



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

SPECIFIKA NASTAVENÍ ŘEŠIČE V SYSTÉMU ANSYS FLUENT PRO NÍZKÉ TLAKY V EREM

SPECIFICATIONS OF THE ANSYS FLUENT SOLUTION SOLVER FOR LOW PRESSURES IN EREM

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Marcel Šimík

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2017



Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektrotechnická výroba a materiálové inženýrství**

Ústav elektrotechnologie

Student: Bc. Marcel Šimík

ID: 125656

Ročník: 2

Akademický rok: 2016/17

NÁZEV TÉMATU:

Specifika nastavení řešiče v systému Ansys Fluent pro nízké tlaky v EREM

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s výpočetními schémata, stupněm diskretizace a turbulentními moduly a jejich detailním nastavením pomocí empirických konstant v systému Ansys Fluent s ohledem na specifika nízkých tlaků v komorách Enviromentálního elektronového mikroskopu s výhledem na využití pro následné analýzy čerpání vakuových komor EREM AQUASEM II. Získané výsledky vyhodnoťte.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 6.2.2017

Termín odevzdání: 25.5.2017

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

Konzultant:

doc. Ing. Petr Bača, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

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

Abstrakt

Tato diplomová práce je zaměřena na oblast elektronové mikroskopie, jejíž problematika je rozebrána na začátku práce. Hlavní pozornost je věnována environmentálnímu elektronovému mikroskopu, zejména diferenciallyně čerpané komoře, kterou se práce zabývá. Dochází zde k výrobě experimentální komory pro analýzu rázové vlny, a proto bylo hlavním cílem této diplomové práce analyzovat průběh proudění v této komoře. Pomocí programu Ansys Fluent byly provedeny simulace charakteristického proudění, které vzniká při čerpání vakuových komor a to nadzvukového proudění v nízkých tlacích, na které byl aplikován nejvhodnější turbulentní modul stejně jako stupeň diskretizace. Výsledná analýza tohoto průběhu proudění se zaměřila zejména na lokalizaci rázové vlny, jejíž experimentální důkaz má podat stínová optická metoda, která je součástí nového konceptu komory. Základ pro simulaci dané komory byl převzat od Dr. Danilatos, s nímž byly závěrem této práce vzniklé výsledky porovnávány.

Klíčová slova

Elektronová mikroskopie, environmentální rastrovací elektronový mikroskop, diferenciallyně čerpaná komora, Ansys Fluent, rázová vlna, metoda Monte Carlo, metoda kontinua, nadzvukové proudění, proudění clonou, Danilatos.

Abstract

This thesis is focused on electron microscopy which issue is discussed at the beginning of work. The main attention is dedicated to the Environmental electron microscope, especially the differentially pumped chamber, which the thesis deals with. There is a production of an experimental chamber for analysis of shock waves on going therefore main goal of this thesis was to analyze the flow pattern in this chamber. Using the Ansys Fluent program, simulations of the characteristic flow that arises from the pumping of the vacuum chambers namely the ultrasonic flow at low pressures on which the most suitable turbulent module was applied as well as the degree of discretization was performed. The final analysis of this flow pattern is primarily focused on the localization of the shock wave which experimental evidence is to be lodged by shadow optical method as a part of the new concept of the chamber. The basis for the simulation of the chamber was taken over by Dr. Danilatos, with which the results were compared.

Keywords

Electron microscopy, environmental scanning electron microscope, differentially pumped chamber, Ansys Fluent, shock wave, Monte Carlo method, Continuum method, supersonic flow, aperture flow, Danilatos.

Bibliografická citace díla:

ŠIMÍK, M. Specifika nastavení řešiče v systému Ansys Fluent pro nízké tlaky v EREM. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2017. 102 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D..

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Specifika nastavení řešiče v systému Ansys Fluent pro nízké tlaky v EREM“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové 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 diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne 24. května 2017

.....
podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Jiřímu Maxovi, Ph.D., za účinnou metodickou pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování projektu.

V Brně dne 24. května 2017

.....
podpis autora

Obsah

ÚVOD	12
1 Elektronová mikroskopie	13
1.1 Úvod do historie elektronové mikroskopie.....	13
1.2 Rozdělení elektronových mikroskopů	13
1.3 Světlo versus elektron a vakuum	14
1.4 TEM – Transmisní (prozařovací) elektronový mikroskop	17
1.5 SEM – Skenovací (rastrovací) elektronový mikroskop.....	19
1.6 Výhody a nevýhody TEM a SEM	23
2 Environmentální skenovací elektronová mikroskopie	24
2.1 Úvod do problematiky ESEM	24
2.2 Historie a využití ESEM.....	24
2.3 ESEM typu AQUASEM.....	25
2.4 AQUASEM II.....	27
3 Shrnutí článku Gerasimose D. Danilata s názvem „Velocity and ejector-jet assisted differential pumping: Novel design stages for environmental SEM“	32
3.1 ÚVOD.....	32
3.2 Principy a metodika	32
3.3 Plochá geometrie PLA2	33
3.4 VADP (diferenciální čerpání s rychlostním příspěvkem) s kónickou úpravou PLA2	36
3.5 EADP (diferenciální čerpání s proudovou pomocí) s kónickou PLA2 a přepážkou.....	37
4 Jak vychází vzájemné srovnání dvou způsobů simulace čerpání diferenciální komory a to metodou kontinua a metodou Monte Carlo.....	39
4.1 Úvod	39
4.2 Rozdíly v simulacích pomocí metody Monte Carlo a metodou kontinua	39
4.3 Výsledky porovnání obou případů.....	40
4.4 Závěrečné shrnutí.....	41
5 Proudění tekutin	42
5.1 Úvod do mechaniky tekutin.....	42
5.2 Poznání mechaniky tekutin z historického hlediska	42
5.3 Teorie tekutin.....	43
5.4 Hydrostatika tekutin.....	45
5.5 Hydrodynamika tekutin	46
6 Vznik a průběh rázové vlny	52
7 Optické metody	57
7.1 Úvod	57
7.2 Vznik jevů důležitých pro optické metody	57
7.3 Světlo a jeho ohyb	58
7.4 Jednotlivé optické metody	58
7.4.1 Stínová metoda.....	58
7.4.2 Šlírová (clonková) metoda.....	59
7.4.3 Interferometrická metoda.....	60
7.5 Využití v případě diferenciálně čerpané komory.....	62
8 Experimenty probíhající v současnosti na ústavu	65

8.1	Úvod	65
8.2	Od teorie Danilatose k naší praxi.....	65
8.3	Metody používané k měření rychlosti	66
8.3.1	Pitotova trubice	66
8.3.2	Anemometrie se žhavenými drátky	67
8.4	Měření optickou metodou.....	68
9	Použití programu ANSYS FLUENT pro naše experimenty	70
9.1	Úvod	70
9.2	ANSYS Fluent.....	70
9.2.1	Design Modeler.....	72
9.2.2	Mesh neboli síťování.	72
9.2.3	Ansyz Preprocesing – Solver – Postprocesing.....	76
9.2.4	Solution Methods.....	82
9.2.5	Vyhodnocení výsledků.....	85
10	Turbulentní proudění v Ansys Fluentu	88
10.1	Úvod	88
10.2	Matematické modelování v programu ANSYS FLUENT.....	89
10.3	Turbulentní modely v ANSYS FLUENTU	90
11	Vliv jiného způsobu čerpání diferencíální komory na rázovou vlnu	93
11.1	Úvod	93
11.2	Simulace proudění v naší komoře.....	93
11.3	Vyhodnocení výsledků pro dané srovnání simulací	98
	Závěr.....	99
	Seznam použité literatury.....	100

Seznam obrázků

Obr. 1: Typická velikost objektů, které lze pozorovat elektronovým mikroskopem [3].	13
Obr. 2: Přehled vznikajících signálů po dopadu primárního elektronového svazku [3].	14
Obr. 3: Schématické znázornění principu transmisního (vlevo) a řádkovacího (vpravo) elektronového mikroskopu [3].	14
Obr. 4: Airyho disky a podmínka rozlišení dvou bodů v obraze [1].	15
Obr. 5: Schématický náčrt elektronového děla [1].	17
Obr. 6: Transmisní elektronový mikroskop s urychlovacím napětím 200 kV (vlevo) a jeho zjednodušený princip (vpravo) [2][3].	18
Obr. 7: Glomerulární smyčky. Zvětšení 6800x, urychlovací napětí 80 kV [6].	19
Obr. 8: Rastrovací elektronový mikroskop (vlevo) a jeho zjednodušený princip (vpravo) [2][7].	20
Obr. 9: Excitační objem (vlevo) a znázornění signálů uvolněných primárními elektrony (vpravo) [1].	21
Obr. 10: Simulace metodou Monte-Carlo pro dráhy elektronů v Cu a Au fólii [1].	21
Obr. 11: Galvanická ochrana. Zvětšení 8000x, urychlovací napětí 20 kV [6].	22
Obr. 12: Příklady aplikací ESEM: rozpouštění krystalů NaCl (vlevo), kapky vody na lidském vlase (uprostřed) a živá mšice (vpravo) [1].	25
Obr. 13: Vakuové schéma moderního EREM s katodou typu LaB ₆ [10].	26
Obr. 14: Scintilačně-fotonásobičový detektor BSE pro velký úhel sběru signálu.	27
Obr. 15: Základní schéma ESD a princip dekontaminace vzorku kladnými ionty [10].	27
Obr. 16: Environmentální rastrovací elektronový mikroskop Aquasem II [9].	28
Obr. 17: Schéma zakoupeného tubusu REM a znázornění svazku PE při průchodu tímto tubusem [10].	29
Obr. 18: Znázornění vakuového schéma u AQUASEM II zahrnující provedené další úpravy [10].	30
Obr. 19: Zobrazení modelu REM AQUASEM II zepředu a zezadu v programu SolidWorks [10].	30
Obr. 20: Vlevo je znázorněn řez DČK společně s detailním pohledem na rozhraní mezi PLA2 a PLA1, vpravo vidíme pro představu 3D řez DČK [10].	31
Obr. 21: Výchozí komora pro experiment.	33
Obr. 22: Závislost hustoty a teploty plynů na vzdálenosti mezi clonami.	34
Obr. 23: Závislost rychlosti a Machova čísla na vzdálenosti mezi clonami.	35
Obr. 24: Znázornění použití kónické clony PLA2 vlevo pro počáteční podmínky a vpravo pro nejlepší experimentálně zjištěné podmínky.	36
Obr. 25: Znázornění počtu částic v závislosti na vzdálenosti od clony PLA1 pro různé tlaky, vlevo $p_0=1000$ Pa, vpravo $p_0=2000$ Pa.	37
Obr. 26: Komora s vloženou přepážkou (vlevo) znázorňující hustotu toku částic na vzdálenosti a znázornění proudnicemi, které nám podle barvy rozdělují Machovu rychlost toku plynu na podzvukovou a nadzvukovou (vpravo).	38
Obr. 27: Znázornění hustoty částic s rovnou PLA2 – vlevo je Danilatův výsledek získaný pomocí metody Monte Carlo, vpravo je výpočet získaný pomocí ANSYS Fluentu.	40

Obr. 28: Porovnání výsledných hodnot rychlosti vlevo a teploty vpravo pro oba typy simulace v závislosti na vzdálenosti primárního svazku.....	40
Obr. 29: Znárodnění hustoty částic pro kónickou PLA2 – vlevo Danilatosův výsledek simulace Monte Carlo, vpravo výpočet pomocí metody kontinua.	41
Obr. 30: Schéma potenciálního (nevířivého) a vířivého proudění: potenciální proudění po křivce (vlevo), potenciální vír (uprostřed), vířivé proudění (vpravo) [14].	46
Obr. 31: Proudění reálné (skutečné) kapaliny: laminární proudění (vlevo), turbulentní proudění (vpravo) [14].	47
Obr. 32: Znárodnění mezní vrstvy na desce [15].	51
Obr. 33: Znárodnění Kármánovy vírové stezky v mracích za vrcholem hory (vlevo) a pro numerickou simulaci pro obtékaný válec (vpravo) [15].	51
Obr. 34: Znárodnění tří režimů pro primární svazek.....	52
Obr. 35: Tlaková hora.	53
Obr. 36: závislost hustoty proudu na rychlosti.....	53
Obr. 37: Závislost průtočného průřezu na rychlosti.....	54
Obr. 38: Lavalova dýza	54
Obr. 39: Optické znárodnění expanze plynu za dýzou [21] [22].....	55
Obr. 40: Porovnání závislosti vzniku rázové vlny na tlaku. Levý sloupec odpovídá 50 Pa a pravý sloupec 2000 Pa.	56
Obr. 41: Základní princip výše zmíněných metod [26].....	58
Obr. 42: Znárodnění principu stínové metody a výsledná vizualizace rázové vlny na stínítku [24].	59
Obr. 43: Příklady stínogramů [27].	59
Obr. 44: Znárodnění principu clonkové metody a její výsledné zobrazení na stínítku [24]. ...	60
Obr. 45: Vizualizace proudění clonkovou metodou pro $Ma = 1,8$ v kanále [24].....	60
Obr. 46: Základní princip interferometru a jeho výsledný obraz na stínítku [24].....	61
Obr. 47: Princip Mach-Zehnderova interferometru [26].....	61
Obr. 48: Interferogram získaný Mach-Zehnderovou metodou [26].....	62
Obr. 49: Srovnání vizualizace proudění v ejektoru pomocí dvou optických metod [26].	62
Obr. 50: Simulace získaná metodou Monte Carlo od Danilatose.	63
Obr. 51: Modifikace komory se skleněnou aperturou.	63
Obr. 52: Teoreticky navržená komora od D. Danilatose (vlevo), simulace metodou kontinua na našem ústavu (vpravo) [29].	65
Obr. 53: Experimentální model komory navržený do výroby [29].	66
Obr. 54: Znárodnění principu Pitotovy trubice [31].	67
Obr. 55: Princip Prandtlovy trubice [32].	67
Obr. 56: Termoanemometr [29].	68
Obr. 57: Odladění tvaru experimentální komory.	69
Obr. 58: Systém rovnic pro fyzikálně-matematický model řešení [35].	70
Obr. 59: Prostředí Workbench.	71
Obr. 60: Založení projektu.	72
Obr. 61: Import geometrie.....	72
Obr. 62: Prostředí Mesheru	73
Obr. 63: Lokální úprava základní sítě.	74

Obr. 64: Umístění nového souřadného systému.....	74
Obr. 65: Navolení lokální oblasti.	74
Obr. 66: Nově definovaná síť.....	75
Obr. 67: Vyhodnocení kvality sítě.	75
Obr. 68: Pojmenované plochy pro okrajové podmínky.	76
Obr. 69: Fluent Launcher.	76
Obr. 70: Základní nastavení.	77
Obr. 71: Metody řešení.....	78
Obr. 72: Rovnice energie.	79
Obr. 73: Volba viskózního modelu.	79
Obr. 74: Turbulentní moduly.	80
Obr. 75: Ukázka řešení pro případ k-epsilon modulu.	81
Obr. 76: Interpolační schémata.	82
Obr. 77: Density Based.	83
Obr. 78: Run Calculation.	84
Obr. 79: Průběh konvergence.	84
Obr. 80: Zobrazení plochy.	85
Obr. 81: Solution Controls – Density Based.	85
Obr. 82: Zobrazení grafických výsledků.	86
Obr. 83: Zobrazení vektorů.	86
Obr. 84: Nastavení grafu pro rychlost – osa Y.....	87
Obr. 85: Změna nastavení rozlišení grafu.	87
Obr. 86: Typické turbulentní struktury [34].....	88
Obr. 87: Metody modelování turbulence (vlevo), rozdělení turbulentních modelů (vpravo) [34].....	89
Obr. 88: Barevné rozlišení oblastí podle používané hypotézy.....	92
Obr. 89: Danilatosova simulace (vlevo), naše srovnávací simulace (vpravo).	93
Obr. 90: Řez novou komorou.....	94
Obr. 91: Rozložení rychlosti.	95
Obr. 92: Srovnání simulace: Danilatos ve Fluentu (vlevo), nová komora (vpravo).	95
Obr. 93: Znázornění hustoty v nové komoře.....	96
Obr. 94: Průběh rychlost ve třech porovnávaných komorách.	97
Obr. 95: Srovnání průběhu teploty v jednotlivých komorách.	98

ÚVOD

Minulé století zaznamenalo obrovský krok kupředu a to zejména vývojem počítačové techniky. Pryč jsou doby, kdy každý, kdo chtěl dokázat své nápady, musel konstruovat složité a drahé modely. V dnešní době stačí počítač, program a vhodný algoritmus a potřebné modely jsme schopni nasimulovat během chvíle. Podobné je to i s modelováním proudění tekutin, které probíhá v programu Ansys Fluent. Ovšem jeho pochopení není věcí již tak snadnou, proto se v této diplomové práci pokusíme do jeho tajů proniknout. Abychom správně uchopili problematiku zadání, bude potřeba začít od počátku a to elektronovou mikroskopií. Na to navážeme výzkumem v oblasti environmentálních mikroskopů, jejíž součástí je diferenciálně čerpaná komora, v níž budeme potřebné proudění simulovat. Jelikož se náš výzkum týká mechaniky proudění plynů, je potřeba se této oblasti věnovat podrobněji, zejména turbulentnímu proudění skrz clonu, kde dochází v našem případě ke vzniku nadzvukových rychlostí. Po pochopení potřebných informací nám poté již nic nebude stát v cestě pro dobrání se ke správným výsledkům.

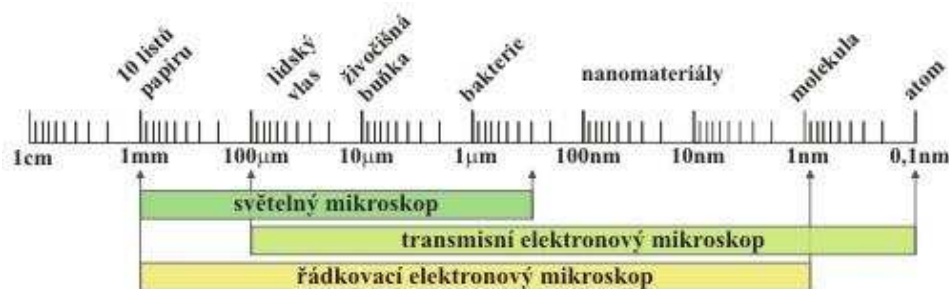
1 Elektronová mikroskopie

1.1 Úvod do historie elektronové mikroskopie

Svět kolem nás je sám o sobě velmi zajímavý, ale lidé již v daleké historii toužili spatřit věci pro ně neznámé a prozkoumat vše tajemné. A pro tyto výzkumy byly sestrojeny přístroje, které člověku umožňují vidět věci, které by jinak zůstaly zastřeny tajemstvím. Je zajímavé, že historie jak dalekohledů, tak mikroskopů je datována téměř shodně – do začátků 17. stol. Od této doby šel vývoj stále kupředu. V této diplomové práci se zaměřím na svět mikroskopický, ve kterém je potřeba zkoumat věci z blízka. Stále bychom ovšem zůstávali na úrovni optických mikroskopů (kde jsme omezeni rozlišovací schopností, jež je úměrná vlnové délce použitého záření – viditelné světlo má 400 – 700 nm), kdyby v roce 1897 J. J. Thompson neobjevil elektron. Ale až Luis de Broglie nám roku 1925 otevřel cestu do mikrosvěta a nanosvěta svým objevem, kterým definoval u těchto částic nejen korpuskulární, ale i vlnový charakter, který byl vzápětí potvrzen elektronovou difrakcí. A tak cesta do elektronové mikroskopie mohla začít [1].

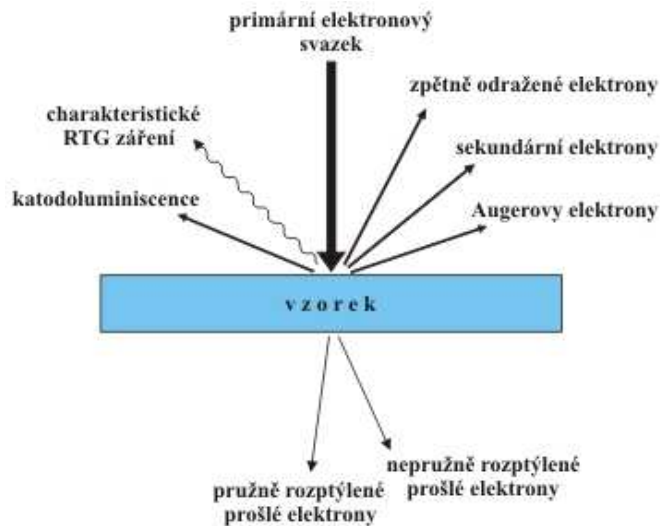
1.2 Rozdělení elektronových mikroskopů

Jak bylo již dříve zmíněno, vychází elektronové mikroskopy ze stejného principu jako optické. Jen je místo viditelného světla použit svazek elektronů a místo fokusovacích čoček jsou použity elektromagnetické cívky (solenoidy). Ovšem díky čemu můžeme nyní bez nadsázky říci, že elektronové mikroskopy jsou nejvšestrannější přístroje pro pohled do mikro a nanosvěta pro jakýkoliv výzkum – je vlnová délka elektronů ($\sim 0,01 - 0,001$ nm.). Ta je vůči světlu mnohonásobně kratší a tím nám dovoluje dosáhnout podstatně vyššího rozlišení. Níže na obrázku 1 je přehled velikostí objektů, které lze pozorovat mikroskopem. Pro srovnání je uveden i rozsah světelného mikroskopu [2].



Obr. 1: Typická velikost objektů, které lze pozorovat elektronovým mikroskopem [3].

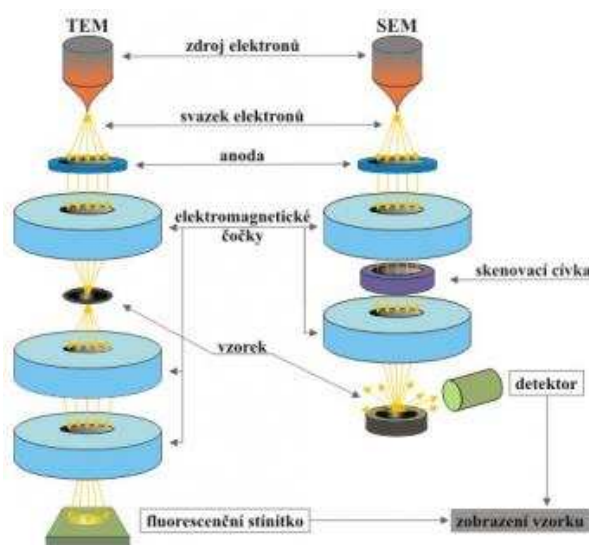
Výrazným omezením v případě elektronového mikroskopu ale je, že pokud již pracujeme s proudem elektronů, musíme tento svazek mít umístěn ve vakuu, aby nedocházelo k interakci s dalšími molekulami okolního plynu a nedošlo k ovlivnění dráhy letícího elektronu. Díky tomu ale můžeme získat kompletní informaci o daném vzorku – mikrostruktura, krystalografii, chemickém složení apod. Při dopadu urychlených elektronů na daný vzorek dochází ke vzájemné interakci a vzniká mnoho signálů nesoucí informace o pozorovaném vzorku. Záleží na potřebě, který signál zrovna detekujeme. Přehled signálů vznikajících při dopadu elektronů na vzorek je na obrázku 2. Je-li vzorek dostatečně tenký, část elektronů jím projde.



Obr. 2: Přehled vznikajících signálů po dopadu primárního elektronového svazku [3].

Elektronové mikroskopy se dále dělí v závislosti právě využívaných signálů na dvě hlavní skupiny (obr. 3):

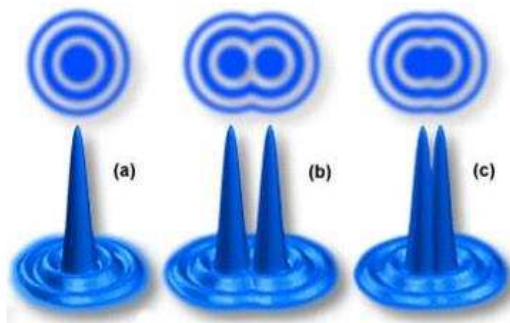
- TEM (transmission electron microscope) – kdy je využito právě signálu prošlých elektronů a tím získáváme informaci o vnitřní struktuře vzorku a
- SEM (scanning electron microscope) - kdy je využit ostatní signál, který nám podává informaci k analýze daného povrchu vzorku.



Obr. 3: Schématické znázornění principu transmisního (vlevo) a řádkovacího (vpravo) elektronového mikroskopu [3].

1.3 Světlo versus elektron a vakuum

Jak již bylo výše zmíněno, de Broglie konstatoval u elektronu vlnovou podstatu. To nám mnohonásobně zlepšuje hodnoty rozlišení, neboť viditelné světlo používané v optickém mikroskopu je omezeno právě kvůli své velké vlnové délce. Ernest Abbé vyšel z teorie Airyho disků, která nám udává, za jakých podmínek jsou ještě rozlišitelné dva body v obraze (obr. 4).



Obr. 4: Airyho disky a podmínka rozlišení dvou bodů v obraze [1].

Pro výpočet vzdálenosti jejich maxim pak použijeme vztah, který odvodil Abbé:

$$d_{min} = 0,61 \left(\frac{\lambda}{n} * \sin \alpha \right). \quad (1)$$

Po dosažení vlnové délky elektronového svazku do vztahu nám vychází rozlišení teoreticky o 5 řádů lepší vůči optickému mikroskopu. Samozřejmě je to pro ideální případ. Ve skutečnosti dochází k různým vadám zobrazení (sférická a chromatická vada, nebo osový astigmatismus...), díky nimž nám rozlišovací schopnost klesá. Z těchto důvodů je zobrazení lepší asi jen o 2 až 3 řády, ovšem i toto rozlišení stačí k pozorování jednotlivých atomů, neboť už je v řádu desetin nm.

Pro případ výpočtu vlnové délky λ v praxi, kdy známe hodnotu urychlovacího napětí $U[V]$, musíme již zahrnout relativistické vztahy. Pokud tedy elektron o energii E a hybnosti p má i frekvenci f a vlnovou délku λ , tak po dosažení do de Broglieho vztahu dostaneme

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2emU(1 + \frac{eU}{mc^2})}} \approx \frac{h}{\sqrt{2emU}} \quad (2)$$

Když dosadíme hodnoty pro známé konstanty, tak dostáváme vztah:

$$\lambda = \frac{1,226}{\sqrt{U}}. \quad (3)$$

Z tohoto vztahu si již můžeme jednoduše zjistit, jakou vlnovou délku používají běžné elektronové mikroskopy – v případě SEM kde $U = 10$ kV, je vlnová délka $\lambda = 0,01226$ nm, v případě TEM je $U = 100$ kV a $\lambda = 0,0037$ nm. Při opětovném porovnání s optickým mikroskopem používajícím vlnovou délku viditelného světla (cca 500 nm) lze názorně vidět, že získané informace elektronového mikroskopu budou mnohonásobně podrobnější [1].

Hlavní nevýhodou oproti optickému mikroskopu je, a to bylo již zmíněno dříve, potřeba vysokého vakua v celém elektronovém mikroskopu. Jak pro případ elektronové trysky, kde by mohlo dojít k ionizaci vzduchu a následnému elektrickému výboji mezi katodou a anodou

trysky, tak pro případ tubusu a pozorovaného vzorku, které by byly kontaminovány molekulami plynu, tudíž by nám značně zkreslovaly výsledek.

Pro dosažení tohoto pracovního vakua (minimálně 10^{-3} až 10^{-5} Pa) bývá mikroskop vybaven různými druhy vývěv. Pro základní předčerpání je použita rotační olejová vývěva, která je schopna dosáhnout tlaku 10^{-1} Pa. Poté se zapíná difúzní vývěva čerpající až do tlaku 10^{-3} Pa a pro finální získání potřebného tlaku až 10^{-7} Pa je použita iontová vývěva. Speciálně prostor elektronové trysky vyžaduje tento nejvyšší stupeň vakua.

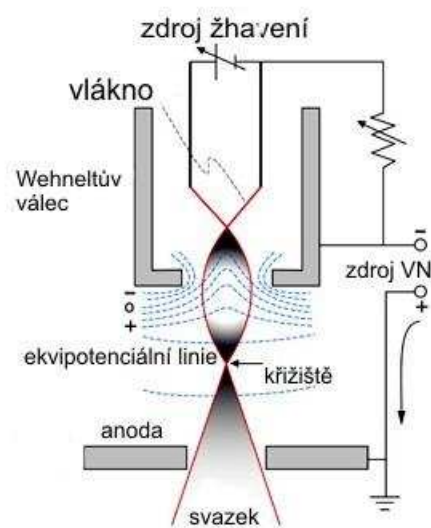
A nyní se podíváme podrobněji na nejdůležitější část každého elektronového mikroskopu a tou je zdroj elektronů. V tomto případě je nazýván elektronová tryska neboli elektronové dělo. Tento mechanismus je založen na emisi elektronu z atomu, který je vázán výstupní energií E_v . Pokud chceme elektron z této vazby uvolnit, musíme mu dodat energii, která bude větší než E_v . V dnešní době jsou dva nejpoužívanější typy emise a to:

- termoemise – kdy dochází ke žhavení vlákna (katody) dokud nedojde k překročení tzv. mezní teploty, čímž jsou uvolněny elektrony a
- autoemise – kdy je naproti kovovému vlákně ve tvaru hrotu umístěna elektroda mající vysoké kladné napětí, které je schopno vytrhávat elektrony z hrotu.

Nejběžnější katoda je vyráběna z wolframu, který je vhodný jak pro svou nízkou výstupní energii valenčních atomů ($E_v = 4,5$ eV), tak pro vysoký bod tání ($T = 3653$ K). Výhodou tohoto vlákna je, že nevyžaduje vysoké vakuum. Ovšem životnost je značně malá (asi 40 hodin), proto se častěji začíná používat katoda z LaB_6 (hexaborid lanthanu), která má až 10krát větší emisi elektronů a také provozní doba této katody je mnohonásobně větší (asi rok běžného provozu mikroskopu). Ovšem značná nevýhoda je ta, že je zapotřebí mnohem vyšších hodnot vakua (min. 10^{-4} Pa). V případě nejvýkonnějších elektronových mikroskopů, které jsou schopny docílit velmi vysokého vakua (10^{-6} až 10^{-7} Pa) je používán autoemisní zdroj, který má životnost až několik let a možnost docílit až tisícnásobné elektronové hustoty [1].

V praxi jsou od elektronového děla požadovány vlastnosti, jako je koherentní svazek elektronů, jejichž emisní energie by měla být stejná, stejně jako jejich průvodní vlna by se měla nacházet ve stejné fázi. Dlouhodobá stabilita a nízký šum, stejně jako nízké náklady na provoz a jednoduché ovládání by měly být už v dnešní době samozřejmostí. Schématické nákres elektronového děla je vidět na obrázku 5.

Těchto požadovaných vlastností se v elektronovém dělu dosahuje tak, že kolem katodového vlákna emitujícího elektrony je umístěn Wehneltův válec s otvorem uprostřed, za nímž je umístěna anoda s otvorem. Tento válec má záporné předpětí, jehož působením vzniká mrak elektronů kolem vlákna. Ty jsou dále odsávány směrem k anodě a jen ty, které mají správný směr, získají vhodnou rychlost k dalšímu postupu do tubusu. Tento svazek vytváří před vstupem do anody tzv. křižště, což je nejužší místo svazku a my ho můžeme dále považovat za bodový zdroj urychlených elektronů. Čím je dokonalejší kruhovitosť vlákna v křižšti, tím jsou výše požadované vlastnosti lepší, tzn. zdroj elektronů je bodový a koherentní [1][3].



Obr. 5: Schématický náčrt elektronového děla [1].

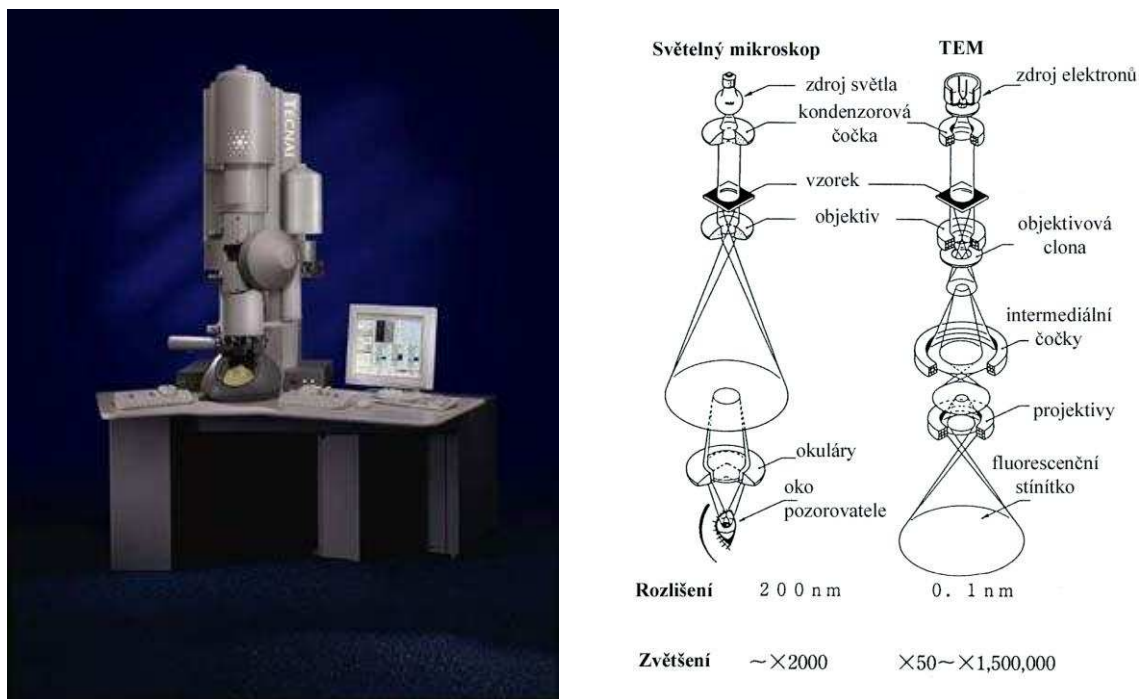
Vycházející svazek elektronů z elektronového děla je dále upravován systémem clonek a čoček, které vytvářejí celou další ozařovací soustavu elektronového mikroskopu.

1.4 TEM – Transmisní (prozařovací) elektronový mikroskop

A nyní se již podíváme podrobněji na jednotlivé typy elektronových mikroskopů. Prvním tedy, který se objevil na Vysoké škole v Berlíně, byl TEM, který sestrojil tým vedený M. Knollem a E. Ruskou již kolem roku 1930. Motivací bylo již výše zmíněné omezení světelného mikroskopu. Tento elektronový mikroskop byl původně konstruován na pozorování biologických vzorků, ale později jím byly poprvé zkoumány i lomové plochy u uhlíkových replik. V případě prvních biologických preparátů byl pozorován spíše obrys než vnitřní struktura, neboť pozorování těchto preparátů bylo limitováno právě prostupností elektronů. Je totiž potřeba mít dostatečně tenký preparát a musí být zbaven veškeré vody, což je další důležitý požadavek pro používání TEM. Proto po jeho vynalezení docházelo i k dalšímu vývoji v oblasti mikrotomie preparátů, které vedly k dnešním ultramikrotomům a diamantovým nožům. Již v roce 1936 byl postaven první komerční mikroskop, ovšem další výzkum byl zpomalen 2. sv. válkou. Poté ale již nic nestálo v cestě jeho vývoje. Již rok 1949 byl důležitým milníkem pro studium mikrostruktury kovů, neboť byla poprvé kovová fólie natolik ztenčena, že šla již prosvětlit elektrony (cca 200 nm). Při dalším výzkumu bylo ale brzy zjištěno, že je potřeba hluboké znalosti interakce dopadajících vln s preparátem. V monografii, která je známa jako první „bible“ TEM, je skupinou vedenou profesorem Hirschem v Cambridgi vypracována teorie difrakčního kontrastu, díky které jsme dneska schopni interpretovat všechny známé čárové a plošné krystalové poruchy. V dnešní době je TEM pro materiálový výzkum nepostradatelný – je zde totiž možnost dosahovat atomového rozlišení. Pokud je u TEM připojen RTG detektor a elektronový spektrometr, jsme schopni provádět také kvantitativní

chemickou analýzu. Další výhodou je, že máme možnost pozorovat zkoumaný materiál během ohřívání, chlazení nebo deformaci přímo uvnitř elektronového mikroskopu [4].

Pro dobrou představu, jak TEM vypadá, si můžeme představit světelný mikroskop. Místo světelného zdroje je zde elektronové dělo, jako skleněné čočky jsou zde elektromagnetické cívky a fluorescenční stínítko nám nahrazuje okulár. To vše je umístěno ve vakuu. Jedinou změnou je, že oproti skleněným čočkám jsou ty elektromagnetické nastavitelné (změníme-li proud procházející cívkou, upravíme i ohniskovou vzdálenost čočky). Příklad mikroskopu TEM můžeme vidět na obrázku 6 (vlevo) spolu se schématickým zjednodušením (vpravo).



Obr. 6: Transmisní elektronový mikroskop s urychlovacím napětím 200 kV (vlevo) a jeho zjednodušený princip (vpravo) [2][3].

A nyní se již zaměříme na nejdůležitější část pro běžného uživatele, a tou je interakce elektronů se vzorkem a jeho následná analýza. Vzorek ve formě tenké folie ozařujeme elektrony o energii stovek kV. Podle obrázku 2. můžeme prošlé elektrony rozdělit na dva typy – ty jenž interagují pružně (se zanedbatelnou výměnou kinetické energie) se vzorkem a ty, které interagují nepružně, a tudíž dochází k tzv. elektronovým excitacím. V případě nepružných srážek elektronů se výrazně sníží jejich energie a díky změně jejich vlnové délky dochází ke zhoršení chromatické aberace. Čím větší tloušťka vzorku, tím je tato vada patrnější. V případě pružných srážek dochází sice ke změnám směru elektronů, ale jejich energie zůstává zachována. Čím blíže prolétávají kolem jádra v atomu, tím je jejich vychýlení z počátečního směru výraznější. Obraz na stínítku je tvořen jen částí elektronů, ty s velkým vychýlením jsou zachytávány clonou objektivu a vyřazeny. Tímto způsobem vzniká kontrast obrazu, jelikož se mění intenzita elektronového svazku. Dále elektrony, které jsou vychýleny pod různými úhly, způsobují fázový kontrast tvořící různé stupně šedi. V případě krystalického materiálu dochází na krystalových rovinách k difrakci elektronů. Tento difrakční obrazec můžeme zkoumat buď

sám o sobě, nebo ho můžeme dále použít na výběr správné orientace pro vznik požadovaného kontrastu [5].

Poslední fáze při práci s TEM je zobrazení pozorovaného vzorku. K tomu se používá stínítka pokryté luminoforem (nejčastěji ZnS). Na stínítku je poté možnost pozorovat vzniklý obraz z odstínů zelené barvy. Další možností záznamu je fotografický film, ovšem v současnosti začíná jejich místo přebírat speciální digitální kamery, tzv. Slow-scan CCD kamery (SSD). Je zřejmé, že tento poslední způsob zaznamenávání je praktičtější, hlavně kvůli jejich rychlosti záznamu bez nutnosti vyvolávat film. Na obrázku 7 je záběr biologického materiálu, přesněji glomerulární smyčky z lidských ledvin zodpovědné za filtraci krve.



