



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

ANALÝZA PROUDĚNÍ S OHLEDEM NA TURBULENCE V MĚŘICÍ KOMOŘE PLYNOMĚRU

FLOW ANALYSIS WITH RESPECT TO THE TURBULENCE IN THE
MEASURING CHAMBER OF THE METER

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Kristýna Leplová

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2016

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Mikroelektronika a technologie**

Ústav elektrotechnologie

Studentka: Kristýna Lepřtová

ID: 155440

Ročník: 3

Akademický rok: 2015/16

NÁZEV TÉMATU:

Analýza proudění s ohledem na turbulence v měřící komoře plynoměru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte problematiku interního proudění tekutin. Seznamte se se systémem Ansys Fluent pro analýzu proudění tekutin s důrazem na turbulentní moduly. Na vytvořeném 3D objemovém modelu měřící komory ultrazvukového plynoměru proveďte rozbor řešeného problému.

Na vytvořeném 3D objemovém modelu měřící komory ultrazvukového plynoměru proveďte v systému Ansys Fluent metodou konečných objemů rozbor řešeného problému a následnou analýzu stability proudového pole s ohledem na normovanou škálu průtoků a normované poruchy v přírodním potrubí. Proveďte citlivostní analýzu a vliv volby turbulentních modelů na výsledek.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího bakalářské práce.

Termín zadání: 8.2.2016

Termín odevzdání: 2.6.2016

Vedoucí práce: doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Konzultant bakalářské práce:

doc. Ing. Jiří Háze, Ph.D., předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do dílech autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 48a druhé, hlavy VI, díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Vysoké učení technické v Brně / Technická 3058/10 / 602 00 / Brno

Abstrakt

Tato práce se zabývá simulací dynamiky tekutin v ultrazvukovém plynoměru s ohledem na normované poruchy v přívodním potrubí plynoměru.

V teoretické části práce je popsána problematika ultrazvukových plynoměrů a základní rovnice popisující stav tekutin a turbulence tekutin. Dále využitý systém ANSYS Fluent.

Cílem praktické části práce je vytvoření 3D objemového modelu měřicí komory ultrazvukového plynoměru s variantami normovaných poruch pomocí systému SolidWorks následné analýzy pomocí systému Ansys Fluent s vyhodnocením charakteru proudění v normované škále průtoků.

Klíčová slova

Ultrazvukový plynoměr, Ansys, Fluent, Metoda konečných objemů.

Abstract

This work deals with the simulation of fluid dynamics in the ultrasonic gas meter with regard to standardized disturbances in the supply line of the meter.

The theoretical part describes the problems of ultrasonic gas meters and basic equations describing fluid status and fluid turbulence. Further, utilized ANSYS Fluent.

The aim of practical part is to create a 3D solid model of the measuring chamber of the ultrasonic gas meter with a variety of standard faults using SolidWorks subsequent analysis using ANSYS Fluent, assessing the nature of the flow in the standard range of flow rates.

Keywords

Ultrasonic gas meter, Ansys, Fluent, The finite volume method

Bibliografická citace

LEPLTOVÁ, K. *Analýza proudění s ohledem na turbulence v měřicí komoře plynoměru*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 91 s. Vedoucí bakalářské práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci na téma „Analýza proudění s ohledem na turbulence v měřicí komoře“ jsem vypracovala samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením projektu jsem neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhla nepovoleným způsobem do cizích autorských práv osobních a jsem si plně vědoma následků porušení ustanovení § 11 a následujícího autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 26.5.2016

.....
Podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu bakalářské práce doc. Ing. Jiřímu Maxovi, Ph.D. za trpělivost, ochotu pomoci, výbornou komunikaci a další cenné rady při zpracování bakalářské práce.

V Brně 26.5.2016

.....
Podpis autora

Obsah

ABSTRAKT	3
KLÍČOVÁ SLOVA	3
ABSTRACT	3
KEYWORDS	3
BIBLIOGRAFICKÁ CITACE	4
PROHLÁŠENÍ	5
PODĚKOVÁNÍ	6
ÚVOD	12
1 PLYNOMĚRY	13
1.1 DĚLENÍ PLYNOMĚRŮ	13
1.1.1 <i>Objemové plynoměry</i>	13
1.1.2 <i>Olejový plynoměr</i>	13
1.1.3 <i>Rotační pístový plynoměr</i>	13
1.1.4 <i>Rychlostní plynoměry</i>	13
1.1.5 <i>Dynamické plynoměry</i>	13
1.1.6 <i>Plynoměry ultrazvukové</i>	13
1.2 ULTRAZVUKOVÉ PRŮTOKOMĚRY	14
2 ZADÁNÍ PLYNOMĚRU	15
2.1 3D OBJEMOVÝ MODEL	15
2.2 PORUCHY PROUDĚNÍ U PLYNOMĚRŮ	16
2.2.1 <i>Malé poruchy</i>	16
2.2.2 <i>Velké poruchy</i>	16
2.3 ANALYZOVANÁ ŠKÁLA PRŮTOKŮ	19
2.4 MATERIÁL	20
2.4.1 <i>Složení zemních plynů</i>	20
2.4.2 <i>Hustota zemních plynů</i>	20
2.4.3 <i>Měrná tepelná kapacita zemních plynů</i>	21
2.4.4 <i>Tepelná vodivost zemních plynů</i>	22
2.4.5 <i>Viskozita zemních plynů</i>	23
2.4.6 <i>Použitý plyn</i>	24
3 POPIS MODELU PROUDĚNÍ TEKUTINY	25
3.1 TURBULENTNÍ PROUDĚNÍ.....	25
3.2 PROUDĚNÍ SKUTEČNÝCH KAPALIN	25
3.3 NESTLAČITELNÉ A STLAČITELNÉ PROUDĚNÍ	27
3.4 ZÁKLADNÍ ROVNICE POPISUJÍCÍ PROUDĚNÍ V ŘEŠENÉ KOMOŘE	29
3.5 OKRAJOVÉ A POČÁTEČNÍ PODMÍNKY ŘEŠENÍ	33
3.5.1 <i>Podmínky vstupu a výstupu</i>	34
3.5.2 <i>Tlak na vstupu</i>	34
3.5.3 <i>Tlak na výstupu</i>	35
3.5.4 <i>Odčerpávání</i>	35

3.5.5	Podmínky pro rovnici energie	35
4	ANSYS FLUENT.....	36
5	METODA KONEČNÝCH OBJEMŮ.....	38
5.1	PROSTOROVÉ PRVKY METODY KONEČNÝCH OBJEMŮ	38
5.2	POUŽITÁ MESH.....	38
6	ANSYS PREPROCESSING	40
6.1	MODULY TURBULENCE.....	40
6.1.1	Reynoldsovo číslo	40
6.1.2	Kinematická viskozita.....	40
6.1.3	Prandtlovo číslo.....	41
6.1.4	Řešení turbulence v Ansys Fluent.....	42
6.1.5	Metody časového středování – RANS.....	42
6.1.6	Boussinesquova hypotéza	43
6.2	TURBULENTNÍ MODELY V ANSYS FLUENT	44
6.2.1	Spalart-Allmaras	45
6.2.2	Modely $k-\epsilon$	45
6.2.3	Modely $k-\omega$	46
6.2.4	$k-kl-\omega$ transition.....	47
6.2.5	Transition SST.....	47
6.2.6	Reynolds Stress Model (RSM)	47
6.3	VOLBA TURBULENTNÍHO MODELU	48
6.4	NASTAVENÍ OKRAJOVÝCH PODMÍNEK.....	48
6.5	SOLUTION.....	49
6.5.1	Relaxační faktory.....	49
6.5.2	Kritéria konvergence	49
7	POPIS STYLU VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ PRO PLYN.....	51
7.1	VYHODNOCENÍ VELIČINY RYCHLOSTI.....	51
7.2	VYHODNOCENÍ VELIČINY INTERMITTENCY.....	54
7.3	VYHODNOCENÍ VELIČINY TLAKU	55
7.4	VYHODNOCENÍ VELIČINY Y^+	57
8	VYHODNOCENÍ PŘÍMÉHO TVARU	59
8.1	VARIANTA $0.25 \text{ m}^3/\text{H}$	60
8.2	VARIANTA $1 \text{ m}^3/\text{H}$	62
8.3	VARIANTA $2.5 \text{ m}^3/\text{H}$	64
8.4	VARIANTA $6 \text{ m}^3/\text{H}$	66
8.5	VARIANTA $16 \text{ m}^3/\text{H}$	68
8.6	VARIANTA $40 \text{ m}^3/\text{H}$	70
9	VYHODNOCENÍ TVARU S KOLENY	72
9.1	VARIANTA $0.25 \text{ m}^3/\text{H}$	73
9.2	VARIANTA $1 \text{ m}^3/\text{H}$	75
9.3	VARIANTA $2.5 \text{ m}^3/\text{H}$	76
9.4	VARIANTA $6 \text{ m}^3/\text{H}$	78
9.5	VARIANTA $16 \text{ m}^3/\text{H}$	79
9.6	VARIANTA $40 \text{ m}^3/\text{H}$	81
10	VYHODNOCENÍ TVARU SE ZASLEPENÍM.....	83

10.1	VARIANTA 0.25 M ³ /H.....	84
10.2	VARIANTA 1 M ³ /H.....	85
10.3	VARIANTA 2.5 M ³ /H.....	87
10.4	VARIANTA 6 M ³ /H.....	88
10.5	VARIANTA 16 M ³ /H.....	90
10.6	VARIANTA 40 M ³ /H.....	91
11	SROVNÁNÍ VARIANT	93
12	CITLIVOSTNÍ ANALÝZY.....	94
	ZÁVĚR.....	95
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	96

Seznam obrázků

OBR. 2.1:	ZKOUMANÝ 3D OBJEMOVÝ MODEL.....	15
OBR. 2.2:	UMÍSTĚNÍ SENZORŮ.....	16
OBR. 2.3:	SESTAVA ARMATUR PRO ANALÝZU MALÝCH PORUCH.....	17
OBR. 2.4:	SESTAVA ARMATUR PRO ANALÝZU VELKÝCH PORUCH.....	17
OBR. 2.5:	VARIANTA S KOLENY	18
OBR. 2.6:	VARIANTA SE ZASLEPENÍM.....	19
OBR. 6.1:	PRVKY MKO [1].....	38
OBR. 5.2:	CELKOVÝ POHLED NA VYTVOŘENOU SÍŤ.....	39
OBR. 5.3:	DETAILNÍ POHLED NA VYTVOŘENOU SÍŤ.....	39
OBR. 5.4:	SÍŤ V OBLASTI MEZNÍ VRSTVY.....	39
OBR. 6.1:	TYPY MODELOVÁNÍ TURBULENCE [6].....	41
OBR. 6.2:	REYNOLDS AVERAGED NAVIER-STOKES.[6].....	42
OBR. 6.3:	TURBULENTNÍ MODULY V ANSYS FLUENT.....	44
OBR. 6.4:	POUŽITÍ ZÁKLADNÍCH TYPŮ TURBULENTNÍCH MODULŮ.....	48
OBR. 6.5:	OKRAJOVÉ PODMÍNKY.....	48
OBR. 6.6:	INTERPOLAČNÍ SCHÉMATA [2].....	50
OBR. 7.1:	GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	51
OBR. 7.2:	VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	51
OBR. 7.3:	DRÁHA MĚŘICÍCH SOND.....	52
OBR. 7.4:	OBECNÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	52
OBR. 7.5:	ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI V OSE PROUDU.....	53
OBR. 7.6:	GRAFICKÉ ZOBRAZENÍ INTERMITTENCY.....	54
OBR. 7.7:	INTERMITTENCY.....	55
OBR. 7.8:	ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.....	56
OBR. 7.9:	ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE V JEMNĚJŠÍM ROZLIŠENÍ.....	56
OBR. 7.10:	ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE V MĚŘENÉ KOMOŘE V JEMNĚJŠÍM ROZLIŠENÍ.....	57
OBR. 7.11:	ZÁVISLOST PROUDU U STĚNY.....	57
OBR. 7.12:	ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	58
OBR. 7.13:	ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	58
OBR. 8.1:	PŘÍMÝ TVAR.....	59
OBR. 8.2:	GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	60
OBR. 8.3:	VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	61
OBR. 8.4:	ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.....	61
OBR. 8.5:	ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	62
OBR. 8.6:	GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	62
OBR. 8.7:	VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	63

OBR. 8.8: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE	63
OBR. 8.9: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	64
OBR. 8.10: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	64
OBR. 8.11: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	65
OBR. 8.12: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	65
OBR. 8.13: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	66
OBR. 8.14: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	66
OBR. 8.15: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	67
OBR. 8.16: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	67
OBR. 8.17: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	68
OBR. 8.18: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	68
OBR. 8.19: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	69
OBR. 8.20: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	69
OBR. 8.21: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	70
OBR. 8.22: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	70
OBR. 8.23: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	71
OBR. 8.24: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	71
OBR. 8.25: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	71
OBR. 9.1: VARIANTA S KOLENY	72
OBR. 9.2: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	73
OBR. 9.3: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	74
OBR. 9.4: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	74
OBR. 9.5: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	74
OBR. 9.6: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	75
OBR. 9.7: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	75
OBR. 9.8: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	75
OBR. 9.9: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	76
OBR. 9.10: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	76
OBR. 9.11: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	76
OBR. 9.12: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	77
OBR. 9.13: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	77
OBR. 9.14: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	78
OBR. 9.15: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	78
OBR. 9.16: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	78
OBR. 9.17: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	79
OBR. 9.18: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	79
OBR. 9.19: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	79
OBR. 9.20: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	80
OBR. 9.21: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	80
OBR. 9.22: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	81
OBR. 9.23: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	81
OBR. 9.24: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	81
OBR. 9.25: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	82
OBR. 10.1: VARIANTA SE ZASLEPENÍM.....	83
OBR. 10.2: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	84
OBR. 10.3: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	84
OBR. 10.4: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	84
OBR. 10.5: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	85
OBR. 10.6: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	85
OBR. 10.7: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	85

OBR. 10.8: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	86
OBR. 10.9: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	86
OBR. 10.10: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	87
OBR. 10.11: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	87
OBR. 10.12: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	87
OBR. 10.13: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	88
OBR. 10.14: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	88
OBR. 10.15: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	88
OBR. 10.16: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	89
OBR. 10.17: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	89
OBR. 10.18: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	90
OBR. 10.19: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	90
OBR. 10.20: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	90
OBR. 10.21: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	91
OBR. 10.22: GRAFICKÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	91
OBR. 10.23: VEKTOROVÉ ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI.....	91
OBR. 10.24: ROZLOŽENÍ TLAKOVÉHO POLE.	92
OBR. 10.25: ROZLOŽENÍ HODNOTY Y^+	92
OBR. 11.1: VZTAH PRŮMĚRNÉ RYCHLOSTI NA OBJEMOVÉM PRŮTOKU.	93

Seznam tabulek

TABULKA 2.1: HODNOTY VSTUPNÍCH OKRAJOVÝCH PODMÍNEK.	19
TABULKA 2.2: SLOŽENÍ JEDNOTLIVÝCH DRUHŮ ZEMNÍHO PLYNU	20
TABULKA 2.3: HUSTOTA JEDNOTLIVÝCH DRUHŮ ZEMNÍHO PLYNU.	21
TABULKA 2.4: MĚRNÁ TEPELNÁ KAPACITA JEDNOTLIVÝCH DRUHŮ ZEMNÍHO PLYNU.....	22
TABULKA 2.5: TEPELNÁ VODIVOST JEDNOTLIVÝCH DRUHŮ ZEMNÍHO PLYNU.....	23
TABULKA 2.6: DYNAMICKÁ VISKOZITA JEDNOTLIVÝCH DRUHŮ ZEMNÍHO PLYNU.....	24
TABULKA 2.7: HODNOTY POUŽITÉHO ZEMNÍHO PLYNU.	24
TABULKA 8.1: HODNOTY VSTUPNÍCH OKRAJOVÝCH PODMÍNEK.	60
TABULKA 9.1: HODNOTY VSTUPNÍCH OKRAJOVÝCH PODMÍNEK.	73
TABULKA 10.1: HODNOTY VSTUPNÍCH OKRAJOVÝCH PODMÍNEK.	83
TABULKA 11.1: HODNOTY SROVNÁNÍ VARIANT.....	93
TABULKA 12.1: SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŘI POUŽITÍ RŮZNÝCH TURBULENTNÍCH MODULŮ.	94
TABULKA 12.2: SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŘI POUŽITÍ RŮZNÉHO STUPNĚ ZJEMNĚNÍ MESH.	94
TABULKA 12.3: SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŘI POUŽITÍ RŮZNÉHO TYPU PRVKŮ MESH.	94

Úvod

V předložené bakalářské práci byla řešena analýza proudění plynu v ultrazvukovém plynoměru. Požadavkem je, aby v dráze měřicího ultrazvukového signálu byl stejný charakter proudění v celé měřicí škále objemového průtoku, aby nedocházelo ke zkreslení měřené veličiny.

V práci je nejprve proveden rozbor používaných plynoměrů s podrobnějším popisem zkoumaného druhu ultrazvukového plynoměru.

V další kapitole je proveden rozbor zadání práce s popisem normovaných typů poruch na přívodech potrubí k plynoměru a normalizované škále průtoků. Podle této normy byly prováděny analýzy daného ultrazvukového plynoměru. V této kapitole byly také popsány fyzikální vlastnosti zkoumaného zemního plyn, které je třeba zadat do systému Ansys Fluent.

V dalších dvou kapitolách je popsán systém Ansys Fluent, která byl použit pro analýzu daného problému a matematický model, který pro řešení používá. Jedná se o fyziku proudění stlačitelného média.

Na tento rozbor navazuje kapitola popisující stručně metodu konečných objemů, kterou Ansys Fluent diskretizuje výpočetní oblast a řeší daný problém.

Následně je podrobněji popsán způsob nastavení řešené úlohy v Ansys Fluent preproseing s důrazem na turbulentní moduly dostupné v systému, neboť výsledky analýz dané problematiky závisí především na přesném řešení turbulence.

Vlastní část práce se zabývá tvorbou 3D objemového modelu měřicí komory a přívodního potrubí podle normovaných poruch, na kterém byly provedeny dané analýzy a vyhodnocena vhodnost tvaru dané měřicí komory pro měření průtoku a její citlivost na měření v závislosti na poruchách přívodního potrubí.

1 Plynoměry

Plynoměr je přístroj na měření objemu a spotřeby plynů. Výsledek je vyjádřen v litrech (1 dm^3) nebo v m^3 .

Plynoměry se umísťují na dobře přístupných místech. Minimální vzdálenost od spotřebičů je určena předpisy. Nesmí být umístěn v chráněných únikových chodbách. Vstup do plynoměru je vždy z levé strany z pohledu číselníku. Na vstupu musí být osazen uzávěrem. V přesně daných intervalech by měl být plynoměr vyměněn a podroben ocejchování.

1.1 Dělení plynoměrů

Pro domácnostní odběry se používá plynoměr membránový, pro střední odběry rotační pístové, pro větší budovy (např. školy) plynoměry rychlostní. [7]

1.1.1 Objemové plynoměry

Suchý membránový plynoměr

Má tvar hranolu, v kterém jsou dva měchy, které se střídavě plní a vyprazdňují plynem. Každé naplnění se projeví na číselníku.

1.1.2 Olejový plynoměr

Má tvar hranolu a jsou v něm umístěny dva stejně veliké plechové zvony, ponořené v oleji. Zvony se střídavě plní a vyprazdňují plynem. Při tom se vynořují z oleje a zase do něj ponořují. Tento pohyb je opět přenesen na počítadlo plynoměru.

1.1.3 Rotační pístový plynoměr

Je založen na principu měření plynu rotujícími písty ve tvaru osmičky. Pohybem plynu se písty ve svém středu otáčejí a tento pohyb je přenesen na počítadlo plynoměru.

1.1.4 Rychlostní plynoměry

Prouděním plynu se otáčí lopatkové turbínové kolo a jeho otáčky se přenášejí soukolím na číselník. Tento druh plynoměru není příliš velký, ale vyžaduje delší úsek rovného potrubí. Malá hřídel může být vodorovná i svislá.

1.1.5 Dynamické plynoměry

Jsou založeny na jednoduchém principu rozdílného tlaku před a za clonou. Čím větší je průtok plynu, tím větší je rozdíl tlaku před a za clonou. Tyto plynoměry se používají pro měření většího množství plynu (např. v plynárnách).

1.1.6 Plynoměry ultrazvukové

Tyto plynoměry jsou plně elektronické a pracují na principu ultrazvuku. Zvuková vlna od vysílače, šířící se po směru průtoku plynu, vyžaduje pro překonání vzdálenosti mezi vysílačem a přijímačem méně času, než při šíření opačným směrem nebo při ustálení pohybu plynu. Tímto rozdílem lze určit množství protékajícího plynu.

1.2 Ultrazvukové průtokoměry

Ultrazvukové průtokoměry používají pro měření rychlosti proudění tekutiny v potrubí ultrazvukového vlnění.

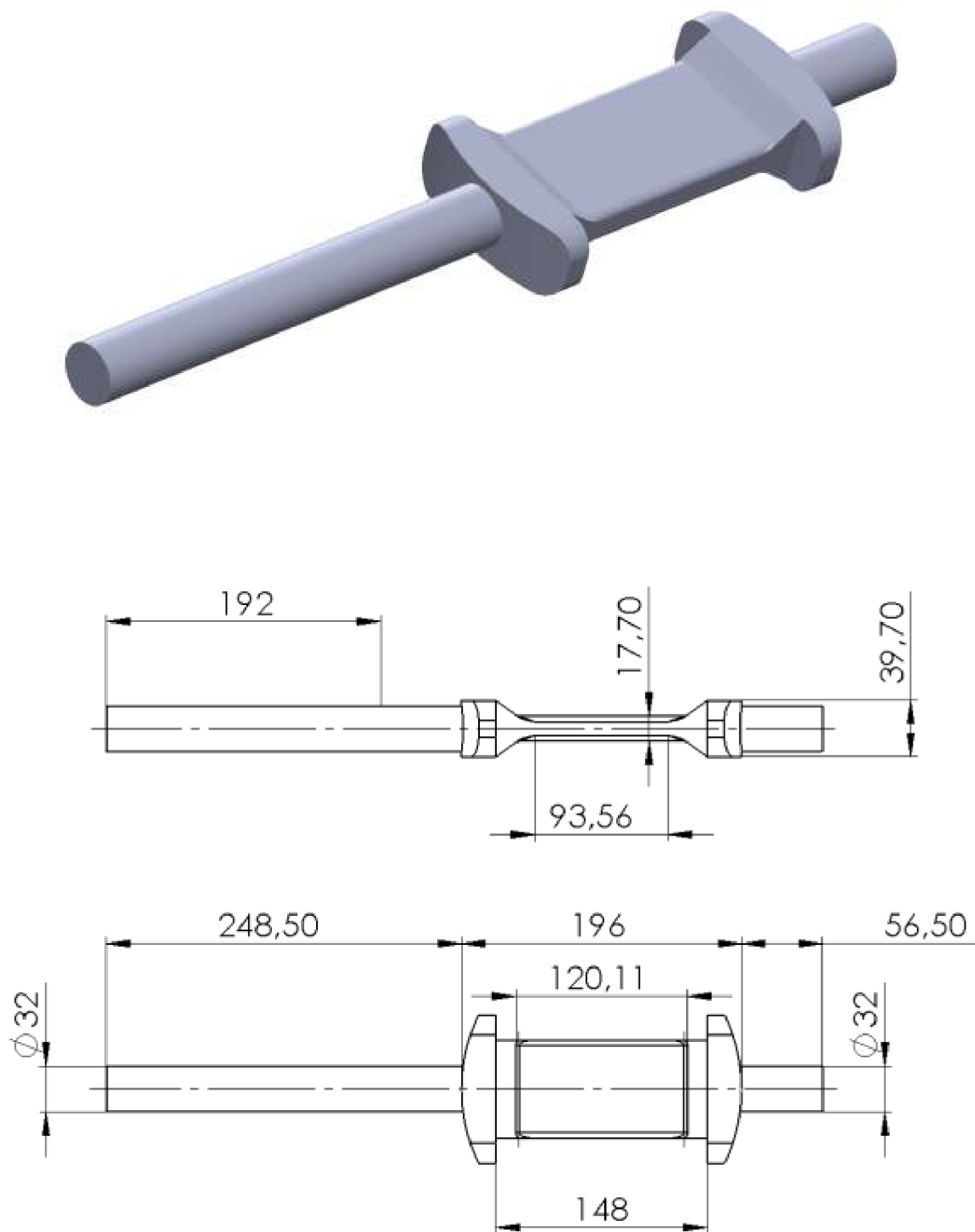
Přístroje, které využívají Dopplerova principu, vysílají do tekutiny ultrazvukové vlny s konstantní frekvencí a přijímají vlnění odražené od pevných částic nebo od bublin rozptýlených v tekutině. Vzhledem k pohybu částic nebo bublin s tekutinou, je frekvence přijatého ultrazvukového vlnění odlišná od frekvence vyslané vlny. Rozdíl frekvencí je pak úměrný rychlosti proudění tekutiny. Ultrazvukové průtokoměry, jehož sondy jsou orientovány ve směru proudění, se začínají používat jako měřicí průtokoměr u domovních plynoměrů. Jsou vyráběny ve velikostech G 10.

Druhým typem ultrazvukových průtokoměrů jsou přístroje založené na principu měření doby průchodu médiem. Tyto průtokoměry se skládají ze dvou vysílacích/přijímacích jednotek, které jsou umístěny za sebou ve směru proudění. Jeden z vysílačů vysílá ultrazvukový snímač po směru proudění a drhá proti směru proudění. Rozdíl mezi dobou přechodů obou signálů k druhé jednotce je úměrný rychlosti tekutiny. Na rozdíl od průtokoměrů založených na Dopplerově principu, tyto ultrazvukové průtokoměry měří pouze rychlost proudění čistých tekutin.

Stejně jako elektromagnetické průtokoměry, tak i ultrazvukové průtokoměry jsou bezkontaktní, proto nezpůsobují tlakovou ztrátu, a také neobsahují pohyblivé částice, které by se opotřebovávaly. [8]

2 Zadání plynoměru

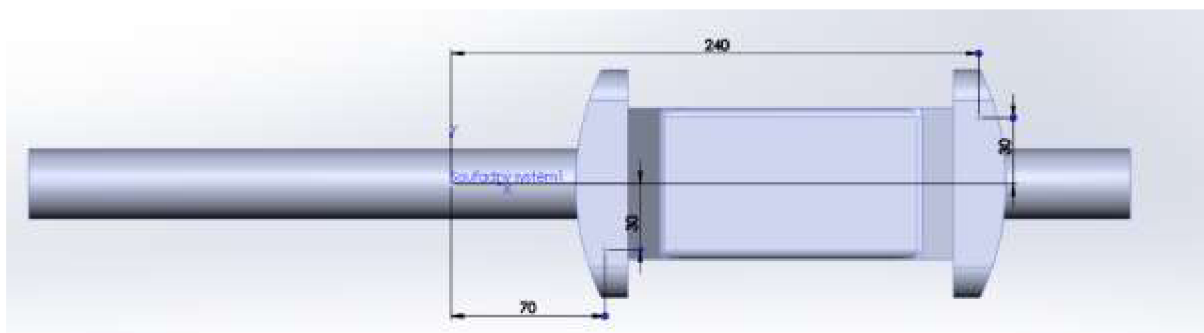
2.1 3D objemový model



Obr. 2.1: Zkoumaný 3D objemový model.

V 3D objemovém modeláři byl připraven 3D objemový model zkoumaného zařízení (obr. 2.1).

V příslušných místech byly umístěny body pro měření dráhy ultrazvukové vlny (obr. 2.2).



Obr. 2.2: Umístění senzorů.

2.2 Poruchy proudění u plynoměrů

Vyvíjené plynoměry musí obstát u zkoušek odolnosti proti ovlivnění měření poruchami při průtoku. Norma ČSN EN12261 definuje dva typy poruch proudění:

1. Malá porucha (low level pertubation) – Porucha způsobená potrubními prvky jako kolena, tvarovky T, zužujícími se a rozšiřujícími se prvky.
2. Velká porucha (high level pertubation) – Porucha způsobená regulátory nebo jinými škrťícími zařízeními.

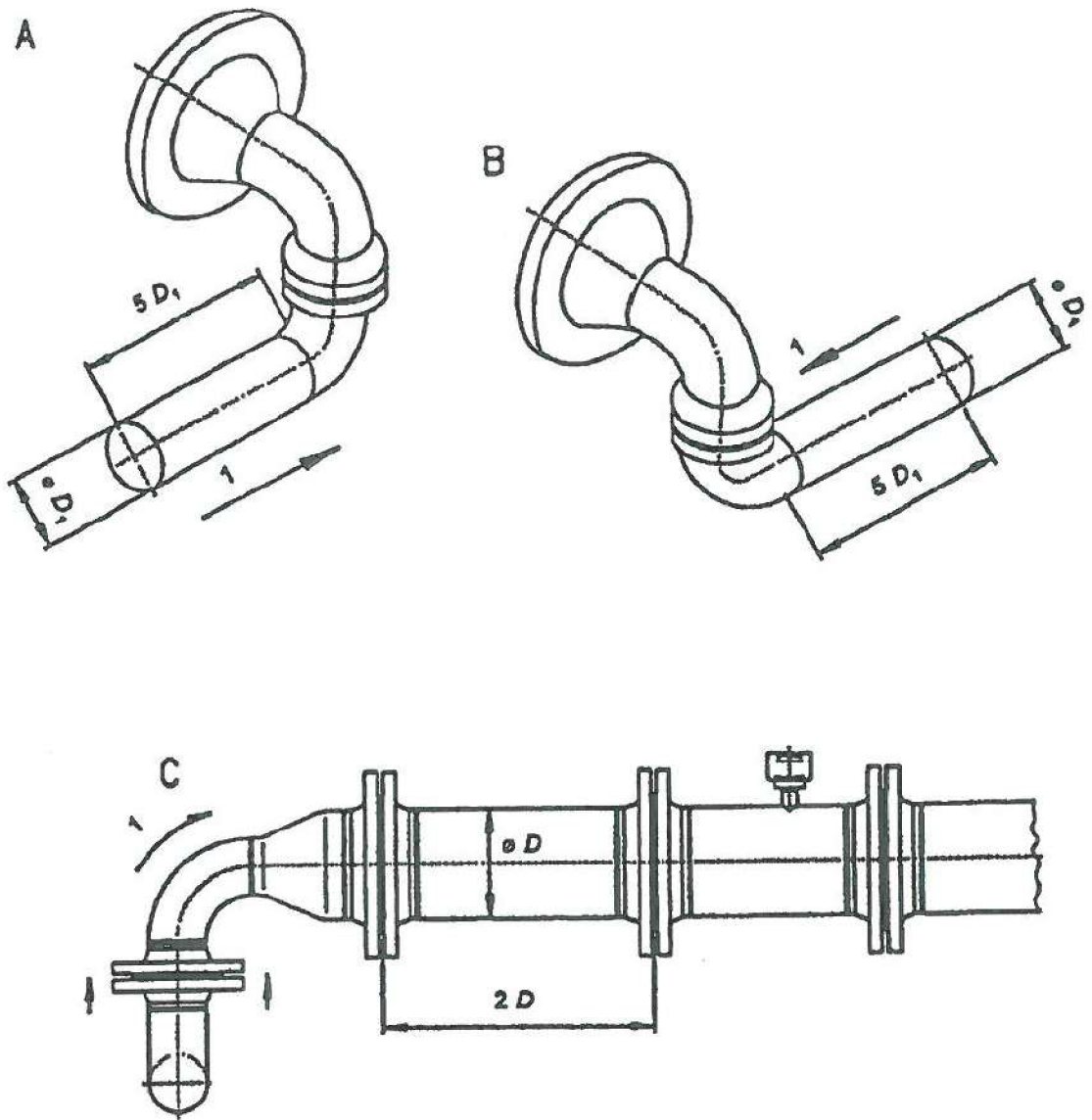
2.2.1 Malé poruchy

Vliv poruch se určí měřením chyby indikace v podmínkách bez poruch a za poruchových podmínek dle (obr.2.3). Obě měření probíhají v atmosférických podmínkách (± 100 mbar). Rozdíl mezi těmito chybami indikace v obou situacích (bez poruch a s poruchami) musí být menší než jedna třetina největší dovolené chyby.

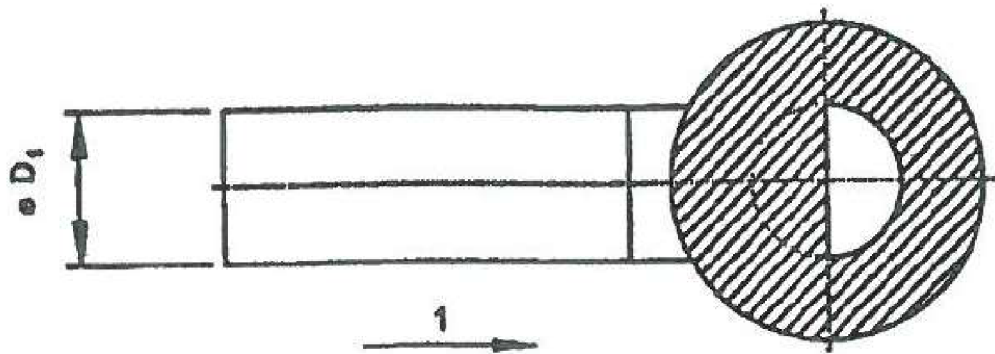
2.2.2 Velké poruchy

Pokud se zkouší v poruchových podmínkách dle (obr. 2.4-2.6), posun chyby musí být menší než jedna třetina největší dovolené chyby.

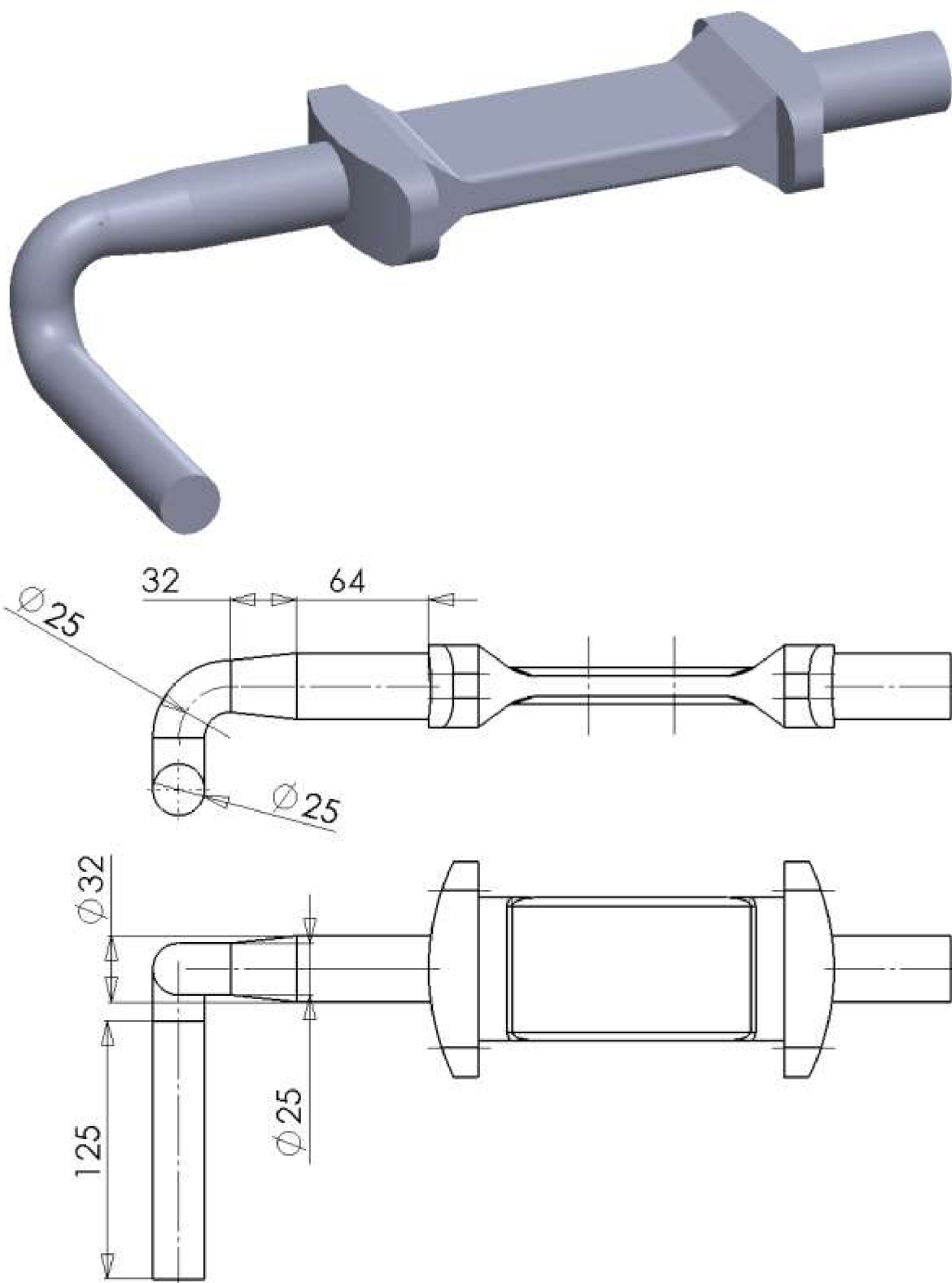
V obou případech platí, že jestliže tento požadavek je splněn, nebo pokud se vyskytují pouze malé poruchy ve vzdálenosti 2D nebo větší na přívodu před vstupem do měřidla, instalace nevyžaduje v přívodním potrubí žádné doplnění rovným potrubím k vyrovnání proudění do vstupu plynoměru. Naopak pokud je třeba do sestavy přívodního potrubí dodat rovnou část přívodního potrubí, musí být následně specifikována výrobcem. Tato sestava pak tvoří „měřící sestavu“, která je vhodná k instalaci ve vzdálenosti 2D za místem vzniku malé poruchy ve směru proudění.



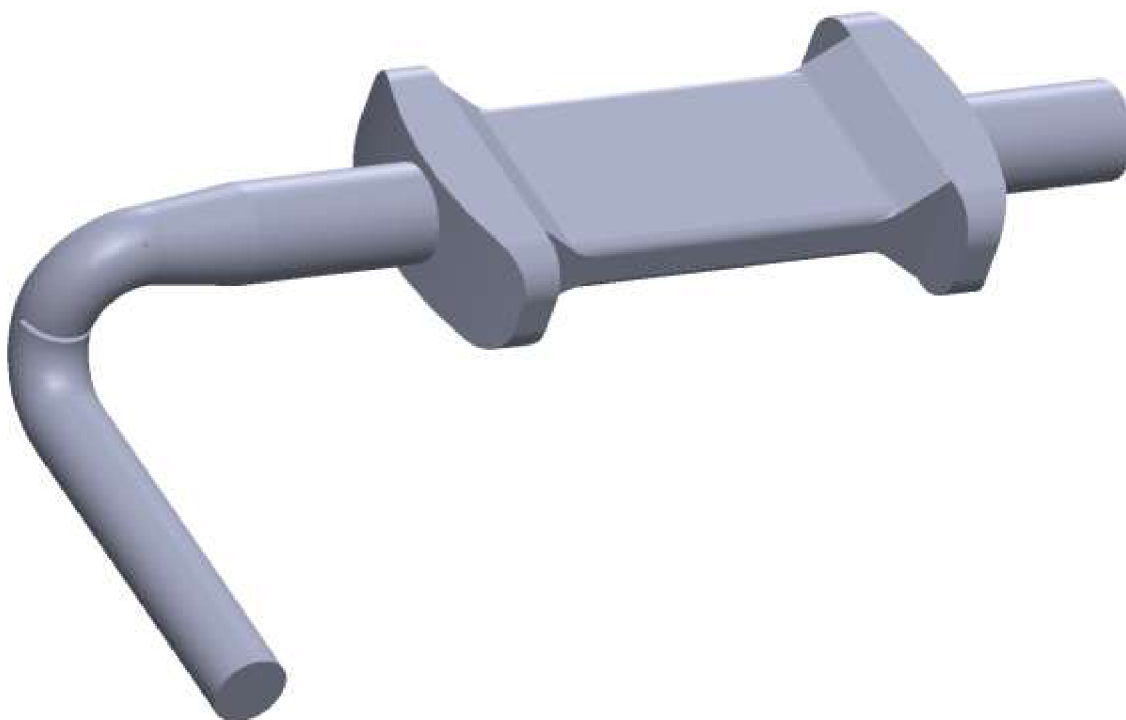
Obr. 2.3: Sestava armatur pro analýzu malých poruch.



