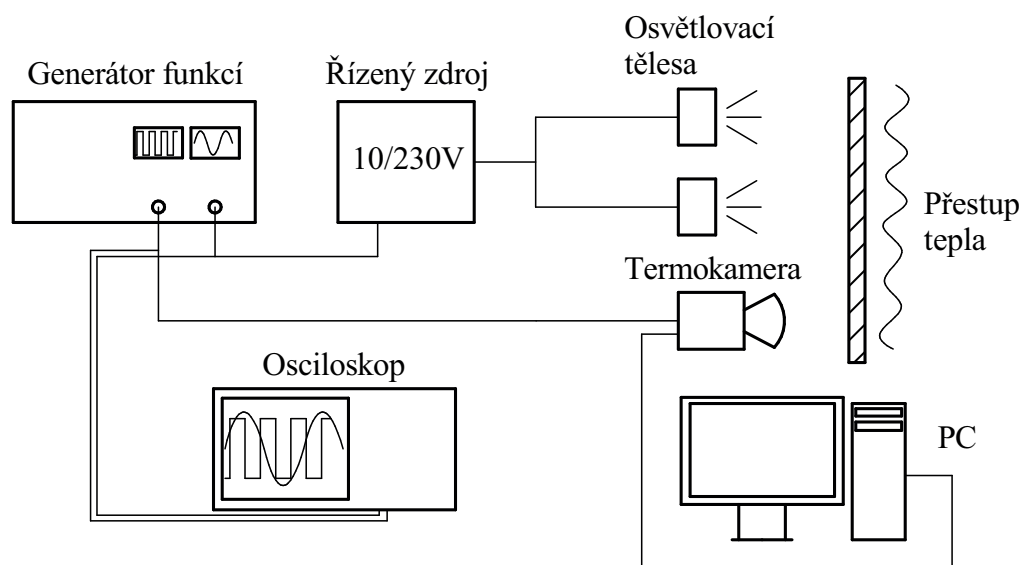
Pro snímání teploty je využita termokamera thermoIMAGER TIM 160 firmy Micro-Epsilon, která má rozlišení 160×120 bodů. K této kameře jsou k dispozici dva objektivy s úhly záběru 23° a 48° , tudíž je možné zabírat různou plochu měření.



Obr. 4.4: Termokamera micro-epsilon TIM 160

Kamera disponuje frekvencí snímání až 30 Hz a je k ní dodáván vlastní ovládací software, který umožňuje ukládat jednotlivá teplotní pole do formátu *.csv. Přenos dat do počítače je umožněn USB kabelem, který zároveň termokameru napájí.

Pro kontrolu při měření jsou oba signály sledovány na osciloskopu. Jednotlivé komponenty jsou zapojeny dle schematu.



Obr. 4.5: Schema zapojení aparatury při experimentálním měření

4.2 Nastavení měřící aparatury

Pro experimenty prezentované v této práci bylo použité následující nastavení. Měřící deska (dno nádoby) byla vyrobena z nerezového plechu o tloušťce 1 mm, který byl opatřen tenkým matně černým nátěrem.

Tab. 4.1: Nastavení měřící aparatury pro experimenty

Frekvence sinusového signálu	0,1 Hz
Řídící napětí zdroje	2 až 10 V
Střední hodnota sinusoidy	6 V
Frekvence snímání termokamerou	10 Hz
Počet snímků na periodu	100
Amplituda spouštěcího impulsu	0 až 2 V
Počet teplotních oscilací	10

Po přeměření plechu mikrometrem byla zjištěna tloušťka desky 0,99 mm. Materiál desky byla ocel 17 243, pro kterou byly z normy ČSN 41 7243 odečteny termofyzikální vlastnosti.

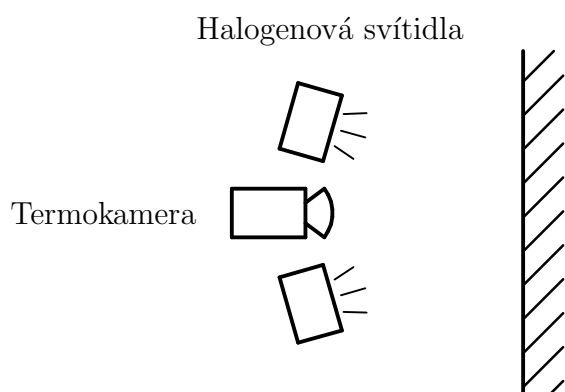
Tab. 4.2: Vlastnosti materiálu 17 243

Hustota ρ	7800 kg m ⁻³
Měrná tepelná kapacita c_p	501 J kg ⁻¹ K ⁻¹
Tepelná vodivost λ	14,6 W m ⁻¹ K ⁻¹

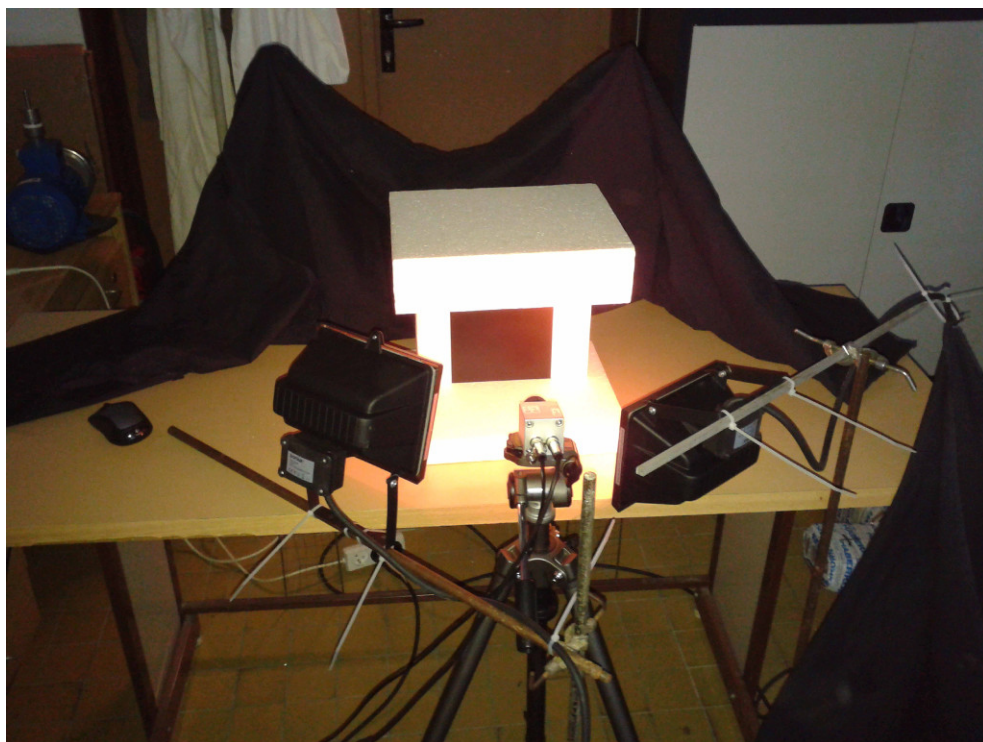
4.3 Synchronizace systému

Jelikož se jedná o metodu, která je založena na přesném čase odečtu, je nutné vzít v úvahu fázové zpoždění samotného měřícího systému. Největší podíl na zpoždění budou mít halogenová osvětlovací tělesa, která musí při změně signálu překonat svou tepelnou kapacitu.

Synchronizace systému byla provedena na poloprostorovém tělese, které bylo tepelně izolováno. Schema synchronizace můžeme vidět na obrázku 4.6.

**Obr. 4.6:** Schema synchronizace

Tepelná izolace byla provedena z deskového polystyrenu, ke kterému byla připevněna měřící deska o stejných vlastnostech, jako měřící dno nádoby. Měřící prostor byl od proudění okolního vzduchu a dalších vlivů, které by mohly ovlivnit měření, izolován černou textilií. Vrchní hrana měřící desky byla zakryta další polystyrenovou deskou pro zabránění přirozené konvekci. Fotografie experimentu můžeme vidět na obrázku 4.7.



Obr. 4.7: Fotografie experimentu synchronizace

Opakované měření bylo vyhodnoceno stejně jako experimenty. Zjištěné fázové a časové zpoždění je

$$\Delta\varphi = 8,2709^\circ, \quad \Delta t = 0,229 \text{ s} \quad (4.1)$$

Výsledek byl ověřen druhou metodou měření časového zpoždění. Na halogenové svítidlo byla namířena kamera se snímkovací frekvencí 30 snímků za vteřinu. Osvětlovací těleso bylo připojeno na generátor funkcí, který vytvářel skokové změny napětí z 2 V na 10 V. Tato skoková změna byla synchronizovaně snímána kamerou.

Experiment byl proveden jednou pro 10 skokových změn. Kamera snímala frekvencí 30,08 až 30,12 sn./s. Záznam byl rozložen na jednotlivé snímky a byla sledována intenzita světla. Průměrná hodnota z měření je

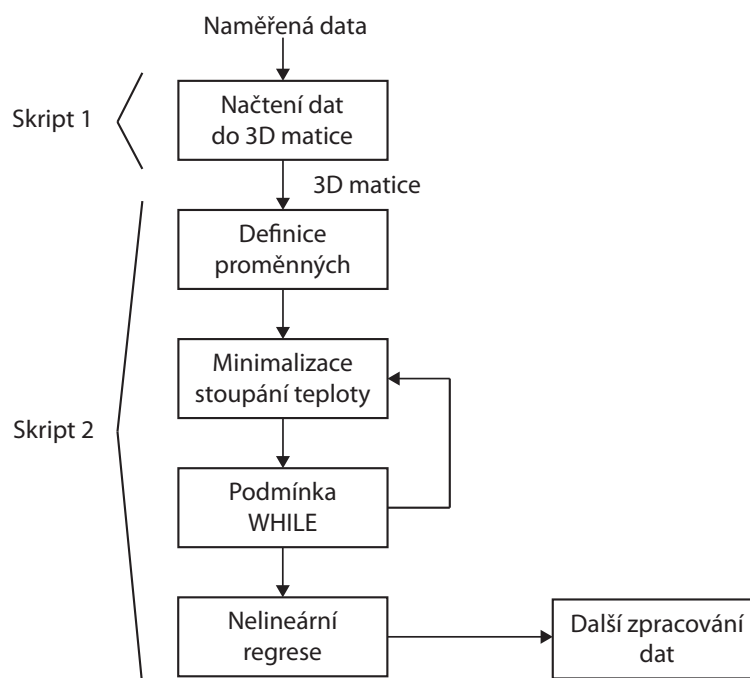
$$\Delta\varphi = 8,377^\circ, \quad \Delta t = 0,232 \text{ s.} \quad (4.2)$$

Výsledky se od sebe liší o 3 tisícin vteřiny.

Další možností měření zpoždění halogenových svítidel je použití pyrometru, který by mířil přímo na vlákno svítidla. Signál by v tomto případě byl schodový z nulové hodnoty na maximální. Záznam dat by odpovídal exponenciální funkci, ze které by byla regresně vypočtena časová konstanta.

4.4 Zpracování naměřených dat

Zpracování dat je rozděleno na několik částí. Pro jednodušší pochopení fungování jednotlivých skriptů byl vytvořen vývojový strom.



Obr. 4.8: Vývojový strom

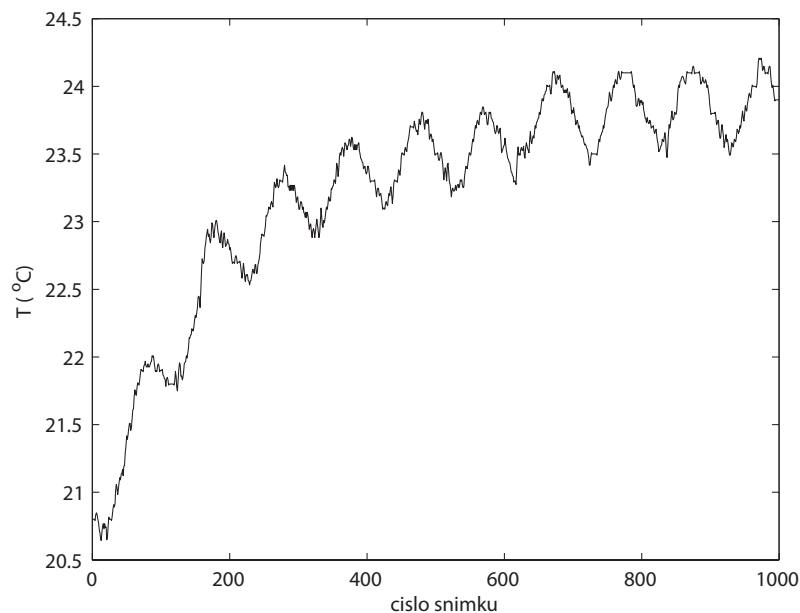
Po měření získáme složku naměřených teplotních polí ve formátu *.csv. Tato data jsou převedena do 3D matice pomocí skriptu v programu MATLAB.

```
1 %Smazani promennych
2 clear all;
3 format compact;
4 %Vlozit script do slozky, vybere pouze *.csv
5 sl = dir('*.*.csv');
6 %Pocet souboru
7 num = length(sl);
8
9 %Prejmenovani souboru do matice a
10 for i=1:num
11     a{i} = sl(i).name;
12 end
13
14 %Nacteni matice a
15 for j=1:num
16     data(:,:,j) = load(a{j});
17 end
18 %Ulozeni do souboru
19 save('jmeno_souboru.mat', 'data');
```

Skript vybere všechny soubory s příponou *.csv, přidělí jim název *a* a přiřadí index, který odpovídá číslu snímku. Poté jednotlivá teplotní pole ukládá do 3D matice a uloží pod zvoleným

názvem souboru. Tento skript se vkládá do složky s naměřenými teplotními poli.

Pokud vykreslíme jeden bod měření, např. bod [50, 50], získáme průběh povrchové teploty v tomto bodě.



Obr. 4.9: Vývoj teploty v bodě [50, 50]

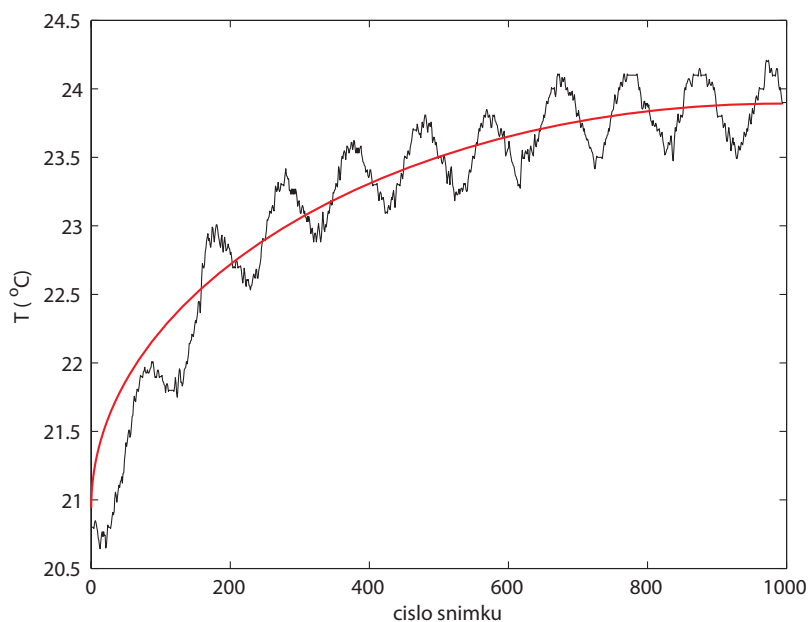
Jak můžeme vidět, záznam teplot se nejvíce podobá exponenciální funkci se superponovanou sinusovou funkcí.

3D matice s teplotními poli je poté načtena do druhého skriptu, kde jsou naměřené hodnoty zpracovány. V úvodu skriptu jsou nejprve všechny proměnné smazány a poté načteny nové, potřebné pro zpracování a výpočet.

```
1 clear all;
2 format compact;
3 load jmeno_souboru;
4 count = 19200;
5 phaselag = 8.271; %stupne
6 %Priprava pro prepocet na alfy
7 alfa = 3;
8 alfa0 = linspace(0.0000000001,15000);
9 vod = 14.6;%Vodivost tepelna, nerez, W/mK
10 hust = 7800;%kg/m3
11 tepk = 501;%tepelna kapacita
12 tlod = 0.00099;%tloustka desky
13 f = 0.1; %Hz, frekvence oscilaci
14 n = 10;%pocet sinusovek
15 nsnimek =linspace(1,1000,1000);
```

V první fázi skript minimalizuje neustálé stoupání teploty. Pokud by tento krok nebyl proveden, nebyly by splněny předpoklady řešení úlohy. Tato transformace byla zpočátku prováděna

exponenciálou. Z naměřených dat byla pro každý bod měření regresně získána exponenciála. Naměřené teploty byly poté odečteny od regresní křivky.



