

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
FAKULTA STROJNÍ

Studijní program: N2301 Strojní inženýrství  
Studijní zaměření: 2302T013 Stavba energetických strojů a zařízení

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

Analýza proudění s podporou CFD ve stupni odstředivého kompresoru se  
vstřikováním vody

Autor: **Bc. Michal Tomášek**  
Vedoucí práce: **Ing. Richard Matas, Ph.D.**

Akademický rok 2016/2017

## ANOTAČNÍ LIST DIPLOMOVÉ PRÁCE

<b>AUTOR</b>	<b>Příjmení</b> Tomášek	<b>Jméno</b> Michal		
<b>STUDIJNÍ OBOR</b>	2302T013 „Stavba energetických strojů a zařízení“			
<b>VEDOUcí PRÁCE</b>	<b>Příjmení (včetně titulů)</b> Ing. Matas Ph.D.	<b>Jméno</b> Richard		
<b>PRACOVIŠTĚ</b>	ZČU - FST - KKE			
<b>DRUH PRÁCE</b>	<b>DIPLOMOVÁ</b>	<b>BAKALÁŘSKÁ</b>		
<b>NÁZEV PRÁCE</b>	Analýza proudění s podporou CFD ve stupni odstředivého kompresoru se vstřikováním vody			

<b>FAKULTA</b>	strojní	<b>KATEDRA</b>	KKE	<b>ROK ODEVZD.</b>	2017
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

### POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

<b>CELKEM</b>	82	<b>TEXTOVÁ ČÁST</b>	58	<b>GRAFICKÁ ČÁST</b>	10
---------------	----	---------------------	----	----------------------	----

<b>STRUČNÝ POPIS</b>	<p>Diplomová práce se zabývá přímým chlazením, zkomprimovaného plynu v radiálním kompresoru, založeným na vypařování přídavné kapalně fáze ve sledované doméně. Snížení teploty plynu je dosaženo odebráním tepla potřebného pro vypaření kapalně fáze.</p> <p>Vliv přídavně kapaliny na parametry definující proudové pole multifázového proudění je porovnáno se simulací s ideálním plynem v definované doméně a s totožnými okrajovými podmínkami. Získané výsledky poukazují na to, že mezi nejdůležitější parametry ovlivňující chlazení patří velikost hmotnostní průtok částic, teplota, tlak a rychlost plynu a čas, po který jsou částice vypařovány.</p>
<b>KLÍČOVÁ SLOVA</b>	radiální kompresor, CFD, CAD, výpar, efektivita chlazení, virtuální částice, vstřikovače

## SUMMARY OF DIPLOMA SHEET

<b>AUTHOR</b>	Surname Bc. Tomášek	Name Michal
<b>FIELD OF STUDY</b>	2302T013 “Design of Power Machines and Equipment“	
<b>SUPERVISOR</b>	Surname Ing. Matas Ph.D.	Name Richard
<b>INSTITUTION</b>	ZČU - FST - KKE	
<b>TYPE OF WORK</b>	<b>DIPLOMA</b>	<b>BACHELOR</b>
<b>TITLE OF THE WORK</b>	Analysis of the multiphase flow with water injection in a stage of a centrifugal compressor using CFD simulation	

<b>FACULTY</b>	Mechanical Engineering	<b>DEPARTMENT</b>	Power System Engineering	<b>SUBMITTED IN</b>	2017
----------------	------------------------	-------------------	--------------------------	---------------------	------

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

<b>TOTALLY</b>	82	<b>TEXT PART</b>	58	<b>GRAPHICAL PART</b>	10
----------------	----	------------------	----	-----------------------	----

<b>BRIEF DESCRIPTION</b>	<p>This thesis deals with the principle of the direct cooling of the pressure gas in a centrifugal compressor, based on evaporation of the additional fluid phase in the control domain. A decrease of gas temperature is reached by taking the heat which is required for evaporation of the fluid phase. The influence of the additional fluid phase on the parameters of flow field multiphase flow is compared with a simulation with ideal gas in the define domain and with the same boundary conditions. The results show that the most important parameters for a cooling effect are mean diameter and mass flow of particles, temperature, pressure and velocity of gas and time required for the evaporation.</p>
<b>KEY WORDS</b>	centrifugal compressor, CFD, CAD, evaporation, cooling, virtual particle, injection

## **Poděkování**

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu diplomové práce Ing. Richardu Matasovi, Ph.D. a konzultantovi Ing. Petru Vlčkovi za ochotu, podněty a trpělivost během vypracovávání diplomové práce. Dále pak Ing. Tomáši Sykovi, Ph.D. za podnětné rady týkající se CFD simulací. Současně také děkuji i své rodině, která mě podporovala při studiu.

## Prohlášení o autorství

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě diplomovou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě strojní Západočeské univerzity v Plzni. Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů, uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

V Plzni dne 20.4.2017

.....

# Obsah

<b>1</b>	<b>ÚVOD</b>	<b>1</b>
1.1	Motivace . . . . .	1
<b>2</b>	<b>Lopátkové stroje</b>	<b>3</b>
2.1	Rozdělení lopátkových strojů . . . . .	3
2.1.1	Rozdělení lopátkových strojů dle energie . . . . .	3
2.1.2	Rozdělení lopátkových strojů dle směru proudění . . . . .	4
2.2	Souřadný systém . . . . .	5
2.2.1	Relativní, absolutní rychlost . . . . .	5
2.2.2	Rychlostní trojúhelník . . . . .	5
2.3	Fundamentální rovnice pro lopátkové stroje . . . . .	7
2.3.1	Rovnice kontinuity . . . . .	7
2.3.2	První zákon termodynamiky . . . . .	8
2.3.3	Eulerova rovnice . . . . .	9
2.3.4	Druhý zákon termodynamiky . . . . .	11
2.3.5	Bernoulliho rovnice . . . . .	12
2.4	Odstředivý kompresor . . . . .	12
2.4.1	Oběžné kolo . . . . .	13
2.4.2	Difuzor . . . . .	16
2.4.3	Vratný kanál . . . . .	17
2.4.4	Shrnutí průběhu charakteristických veličin v kompresoru . . . . .	18
2.4.5	Charakteristika a nestabilní práce kompresoru . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Problematika vstřikování vody do difuzoru radiálního kompresoru</b>	<b>21</b>
3.1	Konvenční způsoby chlazení . . . . .	21
3.2	Chlazení vstřikováním vody do proudu stlačeného plynu . . . . .	22
3.2.1	Poloha vstřikovače . . . . .	23
3.2.2	Velikost vstřikovaných částic vody . . . . .	25
3.2.3	Dráha částice . . . . .	25
<b>4</b>	<b>CFD simulace</b>	<b>28</b>
4.1	Teorie CFX - jednofázové a multifázové proudění . . . . .	28
4.1.1	Časový krok . . . . .	29
4.1.2	Výpočetní síť . . . . .	29
4.1.3	Okrajové podmínky . . . . .	29
4.1.4	Použité turbulentní modely . . . . .	30
4.2	Euler-Lagrangeův model . . . . .	31

4.3	CFD simulace průtočné části s ideálním plynem . . . . .	32
4.3.1	Volba okrajových podmínek . . . . .	33
4.3.2	Volba média . . . . .	33
4.4	Vyhodnocení CFD simulace s ideálním plynem . . . . .	34
4.4.1	Vratný kanál s rovnoměrně rozloženým profilem na vstupu . . . . .	35
4.4.2	Volba turbulentního modelu v závislosti na vstupním profilu . . . . .	38
4.4.3	Vratný kanál se skutečným profilem na vstupu . . . . .	40
4.5	CFD simulace stupně se vzduchem a se vstřikováním vody . . . . .	43
4.5.1	Definování média . . . . .	43
4.5.2	Výpočetní síť . . . . .	44
4.5.3	Nastavení simulace a definování okrajových podmínek . . . . .	44
4.5.4	Vyhodnocení CFD simulace se vstřikováním kapaliny . . . . .	45
4.6	Analýza výsledků a doplnění o další simulace . . . . .	50
4.7	Návrh konstrukčního provedení . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Závěr</b>	<b>56</b>
5.1	Závěrečné doporučení . . . . .	56
<b>A</b>	<b>Vyhodnocení CFD simulace s ideálním plynem</b>	<b>59</b>
<b>B</b>	<b>Návrh konstrukčního provedení přívodního potrubí pro experimentální kompresor DARINA</b>	<b>62</b>
<b>C</b>	<b>Vyhodnocení simulací multifázového proudění</b>	<b>68</b>
<b>D</b>	<b>Obsah přiloženého CD</b>	<b>70</b>

# Seznam obrázků

2.1	Rozdělení lopatkových strojů dle směru proudění. (A) axiální kompresor, (B) radiálně axiální kompresor. [1] . . . . .	5
2.2	Meridiální rychlost [1] . . . . .	6
2.3	Stupeň odstředivého kompresoru [1] . . . . .	7
2.4	Rovnice kontinuity [1] . . . . .	8
2.5	1. zákon termodynamiky pro kontrolní objem [3] . . . . .	9
2.6	Moment hybnosti [1] . . . . .	10
2.7	Obecný tepelný cyklus [3] . . . . .	11
2.8	Kontrolní objem v proudu kapaliny [1] . . . . .	13
2.9	Stupeň radiálně-axiálního kompresoru [2] . . . . .	14
2.10	Záběrník [8] . . . . .	15
2.11	Vliv vírů na součinitel skluzu [8] . . . . .	15
2.12	Součinitel skluzu [1] . . . . .	16
2.13	Závislost účinnosti na hmotnostním průtoku [8] . . . . .	17
2.14	Průběh základních veličin [2] . . . . .	19
2.15	Charakteristika kompresoru [1] . . . . .	20
3.1	Vliv umístění vstřikovače a proudového pole na trajektorii částic . . . . .	24
3.2	Vliv Sauterova čísla na účinnost chlazení [9] . . . . .	26
4.1	Radiální rychlost v meridionální rovině turbulentního modelu $k - \epsilon$ a SST $k - \omega$ . . . . .	35
4.2	Teplotní pole pro turbulentní model $k - \epsilon$ a SST $k - \omega$ . . . . .	37
4.3	Porovnání radiálních rychlostí různých turbulentních modelů . . . . .	39
4.4	Kontury radiálních a tangenciálních rychlostí . . . . .	40
4.5	Kontury Machových čísel proudění v rovině „blade-to-blade“ . . . . .	41
4.6	Kontury statických teplot v sledované doméně . . . . .	42
4.7	Výpočetní síť difuzoru a vratného kanálu . . . . .	45
4.8	Vliv velikosti částic na vypařování . . . . .	47
4.9	Proudnice částic . . . . .	48
4.10	Náběh virtuálních částic na vratné lopatky . . . . .	49
4.11	Rychlostní pole radiální a tangenciální rychlosti . . . . .	50
4.12	Teplotní pole v průtočné části . . . . .	51
4.13	Ochlazení stlačeného plynu v závislosti na hmotnostním průtoku a velikosti vstřikovaných částic . . . . .	52
4.14	Vliv zvýšení teploty stlačeného plynu na kapalnou fázi . . . . .	53
4.15	Návrh konstrukčního provedení kompresoru s přímým chlazením . . . . .	55



5.1	Rychlostní pole znázorněné v závislosti na Machově čísle . . . . .	59
5.2	Odtržení proudu pro $k - \epsilon$ a SST $k - \omega$ (rovnoměrný profil) . . . . .	60
5.3	Rozložení Machova čísla turbulentního modelu $k - \epsilon$ a SST $k - \omega$ (rovnoměrný profil) . . . . .	60
5.4	Vliv velikosti kapalných částic na celkové vypaření . . . . .	61
5.5	Odtržení proudu turbulentního modelu $k - \epsilon$ EARSM se skutečným profilem	61
5.6	Přívodní potrubí . . . . .	62
5.7	Půdorys části radiálního kompresoru . . . . .	63
5.8	Obsah příloženého CD . . . . .	70

# Seznam tabulek

3.2.1 Dostupné trysky . . . . .	27
4.1.1 Volba okrajových podmínek . . . . .	30
4.2.1 Porovnání modelů Euler-Lagrange/Euler-Euler . . . . .	32
4.3.1 Okrajové podmínky CFD simulace se vzduchem . . . . .	34
4.4.1 Parametry proudění . . . . .	37
4.5.1 Okrajové podmínky CFD simulace se vzduchem a vstříkem vody . . . . .	46
4.5.2 Nastavení parametrů vstřikovače . . . . .	46
4.6.1 Parametry proudění . . . . .	51
4.6.2 Vliv velikosti částic na vypařování . . . . .	54



## Seznam jednotek

Symbol	Popis	Jednotky
$h_0$	celková entalpie	$J/kg$
$h$	statická entalpie	$J/kg$
$w$	relativní rychlost	$m/s$
$c$	absolutní rychlost	$m/s$
$m$	hmotnost	$kg$
$\rho$	měrná hmotnost	$kg/m^3$
$A$	plocha	$m^2$
$Q$	teplo	$J$
$W_x$	práce	$W$
$g$	tíhové zrychlení	$m/s^2$
$z$	výška	$m$
$\tau$	kroučící moment	$N.m$
$r$	poloměr	$m$
$r$	individuální plynová konstanta	$J/kgK$
$\Omega$	úhlová rychlost	$rad/s$
$s$	entropie	$J/kgK$
$T$	teplota	$K$
$u$	měrná vnitřní práce	$J/kg$
$p$	tlak	$Pa$
$r$	poloměr	$m$
$k$	součinitel prostupu tepla	$W/m^2K$
$S$	teplosměnná plocha trubek	$m^2$
$d_{32}$	Sauterův střední průměr	$m$
$\kappa$	Poissonova konstanta	—
$c_p$	měrná tepelná kapacita	$J/kgK$

### Spodní index

$x, y, z$	složky Kartézského souřadnicového systému	—
$\Theta$	tangenciální(obvodový) směr	—
$m$	meridiální směr	—
$w$	voda	—
$pl$	plyn	—
$c$	celková	—
$s$	statická	—

# Kapitola 1

## ÚVOD

Tato diplomová práce se zabývá problematikou přímého chlazení stlačeného plynu, založeného na vypařování přídavné kapalné fáze, přivedené do pracovního prostoru radiálního kompresoru.

První část diplomové práce poskytuje základní rozdělení lopatkových strojů, vysvětlení rychlostních trojúhelníků a fundamentálních rovnic využívaných pro práci s lopatkovými stroji. Závěr první teoretické části je věnován rozboru jednotlivých komponent odstředivého kompresoru, který poskytuje důležité informace sloužící pro správné pochopení základních dějů, probíhajících v průtočné části radiálního kompresoru.

Druhá teoretická část diplomové práce se již zabývá problematikou vstřikování přídavné kapalné fáze do průtočné části odstředivého kompresoru. V této části jsou zhodnoceny výhody a nevýhody principu přímého chlazení stlačeného plynu. Teoretické poznatky uvedené v této rešerši jsou přímo aplikovány na vyhodnocení numerické simulace proudění stlačeného plynu v průtočné části (difuzor, vratný kanál) radiálního kompresoru.

Poslední polovina textu je věnována praktické části diplomové práce, která se zabývá numerickými simulacemi proudění s ideálním plynem a simulacemi s multifázovým prouděním, které reprezentují princip přímého chlazení. Numerická simulace s ideálním plynem je použita jako výchozí simulace, pro porovnání se simulací multifázového proudění a vlivu přídavné fáze na proudové pole. Na konci této kapitoly je provedeno závěrečné shrnutí potenciálu využití tohoto způsobu chlazení spolu s navrženým konstrukčním řešením vstřikovacího zařízení pro experimentální odstředivý kompresor DARINA.

Práce dále obsahuje vyhodnocení CFD simulace (příloha A) a návrh konstrukčního provedení vstřikovacího zařízení (příloha B).

### 1.1 Motivace

V nynější době je kladen vysoký důraz na zvyšování efektivity a bezporuchovosti provozovaného zařízení za současného snižování pořizovacích a provozních nákladů. V případě radiálních kompresorů je usilováno o dosažení vyššího poměrného stlačení média v jednotlivých stupních kompresoru při zachování původní technické práce. Pro snižování celkové teploty zkomprimovaného plynu se využívají konvenční mezichladiče, umístěné mezi jednotlivé stupně kompresoru, které zajišťují přenos tepla mezi dvěma médii pomocí teplosměnných ploch. Uvedený způsob chlazení však nemusí být vždy vhodný. Proto se tato práce zabývá alternativním způsobem chlazení stlačeného plynu, který je založen na

přímém styku dvou fází, kdy ke snižování teploty zkomprimovaného plynu dochází odbíráním tepla potřebného pro vypaření přídavné kapalné fáze. Potenciál tohoto způsobu chlazení spočívá v redukci zastavěné plochy kompresoru a snížení teploty na požadovanou hodnotu v závislosti na hmotnostním průtoku přídavné kapaliny.

Jelikož je takovýto princip chlazení velice zajímavý, neváhal jsem si zvolit takovéto diplomové práce.

# Kapitola 2

## Lopátkové stroje

Lopátkové stroje jsou definovány jako stroje, u nichž dochází k působení proudící kapaliny na rotor lopátkového stroje a opačně. V případě, že akční silou je spojitě proudění působící na rotor, hovoříme o turbíně. V opačném případě dochází k působení oběžných lopatek na tekutinu. V tomto případě je energie dodávána kapalině. Mluvíme pak o kompresorech, čerpadlech, atd. Podrobnější rozdělení bude provedeno v kapitole 2.1 Rozdělení lopátkových strojů.

Na rotoru lopátkového stroje dochází ke změně stagnační (celkové) entalpie proudící kapaliny a současně zde dochází ke konání práce (přivedené, odvedené). Změna stagnační entalpie je spjata s tlakovými změnami média uvnitř stroje.

Za předpokladu, že není přivedeno teplo ani konána práce na statoru (difuzor kompresoru), potom stagnační entalpie zůstává konstantní. Tento výrok je uveden níže v rovnici 2.0.2.

$$i_0 = i + \frac{w^2}{2} \quad (2.0.1)$$

$$i_0 = i + \frac{w^2}{2} = konst. \quad (2.0.2)$$

Jinými slovy lze říci, že v případě kompresorů dochází k přeměně mechanické energie na kinetickou energii kapaliny. Kinetická energie je v dalších částech stroje transformována na požadovanou tlakovou energii. Z uvedeného výčtu energetických přeměn je patrné, že při změně typů energie dochází ke ztrátám v lopátkovém stroji, které se snažíme minimalizovat.

### 2.1 Rozdělení lopátkových strojů

Samotné rozdělení lopátkových strojů lze provést dle mnoha hledisek. Kupříkladu rozdělení dle produkce/spotřeby energie, směru proudění vůči ose rotace, zpracování tlakového spádu na oběžném kole, počtu stupňů a podobně. V následujících sekcích budou detailněji popsány první dva uvedené způsoby rozdělení lopátkových strojů.

#### 2.1.1 Rozdělení lopátkových strojů dle energie

Jak již bylo uvedeno výše, lopátkové stroje se dělí do dvou hlavních skupin, které se liší v produkci nebo spotřebě dodané/odebrané práce.

Lopátkové stroje absorbující práci:

- kompresory
- větráky
- čerpadla

V případě výše uvedených lopátkových strojů dochází k absorbování práce na oběžném kole za účelem zvýšení tlaku kapaliny.

Lopátkové stroje produkující práci:

- parní turbíny
- větrné turbíny
- plynové turbíny
- vodní turbíny

Princip spočívá v interakci spojitého proudění tekutiny působící na lopatky oběžného kola, které je roztočeno obtékajícím proudem. Rotující rotor pohání generátor elektrické energie. Tento princip lze znázornit na příkladu parní turbíny, kdy je do tělesa přivedena pára o požadovaných parametrech (tlak, teplota). Pára přiváděná na oběžné lopatky roztáčí rotor a tím mu předává kinetickou energii. Kinetická energie se transformuje na energii mechanickou, která pohání generátor střídavého napětí.

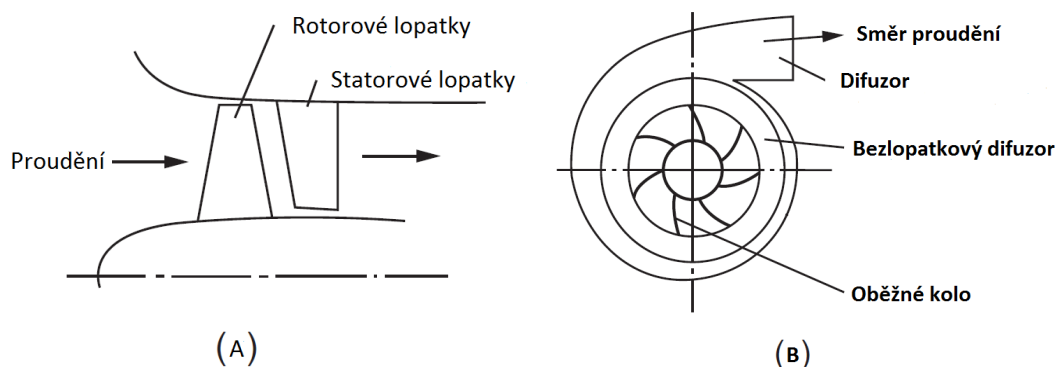
### 2.1.2 Rozdělení lopátkových strojů dle směru proudění

Další možností, jak lopátkové stroje dělit, je dle směru proudění tekutiny skrz jednotlivé pasáže rotoru, tj. proudění vůči ose rotace. Dělení podle hlavních složek směru proudění uvnitř lopátkového stroje je následující:

- axiální
- radiální
- radiálně-axiální
- diagonální
- tangenciální

Rozdělení lopátkových strojů podle osy rotace můžeme vidět na obrázku 2.1. V řezech kolmých na osu rotace můžeme vidět směr proudění skrz jednotlivé pasáže zařízení.





Obrázek 2.1: Rozdělení lopatkových strojů dle směru proudění. (A) axiální kompresor, (B) radiálně axiální kompresor. [1]

## 2.2 Souřadný systém

Mezi hlavní komponenty lopatkových strojů patří oběžné a rozváděcí lopatky, které jsou sestaveny kolem osy rotace rotoru, kde spojením tvoří rotační součást. Pro popis pohybu uvnitř rotační soustavy se využívá polární koordinační systém, který je složen ze složek z axiálního, radiálního a tangenciálního (obvodového) směru. Obecně rychlost proudícího média skrz lopatkový stroj se skládá z těchto tří složek. Při zavedení zjednodušujících podmínek se neuvažuje s obvodovým směrem proudění, je uvažován pouze směr axiální a radiální, tedy složky obsažené v meridionálním řezu.

V případě proudění axiálně-radiálního lopatkového stroje se s výhodou zavádí pojem meridiální rychlost, která je složena z axiálních a radiálních složek rychlosti. Vyjádření celkové meridiální rychlosti je uvedeno v rovnici 2.2.1. Grafické znázornění meridiální rychlosti je zobrazeno na obrázku 2.2.

$$c_m = \sqrt{c_r^2 + c_x^2} \quad (2.2.1)$$

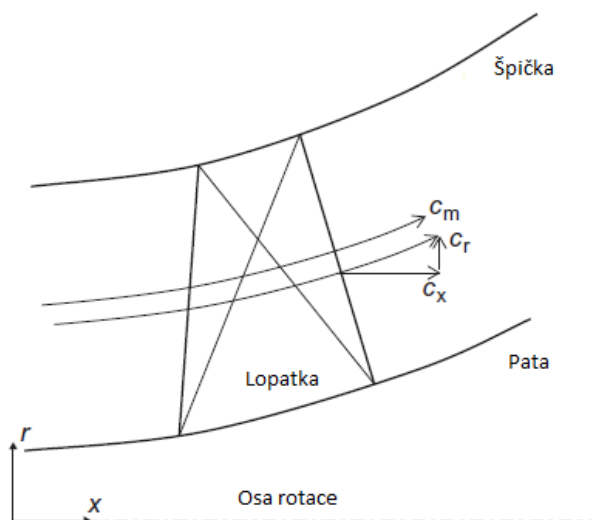
### 2.2.1 Relativní, absolutní rychlost

Při práci s lopatkovými stroji se zpravidla zavádí relativní rychlost, která poskytuje významné výhody při analýze lopatkových strojů. Relativní rychlost si lze představit tak, že je pozorovatel pevně spojen s oběžným kolem. Při provádění analýzy je pak děj stacionární, zatímco v případě použití absolutní rychlosti by byl děj na oběžném kole nestacionární. Proto zavedení pojmu relativní rychlosti velice zjednodušuje analýzu dějů v lopatkovém stroji.

Relativní rychlost je vektor daný úhlovou rychlostí oběžného kola  $U$  a absolutní rychlostí proudu  $c$ . Relativní i absolutní rychlost je složena ze tří prostorových složek, a to z radiální, axiální a tangenciální.

### 2.2.2 Rychlostní trojúhelník

V ideálním případě radiálně-axiálního kompresoru předpokládáme, že plyn vstupuje do kompresoru s absolutní rychlostí  $c$  ve směru, který je rovnoběžný s osou rotace. Proto



Obrázek 2.2: Meridiální rychlost [1]

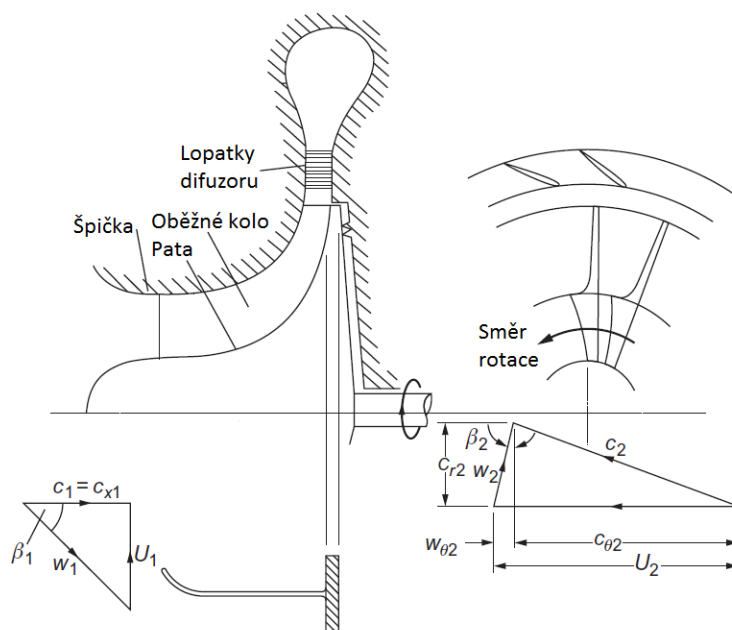
je meridiální rychlost rovna axiální složce absolutní rychlosti, neboť se zde nevyskytuje radiální složka absolutní rychlosti; proto dostáváme, že  $c_m = c_x$ .

Toto zjednodušení lze v ideálním případě aplikovat i na výstup z odstředivého kompresoru. Potom radiální složka absolutní rychlosti bude rovna meridiální složce absolutní rychlosti  $c_m = c_r$ . V reálném případě však nedochází k výstupu pouze v radiálním směru, neboť zde dochází k odklonění směru, a tím získáváme i unášivou složku absolutní rychlosti. Z obrázku 2.3 můžeme názorně vidět, že proudění vstupuje do kompresoru s absolutní rychlostí  $c_1 = c_x$ . Relativní rychlost je získána pomocí známé úhlové rychlosti oběžného kola na středním proudovém vláknu a absolutní rychlosti. Velikost úhlu  $\beta$  je vyjádřena pomocí absolutní a relativní rychlosti.<sup>1</sup>

Je třeba si uvědomit, že v případě odstředivého kompresoru narůstá velikost oběžného kola směrem k výstupu. Proto současně narůstá obvodová rychlost oběžného kola, která je dána rovnicí 2.2.2, kde  $r$  je poloměrem oběžného kola, který roste směrem k výstupu, a proto zde dochází k nárůstu úhlové rychlosti.

$$U = r \cdot \omega \quad (2.2.2)$$

<sup>1</sup>Uvedené grafické a slovní vyjádření úhlu  $\beta$  se v jednotlivých publikacích liší. Ve starší literatuře publikované v České republice je úhel  $\beta$  vyjádřen jako úhel mezi obvodovou rychlostí oběžného kola a relativní rychlostí.



Obrázek 2.3: Stupěň odstředivého kompresoru [1]

## 2.3 Fundamentální rovnice pro lopatkové stroje

V níže uvedeném textu budou rozebrány základní rovnice, které jsou využívány při práci s lopatkovými stroji.

V první řadě si je potřeba uvědomit, že proudění uvnitř lopatkových strojů není ustálené. Dochází zde ke vzniku úplavu za jednotlivými lopatkami, k pulzacím způsobeným konečným počtem lopatek jak oběžných, tak stacionárních, a k proudění, které je trojrozměrné. V praxi je však nutné zavést zjednodušení v jednotlivých částech lopatkového stroje. Zjednodušujícími předpoklady jsou:

- stacionární proudění
- adiabatické proudění
- další zjednodušení

### 2.3.1 Rovnice kontinuity

Rovnice kontinuity, neboli rovnice zachování hmotnosti, pojednává o proudění tekutiny. Hmotnost plynu, který vstupuje do oblasti ohraničené proudovým vláknem, musí být rovna hmotnosti plynu vyteklého z ohraničené oblasti. Základní princip rovnice kontinuity je znázorněn na obrázku 2.4, ze kterého vyplývá, že tekutina vstupuje do kontrolního objemu, který je dán plochou  $dA$ . Ze znalosti absolutní rychlosti  $c$ , hustoty  $\rho$  a elementárního času proudění  $\Delta\tau$  lze dopočítat hmotnostní průtok vstupující i vystupující tekutiny, neboť hmotnostní průtoky musí být na vstupu i výstupu totožné.

Diferenciální tvar rovnice kontinuity

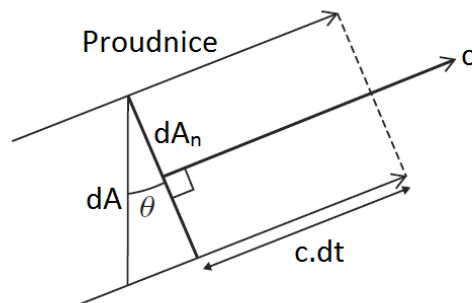
$$dm = \rho c dt dA \cos \Theta \quad (2.3.1)$$

Elementární plocha kolmá na proud lze vyjádřit jako:

$$dA_n = dA \cos \Theta \quad (2.3.2)$$

Rovnici hmotnostního průtoku potom lze vyjádřit ve tvaru:

$$d\dot{m} = \frac{dm}{d\tau} = \rho c dA_n \quad (2.3.3)$$



Obrázek 2.4: Rovnice kontinuity [1]

### 2.3.2 První zákon termodynamiky

První zákon termodynamiky pojednává o zachování energie v termodynamické soustavě. Teplo přivedené do termodynamické soustavy vyvolá změnu vnitřní energie v termodynamické soustavě za současného konání práce. První zákon termodynamiky, který popisuje změny uvnitř termodynamické soustavy je znázorněn na obrázku 2.5 (1. zákon termodynamiky pro kontrolní objem).

