



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 PLYNU V EXPERIMENTÁLNÍ
KOMOŘE DIFERENCIÁLNÍHO ČERPÁNÍ**

FLOW ANALYSIS OF THE PRESSURE IN THE EXPERIMENTAL CHAMBER OF THE DIFFERENTIAL PUMPING

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Pavla Hlavatá

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2018

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Mikroelektronika a technologie**
Ústav elektrotechnologie

Studentka: Pavla Hlavatá
Ročník: 3

ID: 160539
Akademický rok: 2017/18

NÁZEV TÉMATU:

Analyza proudění plynu v experimentální komoře diferenciálního čerpání

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Vytvořte 3D objemový model experimentální komory diferenciálního čerpání v navržených variantách. Proveďte analýzu proudění v daných komorách pomocí metody konečných objemů v systému Ansys Fluent. Vyhodnoťte veličiny tlaku a rychlosti v bodech experimentálního měření.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 5.2.2018

Termín odevzdání: 31.5.2018

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

Konzultant:

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

Abstrakt

Práce se zabývá vlivem kritického proudění, který vzniká při čerpání diferencially čerpané komory environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu (EREM). Bakalářská práce porovnává stav proudění v oblasti čerpané komory s kritickým tlakovým poměrem na clonkách a jeho výhody v konstrukci komor oproti průtoku bez stavu, kdy dojde k ucpání trysky. Problémy byly řešeny metodou konečných objemů v systému Ansys Fluent.

Klíčová slova

Diferencially čerpaná komora, EREM, Ansys Fluent, Metoda konečných objemů, SolidWorks

Abstract

The thesis deals with the effect of the critical flow, which is produced at pumping of the differential pumping chamber of the Environmental Scanning Electron Microscope (ESEM). The thesis compares the state of the flow in the area of pumped chamber at pressure ratio on the apertures when the critical flow occurs and its advantages in design of the chambers versus the flow without the clogging the nozzle. Problematics were solved using finite volume method by Ansys Fluent system.

Keywords

Differentially pumped chamber, ESEM, Ansys Fluent, The finite volume method, SolidWorks

Bibliografická citace

HLAVATÁ, P. *Analýza proudění plynu v experimentální komoře diferenciálního čerpání*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018. 94 s. Vedoucí bakalářské práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D..

Prohlášení

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci na téma „Analýza proudění plynu v experimentální komoře diferenciálního čerpání.“ 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 30.5.2018

.....

Podpis autora

Poděkování

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

V Brně 30.5.2018

.....

Podpis autora

Bakalářská práce je součástí mé dlouhodobé účasti na daném výzkumu na pozici Pomocné vědecké síly na Ústavu Elektrotechnologie FEKT VUT. Tímto děkuji ÚETE za tuto možnost. Výsledky mé práce jsou dlouhodobě publikovány v odborných článcích.

BAYER, R.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. SUPERSONIC FLOW MEASUREMENT WITHIN A LOW-PRESSURE AREA. In *Proceedings of the 24th Conference STUDENT EEICT 2018*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2018. s. 564-568. ISBN: 978-80-214-5614-3.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; LEPLTOVÁ, K.; BAYER, R. Influence of Critical Flow in the Differentially Pumped Chamber AQUASEM. *Advances in Military Technology*, 2017, č. 2, s. 301-310. ISSN: 1802-2308.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; VYROUBAL, P. Impact of the shape of the differentially pumped chamber on critical flow character. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 317-322. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; VYROUBAL, P. Impact of the shape of the differentially pumped chamber on critical flow, character. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 161-163. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

HLAVATÁ, P.; BAYER, R. THE IMPACT OF CRITICAL FLOW IN DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER. In *Proceedings of the 23rd Conference STUDENT EEICT 2017*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2017. s. 105-107. ISBN: 978-80-214-5496- 5.

HÁJKOVÁ, V.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the pressure layout in the differential pumped chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 329-336. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

LEPLTOVÁ, K.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the velocity layout in the differential pumped chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 323-328. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BAYER, R. Modelling and simulation of a velocity field within supersonic flows in low-pressure areas. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2017. s. 311-316. ISBN: 978-80-214-5109-4. ISSN: 1938-5862.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; BAYER, R. INFLUENCE BOUNDARY LAYER IN THE DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER. In *Proceedings of the 23rd Conference STUDENT EEICT 2017*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2017. s. 496-500. ISBN: 978-80-214-5496- 5.

HÁJKOVÁ, V.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the pressure, layout in the differential pumped chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 158-160. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

LEPLTOVÁ, K.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BÍLEK, M. Design of the shape of the experimental chamber for the analysis of the velocity, layout in the differential pumped chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cell - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 151-153. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; BAYER, R. Modelling and simulation of a velocity field within supersonic flows in low- pressure areas. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. s. 147-150. ISBN: 978-80-214-5529- 0.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; MAXA, J. Comparison of Results obtained using Monte Carlo and ANSYS Fluent in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *Proceedings of the 22 Conference STUDENT EEICT 2016*. 2016. s. 600-604. ISBN: 978-80-214-5350- 0.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Analysis of the Gas Flow in the Specimen Chamber of the Environmental Scanning Electron Microscope. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 17th ABAF*. Brno: 2016. s. 161-163. ISBN: 978-80-214-5384- 5.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P. Comparison of Results obtained using Different Turbulence Models in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells – 17th ABAF*. Brno: 2016. s. 164-166. ISBN: 978-80-214-5384- 5.

BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P. Analysis of the Gas Flow in the Specimen Chamber of the Environmental Scanning Electron Microscope. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2016. s. 267-273. ISBN: 978-80-214-5109- 4. ISSN: 1938-5862.

BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P. Comparison of Results obtained using Different Turbulence Models in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2016. s. 259-266. ISBN: 978-80-214-5109- 4. ISSN: 1938-5862.

MAXA, J.; BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P.; LEPLTOVÁ, K. Comparisons Using Methods of Continuum Mechanics and Monte Carlo at Differentially Pumped Chamber. *Advances in Military Technology*, 2016, roč. 11, č. 2, s. 143-150. ISSN: 1802-2308.

VYROUBAL, P.; HLADKÝ, D.; HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; VANĚK, J. Využití odpadního tepla fotovoltaických panelů. In *36. Nekonvenční zdroje elektrické energie*. 2015. s. 50-53. ISBN: 978-80-02-02593- 1.

VYROUBAL, P.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P.; HLADKÝ, D. Concentrator Photovoltaic Cells in Practice – Family House Heating. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2015. s. 223-228. ISSN: 1938-5862.

Obsah

ABSTRAKT	3
KLÍČOVÁ SLOVA	3
ABSTRACT	3
KEYWORDS	3
BIBLIOGRAFICKÁ CITACE.....	4
PROHLÁŠENÍ.....	5
PODĚKOVÁNÍ.....	6
ÚVOD	12
1 STRUČNÝ PŘEHLED ELEKTRONOVÉ MIKROSKOPIE.....	13
1.1 PROZAŘOVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (TEM)	13
1.2 RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (REM)	13
1.3 EREM	15
1.3.1 Vakuový systém mikroskopu	17
1.4 DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÁ KOMORA	18
2 KRITICKÉ PROUDĚNÍ	20
2.1 TEPLOTNÍ PARABOLA	21
2.2 TLAKOVÁ HORA.....	22
2.3 MACHOVO ČÍSLO	27
2.4 HUGONIOTŮV TEORÉM	27
3 SRÁŽKY MOLEKUL, STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA.....	28
3.1 STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA, PŘENOSOVÉ JEVY	30
3.2 ZÁVISLOST ROZPTYLU NA POČTU INTERAKCÍ.....	31
3.3 ROZPTYLOVÉ REŽIMY SVAZKU PRIMÁRNÍCH ELEKTRONŮ	33
4 CÍL PRÁCE	35
5 POPIS MODELU PROUDĚNÍ TEKUTINY.....	36
5.1 TURBULENTNÍ PROUDĚNÍ.....	36
5.2 PROUDĚNÍ SKUTEČNÝCH KAPALIN	36
5.3 NESTLAČITELNÉ A STLAČITELNÉ PROUDĚNÍ	38
5.4 ZÁKLADNÍ ROVNICE POPISUJÍCÍ PROUDĚNÍ V ŘEŠENÉ KOMOŘE	40
5.5 OKRAJOVÉ A POČÁTEČNÍ PODMÍNKY ŘEŠENÍ	44
5.5.1 Podmínky vstupu a výstupu.....	44
5.5.2 Tlak na vstupu.....	45
5.5.3 Tlak na výstupu.....	45
5.5.4 Odčerpávání	45
5.5.5 Podmínky pro rovnici energie	46
6 SYSTÉMY POUŽITÉ PŘI ŘEŠENÍ.....	47
6.1 ANSYS FLUENT.....	47
6.2 SOLIDWORKS	48
7 METODA KONEČNÝCH OBJEMŮ.....	49
7.1 PROSTOROVÉ PRVKY METODY KONEČNÝCH OBJEMŮ	49

7.2	POUŽITÁ MESH.....	49
8	NASTAVENÍ VÝPOČETNÍHO MODELU	50
8.1	PROBLEMATIKA TURBULENCE	50
8.1.1	<i>Reynoldsovo číslo</i>	50
8.1.2	<i>Kinematická viskozita</i>	50
8.2	ŘEŠENÍ TURBULENCE V ANSYS FLUENT	51
8.2.1	<i>Metody časového středování – RANS</i>	54
8.2.2	<i>Boussinesquova hypotéza</i>	55
8.3	TURBULENTNÍ MODELY V ANSYS FLUENT.....	56
8.3.1	<i>První metoda: Boussinesquova hypotéza.</i>	57
8.3.2	<i>Druhá metoda: Modelování Reynoldsových napětí</i>	57
8.3.3	<i>Třetí metoda: SRS modely.</i>	57
8.4	MODELY ZALOŽENÉ NA BOUSSINESQUOVĚ HYPOTÉZE	58
8.4.1	<i>Jednorovnicový model</i>	58
8.4.2	<i>Dvourovnicový model</i>	58
8.4.3	<i>Třírovnicový model</i>	60
8.4.4	<i>Čtyřrovnicový model</i>	61
8.4.5	<i>Reynolds Stress Model (RSM)</i>	61
8.5	VOLBA TURBULENTNÍHO MODELU.....	61
8.5.1	<i>Mezní vrstva</i>	62
8.6	VOLBA DISKRETIZACE	63
9	VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ	65
9.1	BOUNDARY CONDITION	65
9.2	VYHODNOCENÍ TLAKU A RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	66
	ZÁVĚR	69
10	PŘÍLOHY	70
10.1	VARIANTA PRO 50 PA V KOMOŘE VZORKU	70
10.2	VARIANTA PRO 200 PA V KOMOŘE VZORKU	74
10.3	VARIANTA PRO 500 PA V KOMOŘE VZORKU	78
10.4	VARIANTA PRO 1000 PA V KOMOŘE VZORKU	82
10.5	VARIANTA PRO 1500 PA V KOMOŘE VZORKU	86
10.6	VARIANTA PRO 2000 PA V KOMOŘE VZORKU	90
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	94

Seznam obrázků

OBR. 1.1	SCHÉMATICKÉ ZNÁZORNĚNÍ ČINNOSTI A HLAVNÍCH PRVKŮ REM.....	14
OBR. 1.2	PŮVODNÍ VARIANTA ELEKTRONOVÉHO MIKROSKOPU	15
OBR. 1.3	VARIANTA S DIFERENCIÁLNĚ ČERPANOU KOMOROU.....	16
OBR. 1.4	SCHÉMA DVOUSTUPŇOVÉHO SYSTÉMU DIFERENČNÍHO ČERPÁNÍ PRO EREM [16]	17
OBR. 1.5	2D SCHÉMA ŘEŠENÉHO MIKROSKOPU	18
OBR. 1.6	ZVĚTŠENÍ OBLASTI PRŮCHODU PRIMÁRNÍHO SVAZKU	19
OBR. 2.1	VLIV KRITICKÉHO PROUDĚNÍ	20
OBR. 2.2	KRITICKÝ TLAKOVÝ POMĚR.....	21
OBR. 2.3	TEPLOTNÍ PARABOLA.....	21
OBR. 2.4	TLAKOVÁ HORA	22
OBR. 2.5	ZÁVISLOST HUSTOTY NA RYCHLOSTI.....	22

OBR. 2.6 ZÁVISLOST PRŮTOČNÉHO PRŮŘEZU NA RYCHLOSTI	23
OBR. 2.7 LAVALOVA DÝZA.	24
OBR. 2.8 KRITICKÉ PROUDĚNÍ [10]	26
OBR. 3.1 SRÁŽKY MOLEKUL.....	28
OBR. 3.2 ROZPTYL SVAZKU PRIMÁRNÍCH ELEKTRONŮ [16].....	31
OBR. 3.3 TŘI ZÁKLADNÍ ROZPTYLOVÉ REŽIMY SVAZKU PRIMÁRNÍCH ELEKTRONŮ [5]	34
OBR. 7.1: PRVKY MKO [13].....	49
OBR. 8.1: TYPY MODELOVÁNÍ TURBULENCE [14].....	52
OBR. 8.2: MOŽNOSTI TURBULENTNÍCH MODELŮ V ANSYS FLUENT 18.....	53
OBR. 8.3: ČASOVÉ STŘEDOVÁNÍ RANS [14].....	54
OBR. 8.4: TURBULENTNÍ MODULY V ANSYS FLUENT.....	56
OBR. 8.5: ZPŮSOBY ŘEŠENÍ MEZNÍ VRSTVY	62
OBR. 8.6: MEZNÍ VRSTVA.....	63
OBR. 8.7: INTERPOLAČNÍ SCHÉMATA	64
OBR. 9.1: OKRAJOVÉ PODMÍNKY.....	65
OBR. 9.2: DRÁHA PRIMÁRNÍHO SVAZKU	66
OBR. 9.3: VÝVOJ RYCHLOSTI PLYNU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU PRO VARIANTU 50 PA (VLEVO) A 2000 PA VARIANTU (VPRAVO).....	66
OBR. 9.4: VÝVOJ TLAKU PLYNU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU PRO VARIANTU 50 PA (VLEVO) A 2000 PA VARIANTU (VPRAVO)	67
OBR. 9.5: SROVNÁNÍ PODZVUKOVÉHO (VLEVO) A NADZVUKOVÉHO (VPRAVO) PROUDĚNÍ.....	67
OBR. 9.6: SROVNÁNÍ VARIANT ŘEŠENÍ PODLE PRŮMĚRNÝCH TLAKŮ NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	68
OBR. 9.7: PRŮMĚRNÝ TLAK NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	68
OBR. 10.1 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	70
OBR. 10.2 PRŮBĚH RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	70
OBR. 10.3 PRŮBĚH HUSTOTY NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	71
OBR. 10.4 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	71
OBR. 10.5 ROZLOŽENÍ TLAKU	72
OBR. 10.6 ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	72
OBR. 10.7 ROZLOŽENÍ HUSTOTY	73
OBR. 10.8 ROZLOŽENÍ TEPLoty	73
OBR. 10.9 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	74
OBR. 10.10 PRŮBĚH RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	74
OBR. 10.11 PRŮBĚH HUSTOTY NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	75
OBR. 10.12 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	75
OBR. 10.13 ROZLOŽENÍ TLAKU	76
OBR. 10.14 ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	76
OBR. 10.15 ROZLOŽENÍ HUSTOTY	77
OBR. 10.16 ROZLOŽENÍ TEPLoty	77
OBR. 10.17 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	78
OBR. 10.18 PRŮBĚH RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	78
OBR. 10.19 PRŮBĚH HUSTOTY NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	79
OBR. 10.20 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	79
OBR. 10.21 ROZLOŽENÍ TLAKU	80
OBR. 10.22 ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	80
OBR. 10.23 ROZLOŽENÍ HUSTOTY	81
OBR. 10.24 ROZLOŽENÍ TEPLoty	81
OBR. 10.25 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	82
OBR. 10.26 PRŮBĚH RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	82

OBR. 10.27 PRŮBĚH HUSTOTY NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	83
OBR. 10.28 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	83
OBR. 10.29 ROZLOŽENÍ TLAKU	84
OBR. 10.30 ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	84
OBR. 10.31 ROZLOŽENÍ HUSTOTY	85
OBR. 10.32 ROZLOŽENÍ TEPLoty	85
OBR. 10.33 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	86
OBR. 10.34 PRŮBĚH RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	86
OBR. 10.35 PRŮBĚH HUSTOTY NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	87
OBR. 10.36 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	87
OBR. 10.37 ROZLOŽENÍ TLAKU	88
OBR. 10.38 ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	88
OBR. 10.39 ROZLOŽENÍ TEPLoty	89
OBR. 10.40 ROZLOŽENÍ HUSTOTY	89
OBR. 10.41 PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	90
OBR. 10.42 PRŮBĚH RYCHLOSTI NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	90
OBR. 10.43 PRŮBĚH HUSTOTY NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	91
OBR. 10.44 PRŮBĚH TEPLoty NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU	91
OBR. 10.45 ROZLOŽENÍ TLAKU	92
OBR. 10.46 ROZLOŽENÍ RYCHLOSTI	92
OBR. 10.47 ROZLOŽENÍ HUSTOTY	93
OBR. 10.48 ROZLOŽENÍ TEPLoty	93

Seznam tabulek

TABULKA 3.1 ZÁVISLOST ZÁCHYTNÉHO PRŮŘEZU NA URYCHLOVACÍM NAPĚTÍ.....	32
--	----

Úvod

Rychlý rozvoj výpočetní techniky, zvyšování výkonnosti a snižování jejich ceny umožňuje zavádět do výzkumu systémy pro modelování 3D objemových těles na kterých je možné provádět matematicko – fyzikální analýzy vyvíjeného zařízení a možnosti nalézt optimální řešení.

Práce využívá uvedených systémů pro návrh optimální koncepce diferenciálně čerpané komory v oblasti elektronové mikroskopie pomocí analýz metodou konečných objemů.

Práce se skládá z následujících částí:

Nejprve je v práci popsán a obecně vysvětlen **princip elektronové mikroskopie**, na jejíž problematiku v oblasti čerpání plynu pro vytvoření vakua je práce zaměřena. Výklad této problematiky je zúžen především na oblast, kterou se práce zabývá. V další části je popsána funkce diferenciálně čerpané komory elektronového mikroskopu, která je v práci řešena.

Pro řešení problému byly využity systémy SolidWorks pro tvorbu 3D objemových modelů a Ansys Fluent pro řešení analýzy proudění. Tyto systémy popisuje kapitola 6.

Z tohoto důvodu je v 5. kapitole popsán **matematický model proudění tekutin** využitý systémem Ansys Fluent. Tato kapitola je doplněna ještě matematickým modelem modelující pravděpodobnost srážek elektronů s molekulami vzduchu dokazující dvě skutečnosti, na kterých stojí pozdější vyhodnocení výsledků a to, že pravděpodobnost **nezávisí na teplotě**, ale především na tlaku plynu, kterým elektrony prolétávají. Druhou skutečností je, že oblast menšího rozptylu svazku vlivem srážek plynu s molekulami vzduchu vzniká v prostředí tlaku **nižším než 50 Pa**.

Protože se jedná o problematiku proudění plynů clonkami s malými otvory, je nastíněna i fyzika proudění clonami a dýzami, kde při velkém tlakovém spádu, což je zkoumaný případ, dochází k takzvanému **kritickému proudění**. Na jeho specifické vlastnosti je při vyhodnocování výsledků a konstrukci tvaru komory brán zřetel.

Tyto **teoretické poznatky byly využity při vyhodnocování výsledků** vlastní práce.

Jádrem práce bylo vyhodnocení vlivu kritického proudění v **diferenciálně čerpané komory mikroskopu typu AQUASEM II**.

Výsledky byly vyhodnoceny s ohledem na podmínky nutné pro správnou funkčnost této diferenciálně čerpané komory vycházející z popsané teorie v předchozích kapitolách s výhledem pro použití chystaných experimentů.

Tato práce byla publikována na studentské konferenci EEICT [1] kde získala 1. místo. Dále byla publikována na mezinárodní konferenci ABAF [2] a v časopisech ECS Transection [3] a AiMT [4] v databázi SCOPUS.

1 Stručný přehled elektronové mikroskopie¹

Slovo mikroskopie je odvozeno z řeckého mikros (malý) a skopeo (dívat se na, pozorovat). Optický mikroskop má zvětšení asi 1000x a umožňuje oku rozlišit objekty vzdálené navzájem o 0,0002 mm. Při dalším výzkumu a zdokonalování optického mikroskopu bylo zjištěno, že rozlišovací schopnost mikroskopu je omezena vlnovou délkou světla použitého pro osvětlení předmětu. Když později bylo objeveno, že urychlené elektrony se ve vakuu chovají jako světlo a mají vlnovou délku přibližně 100 000 x menší než světlo, byl vyvinut první elektronový mikroskop schopný dosáhnout mnohem většího rozlišení. Skleněné čočky v elektronovém mikroskopu nahradily elektromagnetické. V roce 1931 tak vznikl první prozařovací (transmisní) elektronový mikroskop.

Elektronové mikroskopy můžeme rozdělit na dva druhy:

1.1 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM)

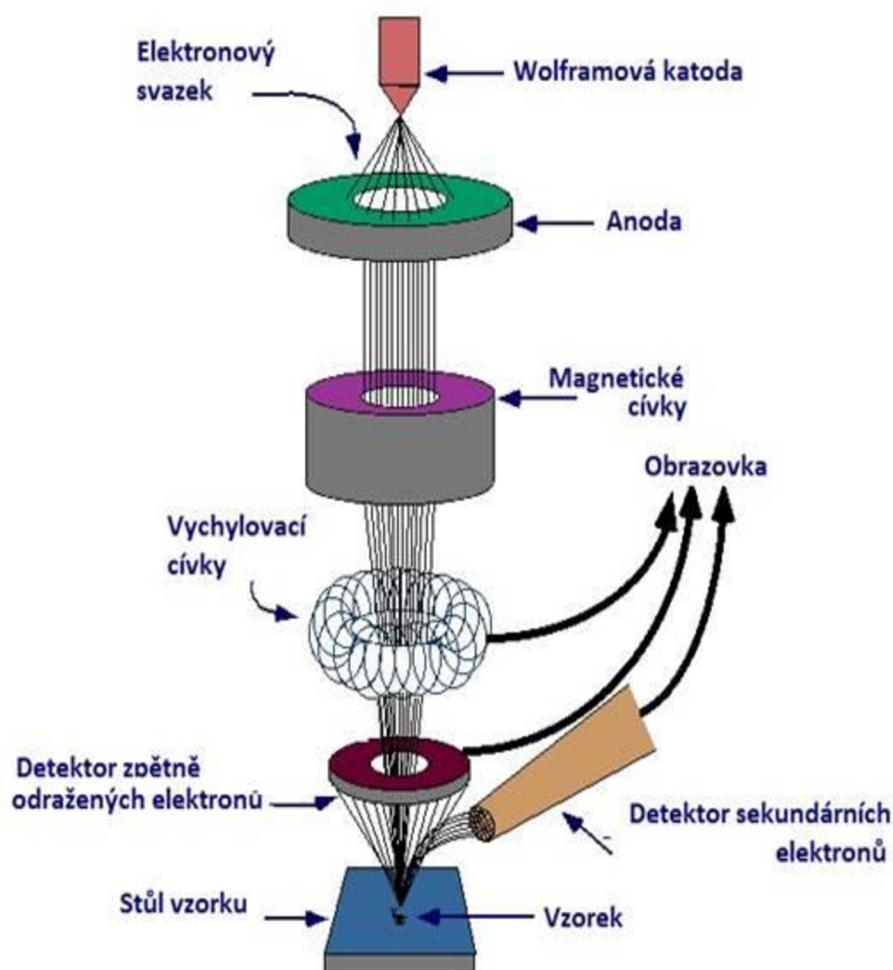
Prozařovací elektronový mikroskop je možné přirovnat k diaprojektoru, ve kterém je rozbíhající se svazek paprsků, který vychází ze světelného zdroje, upraven pomocí čoček kondenzoru na svazek rovnoběžných paprsků. Tento svazek prochází diapozitivem (objekt) a pak je čočkou objektivu zaostřen na projekční plochu jako zvětšený obraz.

V elektronovém mikroskopu je světelný zdroj nahrazen zdrojem elektronů (žhavené wolframové vlákno ve vakuu), skleněné čočky jsou nahrazeny magnetickými a projekční plocha je nahrazena fluorescenčním stínítkem, které v místě dopadu elektronů vyzařuje světlo. Celá dráha elektronů je ve vakuu a preparát musí být velmi tenký, aby jím mohly elektrony proniknout. Ne všechny preparáty však mohou být zhotoveny tak, aby byly dostatečně tenké pro TEM. Navíc existuje značný zájem o pozorování větších podrobností na povrchu preparátů. Při prvních pokusech o zobrazení povrchu se preparát nastavoval téměř rovnoběžně s elektronovým svazkem, jenž dopadal na povrch pod velmi malým úhlem. Zobrazila se tak jen velmi omezená oblast vzorku se značným zkreslením. Tato metoda studia povrchů tak nenašla širšího uplatnění.

1.2 Rastrovací elektronový mikroskop (REM)

Pod pojmem skenovací (řádovací) elektronový mikroskop (REM) si lze představit přístroj, který postupně vytváří zvětšený obraz vzorku nikoliv optikou světelných paprsků, ale s využitím ostře fokusovaného svazku elektronů; tento dopadající svazek vyvolává fyzikální signál, který je teprve zdrojem informací o místě dopadu primárního elektronového svazku na povrch vzorku [5]. Elektronový svazek je tedy jakousi sondou, která se pohybuje po povrchu vzorku a dává vznik signálu, jenž nese informace o charakteristikách místa vzorku, po kterém tento svazek přešel. Princip činnosti skenovacího elektronového mikroskopu (REM) je schematicky znázorněn na obr 1.1.

¹ Informace k této kapitole byly čerpány z prospektů firmy FEI company.



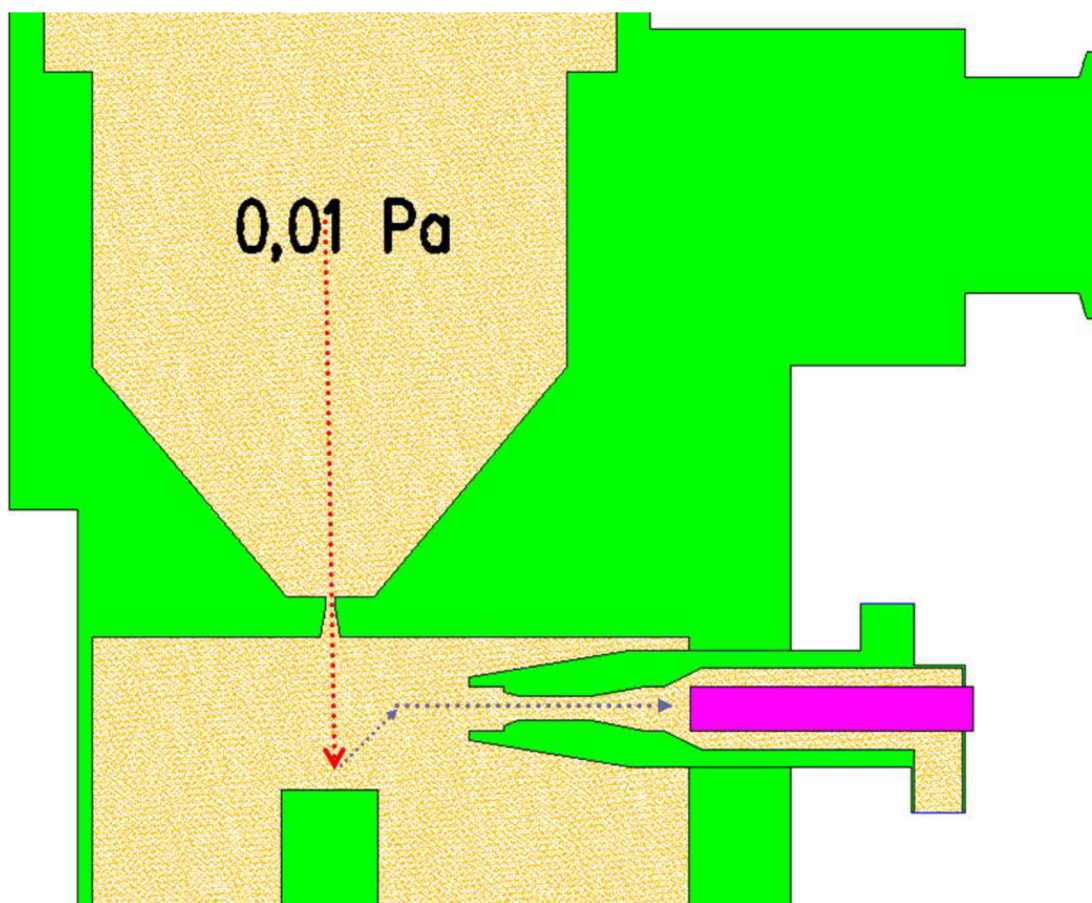
Obr. 1.1 Schématické znázornění činnosti a hlavních prvků REM²

Elektrony emitované wolframovou katodou jsou urychlovány kladným napětím na anodě a vytvářejí primární svazek, který je elektromagnetickými čočkami ostře fokusován na povrch sledovaného vzorku. Vychylovací cívký řádkovacího systému umožňují, aby tento svazek bod po bodu a řádek po řádku systematicky přejížděl (řádkoval (skenoval)) vymezenou, zpravidla čtvercovou plošku, podobným způsobem, jaký se používá v televizní technice. S pohybem primárního elektronového svazku je synchronizován pohyb elektronového svazku obrazovky mikroskopu. Jas obrazovky je potom modulován intenzitou signálu ze snímacího detektoru, odpovídající jednotlivým bodům dopadu primárního svazku. Kontrast na obrazovce se tedy vytváří jako výsledek rozdílné intenzity signálu v jednotlivých bodech dopadu primárního svazku a zvětšení je dáno poměrem strany obrazovky k délce úseku řádkovaného na povrchu vzorku. V závislosti na druhu zpracovávaného signálu (druhu detektoru) je možno získat informace nejen o povrchové topografii útvarů vytvářejících povrchový reliéf, ale také o lokálních změnách v chemickém složení a o některých dalších fyzikálních vlastnostech vzorku.

² <http://barrande.nm.cz/index.php?p=6>

1.3 EREM

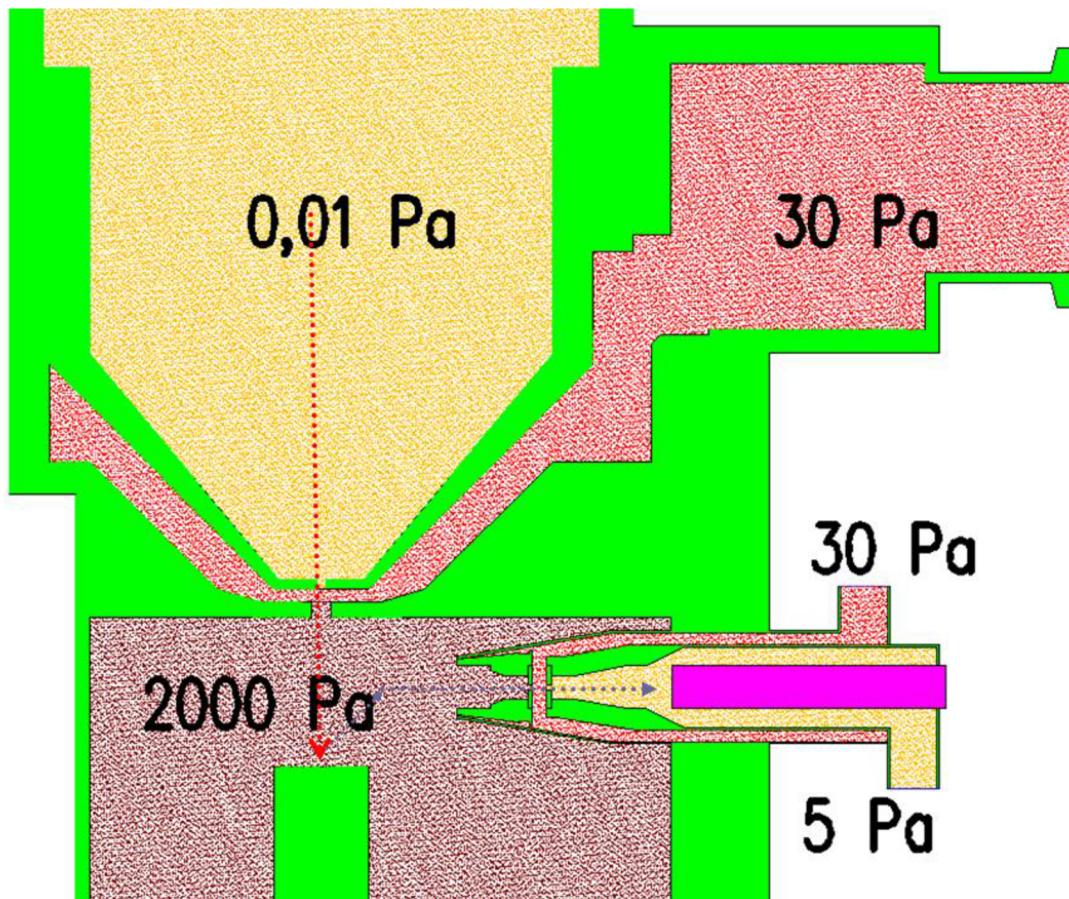
Nevýhodou elektronového mikroskopu je skutečnost, že elektrony nemohou procházet prostředím s atmosférickým tlakem, neboť by docházelo k iteraci těchto elektronů s molekulami plynu. Tato nevýhoda se projevuje v nemožnosti pozorovat vlhké vzorky, které ve vakuu okamžitě vysychají [6]. Jak bylo zmíněno výše, vzorky pro běžnou REM musí být čisté, suché, elektricky vodivé a musí snést vakuum.



Obr. 1.2 Původní varianta elektronového mikroskopu

Proto byl nedávno vyvinut Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM) [7], který umožňuje udržovat v komoře vzorku tlak až 2000 Pa. Tento mikroskop se od běžného elektronového mikroskopu liší přidáním **diferenciálně čerpané komory** s tlakem 30 Pa. Tato komora odděluje prostor vakuu od prostoru s 2000 Pa.

Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie představuje jeden z posledních vývojových trendů mikroskopických metod [8].



Obr. 1.3 Varianta s diferenciálně čerpanou komorou

Toto jedinečné řešení umožňuje sledovat problematické vzorky. Příkladem takových vzorků jsou vlněné nebo bavlněné tkaniny, kosmetické přípravky, tuky a emulze (např. margarín). EREM je posledním vývojovým stádiem REM, přičemž konstrukčně vycházejí obě technologie ze stejného základu. Liší se pouze zmíněným **oddělením vakuového prostředí v tubusu** mikroskopu od prostředí **komory vzorku** s vyšším tlakem pomocí komory diferenciálního čerpání – **diferenciálně čerpané komory**, jejíž konstrukce bude popsána v následující kapitole (kap 1.4.).

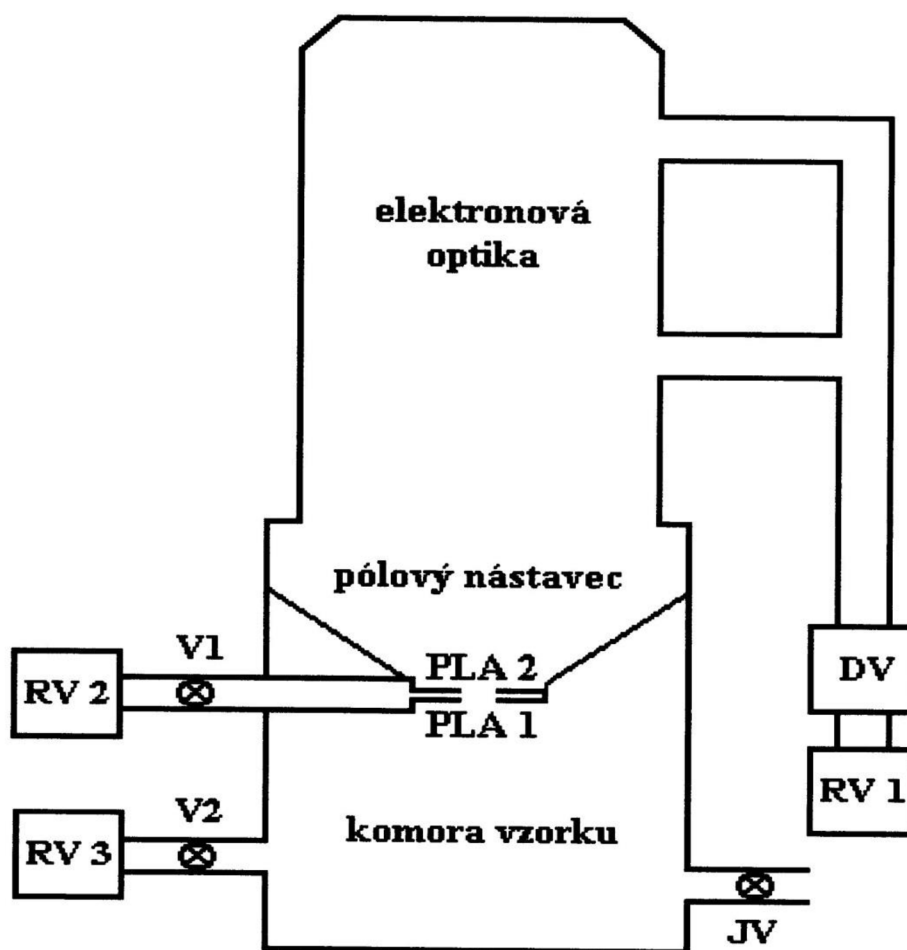
V důsledku vysokého tlaku plynu v komoře vzorku environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu (EREM) dochází ke zvýšenému počtu interakcí elektronů s molekulami a atomy plynu, což má za následek rozptyl primárního elektronového svazku. Rozptyl primárních elektronů roste se zvyšujícím se tlakem plynu, pracovní vzdáleností a s klesajícím urychlovacím napětím svazku, a to má za následek zvětšení průměru stopy primárního elektronového svazku, což se projeví zhoršením rozlišovací schopnosti mikroskopu. To je ale více než kompenzováno tím, že vzorky mohou být pozorovány bez nutnosti jejich předchozí preparace, či výskytu nežádoucích nabíjecích artefaktů na jejich povrchu.