Obr. 2.4: Sestava armatur pro analýzu velkých poruch.



Obr. 2.5: Varianta s koleny



Obr. 2.6: Varianta se zaslepením

2.3 Analyzovaná škála průtoků

Byla volena škála průtoků Q [m^3/h] podle normy ČSN EN12261, ve které probíhá testování plynoměů (tab. 2.1). V praxi byly tyto hodnoty přepočteny na vstupní rychlost, která byla nastavena jako okrajová podmínka.

Tabulka 2.1: Hodnoty vstupních okrajových podmínek.

	Objemový tok [m^3/h]	Rychlost Velocity Inlet [m/s]
1	0,25	0,086341
2	1	0,345366
3	2,5	0,863415
4	6	2,072195
5	16	5,525854
6	40	13,81464

2.4 Materiál

Pro výpočet byl volen materiál – Tranzitní zemní plyn [4].

2.4.1 Složení zemních plynů

V (tab. 2.2) jsou v objemových procentech uvedena složení vybraných zemních plynů používaných v zemích EU a zemního plynu těženého v ČR (jižní Morava).

Tabulka 2.2: Složení jednotlivých druhů zemního plynu

Složky zemního plynu	Tranzitní ZP [%]	Norský ZP (Ekofisk) [%]	Alžírský ZP (Hassi R Mel) [%]	Jihomoravský ZP [%]	Holandský ZP (Groningen) [%]
Metan CH ₄	98,39	85,80	86,90	97,70	81,31
Etan C ₂ H ₆	0,44	8,49	9,00	1,20	2,85
Propan C ₃ H ₈	0,16	2,30	2,60	0,50	0,37
Butan C ₄ H ₈	0,07	0,7	1,20	-	0,14
Pentan C ₅ H ₁₂	0,03	0,25	-	-	0,09
Dusík N ₂	0,84	0,96	0,30	0,60	14,35
Oxid uhličitý CO ₂	0,07	1,50	-	-	0,89

2.4.2 Hustota zemních plynů

Hustota zemního plynu ρ je hmotnost jednoho m³ zemního plynu v kilogramech. Hustota zemního plynu se stanoví výpočtem ze složení zemního plynu podle rovnice (2.1):

$$\rho = \frac{\sum \rho_{ni} \times r_i}{100} \quad [\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}] \quad (2.1)$$

ρ_{ni} - hustota jednotlivých složek zemního plynu (0°C, 101 325 Pa) [kg.m⁻³]

r_i - procentuální objemové podíly jednotlivých složek zemního plynu [%]

V (tab. 2.3) jsou uvedeny hodnoty hustot zemních plynů [kg.m⁻³] v závislosti na teplotě, při 101 325 Pa.

Tabulka 2.3: Hustota jednotlivých druhů zemního plynu.

Teplota [°C]	Tranzitní ZP	Norský ZP	Alžírský ZP	Holandský ZP
-30	0,82	0,95	0,94	0,94
-20	0,79	0,91	0,90	0,90
-10	0,76	0,88	0,87	0,87
0	0,73	0,85	0,83	0,83
10	0,70	0,82	0,80	0,80
15	0,69	0,80	0,79	0,79
20	0,68	0,79	0,78	0,78
30	0,66	0,76	0,75	0,75
40	0,64	0,74	0,73	0,73
50	0,62	0,72	0,71	0,70
60	0,60	0,69	0,68	0,68
70	0,58	0,67	0,68	0,66
80	0,57	0,65	0,62	0,63
90	0,55	0,64	0,63	0,61
100	0,53	0,62	0,61	0,48
200	0,42	0,19	0,48	0,40
300	0,35	0,10	0,40	0,34
400	0,30	0,34	0,34	0,29
500	0,26	0,30	0,29	0,29

2.4.3 Měrná tepelná kapacita zemních plynů

Měrná tepelná kapacita c zemního plynu je množství tepla, potřebné k ohřátí 1 m^3 zemního plynu o 1 K . V (tab. 2.4) jsou uvedeny hodnoty skutečných měrných tepelných kapacit c^t [$\text{kJ}\cdot\text{m}^{-3}\cdot\text{K}^{-1}$] tranzitního, norského a holandského zemního plynu v závislosti na teplotě, při $101\,325 \text{ Pa}$. Složení zemních plynů viz (tab. 2.2).

Tabulka 2.4: Měrná tepelná kapacita jednotlivých druhů zemního plynu.

Teplota [°C]	Tranzitní ZP	Norský ZP	Holandský ZP
-30	1,547	1,592	1,537
-20	1,559	1,608	1,535
-10	1,572	1,625	1,548
0	1,586	1,643	1,561
10	1,601	1,662	1,576
15	1,609	1,672	1,584
20	1,617	1,682	1,591
30	1,634	1,703	1,606
40	1,652	1,725	1,623
50	1,670	1,748	1,640
60	1,690	1,772	1,658
70	1,711	1,796	1,677
80	1,732	1,822	1,697
90	1,754	1,875	1,717
100	1,777	1,876	1,738
200	2,048	2,487	2,234
300	2,317	2,487	2,243
400	2,572	2,769	2,469
500	2,813	3,031	2,689

2.4.4 Tepelná vodivost zemních plynů

Tepelná vodivost zemního plynu λ je množství tepla, které proteče jedním čtverečním metrem vrstvy zemního plynu o tloušťce 1 m, při teplotním spádu 1 K, za hodinu. V (tab. 2.5) jsou uvedeny hodnoty tepelných vodivostí λ [$10^3 \cdot \text{J} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] tranzitního, norského a holandského zemního plynu v závislosti na teplotě, při 101 325 Pa.

Tabulka 2.5: Tepelná vodivost jednotlivých druhů zemního plynu.

Teplota [°C]	Tranzitní ZP	Norský ZP	Holandský ZP
-30	27,3	24,8	26,2
-20	28,3	25,7	27,1
-10	29,4	26,7	28,1
0	30,5	27,7	29,1
10	31,7	28,8	30,2
15	32,2	29,4	30,7
20	32,8	29,9	31,2
30	34,0	31,1	32,3
40	35,2	32,2	33,5
50	36,4	33,4	34,6
60	37,7	34,7	35,8
70	39,0	35,9	37,0
80	40,3	37,2	38,2
90	41,6	38,5	39,4
100	43,0	39,8	40,7
200	58,6	55,0	55,0
300	75,8	71,6	70,6
400	94,0	89,1	87,2
500	113,0	107,3	104,3

2.4.5 Viskozita zemních plynů

Dynamická viskozita zemního plynu η vyjadřuje míru vnitřního pnutí a odporů při proudění zemního plynu. Kinematická viskozita zemního plynu ν vyjadřuje viskozitu zemního plynu se zřetelem na jeho hustotu. V (tab. 2.6) jsou uvedeny hodnoty dynamických viskozit η [$10^6 \cdot \text{kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$] tranzitního, norského a holandského zemního plynu v závislosti na teplotě, při 101 325 Pa.

Tabulka 2.6: Dynamická viskozita jednotlivých druhů zemního plynu.

Teplota [°C]	Tranzitní ZP	Norský ZP	Holandský ZP
-30	9,65	9,37	10,22
-20	9,94	9,49	10,52
-10	10,24	9,78	10,84
0	10,54	10,08	11,16
10	10,83	10,67	11,47
15	10,98	10,82	11,63
20	11,12	10,96	11,78
30	11,41	11,25	12,08
40	11,70	11,53	12,38
50	11,98	11,81	12,68
60	12,26	12,09	12,98
70	12,54	12,37	13,27
80	12,81	12,65	13,56
90	13,09	12,91	13,84
100	13,36	13,18	14,13
200	15,93	15,74	16,84
300	18,33	18,13	19,36
400	20,59	20,38	21,73
500	22,73	22,51	23,98

2.4.6 Použitý plyn

V našem případě byly pro výpočet použity fyzikální hodnoty Tranzitního zemního plynu (tab. 2.7).

Tabulka 2.7: Hodnoty použitého zemního plynu.

Hustota	0.68	kg/m ³
Specifické teplo	2205	J/kg.K
Tepelná vodivost	0.0328	W/m.K
Viskozita	$1.112 \cdot 10^{-5}$	Kg/m.s
Molekulární hmotnost	16.4	Kg/mol

3 Popis modelu proudění tekutiny

3.1 Turbulentní proudění

Informace k následující kapitole byly čerpány ze zdroje [8]. Proudění se obecně nazývá turbulentní, jestliže jeho proměnné vykazují chaotické fluktuace jak v prostoru, tak v čase. První práce z oblasti turbulentního pohybu tekutin jsou od Osborna Reynoldse.

Rovnice popisující takové proudění jsou známy již desítky let. V současné době byl udělán významný pokrok, zvláště v oblasti nelineárních dynamických systémů nebo teorie chaosu, úplné řešení turbulence nelze v blízké budoucnosti očekávat. Navzdory náhodnosti turbulence detailní studie ukazují, že turbulentní proudění sestává z prostorových struktur turbulentních vírů,

Je snahou charakterizovat turbulenci pomocí těchto struktur, aby bylo možno vysvětlit dynamiku turbulence při vzniku, vývoji a zániku vírů jako funkci času. Je zřejmé, že tento výzkum závisí na možnostech získat informace o prostorových strukturách turbulence a jejich vývoji v řase. Tedy jak experimentálně, tak i početně se takový systém popisuje jako chaotický a neregulární, a pouze ve statistickém smyslu lze dosáhnout opakovatelnosti. Navíc informace o prostorových strukturách je obtížné získat laboratorně, protože takový experiment vyžaduje simultánní měření na několika měřicích místech a v různých časech.

Jak bylo prezentováno dříve, rovnice proudění tekutin jsou dobře známy. Rychlý rozvoj výpočetní techniky v posledních patnácti letech umožňuje řešit tyto rovnice přístupem, který se nazývá numerická simulace, což je jeden z nástrojů studia základních aspektů turbulence. Její hlavní výhodou je, že dává detailní informace o trojdimenzionálních strukturách, které nelze získat měřením v laboratoři.

Jak bylo řečeno v úvodu, turbulentní proudění obsahuje prostorové struktury, nazývané turbulentní víry různých velikostí. Velké víry obsahující energii se rozpadají na menší. Tento kaskádní proces je ukončen disipací energie nejmenších vírů na teplo.

Během posledního období koncept turbulentních vírových, tzv. koherentních struktur vedl k detailnějšímu mechanickému popisu jevu odpovědného za generaci a přenos turbulence. Moderní zevrubná definice zahrnuje rozpoznatelné tvary, znovu se objevující v proudovém poli. Koherentní struktury jsou oblasti v tekutině, ve kterých existují prostorové korelace fluktuací rychlostí vysokého stupně, které jsou relativně stálé v čase. Rozlišují se dva typy struktur, struktury v blízkosti stěny a struktury uprostřed proudu.

3.2 Proudění skutečných kapalin

Proudění skutečných kapalin může být klasifikováno jako laminární nebo turbulentní proudění. V případě jednorozměrného proudění v potrubí hranici tvoří experimentálně určené kritické Reynoldsovo číslo Re , definováno vztahem (3.1):

$$Re = \frac{v_s \times d}{\nu} \quad (3.1)$$

kde v_s je střední rychlost v potrubí, d jeho průměr a ν kinematická viskozita.

Kritická hodnota Re_{krit} pro potrubí kruhového průřezu je 2320. Při $Re \leq Re_{krit}$ se v potrubí vyvine uspořádané laminární proudění, pohyb se děje ve vrstvách a částice tekutiny se nepohybují napříč průřezem. Je-li $Re \geq Re_{krit}$, proudění je turbulentní. Při vyšších

Reynoldsových číslech částice tekutiny konají neuspořádaný pohyb všemi možnými směry. Tento pohyb je nepravidelný, náhodný a připomíná pohyb molekul plynu, ale na rozdíl od molekul se částice tekutiny mohou rozpadat a ztrácet tak svou identitu. Pohyb částic kolmo ke stěně zvyšuje tok hybnosti ke stěně, a proto je pokles tlaku ve směru proudění mnohem větší než u laminárního proudění. Následkem promíchávání tekutiny jsou rozdíly rychlosti na různých místech průřezu mnohem menší než u laminárního proudění mimo oblast poblíž stěny.

U turbulentního proudění bylo na základě experimentálních měření zjištěno, že na stěnách potrubí nebo obtékaného tělesa vzniká vrstva kapaliny s laminárním pohybem, tzv. laminární podvrstva, jejíž tloušťka je několik desetin milimetrů. Těsně za laminární podvrstvou je přechodová vrstva mezi laminární podvrstvou a turbulentním jádrem, které tvoří další oblast turbulentního proudu.

Laminární podvrstva a přechodová vrstva tvoří turbulentní mezní vrstvu. Uvažujme nejjednodušší případ - tenkou desku paralelní s proudem tekutiny. Tlak je v celém objemu tekutiny konstantní. Tekutina na desce lpí, protože vlivem viskozity se zabrzdí nejbližší vrstvy tekutiny u povrchu desky. Rychlost tekutiny s odlehlostí od stěny narůstá až na hodnotu rychlosti nenarušeného proudu v nekonečnu. Tloušťka „zabrzděné“ tekutiny, tj. tloušťka mezní vrstvy je u náběžné hrany nulová a na odtokové hraně je maximální. V mezní vrstvě a oblasti kolem desky nejsou proudnice paralelní přímky, ale tvoří mírně se rozbíhající svazek. Složka rychlosti kolmá k desce je mnohem menší a lze ji zanedbat.

V přední části je mezní vrstva laminární, v zadní turbulentní, mezi nimi přechodová oblast. Okamžitá hranice turbulentní mezní vrstvy se s časem mění. Střední tloušťka turbulentní mezní vrstvy se vzdáleností od náběžné hrany narůstá. Kritérium pro stanovení přechodu laminární mezní vrstvy na turbulentní je opět kritické Reynoldsovo číslo, jehož hodnota se mění se stupněm turbulence proudu. Zpravidla se udává

$$Re_k = \frac{v_\infty \times x_k}{\nu} = 5 \times 10^5 \quad (3.2)$$

kde x_k je vzdálenost od náběžné hrany, ve které laminární mezní vrstva přechází do turbulentní. Je vidět, že stanovení typu proudění není zcela jednoduché a jednoznačné a záleží na zkušenostech řešitele. Proudění lze vizualizovat různými metodami a pozorovat odlišnosti laminárního a turbulentního proudění. U turbulentní mezní vrstvy lze definovat turbulentní (koherentní) vírové struktury charakteristické právě pro turbulentní proudění.

Turbulentní proudění je tedy náhodný pohyb částic tekutiny, tedy objemy obsahujících velké množství molekul, přičemž pohyb částic se skládá z uspořádaného středního pohybu a z náhodných fluktuací, z čehož vyplývá analogie mezi chováním molekuly a chováním částice tekutiny. Pohyb těchto molekul můžeme považovat za složený z uspořádaného makroskopického pohybu a náhodných fluktuací. Vlivem fluktuací se může dostat molekula z oblasti větší makroskopické rychlosti do oblasti menší makroskopické rychlosti a při nárazu na jinou molekulu se zpomalí, přičemž molekulu na niž narazila zrychlí a odevzdá jí část své hybnosti. Opačně je tomu, přechází-li molekula z oblasti menší rychlosti do oblasti větší rychlosti, kdy se její hybnost při nárazu zvětší. Tím dochází ke sdílení hybnosti mezi oblastmi tekutiny s rozličnou rychlostí, což se projevuje rostoucím odporem proti proudění jako vnitřní tření tekutiny.

Tečné napětí, vznikající u turbulentního proudění, není určeno pouze vnitřním třením v tekutině a rychlostním gradientem jako tomu je u laminárního proudění (Newtonův zákon), ale změnou hybnosti makroskopických částic, jako následek jejich pronikání mezi sousední vrstvy. Tento neuspořádaný pohyb vyvolá tzv. přídavné napětí.

O turbulentní viskozitě nemůžeme mluvit jako o fyzikální konstantě tekutiny, jako tomu je u molekulové viskozity laminárního proudění, ale jako o složité funkční závislosti stavu proudící tekutiny a poloze uvažovaného bodu, tedy sdílení hybnosti fluktuacemi a odlehlosti od stěny. Vlivem fluktuace dochází k intenzivnímu vyrovnání pohybových energií částic jednotlivých povrchových vrstev, takže rozdíl mezi v_{max} a střední rychlostí v_s průřezu je menší. Proto rychlostní profil u turbulentního proudění ve srovnání s laminárním je více plochý (nemá parabolický charakter).

Turbulence má difuzivní charakter. Gradienty rychlosti vyvolané turbulentními fluktuacemi rychlostí jsou zdrojem vazkých napětí a disipace energie. Zvyšuje se tak vnitřní energie tekutiny na úkor kinetické energie turbulence. Turbulence proto potřebuje trvalý přísun energie ke krytí těchto ztrát, jinak rychle zaniká.

3.3 Nestlačitelné a stlačitelné proudění

Proudění skutečných kapalin může být klasifikováno jako nestlačitelné nebo stlačitelné proudění. V případě proudění tekutiny pro hodnocení stlačitelnosti použijeme Machovo číslo M , definováno vztahem:

$$M = \frac{v}{c} \quad (3.3)$$

kde v je rychlost tekutiny, c je rychlost zvuku.

Pro rychlost zvuku v ideálním plynu platí vztah:

$$c = \sqrt{\kappa RT} \quad (3.4)$$

kde T je teplota plynu, R všeobecná plynová konstanta a κ je Poisonova konstanta udávající poměr měrných tepelných kapacit za stálého tlaku a stálého objemu, platí:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad (3.5)$$

Proudění považuje prakticky za nestlačitelné, když se neprojeví změna hustoty plynu na probíhající proudění, v případě že platí pro hodnotu Machova čísla vhodně volená nerovnost $M \leq (0,2 - 0,3)$.

V případě splnění nerovnosti lze považovat i proudění plynu za proudění nestlačitelné tekutiny, tj. kapaliny. Hustota plynu ρ při výpočtu je považována za konstantní a určuje se z počátečních podmínek.

V případě nesplnění nerovnosti je proudění plynu považováno za proudění stlačitelné tekutiny. Hustota plynu ρ při výpočtu je proměnná a vyhovuje rovnici stavu ideálního plynu ve tvaru

$$pV = nRT \quad (3.6)$$

Proudění stlačitelné tekutiny může být klasifikováno jako podzvukové nebo nadzvukové proudění. Kritériem je hodnota Machova čísla M . Kritické proudění je dosaženo při hodnotě Machova čísla $M_{kr} = 1$.

V případě jednorozměrového proudění ideálního plynu v trubici proměnného průtočného průřezu A platí pro určovací veličiny stavu proudu tekutiny rychlost v , tlak p , hustotu ρ a teplotu T parametrické závislosti na Machově čísle M a Poisonově konstantě κ

$$\frac{A}{A_{kr}} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \quad (3.7)$$

$$\frac{v}{v_{kr}} = \frac{M}{\left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.8)$$

$$\frac{p}{p_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}}} \quad (3.9)$$

$$\frac{T}{T_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right) \right]} \quad (3.10)$$

Při uvažovaném jednorozměrovém proudění v trubici proměnného průřezu definujeme následující tři charakteristické stavy proudění.

- Stav celkový (zbrzdění) $v_0 = 0, p_0, \rho_0, T_0, M_0 = 0$.
- Stav kritický $v_{kr}, p_{kr}, \rho_{kr}, T_{kr}, M_{kr} = 1$.
- Stav mezní $v_m, p_m = 0, \rho_m = 0, T_m = 0, M_m = \infty$.

Z rozboru charakteristických stavů proudění vyplývají významné poměry charakteristických veličin ve stavu celkovém, kritickém a mezním:

$$\frac{p_0}{p_{kr}} = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3.11)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_{kr}} = \left(\frac{\kappa + 1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (3.12)$$

$$\frac{T_0}{T_{kr}} = \frac{\kappa + 1}{2} \quad (3.13)$$

$$\frac{v_m}{v_{kr}} = \left(\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.14)$$

Z rozboru rovnic popisujících jednorozměrové proudění ideálního plynu v trubici proměnného průřezu vyplývají následující závěry.

- Zvětšování průřezu v podkritické oblasti proudění ($dA > 0$ a $M < 1$) má za následek zpomalování proudu a jeho kompresy ($dv < 0$, $dp > 0$, $d\rho > 0$, $dT > 0$).
- Zmenšování průřezu v podkritické oblasti proudění ($dA > 0$ a $M < 1$) má za následek zrychlování proudu a jeho expanzi ($dv > 0$, $dp < 0$, $d\rho < 0$, $dT < 0$).
- Zvětšování průřezu v nadkritické oblasti proudění ($dA > 0$ a $M > 1$) má za následek zrychlování proudu a jeho expanzi ($dv > 0$, $dp < 0$, $d\rho < 0$, $dT < 0$).
- Zmenšování průřezu v nadkritické oblasti proudění ($dA < 0$ a $M > 1$) má za následek zpomalování proudu a jeho kompresy ($dv < 0$, $dp > 0$, $d\rho > 0$, $dT > 0$).

Z výše uvedeného rozboru plyne důležitý závěr: „Zmenšování průtočného průřezu vede proudící plyn k jeho kritickému stavu, zatímco zvětšování průtočného průřezu proudící plyn od jeho kritického stavu oddaluje.“

K dosažení nadzvukového proudění v trubici proměnného průřezu je tedy třeba v podzvukovém proudu nejprve průřez trubice zmenšovat a po dosažení kritického stavu proudění začít průřez trubice poté zvětšovat, aby bylo dosaženo v trubici nadzvukového proudění (tvarování Lavalovy dýzy, tj. konvergentní a divergentní dýza).

V případě konvergentní dýzy (pouze zužující trubice) lze na výstupu z dýzy dosáhnout snížení tlaku v proudu plynu pouze na hodnotu kritického tlaku. V případě, že dle okrajových podmínek je k dispozici vyšší tlakový spád, nastává v oblasti za výstupem v minimálním průřezu trubice neřízená expanze v rozšiřujícím se paprsku proudu plynu z kritického tlaku na tlak okolního prostředí (plní se okrajová tlaková podmínka).

3.4 Základní rovnice popisující proudění v řešené komoře

Pro řešení problému byl použit profesionální program Ansys Fluent, který řeší systém následujících tří parciálních diferenciálních rovnic, doplněný stavovou rovnicí. Jde o trojrozměrný typ proudění stlačitelné, vazké tekutiny s přívodem tepla.

Základní rovnice popisující proudění vazké stlačitelné tekutiny v karteziánské souřadné soustavě zapsané v konzervativním tvaru jsou tři zákony zachování a to zákon zachování hmotnosti, zákon zachování pohybu a zákon zachování energie doplněné čtvrtou rovnicí a to rovnicí stavu uvažované tekutiny.

Rovnice spjitosti, vyjadřující zákon zachování hmotnosti, nabývá tvaru:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0 \quad , \quad \text{složka } i = 1, 2, 3 \quad . \quad (3.15)$$

Stokes – Navierova rovnice, vyjadřující aplikovanou Newtonovu větu o změně hybnosti, ve tvaru:

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad , \quad \text{index } j=1, 2, 3 \quad , \quad (3.16)$$

Rovnice energie, vyjadřující zákon zachování energii pro stlačitelnou tekutinu, nabývá tvaru:

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} (E + p) = \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad , \quad E = e + \frac{v^2}{2} \quad . \quad (3.17)$$

Rovnice stavu (3.6), vázající určovací veličiny stavu tekutiny, pro uvažovaný ideální plyn.

V uvedených rovnicích u je rychlost tekutiny, p je tlak tekutiny, ρ je hustota tekutiny, T je teplota tekutiny, e je vnitřní energie, S_i jsou vnější hmotnostní síly působící na jednotku hmotnosti (kupř. tíhová, odstředivá), QH je přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu, q_i je tok tepla difusní, τ_{ik} je tensor vazkých napětí a ij jsou indexy u veličin udávající sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace).

Výše uvedené základní rovnice pro řešení proudění stlačitelné tekutiny s uvažováním tření, vyjadřující zákony zachování hmotnosti, hybnosti a energie tvoří systém parciálních diferenciálních rovnic a lze je vyjádřit vhodným zápisem v obecné konzervativní formě:

$$\frac{\partial(\rho \zeta)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \zeta) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right) + S_\zeta \quad (3.18)$$

kde ζ je proměnná a členy na pravé straně diferenciální rovnice jsou postupně konvektivní člen, difúzní člen a zdrojový člen.

Pro zákon zachování hmotnosti platí pro proměnnou $\zeta = 1$ a pravá strana rovnice obsahuje pouze konvektivní člen. Tedy:

$$\zeta = 1 \quad , \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) \quad , \quad \text{složka } i=1, 2, 3 \quad . \quad (3.19)$$

Pro zákon zachování hybnosti platí pro proměnnou $\zeta = u_i$ a pravá strana rovnice obsahuje konvektivní člen, difúzní člen, zdrojový člen a tlak. Tedy:

$$\zeta = u_i \cdot \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad , \quad \text{index } j=1, 2, 3 \quad (3.20)$$

Pro zákon zachování energie platí pro proměnnou $\zeta = E + p$, $E = e + u^2/2$, kde e je vnitřní energie a pravá strana rovnice obsahuje konvektivní člen, difuzní člen, zdrojový člen a turbulentní viskozitu μ_t a rychlostí disipace ε . Tedy:

$$\zeta = E \quad , \quad \frac{\partial \rho E}{\partial t} = - \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} (E + p) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad , \quad (3.21)$$

$$E = e + \frac{u^2}{2} \quad , \quad e \text{ je vnitřní energie}$$

Pokud člen ζ představuje skalární veličinu jde o lineární rovnici druhého řádu, pokud ζ představuje složku rychlosti jde o nelineární rovnici druhého řádu. Převládá-li vliv difúzního členu, jedná se o rovnice eliptické, převládá-li vliv konvektivního transportu jde o rovnice parabolické a vliv významných tlakových změn popisují rovnice hyperbolické.

Pro Newtonské tekutiny tenzor vazkých napětí je definován vztahem:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad . \quad (3.22)$$

Reynoldsova napětí tvoří tenzor o devíti členech, přitom nezávislých je šest, proto je i rovnic šest, což tvoří rozsáhlý systém diferenciálních rovnic obtížně řešitelných. Proto je věnována pozornost teoriím, zabývajícím se jednodušším vyjádřením Reynoldsových napětí v rovnici (tzv. modely turbulence).

S využitím Boussinesquovy hypotézy nabývá tenzor Reynoldsových vazkých napětí upravený tvar, ve kterém je zavedena je turbulentní viskozita μ_t a turbulentní kinetická energie k . V rámci modelu k - ε turbulence, který je založený na dvou základních vlastnostech turbulence, a to na turbulentní kinetické energii k a turbulentní disipaci ε , lze určit turbulentní viskozita μ_t . K určení turbulentní kinetické energie k a rychlosti disipace ε jsou pak použity dvě transportní rovnice (dvourovnicový k - ε model, kterým se základní rovnice popisující proudění vazké tekutiny doplňují o dvě parciální diferenciální rovnice. Reynoldsova napětí tvoří tenzor o devíti členech, přitom nezávislých je šest, proto je i rovnic šest, což tvoří rozsáhlý systém diferenciálních rovnic obtížně řešitelných. Proto bude pozornost věnována teoriím, zabývajícím se jednodušším vyjádřením Reynoldsových napětí v rovnici (tzv. modely turbulence).

S využitím Boussinesquovy hypotézy nabývá tenzor Reynoldsových vazkých napětí upravený tvar, ve kterém je zavedena je turbulentní viskozita μ_t a turbulentní kinetická energie k :

$$\tau_{ij}^R = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad . \quad (3.23)$$

Zde δ_{ij} je Kroneckerova delta funkce (je rovna jedné pro $i = j$ a rovna nule pro ostatní případy), μ je dynamická viskozita, (pro laminární proudění platí $\mu_t = k = 0$).

V rámci modelu k - ε turbulence, který je založený na dvou základních vlastnostech turbulence, a to na turbulentní kinetické energii k a turbulentní disipaci ε , lze určit turbulentní viskozita μ_t . Tedy:

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad . \quad (3.24)$$

Zde f_μ je faktor turbulentní viskozity, který je definován vztahem:

$$f_\mu = [1 - \exp(-0.025 R_y)]^2 \cdot \left(1 + \frac{20,5}{R_T} \right), \quad kde \quad R_T = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}, \quad R_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu} \quad . \quad (3.25)$$

V rovnici je vzdálenost od stěny označena y .

K určení turbulentní kinetické energie k a rychlosti disipace ε jsou použity dvě transportní rovnice:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + S_k \quad , \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + S_\varepsilon \quad , \quad (3.27)$$

kde zdrojové členy S_k a S_ε jsou definovány vztahy:

$$S_k = \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon - \mu_t P_B \quad , \quad (3.28)$$

$$S_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu_t C_B P_B \right) - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad , \quad (3.29)$$

Zde P_B reprezentuje generaci turbulence způsobené vztlakovými silami může být vyjádřena vztahem:

$$P_B = -\frac{g_i}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} , \quad (3.30)$$

kde g_i je složka gravitačního zrychlení ve směru x_i , $\sigma_B = 0,9$ je konstanta, C_B je konstanta pro kterou platí $C_B = 1$ pro $P_B > 0$ a 0 pro ostatní případy;

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0,05}{f_\mu} \right)^3 , \quad f_2 = 1 - \exp(-R_T^2) . \quad (3.31)$$

Konstanty $C_\mu = 0,09$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$ jsou určeny empiricky pro COSMOSFloWorks v uvedených hodnotách.

Když Lewisovo číslo $Le = 1$ pak difusní tok tepla q_i je definován vztahem:

$$q_i = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_c} \right) \frac{\partial h}{\partial x_i} , \quad i = 1, 2, 3. \quad (3.32)$$

Zde $\sigma_c = 0,9$ je konstanta, Pr je Prandtlovo číslo a h je entalpie tekutiny.

Tyto rovnice popisují jak laminární tak turbulentní proudění. Přejed z laminárního proudění do turbulentního proudění a naopak je možný. Parametry k a μ_t jsou nulové pro čisté laminární proudění.

3.5 Okrajové a počáteční podmínky řešení

Pro řešení parciální diferenciální rovnice s proměnnou ζ je potřebné znát počáteční a okrajové podmínky řešené proměnné.

Základní okrajové podmínky proudění mohou být různého typu:

- Podmínky pro vstup a výstup proudu - lze je definovat pomocí tlaku nebo rychlosti. Speciální výstup se často definuje pomocí podmínek prvního druhu, tj. derivace podle normály je rovna nule (nulový normálový gradient).
- Podmínky na stěně - stěna může být nepohyblivá nebo pohyblivá (např. rotující nebo klouzající, se třením nebo bez tření, hladká nebo drsná).
- Podmínky symetrie - nulová normálová rychlost a nulové normálové gradienty všech hledaných veličin.
- Podmínky periodické (cyklické) – používají se v případě, kdy se opakují proudové útvary, mohou být rotačního typu a translačního typu, kdy se umožňuje definování tlakového spádu ve směru proudící tekutiny po celé délce oblasti.
- Všechny typy podmínek mohou být časově závislé, pokud to vyžaduje jejich charakter.

Další okrajové podmínky se netýkají proudění jako takového, ale dalších veličin vyplývajících ze složitosti matematického modelu, jako je skalární veličina teplota, teplotní toky, radiace, hmotnostní zlomky (resp. molové zlomky) příměsí apod.

3.5.1 Podmínky vstupu a výstupu.

Na průtočných hranicích lze definovat tři typy okrajových podmínek, tj. vstup nebo výstup rychlosti, vstup nebo výstup tlaku a obecný výstup při nulovém gradientu (outlet). Pro dvě průtočné hranice mohou nastat pouze následující základní kombinace okrajových podmínek, (kombinace vstupní rychlosti a výstupní rychlosti nemůže nastat, protože rychlost na druhém vstupu se počítá z rovnice spojitosti):

vstup (rychlost)	→	výstup (outlet)
vstup (rychlost)	→	výstup (tlak)
vstup (tlak)	→	výstup (tlak)

Rychlostní podmínka se používá k definování rychlosti a skalárních veličin proudu na vstupu do oblasti. Je třeba vzít v úvahu směr proudění, čímž se vlastně určí objemový průtok. Zadávání rychlosti na vstupu není vhodné u stlačitelného proudění, protože u stačitelného proudění se předpokládá nekonstantní hustota, která je závislá na stavových veličinách tlaku a teplotě a ovlivňuje objemový průtok, a tím rychlost, což může vést k nereálným výsledkům. V tomto případě se zadává hmotnostní průtok. Rychlost se definuje buď jako konstantní veličina, tj. hodnota střední rychlosti, nebo přesnější rychlostní profil.

Velký význam v souvislosti se vstupní okrajovou podmínkou má nastavení turbulentních parametrů v podobě hodnot turbulentní kinetické energie a rychlosti disipace. Přesnější je samozřejmě vyjádření těchto veličin profilem získaným z empirických dat nebo z empirických formulí.

3.5.2 Tlak na vstupu

Tlaková podmínka na vstupu se používá pokud je znám tlak a průtok nebo rychlost jsou neznámé.

Na vstupu se definuje celkový (totální) relativní tlak (vztažený k operačnímu tlaku) vztahem odvozeným z Bernoulliho rovnice, přitom hustota je konstantní nebo je funkcí teploty:

$$p = p_s + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad . \quad (3.33)$$

Pokud proudění vychází z oblasti přes průtočnou hranici, pak postačuje zadání statického tlaku.

Pro stlačitelné proudění pak platí:

$$p = p_s \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad (3.34)$$

kde p celkový (totální) tlak, p_s - statický tlak, M - Machovo číslo, které se dá vyjádřit tímto vztahem:

$$M = \frac{\bar{u}}{c} = \frac{\bar{u}}{\sqrt{\kappa R T_s}} \quad (3.35)$$

kde c rychlost zvuku v tekutině, κ poměr měrných tepel - Poissonovy konstanta, rovnice (3.5) a pro stlačitelné proudění je hustota na vstupu určena stavovou rovnicí ideálního plynu (3.6). R je plynová konstanta, T_s statická teplota je vypočtena z celkové teploty T_0 (3.9).

3.5.3 Tlak na výstupu

Tlaková okrajová podmínka na výstupu se zadává v podobě statického tlaku. Statický tlak se definuje jen v případě subsonického proudění. Pokud je proudění supersonické, tak se tlak i ostatní veličiny extrapolují z proudění uvnitř oblasti. Pokud se objevuje během výpočtu zpětné proudění, je tato podmínka vhodnější než outflow, protože dosahuje lepší konvergence. Pro zpětné proudění je ale nutné určit reálné okrajové podmínky ostatních počítaných veličin, což je teplota a turbulentní veličiny, případně další skalární veličiny.

3.5.4 Odčerpávání

Podmínka odčerpávání (outflow) se používá k modelování proudění na výstupu v případech, kdy nejsou známy výstupní rychlosti a tlaky před začátkem řešení. Tato podmínka je vhodná tam, kde je na výstupu plně vyvinuté ustálené proudění, tj. rychlostní profily a profily ostatních počítaných veličin se již nemění. Předpokládají se nulové normálové gradienty všech proměnných kromě tlaku, což znamená, že hodnoty počítaných veličin a této hranici jsou extrapolovány z vnitřní oblasti. Podmínka outflow je nevhodná pro stačitelné proudění, nestlačitelné nestacionární proudění s měnící se hustotou a v případě zadaného tlaku na vstupu.

3.5.5 Podmínky pro rovnici energie

Další okrajové podmínky se netýkají proudění jako takového, ale dalších doplňujících vlastností definovaných matematickým modelem. Jestliže je systém doplněn rovnicí energie, je nutno definovat teplotní okrajové podmínky na stěnách řešeného modelu a případně vlastnosti vodivých stěn. Tyto podmínky mohou být pro řešení přenosu tepla konvekcí následující:

- Zadaná teplota na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Zadaný tepelný tok na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Zadaný součinitel přestupu tepla na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).

A pro přenos tepla radiací, případně kombinací radiace a konvekce:

- Zadaná okrajová podmínka externí radiace na rozhraní stěny a buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Kombinace externí radiace a externího konvekčního přenosu tepla na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Zadaná radiace na stěnách (pokud se řeší radiace)

4 Ansys Fluent

Pro analýzu byl využit systém ANSYS Fluent¹.

ANSYS Fluent je špičkový software pro CFD simulace s možností využití **v oblasti fyzikálních a také chemických modelů úloh:**

- Laminární a turbulentní proudění,
- Nestlačitelné a stlačitelné tekutiny,
- Sdílení tepla konvekcí, vedení a sáláním,
- Modelování od jednoduchých chemických reakcí až po heterogenní chemické reakce při spalování uhlí, plynů, olejů, apod.,
- Vícefázové proudění se sdílením tepla a hmoty pro kombinace fází kapalina- plyn, tekutina-pevná fáze, dále interakce mezi tekutinou a pevnou fází,

a další úlohy.

Tyto fyzikální modely a jejich kombinace umožňují pokrytí téměř celého spektra průmyslových potřeb, od proudění vzduchu přes křídla letadel ke spalování uhlí v pecích, od probublávaných kolon k simulaci toků na ropných plošinách, od toku krve cévami k simulacím chlazení elektronických součástek. Potřeby průmyslových simulací vedou také k používání multifyzikálních simulací, např. rozložení teplot uvnitř stěny a tlaku na stěně spočtené CFD výpočtem je přeneseno do pevnostní analýzy ve FEM programu ANSYS Mechanical.

Program ANSYS Fluent nachází uživatele po celém světě, od malých firem až po velké nadnárodní koncerny, které využívají simulace pro návrhové a optimalizační fáze vývoje jejich produktů, ale také je využívají pro kontrolu a ověření navržených, fungujících nebo porouchaných zařízení.

Pro zkracování doby výpočtu je možné využít paralelizaci úloh na více procesorech nebo jádrech. Pokud je nabídka modelů nedostačující, je možná implementace vlastních modelů pomocí uživatelsky definovaných funkcí. Interaktivní nastavení řešiče, vlastní řešení a vyhodnocování výsledků v programu ANSYS Fluent usnadňuje možnost kdykoli pozastavit výpočet, posoudit výsledky, změnit nebo zkorigovat nastavení a pokračovat ve výpočtu.

Zpracování výsledků, tvorbu vyhodnocovacích šablon pro přenos mezi výpočty, porovnání více variant současně je možné provádět v programu ANSYS CFD-Post. Porovnávané úlohy se mohou lišit v geometrii modelu, v hustotě výpočetní sítě, typu modelu nebo v okrajových podmínkách.

Společná platforma ANSYS WorkBench umožňuje sdílení CAD s obousměrným propojením se všemi významnými CAD programy. Pro přípravu geometrie je možné použít program:

ANSYS Design Modeler, který pak umožňuje modifikaci CAD modelů nebo úplnou tvorbu geometrie.

Pokročilé technologie programu ANSYS Meshing pomáhají vytvářet kvalitní sítě, kontrolu jejich kvality a úpravu.

