

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

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

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Numerická simulace proudění páry v odlehčeném ventilu

Autor: **Martin STRÍTESKÝ**

Vedoucí práce: **Ing. Zdeněk JÚZA, Ph.D., MBA**

Akademický rok 2014/2015

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ**

Katedra energetických strojů a zařízení

Akad. rok: 2014/2015

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Jméno a příjmení: Martin Stříteský
Rodné číslo: 930512/1727
Studijní program: B2301 Strojní inženýrství
Studijní obor: Stavba energetických strojů a zařízení

Téma bakalářské práce: Numerická simulace proudění páry v odlehčeném ventilu

Osnova bakalářské práce:

- 1) Teorie proudění ideálního a reálného plynu
- 2) Vysvětlení principů a metod v oblasti numerických simulací proudění tekutin
- 3) Regulace výkonu parních turbín
- 4) Regulační ventily parních turbín
- 5) Numerická simulace proudění ventilem ŠKODA
- 6) Analýza dosažených výsledků numerickou simulací

Rozsah bakalářské práce:

- a) textová část: 30 stran
- b) grafická část: výkres sestavy ventilu, grafické výstupy z CFD

Doporučená literatura:

- Bc. František Straka: Numerická simulace proudění v odlehčeném ventilu ŠKODA a určení namáhání vřetene od aerodynamických sil, diplomová práce ZČU KKE, 2012
- Prof. Ing. Jiří Nožička, Csc. : Mechanika tekutin, ČVUT v Praze, 2004, ISBN 80-01-02865-8
- Steidl H., Neužil H., Fořt I., Vlček J.: Úvod do proudění tekutin a sdílení tepla, ACADEMIA, 1975
- Klíma P.: Parní turbíny, bakalářská práce VUT v Brně, 2013
- Fielder J.: Parní turbíny : návrh a výpočet, CERM, 2004, ISBN 80-214-2777-9

Vedoucí bakalářské práce: Ing. Zdeněk JÚZA, Ph.D., MBA

Konzultant bakalářské práce: Ing. Roman Gášpár

Datum zadání bakalářské práce:

Termín odevzdání bakalářské práce:

L.S.

děkan

vedoucí katedry

V Plzni dne

Prohlášení o autorství

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

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

V Plzni dne:

.....
podpis autora

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat vedoucímu práce Ing. Zdeňku Jůzovi, Ph.D., MBA za umožnění vzniku této práce, za jeho rady a pomoc při jejím zpracování. Rád bych také poděkoval konzultantu Ing. Romanu Gášpárovi za cenné rady při sestavování výpočetního modelu a Bc. Miroslavu Kabátovi za jeho trpělivost a čas při řešení problémů spojených s výpočetním softwarem.

ANOTAČNÍ LIST BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

AUTOR	Příjmení Stříteský	Jméno Martin	
STUDIJNÍ OBOR	23-01-R016 „Stavba energetických strojů a zařízení“		
VEDOUcí PRÁCE	Příjmení (včetně titulů) Ing. Jůza, Ph.D., MBA	Jméno Zdeněk	
PRACOVÍŠTĚ	ZČU - FST - KKE		
DRUH PRÁCE	DIPLOMOVÁ	BAKALÁŘSKÁ	Nehodící se škrtněte
NÁZEV PRÁCE	Numerická simulace proudění páry v odlehčeném ventilu		

FAKULTA	strojní	KATEDRA	KKE	ROK ODEVZD.	2015
----------------	---------	----------------	-----	--------------------	------

POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	57	TEXTOVÁ ČÁST	51	GRAFICKÁ ČÁST	6
---------------	----	---------------------	----	----------------------	---

STRUČNÝ POPIS (MAX 10 ŘÁDEK) ZAMĚŘENÍ, TÉMA, CÍL POZNATKY A PŘÍNOSY	Tato bakalářská práce se zabývá numerickou simulací proudění páry v odlehčeném regulačním ventilu. Popisuje chování páry při průchodu ventilem. Výsledkem je působení aerodynamických sil na pohyblivé části ventilu, které bylo následně porovnáno s experimentálními měřeními. Pro výpočet byl použit software Autodesk CFD Simulation 2015.
KLÍČOVÁ SLOVA ZPRAVIDLA JEDNOSLOVNÉ POJMY, KTERÉ VYSTIHUJÍ PODSTATU PRÁCE	CFD, Autodesk, přehřátá pára, numerická simulace, regulace turbín, regulační ventil, ideální plyn, proudění, stabilizační síla

SUMMARY OF BACHELOR SHEET

AUTHOR	Surname Stříteský	Name Martin		
FIELD OF STUDY	23-01-R016 “Design of Power Machines and Equipment“			
SUPERVISOR	Surname (Inclusive of Degrees) Ing. Jůza, Ph.D., MBA	Name Zdeněk		
INSTITUTION	ZČU - FST - KKE			
TYPE OF WORK	DIPLOMA	BACHELOR	Delete when not applicable	
TITLE OF THE WORK	Numerical simulation of a steam flow through the balanced control valve			

FACULTY	Mechanical Engineering	DEPARTMENT	Design of Power System Engineering	SUBMITTED IN	2015
----------------	------------------------	-------------------	------------------------------------	---------------------	------

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

TOTALLY	57	TEXT PART	51	GRAPHICAL PART	6
----------------	----	------------------	----	-----------------------	---

BRIEF DESCRIPTION TOPIC, GOAL, RESULTS AND CONTRIBUTIONS	This bachelor thesis deals with numerical simulation of a steam flow through the balanced control valve. It describes the state of a steam while flowing through the valve. The result is an interaction of aerodynamic forces on movable parts of the valve, that was afterwards compared with experimental measuring. For the entire analysis was used Autodesk CFD Simulation 2015.
KEY WORDS	CFD, Autodesk, superheated steam, numerical simulation, turbine regulation, control valve, ideal gas, flow, stabilization force

Přehled použitých veličin a symbolů

Značka	Název	Jednotky
P	Výkon	W
\dot{m}	Hmotnostní průtok	kg/s
h	Měrná entalpie	J/kg
u	Měrná vnitřní energie	J/kg
p	Statický tlak	Pa
v	Měrný objem	m^3/kg
V	Objem	m^3
ρ	Hustota	kg/m^3
T	Teplota páry	K
r	Specifická plynová konstanta	J/kgK
c_P	Měrná tepelná kapacita při konst. tlaku	J/kgK
c_V	Měrná tepelná kapacita při konst. objemu	J/kgK
κ	Poissonova konstanta	-
Δt	Změna teploty	$^{\circ}C$
s	Měrná entropie	J/kgK
w	Rychlost páry	m/s
Ma	Machovo číslo	-
a	Rychlost zvuku	m/s
H, h	Zdvih ventilu	mm
S, D_h	Plocha	mm^2
ε	Tlakový poměr	-
q	Poměrný hmotnostní tok	-
z	Poměrný zdvih	-
x	Suchost	-
t	Čas	s
R_i	Vnější zrychlení	m/s^2
ν	Kinematická viskozita	m^2/s
η	Dynamická viskozita	$Pa \cdot s$
τ	Smykové napětí	Pa
F	Síla	N
σ_{ik}, τ_{kl}	Tenzor napětí	Pa
q_k, q_v	Tepelný tok	W/m^2
λ	Součinitel tepelné vodivosti	W/mK
Re	Reynoldsovo číslo	-
L, y, δ	Rozměr	m
k	Turbulentní kinetická energie	J/kg
ε	Disipace kinetické energie	m^2/s^3
ω	Specifická disipace	m^2/s^3
R_φ	Reziduum proměnné φ	
\bar{a}	Střední hodnota veličiny	
a'	Fluktuace veličiny	

Obsah

1	ÚVOD	7
2	REGULACE VÝKONU PARNÍCH TURBÍN	8
2.1	Regulace škrcením	8
2.2	Skupinová regulace	9
2.3	Regulace klouzavým tlakem	10
2.4	Regulace obtokem	11
3	REGULAČNÍ VENTILY	12
3.1	Proudění difuzorovým ventilem	13
4	TEORIE PROUDĚNÍ PLYNU	15
4.1	Ideální plyn	15
4.2	Reálný plyn	16
4.3	Popis proudění	19
4.3.1	Středování v čase	20
4.3.2	Základní rovnice proudění tekutin	20
4.3.3	Turbulentní proudění	21
4.3.4	Rychlostní mezní vrstva	22
4.3.5	Održení mezní vrstvy	23
5	NUMERICKÉ SIMULACE PROUDĚNÍ TEKUTIN	24
5.1	Výpočetní síť	25
5.2	Matematické modely turbulence	25
5.2.1	Model k-epsilon	26
5.2.2	Model k-omega	27
5.2.3	Model k-omega SST	27
5.3	Metody řešení parciálních diferenciálních rovnic	27
5.4	Konvergence	28
6	VLASTNÍ SIMULACE PROUDĚNÍ	30
6.1	Příprava modelu	30
6.2	Stručné představení prostředí Autodesk CFD Simulation	33
6.3	Tvorba sítě	34
6.4	Nastavení materiálu a okrajových podmínek	36
6.5	Nastavení solveru	37
6.6	Průběh výpočtu	37
7	ANALÝZA VÝSLEDKŮ	39
7.1	Charakteristika proudění	39
7.2	Rychlostní pole	40
7.3	Tlakové pole	44
7.4	Silové působení	46
7.5	Porovnání vlastností páry před a za ventilem	47
8	ZÁVĚR	48
	Seznam použité literatury	49

Seznam obrázků	50
Seznam tabulek	51
Seznam příloh	51

1 ÚVOD

Tato práce se zabývá řešením proudění přehřáté páry v regulačním ventilu Salmisaari, který je používán v sestavě k regulaci výkonu parní turbíny škrcením. V jeho konstrukci je použit vnitřní odlehčovací systém, který má za úkol vyrovnat aerodynamické síly od proudící páry působící na kuželku ventilu. Znalost sil, které působí v jednotlivých režimech ventilu, je důležitá z hlediska dimenzování ovládacího vřetena a pohonu. Tyto síly mohou být zjištěny experimentálně pomocí odporové tenzometrie nebo přes měření tlaků sondami v komorách ventilu. Tato měření jsou časově, realizačně i finančně náročná. Odpovědí na tuto skutečnost je výzkum možností použití numerických simulací proudění aplikovaných na regulační ventily.

Regulačním ventilem proudí přehřátá pára o tlaku 13 MPa a teplotě 535 °C. Vstupní část ventilu má průměr 300 mm, výstupní část se rozšiřuje z průměru 120 mm na průměr 150 mm. Rozměry vnitřních kanálů se pohybují okolo 10 – 15 mm. Nejmenší geometrickou entitou je mezikruhová mezera v odlehčovacím systému, která má šířku 0.15 mm. Právě kvůli velkým rozdílům rozměrů, které činí až tři řády, vznikají problémy s kvalitou sítě, velikostí úlohy a časem potřebným pro běh simulace.

Jedním z hlavních úkolů této práce je ověřit schopnost softwaru Autodesk CFD Simulation řešit složité proudění páry v regulačním ventilu. Tento software je primárně založen na metodě konečných prvků (FEM), která s sebou přináší určité výhody i nevýhody.

První část práce sestává z teoretické rešerše problematiky. Ta zasahuje do oblasti regulace výkonu parních turbín, konstrukce regulačních ventilů, vlastností plynů, matematické formule proudění tekutin a numerických metod. Druhá část obsahuje praktické řešení problému. Zahrnuje seznámení se s výpočetním softwarem, přípravu modelu pro simulaci, nastavení výpočtu a vyhodnocení výsledků numerické simulace. Hlavním úkolem při vyhodnocení je zjištění sil působících na kuželku ventilu.

Geometrie sestavy ventilu, okrajové podmínky a stručná data z experimentu byla poskytnuta společností Doosan Škoda Power, s.r.o.

Příprava geometrie byla realizována na softwarech Autodesk Inventor Professional 2015 a DesignModeler od Ansys, Inc. Největší část práce byla provedena na výpočetním softwaru Autodesk CFD Simulation 2015 od společnosti Autodesk, Inc.

2 REGULACE VÝKONU PARNÍCH TURBÍN

Pro zajištění co nejvyšší hospodárnosti provozu parní turbíny při změnách zatížení regulujeme charakteristické veličiny turbíny. Pokud je parní turbína připojena k elektrogenerátoru, probíhá změna těchto veličin při zachování konstantních otáček. Regulace tedy udržuje některé z charakteristických veličin konstantní, zatímco u ostatních dochází ke změně. Hlavním cílem je reakce na potřeby poháněného stroje - tedy změna výkonu.

Při izoentropické expanzi předá množství páry \dot{m} turbíně vnitřní výkon P (1).

$$P = \dot{m} (h_1 - h_2) \quad (1)$$

Tento ideální výkon je snížený vlivem různých typů účinností turbínového celku.

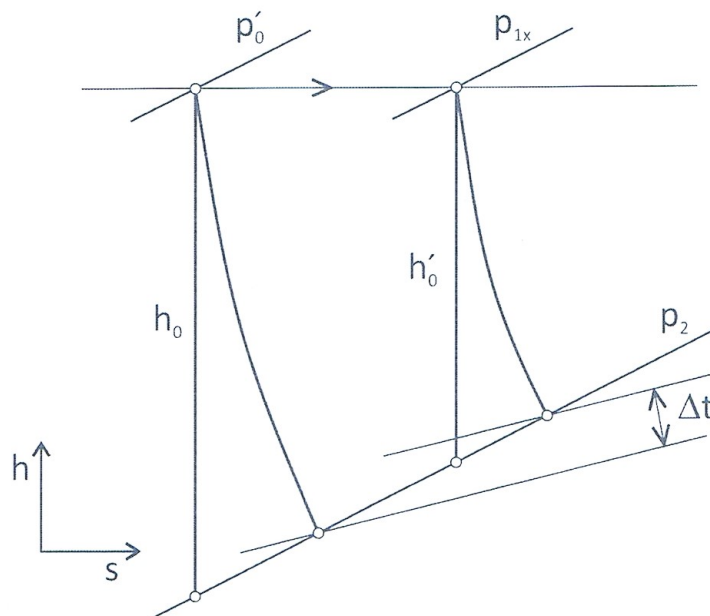
Z výše uvedeného vyplývá, že výkon turbíny můžeme ovlivnit třemi způsoby:

- změnou průtočného množství páry (kvantitativní)
- změnou měrné energie páry (kvalitativní)
- změnou účinnosti celku

Technickým řešením těchto možností je regulace škrcením, skupinová, klouzavým tlakem a obtokem.

2.1 Regulace škrcením

Při tomto způsobu škrcení se v rovnici (1) mění hmotnostní průtok \dot{m} podle aktuálního zdvihu regulačního ventilu RV. Spolu s hmotnostním průtokem se mění také tlak páry. Tím je ovlivněn adiabatický spád na turbíně. Škrcení považujeme za izoentalpický jev (podrobněji v kap. 3.1).



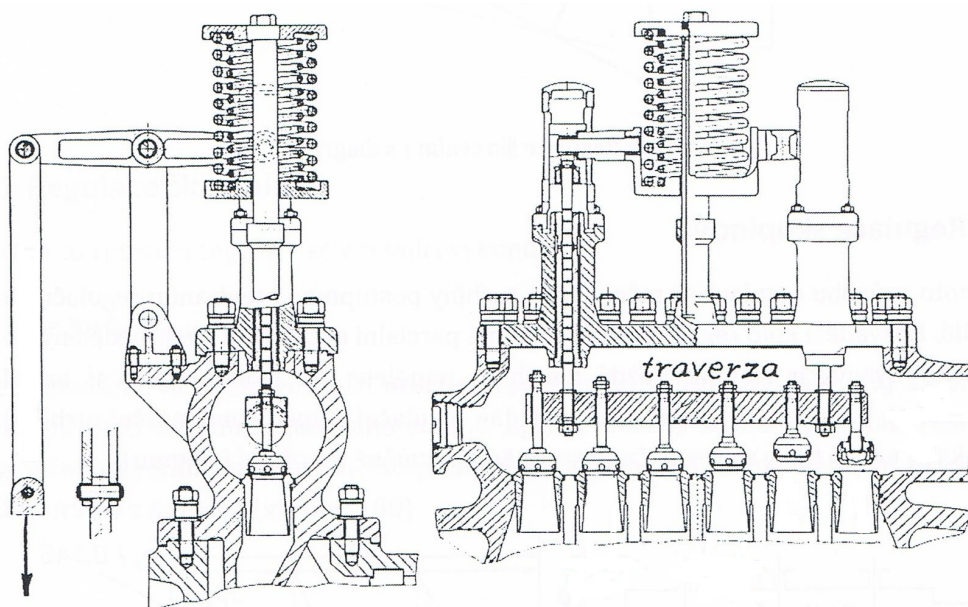
Obrázek 1: Škrcení v h-s diagramu [1]

Seškrcením vstupního tlaku p'_0 na p_{1x} se zmenší tepelný spád turbíny z h_0 na h'_0 (obr. 1). Autor předpokládá použití regulačního stupně ve vícestupňové kondenzační turbíně. Tlak za regulačním stupněm se lineárně mění s protékajícím množstvím páry. Rozváděcí kolo má totální ostřík a je za ním tlak p_2 . Tedy dle (obr. 1) je rozdíl tlaků mezi p_{1x} a p_2 tlakový spád na rozváděcí lopatky regulačního stupně. Snížením tlakového spádu se snižuje tepelný (adiabatický) spád a zhoršuje se termodynamická účinnost turbíny. V regulačním ventilu také dochází k tlakové ztrátě, která se mění s jeho zdvihem. [1, s.100]

Výhodou regulace škrcením je malá změna teploty Δt , proto nedochází k velkým tepelným namáháním částí turbíny. Díky tomu je vhodné škrcení používat pro časté, rychlé a krátkodobé změny výkonu. Při tomto způsobu regulace škrtíme celý hmotnostní průtok - snižujeme celkový tepelný spád turbíny. To není vhodné pro dlouhodobé použití kvůli velkým ztrátám. Regulace škrcením se tak s výhodou využívá u turbín menších výkonů, nejlépe s jedním regulačním ventilem, kvůli jednoduchosti.

2.2 Skupinová regulace

Pokud má regulační stupeň turbíny parciální ostřík, rozváděcí lopatky jsou rozděleny do několika dýzových skupin. Každou skupinu ovládá jeden regulační ventil. Pro změnu výkonu se postupně otevírají či zavírají jednotlivé regulační ventily. V ideálním případě používáme pouze plně otevřené ventily. Regulace je tedy vhodná pro stroje, u nichž se předpokládá dlouhodobý provoz při částečném výkonu.



Obrázek 2: Ovládání regulace traverzou [1]

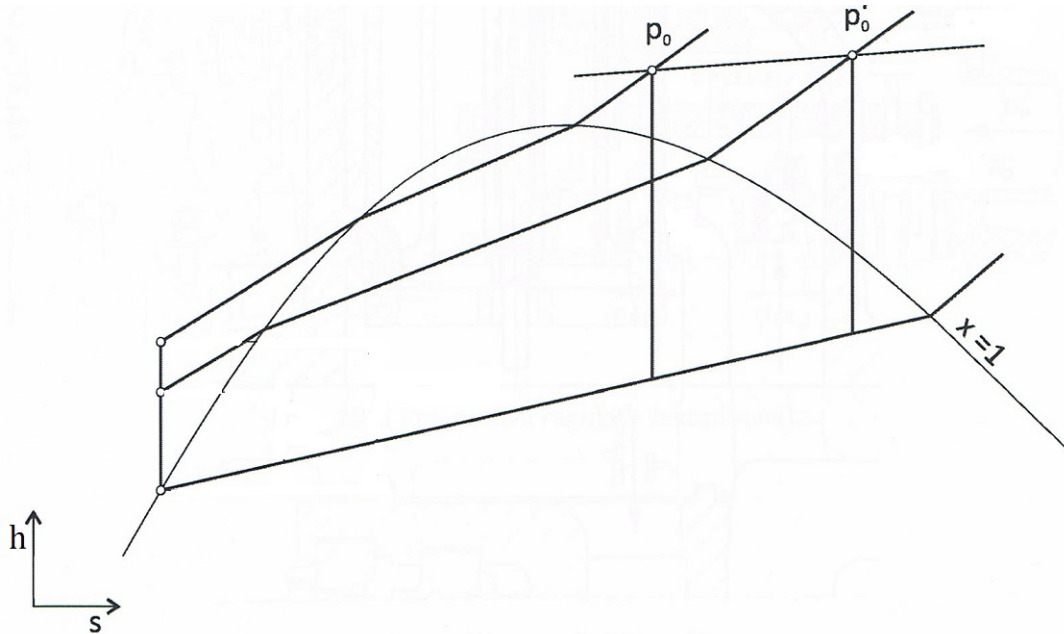
Nejčastěji se pro ovládání skupiny ventilů používá traverzová regulace (obr. 2). K traverze jsou připojeny ventily s různými délkami vřeten. S pohybem traverzy je tedy vždy plně otevřen jeden nebo více ventilů a případně jeden částečně. V tom spočívá hlavní výhoda oproti regulaci škrcením - neškrtíme celý hmotnostní průtok, škrcení nastává pouze u částečně otevřeného ventilu. Tento způsob můžeme použít pro dlouhodobější regulaci výkonu. Není však vhodný pro časté změny výkonu kvůli velké změně teploty Δt (obr. 1). [2, s. 81 až 84]

Za částečně otevřeným ventilem je tlak a rychlost vždy nižší než za plně otevřeným ventilem. Postupné otevírání ventilů probíhá vždy tak, aby nerovnoměrný proud co nejméně zatěžoval chod turbíny. Důsledky proudu vzniklého parciálním ostřikem jsou např. jednostranně zatěžovaná ložiska nebo zvětšující se proměnlivá ohybová namáhání oběžných lopatek. Nejnebezpečnější stav nastává při plně otevřeném prvním regulačním ventilu. Nerovnoměrným prouděním také vzniká ztráta parciálním ostřikem. [3, s. 162-163]

2.3 Regulace klouzavým tlakem

U tohoto způsobu regulace se mění vstupní tlak v napájecím čerpadle. Vysoké tlaky znamenají vysoký příkon čerpadla, který je odebírán z výkonu turbosoustrojí (pro vstupní tlak 24,5 MPa 4,5% výkonu). Naopak snížením tlaku v čerpadle se sníží jak vlastní výkon turbíny, tak příkon odebíraný čerpadlem.

Regulace klouzavým tlakem je zakreslena na *obrázku 3* v h - s diagramu vodní páry. Z tlaku p'_0 proběhla změna na vyšší tlak p_0 při stejné teplotě před vstupem do turbíny.

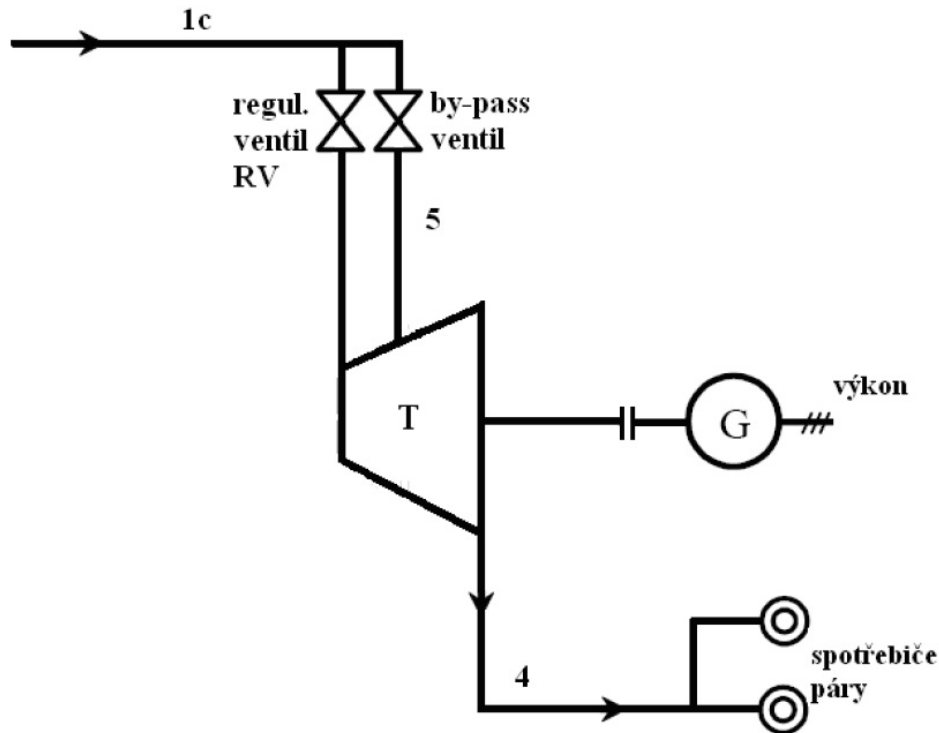


Obrázek 3: Změna vstupního tlaku h - s diagram [2]

Princip regulace je obdobný jako u předešlých typů. Dochází ke kvalitativní změně parametrů admisní páry. Důležité je, že nedochází ke ztrátám škrcením. Další výhodou je totální ostřik regulačního stupně. Pára do turbíny vstupuje jedním nebo dvěma plně otevřenými ventily do vstupní komory před stupeň. Turbína je spouštěna společně s kotlem, tím je zajištěno rovnoměrné prohřívání turbíny a plynulý nárůst výkonu. Nevýhodou je pomalý regulační pochod a snížení tepelné účinnosti při snížení vstupního tlaku. Tento způsob je tedy vhodný pro turbíny s velkým výkonem, který se mění pouze minimálně. [2, s. 84-85]

2.4 Regulace obtokem

Regulace obtokem slouží k dočasnému zvýšení jmenovitého výkonu turbíny. Část vstupní páry je vedena do by-pass ventilu, který vpouští páru do části s větším průřezem lopatkování, kde je umožněn větší hmotnostní průtok páry, a tím zvyšuje výkon turbíny (*obr. 4*). Na tento způsob regulace musí být dimenzovány stupně za by-pass ventilem.



