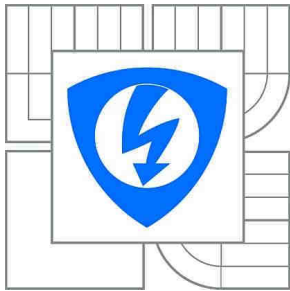


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC
TECHNOLOGY

ANALÝZA ROZLOŽENÍ TLAKŮ VE VARIANTĚ DETEKTORU SE SE TŘEMI CLONKAMI POMOCÍ SYSTEMU CAE

ANALYSIS OF PRESSURE DISTRIBUTION IN THE VARIANT DETECTOR WITH THREE
APERTURE BY CAE SYSTEM

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

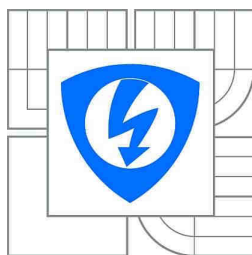
Bc. MARTIN TOMÁŠEK

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. JIŘÍ MAXA, Ph.D.

BRNO 2012



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektrotechnická výroba a management

Student: Bc. Martin Tomášek

ID: 72789

Ročník: 2

Akademický rok: 2011/2012

NÁZEV TÉMATU:

Analýza rozložení tlaků ve variantě detektoru SE se třemi clonkami pomocí systému CAE

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Nastudujte základy elektronové mikroskopie a základy problematiky proudění plynů v nízkých tlacích a proudění otvory malých dimenzí oddělující oblasti s velkými tlakovými spády. Seznamte se se systémy SolidWorks, FloSimulation, Fluent. V systému SolidWorks vymodelujte 3D model detektoru se třemi clonkami v různých variantách a proveďte analýzu a následnou optimalizaci podle požadavků na funkci.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 6.2.2012

Termín odevzdání: 24.5.2012

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

Konzultanti diplomové práce:

prof. Ing. Jiří Kazelle, CSc.

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.

Anotace

Tato diplomová práce se zabývá analýzou rozložení tlaků v prostorách scintilačního detektoru sekundárních elektronů ve variantě detektoru se třemi clonkami. Cílem této práce je analýza proudění tekutin v závislosti na aplikaci třetí clonky ve vstupní části detektoru, a tím vytvoření další samostatně čerpané komory, která má za úkol zajistit lepší rozložení tlaků v prostorách detektoru. Výsledkem analýzy by mělo být zjištění, jak se změní parametry uvnitř detektoru. Pokud bude zjištěno, že aplikace třetí clonky má příznivý vliv na proudění tekutin v prostorách detektoru, může být tato úprava použita při zdokonalení detektoru.

Diplomová práce je rozdělena do několika kapitol. Nejdříve jsou popsány základní principy elektronové mikroskopie včetně přípravy vzorků, podmínek pro správnou funkci mikroskopů a rozdělení jednotlivých typů elektronových mikroskopů. V dalších kapitolách jsou popsány stručně fyzikální popisy proudění plynů v nízkých tlacích a otvorech malých dimenzí, jejich matematické modely a simulačních software použitý při této analýze. Analýza je provedena v programu SolidWorks za pomoci modulu Cosmos FloSimulation. V závěru práce jsou shrnuty výsledky analýzy včetně grafických znázornění simulace.

Klíčová slova: Elektronová mikroskopie, EREM, detektor SE, scintilátor, SolidWorks, Cosmos FloSimulation, analýza proudění tekutin, metoda konečných objemů

Abstract

This master's thesis analyzes the pressure distribution on the premises of scintillation detector secondary electron in the variant with three aperture. The aim of this study is analyzing the fluid flow depending on the application of the third aperture in the entrance of the detector, thus creating more self-pumped chamber, which is responsible for ensuring a better distribution of pressure in the premises of the detector. The result of the analysis would be determining how to change parameters within the detector. If it is found that application of the third aperture has a positive effect on water flow in the premises of the detector, this arrangement may be used for improvement of the detector.

Master's thesis is divided into several chapters. First describes the basic principles of electron microscopy, including sample preparation, conditions for the proper functioning of microscopes and sharing different types of electron microscopes. The next chapters describe briefly the physical descriptions of gases flow in low pressures and small apertures, the mathematical models and simulation software used in this analysis. The analysis is done in SolidWorks with the module called Cosmos FloSimulation. The conclusion summarizes the results of the analysis, including graphical representations of simulation.

Keywords: Electron microscopy, EREM, detector SE, scintillator, SolidWorks, Cosmos FloSimulation, analysis of fluid flow, finite volume method

TOMÁŠEK, M. *Analýza rozložení tlaků ve variantě detektoru SE se třemi clonkami pomocí systému CAE*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2012. 85 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „ANALÝZA ROZLOŽENÍ TLAKŮ VE VARIANTĚ DETEKTORU SE SE TŘEMI CLONKAMI POMOCÍ SYSTÉMU CAE“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informační 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 práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

.....
(podpis autora)

Poděkování

Děkuji vedoucímu své diplomové práce doc. Ing. Jiří Maxovi, Ph.D. za užitečnou metodickou pomoc, cenné rady a poskytnutí technických prostředků při zpracování a realizaci diplomové práce.

V Brně dne

.....
(podpis autora)

Obsah

1	ÚVOD	12
2	MIKROSKOPIE.....	12
2.1	Optický mikroskop	12
2.2	Počátky elektronové mikroskopie	13
2.3	Prozařovací elektronový mikroskop (TEM).....	13
2.4	Rastrovací elektronový mikroskop (REM).....	14
2.4.1	Vznik obrazu v rastrovacím elektronovém mikroskopu.....	14
2.4.2	Zdroje elektronů (elektronová tryska)	17
2.4.3	Jevy vznikající při dopadu elektronů na vzorek	18
2.4.4	Detektory elektronů	18
2.4.5	Zpracování obrazu zkoumaného vzorku.....	19
2.4.6	Příprava vzorku, jeho orientace a manipulace se vzorky	19
2.4.7	Podmínky pro správnou funkci mikroskopu	20
2.5	Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM).....	20
2.5.1	EREM typu AQUASEM	21
2.5.2	Vakuový systém mikroskopu EREM	23
2.5.3	Princip scintilačního detektoru	24
3	FYZIKÁLNÍ POPIS PROUDĚNÍ KAPALIN	25
3.1	Turbulentní proudění	25
3.2	Proudění skutečných kapalin	26
3.3	Nestlačitelné a stlačitelné proudění	27
3.4	Základní rovnice popisující proudění v řešené komoře.....	29
3.5	Počáteční a okrajové podmínky řešení	30
3.5.1	Podmínky vstupu a výstupu.....	31
3.5.2	Tlak na vstupu	31
3.5.3	Tlak na výstupu	32
3.5.4	Odčerpávání.....	32
3.5.5	Podmínky pro rovnici energie	32
3.6	Srážky molekul, střední volná dráha	33
3.6.1	Střední volná dráha, přenosové jevy	36
3.6.2	Závislost rozptylu na počtu interakcí	37
3.6.3	Rozptylové režimy svazku primárních elektronů	38
3.7	Teorie vakua	39
4	TEORETICKÝ POPIS ŘEŠENÉHO PROJEKTU	39
4.1	Detektor	42
5	ANALYTICKÉ PROSTŘEDKY POUŽITÉ PŘI ŘEŠENÍ PROJEKTU.....	43
5.1	SolidWorks	43
5.2	Cosmos FloSimulation	44
5.3	Metoda konečných objemů.....	45
6	ANALÝZA DETEKTORU POMOCÍ SYSTÉMU CAE	49
6.1	Nastavení sítě.....	49
6.2	Nastavení okrajových podmínek	50
6.3	Nastavení cílů výpočtu	51