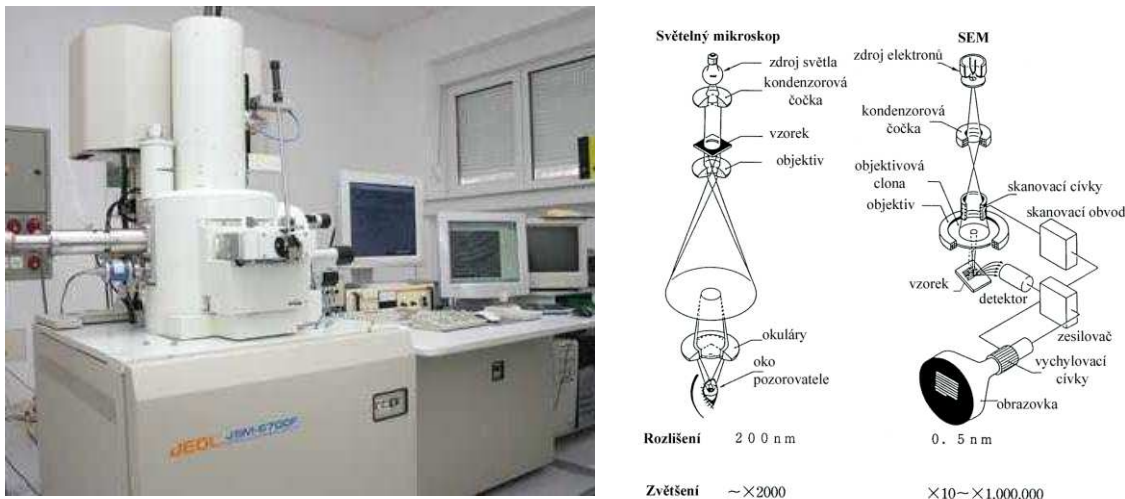
Obr. 7: Glomerulární smyčky. Zvětšení 6800x, urychlovací napětí 80 kV [6].

1.5 SEM – Skenovací (rastrovací) elektronový mikroskop

Historie tohoto typu elektronového mikroskopu se začala psát o něco později než u TEM, a to přestože byl již teoreticky představen německým fyzikem Maxem von Ardennem roku 1938. Zkonstruován byl v roce 1942 V. K. Zworykinem a kol., a jako první komerční skenovací elektronový mikroskop byl představen až roku 1965 firmou Cambridge Scientific Instruments díky výzkumnému týmu vedeným C. W. Oatleyem. Díky tomuto objevu se nám otevřel trojrozměrný pohled do mikrosvěta.

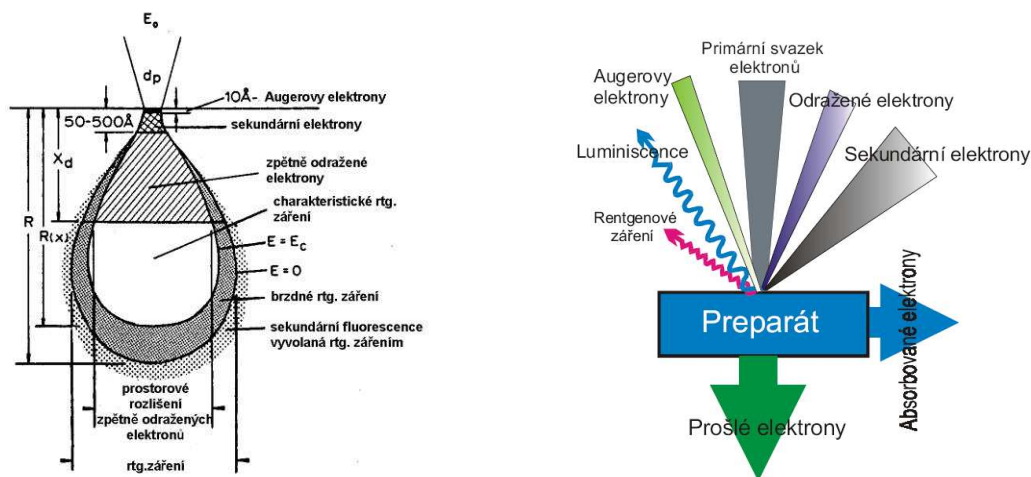
Významným kladem v případě SEM vůči TEM je, že z pohledu běžného uživatele je příprava vzorku velmi jednoduchá. Není totiž potřeba speciálních ultratenkých řezů. Velikost daného vzorku je omezena pouze velikostí vakuové komory, do níž vkládáme vzorek. Hlavní

popularita SEM vůči TEM vychází z možnosti získat jednoduše obrázky povrchů širokého spektra materiálů. Na obrázku 7 máme pro představu znázorněn rastrovací elektronový mikroskop, který můžeme porovnat s mikroskopem světelným. I zde můžeme vidět částečnou analogii [1].



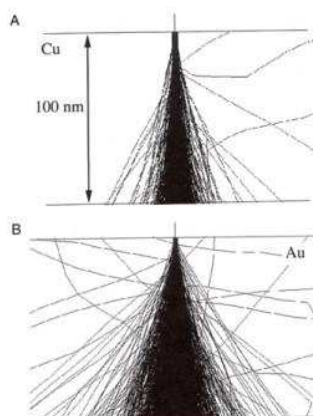
Obr. 8: Rastrovací elektronový mikroskop (vlevo) a jeho zjednodušený princip(vpravo) [2][7].

Jak již bylo výše zmíněno, v případě TEM nás zajímaly primárně elektrony prošlé vzorkem. Pro případ SEM nás budou zajímat, laicky řečeno – elektrony odražené a ostatní vznikající signály. Tedy urychlené elektrony dopadají na vzorek, kde dochází k pružným a nepružným interakcím. Tato energie primárních elektronů nám značně ovlivňuje tzv. excitační objem (obr. 9), což je tvar oblasti pod povrchem, ze které se uvolňují jednotlivé signály. Čím je energie primárních elektronů nižší, tím je tato oblast mělkší do hloubky, zato větší do šířky. Vliv na hloubku průniku má i složení vzorku. Čím více bude daný vzorek obsahovat těžší kovy, tím větší bude i produkce odražených elektronů na rozdíl od vzorku tvořeného z lehkých prvků. Samozřejmě i hloubka průniku primárních elektronů bude pro těžší kovy menší. Tyto primární elektrony proniknou pod povrch vzorku, kde se začnou pohybovat náhodným a velmi chaotickým pohybem. Tento pohyb přispívá ke generaci dalších signálů (sekundární elektrony – SE, rentgenové záření – RTG, Augerovy elektrony – AE aj. (obr. 9).



Obr. 9: Excitační objem (vlevo) a znázornění signálů uvolněných primárními elektrony (vpravo) [1].

Pokud bychom chtěli určit, za jakých podmínek dané signály vznikají – např. jejich hloubku, nebo jakého prostoru či objemu dosahují, použijeme speciální statistické metody simulace drah elektronu. Pomocí nejznámější metody Monte-Carlo, která používá náhodných čísel, jsme schopni chaotický pohyb elektronů a jejich objem přibližně popsat. Na obrázku 10 je znázorněna simulace elektronů ve dvou různých fóliích – 100 nm Cu a 100 nm Au. Pověšme si, jak roste se zvyšujícím se protonovým číslem i rozptyl elektronů [3].



Obr. 10: Simulace metodou Monte-Carlo pro dráhy elektronů v Cu a Au fólii [1].

V případě SEM jsou nejdůležitější dva typy získaného signálu od povrchu:

BSE – zpětně odražené primární elektrony, které vznikají při pružných interakcích. Elektron je odchýlen podle toho, jak blízko se při jeho průchodu atomem nachází od jádra. Čím je tato vzdálenost menší, tím je daný úhel odchylky větší. Při jistých malých vzdálenostech se tak tyto elektrony jeví jako zpětně odražené.

SE – sekundární elektrony, které vznikají při nepružných interakcích primárních elektronů s elektronovým obalem. Tyto elektrony vystupují z menší hloubky než BSE, kopírují tedy povrch a přináší nám informace o jeho topografii.

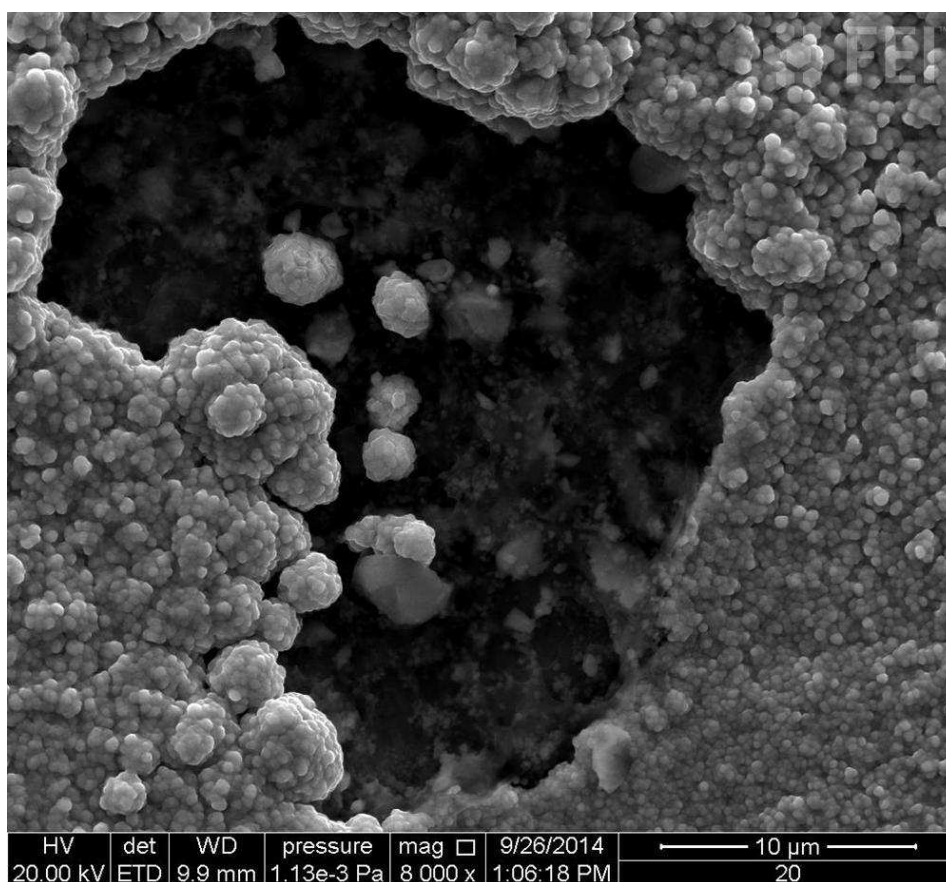
Z obrázku 9 vidíme, že při interakci primárních elektronů se vzorkem vznikají další signály, které, pokud máme vhodný detektor na jejich zachycení, nám můžou poskytnout další důležité informace a to:

RTG emise – kdy dochází k vyrazení elektronu z vnitřních vrstev obalu primárním elektronem. Toto volné místo ve slupce je okamžitě zaplněno elektronem z vnější slupky atomu. Vzniklá energie je vyzářena ve formě fotonu rentgenového záření. Tato analýza charakteristického rentgenového záření nám umožní získat přesné chemické složení daného vzorku.

Emise Augerových elektronů – kdy dochází ke stejnému jevu jako v případě RTG záření, jen vzniklá energie při přeskočení elektronu do vnitřní slupky není vyzářena, ale je předána jinému elektronu ve vnější slupce, který ji tak může opustit. Tato energie je velmi nízká, proto je tento elektron registrován z nanometrových hloubek materiálů. Tento signál slouží hlavně k popisu povrchových jevů pevných látek.

Katodoluminiscence – kdy je vzniklá energie fotonu vyzářena ve viditelné oblasti [5].

Na obrázku 11 je příklad snímku pořízený mikroskopem Quanta. Jedná se o detail galvanické ochrany povrchu oceli se zjevnou nedokonalostí v pokrytí ve tvaru jednoho ze světadílů, která v budoucnu pravděpodobně způsobí korozi oceli.



Obr. 11: Galvanická ochrana. Zvětšení 8000x, urychlovací napětí 20 kV [6].

1.6 Výhody a nevýhody TEM a SEM

Nyní si na závěr této kapitoly shrneme, jaké jsou výhody a nevýhody pro běžného uživatele těchto elektronových mikroskopů.

Největší výhodou, jak již bylo výše mnohokrát zmíněno (je to jedna z klíčových vlastností jak TEM, tak SEM) je jejich vysoká rozlišovací schopnost v nm a velká hloubka ostrosti (mm).

Další značnou výhodou je možnost získat trojrozměrný obraz daného vzorku.

Také možnost získání přesného chemického složení je značně důležitá.

A v neposlední řadě musíme zmínit i již snadnou obsluhu nových přístrojů.

Ovšem i tyto fascinující zařízení mají své nevýhody a tou největší je potřeba velmi vysokého vakua v celém přístroji.

V případě TEM jsme značně omezeni složitostí přípravy potřebných vzorků, jelikož musí být velmi tenké.

Omezení jsme stejně i nároky zařízení na prostor a jeho vysokou pořizovací cenou.

A co je důležité (ještě jednou to zde zmíníme, jelikož na tento problém se zaměřuje další kapitola), že celý prostor – tudíž i vzorek, musí být ve vakuu a nelze tedy pozorovat jak živé organismy, tak tento vzorek nesmí obsahovat jakékoliv množství vody [2].

2 Environmentální skenovací elektronová mikroskopie

2.1 Úvod do problematiky ESEM

A nyní si představíme jeden z dalších vývojových trendů elektronových mikroskopů posledního desetiletí. Jak již bylo v předchozí kapitole řečeno, vzorky, které jsou zkoumány v SEM, musí být speciálně upraveny a to tak, že jsou suché, čisté, elektricky vodivé a hlavně musí snést vakuum. Což je u značného množství vzorků problematické (např. kosmetické přípravky, vlněné nebo bavlněné tkaniny, tuky a emulze, nebo též živé organismy). Jedinečným řešením právě pro výzkum těchto problematických vzorků je „environmentální“ skenovací elektronový mikroskop ESEM (česky pak EREM), který je dalším vývojovým stupněm SEM. Princip konstrukce zůstává stejný, odlišují se pouze tím, že v případě ESEM je komora se vzorkem oddělena od vakuového prostředí v tubusu a to speciální diferenciálně čerpanou komorou. Díky tomu jsme schopni pozorovat vzorky živé i neživé přírody ve vysokém tlaku plynů – až 3 kPa, kdy se nám nejenže povrch vzorku nevodivého materiálu nenabíjí, ale také jsme schopni uchránit vlhký vzorek před vyschnutím.

Důvodem, proč nedochází k nabíjení pozorovaného vzorku je to, že ačkoliv je tlak v komoře vzorku vyšší než 200 Pa, tak při srážkách primárních a sekundárních elektronů s atomy a molekulami plynu dochází právě ke vzniku iontů, díky kterým je nabíjení vzorku dopadajícími elektrony dostatečně kompenzováno. Takto můžeme pozorovat nevodivé vzorky, aniž bychom je museli pokrývat elektricky vodivou vrstvou. Při ještě o něco vyšším tlaku (611 Pa) lze již pozorovat objekty, které obsahují vodu, aniž by docházelo k jejich vyschnutí nebo zničení jejich struktury [8].

2.2 Historie a využití ESEM

S touto myšlenkou pozorování vlhkého vzorku v TEM poprvé přišli Fullam a Swift, ale až roku 1970 provedl první zkoumání vlhkého vzorku pomocí SEM Lane. Tento nápad – oddělení tubusu s nízkým vakuem od komory s vysokým vakuem – byl v roce 1974 zrealizován Robinsonem, který použil speciální scintilační detektor BSE. Ten se také dále zabýval touto problematikou. Ale až práce Shaha s Beckettem a Danilata odstartovaly prudký rozvoj mikroskopie s vysokým tlakem. Jejich práce, které se zabývaly způsobem, jak pomocí dvou clon a diferenciálně čerpaného prostoru oddělit vysoké vakuum od nízkého, významně přispěly k dalšímu rozvoji tohoto systému. Právě Danilatos zavedl pro tento systém termín „environmental scanning microscope“ ESEM, neboli environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM).

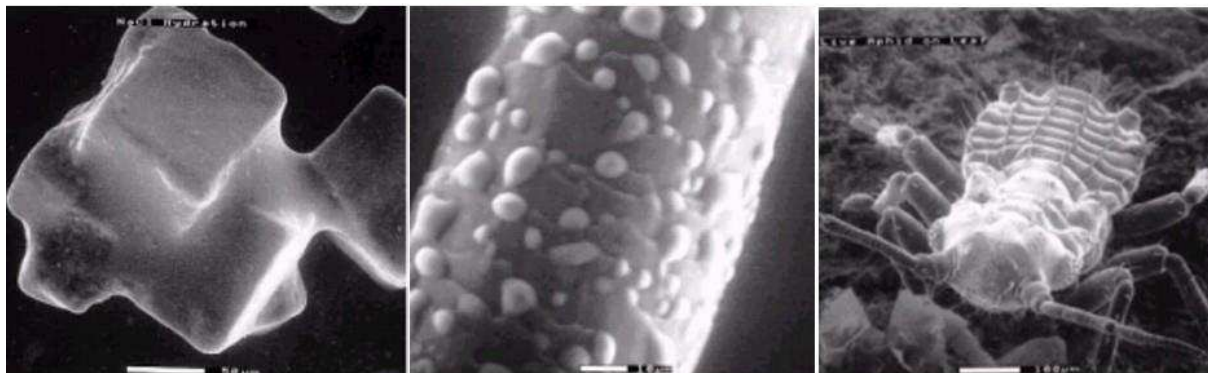
Ovšem v počátcích vývoje tohoto specializovaného mikroskopu byla jedna komplikace, která musela být překonána. A to ta, že nebyl dostatek vhodných detektorů elektronů, které by zvládly pracovat v atmosféře komory. Tento problém byl vyřešen díky firmě ElectroScan z Bostonu, která tento detektor pracující v plynném prostředí vyvinula. Jeho funkce je založena na kaskádním zesílení nejen signálu sekundárních elektronů, ale také pro tvorbu kladně

nabitých iontů, které jsou používány pro potlačení záporného náboje na vzorku. Výsledná koncepce ESEM byla touto firmou patentována a uvedena na trh už roku 1988.

Hlavní nevýhodou tohoto inovátorského zařízení vůči SEM je, že dochází ke zhoršení rozlišovací schopnosti mikroskopu. To je způsobeno rozptylem primárního elektronového svazku, který interaguje s molekulami a atomy plynu v důsledku vysokého tlaku v komoře. Tento rozptyl roste v závislosti na zvyšujícím se tlaku plynu, klesajícím urychlovacím napětím svazku a pracovní vzdálenosti. Ovšem toto zhoršení je víc než dost kompenzováno právě možností pozorovat dané problematické vzorky (Obr. 12) [10].

Možnosti ESEM:

- zkoumat jak živé tak neživé, vodivé i nevodivé vzorky,
- zkoumat vlhké vzorky či jejich změny při změně skupenství (kondenzace, tání, vypařování, tuhnutí aj.),
- zkoumat reakce chemických, nebo chemicky agresivních látek v komoře,
- zkoumat vzorky při mechanickém či tepelném namáhání,
- zkoumat vzorek z hlediska materiálového, topografického, či napěťového kontrastu aj. [8][9].



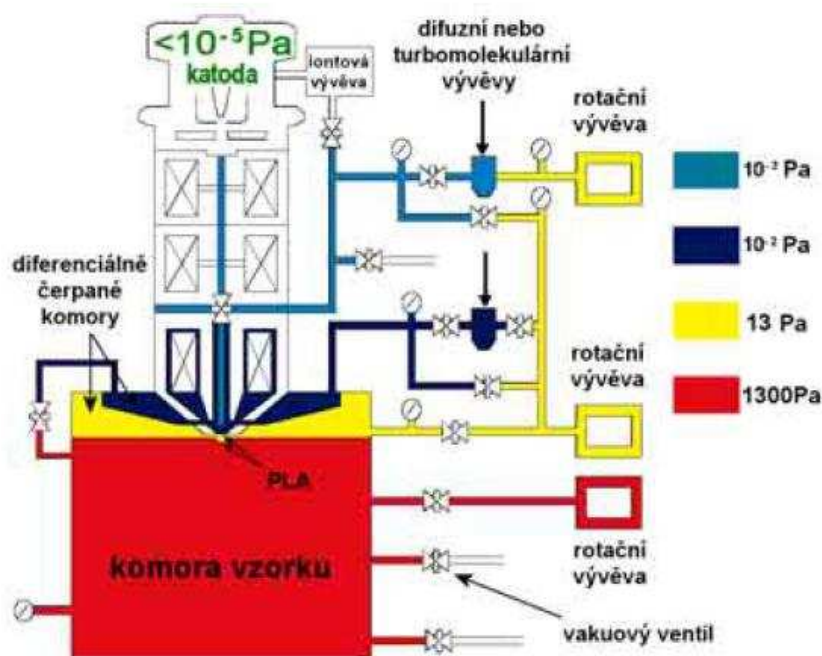
Obr. 12: Příklady aplikací ESEM: rozpouštění krystalů NaCl (vlevo), kapky vody na lidském vlase (uprostřed) a živá mšice (vpravo) [1].

2.3 ESEM typu AQUASEM

Tedy pokud propojíme tubus s vysokým vakuem s komorou vzorku s vakuem nízkým systémem diferenciálního čerpání a speciálním dvojitým párovým scintilačním detektorem pro BSE, získáváme mikroskop, jež se nazývá AQUASEM. Tímto přístrojem je možnost pozorovat vzorky v komoře při tlaku do 2 000 Pa. V dnešní době je již vše řízeno počítačem, který nám umožňuje získat obrázek vzorku v bitové mapě (*.bmp) a udělat jeho následnou potřebnou analýzu.

Důležitou součástí mikroskopu je systém diferenciálně čerpaných komor, které jsou od sebe odděleny clonami omezujícími tlak („pressure limiting aperture“ – neboli PLA). Ve středu každé z těchto clonek je otvor o průměru desítek až stovek mikrometrů, kterým prochází optická osa mikroskopu. Takto je omezeno proudění plynu do vysokovakuového systému, přičemž primárnímu svazku v dráze bráněno není. Clona, kterou je oddělena komora vzorku od

diferenciálně čerpané komory, je zároveň používána jako aperturní clona projekční čočky mikroskopu. Takto jsme schopni minimalizovat proudění plynu a maximalizovat zorné pole mikroskopu. Pro příklad je na obrázku 10 znázorněno vakuové schéma pro moderní ESEM s katodou LaB₆ s podrobnějším nákresem systému diferenciálně čerpaných komor [10].



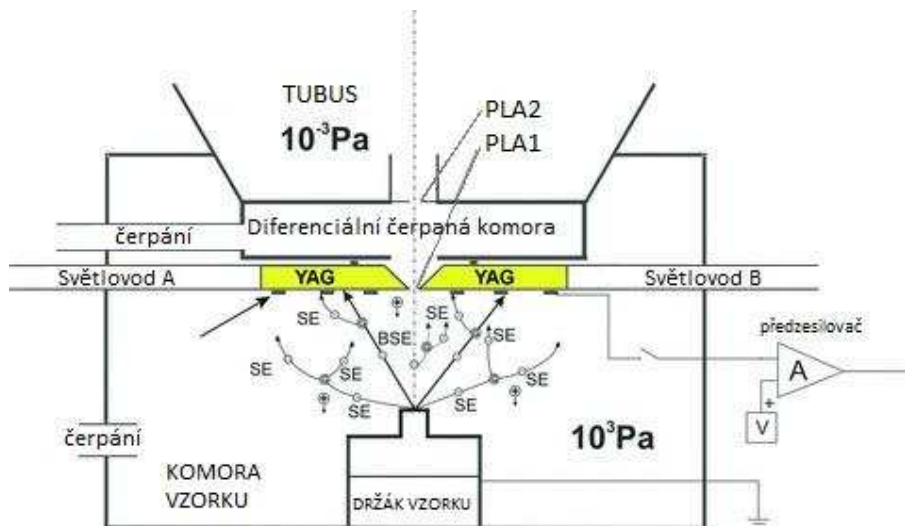
Obr. 13: Vakuové schéma moderního EREM s katodou typu LaB₆ [10].

Díky tomuto účinnému systému čerpání, vhodné regulaci tlaku a možnosti přesně řídit vakuové ventily, je moderní EREM schopen pracovat v různých režimech.

Režimy mikroskopu AQUASEM:

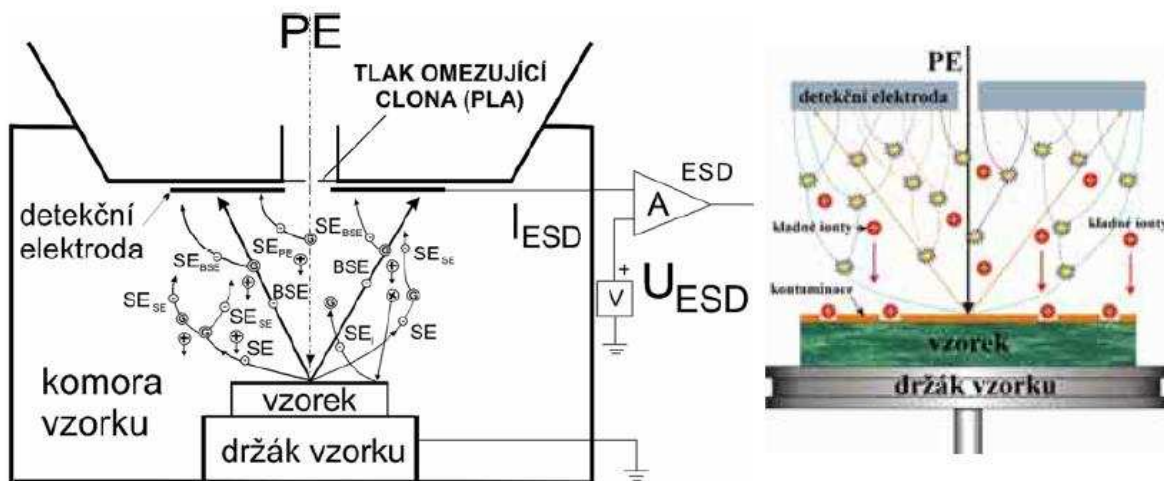
- stejně jako SEM v režimu sekundárních elektronů,
- nebo jako ESEM v režimu odražených elektronů užívající detekci iontů pro vlhké vzorky, izolanty a biologické preparáty.

Další nedílnou součástí tohoto mikroskopu musí být detektor a to jak detektor zpětně odražených elektronů – BSE, tak detektor sekundárních elektronů – SE. Ačkoliv těchto druhů detektorů je více, uvedeme si pro názornost pro každý případ jen ten nejpoužívanější. V případě BSE, pohybujících se téměř bez ztráty energie na krátkých drahách a jejichž trajektorie jsou téměř přímé, je potřeba umístit detektor v co nejkratší vzdálenosti od vzorku. Tedy nejčastěji je používán tzv. scintilační detektor, kterým jsme schopni detekovat jak BSE, tak SE. Ovšem pro případ chodu komory vzorku za vysokého vakua takto SE již detekovat nelze. Na obrázku 14 je případ scintilačně-fotonásobičového detektoru BSE pro velký úhel sběru signálu. Toto je nejúčinnější způsob detekce BSE, protože tento scintilátor je možno zároveň použít jako tlak omezující clonu (PLA). Důležitým prvkem v případě tohoto detektoru je monokrystal YAG (yttrito hlinitý granát –Y₃Al₅O₁₂), ve kterém dochází po dopadu signálních elektronů k energiové přeměně elektron-foton. Vzniklé fotony prochází světlovodem a jsou dále zpracovávány v elektronických obvodech mikroskopu [10].



Obr. 14: Scintilačně-fotonásobičový detektor BSE pro velký úhel sběru signálu.

V případě detektoru SE v mikroskopu pracujícím v režimu EREM jsou vytvářeny zcela specifické požadavky z důvodů právě vysokého tlaku v komoře. Tyto detektory pracují na principu ionizace molekul plynů. Nejběžnější je ESD, neboli ionizační detektor sekundárních elektronů, používající nárazovou ionizaci v plynu, což způsobuje zesílení detekovaného signálu. Pro zjednodušenou představu si tento detektor lze přirovnat k deskovému kondenzátoru s plynným dielektrikem. Pro představu je tento detektor – ESD zobrazen na obrázku 15.



Obr. 15: Základní schéma ESD a princip dekontaminace vzorku kladnými ionty [10].

2.4 AQUASEM II

Ovšem v případě této diplomové práce se budeme zabývat již pokročilejším typem ESEM, jelikož typ AQUSEM I je již zastaralý. Nový přístroj, kterým se budeme dále zabývat, se nazývá AQUASEM II (obr. 16) a je umístěn v Ústavu přístrojové techniky AV ČR.



Obr. 16: Environmentální rastrovací elektronový mikroskop Aquasem II [9].

AQUASEM II je experimentální nekomerční zařízení, které vzniklo v rámci disertační práce Dr. Neděly. Jako základ je použit mikroskop REM Vega od firmy TESCAN, a.s.

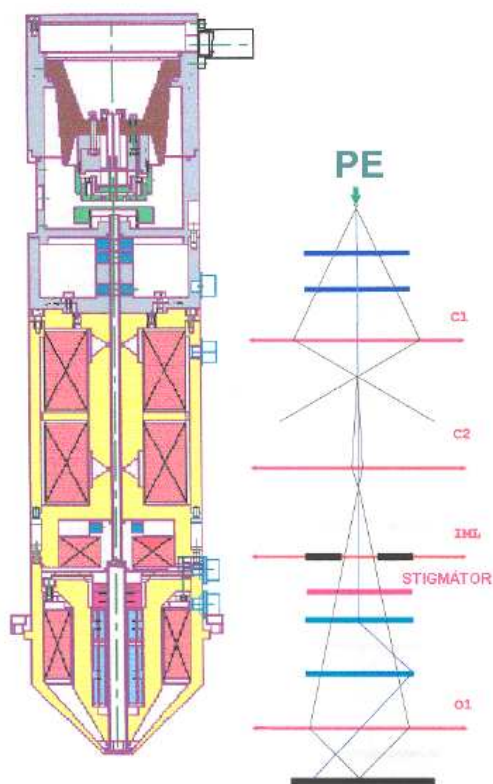
Pro představu si zde uvedeme dané vybavení AQUASEM II:

- hydratační systém, se kterým je možno přesně regulovat teplotu vodní páry,
- je možnost pozorovat vzorek v různém plynném prostředí (vodní pára, vzduch, dusík...),
- možnost pozorování biologických a jiných silně hydratovaných vzorků díky Peltierovu článku, což je chlazený držák vzorku (min. $-60\text{ }^{\circ}\text{C}$),
- různé detektory BSE a SE (ionizační, scintilační a další),
- možnost měření absorbovaného proudu.

Toho všeho lze dosáhnout jak v rámci vysokého vakua, což je asi $5 \cdot 10^{-3}$ Pa při rozlišení 3,5 nm, tak při nízkém vakuu, což je přibližně 2000 Pa s rozlišením 10 nm.

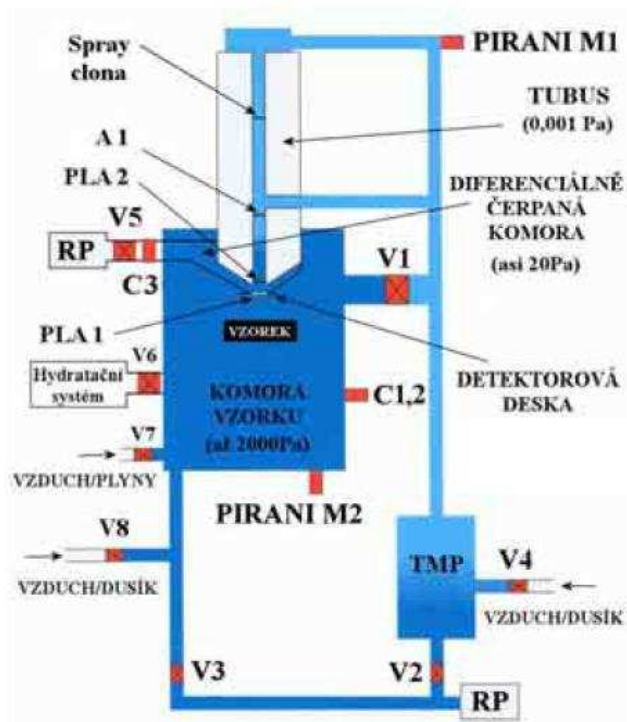
A nyní se na tento přístroj podíváme podrobněji, neboť jeho správné pochopení bude důležitým krokem v praktické části této diplomové práce.

Jak bylo výše uvedeno, základ tohoto experimentálního mikroskopu je tvořen tubusem s elektronovou optikou REM VEGA TS 5140 znázorněným na obrázku 17 [10].

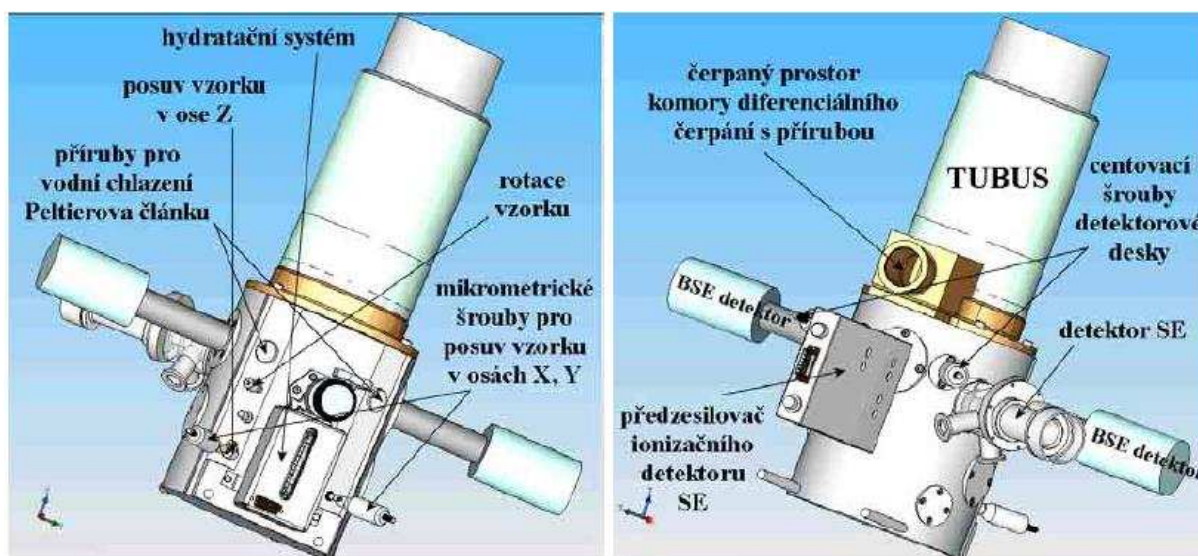


Obr. 17: Schéma zakoupeného tubusu REM a znázornění svazku PE při průchodu tímto tubusem [10].

Tento tubus obsahuje elektronové dělo používající wolframovou katodu, Weneltův válec a anodu a výsledný svazek je centrován pomocí magnetických vychylovacích cívek pod tryskou. Výhodou při skládání tohoto mikroskopu bylo, že diferenciálně čerpaná komora nebyla součástí tubusu, tudíž byla možnost použití komerčního tubusu pro REM zařízení bez komplikovaných úprav. Tato komora byla tedy umístěna mezi objektiv a komoru pro vzorek. Vakuový systém tohoto mikroskopu funguje jako dvoustupňový a používá rotační a turbomolekulární vývěvu, jak je znázorněno na obrázku 18. Komora vzorku je vybavena několika porty, které využívají různé detektory, ať už je to YAG detektor pro BSE, Everthart-Thornley detektor pro SE, nebo ionizační detektor SE. Na obrázku 18 také vidíme připojení hydratačního systému ke komoře vzorku. Zbylé porty jsou využívány právě podle potřeby např. jako průchodky pro kabely napěťových zdrojů, čidel na měření teploty, nebo pro připojení Peltierova článku pro chlazení. V komoře vzorku je samozřejmě umístěn držák vzorku, se kterým se může manuálně pohybovat ve všech osách (obr. 19) [10].



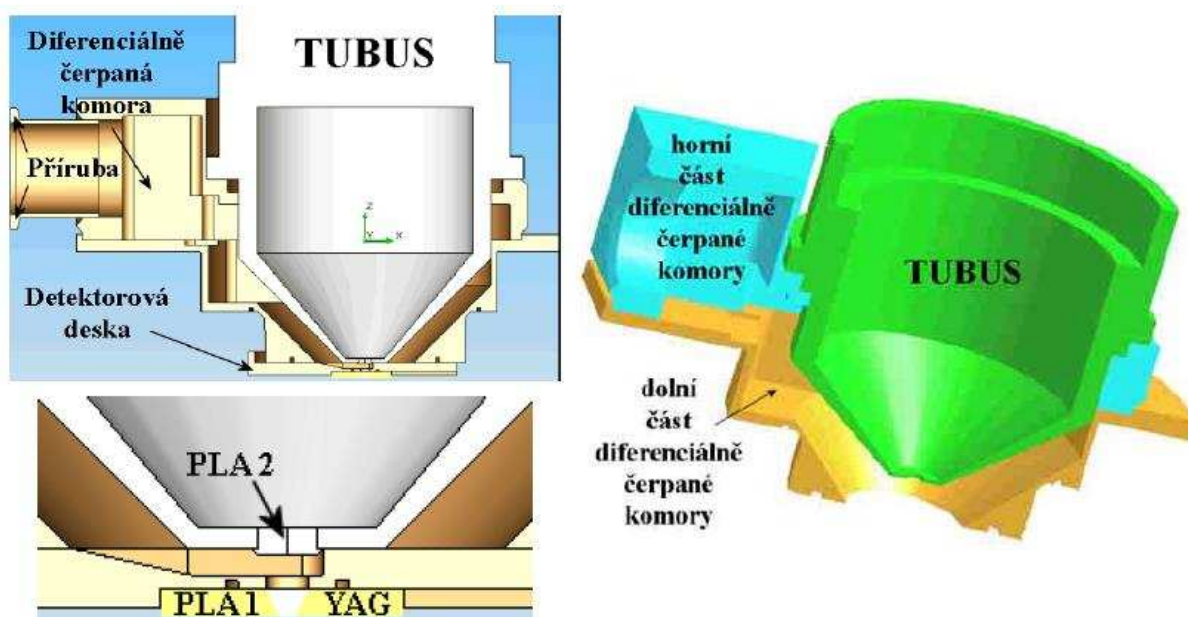
Obr. 18: Znáznornění vakuového schéma u AQUASEM II zahrnující provedené další úpravy [10].



Obr. 19: Zobrazení modelu REM AQUASEM II zepředu a zezadu v programu SolidWorks [10].

Jako pravděpodobně nejdůležitějším konstrukčním dílem pro AQUASEM II je diferenciálně čerpaná komora (DČK), ke které je připojena detektorová deska. Tato DČK je tedy umístěna mezi tubus s vysokým stupněm vakua a komoru vzorku s nízkým vakuem. Vysoké vakuum je v tubusu udržováno díky cloně PLA2, která tvoří rozhraní tubus-DČK. Tato clona zároveň slouží jako aperturní clona projekční čočky mikroskopu. Prostor mezi clonou PLA2 a clonou PLA1 je nazýván DČK. Právě clona PLA1 tvoří zakončení DČK, která se skládá

z horní a dolní části. Obě tyto části jsou vakuově propojeny, což můžeme vidět na obrázku 20 [10].



Obr. 20: Vlevo je znázorněn řez DČK společně s detailním pohledem na rozhraní mezi PLA2 a PLA1, vpravo vidíme pro představu 3D řez DČK [10].

Tato část mikroskopu je nejdůležitější právě z hlediska průchodu svazku primárních elektronů, neboť zde dochází již ke snížení vakua a tato značná velikost tlaku plynu na urychlené elektrony je kritická. Tomuto problému týkajícího se tlaku plynů v diferenciálně čerpané komoře se budeme podrobněji zabývat v kapitole 5.

DČK je zespodu uzavřena detektorovou deskou a utěsněna pomocí „O“ kroužku. V této desce je ve středu umístěn otvor, kterým procházejí primární elektrony. Důležitá clona PLA1, která je tvořena monokrystalem YAG, je přichycena k detektorové desce a centrována vzhledem k optické ose. Průměr daného otvoru v PLA1, kterým prochází PE, je 500 μm . Tímto otvorem procházejí urychlené primární elektrony dále ke vzorku, kde poté dochází k jeho následné analýze díky připojeným detektorům [10].

Daný popis elektronových mikroskopů v obou kapitolách je svým obsahem zaměřen na základní pochopení dané problematiky, z které budeme dále vycházet.

