

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
**FAKULTA STROJNÍ**

Studijní program: B 2301 Strojní inženýrství  
Studijní zaměření: Stavba energetických strojů a zařízení

**BAKALÁŘSKÁ PRÁCE**

Vyšetření vlastností injektoru pára-voda

Autor: **Petr Pavlíček**

Vedoucí práce: **prof. Ing. Jiří LINHART, CSc.**

Akademický rok 2013/2014

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Petr PAVLÍČEK**  
Osobní číslo: **S11B0194P**  
Studijní program: **B2301 Strojní inženýrství**  
Studijní obor: **Stavba energetických strojů a zařízení**  
Název tématu: **Vyšetření vlastností injektoru pára - voda**  
Zadávací katedra: **Katedra energetických strojů a zařízení**

### Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

Máte za úkol:

1. Vypracovat rešerši parních injektorů (PI).
2. Provést zjednodušený výpočet parametrů PI.
3. Provést pokus o numerický výpočet PI.

Semestrální projekt:

Rešerše měření a výpočtů PI. Návrh PI pro parogenerátor zadaných parametrů použitím zjednodušeného výpočtu.

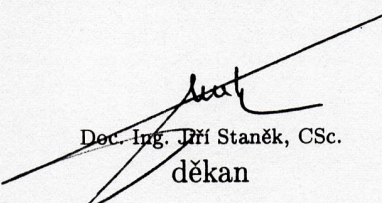


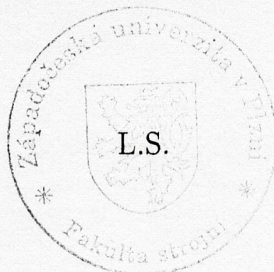
Rozsah grafických prací: **2 A4**  
Rozsah pracovní zprávy: **30 stran A4**  
Forma zpracování bakalářské práce: **tištěná/elektronická**  
Seznam odborné literatury:

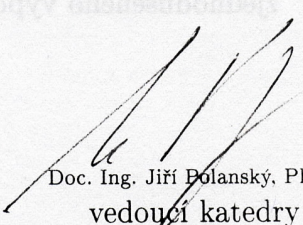
- **Deberne N., Leone J. F., Duque A., Lallemand A.: A model for calculation of steam injector performance. International Journal of Multiphase Flow 25, str. 841 - 855, 1999**
- **Kadrnožka J.: Teorie proudových strojů, VUT Brno, 1983**

Vedoucí bakalářské práce: **Prof. Ing. Jiří Linhart, CSc.**  
Katedra energetických strojů a zařízení  
Konzultant bakalářské práce: **Ing. Richard Matas, Ph.D.**  
Nové technologie - výzkumné centrum

Datum zadání bakalářské práce: **1. listopadu 2013**  
Termín odevzdání bakalářské práce: **27. června 2014**

  
Doc. Ing. Jiří Staněk, CSc.  
děkan



  
Doc. Ing. Jiří Polanský, Ph.D.  
vedoucí katedry

V Plzni dne 25. října 2013

# ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ (BAKALÁŘSKÉ) PRÁCE

<b>AUTOR</b>	Příjmení Pavlíček	Jméno Petr	
<b>STUDIJNÍ OBOR</b>	2301R016 „Stavba energetických strojů a zařízení“		
<b>VEDOUcí PRÁCE</b>	Příjmení (včetně titulů) prof. Ing. Linhart, CSc.	Jméno Jiří	
<b>PRACOVIŠTĚ</b>	ZČU - FST - KKE		
<b>DRUH PRÁCE</b>	<b>DIPLOMOVÁ</b>	<b>BAKALÁŘSKÁ</b>	Nehodící se <b>škrtněte</b>
<b>NÁZEV PRÁCE</b>	Vyšetření vlastností injektoru pára-voda		

<b>FAKULTA</b>	Strojní	<b>KATEDRA</b>	KKE	<b>ROK ODEVZD.</b>	2014
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

## POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

<b>CELKEM</b>	58	<b>TEXTOVÁ ČÁST</b>	46	<b>GRAFICKÁ ČÁST</b>	12
---------------	----	---------------------	----	----------------------	----

<p style="text-align: center;"><b>STRUČNÝ POPIS (MAX 10 ŘÁDEK)</b></p> <p><b>ZAMĚŘENÍ, TÉMA, CÍL POZNATKY A PŘÍNOSY</b></p>	<p>Tato práce se zabývá zjednodušeným výpočtem a numerickou simulací paro-vodního injektoru. Toto zařízení je zamýšleno pro rychlý ohřev vody v nádrži, přičemž má rovněž plnit funkci čerpadla. Práce prezentuje postup provedení zjednodušeného výpočtu injektoru pro ověření funkčnosti takového zařízení. Práce rovněž analyzuje postup při numerické simulaci a model kondenzace, jenž je základem této simulace.</p>
<p style="text-align: center;"><b>KLÍČOVÁ SLOVA</b></p> <p style="text-align: center;"><b>ZPRAVIDLA JEDNOSLOVNÉ POJMY, KTERÉ VYSTIHUJÍ PODSTATU PRÁCE</b></p>	<p style="text-align: center;">proudový přístroj, injektor, mokrá pára, kondenzace, CFD, Lavallova dýza, nadzvukové proudění, rázová vlna</p>

## SUMMARY OF DIPLOMA (BACHELOR) SHEET

<b>AUTHOR</b>	<b>Surname</b> Pavlíček	<b>Name</b> Petr
<b>FIELD OF STUDY</b>	2301R016 "Design of Power Machines and Equipment"	
<b>SUPERVISOR</b>	<b>Surname (Inclusive of Degrees)</b> prof. Ing. Linhart, CSc.	<b>Name</b> Jiří
<b>INSTITUTION</b>	ZČU - FST - KKE	
<b>TYPE OF WORK</b>	<b>DIPLOMA</b>	<b>BACHELOR</b>
<b>TITLE OF THE WORK</b>	Delete when not applicable	
	Calculation of steam-water injector properties	

<b>FACULTY</b>	Mechanical Engineering	<b>DEPARTMENT</b>	KKE	<b>SUBMITTED IN</b>	2014
----------------	------------------------	-------------------	-----	---------------------	------

### NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

<b>TOTALLY</b>	58	<b>TEXT PART</b>	46	<b>GRAPHICAL PART</b>	12
----------------	----	------------------	----	-----------------------	----

<b>BRIEF DESCRIPTION TOPIC, GOAL, RESULTS AND CONTRIBUTIONS</b>	This thesis is about simplified calculation and numerical simulation of a steam-water injector. Such device is considered for rapid heating of water in a tank, while it also fulfills function of a pump. The thesis presents use of simplified calculation for verification of functionality of the injector. The thesis also analyses procedure of numerical simulation and a condensation model, which is the key for the simulation.
<b>KEY WORDS</b>	jet device, injector, wet steam, condensation, CFD, Lavall nozzle, transonic flow, shockwave

## **Prohlášení o autorství**

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě bakalářskou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který je součástí této bakalářské práce.

V Plzni dne: .....

.....  
podpis autora

## **Poděkování**

Na začátku své bakalářské práce chci poděkovat prof. Ing. Jiřímu Linhartovi, CSc. za odborné vedení práce a ochotnou pomoc. Dále děkuji Ing. Richardu Matasovi, Ph.D. za pomoc s numerickou simulací. Rovněž chci poděkovat Doc. Ing. Marku Brandnerovi, Ph.D. za radu ohledně zjednodušeného výpočtu.

## Seznam použitých symbolů

Veličina	Rozměr	Název
$a$	$m/s$	rychlost zvuku
$a_t$	$J/kg$	měrná technická práce
$A_{VP}$	$m^2/m^3 = 1/m$	mezifázová plocha na $1 m^3$ směsi
$c$	$J/kgK$	měrná tepelná kapacita
$c_p$	$J/kgK$	měrná tepelná kapacita za konstantního tlaku
$d$	$m$	průměr
$F$	$N$	síla
$g$	$m/s^2$	gravitační zrychlení $g = 9,81 m/s^2$
$h$	$J/kg$	měrná entalpie
$l$	$m$	délka
$L$	$kJ/kg$	výparné teplo
$\dot{m}$	$kg/s$	průtočná hmotnost
$\dot{m}_{VP}$	$kg/m^3s$	hmotnostní tok v $1 m^3$ z vody do páry
$N_{bub}$	$1/m^3$	počet bublin na jednotkový objem
$Nu$	-	Nusseltovo číslo
$p$	$Pa$	tlak
$Pr$	-	Prandtlovo číslo
$q$	$W/m^2$	tepelný tok
$Q$	$W/m^3$	přestoupené teplo v $1 m^3$ směsi
$r$	$m$	poloměr
$R$	$J/kgK$	měrná plynová konstanta
$Re$	-	Reynoldsovo číslo
$s$	$J/kgK$	měrná entropie
$\dot{S}$	$J/Ks$	tok entropie
$S$	$m^2$	průřez
$t$	$^{\circ}C$	teplota
$T$	$K$	termodynamická teplota
$v$	$kg/m^3$	měrný objem
$V_{1bub}$	$m^3$	objem jedné bubliny
$w$	$m/s$	rychlost
$x$	-	suchost
$y$	-	vlhkost
$z$	$m$	výška
$\alpha$	$W/m^2K$	součinitel přestupu tepla
$\alpha\alpha$	$W/m^3K$	objemový součinitel přístupu tepla
$\zeta$	-	ztrátový koeficient Bernoulliho rovnice
$\eta$	$kg/m s$	dynamická vazkost



$\theta$	$^{\circ}\text{C}$	podchlazení
$\kappa$	-	Poissonova konstanta (poměr tepelných kapacit)
$\lambda$	$\text{W/mK}$	součinitel tepelné vodivosti
$\nu$	$\text{m}^2/\text{s}$	kinematická vazkost
$\rho$	$\text{kg/m}^3$	hustota
$\psi$	-	objemový podíl

## Index

0, 1, 2, 2b, 3, 4

b

e

f

k

krit

m

P

syt

V

## Význam

místo v injektoru

bublina

equilibrium (rovnovážné)

frozen ("zamrzlé"; zastavené)

kapka

kritický průměr

s vlivem přenosu hmoty (kondenzací/vypařováním)

pára

na mezi sytosti

voda

# Obsah

1 Úvod.....	4
1.1 Proudové přístroje.....	4
1.2 Injektor jako zařízení pro ohřev vody.....	4
1.3 Konkrétní využití zkoumaného injektoru.....	6
2 Zadaná geometrie a parametry.....	7
3 Použité výpočtové vztahy.....	8
3.1 Zákon zachování hmotnosti.....	8
3.2 Zákon zachování energie.....	8
3.3 Zákon zachování hybnosti.....	9
3.4 Stavová rovnice.....	9
3.5 Postup výpočtu Lavallovy dýzy.....	9
3.6 Podmínka rázové vlny - rychlost zvuku v mokré páře.....	10
4 Zjednodušený výpočet.....	15
4.1 Vstupní parametry páry.....	15
4.2 Parametry na konci směšovací komory.....	16
4.3 Maximální protitlak.....	20
4.4 Poloha rázové vlny.....	21
4.5 Výpočet maximální teploty vstupní vody.....	24
5 Numerická simulace.....	25
5.1 Vstupní dýza.....	25
5.2 Aproximace potřebných fyzikálních veličin.....	32
5.2.1 Vyjádření teploty sytosti jako funkce tlaku.....	32
5.2.2 Vyjádření entalpie syté vody jako funkce tlaku.....	34
5.2.3 Vyjádření entalpie syté páry jako funkce tlaku.....	36
5.3 Směšovací komora a difusor.....	38
5.3.1 Model kondenzace – parní bubliny bubliny ve vodě.....	39
5.3.2 Model kondenzace – kapky vody v páře.....	41
6 Závěr.....	43
Seznam použité literatury.....	45
Seznam příloh.....	46

# 1 Úvod

## 1.1 Proudové přístroje

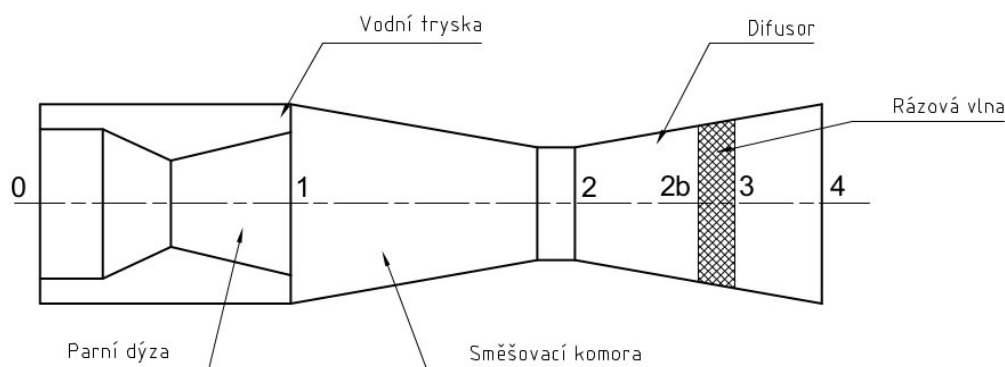
Proudové přístroje jsou zařízení běžně používaná pro dopravu tekutin. Tyto přístroje neobsahují žádné pohyblivé, ani rotační části. Energie potřebná pro práci není přiváděna ve formě mechanické práce, ale je přinášena hnací tekutinou. Proudový přístroj se skládá z dýz (trysek) pro hnací a hnanou tekutinu, směšovací komory a difusoru. Směšovací komora se vyskytuje nejčastěji ve dvou provedeních – rovnoplochem (válcovém) a rovnotlakém. Difusor má nejčastěji kuželovitý tvar.

Proudové přístroje lze rozdělit podle jejich primárního účelu na ejektory a injektory. Ejektory slouží k nasávání tekutin a k vytvoření podtlaku v zařízení, z něhož pochází hnaná tekutina, zatímco injektory slouží k vytlačování hnané tekutiny do zařízení za injektorem, případně k jejímu stlačování. V principu je však princip jejich funkce shodný.

## 1.2 Injektor jako zařízení pro ohřev vody

Tato práce se zabývá injektorem, jenž slouží k rychlému ohřevu vody v nádrži. Takovéto zařízení je popsáno ve zdrojích [1], [2]. Toto zařízení směšuje vodu s párou, čímž oproti běžnému injektoru, jenž má funkci čerpadla, nabývá ještě funkce tepelného výměníku a kondenzátoru. Hnací tekutinou je pára, jež rovněž funguje jako zdroj tepla pro vodu. Injektor je také schopen udržet ohřívanou vodu v cirkulaci a není tedy nutné použít dodatečné čerpadlo. Morfologie takového zařízení je shodná s běžným proudovým zařízením – skládá se z trysek pro hnací a hnanou tekutinu, směšovací komory a difusoru.

Zdroj [1] se zabývá injektorem s centrální vodní tryškou a zdroj [2] injektorem s centrální parní dýzou. Zkoumaný injektor má rovněž uspořádání s centrální parní dýzou. Takovýto injektor je schematicky znázorněn na obr. 1.2-1. V tomto obrázku jsou rovněž vyznačeny významné polohy v injektoru, v nichž budou počítány termodynamické veličiny. Číslo 0 značí vstup do injektoru, číslo 1 vstup do směšovací komory, číslo 2 průřez na konci směšovací komory a začátku difusoru, číslo 2b místo před rázovou vlnou, číslo 3 místo za rázovou vlnou a číslo 4 výstup z injektoru. V práci bude zjednodušeně uvažováno, že místa 2b a 3 jsou shodná (rázová vlna má nulovou tloušťku), přesto jsou v nich ale jiné parametry.



obr. 1.2-1 Schéma parovodního injektoru s centrální parní dýzou

Jedním z požadavků je, aby se na výstupu z injektoru vyskytovala pouze kapalná fáze, čehož by mělo být dosaženo rázovou vlnou v difusoru. Aby bylo možné dosáhnout touto rázovou vlnou úplné kondenzace, je zřejmé, že suchost páry v difusoru bude muset nabývat velmi nízké hodnoty. Požadavkem pro rázovou vlnu je nadzvukovost proudění – určení nadzvukovosti je pro oblast mokré páry problematické (viz kap.3.6).

Pára nejdříve prochází centrální Lavallovou dýzou, čímž dochází k urychlení proudění a poklesu tlaku. Pára by měla být urychlena na nadzvukovou rychlost, a to dostatečně vysokou, aby přinášela dostatečnou hybnost, aby proud byl nadzvukový i na konci směšovací komory a mohlo tak dojít k rázové vlně v difusoru. Lavallova dýza ústí přímo do směšovací komory, kde je pára smíšena s vodou. Během směšování je voda rozložena na kapky, čímž dojde ke značnému nárůstu povrchu a značně se tak urychlí výměna tepla a hybnosti. V difusoru bude pára nejdříve expandovat a v určitém místě pak dojde k rázové vlně, jež by měla způsobit úplnou kondenzaci. Poloha rázové vlny je přímo závislá na tlaku na výstupu (viz kap.4.4).

Velmi důležitý je správný postup pro náběh injektoru. Jak již bylo řečeno, v difusoru by mělo dojít k rázové vlně, potenciálně ale může dojít k rázové vlně i ve vstupní Lavallově dýze, nebo alternativně je potenciálně nebezpečí, že protitlak na výstupu způsobí, že vstupní proud páry bude subsonický (a tedy vůbec nedojde k rázové vlně). Tato nebezpečí jsou eliminována specifickou spouštěcí sekvencí. Ta je stručně uvedena ve zdroji [1]. Princip spočívá v tom, že ještě před otevřením parního ventilu je výstup z injektoru při rozběhu napojen na odtokovou oblast s nižším tlakem, než je zamýšlený protitlak - ve zdroji [1] jsou uváděny jako příklad atmosféra nebo kondenzátor. Poté se postupně otevírá parní ventil, přičemž prostředí na výstupu odsává mokrou páru, jež vystupuje z injektoru, a nedochází tedy k rázové vlně. Poté, co je parní ventil zcela otevřen, je uzavřen ventil směřující do odtoku a otevřen ventil, jenž ústí zpět do nádrže s vodou.

Účinnost takového injektoru lze očekávat značně vyšší, než je tomu běžné pro proudové přístroje, kde se účinnost pohybuje od 10% do 30% [3]. V samotném injektoru (bez uvažování ztrát ve vstupním a výstupním potrubí) vznikají v podstatě jediné ztráty prostupem tepla skrze stěny injektoru. Tření a dissipace v tomto případě nejsou ztrátové, neboť jen přeměňují mechanickou energii na tepelnou, jež je ale rovněž užitečnou formou energie. Tření a dissipace mohou ale ovlivnit pracovní rozsah injektoru. Kromě přestupu tepla do okolí jsou ztráty ještě způsobeny dalšími těžko podchytitelnými (a pravděpodobně nepříliš významnými) mechanismy – například jde o přenos energie do okolního prostředí vlivem vibrací zařízení atd.

Zdroje [1], [2] uvádějí postup zjednodušeného 1D výpočtu injektoru, rovněž i experimentální vyšetření vlastností injektoru. Oba tyto zdroje jsou soustředěny na vyšetření vlastností injektoru s již známými parametry, nikoliv na samotný návrh injektoru. Pochopitelně je na základě toho možné provést návrh pro určité požadované parametry, nicméně metoda by spočívala spíše v modifikaci rozměrů a parametrů injektoru, jenž už byl ověřen, že bude fungovat.