7	ZPRACOVÁNÍ VÝSLEDKŮ ANALÝZY DETEKTORU	52
7.1	Charakteristika proudění v detektoru	52
7.2	Podmínky pro výpočet.....	52
7.3	Vyhodnocení výsledků analýz detektoru.....	53
7.4	Výchozí varianta tříclonkového detektoru	54
7.4.1	Srovnání výchozí varianty tříclonkového a původní varianty dvouclonkového detektoru	57
7.5	Upravené varianty tříclonkového detektoru	58
7.5.1	Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,4-1,0-1,0 mm).....	59
7.5.2	Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,0-1,4-1,4 mm).....	59
7.5.3	Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,4-1,4-1,4 mm).....	61
7.5.4	Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,4-1,6-1,6 mm).....	62
7.5.5	Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,6-1,6-1,6 mm).....	63
8	ZÁVĚR	64
	SEZNAM POUŽITÝCH VELIČIN A ZKRATEK.....	66
	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	67
	PŘÍLOHY	69

Seznam obrázků

Obr. 2.1 Optická soustava elektronových mikroskopů typu TEM a SEM (REM).....	15
Obr. 2.2: Druhy fyzikálních signálů vyvolaných dopadem primárního el. svazku.....	16
Obr. 2.3: Princip scintilačního počítače s fotonásobičem.	18
Obr. 2.4: Korundová keramika Al ₂ O ₃ a mšice na lodyze listu rybízu.	21
Obr. 2.5: Model environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu (EREM).....	22
Obr. 2.6: Schéma třístupňového systému diferenčního čerpání pro EREM (konfigurace se třemi clonkami).	23
Obr. 2.7: Celkový pohled na scintilační detektor.	24
Obr. 3.1: Znázornění srážek molekul.	33
Obr. 3.2: Rozptyl elektronového svazku.	38
Obr. 4.1: Elektronový mikroskop AQUASEM II – schéma projektu.	40
Obr. 4.2: Řez modelem EREM (na obrázku se dvěma clonkami).	41
Obr. 4.3: Řez Environmentálním rastrovacím elektronovým mikroskopem.....	41
Obr. 4.4: Princip scintilačního detektoru sekundárních elektronů pro EREM se simulací drah sekundárních elektronů s energií 2 eV (E1 – extrakční elektroda, E2 – vychylovací elektroda, C1 – clonka 1, C2 – clonka 2, C3 – clonka 3).	42
Obr. 5.1: Elementy používané pro výpočet u metody konečných objemů.....	45
Obr. 5.2: Proces řešení MKO.	46
Obr. 5.3: Algoritmus výpočtu metody konečných objemů.	48
Obr. 6.1: Nastavení sítě ve výpočtové oblasti detektoru – detail vstupní části detektoru a celkový pohled.....	49
Obr. 6.2: Schématické zobrazení detektoru se zadáním okrajových podmínek.	51
Obr. 7.1: Základní rozměry zkoumaného detektoru se třemi clonkami.	53
Obr. 7.2: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 200 Pa.	54
Obr. 7.3: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 400 Pa.	55
Obr. 7.4: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 600 Pa.	55
Obr. 7.5: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 800 Pa.	56
Obr. 7.6: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 1000 Pa.	56
Obr. 7.7: Tlak u scintilátoru v závislosti na vstupním tlaku z komory vzorku.	57
Obr. 7.8: Srovnání tlaků u scintilátoru v závislosti na tlaku v komoře vzorku pro detektor se dvěma a třemi clonkami.	57
Obr. 7.9: Průměrný tlak u scintilátoru při vstupním tlaku 1000 Pa a různých průměrech clonek	58

Obr. 7.10: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,4 - 1,0 - 1,0 mm).....	59
Obr. 7.11: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,0 - 1,4 - 1,4 mm).....	60
Obr. 7.12: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,0 - 1,4 - 1,4 mm) (za použití turbomolekulární vývěvy).....	60
Obr. 7.13: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,4 - 1,4 - 1,4 mm).....	61
Obr. 7.14: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,4 - 1,6 - 1,6 mm).....	62
Obr. 7.15: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,6 - 1,6 - 1,6 mm).....	63

Seznam tabulek

Tab. 2.1: Vybrané parametry elektronových trysek.	17
--	----

1 Úvod

Elektronové mikroskopy a odvozené mikroskopické metody dosáhly v minulém století velkého rozvoje a v oblasti vědy, techniky či biologie se staly neoddelitelnou součástí. Již v minulosti bylo velkou snahou lidí pozorovat velmi malé objekty, především ty zrakem neviditelné. Odtud také vzešel význam slova „mikroskop“ či „mikroskopie“, neboť je složen z řeckých mikros (malý) a skopeo (pozorovat, dívat se na). Biologové například chtějí zkoumat struktury buněk, bakterií, virů a koloidních částic. Vědci zabývající se vlastnostmi materiálů, chtějí pozorovat nehomogenity a poruchy v kovech, krystalech a keramických materiálech. Mikroskopie také umožnila detailní studie hornin, minerálů a fosilií a pochopit tak původ naší planety a jejich cenných minerálních zdrojů. Elektronová mikroskopie je tedy metoda umožňující studium mikrostruktur daných objektů a v současnosti dochází stále k velkému rozvoji a zdokonalení této metody. Zdokonalení probíhá především v návrhu sofistikovanějších částí elektronového mikroskopu, např. detektoru sekundárních elektronů. Obecně je snahou docílení co největší rozlišovací schopnosti mikroskopu. V případě detektoru je to docílení takových podmínek, aby docházelo k co nejmenšímu počtu srážek molekul vzduchu se svazkem sekundárních elektronů. Možnou variantou zdokonalení detektoru je aplikace třetí clonky ve vstupní části detektoru a vytvoření další čerpané komory, která má za úkol zajistit lepší rozložení tlaků v prostorách detektoru.

2 Mikroskopie

Tato kapitola nejprve popisuje úvod do klasické optické mikroskopie, dále porovnání a důvody vzniku elektronové mikroskopie. Následně jsou popsány základní principy vzniku a analýzy obrazu v rastrovacím elektronovém mikroskopu, manipulace se vzorky a podmínky pro správnou funkci mikroskopu.

2.1 Optický mikroskop

Light Microscope (zkráceně LM) neboli moderní optický mikroskop poskytuje zvětšení asi 1000x a umožňuje oku rozlišit objekty navzájem vzdálené o 0,0002 mm. Lidské oko je však schopné při vhodném osvětlení rozlišit dva body vzdálené od sebe 0,2 mm. Pokud je vzdálenost bodu menší než 0,2 mm, body nám splynou a domníváme se, že se jedná o jeden bod. Tato minimální vzdálenost se nazývá rozlišovací schopnost (rozlišovací mez) nebo rozlišení oka. Pro zvětšení této vzdálenosti můžeme tedy použít čočku nebo soustavu čoček (mikroskop) a umožnit tak oku rozlišit body bližší než 0,2 mm. Light Microscope (zkráceně LM) neboli moderní optický mikroskop poskytuje zvětšení asi 1000x a umožňuje oku rozlišit objekty navzájem vzdálené o 0,0002 mm. Na pozorovaném objektu dříve nebylo možné rozlišit body bližší než několik stovek nanometrů. Postupnou snahou o dosažení lepšího rozlišení bylo zjištěno, že rozlišovací schopnost mikroskopu není omezena pouze počtem a kvalitou čoček, ale závisí také na vlnové délce světla použitého pro osvětlení předmětu.

Volba záření s kratší vlnovou délkou (modré světlo nebo ultrafialové záření) přispělo k malému zlepšení, dále ponoření preparátu a přední čočky objektivu do kapaliny s vysokým indexem lomu (olej) vedlo k dalšímu malému zlepšení, ale obě tato opatření zlepšila rozlišovací schopnost jen těsně pod 100 nm. Proto bylo nutné najít nějakou vhodnou technologii, která by umožnila ještě mnohem větší rozlišení.