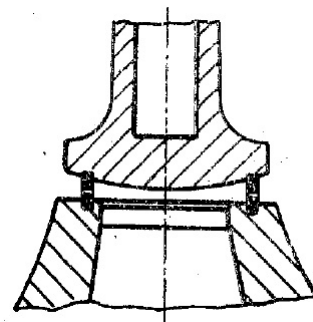
Obrázek 4: Schéma zapojení regulace obtokem [4]

By-pass ventil je uzavřen, pokud turbína pracuje v rozmezí do jmenovitého výkonu. Při potřebě zvýšení výkonu nad jmenovitý je by-pass ventil otevřen a průtok páry před obtokem se sníží v důsledku zvýšení hmotnostního průtoku za obtokem, kde pára působí na větším adiabatickém spádu. Regulaci je možno použít i u turbín s konstantním průtočným průřezem, nebo u protitlakých turbín, kde kolísá průtok páry. [4, s. 29]

3 REGULAČNÍ VENTILY

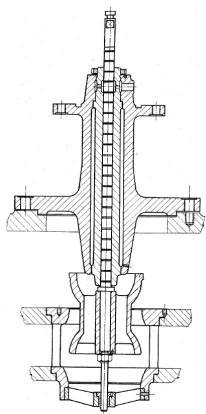
Regulační ventily se používají, jak vyplývá z předchozí kapitoly, ve skupinové regulaci a v regulaci škrcením. Postupem doby, zvyšováním výkonu turbín a požadavků na účinnost byly vyvinuty různé typy ventilů. Zde si popíšeme pouze pár typů dle [3].

Talířový ventil (*obr. 5*) se používal dříve a konstrukcí se neliší od uzavíracího ventilu. Kvůli tvaru kuželky a dosedací plochy je regulace průtočného množství velice obtížná. Průtok páry prudce narůstá již při malých zdvizech, proto bylo nutné použití velkého převodu mezi vřetenem a servomotorem. Také použitím talířového ventilu ve skupinové regulaci bylo dosaženo zjemnění regulačního kroku. Dnes se regulace s těmito ventily již nevyrábějí. Více rozšířené jsou **dvousedlové ventily**, které bývají odlehčené kvůli snížení ovládací síly. Geometrie odlehčeného dvousedlového ventilu s ovládacím vřetenem je na *obrázku 6*. Má dvě těsnící plochy, u kterých je při vyšších teplotách v důsledku tepelné roztažnosti kuželky problém s netěsností jedné z dosedacích ploch. Kvůli ostrým změnám směru proudění má tento ventil značný odpor, což znamená velké tlakové ztráty. Rychlost páry ve škrťací mezeře při plně otevřeném ventilu se volí asi 60 m/s .

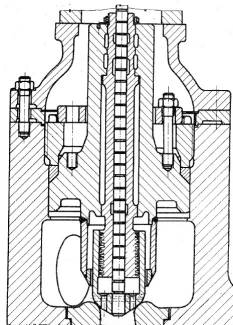


Obrázek 5: Schéma talířového ventilu [3]

Dnes se používají jednosedlové ventily s jednou těsnící plochou, čímž se odstraňují problémy s netěsností a je umožněno použití vyšších teplot a tlaků. Díky geometrii, ve které nevznikají žádné prudké změny směru proudu, se dosahuje menších tlakových ztrát. V nejužším průřezu při plně otevřeném ventilu může rychlost proudění páry dosáhnout až 200 m/s při stejné tlakové ztrátě jako u dvousedlového ventilu s rychlostí proudění 60 m/s . Pro přeměnu vysoké kinetické energie páry na tlakovou je na konci umístěn difuzor, rozšiřující se kanál. Takové ventily se nazývají **difuzorové** (*obr. 7*). Poměr výstupní plochy difuzoru a škrťacího průřezu se volí $2 \div 3$. Kvůli vysokým rychlostem je ovládací síla vřetena značná, proto je snaha používat odlehčené kuželky. Dalšími typy regulačních prvků jsou otočné klapky a natáčivé stěny.



Obrázek 6: Dvousedlový ventil [3]

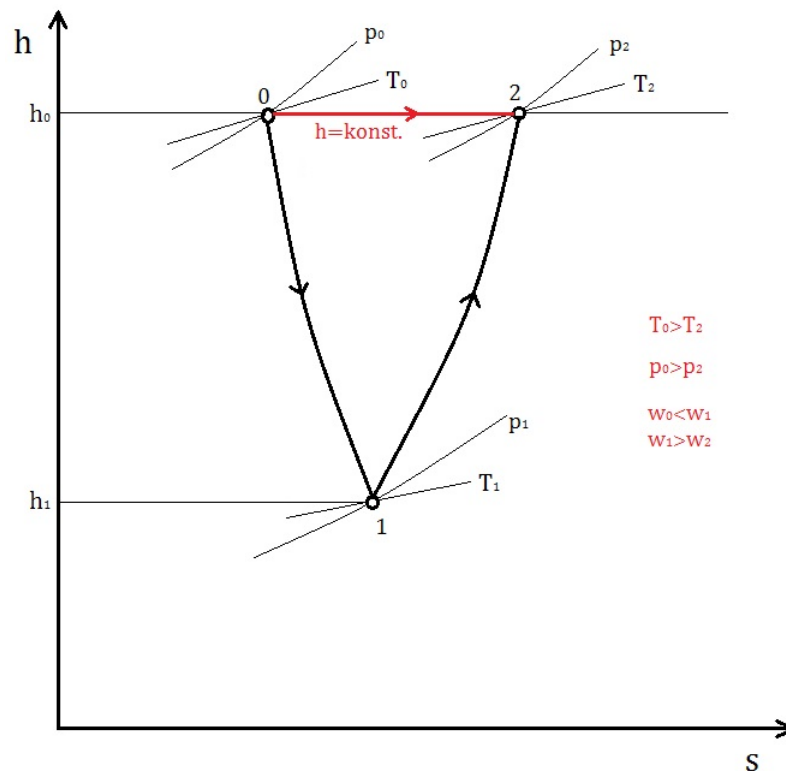


Obrázek 7: Difuzorový ventil [3]

3.1 Proudění difuzorovým ventilem

Difuzorový ventil se skládá ze zužující se a poté rozšiřující se dýzy. Můžeme na něj aplikovat vzorce odvozené pro dýzu. Proudění ventilem probíhá nejdříve ve zužujícím se průřezu jako děj izoentropický. V tomto průřezu se zvyšuje rychlost. Následně se musí snížit také teplota, tlak a entalpie. V rozšiřující se části (difuzoru) se mění kinetická energie zpět na tlakovou, tzn. snížení rychlosti a zvýšení tlaku, entalpie a teploty. V ideálním případě beze ztrát a s ideálním plynem by byl stav media po průchodu ventilem stejný jako před ním. Ve skutečnosti je pára reálný plyn, jehož měrná tepelná kapacita není konstantní (viz kap. 4.2), a při škrcení vznikají ztráty. Oba děje potom neprobíhají izoentropicky.

Celý děj reálného plynu je naznačen na *obrázku 8*. Pára vstupující do ventilu má parametry h_0 , p_0 a T_0 . Ve zužujícím se průřezu roste rychlost w_0 , klesá tlak na p_1 , teplota na T_1 a entalpie na h_1 . Prouděním difuzorem se sníží rychlost w_1 , zvýší tlak p_1 na p_2 , entalpie h_1 na h_0 a teplota T_1 na T_2 . Kvůli vnitřním ztrátám dochází k nárůstu entropie. Plocha mezi body 0, 1 a 2 znázorňuje velikost celkové ztráty závislé na tlakovém poměru, rozdílu entalpií a entropií. Kvůli stejné entalpii na vstupu i výstupu z ventilu se proudění ventilem jeví jako izoentropické.



Obrázek 8: h-s diagram škrcení reálného plynu v regulačním ventilu

Při proudění regulačním ventilem určujeme několik základních parametrů. Jsou to zdvih H , minimální průřez pod kuželkou S_{min} , průtočné množství páry \dot{m} , tlak na vstupu p_0 a tlak na výstupu z ventilu p_V .

Poměr výstupního a vstupního tlaku je tlakový poměr ε (2).

$$\varepsilon = \frac{p_V}{p_0} \quad (2)$$

Při znalosti minimálního průřezu a vlastností media můžeme určit kritické průtočné množství \dot{m}_{kr} dle (3). V rovnici (3) znamená index 1 stav páry před vstupem do ventilu. Hodnotu měrného objemu v_1 najdeme v tabulkách termodynamických vlastností vodní páry [5] pro vstupní tlak a teplotu. Toto množství protéká v daném místě při rychlosti proudění rovné rychlosti zvuku. Při rychlostech proudění menších než je rychlost zvuku je průtočné množství menší.

$$\dot{m}_{kr} = S_{min} \sqrt{\kappa \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \frac{p_1}{v_1}} \quad (3)$$

Ve ventilu musí platit také rovnice kontinuity ve zjednodušeném tvaru (4). Průtočná množství \dot{m} musí být stejná na výstupu i na vstupu (5).

$$\dot{m} = \rho S w \quad (4)$$

$$\dot{m} = \rho_0 S_0 w_0 = \rho_V S_V w_V \quad (5)$$

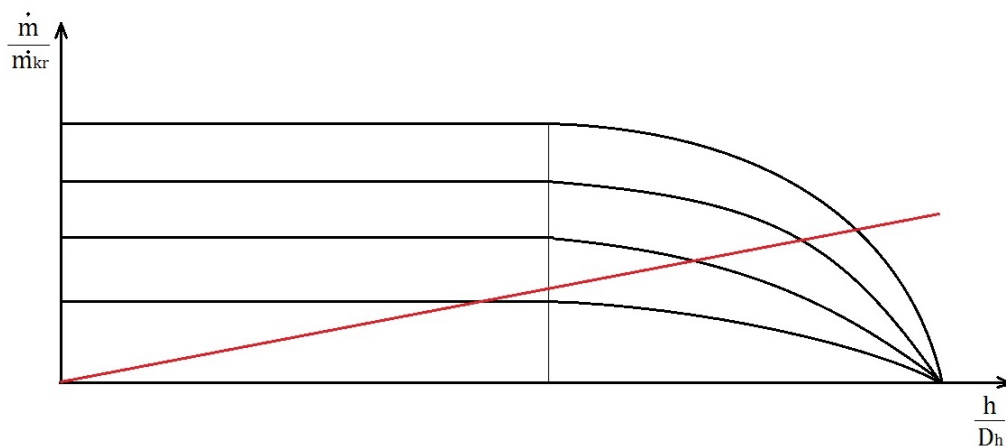
Poměr průtočného množství \dot{m} při aktuálním zdvihu ku množství kritickému \dot{m}_{kr} je poměrný hmotnostní tok q (6).

$$q = \frac{\dot{m}}{\dot{m}_{kr}} \quad (6)$$

Poměr zdvihu ventilu h ku minimálnímu průřezu škrcení v aktuálním zdvihu D_h je poměrný zdvih, například z (7).

$$z = \frac{h}{D_h} \quad (7)$$

Závislost mezi těmito poměry můžeme zakreslit do grafu (obr. 9). Graf znázorňuje provozní charakteristiku turbíny (červená přímka) a provozní charakteristiky ventilu pro různé zdvihy a protékající množství. Hmotnostní tok je do určitých poměrů zdvihu a průřezu škrcení konstantní a po dosažení kritického poměru zdvihu se snižuje. Průsečíky provozní charakteristiky ventilu a turbíny udávají informaci o tom, jaké množství páry by mělo proudit ventilem při zvyšování výkonu turbíny (najíždění).



Obrázek 9: Provozní charakteristika turbíny a ventilu

4 TEORIE PROUDĚNÍ PLYNU

Mechanika tekutin, někdy též rozlišovaná na hydromechaniku a aeromechaniku, je součástí klasické mechaniky. Odtud také plynou základní zákony, které se upravují pro potřeby mechaniky tekutin. Uplatňujeme především Newtonovy zákony (zákon setrvačnosti, zákon síly), pomocí kterých řešíme rovnováhu nebo pohyb tekutiny, zákon zachování hmoty (rovnice kontinuity) a zákon zachování energie (energetická rovnice, 1. zákon termodynamiky).

Z výše uvedeného je zřejmé, že proudění řešíme v makroskopickém měřítku. Takové proudění se skládá z pohybu tekutinových (též molárních) částic, složených z milionů jednotlivých molekul. Abychom vyloučili vliv molekul na vlastní proudění, musíme přijmout hypotézu o kontinuitě, která umožňuje používání infinitesimálního počtu. Kritériem pro použití hypotézy je Knudsenovo číslo.

4.1 Ideální plyn

Plyn je látka, která nemá vlastní tvar ani objem. Její molekuly konají náhodný pohyb, neexistuje mřížka. Ideální plyn je **dokonale stlačitelný a nevazký**. Pro popis jeho stavu používáme stavové veličiny - tlak p , hustotu ρ nebo měrný objem v a teplotu T . Vztah mezi těmito veličinami popisuje **stavová rovnice** ideálního plynu (8), kde r je měrná plynová konstanta.

$$\frac{p}{\rho} = rT \quad (8)$$

Stavová rovnice vychází z několika základních zákonů - Boyleův-Marriotův (9) pro izotermické změny, Gay-Lussacův (10) pro izobarické změny a Charlesův (11) pro izochorické změny.

$$T = \text{konst.} \quad pV = \text{konst.} \quad (9)$$

$$p = \text{konst.} \quad \frac{V}{T} = \text{konst.} \quad (10)$$

$$V = \text{konst.} \quad \frac{p}{T} = \text{konst.} \quad (11)$$

Pro doplnění termodynamických dějů uvedeme ještě adiabatický děj (12) pro dokonale tepelně izolovanou soustavu, izentropický děj (13) pro konstantní entropii a izoentalpický děj (14) pro konstantní entalpii.

$$dq = 0 \quad (12)$$

$$s = \text{konst.} \quad (13)$$

$$h = \text{konst.} \quad (14)$$

Tyto děje zastřešují první (15) a druhý (16) termodynamický zákon.

$$dq = dh - vdp \quad (15)$$

$$ds \geq \frac{dq}{T} \quad (16)$$

K vyjádření energií plynu používáme následující veličiny:

Měrná tepelná kapacita při konstantním objemu a tlaku c_V a c_P uvádí množství tepla potřebného k ohřátí kilogramu látky o jeden stupeň Kelvina. Tato hodnota se rozlišuje pro izobarický a izochorický děj. Existuje mezi nimi závislost nazývaná Mayerův vztah (17).

$$r = c_P - c_V \quad (17)$$

Podíl mezi oběma tepelnými kapacitami je roven **Poissonově konstantě** κ (18).

$$\kappa = \frac{c_P}{c_V} \quad (18)$$

Měrná vnitřní energie u je stavová veličina závislá na teplotě (19). Její velikost udává součet všech druhů energií atomů plynu. Patří sem kinetická a potenciální energie atomů, chemická a další energie. Měrná vnitřní energie určuje termodynamický stav látky.

$$du = c_V dT \quad (19)$$

Měrná entalpie h je v technické praxi používanější. K vnitřní energii je přičtena mechanická energie plynu (20).

$$dh = du + d(pv) \quad (20)$$

Vyjádřením pomocí měrné tepelné kapacity při konstantním tlaku dostaneme rovnici (21).

$$dh = c_P dT \quad (21)$$

Tato veličina vyjadřuje schopnost plynu konat práci a spolu se změnou tepla termodynamické soustavy vyjadřují první zákon termodynamiky (15).

4.2 Reálný plyn

V reálném plynu existují mezimolekulární síly, při vysokých teplotách a tlacích nelze zanedbat vlastní objem molekul, proto vznikla van der Waalsova rovnice (22) s opravnými koeficienty pro určitý plyn. Koeficient a je kohezní konstanta plynu zohledňující mezimolekulární síly a b je korekce objemu zohledňující objem molekul [6, s. 7-12].

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = rT \quad (22)$$

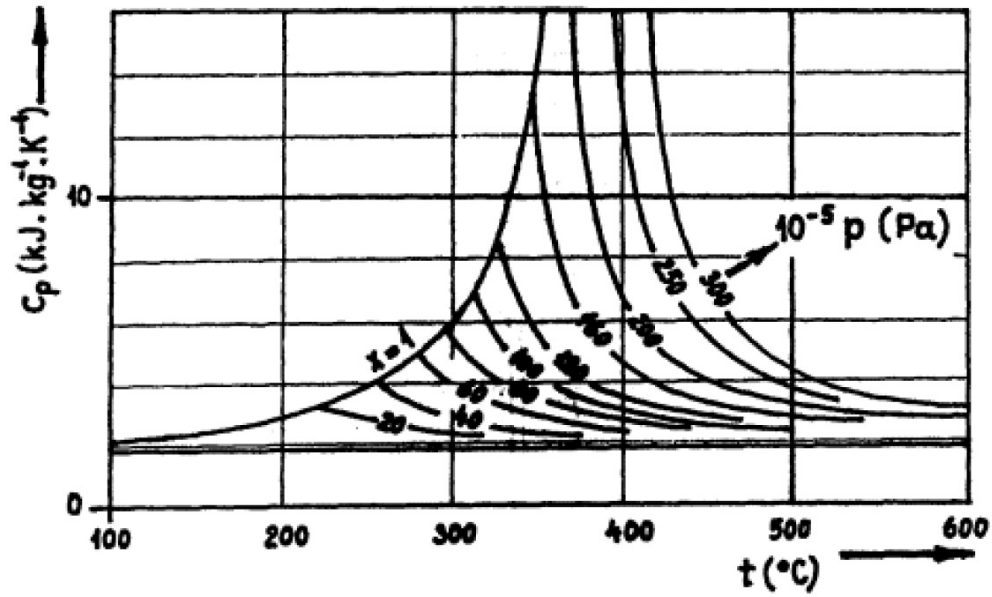
Pro přesný popis chování reálného plynu v celém rozsahu teplot a tlaků by měly být konstanty a a b závislé na tlaku a teplotě. Existují i další stavové rovnice - stavové rovnice Benedictova, Webbova a Rubinova a Redlichova-Kwongova stavová rovnice, které se používají v různých modifikacích. Dalším způsobem, jak přesněji popsat chování reálného plynu, je viriální rozvoj Kammerling-Onneseho (23), který používá stavovou rovnici v úpravě pro kompresibilitní faktor vyjádřený polynomiální funkcí, kde B, C, D jsou kompresibilitní faktory závislé na teplotě a u směsi plynů také na podílu složek.

$$z = 1 + B(T)\frac{1}{v} + C(T)\left(\frac{1}{v}\right)^2 + D(T)\left(\frac{1}{v}\right)^3 + \dots \quad (23)$$

Kompresibilitní faktor (24) u reálných plynů není zpravidla roven jedné, vyjadřuje tedy fakt, že se reálný plyn při stejných teplotách a různých tlacích stlačuje méně či více než plyn ideální.

$$z = \frac{pv}{rT} \begin{matrix} \leq \\ \equiv \\ > \end{matrix} 1 \quad (24)$$

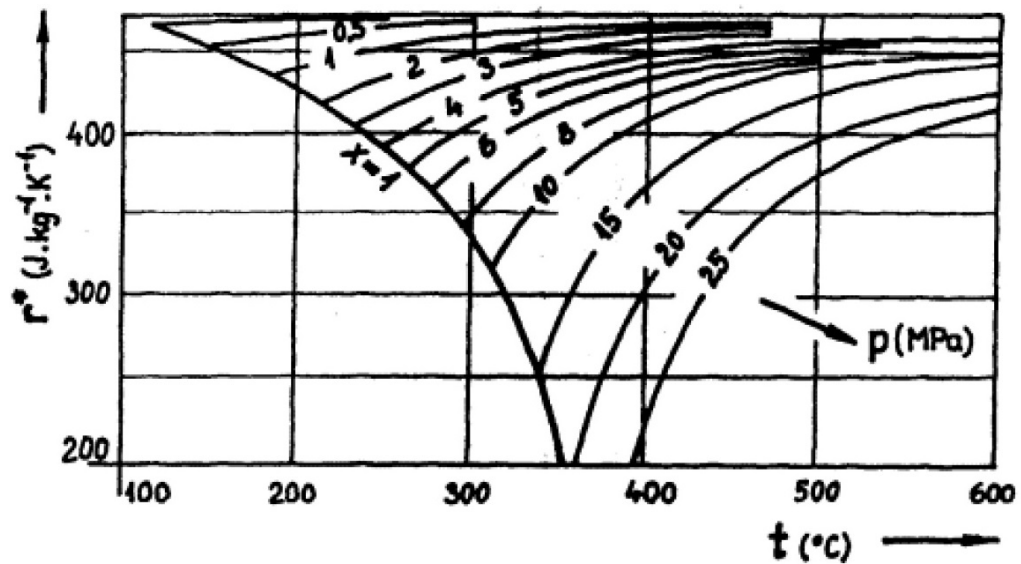
Dalším rozdílem oproti ideálnímu plynu je závislost **měrných tepelných kapacit** na teplotě a tlaku. Jejich hodnoty odečítáme z tabulek nebo diagramů (*obr. 10*).



Obrázek 10: Měrná tepelná kapacita páry v závislosti na tlaku a teplotě [14]

U přehřáté páry se s jednoduchostí používá stavová rovnice dle prof. Stodoly (25), která používá měrnou plynovou konstantu závislou na tlaku a teplotě přibližně dle obrázku 11.

