ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA STROJNÍ

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

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Numerické simulace proudění ve vstupní spirální skříni turbíny

Dorad 130 MW

Autor: **Richard PISINGER**

Vedoucí práce: **Ing. Zdeněk Jůza Ph.D. MBA**

Akademický rok 2014/2015

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
Fakulta strojní
Akademický rok: **2014/2015**

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení:	**Richard PISINGER**
Osobní číslo:	**S12B0212P**
Studijní program:	**B2301 Strojní inženýrství**
Studijní obor:	**Stavba energetických strojů a zařízení**
Název tématu:	**Numerické simulace proudění ve vstupní spirální skříni turbíny Dorad 130 MW**
Zadávající katedra:	**Katedra energetických strojů a zařízení**

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

Máte za úkol provést:

1. Teorii proudění ideálního a reálného plynu.
2. Vysvětlení principů a metod v oblasti numerických simulací proudění tekutin.
3. Numerickou simulaci proudění vstupní spirální skříní turbíny Dorad 130 MW.
4. Analýzu dosažených výsledků numerickou simulací.

Rozsah grafických prací: **10 stran**

Rozsah pracovní zprávy: **30 stran**

Forma zpracování bakalářské práce: **tištěná/elektronická**

Seznam odborné literatury:

- **Nožička J.: 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 turbiny, bakalářská práce, VUT v Brně, 2013**
- **Fielder J.: Parní turbiny: Návrh a výpočet, CERM, 2004, ISBN 80-214-2777-9**

Vedoucí bakalářské práce: **Ing. Zdeněk Jůza, Ph.D., MBA**
Katedra energetických strojů a zařízení

Konzultant bakalářské práce: **Ing. Tomáš Syka**
Nové technologie - výzkumné centrum

Datum zadání bakalářské práce: **3. listopadu 2014**

Termín odevzdání bakalářské práce: **26. června 2015**

Západočeská univerzita v Plzni * Fakulta strojní *

Doc. Ing. Milan Edl, Ph.D.
děkan

L.S.

Ing. Zdeněk Jůza, Ph.D., MBA
vedoucí katedry

V Plzni dne 30. října 2014

ANOTAČNÍ LIST BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

AUTOR	**Příjmení** Pisinger	**Jméno** Richard
STUDIJNÍ OBOR	2301R016 "Stavba energetických strojů a zařízení"	
VEDOUCÍ PRÁCE	**Příjmení (včetně titulů)** Ing. Jůza Ph.D. MBA	**Jméno** Zdeněk
PRACOVIŠTĚ	ZČU – FST – KKE	
DRUH PRÁCE	**BAKALÁŘSKÁ**	
NÁZEV PRÁCE	Numerické simulace proudění ve vstupní spirální skříni turbíny Dorad 130 MW	

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

POČET STRAN (A4 a ekvivalentů A4)

CELKEM	57	**TEXTOVÁ ČÁST**	55	**GRAFICKÁ ČÁST**	2

STRUČNÝ POPIS	Numerické simulace proudění ve 3D modelu vstupní spirální skříni (SK) v ANSYS Fluent. Jedná se o SK se dvěma tangenciálními vstupy. U první varianty se u každé modifikace prodlužuje výstup, na který jsou napojeny rozváděcí lopatky (RL). U druhé varianty se mění excentricita tvaru spirály ve vstupní spirální skříni. Hodnocení ztrátových součinitelů, grafické hodnocení proudového pole, číselné hodnocení rozložení hmotnostního průtoku, tlaků a rychlostí a hodnocení průměrného namáhání RL a profilů SK. Byly využity různé modely výpočtu turbulence.
KLÍČOVÁ SLOVA	proudění , turbulentní modely, tlaková ztráta, ztrátový součinitel, mezní vrstva, spirální skříň, CFD simulace, Fluent

SUMMARY OF BACHELOR SHEET

AUTHOR	**Surname** Pisinger	**Name** Richard
FIELD OF STUDY	2301R016 "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	**BACHELOR**	
TITLE OF THE WORK	The numerical simulations of fluid flow through the spiral case of the Dorad 130 MW turbine	

FACULTY	Mechanical Engineering		**DEPARTMENT**	Power System Engineering		**SUBMITTED IN**	2015

NUMBER OF PAGES (A4 and eq. A4)

TOTAL	57		**TEXT PART**	55		**GRAPHICAL PART**	2

BRIEF DESCRIPTION	Numerical simulations of fluid flow on a 3D model of the spiral case (SK) of the Dorad 130 MW turbine in ANSYS Fluent. The SK has two tangential inlets. In the first variant the outlet conduit of each modification is lengthened, onto which the stationary blades (RL) are connected. With the other variant the eccentricity of the spiral shape is modified. The loss coefficients were analyzed, as well as a graphic analysis of the flow field, numerical analysis of the distribution of the mass flow, pressure and velocities, and the analysis of the average strain of the RL and of the profiles of the SK. Various turbulence models have been applied.
KEY WORDS	flow, turbulence models, pressure loss, loss coeficient, boundary layer, spiral case, CFD simulation, Fluent

Prohlášení o autorství

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

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

V Plzni dne: _______________

____

podpis autora

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat všem, kteří mě pozitivně podpořili v mém úsilí při zpracování bakalářské práce a všechny příslušné vedlejší činnosti, které byly rovněž potřebné.

Chtěl bych přímo poděkovat Ing. Tomáši Sykovi za jeho rozsáhlou pomoc a přístup jako konzultant u této práce. Chtěl bych zároveň poděkovat Ing. Zdeňku Jůzovi Ph.D. MBA za trpělivost a pochopení. Chtěl bych také poděkovat Ing. Michalu Hoznedlovi, Ph.D. za další pomoc.

Chtěl bych rovněž vyjádřit svůj vděk své rodině za rozsáhlou podporu, hlavně rodičům, kteří věděli, že se jedná o těžký projekt. Nakonec, chtěl bych také poděkovat svým přátelům, za podporu.

PŘEHLED POUŽITÝCH ZKRATEK A SYMBOLŮ

SYMBOL	NÁZEV	JEDNOTKY
p	TLAK	[Pa]
V	OBJEM	[m^3]
n	POČET MOLŮ	[moly]
R	IDEÁLNÍ PLYNOVÁ KONSTANTA	[$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$]
T	TEPLOTA	[K]
ρ	HUSTOTA	[$kg \cdot m^{-3}$]
r	MĚRNÁ PLYNOVÁ KONSTANTA	[$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]
μ, η	DYNAMICKÁ VISKOZITA	[$Pa \cdot s$]/[$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$]
v	KINEMATICKÁ VISKOZITA	[$m^2 \cdot s^{-1}$]
w	CHARAKTERISTICKÁ RYCHLOST	[$m \cdot s^{-1}$]
l	DÉLKA	[m]
a	SOUČINITEL TEPLOTOVÉ VODIVOSTI	[$m^2 \cdot s^{-1}$]
c_p	MĚRNÁ TEPELNÁ IZOBARICKÁ KONSTANTA	[$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]
λ	SOUČINITEL TEPELNÉ VODIVOSTI	[$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]
M	MOLÁRNÍ HMOTNOST	[$kg \cdot kmol^{-1}$]
ζ_{C1}	CELKOVÝ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL 1	[-]
ζ_{C2}	CELKOVÝ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL 2	[-]

SYMBOL	NÁZEV	JEDNOTKY
ζ_{C2ax}	CELKOVÝ AXIÁLNÍ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL 2	[-]
ζ_{C3}	CELKOVÝ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL 3	[-]
ζ_{1S}	STATICKÝ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL RL	[-]
ζ_{SB}	ENERGETICKÝ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL RL	[-]
ζ_{ALL}	ENERGETICKÝ ZTRÁTOVÝ SOUČINITEL SKŘÍNĚ	[-]
p_{Cin}	CELKOVÝ VSTUPNÍ TLAK	[Pa]
p_{Cout}	CELKOVÝ TLAK NA VÝSTUPU	[Pa]
p_{Sout}	STATICKÝ TLAK NA VÝSTUPU	[Pa]
p_{Din}	DYNAMICKÝ VSTUPNÍ TLAK	[Pa]
p_{Dout}	DYNAMICKÝ TLAK NA VÝSTUPU	[Pa]
p_{Daxout}	AXIÁLNÍ DYNAMICKÝ TLAK NA VÝSTUPU	[Pa]
p_{1S}	STATICKÝ TLAK ZA RL	[Pa]
T_{1S}	STATICKÁ TEPLOTA ZA RL	[K]
T_{is1S}	STATICKÁ (ADIABATICKÁ) TEPLOTA	[K]

SYMBOL	NÁZEV	JEDNOTKY
T_{Cout}	CELKOVÁ TEPLOTA NA VÝSTUPU	[K]
T_{Cin}	CELKOVÁ VSTUPNÍ TEPLOTA	[K]
κ	POISSONOVA KONSTANTA	[-]

Obsah

Úvod

Všude kolem nás je stav hmoty, který je důležitým aspektem našich životů a který se nazývá plynový stav hmoty. Plyny nejsou omezeny definovaným prostorem, oproti tuhým a kapalným fázím. Naproti tomu jsou plyny závislé na jiných, odlišných parametrů či veličinách, které definují vlastnosti fáze, např. teplotní změny nebo změny tlaku a objemu. Uvedené veličiny jsou lépe reprezentovány známou stavovou rovnicí ideálního plynu. Jedním s definujících vlastností plynů je jejich schopnost proudění v prostoru, podobně jako kapaliny.

Primárním cílem této bakalářské práce je vést diskuzi ohledně vztahu mezi ideálními a reálnými plyny a jejich důležitosti v oblasti inženýrství a CFD průmyslu. Existují značné rozdíly mezi ideálním a reálným plynem. Ideální plyny vykazují vlastnosti, jež jsou možné výhradně teoreticky, zatímco reálné plyny zahrnují chování všech plynů v nám známém vesmíru. Bylo by ale nesprávné tvrdit, že nelze v přírodě zpozorovat chování podobné ideálnímu plynu; jsou případy, kde reálný plyn vykazuje vlastnosti ideálního plynu.

Co je však důležitější, je turbulentní modelování tekutin. Tekutiny mohou být složené jak z plynových, tak i z kapalných fází. V tomto případě se jedná výhradně o tekutinu v plynné fázi. Proudění tekutiny může být jak laminární, tak turbulentní. Pro turbulentní proudění existují různé výpočtové modely, které jsou zjednodušením Navier-Stokesových rovnic. Existuje mnoho typů turbulentních modelů, nicméně v této práci je zaměřeno pouze na pár vybraných, jelikož probrat všechny je nadbytečné a u praktické části byly aplikovány pouze některé modely.

Proudění plynu může být pozorováno na mnoha místech v průmyslu. V této práci je teorie proudění ideálního plynu aplikována na proudění v turbíně ve vstupní spirální Dorad. Pro tuto simulaci byly vytvořeny dvě základní varianty úprav geometrického modelu spirální skříně a dále byly vytvořeny jednotlivé modifikace zmíněných variant – pět modifikací první varianty a čtyři modifikace druhé varianty. Aby se dalo s čím porovnat výsledky, byly provedeny simulace i na nezměněné variantě.

Závěrem práce je analýza získaných výsledků, kompletně doplněna s tabulkami a statistikami.

1 Teorie proudění ideálního a reálného plynu

1.1 Úvod

Pojem *plyn* byl nejspíš převzat z polštiny. Toto slovo pravděpodobně zavedl Jan Svatopluk Presl, který byl českým a rakouským přírodovědcem, a také vysokoškolským pedagogem a krátce i poslancem Říšského sněmu. Slovo *plyn* má však v polštině jiný význam, a to tekutina (v polštině se plynu říká *gaz*). Avšak, vedlejší význam polského slova *plyn* je proud, a z toho pak v češtině existuje např. *plynný, plynoucí*. [1]

Plyny představují jedno ze čtyř základních skupenství. Jako každé jiné skupenství mohou být tvořeny singulárními atomy nebo molekulami, které mohou nabývat formy elementárních molekul či složených molekul. Zásadním rozdílem spočívajícím ve struktuře plynu je fakt, že jejího molekuly nevytvářejí souvisle uspořádání a neustále se pohybují v různých směrech při odlišných rychlostech, tj. vlastnosti, které jsou velice závislé na stavu teploty a na uzavření plynu.

Obr. 1: Hořící plyn [2]

Nicméně většinu plynů je poněkud problematické přímo sledovat, což souvisí s jejich chováním. Většinou se doporučuje sledovat plyny prostřednictvým jejich čtyř charakteristických fyzikálních vlastností, a to v souladu se stavovou rovnicí ideálního plynu, tj. objem, tlak, teplota a počet molů. Většinou je toho dosaženo pomocí procesu obalování plynu v uzavřené nádobě. Plyny jsou obecně, navzdory kapalinám, vysoce stlačitelné, což je dáno především slabými mezimolekulárními silami, většinou se jedná o Van der Waalsovy síly. V souladu s tímto faktem, je dáno, že plyny mají nízkou hustotu a viskozitu a mají sklon expandovat, aby jimi byla uzavřená nádoba vyplněna.

Zajímavým aspektem plynů, jež lze pozorovat, je aplikace silného elektromagnetického pole nebo výrazné zvyšování jejich teploty, příčinou čeho je další změna stavu na plazmu, která je rovněž jedním z fundamentálních skupenství. Tyto přehřáté plyny také obsahují permanentně nabité ionty, které umožňují silnou konduktivitu. Plazmata se též čirou náhodou nacházejí v hojném množství v celém známém vesmíru.

Existuje rozsáhlé množství použití plynů především kvůli jejich charakteristickým vlastnostem. Kritické využití plynů spočívá ve formě elektráren, kde je vodní pára obecně využívána k převodu energie na elektřinu, jejíž využití je v dnešním světě všudypřítomné. Jedním z využití je spalovací turbína, která je široce používána v leteckém průmyslu, pro vytvoření tahové a vztlakové síly. Pro tyto vlastnosti je tato turbína naprosto nenahraditelná v dnešním čím dál více se globalizujícím světě. Je také vhodné se zmínit o jedné plynové směsi, a to o vzduchu, ve kterém hlavní roli hraje kyslík. Tato směs má zásadní význam nejen pro celé lidstvo, ale také pro většinu rostlinného a živočišného života, který se nachází na zeměkouli.

Existují dva různé způsoby, jakými lze člověk může chápat teorii plynu – ideální plyny, které jsou striktně teoretické, a reálné plyny.

1.2 Ideální plyn

Prvním tématem k diskuzi jsou ideální plyny. Tento teoretický plyn se řídí základní stavovou rovnicí ideálního plynu, o které lze říci, že je zjednodušenou rovnicí stavu. Tato rovnice byla původně kombinací Boyleova zákona a Charlesova zákona. Muž, kterému se připisuje sestavení této rovnice je Benoît Paul Émile Clapeyron, který tak učinil již v roce 1834. Stavová rovnice ideálního plynu může nabývat mnoho forem, což je většinou dáno osobní preferencí či potřebou. Jedním ze způsobů, jak ji lze zapsat, je takto:

$$p \cdot V = n \cdot R \cdot T \tag{1}$$

kde p je tlak v [Pa], V je objem v [m^3], n je počet molekul [moly], R je ideální plynovou konstantou, která má hodnotu 8,314 [$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$] a T je teplota dána v [K].

Dalším způsobem, jak zapsat stavovou rovnici, je nahradit objem hustotou ρ [$kg \cdot m^{-3}$] a hmotností [kg] a následně nahradit počet molekul podílem hmotností a molární hmotností, což povede k výměně podílu ideální plynové konstanty nad molární hmotností za měrnou plynovou konstantu r [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$].

$$p \cdot \rho = r \cdot T \tag{2}$$

Ačkoli je to primárně teoretická domněnka, valná většina reálných plynů ve známém vesmíru se řídí dle stavové rovnice za normálních podmínek, tj. standardní teplota a tlak. Mezi zmiňovanými podmínkami, je standardní teplota obyčejně udávána jako 273,15 K (0 °C) a standardní tlak je definován jako 100 kPa (0.987 atm). Považuje se za důležité upozornit na fakt, že v minulosti, zejména v minulém století, se tyto podmínky udávaly jako 288,15 K (15 °C) a 101,325 kPa (1 atm) respektive. Bylo to dáno celosvětovým vlivem ropného a plynového průmyslu. [3][4]

Lze však akceptovat, že reálný plyn bude vykazovat vlastnosti, které jsou ekvivalentní vlastnostem ideálních plynů při vyšších teplotách a velice nízkých tlacích. Toto je spojeno s prací interagujících plynových molekul, která je významně snížena oproti kinetické energii molekul. Nehledě na to, že expanze plynu se zaslouží o to, že prostor mezi molekulami se velice zvýší, a tím se sníží irelevance velikosti molekul.

1.3 Reálný plyn

V porovnáním s ideálními plyny, mají reálné plyny vlastnosti, které jsou v rozporu se stavovou rovnicí ideálního plynu. Je to dáno řadou okolností, konkrétně skutečností, že většina plynů, která se nachází v přírodě, jsou reálnými plyny. Faktem v první řadě je, že je třeba brát v potaz vlivy stlačitelnosti plynu. Jsou zde také uvedeny vlivy Van der Waalsových sil, které popisují celkovou hodnotu sil přitažlivosti či odporu interagujících plynových molekul, a které vykazují podstatný podíl vlivu v chování předmětu této diskuze. Je rovněž důležité se zmínit o rozdílu spočívajícím v charakteristikách termodynamických účinků, tj. účinky nedosahují stavu rovnováhy.

Již bylo zmíněno, že očividně nelze aplikovat stavovou rovnici ideálního plynu na reálné plyny. Existují různé způsoby, jak sepsat rovnici stavu pro reálný plyn. Nejstarší známý zápis této rovnice je Van der Waalsova stavová rovnice, která byla prvně představena v roce 1873:

$$\left(p + \frac{a}{V^2}\right)(V - b) = RT \tag{3}$$

Jak je vidět, výše uvedená rovnice není zcela odlišná od známé stavové rovnicé ideálního plynu. Člen a/v^2 reprezentuje různé síly mezi molekulami, kdežto b představuje prostor, který je skutečně zabrán předem zmíněnými molekulami. [5]

Konstanty a a b jsou odvozeny z kritického bodu čisté látky:

$$a = \frac{27R^2T_{kr}^2}{64p_{kr}} \quad \text{a} \quad b = \frac{RT_{kr}}{8p_{kr}} \tag{4, 5}$$

Zde index *kr* značí veličiny v kritickém bodě.

Dalším známým způsobem, jak uvést stavovou rovnici reálného plynu je Beattie-Bridgmanova stavová rovnice:

$$p = \frac{rT}{v^2}\left(1 - \frac{c}{vT^3}\right)(v + B) - \frac{A}{v^2} \tag{6}$$

kde

$$A = A_0\left(1 - \frac{a}{v}\right) \quad \text{a} \quad B = B_0\left(1 - \frac{b}{v}\right) \tag{7, 8}$$

Zde jsou písmena *A*, *B*, *a*, *b*, *c* empirické parametry. [6]

Následující rovnice je jedním ze způsobů, jak sestavit Virialovu stavovou rovnici [7]:

$$\frac{p}{\rho} = rT(a_0(T) + a_1(T)\rho + a_2(T)\rho^2 + \ldots) \tag{9}$$

Členy a_0, a_1, …, které jsou zde uvedeny, jsou korektivní funkce, které jsou závislé na absolutní teplotě. Zmíněné členy zase umožňují aplikovat stavovou rovnici reálného plynu na případy v reálném životě.

1.4 Reynoldsovo číslo

Jedním z nejdůležitějších parametrů v mechanice tekutin je Reynoldsovo číslo (Re). Je primární veličinou, která popisuje viskózní chování všech newtonských tekutin. S představou takové veličiny si nejprve pohrával George Gabriel Stokes v roce 1851, ovšem uběhlo dalších třicet dva let, než Osborne Reynolds zmíněnou veličinu v roce 1883 uvedl do praxe. Reynoldsovo číslo popisuje poměr setrvačných sil ku viskózním silám, načež vymezuje důležitost těchto dvou sil pro typ proudění v oblasti mechaniky tekutin.

Obr. 2: Sir Osborne Reynolds, 1904 [8]

Reynoldsovo číslo je bezrozměrné a je uvedeno níže:

$$\mathrm{Re} = \frac{\rho w l}{\mu} = \frac{wl}{\nu} \tag{10}$$

kde ρ je hustota [kg·m^{-3}], w je charakteristická rychlost [m·s^{-2}], l je délka [m] a μ je dynamická vazkost proudu [kg·m^{-1}·s^{-1}]. Ovšem, poměr μ ku ρ může být nahrazen ν a je znám jako kinematická viskozita [m^{2}·s^{-1}], jejíž jméno je odvozeno z vyrušení jejich hmotnostních jednotek.

Význam Reynoldsova čísla spočívá v jeho velikosti. Pokud je Reynoldsovo číslo hodně malé, popisuje letargickou, viskózní a plíživou tekutinu. Zvyšováním Reynoldsova čísla přechází proud na laminární proudění. Existuje bod, kde se zvýší Reynoldsovo číslo tak, že se proud změní na turbulentní. Za tímto bodem existuje jen čím dál turbulentnější proudění.

