



České Vysoké Učení Technické v Praze  
Fakulta strojní  
Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky

# Experimentální vyšetřování přestupu hmoty z vodního filmu

Diplomová práce

**Bc. Jakub Devera**

Vedoucí diplomové práce: Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.  
Studijní program: Strojní inženýrství  
Studijní obor: Aplikovaná mechanika

Praha, 2017

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Devera** Jméno: **Jakub** Osobní číslo: **408941**  
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**  
Zadávající katedra/ústav: **Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky**  
Studijní program: **Strojní inženýrství**  
Studijní obor: **Aplikovaná mechanika**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Experimentální vyšetřování přestupu hmoty z vodního filmu**

Název diplomové práce anglicky:

**Experimental Investigation of Mass Transfer between Water Film and Moist Air**

Pokyny pro vypracování:

Na základě literární rešerše vytvořte model přestupu tepla a hmoty z vodního filmu do okolního vlhkého vzduchu, který je založen na kritériálních rovnicích.

Za použití modelu přestupu tepla a hmoty navrhnete měřicí trať.

Provedte konstrukční návrh trati a volbu měřících komponent.

Z naměřených dat vyhodnoťte přestup hmoty.

Měřte rozložení teploty v trati.

Diskutujte získané výsledky.

Rozsah průvodní zprávy: cca 60 stran

Seznam doporučené literatury:

dle doporučení vedoucího práce

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**Ing. Tomáš Hyhlík Ph.D., 12112**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **27.04.2017**

Termín odevzdání diplomové práce: **14.08.2017**

Platnost zadání diplomové práce: **26.10.2018**

Podpis vedoucí(ho) práce

Podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

Podpis děkana(ky)

## III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomant bere na vědomí, že je povinen vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

\_\_\_\_\_ Datum převzetí zadání

\_\_\_\_\_ Podpis studenta

## Anotační list

<b>Jméno autora:</b>	Jakub Devera
<b>Název:</b>	Experimentální vyšetřování přestupu hmoty z vodního filmu
<b>Anglický název:</b>	Experimental investigation of mass transfer between water film and moist air
<b>Akademický rok:</b>	2016/2017
<b>Studijní obor:</b>	Aplikovaná mechanika
<b>Ústav:</b>	Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky
<b>Vedoucí práce:</b>	Ing. Tomáš Hyhlík, Ph.D.
<b>Bibliografické údaje:</b>	Počet stran: 72 Počet obrázků: 54 Počet tabulek: 3 Počet příloh: 2
<b>Klíčová slova:</b>	volná konvekce, přenos tepla, přenos hmoty, vypařování, vodní film, Lewisovo číslo, experiment
<b>Keywords:</b>	free convection, heat transfer, mass transfer, evaporation, water film, Lewis number, experiment

**Anotace:**

Diplomová práce se zabývá návrhem experimentální trati pro měření přestupu hmoty z vodorovného vodního filmu. Pro návrh trati je vytvořen zjednodušený matematický model, který pro výpočet přestupu tepla a hmoty využívá kritériální rovnice. V navržené trati je provedeno měření přestupu hmoty v režimu smíšené konvekce, dále je analyzováno vertikální teplotní pole nad vodním filmem vykazující komplexní charakter v důsledku kombinace nuceného proudění a sekundárního proudění vyvolaného vztlakovými silami.

**Abstract:**

Diploma thesis is focused on the design of experimental test rig for measurement of mass transfer from horizontal water film. A simplified mathematical model based on criterion equations is developed for the purpose of test rig's design. Two measurements are carried out in the test rig: mass transfer measurement in a regime of mixed convection and experimental analysis of vertical temperature field above the water film. The temperature field shows a complex behaviour due to a combination of forced flow and secondary flow caused by buoyancy forces.

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci s názvem „Experimentální vyšetřování přestupu hmoty z vodního filmu“ vypracoval samostatně a na základě literatury a pramenů uvedených v seznamu.

V Praze dne .....

.....

Jakub Devera

## Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce Ing. Tomáši Hyhlíkovi, Ph.D. za odborné rady a konstruktivní připomínky při vypracování této práce. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Rut Vitkovičové za pomoc s realizací a s vyhodnocením PIV měření. Děkuji také mé rodině a blízkým za morální a materiální podporu během mého studia.

# Obsah

Seznam obrázků	viii
Seznam tabulek	ix
Seznam symbolů	x
<b>1 Úvod</b>	<b>1</b>
<b>2 Teoretická část</b>	<b>2</b>
2.1 Vlhký vzduch . . . . .	3
2.1.1 Základní pojmy . . . . .	3
2.1.2 Směšování proudu vlhkého vzduchu a vodní páry . . . . .	4
2.1.3 Výpočet termodynamických a termofyzikálních vlastností vlhkého vzduchu . . . . .	4
2.1.4 Kontrola použitých vztahů . . . . .	6
2.2 Konvektivní přenos tepla a hmoty . . . . .	6
2.2.1 Součinitel přestupu tepla a hmoty . . . . .	8
2.2.2 Nucená konvekce . . . . .	8
2.2.3 Volná konvekce . . . . .	10
2.2.4 Smíšená konvekce . . . . .	12
<b>3 Návrhový výpočet rozměrů směšovacího prostoru</b>	<b>14</b>
3.1 Modelování přenosu hmoty . . . . .	14
3.2 Určení režimu konvektivního přenosu a délky vodního filmu . . . . .	15
3.3 Určení průřezu směšovacího prostoru . . . . .	16
3.3.1 Výsledky výpočtu . . . . .	17
<b>4 Konstrukční návrh trati</b>	<b>19</b>
4.1 Návrh dýzy . . . . .	20
4.2 Směšovací prostor . . . . .	20
4.3 Návrh měřicí clony / měření průtoku . . . . .	21
4.4 Vodní film a návrh ohřevu . . . . .	24
4.4.1 Výpočet . . . . .	24
4.5 Pohon trati . . . . .	26
<b>5 Sběr a vyhodnocení dat</b>	<b>27</b>
5.1 Měřicí senzory . . . . .	27
5.2 Metodika měření a vyhodnocení množství odpařené vody . . . . .	28
5.2.1 Měření na trati . . . . .	28
5.2.2 Vyhodnocení dat . . . . .	28
5.2.3 Určení Lewisova čísla . . . . .	30

5.3	Měření rychlostního pole . . . . .	31
5.4	Měření teplotního pole . . . . .	31
5.5	Analýza nejistot . . . . .	32
5.5.1	Výpočet nejistot . . . . .	33
<b>6</b>	<b>Validace trati - vyrovnanost rychlostního profilu ve směšovacím prostoru</b>	<b>36</b>
6.1	Vyhodnocení dat . . . . .	37
6.2	Výsledky a diskuze . . . . .	37
<b>7</b>	<b>Měření 1 - množství odpařené vody</b>	<b>41</b>
7.1	Naměřené hodnoty . . . . .	41
7.2	Ověření správnosti matematického modelu . . . . .	42
7.3	Podobnost teplotního a koncentračního pole . . . . .	43
7.4	Diskuze výsledků . . . . .	43
<b>8</b>	<b>Měření 2 - teplotní pole</b>	<b>48</b>
8.1	Naměřené hodnoty . . . . .	48
8.2	Diskuze výsledků . . . . .	52
<b>9</b>	<b>Závěr</b>	<b>54</b>
	<b>Literatura</b>	<b>56</b>
	<b>Přílohy</b>	<b>58</b>
	Příloha A - Fotky trati . . . . .	58
	Příloha B - CD . . . . .	59



## Seznam obrázků

1	Směšovací prostor - bilancovaný kontrolní objem . . . . .	2
2	Schéma přenosu hmoty . . . . .	14
3	Závislost $Gr_m/Re^2$ na teplotě desky pro různé délky vodního filmu . . . . .	15
4	Závislost $Gr_m \cdot Sc$ na teplotě desky pro různé délky vodního filmu . . . . .	15
5	Průběh $t_{out}$ proudícího vzduchu v závislosti na iteraci výpočtu . . . . .	17
6	Průběh $x_{out}$ proudícího vzduchu v závislosti na iteraci výpočtu . . . . .	18
7	Průběh B měřícího prostoru v závislosti na iteraci výpočtu . . . . .	18
8	Schéma trati . . . . .	19
9	Navržený tvar dýzy . . . . .	20
10	Model dýzy v Autodesk Inventor . . . . .	20
11	Návrhové schéma clony . . . . .	21
12	Průběh výpočtu . . . . .	22
13	Návrhové schéma clony . . . . .	23
14	Tepelná bilance vodní lázně . . . . .	24
15	Změřené teploty z výstupního psychrometru v závislosti na čase . . . . .	28
16	Horizontální rozložení teploty vodního filmu při jednom z měření . . . . .	29
17	Rozdíl místní teploty od průměrné teploty vodního filmu při jednom z měření . . . . .	30
18	Schéma PIV validačního měření . . . . .	36
19	Experimentálně změřené rychlostní profily porovnané se spočteným profilem plně vyvinutého proudění, rovina 1 . . . . .	38
20	Experimentálně změřené rychlostní profily porovnané se spočteným profilem plně vyvinutého proudění, rovina 2 . . . . .	38
21	Experimentálně změřené rychlostní profily porovnané se spočteným profilem plně vyvinutého proudění, rovina 3 . . . . .	39
22	Vývoj laminárního proudění v kanálu . . . . .	39
23	Poměr velikosti příčné rychlosti $v_y$ ku velikosti podélné rychlosti $v_x$ , $Re_D = 2051$ , rovina 1 . . . . .	40
24	Poměr velikosti příčné rychlosti $v_y$ ku velikosti podélné rychlosti $v_x$ , $Re_D = 2051$ , rovina 2 . . . . .	40
25	Poměr velikosti příčné rychlosti $v_y$ ku velikosti podélné rychlosti $v_x$ , $Re_D = 2871$ , rovina 1 . . . . .	40
26	Poměr velikosti příčné rychlosti $v_y$ ku velikosti podélné rychlosti $v_x$ , $Re_D = 2871$ , rovina 2 . . . . .	40
27	Poměr velikosti příčné rychlosti $v_y$ ku velikosti podélné rychlosti $v_x$ , $Re_D = 3281$ , rovina 1 . . . . .	40
28	Poměr velikosti příčné rychlosti $v_y$ ku velikosti podélné rychlosti $v_x$ , $Re_D = 3281$ , rovina 2 . . . . .	40
29	Naměřené množství odpařené vody v závislosti na teplotě - všechna data . . . . .	41
30	Množství odpařené vody v závislosti na teplotě proloženo polynomem 3. stupně . . . . .	42
31	Porovnání měření (6.2) s matematickým modelem . . . . .	42
32	Porovnání měření (7.2) s matematickým modelem . . . . .	42
33	Lewisovo číslo - porovnání měření a výpočtu . . . . .	43
34	Rozložení difuzního koeficientu (spočteného dle rovnice (2.15), (7.1) a (7.2)) v závislosti na teplotě . . . . .	44

35	Vliv vztahů (2.15), (7.1) a (7.2) pro výpočet difuzního koeficientu na množství odpařené vody v závislosti na teplotě vodního filmu . . . . .	45
36	Vliv $\Delta\rho_{VP}$ a $\Delta\rho_{VP,log}$ na vypočtené množství odpařené vody . . . . .	46
37	Závislost Lewisova čísla na teplotě (měření 7.2.) . . . . .	47
38	Lineární regrese dat (všechna měření) . . . . .	47
39	Poloha zkoumané roviny v měřícím prostoru . . . . .	48
40	Teplotní pole: $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.1, vodní film . . . . .	49
41	Teplotní pole: $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.1, hliníková deska . . . . .	49
42	Rozdíl teplotních polí (vodní film a hliníková deska): $T = T_1 - T_2$ , měření č.1 . . . . .	49
43	Teplotní pole: $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.2, vodní film . . . . .	50
44	Teplotní pole: $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.2, hliníková deska . . . . .	50
45	Rozdíl teplotních polí (vodní film a hliníková deska): $T = T_1 - T_2$ , měření č.2 . . . . .	50
46	Teplotní pole: $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.3, vodní film . . . . .	51
47	Teplotní pole: $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.3, hliníková deska . . . . .	51
48	Rozdíl teplotních polí (vodní film a hliníková deska): $T = T_1 - T_2$ , měření č.3 . . . . .	51
49	Teplotní profily z jednotlivých horizontálních pozic, měření č. 1 - vodní film . . . . .	52
50	Závislost teploty na čase, měření č.1, vodní film, x=500mm . . . . .	53
51	Závislost teploty na čase, měření č.1, hliníková deska, x=500mm . . . . .	53

## Seznam tabulek

1	Porovnání výpočtu s tabelovanými hodnotami při tlaku $p = 101325Pa$ , hodnoty převzaty z [4, příloha 12, 13, 14] . . . . .	7
2	Analogická bezrozměrná čísla v konvektivním přenosu tepla a hmoty . . . . .	12
3	Srovnání rozměrových požadavků kladené normou ČSN EN ISO 5167-2 a zvolených rozměrů měřicí clony . . . . .	22

## Seznam symbolů

$A$	plocha	$[m^2]$
$a$	absolutní vlhkost	$[kg \cdot m^{-3}]$
$a$	součinitel teplotní vodivosti	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
$B$	šířka	$[m]$
$C$	součinitel průtoku	$[1]$
$c$	molární koncentrace	$[kmol \cdot m^{-3}]$
$c_p$	měrná tepelná kapacita	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
$d, D$	průměr	$[mm]$
$D_h$	hydraulický průměr	$[m]$
$D_{ab}$	difuzní součinitel binární směsi	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
$D_{SV,VP}$	difuzní součinitel pro směs suchého vzduchu a vodní páry	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
$g$	tíhové zrychlení	$[m \cdot s^{-2}]$
$Gr$	Grashofovo číslo	$[1]$
$Gr_m$	Grashofovo hmotnostní číslo	$[1]$
$H$	výška	$[m]$
$h$	měrná entalpie	$[J \cdot kg^{-1}]$
$h_{1+x}$	měrná entalpie vlhkého vzduchu	$[J \cdot kg^{-1}]$
$k_u$	koeficient rozšíření	
$L$	délka, charakteristický rozměr	$[m]$
$l$	měrné skupenské teplo	$[J \cdot kg^{-1}]$
$l_{l,g0}$	měrné skupenské teplo varu při teplotě $t=0^\circ\text{C}$	$[J \cdot kg^{-1}]$
$Le$	Lewisovo číslo	$[1]$
$Le_f$	Lewisův faktor	$[1]$
$M$	molární hmotnost	$[kg \cdot kmol^{-1}]$
$m$	hmotnost	$[kg]$
$\dot{m}$	hmotnostní tok	$[kg \cdot s^{-1}]$

$\dot{m}''$	hustota hmotnostního toku	$[kg \cdot s^{-1} \cdot m^{-2}]$
$\dot{n}$	hustota molárního toku	$[kmol \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}]$
$Nu$	Nusseltovo číslo	[1]
$O$	obvod	$[m]$
$p$	tlak	$[Pa]$
$Pr$	Prandtlovo číslo	[1]
$\dot{Q}$	tepelný tok	$[J \cdot s^{-1}]$
$\dot{q}$	hustota tepelného toku	$[J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}]$
$r$	měrná plynová konstanta	$[J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}]$
$Re$	Reynoldsovo číslo	[1]
$Ri$	Richardsonovo číslo	[1]
$s$	směrodatná odchylka	
$Sc$	Schmidtovo číslo	[1]
$Sh$	Sherwoodovo číslo	[1]
$T, t$	teplota	$[K], [^{\circ}C]$
$u$	standardní nejistota	
$v$	rychlost	$[m \cdot s^{-1}]$
$x$	měrná vlhkost vzduchu	$[kg_{VP} \cdot kg_{SV}^{-1}]$
$x$	podélná souřadnice	$[m], [mm]$
$y$	příčná souřadnice	$[m], [mm]$
$\alpha$	součinitel přestupu tepla	$[W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}]$
$\beta$	součinitel přestupu hmoty	$[m \cdot s^{-1}]$
$\epsilon$	součinitel expanze	[1]
$\gamma$	poměr stran kanálu	[1]
$\kappa$	Poissonova konstanta	[1]
$\lambda$	součinitel tepelné vodivosti	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
$\mu$	dynamická viskozita	$[Pa \cdot s]$
$\nu$	kinematická viskozita	$[m^2 \cdot s^{-1}]$

$\pi$	člen Buckinghamova $\Pi$ –teorému	[1]
$\rho$	hustota, parciální hustota	$[kg \cdot m^{-3}]$
$\varphi$	relativní vlhkost	[1]

#### Často používané horní indexy

"	na mezi sytosti
*	bezrozměrný

#### Často používané dolní indexy

$\infty$	nenarušený proud
<i>A</i>	látka A
<i>A</i>	nejistota typu A
<i>B</i>	nejistota typu B
<i>duct</i>	kanál
<i>film</i>	vodní film
<i>in</i>	vstupní
<i>mt</i>	mokrý teploměr
<i>out</i>	výstupní
<i>s</i>	stěna, povrch
<i>st</i>	suchý teploměr
<i>SV</i>	suchý vzduch
<i>t</i>	tekutina
<i>VP</i>	vodní pára
<i>VV</i>	vlhký vzduch

# 1 Úvod

Odpařování hraje důležitou roli v mnoha inženýrských aplikacích (chladící věže, CVD reaktory, chlazení jaderných reaktorů). Na výkon těchto zařízení a jejich energetickou účinnost mají evaporační procesy velký vliv. Růst výpočetního výkonu umožňuje modelovat numerickými metodami počítačové dynamiky tekutin (CFD) vypařování stále podrobněji (proudění v režimu smíšené a volné konvekce, fázová změna na rozhraní vodního filmu a vzduchu, úbytek vodního filmu, sdružený přenos tepla mezi plynnou fází a povrchem), studovat komplexní geometrie a testovat různé okrajové podmínky. Avšak vysoký výpočetní výkon stále nenahrazuje úlohu experimentů v mechanice tekutin, i když se jejich role zejména v komerčním vývoji změnila z hlavního výzkumného prostředku v doplňující nástroj, pomocí kterého je možno validovat výpočtové modely na zpravidla zjednodušených geometriích. Návrh, příprava a provedení validačního experimentu, umožňující změřit přestup hmoty z vodorovného vodního filmu, je předmětem této diplomové práce. Získané výsledky budou využity k validaci numerického modelu vypařování z vodního filmu, který je na Ústav mechaniky tekutin a termodynamiky vyvíjen.

První část práce tvoří rešerše týkající se termodynamiky vlhkého vzduchu a přenosu tepla a hmoty sloužící jako podklad pro tvorbu zjednodušeného matematického modelu umožňující spočítat přestup hmoty z horizontálního vodního filmu. Model bude sloužit pro návrh parametrů měřicí trati, neboť je třeba určit hmotnostní tok vodní páry a hmotnostní tok proudícího vlhkého vzduchu.

V následující kapitole je popsána konstrukce trati a návrh jednotlivých součástí (dýza, směšovací prostor, clona měřicí hmotnostní průtok, návrhový výpočet topných fólií) a popsána jejich funkce. Další sekce se zabývá jednotlivými měřeními, které jsou na trati realizovány. Nejprve je zmíněn systém pro sběr dat (teploty, vlhkost, tlakové diference) a postup vyhodnocení množství odpařené vody a nejistoty měření. Dále jsou shrnuty výsledky PIV měření, které sloužilo ke změření rychlostních profilů v trati. Ty budou využity při porovnání s počítačovou simulací (CFD) k ověření shodnosti okrajových podmínek simulace a měření.

Poslední dvě kapitoly práce se týkají analýzy změřených dat, sloužící k validaci CFD modelu: množství odpařené vody a teplotního pole. Experimentálně určené množství odpařené vody je pak porovnáno se sestaveným zjednodušeným matematickým modelem a je testována jeho správnost.

## 2 Teoretická část

Tloušťku tenkého vodního filmu lze přímo měřit a pro tento účel bylo vyvinuto mnoho v praxi užívaných metod: např. optické, kapacitní a vodivostní. Překážkou těchto metod bylo nákladné měřicí vybavení. Proto byla hledána jiná metoda, v několika vědeckých pracích byly užity váhy [1, 2, 3]. Zde byl problém především v době trvání jednoho měření, udávaný čas byl až 24h, během kterého bylo nutné udržet v laboratoři konstantní okolní podmínky (zejména teplotu a vlhkost). Proto bylo i od této techniky upuštěno. Třetí zvažovanou možností bylo vyhodnocení množství odpařené vody dle zákona zachování hmoty ze změny měrné vlhkosti mezi vstupem a výstupem měřicího prostoru. Pro samotné měření jsou nutné jen dva senzory měřící vlhkost (vstupní a výstupní) a znalost hmotnostního toku nasávaného vzduchu. Omezení této metody spočívá ve stavu vlhkého vzduchu na výstupu, vzduch musí být nenasyčený. S tímto faktem je třeba při návrhu tratě pracovat. Tato metoda je pro měření zvolena.

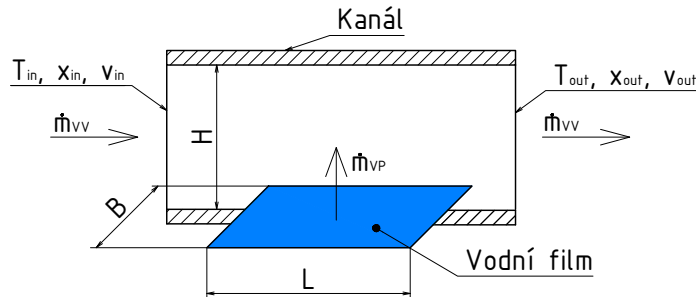
Směšovací sekce (měřicí prostor) je znázorněna na obr. 1. Z vodního filmu se odpařuje vodní pára a mísí se s nasávaným nenasyčeným vlhkým vzduchem o měrné vlhkosti  $x_{in}$ . Aby se dalo množství vypařené vody z rozdílu měrných vlhkostí správně vyhodnotit, je třeba, aby i na výstupu ze směšovací části byl vlhký vzduch o měrné vlhkosti  $x_{out}$  nenasyčený. Zároveň však rozdíl měrných vlhkostí musí být dostatečně velký na to, aby byl měřitelný. Proto je třeba správně navrhnout parametry tratě (rozměry, teplota filmu, hmotnostní tok nasávaného vzduchu, ...). Pokud je splněn předpoklad, že se pára o hmotnostním toku  $\dot{m}_{VP}$  v nasávaném vzduchu o hmotnostním toku  $\dot{m}_{SV}(1 + x_{in})$  zcela rozptýlí, pak platí bilance toku hmotnosti

$$\dot{m}_{SV}(1 + x_{in}) + \dot{m}_{VP} = \dot{m}_{SV}(1 + x_{out}). \quad (2.1)$$

Tato rovnice může být dále upravena do tvaru

$$x_{out} - x_{in} = \frac{\dot{m}_{VP}}{\dot{m}_{SV}}. \quad (2.2)$$

Z rovnice (2.2) je pak patrné, že pro měřitelný rozdíl  $\Delta x = x_{out} - x_{in}$  je třeba správně navrhnout poměr množství odpařené vody ku vstupnímu hmotnostnímu průtoku. K tomuto účelu je vytvořen



Obrázek 1: Směšovací prostor - bilancovaný kontrolní objem

matematický model navržený na základě rešerše, která tvoří obsah následujících podkapitol.

## 2.1 Vlhký vzduch

V matematickém modelu se pracuje s vlhkým vzduchem. Vlhký vzduch je složen ze vzduchu suchého a vody (vlhkosti), jež může být obsažena ve formě:

- páry
- kapek
- ledu

Pokud je voda pouze v plynném skupenství, jedná se o směs homogenní (mimo případ přesyceného vzduchu), v ostatních případech jde o směs heterogenní. V této práci je vlhký vzduch uvažován pouze jako homogenní směs.

### 2.1.1 Základní pojmy

Významná veličina pro vlhký vzduch, dle které lze spočítat mezní obsah vodní páry v suchém vzduchu pro existenci homogenní směsi, je **tlak syté vodní páry**. Značí se  $p''_{VP}$ . Je možné rozlišit dva stavy homogenní směsi [4]:

- $p''_{VP} > p_{VP}$  - vlhký vzduch je nenasycený
- $p''_{VP} = p_{VP}$  - vlhký vzduch je nasycený (na mezi sytosti)

Tlak  $p_{VP}$  je parciální tlak vodní páry, pro který platí dle Daltonova zákona

$$p_{VV} = p_{SV} + p_{VP}, \quad (2.3)$$

kde  $p_{VV}$  je tlak vlhkého vzduchu a  $p_{SV}$  je parciální tlak suchého vzduchu. Tlak syté vodní páry  $p''_{VP}$  je funkcí teploty a jeho hodnoty jsou tabelovány. Lze ho také spočítat pomocí vztahu

$$p''_{VP} = 10^z, \quad (2.4)$$

kde pro  $z$  platí [5]

$$z = 10,79586 \left(1 - \frac{273,16}{T}\right) + 5,02808 \log \left(\frac{273,16}{T}\right) + 1,50474 \cdot 10^{-4} \left(1 - 10^{-8,29692 \left(\frac{273,16}{T} - 1\right)}\right) + 4,2873 \cdot 10^{-4} \left(-1 + 10^{4,76955 \left(1 - \frac{273,16}{T}\right)}\right) + 2,786118312,$$

kde  $T$  je teplota v [K]. Další veličinou je **absolutní vlhkost vzduchu**  $a$ . Vyjadřuje množství vodní páry v jednom metru krychlovém suchého vzduchu. Jedná se tedy o parciální hustotu  $\rho_{VP}$  při tlaku



$p_{VP}$  a teplotě  $T$ . Absolutní vlhkost tak může nabývat hodnoty  $< 0; \rho''_{VP}(T) >$  při dané teplotě  $T$ . Pomocí absolutní vlhkosti lze pak definovat **relativní vlhkost**  $\varphi$

$$\varphi = \frac{a}{a''}. \quad (2.5)$$

Relativní vlhkost nabývá hodnot z rozsahu  $< 0; 1 >$ , do mezi sytosti vlhkého vzduchu (tedy jen pro homogenní směs). Při atmosferickém tlaku a teplotách na zemském povrchu lze páru obsaženou ve vlhkém vzduchu aproximovat modelem ideálního plynu

$$\frac{p}{\rho} = rT. \quad (2.6)$$

Rovnici (2.5) pak lze dále upravit do tvaru

$$\varphi = \frac{a}{a''} = \frac{\rho_{VP}}{\rho''_{VP}} = \frac{p_{VP}}{r_{VP}T} \frac{r_{VP}T}{p''_{VP}} = \frac{p_{VP}}{p''_{VP}}. \quad (2.7)$$

Posledním pojmem je **měrná vlhkost**  $x$ . Měrnou vlhkost v případě homogenní směsi lze definovat

$$x = \frac{m_{VP}}{m_{SV}} = \frac{\rho_{VP}}{\rho_{SV}}. \quad (2.8)$$

Při použití modelu ideálního plynu (jak pro páru, tak pro suchý vzduch) a využití Daltonova zákona (rovnice (2.3)) je možné rovnici (2.8) upravit

$$x = \frac{\rho_{VP}}{\rho_{SV}} = \frac{p_{VP}}{r_{VP}T} \frac{r_{SV}T}{p_{SV}} = \frac{r_{SV}}{r_{VP}} \frac{p_{VP}}{p_{VV} - p_{VP}} = \frac{287,114}{461,526} \frac{p_{VP}}{p_{VV} - p_{VP}} = 0,622 \frac{p_{VP}}{p_{VV} - p_{VP}}. \quad (2.9)$$

Dále je možné za  $p_{VP}$  dosadit z rovnice (2.7)

$$x = 0,622 \frac{\varphi p''_{VP}}{p_{VV} - \varphi p''_{VP}}. \quad (2.10)$$

### 2.1.2 Směšování proudu vlhkého vzduchu a vodní páry

Směšování vlhkého vzduchu a vodní páry je izochorická změna ( $\Delta p_{VV} = 0$ ), kdy je do vlhkého vzduchu přidávána vodní pára či vstříkována voda. Pokud se pára ve vlhkém vzduchu zcela rozptýlí, platí vztah

$$x_{out} = x_{in} + \frac{\dot{m}_{VP}}{\dot{m}_{SV}}. \quad (2.11)$$

### 2.1.3 Výpočet termodynamických a termofyzikálních vlastností vlhkého vzduchu

Při výpočtu je nutné určit vlastnosti vlhkého vzduchu, které se mění v závislosti na vstupních podmínkách. První možností je využít tabelované hodnoty nebo diagramy, to se ale nejeví jako vhodná metoda při testování mnoha okrajových podmínek. Místo toho jsou jednotlivé funkční závislosti na-programovány a jsou volány funkcemi. Níže jsou popsány užité vztahy.