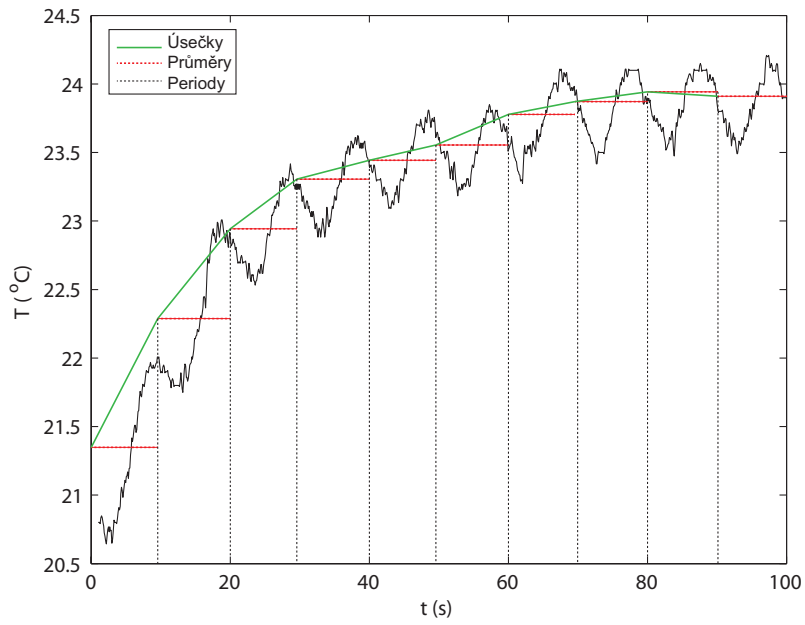
Obr. 4.10: Exponenciální minimalizace stoupání teploty

Jak můžeme vidět, minimalizace exponenciální funkce není dokonalá. Zlepšení minimalizace stoupání teploty bylo později zajištěno stejným principem, který proběhl v několika iteracích. Tento postup, kdy byla pro každý bod využita nelineární regrese, byl časově náročný.

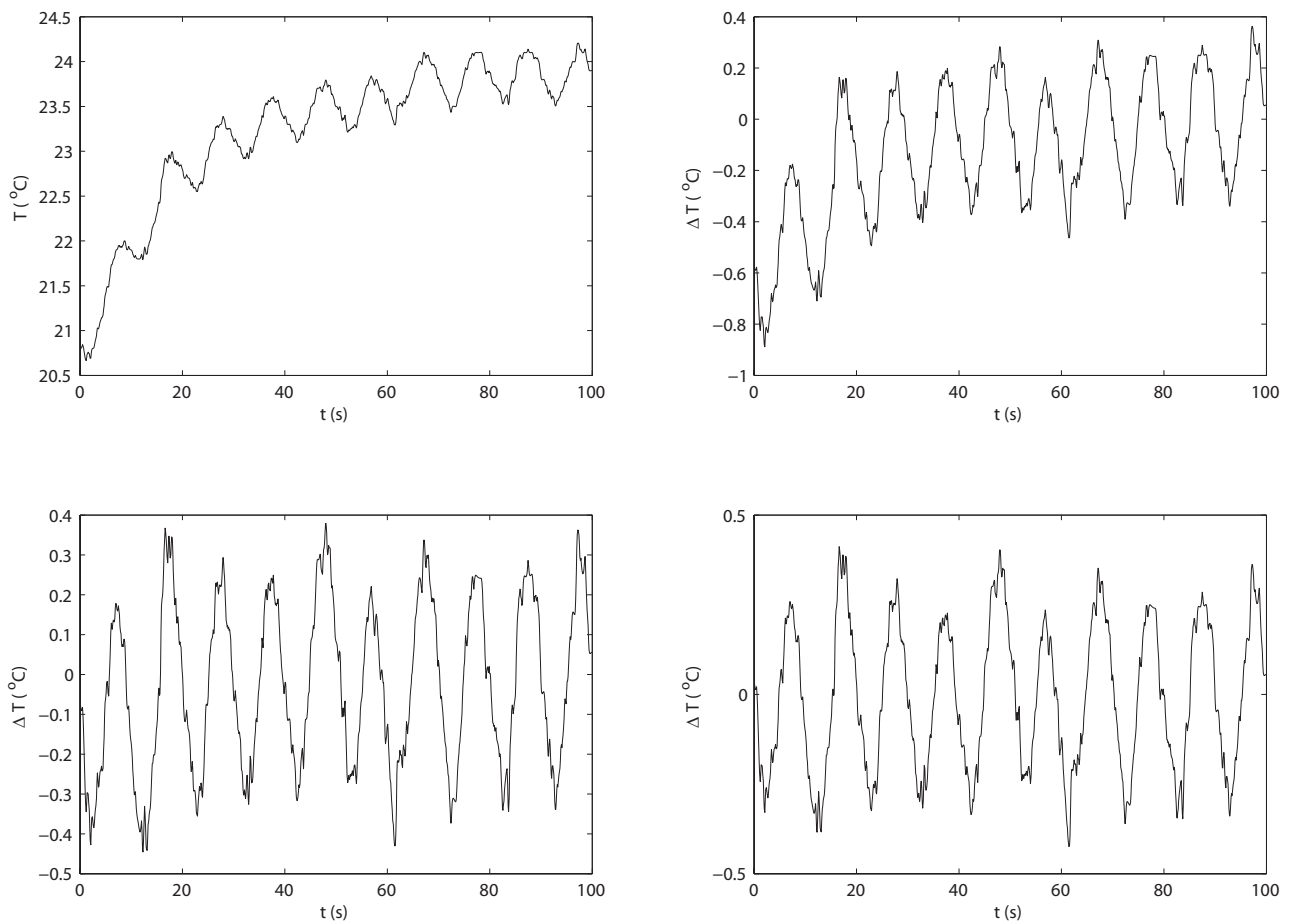
Kompromisem mezi přesností a výpočtovým časem se jeví použití úsečkové minimalizace, která je založena na výpočtu průměrných hodnot v jednotlivých teplotních oscilacích. Tato operace je složena z následujících kroků.

1. Rozdělení záznamu na jednotlivé periody.
2. Výpočet průměrných hodnot v jednotlivých periodách.
3. Transport průměrných hodnot na začátek period.
4. Spojení takto vzniklých bodů.
5. Odečet naměřených hodnot od úseček.

Tento proces se opakuje, dokud nejsou průměrné hodnoty jednotlivých oscilací minimalizovány. Představu procesu minimalizace můžeme vidět na obrázku 4.12.



Obr. 4.11: Úsečková minimalizace stoupání teploty



Obr. 4.12: Úsečková minimalizace, iterace 1 až 4

Proces minimalizace zajišťuje následující část skriptu.

```
1 for g=1:160
2     for h=1:120
3
4         y = squeeze(data(h,g,:));
5         y = sgolayfilt(y,2,5);
6
7     prum(1:10) = 1;
8
9         while abs(prum(1:10)) > 0.0001
10             for i=1:n
11                 st(i) = (i-1)*100+1;
12                 kon(i) = i*100;
13                 y1 = y(st(i):kon(i));
14                 prum(i) = mean(y1);
15                 clear y1
16             end
17         clear i;
18         prum(11) = prum(10);
19
20         for i=1:n
21             m(i) = (prum(i+1)-prum(i))/100;
22             x = linspace(1,100,100);
23             lin(i,1:100) = prum(i)+m(i).*x;
24             y1 = transpose(y(st(i):kon(i)));
25             dif(i,1:100) = y1 - lin(i,:);
26         end
27     clear i;
```

V začátku této části skriptu je nejdříve každému průměru přiřazena hodnota 1. Tento řádek zajišťuje inicializaci výpočtu. Dále jsou vypočteny jednotlivé průměry a rozdíly od vzniklých úseček. Získané rozdíly jsou poté seřazeny do vektoru y.

```
1 y(1:100) = dif(1,:);
2 y(101:200) = dif(2,:);
3 y(201:300) = dif(3,:);
4 y(301:400) = dif(4,:);
5 y(401:500) = dif(5,:);
6 y(501:600) = dif(6,:);
7 y(601:700) = dif(7,:);
8 y(701:800) = dif(8,:);
9 y(801:900) = dif(9,:);
10 y(901:1000) = dif(10,:);
```

Tento nově vzniklý vektor y opět prochází podmínkou while. Pokud je podmínka splněna, pokračuje skript na nelineární regresi.

Při nelineární regresi je využita procedura `nlinfit`, která součtem nejmenších čtverců odchylek stanovuje regresní parametry. Jako modelová funkce je využita rovnice 3.6.

$$T = A \sin(\omega t - \varphi),$$

kteřá je převedena do veličin x , y a také hledaných parametrů a_1 , a_2 .

```
1 fsin = @(a,x) a(1).*sin(omega.*x-a(2));
2 b = nlinfit(nsnimek,y,fsin,[0.5 1]);
3 reg = b(1).*sin(omega.*nsnimek-b(2));
```

Při zpracování dat můžeme pro kontrolu skript zastavit a pomoci proměnné `reg` porovnat naměřená a upravená data a regresní závislost. Po této operaci získáme vektor `a`, který má dva sloupce. První sloupec odpovídá regresně získaným amplitudám a druhý fázovým zpožděním.

Druhý sloupec vektoru je přepočítán na fázové zpoždění ve stupních a je odečten fázový posun, získaný ze synchronizace. Dále můžeme vidět odečet 90° , který kompenzuje úmyslné fázové posunutí sinusového signálu. Vektor fázových zpoždění s odečty je uložen do proměnné `c`.

```
1 c(h,g) = (b(2)*180)/pi - 90 - phaselag;
```

Řešení autorů Wandet a Roetzel (1997) je podáno pro fázové zpoždění v rozmezí 0° až 90° . Pro zajištění chodu skriptu je zařazena následující část.

```
1 while c(h,g) < 0
2     c(h,g) = c(h,g)+360;
3 end
4
5 while c(h,g) > 89.99999999999999
6     c(h,g) = c(h,g)-90;
7 end
```

Tato část skriptu usměřňuje data do rozmezí 0° až 90° . Pokud by se stalo, že by nelineární regrese selhala nebo že by odečet synchronizačního zpoždění měl za následek vychýlení hodnoty mimo uvažované rozmezí, je možné tuto hodnotu zkorigovat. Typicky se toto může stát na lesklých místech mimo vyšetřovanou oblast, která je ovšem stále v záběru, např. hlava šroubu nebo hliníkový nosný profil. Skript tento bod vyhodnotí těsně na hranici $\varphi \approx 0^\circ$, bod tedy odpovídá prakticky nulovému přestupu tepla (což je pravda), ale po odečtu synchronizačního zpoždění získá bod hodnotu např. $\varphi = 358^\circ$. Tuto hodnotu skript neumí vyhodnotit a zastaví výpočet.

Hledané hodnoty součinitelů přestupu tepla jsou určeny ze vztahů (3.8) až (3.12). Nejprve jsou vypočteny bezrozměrné veličiny

```
1 eps = tlod*sqrt(f/(2*a));
2 psi0 = alfa0/(tlod*hust*tepk*f);
3 psi = alfa/(tlod*hust*tepk*f);
4 r = psi./psi0;
```

a konstanty c .

```
1 c0 = cosh(eps)^2*cos(eps)^2 + sinh(eps)^2*sin(eps)^2;
2 c1 = cosh(eps)*sinh(eps) + cos(eps)*sin(eps);
3 c2 = cosh(eps)^2*sin(eps)^2 + sinh(eps)^2*cos(eps)^2;
4 c3 = cosh(eps)*sinh(eps) - cos(eps)*sin(eps);
```

Skript pokračuje výpočtem bodů křivky $\alpha = f(\varphi)$.

```
1 tfis = (c1+2*eps.*psi0*c2+2*psi.^2.*psi0.^2*c3)./...
2     (2*eps.*psi0.*(1+r)*c0+2*eps.^2.*psi0.^2.*(1+2.*r)*c1+...
3     4*eps.^3.*psi0.^3.*r*c2+c3);
```

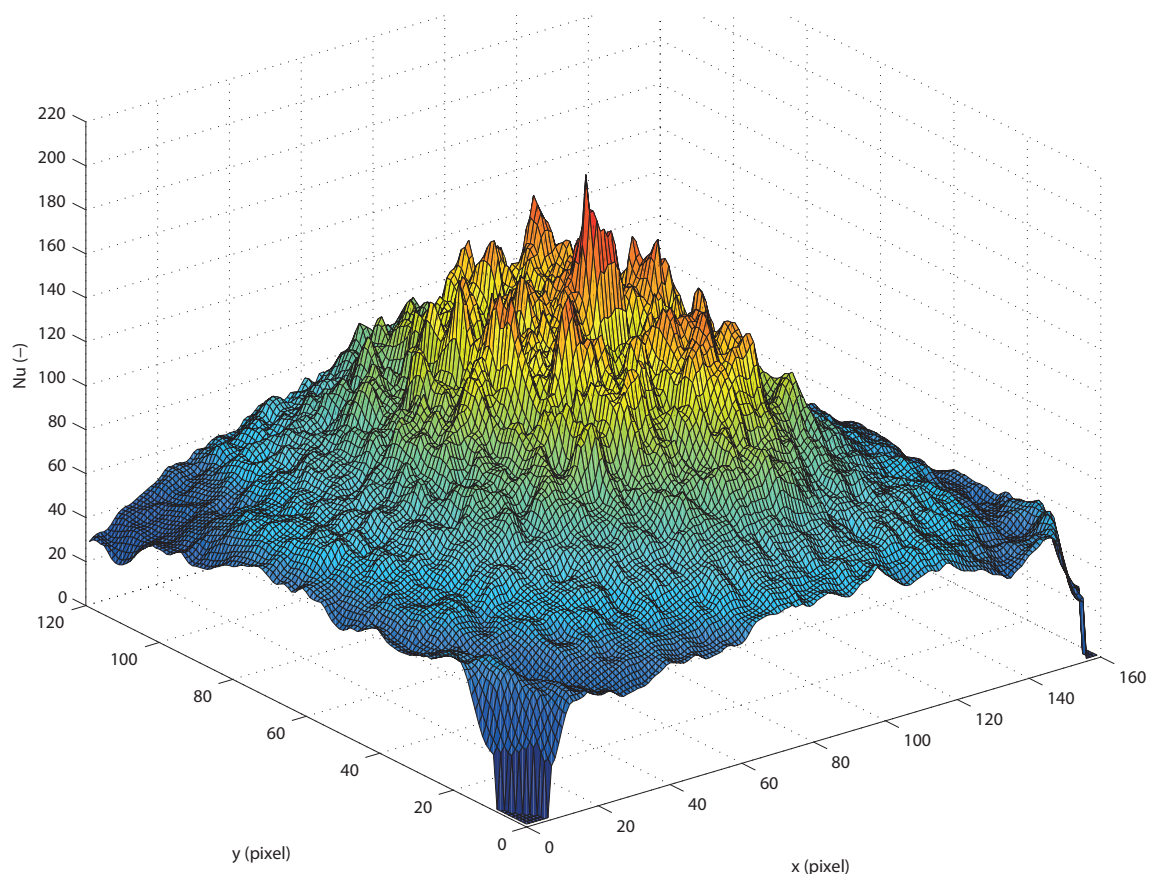

Výsledná závislost je přepočtena na stupně fázového zpoždění.

```
1 y1 = atan(tfis);  
2 y = y1*180/(pi());
```

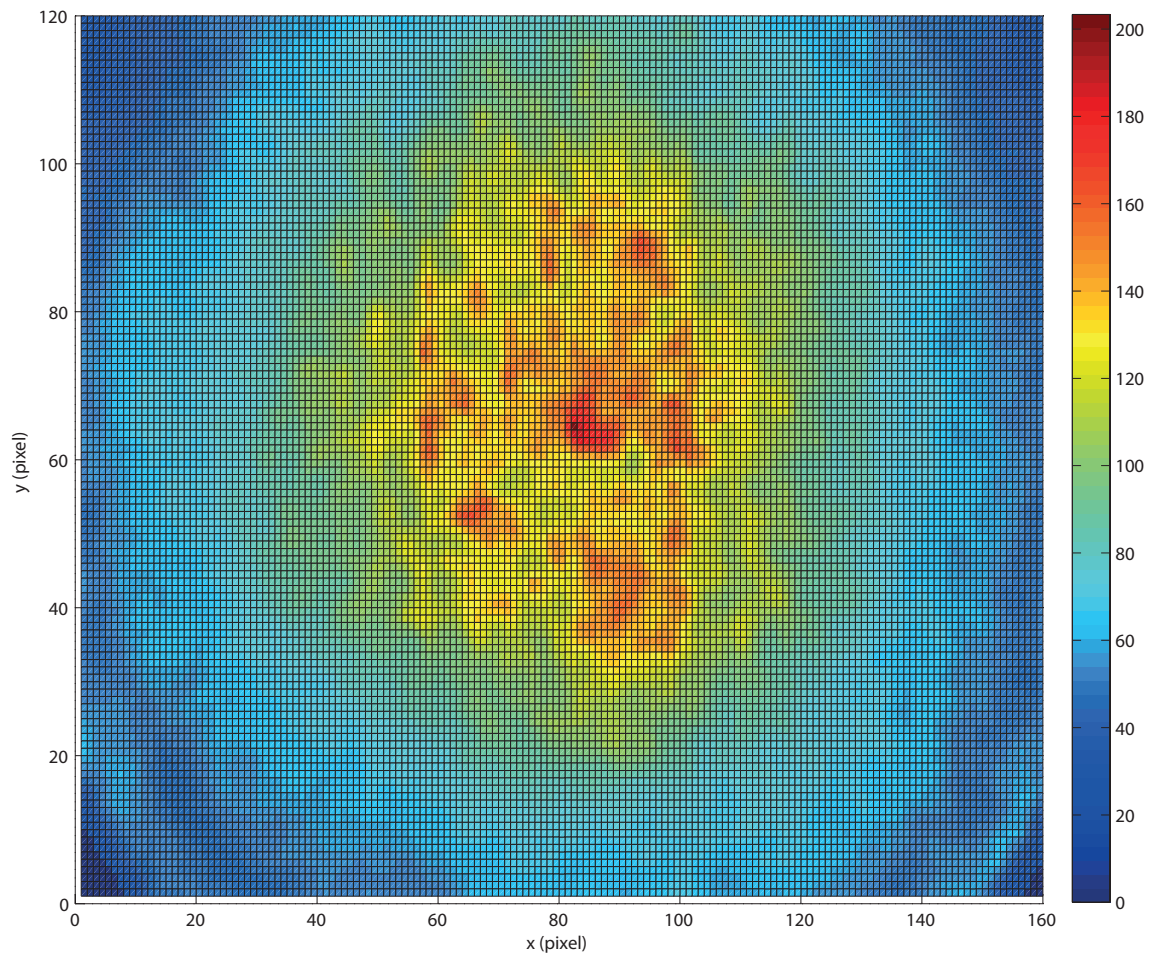
K přepočtu mezi fázovým zpožděním a součinitelem přestupu tepla α je využita procedura interpolace `interp1`. Po přepočtu skript zobrazí vyhodnocená data a uloží součinitele přestupu tepla do souboru.

```
1 %Prepocet na alfy  
2 for h=1:120  
3     for v=1:160  
4         alphas(h,v) = interp1(y,alfa0,c(h,v),'cubic');  
5     end  
6 end  
7  
8 surf(abs(alphas));  
9 save('jmeno_souboru.mat','alphas');
```

Výsledky měření mohou být prezentovány ve formě 3D grafu nebo plošného zobrazení intenzity přestupu tepla.