Kontrolní objem je zde ohraničen vnitřní prostupnou stěnou, kterou je přiváděno teplo  $Q$ . Tekutina vstupuje do kontrolního objemu o hmotnostním průtoku  $\dot{m}$  za stacionárních podmínek zleva o stavu 1, který je vyjádřen pomocí rychlosti  $c$ , entalpii  $h$  a vystupuje na pravé straně o stavu 2, kde je výstup položen níže než vstup. Proces uvnitř kontrolního objemu vyjadřuje rovnice 2.3.4. Pravá strana obsahuje dva členy. První člen vyjadřuje teplo přivedené skrz vnitřní stěny kontrolního objemu. Druhý člen vyjadřuje technickou práci vykonanou pomocí vrtule. Pravá strana vyjadřuje změnu jednotlivých energií uvnitř kontrolního objemu. Změna jednotlivých energií je vztahována vůči stavu 1 a 2.

$$\dot{Q} - \dot{W}_x = \dot{m} \left[ (h_2 - h_1) + \frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2) + g (z_2 - z_1) \right] \quad (2.3.4)$$

$(h_2 - h_1)$ .....entalpie  $h = u + pv$   
 $\frac{1}{2} (c_2^2 - c_1^2)$ .....změna kinetické energie  
 $g (z_2 - z_1)$ .....změna potenciální energie

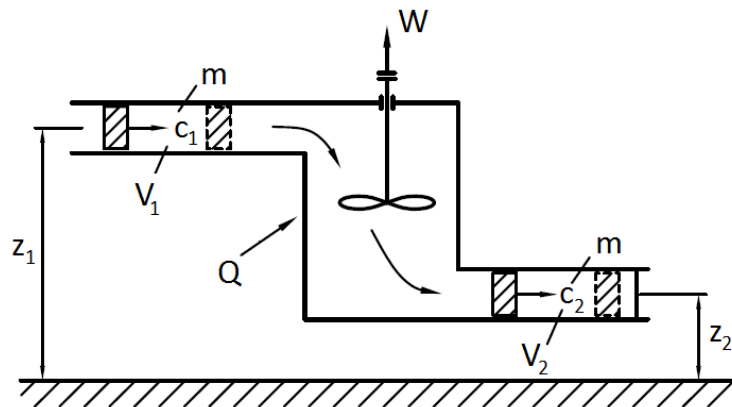
Entalpie je vyjádřena jako součet vnitřní práce a vtláčovací práce. Na uvedenou rovnici 2.3.4 budeme aplikovat zjednodušení, které využijeme při řešení radiálního kompresoru.

Na stěnách kontrolního objemu je uvažován adiabatický děj. Nedochází tedy k přívodu ani odvodu tepla z/do kontrolního kontrolního objemu, proto  $Q$  bude rovno nule. Přírůstek potenciální energie je zanedbán, neboť je zcela minimální. Poslední úprava pravé strany rovnice spočívá v zavedení stagnační entalpie, která je definována v rovnici 2.0.1.

Po upravení lze vyjádřit rovnici 1. termodynamického zákona pro kompresor jako:

$$W_c = \dot{m} (h_{02} - h_{01}) \quad (2.3.5)$$

V první rovnici termodynamiky je zavedena znaménková konvence, která musí být dodržována. Teplo přivedené do kontrolního objemu je kladné, zatímco teplo odvedené je záporné. To samé platí i v případě práce, kdy práce vykonaná je kladná, zatímco práce spotřebovaná je značena jako záporná.



Obrázek 2.5: 1. zákon termodynamiky pro kontrolní objem [3]

### 2.3.3 Eulerova rovnice

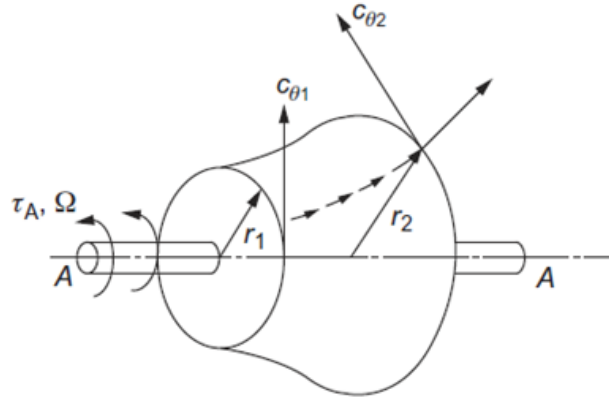
Pro sestavení Eulerovy rovnice, která popisuje práci vykonanou na jednom stupni lopatkového stroje, využijeme druhý Newtonův pohybový zákon. Tento zákon je vyjádřen jako součet všech vnějších sil, působících na elementární objem kolem libovolné osy, který je roven časové změně kroutícího momentu rotoru. Tato definice je vyjádřena v rovnici 2.3.6.

$$\tau_A = m \frac{d}{dt} (r \cdot c_\Theta) \quad (2.3.6)$$

Uvedená rovnice je graficky vyjádřena na obrázku 2.6 *Moment hybnosti*, kde je zobrazen kontrolní objem ve tvaru oběžného kola, které rotuje okolo své osy úhlovou rychlostí  $\Omega$ . Kapalina vstupuje do kontrolního objemu na poloměru  $r_1$  s obvodovou rychlostí  $c_{\Theta 1}$  a vystupuje z kontrolního objemu na poloměru  $r_2$  s obvodovou rychlostí  $c_{\Theta 2}$ . Z obrázku 2.3 je patrné, že se obvodová rychlost mění s poloměrem. Za předpokladu stacionárního proudění dochází ke zjednodušení rovnice 2.3.6 na rovnici ve tvaru:

$$\tau_A = \dot{m} (r_2 c_{\Theta 2} - r_1 c_{\Theta 1}) \quad (2.3.7)$$

Nyní lze přistoupit k vyjádření Eulerovy rovnice. Eulerova rovnice definuje tzv. obvodovou práci v jednom stupni lopatkového stroje. Obvodová práce je rovna součinu momentu hybnosti a úhlové rychlosti kontrolního objemu. Z rovnice 2.3.8 je vidět, že práce



Obrázek 2.6: Moment hybnosti [1]

ve stupni lopatkové stroje je dána pouze obvodovou rychlostí oběžného kola a absolutní rychlostí úhlové složky před a za oběžným kolem.

$$\Delta W_c = \frac{\dot{W}}{\dot{m}} = \frac{\tau_A \Omega}{\dot{m}} = U_2 c_{\theta 2} - U_1 c_{\theta 1} \quad (2.3.8)$$

Uvedená rovnice je vždy platná pro adiabatické proudění, stacionární proudění, viskózní a neviskózní kapaliny a současně ji lze aplikovat i na nestacionární proudění v případě, že dojde k aplikování středních hodnot získaných z dostatečně dlouhé časové periody.

Z rozboru rovnic pro práci, získaných z 1. zákona termodynamiky, který je vyjádřen v rovnici 2.3.5, a Eulerovy rovnice 2.3.8 lze dojít k zjištění, že stagnační entalpie rozváděcích lopatek zůstává konstantní, neboť úhlová rychlost  $U$  je nulová. Viz rovnice 2.0.2 v sekci 2 Lopatkové stroje.

$$\Delta W = (h_{01} - h_{02}) = U_2 c_{\theta 2} - U_1 c_{\theta 1} \quad (2.3.9)$$

$$\Delta h_0 = \Delta(U c_{\theta}) \quad (2.3.10)$$

Eulerova rovnice může být přepsána do tvaru uvedeného níže, který je nazýván rothalpie.

$$I = h_0 - U c_{\theta} \quad (2.3.11)$$

Rothalpie je vyjádřena jako rozdíl stagnační entalpie a součinu obvodové rychlosti oběžného kola a tangenciální složky absolutní rychlosti proudu. V případě potřeby lze rothalpii přepsat do jiného tvaru, pro použití v referenčním rámu oběžného kola. Z výsledného tvaru lze vypočítat, že stagnační relativní entalpie je konstantní v případě, že rádius proudnice je neměnný. Tento poznatek je využíván pro případ axiálních turbín, kde nedochází ke změně směru proudnice. V případě radiálního kompresoru relativní entalpie není konstantní hodnotou.

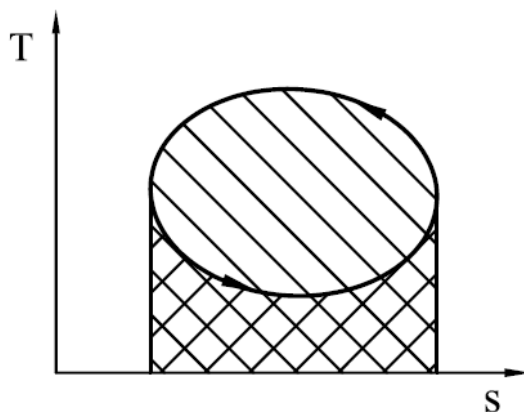
$$I = h_{0,rel} - \frac{1}{2} U^2 \quad (2.3.12)$$

### 2.3.4 Druhý zákon termodynamiky

Druhý zákon termodynamiky je matematicky definován v rovnici 2.3.13 a současně graficky vyjádřen na obrázku 2.7 *Obecný tepelný cyklus*.

$$\oint ds = 0$$

$$\int_1^2 ds + \int_2^1 ds = 0 \quad (2.3.13)$$



Obrázek 2.7: Obecný tepelný cyklus [3]

Tento tvar je vhodný pro práci s tepelnými cykly, kde dochází ke přeměně tepla, která vykonává práci a naopak. K popisu těchto dějů je nutné zavést veličinu zvanou entropie. Entropie je stavová veličina, která udává míru neuspořádanosti systému.

Všeobecně lze říci, že energie s vysokou vnitřní uspořádaností snadno přechází v energii neuspořádanou, nikoliv naopak. Pro příklad lze uvést změnu elektrické energie na tepelnou.

Entropie nemá referenční hodnotu, proto pracujeme s relativními přírůstky, avšak některé látky mají svou referenční hodnotu, která byla definována na základě mezinárodních dohod.

U ideálně vratného stroje nedochází ke změně entropie, to znamená, že zde nedochází ke ztrátám při přeměně jedné energie v druhou a proto  $dQ = dQ_r$ . Naproti tomu u reálného stroje je nutné napsat rovnici:

$$\dot{m}(s_2 - s_1) = \int_1^2 \frac{d\dot{Q}}{T} + \Delta S_{irrev} \quad (2.3.14)$$

Kde v případě adiabatického a současně vratného děje je  $s_2 = s_1$ . Z uvedeného výrazu je patrné, že turbostroje mají největší účinnost za předpokladu adiabatického a vratného děje. V reálném případě se však entropie liší. V uvedené rovnici 2.3.14 si lze povšimnout členu  $\Delta S_{irrev}$ , který definuje nevratnou změnu entropie, neboli ztráty. Při návrhu lopatkových strojů je snaha minimalizovat tento přírůstek, aby bylo dosaženo vyšší účinnosti.

V neposlední řadě lze pomocí entropie odvodit z rovnice 1. zákona termodynamiky jinou formu rovnice, vhodnou pro vyjádření vykonané/pohlčené práce.

Rovnici prvního zákona termodynamiky lze zapsat v následujícím tvaru:

$$Tds = du + pdv \quad (2.3.15)$$

Současně zavedeme rovnici entalpie ve tvaru  $h = u + pv$ . Po zderivování tohoto stavu a dosazení rovnice 2.3.15 je získána rovnice ve tvaru:

$$Tds = dh - vdp \quad (2.3.16)$$

Uvedený tvar je vhodný pro vyjádření práce při adiabatickém ději, která je vyjádřena rozdílem vstupní a výstupní entalpie.

### 2.3.5 Bernoulliho rovnice

Bernoulliho rovnice je poslední z výčtu fundamentálních rovnic, uvedených v tomto textu, která popisuje zákon zachování mechanické energie ustálené kapaliny v kontrolním objemu jednorozměrného proudění. Grafické vyjádření Bernoulliho rovnice je znázorněno na obrázku 2.8. Rovnice vychází z 1. zákona termodynamiky pro kontrolní objem při předpokladu adiabatického děje a současně za předpokladu nekonání práce. Potom je rovnice pro kontrolní objem 2.3.4 upravena do tvaru 2.3.17:

$$(h_2 - h_1) + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) = 0 \quad (2.3.17)$$

Pro získání obecné Bernoulliho rovnice 2.3.18 musí být ještě aplikována následující zjednodušení:

- nevzniká zde tření mezi stěnou a proudem
- nedochází k mísení proudu
- izoentropické proudění
- jednorozměrné proudění

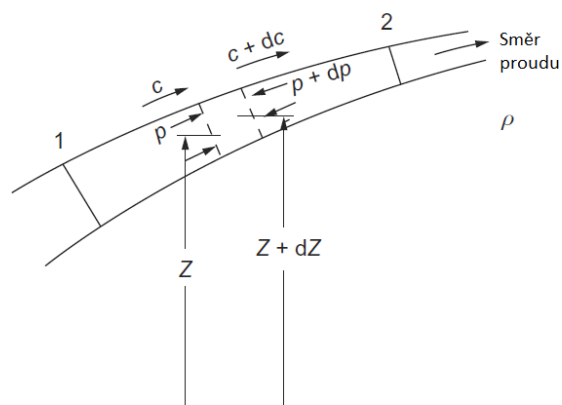
Rozdíl entalpií vyjádříme aplikováním izoentropického proudění, kde je entalpie vyjádřena ve tvaru  $dh = vdp$  (viz rovnici 2.3.16). Potom je Bernoulliho rovnice vyjádřena ve tvaru:

$$\int_1^2 \frac{1}{\rho} dp + \frac{1}{2}(c_2^2 - c_1^2) + g(z_2 - z_1) = 0 \quad (2.3.18)$$

## 2.4 Odstředivý kompresor

Princip funkce radiálního kompresoru byl využíván již ve středověku, avšak k prvnímu průmyslovému použití došlo až začátkem dvacátého století. Základní princip je znázorněn na obrázku 2.9 *Stupeň radiálně-axiálního kompresoru*. Médium vstupuje do kompresoru s absolutní rychlostí  $c$ . Její vektor je v ideálním případě rovnoběžný s osou rotace. Mluvíme tedy o vstupu bez rozvíření. Pomocí obvodové rychlosti, která je stanovena na středním





Obrázek 2.8: Kontrolní objem v proudu kapaliny [1]

kvadratickém průměru oběžného kola, je dopočítána relativní rychlost  $w$ . Vektor relativní rychlosti by měl být tečný k lopatkám oběžného kola.

Ke zvýšení teploty a tlaku na oběžném kole dochází na úkor mechanické energie, která je přiváděna na oběžné kolo. Zvýšení uvedených parametrů je docíleno pomocí odstředivé síly oběžného kola.

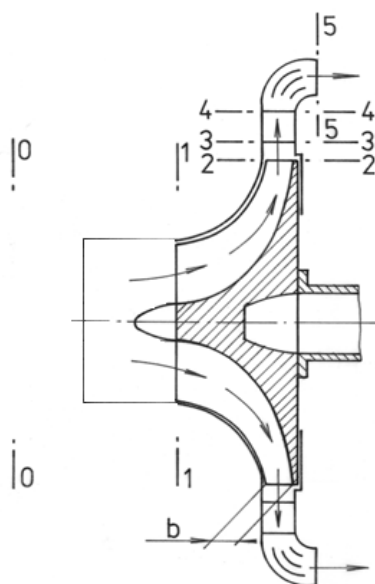
Stlačené a urychlené médium vystupuje z oběžného kola a vstupuje nejdříve do bezlopatkového a následně do lopatkového difuzoru, kde je vstupující proud zpomalen. Během tohoto děje dochází k nárůstu tlaku a teploty. Za difuzorem je již umístěno potrubí, které odvádí stlačené médium do zásobníku, či v případě více stupňového kompresoru je kompresor osazen vratným kanálem, kterým je médium vedeno do dalšího stupně kompresoru. Vratný kanál může být osazen usměrňujícími lopatkami za účelem rovnoměrného usměrnění proudu na lopatkové kolo dalšího stupně.

Radiální kompresor se oproti axiálnímu kompresoru s výhodou využívá při požadavku vyššího kompresního poměru jednotlivého stupně. Experimentální radiální kompresory mohou dosahovat stupně stlačení  $\pi_{KC}$  až 10 na jeden stupeň. Axiální kompresor je výhodnější použít v případě potřeby vyšších hmotnostních toků s nižším stlačením. Nevýhodou radiálního kompresoru oproti axiálnímu kompresoru je nižší účinnost, která se pohybuje v rozsahu  $0,78 \sim 0,92$ . Účinnost experimentálního zařízení DARINA se ve zkoumaném případě pohybuje okolo hodnoty  $0,78$ .

### 2.4.1 Oběžné kolo

Oběžné kolo je jediná část kompresoru, na kterou je přivedena práce. Jak bylo uvedeno výše, vlivem odstředivých sil dochází k nárůstu hodnot celkových a statických teplot a tlaků. Tyto děje jsou doprovázeny nárůstem absolutní rychlosti média. Relativní rychlost v oběžném kole naopak klesá, proto je relativní rychlost na výstupu menší než relativní rychlost na vstupu do oběžného kola. Tento trend vychází z odvozených rychlostních trojúhelníků, které popisují vztah absolutní, unášivé a relativní rychlosti.

Relativní i absolutní rychlost je nejvíce ovlivňována geometrií lopatek oběžného kola. Geometrie oběžného kola je závislá na geometrii použitých lopatek a současně na tom, zda je kolo otevřené, či uzavřené. V praxi se nejvíce používají následující tři druhy lopatkování:



Obrázek 2.9: Stupeň radiálně-axiálního kompresoru [2]

- radiální
- dopředu zahnuté
- dozadu zahnuté

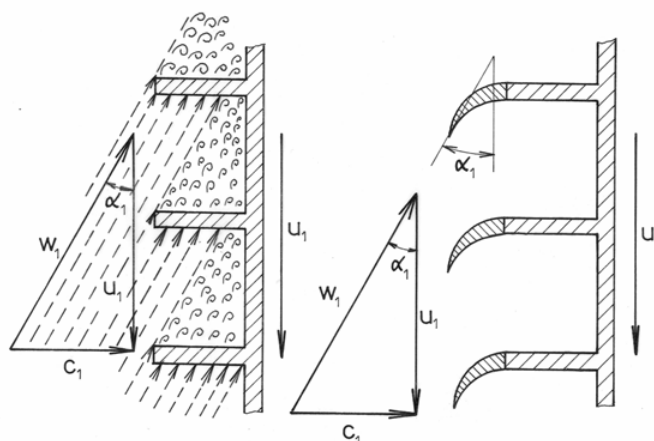
Radiální lopatky jsou z velké části využívány v leteckých motorech. Při aplikaci v průmyslu jsou nejvíce využívána oběžná kola s lopatkami dozadu zahnutými. Je to z důvodu vyšší účinnosti a plošší charakteristiky, neboť provozní bod je posunut dále od pumpáže. Oběžné kolo s dopředu zahnutými lopatkami dosahuje strmější charakteristiky, avšak pracovní bod je blíže pumpáži.

Společnost Howden ČKD s.r.o. používá odstředivé kompresory s dozadu zahnutými lopatkami z důvodů, které byly uvedeny výše.

Důležitou součástí oběžného kola je záběrník. Záběrníkem se osazují oběžná kola odstředivých kompresorů za účelem přizpůsobení geometrie lopatek oběžných kol tak, aby proud nasáté tekutiny vstupoval tečně na lopatky. Z obrázku 2.10 je jasně patrné, že při neosazení oběžného kola záběrníkem dochází k odtrhávání proudu za oběžnou lopatkou, za kterou se vytváří víry. Vzniklé víry mají negativní vliv na práci kompresoru, neboť zde dochází k nárůstu ztrát.

Jak bylo uvedeno výše, plyn opouštějící oběžné kolo, které je osazeno radiálními lopatkami, by měl mít teoreticky směr relativní rychlosti tečný k oběžné lopatce na výstupu. Tento předpoklad je uvažován při nekonečném počtu oběžných lopatek na oběžném kole a současně při infinitezimální tloušťce lopatky.

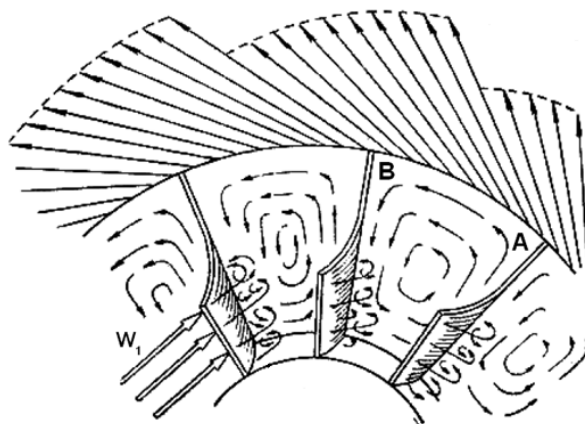
V reálném případě tomu však tak není, neboť dochází k odklonu směru relativní rychlosti.



Obrázek 2.10: Záběrník [8]

### Součinitel skluzu

Součinitel skluzu vyjadřuje rozdíl mezi ideálním směrem relativní rychlosti a skutečným směrem relativní rychlosti. Odklon směru relativní rychlosti je způsoben vznikem vířivého proudění v mezilopatkovém kanále oběžného kola. Jedno z nejstarších a nejjednodušších vysvětlení součinitele skluzu bylo vysloveno Stodolou (1945). Při rotaci oběžného kola s úhlovou rychlostí  $\Omega$  vzniká v mezilopatkovém kanále nerovnoměrné tlakové pole, kde na sací straně lopatky je tlak vyšší, zatímco na podtlakové je tlak nižší. Vzniká zde tedy točivé pole, které způsobí odklon relativní rychlosti na výstupu z oběžného kola. Součinitel skluzu dále ovlivňuje i proud, vstupující na lopatku, který může mít tendenci se odtrhávat na náběžné hraně záběrníku. Uvedená teorie je graficky vyjádřena na obrázku 2.11 *Vliv vírů na součinitel skluzu*.



Obrázek 2.11: Vliv vírů na součinitel skluzu [8]

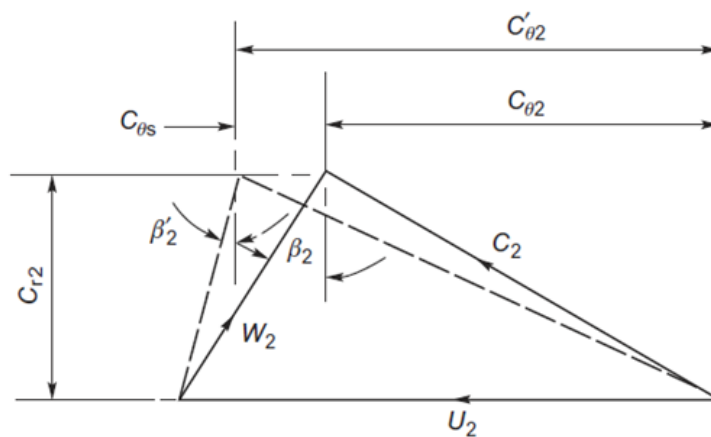
Pro návrh kompresoru je důležitá znalost součinitele skluzu pro vyjádření rychlostních trojúhelníků, práce dodávané na oběžné kolo a současně pro určení nárůstu tlaku. Při znalosti směru relativní rychlosti (experimentální měření) lze vyjádřit součinitel skluzu, avšak ve většině případů je odklon relativní rychlosti neznámý. Určováním hodnoty součinitele skluzu se zabývalo mnoho autorů, mezi které patří Stodola, Busemann, Stanitz ti

vyjádřili vztahy pro určení součinitele skluzu. Tyto vztahy přesahují rámec tohoto textu a proto se jimi nebudeme dále zabývat.

V našem případě pro vyjádření součinitele skluzu využijeme obrázek 2.12 Součinitel skluzu. Čárkovaný trojúhelník vyjadřuje rychlostní trojúhelník v ideálním případě (nekonečný počet lopatek, infinitezimálně malá tloušťka oběžného kola). Rychlostní trojúhelník vyjádřený souvislou čarou znázorňuje reálný případ, kdy je směr relativní rychlosti odkloněn o úhel  $\beta_2$ . Z obrázku je patrné, že absolutní rychlost reálného děje je menší. Současně si můžeme všimnout, že došlo i k poklesu obvodové složky absolutní rychlosti na výstupu. To má za následek snížení obvodové práce, která je vyjádřena rovnicí 2.3.8.

Součinitel skluzu je v tomto případě vyjádřen jako poměr obvodové složky absolutní rychlosti reálného případu ku obvodové složce absolutní rychlosti zidealizovaného případu. Rovnici lze potom vyjádřit ve tvaru:

$$\sigma = \frac{c'_{\theta 2}}{c_{\theta 2}} \quad (2.4.1)$$



Obrázek 2.12: Součinitel skluzu [1]

## 2.4.2 Difuzor

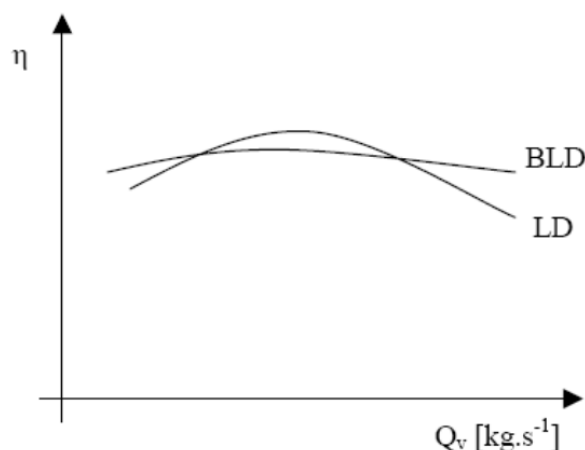
Při návrhu kompresoru je třeba pohlížet na kompresor jako na celek. Všechny komponenty kompresoru od vstupu až po jeho výstup musí být správně navrženy, jinak i přes sebelepší navržení oběžného kola nebude kompresor pracovat správně. Je třeba si uvědomit, že kinetická energie, která je v difuzoru přeměňována na tlakovou energii, převyšuje z více jak 50% specifickou práci.

V současnosti používané difuzory:

- bezlopatkový
- lopatkový
- podzvukový
- nadzvukový

V nynější době se používá kombinace těchto dvou řešení. Toto řešení můžeme vidět na obrázku 2.9 *Stupeň radiálně-axiálního kompresoru*, kde je umístěn bezlopatkový difuzor mezi řezy 2-3 a lopatkový difuzor mezi řezy 3-4. Rozrušený proud, který opouští oběžné kolo, je v difuzoru usměrňován. Usměrnění proudu je však provázeno nárůstem ztrát. V současné době je tendence snižovat velikosti bezlopatkového difuzoru, neboť se zde částice pohybují po logaritmické trajektorii, což se projevuje vyššími ztrátami než v případě lopatkového difuzoru. Za bezlopatkovým difuzorem následuje lopatkový difuzor. Počet lopatek musí být zpravidla nesoudělný vůči počtu lopatek oběžného kola. Počet difuzorových lopatek je nejčastěji volen mezi patnácti až pětatřiceti.

V difuzoru dochází k přeměně kinetické energie na tlakovou. Tento děj je doprovázen nárůstem statické teploty a tlaku. Nárůst teploty a tlaku v závislosti na poklesu absolutní rychlosti média je znázorněn na obrázku 2.14 *Průběh základních veličin*, kde je patrné, že k výraznějšímu nárůstu tlaku dochází v lopatkovém difuzoru oproti bezlopatkovému difuzoru. Celková teplota je v celém difuzoru konstantní, neboť je proces uvnitř difuzoru adiabatický a současně není přiváděna práce. Celkový tlak vlivem tření uvnitř difuzoru klesá.



Obrázek 2.13: Závislost účinnosti na hmotnostním průtoku [8]

Při rozhodování, zda zvolit difuzor bez lopatek či naopak s lopatkami, je třeba zohlednit účinnost difuzoru, která závisí na hmotnostním průtoku média, které protéká difuzorem. Závislost účinnosti difuzoru na hmotnostním průtoku je znázorněna na obrázku 2.13 *Závislost účinnosti na hmotnostním průtoku*, ze kterého je patrné, že difuzor bez lopatek má plošší charakteristiku a jeho účinnost se se změnou hmotnostního průtoku příliš nemění. Naproti tomu v případě difuzoru s lopatkami je závislost mezi účinností a hmotnostním průtokem výraznější.

Následně musí být brán v úvahu geometrický rozměr difuzoru. Optimální úhel rozevření kanálu by měl být volen mezi 7 až 8 stupni, neboť v případě dlouhých difuzorů roste ztráta třením na stěnách difuzoru.

### 2.4.3 Vratný kanál

Za difuzorem následuje výstupní ústrojí, které odvádí tlakový vzduch k jednotlivým spotřebičům. V případě odstředivého kompresoru s více stupni je vzduch přiváděn vratným

kanálem do vstupu následujícího stupně. Vratný kanál může být, stejně jako v případě difuzoru, osazen usměrňujícími lopatkami za účelem vhodného nasměrování proudu na lopatky oběžného kola. Uložení rozváděcích lopatek by mělo být provedeno tak, aby médium s absolutní rychlostí  $c_5$  nabíhalo tečně na usměrňující lopatku. Geometrie usměrňující lopatky pak otočí proud tak, aby proud média měl příslušný směr, který je požadován na vstupu do dalšího stupně. V případě, že by usměrňující lopatka byla špatně navržena a proud by nenabíhal správně, docházelo by k negativním vlivům, které byly popsány výše v kapitole 2.4.1 *Oběžné kolo*.

#### 2.4.4 Shrnutí průběhu charakteristických veličin v kompresoru

V této části budou shrnuty základní poznatky o průběhu rychlostí, celkových teplot a tlaků, statických teplot a tlaků, které byly uvedeny výše v jednotlivých částech odstředivého kompresoru. Pro tento popis využijeme obrázek 2.14 *Průběh základních veličin*, ve kterém jsou průběhy jednotlivých parametrů znázorněny. Vycházíme z referenčního řezu **0**, který představuje polohu neovlivněného média. Statická teplota je rovna dynamické teplotě, neboť je zde nulová rychlost média, které bude následně nasáváno. Současně statický tlak je roven dynamickému z výše uvedených důvodů.

Řez **1** představuje vstup do oběžného kola. V tomto prostoru dochází vlivem nasávání vzduchu oběžným kolem k nárůstu absolutní rychlosti, zatímco vlivem podtlaku dochází k poklesu statické teploty a tlaku. Celkový tlak je vyjádřen pomocí součinitele zachování tlaku na vstupu do oběžného kola kompresoru a celkového tlaku neovlivněného proudu v bodě **0**.

$$\begin{aligned} p_{1c} &= \sigma_v \cdot p_{0c} \\ \sigma_v &= 0,97 \sim 0,99 \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

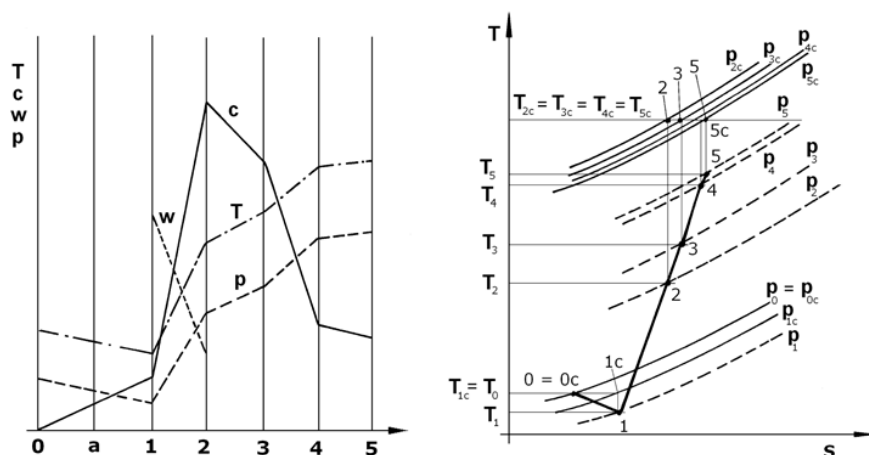
Mezi body **0-1** je děj adiabatický, proto je celková teplota konstantní ( $T_{c1} = T_0$ )

Na oběžném kole, které je znázorněno mezi řezy **1-2**, dochází k nárůstu absolutní rychlosti média, zatímco relativní rychlost klesá. Tento paradox je dán rychlostními trojúhelníky, které jsou aplikovány na oběžné kolo. Vlivem odstředivých sil dochází k nárůstu statického a celkového tlaku. Tím současně roste i statická a celková teplota.