Platforma ANSYS Workbench umožňuje sdílení dat a výsledků mezi jednotlivými programy firmy ANSYS pomocí jednoduchého linkování kliknutím a přetažením myši na druhou aplikaci. To usnadňuje použití zejména pro multifyzikální simulace, např. pro FSI simulace, kde jako zdroj pro strukturální analýzu slouží výsledky simulace proudění tekutin.

¹ www.techsoft-eng.cz

Program ANSYS CFD-Post je společný nástroj pro vyhodnocování výsledků CFD řešičů, který poskytuje vše potřebné pro vizualizaci a analýzu výsledků dynamiky tekutin. CFD-Post umožňuje vizualizaci proudění formou kontur a vektorů ve vybraném místě výpočetní oblasti. Pro opakované vyhodnocení stejných nebo obdobných úloh je možné vytvářet šablony, které jsou mezi úlohami přenositelné.

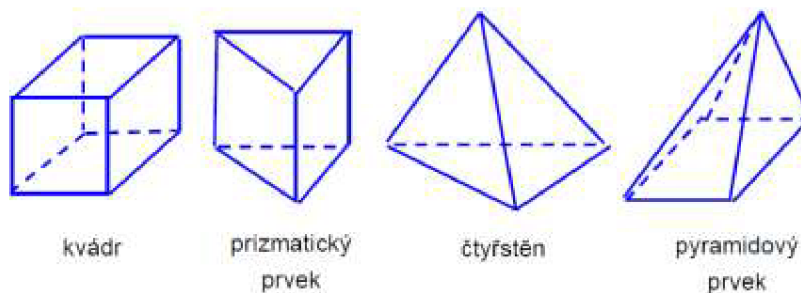
Program ANSYS Fluent je v současnosti nejpoužívanější software pro CFD analýzy, protože jeho flexibilita výpočetních sítí, komplexnost fyzikálních modelů a uživatelská přívětivost umožňují rychlé a efektivní nasazení.

5 Metoda konečných objemů

Použitá metoda konečných objemů (Finite Volume Method) slouží především pro výpočty v oblasti proudění tekutin a přestupu tepla. Metoda konečných objemů pracuje způsobem, že celá oblast je rozdělena na konečný počet objemů a výpočet probíhá přes stěny těchto objemů. Ansys Fluent využívá právě tuto metodu.

5.1 Prostorové prvky metody konečných objemů

Metoda je založena na vytvoření systému nepřekrývajících se elementů, konečných objemů (obr. 5.1). Původně byla postavena na konečných objemech kvádrů (šestistěnnů). Takto vytvořená síť se nazývá strukturovaná síť. V současné době se začíná prosazovat nový přístup, kdy se buduje tzv. nestrukturovaná síť a konečným objemem je ve 3D kvádr, čtyřstěn, prizmatický a pyramidový prvek, jehož výhody byly ověřeny v úlohách pružnosti, řešených metodou konečných prvků (obr. 5.1).



Obr. 5.1: Prvky MKO [1].

5.2 Použitá Mesh

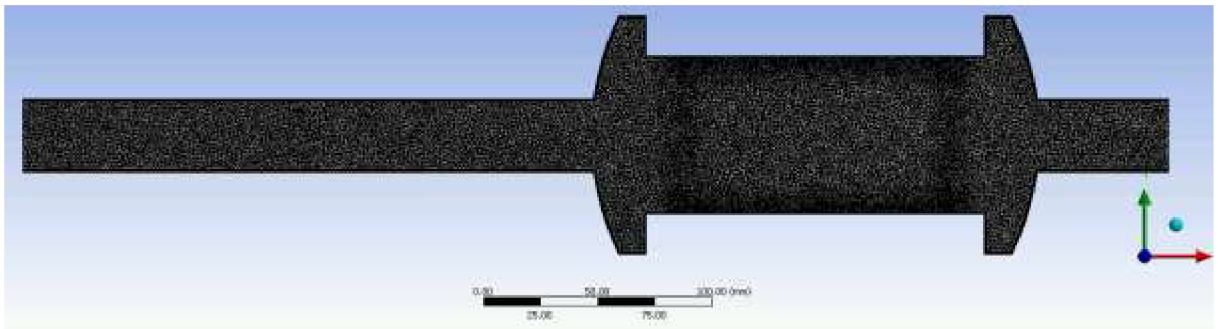
Pro výpočet byl kladem důraz na vytvoření Mesh schopnou během výpočtu zachytit všechny aspekty turbulencí.

Physics preference – model byl zasíťován vhodným typem prvků pro danou úlohu.

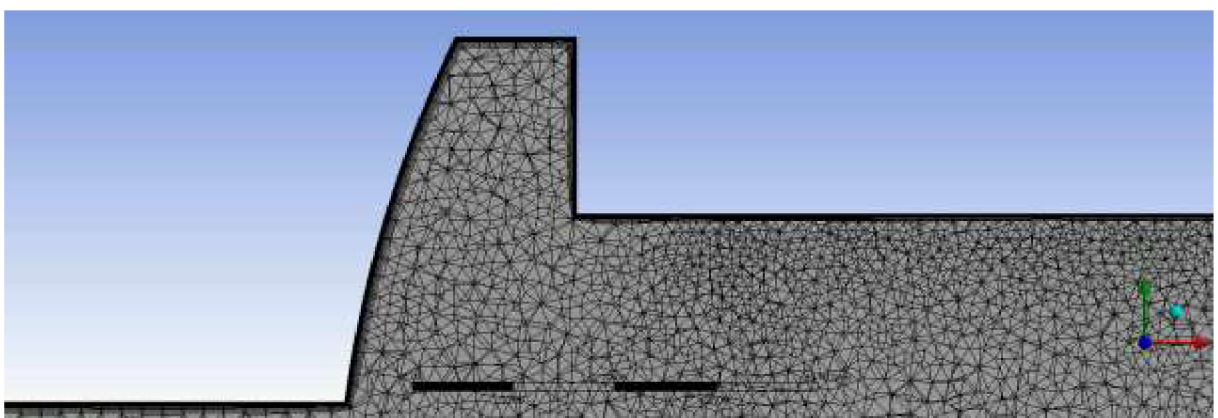
Inflation – vytváří zjemnění sítě v oblasti mezní vrstvy. Zjemnění sítě bylo nastaveno na 15 vrstev s *Growth Rate* v hodnotě 1.2 – jde o stupeň zjemňování vrstev směrem ke stěně - míru růstu relativní tloušťky sousední vrstvy inflace (obr. 5.4).

Výsledná síť je stavěna z prvků typu: *tetrahedron* a *prizma* (obr. 5.2 a 5.3).

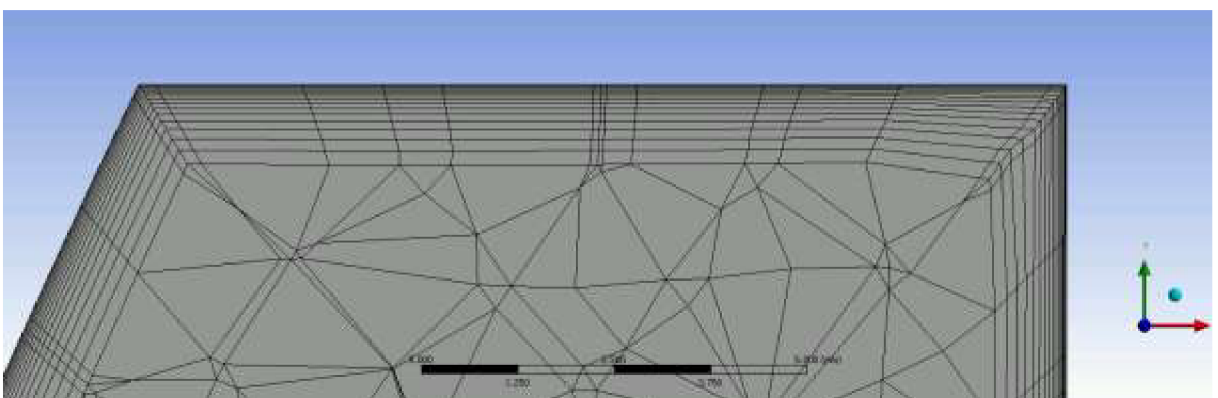
Kontrola pomocí funkce *Mesh Metric - Element Quality* prokázala, že poměrná deformace každé buňky sítě vůči ideálnímu tvaru je v daném případě v mezích normy.



Obr. 5.2: Celkový pohled na vytvořenou síť.



Obr. 5.3: Detailní pohled na vytvořenou síť.



Obr. 5.4: Síť v oblasti mezní vrstvy.

6 Ansys Preprocessing

Výpočet proběhl v relaci *Double Precision* – kdy systém počítá s dvojnásobnou přesností desetinných míst u proměnných.

Solver byl nastaven v režimu: *Pressure-Based*. Z transportních rovnic hybnosti se nejprve stanoví střední rychlosti (složka tlakového gradientu je ignorována) pomocí rovnice tlaku (korekce tlaku) se stanoví tlakové pole, které se použije pro úpravu rychlosti (určí se prosté odchylky rychlostního pole). Následně se provádí aktualizace na další iterační krok.

Pressure-based solver byl nastaven na *sekvenční algoritmus* typu:

Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations používající vazbu mezi korekcemi rychlosti a tlaku.

6.1 Moduly turbulence

Důležitým prvkem nastavení výpočtu je správná volba použitého turbulentního modulu. Ansys Fluent nabízí několik desítek variant nastavení turbulentních modulů.

Protože těžiště správných výsledků leží práce v oblasti turbulence, bylo nutné tuto oblast důkladněji nastudovat [6].

6.1.1 Reynoldsovo číslo

Na úvod je potřeba nastudovat Reynoldsovo číslo, což je bezrozměrná veličina, která dává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu (tedy odpor prostředí v důsledku vnitřního tření) [9]. Pomocí Reynoldsova čísla se určuje, zda je proudění tekutiny laminární, nebo turbulentní. Čím je Reynoldsovo číslo vyšší, tím nižší je vliv třecích sil částic tekutiny na celkový odpor (3.1)

Hranice kritického Reynoldsova čísla hranici mezi turbulentním a laminárním prouděním pro kruhové potrubí byla stanovena na $Re = 2320$.

6.1.2 Kinematická viskozita

Ve vztahu pro určení Reynoldsova čísla je uvedena kinematická viskozita ν . Tu je možné popsat následujícím způsobem:

Vnitřní tření závislé na gradientu rychlosti je dáno vztahem:

$$\tau = \eta \frac{dv}{dy} \quad (6.1)$$

kde $\frac{dv}{dy}$ označuje gradient rychlosti ve směru kolmém na rychlost,

τ je tečné napětí

η se nazývá součinitel viskozity (vnitřního tření) nebo dynamická viskozita (vazkost).

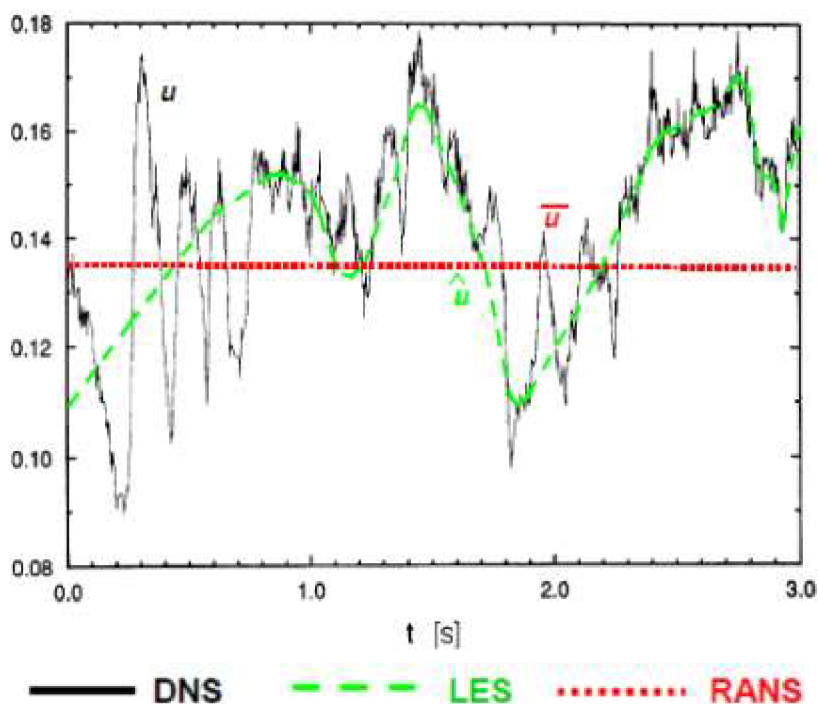
Převrácená hodnota dynamické viskozity se nazývá tekutost, která je vyjádřena vztahem:

$$\varphi = \frac{1}{\eta} \quad (6.2)$$

Podíl dynamické viskozity a hustoty kapaliny se označuje jako součinitel kinematické viskozity nebo kinematická viskozita (vazkost):

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (6.3)$$

Uvedený Newtonův vztah pro dynamickou viskozitu je platný pro většinu tekutin, které se tak nazývají newtonské. Dynamická viskozita u nich tedy nezávisí na gradientu rychlosti. Anomální tekutiny, u nichž je viskozita na gradientu rychlosti závislá, se nazývají nenewtonské. Například krev.



Obr. 6.1: Typy modelování turbulence [6].

6.1.3 Prandtlovo číslo

Prandtlovo číslo je poměr viskózní a tepelné difuze, a je pouze závislé na materiálových vlastnostech tekutiny. Vztahuje se k tloušťkám mezních vrstev, referenční rychlosti a teploty [9].

$$Pr = \frac{\rho c_p \nu}{\lambda} \quad (6.4)$$

ρ – hustota [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]

c_p - měrná tepelná kapacita při konstantním tlaku [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]

ν - kinematická viskozita [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$]

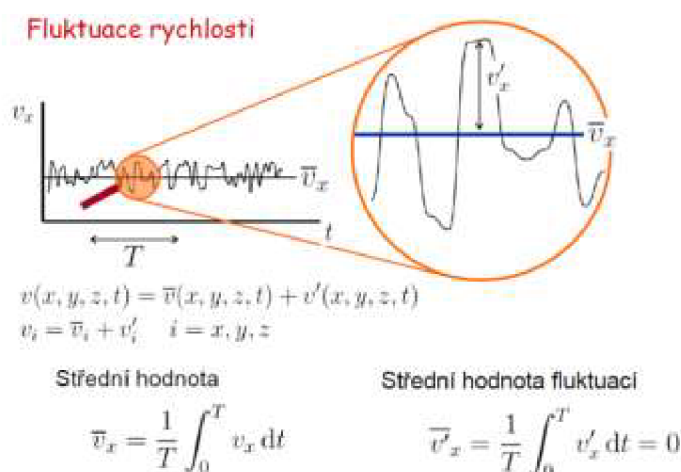
λ - součinitel tepelné vodivosti [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]

6.1.4 Řešení turbulence v Ansys Fluent

Turbulence je náhodný pohyb jednotlivých částic tekutiny a turbulentní proudění se skládá z různě velkých vírů. Velké víry se postupně se rozpadají na menší až nejmenší se přeměňují v teplo [6].

Turbulence může být řešena třemi způsoby (obr. 6.1):

- Přímou numerickou simulací (Direct Numerical Simulation – **DNS**). Problémem jsou obrovské výpočetní nároky.
- Metoda velkých vírů (Large Eddy Simulation – **LES**), filtruje malé fluktuace a řeší pouze část turbulentního spektra.
- Metody časového středování (Reynolds Averaged Navier-Stokes – **RANS**) časově středují veličiny turbulentního proudění pomocí Reynoldsovy rovnice (obr. 6.2).



Obr. 6.2: Reynolds Averaged Navier-Stokes.[6]

6.1.5 Metody časového středování – RANS

Tyto nejpoužívanější metody nabízí nejvýhodnější přístup pro řešení turbulentního proudění. Modelují všechny velikosti turbulentních vírů a řeší tedy časově zprůměrované hodnoty proudění, což výrazně snižuje výpočetní nároky, a zároveň obvykle poskytují požadovanou úroveň přesnosti. Simulace je provedena pomocí Navier-Stokesových rovnic středovaných podle Reynoldse, v nichž je třeba nahradit dvojně korelace fluktuací rychlosti modelem turbulence. Existují rozdílné RANS modely, které zjednodušují problém přidáním různých dalších transportních rovnic. Modely typu k- ϵ , k- ω a další zavádí navíc turbulentní viskozitu. Model RSM naopak turbulentní viskozitu nepoužívá, ale jako konstitutivní rovnice jsou použity přímo transportní rovnice pro šest složek Reynoldsových napětí. Výsledkem simulace je střední proudové pole, které je stacionární. Model turbulence musí aproximovat i největší turbulentní nestacionární vírové struktury jako funkce stacionárního pole, proto jsou

modely složitější a méně univerzální než LES, a proto je pro danou aplikaci nutné se rozhodnout, který je nejvhodnější.

Pro časově závislé proudění se používají metody URANS (Unsteady-RANS), které předpokládají, že turbulentní časové měřítko je mnohonásobně menší než časové měřítko středního proudu. Průměrovaný časový krok je tedy vyšší než turbulentní časové měřítko, ale mnohem menší, než časové měřítko středního proudu. Tyto modely jsou proto schopné zachytit nestability, jako je uvolňování vírů, ale nejsou obecně schopné zachytit turbulentní nestability. Výpočet tedy řeší sekvenci stacionárních stavů.

Výpočty získané pomocí metod RANS by však měly být vždy doplněny ověřovacím experimentem nebo alespoň kvalitativním srovnáním s publikovanými výsledky experimentů na podobných úlohách. Tyto metody principiálně nelze použít pro modelování nestabilit jakéhokoliv druhu. Důvodem je neschopnost těchto metod modelovat vývoj malých poruch v čase a prostoru. Metodami RANS nelze tedy spolehlivě modelovat přechod do turbulence, ani odtržení mezní vrstvy.

6.1.6 Boussinesquova hypotéza

Jedna z metod modelování Reynoldsových napětí. Podle této hypotézy pojednávající o turbulentní viskozitě jsou Reynoldsova napětí úměrná středním gradientům rychlosti. Jedná se o analogii Newtonova zákon u vazkých napětí. Turbulentní viskozita, která není ve skutečnosti vlastností kapaliny, ale naopak proudění je zde konstantou úměrnosti a je obecně funkcí polohy a času.

Boussinesquova hypotéza je použita v následně popsanych modelech a její výhodou jsou nízké výpočetní nároky pro určení turbulentní viskozity:

- **Spalart-Allmaras** - řeší pouze jednu dodatečnou transportní rovnici (zastupující turbulentní viskozitu).
- **k- ϵ** řeší dvě dodatečné transportní rovnice: k - kinetická energie turbulence, ϵ - disipace kinetické energie.
- **k- ω** řeší dvě dodatečné transportní rovnice: k - kinetická energie turbulence, ω - specifická disipace energie

Turbulentní viskozita je v obou případech vypočtena jako funkce k a ϵ nebo k a ω .

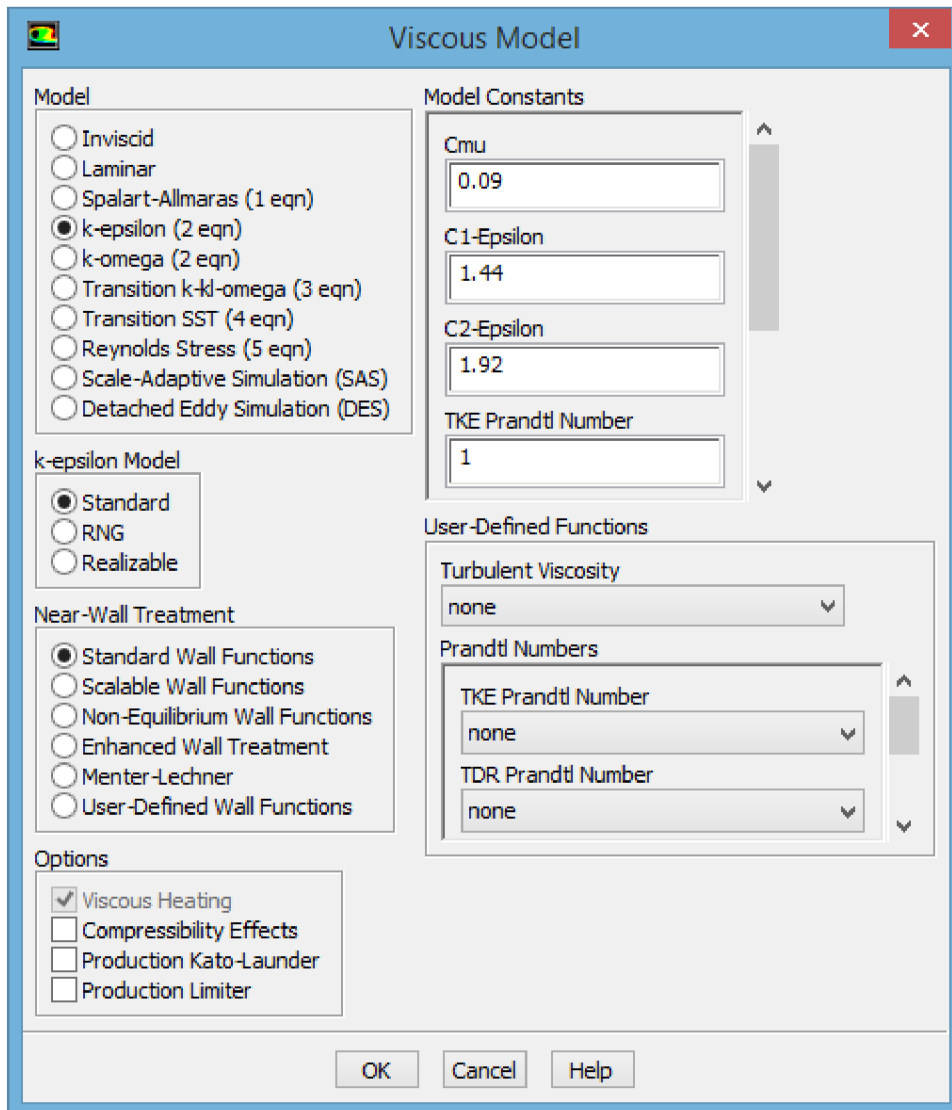
Tato hypotéza předpokládá, že turbulentní viskozita je izotropní skalární veličina, což vždy neplatí. Podmínka izotropní turbulentní viskozity je dobře splněna pro proudění s pouze jedním dominujícím turbulentním napětím.

Druhou metodou je modelování Reynoldsových napětí (Reynolds Stress Models – RSM), která řeší transportní rovnici pro každou složku tenzoru Reynoldsových napětí.

Ve většině případů modely založené na Boussinesquově hypotéze dávají dobré výsledky a použití výpočetně náročnější varianty RSM není nutné. RSM je vhodnější v případě, kde převažuje anizotropní turbulence.

6.2 Turbulentní modely v Ansys Fluent

Neexistuje žádný model turbulence, který by byl všeobecně použitelný pro všechny případy. Volba turbulentního modelu závisí na způsobu toku, požadované přesnosti řešení, dostupné výpočetní technice a množství času pro simulaci. Pro použití nejvhodnějšího modelu je nutné pochopit možnosti a omezení jednotlivých modelů (obr. 6.3).



Obr. 6.3: Turbulentní moduly v Ansys Fluent.

6.2.1 Spalart-Allmaras

Jedná se o jednorovnicový poměrně jednoduchý model využívající Boussinesquovu hypotézu a jak bylo uvedeno, řeší transportní rovnici pro turbulentní viskozitu. Byl vyvinut pro oblast letectví, řešící obtékání stěn. Tento model dává dobré výsledky pro mezní vrstvy vystavené velkému tlakovému gradientu. Není kalibrován pro běžné průmyslové aplikace a produkuje velké chyby pro volné smykové proudění, proto nelze použít jako obecný model.

6.2.2 Modely $k-\varepsilon$

Má tři varianty:

- Standard,
- RNG,
- Realizable.

Jedná se o dvourovnicové modely a všechny tři řeší transportní rovnice pro k a ε a modelují Reynoldsova napětí pomocí turbulentní viskozity podle Boussinesquovy hypotézy. Rozdíl u tří uvedených variant je ve způsobu stanovení turbulentní viskozity, v turbulentních Prandtlových číslech řídicích turbulentní difuzi k a ε a v podmínkách generace a zániku v rovnici pro ε .

Standard $k-\varepsilon$ - robustní, není náročný na HW při výpočtu

Jedná se o semi-empirický model a odvozené rovnice modelu se značně spoléhají na úvahy a empirii. Vhodný pro plně turbulentní proudění dále od stěny a pro případ, kde efekt molekulární viskozity je zanedbatelný. Proto je vhodný pro případy s vysokým Reynoldsovým číslem $Re \geq 200000$. Tento model má nadměrnou difuzi pro některé případy, například: při obtékání křivočarých těles, kde výsledky zcela neodpovídají prakticky ověřeným výsledkům (bod odtržení a velikost zavíření), dále silné víry, rotace, odtržení proudění, velkým tlakovým gradientem a nižší Reynoldsova čísla.

ε - rovnice obsahuje termín, který nemůže být vypočítán u stěny. Z tohoto důvodu je nutné použití stěnové funkce.

Slabiny modelu vedly k vytvoření další modifikace, které využívají jeho výhod a snaží se odstranit jeho nedostatky.

RNG $k-\varepsilon$ model je odvozen pomocí statistické metody tzv. renormalizačních grup (renormalization group method – RNG). Oproti předchozímu modelu má několik vylepšení:

- V rovnici pro ε má další člen, který zlepšuje přesnost při velkých rychlostech deformace.
- Zahrnuje účinek vírů na turbulenci a zvyšuje tak přesnost pro vířivé proudění.
- Obsahuje analytický vzorec pro turbulentní Prandtlova čísla a analyticky odvozenou diferenciální rovnici pro efektivní viskozitu.

Tyto vlastnosti činí model RNG přesnější a spolehlivější pro širší rozsah typů proudění, než standard. Kinetická energie turbulence k a disipace kinetické energie ε se získávají z transportních rovnic.

Model RNG k- ϵ je možné použít všude tam, kde se v řešené oblasti vyskytuje rozsáhlá oblast se zavíráním a proudění zde může být až laminární. Oproti Standart lépe zvládá složitější toky a proudění s vysokou mírou deformace, víry, a separace. Nicméně model neodstraňuje zcela nedostatky standardního modelu k-Epsilon a přináší pouze malé zlepšení výpočtu.

Realizable k- ϵ . Oproti původnímu standard má dvě odlišnosti: Obsahuje jinou formulaci pro turbulentní viskozitu a modifikovanou transportní rovnici pro ϵ .

„Realizable“ znamená, že tento model plní určité matematické překážky u Reynoldsových napětí v souladu s fyzikou turbulentního proudění. Tento nejnovější typ třídy **k- ϵ** je oproti modelu standard vylepšen pro proudění s velkým zakřiveným proudem, víry či rotací. Oproti ostatním modelům **k- ϵ** má nejlepší výkon.

Slabinou je skutečnost, že vytváří nefyzikální turbulentní viskozitu v situacích, kdy se výpočetní oblast skládá z rotační a stacionární zóny, například otáčení míchadla, neboť zahrnuje účinky střední rotace do definice turbulentní viskozity

Obecně lze říct, že modely založené na rovnicích **k-Epsilon** poměrně dobře počítají plně vyvinuté turbulentní proudění volného proudu a v oblastech blízko pevné stěny přesnost modelu klesá.

6.2.3 Modely k- ω

Má tři varianty:

- Standard,
- BSL,
- SST.

Jedná se opět o dvourovnicové modely, které podobně jako modely k- ϵ řeší dvě dodatečné diferenciální rovnice k - kinetická energie turbulence, ω - specifická disipace energie. Rovnice pro specifickou disipaci energie ω má oproti rovnici pro ϵ několik výhod. Nejvýznamnější z nich je, že rovnici lze integrovat bez dalších podmínek přes viskózní podvrstvu. Modely k- ω obvykle lépe predikují záporný tlakový spád, mezní vrstvy a odtržení proudění.

Standard k- ω model zahrnuje modifikace pro nízká Reynoldsova čísla, stlačitelnost a smykové proudění. Model je přesný v blízkosti stěny, ale se vzdáleností od stěny jeho přesnost klesá. Tedy přesně naopak oproti modelu k- ϵ . Jedná se o empirický model založený na řešení transportních rovnic k a ω .

BSL k- ω (Baseline) Tento model řeší nedostatky modelu standart k-Omega, ve své podstatě jde o kombinaci modelu k-Epsilon a k-Omega. Všeobecná přesnost tohoto modelu není však taková, aby jej bylo možné použít univerzálně.

- **SST k- ω** (Shear-Stress Transport) model. Tento model SST se od Standard modelu liší tím, že poblíž stěn využívá systém Standard **k- ω** a pro vysoká Reynoldsova čísla v oblasti vzdálené od stěn využívá **k- ϵ** . Jsou tedy použity oba modely zároveň a násobeny funkcí která:

- Je rovna jedné blízko stěny, což aktivuje model $k-\omega$,
- Je rovna nule daleko od stěny, což aktivuje transformovaný model $k-\varepsilon$.

Toto a další vylepšení dělají model SST přesnější a spolehlivější pro více typů proudění oproti modelu Standard $k-\omega$. Transportní rovnice SST modelu mají podobný tvar, jako model Standard. Má také modifikovanou formulaci turbulentní viskozity s ohledem na transportní efekt hlavních turbulentních smykových napětí.

6.2.4 K-kl- ω transition

Jedná se o třírovnicový model, takzvaný přechodový model řešící stavy proudění přecházející z laminárního do turbulentního. Používá se pro predikci vývoje mezní vrstvy a jejího přechodu z laminárního do turbulentního režimu.

6.2.5 Transition SST

Jedná se o čtyřrovnicový model, taktéž přechodový. Transition SST model je založen na spojení modelu SST $k-\omega$ s dalšími dvěma rovnicemi. Používá se podobně, jako $k-kl-\omega$ transition model, pro přechodové proudění.

6.2.6 Reynolds Stress Model (RSM)

Jedná se o nejkomplicovanější z modelů RANS nabízených ve FLUENTu. Je založen na Reynoldsově středování a Reynoldsových napětích. Řeší tedy šest nezávislých Reynoldsových napětí pomocí šesti diferenciálních rovnic. Doplněn o rovnici disipace.

Celkem je tedy řešeno až dvanáct rovnic:

- rovnice kontinuity,
- tři rovnice středované Navier-Stokesovy rovnice,
- rovnice energie,
- šest rovnic Reynoldsových napětí a
- rovnice disipace.

Jak z důvodu vysokého počtu rovnic, tak i pro nízkou konvergenci, má tento model veliké výpočetní nároky, které většinou nepřináší zvýšenou přesnost oproti předchozím jednodušším modelům založeným na turbulentní viskozitě.

Využití se doporučuje jen pro případy s převažující rotací či víry, například v cyklónu nebo v míchané nádobě bez narážek.

Jak už bylo uvedeno, model nepoužívá izotropní turbulentní viskozitu, má pro případy komplexního proudění větší potenciál na dosažení přesnější predikce, než dvourovnicové modely. Přesnost je stále omezena použitými předpoklady modelování různých členů, které uzavírají transportní rovnice modelu.

Model má tři varianty modelování tlakového napětí:

Linear Pressure Strain Model - je defaultně nastaven.

Quadratic Pressure Strain Model - přesnější pro více typů proudění v inženýrských aplikacích.

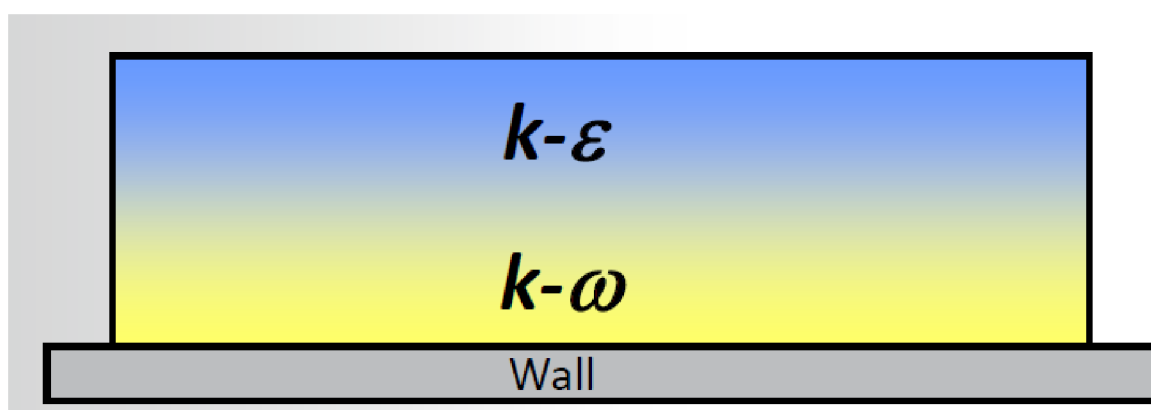
Stress-Omega Model - je ideální pro simulaci proudění podél zakřivených stěn a vířivé proudění.

6.3 Volba turbulentního modelu

Z předchozího popisu nabízených turbulentních modelů v systému Ansys Fluent byl jako vhodný s ohledem na možnosti a nároky na výpočetní techniku volen *Dvourovnicový SST – omega* turbulentní model.

Jak bylo uvedeno, jde o přechodový SST (Shear Stress Transport) model, který je založen na spojování transportních rovnic SST s dalšími dvěma transportními rovnicemi: jednou pro tzv. Intermittency a jednu pro kritéria přechodu určeném Reynoldsovým číslem.

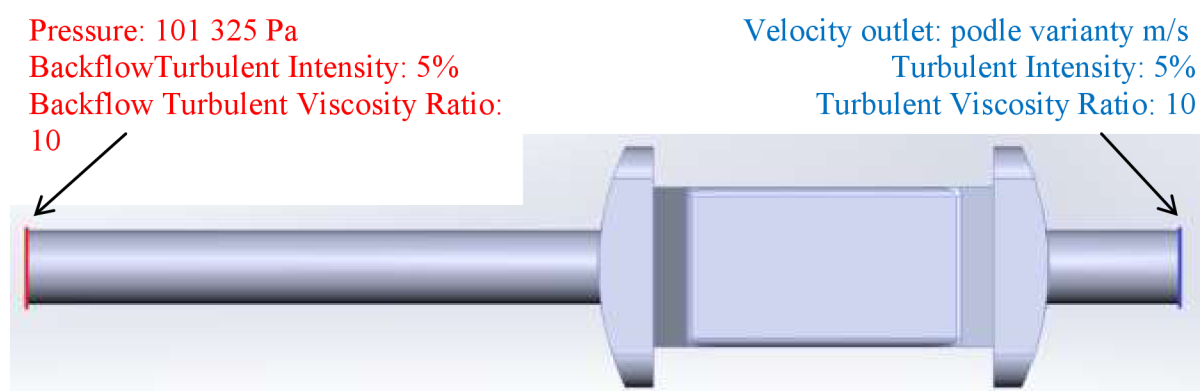
Připojení volby: SST - Shear Stress Transport optimálně kombinuje výhody mezi turbulentními moduly na bázi *k-epsilon*, vhodné pro otevřený proud a *k-omega*, vhodný pro proudění v mezní vrstvě (obr. 6.4).



Obr. 6.4: Použití základních typů turbulentních modulů.

6.4 Nastavení okrajových podmínek

Na konce potrubí byly ustaveny okrajové podmínky podle (obr. 6.5).



Obr. 6.5: Okrajové podmínky.

V dalších variantách výpočtu bude třeba posoudit vliv nastavení vstupních turbulentních parametrů (obr. 4.2).

6.5 Solution

Solver byl nastaven na uvedený režim: *Pressure Based* viz. (kap. 6) s výpočetním schéma *Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations*.

Pro většinu veličin byla nastavena Protiproudá interpolace druhého řádu (obr 6.6).

6.5.1 Relaxační faktory

Relaxační faktory pro všechny rovnice, které byly řešeny řešičem *Pressure Based* byly kontrolovány, aby velikost změny proměnné během jedné iterace byla pod hodnotou, nad kterou by došlo k divergenci výpočtu.

6.5.2 Kritéria konvergence

Jako kritéria konvergence byly vzaty obvyklé hodnoty:

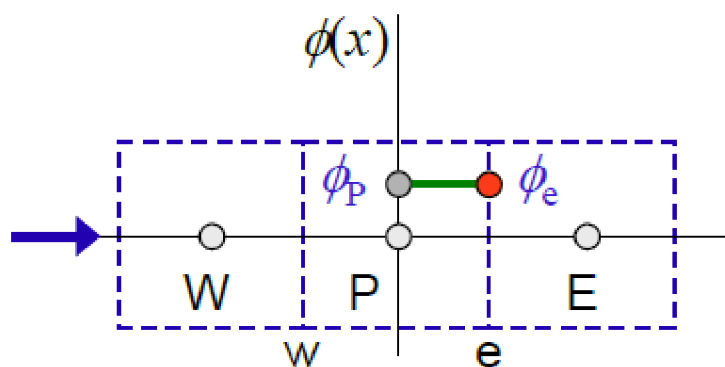
- Všechny řešené rovnice (s výjimkou rovnice energie): 10^{-3}
- Rovnice energie: 10^{-6}

Samotné zkonvergování výpočtu není jediným kritériem vyhodnocení výpočtu jako správného. Bylo sledováno chování dalších (fyzikálních) parametrů.

Protiproudá interpolace 1. řádu

(First-order upwind)

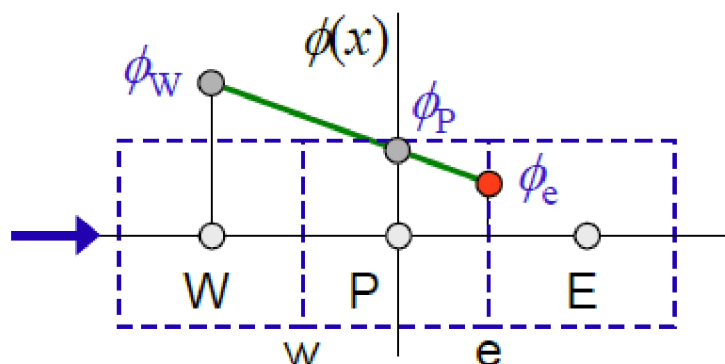
Předpokládá se, že hodnota ϕ na stěně je rovná hodnotě v centru buňky ležící vlevo (proti proudu).



Protiproudá interpolace 2. řádu

(Second order upwind)

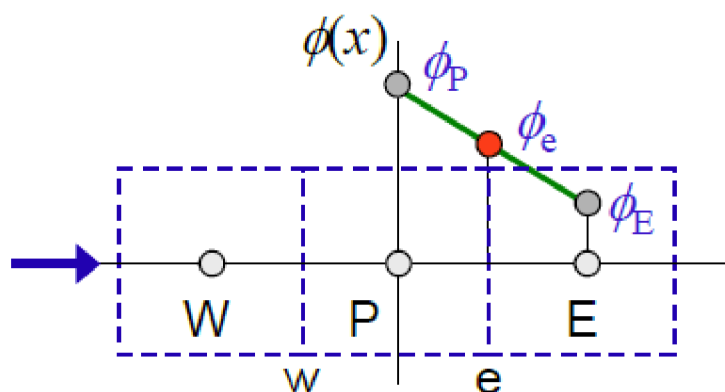
Určuje hodnotu ϕ na stěně z hodnot v centrech dvou buněk ležící vlevo (proti proudu).



