



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ENERGETICKÝ ÚSTAV

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
ENERGY INSTITUTE

EXPERIMENTÁLNÍ A VÝPOČTOVÉ STANOVENÍ SOUČINITELŮ PŘESTUPU TEPLA PRO ČÁSTI PRŮMYSLOVÉ PARNÍ TURBÍNY OD FIRMY SIEMENS, S.R.O ODŠTĚPNÝ ZÁVOD INDUSTRIAL TURBOMACHINERY

EXPERIMENTAL AND NUMERICAL ASSESSMENT OF THE HEAT TRANSFER COEFFICIENTS
FOR INDUSTRIAL STEAM TURBINE FOR SIEMENS INDUSTRIAL TURBOMACHINERY

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. PETR HLADÍK

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. JOZEF HRABOVSKÝ, Ph.D.

BRNO 2015

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Energetický ústav

Akademický rok: 2014/15

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Petr Hladík

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

obor: **Energetické inženýrství (2301T035)**

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:

Experimentální a výpočtové stanovení součinitelů přestupu tepla pro části průmyslové parní turbíny od firmy Siemens, s.r.o Odštěpný závod Industrial Turbomachinery

v anglickém jazyce:

Experimental and Numerical Assessment of the Heat Transfer Coefficients for Industrial Steam Turbine for Siemens Industrial Turbomachinery

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Cílem práce je zjistit součinitele přestupu tepla na zjednodušených konstrukčních částech průmyslové parní turbíny. Pro řešení stanoveného cíle bude nutné experimentálním měřením získat požadované součinitele na zjednodušených geometrických tvarech (trubka, rovinná deska) a výpočtovým modelováním provést validaci změřených dat. Na základě provedených experimentálních měření a výpočtového modelování bude připravena metodika získávání součinitelů přestupu tepla aplikovatelná na reálné části průmyslové parní turbíny.

Cíle diplomové práce:

1. Teoretická analýza a rozbor stanovení součinitelů přestupu tepla
2. Příprava experimentálního zařízení
3. Provedení experimentálních měření součinitelů přestupu tepla pro dané geometrické tvary
4. Příprava CFD modelů
5. Aplikace změřených dat
6. Analýza získaných dat
7. Ověření stanovené metodiky

Seznam odborné literatury:

Fiedler, J.: Parní turbíny. CERM, Brno 2004

Kadrnožka, J.: Lopatkové stroje. CERM, Brno 2003

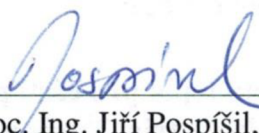
Kadrnožka, J.: Tepelné turbíny a turbokompresory. CERM, Brno 2004

Vedoucí diplomové práce: Ing. Jozef Hrabovský, Ph.D.

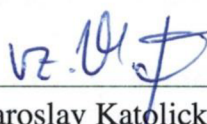
Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2014/15.

V Brně, dne 19. 12. 2014





doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu



doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan

ABSTRAKT

Předmětem této diplomové práce je experimentální a výpočtové stanovení součinitelů přestupu tepla při kondenzaci páry pro zjednodušené části průmyslové parní turbíny. Tímto geometrickým zjednodušením je potrubí kruhového průřezu, kterého se při analýzách dějů probíhajících v parních turbínách často využívá. První část práce je věnována teorii přenosu tepla při kondukcii, konvekci a speciálním případu konvekce – kondenzaci. Obsahem dalších kapitol je poté popis jednotlivých metod stanovení součinitele přestupu tepla. Těmi jsou: experimentální analýza provedená na reálném měřicím zařízení a vyhodnocená metodou konečných prvků (MKP), výpočtové modelování proudění (CFD) v programu ANSYS CFX a analytické určení součinitelů přestupu tepla použitím empirických vztahů pro kondenzaci. Závěrem práce je provedena validace a srovnání dosažených výsledků.

ABSTRACT

The subject of this diploma thesis is experimental and numerical assessment of the heat transfer coefficients during condensation of water steam in simplified parts of an industrial steam turbine. This simplified part is a pipe with circular cross section, which is often used in simulations of processes inside the steam turbine. The first part of thesis describes theoretical basics of heat transfer during conduction, convection and condensation. The content of other chapters is description of methods used to determine heat transfer coefficient. These are: experimental analysis performed on a measuring device and evaluated using finite element analysis (FEA), computational fluid dynamics analysis (CFD) in ANSYS CFX and analytical calculations of heat transfer coefficients using mathematical models for condensation. Thesis is concluded by validation and comparison of obtained results.

KLÍČOVÁ SLOVA

Parní turbína, součinitel přestupu tepla, kondenzace, konvekce, Ansys, CFD, výpočtové modelování, experiment.

KEY WORDS

Steam turbine, heat transfer coefficient, condensation, convection, Ansys, CFD, computational modelling, experiment.

Bibliografická citace:

HLADÍK, P. *Experimentální a výpočtové stanovení součinitelů přestupu tepla pro části průmyslové parní turbíny od firmy Siemens, s.r.o Odštěpný závod Industrial Turbomachinery*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015. 74 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Jozef Hrabovský, Ph.D.

ČESTNÉ PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím uvedených zdrojů, pod vedením vedoucího diplomové práce Ing. Jozefa Hrabovského, Ph.D.

V Brně dne 25. května 2015

.....
Bc. Petr Hladík

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji především Ing. Jozefu Hrabovskému, Ph.D. za odborné vedení, rady a věnovaný čas při tvorbě této diplomové práce. Velký dík patří také Ing. Marianu Zabloudilovi a Ing. Michalu Lískovi z firmy Siemens za jejich ochotu a cenné připomínky při četných konzultacích. Dále bych rád poděkoval Ing. Jiřímu Hejčíkovi, Ph.D. za pomoc při analytických výpočtech kondenzace a pracovníkům Laboratoře přenosu tepla a proudění, kteří se z velké části podíleli na výrobě a sestavení experimentálního zařízení. Závěrečné poděkování patří mé rodině a nejbližším, kteří mě podporovali v průběhu celého mého studia.

Děkuji vám!

OBSAH

ÚVOD.....	15
1 FORMULACE PROBLÉMU A CÍLE ŘEŠENÍ.....	16
2 TEORIE PŘENOSU TEPLA	17
2.1 Přenos tepla vedením	17
2.1.1 Fourierův zákon a součinitel tepelné vodivosti.....	17
2.1.2 Vedení tepla rovinnou stěnou	18
2.1.3 Vedení tepla válcovou stěnou	19
2.2 Přenos tepla konvekcí	20
2.2.1 Mezní vrstvy	21
2.2.2 Kritéria podobnosti	22
2.2.3 Přenos tepla při nucené konvekcí v potrubí	23
2.3 Přenos tepla při kondenzaci	26
2.3.1 Filmová kondenzace uvnitř horizontální trubky	26
3 EXPERIMENTÁLNÍ ANALÝZA.....	30
3.1 Zdroj páry	30
3.2 Experimentální zařízení - popis	31
3.2.1 Měření tlaku	37
3.2.2 Měření teplot	37
3.2.3 Fotografie sestaveného zařízení	38
3.3 Experiment.....	40
3.3.1 Měření č. 1	41
3.3.2 Měření č. 2	42
3.4 Diskuze k experimentální analýze	43
4 VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍ ANALÝZY	44
4.1 Stanovení součinitele přestupu tepla pomocí MKP	44
4.1.1 Vyhodnocení Měření č. 1.....	46
4.1.2 Vyhodnocení Měření 2.....	48
4.1.3 Diskuze k vyhodnocení MKP	51
4.2 Stanovení součinitele přestupu tepla pomocí CFD simulace.....	52
4.2.1 Výpočtový model	52
4.2.2 Model materiálu a okrajových podmínek	56

4.2.3	Výsledky CFD simulace	58
4.3	Stanovení součinitele přestupu tepla analytickým výpočtem.....	61
4.3.1	Výsledky výpočtů	61
4.3.2	Diskuze k analytickým výpočtům	65
5	SROVNÁNÍ POUŽITÝCH METOD A DISKUZE.....	66
	ZÁVĚR.....	68
	SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ	69
	SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMOBOLŮ.....	71
	PŘÍLOHY.....	73

ÚVOD

V dnešní době již zřejmě nenajdeme obor lidské činnosti, který by nebyl závislý na dodávce elektrické energie. Dostupnost této komodity se stala pro mnohé z nás naprostou samozřejmostí a jen stěží si lze představit dnešní svět bez elektrické energie, tak jako tomu bylo ještě před rokem 1800, kdy byl objeven první použitelný zdroj stálého elektrického proudu – Voltův článek. Energetika se od té doby stala jedním z největších průmyslových odvětví na světě. Elektrická energie je získávána přeměnou jiných druhů energie, přičemž drtivá většina je dnes vyráběna přeměnou energie mechanické. K tomu se využívá točivých strojů, tzv. generátorů, ve kterých dochází k indukci elektrického napětí. Pro jejich činnost je tedy nutný zdroj rotačního pohybu. V tomto ohledu hrají jednu z hlavních rolí parní turbíny, které jsou pro výrobu elektrické energie používány nejčastěji.

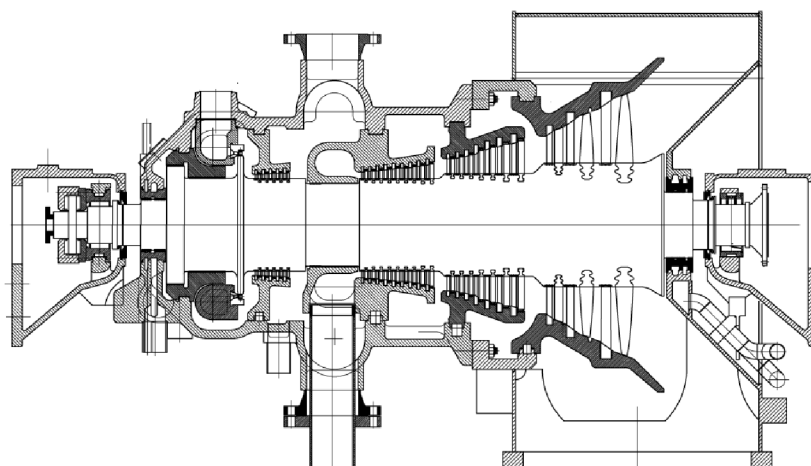
Parní turbína je točivý tepelný stroj, ve kterém dochází k přeměně tlakové a kinetické energie páry na mechanickou energii rotační. Jedná se o lopatkový stroj, ve kterém jsou kladeny vysoké požadavky především na geometrickou přesnost a odolnost použitého materiálu proti mechanickému a tepelnému namáhání. Vzhledem k těmto skutečnostem je parní turbína velmi sofistikovaným zařízením, k jehož návrhu a úspěšnému provozování je nutná detailní znalost proudícího media, jeho vlivu na okolní materiál a chování materiálu za různých teplotních podmínek.

Důležitým parametrem, nutným pro znalost přenosu tepla v parou obtékaných částech parní turbíny, je součinitel přestupu tepla. Ten udává, kolik tepla se za konkrétní časový úsek přenesou na jednom metru čtverečním z páry do obtékaného materiálu. Na základě něj je pak možné přesně predikovat tepelné dilatace veškerých částí turbíny. Hodnota součinitele přestupu tepla je závislá především na režimu proudění (konvekce). V parních turbínách se nejčastěji jedná o nucenou konvekci beze změny skupenského stavu, a to při vnitřním proudění (obtékání skříně turbíny) nebo proudění vnějším (obtékání statorových a rotorových lopatek). Velmi důležitý je ale také režim nucené konvekce, při kterém dochází ke změně skupenského stavu plynného na kapalný, tj. kondenzace. Tento jev se vyskytuje především při najíždění turbíny ze studeného na provozní stav, avšak významnou roli hraje také při ustáleném provozu kondenzačních parních turbín, kde může docházet k jeho výskytu v posledních stupních. Zásadním důsledkem kondenzace jsou výrazně vyšší hodnoty součinitele přestupu tepla, a z toho plynoucí vyšší teplotní namáhání materiálu.

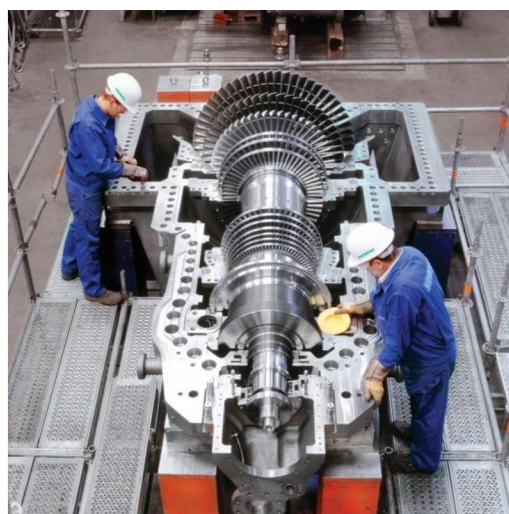
Podnět pro vypracování této diplomové práce byl dán brněnskou firmou Siemens, s.r.o., odštěpný závod Industrial Turbomachinery, zabývající se vývojem a výrobou průmyslových parních turbín o výkonu do 150 MW. Firma má v oboru více jak stoletou tradici a za dobu své působnosti dodala již více než 4300 parních turbín do 66 zemí světa [1]. Při tvorbě diplomové práce byla firma v úzké spolupráci a velká část problematiky související s tématem práce byla konzultována s místními odborníky.

1 FORMULACE PROBLÉMU A CÍLE ŘEŠENÍ

Tato diplomová práce se zabývá experimentálním a výpočtovým stanovením součinitele přestupu tepla pro části parní turbíny, a to právě při výše zmíněném režimu kondenzace. První část práce je věnována teoretickému rozboru přenosu tepla při kondukcii, konvekci a při speciálním případě konvekce – kondenzaci. Jsou zde probrány jednotlivé analytické empirické vztahy, používané pro výpočet součinitele přestupu tepla při kondenzaci. Obsahem dalších kapitol a celkově cílem práce je pak zjištění součinitele přestupu tepla třemi různými způsoby na zjednodušeném geometrickém tvaru – trubce. Toto geometrické zjednodušení bývá často využíváno při analýzách dějů probíhajících v turbínách. Prvním způsobem zjištění součinitele je experimentální analýza, provedená na měřicím zařízení vyvinutém speciálně pro tuto diplomovou práci a vyhodnocená metodou konečných prvků (MKP). Dalším způsobem vyhodnocení je výpočtové modelování proudění (CFD) v programu ANSYS CFX 15.0 [2]. Třetí metodou stanovení součinitele přestupu tepla je použití analytických výpočtových modelů zmíněných v první části diplomové práce. V závěru práce je provedena validace změřených dat a porovnání jednotlivých metod vyhodnocení součinitele přestupu tepla. Pro stanovení veškerých tabelárních hodnot byly pro tuto práci použity tabulky IAPWS [3].



Obr. 1 Průřez kondenzační parní turbínou



Obr. 2 Kondenzační parní turbína [1]

2 TEORIE PŘENOSU TEPLA

Energie může být přenášena interakcí dané soustavy s jeho okolím, a to buď ve formě **práce** nebo **tepla**. Pro přenos tepla ze soustavy do okolí a naopak však musí existovat teplotní gradient (rozdíl teplot). Jinak nemůže k přenosu tepla dojít. [4]

K základním mechanismům přenosu tepla patří:

- kondukce (vedení),
- konvekce (proudění),
- radiace (záření).

Pro řešení této diplomové práce jsou stěžejní první dva mechanismy přenosu tepla, vedení a proudění. Proto budou v této kapitole probrány podrobněji.

2.1 Přenos tepla vedením

Vedení neboli kondukcí lze charakterizovat jako přenos tepelné energie od částic s vyšší energií k částicím s energií nižší. Tyto částice mohou být molekuly (u kapalin a plynů) a atomy (u tuhých látek).

V případě molekul je přenos tepla zajištěn jejich pohybem a srážením. V kapalinách je tento jev silnější než v plynech z důvodu menších vzdáleností mezi jednotlivými molekulami. V tuhých látkách se vedení tepla uskutečňuje pohybem atomů ve formě vlnového pohybu krystalické mřížky (v nevodících), u látek dobře elektricky vodivých přistupuje k tomuto jevu ještě postupný pohyb volných elektronů. [4] [5]

2.1.1 Fourierův zákon a součinitel tepelné vodivosti

Fourierův zákon stanovuje základní rovnici pro vedení tepla.

Měrný tepelný tok (to je tepelný tok \dot{Q} vztahovaný na jednotku plochy S) \dot{q} (W/m^2) přenášený vedením v nějaké látce je přímo úměrný velikosti teplotního gradientu a má opačné znaménko než tento gradient. [4]

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{S} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad \left(\frac{W}{m^2} \right) \quad (1)$$

Měrný tepelný tok je tedy roven změně teploty dT ve směru x vynásobené tepelnou vodivostí λ (W/mK) dané látky. Záporné znaménko je ve vztahu proto, aby byl vyjádřen směr tepelného toku z místa s vyšší teplotou do místa s teplotou nižší. Tepelný tok je tedy veličina vektorová. V praxi však není těžké určit směr proudění tepelného toku, a proto můžeme psát Fourierův zákon ve zjednodušené skalární formě:

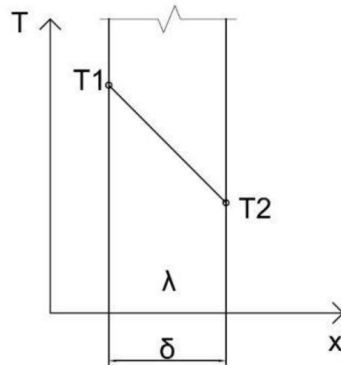
$$\dot{q} = \lambda \frac{\Delta T}{\delta} \quad \text{resp.} \quad \dot{Q} = \lambda S \frac{\Delta T}{\delta} \quad (W) \quad (2)$$

kde: δ – tloušťka tělesa ve směru tepelného toku (m),

\dot{q} , ΔT – kladné veličiny,
 $\delta/\lambda S = R_\lambda$ – odpor proti vedení tepla. [4]

2.1.2 Vedení tepla rovinnou stěnou

Na Obr. 3 je v řezu znázorněn teplotní profil průchodu tepla jednoduchou rovinnou stěnou.

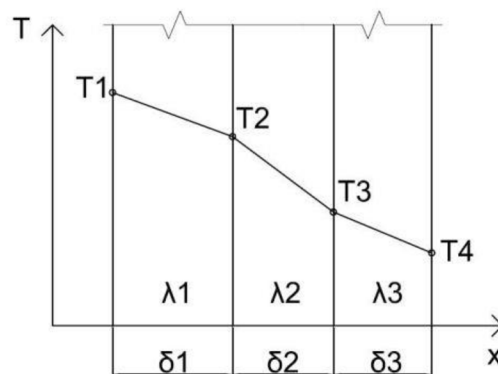


Obr. 3 Teplotní profil průchodu tepla jednoduchou rovinnou stěnou [6]

Vztah pro výpočet tepelného toku rovinnou stěnou vypadá následovně:

$$\dot{Q} = \frac{\lambda S \cdot (T_1 - T_2)}{\delta} \quad (W) \quad (3)$$

Podobně můžeme vyjádřit také vztah pro rovinnou stěnu složenou z různých materiálů. Tato situace je znázorněna na Obr. 4.

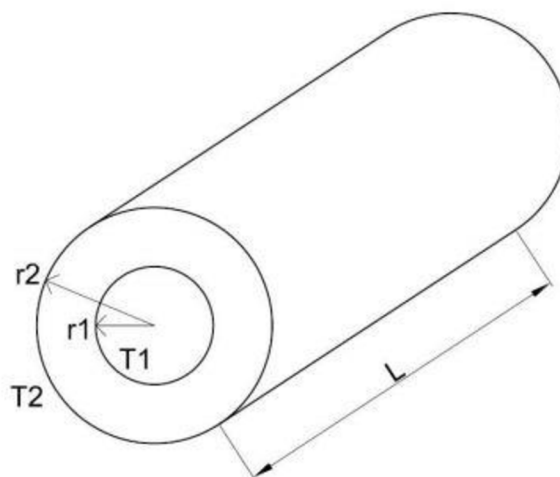


Obr. 4 Teplotní profil průchodu tepla složenou rovinnou stěnou [6]

$$\dot{Q} = \frac{T_1 - T_4}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{T_1 - T_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1 \cdot S} + \frac{\delta_2}{\lambda_2 \cdot S} + \frac{\delta_3}{\lambda_3 \cdot S}} \quad (W) \quad (4)$$

2.1.3 Vedení tepla válcovou stěnou

Velmi často se můžeme setkat také s vedením tepla válcovou stěnou. V praxi se jedná zejména o klasická potrubí či o geometrii kanálů tepelných výměníků. Jednoduchý náčrt této situace je znázorněn na Obr. 5.



Obr. 5 Vedení tepla válcovou stěnou [6]

Pro určení vztahu pro výpočet tepelného toku válcovou stěnou vyjdeme z Fourierova zákona (1). Za předpokladu, že teplo proudí pouze ve směru poloměru, provedeme dosazení plochy pro kruhový profil:

$$\dot{Q} = -2\pi \cdot r \cdot L \cdot \lambda \cdot \frac{dT}{dr} \quad (W) \quad (5)$$

a integrací dostáváme následující vztah:

$$\dot{Q} = -2\pi \cdot L \cdot \lambda \cdot \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (W) \quad (6)$$

Stejně tak jako pro rovinnou stěnu lze vyjádřit vztah i pro vedení tepla složenou válcovou stěnou:

$$\dot{Q} = \frac{T_1 - T_4}{R_1 + R_2 + R_3} = \frac{T_1 - T_4}{\frac{1}{2\pi \cdot L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\lambda_2} \cdot \ln \frac{r_3}{r_2} + \frac{1}{\lambda_3} \cdot \ln \frac{r_4}{r_3} \right)} \quad (W) \quad (7)$$

2.2 Přenos tepla konvekcí

Konvektivní přenos tepla je složen ze dvou mechanismů:

- kondukce – náhodný pohyb molekul,
- advekce – společný pohyb velkého množství molekul látky.

Nejtypičtějším příkladem konvekce je přenos tepla mezi proudící tekutinou a nějakým omezujícím povrchem o rozdílné teplotě. V blízkosti obtékaného povrchu se vytvoří vrstva tekutiny (hydrodynamická mezní vrstva), v níž se rychlost proudění mění od nulové hodnoty až po tzv. rychlost volného proudu. V blízkosti povrchu, kde je rychlost velmi nízká, se uplatňuje především přenos tepla kondukcí, zatímco advekce se uplatňuje při strhávání tekutiny z volného proudu do mezní vrstvy. [4]

Konvekce může být **přirozená (volná)**, **nucená** nebo **kombinovaná**. Dále se pak může dělit na konvekci při **vnitřním** nebo při **vnějším proudění**. [6] V praxi se často setkáváme s nucenou konvekcí při vnějším proudění (obtékání trubek tepelného výměníku) či při vnitřním proudění (proudění páry v kanálech, v potrubí).