2.2 Počátky elektronové mikroskopie

V roce 1920 bylo objeveno, že ve vakuu se urychlené elektrony chovají jako světlo. Jejich pohyb je přímočarý a vlnová délka je přibližně 100 000 x menší než světlo. Navíc bylo zjištěno, že také elektrické a magnetické pole je ovlivňuje stejně tak, jako ovlivňují čočky a zrcadla viditelné světlo. Dr. Ernst Ruska z Berlínské univerzity tyto jevy zkombinoval a v roce 1931 zhotovil první prozařovací (transmisní) elektronový mikroskop (zkráceně TEM). V tomto elektronovém mikroskopu byly použity dvě magnetické čočky. Zhruba o tři roky později byla přidána navíc další čočka a bylo dosaženo rozlišení 100 nm, což bylo dvakrát lepší než rozlišení optického mikroskopu. V současné době se používá v zobrazovací soustavě pěti magnetických čoček a dosahuje se rozlišovací schopnosti 0,1 nm při zvětšení jeden milion.

2.3 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM)

Prozařovací elektronový mikroskop by bylo možné zjednodušeně přirovnat k diaprojektoru. Rozbíhající se svazek paprsků, které vycházejí ze světelného zdroje, je upraven pomocí čoček kondenzoru na svazek rovnoběžných paprsků a tento svazek dále prochází diapozitivem, jenž představuje zkoumaný objekt. Svazek prostupujících paprsků je poté čočkou objektivu zaostřen na projekční plochu jako zvětšený obraz.

V případě elektronového mikroskopu je světelný zdroj nahrazen zdrojem elektronů. Jako zdroj je použito žhavené wolframové vlákno ve vakuu, skleněné čočky jsou nahrazeny magnetickými a projekční plocha je nahrazena fluorescenčním stínítkem, které vyzařuje světlo v místě dopadu elektronů. Důležitou podmínkou je, aby celá dráha elektronů byla ve vakuu a preparát byl dostatečně tenký, aby jím mohly elektrony proniknout. Některé preparáty však nemohou být zhotoveny tak, aby byly dostatečně tenké pro TEM. U některých preparátů máme navíc zájem pozorovat především podrobnosti na povrchu preparátů. Proto jedna z metod pozorování povrchů preparátů spočívala v nastavení preparátu téměř rovnoběžně s elektronovým svazkem, který dopadal na povrch pod velmi malým úhlem. Zobrazila se tak jen velmi omezená oblast vzorku, avšak se značným zkreslením. Z tohoto důvodu se tato metoda příliš nerozšířila. [10]

2.4 Rastrovací elektronový mikroskop (REM)

Historicky první popis zřejmě publikoval v časopisu v roce 1935 Dr. Max Knofl. Ve vývoji pokračoval další německý lékař Dr. Manfred von Ardenne, který v roce 1937 provedl určité experimenty, které by mohly být nazvány rastrovacím elektronovým mikroskopem, avšak teprve v roce 1942 popsali tři Američané D. Zworykin, Dr. Hillier a Dr. Snijder skutečný REM s rozlišovací schopností 50 nm a zvětšením 8000x. Pro srovnání je vhodné uvést, že dnešní REM mohou mít rozlišovací schopnost až 1 nm a zvětšení přes 400 000x.

Využitím obou metod technologií TEM a REM byla navržena kombinovaná technologie obvykle označována jako rastrovací prozařovací elektronová mikroskopie (STEM). Tento princip poprvé popsal v roce 1938 Dr. Manfred von Ardenne. Bohužel se však nedochovaly záznamy o tom, jakou měl tento přístroj rozlišovací schopnost. V roce 1969 byl však na trh uveden první kombinovaný komerční přístroj (Philips EM200), který byl vybaven jednotkou STEM vyvinutou Dr. Ongem z firmy Philips Electronic Instruments v USA. Tento přístroj měl na tehdejší dobu vynikající parametry, rozlišovací schopnost 25 nm a zvětšení 100 000x, avšak moderní TEM, vybavené možností STEM, mohou rozlišit 1 nm při zvětšení až 1 000 000x [1], [2].

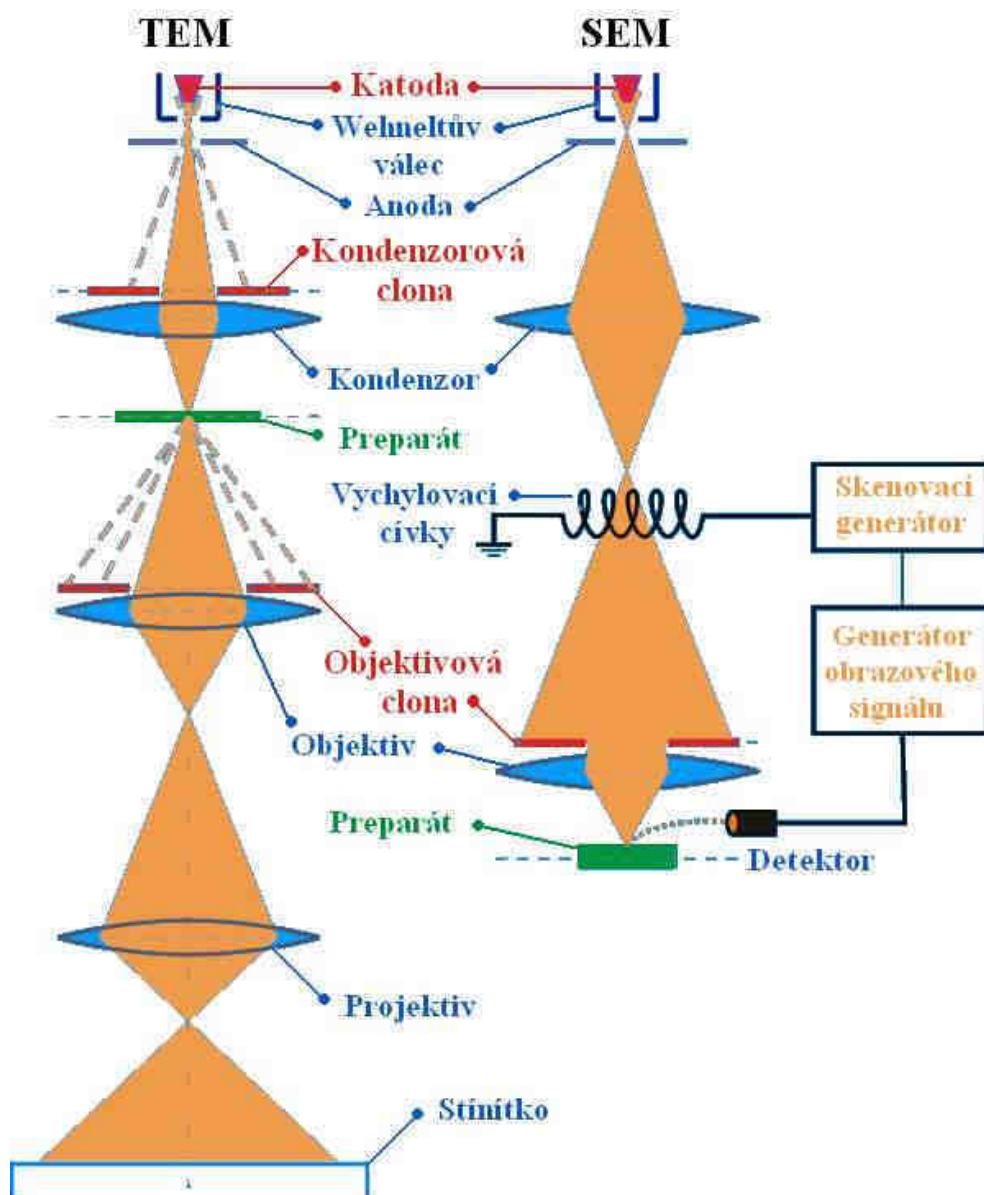
2.4.1 Vznik obrazu v rastrovacím elektronovém mikroskopu

Řádkovací (scanovací) elektronový mikroskop (REM neboli SEM) představuje přístroj, který postupně vytváří zvětšený obraz vzorku s využitím ostře fokusovaného svazku elektronů, nikoliv optikou světelných paprsků. Tento dopadající svazek vyvolává fyzikální signál, který je hlavním zdrojem informací o místě dopadu primárního elektronového svazku na povrch vzorku. Elektronový svazek tedy představuje sondu, která se pohybuje po povrchu vzorku a tím vytváří signál, který nese informace o charakteristikách místa vzorku. Rozdíl mezi optickými soustavami mikroskopů TEM a REM je zobrazen na obr. 2.1, viz [10].