V bezlopatkovém difuzoru, který leží mezi body **2-3**, dochází k nárůstu statické teploty a tlaku. S nárůstem tlaku je spjatý pokles absolutní rychlosti v bezlopatkovém difuzoru. Z obrázku je patrné, že v lopatkovém difuzoru (řez **3-4**) dochází k výraznějšímu poklesu absolutní rychlosti. Tím dochází k výraznějšímu nárůstu tlaku a teploty. Tento rozdíl je způsoben menšími ztrátami v lopatkovém difuzoru.

Poslední sekcí radiálního kompresoru je výstupní ústrojí. Zde dochází k nepatrnému zvýšení teploty a tlaku oproti pracovní sekci kompresoru. Nárůst je doprovázen poklesem absolutní rychlosti proudu média.

Za oběžným kolem se v jednotlivých sekcích celkový tlak snižuje. Pokles tlaku je způsoben jednotlivými ztrátami, které se zde vyskytují. Celková teplota za oběžným kolem zůstává konstantní, neboť je uvažován adiabatický děj a současně není přiváděna a odváděna práce.



Obrázek 2.14: Průběh základních veličin [2]

## 2.4.5 Charakteristika a nestabilní práce kompresoru

Ve většině případů kompresory pracují v určitém rozsahu mimo pracovní bod. Při odlišných režimech použití se však mění základní parametry charakterizující kompresor. Dochází ke změně průtoku, otáček, stavu na sání. Na uvedených parametrech závisí účinnost a poměrné stlačení v kompresoru, které jsou pro zákazníka primárními ukazateli. Z tohoto důvodu se využívá grafického znázornění charakteristiky kompresoru. Grafická charakteristika je znázorněna na obrázku 2.15 *Charakteristika kompresoru*, ze kterého lze jednoduše vyčíslit, jakým způsobem se budou měnit primární veličiny v závislosti na režimu, ve kterém je kompresor provozován, avšak odchylovajícího se od provozního režimu, na který byl stroj navržen.

Univerzální charakteristika kompresoru je vyjádřena pomocí bezrozměrných čísel za účelem zjednodušení, neboť vyjadřuje změnu parametrů nezávisle na stavu proudění a místě jeho měření.

Na svislé ose je znázorněn tlakový poměr celkových tlaků před a za oběžným kolem odstředivého kompresoru. Na vodorovné ose je vynesena hmotnostní tok, který musí být v bezrozměrném tvaru, pro zachování uvedené podmínky. Úprava vychází z rovnice kontinuity. Po zavedení zjednodušujících vztahů:

- konstantní hodnota Machova čísla axiální složky absolutní rychlosti na vstupu do oběžného kola
- úhel  $\alpha_1$  je konstantní
- konstantní univerzální plynová konstanta  $r$
- konstantní Poissonova konstanta  $\kappa$
- vstupní plocha  $S_1$  je neměnná

Upravený tvar bezrozměrného hmotnostního průtoku je následující:

$$\frac{\dot{m} \cdot \sqrt{T_{01}}}{p_{01}} = \bar{m} \quad (2.4.3)$$

Na základě uvedených zjednodušení lze psát rovnici vyjadřující bezrozměrnou rychlost následovně:

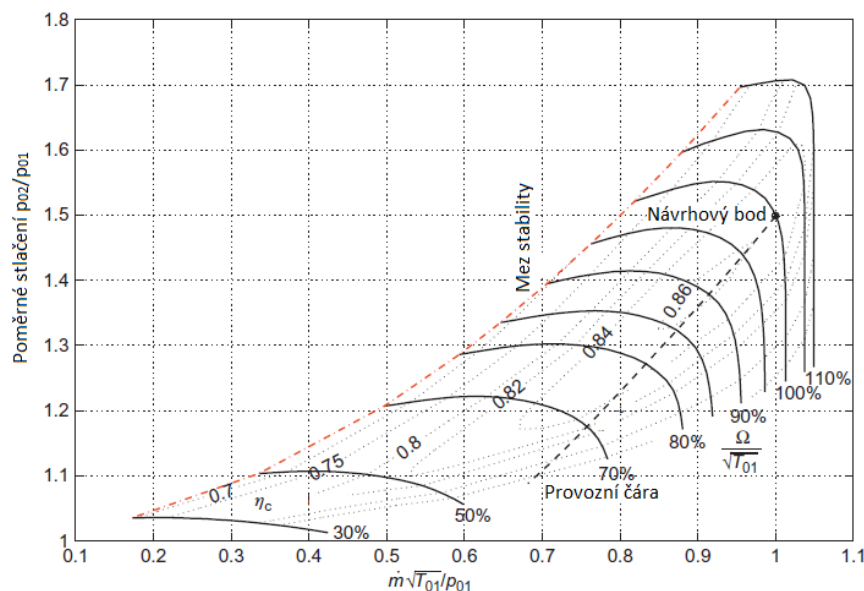
$$\bar{\Omega} = \sqrt{\frac{\Omega}{T_{1c}}} \quad (2.4.4)$$

Poslední uvedená veličina, která je znázorněna v grafu, je účinnost. Ta je již v bezrozměrném tvaru, proto nemusí být nikterak upravována. Provozní bod se nachází v oblasti maximální účinnosti, kde je vyjádřen poměrným stlačením ( $\pi = 1,5$ ) a bezrozměrným hmotnostním průtokem ( $\bar{m} = 1$ ). Z uvedené charakteristiky je názorně vidět, že s rostoucími otáčkami oběžného kola se jejich větve charakteristiky narovnávají. Dochází tedy k tomu, že průtok kompresoru se v určité oblasti měnícího se poměrného stlačení nemění.

Charakteristiku lze také vyjádřit pomocí absolutních veličin. Nicméně tento postup není vhodný, neboť by muselo být provedeno měření pro každý tlak, teplotu a pozici v kompresoru.

Každé větvi charakteristiky odpovídá minimální průtok, při kterém je dosaženo meze stability. Za tímto bodem následuje nestabilní práce, která je spojena s prudkými změnami rychlostí a tlaků v kompresoru a nárůstem vibrací. Všechny tyto efekty jsou doprovázeny zvukovými projevy. Při provozování zařízení při těchto podmínkách dochází k nežádoucímu poškození stroje.

Při měření na experimentálním zařízení DARINA, musí být dosaženo tohoto stavu při každém měření. Nestabilního chodu je docíleno pomocí přivírání klapky na výstupním potrubí. Tím dochází k poklesu výstupního hmotnostního toku za současného zvýšení tlaku za kompresorem. Nestabilní chod se zde projevuje zvukovými efekty, nárůstem vibrací a nerovnoměrností tlaku a teploty na jednotlivých sondách.



Obrázek 2.15: Charakteristika kompresoru [1]



# Kapitola 3

## Problematika vstřikování vody do difuzoru radiálního kompresoru

V současné době je kladen vysoký důraz na maximální účinnost, životnost a minimální poruchovost provozovaného zařízení. Tyto aspekty jdou ruku v ruce s výslednou cenou navrženého zařízení.

Maximální potenciální účinnosti zařízení je možné docílit ideálním návrhem kompresoru, který bude pracovat v pracovním režimu, pro nějž byl navržen. Tohoto stavu se však zřídka dosahuje, neboť kompresor je regulován na aktuální potřebu dodávaného stlačeného vzduchu. Aktuální účinnost kompresoru ve většině případů klesá v závislosti na aktuálním provozním režimu. Další možnou variantou pro dosažení vyšší účinnosti (nižší kompresní práce) je přiblížení probíhajícího děje ději izotermickému, při kterém nevznikají přídavné ztráty. Pro přiblížení skutečného děje ideálnímu izotermickému ději se využívají mezichladiče, snižující teplotu plynu mezi stupni odstředivého kompresoru.

### 3.1 Konvenční způsoby chlazení

Pro chlazení stlačovaného média jsou hojně využívány tyto dva způsoby:

- vnitřní chlazení
- vnější chlazení

Princip vnitřního chlazení je založen na odvodu tepla z kompresoru pomocí teplosměnných ploch, ve kterých proudí chladicí médium (voda). Cirkulující voda odebírá teplo ze stěn, které současně odebírají teplo proudícímu plynu. Toto řešení je z konstrukčních důvodů proveditelné pouze ve stacionárních částech kompresoru, jako jsou difuzor a vratný kanál. V těchto částech jsou vytvořeny kanály pro proudící chladicí vodu. Toto řešení má však několik nevýhod.

Největší nevýhodou je chladicí plocha, která je u moderních strojů nedostačující, neboť je kladen velký důraz na zmenšování rozměrů stroje. Další nevýhodou je nutnost použití vody o velmi vysoké čistotě. Tento požadavek vyvstává z důvodu velmi obtížného (nemogućného) čištění chladicích kanálů. Jako poslední nevýhodu lze uvést samotnou výrobu malých kanálů umístěných uvnitř stacionárních stěn. Výroba odlitku a následné obrábění je výrobně velice náročné. S obtížnou výrobou je spojena i cena, která je vyšší než v případě vnějšího chlazení kompresoru.

Naopak mezi výhody vnitřního chlazení patří nižší kompresní práce a nižší spotřeba chladicí vody oproti zmíněnému vnějšímu chlazení, neboť teplo je odváděno téměř v místě jeho vzniku. Jako další výhodou lze uvést nižší provozní hluk, kterého je dosaženo vodním pláštěm, který plní funkci tlumiče hluku.

Druhý obvyklý způsob chlazení stlačeného plynu spočívá ve vyvedení zkomprimovaného plynu do trubkového výměníku tepla, kde je plynu odebráno teplo pomocí sdílených teplosměnných ploch. Množství tepla, které je v chladiči plynu odebráno, je stanoveno na základě bilanční rovnice ve tvaru:

$$Q = m_{pl} \cdot c_{ppl} \cdot (t_1 - t_2) = m_w \cdot c_{pw} \cdot (t_{w2} - t_{w1}) = k \cdot S \cdot \Delta t_s \quad (3.1.1)$$

Z důvodu menšího součinitele přestupu tepla pro plyn, vůči součiniteli přestupu tepla pro kapalinu, jsou plynem omývané trubky osazeny žebrováním, které zajistí dostatečnou plochu pro požadovaný přenos.

Dle odborné literatury je vhodné volit pro chlazení stlačeného plynu maximálně dva až tři mezichladiče v závislosti na provozních požadavcích. V případě použití více mezichladičů narůstá problém s konstrukčním řešením z hlediska zástavby kompresoru, narůstají tlakové ztráty a současně roste pořizovací cena. Pořizovací cena je v případě osazení kompresoru dvěma až třemi mezichladiči vyšší o 20–30 % oproti kompresoru bez chlazení[6].

U dílenských kompresorů se zpravidla využívá vnější chlazení, které je založené na žebrovaném převáděcím potrubí. Žebrování zde zvětšuje chladicí plochu, která je omývána proudícím vzduchem. Toto využití je z hlediska výroby méně náročné, levné, ačkoliv není dosahováno dostatečného ochlazení plynu, které je nutné v případě velkých kompresorů.

## 3.2 Chlazení vstřikováním vody do proudu stlačeného plynu

Chlazení vstřikováním vody přímo do proudu stlačovaného média v kompresoru je méně častý způsob chlazení oproti dvěma výše uvedeným řešením. Jako první se tento způsob začal využívat v letectví pro krátkodobé zvýšení tahu motoru. Nyní je tento způsob využíván nejen pro zvýšení tahu, ale i pro snížení produkce emisí  $NO_x$ , které vznikají při spalovacím procesu v místech s teplotou vyšší než 2000 K. Snížení teploty v místech s maximální teplotou má za následek snížení produkce těchto nežádoucích emisí.

Dalším inovativním řešením, využívající chlazení pomocí přímého vstřikování vody, které je příbuzné principiálnímu použití v kompresorech, je vstřikování vody do sání přeplňovaných zážehových motorů. V tomto případě je vstřikovač vody vhodně umístěn za mezichladičem stlačeného vzduchu. Využitím tohoto způsobu chlazení je dosahováno výraznějšího snížení teploty stlačeného vzduchu před vstupem do spalovací komory. Snížení teploty je docíleno odpařením vody v proudu stlačeného vzduchu, které probíhá za současného odebrání tepla stlačenému médiu. S klesající teplotou plynu současně klesá i jeho měrný objem. Proto je možné do válce přivést větší množství vzduchu pro spalování. Toto využití má pozitivní vliv na snižování spotřeby paliva a produkce  $CO_2$ .

Základní princip využití obou výše uvedených způsobů chlazení lze s určitými omezeními aplikovat na přímé chlazení stlačeného média v odstředivém kompresoru. Stejně jako je tomu v případě konvenčního chlazení, pomocí chlazení vstřikováním vody je dosaženo snížení kompresní práce, která je potřebná pro požadované stlačení plynu. Velikost kompresní práce vychází z 1. termodynamického zákona, uvedeného v rovnici 2.3.5.

Vstříkovaná voda se vypařuje v proudu plynu, za současného odebrání tepla primárního plynu, a tím dochází ke snižování rozdílu entalpií mezi vstupem a výstupem z kontrolního objemu. Snižování uvedeného rozdílu má za následek snížení kompresní práce při stejném stupni stlačení.

Druhým, a možná hlavním, důvodem využití tohoto způsobu chlazení je důvod ekonomický. V některých případech mají plyny, které jsou stlačovány v kompresoru, předepsány teplotní limity, který nesmí být překročen. V případě překročení předepsaných teplotních limitů by plyny musely být vyvedeny do mezichladiče, kde by došlo k redukci teploty na požadovanou mez.

V tomto případě, kde by teplota plynů jen nepatrně překračovala předepsaný limit, by bylo vhodné využít přímého chlazení, které by poskytovalo požadované snížení teploty plynu. Současně použitím přímého chlazení dochází k redukci nákladů potřebných pro osazení kompresoru mezichladičem a zastavěného prostoru.

I když se zdá být aplikace uvedeného principu velmi triviální, bohužel tomu tak není. Při využití tohoto inovativního způsobu chlazení narážíme na limitující omezení, která jsou v následující sekci detailně probrána.

### 3.2.1 Poloha vstříkovače

Stanovení optimálního místa vstříku vody je základním předpokladem vhodného návrhu přímého chlazení. Je důležité zvolit vhodné umístění vstříkovače vody do prostoru kompresoru v závislosti na typu proudění stlačeného plynu uvnitř jednotlivých částí stroje, erozi lopatek a také na dráze po které se částice vypařuje. Předpokládáme-li umístění vstříkovače ve stacionární části kompresoru, potom lze umístit vstříkovače kapaliny buď do sacího potrubí nebo do difuzoru kompresoru.

V případě první varianty, umístění vstříkovače do vstupního potrubí, je třeba zohlednit další omezení, mezi která patří:

- teplota na vstupu
- délka trajektorie částice k oběžnému kolu

Teplota v přívodním potrubí je závislá na mnoha parametrech, ke kterým patří zejména teplota okolí, která je pak spjata s kompresní prací kompresoru. Uměle zvýšená teplota vstupního plynu, podporující intenzitu vypařování, je však z termodynamického hlediska nevhodná, neboť uměle zvyšuje kompresní práci.

S tímto předpokladem jsou spojeny i další limitující faktory, mezi které patří velikost vstříkovaných částic a délka trajektorie částice od vstříku k oběžnému kolu. Vstříkované částice, které by se neodpařily před oběžným kolem, by způsobovaly erozi oběžných lopatek, kterou lze potlačit vhodnou velikostí vstříkovaných částic. Tyto částice pak budou přímo unášeny proudem stlačeného plynu a nebudou erozivně působit na oběžné kolo. Vhodná velikost vstříkovaných částic je podrobně rozebrána v následující sekci 3.2.2 Velikost vstříkovaných částic.

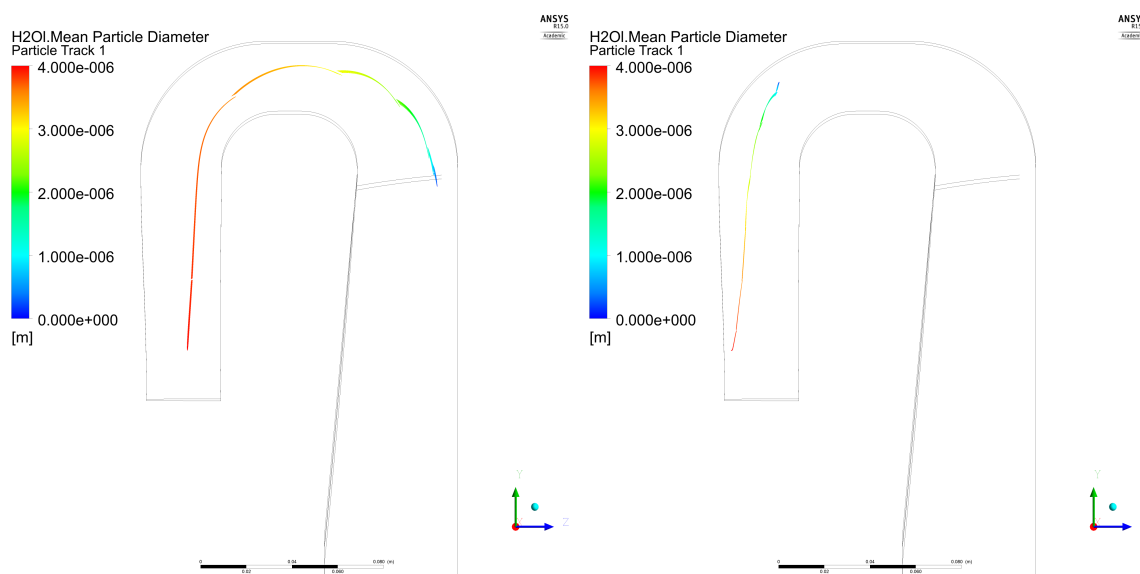
Na problémy spojené s umístěním vstříkovače do vstupního potrubí odkazuje patent [10] vydaný v roce 1987, který se zabývá vhodným umístěním vstříkovače potlačující erozi lopatek oběžného kola. Patent poukazuje na výhodnější umístění vstříkovače do oblasti difuzoru kompresoru. Toto umístění je vhodné z několika důvodů:

- potlačení eroze oběžného kola
- vysoká rychlost média za oběžným kolem
- vysoká teplota plynu na výstupu z oběžného kola

Výše uvedené aspekty podporují variantu umístění vstřikovače do oblasti difuzoru, neboť zde dochází k prodloužení trajektorie částice, nárůstu tepla zkomprimovaného plynu a vysoké vstupní absolutní rychlosti  $c_2$ , která podporuje rozbíjení vstřikovaných částic na částice menší.

V následujícím textu bude, z výše uvedeným výhod a nevýhod, uvažováno s umístěním vstřikovačů do oblasti difuzoru (vratného kanálu) kompresoru.

Umístění do oblasti difuzoru má přesto své nevýhody. Difuzor spolu s vratným kanálem obsahují trojici ohybů. Stlačené médium vstupuje do difuzoru s vysokou kinetickou energií, ve formě vysoké absolutní rychlosti plynu, unášející částice vody. Představu o trajektorii unášených částic v závislosti na dvou odlišných pozicích umístění vstřikovačů, poskytují obrázky 3.1.



Obrázek 3.1: Vliv umístění vstřikovače a proudového pole na trajektorii částic

Na levém obrázku lze vidět trajektorii částic vypouštěných ze středu difuzorního kanálu. Z trajektorie částice, která je znázorněna v meridionálním řezu průtočného kanálu lze vyzorovat, že částice jsou unášeny hlavním proudem stlačeného média a neomývají žádnou z přilehlých stěn difuzoru a vratného kanálu.

Pravý obrázek znázorňuje trajektorii vstřikovaných částic s místem vstřiku, které je umístěné na vnější stěně difuzoru. Je patrné, že částice, se vstupní rychlostí  $30 \text{ m/s}$  ve směru osy rotace, jsou okamžitě strženy ve směru proudění stlačeného plynu. Při pohledu na trajektorie virtuálních částic, které představují střední průměr vstřikovaných částic, je patrné, že dojde k vypaření dříve než v prvním případě. Tento jev je způsoben odtržením proudění u levé stěny difuzorního kanálu. Odtržení u stěny vyvolá zpětné proudění, způsobující snížení rychlosti stlačeného plynu v oblasti tohoto odtržení. Takovéto snížení rychlosti stlačeného proudu způsobí snížení délky trajektorie částice po její úplné vypaření.

### 3.2.2 Velikost vstříkovaných částic vody

Z výše uvedeného textu je patrné, že dalším faktorem, rozhodujícím o správné funkci přímého chlazení, je velikost chladících částic, přiváděných do pracovního prostoru. Velikost částic má značný vliv na:

- erozní účinek na oběžné kolo
- účinnost chlazení
- celkovou dráhu částice do jejího vypaření

Eroze oběžného kola je inicializována narážením vodních částic s kritickým průměrem do povrchu oběžného kola. Interakce kapaliny a lopatky je způsobena odlišnými úhly náběhu na lopatku plynné a kapalně fáze. Erozní působení částic následně způsobuje geometrickou změnu povrchu lopatky.

Tomuto negativnímu působení lze částečně zabránit volbou vhodné velikosti vstříkovaných částic. Dle dostupné literatury by částice, které dopadají na oběžné kolo, měly být menší než deset mikrometrů nebo větší než pět set mikrometrů. Druhý zmíněný rozměr je avšak pro aplikaci chlazení primárního vzduchu nevhodný, neboť neposkytuje dostatečně velký chladicí efekt, jako je tomu v případě částic menších.

Účinnost chlazení je spjata s průměrem vstříkovaných částic. Za předpokladu vstříkovaní částic kulového tvaru, je vhodné, pro stanovení průměru vstříkovaných částic, využít Sauterova středního průměru (Sauter mean diameter)<sup>2</sup>.

Pro nejkvalitnější přenos tepla mezi primárním médiem a chladicí kapalinou je potřeba docílit minimálního poměru mezi objemem a reakční plochou částice. Z obrázku 3.2 *Vliv Sauterova čísla na účinnost chlazení* je patrné, že s rostoucím středním průměrem kapky klesá účinnost chlazení. Tento trend je znázorněn přerušovanou čarou, pro kterou platí pravá vertikální osa. Současně také narůstá kompresní práce, potřebná ke stlačení média (znázorněna plnou čarou).

Je tedy zřejmé, že ideální střední průměr vstříkovaných částic by měl mít rozměr kolem šesti mikronů.

### 3.2.3 Dráha částice

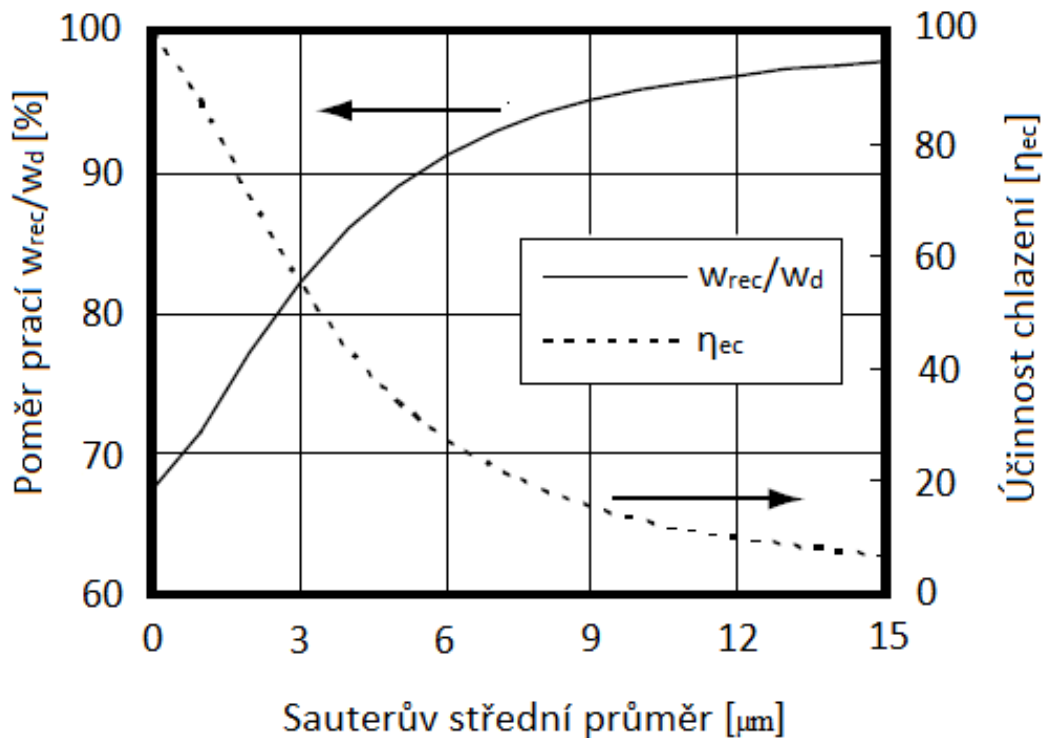
Celková dráha, kterou částice urazí od vstříku až po její vypaření, je funkcí dvou výše zmíněných proměnných, dále pak velikostí rychlosti a teploty zkomprimovaného proudu.

Pro maximální odebrání tepla primárnímu proudu je potřeba poskytnout „chladicí“ částici maximální možnou dráhu, po kterou se bude vypařovat. Maximální možnou délku trajektorie lze ovlivnit vhodným konstrukčním řešením, jakým je umístění vstříkovačů do oblasti difuzor. Zde však narážíme na omezení, které bylo popsáno výše v sekci 3.2.1.

V případě nedostatečného odpaření vstříkované částice po délce trajektorie, či nesplnění velikostního kritéria kapalně částice, vstupující na oběžné kolo následujícího stupně, musí dojít k úpravě jednotlivých parametrů, které ovlivňují efektivitu vypařování.

Zmenšení průměru vstříkovaných kapek pod uvedenou hodnotu je však problematické a v současné době zatím nereálné, vstříkovače pro takto malý průměr částic zatím neexistují. Další možností, jak redukovat délku trajektorie částice až po její úplné vypaření, lze

<sup>2</sup>Sauterův střední průměr vyjadřuje poměr mezi celkovým objemem a reakční plochou.



Obrázek 3.2: Vliv Sauterova čísla na účinnost chlazení [9]

hledat v rychlosti nebo teplotě primárního plynu. Snížením absolutní rychlosti proudu na výstupu z oběžného kola dochází k nárůstu času po který vypařování probíhá. Tím ale dochází k maření kinetické energie, která je v difuzoru transformována na energii tlakovou. Zvýšení teploty na výstupu z oběžného kola u zařízení DARINA je možné pouze zvýšením poměrného stlačení na oběžném kole. Toto řešení si však vyžádá zvýšení kompresní práce, která je přímo závislá na poměrném stlačení.

Z výše uvedeného výčtu možností je patrné, že vypařování malých kapek, které jsou uměle vstřikovány do pracovního prostoru za účelem snížení kompresní práce, je velice náročný úkol. Závisí na mnoha proměnných, které musí být správně zvoleny tak, aby zařízení efektivně pracovalo. V opačném případě by docházelo spíše k umělé, neřízené destrukci zařízení.

### Závěr volby průměru vstřikovaných částic

Z uvedených tří omezení je patrné, že pro správný provoz zařízení by velikost vstřikovaných částic měla být do 10 mikronů. Při takto navrženém řešení se úspěšně vyhneme erozivnímu působení, a současně dosáhneme dobré účinnosti chlazení. Tento uvedený předpoklad je však v nynější době pouze teoretický, neboť vstřikovače dostupné na trhu nevytvářejí takto malé kapky s požadovaným hmotnostním průtokem.

V tabulce 3.2.1 jsou uvedeny jednotlivé typy dostupných vstřikovačů. Z druhého sloupce, který znázorňuje reálně dosažitelné spektrum částic, je patrné, že velikostní spektrum reálně vytvořitelných částic se řádově odlišuje od částic požadovaných.

Z uvedeného výčtu typů vstřikovačů je v případě kompresorů stlačujících odlišné médium než vzduch vhodné použít vstřikovače jednofázové (hydraulické), neboť přítomnost

Tabulka 3.2.1: Dostupné trysky

	Spektrum částic [ $\mu m$ ]	Hmotnostní průtok 1 vstřiku [ $l/hod$ ]
Hydraulické trysky	11 - 65	2,76 - 33,18
Pneumatické trysky	15 - 200	0,49 - 450 a více

vzduchu by byla v tomto případě nežádoucí. Proto v následující sekci budou brány v úvahu pouze vstřikovače hydraulické.

# Kapitola 4

## CFD simulace

Numerická simulace byla provedena pomocí počítačového softwaru ANSYS CFX, který poskytuje účinné nástroje pro řešení úloh týkajících se lopatkových strojů. Dále pak poskytuje vhodný model pro řešení multifázového proudění, do kterého je implementován Euler-Lagrangeův model. Tento model lze s výhodou využít pro sledování vstupujících částic tak, jako by s nimi byl pozorovatel pevně spojen. Vstupující částice mohou mít fázi pevnou, kapalnou i plynnou.

Podrobněji bude o tomto modelu, který je implementován v CFX, pojednáno v kapitole 4.2.

Sekundárním faktorem volby tohoto numerického softwaru byl fakt, že je současně využíván u zadavatele diplomové práce. Zjištěné poznatky, týkající se správného nastavení, zvláště simulace se vstřikováním vody do průtočné části kompresoru, mohou být převedeny přímo do praxe.

### 4.1 Teorie CFX - jednofázové a multifázové proudění

ANSYS CFX poskytuje robustní řešiče jednofázových i multifázových proudění. Přesto se často při numerické simulaci setkáváme s nestabilním průběhem simulace, či nedosažením požadované konvergence.<sup>3</sup>

Fyzikální nastavení, kvalita výpočetní sítě a správné nastavení simulace rozhoduje o dosažení požadované konvergence. Zlepšení konvergence je možné docílit vhodnou analýzou řešené úlohy a úpravou následujících parametrů:

- časový krok
- kvalita sít,
- okrajové podmínky
- vhodná volba turbulentního modelu
- analýza dosažené konvergence

---

<sup>3</sup>Konvergence je dosažena, při splnění uživatelem nastavených kritérií. Ty představují rozdíl hodnot dvou shodných veličin v konkrétním uzlu sítě v dvou po sobě jdoucích krocích.



### 4.1.1 Časový krok

Nevhodný časový krok je jedním z hlavních důvodů nedosažení požadované konvergence; současně výrazně ovlivňuje stabilitu průběhu výpočtu. Pro nastavení časového kroku se nejvíce využívá těchto dvou možností nastavení:

- Auto Timescale
- Physical Timescale

Nastavením časového kroku označovaného jako „Auto Timescale“ lze získat časový krok, který je automaticky dopočten pomocí řešiče. V tomto případě se lze někdy setkat s nestabilním řešením úlohy, a to zejména v případě špatně inicializované úlohy. Přesto lze v případě stabilního průběhu řešení pomocí tohoto nastavení dosáhnout nejlepších hodnot residuálů. Druhý uvedený časový krok je závislý na hodnotě definované uživatelem. Pro určení této hodnoty musí mít uživatel představu o základních parametrech proudícího média. Na základě znalosti rychlosti proudění a délky domény, kterou médium prochází, lze potřebný časový krok dopočítat, jako podíl dráhy (IN - OUT) a rychlosti média. Volený časový krok by pak neměl být větší než časový krok vypočtený.

### 4.1.2 Výpočetní síť

Výpočetní síť (dále jen síť) je jedním z nejdůležitějších parametrů, ovlivňujících přesnost výsledného řešení simulace. Kvalita sítě se posuzuje pomocí parametrů popisujících síť. Mezi tyto parametry patří ortogonalita, poměr stran a šikmost buněk.

Pro generování sítí pro turbostroje lze s výhodou využít počítačových softwarů určených pro toto použití. Mezi tyto programy patří NUMECA FINE/TURBO, či ANSYS TurboGrid. Oba uvedené softwary pracují na principu využití předdefinovaných topologií sítě pro různé druhy lopatek turbostroje.