Měrná vlhkost nasyceného vlhkého vzduchu o dané teplotě [5] je

$$x'' = \frac{2501,6 - 2,3263(T - 273,15)}{2501,6 + 1,8577(T - 273,15) - 4,184(T - 273,15)} \cdot \frac{0,62509p''_{VP}}{p - 1,005p''_{VP}}, \quad (2.12)$$

kde  $p''_{VP}$  je počítáno dle rovnice (2.4).

Hustota vlhkého vzduchu [5] je

$$\rho_{VV} = (1 + x) \cdot \frac{1 - x}{x + 0,622} \cdot \frac{p}{287,08T}, \quad (2.13)$$

kde  $x$  je počítáno ze vstupních podmínek dle rovnice (2.9).

Hustota vodní páry obsažené ve vzduchu je

$$\rho_{VP} = \frac{x\rho_{VV}}{1 + x}. \quad (2.14)$$

Difuzní koeficient [4] je

$$D_{SV,VP} = D_{SV,VP}(293,15; 101325) \cdot \frac{101325}{p} \left( \frac{T}{293,15} \right)^{2,072}, \quad (2.15)$$

kde  $D_{SV,VP}(293,15; 101325) = 2,07 \cdot 10^{-5} \frac{m^2}{s}$ .

Dynamická viskozita [5] je

$$\mu_{VV} = \frac{X_{SV}\mu_{SV}M_{SV}^{0,5} + X_{VP}\mu_{VP}M_{VP}^{0,5}}{X_{SV}M_{SV}^{0,5} + X_{VP}M_{VP}^{0,5}}, \quad (2.16)$$

kde  $X_{SV} = \frac{1}{1 + 1,608x}$ ,  $X_{VP} = \frac{x}{x + 0,622}$ ,  $M_{SV}$  je molární hmotnost suchého vzduchu ( $M_{SV} = 28,97 \text{ kg/kmol}$ ) a  $M_{VP}$  je molární hmotnost vodní páry ( $M_{VP} = 18,016 \text{ kg/kmol}$ ).

Kinematická viskozita je

$$\nu_{VV} = \frac{\mu_{VV}}{\rho_{VV}}. \quad (2.17)$$

Tepelná vodivost [5] je

$$\lambda_{VV} = \frac{X_{SV}\lambda_{SV}M_{SV}^{0,33} + X_{VP}\lambda_{VP}M_{VP}^{0,33}}{X_{SV}M_{SV}^{0,33} + X_{VP}M_{VP}^{0,33}}. \quad (2.18)$$

**Tepelná kapacita** [5] je

$$c_{pVV} = \frac{c_{pSV} + x c_{pVP}}{1 + x}. \quad (2.19)$$

**Součinitel teplotní vodivosti** je

$$a_{VV} = \frac{\lambda_{VV}}{\rho_{VV} c_{pVV}}. \quad (2.20)$$

#### 2.1.4 Kontrola použitých vztahů

Jednotlivé vztahy jsou otestovány a jejich výsledek je porovnán s tabelovanými hodnotami nalezenými v [4, příloha 12, 13, 14]. Porovnání je zapsané do tab. 1, srovnání vychází velmi dobře, kromě tepelné vodivosti jsou chyby velmi malé a i chyba výpočtu tepelné vodivosti je pod 5%, což je pro návrhový výpočet naprosto postačující.

## 2.2 Konvektivní přenos tepla a hmoty

Přenos tepla či hmoty, jehož míra je přímo ovlivněna pohybem tekutiny, se nazývá konvektivní přenos. Během konvektivního přenosu se uplatňuje jak difuze (v důsledku náhodného pohybu molekul), tak advekce (v důsledku makroskopického pohybu tekutiny). Celkový přenos tepla, resp. hmoty je pak superpozicí energetického transportu difuze a advekce. Konvektivní tok tak nezávisí pouze na vlastnostech tekutiny, ale také na ději, při kterém se přenos tepla či hmoty odehrává, např. na rychlosti proudu vzduchu.

Konvektivní přenos může být klasifikován podle povahy proudění. Pokud je pohyb tekutiny vyvolaný externím činitelem, např. vanutím větru nad povrchem nebo obtékáním žhaveného drátku v aerodynamickém tunelu, tento proces se nazývá nucená konvekce. V druhém případě jde o pohyb tekutiny vyvolaný vztlakovou silou. Ta vznikne v důsledku rozdílných hustot díky nerovnoměrnému rozložení teploty v médiu, např. vzduch okolo teplé stěny. Tento typ se nazývá konvekce volná. V praxi také často dochází ke kombinaci jak volné, tak nucené konvekce, tento typ se nazývá konvekce smíšená.

Tepelný tok při konvektivním přenosu lze spočítat dle rovnice

$$\dot{q} = \alpha(t_s - t_t), \quad (2.21)$$

kde  $\dot{q}$  je tepelný tok,  $t_s, t_t$  je teplota stěny, resp. tekutiny a  $\alpha$  je součinitel přestupu tepla. Součinitel  $\alpha$  vyjadřuje množství předaného tepla za jednotkový čas mezi tekutinou a jednotkovou plochou povrchu stěny, mezi kterými je rozdíl teplot jeden Kelvin. Součinitel  $\alpha$  závisí na podmínkách v mezní vrstvě, které jsou ovlivněny geometrií povrchu, typem proudění a vlastnostmi tekutiny. Vztah (2.21) je označován jako Newtonův ochlazovací zákon. Celkové sdělené teplo se spočítá dle

$$\dot{Q} = \bar{\alpha}A (t_s - t_k), \quad (2.22)$$

	$t = 20^{\circ}\text{C}, \varphi = 0,5$			$t = 40^{\circ}\text{C}, \varphi = 0,5$			$t = 60^{\circ}\text{C}, \varphi = 0,5$		
	Tabelováno	Výpočet	Chyba	Tabelováno	Výpočet	Chyba	Tabelováno	Výpočet	Chyba
$\mu[\text{Pa} \cdot \text{s}]$	0,0000181	1,81E-05	0,1%	1,89E-05	1,88E-05	0,4%	1,94E-05	1,93E-05	0,7%
$\nu[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}]$	0,0000151	1,51E-05	0,2%	1,70E-05	1,69E-05	0,4%	1,90E-05	1,89E-05	0,6%
$\lambda[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}]$	0,0248	0,0256	3,2%	2,61E-02	0,027	3,4%	2,72E-02	0,0281	3,3%
$a[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}]$	2,04E-05	2,03E-05	0,3%	2,29E-05	2,27E-05	0,8%	2,51E-05	2,48E-05	1,1%
$Pr[1]$	0,741	0,7412	0,0%	7,45E-01	0,7449	0,0%	7,56E-01	0,7606	0,6%
$Sc[1]$	0,729	0,7283	0,1%	7,17E-01	0,7132	0,5%	7,05E-01	0,6998	0,7%
$D[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}]$	2,070E-05	2,07E-05	0,0%	2,373E-05	2,37E-05	0,0%	2,698E-05	2,70E-05	0,0%
	$t = 20^{\circ}\text{C}, \varphi = 1$			$t = 40^{\circ}\text{C}, \varphi = 1$			$t = 60^{\circ}\text{C}, \varphi = 1$		
	Tabelováno	Výpočet	Chyba	Tabelováno	Výpočet	Chyba	Tabelováno	Výpočet	Chyba
$\mu[\text{Pa} \cdot \text{s}]$	1,80E-05	1,80E-05	0,0%	1,87E-05	1,86E-05	0,7%	1,86E-05	1,85E-05	0,4%
$\nu[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}]$	0,0000151	0,000015078	0,1%	1,70E-05	1,69E-05	0,4%	1,90E-05	1,89E-05	0,6%
$\lambda[\frac{\text{W}}{\text{m} \cdot \text{K}}]$	0,0247	0,0255	3,2%	2,59E-02	0,0268	3,5%	2,68E-02	0,0274	2,2%
$a[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}]$	2,03E-05	2,03E-05	0,2%	2,26E-05	2,24E-05	0,8%	2,43E-05	2,39E-05	1,6%
$Pr[1]$	0,744	0,7445	0,1%	7,53E-01	7,55E-01	0,3%	7,80E-01	0,7902	1,3%
$Sc[1]$	0,731	7,28E-01	0,4%	7,17E-01	7,14E-01	0,5%	7,03E-01	0,7001	0,4%
$D[\frac{\text{m}^2}{\text{s}}]$	2,070E-05	2,07E-05	0,0%	2,373E-05	2,37E-05	0,0%	2,698E-05	2,70E-05	0,0%

Tabulka 1: Porovnání výpočtu s tabelovanými hodnotami při tlaku  $p = 101325\text{Pa}$ , hodnoty převzaty z [4, příloha 12, 13, 14]

kde  $A$  je velikost teplosměnné plochy a  $\bar{\alpha}$  je průměrný součinitel přestupu tepla. Analogicky ke vztahu (2.21) lze pro přenos hmoty definovat obdobnou rovnici, kde místo teplotního gradientu vystupuje gradient koncentrační

$$\dot{n}_A = \beta(c_{As} - c_{Ak}), \quad (2.23)$$

přenásobením obou stran rovnice  $M_A$ , molární hmotností složky A, lze dostat

$$\dot{m}_A'' = \beta(\rho_{As} - \rho_{Ak}), \quad (2.24)$$

kde  $\beta [m \cdot s^{-1}]$  je koeficient přestupu hmoty.

### 2.2.1 Součinitel přestupu tepla a hmoty

Studium konvektivního přenosu se často soustředí pouze na určení součinitele přestupu tepla  $\alpha$ , resp. hmoty  $\beta$ , neboť jak již bylo zmíněno, oba součinitelé jsou ovlivněny celou řadou faktorů (fyzikální vlastnosti tekutiny, charakter proudění, vliv geometrie). Nelze tak součinitele přenosu tepla a hmoty chápat jako univerzální konstantu, protože neexistuje univerzální rovnice, která by je umožnila spočítat. Proto je lepší chápat Newtonův ochlazovací zákon (rovnice (2.21)) a jeho analogii pro přenos hmoty (rovnice (2.24)) ne jako zákon, ale jako definici součinitele přestupu tepla, resp. hmoty.

Nyní bude rozebírán pouze součinitel přestupu hmoty. Pro stanovení součinitele přestupu hmoty existuje několik v praxi používaných metod:

1. pomocí kritériálních rovnic
2. experimentálně
3. pomocí počítačové dynamiky tekutin (CFD)

V této práci jsou použity metody jedna a dva, kdy v matematickém modelu pro návrh trati je realizován výpočet pomocí kritériální rovnice a užití vztahy jsou následně experimentálně ověřeny v měřící trati.

### 2.2.2 Nucená konvekce

Při určování součinitele přestupu hmoty experimentálně je třeba identifikovat fyzikální veličiny, které daný problém vystihují. V případě nuceného stacionárního proudění nad vodním filmem ovlivňují přenos hmoty tyto veličiny: rychlost proudu vzduchu  $v[m \cdot s^{-1}]$ , dynamická viskozita  $\mu[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$ , hustota  $\rho[kg \cdot m^{-3}]$ , difuzní koeficient  $D_{ab}[m^2 \cdot s^{-1}]$ , součinitel přestupu hmoty  $\beta[m \cdot s^{-1}]$  a charakteristická délka  $L[m]$ , celkem šest proměnných. Nicméně na základě rozměrových vazeb jednotlivých fyzikálních veličin lze snížit počet proměnných popisující tento problém užitím Buckinghamova  $\Pi$ -teorému, kdy jednotlivé veličiny můžeme přeskupit do  $n - k$  bezrozměrných skupin

$$f_1(v, \mu, \rho, D_{ab}, \beta, L) = f_2(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_{n-k}), \quad (2.25)$$

kde  $n$  je počet fyzikálních veličin popisující daný problém a  $k$  je počet využitých základních veličin v soustavě jednotek. Z toho plyne že:  $n = 6$  a  $k = 3$  ( $kg, m, s$ ). Z rozměrové analýzy lze tedy identifikovat  $6 - 3 = 3$  bezrozměrné skupiny:  $\pi_1, \pi_2, \pi_3$ . Pro identifikování těchto skupin bude východiskem člen  $\pi$  jako součin všech zmíněných fyzikálních veličin povýšených na neznáme exponenty

$$\pi = v^a \cdot \mu^b \cdot \rho^c \cdot D_{ab}^d \cdot \beta^e \cdot L^f. \quad (2.26)$$

Člen  $\pi$  je bezrozměrný, pokud je součet mocnidelů základních veličin rovný 0

$$[m] : a - b - 3c + 2d + e + f = 0,$$

$$[kg] : b + c = 0,$$

$$[s] : -a - b - d - e = 0.$$

Pro šest neznámých jsou k dispozici pouze tři rovnice. Nyní je třeba vyjádřit tři libovolné exponenty pomocí ostatních

$$b + c = 0 \rightarrow b = -c,$$

$$-a - b - d - e = 0 \rightarrow -a + c - d - e = 0 \rightarrow c = a + e + d,$$

$$a - b - 3c + 2d + e + f = 0 \rightarrow -a - e + f = 0 \rightarrow a + a + d + e - 3 \cdot (a + d + e) + 2d + e + f = 0.$$

$$a = -e + f,$$

$$c = f + d,$$

$$b = -f - d.$$

Nyní lze takto vyjádřené koeficienty zpět dosadit do rovnice (2.26)

$$\pi = v^{(-e+f)} \cdot \mu^{(-f-d)} \cdot \rho^{(f+d)} \cdot D_{ab}^d \cdot \beta^e \cdot L^f = \left( \frac{D_{ab} \cdot \rho}{\mu} \right)^d \cdot \left( \frac{\beta}{v} \right)^e \cdot \left( \frac{v \cdot L \cdot \rho}{\mu} \right)^f, \quad (2.27)$$

odkud lze definovat jednotlivé  $\pi$ -parametry (podobnostní čísla)

$$\pi_1 = \frac{D_{ab} \cdot \rho}{\mu} = \frac{D_{ab}}{\nu} = \frac{1}{\nu/D_{ab}} = \frac{1}{Sc}. \quad (2.28)$$

Člen  $\nu/D_{ab} = Sc$  se nazývá Schmidtovo číslo a vyjadřuje poměr difuzivity hybnosti a difuzivity hmoty. Další bezrozměrná čísla jsou

$$\pi_2 = \frac{\beta}{v}, \quad (2.29)$$

$$\pi_3 = \frac{u \cdot L \cdot \rho}{\mu} = \frac{u \cdot L}{\nu} = Re. \quad (2.30)$$

Člen  $\pi_3$  definuje Reynoldsovo číslo, které vyjadřuje poměr setrvačných a vazkých sil v tekutině. Členy  $\pi_1, \pi_2$  a  $\pi_3$  lze mezi sebou také násobit a dělit, a tak lze úpravou dostat

$$\frac{\pi_2 \cdot \pi_3}{\pi_1} = \frac{\frac{\beta}{\nu} \cdot \frac{v \cdot L}{\nu}}{\frac{D_{ab}}{\nu}} = \frac{\beta \cdot L}{D_{ab}} = Sh, \quad (2.31)$$

kde  $Sh$  je Sherwoodovo číslo vyjadřující poměr konvektivního přenosu hmoty ku difuznímu přenosu hmoty. Funkční závislost popisující konvektivní přenos hmoty pro nucenou konvekci při obtékání desky je vyjádřena implicitní kritériální rovnicí

$$f(Sh, Sc, Re) = 0. \quad (2.32)$$

Součinitel přestupu hmoty je obsažen pouze v Sherwoodově čísle, pro jeho určení je třeba upravit funkční závislost na

$$Sh = g(Sc, Re). \quad (2.33)$$

Pro případ obtékání horizontální desky v režimu nucené konvekce lze kritériální rovnici pro střední hodnotu Sherwoodova čísla přímo odvodit z Prandtlových rovnic mezní vrstvy [6, 7] pro laminární režim či pomocí integrální bilance pro turbulentní režim [7, 8]

$$Sh = 0,664 \cdot Re^{1/2} \cdot Sc^{1/3} \quad (Re < 500000), \quad (2.34)$$

$$Sh = 0,0365 \cdot Re^{4/5} \cdot Sc^{1/3} \quad (Re > 500000). \quad (2.35)$$

Při odvození byl zanedbán vliv disipace energie v mezní vrstvě, teplotní závislost fyzikálních parametrů a kompresibilita proudícího prostředí. Dále byly uvažovány nízké rychlosti přenosu hmoty (příčná rychlost  $v_y \sim 0$ ) [6].

### 2.2.3 Volná konvekce

Obdobnou analýzu pomocí  $\Pi$ -teorému lze provést i pro případ konvekce volné. Přenos hmoty při přirozené konvekci popisují tyto veličiny: dynamická viskozita  $\mu[kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}]$ , hustota  $\rho[kg \cdot m^{-3}]$ , difuzní koeficient  $D_{ab}[m^2 \cdot s^{-1}]$ , vztlaková síla  $g \cdot \Delta\rho[m \cdot s^{-2}][kg \cdot m^{-3}]$ , součinitel přestupu hmoty  $\beta[m \cdot s^{-1}]$  a charakteristická délka  $L[m]$

$$\pi = \mu^a \cdot \rho^b \cdot D_{ab}^c \cdot (g \cdot \Delta\rho)^d \cdot \beta^e \cdot L^f. \quad (2.36)$$

Opět lze porovnat jednotky u všech členů

$$[m] : -a - 3b + 2c - 2d + e + f = 0,$$

$$[kg] : a + b + d = 0,$$

$$[s] : a + c + 2d + e = 0.$$

Stejně jako v předchozím případě se ve třech rovnicích vyskytuje šest neznámých, proto budou tři exponenty vyjádřeny kombinací zbývajících

$$a = -c - 2d - e,$$

$$b = c + d + e,$$

$$f = e + 3d,$$

$$\pi = \left( \frac{D_{ab} \cdot \rho}{\mu} \right)^c \cdot \left( \frac{g \cdot \Delta\rho \cdot \rho \cdot L^3}{\mu^2} \right)^d \cdot \left( \frac{L \cdot \rho \cdot \beta}{\mu} \right)^e, \quad (2.37)$$

$$\pi_1 = \frac{D_{ab} \cdot \rho}{\mu} = \frac{D_{ab}}{\nu} = \frac{1}{\nu/D_{ab}} = \frac{1}{Sc}, \quad (2.38)$$

$$\pi_2 = \frac{g \cdot \Delta\rho \cdot \rho \cdot L^3}{\mu^2} = Gr_m, \quad (2.39)$$

$$\pi_3 = \frac{L \cdot \rho \cdot \beta}{\mu}, \quad (2.40)$$

člen  $\pi_2$  se nazývá Grashofovo číslo a vyjadřuje poměr vztlakových a vazkých sil, člen  $\pi_3$  může být podělením členem  $\pi_1$  opět upraven do Sherwoodova čísla

$$\frac{\pi_3}{\pi_1} = \frac{\frac{L \cdot \rho \cdot \beta}{\mu}}{\frac{D_{ab} \cdot \rho}{\mu}} = \frac{L \cdot \beta}{D_{ab}} = Sh. \quad (2.41)$$

Funkční závislost

$$Sh = g(Gr_m, Sc) \quad (2.42)$$

pro případ přenosu hmoty volnou konvekcí z horizontální desky lze určit pouze experimentálně. Tyto funkční závislosti byly určeny pro laminární i turbulentní volnou konvekci pouze pro přenos tepla a poté byla využita analogie mezi přenosem tepla a hmoty. Pokud jsou splněny podmínky úplné analogie (rychlostní, teplotní a koncentrační profily v bezrozměrné formě jsou reprezentovány analogickými funkčními závislosti), lze převést rovnice a korelace platné pro jeden typ přenosu na jiný typ zaměněním odpovídajících bezrozměrných kritérií. Odpovídající si podobnostní čísla jsou v tabulce 2.



Přenos hmoty	Přenos tepla
Reynoldsovo číslo $Re = \frac{u \cdot L}{\nu}$	Reynoldsovo číslo $Re = \frac{u \cdot L}{\nu}$
Schmidtovo číslo $Sc = \nu / D_{ab}$	Prandtlovo číslo $Sc = \nu / a$
Sherwoodovo číslo $Sh = \frac{L \cdot \beta}{D_{ab}}$	Nusseltovo číslo $Nu = \frac{L \cdot \alpha}{\lambda}$
Grashofovo číslo $Gr_m = \frac{g \cdot \Delta \rho \cdot \rho \cdot L^3}{\mu^2}$	Grashofovo číslo $Gr = \frac{g \cdot \Delta T \cdot B \cdot L^3}{\nu^2}$

Tabulka 2: Analogická bezrozměrná čísla v konvektivním přenosu tepla a hmoty

Pro laminární volnou konvekci pak platí [9]

$$Nu = 0,54 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/4} \rightarrow Sh = 0,54 \cdot (Gr_m \cdot Sc)^{1/4} \quad (2 \cdot 10^4 > (Gr \cdot Pr) > 8 \cdot 10^6), \quad (2.43)$$

pro turbulentní volnou konvekci [9]

$$Nu = 0,15 \cdot (Gr \cdot Pr)^{1/3} \rightarrow Sh = 0,15 \cdot (Gr_m \cdot Sc)^{1/3} \quad (8 \cdot 10^6 > (Gr \cdot Pr) > 10^{11}). \quad (2.44)$$

Podobnost teplotního a koncentračního pole při vzájemném přenosu tepla a hmoty vyjadřuje Lewi-  
sovo číslo

$$Le = \frac{a}{D_{ab}} = \frac{Sc}{Pr}. \quad (2.45)$$

#### 2.2.4 Smíšená konvekce

V řadě případů může docházet ke kombinaci obou typů konvektivního přenosu (vliv nucené a přiro-  
zené konvekce není zanedbatelný). Pro identifikování režimu smíšené konvekce se při přenosu tepla  
užívá Richardsonovo číslo

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2}. \quad (2.46)$$

Při přenosu hmoty se nahradí:  $Gr \rightarrow Gr_m$ . Odvození Richardsonova čísla lze nalézt v [10]. Lze  
rozlížit tři případy:

- $Ri \gg 1$ : převládá volná konvekce
- při  $Ri \ll 1$ : převládá nucená konvekce
- $Ri = < 0, 1; 10 >$ : je nutné uvažovat oba typy konvekce současně.

Při smíšené konvekci se pro výpočet Sherwoodova čísla využívá rovnice

$$Sh = (Sh_{přirozena}^a \pm Sh_{nucena}^a)^{\frac{1}{a}}, \quad (2.47)$$

kdy výsledné Sherwoodovo číslo se interpoluje z Sherwoodova čísla pro přirozenou konvekci a z Sherwoodova čísla pro nucenou. Koeficient  $a$  nabývá hodnot  $a = \langle 1, 2 \rangle$  [1, 2]. Pro Nusseltovo číslo platí analogický vztah k rovnici (2.47)

$$Nu = (Nu_{přirozena}^a \pm Nu_{nucena}^a)^{\frac{1}{a}}, \quad (2.48)$$

hodnoty koeficientu  $a$  pro přenos tepla leží v intervalu  $a = \langle 3, 4 \rangle$  [1].

### 3 Návrhový výpočet rozměrů směšovacího prostoru

Trať musí být navržena tak, aby při nízkých rychlostech ( $v = 0,1 \text{ m s}^{-1}$ ) a teplotě vody ležící v intervalu  $T = (50 \div 60)^\circ\text{C}$  byl rozdíl vlhkostí mezi vstupem a výstupem měřitelný, avšak vlhký vzduch na výstupu nebyl nasycený. Zmíněné podmínky jsou voleny s ohledem na budoucí využití poznatků a změřených dat.

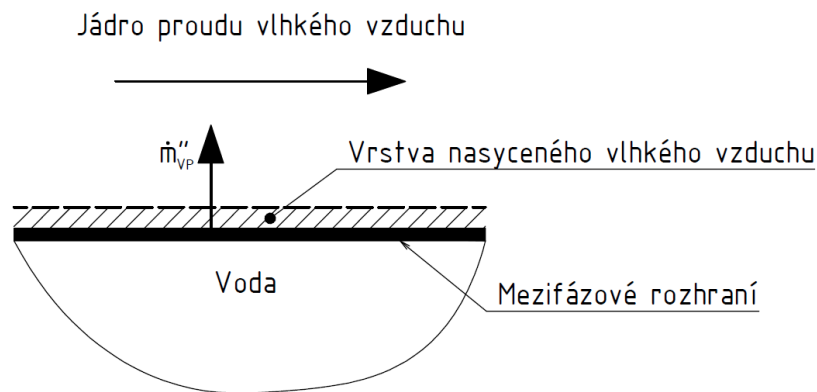
Podmínky návrhu jsou voleny

- vstupní teplota proudu vzduchu:  $20^\circ\text{C}$
- vstupní vlhkost: 50%
- výstupní vlhkost: 85%
- tlak:  $101325 \text{ Pa}$
- objemová rychlost ve směšovacím prostoru:  $0,1 \text{ m s}^{-1}$
- délka vodního filmu:  $0,2 - 2 \text{ m}$
- teplota vody:  $55^\circ\text{C}$
- průřez trati: čtvercový

Výpočet bude proveden pomocí výpočetního prostředí Matlab.