Tyto elektrony emitované wolframovou katodou jsou následně urychlovány kladným napětím na anodě a vytvářejí tak primární svazek elektronů, který je elektromagnetickými čočkami ostře fokusován na povrch sledovaného vzorku. Další součástí jsou vychylovací cívky řádkovacího systému, které umožňují, aby svazek elektronů bod po bodu a také řádek po řádku systematicky přejížděl (řádkoval neboli scanoval) určitou vymezenou plošku (obvykle ve tvaru čtverce), podobným způsobem, jako u televizní techniky. Pohyb elektronového svazku obrazovky mikroskopu je navíc synchronizován s pohybem primárního elektronového svazku. Jas obrazovky je tak modulován intenzitou signálu snímaného z detektoru, odpovídající jednotlivým bodům dopadu primárního svazku. Kontrast na obrazovce je dán jako výsledek rozdílné intenzity signálu v jednotlivých bodech dopadu primárního svazku a zvětšení je dáno poměrem strany obrazovky k délce úseku řádkovaného na povrchu vzorku.

Podle druhu detektoru je možné získat nejen informace o povrchové topografii útvarů vytvářejících povrchový reliéf, ale současně o lokálních změnách v chemickém složení případně některých dalších fyzikálních vlastnostech vzorku.

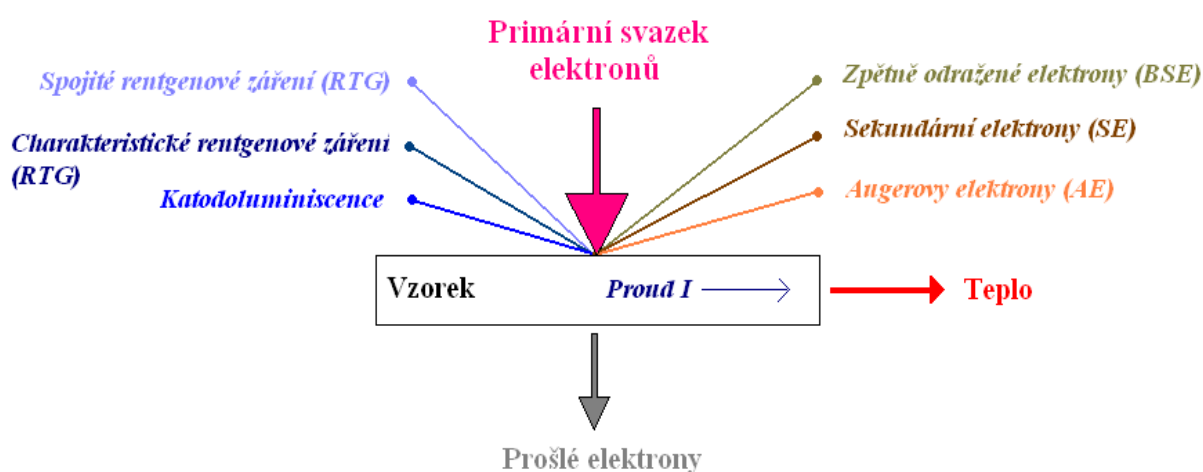
V případě REM dopadají na povrch sledovaného vzorku elektrony primárního svazku (PE) s energií několika tisíc eV. Navíc pronikají do určité hloubky vzorku i pod povrch a jsou látkou následně pružně nebo nepružně rozptýleny a absorbovány.



Obr. 2.1 Optická soustava elektronových mikroskopů typu TEM a SEM (REM).

Při pružném rozptylu neztrácejí PE v povrchové vrstvě pevné látky svou energii, ale mění pouze směr pohybu a pod určitým úhlem jsou odraženy zpět nad povrch vzorku (zpětně odražené elektrony).

Při nepružném rozptylu předávají PE v krystalovém prostředí svou energii volným elektronům a jsou brzděny. Pro účely REM má význam především interakce PE s elektrony pevné látky, které jsou předanou energií excitovány, což vede podle způsobu excitace ke vzniku sekundárních elektronů, Augerových elektronů, charakteristického RTG. záření a dalších fyzikálních signálů, které jsou zobrazeny na obr. 2.2.



Obr. 2.2: Druhy fyzikálních signálů vyvolaných dopadem primárního el. svazku.

V místě dopadu je vyvolána fokusovaným svazkem primárních elektronů celá řada signálů, z nichž je nutné vybrat takové signály, které jsou nejvhodnější pro zobrazení určitého požadovaného stavu vzorku (topografie, chemické složení, fyzikální vlastnosti, atd.). Tato volba probíhá pomocí volby detekčního systému, kde nejčastějším systémem je polovodičový detektor sekundárních elektronů (za sekundární elektrony jsou označovány elektrony emitované z povrchu vzorku, které mají energii menší než 50 eV). Jejich intenzita je závislá na atomovém čísle pevné látky, na úhlu dopadu a na energii PE.

Sekundární elektrony nesou informace jak o topografii, tak o chemickém složení sledovaného vzorku. Dochází tak ke vzniku časově proměnného signálu v závislosti na tvaru povrchu vzorku. Ten po zesílení řídí jas elektronového paprsku v trubici fotomonitoru. Obraz je vytvořen tak, že elektronové paprsky v mikroskopu a fotomonitoru mají synchronní řádkování, čímž se tvoří vztah mezi každým bodem na obrazovce a odpovídajícím bodem na preparátu. Poměr mezi velikostí obrazu na monitoru k velikosti snímané plochy pak udává zvětšení, které se zvyšuje tím, že se zmenšuje velikost snímané plochy na preparátu. Záznam se provádí fotografováním obrazovky monitoru (nebo, což je obvyklejší, zvláštní obrazovky s vysokým rozlišením), vytvořením videozáznamu nebo uložením digitálního obrazu do paměti počítače.

Rastrovací elektronový mikroskop, stejně jako TEM, se tedy skládá z tubusu s elektronovou optikou, vakuového systému a elektroniky. Tubus je značně kratší, protože jsou v něm jen tři čočky, které soustřeďují elektrony na malou plošku preparátu. Komora pro preparát je naopak větší, protože technika REM nijak neomezuje velikost preparátu. Velikost preparátu je však dána velikostí komory.

2.4.2 Zdroje elektronů (elektronová tryska)

Jako zdroj volných elektronů se v mikroskopech těchto typů používá elektronová tryska, pomocí které uskutečňujeme i jejich základní urychlení a tvarování do elektronového svazku. Při konstrukci se využívá termoemisního jevu, neboť zahřejeme-li jakýkoliv materiál na vysokou teplotu, dodáme elektronům dostatečnou energii, aby překonaly přirozenou energetickou bariéru, která jim brání v úniku. Úniková energie elektronu, označovaná jako výstupní práce, a její vztah k únikové rychlosti určuje následující rovnice [18]:

$$e \cdot E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2, \quad (2.1)$$

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e \cdot E}{m}}, \quad (2.2)$$

kde m je hmotnost elektronu ($m = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$), e je náboj elektronu $e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$, v je rychlost elektronu a E je výstupní energie specifická pro daný kov (např. pro wolfram $E = 4,52 \text{ eV}$). Zahřátí vlákna probíhá průchodem proudu a pravděpodobnost emise elektronů je navíc zvýšena vytvarováním vlákna do písmene „V“, kdy je porušena struktura materiálu v místě ohybu, a tím dochází ke snadnějšímu uvolnění elektronů. Nejčastěji se v termoemisních tryskách používá zmíněné wolframové vlákno, které díky nízké výstupní energii ($W = 4,5 \text{ V}$), vysokému bodu tání ($W = 3653 \text{ K}$) a nízké hodnotě vakua, kterou vyžaduje pro svůj provoz.

Tab. 2.1: Vybrané parametry elektronových trysek.