Značný rozdíl tlaků, který vzniká mezi prostorem komory vzorku ($3 \cdot 10^3$ Pa) a prostorem zdroje elektronů (10^{-3} – 10^{-9} Pa, podle typu katody), je udržitelný díky diferenciálnímu čerpání plynu a systému clon omezujících tlak, umístěných nejčastěji v tubusu EREM.

Pro tlak v komoře vzorku EREM vyšší než 200 Pa se v důsledku ionizačních srážek atomů a molekul plynů s elektrony neprojevuje povrchový záporný náboj na izolačních vzorcích, neboť tento náboj je kompenzován kladnými srážkovými ionty. Kompenzace elektrického náboje umožňuje pozorování elektricky nevodivých preparátů bez nutnosti pokrytí jejich povrchu elektricky vodivou vrstvou. Při vyšším tlaku plynů (nejlépe vodní páry) v komoře vzorku (více než 611 Pa pro 0 °C) lze pozorovat vzorky obsahující menší či větší množství vody. V ÚPT AVČR se proto snaží optimalizovat prostředí v komoře vzorku tak, aby získaná informace o pozorovaných vzorcích odpovídala jejich reálné povaze i v případě pozorování biologických vzorků s velmi jemnou a silně hydratovanou povrchovou strukturou.

1.3.1 Vakuový systém mikroskopu

Problematika vakua a rozdílných tlaků v jednotlivých částech mikroskopu je klíčovým konstrukčním požadavkem, na němž závisí funkce, ale i zásadní výhody a možnosti mikroskopu EREM. Zjednodušené schéma vakuového systému environmentálního mikroskopu, pracujícího s přímo žhavenou wolframovou katodou a komorou vzorku s tlaky řádově 10^{-3} Pa je na (obr. 1.2).



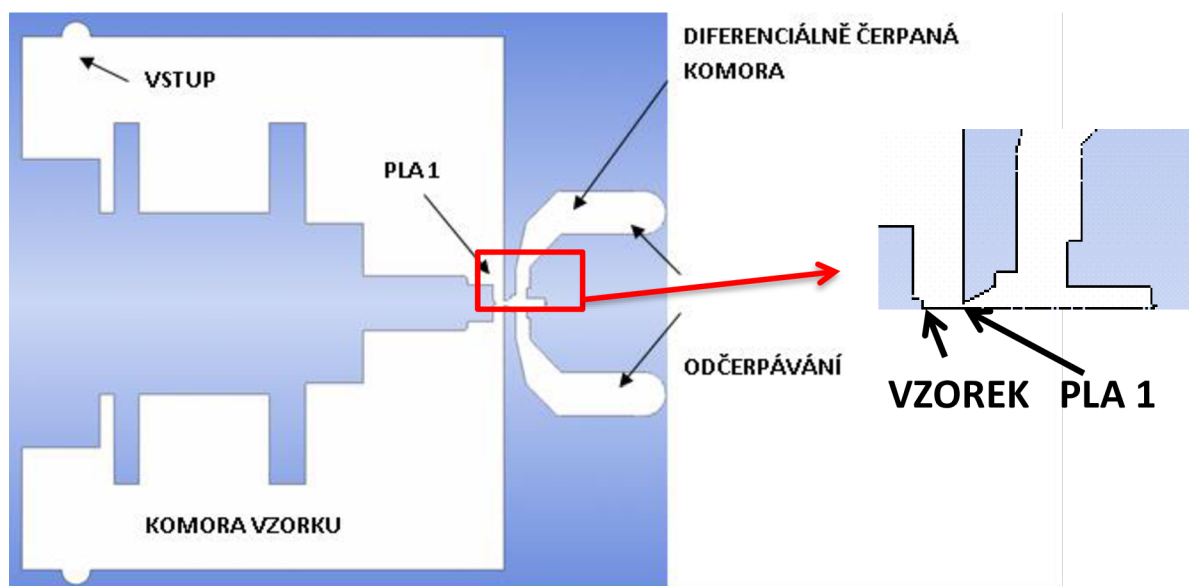
Obr. 1.4 Schéma dvoustupňového systému diferenčního čerpání pro EREM [16]

1.4 Diferenciálně čerpaná komora

Částí s nejnižším tlakem 10^{-3} Pa je **TUBUS – OBJEKTIV³**, v němž je využíváno vysokého napětí ke generaci a urychlování elektronového svazku. Velmi vysoké vakuum v celé části tubusu však také přispívá k bezproblémovému šíření tohoto svazku, jehož elektrony by mohly být rozptýleny molekulami vzduchu. Tubus mikroskopu je před čerpáním rotační vývěvou RV1, zabezpečující funkční prostředí pro druhou difúzní vývěvu DV. Pomocí této vývěvy je dosaženo vhodného tlaku pro správnou funkci přímo žhavené wolframové katody. Již zmíněný tlak 10^{-3} Pa, by však nebylo možné v tubusu mikroskopu EREM udržet bez použití dvou **TLAK OMEZUJÍCÍCH CLON**. Tyto clony s malými otvory umožňují potlačit proudění plynu mezi jednotlivými prostory mikroskopu s rozdílnými tlaky a společně s účinným čerpáním těchto jednotlivých oblastí, přispívají k dosažení požadovaného spádu tlaků.

VAKUOVÁ CLONA PLA2 plní současně funkci aperturní clony projekční čočky mikroskopu. Prostor mezi ní a **CLONOU PLA1** bývá **nazýván DIFERENCIÁLNĚ ČERPANOU KOMOROU**, která je čerpána rotační nebo turbo molekulární vývěvou RV2. Z důvodu velmi přísných požadavků na těsnost, se zdá být účelné minimalizovat průměry otvorů clon. Je však nutné uvážit požadavky elektronové optiky v případě clony PLA2 a snižování zorného pole mikroskopu v případě clony PLA1.

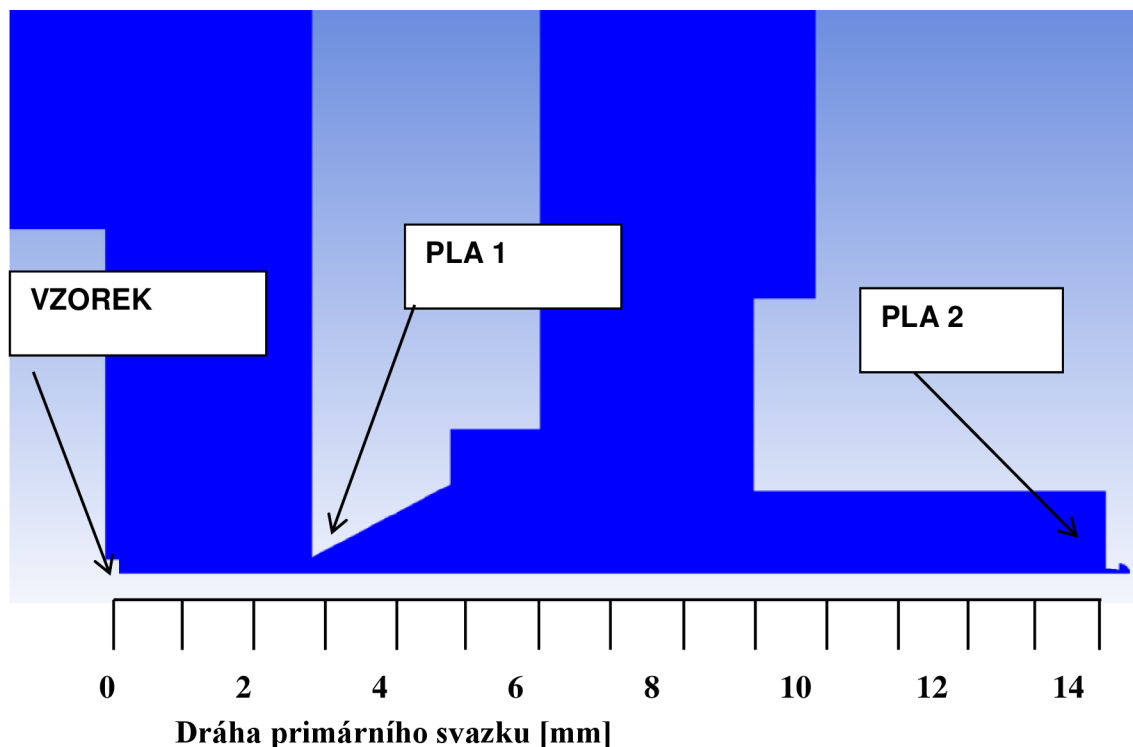
Částí environmentálního mikroskopu s nejvyšším tlakem, **JE KOMORA VZORKU**. Pracovního tlaku plynu se v tomto prostoru dosáhne ustavením rovnováhy mezi připouštěním plynu a čerpáním komory rotační vývěvou RV3. Připouštění plynů do komory vzorku je zajištěno přes jehlový ventil JV. V mnoha případech je použití vývěvy RV3 zbytečné a plně dostačující je čerpání komory vzorku přes tlak omezující clonu z prostoru komory diferenciálního čerpání.



Obr. 1.5 2D schéma řešeného mikroskopu

³ Tučným velkým písmem v těchto odstavcích jsou vyznačeny části mikroskopu, které souvisí s problematikou předložené práce.

Na obr. 1.5 je 2D schéma daného mikroskopu pootočeného o 90 stupňů. Na uvedeném řezu je řez tímto mikroskopem, kde nalezneme komoru vzorku, stůl se vzorkem a clonu oddělující komoru vzorku od diferenciálně čerpané komory. Zvětšení zkoumané oblasti včetně oceňované dráhy primárního svazku lze vidět na obr. 1.6.



Obr. 1.6 Zvětšení oblasti průchodu primárního svazku

Významná a zkoumaná je dráha primárního svazku elektronů procházející od tubusu přes diferenciálně čerpanou komoru do komory vzorku na vzorek. Konstrukce tohoto tvaru vyžaduje co nejnižší průměrný tlak na této dráze, kvůli již zmiňovaným srážkám.

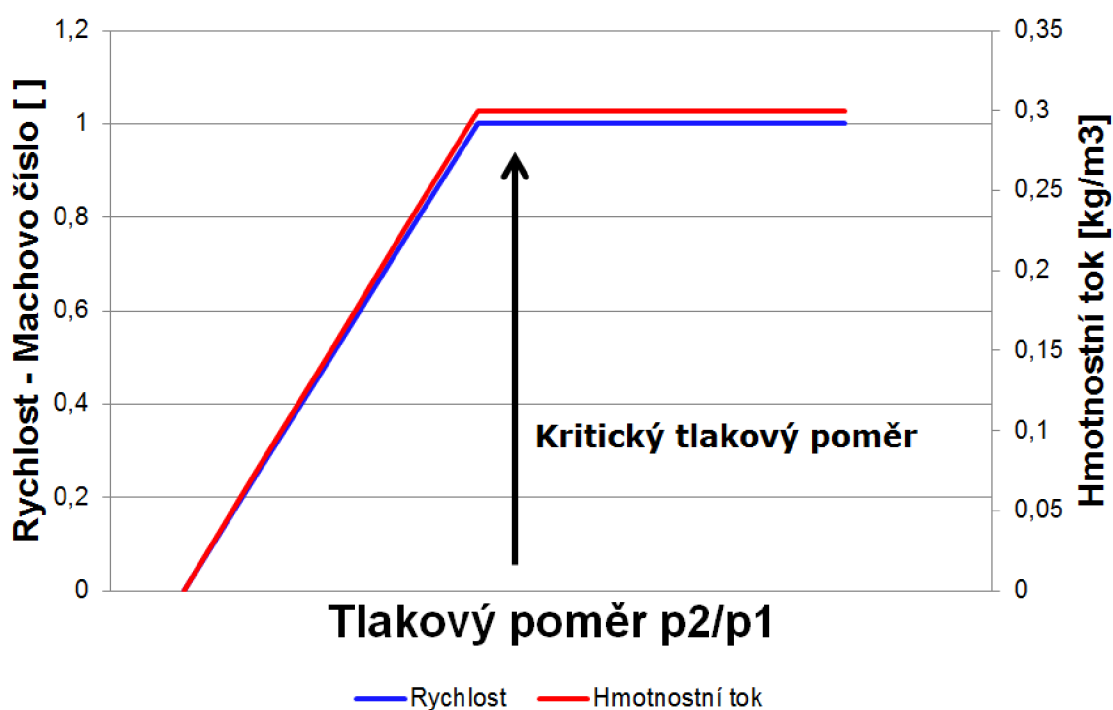
Výpočet probíhal v 2D osově symetrické verzi v systému Ansys Fluent.

Uvedený popis elektronové mikroskopie byl svým obsahem především zaměřen na ty oblasti, kterými se tato předložená práce bude zabývat a jejichž problematiku v oblasti proudění plynů bude řešit. Viz. následující kapitola.

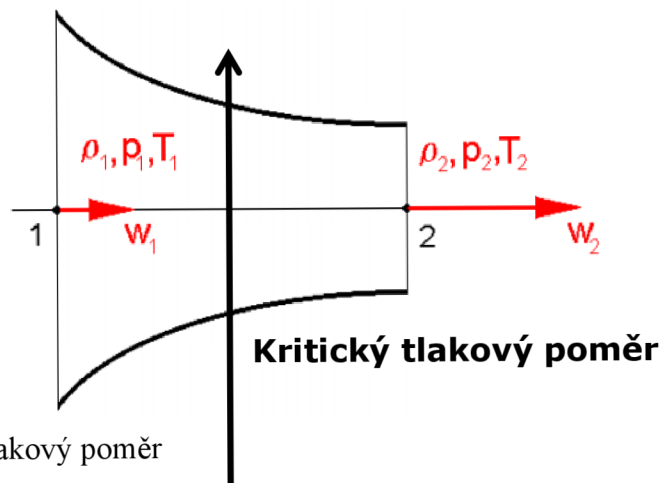
V práci je řešena problematika vhodného tvarování diferenciálně čerpané komory pro zmíněný EREM. Důvodem je, aby konstrukce tohoto zařízení byla koncipována tak, aby v dráze letících elektronů byl co nejnižší tlak, aby docházelo k co nejmenšímu počtu srážek elektronů s těmito molekulami, tedy, aby jejich rozptyl byl co nejnižší.

2 Kritické proudění

Vzhledem k tomu, že konstrukce environmentálního elektronového mikroskopu je charakteristická oblastmi oddělenými malou clonkou s velkými tlakovými spády, jedná se o proudění přes clonky, tedy výrazně zúžený prostor [9, 10]. Proudění ve clonkách má zvláštní fyzikální vlastnosti – jde o takzvané kritické proudění. Charakteristickým jevem je, že při výrazně rozdílných tlacích na obou stranách clonky, což v našem případě nastává, dochází k rychlému proudění. Čím vyšší rozdíl tlaků na obou stranách clonky je, tím vyšší rychlost proudění ve clonce vzniká. Tato úměra platí jen do té chvíle, kdy ve clonce dojde k rychlosti 1 Mach. Tehdy dochází k takzvanému kritickému proudění, kdy vyšší rychlost, než je rychlost 1 Mach, ve clonce nevznikne ani při dalším zvyšování rozdílu tlaků na obou stranách clonky. Také platí, že clonkou nemůže projít větší množství plynu za jednotku času než to množství, které prochází ve chvíli, kdy ve clonce plyn proudí rychlostí 1 Mach.



Obr. 2.1 Vliv kritického proudění



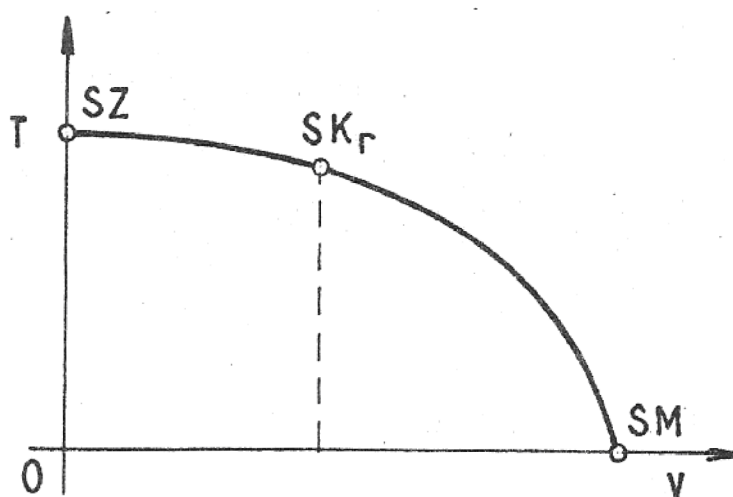
Obr. 2.2 Kritický tlakový poměr

Tyto skutečnosti nyní budou fyzikálně popsány.

2.1 Teplotní parabola

Z rovnice energie vyplývá průběh teploty v závislosti na rychlosti – takzvaná teplotní parabola.

Rovnice energie
$$e = \frac{v^2}{2} + c_p T = c_p T_0$$



SZ – stav zbrzdění

SKr – stav kritický

SM – stav mezní

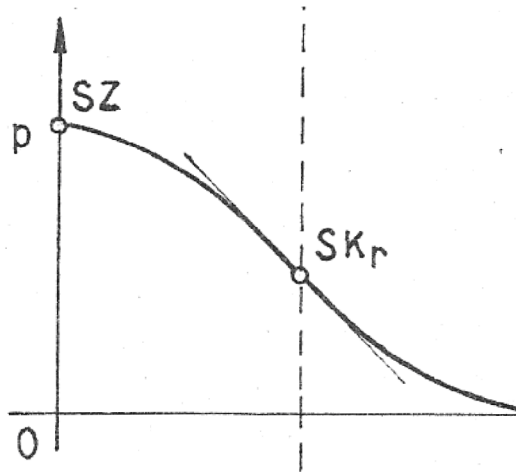
Obr. 2.3 Teplotní parabola

2.2 Tlaková hora

Z Bernouliho (pohybové) rovnice vyplývá závislost tlaku na rychlosti – tlaková hora.

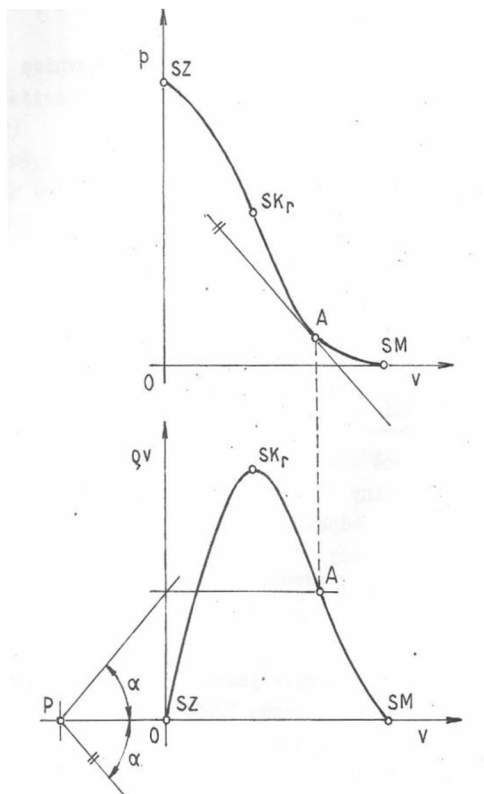
Bernouliho rovnice

$$e = \frac{v^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{p}{p_0} \right) = \frac{\kappa}{\kappa-1} \frac{p_0}{\rho_0}$$



Obr. 2.4 Tlaková hora

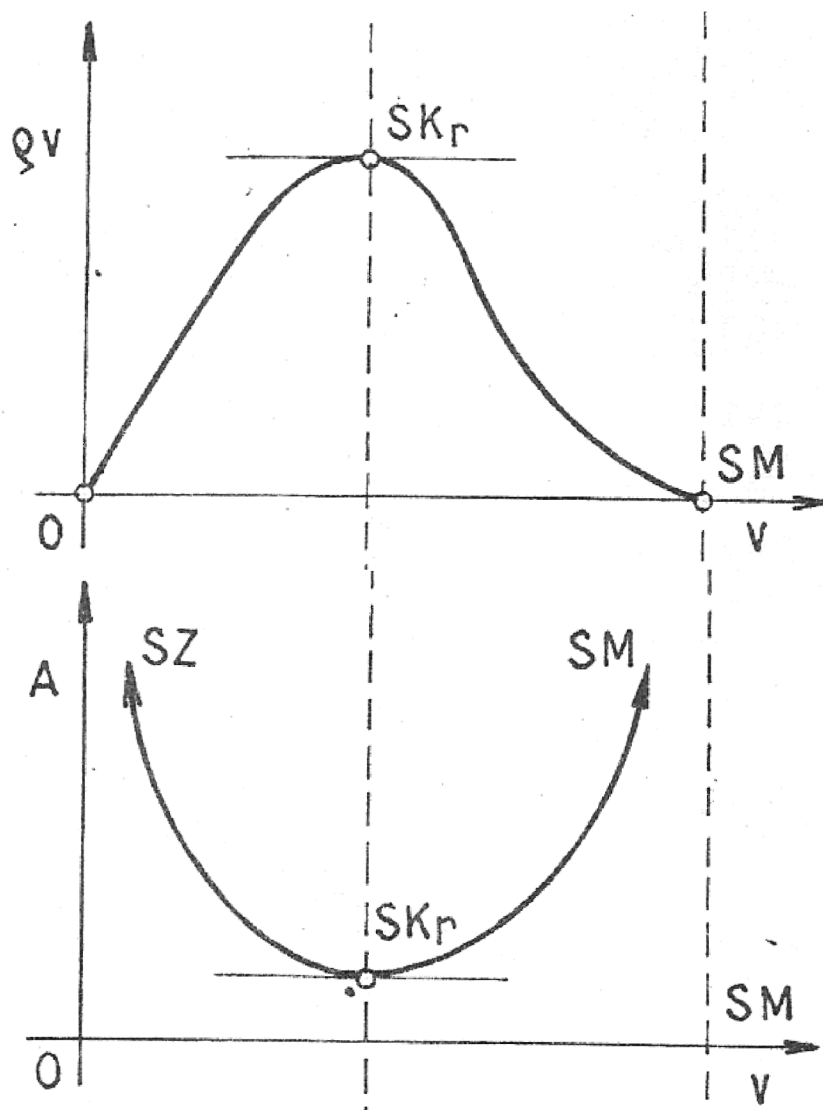
Derivace tlakové hory, tj. závislosti tlaku na rychlosti vede k závislosti hustoty proudu ρv na rychlosti v .



$$v dv + \frac{dp}{\rho} = 0$$

$$\rho v = - \frac{dp}{dv}$$

Obr. 2.5 Závislost hustoty na rychlosti



$$A = \frac{Q_m}{\rho v}$$

Obr. 2.6 Závislost průtočného průřezu na rychlosti.

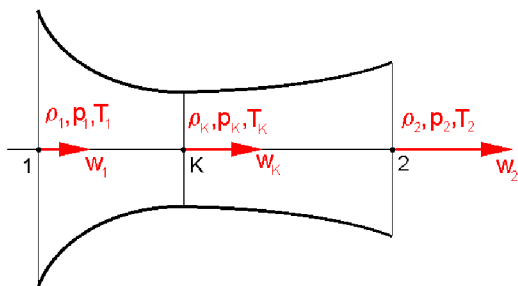
Případně průtočného průřezu A na rychlosti v , což vyplývá z rovnice spojitosti.

Z uvedených skutečností vyplývá důležitý závěr:

Hustota proudu nabývá své maximální hodnoty v kritickém stavu proudění, a naopak průtočný průřez v tomto kritickém stavu je minimální.

Z rozboru základních výpočtových rovnic tedy vyplývá nejdůležitější skutečnost, že přechod z podzvukového do nadzvukového proudu vzduchu je možný přes kritický stav proudění pouze zmenšováním průtočného průřezu do kritického stavu a následným zvětšováním průtočného průřezu za kritickým stavem proudění.

Tato skutečnost je aplikována ve tvaru známé Lavalovy dýzy.



Obr. 2.7 Lavalova dýza.

V návaznosti na uvedené skutečnosti jsou definovány tři charakteristické stavy proudění:

Stav celkový, stav zbrzdění, rychlost $v = 0$,

Stav kritický hustota proudu ρv dosahuje svého maxima, a to v minimálním průtočném průřezu A ,

Stav mezní, kdy rychlost v dosahuje svého maxima, proudění do vakua $p = 0$, $\rho = 0$ a $T = 0$.

Pro stanovení hmotnostního průtoku plynu tryskou používáme rovnici kontinuity aplikovanou na výstupní průřez trysky.

V modifikovaném výpočtovém vztahu hmotnostní průtok tryskou závisí na tlaku a hustotě v nádrži a na poměru tlaku na výstupu trysky a tlaku v nádrži.

Když ve výstupním průřezu nastane kritický stav proudění, dojde ke kritickému a jeho maximálnímu hmotnostnímu průtoku. Dalším snížením tlaku v okolí tento průtok nelze zvýšit – dochází k další expanzi za tryskou.

Tyto skutečnosti určují tlakové poměry:

Poměr tlaku za tryskou p_a a tlaku v nádrži před tryskou p_o :

$$\varepsilon_a = \frac{p_a}{p_o}$$

Poměr kritického tlaku p_{kr} a tlaku v nádrži před tryskou p_o :

$$\varepsilon_{kr} = \frac{p_{kr}}{p_o}$$

Podzvukový hmotnostní průtok plynu tryskou existuje v rozsahu tlakových poměrů

$1,0 > \varepsilon_a > \varepsilon_{kr} = 0,5283$ pro $\kappa = 1,4$.

Až do hodnot tlakových poměrů $\varepsilon_a < \varepsilon_{kr}$ zůstává kritický hmotnostní průtok plynu konstantní.

Pod kritický hmotnostní průtok Q_m pro:

$$\varepsilon_a \geq \varepsilon_{kr}$$

$$Q_m = \rho v v A$$

$$Q_m = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} p_o \rho_o \left(\frac{p_a}{p_o}\right)^{\frac{1}{\kappa}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_a}{p_o}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} A$$

; Kde κ je adiabatický izotropní faktor, ρ je hustota nádrže [$\text{kg}\cdot\text{m}^3$], p_o je tlak v nádrži [Pa], A je průtokový průřez [m^2].

Kritický hmotnostní průtok Q_{mkr} pro:

$$\mathcal{E}_a = \mathcal{E}_k = \text{konst}$$

$$Q_{mkr} = \rho_{kr} v_{kr} A$$

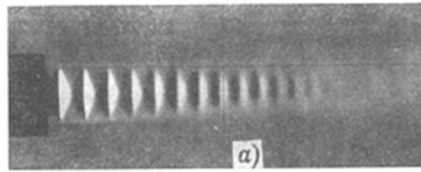
$$Q_{mkr} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} p_o \rho_o \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} A$$

Kritické tlakové poměry:

$$\mathcal{E}_{kr} = \frac{p_{kr}}{p_o} = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}}$$

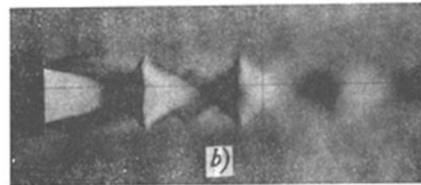
Na obr. 2.8 jsou Schlierenovy obrázky [10], barva odpovídá gradientu indexu refrakce vzduchu a tím jeho hustotě. Za otvorem je oblast nadzvukového proudění s nižšími tlakovými formami. Oblast přechodu mezi nižšími a vyššími tlakovými oblastmi je bodem, kde rychlost proudění klesá pod rychlost zvuku ve formě rázové vlny. Jedná se o velmi tenkou oblast zvýšené hustoty plynu. Existují různé formy rázové vlny podle tlakového rozdílu, směru proudění a dalších efektů.

Slabá expanze



$$\varepsilon_{kr} = \frac{p_a}{p_o} = 0.510$$

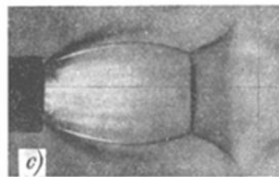
$$\varepsilon_{kr} = \frac{p_{kr}}{p_o} = 0.5283$$



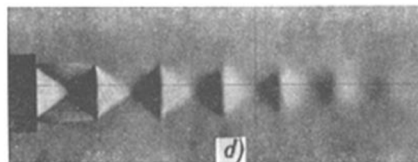
$$\varepsilon_{kr} = \frac{p_a}{p_o} = 0.412$$

$$\varepsilon_{kr} = \frac{p_a}{p_o} = 0.267$$

Silná expanze



$$\varepsilon_{kr} = \frac{p_a}{p_o} = 0.050$$



Obr. 2.8 Kritické proudění [10]

Obrázky proudícího toku z osově symetrické zužující se trysky jsou na obr. 2.8. Všechny vývojové stupně průtokové struktury jsou dobře viditelné, jako v případě:

- Slabé expanze velmi blízko navrhovaného režimu,
- Silnější expanze
- Vytvoření rázové vlny
- Silné expanze a existence rázových vln

$$K_n = \frac{\lambda}{L}$$

Je nutné zkontrolovat Knudsenovo číslo.

$$\lambda = \frac{kT}{\sqrt{2}\pi\delta^2 p}$$

; Kde λ je střední volná dráha [m] a L je charakteristický rozměr [m].

; kde k je Boltzmannova konstanta, T je absolutní teplota [K], δ je průměr molekuly plynu [m], p je tlak [Pa].

V našem případě jsme zkontrolovali Knudsenovo číslo na vybraných místech v diferenciálně čerpané komoře a Knudsenovo číslo bylo v rozmezí od 0,023 do 0,1, což je na okraji mezi průtokem kontinua a přechodovým prouděním, ale stále v oblasti kontinua.

2.3 Machovo číslo

Důležitou veličinou, která se uvádí při proudění vysokou rychlostí, je Machovo číslo [10].

$$M = \frac{v}{c}$$

Jde o poměr mezi rychlostí proudění v daném prostředí a rychlostí zvuku v tomto prostředí:

v [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] rychlost proudění;

c [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] rychlost šíření zvuku v daném prostředí

2.4 Hugoniotův teorém

Na závěr je třeba uvedené úvahy završit vztahem poukazující závislost mezi Machovým číslem a průtočným průřezem, kterým plyn proudí, jak dokazuje Hugoniotův teorém.

Ten bez uvažování tření zní:

$$\frac{dA}{A} + \frac{dc}{c}(1 - M^2) = 0$$

Kde A [m^2] je průtočný průřez.

Uvedený zákon ukazuje, že změna rychlosti proudu a průtočného průřezu závisí na Machovu číslu následovně:

$M < 1$ – podzvukové proudění

Při zmenšování průtočného průřezu tedy dochází k nárůstu rychlosti a naopak.

$M = 1$ – proudění rychlosti zvuku

$dA/A = 0$, tato rovnice určuje, že místo, kde proudění dosáhne rychlosti zvuku, je extrémem funkce změny průřezu trubice.⁴ Z předchozích úvah vyplývá, že proud dosáhne zvukové rychlosti pouze zmenšováním průtočného průřezu, proto jde o nejužší místo. Toto se nazývá kritická rychlost. Při této rychlosti platí, že tepelný pohyb molekul plynu roven rychlosti proudění, a proto jakákoliv molekula z druhé strany se již nemůže vrátit před průřez.

$M > 1$ – nadzvukové proudění

Při zvětšování průtočného průřezu roste i rychlost proudění a naopak. Nadzvukové proudění se chová obráceně než podzvukové proudění.

Uvedený jev je možné využít při konstrukci diferenciálně čerpaných komor, jak bude uvedeno v kapitole 4 cíl práce.

V následující kapitole bude probrána problematika srážek molekul a střední volné dráhy.

⁴ Derivace změny průřezu je rovna nule.

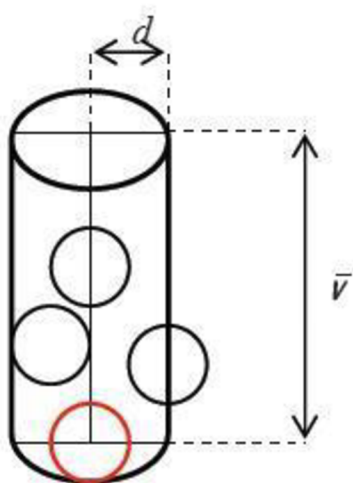
3 Srážky molekul, střední volná dráha

K možnosti vyhodnocení výsledků jsem musela alespoň rámcově nastudovat následující problematiku týkající se pravděpodobnosti srážek molekul s procházejícími elektrony, aby bylo možné vyhodnotit optimální podmínky pro průchod primárního svazku elektronů diferenciálně čerpanou komorou. Informace pro kapitolu 3 jsem čerpala z pramene.⁵

Srážky jedné molekuly s ostatními molekulami za jednotku času z_A je možné vyjádřit tímto způsobem:

- molekula je koule o průměru d – což je tzv. efektivní srážkový průměr,
- srážka = jakýkoliv dotyk molekul,
- pouze vybraná molekula se pohybuje, ostatní jsou v klidu.

Za jednotku času urazí molekula průměrnou dráhu v a narazí do všech molekul, které budou ve válci o poloměru d a výšce v :



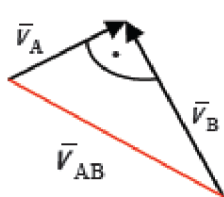
$$z_A = \pi d^2 \bar{v} \frac{N}{V} \quad [s^{-1}]$$

Zpřesnění: všechny molekuly jsou v pohybu. Střední aritmetickou rychlost je třeba nahradit vzájemnou střední rychlostí.

Vzájemná střední rychlost dvou rozdílných částic A a B v_{AB} :

Obr. 3.1 Srážky molekul

Částice se srážejí pod různými úhly z intervalu 0-180°, v průměru můžeme uvažovat úhel 90°. Pro střední vzájemnou rychlost pak platí:



$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\bar{v}_A^2 + \bar{v}_B^2}$$

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi} + \frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B} \right)}$$

Vyjádříme-li tzv. redukovanou hmotnost μ dvou částic A a B, u kterých dojde ke srážce vztahem:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B}$$

⁵ https://web.natur.cuni.cz/~zuskova/ktp_2_so.pdf

dostaneme pro jejich střední vzájemnou rychlost vztah formálně shodný se vztahem pro střední aritmetickou rychlost jedné částice:

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}}$$

který se pro případ srážky dvou stejných částic A zjednoduší:

$$\bar{v}_{AA} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_A}} \sqrt{2}$$

$$\bar{v}_{AA} = \bar{v} \sqrt{2} .$$

Pro počet srážek jedné molekuly s ostatními molekulami stejného druhu za jednotku času pak dostaneme:

$$z_A = \pi d^2 \bar{v} \sqrt{2} \frac{N}{V}$$

Vzájemné srážky všech molekul stejného druhu za jednotku času v jednotce objemu z_{AA}

$$z_{AA} = \frac{1}{2} \frac{N}{V} z_A \quad [m^{-3} s^{-1}]$$

$$z_{AA} = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi d^2 \bar{v} \left(\frac{N}{V} \right)^2 .$$

Vzájemné srážky molekul A s molekulami B za jednotku času v jednotce objemu z_{AB}

$$z_{AB} = \frac{N_A}{V} z_A$$

kde z_A představuje počet srážek jedné molekuly A s ostatními molekulami B, ke kterým dojde za jednotku času.

$$z_{AB} = \frac{N_A}{V} \frac{N_B}{V} \pi d_{AB}^2 \bar{v}_{AB}$$

$$d_{AB} = \frac{d_A + d_B}{2}$$

Střední volná dráha l = průměrná dráha, kterou částice uletí mezi dvěma srážkami

$$\bar{l} = \frac{\bar{v}}{z_A}$$

$$\bar{l} = \frac{1}{\frac{N}{V} \pi d^2 \sqrt{2}}$$



Z uvedeného platí, že:

- Zdvojnásobí-li se počet částic v jednotce objemu – tedy tlak plynu, střední volná dráha klesne na polovinu.
- Střední volná dráha nezávisí na teplotě.