#### 3.1 Modelování přenosu hmoty

Při tvorbě matematického modelu je provedena řada zjednodušení: nejsou uvažovány žádné lokální změny teploty vlhkého vzduchu ani koncentrace vodní páry obsažené ve vzduchu v objemu nad vodním filmem. Teplotní gradient a gradient vlhkosti tak bude zanedbán. Nad mezifázovým rozhraním bude uvažována tenká vrstva nasyceného vlhkého vzduchu.

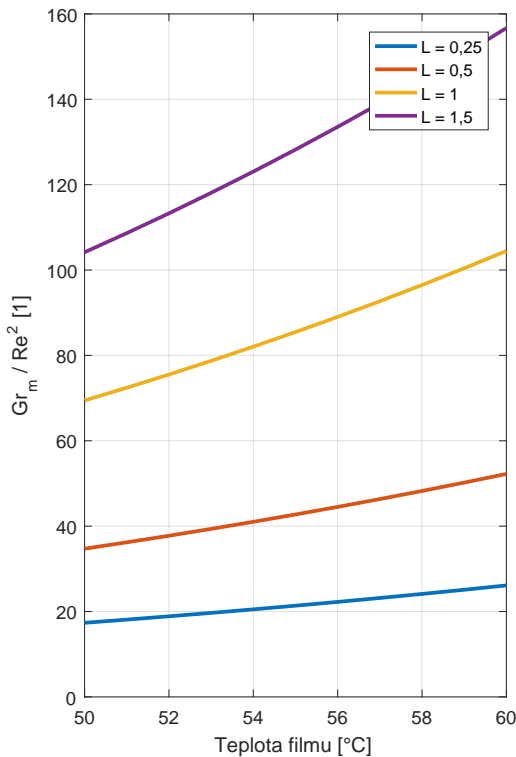


Obrázek 2: Schéma přenosu hmoty

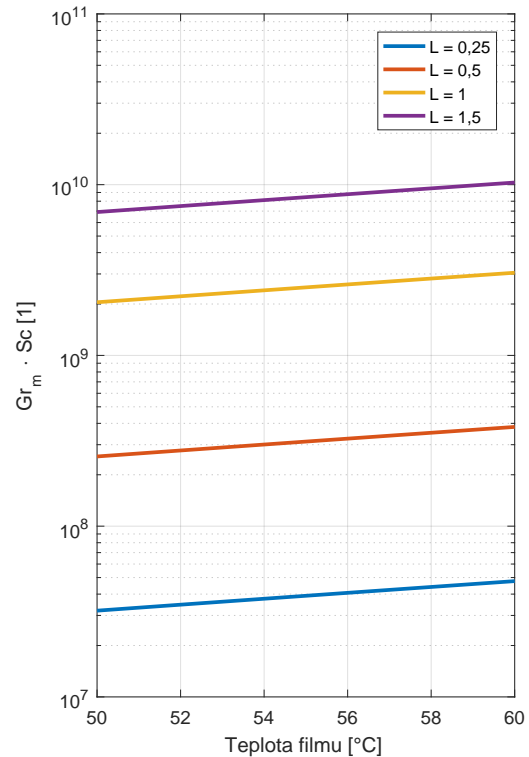
### 3.2 Určení režimu konvektivního přenosu a délky vodního filmu

Prvním krokem při návrhu bude určení režimu konvekce pomocí velikosti poměru  $\frac{Gr_m}{Re^2}$  (zda jde o volnou či nucenou konvekci). Délka trati by měla být volena tak, aby výsledný poměr ležel daleko od intervalu  $\frac{Gr_m}{Re^2} = \langle 0, 1; 10 \rangle$ , neboť pro smíšenou konvekci neexistují jednoznačné korelace. Proto by poměr  $\frac{Gr_m}{Re^2}$  měl být volen s dostatečnou rezervou. Testovány budou tyto délky vodního filmu:  $L = [0, 25; 0, 5; 1; 1, 5]m$ .

Závislost  $\frac{Gr_m}{Re^2}$  na teplotě pro zvolené délky vodního filmu je na obr. 3. Z velikosti poměru  $\frac{Gr_m}{Re^2}$  vyplývá, že jde o volnou konvekci. Křivka  $L = 0, 25$  je velmi blízko  $\frac{Gr_m}{Re^2} = 10$  (oblasti smíšené konvekce), čímž se jeví jako nevhodná. Dále je potřeba volit délku  $L$  s ohledem na režim volné konvekce a vyvarovat se přechodové oblasti. V [1] je uvedeno, že volná konvekce je laminární, pokud součin  $Gr_m \cdot Sc < 2 \cdot 10^7$ , o velikosti přechodové oblasti mezi laminárním a turbulentním režimem se však článek nezmiňuje, nicméně pro vyhnutí se přechodové oblasti bude součin  $Gr_m \cdot Sc$  volen větší než  $10^9$ . To už splňují pouze dvě zkoumané délky vodního filmu,  $L=1m$  a  $L=1,5m$ . Délka byla zvolena  $L=1m$ , neboť oproti délce  $L=1,5m$  bude menší zástavbový prostor a také nižší náklady spojené se stavbou trati.



Obrázek 3: Závislost  $Gr_m/Re^2$  na teplotě desky pro různé délky vodního filmu



Obrázek 4: Závislost  $Gr_m \cdot Sc$  na teplotě desky pro různé délky vodního filmu

### 3.3 Určení průřezu směšovacího prostoru

Pro zvolenou délku vodního filmu  $L=1\text{m}$  je nyní třeba určit průřez (čtvercový) směšovacího prostoru tak, aby vzduch na výstupu z trati měl relativní vlhkost  $\varphi = 0,85$  při podmínkách zmíněných v úvodu této kapitoly. V prvním kroku výpočtu bude zanedbáno ohřátí proudícího vzduchu a výstupní měrná vlhkost bude určena ze vstupní teploty. Východiskem je rovnice (2.2)

$$x_{out} - x_{in} = \frac{\dot{m}_{VP}}{\dot{m}_{SV}} = \frac{\dot{m}_{VP}'' \cdot A_{film}}{\dot{m}_{SV}'' \cdot A_{duct}} = \frac{\dot{m}_{VP}'' \cdot (B \cdot L)}{\dot{m}_{SV}'' \cdot (B \cdot B)} = \frac{\dot{m}_{VP}'' \cdot L}{\dot{m}_{SV}'' \cdot B}. \quad (3.1)$$

Z této rovnice se vyjádří  $B$

$$B = \frac{\dot{m}_{VP}'' \cdot L}{\dot{m}_{SV}'' \cdot (x_{out} - x_{in})}, \quad (3.2)$$

hustotu hmotnostního toku  $\dot{m}_{VP}''$  lze vyjádřit dle rovnice (2.24):

$$\dot{m}_{VP}'' = \beta \cdot (\rho_{VP_{Film}} - \rho_{VP_{\infty}}) = 0,0044 \cdot (0,1040 - 0,0086) = 4,2305 \cdot 10^{-4} \text{kg/s} \cdot \text{m}^2,$$

hustotu hmotnostního toku  $\dot{m}_{SV}''$  jako

$$\dot{m}_{SV}'' = \rho_{SV} \cdot v = 1,1991 \cdot 0,1 = 0,1199 \text{kg/s} \cdot \text{m}^2.$$

Po provedení výpočtu je velikost  $B$

$$B = \frac{4,2305 \cdot 10^{-4} \cdot 1}{0,1199 \cdot (0,0125 - 0,0073)} = 0,66 \text{m}.$$

Takto určený rozměr byl spočten bez uvážení ohřátí vzduchu a bude dále korigován, neboť při růstu teploty roste mezní obsah vodní páry v proudícím vzduchu. To umožňuje snížit jeho hmotnostní tok a tedy i rozměry tratě. Teplotu na výstupu směšovacího prostoru lze spočítat z energetické rovnice

$$\dot{Q} + \dot{m}_{SV} \cdot h_{1+x_{in}} + \dot{m}_{VP} \cdot h_{VP} + \dot{m}_{SV} \cdot (1+x_{in}) \cdot \frac{v_{in}^2}{2} = \dot{m}_{SV} \cdot h_{1+x_{out}} + \dot{m}_{SV} \cdot (1+x_{out}) \cdot \frac{v_{out}^2}{2}. \quad (3.3)$$

Změnu kinetické energie lze zanedbat,  $\dot{Q}$  se spočítá dle rovnice (2.22). Koeficient přestupu tepla  $\alpha$  se vypočte z Nusseltova čísla, které se určí pomocí kritériální rovnice pro volnou turbulentní konvekci (rovnice (2.44)). Pro  $\dot{m}_{VP}$  platí

$$\dot{m}_{VP} = \dot{m}_{VP}'' \cdot A = \beta \cdot (\rho_{VP_{Film}} - \rho_{VP_{\infty}}) \cdot B \cdot L. \quad (3.4)$$

Měrná entalpie nenasyceného vlhkého vzduchu jakožto ideálního plynu je

$$h_{1+x} = c_{pSV} \cdot t + x \cdot (l_{i,g0} + c_{pVP} \cdot t), \quad (3.5)$$

pro měrnou entalpii vodní páry o teplotě  $t > 50^\circ\text{C}$  platí vztah [4]

$$h_{VP} = 2500,9 \cdot 10^3 + A \cdot t + \frac{B}{2} \cdot t^2 + \frac{C}{3} \cdot t^3 - \left( A \cdot 0,01 + \frac{B}{2} \cdot 0,01^2 + \frac{C}{3} \cdot 0,01^3 \right), \quad (3.6)$$

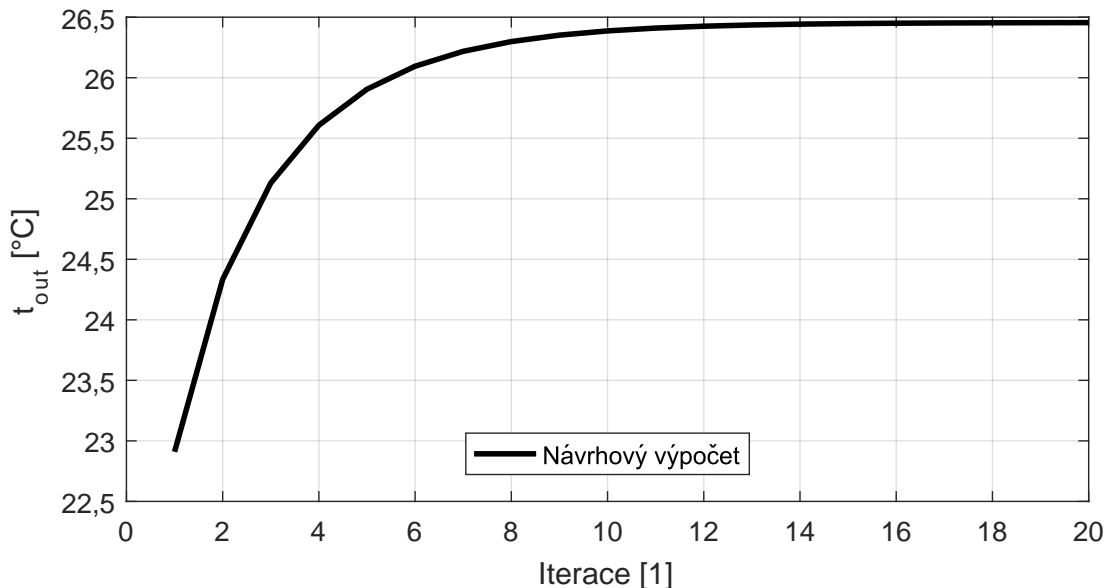
kde  $A = 1856,1 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ,  $B = 0,28056 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-2}$  a  $C = 6,9444 \cdot 10^{-4} \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-3}$ . Po dosazení do rovnice (3.3) lze vyjádřit výstupní teplotu

$$t_{out} = \frac{\frac{\dot{Q}}{\dot{m}_{SV}} + c_{pSV} \cdot t_{in} + x_{in} \cdot (l_{l,g0} + c_{pVP} \cdot t_{in}) + \frac{\dot{m}_{VP}}{\dot{m}_{SV}} \cdot h_{VP} - x_{out} \cdot l_{l,g0}}{c_{pSV} + x_{out} \cdot c_{pVP}}, \quad (3.7)$$

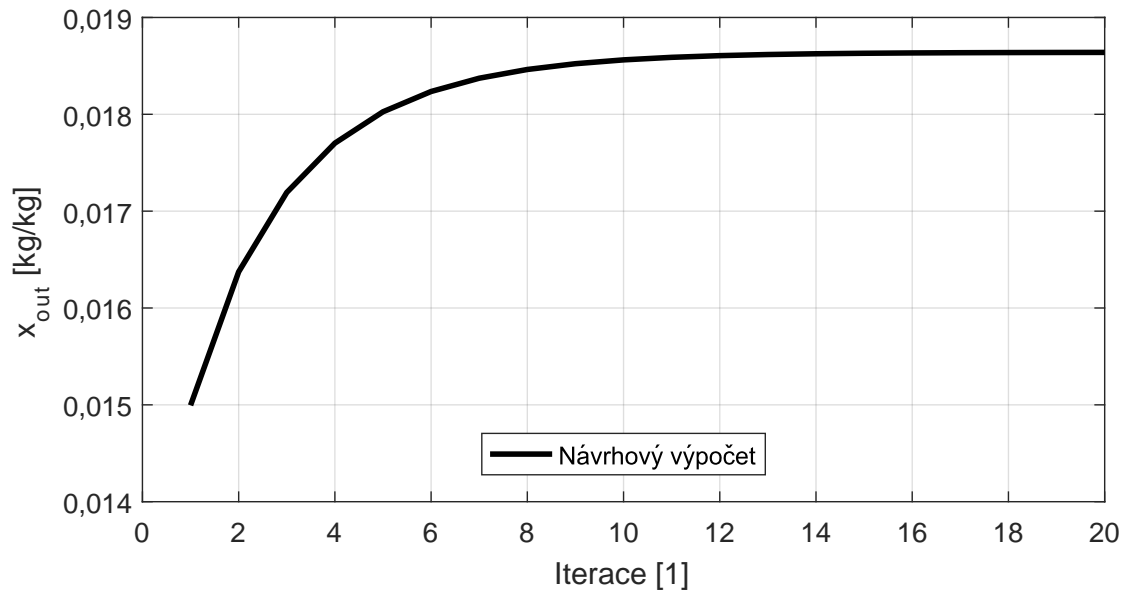
v rovnici (3.7) se na pravé straně nalézá výstupní měrná vlhkost  $x_{out}$ , jež je funkcí právě výstupní teploty  $t_{out}$ . Proto je nutné řešit výpočet iterativně. Výsledky výpočtu jsou na obr. 5, 6 a 7.

### 3.3.1 Výsledky výpočtu

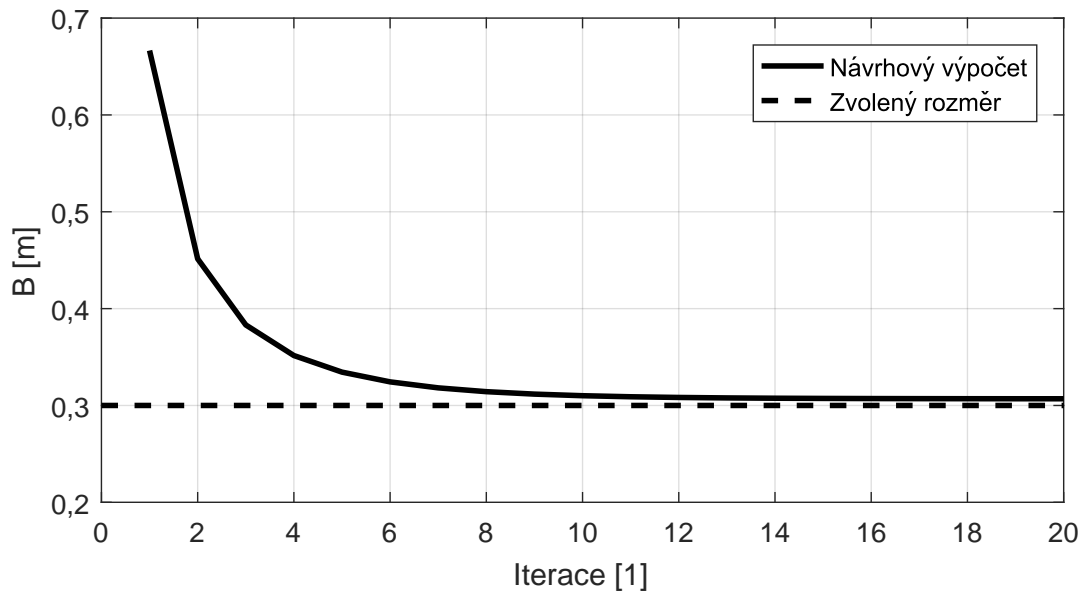
Z výsledků (obr. 5, 6 a 7) lze vidět, že výpočet zkonvergoval a výstupní měrná vlhkost opravdu narostla a zároveň klesla velikost směšovacího prostoru více jak na polovinu, konkrétně na  $B = 0,31m$ . Výsledek byl zaokrouhlen na  $B = 0,3m$ , tento rozměr bude dále použit pro konstrukční návrh trati. Takto provedený výpočet vyšel z předpokladů volné turbulentní konvekce pro přenos tepla i hmoty, neboť pro teplotu vodního filmu  $55^\circ\text{C}$  bylo spočteno:  $Ri = Gr/Re^2 = 99,1$   $Gr_m/Re^2 = 83,8$ ,  $Gr_m \cdot Pr = 3,6 \cdot 10^9$  a  $Gr_m \cdot Sc = 2,5 \cdot 10^9$ . Dále byl zohledněn nárůst výstupní teploty, ztráty skrz stěny trati byly zanedbány. Změna kinetické energie ve směšovacím prostoru byla taktéž zanedbána.



Obrázek 5: Průběh  $t_{out}$  proudícího vzduchu v závislosti na iteraci výpočtu



Obrázek 6: Průběh  $x_{out}$  proudícího vzduchu v závislosti na iteraci výpočtu



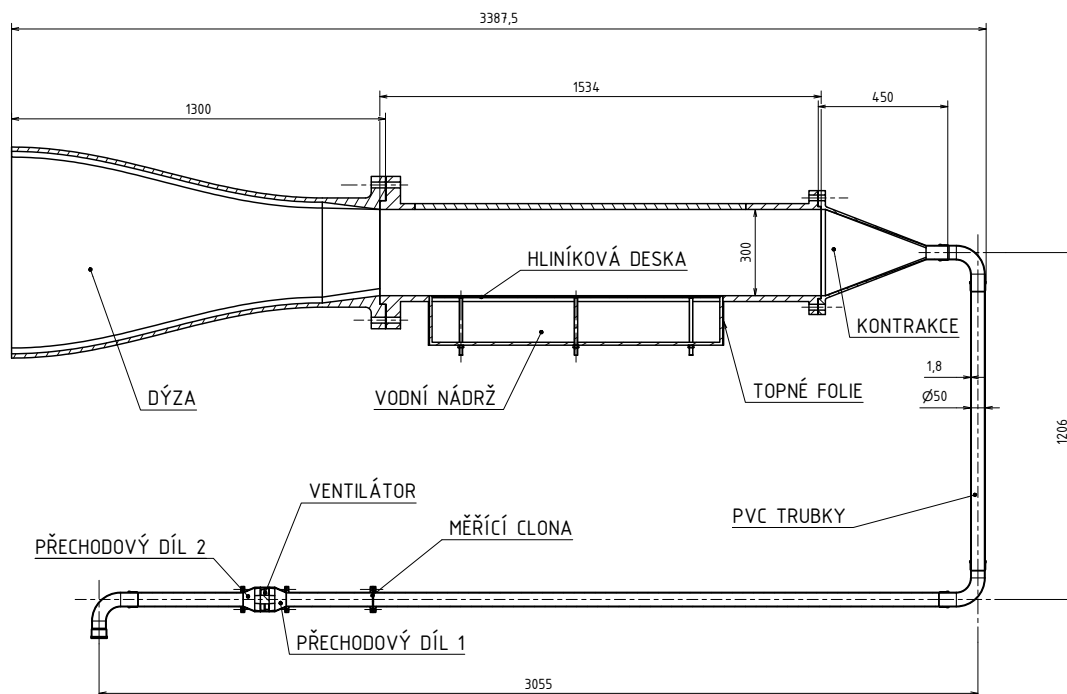
Obrázek 7: Průběh B měřícího prostoru v závislosti na iteraci výpočtu

## 4 Konstrukční návrh trati

Na základě předchozího návrhového výpočtu základních rozměrů směšovacího prostoru bylo přistoupeno ke konstrukčnímu návrhu trati. Pro přiblížení se modelovému případu je potřeba splnit několik požadavků:

- vyrovnaný rychlostní profil na vstupu do směšovacího prostoru
- vyrovnané rozložení teploty vodního filmu
- vyrovnané rozložení výstupní vlhkosti v místě jejího měření

Tyto požadavky jsou zajištěny několika komponenty tratě, které jsou v této kapitole jednotlivě popsány. Schéma celé trati je na obr. 8. Usměrnění nasávaného proudu je zajištěno dýzou. Usměrněný proud vzduchu poté vstupuje do směšovacího prostoru čtvercového průřezu. Pod ním se nalézá vana s ohřátou vodou na požadovanou teplotu. Ponořením tenké hliníkové desky je ve vaně vytvořen vodní film. Směšovací prostor je zakončen kontrakcí a přechodem z čtvercového průřezu na kruhový. Za kontrakcí je instalováno uklidňovací potrubí, které je potřebné pro správnou funkci měřicí clony. Pro pohon trati je zvolen axiální ventilátor, umístěný ve výstupním potrubí trati. Výstupní potrubí je vyvedeno ven z místnosti, aby neovlivňovalo nasávaný vzduch do trati (zejména jeho vlhkost). Trať svoji strukturou připomíná aerodynamický tunel, nicméně difuzor, klasicky se nacházející za měřícím prostorem byl nahrazen naopak kontrakcí, která slouží k promíchání vlhkého vzduchu a dále



Obrázek 8: Schéma trati

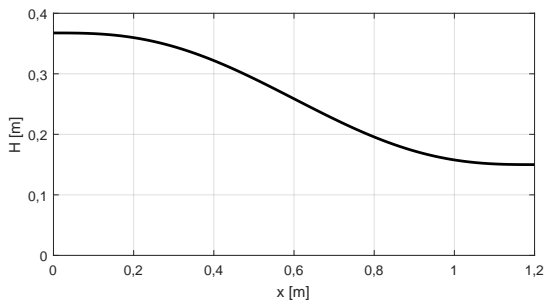


svedení proudu do trubky malého průřezu. To umožňuje měřit výstupní vlhkost pouze v jednom bodě průřezu. Fotky trati s popisky jsou umístěny v příloze A.

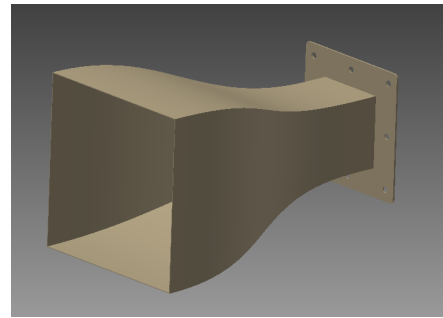
## 4.1 Návrh dýzy

Dýza urychluje a usměrňuje proudění na vstupu do měřícího prostoru. Správně navržená dýza poskytuje na výstupu stabilní proudění s vyrovnaným rychlostním profilem, snižuje intenzitu turbulence a minimalizuje nárůst mezní vrstvy [11, 12, 13]. Při návrhu tak je postupováno s ohledem na doporučení, která lze v literatuře nalézt. Poměr vstupní a výstupní plochy by měl ležet v intervalu  $< 6; 10 >$  [11], v tomto případě byla zvolena hodnota 6. Výstupní průřez je čtvercový, délka strany je 0,3m (určena pomocí matematického modelu, viz předchozí kapitola). Délka přechodové oblasti je 1,2m. Při návrhu tvaru přechodové oblasti byla použita polynomiální křivka 5. řádu [13]

$$H = B_{in-dyza} \cdot \left[ 1 - \left( 1 - \frac{B_{out-dyza}}{B_{in-dyza}} \right) \left( 10 \left( \frac{x}{L} \right)^3 - 15 \left( \frac{x}{L} \right)^4 + 6 \left( \frac{x}{L} \right)^5 \right) \right]. \quad (4.1)$$



Obrázek 9: Navržený tvar dýzy

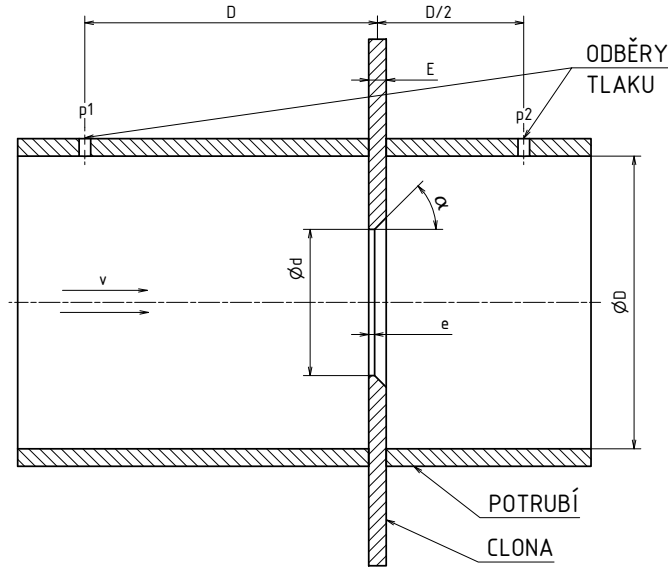


Obrázek 10: Model dýzy v Autodesk Inventor

Dýza byla vyrobena z ocelové plechu o tloušťka 2mm, typ oceli 11 375. postupným svařováním a následně opatřena komaxitovým nástřikem.