Parametry	Žhavená wolframová katoda	Žhavená LaB ₆ katoda	Autoemisní tryska
Průměr hrotu	200 μm	20 μm	0,1 μm
Proud svazku	5x10 ⁻¹² A	8x10 ⁻¹¹ A	10 ⁻⁸ A
Provozní teplota	2859 K	1850 K	okolní teplota
Průměr svazku	9 mm	5 mm	1-2 nm/td
Životnost	35 h	250 h	neomezená

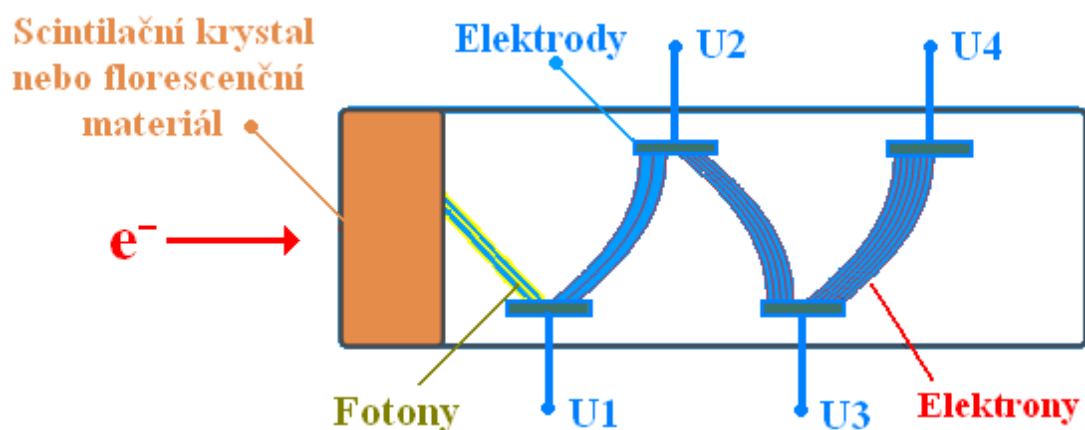
Vynikajícím termoemisním zdrojem elektronů jsou katody z LaB_6 , které však vyžadují mnohem lepší vakuum v prostoru elektronové trysky. Požadavkem je, aby zdroj produkoval pokud možno koherentní svazek elektronů, tedy aby elektrony vcházely z bodového zdroje, měly by mít stejnou energii a dokonce by se měla jejich průvodní vlna nacházet ve stejné fázi. Tyto důvody činí konstrukci elektronové trysky složitější. Pro srovnání jsou v tab. 2.1 uvedeny některé parametry používaných elektronových trysek.

2.4.3 Jevy vznikající při dopadu elektronů na vzorek

Při nárazu elektronu do vzorku nastává několik jevů znázorněných na obr. 2.2, z nichž se několik využívá při běžné REM. Může nastat stav, kdy vzorek emituje sekundární elektrony, fotony světla, rentgenové záření (paprsky X), elektrony jsou vzorkem pohlceny a některé z PE jsou odraženy (zpětně rozptýlené elektrony). Všechny tyto jevy spolu souvisejí a všechny jsou závislé na tvaru povrchu vzorku, atomovém čísle a chemickém stavu vzorku. Počet zpětně rozptýlených elektronů, sekundárních elektronů a absorbovaných elektronů v každém bodě vzorku závisí nejvíce na tvaru povrchu vzorku.

2.4.4 Detektory elektronů

Jako detektory zpětně rozptýlených elektronů a sekundárních elektronů jsou obvykle použity buď scintilační detektory nebo polovodičové detektory. V případě scintilačních detektorů dopadají elektrony na fluorescenční stínítko, které následkem toho emituje světlo a to je zesíleno a převedeno na elektrický signál pomocí fotonásobiče zobrazeného na obr. 2.3, [10]. Jako scintilátory jsou nejpoužívanější monokrystaly na bázi ytrium-hliník-granátu, jehož zástupcem je YAG s maximální vlnovou délkou emisního světla 550 nm nebo krystaly na bázi ytrium-křemík-kyslíku s maximální vlnovou délkou 415 nm.



Obr. 2.3: Princip scintilačního počítače s fotonásobičem.

Polovodičový detektor funguje tak, že zesiluje slabý signál vytvořený elektrony dopadajícími na polovodičovou součástku. Pokud je vzorek uzemněn přes rezistor, elektrony, které nejsou odraženy, vytvářejí na rezistoru napětí. Tyto změny napětí mohou být zesíleny a výsledný signál může být použit pro vytvoření třetího typu obrazu na monitoru. To také dovoluje studovat dynamické elektrické jevy v elektronických zařízeních, jako jsou integrované obvody.

2.4.5 Zpracování obrazu zkoumaného vzorku

Jelikož je obraz v REM tvořen elektronicky, může být dále zpracován všemi metodami moderní elektroniky a zpracování signálů. K tomu patří zvýšení kontrastu, inverze (záměna černé za bílou atd.), mixování obrazů z různých detektorů, odečítání obrazu jednoho detektoru od obrazu druhého detektoru, kódování barev a analýza obrazu. Systém je obvykle vybaven dvěma monitory, kdy jeden je určen pro obsluhu a druhý s vysokým rozlišením je vybaven fotoaparát. Obrazy jsou obvykle ukládány v digitální podobě, aby mohly být následně analyzovány a zvětšeny.

Nesmírnou výhodou je plná digitalizace obrazu. Zvětšení je zcela určeno elektronickými obvody a může dosahovat hodnoty až 300 000x. Rozlišení závisí nejvíce na průměru elektronového paprsku dopadajícího na povrch vzorku. Velmi však také závisí na vlastnostech vzorku, na technologické přípravě a na řadě instrumentálních parametrů, jako jsou: intenzita paprsku, urychlovací napětí, rychlost řádkování, vzdálenost vzorku od poslední čočky (obvykle označovaná jako pracovní vzdálenost) a úhel, který svírá povrch vzorku vzhledem k detektoru. Za optimálních podmínek může být dosaženo rozlišení až 1 nm.

2.4.6 Příprava vzorku, jeho orientace a manipulace se vzorky

REM se nejčastěji používá pro analýzu povrchu vzorku, což je potřeba v mnoha odvětvích vědy a techniky a také v praxi. Jedinou podmínkou je, aby vzorek mohl být umístěn ve vakuu a snesl bombardování elektrony. Velká většina vzorků může být vložena do komory mikroskopu bez jakékoliv přípravy. Pokud však vzorek obsahuje jakoukoliv těkavou složku (např. voda), je nutné ji odstranit sušícím procesem (nebo v některých případech může být vymrazena). Nevodivé vzorky se při bombardování elektrony nabíjejí, a proto musí být potaženy vodivou vrstvou, nejlépe z takových materiálů, které vykazují dobrou sekundární emisi (zlato). Vodivý povlak musí být jemnozrnný, dostatečně tenký (asi 10 nm) a nanáší se zpravidla rozprašováním. Kvalita obrazu v REM pak závisí na orientaci a vzdálenosti vzorku od detektorů a poslední čočky.

Velikost vzorku je dána velikostí komory, a tím je také určena cena. Nejjednodušší modely pojmu vzorky o průměru několika cm a dovolují jejich pohyb v rozsahu 50 mm ve směru X a Y. Největší komora pojme vzorky do průměru až 200 mm a dovoluje jejich pohyb 150 mm ve všech směrech.

Všechny modely dovolují natáčení vzorků o značně velké úhly a rotaci o 360°. Vzorek je uchycen v komoře na držáku, který umožňuje jeho pohyb ve vodorovné rovině (ve směru os X a Y), nahoru a dolů (ve směru osy Z) a případně naklánění a otáčení. Některé držáky mohou být odolné teplotě, chladu a deformování vzorků. Pohyby vzorku v komoře zajišťují motorčky řízené počítačem, [1].