Pro přenášený měrný tepelný tok mezi proudící látkou a obtékaným povrchem platí vztah nazývaný Newtonův ochlazovací zákon:

$$\dot{q} = \alpha \cdot (T_w - T_\infty) \quad \left(\frac{W}{m^2} \right) \quad (8)$$

kde: α – lokální součinitel přestupu tepla (W/m^2K),
 T_w – teplota povrchu obtékaného tělesa (K),
 T_∞ - teplota tekutiny v dostatečné vzdálenosti od povrchu (K).

Protože se režim proudění mění podél obtékaného povrchu, bude se také měnit součinitel přestupu tepla a následně přenášený tepelný tok. Celkový tepelný tok, přenášený z celého povrchu o ploše S , určíme integrací lokálního tepelného toku přes celý povrch S :

$$\dot{Q} = \int_S \dot{q} dS = (T_w - T_\infty) \int_S \alpha \cdot dS = \bar{\alpha} \cdot S(T_w - T_\infty) \quad (W) \quad (9)$$

kde: $\bar{\alpha}$ – střední součinitel přestupu tepla pro celý povrch S .

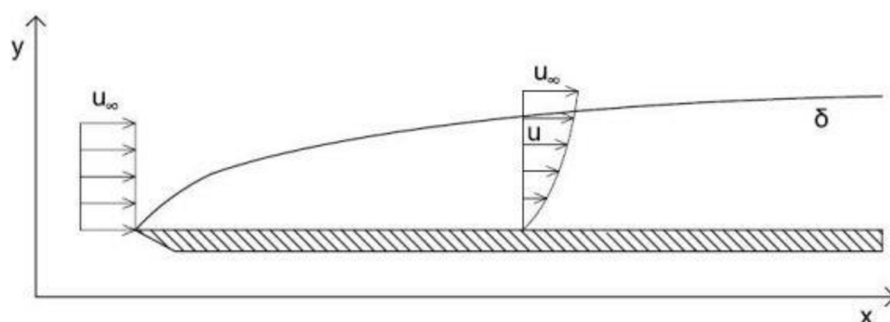
Jeho definice je:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{S} \int_S \alpha dS \quad \left(\frac{W}{m^2K} \right) \quad (10)$$

2.2.1 Mezní vrstvy

2.2.1.1 Hydrodynamická (rychlostní) mezní vrstva

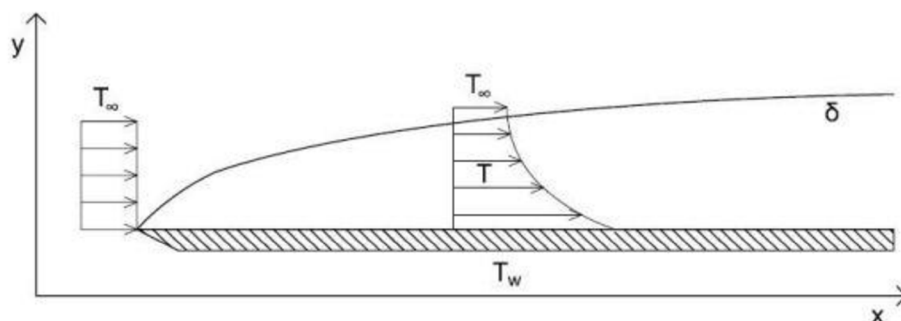
Na Obr. 6 je znázorněna rovinná deska obtékána proudem tekutiny. Ta přitéká k desce rychlostí u_∞ . Oblast mezní vrstvy je pod silným vlivem blízkosti povrchu a viskozity tekutiny. Rychlost tekutiny klesne na povrchu na nulovou hodnotu. S rostoucí vzdáleností x podél obtékaného povrchu se vliv viskozity dostává stále více do volného proudu a stále větší vrstva tekutiny je zbrzdována. Jako hranice mezní vrstvy se uvažuje poloha, v níž rychlost tekutiny dosahuje přibližně rychlosti volného proudu u_∞ . Většinou se za hranici mezní vrstvy, znázorněnou křivkou δ , považuje místo, kde pro rychlost platí, že $u = 0,99u_\infty$. [4]



Obr. 6 Hydrodynamická mezní vrstva [6]

2.2.1.2 Tepelná mezní vrstva

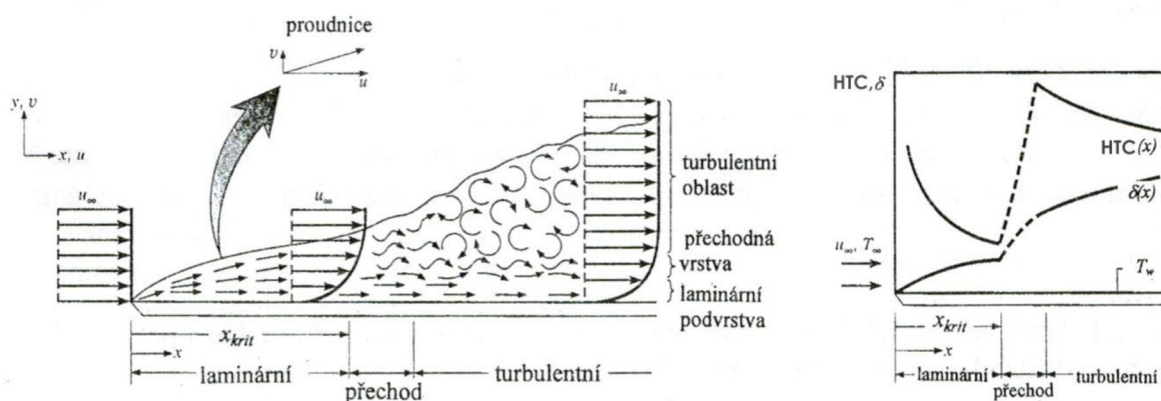
Pokud tekutina o teplotě T_∞ a rychlosti u_∞ obtéká povrch o teplotě T_w , kdy $T_w > T_\infty$, vytváří se na povrchu vrstva tekutiny, která je ovlivněna blízkostí vyhřívajícího povrchu. To znamená, že tekutina ulpívající přímo na povrchu (s nulovou rychlostí) má teplotu rovnou teplotě povrchu. Teplo je pak postupně předáváno mezi částicemi a jejich teplota se s rostoucí vzdáleností od povrchu snižuje, dokud nedosáhne hodnoty, jakou má volné proudění. Jako hranice tepelné mezní vrstvy, znázorněná křivkou δ , se pak uvažuje vzdálenost na ose y , která odpovídá: $T_w - T = 0,99 \cdot (T_w - T_\infty)$. [5] [6]



Obr. 7 Tepelná mezní vrstva [6]

2.2.1.3 Laminární a turbulentní mezní vrstva

Při obtékání povrchu tekutinou se na povrchu může vytvořit laminární nebo turbulentní režim proudění nebo kombinace obojího. Pokud je obtékáný povrch dostatečně dlouhý nebo má proudící tekutina vysokou rychlost či nízkou viskozitu, velmi pravděpodobně se na povrchu vytvoří nejdříve laminární mezní vrstva. Až po určité vzdálenosti se začnou paralelní proudnice křivit a vytvářet vířivé proudění. Přitom se laminární oblast drasticky zmenšuje a vytváří se specifické rozvrstvení (viz Obr. 8). [4]



Obr. 8 Laminární a turbulentní mezní vrstva [4]

Hranice přechodu z laminárního do turbulentního režimu proudění se běžně stanovuje pomocí kritického lokálního Reynoldsova čísla (viz kapitola 2.2.2):

$$Re_{x,krit} = \frac{u_{\infty} \cdot x_{krit}}{\nu} \quad (-) \quad (11)$$

kde: u_{∞} - rychlost proudění tekutiny (m/s),
 x_{krit} - kritická vzdálenost od náběžné hrany (m),
 ν - kinematická viskozita (m^2/s).

Hodnota kritického lokálního Reynoldsova čísla se mění v závislosti na drsnosti povrchu a stupni turbulence volného proudu. Nejčastěji se uvádí hodnota $Re_{x,krit} = 5 \cdot 10^5$ pro obtékání rovinného povrchu a $Re_{x,krit} = 2320$ pro proudění v kruhovém potrubí. [4]

2.2.2 Kritéria podobnosti

Pro stanovení součinitele přestupu tepla se používají tzv. kritéria podobnosti. Jsou to bezrozměrná čísla, která jsou definována na základě veličin, na kterých je součinitel přestupu tepla závislý: [4]

$$\alpha = f(u, L, \rho, \nu, c, \lambda) \quad (12)$$

kde: u - rychlost proudění tekutiny (m/s)
 L - charakteristický rozměr (m)
 ρ - hustota tekutiny (kg/m^3)
 ν - kinematická viskozita tekutiny (m^2/s)

c – měrná tepelná kapacita tekutiny ($\text{J} \cdot \text{Kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

λ – tepelná vodivost tekutiny ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)

Jak je vidět, všechny tyto veličiny můžeme vyjádřit pomocí čtyř základních jednotek, které mají všechny společné. Jsou to J/K, kg, m, s. Vztahy mezi uvedenými veličinami a společnými jednotkami můžeme následně vyjádřit pomocí 3 základních kritérií.

Reynoldsovo číslo je poměr mezi silami setrvačnými a třecími.

$$Re = \frac{u \cdot L}{\nu} \quad (-) \quad (13)$$

Prandtlovo číslo je poměr hybnostní a tepelné difuze.

$$Pr = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c}{\lambda} \quad (-) \quad (14)$$

Nusseltovo číslo je poměr přenosu tepla konvekcí a difuzí.

$$Nu = \frac{\alpha \cdot L}{\lambda} \quad (-) \quad (15)$$

Obecný tvar funkční závislosti – kritériální rovnice:

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (-) \quad (16)$$

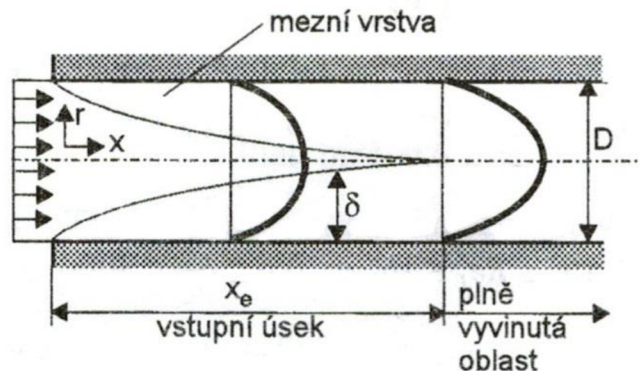
Konkrétní tvar kritériální rovnice je závislý na charakteristických podmínkách proudění. Rozlišuje se pro proudění laminární, turbulentní, pro nucenou a přirozenou konvekci, vnější a vnitřní proudění a závislý je také na tvaru povrchu, délce a průměru potrubí. [4] [6]

2.2.3 Přenos tepla při nucené konvekci v potrubí

Při nuceném proudění tekutiny v potrubí se rozlišují dvě oblasti proudění: oblast vstupního úseku a plně vyvinutá oblast (viz Obr. 9). Rychlostní profil, který je na vstupním úseku rovnoměrný, se po vstupu do potrubí postupně mění. Vlivem třecích sil je tekutina u stěn potrubí zbrzděována a rychlostní profil se začíná zakřivovat. Vyvíjí se rychlostní mezní vrstva. Ta se postupně zvětšuje tak, jak vliv stěny proniká dále do jádra proudu. Při tom se v jádru proudu zvětšuje rychlost toku i průtok. Na konci vstupního úseku se pak mezní vrstvy spojí v ose potrubí a rychlostní profil se již nemění, pokud zůstanou podmínky stejné. [4].

Vztah pro délku vstupního úseku x_e se liší podle typu proudění. Pro laminární proudění závisí tato délka na Reynoldsově čísle a obvykle se pro výpočet užívá následující vztah:

$$\frac{x_e}{D} = 0,05 \cdot Re \quad (-) \quad (17)$$



Obr. 9 Schéma vstupního úseku [4]

Při turbulentním proudění je délka vstupního úseku téměř nezávislá na Reynoldsově čísle a pohybuje se v rozmezí 10–60 D . Obecně se předpokládá, že pro $x/D > 10$ bude v potrubí již plně vyvinuté turbulentní proudění. [5]

Z důvodu nerovnoměrného rozložení rychlostí proudění v průřezu je nutné definovat charakteristickou rychlost při vnitřním proudění. Tou je střední rychlost \bar{u} . Ta je po délce potrubí konstantní, nedochází-li někde k přítoku či odtoku. Je definována vztahem:

$$\bar{u} = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot A} \quad \left(\frac{m}{s}\right) \quad (18)$$

kde: \dot{m} – hmotnostní průtok (kg/s),
 ρ – hustota tekutiny (kg/m³),
 A – průřezový průřez potrubí (m²).

Na Obr. 9 je znázorněn rychlostní profil vstupního úseku. Velmi podobně bude vypadat také teplotní profil za předpokladu, že stěna potrubí má menší teplotu než je teplota proudící tekutiny. Ta se bude tedy ochlazovat a její teplota bude funkcí jak polohy napříč průřezovým průřezem, tak podél potrubí. Na rozdíl od rychlostního profilu ale v celém vstupním úseku zůstává v ose toku teplota stejná jako na vstupu do potrubí. Konec vstupního úseku je opět určen spojením tepelných mezních vrstev v ose proudění. Délka tepelného vstupního úseku je definována vztahy: [5]

pro laminární proudění:

$$\frac{x_{eT}}{D} = 0,05 \cdot Re \cdot Pr, \quad (19)$$

pro turbulentní proudění:

$$\frac{x_{eT}}{D} \cong 10 \quad (20)$$

Při vývoji teplotního profilu se rozlišují dva odlišné případy: případ s konstantní teplotou stěny potrubí a případ s konstantním tepelným tokem stěnou potrubí. Pro každý případ má tepelný profil mírně odlišný tvar. Pro jeho matematickou definici je nutno zavést tzv. bezrozměrnou teplotu θ : [4]

$$\theta = \frac{T_w - T}{T_w - T_b} \quad (-) \quad (21)$$

kde: T_w – teplota stěny potrubí (K, °C),
 T – teplota ve sledovaném místě,
 T_b – střední objemová teplota, viz vztah (22).

Pro vstupní úsek poté platí: $\frac{\partial \theta}{\partial x} \neq 0$ a pro plně vyvinutý režim: $\frac{\partial \theta}{\partial x} = 0$.

Stejně jako zavádíme střední rychlost proudění \bar{u} , je nutné zavést také střední teplotu proudu tekutiny. Touto teplotou je tzv. střední objemová teplota T_b , definovaná pomocí tepelné energie nesené proudící tekutinou v daném průřezu: [4]

$$T_b = \frac{\int_A \rho u c_v T dA}{\dot{m} c_v} \quad (K) \quad (22)$$

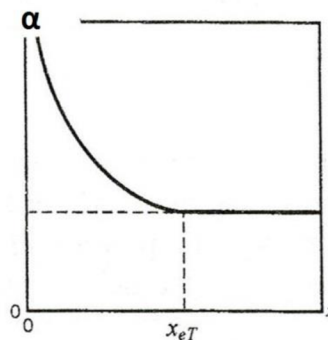
kde: u – složka rychlosti ve směru proudění (m/s),
 c_v – měrná tepelná kapacita při stálém objemu ($J \cdot K^{-1} \cdot K^{-1}$).

Měrný tepelný tok přenášený mezi tekutinou a stěnou potrubí poté určíme na základě vztahu (8):

$$\dot{q} = \alpha(T_w - T_b) \quad (W/m^2) \quad (23)$$

kde střední objemová teplota T_b se spojitě mění, tj. roste (při ohřevu tekutiny) nebo klesá (při ochlazování kapaliny). [4]

Součinitel přestupu tepla α ve vstupním úseku klesá (tak jak se vyvíjí tepelná mezní vrstva). v plně vyvinuté oblasti pak platí, že $\alpha = konst.$ Přibližný průběh je znázorněn na Obr. 10.



Obr. 10 Průběh součinitele přestupu tepla v potrubí [4]

2.3 Přenos tepla při kondenzaci

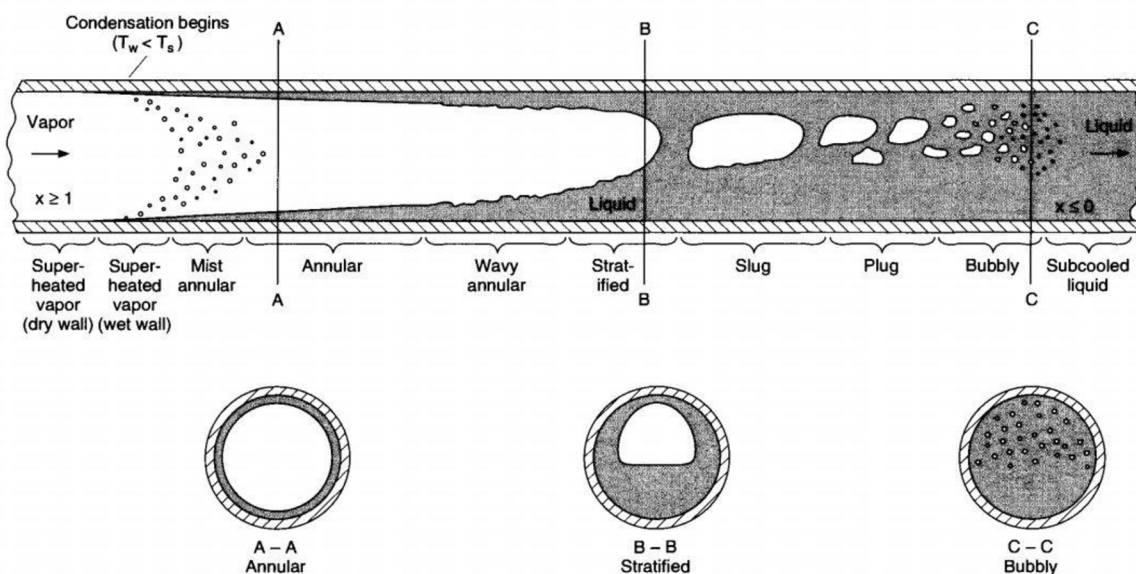
Kondenzace je proces přirozené konvekce, při kterém dochází ke změně plynné fáze tekutiny na fázi kapalnou. Při tom dochází k uvolňování tzv. latentního tepla, tj. tepla uvolněného při fázové přeměně. Uvolňování tohoto druhu tepla probíhá za konstantní teploty.

V technické praxi je nejčastější kondenzace na povrchu pevných těles, která mají teplotu nižší, než je teplota změny skupenství dané tekutiny. Na tomto povrchu se vytvářejí malé kapičky kapaliny, které se postupně zvětšují. Tento proces je znám jako kapková kondenzace. Následně dojde ke spojení těchto kapek a k vytvoření tekutého filmu. Ke kondenzaci poté již nedochází na povrchu tělesa, ale na styku plynné tekutiny s tekutým filmem. Tento jev se nazývá filmová (blánová) kondenzace a v technické praxi se tento typ kondenzace vyskytuje nejčastěji. Dalšími typy jsou homogenní kondenzace, která nastává v samotné tekutině např. vlivem poklesu tlaku, a kondenzace nemísitelných kapalin, např. směsi vodní páry a uhlovodíků. [7] [8]

Pro tuto diplomovou práci je důležitá znalost výpočtu přestupu tepla v případě, kdy pára proudí uvnitř horizontálně orientované trubky. Jedná se tedy o filmovou kondenzaci uvnitř horizontálních trubek.

2.3.1 Filmová kondenzace uvnitř horizontální trubky

Analýza průběhu filmové kondenzace v horizontální trubce je komplikována především existencí řady různých dvoufázových režimů toku, závislých na délce trubky, tepelném toku podél osy trubky a vlastnostech proudící tekutiny. Jednotlivé režimy toku jsou zobrazeny na následujícím obrázku.



Obr. 11 Režimy toku při kondenzaci v horizontální trubce [9]

Po vstupu páry do potrubí dochází nejprve ke vzniku prstencového toku (Annular), kdy je rychle proudící parní jádro obklopeno vrstvou kapaliny na stěně trubky. V tomto režimu převládají smyková napětí. S nárůstem množství kondenzátu přechází prstencový tok přes vrstevnatý tok (Stratified) v tok pístový (Slug). Konečnou fází je proudění páry uvnitř objemu kapaliny ve formě bublin (Bubbly). [8]

Pro výpočet kondenzace je nutné znát převládající režim toku. Ten je určen dvěma parametry:

Lockhart-Martinelliho parametr X_{tt} [9]:

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V}\right)^{0,1} \quad (-) \quad (24)$$

kde: x – kvalita páry ve zkoumaném místě (-),
 ρ_V – hustota proudící tekutiny v plynné fázi (kg/m^3),
 ρ_L – hustota proudící tekutiny v kapalně fázi (kg/m^3),
 μ_V – dynamická viskozita tekutiny v plynné fázi ($\text{Pa}\cdot\text{s}$),
 μ_L – dynamická viskozita tekutiny v kapalně fázi ($\text{Pa}\cdot\text{s}$).

Bezrozměrný rychlostní parametr j^* [9]:

$$j^* = \frac{xG}{[D_i \cdot g \cdot \rho_V(\rho_L - \rho_V)]^{0,5}} \quad (-) \quad (25)$$

kde: G – hmotnostní průtok na jednotku průřezu ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$);
 D_i – vnitřní průměr potrubí (m),
 g – gravitační zrychlení ($\text{m}\cdot\text{s}^{-2}$).

Režimy toku jsou poté určeny takto [9]:

Tab. 1 Kritéria pro režimy toku uvnitř horizontální trubky [9]

Hodnoty parametrů		Režim toku
$j^* > 1,5$	$X_{tt} < 1,0$	Prstencový
$j^* < 0,5$	$X_{tt} < 1,0$	Vrstevnatý
$j^* < 0,5$	$X_{tt} > 1,5$	Pístový
$j^* > 1,5$	$X_{tt} > 1,5$	Bublinový

2.3.1.1 Prstencový tok

Pro stanovení součinitele přestupu tepla α při prstencovém režimu toku existuje mnoho empirických vztahů. V následujícím textu jsou uvedeny vztahy použité v této diplomové práci. Konkrétní výsledky výpočtů jsou pak součástí kapitoly 4.3 *Stanovení součinitele přestupu tepla analytickým výpočtem*, vzorový výpočet je proveden také v Příloze 1 této práce.