Zdroje [4], [5] prezentují postup numerické simulace pro velmi podobnou úlohu. Článek [4] se zabývá simulací kondenzace proudu páry v přebytku vody. Základem této simulace je model kondenzace, který je nutné do Fluentu nadefinovat pomocí UDF. Je nutné nadefinovat tři klíčové parametry, konkrétně poloměr bublin (z něhož plyne mezifázová



plocha), koeficient přestupu tepla a přenos hmoty mezi fázemi (kondenzace/vypařování). Pro zadání zbylých vlastností by měly být dostatečné zabudované funkce, modely a nastavení Fluentu. Zdroj [4] je tedy zaměřen spíše teoreticky právě na model kondenzace, zatímco [5] (od stejných autorů) pak využívá tohoto modelu k řešení parou poháněné proudové pumpy. Takovéto zařízení je v mnohých ohledech podobné tomu řešenému v této práci, avšak zůstávají zde dva zásadní rozdíly:

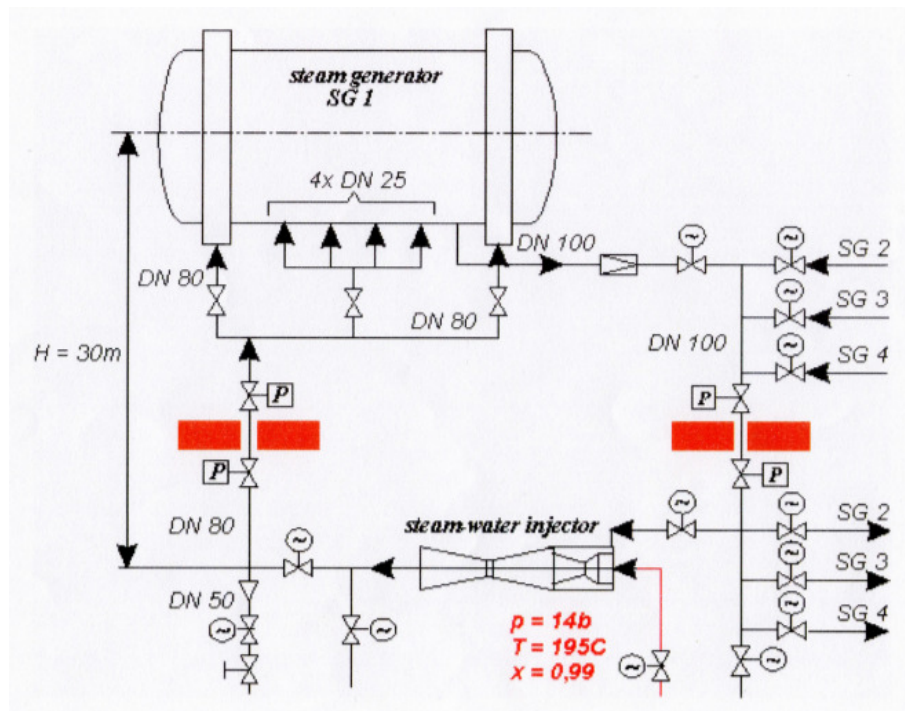
1. V [5] veškerá pára zkondenzuje v důsledku přebytku vody, zatímco v zařízení zkoumaném v této práci nikoliv.
2. V [5] nedochází v difusoru k rázové vlně, jež ve zkoumaném injektoru způsobí dokončení kondenzace.

Velmi podstatný je zejména druhý rozdíl, neboť je možné, že model nebude schopen podchytit kondenzaci vlivem rázové vlny. Pro tuto práci se však nepodařilo nalézt vhodnější modely, a tak bylo pracováno s tímto modelem.

### 1.3 Konkrétní využití zkoumaného injektoru

Uvažuje se, že by takovéto zařízení mohlo sloužit pro prohřev vody sekundárního okruhu po odstávce JE Temelín. Během prohřevu je v sekundárním okruhu značně nižší tlak než při energetickém provozu (to je důvod, proč je na výstupu jen 7,2 bar namísto obvyklých tlaků v sekundárním okruhu). Toto zařízení by pak ušetřilo čas pro opětovný náběh do energetického provozu.

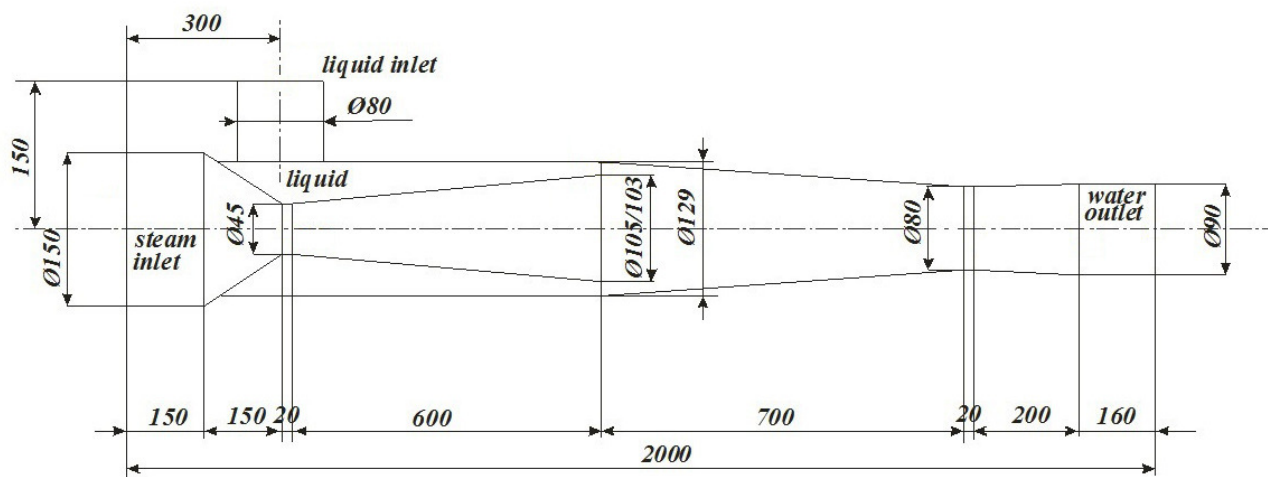
Na obr.1.3-1 je schéma zapojení injektoru. Pára, jež je použita k ohřevu, pochází z druhého bloku elektrárny (a je seškrccena na požadovaný tlak).



obr. 1.3-1 Schéma zapojení injektoru [6]

## 2 Zadaná geometrie a parametry

Na obr. 2-1 jsou zadány předběžné rozměry injektoru. V tab. 2-1 jsou uvedeny zadané parametry.



obr. 2-1 Předběžná geometrie injektoru

parametr	zkratka	hodnota
Průtočná hmotnost páry	$\dot{m}_p$	3,95 kg/s
Tlak páry na vstupu do injektoru	$p_{0p}$	14 bar
Teplota páry na vstupu do injektoru	$t_{0p}$	195°C
Suchost páry na vstupu do injektoru	$x_{0p}$	0,99
Průtočná hmotnost vody	$\dot{m}_v$	39,5 kg/s
Tlak vody na vstupu do směšovací komory	$p_{1v}$	0,66 bar
Teplota vody na vstupu do směšovací komory	$t_{1v}$	Od 30°C a horní hranici je cílem určit
Tlak na výstupu z injektoru	$p_4$	7,2 bar

Tab. 2-1 Zadané parametry injektoru

### 3 Použití výpočtové vztahy

V následujících podkapitolách budou stručně uvedeny zákony, jež lze použít obecně pro zjednodušené 1D výpočty proudových přístrojů a jimiž byl řešen injektor v této práci. Jsou jimi zákony zachování hmotnosti, energie, hybnosti a stavová rovnice. V další podkapitole je pak stručně popsán postup pro řešení Lavallových dýz (jež využívá zákony zachování a stavovou rovnici – s určitými doplňujícími informacemi). V poslední podkapitole bude rozebrána podmínka rázové vlny v mokré páře.

#### 3.1 Zákon zachování hmotnosti

Tento zákon vyjadřuje jednoduchou skutečnost, a to, že skrze stěny injektoru, nebo obecně jakéhokoliv zařízení, neprochází žádná tekutina. Tedy průtočná hmotnost vtokem a výtokem a libovolně zvoleným průřezem jsou si rovny, což je popsáno rovnicí (3.1-1).

$$\dot{m} = \rho \cdot w \cdot S = \text{konst} \quad (3.1-1)$$

#### 3.2 Zákon zachování energie

Tento základní fyzikální zákon vyjadřuje skutečnost, že energie nemůže vzniknout, ani zaniknout. Tento vztah může mít více tvarů, například pro termodynamické výpočty se běžně používá první zákon termodynamiky pro kontrolní objem v diferenciálním tvaru (3.2-1), případně ve tvaru porovnávacím vstup a výstup (3.2-2). Pro účely této práce bude třeba tvar (3.2-3), jenž platí při uvažování obecně dvou vstupů A a B.

$$dq = dh + g dz + w dw + da_t \quad (3.2-1)$$

$$h_1 + g \cdot z_1 + \frac{w_1^2}{2} + q = h_2 + g \cdot z_2 + \frac{w_2^2}{2} + a_t \quad (3.2-2)$$

$$\begin{aligned} \dot{m}_A \cdot \left( h_{1A} + g \cdot z_{1A} + \frac{w_{1A}^2}{2} \right) + \dot{m}_B \cdot \left( h_{1B} + g \cdot z_{1B} + \frac{w_{1B}^2}{2} \right) + (\dot{m}_A + \dot{m}_B) \cdot q = \\ = (\dot{m}_A + \dot{m}_B) \cdot \left( h_2 + g \cdot z_2 + \frac{w_2^2}{2} + a_t \right) \end{aligned} \quad (3.2-3)$$

Pro výpočty parametrů vody je zákon zachování energie běžně použit ve formě Bernoulliovy rovnice ve tvaru (3.2-4) (pro nevazké stacionární, nestlačitelné proudění s působením pouze gravitačního zrychlení a sledující změny mezi dvěma průřezy proudové trubice), nebo častěji ve formě rozšířené Bernoulliovy rovnice (3.2-5), jež pomocí ztrátového koeficientu  $\zeta$  zpětně uvažuje ztráty, jež byly předtím v odvození zanedbány. Na rozdíl od prvního zákona termodynamiky pro kontrolní objem (3.2-2) se v Bernoulliově rovnici (3.2-4) neuvažuje výměna tepla s okolím a uvažuje se shodná teplota na vstupu a výstupu (respektive přesněji nulová změna vnitřní energie kapaliny). V podstatě zachování energie pro kontrolní objem (3.2-2) lze převést na Bernoulliovu rovnici (3.2-4) tím, že se od entalpií odečte vnitřní energie (která je tedy shodná pro vstup i výstup) a v rovnici z entalpií zbydou vtačovací práce, což jsou první členy na levé i pravé straně v rovnicích (3.2-4), (3.2-5).

$$\frac{p_1}{\rho_1} + g \cdot z_1 + \frac{w_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho_2} + g \cdot z_2 + \frac{w_2^2}{2} + a_t \quad (3.2-4)$$

$$\frac{p_1}{\rho_1} + g \cdot z_1 + \frac{w_1^2}{2} = \frac{p_2}{\rho_2} + g \cdot z_2 + \frac{w_2^2}{2} + a_t + \xi \cdot \frac{w^2}{2} \quad (3.2-5)$$

### 3.3 Zákon zachování hybnosti

Zákon zachování hybnosti byl využit ve formě věty o změně toku hybnosti. Tento zákon ve své podstatě říká, že síla působící na proudící tekutinu způsobí změnu jejího toku hybnosti. Obecně jde o vektorovou rovnici (3.3-1), ale pro proudové přístroje se běžně využívá jednodimenzionálního modelu a tato rovnice tak přejde do skalárního tvaru (3.3-2).

$$\vec{F} = \dot{m}_1 \cdot \vec{w}_1 - \dot{m}_2 \cdot \vec{w}_2 \quad (3.3-1)$$

$$F = \dot{m}_1 \cdot w_1 - \dot{m}_2 \cdot w_2 \quad (3.3-2)$$

### 3.4 Stavová rovnice

Stavová rovnice může být uvažována pro páru jako pro ideální plyn, což je vhodné jen pro přehřátou páru. Stavová rovnice pro ideální plyn má tvar (3.4-1).

$$\frac{p}{\rho} = R \cdot T \quad (3.4-1)$$

Další možnosti jsou použít některou z upravených funkcí pro reálný plyn. Nejpřesnější je pro výpočty využít termodynamických tabulek, jež spolehlivě platí od plynné fáze přes dvoufázovou směs až po fázi kapalnou. Vzhledem k tomu, že pára už z principu bude muset mít velmi nízkou suchost, je pro řešený problém nejvhodnější využít tabulkových hodnot.

V případě kapalně vody se jako stavová rovnice běžně uvažuje (3.4-2).

$$\rho = konst \quad (3.4-2)$$

### 3.5 Postup výpočtu Lavallovy dýzy

Pro výpočet dýz se používá zákon zachování energie použitý ve formě prvního zákona termodynamiky pro kontrolní objem (3.5-1). Obvykle se zanedbává výškový rozdíl a výměna tepla skrze stěnu. V případě dýzy je rovněž vykonaná technická práce nulová. První zákon termodynamiky pro kontrolní objem (3.5-1) tedy přejde ve tvar (3.5-2). Dále se pro výpočty používá zákon zachování hmotnosti (3.5-3) a nakonec stavová rovnice, například ve tvaru (3.5-4). Tyto tři rovnice se pak doplňují další podmínkou – nejčastěji, že proudění je izoentropické (uvažuje se proudění bez přívodu tepla a beze ztrát, tj. izoentropické), nebo lze uvažovat proudění polytropické. Tato podmínka tak v případě dýzy nahrazuje zákon zachování hybnosti (jenž není možné použít, neboť obsahuje další neznámou – silový účinek stěny dýzy na proudící plyn – bylo by tedy stejně nutné doplnit další rovnici).



$$h_1 + g \cdot z_1 + \frac{w_1^2}{2} + q_{01} = h_0 + g \cdot z_0 + \frac{w_0^2}{2} + a_{r01} \quad (3.5-1)$$

$$h + \frac{w^2}{2} = h_{0s} + \frac{w_{0s}^2}{2} \quad (3.5-2)$$

$$\dot{m} = \rho \cdot w \cdot S \quad (3.5-3)$$

$$\rho = f(h, s) \quad (3.5-4)$$

Další postup výpočtu se pak liší v závislosti na tom, jestli se uvažují ztráty a jestli se plyn uvažuje jako ideální, nebo reálný. Rovněž záleží na tom, jestli dýza pracuje v jmenovitém nebo nejmenovitém stavu.

Pro případ ideálního plynu se zanedbáním ztrát lze z rovnic (3.5-2) až (3.5-4) odvodit vztahy např. pro kritický tlakový poměr (3.5-5), kritickou rychlost (3.5-6) atd. Případně pro zahrnutí ztrát pak lze tyto vztahy korigovat například s využitím polytropického exponentu, nebo pomocí ztrátových součinitelů. Není vhodné uvažovat mokrou páru jako ideální plyn (nanejvýše páru s velmi nízkou vlhkostí), a proto tento postup nebyl v práci použit.

$$\frac{p_{krit}}{p_0} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3.5-5)$$

$$w_{krit} = \sqrt{\frac{2 \cdot \kappa}{\kappa + 1} \cdot R \cdot T_0} \quad (3.5-6)$$

Pro případ reálného plynu nelze žádné vztahy odvodit, protože rovnice (3.5-4) je dána tabulkami a případné aproximace jsou velmi složité vztahy. Pracuje se tedy iteračně přímo se vztahy (3.5-2) až (3.5-4), přičemž pro nárůst rychlosti se snižuje entalpie (podrobnosti a provedení viz. kapitola 4.1). V případě nejmenovitých stavů by se výpočet komplikoval, s výjimkou nižšího protitlaku než tlak na výstupu z dýzy. Je však žádoucí, aby dýza pracovala ve jmenovitém stavu (či případně s protitlakem nižším než tlak na výstupu). Bylo by tedy vhodnější upravovat tvar dýzy (nebo parametry injektoru), než se snažit propočítat tyto nejmenovité stavy.

### 3.6 Podmínka rázové vlny - rychlost zvuku v mokré páře

Podmínkou rázové vlny je, že proud před ní musí být nadzvukový. Určení rychlosti zvuku v mokré páře je však problematické, obzvláště pro nízkou suchost páry.

Zdroj [1] uvádí, že podmínkou rázové vlny je, aby proud byl rychlejší než tzv. equilibrium speed of sound – což by se dalo přeložit jako rovnovážná rychlost zvuku. Zdroj [7] se zabývá rychlostmi zvuku v mokré páře. V případě, že pára a kapky vody mají ve výchozím stavu (výchozí stav = není přítomen zdroj zvukových vln) stejnou rychlost a teplotu, zavádí se celkem tři rychlosti zvuku:  $a_e$ ,  $a_f$  a  $a_{ef}$  (viz níže v této kapitole). Která z těchto rychlostí se uplatní, závisí na frekvenci zvuku. Skutečná rychlost zvuku pro jakoukoliv frekvenci by pak měla být v rozsahu někde mezi  $a_e$  a  $a_f$ .

Tím, jak prochází párou zvuk, vzniká tendence ke vzniku vzájemných odchylek

rychlosti a teploty pro obě přítomné fáze. Proti těmto dějům působí relaxační procesy, jež mají snahu teploty a rychlosti opět vyrovnat. Frekvence zvuku ovlivňuje schopnost relaxačních procesů takto činit, přičemž vyšší frekvence ji potlačují.

Equilibrium speed of sound, značená  $a_e$ , je platná pro nízkofrekvenční zvuk. Relaxační procesy v páře udržují teplotu a výchytky rychlostí pro obě fáze stejné. Je možné ji spočítat podle rovnice (3.6-1).

$$a_e = \sqrt{\kappa_e \cdot p \cdot v_e} \quad (3.6-1)$$

kde:

$$v_e = v_{pe} \cdot (1 - y_e) = v_{pe} \cdot x_e$$
$$\kappa_e = \left( 1 - \frac{2 \cdot R \cdot T_s}{L} + c \cdot \frac{R \cdot T_s^2}{L^2} \right)^{-1}$$
$$c = c_{pP} + c_V \cdot \frac{y_e}{(1 - y_e)} = c_{pP} + c_V \cdot \frac{(1 - x_e)}{x_e}$$

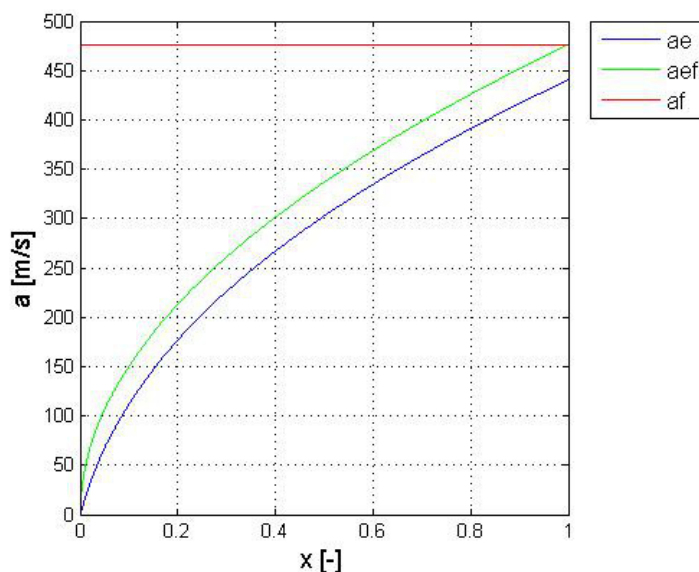
Frozen speed of sound, značená  $a_f$ , je platná pro vysokofrekvenční zvuk. Relaxační procesy nestíhají vyrovnávat rychlosti a teploty. Frozen speed of sound je pro celý rozsah mokré páry rovna rychlosti zvuku syté páry. Je možné ji spočítat podle rovnice (3.6-2).

$$a_f = \sqrt{\kappa_P \cdot p \cdot v_P} \quad (3.6-2)$$

Pro tzv. equilibrium-frozen speed of sound jsou relaxační procesy dostatečně rychlé k vyrovnání rychlosti, nikoliv však teploty. Je možné ji spočítat podle rovnice (3.6-3).

$$a_{ef} = a_f \cdot \sqrt{1 - y_e} = a_f \cdot \sqrt{x_e} \quad (3.6-3)$$

Na obr. 3.6-1 je pro příklad vykreslena závislost těchto rychlostí na suchosti pro tlak 1 bar.



obr. 3.6-1 Rychlosti zvuku v mokré páře  $a = a(x)$

Vztahy (3.6-1),(3.6-2) a (3.6-3) pravděpodobně neplatí pro velkou vlhkost, není tedy možné z nich zjistit rychlost zvuku o dané frekvenci v takovéto páře. Z těchto vztahů je podstatný pouze vztah pro  $a_e$  (3.6-1), jenž je využit pouze pro kontrolu podmínky rázové vlny.