2.4.7 Podmínky pro správnou funkci mikroskopu

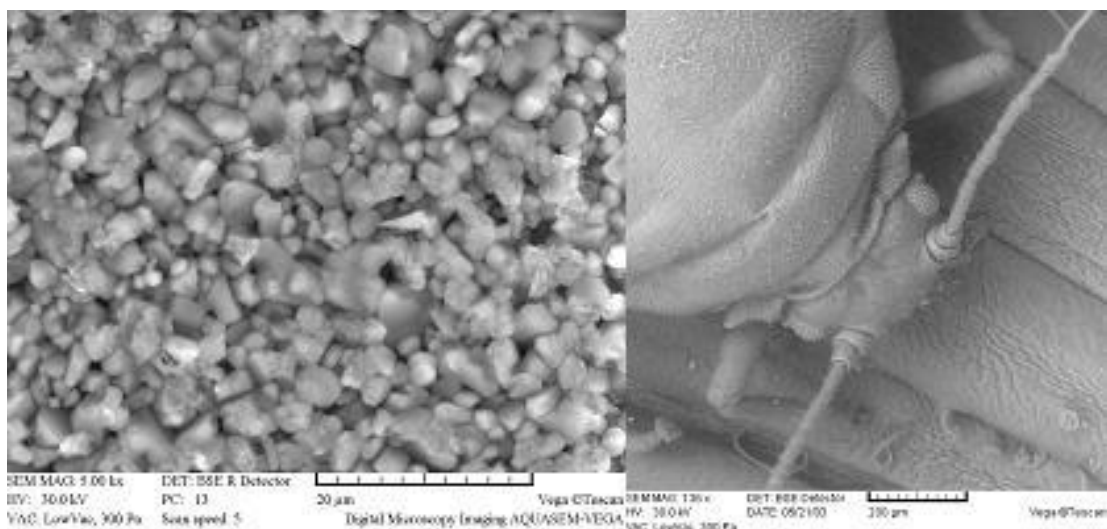
Pro správnou funkci těchto zařízení je velmi důležité dosažení dostatečně vysokého vakua v pracovních prostorách. Obecně se vakuum pro REM získává buď olejovou difúzní vývěvou nebo turbomolekulární vývěvou. V obou případech se provádí předběžné odčerpání vzduchu rotační olejovou vývěvou. Tyto kombinace také umožňují v přijatelném čase (méně než 2 min.) vyměnit vzorek, vlákno a aperturu bez potřeby vakuových uzávěrů.

Vakuový systém REM je plně automatizován a chráněn proti chybám obsluhy. Pro dosažení nejlepšího rozlišení musí být v REM také napětí a proudy pro elektronovou trysku a čočky kondenzoru dostatečně stabilní. Veškeré elektronické obvody spojené s detektory musí být také stabilizovány. Stabilita řádu jedna milióntina není výjimkou. Elektronické součásti jsou umístěny v konsoli mikroskopu a jsou řízeny osobním počítačem pomocí periferních zařízení.

2.5 Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM)

Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie představuje jeden z posledních vývojových trendů mikroskopických metod, přičemž konstrukčně vycházejí obě technologie ze stejného základu. Představuje novou kategorii mikroskopických metod umožňujících získat dosud nevídané informace o povrchové struktuře objektů obsahujících vodu (vlněné nebo bavlněné tkaniny, kosmetické přípravky, tuky a emulze). Liší se pouze oddělením vakuového prostředí v tubusu mikroskopu od prostředí komory vzorku s vyšším tlakem pomocí komory diferenciálního čerpání – diferenciálně čerpané komory. Detektor využívá kaskádního zesilování nejen pro zesílení signálu sekundárních elektronů, ale také pro tvorbu kladně nabitých iontů, které jsou přitahovány záporným nábojem na izolovaném povrchu vzorku a tento náboj účinně potlačují (neutralizují).

V důsledku vysokého tlaku plynu v komoře vzorku environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu dochází ke zvýšenému počtu interakcí elektronů s molekulami a atomy plynu, což má za následek rozptyl primárního elektronového svazku. Ten roste se zvyšujícím se tlakem plynu, pracovní vzdáleností a s klesajícím urychlovacím napětím svazku, což má za následek zvětšení průměru stopy primárního elektronového svazku, a tím zhoršení rozlišovací schopnosti mikroskopu. To je ale více než kompenzováno tím, že vzorky mohou být pozorovány bez nutnosti jejich předchozí preparace, či výskytu nežádoucích nabíjecích artefaktů na jejich povrchu. Zobrazení vzorku je znázorněno na obr. 2.4 [1].



Obr. 2.4: Korundová keramika Al_2O_3 a mšice na lodyze listu rybízu.

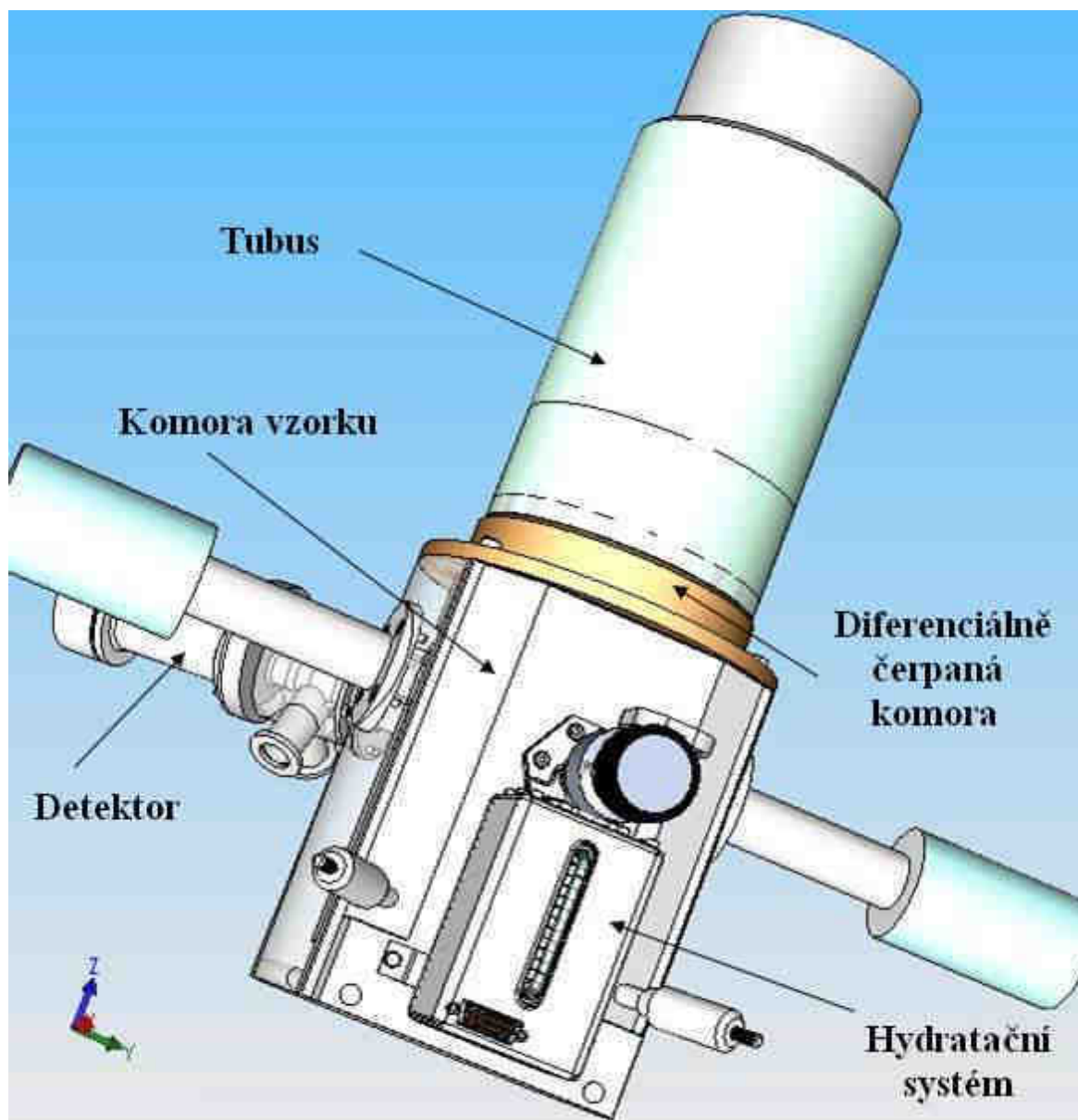
Mezi prostorem komory vzorku ($3 \cdot 10^3$ Pa) a prostorem zdroje elektronů (10^{-3} – 10^{-9} Pa, podle typu katody) vzniká značný rozdíl tlaků, který je udržitelný díky diferenciálnímu čerpání plynu a systému clon omezujících tlak, umístěných nejčastěji v tubusu EREM. Pro tlak v komoře vyšší než 200 Pa se v důsledku ionizačních srážek atomů a molekul plynů s elektrony neprojevuje povrchový záporný náboj na izolačních vzorcích, neboť tento náboj je kompenzován kladnými srážkovými ionty. Kompenzace elektrického náboje umožňuje pozorování elektricky nevodivých preparátů bez nutnosti pokrytí jejich povrchu elektricky vodivou vrstvou. Při vyšším tlaku plynů (nejlépe vodní páry) v komoře vzorku (více než 611 Pa pro 0°C) lze pozorovat vzorky obsahující menší či větší množství vody, viz [1].