1.5 Laminární proudění

Jak již bylo řečeno, mírná hodnota Reynoldsova čísla naznačuje laminární proudění. Je to charakterizováno rovnoběžnými vrstvami, které se nemísí. Tímto se vytvoří hladký, řádný tok. Je důležité zdůraznit, že hybnost se zde primárně přenáší mezi jednotlivými molekulami. [9]

1.6 Turbulentní proudění

V porovnání s laminárním prouděním, se turbulentní proudění vyskytuje při vyšších Reynoldsových číslech, vždy po dosažení hodnot mezi 2000 a 3000, často se však uvádí hodnota 2300. Takový tok je charakterizován nerovnoměrným uspořádáním a je nestacionární. Zde se hybnost přenáší mezi skupinami molekul, která se mohou skládat z milionů molekul, zatímco stále udržují mikroskopickou velikost. Tyto skupiny zase tvoří turbulentní víry.

Obr. 3: Ludwig Prandtl, 1937 [10]

1.7 Mezní vrstvy a no-slip condition

Mezní vrstvy byly prvně objeveny a popsány německým inženýrem Ludwigem Prandtlem v roce 1905. Jeho hypotéza spočívala v konstatování, že v případě malých hodnot rychlosti lze viskozitu zanedbat v celé oblasti proudění tekutiny, až na oblast těsně u stěny, kde je mezní vrstva a je zde aplikován princip tzv. *no-slip condition*. [11]

Princip *no-slip condition* spočívá v následující tvrzení, že pro všechny viskózní tekutiny dosáhne rychlost proudění nulové hodnoty u okraje toku. Jinými slovy lze říci, že rychlost tekutiny u okraje je rovna rychlosti okraje, která je nulová. Nicméně, tak jako u většiny případů, existují výjimky tohoto *no-slip* principu. Pokud v toku byl dostatečně nízký tlak, nemusí se tento princip aplikovat. Je to dáno tím, že molekuly tekutiny by se kutálely z povrchu okraje proudu.

Ohledně mezní vrstvy jako takové, se zde projevují změny velikosti viskózních sil v proudu. Význam jejich velikostí závisí na vzdálenosti, neboli rychlostním profilu, od okraje. Se vzdáleností od okraje se úměrně snižuje. Smykové napětí, které definuje dynamickou viskozitu, dosahuje svého maxima u stěny. Je vhodné brát v úvahu, že mezní vrstva je tenká oproti proudění tekutiny. Je také důležité brát v potaz, že mezní vrstva může vzniknout pouze při vyšších Reynoldsových číslech.

Mezní vrstva může být klasifikována dle dvou skupin:

- Laminární proudění mezní vrstvy
- Turbulentní proudění mezní vrstvy

Laminární proudění mezní vrstvy lze považovat za velice stacionární tok. Je zde nízký vliv odporu, což je dáno třením povrchu. Tloušťka proudění se zvyšuje, jak se tekutina vzdaluje od výchozího bodu. Proudění mezní vrstvy je však velice nestabilní, zatímco turbulentní proudění mezní vrstvy je stabilnější. Obecně se u turbulentního proudění tvoří mezní vrstva při vyšší vzdálenosti od výchozího bodu než u laminárního proudění. Je zde ovšem významný podíl odporových sil, které mohou být nežádoucí. U tohoto proudění se také objevují různé nepravidelnosti a víry.

Důležitou rovnicí, kterou je třeba zde vzít na vědomí, je zjednodušený model pohybu pro laminární proudění, který je odvozen z Navierových-Stokesových rovnic. Je určen pro viskózní tekutinu s konstantní hustotou, tj. nestlačitelnou. [12]

$$u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right) \qquad \textbf{(11)}$$

Zde je patrné, že rovnice je uvedena v kartézských souřadnicích. Pro turbulentní proudění je to daleko náročnější, což je charakterizováno časovou závislostí variace vlastností proudu, v jehož případě se musí využít dekompozice Reynoldsova čísla. Navier-Stokesova rovnice pro turbulentní proudění je uvedeno zde:

$$\frac{\partial W_i}{\partial t} + W_k \cdot \frac{\partial W_i}{\partial k} = R_i - \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial i}\right) + \nu\frac{\partial^2 W_i}{\partial k^2} + \frac{1}{3}\nu\frac{\partial}{\partial i}\left(\frac{\partial W_k}{\partial k}\right) \qquad \textbf{(12)}$$

Členy jsou popsány zleva doprava. První člen představuje lokální zrychlení, druhý člen vnitřní setrvačné zrychlení a způsobuje nelinearitu. Třetí člen je vnější setrvačné zrychlení. Čtvrtý člen reprezentuje zrychlení od tlaku. Poslední dva členy jsou zrychlení od tření. Je též nutné upozornit na to, že poslední člen je platný pouze pro vazké a stlačitelné proudění.

Jak už bylo naznačeno, Ludwig Prandtl je hodně spojován s teorií mezních vrstev. Jeho jménem byla nazvána další bezrozměrná veličina, která je známá jako Prandtlovo číslo. Fyzikálně je definován poměrem třecí síly a teplotního difúzního toku. Výsledné kritérium podobnosti je uvedeno níže:

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{a} = \frac{c_p \mu}{\lambda} \qquad \textbf{(13)}$$

kde ν je kinematická viskozita [$m^2 \cdot s^{-1}$], a je součinitel teplotové vodivosti [$m^2 \cdot s^{-1}$], c_p je měrná tepelná kapacita [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$], μ je dynamická viskozita [$Pa \cdot s$] a λ je součinitel vedení tepla [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$].

Alternativním způsobem, jak definovat Prandtlovo číslo, je použitím jiných kriterií podobností.

$$\mathrm{Pr} = \frac{\mathrm{Pe}}{\mathrm{Re}} = \frac{\frac{w \cdot l}{a}}{\frac{w \cdot l}{\nu}} = \frac{\nu}{a} \qquad (14)$$

kde Pe je Pecletovo číslo a představuje poměr konvektivní změny tepelné energie vůči difúznímu tepelnému toku.

Význam Prandtlova čísla spočívá především v jeho hodnotě vůči číslu 1. Tento poměr určuje tloušťku hybnostních a tepelných mezních vrstev. Pokud bude Prandtlovo číslo významně menší než 1, bude v mezní vrstvě dominovat teplotní difúzní tok, a tak se teplo rozptýlí rychleji oproti rychlosti proudu. Pokud bude tato hodnota výrazně přesahovat 1, bude v mezní vrstvě dominovat hybnostní difuzivita.

Pro představu, charakteristické hodnoty Pr pro plyny je 1, pro kapaliny 100 a pro tekuté kovy 0,01.

2 Vysvětlení principů a metod v oblasti numerických simulací proudění tekutin

2.1 Úvod

Nesmírný význam v oblasti CFD simulací (Computational Fluid Dynamics) má modelování turbulence. Obrovská složitost modelů turbulence je podstatným důvodem, proč většina dnešních počítačů není schopna zcela a s přesností provést kompletní simulaci turbulentního proudění. Dosažení tohoto úkonu by vyžadovalo enormní schopnosti v rámci výkonu procesoru a velkou kapacitu RAM (Random-access memory). Je proto vhodnější využít odlišné metody jak dosáhnout alespoň jistou úroveň přesnosti pro využití v praxi. Jednou cestou jak tohoto cíle dosáhnout je přes metodu Reynoldsových středovaných Navierových-Stokesových rovnic (RANS – Reynolds-averaged Navier-Stokes). Zde je středovanou veličinou časový průběh, primárně z důvodu, že turbulence je vysoce závislá na této veličině. [13]

Existují tedy čtyři hlavní metody modelování turbulence:

1. *Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)* – Reynoldsovy středované Navier-Stokesovy rovnice. V praxi nejčastěji používaná metoda a nejdostupnější
2. *Large eddy simulation (LES)* – metoda simulace velkých vírů. Zde spočívá proces v rovnicích, které mají vyřešit značně velké turbulentní struktury v proudu, primárně přes *sub-grid scales* (SGS).
3. *Detached eddy simulation (DES)* – objektivní simulování vírů. Je to varianta RANS modelu, kde formulace *sub-grid scale* je využita u dostatečně jemných oblastí pro výpočty v LES.
4. *Direct numerical simulation (DNS)* – přímé numerické simulace. Tato metoda je plnou měrou nejkomplexnější a nejintenzivnější, kde modelování turbulence je výhradně vynechána. Zde jsou Navierovy-Stokesovy rovnice zcela vyřešeny numericky, což má za následek vyřešení všech škál turbulence. [14]

2.2 Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)

Přímé simulování turbulentního proudění je podstatně problematické, je proto vhodné u této metody brát v úvahu koncept středování. Tento koncept byl nejprve představen v 19. století Osborne Reynoldsem. Z toho vyšla dnešní podoba této metody, kde tady mají Navierovy-Stokesovy rovnice časově středované proudové pole, tj. tlakové, hustotní, teplotní a rychlostní pole. Toto má za následek vyloučení fluktuací turbulence, což dále umožňuje mnohem zvladatelnější simulace pro dnešní počítače, na kterých se mají provádět CFD výpočty. Nicméně, kvůli výskytu nelineárních členů v Navierových-Stokesových rovnicích je přidán dodatečný Reynoldsův tenzor napětí. Dalším následkem metody středování Navierových-Stokesových rovnic je to, že se zde vyskytuje více neznámých členů (tj. nelineárních) než je počet rovnic.

Cílem modelování pomocí Reynoldsových středovaných Navierových-Stokesových rovnic je, že se snaží lépe řešit proudění s danými okrajovými podmínkami.. Slouží také pro vyřešení mezery mezi Reynoldsovým napětím a hlavním polem rychlosti. Toto všechno znamená, že dochází k úspoře počítačové kapacity, neboť se soustřeďuje na průměrný tok. Stav turbulence při různých bodech v prostoru a čase je zde považován za irelevantní – celá turbulence je modelována. Tato metoda numerické simulace nemusí být úplně teoreticky přesná, nicméně praktické využití se těší ohromnému úspěchu.

Důležitým hlediskem RANS modelování je tzv. near-wall treatment, neboli zacházení s blízkou stěnou, což konkrétně znamená stupeň přesnosti, která je u výpočtu omezených toků. Nejvyšší význam má fakt, že skoro všechny turbulentní modely jsou schopné očekávat mezní vrstvy s nulovým tlakovým gradientem. [15]

Jak již bylo zmíněno, existuje několik modelů v kategorii RANS modelování. Ovšem, s ohledem na nároky na prostor k vysvětlení a pochopení těchto modelů bude vybráno pouze několik z nich, a to:

1. *Spalart-Allmaras model*
2. *Standardní k-ω model*
3. *Shear-Stress Transport k-ω model*

2.2.1 Spalart-Allmaras model

Při prvním zhlédnutí vypadá model Spalart-Allmaras jako jednorovnicový model, který se snaží vyřešit rovnici turbulence pro kinematickou turbulentní vířivou viskozitu. V rovnici je tento člen znám jako člen Spalart-Allmaras. Je důležité brát v potaz, že tento model byl původně vyvinut pro účely v leteckém inženýrství, u případů, kde jsou toky ohraničeny stěnami. Z toho lze vypozorovat, že dává uspokojivé výsledky pro mezní vrstvy, které jsou ovlivňovány nepříznivým tlakovým gradientem.

Dalším charakteristickým prvkem tohoto modelu je skutečnost, že je to v podstatě model, který počítá s malým Reynoldsovým číslem, což si žádá správné vyřešení oblasti v mezní vrstvě, kde je přítomna viskozita. Nevyžaduje však, aby výpočetní síť byla vždy jemná a požaduje oblasti, kde je síť hrubá, za stěny, což je dostačující pro simulace, kde není kritická přesnost turbulence. Bez ohledu na jeho vlastnosti spatřil model Spalart-Allmaras světlo světa relativně nedávno. Nelze proto konstatovat s absolutní jistotou, že je vhodný pro všechny komplexní proudy v inženýrství, např. rozpad homogenní a isotropické turbulence. [16]

2.2.2 Standardní *k-ω* model

Příkladem dvourovnicového modelu může být standardní *k-ω* model, který je založen na Wilcoxově *k-ω* modelu a ztvárňuje úpravy pro aplikace, kde jsou přítomna malá Reynoldsova čísla. Zahrnuje též vlivy stlačitelnosti a šíření smykového toku. Je na místě uvážit, že nejen tento model, ale všechny *k-ω* modely mohou být integrovány skrze viskózní podvrstvu, zatímco členy s nízkými Reynoldsovými čísly jsou zanedbatelné. Tyto členy však, když se vezmou v úvahu, mohou vyvolat odložený začátek tvorby turbulentních mezních vrstev u stěn, které mohou posloužit jako relativně elementární model pro přechod mezi laminární a turbulentní mezní vrstvou. Nicméně, je obecně doporučeno vynechat zmíněné členy a místo nich využít modelování přechodu mezi laminární a turbulentní mezní vrstvou, které jsou pro tento účel specificky kalibrovány.

Kde nestačil Wilcoxův *k-ω* model, nahrazuje ho standardní *k-ω* model, tj. citlivost výsledných řešení byla snížena pro hodnoty k a ω ve volném toku.

2.2.3 Shear-Stress Transport k-ω model

Určitou modifikací standardního *k-ω* modelu je tzv. Shear Stress Transport *k-ω* model (SST *k-ω* model). Jeden z hlavních rozdílů spočívá ve skutečnosti, že je zde přítomen plynulý posun z vnitřní oblasti mezní vrstvy původního *k-ω* modelu na variantu s vyššími čísly *k-ε* modelu ve vnější oblasti mezní vrstvy. Toto je dosaženo pomocí váhového funkce F, která má hodnotu 0 ve vnějším proudu a 1 u stěny. Váhovou funkcí se vynásobí rovnice k-ω modelu a k-ε modelu tak, aby u stěny platil k-ω model a ve vnějším proudu k-ε model.

Další výrazná odlišnost leží ve formulaci turbulentní viskozity, která byla přenastavena tak, aby umožnila efekty transportu převládajícího turbulentního smykového napětí.

Výše uvedené úpravy mají za následek model, který je precíznější a spolehlivější pro větší množství typů proudění, např. křídlové profily, transonické rázové vlny, než je tomu u standardního k-ω modelu.

2.2.4 Curvature correction

Nepřekonatelně důležitou roli hrají geometrická zakřivení a systemové rotace v široké míře turbulentních proudů. Tomuto se říká tzv. *Curvature correction,* neboli korekce zakřivení. Je proto vhodné si uvědomit, že výše uvedené modely turbulence neberou tuto problematiku v potaz samy od sebe. Tyto modely se musí nepatrně upravit tak, aby byla zohledněna citlivost vůči těmto geometrickým tvarům.

2.3 Metoda simulace velkých vírů (LES)

O metodě simulace velkých vírů (LES – Large Eddy Simulation) lze říci, že je podobná jak modelu RANS, tak i DNS metodě. Muž, který se nejvíce zasloužil o vymyšlení tohoto matematického modelu je Joseph Smagorinsky (již v roce 1963), který si původně přál nasimulovat proudění vzduchu v atmosféře. Tato metoda se v průběhu let stala velice oblíbenou, zejména díky širokému rozsahu použití v inženýrském průmyslu. Je rovněž daleko méně náročná na počítačový výkon než DNS. Klíčová charakteristika metody LES spočívá v názvu samotném. Jednodušeji řečeno, velké víry jsou přímo nasimulovány, kdežto malé víry jsou pouze modelované.

Jeden z klíčových atributů tohoto modelu konstatuje, že menší víry inklinují k tomu, aby byly více isotropické, tj. laxnější v rámci geometrie, což znamená, že jsou univerzálnější. Pokud by mělo být přítomno více menších vírů, bude čím dál tím pravděpodobnější, že model bude univerzální. Větší víry jsou řízeny geometrií a jsou více závislé na problému a na jeho okrajových podmínkách. Měly by také být schopné přenášet klíčové skaláry ze zjednodušených Navierových-Stokesových rovnic – tj. energie, hmotnost a hybnost.

Existuje však jisté omezení při používání metody simulace velkých vírů, které je patrná u toků ohraničených stěnami, a tyto toky pak mohou být velice náročné na výpočet, tj. je nutné mít vysoké rozlišení. V porovnání s modelem RANS, vyžaduje LES model mnohem jemnější sítě. Toto má nepochybně za následek zvýšení počítačových nákladů. Bylo také zjištěno, že v porovnání s modelováním v RANS je úsilí značně pracnější. Rozdíl spočívá v hledisku velikosti od pěti do šesti řádů. Z výše uvedených důvodů se dnes LES modelování v CFD průmyslu příliš nevyužívá.

2.4 Objektivní simulování vírů (DES)

Model objektivního simulování vírů (DES – Detached Eddy Simulation) se liší od LES modelu především skutečností, že je hybridní kombinací jak RANS modelu, tak i LES modelu. U stěnových mezních vrstev se aplikuje RANS model, kdežto LES model se využívá v ostatních částech proudění, tj. v oddělených oblastech, kde se nachází tok bez smyku. V této posledně jmenované části převládají velké nestacionární turbulentní škály. Formulace DES modelu byla prvně navržena panem Spalartem a jeho spolupracovníky v roce 2000.

Užitečnost tohoto modelu spočívá ve skutečnosti, že je zvláštně přizpůsobena pro toky, které jsou ohraničeny stěnami a kde jsou vysoké hodnoty Reynoldsova čísla, což by bylo nepřípustné u čistě LES modelu, když uvážíme vyšší počítačové náklady. Jak již bylo řečeno, model DES aplikuje RANS v mezních vrstvách, ovšem, potřebné zdroje na CPU jsou stále poměrně vysoké a tak by měl být použit relativně zřídka oproti standardnímu RANS modelu.

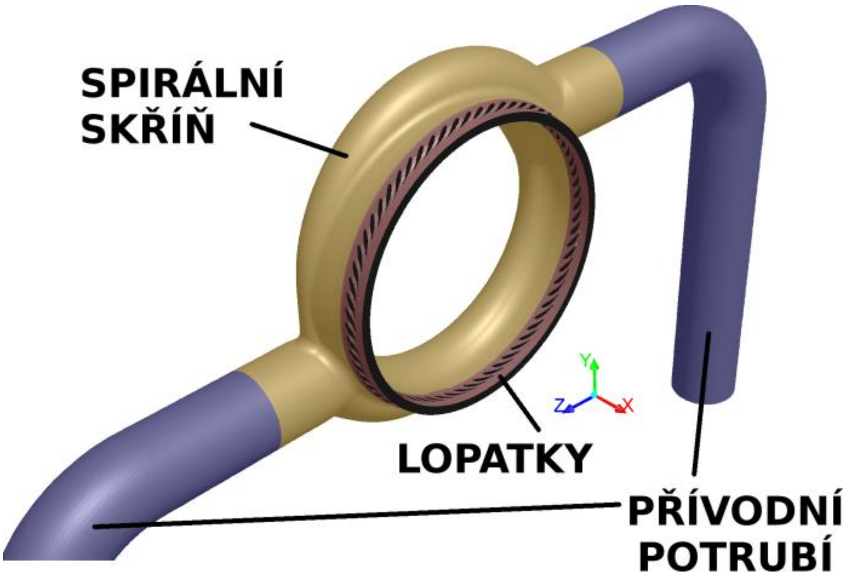
2.5 Přímé numerické simulace (DNS)

Nejvýraznější prvek modelu přímého numerického simulování (DNS – Direct Numerical Simulation) spočívá v názvu samotném – snaží se přímo numericky vyřešit Navierovy-Stokesovy rovnice. Důležitým poznatkem ke zvážení je, že toto je dosaženo v nepřítomnosti jakéhokoli modelu turbulence. To znamená, že celá škála prostorového a časového spektra turbulence proudu se musí vypočítat. Toto nepochybně vyžaduje enormní počítačovou kapacitu potřebnou k provedení simulace, tj. velké množství paměti a vysoký výkon procesoru. Pouze z tohoto důvodu se považuje za nepraktické pro využití v CFD průmyslu, alespoň než pokročí vývoj počítačů do bodu, kdy to bude reálné a aplikovatelné.

3 Numerická simulace proudění vstupní spirální skříní turbíny Dorad 130 MW

3.1 Úvod

Cílem této kapitoly je demonstrovat aplikovatelnost teorie mechaniky tekutin a RANS modelování na proudění ve vstupní spirální skříň turbíny Dorad 130 MW. Na spirální skříň jsou napojeny dvě přívodní trubky, které poskytují přívod proudového pole. Na spirální skříň je rovněž napojena řada statorových lopatek. Vstup do skříně je tangenciální a výstup radiální.