Po načtení příslušné geometrie, která obsahuje lopatky (statorové, rotorové), lze využít možnost automatického generování sítě. Výpočetní síť je generována směrem od lopatek do celé definované domény. Kvalita sítě generované kolem jednotlivých lopatek je závislá na využití různých druhů topologií, které jsou kombinovány tak, aby bylo dosaženo kvalitní sítě reprezentující průtočnou část v oblasti lopatek. Zbylá oblast průtočné části je síťována již pomocí jednotné topologie. Velikost buněk reprezentující výpočetní doménu může být v obou softwarech upravována tak, aby bylo dosaženo sítě požadované kvality.

Oba dva softwary poskytují kvalitní generování sítě v oblasti blízké lopatky, přesto při požadavku na definování sítě mimo tuto oblast, ANSYS TurboGrid již neposkytuje vhodné nástroje pro vytvoření kvalitní sítě, mezi které patří možnost definování buněk v jednotlivých sekcích. Z tohoto důvodu byla síť vytvořena v prostředí NUMECA FINE/TURBO, která poskytuje nástroje pro rychlé generování kvalitní výpočetní sítě i v oblasti daleko od lopatek.

### 4.1.3 Okrajové podmínky

Okrajové podmínky jsou další velice důležitou samotnou částí definování úlohy pro řádné spuštění simulace. Samotné definování okrajových podmínek domény musí být založeno na reálných hodnotách, které jsou předem známy a současně musí fyzikálně postihovat

probíhající děj ve sledované doméně. Volba jednotlivých typů a hodnot okrajových podmínek ovlivňuje stejně jako parametry uvedené v sekcích výše, přesnost a stabilitu výpočtu.

Pro zvýšení stability výpočtu je vhodné zvolit kombinaci okrajových podmínek dle doporučení manuálu ANSYS-HELP. V tabulce 4.1.1 jsou znázorněny doporučené kombinace okrajových podmínek.

Tabulka 4.1.1: Volba okrajových podmínek

Výpočet	INLET	OUTLET
Nejvíce robustní	Rychlost/Hmotnostní průtok	Celkový tlak
Robustní	Celkový tlak	Hmotnostní průtok
Citlivý na inicializaci	Celkový tlak	Statický tlak
Nespolehlivý	Statický tlak	Statický tlak
Nemožný	-	Celkový tlak

Vstupní okrajová podmínka musí být dále definována vstupní teplotou statickou, celkovou nebo entalpií. Pro proudění, které probíhá při vysokých rychlostech, je vhodnější zvolit teplotu celkovou. Statická teplota je následně dopočítána pomocí rychlosti získané z momentové rovnice, viz rovnice 4.1.1. To současně platí i pro výpočet celkového/statického tlaku, který je rovněž dopočítáván pomocí rychlosti, získané z momentové rovnice. Potom lze z rovnice 4.1.2 vyjádřit tlak statický, či celkový.

V případě softwaru ANSYS CFX je důležité definovat teploty jako absolutní, nikoliv jako relativní.

$$T_c = T_s + \frac{w^2}{2c_p} \quad (4.1.1)$$

$$p_c = p_s + \frac{w^2}{2} \quad (4.1.2)$$

#### 4.1.4 Použité turbulentní modely

Pro numerickou simulaci stupně bez a se vstřikem kapalných částic pro přímé chlazení byl využit turbulentní model  $k - \epsilon$  EARSM. Tento turbulentní model vychází z turbulentního modelu RSM (Reynold Stress Model). Jelikož je tento model výpočetně velice náročný, byl vyvinut námi použitý model, který redukuje mnoharovnicový turbulentní model pouze na dvourovnicový turbulentní model. Tím bylo dosaženo významného snížení výpočtové náročnosti, nikoliv však na úkor výpočtové přesnosti. Využitý turbulentní model dále využívá kombinaci výhod turbulentních modelů  $k - \epsilon$  a SST  $k - \omega$ . Tím došlo ke snížení citlivosti a nejasnosti výpočtu pro volný proud, kterým se vyznačuje turbulentní model SST  $k - \omega$ .

Tento turbulentní model byl použit pro případ definování úlohy pomocí vstupních dat, definujících skutečný tvar vstupního profilu do difuzoru. V případě zjednodušení, kdy byl vstupní profil definován rovnoměrně rozloženými středními hodnotami, byly využity turbulentní modely  $k - \epsilon$  a SST  $k - \omega$ . Tyto modely byly voleny proto, že model  $k - \epsilon$  je standardně používaným turbulentním modelem, který se vyznačuje robustností řešiče, který poskytuje relativně přesné výsledky. Jedna z hlavních nevýhod tohoto modelu je, že včas nezachytí místo odtržení proudového pole od hladké stěny.

Druhý turbulentní model SST  $k - \omega$ , poskytuje kombinaci výhod turbulentního modelu  $k - \epsilon$  a  $k - \omega$ , vznikl za účelem přesnějšího popsaní probíhajících dějů blízko stěn průtočné části. Oproti turbulentnímu modelu  $k - \epsilon$ , poskytuje turbulentní model SST  $k - \omega$  konzervativnější předpověď odtržení mezní vrstvy proudu, které je způsobeno v důsledku nepříznivého tlakového gradientu při vysokých rychlostech, za současného přesného popsaní proudu ve středu kanálu.

Bylo zjištěno, že v případě definování vstupního profilu pomocí skutečných dat turbulentní modely  $k - \epsilon$  ani SST  $k - \omega$  neposkytují numerické řešení srovnatelné s výsledky, které byly porovnány z experimentálního měření. Z tohoto důvodu jsou všechny úlohy založené na skutečném vstupním profilu počítány pomocí turbulentního modelu  $k - \epsilon$  EARSM. Základní výsledkové odlišnosti vybraných turbulentních modelů jsou rozebrány v sekci 4.4.

## 4.2 Euler-Lagrangeův model

Pro řešení multifázového proudění průtočnou částí byl využit Euler-Lagrangeův model, který je součástí ANSYS CFX. Od Euler-Eulera modelu se odlišuje absencí spojitého proudění, které je nahrazeno formou vstřikovaných virtuálních částic.<sup>4</sup>

Virtuální částice je reprezentována reálnými částicemi sledujícími, stejnou trajektorii. Jelikož je sledování jedné virtuální částice popsáno jednou obyčejnou diferenciální rovnicí, integrovatelnou v čase, s rostoucím počtem částic narůstá výpočetní náročnost simulace. Proto je třeba volit počet virtuálních částic takový, aby výpočetní čas byl v rovnováze s požadovanou přesností výpočtu.

Obyčejná diferenciální rovnice, která popisuje proudění virtuální částice (dále jen částice) v doméně, v sobě zahrnuje členy vyjadřující její polohu, rychlost, teplotu a hmotu. Výsledná rovnice je následně implementována do rovnic, popisujících spojitě proudění stlačeného média, proudícího v průtočné části.

V Euler-Lagrangeovu modelu lze volit, zda budou vstřikované částice kapaliny ovlivňovat spojitě proudění, či nikoliv. V prvním případě se ovlivnění, které je způsobeno kapalnými částicemi, projeví v úpravě momentové podmínky spojitě proudění, která v sobě zahrnuje i přírůstek momentu hybnosti virtuálních částic. Tento děj je nazýván „Two-way coupling“. V případě, že vliv částic působících na spojitě proudění je zanedbatelný, potom lze využít takzvaný „One-way coupling“. Spojitě proudění tedy působí na vstřikované částice, avšak nedochází k ovlivnění spojitě proudění od vstřikovaných částic působením tíhového zrychlení apod. V případě využití tohoto nastavení lze ušetřit čas z důvodu nižší výpočetní náročnosti, neboť nedochází k úpravě momentové rovnice, jak bylo uvedeno výše. Přesto je třeba mít na paměti, že dochází k dalšímu zjednodušení děje uvnitř odstředivého kompresoru.

Pro numerickou simulaci, popisující chlazení stlačeného média pomocí vody, byl použit Euler-Lagrangeův model, a to z důvodu vhodného pozorování a vyhodnocování jednotlivých parametrů vstřikované chladicí kapaliny, mezi které patří velikost, teplota a trajektorie. Velikost vstřikované částice má přímý vliv na účinnost chlazení a erozi oběžných lopatek, stěn difuzoru a vratného kanálu odstředivého kompresoru. Nárůst teploty kapaliny ovlivňuje množství potřebného tepla, které je odebíráno stlačenému plynu.

---

<sup>4</sup>Jedna virtuální částice představuje skutečný počet reálných částic kapaliny, které jsou definovaným průměrem a hmotnostním tokem.

Přes všechny uvedené klady má Euler-Lagrangeův model i určité zápory, které ho limitují v širším využití v oblasti turbostrojů. Hlavní omezení se týká počtu reálných částic, které jsou obsaženy v jedné virtuální částici. Z provedené analýzy bylo zjištěno, že jedna virtuální částice může obsahovat pouze limitní počet reálných částic. Pro vhodnou konvergenci a vhodnou velikost odchylek je optimální interval od jedné do třiceti tisíc reálných částic připadající na jednu virtuální částici. Při překročení tohoto intervalu dochází k nárůstu výsledných odchylek, které jsou v prostředí CFX vyjádřeny tzv. „imbalancemi“. Při překročení hodnoty padesáti tisíc částic na jednu virtuální částici výpočet nekonverguje a samotný řešič je nestabilní. Proto musí dojít k nárůstu počtu virtuálních částic, které však výrazně zpomalují výpočetní rychlost a zvyšují náročnost výpočtu; proto jsou limitovány také svým počtem. To má přímý vliv na omezený hmotnostní průtok kapaliny v závislosti na požadované velikosti částic. Uvedený poznatek je limitující do průměru  $10\ \mu\text{m}$  vstříkovaných kapek. S nárůstem průměru kapek nad uvedený rozměr, se tento limitující faktor ztrácí. Dalším limitujícím faktorem je objemový poměr mezi vstříkovanými částicemi a spojitou fází, který nesmí překročit 1 %. V případě, že by tato hranice byla překročena, musel by být volen Euler-Eulerův model, který je definován spojitou fází pro obě dvě média. Tabulka 4.2.1 shrnuje výhody a nevýhody Euler-Lagrangeova modelu vůči modelu Euler-Euler.

Tabulka 4.2.1: Porovnání modelů Euler-Lagrange/Euler-Euler

Výhody	Nevýhody
komplexní informace o chování částice	pouze pro malý objemový průtok
široký rozsah velikostí částic	výpočetně náročnější
větší volnost pro definování vstříkovaných částic	
momentová rovnice řešena pro každou virt. částici	

### 4.3 CFD simulace průtočné části s ideálním plynem

Simulace proudění ideálního plynu byla provedena pouze v průtočné části difuzoru a vratného kanálu radiálního kompresoru, z důvodu porovnání výsledků s numerickou simulací multifázového proudění. V tomto případě je vstřík kapaliny umístěn do oblasti difuzoru tak, aby volba umístění vstříkovače korespondovala s jednotlivými doporučeními, uvedenými v teoretické části 3.

Výsledné numerické řešení proudění s ideálním plynem je dále použito jako inicializační soubor multifázového proudění. Toto řešení slouží pro stabilní spuštění a běh simulace multifázového proudění se současným vypařováním kapalné fáze.

Použitá geometrie difuzoru a vratného kanálu odpovídá geometrii stupně PCA1s. Je-li na tomto stupni bylo provedeno experimentální měření, lze získané výsledky numerické simulace verifikovat tímto měřením a současně ho lze využít pro vhodné nastavení okrajových podmínek numerické simulace.

Následující sekce poskytuje shrnutí jednotlivých úkonů, potřebných pro řádné definování úlohy, a výsledné vyhodnocení výsledků, získaných pomocí CFD simulace.

### 4.3.1 Volba okrajových podmínek

Okrajové podmínky, potřebné pro plnohodnotné definování řešené úlohy, jsou založeny na datech získaných z měření totožného stupně na experimentálním zařízení. Toto měření bylo provedeno ve zkušebně společnosti Howden ČKD Compressors s.r.o., která se nachází v budově VTP v Plzni.

Pro prvotní přehled o proudění uvnitř difuzoru a vratného kanálu byly voleny nejrobustnější okrajové podmínky:

- vstup - hmotnostní průtok, složky rychlostí, celková teplota
- výstup - celkový tlak

Tento robustní model okrajových podmínek zajišťoval stabilní průběh výpočtu. Přesto byl použit pouze jako inicializační soubor, neboť bylo dosahováno vysokých vstupních rychlostí, přesahujících 0,6 Machu. Pro takto vysoké rychlosti není dle manuálu ANSYS doporučeno používat okrajovou podmínku založenou na hmotnostním průtoku. Změna okrajových podmínek byla volena dle doporučených kombinací, znázorněných v tabulce 4.1.1. Robustní varianta okrajových podmínek (celkový tlak, hmotnostní průtok) přesto není v tomto případě vhodná, neboť za posledním ohnutím vratného kanálu dochází k inicializaci malých vírů. V případě použití uvedené kombinace okrajových podmínek by byl tento jev potlačen.

Abychom se vyhnuli potlačení vznikajících vírů na konci vratného kanálu, byla zvolena třetí kombinace okrajových podmínek, která je definována celkovým tlakem na vstupu a statickým tlakem na výstupu. Jelikož je tato varianta velmi náchylná k inicializaci, byla využita provedená CFD simulace s nejrobustnějším nastavením okrajových podmínek.

Další okrajové podmínky byly voleny tak, aby se nastavení simulace blížilo reálnému proudění uvnitř sledované domény:

- ucpávky
- rotační stěna
- stěny definující kanál

Okrajová podmínka, nahrazující vnitřní ucpávku, je definována výstupním hmotnostním průtokem plynu, který zahrnuje ucpávky. Další okrajová podmínka definuje rotační stěnu vratného kanálu, která je vytvořena stěnou rotujícího rotoru kompresoru.

Pro zjednodušení úlohy se předpokládá, že na stěnách vratného kanálu nedochází k výměně tepla mezi médiem a stěnou. Dále pak chování proudění blízko stěny je definováno jako „Non-slip condition“.

Okrajové podmínky, použité pro nastavení simulace, jsou znázorněny v tabulce 4.3.1, kde vstupní podmínka reprezentuje skutečný výstupní profil z oběžného kola.

### 4.3.2 Volba média

Volba vhodného materiálu je dalším důležitým krokem při definování úlohy. Zvolené médium musí být zvoleno tak, aby fyzikálně popisovalo děj uvnitř kontrolního objemu. V případě proudění v difuzoru a vratném kanálu musí být brány v úvahu následující procesy:

Tabulka 4.3.1: Okrajové podmínky CFD simulace se vzduchem

Okrajová podmínka	Typ	Hodnota	Jednotka
INLET	celkový tlak	$\langle 141\ 393; 178\ 431 \rangle$	Pa
	celková teplota	$\langle 348, 4; 353, 49 \rangle$	K
	axiální složka rychlosti	$\langle -1; 2, 5 \rangle$	-
	radiální složka	$\langle 0; 141 \rangle$	-
	tangenciální složka	$\langle 0; 166, 59 \rangle$	-
OUTLET	statický tlak	155 884	Pa
OUTLET-ucp	hmotnostní průtok	0,001 014	kg/s
WALL	adiabatický děj	-	-
	non - slip condition	-	-
WALL-HUB-ROT	rotační stěna	13 568	ot/min

- vysoká rychlost plynu za oběžným kolem
- funkce kompresoru

Z prvního bodu je patrné, že plyny, opouštějící oběžné kolo, dosahují vysokých rychlostí. V uvedeném případě celková rychlost plynu na vstupu dosahuje hodnoty  $236,67\text{ m/s}$  při celkové teplotě plynu  $350\text{ K}$ . Pro rychlé zhodnocení proudění lze s výhodou využít Machovo číslo, vyjadřující vliv stlačitelnosti média. Překročí-li Machovo číslo hodnotu  $0,3$ , je třeba uvažovat proudění jako stlačitelné, potom:

$$Ma = \frac{v}{c} = \frac{v}{\sqrt{\kappa \cdot r \cdot T}} = \frac{236,67}{\sqrt{1,4 \cdot 287,06 \cdot 350}} = 0,63 \quad (4.3.1)$$

Druhý bod reprezentuje samotnou funkci kompresoru, která je založena na přeměně mechanické a kinetické energie na energii tlakovou. Tyto děje jsou současně provázány změnou hustoty média, která je funkcí teploty a tlaku. Z výše uvedených dvou důvodů je tedy nutné uvažovat proudění jako stlačitelné. Proto byl pro spojitě proudění uvažující stlačitelnost zvolen materiál "AIR IDEAL GAS", který je oproti plynu "Air at  $25\text{ }^\circ\text{C}$ " definován konstantní měrnou kapacitou a tlakově závislou změnou hustoty.

Po nastavení okrajových podmínek a volbě média, které reprezentuje spojitě proudění uvnitř průtočné části, bylo přistoupeno k nastavení simulace samotné. ANSYS CFX poskytuje uživateli mnoho možností pro nastavení simulace proudění tak, aby se probíhající děje co nejvíce blížily dějům reálným. To s sebou přináší rostoucí požadavky na výpočetní čas a náchylnost na růst odchylky řešení, které jsou vyvolány přibývajícím proměnnými v rovnicích, které příslušný děj popisují. Proto je nutné zvážit jednotlivá zjednodušení, která výrazně sníží výpočetní čas a zároveň poskytnou výsledky o požadované přesnosti. V tomto případě došlo k zanedbání tíhového zrychlení proudícího plynu a erozivních účinků kapaliny, která působí na stěny vratného kanálu a difuzoru.

## 4.4 Vyhodnocení CFD simulace s ideálním plynem

Vyhodnocení numerické simulace difuzoru spolu s vratným kanálem bylo provedeno v prostředí ANSYS CFD POST. V sekci níže je vyhodnoceno proudění plynu ve sledované

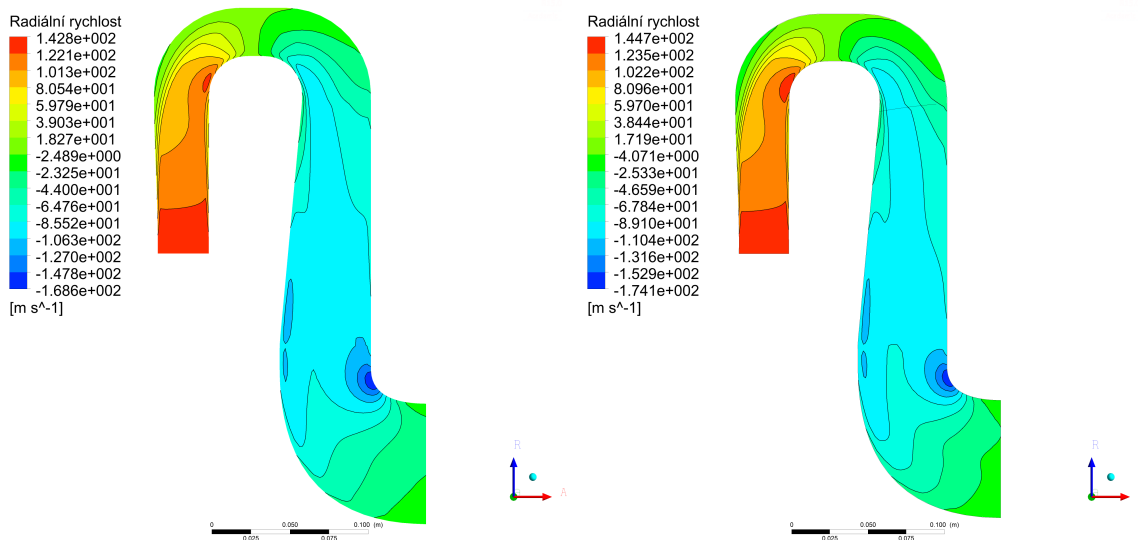
doměně v závislosti na změně vstupních okrajových podmínek, které přímo ovlivňují výsledky numerické simulace.

#### 4.4.1 Vratný kanál s rovnoměrně rozloženým profilem na vstupu

Vratný kanál s rovnoměrně rozloženým vstupním profilem představuje zidealizovaný tepelný, tlakový a rychlostní vstupní profil difuzoru. Hodnoty takto zidealizovaného profilu jsou konstantní po celé šířce difuzorního kanálu.

Výpočet založený na tomto zjednodušení byl stabilní, dosahoval rychlé konvergence a téměř shodných výsledků, počítaných pro dva různé turbulentní modely ( $k - \epsilon$ , SST  $k - \omega$ ). Porovnání těchto dvou turbulentních modelů bylo vyjádřeno pomocí ztrátového součinitele, který vyjadřuje statické a celkové tlaky na vstupu a výstupu.

Na obrázku 4.1 můžeme vidět nepatrný rozdíl v rychlostním poli sledované domény, kde v případě turbulentního modelu  $k - \epsilon$  dochází k pozdějšímu odtržení proudu na stěně difuzoru v oblasti ohybu. Toto pozdní odtržení potvrzuje uvedený předpoklad, který vyjadřuje necitlivost řešiče. V oblasti odtržení je možné vidět zpětné proudění, které je znázorněno zápornou radiální rychlostí. Detailnější znázornění velikosti a oblasti ovlivněné odtržením je znázorněno v příloze A na obrázku 5.2.



Obrázek 4.1: Radiální rychlost v meridionální rovině turbulentního modelu  $k - \epsilon$  a SST  $k - \omega$

Z obrázků je dále patrné, že pro oba dva turbulentní modely je radiální rychlost rovnoměrně rozložena po šířce difuzoru. S rostoucí vzdáleností od vnější stěny rychlost proudu narůstá. To je způsobeno jednak přilnutím proudu k vnitřní ploše prvního ohybu, jednak odtržením proudu na straně druhé. Proud odtrženého stlačeného vzduchu pak přilne ke stěně až v oblasti mezi dvěma ohyby. Za druhým ohybem je rychlostní pole vyrovnané a otočené vůči proudovému poli difuzoru. K lokálnímu nárůstu radiální rychlosti dochází na posledním ohybu vratného kanálu, který přivádí stlačený plyn do dalšího stupně kompresoru. Výstupní profil radiální rychlosti však není rovnoměrný. Maximální hodnoty je dosahováno nad středem výstupního kanálu. Hodnoty radiální rychlosti se zde pohybují mezi -5 až -30 m/s.

## Rychlostní pole v řezu „blade-to-blade“

Prostor mezilopatkového kanálu v řezu „blade-to-blade“, umístěného ve středu difuzoru a vratného kanálu, znázorňuje Machova čísla proudu, vyjadřující absolutní rychlost stlačeného proudu. Z obrázku 5.3 (příloha A) je patrná závislost rozložení Machova čísla od vstupu až po výstupní průřez. Absolutní rychlost na vstupu je maximální z důvodu působení oběžného kola na stlačené médium, zatímco směrem k výstupu dochází k poklesu absolutní rychlosti za současného zvýšení tlaku. Důležitou sledovanou oblastí je v tomto případě mezilopatkový kanál, který přímo působí na proud stlačeného plynu. Z obrázku je patrné, že proud plynu není veden přímo na náběžnou hranu lopatek, ale nepatrně níže. To způsobí, že na straně přetlakové hrany je rychlost proudu velice vyrovnaná, zatímco v druhé polovině podtlakové hrany dojde k výraznému zpomalení proudu, neboť absolutní rychlost musí směrem k výstupu klesat. Zpomalení je provázáno odchýlením proudu, přesto zde nedochází k zpětnému proudění. Odchýlení proudu má za následek zvýšení celkové tlakové ztráty. Před vstupem do dalšího stupně je již rychlostní profil vyrovnaný a dosahuje hodnoty pohybuující se kolem hodnoty 0,3.

Obrázek 5.3 znázorňuje kontury Machova čísla, získaných pomocí turbulentního modelu SST  $k-\omega$ . Z kontur je patrné, že rozložení rychlostí v oblasti difuzoru je obdobné jako je tomu v případě turbulentního modelu  $k-\epsilon$ . Na vstupu je dosahováno nepatrně vyšších rychlostí oproti prvnímu případu. Největší rozdíly jsou patrné v oblasti mezilopatkového kanálu. Úhel náběhu na náběžnou hranu lopatek je totožný s výše uvedeným profilem, přesto je zde jasně patrné, že hranice kontur zpomaleného proudění jsou mnohem ostřejší, ale rozložení rychlostí je zde rovnoměrnější, než v prvním případě. Další rozdíl je patrný za náběžnou hranou na podtlakové hraně, kde je místně dosahováno vyšší rychlosti.

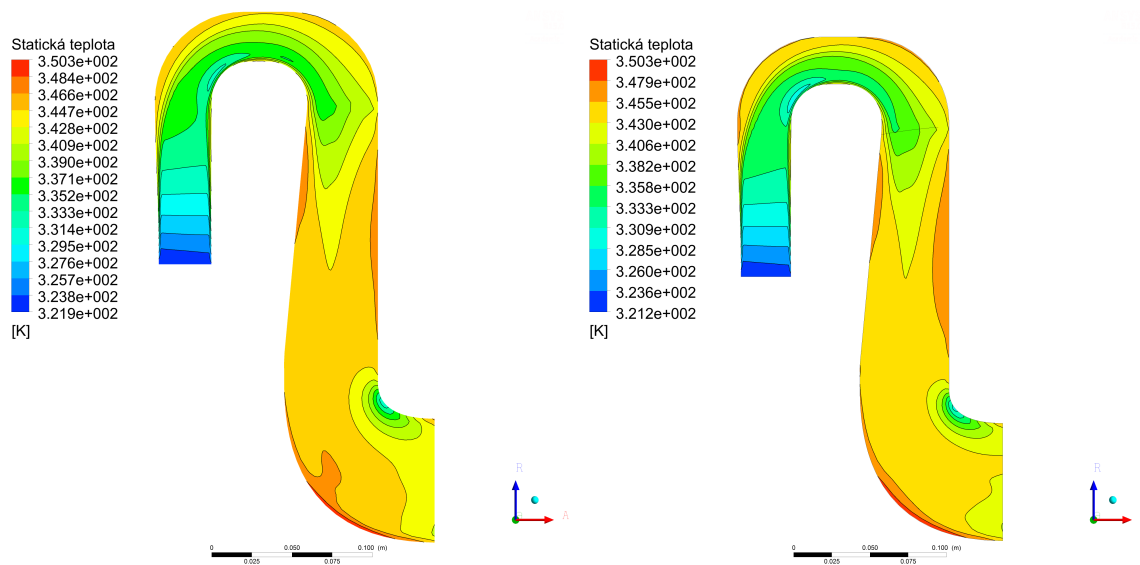
## Teplotní pole

Teplotní pole, znázorněné na obrázku 4.2, přímo závisí na rychlostním poli, které již bylo rozebráno výše. Z vykreslených kontur je jasně patrné, že statická teplota narůstá v oblasti vnějších ohybů, kde došlo k odtržení proudu. Zároveň dochází k poklesu absolutní rychlosti za současného nárůstu statické teploty. V oblasti rotační stěny je v případě turbulentního modelu  $k-\epsilon$  znázorněn lokální nárůst teploty oproti modelu SST  $k-\omega$ . Tento lokální nárůst je způsoben vykreslením počtu kontur vůči druhému obrázku. Markantní rozdíl mezi těmito dvěma teplotními poli je vidět na výstupu z domény. Teplotní pole turbulentního modelu  $k-\epsilon$  je rovnoměrnější vůči druhému popisovanému turbulentnímu modelu. To lze vysvětlit tím, že v případě vyhodnocení rychlosti na základě Machova čísla modelu  $k-\epsilon$ , bylo rychlostní pole tohoto modelu na výstupu vyrovnané, zatímco v případě druhého řešení nikoliv.

## Závěr

Z porovnání výsledků dvou turbulentních modelů vyplývá, že oba turbulentní modely jsou v případě zidealizovaného děje realizovaného na základě konstantního vstupního profilu srovnatelné. K největším rozdílům dochází v oblasti odtržení, mezilopatkového kanálu a výstupu, kde turbulentní model SST  $k-\omega$  je přesnější, než je tomu v případě prvního turbulentního modelu. V tabulce 4.4.1 jsou uvedeny výsledné hodnoty jednotlivých parametrů získané na základě numerické simulace definované pomocí dvou různých turbulentních modelů.





Obrázek 4.2: Teplotní pole pro turbulentní model  $k - \epsilon$  a SST  $k - \omega$

Tabulka 4.4.1: Parametry proudění

Parametr	$k - \epsilon$	SST $k - \omega$	Jednotka
hmotnostní průtok in	10,285	10,359	kg/s
statický tlak in	130 484	129 461	Pa
statický tlak out	155 986	159 952	Pa
celkový tlak in	174 299	174 304	Pa
celkový tlak tlak out	168 297	168 760	Pa
vstupní rychlost	236,119	239,385	m/s
výstupní abs. rychlost	122,388	124,727	m/s
statická teplota in	322,226	321,5	K
statická teplota out	342,58	342,292	K
Mchovo číslo in	0,656	0,665	-
Machovo číslo out	0,329	0,336	-
ztrátový součinitel	0,136	0,123	-

#### 4.4.2 Volba turbulentního modelu v závislosti na vstupním profilu

Jelikož zavedené zjednodušení týkající se vstupního profilu je pouze teoretické, bylo přistoupeno k jeho upravení na základě poskytnutých dat, která reálně postihují vstupní pole jednotlivých parametrů vstupujících do difuzoru (rychlost, teplota, tlak). Tato úprava si však vyžádala nutnost použití jiného turbulentního modelu, neboť ani jeden z dvou výše uvedených modelů neposkytoval korektní výsledky proudění, které by byly srovnatelné se skutečným prouděním uvnitř definované domény.

Obrázek 4.3, který je rozdělen do 4 oddílů, znázorňuje rychlostní kontury čtyř různých turbulentních modelů. Jelikož se kontury vykreslených radiálních rychlostí liší, pro přehlednost bylo zvoleno rychlostní měřítko v rozsahu -15 až 0 m/s, kde záporné hodnoty představují proudění dostředné.