Centrální diference

(Central differencing)

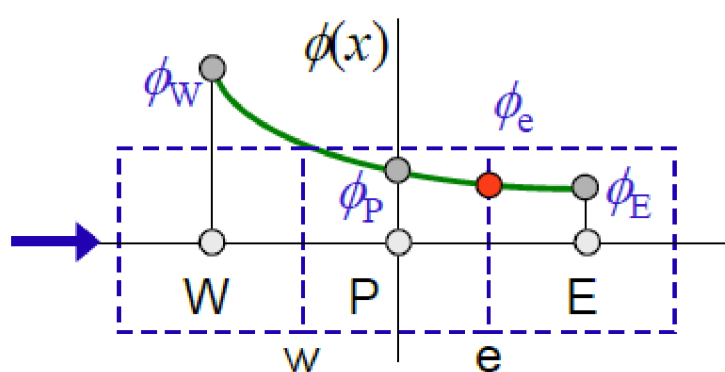
Určíme hodnotu ϕ na stěně pomocí lineární interpolace mezi hodnotami ve středu sousedících buněk.



Protiproudá kvadratická interpolace

(QUICK)

Kvadratická křivka je aproximována ze dvou uzlů ležící proti proudu (upstream) a jednoho uzlu, který leží po proudu (downstream).



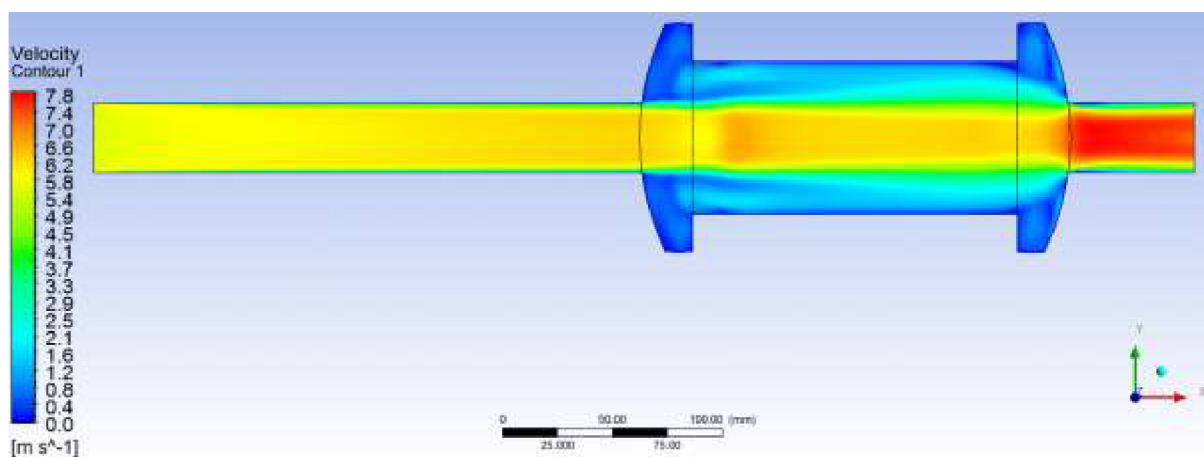
● interpolovaná hodnota
 → směr toku

Obr. 6.6: Interpolační schémata [2]

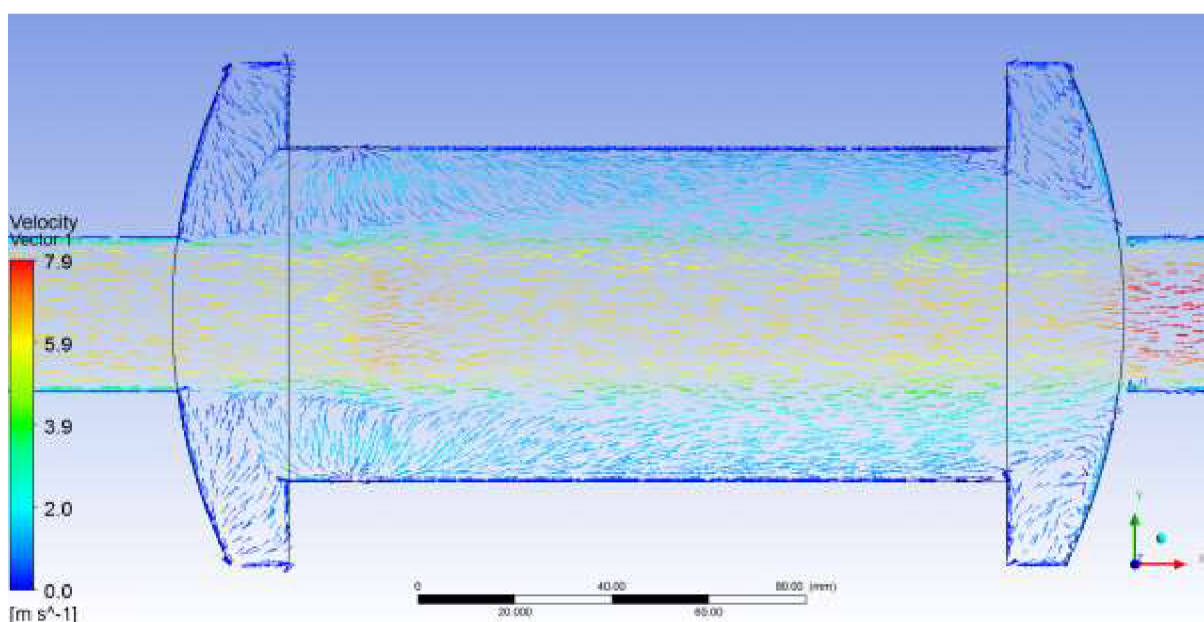
7 Popis stylu vyhodnocení výsledků pro plyn

7.1 Vyhodnocení veličiny rychlosti

Především bylo vyhodnoceno rozložení rychlostního pole. Hlavní rychlostní proud směřuje v ose přívodního potrubí (obr. 7.1). Především sledujeme styl zavíření. Na (obr. 7.2) je patrné, že k zavíření dochází na rozšíření u vstupu a výstupu z měřicí komory a na okrajích měřicí komory. Zde je ukázka pro hodnotu objemového průtoku $16 \text{ m}^3/\text{h}$.

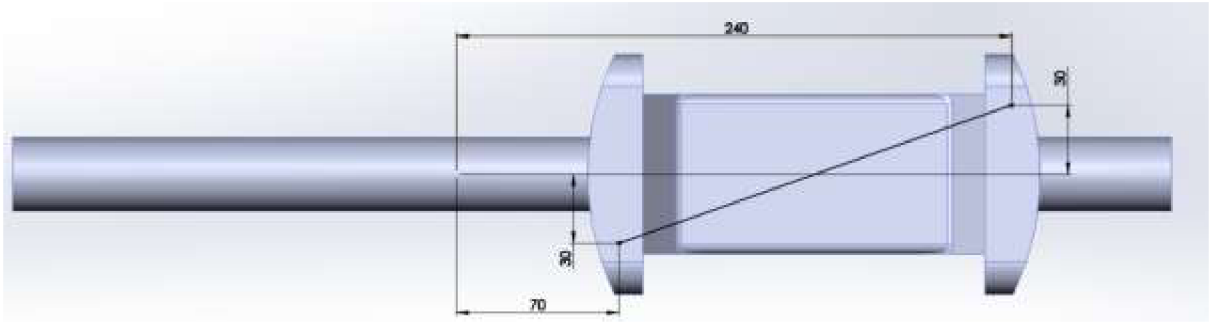


Obr. 7.1: Grafické rozložení rychlosti



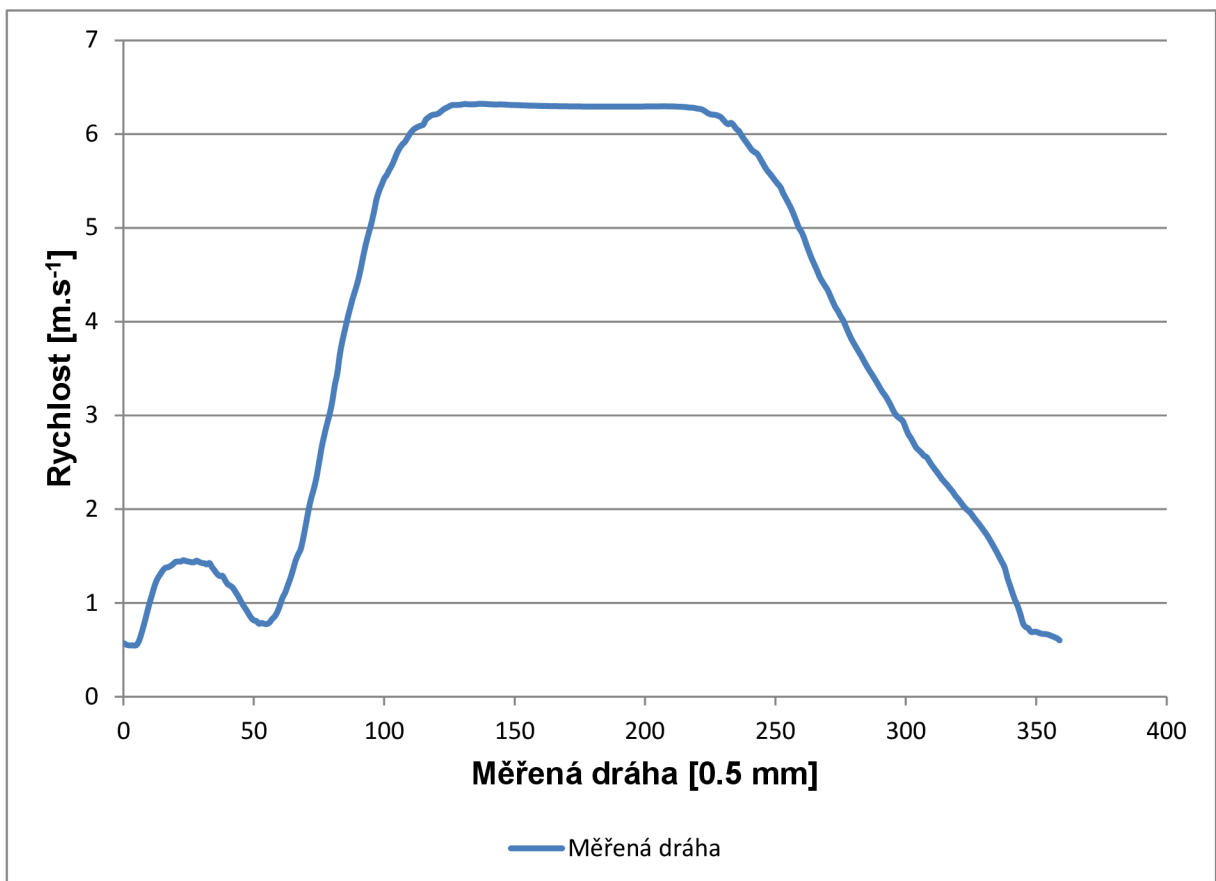
Obr. 7.2: Vektorové rozložení rychlosti

Nyní budeme vyhodnocovat stav proudění plynu na dráze mezi měřicími sondami (obr. 7.3). Na této dráze vyhodnotíme směr



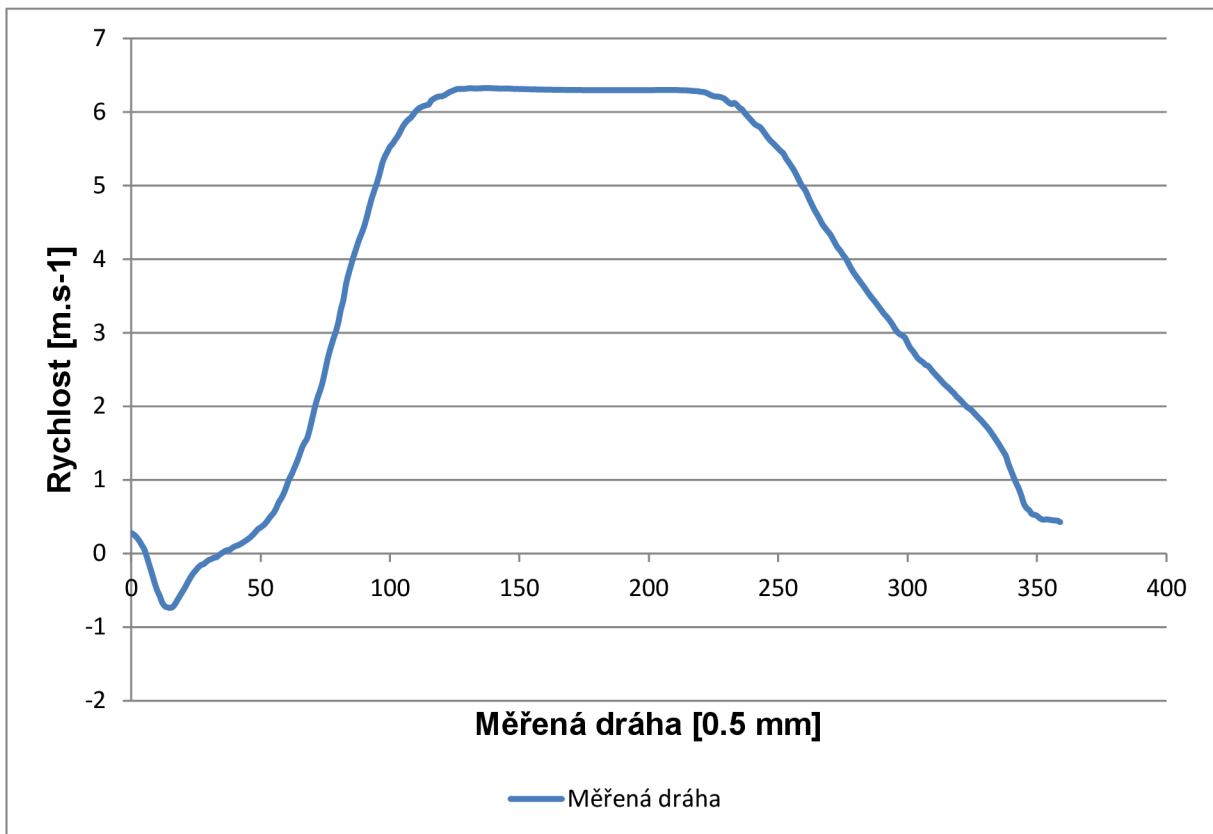
Obr. 7.3: Dráha měřících sond.

Při obecném rozložení rychlosti na měřené dráze je patrné, že nejvyšší rychlost je ve středu – v ose – měřicí komory (obr. 7.4)



Obr. 7.4: Obecné rozložení rychlosti.

V našem případě sledujeme především rychlost v ose proudění, zda nedochází k turbulencím obracející směr proudu. Na (obr. 7.5) je patrné, že k zápornému proudu dochází u vstupu do měřicí komory a velikost rychlosti stoupá směrem ke středu měřicí komory. Bude třeba tvar komory upravit tak, aby nedocházelo k zápornému směru proudu a velikost rychlosti byla na celé dráze rovnoměrná.



Obr. 7.5: Rozložení rychlosti v ose proudu.

Získané výsledky rychlostního pole umožňují vyhodnotit Reynoldsovo číslo v měřené komoře, ze kterého můžeme vyhodnotit první kritérium sklonu k turbulenci.

Na úvod je třeba připomenout již probraný pojem: *Reynoldsovo* číslo, které se používá k rozlišení laminárního proudění od turbulentního (při proudění trubici) a je dané vztahem (3.1).

Pro velké hodnoty Re je proudění turbulentní, pro nízké hodnoty je proudění laminární. Při Re blížící se nekonečnu je proudění potenciálové. Reynoldsovo číslo je bezrozměrná veličina, která dává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu (tedy odpor prostředí v důsledku vnitřního tření). Je pomocí něj možné určit, zda je proudění tekutiny laminární, nebo turbulentní. Čím je Reynoldsovo číslo vyšší, tím nižší je vliv třecích sil částic tekutiny na celkový odpor.

V našem případě jsou hodnoty:

Charakteristický rozměr d : 0.017 m

Střední hodnoty rychlosti v_s dosahuje: 4 m/s

Kinematická viskozita ν : $1,635 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$

Hodnoty kinematické viskozity zemních plynů v $\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ se stanoví z rovnice:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (7.1)$$

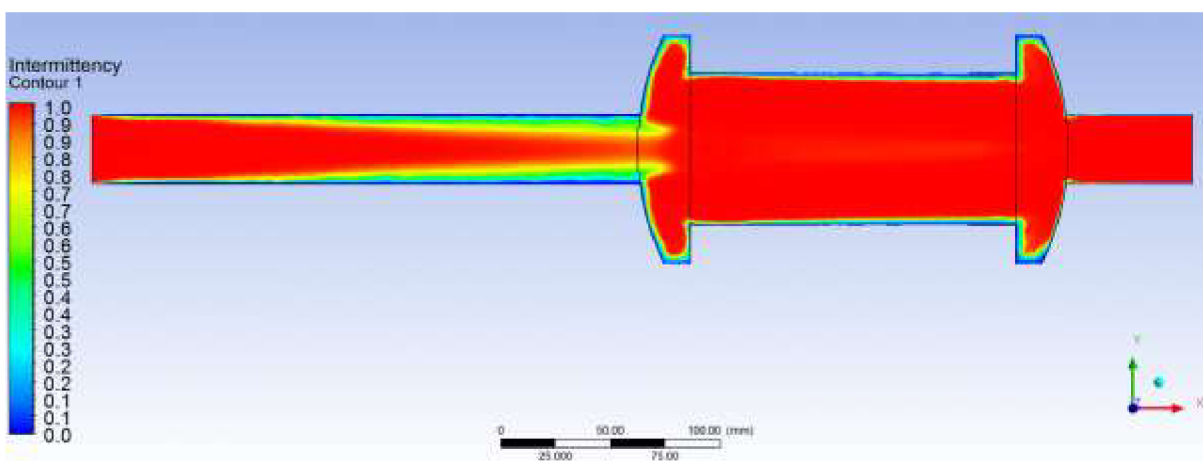
η hodnoty dynamické viskozity, odečtené pro danou teplotu z (tab. 2.6).

ρ hodnota hustoty zemního plynu, odečtená pro danou teplotu z (tab. 2.4).

Z uvedeného vyplývá, že hodnota Reynoldsova čísla při použití zemního plynu vychází na hodnotu: 4159 – což znamená sklon k turbulencím.

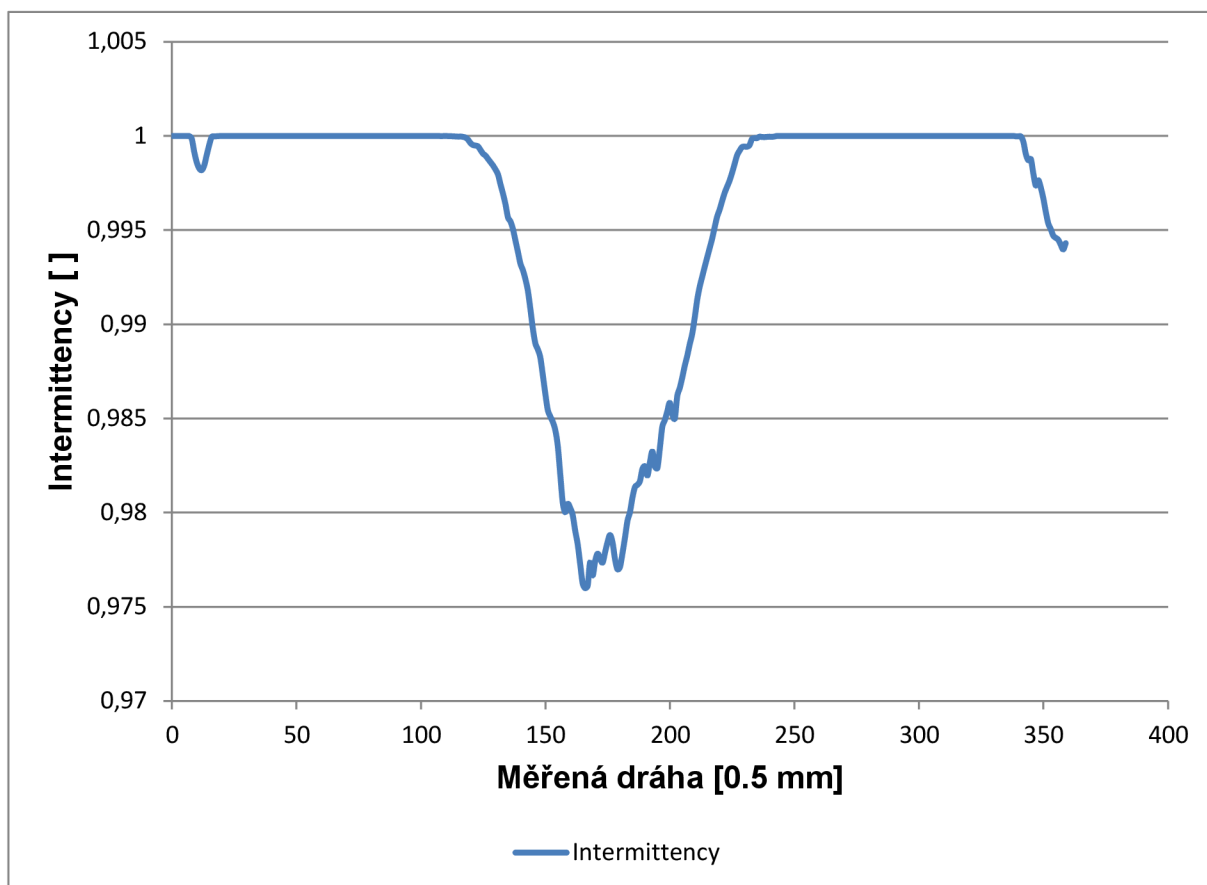
7.2 Vyhodnocení veličiny Intermittency

Veličinou, kterou je možno v systému ANSYS vyhodnotit je Intermittency. Hodnota této veličiny ukazuje sklon k turbulencím. Hodnoty blízké nule ukazují sklon k laminárnímu proudění, hodnoty blízké jedné naopak velký sklon k turbulencím.



Obr. 7.6: Grafické zobrazení Intermittency.

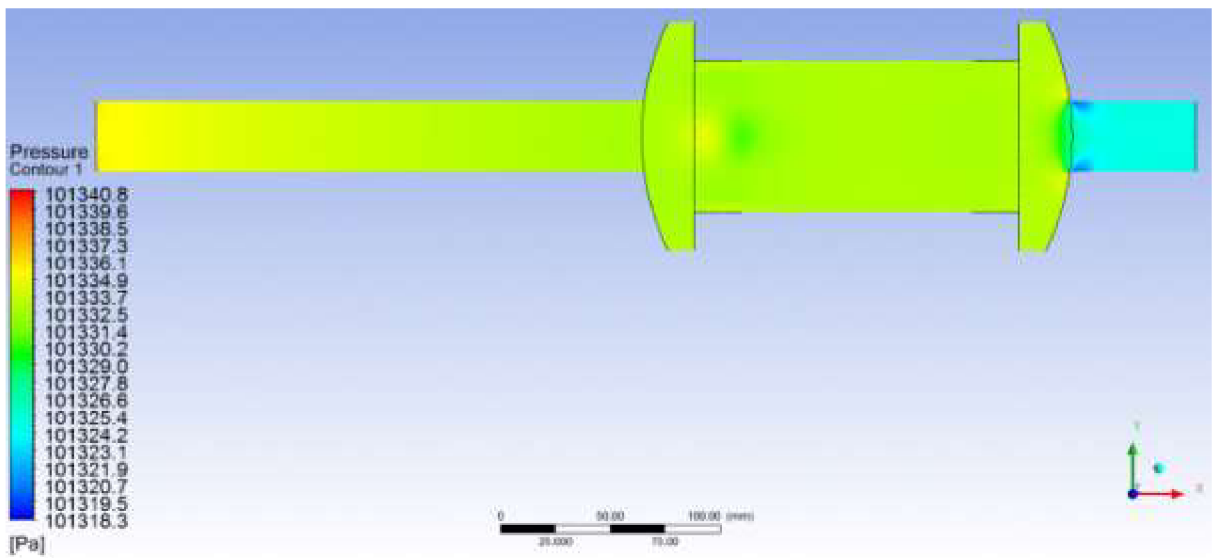
Výsledky vyobrazené na (obr. 7.6) a (obr. 7.7) ukazují, že v rovině měřicí dráhy jsou hodnoty veličiny jedna nebo blízko jedné. Tvar komory bude vhodné upravit tak, aby hodnoty Intermittency klesly.



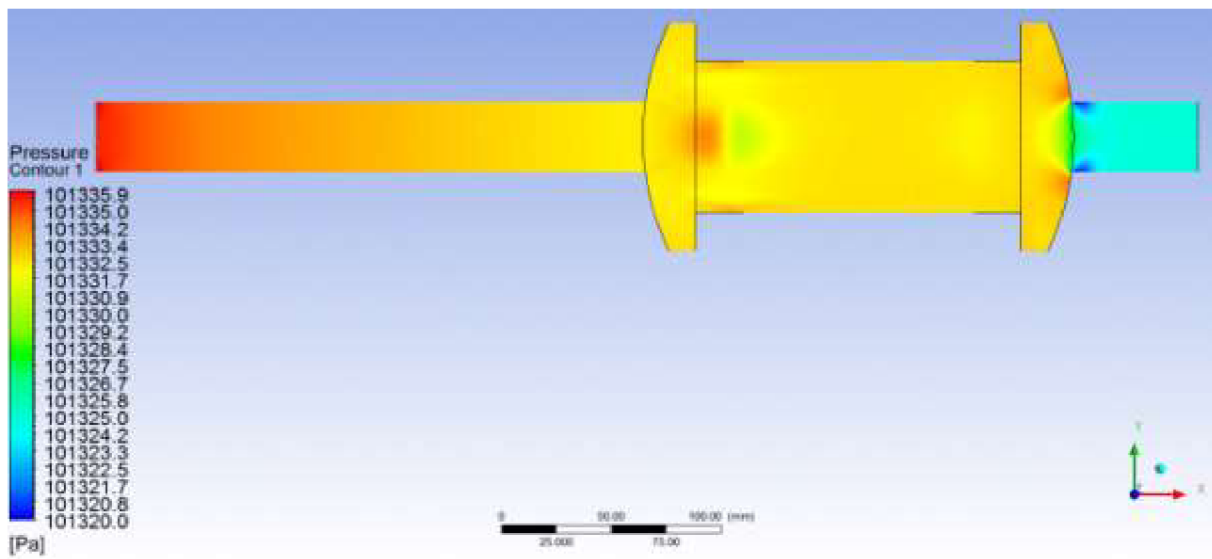
Obr. 7.7: Intermittency.

7.3 Vyhodnocení veličiny tlaku

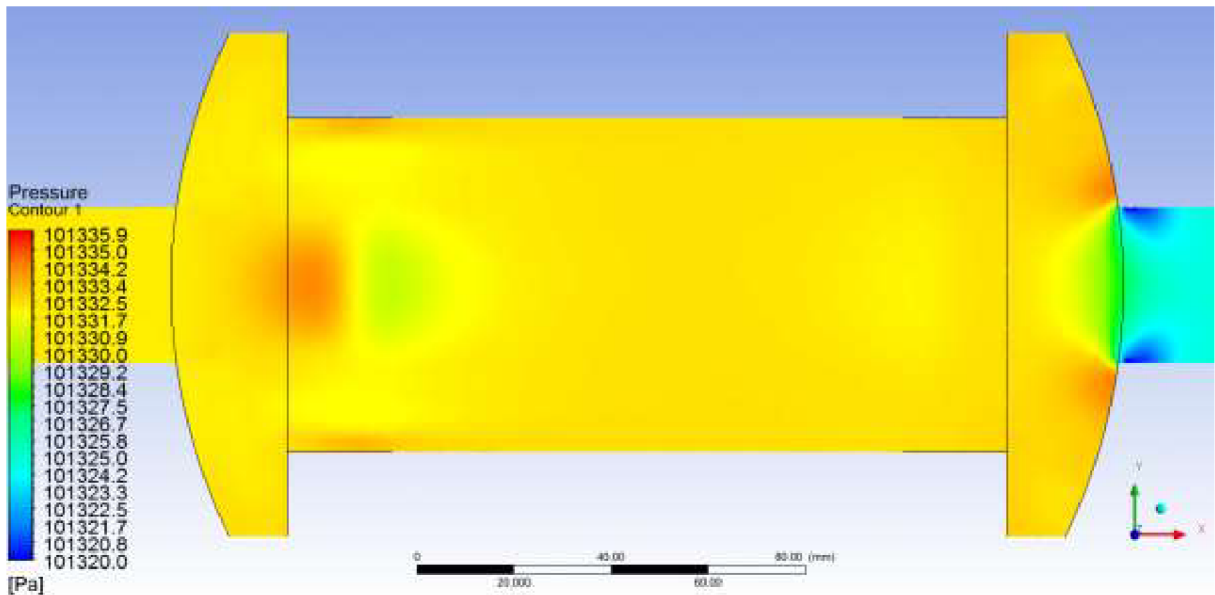
Základním požadavkem na měřicí komoru je, aby tlaková ztráta nepřesáhla 200 Pa při Q_{\max} pro vzduch. Na grafickém zobrazení na (obr. 7.8, 7.9 a 7.10) je patrné, že během průtoku plynu měřicí komorou nedochází k většímu poklesu tlaku než 22 Pa. To umožňuje uvažovat o úpravě tvaru měřicí komory s využitím urychlení proudění a jeho stabilizaci zabraňující odtržení proudu.



Obr. 7.8: Rozložení tlakového pole.



Obr. 7.9: Rozložení tlakového pole v jemnějším rozlišení.



Obr. 7.10: Rozložení tlakového pole v měřené komoře v jemnějším rozlišení.

Kontrola použitého turbulentního modulu byla provedena pomocí hodnoty y^+ . Ve všech případech byla tato hodnota v normě, pouze pro průtok $40 \text{ m}^3/\text{h}$ mírně překročila na úplném vstupu, kde ale nevzniká problém se skreslením výsledků.

7.4 Vyhodnocení veličiny y^+

Hodnota y^+ určí, zda byl zvolen vhodný turbulentní model. Jedná se o stěnovou funkci. V blízkosti stěny se rychlost proudění prudce mění (obr. 7.11).

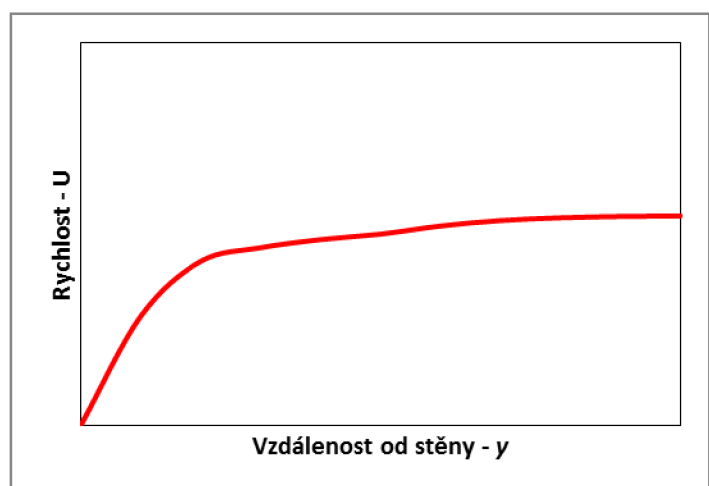
$$\text{Rychlost } U = U/U\tau, U\tau = \sqrt{\frac{\tau_{\text{wall}}}{\rho}}$$

Stěnová, bezrozměrná funkce, má potom tvar:

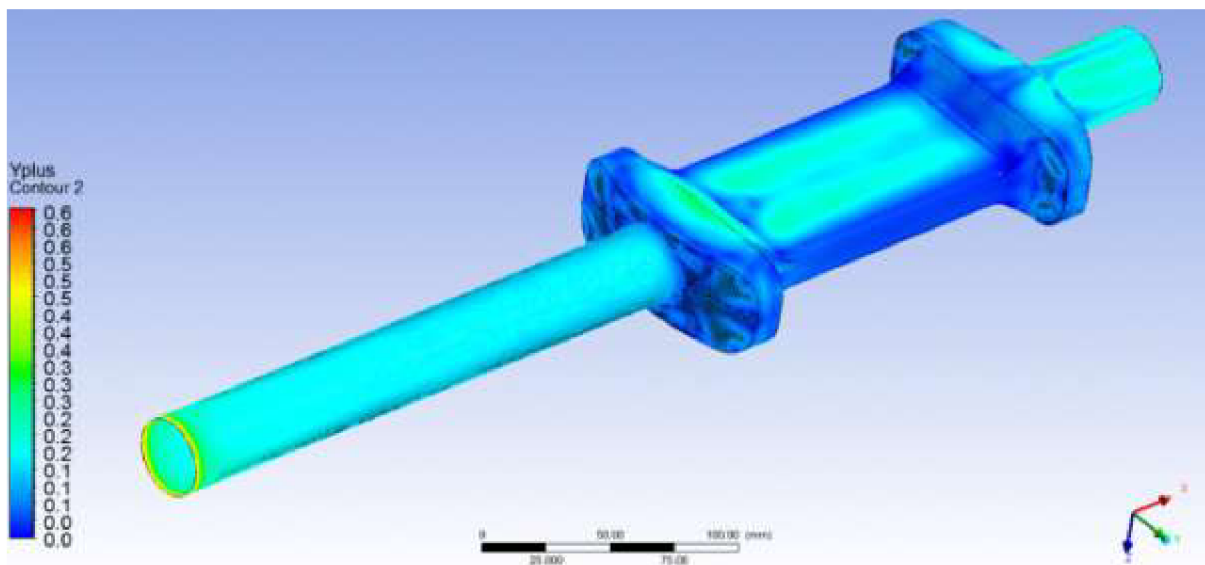
$$y^+ = y U\tau/\nu$$

Hodnotu stěnové funkce y^+ je možné po výpočtu vyhodnotit v postprocesingu a dle ní vyhodnotit vhodnost zvoleného turbulentního modelu. Vhodný modul signalizují hodnoty nižší než 1.

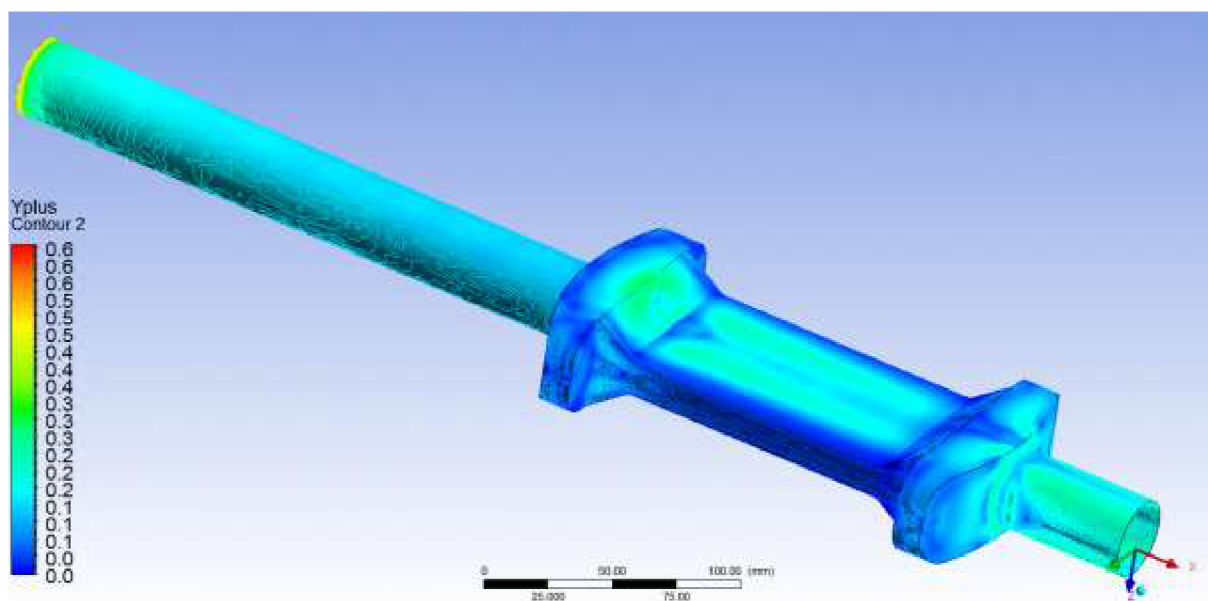
V našem případě jsou hodnoty stěnové funkce nižší než 0.3, což znamená, že zvolený turbulentní modul byl zvolen správně.



Obr. 7.11: Závislost proudu u stěny.

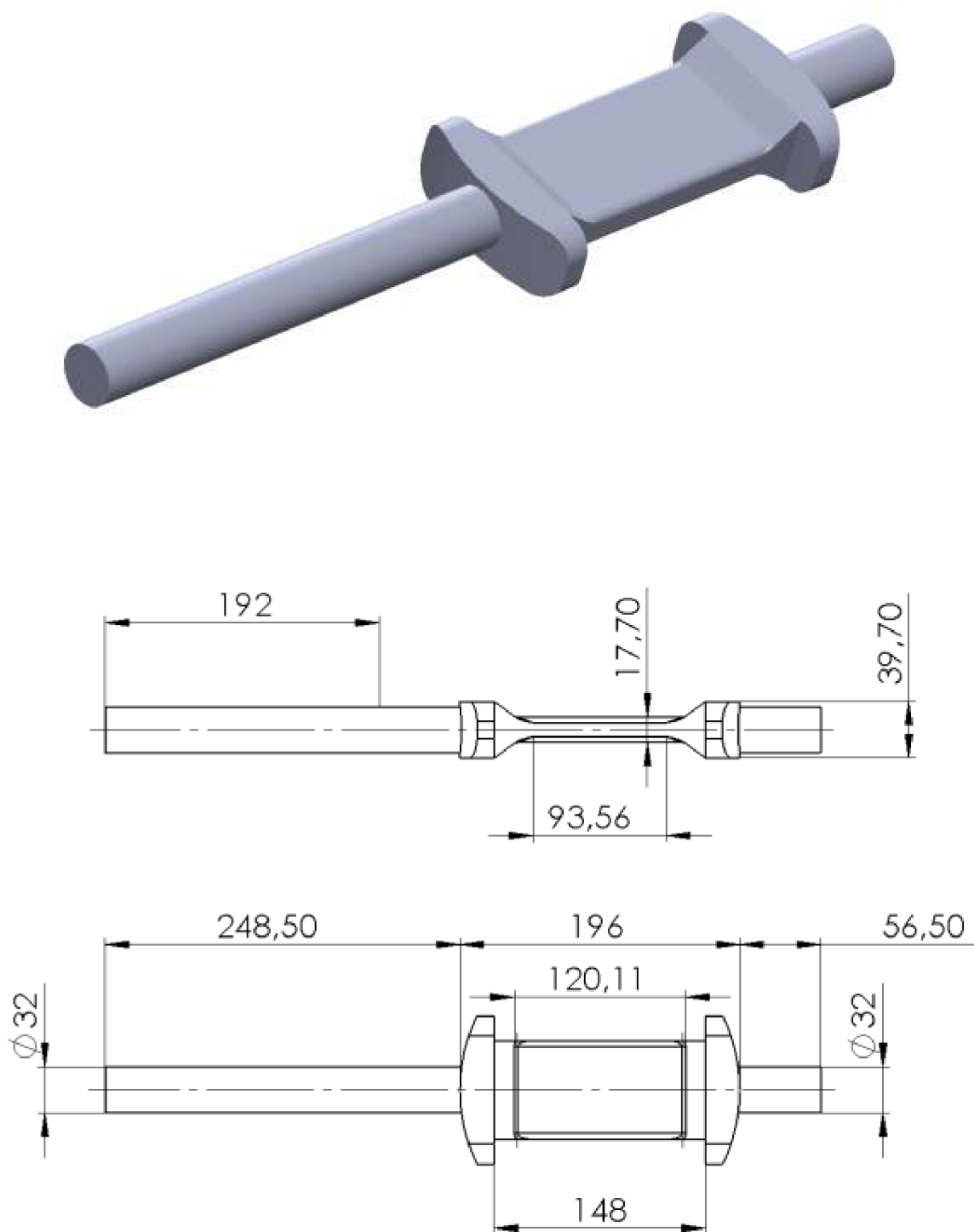


Obr. 7.12: Rozložení hodnoty y^+ .