Breber [10]:

Jedná se o zjednodušené kritérium pro určení součinitele přestupu tepla α u prstencového toku. Je založeno na modifikaci Nusseltovy teorie¹ pro kondenzaci na vertikální desce.

$$\alpha = \Omega \cdot \left[\frac{\rho_L \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot l_{23} \cdot \lambda_L^3}{4 \cdot (T_V - T_W) \cdot \mu_L \cdot D_i} \right]^{\frac{1}{4}} \quad \left(\frac{W}{m^2 K} \right) \quad (26)$$

$$\Omega = 0,728 \cdot \varepsilon \quad (-) \quad (27)$$

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \left[\frac{(1-x)}{x} \right] \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{\frac{2}{3}}} \quad (-) \quad (28)$$

kde: l_{23} – latentní teplo ($J \cdot kg^{-1}$),

T_V – teplota proudící páry (K),

T_W – teplota stěny potrubí (K),

λ_L – tepelná vodivost kapalné fáze ($W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$).

El Hajal, Thome and Cavallini [11]:

$$\alpha = 0,003 \cdot Re_l^{0,74} \cdot Pr_L^{0,5} \cdot f_i \cdot \frac{\lambda_L}{\delta_L} \quad \left(\frac{W}{m^2 K} \right) \quad (29)$$

$$Re_l = \frac{G \cdot (1-x) \cdot \delta_L}{(1-\varepsilon) \cdot \mu_L} \quad (-) \quad (30)$$

$$f_i = 1 + \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0,5} \cdot \left[\frac{(\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot \delta_L^2}{\sigma} \right]^{0,25} \quad (-) \quad (31)$$

$$\delta_L = \frac{D_i - \left(D_i^2 - \frac{4 \cdot A_L}{\pi} \right)^{0,5}}{2} \quad (m) \quad (32)$$

$$A_L = (1-\varepsilon) \cdot A \quad (m^2) \quad (33)$$

kde: Pr_L – Prandtlovo číslo kapalné fáze (-),

σ – povrchové napětí ($N \cdot m^{-1}$);

δ_L – tloušťka filmu kondenzátu (m),

A_L – plocha průřezu, kterou vyplňuje kondenzát (m^2),

A – průtočný průřez (m^2).

Akers a kol. [12]:

$$^1 \alpha = \left(\frac{\rho_L \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot l_{23} \cdot \lambda_L^3}{4 \cdot (T_V - T_W) \cdot \mu_L \cdot X} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \left(\frac{W}{m^2 K} \right) [4]$$

kde: X – vzdálenost od počátku tvorby kondenzátního filmu

$$Nu = \frac{\alpha \cdot D_i}{\lambda_L} = C \cdot Re_L^n \cdot Pr_L^{1/3} \quad (-) \quad (34)$$

$$Re_L = \frac{G_L D_i}{\mu_L} \quad (-) \quad (35)$$

$$G_L = G \left[(1-x) + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1/2} \right] \quad \left(\frac{kg}{m^2 s} \right) \quad (36)$$

kde: $C = 0,0265$, $n = 0,8$ pro $Re_L > 5 \cdot 10^4$,
 $C = 5,03$, $n = 1/3$ pro $Re_L < 5 \cdot 10^4$,

Shah, 1979 [13]:

$$\alpha = \alpha_L \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad \left(\frac{W}{m^2 K} \right) \quad (37)$$

$$\alpha_L = 0,023 \cdot Re_L^{0,8} \cdot Pr_L^{0,4} \frac{\lambda_L}{D_i} \quad \left(\frac{W}{m^2 K} \right) \quad (38)$$

$$Re_L = \frac{G \cdot D_i}{\mu_L} \quad (-) \quad (39)$$

kde: α_L – součinitel přestupu tepla při proudění pouze kapalně fáze ($W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$),
 p_r – redukovaný tlak:

$$p_r = \frac{p}{p_c} \quad (-) \quad (40)$$

kde: p – tlak v místě zjišťování součinitele přestupu tepla (Pa),
 p_c – kritický tlak pro danou látku (pro vodu je $p_c = 22\,140$ kPa).

3 EXPERIMENTÁLNÍ ANALÝZA

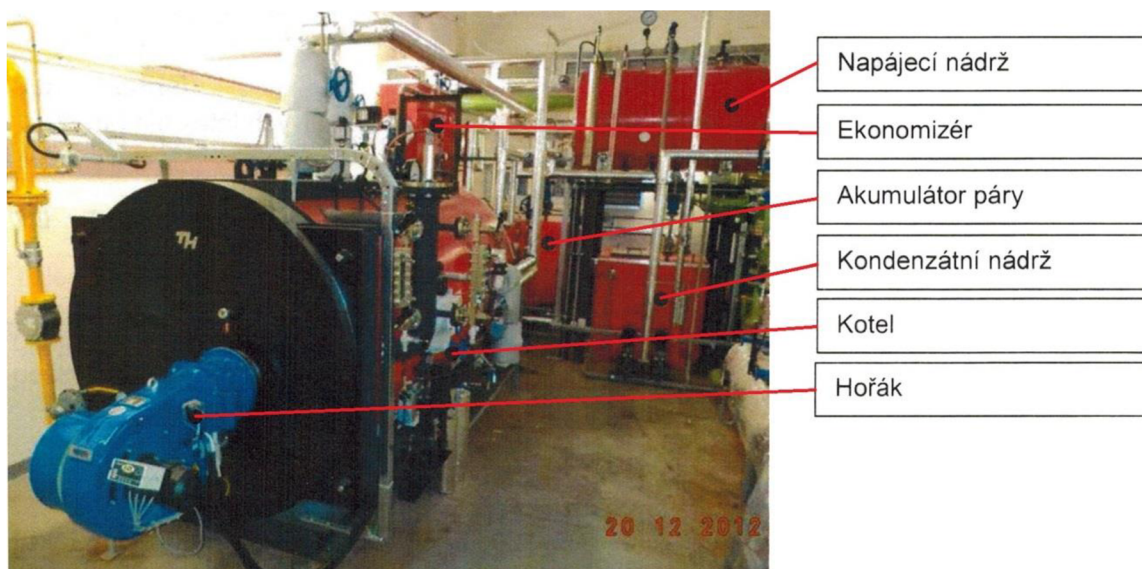
Pro potřeby této diplomové práce bylo vyvinuto experimentální zařízení vhodné pro stanovení součinitelů přestupu tepla, a to při proudění vodní páry v potrubí kruhového průřezu. Jednotlivá měření na tomto zařízení byla provedena v Laboratoři tepelných strojů a oběhů NETME Centre, která byla vybrána především z důvodu dostupnosti zdroje páry. Tímto zdrojem byla parní kotelná. Konstrukční návrh a výroba experimentálního zařízení pak byly provedeny dle dispozic vybrané laboratoře.

3.1 Zdroj páry

Zdrojem syté páry pro experiment byl parní kotel na zemní plyn. Kotel je umístěn v sousední místnosti laboratoře a jedná se o středotlaký parní kotel s ekonomizérem. Základní technické parametry kotle jsou uvedeny v Tab. 2.

Tab. 2 Základní technické parametry kotle

Typové označení	THS 10/14
Výrobce	TH, s.r.o.
Maximální výkon	1000 kg/hod syté páry
Účinnost	94 %
Maximální teplota páry	194 °C
Maximální vnitřní provozní tlak	1,35 MPa / 13,5 bar
Akumulátor páry	2,0 m ³



Obr. 12 Parní kotel

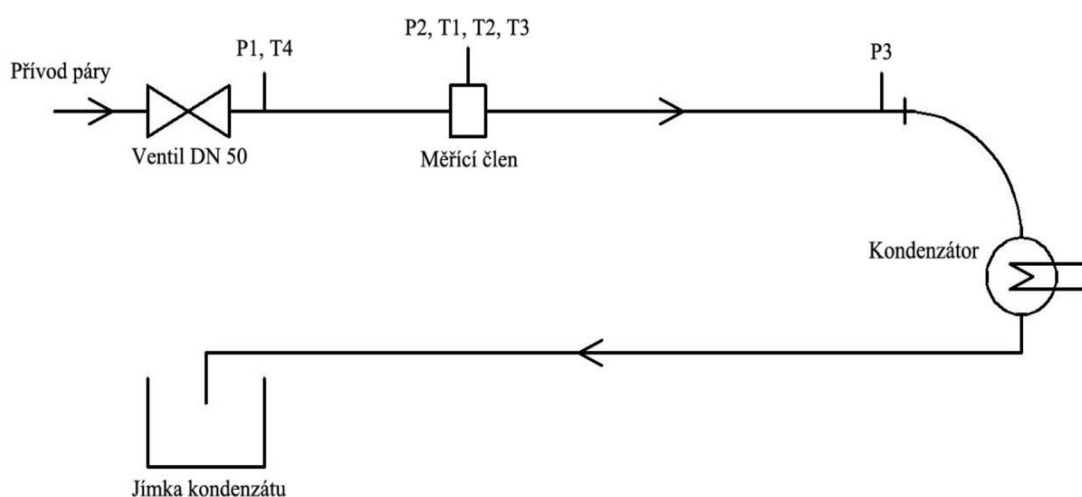
Na začátku každé parní výstupní větve je umístěn manuálně ovládaný uzavírací ventil a elektronický regulační ventil, ovládaný prostřednictvím systému MaR parní kotelny. Tento systém umožňuje nastavení ventilu ve dvou režimech. Prvním je režim konstantního otevření ventilu, udávaným v % otevření, druhým je režim udržování konstantního tlaku páry na výstupu. Z kotelny je pára skrz stěnu vedena potrubím, které je v laboratoři ukončeno přípojovací přírubou DN 50. Detail vyústění potrubí v laboratoři je na Obr. 13.



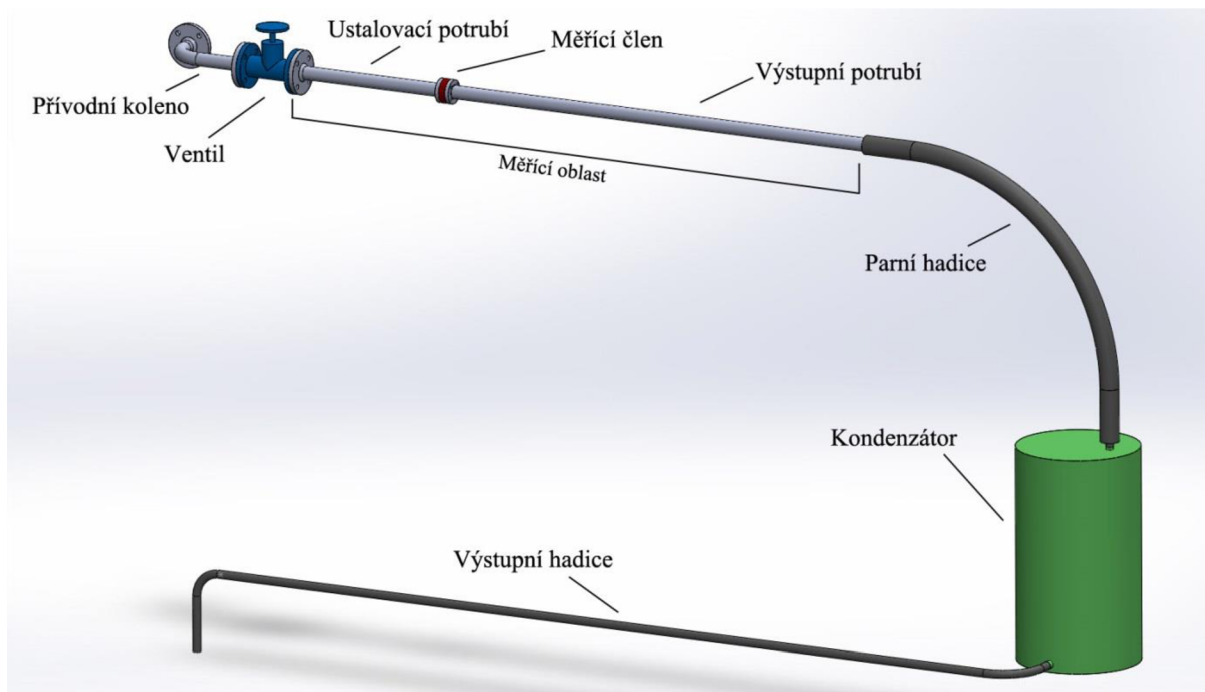
Obr. 13 Vyústění parního potrubí v laboratoři

3.2 Experimentální zařízení - popis

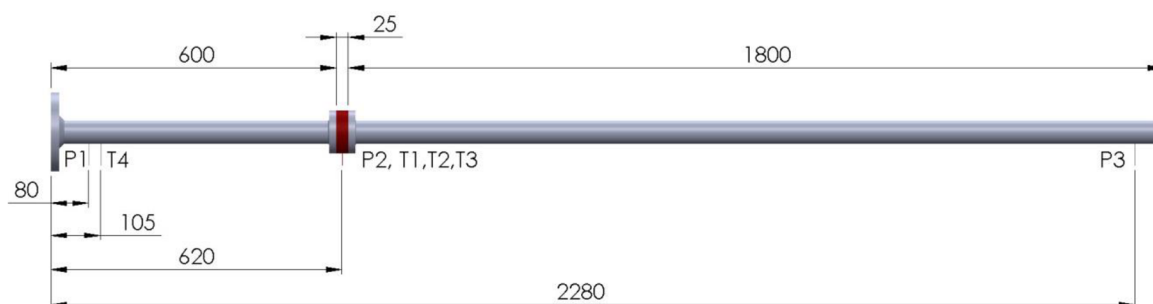
Na následujících obrázcích je znázorněno schéma a 3D model experimentálního zařízení. Obr. 16 pak popisuje vzájemné délkové poměry měřicí oblasti, včetně umístění jednotlivých odběrů tlaku a umístění termočlánků. Všechny rozměry jsou uvedeny v mm. Detailnímu popisu jednotlivých částí zařízení je věnován následující text této kapitoly.



Obr. 14 Schéma měřicího zařízení



Obr. 15 3D model měřícího zařízení



Obr. 16 Měřicí oblast

Přívodní koleno

Přívodní koleno bylo nutno vyrobit z důvodu nemožnosti umístit experimentální zařízení ve stejném směru jako přívodní parní potrubí v laboratoři. Koleno je vyrobeno z bezešvé ocelové trubky DN 40 o vnitřním průměru 42,5 mm. Na obou koncích kolene je přivařena přípojovací příruba DN 50. Úhel ohnutí je 90°.

Ventil

Aby bylo možné ovládat průtok páry přímo v laboratoři, bylo nutné na vstup experimentálního zařízení umístit ovládací ventil. K tomuto účelu byl použit manuálně ovládaný uzavírací ventil DN 50.

Ustalovací potrubí

V této části potrubí dochází k ustálení proudění a k plnému vyvinutí rychlostní a tepelné mezní vrstvy. Vzhledem k tomu, že již při návrhu zařízení bylo počítáno s výskytem turbulentního proudění, minimální délka tohoto úseku byla zjištěna na základě vztahu (20):

$$x_{eT} = 10 \cdot D = 10 \cdot 42,5$$

$$x_{eT} = 425 \text{ mm}$$

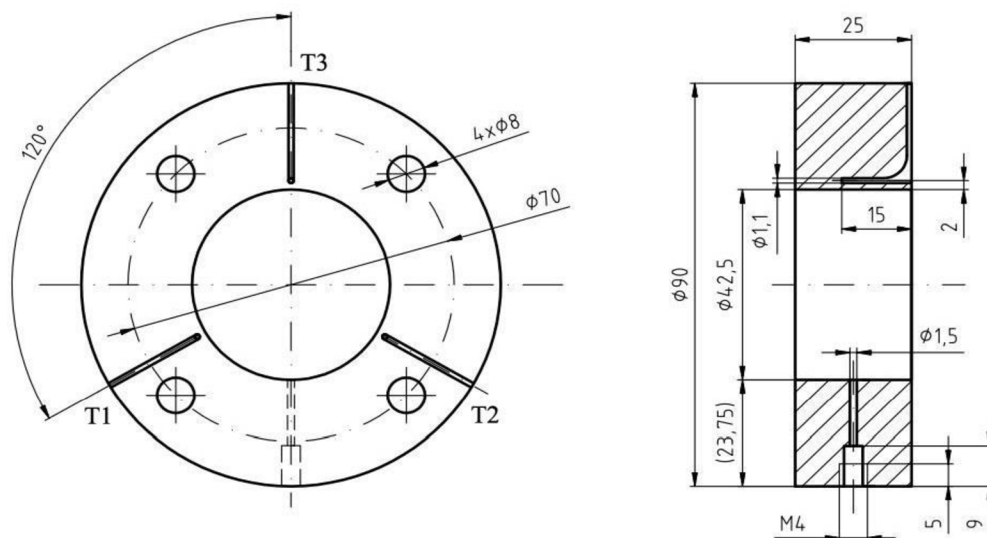
Skutečná délka potrubí pak byla z důvodu zajištění ustáleného proudění zvolena větší, a to 600 mm.

Jedná se opět o bezešvou ocelovou trubku DN 40 o vnitřním průměru 42,5 mm a tloušťce stěny 3,1 mm. Na jednom konci je přivařena příruba DN 50, druhý konec je osazen menší přírubou o vnějším průměru 90 mm, na kterou je dále připojen měřicí člen.

Ve vstupní části tohoto potrubí je umístěna sonda měření statického tlaku P1 a termočlánek měřící teplotu uprostřed proudu páry T4 (viz Obr. 16). Tlaková sonda je tvořena dutou ocelovou trubičkou o vnitřním průměru 1 mm, která je do stěny potrubí zašroubována závitem M4. Termočlánek je zasunut vyvrtaným otvorem o průměru 1,5 mm tak, aby byl jeho měřicí spoj ve středu potrubí. Jedná se o termočlánek typu K o průměru 1 mm Z vnější strany jsou tlaková sonda i termočlánek zatěsněny tepelně odolným silikonem, který v případě termočládku zajišťuje i jeho fixování v dané pozici.

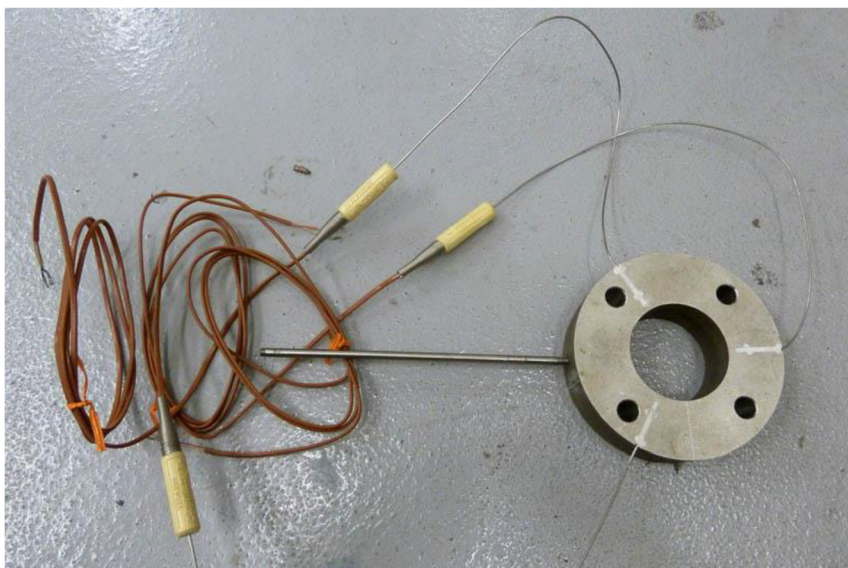
Měřicí člen

Jedná se o ocelové mezikruží o vnějším průměru 90 mm a vnitřním průměru 42,5 mm (viz Obr. 17 a Obr. 18). Použitým materiálem je nerezová žáruvzdorná ocel EN 1.4828. Právě odolnost materiálu vůči korozi byla při volbě materiálu důležitá, neboť tento jev by mohl mít negativní vliv na přenos tepla a tím způsobovat chyby v experimentální analýze.



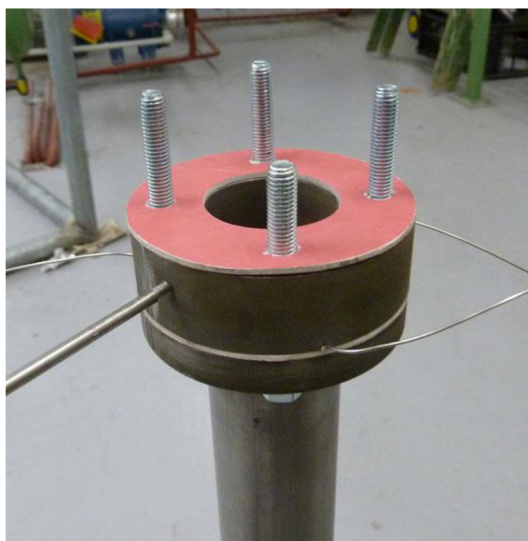
Obr. 17 Měřicí člen

V mezikruží je vyvrtán otvor pro sondu statického tlaku P2, který je na vnější straně opatřen vnitřním závitem pro připojení duté ocelové trubičky, která má i zde vnitřní průměr 1 mm. Jsou zde také umístěny tři termočlánky (T1, T2 a T3) typu K o průměru 1 mm. Ty jsou vsazeny do děr průměru 1,1 mm, vyvrtaných pravidelně po obvodu v hloubce 2 mm pod vnitřním povrchem mezikruží. Osy děr jsou rovnoběžné s osou měřicího členu. Tento způsob umístění byl zvolen proto, aby termočlánek ležel rovnoběžně s předpokládaným směrem isoterem. To má za následek zvýšení přesnosti měření. Na boční stěně jsou poté vytvořeny drážky pro vyvedení termočlánků. Zbývající prostor v dírách a drážkách je vyplněn teplo-vodivým tmelem.



Obr. 18 Foto měřicího členu se zabudovanými termočládky a tlakovou sondou

Měřicí člen je umístěn mezi dvěma částmi potrubí (viz Obr. 15) a spojen čtyřmi šrouby M7. V obou spojích je vloženo gumové těsnění. Detail spoje lze vidět na následujícím obrázku.



Obr. 19 Připojení měřicího členu

Výstupní potrubí

Tvoří jej bezešvá ocelová trubka o vnitřním průměru 42,5 mm, která má jeden konec osazen přírubou pro připojení měřicího členu, druhý konec je volný. Délka byla zvolena 1800 mm. Snahou totiž bylo, aby tlaková sonda P3 byla v co největší vzdálenosti od měřicího členu, a tudíž okrajová podmínka výstupního tlaku neovlivňovala okolí měřicího členu při následné CFD simulaci. Sonda je tvořena dutou ocelovou trubičkou o vnitřním průměru 1,5 mm zašroubovanou do stěny závitem M5.

Parní hadice

Pro spojení měřicí oblasti experimentálního zařízení s kondenzátorem byla použita parní hadice o vnitřním průměru 50 mm a délce 2 m. Na výstupní potrubí byla nasunuta s přesahem cca. 120 mm, zajištěna hadicovou svorkou a sponou a utěsněna tepelně odolným silikonem. Na druhém konci hadice bylo nutné vyrobít redukci na průměr vstupního hrdla kondenzátoru. Tato redukce je vyrobena z ocelové trubky DN 40, na jejíž konec je navařen segment o potřebném průměru, tj. 28 mm. Tato redukce je zasunuta do parní hadice, opět zajištěna hadicovou svorkou a sponou a utěsněna tepelně odolným silikonem.