Obr. 4.13: 3D zobrazení výsledků měření impaktního proudu $Re = 10380$, $Pr = 6,98$ (voda)



Obr. 4.14: Plošné zobrazení výsledků měření impaktního proudu $Re = 10\,380$, $Pr = 6,98$ (voda)

Výsledky jsou daleko názornější ve formě 2D grafu jako závislost intenzity přestupu tepla na souřadnici r . K tomuto účelu byl vytvořen následující skript.

```

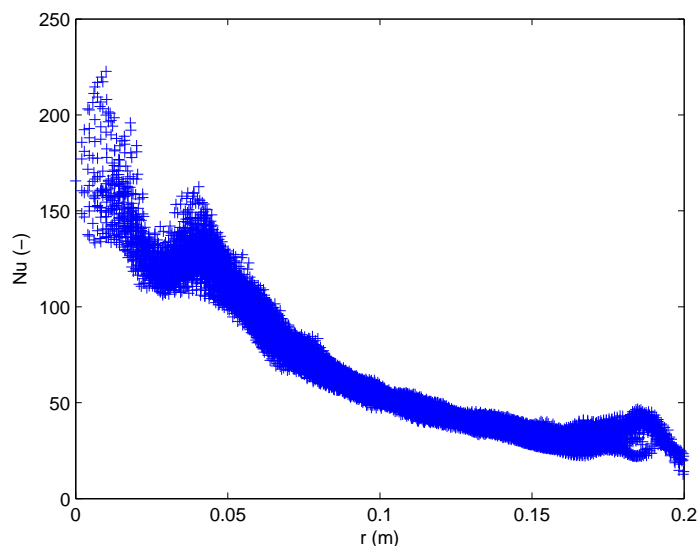
1 load jmeno_souboru;
2 [sizex,sizey] = size(alphas)
3 xs = 68
4 ys = 82
5 R = 100
6 index = 0;
7 for i=1:sizex
8     for j=1:sizey
9         dist2 = (i-xs)^2 + (j-ys)^2;
10        if dist2 >= R^2
11            alphas(i,j) = 0;
12        else
13            index = index+1;
14            a(index) = alphas(i,j);
15            r(index) = sqrt(dist2);
16        end
17

```

18 `end`

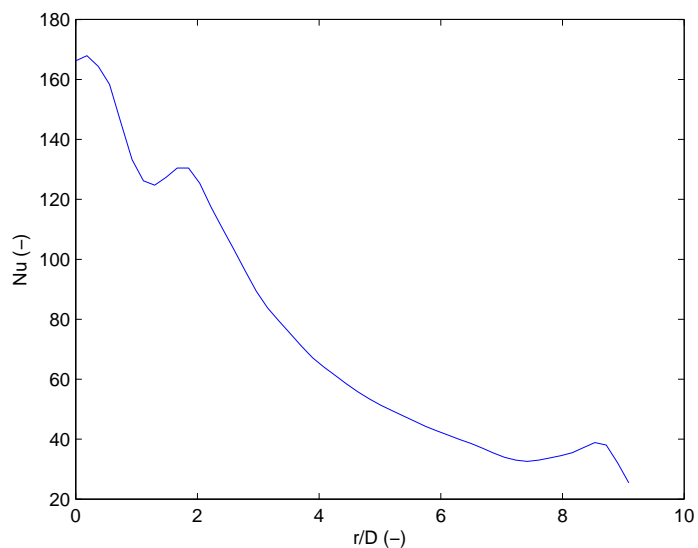
19 `end`

Na začátku jsou zadány souřadnice středu (v tomto případě bod [68,82]) a poloměr R . Poté jsou pomocí Pythagorovy věty vypočteny vzdálenosti bodů od souřadnice středu. Pokud je vzdálenost bodu větší než poloměr, bod se vyskytuje v oblasti mimo měření a je mu přiřazena hodnota 0. Tento proces nám umožňuje seřadit výsledky do dvou vektorů a a r , které jsou poté vykresleny do 2D grafu.



Obr. 4.15: 2D zobrazení výsledků měření impaktního proudu $Re = 10\,380$, $Pr = 6,98$ (voda)

Následně jsou výsledky po intervalech rozděleny a zprůměrovány. Počet intervalů je volitelný a výsledek je vždy přesunut do středu intervalu. Závislost $Nu = f(r)$ je převedena na závislost $Nu = f(r/d)$, jak tomu je i v dostupné literatuře.



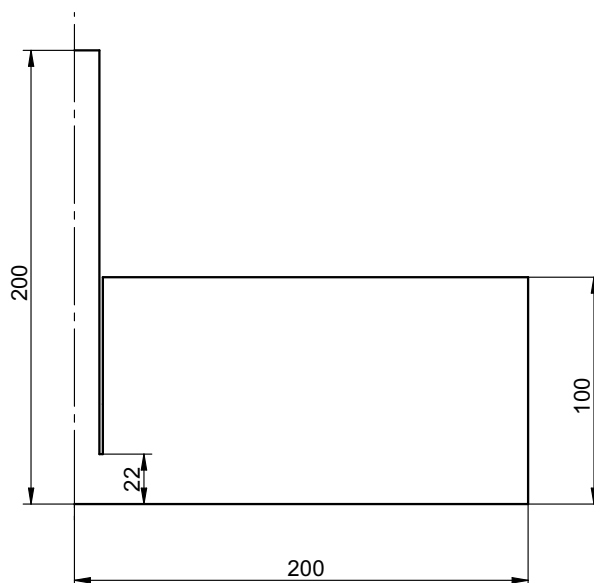
Obr. 4.16: Průměrné hodnoty v intervalech pro měření impaktního proudu $Re = 10\,380$, $Pr = 6,98$ (voda)

Kapitola 5

CFD model

V rámci této práce byly výsledky získané z experimentálního měření impaktního proudu porovnány s numerickým modelem vytvořeným v programu ANSYS CFD. Úloha byla zjednodušena na 2D problém a zároveň byla využita symetrie úlohy. Zjednodušení úlohy mělo za následek nižší počet elementů a uzlů a ušetřilo výpočetní čas.

Autoři Zuckerman a Luo (2002) shromáždili informace o numerickém modelování impaktního proudu. V článku jsou popsány jednotlivé modely turbulence a dále jsou porovnány z hlediska časové náročnosti a chyby predikce Nusseltova čísla.

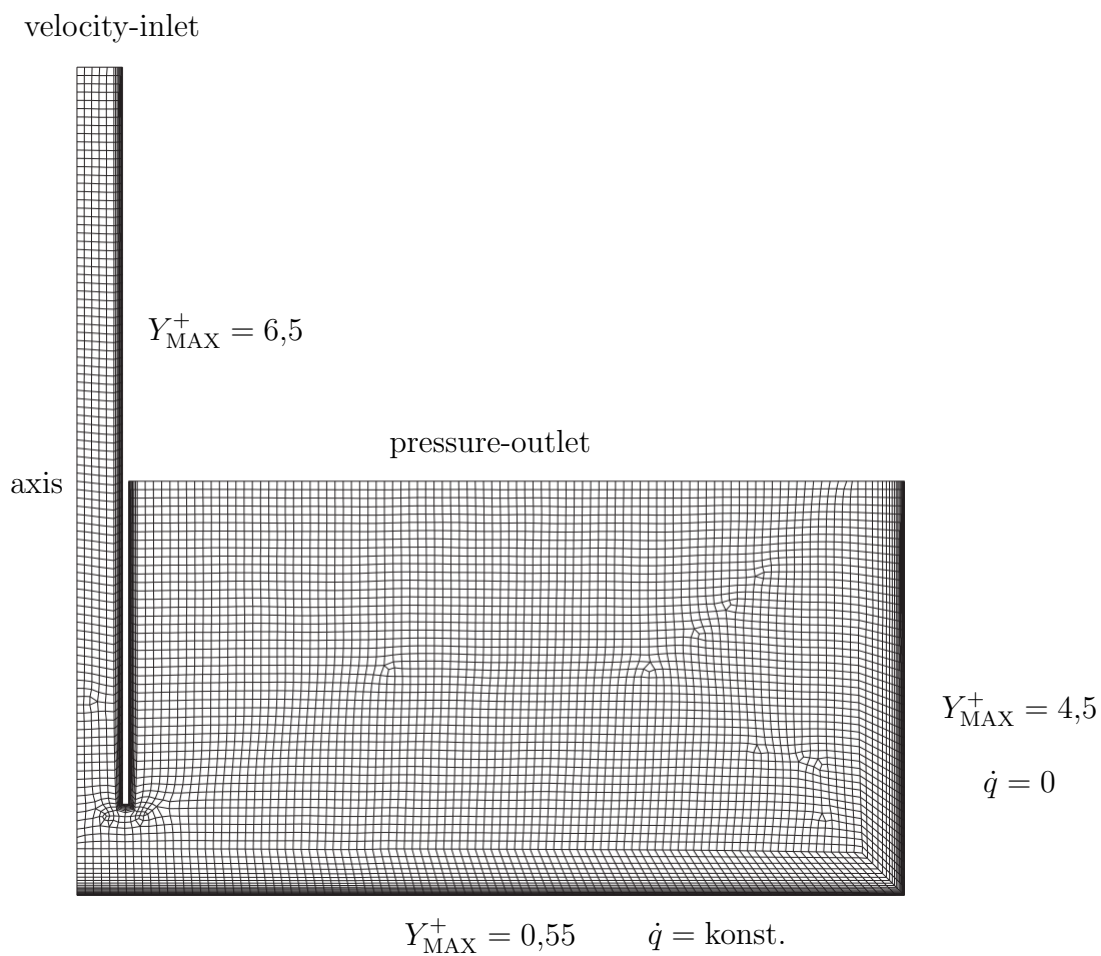


Obr. 5.1: Zjednodušená úloha pro CFD modelování

Náčrt zjednodušené úlohy můžeme vidět na obrázku 5.1. Válec, který vytváří impaktní proud, byl prodloužen pro vyvinutí rychlostního profilu. Vzdálenost válce ode dna byla $h/d = 1$, tedy stejná jako při experimentech. Stěna nádoby byla prodloužena pro ustálení proudění.

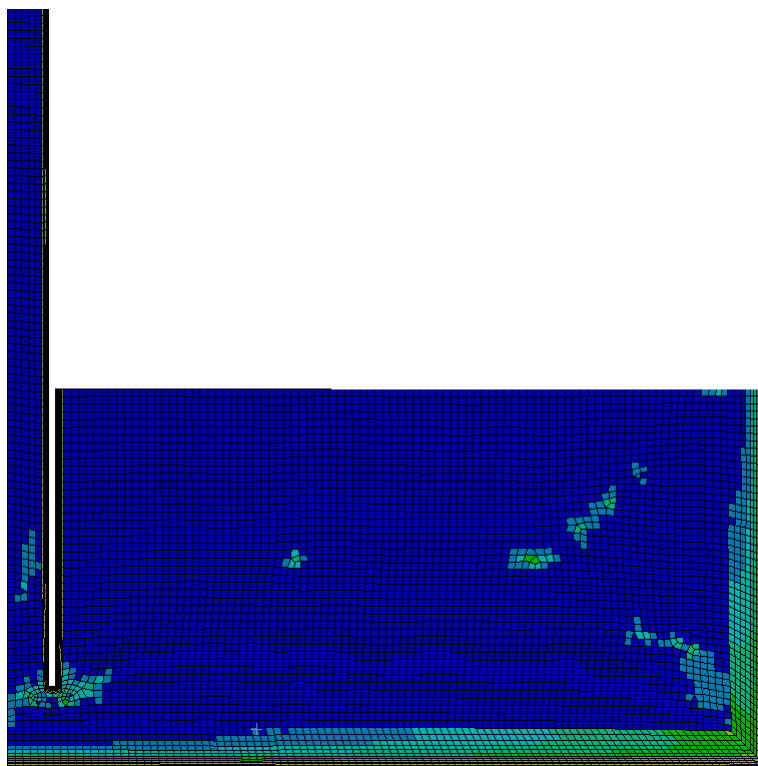
Při síťování úlohy byl kladen důraz především na dno nádoby, kde zjišťujeme přestup tepla. Na dně nádoby byla síť zjemněna tak, aby se bezrozměrná velikost elementu Y^+ rovnala přibližně 1. Y^+ je hodnota závislá na tečném napětí na stěně τ_w , které je závislé na Reynoldsově čísle. Jelikož bude rychlost na dně nádoby různá, je zřejmé, že i Y^+ bude různé. Síť byla vytvářena tak, aby všechny body splňovaly kritérium $Y^+ < 1$. Síť v okolí ostatních stěn úlohy byla také

zjemněna, ale v rámci úspory výpočetního času již hruběji. Sít' úlohy můžeme vidět na obrázku 5.2.



Obr. 5.2: Sít' a okrajové podmínky úlohy, Y_{MAX}^+ pro $Re = 22\,000$

Celkový počet elementů je 8945 a počet uzlů 9209. Na obrázku 5.3 je znázorněna kvalita sítě vygenerovaná programem ANSYS CFD.



Obr. 5.3: Kvalita sítě (skewness) vygenerovaná programem ANSYS CFD

Při řešení úlohy byla využita dvojice okrajových podmínek velocity-inlet a pressure-outlet. Na dně nádoby byla zvolena okrajová podmínka, která ve stacionárním stavu nejlépe odpovídá experimentu. Stěna nádoby, která je vyrobena z plastické hmoty, má malou tepelnou vodivost. Zvolená okrajová podmínka je tedy $\dot{q} = 0$.

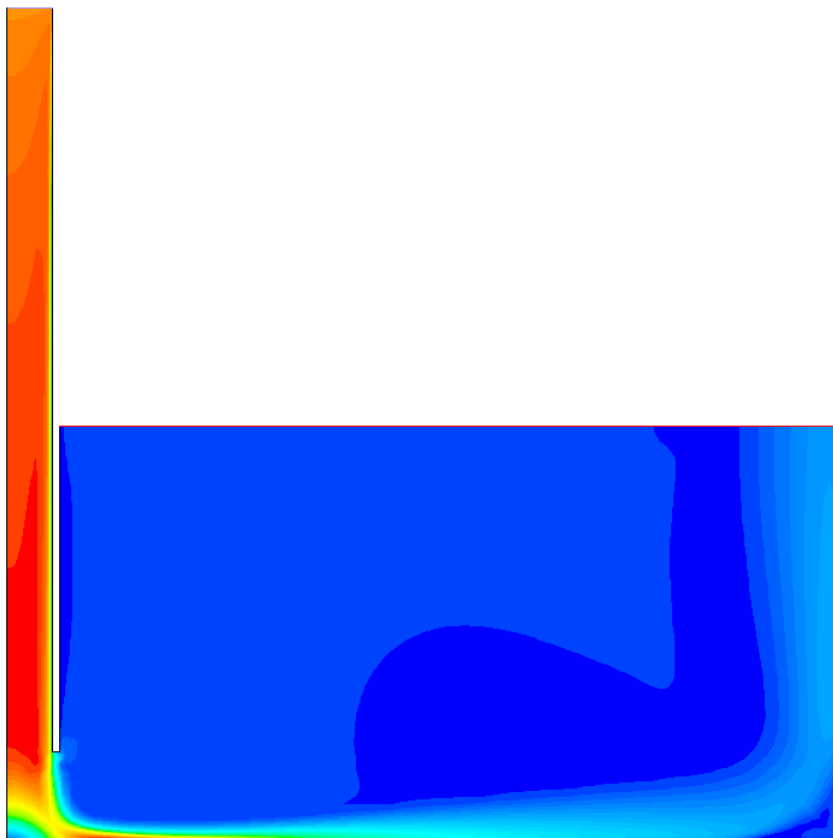
Model turbulence byl zvolen Shear-Stress Transport (SST) $k-\omega$ Intermitency. Tento dvouparametrický model spojuje robustnost a přesnost modelu $k-\omega$, který velmi dobře popisuje proudění u stěn, s modelem $k-\varepsilon$, který lépe funguje ve volném proudění a dále od stěn. Tento model vznikl transformací modelu $k-\varepsilon$ do formulace $k-\omega$. Dále je použita váhová funkce, která aktivuje model $k-\omega$ v blízkosti stěn a $k-\varepsilon$ dále od stěn [19].