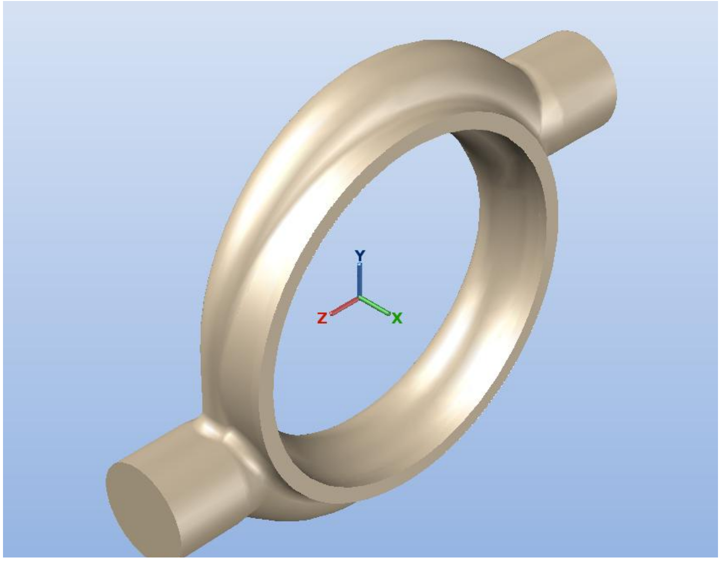
Obr. 4: Trojrozměrné zobrazení celého modelu

Spirální skřín slouží k usměrňování proudu média tak, aby se rovnoměrně distribuovala po obvodě a vytekla ven skrze lopatky. V simulaci byla použita řada lopatek proto, že vytváří reálný odpor vůči proudění, což znamená, že má podstatný vliv na hodnoty hmotnostního průtoku a na jiné veličiny v proudovém poli. Pokud by byly lopatky zanedbané, hrozilo by, že by celá úloha vyšla špatně, jelikož se proud po obvodu přerozdělí úplně jinak než ve skutečnosti. Podobně bylo uděláno s přívodním potrubím. U obou trubek jsou pravoúhlá kolena. Toto proudění před vstupem do skříně má potom nezanedbatelný vliv na rychlostní a tlakové pole.

Hlavním cílem této úlohy bylo zaznamenat vliv, které případné úpravy mají na konečný produkt. Zde se pod pojmem „úpravy“ rozumí dvě varianty. Hlavní varianta je charakterizována prodlouženým výstupním kanálem spirální skříně, na který jsou napojeny rozváděcí lopatky. Druhá primární varianta se týká spirální skříně samotné, tj. excentricity spirálního kanálu. U první varianty existuje, kromě původního geometrického modelu, pět modifikací na prodloužení výstupu, kdežto u druhé varianty jsou pouze čtyři modifikace, opět bez původní geometrie. CFD analýza zde byla provedena v programu ANSYS Fluent 14.5.

Je důležité zdůraznit, že napojená řada statorových lopatek nebyla vůbec pozměněna pro kteroukoli modifikaci.

Kromě sledování rozdílů řízených geometrií každé modifikace, bylo rovněž analyzováno proudové pole uvnitř skříně. Bylo vytvořeno rozhraní (interface) mezi lopatkami a turbínou. Mezi primárními veličinami, které se zde sledovaly, jsou tlakové, rychlostní a silové pole proudu, přes sledování průběžných řezů po skříni. Co je zejména důležité je též analýza různých veličin v rozhraní přímo před rozváděcími lopatkami.



Obr. 5: Geometrický model spirální skříně

3.2 Parametry

Zde uvedené parametry popisují různá nastavení a okrajové podmínky, které byly zadány pro simulace. Okrajové podmínky jsou takové podmínky, které musí daná simulace proudového pole splňovat na mezích sledovaného výpočtu, zejména na vstupní a výstupních částech simulace.

3.2.1 Okrajové podmínky

Celkový vstupní tlak, jakož i celková vstupní teplota, jsou přiřazeny k oběma vstupům trubek a jsou konstantní. Celkový vstupní tlak p_{Tin} je 5 847 500 Pa a celková vstupní teplota T_{Tin} je 672,9229 K

Statický výstupní tlak p_{Sout}, který je umístěn na výstupu rozváděcích lopatek činí 4 872 320 Pa.

3.2.2 Vlastnosti proudícího média

Médium, kterým se tento projekt zabývá, je ideální, stlačitelný plyn, který vykazuje vlastnosti vodní páry. Při CFD analýze byly použity následující vlastnosti: měrná isobarická tepelná kapacita c_p je 2 547 $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$, součinitel vedení tepla λ je 0,0601 $W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$, dynamická viskozita η je $2{,}4337 \cdot 10^{-5}$ $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$, a molární hmotnost M činí 19,6218 $kg \cdot kmol^{-1}$.

3.2.3 Modely turbulence

Modely turbulence, které byly pro tuto simulaci použity a porovnány v konečné analýze jsou model Spalart-Allmaras, Shear Stress Transport k-ω model a následně Shear Stress Transport k-ω model s použitím Curvature-Correction.

3.2.4 Diskretizační schéma

Diskretizační schéma, které byla v tomto CFD projektu použito, je *Green-Gauss Cell Based* gradient s *Second Order Upwind* v prostoru. V případě nestacionárního výpočtu byl následně *Second Order Implicit* využit v čase.

3.2.5 Nestacionární výpočet

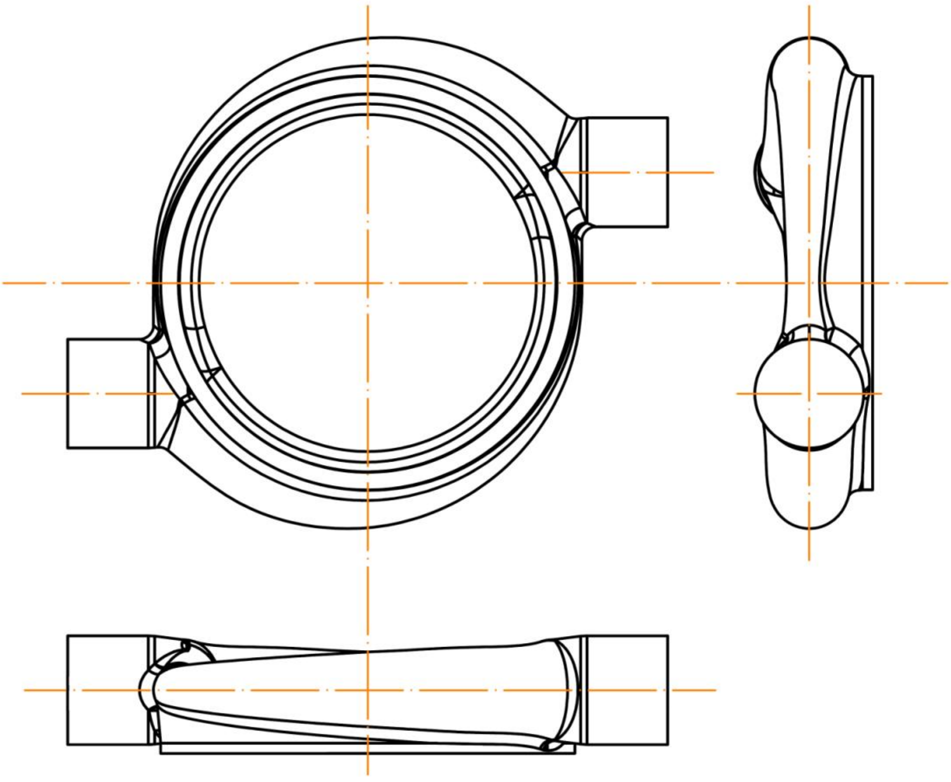
Při řešení nestacionárního výpočtu, byl stanoven časový krok na 0,001 s, souběžně s vyhodnocením ustředěných hodnot z 500 časových kroků. Zvolený časový krok není dostatečně jemný pro vyhodnocení okamžitých hodnot, ale poskytuje dostatečně přesné ustředěné hodnoty v čase.

3.3 Geometrické varianty

Původní geometrie, na které jsou založeny varianty, byla poskytnuta mně jako soubor CAD, konkrétně se jednalo o Initial Graphics Exchange Specification (IGES) soubor. Následně jsem započal s prací vytvořit na dané geometrii odlišné varianty a jejich příslušné modifikace pro další analýzu a komentář.

Hlavním důvodem, proč byly přidány obě vstupní trubky ke spirální skříni, že slouží jako dodatečné okrajové podmínky. Tato změna geometrie je demonstrována především dvěma koleny v potrubí, které mají znatelný vliv na tlakové a rychlostní pole proudu. Toto má značný efekt na proudové pole v jinak symetricke spirální skříni.

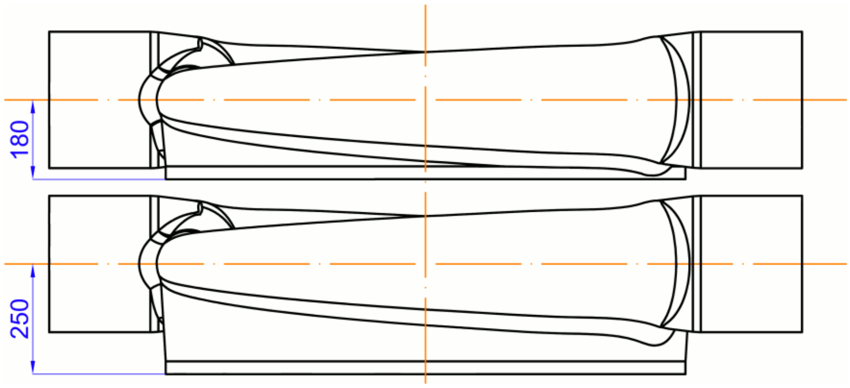
Zdůvodnění pro zahrnutí statorových lopatek je založeno primárně na skutečnosti, že lopatky vytvářejí odpor vůči proudu, což je dáno samotnou geometrií. Toto rovněž činí celý projekt realističtější a praktičtější. Jak bylo konstatováno výše, existuje rozhraní mezi řadou lopatek a danou skříní.



Obr. 6: Náčrt geometrického modelu

Základní proces při vytváření variant začíná s upravením geometrie. Poté je přidána povrchová síť na nově upravenou geometrii, a z ní je vytvořena objemová síť. K výsledné síti jsou potom přidány okrajové podmínky. Následuje samotná CFD analýza, která je poměrně časově a výkonově náročná. Nakonec se hodnotí a prezentují získaná data u každé z modifikací.

3.3.1 Varianta 1 – změna délky vtokového kanálu před řadou rozváděcích lopatek



Obr. 7: Porovnání původní a extrémní modifikace u varianty 1

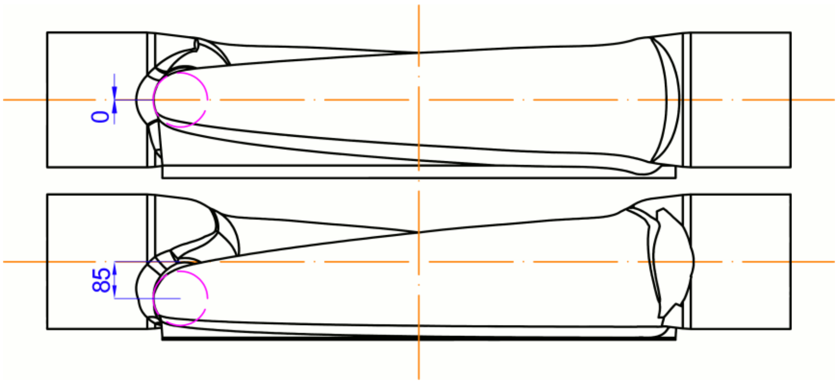
Jak již bylo v úvodu konstatováno, tato varianta se primárně zabývá s vlivem, který bude mít změna délky vtokového kanálu před řadou rozváděcích lopatek na samotný konečný produkt. Původní geometrie měla délku 180 mm od konce vtokového kanálu až ke kolmé ose modelu. Každá modifikace prodlužuje tuto délku výstupu o 5 mm. Výjimku tvoří pouze poslední modifikace, která má délku výstupu 250 mm, což je skok o 50 mm od předposlední modifikace.

Různé modifikace jsou níže prezentovány ve formě obrázků pro lepší pochopení problematiky.

Číslo modifikace	Vzdálenost od osy spirální části [mm]	Prodloužení výstupního kanálu [mm]
0	180	0
1	185	5
2	190	10
3	195	15
4	200	20
5	250	70

Tab. 1: Modifikace varianty 1

3.3.2 Varianta2 – změna excentricity spirálního kanálu



Obr. 8: Porovnání původní a extrémní modifikace u varianty 2

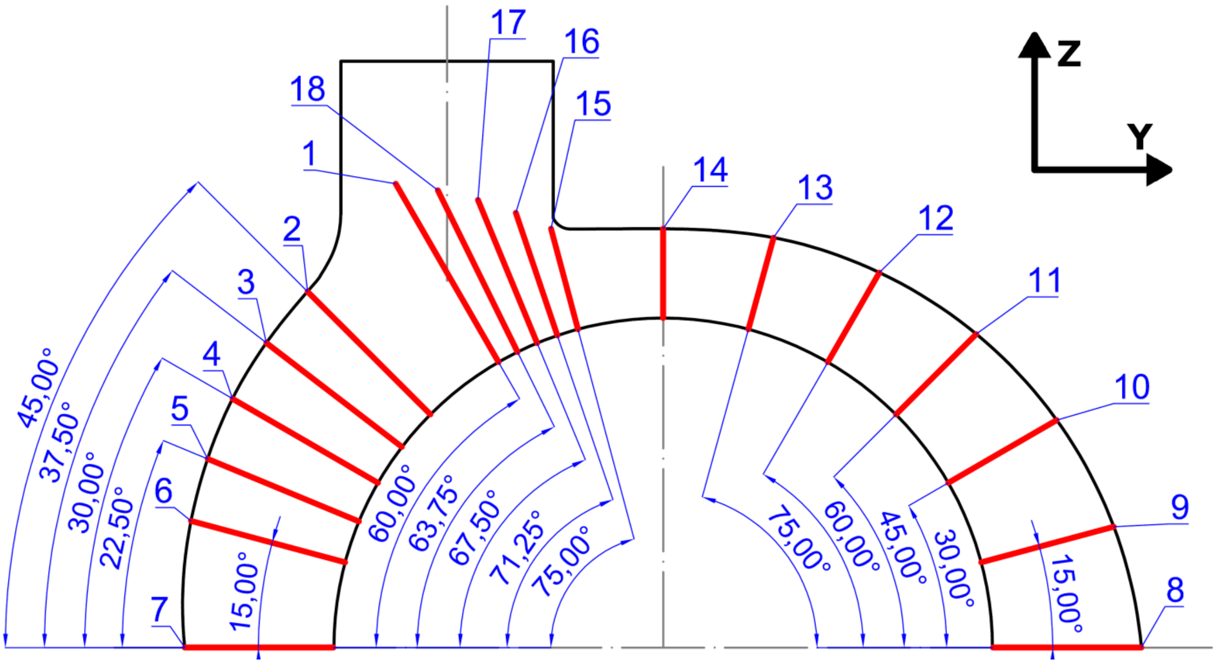
V přímém kontrastu k první variantě, se zde sleduje, jaký vliv bude mít excentricita spirálního kanálu skříně na sestavenou turbínu. Lze konstatovat, že pokud jsou provedeny kruhové řezy po celém obvodu spirální skříně, leží všechny osy příslušných kružnic, které směřují ve směru proudění, ve stejné rovině. Excentricita zde spočívá v tom, že se postupně a mírně upravuje zmíněná rovina u každé modifikace tak, že u finální modifikace je rovina, jež se nachází tvořena poslední tvořící kružnicí, která je před vstupním kanálem do skříně, tečnou k oběma vstupům a je rovnoběžná s rovinou tvořenou rozhraním mezi skříní a lopatkami.

Opět jsou zde uvedeny různé modifikace ve formě obrázků.

		Číslo geometrické úpravy / vzdálenost středu kružnice od svislé dělící roviny spirálního kanálu (excentricita)				
Kružnice	**Průměr [mm]**	**1**	**2**	**3**	**4**	**5**
1	300,00	0	0,00	0,00	0,00	0,00
2	253,30	0	5,84	11,68	17,51	23,35
3	249,13	0	6,36	12,72	19,08	25,43
4	244,96	0	6,88	13,76	20,64	27,52
5	238,79	0	7,65	15,30	22,95	30,60
6	232,62	0	8,42	16,85	25,27	33,69
7	217,31	0	10,34	20,68	31,01	41,35
8	217,31	0	10,34	20,68	31,01	41,35
9	200,22	0	12,47	24,95	37,42	49,89
10	182,63	0	14,67	29,35	44,02	58,69
11	165,76	0	16,78	33,56	50,34	67,12
12	150,70	0	18,66	37,33	55,99	74,65
13	138,33	0	20,21	40,42	60,63	80,84
14	**130,00**	**0**	**21,25**	**42,50**	**63,75**	**85,00**
15	151,52	0	18,56	37,12	55,68	74,24
16	188,64	0	13,92	27,84	41,76	55,68
17	225,76	0	9,28	18,56	27,84	37,12
18	262,88	0	4,64	9,28	13,92	18,56

Tab. 2: Modifikace varianty 2

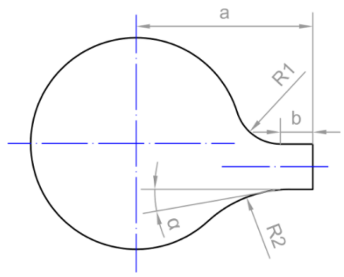
Následující obrázek ukazuje polohy tvořících kružnic z výše uvedené tabulky na polovičním pohledu spirální skříně.



Obr. 9: Polohy tvořících kružnic

3.3.3 Geometrické údaje na vybrané tvořící kružnici

Byla vybrána tvořící kružnice 14, jelikož se nachází v nejužším místě spirálního kanálu. Profil tvořící kružnice je znázorněn na následujícím obrázku a jeho geometrické údaje pro příslušné varianty v následujících tabulkách.



Obr. 10: Profil tvořící kružnice 14

Všechny údaje v následujících tabulkách mají jednotku v milimetrech, kromě úhlu α.

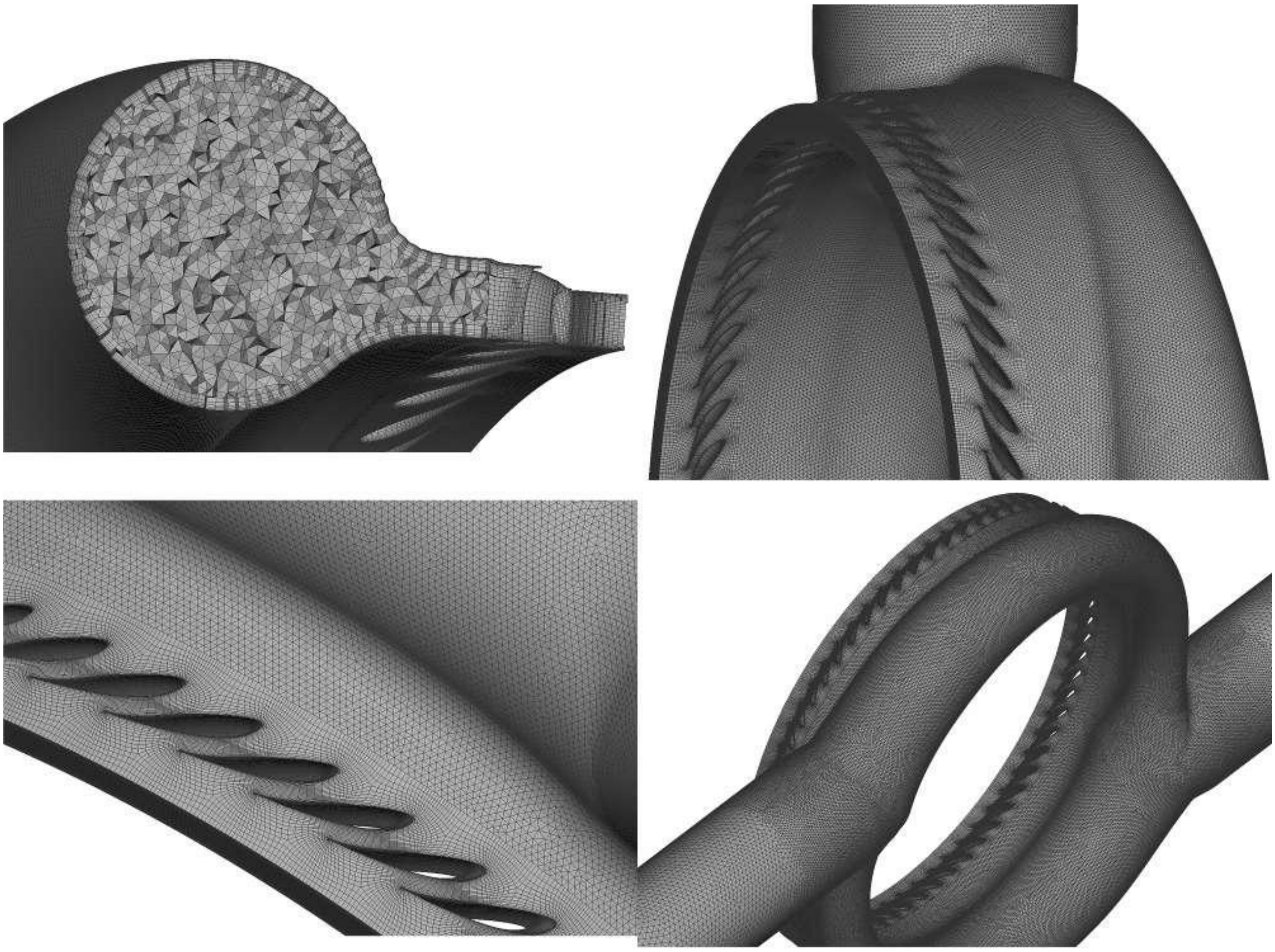
<table>
<tr><th>Prodloužení</th><th>a</th><th>b</th><th>R_1</th><th>R_2</th><th>α [°]</th></tr>
<tr><td>0</td><td>180</td><td rowspan="6">29</td><td rowspan="6">40</td><td rowspan="6">100</td><td>5,00</td></tr>
<tr><td>5</td><td>185</td><td>4,84</td></tr>
<tr><td>10</td><td>190</td><td>4,69</td></tr>
<tr><td>15</td><td>195</td><td>4,55</td></tr>
<tr><td>20</td><td>200</td><td>4,42</td></tr>
<tr><td>70</td><td>250</td><td>3,42</td></tr>
</table>

Tab. 3: Geometrické údaje pro variantu 1

Excentricita (e_{max})	a	b	R_1	R_2	α [°]
0,00	180	29	40,00	100,00	5,00
21,25		23	36,75	84,25	4,81
42,50		17	33,50	68,50	4,63
63,75		11	30,25	52,75	4,47
85,00		5	27,00	37,00	4,32

Tab. 4: Geometrické údaje pro variantu 2

3.4 Tvorba výpočtové sítě v programu ANSA



Obr. 11: Ukázka výpočtové třírozměrné sítě v grafickém prostředí ANSA

Povrchová výpočetní sít byla vytvořena v počítačovém inženýrském programu specializovaném pro metodu konečných prvků, tj. ANSA, která byla vytvořena firmou BETA CAE Systems S.A. z Řecka. Tento program je primárně určen na práci s povrchem geometrií či sítě, ačkoli může pracovat s objemovými sítěmi.