3.1 Střední volná dráha, přenosové jevy

Jak vyplývá z předchozích úvah, jedna určitá molekula koná v plynu složitý pohyb. Při srážkách s ostatními molekulami se mění velikost i směr její rychlosti, mezi dvěma srážkami se pohybuje rovnoměrně přímočaře a urazí tak určitou dráhu, kterou lze nazvat volnou dráhou. Tyto dráhy jsou obecně různě velké, jejich střední zprůměrovaná hodnota se nazývá střední volná dráha (l).

Nejprve předpokládáme, že všechny molekuly kromě sledované jsou v klidu a zjistíme, jaký průměrný počet srážek (z) molekula uskuteční za jednotku času. Převrácená hodnota této veličiny bude rovna průměrné době pohybu mezi srážkami. Molekula, u níž ve shodě s modelem ideálního plynu předpokládáme kulový tvar s průměrem d , urazí za jednu sekundu průměrně dráhu číselně rovnou její střední velikosti rychlosti v_s a srazí se se všemi molekulami, jejichž středy leží uvnitř válce poloměru d a výšky v_s . Jelikož na jednotku objemu plynu připadá n_0 molekul, je jich ve válci obsaženo $N = n_0 V = n_0 \pi d^2 v_s$. Počet srážek (z) za jednu sekundu je roven $\langle z \rangle = n_0 \pi d^2 v_s$.

Kdybychom uvažovali i změnu směru rychlosti molekuly, která může nastat při srážkách, byl by uvažovaný válec mnohokrát zalomený, ale jeho objem i počet molekul v něm obsažených by zůstal stejný. Pro střední volnou dráhu nacházíme vztah

$$\langle l \rangle = \frac{v_s}{\langle z \rangle} = \frac{1}{\pi d^2 n_0}$$

Uvážíme-li ještě pohyb ostatních molekul, lze pro střední volnou dráhu nalézt přesnější vztah

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n_0}$$

Střední volná dráha molekul plynu je nepřímo úměrná koncentraci molekul n_0 a při daném množství a typu plynu také tlaku plynu p :

$$p = \frac{1}{3} n_0 m_m v_k^2$$

Z předchozích úvah je patrné, že závislost tlaku na pravděpodobnosti počtu srážek molekul čerpaného vzduchu z diferenciálně čerpané komory s elektrony primárního svazku je lineární. Nejde tedy o nelineární průběh, který by se musel brát v úvahu.

Z tohoto důvodu lze brát jako **jedno z kritérií** výběru nejvýhodnější varianty tvaru diferenciálně čerpané komory **aritmetický průměr tlaků čerpaného média zjištěných na dráze primárního svazku.**

Druhým kritériem bude závislost rozptylu na počtu interakcí. Princip popisuje následující kapitola.

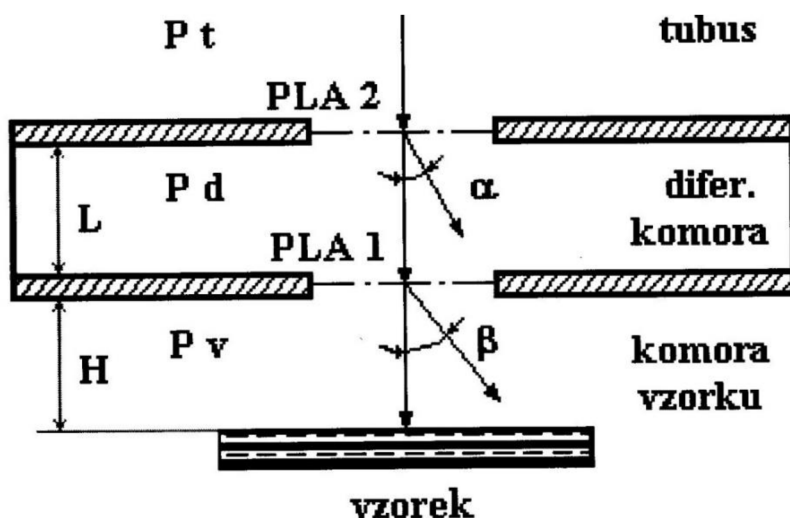
3.2 Závislost rozptylu na počtu interakcí

Pro určení druhého kritéria výběru správného řešení je třeba se nad problematikou ještě na chvíli zastavit.

Základním požadavkem kladeným na mikroskopy pracující s vyšším tlakem v komoře vzorku, jako je uvedený případ, je tedy vytvořit takové podmínky pozorování, za kterých by převážná část elektronů elektronového svazku zůstala i po průchodu prostředím s vyšším tlakem v původní stopě. Tyto elektrony dopadají na povrch vzorku, od kterého se odrážejí a nesou informaci mající zásadní vliv na rozlišení.

V prostředí vyššího tlaku plynu dochází k četným srážkám primárních elektronů s molekulami plynu, přičemž elektrony ztrácejí část své energie a mění směr dráhy. Důsledkem toho je rozostření (rozptyl) primárního svazku, což lze řešit zvýšením hodnoty jeho proudu. Tím dosáhneme stejného poměru signálu k šumu jako ve vakuu.

K rozostření elektronového svazku dochází v zásadě ve dvou případech. Nejdříve při průchodu komorou diferenciálního čerpání a poté při průchodu komorou vzorku, jejíž vysoký tlak má na rozptyl elektronového svazku největší vliv. Obě komory jsou odděleny aperturní clonou PLA1, přičemž vzdálenost mezi ní a povrchem vzorku je nutné, pokud možno co nejvíce minimalizovat. Na obrázku 3.2 je zjednodušeně znázorněn pohyb elektronového svazku oběma komorami.



Obr. 3.2 Rozptyl svazku primárních elektronů [16]

Vzdálenost obou aperturních clon PLA1 a PLA2, je označena L a je konstantně určena konstrukcí dané části komory diferenciálního čerpání (viz. obr. 3.2). vzdálenost povrchu vzorku od aperturní clony PLA1 je proměnná díky možnosti vertikálního posuvu vzorku. Rozptyl svazku primárních elektronů zde charakterizují úhly α v komoře diferenciálního čerpání a β komoře vzorku.

Základním parametrem, který je nutno definovat při řešení dané problematiky v oblasti rozptylu elektronového paprsku, je průměrný počet srážek M připadající na elektron pohybující se v plynném prostředí komory diferenciálního čerpání.

$$M_L = \sigma_T \cdot n_L \cdot L$$

Obdobný vztah lze napsat i pro průměrný počet srážek v komoře vzorku.

$$M_H = \sigma_T \cdot n_H \cdot H$$

Koncentrace částic n je pak možné spočítat podle vztahu:

$$n_{L(H)} = \frac{P_{D(V)}}{k \cdot T}$$

Kde σ_T je celkový záchytný průřez plynu (m^2); n_L , n_H , je koncentrace molekul plynu (m^{-3}) v prostředí s tlakem plynu p_d či p_v (Pa); L , H je délka dráhy letu elektronu příslušným prostorem (m); k je Boltzmannova konstanta ($J \cdot K^{-1}$); T je absolutní teplota (K).

Záchytný průřez σ_T je definován jako blízké okolí částice plynu, v němž ocitne-li se elektron při svém průletu, dojde ke srážce. To tedy znamená, že záchytný průřez plynu je závislý nejen na druhu plynu, ale i na urychlovacím napětí. Pro demonstraci tohoto tvrzení je uvedena tabulka 10.8⁶, ve které jsou vypočteny hodnoty záchytného průřezu σ_T v závislosti na urychlovacím napětí svazku primárních elektronů U pro vodní páry.

Tabulka 3.1 Závislost záchytného průřezu na urychlovacím napětí.

U (kV)	σ_T (m^2)
5	$6,9 \cdot 10^{-21}$
10	$3,3 \cdot 10^{-21}$
15	$2,6 \cdot 10^{-21}$
20	$1,9 \cdot 10^{-21}$

Z tabulky vyplývá, že podmínky pro zajištění co nejmenšího počtu srážek jsou nevhodnější při volbě napětí U vyššího, než je 10 kV.

⁶ Informace byly čerpány od Ing. et. Ing. Viléma Neděly, Ph.D.

Pravděpodobnost, že se elektron na své dráze srazí s atomy, případně molekulami plynu x krát, je dána Poissonovým rozložením:

$$P_{(x)} = \frac{m^x \cdot e^{-M}}{x!}$$

Kde x je počet srážek.

Pro konečný počet všech elektronů, které v plynném prostředí neinteragují, tedy těch elektronů, které dopadnou na povrch vzorku bez předchozí srážky, platí vztah:

$$P(0) = e^{-M}$$

Pro elektrony pohybující se v komoře vzorku bez předchozí srážky lze také za pomoci předchozích rovnic odvodit vztah:

$$I(0) = I_{\text{celkové}} \cdot e^{-\sigma_T \cdot \frac{p_V \cdot H}{k \cdot T}}$$

3.3 Rozptylové režimy svazku primárních elektronů

Závislost rozptylu na počtu interakcí elektronů primárního svazku šířících se plynným prostředím, je určována již dříve uvedeným **průměrným počtem srážek připadajících na jeden elektron, označovaným M** . Od této veličiny, lze odvodit tři rozptylové režimy, viz obr. 3.3 [5].

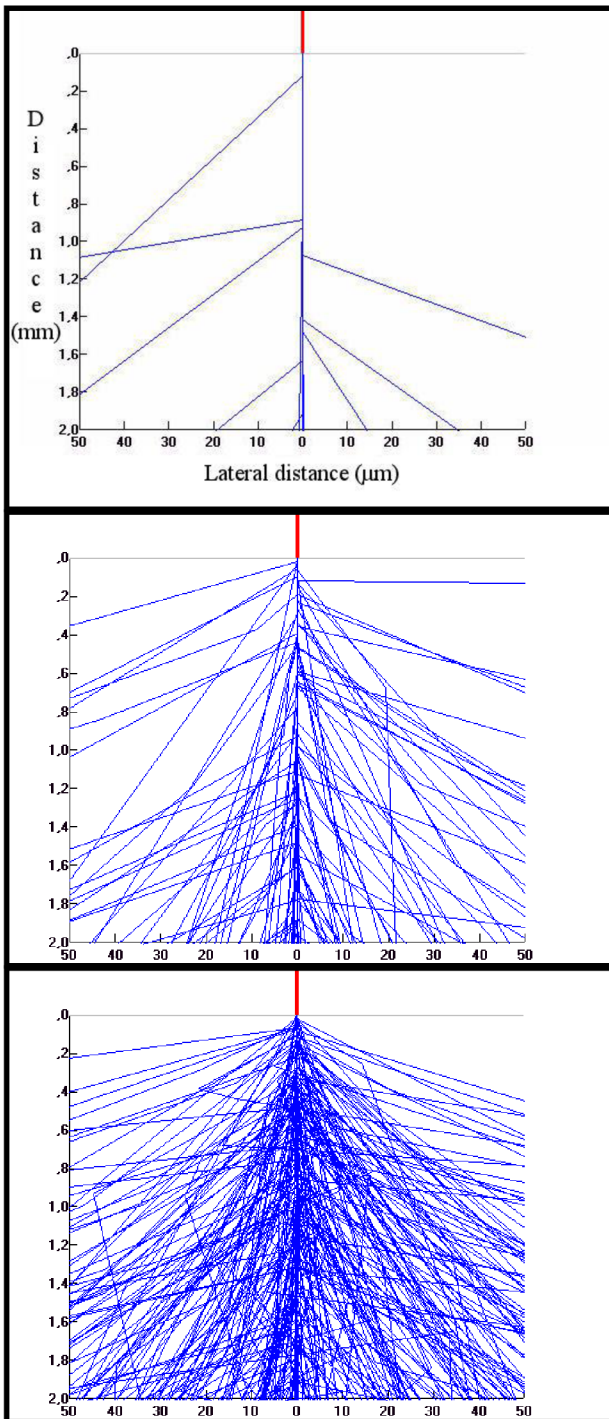
Režim charakterizovaný velikostí M , kde M nabývá hodnot v rozmezí od 0 do 0,05 je režimem minimálního rozptylu. Rovná-li se M hodnotě 0,05 je procentuální vyjádření počtu elektronů majících při průchodu prostředím s vyšším tlakem kolizi rovno 5. Tento režim je využíván především při zkoumání látek běžnou metodou SEM⁷, při níž se hodnota M blíží nule, tedy účinky rozptylu na svazek jsou minimální.

Režim úplného rozptylu, na obr. 3.3 dole, je charakterizován hodnotou M větší než 3. Zde se elektrony procházející plynným prostředím srazí s atomy a molekulami z více než 95%, což je z hlediska zobrazení v mikroskopu nevyhovující.

Kompromisním režimem je režim částečného rozptylu, na obr. 3.3 uprostřed, pro nějž jsou charakteristické hodnoty m v rozmezí od 0,05 do 3.

Z uvedeného vyplývá, že druhým z nutných kritérií pro zhodnocení dále uvedených výsledků simulací proudění plynu je, aby například dráha primárního svazku při průchodu diferenciální komorou procházela oblastí vyššího tlaku po co nejkratší dráze, tedy aby se sledovalo kromě co nejnižšího aritmetického průměru tlaku na této dráze i to, aby tlak nad komorou vzorku klesl co nejrychleji na co nejnižší hodnotu.

⁷ Jde o mikroskop, který celý funguje ve vakuu.



Minimální rozptyl

50 Pa

Rozptyl < 5%

$M < 0.05$

Částečné rozptylování

1000 Pa

Rozptyl 5% - 95%

M od 0.05 do 3

Úplný rozptyl

3000 Pa

Rozptyl > 95%

$M > 3$

Obr. 3.3 Tři základní rozptylové režimy svazku primárních elektronů [5]

4 Cíl práce

Z předchozích kapitol vyplývají skutečnosti, že závislost tlaku na pravděpodobnosti počtu srážek molekul vzduchu s elektrony primárního svazku je lineární a střední volná dráha nezávisí na teplotě.

Pokud tedy platí úměra, čím vyšší tlak na dráze svazku elektronů, tím vyšší je pravděpodobnost srážek molekul plynu s elektrony a rozptylu svazku, je možné při konstrukci diferenciálně čerpaných komor využít fyzikálního jevu kritického proudění uvedeného v kapitole 2 a tvarovat diferenciálně čerpanou komoru tak, aby proud plynu za clonou v oblasti nadzvukového proudění s nižším tlakem byl směřován do prostoru primárního svazku.

K řešení byl využit systém Ansys Fluent využívající mechaniku kontinua [11].

5 Popis modelu proudění tekutiny

5.1 Turbulentní proudění

Informace k následující kapitole byly čerpány ze zdroje [12]. 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 mechanistickému 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.

5.2 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 „zabrděné“ 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 difuzní 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.

5.3 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 Poissonova 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 jedno rozměrového proudění ideálního plynu v trubici proměnného průřezného 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 Poissonově 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 jedno rozměrovém proudění v trubici proměnného průřezu definujeme následující tři charakteristické stavy proudění.

- Stav celkový (zbrzdění) $v_0 = 0$, p_0 , ρ_0 , T_0 , $M_0 = 0$.
- Stav kritický v_{kr} , p_{kr} , ρ_{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 jedno rozměrové proudění ideálního plynu v trubici proměnného průřezu vyplývají následující závěry.

- Zvětšování průřezu v pod kritické 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 pod kritické 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 komprese ($dv < 0$, $dp > 0$, $d\rho > 0$, $dT > 0$).

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).

5.4 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 jsou zapsané v konzervativním tvaru jako 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), vzájemící 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 vazkových 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 uvážením 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:

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

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, difúzní člen, zdrojový člen a turbulentní viskozitu μ_t a rychlostí disipace ε . Tedy:

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

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

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:

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

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 :

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

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:

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

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

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

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:

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

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;

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

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 v uvedených hodnotách.

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

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

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

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

5.5 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.

5.5.1 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.

5.5.2 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).

5.5.3 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.

5.5.4 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 stlačitelné proudění, nestlačitelné nestacionární proudění s měnící se hustotou a v případě zadaného tlaku na vstupu.

5.5.5 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)

6 Systémy použité při řešení

6.1 Ansys Fluent

Pro analýzu byl využit systém ANSYS Fluent⁸.

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 síť, kontrolu jejich kvality a úpravu.

⁸ www.techsoft-eng.cz

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.

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.

6.2 SolidWorks

SolidWorks⁹ je v současné době nejúspěšnější strojírenský 3D CAD systém na českém trhu, což dokazuje také každoroční nárůst počtu prodaných licencí. Zároveň je SolidWorks jediný CAD systém na českém trhu, který je kompletně lokalizován přímo výrobcem, tedy společností Dassault Systèmes SolidWorks. Jako parametrický 3D modelář vám SolidWorks nabízí výkonné objemové i plošné modelování, vertikální nástroje pro plechové díly, svařence a formy, práci s neomezeně rozsáhlými sestavami a automatické generování výrobních výkresů.

Pokud mluvíme o SolidWorks, mluvíme v první řadě o snadném a vizuálně přehledném ovládní. Uživatelské rozhraní SolidWorks je velmi intuitivní a nabízí pohotové pracovní postupy, rapidně snižuje nutné pohyby myši a umožňuje okamžitou, kontextově závislou interakci s uživatelem. Ovládní je založené na technologii SWIFT, která redukuje potřebu opakujících se úkonů, manuálních zásahů i takových operací, kde si ani zkušený uživatel není dopředu jist postupem a často sahá po metodě pokus omyl. SWIFT dokáže ušetřit významné množství času a umožní se více věnovat samotnému procesu navrhování a ne ovládní systému.

Hlavní výhody řešení SolidWorks:

- Komplexní SolidWorks Multiproduct řešení je postavené na SolidWorks PLM.
- Úplná asociativita mezi SolidWorks Multiproduct dokumenty; všechna data jsou vždy aktuální.
- Intuitivní, snadné a vizuálně přehledné ovládní postavené na technologii SWIFT.
- Pomocí nejširší palety základních, pokročilých i specializovaných nástrojů, vám SolidWorks umožní dokončit práci včas, přesně a efektivně.
- Speciální technologie pro práci s velkými sestavami a generování rozsáhlých výkresů.
- Vysoká úroveň navázaných služeb a technické podpory.
- Kompletní česká lokalizace všech produktů SolidWorks.

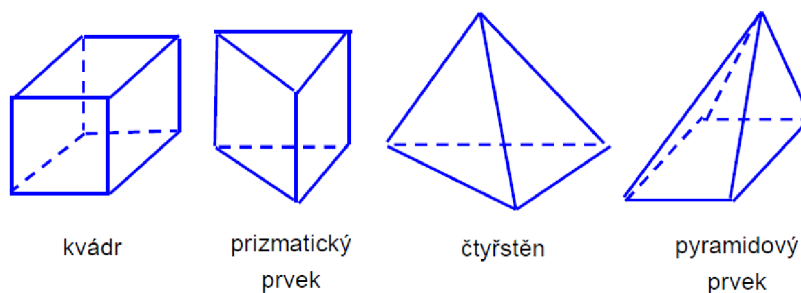
⁹ www.solidvision.cz

7 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.

7.1 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. 7.1: Prvky MKO [13].

7.2 Použitá Mesh

Pro výpočet byl kladem důraz na vytvoření Mesh schopnou během výpočtu zachytit předpokládané velké gradienty tlaků a hustoty, které vznikají při kritickém proudění.

8 Nastavení výpočetního modelu

Systém byl pro výpočet nastaven v následující konfiguraci:

Double Precision, kdy výpočet probíhá s dvojnásobnou přesností desetinných míst u proměnných.

Density-Based, nastavení solveru v režimu, kdy v transportních rovnicích se stanovuje střední rychlost (složka tlakového gradientu není ignorována) tlak i energie paralelně.

8.1 Problematika turbulence

Vzhledem k problematice nízkých tlaků bylo nutno volit správný turbulentní model.

Informace k dané oblasti byly čerpány z [14].

8.1.1 Reynoldsovo číslo

U výpočtů bylo nutné vyhodnotit Reynoldsovo číslo, která dává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu, což je odpor prostředí v důsledku vnitřního tření) [10]. Je pomocí něj možné určit, zda je proudění tekutiny laminární, nebo turbulentní.

Čím vyšší je Reynoldsovo číslo, tím nižší je vliv třecích sil částic tekutiny na celkový odpor (3.1).

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

8.1.2 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):

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

Protože v našem případě jde o typ proudění, ve kterém se mění výrazně teplota, bylo nutné použít i Sutherlandův vzorec popisující závislost dynamické viskozity na teplotě.

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 neneutronské. Například krev.

Protože v našem případě jde o typ proudění, ve kterém se mění výrazně teplota, bylo nutné použít i Sutherlandův vzorec popisující závislost dynamické viskozity na teplotě.

$$\eta = A \frac{\sqrt{T}}{1 + \frac{C}{T}} \quad (6.4)$$

Kde T značí absolutní teplotu

A , C jsou tlakové konstanty

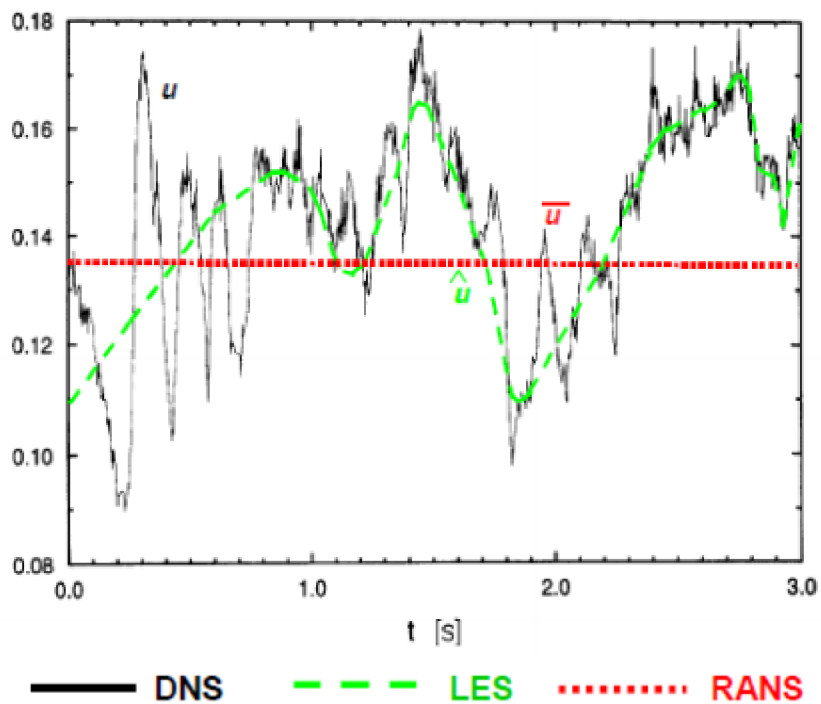
Hranice kritického Reynoldsova čísla hranici mezi turbulentním a laminárním prouděním pro kruhové potrubí byla stanovena na $Re = 2320$. Od hodnoty 4000 se pak jedná o vyvinuté turbulentní proudění. V oblasti mezi uvedenými hodnotami jde o přechodové proudění.

8.2 Řešení turbulence v Ansys Fluent

Turbulentní oblast se skládá z různě velkých vírů, které se kaskádovitě rozpadají na menší víry, až nejmenší disipují na teplo [14].

Turbulence je ve výpočetních systémech řešena třemi způsoby (obr. 8.1):

- **Direct Numerical Simulation – DNS** (Přímá numerická simulace). Problémem jsou obrovské výpočetní nároky.
- **Large Eddy Simulation – LES** (Metoda velkých vírů), filtruje malé fluktuace a řeší pouze část turbulentního spektra.
- **Reynolds Averaged Navier-Stokes – RANS** (Metody časového středování) pomocí Reynoldsovy rovnice jsou středovány veličiny turbulentního proudění (obr. 8.2).



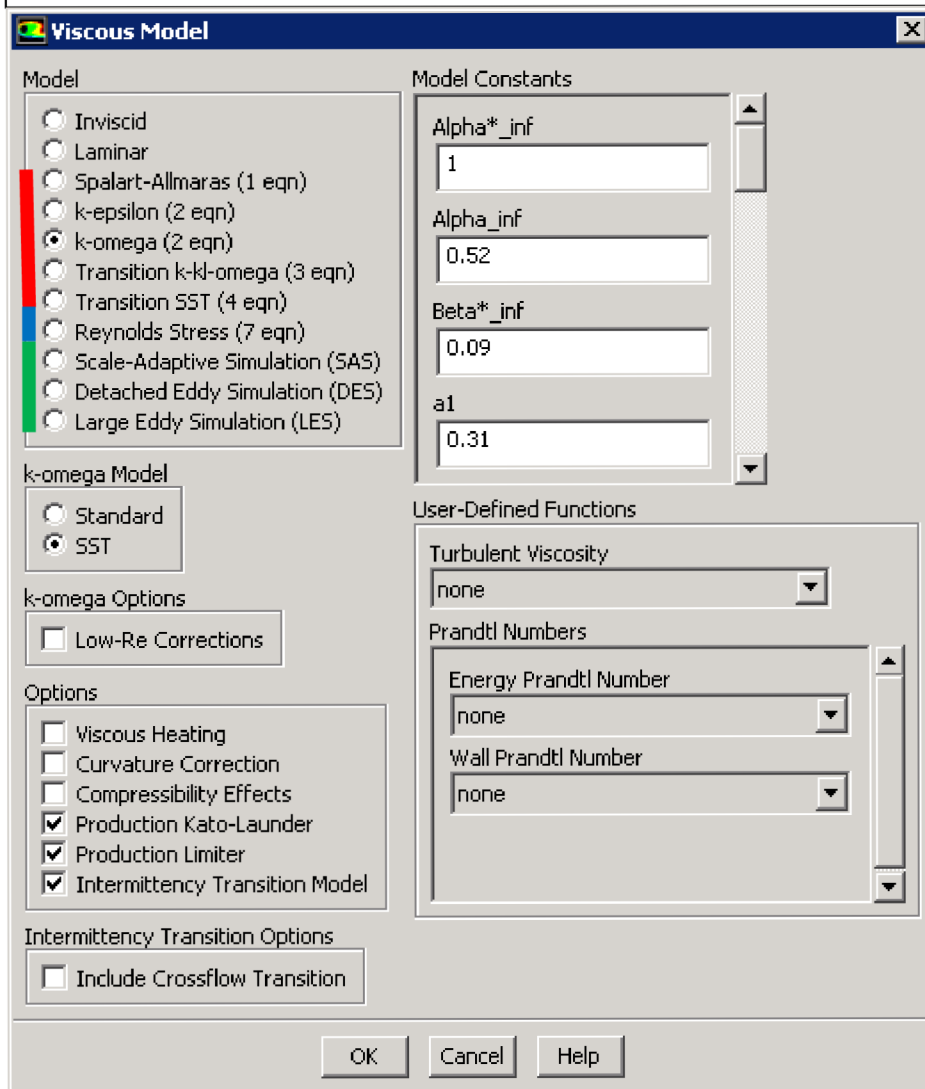
Obr. 8.1: Typy modelování turbulence [14].

Neexistuje žádný model turbulence, který by byl všeobecně použitelný, pro všechny případy. Pro použití nejvhodnějšího modelu je nutné pochopit možnosti a omezení jednotlivých modelů.

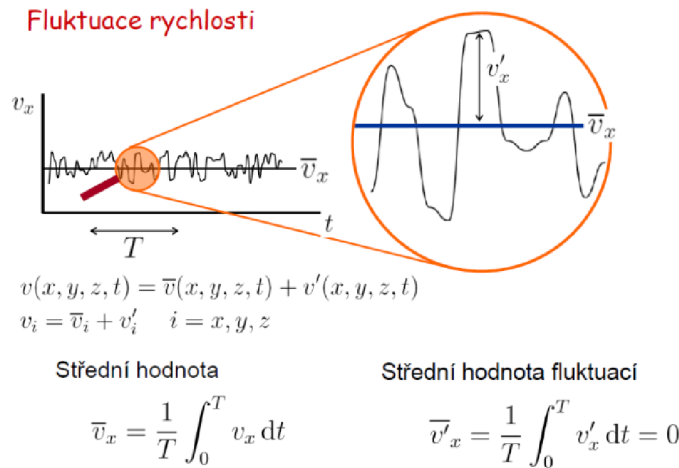
RANS - Boussinesquova hypotéza

RANS - modelování Reynoldsových napětí (Reynolds Stress Models – RSM)

skupina modelů Scale Resolving Simulation (SRS)



Obr. 8.2: Možnosti turbulentních modelů v ANSYS Fluent 18.



Obr. 8.3: Časové středování RANS [14]

8.2.1 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 dvojnásobné 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 nestabilitu, jako je uvolňování vírů, ale nejsou obecně schopné zachytit turbulentní nestabilitu. 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.

8.2.2 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 zákonu 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 popsáných 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 .

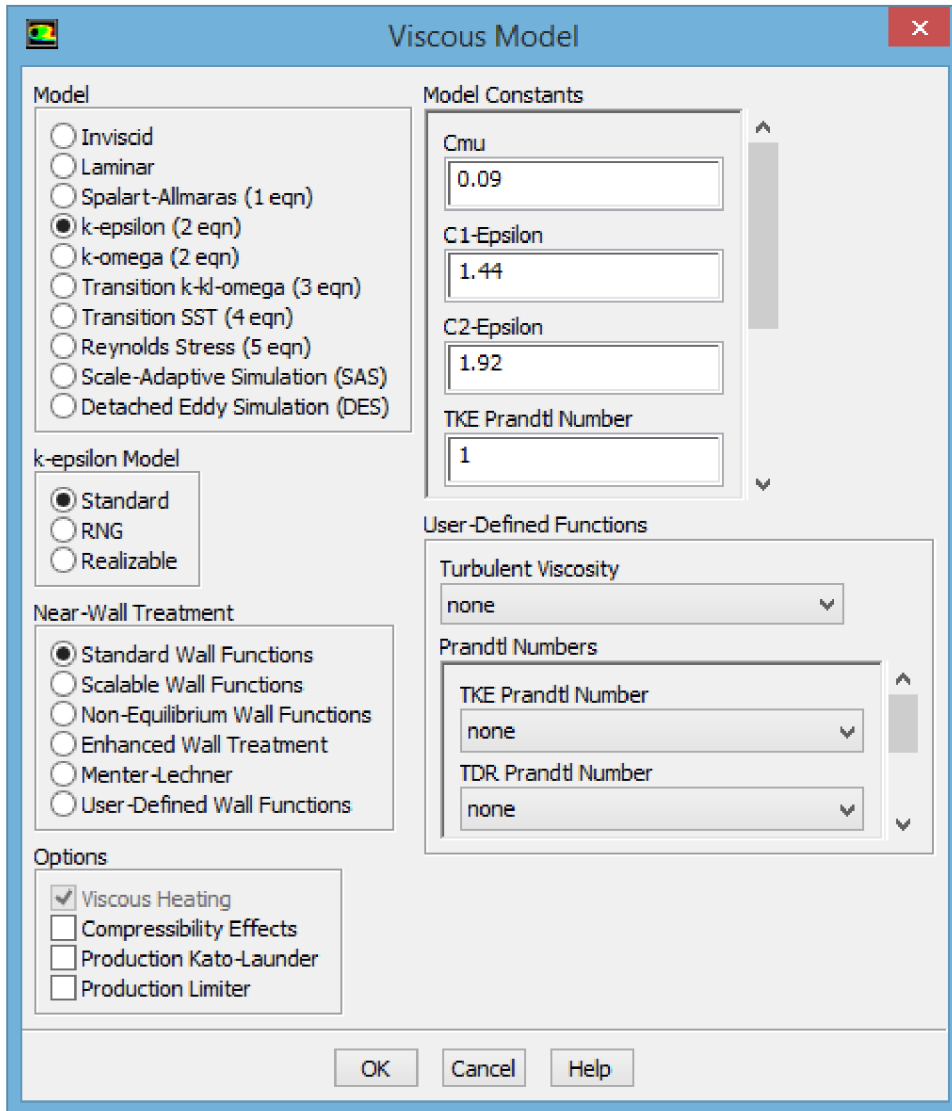
Tato hypotéza předpokládá, že turbulentní viskozita je izotropní skalární veličina, což vždy neplatí. Podmínka izotropní turbulentní viskozity je dobře splněna pro proudění s pouze jedním dominujícím turbulentním napětím.

Druhou metodou je modelování Reynoldsových napětí (Reynolds Stress Models – RSM), která řeší transportní rovnice 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.

8.3 Turbulentní modely v Ansys Fluent

Neexistuje žádný model turbulence, který by byl všeobecně použitelný pro všechny případy. Volba turbulentního modelu závisí na způsobu proudění, požadované přesnosti řešení, dostupné výpočetní technice a množství času pro simulaci. Pro použití nejvhodnějšího modelu je nutné pochopit možnosti a omezení jednotlivých modelů (obr. 8.4).



Obr. 8.4: Turbulentní moduly v Ansys Fluent.

Turbulentní proudění se skládá z různě velkých turbulentních vírů. Velké víry obsahují většinu energie a postupně se rozpadají na menší. Kaskáda je ukončena disipací energie nejmenších vírů v teplo.

Turbulentní proudění se vyznačuje náhodným charakterem. Jakákoli fyzikální veličina (rychlost, tlak, teplota atd.) je tedy náhodnou funkcí času. Při aplikaci statistických metod je ale proudění stabilní, tj. pokud vytvoříme průměrnou hodnotu v různých časových okamžicích a z různě dlouhých časových záznamu, dostaneme vždy tutéž hodnotu. Tohoto fenoménu si povšimnul Osborn Reynolds, a navrhnul v každém okamžiku rozložit jakoukoli veličinu ζ v turbulentním proudu na **střední hodnotu** $\bar{\zeta}$ a **fluktuační** ζ' .

Do **rovnice kontinuity** dosadíme za rychlost součet střední složky a fluktuace. Po úpravách získáme **středovanou rovnici kontinuity**.

Stejně jako u rovnice kontinuity tak u **Navierovy-Stokesovy rovnice**, nahradíme všechny veličiny součtem střední hodnoty a fluktuace. Viskozitu, hustotu a vnější objemovou sílu budeme považovat za konstantní, tj. nebudeme ji rozkládat na střední hodnotu a fluktuaci.

Středovaná rovnice kontinuity a středované rovnice Navierovy-Stokesovy se souhrnně nazývají **REYNOLDSOVY ROVNICE**, které řeší středované turbulentní proudění, které již není náhodnou funkcí času. Středovaná NS rovnice obsahuje nový člen $\overline{u'_i \cdot u'_j}$, který se po vynásobení hustotou nazývá **tensor Reynoldsových napětí**. Jelikož jsou tři členy v každé rovnici, a pro 3D úlohy jsou celkem tři rovnice, obsahuje tensor devět složek.

$$\tau_{ij} = \rho \cdot \begin{bmatrix} \overline{u' \cdot u'} & \overline{u' \cdot v'} & \overline{u' \cdot w'} \\ \overline{v' \cdot u'} & \overline{v' \cdot v'} & \overline{v' \cdot w'} \\ \overline{w' \cdot u'} & \overline{w' \cdot v'} & \overline{w' \cdot w'} \end{bmatrix}$$

8.3.1 První metoda: Boussinesquova hypotéza.

Tato hypotéza předpokládá, že podobně jako při laminárním proudění, kdy platí v zjednodušeném dvourozměrném proudění pro smykové napětí Newtonův vztah $\tau = \eta \frac{du}{dy}$.

Hypotéza předpokládá, že tenzor smykových napětí je možné zaměnit Newtonovým vztahem. Jde tedy o to, že devět turbulentních napětí je možné nahradit pouze jednou veličinou – Turbulentní viskozitou. Slabinou je, že hypotéza předpokládá, že turbulentní viskozita je izotropní skalární veličina, což vždy neplatí.

TURBULENTNÍ VISKOZITA: Není fyzikální konstanta tekutiny, jako tomu je u molekulové viskozity laminárního proudění, ale je funkční závislost stavu proudící tekutiny a polohy uvažovaného bodu. Turbulentní viskozita, není vlastností kapaliny, ale proudění – při laminárním proudění je rovna nule. Slabinou je, že hypotéza předpokládá, že turbulentní viskozita je izotropní skalární veličina, což vždy neplatí.

Turbulentní viskozita je brána z veličin:

k – kinetické energie turbulentních fluktuací [m^2/s^2]

ε - disipace kinetické energie [m^2/s^3].