Obr. 20 Redukce hadice - kondenzátor

Kondenzátor

Páru nebylo v laboratorních podmínkách možné vypouštět do okolní atmosféry. Bylo tedy nutné zajistit její z kondenzování a kondenzát jímát. Jako kondenzátor byl použit vodní spirálový chladič o objemu 150 l. Spirála chladiče je vyrobena z měděné trubky o rozměrech 22 x 1 mm, její délka je 6 m. Vstupní hrdlo má vnitřní průměr 28 mm, na výstupu je spirála vyvedena skrz měděnou stěnu chladiče. Do vstupního hrdla byla nasunuta hadicová redukce, zajištěna vázacími páskami a utěsněna silikonem. Jímání kondenzátu bylo následně při experimentu využito pro stanovení průměrného průtoku páry.



Obr. 21 Spirálový chladič



Obr. 22 Detail vstupního hrdla a detail napojení parní hadice na kondenzátor

Výstupní hadice

Pro odvod směsi kondenzátu a páry z chladiče do jímky kondenzátu byla použita vodní hadice o délce 6 m. Hadice byla nasunuta na výstupní trubku chladiče a zajištěna hadicovou sponou. Pro jímání kondenzátu byla využita technologická díra v podlaze laboratoře o rozměrech 900 × 900 × 900 mm. Na základě množství vyteklého kondenzátu byl pak stanovován průměrný hmotnostní průtok páry při experimentu.

Izolace

Měřicí oblast (viz Obr. 15) včetně přívodního kolene byla tepelně zaizolována izolací Sibral Standard 130 o tloušťce 20 mm. Jedná se o moderní tepelněizolační materiál z hlinito-křemičitých vláken, vhodný pro izolace potrubí v teplárnách a elektrárnách či izolace komínů.

3.2.1 Měření tlaku

Pro měření tlaku byly použity tři deformační manometry o rozsahu 0–0,4 MPa. S tlakovými sondami umístěnými na experimentálním zařízení byly manometry spojeny silikonovou hadicí Gumex Radiasil N o délce 2m. Detail provedení tlakových sond je na následujícím obrázku.



Obr. 23 Tlaková sonda

3.2.2 Měření teplot

Jak již bylo zmíněno, do experimentálního zařízení byly zabudovány celkem čtyři termočlánky. Byly použity termočlánky značky Omega, typ K, neuzemněný, o měřicím rozsahu $-200\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $1250\text{ }^{\circ}\text{C}$. Termočlánky byly napojeny na digitální datalogger Ahlborn Almemo 2890-9. Vzorkovací frekvence byla nastavena na hodnotu 1 Hz.

3.2.3 Fotografie sestaveného zařízení



Obr. 24 Experimentální zařízení (zvýrazněno) - celkový pohled



Obr. 25 Měřicí oblast (zvýrazněna), v popředí uprostřed tři deformační manometry



Obr. 26 Detail umístění sondy P1 a termočlásku T4



Obr. 27 Detail zaizolovaného měřicího členu s připojenou sondou P2 a termočlásky T1, T2 a T3



Obr. 28 Jímka kondenzátu

3.3 Experiment

Cílem experimentu bylo zjištění proudových a teplotních charakteristik při proudění páry v potrubí kruhového průřezu. K tomu bylo nutné znát časový průběh teplot naměřených pod vnitřním povrchem měřicího členu (viz Kapitola 3.2) při proudění páry o známých parametrech. Těmito parametry byly:

- teplota páry na vstupu uprostřed proudu (T4),
- tlak páry na vstupu (P1),
- průměrný hmotnostní průtok páry \dot{m} .

Doplňkovými měřenými parametry byly:

- tlak páry v měřicím členu (P2),
- tlak páry na konci měřicí oblasti (P3).

Záznam teplot byl ukládán v digitální podobě s vzorkovací frekvencí 1 Hz. Průběh měřených tlaků však nebylo možno digitálně zaznamenat. Použity byly tedy ručičkové deformační manometry, ze kterých se naměřený tlak odečítal manuálně. Aby to bylo možné, manometry byly zařazeny poblíž experimentálního zařízení a během měření byly snímány digitální kamerou. Průměrný průtok byl určen na základě objemu vyteklého kondenzátu.

Nejdříve bylo provedeno zkušební měření pro ověření funkčnosti experimentálního zařízení. Z tohoto měření vyplynulo několik poznatků. Především bylo nutné experimentální zařízení doplnit o výstupní hadici, která v původní sestavě zařízení nebyla zamýšlena. Použitý kondenzátor totiž nebyl pro daný hmotnostní průtok páry dostačující a nedocházelo ke zkonduzování celého objemu. Výstupní hadici bylo dosaženo prodloužení chladicího povrchu. Kondenzát bylo také možno jímat v kondenzátní jímce. Dále byla přidána izolace na měřicí člen a výstupní potrubí. V původní koncepci byla použita izolace pouze na ustalovacím potrubí.

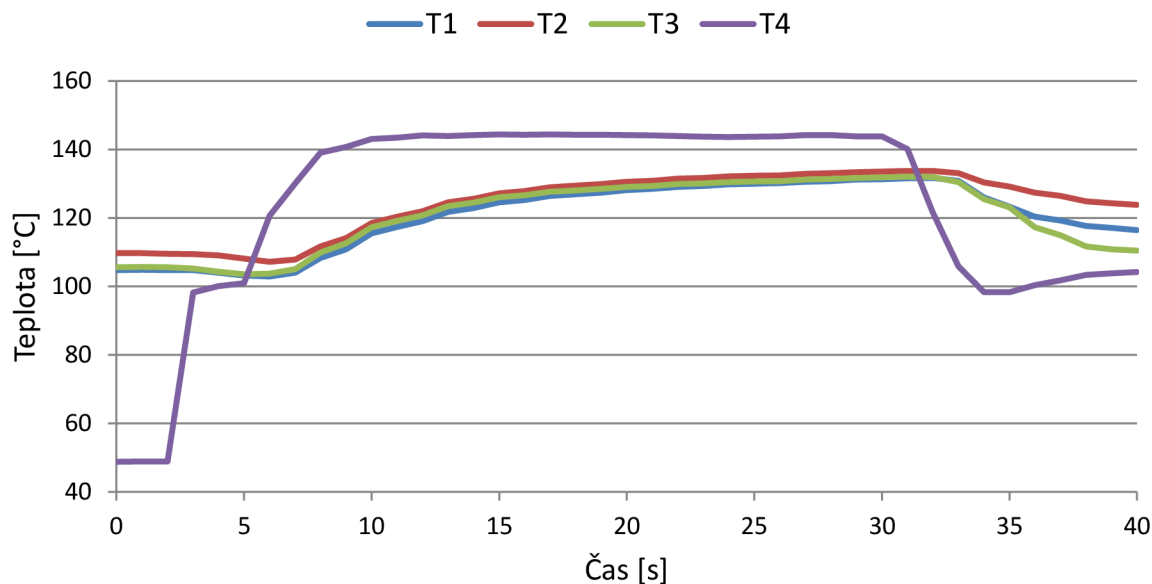
Z důvodu co možná největšího potlačení kondenzace páry na stěně byl měřicí člen před dalšími měřeními z vnější strany ohřát horkovzdušnou pistolí nad 100 °C.

Následně byla provedena dvě měření, jejichž výsledky jsou zobrazeny na následujících stranách.

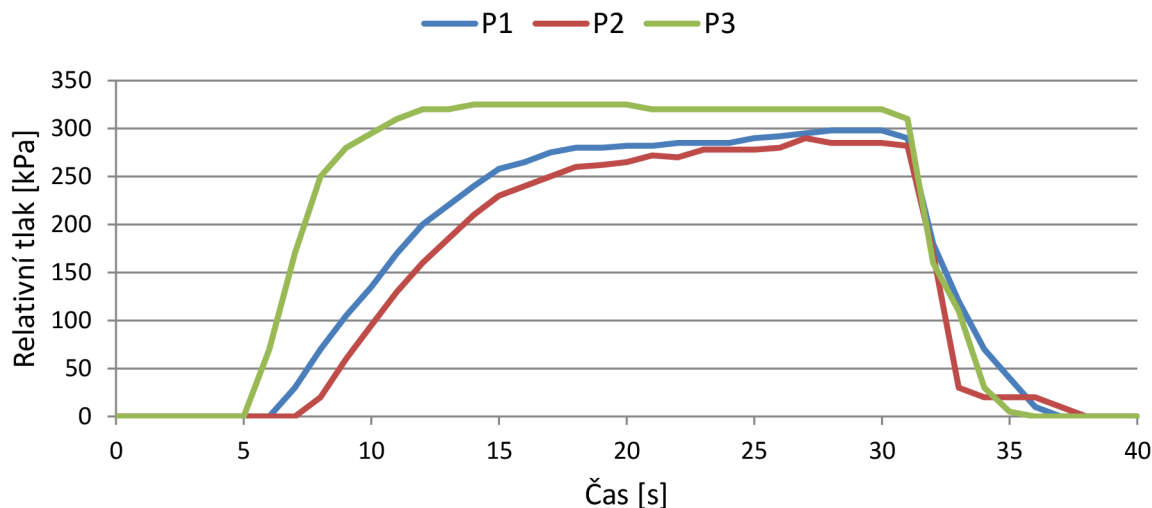
3.3.1 Měření č. 1

Doba proudění páry: 30 s

Průměrný průtok²: 0,12 kg/s



Graf 1 Měření č. 1 – teplotní průběh



Graf 2 Měření č. 1 - tlakový průběh

² Na konci měření bylo odměřeno 3,34 l kondenzátu. S přihlédnutím k odparu a k nedokonalému zachycení kondenzátu v odměrné nádobě bylo uvažováno s 10% ztrátami.

$$1,1 \cdot 3,34 = 3,71 \text{ l} = 0,00371 \text{ m}^3$$

$$\rho_{\text{kond}} = 988,05 \text{ kg/m}^3$$

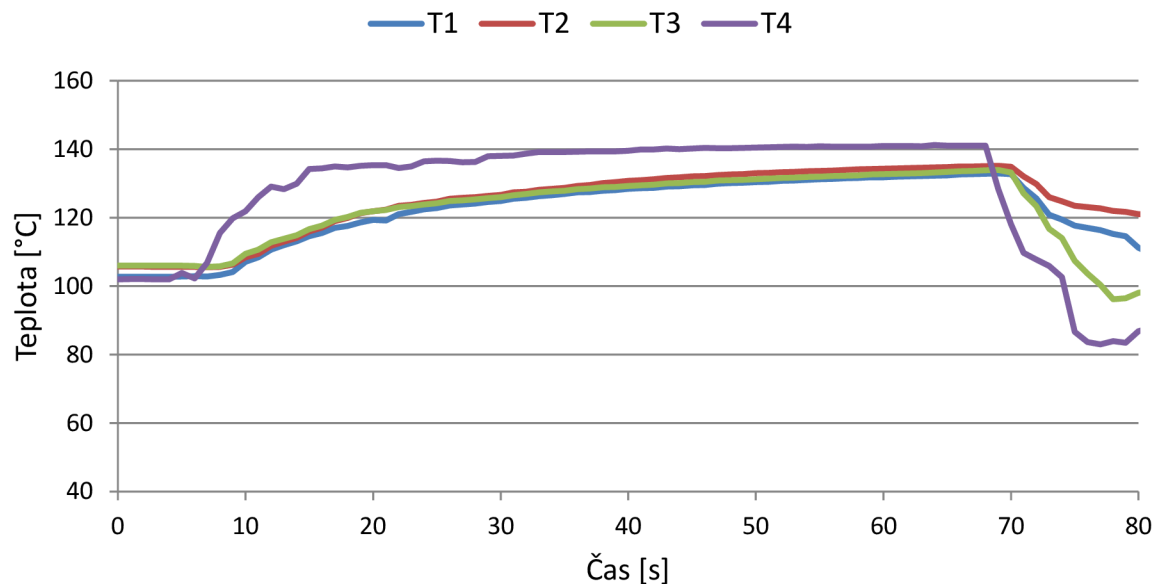
$$988,05 \cdot 0,00371 = 3,665 \text{ kg}$$

$$\frac{3,665 \text{ kg}}{30 \text{ s}} = 0,12 \text{ kg/s}$$

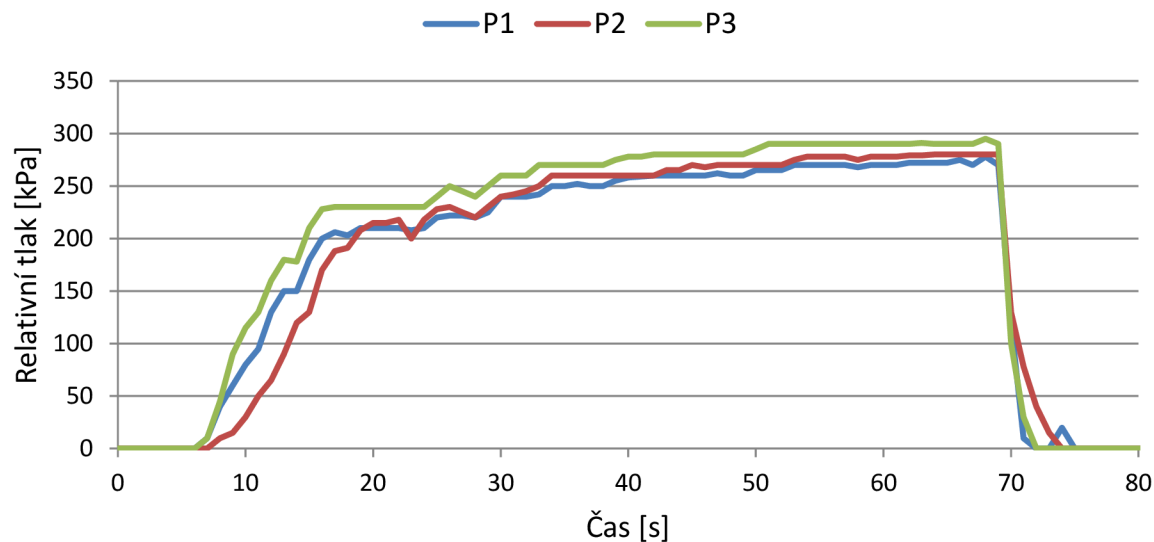
3.3.2 Měření č. 2

Doba proudění páry: 62 s

Průměrný průtok³: 0,12 kg/s



Graf 3 Měření č. 2 – teplotní průběh



Graf 4 Měření č. 2 – tlakový průběh

³ Při druhém měření se ještě více projevila nedokonalost zachycení kondenzátu. Stanovit jeho množství s uspokojivou přesností nebylo možné. Průměrný průtok Měření č. 1 byl však téměř shodný s průtokem při zkušebním měření. Dalo se tedy očekávat, že i při Měření č. 2 se průměrný průtok zásadním způsobem nezměnil. Proto je uvažován stejný průměrný průtok, jako u Měření č. 1.

3.4 Diskuze k experimentální analýze

V rámci experimentální analýzy byla provedena dvě měření proudových a teplotních charakteristik při proudění páry uvnitř potrubí kruhového průřezu. Doba proudění páry při Měření č. 2 byla dvakrát delší, než v případě Měření č. 1. Nicméně z uvedených grafů lze konstatovat, že získané teplotní průběhy jsou velmi podobné a je tedy možné očekávat, že i následné vyhodnocení součinitele přestupu tepla bude poskytovat velmi podobné hodnoty. Určité rozdílnosti si lze všimnout u časových záznamů z tlakových sond. Především lze poukázat na rychlý nárůst tlaku výstupu z měřicí oblasti. To může být zapříčiněno náhlým zúžením průtočného průřezu při vstupu páry do kondenzátoru.

Dle původního plánu měl být experiment navržen pro zjištění součinitelů přestupu tepla při jednoduchém případě nucené konvekce v potrubí kruhového průřezu. Toho však nebylo možné plně dosáhnout z několika důvodů. Hlavním důvodem byla nemožnost vypouštění páry z experimentálního zařízení do okolní atmosféry (vzhledem k bezpečnostním i technickým podmínkám v laboratoři). Bylo tedy nutné zajistit zkondenzování páry a odvod kondenzátu do kondenzátní jímky. To však mělo při měření za následek zvýšení tlaku uvnitř měřicí oblasti a z toho plynoucí navýšení saturační teploty vodní páry. Tato teplota pak během krátké chvíle překročila teplotu vnitřní stěny potrubí a začalo zde docházet ke kondenzaci. Dalším důvodem byla také samotná podstata experimentu. Jeho cílem bylo získat informace o nárůstu teploty materiálu potrubí v době proudění páry a na základě této informace určit průměrný součinitel přestupu tepla α . Kondenzaci na stěně by bylo možno eliminovat dostatečným ohřátím potrubí ještě před započítáním měření, avšak tím by nenastal zmíněný nárůst teploty a součinitel přestupu tepla by nebylo možno určit. Řešením by samozřejmě mohlo být zvýšení teploty páry na vstupu, avšak tento parametr nebylo možno ovlivnit.

Na základě výše zmíněných skutečností byla tedy vyslovena hypotéza, že na stěně potrubí dochází ke kondenzaci proudící páry, a tudíž i hodnoty součinitele přestupu tepla budou vyšší, než jaké by se daly očekávat při čisté konvekci.

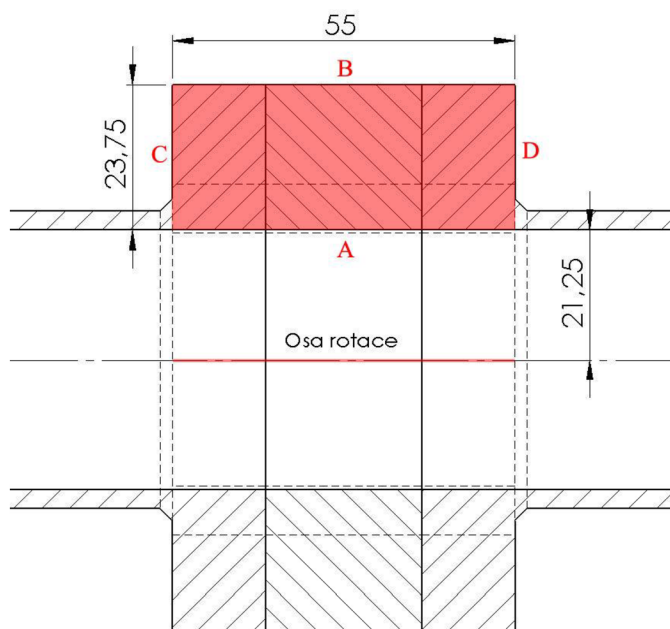
4 VYHODNOCENÍ EXPERIMENTÁLNÍ ANALÝZY

Cílem experimentální analýzy bylo získání průběhů teplot a tlaků při proudění páry, uvedených v předchozí kapitole. Na základě těchto průběhů jsou poté stanoveny součinitele přestupu tepla na vnitřním povrchu potrubí. Existuje několik možných přístupů, jak tyto součinitele určit. Jako primární metoda vyhodnocení byl pro tuto diplomovou práci zvolen výpočet metodou konečných prvků (dále MKP) v programu ANSYS Workbench 15.0 [2], a to konkrétně toolbox pro transienční teplotní analýzu Ansys Transient Thermal. Vyhodnocení bylo řešeno jako nepřímý problém, kdy jsou známy důsledky (časový průběh teplot uvnitř měřicího členu) a je nutné nalezení jejich příčiny (součinitel přestupu tepla na vnitřním povrchu potrubí).

Před samotným vyhodnocením experimentu byla na základě teplotních a tlakových průběhů měření vyslovena hypotéza, že po většinu časového úseku obou měření dochází ke kondenzaci proudící páry na povrchu potrubí, a to z důvodu nižší teploty stěny, než je saturační teplota páry pro daný tlak. Na základě této hypotézy se tedy dalo očekávat zvýšení hodnot součinitele přestupu tepla oproti případu, kdy by docházelo pouze k nucené konvekci při vnitřním proudění. Následné vyhodnocení experimentu potvrdilo tuto hypotézu (viz dále).

4.1 Stanovení součinitele přestupu tepla pomocí MKP

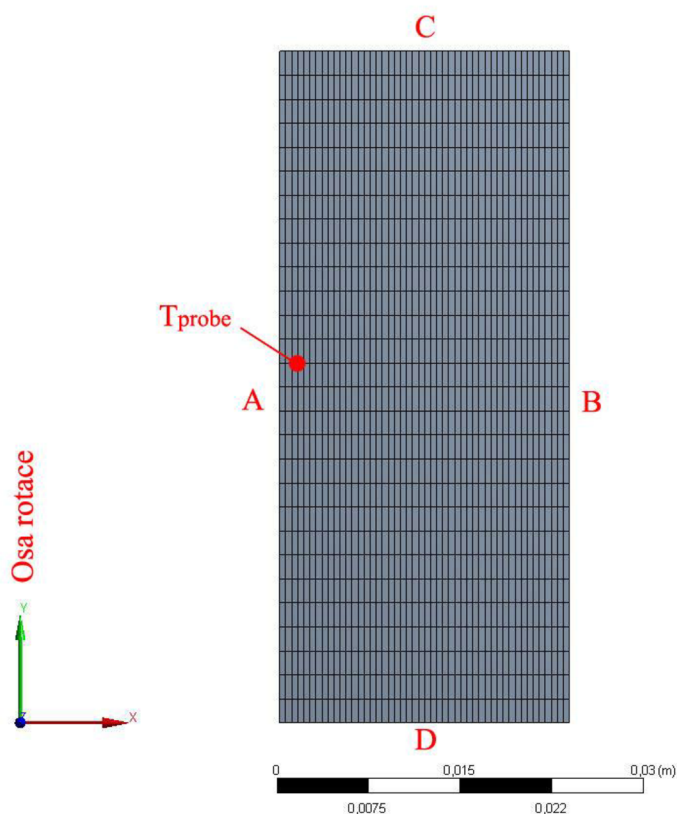
Pro teplotní analýzu bylo nutné vytvořit výpočtový model, který odpovídá skutečné geometrii měřicího členu. Jelikož se jedná o rotační součást, model byl vytvořen jako osově symetrická⁴ 2D geometrie dle následujícího schématu.



Obr. 29 Zjednodušený řez měřicím členem připojeným na okolní potrubí - výpočtová geometrie zvýrazněna

⁴ Osově symetrické těleso – těleso vzniklé rotací 2D geometrie kolem dané osy, kdy osa rotace leží ve stejné rovině, jako zmíněná 2D geometrie.

Výsledný model v programu ANSYS je pak zobrazen na následujícím obrázku.