Obr. 7.13: Rozložení hodnoty y^+ .

8 Vyhodnocení přímého tvaru



Obr. 8.1: Přímý tvar

Jako první byl vyhodnocen přímý tvar (obr. 8.1), jehož rozměry byly voleny podle normy EN 12261.

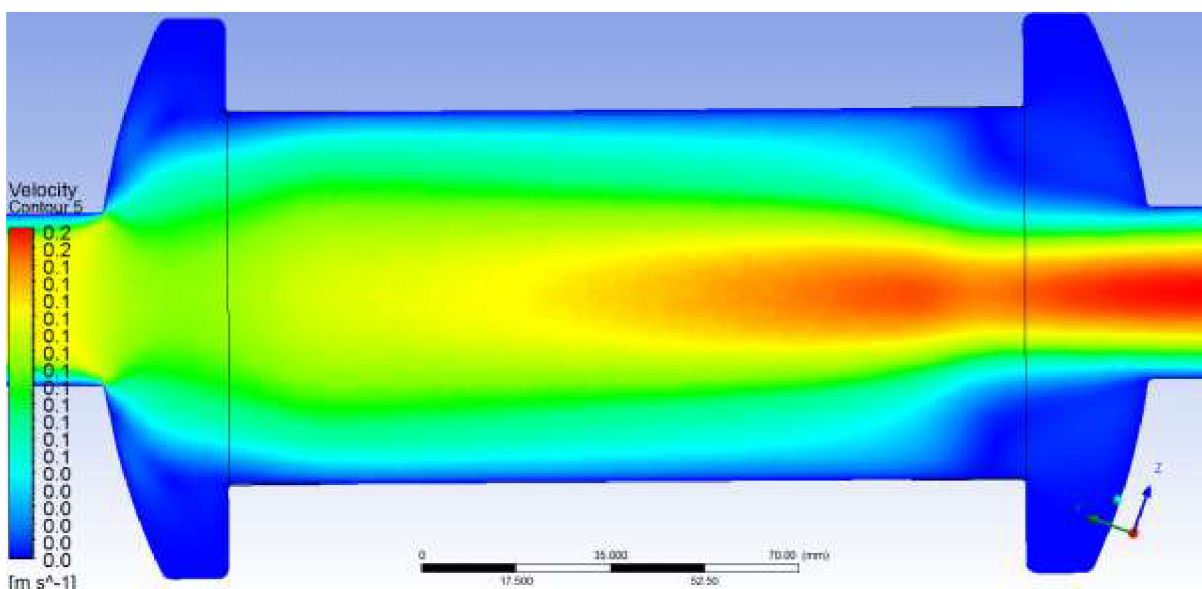
Byla volena škála průtoku Q [m^3/h]. V praxi byly tyto hodnoty přepočteny na vstupní rychlost, která bude nastavena jako okrajová podmínka (tab. 8.1).

Kontrola použitého turbulentního modulu byla provedena pomocí hodnoty y^+ . Ve všech případech byla tato hodnota v normě, pouze pro průtok $40 \text{ m}^3/\text{h}$ mírně překročila na úplném vstupu, kde ale nevzniká problém se skreslením výsledků.

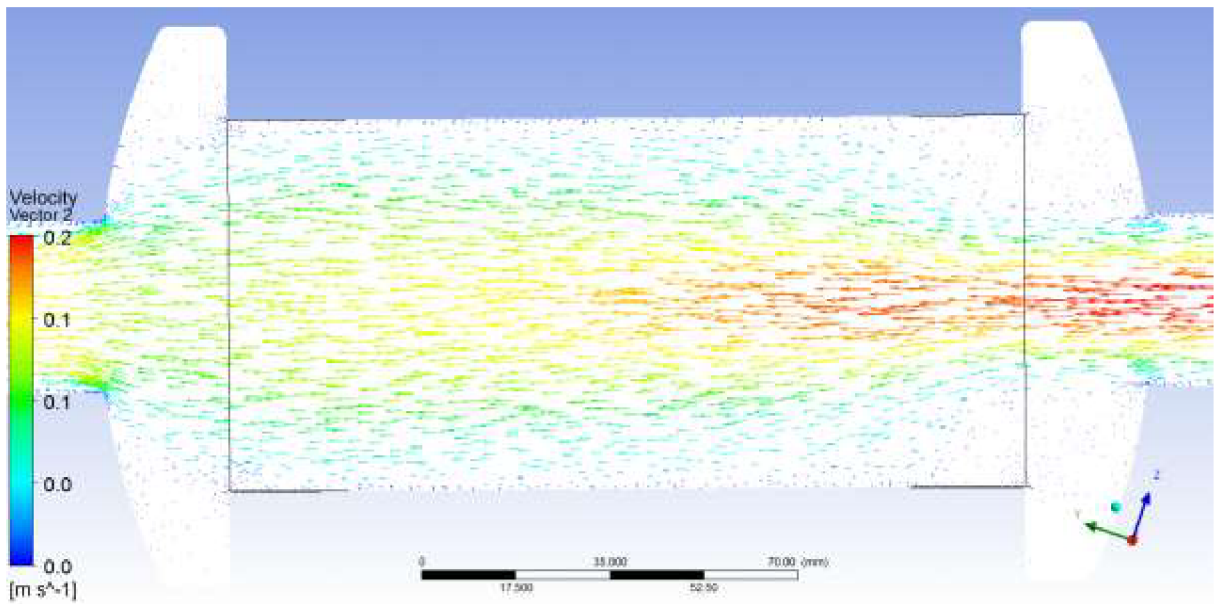
Tabulka 8.1: Hodnoty vstupních okrajových podmínek.

	Objemový tok [m^3/h]	Rychlost Velocity Inlet [m/s]
1	0,25	0,086341
2	1	0,345366
3	2,5	0,863415
4	6	2,072195
5	16	5,525854
6	40	13,81464

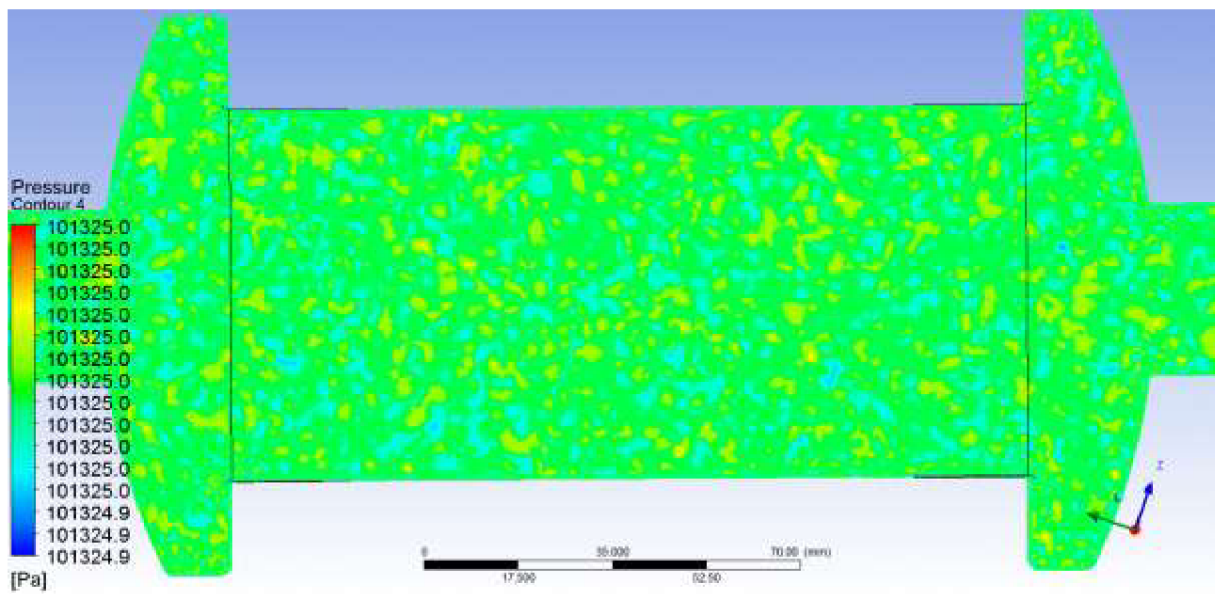
8.1 Varianta $0.25 \text{ m}^3/\text{h}$



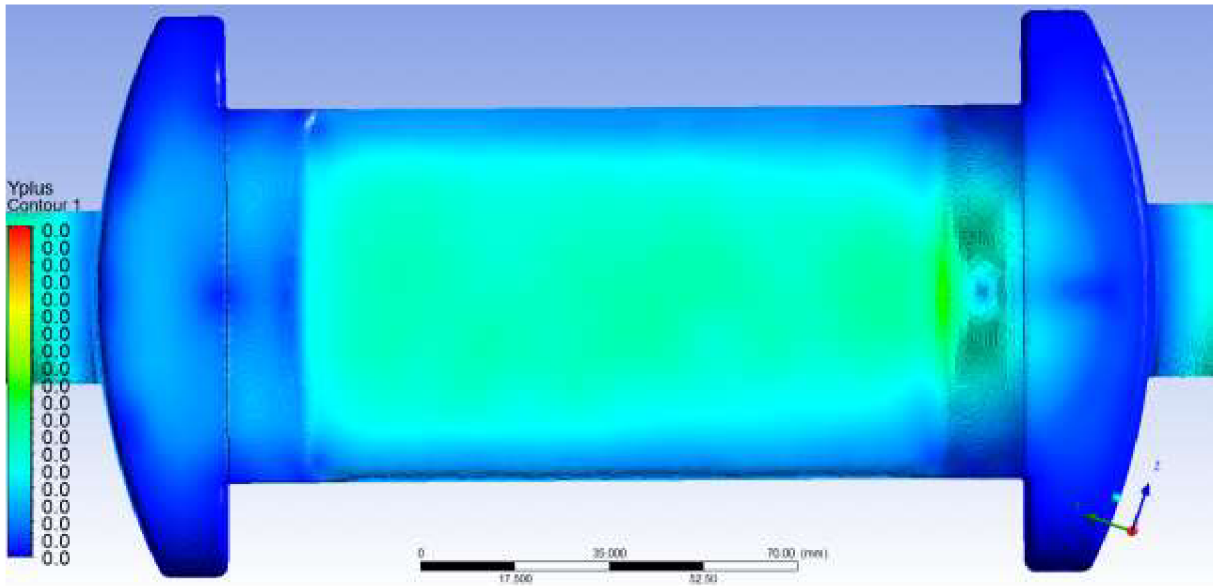
Obr. 8.2: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 8.3: Vektorové rozložení rychlosti

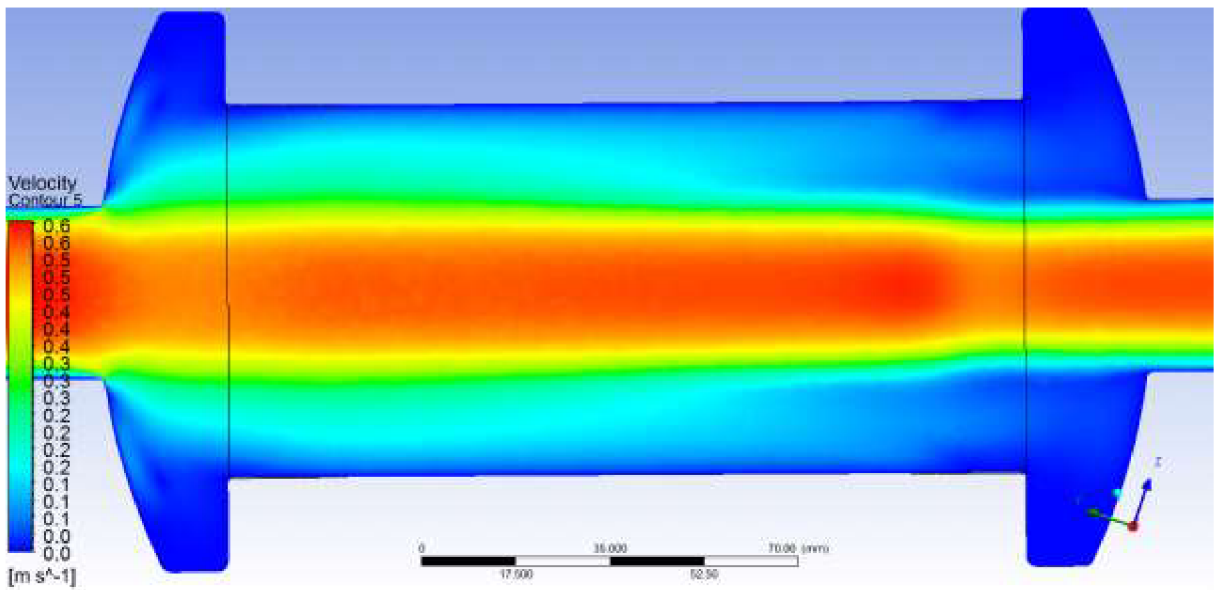


Obr. 8.4: Rozložení tlakového pole.

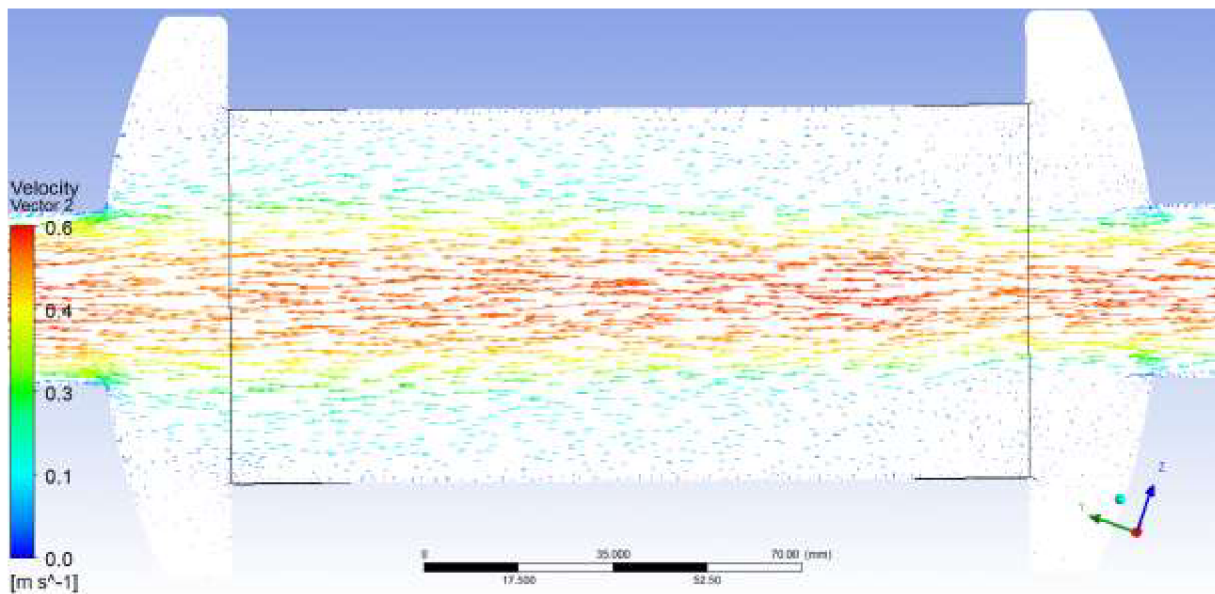


Obr. 8.5: Rozložení hodnoty y^+ .

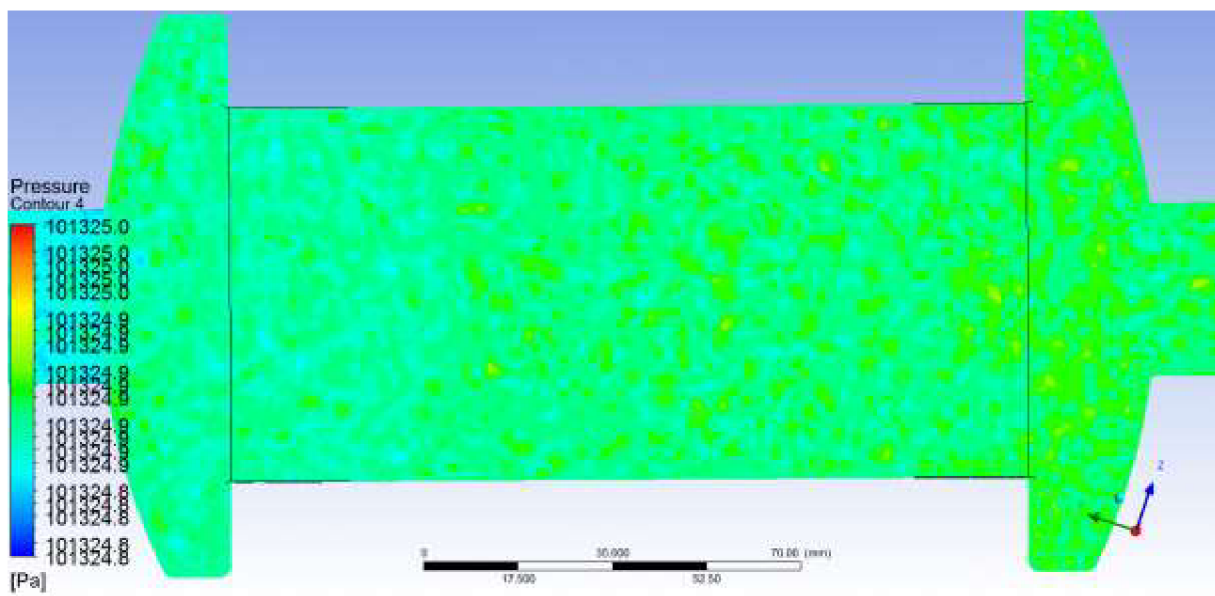
8.2 Varianta 1 m³/h



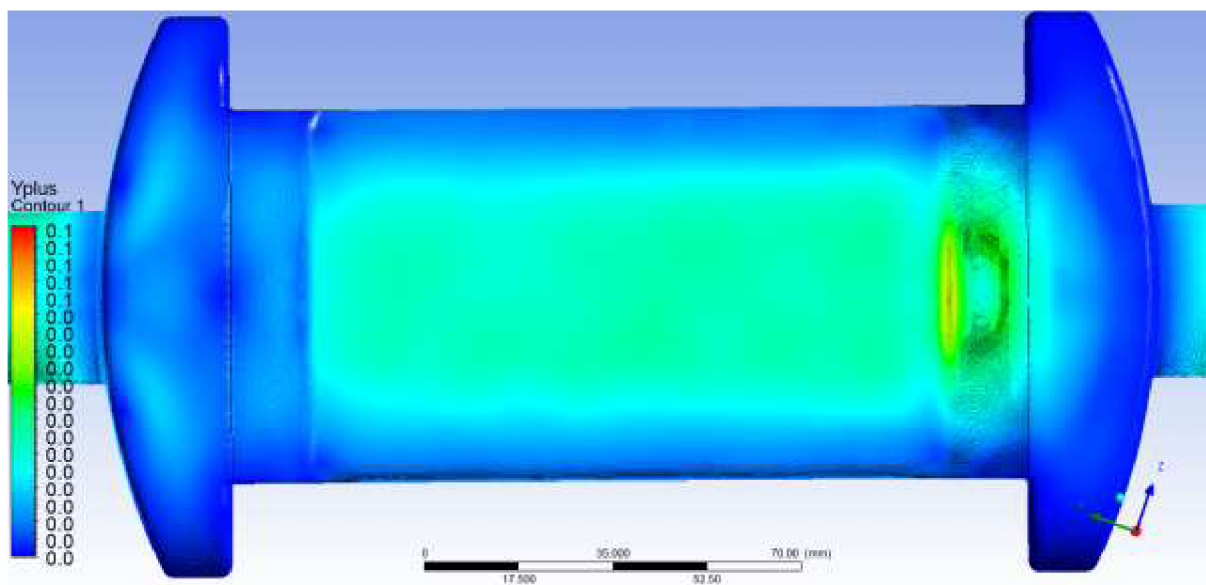
Obr. 8.6: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 8.7: Vektorové rozložení rychlosti

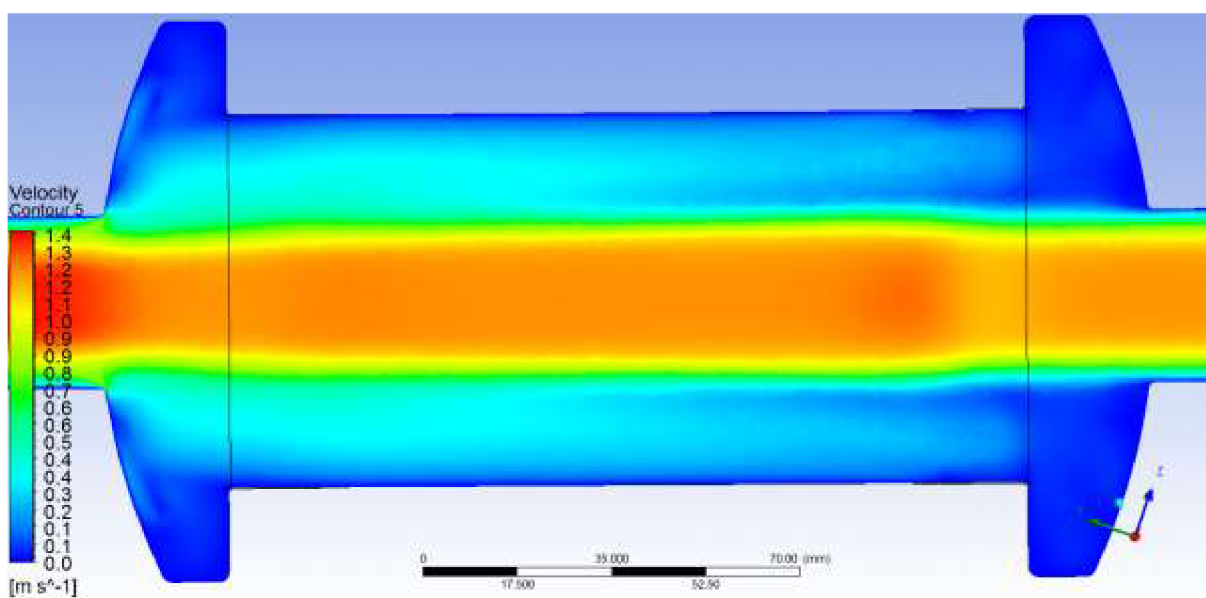


Obr. 8.8: Rozložení tlakového pole.

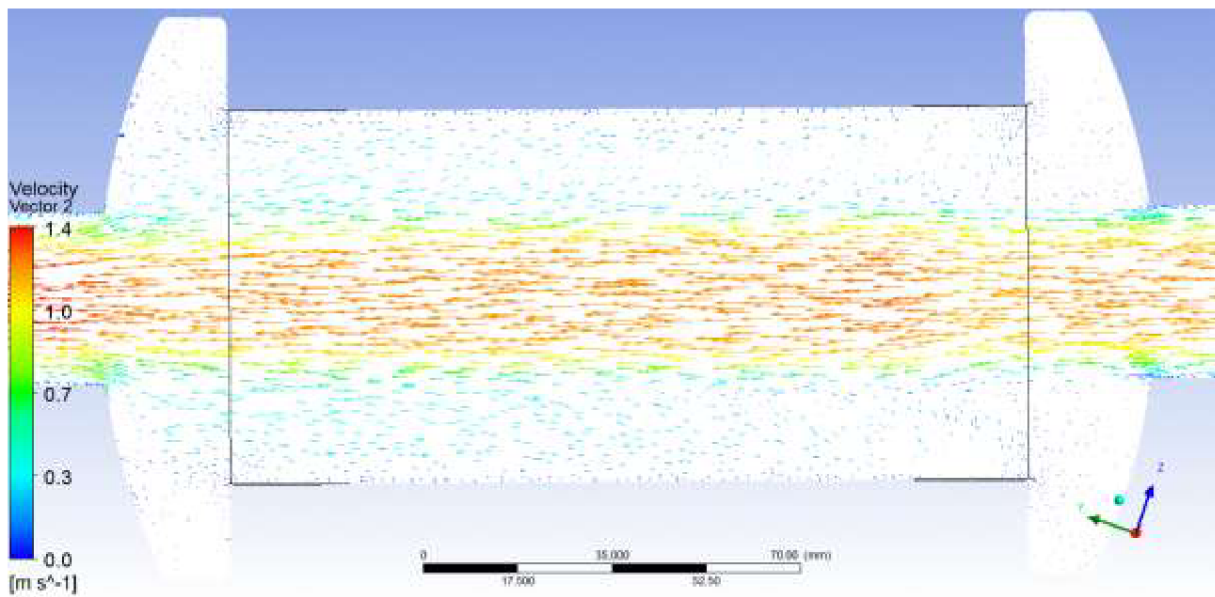


Obr. 8.9: Rozložení hodnoty y^+ .

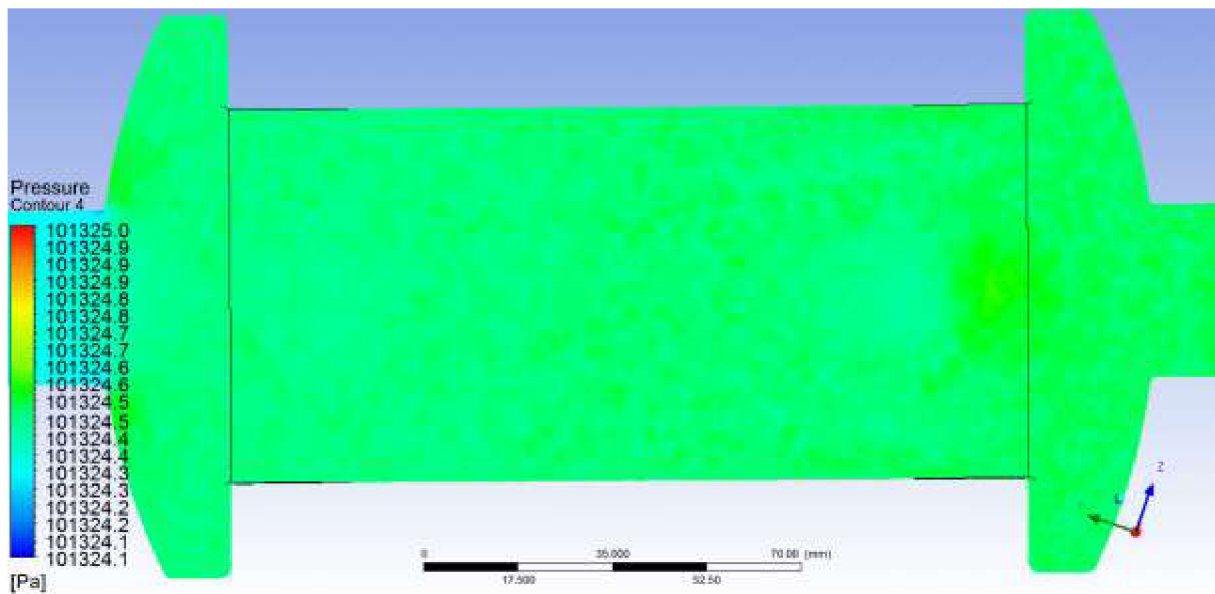
8.3 Varianta 2.5 m³/h



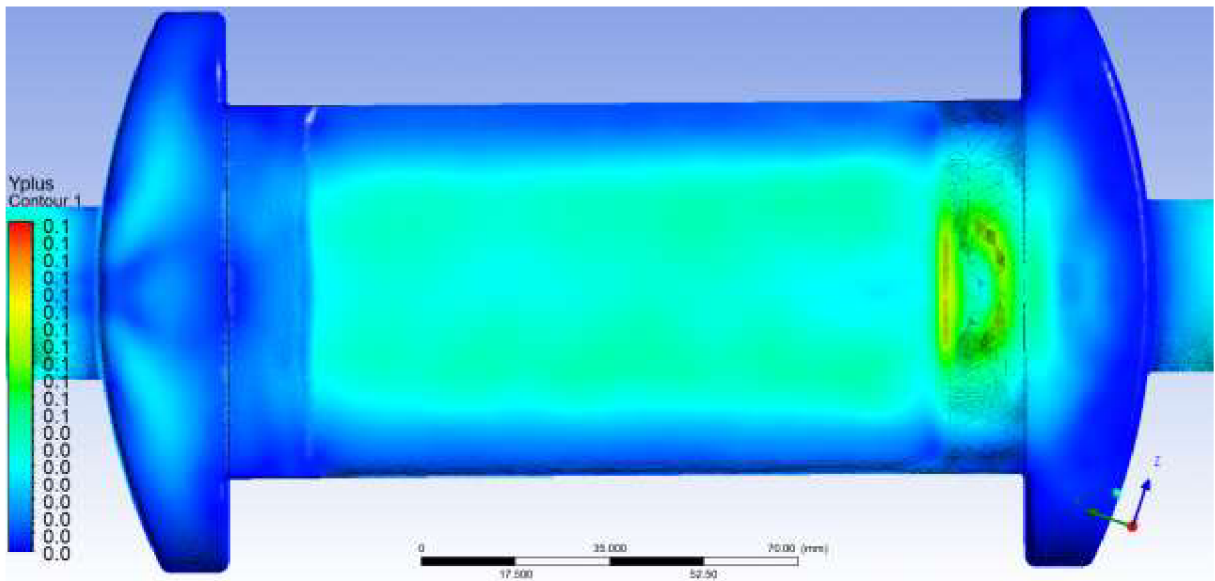
Obr. 8.10: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 8.11: Vektorové rozložení rychlosti

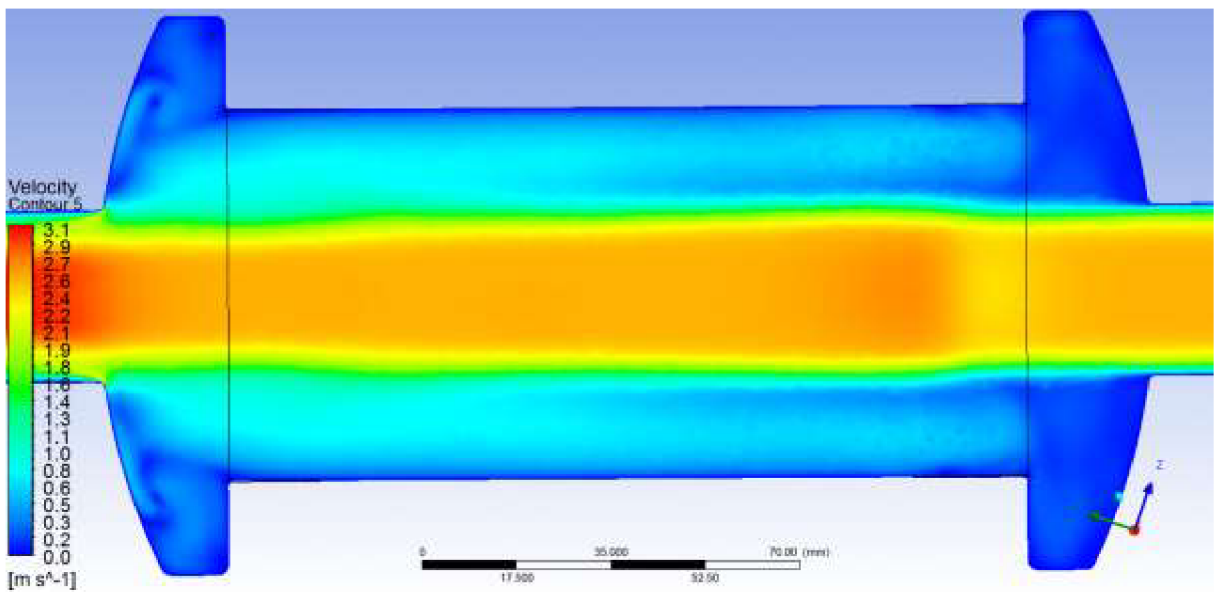


Obr. 8.12: Rozložení tlakového pole.

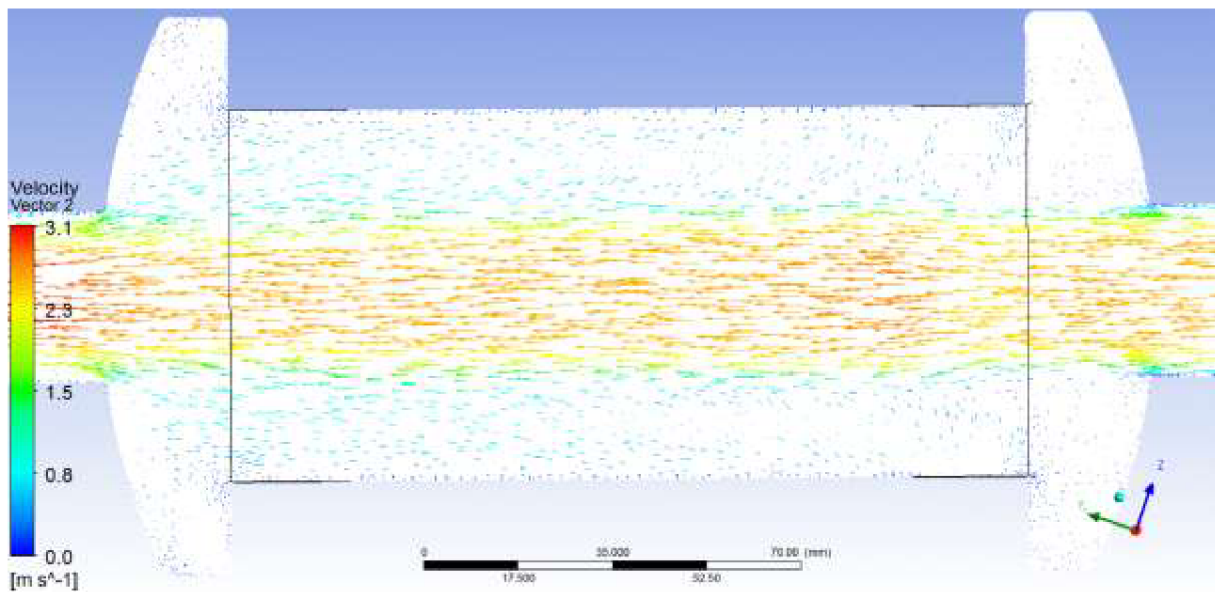


Obr. 8.13: Rozložení hodnoty y^+ .

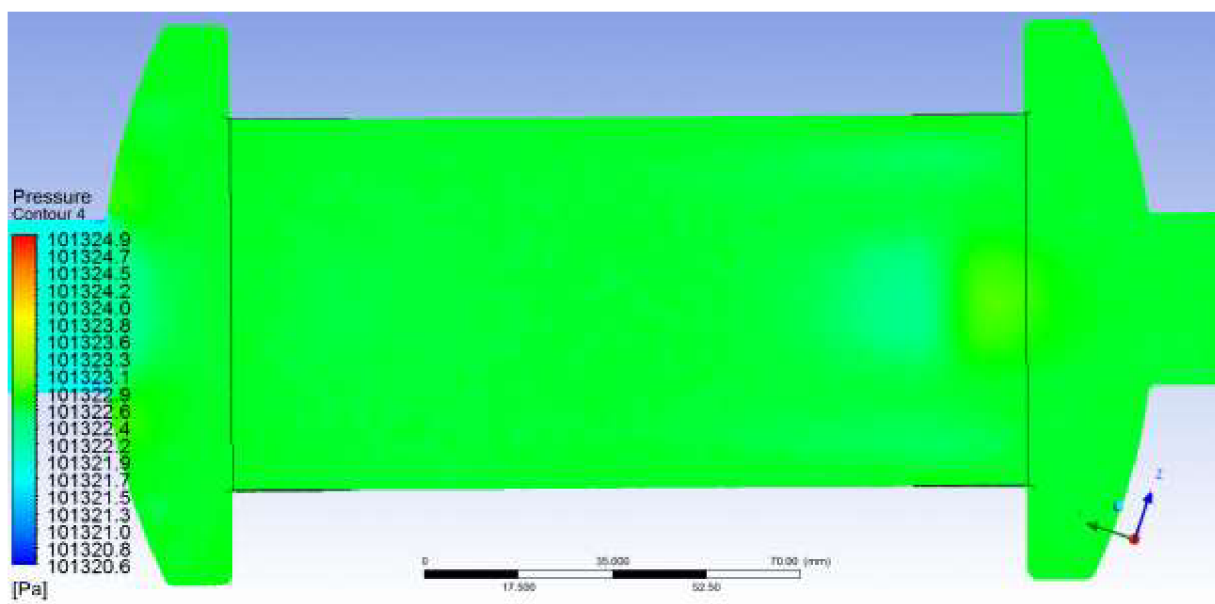
8.4 Varianta 6 m³/h



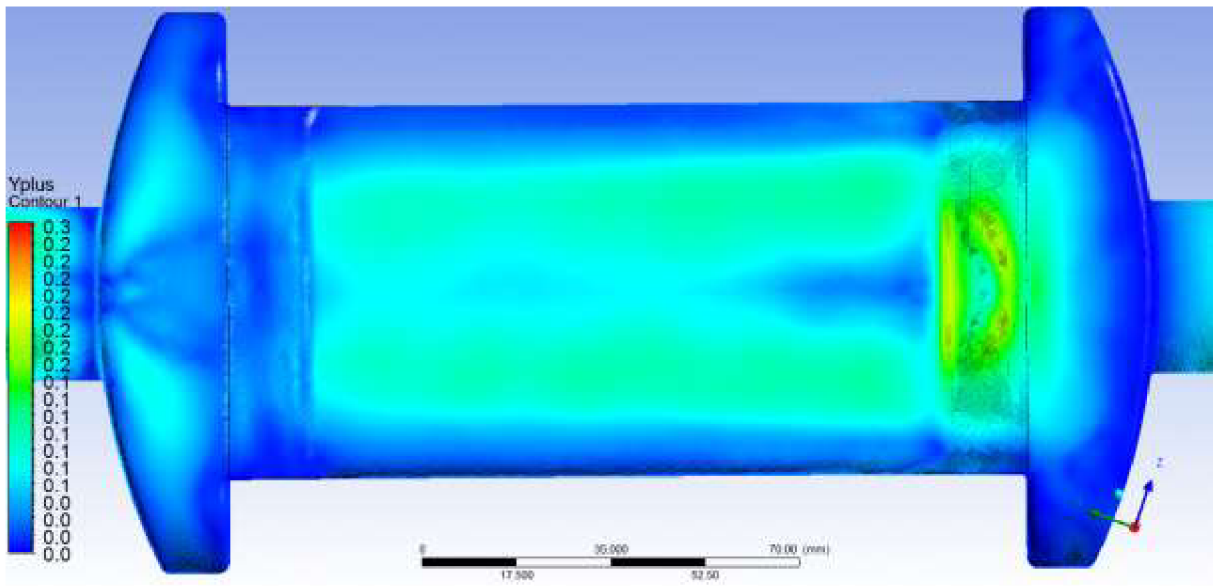
Obr. 8.14: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 8.15: Vektorové rozložení rychlosti

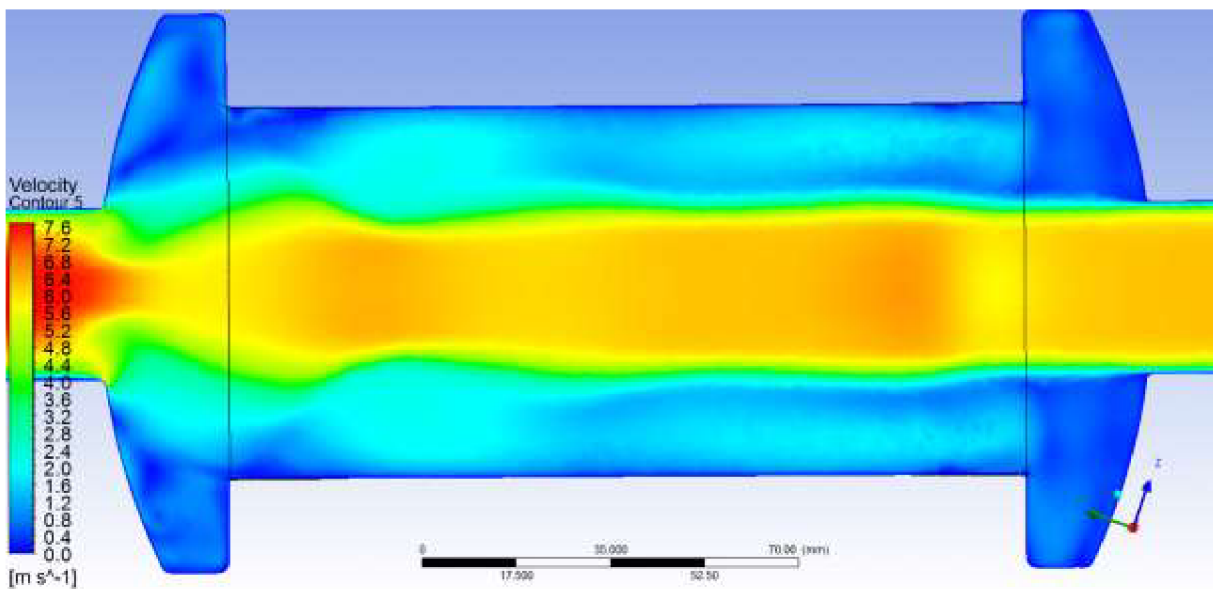


Obr. 8.16: Rozložení tlakového pole.