V numerickém výpočtu byla jako tekutina použita voda o teplotě 20°C . Materiálové vlastnosti vody byly převzaty z databáze ANSYS CFD pro danou teplotu.

Tab. 5.1: Vlastnosti vody při 20°C , databáze ANSYS CFD

Hustota ρ	998,21	kg m^{-3}
Dynamická viskozita μ	$1,002 \cdot 10^{-3}$	Pa s
Kinematická viskozita ν	$1,004 \cdot 10^{-6}$	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
Tepelná vodivost λ	0,606	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
Prandtlovo číslo Pr	6,98	–

Numerický výpočet byl proveden pro Reynoldsova čísla 8000 až 22000. Při výpočtu bylo sledováno rychlostní pole a součinitele přestupu tepla na dně nádoby. Jako referenční hodnotu pro výpočet Nusseltova čísla byl zvolen vnitřní průměr trubky, která vytvářela impaktní proud, tedy 22 mm. Výsledné rychlostní pole můžeme vidět na obrázku 5.4.



Obr. 5.4: Rychlostní pole, $Re = 21912$, $h/d = 1$, $Pr = 6,98$ (voda)

Pro kontrolu byl sledován vývoj residuí, především kontinuity. Pokud byla zjištěna chyba v konvergenci, byly změněny vstupní parametry výpočtu, nebo síť. Při vývoji rychlostního pole se měnila hodnota Y^+ , která zapříčinila divergentní tendenci výpočtu. Síť byla poté zjemněna a výpočet se opakoval.

Porovnání rychlostního pole a intenzity přestupu tepla můžeme vidět na obrázku 5.5

Výsledky součinitelů přestupu tepla v bezrozměrné formě pro jednotlivá Reynoldsova čísla můžeme vidět na obrázku 5.6.

Z výsledků numerického výpočtu byly stanoveny korelace pro výpočet Nusseltova čísla. Korelace byly stanoveny metodou nejmenších čtverců v programu MATLAB. Dle zvyklostí byla modelová funkce

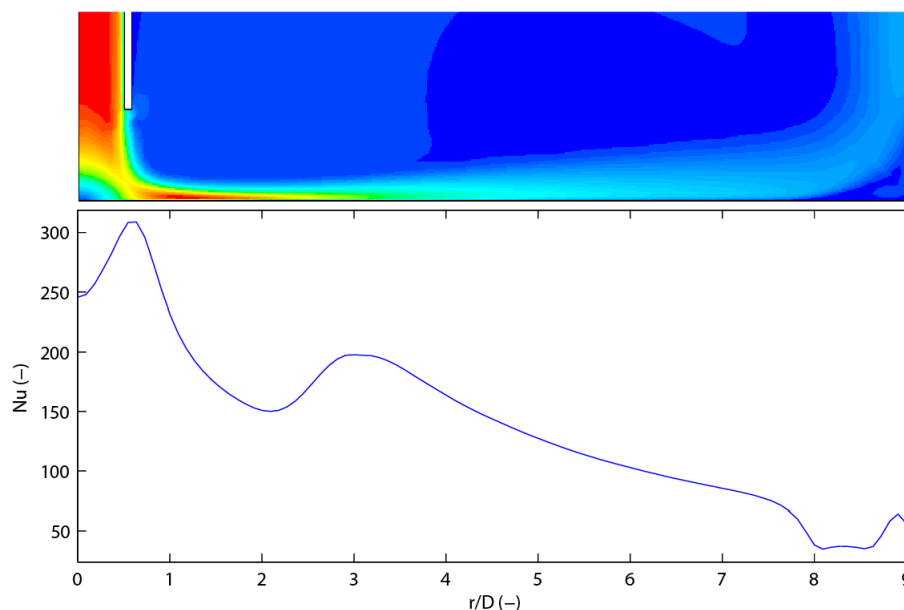
$$Nu = C Re^m Pr^n (h/d)^p, \quad (5.1)$$

v našem případě je poměr $h/d = 1$, rovnice se tedy zjednoduší. Závislost Prandtlova čísla nebyla zjišťována, její hodnota a exponent u Pr jsou převzaty dle zvyklostí $Pr^{0.4}$. Při uvažování dvouparametrické regrese (hledání konstanty C a exponentu m) je pro souřadnici $h/d = 0$ výsledek regrese

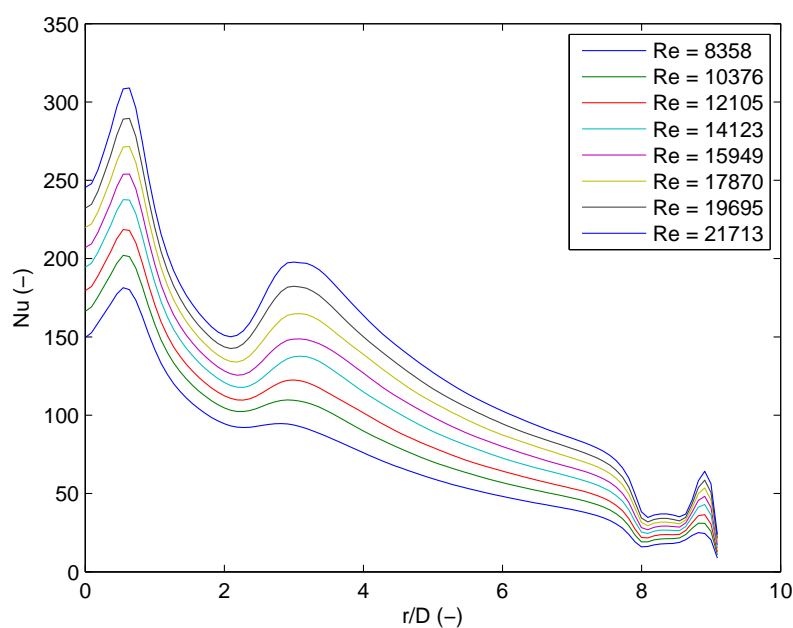
$$Nu_0 = 0,5688 Re^{0,5291} Pr^{0,4}. \quad (5.2)$$

Pro možnost porovnání výsledků můžeme uvažovat jednoparametrickou regresi. Exponent u Reynoldsova čísla budeme uvažovat stejný jako u korelačních vztahů, se kterými chceme naši rovnici porovnat.

$$Nu_0 = 0,5641 Re^{0,53} Pr^{0,4} \quad (5.3)$$



Obr. 5.5: Porovnání rychlostního pole a intenzity přestupu tepla, $Re = 21912$, $h/d = 1$, $Pr = 6,98$ (voda)



Obr. 5.6: Profily Nusseltova čísla v závislosti na r/D , $h/d = 1$, $Pr = 6,98$ (voda)

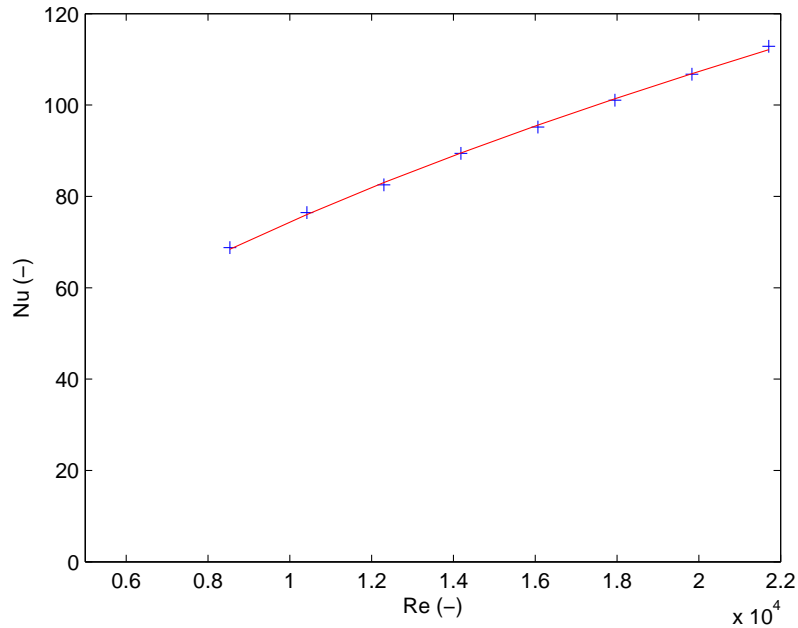
$$Nu_0 = 0,7539 Re^{0,5} Pr^{0,4} \quad (5.4)$$

Dále byly regresně vytvořeny korelace pro další důležité body průběhu a také pro průměrnou hodnotu Nusseltova čísla. Globální maximum Nusseltova čísla se nachází na souřadnici $r/D = 0,637$. Hodnoty na této souřadnici byly vypsány a poté byla stanovena korelace

$$Nu_{0,6} = 1,5139 Re^{0,53} Pr^{0,4}. \quad (5.5)$$

Další lokální maximum se nachází na souřadnici $r/D \approx 3$, korelace pro tuto souřadnici je

$$Nu_3 = 0,9003 Re^{0,53} Pr^{0,4}. \quad (5.6)$$



Obr. 5.7: Nusseltova čísla a regresní závislost pro souřadnici $r/d = 0$, $h/d = 1$, $Pr = 6,98$ (voda)

Dále byla Nusseltova čísla zprůměrována a byla stanovena korelace pro průměrnou hodnotu Nusseltova čísla. Výpočet průměrných Nusseltových čísel vyšel z předpokladu, že integrální hodnoty byly nahrazeny průměrnou hodnotou \overline{Nu}

$$\overline{Nu} = \frac{1}{S} \int_S Nu \, dS, \quad (5.7)$$

pro náš případ je rovnice transformována do tvaru

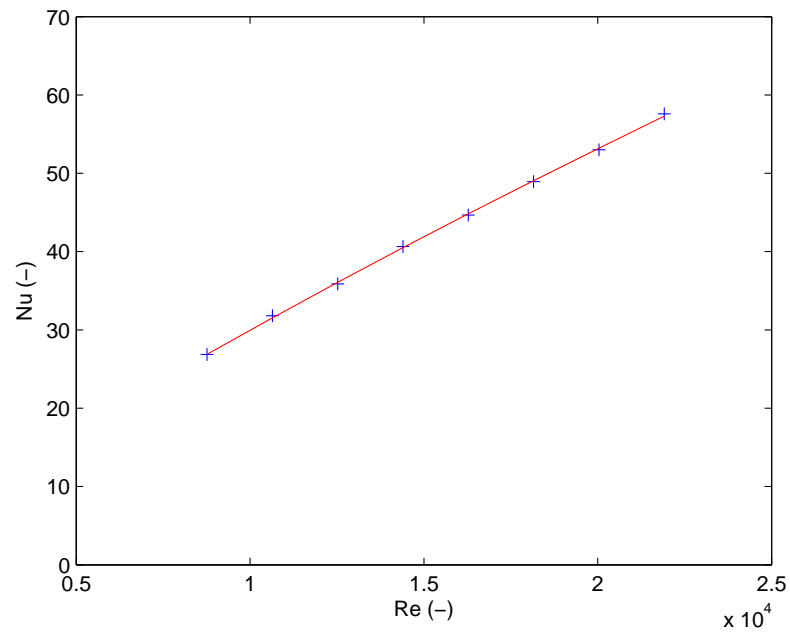
$$\overline{Nu} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R Nu \, r \, d\varphi \, dr. \quad (5.8)$$

Jelikož je úloha osově symetrická, zjednoduší se rovnice (5.8) na

$$\overline{Nu} = \frac{2}{R^2} \int_0^R Nu \, r \, dr. \quad (5.9)$$

Stanovená korelace pro průměrnou hodnotu Nusseltova čísla je tedy

$$\overline{Nu} = 0,0148 \, Re^{0,8264} \, Pr^{0,4}. \quad (5.10)$$



Obr. 5.8: Průměrná Nusseltova čísla a regresní závislost, $h/d = 1$, $Pr = 6,98$ (voda)

Kapitola 6

Experimentální měření

Metoda teplotních oscilací byla aplikována na tři experimenty, a to na impaktní proud, míchadlo v nádobě s narážkami a míchadlo umístěné v usměrňovacím válci. Všechny experimenty byly provedeny v nádobě s plochým dnem o průměru $D = 400$ mm. Válcová stěna nádoby byla vyrobena z průhledné plastické hmoty, ploché dno bylo vyrobeno z plechu z nerezové oceli.

Za účelem volby dostatečného tepelného výkonu, který vysíláme na měřicí desku, bylo stanoveno fiktivního ohřátí ϑ .

$$\vartheta = \frac{\dot{q}_{\text{dod}}}{\bar{\alpha}} = \frac{\dot{Q}_{\text{dod}}}{S} \frac{1}{\bar{\alpha}}. \quad (6.1)$$

ϑ udává poměr mezi maximální hustotou dodávaného výkonu a průměrnou hodnotou vyšetřovaného součinitele přestupu tepla. Tento poměr má jednotku K a udává fiktivní velikost teplotní oscilace. Při měření se snažíme, aby ϑ byla větší, než minimální rozeznávací hodnota měření. V našem případě termokamera umí zaznamenat teploty s rozlišením 0,1 K. Pokud by byl dodávaný výkon příliš malý, nebylo by možné experimentální měření provádět.

Po rozmístění osvětlovacích těles a termokamery je u každého experimentu provedeno zaostření kamery. Na měřicí povrch je přiložena destička z tenkého plechu o jiné teplotě a kamera je ručně doostřena. Dále je destička vyfocena termokamerou, aby bylo možné stanovit velikost bodu měření. Destička o známé velikosti je poté porovnána s počtem pixelů, který zabírá na snímku.

Při experimentu je zakryt měřicí prostor černou látkou. Odstínění prostoru eliminuje narušení měření okolními vlivy jako např. samovolné proudění vzduchu v místnosti nebo tepelný zdroj v okolí měření. Typickými rušivými elementy jsou otevřené okno nebo nevhodně umístěný zdroj notebooku.

V průmyslové praxi většinou zanedbáváme profil intenzity přestupu tepla, ale vypočítáváme průměrnou hodnotu tepelného výkonu

$$\dot{Q} = \bar{\alpha} S \Delta T. \quad (6.2)$$

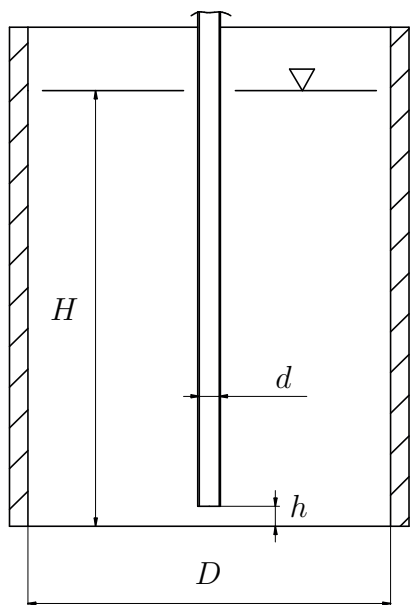
Průměrnou hodnotu získáme výpočtem integrálu z α po ploše měření dle rovnice (5.7). Pro kartézský souřadný systém můžeme zapsat rovnici

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{S} \int \alpha \, dx \, dy. \quad (6.3)$$

V našem případě se tedy jedná o průměrnou hodnotu všech naměřených α .

6.1 Impaktní proud

V prvním experimentálním měření byl sledován přestup tepla v impaktním proudu. Při měření impaktního proudu byla nádoba naplněna vodou do výšky H . Impaktní proud byl tvořen hliníkovou trubkou o rozměrech $25 \times 1,5$ mm. Proud tekutiny byl vytvářen odstředivým čerpadlem, které bylo řízeno frekvenčním měničem. Trubka o vnitřním průměru d ústila nad dnem ve výšce h .