## 4.2 Směšovací prostor

Směšovací prostor je dlouhý 1,4m a je vyroben z plexiskla, aby bylo možné použít optické metody pro měření rychlosti (PIV - viz následující kapitola). Z důvodu malého pracovního prostoru řezacího zařízení, dostupného v laboratoři 12112, bylo nutné směšovací prostor rozdělit do dvou částí, jež jsou spojeny přírubami. Mezi dýzou a vodním filmem je kanál velmi krátký, proto nedojde k vyvinutí proudění, prostory v laboratoři však delší kanál neumožnily. Tvar rychlostního profilu ovlivňuje množství odpařené vody, vliv tvaru profilu na velikost Sherwoodova čísla je zmiňován v [14]. V této práci ale nebude tento jev nijak zohledňován, neboť je při měření a následném porovnání uvažována pouze volná konvekce. Směšovací prostor je ukončen kontrakcí s přechodem ze čtvercového průřezu na kruhový. V kontrakci a v koleni dochází k promíchání proudu vzduchu, a tak je možné měřit výstupní vlhkost v relativně blízké vzdálenosti od konce směšovacího prostoru.



Obrázek 11: Schéma clony s hlavními rozměry

### 4.3 Návrh měřicí clony / měření průtoku

Pro vyhodnocení množství odpařené vody je třeba znát hmotnostní tok nasávaného vzduchu (rovnice (2.2)). Ten je měřen clonou. Clona je škrťící orgán, sloužící k redukci statického tlaku. Tento rozdíl je měřen diferenciálním tlakovým převodníkem. Pro průtok clonou platí

$$\dot{m}_a \approx C\epsilon\sqrt{\Delta p} = \frac{C}{\sqrt{1-\beta^4}}\epsilon\frac{\pi}{4}d^2\sqrt{2\rho\Delta p}, \quad (4.2)$$

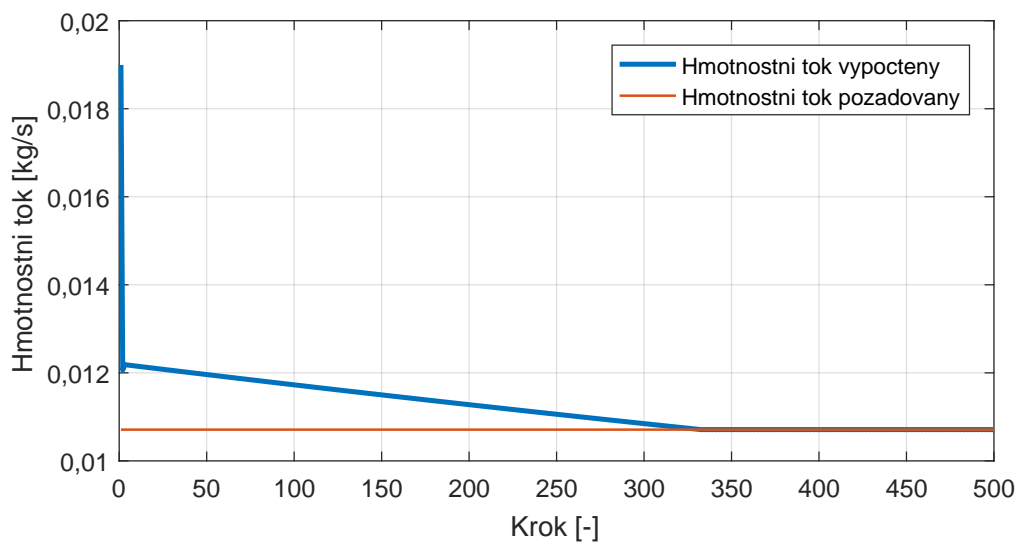
kde koeficienty  $C$  a  $\epsilon$  závisí na Reynoldsově čísle, na fyzikálních vlastnostech tekutiny a na tvaru clonky. Jak tyto koeficienty určit je popsáno v normě ČSN EN ISO 5167-2 [15].

Na obr. 11 jsou zakresleny hlavní rozměry, které je potřeba zvolit s ohledem na zmíněnou normu. Clona je umístěna do potrubí o  $\varnothing D = 50\text{mm}$ . Tloušťky  $E$  a  $e$  jsou voleny s ohledem na velikosti  $\varnothing D$ , pro tento konkrétní rozměr je přípustná tloušťka  $E_{max} = 3,2\text{mm}$ , a tak bylo zvoleno  $E = 3\text{mm}$ . Tloušťka  $e$  dle normy musí spadat do intervalu  $e = \langle 0, 25; 1 \rangle$ , bylo zvoleno  $e = 1\text{mm}$ . Úhel  $\alpha$  musí splňovat  $\alpha = 45^\circ \pm 15^\circ$ . Tlaková ztráta je měřena diferenčním tlakovým převodníkem s rozsahem do  $125\text{Pa}$ , proto bude clonka navrhována na tlakovou ztrátu  $\Delta p = 85\text{Pa}$  při rychlosti  $v = 0,1\text{m s}^{-1}$  ve směšovací prostor, jako proudící medium je uvažován vzduch. Jediným chybějícím parametrem clony je  $\varnothing d$ , který je nutné spočítat. Schéma výpočtu je znázorněno na obr. 13, výpočet je nutné řešit iterativně, průběh výpočtu je na obr. 12. Koeficienty  $\beta$  a  $C$  jsou na počátku výpočtu voleny jako 0.75, resp. 1. Odběry tlaku jsou voleny ve vzdálenosti  $D$ , resp  $D/2$ .

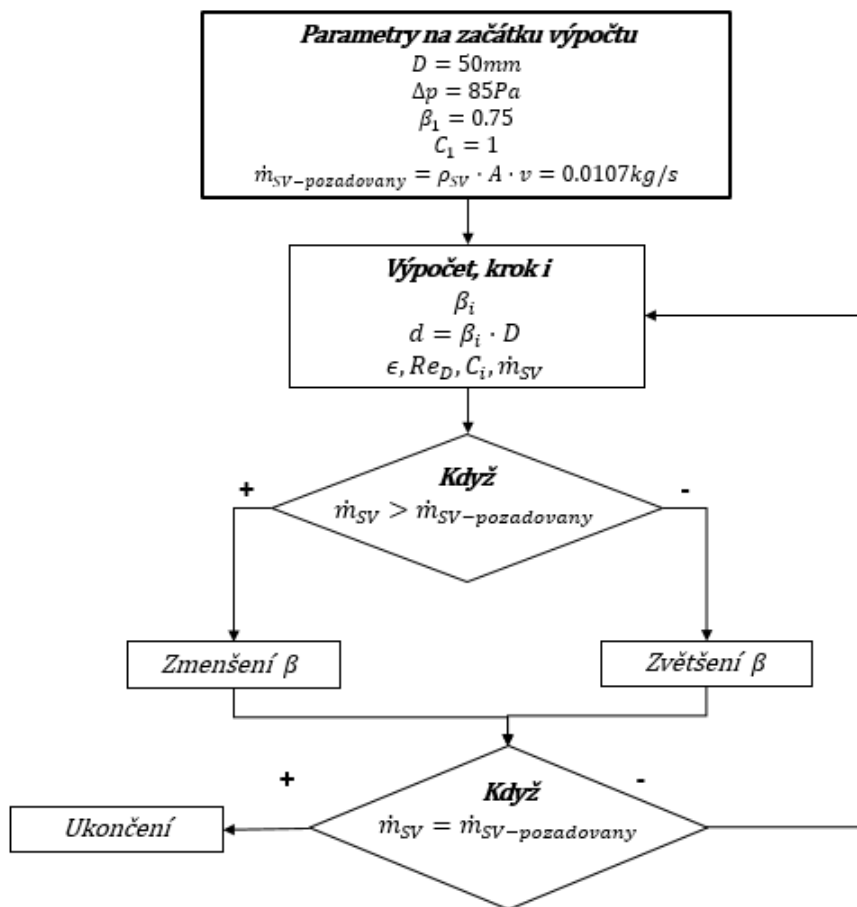
Výpočtem pro  $\Delta p = 85\text{Pa}$  byl určen  $\varnothing d = 36\text{mm}$ . Když jsou určeny všechny parametry, je třeba dle normy ověřit, že byly dodrženy všechny podmínky návrhu clony, viz tab. 3. Z ní je patrné, že všechny podmínky kladené normou byly při návrhu splněny.

Požadavek dle ČSN EN ISO 5167-2	Zvolený rozměr	Splněno
$\varnothing d \geq 12,5mm$	$\varnothing d = 36mm$	Ano
$50mm \leq \varnothing D \leq 1000mm$	$\varnothing D = 50mm$	Ano
$0,1 \leq \beta \leq 0,75$	$\beta = 0,72$	Ano
pro $\beta > 0,56$ : $Re_D \geq 16000\beta^2 \geq 8294,4$	$Re_D = 14617,4$	Ano

Tabulka 3: Srovnání rozměrových požadavků kladené normou ČSN EN ISO 5167-2 a zvolených rozměrů měřicí clony



Obrázek 12: Průběh návrhového výpočtu clony



Obrázek 13: Schéma návrhového výpočtu clony

#### 4.4 Vodní film a návrh ohřevu

Jak již bylo v úvodu této kapitoly zmíněno, vodní film je vytvořen ponořením tenké hliníkové desky do nádrže s vodou, která je umístěna pod směšovacími prostorem. Na spodní straně hliníkové desky se nalézají teploměry, které měří její teplotu. Voda v nádrži, předehřátá na zvolenou teplotu, slouží k udržení stabilních podmínek během měření. Pro vyhřívání vany s vodou budou použity samolepící topné folie umístěné na boky a dno vany. Při výpočtu potřebného výkonu topných folií se musí uvážit nejen ztráty skrze stěny nerezové vany, ale také teplo ztracené v důsledku odpaření vody z povrchu. Při odpařování vody dochází k odvodu energie  $\dot{Q}_{ev}$ , která je spotřebována na změnu fáze, tzv. výparné teplo vody (latentní teplo). Při odpařovacím procesu je pak tato energie brána z vnitřní energie vody, což vede k poklesu její teploty. Pokud je třeba udržet ustálený stav, tedy konstantní teplotu vody, je třeba zpět tuto energii dodat. Při zanedbání radiace a vedení skrz nerezové stěny bude tepelná bilance vodní nádrže (dle obr. 14)

$$\dot{Q}_{folie} - \dot{Q}_{konvekce} - \dot{Q}_{ev} - \dot{Q}_{ztraty} = 0, \quad (4.3)$$

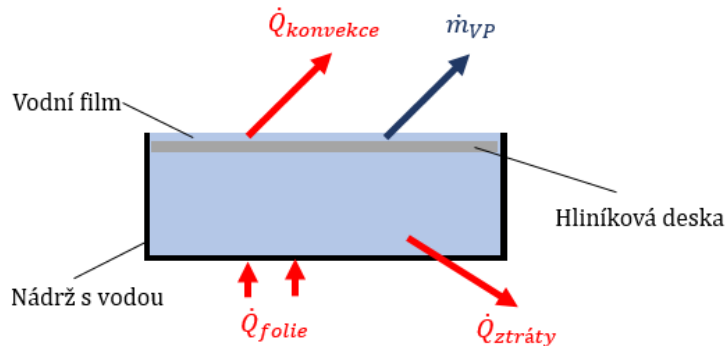
kde  $\dot{Q}_{ev}$  může být aproximováno jako [16]

$$\dot{Q}_{ev} = l \dot{m}_{VP} = l A \beta [\rho(T_s) - \rho(T_\infty)], \quad (4.4)$$

a  $\dot{Q}_{ztraty}$  lze rozepsat

$$\dot{Q}_{ztraty} = \dot{Q}_{ztraty-steny} + \dot{Q}_{ztraty-dno}. \quad (4.5)$$

Určení zmíněných tepelných toků  $\dot{Q}$  bude předmětem následující podkapitoly.



Obrázek 14: Tepelná bilance vodní lázně

##### 4.4.1 Výpočet

Při měření množství odpařené vody je zamýšlené teplotní rozmezí vodního filmu od 50°C do 60°C. Pro návrh topných folií je tak pracováno s teplotou 65°C, aby byl výkon folií předimenzovaný.

Podmínky návrhu jsou voleny:

- vstupní teplota proudu vzduchu: 20°C
- vstupní vlhkost: 50%
- tlak: 101325Pa
- objemová rychlost ve směšovací prostor: 0,1m s<sup>-1</sup>
- délka vodního filmu: 1m
- teplota vody: 65°C

Koeficient přestupu tepla je určen pomocí kritériálních rovnic pro Nusseltovo číslo, které bylo definováno v tab. 2. Kritériální rovnice pro Nusseltovo číslo pro horizontální desku orientovanou vzhůru v režimu volné turbulentní konvekce již byla zmíněna dříve v textu, viz rovnice (2.44). Pro Nusseltovo číslo pro horizontální desku orientovanou dolů v režimu volné konvekce platí [9]

$$Nu = 0,58(Gr \cdot Pr)^{\frac{1}{5}} \quad (10^5 < (Gr \cdot Pr) < 10^8). \quad (4.6)$$

Pro Nusseltovo číslo pro vertikální desku v režimu laminární volné konvekce byla určena rovnice [9]

$$Nu = 0,68 + \frac{0,67(Gr \cdot Pr)^{\frac{1}{4}}}{\left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr}\right)^{\frac{9}{16}}\right]^{\frac{4}{9}}} \quad (0,022 < Pr < 7640; 8 \cdot 10^{-5} < (Gr \cdot Pr) < 10^8). \quad (4.7)$$

Z tepelné bilance (rovnice (4.3))

$$\dot{Q}_{konvekce} = \alpha_{konvekce} \cdot A_{film} \cdot (T_{film} - T_{\infty}) = 6,22 \cdot 0,3 \cdot 45 = 83,97W,$$

$$\dot{Q}_{ztraty-dno} = \alpha_{ztraty-dno} \cdot A_{dno} \cdot (T_{film} - T_{\infty}) = 1,94 \cdot 0,3 \cdot 45 = 26,19W,$$

$$\dot{Q}_{ztraty-steny} = \alpha_{ztraty-steny} \cdot A_{steny} \cdot (T_{film} - T_{\infty}) = 3,74 \cdot 0,39 \cdot 45 = 65,64W,$$

$$\dot{Q}_{VP} = l(T_{film})\dot{m}_{VP} = l(T_{film}) \cdot \beta \cdot A \cdot [\rho(T_{film}) - \rho(T_{\infty})] = 2,346 \cdot 10^6 \cdot 0,0052 \cdot 0,3 \cdot 0,152 = 556,3W,$$

kde latentní/výparné teplo vody bylo určené pomocí rovnice [5]

$$l = 3,483 \cdot 10^6 - 5,863 \cdot 10^3 \cdot T + 12,140 \cdot T^2 - 1,403 \cdot 10^{-2} \cdot T^3. \quad (4.8)$$

Z výše uvedeného výpočtu lze vidět, že největší podíl z tepelných ztrát tvoří teplo spotřebované na změnu fáze. Tohoto jevu se s výhodou používá při výparném chlazení (evaporative cooling), např. v chladících věžích. Celkové teplo, které je pro udržení ustáleného stavu dodat, je  $\dot{Q}_{folie} = 734W$ . Na stěny a dno vany tak bude umístěno 12 folií s výkonem 65W, tj.  $\dot{Q}_{folie} = 12 \cdot 65 = 780W$ .

## 4.5 Pohon trati

Pro pohon trati jsou použity dva spojené protiběžné axiální ventilátory Sun Ace 80 [17], které při malých rozměrech poskytují vysoký průtok. Každý z ventilátorů je připojen na vlastní zdroj, díky čemuž tak lze regulovat výkon na každém ventilátoru zvlášť, případně jeden ventilátor zcela vypnout. Ventilátor je s kruhovým potrubím spojen přechodovými částmi vyrobenými na 3D tiskárně.

## 5 Sběr a vyhodnocení dat

Sběr dat (data acquisition) pomocí výpočetní techniky umožňuje pružné monitorování požadovaných fyzikálních veličin (tlak, teplota, hmotnost, vlhkost, atd.), jejich následné rychlé vyhodnocení a archivaci. Mnoho senzorů je vybaveno elektrickými obvody, jež změřený signál zpracují (zesílení, filtrování, izolování). Každý takový obvod má svojí adresu, která mu umožňuje komunikaci s PC. Upravený analogový signál je pak konvertován na digitální pomocí A/D převodníků a dále zpracován v PC.

### 5.1 Měřící senzory

Během měření je třeba zaznamenat tyto veličiny: vstupní a výstupní vlhkost, teplotu vodního filmu, průtok, teplotu okolí a okolní tlak. Vlhkost je měřena psychrometry, které se skládají ze dvou plášťových odporových čidel Pt1000. Jedno z těchto čidel (mokrý teploměr) je obaleno punčoškou navlhčenou destilovanou vodou. Při použití kohoutkové vody by na punčošce a čidle mohly ulpívat soli a jiné nečistoty, které by pak nepříznivě mohly ovlivnit teplotu mokrého teploměru, neboť snižují tlak vodních par nad povrchem punčošky [18]. Výhoda použití psychrometrů oproti jiným čidlům (odporovým, kapacitním) je snazší kalibrace, neboť stačí kalibrovat teplotní čidla a nikoliv celkové zařízení dle relativní vlhkosti, např. pomocí nasycených roztoků solí. Obě odporová čidla jsou připojena k vyhodnocovacímu plošnému obvodu. Pro měření výstupní vlhkosti jsou dva psychrometry umístěny do výstupního potrubí, ve kterém je dostatečná rychlost pro zajištění správné funkce mokrého teploměru (při rychlosti  $v = 0,1 m s^{-1}$  ve směšovací prostor je v odpadní trubce dosahováno rychlosti  $v \approx 4,5 m s^{-1}$ , což je naprosto dostačující, např. americká norma ASTM E337 uvádí pro měření aspiračním psychrometrem rychlost  $(3 - 10) m s^{-1}$ ). Psychrometr měřící vstupní vlhkost je umístěn nad vstup dýzy a je vybaven externím ventilátorem. Teplota suchého teploměru je pak také teplotou okolí. Fotku psychrometru lze nalézt v příloze A.

Teplota vodního filmu je měřena nepřímo, 18 teplotních senzorů Dallas DS18B20 je pravidelně rozmístěno na spodní stranu hliníkové desky v síti 6 x 3. Jelikož je však hliníková deska tenká a hliník je dobrý tepelný vodič, lze tak se zanedbatelnou chybou prohlásit měřenou teplotu za teplotu vodního filmu. Dallas DS18B20 je digitální teplotní čidlo malých rozměrů s chybou  $\pm 0,5^\circ C$ , což je pro danou aplikaci postačující. Výhodou senzorů je, že lze všechny teploměry připojit k jedné sběrnici, kterou obsluhuje jeden vyhodnocovací čip. Nevýhodou pak je velká přechodová konstanta, nicméně zde budou teploměry monitorovat pouze ustálený stav.

Průtok je měřen pomocí clonky, jejíž návrh a funkce byla popsána v kapitole 4.3. Pro měření tlakové difference jsou použity dva převodníky Setra 265: První převodník s rozsahem 125Pa měří tlakovou diferencii způsobenou clonkou (viz obr. 11 - odběry tlaku  $p_1$  a  $p_2$ ), druhý převodník s rozsahem 600Pa měří tlakovou diferencii mezi prvním tlakovým odběrem  $p_1$  a atmosférickým tlakem. Odběry tlaku jsou s tlakovými převodníky spojené pomocí trubiček od firmy Festo.

Všechny senzory jsou připojeny k trojlinkové sériové sběrnici. Tento signál je pak pomocí převodníku převeden na ethernet, což je běžné komunikační rozhraní s PC. Pro zpracování dat byl pak



zvolen program Matlab (musí mít zpřístupněn Instrument control toolbox), který umožňuje díky vestavěným funkcím data přes ethernet získat a zpracovat.

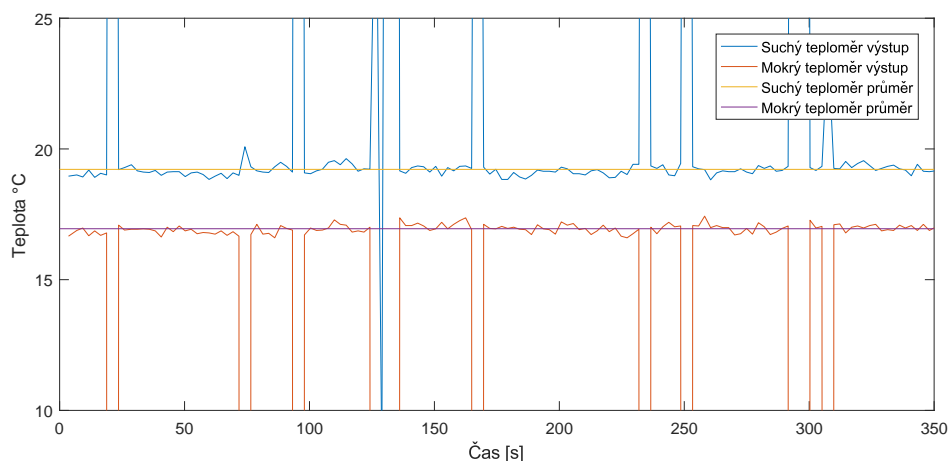
## 5.2 Metodika měření a vyhodnocení množství odpařené vody

### 5.2.1 Měření na trati

Jak již bylo zmíněno, získávání dat je realizováno v prostředí Matlab. Byl vytvořen skript, který umožňuje adresovat jednotlivé měřicí komponenty a získávat měřené hodnoty. Z odporových čidel je získávána hodnota odporu v  $\Omega$ , z tlakových převodníků hodnota proudu v  $mA$ , digitální teploměry Dallas vrací teplotu přímo ve  $^{\circ}C$ . Z odporu je pak podle rovnice udané výrobcem přepočítána hodnota odporu na teplotu, kdy je využito lineární závislosti. To samé se pak provede pro tlakové převodníky, hodnoty proudu jsou přepočteny na tlakové difference. Takto zpracovaná data jsou v každém kroku exportována do datového souboru *.mat*. Po změření požadované sady dat (doba měření byla volena 4-5 minut) je program ukončen uživatelem.

### 5.2.2 Vyhodnocení dat

Před vyhodnocením získaných dat je vždy nejprve nutné zkontrolovat, zda byly změřeny za ustáleného stavu. To lze zjistit vykreslením změřených dat v závislosti na čase, neboť průběh jednotlivých veličin musí být konstantní, viz obr. 15, na kterém lze vidět, že změřený signál osciluje okolo zprůměrované hodnoty. Dále tento obrázek ilustruje další věc, kterou je třeba při zpracování dat ošetřit, a to chybně změřená data, zpravidla snadno rozpoznatelná, neboť nabývají velmi odlišných hodnot. Ty je třeba odfiltrovat. Po odfiltrování těchto dat je přistoupeno k časovému zprůměrování.



Obrázek 15: Změřené teploty z výstupního psychrometru v závislosti na čase

### Vyhodnocení měrné vlhkosti

Dle rovnice (5.1) je z teplot suchého a mokrého teploměru a tlaků vypočtena měrná vlhkost

$$x = \frac{2501,6 - 2,3263(T_{mt} - 273,15)}{2501,6 + 1,8577(T_{st} - 273,15) - 4,184(T_{mt} - 273,15)} \cdot \frac{0,62509p_{VP-mt}''}{p - 1,005p_{VP-mt}''} + \frac{1,00416(T_{st} - T_{mt})}{2501,6 + 1,8577(T_{st} - 273,15) - 4,184(T_{mt} - 273,15)}. \quad (5.1)$$

### Vyhodnocení hmotnostního toku suchého vzduchu

Průtok je vyhodnocován iterativně v souladu s normou ČSN EN ISO 5167-2 [15]. Pro výpočet je třeba znát vlastnosti proudící tekutiny (dynamickou viskozitu). Ta je určena dle rovnice (2.16), vstup je výstupní teplota, výstupní měrná vlhkost a absolutní tlak v místě odběru  $p_1$ . Z hmotnostního toku vlhkého vzduchu clonkou je pak třeba určit hmotnostní tok vzduchu suchého dle

$$\dot{m}_{SV} = \frac{\dot{m}_{VV}}{1 + x_{out}}. \quad (5.2)$$

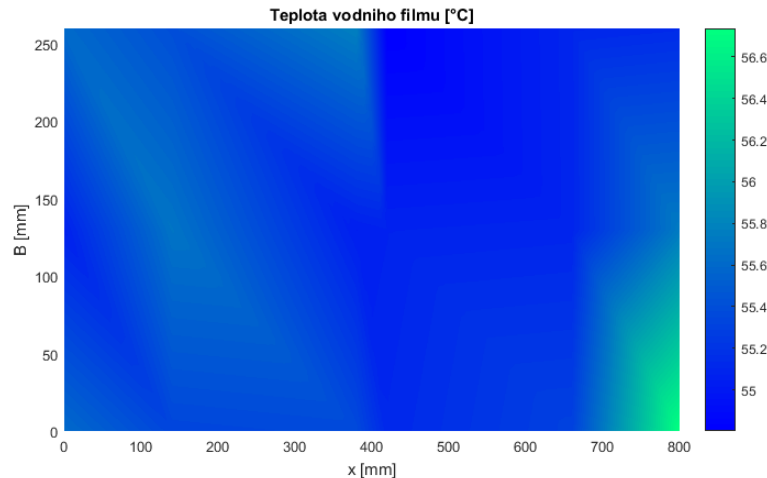
### Určení množství odpařené vody

Po vyhodnocení vstupní a výstupní měrné vlhkosti a hmotnostního toku už pak lze množství odpařené vody vyjádřit z rovnice (2.2)

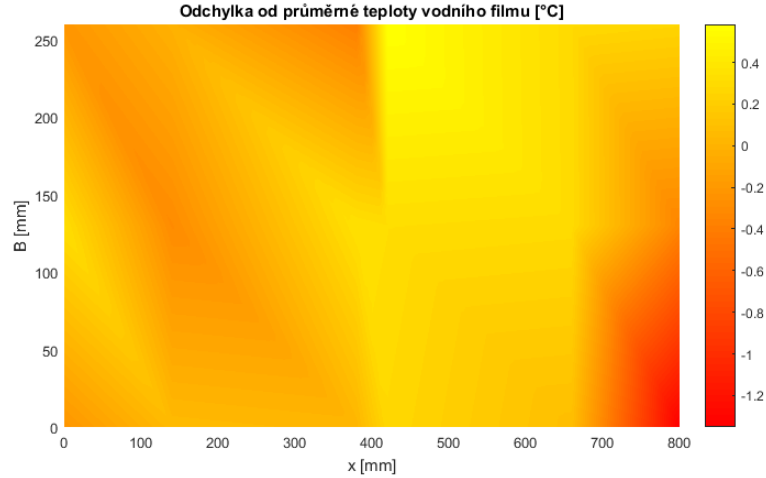
$$\dot{m}_{VP} = (x_{out} - x_{in}) \cdot \dot{m}_{SV}. \quad (5.3)$$

### Vyhodnocení teploty vodního filmu

Pomocí adres jednotlivých čidel lze získat informaci o rozložení teploty vodního filmu (obr. 16) a zjistit velikosti místních odchylek od průměrné teploty filmu (obr. 17). Při porovnání s matematickým modelem se pracuje pouze s průměrnou teplotou vodního filmu.