8.3.2 Druhá metoda: Modelování Reynoldsových napětí

Modelování Reynoldsových napětí (Reynolds Stress Models – RSM), která řeší transportní rovnici pro každou složku tenzoru Reynoldsových napětí.

REYNOLDSOVO NAPĚTÍ – tečné napětí, vznikající u turbulentního proudění, není určeno pouze vnitřním třením v tekutině a rychlostním gradientem jako tomu je u laminárního proudění, ale změnou hybnosti makroskopických částic, jako následek jejich pronikání mezi sousední vrstvy. Tento neuspořádaný pohyb vyvolá tzv. přídavné turbulentní napětí – Reynoldsovo napětí.

8.3.3 Třetí metoda: SRS modely.

V této části budou popsány modely turbulence nabízené CFD programem FLUENT, které patří do skupiny modelů Scale Resolving Simulation (SRS). Ta zahrnuje modely, které jsou schopné řešit nestacionární pohyb v různém rozsahu turbulentních měřítek. Všechny tyto modely jsou tudíž časově závislé. Rozdíl v řešení s použitím modelu SST-URANS a SST-SAS je na obrázku 3. Vzhledem k tomu, že výsledky simulací jsou v každém

časovém okamžiku jiné, je výsledky nutno analyzovat pomocí animací nebo časových průměrů za daný časový úsek.

8.4 Modely založené na Boussinesquově hypotéze

Boussinesquova hypotéza je jedna z klasických metod modelování Reynoldsových napětí. Je to hypotéza o turbulentní viskozitě, podle které jsou Reynoldsova napětí úměrná středním gradientům rychlosti analogicky, jak je tomu u vazkých napětí (Newtonův zákon). Konstantou úměrnosti je turbulentní viskozita, která je vlastností proudění (nikoli kapaliny). Výhodou jsou nízké výpočetní nároky pro určení turbulentní viskozity. Turbulentní modely založené na Boussinesquově hypotéze turbulentní viskozity řeší hodnotu turbulentní viskozity pomocí dodatkových rovnic. Podle **počtu diferenciálních rovnic**, které slouží k definici turbulentní viskozity je zvoleno základní pojmenování tohoto modelu.

Modely **k-ε** a **k-ω** řeší dvě dodatečné transportní rovnice (pro kinetickou energii turbulence **k** a disipaci kinetické energie **ε**, případně specifickou disipaci energie **ω**) a turbulentní viskozita je vypočtena jako funkce **k** a **ε** nebo **k** a **ω**. Nevýhodou Boussinesquovy hypotézy je, že se předpokládá, že je turbulentní viskozita izotropní skalární veličina. Nicméně podmínka izotropní turbulentní viskozity je dobře splněna pro proudění s pouze jedním dominujícím turbulentním napětím. Alternativním přístupem je modelování Reynoldsových napětí (Reynolds Stress Models – RSM), který řeší transportní rovnici pro každou složku tenzoru Reynoldsových napětí. V mnoha případech modely založené na Boussinesquově hypotéze fungují velmi dobře a další výpočetní náklady pro použití RSM nejsou potřebné. Nicméně RSM je jasně lepší tam, kde převažuje anizotropní turbulence.

Kinetická energie se mění na teplo viskózním smykovým napětím.

8.4.1 Jednorovnicový model

Spalart-Allmaras je jednoduchý jednorovnicový model, který řeší pouze jednu transportní rovnici pro turbulentní viskozitu. Navržen speciálně pro letecké aplikace, kde se řeší obtékání stěn. Dává dobré výsledky pro mezní vrstvy vystavené velkému tlakovému gradientu. Nedá se použít jako obecný model, protože není kalibrován pro běžné průmyslové aplikace a produkuje velké chyby pro volné smykové proudění. Je vhodný tam, kde se mohou jeho konstanty nastavit podle experimentálních modelů.

8.4.2 Dvourovnicový model

Dvourovnicové modely umožňují určení délkového i časového měřítka řešením dvou samostatných transportních rovnic.

Modely k-ε – kde **k** – Kinetická energie turbulence a **ε** – disipace kinetické energie. Má tři varianty (Standard, RNG, Realizable) Všechny tři řeší transportní rovnice pro **k** a **ε** a modelují Reynoldsova napětí pomocí turbulentní viskozity podle Boussinesquovy hypotézy. Hlavní rozdíl mezi nimi je ve způsobu stanovení turbulentní viskozity, v turbulentních Prandtlových číslech řídících turbulentní difuzi **k** a **ε** a v podmínkách generace a zániku v rovnici pro **ε**.

$$\text{Turbulentní kinetická energie: } k = \frac{1}{2} \overline{u'_j u'_j} \quad \text{Disipace: } \varepsilon = \frac{u^3}{l}$$

Standard k-ε – robustní, ekonomičnost výpočtu, dostatečná přesnost pro široký rozsah typů turbulentního proudění. Jedná se o semi-empirický model a odvozené rovnice modelu se značně spoléhají na úvahy a empirii. Hlavním předpokladem je, že proudění je plně turbulentní a efekt molekulární viskozity je zanedbatelný. Použitelný tedy jen při vysokých Reynoldsových číslech $Re \geq 200000$. Tento model má nadměrnou difuzi pro mnoho situací: velké zakřivení proudu, víry, rotaci, odtržení proudění a nižší Reynoldsova čísla. Proto se z tohoto modelu postupem času vyvinuly další modifikace, které využívají jeho výhod a snaží se odstranit jeho nedostatky. Ve FLUENTu jsou zahrnuty varianty RNG a Realizable.

E rovnice obsahuje termín, který nemůže být vypočítán na stěně. Z tohoto důvodu je nutné použít stěnové funkce.

$$\mathbf{k} - \text{rovnice} \quad \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\mu_t}{\rho} S^2 - \epsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{\rho} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]$$

$$\boldsymbol{\epsilon} - \text{rovnice} \quad \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = \frac{\epsilon}{k} \left(C_{1\epsilon} \frac{\mu_t}{\rho} S^2 - C_{2\epsilon} \epsilon \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{\rho} \left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right]$$

$$\text{Eddy viskozity} \quad \mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\epsilon}$$

konstanty $\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_{1\epsilon}, C_{2\epsilon}, C_\mu$ Jsou laděny empiricky aby vyhovovaly běžným podmínkám

RNG k-ε model odvozen pomocí statistické metody tzv. renormalizačních grup (renormalization group method – RNG). Podobný modelu standard, ale zahrnuje několik vylepšení. Má další člen v rovnici pro ϵ , který zlepšuje přesnost při velkých rychlostech deformace. Zahrnuje účinek vírů na turbulenci a zvyšuje tak přesnost pro vířivé proudění. Obsahuje analytický vzorec pro turbulentní Prandtlůva čísla a analyticky odvozenou diferenciální rovnici pro efektivní viskozitu. Tyto vlastnosti činí model RNG o něco přesnější a spolehlivější pro širší rozsah typů proudění, než standard **k-ε**, spíše tam, kde se v řešené oblasti vyskytuje rozsáhlá oblast se zavířením a proudění zde může být až laminární a u složitějších toků na smyk a proudění s vysokou mírou deformace a separace.

Hodnoty konstant modelu jsou analyticky odvozeny z teorie RNG a oproti empiricky stanoveným konstantám modelu standard se mírně liší.

Realizable k-ε nejnovější typ modelu **k-ε**. Oproti standard má dvě odlišnosti. Obsahuje jinou formulaci pro turbulentní viskozitu a modifikovanou transportní rovnici pro ϵ , která je odvozena z exaktní rovnice pro transport střední kvadratické fluktuace vířivosti. Výraz „Realizable“ znamená, že tento model plní určité matematické překážky u Reynoldsových napětí v souladu s fyzikou turbulentního proudění. Stejně jako RNG přináší značné vylepšení oproti standard pro proudění s velkým zakřiveným proudem, víry či rotaci. Jedním z nedostatků – vytváří nefyzikální turbulentní viskozitu v situacích, kdy se výpočetní oblast skládá z rotační a stacionární zóny například při použití metod Multiple reference frames nebo rotační Sliding mesh, které se nejčastěji používají při simulaci otáčení míchadla. Je to způsobeno zahrnutím účinků 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.

Modely k- ω (Standard, SST) jsou dvourovnicové modely a podobně jako modely k-ε řeší dvě dodatečné diferenciální rovnice. Rovnice pro specifickou disipaci energie ω má

oproti rovnici pro ε několik výhod. Nejvýznamnějším z nich je, že rovnici lze integrovat bez dalších podmínek přes viskózní podvrstvu. Modely $k-\omega$ obvykle lépe predikují záporný tlakový spád, mezní vrstvy a odtržení proudění. Model SST se od modelu Standard liší hlavně v postupné změně modelu Standard $k-\omega$ v oblastech poblíž stěn (inner layer) na model $k-\varepsilon$ pro vysoká Reynoldsova čísla ve vzdálené oblasti od stěn (outer layer). Má také modifikovanou formulaci turbulentní viskozity s ohledem na transportní efekt hlavních turbulentních smykových napětí.

Standard $k-\omega$ model ve FLUENTu je modifikací Wilcoxova modelu $k-\omega$, který zahrnuje modifikace pro nízká Reynoldsova čísla $Re \leq 200000$, stlačitelnost a smykové proudění. Vhodný i pro úlohy s přechodovým režimem proudění, kde není plně vyvinutá turbulence. Slabým místem Wilcoxova modelu je jeho citlivost při řešení hodnot k a ω ve volném proudu mimo smykové vrstvy. Model Standard $k-\omega$ je empirický model (empiricky stanovené konstanty) založený na řešení transportních rovnic pro kinetickou energii turbulence k a specifickou disipaci energie ω .

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

Shear-Stress Transport (SST) $k-\omega$ model. Má konvertován model $k-\varepsilon$ do formulace $k-\omega$. Jsou použity oba modely zároveň a násobeny funkcí, která je rovna jedné blízko stěny, což aktivuje model $k-\omega$, a nule daleko od stěny, což aktivuje transformovaný model $k-\varepsilon$. Spojuje tak robustnost a přesnost modelu $k-\omega$ v oblastech blízko stěny s modelem $k-\varepsilon$, který lépe funguje ve volném proudění dále od stěn. Vhodný pro proudění s nízkými Reynoldsovými čísly $Re \leq 5000$. Turbulentní model má široké uplatnění zejména u lopatkových strojů, kde dochází k velkému namáhání kapaliny smykovými napětím a je nutné přesně určit bod odtržení a velikost oblasti zavíření, jedná se například o výpočty turbín, odstředivých čerpadel apod. V jiných aplikacích je přesnost tohoto modelu průměrná.

U BSL s SST omega – **Intermittency Transition model**. Umožňuje jednou rovnicí počítat přechodové proudění. Vzhledem k pouze jedné rovnici lze použít jen pro jednoduché případy. Jinak pro přechodové proudění je třeba použít raději třírovnicový nebo čtyřrovnicový model.

8.4.3 Třírovnicový model

$K-kl-\omega$ transition model je třírovnicový model. Používá se pro predikci vývoje mezní vrstvy a jejího přechodu z laminárního do turbulentního režimu. Jde o model třírovnicový **eddy-viscosity** typu, který obsahuje transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii k , laminární kinetickou energii kl a inverzní turbulentní časové měřítko ω .

Tento model je založen na předpokladu, že rychlost fluktuace ve výpočtové oblasti před začátkem přechodového proudění může být rozdělena do dvou částí – na oblast malých vírů, které přispívají k tvorbě turbulence, a oblast velkých zejména podélných vírů v blízkosti stěny, které přispívají k produkci non – turbulent fluktuací.

Turbulentní energie kT v blízkosti stěny může být navíc rozdělena na energii small scale vírů přispívajících k vytváření turbulentní energie, a na energii large scale vírů přispívajících k vytváření laminární kinetické energie.

8.4.4 Čtyřrovniceový model

Transition SST (Langtry-Menter) model Jedná se o čtyřrovniceový model, také přechodový. Transition SST model je založen na spojení modelu SST $k-\omega$ s dalšími dvěma rovnicemi. Používá se podobně, jako **$k-k\ell-\omega$** transition model, pro přechodové proudění.

8.4.5 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 dvourovniceové 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.

8.5 Volba turbulentního modelu

Z předchozího popisu nabízených turbulentních modelů v systému Ansys Fluent byly provedeny některé zkoušky pro volbu vodného turbulentního modelu.

Bylo propočítáno Reynoldskovo číslo pro vybrané oblasti a jeho hodnoty jsou velmi nízké, poukazující na laminární styl proudění.

Proto byl nejprve volen **4 rovniceový Transition SST** (Langtry-Menter) model pro vyhodnocení hodnoty Intermittency. Výsledky ale ukázaly, že přestože hodnoty Intermittency ukazují hodnoty pro laminární styl proudění, Ansys Fluent volí pro všechny oblasti turbulentní volbu k -epsilon.

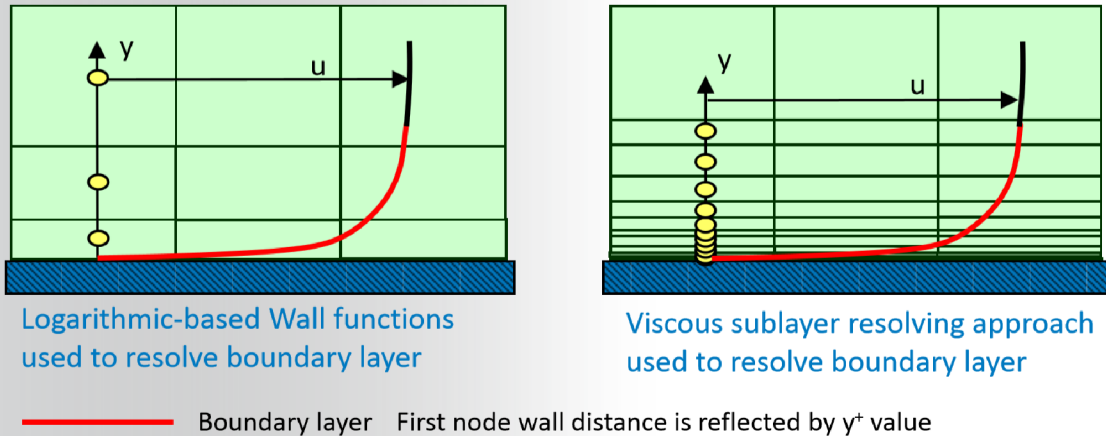
Proto jako vhodný s ohledem na možnosti a nároky na výpočetní techniku, byl volen *Dvourovniceový $K - \epsilon$* turbulentní model s nastavením *Enhanced Wall Treatment*. Tato volba zajišťuje vhodný režim v oblasti proudění a ošetřením výpočtu v oblasti mezní vrstvy.

8.5.1 Mezní vrstva

Mezní vrstva je specifická oblast, kde na stěně je rychlost tekutiny nulová a logaritmickou křivkou rychlost stoupá směrem do hlavního proudu.

Ansys Fluent řeší mezní vrstvu dvěma způsoby. Pomocí stěnové funkce, kdy je možné mít u stěny hrubší síť a systém řeší problém matematicky nebo dostatečným zjemněním sítě bez stěnové funkce.

- Fewer nodes are needed normal to the wall when logarithmic-based wall functions are used (compared to resolving the viscous sublayer with the mesh)



Obr. 8.5: Způsoby řešení mezní vrstvy¹⁰

Potom je ale nutné zpětně výpočet ověřit, zda jsme měli řešení v oblasti mezní vrstvy v pořádku. To ověřuje hodnoty y^+ .

Při použití stěnové funkce musí být v rozmezí 30-300. Bez použití do jedné.

V našem případě jsme mezní vrstvu modelovali jemnější sítí a hodnotu velikosti první buňky jsme získali z daného vztahu.

$$y^+ = \frac{\rho v_\tau y}{\mu}$$

Při použití stěnové funkce musí být hodnota y^+ v rozmezí od 30 do 300.

Bez použití stěnové funkce musí být hodnota y^+ do 1.

Z tohoto vztahu jsme získali velikost první buňky:

$$y = \frac{y^+ \mu}{v_\tau \rho}$$

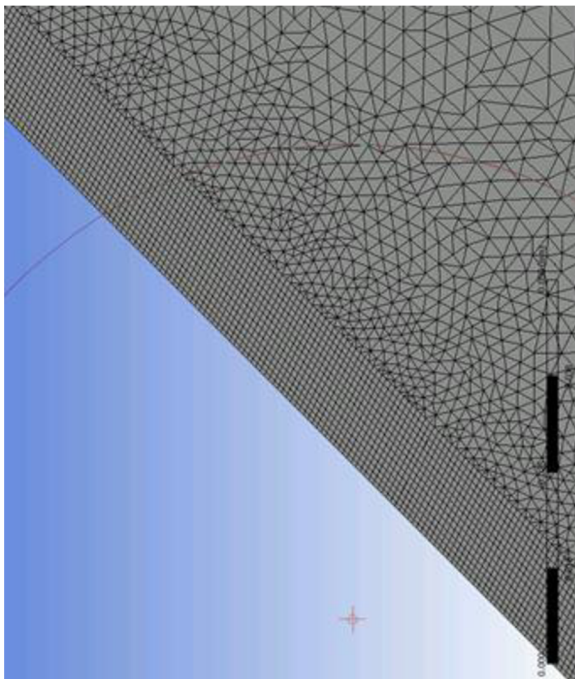
Kde se stěnové napětí v_τ rovná:

$$v_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$$

¹⁰ www.ansys.com

Pro vnitřní proudění je $C_f=0.079 \text{ Re}^{-0.25}$:

$$\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho v_m^2$$



Obr. 8.6: Mezní vrstva

8.6 Volba diskretizace

V uvedených výpočtech, vzhledem k tomu že jde o oblast nadzvukového proudění s velkými tlakovými gradienty, muselo být v systému Ansys Fluent použito výpočetní schéma Density based s diskretizací druhého řádu (obr. 8.7)¹¹.

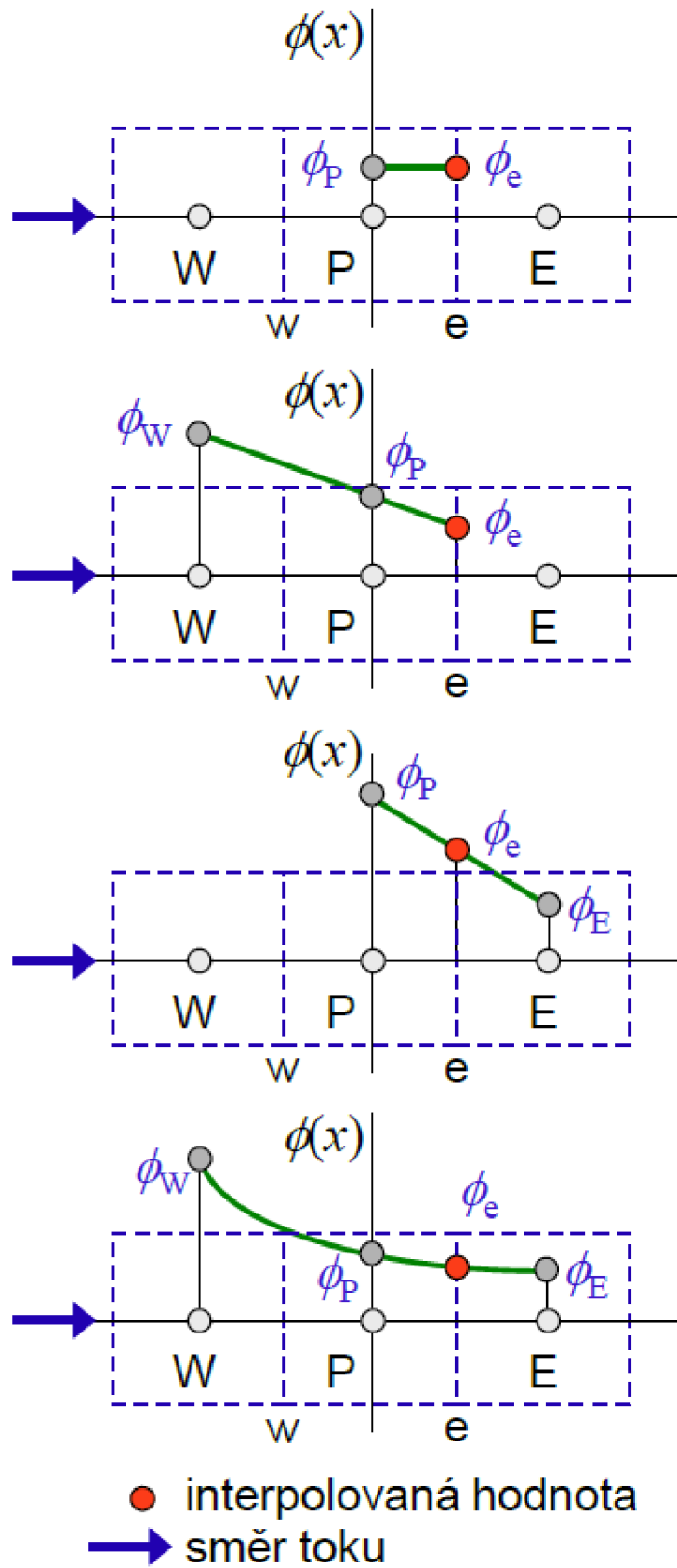
Protiproudá interpolace 1. řádu (First-order upwind) Předpokládá se, že hodnota ϕ na stěně je rovná hodnotě v centru buňky ležící vlevo (proti proudu).

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) Určujeme 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).

¹¹ http://tresen.vscht.cz/uchi/uploads/pedagogika/bezpecnostni_inzenyrstvi/CFD.shrnuti.pdf

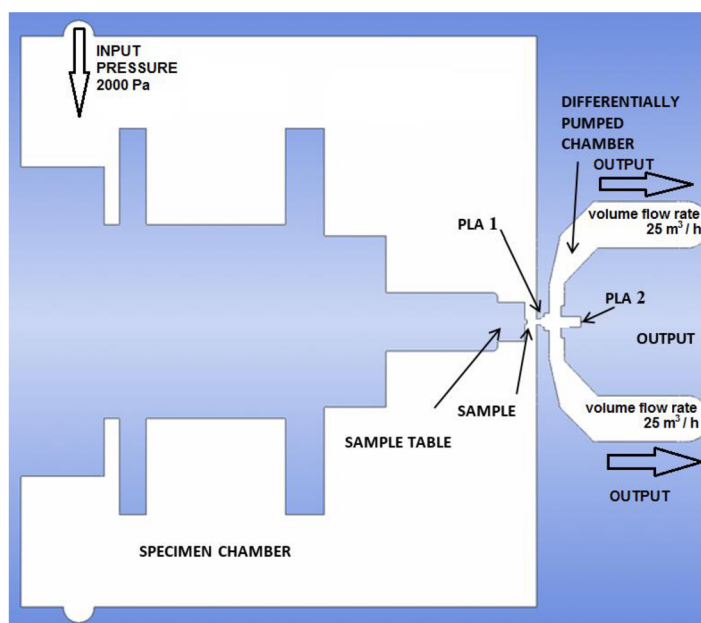


Obr. 8.7: Interpolační schémata

9 Vyhodnocení výsledků

9.1 Boundary condition

Okrajové podmínky jsou ukázány na obrázku 9.1. Analýza průtoku plynu byla provedena jako simulace čerpání diferencially čerpané komory. Analýza byla řešena pomocí mechanismu kontinuální metody používané systémem Ansys Fluent, který používá metodu konečného objemu. Kvůli kritickému proudění, ke kterému dochází ve vypočtené oblasti, bylo ve výpočtu použito výpočetní schéma Density Based s diskretizací druhého řádu metodou Advection Upstream Splitting (AUSM).¹²



Obr. 9.1: Okrajové podmínky.

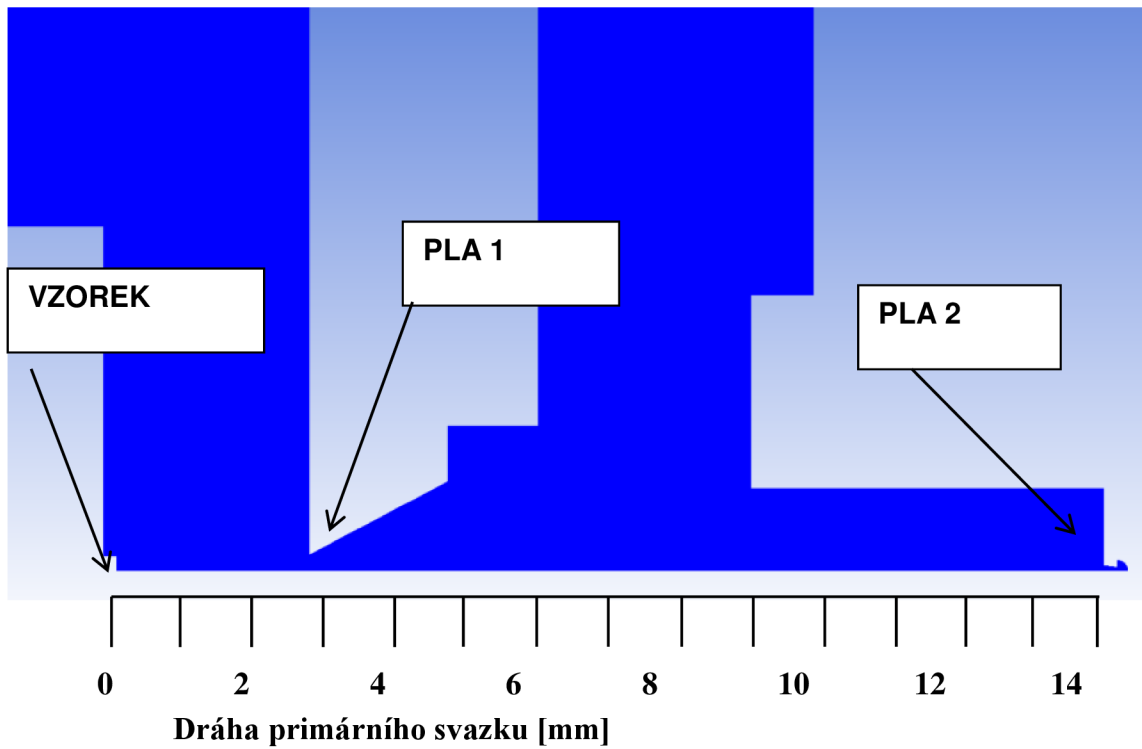
Průběh tlaku a rychlosti plynu v dráze primárního svazku byl zkoumán (obr. 9.2), aby se vyhodnotil vliv kritického průtoku.

Výsledky uvedené na obr. 9.3 a 9.5 dokazují, že při tlakových hodnotách nad 300 Pa v komoře vzorku stoupá kritický průtok v otvoru PLA1.

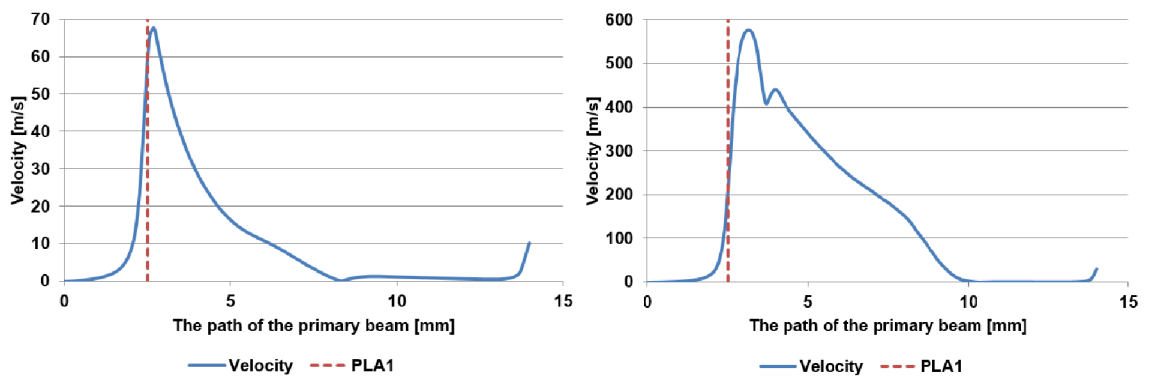
Výsledkem je, že při každém zvýšení tlakového poměru mezi komorou vzorku a diferencially čerpanou komorou se rovněž zvyšuje pokles tlaku za otvorem PLA1 v oblasti s nadzvukovým průtokem. Jak je znázorněno na obr. 9.3, při provozním tlaku v komoře vzorků 2000 Pa tlak v diferencially čerpané komoře klesne na 250 Pa a tlakový poměr je 0,125, to znamená, že existuje prostor silné expanze za PLA 1.

¹² www.ansys.com

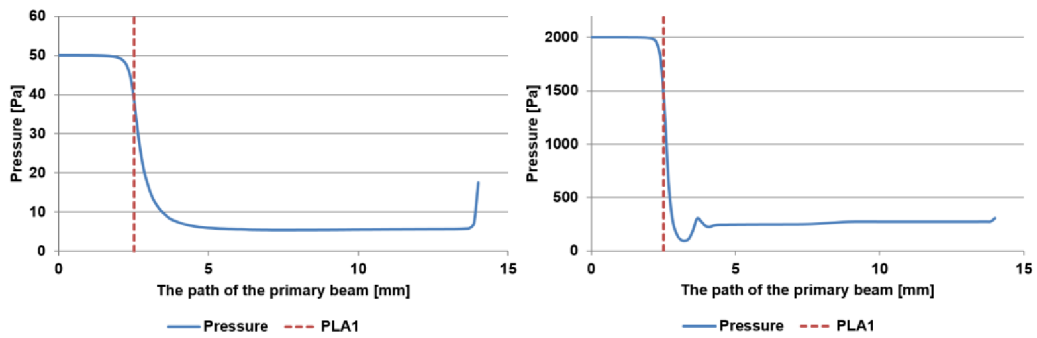
9.2 Vyhodnocení tlaku a rychlosti na dráze primárního svazku



Obr. 9.2: Dráha primárního svazku

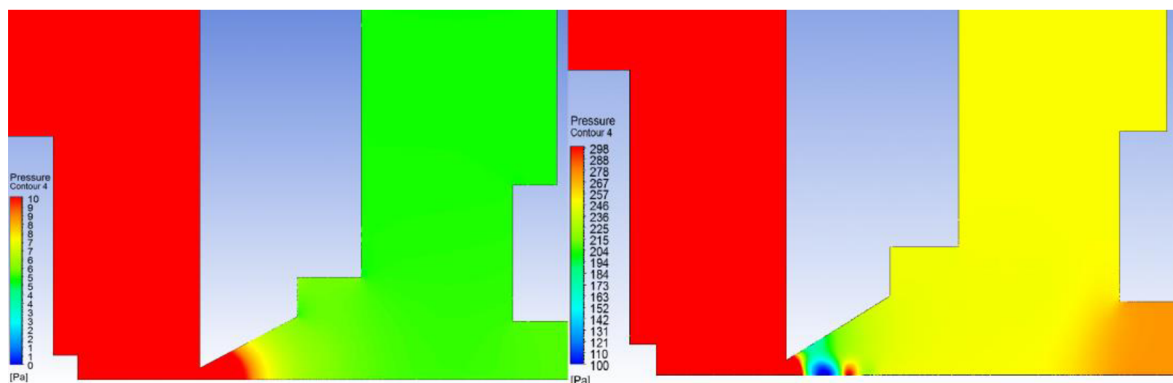


Obr. 9.3: Vývoj rychlosti plynu na dráze primárního svazku pro variantu 50 Pa (vlevo) a 2000 Pa variantu (vpravo)

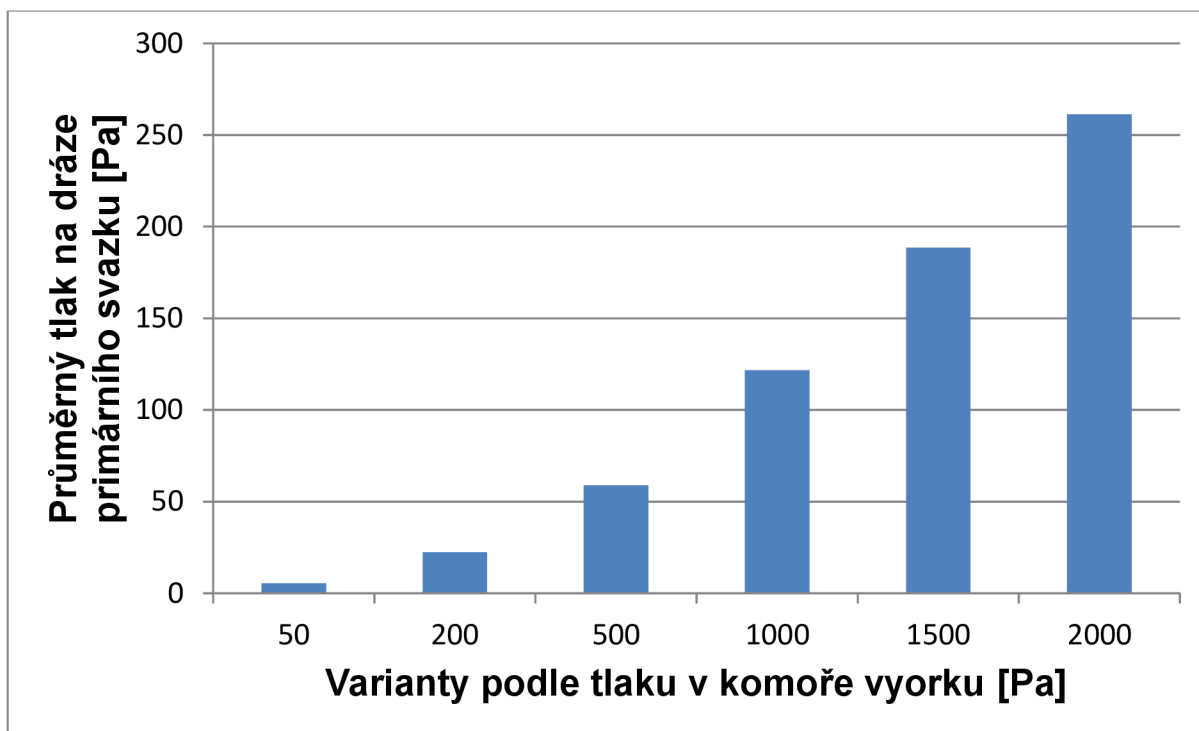


Obr. 9.4: Vývoj tlaku plynu na dráze primárního svazu pro variantu 50 Pa (vlevo) a 2000 Pa variantu (vpravo)

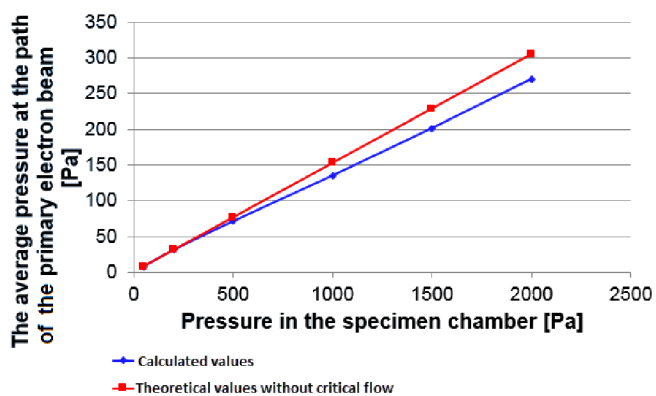
V našem případě se kritické proudění projeví, když tlak v komoře vzorku přesáhne přibližně 300 Pa. Na obr. 9.4. je znázorněno rozložení tlaku při provozním tlaku 50 Pa a 2000 Pa. Váha byla nastavena v takovém minimálním a maximálním rozsahu, takže rozdíly v podzvukové (obrázek 9.4 vlevo) a nadzvukové proudění za otvorem (obrázek 9.4 vpravo) jsou dobře viditelné v barevném měřítku. Varianta 50 Pa ukazuje rovnoměrný průtok otvorem PLA 1 a jeho pomalý pokles za ním. Na druhou stranu u varianty 2000 Pa dochází ke kritickému proudění, což vede ke vzniku rázové vlny na konci nadzvukové nízkotlaké oblasti za otvorem PLA 1. Nárazová vlna není dále tvarována do tenké zóny, ale do oblasti podobného mraku se zvýšeným tlakem. Důvodem je nízký atmosférický tlak za clonou. Podle Reynoldse se proudění dostává do kontextu inerciálních sil a viskozity. Při nízkém tlaku viskózní síly významně zmírňují inerciální síly, což vede k fuzy charakteru rázové vlny.



Obr. 9.5: Srovnání podzvukového (vlevo) a nadzvukového (vpravo) proudění



Obr. 9.6: Srovnání variant řešení podle průměrných tlaků na dráze primárního svazku



Obr. 9.7: Průměrný tlak na dráze primárního svazku

Závěr

V předložené bakalářské práci byla řešena analýza proudění plynu v diferenciálně čerpané komory environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu s ohledem na vliv kritického proudění.