2.5.1 EREM typu AQUASEM

Pomocí environmentální rastrovací elektronové mikroskopie lze sledovat vzorky měkkých tkání a dynamické děje a reakce probíhající v plynném či vlhkém prostředí při tlaku vyšším než je tlak nasycených vodních par (viz obr. 2.4). Nachází uplatnění při studiu vzorků v medicíně, biologii, fyto-logii, ekologii a také dalších oborech, a to bez jejich výraznější destrukce a bez nabíjecích efektů.

Nová konstrukce environmentálního mikroskopu (zobrazeného na obr. 2.5, [1]), jehož některé části budou řešeny v předkládané práci, je založena na zdokonalené elektronově optické části tubusu, se stopou primárního svazku v jednotkách nanometrů, na změněné koncepci diferenciálně čerpané komory umožňující dosáhnout větší zorné pole při menší pracovní vzdálenosti a na účinnějším čerpacím systému, včetně tlak oddělujících aperturních clon. Je možné pracovat do tlaku 2000 Pa, zatím co v tubusu mikroskopu je vakuum 10^{-3} Pa a v diferenciálně čerpané komoře tlak 30 Pa. Mikroskop je vybaven kombinovaným detekčním systémem signálních elektronů, který umožňuje záznam obrazu vzorku v různých kontrastních módech. Originálním prvkem je zejména monokrystalický detektor zpětně

odražených elektronů se zabudovaným krystalem YAG nového typu. Krystal tvoří nejen tlak oddělující clonu, ale je i nosnou částí pro elektrodový systém ionizačního detektoru pracujícího na principu srážkového mechanismu mezi signálními elektrony a molekulami plynu. Prostřednictvím změny napětí na elektrodách je možné dosáhnout změnu kontrastu obrazu.

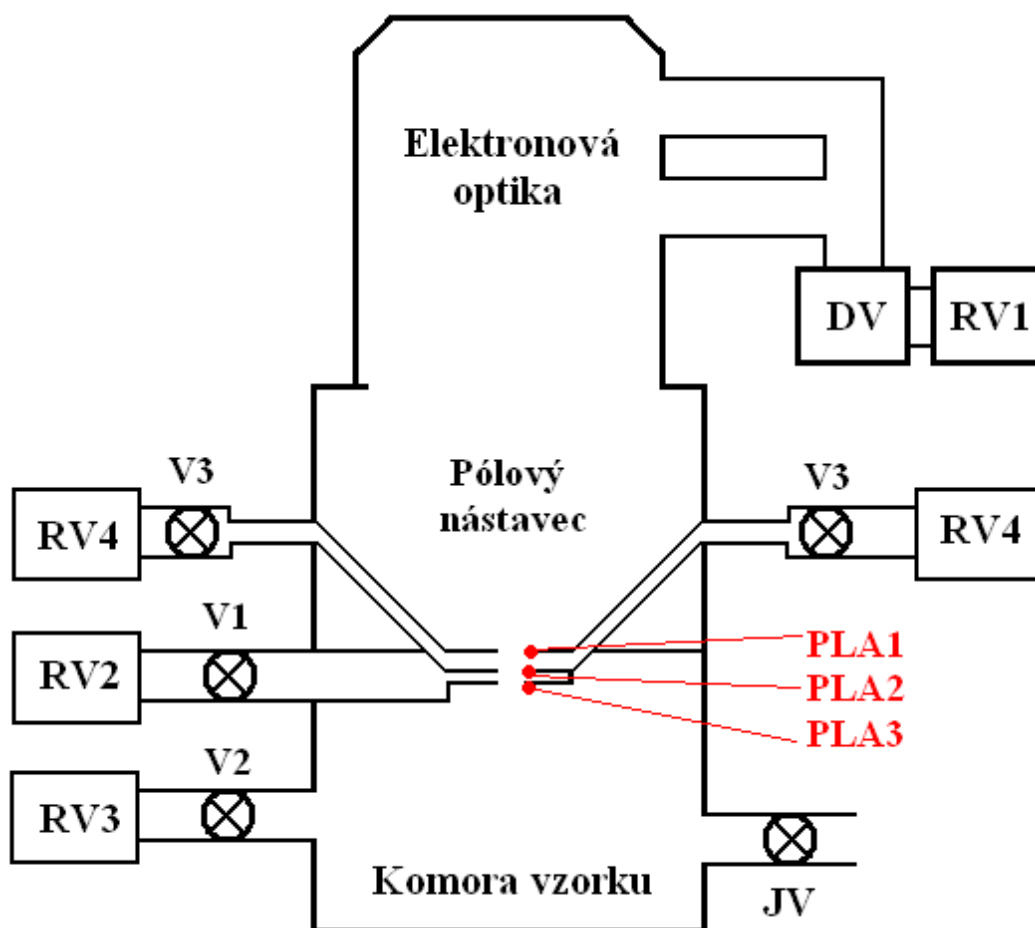


Obr. 2.5: Model environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu (EREM).

Součástí mikroskopu je zařízení pro chlazení vzorku do -30°C a zařízení pro připouštění vodních par a jejich regulaci v komoře vzorku v libovolném rozmezí tlaku. Omezení destrukce měkkých tkání během procesu čerpání je dosahováno vypracovanou metodou cyklického zavodňování vzorku pomocí vodní injekce zabudované ke komoře vzorku. Mikroskop je univerzální a tedy může pracovat jak ve vakuu, tak i za zvýšeného tlaku ve vzorkové komoře. Ve vakuových podmínkách umožňuje rozlišení 4 nm a zvětšení až 300 000 krát.

2.5.2 Vakuový systém mikroskopu EREM

Jedním z klíčových konstrukčních požadavků je problematika vakua a existence rozdílných tlaků v jednotlivých částech mikroskopu. Zjednodušené schéma vakuového systému environmentálního mikroskopu, pracujícího s přímo žhavenou wolframovou katodou a komorou vzorku je na obr. 2.6. Částí s nejnižším tlakem 10^{-3} Pa je tubus - objektiv, v němž je využíváno vysokého napětí ke generaci a urychlování elektronového svazku a velmi vysoké vakuum, které přispívá k bezproblémovému šíření tohoto svazku.



Obr. 2.6: Schéma třístupňového systému diferenčního čerpání pro EREM (konfigurace se třemi clonkami).