Obr. 6.1: Schema a foto impaktního proudu

Čerpadlo vytvářelo proud tekutiny, který procházel trubkou o vnitřním průměru $d_i = 22$ mm. Otáčky čerpadla byly nastavovány v rozmezí 1200 až 3000 ot/min po 200 ot/min, celkem tedy 11 měření. Minimální otáčky byly voleny tak, aby byla překonána tlaková ztráta, maximální otáčky byly omezeny elektromotorem. Průtok trubkou byl měřen indukčním průtokoměrem umístěným mezi čerpadlem a trubkou. Reynoldsovo a Nusseltovo číslo bylo vypočteno ze vztahů

$$\text{Re} = \frac{u d \rho}{\mu}, \quad \text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda}. \quad (6.4)$$

Rozsah Reynoldsových čísel byl 8360 až 27480.

Trubka ústila ve výšce $h = 22$ mm, poměr h/d byl tedy roven 1. Výška hladiny byla $H = 400$ mm.

Změna teploty během jednoho měření byla menší než $0,2^\circ\text{C}$. Hlavním faktorem změny teploty vody byla disipovaná energie odstředivého čerpadla.

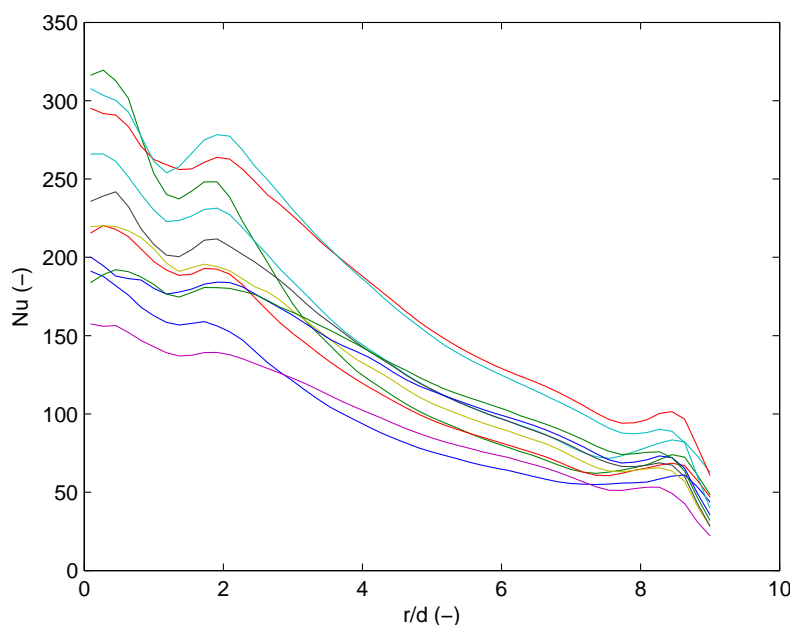
Při experimentu byla použita tři halogenová osvětlovací tělesa, dohromady tedy 1500 W tepelného výkonu. Fiktivní ohřátí ϑ pro měřený rozsah Reynoldsových čísel bylo 0,6 až 1,3 K.

Tab. 6.1: Experimentálně stanovené průměrné hodnoty součinitele přestupu tepla - impaktní proud

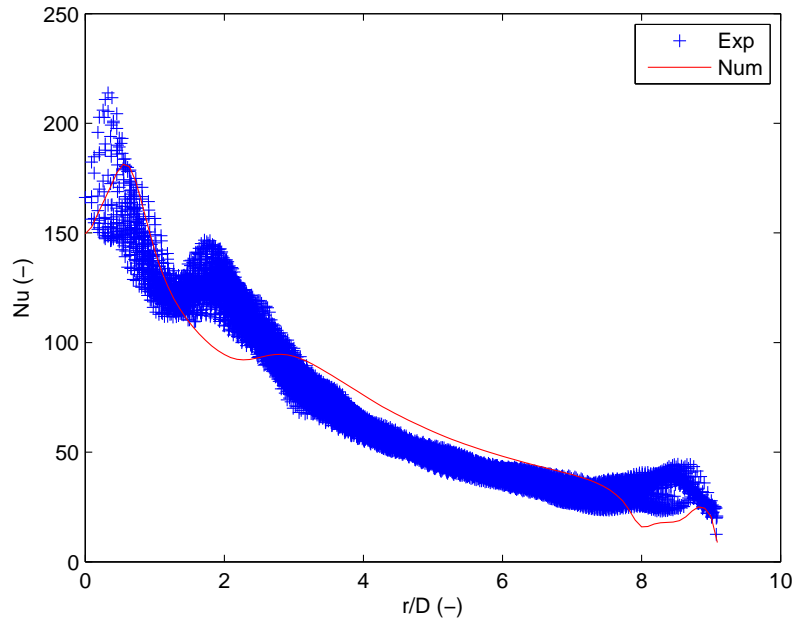
č. měření	N (min^{-1})	\dot{V} (l/min)	u (m/s)	Re	T ($^{\circ}\text{C}$)	$\bar{\alpha}$ ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
1	1000	8,7	0,381	8358	19,0	1155
2	1200	10,8	0,474	10376	19,3	1204
3	1400	12,6	0,552	12105	19,6	1259
4	1600	14,7	0,645	14123	19,9	1625
5	1800	16,6	0,728	15949	20,1	1483
6	2000	18,6	0,816	17870	20,3	1497
7	2200	20,5	0,899	19695	20,6	1700
8	2400	22,6	0,991	21713	20,9	1637
9	2600	24,5	1,074	23538	21,2	1829
10	2800	26,6	1,166	25556	21,5	2198
11	3000	28,6	1,254	27478	21,8	2289

Velikost měřícího bodu byla 2,1 mm a jemu odpovídající plocha 4,5 mm².

Zprůměrované profily naměřených výsledků můžeme vidět na obrázku 6.2.

**Obr. 6.2:** Profily Nusseltova čísla jako funkce r/d , Re 8358 až 27478 - impaktní proud, Pr = 6,98 (voda)

Z výsledků měření můžeme konstatovat, že naměřené profily jsou vizuálně podobné těm dostupným v literatuře. Na souřadnici $r/d = 0$ se vyskytuje globální maximum a měření potvrzuje existenci druhého lokálního maxima, v našem případě na souřadnici $r/d \approx 2$. Za touto souřadnicí se nachází exponenciální část profilu. Na souřadnicích $r/d > 8$ se projevuje vliv stěny nádoby. Tento jev byl předpovězen numerickým modelem. Porovnání experimentálně naměřených dat a numericky získaných můžeme vidět na obrázku 6.3. Výsledky vykazují relativně dobrou shodu, nicméně poloha druhého (lokálního) maxima se liší. Při experimentu je poloha druhého maxima na souřadnici $r/d \approx 2$ a u numericky získaných na souřadnici $r/d \approx 3$.



Obr. 6.3: Porovnání experimentálně a numericky získaných dat pro $Re = 25\,556$, impaktní proud, $Pr = 6,98$ (voda)

Při určování korelací byla využita rovnice

$$\frac{Nu}{Pr^{0,4}} = C Re^m. \quad (6.5)$$

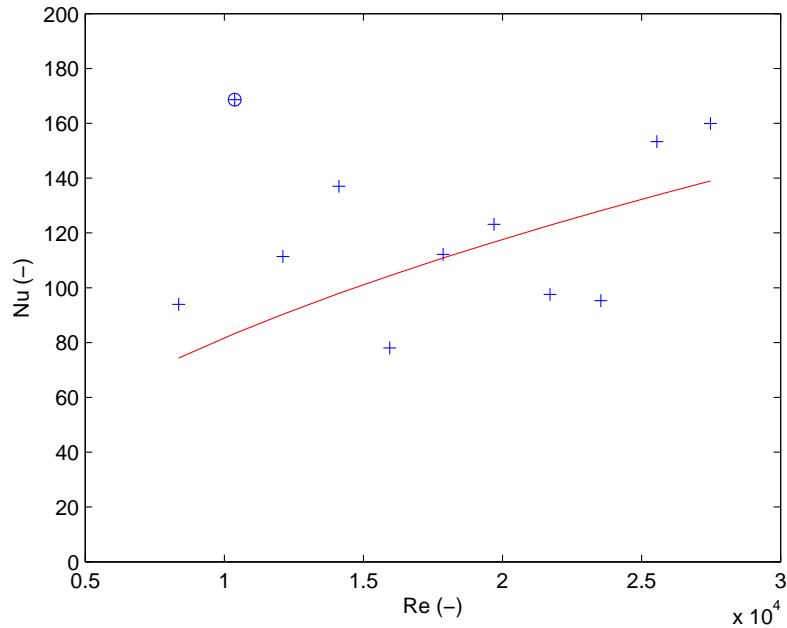
Výsledný korelační vztah pro účely porovnání vztahů může být tedy zapsán ve tvaru

$$Nu = C Re^m Pr^{0,4}. \quad (6.6)$$

Korelační vztah pro souřadnici $r/d = 0$ byl vyhodnocen se změnou váhy měření č. 2 ($Re = 10\,376$). Tento bod je označen kruhem v obrázku 6.4 a vyskytuje se značně mimo oblast měření. Z tohoto důvodu byl bod vyhodnocován s váhou 0,25. Stanovená korelace pro tento bod je

$$Nu_0 = 0,6420 Re^{0,5231} Pr^{0,4}. \quad (6.7)$$

Výsledek je velmi podobný stanovené korelaci autorů Lytle a Webb (1994) (viz rovnice (2.15)). Exponent u Reynoldsova čísla je prakticky stejný (chyba $\approx 1\%$). Geometrická konstanta C vykazuje chybu $\approx 13\%$.



Obr. 6.4: Experimentálně stanovená Nusseltova čísla pro souřadnici $r/d = 0$, impaktní proud, $Pr = 6,98$ (voda)

Průměrné hodnoty jednotlivých měření byly vypočteny pouze z hodnot, které spadají do oblasti měření. Při zpracování byly přiřazeny indexy pouze hodnotám, které odpovídaly této oblasti.

Stanovená korelace pro průměrnou hodnotu Nusseltova čísla je

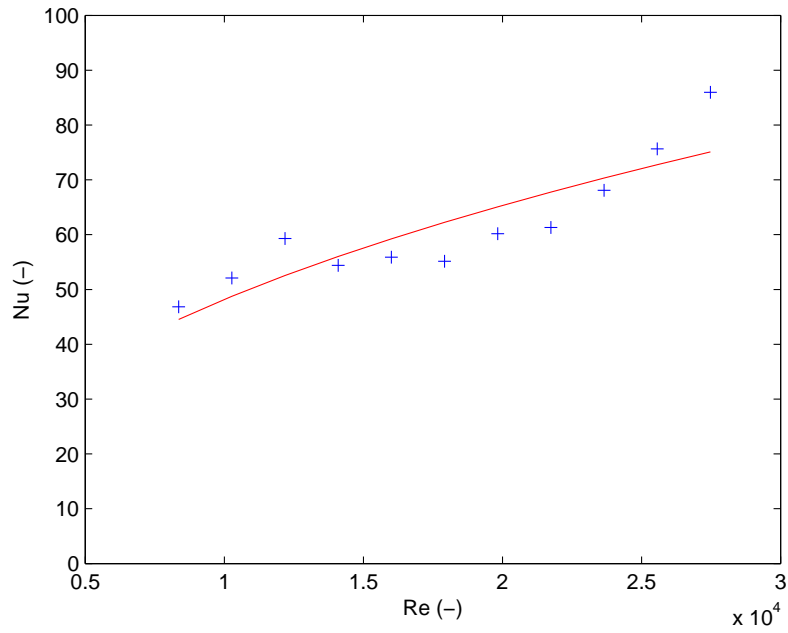
$$\overline{Nu} = 0,8435 Re^{0,4392} Pr^{0,4}. \quad (6.8)$$

Při zpracování dat byl sledován regresně určený exponent u Reynoldsova čísla.

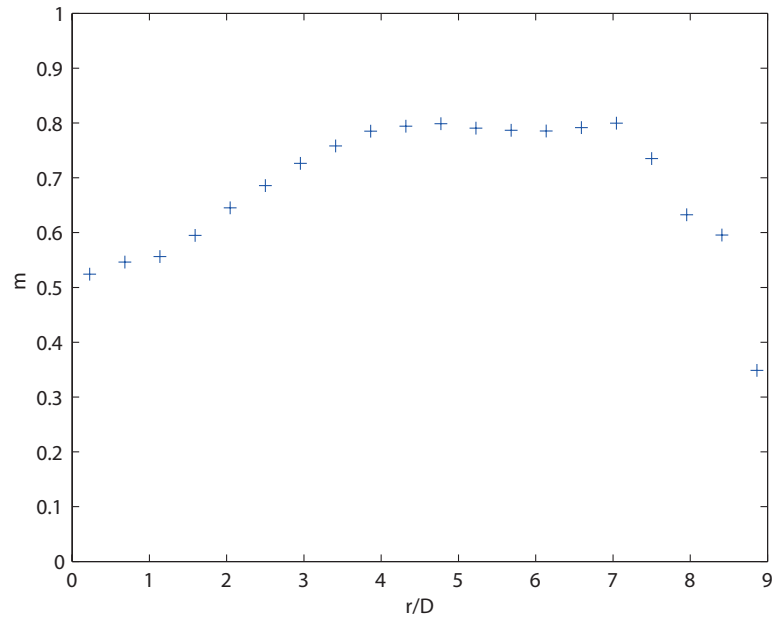
V rámci ověření synchronizačního fázového zpoždění byl poslední bod porovnáván s korelací stanovenou autory Lytle a Webb (1994). Při této operaci byl postup řešení obrácen. Z korelace byla stanovena hodnota Nusseltova čísla a poté bylo minimalizační metodou zjišťováno takové synchronizační fázové zpoždění, aby se Nusseltova čísla rovnala. Takto zjištěné fázové a časové zpoždění je

$$\Delta\varphi = 8,634^\circ, \quad \Delta t = 0,239 \text{ s} \quad (6.9)$$

Tyto hodnoty jsou ve velmi dobré shodě se stanoveným synchronizačním zpožděním. Chyba mezi synchronizací a zpětně určenou hodnotou je 4%.



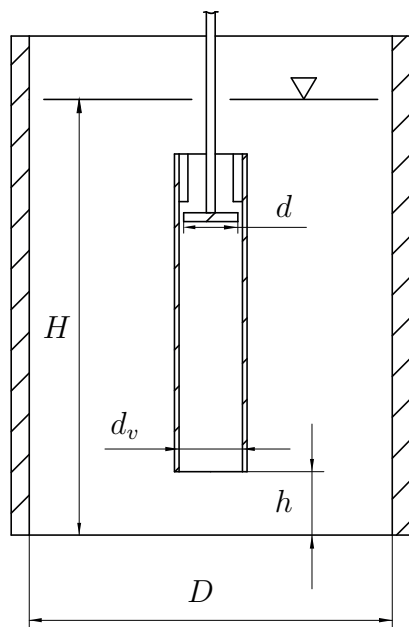
Obr. 6.5: Průměrné hodnoty Nusseltova čísla a regresní závislost, impaktní proud, $Pr = 6,98$ (voda)



Obr. 6.6: Regresně stanovený exponent Reynoldsova čísla v závislosti na bezrozměrné souřadnici r/D

6.2 Míchadlo v usměrňovacím válci

Druhým experimentem bylo míchadlo umístěné v usměrňovacím válci. Při experimentu byla nádoba naplněna vodou do výšky H a v nádobě byl umístěn usměrňovací válec s míchadlem. Míchadlo o průměru d bylo umístěno ve válci o vnitřním průměru d_v , který ústil kolmo na dno nádoby ve výšce h .



Obr. 6.7: Schema a foto experimentu s usměrňovacím válcem

Míchadlo o průměru $d = 60$ mm vytvářelo proud tekutiny, která procházela usměrňovacím válcem. Otáčky míchadla byly nastavovány v rozmezí 100 až 440 ot/min po 20 ot/min, celkem tedy 18 měření. Maximální otáčky míchadla byly voleny tak, aby nedocházelo ke vzniku středového víru a přísávání vzduchu do proudu tekutiny. Středový vír byl dále potlačován narážkami ve vrchní části usměrňovacího válce. Reynoldsovo a Nusseltovo číslo bylo vypočteno ze vztahů

$$\text{Re} = \frac{N d^2 \rho}{\mu}, \quad \text{Nu} = \frac{\alpha d_v}{\lambda}. \quad (6.10)$$

Rozsah Reynoldsových čísel byl 5980 až 26300.

Usměrňovací válec o vnitřním průměru $d_v = 70$ mm ústil ve výšce $h = 70$ mm, poměr h/d byl roven 1. Výška hladiny byla $H = 430$ mm.

Změna teploty během jednoho měření byla menší než $0,1$ °C, měření se tedy dá považovat za izotermní.