Obr. 30 Výpočtový model

Při tvorbě modelu musely být dodrženy podmínky funkčnosti osově symetrické úlohy v programu ANSYS. Ty jsou následující: osa rotace musí být shodná s osou Y globálního souřadnicového systému programu a rotovaná geometrie musí ležet v rovině XY, v kladné polorovině osy X. Výpočetní síť byla zvolena čtyřstěnná, kvadratická, o rozměrech jednoho prvku 0,5 x 2 mm. Citlivostní analýzou bylo zjištěno, že velikost prvku v radiálním směru nemá až do hodnoty 2 mm a více vliv na výsledek výpočtu. Stejně tak větší zjemňování sítě nevede ke zpřesnění výpočtu. Ve vzdálenosti 2 mm od hrany A byla umístěna teplotní sonda T_{probe} , jejíž poloha odpovídá umístění termočlánků v měřicím členu.

Dále bylo nutno nadefinovat model materiálu. Tím je ocel EN 1.4828. Základní termofyzikální vlastnosti této oceli jsou uvedeny v následující tabulce. Detailní vlastnosti materiálu byly do programu Ansys importovány z materiálového listu dodavatele, jímž byla firma Acroni Jesenice, Slovinsko.

Tab. 3 Termofyzikální vlastnosti oceli EN 1.4828

Hustota při 120 °C	7797,4 kg/m ³
Tepelná kapacita při 120 °C	481,0 J/kg·K
Tepelná vodivost při 120 °C	16,086 W/m·K

Postup při zjišťování průměrného součinitele přestupu tepla α na vnitřní straně potrubí při jednotlivých měřeních byl následující:

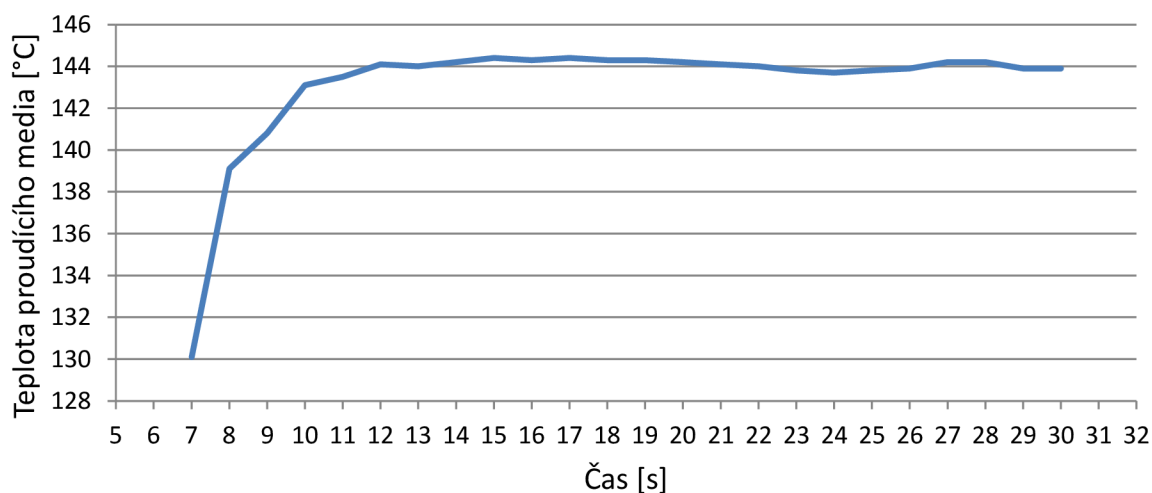
- 1) Zvolení časového úseku měření, kdy docházelo k proudění páry.
- 2) Nastavení dokonale izolovaných stěn na hranách B, C a D ($\dot{Q} = 0$).
- 3) Nastavení parametrů simulace: časový krok, počet kroků, počáteční teplota modelu.
- 4) Nastavení konvekce na hraně A výpočtového modelu. Ta je definována dvěma parametry: teplotou proudícího media (Ambient Temperature) a koeficientem přestupu tepla (Film Coefficient). Za teplotu proudícího media byla dosazena tabulární data teplot naměřených termočlánkem T4 na vstupu měřicí oblasti.
- 5) Odhadnutí koeficientu přestupu tepla.
- 6) Spuštění simulace.
- 7) Porovnání časového průběhu teploty T_{probe} výpočtového modelu se záznamem reálně naměřených teplot v měřicím členu, aritmeticky zprůměrovaných.
- 8) Zjištění odchylky těchto dvou průběhů pomocí metody nejmenších čtverců.
- 9) Opakování bodů 5-8 až do nalezení nejmenší hodnoty součtu čtverců odchylek a tomu odpovídajícího průměrného koeficientu přestupu tepla α .

4.1.1 Vyhodnocení Měření č. 1

Zvolený časový úsek: 7-30 s

Tab. 4 Parametry simulace – měření č. 1

Délka simulace	23 s
Minimální časový krok	0,001 s
Maximální časový krok	0,01 s
Počáteční teplota modelu	105,7 °C

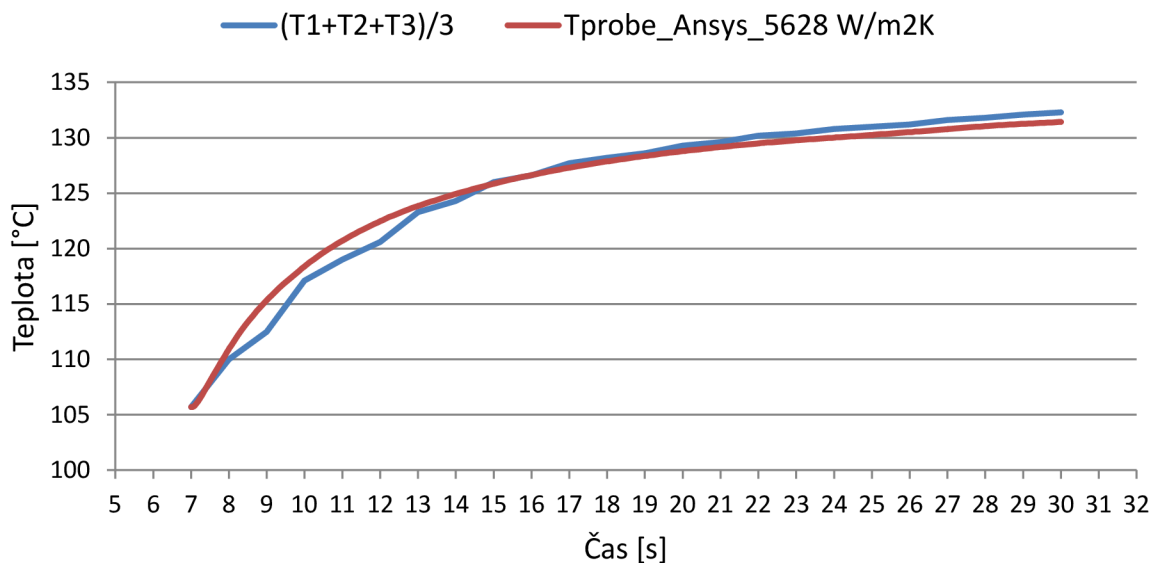


Graf 5 Teplota proudícího media dosazovaná do modelu konvekce – měření č. 1

Dle postupu uvedeného na předchozí straně byl iterativním způsobem zjištěn průměrný koeficient přestupu tepla, při kterém průběh zahřívání materiálu nejvíce odpovídal reálnému měření:

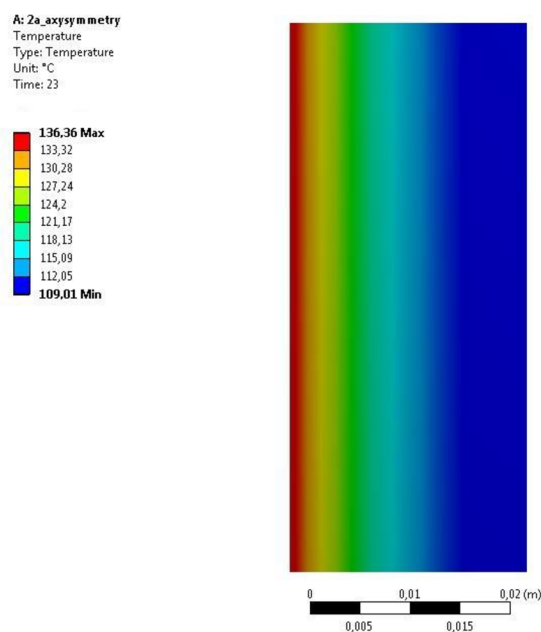
$$\alpha_{\text{měření č.1}} \approx 5628 \text{ W/m}^2\text{K} \quad (41)$$

Porovnání časového průběhu teploty T_{probe} výpočtového modelu se záznamem reálně naměřených teplot v měřicím členu, aritmeticky zprůměrovaných, zobrazuje Graf 6. Suma druhých mocnin odchylek funkcí má hodnotu 23,7.



Graf 6 Srovnání průběhu teploty v místě termočlánků – měření č. 1

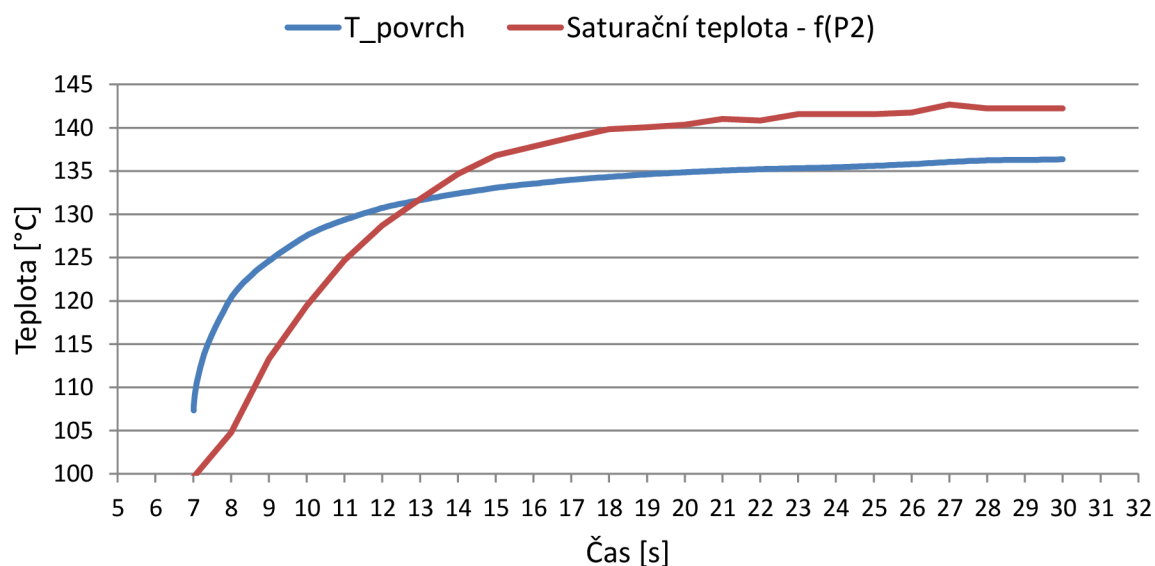
Rozložení teplot v materiálu v konečném čase simulace $t = 23 \text{ s}$ zobrazuje následující obrázek.



Obr. 31 Teplotní pole v konečném čase simulace – měření č. 1

Výhodou provedení teplotní simulace byla možnost přibližného zjištění průběhu teploty přímo na vnitřním povrchu měřicího členu. Znalost této teploty je zásadní pro ověření hypotézy, že po většinu časového úseku měření dochází na povrchu ke kondenzaci páry.

Tato teplota je vynesena v následujícím grafu a porovnána se saturační teplotou, jakožto funkcí tlaku naměřeného tlakovou sondou P2 (saturační teplota určena dle tabulek IAPWS). Z grafu je zřejmé, že již po 6 vteřinách proudění páry je vlivem zvýšení tlaku teplota stěny nižší, než teplota saturační, a dochází tak ke kondenzaci páry na stěně potrubí. Tímto je vyslovená hypotéza potvrzena.



Graf 7 Porovnání teploty povrchu a teploty saturace – měření č. 1

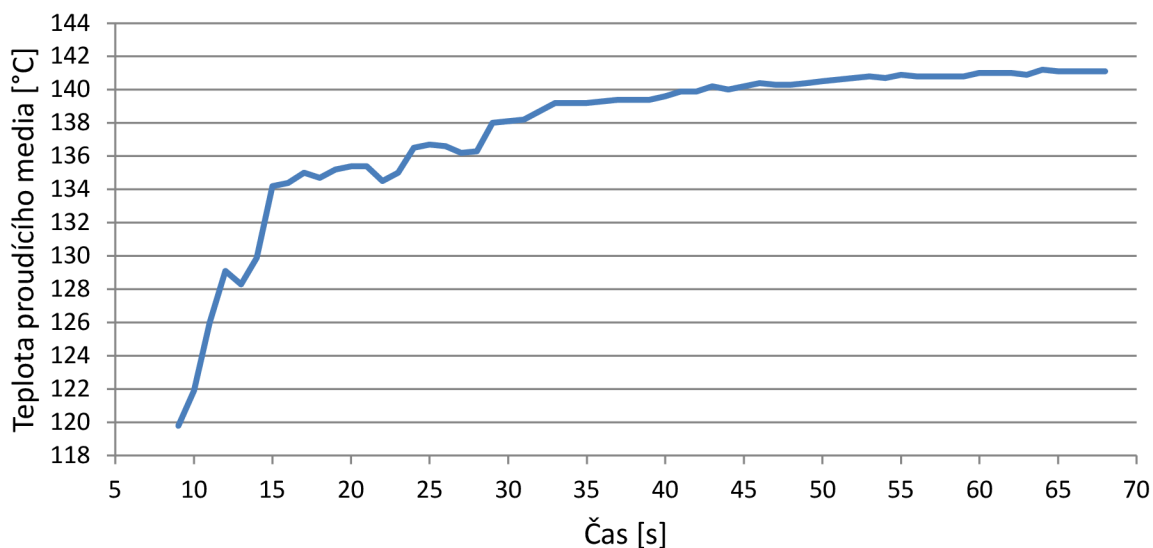
4.1.2 Vyhodnocení Měření 2

Postup vyhodnocení Měření č. 2 byl stejný jako v případě Měření č. 1.

Zvolený časový úsek: **9-68 s**

Tab. 5 Parametry simulace – měření č. 2

Délka simulace	59 s
Minimální časový krok	0,001 s
Maximální časový krok	0,01 s
Počáteční teplota modelu	105,7 °C

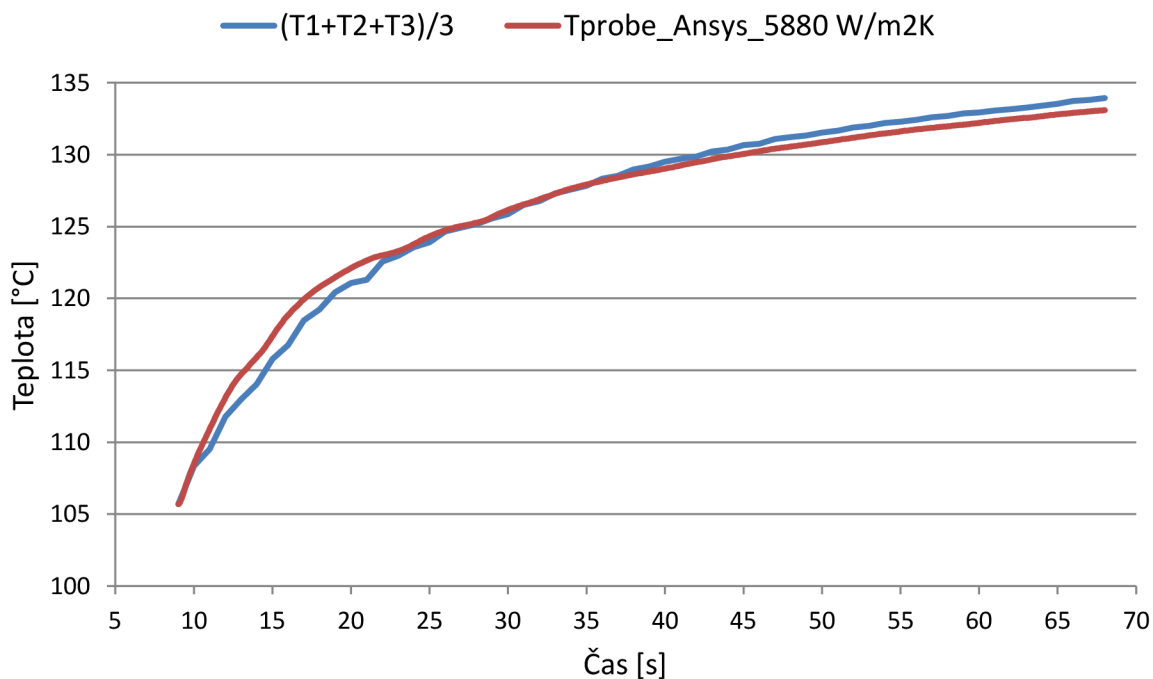


Graf 8 Teplota proudícího média dosazovaná do modelu konvekce - měření č. 2

Zjištěný průměrný koeficient přestupu tepla, při kterém průběh zahřívání materiálu nejvíce odpovídal reálnému měření:

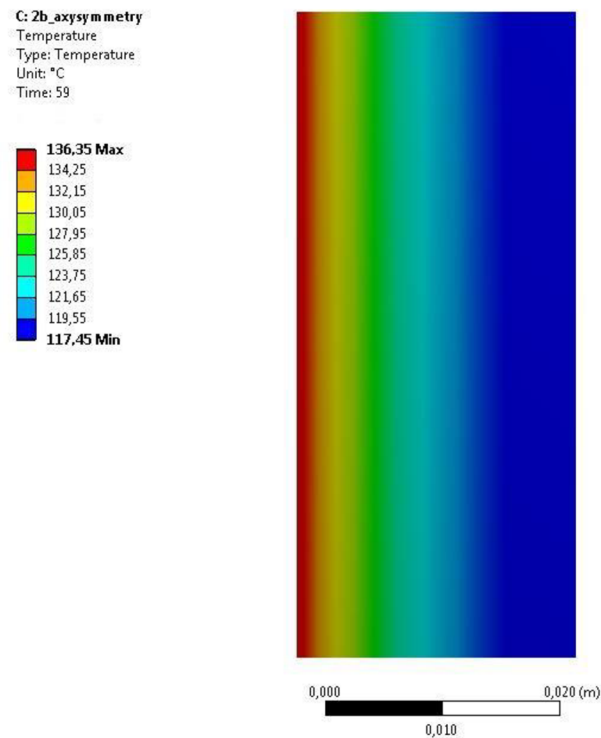
$$\alpha_{\text{měření č.2}} \approx 5880 \text{ W/m}^2\text{K} \quad (42)$$

Porovnání časového průběhu teploty T_{probe} výpočtového modelu se záznamem reálně naměřených teplot v měřicím členu, aritmeticky zprůměrovaných, zobrazuje následující graf. V tomto případě má suma druhých mocnin odchylek hodnotu 39,6.



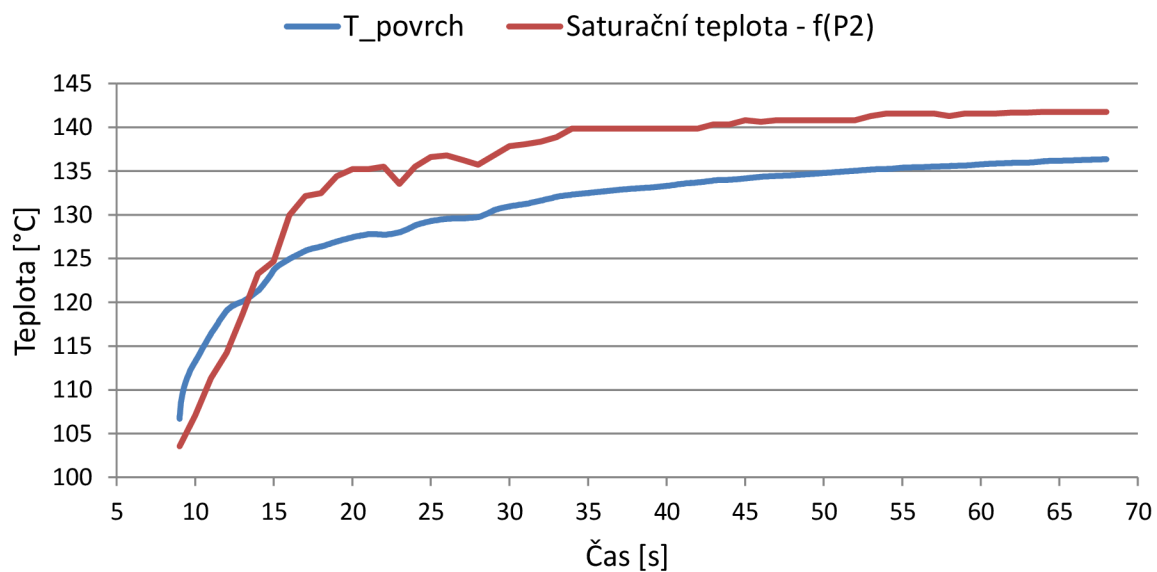
Graf 9 Srovnání průběhu teploty v místě termočlánků - měření č. 2

Rozložení teplot v materiálu v konečném čase simulace $t = 59$ s zobrazuje následující obrázek.



Obr. 32 Teplotní pole v konečném čase simulace – měření č. 2

Stejně jako u vyhodnocení Měření 1, i v tomto případě je v následujícím grafu porovnána teplota na vnitřním povrchu měřicího členu se saturační teplotou odvozenou z tlaku naměřeného sondou P2 (dle tabulek IAPWS). Opět se prokázalo, že po většinu časového úseku měření docházelo ke kondenzaci páry na stěně potrubí (konkrétně po 5 vteřinách proudění).



Graf 10 Porovnání teploty povrchu a teploty saturace – měření č. 2

4.1.3 Diskuze k vyhodnocení MKP

Metoda stanovení součinitelů přestupu tepla pomocí transienční teplotní úlohy MKP poskytuje poměrně přesné výsledky. Vzhledem k tomu, že vyhodnocení je provedeno pro celou oblast měření, není tato metoda citlivá na případné náhodné chyby měření. Je však zřejmé, že tato metoda neposkytuje žádné informace o tom, jaký děj na stěně potrubí nastává. Jejím výstupem je pouze průměrná hodnota součinitele přestupu tepla na vnitřní stěně potrubí. Tato skutečnost není problémem, pokud je předmětem zájmu pouze zmíněný součinitel. Je-li však nutné určit i fyzikální proces probíhající na stěně potrubí, metoda MKP není postačující a je nutno použít CFD simulaci.