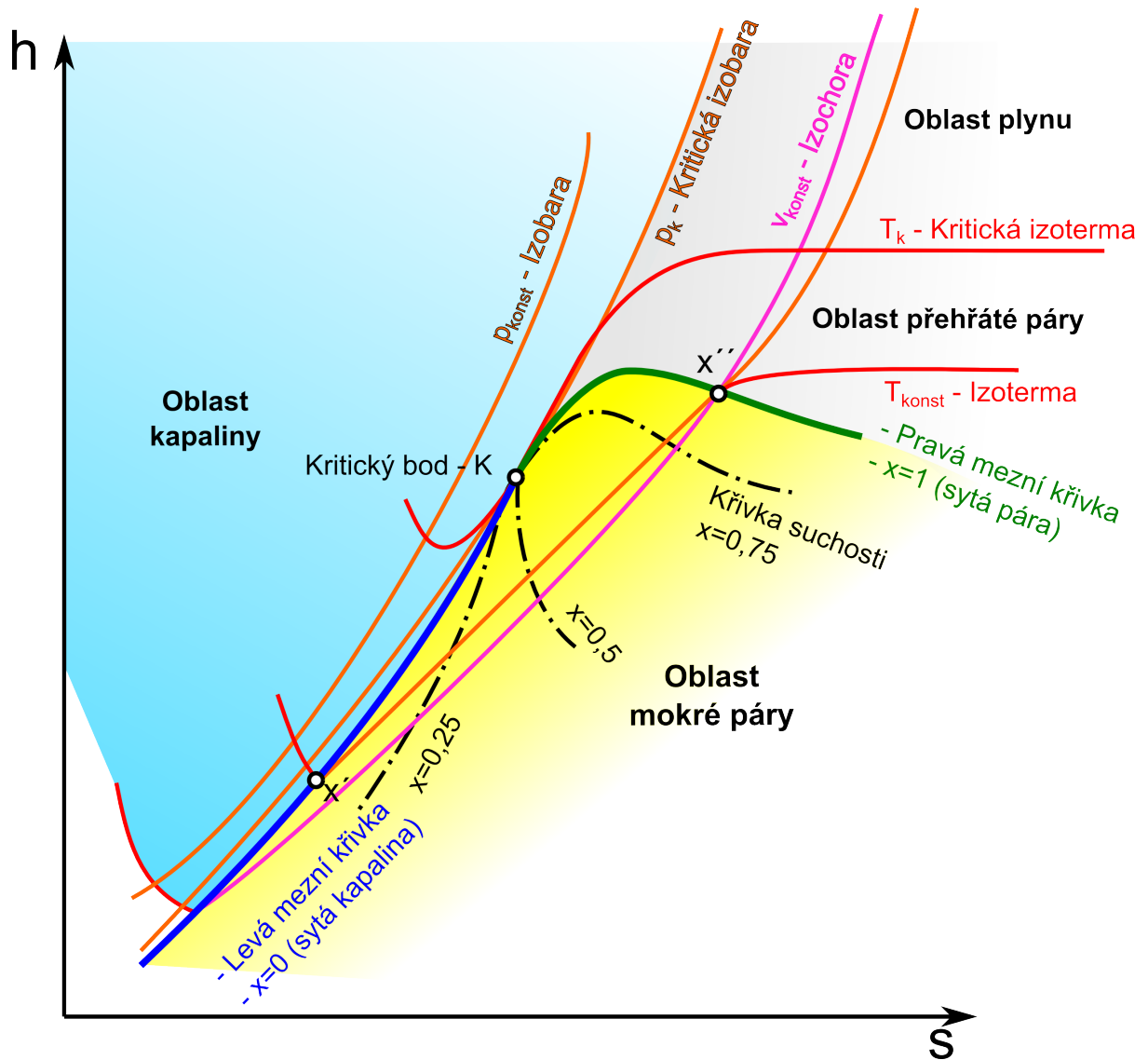
$$p v = r^* T, \quad r^* = f(p, T) \quad (25)$$

Obrázek 11: Závislost r^* na teplotě a tlaku [14]

Také změna měrné vnitřní energie (26) a entalpie (27) je závislá na tlaku a teplotě, nicméně v praxi se pro zjištění entalpie vodní páry používají tabulky vlastností vodní páry [5] nebo h-s diagram (obr. 12).

$$du = c_V(p, T)dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v}\right)_T dv \quad (26)$$

$$dh = c_P(p, T)dT + \left(\frac{\partial h}{\partial p}\right)_T dp \quad (27)$$



Obrázek 12: h-s diagram vodní páry [7]

Při zjišťování vlastností mokré vodní páry, tedy směsi kapaliny a páry, zavádíme parametr popisující podíl obou fází, **suchost** x (28), kde m'' je hmotnost páry a m' hmotnost kapaliny ve směsi.

$$x = \frac{m''}{m'' + m'} \quad (28)$$

Pro $x = 0$ máme tedy sytou kapalinu a pro $x = 1$ sytou páru. Tyto hodnoty v diagramech vodní páry tvoří levou a pravou mezní křivku (*obr. 12*). Pokud potřebujeme znát vlastnosti mokré páry, použijeme upravený vztah pro suchost (29), kde h'' je měrná entalpie páry na mezi syté páry a h' je měrná entalpie na mezi syté kapaliny. Entalpii v rovnici můžeme nahradit měrným objemem nebo entropií.

$$h = h' + x.(h'' - h') \quad (29)$$

Na rozmezí levé a pravé mezní křivky se nachází kritický bod okolo hodnot $p = 22.06$ MPa a $T = 647$ K. Ten je důležitý kvůli orientaci v diagramu. Při zvyšování teploty syté páry dostaneme páru přehřátou, která má obecně nižší tlak než sytá pára při stejné teplotě. S vyšším stupněm přehřátí se přibližuje přehřátá pára více vlastnostem ideálního plynu. Ve výpočtech s párou o vysokém stupni přehřátí je tedy možno použít stavové rovnice pro ideální plyn.

Jak jsme si již uvedli, ideální plyn považujeme za nevazký. To neplatí u reálných plynů, ve kterých probíhá výměna hmoty napříč prouděním vlivem tepelných pohybů. U vazkých plynů proto vznikají smyková napětí, rychlostní mezní vrstvy a tlakové ztráty. O vazkosti a důsledcích více v *kap. 4.3.3* a dále.

4.3 Popis proudění

Při popisování pohybu částic tekutiny často používáme Eulerův popis, při kterém vycházíme ze zvoleného kontrolního objemu a pevného souřadnicového systému. Částice konají obecný pohyb složený z translace, rotace, lineární a smykové deformace. Sledujeme změny a vzájemný vztah stavových veličin, rychlostí, hybnosti, energie a jiných v závislosti na poloze a čase. Výsledkem jsou tedy vektorová či skalární pole hodnot. V obecném případě proudění (prostorové, nestacionární proudění) jsou předpisem pro rozložení a změny hodnot nelineární parciální diferenciální rovnice prvního a druhého řádu. V této práci se zaměřím na problémy proudění vyskytující se u ventilů.

Vlastnosti dále popisovaného a řešeného proudění jsou:

- Vazké - ve složité geometrii ventilu nelze zanedbat vazkost plynu
- Stlačitelné - i při předpokládaném Machovo číslu menším než 1 jsou změny hustoty a vliv na proudění významný
- Ustálené - kvůli vysoké turbulenci pod kuželkou se řešení problému jako nestacionárního přímo nabízí, ale výkon dostupné výpočetní techniky to neumožňuje
- Turbulentní - proudění je plně vyvinuté turbulentní díky vysokým rychlostem proudění
- Prostorové - geometrii průtočné části nelze zjednodušit
- Adiabatické - neuvažujeme přestup tepla stěnou do okolí

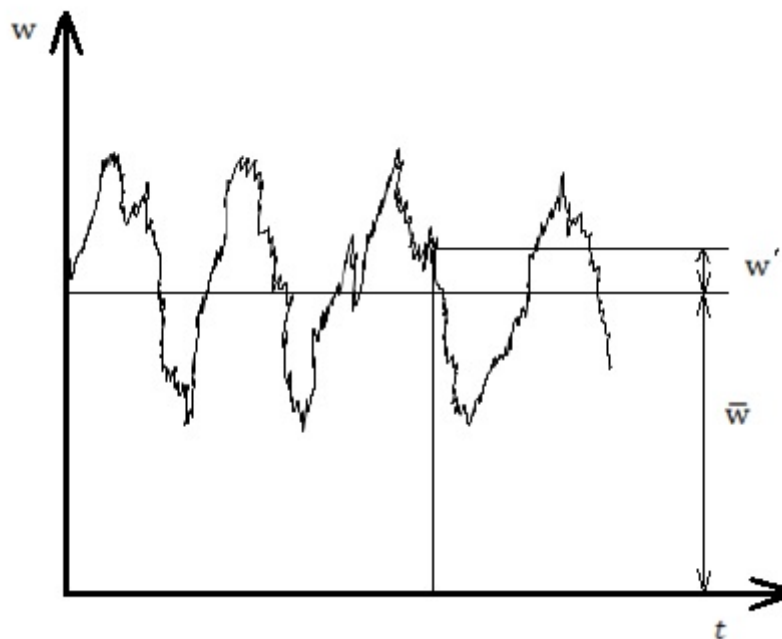
4.3.1 Středování v čase

Turbulentní proudění se skládá z vírů různých velikostí, které vznikají a zanikají nahodile. Základní veličiny p , ρ , w se zde neustále mění. Jejich skutečná hodnota se pohybuje okolo střední hodnoty s okamžitou odchylkou. Velikost střední hodnoty se vypočítá dle statistických nástrojů. Na *obr. 13* je tento případ vyobrazen pro rychlost w , která se skládá ze střední rychlosti \bar{w} a okamžité odchylky w' . V současné době se ve většině případů kvůli hardwarovému omezení používá matematický popis proudění právě pomocí středních hodnot. [11, s. 78]

$$w = \bar{w} + w'$$

$$p = \bar{p} + p'$$

$$\rho = \bar{\rho} + \rho'$$



Obrázek 13: Fluktuace rychlostí [10]

4.3.2 Základní rovnice proudění tekutin

Rovnice kontinuity pro prostorové proudění vychází ze zákona zachování hmotnosti. Podle něj je hmotnostní tok kontrolním objemem konstantní. Při změně velikosti plochy, kterou látka protéká, se pro zachování hmotnostního průtoku mění hustota a/nebo rychlost proudící látky. Její tvar pro pravoúhlý souřadnicový systém a stlačitelné proudění představuje rovnice (30). [11, s. 77-78]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho w_k)}{\partial k} = 0 \quad (30)$$

Tvar rovnice kontinuity pro stacionární úlohu (31):

$$\frac{\partial(\rho w_k)}{\partial k} = 0 \quad (31)$$

Ustředněný tvar rovnice kontinuity pro turbulentní proudění a stacionární úlohu (32):

$$\frac{\partial(\overline{\rho w_k})}{\partial k} + \frac{\partial(\overline{\rho' w'_k})}{\partial k} = 0 \quad (32)$$

Navier-Stokesova rovnice vychází z pohybové rovnice a z rovnic popisujících proudění je nejdůležitější. Zahrnuje změny rychlosti, hustoty, tlaku, vliv vnějších zrychlení a vazkosti tekutiny. Její tvar (33) je platný pro obecný stav třírozměrného proudění vazké tekutiny. [11, s. 75-77]

$$\underbrace{\frac{\partial w_i}{\partial t}}_{\text{lokální zrychlení}} + \underbrace{w_k \frac{\partial w_i}{\partial k}}_{\text{vnitřní zrychlení}} = \underbrace{R_i}_{\text{vnější zrychlení}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial i}}_{\text{zrychlení od tlaků}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 w_i}{\partial k^2} + \frac{1}{3} \nu \frac{\partial}{\partial i} \left(\frac{\partial w_k}{\partial k} \right)}_{\text{zrychlení vlivem třecích sil}} \quad (33)$$

Rovnice ustředněná v čase se nazývá **Van Driestova úprava N-S rovnice** a má tvar (34):

$$\bar{\rho} \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial t} + \bar{\rho} w_k \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial k} = \bar{\rho} R_i + \frac{\partial}{\partial k} (\bar{\sigma}_{ik} - \bar{j}'_k w'_i) - \frac{\partial (\bar{\rho}' w'_k)}{\partial t}. \quad (34)$$

Energetická rovnice sleduje vztah mezi změnou celkové energie tekutiny a přijímáním či odevzdáváním tepla vnějším zásahem nebo disipací kinetické energie. Její obecný tvar dle [8] je (35):

$$\underbrace{\frac{dh}{dt} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dt}}_{\text{změna energie 1kg látky za sekundu}} = \underbrace{\frac{\tau_{kl}}{\rho} \frac{\partial w_k}{\partial l}}_{\text{disipace kinetické energie}} - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial q_k}{\partial k}}_{\text{difuze tepla do okolí}} + \underbrace{\frac{q_v}{\rho}}_{\text{produkce tepla}} \quad (35)$$

Pokud zanedbáme disipaci a difuzi, energetická rovnice se změnila v **1. zákon termodynamiky** (36).

$$dq = dh - v dp \quad (36)$$

Úpravou energetické rovnice pro konstantní tlak a entalpii dostáváme tvar známý jako **Fourier-Kirchhoffova rovnice** (37) používaný pro výpočet teplotních polí:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + w_k \frac{\partial T}{\partial k} = \frac{1}{c_p \rho} \frac{\partial}{\partial k} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial k} \right) + \frac{q_v}{c_p \rho} \quad (37)$$

4.3.3 Turbulentní proudění

Ve vazkých tekutinách vzniká podle Newtonova zákona smykové napětí (38) (pro jednorozměrné proudění a newtonskou tekutinu), kde y je kolmá vzdálenost od stěny a η **dynamická viskozita**.

$$\tau = \eta \left(\frac{dw}{dy} \right) \quad (38)$$

Smykové napětí je tedy obecně přímo závislé na gradientu rychlosti. Vlivem tření mezi rovnoběžnými proudnicemi při laminárním proudění vzniká víření částic. Při dosažení kritické rychlosti proudění převažují setrvačné síly částic nad silami třecími, proudnice přestávají být rovnoběžné a vznikne neuspořádaný pohyb, turbulentní proudění. V tomto proudění je velice intenzivní přenos hybnosti. Molekuly tekutiny se mohou dostat z oblasti vyšší rychlosti do oblasti nižší rychlosti, kde se zpomalí a předávají svou hybnost. Díky tomu roste odpor při proudění a tím i vnitřní ztráty.

Důvodem takového přenosu hybnosti je struktura trojrozměrných turbulentních vířů o různé velikosti. Velké víry se postupně rozpadají na menší víry. Energie nejmenších vířů se následně mění na teplo. Tento jev je označován jako **disipace energie**.

Pro přibližné určení hranice mezi laminárním a turbulentním prouděním použijeme **Reynoldsovo číslo** (39), kde L je charakteristický rozměr závislý na geometrii a w očekávaná rychlost proudění.

$$Re = \frac{\rho w L}{\eta} \quad (39)$$

Turbulentní proudění můžeme charakterizovat několika vlastnostmi, které způsobují problémy při jeho popisu:

- náhodnost jevů
- složitost
- vířivost
- fraktalita
- trojrozměrnost

4.3.4 Rychlostní mezní vrstva

Ze zákona smykového napětí plyne podmínka nulové rychlosti na stěně (*no-slip condition*). Vzniká rychlostní mezní vrstva, pro kterou jednoduše platí podmínka (40), kde y je kolmá vzdálenost od stěny.

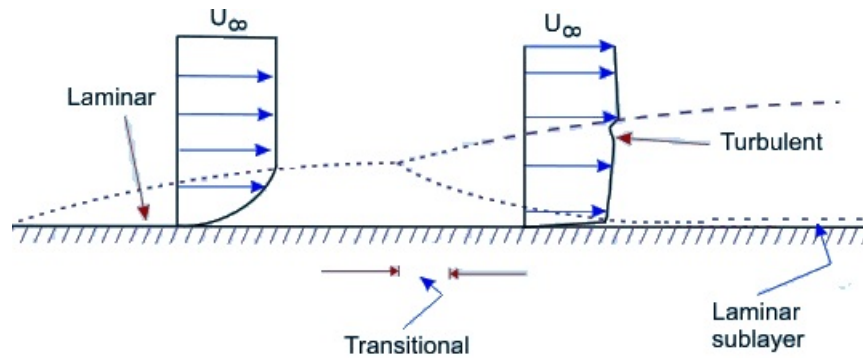
$$\frac{dw}{dy} \neq 0 \quad (40)$$

Vývoj turbulentní mezní vrstvy začíná u laminární mezní vrstvy (laminar layer) přechází přes přechodovou oblast (transitional area) v turbulentní oblast skládající se z laminární podvrstvy (laminar sublayer) a turbulentního jádra (turbulent core). Turbulentní mezní vrstva je stabilnější a méně náchylnější k odtrhnutí od stěny než laminární mezní vrstva.

Na *obrázku 14* je vidět, že profil rychlosti v turbulentní mezní vrstvě je kvůli turbulencím stálejší než v laminární mezní vrstvě, kde má přibližně parabolický průběh. Z toho plyne, že v blízké vzdálenosti u stěny je gradient rychlosti v turbulentní mezní vrstvě větší než ve vrstvě laminární (41).

$$\left. \frac{dw}{dy} \right|_{y \rightarrow 0}^{laminar} < \left. \frac{dw}{dy} \right|_{y \rightarrow 0}^{turbulent} \quad (41)$$

Proudění v mezní vrstvě je popsáno N-S rovnicí (33). Pokud budeme uvažovat stacionární



Obrázek 14: Rychlostní mezní vrstva

proudění nestlačitelné tekutiny bez účinků vnějších sil, rovnice se zjednoduší na **Prandtlůvu rovnici mezní vrstvy** (42).

$$w_k \frac{\partial w_k}{\partial k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial k} + \nu \frac{\partial^2 w_k}{\partial k^2} \quad (42)$$

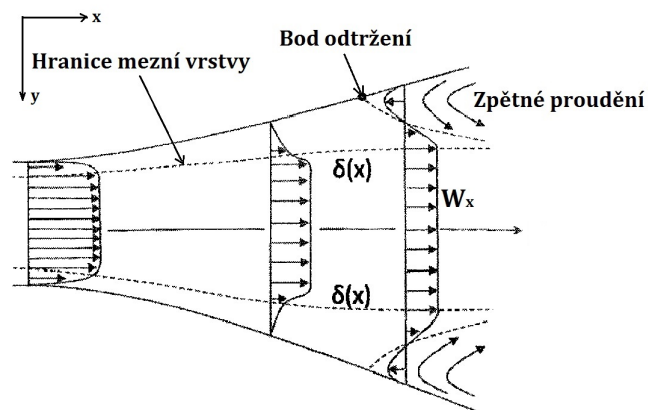
Tloušťka mezní vrstvy není jednoznačně definovaný rozměr, proto rozeznáváme např. tloušťku konvenční, pošinovací, impulsovou, energetickou. Nicméně vždy má velikost řádově menší než je rozměr geometrie proudění.

4.3.5 Odtržení mezní vrstvy

Při proudění difuzorem ventilu je důležité, aby proud páry co nejvíce přiléhal ke stěně. Jinak uprostřed difuzoru dojde ke srážce proudů, která může vyvolat expanzní rázové vlny. Ty mohou poté způsobit rozkmitání soustavy za ventilem.

Jedním z problémových jevů je odtržení mezní vrstvy v difuzoru. Nejen že proud tekutiny poté nepřiléhá ke stěně difuzoru, ale zvýší se také tlakové ztráty v důsledku zpětného proudění. V difuzoru je kladný tlakový gradient, který má za následek zvyšování tloušťky mezní vrstvy δ . Zvětšováním tlaku dochází ke zpomalování tekutiny v mezní vrstvě, tím se zvyšují třecí síly a dochází k zabrzdování částic tekutiny blízko stěny.

Pokud částice u stěny dosáhnou teoreticky nulového gradientu rychlosti (43), toto místo nazýváme bodem odtržení (obr. 15) a za tímto bodem vzniká zpětné proudění. [17, s. 16-20]



Obrázek 15: Odtržení mezní vrstvy

$$\left. \frac{\partial w_x}{\partial y} \right|_{y=0} = 0 \quad (43)$$

Polohu bodu odtržení v proudě je možno zjistit z Prandtlůvy rovnice (42). Pro polohu bodu platí podmínka (44):

$$\frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} = 0 \quad (44)$$

5 NUMERICKÉ SIMULACE PROUDĚNÍ TEKUTIN

Řešení praktického problému proudění je závislé na sestavení fyzikálního a matematického modelu. Je nutno určit, jakým způsobem a s jakými zjednodušeními úlohu budeme řešit. Pro výpočty jednorozměrné s velkou mírou zjednodušujících předpokladů používáme explicitní tvary rovnic. Ty jsou snadno řešitelné, ale získané hodnoty se často velice liší od hodnot skutečného proudění. Používají se tedy pro rychlou analýzu problému nebo pro empirické výpočty opakujících se úloh. V praxi se často setkáváme s případy, u kterých nelze přijmout zjednodušující kritéria (např. nevazké medium, 1D úloha, adiabatické, stacionární proudění). Musíme tedy použít tvary rovnic uvedené v *kap. 4.3.2* a další doplňující rovnice. Tyto rovnice jsou řešitelné pouze numericky. Numerická řešení diskretizovaných rovnic se uplatňují na diskretizované výpočetní oblasti. Diskretizace rovnic spočívá v převedení diferenciálního tvaru na diferenční a soustavu algebraických rovnic poté řešíme v jednotlivých bodech geometrie. Získané hodnoty se interpolují a výsledkem je řešení zdánlivě spojitě na výpočetní oblasti. Přesnost těchto výsledků závisí na velikosti výpočetní podoblasti.

Abychom docílili požadované přesnosti výpočtu, musí být řešená oblast rozdělena do vysokého počtu podoblastí. Jedinou možností, jak výpočet provést, je použití výpočetní techniky. S rozvojem výpočetní techniky vznikaly softwary lokálně na vědeckých institucích a následně rozsáhlé systémy pro komerční použití v průmyslu. Vznikla oblast nazývaná CFD - Computational Fluid Dynamics neboli výpočetní dynamika tekutin.

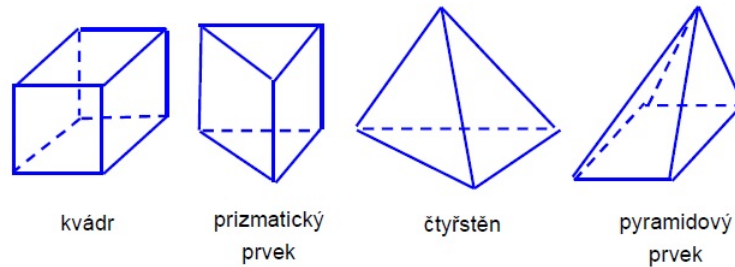
Dnes je na trhu dostupná celá řada komerčních CFD softwarů. Odlišují se svým zaměřením, komplexností a cenou. Mezi nejznámější patří programový balík ANSYS (CFX, FLUENT), OpenFOAM, STAR-CD. V této práci je použit méně známý a relativně nový Autodesk CFD Simulation.

Obecně postup řešení úlohy z pohledu uživatele CFD softwaru vypadá následovně:

- tvorba geometrie
- tvorba sítě
- určení fyzikálních parametrů modelu
- nastavení okrajových a počátečních podmínek
- určení tvaru matematického aparátu
- kontrola průběhu výpočtu
- vyhodnocení výsledků
- porovnání se skutečností

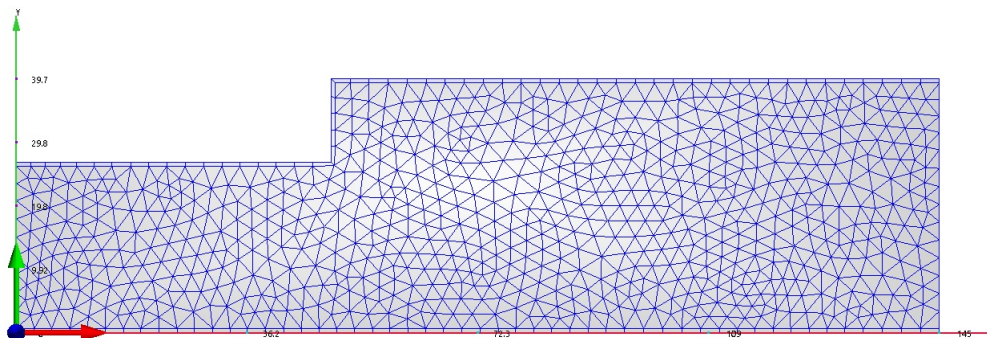
5.1 Výpočetní síť

Síť rozděluje geometrii (výpočetní oblast) na 2D či 3D elementy, na kterých je poté aplikován diskretizovaný matematický model. Těmito elementy jsou trojúhelník a čtyřúhelník ve 2D a čtyřstěn, jehlan, pětistěn či mnohostěn ve 3D (*obr. 16*).



Obrázek 16: Tvary 3D elementů [12]

Při síťování je možno tyto elementy kombinovat za cílem dosažení co nejvyšší kvality sítě při minimálním počtu buněk. Použití tvaru buněk je dáno především síťovanou geometrií, typem řešené úlohy a definovanými algoritmy síťování v softwarech. Pro metodu konečných prvků používanou v softwaru Autodesk CFD Simulation jsou rozhodující uzly sítě, na kterých hledáme neznámé parametry. Ukázka takové sítě je na *obrázku 17*.