Obrázek 16: Horizontální rozložení teploty vodního filmu při jednom z měření



Obrázek 17: Rozdíl místní teploty od průměrné teploty vodního filmu při jednom z měření

### 5.2.3 Určení Lewisova čísla

Lewisovo číslo vyjadřuje podobnost koncentračního a teplotního pole a určí se dle rovnice (2.45). Pr a Sc číslo lze určit pomocí termodynamických a termofyzikálních vlastností vlhkého vzduchu ze vstupních a okrajových podmínek jednotlivých měření. Dále může být určeno také z poměru součinitelů přestupu tepla  $\alpha$  a hmoty  $\beta$ . V [16] je zmíněno, že  $Nu$  a  $Sh$  jsou obecně úměrné  $Pr^n$ , resp.  $Sc^n$ , kde  $n$  je kladné číslo menší než 1, a tak lze psát

$$\frac{Nu}{Pr^n} = \frac{Sh}{Sc^n}, \quad (5.4)$$

za  $Nu$  a  $Sh$  lze dosadit z tabulky 2

$$\frac{\alpha \cdot L}{\lambda} = \frac{\beta \cdot L}{D_{ab}} \cdot \frac{Pr^n}{Sc^n}. \quad (5.5)$$

Po vyjádření poměru  $\alpha/\beta$  lze předchozí rovnici upravit do tvaru

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{\lambda}{D_{ab} \cdot Le^n} = \frac{\frac{c_p \cdot \mu}{Pr}}{\nu \cdot Le^n} = \frac{Sc}{Pr \cdot Le^n} \cdot \frac{c_p \cdot \mu}{\nu} = \rho \cdot c_p \cdot Le^{1-n}. \quad (5.6)$$

Ve velké většině aplikací se volí hodnota exponentu  $n = 1/3$  [16]. Platnost této rovnice je diskutovaná v [19]. Nyní lze již jednoduše vyjádřit  $Le$

$$Le = \left( \frac{\alpha}{\rho \cdot c_p \cdot \beta} \right)^{3/2}. \quad (5.7)$$

Součinitel přestupu tepla se vyjádří z Newtonova ochlazovacího zákona (rovnice (2.22))

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A \cdot (T_{film} - T_{\infty})}. \quad (5.8)$$

Sdělené teplo se určí z energetické rovnice (rovnice (3.3))

$$\dot{Q} = \dot{m}_{SV} \cdot (h_{1+x_{out}} - h_{1+x_{in}}) - \dot{m}_{VP} \cdot h_{VP}. \quad (5.9)$$

Součinitel přestupu hmoty se vyjádří z analogického vztahu Newtonova ochlazovacího zákona pro přenos hmoty (rovnice (2.24))

$$\beta = \frac{\dot{m}_{VP}}{A \cdot (\rho_{VP,film} - \rho_{VP,\infty})}. \quad (5.10)$$

Pro naměřené výsledky množství odpařené vody jsou porovnány hodnoty Lewisova čísla vypočteny pomocí vztahu (2.45) a (5.7).

### 5.3 Měření rychlostního pole

K měření rychlostního pole je použita metoda Particle Image Velocimetry (PIV), která se řadí mezi neinvazivní optické metody měření rychlosti proudění tekutiny. Principem této metody je sledování pohybu částic o hustotě co nejbližší hustotě měřené látky, a které jsou zavedeny do sledovaného objemu. Částice jsou následně osvětlovány laserovou rovinou, která je vytvořena tak, že paprsek laseru je pomocí válcové optiky "roztažen" do světelného listu. Pro měření byla použita dvojice pulzních Nd:YAG laserů. Osvětlené částice jsou pak zaznamenány CCD (případně CMOS) kamerou, která je umístěna tak, že optická osa kamery vede kolmo na rovinu laseru. Při použití dvou kamer, orientovaných vůči listu laseru pod určitým úhlem, lze získat informace o pohybu částic ve všech třech osách. V práci byla použita kamera pouze jedna (kamera HiSense), a tak se jedná pouze o 2D PIV měření.

Obrazy z kamery jsou rozděleny na pravoúhlé oblasti. Pro každou z těchto vyhodnocovaných ploch je korelačními metodami stanoven jeden vektor, reprezentující průměrné posunutí všech částic uvnitř vyhodnocované plochy. Dělením tohoto posunutí známým časovým okamžikem mezi dvěma záznamy obrazů jsou vektory posunu konvertovány do pole rychlostních vektorů [20].

### 5.4 Měření teplotního pole

Další měřicí úlohou je proměření podélného teplotního pole ve směšovacím prostoru. Díky velikosti této oblasti byla zvolena technika traverzování liniovou sondou. Tu tvořilo nejprve 8 digitálních teploměrů Dallas umístěných ve vzdálenosti 40mm nad sebou. Výhodou jejich použití byla možnost připojení na jedinou sběrnici, sonda tak jen minimálně narušila proudění v kanálu a byla zde také možnost využití již připraveného vyhodnocovacího čipu. Překážkou se však při měření ukázala vysoká přechodová konstanta čidel. I když byl měřen ustálený stav v trati, volná konvekce je zpravidla stav nestacionární, a tak zde byla možnost, že teploměry mohou způsobovat systematickou chybu měření. Proto byly pro další měření zvoleny termočlánky (typu K, přesnost  $\pm 1,6$  °C). Ke sběru dat

jsou použity měřicí karty od firmy National Instruments. Ty přímo obsahují kompenzaci studeného spoje termočlátku, žádná externí kompenzace nebo znalost teploty studeného spoje není potřeba. Ke čtení dat je opět použit Matlab (Data acquisition toolbox), který po doinstalování potřebných ovladačů s měřicími kartami dokáže komunikovat. Měřicí karty jsou k PC připojeny pomocí USB. Hlavní výhodou termočlátku je jejich velký měřicí rozsah (Typ K: 0 - 1100°C) a velmi rychlá časová konstanta. Nevýhodou pak je nižší přesnost, rozměry a také nutnost připojit každý senzor zvlášť.

Při traverzování byla liniová sonda přemísťována ručně. K tomu bylo vždy třeba směšovací prostor otevřít a sondu přesunout a poté zase prostor uzavřít. Následně se musí vyčkat ustálení teplotního pole uvnitř směšovacího prostoru.

## 5.5 Analýza nejistot

Tato podkapitola vychází z [21, 22]. Nejistota měření slouží ke kvantifikování kvality naměřeného výsledku a udává interval hodnot okolo změřené veličiny, který lze předem se stanovenou mírou pravděpodobnosti odůvodnitelně přiřadit k hodnotě měřené veličiny. Podle příčiny se dělí na standardní nejistotu typu A ( $u_A$ ), způsobenou náhodnými vlivy (odpovídá náhodné chybě) a standardní nejistotou typu B ( $u_B$ ), která je způsobena známými, odhadnutelnými vlivy (odpovídá systematické chybě). Výsledná nejistota se nazývá standardní kombinovaná nejistota a vypočte se jako

$$u = \sqrt{u_A^2 + u_B^2}. \quad (5.11)$$

Standardní kombinovaná nejistota udává interval  $\pm u$  okolo naměřené hodnoty, ve kterém se známou pravděpodobností může nalézat skutečná hodnota. Takový interval se nazývá konfidenční. Pro případ normálního rozdělení náhodných chyb tato pravděpodobnost odpovídá hodnotě 68,3%. Pro zvýšení pravděpodobnosti, že skutečná hodnota bude ležet v udávaném intervalu, se používá rozšířená standardní nejistota

$$U = k_u \cdot u, \quad (5.12)$$

kde  $k_u$  je koeficient rozšíření. Zmíněné hodnotě pravděpodobnosti 68,3% odpovídá  $k_u = 1$ ,  $k_u = 2$  odpovídá hodnotě pravděpodobnosti 95,5% a  $k_u = 3$  hodnotě pravděpodobnosti 99,7%.

Při určování nejistot je nutné rozlišit mezi přímým měřením (výstupní veličina je ve stejných jednotkách jako veličina měřená) a nepřímým měřením (výstupní veličina se určuje na základě funkční závislosti, ve kterém vystupuje jedna nebo několik měřených veličin  $y = f(\vec{x})$ ).  $u_A$  při přímém měření veličiny  $x$  se rovná výběrové směrodatné odchylce

$$u_{xA} = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n - 1}}, \quad (5.13)$$

kde  $n$  je počet měření,  $x_i$  jsou jednotlivé naměřené hodnoty a  $\bar{x}$  je aritmetický průměr hodnot. Při opakovaném přímém měření veličiny  $x$  se za výslednou hodnotu vezme aritmetický průměr  $\bar{x}$ . Průměr  $\bar{x}$  má také náhodné rozlišení, nejistota je rovna výběrové směrodatné odchylce aritmetického průměru podle vztahu

$$u_{\bar{x}A} = \sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{n \cdot (n - 1)}}. \quad (5.14)$$

Nejistota typu B je způsobena obvykle více zdroji chyb, pro výslednou nejistotu platí

$$u_{xB} = \sqrt{\sum (A_{x,j} \cdot u_j)^2}, \quad (5.15)$$

kde citlivostní koeficienty  $A_{x,j}$  vyjadřují podíl vlivu jednotlivých zdrojů nejistot  $u_j$  na celkové nejistotě  $u_{xB}$ . Udávaná nepřesnost přístrojů má zpravidla charakter chyby, je ji nutné nejprve vydělit hodnotou 3 při normálním rozdělení chyb, resp.  $\sqrt{3}$  při rovnoměrném rozložení chyb.

U nepřímých měření při závislosti  $y = f(\vec{x})$  se výsledná nejistota typu A i B určí dle

$$u_y = \sqrt{\sum \left( \frac{\partial f(\vec{x})}{\partial x_j} \cdot u_{\bar{x}_j} \right)^2}, \quad (5.16)$$

kde  $u_{\bar{x}_j}$  jsou nejistoty aritmetických průměrů jednotlivých přímo změřených veličin.

### 5.5.1 Výpočet nejistot

#### Množství odpařené vody

Při výpočtu nejistot je výchozí rovnice (5.3), z které lze vidět, že množství odpařené vody je měřeno nepřímou a nejistotu měření je nutno počítat dle vztahu (5.16). Rovnici (5.3) je tak nutné zderivovat podle všech veličin na pravé straně

$$u_{\dot{m}_{VP}} = \sqrt{\left( \frac{\partial \dot{m}_{VP}}{\partial \dot{m}_{SV}} \cdot u_{\dot{m}_{SV}} \right)^2 + \left( \frac{\partial \dot{m}_{VP}}{\partial x_{in}} \cdot u_{x_{in}} \right)^2 + \left( \frac{\partial \dot{m}_{VP}}{\partial x_{out}} \cdot u_{x_{out}} \right)^2}. \quad (5.17)$$

Všechny tři nejistoty  $u_{\dot{m}_{SV}}$ ,  $u_{x_{in}}$  a  $u_{x_{out}}$  jsou opět nejistoty veličiny nepřímou měřené, neboť se počítají dle rovnice (5.2), resp. (5.1). Zde bude provedeno první zjednodušení, pro výpočet bude uvažováno

$$u_{\dot{m}_{SV}} = u_{\dot{m}_{VV}}. \quad (5.18)$$

Pro určení  $u_{\dot{m}_{VV}}$  je použita rovnice (4.2), kde vystupují veličiny:  $C, \epsilon, d, \beta = d/D, \rho, \Delta p$ . Pro zjednodušení určení výsledné nejistoty bude uvažováno, že clonka je přesně vyrobena, tudíž hodnoty  $d$  a  $D$  budou brány jako přesné. Dále také nebude uvažován vliv chyby při určení hustoty  $\rho_{VV}$ . Pro  $u_{\dot{m}_{VV}}$  tak platí

$$u_{\dot{m}_{VV}} = \sqrt{\left( \frac{\partial \dot{m}_{VV}}{\partial C} \cdot u_C \right)^2 + \left( \frac{\partial \dot{m}_{VV}}{\partial \epsilon} \cdot u_\epsilon \right)^2 + \left( \frac{\partial \dot{m}_{VV}}{\partial (\Delta p)} \cdot u_{\Delta p} \right)^2}. \quad (5.19)$$

Pro nejistoty  $u_C$  a  $u_\epsilon$  platí vztahy dle normy [15]

$$u_C = (1,667\beta - 0,5) + 0,9 \cdot (0,75 - \beta) \cdot \left( 2,8 - \frac{D}{25,4} \right) \%, \quad (5.20)$$

$$u_{\epsilon} = 3,5 \frac{\Delta p}{\kappa \cdot p_1} \% . \quad (5.21)$$

Nejistota  $u_{\Delta p B}$  (typ B) se odvíjí od použitého tlakového převodníku, pro převodník Setra 265 (přesnost třídy F) je výrobcem udávaná kombinovaná nejistota od nelinearity, hystereze a neopakovatelnosti  $\pm 0,25\%$  rozsahu. Rozsah použitého převodníku je  $\pm 0,5'' W.C. = \pm 124,54 Pa$ , tedy  $249,08 Pa$

$$u_{\Delta p B} = 0,0025 \cdot 249,08 = 0,62 Pa . \quad (5.22)$$

Dále je nutno uvažovat nejistotu typu A,  $u_{\Delta p A}$ , způsobenou zašuměním signálu, která se určí dle vzorce (5.14) a výsledná kombinovaná nejistota se spočítá dle rovnice (5.11)

$$u_{\Delta p} = \sqrt{u_{\Delta p A}^2 + u_{\Delta p B}^2} . \quad (5.23)$$

Dále je třeba v rovnici (5.17) určit nejistoty měrné vlhkosti  $u_{x_{in}}$  a  $u_{x_{out}}$ . Postup vyhodnocení pro obě nejistoty je shodný a jak již bylo zmíněno, bude se vycházet z rovnice (5.1), ta je zatížena neznalostí přesné hodnoty  $p, p''_{VP-mt}, T_{mt}, T_{st}$ . Opět zde bude vyhodnocení nejistoty zjednodušeno, vliv  $u_p$  je zanedbán

$$u_x = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial T_{mt}} \cdot u_{T_{mt}}\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial T_{st}} \cdot u_{T_{st}}\right)^2 + \left(\frac{\partial x}{\partial p''_{VP-mt}} \cdot u_{p''_{VP-mt}}\right)^2} , \quad (5.24)$$

kde  $u_{T_{mt}}$  a  $u_{T_{st}}$  jsou kombinované nejistoty mokrého a suchého teploměru. Nejistota typu A se určí opět dle vzorce (5.14). Nejistota typu B je udána výrobcem. Pro nejistotu  $u_{p''_{VP-mt}}$  tak platí

$$u_{p''_{VP-mt}} = \frac{\partial (10^z)}{\partial T} \cdot u_{T_{mt}} , \quad (5.25)$$

kde

$$z = 10,79586 \left(1 - \frac{273,16}{T}\right) + 5,02808 \log \left(\frac{273,16}{T}\right) + 1,50474 \cdot 10^{-4} \left(1 - 10^{-8,29692 \left(\frac{273,16}{T} - 1\right)}\right) + 4,2873 \cdot 10^{-4} \left(-1 + 10^{4,76955 \left(1 - \frac{273,16}{T}\right)}\right) + 2,786118312 .$$

### Nejistota teploty vodního filmu

Teplota vodního filmu je přímo měřená veličina, což vyhodnocení nejistoty zjednodušuje. Nejistota typu B se odhadne z datové listu, chyba čidel je udávána  $m_T = \pm 0,5^\circ C$ , a dále je třeba uvažovat teplotní drift  $m_{drift} = \pm 0,2^\circ C$ . Při určování nejistoty je počítáno s normálním rozložením chyb

$$u_{TB} = \sqrt{\left(\frac{m_T}{3}\right)^2 + \left(\frac{m_{drift}}{3}\right)^2} . \quad (5.26)$$

Nejistotu typu A tvoří dva zdroje chyb, příspěvek od nerovnoměrného rozložení teploty na desce a příspěvek díky časové variaci naměřených hodnot, ať už díky lokálním změnám teploty či provozních

podmínek trati nebo šumu signály při zpracování DAQ systémem. Pro vyjádření obou chyb je třeba spočítat aritmetický průměr teploty  $\bar{T}_m$  každého čidla a pak celkový aritmetický průměr teploty  $\bar{T}_{deska}$  po celé desce

$$\bar{T}_m = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N T_{mn}, \quad (5.27)$$

$$\bar{T}_{deska} = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \bar{T}_m, \quad (5.28)$$

kde  $M$  je počet čidel a  $N$  počet měření. Nerovnoměrné rozložení teploty na desce vykazuje směrodatnou odchylku

$$s_{1T} = \sqrt{\frac{1}{M-1} \sum_{m=1}^M (\bar{T}_m - \bar{T}_{deska})^2}. \quad (5.29)$$

Standardní odchylka se přepočte na nejistotu dle

$$u_{A1T} = \frac{s_{1T}}{\sqrt{M}}. \quad (5.30)$$

Časová variace výstupu všech 18 teplotních čidel způsobuje rozptyl dat. Celková směrodatná odchylka pak je

$$s_{2T} = \sqrt{\frac{1}{M(N-1)} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N (T_{mn} - \bar{T}_{deska})^2}. \quad (5.31)$$

Z čehož plyne nejistota

$$u_{A2T} = \frac{s_{2T}}{\sqrt{M \cdot N}}. \quad (5.32)$$

Celková kombinovaná nejistota teploty desky (vodního filmu) je

$$u_T = \sqrt{(u_{A1T}^2 + u_{A2T}^2)^{0,5} + u_{TB}^2}. \quad (5.33)$$

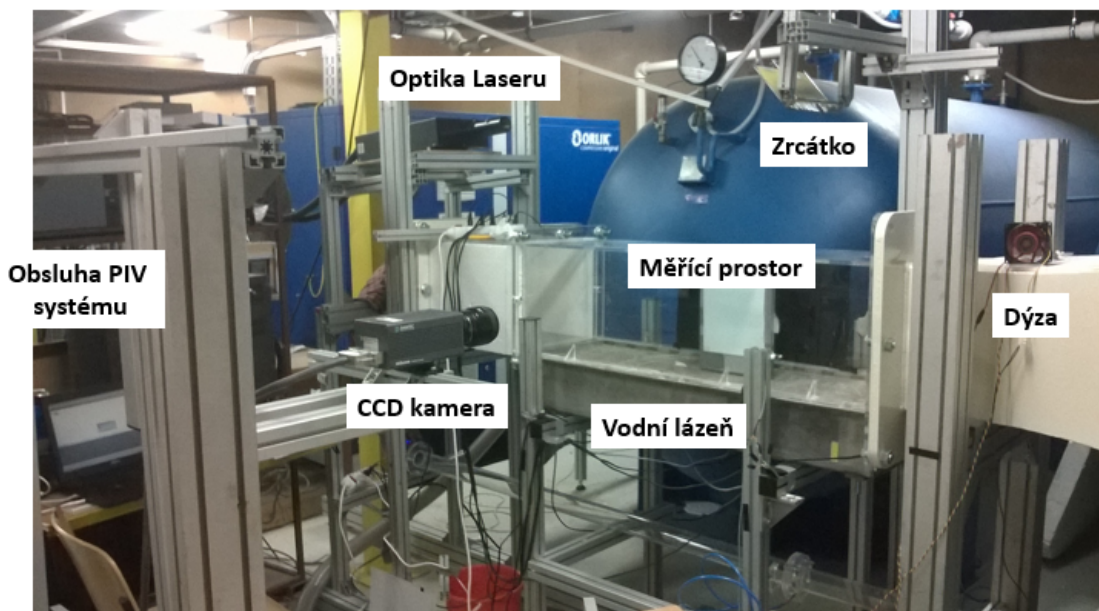


## 6 Validace trati - vyrovnanost rychlostního profilu ve směšovacího prostoru

Validační měření má za cíl ověřit správnou funkci dýzy, která má usměrnit rychlostní pole uvnitř směšovacího prostoru. Měřicí metodu bylo nutné vybrat s ohledem na nízké rychlosti ( $0,1 - 0,2 \text{ m s}^{-1}$ ), jejichž měření je obecně velmi problematické, neboť jsou pod rozlišovací schopností konvenčních sond (např. Prandtlova sonda) nebo na hraně jejich měřícího rozsahu (např. žhavený drátek). Proto byla pro měření rychlostních profilů zvolena již popsaná metoda PIV. Měření bylo provedeno bez přítomnosti vodního filmu, ten byl nahrazen deskou z plexiskla.

Zkoumány byly 3 vertikální roviny: 50mm od stěny, 150mm od stěny (střed měřícího prostoru) a 250mm od stěny. Velikost zkoumané oblasti byla 80mm x 300mm, použitá kamera dokázala zachytit pouze oblast přibližně 80mm x 70mm. Pro zachycení celého prostoru tak muselo být ve vertikálním směru s kamerou postupně traverzováno. Kamera byla umístěna na lineárním vedením, do příslušné pozice byla vždy přesunuta manuálně. Výsledné profily jsou pak složeny z 4 - 5 oblastí. Měření bylo provedeno pro 3 objemové rychlost:  $\bar{v} = \{0, 10; 0, 14; 0, 16\} \text{ m s}^{-1}$

Pro měření byl využit systém FlowMap od firmy Dantec Dynamics s kamerou HiSense, dvojpulsním Nd:YAG laserem s válcovou optikou a synchronizační jednotkou integrovanou v obslužném PC. Jako zdroj stopovacích částic byl použit generátor olejové mlhy Safex. List laseru byl sklopen do měřícího prostoru pomocí zrcátka. Fotografie z měření je na obr. 18.



Obrázek 18: Schéma PIV validačního měření

## 6.1 Vyhodnocení dat

Pořízené snímky byly zpracovány v programu Flow Manager a následně exportovány do prostředí Matlab. Pro každou pozici bylo pořízeno 75 dvojsnímků s frekvencí  $f \approx 0,5 Hz$ , z kterých bylo následně vyhodnoceno posunutí a rychlosti ve složkách x a y. Rychlosti byly poté časově zprůměrovány ze všech dvojsnímků. Níže se tedy pracuje pouze z průměrnými hodnotami rychlostí.

## 6.2 Výsledky a diskuze

Vyhodnocené rychlostní profily jsou na obr. 19, 20 a 21 pro jednotlivé roviny. Změřené profily jsou porovnány s rychlostním profilem laminárního plně vyvinutého proudění. Ten byl určen pomocí aproximativního vztahu pro kanály čtvercového a obdélníkového průřezu [23]

$$v = \bar{v} \cdot \frac{m+1}{m} \cdot \frac{n+1}{n} \cdot \left[1 - \left(\frac{y}{H}\right)^n\right] \cdot \left[1 - \left(\frac{x}{B}\right)^m\right], \quad (6.1)$$

kde

$$m = 1,7 + 0,5 \cdot \gamma^{-1,4}, \quad (6.2)$$

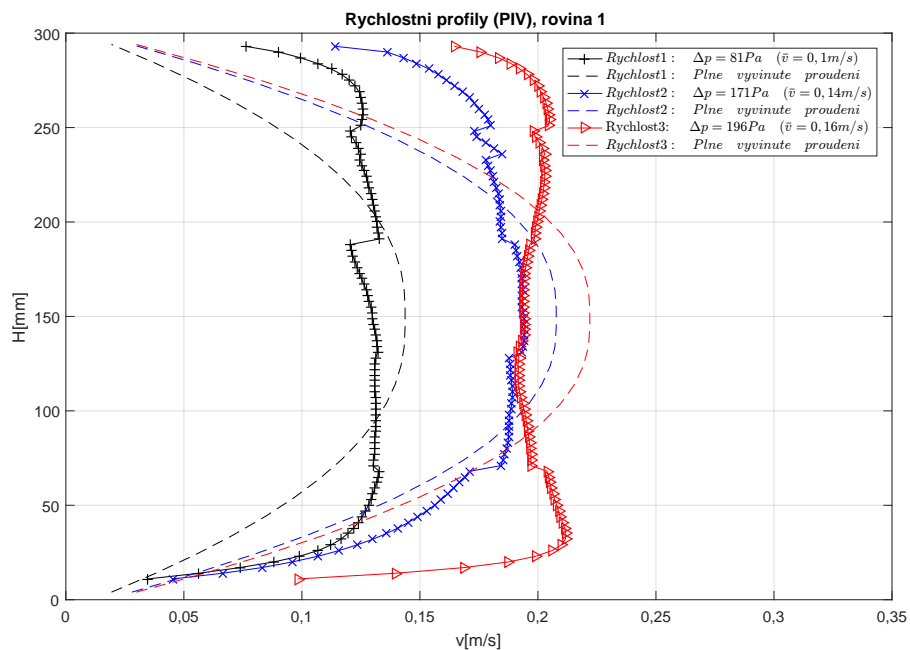
$$n = \begin{cases} 2 & \text{pokud } \gamma \leq \frac{1}{3} \\ 2 + 0,3 \cdot (\gamma - \frac{1}{3}) & \text{pokud } \gamma > \frac{1}{3}, \end{cases} \quad (6.3)$$

$$\gamma = \frac{B}{H}, \quad (6.4)$$

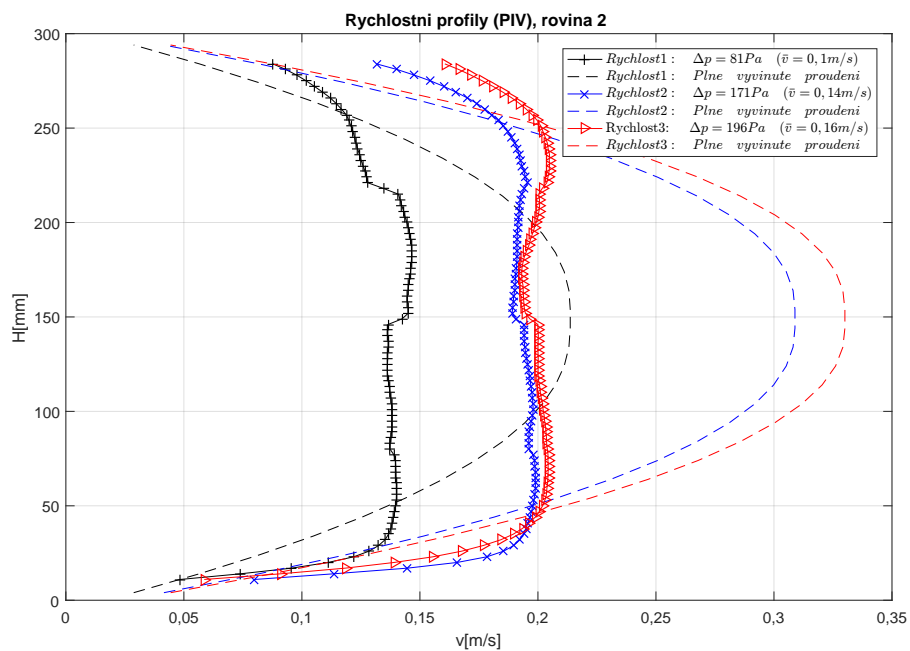
kde  $\gamma$  je poměr stran kanálu, pro čtvercový průřez se rovná 1. Změřené rychlostní profily mají ploché čelo, neboť proudění není ještě vyvinuté. Proto se ve všech případech liší od spočteného profilu. Hodnota Reynoldsova čísla pro testované rychlosti je  $Re_{D,\bar{v}_1} = 2051$ ,  $Re_{D,\bar{v}_2} = 2871$  a pro třetí rychlost  $Re_{D,\bar{v}_3} = 3281$ . Ekvivalentní hydraulický průměr  $D_h$  je definován