3 Shrnutí článku Gerasimose D. Danilata s názvem „Velocity and ejector-jet assisted differential pumping: Novel design stages for environmental SEM“

3.1 ÚVOD

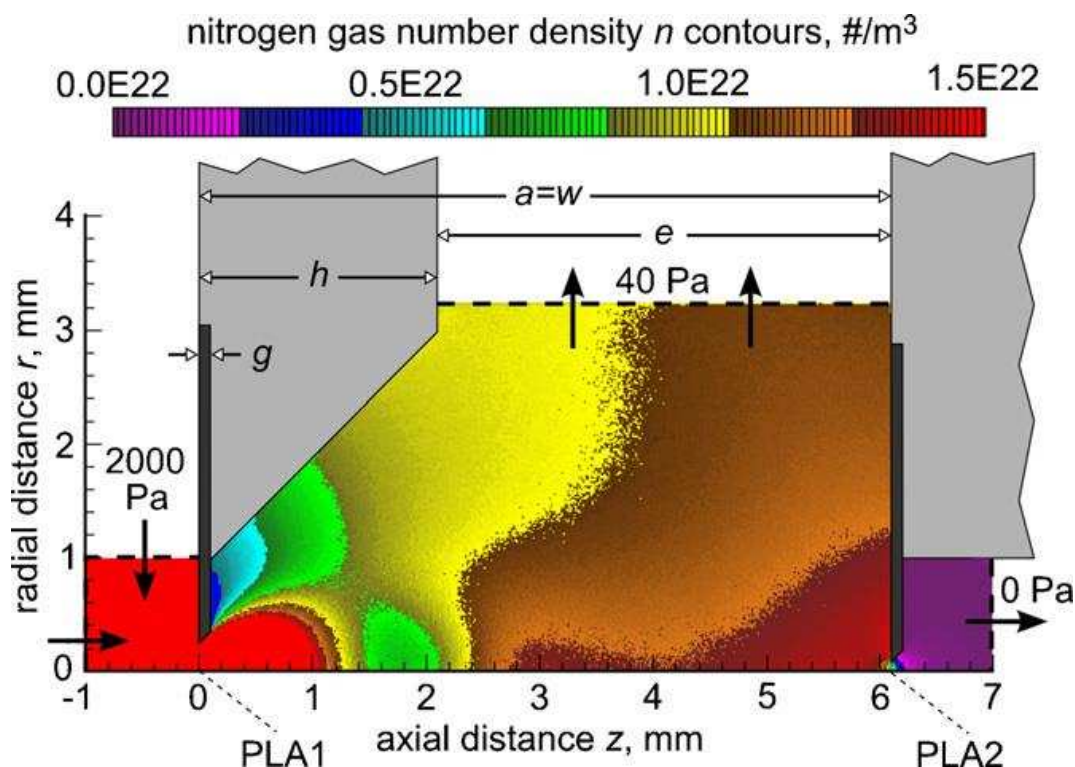
Tento článek se zabývá hledáním nového způsobu, jak v závislosti na tvaru diferenciálně čerpané komory lze snížit potřebný tlak plynů stojící v cestě primárnímu elektronovému paprsku, aniž bychom o něho přišli, nebo potřebovali drahé a výkonné pumpy [11].

Jak tedy již z předchozích kapitol víme, diferenciálně čerpaná komora nám slouží k oddělení komory se vzorkem a tudíž i s vysokým tlakem od komory s vysokým vakuem, kde je umístěno elektronové dělo. Tento tlakový rozsah se mění v závislosti na zdroji elektronů – pokud je použito wolframové vlákno, může být vakuum nižší než v případě autoemisního zdroje, který vyžaduje ultravakuum. Požadavkem je tedy dostatečně výkonná diferenciálně čerpaná komora, aby primární paprsek procházel skrz elektronovou optiku až na vzorek s minimálními ztrátami. V této komoře jsou důležité tlak omezující otvory nazývané se PLA (pressure limiting apertures), kde PLA1 tvoří rozhraní mezi komorou vzorku a diferenciální komorou a PLA2 tvoří rozhraní mezi komorou s elektronovým dělem a diferenciální komorou. Primární paprsek dosahuje nejmenších ztrát pro případ (a) co nejbližšího umístění vzorku k finální PLA1, nebo (b) vhodnou konstrukční úpravou clony PLA2 a jejím posunutím vůči PLA1. Touto druhou částí se zabývá tato práce. Ukazuje, jak je možno i za použití jen nejmenšího možného čerpadla a minimálního počtu stupňů diferenciálního čerpání udržet primární svazek dostatečný k bezproblémové funkci ESEM. V průběhu dřívějšího používání diferenciálního čerpání nebyly ztráty v tomto případě tak výrazné, neboť se používalo velmi vysokých urychlovacích napětí pro svazek elektronů. Nicméně když je cílem ESEM použití co nejmenšího urychlovacího napětí, tak tyto ztráty vznikající průchodem diferenciálně čerpanou komorou mohou být pro primární svazek katastrofické. Tato problematika ztrát byla již dříve zkoumána a experimentálně měřena, ovšem v dnešní době je možnost tyto experimenty nasimulovat pomocí nejznámější metody Monte Carlo na počítačích. Pomocí této simulace byly nasimulovány následující úpravy diferenciálně čerpané komory.

3.2 Principy a metodika

Tedy tato práce začíná pracovat se základním uznávaným průměrem PLA 0,5 mm, pro které není tak jednoduché získat vhodné přechody mezi tlaky, když používáme rozumnou velikost čerpadla. Právě proto, aby byla možnost použít takto velikou clonku PLA1, se tato práce zabývá dalšími alternativními úpravami clonek a zařízení čerpadel, aby daný primární paprsek i bez vysokého urychlovacího napětí nebyl ztracen a únik plynu přes PLA2 byl minimální. Veskrze celou tuto Danilatovu studii jsou brány osově symetrické proudy plynu podél osy elektronové optiky – hlavně mezi PLA1 a PLA2. Na obrázku 21 je znázorněn výchozí příklad, kde osa

mikroskopu je shodná s osou z. Do hodnoty nula na ose z je umístěna PLA1, tudíž vzorek je brán v záporné ose z a komora nad vzorkem je v kladné části osy z.



Obr. 21: Výchozí komora pro experiment.

Z obrázku je také patrné, že v komoře vzorku je tlak 2000 Pa a teplota 293 K, z čehož vyplývá hustota částic v této komoře $4.94 \cdot 10^{23}$ částic/ m^3 . Tyto podmínky jsou pro tuto komoru konstantní. Dále můžeme vidět, že vzdálenost druhé clony PLA2 od clony PLA1 je $a = 6,1$ mm a její průměr je 0,2 mm. Odvod plynů je veden kanálem o šíři $e = 4$ mm. Touto vzdáleností mezi clonkami odchází většina plynů a tlak těchto plynů se pohybuje kolem 40 Pa. Předpokládá se, že clonou PLA2 proniká zbytkové množství plynů o tlaku 0 Pa (tato hodnota tlaku je však čistě teoretická, protože její dosažení není za současných technologických podmínek uskutečnitelné). V optimálně navrženém systému je odstraněn veškerý přebytečný plyn stojící v cestě primárnímu svazku. Ze zkušeností víme, že pro tento případ $PLA1 = 0,5$ mm a tlaku v komoře vzorku $p_0 = 2000$ Pa, je potřeba rotační čerpadlo s čerpací rychlostí vyšší než 10 l/s, abychom dosáhli hodnot blízkých vakua mezi těmito dvěma clonami PLA1 a PLA2. Samozřejmě lze použít i výkonnější turbo molekulární čerpadla, ovšem v tomto článku jde právě o opačný princip a to o dosažení vhodných podmínek za využití změn geometrie komory a tím i snížení požadavků na čerpání. Ne vždy lze totiž komoru dostatečně vyčerpat, zvláště když dochází z důvodů její nevhodné geometrie k uvěznění plynů v dané komoře.

3.3 Plochá geometrie PLA2

Daný popis vlastností toku plynů mezi dvěma clonami nám pomůže pochopit výsledky a návrhy na design, které následují. Na obrázku 21 je tedy znázornění, jak se daný plyn chová po průchodu clonou PLA1 po určité vzdálenosti jeho toku v komoře a před druhou clonou PLA2.

Znázorněno je to pomocí barevné škály, kde červená nám značí největší hustotu plynu a to $1,5 \cdot 10^{22}/\text{m}^3$, a postupně přechází až do fialové, pro níž je hustota plynu $0,0 \cdot 10^{22}/\text{m}^3$.

V tuto chvíli pro další použití definujeme výpočet pro NND (Normalized Number Density):

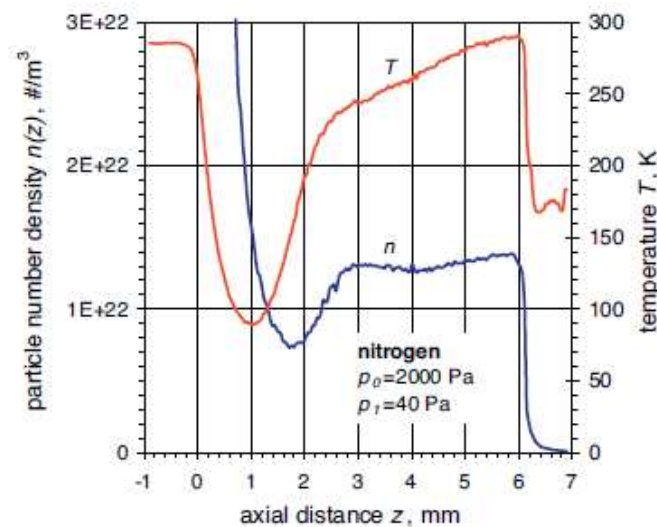
$$n = \frac{mN_A}{M}, \quad (4)$$

kde n látkové množství, m je hmotnost, N_A je Avogadrova konstanta, M je molární hmotnost. V případě, že je hustota materiálu ρ dána, je možno uplatnit následující vzorec:

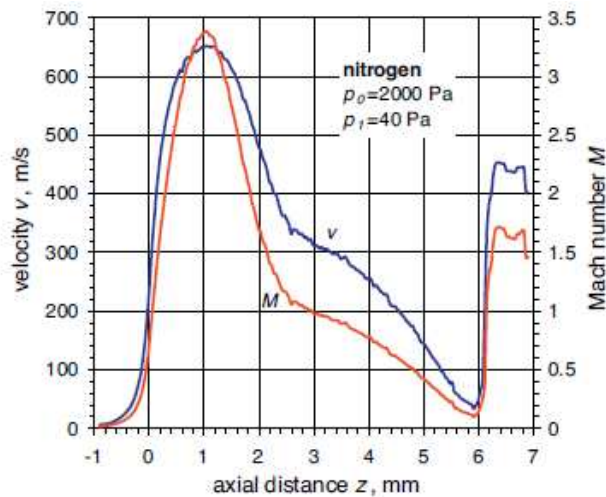
$$N = \frac{n}{V} = \rho \cdot \frac{N_A}{M}, \quad (5)$$

kde N je počet částic v látce.

Na obrázku 21 tedy vidíme typické charakteristiky očekávané v dynamice tekutin. Pro podrobnější znázornění jsou tyto hodnoty zaneseny do grafu a to na obrázku 22 pro počet částic a teplotu v závislosti na vzdálenosti mezi oběma clonami a na obrázku 23 lze pozorovat jak rychlost spolu s Machovým číslem závisí na této vzdálenosti.



Obr. 22: Závislost hustoty a teploty plynů na vzdálenosti mezi clonami.



Obr. 23: Závislost rychlosti a Machova čísla na vzdálenosti mezi clonami.

Z obrázku 22 tedy můžeme názorně vidět na křivce n , jak hustota plynů po průchodu clonou PLA1 z důvodu ucpání dýzy a nadzvukového proudu zpočátku prudce klesá a zastaví se na své minimální hodnotě asi v místě 1,8 mm od této clony. Poté opět roste, dokud se nedostane na svou téměř počáteční hodnotu, kolem které se přibližně pohybuje. Po dosažení clony PLA2 opět prudce klesá až na mizející hodnotu vakua. Pomocí křivky T je tedy znázorněna teplota na vzdálenosti a a je zde patrné, jak po průchodu clonou PLA1 dochází k prudkému poklesu teploty plynů, kdy dochází k jejich expanzi. Po dosažení minimální teploty se vlivem postupného zpomalování ohřívá, dokud teplota plynů prudce neklesne při průchodu clonou PLA2. Z obrázku 23 vyplývá závislost rychlosti a Machova čísla na vzdálenosti a výsledné křivky jsou velmi podobné, ale ne shodné, jelikož rychlost zvuku závisí na lokální teplotě a Machovu číslu, které je dáno vztahem:

$$Ma = \frac{v}{c}, \quad (6)$$

kde v je rychlost pohybu tělesa, c je rychlost zvuku v daném prostředí. Machovo číslo nám udává poměr lokální rychlosti plynů v porovnání s místní rychlostí zvuku v proudu pole a za druhé je funkcí místní teploty. Tedy nadzvukový proud plynů vzniká po průchodu clonou PLA1. K dosažení jeho maxima dochází kolem vzdálenosti $z = 1$ mm a poté klesá až k hodnotě těsně před $z = 3$ mm, kdy po překročení této hodnoty je rychlost již podzvuková. K nadzvukové rychlosti plynů dochází opět na hraně clony PLA2, kdy po dosažení již nižšího maxima rychlost klesá opět na podzvukovou za clonou PLA2. První nadzvuková oblast končí kompresní rázovou vlnou, nazývanou jako Mach disk, znázorněnou na křivce n mezi 2 a 3 mm, poté následuje ještě další mírné stlačení na stěně clony PLA2. Tento experimentální výsledek potvrzuje vzorec, kdy vzdálenost vzniku tohoto Mach disku Z_M od otvoru při volné expanzi je dána rovnicí:

$$Z_M = 0,67D \sqrt{\frac{p_0}{p_1}}. \quad (7)$$

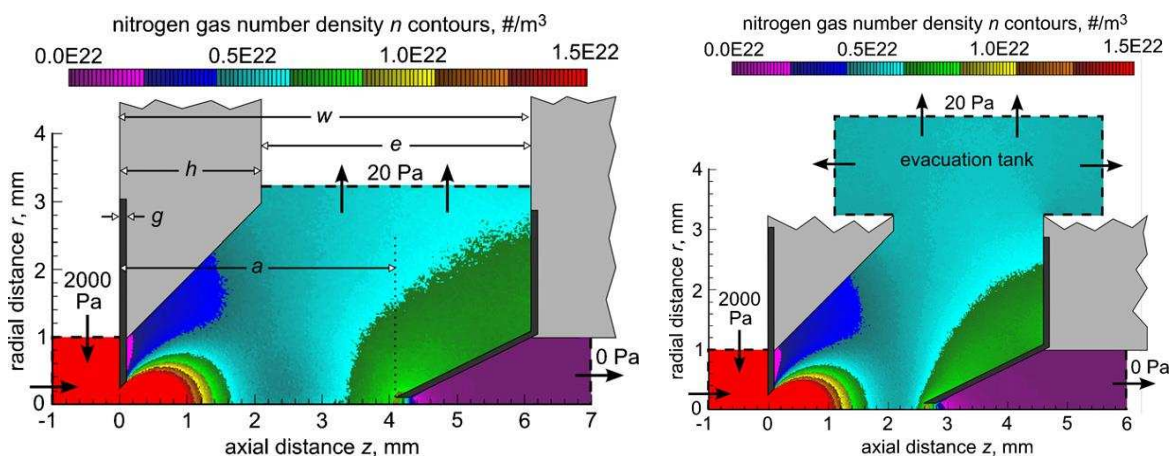
Po dosažení do tohoto vzorce vychází $Z_M = 2,4$ mm, což je velmi blízko výsledku znázorněných na obrázku 23. Podle vzdálenosti vzniku Mach disku je dále ovlivňován objem

úniku přes clonu PLA2 a vznik rázových vln. Tento Machův disk vzniká v různé vzdálenosti právě v důsledku různých poruch ve zpětném tlaku.

Dále byl zkoumán vliv vzdálenosti stěny s clonou PLA2 od clony PLA1 na tok plynu. Analýza se soustředila na definování variant vzdáleností, které mají v porovnání s výchozím nastavením charakter zlepšení nebo naopak zhoršení. Tedy vzdálenost mezi clonami je zmenšována v krocích po 1 mm za zachování stejných podmínek jako ve výchozím experimentu až na poslední možnou vzdálenost a to $a = 1,1$ mm, pro $e = 1$ mm. Z výsledků experimentu, které Danilatos provedl, mu vychází, že rychlost průniku plynů přes clonu PLA2 je ze začátků pomalá a roste jen zvolna, ovšem při krátké vzdálenosti se začíná již dramaticky zvyšovat, a to pokud překročíme hodnotu kratší než 1 až 2 mm od clony PLA1. Pro tyto případy již zaniká funkčnost diferenciálně čerpané komory. Danilatos tedy konstatoval, že pro tuto jednoduchou geometrii je pro optimální provoz vhodná meziclonová vzdálenost přibližně asi $a \approx 2,1$ mm. Pro tento případ to ale není významný rozdíl, pouze můžeme místo většího čerpadla použít menší s potřebnými otáčkami pro získání protitlaku $p_1 = 20$ Pa. Touto úpravou je získána pomoc k diferenciálnímu čerpání díky vlastnímu působení toku plynů, takže to bylo nazváno jako rychlostní příspěvek k diferenciálnímu čerpání, anglicky (VADP). Toto je tedy první fáze na zlepšení v konstrukci ESEM pro diferenciální čerpání, které Danilatos navrhl. Dále už jen letmo zmíníme jeho zbývající dva návrhy.

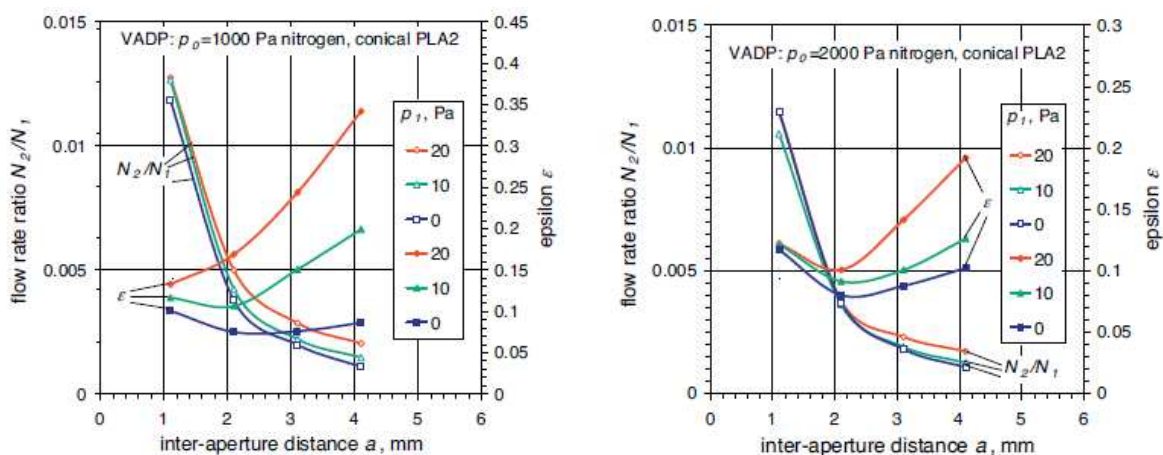
3.4 VADP (diferenciální čerpání s rychlostním příspěvkem) s kónickou úpravou PLA2

Další z možností zlepšení, které Danilatos navrhuje, je takové, že rovná stěna s otvorem – clonou PLA2 se změní na kuželovitou s otvorem a začátek tohoto otvoru se umístí do místa nadzvukového proudění plynů. Díky tomuto tvaru je zabráněno vzniku kompresních vln, které vznikaly v prvním případě, a také se lze vyhnout narušení středu toku. Tím je míněno to, že vznikající molekulární svazek jdoucí středem trysky by silně narušil primární svazek elektronů. Proto je potřeba tento svazek formovat podél osy ovšem mimo ústí kužele. Na obrázku 24 je pro představu znázornění této clony PLA2, která je zde ve tvaru kužele.



Obr. 24: Znázornění použití kónické clony PLA2 vlevo pro počáteční podmínky a vpravo pro nejlepší experimentálně zjištěné podmínky.

Z obrázku je vidět, jak je počátek kužele upraven právě z důvodů zamezení vzniku silného molekulárního svazku ve středu kužele. Clona PLA2 je tedy umístěna v prvotní vzdálenosti 4 mm a vnitřní povrch kužele pokračuje na stejném poloměru 0,1 mm dále do vzdálenosti 4,2 mm, čímž vzniká tzv. válcová plocha o poloměru 0,1 mm a výšce 0,2 mm. Podle Danilatose je právě tato výška ideální pro požadované počáteční podmínky. Poté bylo opět zkoumáno, do jaké vzdálenosti od clony PLA1 je nejvhodnější umístit počátek clony PLA2. I v tomto případě Danilatós zjistil, že nejlepší poloha pro umístění clony PLA2 je asi $a \approx 2,1$ mm, jak lze vidět z obrázku 25.

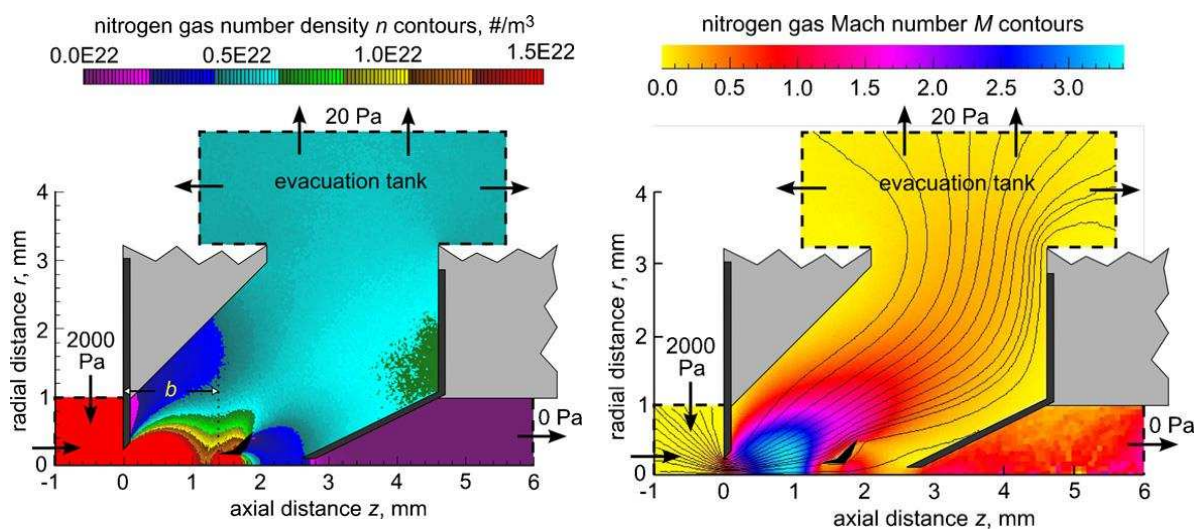


Obr. 25: Znázornění počtu částic v závislosti na vzdálenosti od clony PLA1 pro různé tlaky, vlevo $p_0=1000$ Pa, vpravo $p_0=2000$ Pa.

Po podrobnějším nastavování v této oblasti došel ještě lepších výsledků pro vzdálenost $a \approx 2,5$ mm, jejíž nastavení je na obrázku 24 vpravo. Významného zlepšení výkonu bylo teda dosaženo kónickou úpravou clony PLA2 a jejím posunutím do nejoptimálnější polohy.

3.5 EADP (diferenciální čerpání s proudovou pomocí) s kónickou PLA2 a přepážkou

Na obrázku 24 lze vidět, jak při průchodu plynů clonou PLA1 vzniká nad jejím horním okrajem velmi nízká oblast tlaků. To je způsobeno clonou, která zde funguje jako tryska a způsobuje odsávání molekul v tomto místě a jejich unášení dále ve směru toku. Tímto způsobem funguje difúzní (proudové) čerpadlo a Danilatós přišel s myšlenkou využití tohoto principu pro daný systém. Pokud by se vložila před ústí clony PLA2 nějaká přepážka, dalo by se tímto způsobem přeměřovat proudění před touto clonou a výsledný proud by se odklonil. Tedy do systému pro zjištěné nejvhodnější podmínky (celý systém je uveden na obrázku 24 vpravo) vložil tzv. přepážku, jejíž hrot začíná ve vzdálenosti $z \approx 1,4$ mm, jak je znázorněno na obrázku 26. Velmi důležitým se ukázal geometrický tvar této přepážky, neboť Danilatós uvádí přesné rozměry, které je důležité použít, aby tato přepážka správně fungovala. Z tohoto obrázku lze vidět, jak díky ní klesá hustota částic proudící směrem k PLA2, což vede k mnohem menší míře úniku plynů skrze tuto clonu. Z Danilatových výsledků vyplývá, že tato rychlost úniku přes PLA2 v případě přepážky je až pětkrát nižší než v případě, kdy v systému přepážka není. Toto je významné zlepšení a proto lze tento případ proudového čerpání nazvat druhým stupněm diferenciálního čerpání, neboli EADP (diferenciální čerpání s proudovou pomocí).



Obr. 26: Komora s vloženou přepážkou (vlevo) znázorňující hustotu toku částic na vzdálenosti a znázornění proudnicemi, které nám podle barvy rozdělují Machovu rychlost toku plynu na podzvukovou a nadzvukovou (vpravo).

4 Jak vychází vzájemné srovnání dvou způsobů simulace čerpání diferenciální komory a to metodou kontinua a metodou Monte Carlo.

4.1 Úvod

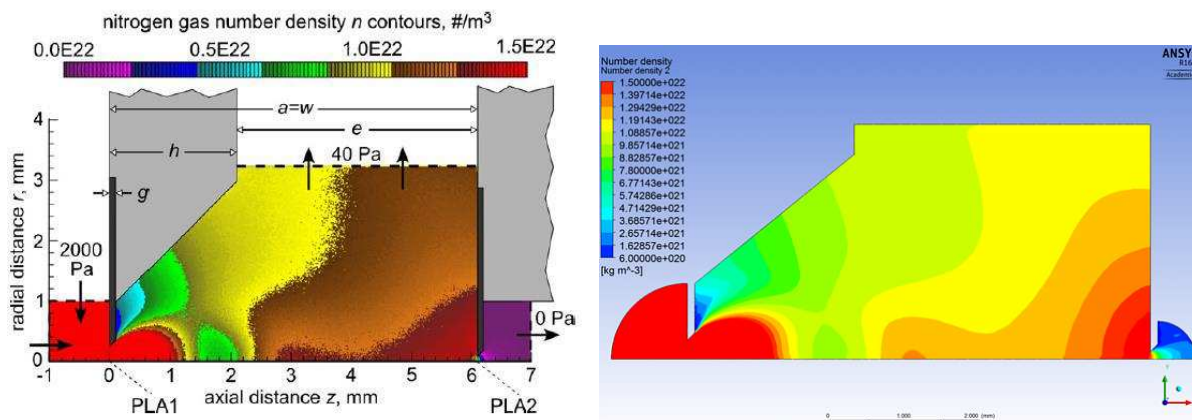
V této kapitole budou shrnuty výsledky z článku od J. Maxy, M. Bílka, P. Hlavatého, P. Vyroubala a K. Lepltové s názvem Comparisons Using Methods of Continuum Mechanics and Monte Carlo at Differentially Pumped Chamber. Tento článek si dává za cíl porovnat výsledky od D. Danilatoše popsané v předešlé kapitole, kde je k jejich simulaci použita metoda Monte Carlo, s výsledky získanými pro shodné podmínky pomocí metody kontinua nasimulované pomocí ANSYS Fluentu. Tedy jak bylo již popsáno dříve, oba tyto případy jsou pro diferenciálně čerpanou komoru, která je součástí Environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu. Tato komora odděluje komoru se vzorkem, kde je vysoký tlak, od komory s vakuem, kde je umístěno elektronové dělo. Tato diferenciálně čerpaná komora je ohraničena dvěma clonami, které tvoří předěl na hranicích s dalšími komorami. Ze strany komory se vzorkem je oddělena clonou PLA1 a ze strany s elektronovým dělem je oddělena clonou PLA2. Diferenciální komora je čerpána rotační vývěvou, která stabilizuje tlak plynu na požadované hodnotě za kontinuálního čerpání. Konstrukce a okrajové podmínky jsou nastaveny shodně s podmínkami výpočtu pro případ experimentu Dr. Danilatoše. Toto srovnání obou metod proběhlo za účelem odladění metody kontinua pro dané případy čerpání v oblasti nízkých tlaků [12].

4.2 Rozdíly v simulacích pomocí metody Monte Carlo a metodou kontinua

Metodou Monte Carlo lze popisovat efekty, které nelze popsat spojitou funkcí, neboť si neklade jako základní požadavek spojitost daných subdomén. To ale na druhou stranu může vykazovat i špatné výsledky, neboť není vázána podmínkou spojitosti. Její výhodou je tedy o tom, že jde o částicový pohyb (pohyb osamocených molekul), který má stochastický charakter. Pro tyto případy již neplatí Navier-Stokesovy rovnice. Ovšem v opačném případě, to je tam, kde se jedná o spojitě prostředí, je využití Navier-Stokesovy rovnice jednoznačně výhodou. Tato rovnice se odvozuje od sil, které působí na danou tekutinu: gravitace, tlak, tření o sousední části tekutiny, vznik turbulence. Stav tekutiny je popsán její rychlostí a tlaky ve všech bodech, ve kterých se nachází. Na každý element působí dvě síly: objemová (jednodušší) a povrchová (komplikovanější), jejíž původcem jsou sousední elementy. Tato povrchová síla je tvořena ze dvou částí, jejíž první část souvisí s tlakem a druhá s viskozitou. Tento přesný popis složitého chování tekutiny jsou schopny vybalancovat právě Navier-Stokesovy rovnice, které neřeší problém stochasticky, ale řeší vnitřně velmi komplikované parciální diferenciální rovnice, které jsou na pohled jednoduché.

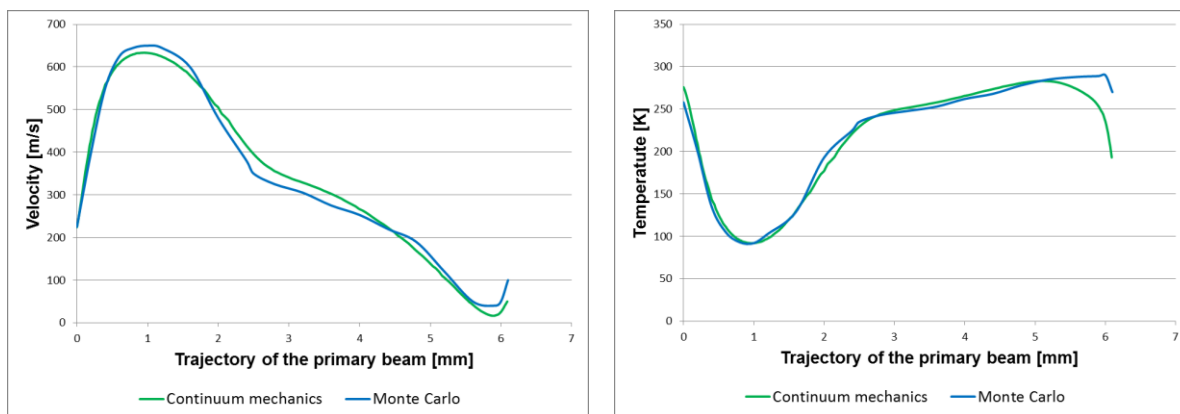
4.3 Výsledky porovnání obou případů

Po srovnání výsledných simulací znázorněných na obrázku 27 lze tvrdit, že oba tyto případy simulace dosahují srovnatelných výsledků. Vlevo jsou výpočty od Danilatose pomocí metody Monte Carlo, vpravo jsou výsledky získané programem ANSYS Fluent. I charakteristické gradienty vzniklé nadzvukovým prouděním jsou téměř identické.



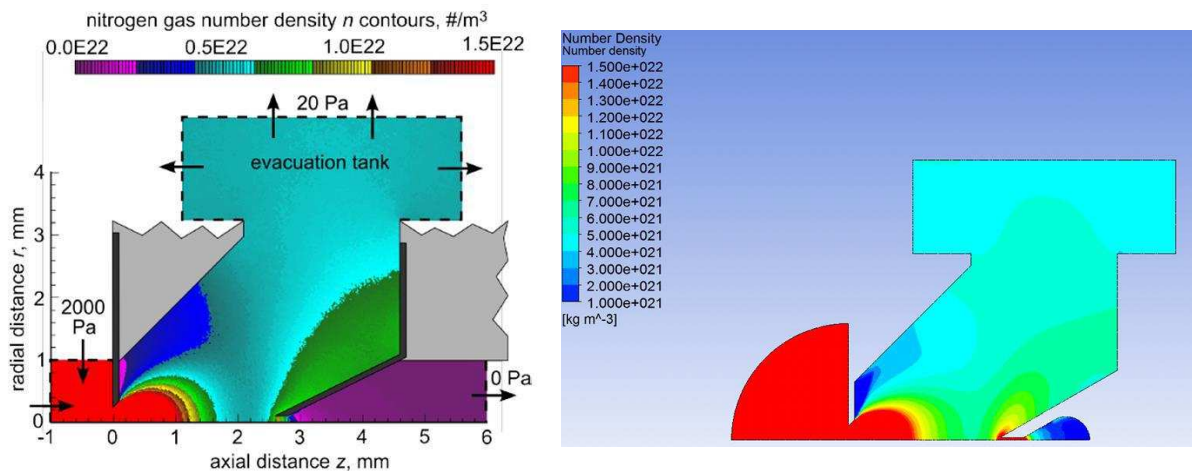
Obr. 27: Znázornění hustoty částic s rovnou PLA2 – vlevo je Danilatův výsledek získaný pomocí metody Monte Carlo, vpravo je výpočet získaný pomocí ANSYS Fluentu.

Také srovnání hodnot rychlosti a teploty primárního svazku v závislosti na dráze mezi dvěma clonami, jejich průběh je pro obě metody simulace vyneseno do grafů na obrázku 28, stojí za pozornost. I zde lze vidět významná shoda. Pouze pro simulaci teploty lze vidět menší odchylku v blízkosti clony PLA2, která je pravděpodobně způsobena singulárním bodem. V tomto případě jsou z fyzikálního hlediska lépe odpovídající výsledky získané systémem ANSYS Fluent.



Obr. 28: Porovnání výsledných hodnot rychlosti vlevo a teploty vpravo pro oba typy simulace v závislosti na vzdálenosti primárního svazku.

I v případě porovnání pro druhou Danilatovu úpravu diferenciálně čerpané komory (stěna s clonou PLA2 má tvar kužele, kde tato clona je umístěna do jejího vrcholu) můžeme pozorovat opět téměř identické výsledky pro hustotu částic v dané komoře, viz obrázek 29.



Obr. 29: Znáznornění hustoty částic pro kónickou PLA2 – vlevo Danilatosův výsledek simulace Monte Carlo, vpravo výpočet pomocí metody kontinua.

Z obrázku 29 vlevo lze vidět nižší hodnoty tlaku pro oblast nadzvukového proudění a také vyšší hodnoty v oblasti interferujícího plynu, kde rychlost plynů klesá z nadzvukové oblasti plynů do podzvukové oblasti. Jak z obrázku vlevo, tak z obrázku vpravo vidíme, jak lze tímto kónickým tvarem clony PLA2 odklonit proud plynů, který by jinak způsoboval kolísání hustoty plynů v oblasti primárního svazku mezi clonami.

4.4 Závěrečné shrnutí

Na závěr tedy můžeme říci, že výsledky získané jak simulací metodou Monte Carlo, tak výsledky získané systémem ANSYS Fluent, který využívá metodu konečných objemů, se prakticky shodují.

5 Proudění tekutin

5.1 Úvod do mechaniky tekutin

Chceme-li hlouběji proniknout do tajů proudění tekutin, musíme se prve seznámit s oblastí, která spadá stejně jako mechanika tuhých těles do části obecné mechaniky. Zde se zabýváme jejich mechanickými vlastnostmi, což obnáší zkoumání sil v těchto kapalinách a plynech ať v klidu nebo v pohybu. Častokrát se vychází z poznatků a zákonitostí týkající se mechaniky tuhých těles. Mechaniku tekutin dělíme na hydromechaniku (zabývá se kapalinami) a aeromechaniku (zabývá se plyny). Další podrobnější rozdělení je na hydrostatiku a hydrodynamiku (kapaliny) a aerostatiku a aerodynamiku (plyny). Podobně jako u obecné mechaniky zde pracujeme s pojmem hmotný bod, který se pro mechaniku kapalin a plynů nazývá „elementární objem“. Také pro něj jsou definovány podmínky rovnováhy sil ať už v klidu nebo pohybu, stejně jako základní zákony zachování hmoty neboli energie. Předpokládáme, že kapalina nebo plyn je spojitá (kontinuální) a stejnorodá (izotropní). Pro výpočet získané diferenciální rovnice integrujeme s okrajovými, případně počátečními podmínkami [13].

V dnešní době je pro popis získaného matematického modelu stále častěji používáno numerických metod a počítačů.

5.2 Poznání mechaniky tekutin z historického hlediska

Pokud chceme zmapovat historii vzniku vědy o fluentu, musíme se podívat daleko do minulosti, až do raného starověku. První záznamy se zmiňují již o Aristotelovi ze Stagiry, který pravděpodobně jako první definoval základní koncept kontinua kapalin. Na něho navázal věhlasný řecký matematik a fyzik Archimedes, který položil počátky integrálního počtu, zabýval se hydrostatikou a hydrodynamikou, kdy zjistil, že tekutina se začíná pohybovat ve směru klesajícího tlaku. Je zajímavé, že ze středověkého období nejsou žádné záznamy a tudíž vývoj mechaniky kapalin ustrnul. Nástup novověku a snad také novověk výzkumu kapalin přichází s nejznámějším umělcem a vědcem Leonardem da Vincim, který se mimo jiné zabýval i kapalinami. Načrtnul rovnici kontinuity (řez řekou), přišel s myšlenou aerodynamického tunelu, nebo definoval zákon rychlosti a průřezu $v \cdot S = \text{konst.}$ Nemůžeme ani zapomenout zmínit jeho technické vynálezy, jako je návrh pro vhodný tvar u člunů, stejně tak i pro padáky. Další významný matematik, Simon Stevin, publikoval v roce 1586 knihu s názvem „Statika a hydrostatika“, přičemž objevil tzv. hydrostatické paradoxon. Galileo Galilei, další věhlasná osobnost, je častokrát nazýván „otec moderní fyziky“ a „otec vědy“, studoval průtok násoskou a ověřil, že tlak v kapalině závisí na výšce sloupce kapaliny. Jeho žák, Evangelista Torricelli, zkoumal účinky gravitace na kapaliny a v jeho díle s názvem „Trattato del Moto“ můžeme nalézt první ucelené základy hydrodynamiky. Na něho navázal Blaise Pascal, který je autorem díla „Pojednání o tlaku vzduchu“ a také autorem zákona o rovnoměrném šíření tlaku v tekutinách. Nesmíme zapomenout ani na autora definice – odporová síla je přímo úměrná druhé mocnině rychlosti – Christiana Huygense, který tento vztah odvodil experimentálně. Teoreticky ho popsal a definoval Issac Newton, který je po právu nazýván zakladatelem klasické mechaniky. Ve svém díle „Matematické základy přírodních věd“ zpracoval a zobecnil

výsledky práce svých předchůdců. Také zde uvedl definici pro smykové napětí při laminárním proudění, kde uvažoval setrvačnost tekutiny, stejně jako charakterizoval tření o obtékaný povrch. Tvůrce moderní hydromechaniky, Leonhardo Euler, objevil pojem ideální kapaliny a popsal ji základní diferenciální pohybovou rovnicí. Tuto rovnici zintegroval a experimentálně prokázal její platnost Daniel Bernoulli, jehož dílo „Hydrodynamica“ položilo základy hydrodynamiky. Poprvé studoval vztah mezi tlakem a rychlostí a definoval jej „když rychlost proudící tekutiny roste, klesá tlak“. Také Gabriel Stokes je považován za jednoho ze zakladatelů hydrodynamiky, neboť ukázal na prostou lineární závislost napětí na deformační rychlosti a nezávisle na sobě s Louistem Navierem odvodili obecnou pohybovou rovnici pro proudění vazké kapaliny, která je po nich pojmenována. Můžeme zmínit Williama T. Kelvina, který se zabýval cirkulací v kapalině, ovšem nesmíme zapomenout na významnou osobnost zabývající se dynamikou tekutin a tou je Osborn Reynolds, díky které se stal světově uznávaným odborníkem. Zkoumal přechod mezi laminárním a turbulentním prouděním a změny tím uvnitř potrubí při tomto přechodu vzniklé. Určil pro tento přechod kritérium, později nazvané Reynoldsovo číslo. Zabýval se tímto turbulentním prouděním a vytvořil pro něj teoretický model. Teorii mazání vytvořil roku 1886. Na závěr zmíníme ještě Ludwiga Prandtla, který objevil mezní vrstvu a diferenciálně ji popsal a Geoffreye I. Taylora, zabývajícího se statistickou teorií turbulence a teorií vln [14][15].