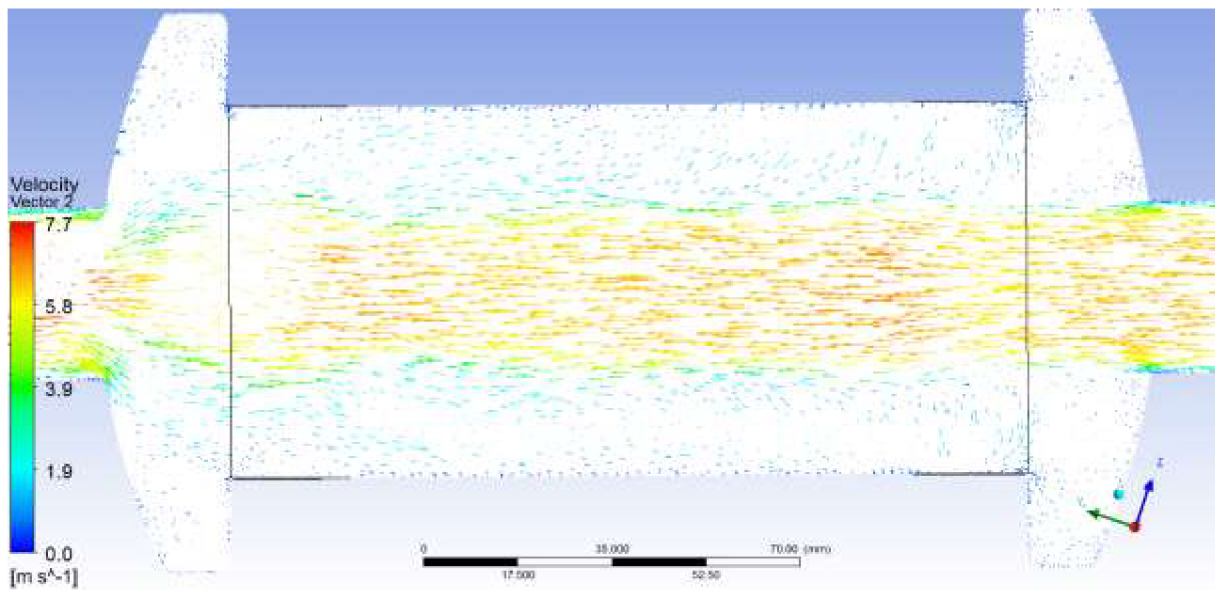


Obr. 8.17: Rozložení hodnoty y^+ .

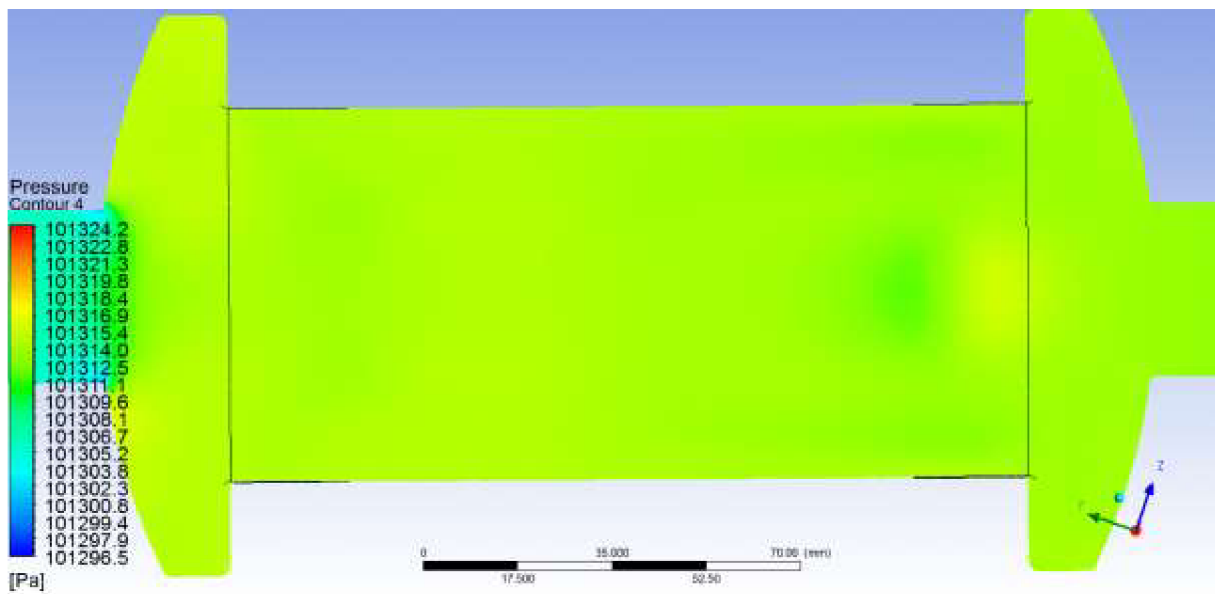
8.5 Varianta 16 m³/h



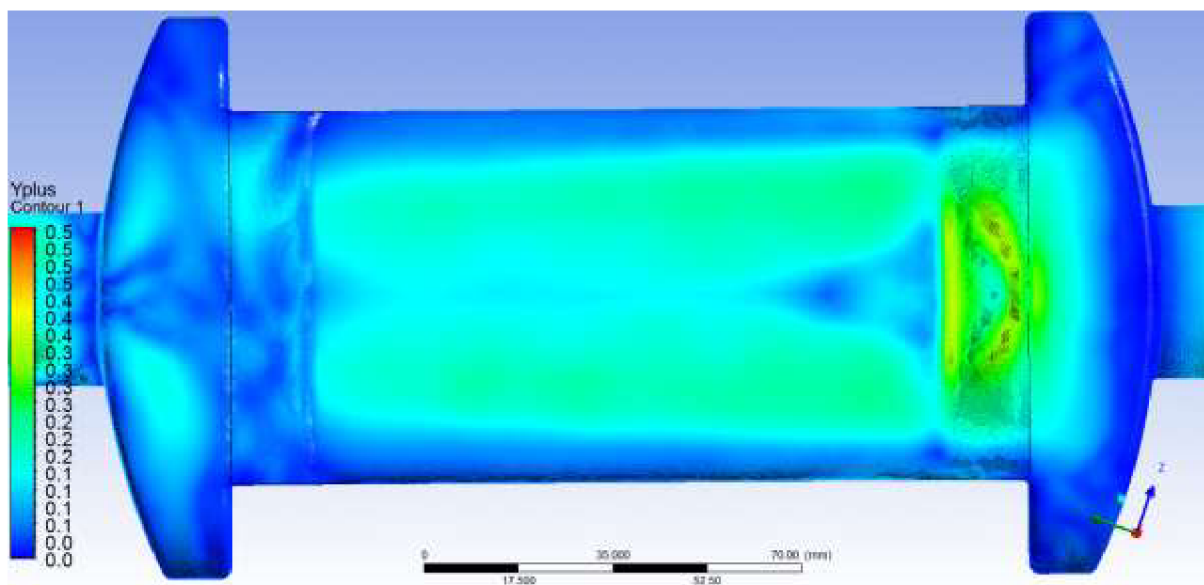
Obr. 8.18: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 8.19: Vektorové rozložení rychlosti

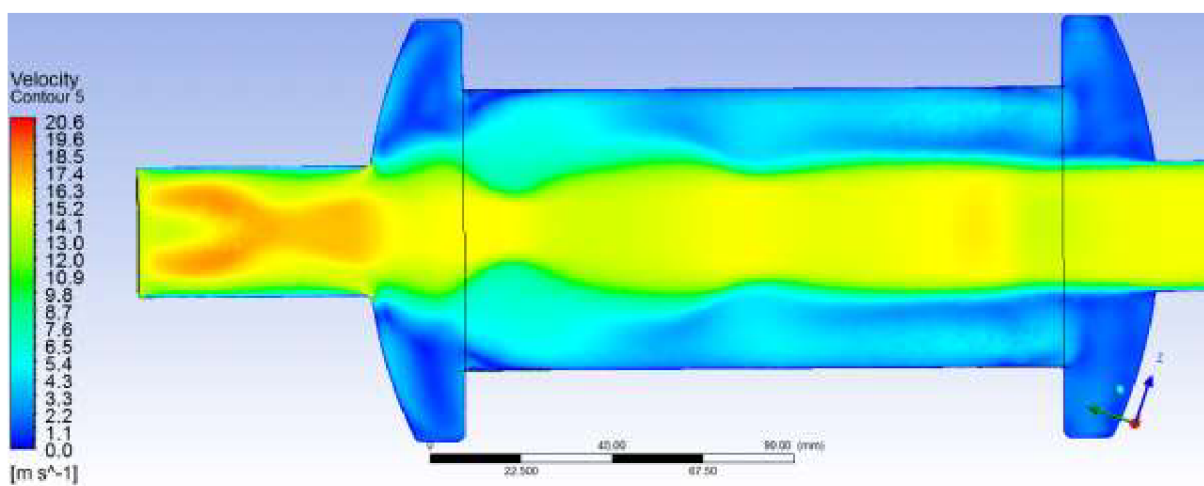


Obr. 8.20: Rozložení tlakového pole.

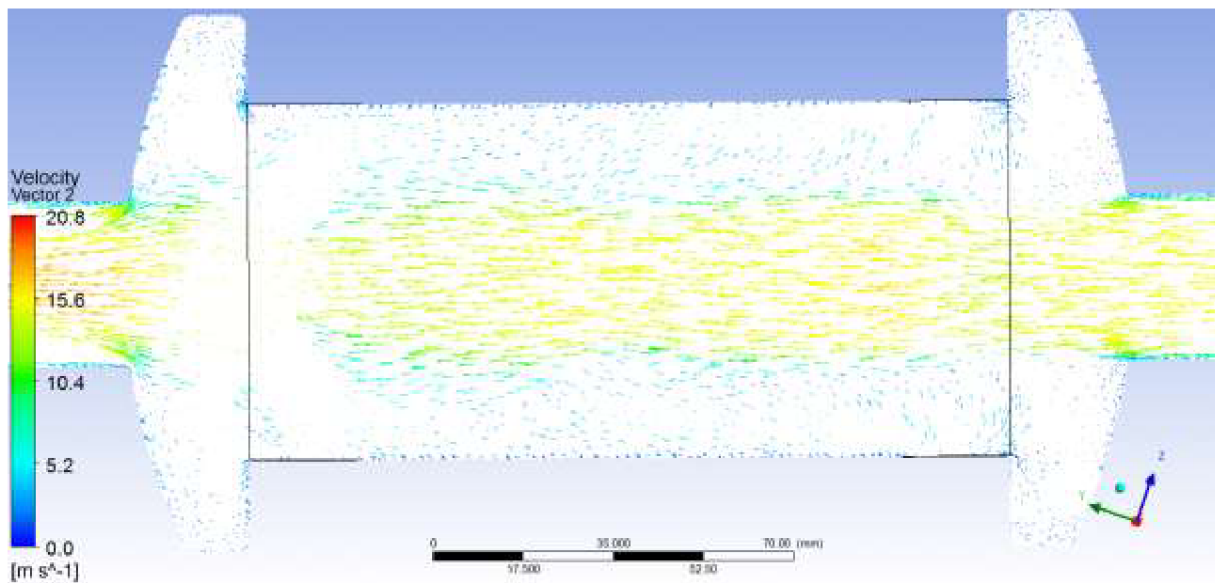


Obr. 8.21: Rozložení hodnoty y^+ .

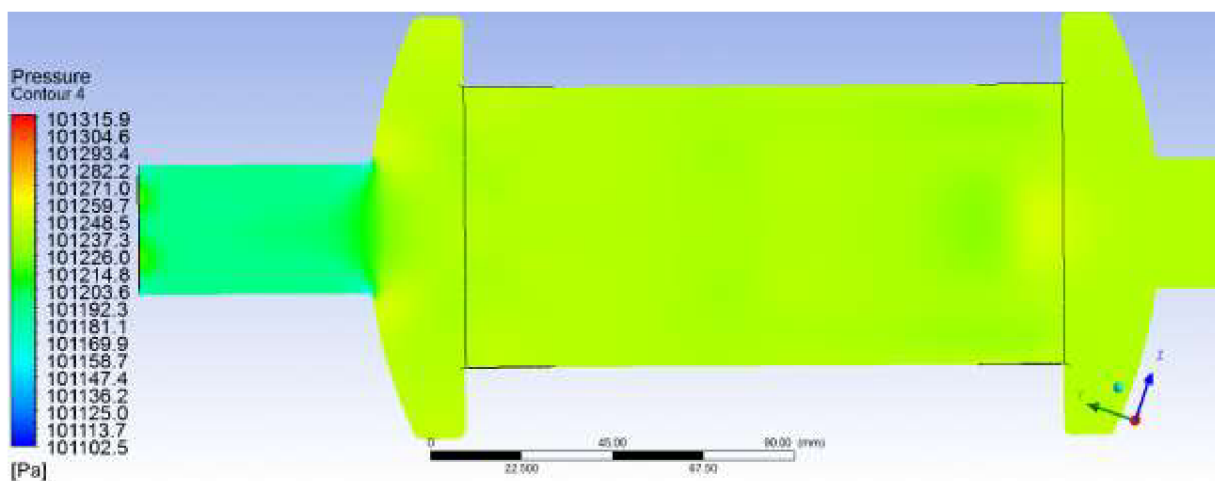
8.6 Varianta 40 m³/h



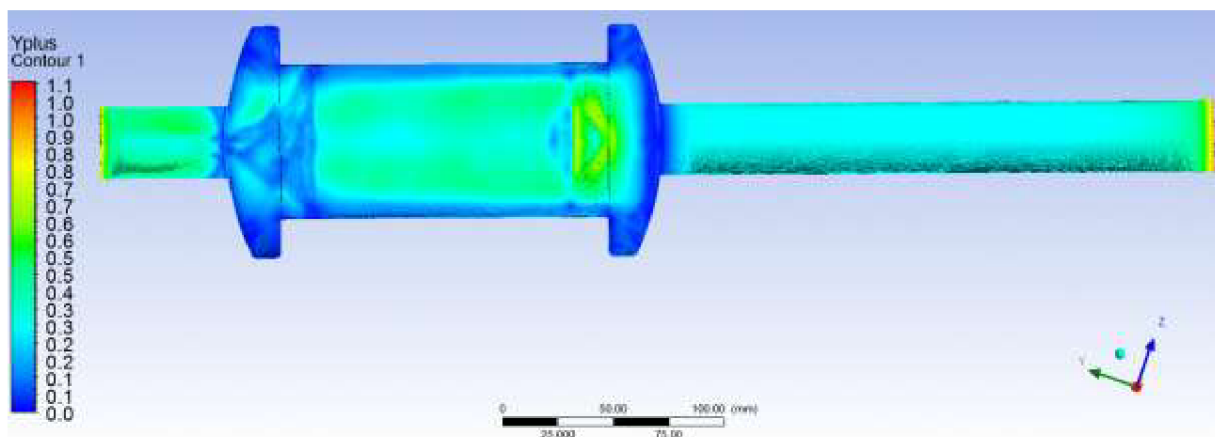
Obr. 8.22: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 8.23: Vektorové rozložení rychlosti

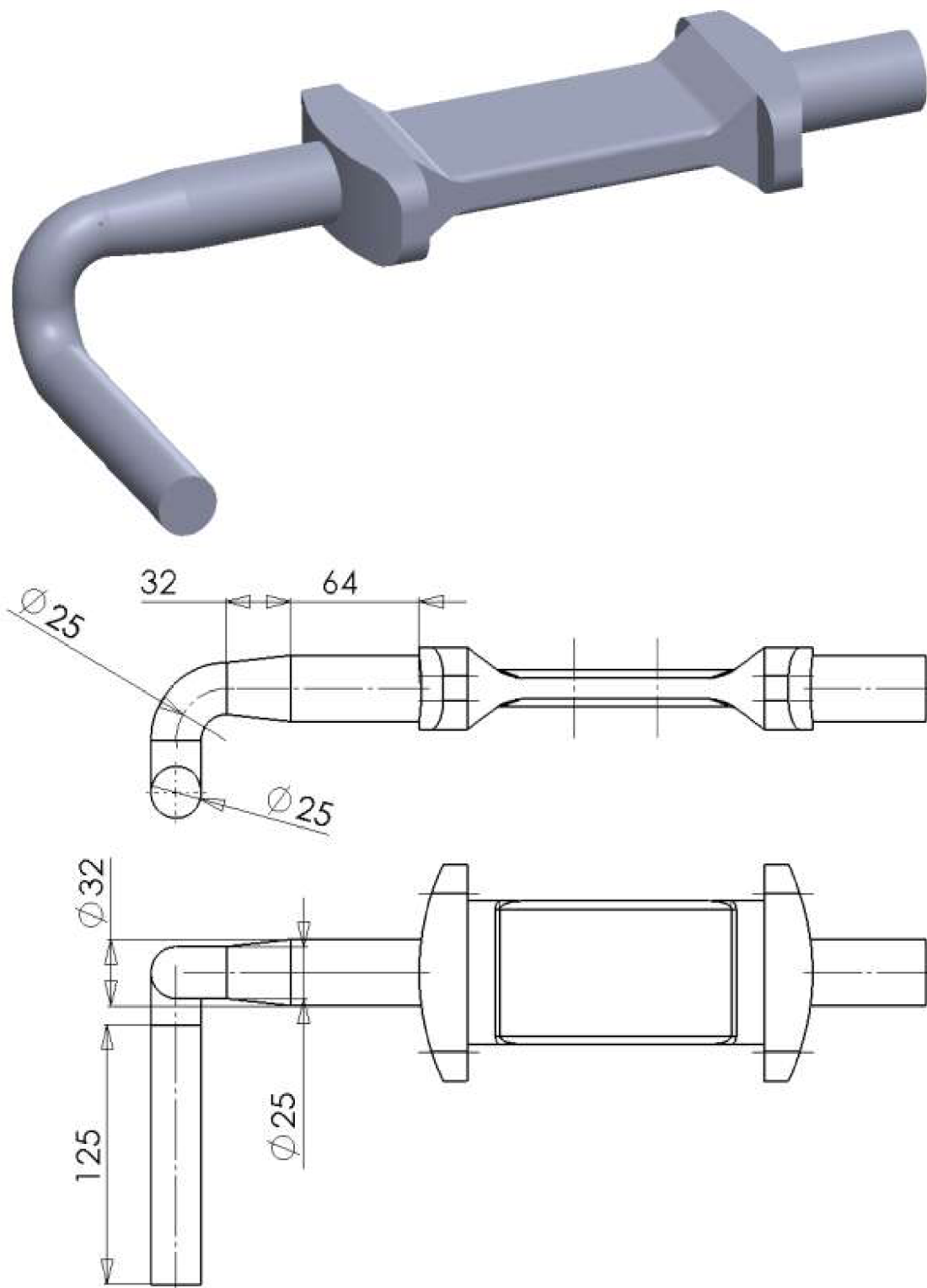


Obr. 8.24: Rozložení tlakového pole.



Obr. 8.25: Rozložení hodnoty y^+ .

9 Vyhodnocení tvaru s koleny



Obr. 9.1: Varianta s koleny

Dále byla vyhodnocena varianta s koleny, jejichž rozměry byly voleny podle normy EN 12261 (obr. 9.1).

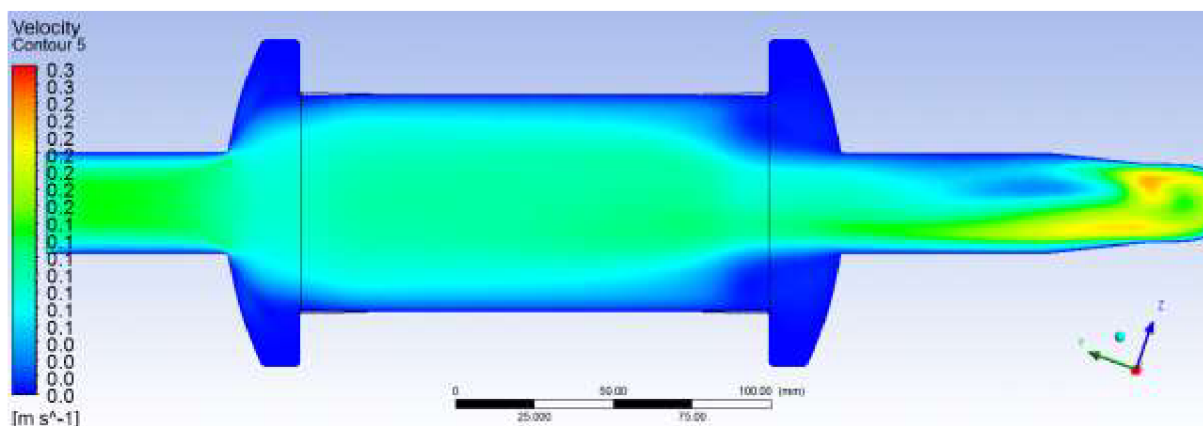
Byla volena škála průtoku Q [m^3/h]. V praxi byly tyto hodnoty přepočteny na vstupní rychlost, která bude nastavena jako okrajová podmínka (tab. 9.1).

Kontrola použitého turbulentního modulu byla provedena pomocí hodnoty y^+ . Ve všech případech byla tato hodnota v normě, pouze pro průtok $40 \text{ m}^3/\text{h}$ mírně překročila na úplném vstupu, kde ale nevzniká problém se skreslením výsledků.

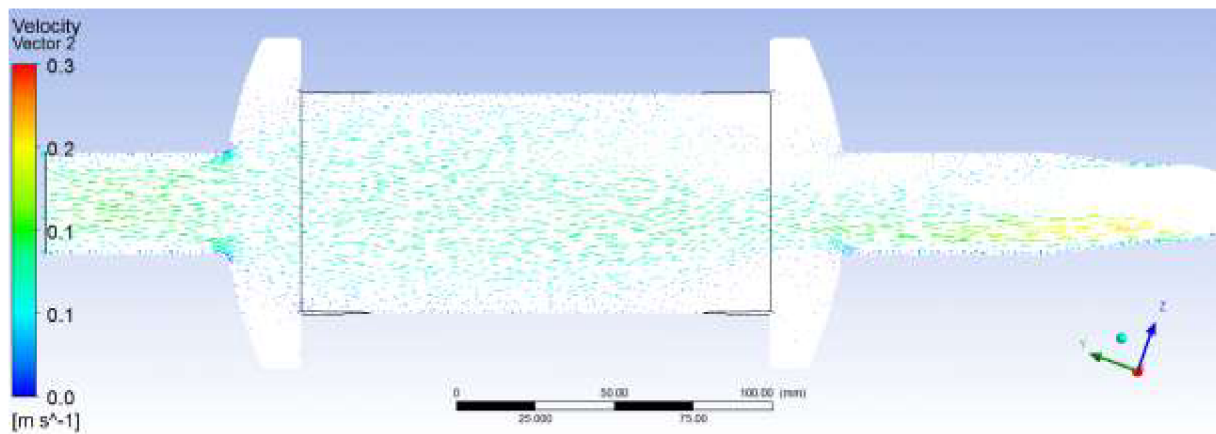
Tabulka 9.1: Hodnoty vstupních okrajových podmínek.

	Objemový tok [m^3/h]	Rychlost Velocity Inlet [m/s]
1	0,25	0,086341
2	1	0,345366
3	2,5	0,863415
4	6	2,072195
5	16	5,525854
6	40	13,81464

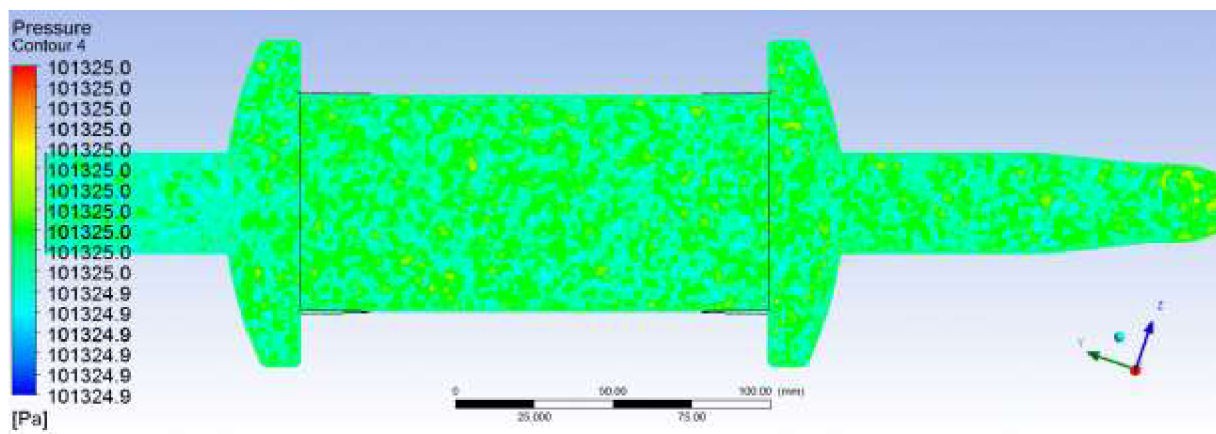
9.1 Varianta $0.25 \text{ m}^3/\text{h}$



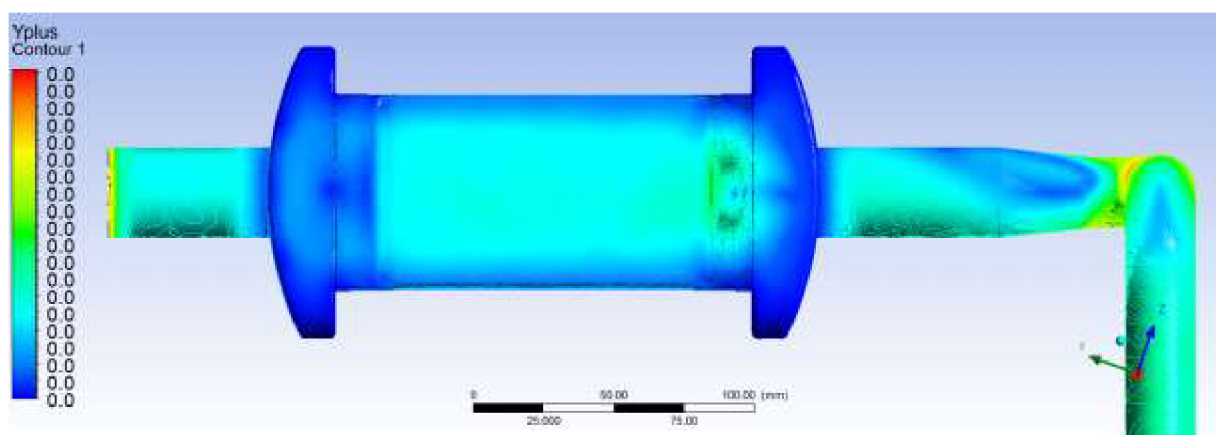
Obr. 9.2: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 9.3: Vektorové rozložení rychlosti

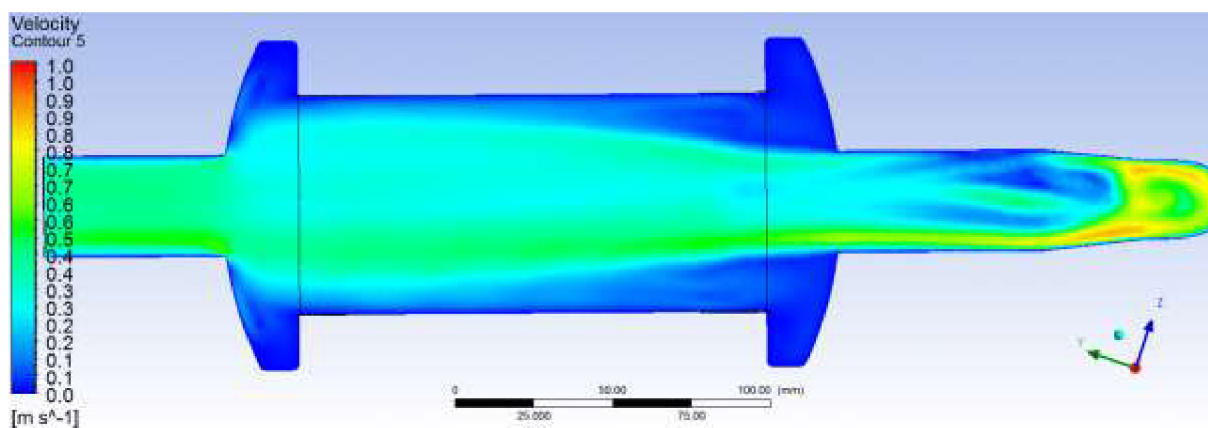


Obr. 9.4: Rozložení tlakového pole.

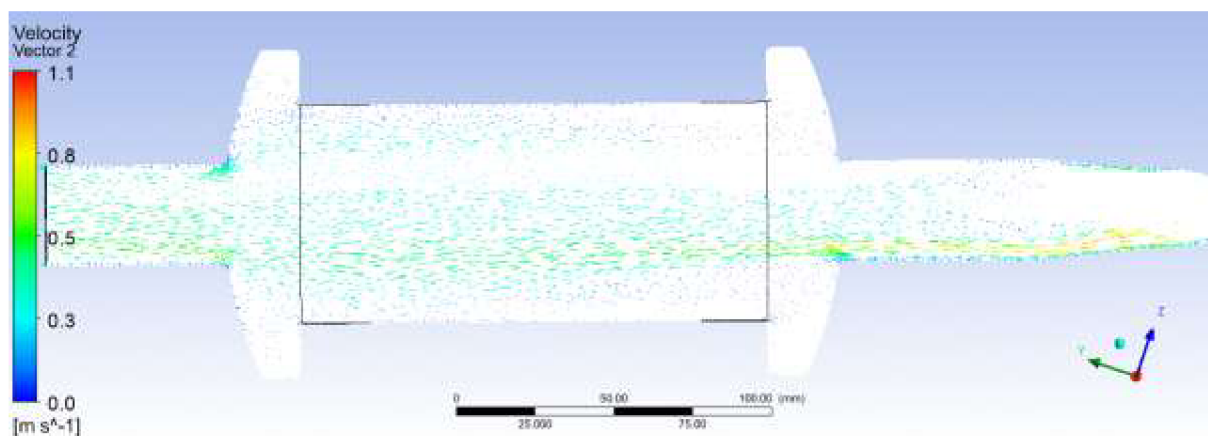


Obr. 9.5: Rozložení hodnoty y^+ .

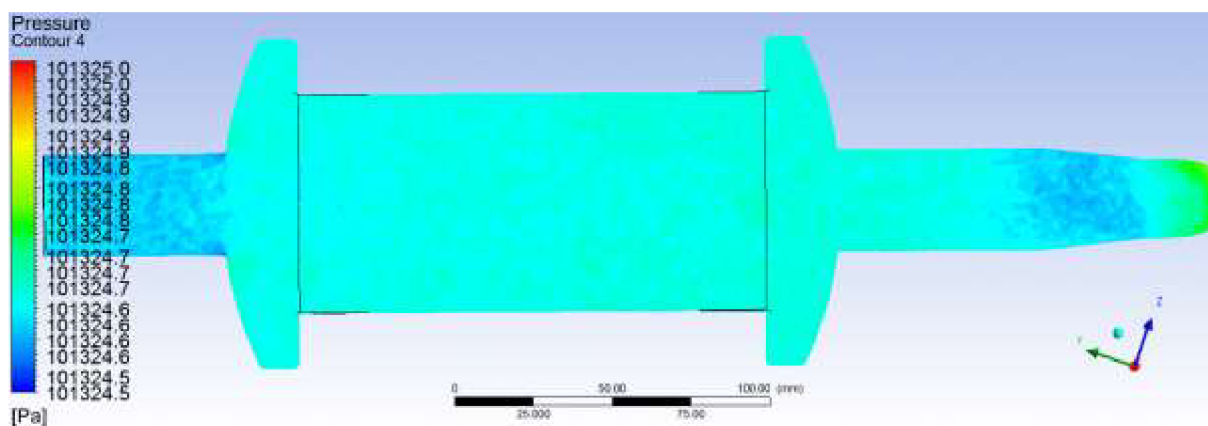
9.2 Varianta 1 m³/h



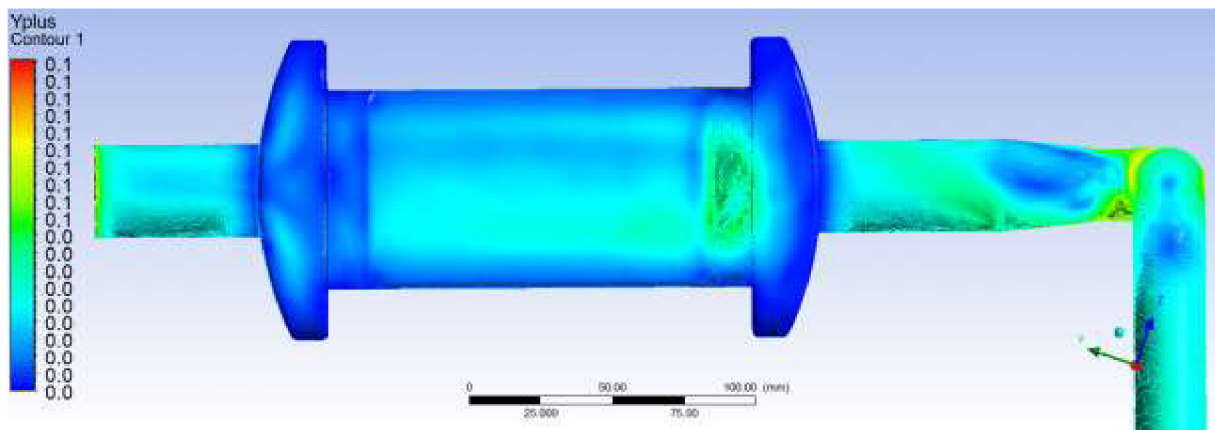
Obr. 9.6: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 9.7: Vektorové rozložení rychlosti

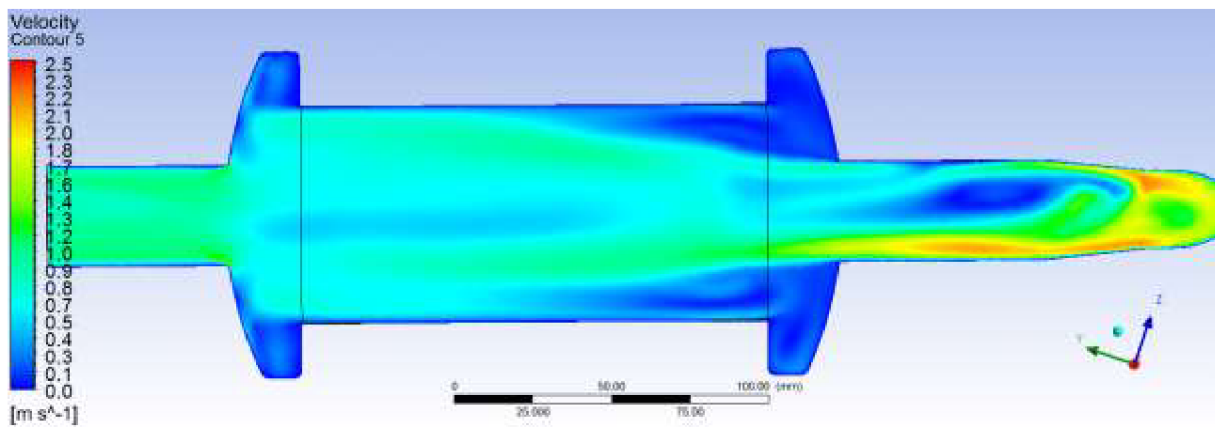


Obr. 9.8: Rozložení tlakového pole.

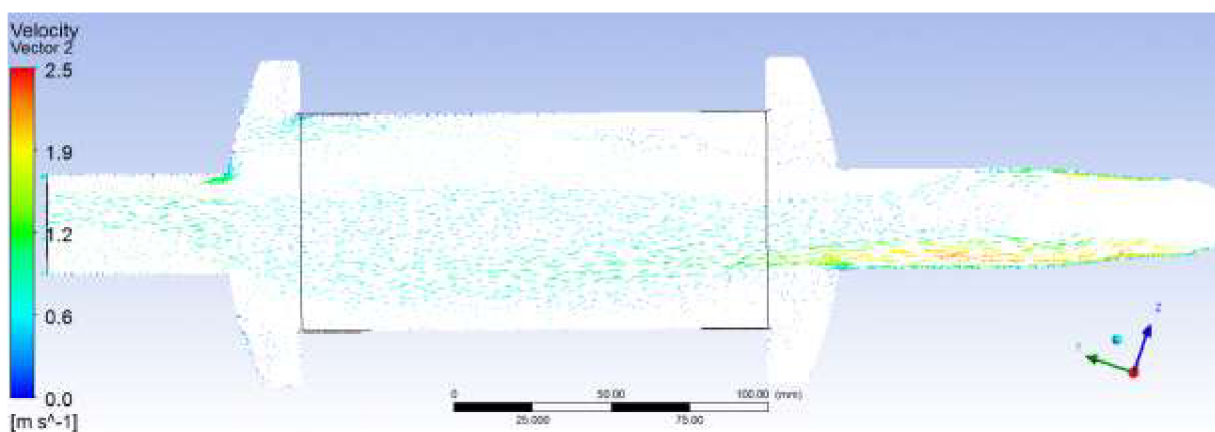


Obr. 9.9: Rozložení hodnoty y^+ .