Povrchová síť spirální skříně a příslušného potrubí obsahuje buňky trojúhelníkového tvaru. Je vhodné upozornit na fakt, že síť spirální skříně je jemnější než u potrubí, jelikož primárním cílem je sledovat dění hlavně ve skříni, nikoli ve vstupních trubkách. Jak již bylo uvedeno, povrchová síť rozváděcích lopatek, které byly k modelu přiřazeny, nebyla autorem nijak modifikována. Oproti zbytku modelu je zde povrchová síť tvořena hexagonálními buňkami.

3.5 Práce s výpočtovou sítí v programu ANSYS Fluent

Poté, co byla povrchová výpočtová síť vytvořena v programu ANSA, byl model sítě exportován do souboru Fluent MESH. Po spuštění ANSYS Fluentu v režimu Meshing Mode, byla vytvořena objemová síť. Byla vytvořena objemová prizmata, která pomáhají významně zpřesnit dosažené výsledky, protože jsou malé a lépe popisují proudění v mezní vrstvě u stěny. Tímto byly vytvořeny mezní vrstvy a *cell zones* (buněčné zóny).

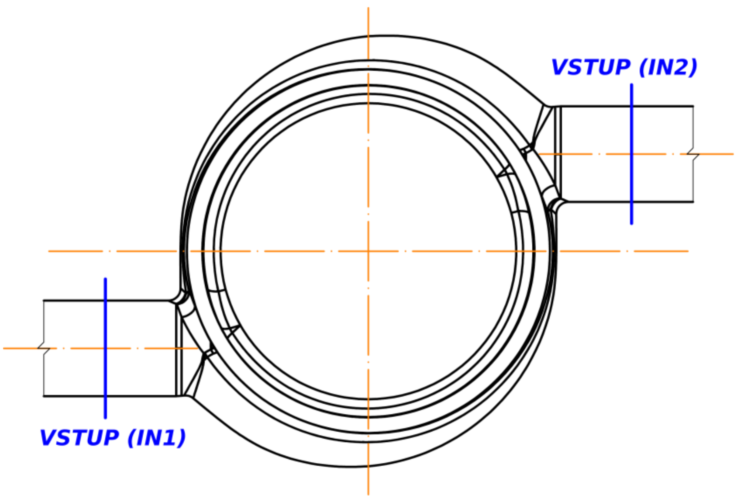
Výsledná výpočtová síť je potom načtena ve standardním režimu Fluentu a jsou provedena doplňující nastavení. Nastaví se monitorovací parametry, především hmotnostního průtoku v klíčových oblastech, tj. u vstupů a u výstupu. Nakonec je spuštěn CFD výpočet, který je hotov po uplynutí určitého času, a lze poté pracovat a hodnotit výsledky výpočtu.

Zde uvedené síťové parametry (*mesh*) byly aplikovány ke každé modifikaci v tomto projektu. Povrchová výpočtová síť, která byla vygenerována pro každý model se skládá z trojúhelníkových buněk. Zdůvodnění pro použití tohoto typu sítě spočívá ve skutečnosti, že kvůli geometrické struktuře modelů by bylo nepraktické vytvořit povrchovou síť s čtyřúhelníkovými nebo šestiúhelníkovými buňkami. Povrchová síť by se tvořila příliš komplikovaně a pravděpodobně by lokálně nebyla příliš kvalitní. Výjimkou je pouze síť rozváděcích lopatek, která nebyla autorem nijak modifikována.

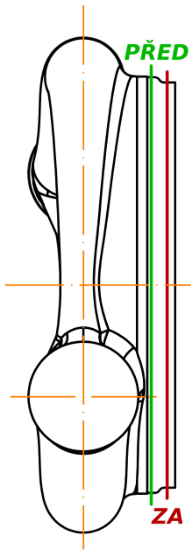
Z povrchu směrem dovnitř do geometrického modelu se nachází soustava vrstev prizmatických buněk, které tvoří mezní vrstvu – je jich 11, kde první vrstva má výšku 0,05 mm. U stěn jsou menší buňky proto, aby bylo proudění v mezní vrstvě lépe vystihnuto. Zbytek objemové sítě se skládá z tetragonálních buněk. Bylo vygenerováno zhruba 9,5 milionů objemových buněk pro každý model. Z celkového počtu tvoří většinu buňky ležící ve spirální skříni samotné – zhruba 5,9 milionů tetragonálních buněk. Vzhledem k hrubší povrchové síti trubek, je zde daleko méně objemových buněk než ve skříni, navzdory tomu, že trubky zabírají skoro stejný objem jako spirální skříň. V trubkách je okolo 1,47 milionů buněk. V doméně rozváděcích lopatek leží kolem 2,13 milionů hexagonálních buněk, které byly vygenerovány v programu NUMECA FINE/Turbo.

3.6 Poloha vyhodnocovacích rovin

Pro hodnocení hmotnostního průtoku a dalších potřebných veličin byly vytvořeny měřící povrchy v modelu, viz obrázky níže.



Obr. 12: Umístění měřících povrchů pro veličiny s indexem *in*



Obr. 13: Umístění měřících povrchů před a za lopatkami

Modré přímky jsou umístěny v místech, na kterých jsou trubky připojeny ke spirální skříni. Zde jsou měřeny veličiny s indexem *in*. U zelených a červených přímek jsou měřeny hmotnostní průtok a jiné veličiny pro každou lopatku zvlášť. Zelená přímka znázorňuje povrch těsně před lopatkami. Červená přímka umisťuje tento povrch těsně za lopatky. U tohoto povrchu jsou také měřeny veličiny s indexem *out*.

4 Analýza dosažených výsledků numerickou simulací

4.1 Úvod

V následující kapitole této práce je důkladná analýza výsledků, které byly získány numerickým modelováním všech variant a modifikací vstupní spirální skříně turbíny. Varianty jsou probrány zvlášť.

4.2 Ztrátové součinitele

Pro výpočet ztrátových součinitelů, které byly hlavním cílem provedení numerických simulací vstupní spirální skříně, byly využity následující vztahy. Jsou to součinitele, které vznikly při měření reálných děl. Ovšem navzdory názvu jsou to víceméně parametry skříní než ztráty. Ztrátové součinitele se dají odvodit z Bernoulliho rovnice se ztrátami:

$$\frac{p_{S\mathrm{in}}}{\rho} + \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} \cdot (1 - \zeta_{C1}) + g \cdot y_1 = \frac{p_{sin}}{\rho} + \frac{w_{out}^2}{2} + g \cdot y_2 \tag{15}$$

protože platí

$$y_1 = y_2 \tag{16}$$

vyjde

$$\frac{p_{S\mathrm{in}}}{\rho} + \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} = \frac{p_{sin}}{\rho} + \frac{w_{out}^2}{2} + \zeta_{C1} \cdot \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} \tag{17}$$

vynásobíme členem ρ

$$p_{S\mathrm{in}} + \rho \cdot \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} = p_{Sout} + \rho \cdot \frac{w_{out}^2}{2} + \zeta_{C1} \cdot \rho \cdot \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} \tag{18}$$

platí následující vztahy

$$p_{Cin} = p_{S\mathrm{in}} + \rho \cdot \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} \tag{19}$$

$$p_{Cout} = p_{Sout} + \rho \cdot \frac{w_{out}^2}{2} \tag{20}$$

$$p_{Din} = \rho \cdot \frac{w_{\mathrm{in}}^2}{2} \tag{21}$$

výsledek

$$\frac{p_{Cin} - p_{Cout}}{p_{Din}} = \zeta_{C1} \tag{22}$$

Obdobně se dají odvodit vztahy pro další ztrátové součinitele.

4.2.1 Ztrátové součinitele spirální skříně

$$\zeta_{C1} = \frac{p_{Cin} - p_{Cout}}{p_{Din}} \qquad \zeta_{C2} = \frac{p_{Cin} - p_{Cout}}{p_{Dout}} \qquad \zeta_{C2ax} = \frac{p_{Cin} - p_{Cout}}{p_{Daxout}} \tag{23, 24, 25}$$

$$\zeta_{C3} = \frac{p_{Cin} - p_{Cout}}{p_{Cin}} \qquad \zeta_{1S} = \frac{p_{Cin} - p_{Sout}}{p_{Din}} \tag{26, 27}$$

Kde:

p_{Cin} – Celkový vstupní tlak

p_{Cout} – Celkový tlak na výstupu

p_{Sout} – Statický tlak na výstupu

ζ_{C1} – Celkový ztrátový součinitel 1

ζ_{C2} – Celkový ztrátový součinitel 2

ζ_{C2ax} – Celkový axiální ztrátový součinitel 2

p_{Din} – Dynamický vstupní tlak

p_{Dout} – Dynamický tlak na výstupu

p_{Daxout} – Axiální dynamický tlak na výstupu

ζ_{C3} – Celkový ztrátový součinitel 3

ζ_{1S} – Statický ztrátový součinitel RL

4.2.2 Energetický ztrátový součinitel rozváděcích lopatek

Energetický ztrátový součinitel se odvodí z entalpického spádu, poměr užitečné entalpie ku ideální. Izoentropická teplota za rozváděcími lopatkami T_{is1S} se vypočítá z adiabatické změny od vstupu vůči statickému tlaku za lopatkami, tj. ze stavové rovnice pro adiabatický děj.

$$\zeta_{SB} = \frac{T_{1S} - T_{is1S}}{T_{Cout} - T_{is1S}} \quad \text{kde} \quad T_{is1S} = T_{Cout} \cdot \left(\frac{p_{1S}}{p_{Cout}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \qquad \textbf{(28, 29)}$$

Kde:

p_{1S} – Statický tlak za RL

κ – Poissonova konstanta (1.4)

ζ_{SB} – Energetický ztrátový součinitel RL

T_{1S} – Statická teplota za RL

T_{is1S} – Statická (adiabatická) teplota za RL

T_{Cout} – Celková teplota na výstupu

4.2.3 Energetický ztrátový součinitel skříně

Obdobně pro energetický ztrátový součinitel skříně jsou upraveny předchozí vztahy.

$$\zeta_{ALL} = \frac{T_{1S} - T_{is1S}}{T_{Cin} - T_{is1S}} \quad \text{kde} \quad T_{is1S} = T_{Cin} \cdot \left(\frac{p_{1S}}{p_{Cin}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \qquad \textbf{(30, 31)}$$

Kde:

p_{1S} – Statický tlak za RL

κ – Poissonova konstanta (1.4)

ζ_{ALL} – Energetický ztrátový součinitel skříně

T_{1S} – Statická teplota za RL

T_{is1S} – Statická (adiabatická) teplota za RL

T_{Cin} – Celková vstupní teplota

4.3 Varianta 1 – Změna délky vtokového kanálu před řadou rozváděcích lopatek

4.3.1 Ztrátové součinitele spirální skříně – Varianta 1

	p_{Cin}	p_{Cout}	p_{Sout}	p_{Din}	p_{Dout}	p_{Daxout}	ζ_{C1}	ζ_{C2}	ζ_{C2ax}	ζ_{C3}	ζ_{1S}
0	5845165	5840128	5779443	24312	61432	20868	0,207182	0,081994	0,241372	0,000862	2,703258
5	5845167	5840134	5779971	24310	60917	20882	0,207036	0,082620	0,241020	0,000861	2,681881
10	5845169	5840136	5780134	24313	60757	20867	0,207005	0,082839	0,241189	0,000861	2,674866
15	5845213	5840090	5780098	24320	60746	20853	0,210652	0,084335	0,245667	0,000876	2,677472
20	5845166	5840076	5780620	24312	60218	20846	0,209378	0,084534	0,244192	0,000871	2,654875
70	5845164	5840005	5782621	24328	58155	20797	0,212056	0,088711	0,248069	0,000883	2,570771

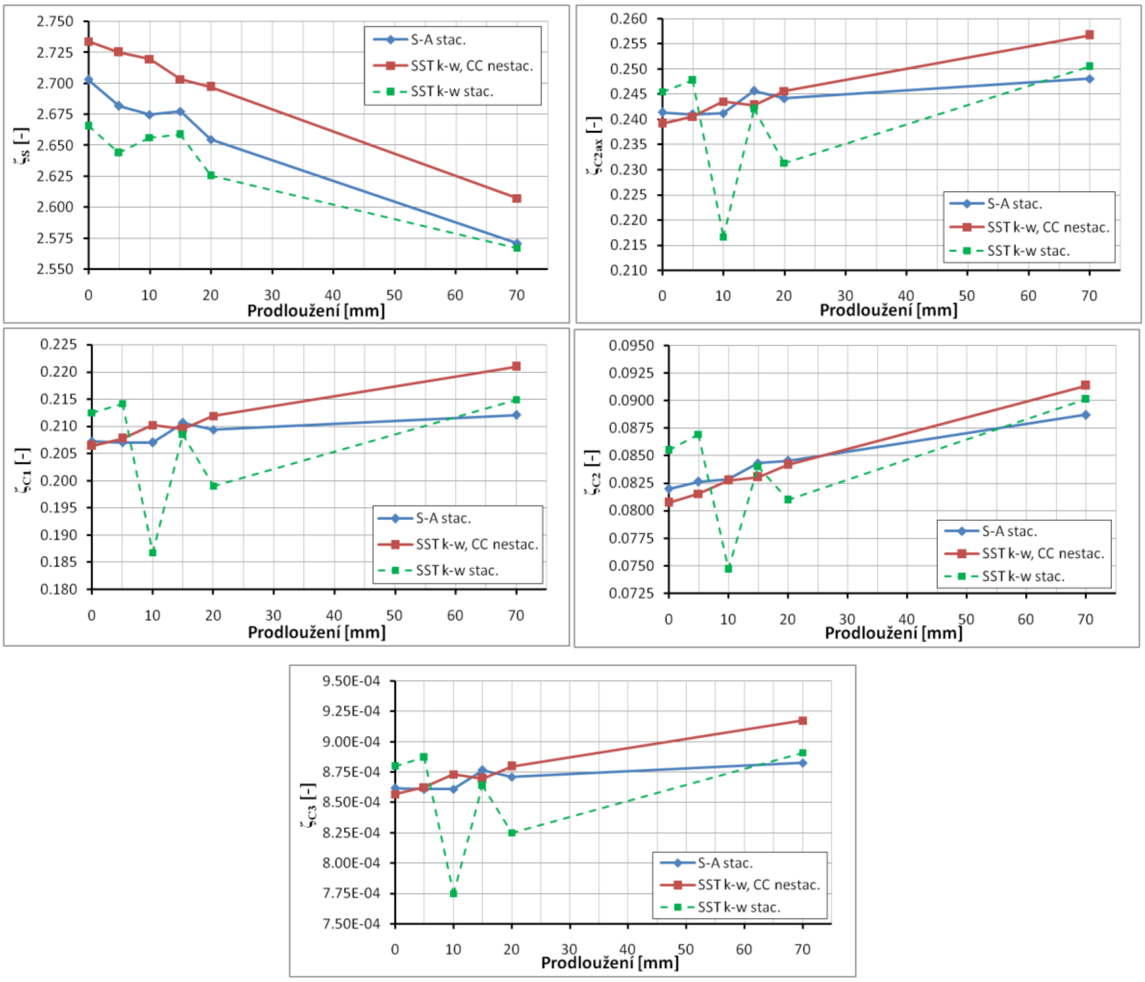
Tab. 5: Ztrátový součinitel spirální skříně − Model Spalart-Allmaras

	p_{Cin}	p_{Cout}	p_{Sout}	p_{Din}	p_{Dout}	p_{Daxout}	ζ_{C1}	ζ_{C2}	ζ_{C2ax}	ζ_{C3}	ζ_{1S}
0	5844959	5839818	5780456	24198	60147	20941	0,212458	0,085474	0,245502	0,000880	2,665679
5	5844896	5839711	5780881	24211	59626	20927	0,214137	0,086950	0,247745	0,000887	2,644009
10	5844996	5840467	5780582	24248	60640	20908	0,186758	0,074678	0,216587	0,000775	2,656455
15	5844904	5839855	5780523	24215	60092	20864	0,208511	0,084021	0,242000	0,000864	2,658753
20	5844942	5840120	5781335	24227	59556	20849	0,199034	0,080966	0,231277	0,000825	2,625455
70	5845013	5839805	5782793	24238	57788	20790	0,214851	0,090114	0,250479	0,000891	2,567057

Tab. 6: Ztrátový součinitel spirální skříně – SST *k-ω* model

	p_{Cin}	p_{Cout}	p_{Sout}	p_{Din}	p_{Dout}	p_{Daxout}	ζ_{C1}	ζ_{C2}	ζ_{C2ax}	ζ_{C3}	ζ_{1S}
0	5845027	5840019	5778698	24261	62038	20939	0,206419	0,080724	0,239173	0,000857	2,733914
5	5845019	5839978	5778888	24265	61830	20955	0,207749	0,081530	0,240564	0,000862	2,725380
10	5845023	5839921	5779006	24274	61661	20953	0,210207	0,082751	0,243516	0,000873	2,719698
15	5845022	5839939	5779447	24256	61218	20937	0,209574	0,083039	0,242805	0,000870	2,703415
20	5845021	5839878	5779555	24269	61080	20941	0,211892	0,084192	0,245576	0,000880	2,697440
70	5845021	5839659	5781752	24267	58685	20888	0,220957	0,091370	0,256706	0,000917	2,607181

Tab. 7: Ztrátový součinitel spirální skříně – SST *k-ω* model – Curvature Correction



Obr. 14: Závislosti ztrátového součinitele na změně délky vtokového kanálu

Na grafech jsou znázorněna porovnání zmíněných tří turbulentních modelů. Z analýzy výsledků lze vypozorovat, že v případě prodlužování výstupního kanálu se ztrátové součinitele skříně zvyšují, kdežto u řady rozváděcích lopatek se ztrátový součinitel naopak zmenšuje. Platí to pro všechny použité modely výpočtu. Lze ovšem vypozorovat zvláštnost, a to že v případě stacionárního výpočtu u SST *k-ω* modelu dochází k velmi odlišným výsledkům u dvou modifikací, oproti zbývajícím dvou modelům. U stacionárního SST *k-ω* modelu se jednotlivá modifikace od sebe dost liší, co se týče ztrátových součinitelů.