Minulá ale i dnešní doba nám neustále ukazuje, jak je rozvoj mechaniky kapalin a plynů a jejich technických aplikací vzájemně propojen. Za zmínku stojí moderní konstrukce vodních a tepelných turbín, ale také skryté mazací a hydraulické systémy, které umožňují chod většiny zařízení, které dneska bereme jako samozřejmost a neuvědomujeme si, jak je tato věda ohledně mechaniky tekutin pro nás důležitá.

5.3 Teorie tekutin

Je všeobecně známo, že všechny látky se skládají z atomů, které jsou sdružovány v molekuly, mezi nimiž působí síly přitažlivé měnící se při stlačování na síly odpudivé. Z definovaných skupenství – tuhé látky, kapaliny, plyny a plazma – se budeme zabývat tekutinou, jež se obecně nazývá látka, mající malou soudržnost. Tudíž jsou její částice velmi pohyblivé. Pohyb této tekutiny se nazývá proudění (tok) a tato tekutina nemá vlastní tvar, proto přebírá tvar nádoby. Tekutiny se tedy dělí na:

- kapaliny (hydrostatika a hydromechaniky) a
- plyny (aerodynamika a termomechanika).

Jak bylo již dříve zmíněno, pro případ řešení úloh v mechanice tekutin se používá tzv. elementární objem ($dV = dx \cdot dy \cdot dz$), pro který bychom určili jeho rovnováhu, používáme základní zákony a to hlavně:

- zákony o rovnováze sil a momentů,
- zákony o zachování hmotnosti a energie,
- věty o změně hybnosti.

Tekutinu tedy považujeme za kontinuální prostředí mající ve všech směrech stejné vlastnosti a proto i její parametry se mění spojitě (tlak, rychlost, hustota). Tato vlastnost nám umožňuje pro libovolnou částici tekutiny matematickým aparátem o spojitých funkcích definovat její stav a dále ho rozšířit na celé kontinuum. Tato tekutina jako množina definovaných elementárních objemů, může být buď v klidu, nebo v pohybu. Ovšem na ní působí síly, které dělíme na dvě skupiny a to:

- síly vnitřní – což jsou síly mezi molekulami, ať už přitažlivé nebo odpudivé a
- síly vnější, které jsou vyvolány okolním prostředím a jsou rozděleny na:
 - Hmotnostní (objemové) síly – které závisí na hmotnosti částice a působí v těžišti. K těmto silám zahrnujeme síly – tíhovou, odstředivou, setrvačnou a také hybnou.
 - Plošné síly – které závisí na velikosti plochy a zahrnujeme zde síly – tlakové, tečné, kompresní a kapilární.

Tekutiny tedy dělíme na:

- Plyny (páry), které jsou stlačitelné, nemají volnou hladinu a vždy zaujmou daný objem nádoby
- Kapaliny, které jsou nestlačitelné, vytváří hladinu a nemohou samovolně zvětšit objem.

Tyto tekutiny jsou určeny stavovými veličinami a to: tlakem, teplotou a hustotou.

- Tlak – což je silový účinek molekul na jednotku plochy ($p = dF/dS$).
- Teplota – což je fyzikální veličina intenzivní (neaditivní), která nezávisí na rozměrech.
- Hustota – což je hmotnost materiálu na jednotku objemu ($\rho = dm/dV$) – hustota v bodě, a tato hodnota obecně závisí na teplotě a tlaku [$\rho = f(p;t)$]. U kapalin se hustota mění s tlakem a teplotou jen málo, zatímco pro případ plynu je to opačně. Jednoduchá stavová rovnice pro případ ideálního plynu ($pV = nRT$) [13] [14] [15].

Další stavové veličiny vycházející z těchto tří základních jsou:

- Stlačitelnost – což je schopnost změnit objem při změně tlaku, kdy se zmenšuje střední vzdálenost molekul. Stlačitelnost plynů je cca 10^4 -krát větší než u kapalin.

Součinitel stlačitelnosti κ (Pa^{-1}):

$$\kappa = -\frac{1}{V_0} \cdot \left(\frac{dV}{dp} \right)_{T=\text{konst.}} \quad (8)$$

V_0 – původní objem tekutiny,

dV – změna objemu,

dp – změna tlaku (rozdíl tlaku před stlačením a po něm).

- Teplotní roztažnost – je definován jako poměr změny objemu a teploty při konst. tlaku.

Součinitel tepelné roztažnosti β (K^{-1}):

$$\beta = -\frac{1}{V_0} \cdot \left(\frac{dV}{dT}\right)_{p=\text{konst.}} = \frac{1}{\rho_0} \cdot \left(\frac{d\rho}{dT}\right)_{p=\text{konst.}} \quad (9)$$

Kombinace: $V = V(T, p)$

$$dV = \left(\frac{dV}{dT}\right)_p + \left(\frac{dV}{dp}\right)_T \quad (10)$$

$$dV = V_0(\beta dT - \kappa dp) \quad (11)$$

- Napětí v kapalině – se základní vlastností tekutiny souvisí napětí normálové (tzv. tlak) a napětí tečné (třecí či smykové). Toto napětí dělíme na povrchové (vzniká na rozhraní látek v tenké vrstvě a s rostoucí teplotou klesá), normálové (což je tlak, kdy na obecnou plochu „dS“ působí obecná síla „dF“, která působí v normále ($p = dF/dS$)) a třecí napětí neboli viskozita (vzniká při pohybu skutečných kapalin, kdy mezi dvěma sousedními vrstvami pohybující se každá jinou rychlostí vzniká smykové napětí, které jim brání v pohybu. Rychlejší vrstva je zpomalována a naopak pomalejší vrstva zrychlována. Toto smykové napětí způsobuje úhlovou deformaci elementárního objemu tekutiny.).

Podle výše zmíněného dělení rozdělujeme mechaniku tekutin na hydrostatiku a hydrodynamiku. Tato diplomová práce se bude zabývat hlavně hydrodynamikou, a proto se o hydrostatice zmíníme jen letmo pro vytvoření si základní představy [13] [14] [15].

5.4 Hydrostatika tekutin

Už podle názvu je zřejmé, že tato část se zabývá pohledem na tekutiny v klidu a jejich rovnováhou sil. Aby tedy tato rovnováha nastala, částice se nesmějí vůči sobě pohybovat a dochází tak ke konstantnímu tvaru objemu této tekutiny. Pro tento případ je smykové napětí rovno nule a všechny rovnice platí nejen pro ideální, ale i pro skutečnou kapalinu. Tekutiny takto uvažované se nacházejí v tzv. hydrostatické rovnováze.

V hydrostatice platí zákon o šíření tlaku v kapalině, tzv. Pascalův zákon, který nám udává, že tlak je skalár, poněvadž působí v daném místě kapaliny všemi směry stejně a nezávisí na sklonu plochy ($p = d|F|/dS$). Také zde platí Eulerova rovnice hydrostatiky, která je obecnou podmínkou rovnováhy sil, které působí na kapalinu v klidu a to sil hmotnostních a tlakových. Podle Eulerova je tento vektorový součet hmotnostní a tlakové síly roven nule:

$$\vec{F}_m + \vec{F}_p = 0, \quad (12)$$

kde vektorový tvar Eulerovy rovnice hydrostatiky je:

$$\vec{a} - \frac{1}{\rho} \cdot \text{grad } p = 0, \quad (13)$$

kde: \vec{a} je vnější zrychlení, respektive jednotková hmotnostní síla,
 $grad p/\rho$ je tlakové zrychlení, respektive jednotková síla tlaková
 $(N \cdot kg^{-1} = m \cdot s^{-2})$.

Hydrostatika se dále zabývá tlakovými funkcemi a hladinovými plochami, což zahrnuje rozhraní dvou látek (kapaliny a vzduchu). Jsou to plochy konstantní teploty, hustoty a potenciálu, kde se zaobíráme hlavně přetlakem, pod tlakem nebo hydrostatickým tlakem. Dalším případem je těleso do tekutiny ponořené a síly na něho působící. Toto je definováno Archimédovým zákonem, který nám určuje chování daného tělesa. Ačkoliv se jedná o hydrostatiku, zabývá se také pohybem dané tekutiny. Ovšem tento pohyb zahrnuje případy pohybu nádoby s tekutinou, což je tedy jen tzv. relativní klid tekutiny. Tyto pohyby nádoby mohou být přímočaré, rovnoměrně zrychlené, nebo rovnoměrně otáčivé kolem svíslé, nebo vodorovné osy [14] [15].

5.5 Hydrodynamika tekutin

Mluvíme-li tedy o hydrodynamice, máme na mysli pohyb tekutiny (kapaliny, plynu, či páry). Tento pohyb se obecně nazývá prouděním, nebo také tokem. V případě kapalin je to tedy hydrodynamika, v případě plynů aerodynamika a hydromechanika zahrnuje propojení plynů a par. Podrobnější dělení tekutin je podle jejich fyzikálních vlastností.

1. Proudění ideální (dokonalé) tekutiny

- Potenciální proudění nevířivé – částice tekutiny se zde pohybují po svých drahách (proudnicích) přímo nebo křivočarě tak, že vůči pozorovateli se jeví jejich pohyb jako pohyb posuvný, tzn. bez otáčení kolem jejich vlastní osy. Skutečné jejich natočení je kompenzováno opačným, stejně velkým, natočením částice. Viz obrázek 30 (vlevo). Zde patří i potenciální vír, kde jednotlivé částice krouží kolem vírového vlákna (osy), jak vidíme na obrázku 30 (uprostřed).
- Vířivé proudění – v tomto případě dochází navíc při proudění částic i k jejich otáčení kolem vlastních os a to vůči pozorovateli. Viz obrázek 30 (vpravo).

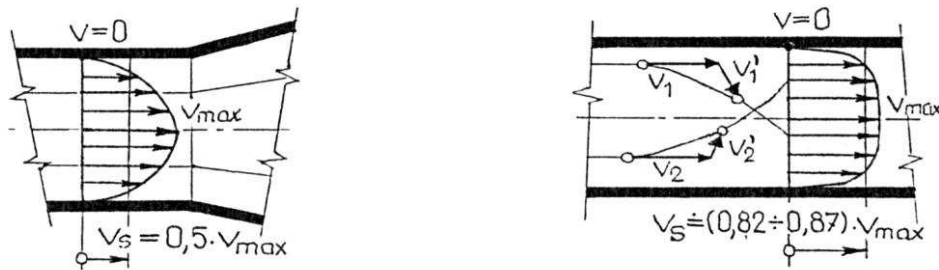


Obr. 30: Schéma potenciálního (nevířivého) a vířivého proudění: potenciální proudění po křivce (vlevo), potenciální vír (uprostřed), vířivé proudění (vpravo) [14].

2. Proudění reálné (skutečné) kapaliny

- Laminární proudění – je to proudění tekutiny, přičemž její částice se pohybují v tenkých vrstvách. U tohoto proudění se částice nepohybují napříč průřezem. V případě jednorozměrného proudění je výsledným rychlostním profilem rotační paraboloid viz obrázek 31 (vlevo).
- Turbulentní proudění – v tomto případě mají částice podélnou rychlost, ale také tzv. flukтуаční (turbulentní), kterou se pohybují po průřezu. Tato rychlost je

závislá na čase, kdy mění svoji velikost a směr. Výsledný rychlostní profil se blíží svým tvarem profilu ideální kapaliny, ovšem díky turbulentní složce je u stěny potrubí nulová rychlost, jak je zřejmé z obrázku 31 (vpravo).



Obr. 31: Proudění reálné (skutečné) kapaliny: laminární proudění (vlevo), turbulentní proudění (vpravo) [14].

Dále proudění dělíme podle kinematických hledisek:

- 1) Podle uspořádání proudění v prostoru, kdy vycházíme z matematického modelu praktické aplikace, která nám umožňuje zanedbat nebo zjednodušit část okrajových podmínek.
 - a) 3D, neboli prostorové proudění – proudění nejvíce odpovídající skutečnosti, kdy je veličina definována svou polohou v prostoru: $v = v(x, y, z)$.
 - b) 2D, neboli rovinné proudění – je reálné proudění např. pro symetrické rotační plochy, kdy $v = v(x, y)$.
 - c) 1D, neboli jednorozměrné proudění – je např. pro proudnici v potrubí, kdy $v = v(s)$.
- 2) Podle rychlosti v profilu
 - a) Rovnoměrné proudění – kdy uvažujeme částici ($dV = dx \cdot dy \cdot dz$) u vyvinutého proudění např. v potrubí, tak bereme „ $v = \text{konst}$ “, tzn. počítáme se střední rychlostí.
 - b) Nerovnoměrné proudění – v tomto případě se rychlost tekutiny mění, každý bod má jinou rychlost a dochází k deformaci částic.
- 3) Podle závislosti na čase
 - a) Ustálené (stacionární) proudění – kdy charakteristické veličiny jsou nezávislé na čase, tzn. $v \neq v(t), \partial/\partial t = 0$.
 - b) Neustálené (nestacionární) proudění – kdy charakteristické veličiny se mění v čase, tzn. $v = v(x, y, z, t); v = v(s, t); v = v(t)$ [14] [15].

Mezi zákony hydromechaniky řadíme čtyři základní, kterými se popisuje proudění.

- 1) Zákon zachování hmoty – vyjadřuje jej rovnice kontinuity
- 2) Zákon rovnováhy sil – vyjádřen třemi základními rovnicemi
 - a) Eulerova rovnice hydrodynamiky – pro ideální kapalinu
 - b) Navier-Stokesova rovnice – pro skutečnou tekutinu laminárně proudící
 - c) Reynoldsova rovnice – pro případ turbulentního proudění
- 3) Zákon zachování energie – vyjadřují jej Bernoulliovy rovnice
 - a) Pro ideální a skutečnou tekutinu
 - b) Pro nestacionární proudění
 - c) Pro nerovnoměrný rychlostní profil

- d) Pro proudění v rotujícím kanálu
- 4) Zákon o změně hybnosti – neboli věta impulsová, kterou bývá nahrazována Eulerova rovnice hydrodynamiky u mnohých praktických aplikací

Kde obecná rovnice kontinuity pro ustálené proudění má tvar:

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} = 0, \quad \text{kde } \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (14)$$

V případě neustáleného prostorového proudění stlačitelné tekutiny má rovnice tvar:

$$\frac{\partial(\rho v_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho v_z)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho)}{\partial t} = 0. \quad (15)$$

Pro případ ideální kapaliny počítáme s Eulerovou rovnicí, která má pro 3D tvar:

$$\begin{aligned} \rho \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) &= \rho a_x - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \left(\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) &= \rho a_y - \frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= \rho a_z - \frac{\partial p}{\partial z}, \end{aligned} \quad (16)$$

který lze zjednodušit na:

$$\rho \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_j \frac{\partial v_i}{\partial x_j} \right) = \rho a_i - \frac{\partial p}{\partial x_i}, \quad (17)$$

kde i, j (x,y,z) [16].

Při hledání řešení pro tyto případy máme obecně pět neznámých, pro které je potřeba pěti rovnic – tři Eulerovy rovnice, rovnici kontinuity a stavovou rovnici ideálního plynu, kdy $\rho=f(p)$. Po zadání okrajových a počátečních podmínek máme soustavu nelineárních parciálních diferenciálních rovnic, které je možno pomocí numerického výpočtu řešit.

Ovšem v případě skutečné tekutiny nelze použít při jejím výpočtu Eulerovy rovnice, zatímco rovnice kontinuity je pro ideální a reálné tekutiny shodná. Tedy u reálných tekutin nám vystupují navíc třecí síly způsobené viskozitou tekutiny a pro definování proudění u této tekutiny jsou používány Navier-Stokesovy rovnice. Ty nám vyjadřují vztah setrvačné síly, která je rovna součtu jak hmotnostní, tak tlakové a nově vystupující třecí síly $F_s = F_0 + F_p + F_t$.

$$\frac{\partial(\rho v_i)}{\partial t} + v_j \frac{\partial(\rho v_i)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \eta \frac{\partial^2 v_i}{\partial x_j^2} + \eta \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_j} \right) + \rho a_i + F_i$$

Setrvačné síly
Plošné síly
Hmotnostní (objemové) síly

tlakové síly
(normálové napětí)

třecí (viskózní) síly
(tečné napětí)

např.
gravitační síla

ostatní síly
 - odstředivá
 - elektromagnetická
 - ...

Pro zjednodušení v případě že $\rho = konst.$ $\Rightarrow \partial v_j / \partial x_j = 0$ (rovnice kontinuity) dostáváme vztah:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot grad) \vec{v} = \vec{a} - \frac{1}{\rho} grad p + \nu \Delta \vec{v}. \quad (18)$$

Pro případ definování Bernoulliho rovnic o zachování energie vycházíme z Eulerova vztahu pro ideální tekutiny, kdy neuvažujeme třecí síly. Tedy obecná Bernoulliho rovnice pro toto neustálené proudění v libovolném průřezu proudové trubice je dána vztahem:

$$\frac{v^2}{2} + \int_1^2 \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \cdot d\vec{l} + P - U = konst., \quad (19)$$

kde dl je elementární dráha, P je tlaková funkce a U je potenciál [16].

V případě definice reálné tekutiny se v Bernoulliho rovnici opět pracuje s třecí silou a přibývá další člen, který představuje disipační – ztrátovou měrnou energii „ Y_z (J/kg)“, která se mění v teplo, tudíž se snižuje mechanická energie kapaliny. Pro vztah tedy platí:

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} + g \cdot z_1 = \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho} + g \cdot z_2 + Y_z. \quad (20)$$

Pro reálnou tekutinu tedy uvažujeme dva druhy proudění a to laminární a turbulentní. Laminární proudění je jednodušší než turbulentní a vyskytuje se u menších průtokových rychlostí, kde jsou malé průtočné kanály a také větší viskozita tekutiny. Jsou řešeny integrací Navier-Stokesových rovnic analyticky pro jednoduché případy, u složitějších případů jsou řešeny opět numerickými metodami. Uplatňuje se zde Newtonův vztah pro smykové (vazké) napětí $\tau = \eta \cdot (dv/dy)$, který skutečnosti dobře odpovídá, ovšem pro případ turbulentního proudění je smykové napětí složitější. Důležité je tzv. Reynoldsovo kritické číslo „ Re “, které udává rozhraní mezi těmito dvěma druhy proudění. Toto číslo je závislé na mnoha parametrech. Z mnoha experimentů bylo zjištěno, že o laminární proudění se jedná až do čísla $Re = 2320$ a od $Re = 5000$ až 6000 dochází k turbulentnímu proudění. Oblast mezi čísly $Re = 2320$ – 5000 (6000) se nazývá tzv. přechodová oblast (rychlostní profil je nestabilní). V případě

laminárního proudění se částice pohybují po rovnoběžných drahách, nedochází k mísení vrstev a proud má hladký povrch. Pro turbulentní proudění jsou charakteristické pulsace všech veličin, kdy trajektorie pro každou částici je nepravidelná a dochází k neustálému mísení celého objemu. Povrch tohoto proudu je drsný, nepravidelný a neprůhledný. Je to časově proměnný pohyb, kdy veličiny, které tento pohyb charakterizují, se mění náhodně s časem. V případě rychlosti její okamžité hodnoty kolísají kolem střední hodnoty, takže pro jistý okamžik je dána součtem střední rychlosti a své flukтуаční složky:

$$v_x = \bar{v}_x + v'_x, \quad \text{kde} \quad \bar{v}_x = \frac{1}{T} \int_0^T v_x dt, \quad (21)$$

kde \bar{v}_x je střední rychlost v čase, v'_x je flukтуаční složka a T je čas [17].

Jak bylo výše zmíněno, i zde je zaveden pojem kinematické viskozity ν , jež je analogií dynamické viskozity η u laminárního proudění. Ovšem tato viskozita není látkovou vlastností, ale je funkcí souřadnic závislých na charakteristikách proudového pole. V blízkosti stěny se projevuje i tzv. smykové napětí podle Newtona, poněvadž tam musíme počítat se zbržděním proudící kapaliny. Podle Prandtla a Karmána rozdělujeme toto proudění blízko stěny na tři oblasti:

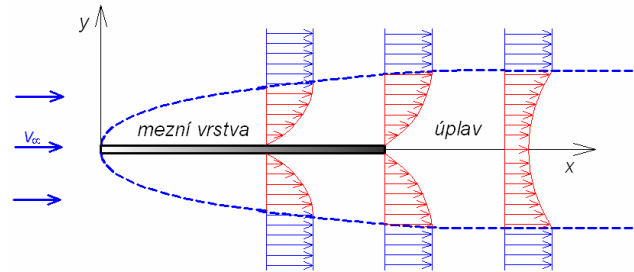
- Vazká podvrstva – tvoří se v těsné blízkosti stěny a je velmi tenká (méně než mm). Hraje ale významnou roli při přestupu tepla a její rychlostní profil je přímkový.
- Přejídná vrstva – je část proudu, kdy rychlost plynule přechází z přímkového profilu na profil turbulentní.
- Turbulentní jádro proudu – se nachází dále od stěny a převládá zde turbulentní napětí.

Tedy jak bylo řečeno, turbulentní proudění je proudění skutečné kapaliny, která vlivem viskozity (vnitřního tření) ztrácí energii. Toto proudění se skládá z turbulentních vírů, které obsahují energii. Velké víry, obsahující největší energii, se rozpadají na menší víry a tento sestupný proces končí tzv. disipací energie nejmenších vírů na teplo, kde vztah pro disipaci je $\varepsilon = \bar{v}^3/l$, kde l je charakteristická délka. Většina této energie je soustředěna v jádru proudu, kde je rychlost nejvyšší, neboť kinetická energie roste s druhou mocninou rychlosti.

Jelikož kapalina nebo plyn neproudí vždy jen samostatně, patří do mechaniky tekutin i princip obtékání tělesa, neboli libovolné překážky proudění. Tento velmi důležitý jev se řeší experimentálně, ovšem díky velké náročnosti těchto zkoušek se dostává do popředí numerické modelování na počítači označováno souhrnně jako CFD (Computational Fluid Dynamics) [14] [15] [17].

Tedy při obtékání tělesa v tekutině vznikají síly a momenty působící na dané těleso. Tyto síly a momenty jsou určeny tvarem tělesa, jeho umístěním v dané tekutině a vlastnostmi proudění (rychlosti, hustotě, viskozitě). Síly i momenty dělíme na tři složky: odpor F_x , vztlak F_y , boční síla F_z a momenty klonivý M_x , zatáčivý M_y a klopivý M_z . Při symetrickém obtékání pak vychází některé složky rovny nule. Například pro těleso konečné tloušťky symetrické k vektoru rychlosti nám zůstává odpor F_x , ostatní síly jsou nulové. Při obtékání těles vzniká na každém povrchu tzv. mezní vrstva, což je tenká vrstva zbržděné tekutiny vznikající vlivem

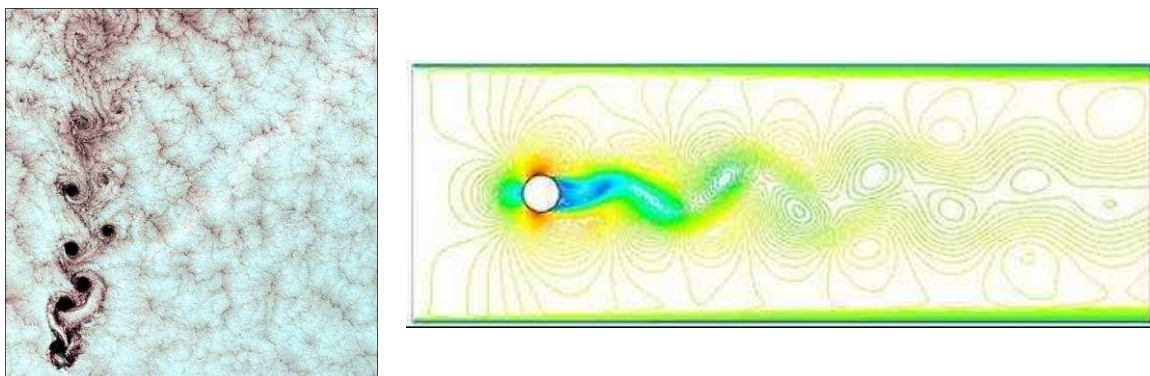
viskozity. V případě tenké desky umístěné paralelně do proudu vzniká na jejím povrchu mezní vrstva, kde rychlost tekutiny na stěně po jejím ulpění je rovna nule. Díky vlivu viskozity jsou zbrzděny i nejbližší vrstvy tekutiny. Tato rychlost směrem od stěny desky, kde je rychlost nulová, roste, až dosáhne rychlosti nenarušeného proudu jak je vidět na obrázku 32.



Obr. 32: Znárodnění mezní vrstvy na desce [15].

V případě tenké desky se jedná tedy o nejjednodušší případ síly odporu. Ovšem pro tělesa konečné tloušťky tuto sílu odporu dělíme na odpor třecí, který je dán integrálem tečných sil po povrchu a odpor tlakový, kdy v případě tlaku dochází k jeho nesymetrickému rozložení po povrchu tělesa. Ve většině případů musíme tyto oba odpory zahrnout společně. Podle nich tedy dělíme obtékaná tělesa na případy, kdy je:

- Dominantní třecí odpor – případy podobné tenké desce rovnoběžné s prouděním (např. ocasní plochy letadel), kdy vliv tlakového odporu je malý. Také úplav je malý.
- Dominantní tlakový odpor - pro případ desky postavené kolmo k proudění, kdy na hranách dochází k odtržení proudu a vzniku vírů a vírových oblastí za deskou. Před tělesem dochází k přetlaku, za ním k podtlaku a úplav je velký.
- Kombinace třecího a tlakového odporu – v případě těles zakřivených (koule, válec...) dochází k tzv. odtržení mezní vrstvy, což je způsobeno prouděním tekutiny do míst s vyšším tlakem (zadní část koule nebo válce). V tomto místě vzniká inflexní bod, za nímž dochází k opačnému smyslu rychlosti a vzniká zpětné proudění. Při velmi malých Reynoldsových číslech vliv viskozity sahá daleko od tělesa a hovoříme o tzv. plíživém proudění. V případě válců dochází ke střídavému odtrhávání vírů a vzniká za ním tzv. Karmánova vírová stezka viz obrázek 33 [14] [15] [17].



Obr. 33: Znárodnění Kármánovy vírové stezky v mracích za vrcholem hory (vlevo) a pro numerickou simulaci pro obtékaný válec (vpravo) [15].

6 Vznik a průběh rázové vlny

Pro případ vysokých rychlostí proudění se pro popis používá Machovo číslo, které udává poměr mezi rychlostí tělesa (rychlostí proudění) a rychlostí zvuku v tomto prostředí.

$Ma = v/a$, kde v je rychlost proudění a a je rychlost šíření zvuku v daném prostředí (proudu).

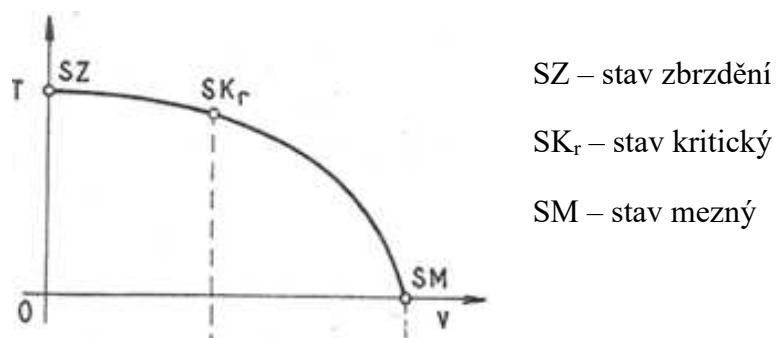
Tato rychlost šíření zvuku je dána stlačitelností tekutiny a to jakou rychlostí se ve stlačitelném prostředí šíří tlakový rozruch:

$$a = \sqrt{\frac{K}{\rho}} = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} [ms^{-1}], \quad (22)$$

kde K je objemová stlačitelnost tekutiny [18].

Zde ještě zmíníme proudění tekutiny, v našem případě plynu, clonou, jelikož je to důležitou součástí diplomové práce a hlavně důležitou součástí diferenciálně čerpané komory. Tedy před místem zúžení – clonou – dochází ke zvýšení rychlosti a tlak klesá (v nejužším místě clony je rychlost maximální). Po průchodu clonou tlak opět roste (komprese plynu). V tomto místě dochází ke změně stavových veličin plynů v důsledku vzniku vířů před a za clonou, přičemž jejich teplota je jiná a dochází k nevratnému procesu způsobující nárůst entropie. Při vysokých rozdílech tlaků před a za clonou dochází k tzv. kritickému proudění. Rychlost proudění přes clonky roste tedy přímo úměrně s rozdílem tlaků před a za clonkou, ovšem v případě, že dosáhne rychlosti Mach 1, rychlost již dále neroste, ačkoliv změny tlaků mohou stále stoupat. Pro výše zmíněnou změnu teploty v závislosti na čase dostáváme teplotní parabolu (obr. 34), která vyplývá z rovnice energie [19] [20].

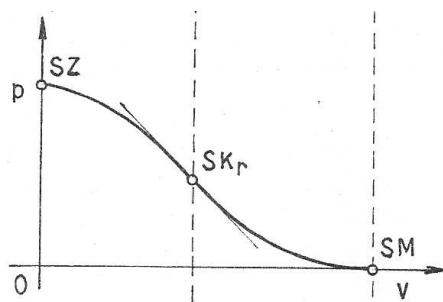
$$e = \frac{v^2}{2} + c_p T = c_p T_0 \quad (23)$$



Obr. 34: Znázornění tří režimů pro primární svazek

Pro případ závislosti tlaku na rychlosti z Bernoulliho rovnice vyplývá tzv. tlaková hora (obr. 35).

$$e = \frac{v^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{p}{p_0} \right) = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \quad (24)$$

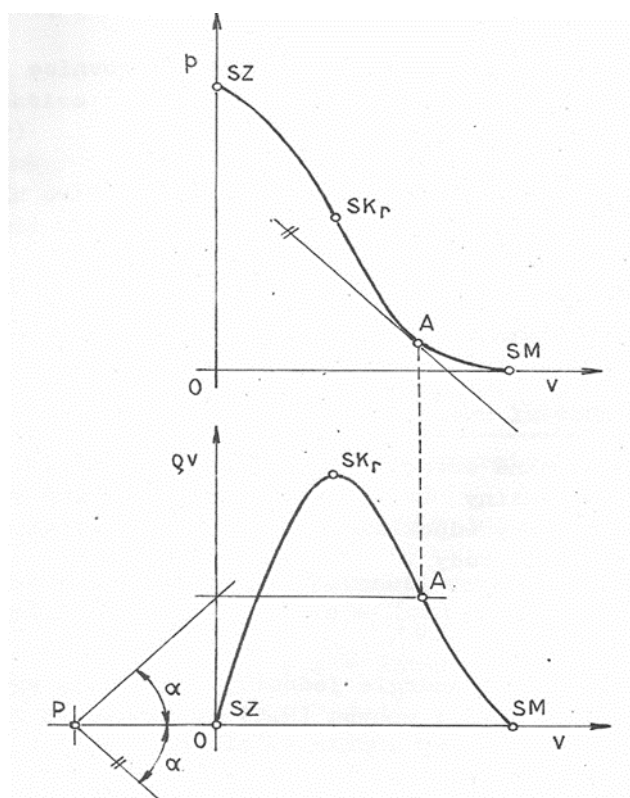


Obr. 35: Tlaková hora.

Pokud tuto závislost derivujeme, dostáváme závislost hustoty proudu na rychlosti (obr. 36).

$$v dv + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (25)$$

$$\rho v = - \frac{dp}{dv} \quad (26)$$



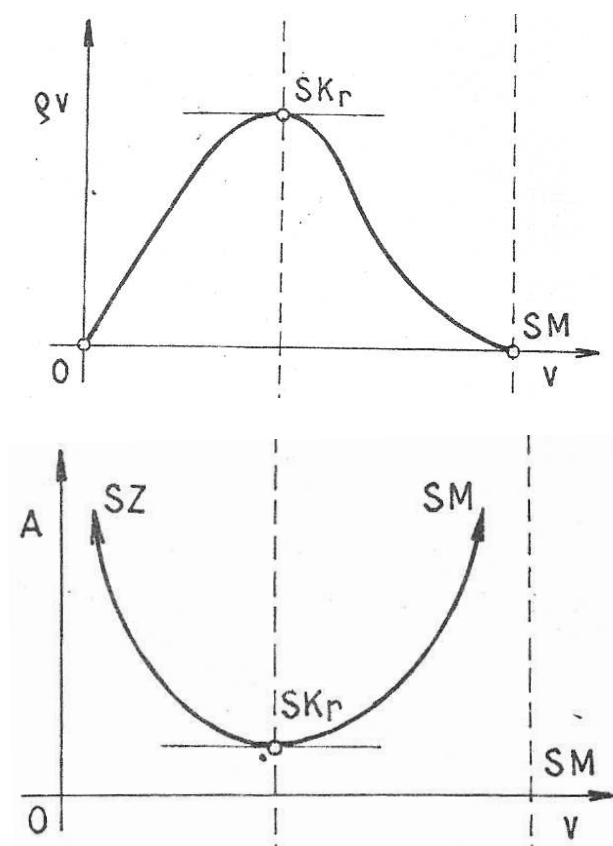
Obr. 36: závislost hustoty proudu na rychlosti

Z toho nám tedy vyplývá, že hustota proudu nabývá své maximální hodnoty v případě kritického proudění. Pro tento stav je průtočný průřez „A“ minimální [21] [22].

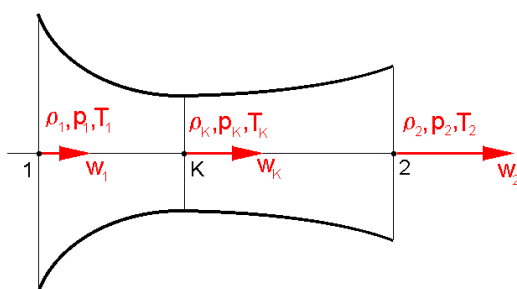
Lze tedy vypočítat, že přechod z podzvukového proudění na nadzvukové je možný pouze přes kritický stav a to zmenšováním průtočného průřezu dokud se tohoto stavu nedosáhne a poté opětovným zvětšením průtočného průřezu (obr. 37). Názorně lze tuto skutečnost vidět pro případ Lavalovy dýzy (obr. 38), typy optického znázornění expanze plynu za dýzou jsou na obrázku 39. Závislost průtočného průřezu je definována:

$$A = \frac{Q_m}{\rho v}, \quad (27)$$

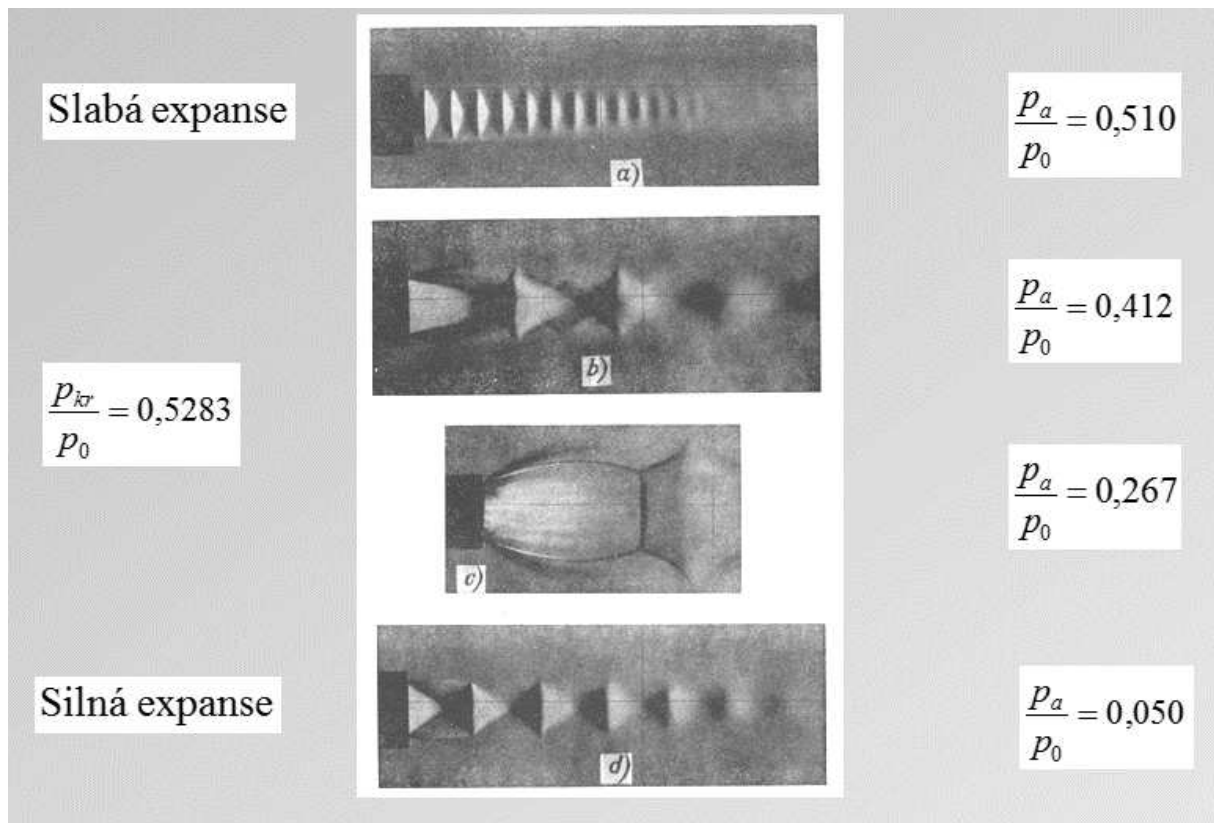
kde A je průtočný průřez a Q_m je hustota proudu.



Obr. 37: Závislost průtočného průřezu na rychlosti



Obr. 38: Lavalova dýza



Obr. 39: Optické znázornění expanze plynu za dýzou [21] [22].

V případě kritického proudění nastává jev, jež se nazývá rázová vlna, která právě vzniká v důsledku rozdílných vlastností při podzvukovém a nadzvukovém proudění z důvodů komprese a expanze plynů. Tato rázová vlna je skoková tlaková porucha, která nemění tlak před nebo za sebou a vytváří kulovou nebo kuželovou plochu (při nadzvukových rychlostech). Můžeme tedy říci, že tato plocha je hranicí mezi zkomprimovaným plynem, který expanduje ve svém směru rychlostí zvuku a okolním doposud neovlivněným plynem. Tato rázová vlna vzniká v místě přechodu rychlostí z nadzvukové do podzvukové [18].

Těmito vlastnostmi se zabývá tzv. Hugoniotův teorém, který definuje vztah mezi průtočným průřezem a Machovým číslem bez tření jako: $dA/A + dv/v(1 - Ma^2) = 0$.