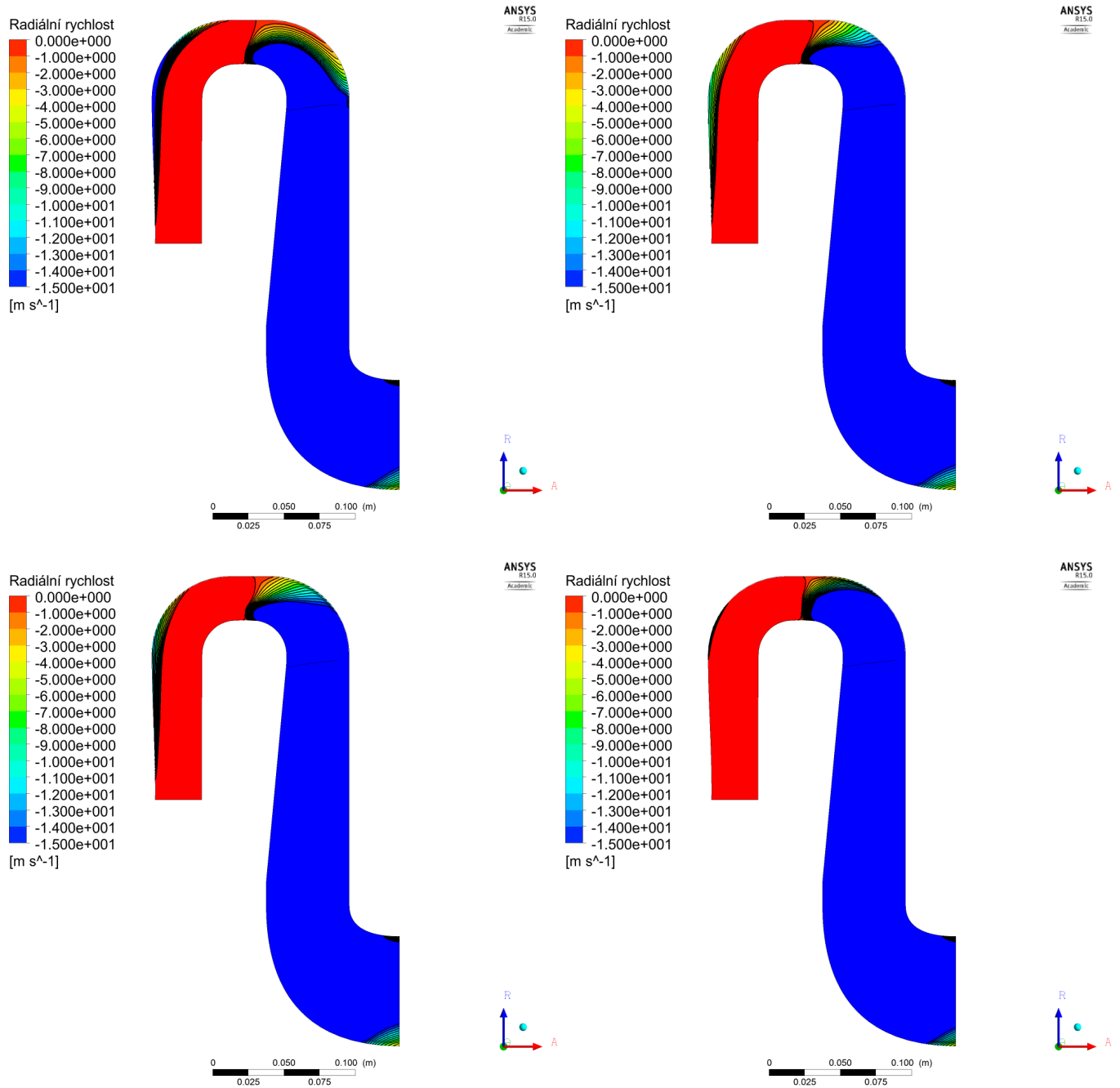
Rychlostní kontury, vykreslené v levém horním obrázku, znázorňují radiální rychlosti, získané na základě použití turbulentního modelu RNG  $k - \epsilon$  s definovaným vstupním profilem. Z vykreslených kontur je patrné, že na základě nerovnoměrného vstupního profilu dochází k brzkému odtržení proudu od levé stěny difuzoru. Dále zde dochází k výraznějšímu zpětnému proudění, než je tomu v případě ostatních, zde znázorněných případů. Proudové pole stlačeného vzduchu se vyrovná již za prvním ohybem vratného kanálu, přesto je důležité si povšimnout kladné radiální rychlosti v oblasti horní stěny druhého kolena vratného kanálu. Tento jev by způsoboval teoreticky nekonečnou cirkulaci stlačeného média v této oblasti, což není reálné. Z tohoto důvodu bylo rozhodnuto, že použití tohoto turbulentního modelu je nevhodné.

Rychlostní kontury znázorněné v pravém horním obrázku odpovídají turbulentnímu modelu  $k - \epsilon$  EARSM, definovaný totožnými okrajovými podmínkami, jako tomu bylo v prvním případě. Z kontur radiální rychlosti je opět patrné odtržení na stěně difuzoru s téměř totožným počátkem odtržení. Přesto k zániku zpětného proudění dochází dříve, než tomu bylo v prvním případě. Největší rozdíl lze spatřit v oblasti druhého kolena vratného kanálu, kde nedochází k separaci proudění a s rostoucí vzdáleností ve směru osy tato radiální rychlost narůstá.

Levý dolní obrázek znázorňuje rychlostní kontury modifikovaného turbulentního modelu BSL EARSM. Jelikož tento turbulentní model, stejně jako je tomu v případě číslo dva, je odvozen z turbulentním modelu RSM, lze očekávat, že se od sebe výsledky nebudou příliš odlišovat. Nepatrná odlišnost je pouze v oblasti druhého kolena vratného kanálu, kde se radiální rychlosti nepatrně odlišují.

Poslední obrázek znázorňuje kontury radiálních rychlostí v doméně odpovídající turbulentnímu modelu  $k - \epsilon$  s rovnoměrným vstupním profilem. Z něho je zřejmé, že v tomto případě dochází pouze k nepatrnému odtržení proudu v blízkosti prvního kolena. Dále se pak již rychlostní profil vyrovnává a dobře postihuje samotné proudění.

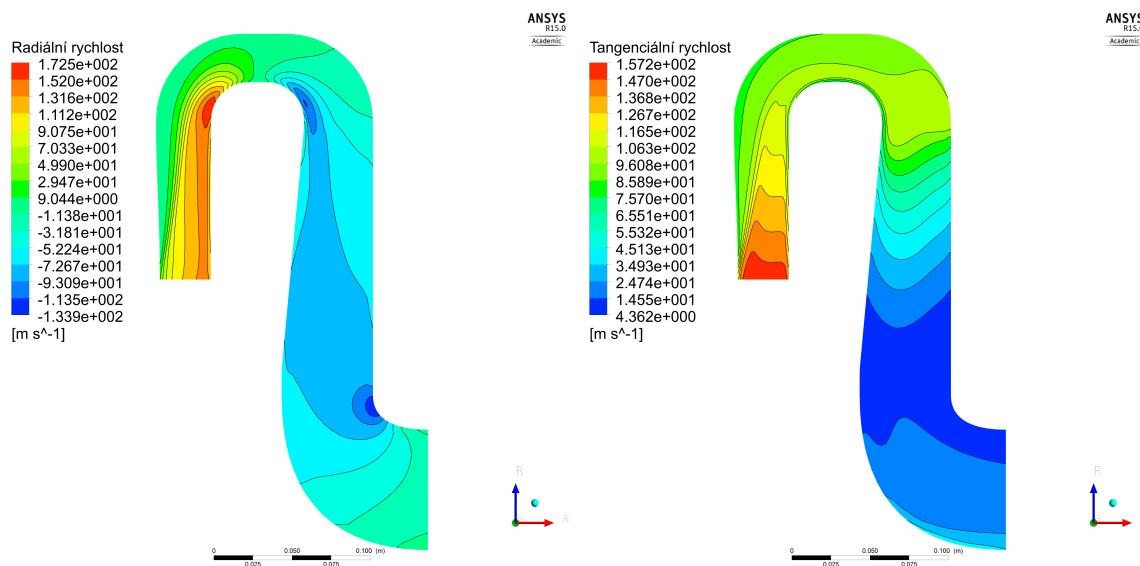
Z uvedeného rozboru je patrné, že pro zachycení reálnějšího proudění uvnitř difuzoru a vratného kanálu je nutné využít vstupních data, která poskytují skutečné rychlostní, tlakové, teplotní pole na vstupu. Druhým důležitým krokem je volba vhodného turbulentního modelu, na jehož základě jsou získány výsledky proudění uvnitř sledované domény. Proto byl využit turbulentní model  $k - \epsilon$  EARSM, který poskytuje výsledky srovnatelné s výsledky měření na experimentálním odstředivém kompresoru DARINA.



Obrázek 4.3: Porovnání radiálních rychlostí různých turbuletních modelů

### 4.4.3 Vratný kanál se skutečným profilem na vstupu

Řešení CFD simulace proudění ideálního plynu v difuzoru a vratném kanálu slouží jako inicializační podmínka pro stabilní průběh výpočtu numerické simulace multifázového proudění s vypařováním, dále pak pro zhodnocení vlivu vstříkované vody na proudění uvnitř kanálu. Na základě výše provedeného rozboru závislosti různých turbulentních modelů na získaném výsledném řešení byl pro výpočet obou simulací zvolen turbulentní model  $k - \epsilon$  EARSM, který poskytuje účinné nástroje pro správné řešení zadané úlohy.



Obrázek 4.4: Kontury radiálních a tangenciálních rychlostí

### Rychlostní profily v meridiální rovině

Na obrázku 4.4 jsou znázorněny rychlostní kontury radiálních a tangenciálních rychlostí v meridiální rovině, ze kterých lze vyčíst rozložení proudového pole uvnitř sledované domény.

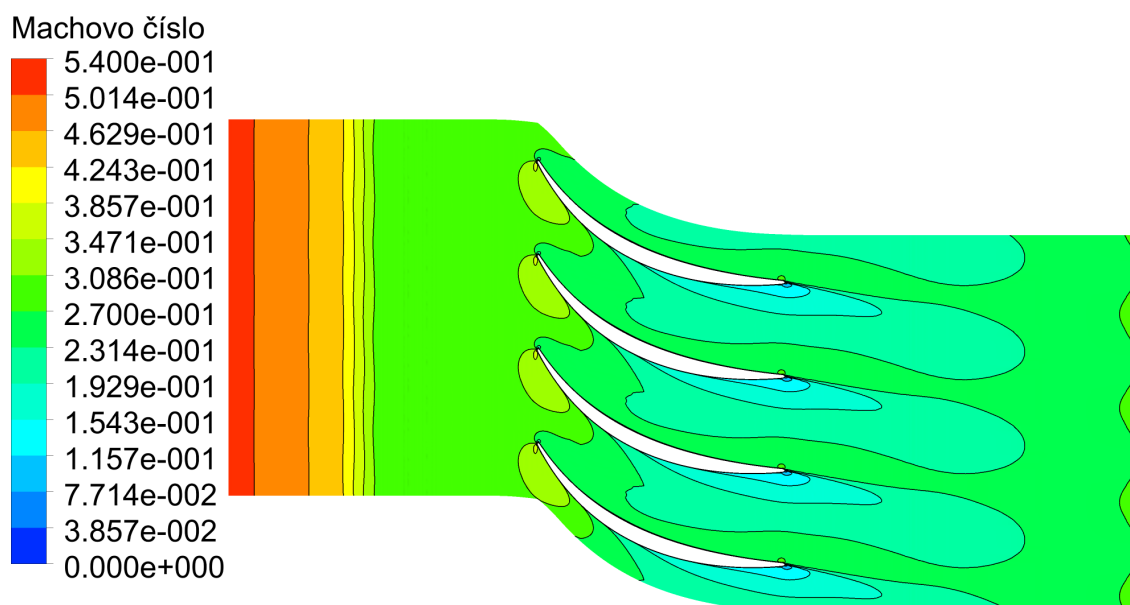
Na levém obrázku, který znázorňuje kontury radiální rychlosti v průřezové části, lze vidět nerovnoměrný vstupní rychlostní profil, kterému narůstá radiální rychlost v axiálním směru. Tento jev je zapříčiněn působením oběžného kola na plyn. Radiální složka stlačeného plynu se po délce snižuje, přesto v oblasti prvního ohybu lokálně dosahuje maxima. Tento fenomén je způsoben přilnutím proudnic ke stěně vnitřního kolena, což způsobí rychlostní lokální nárůst. V oblasti oblouku dochází k poklesu radiální rychlosti stlačeného média za účelem otočení proudu do směru opačného. Otočení směru proudění je vyjádřeno zápornou hodnotou radiální rychlosti. Ve vratném kanálu již nedochází k tak dramatické změně rychlosti, jako tomu bylo v oblasti difuzoru. Rozložení radiální rychlosti v oblasti vratných lopatek je relativně stále a vyrovnané. K poslednímu poklesu rychlosti dochází až v oblasti posledního ohnutí vratného kanálu, které zajišťuje spolu s tangenciální a axiální složkou rychlosti vhodné usměrnění proudu na další stupeň.

Velikost tangenciální rychlosti v závislosti na velikosti radiální rychlosti rozhoduje o hodnotě výstupního úhlu  $\alpha$  z oběžného kola. Na základě těchto dvou složek rychlosti lze pomocí proudnic znázornit roztočení plynu, který vstupuje do difuzoru. K znázornění tangenciální složky absolutní rychlosti jsou opět využity kontury tangenciální složky

absolutní rychlosti znázorněné v meridiální rovině. Z kontur je patrné, že nejvyšší tangenciální rychlosti je dosahováno na vstupu do difuzoru. Jak bylo uvedeno výše, tento děj je způsoben odstředivým působením oběžného kola na stlačovaný plyn. Tangenciální složka absolutní rychlosti směrem od vstupu klesá a pomocí rozváděcích lopatek je zredukována na požadovanou hodnotu tak, aby byl proud vstupující do dalšího stupně řádně usměrněn. Pro správnou funkci rozváděcích lopatek je nutné zajistit správné nastavení sklonu rozváděcích lopatek vůči roztočenému stlačenému plynu. Z obrázku 4.4 je patrné, že v tomto případě je rozváděcí lopatka nastavena vůči proudu stlačeného plynu téměř vhodně. Stagnační bod leží těsně pod náběžnou hranou lopatky, na které se proud dělí. Nárůst tangenciální rychlosti na spodní stěně vratného kanálu je způsoben rotací stěny rotoru oběžného kola, které rotuje rychlostí 13 568ot/min.

### Rychlostní pole v řezu „blade-to-blade“

Pro zachycení kontur Machova čísla v oblasti vratných lopatek je vhodné využít vykreslení kontur v rovině „blade-to-blade“. Tato rovina představuje rozbalenou rovinu, kopírující stěny průtočného průřezu v 50% její šířky. Takto rozvinutá rovina je znázorněna na obrázku 4.5, ze kterého je patrné rozložení absolutních rychlostí, vyjádřených pomocí Machova čísla. Rychlostní profil vstupní i výstupní oblasti domény koresponduje s rychlostním profilem vyhodnoceného v meridiální rovině. Detail proudění v oblasti mezi-lopatečkového kanálu je znázorněn v příloze A 5.1. Z tohoto obrázku je jasně patrný úhel náběhu proudu na lopatku, který je nepatrně posunut níže vůči náběžné hraně lopatky. To způsobuje zvýšení absolutní rychlosti na vnitřní stěně rozváděcí lopatky, zatímco v oblasti druhé poloviny vnější stěny rozváděcí lopatky dochází k odchýlení proudu a k výraznému snížení absolutní rychlosti, přesto zde nedochází ke zpětnému proudění.

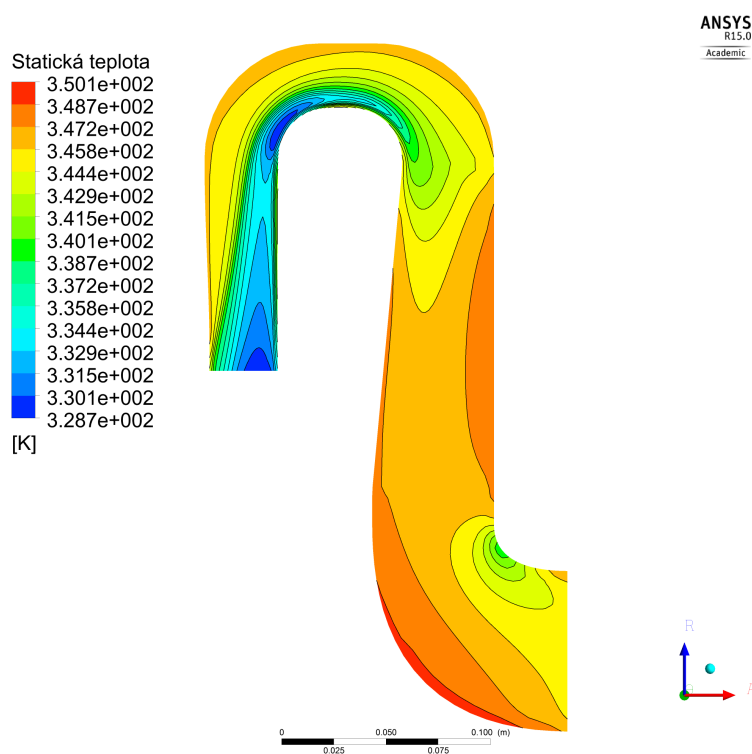


Obrázek 4.5: Kontury Machových čísel proudění v rovině „blade-to-blade“

Pro potlačení nežádoucího odtržení proudu je nutné změnit geometrické nastavení rozváděcí lopatky tak, aby proud stlačeného vzduchu měl úhel proudu shodný s náběžným úhlem lopatky.

## Teplotní pole

Teplotní pole statické teploty je znázorněno na obrázku 4.6. Statická teplota je stanovena pomocí absolutní rychlosti proudu plynu a celkové teploty za předpokladu nekonání práce. Potom s klesající absolutní rychlostí stlačeného proudu vzduchu dochází k nárůstu statické teploty. Tento trend je jasně patrný z kontury znázorněné na obrázku níže. Ve vstupní části difuzoru je dosahováno maximálních absolutních rychlostí proudu. Potom v nejrychlejším profilu rychlostí vstupujících do difuzoru statická teplota dosahuje hodnoty 328 K. S rostoucí vzdáleností od vstupní oblasti dochází k poklesu absolutní rychlosti proudění stlačeného vzduchu. V závislosti na tomto poklesu rychlosti, dochází k nárůstu statické teploty. V oblasti výstupu z vratného kanálu je dosahováno průměrné statické teploty o hodnotě 345 K.



Obrázek 4.6: Kontury statických teplot v sledované doméně

Lokální nárůsty hodnot statických teplot lze vyzorovat na náběžné a odtokové hraně usměřňujících lopatek, kde dochází k významnému poklesu absolutní rychlosti stlačeného média. To zapříčiní, že ve stagnačním bodě vratné lopatky dosahuje statická teplota teploty celkové. Posledním lokálním místem, kde dochází k výraznějšímu zvýšení statické teploty, je oblast u stěny rotujícího kanálu. Zvýšení teploty je způsobeno potenciálním přivedením energie do oblasti ve formě práce rotujícího kanálu.

## 4.5 CFD simulace stupně se vzduchem a se vstřikováním vody

Provedená studie ukazuje numerické řešení problematiky přímého chlazení stlačeného plynu v oblasti difuzoru a vratného kanálu odstředivého kompresoru, kterému je odebráno teplo vypařováním vstřikované kapaliny.

Princip odebrání tepla stlačeného plynu je založen na vypařování přídavné kapalné fáze, v tomto případě vody. Samotné povrchové vypařování kapaliny probíhá vždy při libovolné teplotě a tlaku okolního prostředí, až do úplného nasycení okolního prostředí. S teplotou a tlakem je současně spjata intenzita vypařování<sup>5</sup>. Nejintenzivnější vypařování probíhá při teplotě shodné s bodem varu kapaliny, kterým je dán tlakem okolního prostředí. Při varu probíhá vypařování i uvnitř kapaliny, a tím je dosaženo nejintenzivnější výměny tepla mezi dvěma médii.

Vypařování kapaliny je definováno pomocí modelu vypařování, který je implementován do softwarového prostředí ANSYS CFX. Na základě Antoineovy rovnice, popisující vztah mezi tlakem nasycených par a teplotou okolí, model rozhodne, zda bude vypařování probíhat pod či nad bodem varu.

Obtížnost numerické simulace s multifázovým prouděním se diametrálně odlišuje od numerické simulace proudění s ideálním plynem. Nastavení úlohy je dále rozšířeno definováním materiálových vazeb a současně definováním děje, který popisuje změnu přídavné kapalné fáze. Hlavní úkony potřebné pro nastavení simulace jsou specifikovány v textu dále.

### 4.5.1 Definování média

Plyn v hlavní doméně je definován jako směs ideálního plynu a vodní páry s nulovou počáteční hodnotou. Vypařováním kapalné fáze složka vodní páry v průběhu výpočtu narůstá na úkor složky ideálního plynu. Tento nárůst je závislý na množství vypařené kapaliny. Pohyb a vlastnosti přídavné kapalné fáze jsou zachyceny pomocí Lagrangeova modelu, který sleduje každou virtuální částici přivedenou do domény. Zvolený model je vhodný zvláště pro sledování úbytku a trajektorie kapalné fáze a následně pro výsledné zhodnocení.

V prvním kroku musela být do prostředí ANSYS CFX importována všechna potřebná média s vhodnými fyzikálními vlastnostmi pro numerickou simulaci multifázového proudění. Patří mezi ně:

- vodní pára
- voda

Materiálové vlastnosti uvedených látek jsou v dostupných knihovnách plně definovány a pro následné použití již nemusely být editovány.

Z těchto dvou importovaných médií byla vytvořena homogenní binární směs vody a vodní páry, která slouží pro popis fázového přechodu mezi kapalnou a plynnou fází. Rozsah a intenzita přechodu mezifázové přeměny je stanovena na základě Antoineovy rovnice. Ta je definována čtyřmi polo-empirickými koeficienty, stanovujícími vztah mezi tlakem

<sup>5</sup>S rostoucí teplotou a klesajícím tlakem okolí, roste intenzita vypařování.

a teplotou okolního prostředí. Koeficienty jsou však platné pouze pro uvedené teplotní intervaly.

Poslední materiál, který musí být uživatelsky nastaven, je materiál definující variabilní směs ideálního plynu a vodní páry. Tato směs je vytvořena pro definování spojitěho proudění stlačeného plynu v průtočné části radiálního kompresoru.

## 4.5.2 Výpočetní síť

Diskrétní výpočetní síť, která je použita pro numerickou simulaci ideálního proudění, musela být pro případ multifázového proudění upravena, neboť bylo zjištěno, že v případě využití Euler-Lagrangeova modelu musí být výpočetní buňka vždy větší, než přivedená virtuální částice. Je-li vstřikovaná částice větší, než je nejmenší buňka výpočetní sítě, potom je výpočet velmi nestabilní a selhává.

Výpočetní síť byla upravena v softwarovém prostředí NUMECA FINE/TURBO, ze kterého byla exportována do softwarového prostředí ANSYS FLUENT, kde byla finálně upravena pro použití v ANSYS CFX. Hustota buněk strukturované výpočetní sítě pro multifázové proudění byla zredukována z hodnoty 1 622 00 buněk na hodnotu 1 247 000, kde k největší redukci došlo u stěn domény. I po tomto zredukování použitá síť dosahuje dostatečné hustoty pro zachycení probíhajících dějů blízko stěn. V případě menších vstřikovaných částic nepřekračujících průměr  $8 \mu\text{m}$  byla použita síť pro simulace s ideálním plynem.

Po úpravě výpočetní sítě v závislosti na velikosti vstřikovaných částic bylo docíleno vhodných odchylek, které jsou vyjádřeny pomocí „*imbalancí*“ příslušných rovnic. Pro zhodnocení konvergence řešení byly využity tzv. „*user pointy*“, které znázorňují změnu celkové teploty směsi na výstupu.

## 4.5.3 Nastavení simulace a definování okrajových podmínek

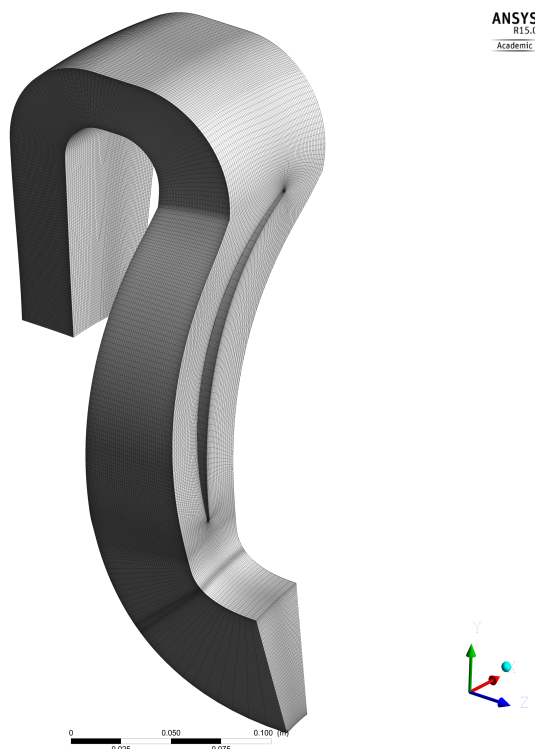
Nastavení simulace pro výpočet multifázového proudění je rozšířené nastavení jednofázového proudění s ideálním plynem. Fázová přeměna již byla definována při vytváření materiálových směsí. Nastavení simulace multifázového proudění je založeno na přidání kapalného média, vstupujícího do domény jako disperzní kapalina. Takovýmto přidáním je současně definován Eulerův-Lagrangeův model, kde Eulerův model reprezentuje spojitě proudění směsi a Lagrangeův model disperzní kapalinu.

Pro multifázové proudění byl, stejně jako u numerické simulace s ideálním plynem, použit turbulentní model  $k - \epsilon$  EARSM. Tento turbulentní model byl zvolen z totožných důvodů jako v případě numerické simulace s ideálním plynem. Jelikož proudění dosahuje vysokých rychlostí, je nutné definovat teplotu domény pomocí teploty celkové, která zahrnuje i rychlostní přídavek proudícího plynu. Teplota vstřikované kapaliny je uváděna pomocí teploty statické.

Další důležité nastavení spočívá v nastavení jednotlivých složek plynné fáze obsahující směs plynů. Na základě tohoto definování jsou následně dopočítávány složky směsi. U dvousložkového systému je vhodné zvolit převažující složku zvolit jako „*constrain*“. Druhá složka směsi je následně dopočítávána na základě transportních rovnic tak, aby součet příslušných složek plynu směsi byl roven jedné.

Okrajové podmínky definující řešenou doménu jsou rozšířeny oproti variantě s ideálním plynem o vstřik chladicí kapaliny. Nastavení okrajové podmínky vstřiku kapaliny bylo





Obrázek 4.7: Výpočetní síť difuzoru a vratného kanálu

založeno na parametrech uvedených v tabulce 4.5.1. Vstřík kapaliny je zde definován jako bodový, umístěný ve středu difuzoru tak, aby nedošlo k přilnutí vstříkované kapaliny na stěnu v oblasti odtržení proudu. Hodnoty parametrů definující vstřík kapaliny se shodují s běžně dostupnými mlžicími tryskami, které produkují malé kapičky v rozmezí od 15 do 30  $\mu\text{m}$  v závislosti na výstupním otvoru a vnitřním tlaku.

#### 4.5.4 Vyhodnocení CFD simulace se vstříkáváním kapaliny

Chladičí kapalina je do domény přiváděna dvaceti osmi vstříkovači, které jsou umístěny ve středu difuzoru na průměru 540 mm. Umístění vstříkovačů je voleno s ohledem na proudové pole stlačeného vzduchu uvnitř domény a zároveň s ohledem na dosažení nejdelší možné vzdálenosti vstříkovače od výstupu. Oba tyto požadavky byly podrobněji probrány v textu výše. Vstřík chladících částic byl definován na základě parametrů vstříkovačů, dostupných v současné době na trhu. Specifikace parametrů vstříkovače použitého pro simulaci jsou znázorněny v tabulce 4.5.2.

Nevýhoda tohoto chlazení spočívá v nutnosti využití vody o vysoké čistotě, aby při vypařování nedocházelo ke vzniku nežádoucího prostředí v kompresoru. Využití tzv. demi vody však s sebou přináší zvýšení pořizovacích nákladů i samotného provozu kompresoru. Mezi tyto náklady patří:

- spotřeba demi vody
- zařízení na úpravu vody
- externí čerpadlo pro vstříkování

Tabulka 4.5.1: Okrajové podmínky CFD simulace se vzduchem a vstřikem vody

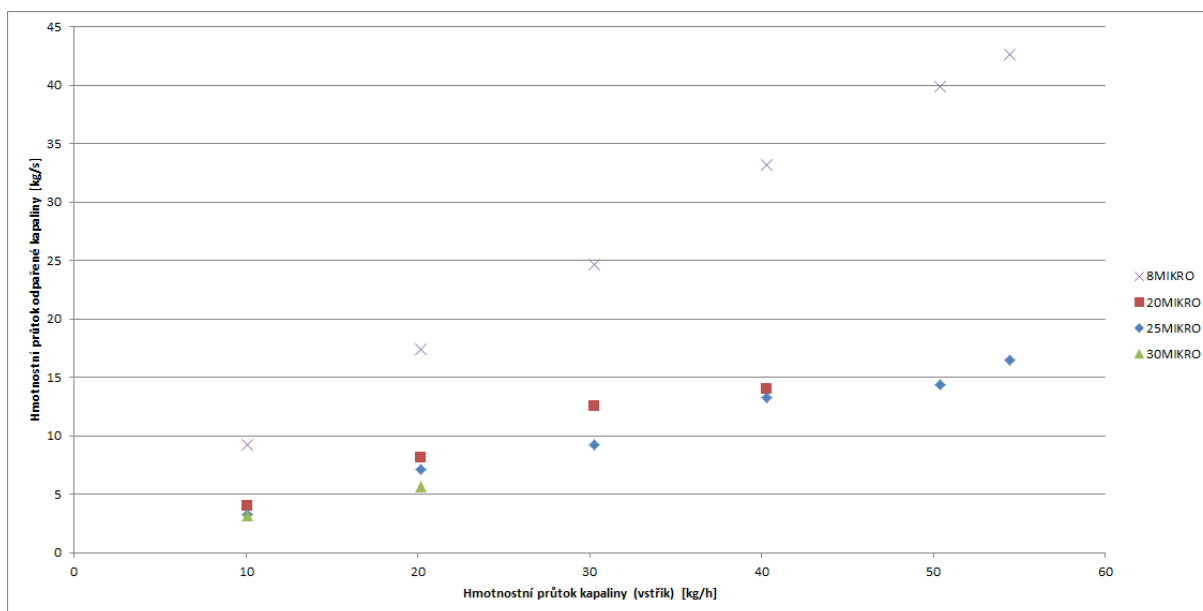
Okrajová podmínka	Typ	Hodnota	Jednotka
INLET	celkový tlak	$\langle 141393; 178431 \rangle$	Pa
	celková teplota	$\langle 348, 4; 353, 49 \rangle$	K
	axiální složka rychlosti	$\langle -1; 2, 5 \rangle$	-
	radiální složka	$\langle 0; 141 \rangle$	-
	tangenciální složka	$\langle 0; 166, 59 \rangle$	-
OUTLET	statický tlak	155 884	Pa
OUTLET-ucp	hmotnostní průtok	0,001014	kg/s
WALL	adiabatický děj	-	-
	non-slip condition	-	-
WALL-HUB-ROT	rotační stěna	13568	ot/min
VSTŘÍK	průměr částic	$\langle 4; 30 \rangle$	$\mu\text{m}$
	výstupní rychlost částic	30	m/s
	výstupní úhel	60	°
	hmotn. průtok	$\langle 0, 0001; 0, 0005 \rangle$	kg/s
	počet virtuálních částic	dle průměru a $\dot{m}$ částic	kg/s

Tabulka 4.5.2: Nastavení parametrů vstřikovače

Parametr	Hodnota	jednotka
průměr částice	25e-6	m
hmotnostní průtok	50,4	kg/hod
rozstříkový úhel	60	°
teplota	300	K

Kontinuální spotřeba demi vody je způsobena samotným principem chlazení stlačeného plynu, které probíhá v otevřeném cyklu. Navzdory tomu, že s rostoucím množstvím chladicí vody roste potenciál ochlazení stlačeného plynu, také rostou nákladové složky na úpravu demi vody. Množství demi vody potřebné pro definované ochlazení stlačeného plynu je přímo spojeno s průměrem vstříkovaných částic do kompresoru. Tento trend je patrný z obrázku 4.8, který znázorňuje vliv velikosti vstříkovaných částic na celkové množství vypařené kapaliny. Vodorovná osa představuje hmotnostní průtok vstříkované kapaliny, vertikální osa pak hmotnostní průtok kapaliny odpařené. Jak je z grafu patrné, s rostoucím průměrem vstříkovaných částic dochází k poklesu množství odpařené kapaliny.