4.3.2 Energetický ztrátový součinitel rozváděcích lopatek – Varianta 1

	p_{1S}	p_{Cout}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cout}	κ	ζ_{SB}
0	4921547	5840019	654,861	654,034	672,922	1,199568	0,043782
5	4921539	5839978	654,861	654,033	672,922	1,199568	0,043819
10	4921534	5839921	654,861	654,033	672,922	1,199568	0,043794
15	4921545	5839939	654,861	654,034	672,922	1,199568	0,043738
20	4921531	5839878	654,861	654,034	672,922	1,199568	0,043770
70	4921561	5839659	654,860	654,036	672,922	1,199568	0,043630

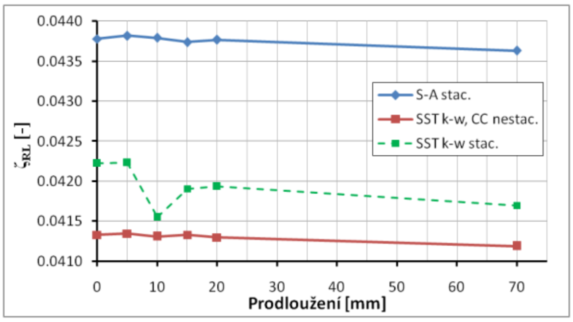
Tab. 8: Energetický ztrátový součinitel RL – Model Spalart-Allmaras

	p_{1S}	p_{Cout}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cout}	κ	ζ_{SB}
0	4921739	5840019	654,841	654,044	672,922	1,199568	0,042221
5	4921725	5839978	654,843	654,045	672,922	1,199568	0,042232
10	4921791	5839921	654,818	654,033	672,922	1,199568	0,041551
15	4921769	5839939	654,835	654,044	672,922	1,199568	0,041905
20	4921775	5839878	654,831	654,039	672,922	1,199568	0,041936
70	4921798	5839659	654,832	654,045	672,922	1,199568	0,041696

Tab. 9: Energetický ztrátový součinitel RL – SST *k-ω* model

	p_{1S}	p_{Cout}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cout}	κ	ζ_{SB}
0	4921780	5840019	654,825	654,045	672,926	1,199568	0,041329
5	4921776	5839978	654,826	654,046	672,926	1,199568	0,041347
10	4921777	5839921	654,827	654,047	672,926	1,199568	0,041309
15	4921780	5839939	654,827	654,047	672,926	1,199568	0,041329
20	4921780	5839878	654,827	654,047	672,926	1,199568	0,041299
70	4921810	5839659	654,830	654,053	672,926	1,199568	0,041189

Tab. 10: Energetický ztrátový součinitel RL – SST *k-ω* model – Curvature Correction



Obr. 15: Závislost energetického součinitele RL na změně délky vtokového kanálu

Je zde vidět, že opět u rozváděcích lopatek dochází ke snižování ztrátového součinitele v závislosti na prodlužování výstupního kanálku.

4.3.3 Energetický ztrátový součinitel spirální skříně – Varianta 1

	p_{1S}	p_{Cin}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cin}	κ	ζ_{ALL}
0	4921547	5845165	654,861	653,941	672,923	1,199568	0,048454
5	4921539	5845167	654,861	653,941	672,923	1,199568	0,048487
10	4921534	5845169	654,861	653,941	672,923	1,199568	0,048462
15	4921545	5845213	654,861	653,941	672,923	1,199568	0,048491
20	4921531	5845166	654,861	653,940	672,923	1,199568	0,048492
70	4921561	5845164	654,860	653,941	672,923	1,199568	0,048424

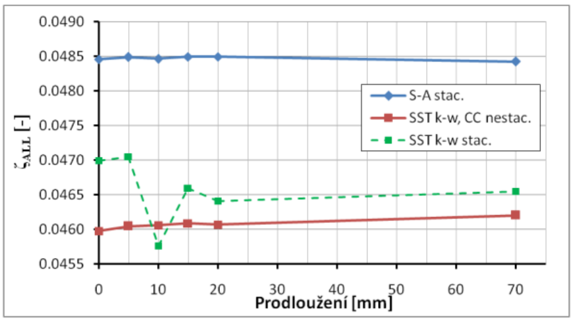
Tab. 11: Energetický ztrátový součinitel skříně – Model Spalart-Allmaras

	p_{1S}	p_{Cin}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cin}	κ	ζ_{ALL}
0	4921739	5844959	654,841	653,949	672,923	1,199568	0,046995
5	4921725	5844896	654,843	653,950	672,923	1,199568	0,047050
10	4921791	5844996	654,818	653,949	672,923	1,199568	0,045764
15	4921769	5844904	654,835	653,951	672,923	1,199568	0,046597
20	4921775	5844942	654,831	653,950	672,923	1,199568	0,046411
70	4921798	5845013	654,832	653,949	672,923	1,199568	0,046548

Tab. 12: Energetický ztrátový součinitel skříně – SST *k-ω* model

	p_{1S}	p_{Cin}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cin}	κ	ζ_{ALL}
0	4921780	5845027	654,825	653,953	672,927	1,199568	0,045976
5	4921776	5845019	654,826	653,952	672,927	1,199568	0,046049
10	4921777	5845023	654,827	653,953	672,927	1,199568	0,046059
15	4921780	5845022	654,827	653,953	672,927	1,199568	0,046087
20	4921780	5845021	654,827	653,953	672,927	1,199568	0,046072
70	4921810	5845021	654,830	653,953	672,927	1,199568	0,046204

Tab. 13: Energetický ztrátový součinitel skříně – SST *k-ω* model – Curvature Correction



Obr. 16: Závislost energetického součinitele skříně na změně délky vtokového kanálu

Zde je situace poněkud komplikovanější. Pokud se zohlední pouze model Spalart-Allmaras, lze říci, že ztrátový součinitel je konstantní, pokud změny délky výstupu jsou malé, znatelná změna je až u extrémní varianty. U SST *k-ω* modelu jsou změny znatelnější, vzhledem druhu výpočtu.

4.4 Varianta 2 – Změna excentricity spirálního kanálu

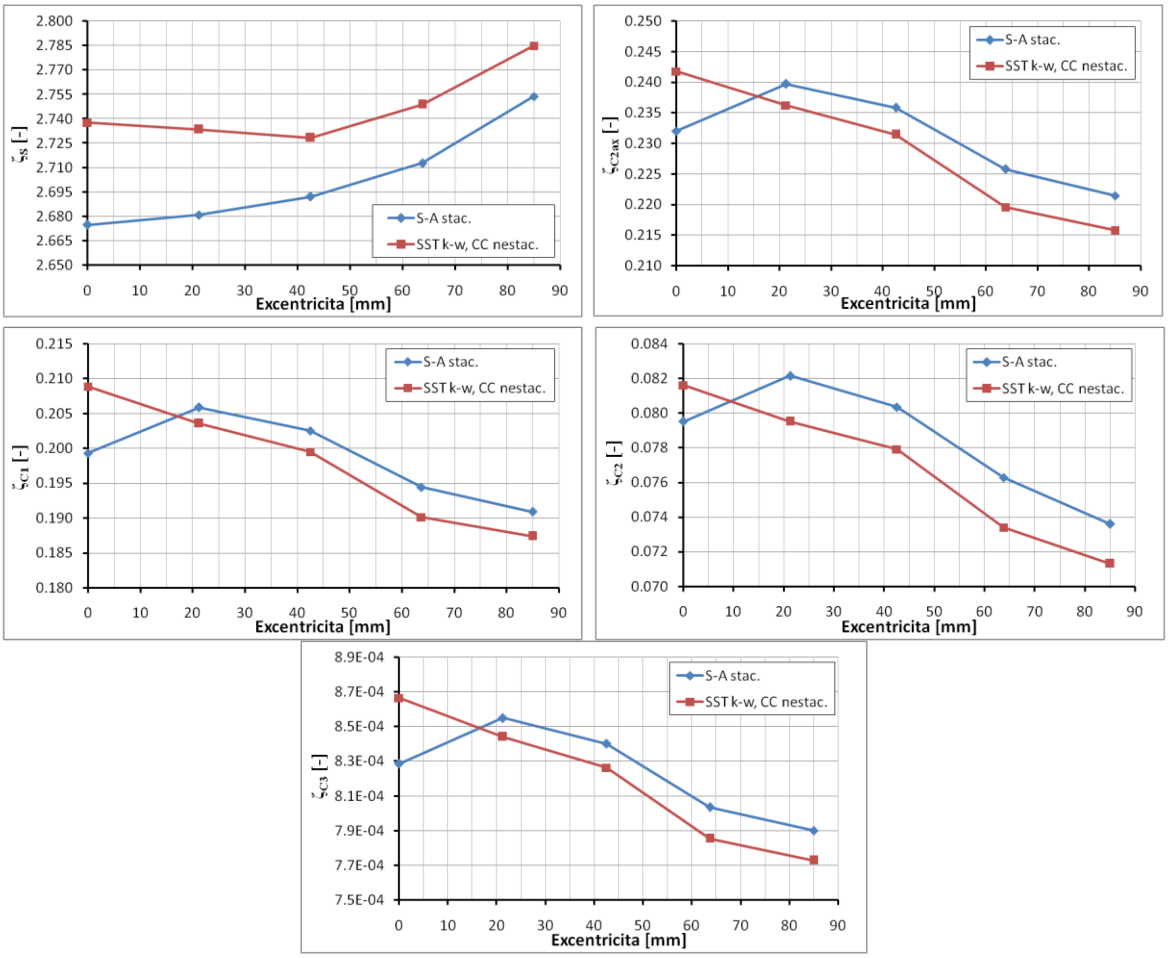
4.4.1 Ztrátové součinitele spirální skříně – Varianta 2

e max	p_{Cin}	p_{Cout}	p_{Sout}	p_{Din}	p_{Dout}	p_{Daxout}	ζ_{C1}	ζ_{C2}	ζ_{C2ax}	ζ_{C3}	ζ_{1S}
0,00	5844988	5840145	5779992	24299	60909	20873	0,199311	0,079512	0,232017	0,000829	2,674853
21,25	5845171	5840173	5780096	24273	60834	20849	0,205885	0,082150	0,239704	0,000855	2,680932
42,50	5845172	5840262	5779901	24244	61106	20818	0,202522	0,080352	0,235849	0,000840	2,692197
63,75	5845073	5840377	5779555	24152	61567	20798	0,194436	0,076275	0,225788	0,000803	2,712749
85,00	5845153	5840535	5778538	24190	62741	20855	0,190905	0,073604	0,221434	0,000790	2,753833

Tab. 14: Ztrátový součinitel spirální skříně − Model Spalart-Allmaras

e max	p_{Cin}	p_{Cout}	p_{Sout}	p_{Din}	p_{Dout}	p_{Daxout}	ζ_{C1}	ζ_{C2}	ζ_{C2ax}	ζ_{C3}	ζ_{1S}
0,00	5845010	5839945	5778613	4921770	62062	20949	0,208843	0,081611	0,241783	0,000867	2,737697
21,25	5845011	5840077	5778759	4921759	62054	20891	0,203577	0,079512	0,236181	0,000844	2,733558
42,50	5845025	5840196	5778963	4921728	61988	20868	0,199457	0,077910	0,231430	0,000826	2,728349
63,75	5844999	5840408	5778610	4921579	62555	20913	0,190100	0,073391	0,219528	0,000785	2,748971
85,00	5845011	5840494	5777875	4921657	63351	20934	0,187370	0,071301	0,215778	0,000773	2,784880

Tab. 15: Ztrátový součinitel spirální skříně − SST *k-ω* model − Curvature Correction



Obr. 17: Závislosti ztrátového součinitele na změnu excentricity spirály

Z hodnocení výsledků u varianty, kde se mění excentricita spirálního kanálu, lze usoudit, že oproti případu, kde se prodlužoval výstupní kanál, dochází k opaku. S rostoucí excentricitou se snižuje ztrátový součinitel celkového modelu, kdežto u řady rozváděcích lopatek se ztrátový součinitel zvyšuje. Platí to pro oba využité modely, tj. Spalart-Allmaras a nestacionární SST *k-ω* model s *Curvature Correction*. Jediná anomálie je pouze u nezměněné varianty.

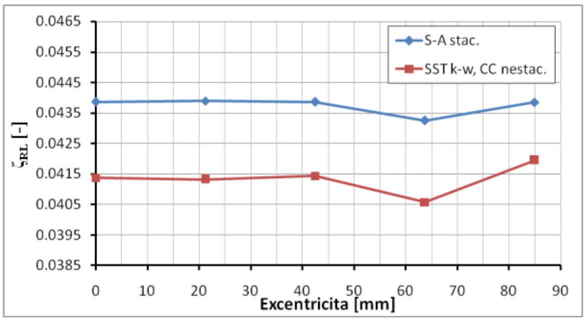
4.4.2 Energetický ztrátový součinitel rozváděcích lopatek – Varianta 2

e max	p_{1S}	p_{Cout}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cout}	κ	ζ_{SB}
0,00	4921543	5840019	655	654	673	1,199568	0,043860
21,25	4921518	5839978	655	654	673	1,199568	0,043890
42,50	4921486	5839921	655	654	673	1,199568	0,043857
63,75	4921349	5839878	655	654	673	1,199568	0,043256
85,00	4921473	5839659	655	654	673	1,199568	0,043852

Tab. 16: Energetický ztrátový součinitel RL − Model Spalart-Allmaras

e max	p_{1S}	p_{Cout}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cout}	κ	ζ_{SB}
0,00	4921770	5840019	655	654	673	1,199568	0,041374
21,25	4921759	5839978	655	654	673	1,199568	0,041315
42,50	4921728	5839921	655	654	673	1,199568	0,041429
63,75	4921579	5839878	655	654	673	1,199568	0,040569
85,00	4921657	5839659	655	654	673	1,199568	0,041945

Tab. 17: Energetický ztrátový součinitel RL − SST *k-ω* model



Obr. 18: Závislost energetického součinitele RL na změnu excentricity spirály

U energetického ztrátového součinitele rozváděcích lopatek lze vidět, že se s rostoucí excentricitou zvyšuje, až na případ předposlední modifikace, kde naopak nabírá minimální hodnoty.

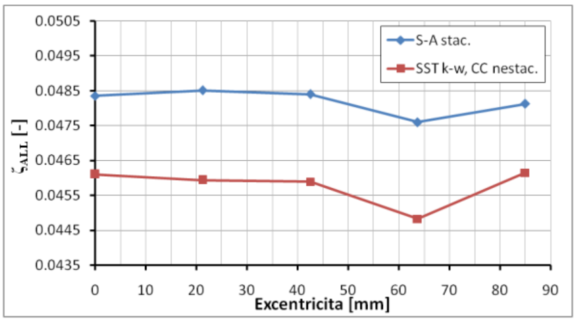
4.4.3 Energetický ztrátový součinitel spirální skříně – Varianta 2

e max	p_{1S}	p_{Cin}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cin}	κ	ζ_{ALL}
0,00	4921543	5844988	655	654	673	1,199568	0,048354
21,25	4921518	5845171	655	654	673	1,199568	0,048514
42,50	4921486	5845172	655	654	673	1,199568	0,048400
63,75	4921349	5845073	655	654	673	1,199568	0,047597
85,00	4921473	5845153	655	654	673	1,199568	0,048127

Tab. 18: Energetický ztrátový součinitel skříně − Model Spalart-Allmaras

e max	p_{1S}	p_{Cin}	T_{1S}	T_{is1S}	T_{Cin}	κ	ζ_{ALL}
0,00	4921770	5845010	655	654	673	1,199568	0,046099
21,25	4921759	5845011	655	654	673	1,199568	0,045935
42,50	4921728	5845025	655	654	673	1,199568	0,045891
63,75	4921579	5844999	655	654	673	1,199568	0,044822
85,00	4921657	5845011	655	654	673	1,199568	0,046144

Tab. 19: Energetický ztrátový součinitel skříně − SST *k-ω* model



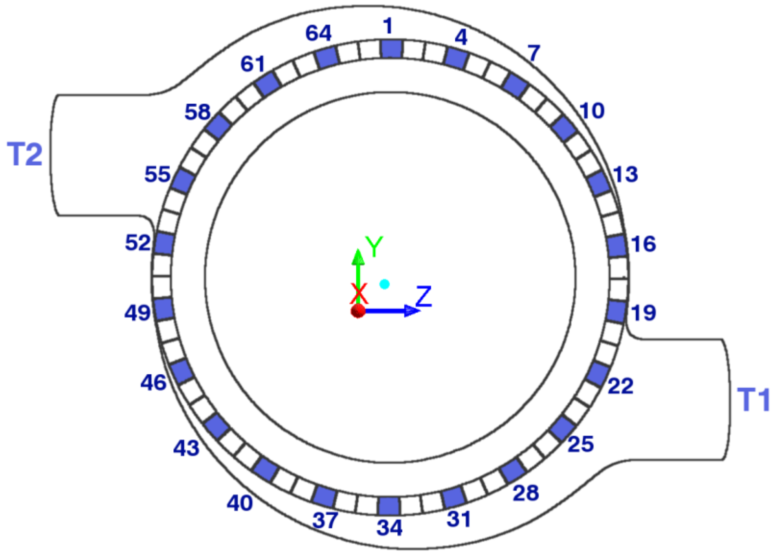
Obr. 19: Závislost energetického součinitele skříně na změnu excentricity spirály

Podobně jako u energetického ztrátového součinitele rozváděcích lopatek dochází k dosažení minima u předposlední modifikace. Zde ovšem nelze s jistotou konstatovat, jestli s rostoucí excentricitou energetický ztrátový součinitel skříně roste nebo klesá, neboť oba numerické modely jsou mezi sebou v rozporu. Ovšem, změny jsou v podstatě zanedbatelné.

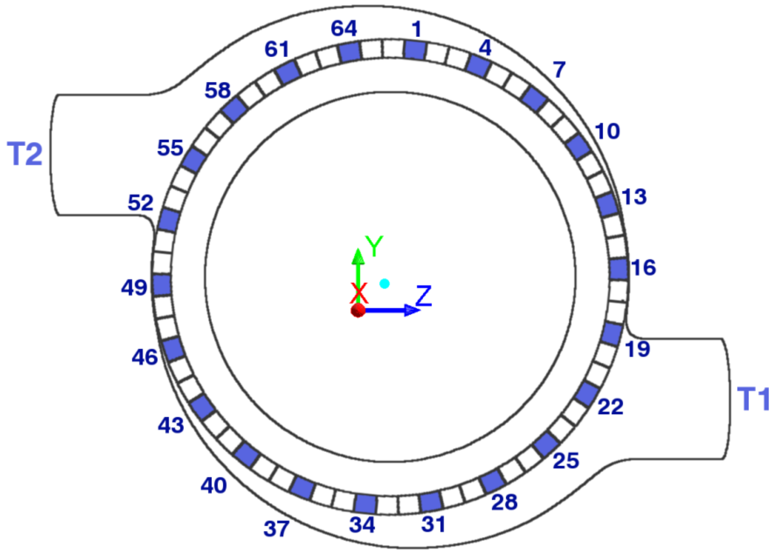
Zde je rovněž vhodné vložit poznámku, že minimum u posledních dvou obrázků je dáno lokálním zjemněním sítě, ke kterému došlo omylem při síťování. U této modifikace (*e* max = 63,75 mm) došlo k chybě při síťování. Trubky byly omylem nasíťovány se stejnou jemností, jako měla výpočtová síť spirální skříně.

4.5 Hodnocení hmotnostního průtoku a jiných veličin u jednotlivých lopatek

U každého modelu u obou variant byla rozdělena vyhodnocovaná oblast před a za rozváděcími lopatkami na jednotlivé segmenty odpovídajícím jednotlivým lopatkám, aby mohly být hodnoceny zvlášť. Každý jednotlivý segment má rozteč 5,454545°. Jednotlivé segmenty vyhodnocované oblasti za rozváděcími lopatkami jsou posunuty o 11,8623° vůči odpovídajícím segmentům v oblasti před lopatkami, podle směru proudění jednotlivých lopatek.