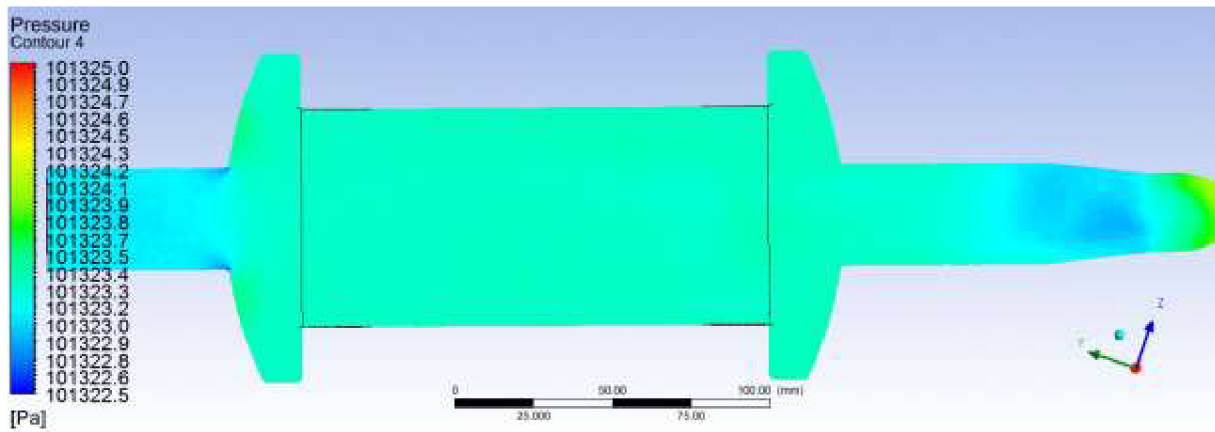
9.3 Varianta 2.5 m³/h



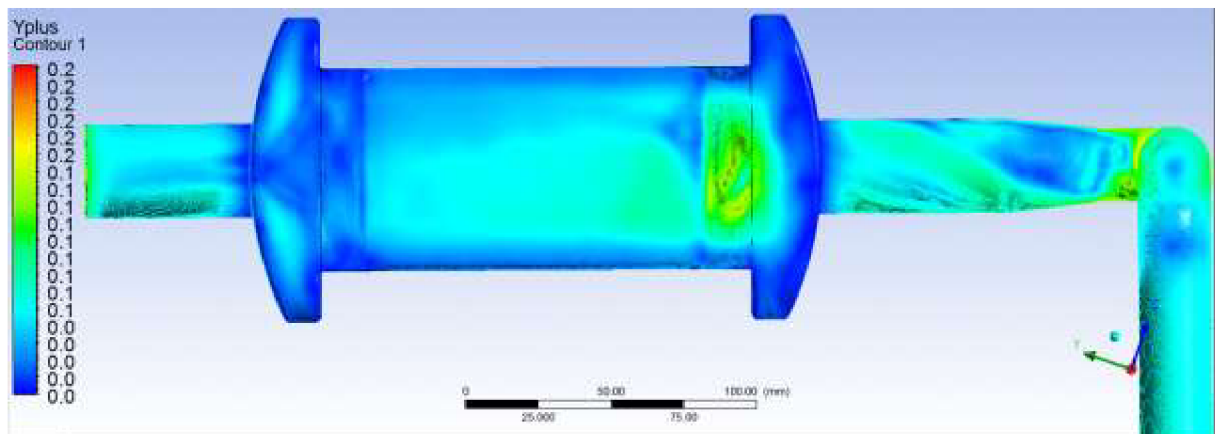
Obr. 9.10: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 9.11: Vektorové rozložení rychlosti

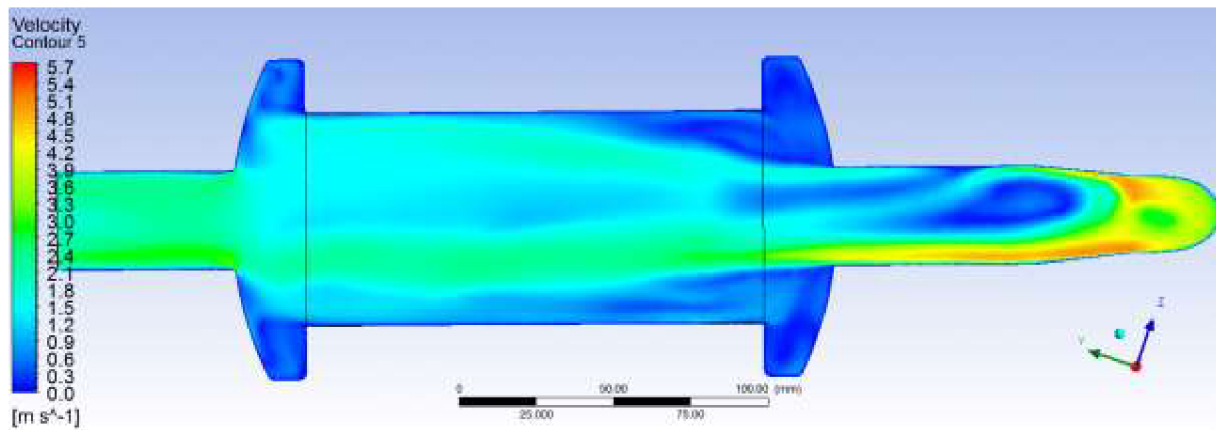


Obr. 9.12: Rozložení tlakového pole.

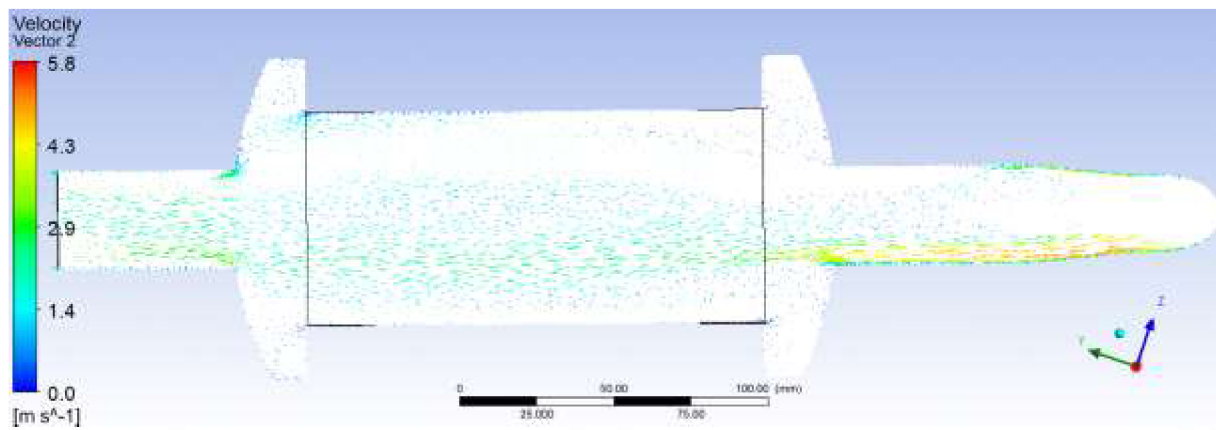


Obr. 9.13: Rozložení hodnoty y^+ .

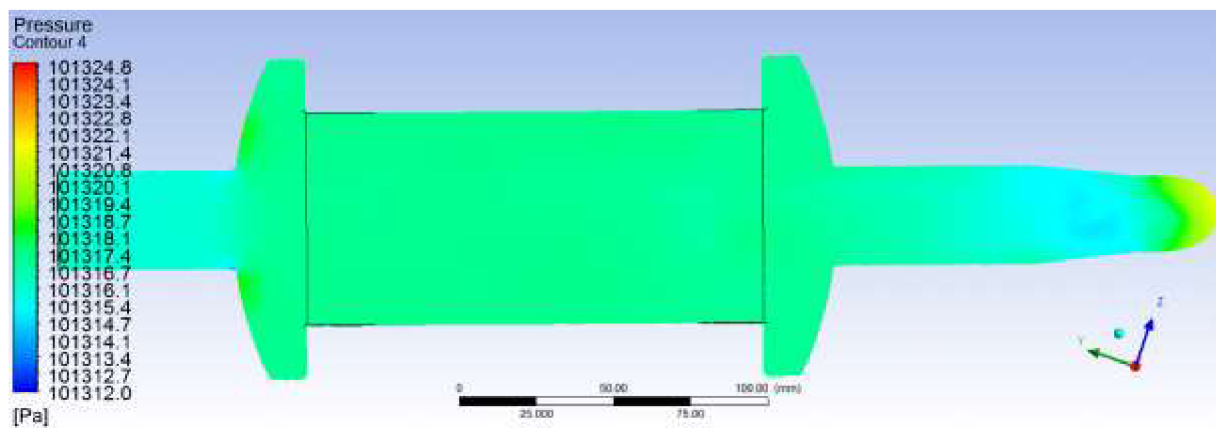
9.4 Varianta 6 m³/h



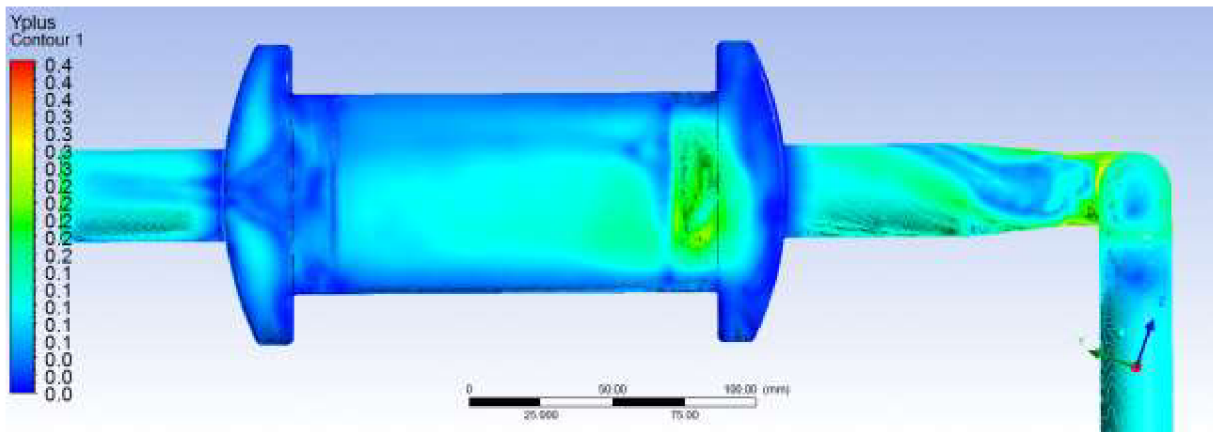
Obr. 9.14: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 9.15: Vektorové rozložení rychlosti

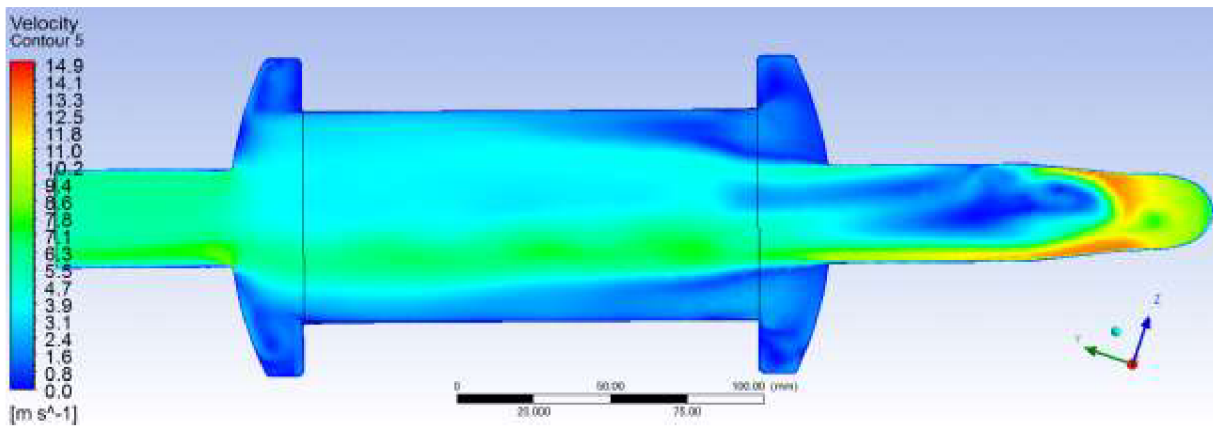


Obr. 9.16: Rozložení tlakového pole.

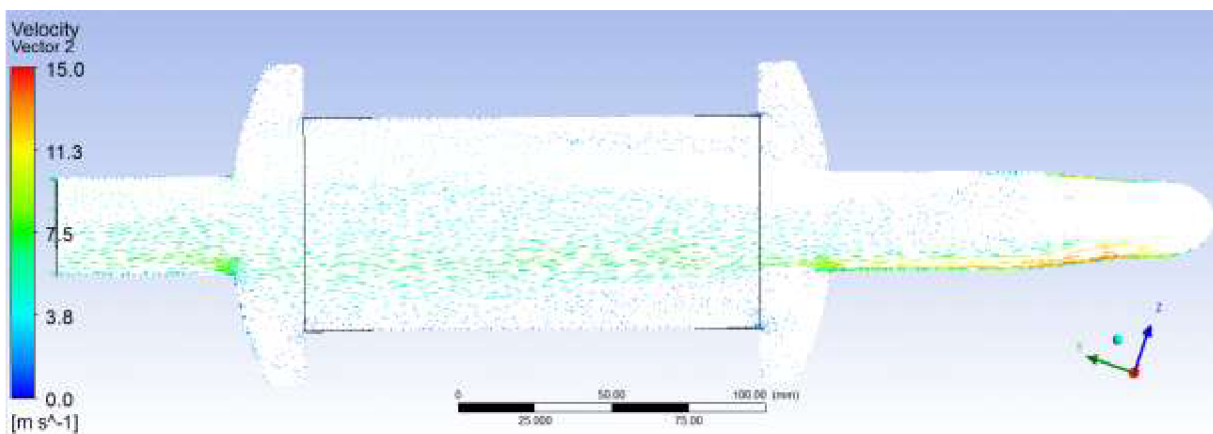


Obr. 9.17: Rozložení hodnoty y^+ .

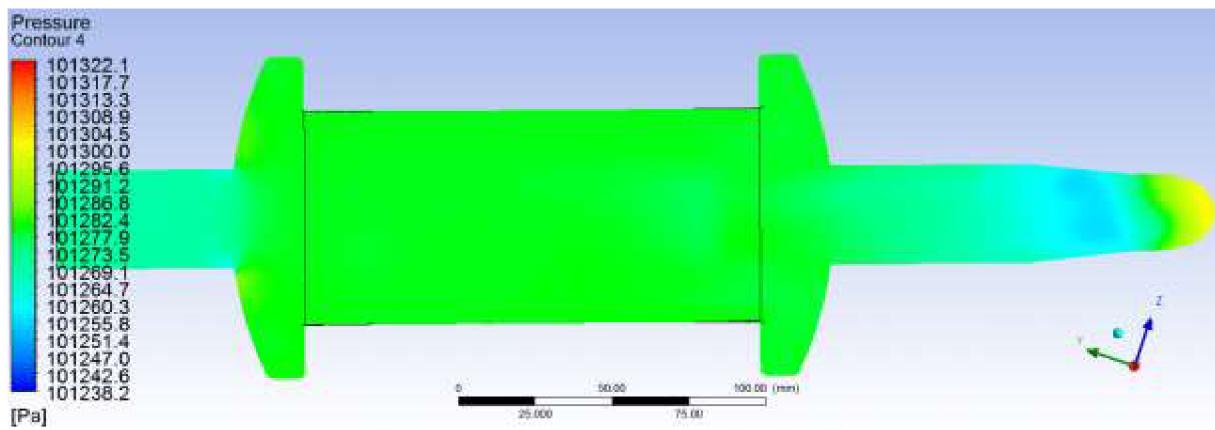
9.5 Varianta 16 m³/h



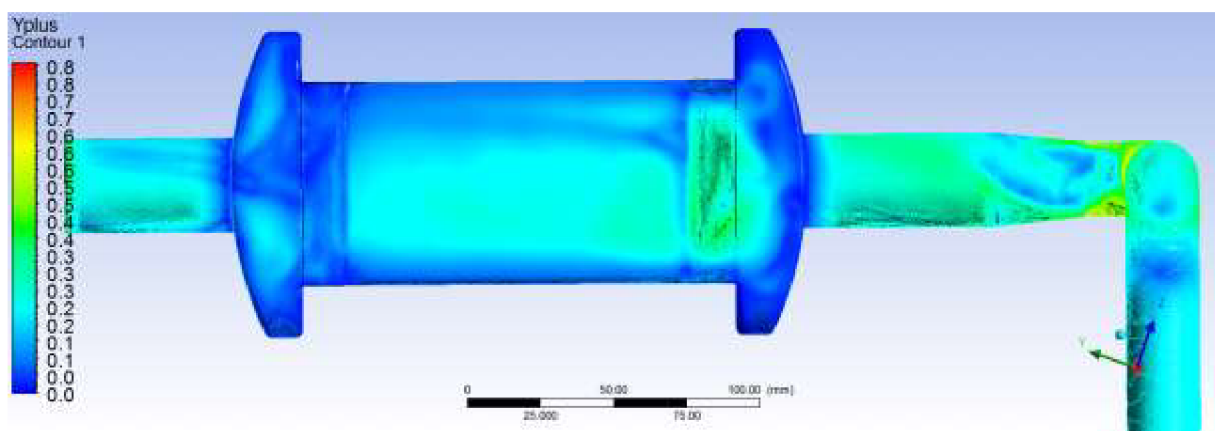
Obr. 9.18: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 9.19: Vektorové rozložení rychlosti

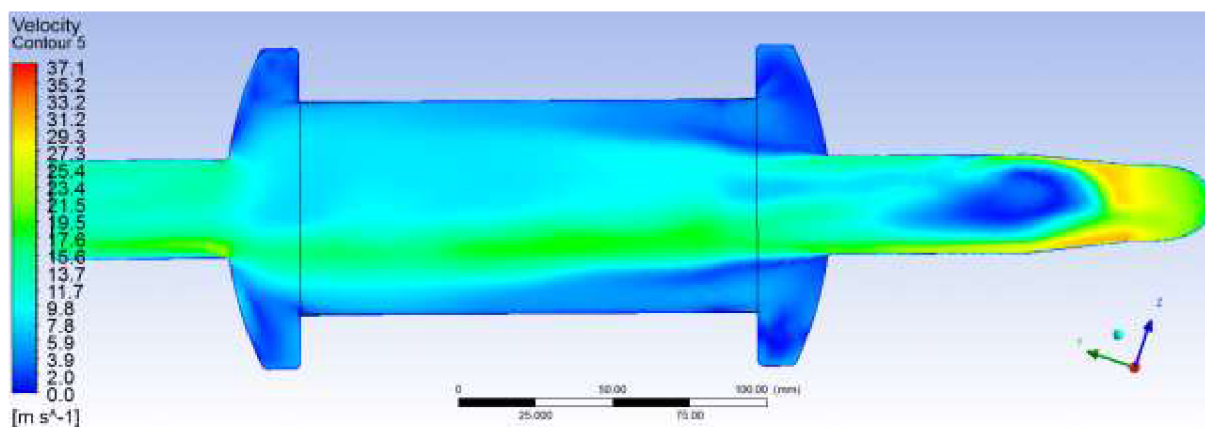


Obr. 9.20: Rozložení tlakového pole.

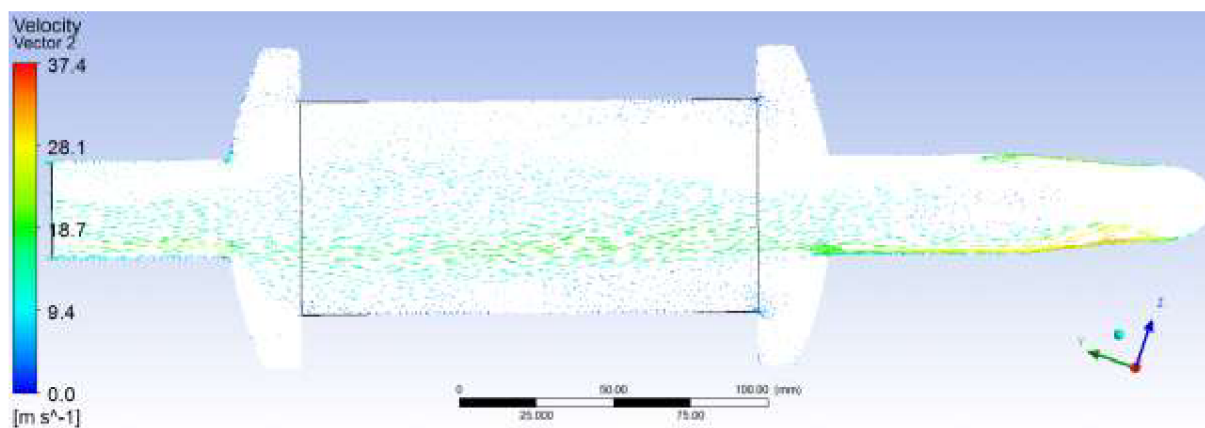


Obr. 9.21: Rozložení hodnoty y^+ .

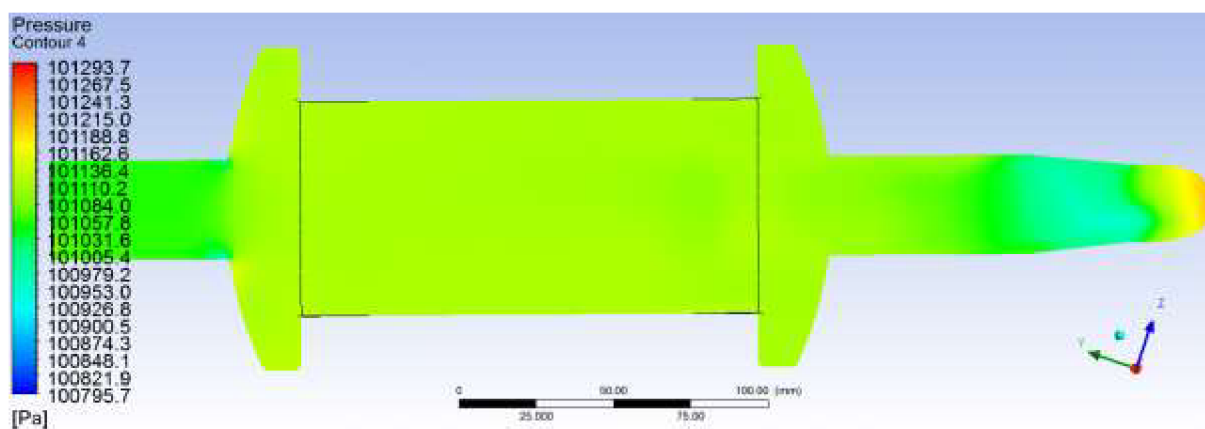
9.6 Varianta 40 m³/h



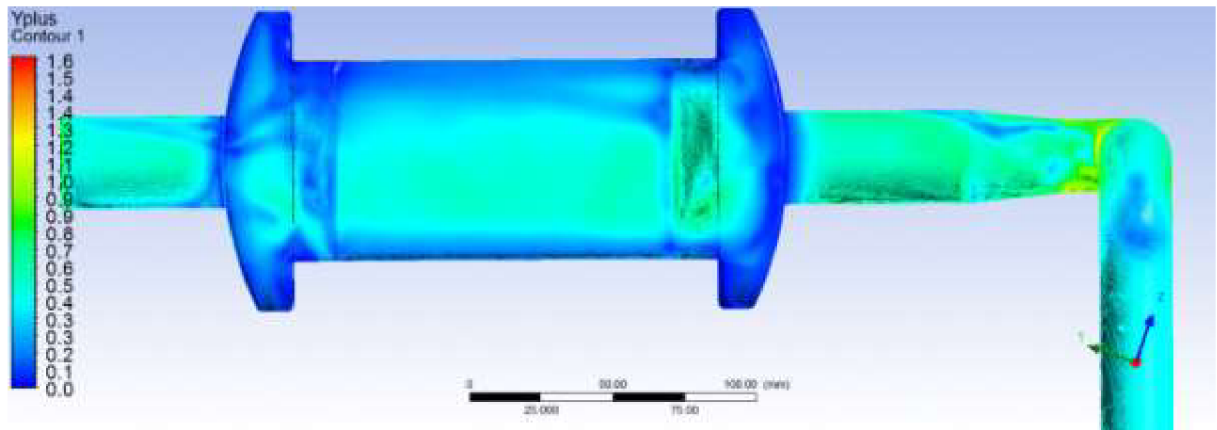
Obr. 9.22: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 9.23: Vektorové rozložení rychlosti

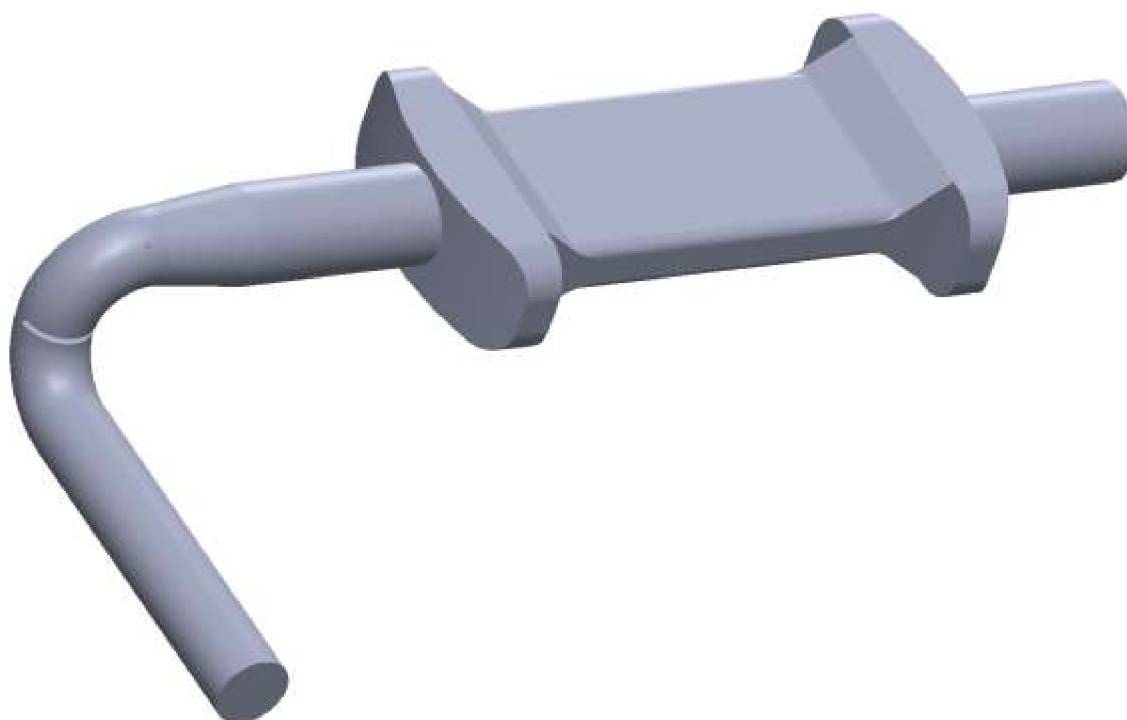


Obr. 9.24: Rozložení tlakového pole.



Obr. 9.25: Rozložení hodnoty y^+ .

10 Vyhodnocení tvaru se zaslepením



Obr. 10.1: Varianta se zaslepením

Dále byla vyhodnocena varianta se zaslepením (obr. 10.1), jejichž rozměry byly voleny podle normy EN 12261. Jsou totožné s variantou na (obr. 9.1) s vytvořením zaslepení v kolenu.

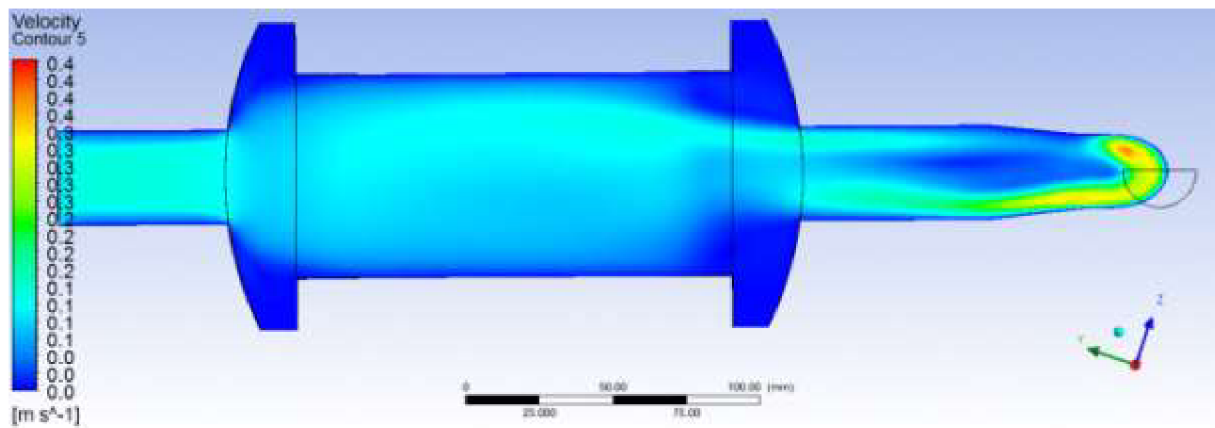
Byla volena škála průtoku Q [m^3/h]. V praxi byly tyto hodnoty přepočteny na vstupní rychlost, která bude nastavena jako okrajová podmínka (tab. 10.1).

Kontrola použitého turbulentního modulu byla provedena pomocí hodnoty y^+ . Ve všech případech byla tato hodnota v normě, pouze pro průtok $40 \text{ m}^3/\text{h}$ mírně překročila na úplném vstupu, kde ale nevzniká problém se skreslením výsledků.

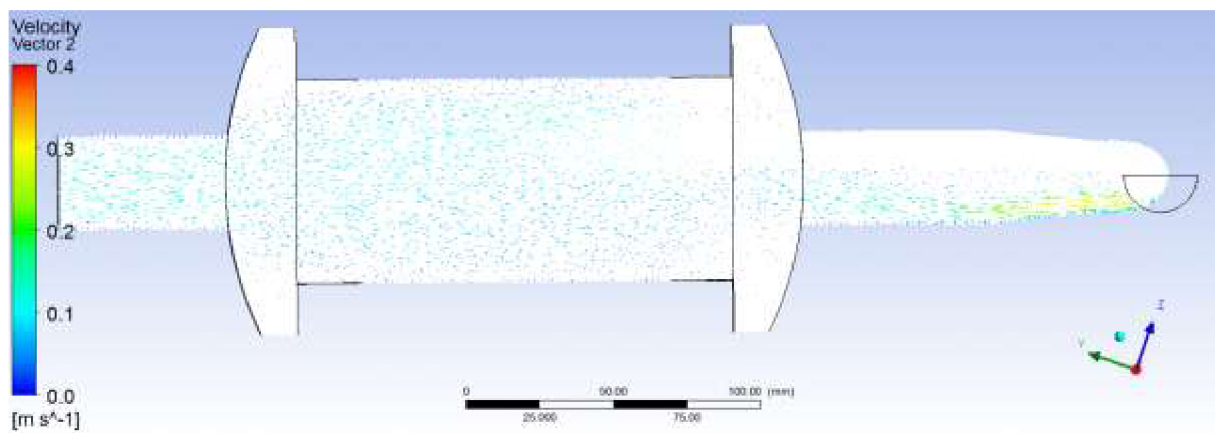
Tabulka 10.1: Hodnoty vstupních okrajových podmínek.

	Objemový tok [m^3/h]	Rychlost Velocity Inlet [m/s]
1	0,25	0,086341
2	1	0,345366
3	2,5	0,863415
4	6	2,072195
5	16	5,525854
6	40	13,81464

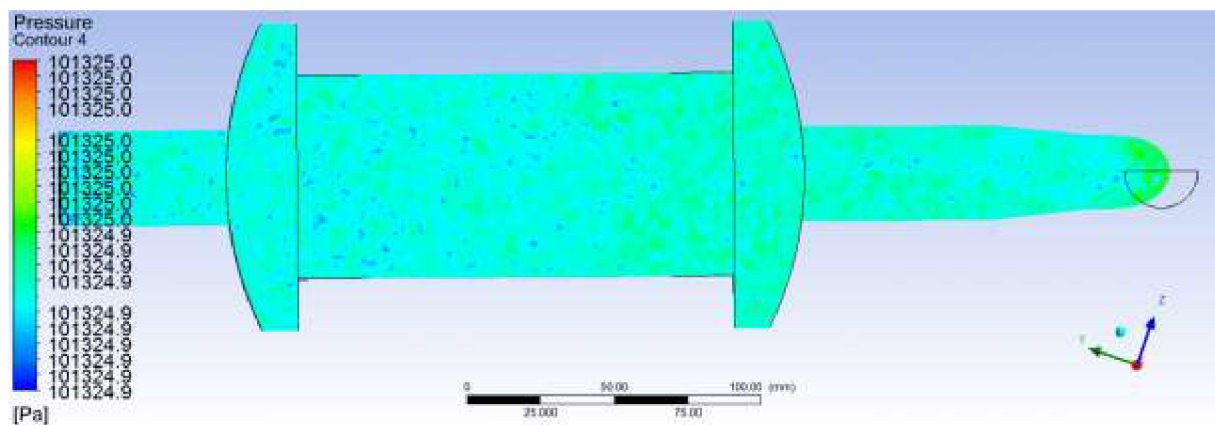
10.1 Varianta 0.25 m³/h



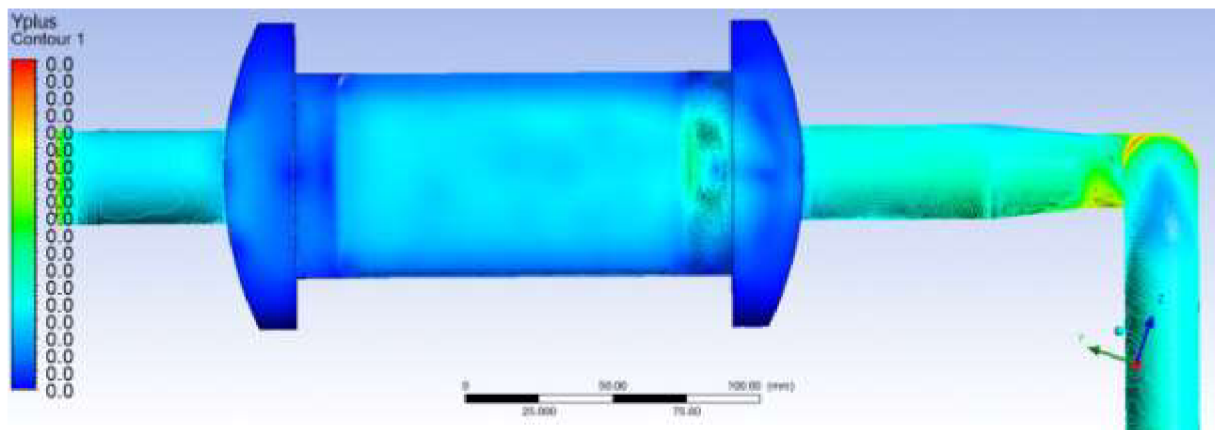
Obr. 10.2: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 10.3: Vektorové rozložení rychlosti

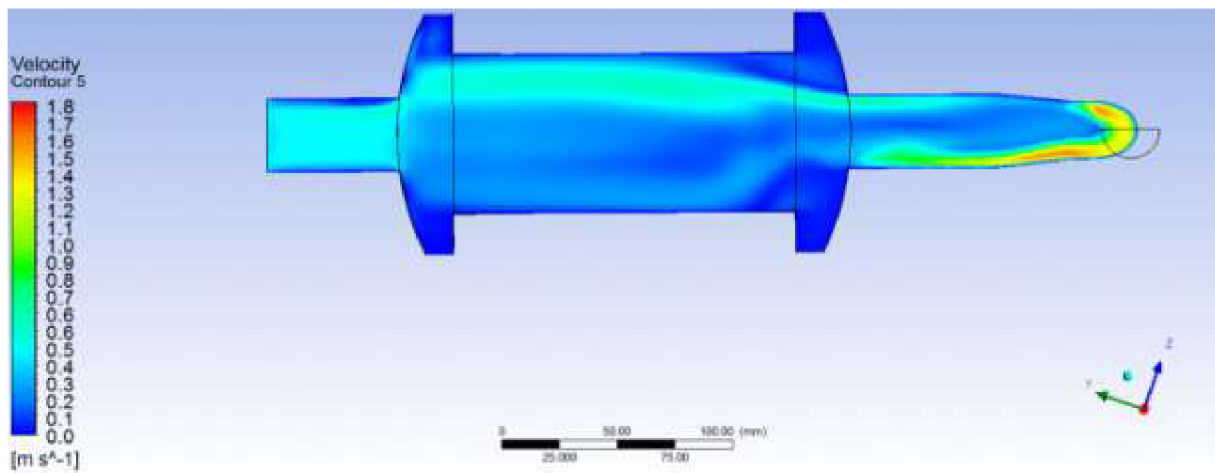


Obr. 10.4: Rozložení tlakového pole.

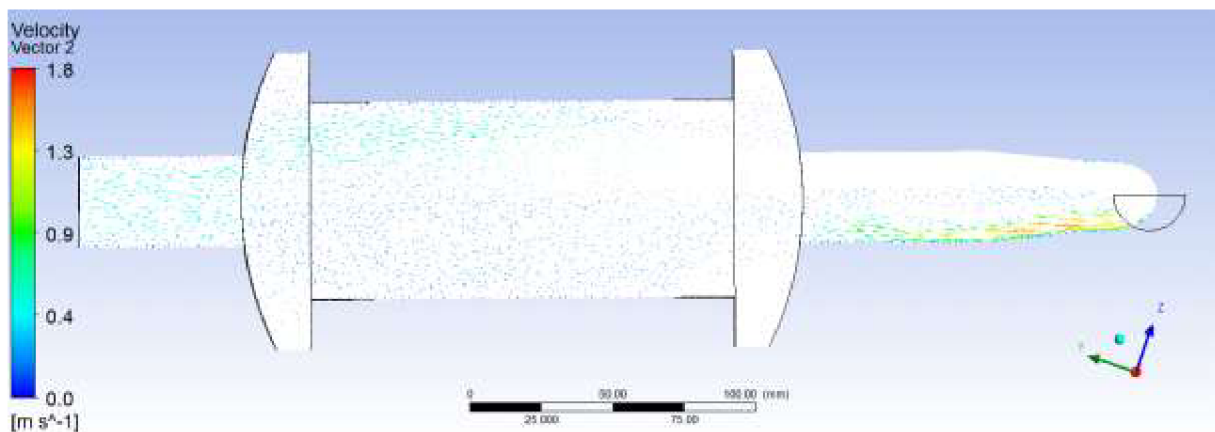


Obr. 10.5: Rozložení hodnoty y^+ .