Jako alternativa pro zjištění nadzvukovosti proudění mokré páry by se mohla jevit rychlost zvuku určená přímo z definice. Rychlost zvuku podle definice je dána vztahem (3.6-4). Nahradíme-li v této definici diferenciály diferencemi, získáme vztah (3.6-5), respektive (3.6-6). Z tohoto vztahu je nyní možné s pomocí termodynamických tabulek vypočítat rychlost zvuku. Tento výpočet dává určité výsledky pro přehřátou páru, vodu, ale i mokrou páru.

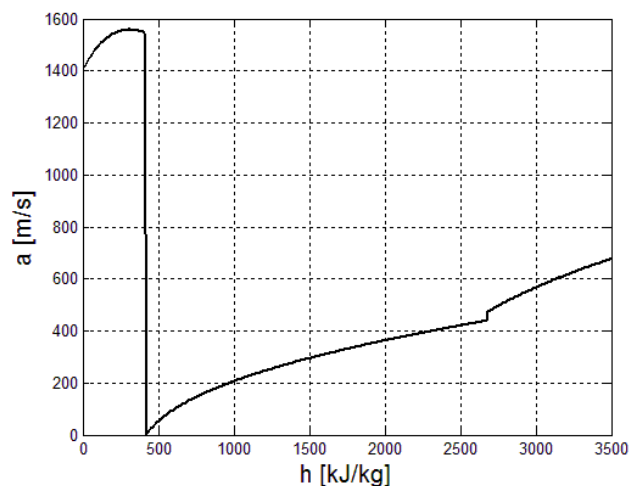
$$a^2 = \left( \frac{dp}{d\rho} \right)_s \quad (3.6-4)$$

$$a^2 = \left( \frac{\Delta p}{\Delta \rho} \right)_s \quad (3.6-5)$$

$$a^2 = \left( \frac{1}{\frac{\Delta \rho}{\Delta p}} \right)_s \quad (3.6-6)$$

Na obr. 3.6-2 je vynesena závislost rychlosti zvuku na entalpii pro tlak 1 bar s použitím výpočtu (3.6-5). Je možné spatřit dvě skokové změny v hodnotě rychlosti zvuku. Tyto skoky jsou přesně na mezích sytosti. Dále je patrné, že skoková změna v rychlosti zvuku na mezi syté vody je mnohem větší než na mezi syté páry. Vysvětlením je fakt, že změna vlastností na mezi syté páry, kde mokrá pára přechází v suchou páru, je mnohem menší než změna vlastností na mezi syté vody, kde mokrá pára přechází ve vodu. Dále je patrné, že rychlost zvuku pro nízkou suchost podle tohoto výpočtu klesá k velmi nízkým hodnotám

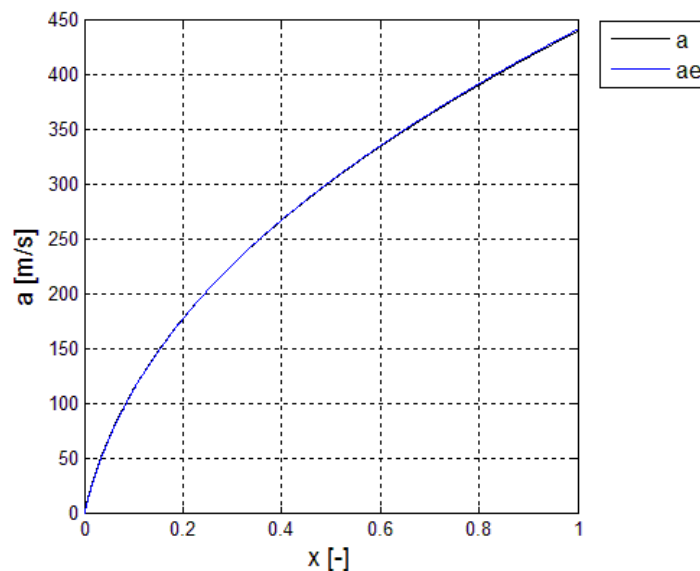
(nikoliv však k nule, na rozdíl od  $a_e$  dle (3.6-1)). Důvod plyne již z definice – v blízkosti meze syté vody se při izoentropickém ději značně mění hustota podle tlaku (kvůli kondenzaci). Lze si to představit tak, že zvýšení tlaku způsobí kondenzaci (a tím rapidní nárůst hustoty), což má tendenci zpětně snižovat tlak (ten se tedy příliš nezmění). Jelikož se derivace hustoty podle tlaku (respektive difference) vyskytuje ve jmenovateli vztahu (3.6-4), vyjde pak nízká rychlost zvuku.



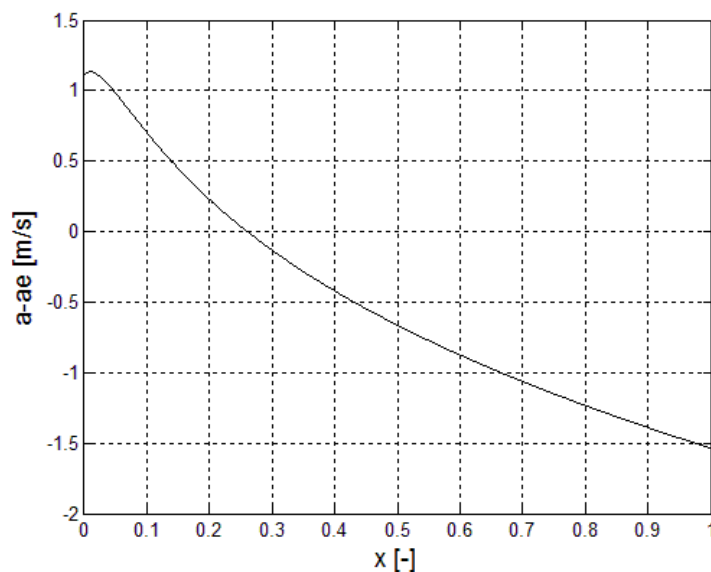
obr. 3.6-2 Z definice vypočtená rychlost zvuku

Je možné si povšimnout podobnosti v charakteru křivky rychlosti zvuku v mokré páře vypočtené podle vztahu (3.6-5) a  $a_e$  vypočtené podle (3.6-1) (tento druhý výpočet nelze použít mimo oblast mokré páry – vystupuje v něm vlhkost). Na obr. 3.6-3 jsou obě křivky vyneseny pro porovnání v oblasti mokré páry. Na obr. 3.6-4 je vynesena hodnota rozdílu těchto křivek. Je patrné, že přestože absolutní rozdíl dosahuje až 1,5 K, relativní rozdíl je malý, s výjimkou oblasti nízké suchosti ( $a_e$  (3.6-1) klesá k 0, zatímco  $a$  (3.6-5) nikoliv). Je možné říci, že vztahy (3.6-1) a (3.6-5) jsou téměř záměnné.





obr. 3.6-3 Porovnání rychlosti zvuku spočtené z definice a rychlosti  $a_e$



obr. 3.6-4 Rozdíl rychlosti zvuku spočtené z definice a rychlosti  $a_e$

Rychlost zvuku v mokré páře je závislá na jeho frekvenci, nicméně pro ověření nadzvukovosti proudění lze použít vztah (3.6-1), případně (3.6-5). Proud pak může být nadzvukový (a může tedy dojít k rázové vlně) i přesto, že se zvuk některých frekvencí může v tomto prostředí šířit rychleji.

## 4 Zjednodušený výpočet

K výpočtu je využit jednodimenzionální model, jak je uvedeno v [1], který využívá již zmíněné zákony zachování a stavovou rovnici. Vztahy v této práci jsou však na rozdíl od [1] použity bez substitucí (ty nikterak principiálně neusnadňují výpočet, ani nesnižují počet neznámých v rovnicích). Podobný výpočet byl uveden v [2] (v něm byly vztahy rovněž použity bez substitucí), jenž se v podstatě liší jen v jednom členu zákona zachování hybnosti pro směšovací komoru (podrobnosti v kapitole 4.2).

Výpočet byl prováděn v programu MatLab 2010b. Bylo využito m-skriptu Xsteam [8], jenž zprostředkovává tabulky termodynamických vlastností vodní páry podle IAPWS-IF97.

Vzhledem k tomu, že pára na výstupu ze vstupní dýzy má být nadzvuková, jakožto i proud na konci směšovací komory, rozpadne se úloha na několik nezávisle řešených úloh. Pokud by proud nebyl nadzvukový, injektor by nepracoval správně. Když se v takovémto případě bude uvažovat, že proud je nadzvukový, a výpočet se provede naprosto totožně, bude skutečnost, že proud ve skutečnosti není nadzvukový, uvedena na pravou míru porovnáním rychlosti proudu s rychlostí zvuku. V případě, že by rychlost zvuku byla vyšší, než je rychlost proudu, výpočet by byl nesprávný, ale v takovém případě by ztratilo smysl se pokoušet o další výpočty parametrů, protože by injektor nebyl schopen naplnit zamýšlenou funkci. Bylo by tedy nejdříve nutné upravit geometrii nebo vstupní parametry a teprve až poté provádět další výpočty.

Následující podkapitoly se budou zabývat provedením výpočtu. Celý algoritmus je k nahlédnutí v příloze č.1.

### 4.1 Vstupní parametry páry

Jak již bylo uvedeno, pára vstupuje do injektoru skrze Lavallovu dýzu. Pára na vstupu je již mírně mokrá a expanzí v dýze se mokrost bude zvyšovat. Pára je uvažována jako reálný plyn a stavová rovnice je tedy zprostředkována tabulkovými hodnotami. Proces, jímž pára prochází, je uvažován, jak je pro dýzy běžné, jako adiabatický a izoentropický.

Úloha výpočtu dýzy byla předefinována, neboť byl zadán tvar, tlak na vstupu a zároveň průtočná hmotnost. Pro výpočet byl uvolněn nejužší průměr, jenž tedy nyní bude rovněž výsledkem výpočtu, a průtočná hmotnost bude zachována.

Výpočet je proveden iteračně, přičemž v každém kroku je snížena entalpie o  $\Delta h$  (snižování entalpie znamená zvyšování rychlosti, což je účelem dýzy) a je vypočtena rychlost s použitím prvního zákona termodynamiky pro kontrolní objem (zákon zachování energie) – vztah (4.1-1). Poté je s pomocí stavové rovnice vypočtena hustota, přičemž proces je uvažován jako izoentropický (4.1-2). Nakonec je vypočten průřez, jenž by měl těmto parametrům náležet (4.1-3). Podmínkou pro ukončení výpočtu je, že průřez počítaný v kroku iterace S je větší než průřez na výstupním konci dýzy a zároveň musí S s kroky iterace růst (průřez, jaký je na výstupu, se totiž vyskytuje i ve zužující se části dýzy). V průběhu výpočtu se rovněž hledá, kdy je průřez nejmenší, a pak se z něho vypočítá průměr. V průběhu výpočtu byl rovněž zjišťován kritický tlak.

$$w = \sqrt{2 \cdot (h_0 - h) + w_0^2} \quad (4.1-1)$$

$$\rho = f(h, s_0) \quad (4.1-2)$$

$$S = \frac{\dot{m}_p}{w \cdot \rho} \quad (4.1-3)$$

Tímto výpočtem lze získat výstupní parametry pro zadanou dýzu. Výpočet byl proveden v programu MatLab a zjištěné hodnoty jsou uvedeny v tab. 4.1-1:

Veličina	hodnota
$p_{1P}$	0,6450 bar
$t_{1P}$	87,79 °C
$h_{1P}$	2265,8 kJ/kg
$\rho_{1P}$	0,4721 kg/m <sup>3</sup>
$w_{1P}$	1004 m/s
$x_{1P}$	0,8295
$d_{\min}$	49,9 mm
$p_{\text{krit}}$	8,0897 bar
$p_{\text{krit}}/p_{1P}$	0,5784

Tab. 4.1-1 Vypočtené parametry dýzy

## 4.2 Parametry na konci směšovací komory

Pro směšovací komoru bylo předpokládáno, že nedochází k prostupu tepla skrze stěny injektoru. Dále bylo předpokládáno, že teplota a rychlost páry i vody je na konci směšovací komory shodná (to je žádoucí nejen z hlediska výpočtu, ale i z hlediska správné funkčnosti injektoru). Tento předpoklad je podle [1] pravdivý, pokud je směšovací komora dostatečně dlouhá. Konkrétně je uvedeno, že by délka směšovací komory měla být alespoň 7x delší než průměr vstupní trysky pro vodu. To však platilo pro uspořádání s centrální vodní tryskou. Po přepočtu mezikruhové vodní trysky na kruhovou by tento poměr byl 9,34 (tedy délka by byla vyhovující), nicméně uspořádání může mít vliv na tento minimální poměr. Lze rovněž očekávat, že minimální poměr může záviset i na teplotě a rychlosti vstupní vody, parametrech páry (rovněž včetně rychlosti), nebo i tvaru směšovací komory (správný tvar může podpořit promíchání). Jestli je délka dostatečná na vyrovnání teplot a rychlostí, není možné zjistit tímto zjednodušeným výpočtem, bude to tedy třeba vyšetřit numerickou simulací, nebo případně experimentem.

Pro vyřešení parametrů na konci směšovací komory je nutné vyřešit soustavu nelineárních rovnic. První rovnicí této soustavy je zákon zachování hmotnosti (4.2-1). Druhou rovnicí je zákon zachování hybnosti (4.2-2). Pro kuželovou směšovací komoru lze (4.2-2) upravit na (4.2-3). V této rovnici je třeba určit průběh tlaku podél injektoru, který zatím není

znám. Autoři [1] uvádějí možnost vypočítat střední tlak na základě rychlosti kondenzace, s jehož pomocí by se nahradil integrál na levé straně (4.2-2). Autoři [2] tento člen nahrazují s pomocí empirického vzorce, vyjadřujícího silový účinek na základě vstupního tlaku vody, rozdílu vstupního a výstupního průřezu a empirického koeficientu. Způsob výpočtu na základě rychlosti kondenzace uvedený v [1] není ale podle autorů vhodné použít pro uspořádání s centrální parní dýzou. Výpočet dle [2] rovněž není vhodný, neboť koeficient nabývá velkého rozsahu (0.4-1.8) a byl stanoven experimentálně pro injektory analyzované v [2]. V této práci bylo tedy uvažováno, že průběh tlaku je lineární (4.2-4). Tento předpoklad by měl být dostatečně přesný (zejména pokud tlak na konci směšovací komory vyjde blízký tlakům na vstupu). Poté rovnice (4.2-3) přejde na (4.2-5). Třetí rovnicí soustavy je zákon zachování energie (4.2-6). Nakonec je použita stavová rovnice pro provázání stavových veličin (4.2-7). Z rovnic (4.2-1),(4.2-5),(4.2-6),(4.2-7) je nutné vyřešit parametry  $p_2$ ,  $h_2$ ,  $w_2$  a  $\rho_2$ .

$$\dot{m} = \rho_2 \cdot w_2 \cdot S_2 \quad (4.2-1)$$

$$-p_{1P} \cdot S_{1P} - p_{1V} \cdot S_{1V} + p_2 \cdot S_2 + \int_{r_2}^{r_1} p \cdot 2 \pi r dr = \dot{m}_P \cdot w_{1P} + \dot{m}_V \cdot w_{1V} - \dot{m} \cdot w_2 \quad (4.2-2)$$

$$\begin{aligned} -p_{1P} \cdot S_{1P} - p_{1V} \cdot S_{1V} + p_2 \cdot S_2 + \int_0^{l_{12}} p(l) \cdot 2 \pi r(l) \cdot \operatorname{tg} \phi dl = \\ = \dot{m}_P \cdot w_{1P} + \dot{m}_V \cdot w_{1V} - \dot{m} \cdot w_2 \end{aligned} \quad (4.2-3)$$

$$p(l) = p_1 + \frac{p_2 - p_1}{l_{12}} \cdot l \quad (4.2-4)$$

$$\begin{aligned} -p_{1P} \cdot S_{1P} - p_{1V} \cdot S_{1V} + p_2 \cdot S_2 + p_{1P} \cdot \left( \frac{\pi}{3} \cdot (r_1 - r_2) \cdot (r_1 + 2r_2) \right) + \\ + p_2 \cdot \left( \frac{\pi}{3} \cdot (r_1 - r_2) \cdot (2r_1 + r_2) \right) = \dot{m}_P \cdot w_{1P} + \dot{m}_V \cdot w_{1V} - \dot{m} \cdot w_2 \end{aligned} \quad (4.2-5)$$

$$\dot{m} \cdot \left( h_2 + \frac{w_2^2}{2} \right) = \dot{m}_V \cdot \left( h_{1V} + \frac{w_{1V}^2}{2} \right) + \dot{m}_P \cdot \left( h_{1P} + \frac{w_{1P}^2}{2} \right) \quad (4.2-6)$$

$$h_2 = f(p_2, \rho_2) \quad (4.2-7)$$

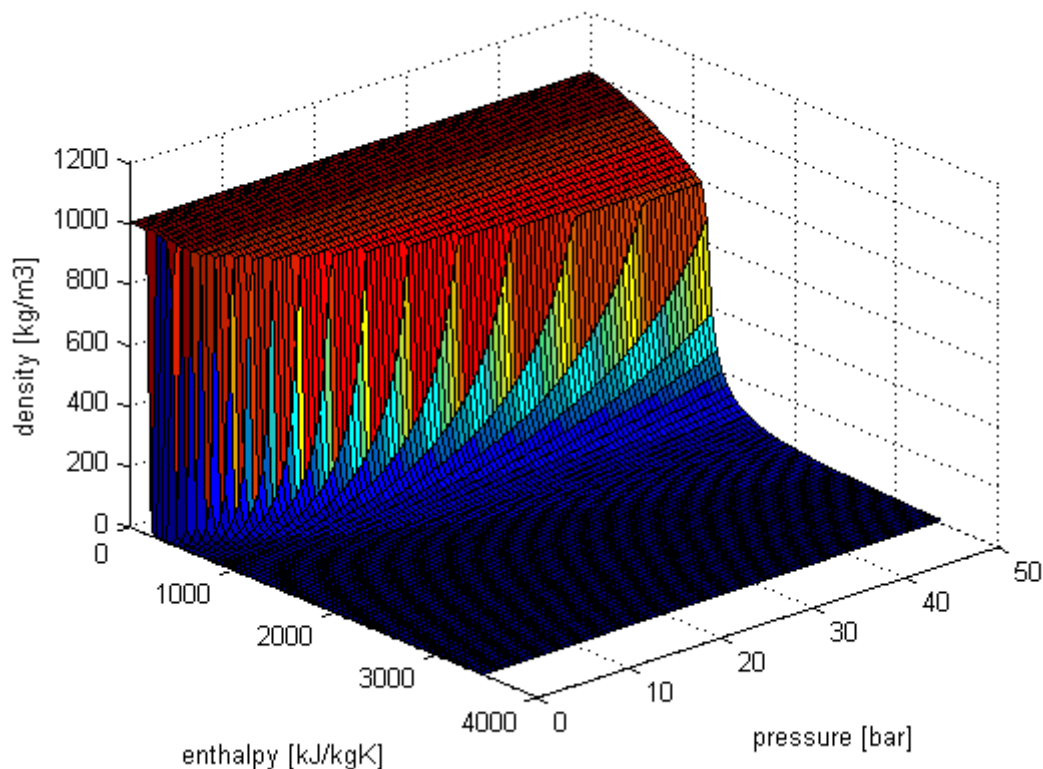
Stavová rovnice (4.2-7) byla použita v tomto tvaru, aby implementovaný řešič v MatLabu byl schopen pro danou soustavu rovnic konvergovat k hledanému řešení, neboť tato nelineární soustava rovnic představuje poměrně obtížnou překážku. Výpočet se zabudovaným řešičem v MatLabu (fsolve) byl velmi náchylný na nastavení výpočtu a inicializaci řešení.