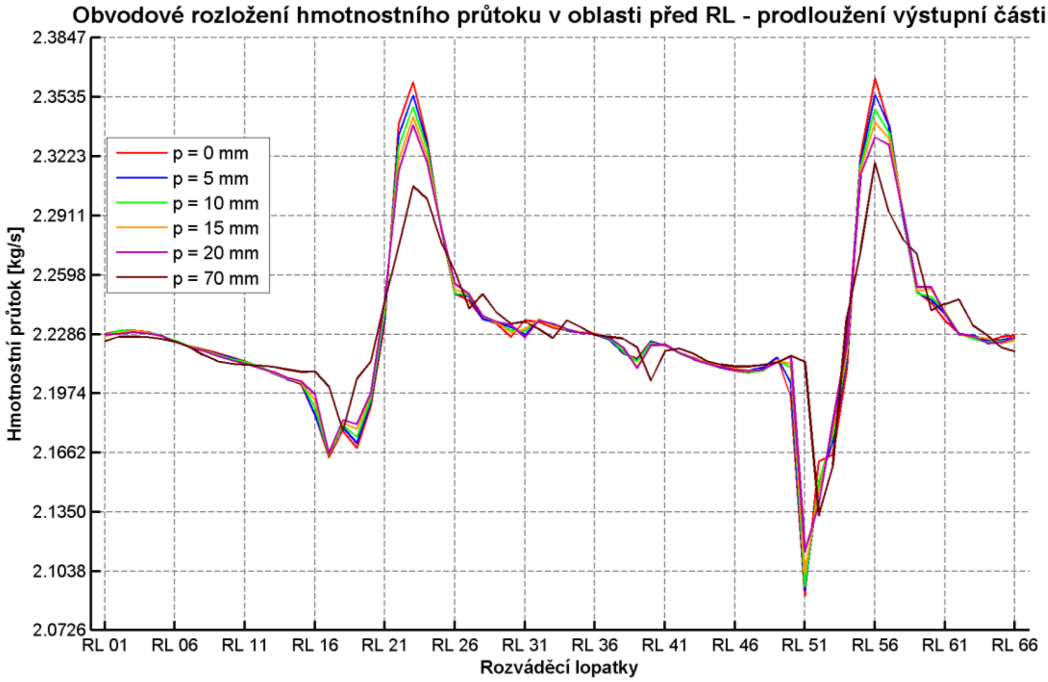
Obr. 20: Schéma rozložení segmentů před rozváděcími lopatkami



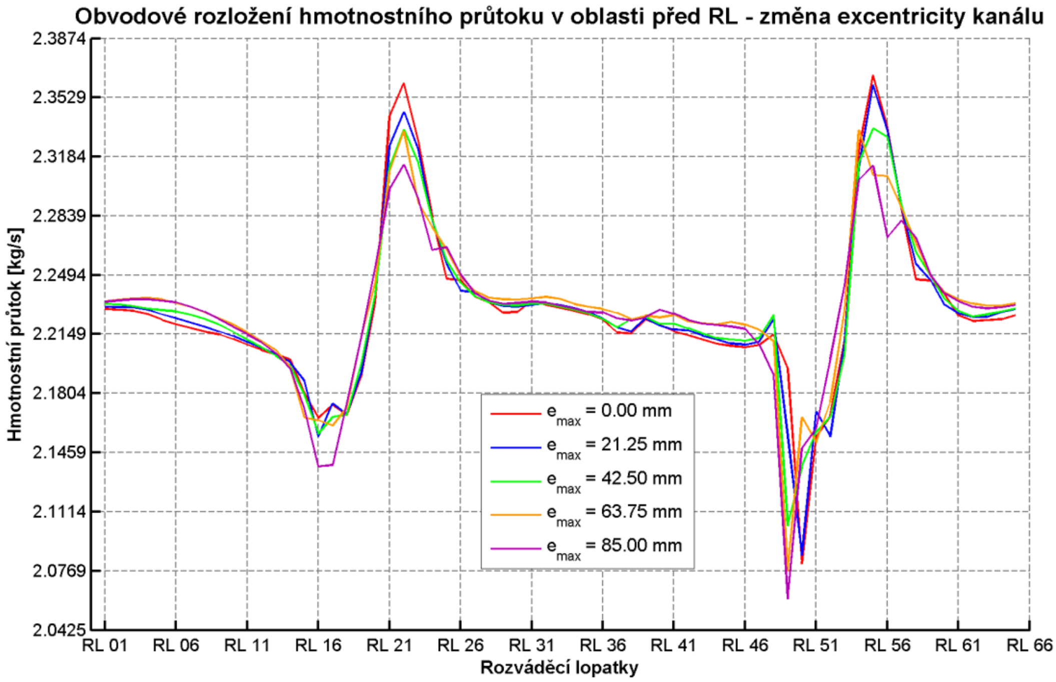
Obr. 21: Schéma rozložení segmentů za rozváděcími lopatkami

4.5.1 Vyhodnocení hmotnostního průtoku

Na následujících grafech jsou znázorněna obvodová rozložení hmotnostního průtoku v oblasti před řadou statorových lopatek. Všechny lopatky byly při analýze rozděleny zvlášť. Každá barva znázorňuje jinou modifikaci varianty, kde se prodlužuje výstupní kanál. Je zde nutno podotknout, že měření bylo provedeno s využitím nestacionárního SST *k-ω* modelu s *Curvature Correction*, jelikož bylo usouzeno, že tento dvourovnicový model je nejpřesnější.



Obr. 22: Obvodové rozložení hmotnostního průtoku v oblasti před RL − varianta 1

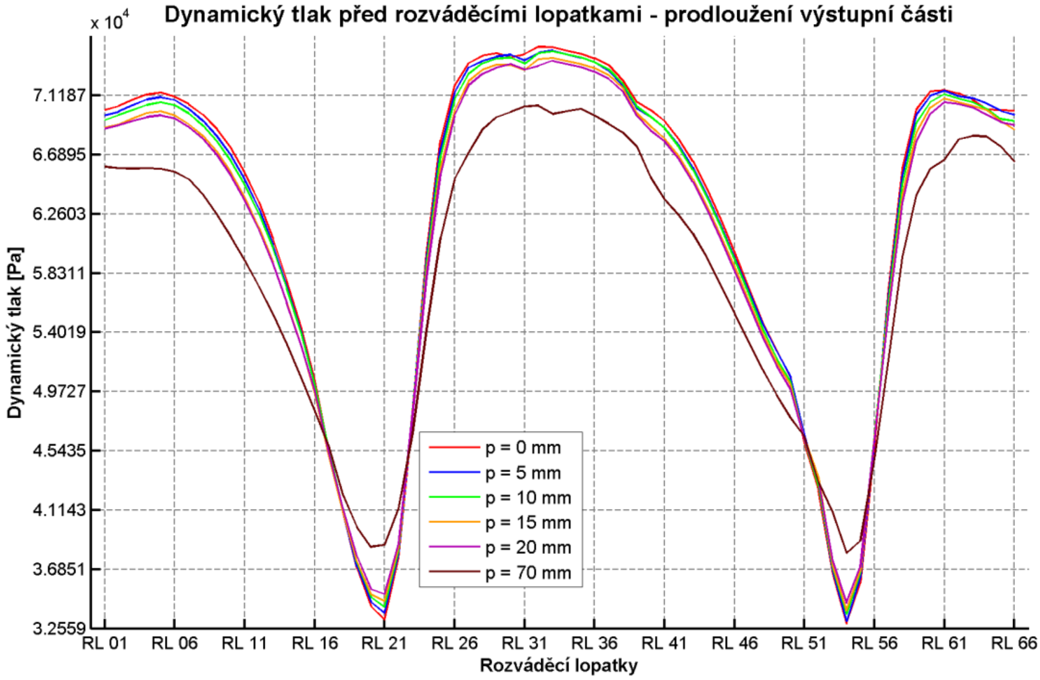


Obr. 23: Obvodové rozložení hmotnostního průtoku v oblasti před RL − varianta 2

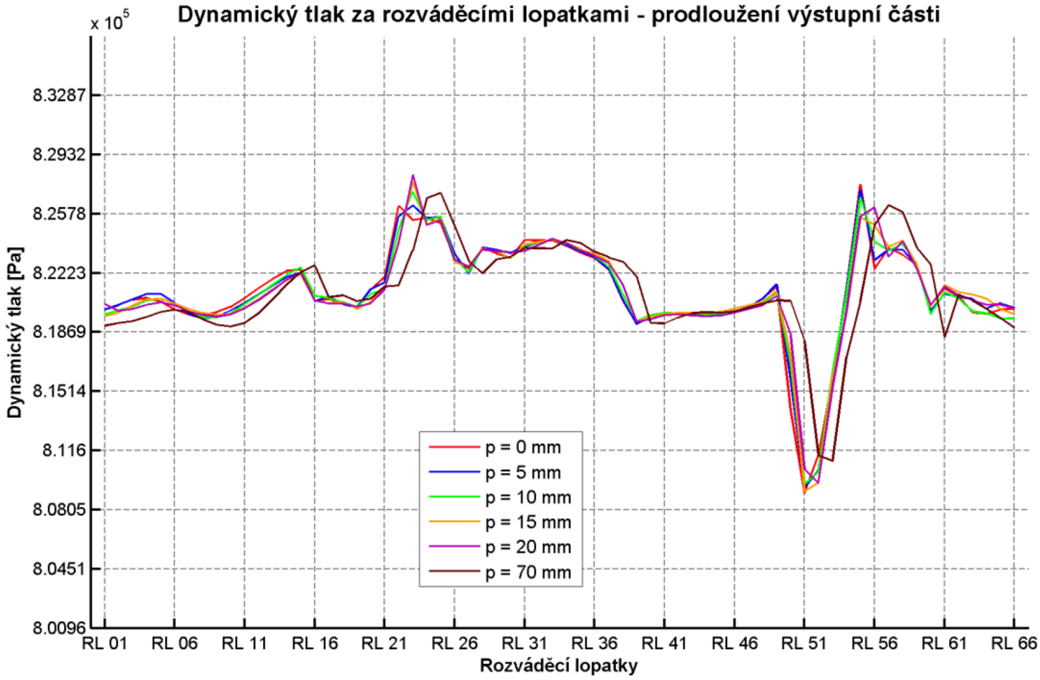
Zde je u hmotnostního průtoku vidět, že k největšímu hmotnostnímu průtoku došlo, co se týče varianty 1, u lopatek 23 a na druhé straně u 56, kdežto u varianty 2 jsou to lopatky 22 a 55. K nejnižšímu hmotnostnímu průtoku došlo, u varianty 1, u lopatek 17/19 a u 51, příp. 52, zatímco u varianty 2 jsou to lopatky 16 a 49/50. Průběh extrémní modifikace u varianty 1 je nejméně ostrý. Průběh extrémní modifikace u varianty 2 je nejostřejší.

4.5.2 Vyhodnocení vybraných veličin

Bylo vyhodnocováno více veličin, ovšem zde je k vidění pouze několik vybraných veličin pro úsporu rozsahu práce. Na následujících grafech je vidět rozložení dynamického tlaku před a za řadou lopatek u obou variant. Dále jsou ztrátové součinitele lopatek.

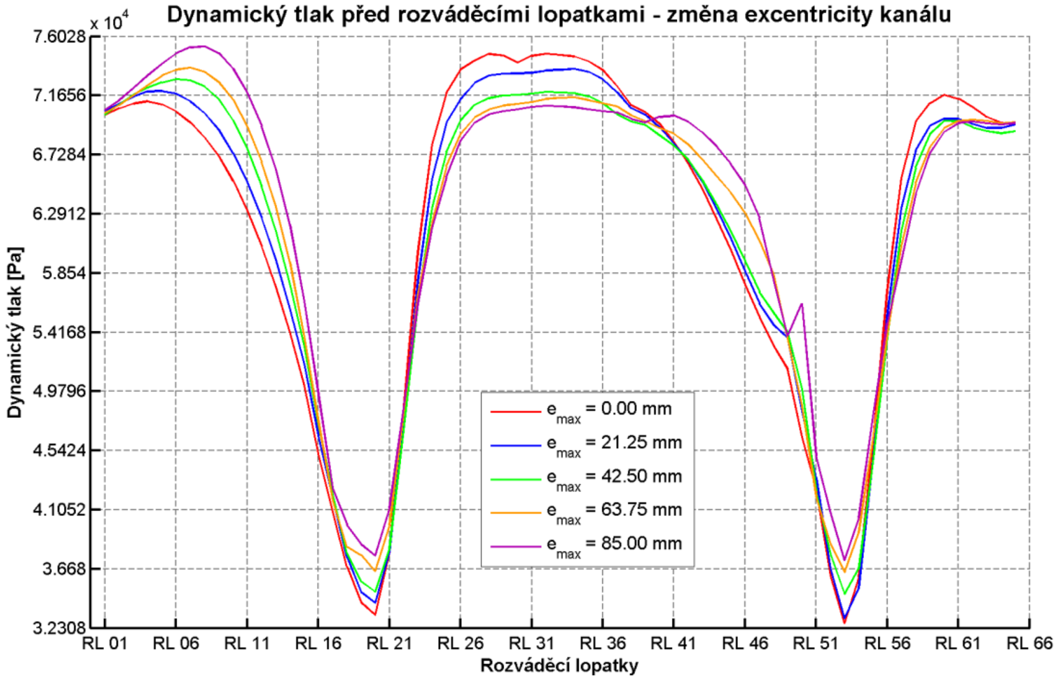


Obr. 24: Dynamický tlak před rozváděcími lopatkami − varianta 1

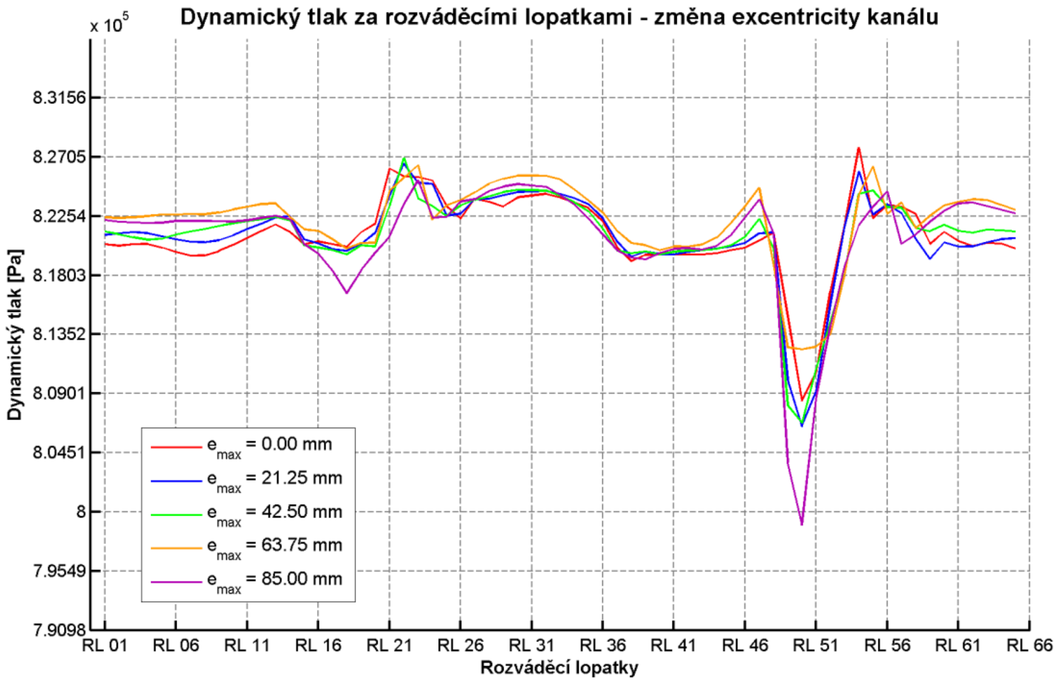


Obr. 25: Dynamický tlak za rozváděcími lopatkami − varianta 1

U varianty 1 jsou nejnižší hodnoty dynamického tlaku před RL u lopatek 21 a 54, maximum se nachází u lopatky 32. Za RL je průběh kolem RL více rovnoměrný, ovšem, minimum je zde u lopatky 51, maximum u lopatky 23. Opět je průběh extrémní modifikace nejméně ostrý.

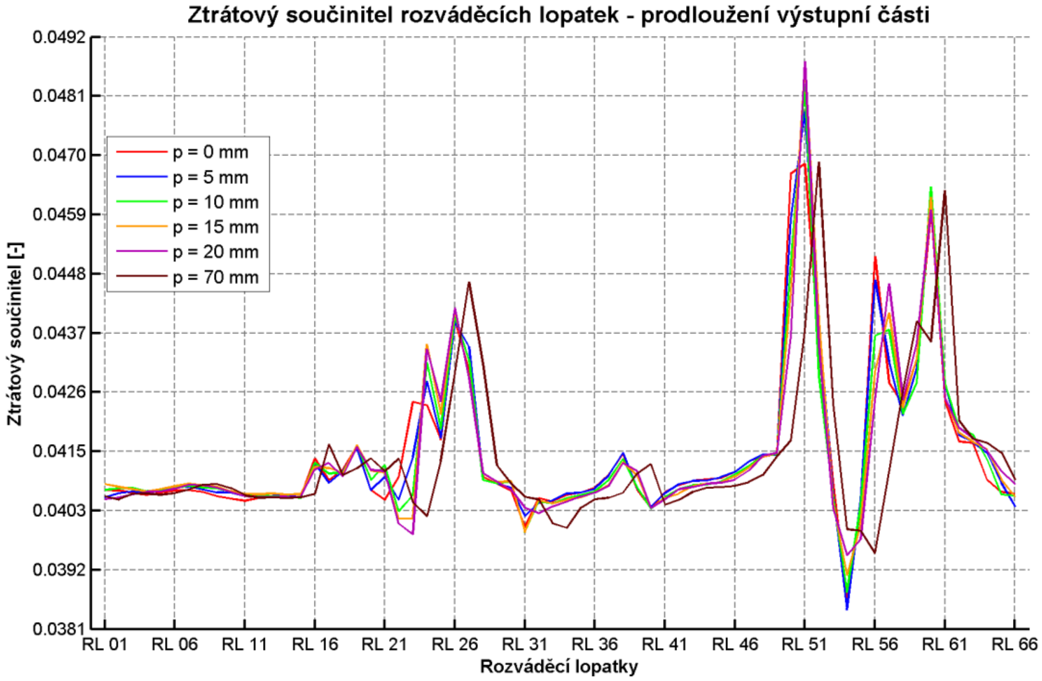


Obr. 26: Dynamický tlak před rozváděcími lopatkami − varianta 2

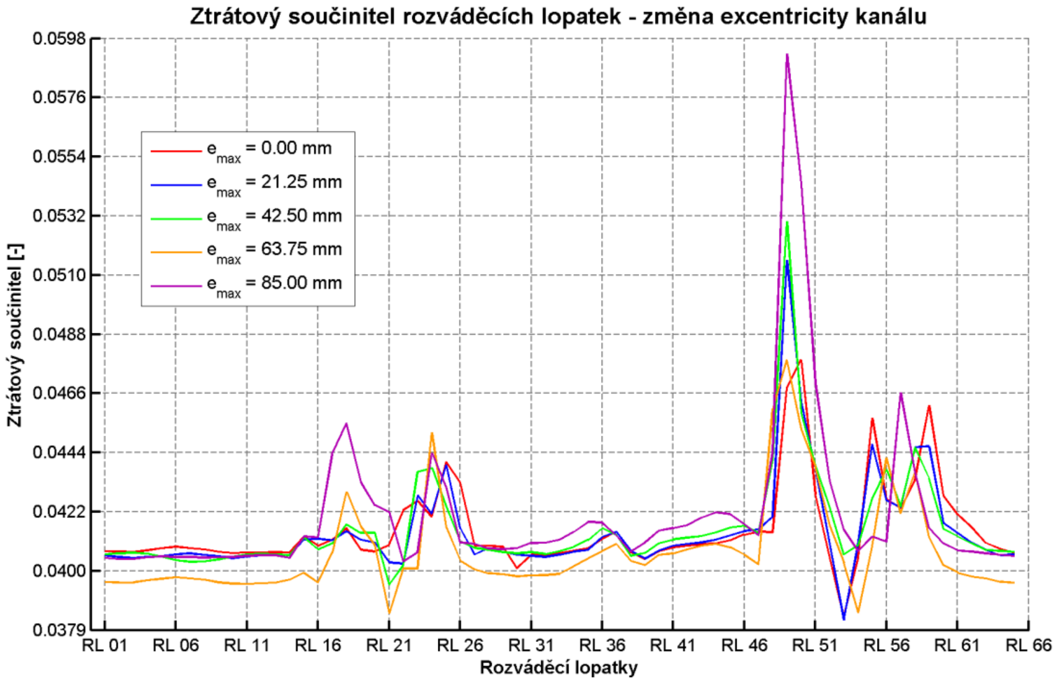


Obr. 27: Dynamický tlak za rozváděcími lopatkami − varianta 2

U varianty 2 jsou nejnižší hodnoty dynamického tlaku před RL u lopatek 20 a 53, maximum se nachází u lopatky 9. Za RL je průběh kolem RL více rovnoměrný, ovšem, minimum je zde u lopatky 50, maximum u lopatky 54. Podobně jako u hmotnostního průtoku je průběh extrémní modifikace nejostřejší.