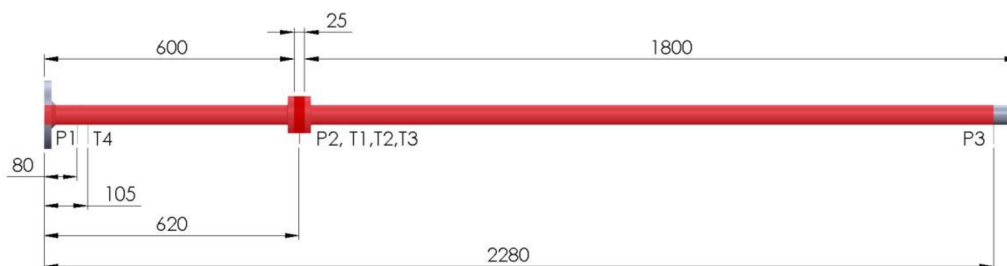
Vyhodnocení měření bylo krom metody, uvedené v této kapitole, provedeno také metodou inverzního výpočtu užitím Beckova sekvenčního algoritmu [14]. Pro tento účel byl využit software Inverzní výpočty, vytvořený Laboratoří přestupu tepla a látky. Tento software je navržen pro řešení jednorozměrné úlohy vedení tepla, a to pro případ rovinné desky. Jak se však ukázalo, pro případ rotační součásti neposkytuje tento výpočet uspokojivé výsledky. Analýzou v programu ANSYS Transient Thermal bylo zjištěno, že hodnoty součinitele přestupu tepla při uvažování rovinné desky jsou až o 35 % nižší, než při uvažování rotační součásti. Pro případ rovinné desky výsledky z programu ANSYS korespondovaly s výsledky získanými inverzním výpočtem. Je tedy zřejmé, že nárůst množství materiálu po poloměru měřicího členu má významný vliv na vedení tepla. Z tohoto důvodu byla jako primární metoda vyhodnocení zvolena právě analýza v programu ANSYS Transient Thermal, kde bylo možné vzít v úvahu průřez součásti (osově symetrická úloha), jakožto modelu nejbližšímu reálné situaci při experimentu.

4.2 Stanovení součinitele přestupu tepla pomocí CFD simulace

Dalším způsobem zjištění součinitele přestupu tepla na vnitřní straně potrubí je výpočtové modelování proudění (CFD). K tomuto účelu byl využit software ANSYS CFX pracující v prostředí Workbench 15.0 [2], a to toolbox Fluid Flow (CFX), určená pro simulaci proudění metodou konečných objemů. Předmětem simulace v rámci této práce bylo vytvoření statické výpočtové úlohy, jejíž okrajové podmínky, a tedy i režim proudění, jsou co možná nejvíce ve shodě s podmínkami v konkrétním časovém okamžiku reálné experimentální analýzy. Tímto časovým okamžikem byl zvolen poslední bod Měření č. 1, kdy se již předpokládá poměrně ustálené teplotní pole, a tudíž je možné na problém pohlížet jako na statickou úlohu. V tomto případě byla simulace řešena jako přímý problém, kdy jsou známy příčiny (okrajové podmínky získané při experimentální analýze) a zjišťují se důsledky (součinitel přestupu tepla na vnitřní straně potrubí v místě měřicího členu).

4.2.1 Výpočtový model

Geometrie výpočtového modelu byla vytvořena na základě reálné podoby měřicí oblasti experimentálního zařízení. Délkové rozměry modelu byly zvoleny tak, aby korespondovaly s umístěním tlakových sond na vstupu a výstupu (viz následující obrázek).

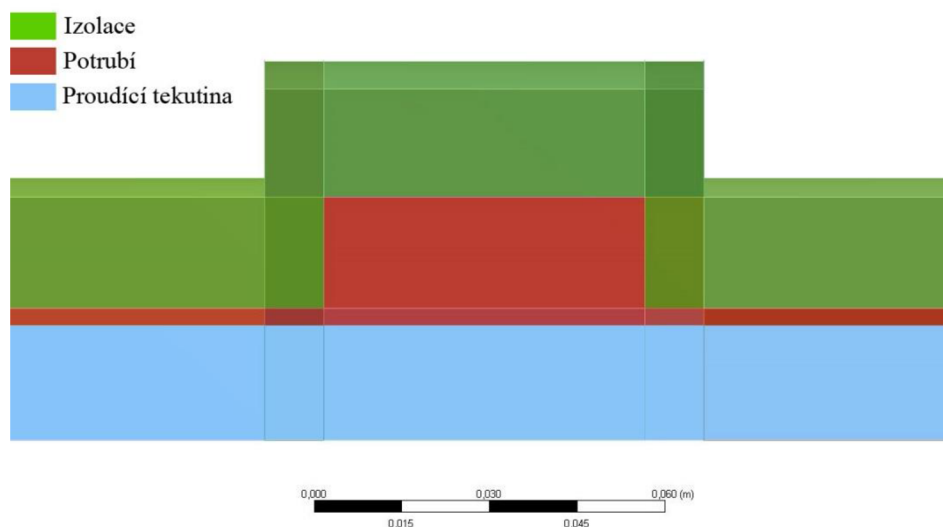


Obr. 33 Měřicí oblast - červeně vyznačena geometrie výpočtového modelu

Výsledný výpočtový model byl doplněn o 20mm vrstvu izolace a z důvodu zmenšení výpočtové náročnosti byla použita pouze jeho výseč o velikosti 45° ve směru osy modelu. Spojení měřicího členu s navazujícími částmi potrubí včetně vložených gumových těsnění bylo zanedbáno.



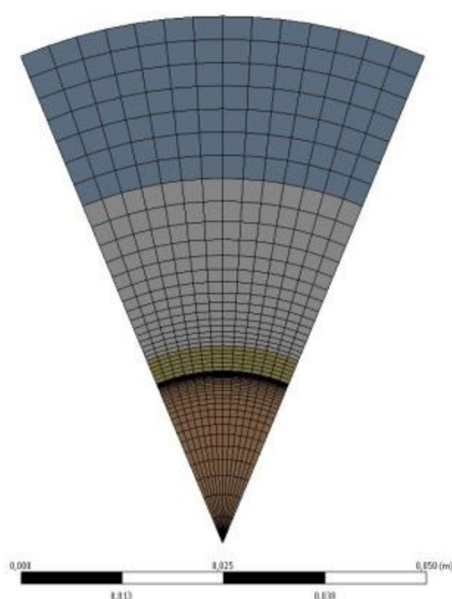
Obr. 34 Výpočtový model - geometrie



Obr. 35 Detail okolí měřicího členu s vyznačenými podoblastmi modelu

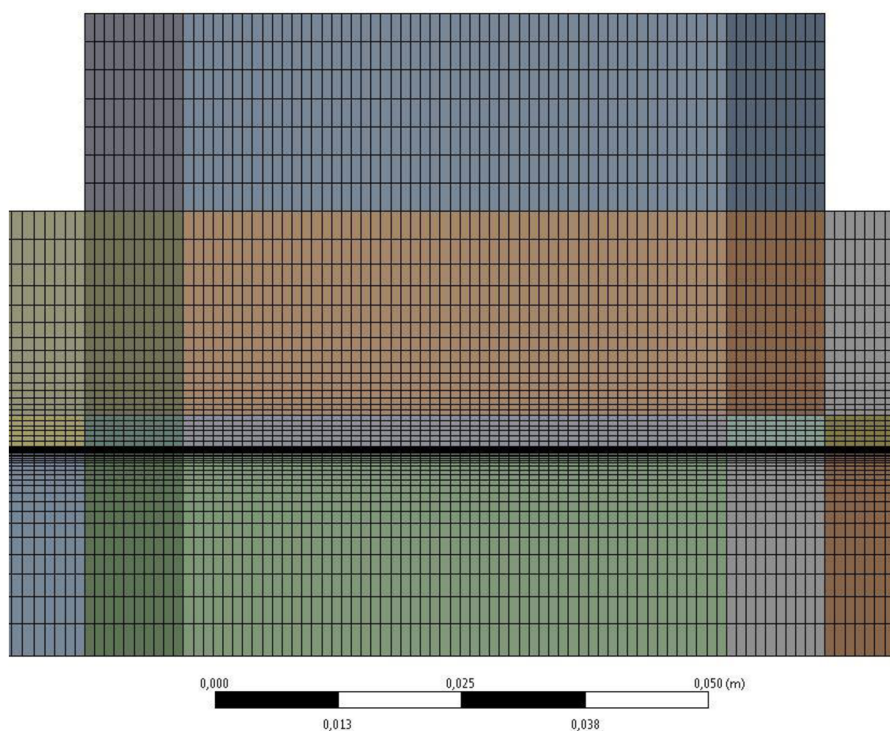
Dalším krokem při tvorbě modelu byla jeho diskretizace, tj. vytvoření výpočetní sítě. Tomuto kroku bylo nutno věnovat velkou pozornost, neboť velikost a typ použitých elementů sítě musí být voleny s ohledem na žádanou přesnost výpočtu, výkon dostupné výpočetní techniky a také na fyzikální proces, který je předmětem simulace. Příliš hrubá síť snižuje přesnost výsledků, naopak příliš jemná síť zvyšuje výpočetní náročnost.

Pro všechny části výpočetní sítě byl zvolen šestihránný typ buňky (hexahedral mesh element). Dále bylo nutno definovat globální metodu tvorby sítě. Pro těleso ve tvaru kruhové výseče je velmi vhodné použít metodu „Sweep“. Tato metoda rozloží jednotlivé buňky pravidelně po průřezu tělesa o definovaném počtu elementů. Těchto elementů bylo zvoleno 14, a to pro všechny části výpočtového modelu. Efekt této metody je zobrazen na následujícím obrázku. Jedná se o pohled ve směru osy potrubí.

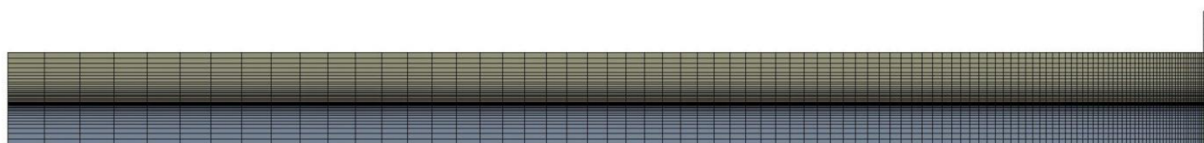


Obr. 36 Metoda tvorby sítě "Sweep"

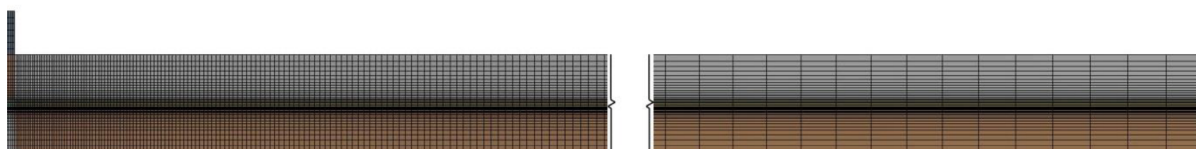
K definování velikosti jednotlivých buněk sítě pak bylo využito funkce *Edge Sizing*, která definuje počet/velikost jednotlivých prvků na zvolených hranách modelu. Lze také definovat postupné zvětšování/zmenšování buněk po délce hrany. Tohoto bylo v modelu hojně využito. Hlavní částí modelu z hlediska vyhodnocení součinitele přestupu tepla je totiž oblast měřicího členu, a to konkrétně hranice mezi proudící tekutinou a materiálem potrubí. Sít' zde proto byla vytvořena nejjemnější a s rostoucím poloměrem dochází ke zvětšování buněk sítě. Stejně tak po délce ustalovacího i výstupního potrubí se velikost buněk se vzdáleností od měřicího členu zvětšuje (viz následující obrázky bočních pohledů).



Obr. 37 Detail výpočetní sítě - měřicí člen



Obr. 38 Detail výpočetní sítě - ustalovací potrubí

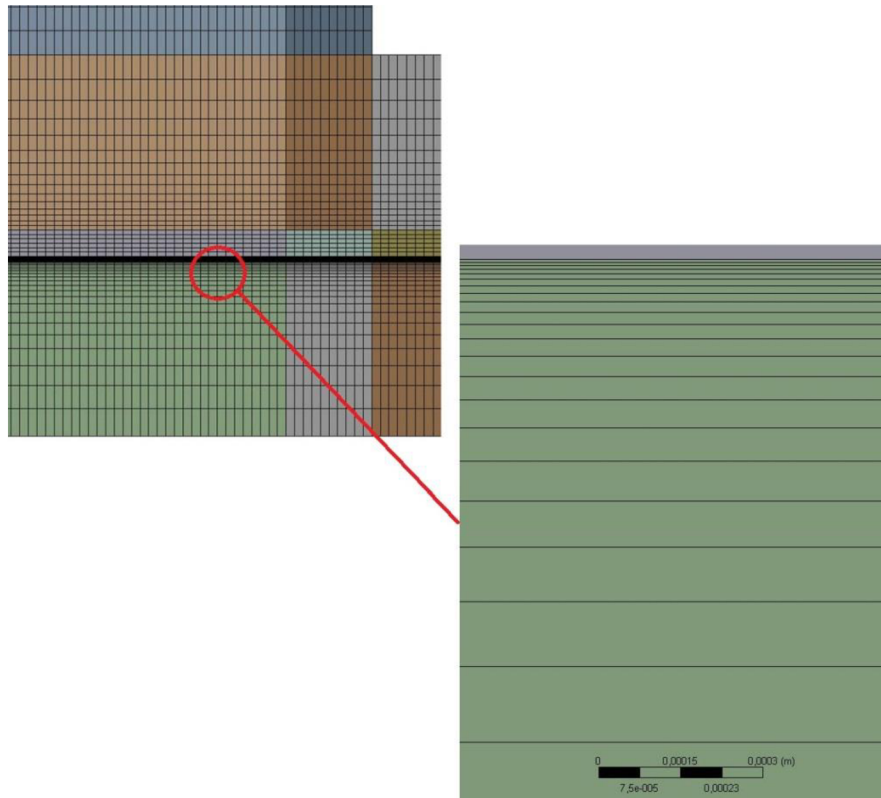


Obr. 39 Detail výpočetní sítě - výstupní potrubí

Naprostě stěžejní pro výpočet je však kvalita sítě v oblasti proudící tekutiny v blízkosti stěny potrubí. Vzhledem k tomu, že právě zde dochází k vytváření hydrodynamické a tepelné mezní vrstvy (viz kapitola 2.2.1 *Mezní vrstvy*) a v případě kondenzace také vrstvy kondenzátu, velikost buněk (v radiálním směru) v této oblasti má zásadní vliv na výsledek výpočtu. Matematickým výpočtem⁵ dle [15] byla stanovena velikost buňky nejbližší stěně potrubí:

$$y = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ mm.} \quad (43)$$

S rostoucí vzdáleností od stěny potrubí se pak velikosti jednotlivých buněk v radiálním směru opět zvětšují.



Obr. 40 Detail výpočetní sítě - mezní vrstva

⁵ Vstupní parametry:	Odhadovaná rychlost proudění: $u = 40 \text{ m/s}$
	Odhadovaná hustota média: $\rho = 1,442 \text{ kg/m}^3$
	Odhadovaná dynamická viskozita: $\mu = 1,37 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
	Průměr potrubí: $D = 0,0425 \text{ m}$
	Bezrozměrná velikost prvku: $y^+ = 1$
Reynoldsovo číslo:	$Re = \frac{\rho \cdot u \cdot D}{\mu} = \frac{1,442 \cdot 40 \cdot 0,0425}{1,37 \cdot 10^{-5}} = 1,789 \cdot 10^5$
Třecí koeficient:	$C_f = 0,058 \cdot Re^{-0,2} = 0,058 \cdot (1,789 \cdot 10^5)^{-0,2} = 5,163 \cdot 10^{-3}$
Střihové napětí:	$\tau = \frac{C_f \cdot \rho \cdot u^2}{2} = \frac{5,163 \cdot 10^{-3} \cdot 1,442 \cdot 40^2}{2} = 5,959 \text{ Pa}$
	$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{\frac{5,959}{1,442}} = 2,032 \text{ m/s}$
Velikost prvku:	$y = \frac{y^+ \cdot \mu}{u_\tau \cdot \rho} = \frac{1 \cdot 1,37 \cdot 10^{-5}}{2,032 \cdot 1,442} = 4,7 \cdot 10^{-3} \text{ mm}$

Tab. 6 Souhrnné informace o počtu buněk výpočetní sítě

Podoblast	Počet buněk sítě
Proudící tekutina	255 920
Potrubí	49 938
Izolace	91 770
Celkový počet	397 628

4.2.2 Model materiálu a okrajových podmínek

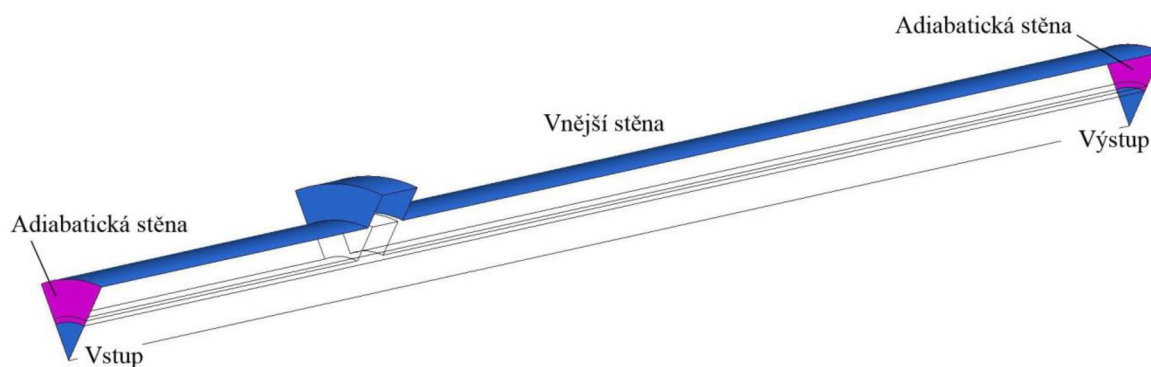
Jak je patrné z Obr. 35 na straně 53, výpočtový model je složen ze tří podoblastí (oblast proudící tekutiny, ocelové potrubí a izolace). Pro každou z nich bylo tedy nutné definovat její materiálové vlastnosti. Pokud jde o izolaci a potrubí, jejich vlastnosti byly přesně známy z informačních či dodacích materiálů výrobců a jsou uvedeny v následující tabulce.

Tab. 7 Materiálové charakteristiky

Mat. charakteristika	Potrubí	Izolace
Hustota [kg/m^3]	7799	130
Měrná tepelná kapacita [$\text{J}/\text{kg}\cdot\text{K}$]	479,8	969
Tepelná vodivost [$\text{W}/\text{m}\cdot\text{K}$]	16,024	0,072

Pro oblast proudící tekutiny byl zvolen materiál *Steam 2vl*. Ten je v programu Ansys CFX již předdefinován a představuje mokrou páru dle standardu IAPWS, použitelnou pro výpočty kondenzace v intervalu teplot 100–427 °C a tlaků 100–500 kPa. Jako model turbulence byl zvolen SST (Menter's Shear Stress Transport) turbulentní model, který je kombinací turbulentních modelů $k-\varepsilon$ a $k-\omega$ a je často používán pro svoji vysokou přesnost a robustnost.

Poslední fází nastavení CFD simulace bylo definování okrajových podmínek (dále jen O.P.). Vzhledem k tomu, že výpočtový model je vytvořen jako kruhová výseč, bylo nejprve nutné na všechny boční stěny modelu aplikovat podmínku *Periodicity*. Touto podmínkou je definováno, že úloha je pravidelně rotačně symetrická podle osy výpočtového modelu, tedy podle osy X. Dále byly formulovány O.P. na vstupu páry (*Vstup*) a na výstupu páry (*Výstup*). Jak již bylo řečeno v úvodu kapitoly, vstupními hodnotami pro tyto O.P. byla data získaná v posledním bodě Měření č. 1. Jako poslední bylo nutné zadat podmínky na vnější stěně izolace (*Vnější stěna*). K tomu bylo použito dvou parametrů: okolní teploty (známá veličina) a součinitele přestupu tepla na vnější stěně izolace. Jeho hodnota byla stanovena na 10 $\text{W}/\text{m}^2\text{K}$, jakožto nejčastěji v literatuře doporučovanou hodnotu pro přirozenou konvekci na vzduchu. Všechny zbývající plochy modelu jsou uvažovány jako adiabatické stěny. Detaily volby O.P. jsou uvedeny na následujícím obrázku a v tabulce.



Obr. 41 Plochy okrajových podmínek

Tab. 8 Okrajové podmínky

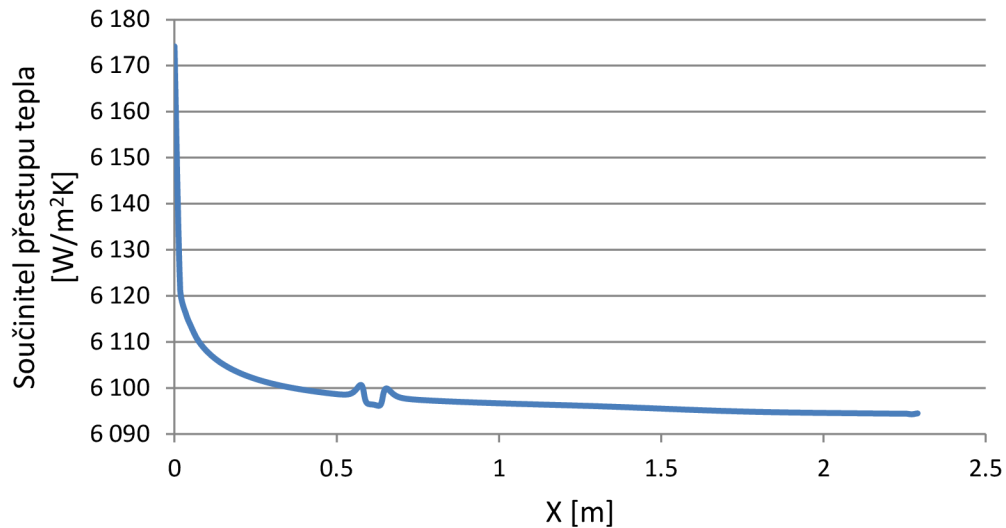
Okrajová podmínka	Parametr	Nastavení
Vstup	Typ	Inlet
	Režim toku	Podzvukový
	Hmotnostní průtok	$0,12 / 8 = 0,015 \text{ kg/s}$
	Teplota	$143,9 \text{ °C}$
	Kvalita páry	1
Výstup	Typ	Outlet
	Režim toku	Podzvukový
	Absolutní statický tlak	385 kPa
Vnější stěna	Typ	Wall
	Definice	Součinitel přestupu tepla
	Součinitel přestupu tepla	$10 \text{ W/m}^2\text{K}$
Adiabatická stěna	Typ	Wall
	Definice	Adiabatická
Boční stěny	Typ	Periodicity
	Definice	Rotační periodičita
	Osa rotace	X

4.2.3 Výsledky CFD simulace

Hlavním výstupem CFD simulace je součinitel přestupu tepla proudící páry na vnitřní stěně potrubí v místě měřicího členu, což odpovídá souřadnici $X = 620$ mm.