Pro danou úlohu byla nalezena dvě řešení. Druhé řešení bylo nalezeno při použití stavové rovnice ve tvaru (4.2-8). Z toho by se mohlo zdát, že jeden z výpočtů byl proveden nesprávně, ale při snižování vstupní průtočné hmotnosti vody až na 0,6 násobek původní (přičemž byl ponecháván tlak – což pro danou úlohu není možné dosáhnout – důvod byl čistě pro prozkoumání chování soustavy rovnic) začaly vycházet shodné výsledky, ať již byla

použita stavová rovnice ve tvaru (4.2-7), nebo (4.2-8). Jde tedy o vlastnost vyplývající z kombinace postupu řešiče a vlastností řešené nelineární soustavy rovnic.

$$\rho_2 = f(p_2, h_2) \quad (4.2-8)$$

Na obr. 4.2-1 je vynesena závislost hustoty na tlaku a entalpii, tedy závislost (4.2-8). Strmá část plochy má hyperbolický charakter. Důvodem je, že mezi mezemi sytosti se měrný objem mění lineárně se suchostí (a entalpie je rovněž lineárně závislá na suchosti). Hustota je převrácenou hodnotou měrného objemu a má tedy hyperbolický charakter v závislosti na suchosti a potažmo tedy i na entalpii. Jak se později z výsledků ukázalo, hledané řešení se vyskytuje v bodě, jenž leží na strmé části v tomto grafu. To do určité míry vysvětluje citlivost na nastavení a inicializaci řešení.



**obr. 4.2-1** Závislost hustoty na tlaku a entalpii

Výpočtem byla tedy nalezena dvě řešení, jež jsou uvedena v tab. 4.2-1:

Veličina	1. řešení	2. řešení
$p_2$	0,5611 bar	5,1480 bar
$t_2$	84,22 °C	87,35 °C
$h_2$	361,1 kJ/kg	366,2 kJ/kg
$\rho_2$	85,47 kg/m <sup>3</sup>	967,28 kg/m <sup>3</sup>
$w_2$	101,14 m/s	8,94 m/s
$x_2$	0,0037	0 (voda pod mezí sytosti)

**Tab. 4.2-1** Tabulka s parametry na konci směšovací zóny

Nyní je tedy nutné vybrat jedno z dosažených řešení. Běžně, pokud ve fyzikální úloze vychází dvě řešení, je jedno z nich nefyzikální, a lze ho na základě určité vlastnosti vyloučit. V tomto případě však není patrná žádná takováto vlastnost. Dokonce i výpočet změny celkové entropie (respektive toku celkové entropie) podle (4.2-10) nepřinesl žádnou užitečnou informaci, neboť změna entropie je v obou řešeních kladná (a z principu kladná má být). V prvním z řešení byla změna toku entalpie +7,27 kJ/Ks a v druhém řešení byla +7,82 kJ/Ks.

$$\Delta \dot{S} = (\dot{m}_p + \dot{m}_v) \cdot s_2 - \dot{m}_p \cdot s_{1p} - \dot{m}_v \cdot s_{1v} \quad (4.2-10)$$

Existence dvou řešení je potenciální možností vyplývající z použitých zákonů. Stejně zákony jsou později použity pro výpočet rázové vlny a vychází opět dvě řešení. Pro výpočet rázové vlny však musí vyjít dvě řešení a obě musí být fyzikální – jedno popisuje samotnou rázovou vlnu a druhé popisuje případ, kdy k rázové vlně nedošlo (podrobnosti v kapitole 4.3). V případě výpočtu směšovací komory je rovněž jedno z řešení s rázovou vlnou a druhé bez ní. První řešení v tab. 4.2-1 popisuje změnu bez rázové vln, zatímco druhé řešení v této tabulce popisuje změnu s rázovou vlnou. Hledaným řešením je tedy to první v tab. 4.2-1 (ve směšovací komoře nedochází k rázové vlně).

Nyní je třeba zkontrolovat, jestli je proud nadzvukový. Rychlost je tedy porovnána s rychlostí zvuku. Rychlost zvuku je 7,31 m/s. Rychlost proudu je 101,14 m/s. Proud je tedy nadzvukový a v difusoru tak může dojít k rázové vlně.

Je důležité podotknout, že přestože směs obsahuje pouze 0,37% hmotnosti páry, objemový podíl pro daný tlak je mnohem vyšší. Objemový podíl lze odvodit z hmotnostní bilance směsi (4.2-11). Úpravami lze dosáhnout vztahu pro objemový podíl páry (4.2-12), přičemž hodnota v místě 2 je 92%.

$$m_p + m_v = m \quad (4.2-11)$$

$$V_p \cdot \rho_p + m_v = V \cdot \rho \quad / \cdot \frac{1}{V}$$

$$\frac{V_P}{V} \cdot \frac{\rho_P}{\rho} + \frac{m_V}{\rho \cdot V} = 1 \quad | - \frac{m_V}{\rho \cdot V} \quad | \cdot \frac{\rho}{\rho_P}$$

$$\frac{V_P}{V} = \left(1 - \frac{m_V}{\rho \cdot V}\right) \cdot \frac{\rho}{\rho_P} = \left(1 - \frac{m_V}{m}\right) \cdot \frac{\rho}{\rho_P}$$

$$\psi_P = (1 - (1 - x)) \cdot \frac{\rho}{\rho_P} = x \cdot \frac{\rho}{\rho_P} \quad (4.2-12)$$

### 4.3 Maximální protitlak

Podle [1] když dojde k rázové vlně právě na začátku difusoru, je tlak na výstupu z injektoru maximální možný.

Opět je tedy řešena soustava nelineárních rovnic, přičemž jsou použity stejné zákony jako pro výpočet parametrů na konci směšovací komory. První rovnicí je zákon zachování hmotnosti (4.3-1). Druhou rovnicí je zákon zachování hybnosti (4.3-2). Další je zákon zachování energie (4.2-3) a nakonec je použita stavová rovnice (4.3-4). Je uvažováno, že rázová vlna má nulovou tloušťku, tzn.  $S_2 = S_3$ .

$$\rho_2 \cdot w_2 = \rho_3 \cdot w_3 \quad (4.3-1)$$

$$\rho_2 \cdot w_2^2 + p_2 = \rho_3 \cdot w_3^2 + p_3 \quad (4.3-2)$$

$$h_2 + \frac{w_2^2}{2} = h_3 + \frac{w_3^2}{2} \quad (4.2-3)$$

$$h_3 = f(p_3, \rho_3) \quad (4.3-4)$$

Jde opět o soustavu nelineárních rovnic. Je zřejmé, že jedno z řešení bude rovnost parametrů v místě 2 a v místě 3. Tedy k žádné rázové vlně nedošlo. Řešená soustava rovnic má nicméně i druhé řešení, přičemž toto druhé řešení popisuje rázovou vlnu, a to je řešení, jež nás zajímá. Pokud je proudění nadzvukové, pak obě tato řešení musí existovat. Které z nich se uplatní, je pak určeno okrajovou podmínkou na výstupu - tedy zadaným tlakem. Toto platí obecně pro jakýkoliv průřez – k rázové vlně dojde v takovém místě, aby tlak na výstupu byl shodný s působícím protitlakem. Ve všech menších průřezích se uplatní řešení bez rázové vlny. Průřez, ve kterém dojde k rázové vlně, je vypočítán až v kapitole 4.4. Řešení uvedené soustavy rovnic jsou uvedena v tab. 4.3-1:

Veličina	1. řešení	2. řešení
$p_3$	0,5611 bar	8,53 bar
$t_3$	84,22 °C	87,28 °C
$h_3$	361,1 kJ/kg	366,16 kJ/kg
$\rho_3$	85,47 kg/m <sup>3</sup>	967,47 kg/m <sup>3</sup>
$w_3$	101,14 m/s	8,93 m/s

**Tab. 4.3-1** Hodnoty parametrů za rázovou vlnou



Nyní je třeba zkontrolovat, jestli došlo k úplné kondenzaci. To lze například jednoduše provést porovnáním vypočtené entalpie s entalpií syté vody pro vypočtený tlak. Vypočtená entalpie je  $h_3 = 366,16$  kJ/kg, přičemž entalpie syté vody při tlaku  $p_3 = 8,53$  bar je 732,76 kJ/kg. Vypočtená entalpie je tedy nižší než entalpie syté vody, což znamená, že veškerá pára zkondenzovala. V případě, že by tomu tak nebylo, zařízení by nepracovalo požadovaným způsobem. Bylo by tedy nutné upravovat geometrii nebo vstupní parametry.

Výstupní parametry lze tedy dopočítat s použitím rozšířené Bernoulliovy rovnice (4.3-5) (potenciální energie je zanedbána – injektor pracuje ve vodorovné poloze; kdyby ne, tento člen by byl zanedbatelný) a zákona zachování hmotnosti (4.3-6). V Bernoulliově rovnici lze v daném případě ztrátový koeficient zanedbat. Důvodem je zejména malý poměr vstupního a výstupního průřezu difusoru. Obecně by se tento koeficient mohl určit podle [9] – z něho právě vyplývá, že je tento koeficient zanedbatelný. Hustota je uvažována konstantní, tedy  $\rho_3 = \rho_4$ .

$$\frac{p_{4\max}}{\rho_4} + \frac{w_4^2}{2} = \frac{p_3}{\rho_3} + (1 - \xi) \frac{w_3^2}{2} \quad (4.3-5)$$

$$\rho_4 \cdot w_4 \cdot S_4 = \dot{m} \quad (4.3-6)$$

Z těchto rovnic byly tedy vypočteny  $p_{4\max}$ ,  $w_4$ . Teplota na výstupu (místo 4) je přibližně rovna teplotě v místě 3.

Ve zdroji [1] je uváděna ještě další podmínka, a to minimální hodnota tzv. "void fraction" (4.3-7). Jde v podstatě o poměr průřezu zaujímaného párou a celkového průřezu. Void fraction v místě 2 lze odvodit ze vztahu (4.3-8) uvedeného ve zdroji [1], jenž lze převést na (4.3-9). Hodnota  $\varepsilon_{\min}$  je 0,0017 a  $\varepsilon_2$  je 0,9121. Tato podmínka je tedy rovněž splněna.

$$\varepsilon_{\min} = \frac{1 - \frac{\rho_3}{\rho_{2V}}}{1 - \frac{\rho_{2P}}{\rho_{2V}}} = \frac{\rho_{2V} - \rho_3}{\rho_{2V} - \rho_{2P}} \quad (4.3-7)$$

$$\rho_2 = \varepsilon_2 \cdot \rho_{2P} + (1 - \varepsilon_2) \cdot \rho_{2V} \quad (4.3-8)$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\rho_{2V} - \rho_2}{\rho_{2V} - \rho_{2P}} \quad (4.3-9)$$

## 4.4 Poloha rázové vlny

Jak již bylo řečeno, místo v difusoru, ve kterém dojde k rázové vlně, je závislé na protitlaku na výstupu z injektoru. Nižší protitlak vyvolá rázovou vlnu ve větším průřezu. Výpočet je proveden iteračně. V každém kroku je snížena entalpie o  $\Delta h$  a jsou vypočteny parametry po této expanzi. K výpočtu expanze v dýze jsou využity opět stejné vztahy – tedy rychlost je vypočtena podle (4.4-1), poté je vypočtena hustota podle (4.4-2) a nakonec je vypočten průřez (4.4-3). V průběhu tohoto výpočtu je opět počítán nejmenší průřez a z něj potom nejmenší průměr. Tento průměr by měl být rovný průměru na začátku difusoru. Důvodem je, že pokud je proud na konci směšovací komory (tzn. i na začátku difusoru)

supersonický, pro jeho další zrychlení musí narůstat průřez. Toto slouží jako dodatečná kontrola nadzvukovosti proudění.

V následujících rovnicích je indexem  $i$  značeno, že jde o iterační hodnoty. Skutečné hodnoty pak budou rovny těm iteračním v posledním kroku výpočtu.

$$w_{2bi} = \sqrt{(2 \cdot (h_2 - h_{2bi}) + w_2^2)} \quad (4.4-1)$$

$$\rho_{2bi} = f(h_{2bi}, s_2) \quad (4.4-2)$$

$$S_{2bi} = \frac{\dot{m}_s}{w_{2bi} \cdot \rho_{2bi}} \quad (4.4-3)$$

Poté je v každém kroku iterace propočtena rázová vlna. Je opět uvažována nulová tloušťka rázové vlny. Tedy  $S_{2bi} = S_{3i}$ . Jsou opět použity zákon zachování hmotnosti (4.4-4), zákon zachování hybnosti (4.4-5), zákon zachování energie (4.4-6) a stavová rovnice (4.4-7).

$$\rho_{2bi} \cdot w_{2bi} = \rho_{3i} \cdot w_{3i} \quad (4.4-4)$$

$$\rho_{2bi} \cdot w_{2bi}^2 + p_{2bi} = \rho_{3i} \cdot w_{3i}^2 + p_{3i} \quad (4.4-5)$$

$$h_{2bi} + \frac{w_{2bi}^2}{2} = h_{3i} + \frac{w_{3i}^2}{2} \quad (4.4-6)$$

$$h_{3i} = f(p_{3i}, \rho_{3i}) \quad (4.4-7)$$

Nakonec jsou spočteny výstupní parametry. Hustota je opět uvažována konstantní, tedy  $\rho_{3i} = \rho_{4i}$ . K tomuto výpočtu jsou použity Bernoulliova rovnice (4.4-8) a zákon zachování hmotnosti (4.4-9).

$$\frac{p_{4i}}{\rho_{4i}} + \frac{w_{4i}^2}{2} = \frac{p_{3i}}{\rho_{3i}} + \frac{w_{3i}^2}{2} \quad (4.4-8)$$

$$\rho_{4i} \cdot w_{4i} \cdot S_{4i} = \dot{m} \quad (4.4-9)$$

Výstupní tlak v každém kroku iterace  $p_{4i}$  je porovnáván se zadaným protitlakem  $a$  v případě, že je nižší (když se zvolí dostatečně malý krok entalpie  $\Delta h$ , budou skoro stejné), dojde k ukončení výpočtu, přičemž parametry v posledním kroku iterace jsou pak rovny těm skutečným, tedy například  $p_{2bi} = p_{2b}$ ,  $p_{3i} = p_3$ ,  $p_{4i} = p_4$ ,  $\rho_{2bi} = \rho_{2b}$  atd.

Vypočtené hodnoty parametrů jsou uvedeny v tab. 4.3-1.

Veličina	Hodnota
$p_{2b}$	0,5508 bar
$t_{2b}$	83,75 °C
$h_{2b}$	361,07 kJ/kg
$\rho_{2b}$	69,4 kg/m <sup>3</sup>
$w_{2b}$	101,27 m/s
$x_{2b}$	0,0045
$p_3$	7,1576 bar
$t_3$	87,31 °C
$h_3$	366,17 kJ/kg
$\rho_3$	967,39 kg/m <sup>3</sup>
$w_3$	7,265 m/s
$d_3$	88,7 mm
$w_4$	7,06 m/s

**Tab. 4.3-1** Hodnoty parametrů při výpočtu polohy rázové vlny

Minimální průřez byl stanoven na 80 mm. Tedy pro urychlení proudu mokré páry v difusoru (před rázovou vlnou) je nutné, aby se difusor pouze rozšiřoval. To je jednak ve shodě se zadáním a je to rovněž chování nadzvukového proudu v dýze.

Byl prováděn i pokus vypočítat tyto parametry přímo ze soustavy nelineárních rovnic (4.4-10) až (4.4-19). Rovnice (4.4-10) až (4.4-13) popisují expanzi v difusoru, (4.4-14) až (4.4-17) rázovou vlnu a (4.4-18), (4.4-19) zpomalení proudu vody v difusoru.

Tento výpočet však skončil nezdarem, protože byla vypočtena  $h_{2b}$  vyšší než  $h_2$  a  $w_{2b}$  nižší než  $w_2$ . Tedy jako by proud z místa 2 do místa 2b procházel zužující se dýzou, což je v rozporu se skutečností. To by sice eventuálně mohlo být vyřešeno vhodným nastavením řešiče, nebo inicializací, ale to se bohužel nedařilo a výpočet byl tedy proveden, jak je popsáno výše v této kapitole.

$$\rho_{2b} \cdot w_{2b} \cdot S_{2b} = \dot{m} \quad (4.4-10)$$

$$h_{2b} + \frac{w_{2b}^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2} \quad (4.4-11)$$

$$p_{2b} = f(h_{2b}, s_2) \quad (4.4-12)$$

$$\rho_{2b} = f(p_{2b}, s_2) \quad (4.4-13)$$

$$\rho_3 \cdot w_3 \cdot S_3 = \dot{m} \quad (4.4-14)$$

$$\rho_{2b} \cdot w_{2b}^2 + p_{2b} = \rho_3 \cdot w_3^2 + p_3 \quad (4.4-15)$$

$$h_{2b} + \frac{w_{2b}^2}{2} = h_3 + \frac{w_3^2}{2} \quad (4.4-16)$$

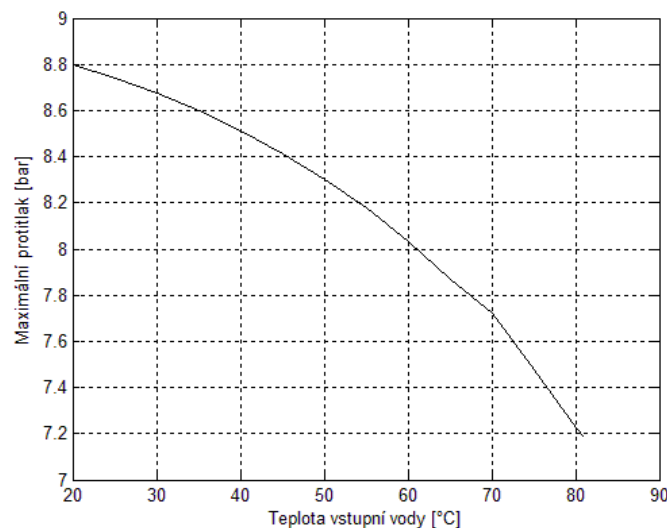
$$h_3 = f(p_3, \rho_3) \quad (4.4-17)$$

$$\frac{p_4}{\rho_4} + \frac{w_4^2}{2} = \frac{p_3}{\rho_3} + \frac{w_3^2}{2} \quad (4.4-18)$$

$$\rho_4 \cdot w_4 \cdot S_4 = \dot{m} \quad (4.4-19)$$

## 4.5 Výpočet maximální teploty vstupní vody

Vzhledem k tomu, že injektor má ohřívat vodu v nádrži, platí, že teplota vstupní vody se bude zvyšovat, jak injektor poběží. Eventuálně při určité teplotě injektor přestane fungovat. Důvodem je, že teplejší voda způsobí nedostatečnou kondenzaci páry pro správnou funkci injektoru. Výpočty uvedené v kapitolách 4.1 až 4.4 byly tedy zopakovány pro teploty od 20°C až do 81°C. Pro teploty více než 81°C se nepodařilo výpočet správně inicializovat. Od této snahy bylo upuštěno, neboť pro vstupní teplotu vody 81°C již injektor nebyl schopen splnit požadovanou funkci. Účinek teplejší vstupní vody byl ihned zřejmý na hodnotě maximálního výstupního tlaku. Závislost maximálního výstupního tlaku na teplotě vstupní vody je vynesena v obr. 4.5-1. Tedy při hodnotě zhruba 80°C je maximální protitlak jen o málo vyšší, než je ten požadovaný. Při již zmíněných 81°C je maximální výstupní tlak již nižší než požadovaných 7,2 bar.



obr. 4.5-1 Závislost maximálního protitlaku na teplotě vstupní vody

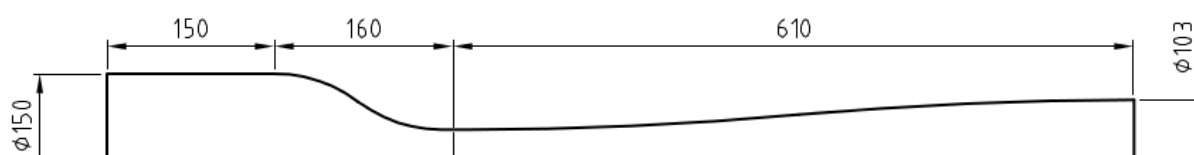
## 5 Numerická simulace

Jak již bylo uvedeno, injektor musí být spuštěn určitou spouštěcí sekvencí, aby fungoval správně. Pokud není tato sekvence dodržena, injektor se může ustálit v jiném stavu, než je požadovaný – například s rázovou vlnou vyskytující se ve vstupní dýze. Byla snaha proudění modelovat jako stacionární. V důsledku toho by se výsledné řešení mohlo odvíjet od inicializace řešení. Aby se eliminovaly komplikace s tímto spojené, byl injektor řešen ve dvou krocích. Prvním krokem je vyřešení proudění vstupní dýzou, jež je namodelována tak, aby v ní k rázové vlně nedošlo. Výsledky z prvního kroku jsou pak použity v kroku druhém, ve kterém se řeší proudění směšovací komorou a difusorem.