Pro srozumitelnost práce byl v práci nejprve popsán a obecně vysvětlen princip elektronové mikroskopie, na což podrobněji navázal popis zkoumané části, kterou byla diferenciálně čerpaná komora.

Pro úplnost byla do práce vložena kapitola zabývající se teoretickou částí použité matematiky a popis využitého software, kterým byl systém SolidWorks pro tvorbu 3D objemového modelu diferenciálně čerpané komory a systém Ansys Fluent pro vlastní analýzy proudění plynů.

Vlastním cílem práce bylo vyhodnotit vliv kritického proudění v diferenciálně čerpané komory, které by umožnilo efektivní odčerpání plynu z této komory takovým způsobem, aby prostředí v místě procházejícího primárního svazku elektronů splňovalo dvě zvolená kritéria:

- Co nejnižší průměrný tlak a hustotu plynu v místě procházejícího svazku,
- Aby na této cestě procházel co nejkratší částí s tlakem nad tzv. minimálním rozptylem – tedy nad 50 Pa.

Tato kritéria byla volena s ohledem, aby při průchodu primárního svazku docházelo k co nejmenšímu počtu srážek procházejících elektronů s molekulami čerpaného plynu.

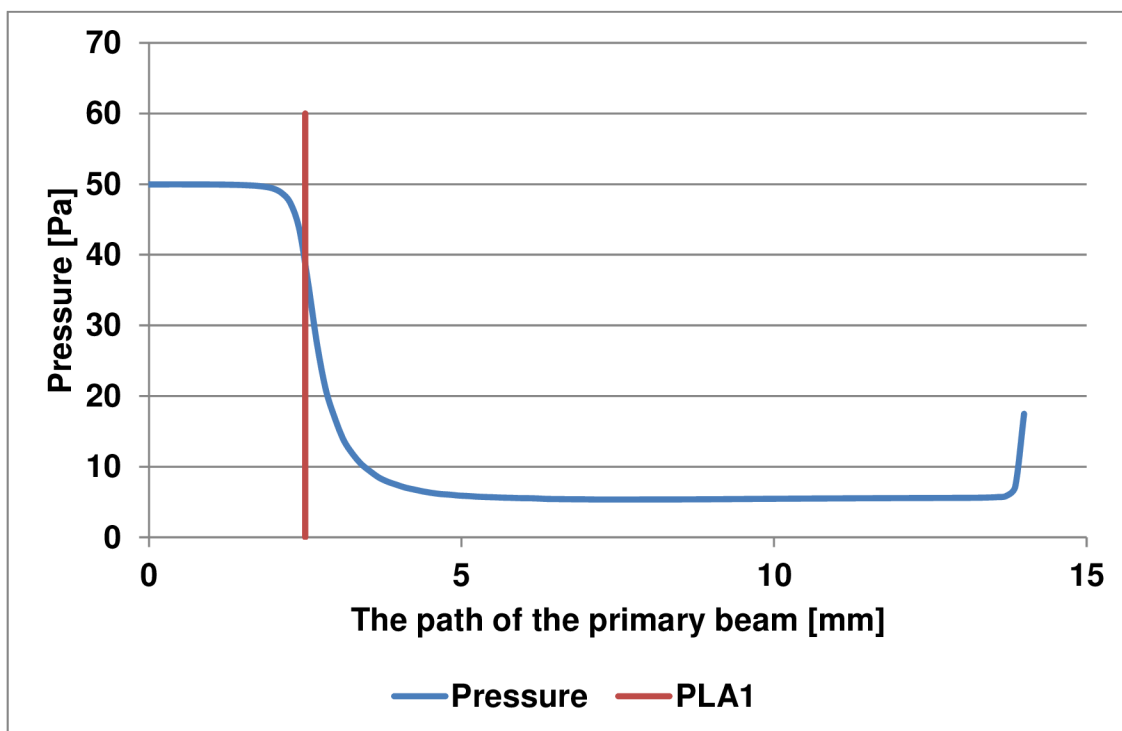
Byla analyzována současná koncepce komory s danou ohniskovou vzdáleností clonek s ohledem na to, aby výsledky byly použity jako data pro připravované experimenty pro další odladění používaného systému.

Vzhledem k průměrnému poklesu tlaku na dráze primárního elektronového svazku je výše uvedený účinek použitelný při konstrukci diferenciálně čerpané komory.

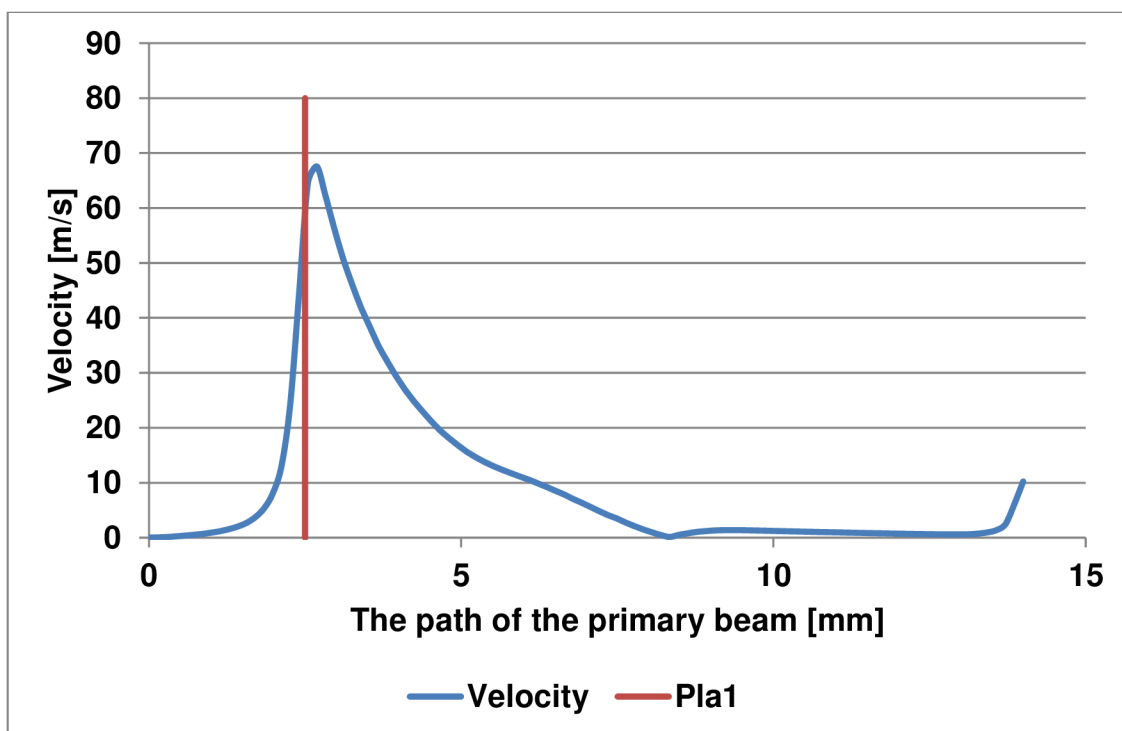
Při výpočtu teoretického průtoku bez ohledu na efekt kritického proudění by měl průměrný tlak na dráze primárního elektronového svazku uvnitř diferenciálně čerpané komory rovnoměrně stoupat s rostoucím tlakem v komoře vzorku, jak ukazuje červená čára na obr. 9.5.

10 Přílohy

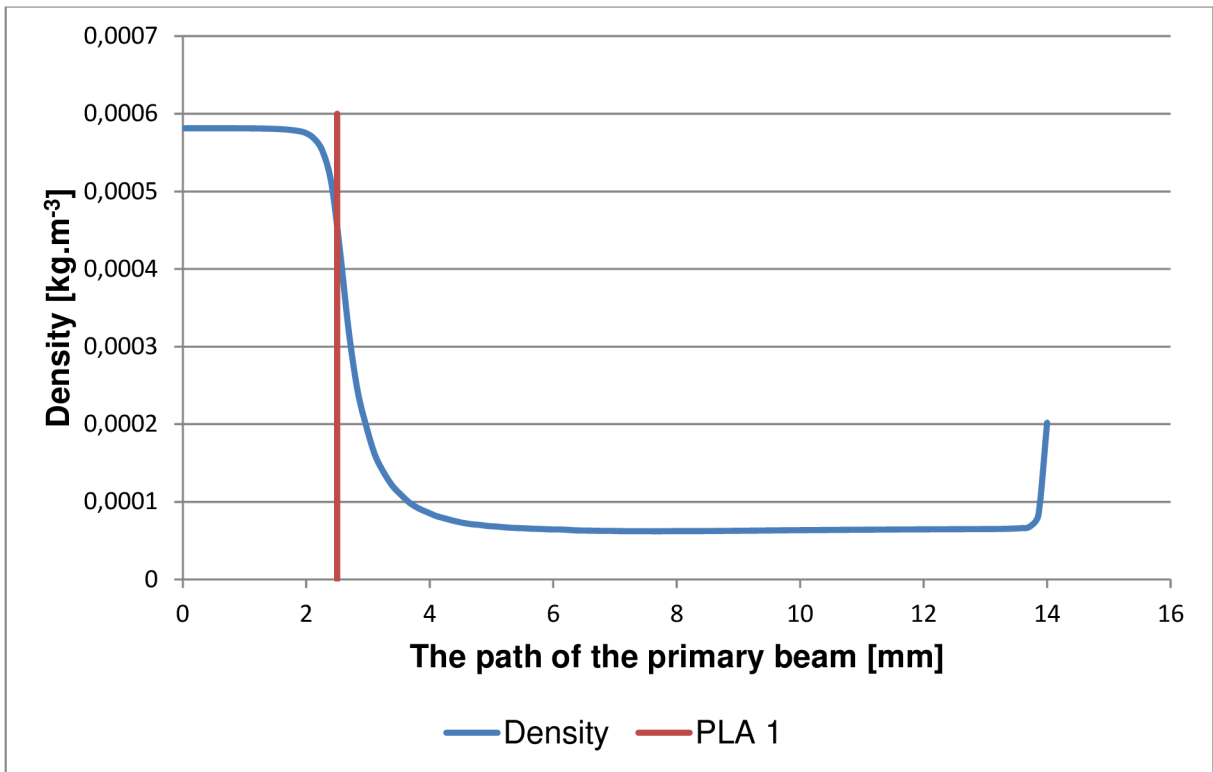
10.1 Varianta pro 50 Pa v komoře vzorku



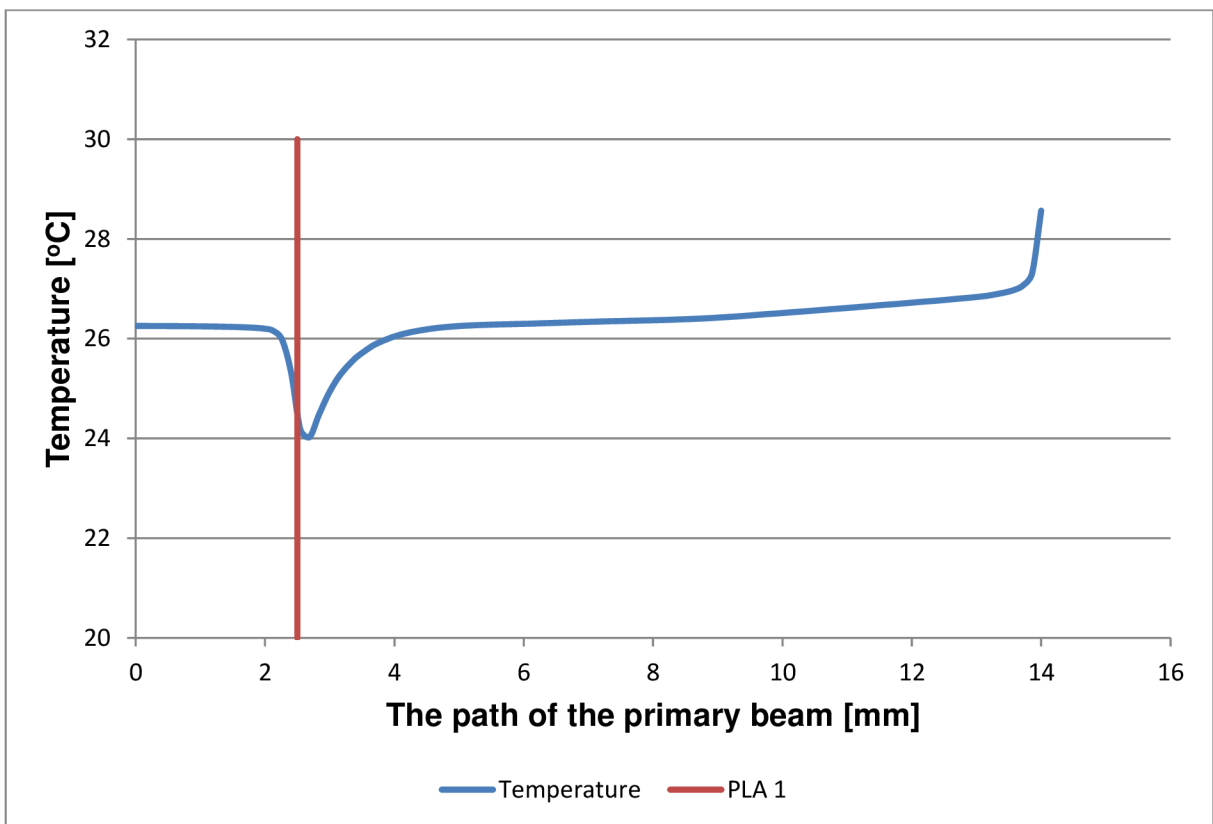
Obr. 10.1 Průběh tlaku na dráze primárního svazku



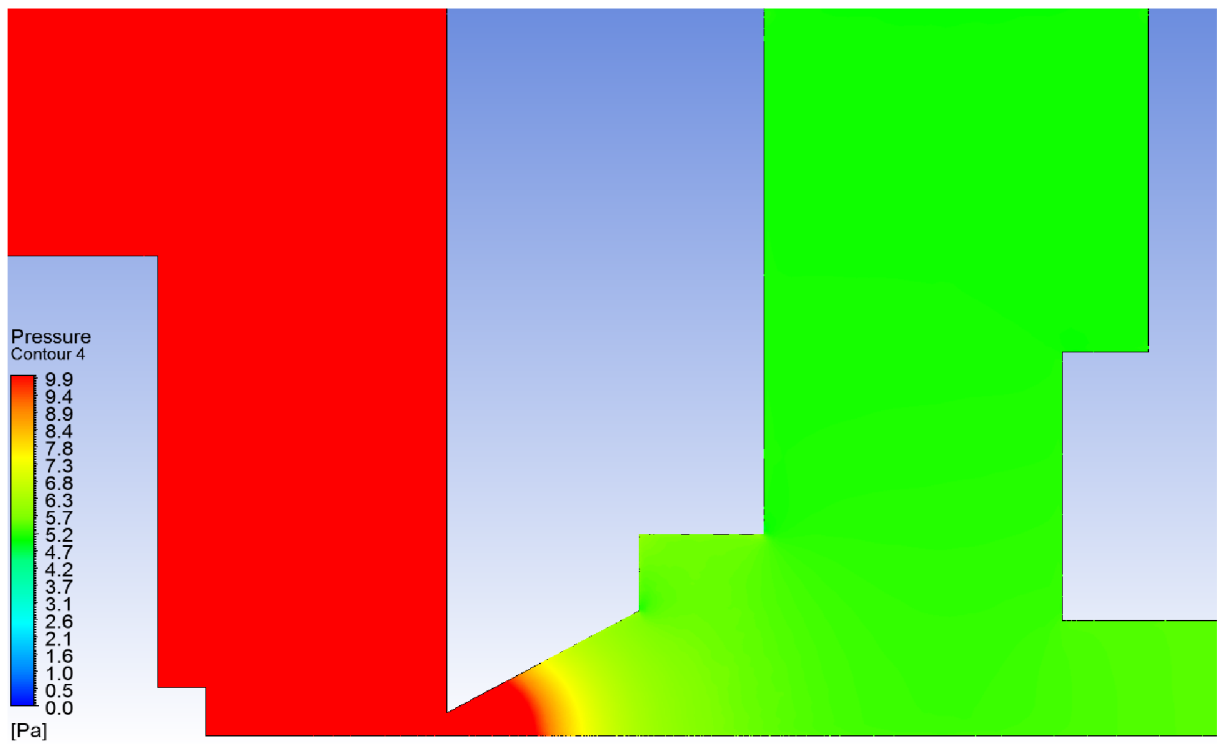
Obr. 10.2 Průběh rychlosti na dráze primárního svazku



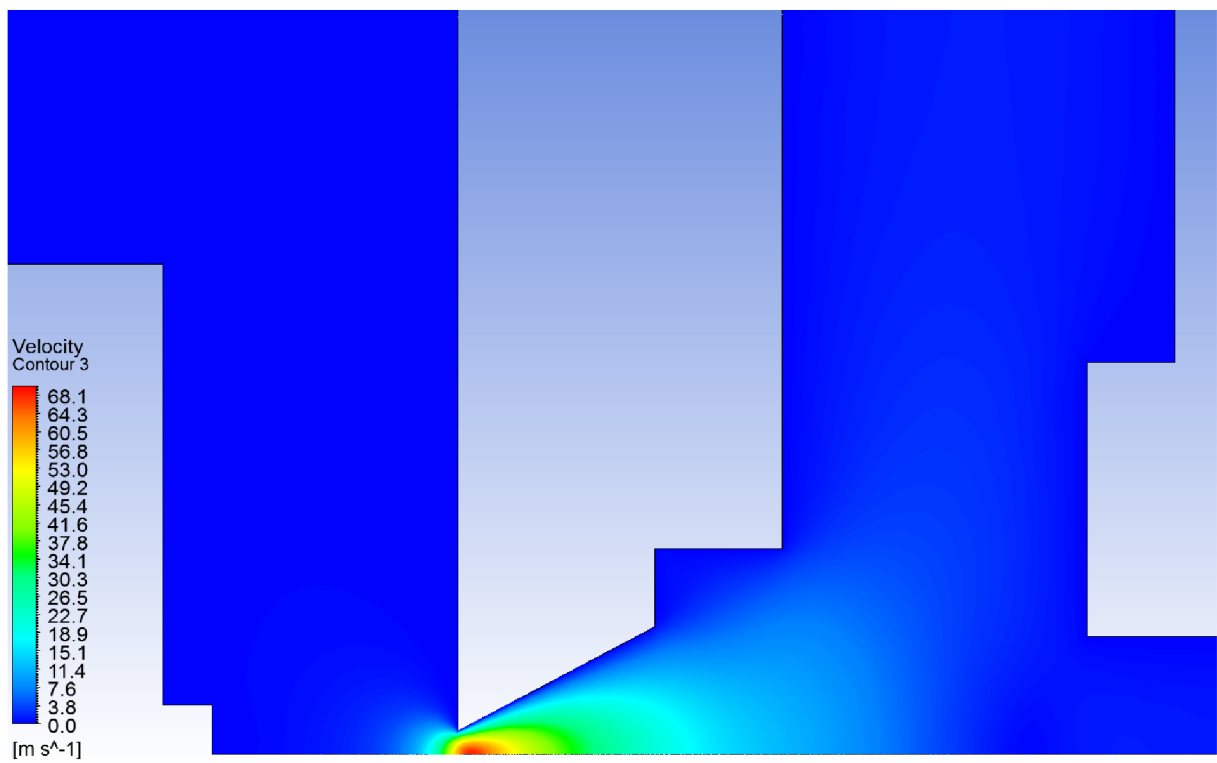
Obr. 10.3 Průběh hustoty na dráze primárního svazku



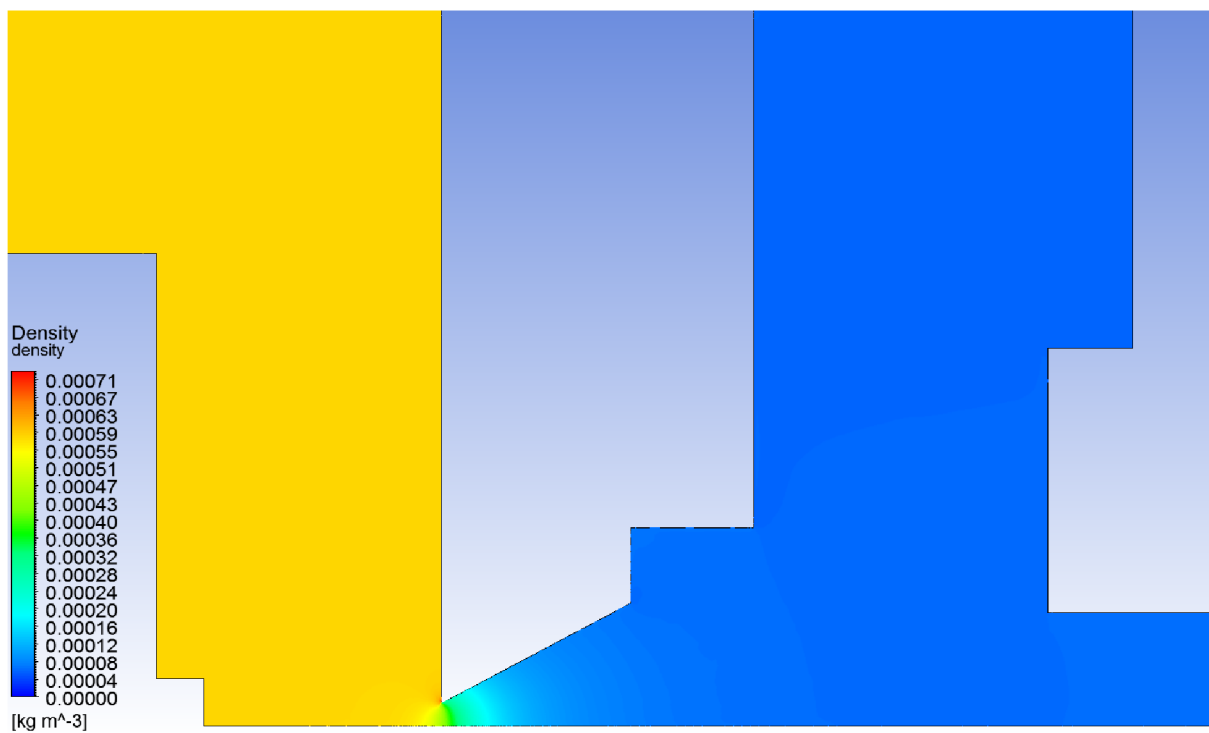
Obr. 10.4 Průběh teploty na dráze primárního svazku



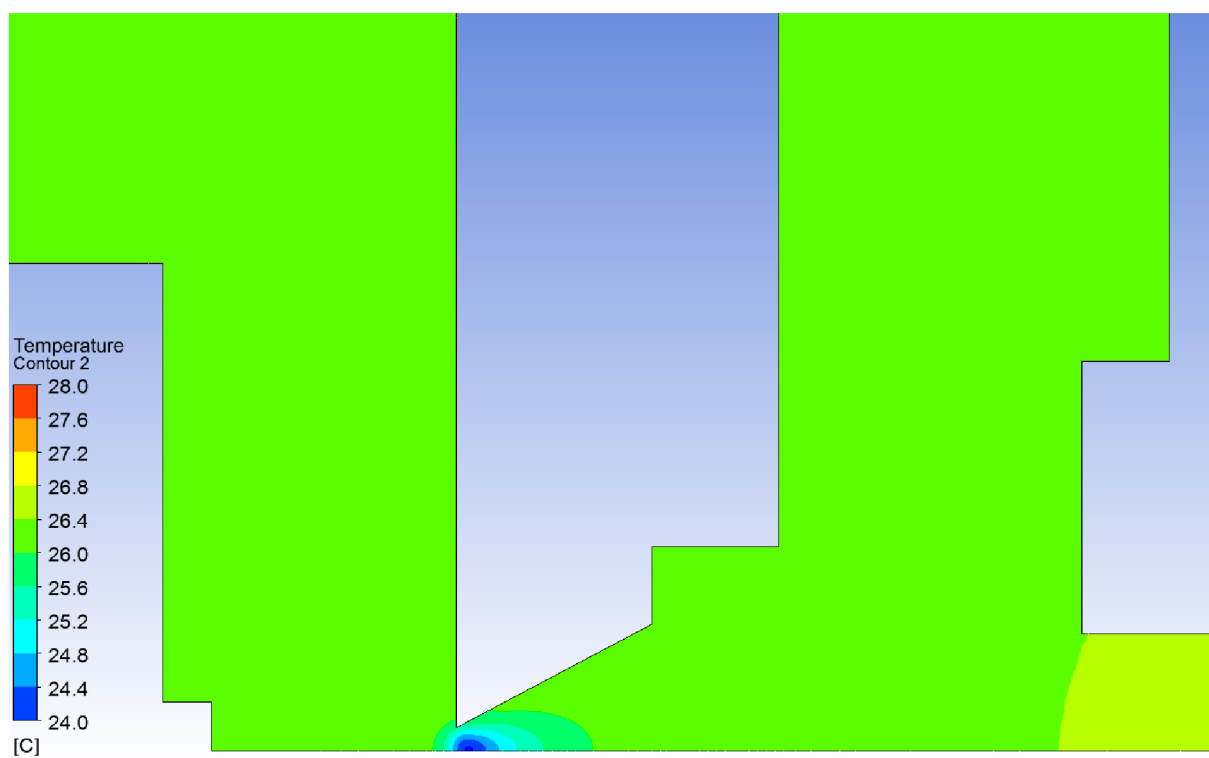
Obr. 10.5 Rozložení tlaku



Obr. 10.6 Rozložení rychlosti

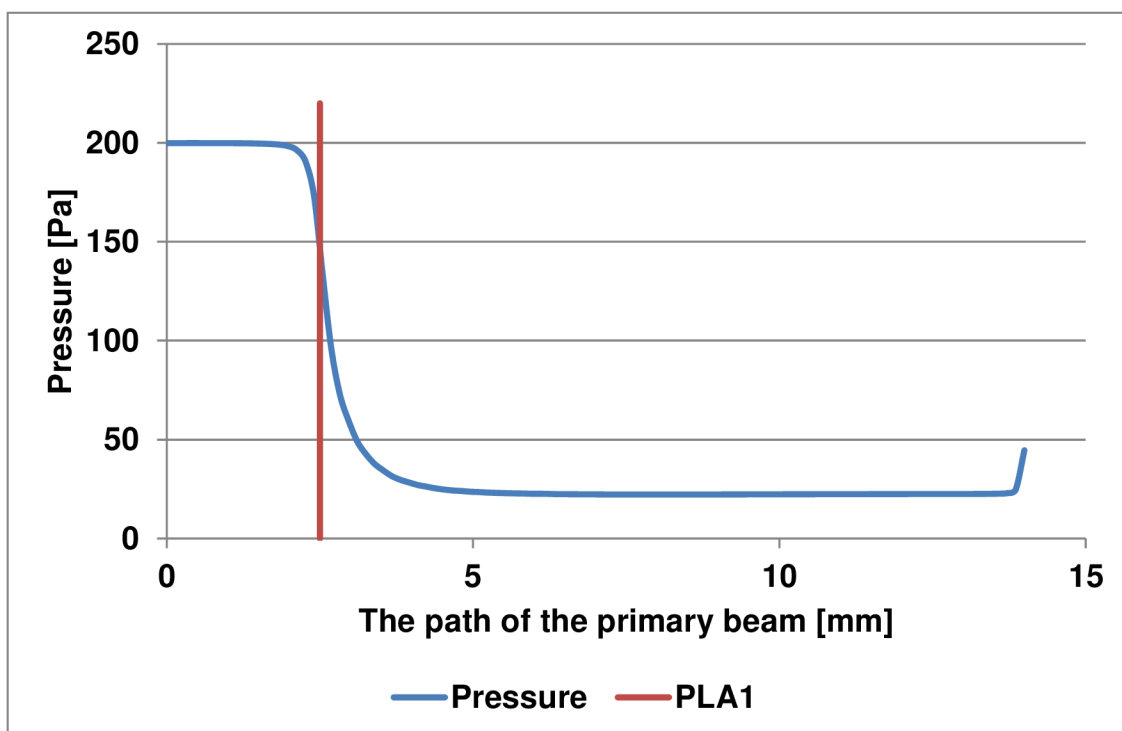


Obr. 10.7 Rozložení hustoty

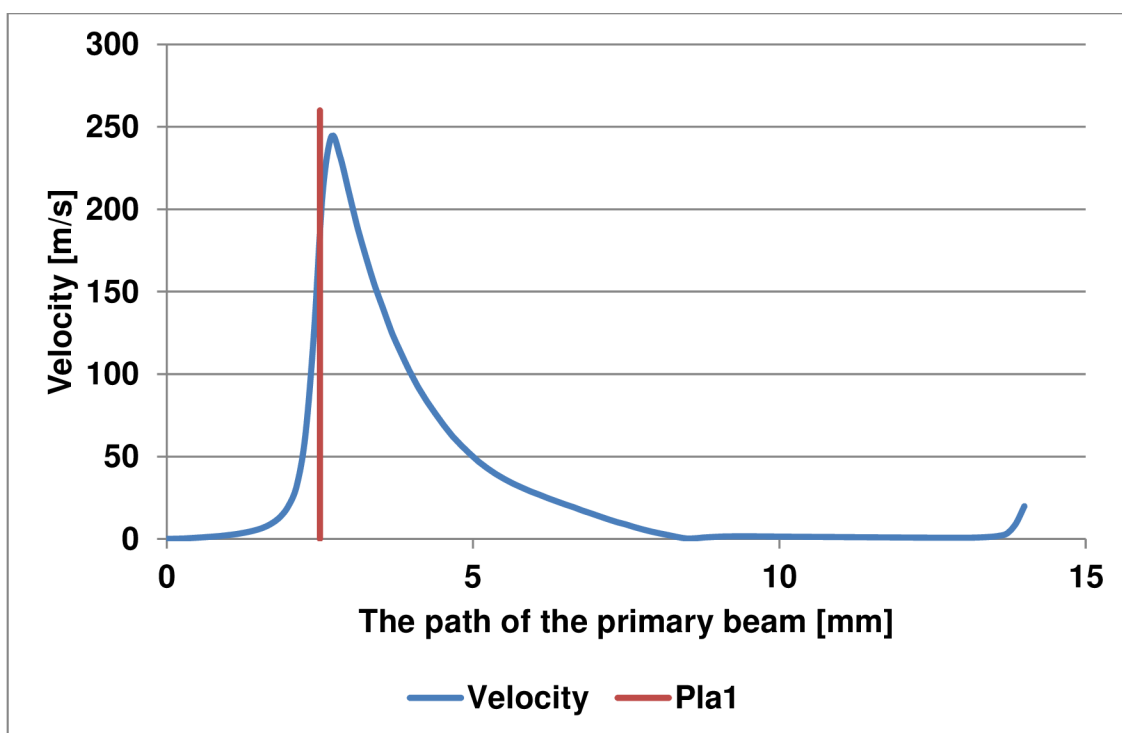


Obr. 10.8 Rozložení teploty

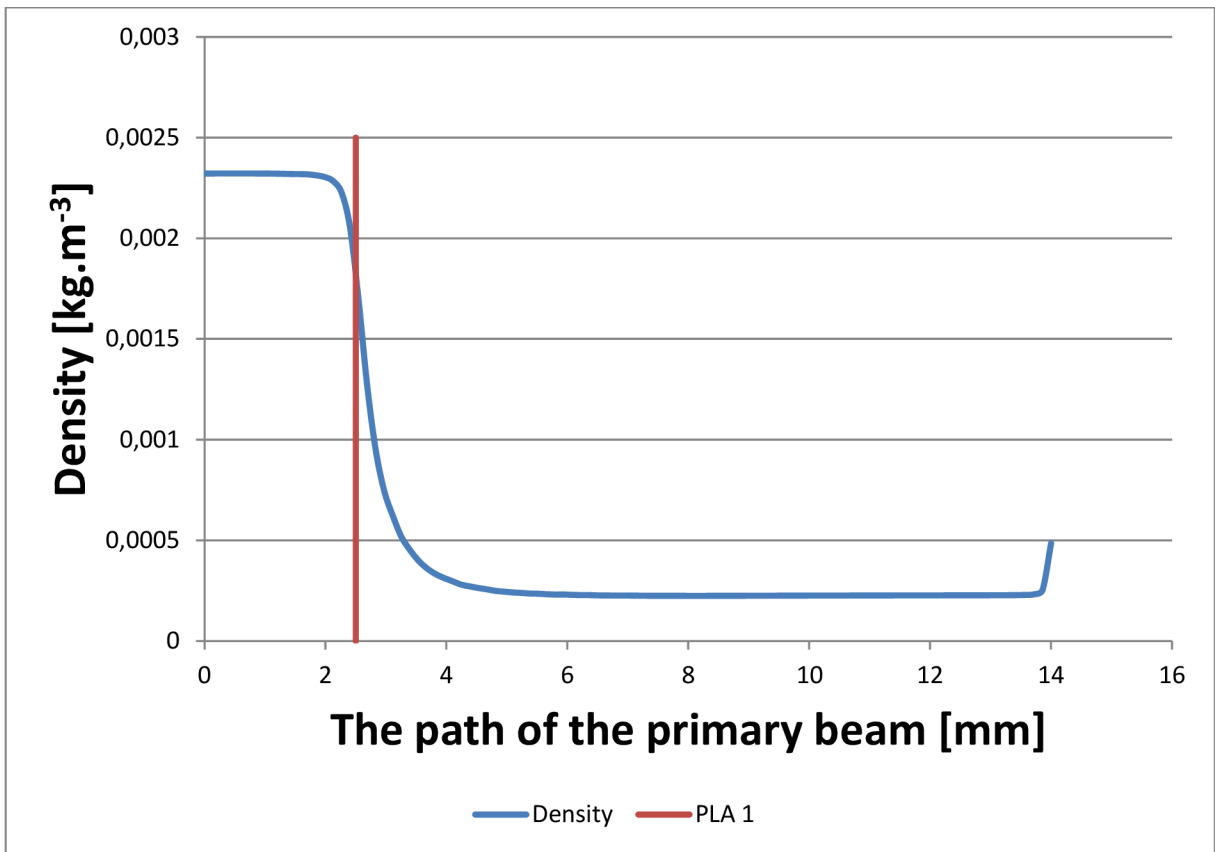
10.2 Varianta pro 200 Pa v komoře vzorku



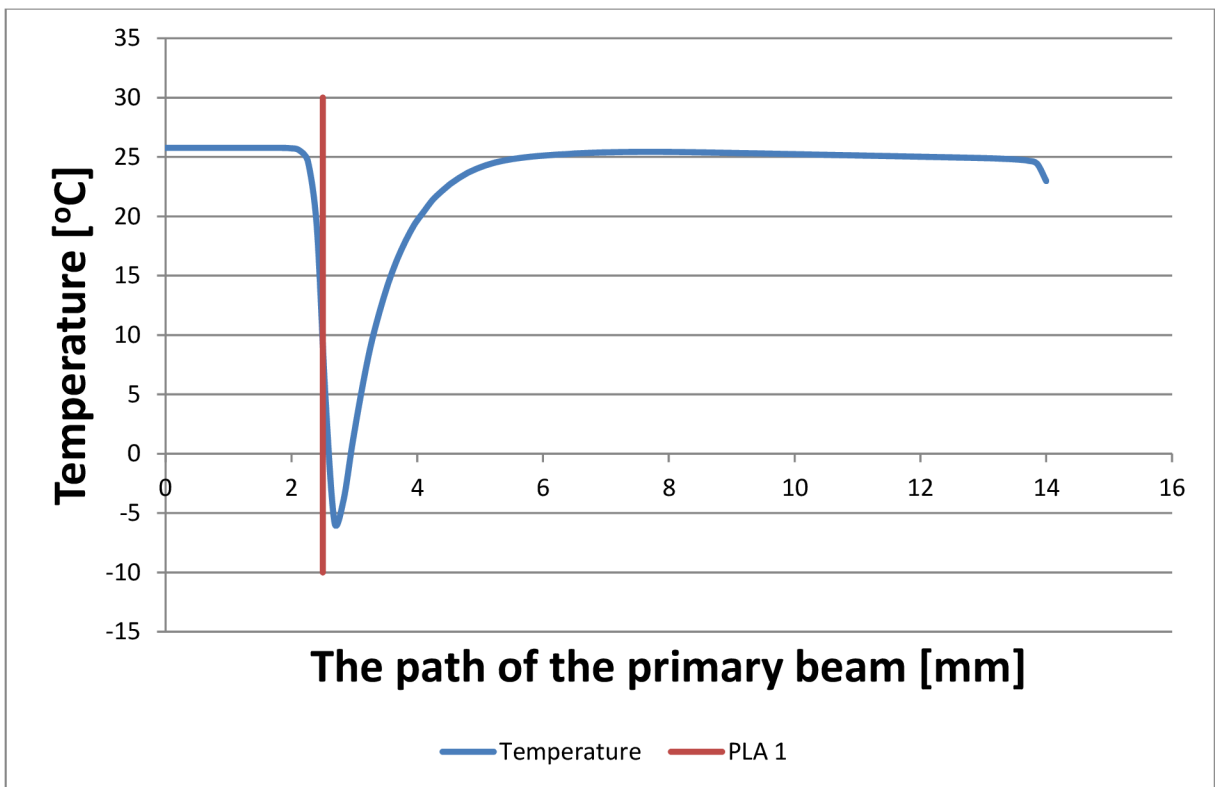
Obr. 10.9 Průběh tlaku na dráze primárního svazku