$$D_h = \frac{4A}{O}, \quad (6.5)$$

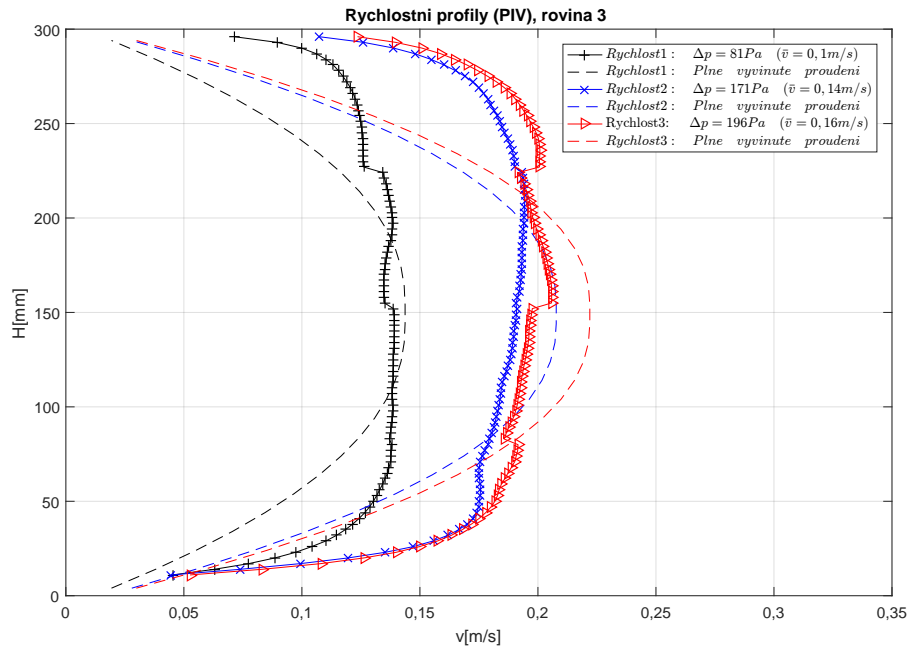
kde  $A$  je plocha průřezu a  $O$  je omočený obvod. Kritická hodnota Reynoldsova čísla pro kanál čtvercového průřezu je dle [24]  $Re_{D,crit} = 2060$ , dle [25]  $Re_{D,crit} = 1673$ , nicméně tato hodnota je dále ovlivněna parametry proudění např. intenzitou turbulence, drsností povrchu kanálu apod. Odtud je patrné, že zkoumané proudění není laminární, ale jedná se o přechodné. Tvar profilu a také malý rozdíl mezi velikostmi rychlosti v prostřední rovině (rovina 2) a v krajních rovinách (rovina 1 a 3) odpovídají nevyvinutému proudění, viz obr. 22. Nespojitosti v naměřených profilech jsou dány nutností vertikálního travrozování s kamerou. Během posuvu kamery mohlo dojít ke změně podmínek, zejména při měření hmotnostního toku, jež mohlo být ovlivněno změnou obsahu olejové mlhy ve vzduchu, která do něj byla rozptýlena za účelem zviditelnění proudění. Jelikož je v měřicím prostoru dosahováno velmi malých rychlostí, může se různé dávkování částic generátorem mlhy projevit a způsobit tyto nespojitosti. Dále je možné si všimnout, že v dolní části se podařilo změřit



Obrázek 19: Experimentálně změřené rychlostní profily porovnané se spočteným profilem plně vyvinutého proudění, rovina 1

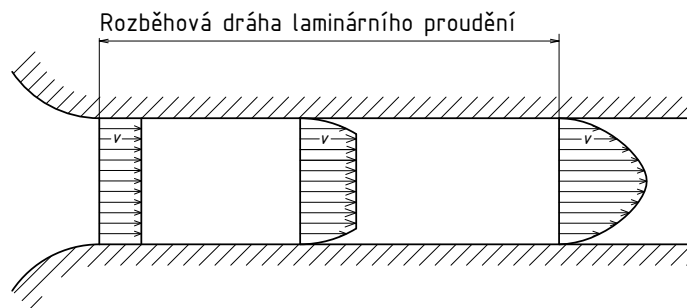


Obrázek 20: Experimentálně změřené rychlostní profily porovnané se spočteným profilem plně vyvinutého proudění, rovina 2



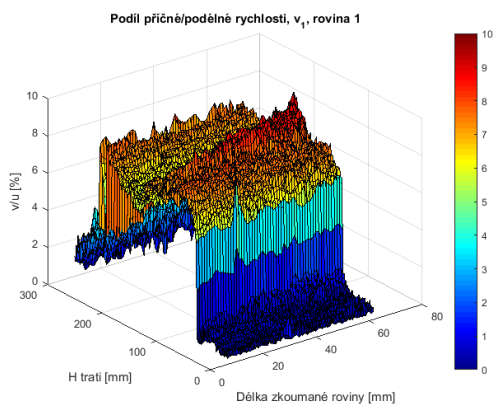
Obrázek 21: Experimentálně změřené rychlostní profily porovnané se spočteným profilem plně vyvinutého proudění, rovina 3

profil blíže ke stěně než v horní části směšovacího prostoru. List laseru do směšovacího prostoru procházel skrz plexisklo, které způsobilo jeho nepatrný rozptyl. Osvětlené částice tak nemusely být v horní části správně změřeny a nebylo možné vyhodnotit posunutí v této oblasti.

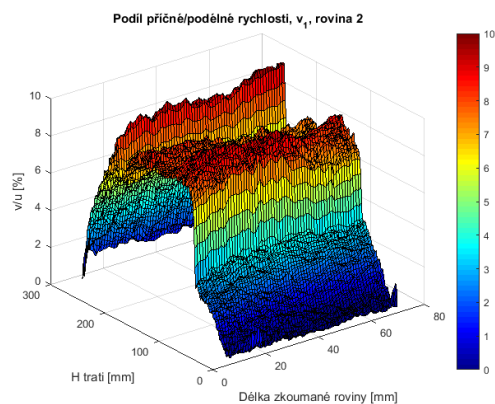


Obrázek 22: Vývoj laminárního proudění v kanálu

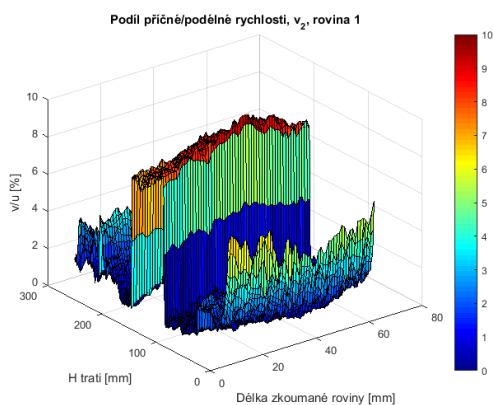
Z naměřených dat lze dále vyhodnotit velikost rychlosti příčné proudění. Pro naměřené roviny byl zkoumán poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ . Průměrně se tento poměr pohyboval okolo 6%. Na obr. 23 - 28 jsou hodnoty  $v_y/v_x$  pro celou plochu zkoumané roviny. Maximální velikost poměru rychlosti  $v_y$  ku  $v_x$  je 9%. To je pro zvolenou aplikaci dostačující, neboť se jedná o příčné proudění s rychlostí okolo  $v_y = 0.016 \text{ m s}^{-1}$ . Při využití trati pro výzkumné účely by bylo vhodné umístit před dýzu ještě voštiny, které by usměrnění proudění zlepšily.



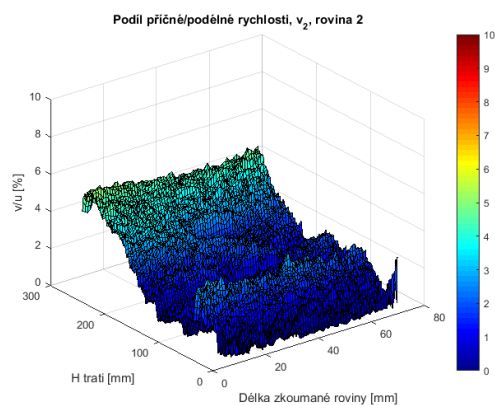
Obrázek 23: Poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ ,  $Re_D = 2051$ , rovina 1



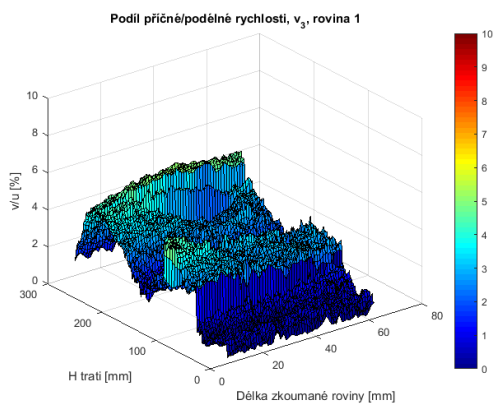
Obrázek 24: Poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ ,  $Re_D = 2051$ , rovina 2



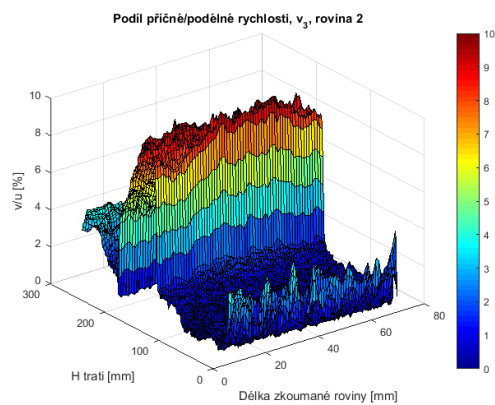
Obrázek 25: Poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ ,  $Re_D = 2871$ , rovina 1



Obrázek 26: Poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ ,  $Re_D = 2871$ , rovina 2

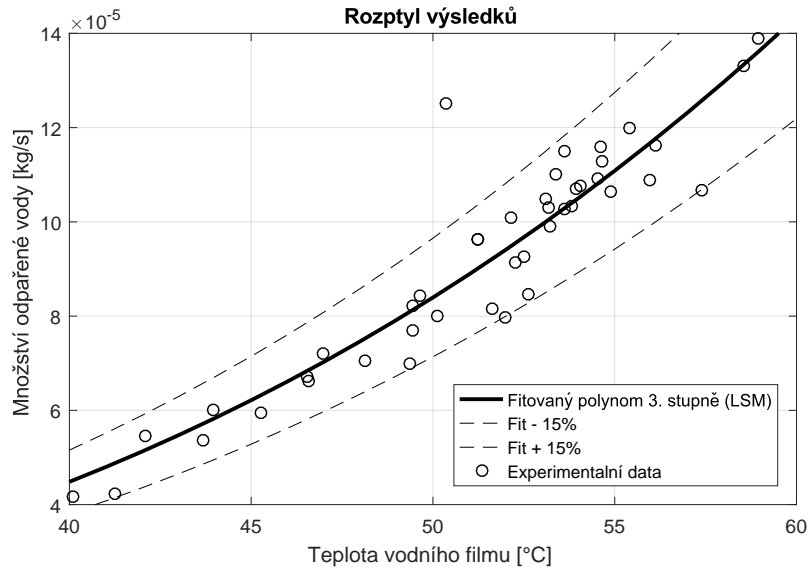


Obrázek 27: Poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ ,  $Re_D = 3281$ , rovina 1



Obrázek 28: Poměr velikosti příčné rychlosti  $v_y$  ku velikosti podélné rychlosti  $v_x$ ,  $Re_D = 3281$ , rovina 2

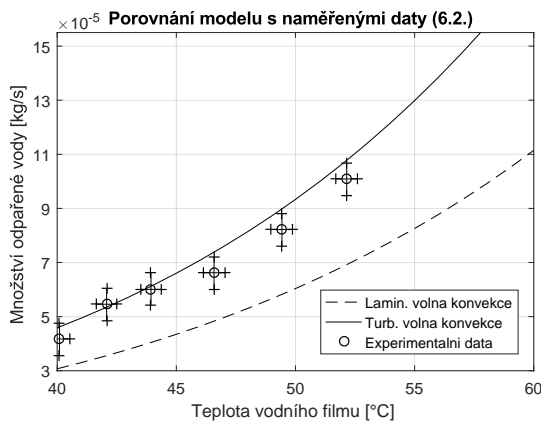




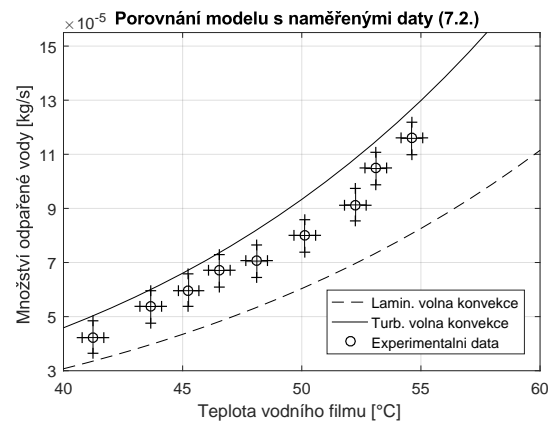
Obrázek 30: Množství odpařené vody v závislosti na teplotě proloženo polynomem 3. stupně

## 7.2 Ověření správnosti matematického modelu

Aby bylo možné porovnat výsledky matematického modelu s naměřenými daty, je vždy třeba do modelu zadat konkrétní okolní podmínky v laboratoři během experimentálního měření. Pro získání závislosti množství odpařené vody pouze na teplotě bylo nutné provést několik měření během jednoho dne, aby změna okolních podmínek byla minimální. Výsledky dvou sérií měření jsou na obr. 31 a 32. Vstupní teplota byla rovna přibližně 15.5°C a okolní relativní vlhkost 48%. Hmotnostní tok byl během měření ze dne 6.2.2017 roven 10g/s suchého vzduchu, dne 7.2.2017 pak 15g/s. Trend matematického modelu i měření je stejný, shoda výsledků je také dobrá, a tak lze prohlásit, že matematický model založený na kritériálních rovnicích byl sestaven správně. Odchylka mezi měřením a modelem je diskutována níže v kapitole 7.4.



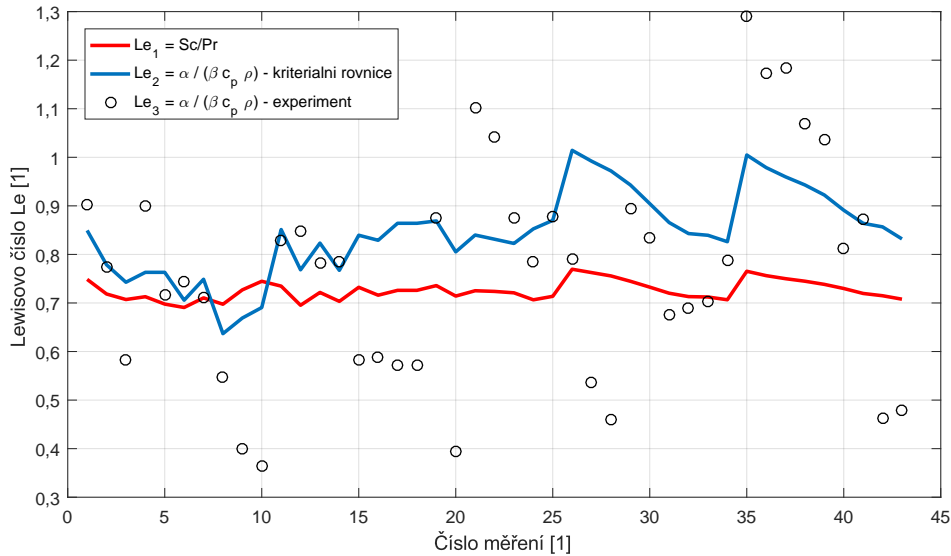
Obrázek 31: Porovnání měření (6.2) s matematickým modelem



Obrázek 32: Porovnání měření (7.2) s matematickým modelem

### 7.3 Podobnost teplotního a koncentračního pole

Podobnost teplotního a koncentračního pole vyjadřuje Lewisovo číslo, postup jeho výpočtu je popsán v kapitole 5.2.3. Výsledky pro všechna měření jsou na obrázku 33. Červená křivka je určena dle rovnice (2.45), modrá křivka dle rovnice (5.7), součinitele přestupu tepla a hmoty jsou spočteny užitím kritériální rovnice (2.44). Ani modrá, ani červená křivka neznázorňuje spojité hodnoty, ale jsou takto do grafu zakresleny pro lepší přehlednost. Černě jsou pak znázorněny hodnoty Lewisova čísla určené z experimentálně zjištěných součinitelů přestupu tepla a hmoty.



Obrázek 33: Lewisovo číslo - porovnání měření a výpočtu

### 7.4 Diskuze výsledků

Rozdíl mezi naměřenými a spočtenými hodnotami užitím matematického modelu (turbulentní volnou konvekcí) činí 10 - 20%, což je velice dobrá shoda. Experimentální měření založené na vyhodnocení množství odpařené vody z rozdílu měrné vlhkosti proudícího vzduchu je velice výhodné při časové náročnosti, samotné měření pro jednu teplotu vodního filmu trvá cca 5 minut oproti měřením, které k vyhodnocení odpařené vody využívají váhy [1, 2, 3], u nichž časy měření dosahují 24h. Zvolená metoda samozřejmě nedosahuje takové přesnosti, neboť je výstupní vlhkost měřena pouze v jednom bodě průřezu. Metoda je dále omezena stavem vlhkého vzduchu na výstupu, ten musí být nenasycený.

Na straně experimentu může být dále chyba ve špatně vyhodnocené teplotě vodního filmu, neboť je měřena pouze teplota hliníkové desky a ta je dále považována při vyhodnocení za teplotu vodního filmu. Teplota vodního filmu je tak reálně nižší. Tento jev by vysvětloval vyšší hodnoty množství vypařené vody určené matematickým modelem (model nepostihuje teplotní rozdíl mezi hliníkovou deskou a vodním filmem).

Ani matematický model založený na kritériálních rovnicích nelze považovat za "etalon". Nepřes-

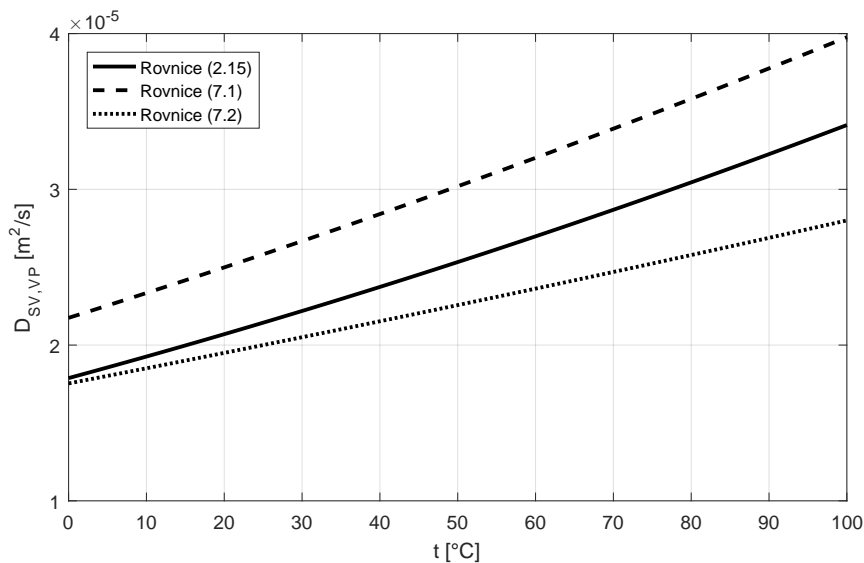


nosti modelu vznikají při výpočtu termodynamických a termofyzikálních vlastností vlhkého vzduchu, konkrétně difuzního koeficientu. V literatuře lze najít další korelace pro součinitel difuze [26], resp. [27]

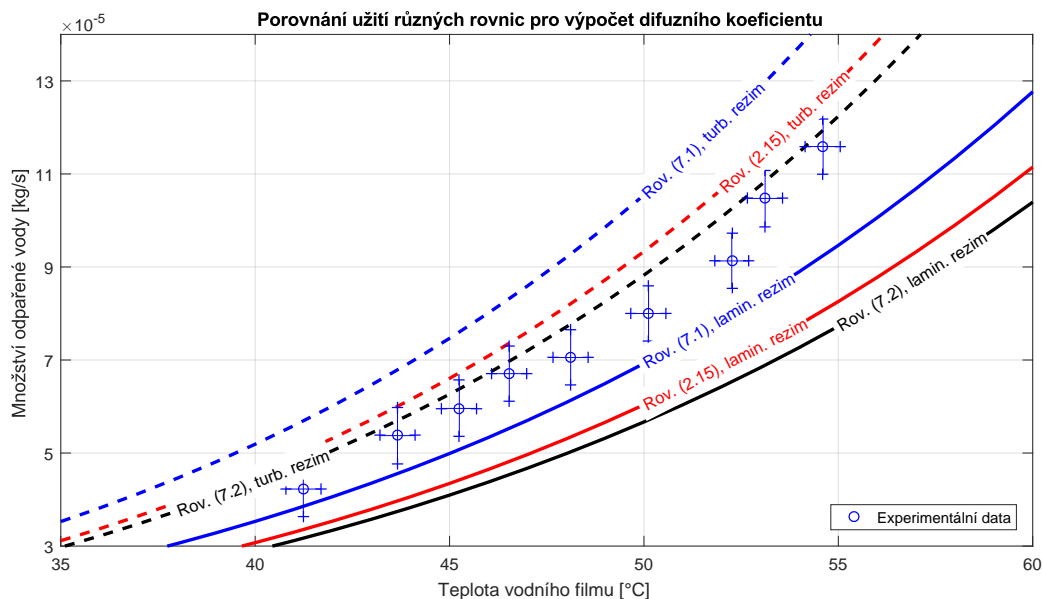
$$D_{SV,VP} = \frac{0,926}{1000 \cdot p} \left( \frac{T^{2,5}}{T + 245} \right), \quad (7.1)$$

$$D_{SV,VP} = \frac{0,04357 \cdot T^{1,5}}{p \cdot (29,9^{1/3} + 18,8^{1/3})^2} \cdot \left( \frac{1}{28,97} + \frac{1}{18,016} \right)^{0,5}. \quad (7.2)$$

Porovnání hodnot součinitele difuze v závislosti na teplotě pro jednotlivé rovnice je na obr. 34. Vliv korelací (2.15), (7.1) a (7.2) na množství odpařené vody shrnuje obr. 35. Na něm je patrný velký rozptyl výsledků. Největší shoda je dosažena při užití rovnice (7.2). Ta vychází z obecného vztahu pro součinitel difuze pro směsi plynů, do kterého byly dosazeny konkrétní hodnoty pro vodní páru a suchý vzduch. V [27] je ale doporučeno užít experimentálně určené vztahy namísto rovnice (7.2), jestliže jsou pro daný systém dostupné. Experimentálně změřený je vztah (7.1). Ten dle obr. 35 při uvažování turbulentní volné konvekce dává nejhorší výsledky, naopak při užití této rovnice je větší shoda se změřenými výsledky při uvažování laminární volné konvekce. Dobře ze srovnání vychází také rovnice (2.15), jež byla odvozena jako aproximativní vztah aplikací vztahů molekulární teorie plynů [4]. Tento vztah bude nadále používán pro výpočet součinitele difuze v matematickém modelu.



Obrázek 34: Rozložení difuzního koeficientu (spočteného dle rovnice (2.15), (7.1) a (7.2)) v závislosti na teplotě



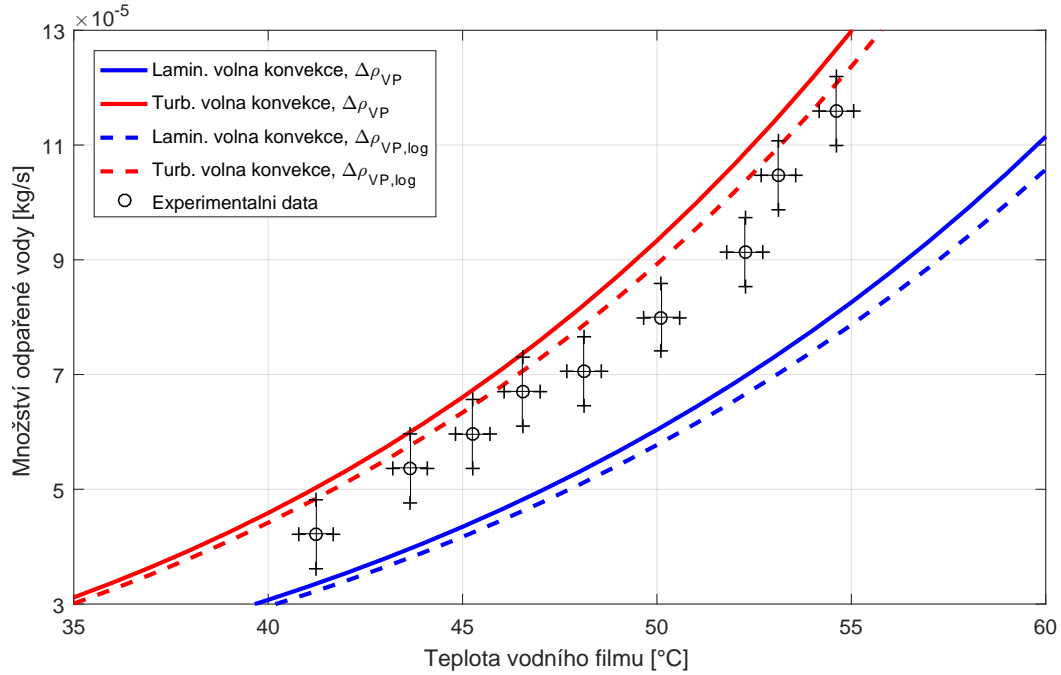
Obrázek 35: Vliv vztahů (2.15), (7.1) a (7.2) pro výpočet difuzního koeficientu na množství odpařené vody v závislosti na teplotě vodního filmu

Dalším nedostatkem matematického modelu je vyhodnocení „hnačí síly“ vypařování, rozdílu parciálních hustot vodních par nad vodní hladinou a v nenarušeném proudu  $\Delta\rho_{VP}$ , viz. rovnice (2.24). Pro určení parciální hustoty vodní páry nenarušeného proudu jsou využity vstupní parametry vlhkého vzduchu. Takto vyjádřená „hnačí síla“ tedy neuvažuje postupný nárůst měrné vlhkosti podél směru proudění nad vodním filmem a tedy snižování  $\Delta\rho_{VP}$ . V článkách [3, 28] je pro zahrnutí toho jevu využito logaritmického rozdílu  $\Delta\rho_{VP}$ , kdy se pracuje i s parciální hustotou vodní páry na výstupu

$$\Delta\rho_{VP,log} = \frac{(\rho_{VP,film} - \rho_{VP,\infty-out}) - (\rho_{VP,film} - \rho_{VP,\infty-in})}{\ln\left(\frac{\rho_{VP,film} - \rho_{VP,\infty-out}}{\rho_{VP,film} - \rho_{VP,\infty-in}}\right)}. \quad (7.3)$$

Tato formulace „hnačí síly“ přenosu hmoty ( $\Delta\rho_{VP}$ ) vyžaduje znát i podmínky na výstupu: teplotu a měrnou vlhkost, viz rovnice (2.13) a (2.14). Proto je nutné výpočet množství odpařené vody v matematickém modelu řešit iterativně. Výpočet teploty na výstupu byl zmíněn v kapitole 3, měrná vlhkost na výstupu se určí dle rovnice (2.11). Porovnání vlivu  $\Delta\rho_{VP}$  a  $\Delta\rho_{VP,log}$  je na obr. 36. Při užití vztahu (7.3) došlo k poklesu množství odpařené vody o přibližně 5%.