Simulace byly prováděny v softwaru Ansys Fluent 14.0.

### 5.1 Vstupní dýza

Profil dýzy byl vytvářen pomocí celkem čtyř kruhových oblouků – dva pro zužující se část a dva pro rozšiřující, což je znázorněno na obr.5.1-1.



obr.5.1-1 Skica vstupní dýzy

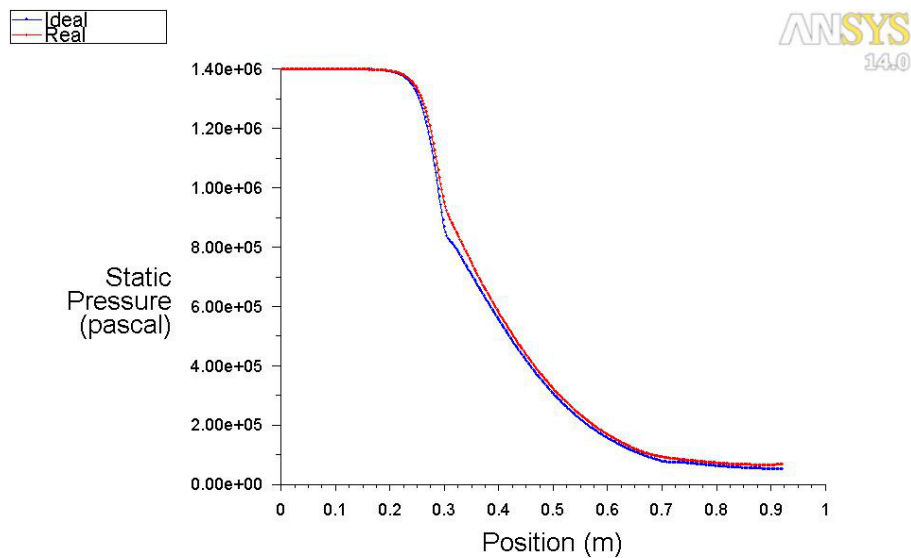
Při výpočtu vstupní dýzy byla uvažována pára jako reálný plyn. K tomu bylo využito již zabudovaného modelu mokré páry. Výpočet se nepodařilo provést rovnou, neboť se nepodařilo navolit vhodnou inicializaci řešiče. Ansys Fluent má celkem tři možnosti inicializace – standardní, hybridní a FMG inicializaci (ta samotná potřebuje předchozí inicializaci). S využitím standardní a hybridní inicializace výpočet divergoval a samotná FMG inicializace (navázaná na předchozí inicializaci) rovněž divergovala.

Výpočet byl tedy proveden po částech. V první části byla pára počítána jako ideální plyn s upravenými fyzikálními vlastnostmi. Výsledky tohoto výpočtu pak byly využity jako inicializace výpočtu s již zmíněným modelem mokré páry. Stále se však nepodařilo z tohoto řešení vypočítat dýzu pro páru jako reálný plyn. V dalším kroku bylo tedy nastaveno omezení na vlhkost mokré páry max 5%. Tento výpočet již ne-divergoval a ustálil se na určitém řešení. Pochopitelně, jedno ze sledovaných residuí zůstalo velmi vysoké – residuum vypočtené ze stavové rovnice. Důvod toho byl, že ostatní vypočtené parametry se vylučovaly s tím, že by pára měla pouze 5% vlhkost. V dalším kroku bylo opět použito dosažených výsledků tentokrát pro inicializaci úlohy, kde se vlhkost omezila na 15%. Poslední krok byl stejný jen s omezením vlhkosti na 20% – a to již bylo dostačující.

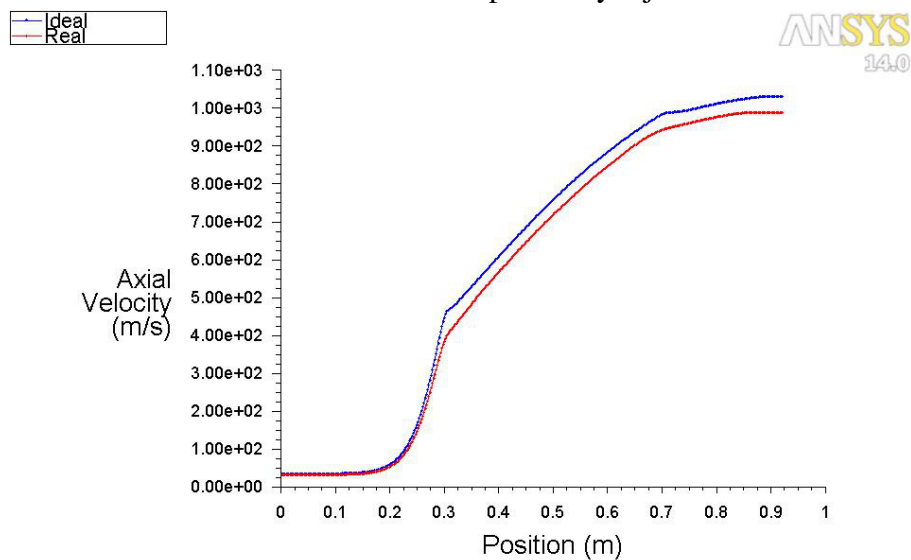
Pro řešení byl zvolen rotačně symetrický model. Model turbulencí byl zvolen k-ε realizable. Pro případ ideálního plynu byly páře nastaveny jako fyzikální vlastnosti střední hodnoty mezi sytou parou při dané teplotě na vstupu a sytou parou při očekávané teplotě na výstupu (podle 1D výpočtu v kap. 4.1). Byly tedy nastaveny následující hodnoty:

$$\lambda = 0,0318 \text{ W/mK} ; c_p = 2475 \text{ J/kgK} ; \eta = 1,37 \cdot 10^{-5} \text{ kg/ms}$$

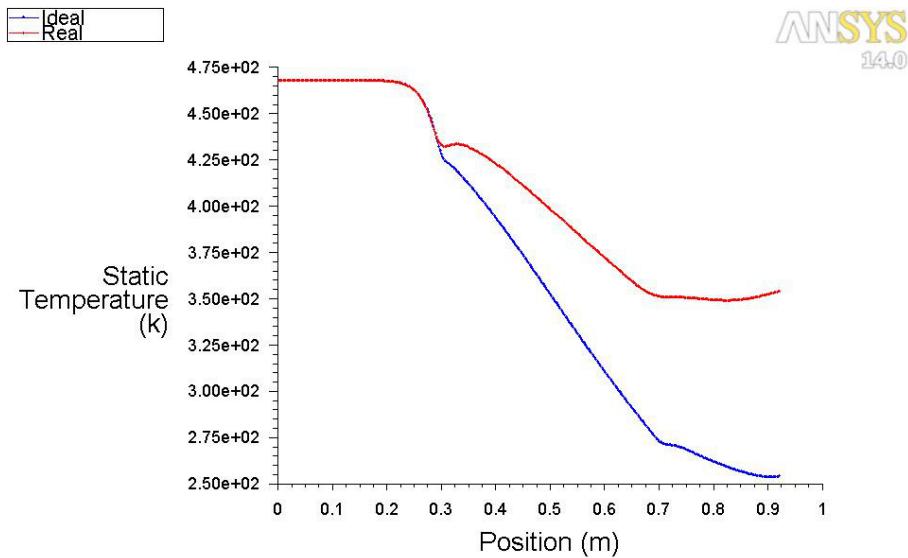
Na obr.5.1-2 až obr.5.1-5 jsou vyneseny průběhy veličin podél osy dýzy, přičemž jde v pořadí o tlak, rychlost, teplotu a vlhkost.



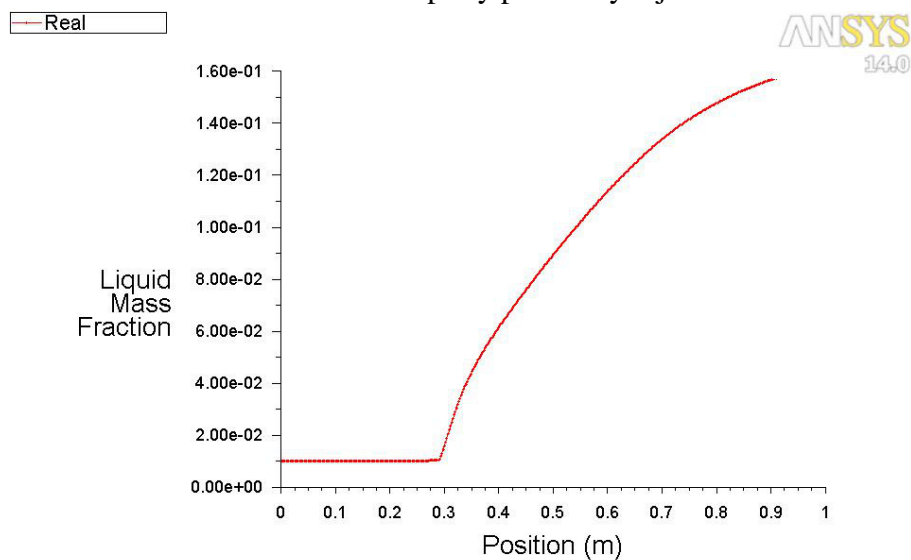
obr.5.1-2 Průběh tlaku podél osy injektoru



obr.5.1-3 Průběh rychlosti podél osy injektoru



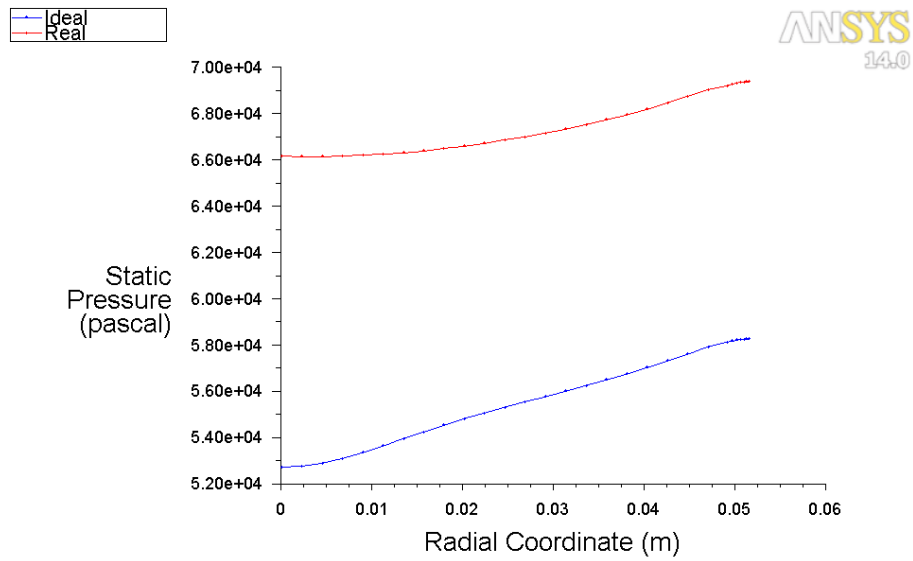
obr.5.1-4 Průběh teploty podél osy injektoru



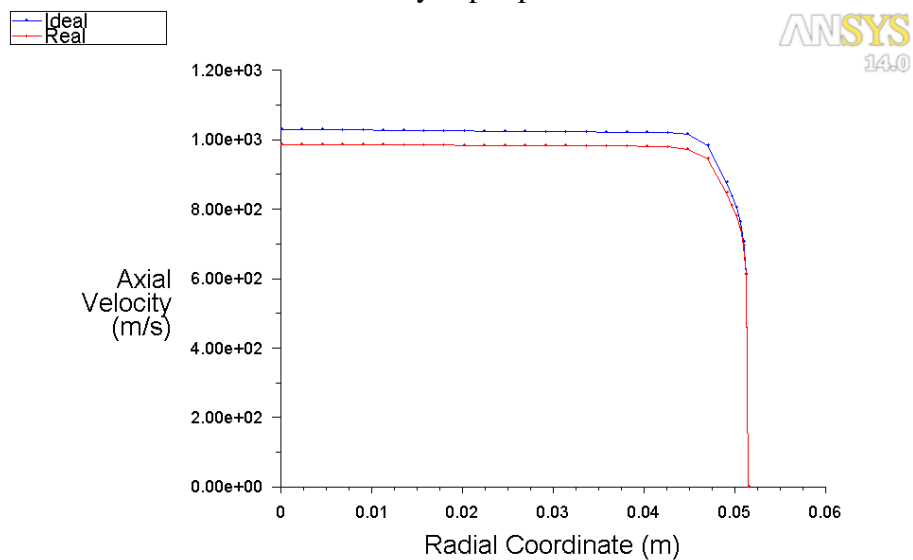
obr.5.1-5 Průběh vlhkosti podél osy injektoru

Pro další výpočty jsou však důležitější výstupní profily jednotlivých veličin, jež jsou vyneseny na obr.5.1-6 až obr.5.1-11. Jde v pořadí o tlak, rychlost, teplotu, měrnou turbulentní kinetickou energii a turbulentní dissipaci. Tyto výstupní profily vypočtené pro reálný plyn se pak použijí pro zadání okrajových podmínek pro řešení druhé části injektoru.

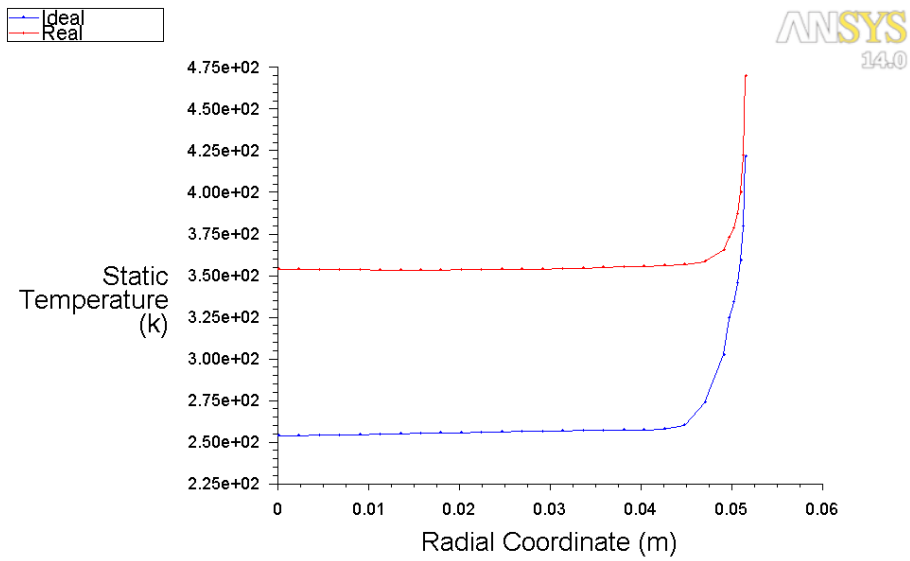




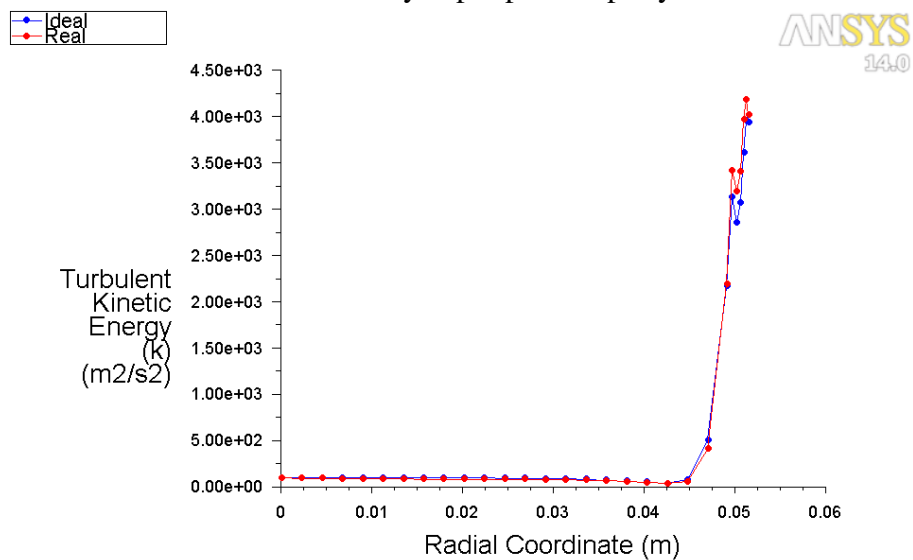
obr.5.1-6 Výstupní profil tlaku



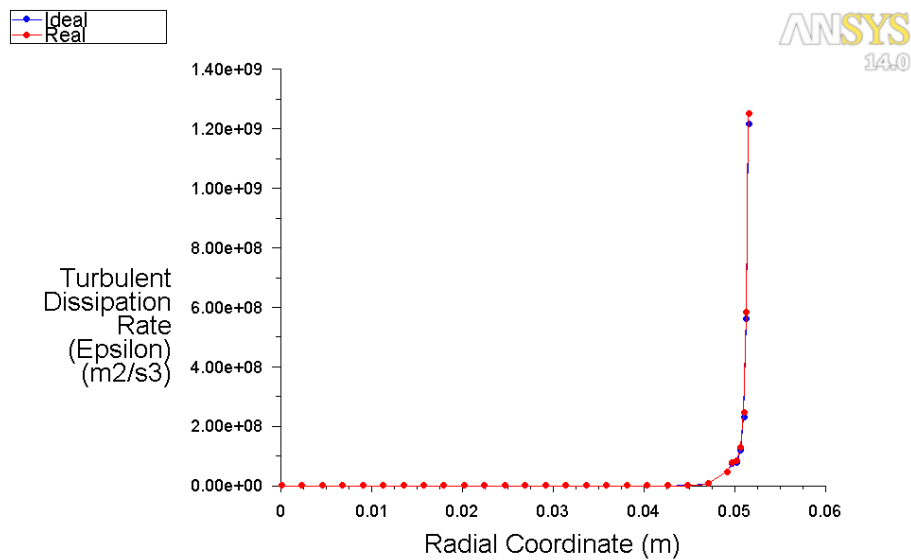
obr.5.1-7 Výstupní profil rychlosti



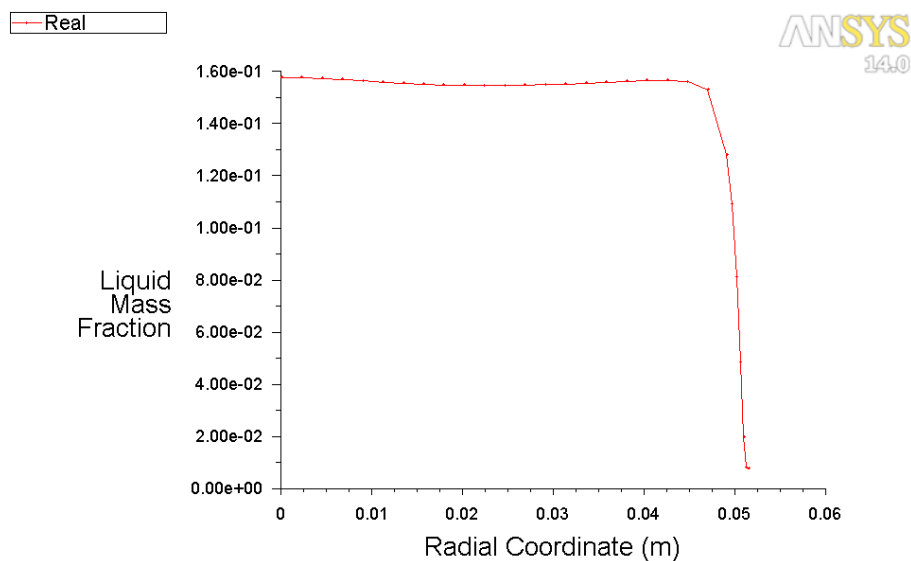
obr.5.1-8 Výstupní profil teploty



obr.5.1-9 Výstupní profil turbulentní kinetické energie



obr.5.1-10 Výstupní profil turbulentní dissipace



obr.5.1-11 Výstupní profil vlhkosti

Jak je patrné, výsledky simulace pro ideální a reálný plyn se liší zásadně v teplotě. Poměrně velký je i rozdíl tlaku na výstupu. Přestože podél osy injektoru se tlaky liší jen o málo, na výstupu je pro případ reálného plynu asi o 20% vyšší. Důvodem je vysoký tlakový poměr a nízký výstupní tlak. Kdyby tomu tak nebylo, pravděpodobně by tlaky vyšly sobě blízké, podobně jako v případech rychlostí.