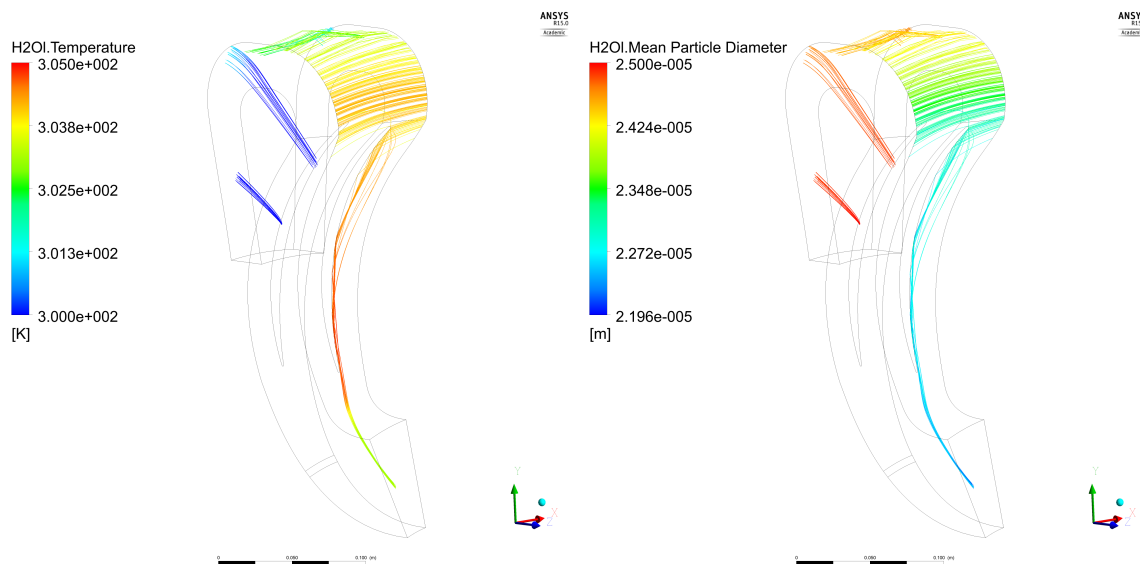
U částic o velikosti  $8 \mu\text{m}$  s hmotnostním průtokem  $10,08 \text{ l/h}$  dojde k vypaření  $91,6 \%$  z celkového množství přivedené kapaliny. Naproti tomu u částic o velikosti  $30 \mu\text{m}$  s tožným průtokem dojde k vypaření pouze  $32,9 \%$  vstupního množství kapaliny. Z toho je zřejmé, že samotné zvyšování hmotnostního průtoku chladicí kapaliny nemá přímý vliv na ochlazení stlačeného plynu, a dále pak, že s rostoucím průměrem vstříkovaných částic dochází k poklesu intenzity vypařování, která reprezentuje pokles množství kapaliny odpařené.



Obrázek 4.8: Vliv velikosti částic na vypařování

Na obrázku 4.9 jsou znázorněny proudnice virtuálních částic, vstupujících do domény z bodového vstříku, který je umístěn v oblasti difuzoru. Na levém obrázku jsou znázorněny proudnice, znázorňující nárůst teploty virtuálních částic v průběhu vypařování. Nárůst teploty vstříkované částice za současného vypařování je dán statickou teplotou okolí, která je vyšší než statická teplota vstříkovaných částic. Z obrázku je zřejmé, že nejvyšší statické teploty částice je dosaženo u stěny v oblasti mezilopatkového kanálu. To je způsobeno nárůstem statické teploty směrem ke stěně a výstupu.

Z obrázku je dále patrné, že na výstupu z vratného kanálu dochází k odchýlení proudu částic od stěny se současným poklesem teploty. To je způsobeno poklesem statické teploty proudícího plynu ve středu kanálu, neboť proudění zde dosahuje vyšší rychlosti oproti proudění u stěny. Další důvod spočívá v paradoxu vypařování. To si lze představit tak, že



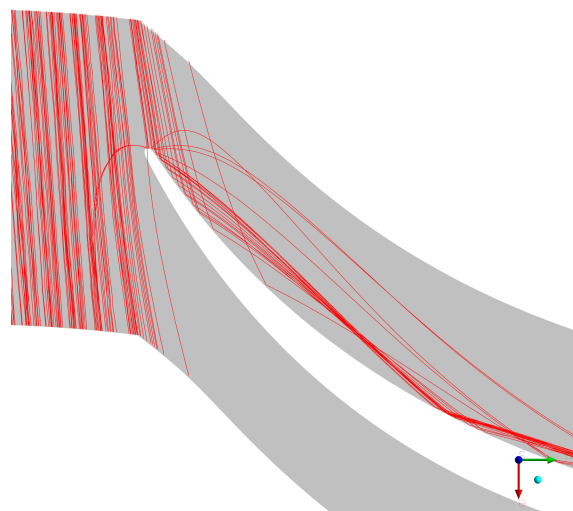
Obrázek 4.9: Proudnicе částic

během vypařování kapalná fáze ztrácí kinetickou energii, která ji opouští ve formě vodní páry. Ztrátou kinetické energie kapalně fáze pak dochází i k poklesu její teploty.

Pravý obrázek znázorňuje velikostní úbytek kapalných částic. Z legendy lze vypočítat, že během vypařování dochází k redukci průměru vstupujících částic z hodnoty  $25 \mu m$  na hodnotu  $21,9 \mu m$ . Tento nedostatečný velikostní úbytek je způsoben nedostatečným časem zdržení částice uvnitř domény. Pro požadované snížení průměru částic pod hranici vzniku erozních účinků částic by muselo dojít k prodloužení času, při kterém by se částice zdržela v doméně. Toho lze docílit geometrickým zvětšením průtočné části, změnou rychlostních parametrů či zvýšením teploty stlačeného plynu, která by podpořila intenzivnější vypařování.

Z uvedeného obrázku je dále patrné zjednodušení, které bylo zavedeno při nastavení simulace. Zjednodušení spočívá v předpokladu dokonalého odrazu virtuálních částic od stěny. To však v reálném případě neplatí. Další nerealistický jev, který zde nastává, je způsoben Lagrangeovým modelem, neboť vzájemné působení částic je zanedbáno. To způsobí, že výpočet neuvažuje vznik vodního filmu na stěně vratného kanálu, ze kterého by se následně částice odtrhávaly.

Z důvodů velikosti vstřikovaných částic, které se pohybují v intervalu způsobujících erozi, je nutné sledovat trajektorie virtuálních částic v oblastech náchylných na erozi. Za předpokladu využití litinových stěn lze erozi částic působících na stěnu průtočné části zanedbat. Komponenty kompresoru náchylné na erozi potom jsou oběžné a vratné lopatky. Na obrázku 4.10 vidíme „blade-to-blade“ řez, který znázorňuje oblast blízko stěny mezi lopatkového kanálu. Je patrné, že částice o průměru kolem  $23 \mu m$  nejsou ideálně vedeny proudem stlačeného plynu. Z tohoto důvodu dochází k interakci chladicích částic s náběžnou hranou vratné lopatky, kde může docházet k inicializaci erozního působení částic na vratnou lopatku. Tomuto ději lze zabránit pouze snížením velikosti vstřikovaných částic na rozměr, který by zajišťoval ideální vedení částic proudem stlačeného plynu.



Obrázek 4.10: Náběh virtuálních částic na vratné lopatky

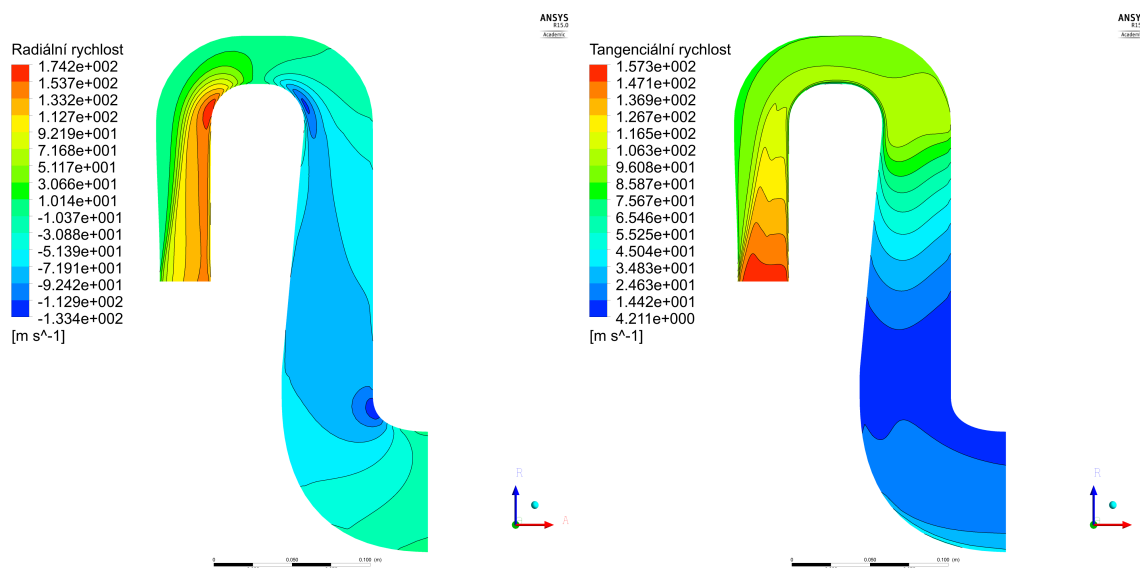
### Rychlostní profily v meridionální rovině

Kontury znázorňující radiální a tangenciální složky absolutní rychlosti v meridionální rovině jsou znázorněny na obrázku 4.11. Znázorněné rychlostní kontury se shodují s rychlostními konturami CFD simulace pro ideální plyn (viz. výše v sekci 4.4.3). Proud stlačeného vzduchu není v uvedeném případě ovlivněn vstřikovanými částicemi, které jsou definovány hmotnostním průtokem a průměrem. To lze odůvodnit tím, že hybnost stlačeného plynu je vůči hybnosti kapaliny dostatečně silná, takže nedojde k jejímu ovlivnění ze strany kapalné fáze, neboť hmotnostní průtok vstřikované kapaliny dosahuje pouze 0,13 % hmotnostního průtoku plynu. S rostoucím průtokem kapaliny lze předpokládat, že ovlivnění primárního plynu bude výraznější. Přesto zvyšování hmotnostního průtoku chladicí kapaliny je v tomto případě nastavení nevhodné, a to zejména z hlediska nevhodné velikosti částic na výstupu z vratného kanálu.

Kontury vyjádřené pomocí Machova čísla, znázorňující proudění ve středu mezilopatkovém kanálu, jsou opět shodné s konturami znázorněnými a popsány pro simulaci s ideálním plynem (obrázek 4.5). Celková výsledková shodnost je, stejně jako v případě radiální a tangenciální rychlosti, způsobena zanedbatelným vlivem vstřikované kapaliny na primární proud stlačeného média.

### Teplotní pole

Rozložení statických teplot, znázorněné opět pomocí kontur, lze vidět na obrázku 4.12, které jsou ve sledované doméně rozloženy od 328 K (vstup) až po 353 K (stěny kanálu). Statická teplota na stěně průtočné části je současně teplotou celkovou, neboť přírůstek teploty od rychlosti proudění je nulový. V porovnání s obrázkem 4.6 je teplotní rozdíl zřejmý hlavně u stěn, kde dochází k přilnutí proudu vypařované kapaliny. V případě proudění s ideálním plynem byly statické teploty rovnoměrně rozloženy po délce kanálu. V případě CFD simulace se vstřikováním vody tato rovnoměrnost zaniká. Při porovnání těchto dvou kontur je patrné, že vlivem vstřiku a přilnutí chladicí kapaliny na stěnách průtočného kanálu, došlo v oblastech blízko přilnutí ke snížení statické teploty stlačeného



Obrázek 4.11: Rychlostní pole radiální a tangenciální rychlosti

plynu.

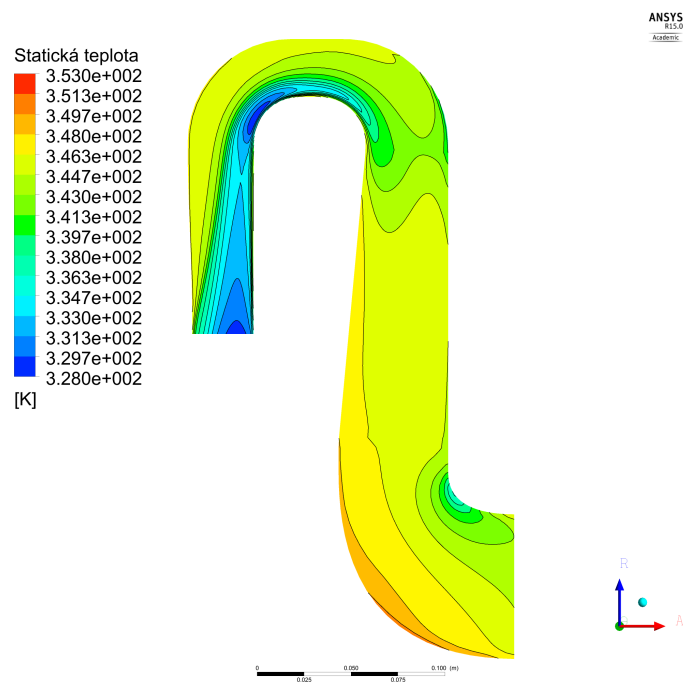
Unášení a přilnutí proudu ke stěně kanálu s sebou však přináší problém neovlivnění, a tím neochlazení stlačeného plynu ve zbývajících oblastech průtočného kanálu. Zde zůstává teplota neměnná vůči simulaci s ideálním plynem. Tento jev by mohl způsobovat problémy při požadavku udržení teploty stlačeného plynu pod požadovanou mez v celém průtočném průřezu. Odstranění této nerovnoměrnosti je možné zajistit pouze tehdy, pokud by vstřikované částice byly tak malé, aby jejich setrvačné síly byly zanedbatelné. Potom by nedocházelo k přilnutí částic na stěnu a částice přídatné fáze by byly vedeny ideálně proudem stlačeného vzduchu bez ohledu na geometrii vratného kanálu. Jak ukazují provedené simulace, vliv setrvačných sil částic vstřikovaných do difuzoru je zanedbatelný, klesne-li průměr částic pod hodnotu  $5 \mu\text{m}$ . Bohužel v současné době neexistují trysky, který by dokázaly vytvořit takovýto rozměr.

## 4.6 Analýza výsledků a doplnění o další simulace

Zhodnocení vlivu vstřikované kapaliny na proudové pole stlačeného plynu je znázorněno pomocí odchylek. Ty jsou vyjádřeny pomocí středních hodnot sledovaných fyzikálních veličin simulace s ideálním plynem a multifázového proudění se vstřikem kapaliny. Získané odchylky středních hodnot jsou znázorněny v tabulce 4.6.1, ze které je patrné, že vliv přídatné kapaliny na proudové pole stlačeného plynu je minimální. Toto číselné vyhodnocení koresponduje s grafickým vyhodnocením, uvedeným výše.

Největšího rozdílu je dosaženo v oblasti statické a celkové teploty na výstupu z vratného kanálu. Uvedený pokles teploty je však očekávaný, a to z důvodu vypařování kapalné fáze za současného odebrání tepla plynné fázi.

Z vyhodnocených dat je patrné, že intenzita chlazení stlačeného plynu je funkcí jak hmotnostního průtoku chladicí kapaliny, tak i průměru vstupujících částic. Vliv závislosti intenzity vypařování na těchto dvou proměnných je vyjádřen v grafu na obrázku 4.13. Na horizontální ose je vynesena hmotnostní průtok chladicí kapaliny. Vertikální osa pak



Obrázek 4.12: Teplotní pole v průtočné části

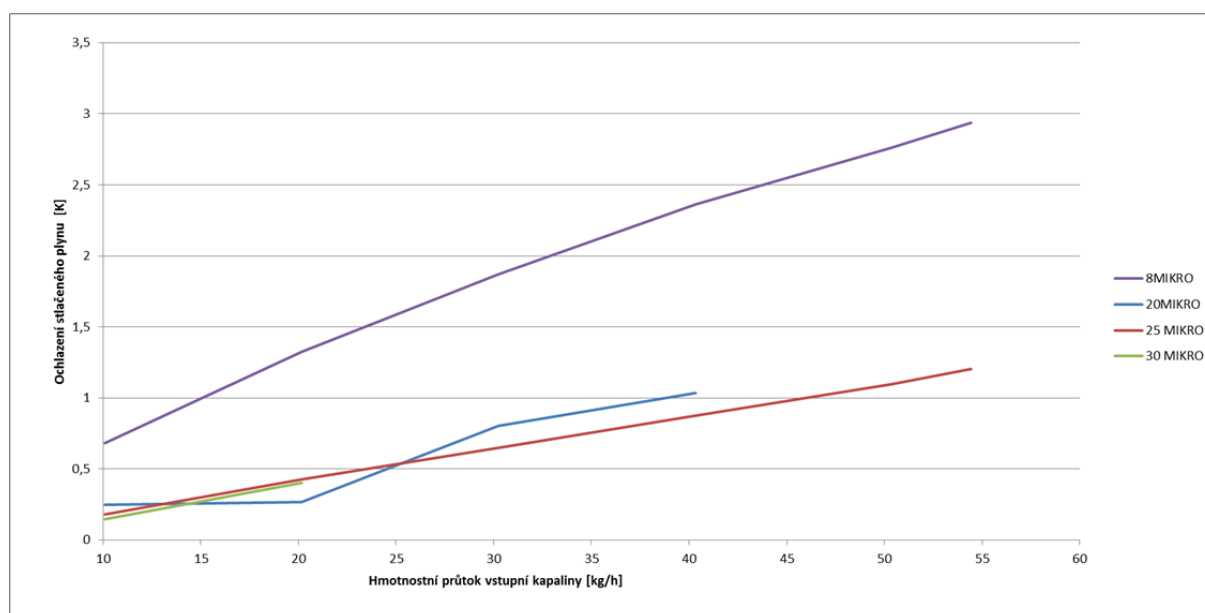
Tabulka 4.6.1: Parametry proudění

Parametr	IDEAL	VSTŘIK	Odchylka [%]	Jednotka
hmotnostní průtok částic in	-	0,011 2	-	kg/s
hmotnostní průtok částic out	-	7,5e-3	-	kg/s
průměr částic in	-	25e-6	-	m
průměr částic out	-	21,9e-6	-	m
hmotnostní průtok plynu in	8,34	8,34	0	kg/s
statický tlak in	143 919	143 921	-0,001	Pa
statický tlak out	155 986	155 985	0,001	Pa
celkový tlak in	174 357	174 357	0	Pa
celkový tlak out	164 099	164 092	0,004	Pa
vstupní rychlost	193,026	193,026	0	m/s
výstupní abs. rychlost	100,271	100,111	0,160	m/s
statická teplota in	331,367	331,368	0	K
statická teplota out	345,05	344,117	0,270	K
celková teplota in	305,01	305,01	0	K
celková teplota out	350,08	349,13	0,271	K
Machovo číslo in	0,529	0,529	0	-
Machovo číslo out	0,2692	0,2691	0,037	-

představuje střední hodnotu změny celkové teploty mezi vstupem a výstupem.

Body vynesené do grafu znázorňují závislost mezi změnou velikosti vstupních částic a změnou hmotnostního průtoku kapalné fáze. Body, které jsou reprezentovány shodným průměrem vstříkovaných částic, jsou následně proloženy lineární spojnicí trendu, která lépe znázorňuje závislost změny ochlazení na změně parametrů.

Největšího ochlazení stlačeného plynu je dosahováno při odpařování „mlhy“, obsahující částice o velikosti  $8 \mu m$ . S rostoucím hmotnostním průtokem kapaliny pak tento trend roste téměř lineárně. Naproti tomu virtuální částice větších průměrů dosahují výrazně nižšího chladicího efektu oproti částicím menším. Tento jev je způsoben vlivem lineárního nárůstu objemu kapaliny vůči její reakční ploše. Pro dosažení stejné střední hodnoty ochlazení stlačeného plynu částicemi o velikosti  $25 \mu m$  musí být do domény přivedeno třikrát více kapaliny, než je tomu v případě částic o velikosti  $8 \mu m$ . S rostoucím průtokem vstříkované kapaliny však narůstá podíl kapalné fáze v doméně, neboť vlivem okolní teploty nedochází k úplnému vypaření.

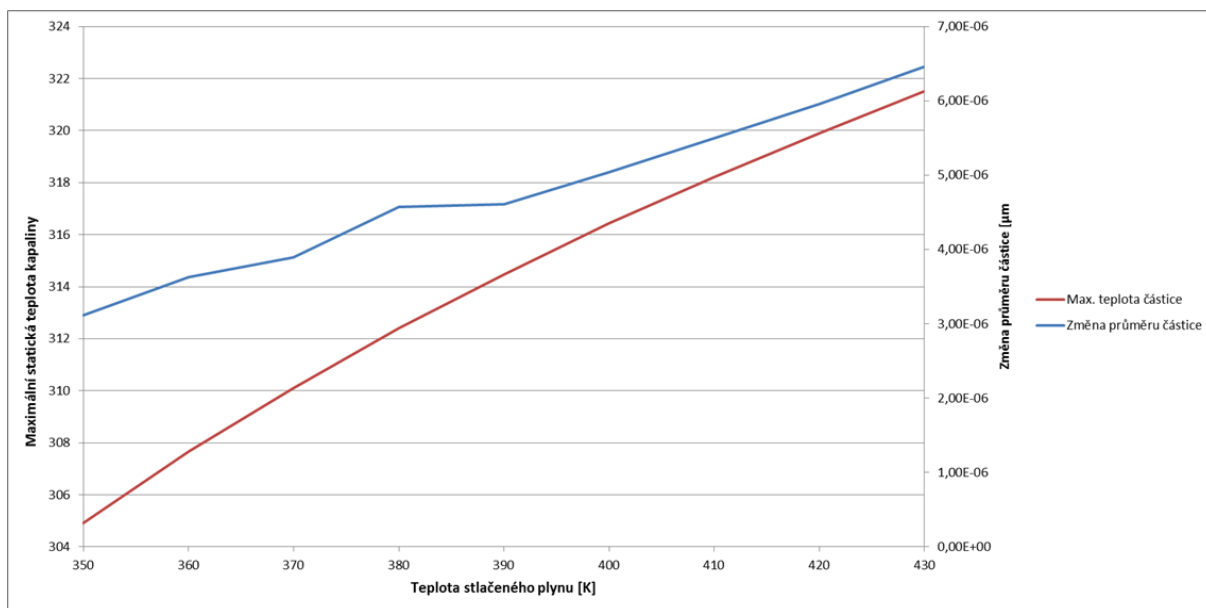


Obrázek 4.13: Ochlazení stlačeného plynu v závislosti na hmotnostním průtoku a velikosti vstříkovaných částic

Alternativní řešení pro dosažení intenzivnějšího chladicího efektu spočívá v dosažení teploty kapalné složky nad bod varu. V tomto případě dochází k vnitřnímu varu kapaliny, což způsobuje mnohem intenzivnější přestup tepla mezi kapalnou a plynou složku. Avšak v tomto případě radiálního kompresoru je uvedený stav nedosažitelný. Tento jev je znázorněn v grafu na obrázku 4.14. Červená křivka představuje velikost změny průměru kapalné částice v závislosti na celkové teplotě stlačeného plynu. Modrá křivka pak znázorňuje změnu maximální hodnoty statické teploty kapaliny opět v závislosti na celkové teplotě stlačeného plynu. Z grafu je patrné, že v případě nárůstu celkové teploty stlačeného plynu narůstá celková teplota kapalné fáze a objem odpařené kapaliny, čímž dochází k redukcí průměru vstříkovaných částic. Přesto i přes zvýšení celkové teploty stlačeného plynu až na hodnotu  $430 \text{ K}$  dojde ke snížení průměru částice z  $25 \mu m$  pouze o  $6,5 \mu m$ . Z toho vyplývá, že i takto razantní zvýšení teploty stlačeného plynu nepřináší požadovaný efekt. To



je způsobeno nedostatečným časem potřebným pro vypaření kapalné částice v průtočné části.



Obrázek 4.14: Vliv zvýšení teploty stlačeného plynu na kapalnou fázi

## Doporučení

Z výsledků získaných pomocí numerických simulací, které byly vyneseny do grafů výše lze vyvodit závěrečná doporučení pro využití tohoto systému chlazení. V případě nutnosti využití systému přímého chlazení stlačeného média, je nutné vzít v úvahu řadu proměnných, mezi které patří:

- teplota, tlak, vlhkost, rychlost stlačeného média
- teplota, množství a velikost vstříkovaných částic
- velikost průtočné části
- doba pobytu částice v doméně

Intenzita chlazení stlačeného plynu je funkcí mnoha proměnných, které přímo ovlivňují vypařování kapalné fáze v průtočné části. Přesto mezi nejdůležitější parametry, ovlivňující intenzitu vypařování, patří velikost vstříkovaných částic, teplota stlačeného plynu, velikost průtočné části a rychlost plynu. Z provedených numerických simulací vyplývá, že pro danou geometrii je tento způsob chlazení nevhodný a to z následujících důvodů:

- nevhodná velikost na výstupu z vratného kanálu (erozivní působení)
- nízký chladicí efekt
- velký podíl kapalné fáze na výstupu

Nevhodná velikost na výstupu z vratného kanálu je přímo spojena s velikostí vstřikovaných částic. Velikost těchto částic je limitována tryskami, které jsou v současné době dostupné na trhu. Spektrum částic, které jsou trysky schopny vytvořit, není vhodný z hlediska poměru reakční plochy a objemu částic, kdy s rostoucí velikostí částic úměrně roste objem na úkor reakční plochy, na které vypařování probíhá. Z provedených numerických simulací multifázového proudění v difuzoru a vratném kanálu je patrné, že pro úplné vypaření je potřebná velikost částic menší než  $8 \mu m$ . V opačném případě dochází k nárůstu podílu kapalně složky, která opouští doménu. Vliv nárůstu průměru částice na celkový vypařený obsah kapaliny je znázorněn v tabulce 4.6.2.

Tabulka 4.6.2: Vliv velikosti částic na vypařování

Hmotnostní průtok 0,0028kg/s		
Velikost vstup. částic [ $\mu m$ ]	Velikost vyst. částic [ $\mu m$ ]	Vypaření kapalně fáze [%]
4	0	100
8	3,45	91,96
12	7,90	70,51
15	11,40	55,91
20	16,90	39,68
25	21,90	35,42
30	26,50	31,26

**Využití tohoto způsobu chlazení nelze doporučit z následujících důvodů: nevhodná velikost částic, vysoká rychlost a nízká teplota stlačeného plynu, malá velikost difuzoru a vratného kanálu. Kombinací těchto aspektů je dosaženo nedostatečného chlazení stlačeného plynu a erozivního působení částic na oběžné kolo.**

## 4.7 Návrh konstrukčního provedení

Na základě vyhodnocení provedených simulací bylo navrženo konstrukční řešení umístění vstřikovačů a jednotlivých komponent systému přímého chlazení stlačeného plynu pro experimentální zařízení DARINA. Vstřikovače chladicí kapaliny byly umístěny do vstupní oblasti difuzoru tak, aby poskytovaly maximální dráhu kapalně fáze, proudící průtočnou částí.

Z konstrukčního hlediska byly vstřikovače umístěny do sací mezistěny kompresoru. Toto řešení poskytuje možnost snadné úpravy stávajícího experimentálního zařízení a ochranu zařízení v případě úniku chladicí kapaliny z přívodního potrubí. Další výhodou navrhovaného řešení je i skutečnost, že není ovlivňováno proudové pole průtočné části.

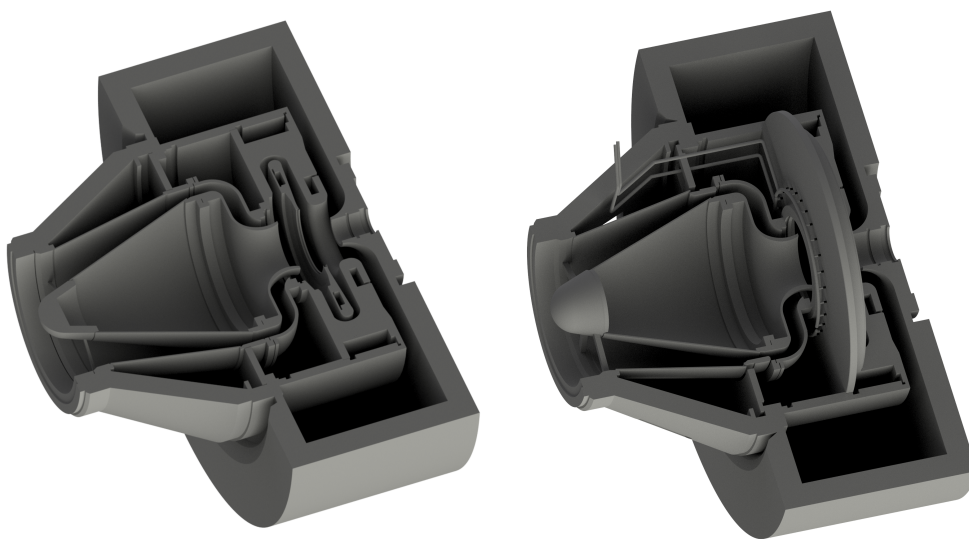
Konstrukční úprava experimentálního zařízení se týká pouze sací stěny odstředivého kompresoru, do které jsou vytvořeny otvory s osazením pro uložení osmadvaceti vstřikovačů. Otvory o průměru  $9,5 \text{ mm}$  a  $8 \text{ mm}$  jsou vytvořeny na střední kružnici o průměru  $540 \text{ mm}$ . Ve všech otvorech o průměru  $9,5 \text{ mm}$  (směr od průtočné části) je vytvořena vodící drážka, zabraňující rotaci trysky kolem své vlastní osy a současně zajišťuje přesazení výstupní části trysky vůči stěně difuzoru. Osový pohyb trysky v axiálním směru

průtočné části je zajištěn pomocí pojistných kroužků, které jsou zasazeny do obvodové drážky mezikusu vstřikovače.

Prstence přívodního potrubí musí být z montážních důvodů děleny na dvě části. Toto dělení je patrné z obrázku 5.6, příloha B. Spojení prstenců a jednotlivých vstřikovačů je provedeno pomocí metrického závitového spoje, který spojuje prsteneц a mezikus vstřikovače. Všechny další spoje na přívodním potrubím jsou realizovány pomocí rozebíratelného závitového spojení jednotlivých komponent, těsnících tzv. kov na kov.

Vyvedení a současně pevné uložení přívodního potrubí v kompresoru je realizováno pomocí otvorů, určených pro přívod měřicí aparatury do průtočné části kompresoru.

Z uvedených obrázků je dále patrné, že přívodní potrubí není osazeno odvodněním pro vypuštění kapaliny před demontáží, a to z důvodu malého množství kapaliny akumulovaného v přívodním potrubí, které nezpůsobuje problémy při následné demontáži systému.



Obrázek 4.15: Návrh konstrukčního provedení kompresoru s přímým chlazením

# Kapitola 5

## Závěr

Cílem diplomové práce bylo provedení a vyhodnocení numerické simulace jednofázového a multifázového proudění se vstřikem kapaliny v oblasti difuzoru a vratného kanálu radiálního kompresoru pomocí softwaru ANSYS CFX, spolu s konstrukčním návrhem vstřikovacího zařízení pro experimentální odstředivý kompresor DARINA.

Diplomová práce byla rozdělena na část teoretickou, která poskytuje základní seznámení s danou problematikou, a část praktickou, zabývající se CFD simulacemi proudění v průtočné části radiálního kompresoru a konstrukčním řešením umístění vstřikovačů.

Zpracovaná rešeršní práce je rozdělena do tří oddílů. První oddíl představuje fundamentální rovnice, využívané při práci s lopatkovými stroji, s důrazem na kompresory. Na představení základních rovnic nezávisle navazuje další část, sloužící pro jasné pochopení jednotlivých dějů probíhajících v průtočné části odstředivého kompresoru a jejich vlivu na proudění. Poslední část teoretické práce se, v návaznosti na předchozí část rešeršní práce, přímo zabývá problematikou přímého chlazení stlačeného plynu a vlivy působícími na efektivitu chlazení.