V kapitole 7.3 byly experimentálně a teoreticky určeny hodnoty Lewisova čísla. Výsledky ukazují velké rozdíly mezi jednotlivými měřeními, experimentálně zjištěné hodnoty Lewisova čísla se pohybují od 0,4 do 1,3, z toho 85% hodnot leží pod hodnotou  $Le = 0,9$ . Při podrobnějším zkoumání výsledků byla pro tento případ přestupu tepla a hmoty zjištěna závislost Lewisova čísla na teplotě vodního filmu, viz obr. 37, kde jsou vykresleny zjištěné hodnoty pro jedno měření z února a obr. 38, kde jsou zobrazeny hodnoty Lewisova čísla pro všechna provedená měření. Z obrázku 38 je patrné, že



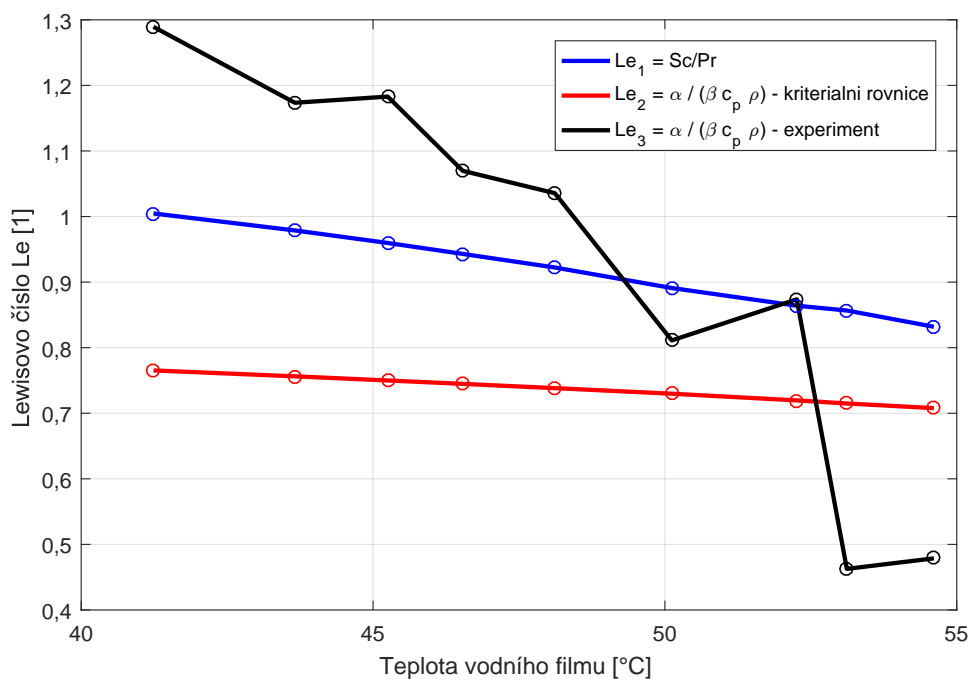
Obrázek 36: Vliv  $\Delta\rho_{VP}$  a  $\Delta\rho_{VP,log}$  na vypočtené množství odpařené vody

definice Lewisova čísla dle rovnice (2.45 - červená čára) a (5.7 - modrá čára) nedává shodné výsledky. Lineární regrese experimentálních dat se blíží k teoretickým výsledkům vypočtených pomocí druhé definice (modrá čára). Proto se např. v nauce o chladících věžích využívá namísto Lewisova čísla tzv. Lewisův faktor  $Le_f$ , který je dán právě poměrem součinitele přestupu tepla a hmoty a dále podělen tepelnou kapacitou

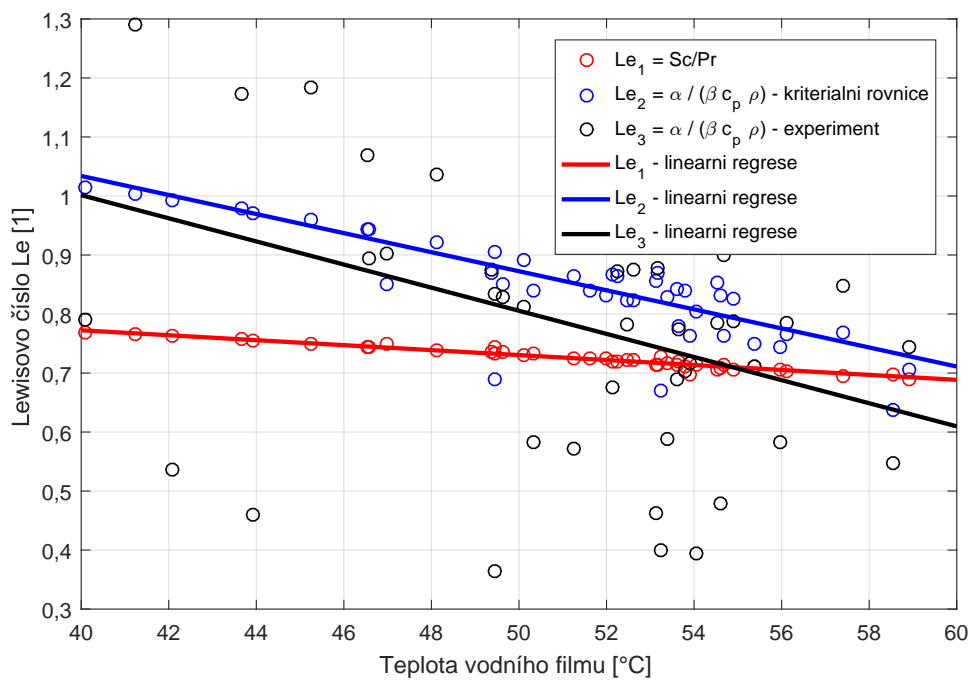
$$Le_f = \frac{\alpha}{\beta \cdot c_p}. \quad (7.4)$$

Aby byl tento vztah rozměrově homogenní, je nutné do Sherwoodova čísla zahrnout také hustotu [29]. V nauce o chladící věži se běžně pracuje se součinitelem přestupu hmoty s jednotkou ( $kg\ m^{-2}\ s^{-1}$ ), což je důvod proč je Lewisův faktor takto definován.

$$Sh = \frac{\beta \cdot L}{D_{ab} \cdot \rho}. \quad (7.5)$$



Obrázek 37: Závislost Lewisova čísla na teplotě (měření 7.2.)



Obrázek 38: Lineární regrese dat (všechna měření)

## 8 Měření 2 - teplotní pole

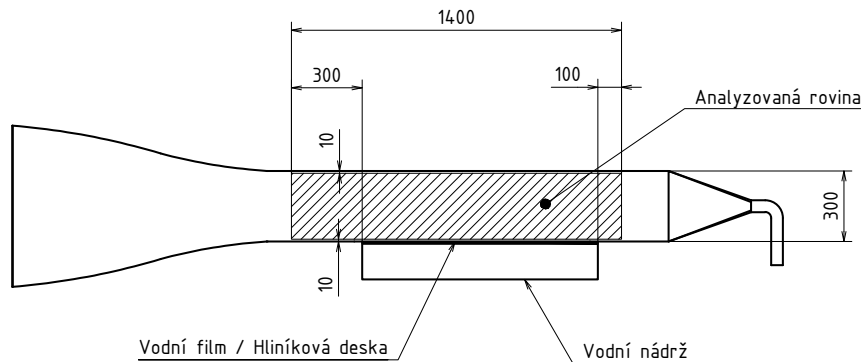
Dalším cílem této práce je zjištění teplotního rozložení ve střední vertikální rovině měřícího prostoru, způsob měření teplotního pole byl popsán v kapitole 5.4. Získaná teplotní pole budou sloužit jako srovnání k výsledkům CFD výpočtů. Zkoumány byly dvě varianty okrajových podmínek experimentu:

- (a) vodní film
- (b) horká hliníková deska

Motivací měření dvou okrajových podmínek je zjištění vlivu přestupu hmoty na teplotní pole. Pokud by byl rozdíl mezi oběma okrajovými podmínkami zanedbatelný, bylo by při CFD výpočtech možné jako medium uvažovat pouze jednosložkový plyn, což by vedlo k menší náročnosti výpočtu.

Zkoumaná oblast je zakreslena na obr. 39. Oblast (1400mm x 280mm) zahrnuje prostor ležící 300mm před začátkem vodního filmu, dále celou oblast nad vodním filmem a pokračuje ještě 100mm. Vysoká je 280mm, začíná 10mm nad vodním filmem a končí 10mm pod horním povrchem.

Pro měření bylo použito 10 termočlánků typu K, vertikální vzdálenost mezi jednotlivými senzory byla 31mm. Horizontální vzdálenost jednotlivých měření byla 100mm, výsledné teplotní pole je složeno z 15 pozic. Realizována byla tři měření. Každé ze tří měření probíhalo v jeden den, aby vliv vypařování na teplotní pole nebyl ovlivněn změnou okolních podmínek.



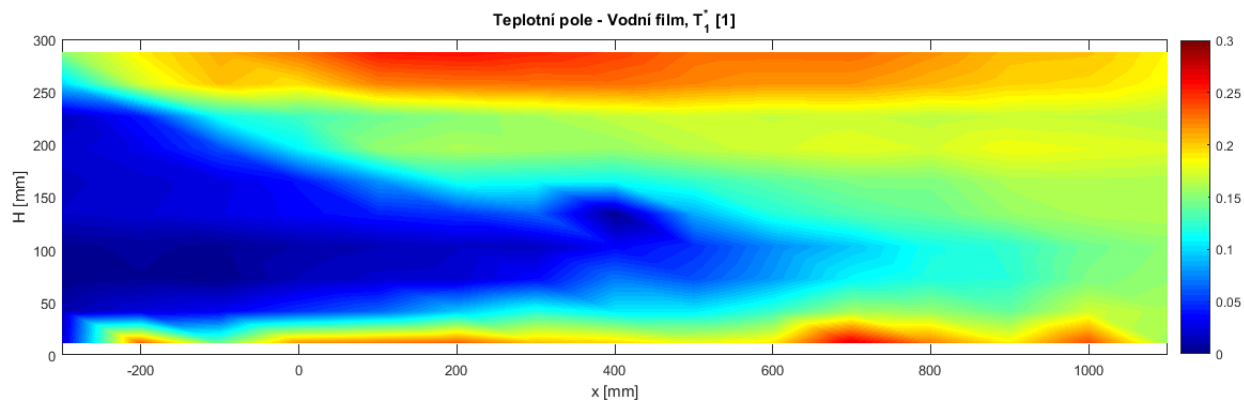
Obrázek 39: Poloha zkoumané roviny v měřícím prostoru

### 8.1 Naměřené hodnoty

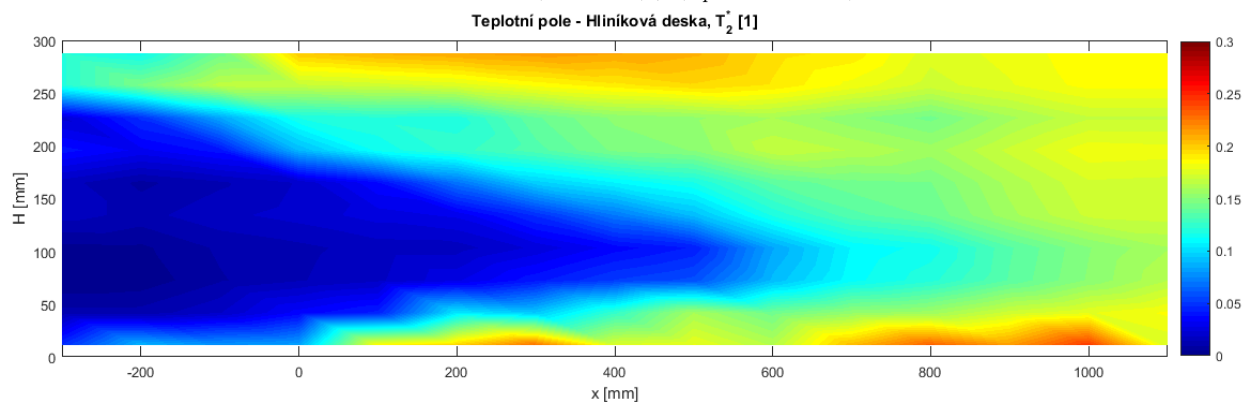
Získaná teplotní pole jsou zbezrozměrněna dle

$$T^* = \frac{T - T_{in}}{T_{povrch} - T_{in}}, \quad (8.1)$$

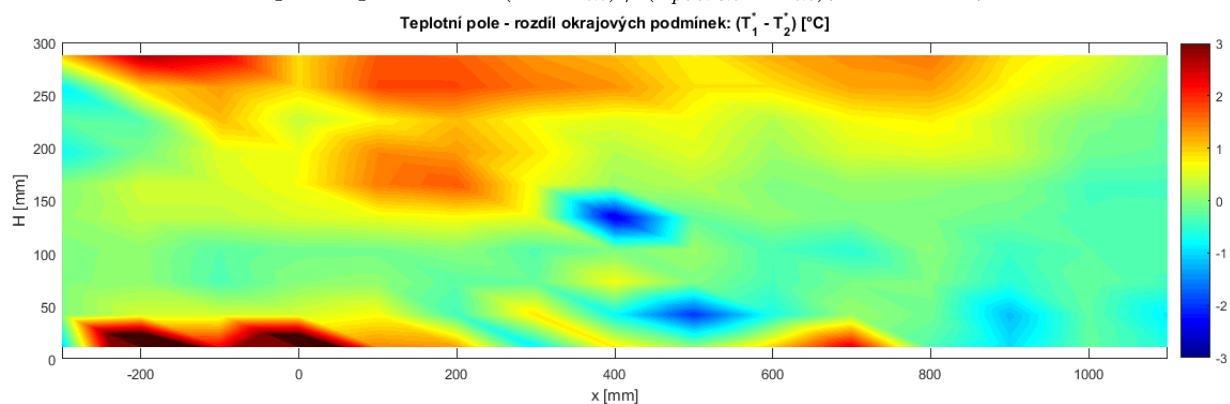
aby byl minimalizován vliv okolních podmínek při porovnání mezi jednotlivými měřeními, pro všechna měření byl dodržen teplotní rozdíl mezi vstupem a vodním filmem, resp. ohřátou hliníkovou deskou  $\Delta T = T_{povrch} - T_{in} \approx 35^\circ\text{C}$ , okolní teplota se pohybovala mezi  $14^\circ\text{C} - 17^\circ\text{C}$ .



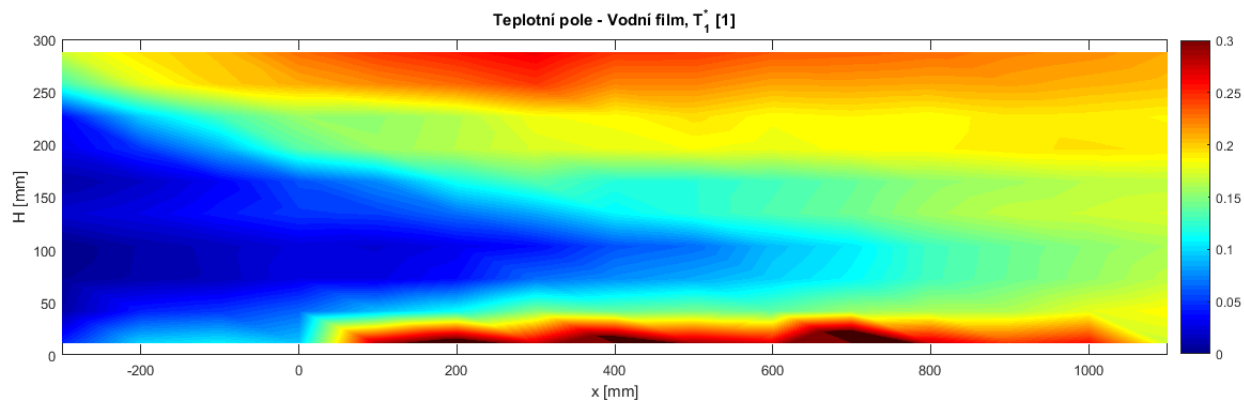
Obrázek 40: Teplotní pole:  $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.1, vodní film



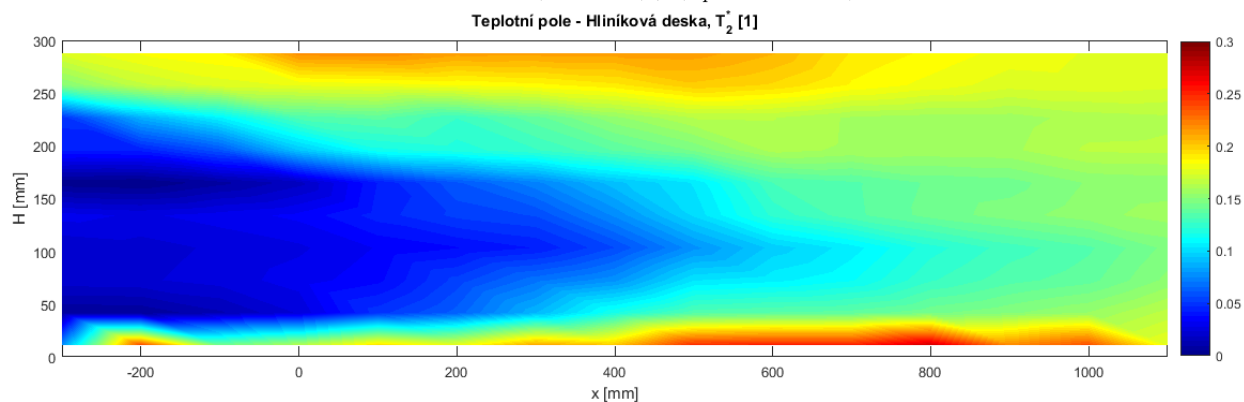
Obrázek 41: Teplotní pole:  $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.1, hliníková deska



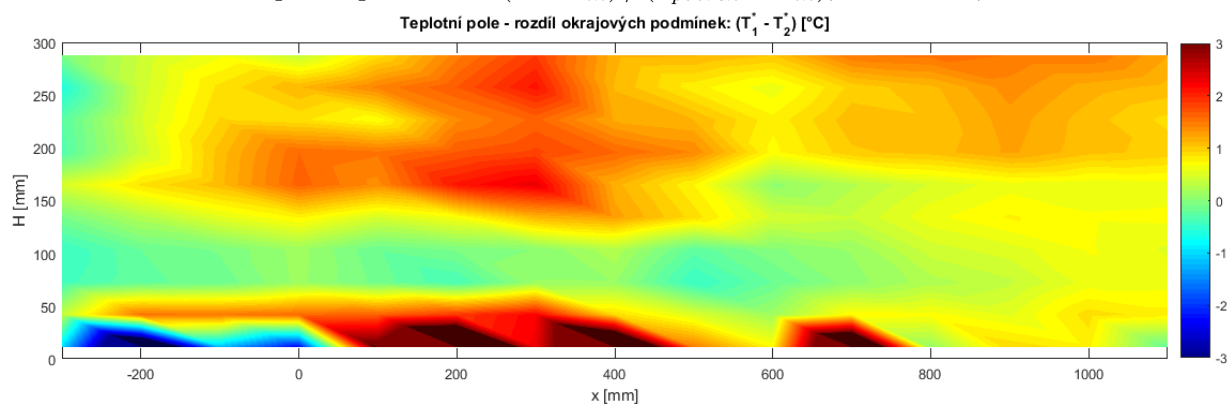
Obrázek 42: Rozdíl teplotních polí (vodní film a hliníková deska):  $T = T_1 - T_2$ , měření č.1



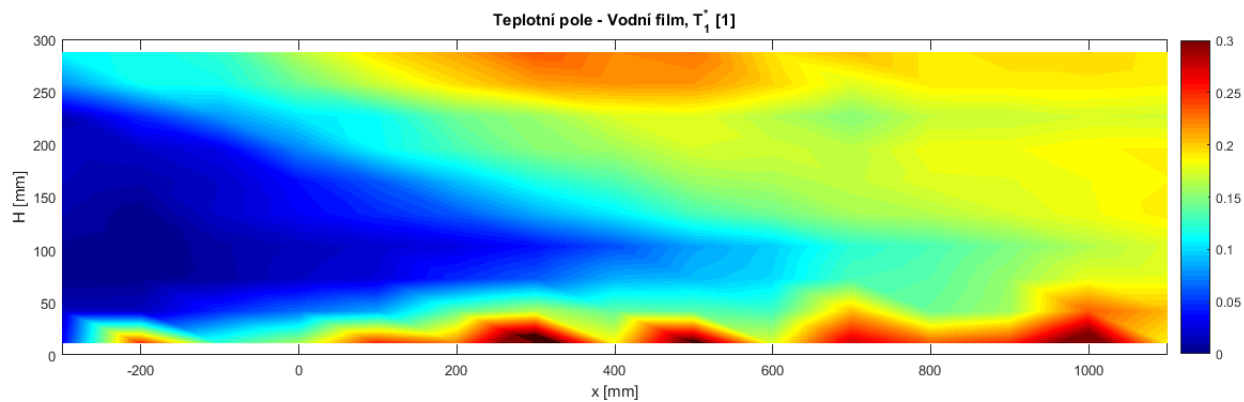
Obrázek 43: Teplotní pole:  $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.2, vodní film



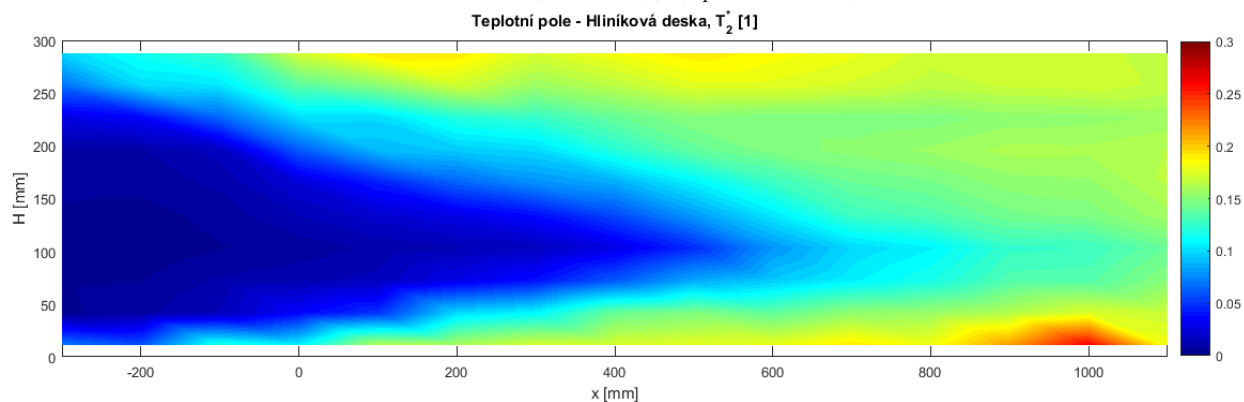
Obrázek 44: Teplotní pole:  $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.2, hliníková deska



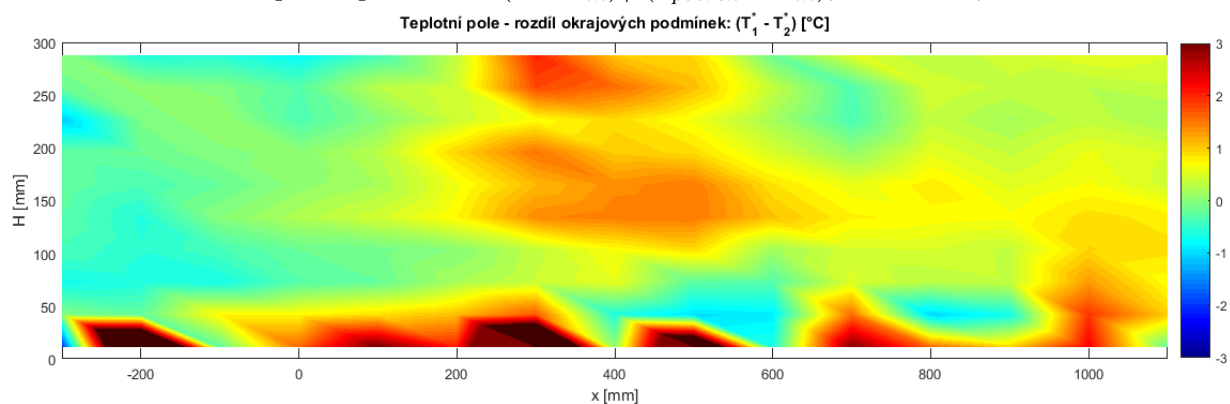
Obrázek 45: Rozdíl teplotních polí (vodní film a hliníková deska):  $T = T_1 - T_2$ , měření č.2



Obrázek 46: Teplotní pole:  $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.3, vodní film



Obrázek 47: Teplotní pole:  $T^* = (T - T_{in}) / (T_{povrch} - T_{in})$ , měření č.3, hliníková deska



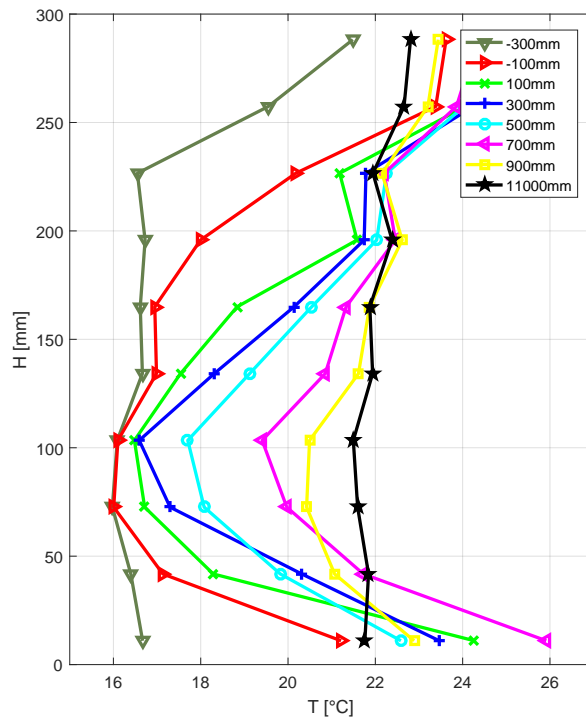
Obrázek 48: Rozdíl teplotních polí (vodní film a hliníková deska):  $T = T_1 - T_2$ , měření č.3



## 8.2 Diskuze výsledků

Naměřená teplotní pole mají velmi složitou strukturu. Nucené proudění interaguje se sekundárním prouděním vyvolaným vztlakovými silami (v literatuře lze pro proudění v kanálu se spodním ohřevem nalézt název Poiseuillovo-Benardovo proudění [30]). Jádru proudu vzduchu je posunuto dolů k vodnímu filmu, resp. horké hliníkové desce. Teplotní profily z prvního měření pro variantu s vodním filmem jsou vykresleny na obr. 49. Nejchladnější místo profilu je ve výšce 100mm, směrem k hornímu povrchu (nevyhřívávanému) opět teplota stoupá. Ohřátý vzduch je i 300mm před začátkem vodního filmu, resp. hliníkové desky. To je způsobeno zpětným prouděním podél horního povrchu. Zpětné proudění potvrzují i závěry výzkumníků, zkoumající rychlostní pole při smíšené konvekci s  $Ri = Gr/Re^2 > 10$ . Lze najít dvě vysvětlení jeho vzniku:

1. V [31] autor dospěl k závěru, že tekutina je v dolní části teplejší díky vyhřívávanému spodnímu povrchu, což má za následek pokles viskozity tekutiny. To vede ke snížení odporu proudění a tedy vyšší rychlosti v dolní části kanálu. Aby byla dodržena rovnice kontinuity, musí dojít v horní části kanálu k poklesu rychlosti či až ke zpětnému proudění.
2. V [32] je asymetrie rychlostního profilu připisována stoupajícím teplým oblakům tekutiny vytvářející vertikální pohyb, který vytváří příznivý tlakový gradient. Příčné proudění urychluje podélné proudění ve spodní části trati a naopak zpomaluje proudění v horní části trati.