Obrázek 17: Ukázka 2D sítě

Kvalita vygenerované sítě se posuzuje dle míry deformace jednotlivých buněk. Míra deformace vyjadřuje rozdíl tvaru vygenerovaného prvku od tvaru ideálního, pravidelného. Vysoce deformované buňky jsou problémové pro výpočet.

Jemnost sítě je přímo závislá na výkonu použitého hardwaru. V dnešní době se počet buněk běžně pohybuje v řádu jednotek až desítek milionů.

5.2 Matematické modely turbulence

Informace v této kapitole pramení z publikace *Modelování turbulentního proudění* od pana Ing. Vlčka [15, s. 1-12]. Jak již bylo řečeno, turbulentní proudění se skládá z náhodných pohybů částic. Tyto částice tvoří různě velké víry. Neexistuje univerzální model turbulence, který by byl použitelný pro jakýkoliv stav proudění. Uvedeme si zde základní přístupy k modelování turbulencí a typy turbulentních modelů používaných v CFD simulacích.

Prvním a nejnáročnějším způsobem modelování turbulencí je **přímá numerická simulace**

(DNS - Direct Numerical Simulation). Tato metoda řeší přímo N-S rovnici s vysokou přesností a je velice náročná na výpočetní síť. Velikost buněk by měla být řádově stejná jako velikost nejmenších vírů. Počet buněk je tedy závislý na velikosti turbulence, tzn. velikosti Reynoldsova čísla. Pro svoji náročnost se v běžné praxi nepoužívá. Svoje využití má ve výzkumné sféře při modelování velice jednoduchých proudění, kde dává výsledky porovnatelné s experimentálními měřeními.

Další je **metoda velkých vírů** (LES - Large Eddy Simulation), která řeší pouze část turbulentního spektra, tedy zanedbává malé fluktuace. Velké víry řeší pomocí N-S rovnice a malé víry jsou řešeny tzv. subgridními modely a odstraněny pomocí filtrace turbulentního pole. Tato metoda již dovoluje použít hrubší síť a větší časový krok, ale je stále výpočetně náročná.

Metoda časového středování (RANS - Reynolds Averaged Navier-Stokes) je běžně používaná metoda pro řešení inženýrských úloh. Používá časově ustředněné rovnice (viz 32 a 34) a modeluje tedy celé spektrum turbulentních vírů. Nepočítá fluktuace, ale pouze střední hodnoty veličin. V Reynoldsových rovnicích se vyskytují korelace fluktuací rychlostí, které je třeba nahradit turbulentním modelem. Existuje celá řada modelů, které zjednodušují daný problém a zavádí různé transportní rovnice. Hlavní turbulentní modely jsou $k - \varepsilon$ a $k - \omega$. Výsledky získané pomocí metody RANS nelze vydávat za ověřené, dokud neproběhne porovnání s experimentem. Tato metoda nemodeluje malé poruchy v prostoru a čase, nelze ji tedy použít pro modelování nestabilit, vývoje turbulentního proudění ani odtržení mezní vrstvy.

5.2.1 Model k-epsilon

Tento dvourovnicový model je nejnámější a nejpoužívanější v historii CFD výpočtů. Jeho výhody spočívají v robustnosti, široké škále možností použití a rychlém řešení, tedy ekonomičnosti. Předpokladem pro použití je turbulentní proudění a zanedbání molekulární viskozity tekutiny. Dnes má tento model již plno modifikací. Zde si uvedeme standardní model $k - \varepsilon$. Sestává z dvou rovnic, které řeší **turbulentní kinetickou energii** k (45) a **disipaci kinetické energie** ε (46).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k w_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \rho \varepsilon - Y_M + S_k \quad (45)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \varepsilon w_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} (G_k + C_{3\varepsilon} G_b) - C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (46)$$

V (45) a (46) jsou:

G_k	je generace kin. energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti
G_b	je generace kinetické energie turbulence k v důsledku vztaku
Y_M	jsou fluktuující dilatace při stlačitelném turbulentním proudění
$C_{1\varepsilon}, C_{2\varepsilon}, C_{3\varepsilon}$	jsou konstanty modelu
$\sigma_{k,\varepsilon}$	jsou turbulentní Prandtlova čísla pro k a ε
$S_{k,\varepsilon}$	jsou uživatelsky definované zdrojové členy

Turbulentní viskozita η_t je vypočtena ze vztahu:

$$\eta_t = \rho C_\eta \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (47)$$

5.2.2 Model k-omega

Tento model řeší opět dvě transportní rovnice a to pro turbulentní kinetickou energii k (48) a specifickou disipaci kinetické energie ω (49). Nejvýznamější výhodou rovnice pro ω je, že ji lze integrovat přes viskozni podvrstvu. Dále lépe předpovídají záporný tlakový gradient, mezní vrstvy a odtržení proudu. Tento model vykazuje nepřesnosti při řešení rovnic ve středním proudu mimo smykové vrstvy. Oproti tomu je přesný u stěny a řeší s výhodou mezní vrstvy. Specifická disipace kinetické energie ω je dle [15] přibližně podíl disipace kinetické energie ε a turbulentní kinetické energie k .

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k w_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (48)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega w_k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (49)$$

V (48) a (49) jsou:

G_k je generace kinetické energie turbulence k v důsledku gradientů střední rychlosti

G_ω je generace specifické disipace energie ω

$Y_{k,\omega}$ představují disipaci k a ω vlivem turbulence

$S_{k,\varepsilon}$ jsou uživatelsky definované zdrojové členy

$\Gamma_{k,\omega}$ představují efektivní difuzivitu k a ω a určí se dle (50)

$$\Gamma_{k,\omega} = \eta + \frac{\eta t}{\sigma_{k,\omega}} \quad (50)$$

Turbulentní viskozita η_t se vypočítá dle vztahu:

$$\eta_t = \alpha^* \frac{\rho k}{\omega}, \quad (51)$$

kde koeficient α^* tlumí turbulentní viskozitu pro nízká Reynoldsova čísla.

5.2.3 Model k-omega SST

Tento model vznikl kombinací výhod obou předešlých modelů. Proudění u stěny je řešeno pomocí ω a střední proud pomocí ε . Model byl vytvořen konverzí modelu $k - \varepsilon$ do tvaru modelu $k - \omega$. Jsou používány obě formulace, přičemž každá z nich je přenásobena funkcí, která je rovna jedné blízko u stěny, kdy se aktivuje model pro ω a nule dále v proudu, kdy se aktivuje model pro ε . Matematický tvar tohoto modelu uvádět nebudeme, protože se liší od klasického $k - \omega$ minimálně.

5.3 Metody řešení parciálních diferenciálních rovnic

Diferenční metoda (FDM - Finite Difference Method) je nejstarší známá metoda diskretizace parciálních diferenciálních rovnic (dále jen PDR). Parciální derivace jsou nahrazené diferencními podíly použitím Taylorova rozvoje. Kvůli četným komplikacím, které její použití přináší, se dnes používá minimálně.

Metoda konečných objemů (FVM - Finite Volume Method) dělí výpočetní oblast na konečné objemy použitím obecné křivočaré sítě. Jsou použité integrální tvary PDR, tj. zákony

zachování. Řešení tedy spočívá v bilancování veličin na hranicích sousedních buněk. Proměnné jsou většinou uchovávány ve středu konečných objemů. Tuto metodu využívá většina CFD programů. [12, s. 24]

Metoda konečných prvků (FEM - Finite Element Method) je metoda vhodná spíše pro pevnostní výpočty, nicméně v poslední době se využívá i ve výpočtech proudění. Její výhody jsou bezproblémové pokrytí výpočetní sítě složitého tvaru a rozvinutý matematický model. Obecně používá Galerkinovu metodu vážených residuí. Při této metodě se PDR přenásobí bázovými funkcemi a následně se integrují přes konečné prvky. Řešení je aproximováno po částech lineární funkcí mezi uzly sítě. Tuto metodu využívá Autodesk CFD Simulation. [13]

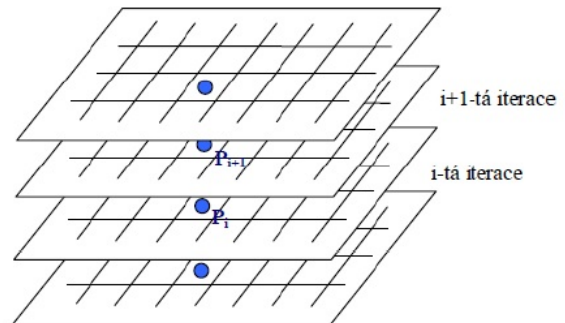
5.4 Konvergence

Konvergentní řešení je takové, které se co nejvíce přibližuje skutečnému, přesnému řešení. Avšak při numerických výpočtech předem není známa hodnota přesného řešení. Definuje se parametr, **reziduum**, který vypovídá o konvergenci výpočtu. Při jeho určení se vychází ze zákona zachování určité proměnné v buňce např. okolo bodu P . Pro obecné vyjádření zvolme sledovanou proměnnou jako φ . Zákon zachování v buňce má následující tvar:

$$a_P \varphi_P = \sum_{j=1}^n a_j \varphi_j + S_C \quad (52)$$

Proměnné v rovnici (52):

- a_P je centrální koeficient buňky P
- φ_P je hodnota φ v buňce P
- φ_j je hodnota φ v okolních buňkách
- S_C je složka linearizovaného zdrojového členu
- a_j je koeficient vlivu sousedních buněk
- n je počet sousedních buněk



Obrázek 18: Znázornění iterací [16]

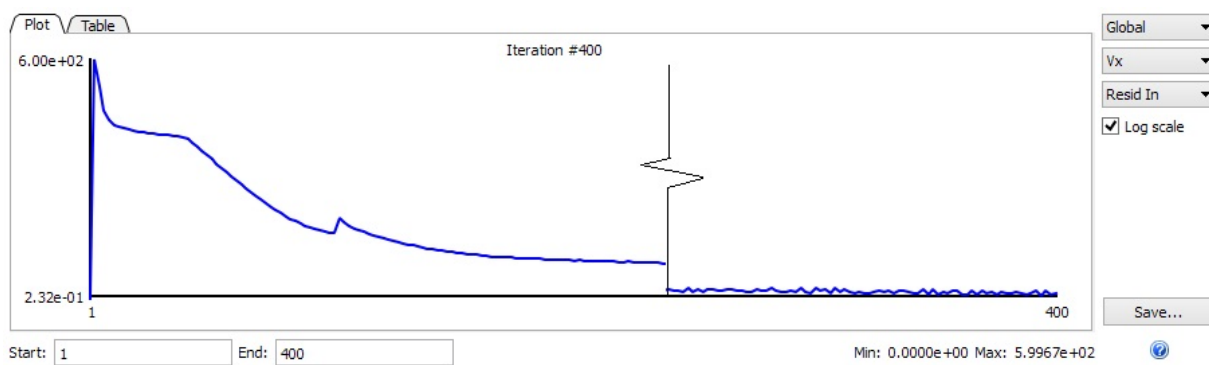
Aktuální hodnoty veličiny φ neřeší rovnici (52) přesně. Zavádí se tedy tzv. **poměrné reziduum**, které charakterizuje součet změn veličiny v rovnici pro všechny buňky.

Poměrné reziduum R_φ (53) je podíl součtu absolutních hodnot rozdílů mezi pravou a levou stranou rovnice (52) proměnné φ pro všechny buňky v řešené oblasti a součtu absolutních hodnot levé strany rovnice (52) proměnné φ pro všechny buňky v řešené oblasti.

$$R_\varphi = \frac{\sum_P \left| \sum_{j=1}^n a_j \varphi_j + S_C - a_P \varphi_P \right|}{\sum_P |a_P \varphi_P|} \quad (53)$$

Hodnota rezidua R_φ je vyhodnocována pro každou veličinu v každé iteraci (obr. 18). Výpočet je ukončený pokud jsou hodnoty reziduí menší než uživatelem nadefinovaná kritéria. [16]

Ukázka průběhu reziduí rychlosti u jednoduché úlohy je na *obrázku 19*.



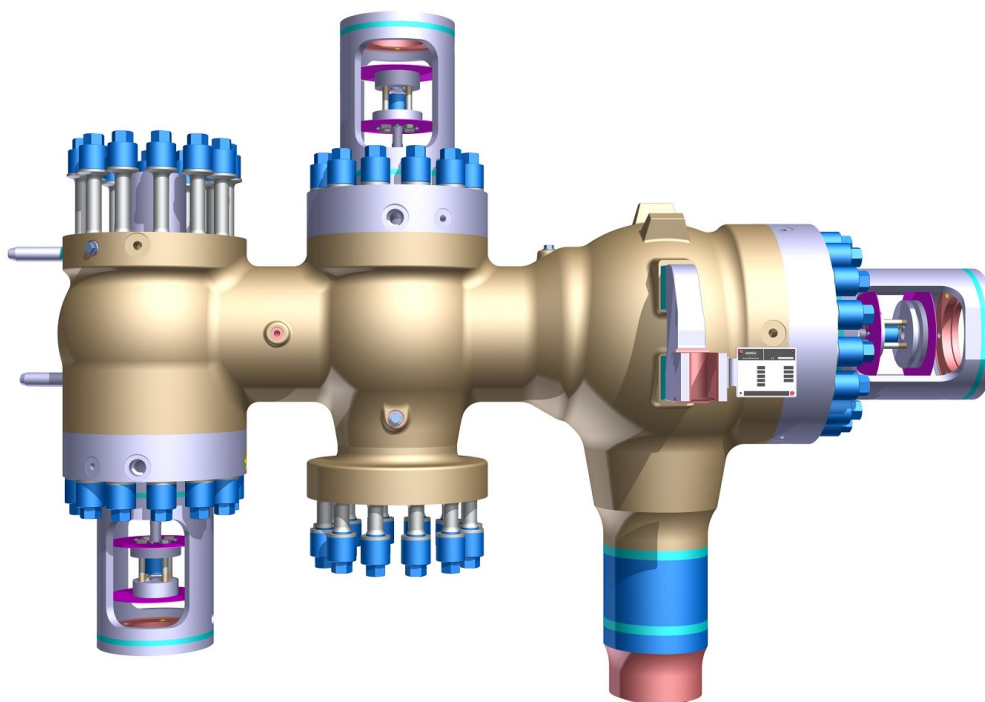
Obrázek 19: Rezidua rychlosti

6 VLASTNÍ SIMULACE PROUDĚNÍ

Úkol řešený v této práci plyne ze zadání společnosti Doosan Škoda Power s.r.o. Katedře energetických strojů a zařízení, FST, ZČU v Plzni díky projektu modernizace turbosoustrojí ve finské elektrárně Salmisaari. Hlavním cílem bylo zjištění sil působících na kuželky parního regulačního ventilu pomocí numerické simulace. Tyto hodnoty budou vypočteny pouze pro jednu hodnotu zdvihu regulačního ventilu (34 mm), protože vzhledem ke konstrukci ventilu, stavu proudění a k poměrně nevyzkoušenému použitému softwaru Autodesk CFD Simulation nešlo o triviální úlohu.

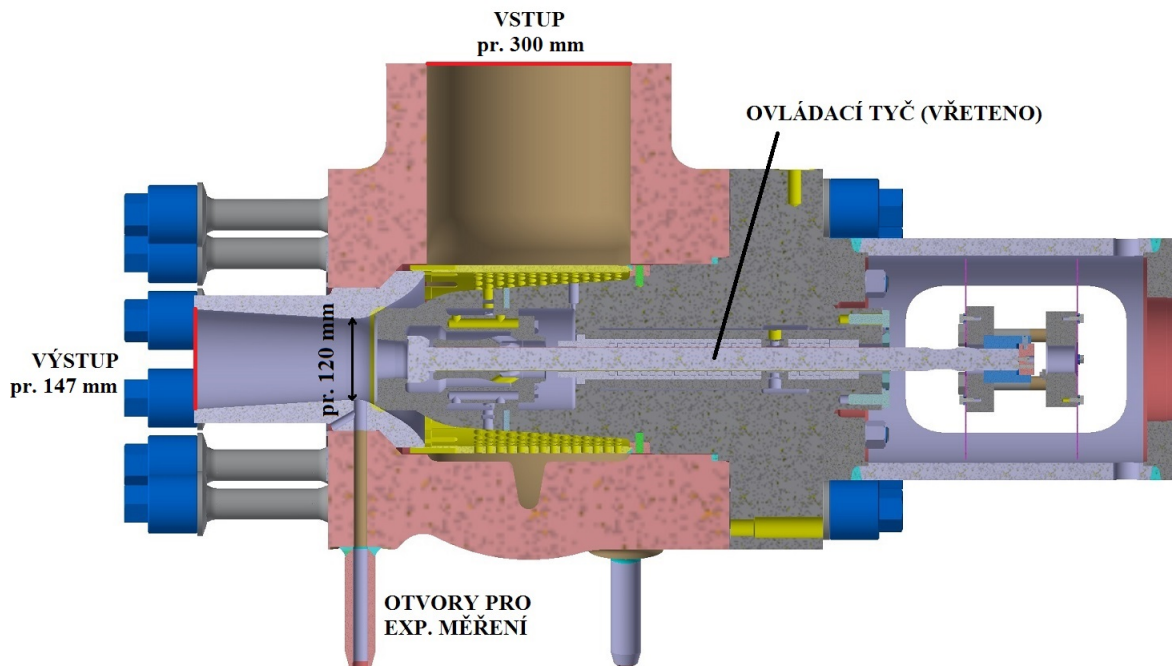
6.1 Příprava modelu

Společností Doosan Škoda Power s.r.o. byl dodán model sestavy ve formátu *.CATProduct. Ten obsahuje jeden spouštěcí a dva konstrukčně totožné regulační ventily (dále jen RV) (obr. 20). Simulace proudění se týkala pouze posledního RV (vlevo na obr. 20).



Obrázek 20: Model sestavy ventilů

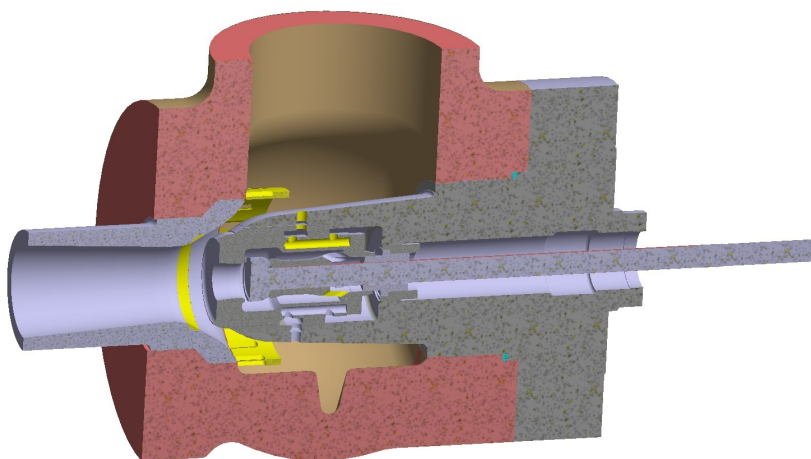
Jedná se o ventil odlehčený obtokovým systémem s vnitřní, druhou kuželkou. *Obrázek 21* ukazuje řez touto geometrií se základním popisem. Tento systém má snižovat potřebnou ovládací sílu kuželky, kterou musí vyvíjet ovládací servopohon. Obtokový systém se skládá ze soustavy děr a drážek, jejichž geometrie se mění s každým zdvihem. Se změnou geometrie se mění průtok přes vnitřní kuželku a tlaky na plochu kuželky způsobující odlehčení. Pro simulaci byl vybrán stav plně otevřené vnitřní kuželky, tj. zdvih 6 mm, a zdvih hlavní kuželky 34 mm, při kterém v geometrii vzniká mezikruhová mezera o tloušťce 0,15 mm. Pára se průchodem touto mezerou škrťá a výrazně klesá její tlak. Tím jsou způsobené právě rozdílné tlaky na plochy v přední a zadní části kuželky.



Obrázek 21: Řez ventilem

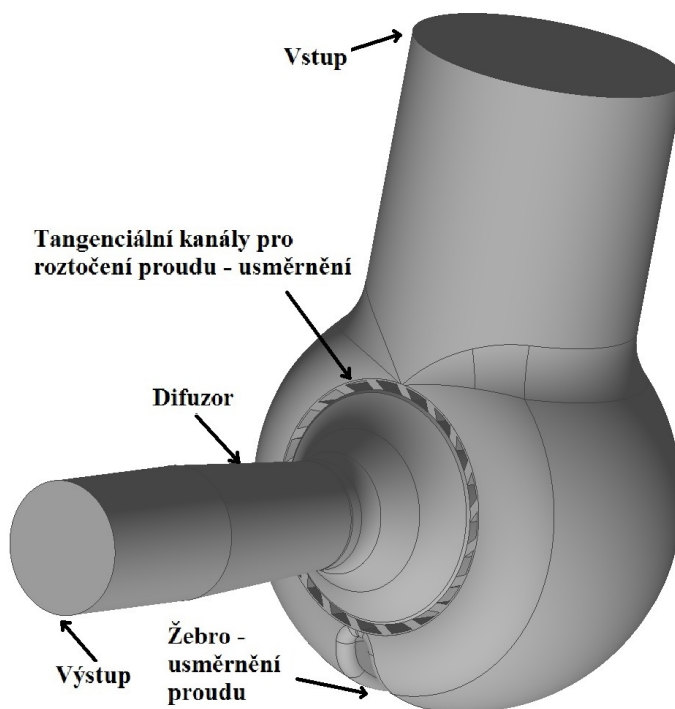
Následuje vytvoření modelu použitelného pro simulaci za dodržení geometrických podmínek. Pro přípravu modelu byly použity dva programy určené k 3D modelování. Autodesk Inventor použitý pro svou rychlost a jednoduchost při odstraňování nadbytečných prvků a DesignModeler pro vytvoření vnitřního objemu tekutiny.

V programu Autodesk Inventor proběhlo zjednodušení modelu a uzpůsobení geometrie tak, aby bylo poté možno bez problémů aplikovat příkaz *Fill* v DesignModeleru. Jednalo se o odstranění dvou nepotřebných ventilů, šroubů, otvorů pro měření a síta. Poté byly nastaveny požadované zdvihy obou kuželek. *Obrázek 22* představuje výstupní geometrii.

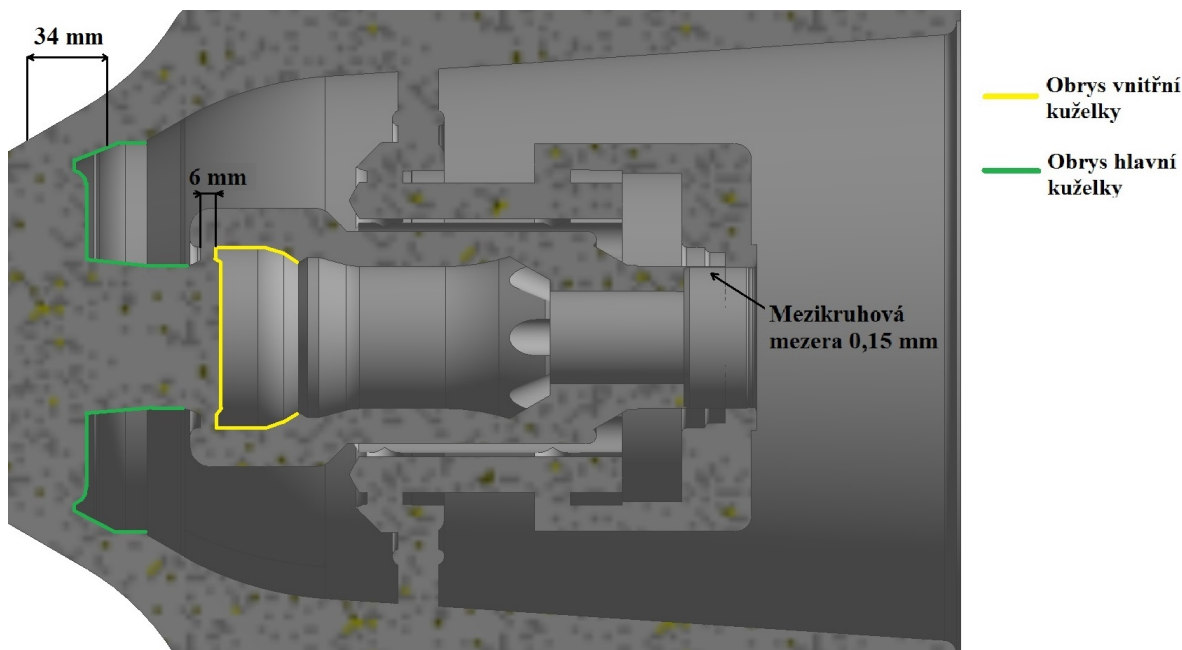


Obrázek 22: Výstup z Autodesk Inventor - zjednodušený model ventilu

Geometrie byla importována do programu DesignModeler, kde byl pomocí příkazu *Fill* vytvořen vnitřní objem. Následovalo prodloužení vstupu a výstupu kvůli ustálení proudu. Vstupní a výstupní válcovitá část byla oddělena za účelem vytvoření kvalitnější sítě. Celá geometrie sestává ze čtyř částí, vnitřku ventilu, vstupu, výstupu a mezikruhové mezery. Autodesk CFD Simulation používá pouze tetragonální typ sítě. Nemá tedy smysl objem dále dělit pro dosažení strukturovanější sítě. Po úpravě menších detailů, které by znamenaly zbytečné problémy pro síťování, jako například špatně navazující hrany v zaoblení, byla geometrie připravena pro import do Autodesk CFD Simulation, ve kterém proběhlo nastavení úlohy, výpočet i vyhodnocení. Hotová geometrie s popisem je na *obrázku 23* a detail vnitřního obtoku na *obrázku 24*.