Obr. 28: Ztrátový součinitel rozváděcích lopatek – varianta 1

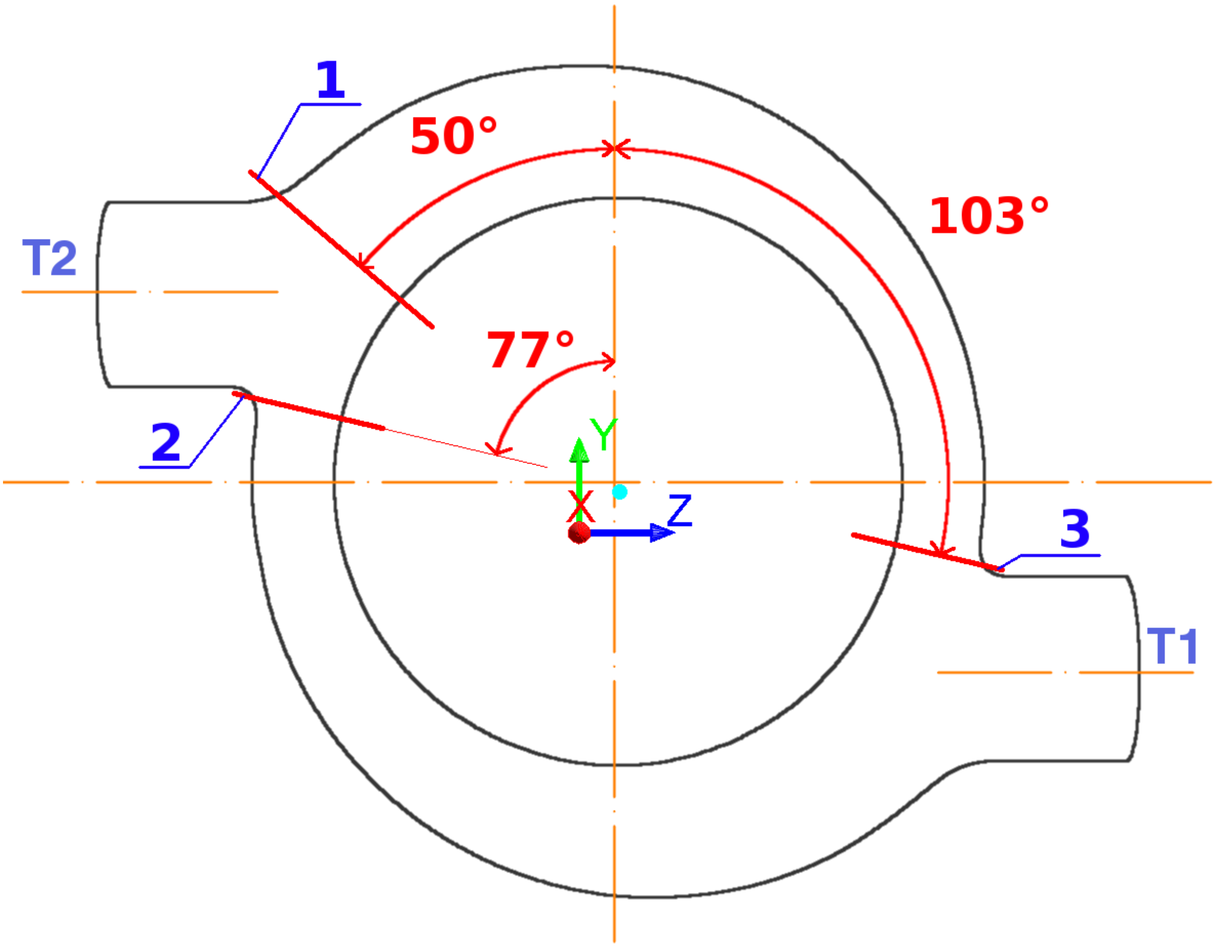


Obr. 29: Ztrátový součinitel rozváděcích lopatek – varianta 2

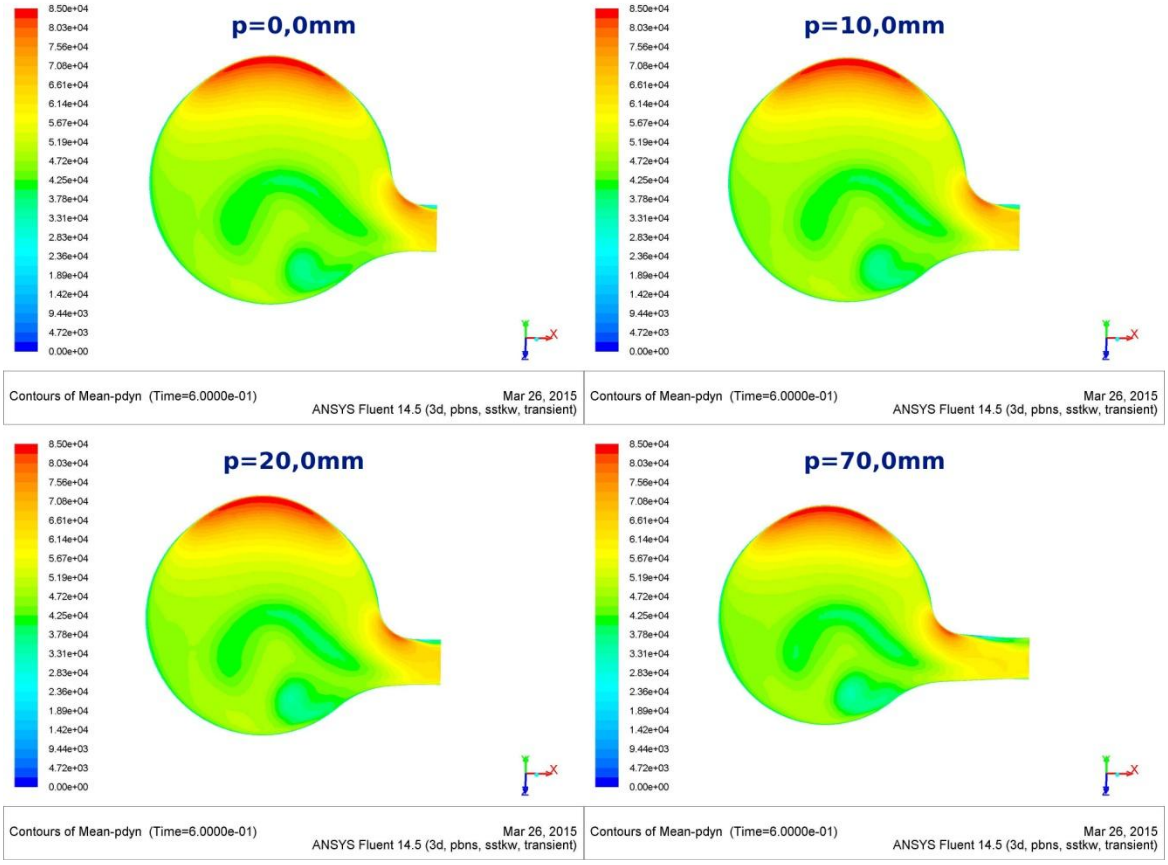
Zde je zajímavé, že u varianty 1 se ztrátový součinitel s rostoucí délkou výstupního kanálu zvyšuje, zejména u lopatky 51, a pak u extrémní modifikace se sníží. U varianty 2 se ztrátový součinitel s měnící se excentricitou zvětšuje, zejména u lopatky 49.

4.5.3 Profily proudění po obvodu spirální skříně

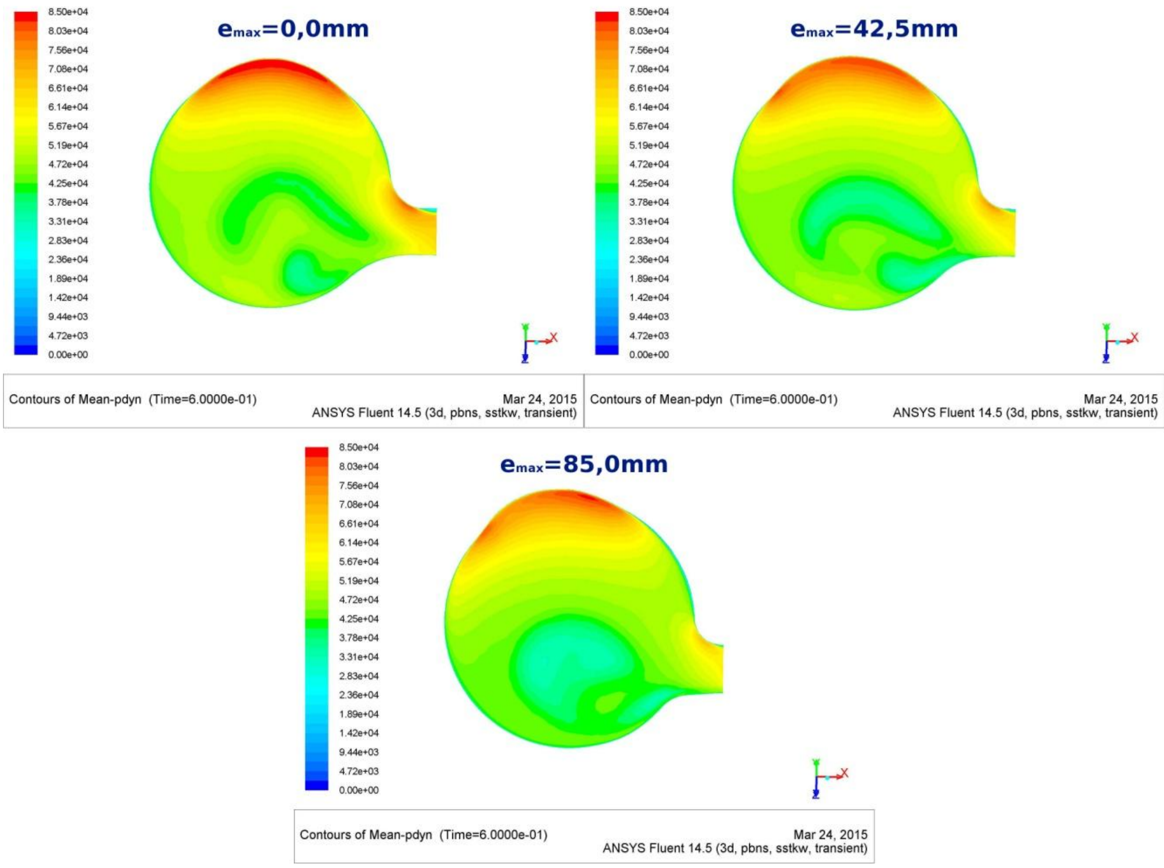
Ve spirální skříni byla rovněž provedena analýza proudového pole. Po celém obvodu byly vytvořeny řezy a na něch bylo zobrazeno dvourozměrné rozložení hodnocených veličin. Pro úsporu rozsahu práce byly vybrány tři řezy k porovnání a pouze rozložení dynamického tlaku. Pro přehlednost byly řezy očíslovány podle uvedeného obrázku.



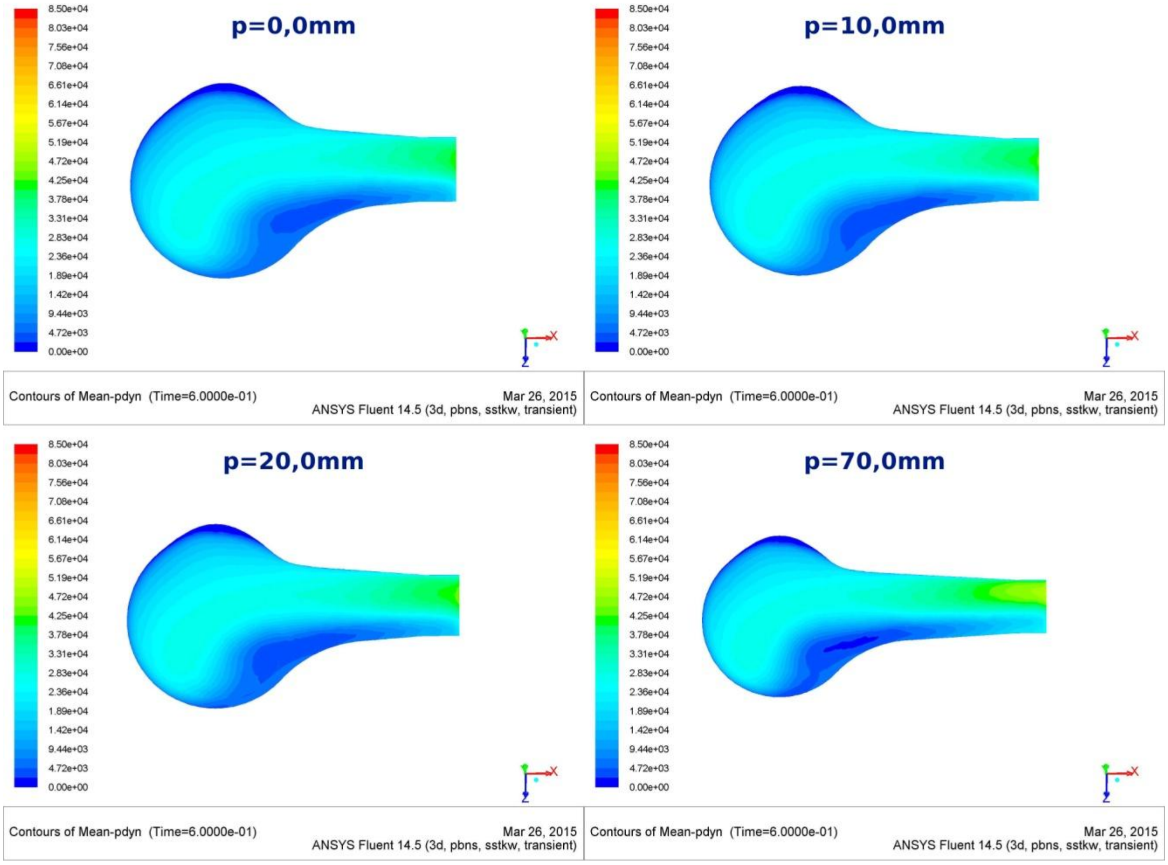
Obr. 30: Umístění řezů po obvodu spirální skříně



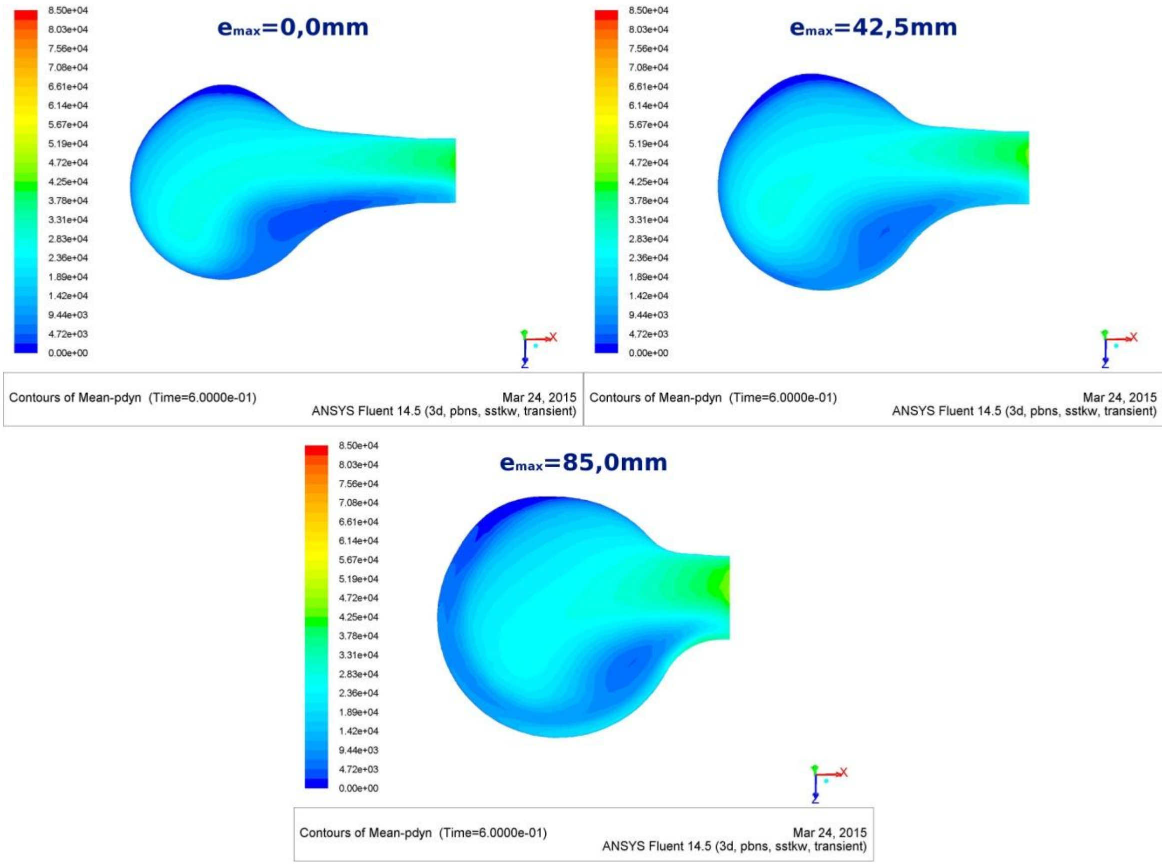
Obr. 31: Střední dynamický tlak u varianty s prodloužením výstupu - řez 1



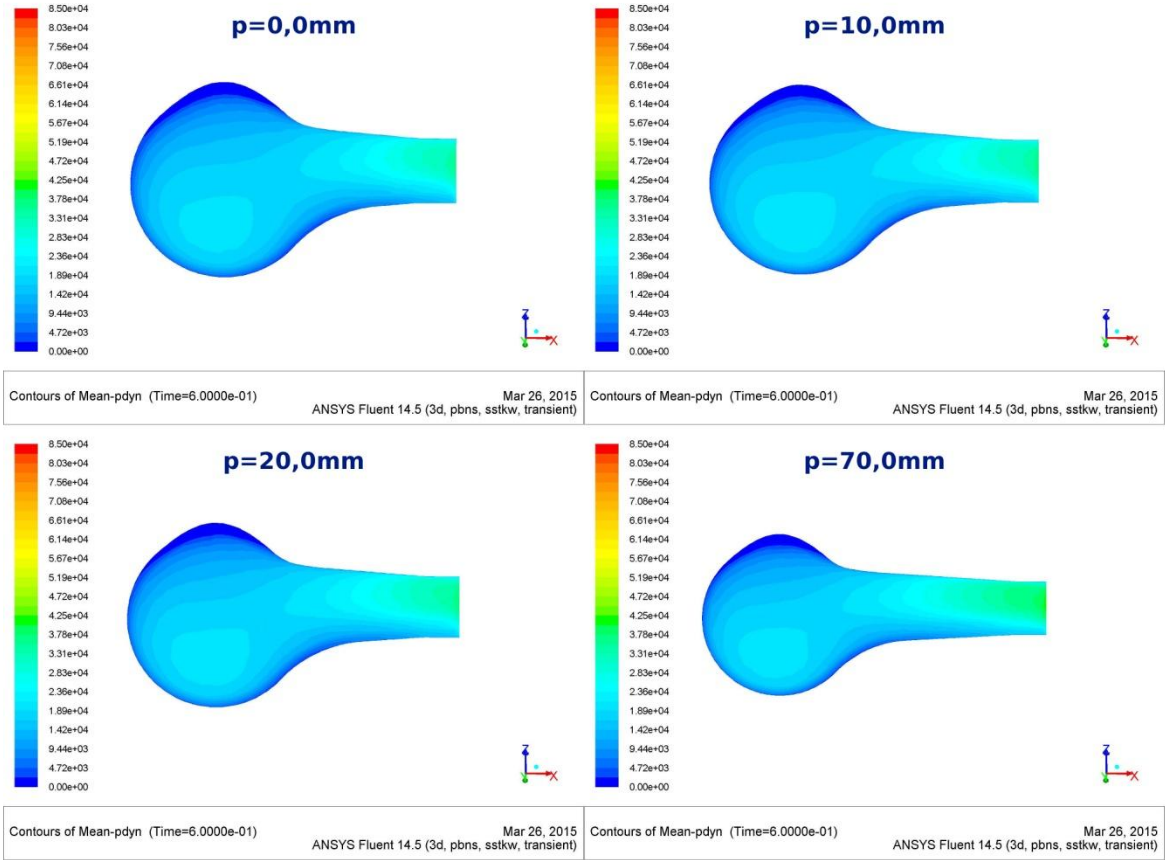
Obr. 32: Střední dynamický tlak u varianty se změnou excentricity - řez 1



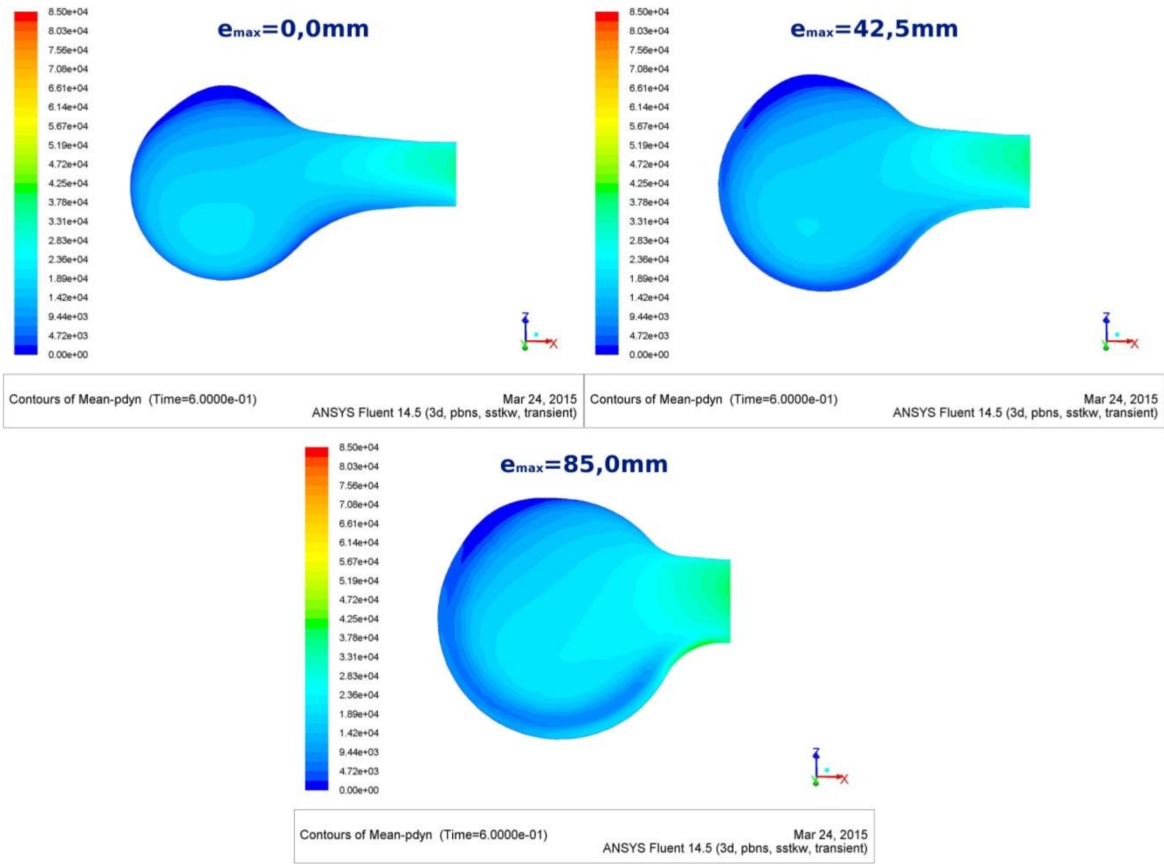
Obr. 33: Střední dynamický tlak u varianty s prodloužením výstupu - řez 2