Praktická část zpracované diplomové práce je rozdělena do čtyřech vzájemně propojených oddílů, vedoucích k vyhodnocení CFD simulaci multifázového proudění se vstřikem odpařující se kapalně fáze. Úvodní dva oddíly praktické části poskytují komplexní informace, popisující pre-processing a post-processing numerické simulace proudění ideálního plynu v průtočné části a zhodnocují vliv vstupního profilu proudění na výsledná proudová pole, která byla získána s využitím různých turbulentních modelů. Třetí oddíl popisuje vliv přídavné kapalně fáze na úpravu CFD simulace s ideálním plynem. Po nutné upravě nastavení simulace byly získány výsledky, na kterých bylo provedeno vyhodnocení CFD simulace se vstřikem kapaliny v závislosti na výsledcích získaných pomocí numerické simulace s ideálním plynem. Na tento oddíl dále navazuje návrh konstrukčního řešení umístění vstřikovacího zařízení v experimentálním odstředivém kompresoru DARINA. Výsledný návrh je podpořen výkresovou dokumentací vstřikovacího zařízení umístěného v příloze B.

### 5.1 Závěrečné doporučení

Pomocí CFD simulací bylo zjištěno, že použití přímého chlazení stlačeného plynu, založeného na vypařování přídavné kapaliny v difuzoru a vratném kanálu, je v současné době pro experimentální zařízení nevhodné a to z několika důvodů. Mezi první patří nevhodná velikost reálně dosažitelných vstřikovaných částic, které mají oproti své velikosti

malý hmotnostní úbytek. Při simulování velikostně reálně dosažitelných částic je velikostní úbytek částic nedostatečný, neboť velikost částice na výstupu je vždy v pásmu erozivního působení.

Pokles celkové teploty, závislý na velikosti a hmotnostním průtoku vstřikovaných částic, je zanedbatelný. Hlavní příčinou nedostatečného odebrání tepla vypařovanou kapalinou je krátký čas, během kterého se částice vypařuje uvnitř průtočné části. Čas pobytu částice v průtočné části se pohybuje pouze okolo 0,02 s. Za předpokladu dvojnásobného zvětšení geometrických rozměrů průtočné části, se tento čas pobytu prodlouží pouze na 0,03 s.

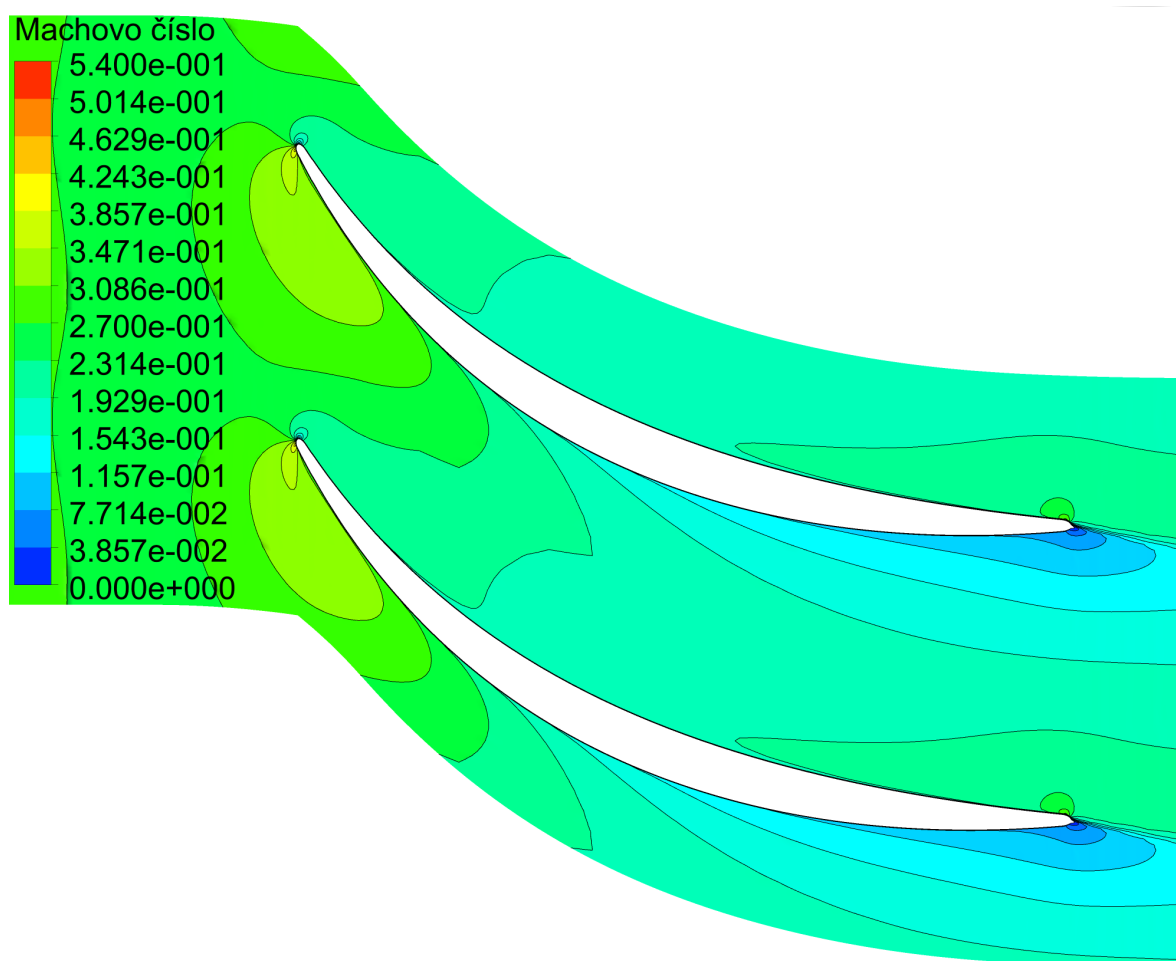
Uvedené parametry mají zásadní vliv pro správné využití přímého způsobu chlazení v oblasti difuzoru a vratného kanálu. Z výsledků, které byly získány pomocí numerických simulací, vyplývá, že je tento způsob chlazení v nynější době na experimentálním zařízení DARINA velmi obtížně použitelný. Pro odzkoušení metody by bylo nutno volit kompresor s jinými parametry a aplikovat zařízení vytvářející částice o velikosti menší než  $8 \mu m$ .

# Literatura

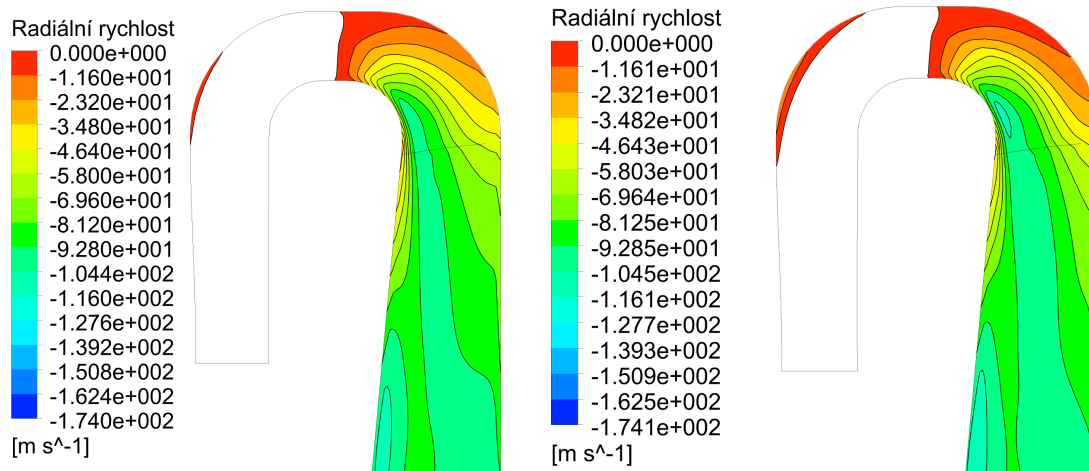
- [1] DIXON, S. L. a C. A. HALL. *Fluid mechanics and thermodynamics of turbomachinery. Seventh edition. Boston: Butterworth-Heinemann is an imprint of Elsevier, 2014. ISBN 978-012-4159-549.*
- [2] RŮŽEK, Josef a Petr KMOCH. *Teorie leteckých motorů I: Kompresory, turbíny a spalovací komory. Část I. 1. vyd. Brno: VA, 1979.*
- [3] MAREŠ, Radim. *Kapitoly z termomechaniky, Plzeň 2009*
- [4] KADRNOŽKA, Jaroslav. *Tepelné turbíny a turbokompresory. Vyd. 1. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2004. ISBN 80-7204-346-3.*
- [5] KADRNOŽKA, Jaroslav. *Lopátkové stroje. Vyd. 1. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2003. ISBN 80-7204-297-1.*
- [6] ŠKOPEK, Jan. *Tepelné turbíny a turbokompresory. 1. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2010. ISBN 978-80-7043-862-6.*
- [7] ŠKOPÍK, Jiří. *Návrh radiálních stupňů lopátkových strojů [online]. Brno, 2015 [cit. 2016-10-27]. Dostupné z: <http://www.transformacni-technologie.cz/navrh-radialnich-stupnu-lopatkovych-stroju.html>*
- [8] HOCKO MARIAN *Odstředivé kompresory. Prezentováno na ZČU v Plzni; 2016 listopad 28; Plzeň, ČR*
- [9] HOANG, Nguyen Huy, Yutaka HASEGAWA, Takashi KUBO a Kikuyama KOJI. *Fundamental study on water injection cooling system of centrifugal compressor for micro turbine [online]. 2007, 2007, 6 [cit. 2016-11-14]. Dostupné z: <http://http://www.esi.nagoya-u.ac.jp/h/isets07/Contents/Session03/1224Nguyen.pdf>*
- [10] LOWN, Harold. *Centrifugal compressor with injection of vaporizable liquid. 1987. US. US4695224. Zapsáno 22.9.1987.*
- [11] POLING, Bruce E., J. M. PRAUSNITZ a John P. O'CONNELL. *The properties of gases and liquids. 5th ed. New York: McGraw-Hill, c2001. ISBN 978-0070116825.*

# Příloha A

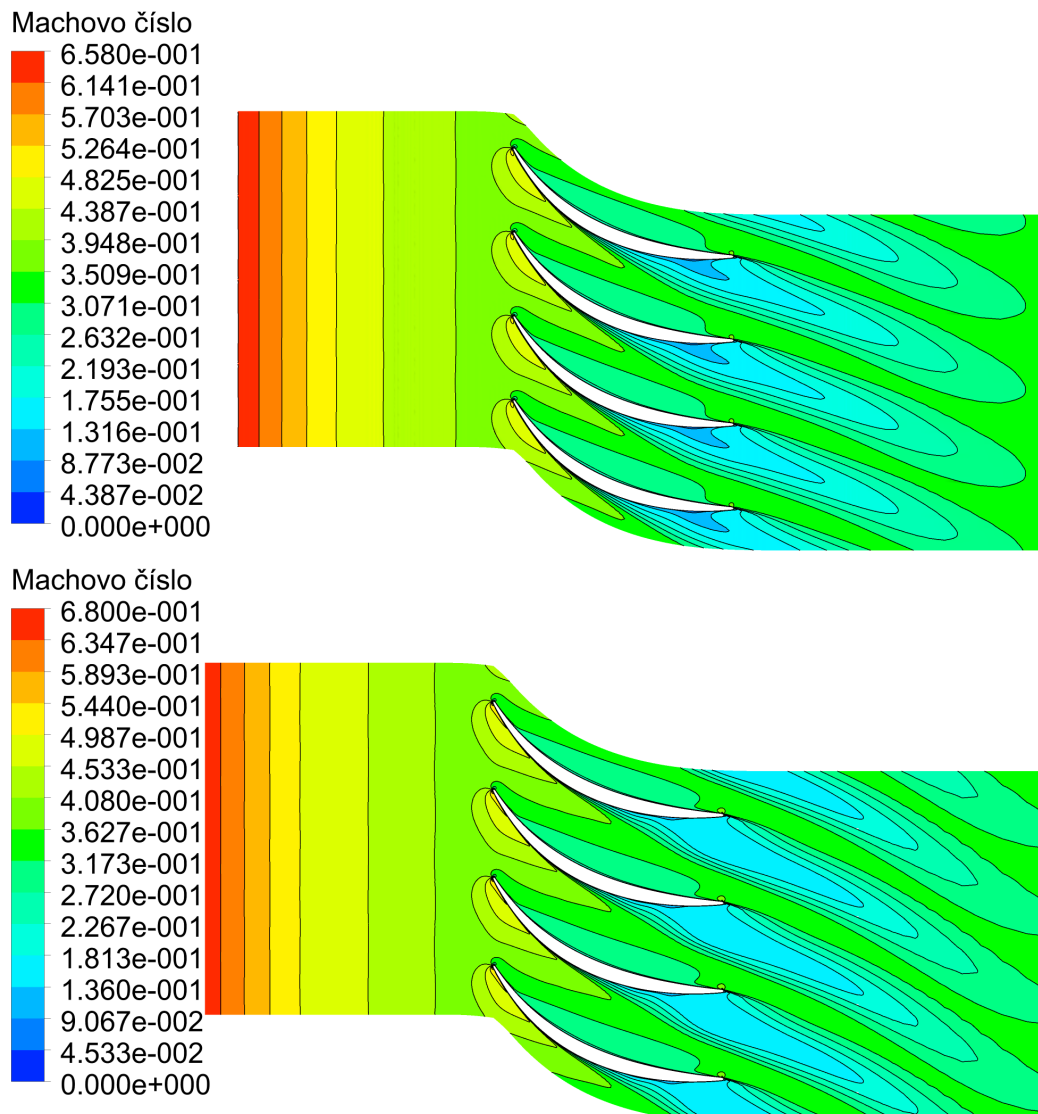
## Vyhodnocení CFD simulace s ideálním plynem



Obrázek 5.1: Rychlostní pole znázorněné v závislosti na Machově čísle



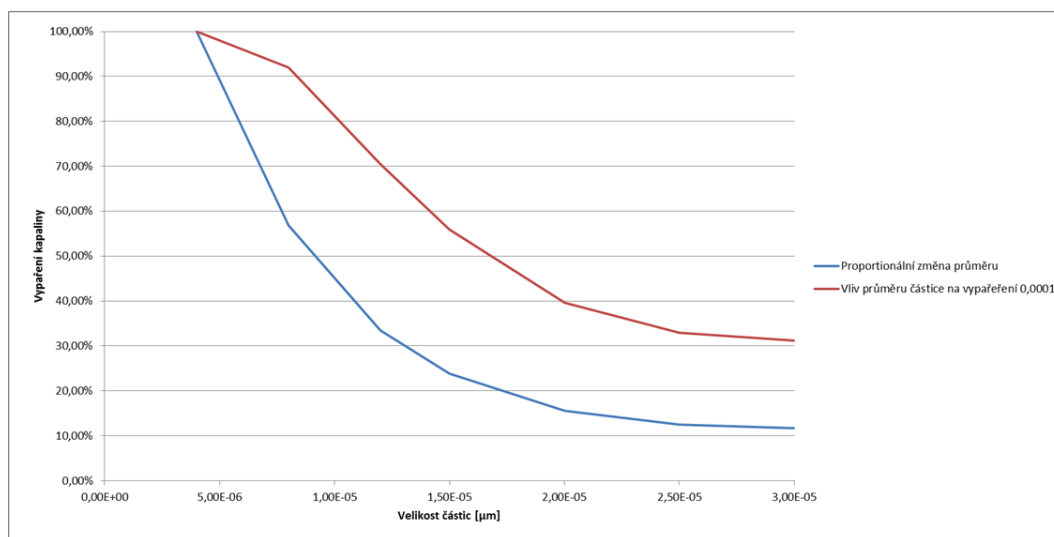
Obrázek 5.2: Odtržení proudu pro  $k - \epsilon$  a SST  $k - \omega$  (rovnoměrný profil)



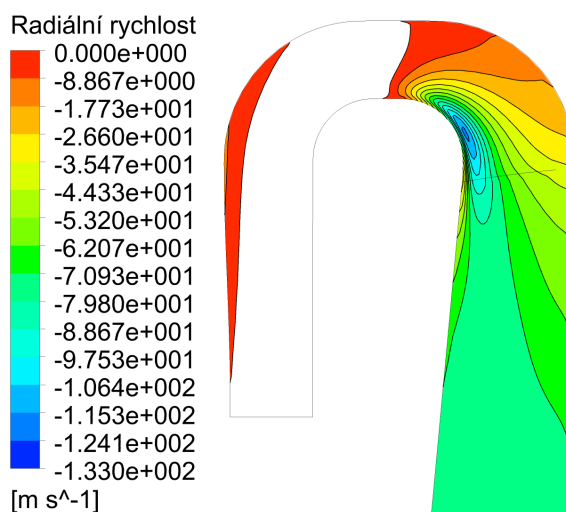
Obrázek 5.3: Rozložení Machova čísla turbulentního modelu  $k - \epsilon$  a SST  $k - \omega$  (rovnoměrný profil)



## Vyhodnocení CFD simulace s vypařováním



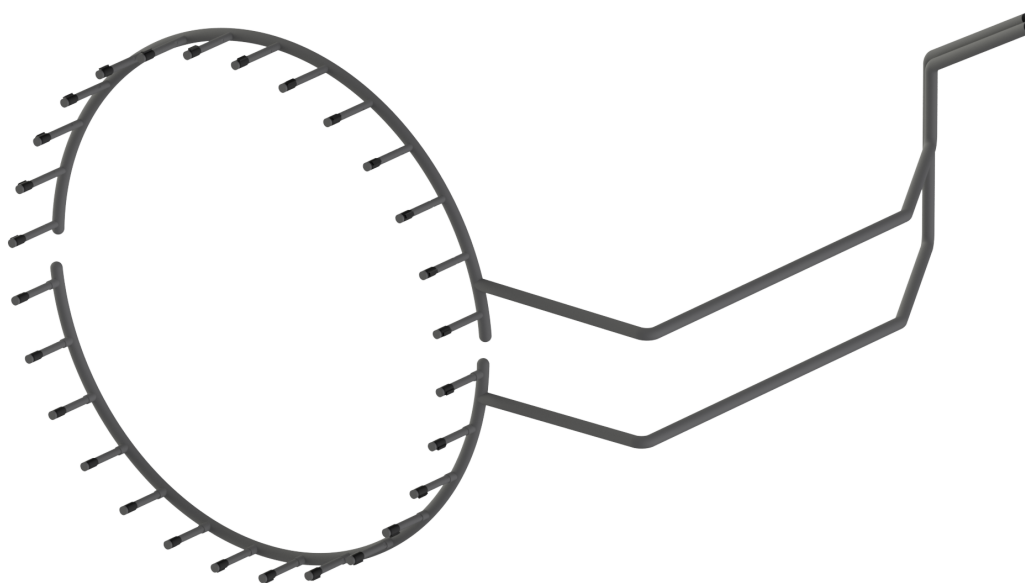
Obrázek 5.4: Vliv velikosti kapalných částic na celkové vypaření



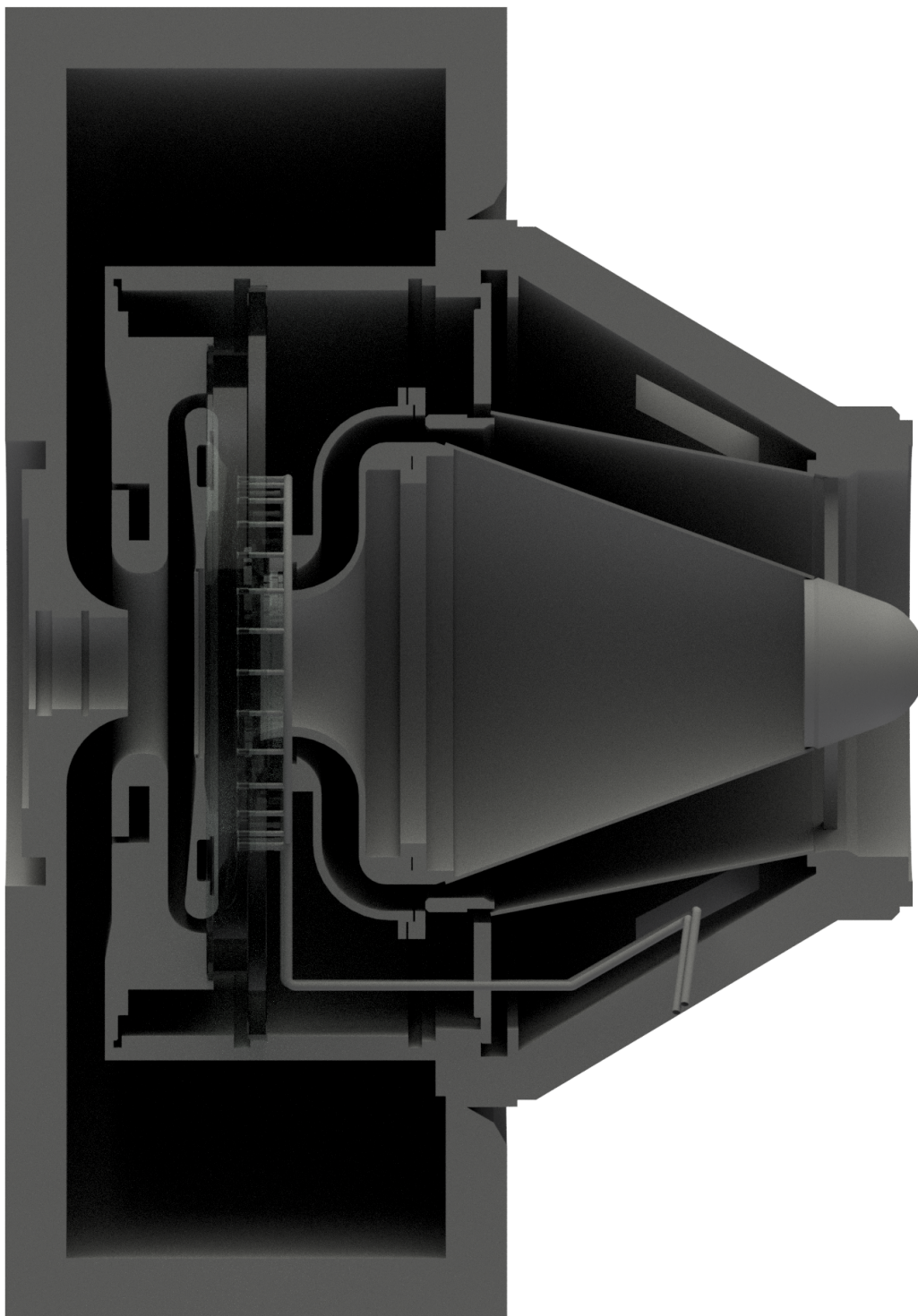
Obrázek 5.5: Odtržení proudu turbulentního modelu  $k - \epsilon$  EARSM se skutečným profilem

## Příloha B

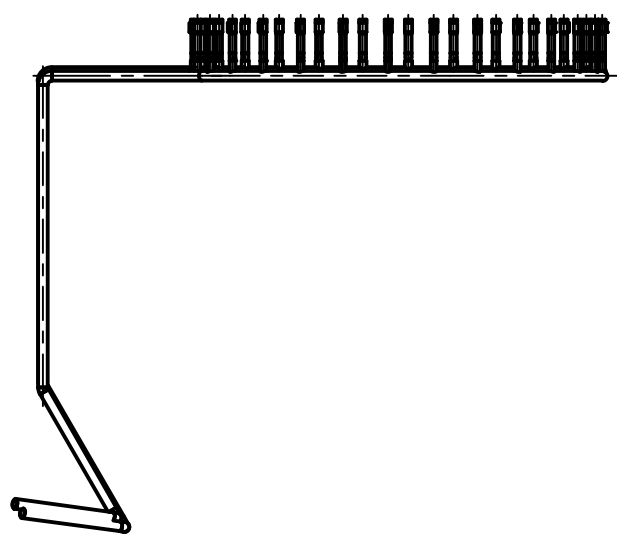
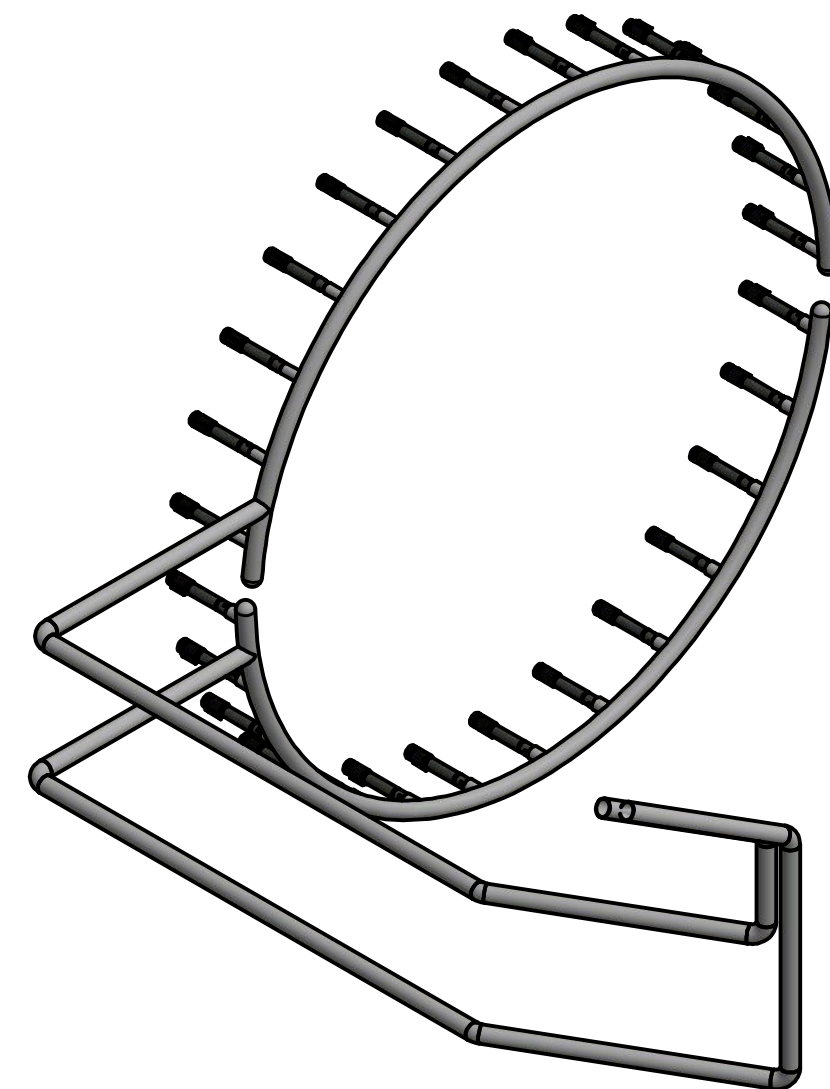
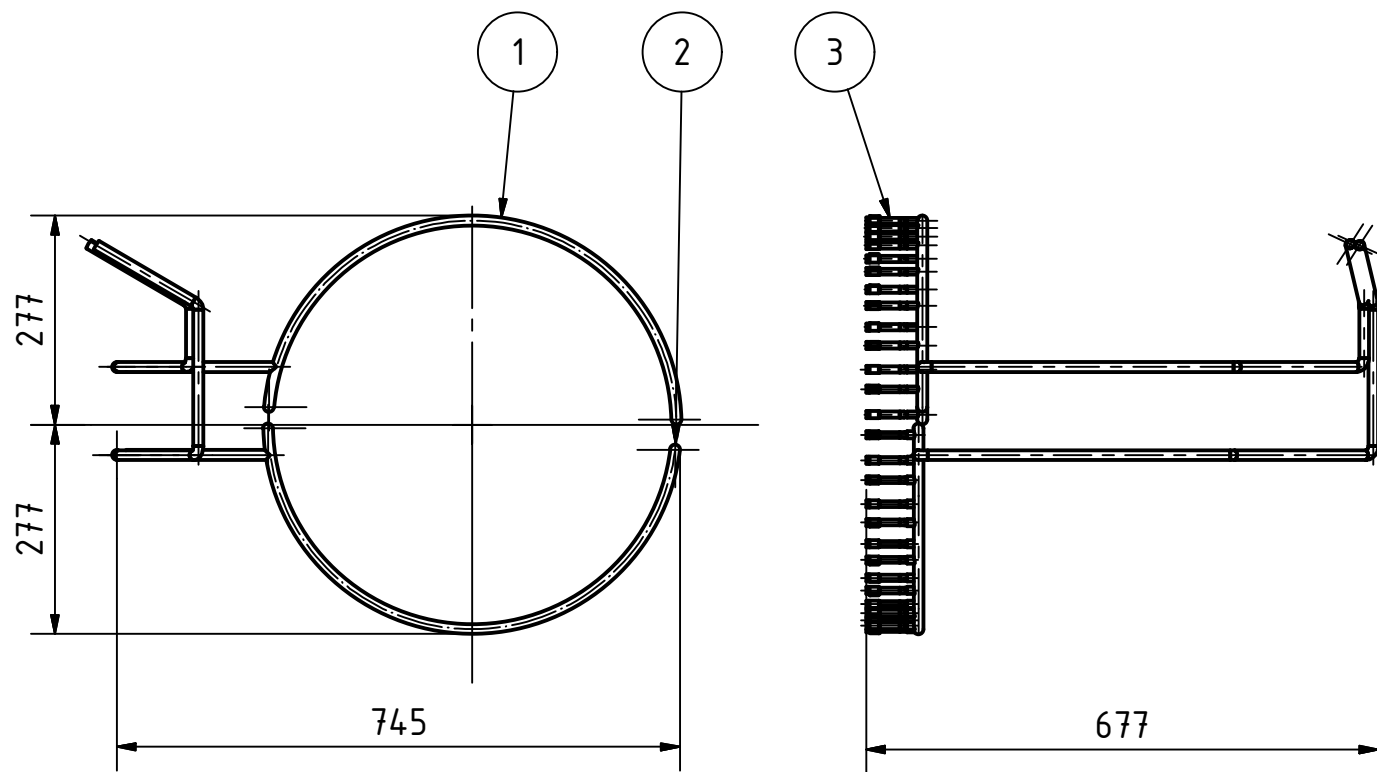
Návrh konstrukčního provedení přívodního potrubí pro experimentální kompresor DARINA