Idealizovaný výpočet dle 1D modelu uvedený v kapitole 4.1 dává v podstatě stejné hodnoty jako simulace pro reálný plyn. Simulace však má výhodu, že vypočte nejen střední hodnoty, ale celé výstupní profily. Simulace vypočte rovněž i turbulenci.

Skutečný tvar dýzy by se pak určil spíše podle doporučeného Vitošinského profilu.

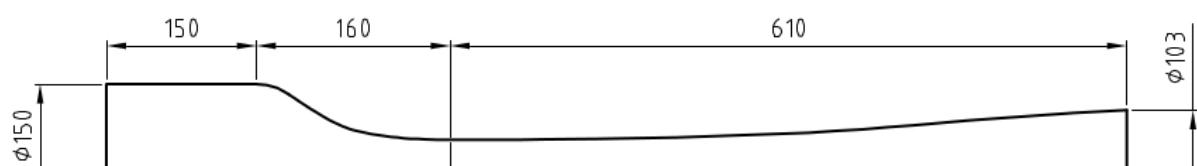
Tento profil se vyznačuje nízkými ztrátami a velmi vyrovnaným rychlostním profilem. Vitošinského profil udává tvar v jedné části dýzy (vstupní X výstupní). Průměr dýzy v určitém průměru je pak dán vztahem (5.1-1) – ze zdroje [3].

$$d(x/l) = \frac{d_{min}}{\sqrt{1 - \left[ 1 - \left( \frac{d_{min}}{d_{max}} \right)^2 \right] \cdot \frac{\left[ 1 - \left( \frac{x}{l} \right)^2 \right]^2}{\left[ 1 + \frac{1}{3} \cdot \left( \frac{x}{l} \right)^2 \right]^3}}} \quad (5.1-1)$$

Celá dýza by se pak skládala ze dvou Vitošinských profilů. Průměry těchto profilů vypočtené podle (5.1-1) v několika bodech jsou uvedeny v tab. 5.1-1. Poměr  $x/l$  v (5.1-1) značí poměrnou vzdálenost od většího z průměrů. Tvar takovéto dýzy je na obr.5.1-12 (vyneseny spočtené body profilu a proloženo spline křivkou).

$x/l$ [-]	$d_{vstup}$ [mm]	$d_{výstup}$ [mm]
0	150	103
0,2	108,294	87,912
0,4	73,330	68,035
0,6	57,979	56,614
0,8	51,592	51,346
1	49	49

**Tab. 5.1-1** Průměry vstupní a výstupní části dýzy dle Vitošinského vztahu



**obr.5.1-12** Skica dýzy dle Vitošinského profilu

Dýzu tvarovanou podle Vitošinského profilu se však nepodařilo vypočítat pro páru jako reálný plyn (dýzu s profilem tvarovaným kruhovými oblouky se podařilo vypočítat jen s velkými obtížemi). Důvodem je pravděpodobně příliš vysoká vlhkost na výstupu z dýzy v kombinaci s velkým tlakovým spádem. Vlhkost na výstupu je sice jen 16%, ale použitý model mokré páry má nastaven implicitní limit vlhkosti na 10% – ten lze sice změnit, ale výpočet pak může kolabovat.

## 5.2 Aproximace potřebných fyzikálních veličin

Pro simulaci procesů (konkrétně kondenzace) ve směšovací komoře je nezbytné vyjádřit několik fyzikálních veličin jako funkci tlaku. Jsou potřeba vztahy pro závislost teploty sytosti na tlaku, entalpie syté vody na tlaku a entalpie syté páry na tlaku.

### 5.2.1 Vyjádření teploty sytosti jako funkce tlaku

Lze předpokládat, že tlak se v kterémkoliv místě v injektoru bude nacházet v rozmezí 0,1 bar až 20 bar. Postup byl takový, že byly vygenerovány tabulkové hodnoty (pomocí skriptu X-Steam) v zmíněném rozsahu tlaků a tato sada hodnot byla proložena křivkou. Byla zvolena sada bázových funkcí a pomocí metody nejmenších čtverců byly hledány koeficienty k těmto funkcím. Teplota sytosti je pak vyjádřena jako součet bázových funkcí násobených příslušným koeficientem (5.2.1-1). V této rovnici jsou pak  $a_1$  až  $a_7$  ony zmíněné hledané koeficienty.

$$T_{syt} = a_1 + a_2 \cdot p + a_3 \cdot p^{1/2} + a_4 \cdot p^{1/3} + a_5 \cdot p^{1/4} + a_6 \cdot p^{1/5} + a_7 \cdot \ln p \quad (5.2.1-1)$$

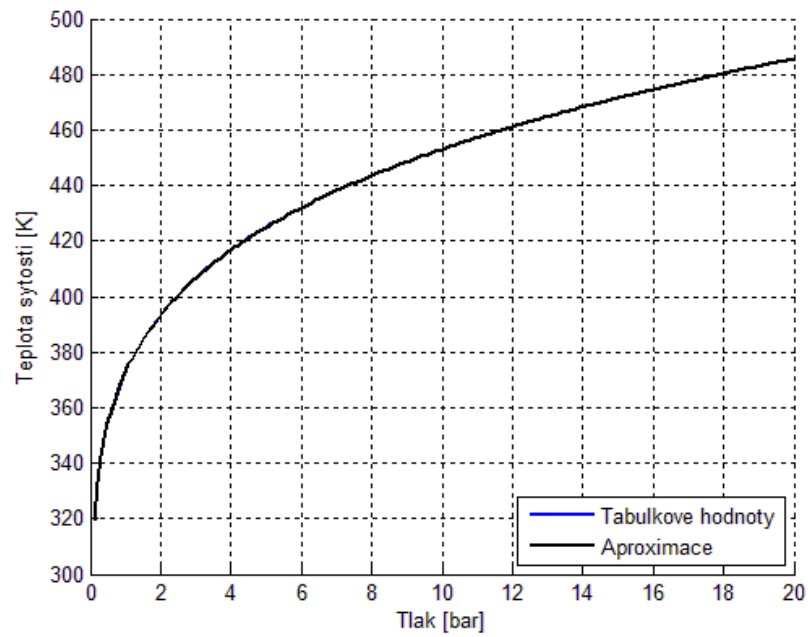
Samotné řešení se pak provádí tak, že se vyjádří suma druhých mocnin rozdílů známých hodnot a hodnot vyplývajících z odhadnutého tvaru funkce (5.2.1-1) a hledá se minimum této sumy (pro hledání minima funkce se v MatLabu používá funkce fminsearch).

Koeficienty byly hledány pro hodnoty tlaku dosazované v barech, přičemž funkce bude vracet teplotu sytosti v K. Nalezené koeficienty jsou uvedeny v tab. 5.2.1-1. Jednotky těchto koeficientů nejsou podstatné.

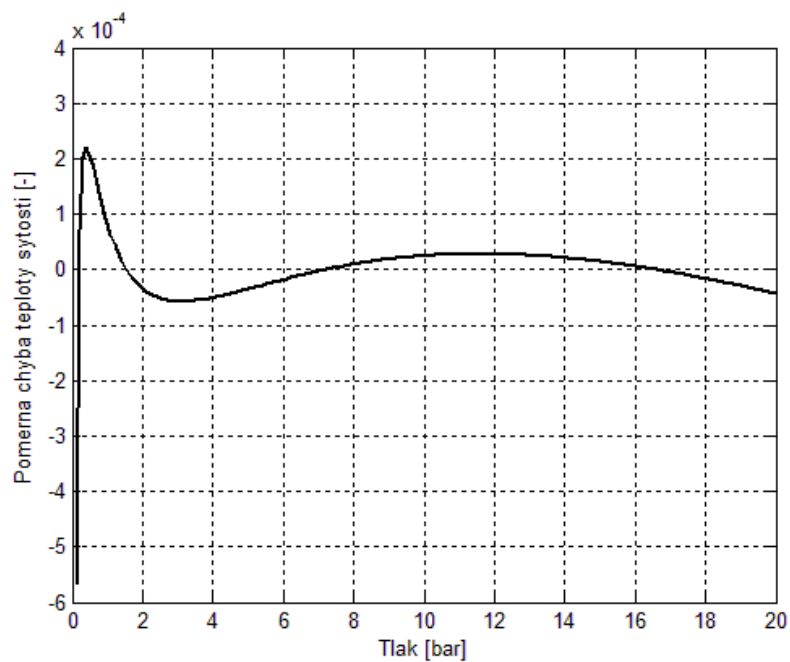
Koeficient	Hodnota
$a_1$	352,269354
$a_2$	0,100321
$a_3$	-13,935411
$a_4$	99,069784
$a_5$	-10,208084
$a_6$	-54,509689
$a_7$	15,177475

**Tab. 5.2.1-1** Koeficienty aproximační funkce teploty sytosti

Na obr. 5.2.1-1 je uveden graf teploty sytosti podle tabulek spolu s hodnotami teploty sytosti podle aproximační funkce (vykresleny jsou obě křivky, ale splývají). Na obr. 5.2.1-2 je pak uvedena relativní chyba aproximace.



obr. 5.2.1-1 Hodnoty teploty sytosti v závislosti na tlaku



obr. 5.2.1-2 Relativní chyba hodnot teploty sytosti v závislosti na tlaku

## 5.2.2 Vyjádření entalpie syté vody jako funkce tlaku

Postup je v zásadě identický jako v případě teploty sytosti, byly zvoleny i stejné bázové funkce. Entalpie syté páry je tedy vyjádřena ve tvaru (5.2.2-1).

$$h_{v,syt} = a_1 + a_2 \cdot p + a_3 \cdot p^{1/2} + a_4 \cdot p^{1/3} + a_5 \cdot p^{1/4} + a_6 \cdot p^{1/5} + a_7 \cdot \ln p \quad (5.2.2-1)$$

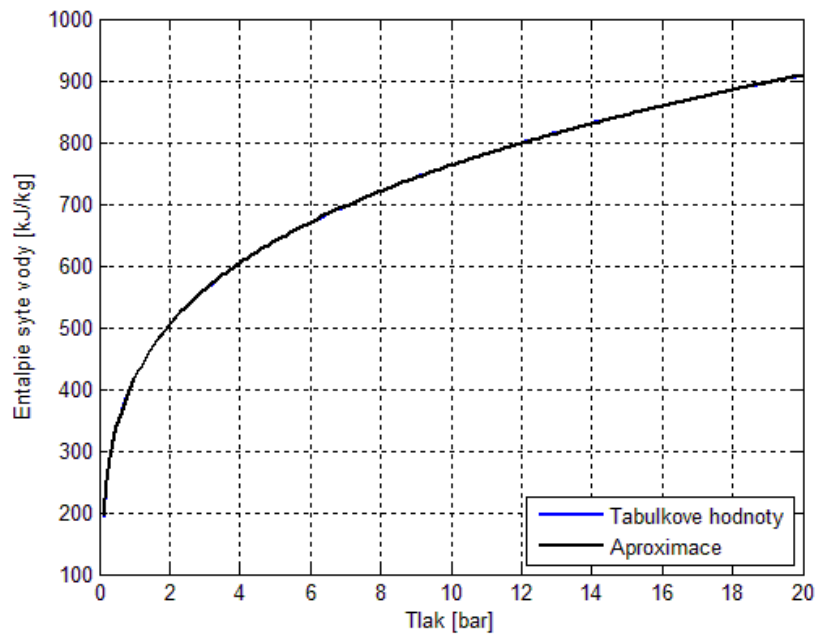
Koeficienty byly hledány pro hodnoty tlaku dosazované v barech, přičemž funkce bude vracet entalpii syté vody v kJ/kg. Nalezené koeficienty jsou uvedeny v tab. 5.2.2-1. Jednotky těchto koeficientů opět nejsou podstatné.

Koeficient	Hodnota
a <sub>1</sub>	-0,455704
a <sub>2</sub>	3,560312
a <sub>3</sub>	-75,138257
a <sub>4</sub>	196,852962
a <sub>5</sub>	156,874457
a <sub>6</sub>	135,288782
a <sub>7</sub>	20,645307

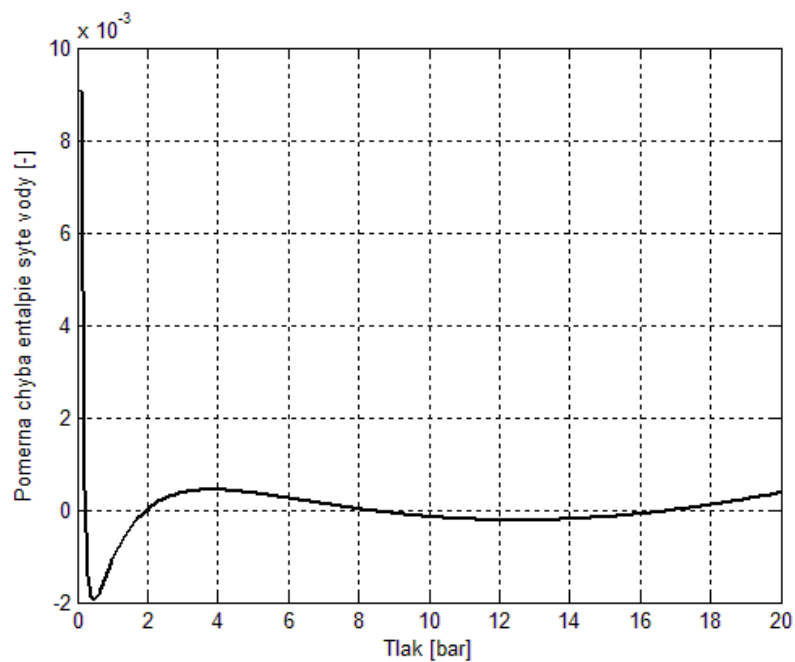
**Tab. 5.2.2-1** Koeficienty aproximační funkce entalpie syté vody

Na obr. 5.2.2-1 je uveden graf entalpie syté vody podle tabulek spolu s hodnotami podle aproximační funkce (opět jsou vykresleny obě křivky, ale splývají). Na obr 5.2.2-2 je pak uvedena relativní chyba.





obr. 5.2.2-1 Hodnoty entalpie syte vody v závislosti na tlaku



obr. 5.2.2-2 Relativní chyba hodnot entalpie syte vody v závislosti na tlaku

### 5.2.3 Vyjádření entalpie syté páry jako funkce tlaku

Postup je v zásadě stejný jako pro entalpii syté vody a teplotu sytosti, jen bylo zvoleno o jednu bázeovou funkci méně – konkrétně logaritmus. Entalpie syté páry je tedy vyjádřena ve tvaru (5.2.3-1).

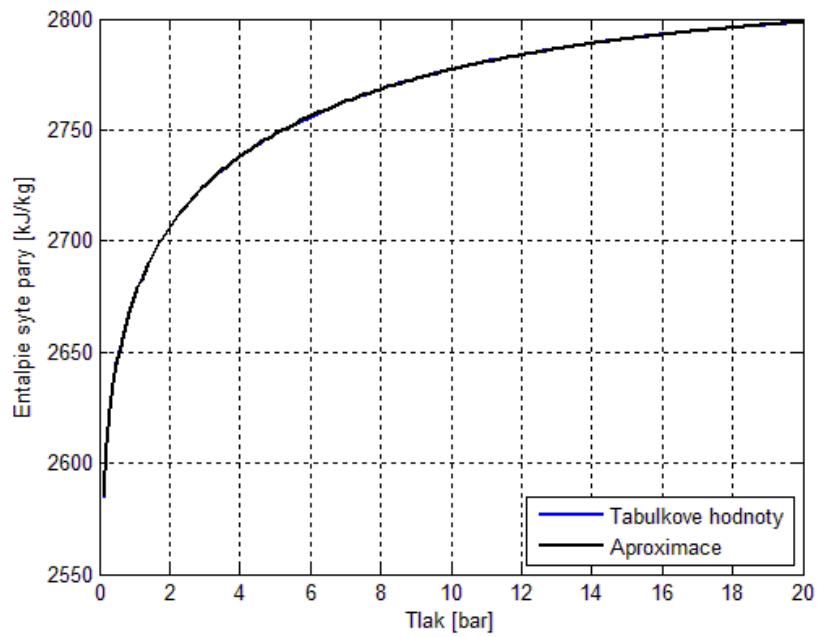
$$h_{p_{\text{sy}}}=a_1+a_2\cdot p+a_3\cdot p^{1/2}+a_4\cdot p^{1/3}+a_5\cdot p^{1/4}+a_6\cdot p^{1/5} \quad (5.2.3-1)$$

Koeficienty byly hledány pro hodnoty tlaku dosazované v barech, přičemž funkce bude vracet entalpii syté páry v kJ/kg. Nalezené koeficienty jsou uvedeny v tab. 5.2.3-1. Jednotky těchto koeficientů nejsou podstatné.