Obr. 34: Střední dynamický tlak u varianty se změnou excentricity - řez 2

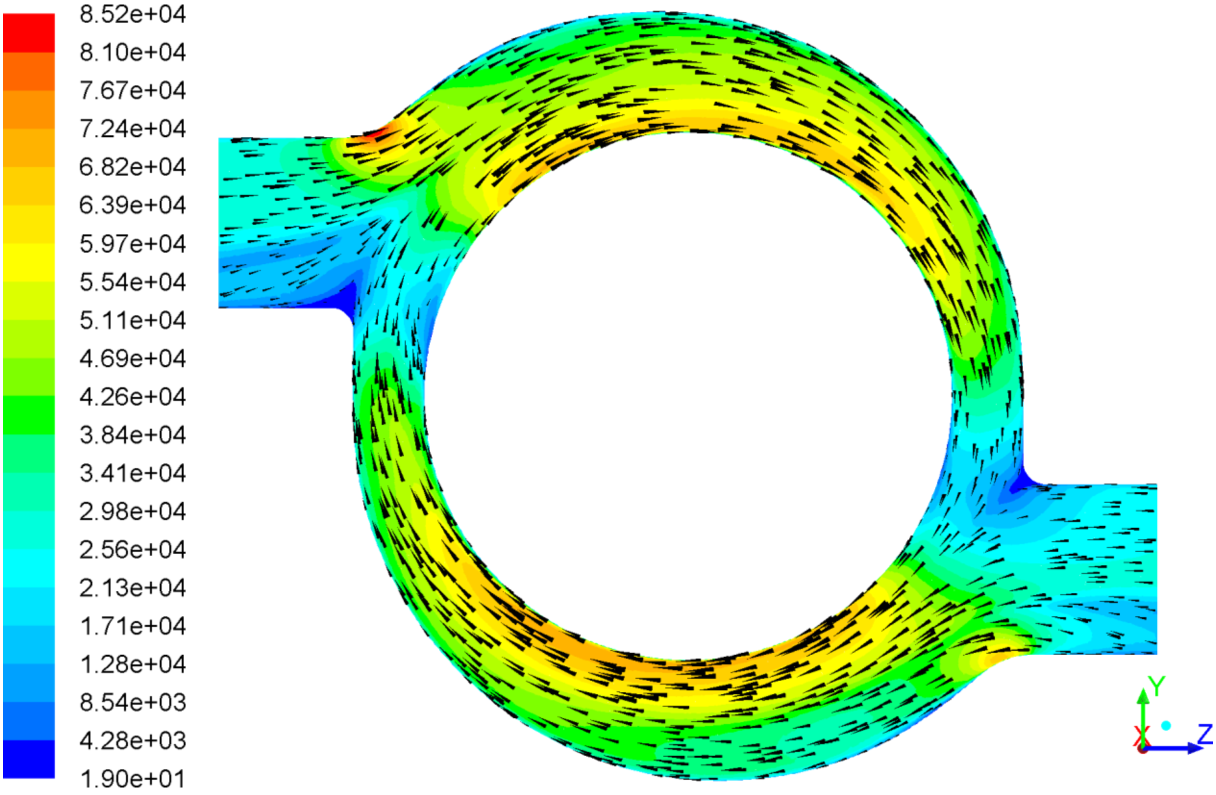


Obr. 35: Střední dynamický tlak u varianty s prodloužením výstupu - řez 3



Obr. 36: Střední dynamický tlak u varianty se změnou excentricity - řez 3

Jak je patrno z uvedených obrázků, v širší části spirálu před vstupem je daleko větší tlak, místy je dvakrát až čtyřikrát větší než v užší oblasti u vstupu. Je to dáno tím, že řez 1 se nachází přímo ve směru proudění v části spirálu, zatímco řez 2 (a podobně řez 3) se nachází na druhém konci od dané vstupní trubky. Zde je méně média, jelikož velká část již vytekla ven skrz řady lopatek. Toto vede ke zpomalení proudu, a tím nižší střední dynamický tlak. V řezu 2 navíc dochází ke kuriozitě, kde u stěny, která odpovídá vnitřního průměru spirály, se vytváří oblast podtlaku. Je to nejspíš dáno polohou obou trubek vůči sobě a jejich konstrukcí. Pokud by se zachovalo spojení trubek se skříní a pouze by se otočilo jednou trubkou o 180 stupňů, možná by k vytvoření oblasti podtlaku nedošlo.



Obr. 37: Proudění ve spirále – vybarveno podle středního dynamického tlaku

Na uvedeném obrázku je zobrazeno proudění ve spirále. Řez byl proveden podél osy symetrie obou vstupních trubic. V oblasti řezu 2 je lehce vidět zmíněný podtlak. Je též zajímavé, že je vyšší tlak na horní části spojení mezi trubkou 2 a spirální skříní. Na odpovídajícím místě u trubky 1 je nižší tlak.

5 Závěr

Hlavním cílem této bakalářské práce bylo v krátké podobě vysvětlit v teoretické části a praktické části na téma proudění ideálního a reálného plynu a jeho praktické využití v oblasti CFD. V tomto případě se jednalo o praktické využití na turbulentní proudění ve vstupní spirální skříni Dorad. Je nutno podotknout, že v této bakalářské práci byla probrána teoretická část pouze okrajově, proto by neměla být brána jako náhrada daleko kvalitnějšího materiálu ve formě učebnic, výkladových či odborných textů, atd.

V teoretické části se uvedlo obecné téma na proudění ideálního a reálného plynu. Byly probrány hlavní rozdíly mezi těmito dvěma typy plynů, zejména v jejich chování a ve fyzikálních a chemických charakteristikách. Zde je důležitá forma stavové rovnice pro oba zmíněné typy plynů. Je vhodné si připomenout, že stavová rovnice pro ideální plyn je daleko jednodušší než stavová rovnice pro reálný plyn. Dále pro reálný plyn existují různé podoby stavové rovnice. Zde patrně záleží na objeviteli či osobní preferenci.

V navazující části na teorii byly obecně a okrajově probrány základní principy a metody v oblasti numerických simulací proudění tekutin. Bylo uvedeno základní rozdělení turbulentního modelování, výhody a nevýhody každého typu. Především se tato práce zaměřila na Reynolds Averaged Simulation, které se dále dělilo na turbulentní modely. Ačkoli existuje mnoho turbulentních modelů v RAS, tato práce se soustředila pouze na tři typy, jelikož v praktické části byly využity pouze tyto. Konkrétně se jednalo o model Spalart-Allmaras, Standardní k-ω model a Shear-Stress Transport k-ω model. Byly probrány jejich základní rozdíly a vlastnosti. Byla uvedena také korekce rovnic, tj. *Curvature Correction*, která hrála důležitou roli při simulaci proudění ve vstupní spirální skříni. Okrajově byly rovněž probrány další typy numerického modelování – *Large Eddy Simulations, Detached Eddy Simulations* a *Direct Numerical Simulations* (přímé numerické modelování).

V praktické části, která navazovala na předchozí teoretickou část, byl vylíčen postup při provedení numerické simulace proudění ve vstupní spirální skříni Dorad. Pro připomenutí jsou zde dvě základní varianty. Jedna varianta spočívala v prodlužování výstupního kanálu u každé modifikace. U druhé varianty byla s každou jednotlivou modifikací postupně upravena excentricita spirální skříně. Byla zde uvedena tvorba geometrie, její příprava na výpočet tvorbou výpočtové sítě, která byla dále vylepšena v programu *ANSYS Fluent*. V uvedeném programu byly nastaveny okrajové podmínky a jiné parametry, které byly v této práci zmíněny, a byl spuštěn výpočet.

V poslední části práce byly probrány a analyzovány výsledky simulace CFD ve vstupní spirální skříni. Vyskytly se zjevně značné rozdíly mezi použitými turbulentními modely, zejména, když byla využita *Curvature Correction*. U ztrátových součinitelů byly vidět hlavní rozdíly u obou variant. Zdá se, že extrémní modifikace u první varianty je v tomto smyslu horší než původní varianta, zatímco, co se týče extrémní modifikace u druhé varianty, jedná se o opačný případ. Ovšem, co se týče grafů hmotnostního průtoku a jiných veličin, které byly hodnoceny na výstupu, je u extrémní modifikace varianty 1 vidět rovnější průběh po RL, kdežto u varianty 2 je průběh u extrémní varianty více kolísavý, což může mít dopady na jednotlivé lopatky.

V této bakalářské práci jsem se snažil stručně a srozumitelně uvést teorii proudění plynu a její aplikaci na proudění ve vstupní spirální skříni. V práci je vidět, že úpravy spirální skříně, a to u obou variant, mají spíše pozitivní vliv na ztrátové součinitele než negativní. Ovšem, pro pozouzení, která varianta je nejlepší, by bylo třeba provést u vybraných variant přesnější nestacionární výpočet s menším časovým krokem. Díky tomu by se dala provést přesná analýza namáhání lopatek a určit, jestli namáhání přesahuje dovolené limity nebo ne.

Nicméně, je důležité provádět takové simulace proudění, jelikož v průmyslu je vždy snaha nalézt efektivnější cesty ke splňování cílů.

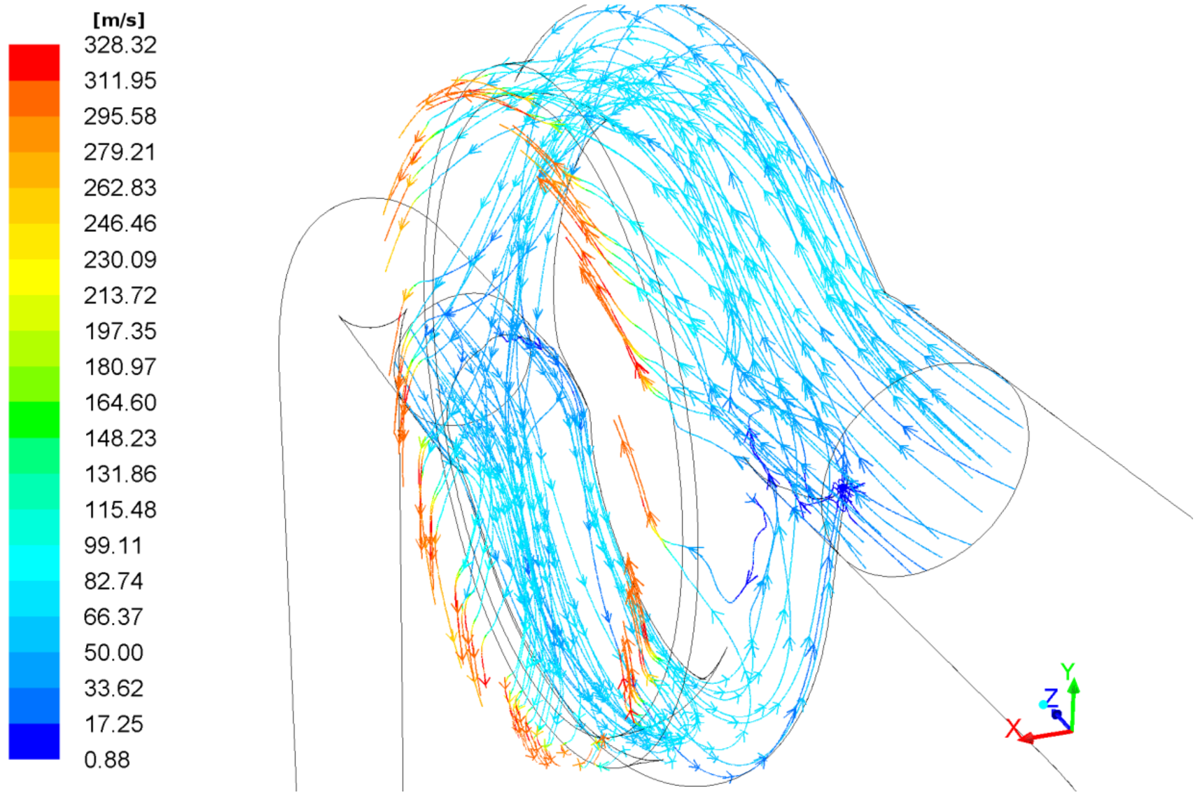
Seznam obrázků:

Seznam tabulek:

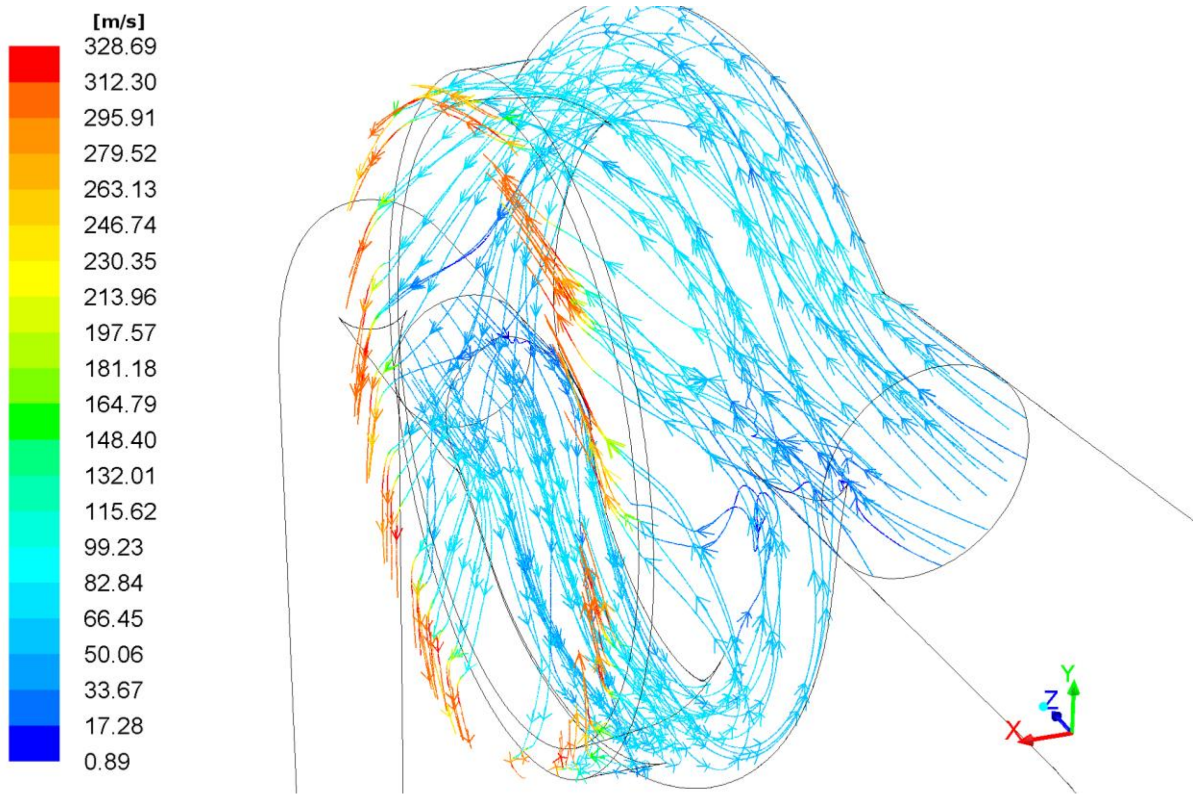
Seznam použité literatury

[1] *Naše řeč* [online] [cit. 23. 6. 2015] Dostupné z: http://nase-rec.ujc.cas.cz/archiv.php?art=2886
[2] MULHOLLAND, E.: *British Gas cut electricity prices but left the price of gas unchanged*[online] [cit. 23. 6. 2015] Dostupné z: http://www.telegraph.co.uk/finance/personalfinance/household-bills/9009715/British-Gas-charges-more-than-rivals-despite-price-cut.html
[3] IUPAC. Compendium of Chemical Terminology, 2nd ed. (the "Gold Book"). Compiled by A. D. McNaught and A. Wilkinson. Blackwell Scientific Publications, Oxford (1997). [cit. 23. 6. 2015] Dostupné z: http://goldbook.iupac.org/S05910.html
[4] IUPAC. Compendium of Chemical Terminology, 2nd ed. (the "Gold Book"). Compiled by A. D. McNaught and A. Wilkinson. Blackwell Scientific Publications, Oxford (1997). [cit. 23. 6. 2015] Dostupné z: http://goldbook.iupac.org/S05921.html
[5] Thermodynamics – An Engineering Approach (2005)
[6] Thermodynamics – An Engineering Approach (2005)
[7] Přednášky Prof. Linharta z Přenosu tepla a hmoty
[8] COLLIER, J.: *Osborne Reynolds* [online] [cit. 23. 6. 2015] Dostupné z: http://en.wikipedia.org/wiki/File:OsborneReynolds.jpg
[9] Mechanika tekutin – Linhart
[10] *Ludwig Prandtl*[online] [cit. 23. 6. 2015] Dostupné z: http://en.wikipedia.org/wiki/File:Prandtl_portrait.jpg
[11] Pijush, Kundu, Cohen
[12] Pijush, Kundu, Cohen
[13] An Introduction to Turbulence Models – Lars Davidson
[14] URL:<http://www.openfoam.org/features/turbulence.php>[cit. 23. 6. 2015]
[15] Turbulence Modeling for Engineering Flows – Florian R. Menter
[16] ANSYS FLUENT Theory Guide

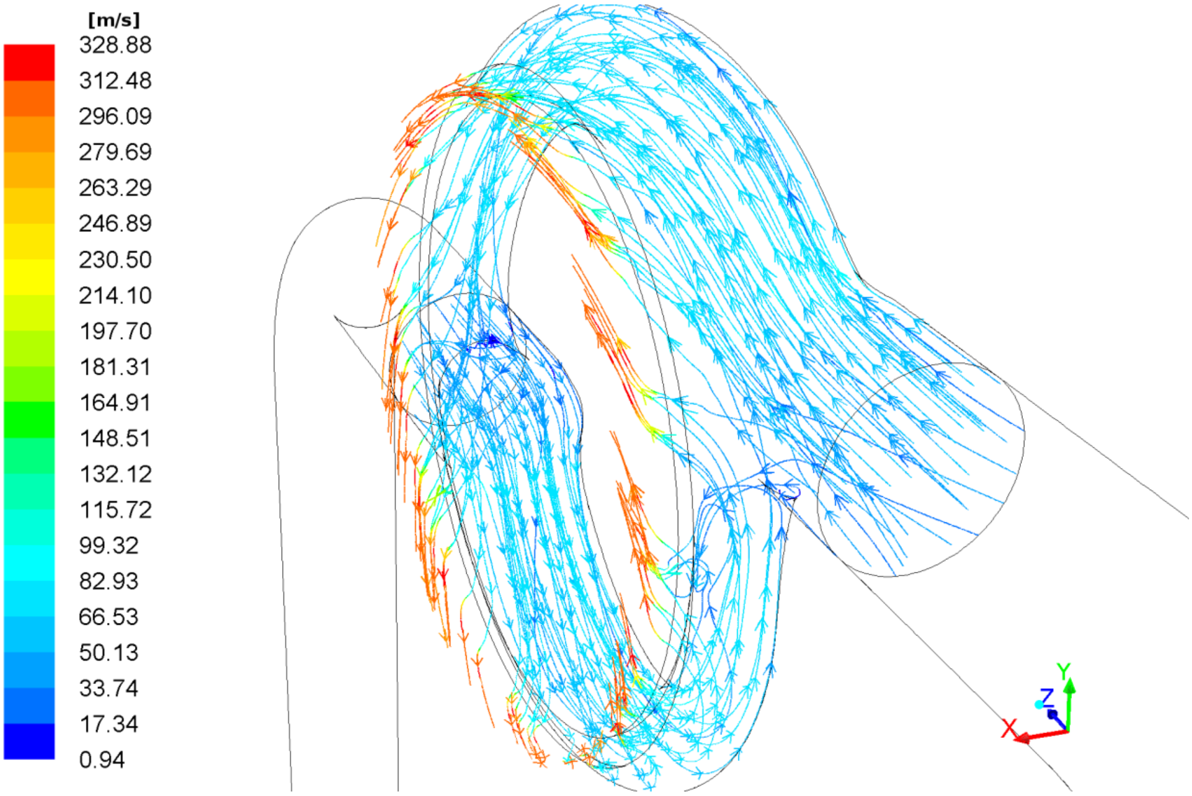
Seznam příloh



Příloha 1: Trajektorie proudění vybarvené podle velikosti rychlosti – varianta 180 mm



Příloha 2: Trajektorie proudění vybarvené podle velikosti rychlosti – varianta 250 mm



Příloha 3: Trajektorie proudění vybarvené podle velikosti rychlosti – varianta *e* = 85 mm