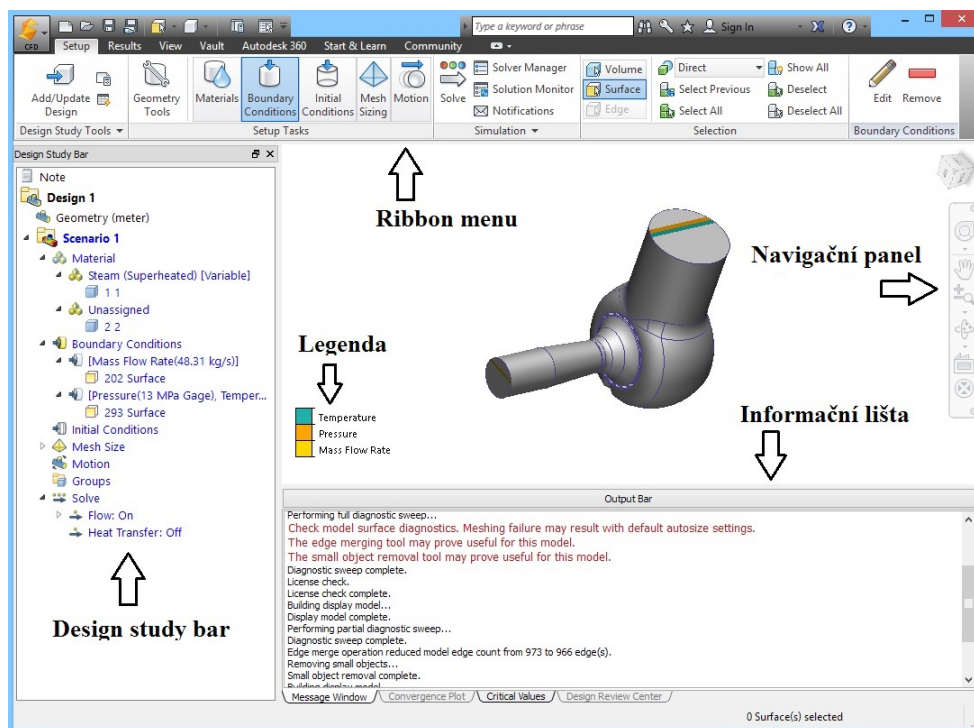
Obrázek 23: Model RV pro výpočet



Obrázek 24: Detail obtokového systému modelu

6.2 Stručné představení prostředí Autodesk CFD Simulation

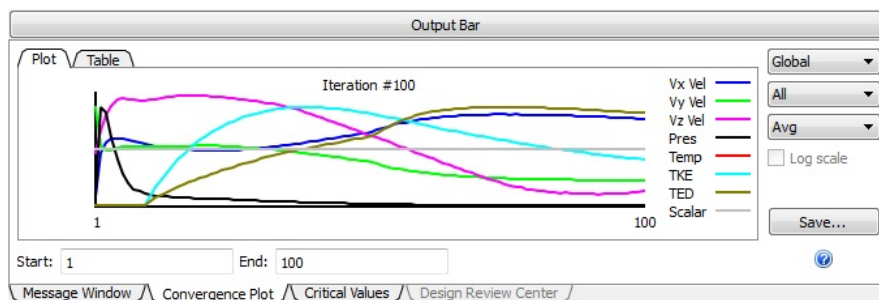
Společnost Autodesk používá jednotný vzhled svých produktů. Grafické prostředí (obr. 25) programu CFD Simulation se skládá z několika oken. V horní části jsou umístěné *Ribbon* menu. Prvním z těchto menu je *Setup*, ve kterém probíhá kompletní inicializace a nastavení úlohy. Druhým je *Result* menu sloužící pro vyhodnocení úlohy. Dalšími jsou *View* pro správu pohledu a *Vault* pro práci s jednotným databázovým systémem produktů Autodesk.



Obrázek 25: Ukázka grafického prostředí Autodesk CFD Simulation

Design study bar dokumentuje práci uživatele a přehledně informuje o použitém nastavení úlohy. V této liště je možné přepínat mezi různými nastaveními jedné úlohy (*scenarii*). To je vhodné při řešení a vyhodnocování více úloh najednou.

Output bar (obr. 26) zobrazuje status programu, dává informace o jeho běhu a provedených příkazech. Po spuštění *Solveru* se zde objeví informace o průběhu výpočtu (graf průběhu hodnot během iteračního procesu nebo hodnoty vypsané v tabulce).

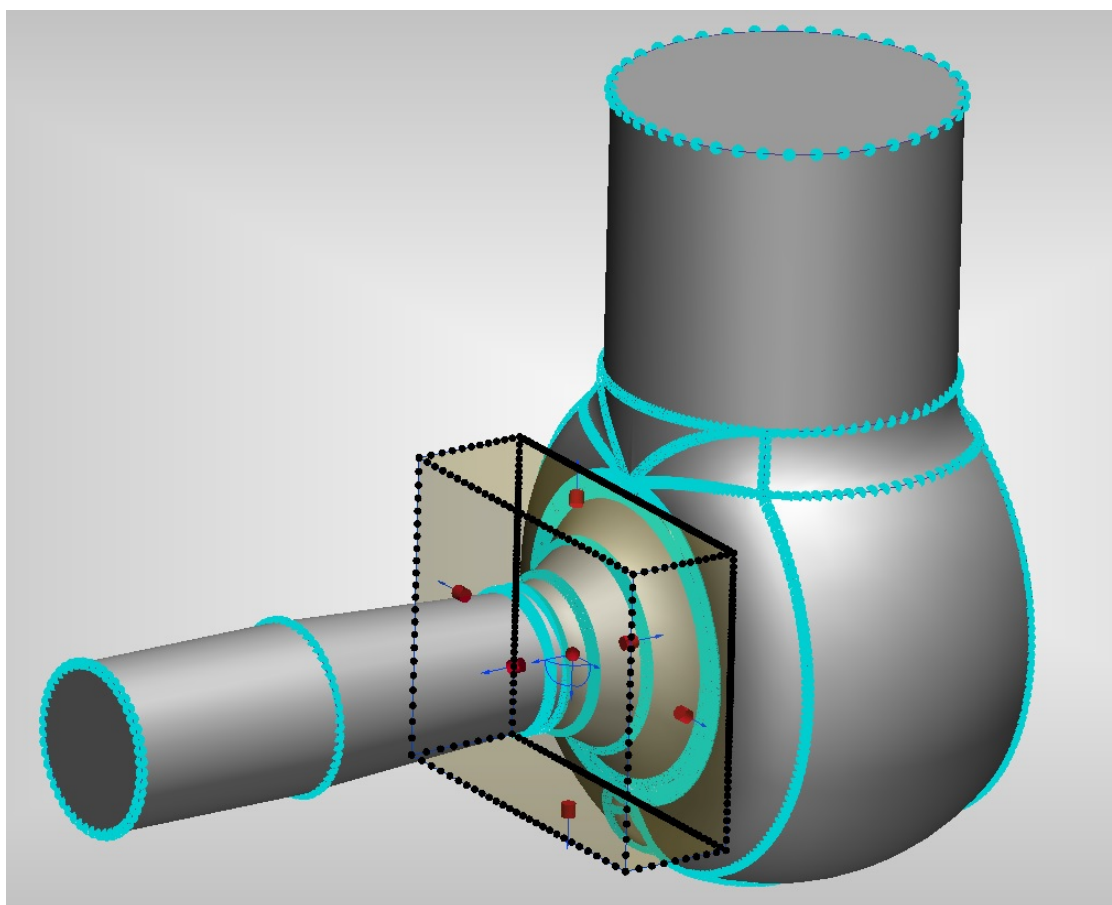


Obrázek 26: Graf průběhu výpočtu

Veškerá práce uživatele od načtení geometrie po vyhodnocení výsledků tedy probíhá v jednom grafickém okně.

6.3 Tvorba sítě

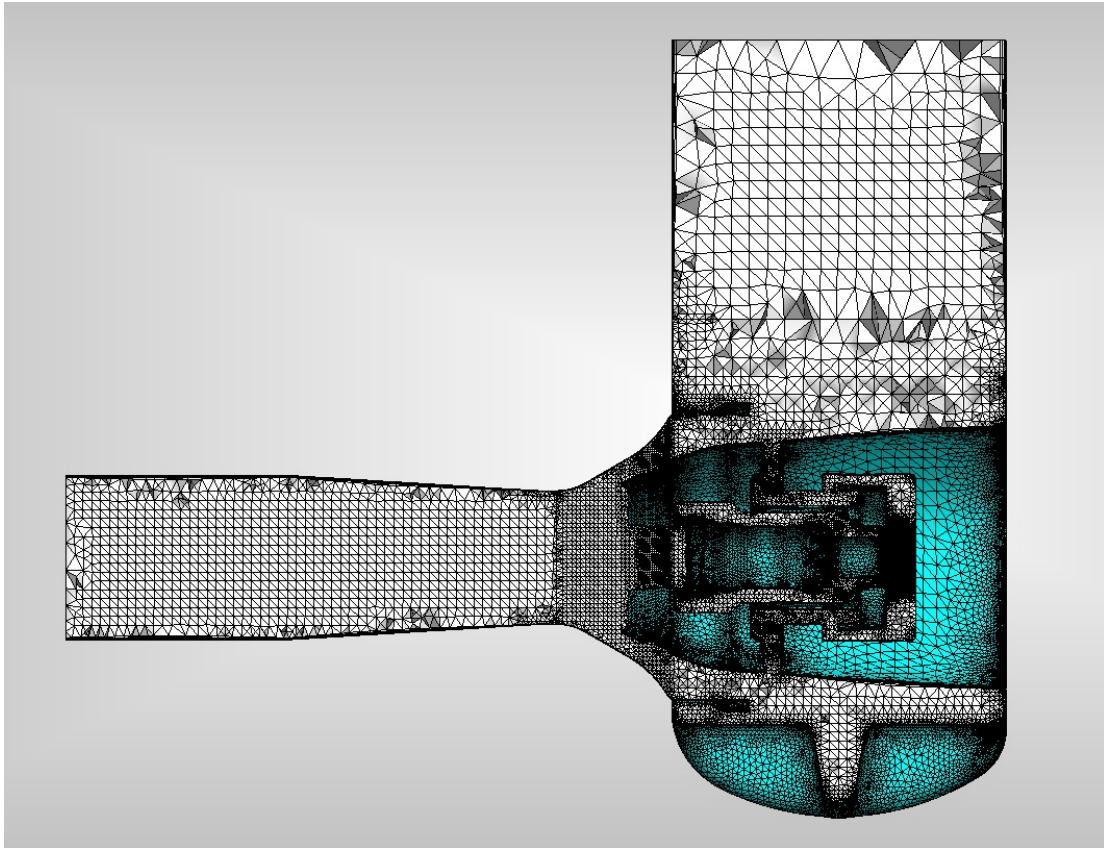
Při definování sítě byla použita funkce *Automatic Sizing*, která zohledňuje tvar součástí a velikost buněk přizpůsobuje zakřivení hran a ploch. To zde bylo s výhodou využito, protože vnitřní obtokový systém je z hlediska tvarů velice členitý. Funkce navrhne síť dle zadaných parametrů. *Resolution factor* (=1) ovlivňuje celkový počet buněk. *Edge* (=1,1), *Surface* (=1,2) a *Volume growth rate* (=1,2) udávají o kolik procent může být sousední buňka zmenšena/zvětšena. *Minimum points on edge* (=2) a *Points od longest edge* (=10) upravují minimální počet uzlů na jedné hraně a minimální počet uzlů na nejdelší hraně. Navrženou síť bylo nutno upravit na vstupní a výstupní části vlastností *uniform*, která na těchto rovných úsecích vytvořila buňky o stejné velikosti. Dále byla provedena adaptace pomocí *Region box* ve škrťícím průřezu ventilu a pod kuželkou (obr. 27), kde je žádoucí dosáhnout co nejpřesnějších výsledků. Velikost buněk v objemu představujícím mezikruhovou mezeru ve vnitřní části ventilu byla několikanásobně zmenšena oproti původnímu návrhu automatického algoritmu. V záložce *Enhancement* byly stanoveny vlastnosti mezních vrstev. Kvůli použití turbulentního modelu k-omega SST bylo zvoleno 6 mezních vrstev s gradací 1, 5.



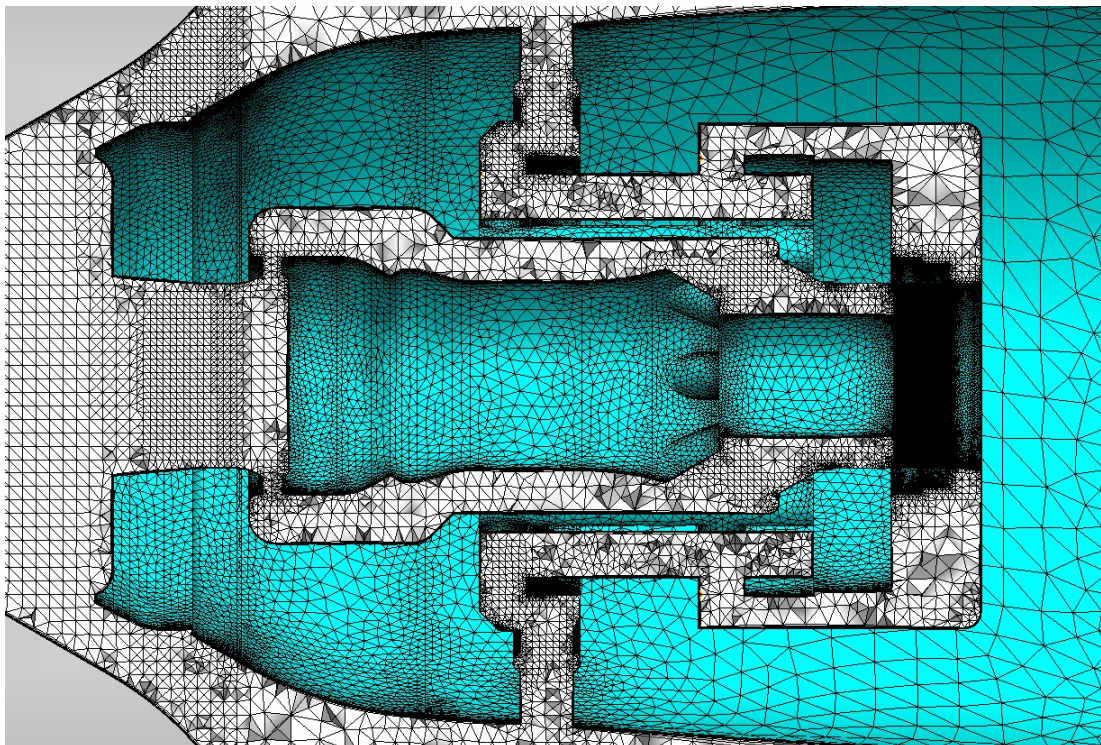
Obrázek 27: Předběžná ukázka rozložení velikosti sítě a *Region box*

Kvůli náročnosti softwaru na výpočetní výkon (vyšší než u ostatních zaběhlých CFD softwarů) a omezeným možnostem osobní pracovní stanice byl stanoven mezní počet buněk vytvořené sítě pro konečný výpočet na 10,5 mil. prvků a 3,6 mil. uzlů. Bez rozdělení modelu na více součástí je obtížné vytvořit přesnou síť, kterou by bylo možné hardwarově zvládnout na takto velkém a složitém modelu.

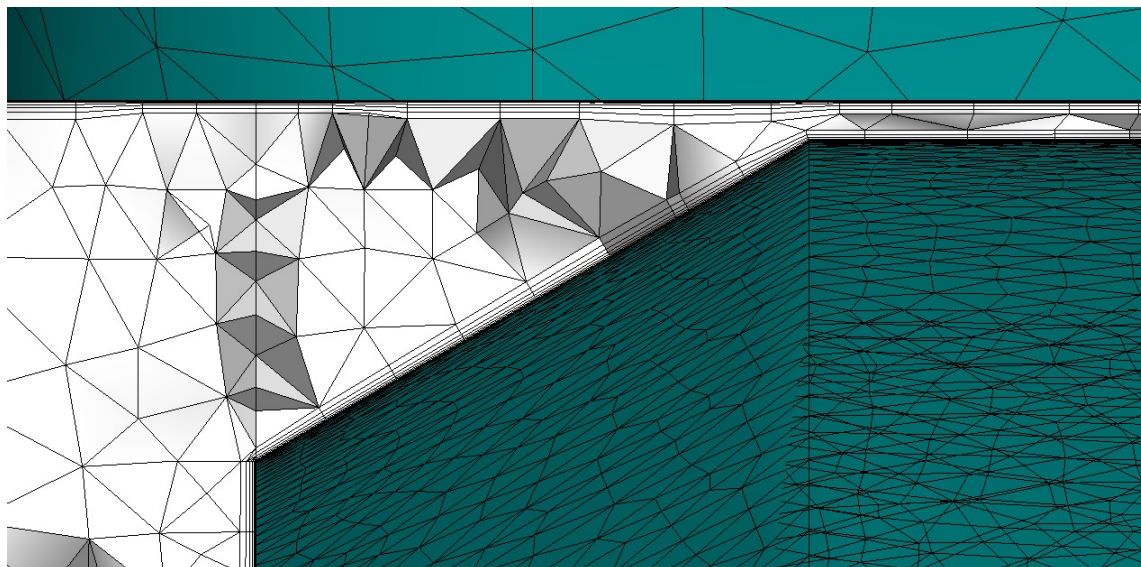
Vygenerovaná síť v řezu je na *obrázcích 28-30*, její parametry jsou pro účel této práce dostačující.



Obrázek 28: Pohled na síť celého ventilu



Obrázek 29: Pohled na síť v obtoku



Obrázek 30: Pohled na upravenou síť v mezikruhovém kanálku

6.4 Nastavení materiálu a okrajových podmínek

Proudícím médiem je přehřátá pára o vstupních parametrech 13 MPa a 535 °C. Dle *Tabulek termodynamických vlastností vody a vodní páry* [5] je teplota na mezi sytosti při tomto tlaku přibližně 330 °C. Díky výrazně vyšší teplotě proudící páry nemůže dojít ke kondenzaci. Fyzikální vlastnosti páry byly do úlohy vloženy jako konstanty pomocí předdefinovaného modelu z materiálové databáze, s výjimkou hustoty, která je při stlačitelném proudění dopočítávána ze stavové rovnice ideálního plynu.

Materiálové vlastnosti páry:

- Viskozita: $1.293 \cdot 10^{-5} \text{ Pa} \cdot \text{s}$
- Součinitel tepelné vodivosti: $0.0256 \text{ W/m} \cdot \text{K}$
- Měrná tepelná kapacita: $1888 \text{ J/kg} \cdot \text{K}$
- Poissonova konstanta: 1.329

Okrajové podmínky v úloze stlačitelného proudění představují typy tlak-tlak, hmotnostní průtok-tlak, objemový průtok-tlak nebo jejich možné kombinace. Pro simulaci bylo použito několik variant. Na vstupu byla použita vždy okrajová podmínka statického tlaku 13 MPa. Při zadání celkového tlaku nastaly problémy s rozložením rychlostí ve vstupní oblasti. V prvním výpočtu byla na výstupu použita podmínka hmotnostního průtoku 48.31 kg/s. Tato varianta se zdála být vhodná za použití velmi hrubé sítě, kdy úloha úspěšně konvergovala. Po adaptaci výpočetní sítě a zvýšení počtu buněk došlo po prvních 100 iteracích k nestabilitě výpočtu a následné divergenci. Pravděpodobný důvod nestability je vysoce nestacionární proudění v difuzoru ventilu. Druhou volbou okrajové podmínky na výstupu byl statický tlak. Okrajovými podmínkami tlak-tlak byla zajištěna stabilita výpočtu. Pro docílení požadovaného hmotnostního průtoku bylo nutno zvolit výstupní tlak přibližně 12.7 MPa a ten následně upravovat během výpočtu v závislosti na dosaženém hmotnostním průtoku. Došlo ke dvěma zpřesněním s výslednou hodnotou 12.63 MPa.

6.5 Nastavení solveru

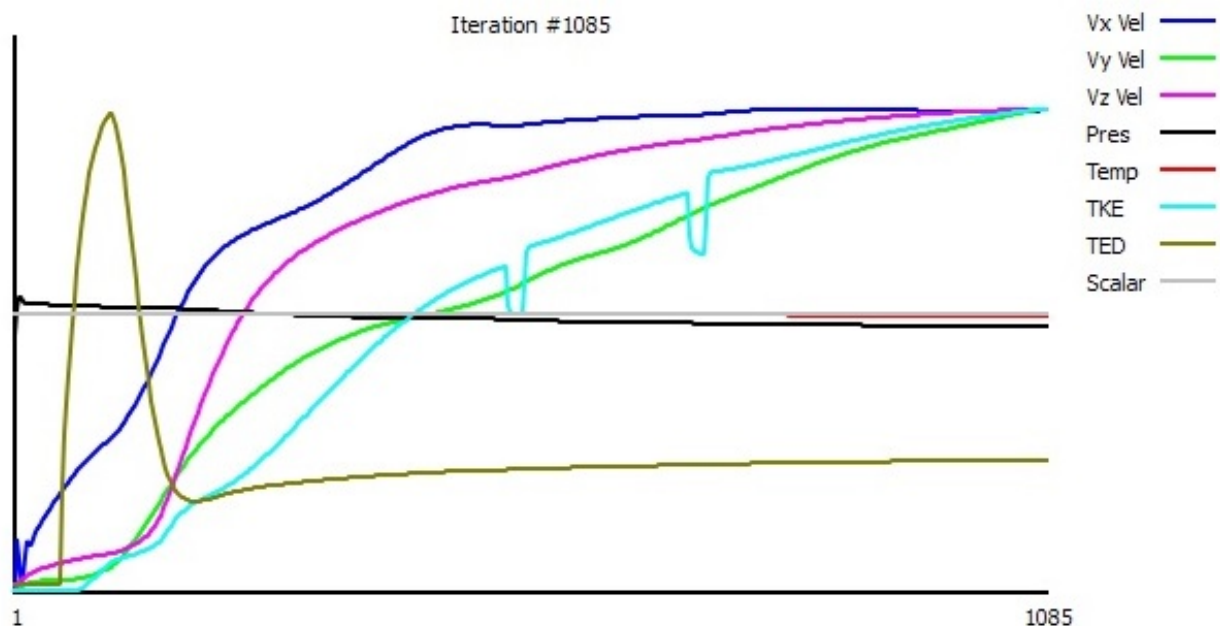
Po definici okrajových podmínek a materiálových vlastností je nutno určit matematický aparát. Pro diskretizaci PDR byla zvolena Petrov-Galerkinova metoda kvůli její stabilitě a přesnosti řešení stlačitelného proudění. V softwaru Autodesk je označována jako *ADV2* nebo *ADV5*. V simulaci byla použita *ADV5* pro větší stabilitu a přesnější výsledky než *ADV2*.