Podle tohoto vztahu rozdělujeme závislost na Machově čísle následovně:

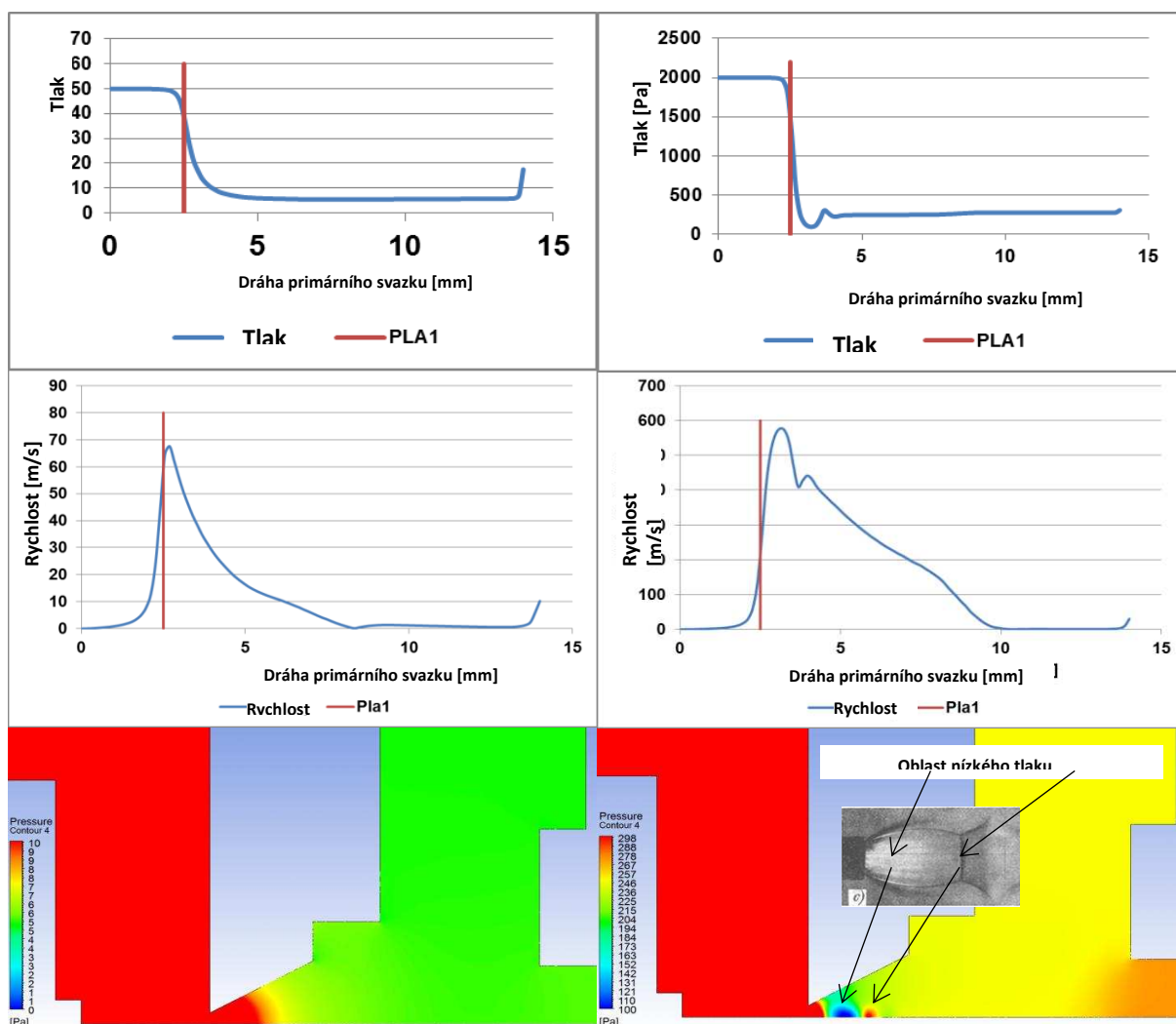
- $Ma < 1$ – podzvukové proudění,
- $Ma = 1$ – zvukové proudění – kdy dochází ke kritickému proudění a jde o nejužší místo,
- $Ma > 1$ – nadzvukové proudění [18].

Chování podzvukového proudění je tedy opačné od nadzvukového a pro případ kanálu, kde je nejužší místo tvořeno clonou, vždy závisí na rychlosti vstupního proudu. Tedy pro počáteční podzvukové proudění vychází při průtoku clonou, kde je proudění kritické, neboli zvukové, proudění nadzvukové a naopak. Pro případ přechodu nadzvukového proudění do podzvukového dochází ke skokové změně stavových veličin, což je výše zmíněná rázová vlna [19].

Při nadzvukových rychlostech proudění tedy dochází ke vzniku různých efektů a to:

- kolmé rázové vlny – kdy směr proudění zůstává shodný s počátečním, pouze rychlost klesne pod rychlost zvuku,
- šikmé rázové vlny – kdy se mění směr proudu o daný úhel a výsledné proudění může být jak podzvukové tak i nadzvukové,
- kompresní vlny – v praxi zatím neuskutečnitelné, nejbližší tomu tyto vlny vznikají v důsledku kumulace rázových vln,
- expanzní vlny,
- λ -rázové vlny [18].

Na příkladu tlaku plynů v diferenciálně čerpané komoře si lze tyto rázové vlny ukázat. Z obrázku 40 vlevo vidíme, že pro nízké rychlosti rázové vlny nevznikají, jak je znázorněno na třech grafech pod sebou na levé straně obrázku, kdy je tlak 50 Pa. Vznikají teprve asi od tlaku 300 Pa a vyšší, kdy dochází v cloně PLA ke kritickému proudění. Vpravo na obrázku 40 je tedy simulace chování plynů v komoře při tlaku 2000 Pa a je zřejmé, jak v nadzvukové oblasti dochází k poklesu tlaku zakončeného rázovou vlnou, kdy je dosaženo opět podzvukové rychlosti proudění. To je pro případ diferenciálně čerpané komory žádoucí, neboť tím lze lépe dosáhnout na základní požadavek ESEM a to aby v cestě primárního svazku elektronů byl co nejnižší tlak [21].



7 Optické metody

7.1 Úvod

Již v minulosti lidé sledovali proudění tekutin a pro důkazy svých výpočtů hledali vizuální důkazy předpokládaného chování. Proto se v oblasti proudění tekutin rozvíjel i výzkum na jejich zviditelnění. Tato oblast byla nazvána vizualizační a spadají do ní všechny systémy, které nám v dnešní době zobrazí daný stav tekutiny, popřípadě její názorný průběh. Tyto metody se dále dělí na kontaktní a bezkontaktní. Kontaktní využívají k vizualizaci různé látky, které po vložení do proudu tekutiny zobrazí její průběh, např. kouř, mlha, barva aj. V případě bezkontaktních metod nepoužíváme zprostředkující látky a tyto metody jsou založeny na optických vlastnostech daného prostředí [23].

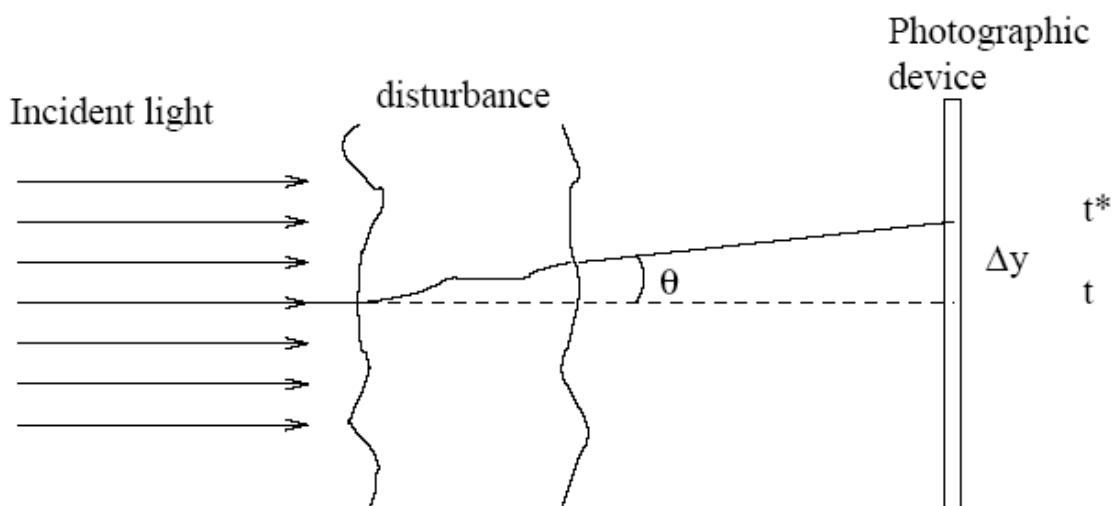
7.2 Vznik jevů důležitých pro optické metody

Pro náš případ, kdy tyto vizualizační metody jsou používány pro zobrazení rázové vlny v diferenciálně čerpané komoře je jasné, že kontaktní metoda nepřichází do úvahy. Proto je potřeba využít metody bezkontaktní, do nichž spadají optické metody, které jsou nejvhodnější pro dané požadavky. Tyto metody využívají přirozených změn optických vlastností tekutiny, které vznikají při proudění. Podle fyzikálních jevů, na kterých jsou založeny, je dělíme na dva typy [24]:

- a) Rychlost světla je závislá na indexu lomu prostředí, kterým prochází a index lomu prostředí zase závisí na hustotě tohoto prostředí.
- b) Světlo, které prochází danou hustotní změnou (mění se i index lomu) se lomí a ohýbá.

Pro případ pomalého proudění by tyto jevy nebyly dostatečně viditelné pro optické pozorování, ovšem pro případ rychle proudící tekutiny se již stanou zřetelnými. Tyto jevy jsou využity v následných optických metodách (obr.41) a to [24] [25]:

- 1) Stínová metoda – využívající jev (b), která zviditelňuje místa, kde se gradient hustoty mění velmi intenzivně (měří druhou derivaci hustoty), takže je vhodná pro zobrazení rázových vln. Ze všech metod je nejjednodušší ovšem poskytuje nejméně informací.
- 2) Šlírová metoda – využívá také jevu (b) a poskytuje informace o místech velké změny hustoty (první derivace hustoty).
- 3) Interferometrická metoda – využívá jevu (a), čímž je předurčena k měření hustotního pole, neboť měří přímo velikost hustoty. Poskytuje nejvíce informací, ovšem je to metoda nejnákladnější a nejobtížnější.



Obr. 41: Základní princip výše zmíněných metod [26].

7.3 Světlo a jeho ohyb

Jak bylo výše zmíněno, rychlost světla závisí na indexu lomu prostředí, kterým v daný okamžik prochází a to vztahem:

$$n = c_0/c, \quad (28)$$

kde c_0 je rychlost světla ve vakuu. Pro plyny mající index lomu blízký jedné platí:

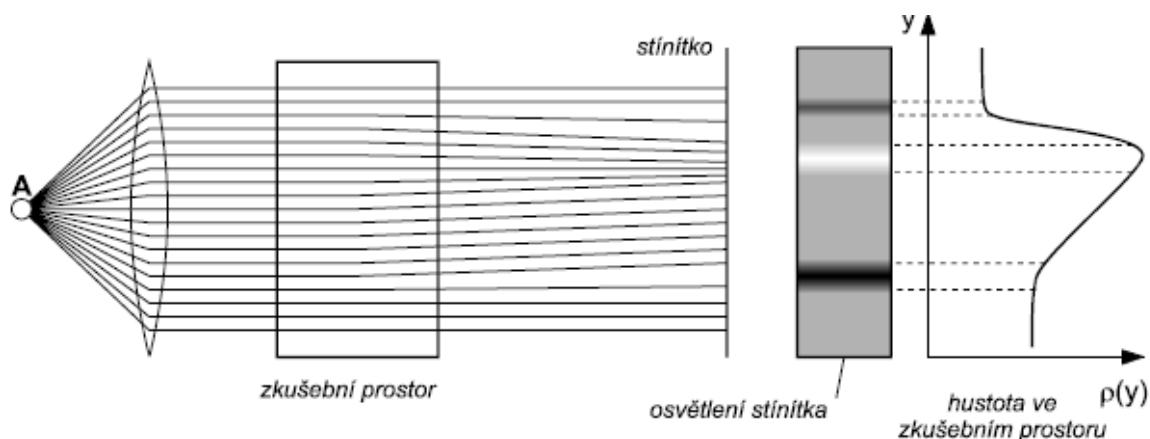
$$n = 1 + K_0 \cdot \rho \quad (29)$$

kde K_0 je Gladstoneova-Daleova materiálová konstanta (pro vzduch $K = 0,226 \text{ cm}^3/\text{g}$), n je index lomu a ρ je hustota [26].

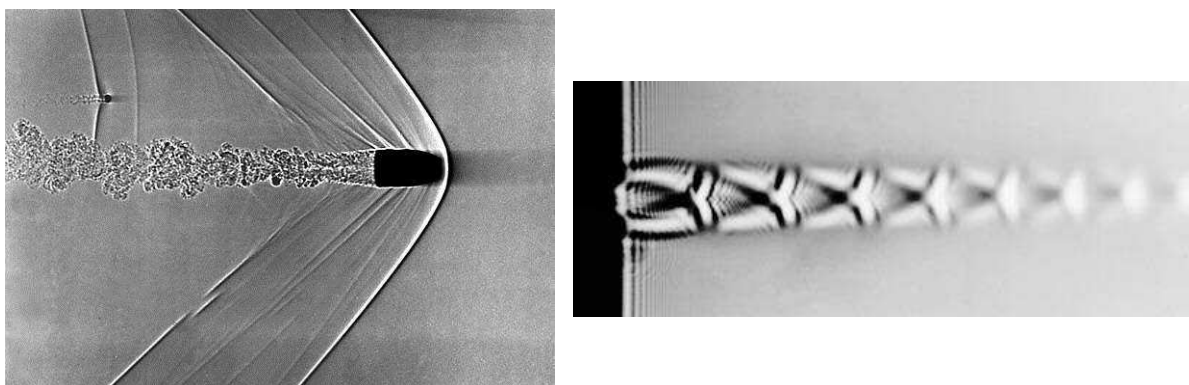
7.4 Jednotlivé optické metody

7.4.1 Stínová metoda

Tato metoda patří mezi nejjednodušší a nejlevnější metody pro vizualizaci nehomogenit v tekutinách. Rovnoběžné paprsky procházejí nehomogenním transparentním objektem a osvětlují stínítko. V důsledku velkých změn indexu lomu se zakřívují výsledné trajektorie světelných paprsků. Tedy od míst, kde jsou druhé derivace indexu lomu nulové se šíří kontury nebo stíny, tzn. v místě rozbíhání bude stínítko tmavé a v místě sbíhání bude naopak stínítko světlé. Takto tedy rozeznáme místa se změnou gradientu hustoty, ovšem místa stejnosměrného nárůstu hustoty již nerozeznáme, neboť na stínítku jsou osvětlené stejně jako místa s konstantní hustotou. Na obrázku 42 vidíme případ vizualizace rázové vlny, pro kterou je tato metoda vhodná. Obrázky 43 (vlevo, vpravo) jsou zde uvedeny jako příklady stínogramů [24] [25].



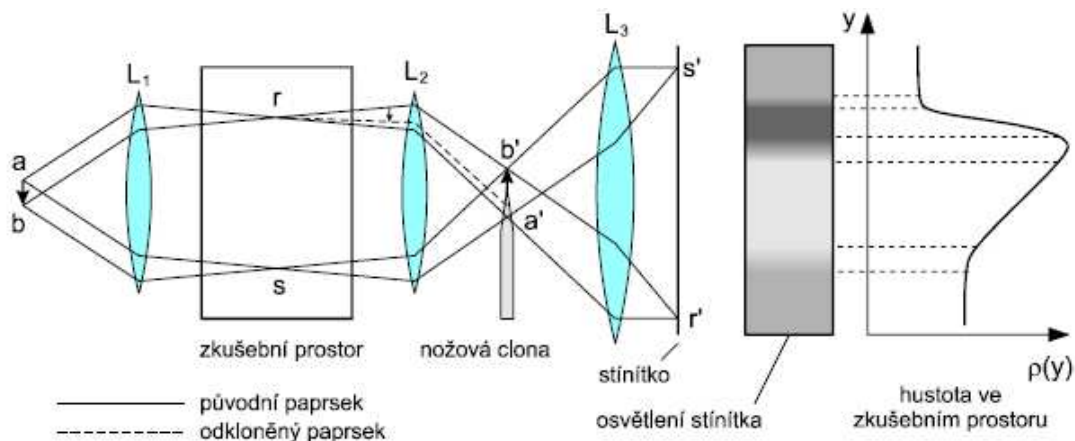
Obr. 42: Znáornění principu stínové metody a výsledná vizualizace rázové vlny na stínítku [24].



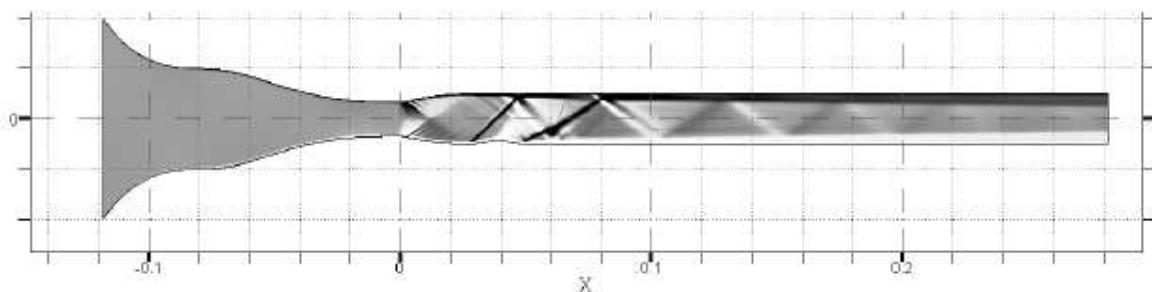
Obr. 43: Příklady stínogramů [27].

7.4.2 Šlírová (clonková) metoda

Tato metoda patří stejně jako stínová do metod rozšířených a běžně dostupných. Pracuje na podobném principu zakřívování trajektorií paprsků v tekutinách jako stínová metoda, ovšem s tím rozdílem, že u ní dochází k filtraci paprsků. Tato filtrace probíhá použitím clony, mřížky či barevné mřížky, která se vloží do ohniskové roviny zobrazovací čočky. Jak už jsme zmínili, tato metoda je citlivá na první derivace indexu lomu, kde v těchto místech vznikají souvislé oblasti nebo proužky, viz obrázek 44. Metoda nevyžaduje koherentní zdroj světla a liší se tedy podle toho, jaký typ clony je použit. V případě použití mřížky je možno sledovat a získat informaci o existenci různých zakřivení paprsků, kdy se vytvoří proužky propojující místa se stejným gradientem indexu lomu. Pokud je použito bílé světlo lze v případě barevné mřížky získat i barevnou informaci o rozložení těchto derivací indexu lomu. Příkladem vizualizace proudění clonkovou metodou pro $Ma = 1,8$ v kanále je obrázek 45 [24] [25].



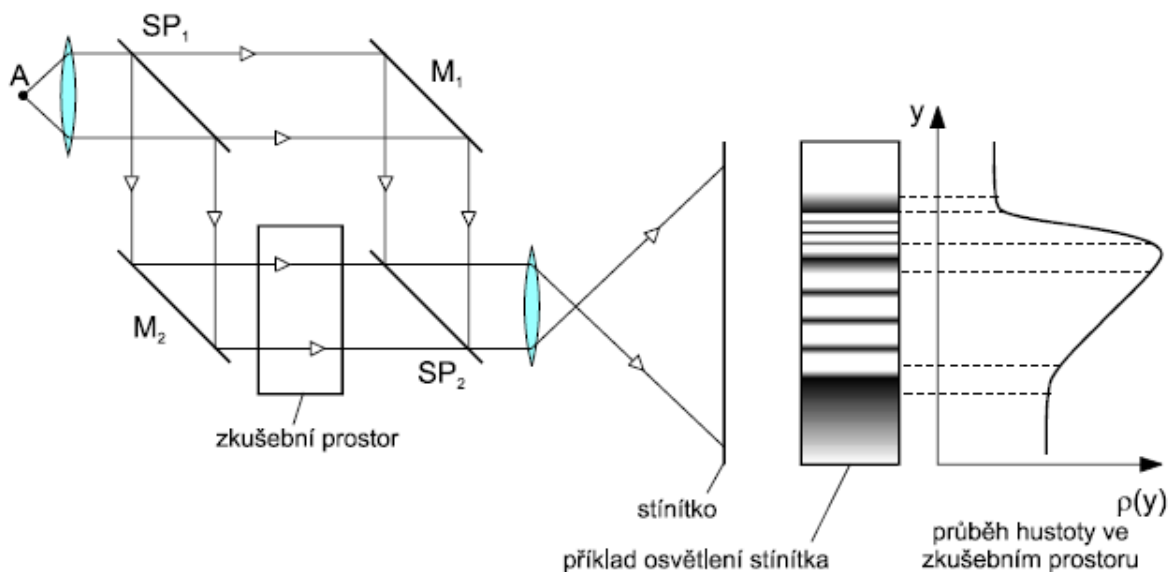
Obr. 44: Znázornění principu clonkové metody a její výsledné zobrazení na stínítku [24].



Obr. 45: Vizualizace proudění clonkovou metodou pro $Ma = 1,8$ v kanále [24].

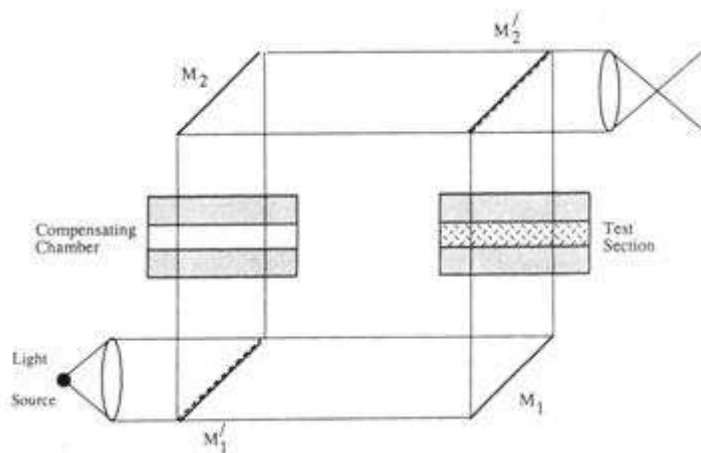
7.4.3 Interferometrická metoda

Tato metoda je oproti dvěma předcházejícím velmi náročná na technické vybavení, čímž vzrůstají požadavky jak po finanční stránce tak při složitosti ovládání. Také klade vyšší požadavky na zdroj, který by měl být malý, intenzivní a výsledné světlo musí být koherentní. Na druhou stranu je velmi přesná, neboť udává ihned nejlepší informace o velikosti hustoty v daném místě a tudíž i o vlastnostech proudového pole. Tato metoda pracuje na způsobu dělení počátečních rovnoběžných paprsků na dva svazky, které by měly mít přibližně stejnou optickou dráhu, kde jedna část svazku prochází nehomogenním transparentním objektem. Poté dochází ke spojení těchto interferujících svazků na zařízení pro jejich záznam. Znázornění principu interferometru je na obrázku 46 [24].

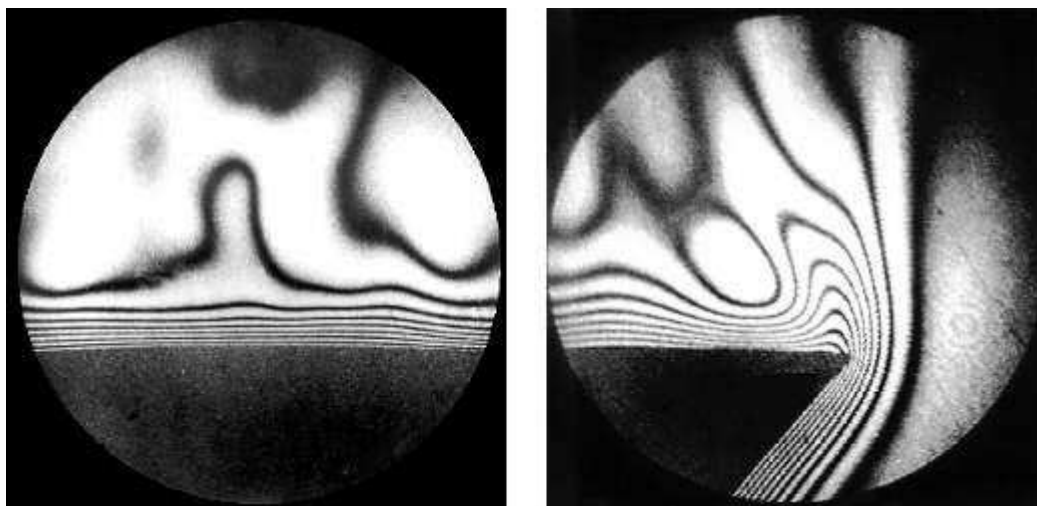


Obr. 46: Základní princip interferometru a jeho výsledný obraz na stínítku [24].

Zařízení pracujících na principu interferometru je více druhů lišící se od sebe hlavně způsobem rozdělení a opětovného spojení světelných svazků, nebo jiným způsobem záznamu interference. Pro příklad zde uvedeme Jaminův interferometr, Michelsonův interferometr nebo Machův-Zehnderův interferometr, který je asi nejpoužívanějším zařízením pro výzkum transparentních objektů. Pracuje na principu dvou komor, které jsou vzájemně porovnávány. Jedna komora obsahuje sledovanou proudící tekutinu a druhá je kompenzační. Ta obsahuje stejnou tekutinu a srovnatelný statický tlak. Princip můžeme vidět na obrázku 47. Výsledná vizualizace proudění získaná pomocí Mach-Zehnderova interferometru je na obrázku 48 [25].

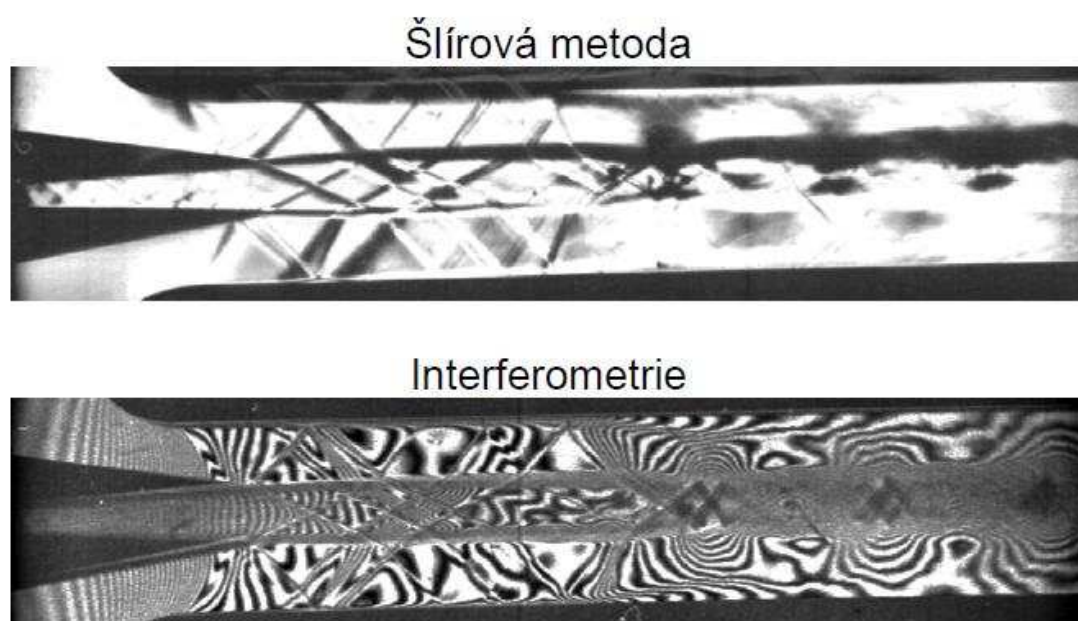


Obr. 47: Princip Mach-Zehnderova interferometru [26].



Obr. 48: Interferogram získaný Mach-Zehnderovou metodou [26].

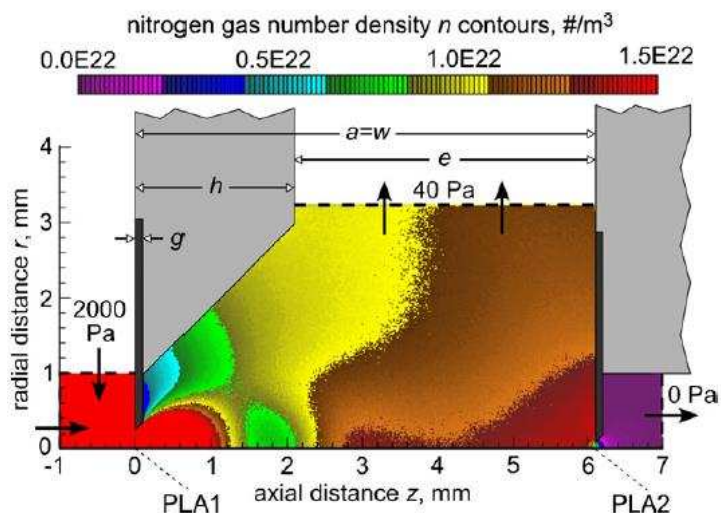
Na závěr těchto metod zde ještě uvedeme obrázek 49, na kterém můžeme porovnat proudění v ejektoru získaných pomocí Šlírovy a interferometrické metody.



Obr. 49: Srovnání vizualizace proudění v ejektoru pomocí dvou optických metod [26].

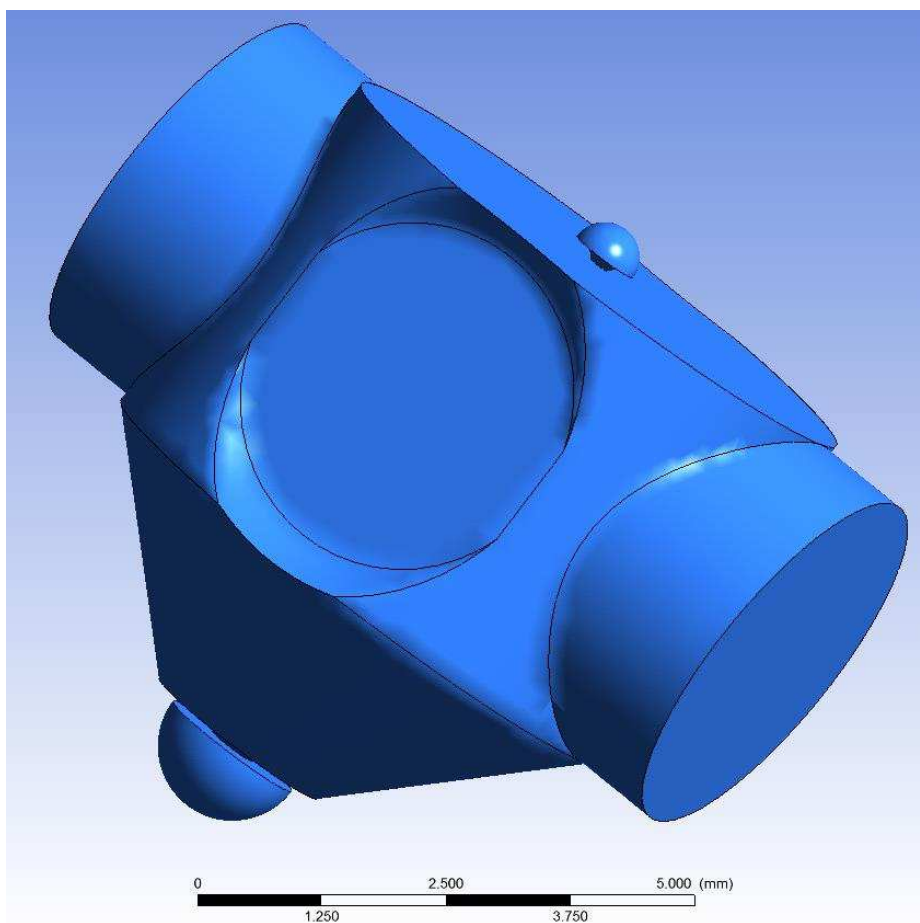
7.5 Využití v případě diferenciálně čerpané komory

Jak bylo již výše zmíněno, tyto optické metody poslouží k zviditelnění rázové vlny vznikající v diferenciálně čerpané komoře při změně rychlosti nadzvukové na podzvukovou. Pro modelaci základních podmínek se vychází ze zjednodušeného modelu od G. D. Danilatose – viz obrázek 50, který používá při simulacích metodu Monte Carlo [28].



Obr. 50: Simulace získaná metodou Monte Carlo od Danilatose.

Na tomto obrázku lze vidět, že ke vzniku rázové vlny dochází asi ve vzdálenosti přibližně 2,4 mm vpravo od PLA1 (přechod mezi žlutou a hnědou) v oblasti osy z . Pro zobrazení rázové vlny v diferenciálně čerpané komoře je potřeba přizpůsobit konstrukci komory pro čerpání ze dvou stran, tak aby bylo možné instalovat světlovody v kolmé ose. Tato modifikace je znázorněna na obrázku 51 [28].



Obr. 51: Modifikace komory se skleněnou aperturou.

V současnosti dochází ke kontrole výsledných simulací, kde dalším krokem bude výroba této nasimulované komory. Poté lze již použít daných optických metod pro následné jemné ladění a získání dalších přesnějších simulací při nastavování matematického modelu nízkotlakých proudů nadzvukových tekutin.

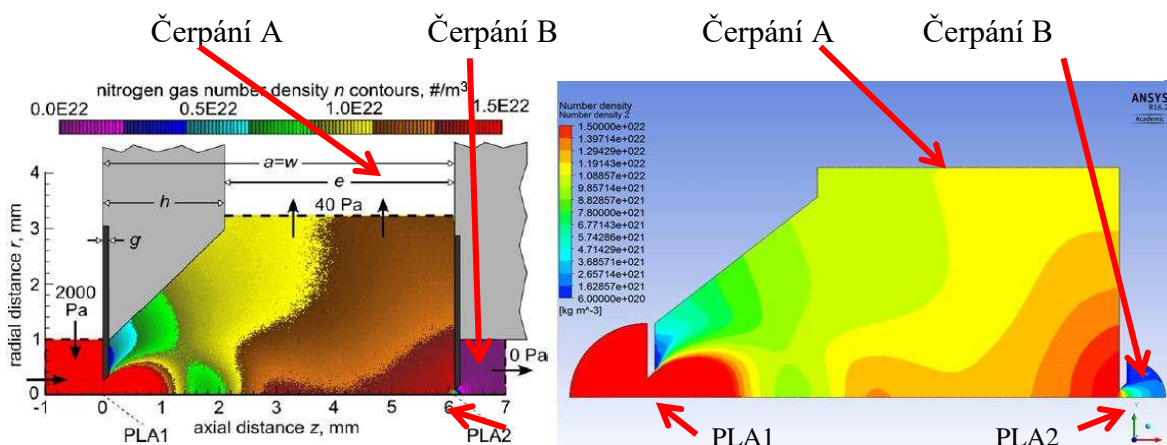
8 Experimenty probíhající v současnosti na ústavu

8.1 Úvod

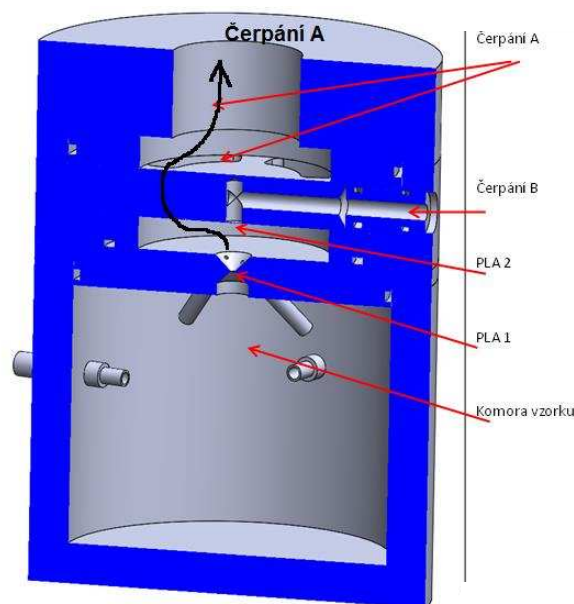
Cílem této kapitoly je představit probíhající výzkum na ústavu, který se podrobně zabývá právě již dříve zmiňovanou diferenciálně čerpanou komorou a jejím okolím. V kostce tedy shrneme, jakých pokroků bylo dosaženo do dnešní doby a na kterých dalších důležitých krocích v designu této komory se pracuje a z jakého důvodu.

8.2 Od teorie Danilatose k naší praxi

Tedy jako základ pro konstrukční tvar diferenciálně čerpané komory byl brán teoretický návrh od G. D. Danilatose. Tento tvar jím navržen a spočítán statistickou metodou Monte Carlo byl na našem ústavu také namodelován a konečná simulace i výsledky z ní plynoucí se téměř shodovaly s Danilatsovými viz obrázek 52. Dále probíhaly a probíhají simulace na návrhy jiných tvarů diferenciálně čerpané komory, které by mohly být z hlediska čerpání a dalších požadovaných funkcí vhodnější. V současné době probíhají přípravy výroby experimentální komory pro odladění matematického modelu systému Ansys Fluent, jejíž součástí budou čtyři snímače tlaku umístěné na komoře, jak je znázorněno na obrázku 53. Tento tlak se bude snímat z vnitřního povrchu kužele. Podle rozložení takto získaných tlaků budeme schopni výsledky měření lépe porovnávat s teoretickými návrhy od Danilatose.



Obr. 52: Teoreticky navržená komora od D. Danilatose (vlevo), simulace metodou kontinua na našem ústavu (vpravo) [29].



Obr. 53: Experimentální model komory navržený do výroby [29].

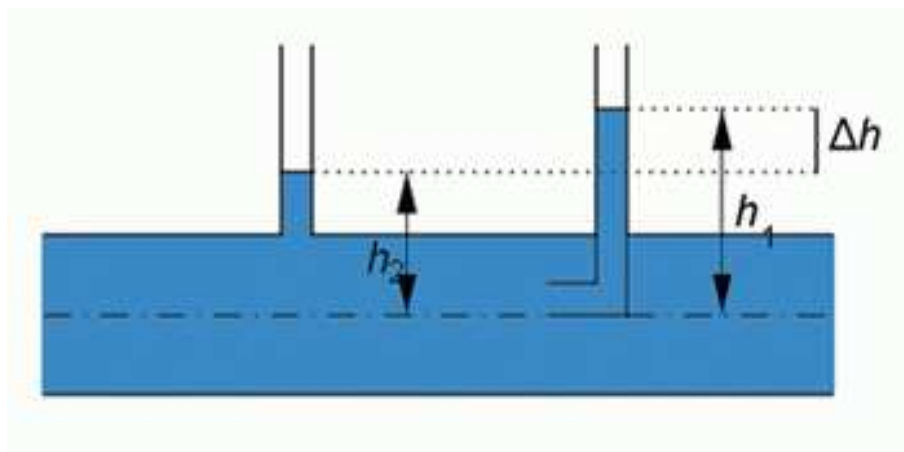
8.3 Metody používané k měření rychlosti

Další důležitou informací, kterou potřebujeme k co nejlepšímu zmapování průběhu proudění plynů uvnitř komory, je rychlost proudění. Tuto veličinu měříme v ose primárního svazku, kde je její průběh pro naše zkoumání nejdůležitější. Jsou dva základní způsoby, kterými se tato potřebná informace dá zjistit. A to buď pomocí Pitotovy trubice anebo anemometrií, která pracuje se žhavenými drátky.

8.3.1 Pitotova trubice

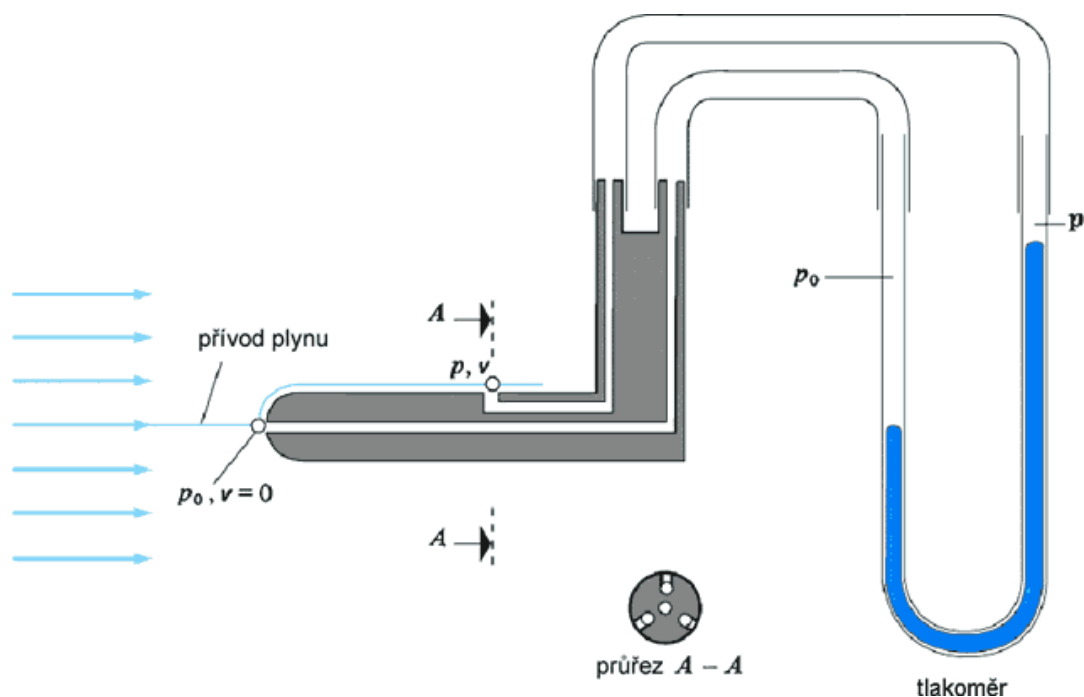
Tento princip měření je jedním z nejstarších a nejjednodušších způsobů, jak zjistit potřebnou rychlost proudění. Jak můžeme vidět na obrázku 54, skládá se ze dvou trubiček, jejíž jeden vstup je umístěn proti proudění plynu a druhým se měří statický tlak. Její použití je především pro plyny, nebo velmi čisté kapaliny, aby nedocházelo ke znečištění a zanesení trubiček. Výpočet k získání požadované rychlosti vychází ze základní platnosti vztahu pro dynamický tlak proudící tekutiny v uzavřeném kanále [30]:

$$p_c = p_d + p_s \Rightarrow p_c = \frac{1}{2\rho v^2} + p_s \quad (30)$$



Obr. 54: Znázornění principu Pitotovy trubice [31].