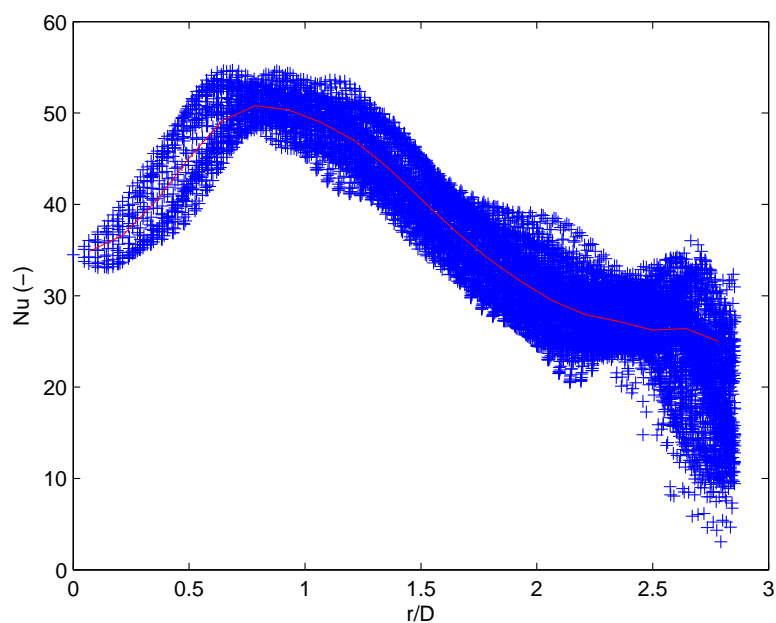
Při experimentu byla využita tři halogenová osvětlovací tělesa, dohromady tedy 1500 W tepelného výkonu. Fiktivní ohřátí ϑ je pro měřený rozsah Reynoldsových čísel 3,1 až 5,5.

Tab. 6.2: Experimentálně stanovené průměrné hodnoty součinitele přestupu tepla - míchadlo v usměrňovacím válci

č. měření	N (1/min)	Re	T (°C)	$\bar{\alpha}$ ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
1	100	5976	21,9	236
2	120	7171	22,0	247
3	140	8366	22,0	243
4	160	9562	22,1	283
5	180	10757	22,2	181
6	200	11952	22,3	302
7	220	13147	22,3	297
8	240	14343	22,4	294
9	260	15538	22,4	323
10	280	16733	22,5	248
11	300	17928	22,6	334
12	320	19123	22,6	335
13	340	20319	22,7	363
14	360	21514	22,8	368
15	380	22709	22,9	373
16	400	23904	23,0	393
17	420	25099	23,0	396
18	440	26295	23,1	389

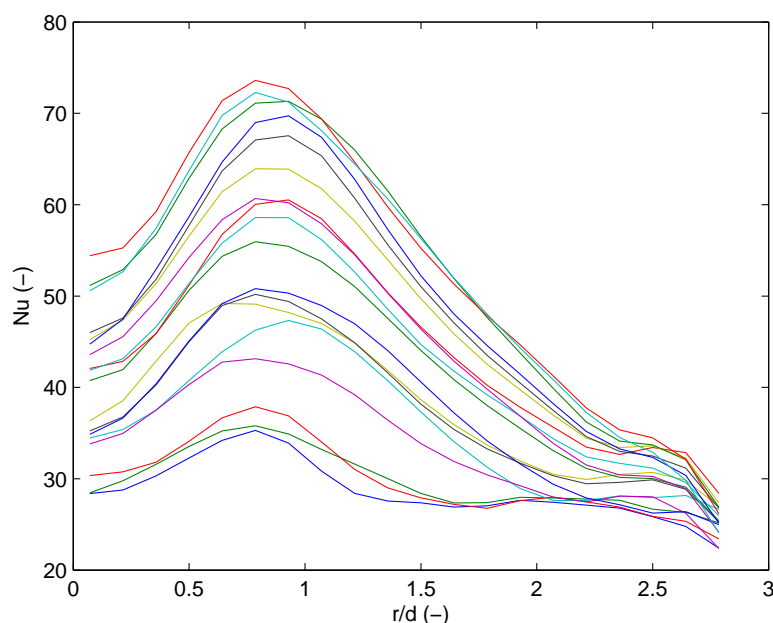
Velikost jednoho bodu měření je 3,3 mm. Plocha, kterou bod měření zabírá, je 11 mm².

Záznam naměřených dat a zprůměrovaný profil můžeme vidět na obrázku 6.8.



Obr. 6.8: Naměřená Nusseltova čísla a zprůměrovaný profil pro $Re = 14\,343$, $Pr = 6,98$ (voda)

Zprůměrované profily experimentálního měření můžeme vidět na obrázku 6.9.



Obr. 6.9: Profily Nusseltova čísla pro usměrňovací válec, $Re = 5976$ až 26295 , $Pr = 6,98$ (voda)

Z naměřených profilů vyplývá, že v tomto případě vzniká pouze jedno globální maximum, a to na souřadnici $r/d \approx 0,75$. Za souřadnicí $r/d > 2,5$ můžeme vidět opět vliv stěny nádoby.

Z naměřených dat byly stanoveny korelační vztahy pro souřadnici $r/d = 0$, průměrnou hodnotu Nusseltova čísla a polohu maxima.

Korelační vztahy byly určovány dle rovnice (6.6). Naměřená data a proložení regresní závislosti můžeme vidět na obrázku 6.10.

Výsledná korelace pro souřadnici $r/d = 0$ je

$$Nu_0 = 0,5261 Re^{0,4487} Pr^{0,4}. \quad (6.11)$$

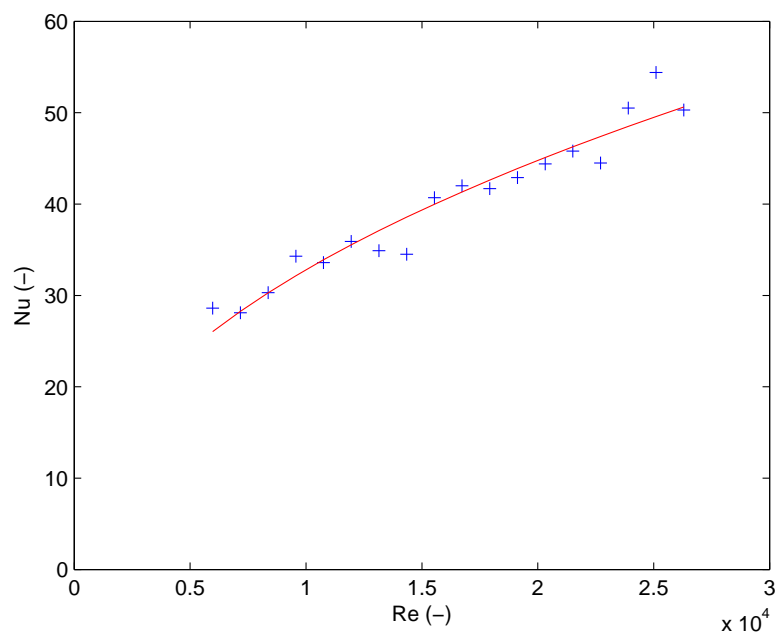
Korelace pro průměrnou hodnotu Nusseltova čísla je

$$\overline{Nu} = 0,6466 Re^{0,4188} Pr^{0,4} \quad (6.12)$$

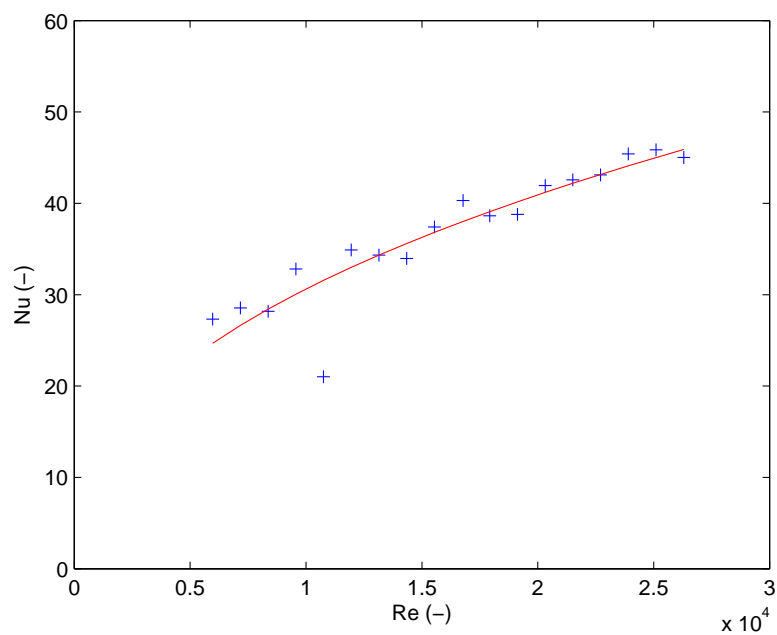
Poloha maxima byla vyhodnocována z naměřených dat, kdy pro úsporu výpočetního času byla vybrána pouze data v předpokládaném okolí maxima. Stanovená korelace pro polohu maximální hodnoty od osy úlohy je

$$(r/d)_{MAX} = 0,3946 Re^{0,083} \quad (6.13)$$

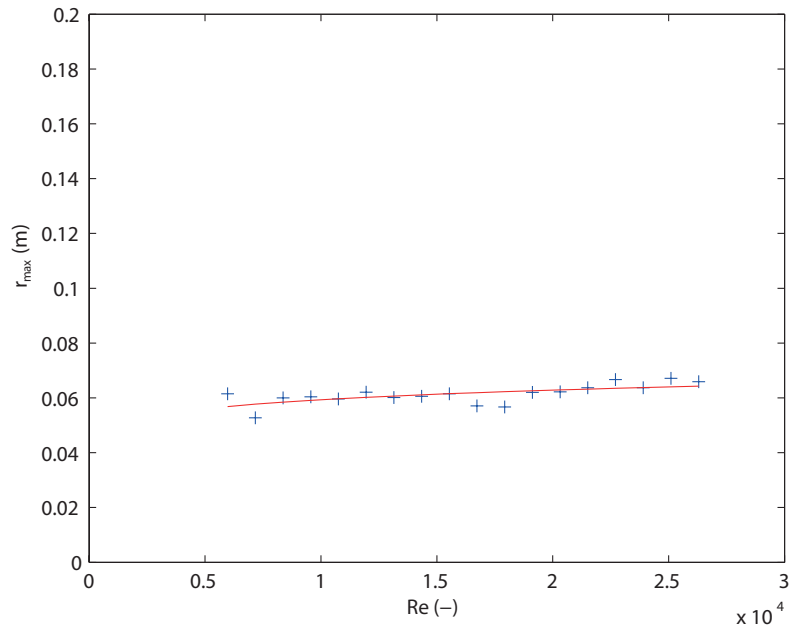
Dále byla sledována závislost regresně stanoveného exponentu Reynoldsova čísla na bezrozměrné souřadnici r/d . Exponent byl určován pro každou zprůměrovanou souřadnici r/d dle rovnice (6.6).



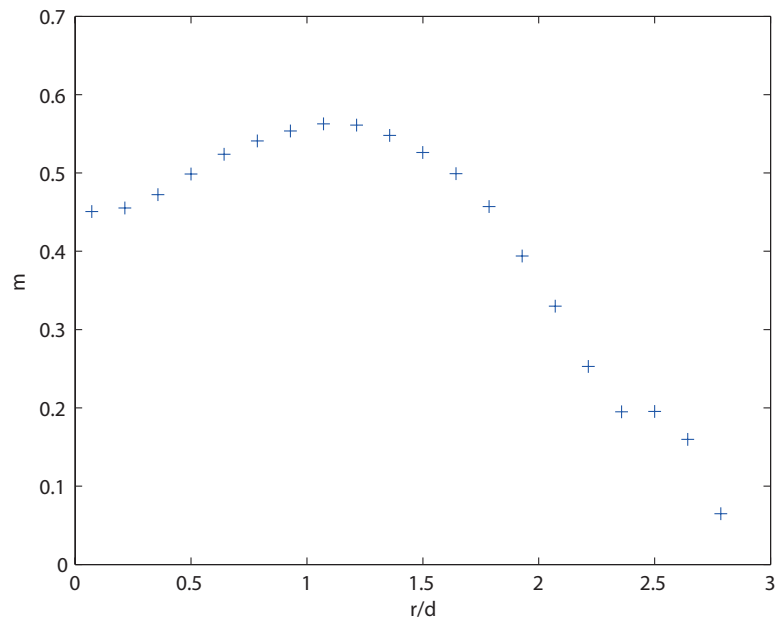
Obr. 6.10: Experimentálně stanovená Nusselova čísla pro $r/d = 0$ a regresní závislost, $Pr = 6,98$ (voda)



Obr. 6.11: Průměrné hodnoty Nusseltova čísla a regresní závislost, $Pr = 6,98$ (voda)



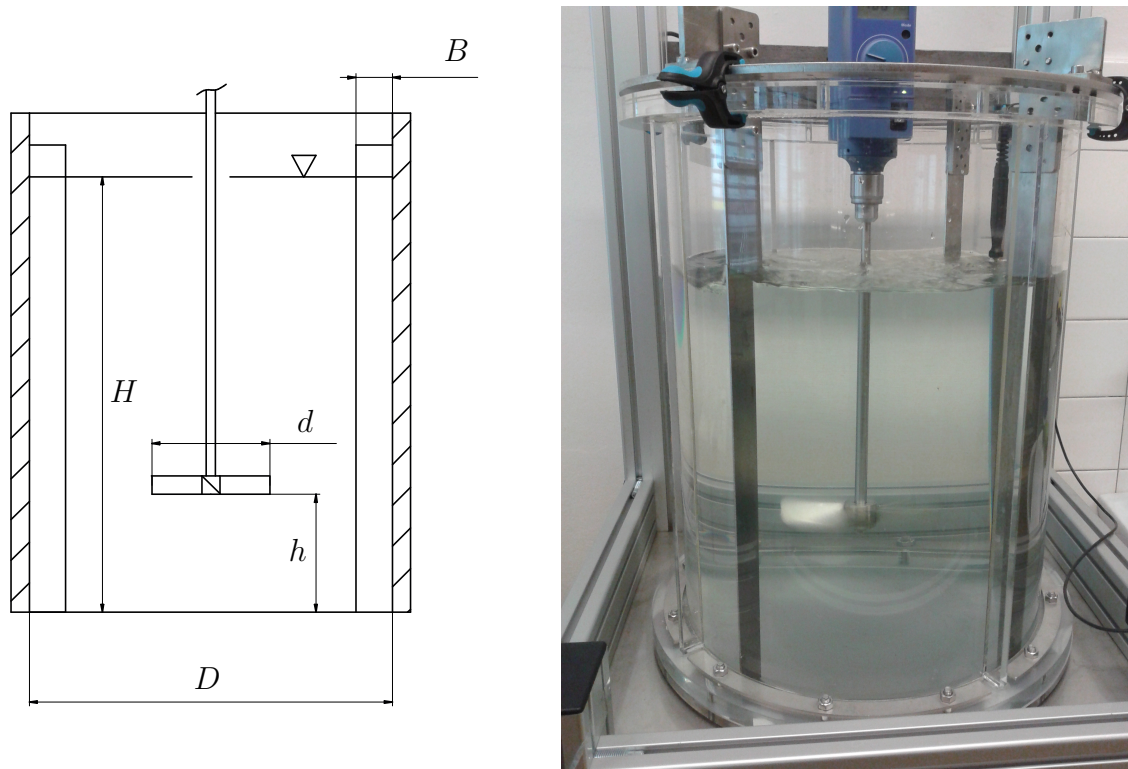
Obr. 6.12: Poloha maxima a regresní závislost, $h/d = 1$, $Pr = 6,98$ (voda)



Obr. 6.13: Závislost exponentu Reynoldsova čísla na bezrozměrné souřadnici r/d , $Pr = 6,98$ (voda)

6.3 Míchadlo v nádobě s narážkami

Poslední experiment v rámci diplomové práce bylo měření přestupu tepla v nádobě s míchadlem a narážkami. Při měření byla nádoba naplněna vodou do výšky H . V nádobě bylo ve výšce h umístěno míchadlo s průměrem d . Dále byla nádoba opatřena narážkami o šířce B , které bránily vzniku středového víru.



Obr. 6.14: Schema a foto míchadla s narážkami

Míchadlo o průměru $d = 130$ mm bylo umístěno ve výšce $h = 130$ mm nad dnem nádoby, poměr d/D byl tedy $1/3$ a poměr h/d byl 1 . Narážky o šířce $B = 40$ mm splňovaly poměr $B/D = 0,1$ a byly přišroubovány k věnci na vrchu nádoby. Na dně nádoby byly narážky opřeny o dno. Otáčky míchadla byly nastavovány v rozmezí 60 až 340 ot/min po 20 ot/min, celkem tedy 15 měření. Maximální otáčky míchadla byly voleny tak, aby nedocházelo k přisávání okolního vzduchu do proudu tekutiny. Reynoldsovo a Nusseltovo číslo bylo vypočteno ze vztahů

$$\text{Re} = \frac{N d^2 \rho}{\mu}, \quad \text{Nu} = \frac{\alpha d}{\lambda} \quad (6.14)$$

Rozsah Reynoldsových čísel byl 16840 až 95400 .

Změna teploty během jednoho měření byla menší než $0,1$ °C, měření se tedy dá považovat za izotermní.