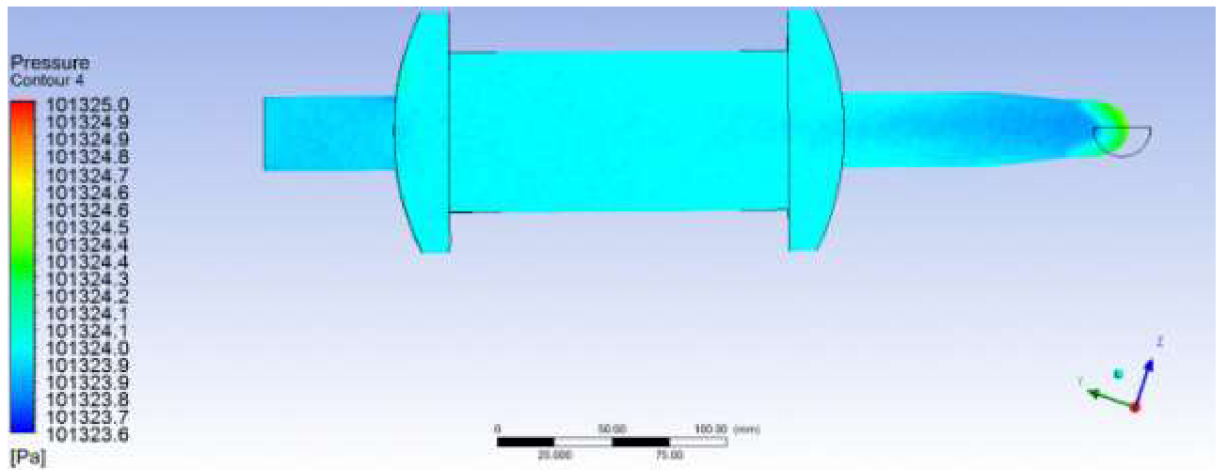
10.2 Varianta 1 m³/h



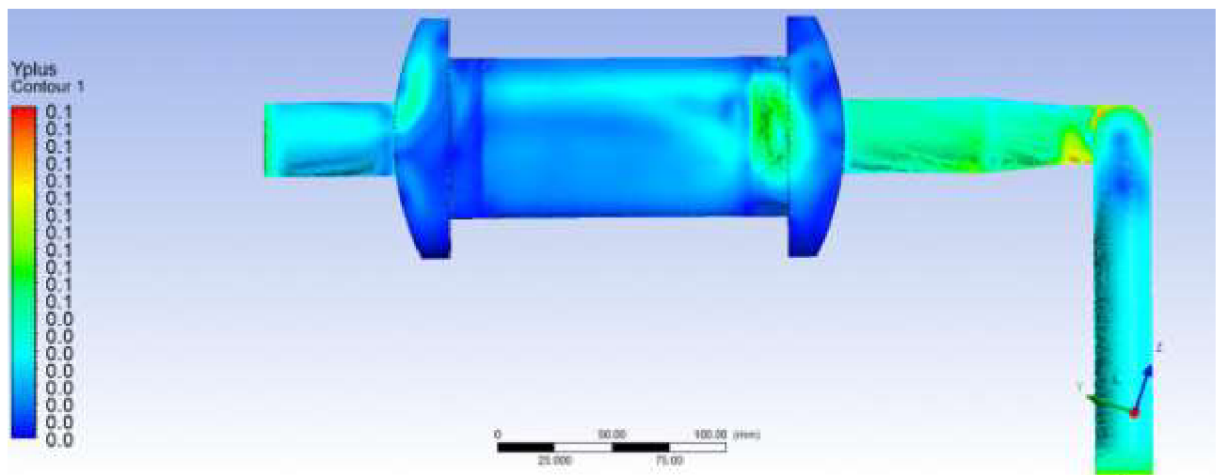
Obr. 10.6: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 10.7: Vektorové rozložení rychlosti

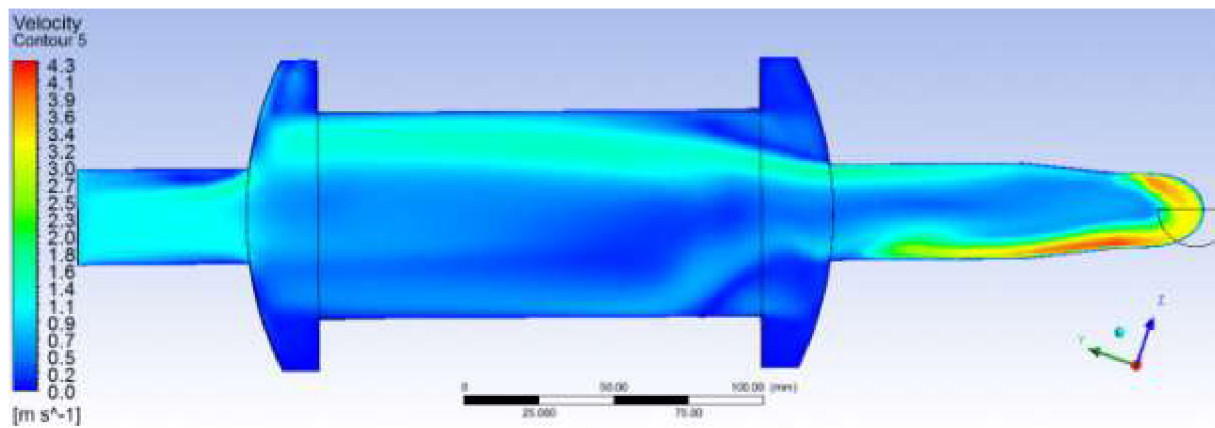


Obr. 10.8: Rozložení tlakového pole.

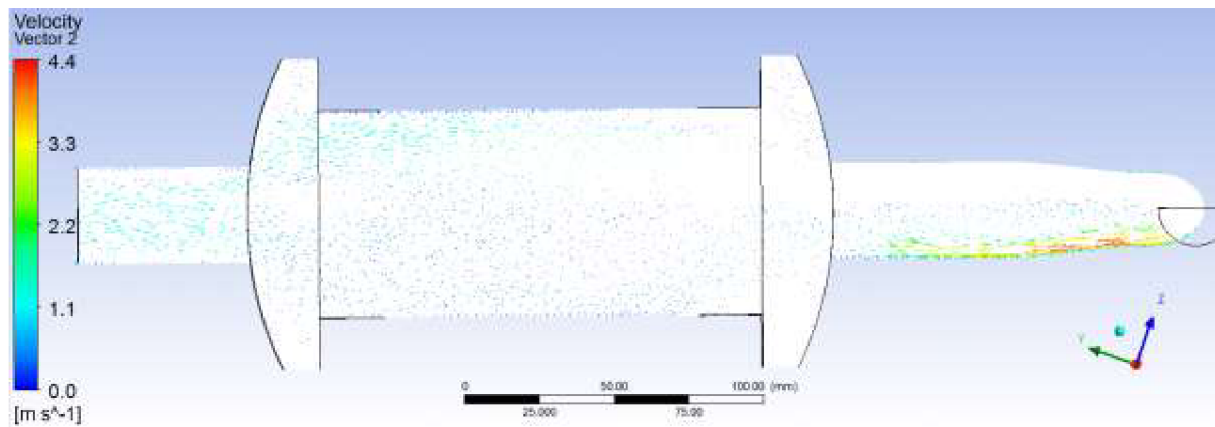


Obr. 10.9: Rozložení hodnoty y^+ .

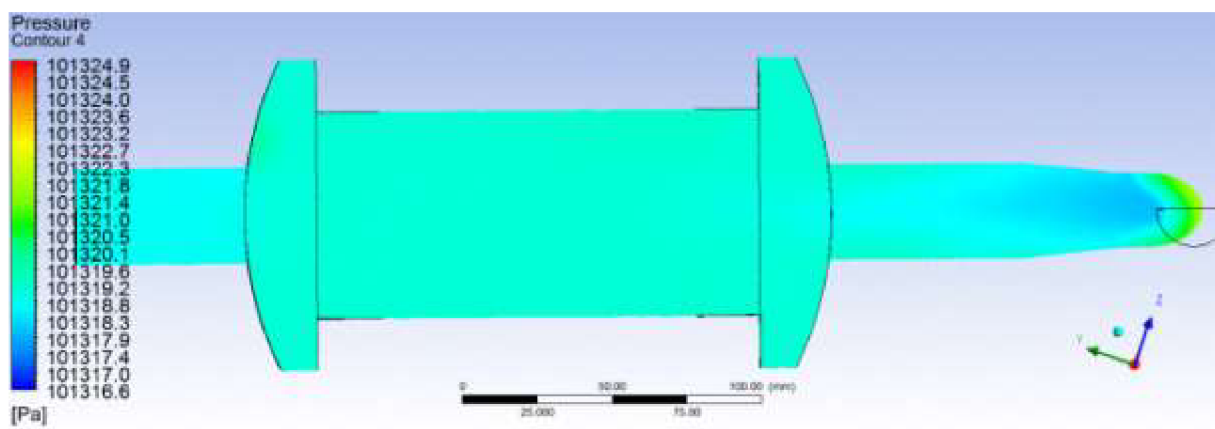
10.3 Varianta 2.5 m³/h



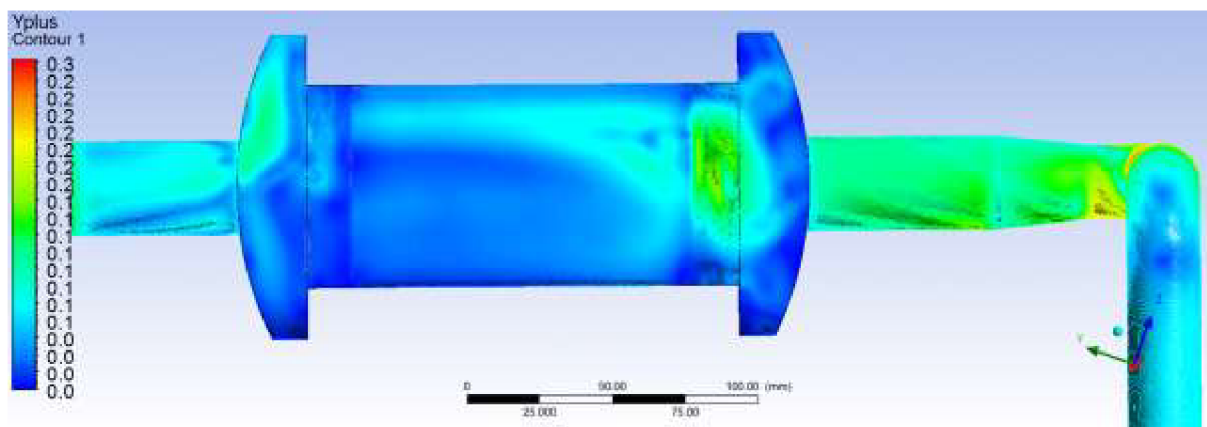
Obr. 10.10: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 10.11: Vektorové rozložení rychlosti

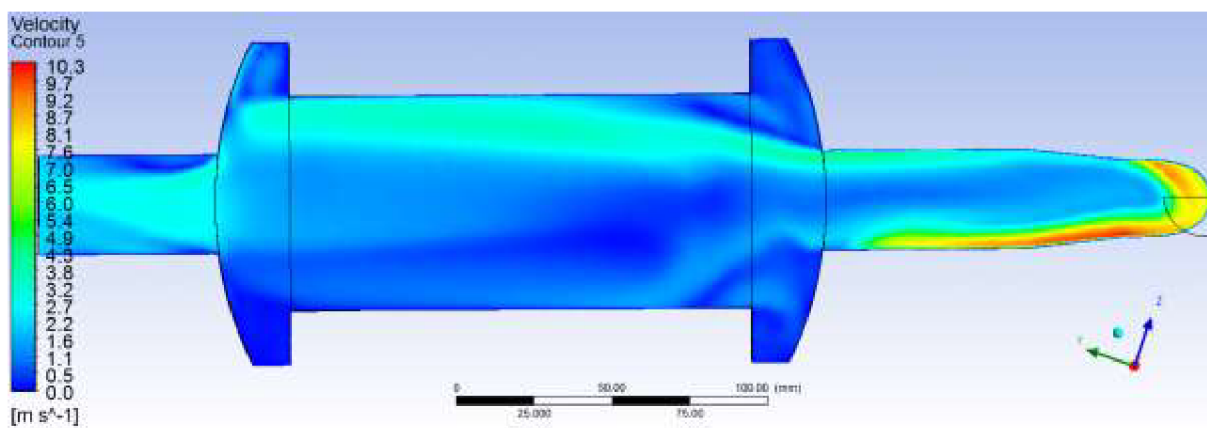


Obr. 10.12: Rozložení tlakového pole.

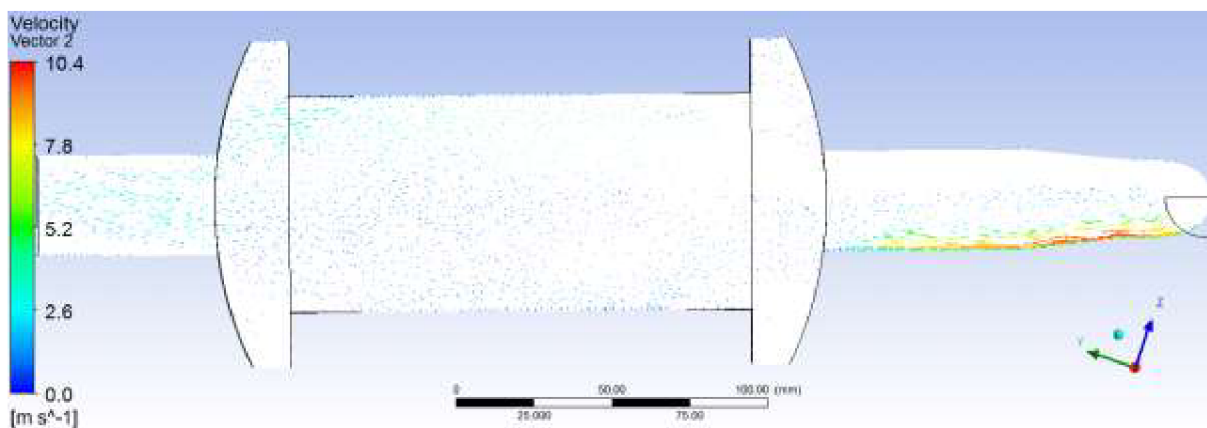


Obr. 10.13: Rozložení hodnoty y^+ .

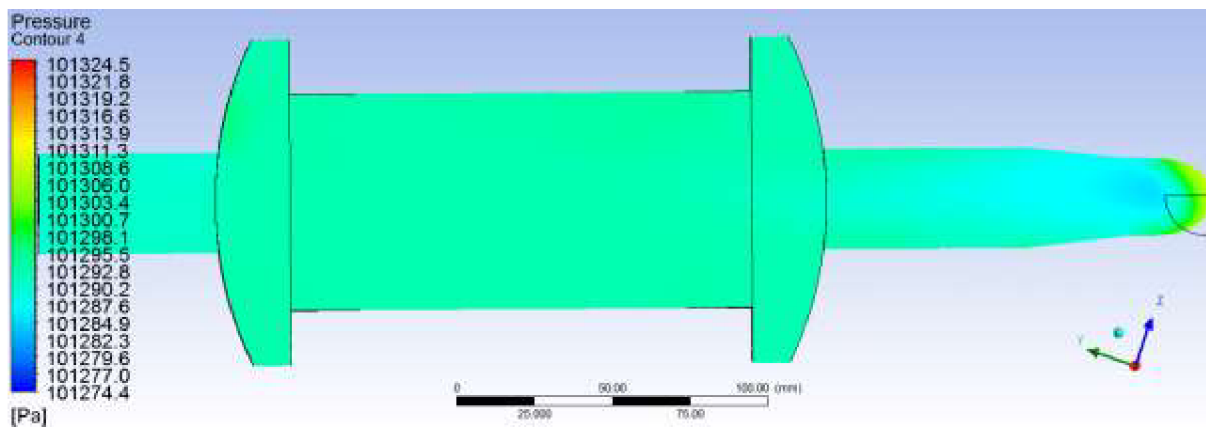
10.4 Varianta 6 m³/h



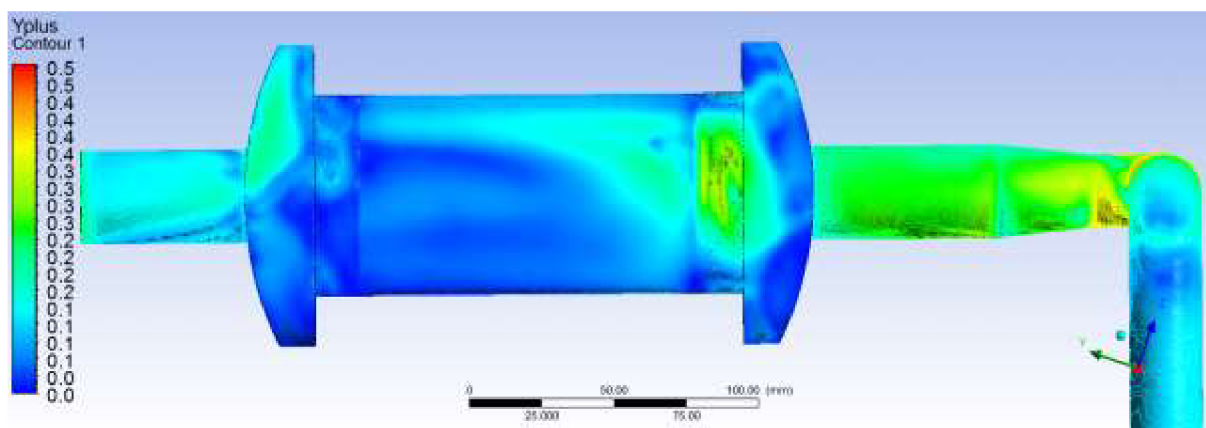
Obr. 10.14: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 10.15: Vektorové rozložení rychlosti

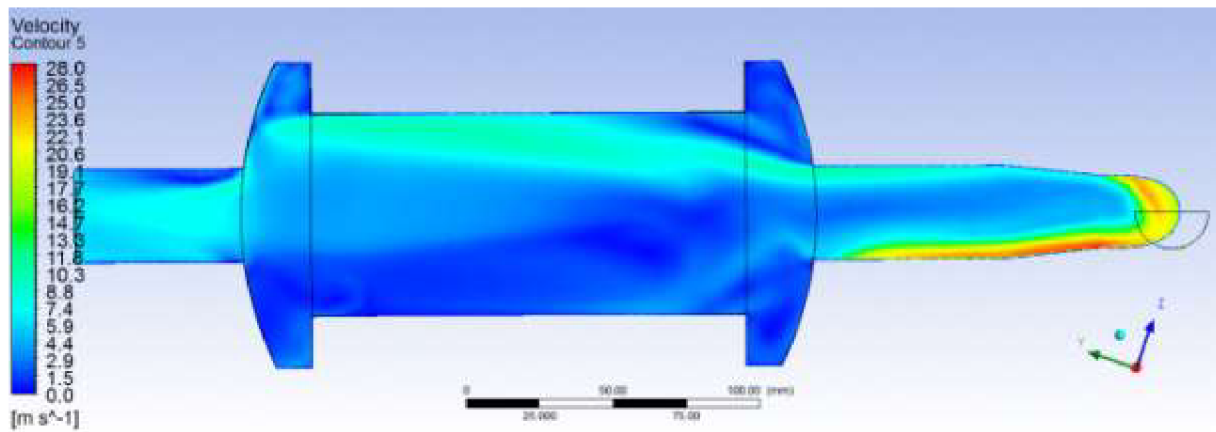


Obr. 10.16: Rozložení tlakového pole.

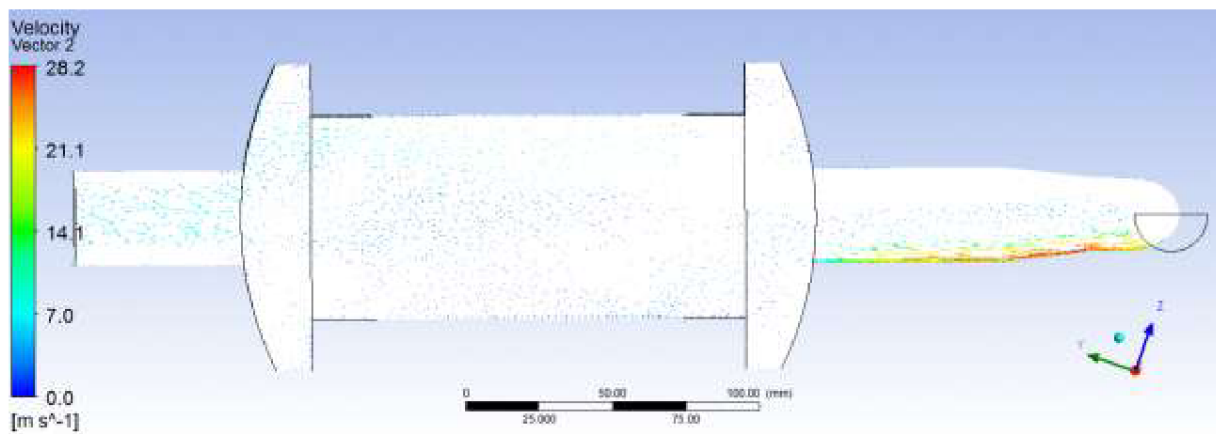


Obr. 10.17: Rozložení hodnoty y^+ .

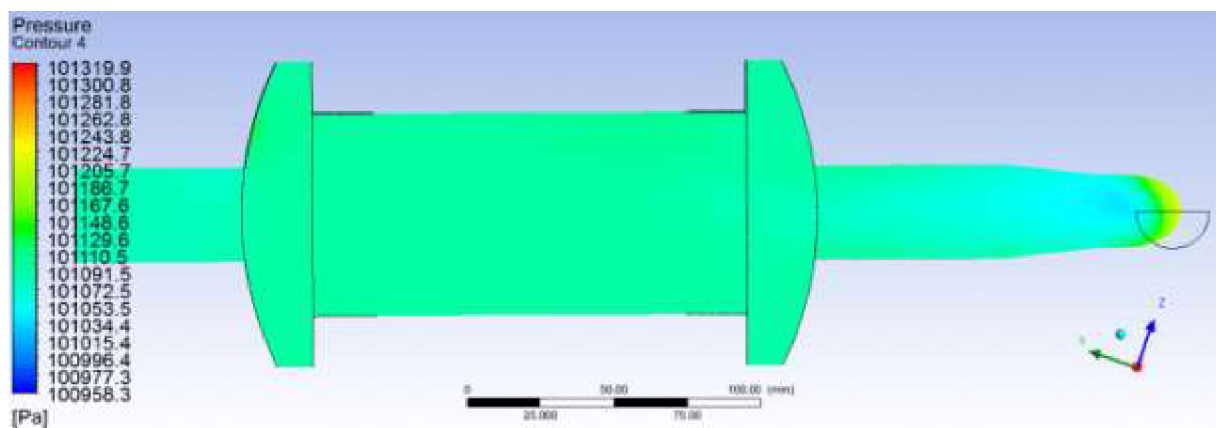
10.5 Varianta 16 m³/h



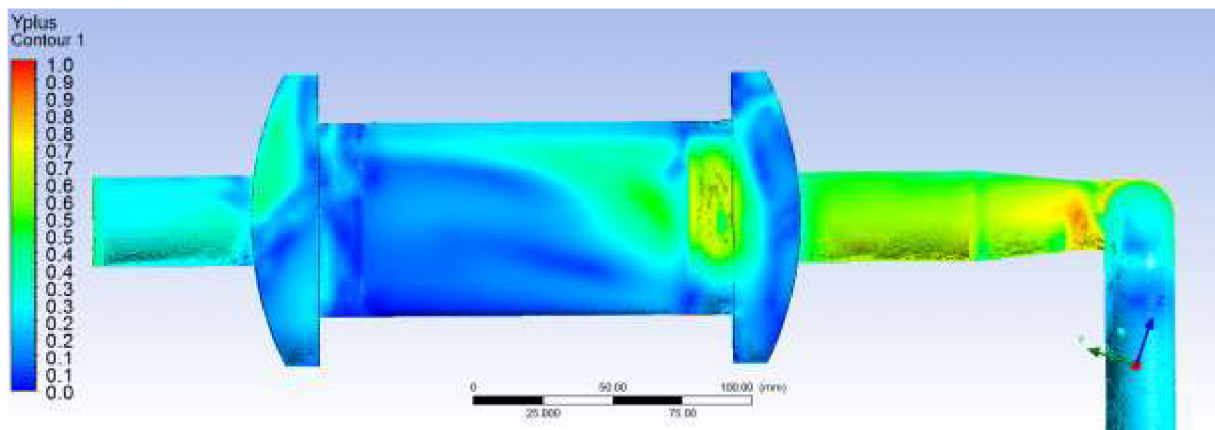
Obr. 10.18: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 10.19: Vektorové rozložení rychlosti

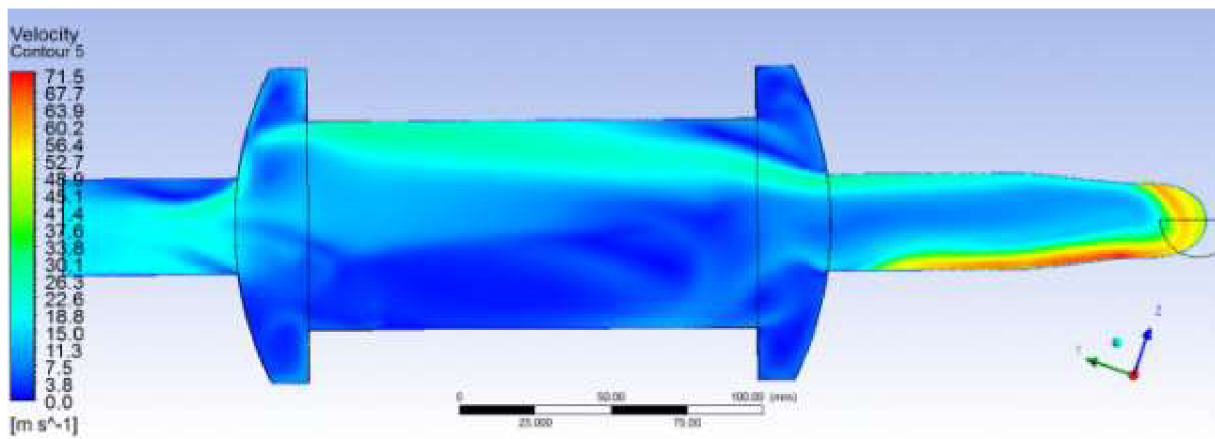


Obr. 10.20: Rozložení tlakového pole.

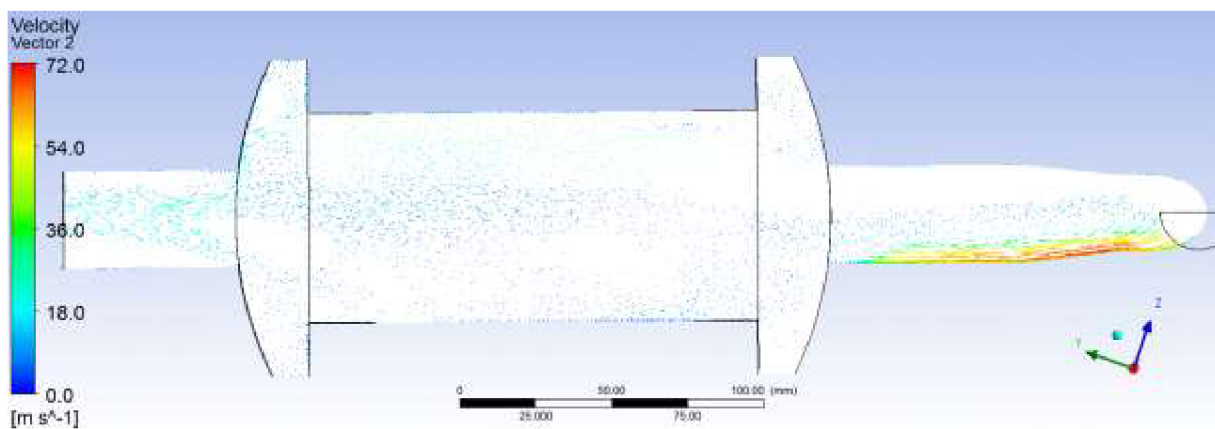


Obr. 10.21: Rozložení hodnoty y^+ .

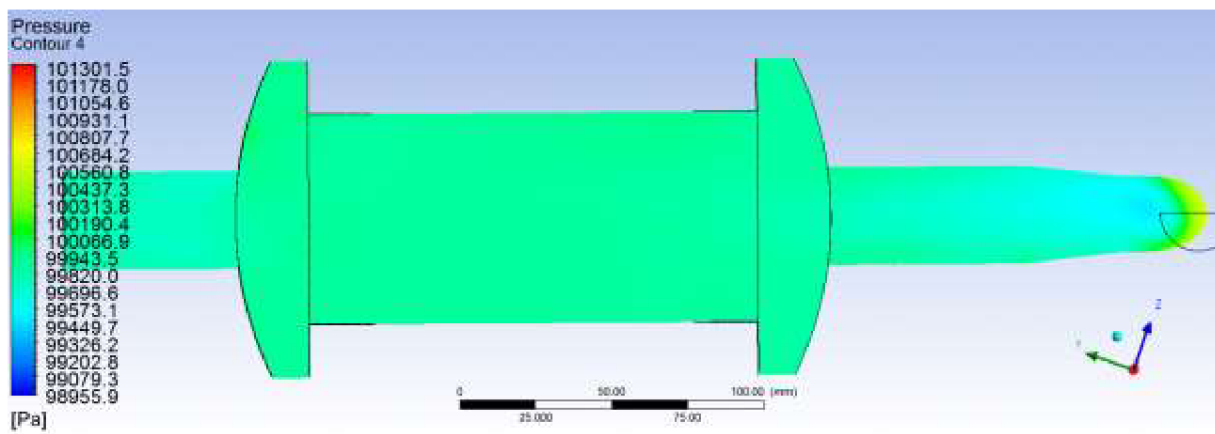
10.6 Varianta 40 m³/h



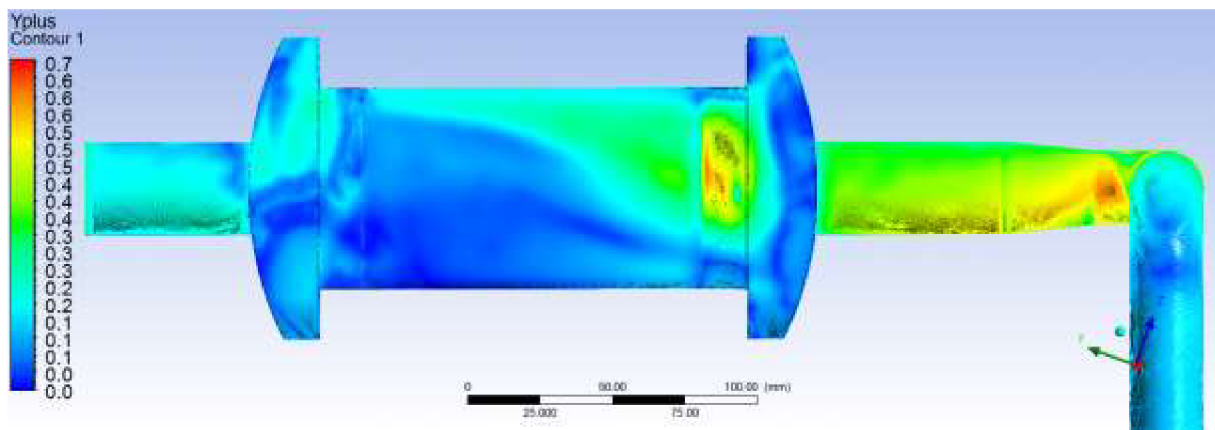
Obr. 10.22: Grafické rozložení rychlosti



Obr. 10.23: Vektorové rozložení rychlosti



Obr. 10.24: Rozložení tlakového pole.



Obr. 10.25: Rozložení hodnoty y^+ .

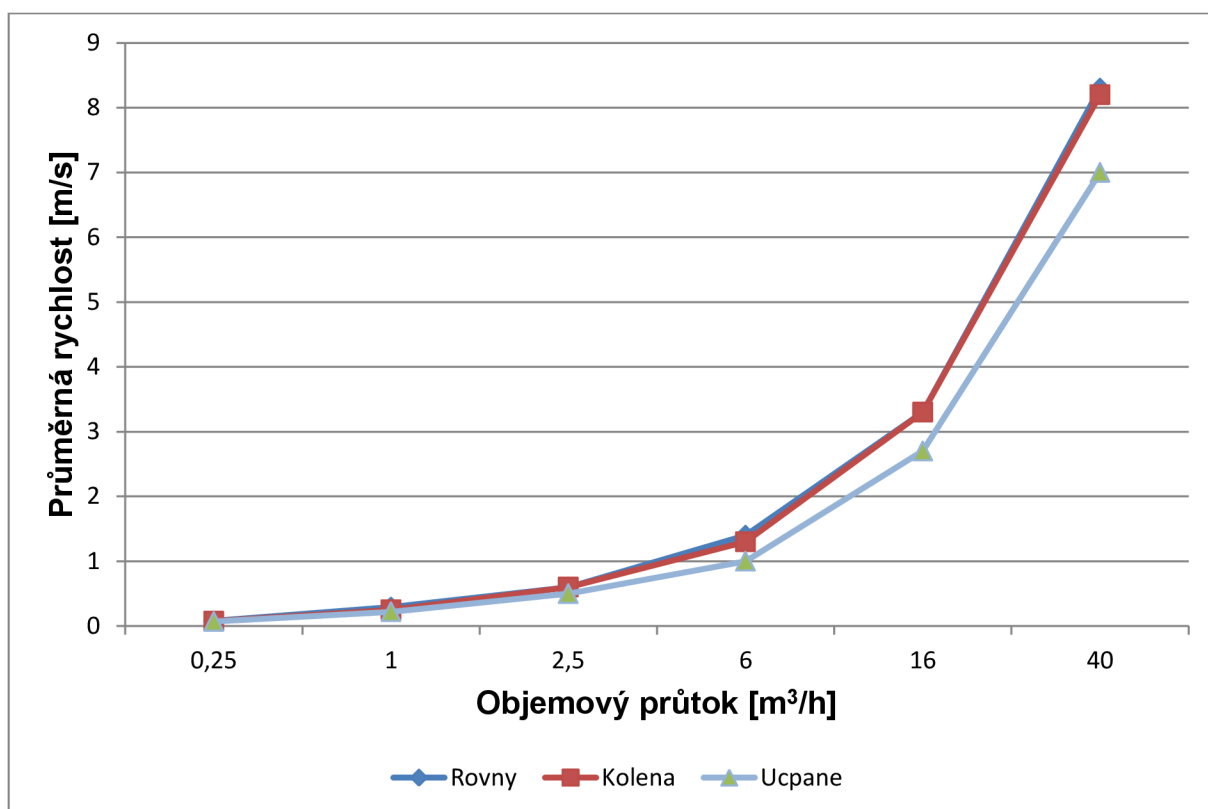
11 Srovnání variant

Jako jedno ze srovnávacích kritérií bylo použito průměrné rychlosti na dráze měřící sondy. Výsledky jsou uvedeny v Tabulce 11.1 a pro srovnání vyneseny do grafů.

Tabulka 11.1: Hodnoty srovnání variant.

Objemový tok na vstupu [m ³ /s]	Průměrná rychlost na měřené dráze [m/s]		
	Rovný	Kolena	Ucpané
0,25	0,078	0,074	0,07
1	0,29	0,25	0,22
2,5	0,6	0,6	0,5
6	1,4	1,3	1,1
16	3,3	3,3	2,8
40	8,3	8,2	7

V grafu na obr. 11.1 a tab 11.1 jsou vyneseny průměrné rychlosti na měřené dráze pro vybrané průtoky a všechny varianty – přímou, s koleny a ucpanou. Z grafů je patrné, že platí přímá úměra mezi stoupající hodnotou objemového průtoku na průměrné rychlosti.



Obr. 11.1: Vztah průměrné rychlosti na objemovém průtoku.

12 Citlivostní analýzy

Byly provedeny analýzy pro srovnání nastavení výpočetního modelu.

Jednou z nich bylo použití místo dvourovnicového SST-omega turbulentního modulu tak čtyřrovnicového Transition-SST (viz. kapitola 6.2.5). Výpočty byly použity pro objemový průtok $16 \text{ m}^3/\text{h}$:

Tabulka 12.1: Srovnání výsledků při použití různých turbulentních modulů.

	Rovný	Kolena	Ucpaný
	Průměrná rychlost na měřené dráze [m/s]		
SST-omega	3,30	3,30	2,80
Tranzition –SST	3,28	3,33	2,75

Výsledky ukazují, že dochází jen k malým rozdílům ve výsledcích.

Další citlivostní analýzou bylo zjemnění výpočetní sítě o 100%. Výpočty byly použity pro objemový průtok $1 \text{ m}^3/\text{h}$:

Tabulka 12.2: Srovnání výsledků při použití různého stupně zjemnění mesh.

	Rovný	Kolena	Ucpaný
	Průměrná rychlost na měřené dráze [m/s]		
Klasická mesh	0,29	0,25	0,22
Zjemněná síť o 100%	0,28	0,24	0,21

Výsledky ukazují, že dochází jen k malým rozdílům ve výsledcích, původní síť je tedy dostatečná.

Další citlivostní analýzou bylo použití hexagonální výpočetní sítě místo tetrahedronové, jejíž vytvoření je nesrovnatelně jednodušší, než hexagonální. Výpočty byly použity pro objemový průtok $16 \text{ m}^3/\text{h}$:

Tabulka 12.3: Srovnání výsledků při použití různého typu prvků mesh.

	Rovný	Kolena	Ucpaný
	Průměrná rychlost na měřené dráze [m/s]		
Tetrahedronová mesh	3,30	3,30	2,80
Hexagonální mesh	3,30	3,30	2,80

Výsledky ukazují, že prakticky nedochází k rozdílům ve výsledcích, původní tetrahedronová síť je tedy dostatečná.

Závěr

V předložené bakalářské práci byla řešena analýza proudění plynu v ultrazvukovém plynoměru, kde je na měřicí komoru kladen požadavek, aby charakter proudění v celé škále normovaných objemových průtoků byl stejný, aby nedocházelo ke zkreslení měřených hodnot.

Analýzy byly provedeny pomocí systému Ansys Fluent s důrazem kladeným na volbu použitého turbulentního modulu.

Po provedení analýz byla ještě provedena citlivostní analýza zahrnující verifikaci výsledků použitím místo zvoleného turbulentního modulu SST-omega tak Tranzient-SST, dále dvojnásobné zjemnění použité mesh a na závěr byla místo použité tetrahedronové mesh zpracována na 3D objemový model pracnější hexagonální mesh.

Citlivostní analýza prokázala správnost původního nastavení.

Taktéž kontrola pomocí stěnové funkce y^+ prokázala vhodnost nastavené mesh.

Analýzy prokázaly, že na uvedeném tvaru je možné provést změny ke stabilizaci proudu zabráňující odtržení proudu a vzniku turbulencí i za cenu vyšší tlakové ztráty pomocí tvorby dýz.

Zvláště je třeba stabilizovat proud v případě použití kolen, kde dochází k nesymetrickému průtoku, což je patrné na vektorovém zobrazení rychlostí.

Ve všech případech ale bude třeba provést korekci tvaru k odstranění vzniku turbulencí v rozích měřicí komory, zvláště v oblasti vstupu.

Seznam použité literatury

- [1] KOZUBKOVÁ, M.: *Modelování proudění tekutin, Fluent, CFX*. Ostrava : Vysoká škola báňská, 2008.
- [2] JAHODA, M. *Počítačová dynamika tekutin – užitečný nástroj pro inženýry* [online]. [vid. 2015-listopad-27]. Dostupné z: http://tresen.vscht.cz/uchi/uploads/pedagogika/bezpecnostni_inzenyrstvi/CFD.shrnuti.pdf.
- [3] ANSYS, Inc. *ANSYS FLUENT Help* [počítačový program]. Ver. 15.0.
- [4] FÍK, J. *Základní fyzikální vlastnosti ZP* [online]. 2004. Dostupné z: <http://www.tzb-info.cz/1921-zakladni-fyzikalni-vlastnosti-zp-i>.
- [5] *Technická norma ČSN EN12261. Plynoměry - Turbínové plynoměry*. 2003.
- [6] VLČEK, P.: *Modelování turbulentního proudění*. Praha : ČVUT, 2013.
- [7] ORLÍKOVÁ, S. *Měření průtoku tekutin - principy průtokoměrů* [online]. 2008. Dostupné z: <http://www.tzb-info.cz/4624-mereni-prutoku-tekutin-principy-prutokomeru>.
- [8] MAXA, J. *Analýza proudění plynu v zařízeních elektronového mikroskopu*, Habilitační práce. Brno : Univerzita obrany Brno, 2008.
- [9] JANALÍK, J. *Obtékání a odpor těles*. Ostrava : 2008, Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava.
- [10] INTERNET:
www.solidvision.cz
www.ansys.com
www.techsoft-eng.cz
www.svs-fem.cz