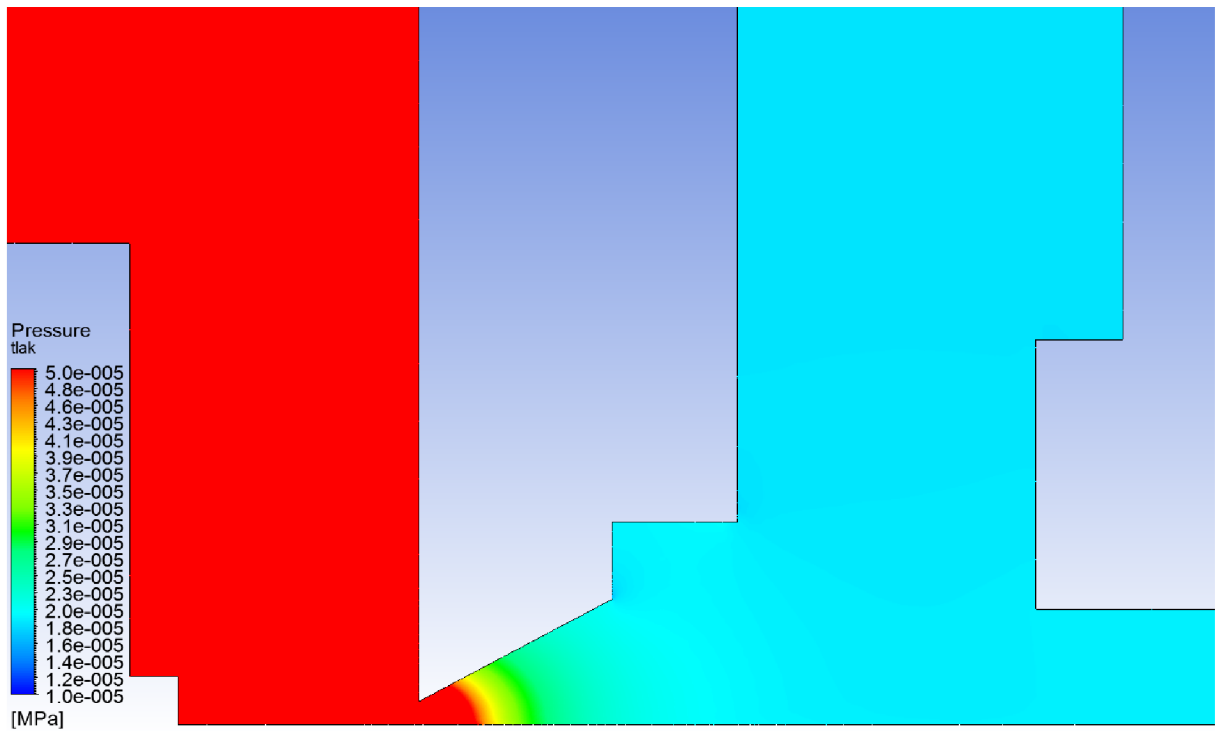
Obr. 10.10 Průběh rychlosti na dráze primárního svazku



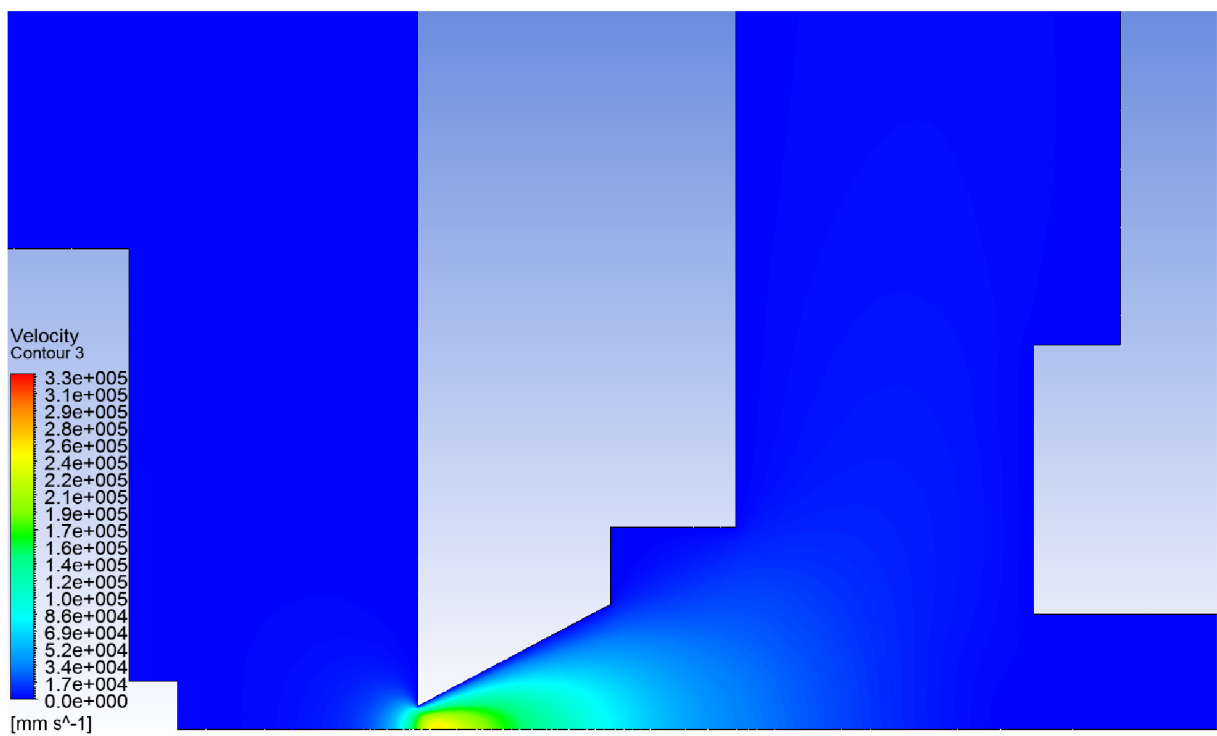
Obr. 10.11 Průběh hustoty na dráze primárního svazku



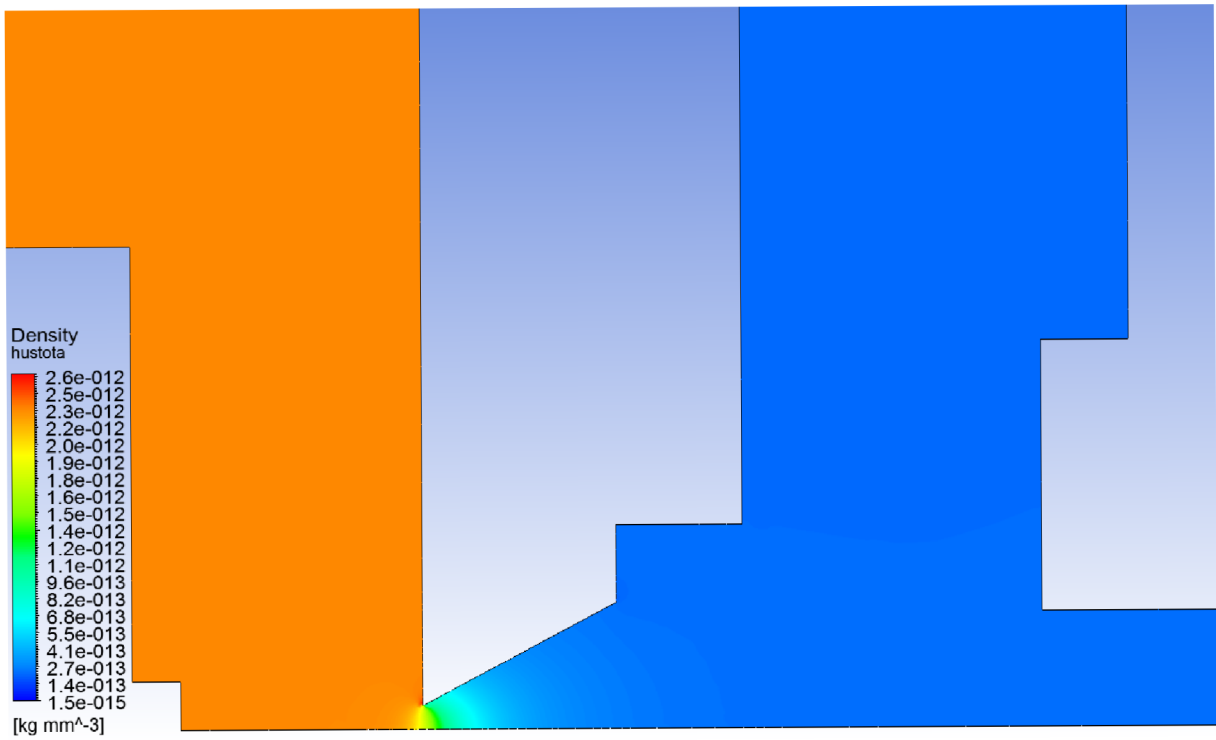
Obr. 10.12 Průběh teploty na dráze primárního svazku



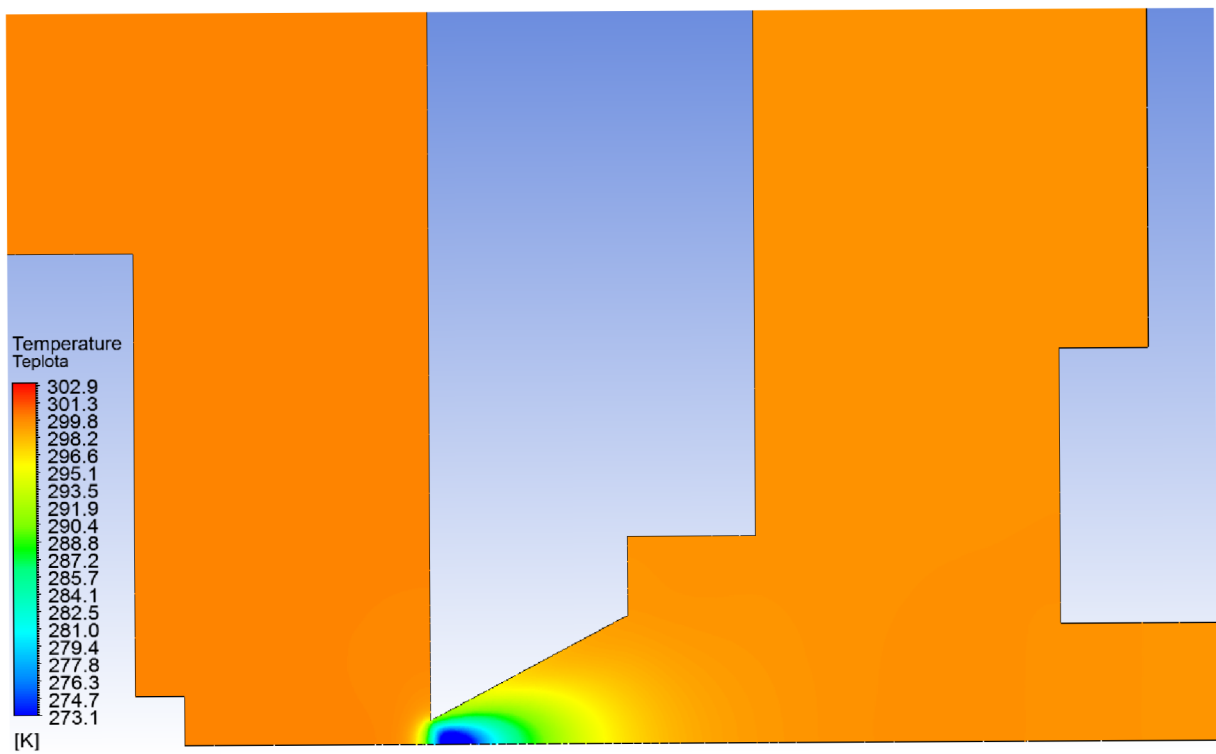
Obr. 10.13 Rozložení tlaku



Obr. 10.14 Rozložení rychlosti

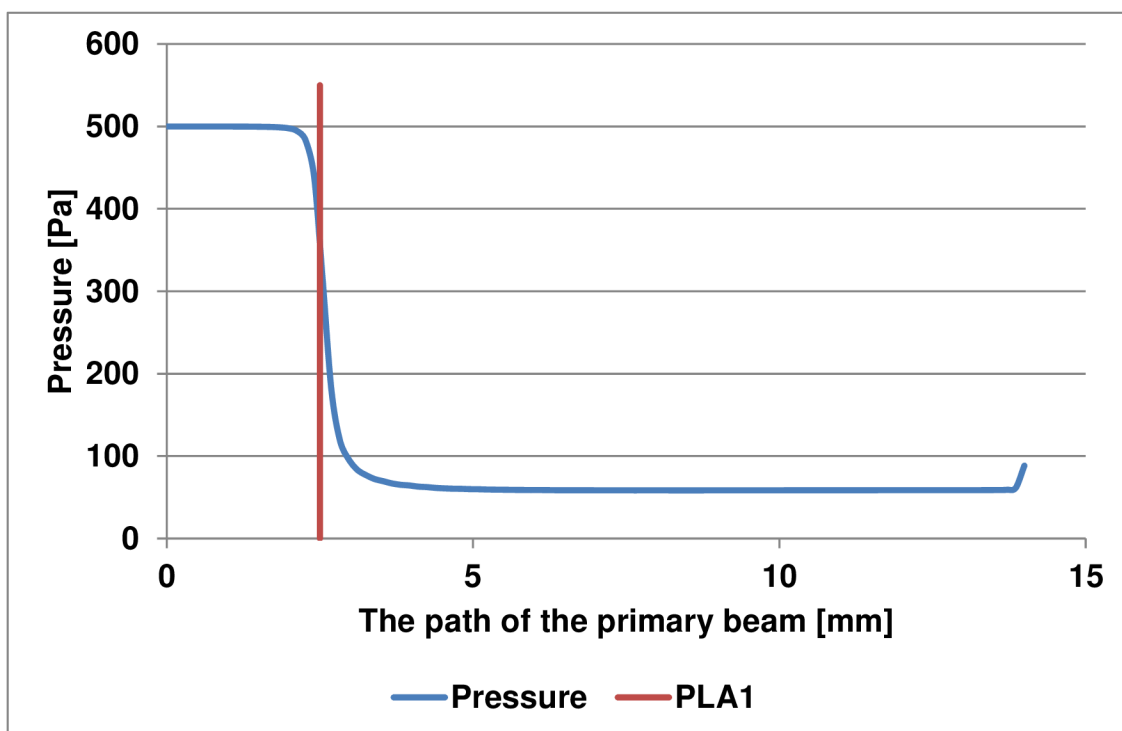


Obr. 10.15 Rozložení hustoty

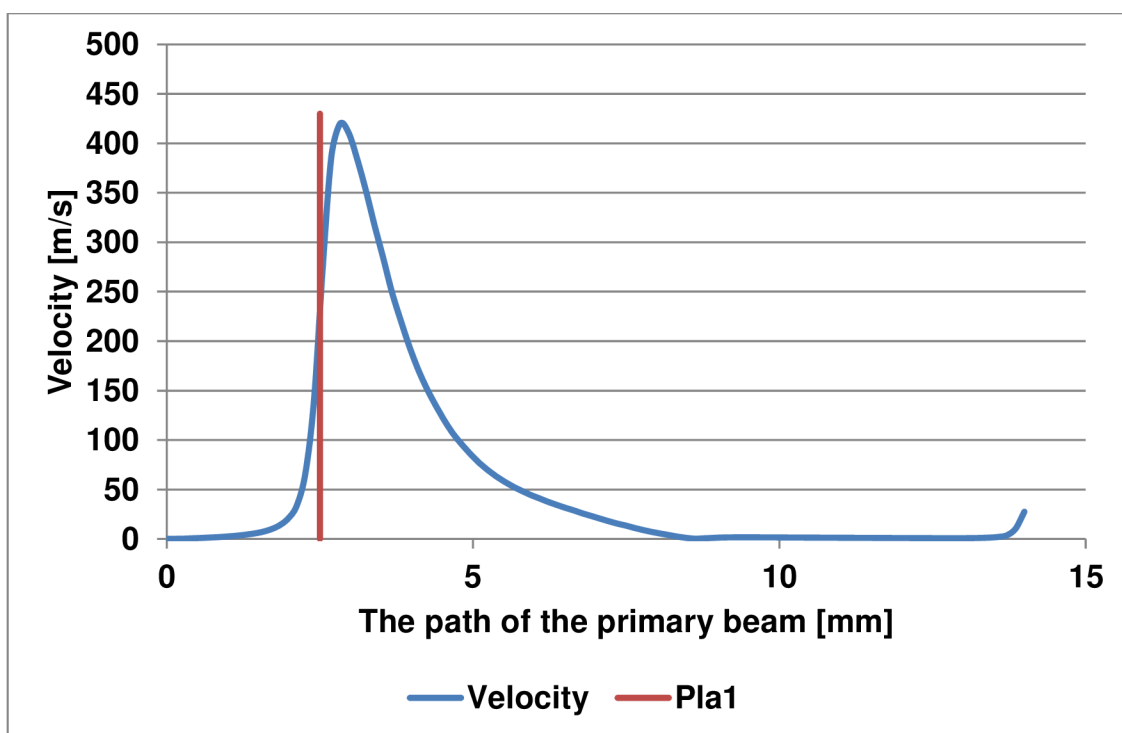


Obr. 10.16 Rozložení teploty

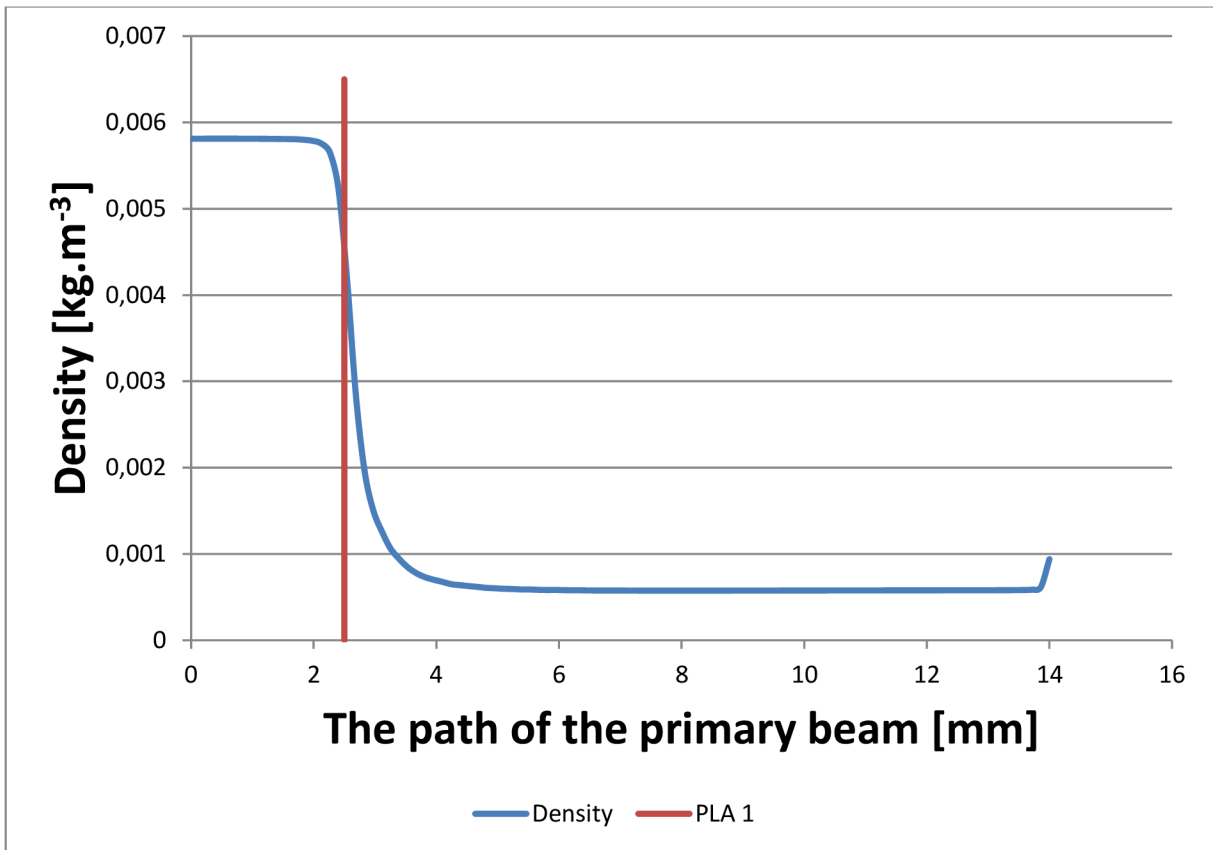
10.3 Varianta pro 500 Pa v komoře vzorku



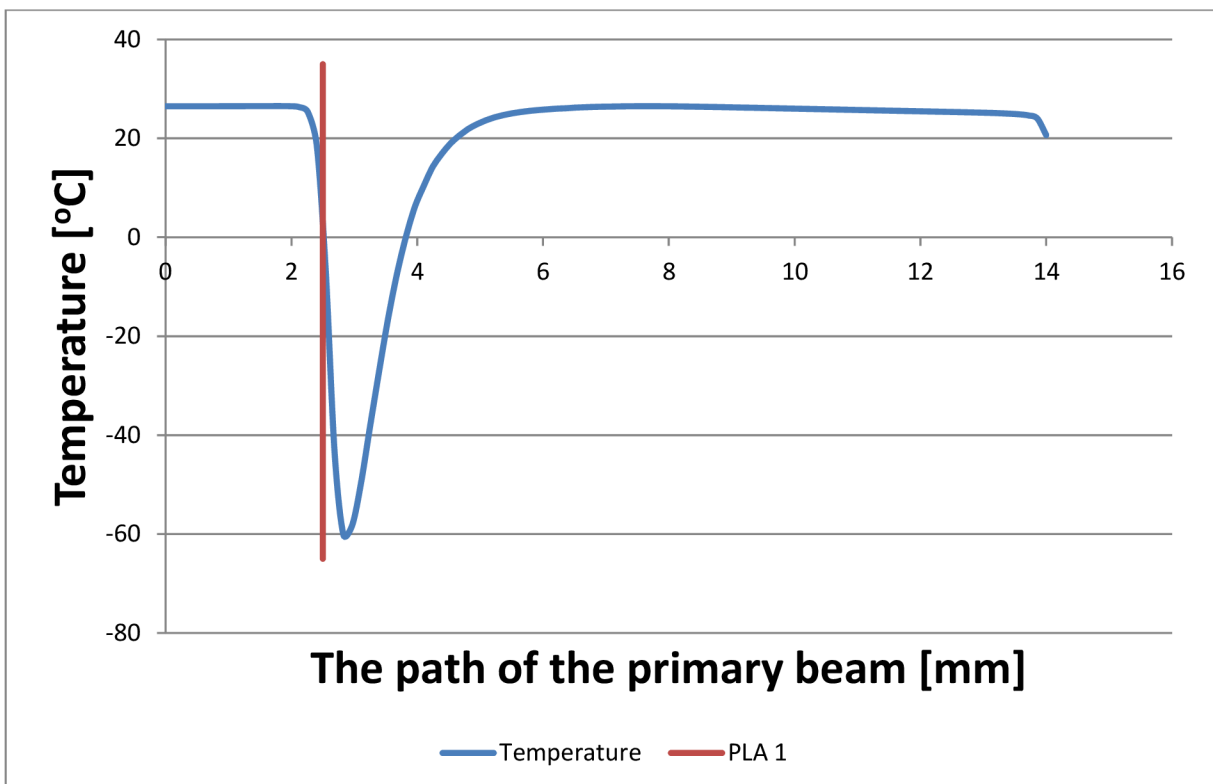
Obr. 10.17 Průběh tlaku na dráze primárního svazku



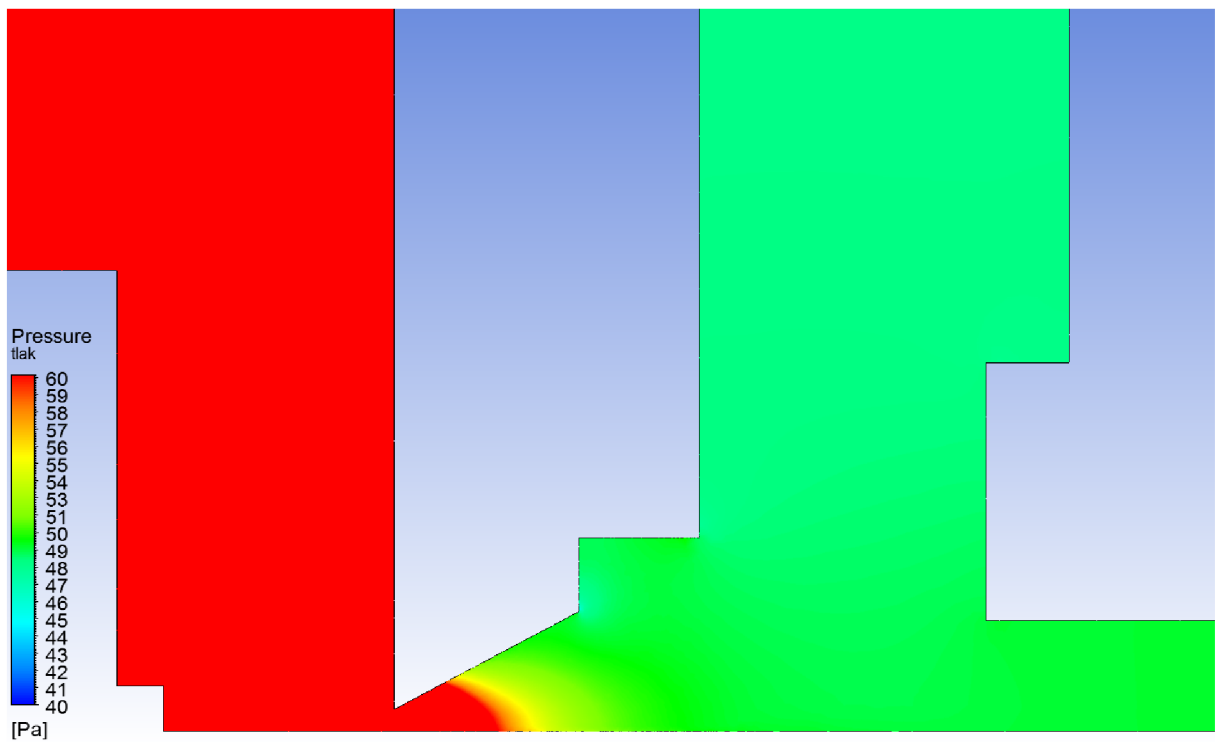
Obr. 10.18 Průběh rychlosti na dráze primárního svazku



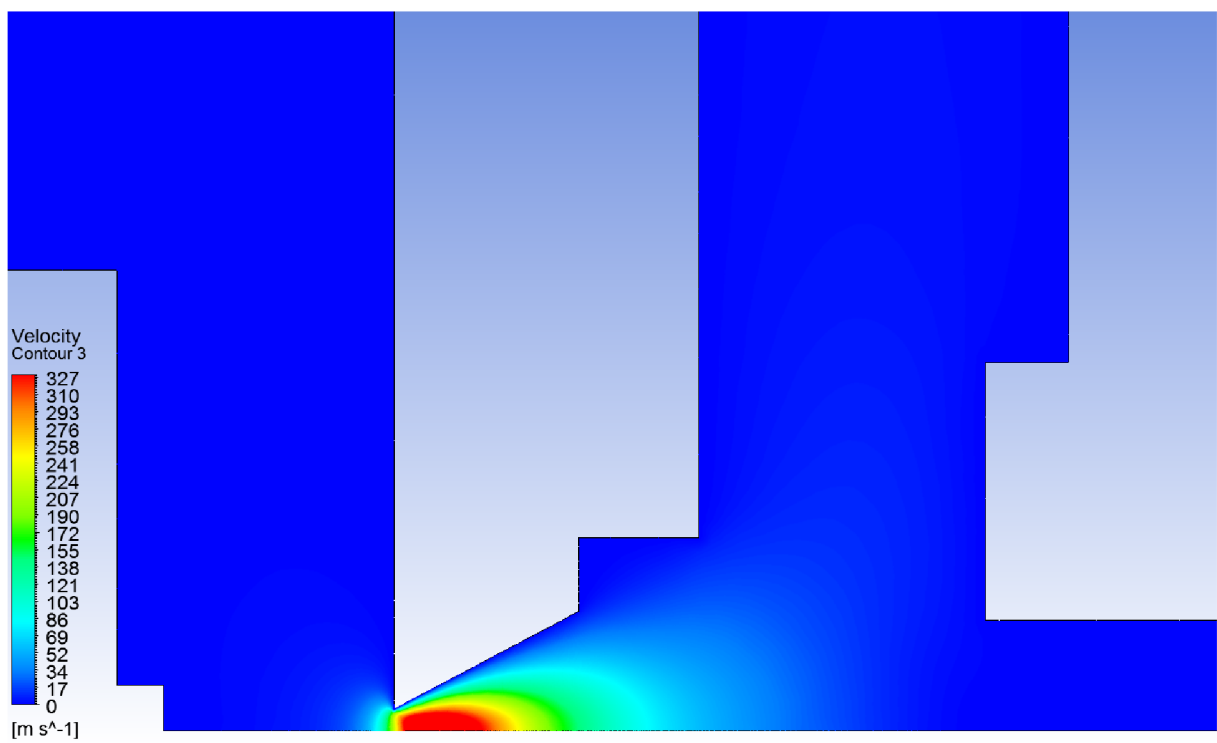
Obr. 10.19 Průběh hustoty na dráze primárního svazku



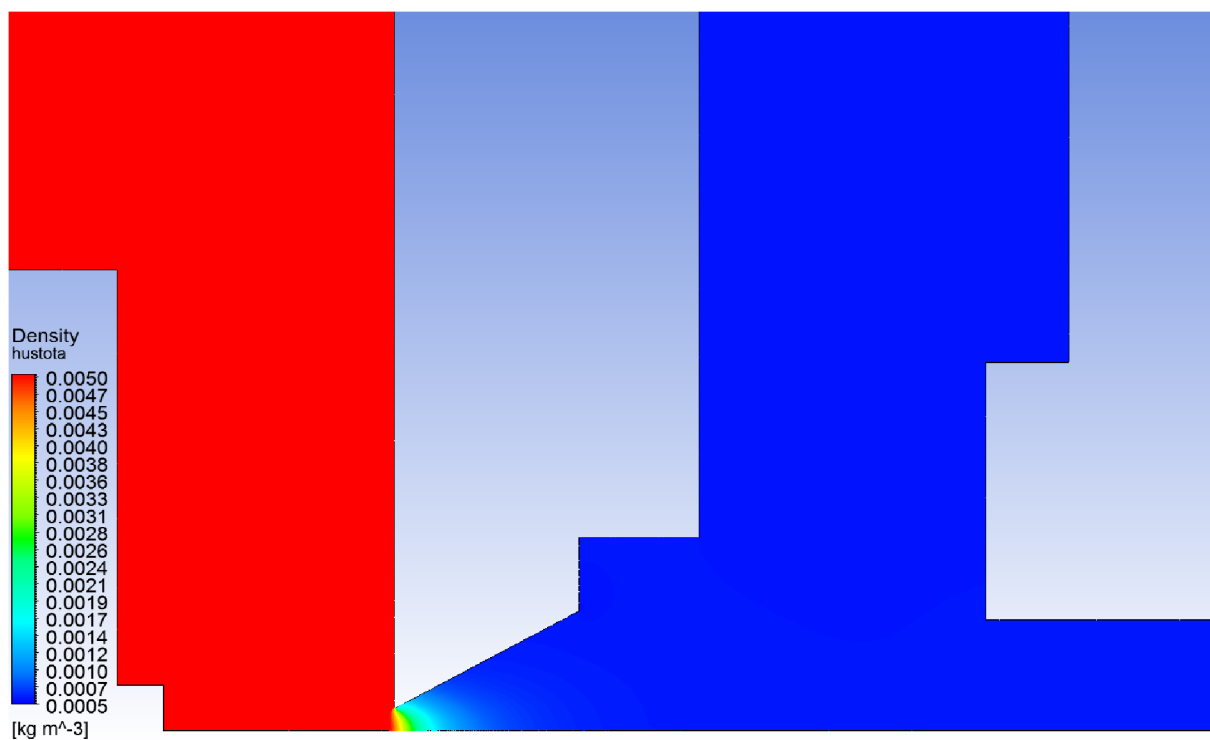
Obr. 10.20 Průběh teploty na dráze primárního svazku