Pro úplnost ještě doplníme zmínkou o principu Prandtlovy trubice, která vychází ze stejného principu jako Pitotova, jen z hlediska konstrukce je již o něco složitější viz obrázek 55. Na rozdíl od Pitotovy metody, kdy je potřeba tlaky odečítat, Prandtlova metoda podává tuto informaci o hodnotě dynamického tlaku rovnou [30].



Obr. 55: Princip Prandtlovy trubice [32].

8.3.2 Anemometrie se žhavenými drátky

Touto metodou se měří rychlost proudění plynů na základě principu ochlazování žhaveného drátku, kde výsledný odvod tepla je funkcí rychlosti. Výhodou je vysoká měřicí frekvence, díky níž jsme schopni změřit i turbulentní proudění. Toto měření je ovlivňováno několika faktory a to geometrickými rozměry drátku, materiálem, ze kterého je tento drátek vyroben, teplotou žhavení a druhem měřeného plynu. Anemometry, které používají žhavený drátek, dále dělíme podle způsobů využití žhavení.

- První případ je pro konstantní teplotu drátku, kde rychlost je funkcí topného proudu (pro rychlosti 1 až 300 m/s) viz obrázek 56,
- Druhý případ je pro konstantní topný proud, kde rychlost je funkcí teploty drátku, která se vyjádří jeho odporem (pro rychlosti 1 až 300 m/s),
- Třetí případ kde topný příkon je konstantní a rychlost je také funkcí teploty drátku, jen je měřena díky termočláňkovému teploměru, což se používá pro malé rychlosti proudění.

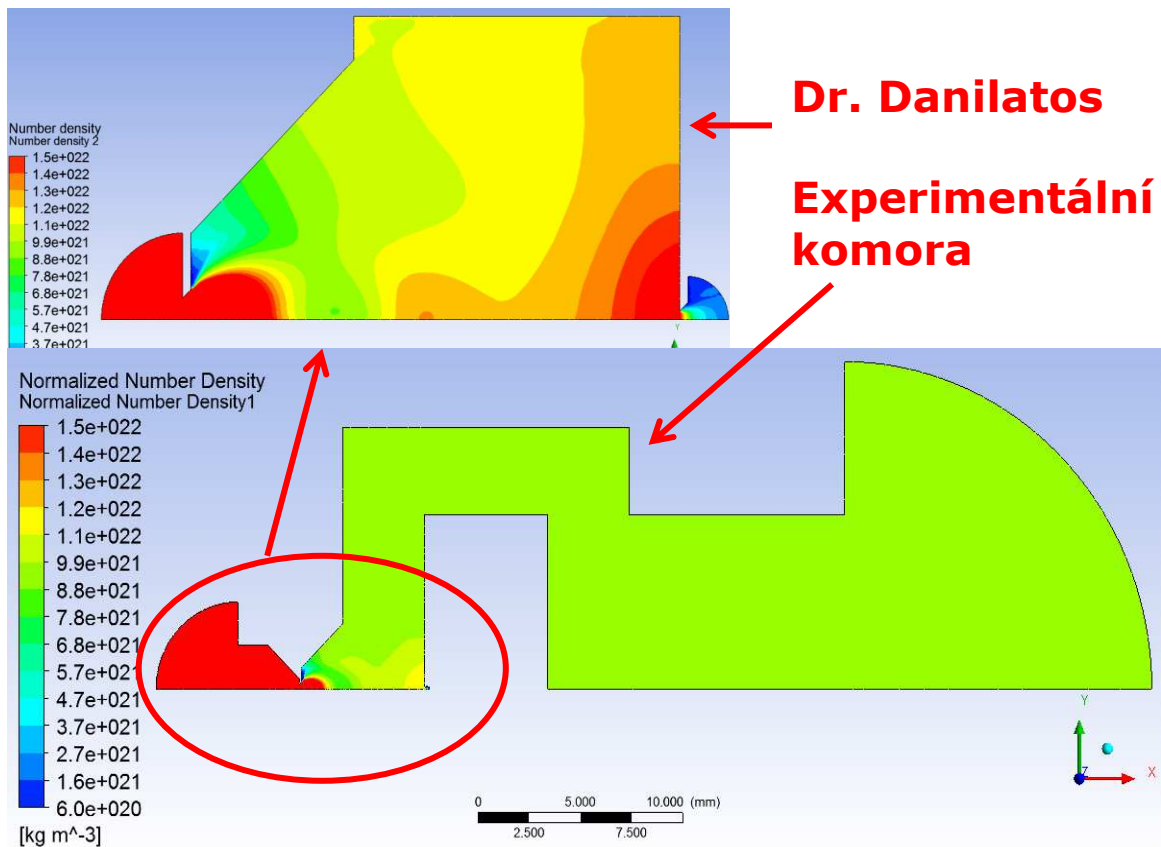
Využití tohoto zařízení je velmi široké, zvláště je vhodné k měření vysoce turbulentního proudění. Také pro měření proudění v mezních vrstvách, měření rychlostních polí pro volné proudy, tak i pro proudy blízko stěn a dokonce i pro určování okrajových podmínek pro CFD modely je tato metoda jednou z nejpřesnějších. Ovšem je to metoda velmi nákladná a potřebná kalibrace je velmi složitá [30].



Obr. 56: Termoanemometr [29].

8.4 Měření optickou metodou

Jak bylo výše popsáno, vycházíme z teorie pro konstrukci diferenciálně čerpané komory, kterou navrhl Danilatos. Ve třetí kapitole bylo zmíněno, že u tohoto základního tvaru komory vzniká tzv. rázová vlna, jejíž teorie byla popsána již dříve. U již nasimulovaných průběhů proudění pro tento případ, kde bylo při porovnávání s Danilatosem dosahováno shody, se vznik této rázové vlny očekával. Z výsledků získaných pomocí simulace metodou kontinua byla tato rázová vlna prokázána. K tomu, abychom získali přesnější představu o umístění této rázové vlny, použijeme optické metody zmiňované podrobněji v kapitole sedm. Pro svou jednoduchost, jak z hlediska svého sestavení, tak z hlediska zabudování do konstrukce komory, byla vybrána stínová metoda. Ovšem i pro tento jednoduchý případ nelze již použít přesný typ, jaký navrhuje Danilatos, poněvadž je potřeba přizpůsobit komoru pro umístění čoček. Tento nový tvar komory je znázorněn na obrázku 57, kde lze vidět změny vůči Danilatovu návrhu. Jelikož dochází ke změně tvaru komory, je z obrázku zřejmé, že se bude měnit i charakteristika proudění. Dalším krokem, který musí samozřejmě následovat, je změření a porovnání tohoto nového charakteru proudění s Danilatovou teorií. Studium této nově zkonstruované diferenciálně čerpané komory se bude dále zabývat tato diplomová práce.

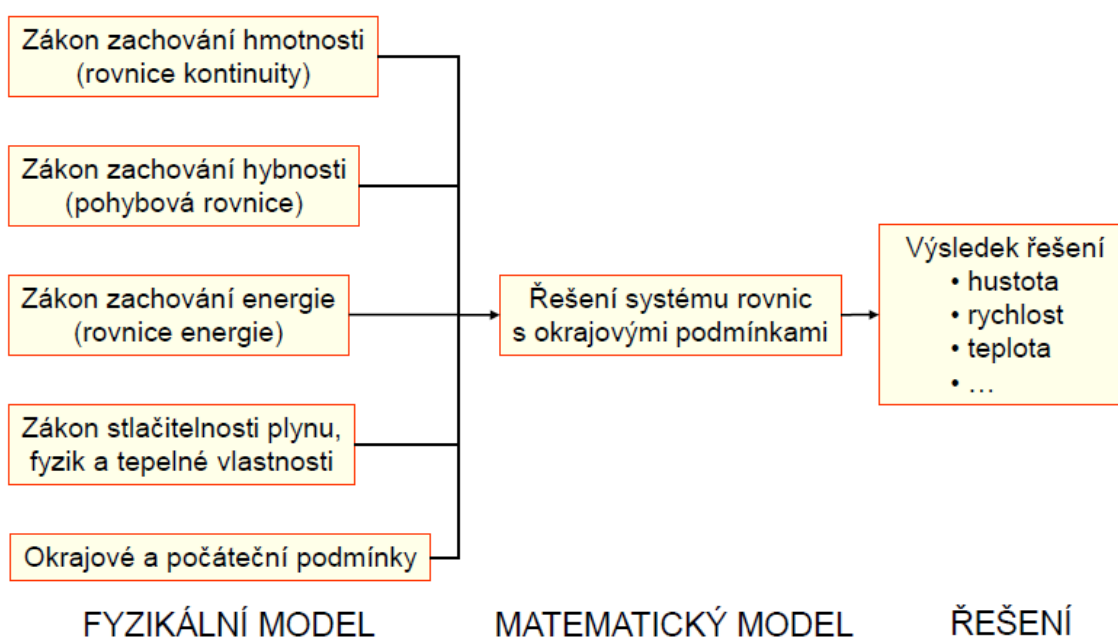


Obr. 57: Odladění tvaru experimentální komory.

9 Použití programu ANSYS FLUENT pro naše experimenty

9.1 Úvod

V páté kapitole jsme se zabývali prouděním tekutin, kde bylo zmíněno, že abychom byli schopni správně interpretovat složité typy proudění, je zapotřebí počítat s velmi složitou soustavou nelineárních parciálních rovnic. V těchto případech se v historii používaly rovnou experimentální metody, které byly ovšem nákladné a jejich sestavení bylo častokrát velmi komplikované. Proto se hledaly jiné cesty a po sestrojení počítačového systému bylo jasné, jakou cestou se bude simulace proudění dále ubírat. V dnešní době se používá moderní metoda s názvem CFD (Computational Fluid Dynamics), díky níž jsme schopni jednoduše získat představu o proudění tekutin. Na námi vytvořený virtuální model jsou dále aplikovány matematické postupy, kde po zadání okrajových a počátečních podmínek získáme údaje o dějích probíhajících v celé zkoumané oblasti. Základní schéma principu CFD je vidět na obrázku 58 [33] [34].



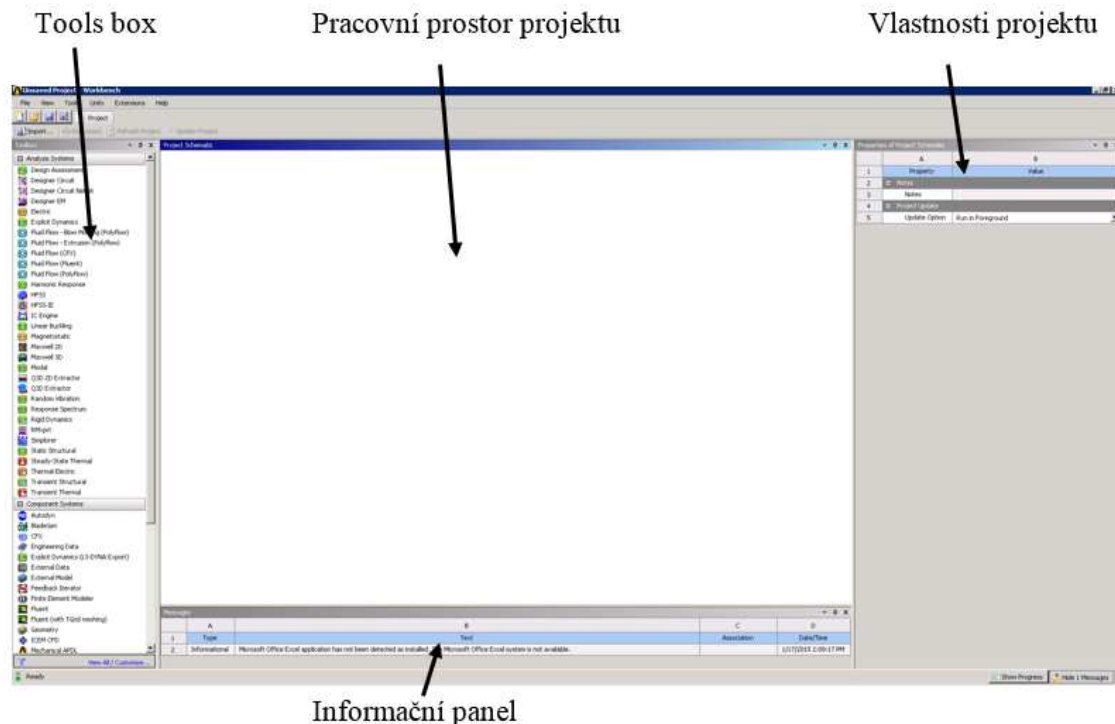
Obr. 58: Systém rovnic pro fyzikálně-matematický model řešení [35].

9.2 ANSYS Fluent

A nyní se již podrobněji podíváme na metody potřebné k simulaci pro náš případ. Software, který budeme používat, se nazývá Ansys Fluent a spadá do metod CFD. Tento špičkový program má velmi široké spektrum využití jak v oblasti fyzikálních tak i chemických dějů. Lze díky němu pokrýt téměř celé spektrum průmyslových potřeb počínaje prouděním vzduchu přes křídla letadel, spalování uhlí v pecích, přes tok krve cévami až po simulaci chlazení elektronických součástek. Program ANSYS Fluent je v současnosti nejpoužívanějším

softwarem pro CFD analýzy, protože jeho flexibilita výpočetních sítí, komplexnost fyzikálních modelů a uživatelská přívětivost umožňují rychlé a efektivní nasazení.

Program Ansys v prostředí Workbench propojuje škálu programů, pomocí kterých vytváříme připravujeme model pro vlastní výpočetní program, provádíme vlastní výpočet a po výpočtu vyhodnocuje výsledky viz obrázek 59

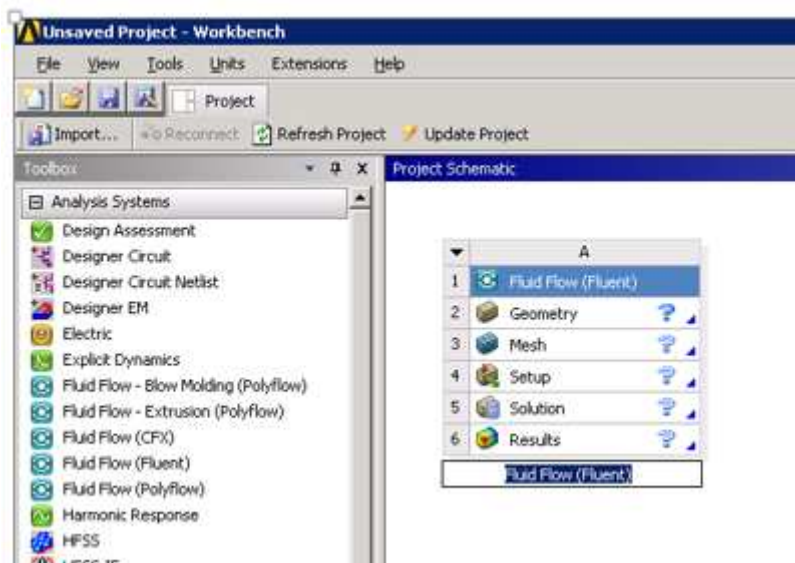


Obr. 59: Prostředí Workbench.

Tyto sdružené programy jsou:

- ANSYS Design Modeler – který umožňuje modifikaci nahraných CAD modelů, nebo úplnou tvorbu nové geometrie
- ANSYS Meshing – který je důležitý z hlediska výroby kvalitní sítě, kontrolu této kvality a její další úpravu
- ANSYS Fluent – provádí vlastní výpočet
- ANSYS CFD-Post – pomocí jehož vyhodnocujeme výsledky CFD řešičů a poskytuje vše potřebné pro vizualizaci a analýzu výsledků dynamiky tekutin

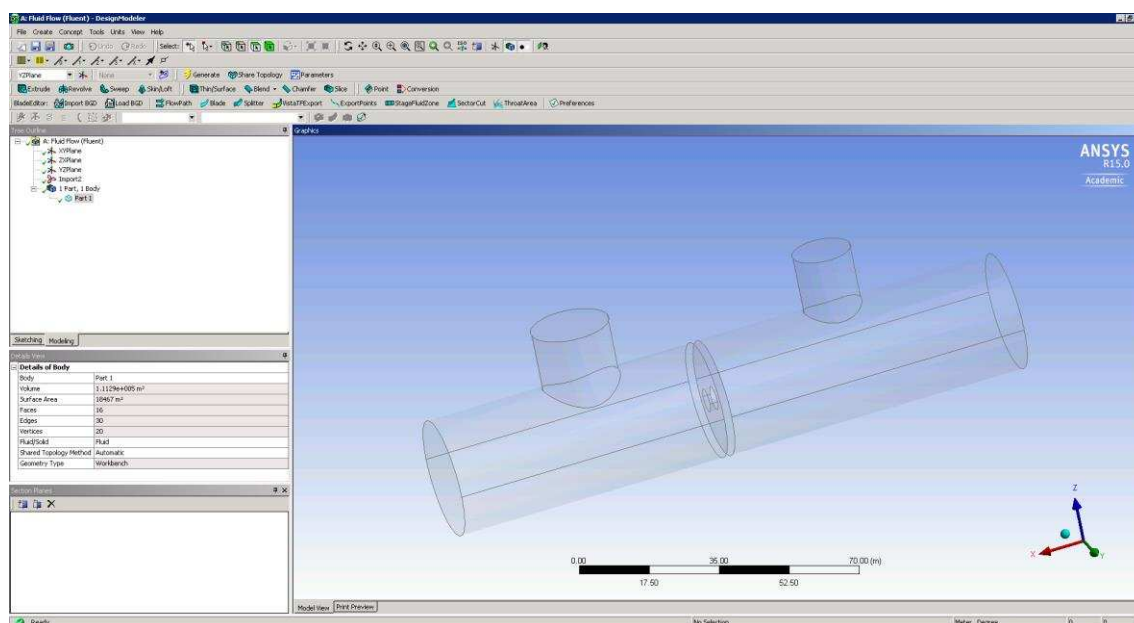
V Tools boxu jsou ikony, kterými napojujeme programy Ansys do prostředí Workbench. Zeleně označené ikony se týkají strukturálních typů úloh, červeně jsou označeny ikony k programu týkající se přestupu tepla, žlutohnědé zabarvení se týká elektro úloh a modře jsou označeny programy CFD, které se zabývají prouděním tekutin. Tyto modré ikony jsou pro náš případ stěžejní, neboť se zabýváme prouděním plynů. Tedy pro založení nového projektu si v Tool boxu vybereme ikonu Fluid Flow (Fluent), která přímo již sdružuje všechny výše jmenované systémy a přetáhneme si ji do pracovního prostoru, viz obrázek 60.



Obr. 60: Založení projektu.

9.2.1 Design Modeler

V prvním kroku využijeme položku Geometry, pomocí které zkonstruujeme model. V našem případě je model již vytvořen a proto ho jen přeimportujeme z programu SolidWorks do prostředí ANSYS viz. obr. 61. Ještě definujeme vlastnost modelového prostoru jako Fluid a poté program zavřeme.

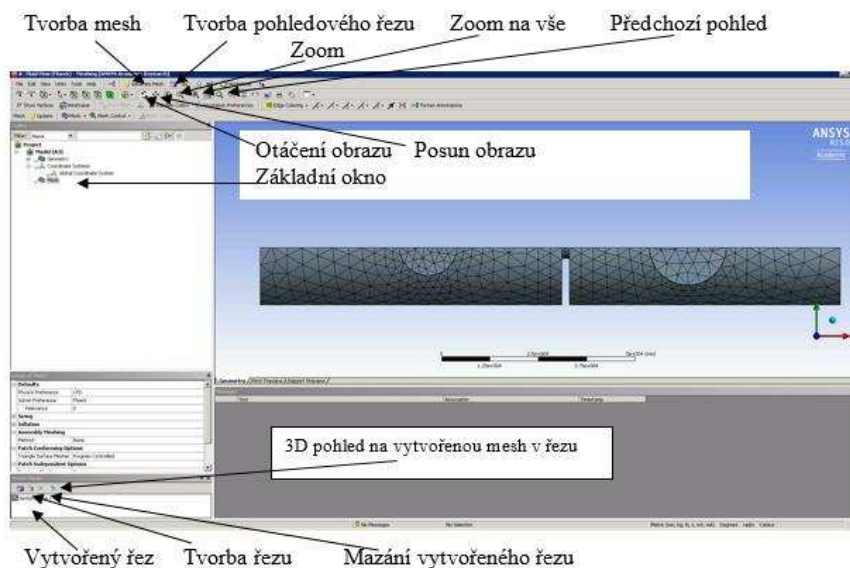


Obr. 61: Import geometrie.

9.2.2 Mesh neboli síťování.

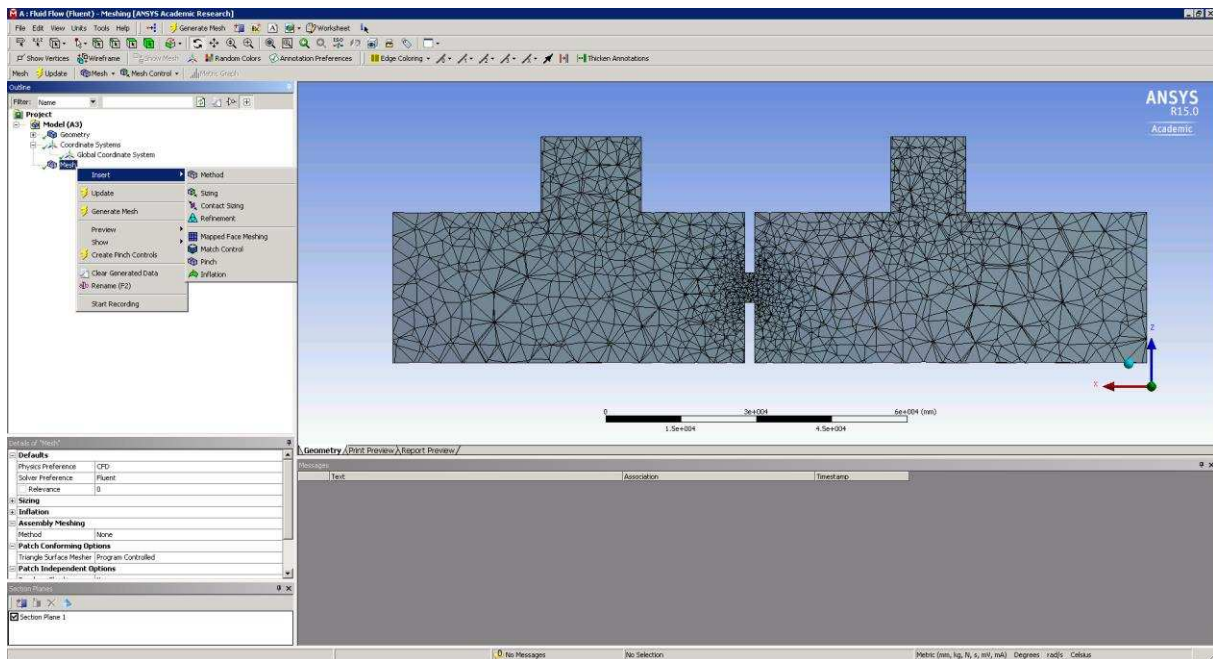
Tato část je velmi důležitá, neboť již na začátku nevhodné nebo chybné síťování může vést ke zkresleným nebo špatným výsledkům. Způsob síťování má vliv na rychlost konvergence, přesnost výpočtu, jeho časovou náročnost a samozřejmě vytížení paměti počítače. Proto je potřeba již na začátku znát předpokládaný průběh proudění, abychom věděli, kde je síť potřeba

zjemnit (vysoké gradienty rychlostního pole). Toto síťování se provádí na principu diskretizace, kde výpočetní oblast (spojité prostředí kontinua) je rozdělena systémem diskrétních bodů, v nichž se soustředí fyzikální parametry popisující stav či vlastnost příslušného místa kontinua. Tím je také vyřešena nutnost řešení parciálních diferenciálních rovnic, neboť ty jsou takto převedeny na obyčejné diferenciální, popřípadě algebraické rovnice. Tedy díky této diskretizaci se výsledná oblast rozdělí na konečný počet prvků (pro případ metody konečných prvků), nebo konečný počet objemů (v případě metody konečných objemů). Tento druhý princip se používá především pro výpočty v oblasti proudění tekutin a přestupu tepla, tedy i pro naše výpočty je síťováno pomocí metody konečných objemů. Tato metoda pracuje s vnitřním objemem a výsledky jsou přenášeny přes stěny. Tedy v prostředí Workbench klikneme na položku Mesh a otevřeme tak program pro tvorbu výpočetní sítě viz obrázek 62. Tímto také dojde k nainportování geometrie. Vytvoří se nám základní síť, kterou je dále nutné podle potřeby upravit.

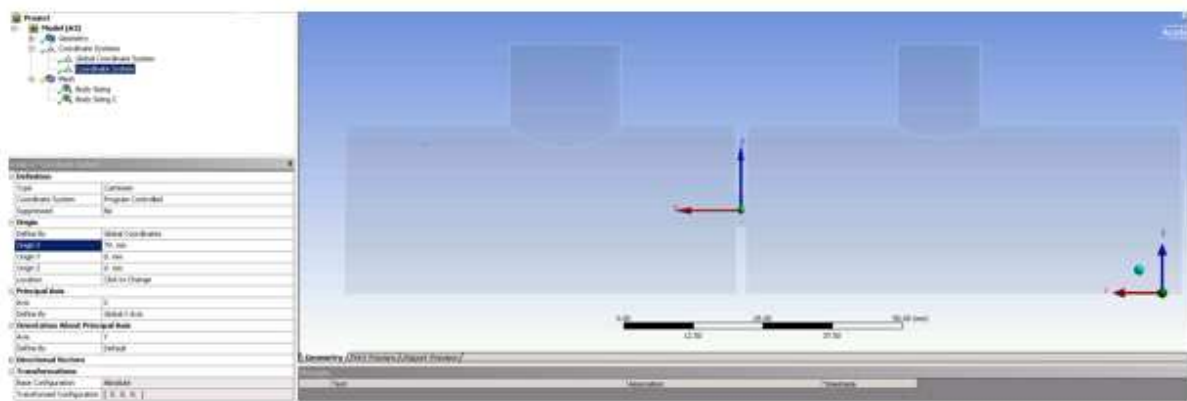


Obr. 62: Prostředí Mesheru

Pomocí okna Details of „Mesh“ si můžeme zvolit daný typ zasíťování. Z této nabídky je pro náš případ velmi užitečná ikona Inflation, která řeší právě mezní vrstvy. Takto se dá provést nastavení globálně pro všechny plochy, kde se proudová oblast stýká s pevnou stěnou. Jiný způsob nastavení, použitý pro náš případ, je vybrané plochy nastavit lokálně viz obr. 63. V prvním kroku je potřeba vytvořit nový souřadný systém ve středu zamýšlené oblasti. V našem případě jde o střed otvoru. Zvolíme ho tedy pomocí Coordinate Systems, kde v podokně Insert vybereme Coordinate Systems a umístíme do požadovaného místa, viz obrázek 64.

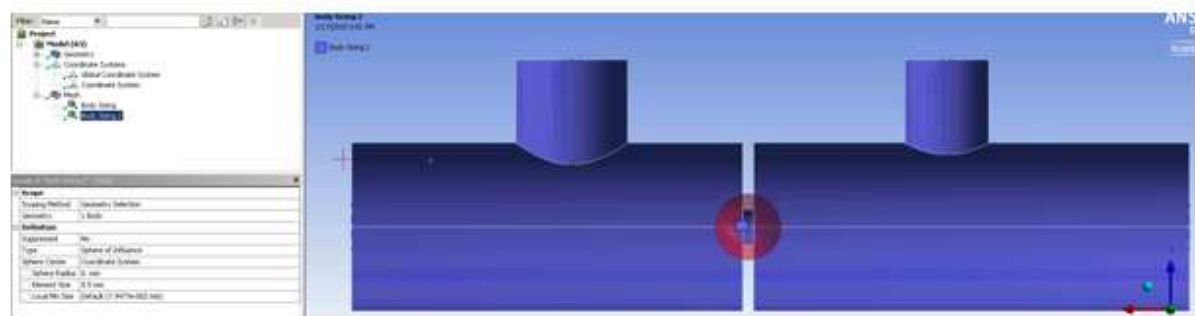


Obr. 63: Lokální úprava základní sítě.

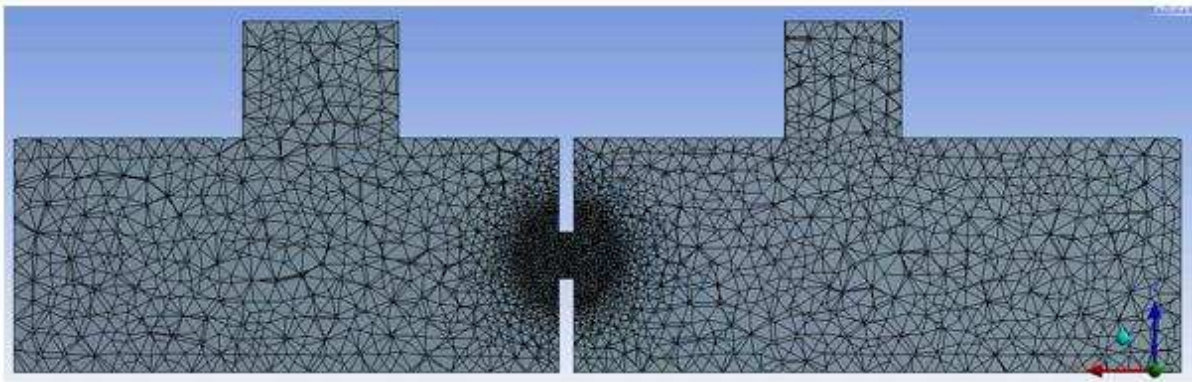


Obr. 64: Umístění nového souřadného systému.

Poté určíme lokální oblast, kde požadujeme jemné síťování a to koulí se středem v novém osovém systému viz obrázek 65. Díky tomu si lze navolit vlastní velikost prvků sítě. Výsledná nově definovaná síť je znázorněna na obrázku 66.



Obr. 65: Navolení lokální oblasti.

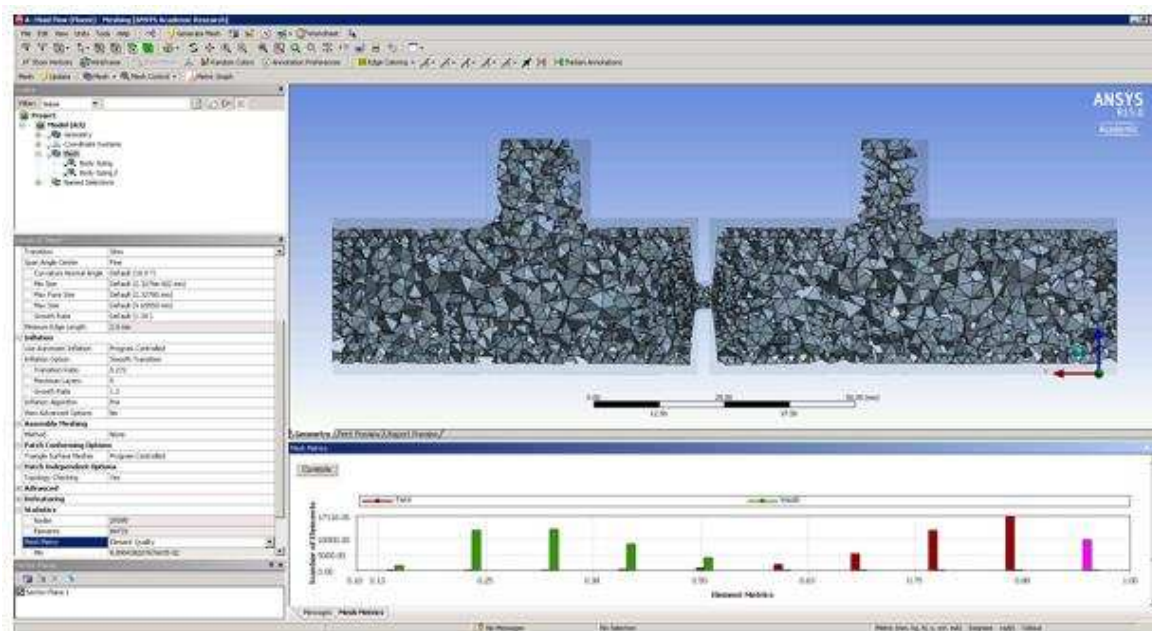


Obr. 66: Nově definovaná síť.

Po dokončení síťování je možné si síť zkontrolovat. Ve spodní části okna v oblasti Statistics nalezneme výsledný počet uzlů – Nodes a prvků – Elements. V položce Mesh Metric je možné získat další informace o síti – především o její kvalitě. Nekvalitní buňky vedou ke zhoršené přesnosti výsledků nebo i pádu výpočtu. V našem případě bychom neměli dopustit typu nevhodné a snažit se vyhnout i špatným, jak je ukázáno v tabulce níže.

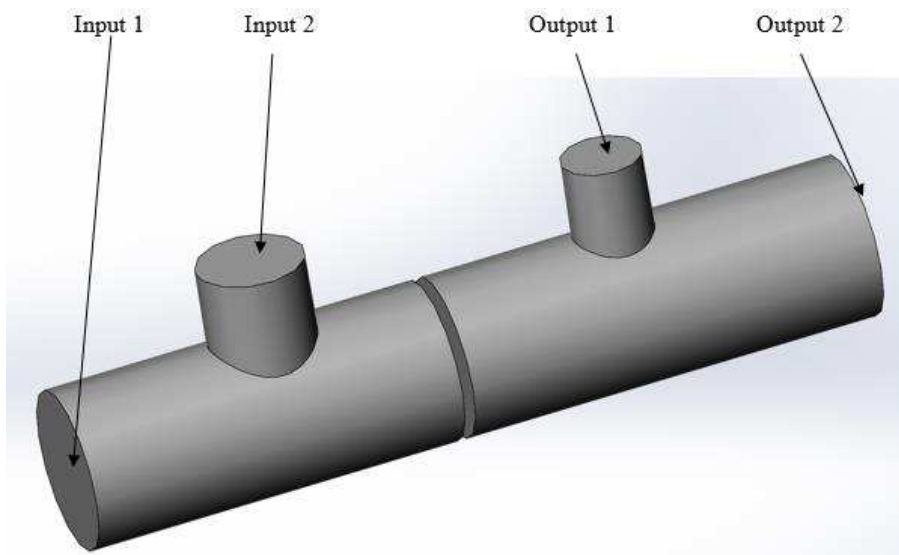
0 – 0.25	0.25 – 0.5	0.5 – 0.8	0.8 – 0.95	0.95 – 0.98	0.98 – 1
Vynikající	Velmi dobrá	dobrá	akceptovatelná	špatná	nevhodná

Vyhodnocení kvality sítě je pro lepší představu ukázáno na obrázek 10 pro základní síťování.



Obr. 67: Vyhodnocení kvality sítě.

Na závěr je dobré si pojmenovat oblasti, kudy do systému vstupuje a vystupuje proudící médium a to z důvodů pozdějšího snazšího zavedení okrajových podmínek na tyto místa. Označeny budou čtyři plochy znázorněné na obrázek 68.

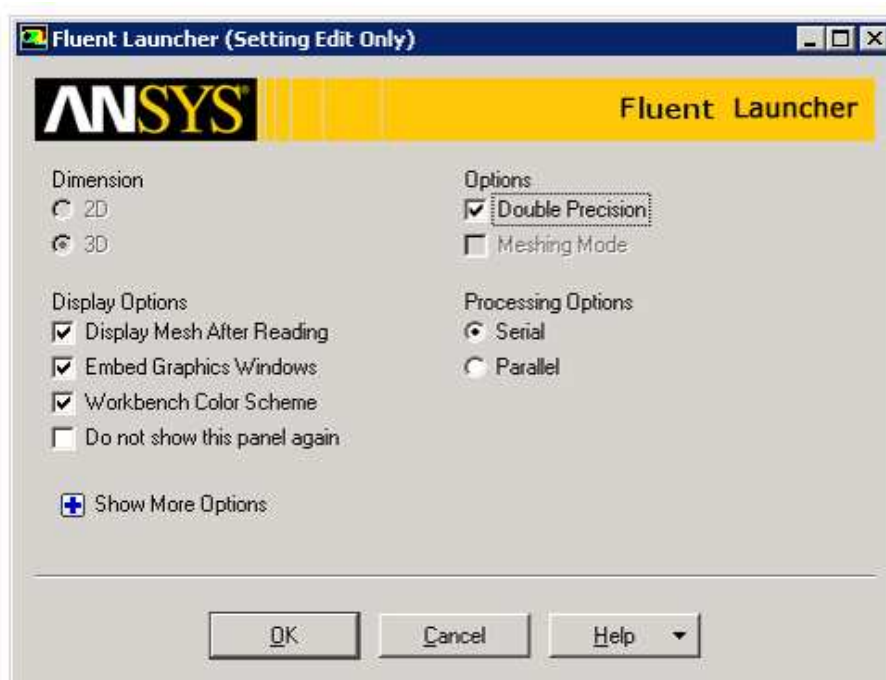


Obr. 68: Pojmenované plochy pro okrajové podmínky.

Pokud je vše hotovo, práci si uložíme a vrátíme se do prostředí Workbench. Zde se u ikony Mesher objevil žlutý blesk, který značí potřebu aktualizace. Po proběhlém Update přejdeme k dalšímu kroku a spustíme systém Ansys Fluent kliknutím na položku Setup v základním nastavení.

9.2.3 Ansys Preprocessing – Solver – Postprocessing

A nyní se již dostaneme k samotnému výpočetnímu programu Ansys Fluent. Po kliknutí na položku Setup se objeví okno Fluent Launcher se základním nastavením viz obrázek 69, kde dvojvolba 2D a 3D je většinou pasivní, neboť typ výpočtu je již převzat ze systému Design Modeler.

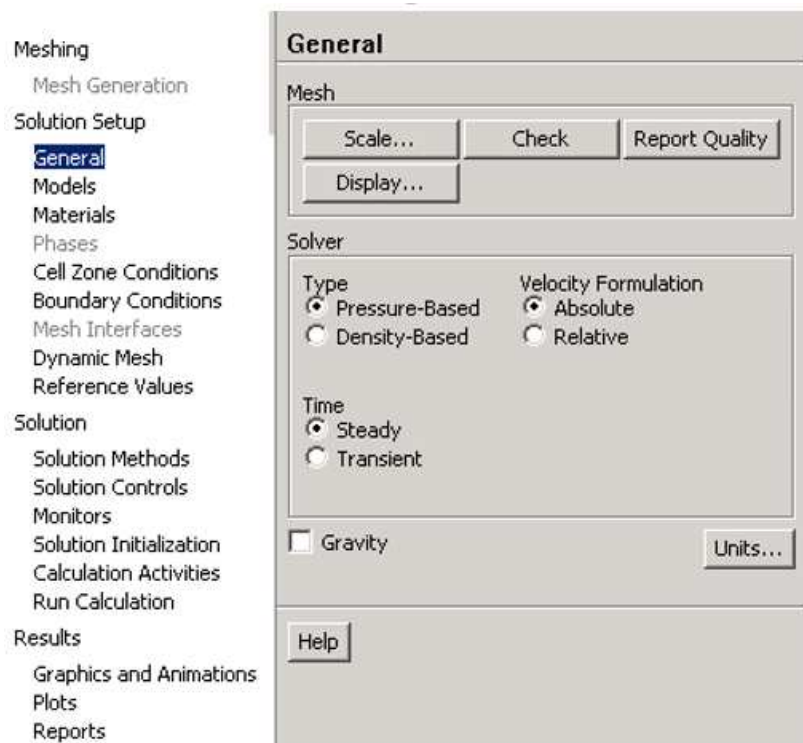


Obr. 69: Fluent Launcher.