Dále byly zvoleny vlastnosti proudění - stacionární, stlačitelné, o teplotě 535°C a bez přenosu tepla. Z výběru turbulentních modelů se osvědčil *k-omega SST* s volbou *Auto startup: Extend*. Tato volba je vhodná pro složité analýzy, kdy může dojít k nestabilitě. Rovnice pro k a ε jsou řešeny až po 50 iteracích.

Hlavním kritériem konvergence úlohy byl zvolen rozdíl mezi současnou a předchozí hodnotou iterace každé veličiny. Toto kritérium bylo zvoleno s nadsázkou do velice přesných hodnot (jedné desetitisíciny) kvůli možnosti sledování vývoje jednotlivých veličin a manuálnímu ukončení úlohy.

6.6 Průběh výpočtu

Průběh průměrných hodnot řešených veličin je vidět na *obrázku 31*. Z něj jsou patrné minimální změny tlaku díky okrajovým podmínkám oproti změnám rychlostí a turbulentní kinetické energie.



Obrázek 31: Průběh průměrných hodnot ve výpočtu

Při 500 a 700 iteracích byla upravena tlaková okrajová podmínka na výstupu na menší hodnotu ($12.7 \rightarrow 12.65 \rightarrow 12.63$ MPa). Na *obrázku 31* se úprava okrajové podmínky projevila poklesem a nárůstem hodnot turbulentní kinetické energie. Po 1000 iteracích byly již změny veličin zanedbatelné a výpočet byl manuálně ukončen. Poslední iterace zahrnovala výpočet dalších veličin proudění (y^+ , celkový tlak, k , ε a další). Další výpočetní čas by byl neproduktivní. Konečné reziduály rychlostí jsou pod $1 \cdot 10^{-1}$ m.

Celkový čas výpočtu byl přibližně 70 hodin s průměrnou vytížeností procesoru 60% a paměti RAM 25 z 32 GB na osobní pracovní stanici s technickými specifikacemi:

- Procesor: Intel Core i7-4790 3,60 GHz
- Paměť RAM: 32 GB 1600MHz
- Disk: 256GB SSD + 3TB HDD
- Grafická karta: AMD Radeon R9 270

7 ANALÝZA VÝSLEDKŮ

Hlavním cílem simulace bylo vypočítat tlakové pole ventilu. Zejména tlaky působící na plochy kuželek, z nichž je možno zjistit síly působící na kuželky. S tlakovými poli souvisí rychlostní pole a změny hustoty páry ve ventilu. Níže uvedené hodnoty a výsledky platí pro hmotnostní průtok ventilem 45.87 kg/s. Zadaný průtok byl 48.31 kg/s. Rozdíl zadaného a simulovaného hmotnostního průtoku nemá na výsledky dominantní vliv.

7.1 Charakteristika proudění

Obrázky, které dobře poukazují na stav a charakter proudění v regulačním ventilu, avšak ne-souvisejí s vyhodnocením působících sil, jsou zařazeny do příloh.

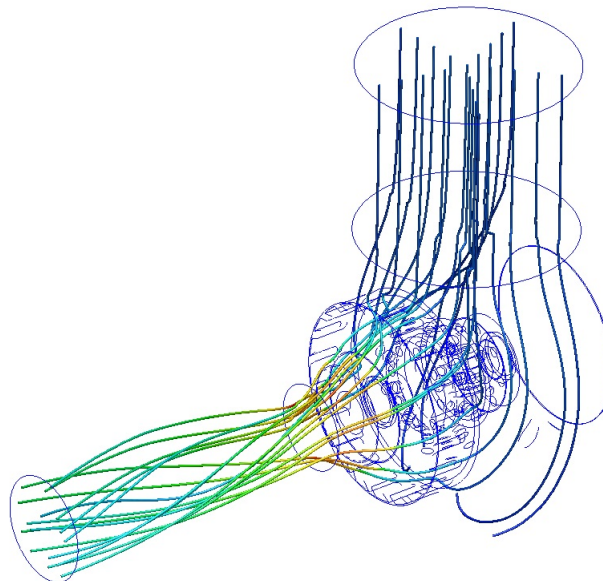
V příloze č. 1 jsou vyobrazeny trajektorie částic páry. Je zde vidět oblast maximální rychlosti páry (221 m/s) a rotace proudů v difuzoru.

Příloha č. 2 zobrazuje změnu hustoty páry, ta dosahuje vysokých hodnot kvůli vysoké teplotě a tlaku. Je zřejmé, že změna hustoty není razantní, a proto by mohl být výpočet proveden pro nestlačitelné proudění. To ovšem neplatí pro ostatní zdvihy tohoto ventilu s vyššími rychlostmi.

Příloha č. 3 je rozložení smykového napětí na stěně. To je derivací rychlosti podle vzdálenosti, nabývá tedy nejvyšších hodnot v místech s největším rychlostním gradientem. V těchto místech se dá očekávat zvýšený otěr materiálu.

Příloha č. 4 obsahuje profily rychlostí. První graf ukazuje, že na vstupu do ventilu má pára rychlost 15–20 m/s. Mírné zvýšení rychlosti v levé části je způsobeno zrychlováním tekutiny směrem ke kuželce. Druhým grafem je rychlost na vstupu do difuzoru, průběh rychlosti má velký gradient u stěny a znázorňuje proud páry přilnutý ke stěně. Na třetím grafu je zobrazen profil rychlosti na výstupu z difuzoru. Velikost rychlostí je již poloviční, ale profil není pořád ustálený.

Příloha č. 5 zobrazuje rozložení teploty, jež je pouze funkcí parametrů páry, protože úloha byla řešena bez přenosu tepla.

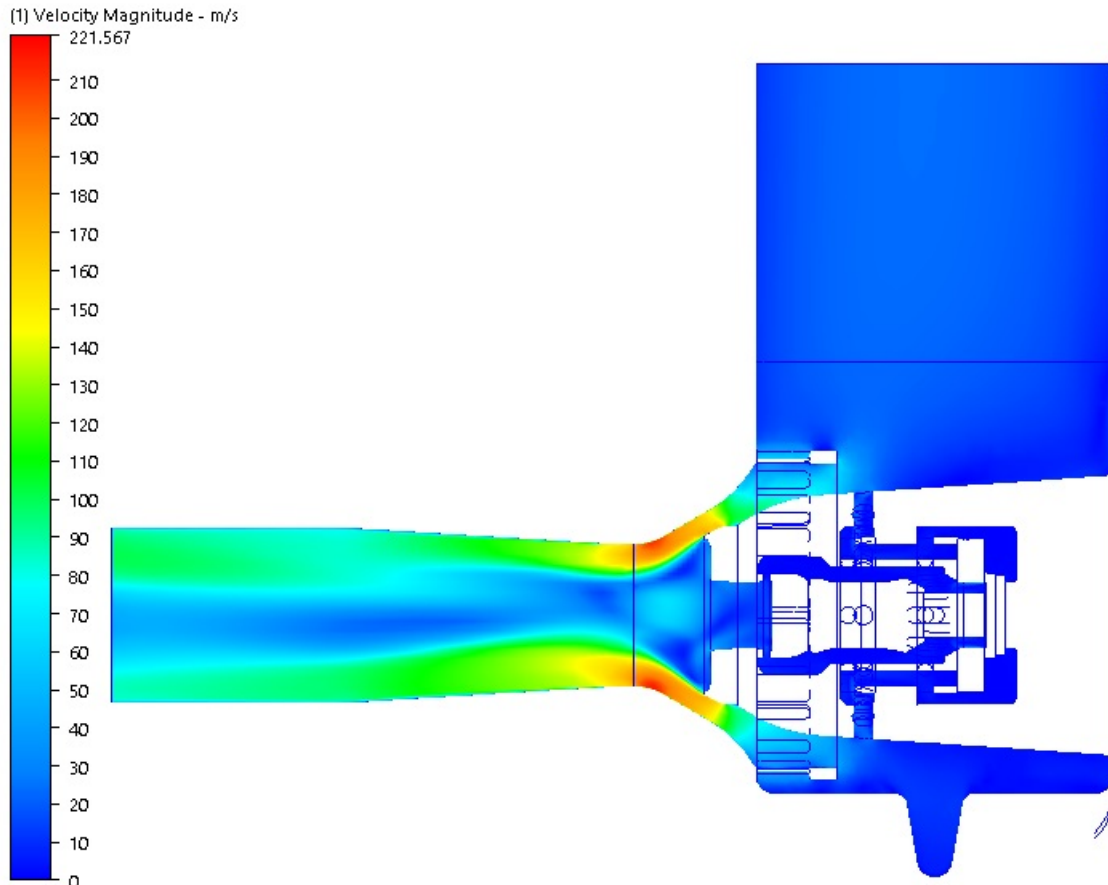


7.2 Rychlostní pole

Výsledky rychlostního pole (*obr. 32*) potvrdily předpoklad podzvukové rychlosti s maximálním Machovým číslem okolo 0.3. Machovo číslo je definováno jako podíl aktuální rychlosti proudění ku rychlosti zvuku (54), kde a se pro přehřátou páru stanoví dle (55).

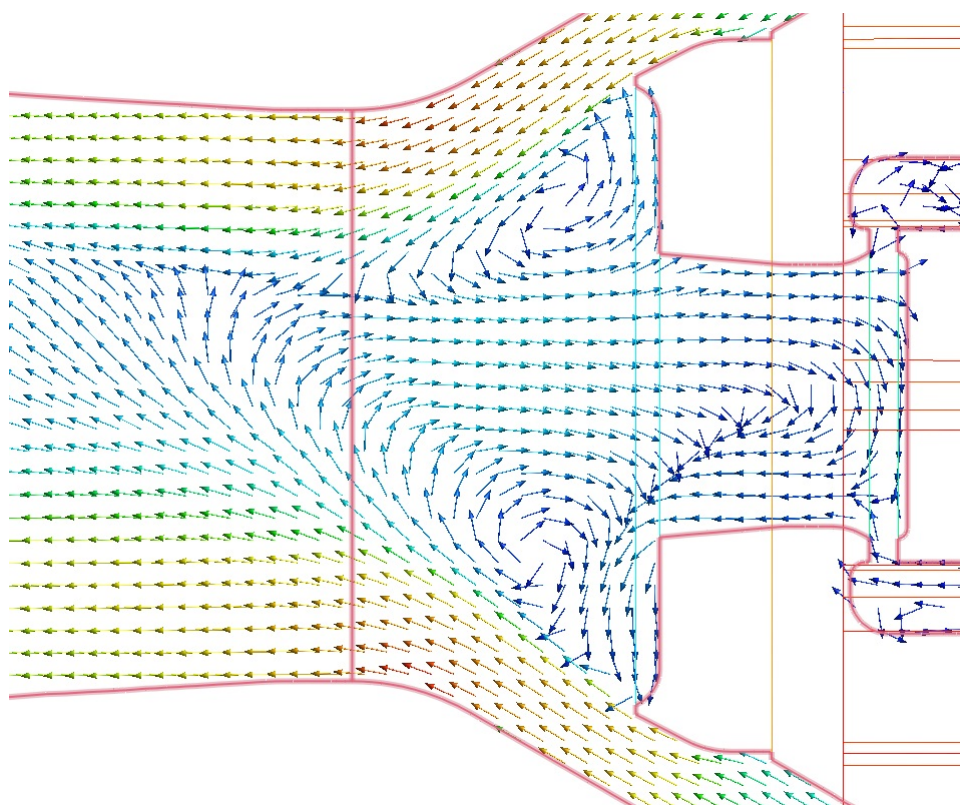
$$Ma = \frac{w}{a} [-] \quad (54)$$

$$a = \sqrt{\kappa r T} \doteq 709 \left[\frac{m}{s} \right] \quad (55)$$

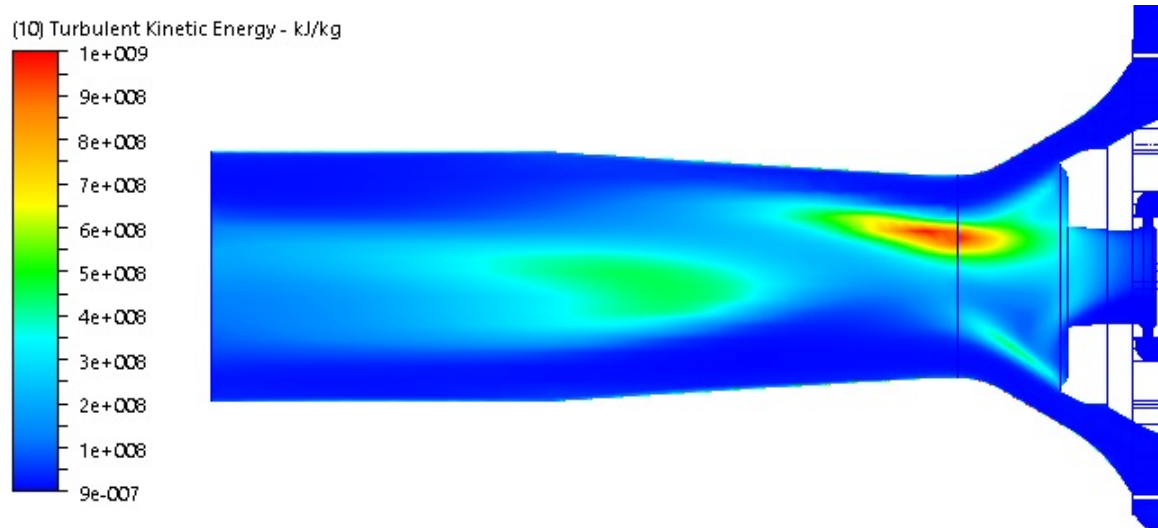


Obrázek 32: Velikost rychlosti v řezu

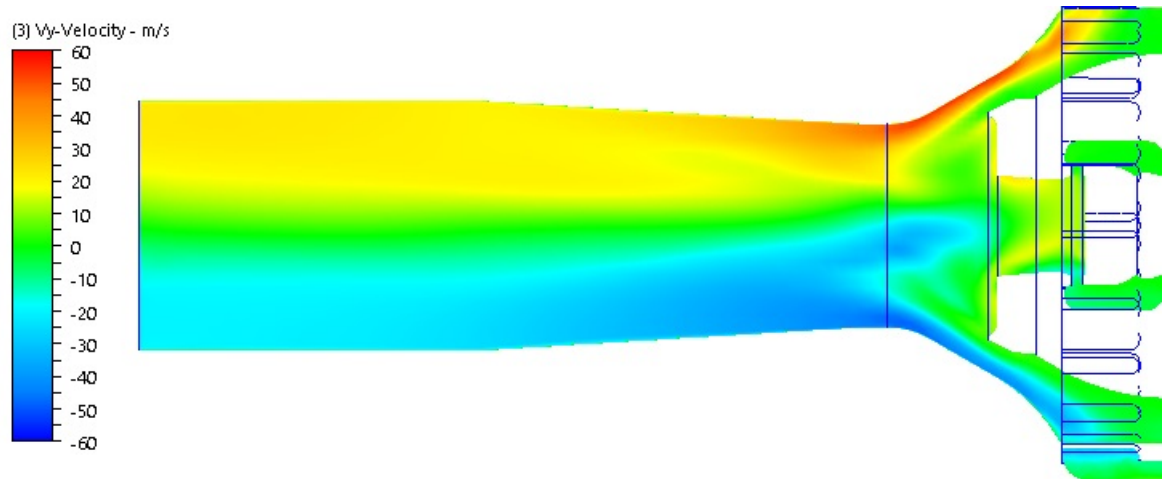
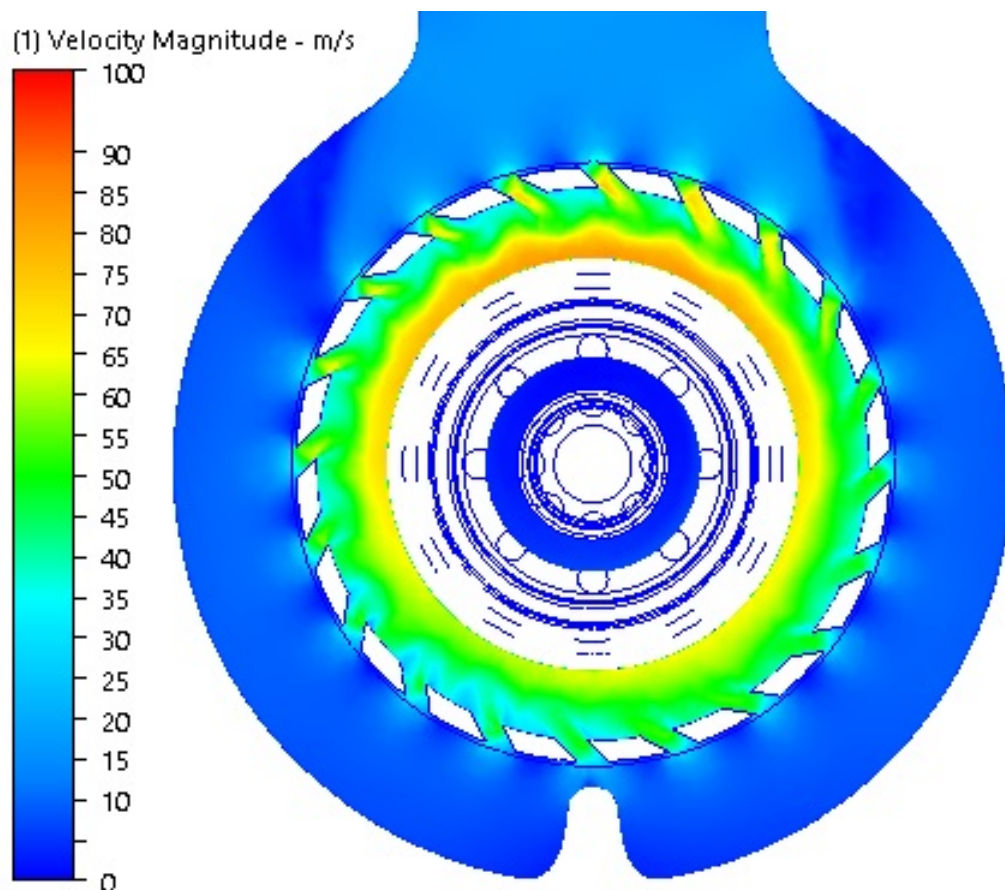
Na začátku difuzoru vzniká úplav (*obr. 33*) a z charakteru turbulentní kinetické energie (*obr. 34*) vyplývá, že je proudění velice nestacionární a vznikají zde velké víry. Úplav je možno odstranit tvarovou úpravou sedla velké kuželky. Vznik vírů zvyšuje tlakové ztráty při průchodu ventilem, jelikož dochází k disipaci - přeměně kinetické energie proudu na tepelnou. Naopak pro zmenšení ztrát je žádoucí přilnutí proudu páry ke stěně difuzoru.



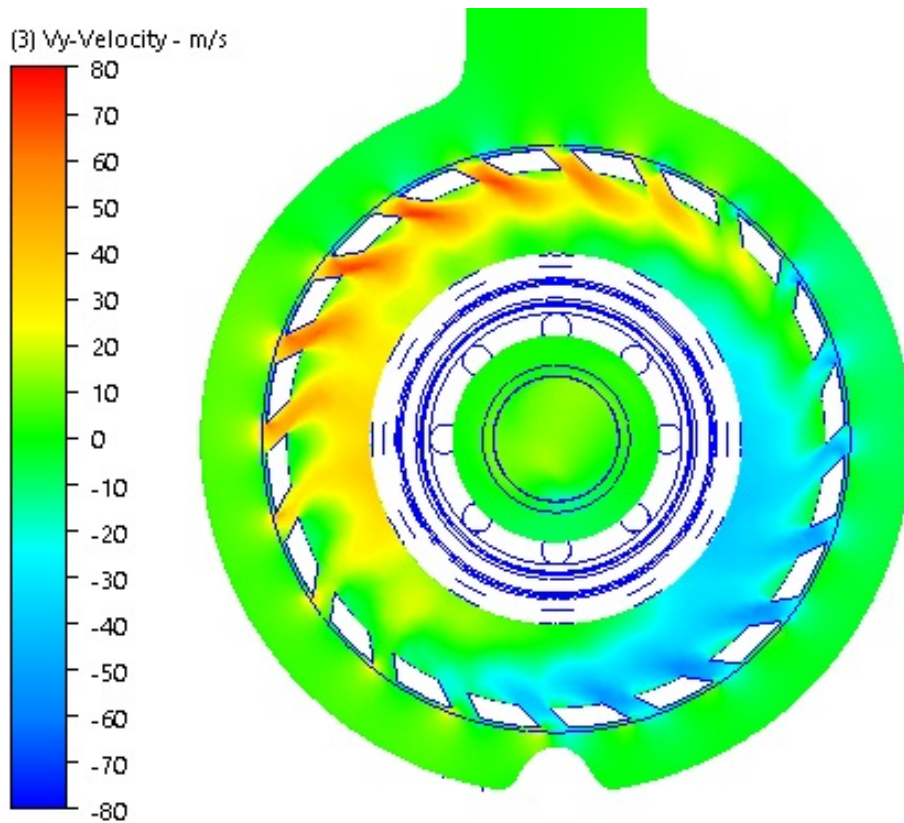
Obrázek 33: Vektory rychlosti pod velkou kuzelkou

Obrázek 34: Turbulentní kinetická energie k v difuzoru

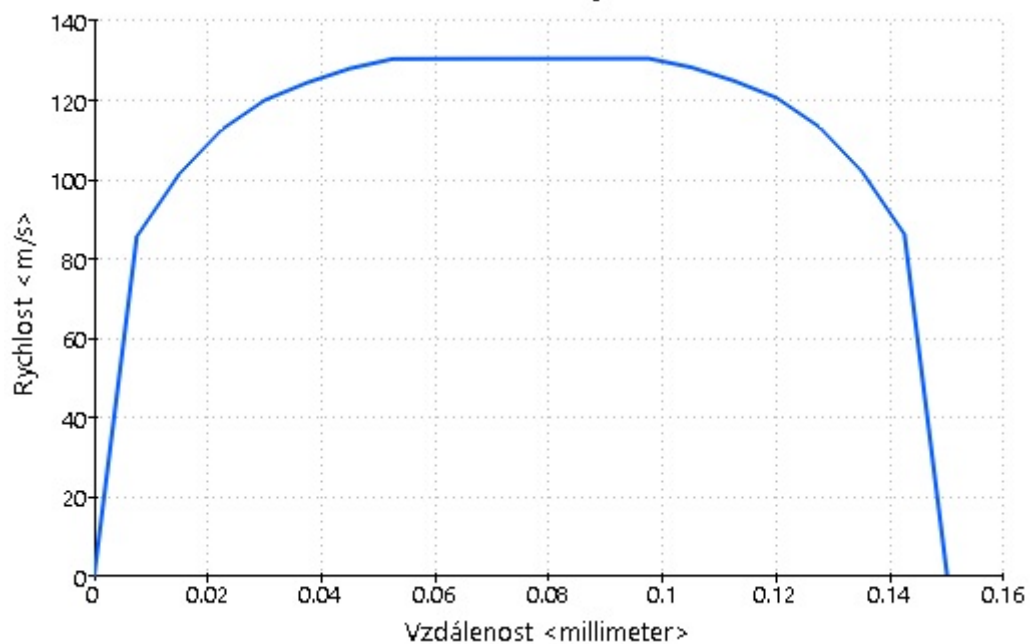
Na *obrázku 23 - kap. 6.1* je poukázáno na tangenciální kanály, které mají za úkol roztočit proud a tím usměrnit jeho průchod difuzorem. Tangenciální složka rychlosti proudu v difuzoru dosahuje rychlosti až 60 m/s (*obr. 35*). Roztočení proudu za kanály je zřejmé z *obrázků 36 a 37*.