Obrázek 5.6: Přívodní potrubí

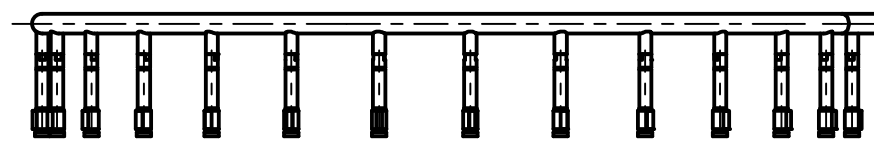
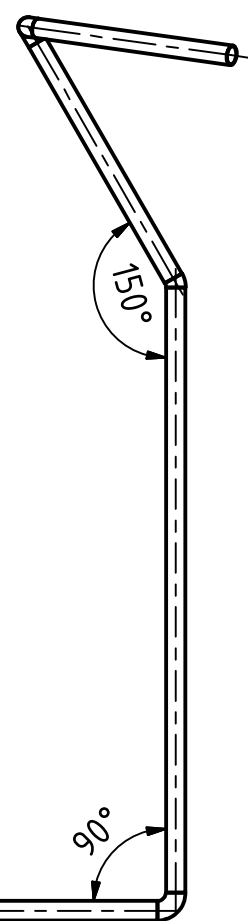
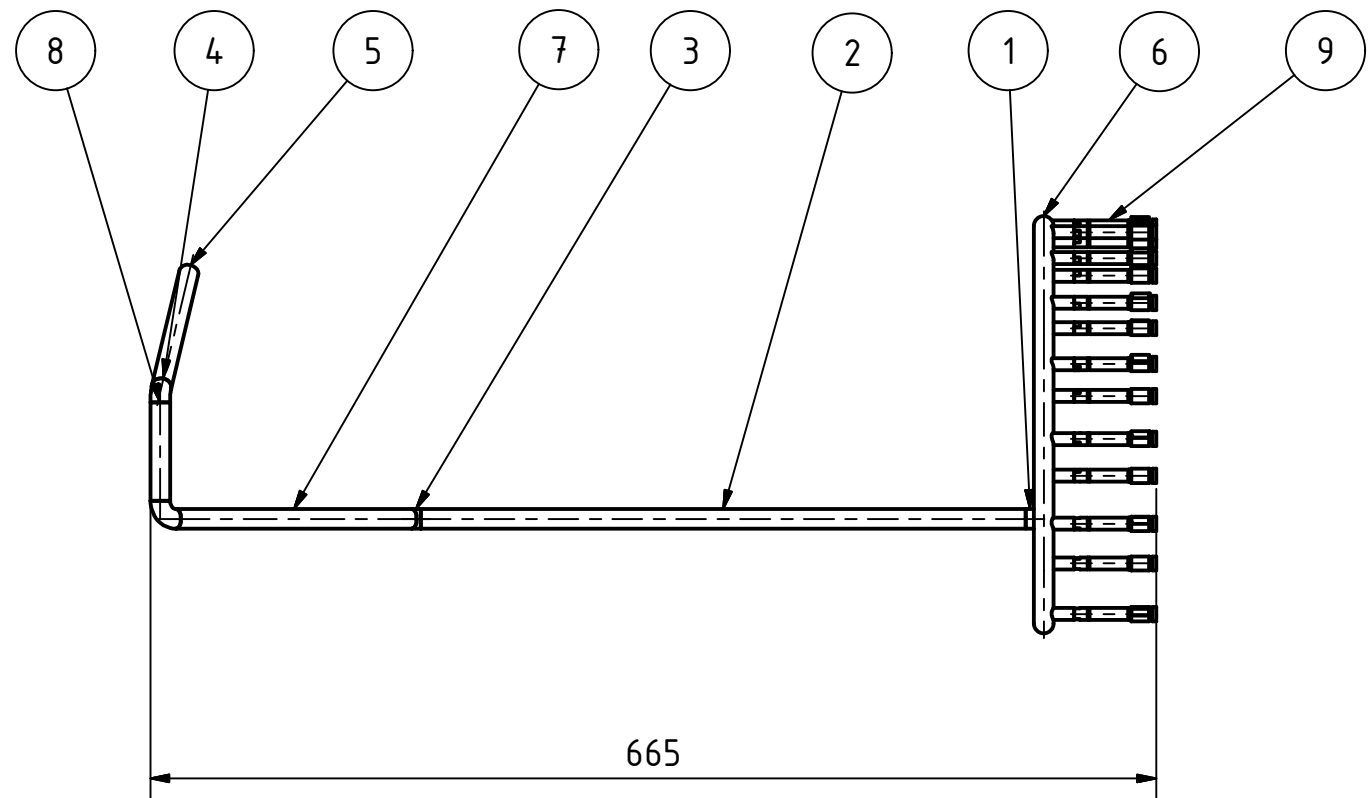
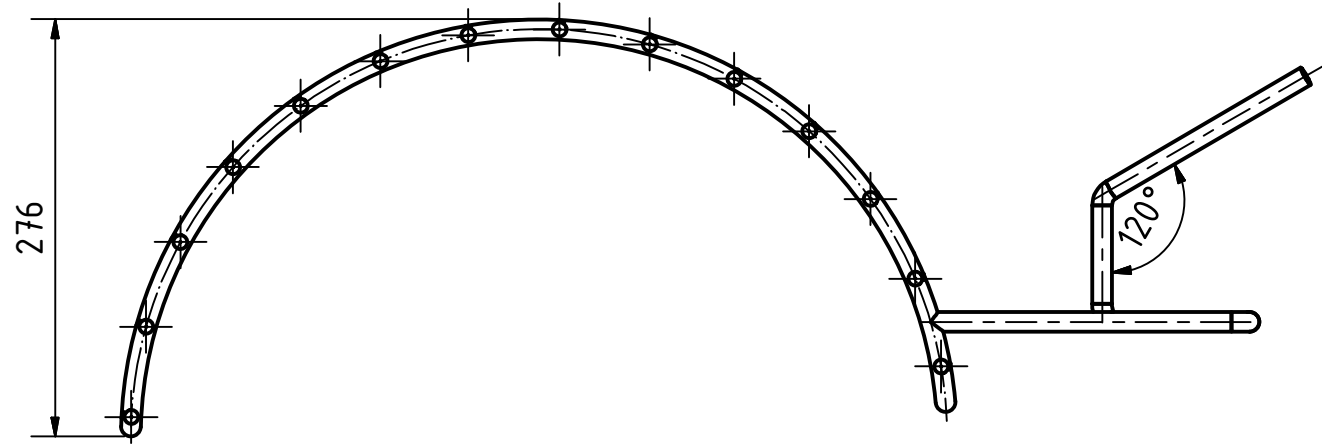


Obrázek 5.7: Půdorys části radiálního kompresoru



KUSOVNÍK			
POZICE	KS	SOUČÁST	ČÍSLO VÝKRESU
3	28	PODSESTAVA-TRYSKA	TRYSKA-DP-003
2	1	PODSESTAVA-PRSTENEC-SPODNI	PRSTENEC_S-DP-002
1	1	PODSESTAVA-PRSTENEC-HORNI	PRSTENEC_H-DP-001

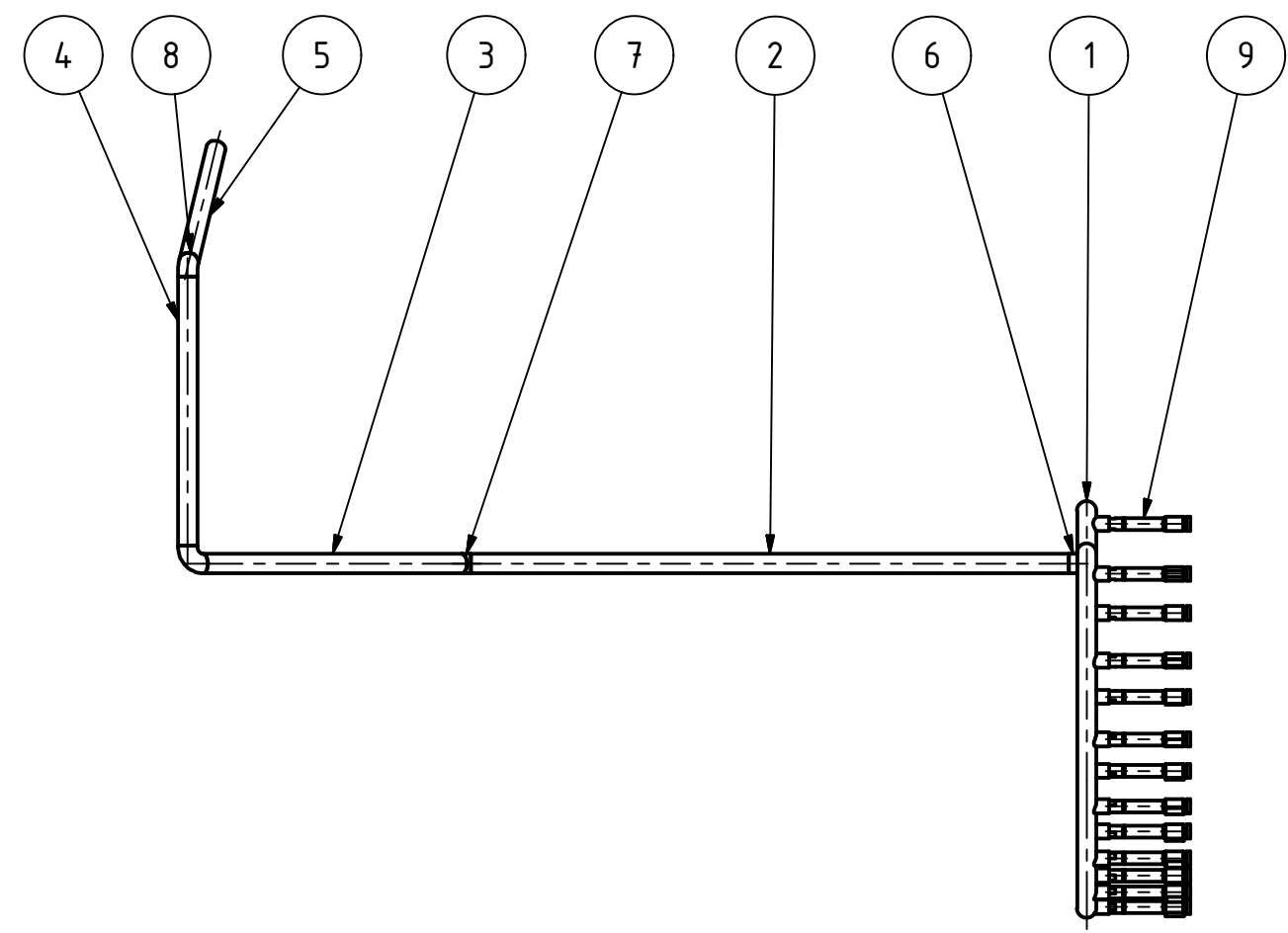
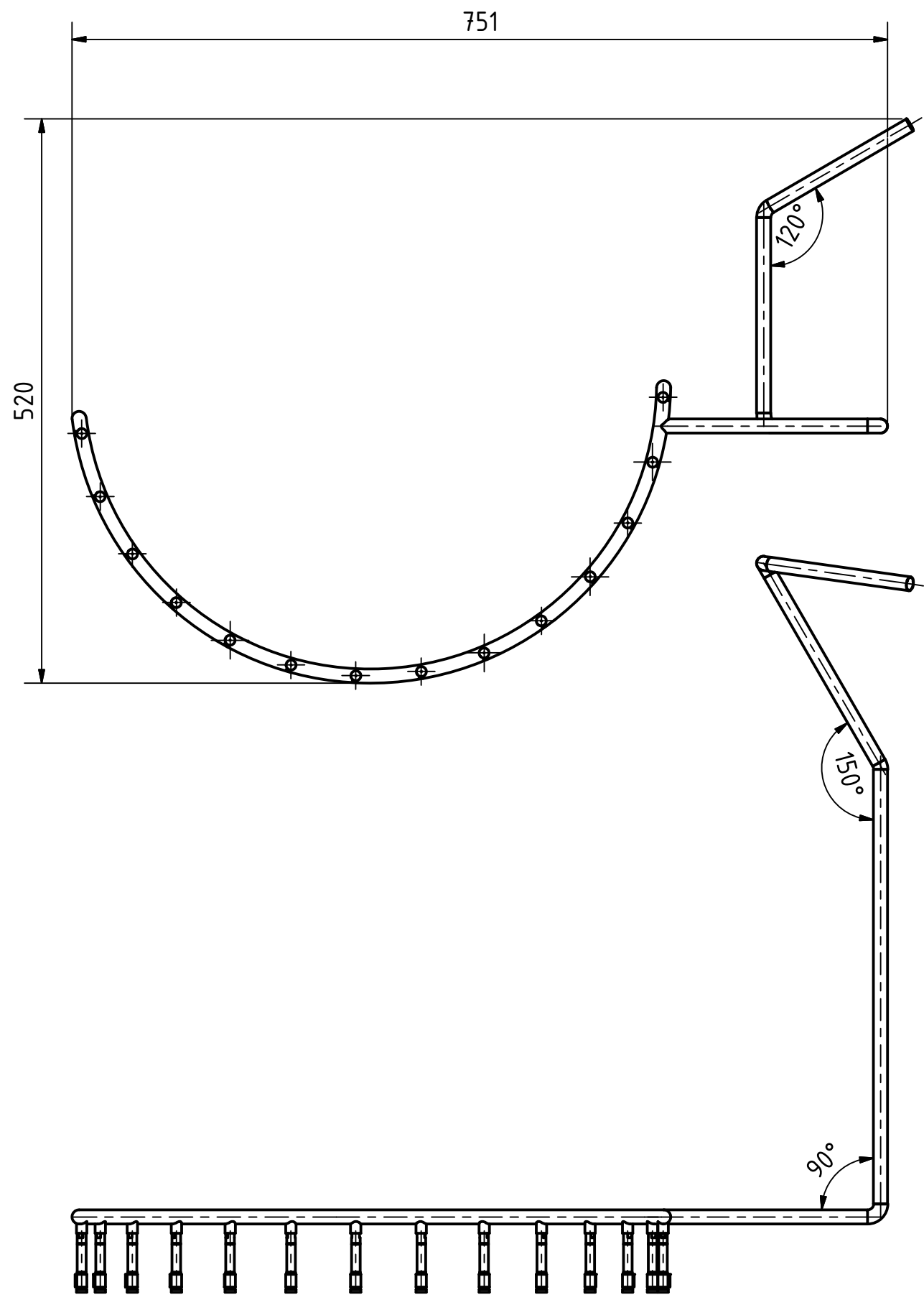
Měřítko	1:10	Hmotnost (kg)	3	Promítání		Formát	A3
FAKULTA STROJNÍ ZÁPADOČESKÉ UNIVERZITY V PLZNI	Kreslil	Michal Tomášek		Název			
	Datum	3.4.2017		TRAŤ			
KKE KATEDRA ENERGETICKÝCH STROJŮ A ZAŘÍZENÍ	Schválil			Číslo dokumentu			
	Datum			TRAT-DP-000			
Druh dokumentu		VÝKRES SESTAVY		List 1 Listů 1			



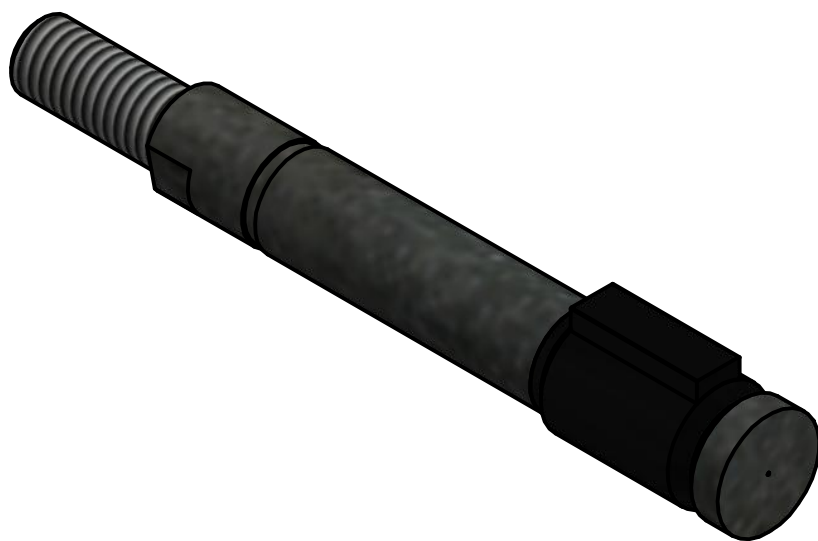
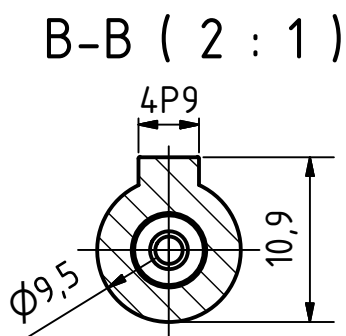
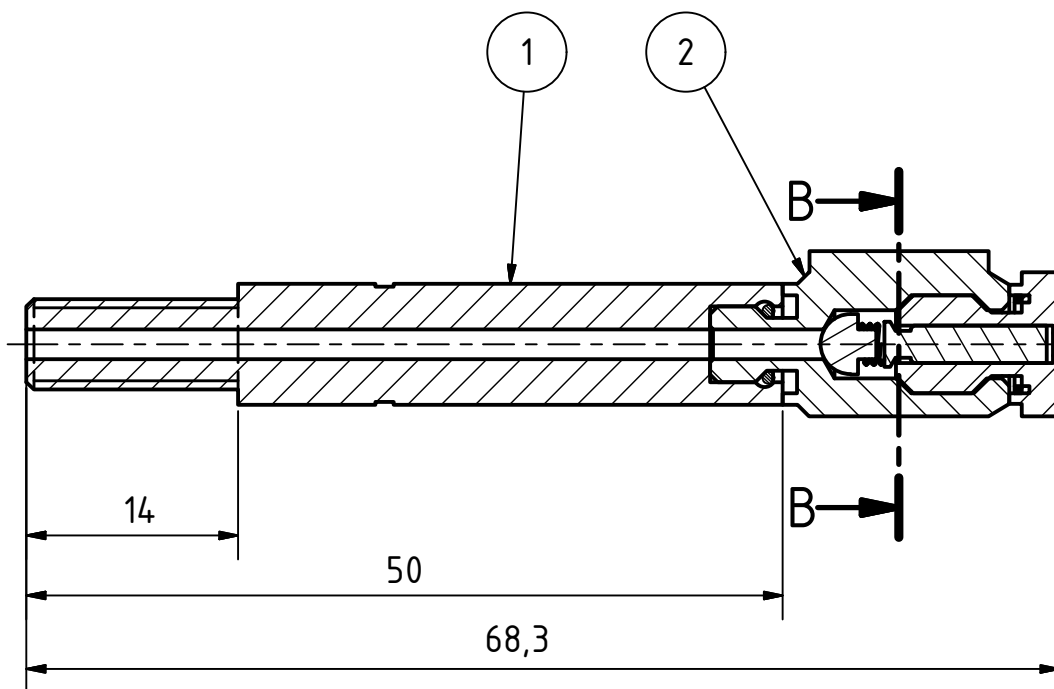
KUSOVNÍK			
POZICE	KS	NÁZEV	ČÍSLO VÝKRESU
9	14	TRYSKA	TRYSKA-DP-003
8	1	KOLENO 60° 12x1	
7	1	KOLENO 30° 12x1	
6	2	KOLENO 90° 12x1	
5	1	TRUBKA	TRUBKA-DP-001-005
4	1	TRUBKA	TRUBKA-DP-001-004
3	1	TRUBKA	TRUBKA-DP-001-003
2	1	TRUBKA	TRUBKA-DP-001-002
1	1	PRSTENEC-HORNÍ	PRSTENEC-DP-001-001

Měřítko	1:5	Hmotnost (kg)	1	Promítání		Formát	A3
---------	-----	---------------	---	-----------	--	--------	----

FAKULTA STROJNÍ ZÁPADOČESKÉ UNIVERZITY V PLZNI	Kreslil	Michal Tomášek	Název <b>PRSTENEC-HORNÍ</b>
	Datum	18.4.2017	
KKE KATEDRA ENERGETICKÝCH STROJŮ A ZAŘÍZENÍ	Schválil		Číslo dokumentu <b>PRSTENEC_H-DP-001</b>
	Datum		
Druh dokumentu		VÝKRES PODESTAVY	List 1 Listů 1



KUSOVNÍK			
POZICE	KS	NÁZEV	ČÍSLO VÝKRESU
9	14	TRYSKA	TRYSKA-DP-003
8	1	KOLENO 60° 12x1	
7	1	KOLENO 30° 12x1	
6	2	KOLENO 90° 12x1	
5	1	TRUBKA_4	TRUBKA-DP-002-005
4	1	TRUBKA_3	TRUBKA-DP-002-004
3	1	TRUBKA_2	TRUBKA-DP-002-003
2	1	TRUBKA_1	TRUBKA-DP-002-002
1	1	PRSTENEC-SPODNI	PRSTENEC-DP-002-001
Měřítko	1:5	Hmotnost (kg)	1
		Promítání	
		Formát	A3
 FAKULTA STROJNÍ ZÁPADOČESKÉ UNIVERZITY V PLZNI	Kreslil	Michal Tomášek	
	Datum	18.4.2017	
KKE KATEDRA ENERGETICKÝCH STROJŮ A ZAŘÍZENÍ	Schválil		
	Datum		
Druh dokumentu	VÝKRES PODSESTAVY		Název
			PRSTENEC-SPODŇÍ
			Číslo dokumentu
			PRSTENEC_S-DP-002
			List 1 Listů 1



KUSOVNÍK			
POZICE	KS	NÁZEV	ČÍSLO VÝKRESU
2	1	TRYSKA	TRYSKA-DP-003-002
1	1	MEZIKUS	MEZIKUS-DP-003-001
Měřítko	2:1	Hmotnost (kg)	0,03
		Promítání	
			Formát A4
	Kreslil	Michal Tomášek	Název <b>TRYSKA</b>
	Datum	3.4.2017	
<b>KKE</b> KATEDRA ENERGETICKÝCH STROJŮ A ZAŘÍZENÍ	Schválil		Číslo dokumentu <b>TRYSKA-DP-003</b>
	Datum		
		Druh dokumentu	<b>VÝKRES PODSESTAVY</b>

# Příloha C

## Vyhodnocení simulací multifázového proudění



**PRŮMĚRNÉ OCHLAZENÍ PLYNU NA VÝSTUPU Z VRATNÉHO KANÁLU**  
Turbulentní model KE-EARSM

Průměr částice [µm]	4	8	8	8	8	8	8	12	15	20	20	20	20	25	25	25	25	25	25	30	30	
Hmotn.průtok vzduchu [kg/s]	0,299	0,299	0,299	0,299	0,298	0,299	0,299	0,298	0,298	0,298	0,298	0,298	0,298	0,298	0,298	0,299	0,298	0,298	0,298	0,299	0,299	
Hmotn. průtok částic [kg/s]	1,0E-04	1,0E-04	2,0E-04	3,0E-04	4,0E-04	5,0E-04	5,4E-04	1,0E-04	2,0E-04	1,0E-04	2,0E-04	3,0E-04	4,0E-04	1,0E-04	2,0E-04	3,0E-04	4,0E-04	5,0E-04	5,4E-04	1,0E-04	2,0E-04	
Hmotn. průtok částic [kg/hod]	10,08	10,08	20,16	30,24	40,32	50,4	54,432	10,08	20,16	10,08	20,16	30,24	40,32	10,08	20,16	30,24	40,32	50,4	54,432	10,08	20,16	
Vstupní teplota (celková) [K]	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	350,01	
Výstupní teplota celková [K]	349,244	349,326	348,685	348,139	347,65	347,245	347,071	349,526	349,854	349,761	349,742	349,208	348,975	349,828	349,584	349,359	349,134	348,911	348,805	349,863	349,605	
Výstupní průměr částice [µm]	0,00	3,45	4,13	4,56	4,49	4,74	4,80	7,99	11,42	16,90	16,82	16,73	17,35	21,89	21,61	22,14	21,88	22,35	22,17	26,48	26,89	
Teplota výstupní částice [K]	304,254	305,852	305,345	305,951	305,843	306,072	306,034	306,074	306,387	305,549	305,464	305,464	305,464	304,919	304,894	304,865	304,923	304,974	304,954	304,954	304,703	
Ochlazení [K]	0,766	0,684	1,325	1,871	2,36	2,765	2,939	0,484	0,156	0,249	0,268	0,802	1,035	0,182	0,426	0,651	0,876	1,099	1,205	0,147	0,405	
Změna průměru [µm]	4,00	4,55	3,87	3,44	3,51	3,26	3,20	4,01	3,58	3,10	3,18	3,27	2,65	3,12	3,39	2,86	3,12	2,65	2,83	3,52	3,11	
Procentuální změna průměru	100,00%	56,83%	48,33%	42,95%	43,92%	40,73%	39,99%	33,44%	23,89%	15,51%	15,91%	16,35%	13,24%	12,46%	13,56%	11,44%	12,48%	10,59%	11,31%	11,75%	10,35%	
Počet domén	28																					
Převod s-hod	3600																					
Hustota kapaliny (H2O) [kg/m3]	958,37																					
Objem částice [m3]	3,35E-17	2,68E-16	2,68E-16	2,68E-16	2,68E-16	2,68E-16	2,68E-16	9,05E-16	1,77E-15	4,19E-15	4,19E-15	4,19E-15	4,19E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	1,41E-14	1,41E-14
Hmotnost částice_vstup [kg]	3,21E-14	2,57E-13	2,57E-13	2,57E-13	2,57E-13	2,57E-13	2,57E-13	8,67E-13	1,69E-12	4,01E-12	4,01E-12	4,01E-12	4,01E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	1,35E-11	1,35E-11
Počet částic v hmotn. průtoku [-]	3,11E+09	3,89E+08	7,78E+08	1,17E+09	1,56E+09	1,95E+09	2,10E+09	1,15E+08	1,18E+08	2,49E+07	4,98E+07	7,47E+07	9,96E+07	1,28E+07	2,55E+07	3,83E+07	5,10E+07	6,38E+07	6,89E+07	7,38E+06	1,48E+07	
Objem částice_vystupující [m3]	0,00E+00	2,16E-17	3,70E-17	4,98E-17	4,73E-17	5,58E-17	5,79E-17	2,67E-16	7,79E-16	2,53E-15	2,49E-15	2,45E-15	2,74E-15	5,49E-15	5,28E-15	5,68E-15	5,48E-15	5,85E-15	5,71E-15	9,72E-15	1,02E-14	
Hmotnost částice vystup.[kg]	0	2,07E-14	3,54E-14	4,77E-14	4,53E-14	5,35E-14	5,55E-14	2,56E-13	7,47E-13	2,42E-12	2,39E-12	2,35E-12	2,62E-12	5,26E-12	5,06E-12	5,45E-12	5,26E-12	5,60E-12	5,47E-12	9,31E-12	9,76E-12	
Hmotn. průtok částic vystup. [kg/s]	0	8,04E-06	2,76E-05	5,57E-05	7,05E-05	1,04E-04	1,17E-04	2,95E-05	8,82E-05	6,03E-05	1,19E-04	1,76E-04	2,61E-04	6,71E-05	1,29E-04	2,08E-04	2,68E-04	3,57E-04	3,77E-04	6,87E-05	1,44E-04	
Hmostnost vypařených částic [kg]	10,08	9,27	17,38	24,62	33,21	39,91	42,67	7,11	11,27	4,00	8,17	12,54	13,99	3,32	7,14	9,24	13,29	14,38	16,46	3,15	5,64	
Vypaření [%]	100,00%	91,96%	86,21%	81,43%	82,37%	79,18%	78,39%	70,51%	55,91%	39,68%	40,53%	41,46%	34,70%	32,92%	35,42%	30,55%	32,96%	28,53%	30,23%	31,26%	27,95%	
Procent. podíl H2O vůči vzduchu	0,03%	0,03%	0,07%	0,10%	0,13%	0,17%	0,18%	0,03%	0,07%	0,03%	0,07%	0,10%	0,13%	0,03%	0,07%	0,10%	0,13%	0,17%	0,18%	0,03%	0,07%	

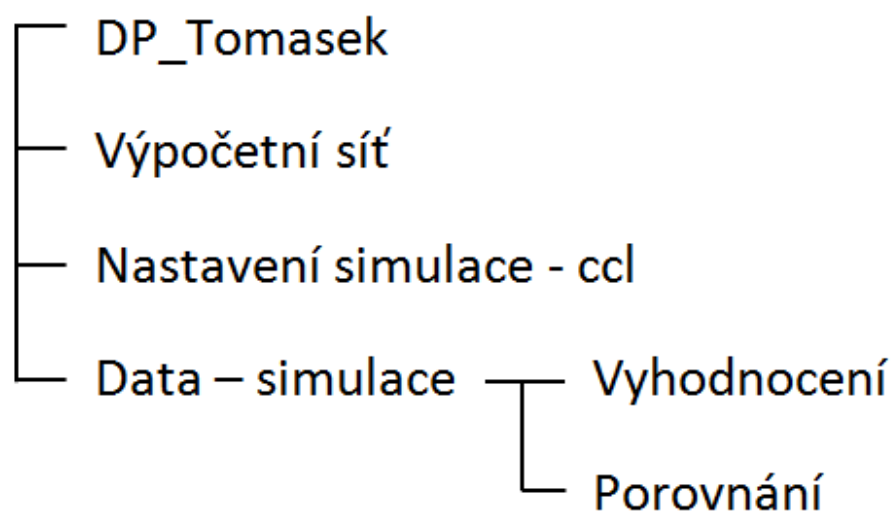
Zvýšená teplota									
Průměr částice [µm]	25	25	25	25	25	25	25	25	25
Hmotn.průtok vzduchu [kg/s]	0,295	0,290	0,287	0,283	0,279	0,276	0,272	0,269	0,275
Hmotn. průtok částic [kg/s]	1,0E-04	1,0E-04	1,0E-04	1,0E-04	1,0E-04	1,0E-04	1,0E-04	1,0E-04	2,0E-04
Hmotn. průtok částic [kg/hod]	10,08	10,08	10,08	10,08	10,08	10,08	10,08	10,08	20,16
Vstupní teplota (celková) [K]	360	370	380	390	400	410	420	430	410
Výstupní teplota celková [K]	359,78	369,74	379,7	389,662	399,62	409,58	419,54	429,449	409,1
Výstupní průměr částice [µm]	21,37	21,10	20,43	20,39	19,96	19,50	19,04	18,54	19,71
Teplota výstupní částice [K]	307,662	310,11	312,416	314,484	316,441	318,224	319,901	321,505	318,324
Ochlazení [K]	0,22	0,26	0,3	0,338	0,38	0,42	0,46	0,551	0,9
Změna průměru [µm]	3,63	3,90	4,57	4,61	5,04	5,50	5,96	6,46	5,29
Procentuální změna průměru	14,53%	15,59%	18,29%	18,43%	20,16%	22,01%	23,84%	25,85%	21,15%
Objem částice [m3]	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15	8,18E-15
Hmotnost částice_vstup [kg]	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12	7,84E-12
Počet částic v hmotn. průtoku [-]	1,28E+07	1,28E+07	1,28E+07	1,28E+07	1,28E+07	1,28E+07	1,28E+07	1,28E+07	2,55E+07
Objem částice_vystupující [m3]	5,11E-15	4,92E-15	4,46E-15	4,44E-15	4,16E-15	3,88E-15	3,61E-15	3,34E-15	4,01E-15
Hmotnost částice vystup.[kg]	4,9E-12	4,72E-12	4,28E-12	4,26E-12	3,99E-12	3,72E-12	3,46E-12	3,2E-12	3,84E-12
Hmotn. průtok částic vystup. [kg/s]	6,24E-05	6,01E-05	5,46E-05	5,43E-05	5,09E-05	4,74E-05	4,42E-05	4,08E-05	9,8E-05
Hmostnost vypařených částic [kg]	3,786805	4,017288	4,581131	4,609347	4,950792	5,297767	5,626555	5,970386	10,27684
Vypaření [%]	37,57%	39,85%	45,45%	45,73%	49,11%	52,56%	55,82%	59,23%	50,98%
Procent. podíl H2O vůči vzduchu	0,03%	0,03%	0,03%	0,04%	0,04%	0,04%	0,04%	0,04%	0,07%

Scale\_2x

20	20	20
1,201	1,203	1,203
1,0E-04	2,0E-04	3,0E-04
10,08	20,16	30,24
350,01	350,01	350,01
349,948	349,826	349,709
14,38	14,58	14,70
306,367	306,17	306,039
0,062	0,184	0,301
5,62	5,42	5,30
28,08%	27,09%	26,49%
4,19E-15	4,19E-15	4,19E-15
4,01E-12	4,01E-12	4,01E-12
24910255	49820511	74730766
1,56E-15	1,62E-15	1,66E-15
1,49E-12	1,56E-12	1,59E-12
3,72E-05	7,75E-05	0,000119
6,329483	12,34526	18,22613
62,79%	61,24%	60,27%
0,01%	0,02%	0,02%

# Příloha D

## Obsah přiloženého CD



Obrázek 5.8: Obsah přiloženého CD