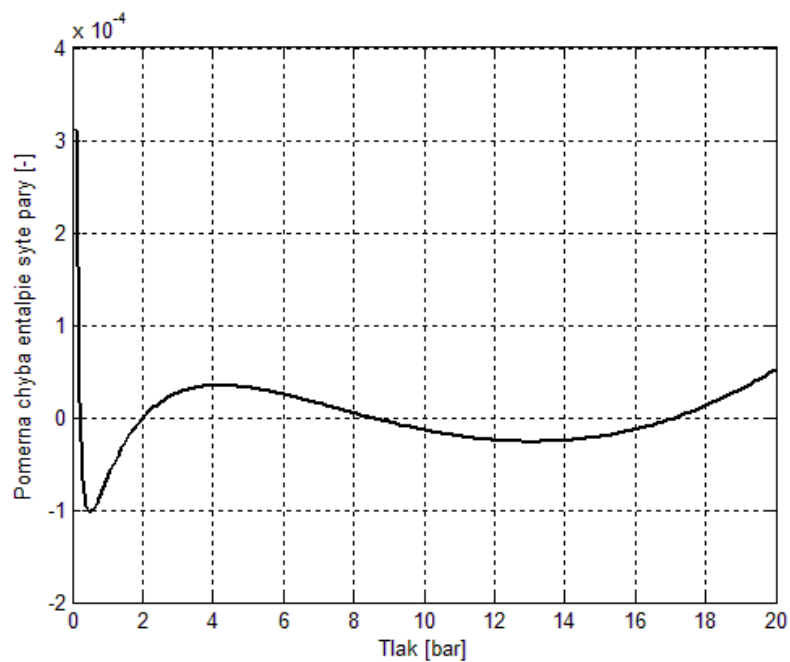
Koeficient	Hodnota
a <sub>1</sub>	2408,977115
a <sub>2</sub>	-0,881759
a <sub>3</sub>	-32,298793
a <sub>4</sub>	-21,970623
a <sub>5</sub>	91,653449
a <sub>6</sub>	229,295221

**Tab. 5.2.3-1** Koeficienty aproximační funkce entalpie syté páry

Na obr. 5.2.3-1 je uveden graf entalpie syté páry podle tabulek spolu s hodnotami podle aproximační funkce (opět jsou vykresleny obě křivky, ale splývají). Na obr. 5.2.3-2 je pak uvedena relativní chyba.



obr. 5.2.3-1 Hodnoty entalpie syté páry v závislosti na tlaku



obr. 5.2.3-2 Relativní chyba hodnot entalpie syté páry v závislosti na tlaku

### 5.3 Směšovací komora a difusor

Výpočet s rázovou vlnou by byl velice komplikovaný. Byl tedy nejdříve proveden pokus simulovat směšovací komoru a difusor bez rázové vlny (byla by alespoň ověřena správnost výpočtu pro směšovací komoru a tento výpočet by pak mohl být použit pro inicializaci výpočtu s rázovou vlnou). Aby v difusoru nedošlo k rázové vlně, je nutné protitlak na výstupu nastavit na dostatečně nízkou hodnotu – odhadem 50kPa by mělo být dostačující.

Zdroje [4], [5] se zabývaly kondenzací páry ve vodě. Zdroj [5] se zabývá téměř shodným zařízením, s tím rozdílem, že veškerá pára zkondenzuje (v řešeném případě zkondenzuje jen většina). Takovýto případ je z části podobný řešenému injektoru, je zde však rozdíl, že směs se namísto bublin par bude ve větší oblasti vyskytovat spíše ve formě kapek v páře (i když v realitě pak budou přítomny obě oblasti). Důvodem je očekávaný velký objemový podíl páry na konci směšovací komory (dle výpočtu v kap. 4.2). Páry je takové množství, že bude zaujímat většinu objemu, a je tedy patřičné očekávat, že pára bude spojitou fází (tzn. primární fáze ve Fluentu), namísto toho, že by voda vytvořila velmi řídkou pórovitou strukturu. Model by bylo vhodné upravit oproti tomu v [4], [5]. Vznikl by však problém se dvěma velmi významnými veličinami. Jedna z nich je velikost kapek a druhá je přestup tepla v sekundární fázi. Z těchto důvodů budou tedy analyzovány případy parních bublin ve vodě i vodních kapek v páře.

Zdroje [10], [11], [12] a [13] uvádějí postup výpočtu, pokud je primární fází pára, avšak tyto modely byly vyvinuty pro spontánní kondenzaci (vlivem změny tlaku v dýze, lopatkování atd), zatímco vznik kapek je v řešeném případě zcela jiný (kapky vznikají hlavně tím, že se promíchá pára s vodou). Tyto modely tedy nejsou pro řešený případ vhodné a nebudou tedy v této práci dále probírány.

Obecně pro oba modely kondenzace je uvažováno, že na povrchu sekundární fáze se vyskytuje nekonečně tenká vrstva s teplotou rovnou teplotě sytosti. Přestup tepla se řeší ve dvou krocích. Prvním krokem je přestup tepla z primární fáze do povrchové vrstvy a druhým krokem je přestup tepla ze sekundární fáze do této vrstvy. Na základě nerovnosti těchto tepele se pak dopočítá hmotnostní tok mezi fázemi (tedy kolik páry v povrchové vrstvě zkondenzuje, nebo kolik vody se z povrchové vrstvy vypaří). Na základě hmotnostního toku lze pak dopočítat koeficient přestupu tepla mezi primární a sekundární fází, již bez povrchové vrstvy, tj. tak, jak to je požadováno pro zadání do programu Fluent. Takovýto koeficient přestupu tepla již zohledňuje i přenos tepla vlivem kondenzace vypařování.

Zdroje [4], [5] dále uvádějí, že by se pro simulaci měl využít Euleriánský model (pro nějž je navržen model kondenzace). Model turbulence byl doporučen k- $\epsilon$  realizable. Byl využit symetrický model mezifázového odporu. Pro řešení byl doporučen SIMPLE coupled solver v implicitní formě. Objem páry se řídil rovnicí ideálního plynu a ostatní fyzikální veličiny, jako například vazkost a měrná tepelná kapacita, byly uvažovány jako konstanty. Vstup i výstup by měly být zadány tlakovou okrajovou podmínkou.

Simulaci směšovací komory se nepodařilo úspěšně dokončit, přičemž hlavní důvodem bylo, že se nepodařilo plně zprovoznit UDF, konkrétně funkci definující průměr bubliny. Tento problém se vyskytl pouze pro definici funkce průměru bubliny jako takové, nikoliv zbylých dvou funkcí jež tento poloměr rovněž potřebují. Důvodem bylo, že pro případ

definice průměru bubliny, jež se provádí pomocí funkce `define_property`, Fluent neposkytne jako vstupní parametry indexy fází, jež jsou však potřeba, a musí tedy být zjištěny jiným způsobem. Byl proveden pokus zadat tyto indexy napevno pomocí ID fází zjištěných z Fluentu, jež by měly být 2 a 3, nicméně se zdá, že toto ID není rovno potřebnému indexu. Pro další testování byla nastavena hodnota průměru bubliny zhruba zprostřed intervalu průměrů bubliny, ale poté se vyskytly potíže s inicializací řešení a samotným řešením. Kód user-defined funkcí pro Fluent, jež definují model kondenzace pro případ bublin páry ve vodě, je možné nalézt v příloze č.2.

### 5.3.1 Model kondenzace – parní bubliny bubliny ve vodě

V první řadě je nutné vyjádřit mezifázovou plochu. Je uvažováno, že pára se vyskytuje v kulových bublinách o průměru  $d_b$ . Objem jedné bubliny tedy je dán vztahem (5.3.1-1)

$$V_{1bub} = \frac{4}{3} \cdot \pi \cdot \frac{d_b^3}{8} = \frac{1}{6} \cdot \pi \cdot d_b^3 \quad (5.3.1-1)$$

V jednom  $m^3$  směsi se pak vyskytuje počet bublin stanovený dle (5.3.1-2)

$$N_{bub} = \frac{\psi_P}{V_{1bub}} \quad (5.3.1-2)$$

Celková plocha bublin v  $1m^3$  je tedy dána vztahem (5.3.1-4), který je uveden ve zdrojích [4], [5] – vznikne po dosazení (5.3.1-1) a (5.3.1-2) do (5.3.1-3)

$$A_{VP} = 4 \cdot \pi \cdot \frac{d_b^2}{4} \cdot N_{bub} \quad (5.3.1-3)$$

$$A_{VP} = \frac{6 \cdot \psi_P}{d_b} \quad (5.3.1-4)$$

Podle zdroje [4] je průměr bubliny  $d_b$  bubliny lineární funkcí podchlazení vody vůči mezi sytosti (5.3.1-5), kde  $d_0 = 1,5 \cdot 10^{-4}$  m,  $d_1 = 1,5 \cdot 10^{-3}$  m,  $\theta_0 = 13,5$  K,  $\theta_1 = 0$  K. Průměr je ovšem omezen průměry  $d_0$  a  $d_1$  – pokud je podchlazení vyšší než  $\theta_0$  K, je průměr konstantní a je roven  $d_0$ , a pokud je podchlazení nižší než  $\theta_1$ , je průměr roven  $d_1$ .

$$d_b = \frac{d_1 \cdot (\theta - \theta_0) + d_0 \cdot (\theta_1 - \theta)}{\theta_1 - \theta_0} \quad (5.3.1-5)$$

Vztahy pro vyjádření koeficientů přestupů tepla uvedené v [4] jsou uvedeny rovněž v manuálu programu Fluent [14] jako vztahy v modelu mezifázového přestupu tepla podle Ranz-Marshall (který sám o sobě ale neuvažuje kondenzaci, proto jej nelze přímo použít).

Pro přestup tepla mezi vodou (jež je tedy primární fází) a povrchovou vrstvou platí kritériální rovnice (5.3.1-6) dle [4].

$$\alpha_V = \frac{\lambda_V \cdot Nu_V}{d_b} \quad (5.3.1-6)$$

$$Nu_V = 2 + 0,6 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,33} ; 0 \leq Re < 776,06 ; 0 \leq Pr < 250$$

$$Nu_V = 2 + 0,27 \cdot Re^{0,62} \cdot Pr^{0,33} ; 776,06 \leq Re ; 0 \leq Pr < 250$$

kde Reynoldsovo číslo je definováno vztahem (5.3.1-7) a Prandtlovo číslo vztahem (5.3.1-8).

$$Re = \frac{\|\vec{w}_P - \vec{w}_V\| \cdot d_b}{\nu_V} \quad (5.3.1-7)$$

$$Pr = \frac{c_{pV} \cdot \rho_V \cdot \nu_V}{\lambda_V} \quad (5.3.1-8)$$

Pro přestup tepla mezi párou a povrchovou vrstvou se uvažuje vysoká konstantní hodnota koeficientu přestupu tepla ze strany páry – podle [4]. Důvodem je, aby pára relativně rychle dosáhla teploty sytosti. Tato hodnota je konkrétně  $\alpha_p = 10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ .

Rozměr  $\alpha_V$  a  $\alpha_p$  je tedy  $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$ . Tyto veličiny tedy vyjadřují množství tepla, jež přestoupí  $1 \text{ m}^2$  vztažené na jednotkový rozdíl teplot v Kelvinech za 1s. Z toho je možné vyjádřit množství tepla, jež přestoupí v  $1 \text{ m}^3$  objemu vztaženého na jednotkový rozdíl teplot v Kelvinech za 1s. Dosáhne se toho pronásobením koeficientu přestupu tepla mezifázovou plochou, čímž vznikne objemový součinitel přestupu tepla (5.3.1-9), (5.3.1-10).

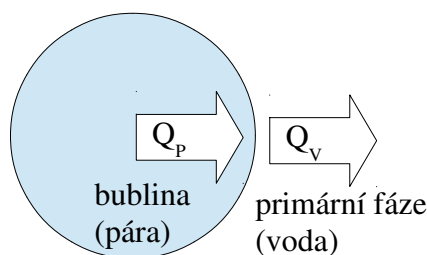
$$\alpha \alpha_V = k_V \cdot A_{VP} \quad (5.3.1-9)$$

$$\alpha \alpha_p = k_p \cdot A_{VP} \quad (5.3.1-10)$$

Nyní je tedy možné vyjádřit teplo, jež přestoupí mezi jednou z fází a povrchovou vrstvou (5.3.1-11), (5.3.1-12). Výraz (5.3.1-11) udává teplo, jež přestoupí z povrchové vrstvy do vody, a výraz (5.3.1-12) udává teplo, jež přestoupí z páry do povrchové vrstvy, což je znázorněno na obr. 5.3.1-1.

$$Q_V = \alpha \alpha_V \cdot (T_{syt} - T_V) \quad (5.3.1-11)$$

$$Q_P = \alpha \alpha_p \cdot (T_P - T_{syt}) \quad (5.3.1-12)$$



**obr. 5.3.1-1** Znázornění směrů tepelných toků

S uvažování energie od fázové přeměny celkem přestoupí energie daná vztahy (5.3.1-13), (5.3.1-14).

$$Q_{V_m} = Q_V - \dot{m}_{VP} \cdot h_{V_{syt}} \quad (5.3.1-13)$$

$$Q_{P_m} = Q_P - \dot{m}_{VP} \cdot h_{P_{syt}} \quad (5.3.1-14)$$

Energie, jež přestoupí do povrchové vrstvy z páry, se musí rovnat energii, jež přejde z této vrstvy do vody, tedy  $Q_{V_m} = Q_{P_m}$ . Odtud je možné vyjádřit hmotnostní tok mezi fázemi vztahem (5.3.1-15).

$$\dot{m}_{VP} = \frac{Q_P - Q_V}{h_{P_{syt}} - h_{V_{syt}}} \quad (5.3.1-15)$$

Nyní zbývá určit koeficient přestupu tepla přímo z jedné fáze do druhé bez povrchové vrstvy (ten již zahrnuje teplo přenesené fázovou přeměnou). Hmotnostní tok dle (5.3.1-15) je vztažen na jednotku objemu, stejně tak tepla  $Q_P$  a  $Q_V$  v tomto vztahu. Koeficient přestupu tepla je však do Fluentu nutné zadat vztažený na jednotku plochy povrchu bublin. Pro vyjádření tohoto koeficientu se vyjde z rovnice (5.3.1-13) nebo (5.3.1-14) (protože se tepla z těchto rovnic rovnají – je tedy jedno, která z nich se použije) vydělené mezifázovou plochou  $A_{VP}$ , což je vztah (5.3.1-16). Koeficient přestupu tepla (pro přestup z páry do vody) je pak vyjádřen dle (5.3.1-17).

$$q_{V_m} = (q_{P_m}) = q_V - \frac{\dot{m}_{VP} \cdot h_{V_{syt}}}{A_{VP}} \quad (5.3.1-16)$$

$$\alpha_{PV} = \frac{q_{V_m}}{T_P - T_V} \quad (5.3.1-17)$$

### 5.3.2 Model kondenzace – kapky vody v páře

Mezifázová plocha je analogická té pro bubliny a má tvar (5.3.2-1).

$$A_{VP} = \frac{6 \cdot \psi_V}{d_k} \quad (5.3.2-1)$$

V tomto modelu je primární fází pára, což zapříčiní, že vztahy (5.3.1-5), (5.3.1-6) a (5.3.1-7) se v pořadí změň na (5.3.2-2), (5.3.2-3), (5.3.2-4) (kriteriální rovnice zůstává stejná, jen se změň určující veličiny).

$$\alpha_P = \frac{\lambda_P \cdot Nu_P}{d_k} \quad (5.3.2-2)$$

$$Nu_P = 2 + 0,6 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,33} ; 0 \leq Re < 776,06 ; 0 \leq Pr < 250$$

$$Nu_P = 2 + 0,27 \cdot Re^{0,62} \cdot Pr^{0,33} ; 776,06 \leq Re ; 0 \leq Pr < 250$$

$$Re = \frac{\|\vec{w}_p - \vec{w}_v\| \cdot d_k}{\nu_p} \quad (5.3.2-3)$$

$$Pr = \frac{c_{p,p} \cdot \rho_p \cdot \nu_p}{\lambda_p} \quad (5.3.2-4)$$

Další postup by již byl shodný s tím uvedeným v kap. 5.3.1. Problémem však je, že je potřeba určit průměr kapek  $d_k$ , což je problematické zejména z důvodu mechanismu vzniku těchto kapek. Rovněž zůstává otázkou, jak určit koeficient přestupu tepla ze strany vody (zevnitř kapky do povrchové vrstvy). Tato hodnota by mohla být rovněž nastavena na určitou vysokou hodnotu, podobně jako v případě modelu bublin páry ve vodě, ale bez další analýzy lze těžko říci, jak to ovlivní výsledky.

Tento model by byl sice pro řešení dané úlohy vhodnější, byla by však třeba další analýza a experimenty.



## 6 Závěr

Zjednodušený výpočet potvrzuje, že by injektor měl být schopen naplnit požadovanou funkci. Proces ohřevu je velmi rychlý – je ohříváno 39,5 kg/s vody a lze očekávat, že voda bude ohřáta zhruba o 55°C. Maximální teplota vstupní vody je stanovena na zhruba 80°C, což je tedy teplota, na kterou je injektor schopen ohřát vodu v nádrži.

Zjednodušený výpočet je však náchylný na nastavení a inicializaci. Důvodem je, že je nutné vyřešit soustavu nelineárních rovnic, přičemž zásadním problémem je, že jedna z rovnic je dána tabulkovými hodnotami. Potíže rovněž vznikají s tím, že výpočet směšovací komory má (nebo může mít) dvě řešení. Numerický řešič je schopen nalézt vždy jen jedno z nich, přičemž to, které je nalezeno, je závislé na inicializaci (a případně použitém tvaru stavové rovnice). Tyto vlastnosti značně znesnadňují případné pokusy o zdokonalení zařízení, neboť výpočet může zkolabovat při určité změně parametrů (přičemž je obtížné zjistit, jestli kolaps byl způsoben čistě numerickým postupem, nebo zda úloha ztratila řešení). Zdokonalení by se pak muselo provádět v podstatě metodou pokus omyl s úpravou nastavení řešiče a inicializace při každém kolapsu řešení.

Tato práce rovněž prezentuje postup numerické simulace. Injektor je rozdělen na několik částí – konkrétně na vstupní dýzu, směšovací komoru a případně ještě vstupní vodní trysku (v této práci ale byly již známy parametry vody na vstupu do směšovací komory, takže tato část nebyla provedena). Důvodem je, aby se eliminovaly možné nežádoucí ustálené stavy injektoru, jež by mohly vzniknout nesprávným náběhem injektoru a bránily by ve správné funkci injektoru.

Vstupní dýza je simulována v jmenovitém stavu, k čemuž se musí na výstupu nastavit nižší tlak, než jaký by měl na výstupu být (a jelikož je proud nadzvukový, konkrétní hodnota tohoto tlaku neovlivní řešení). Výsledky pro vstupní dýzu (a případně vodní trysku) pak slouží pro zadání okrajových podmínek pro směšovací komoru, přičemž je vhodné přenést celé výstupní profily veličin.

Simulaci směšovací komory je vhodné nejdříve provést bez rázové vlny, čehož se docílí nastavením dostatečně nízkého tlaku na výstupu. Tento výpočet by již měl být schopen ověřit parametry na konci směšovací komory vypočtené zjednodušeným výpočtem. Také by měl být vhodný k inicializaci řešení s rázovou vlnou (teprve od rázové vlny dále by se měly lišit hodnoty veličin). Inicializaci by možná bylo vhodné dovést využitím funkce patch ve Fluentu, jež je schopna přepsat hodnoty veličin jen v určité vybrané oblasti. Určení rozsahu oblasti a jaké hodnoty zadat by mohlo být převzato ze zjednodušeného výpočtu.

V práci jsou uvedeny a analyzovány dva modely kondenzace pro řešení směšovací komory. Jeden model, jenž je převzat ze zdrojů [4] a [5], uvažuje, že se ve směšovací komoře bude směs nacházet ve formě bublin ve spojitě vodní fázi. Tento model byl přímo použit k řešení podobného zařízení, ovšem s úplnou kondenzací vody bez rázové vlny. Pro řešení případu by bylo vhodné uvažovat spíše směs ve formě kapek vody v páře. Modifikací zmíněného modelu tak vznikne model druhý, v němž se ale vyskytne problém s určením průměru kapek a koeficientem přestupu tepla na straně sekundární fáze (neboť tyto hodnoty nelze převzít, ani modifikovat z výchozího modelu).

Numerickou simulaci se nepodařilo úspěšně dokončit, nicméně jsou uvedeny téměř

všechny potřebné údaje. Je potřeba opravit UDF definující poloměr bubliny a analyzovat, jak provést správnou inicializaci řešení (pravděpodobně bude nutné výpočet provést v několika krocích jako v případě vstupní dýzy).