Obrázek 35: Složka rychlosti w_y - tangenciální rychlost

Obrázek 36: Pole rychlostí při průchodu páry tangenciálními kanály

Obrázek 37: Pole rychlostí w_y při průchodu páry tangenciálními kanály

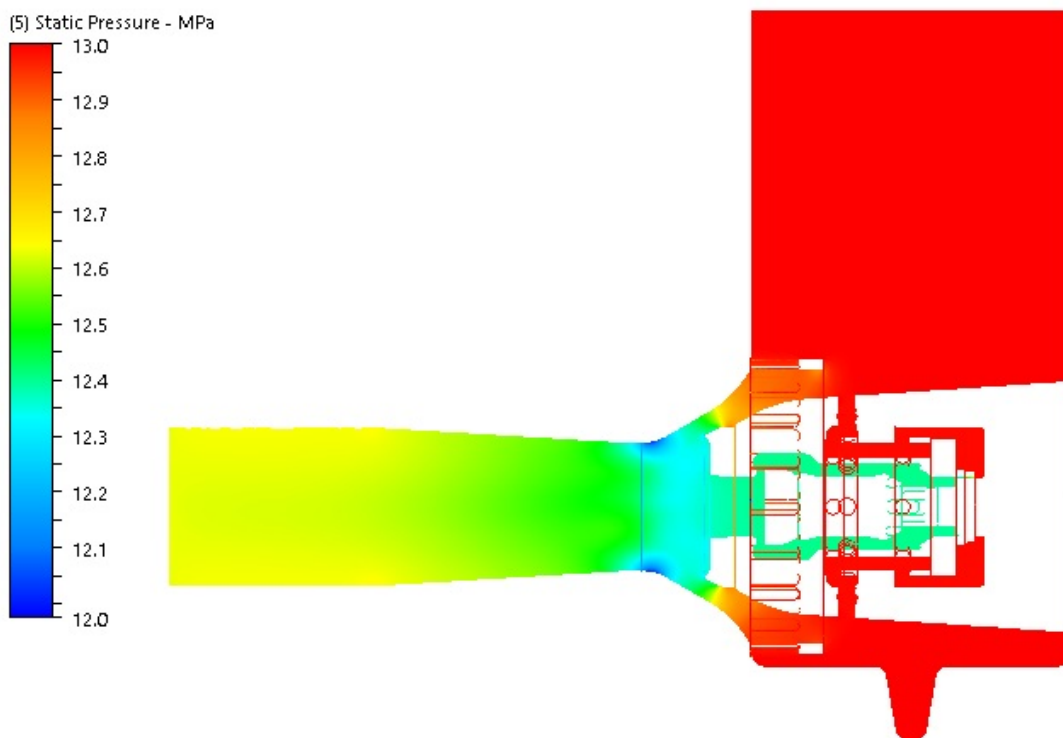
V mezikruhové mezeře vnitřního obtoku 0.15 mm dosahuje proudění rychlosti až 130 m/s a hmotnostního průtoku 0.1 kg/s. Tato hodnota je závislá na kvalitě sítě a počtu buněk napříč mezerou v radiálním směru. Dalším faktorem ovlivňující proudění v této mezeře je reálná geometrie, ve které může lehce dojít k excentricitě a tím ke změně profilu rychlostí po obvodu. Rychlostní profil v mezeře je na *obrázku 38*.



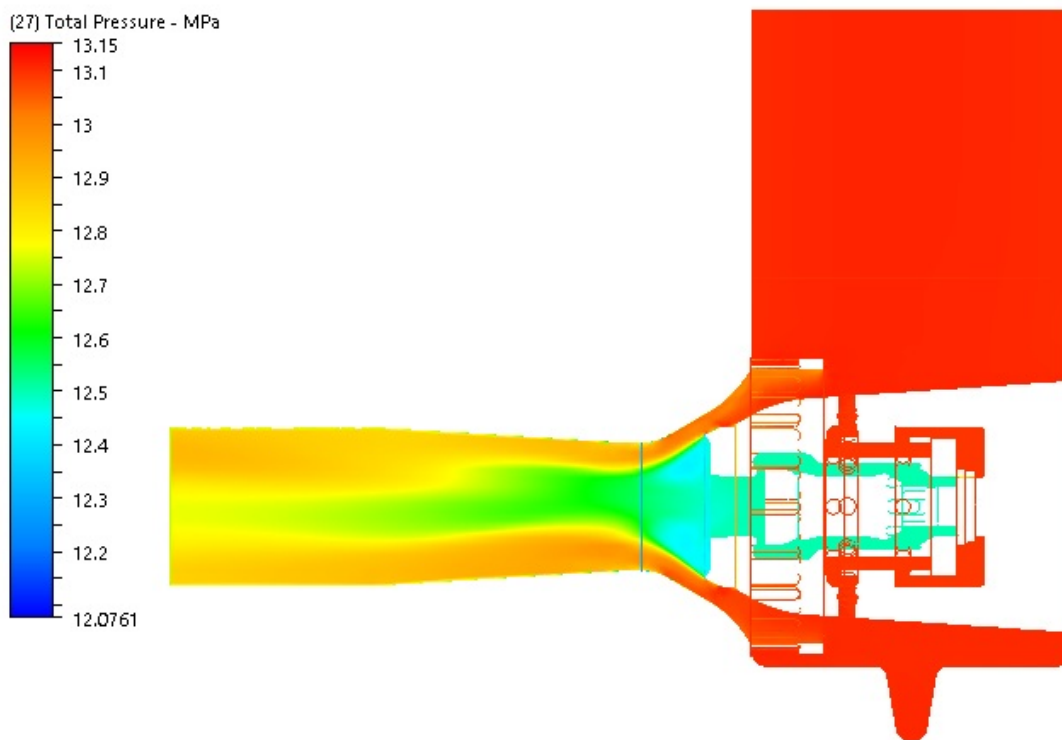
Obrázek 38: Profil rychlosti v mezikruhové mezeře

7.3 Tlakové pole

Rozložení statického (*obr. 39*) a celkového (*obr. 40*) tlaku popisuje průběh škrcení ve ventilu a nárůst tlaku v difuzoru.

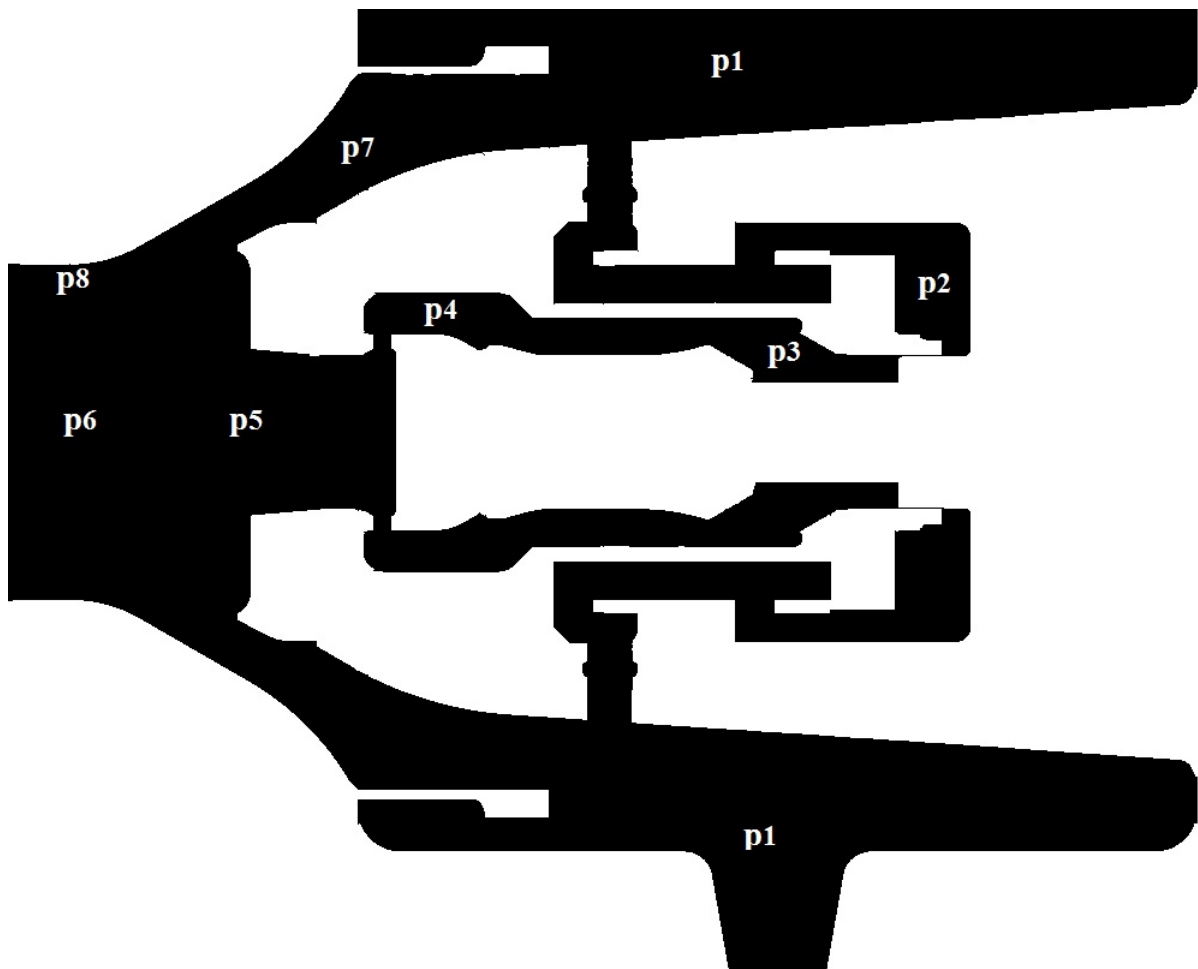


Obrázek 39: Statický tlak



Obrázek 40: Celkový tlak

Pro určení tlakových poměrů ve ventilu bylo zvoleno značení: p_i - vstupní tlak, p_o - výstupní tlak na konci difuzoru a další indexy dle *obrázku 41*.



Obrázek 41: Označení měřících míst

Místo	Statický tlak [MPa]	Celkový tlak [MPa]	Tlakový poměr ε [-]
p_i	13.00	13.11	1
p_1	13.00	13.11	1
p_2	13.00	13.09	1
p_3	12.40	12.50	0.954
p_4	12.40	12.50	0.954
p_5	12.37	12.49	0.952
p_6	12.42	12.75	0.955
p_7	12.85	13.04	0.988
p_8	12.12	12.84	0.932
p_o	12.62	12.80	0.970

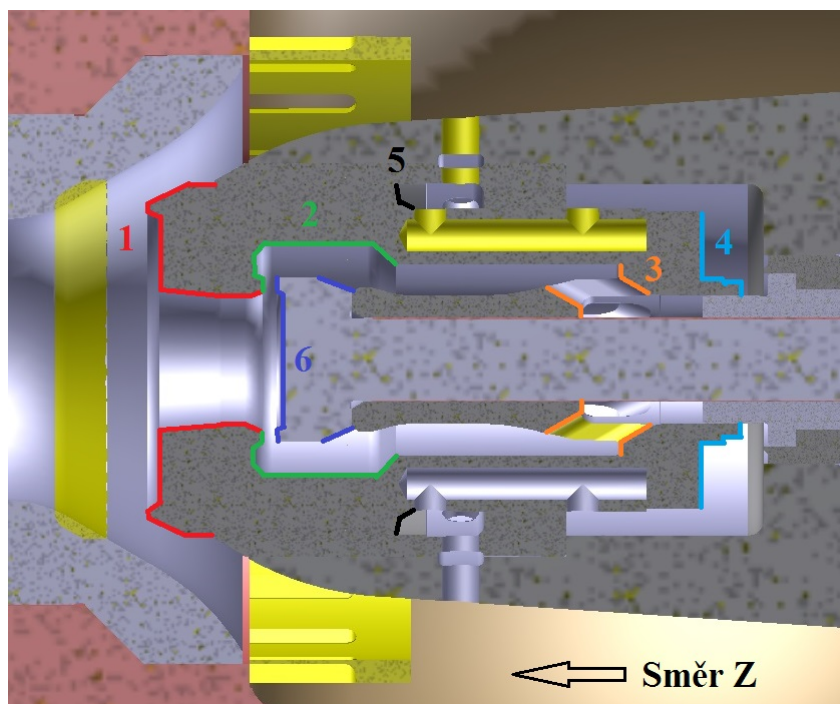
Tabulka 1: Tlaky ve ventilu

Tabulka 1 udává tlaky v jednotlivých místech a tlakové poměry vztažené ke vstupnímu statickému tlaku. Tyto poměry mohou být použity pro výpočet tlaků při změně vstupních parametrů páry. Rovněž je zde vidět proces škrcení mezi místy $p_1 - p_6$ a $p_2 - p_3$. Následný nárůst tlaku v difuzoru je mezi místy $p_6 - p_o$.

7.4 Silové působení

Hlavním úkolem bylo zjistit silové působení na kuželku a vřeteno od tlaků získaných numerickou simulací. Na kuželku působí při otevírání jednostranně vysoký tlak, ve vřetenu vzniká síla v řádu stovek tisíc Newtonů (v případě zadaného zdvihu). Tato síla výrazně komplikuje jakýkoliv pohyb kuželkou a je nutno na ni dimenzovat i ovládací pohon. Vnitřní obtokový systém s druhou kuželkou tuto sílu eliminuje plochami, na které působí tlak v opačném směru. Tento tlak je ve vnitřním systému na vhodném místě zredukován škrcením tak, aby byla ovládací síla pokud možno nejmenší. Pokud by na této konkrétní geometrii nedošlo ke škrcení, vyšší tlak by způsobil opět vysoké síly ve vřetenu, ovšem opačného smyslu.

K výpisu sil na funkční plochy slouží označení dle *obrázku 42*. Plochy 1 až 6 byly postupně označeny v softwaru Autodesk CFD a pomocí funkce *Wall calculator* zjištěna síla ve směru Z. Neoznačené plochy kuželek a vřetena byly zanedbány, jelikož síla na ně působící má nulovou složku ve směru Z.



Obrázek 42: Označení ploch pro výpis sil

Plocha	Síla F_z [N]
1	-182 421
2	30 397
3	-3 982
4	133 646
5	61 872
6	-32 706

Tabulka 2: Výpis jednotlivých sil

Síla na velkou kuželku	$F_{z_1} + F_{z_2} + \dots + F_{z_5}$	39 512 N
Síla na malou kuželku	F_{z_6}	-32 706 N
Celková síla	ΣF_{z_i}	6 806 N

Tabulka 3: Vyhodnocení sil

Tabulky 2 a 3 uvádí zjištěné síly na jednotlivé plochy a celkovou sílu. Tu je nutno překonat při zvětšování zdvihu ventilu. Výsledné číselné hodnoty se od reality mohou lišit v tisících Newtonů z mnoha důvodů:

- stacionární výpočet - reálná síla má proměnný charakter
- úprava ploch komplikujících síťování
- vysoké působící síly - výsledná síla je o 2 řády menší

I přes možné odlišnosti se podařilo získat uspokojivý výsledek. Ve srovnání s dostupnými hodnotami od Doosan Škoda Power, kde byla experimentálně zjištěna „stabilizační parní síla“ o velikosti 7 141 N, se zjištěných 6 806 N nepatrně liší a je možné považovat simulaci a výpočet za správně provedené.

7.5 Porovnání vlastností páry před a za ventilem

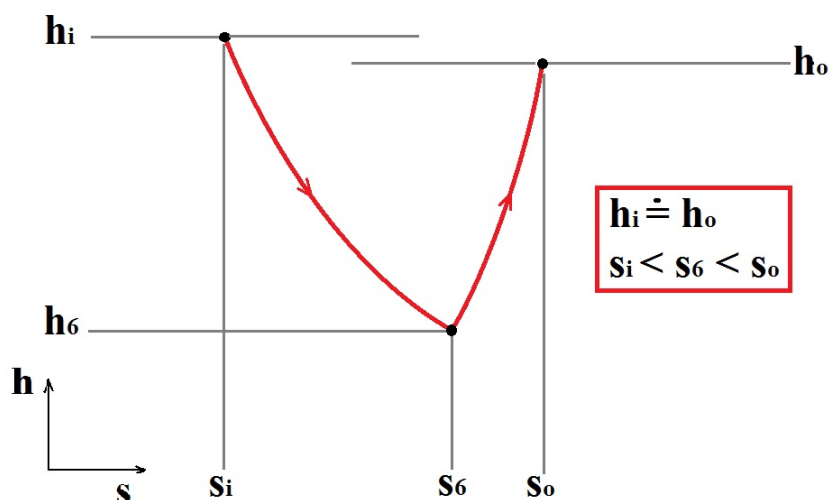
V *kap. 3.1* byl teoreticky popsán průchod media difuzorovým ventilem z termodynamického hlediska. Hodnoty získané numerickou simulací by měly kopírovat děj zobrazený na *obrázku 8* a popsány v textu.

Určujícími parametry jsou statický tlak a teplota páry před škrcením, po škrcení a za difuzorem. K těmto hodnotám byly z *Tabulek termodynamických vlastností vody a vodní páry [5]* určeny interpolací měrná entalpie a entropie. Výsledky jsou zaznamenány v *tab. 4* a graficky znázorněny na *obrázku 43*.

Zjištěné hodnoty odpovídají teoretickému předpokladu. Tvoří izoentalpický děj. Rozdíl h_i a h_o je nejspíše způsoben numerickými chybami. U reálného proudění by byla hodnota entalpie na výstupu snížena navíc o teplo uniklé do okolí.

Parametry před škrcením	Parametry po škrcení	Parametry za difuzorem
$p_i = 13.00$ MPa	$p_6 = 12.42$ MPa	$p_o = 12.62$ MPa
$T_i = 808$ K	$T_6 = 802.35$ K	$T_o = 806$ K
$h_i = 3431.8$ kJ/kg	$h_6 = 3422.4$ kJ/kg	$h_o = 3430.5$ kJ/kg
$s_i = 6.5601$ kJ/kg·K	$s_6 = 6.5678$ kJ/kg·K	$s_o = 6.5713$ kJ/kg·K

Tabulka 4: Vlastnosti páry



Obrázek 43: Grafické znázornění parametrů zjištěných ze simulace

8 ZÁVĚR

V této práci byla provedena simulace proudění přehřáté páry o vstupních parametrech 13 MPa, 535 °C v regulačním ventilu Salmisaari. Výstupem je popis proudění ventilem, pole rychlostí, tlaků a aerodynamické síly působící na pohyblivé části ventilu. Z výsledků vyplývá porovnání velikosti sil pro ventil bez odlehčení a s odlehčením. U regulačního ventilu bez odlehčení by na kuželku působila síla větší než zjištěná $F_{z1} = -182\,421$ N. Použití pohonu ovládnutí ventilu dimenzovaného na takto vysokou sílu by bylo nevhodné. Zavedení vnitřního odlehčovacího systému snížilo celkovou sílu působící na kuželku na $\Sigma F_{zi} = 6\,806$ N. Chování regulačního ventilu popisuje silová charakteristika, která je složena ze závislosti celkové síly na zdvihu. V této práci byl z časových důvodů řešen pouze jeden zdvih, a proto není možno sestavit silovou charakteristiku.

Z výsledků simulace vyplývá, že tato geometrie ventilu se zdvihem 34 mm pracuje s tlakovým poměrem $\varepsilon = 0.97$. Ten je možno použít pro výpočet výstupního tlaku při změně vstupního tlaku páry. Z tlakového poměru a nízkého maximálního Machova čísla lze usoudit, že tento zdvih ventilu je bezproblémový, nedochází při něm k nepřijatelným ztrátám, rázovým vlnám atp.

V difuzoru dochází k nestacionárním jevům a oblast úzké mezikruhové mezery není kvůli kvalitě sítě jasně popsána. Z toho plyne doporučení na nestacionární výpočet. Ten by však vyžadoval několikanásobně menší výpočetní buňky, síť by poté přesahovala hranici desítek milionů výpočetních buněk a spuštění úlohy by vyžadovalo výpočetní cluster.

Výpočet byl proveden s několika zjednodušeními. Těmi jsou použití modelu plynu s konstantními vlastnostmi (kromě hustoty) a geometrická zjednodušení průtočné části. Dále neuvážování síta, které se nachází před vstupem páry pod kuželku. Při průchodu sítí dochází k tlakové ztrátě v řádu jednotek až desítek tisíc Pascalů. Tato skutečnost byla vzhledem k velikosti změn tlaků ve ventilu zanedbána.

Při práci se softwarem Autodesk CFD Simulation 2015 bylo objeveno několik nedostatků. Objevil se problém s načtením geometrie průtočné části ze 3D modeláře Autodesk Inventor 2015. Síťovací algoritmus na této geometrii stále nacházel chyby. Problém byl odstraněn převedením modelu do formátu *.stp a následným znovunačtením. Dalším problémem byla nestabilita samotného programu. Nezřídka docházelo k chybám a samovolnému vypínání programu. Pokud došlo k vypnutí při spuštěném výpočtu, výpočet pokračoval sice dál, ale data nemohla být obnovena a znovu načtena. Tento problém v několika případech znamenal ztrátu desítek hodin výpočetního času. Nestabilita může být způsobena poškozeným balíčkem nebo interní chybou v softwaru nebo použitým hardwarem, který je však dostatečně dimenzován.

Výhodou použití tohoto softwaru pro CFD výpočty je funkční síťovací algoritmus, který si víceméně sám poradil s celou geometrií ventilu. Dále rychlá a intuitivní práce v grafickém uživatelském prostředí, možnost sledovat mezivýsledky veličin během výpočtu a jiné. Síla produktu je v rychlém nastavení úlohy a minimální pracnosti síťování. Je tedy vhodný pro rychlé výpočty menších úloh, které dávají dostatečně přesné výsledky pro porovnání různých variant a podobně.

V příloze č.6 se nachází výřez geometrie ventilu z celé sestavy, která nebyla poskytnuta z důvodu firemního tajemství.