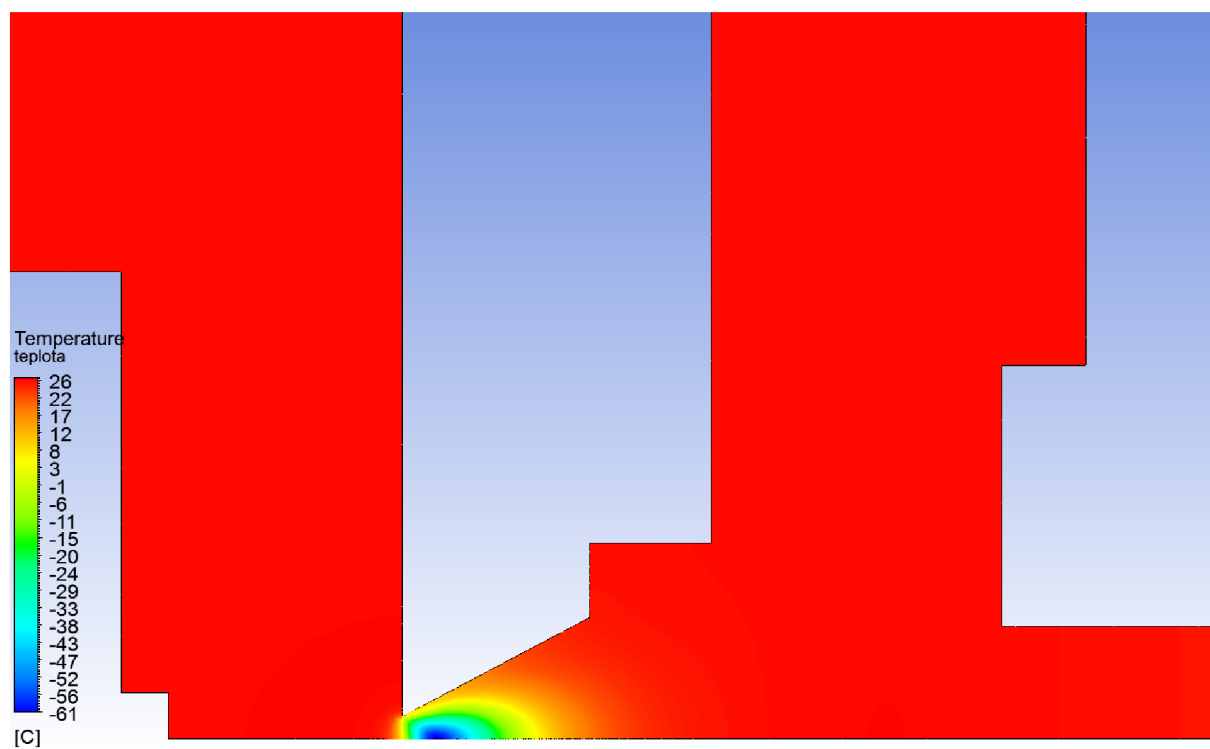
Obr. 10.21 Rozložení tlaku



Obr. 10.22 Rozložení rychlosti

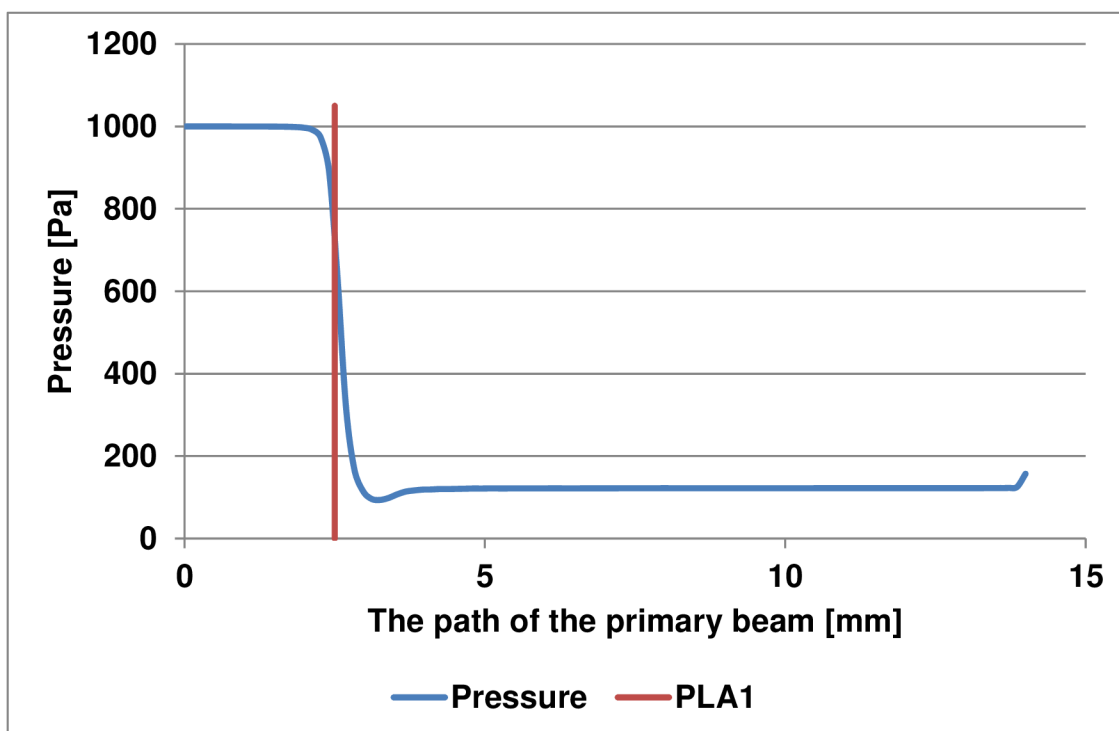


Obr. 10.23 Rozložení hustoty

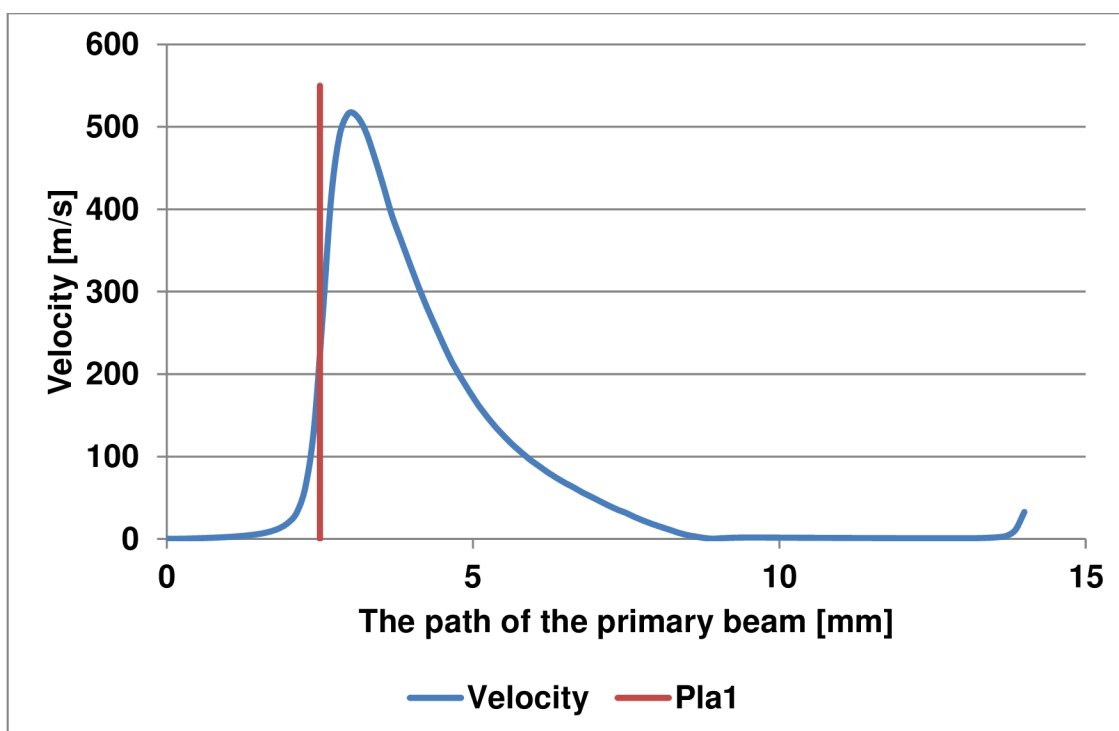


Obr. 10.24 Rozložení teploty

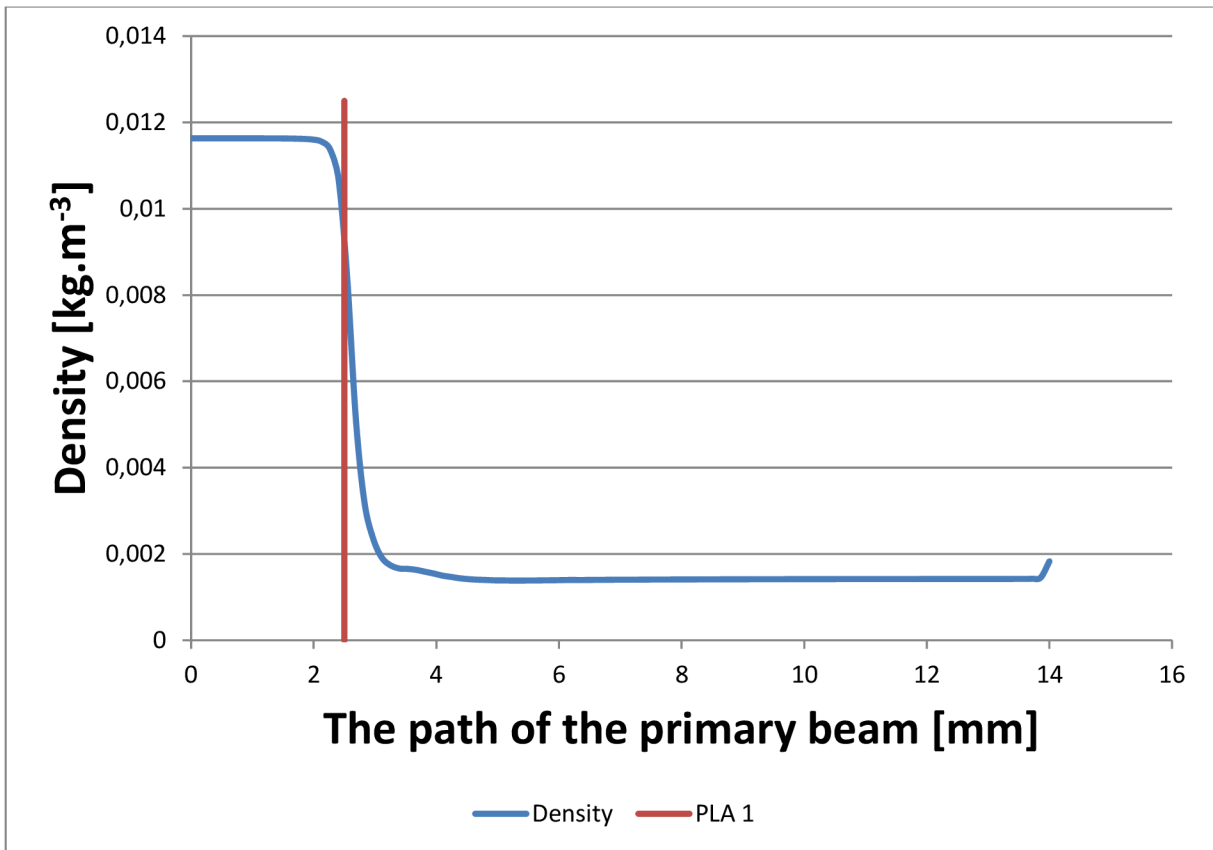
10.4 Varianta pro 1000 Pa v komoře vzorku



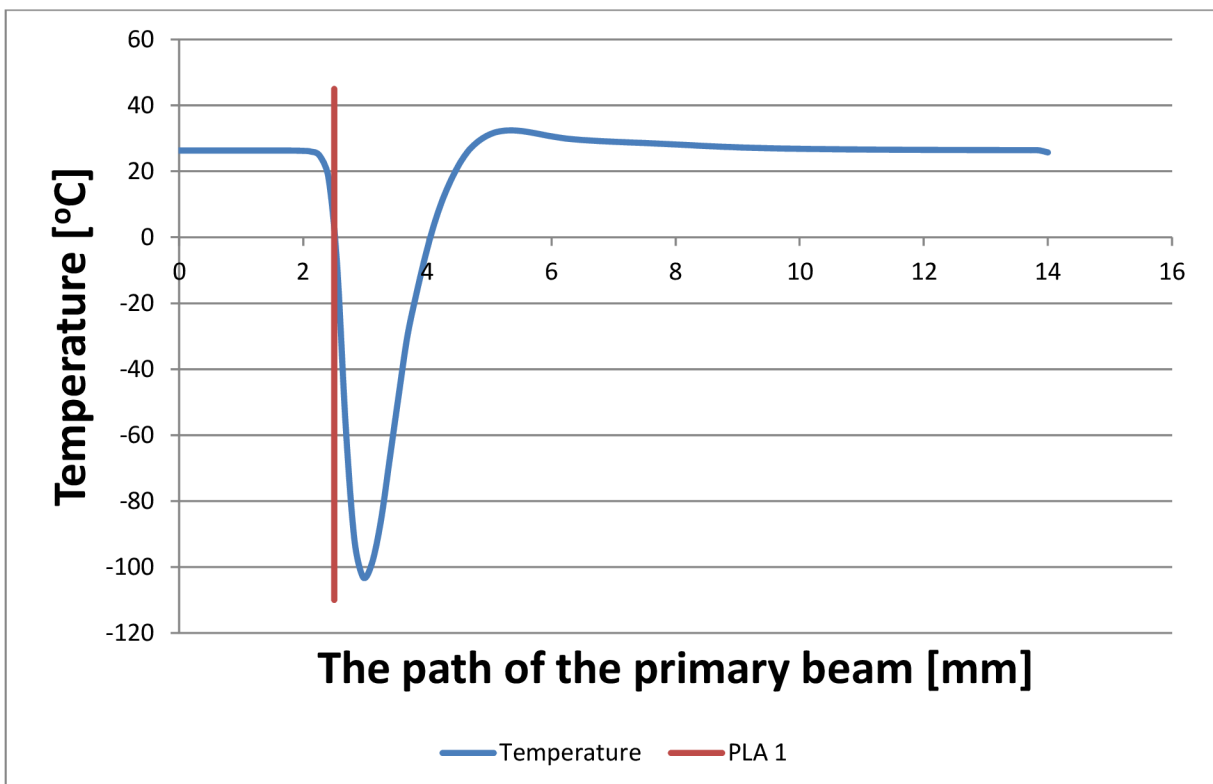
Obr. 10.25 Průběh tlaku na dráze primárního svazku



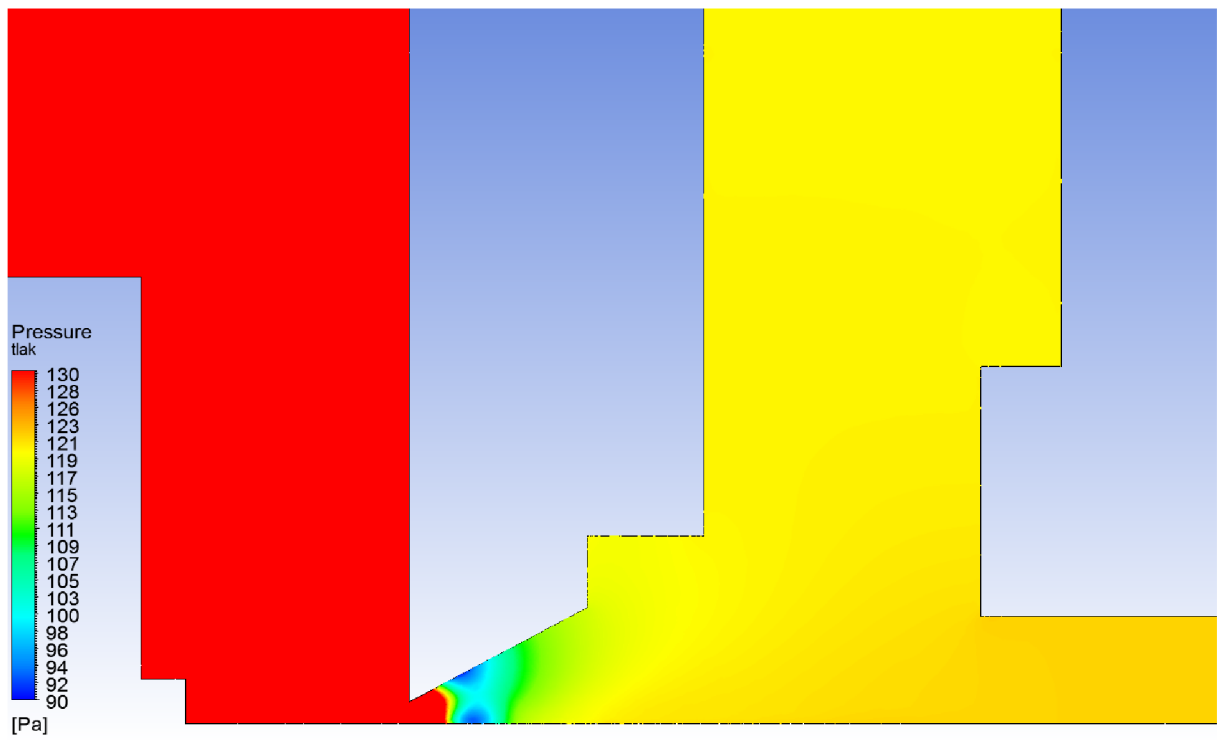
Obr. 10.26 Průběh rychlosti na dráze primárního svazku



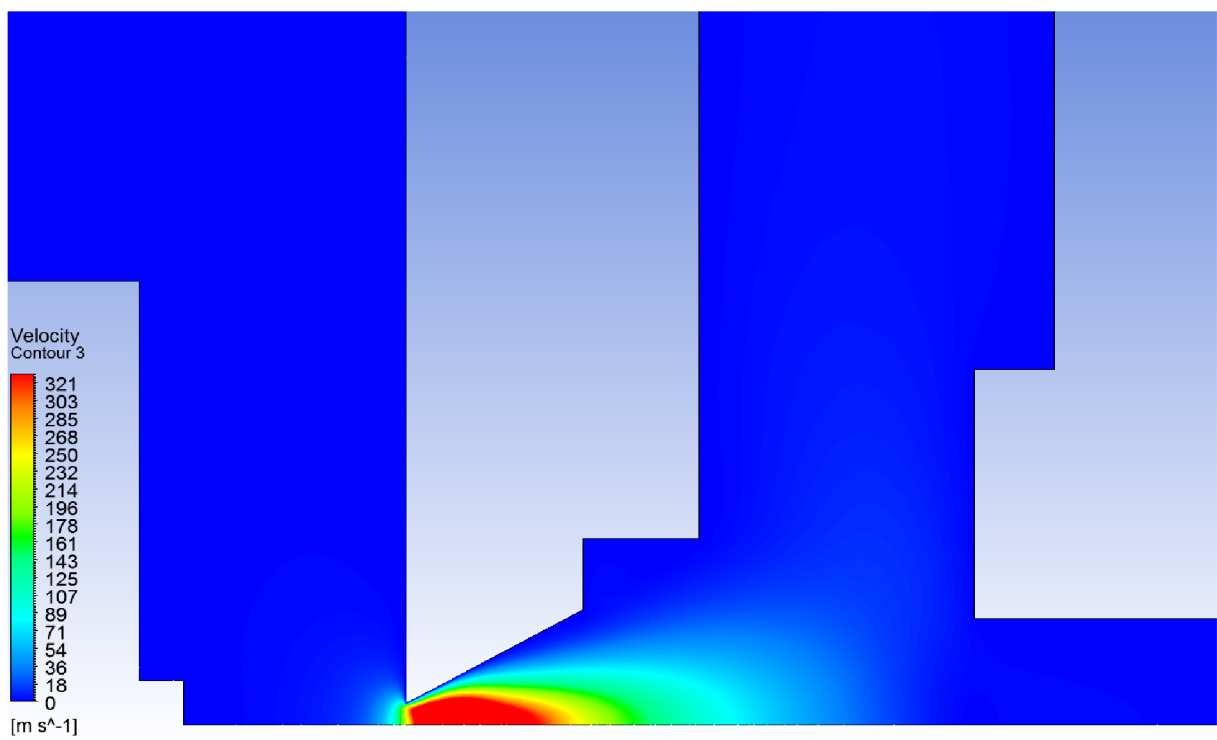
Obr. 10.27 Průběh hustoty na dráze primárního svazku



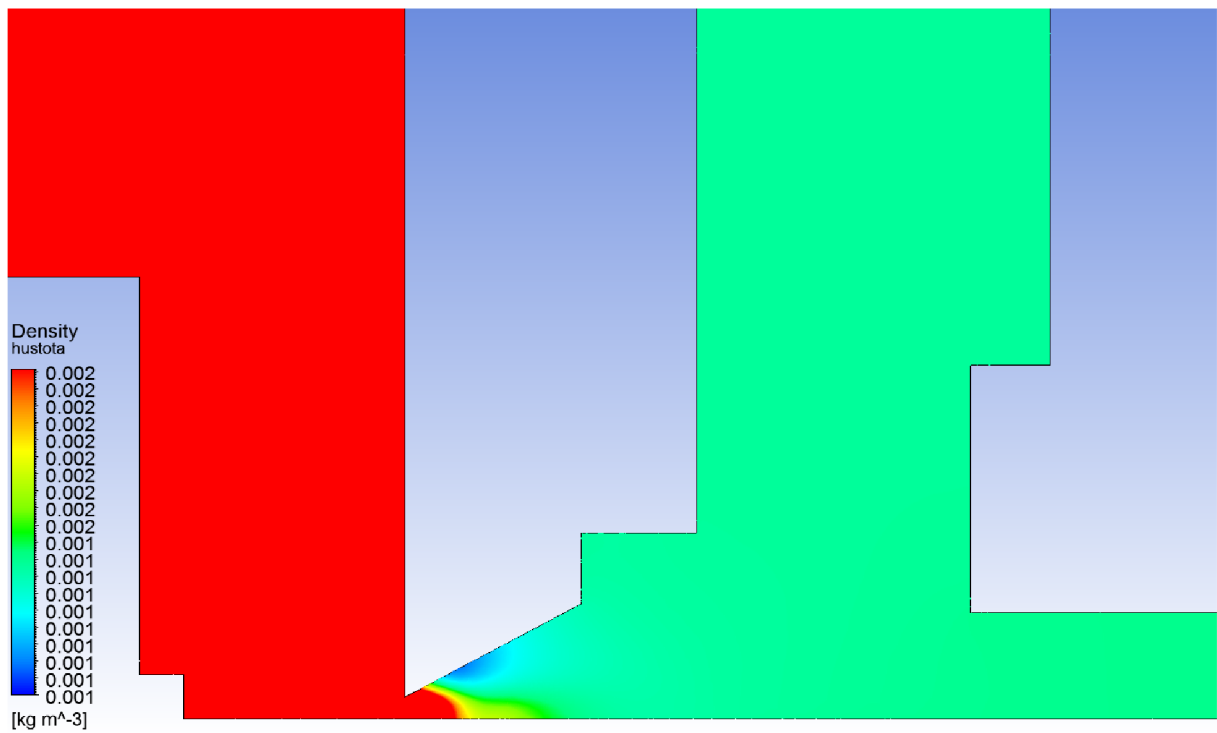
Obr. 10.28 Průběh teploty na dráze primárního svazku



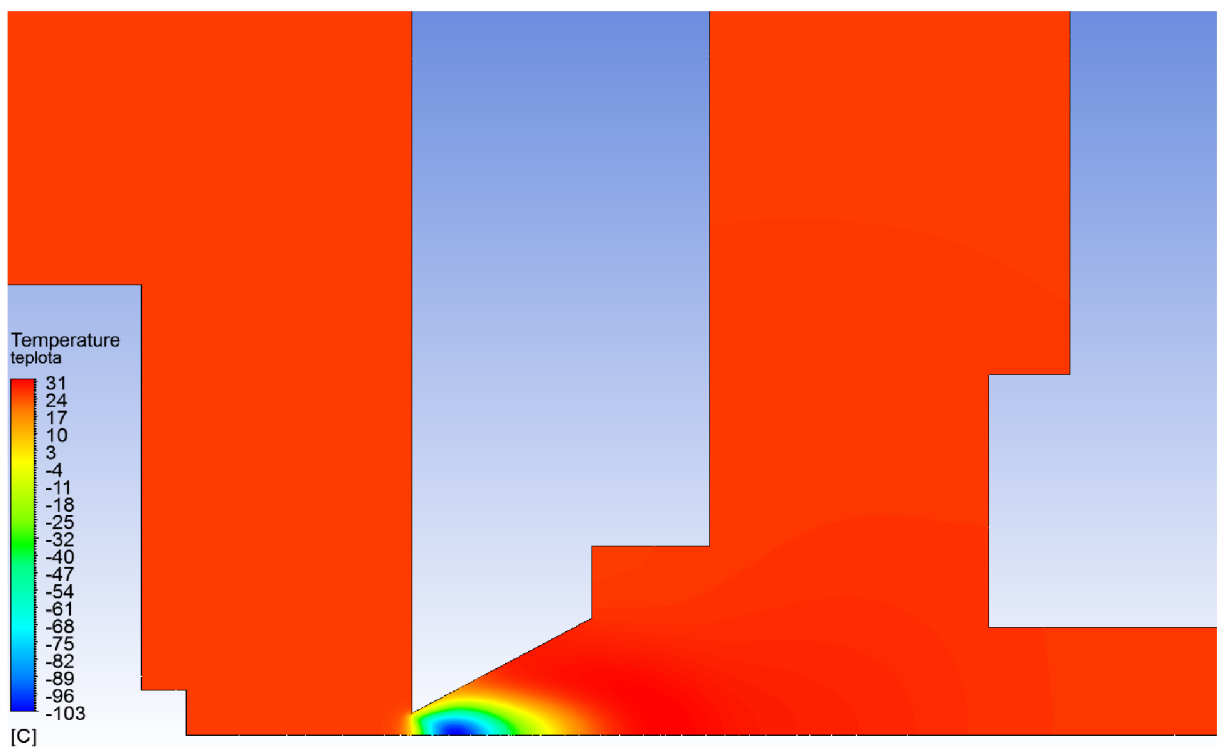
Obr. 10.29 Rozložení tlaku



Obr. 10.30 Rozložení rychlosti

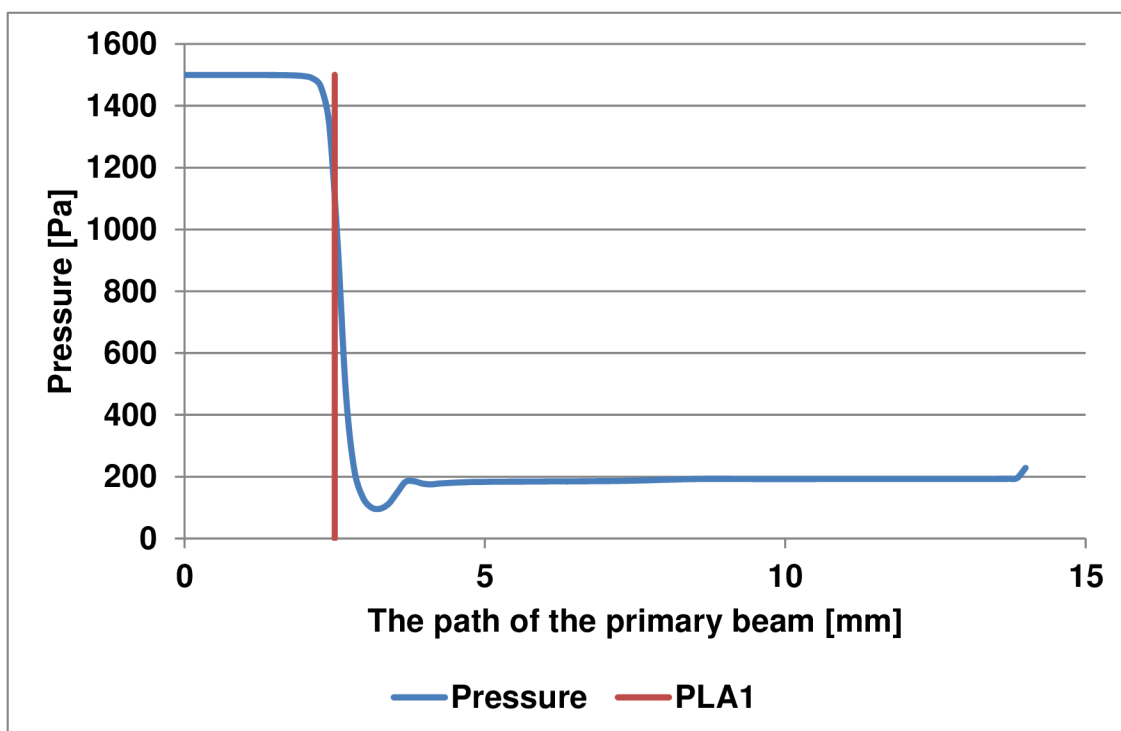


Obr. 10.31 Rozložení hustoty

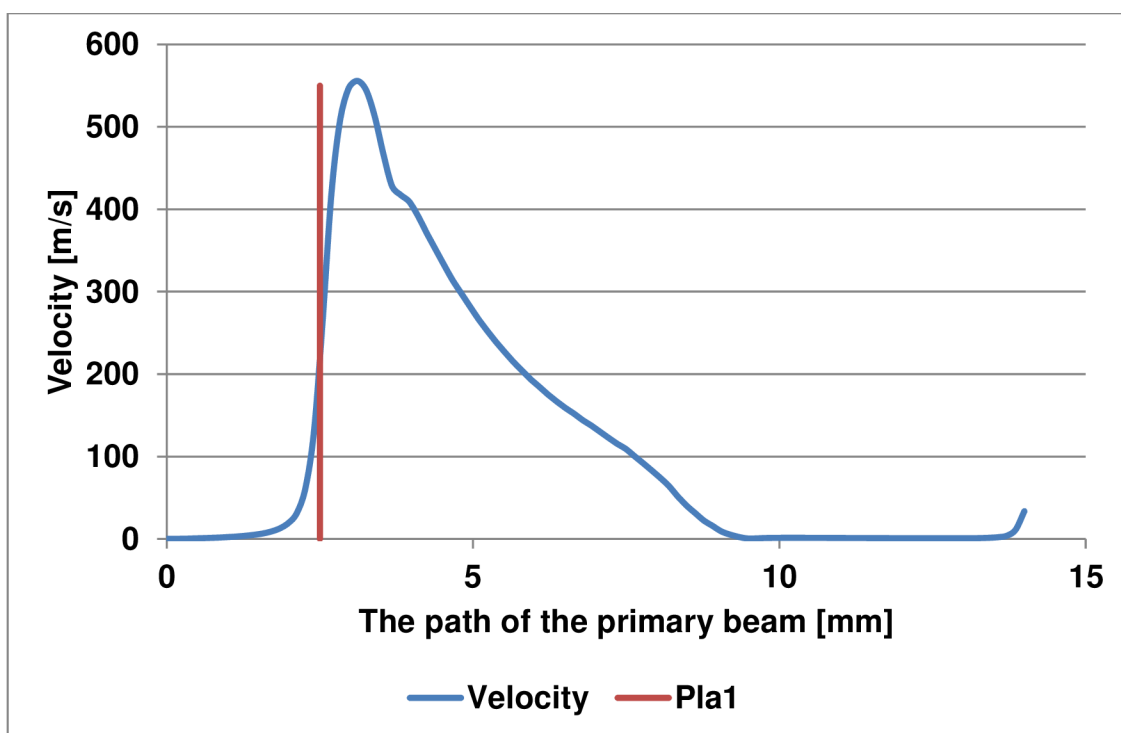


Obr. 10.32 Rozložení teploty

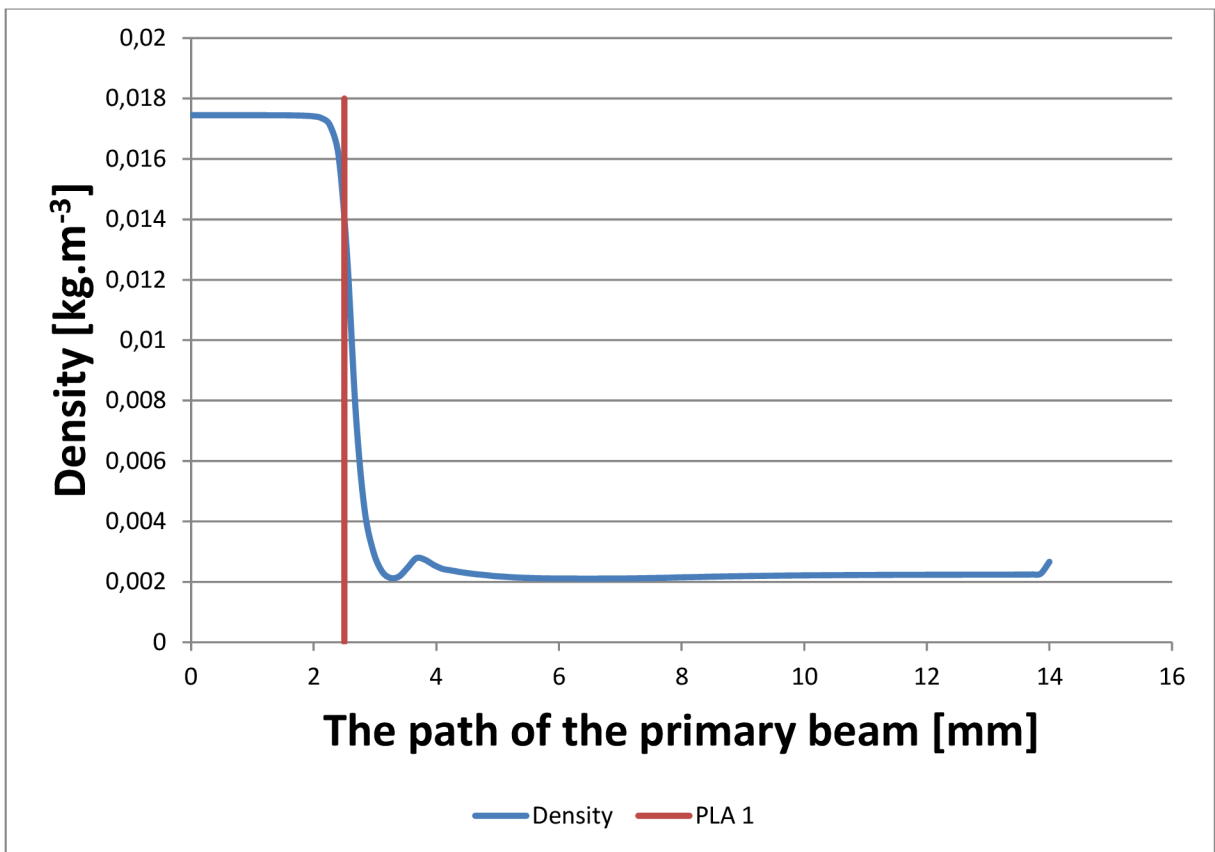
10.5 Varianta pro 1500 Pa v komoře vzorku



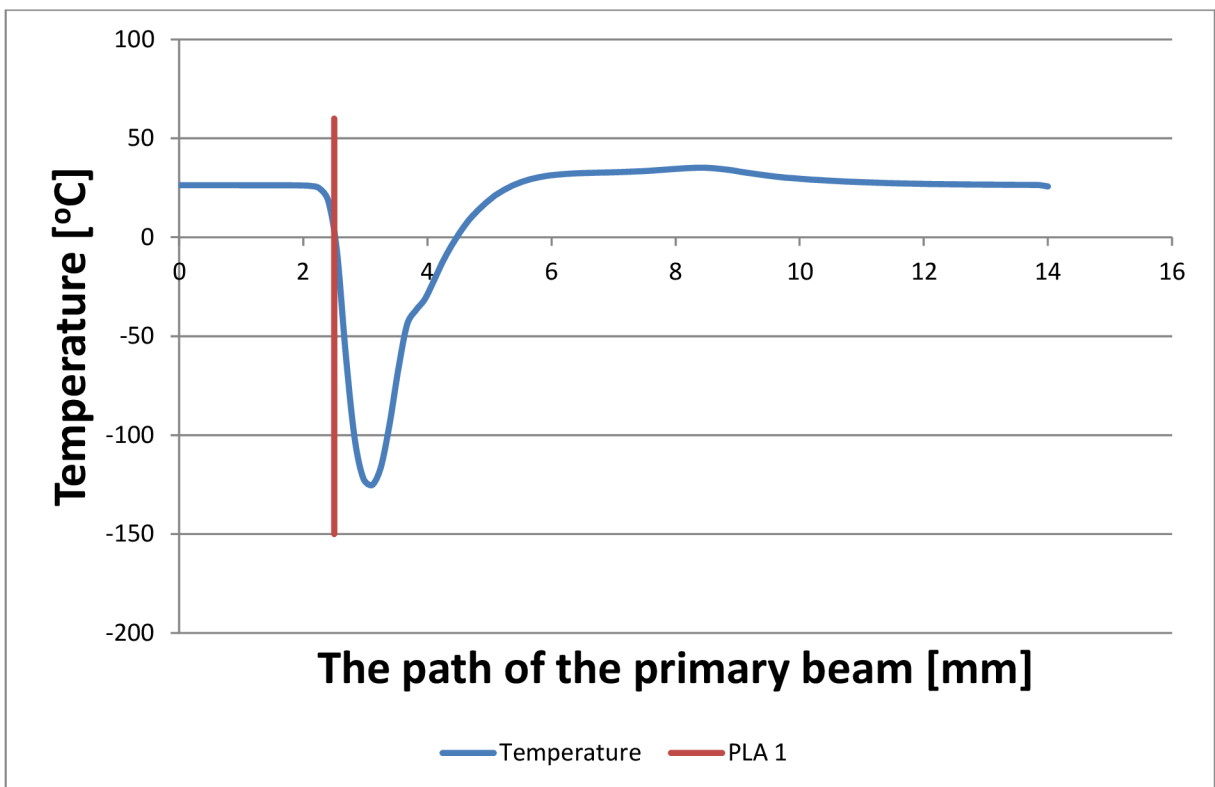
Obr. 10.33 Průběh tlaku na dráze primárního svazku



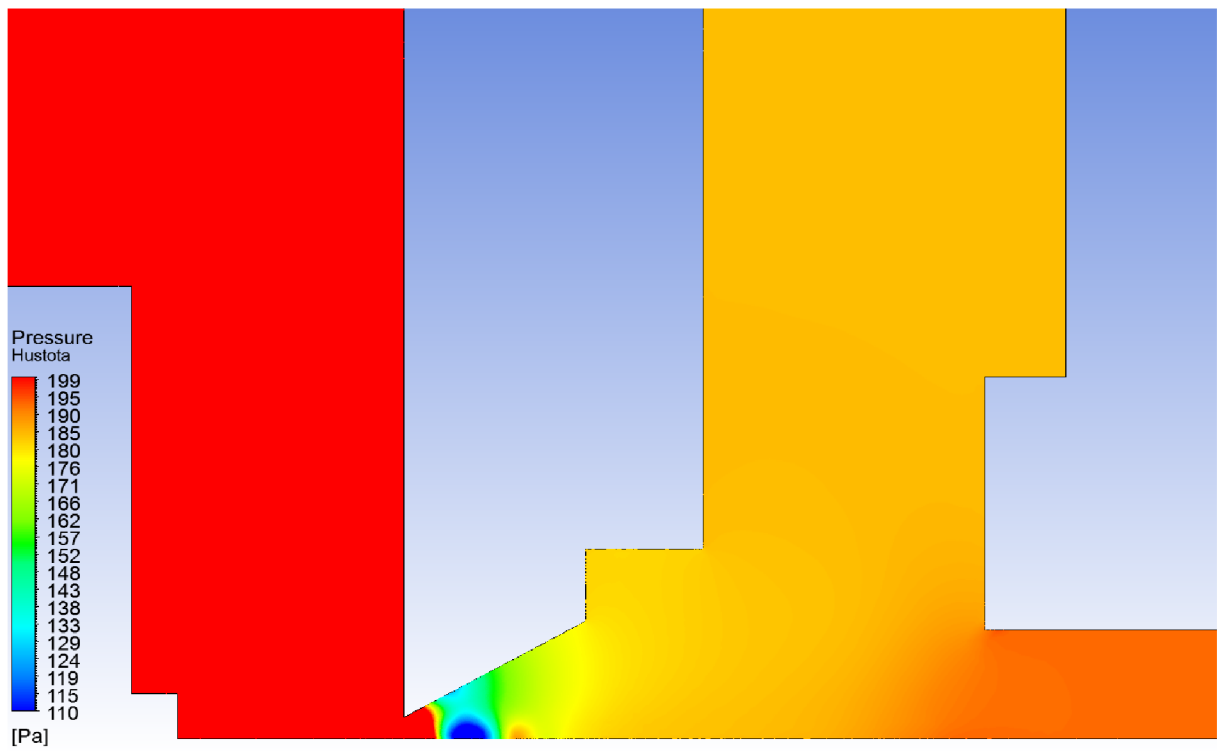
Obr. 10.34 Průběh rychlosti na dráze primárního svazku