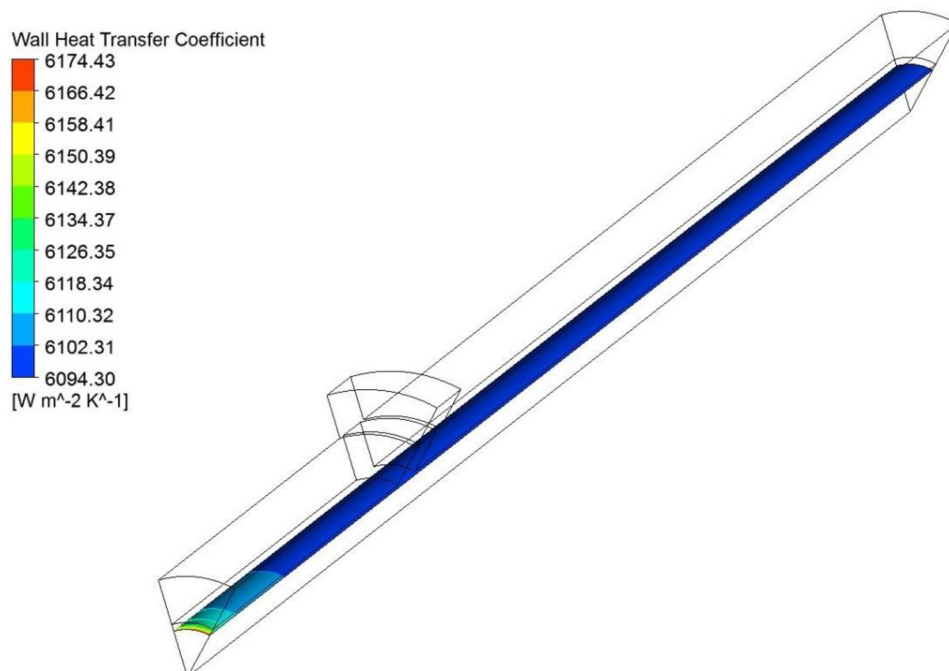
$$\alpha = 6096 \text{ W/m}^2\text{K} \quad (44)$$

Celkový průběh součinitele po délce potrubí je pak znázorněn na následujícím grafu:

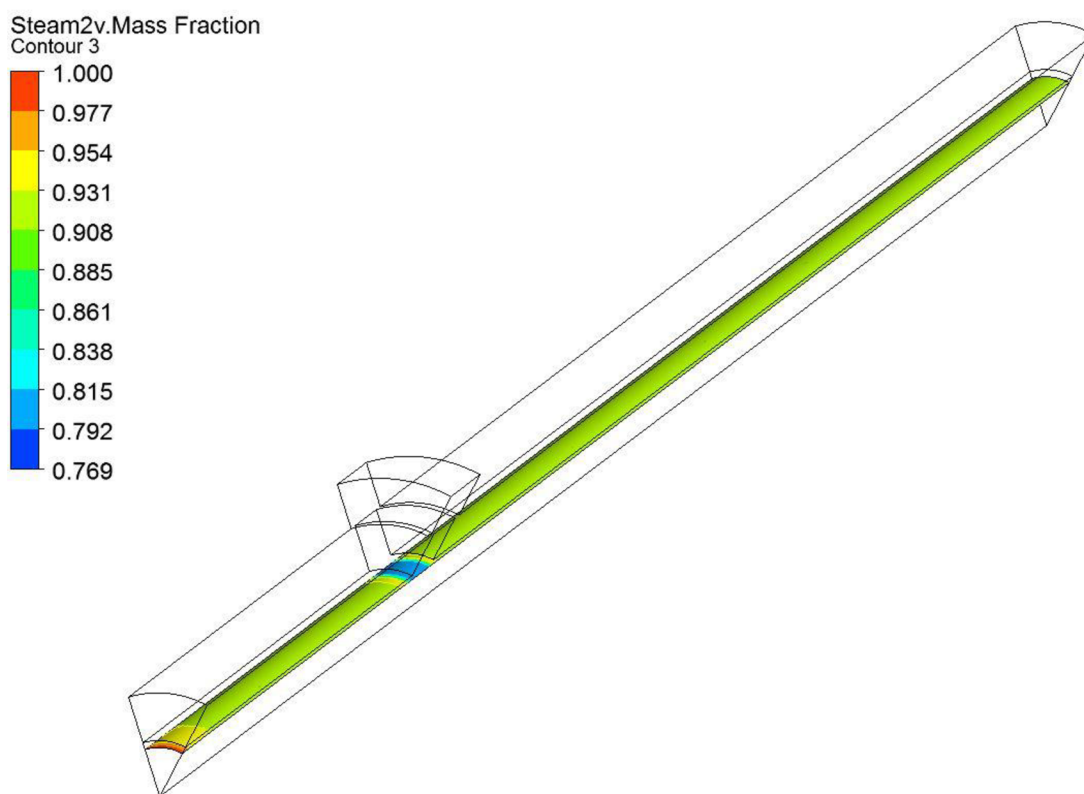


Graf 11 Průběh součinitele přestupu tepla na vnitřní stěně potrubí

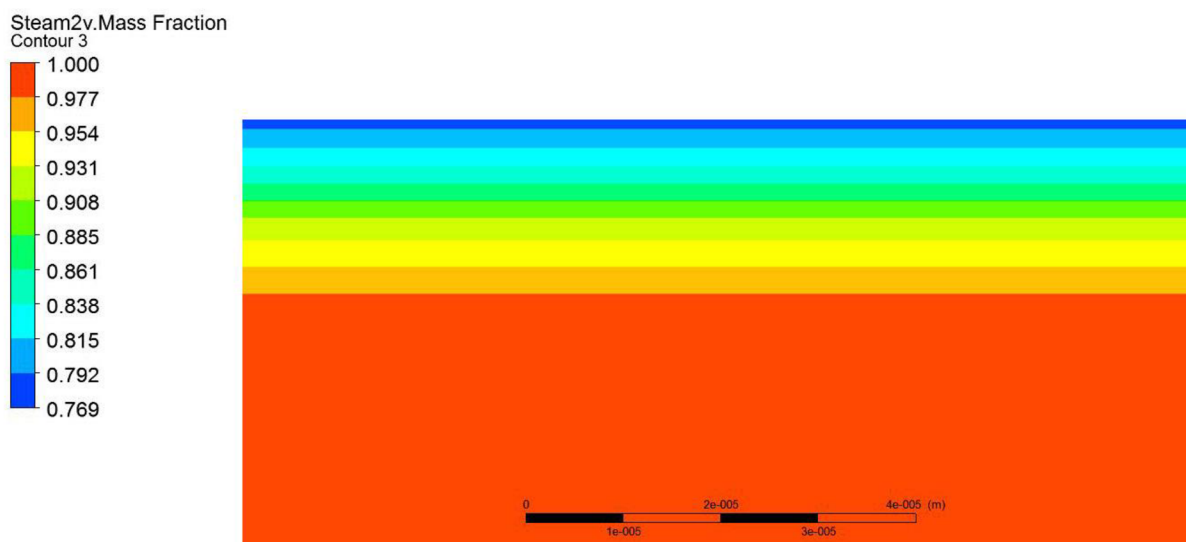
Grafické výstupy simulace jsou znázorněny na následujících obrázcích.



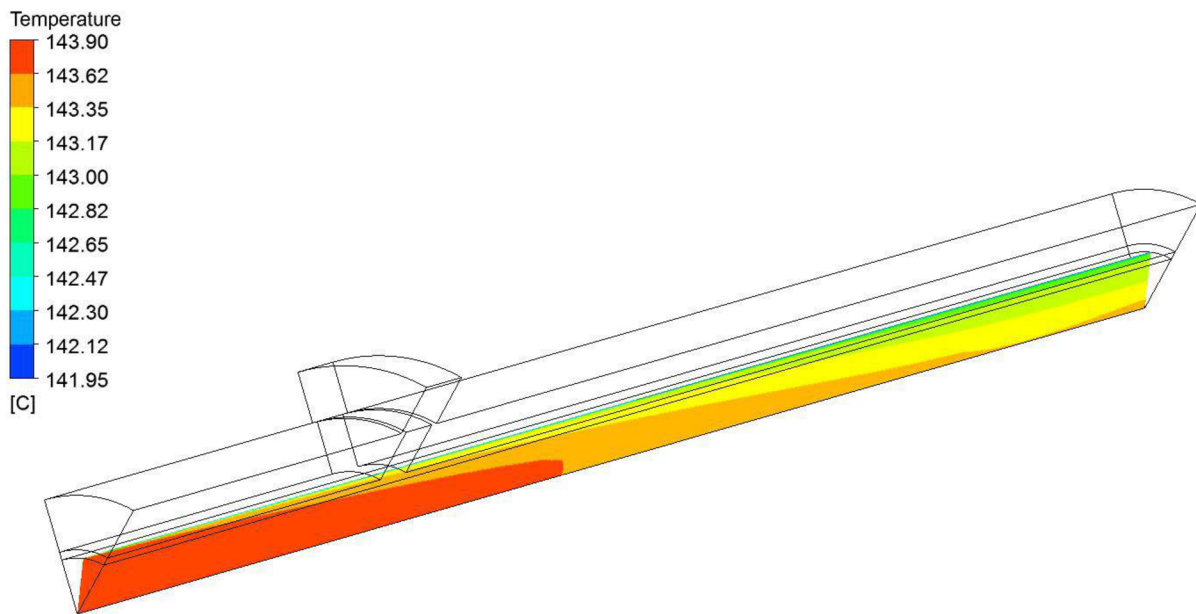
Obr. 42 Součinitel přestupu tepla na vnitřní stěně potrubí



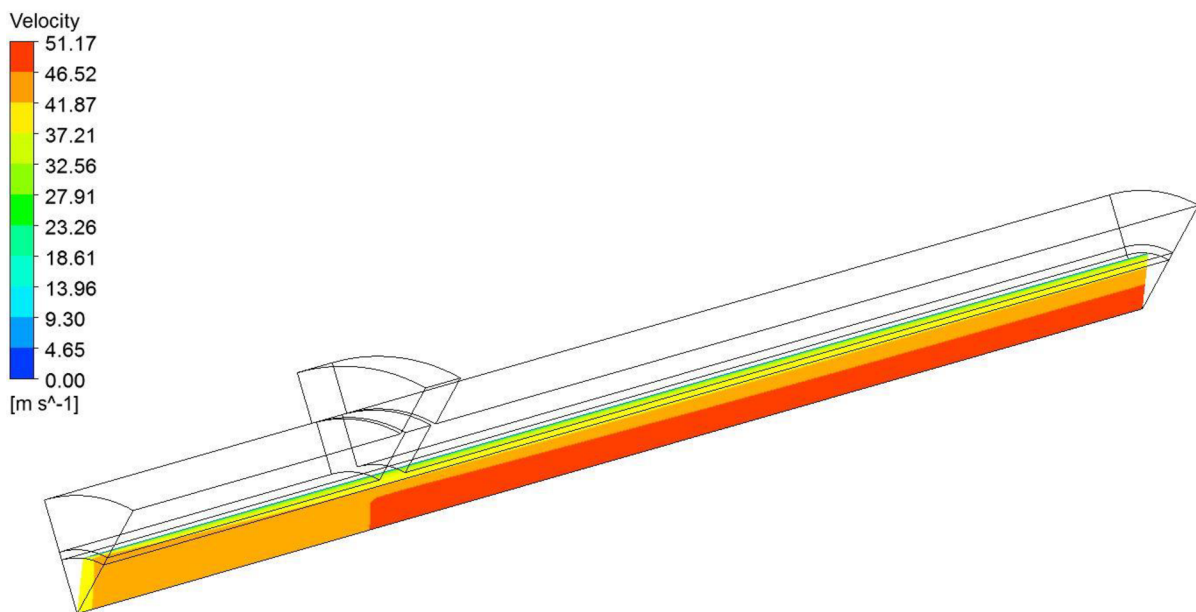
Obr. 43 Kvalita páry na vnitřní stěně potrubí



Obr. 44 Kondenzátní film v detailním pohledu – barevná škála zobrazuje kvalitu páry v blízkosti stěny (tloušťka filmu je přibližně 0,02 mm)



Obr. 45 Teplota proudícího media



Obr. 46 Rychlost proudění

4.3 Stanovení součinitele přestupu tepla analytickým výpočtem

Ověření výsledků experimentu bylo provedeno také analytickými výpočty na základě empirických vztahů uvedených v kapitole 2.3 *Přenos tepla při kondenzaci*. Vstupními parametry těchto výpočtů byly:

- teplota proudící páry (termočlánek T4),
- absolutní tlak v místě měření (tlaková sonda P2),
- teplota stěny potrubí (zjištěna teplotní analýzou při vyhodnocení experimentu, viz kapitola 4),
- hmotnostní průtok páry \dot{m} .

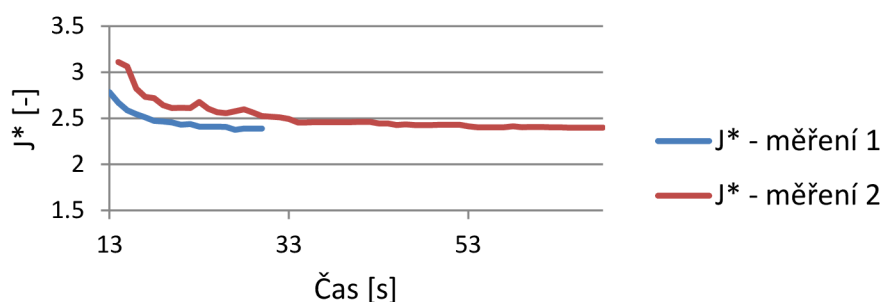
Jediným vstupním parametrem, který nelze přesně určit, je kvalita páry x v místě výpočtového zjišťování součinitele přestupu tepla. Tento parametr se např. u výpočtů kondenzátorů určuje na základě předpokladu, že kvalita páry v úseku kondenzace lineárně klesá. Předpoklad je však použitelný pouze v situaci, kdy jsou přesně známy hranice úseku kondenzace, a tepelný tok je po celém úseku konstantní. Ani jedna z těchto podmínek při experimentální analýze splněna nebyla. Avšak vzhledem k tomu, že hodnota kvality páry nemá zásadní vliv na výsledek výpočtu, byla hodnota v místě měřicího členu odhadem stanovena na $x = 0,8$.

Výpočty byly provedeny pro každý časový bod měření, při kterém docházelo ke kondenzaci na stěně potrubí. Při Měření č. 1 se jednalo o časový úsek $t = 13-30$ s, při Měření č. 2 o časový úsek $t = 14-68$ s (viz kapitola 4.1, Graf 7 a Graf 10). K určení závislých parametrů byly při všech výpočtech využity tabulky IAPWS.

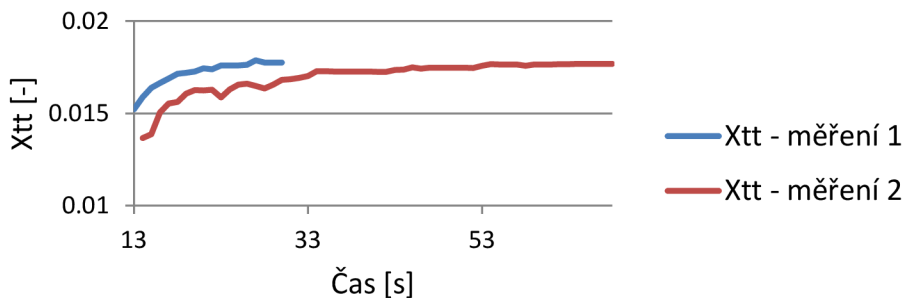
V první části této kapitoly je proveden vzorový výpočet použitím empirických vztahů dle Brebera [10] a El Hajal, Thome a Cavalliniho [11], následuje shrnutí výsledků všech empirických vztahů uvedených v kapitole 2.3 v podobě grafů, diskuze a zhodnocení těchto výpočtů. Výpočty dle ostatních empirických vztahů pro filmovou kondenzaci jsou pak součástí Přílohy 1 této diplomové práce.

4.3.1 Výsledky výpočtů

Prvním krokem při analytickém stanovení součinitelů přestupu tepla α při kondenzaci bylo určení režimu toku kondenzátu. Na základě postupu, uvedeného v kapitole 2.3, strana 27, bylo zjištěno, že po celou dobu proudění dochází ke kondenzaci ve formě prstencového toku. To dokládají následující grafy výpočtu určujících parametrů.



Graf 12 Bezrozměrný rychlostní parametr j^*

Graf 13 Lockhart-Martinelliho parametr X_{tt}

Časové průběhy parametrů splňují podmínku: $j^* > 1,5$ a $X_{tt} < 1$. Pro stanovení součinitele přestupu tepla α bylo tedy možné použít empirické vztahy uvedené v kapitole 2.3.1.1 *Prstencový tok*. Na tomto místě uveďme vzorový výpočet použitím empirických vztahů dle Brebera a El Hajal, Thome a Cavalliniho. Další výpočty jsou poté uvedeny v Příloze 1.

Vstupní parametry:

Průměr potrubí:	$D_i = 0,0425 \text{ m}$
Teplota proudící páry:	$T_V = 143,9 \text{ }^\circ\text{C}$
Absolutní tlak:	$p = 385 \text{ kPa}$
Teplota stěny:	$T_W = 136,36 \text{ }^\circ\text{C}$
Hmotnostní průtok:	$\dot{m} = 0,12 \text{ kg/s}$
Kvalita páry:	$x = 0,8$

$$\text{Průtočný průřez: } A = \frac{\pi \cdot D_i^2}{4} = \frac{\pi \cdot 0,0425^2}{4} = 1,419 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$$

$$\text{Hmotnostní průtok na jednotku průřezu: } G = \frac{\dot{m}}{A} = \frac{0,012}{1,419 \cdot 10^{-3}} = 84,589 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2\text{s}}$$

$$\text{Gravitační zrychlení: } g = 9,807 \frac{\text{m}}{\text{s}^2}$$

$$\text{Vzdálenost měřicího členu od vstupu: } X = 0,62 \text{ m}$$

Odvozené parametry:

Hustota parní fáze:	$\rho_V = 2,0764 \text{ kg/m}^3$	} $f(T_V, p)$
Dynamická viskozita parní fáze:	$\mu_V = 1,379 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$	
Povrchové napětí:	$\sigma = 0,05 \text{ N/m}$	
Hustota kapalně fáze:	$\rho_L = 929,379 \text{ kg/m}^3$	} $f(T_W, p)$
Dynamická viskozita kapalně fáze:	$\mu_L = 0,0002022 \text{ Pa} \cdot \text{s}$	
Tepelná vodivost kapalně fáze:	$\lambda_L = 0,685 \text{ W/mK}$	
Prandtlovo číslo kapalně fáze:	$Pr_L = 1,2629$	
Latentní teplo:	$l_{23} = 2137 \text{ kJ/kg}$	

Určení režimu toku:

$$X_{tt} = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0,5} \left(\frac{\mu_L}{\mu_V}\right)^{0,1} = \left(\frac{1-0,8}{0,8}\right)^{0,9} \left(\frac{2,0764}{929,379}\right)^{0,5} \left(\frac{0,0002022}{1,379 \cdot 10^{-5}}\right)^{0,1}$$

$$X_{tt} = 0,018$$

$$j^* = \frac{xG}{[D_i \cdot g \cdot \rho_V (\rho_L - \rho_V)]^{0,5}} = \frac{0,8 \cdot 84,589}{[0,0425 \cdot 9,807 \cdot 2,0764 \cdot (929,379 - 2,0764)]^{0,5}}$$

$$j^* = 2,389$$

$$X_{tt} < 1, \quad j^* > 1,5 \quad \Rightarrow \quad \text{prstencový tok}$$

Breber:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \left[\frac{(1-x)}{x}\right] \cdot \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{\frac{2}{3}}} = \frac{1}{1 + \left[\frac{(1-0,8)}{0,8}\right] \cdot \left(\frac{2,0764}{929,379}\right)^{\frac{2}{3}}} = 0,996$$

$$\Omega = 0,728 \cdot \varepsilon = 0,728 \cdot 0,996 = 0,725$$

$$\alpha = \Omega \cdot \left[\frac{\rho_L \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot l_{23} \cdot \lambda_L^3}{4 \cdot (T_V - T_W) \cdot \mu_L \cdot D_i} \right]^{\frac{1}{4}}$$

$$\alpha = 0,725 \left(\frac{929,379 \cdot (929,379 - 2,0764) \cdot 9,807 \cdot 2137000 \cdot 0,685^3}{4 \cdot (143,9 - 136,36) \cdot 0,0002022 \cdot 0,0425} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\alpha = 8869 \frac{W}{m^2 K}$$

El Hajal, Thome and Cavallini:

$$A_L = (1 - \varepsilon) \cdot A = (1 - 0,996) \cdot 1,419 \cdot 10^{-3} = 6,035 \cdot 10^{-6} m^2$$

$$\delta_L = \frac{D_i - \left(D_i^2 - \frac{4 \cdot A_L}{\pi}\right)^{0,5}}{2} = \frac{0,0425 - \left(0,0425^2 - \frac{4 \cdot 6,035 \cdot 10^{-6}}{\pi}\right)^{0,5}}{2} = 4,525 \cdot 10^{-5} m$$

$$f_i = 1 + \left(\frac{\mu_V}{\mu_L}\right)^{0,5} \cdot \left[\frac{(\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot \delta_L^2}{\sigma}\right]^{0,25}$$