Seznam použité literatury

- [1] ŠKOPEK, J. *Tepelné turbíny a turbokompresory*, ZČU FST, Plzeň, 2010
- [2] ŠKOPEK, J. *Parní turbína - tepelný a pevnostní výpočet*, ZČU FST, Plzeň, 2003
- [3] BEČVÁŘ, J. A KOL. *Tepelné turbíny*, SNTL, Praha, 1968
- [4] SLEZÁKOVÁ, I. *Parní turbína s ejektorem*, Diplomová práce FSI VUT v Brně, Brno, 2008
- [5] MAREŠ, R. *Tabulky termodynamických vlastností vody a vodní páry*, ZČU v Plzni, Plzeň, 2008
- [6] HLAVÁČOVÁ, I. *Termodynamika plynů a par*, elektronická skripta VŠB-TU Ostrava, 2011
- [7] GÁŠPÁR, R. *Cvičení z termomechaniky*, elektronická skripta, ZČU KKE, Plzeň, 2012
- [8] URUBA, V. *Mechanika tekutin I*, elektronické studijní materiály, ZČU, Plzeň, 2014
- [9] ŠČEGLJAJEV, A.V. *Parní turbíny*, SNTL, Praha, 1983
- [10] STRAKA, F. *Numerická simulace proudění v odlehčeném ventilu ŠKODA a určení namáhání vřetene od aerodynamických sil*, diplomová práce, ZČU KKE, Plzeň, 2012
- [11] LINHART, J. *Mechanika tekutin I*, ZČU v Plzni, Plzeň, 2009
- [12] KOZUBKOVÁ, M. *Modelování proudění tekutin FLUENT, CFX*, VŠB-TU Ostrava, Ostrava, 2008
- [13] Autodesk Simulation CFD 2014 HELP, Autodesk Knowledge Network [online][vid. 10. března 2015]. Dostupné z: <http://help.autodesk.com>
- [14] Přehled teorie a výpočtových vztahů, skripta z termomechaniky [online][vid. 12. listopadu 2014]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/skripta/termomechanika>
- [15] VLČEK, P. *Modelování turbulentního proudění*, [online][vid. 10. května 2015]. Dostupné z: <http://chps.fsid.cvut.cz/pt/2013>
- [16] ZÁCHA, P. *FLUENT přednášky*, [online][vid. 10. května 2015], ČVUT v Praze. Dostupné z: <http://energetika.cvut.cz/files/FLUENT>
- [17] VOREL, J. *Experimentální vyšetření místa odtržení proudu od stěny v difuzoru*, bakalářská práce, ZČU KKE, Plzeň, 2012

Seznam obrázků

1	Škrčení v h-s diagramu [1]	8
2	Ovládání regulace traverzou [1]	9
3	Změna vstupního tlaku h-s diagram [2]	10
4	Schéma zapojení regulace obtokem [4]	11
5	Schéma talířového ventilu [3]	12
6	Dvouosedlový ventil [3]	12
7	Difuzorový ventil [3]	12
8	h-s diagram škrčení reálného plynu v regulačním ventilu	13
9	Provozní charakteristika turbíny a ventilu	14
10	Měrná tepelná kapacita páry v závislosti na tlaku a teplotě [14]	17
11	Závislost r^* na teplotě a tlaku [14]	17
12	h-s diagram vodní páry [7]	18
13	Fluktuace rychlostí [10]	20
14	Rychlostní mezní vrstva	23
15	Održení mezní vrstvy	23
16	Tvary 3D elementů [12]	25
17	Ukázka 2D sítě	25
18	Znázornění iterací [16]	28
19	Rezidua rychlosti	29
20	Model sestavy ventilů	30
21	Řez ventilem	31
22	Výstup z Autodesk Inventor - zjednodušený model ventilu	31
23	Model RV pro výpočet	32
24	Detail obtokového systému modelu	32
25	Ukázka grafického prostředí Autodesk CFD Simulation	33
26	Graf průběhu výpočtu	33
27	Předběžná ukázka rozložení velikosti sítě a <i>Region box</i>	34
28	Pohled na síť celého ventilu	35
29	Pohled na síť v obtoku	35
30	Pohled na upravenou síť v mezikruhovém kanálku	36
31	Průběh průměrných hodnot ve výpočtu	37
32	Velikost rychlosti v řezu	40
33	Vektory rychlosti pod velkou kuželkou	41
34	Turbulentní kinetická energie k v difuzoru	41
35	Složka rychlosti w_y - tangenciální rychlost	42
36	Pole rychlostí při průchodu páry tangenciálními kanály	42
37	Pole rychlostí w_y při průchodu páry tangenciálními kanály	43
38	Profil rychlosti v mezikruhové mezeře	43
39	Statický tlak	44
40	Celkový tlak	44
41	Označení měřících míst	45
42	Označení ploch pro výpis sil	46
43	Grafické znázornění parametrů zjištěných ze simulace	47

Seznam tabulek

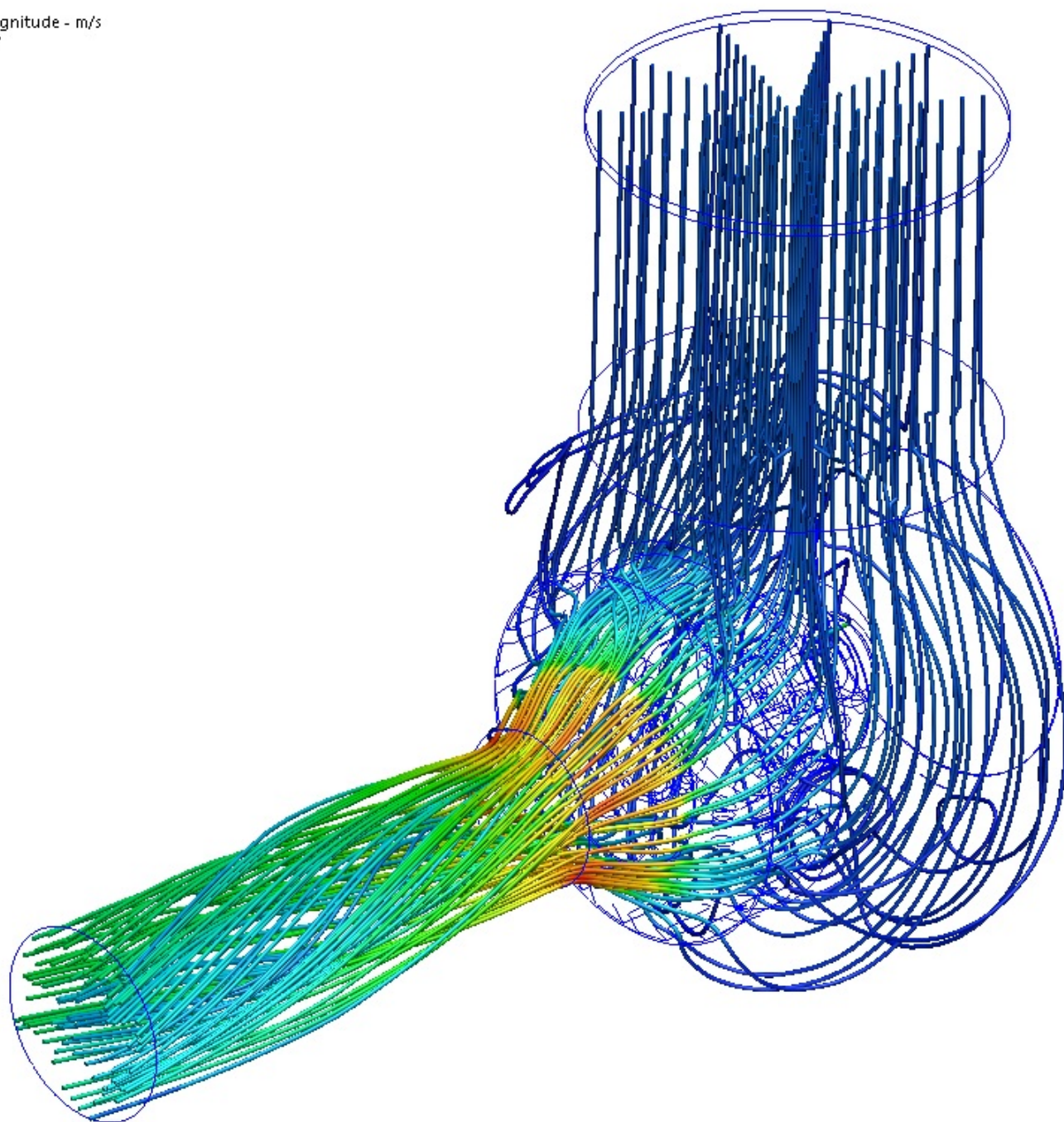
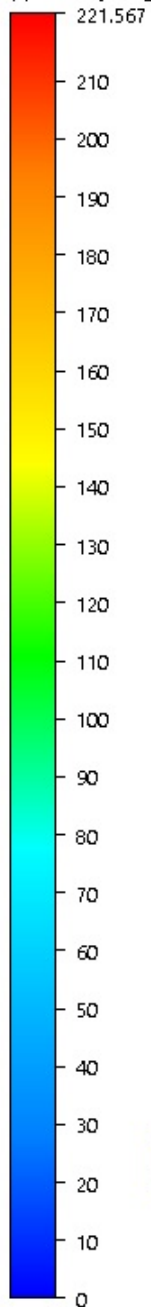
1	Tlaky ve ventilu	45
2	Výpis jednotlivých sil	46
3	Vyhodnocení sil	46
4	Vlastnosti páry	47

Seznam příloh

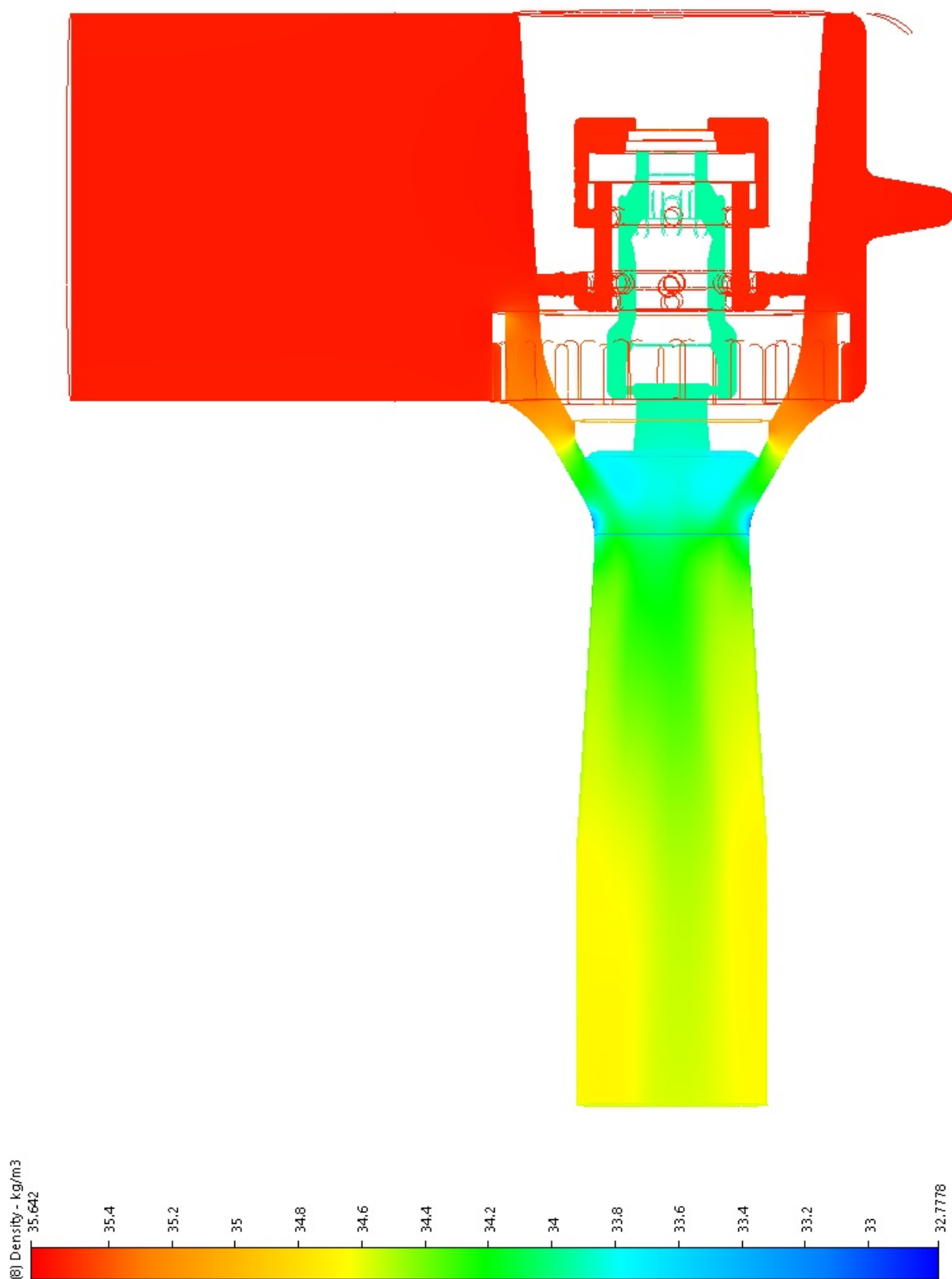
1	Vizualizace trajektorie částic proudu
2	Změna hustoty páry
3	Smykové napětí na stěně
4	Rychlostní profily důležitých míst
5	Teplotní pole
6	Geometrie ventilu

Příloha č. 1 - Vizualizace trajektorie částic proudu

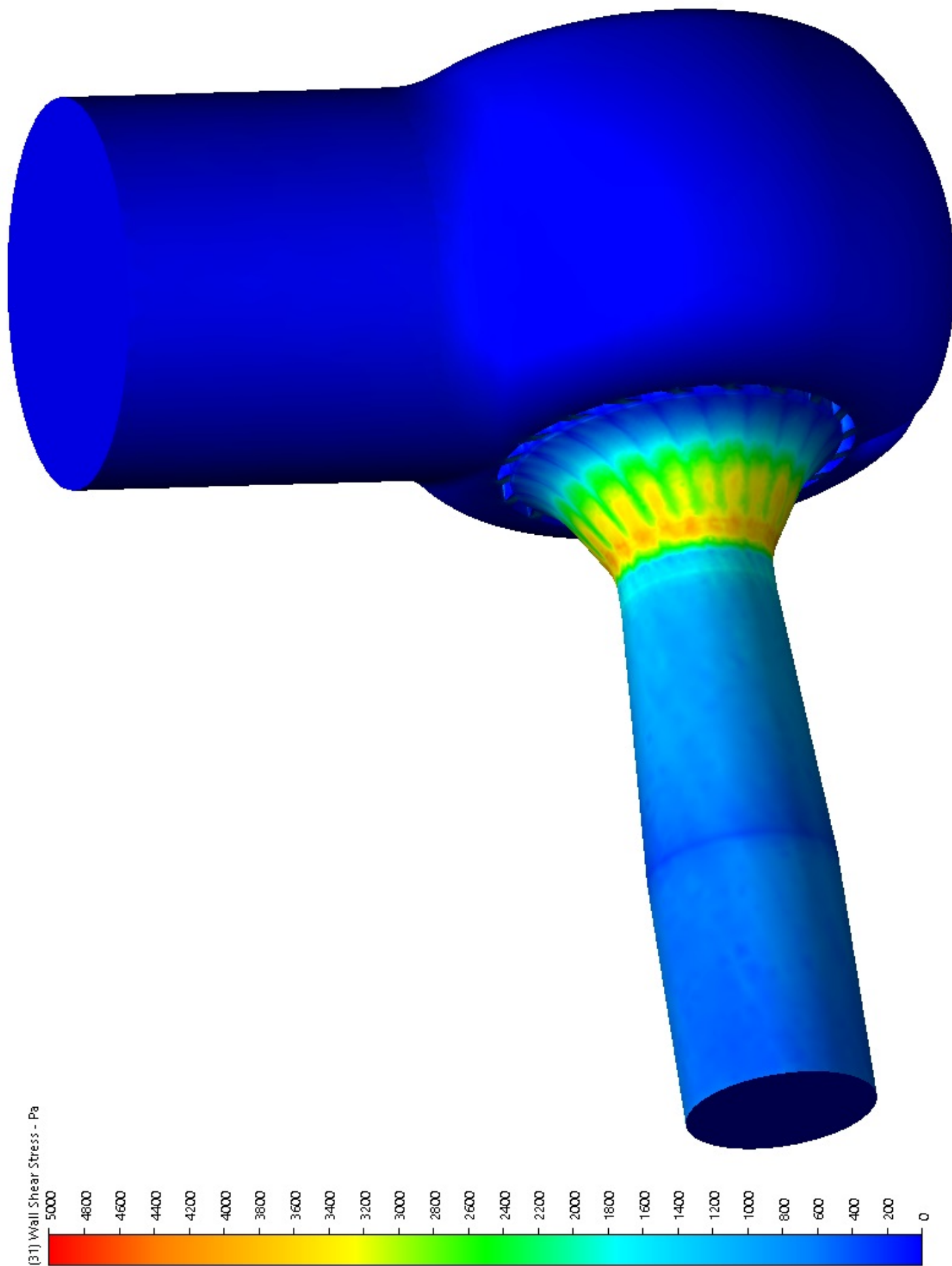
(1) Velocity Magnitude - m/s



Příloha č. 2 - Změna hustoty páry

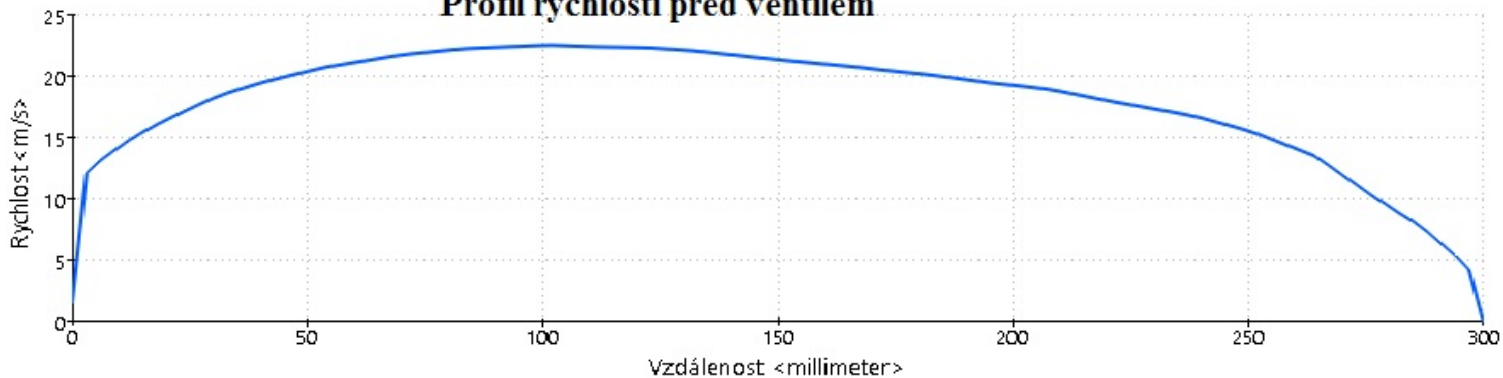


Příloha č. 3 - Smykové napětí na stěně

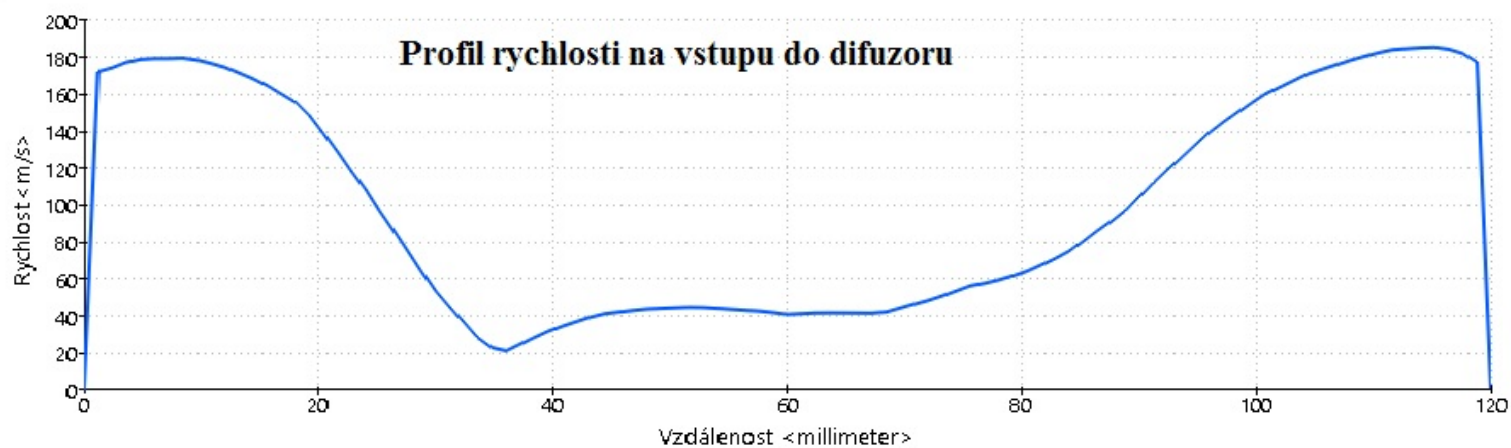


Příloha č. 4 - Rychlostní profily důležitých míst

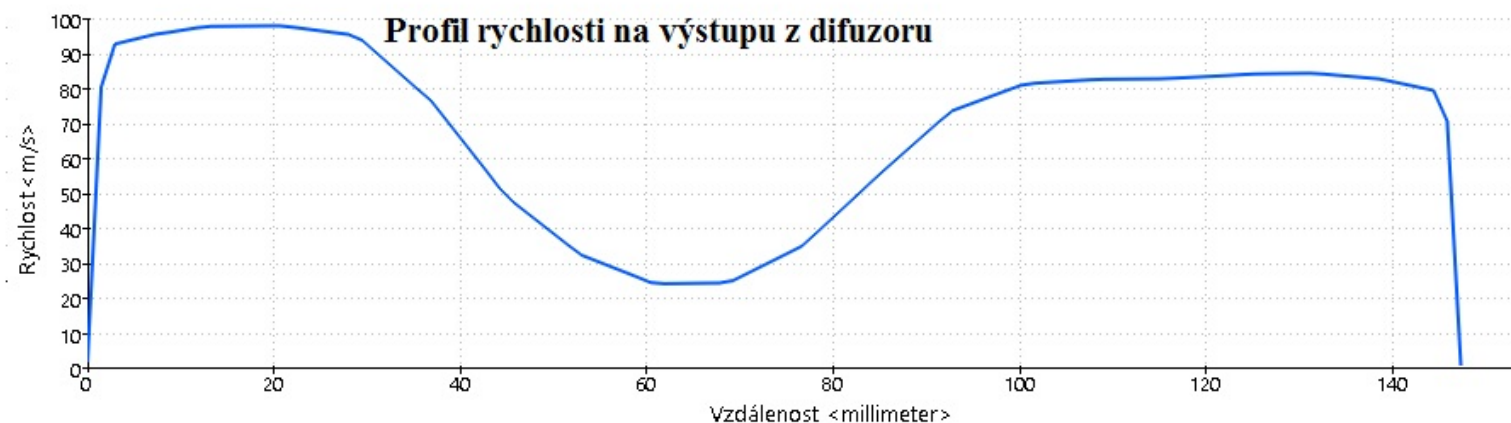
Profil rychlosti před ventilem



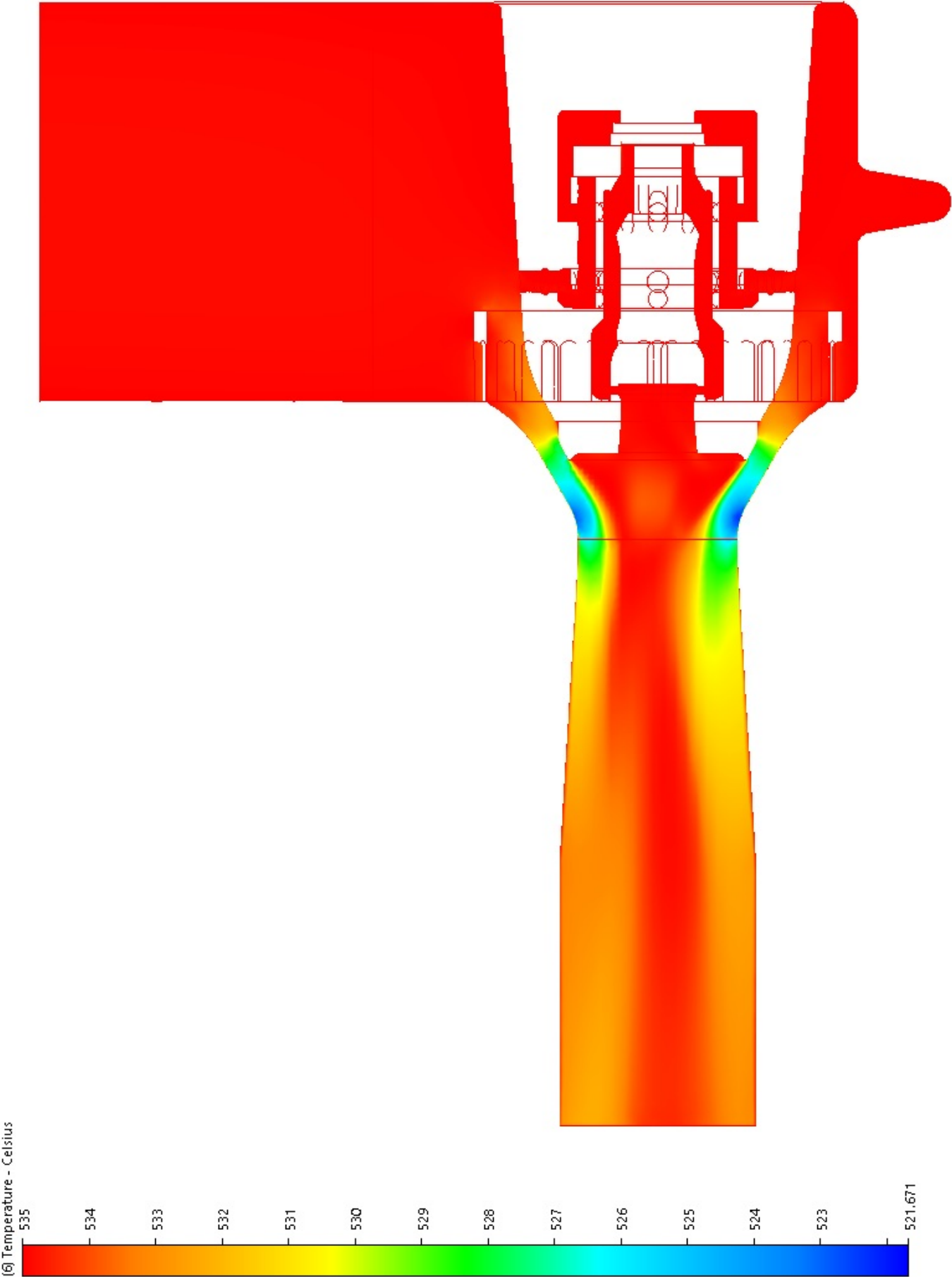
Profil rychlosti na vstupu do difuzoru



Profil rychlosti na výstupu z difuzoru



Příloha č. 5 - Teplotní pole



Příloha č. 6 - Geometrie ventilu