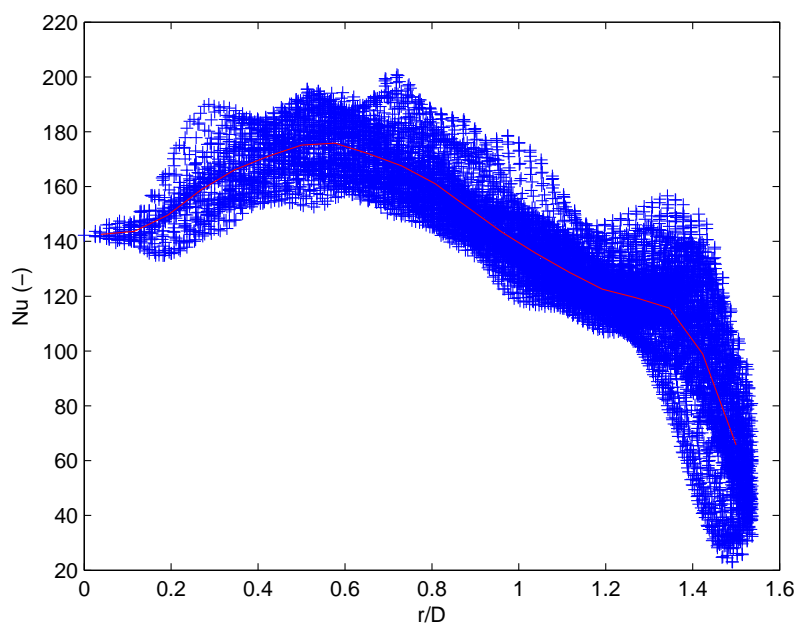
Při experimentu byla využita tři halogenová osvětlovací tělesa, dohromady tedy 1500 W tepelného výkonu. Fiktivní ohřátí ϑ je pro měření rozsah Reynoldsových čísel větší než 5 .

Velikost jednoho bodu měření je $3,3$ mm. Plocha, kterou bod měření zabírá, je 11 mm².

Naměřené hodnoty společně se zprůměrovaným profilem můžeme vidět na obrázku 6.15.

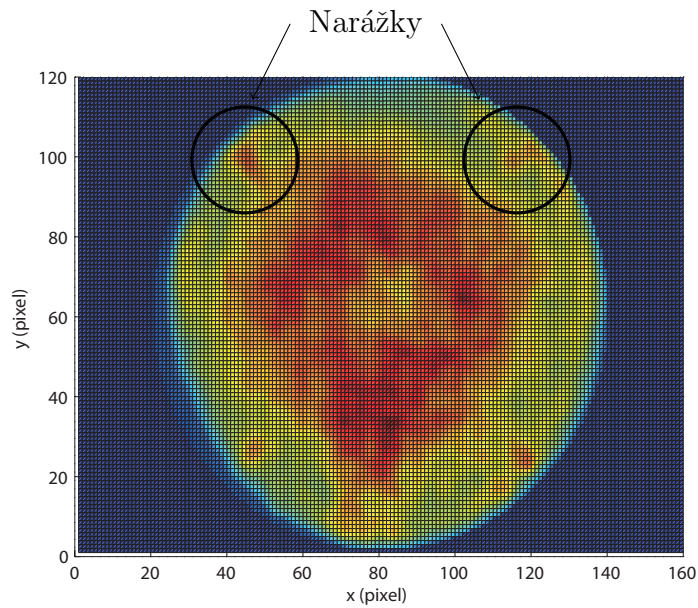
Tab. 6.3: Experimentálně stanovené průměrné hodnoty součinitele přestupu tepla - míchadlo v nádobě s narážkami

č. měření	N (1/min)	Re	T (°C)	$\bar{\alpha}$ ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
1	60	16836	20,6	138
2	80	22448	20,7	175
3	100	28060	20,7	194
4	120	33672	20,8	195
5	140	39284	20,9	256
6	160	44896	20,9	173
7	180	50508	21,0	282
8	200	56120	21,0	260
9	220	61732	21,1	330
10	240	67344	21,1	268
11	260	72956	21,2	315
12	280	78568	21,2	320
13	300	84180	21,3	362
14	320	89792	21,4	382
15	340	95404	21,4	396



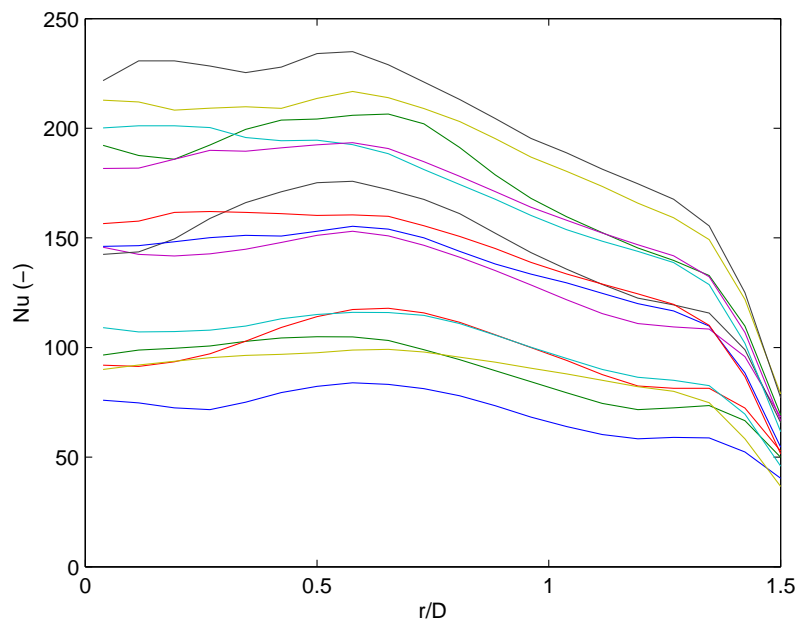
Obr. 6.15: Experimentálně stanovená Nusseltova čísla a zprůměrovaný profil pro $Re = 50\,508$, $Pr = 6,98$ (voda)

Z naměřených hodnot můžeme vidět, že globální maximum je na souřadnici $r/d \approx 0,6$, což odpovídá konci lopatek míchadla. V ose pod míchadlem je přestup tepla menší. V oblasti stěny nádoby je velký rozdíl naměřených hodnot, což je způsobeno vířením v oblasti narážek, jak můžeme vidět na obrázku 6.16.



Obr. 6.16: 2D zobrazení intenzity přestupu tepla, $Re = 50\,508$, $Pr = 6,98$ (voda)

Zprůměrované profily můžeme vidět na obrázku 6.17.

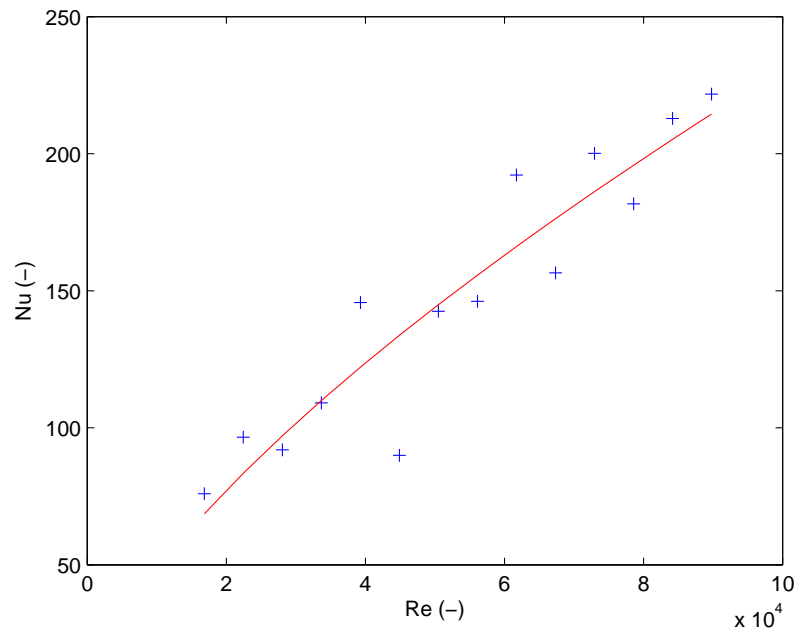


Obr. 6.17: Profily Nusseltova čísla, $Re = 16\,836$ až $95\,404$, $Pr = 6,98$ (voda)

Z naměřených hodnot byly stanoveny korelace Nusseltových čísel pro $r/d = 0$ a průměrnou hodnotu \overline{Nu} .

Jako modelová funkce byla využita rovnice (6.6). Korelační vztah pro souřadnici v ose úlohy je

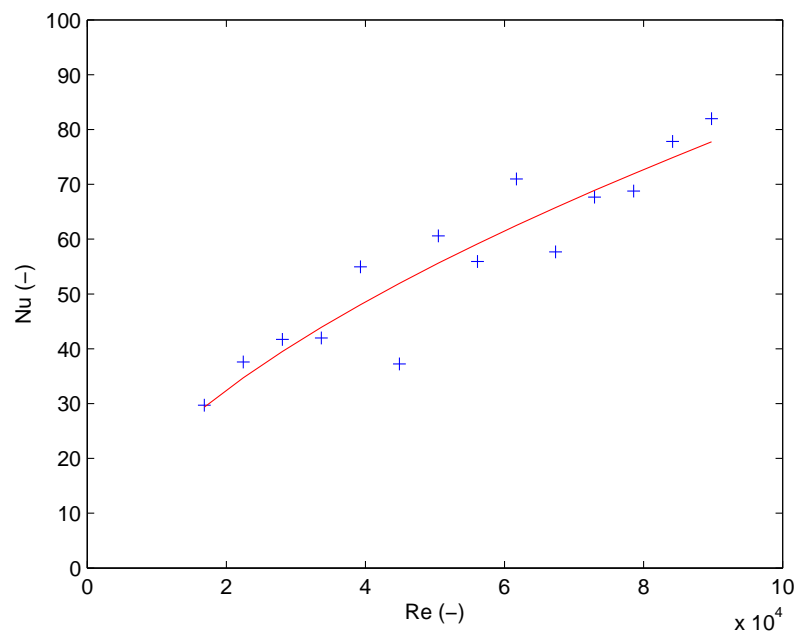
$$Nu_0 = 0,0907 Re^{0,6811} Pr^{0,4} \quad (6.15)$$



Obr. 6.18: Nusseltova čísla pro souřadnici $r/d = 0$ a regresní závislost, $Pr = 6,98$ (voda)

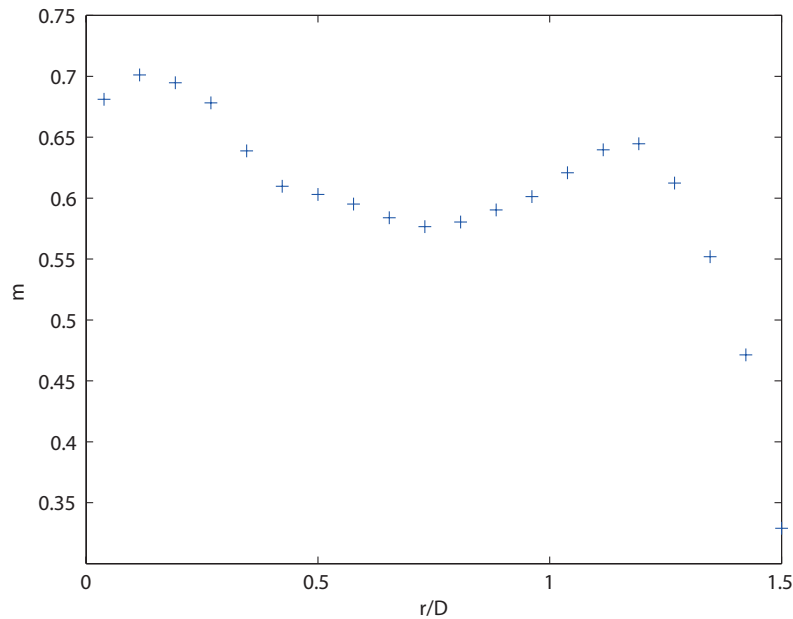
Korelace pro průměrnou hodnotu Nusseltova čísla je

$$\overline{Nu} = 0,1016 Re^{0,5822} Pr^{0,4} \quad (6.16)$$



Obr. 6.19: Průměrná Nusseltova čísla a regresní závislost, $Pr = 6,98$ (voda)

Dále byly regresně určeny exponenty Reynoldsova čísla a porovnány s poloměrem.



Obr. 6.20: Exponenty Reynoldsova čísla jako funkce bezrozměrné souřadnice r/D , $Pr = 6,98$ (voda)

6.4 Nejistoty měření přístrojové techniky

- sinusová funkce byla generována ve dvoukanálovém funkčním generátoru s časovou chybou $\pm 0,1\%$, maximální udaná chyba zpoždění je $+20\mu s$
- teplota vody byla měřena platinovým teplotním čidlem Pt1000 s rozsahem do $200^\circ C$, udávaná nepřesnost je $\pm 0,55^\circ C$
- termokamera snímala teplotu měřící desky s nepřesností $\pm 2\%$
- velikost bodu měření byla odečítána ručně po zaostření kamery. Pokud budeme uvažovat maximální chybu odečtu ± 2 body, získáme maximální chybu 4 měřící body, která odpovídá chybě $\pm 3\%$
- průtok za čerpadlem byl měřen indukčním průtokoměrem s nepřesností $1,5\%$
- otáčky byly nastavovány potenciometrem a sledovány na digitálním displeji pohonu míchadel, odchylka od nastavené hodnoty byla menší než 2 ot min^{-1}
- výška hladiny vody v nádobě byla určena metrem, vizuální nepřesnost je uvažována $\pm 2 \text{ mm}$
- tloušťka měřící desky byla měřena třmenovým mikrometrem s nepřesností $0,01 \text{ mm}$
- výšková pozice míchadla, ústí impaktního proudu a usměrňovacího válce byla odměřována posuvným měřítkem s nepřesností $0,05 \text{ mm}$

Kapitola 7

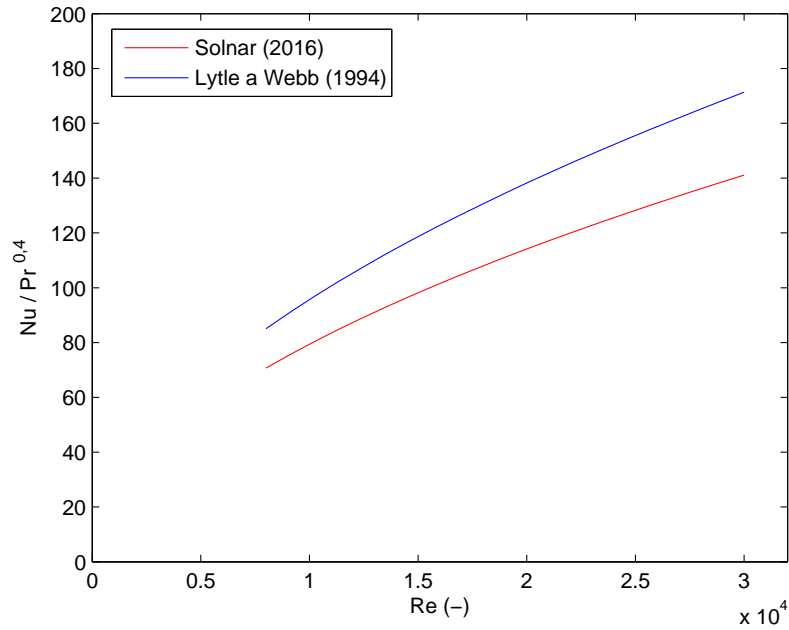
Porovnání výsledků

V následující tabulce jsou přehledně uvedeny experimentálně stanovené korelace pro výpočet Nusseltova čísla ve stagnantním bodě a průměrné hodnoty Nusseltova čísla pro jednotlivé geometrie. V tabulce je také pro porovnání uveden korelační vztah získaný s pomocí numerické simulace v programu ANSYS CFD.

Tab. 7.1: Experimentálně stanovené korelační vztahy pro výpočet Nu_0 a \bar{Nu}

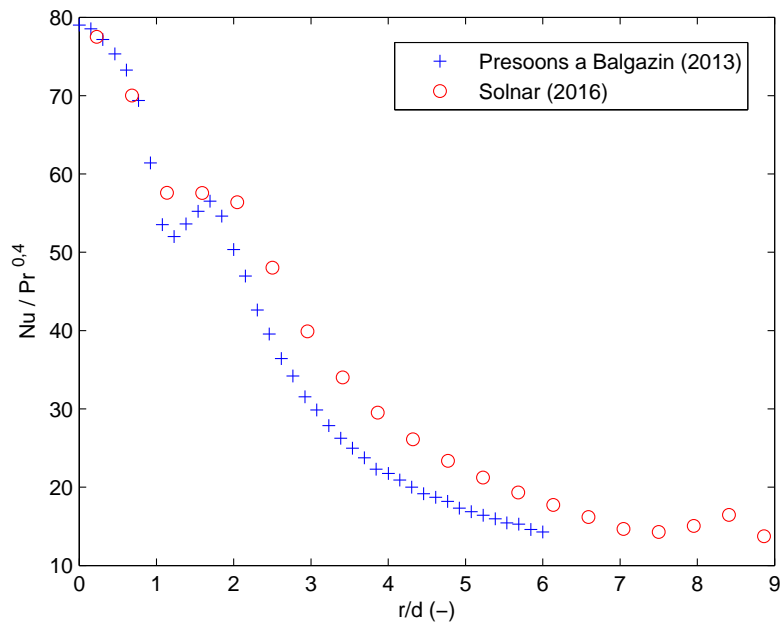
experiment	Nu_0	\bar{Nu}
impaktní proud	$0,6420 Re^{0,5231} Pr^{0,4}$	$0,8435 Re^{0,4392} Pr^{0,4}$
impaktní proud - numerický výp.	$0,5688 Re^{0,5291} Pr^{0,4}$	$0,0148 Re^{0,8264} Pr^{0,4}$
míchadlo v usměrňovacím válci	$0,5261 Re^{0,4487} Pr^{0,4}$	$0,6466 Re^{0,4188} Pr^{0,4}$
míchadlo v nádobě	$0,0907 Re^{0,6811} Pr^{0,4}$	$0,1016 Re^{0,5822} Pr^{0,4}$

Porovnáním rovnic stanovených pro impaktní proud, můžeme konstatovat, že exponent u Reynoldsova čísla se shoduje. Geometrická konstanta C experimentálních a numerických výsledků se liší o 13%.