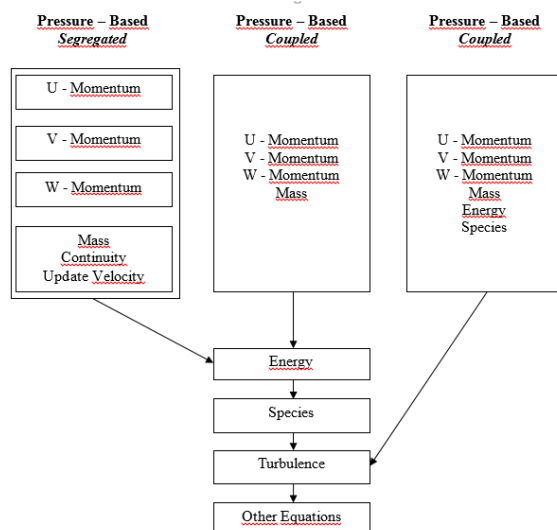
V našem případě zaškrtneme položku Double Precision, čímž si zajistíme až dvojnásobnou přesnost a to na 16 desetinných míst, což je obzvlášť vhodné při výpočtech nízkých tlaků. Z nabídky Processing Options si můžeme vybrat, zda nastavit výpočet na více jader. Následně spustíme prostředí Ansys Fluent a postupně ho podle naší potřeby nastavíme.

General

Jako první je aktivní položka General, kde nastavujeme základní metody řešení úlohy a vybíráme ze základních dvou módů a to Pressure-Based nebo Density-Based viz obr. 70. Metoda korekce tlaku byla vyvinuta pro nízké rychlosti nestlačitelné tekutiny. Základními proměnnými jsou hybnost a tlak řešené odděleně. Využívá dva přístupy řešení a to pomocí sekvenčního (SIMPLE, SIMPLEC, PISO, FSM) a sdruženého algoritmu (COUPLED – při stacionárním proudění pro přechodové stavy, kdy síť je nedostatečně jemná, nebo je použit velký časový krok). Metody řešení jsou na obrázku 71.



Obr. 70: Základní nastavení.



Obr. 71: Metody řešení.

Pro případ vysokých rychlostí stlačitelné tekutiny je použita metoda korekce hustoty. Tuto metodu musíme aplikovat i na náš případ, neboť při něm dochází k prudkým změnám gradientu, které je tato metoda schopna vyřešit. Na jejich výpočet jsou použity rovnice hybnosti, rovnice kontinuity, stavová rovnice a rovnice pro transport složek. Nelineární transportní rovnice jsou linearizovány za účelem vytvoření soustavy rovnic závislých proměnných v každém kroku. Výsledkem lineární soustavy je pak výpočet aktualizovaného proudového pole.

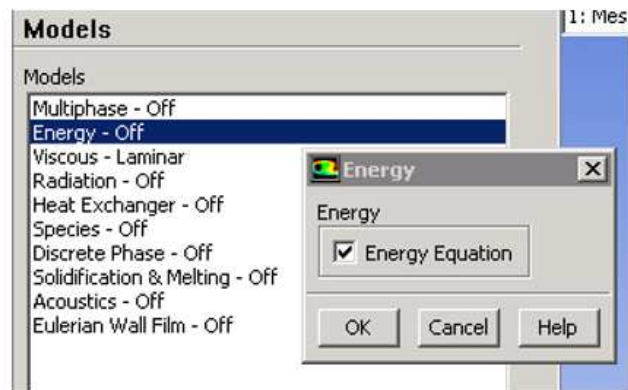
Přístupy k řešení linearizace jsou dva a to:

- Explicitní – kdy neznámé hodnoty jsou stanoveny z existujících hodnot a každá neznámá se objevuje pouze v jedné rovnici soustavy – rovnice jsou řešeny jedna po druhé. Tento přístup je jednoduchý (i výpočetně), méně přesný a někdy nestabilní.
- Implicitní – zde jsou neznámé hodnoty stanoveny z existujících i neznámých hodnot sousedních buněk a každá neznámá se objevuje ve více rovnicích v soustavě – rovnice jsou řešeny současně. Přístup je výpočetně náročnější, přesnější, vhodný pro vyšší časové kroky.

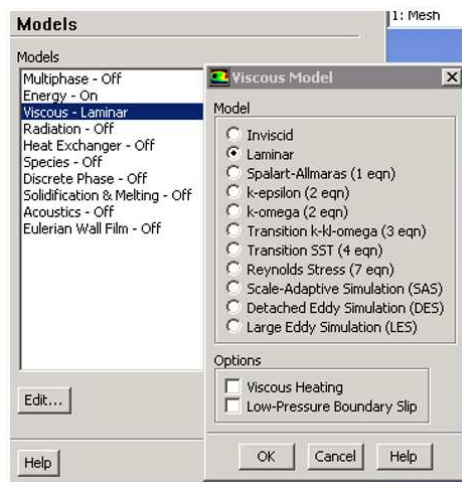
Courantovým číslem nastavujeme časový krok, který nám udává numerickou stabilitu výpočtu.

Models

Dalším nastavením podle fyzikálních požadavků dochází ve složce Models, kde v našem případě zapneme pouze položku Energy viz obrázek 72, neboť počítáme s teplem (stavová rovnice) a položku Viscous, kde volíme jednotlivé modely turbulence, viz obrázek 73.

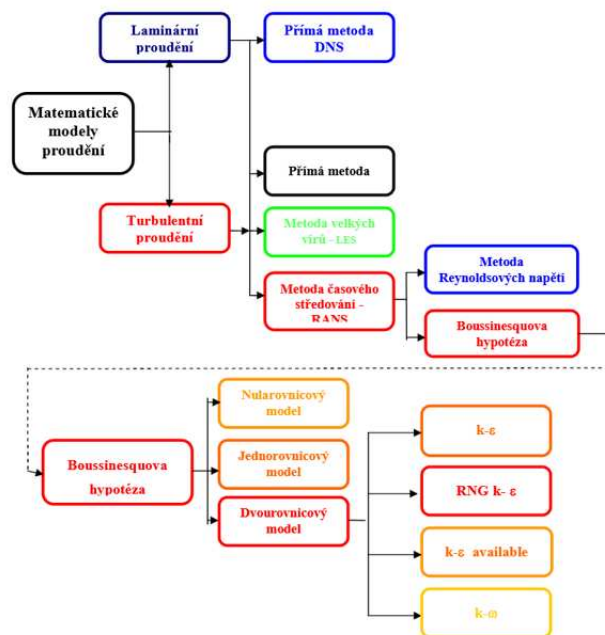


Obr. 72: Rovnice energie.



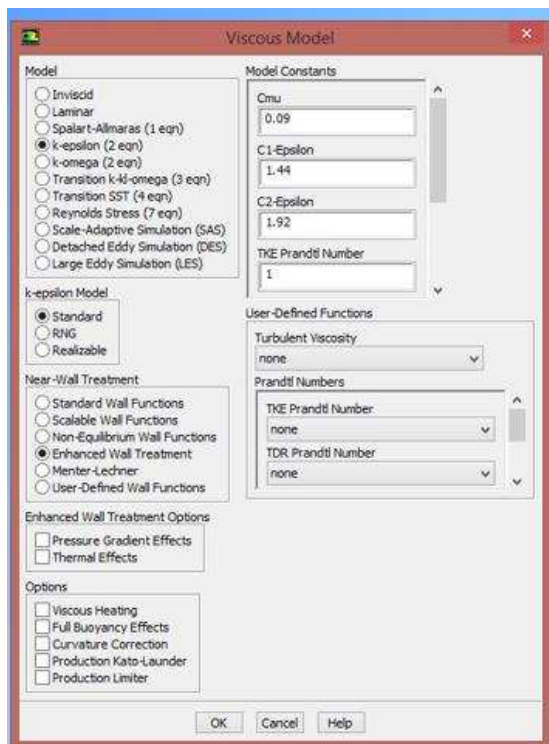
Obr. 73: Volba viskózního modelu.

Podle Reynoldsova čísla, které nám určuje, zda je proudění laminární nebo turbulentní, zvolíme vhodný model. Jelikož výzkum v oblasti turbulentního proudění je stále ještě ve fázi vývoje, není dosud vyvinut univerzální model. Proto pro jednotlivé typy turbulentního proudění jsou voleny vhodné typy jeho simulace (obr. 74).



Obr. 74: Turbulentní moduly.

Pro případ prvních dvou metod (přímé numerické simulace a velkých vířů) jsou požadavky na výkon počítače tak velké, že pro většinu simulací je jejich použití nereálné. Proto v běžném provozu je použita Metoda Reynoldsova časového středování Navier-Stokesových rovnic. Jde o aplikaci statistických metod při řešení a zjednodušení základních rovnic. Existuje několik typů modelů – jedno až sedmi rovnicových, jak je popsáno na obrázku 74. Na ukázkou zde uvedeme použití modelu k-epsilon, což je dvourovnicový model a systém rovnic, ze kterých při svém výpočtu vychází (obr. 75).



Rovnice pro kinetickou energii - k

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i k)}{\partial x_i} = P_k + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] - \rho \epsilon,$$

Rovnice pro rychlost disipace - epsilon

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i \epsilon)}{\partial x_i} = \frac{C_{\epsilon 1} \eta_k - C_{\epsilon 2} \rho \epsilon}{T} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_i} \right],$$

Vírová viskozita

$$\eta_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\epsilon}$$

Standardní hodnoty modelových konstant jsou

$C_\mu = 0.09$; $C_{\epsilon 1} = 1.44$; $C_{\epsilon 2} = 1.44$; $\sigma_k = 1$; $\sigma_\epsilon = 1.3$

Empirické konstanty jsou určeny pomocí jednoduchých případů proudění za použití experimentálních dat

Obr. 75: Ukázka řešení pro případ k-epsilon modulu.

Material

Dalším krokem je nastavení používaného materiálu. Je zde přednastavení pro Fluid (proudovou) oblast, tak pro Solid (pevnou) oblast. Jako proudová oblast je nastaven vzduch, který je v defaultním případě brán jako nestlačitelný. V našem případě to není reálná skutečnost, ovšem někdy je vhodné tuto volbu pro start výpočtu ponechat a „rozpohybovat“ proudění, aby došlo ke snazší konvergenci. V našem případě navolíme nitrogen a rovnou jej nastavíme jako ideální plyn.

Nastavení výpočetní zóny

Toto nastavení je velmi jednoduché, neboť jak jsme na začátku nastavovali v Design Modeleru oblast na Fluid, tak Fluent toto nastavení převezme a automaticky nastaví na proudovou oblast.

Okrajové podmínky

A nyní přistoupíme k zadání okrajových podmínek. Ve velmi široké nabídce máme možnosti ovlivnění jak drsností stěny, tak třeba přestupem tepla, ovšem naše úloha takto ovlivněna není, tudíž necháváme přednastavené podmínky na Wall. Pro náš případ ale nastavíme jiné podmínky a k tomu použijeme dřívější námi označené vstupy a výstupy.

Input 1 – Mass Flow Inlet (Mass Flow Rate: 0.0001 kg/s, Supersonic/Initial Gauge Pressure: 95 000 Pa, Direction Specification Method: Normal to Boundary)

Input 2 – Mass Flow Inlet (Mass Flow Rate: 0.0003 kg/s, Supersonic/Initial Gauge Pressure: 95 000 Pa, Direction Specification Method: Normal to Boundary)

Output 1 – Pressure Outlet (Gauge Pressure: 100 000 Pa)

Output 2 – Pressure Outlet (gauge Pressure: 100 500 Pa)

Okrajové podmínky máme nastaveny.

Operační podmínky

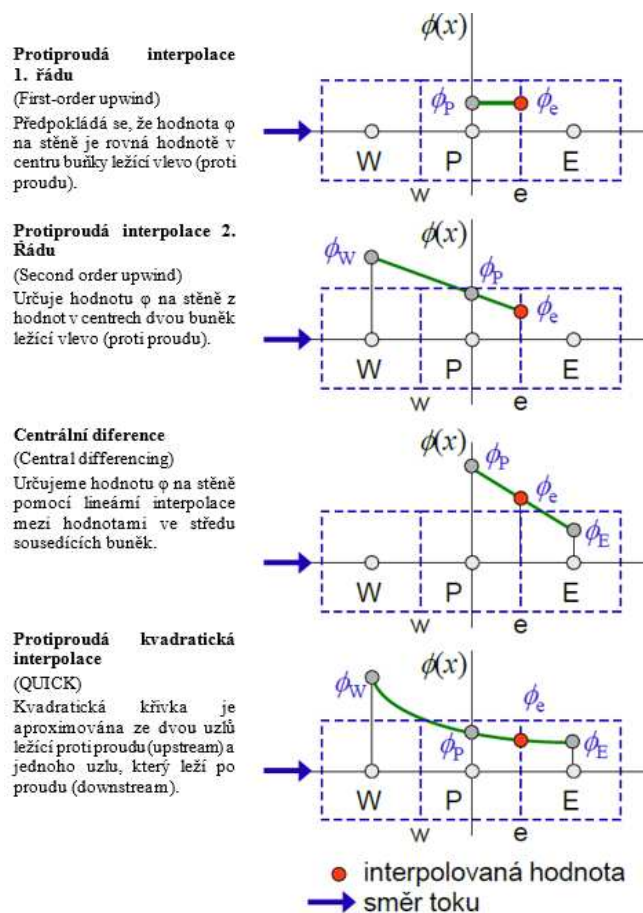
U operačních podmínek provedeme jen drobnou úpravu a to že přednastavený atmosférický tlak nastavíme na nulu.

Referenční hodnoty

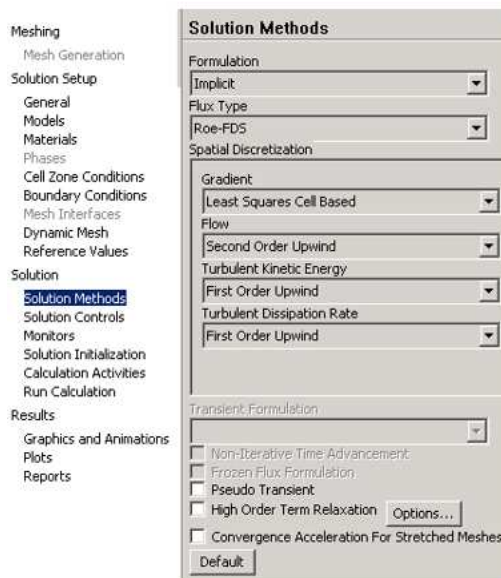
To jsou hodnoty, od kterých spuštěný výpočet vychází.

9.2.4 Solution Methods

Jedná se o nastavení vlastního způsobu výpočtu, kde úzce souvisí s první volbou mezi variantami: Pressure Based a Density Based. Jelikož pro náš případ nelze použít metodu Pressure Based, nebudeme ji zde podrobně rozebírat. Zmíníme pouze námi používanou Density Based a případ, kdy se jedná o nadzvukové rychlosti. Pro tuto simulaci je potřeba použít druhý řád diskretizace (obr. 76). Nastavení pro tento případ je znázorněn na obrázku 77.



Obr. 76: Interpolační schémata.



Obr. 77: Density Based.

Solution Controls

I zde záleží, jakou volbu jsme provedli na počátku – zda Pressure nebo Density Based. Dále je to rozlišeno i podle nastavení Solution Methods pro jednotlivé metody a to Implicit nebo Explicit. Zde si vyjasníme pouze položku pro případ Explicit a to Residual Smoothing, které řídí použití implicitní zbytkové vyhlazení. Jde o techniku, která je použita ke snížení časového kroku výpočtu, což umožňuje povýšit Courantovo číslo.

Monitors

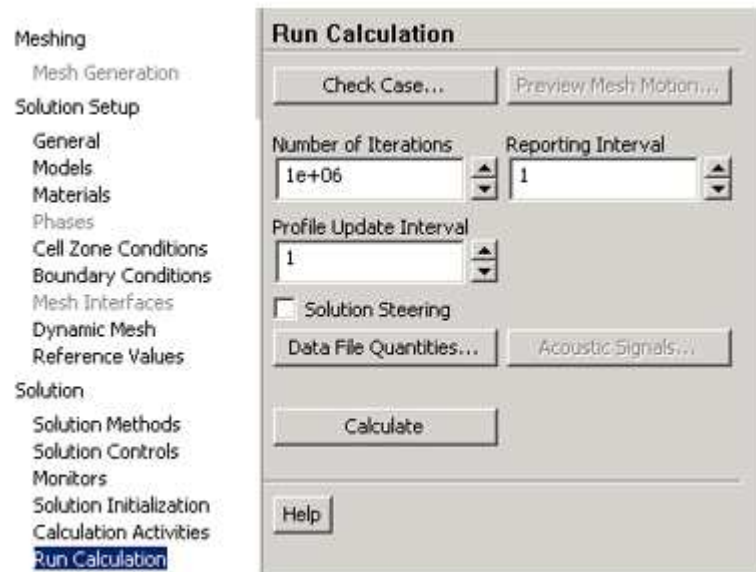
Položka monitors umožňuje nastavit nástroje pro sledování konvergence výpočtu dynamicky pomocí kontroly reziduí, statistiky, hodnotami sil, plošných integrálů a objemových integrálů.

Solution Initialization

Každý nastavený výpočet je před vlastním spuštěním solveru potřeba tzv. iniciovat. Možnosti jsou dvě a to Hybrid Initialization a Standart Initialization, kde druhá varianta umožňuje definovat hodnoty pro proměnné toky a inicializovat pole toku k těmto hodnotám.

Run Calculation

A nyní se již dostáváme k poslední položce a to je spuštění výpočtu (obr. 78). V daném okně jen nastavíme počet iterací, které mají proběhnout. Můžeme nastavit i vysoké číslo, systém výpočet v případě zkonvergování sám ukončí.



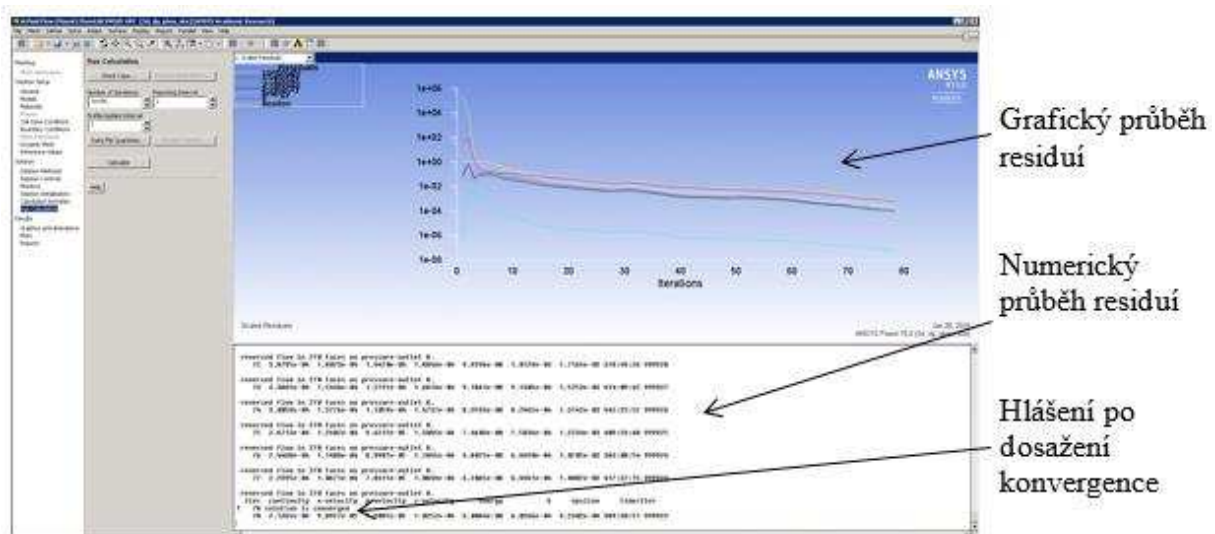
Obr. 78: Run Calculation.

Po proběhnutí výpočtu systém v dialogovém okně zobrazí poznámku „Solution is converged“ a my můžeme výpočet uložit a následně vyhodnotit výsledky. Pro vyhodnocení výsledků využijeme systém CFD post, který spouštíme z prostředí Workbench.

Konvergence

Důležité pro výpočet je správné nastavení síť tak, aby došlo ke konvergenci. Mírou konvergence jsou tzv. rezidua a s nimi spojena kritéria konvergence. K těmto kritériím musí po spuštění výpočtu tato rezidua směřovat (klesající charakter) viz obrázek 79. Po jejich dosažení je většinou výpočet ukončen. Hodnotami kritérií konvergence jsou:

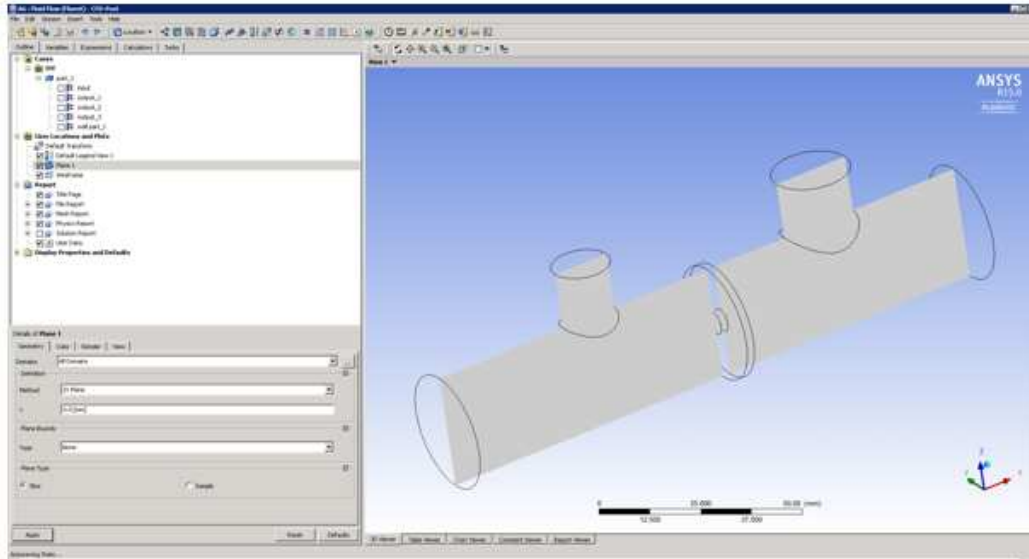
- Všechny řešené rovnice (s výjimkou rovnice energie): 10^{-3}
- Rovnice energie: 10^{-6}



Obr. 79: Průběh konvergence.

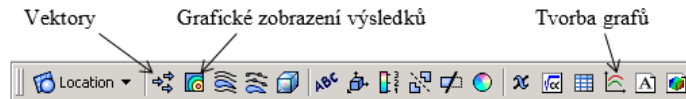
9.2.5 Vyhodnocení výsledků

V prostředí Workbench otevřeme CFD postprocesor pod položkou Results. Grafické výsledky zobrazujeme na definovaných plochách, kterou pro náš případ vytvoříme v průřezu tělesa (obr. 80).



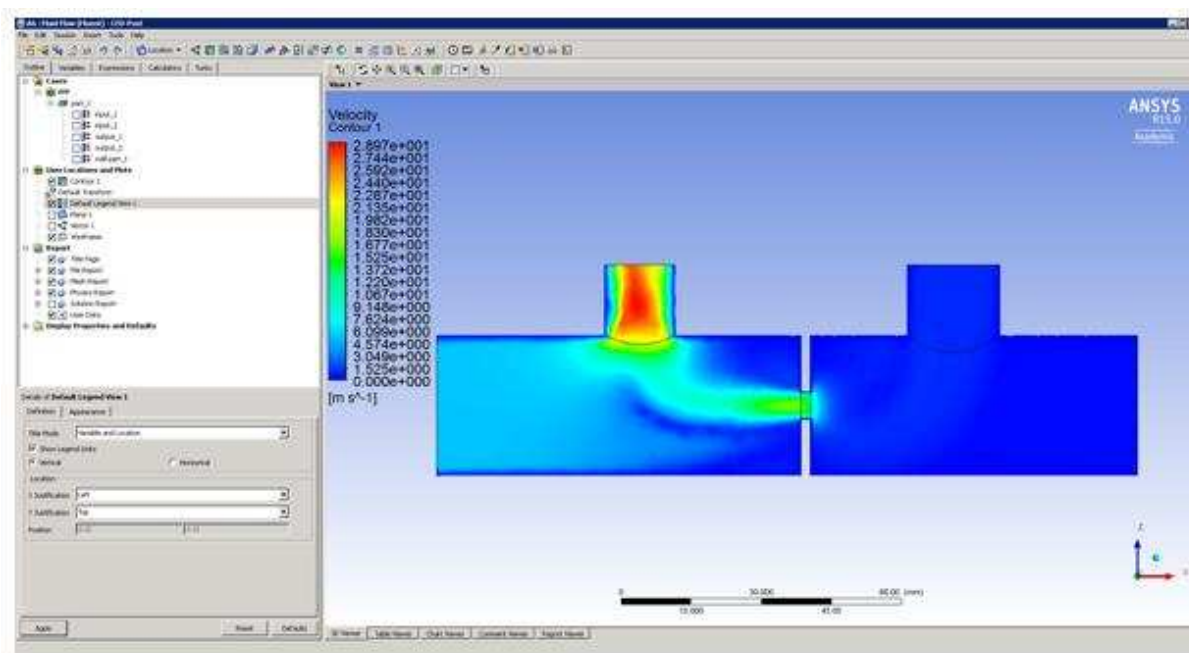
Obr. 80: Zobrazení plochy.

Na této ploše zobrazíme grafické výsledky a to pomocí lišty Creations Tools (obr. 81).



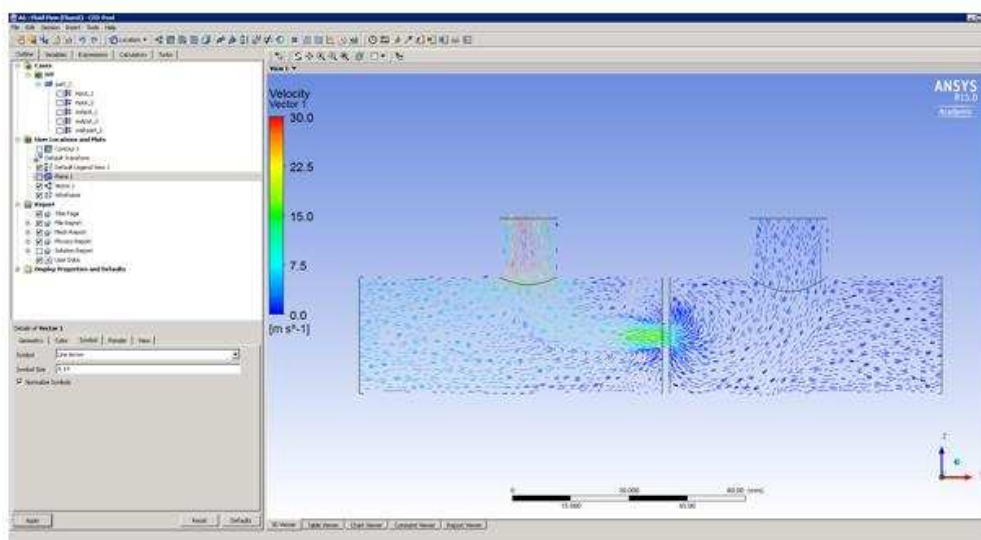
Obr. 81: Solution Controls – Density Based.

Jako ukázkou zvolíme pro náš případ rychlost – Velocity. Pod položkou Range najdeme volbu pro stupnici barevnosti ve škále, kde můžeme buď převzít hodnoty od minimální po maximální (Global), nebo pokud se většina změn pohybuje v malém rozmezí, tak zvolit ručně námi požadované rozmezí (User Specified) viz obrázek 82.



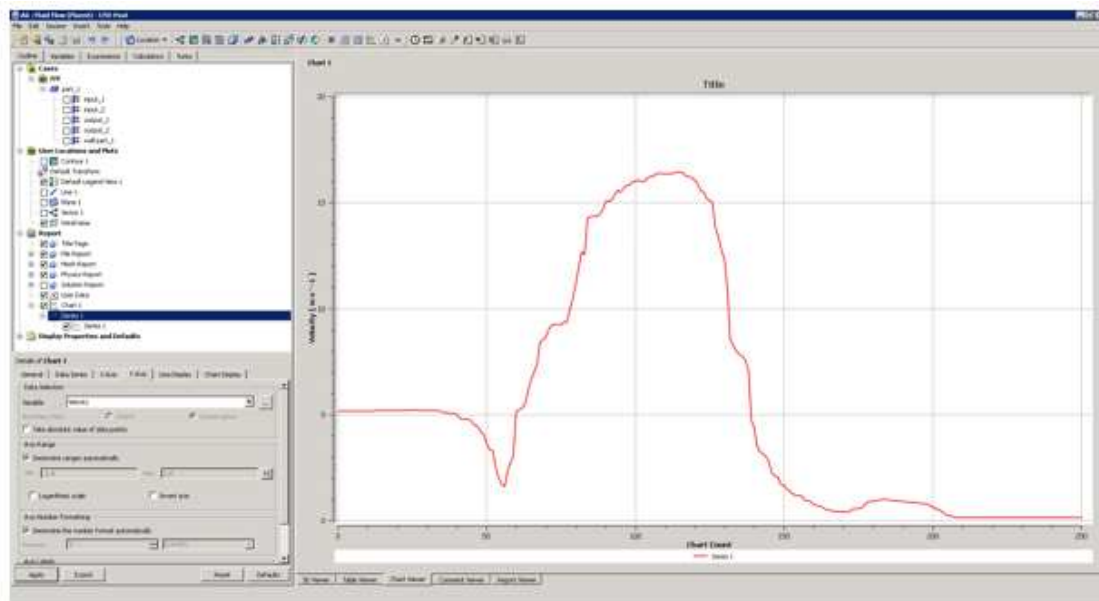
Obr. 82: Zobrazení grafických výsledků.

Další možností zobrazení je zobrazení vektorů, kde je možnost tyto vektory upravovat (sjednocovat) viz obrázek 83.



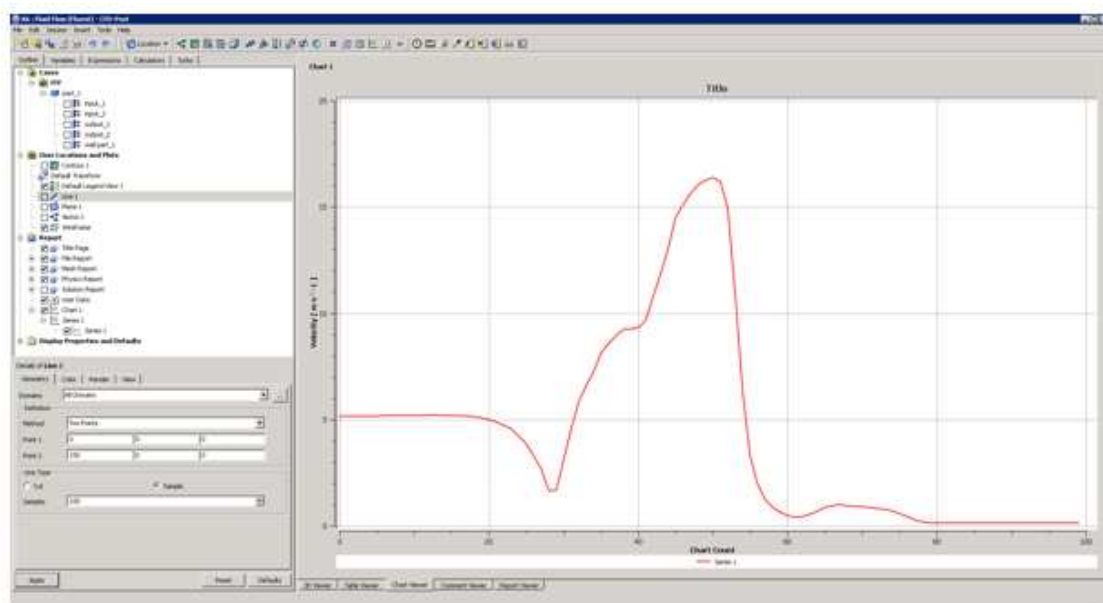
Obr. 83: Zobrazení vektorů.

Z těchto výsledků je možnost získat i grafy pro jednotlivé naměřené hodnoty. Pro náš případ zobrazíme výsledky na dráze v ose hlavního válce. Provedeme to na hodnotách rychlosti proudění. Na začátek si vytvoříme dráhu, na které budou vyneseny výsledky. Tuto dráhu si znázorníme pomocí úsečky, kterou vytvoříme. Dále si zadáme osu Y, kde navolíme volbu Velocity (obr. 84).



Obr. 84: Nastavení grafu pro rychlost – osa Y.

Popřípadné zjemnění si můžeme nyní navolit pomocí položky Sample umístěné v Line Type a zvolíme si hodnotu rozlišení například 100 (obr. 85).



Obr. 85: Změna nastavení rozlišení grafu.

Takto bylo proniknuto do základů programu Ansys Fluent, ve kterém probíhaly simulace pro tuto diplomovou práci. Podrobnější použití pro dané simulace bude součástí další kapitoly.

10 Turbulentní proudění v Ansys Fluentu

10.1 Úvod

Základní teorie turbulentního proudění byla popsána již dříve v kapitole páté a my se v této části zaměříme podrobněji na turbulentní proudění a jeho simulaci v Ansys Fluentu. Krátce si shrneme informace, které potřebujeme k pochopení principu práce v daném programu. Tedy turbulentní proudění vzniká při vysokých Reynoldsových číslech ($Re \gg 1$), kde Reynoldsovo číslo dává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu [35].

$$Re = \frac{\bar{v}R}{\nu} = \frac{\bar{v}R\rho}{\eta}, \quad \text{neboť } \nu = \frac{\eta}{\rho}, \quad (30)$$

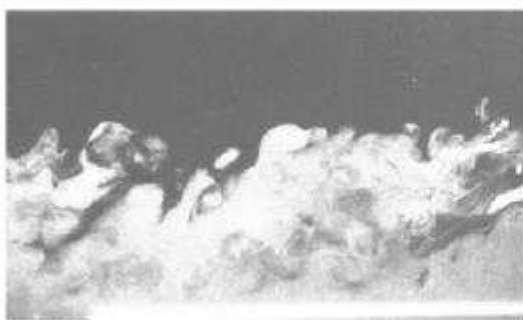
- \bar{v} střední rychlost proudění v trubici,
- R poloměr trubice,
- ν kinematická viskozita,
- η dynamická viskozita – míra odporu tečení,
- ρ hustota.

$Re < 2300$ – laminární proudění

$2300 < Re < 4000$ – přechodové proudění

$Re > 4000$ – turbulentní proudění

Dalším rysem turbulence je jeho chaotičnost, má nenulovou vířivost (protahování, deformování a dělení víru jsou prostorové děje a mají klíčovou roli v turbulentním proudění), rychle se bez dodání další energie utlumuje a disipuje (kinetická energie je měněna na teplo viskózním smykovým napětím) viz obrázek 86 [34].



mezní vrstva turbulence



turbulentní vířivá cesta za překážkou

Obr. 86: Typické turbulentní struktury [34].

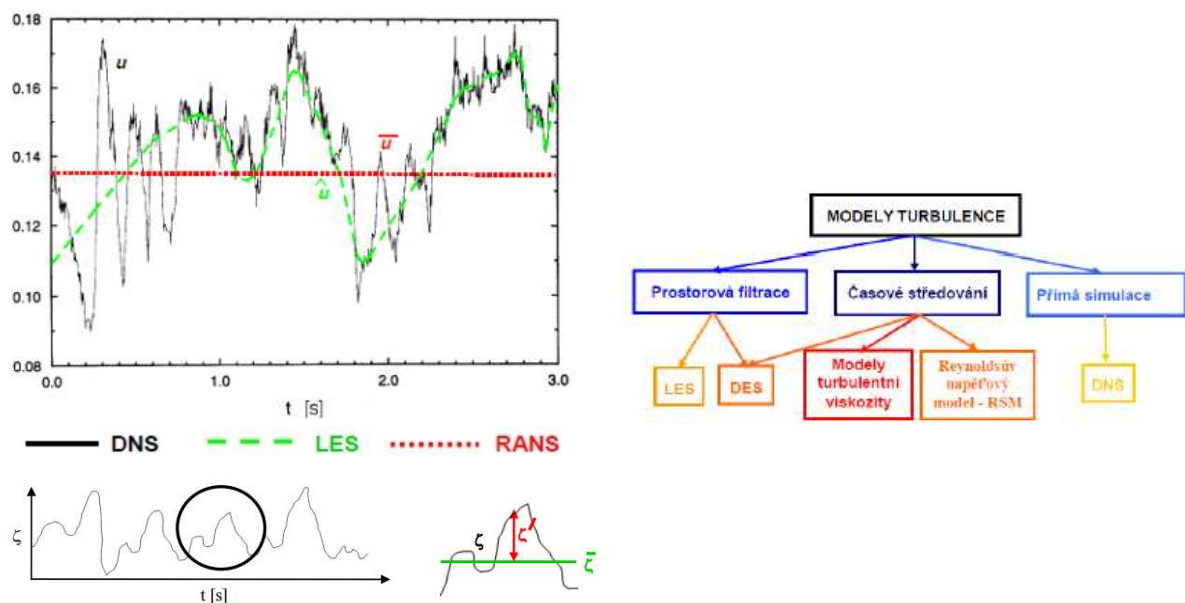
10.2 Matematické modelování v programu ANSYS FLUENT

Jelikož stále nedokážeme v dnešní době přesně popsat vznik a chování turbulentního proudění, musí numerická simulace vycházet z určitých zjednodušení. Tyto zjednodušení jsou popsány třemi základními způsoby (obr. 87):

Přímou numerickou simulací (Direct Numerical Simulation – **DNS**). Problémem jsou obrovské výpočetní nároky.

Metoda velkých vírů (Large Eddy Simulation – **LES**), filtruje malé fluktuace a řeší pouze část turbulentního spektra.

Metody časového středování (Reynolds Averaged Navier-Stokes – **RANS**) časově středují veličiny turbulentního proudění pomocí Reynoldsovy rovnice.



Obr. 87: Metody modelování turbulence (vlevo), rozdělení turbulentních modelů (vpravo) [34].

Pro většinu aplikací je nejvhodnější metoda RANS a jelikož je to i náš případ, budeme ji využívat pro další simulace v této diplomové práci.

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 fluktuaci ζ' , jak lze vidět z obrázku 87 dole.

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 tenzor Reynoldsových napětí. Jelikož jsou tři členy v každé rovnici, a pro 3D úlohy jsou celkem tři rovnice, obsahuje tenzor devět složek:

$$\tau_{ij} = \rho \cdot \begin{bmatrix} \overline{u' \cdot u'} & \overline{u' \cdot v'} & \overline{u' \cdot w'} \\ \overline{v' \cdot u'} & \overline{v' \cdot v'} & \overline{v' \cdot w'} \\ \overline{w' \cdot u'} & \overline{w' \cdot v'} & \overline{w' \cdot w'} \end{bmatrix}. \quad (31)$$

10.3 Turbulentní modely v ANSYS FLUENTU

A nyní se již podrobně podíváme na jednotlivé modely turbulentního proudění, ze kterých si můžeme podle našich požadavků zvolit ten nejvhodnější. Tyto modely jsou rozděleny na tři základní oblasti rozdělené barevně (obr. 3), z níž každá oblast využívá pro svůj základ jinou hypotézu.

První oblast – červená (obr. 88) je založena na Boussinesquově hypotéze. Tato hypotéza předpokládá, že podobně jako při laminárním proudění, kdy platí v zjednodušeném dvourozměrném proudění pro smykové napětí Newtonův vztah $\tau = \eta \frac{du}{dy}$, lze tento tenzor smykových napětí pro turbulentní proudění zaměnit Newtonovým vztahem. Jde tedy o to, že devět turbulentních napětí je možné nahradit pouze jednou veličinou – Turbulentní viskozitou (což není fyzikální konstanta tekutiny, jako tomu je u molekulové viskozity laminárního proudění, ale je funkční závislostí stavu proudící tekutiny a polohy uvažovaného bodu). 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].