## Seznam použité literatury

- [1] Deberne, N., Leone, J., Duque, A., Lallemand, A.: *A model for calculation of steam injector performance*. International Journal of Multiphase flow 25, s. 841-855, 1999
- [2] Jun-jie Yan, Shu-feng Shao, Ji-ping Liu, Zhao Zhang: *Experiment and analysis on performance of steam-driven jet injector for district-heating system*. Applied Thermal Engineering 25, s. 1153-1167, 2005
- [3] Hibš, M.: *Proudové přístroje*. 2. vydání, SNTL, Praha, 1981
- [4] Ajmal Shah, Imran Rafiq Chughtai, Mansoor Hameed Inayat: *Numerical Simulation of Direct-contact Condensation from Supersonic Steam Jet in Subcooled Water*. Chinese Journal of Chemical Engineering 18(4), s. 577-587, 2010
- [5] Ajmal Shah, Imran Rafiq Chughtai, Mansoor Hameed Inayat: *Experimental and numerical analysis of steam jet pump*. International Journal of Multiphase Flow 37, s. 1305-1314, 2011
- [6] Linhart, J.: *Calculation and testing of steam-water injector properties*, prezentace z konference 32. stretnutie katedier mechaniky tekutín a termomechaniky, 25.-28. júna, 2013, Tatranská Lomnica
- [7] Petr, V.: *Wave Propagation in Wet Steam*. Journal of Mechanical Engineering Science. Proceedings of Institution of Mechanical Engineers, Vol.218, Part C, s. 871-882, 2004
- [8] Holmgren, M.: *X Steam, Thermodynamic properties of water and steam* [online], 2007 [cit. 2014-6-6]  
Dostupné z: <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/9817-x-steam—thermodynamic-properties-of-water-and-steam>
- [9] Idelchik, I. E.: *Handbook of Hydraulic Resistance*. 3. vydání, Beggel House, 1996
- [10] Gerber, A. G., Kermani M.J.: *A pressure based Eulerian-Eulerian multi-phase model for non-equilibrium condensation in transonic steam flow*. International Journal of Heat and Mass Transfer 47, s. 2217-2231, 2004
- [11] Yong Yang, Shengqiang Shen: *Numerical simulation on non-equilibrium spontaneous condensation in supersonic steam flow*, International Communications in Heat and Mass Transfer 36, s. 902-907, 2009
- [12] Halama, J., Fořt, J.: *Numerical Simulation of Steam Condensation in a Nozzle*, 01020, 2012
- [13] Assim H. Yousif, Amer M. Al-Dabagh, Reyadh Ch. Al-Zuhairy, *Non-equilibrium spontaneous condensation in transonic steam flow*, International Journal Thermal Sciences 68, s. 32-41, 2013
- [14] ANSYS, Inc.: *ANSYS FLUENT Theory Guide*, vydání 14.0, 2011
- [15] ANSYS, Inc.: *ANSYS FLUENT UDF Manual*, vydání 14.0, 2011
- [16] ANSYS, Inc.: *ANSYS FLUENT User's Guide*, vydání 14.0, 2011
- [17] Linhart, J.: *Mechanika tekutin I*, Západočeská univerzita, Plzeň, 2009
- [18] Mareš, R.: *Kapitoly z termomechaniky*, Západočeská univerzita, Plzeň, 2009

## Seznam příloh

Příloha č.1 – Skript zjednodušeného výpočtu

Příloha č.2 – Model kondenzace – UDF pro Fluent

## **Příloha č.1**

### **Skript zjednodušeného výpočtu**

## Skript:

```
%%=====%%  
%% Vypocet parametru na vystupu 1S  
%%=====%%  
  
p0S=14;           % S - steam  
t0S=195;  
x0S=0.99;  
mS=3.95;  
d0S=0.15;  
d1S=0.103;  
  
S0S=pi*d0S^2/4;  
S1S=pi*d1S^2/4;  
s0S=XSteam('sL_p',p0S)+x0S*(XSteam('sV_p',p0S)-XSteam('sL_p',p0S));  
h0S=XSteam('h_px',p0S,x0S);  
v0S=XSteam('vL_p',p0S)+x0S*(XSteam('vV_p',p0S)-XSteam('vL_p',p0S));  
w0S=mS*v0S/S0S;  
  
delta_h=0.05;    % krok entalpie v kJ/kg  
h=h0S-delta_h;  
  
kriticky=false;  
podm=false;  
S=2*S0S;  
Smin=S0S;  
while not(podm)  
    w=sqrt(2*1000*(h0S-h)+w0S^2);  
    p=XSteam('p_hs',h,s0S);  
    Sstare=S;  
    S=mS*XSteam('v_ph',p,h)/w;  
    h=h-delta_h;  
    if (S>S1S) && (Sstare<S)  
        podm=true;  
    end  
    if (S<Smin)  
        Smin=S;  
    end  
    if (S>Smin) && (Sstare<S) && (kriticky==false)  
        pkrit=p;  
        kriticky=true;  
    end  
end  
  
Svystup_dyza=S;  
w1S=w;  
h1S=h+delta_h;
```

```

p1S=p;
x1S=XSteam('x_ph',p1S,h1S);
rho1S=XSteam('rho_ph',p1S,h1S);
t1S=XSteam('T_ph',p1S,h1S);
dmin=sqrt(4/pi*Smin);
krit_tl_pomer=pkrit/p0S;

%%=====%%
%% Vypocet parametru v miste 2
%%=====%%
p1L=0.66;          % L – liquid (water)
t1L=30;
mL=39.5;
d1Lo=0.129;
d1Li=0.105;
d2=0.08;

rho1L=XSteam('rho_pT',p1L,t1L);
S1L=pi*(d1Lo^2-d1Li^2)/4;
w1L=mL/(S1L*rho1L);
h1L=XSteam('h_pT',p1L,t1L);
m=mS+mL;
R1=d1Lo/2;
R2=d2/2;
R1S=d1S/2;
S1=pi*R1^2;
S2=pi*R2^2;

options=optimset('MaxIter',10000,'MaxFunEvals',40000,'TolFun',10^(-6),'ToIX',10^(-6),'Algorithm','levenberg-marquardt');
x=fsolve(@(x)fcemixingzone(x,m,mS,mL,R1,R2,p1S*10^5,w1L,w1S,h1L*1000,h1S*1000),[1.5*10^5; 1000*1000; w1S/4; 100],options);

p2=x(1)/10^5;
h2=x(2)/1000;
w2=x(3);
rho2=x(4);
x2=XSteam('x_ph',p2,h2);
s2=XSteam('s_ph',p2,h2);
t2=XSteam('T_ph',p2,h2);

a2=sqrt(1/(((XSteam('rho_ps',p2+10^(-8),s2))-XSteam('rho_ps',p2,s2))/10^(-3))));

epsilon2=(rho2-XSteam('rhoL_p',p2))/(XSteam('rhoV_p',p2)-XSteam('rhoL_p',p2));

deltaS12=XSteam('s_ph',p2,h2)*m-Xsteam('s_ph',p1L,h1L)*mL-XSteam('s_ph',p1S,h1S)*mS

```

```

%%=====%%
%% Vypocet p4 max
%%=====%%
d3=d2;
d4=0.09;
XId=0; % Bernouli loss coeficient

S3=pi*d3^2/4;
S4=pi*d4^2/4;

options=optimset('MaxIter',10000,'MaxFunEvals',40000,'TolFun',10^(-6),'TolX',10^(-6));
xx=fsolve(@(xx)fcshockwave(xx,p2*10^5,rho2,w2,h2*1000),[6*10^5; 950; 15;
500*1000],options);
p3=xx(1)/10^5;
rho3=xx(2);
w3=xx(3);
h3=xx(4)/1000;
t3=XSteam('T_ph',p3,h3);

epsilon_min=(XSteam('rhoL_p',p2)-XSteam('rho_ph',p3,h3))/(XSteam('rhoL_p',p2)-
XSteam('rhoV_p',p2));

w4=m/(S4*rho3); % uvazovano rho3=rho4
p4max=(rho3*(p3*10^5/rho3+(1-XId)*w3^2/2-w4^2/2))/10^5; % uvazovano rho3=rho4

%%=====%%
%% Vypocet polohy razove vlny a parametru v miste 3
%%=====%%
p4=7.2;

delta_h=0.0005; % krok entalpie v kJ/kg
h=h2-delta_h;

podm=false;
chyba_skutparametry=false;
S=S2;
Smindif=S2;
options=optimset('MaxIter',10000,'MaxFunEvals',4000,'TolFun',10^(-6),'TolX',10^(-6));
while not(podm)
    w=sqrt(2*1000*(h2-h)+w2^2);
    p=XSteam('p_hs',h,s2);
    Sstare=S;
    S=m*XSteam('v_ph',p,h)/w;
    rho=XSteam('rho_ph',p,h);

    xxx=fsolve(@(xxx)fcshockwave(xxx,p*10^5,rho,w,h*1000),[3*p*10^5; 1000; 10;
1.05*h*1000],options); %%[6*10^5; 950; 15; 500*1000]
    p3i=xxx(1)/10^5;
    rho3i=xxx(2);

```



```

w3i=xxx(3);
h3i=xxx(4)/1000;

A=fcshockwave(xxx,p*10^5,rho,w,h*1000);
if abs(A(1))>10^(-6) || abs(A(2))>10^(-6) || abs(A(3))>10^(-6) || abs(A(4))>10^(-6)
    chyba_skutparametry=true;
end

w4i=m/(S4*rho3i); % uvazovano rho3=rho4
p4i=(rho3i*(p3i*10^5/rho3i+(1-XId)*w3i^2/2-w4i^2/2))/10^5; % uvazovano rho3=rho4

h=h-delta_h;

if (p4i<p4)
    podm=true;
end
if (S<Smindif)
    Smindif=S;
end
end

p2b=p;
rho2b=rho;
w2b=w;
h2b=h+delta_h;
t2b=XSteam('T_ph',p2b,h2b);
x2b=XSteam('x_ph',p2b,h2b);
S3skut=S;
p3skut=p3i;
rho3skut=rho3i;
w3skut=w3i;
h3skut=h3i;
t3skut=XSteam('T_ph',p3skut,h3skut);
x3skut=XSteam('x_ph',p3skut,h3skut);
w4skut=w4i;

dmindif=sqrt(4/pi*Smindif)

d3skut=sqrt(4/pi*S);

mi=XSteam('my_ph',p3skut,h3skut);
ni=mi/rho3skut;
Re=w3skut*d3skut/ni;

%%=====%%
%% Kontrola (numericka)
%%=====%%
rozdilprum_vst_dyza=(sqrt(4*Svystup_dyza/pi)-sqrt(4*S1S/pi))*1000 % v mm

chyba_smeskomora=fcemixingzone(x,m,mS,mL,R1,R2,p1S*10^5,w1L,w1S,h1L*1000,h1S*1000)
% v Pa, J/kgK, m/s, kg/m3

```

```

chyba_razvlna=fcshockwave(xx,p2*10^5,rho2,w2,h2*1000) % v Pa, kg/m3, m/s, J/kgK
chyba_skutparametry % true/false
chyba_tlaku=p4-p4i % v bar
%%=====%%
%% Vysledky - ulozeni
%%=====%%
save vysledky

```

## Funkce popisující směšovací komoru:

```

function F = fcemixingzone(x,m,m1S,m1L,R1,R2,p1S,w1L,w1S,h1L,h1S) % v poradí p2, h2, w2,
rho2

F = [x(3)*x(4)-m/(pi*R2^2);
     x(1)*((pi*R2^2)+pi/3*(R1-R2)*(R1+2*R2))+m*x(3)-p1S*pi*R1^2-m1S*w1S-
m1L*w1L+pi/3*p1S*(R1-R2)*(2*R1+R2);
     x(2)+x(3)^2/2-m1L/m*(h1L+w1L^2/2)-m1S/m*(h1S+w1S^2/2);
     x(1)-10^5*XSteam('p_hrho',x(2)/1000,x(4))];
end

```

## Funkce popisující rázovou vlnu:

```

function F=fcshockwave(x,p2,rho2,w2,h2) %v poradí p3 rho3 w3 h3

F = [x(2)*x(3)^2+x(1)-rho2*w2^2-p2;
     x(4)+x(3)^2/2-h2-w2^2/2;
     x(3)*x(2)-w2*rho2;
     x(2)-XSteam('rho_ph',x(1)/10^5,x(4)/1000)];

end

```

## **Příloha č.2**

### **Model kondenzace - UDF pro Fluent**

```

#include "udf.h"
#include "math.h"

DEFINE_PROPERTY(bubble_diameter,c,t)
{
Thread *thread_P = THREAD_SUB_THREAD(t,3);/* pára */
Thread *thread_V = THREAD_SUB_THREAD(t,2);/* voda */
double T_V = C_T(c,thread_V);
double p = 10e-5*(C_P(c,thread_P)); /* bar */
double T_Syt = 352.269354+0.100321*p-13.935411*pow(p,1/2)+99.069784*pow(p,1/3)-
10.208084*pow(p,1/4)-54.509689*pow(p,1/5)+15.177475*log(p);
double d_b; /* prumer bubliny */
double theta; /* podchlazeni */

double d0 = 1.5e-4;
double d1 = 1.5e-3;
double theta0 = 13.5;
double theta1 = 0;

theta = T_Syt-T_V;
if (theta>theta0)
{
d_b = d0;
}
else if (theta<theta1)
{
d_b = d1;
}
else
{
d_b = (d1*(theta-theta0)+d0*(theta1-theta))/(theta1-theta0);
}

return d_b;
}

```

```

DEFINE_MASS_TRANSFER(mass_transfer_V_to_P,c,t,i,ii,j,jj)
{
Thread *thread_P = THREAD_SUB_THREAD(t,j);/* para */
Thread *thread_V = THREAD_SUB_THREAD(t,i);/* voda */
double T_V = C_T(c,thread_V);
double p = 10e-5*(C_P(c,thread_P)); /* bar */
double T_Syt = 352.269354+0.100321*p-13.935411*pow(p,1/2)+99.069784*pow(p,1/3)-
10.208084*pow(p,1/4)-54.509689*pow(p,1/5)+15.177475*log(p);
double psi_P = C_VOF(c,thread_P); /* objemovy podil */
double d_b;
double A_VP; /* interfacial area */
double theta;

double d0 = 1.5e-4;

```

```

double d1 = 1.5e-3;
double theta0 = 13.5;
double theta1 = 0;

double mi_V = C_MU_L(c,thread_V);
double rho_V = C_R(c,thread_V);
double lambda_V = C_K_L(c,thread_V);
double cp_V = C_CP(c,thread_V);
double u_V = C_U(c,thread_V);
double v_V = C_V(c,thread_V);
double w_V = C_W(c,thread_V);
double u_P = C_U(c,thread_P);
double v_P = C_V(c,thread_P);
double w_P = C_W(c,thread_P);
double Re;
double Pr;
double Nu_V;
double alpha_V;

double alpha_P = 10e4;

double h_PSys = 1000*(2408.977115-0.881759*p-32.298793*pow(p,1/2)-
21.970623*pow(p,1/3)+91.653449*pow(p,1/4)+229.295221*pow(p,1/5));
double h_VSys = 1000*(-0.455704+3.560312*p-
75.138257*pow(p,1/2)+196.852962*pow(p,1/3)+156.874457*pow(p,1/4)+135.288782*pow(p,1/5)
+20.645307*log(p));
double T_P = C_T(c,thread_P);
double Q_V;
double Q_P;
double m_VP;

theta = T_Syt-T_V;
if (theta>theta0)
{
d_b = d0;
}
else if (theta<theta1)
{
d_b = d1;
}
else
{
d_b = (d1*(theta-theta0)+d0*(theta1-theta))/(theta1-theta0);
}

A_VP=6*psi_P/d_b;

Re = rho_V*d_b*pow((pow((u_V-u_P),2)+pow((v_V-v_P),2)+pow((w_V-w_P),2)),0.5)/mi_V;

Pr = cp_V*mi_V/lambda_V;

if (Re<776.06)

```

```

{
Nu_V=2+0.6*pow(Re,0.5)*pow(Pr,0.33);
}
else
{
Nu_V=2+0.27*pow(Re,0.62)*pow(Pr,0.33);
}

```

```

alpha_V=lambda_V*Nu_V/d_b; /* souc. prestupu tepla - povrch vr. => voda */

```

```

Q_V = alpha_V*(T_Syt-T_V)*A_VP;
Q_P = alpha_P*(T_P-T_Syt)*A_VP;

```

```

m_VP = (Q_P-Q_V)/(h_P_Syt-h_V_Syt);

```

```

return m_VP;
}

```

```

DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY(heat_transfer_coeff_P_to_V,c,t,i,j)

```

```

{
Thread *thread_P = THREAD_SUB_THREAD(t,j);/* para */
Thread *thread_V = THREAD_SUB_THREAD(t,i);/* voda */
double T_V = C_T(c,thread_V);
double p = 10e-5*(C_P(c,thread_P)); /* bar */
double T_Syt = 352.269354+0.100321*p-13.935411*pow(p,1/2)+99.069784*pow(p,1/3)-
10.208084*pow(p,1/4)-54.509689*pow(p,1/5)+15.177475*log(p);
double psi_P = C_VOF(c,thread_P); /* objemovy podil */
double d_b;
double A_VP; /* interfacial area */
double theta;

```

```

double d0 = 1.5e-4;
double d1 = 1.5e-3;
double theta0 = 13.5;
double theta1 = 0;

```

```

double mi_V = C_MU_L(c,thread_V);
double rho_V = C_R(c,thread_V);
double lambda_V = C_K_L(c,thread_V);
double cp_V = C_CP(c,thread_V);
double u_V = C_U(c,thread_V);
double v_V = C_V(c,thread_V);
double w_V = C_W(c,thread_V);
double u_P = C_U(c,thread_P);
double v_P = C_V(c,thread_P);
double w_P = C_W(c,thread_P);
double Re;
double Pr;
double Nu_V;
double alpha_V;

```

```

double alpha_P = 10e4;

double h_PSyT = 1000*(2408.977115-0.881759*p-32.298793*pow(p,1/2)-
21.970623*pow(p,1/3)+91.653449*pow(p,1/4)+229.295221*pow(p,1/5));
double h_VSyT = 1000*(-0.455704+3.560312*p-
75.138257*pow(p,1/2)+196.852962*pow(p,1/3)+156.874457*pow(p,1/4)+135.288782*pow(p,1/5)
+20.645307*log(p));
double T_P = C_T(c,thread_P);
double q_V;
double q_P;
double Q_V;
double Q_P;
double m_VP;

double q_PV;
double alpha_PV;

theta = T_Syt-T_V;
if (theta>theta0)
{
d_b = d0;
}
else if (theta<theta1)
{
d_b = d1;
}
else
{
d_b = (d1*(theta-theta0)+d0*(theta1-theta))/(theta1-theta0);
}

A_VP=6*psi_P/d_b;

Re = rho_V*d_b*pow((pow((u_V-u_P),2)+pow((v_V-v_P),2)+pow((w_V-w_P),2)),0.5)/mi_V;

Pr = cp_V*mi_V/lambda_V;

if (Re<776.06)
{
Nu_V=2+0.6*pow(Re,0.5)*pow(Pr,0.33);
}
else
{
Nu_V=2+0.27*pow(Re,0.62)*pow(Pr,0.33);
}

alpha_V=lambda_V*Nu_V/d_b; /* souc. prestupu tepla - povrch vr. => voda */

q_V = alpha_V*(T_Syt-T_V);
q_P = alpha_P*(T_P-T_Syt);
Q_V = alpha_V*(T_Syt-T_V)*A_VP;

```

```
Q_P = alpha_P*(T_P-T_Syt)*A_VP;  
m_VP = (Q_P-Q_V)/(h_PSyt-h_VSyt);  
q_PV=q_V-m_VP/A_VP*h_VSyt;  
alpha_PV=q_PV/(T_P-T_V);  
return alpha_PV;  
}
```