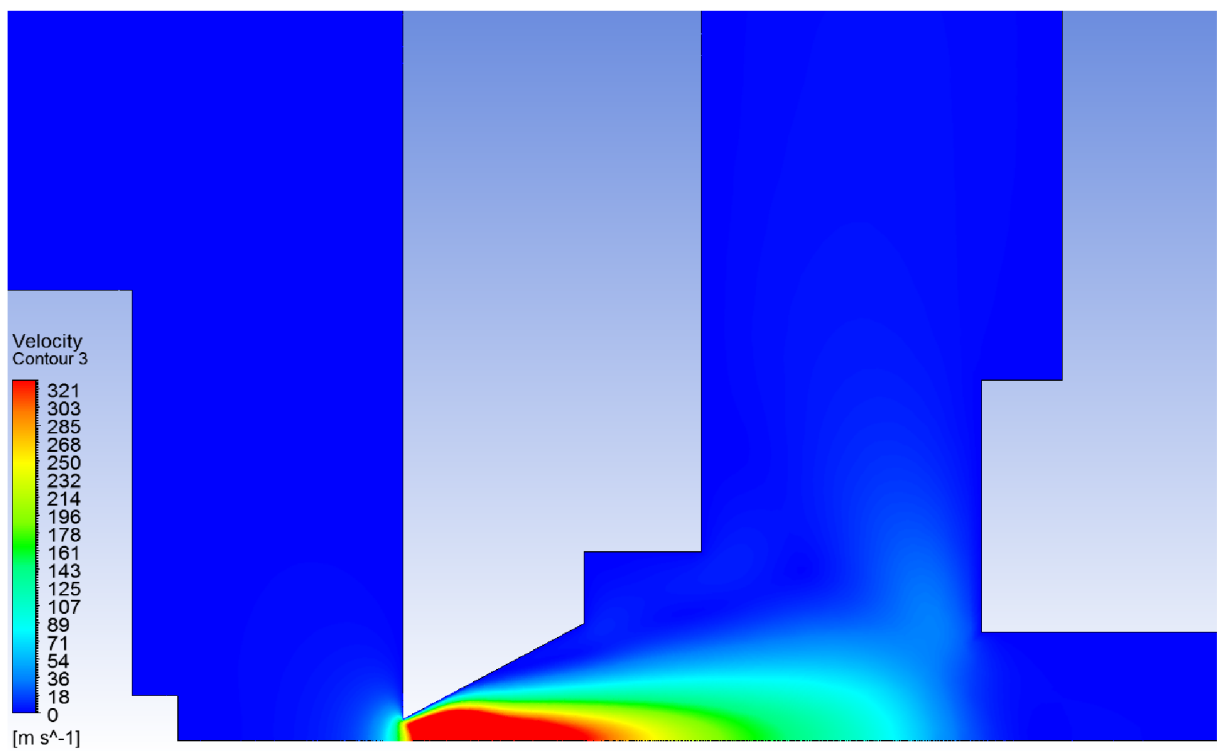
Obr. 10.35 Průběh hustoty na dráze primárního svazku



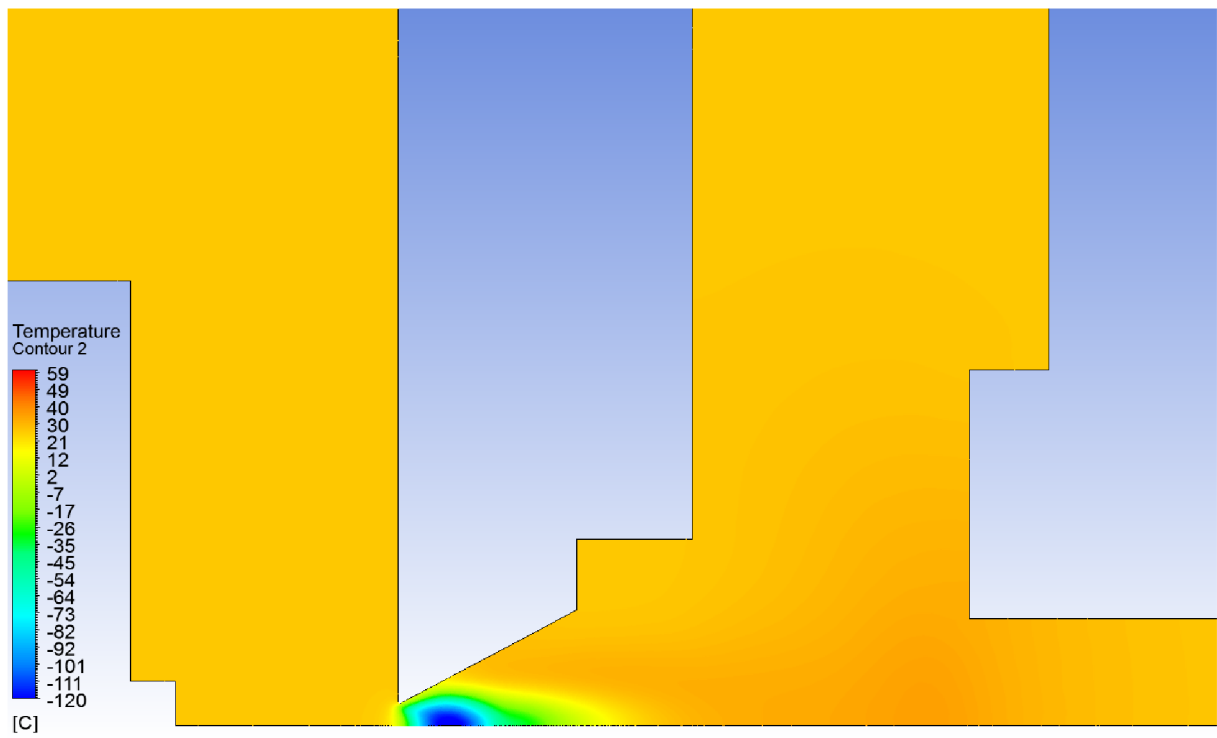
Obr. 10.36 Průběh teploty na dráze primárního svazku



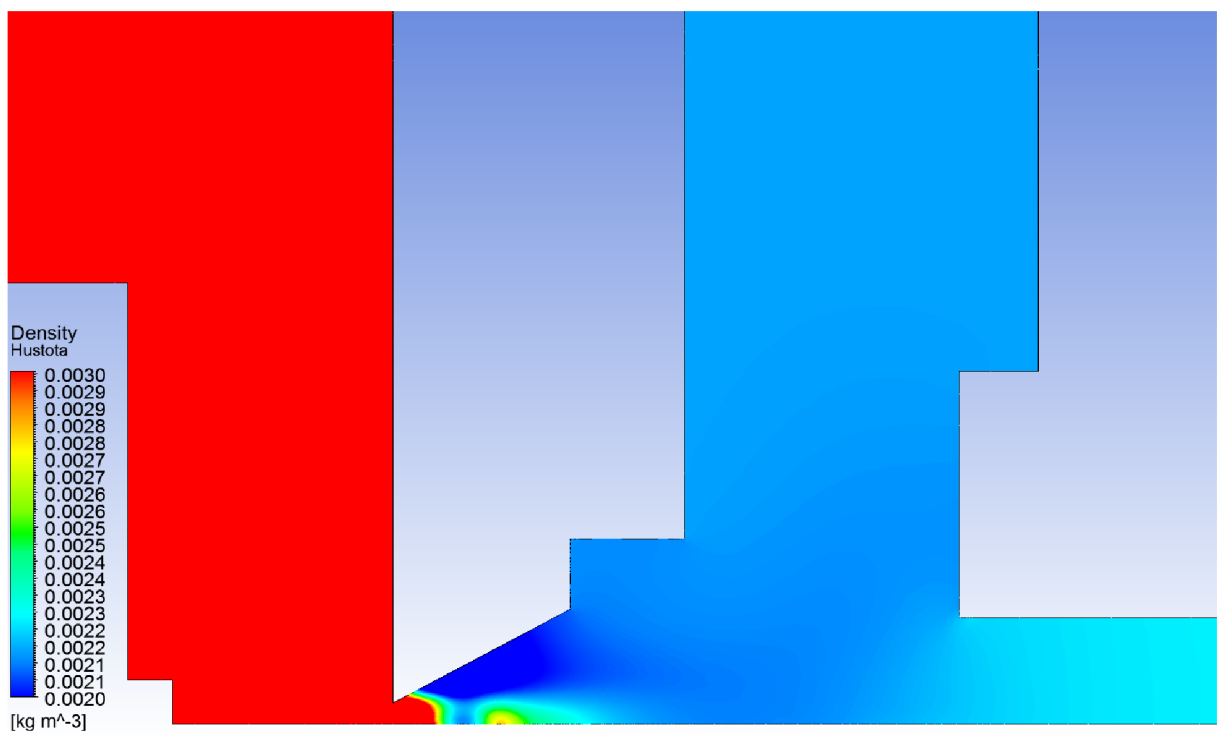
Obr. 10.37 Rozložení tlaku



Obr. 10.38 Rozložení rychlosti

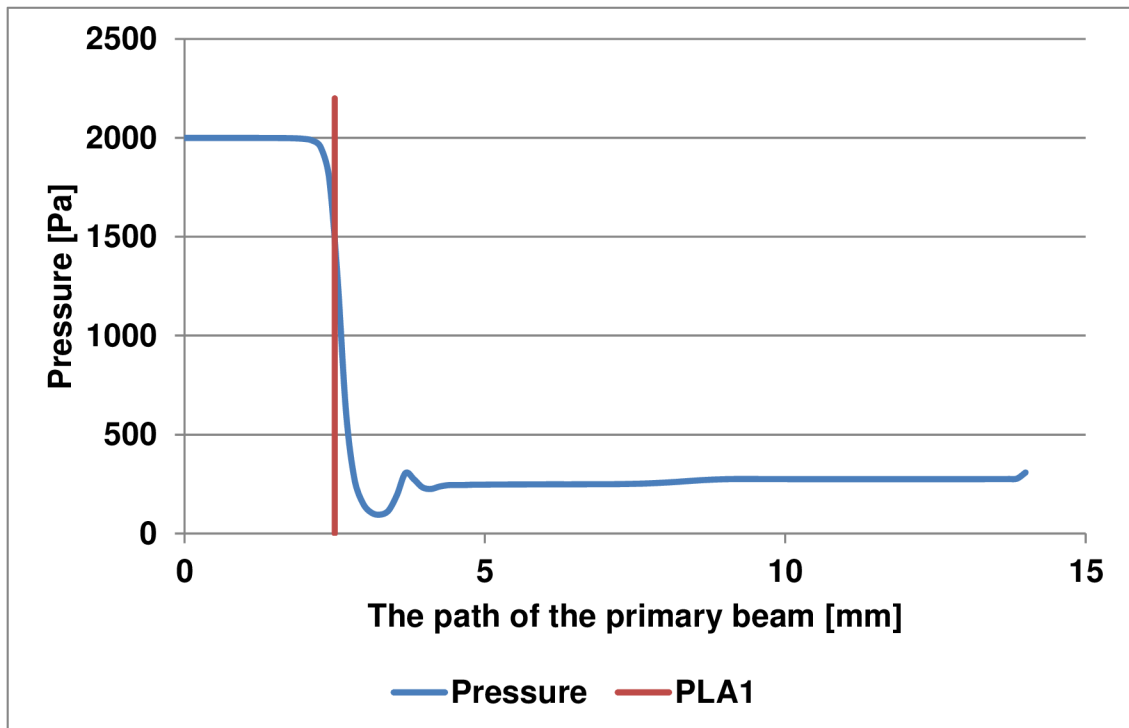


Obr. 10.39 Rozložení teploty

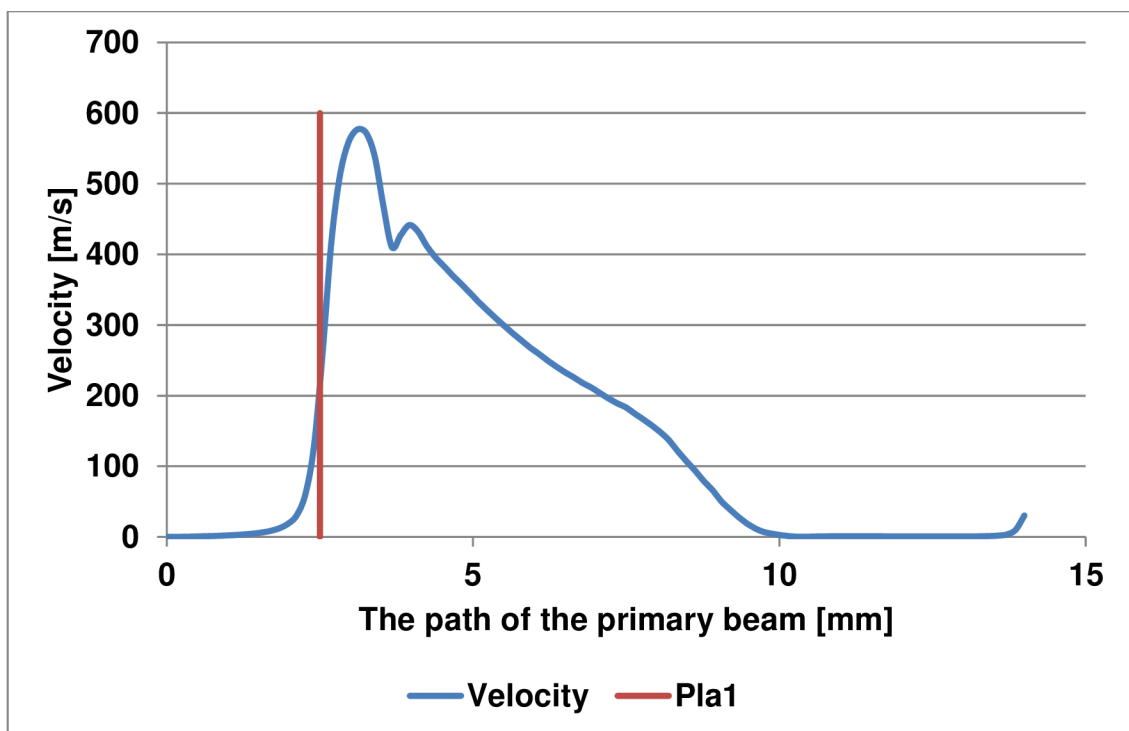


Obr. 10.40 Rozložení hustoty

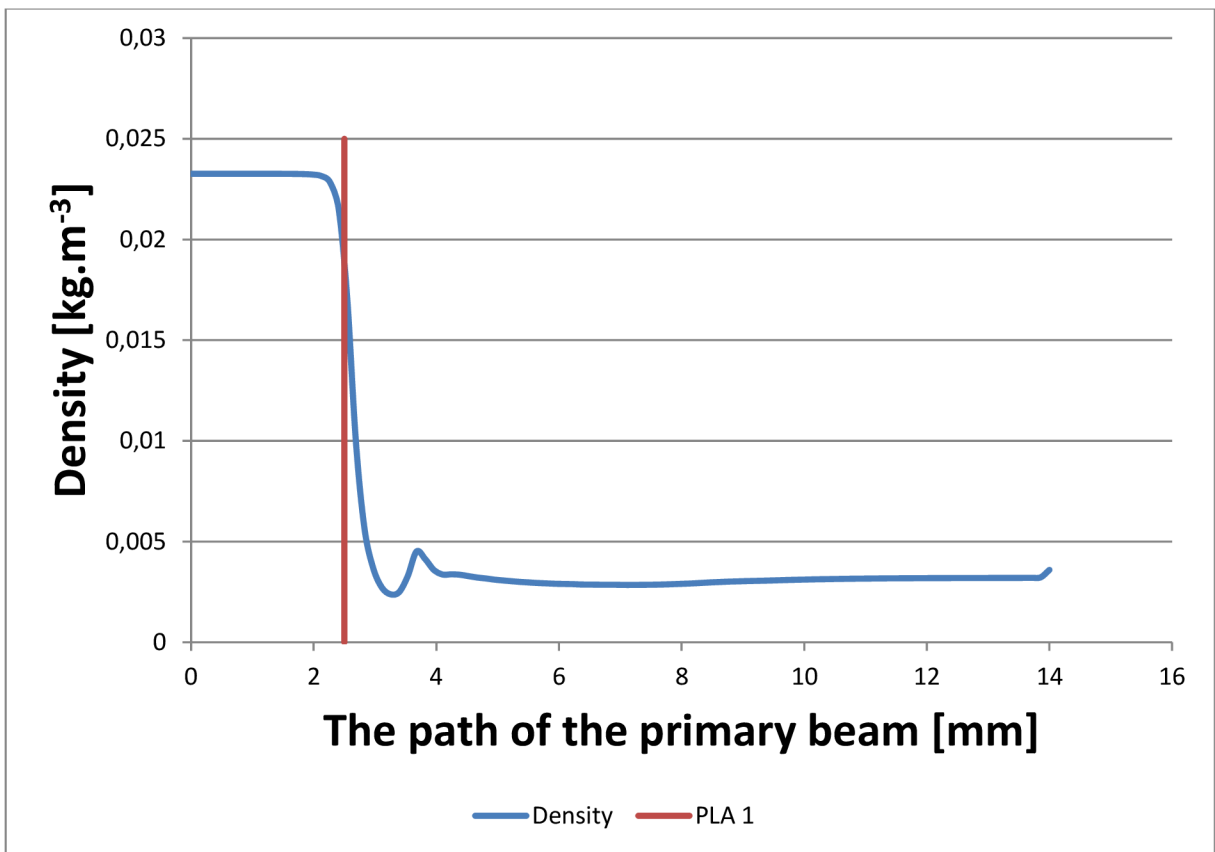
10.6 Varianta pro 2000 Pa v komoře vzorku



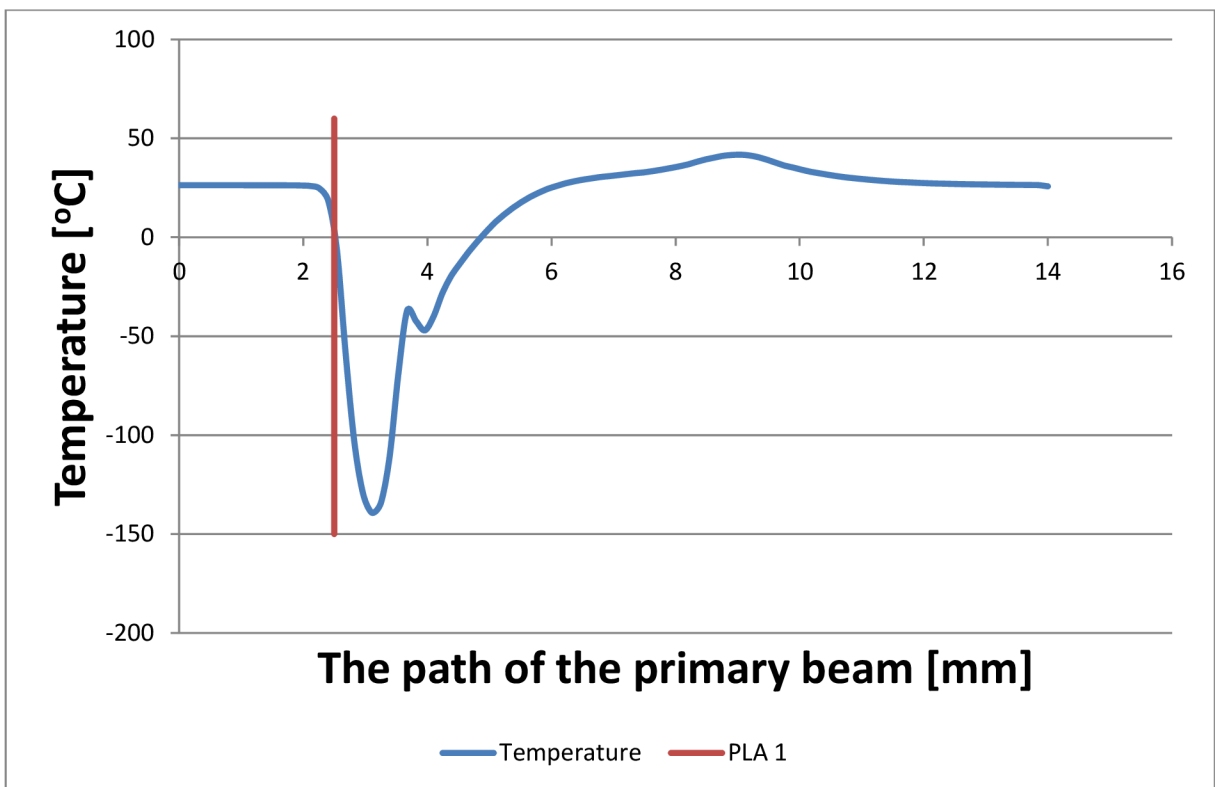
Obr. 10.41 Průběh tlaku na dráze primárního svazku



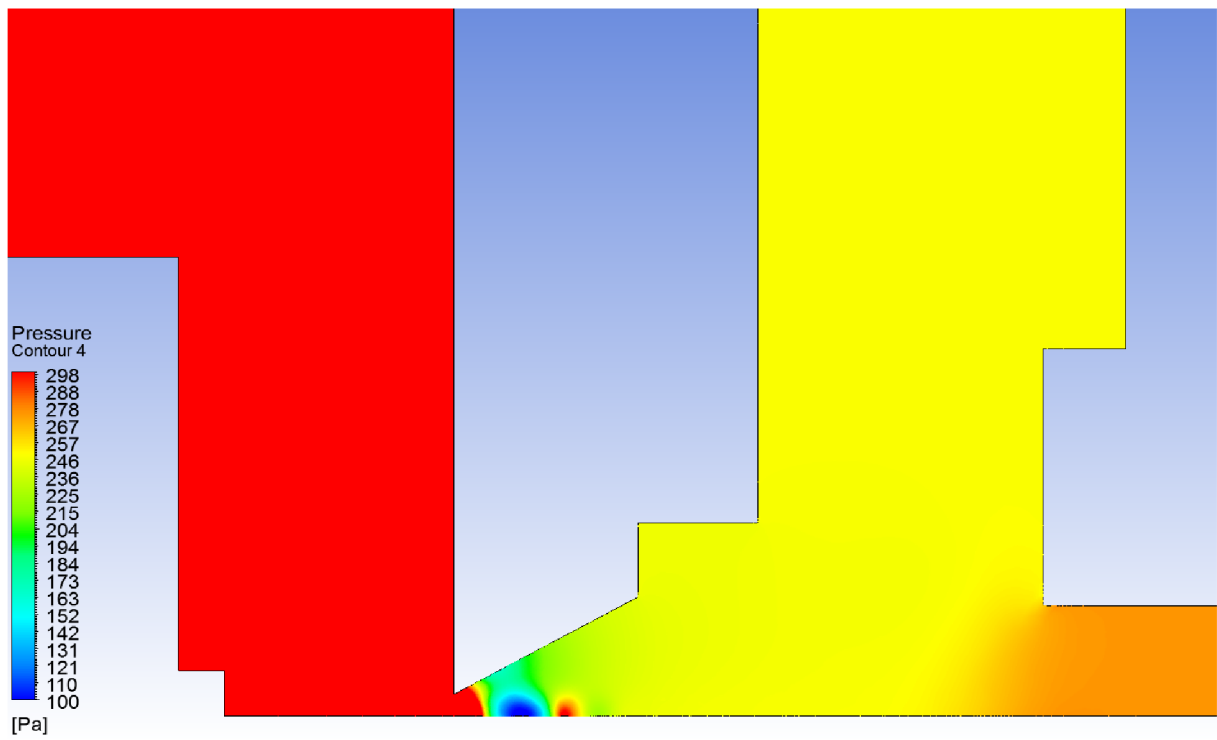
Obr. 10.42 Průběh rychlosti na dráze primárního svazku



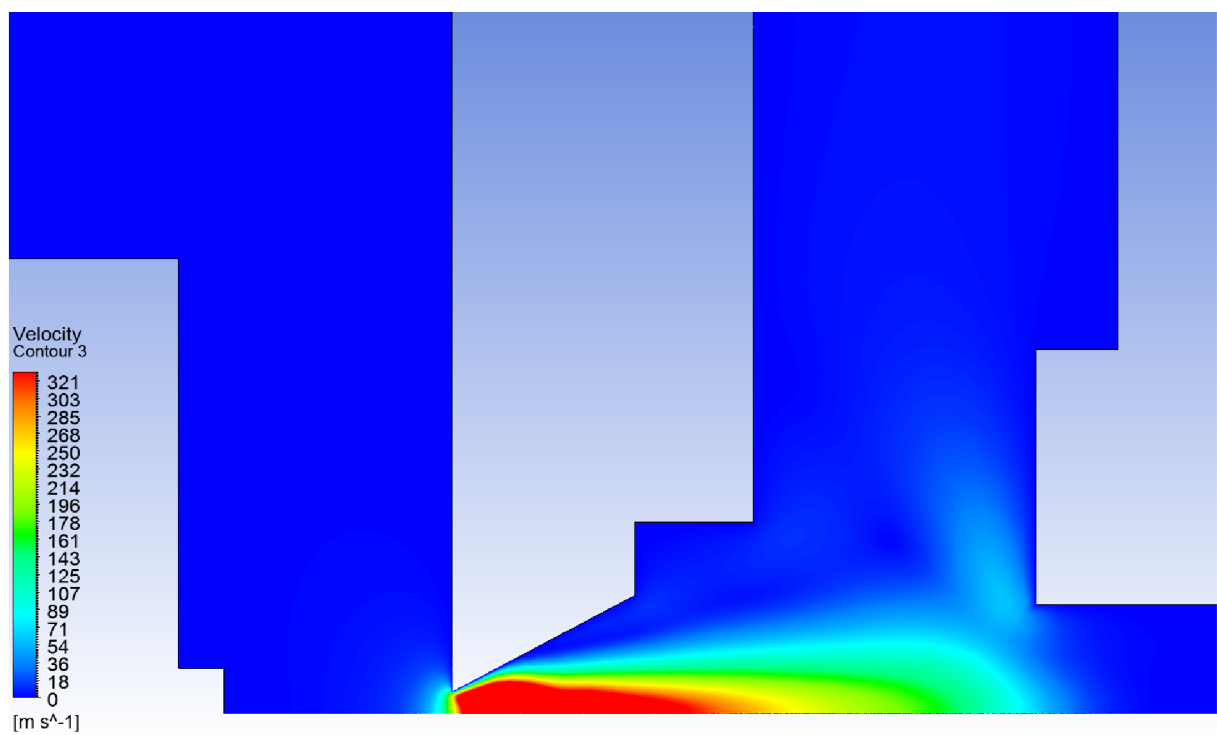
Obr. 10.43 Průběh hustoty na dráze primárního svazku



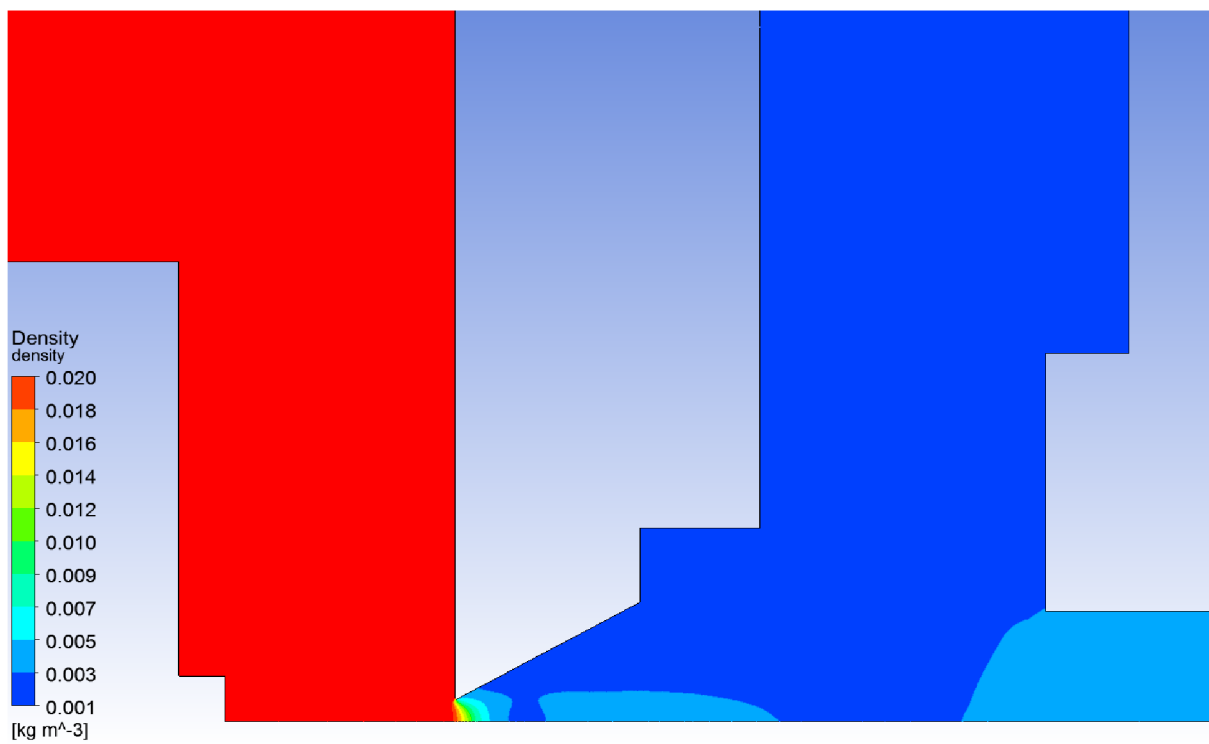
Obr. 10.44 Průběh teploty na dráze primárního svazku



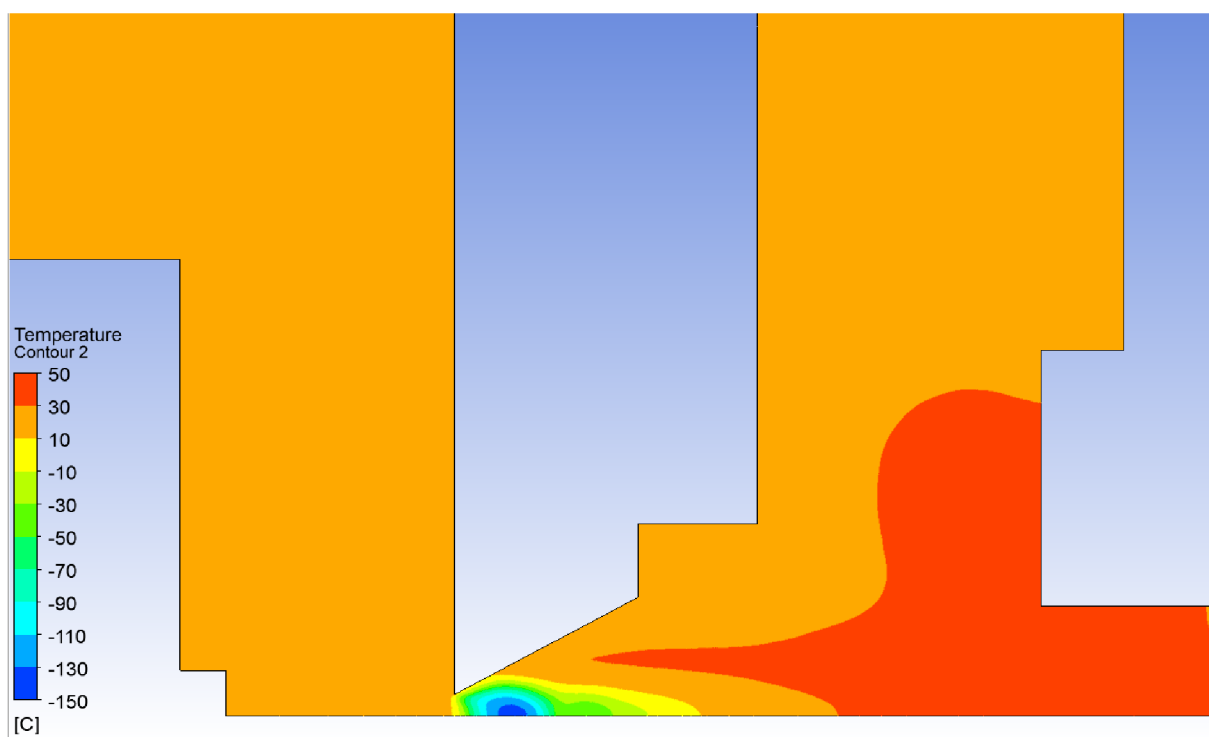
Obr. 10.45 Rozložení tlaku



Obr. 10.46 Rozložení rychlosti



Obr. 10.47 Rozložení hustoty



Obr. 10.48 Rozložení teploty

Seznam použité literatury

- [1] HLAVATÁ, P.; BAYER, R. THE IMPACT OF CRITICAL FLOW IN DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER. In *Proceedings of the 23rd Conference STUDENT EEICT 2017*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních, 2017. s. 105-107. ISBN: 978-80-214-5496- 5.
- [2] HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; VYROUBAL, P. Impact of the shape of the differentially pumped chamber on critical flow character. In *Advanced Batteries Accumulators and Fuel Cells - 18th ABAF*. 18. Brno: Brno University of Technology, 2017. p. 161-163. ISBN: 978-80-214-5529-0.
- [3] BÍLEK, M.; MAXA, J.; HLAVATÁ, P. Comparison of Results obtained using Different Turbulence Models in Analysis Differentially Pumped Chamber. In *ECS Transactions. ECS Transactions*. 2016. ISBN: 978-80-214-5529-0.
- [4] HLAVATÁ, P.; MAXA, J.; BÍLEK, M.; LEPLTOVÁ, K.; BAYER, R. Influence of Critical Flow in the Differentially Pumped Chamber AQUASEM. *Advances in Military Technology*, 2017, no. 2, p. 1-11. ISSN: 1802-2308. (VaV ID 140368)
- [5] NEDĚLA, V., KONVALINA, I., LENCOVÁ, B., ZLÁMAL, J. Comparison of calculated, simulated and measured signal amplification in variable pressure SEM. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A*, 2011, vol. 645, no. 1, p. 79-83.
- [6] NEDĚLA, V. Controlled dehydration of a biological sample using an alternative form of environmental SEM. *Journal of Microscopy*. 2010, 237 (1), p. 7-11. ISSN 0022-2720.
- [7] DANILATOS, GD., Velocity and ejector-jet assisted differential pumping: Novel design stages for environmental SEM. *Micron*, 2012, vol. 43, no. 5, p. 600-611.
- [8] TIHLAŘÍKOVÁ, E., NEDĚLA, V., SHIOJIRI, M. In Situ Study of Live Specimens in an Environmental Scanning Electron Microscope. *Microscopy and Microanalysis*, 2013, vol. 19, no. 4, p. 914-918.
- [9] HLAVATÁ, P. *Návrh tvaru diferenciálně čerpané komory pro EREM*. Brno, 2014. Klasické a španělské gymnázium. Vedoucí práce Mgr. Markétě Benešová, Ph.D.
- [10] DEJČ, M.J. *Technická dynamika plynů*. SNTL, 1967
- [11] MAXA, J.; BÍLEK, M.; HLAVATÁ, P.; VYROUBAL, P.; LEPLTOVÁ, K. Comparisons Using Methods of Continuum Mechanics and Monte Carlo at Differentially Pumped Chamber. *Advances in Military Technology*, 2016, vol. 11, no. 2, p. 143-150. ISSN: 1802-2308.
- [12] MAXA, J. *Analýza proudění plynu v zařízeních elektronového mikroskopu*, Habilitační práce. Brno : Univerzita obrany Brno, 2008.
- [13] KOZUBKOVÁ, M.: *Modelování proudění tekutin, Fluent, CFX*. Ostrava : Vysoká škola báňská, 2008.
- [14] VLČEK, P.: *Modelování turbulentního proudění*. Praha : ČVUT.
- [15] JANALÍK, J. *Obtékání a odpor těles*. Ostrava : 2008, Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava.
- [16] NEDĚLA, Vilém. Detekce signálu scintilačním detektorem v EREM. Brno: VUT FEKT UETE, 2001.