Výhodou jsou nízké výpočetní nároky pro určení turbulentní viskozity. Turbulentní modely založené na Boussinesquově hypotéze 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 . Podmínka izotropní turbulentní viskozity je dobře splněna pro proudění s pouze jedním dominujícím turbulentním napětím. V mnoha případech modely založené na Bousinesqově hypotéze fungují velmi dobře.

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.

MODEL $k-\varepsilon$ – 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 řídicích turbulentní difúzi k a ε a v podmínkách generace a zániku v rovnici pro ε .

MODEL $k-\omega$ (Standard, SST) Modely $k-\omega$ jsou dvourovnicové modely a podobně jako modely $k-\varepsilon$ 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.

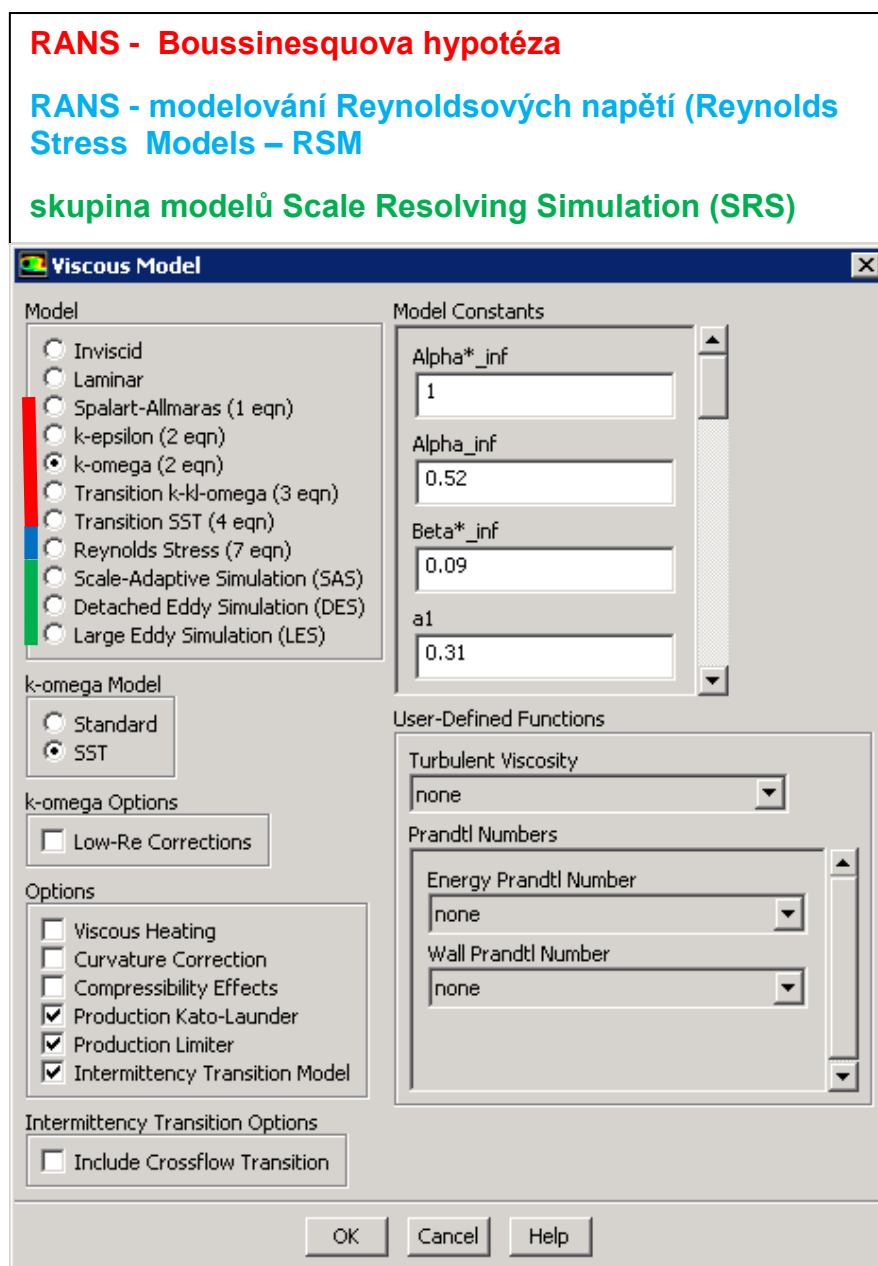
$k-kl-\omega$ TRANSITION model je třírovnicový model. Používá se pro predikci vývoje mezní vrstvy a jejího přechodu z laminárního do turbulentního režimu. Jde o model třírovnicový eddy-viscosity typu, který obsahuje transportní rovnice pro turbulentní kinetickou energii k , laminární kinetickou energii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

TRANSITION SST (Langtry-Menter) model je založen na spojení modelu SST $k-\omega$ s dalšími dvěma rovnicemi pro vznik a přerušování přechodů. Používá se podobně, jako $k-kl-\omega$ transition model, pro přechodové proudění.

Druhá oblast – modrá (obr. 88) – je modelována pomocí Reynoldsových napětí (Reynolds Stress Models – RSM), kde se řeší transportní rovnice pro každou složku tenzoru Reynoldsových napětí (což je 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). Je to nejkomplikovanější z modelů RANS nabízených ve FLUENTu. Je založen na Reynoldsově středování a Reynoldsových napětích. Řeší tedy přímo šest nezávislých Reynoldsových napětí pomocí šesti diferenciálních rovnic. Dále je model 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. Nejen z důvodu vysokého počtu rovnic, ale hlavně také z důvodu nízké konvergence, má RSM model veliké výpočetní nároky. Tyto zvýšené nároky ovšem většinou nepřinášejí zvýšenou přesnost oproti jednodušším modelům založeným na turbulentní viskozitě. Obecně se použití modelu RSM nedoporučuje a mělo by se omezit jen na proudění, u kterých výrazně převažuje rotace či víry.

Třetí oblast – zelená (obr. 88) – která popisuje SRS modely patřící do skupiny Scale Resolving Simulation (SRS). Tyto modely jsou schopné řešit nestacionární pohyb v různém rozsahu turbulentních měřítek. Všechny tyto modely jsou tudíž časově závislé. 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.



Obr. 88: Barevné rozlišení oblastí podle používané hypotézy.

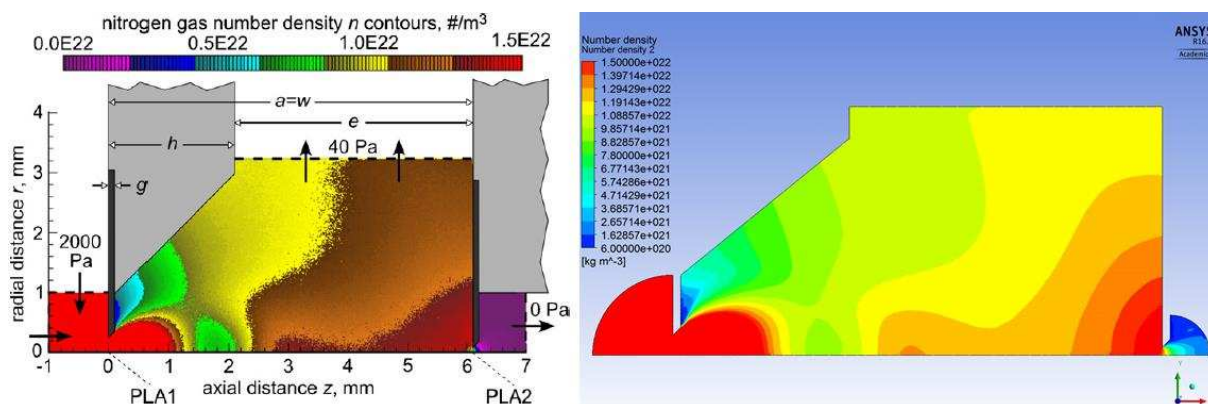
11 Vliv jiného způsobu čerpání diferenciální komory na rázovou vlnu

11.1 Úvod

Jak bylo již dříve zmíněno, naše výpočty vycházejí z počáteční simulace, kterou provedl Danilatos. V našem případě, kdy chceme pomocí optických metod zjistit polohu rázové vlny, již ale nelze převzít přesný tvar Danilatosovy simulované komory. Je totiž potřeba tuto diferenciálně čerpanou komoru upravit tak, abychom byli schopni k ní připojit právě onen systém pro optickou metodu. Tedy hlavním rozdílem při porovnávání našeho případu upravené komory vůči Danilatosově, je způsob čerpání. Komora, kterou teoreticky navrhnul a nasimuloval, je pouze pro případ 2D a je čerpána kolem dokola prostorem označeným na obrázku 89 kótou „e“, zatímco naše simulace probíhaly na 3D modelu a čerpání je omezeno jen na dvě strany. Právě s Danilatosovým modelem budeme srovnávat, jak tento jiný způsob čerpání ovlivnil průběh proudění a tedy i umístění rázové vlny v komoře.

11.2 Simulace proudění v naší komoře

Jako základ pro porovnávání je brána Danilatosova simulace, kterou vidíme na obrázku 89 vlevo, kde vpravo je námi simulován model za stejných podmínek, pouze výpočet je proveden pomocí mechaniky kontinua. Také turbulentní model byl vzat stejný, jako pro případ Danilatosovy simulace a to SST- ω , který spadá do dvourovnicového modelování.

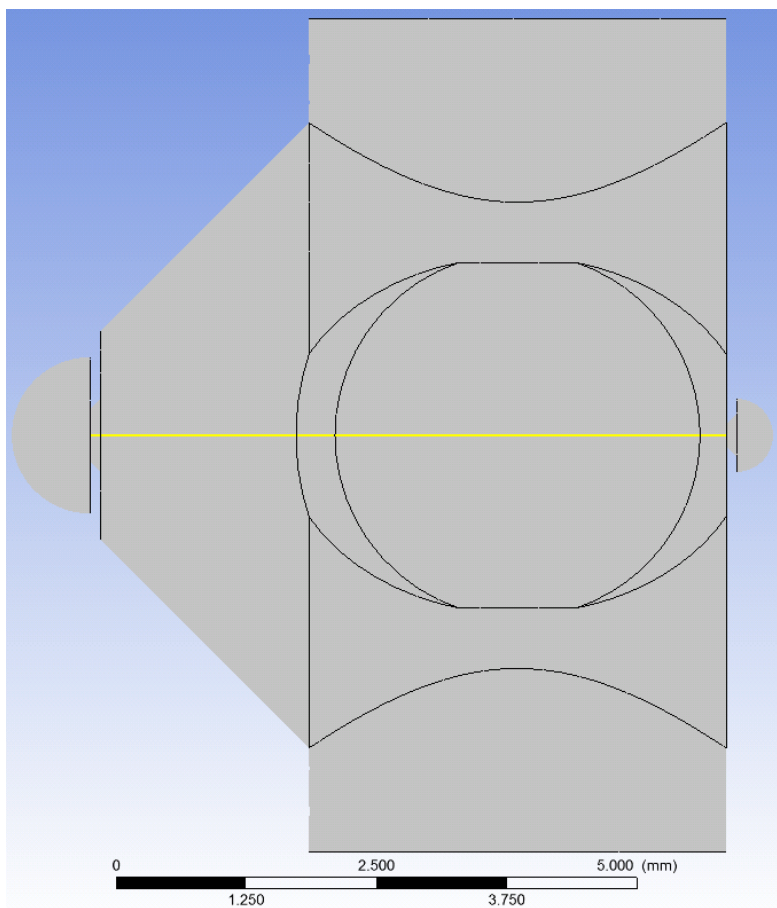


Obr. 89: Danilatosova simulace (vlevo), naše srovnávací simulace (vpravo).

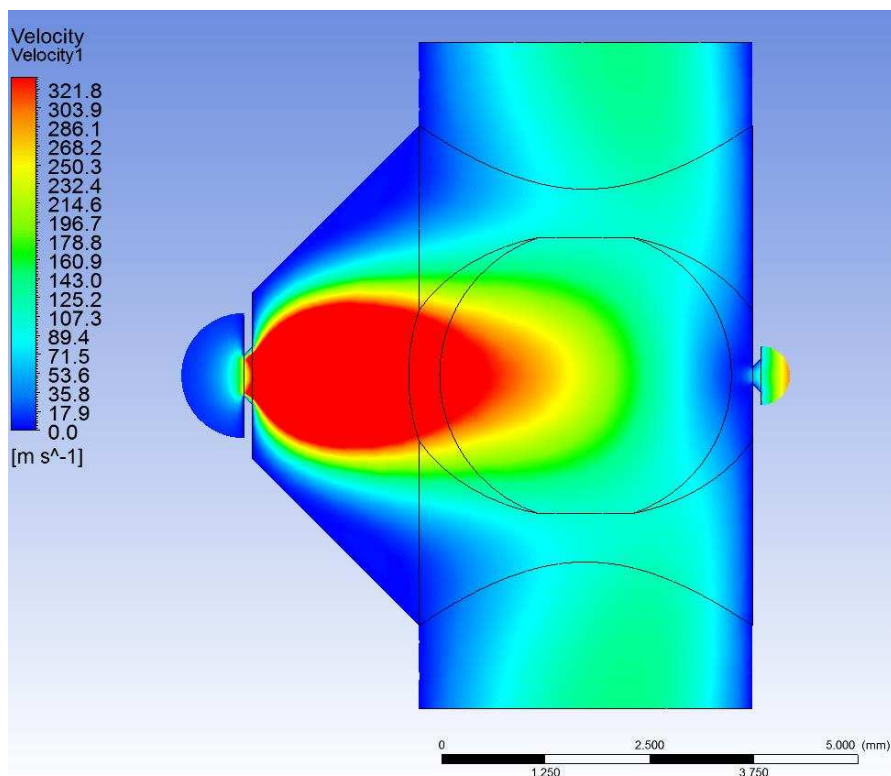
Z téměř shodných výsledků usuzujeme, že daný výpočet proběhl správně a dále můžeme pomocí stejného modelu simulovat i náš případ. Nyní je tedy potřeba nasimulovat průběh proudění v novém tvaru komory, se kterým poté budeme porovnávat informace získané experimentálně. Pro náš typ komory zatím používáme standardní konstanty, které po provedení experimentálního měření budeme porovnávat a v případě odchylek je bude potřeba odladit.

Na obrázku 90 vidíme řez novým návrhem diferenciálně čerpané komory, kde žlutá osa znázorňuje procházející svazek primárních elektronů. V našem případě je jako počátek brán levý konec žluté osy, kde jsme umístili bod nula pro následující znázornění průběhu proudění v komoře a z toho vynesenejších grafů. Z obrázku 91 vidíme průběh rychlosti proudění v komoře

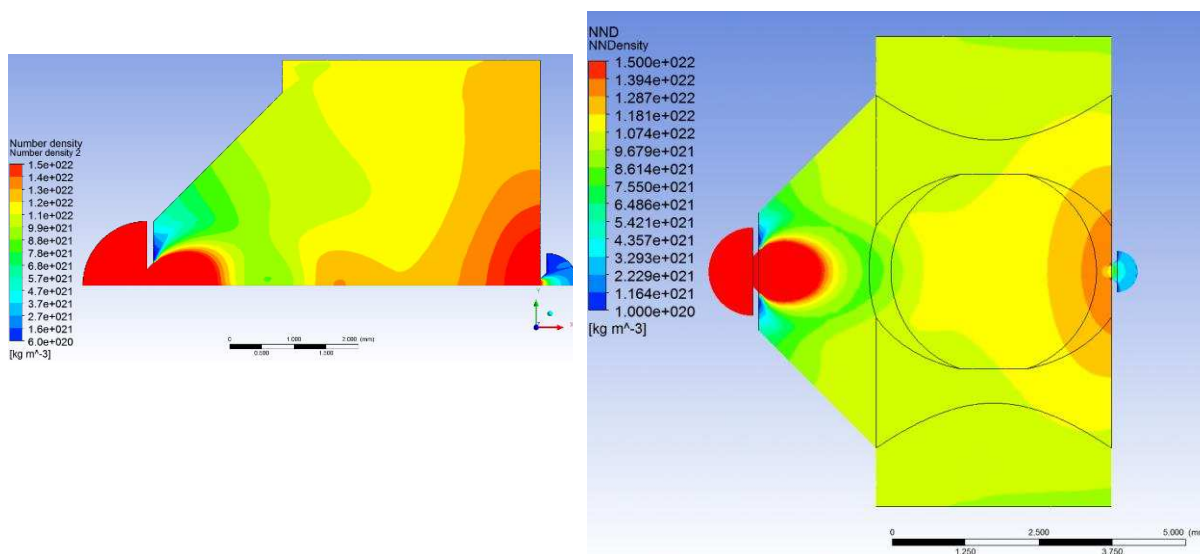
po průchodu clonou PLA1. Červenou barvou je znázorněna oblast, kde dochází k nadzvukové rychlosti proudění. Jelikož rázová vlna vzniká na přechodu nadzvukového proudění na podzvukové, měl by být její vznik umístěn do oblasti pozorované pomocí optické metody. Z tohoto výsledku vyplývá první poznatek a to ten, že průběh rázové vlny budeme schopni experimentálně pozorovat, neboť její vznik se nachází poblíž středu optických zrcadel (znázorněny na obrázku 90 dvěma soustřednými seříznutými kružnicemi).



Obr. 90: Řez novou komorou.



Obr. 91: Rozložení rychlosti.



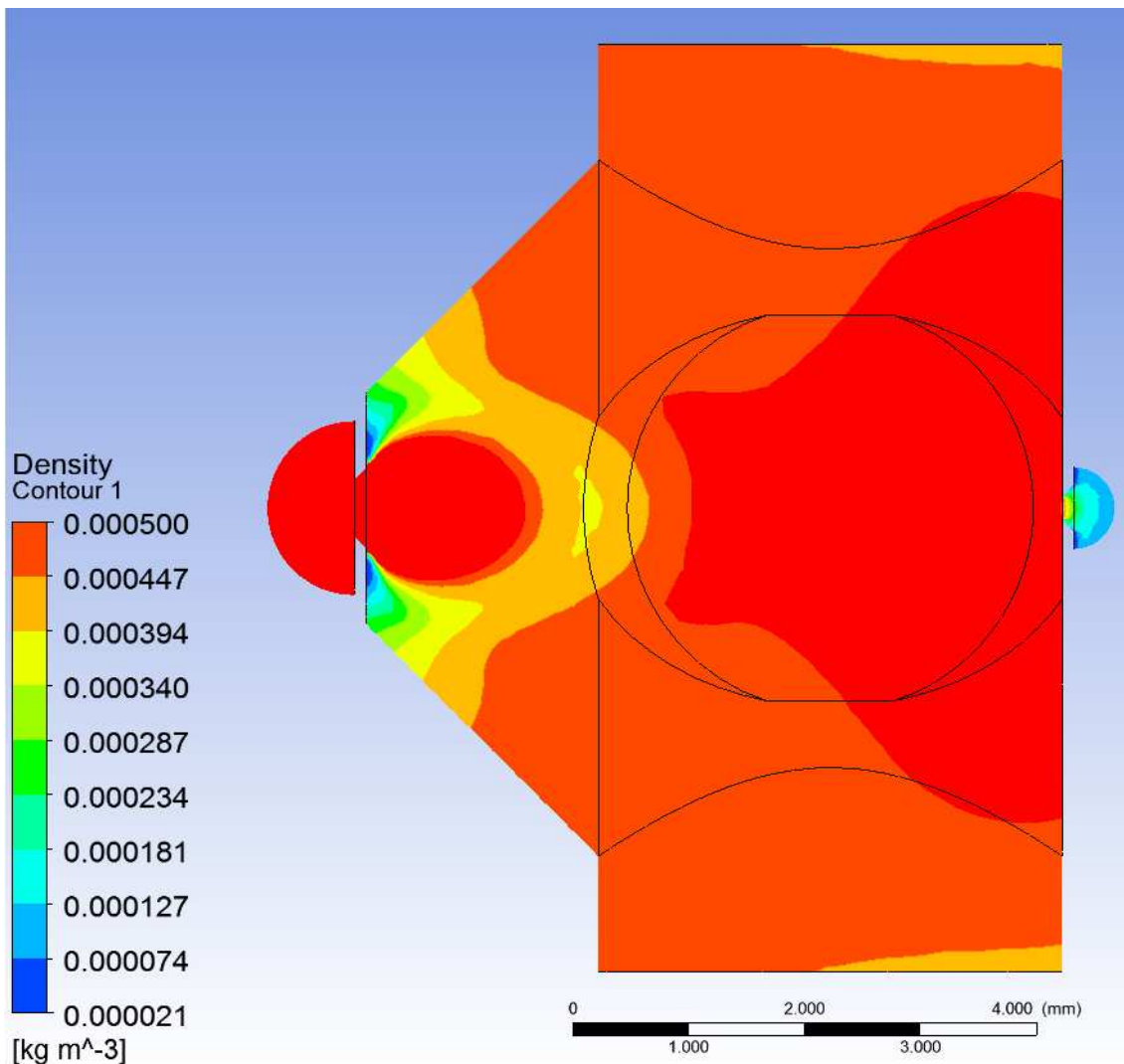
Obr. 92: Srovnání simulace: Danilatos ve Fluentu (vlevo), nová komora (vpravo).

Ze srovnání simulace Danilatosova návrhu komory námi provedené v Ansys Fluentu se simulací pro naši novou komoru vidíme, že charakteristické proudění plynů je již viditelně rozdílné. Tato změna nastává již kousek za průchodem clonou PLA1, přibližně v oblasti již zachytitelné optickou metodou. Lze pozorovat, že zatímco u Danilatos je přibližně ve středu komory viditelný mírný nárůst hustoty částic, tak u naší komory tato změna chybí a počet částic je přibližně konstantní. Další výraznější změna lze vidět před vstupem do clony PLA2, kdy u Danilatos dochází k prudkému vzrůstu hustoty částic, zatímco pro náš případ je tato změna pozvolná a nedochází tam vůbec k výskytu tak vysokých hodnot hustoty. Lze vidět, že již před

clonou PLA2 dochází ke snížení počtu částic oproti Danilatose, u kterého tento pokles nastává až za clonou. Musíme ale zmínit, že zde provádíme srovnání pro Normalized Number Density. Tato hustota je provázána s běžnou námi používanou hustotou vztahem:

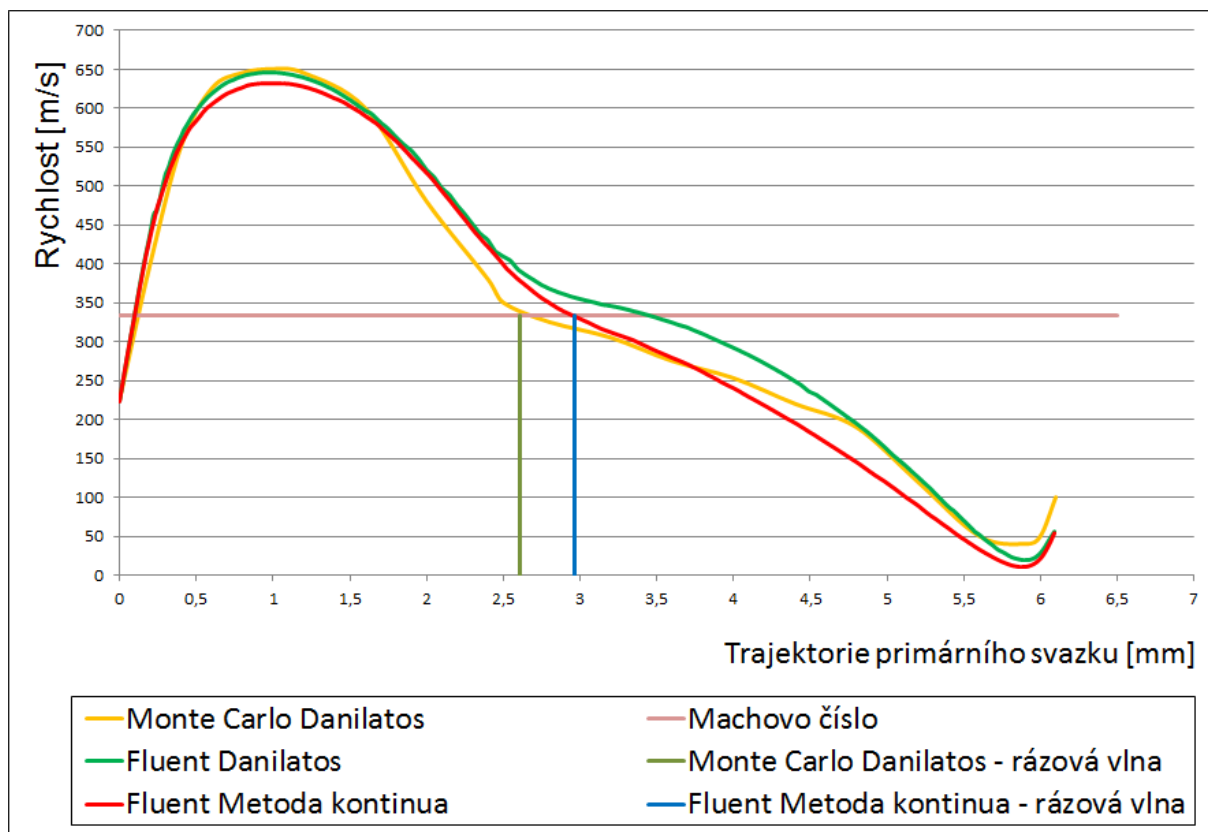
$$N = \frac{n}{V} = \frac{\rho N_A}{M} \quad (33)$$

Na obrázku 93 je tato simulace nové komory pro běžně používanou hustotu částic.



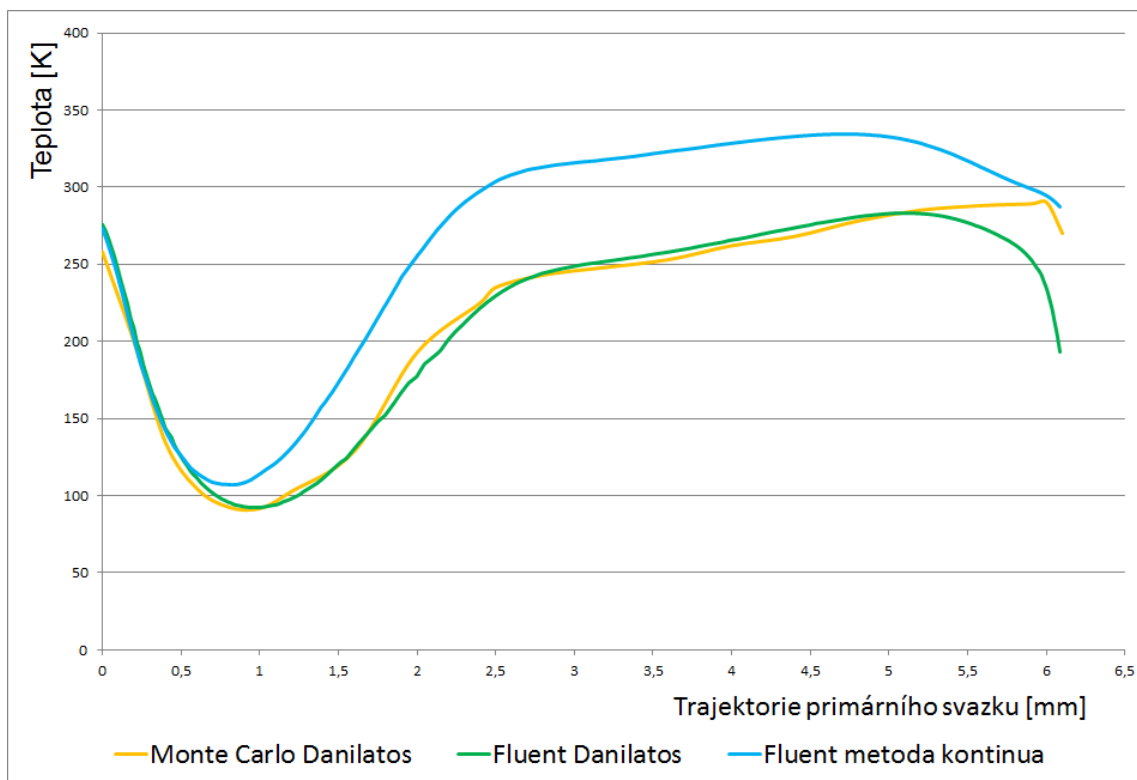
Obr. 93: Znázornění hustoty v nové komoře.

A nyní si již pro podrobnější zkoumání znázorníme získané hodnoty do grafů.



Obr. 94: Průběh rychlost ve třech porovnávaných komorách.

Ze srovnání průběhu rychlosti námi porovnávaných třech simulací (obr. 94) vidíme, že pro novou komoru velké rozdíly nenastávají. Její průběh je velmi podobný až na malé odchylky, které ovšem mohou být způsobené již rozdílnou metodou simulace (Danilatos má metodu Monte Carlo, v našich obou případech používáme metodu kontinua). Jemný rozdíl mezi našimi simulacemi Danilatos a nové komory může být právě způsoben jiným typem čerpání (vzdálenost od asi 2,5 mm až po 6 mm). Ovšem kde je již patrná výrazná změna, to je pro průběh teploty v komoře, jak lze vidět na obrázku 95. Zde se teplota začíná odlišovat již chvíli po průchodu clonou PLA1, což je asi pro vzdálenost 0,5 mm od ní. Tato teplota v nové komoře zůstává po celou dobu simulace proudění výrazně vyšší (v některých místech je to i více než o 50 K). Až v blízkosti clony PLA2 začíná klesat.



Obr. 95: Srovnání průběhu teploty v jednotlivých komorách.

11.3 Vyhodnocení výsledků pro dané srovnání simulací

Cílem této práce bylo získat přesnou představu o průběhu proudění v nové komoře. Tuto komoru jsme ladili podle standartních konstant a dále porovnávali s již námi nasimulovanou Danilatosovou komorou (jak pro metodu Monte Carlo, tak pro metodu kontinua). Předpokládáme, že námi získané výsledky simulace nové komory budou odpovídat i experimentálním výsledkům, poté co se provedou v nově postavené komoře. Z našich výsledků pro rychlost lze určit, ve kterém místě by se měla podle propočtů nacházet rázová vlna. Po vynesení rychlosti 333 m/s do grafu rychlosti získáme tedy její polohu. Tato rázová vlna by se v našem případě měla nacházet přibližně ve vzdálenosti 2,96 mm od PLA1. Pro srovnání je na obrázku 94 vyznačena i rázová vlna určena metodou Monte Carlo a to ve vzdálenosti přibližně 2,61 mm od PLA1. Tento stejný výsledek bude později experimentálně srovnáván s výsledkem z optického měření, a pokud se tyto dvě polohy rázových vln budou shodovat, budeme moci prohlásit, že i charakteristika proudění v komoře je shodná se simulací.

Závěr

Závěrem této diplomové práce si ve zkratce shrneme, čím jsme se zabývali a jaké z toho vplynuly poznatky. Tedy na začátku jsme se seznámili v první kapitole o počátcích elektronové mikroskopie, o jednotlivých jejích typech a principu, na kterém jsou tyto mikroskopy založeny. Na to jsme navázali další kapitolou o Environmentálním elektronovém mikroskopu, kde jsme popsali, čím je odlišný od běžných elektronových mikroskopů a jaké jsou jeho další možnosti. Toto popsání bylo provedeno důkladně, neboť právě jedné jeho komponenty se týká tato diplomová práce a to diferenciálně čerpané komory, která se nachází mezi tubusem s elektronovým dělem a komorou vzorku. Následující dvě kapitoly se týkaly právě této komory a simulací, která byla teoreticky navržena Dr. Danilatosem. V jedné se podrobně vysvětlovalo, jaký je princip této komory a byl navržen její základní tvar, který byl poté nasimulován. V další z těchto dvou kapitol bylo provedeno srovnání této simulace navržené Dr. Danilatosem a simulace, která byla provedena na našem ústavu pomocí programu ANSYS Fluent. Poté následovaly opět dvě teoretické kapitoly, které se podrobněji zabývaly prouděním tekutin se zaměřením na průtok clonou a vznik rázové vlny, která je důležitá pro proudění plynu v naší komoře. V další kapitole týkající se Optických metod jsme popsali, jakým způsobem bude využit tento styl vizualizace z hlediska nového typu komory, a zdůvodnili jsme, proč je pro náš koncept stínová metoda nejoptimálnější. Následující kapitola se zabývá popisem experimentů zaměřených na tuto problematiku diferenciálně čerpané komory, které probíhaly a probíhají v současné době na našem ústavu. Dále byla potřeba proniknout do tajů velmi sofistikovaného programu Ansys Fluent, ve kterém všechny tyto simulace proudění probíhají. Touto částí se zabývá kapitola popisující právě způsob nastavení tohoto programu pro náš koncept nového typu komory. Pro zvolení vhodného typu turbulentního modelu bylo potřeba pochopit specifika jednotlivých typů, proto byla tato část programu Ansys Fluent pojata jako samostatná kapitola. Do poslední kapitoly týkající se naší práce jsme zobrazili získané výsledky simulace pro nový koncept diferenciálně čerpané komory. Tyto simulace nám pomohou získat představu o charakteristickém proudění v této komoře a také jak se změní vůči porovnávané simulaci od Dr. Danilatose, jehož způsob čerpání komory se od naší odlišuje. Z těchto simulací jsme schopni přesně určit polohu rázové vlny, která se pro rychlost 333 m/s nachází 2,96 mm za clonou PLA1. Z tohoto hlavního poznatku se bude dále vycházet a po provedení experimentálního měření se výsledky budou porovnávat, zdali dochází ke shodě.

Seznam použité literatury

- [1] KUBÍNEK, Roman, Klára ŠAFÁŘOVÁ a Milan VŮJTEK. *Elektronová mikroskopie*. Olomouc, 2011. Skriptum. UP
- [2] Elektronová mikroskopie. *Elektronová mikroskopie transmisní a rastrovací* [online]. Dostupné z: <http://jointlab.upol.cz/~soubusta/OSYS/El_mikr/El_mikr.html>
- [3] JÄGER, V, V. GÄRTNEROVÁ. *Elektronovým mikroskopem do nitra materiálů aneb jak vypadá jejich struktura* [online]. 2008-2014. Akademie věd ČR, v. v. i., Fyzikální ústav. Dostupné z: <http://www.fzu.cz/popularizace/elektronovym-mikroskopem-do-nitra-materialu-aneb-jak-vypada-jejich-struktura.html>
- [4] KARLÍK, Miroslav. *Transmisní elektronová mikroskopie: pohled do nitra materiálů*. Praha, 2005. Katedra materiálů FJFI ČVUT.
- [5] *Transmisní elektronová mikroskopie* [online]. Dostupné z: <http://atmilab.upol.cz/texty/TEM-teorie.pdf>
- [6] Image Gallery, www.fei.com: Image Gallery [online]. [cit. 2017-05-24]. Dostupné z: <https://www.fei.com/image-gallery/>
- [7] *Elektronový mikroskop* [online]. Dostupné z: <<http://inside.mines.edu/EML-jeol-jsm-7000f-field-emission-sem.html>>
- [8] CHVÁTALOVÁ, Lucie. *Elektronové mikroskopy* [online]. Brno. Fakulta chemická VUT. Dostupné z: <http://www.fch.vut.cz/~zmeskal/obring/presentace_2003/20_elektronove_mikroskopy.pdf>
- [9] NEDĚLA, Vilém. *Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie a detekční systémy* [online]. Brno, 2009. Ústav přístrojové techniky AV ČR. Dostupné z: <<http://alisi.isibrno.cz/elektronova-mikroskopie.html>>
- [10] NEDĚLA, Vilém. *Detekce signálních elektronů v prostředí vysokého tlaku plynů environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu*. Brno, 2008. Doktorská práce. FEKT VUT.
- [11] GERASIMOS, D. Danilatos. Velocity and ejector-jet assisted differential pumping: Novel design stages for environmental SEM. Australia, 2012. Micron 43 (600-611).
- [12] MAXA, J., M. BÍLEK, P. HLAVATÁ a P. VYROUBAL. Comparisons Using Methods of Continuum Mechanics and Monte Carlo at Differentially Pumped Chamber. Brno, 2016. AiMT Vol. 11, No. 2 (143-150).
- [13] JAHODA, M. *Mechanika tekutin*. Brno. Učební text. VUT FEKT.

- [14] Hydromechanika [online]. Skripta. Brno. FSI VUT. Dostupné z: <http://www.fsiforum.cz/upload/soubory/nezarazene/Hydromechanika_--FSI_VUT_Brno--.pdf>
- [15] DRÁBKOVÁ, Sylva a kolektiv. *Mechanika tekutin*. Ostrava, 2007. Učební text. VŠB – TU Ostrava, Fakulta strojní.
- [16] JAHODA, M. *Počítačová dynamika tekutin (CFD)*. Brno. Učební text. VUT FEKT.
- [17] ŠKORPÍK, Jiří. 38. *Vznik tlakové ztráty při proudění tekutiny* [online]. Pokračující zdroj. Brno, 2016. FME VUT. Dostupné z: <<http://www.transformacni-technologie.cz/38.html>>
- [18] ŠKORPÍK, Jiří. 39. *Efekty při proudění vysokými rychlostmi* [online]. Pokračující zdroj. Brno, 2016. FME VUT. Dostupné z: <http://www.transformacni-technologie.cz/39.html>
- [19] ŠKORPÍK, Jiří. 40. *Proudění plynů a par tryskami* [online]. Pokračující zdroj. Brno, 2016. FME VUT. Dostupné z: <<http://www.transformacni-technologie.cz/40.html>>
- [20] ŠKORPÍK, Jiří. 37. *Škracení plynů a par* [online]. Pokračující zdroj. Brno, 2016. FME VUT. Dostupné z: <<http://www.transformacni-technologie.cz/37.html>>
- [21] HLAVATÁ, P. *Vliv kritického proudění v diferenciallyně čerpané komoře*. Brno. Projekt č. FEKT-S-17-4595. FEKT VUT
- [22] MAXA, J. *Využití proudění plynů v otvorech malých dimenzí v technických zařízeních*. Brno. Učební text. FEKT VUT
- [23] PAVELEK, Milan. *Vizualizační metody v technice prostředí*. Brno, 2009. Habilitační práce. Energetický ústav FSI VUT
- [24] DVOŘÁK, V., J. KOLÁŘ a J. KRACÍK. *Šikmé rázové vlny* [online]. Skriptum. Liberec, 2014. Fakulta strojní TU v Liberci. Dostupné z: <www.kez.tul.cz/cs/stahni-soubor/816?hash=mj28sd1t7br4obw616srlr3tha7lc9>
- [25] PAVELEK, M., E. JANOTKOVÁ a J. ŠTĚTINA. *Vizualizační a optické měřicí metody* [online]. Skriptum. Brno. FME VUT. Dostupné z: <<http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/1301.htm>>
- [26] URUBA, V. *Optické metody využívající změny hustoty média*. Učební text. Ústav termomechaniky AV ČR.
- [27] *Optické metody* [online]. Učební text. Dostupné z: <<http://homel.vsb.cz/~sof007/files/EMvM/p7.pdf>>

- [28] BAYER, R. The imaging of a shock wave within a supersonic low-pressure gas flow using optical methods. Brno. Doctoral Degree Programme. FEKT VUT. Vedoucí práce doc. Ing. Jiří MAXA, Ph.D.
- [29] BÍLEK, M. a P. HLA VATÁ. Influence boundary layer in the differentially pumped chamber. Učební text. Brno. FEKT VUT
- [30] FORMÁNEK, J. Podklady k *principu měření rychlosti a rychlosti proudění a rychlosti proudění* [online]. Výukové texty. Dostupné z: <http://docplayer.cz/8209239-Vyukove-texty-pro-predmet-merici-technika-kks-mt-na-tema-podklady-k-principu-mereni-rychlosti-a-rychlosti-proudeni.html>
- [31] Pitotova trubice. Fyzmatik.pise [online]. [cit. 2017-05-24]. Dostupné z: <http://fyzmatik.pise.cz/930-pitotova-trubice.html>
- [32] *Proudění, rychlost a průtok plynů* [online]. Dostupné z: <http://www.prutoky.cz/plyny/prandtlovy-trubice/>
- [33] MAXA, J., P. VYROUBAL a V. NEDĚLA. *Řízení a správa dat*. Skriptum. Brno. FEKT VUT
- [34] ZÁCHA, P. Fluent. Učební texty. Brno. FEKT VUT
- [35] JAHODA, M. *Počítačová dynamika tekutin – užitečný nástroj pro inženýry*. Učební texty. Brno. FEKT VUT