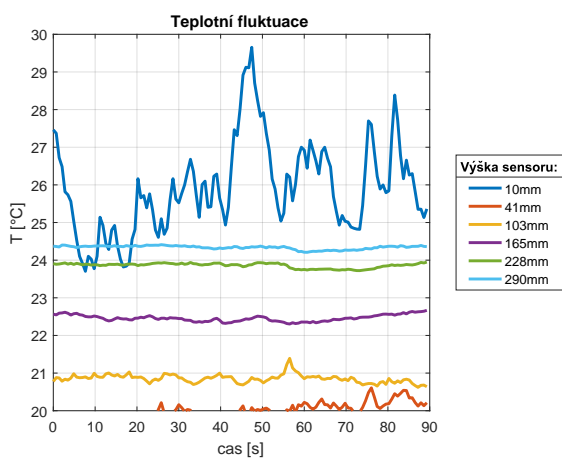


Obrázek 49: Teplotní profily z jednotlivých horizontálních pozic, měření č. 1 - vodní film

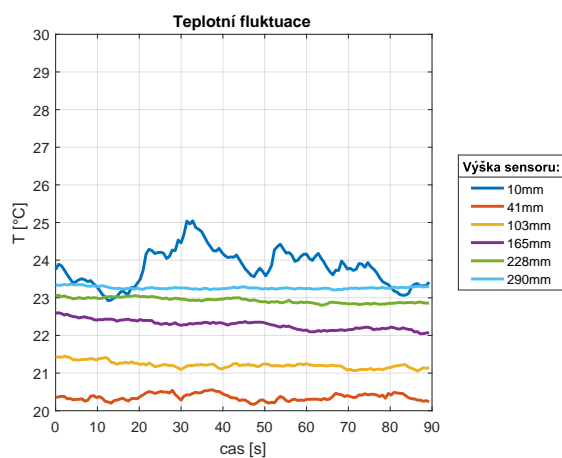
Získaná teplotní pole jsou v rozporu s prvním zmíněným vysvětlením vzniku zpětného proudění, neboť díky posunutí chladného jádra vzduchu je dolní část měřicího prostoru chladnější než tekutina v horní části trati. Pravděpodobnější vysvětlení tedy je, že vertikální pohyb tekutiny způsobený vztlačovými silami urychluje proudění v dolní části kanálu a v důsledku toho pak podél horního povrchu vzniká zpětné proudění.

Z porovnání teplotních polí (obr. 42, 45 a 48) plyne, že simultánní přestup tepla a hmoty teplotní pole ovlivňuje. Největší rozdíly jsou ve výšce 10mm nad vodním filmem. Tato oblast je ale pro měření problematická díky přítomnosti velkého teplotního gradientu. Z obr. 49 lze vyčíst, že při prvním měření ve výšce 10mm se teplota nad vodním filmem pohybuje od 22°C do 26°C. Teplota filmu byla  $T_{film} \approx 52^\circ\text{C}$ , během 10mm tedy teplota klesne o 26°C - 30°C. Díky tomu i malé vychýlení termočlánku z požadované výšky 10mm způsobí chybu v jednotkách stupňů. A právě touto chybou měření jsou nejspíše způsobeny velké rozdíly při porovnání teplotního pole ve výšce 10mm. Ve střední části kanálu jsou teploty skoro shodné. V horní části je varianta s vodním filmem teplejší o 2°C - 3°C. Další rozdíl je patrný při vykreslení průběhu teploty v závislosti na čase, viz obr. 50 a 51. Ve výšce 10mm je signál značně nestacionární (v důsledku volné konvekce), ale teplotní fluktuace jsou mnohem větší, pokud je na spodním povrchu vodní film. Tyto fluktuace dosahují až 5°C. V případě jsou hliníkové desky teplotní oscilace velké maximálně 2°C. Průběhy teplot z čidel v ostatních výškách se blíží stacionárnímu případu.

Zanedbání přestupu hmoty v CFD výpočtu pro tento konkrétní případ by mohlo způsobit rozdíl až 3°C v řešení teplotního pole. Pro návrhové výpočty lze toto zjednodušení akceptovat, neboť řešení s chybou 3°C v návrhové fázi je postačující. Pro přesnější analýzu problému bude nutné přestup hmoty postihnout.



Obrázek 50: Závislost teploty na čase, měření č.1, vodní film,  $x=500\text{mm}$



Obrázek 51: Závislost teploty na čase, měření č.1, hliníková deska,  $x=500\text{mm}$

## 9 Závěr

Tématem diplomové práce je získání dat umožňující validaci numerického (CFD) modelu řešící přestup hmoty z vodního filmu v režimu smíšené konvekce. Pro tento účel byl připraven experiment umožňující přestup hmoty (odpařování) změřit. Množství odpařené vody je vyhodnocováno z rozdílu měrné vlhkosti na vstupu a výstupu měřicího prostoru. Zvolená metoda vyžaduje správný návrh měřicí tratě, neboť nesmí dojít k nasycení vlhkého vzduchu na výstupu tratě.

Druhá kapitola shrnuje nejdůležitější poznatky termodynamiky vlhkého vzduchu a nauky přenosu tepla a hmoty. V části pojednávající o vlhkém vzduchu jsou popsány vztahy umožňující vyhodnotit termodynamické a termofyzikální vlastnosti vlhkého vzduchu, nezbytné pro vyhodnocení kritériálních čísel, např. Schmidtova  $Sc$  či Grashofova  $Gr_m$ . V sekci týkající se přenosu tepla a hmoty jsou zmíněny jednotlivé druhy konvektivního přenosu a důležité kritériální rovnice umožňující spočítat součinitel přestupu tepla, resp. hmoty z Nusseltova čísla  $Nu$ , resp. Sherwoodova čísla  $Sh$ . Na kritériálních rovnicích je založen zjednodušený matematický model umožňující určit množství odpařené vody a na základě jeho velikosti byla navržena měřicí trať. Pro zpřesnění výpočtu stavu vlhkého vzduchu na výstupu bylo zahrnuto i ohřátí proudícího vzduchu.

Na základě návrhového výpočtu byl proveden konstrukční návrh měřicí trati, dle dostupné literatury byly navrženy jednotlivé komponenty: dýza, měřicí clona a topné folie sloužící k ohřevu vody s vodou. Dále byl vytvořen obslužný skript v prostředí Matlab umožňující komunikaci a vyčítání dat z měřicích senzorů. V kapitole pět je popsán postup vyhodnocení množství odpařené vody ze získaných dat, v druhé části kapitoly je popis výpočtu nejistot měření (přímo i nepřímo měřených veličin).

Metodou PIV byly zkoumány parametry proudění na výstupu z dýzy, zejména kvalita usměrnění proudění. Poměr velikosti příčné rychlosti ku velikosti podélné rychlosti proudění byl pro zkoumané rychlosti průměrně do 6%, maximálně dosahoval 9%. Pro inženýrské účely je tato hodnota postačující, pro výzkumná měření by bylo určitě vhodné před dýzu umístit vložky, které by tento parametr proudění zlepšily. Tvary naměřených profilů odpovídají nevyvinutému proudění, což bylo předpokládáno, neboť na kanál, kde by se proudění vyvinulo, nebylo z důvodu omezených prostor laboratoře místo.

Změřené výsledky množství odpařené vody jsou ve velmi dobré shodě (10 - 20%) s matematickým modelem založeným na kritériálních rovnicích, což znamená, že byl sestaven správně a zároveň byl i dobře určen režim konvektivního transportu (turbulentní volná konvekce). Odchylna změřených dat a matematického modelu je pak rozsáhle diskutována. Experimentální data mohou být zatížena chybou v důsledku špatného určení teploty vodního filmu, neboť je zanedbán teplotní spád mezi hliníkovou deskou (místo měření) a teplotou na povrchu vodního filmu, která je reálně nižší než teplota hliníkové desky. V důsledku toho jsou pak v matematickém modelu predikovány vyšší hodnoty množství odpařené vody. Dále byly diskutovány nedostatky matematického modelu, největší vliv na výsledek má volba rovnice pro výpočet difuzního koeficientu, viz obr. 35. Mimo množství odpařované vody bylo vyhodnoceno Lewisovo číslo. Experimentálně bylo Lewisovo číslo získáno jako poměr součinitele přenosu tepla a hmoty:  $Le = (\alpha / (\beta \rho c_p))^{3/2}$ . Velmi dobrá shoda je s vypočteným Lewisovým číslem,

určeným dle stejného vzorce, do kterého byly dosazeny součinitele přestupu tepla a hmoty spočtené z kritériálních rovnic, viz obr. 38. Naopak špatná shoda experimentálních hodnot s teoretickými je při výpočtu Lewisova čísla dle vzorce  $Le = Sc/Pr$ . Výsledky jsou ve shodě se závěry výzkumníků, kteří při práci se součiniteli přestupu tepla a hmoty navrhli namísto Lewisova čísla užívat Lewisův faktor  $Le_f = \alpha/(\beta c_p)$ .

Teplotní pole je výrazně ovlivněno volnou konvekcí, která způsobuje sekundární proudění vyvolané vztakovými silami. Proto je proudící medium výrazně ohřáto v horní části kanálu. Vzduch je ohřátý i v prostoru dýzy (proti proudu), což je způsobeno zpětným prouděním podél horního povrchu měřicího prostoru. Při měření byly testovány dvě okrajové podmínky: vodní film (přenos tepla a hmoty) a vyhřátá hliníková deska (přenos tepla). Ukázalo se, že při simultánním přestupu tepla a hmoty se měřící prostor více ohřeje, v horní části až o 2-3°C.

Při využití tratě pro výzkumné účely by bylo třeba realizovat dvě úpravy. První modifikace by bylo již zmíněné umístění voštin na vstup tratě. Druhou, nákladnější, úpravou by bylo přidání vstupní komory umožňující kontrolu okolních podmínek: vstupní teplotu a vstupní relativní vlhkost. To by umožnilo získat závislosti množství odpařené čistě např. na teplotě vodního filmu, či naopak by šla změřit závislost množství odpařené vody na vstupní vlhkosti.

Paralelně k této práci vznikla také numerická analýza [33] řešeného problému, kde lze nalézt srovnání výsledků numerického výpočtu a experimentálního měření.

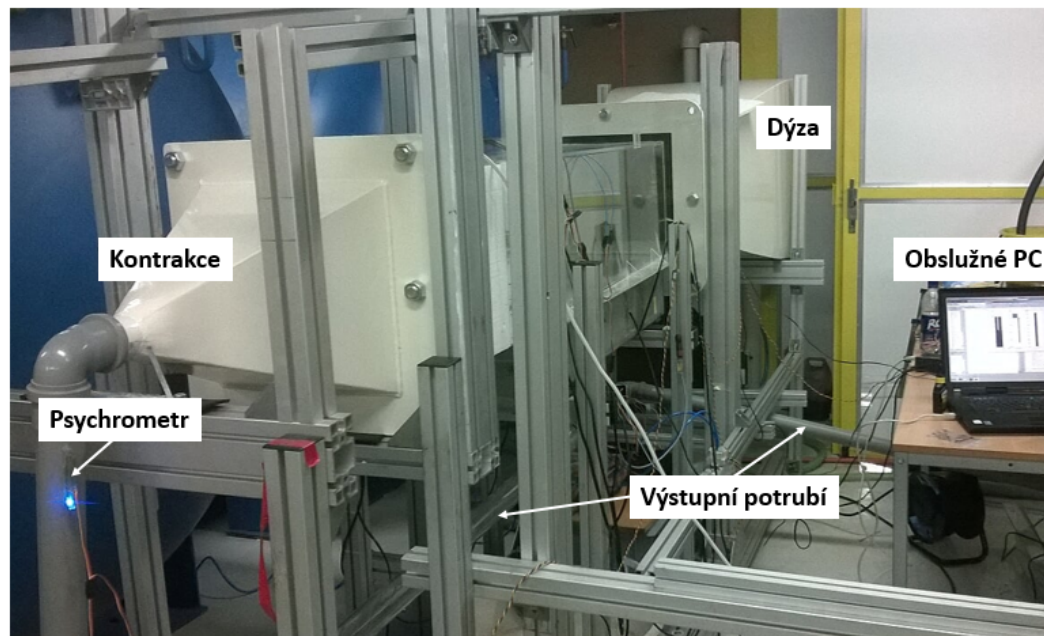
## Literatura

- [1] M. T. PAUKEN. *An experimental investigation of combined turbulent free and forced evaporation*. Experimental Thermal a Fluid Science, 1998.
- [2] A. JODAT. *An experimental study of ability of similarity theory to predict water evaporation rate for different convection regimes*. International journal of multidisciplinary sciences a engineering, 2012.
- [3] C. R. ISKRA a C. J. SIMONSON. *Effect of air humidity on the convective mass transfer coefficient in a rectangular duct*. Dostupné z <https://www.kuleuven.be/bwf/projects/annex41/protected/data/UofS%20Apr%202006%20Paper%20A41-T3-C-06-3.pdf>. 2006.
- [4] P. ŠAFAŘÍK a M. VESTFÁLOVÁ. *Termodynamika vlhkého vzduchu*. ČVUT, 2016. ISBN: 978-80-01-06020-9.
- [5] D. G. KRÖGER. *Air-cooled heat exchangers and cooling towers, Volume II*. Tulsa: PennWell, 2004. ISBN: 1-59370-019-9.
- [6] J. ŠESTÁK. *Přenosové jevy. 2, Přenos hmoty*. Praha: Vydavatelství Českého vysokého učení technického, 1972.
- [7] A. L. HINES a R. N. MADDOX. *Mass transfer: fundamentals and applications*. Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1985. ISBN: 0-13-559609-2.
- [8] J. ŠESTÁK a F. RIEGER. *Přenosové jevy. 1., Hydrodynamika a sdílení tepla*. Praha: Vydavatelství Českého vysokého učení technického, 1972.
- [9] J. ŠESTÁK a F. RIEGER. *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*. ČVUT, 1993. ISBN: 80-01-00957-2.
- [10] S. M. GHIAASIAAN. *Convective heat and mass transfer*. New York: Cambridge University Press, 2011. ISBN: 978-1-107-00350-7.
- [11] J. B. BARLOW, W. H. RAE a POPE A. *Low-speed wind tunnel testing. 3rd ed*. New York: Wiley, 1999. ISBN: 978-0-471-55774-6.
- [12] L. LEIFSSON a S. KOZIEL. *Simulation-driven design of low-speed wind tunnel contraction*. Journal of Computational Science, 2015. DOI: 10.1016/j.jocs.2014.12.004.
- [13] C. J. DOOLAN. *Numerical Evaluation of Contemporary Low-Speed Wind Tunnel Contraction Designs*. Journal of Fluids Engineering, 2017. DOI: 10.1115/1.2771578.
- [14] P. TALUKDAR, C. R. ISKRA a C. J.SIMONSON. *Combined heat and mass transfer for laminar flow of moist air in a 3D rectangular duct: CFD simulation and validation with experimental data*. International Journal of Heat a Mass Transfer, 2008. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.08.034.
- [15] ČSN EN ISO 5167-2. *Měření průtoku tekutin pomocí snímačů diferenčního tlaku vložených do zcela zaplněného potrubí kruhového průřezu - Část 2: Clony*. Praha: Úřad pro technickou normalizaci, metrologii a státní zkušebnictví, 2003.
- [16] F. P. INCROPERA a T. L. BERGMAN. *Fundamentals of heat and mass transfer. 7th ed*. Hoboken, NJ: Wiley, 2011. ISBN: 978-0470-50197-9.

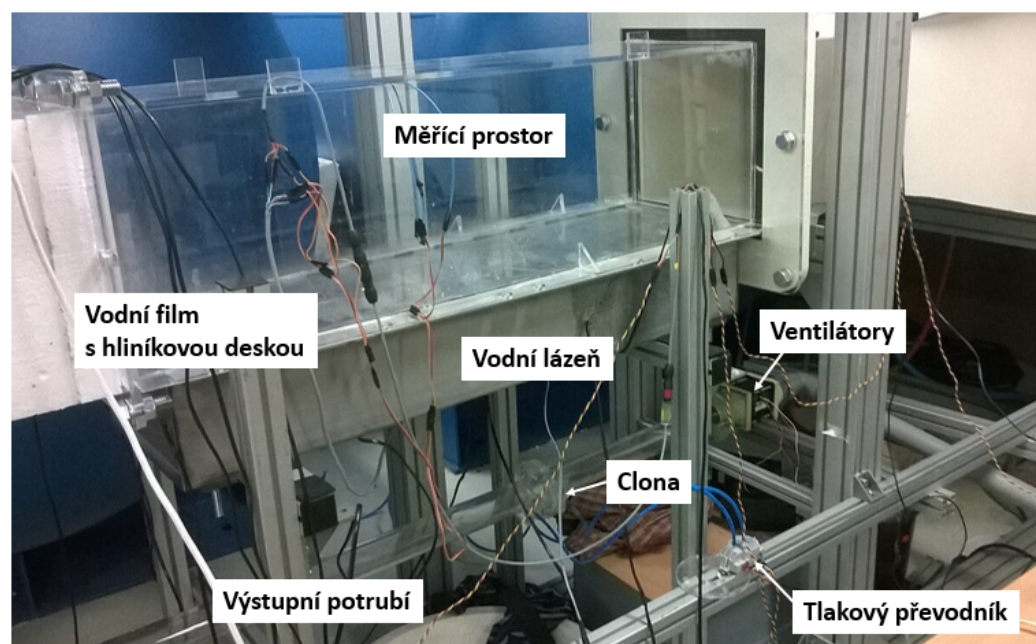
- [17] *Katalogový list Sun Ace 80*. Dostupné z [https://www.sanyodenki.com/archive/document/product/cooling/catalog\\_E\\_pdf/San\\_Ace\\_80CRB38\\_E\\_C1055B002.pdf](https://www.sanyodenki.com/archive/document/product/cooling/catalog_E_pdf/San_Ace_80CRB38_E_C1055B002.pdf).
- [18] J. CHYSKÝ. *Vlhký vzduch*. ISSN: 04-239-77. 1977.
- [19] J. C. KLOPPERS a D. G. KRÖGER. *The Lewis factor and its influence on the performance prediction of wet-cooling towers*. International Journal of Thermal Sciences, 2005. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2005.03.006.
- [20] P. ZUBÍK. *Integrální laserová anemometrie*. Disertační práce. Brno: VUT, Fakulta strojního inženýrství, 2001.
- [21] Z. KOHOUT. *Laboratorní cvičení z fyziky*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2002. ISBN: 80-01-02472-5.
- [22] R. S. FIGLIOLA a D. E. BEASLEY. *Theory and design for mechanical measurements*. Hoboken, N.J: John Wiley, 2006. ISBN: 978-0-471-44593-7.
- [23] R. K. SHAH a A. L. LONDON. *Laminar flow forced convection in ducts: a source book for compact heat exchanger analytical data*. New York: Academic Press, 1978. ISBN: 978-0-12-020051-1.
- [24] R. W. HANKS a H. C. RUO. *Laminar-Turbulent Transition in Ducts of Rectangular Cross Section*. Industrial a Engineering Chemistry Fundamentals, 1966. DOI: 10.1021/i160020a022.
- [25] I. TOSUN, D. UNER a C. OZGEN. *Critical Reynolds number for Newtonian flow in rectangular ducts*. Industrial a Engineering Chemistry Research, 1988. DOI: 10.1021/ie00082a034.
- [26] T.K. SHERWOOD a R.L. PIGFORD. *Absorption and extraction*. McGraw-Hill, 1952.
- [27] D. G. KRÖGER. *Air-cooled heat exchangers and cooling towers, Volume I*. Tulsa: PennWell, 2004. ISBN: 0-87814-896-5.
- [28] H. J. STEEMAN et al. *Evaluation of the different definitions of the convective mass transfer coefficient for water evaporation into air*. International Journal of Heat a Mass Transfer, 2009. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2009.01.047.
- [29] Y. WAN et al. *Study on average Nusselt and Sherwood numbers in vertical plate channels with falling water film evaporation*. International Journal of Heat a Mass Transfer, 2017. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.03.087.
- [30] C. BONNEFOI et al. *Poiseuille–Benard instability in a horizontal rectangular duct water flow*. International Journal of Thermal Sciences, 2004. DOI: 10.1016/j.ijthermalsci.2004.02.019.
- [31] A. ELATAR a K. SIDDIQUI. *The effect of mixed convection on the structure of channel flow at low Reynolds numbers*. International Journal of Heat a Fluid Flow, 2014.
- [32] D.K. CHOI a D.H. CHOI. *Developing mixed convection flow in a horizontal tube under circumferentially non-uniform heating*. International Journal of Heat a Mass Transfer, 1994.
- [33] R. KALINAY. *CFD modelování vypařování z horizontálního vodního filmu*. Diplomová práce [in English]. Praha: ČVUT, Fakulta strojní, 2017.

## Přílohy

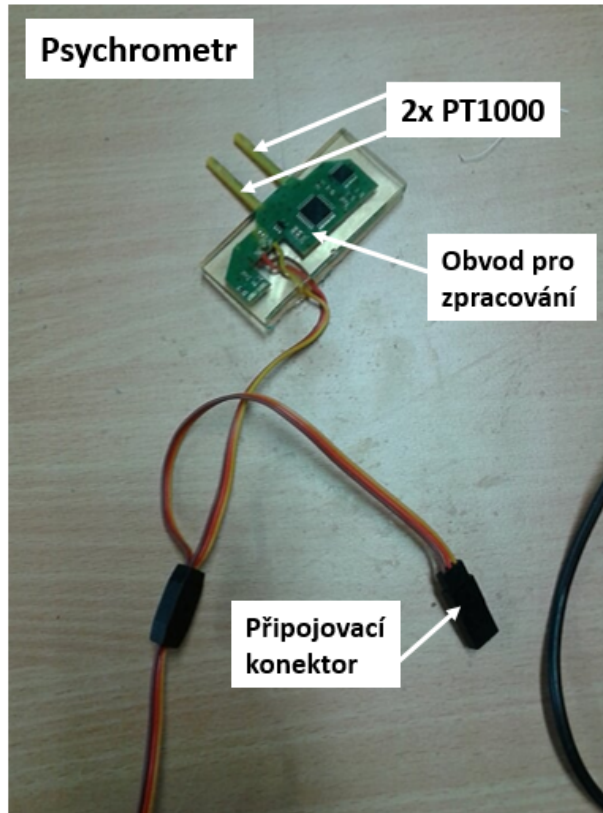
### Příloha A - Fotky trati



Obrázek 52: Foto trati - přední pohled



Obrázek 53: Foto trati - boční pohled



Obrázek 54: Foto psychrometru

## Příloha B - CD

Příložené CD obsahuje naměřená data, výpočetní programy a diplomovou práci v elektronické verzi (*.pdf*). Ve složce *\dataPrenosHmoty\* je soubor ve formátu *.xlsx* s naměřenými daty množství odpařené vody obsahující hodnoty vstupních a okrajových podmínek a vyhodnocených veličin s jejich nejistotami.

Složka *\dataTeplotniPole\* obsahuje tři *.mat* soubory s podmínkami měření a výsledná teplotní pole.

Ve složce *\model\* jsou umístěny zdrojové soubory matematického modelu, komentář k programu je přiložen v souboru *readMe.txt*.