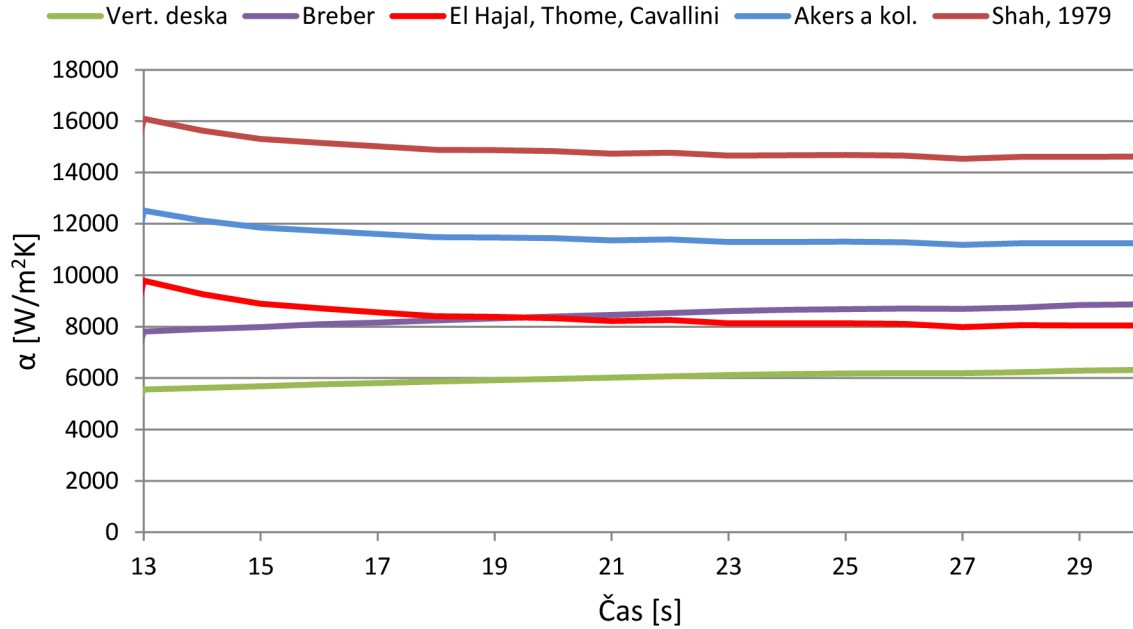
$$f_i = 1 + \left(\frac{1,379 \cdot 10^{-5}}{0,0002022}\right)^{0,5} \cdot \left[\frac{(929,379 - 2,0764) \cdot 9,807 \cdot (4,525 \cdot 10^{-5})^2}{0,05}\right]^{0,25} = 1,036$$

$$Re_l = \frac{G \cdot (1-x) \cdot \delta_L}{(1-\varepsilon) \cdot \mu_L} = \frac{84,589 \cdot (1-0,8) \cdot 4,525 \cdot 10^{-5}}{(1-0,996) \cdot 0,0002022} = 889,924$$

$$\alpha = 0,003 \cdot Re_l^{0,74} \cdot Pr_L^{0,5} \cdot f_i \cdot \frac{\lambda_L}{\delta_L} = 0,003 \cdot 889,924^{0,74} \cdot 1,2629^{0,5} \cdot 1,036 \cdot \frac{0,685}{4,525 \cdot 10^{-5}}$$

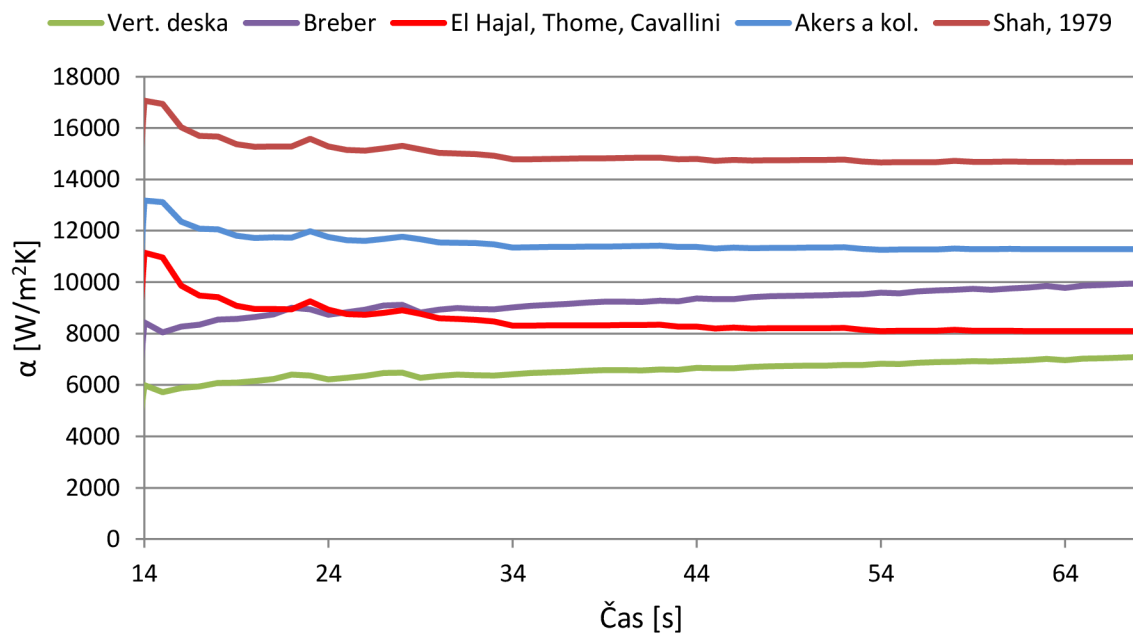
$$\alpha = 8\,051 \frac{W}{m^2K}$$

Měření č. 1



Graf 14 Výsledky výpočtů - měření č. 1

Měření č. 2



Graf 15 Výsledky výpočtů - měření č. 2

4.3.2 Diskuze k analytickým výpočtům

Problematika analytického určení součinitelů přestupu tepla při kondenzaci je velice složitá. Tento děj je matematicky velice těžko popsatelný a jednotlivé výpočtové modely jsou vždy vytvořeny na základě velkého počtu praktických měření, jejichž výsledkům se následně autor pokouší přiblížit pomocí jím navržených korelací. Výchozími rovnicemi těchto korelací jsou většinou matematické vztahy, používané pro výpočet nucené konvekce (např. Reynoldsovo číslo při uvažování proudění čistě kapalně fáze, viz Shah, 1979 [13]). V případě proudění v horizontálním potrubí je situace navíc komplikována ovlivňováním proudícího kondenzátu gravitací. Z toho plyne přítomnost různých režimů proudění, které je možné pouze odhadnout na základě určujících parametrů (viz kap. 2.3). Čtyři z pěti použitých výpočtových modelů jsou navrženy pro výpočet kondenzace uvnitř horizontální trubky. Pro srovnání byl však použit i Nusseltův model pro kondenzaci na vertikální stěně. Jedná se o nejjednodušší model výpočtu kondenzace, dostupný ve většině literatury zabývající se přenosem tepla. Nutno ještě podotknout, že všechny výpočtové modely se zabývají určením lokálního součinitele přestupu tepla.

Výpočty byly provedeny pro všechny body měření. Pro možnosti porovnání jsou však nejdůležitější výsledky na konci měření, kdy se již dá očekávat plné vyvinutí jak hydrodynamické mezní vrstvy, tak především mezní vrstvy tepelné. Předpokladem analytických výpočtů je totiž právě plné vyvinutí těchto podmínek. Předmětem další diskuze jsou tedy hodnoty v koncovém čase obou měření.

Jak je zřejmé z předchozích grafů, jednotlivé výpočtové modely poskytují rozdílné výsledky. Hodnoty součinitele přestupu tepla α , spočteného těmito postupy, se pohybují v rozmezí 6200 až 14620 W/m²K. V případě kondenzace však toto rozpětí hodnot není nikterak velké. Jako hrubý odhad součinitele přestupu tepla při filmové kondenzaci se v literatuře často uvádí hodnota $\alpha \approx 10\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ (např. [16]). Výsledky výpočtů se však mohou od experimentálních hodnot lišit až o 30 % [13]. Analytické výpočty poskytují tedy pouze přibližné hodnoty, nepostihují další okolní parametry, jakou je například drsnost povrchu potrubí. Lze tedy konstatovat, že výše zmíněné rozpětí provedených výpočtů je velmi uspokojivé.

5 SROVNÁNÍ POUŽITÝCH METOD A DISKUZE

Předmětem této diplomové práce bylo zjištění součinitele přestupu tepla α na zjednodušeném geometrickém tvaru pomocí několika různých přístupů a následná validace a porovnání výsledků těchto přístupů. Tím prvním bylo vyhodnocení experimentální analýzy metodou konečných prvků. Pro účely práce bylo vyvinuto měřicí zařízení ve tvaru kruhového potrubí, napojené na zdroj syté páry. Na tomto zařízení byla provedena celkem dvě měření, kdy se při proudění páry o známé teplotě zkoumal časový nárůst teploty materiálu 2 mm pod vnitřním povrchem potrubí. Toho bylo dosaženo pomocí termočlánků zabudovaných přímo v měřicím členu experimentálního zařízení. Na základě znalosti těchto průběhů teplot pak bylo možné pomocí transienční teplotní analýzy metodou konečných prvků v programu ANSYS Transient Thermal určit výsledné součinitele přestupu tepla na vnitřní stěně potrubí. Další metodou zjištění součinitele byla počítačová simulace metodou výpočtového modelování proudění (CFD). K tomuto účelu byl využit software ANSYS Fluid Flow (CFX). V rámci této simulace byla vytvořena statická výpočtová úloha, jejíž vstupní výpočtový model a okrajové podmínky byly shodné s podmínkami při experimentální analýze. Výstupem této simulace pak byla opět hodnota součinitele přestupu tepla na vnitřní stěně potrubí v místě měřicího členu. Závěrem bylo provedeno ověření výsledků experimentální analýzy také použitím analytických výpočtů. Jelikož se jednalo o filmovou kondenzaci, bylo nutné i pro výpočty použít empirické vztahy určené pro přenos tepla při kondenzaci. Vstupními hodnotami byla data naměřená v jednotlivých časových okamžicích obou měření experimentální analýzy. Pro následné porovnání jsou využity výsledky při dosazení hodnot posledních bodů měření. Výsledné hodnoty součinitele přestupu tepla všech použitých metod jsou shrnuty v následující tabulce.

Tab. 9 Hodnoty součinitele přestupu tepla

Hodnoty součinitele přestupu tepla [W/m ² K]				
	Analýza MKP	CFD simulace	Analytické výpočty – jednotlivé vztahy	
Měření č. 1	5 628	6 096	6 260	Nusselt – vertikální deska
			8 869	Breber
			8 051	El Hajal, Thome and Cavallini
			11 250	Akers a kol.
			14 620	Shah
Měření č. 2	5 880	6 096	7 085	Nusselt – vertikální deska:
			9 956	Breber
			8 093	El Hajal, Thome and Cavallini
			11 284	Akers a kol.
			14 686	Shah

Jak je z tabulky patrné, výsledek CFD simulace je téměř ve shodě s hodnotami získanými vyhodnocením MKP. Odchylka velikosti součinitele přestupu tepla zjištěného pomocí této metody od výsledku experimentální analýzy je 8,3 % pro Měření č. 1, v případě Měření č. 2 je to jen 3,7 %. Tato skutečnost poukazuje na velmi dobrou přesnost CFD výpočtů. Z tohoto důvodu je také pro výpočty proudění v technické praxi téměř výhradně používána právě tato metoda.

Poněkud větší rozptyl hodnot poté poskytují jednotlivé modely analytických výpočtů. Odchylky od výsledků experimentální analýzy se pohybují v rozmezí 11,2–160,8 %. Nejbližších výsledků dosahoval Nusseltův výpočet pro kondenzaci na vertikální desce. Lze tedy odhadovat, že při podmínkách proudění při experimentální analýze nastával v potrubí jev, který byl velmi blízký kondenzaci na vertikální desce, a lze ho proto dobře popsat právě tímto nejjednodušším výpočtovým modelem. Nelze však říci, že výsledky dalších výpočtových modelů by byly neuspokojivé. Analytické výpočty mají mít ve své podstatě konzervativní charakter, což znamená, že jejich výsledek by měl poskytovat určitou rezervu od reálné hodnoty. Rozptyl hodnot jednotlivých modelů lze také odůvodnit tím, že pro jejich odvozování byla prováděna velká množství měření s různými kapalinami, průměry potrubí a hmotnostními toky. Nelze tedy zaručit, že konkrétní výpočtový model bude poskytovat přesné výsledky právě pro konkrétní podmínky při experimentální analýze provedené v rámci této práce.

Analytické výpočty jsou tedy vhodným nástrojem pro poměrně jednoduché získání představy o hodnotách součinitele přestupu tepla, aniž by byl kladen velký důraz na přesnost výsledků. CFD simulace naopak vyžaduje mnohem komplexnější přístup, větší časovou a výpočetní investici, avšak benefitem je výrazně přesnější určení parametrů přestupu tepla. Výhodou je samozřejmě také možnost komplexního zkoumání proudění tekutiny, např. jejího vlivu na okolní materiál, teplotního a rychlostního pole či určování tlakových ztrát.

ZÁVĚR

Cílem této diplomové práce bylo experimentální a výpočtové stanovení součinitele přestupu tepla na zjednodušené konstrukční části průmyslové parní turbíny – trubce kruhového průřezu. Přístup k problému byl zvolen následující: pro potřeby této práce bylo vyvinuto experimentální zařízení o odpovídajícím geometrickém tvaru a na tomto zařízení byla provedena analýza proudových a teplotních charakteristik při vnitřním proudění syté páry, která na vnitřním povrchu potrubí kondenzovala. Následně byla data získaná experimentální analýzou vyhodnocena třemi různými způsoby, a to metodou konečných prvků (MKP), výpočtovým modelováním proudění (CFD) a analytickými výpočty. Výstupem každé této metody pak byl již zmíněný součinitel přestupu tepla na vnitřní straně potrubí. Důležitým závěrem práce pak bylo porovnání těchto výsledků.

Přínos této práce spočívá především v uceleném a komplexním pohledu na problematiku určování součinitele přestupu tepla. Lze stěží nalézt literaturu či vědeckou práci, která by se zabývala všemi výše zmíněnými metodami určení součinitele přestupu tepla a především jejich konkrétním numerickým porovnáním. V tomto ohledu tato diplomová práce poskytuje velice konkrétní informace o tom, jak se jednotlivé metody výpočtu liší, jaká jsou jejich omezení, jejich výhody a nevýhody a kdy je vhodné konkrétní metodu výpočtu použít.

Budoucí práce na této problematice může být zaměřena na zdokonalení experimentálního zařízení a eliminování omezujících vlivů experimentální analýzy. Především by bylo vhodné zvolit zdroj páry o vyšší teplotě, čímž by se mohla eliminovat kondenzace na vnitřní stěně potrubí.

SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ

- [1]. Siemens Industrial Turbomachinery. *Siemens Česká Republika*. [Online] 2014. [Citace: 10. 5. 2015.] Dostupné z: https://www.cee.siemens.com/web/cz/cz/corporate/portal/home/produkty_a_sluzby/Industrial_turbomachinery/Pages/industrial_turbomachinery.aspx.
- [2]. ANSYS, *Version 15.0.7*. Canonsburg, Pa : ANSYS Inc.
- [3]. The International Association for the Properties of Water and Steam. [Online] 2015. Dostupné z: <http://www.iapws.cz>.
- [4]. Jícha, Miroslav. *Přenos tepla a látky*. Brno : CERM, 2001. ISBN 80-214-2029-4.
- [5]. Pavelek, Milan. *Termomechanika*. Brno : CERM, 2003. ISBN 80-214-2409-5.
- [6]. Snášel, Jan. *Měření součinitele přestupu tepla v kruhových minikanálech*. Brno : Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. Vedoucí diplomové práce Ing. Jiří Hejčík, Ph.D..
- [7]. VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingen. *VDI Heat Atlas*. 2. vyd. Berlin : Springer - Verlag Berlin Heidelberg, 2010. ISBN 978-3-540-77876-9.
- [8]. Mífek, Roman. *Výpočty kondenzátorů páry*. Brno : Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Zdeněk Jegla, Ph.D..
- [9]. Rohsenow, Warren M., Hartnett, James P. a Cho, Young I. *Handbook of heat transfer*. 3. vyd. New York : Mc Graw Hill, 1998. ISBN 0-07-053555-8.
- [10]. Breber, G., Palen, J. W. a Taborek, J. Prediction of horizontal tubeside condensation of pure components using flow regime criteria. *J. Heat Transfer*. 1980, vol. 102, stránky 471-476.
- [11]. Thome, John R. *Engineering Data Book III*. Lausanne : Wolverine Tube, Inc, 2004.
- [12]. Akers, W. W., Deans, H. A. a Crosser, O. K. Condensing Heat Transfer within Horizontal Tubes. *Chem. Eng. Prog. Symp. Series*. 1959, vol. 55, stránky 171-176.
- [13]. Shah, M. M. A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 1979, vol. 22, stránky 547-556.
- [14]. Pohanka, M. a Horský, J. *Inverse algorithms for time dependent boundary reconstruction of multidimensional heat conduction model*. Kočovice : Thermophysics 2007, 2007. stránky 14-23. ISBN 978-80-227-2746-4.

[15]. ANSYS Inc. Introduction to Ansys Fluent: Turbulence Modeling. [Online] 2010. [Citace: 10. 5. 2015.] Dostupné z: http://imechanica.org/files/fluent_13.0_lecture06-turbulence.pdf.

[16]. Hasal, P., Schreiber, I. a Šnita, D. *Chemické inženýrství I*. Praha : Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, 2007. ISBN 978-80-7080-002-7.

SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMOBOLŮ

Seznam použitých zkratk

MaR	měření a regulace
IAPWS	The International Association for the Properties of Water and Steam
CFD	Computational fluid dynamics
MKP	metoda konečných prvků
SST	Menter's Shear Stress Transport turbulence model

Seznam použitých symbolů a veličin

A	[m ²]	průměrný průřez
A_L	[m ²]	plocha průřezu, kterou vyplňuje kondenzát
C_f	[-]	třecí koeficient
c	[J/kg·K]	měrná tepelná kapacita
c_v	[J/kg·K]	měrná tepelná kapacita při stálém objemu
D, D_i	[m]	průměr
G	[kg/m ² s]	hmotnostní průtok na jednotku průřezu
G_L	[kg/m ² s]	hmotnostní průtok kapalné fáze na jednotku průřezu
g	[m/s ²]	gravitační zrychlení
j*	[-]	bezrozměrný rychlostní parametr
L	[m]	charakteristický rozměr
l₂₃	[J/kg]	latentní teplo
\dot{m}	[kg/s]	hmotnostní průtok
Nu	[-]	Nusseltovo číslo
p	[Pa]	tlak
p_c	[Pa]	kritický tlak
p_r	[-]	redukovaný tlak
Pr	[-]	Prandtlovo číslo
Pr_L	[-]	Prandtlovo číslo pro kapalnou fázi
\dot{Q}	[W]	tepelný tok
\dot{q}	[W/m ²]	měrný tepelný tok
R	[m·K/W]	odpor proti vedení tepla
r	[m]	poloměr
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
Re_l, Re_L	[-]	Reynoldsovo číslo pro kapalnou fázi
Re_{x,krit}	[-]	kritické lokální Reynoldsovo číslo
S	[m ²]	plocha
T	[°C]	teplota
T_b	[°C]	střední objemová teplota
T_v	[°C]	teplota proudící páry
T_w	[°C]	teplota povrchu
T_∞	[°C]	teplota tekutiny v dostatečné vzdálenosti od povrchu

t	[s]	čas
U	[W/m ² K]	součinitel prostupu tepla
u, u_∞	[m/s]	rychlost proudění tekutiny
\bar{u}	[m/s]	střední rychlost
x	[-]	kvalita páry
X	[m]	vzdálenost od počátku tvorby kondenzátního filmu
x_e	[m]	délka vstupního úseku
x_{eT}	[m]	délka tepelného vstupního úseku
x_{krit}	[m]	kritická vzdálenost od náběžné hrany
X_{tt}	[-]	Lockhart-Martinelliho parametr
y	[m]	velikost prvku v radiálním směru
y⁺	[-]	bezrozměrná velikost prvku
α	[W/m ² K]	lokální součinitel přestupu tepla
α_L	[W/m ² K]	lokální součinitel přestupu tepla při proudění pouze kapalné fáze
$\bar{\alpha}$	[W/m ² K]	střední součinitel přestupu tepla
δ	[m]	tloušťka tělesa ve směru tepelného toku
δ_L	[m]	tloušťka filmu kondenzátu
θ	[-]	bezrozměrná teplota
λ	[W/m·K]	tepelná vodivost
λ_L	[W/m·K]	tepelná vodivost kapalné fáze
μ	[Pa·s]	dynamická viskozita
μ_L	[Pa·s]	dynamická viskozita kapalné fáze
μ_v	[Pa·s]	dynamická viskozita plynné fáze
ν	[m ² /s]	kinematická viskozita
ρ	[kg/m ³]	hustota
ρ_L	[kg/m ³]	hustota kapalné fáze
ρ_v	[kg/m ³]	hustota plynné fáze
σ	[N/m]	povrchové napětí
τ	[Pa]	střihové napětí

PŘÍLOHY

Příloha 1: Další vzorové výpočty součinitele přestupu tepla, provedené na základě výpočtových modelů uvedených v kapitole 2.3.1.1. Vstupními parametry jsou hodnoty naměřené v posledním bodě Měření č. 1, tj. v čase $t = 30$ s.

Nusselt – vertikální deska:

$$\alpha = \left(\frac{\rho_L \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g \cdot l_{23} \cdot \lambda_L^3}{4 \cdot (T_V - T_W) \cdot \mu_L \cdot X} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\alpha = \left(\frac{929,379 \cdot (929,379 - 2,0764) \cdot 9,807 \cdot 2137000 \cdot 0,685^3}{4 \cdot (143,9 - 136,36) \cdot 0,0002022 \cdot 0,62} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$\alpha = 6\,260 \frac{W}{m^2K}$$

Akers a kol.:

$$G_L = G \left[(1 - x) + x \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1/2} \right] = 84,589 \left[(1 - 0,8) + 0,8 \left(\frac{929,379}{2,0764} \right)^{1/2} \right] = 1449 \frac{kg}{m^2s}$$

$$Re_L = \frac{G_L D_i}{\mu_L} = \frac{1449 \cdot 0,0425}{0,0002022} = 3,045 \cdot 10^5$$

$$Re_L > 5 \cdot 10^4 \Rightarrow C = 0,0265, n = 0,8$$

$$\alpha = C \cdot Re_L^n \cdot Pr_L^{1/3} \cdot \frac{\lambda_L}{D_i} = 0,0265 \cdot (3,045 \cdot 10^5)^{0,8} \cdot 1,2629^{1/3} \cdot \frac{0,685}{0,0425}$$

$$\alpha = 11\,250 \frac{W}{m^2K}$$

Shah, 1979:

$$Re_L = \frac{G \cdot D_i}{\mu_L} = \frac{84,589 \cdot 0,0425}{0,0002022} = 2,607 \cdot 10^5$$

$$\alpha_L = 0,023 \cdot Re_L^{0,8} \cdot Pr_L^{0,4} \frac{\lambda_L}{D_i} = 0,023 \cdot (2,607 \cdot 10^5)^{0,8} \cdot 1,2629^{0,4} \cdot \frac{0,685}{0,0425}$$

$$\alpha_L = 1022 \frac{W}{m^2K}$$

Kritický tlak vody: $p_c = 22140$ kPa

$$p_r = \frac{p}{p_c} = \frac{385}{22140} = 0,017$$

$$\alpha = \alpha_L \left[(1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right]$$

$$\alpha = 1022 \left[(1-0,8)^{0,8} + \frac{3,8 \cdot 0,8^{0,76}(1-0,8)^{0,04}}{0,017^{0,38}} \right]$$

$\alpha = 14\,620 \frac{W}{m^2K}$