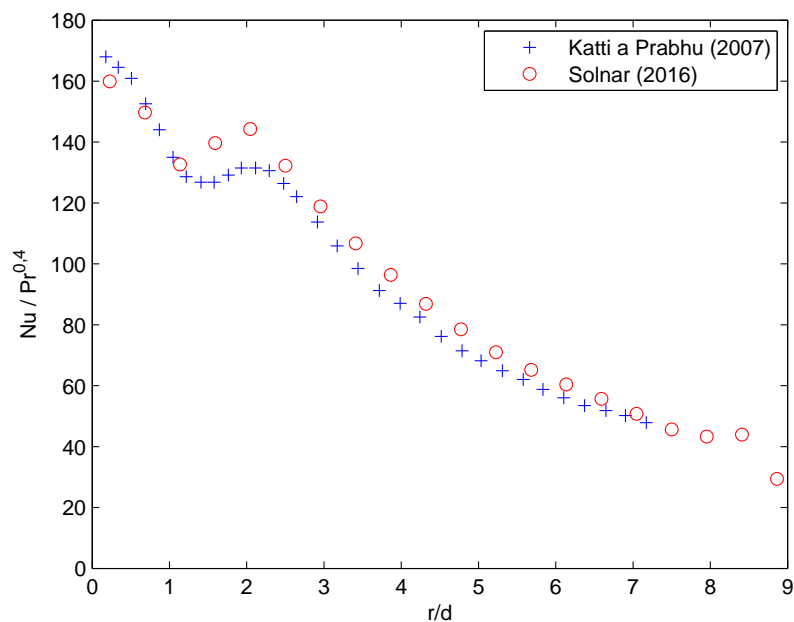
Obr. 7.1: Korelace pro souřadnici $r/d = 0$

Porovnání experimentálně naměřených výsledků s literaturou můžeme vidět na obrázku 7.2. Porovnání vykazuje velmi dobrou shodu ve stagnantním bodě. Exponenciální část křivky vykazuje chybu, průběh této části je ovšem shodný.



Obr. 7.2: Profil Nusseltova čísla v impaktním proudu $Re = 10\,375$, experiment autorů Persoons a Balgazin (2013) je pro $Re = 10\,000$

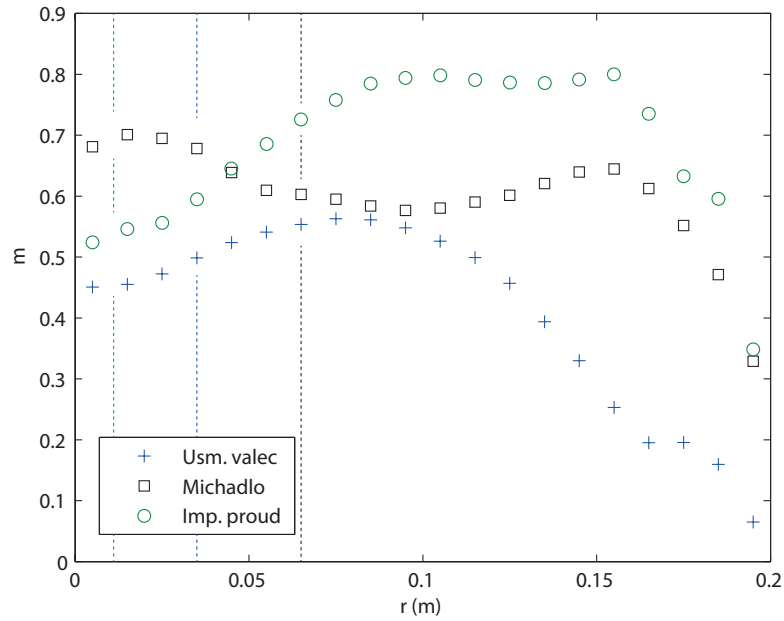
Naměřené výsledky byly dále porovnány s výsledky prezentovanými autory Katti a Prabhu (2007).



Obr. 7.3: Profil Nusseltova čísla v impaktním proudu $Re = 19\,695$, experiment autorů Katti a Prabhu (2007) je pro $Re = 20\,000$

Z porovnání výsledků s autory Katti a Prabhu (2007) vidíme, že experimentálně stanovené výsledky vykazují relativně dobrou shodu. Průběh naměřených dat je vizuálně velmi podobný. Experimentální výsledek pro souřadnici $r/d = 0$ se shoduje s oběma literárními zdroji.

Regresně stanovené exponenty Reynoldsových čísel jako závislost souřadnice r můžeme vidět na obrázku 7.4.



Obr. 7.4: Exponenty Reynoldsových čísel pro jednotlivé experimenty, stejnobarevné čáry zobrazují rozměry - poloměr trubky impaktního proudu, vnitřní poloměr válce, poloměr míchadla

U všech experimentů v oblasti stěny exponenty klesají. Exponenty u impaktního proudu postupně stoupají od 0,5 do 0,8. Exponenty u míchadla umístěného v usměrňovacím válci stoupají z hodnoty 0,45 na maximum 0,55 a poté klesají na přibližně 0,2. U míchadla exponenty začínají na 0,7, poté klesají na 0,55 a na souřadnici $r = 0,15$ opět lehce stoupají přes 0,6.

Kapitola 8

Závěr

V této diplomové práci je aplikována metoda teplotních oscilací pro měření součinitelů přestupu tepla. V úvodu práce je rozebrána problematika přestupu tepla a její mechanismy. Literární rešerše je zaměřená na možnosti měření přestupu tepla a dále na problematiku přestupu tepla v impaktním proudu. Metody měření přestupu tepla se dají klasifikovat jako stacionární a nestacionární. Stacionární metody jsou založené na uvedení měřené soustavy do termodynamické rovnováhy. Nestacionární metody jsou naopak založeny na tepelné bilanci měřeného systému. Pro problematiku přestupu tepla v impaktním proudu byly nalezeny články, které tento jev popisují experimentálně, ale i numerickým výpočtem.

V následující kapitole je popsána metoda teplotních oscilací autorů Wandelta a Roetzla z roku 1997. Tato metoda je založena na snímání teploty povrchu, kde přestup tepla studujeme. Teplotní oscilace, které jsou na měřícím povrchu vyvolávány modulovaným tepelným tokem, jsou porovnávány s vysílaným teplotním signálem a vykazují určité fázové zpoždění. Fázové zpoždění v měřeném bodě indikuje přestup tepla, který se snažíme vyšetřit. V kapitole jsou prezentovány výsledky autorů a jejich odvození. Metoda je podrobena citlivostní analýze.

Z principu metody vyplývají požadavky pro měření. Zařízení, vybavení a technické zprovoznění metody je nastíněno v další kapitole. Dále je popsáno nastavení systému, se kterým byly experimenty provedeny, schema zapojení aparatury při měření a provedení časové synchronizace systému. Druhá část této kapitoly se zabývá především zpracování dat v programu MATLAB. V textu jsou postupně představovány části skriptu a popis jejich funkce. Tento výklad je doplněn grafy, které napomáhají pochopení principu.

Přestup tepla v impaktním proudu byl také v rámci diplomové práce numericky modelován v programu ANSYS CFD. V páté kapitole jsou popsány předpoklady pro zjednodušení úlohy, dále pak síťování úlohy a volený model turbulence. Modelování přestupu tepla bylo provedeno pro různá Reynoldsova čísla a poté byly stanoveny korelační vztahy pro Nusseltovo číslo.

Šestá kapitola je věnována experimentům, na kterých byla metoda teplotních oscilací aplikována. Celkem tři experimenty (impaktní proud, míchadlo v usměrňovacím válci a míchadlo v nádobě s narážkami) jsou popsány geometricky a dále jsou popsány důležité parametry, při kterých bylo měření provedeno. Měření přestupu tepla v impaktním proudu je porovnáno s výsledky získanými z numerické modelu i s výsledky nalezenými v rámci literární rešerše. U každého experimentu jsou stanoveny korelační vztahy Nusseltova čísla ve stagnantním bodě a pro průměrné Nusseltovo číslo \bar{Nu} .

Poslední kapitola je věnována prezentaci výsledků a jejich kritickému posouzení s dostupnou literaturou. Výsledky měření ukazují na velice dobrou shodu v oblasti stagnantního bodu, kde byla stanovena chyba 13% od hodnot prezentovaných v literární rešerši. Měření metodou tepelných oscilací se dá shrnout v následujících bodech:

- bezkontaktní měření součinitele přestupu tepla
- měření je nezávislé na tekutině, v níž k přestupu tepla dochází
- relativně rychlá metoda (jedno měření trvá 100 s, vyhodnocení je v řádech minut)
- měření s nastavitelnou úrovní detailu

Literatura

- [1] AMBROS, F., MIKULA, P., BEZCHLEBA, P., RIEGER, F. In *Měření přestupu tepla v míchaných nádobách: Procesní a zpracovatelská technika*. Praha, 2002
- [2] ČSN 41 7243. *Ocel 17 243*. Praha, 1991. 8 p
- [3] FREUND, S. *Local Heat Transfer Coefficients Measured with Temperature Oscillation IR Thermography: Disertační práce*. Hamburg: Universität der Bundeswehr Hamburg, 2008
- [4] FREUND, S., KABELAC, S. Investigation of local heat transfer coefficients in plate heat exchangers with temperature oscillation IR thermography and CFD. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2010, vol. 53, p. 3764–3781
- [5] HERCHANG, A., JIIN YUH, J., JER-NAN, Y. Local heat transfer measurements of plate finned-tube heat exchangers by infrared thermography. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2002, vol. 45, p. 4069–4078
- [6] HIPPENSTEELE, S. A., POINSATTE, P. E. In *Transient Liquid-Crystal Technique Used to Produce High-Resolution Convective Heat-Transfer-Coefficient Maps: National Heat Transfer Conference*. 1993
- [7] CHUNG, Y. M., LUO, K. H. Unsteady heat transfer analysis of an impinging jet. *ASME Journal of Heat Trasfer*, 2002, vol. 124, p. 1039–1048
- [8] KATTI, V., PRABHU, S. V. Experimental study and theoretical analysis of local heat transfer distribution between smooth flat surface and impinging air jet from a circular straight pipe nozzle. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2008, vol. 51, p. 4480–4495
- [9] KUPČÍK, F. Přestup tepla na stěně a na dně v nádobách s míchadly. *Chemický průmysl*, 1974, vol. 10, p. 491–495
- [10] KINGSLEY-ROWE, J. R., LOCK, G. D., OWEN, J. M. Transient heat transfer measurements using thermochromic liquid crystal: lateral-conduction error. *Int. J. of Heat and Fluid Flow*, 2005, vol. 2005, no. 26, p. 256–263
- [11] LYTLE, D., WEBB, B. W. Air jet impingement heat transfer at low nozzle-plate spacings. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 1994, vol. 37, p. 1687–1697
- [12] OHNO, Y., FUKADA, T. Heat transfer coefficient at the labyrinth seal of steam turbine rotor. *Denryoku Chuo Kenkyujo*, 1978, p. 23. DOI: 50526549
- [13] PERSOONS, T., BALGAZIN, K., BROWN, K., MURRAY, D. B. Scaling of Convective Heat Transfer Enhancement Due to Flow Pulsation in an Axisymmetric Impinging Jet. *J. Heat Transfer*, 2013, vol. 135

- [14] RAHIMI, M., OWEN, I., MISTRY, J. Heat transfer between an under-expanded jet and a cylindrical surface. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 2003, vol. 46, p. 3135–3412
- [15] REHME, K. *Handbook of Single-Phase Convective Heat Transfer*. A Wiley-Interscience Publication, 1987. 7, Convective Heat Transfer
- [16] ŠESTÁK, J., RIEGER, F. *Přenos hybnosti, tepla a hmoty. Vyd. 3.* Praha: Vydavatelství ČVUT, 2004. ISBN 80-01-02933-6
- [17] TYDLITÁT V., JADAVAN J., AUGUSTA I. *Způsob absolutního měření součinitele přestupu tepla a zařízení k provádění tohoto způsobu.* Československá socialistická republika 168975. 1977-04-15.
- [18] VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen. *VDI Heat atlas*. 2nd ed. 2010. ISBN 978-3-540-77876-9
- [19] VLČEK, P. *Modelování turbulentního proudění*, Dostupné z : <http://chps.fsid.cvut.cz/pt/2013/pdf/3509.pdf>
- [20] WANDEL, M., ROETZEL, W. Lockin thermography as a measurement technique in heat transfer. *Quantitative InfraRed Thermography*, 1997, vol. 96, p. 189–194
- [21] ZUCKERMAN, N., LIOR, N. Jet impingement Heat Transfer: Physics, Correlations and Numerical Modeling. *Advances in Heat Transfer*, 2006, vol. 39, ISSN 0065-2717

Seznam použitých symbolů

a	součinitel teplotní vodivosti ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
A	amplituda ($^\circ\text{C}$)
B	šířka narážky v nádobě (m)
C	geometrická konstanta (-)
$c_{1,2,3,4}$	konstanty (-)
c_p	měrná tepelná kapacita při stálém tlaku ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
d	průměr míchadla, průměr trubky impaktního proudu (m)
d_v	průměr usměrňovacího válce (m)
D	průměr nádoby (m)
h	výška ústí trubky a usměrňovacího válce nad dnem, výška míchadla nad dnem (m)
H	výška hladiny v nádobě (m)
k	součinitel prostupu tepla ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
L	charakteristický rozměr (m)
M	hmotnost (kg)
m, n, p	exponenty (-)
\vec{n}	normálový vektor (-)
N	elektrický výkon (W), otáčky (s^{-1})
Nu	Nusseltovo číslo (-), ($\text{Nu} = \alpha L/\lambda$)
$\overline{\text{Nu}}$	průměrné Nusseltovo číslo (-)
Nu_0	Nusseltovo číslo pro souřadnici $(r/d) = 0$
Pr	Prandtlovo číslo (-), ($\text{Pr} = \nu/a = \rho c_p \nu/\lambda$)
\dot{q}	tepelný tok (W m^{-2})
\hat{q}	amplituda hustoty tepelného toku (W m^{-2})
\vec{q}	hustota tepelného toku (W m^{-2})
\dot{Q}	tepelný tok (W)
q_x, q_y	tepelný tok ve směru x, y (W m^{-2})
$\dot{Q}^{(g)}$	objemový zdroj tepla (W m^{-3})
r	radiální souřadnice (m), poměr (-), ($r = \alpha_0/\alpha_\delta$)
$(r/d)_{\text{MAX}}$	poloha maxima (-)
R	poloměr nádoby (m)
Re	Reynoldsovo číslo (-), ($\text{Re} = u d \rho/\mu = n d^2 \rho/\mu$)
S	plocha (m^2)
t	čas (s)
t^*	bezrozměrný čas (-)
Δt	časová diference (s)
T	teplota ($^\circ\text{C}, \text{K}$)
T^*	bezrozměrná teplota (-)
ΔT	rozdíl teplot ($^\circ\text{C}, \text{K}$)
∇T	gradient teploty (K m^{-1})
\vec{u}	rychlost (m s^{-1})
Y^+	bezrozměrná velikost elementu (-), ($Y^+ = \rho \sqrt{(\tau_w/\rho)} y/\mu$)
z	souřadnice (m)

Řecké znaky

α	součinitel přestupu tepla ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
$\bar{\alpha}$	průměrný součinitel přestupu tepla ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
δ	tloušťka stěny (m)
δ_p	tloušťka mezní teplotní vrstvy (m)
ε	emisivita (–)
ϑ	fiktivní ohřátí ($^{\circ}\text{C}$, K)
λ	součinitel teplotní vodivosti ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
μ	dynamická viskozita (Pa s)
ν	kinematická viskozita ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ξ	konstanta (–)
ρ	hustota (kg m^{-3})
τ	tečné napětí (Pa)
τ_w	tečné napětí na stěně (Pa)
σ	Stefan-Boltzmannova konstanta ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-4}$)
φ	fázové zpoždění ($^{\circ}$)
ψ	konstanta (–)
ω	úhlová rychlost (rad s^{-1})