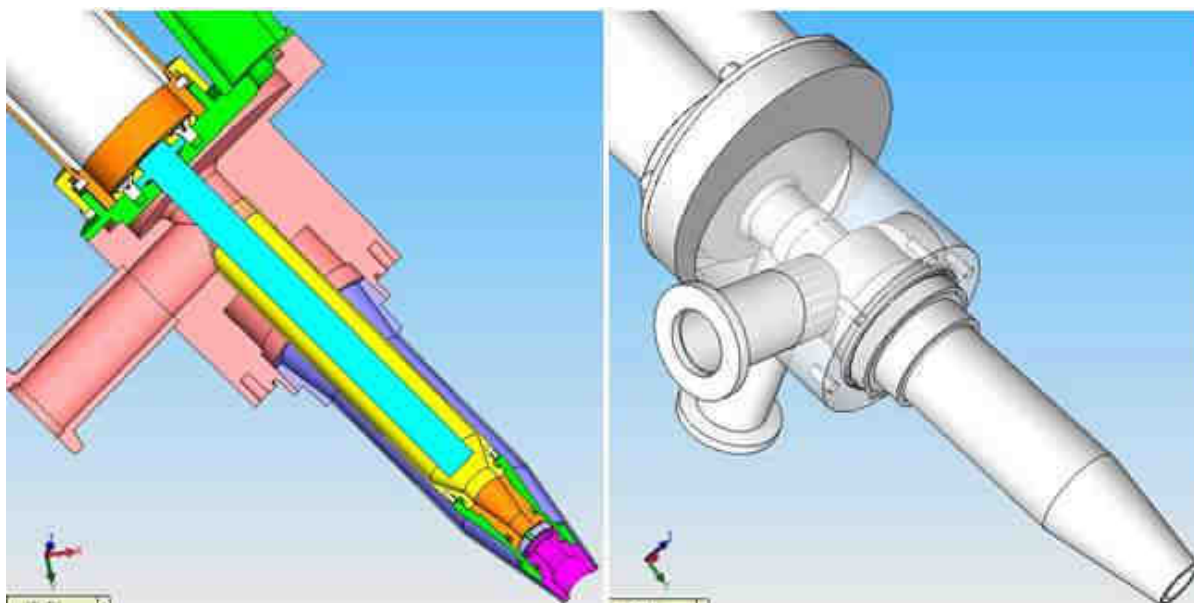
Tubus mikroskopu je předčerpáván rotační vývěvou RV1, zabezpečující funkční prostředí pro druhou vývěvu difúzní DV. Pomocí této vývěvy je dosaženo vhodného tlaku (10^{-3} Pa), který by však nebylo možné v tubusu mikroskopu EREM udržet bez použití dvou tlak omezujících. Tyto clony s malými otvory umožňují potlačit proudění plynu mezi jednotlivými prostory mikroskopu s rozdílnými tlaky a společně s účinným čerpáním těchto jednotlivých oblasti, přispívají k dosažení požadovaného spádu tlaků. V této práci bude dále popsána analýza tubusu využívajícího tří tlak omezujících clon, viz. [1].

Vakuová clona PLA2 plní současně funkci aperturní clony projekční čočky mikroskopu. Prostor mezi ní a clonou PLA1 bývá nazýván diferenciálně čerpanou komorou, která je čerpána rotační nebo turbomolekulární vývěvou RV2, stejně jako rotační vývěvy RV4, které čerpají prostory mezi komorou vzorku a prostorem před scintilátorem. Z důvodu velmi přísných požadavků na těsnost, se zdá být účelné minimalizovat průměry otvorů clon. Je však nutné uvážit požadavky elektronové optiky v případě clony PLA2 a snižování zorného pole mikroskopu v případě clony PLA1.

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

2.5.3 Princip scintilačního detektoru

Jelikož analyzované děje probíhají v této části mikroskopu, je zde stručně popsán princip a funkce detektoru, zobrazeného na obr. 2.7 [1]. Záření způsobuje excitaci atomů scintilátoru, při jejich návratu do základního stavu se pak emitují fotony obvykle ve viditelné oblasti. Světelný záblesk se na fotokatodě fotonásobiče přeměňuje na elektrický impuls. V technické praxi se používá nejčastěji scintilačních látek ve formě krystalu. Scintilační krystal je z bočních stran obklopen reflektorem a mezi krystalem a fotokatodou je optický kontakt. Tím je zaručeno, že větší část fotonů dopadne na fotokatodu. Vlastní čidlo detektoru představuje scintilátor. Sebrané fotony po průchodu optickým kontaktem působí pak na fotokatodu fotonásobiče.



Obr. 2.7: Celkový pohled na scintilační detektor.

Nejlepší přenos světelné energie nastává tehdy, je-li prostor mezi scintilátorem a fotonásobičem vyplněn prostředím s velkou světelnou vodivostí. Dobré optické vazby se nejčastěji dosáhne minerálními nebo silikonovými oleji, které na rozhraní krystalu a vstupního skleněného okna fotonásobiče vytvoří velmi tenkou transparentní vrstvu. Kromě tohoto přímého optického kontaktu vyžadují některé speciální aplikace oddělení krystalu od fotonásobiče.

V takovém případě je světlo ze scintilátoru vedeno světlovodem, obvykle ve tvaru válce. Světlovod se zpravidla připravuje ze syntetického skla (Lucit, Plexiglas), křemene nebo dalších materiálů s velkou průhledností. Mechanismus činnosti fotonásobiče je znázorněn na obr. 2.3. Fotony při dopadu na fotokatodu interagují s elektrony materiálu fotokatomy. Dochází k fotoelektrickému jevu – k vyrazení elektronů nad povrch katody.

Elektrony jsou pak postupně urychlovány elektrickým napětím mezi jednotlivými elektrodami (tzv. dynodami). Dopad urychlených elektronů na dynodu vyvolává emisi většího počtu elektronů (tzv. sekundární emise), jejím výsledkem je znásobení počtu elektronů, které jsou urychlovány směrem k další dynodě. Po sérii zesílení proud elektronů dopadá na anodu. Celkové zesílení může v některých případech dosáhnout až 10^8 , což umožňuje pomocí fotonásobiče detekovat i jednotlivé fotony. Výstupní signál se obvykle odebírá z anody a fotonásobiče. Někdy je však výhodnější zpracovat signál z některé z posledních dynod nebo použít pro další vyhodnocení oba signály současně.

3 Fyzikální popis proudění kapalin

Tato kapitola pojednává o popisu proudění kapalin (plynů) z fyzikálního hlediska a je doplněna základními matematickými rovnicemi popisujícími tuto problematiku.

3.1 Turbulentní proudění

Jestliže při proudění tekutin vykazují proměnné chaotické fluktuace jak v prostoru, tak v čase, pak takové proudění nazýváme turbulentní. Rovnice popisující takové proudění jsou známy již desítky let, v současnosti však došlo k velkému rozvoji zejména v oblasti dynamických systémů či teorie chaosu. Významnou funkci při studiu základních aspektů turbulence má výpočetní technika, která nám umožňuje provádět numerické simulace. Při studiu turbulentního proudění bylo zjištěno, že proudění sestává z prostorových struktur turbulentních vírů. Tento systém je popsán jako chaotický a neregulární a pouze ve statistickém smyslu lze dosáhnout opakovatelnosti. Experimentální získání informací je náročné, neboť je nutné provádět měření na několika místech a v různých časech. Moderní definice již zahrnuje rozpoznatelné tvary, které se mohou znovu objevovat v proudovém poli. Koherentní struktury jsou oblasti v tekutině, ve kterých existují prostorové korelace fluktuací rychlostí vysokého stupně, které jsou relativně stálé v čase.

Rozlišují se dva typy struktur, struktury v blízkosti stěny a struktury uprostřed proudu. Jako hlavní zdroje byly použity [1],[7],[15],[16].

3.2 Proudění skutečných kapalin

Proudění skutečných kapalin může být klasifikováno jako laminární nebo turbulentní proudění, viz [7]. V případě jednorozměrného proudění v potrubí hranici tvoří experimentálně určené kritické Reynoldsovo číslo Re , definováno vztahem (3.1):

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

kde v_s je střední rychlost v potrubí, d jeho průměr a ν kinematická viskozita. Kritická hodnota Re_{krit} pro potrubí kruhového průřezu je 2320. Při $Re \leq Re_{krit}$ se v potrubí vyvine uspořádané laminární proudění, pohyb se děje ve vrstvách a částice tekutiny se nepohybují napříč průřezem. Je-li $Re \geq Re_{krit}$, proudění je označováno jako turbulentní. Částice tekutiny konají při vyšších Reynoldsových číslech neuspořádaný pohyb všemi možnými směry, přičemž tento pohyb je nepravidelný, náhodný a podobá se pohybu molekul plynu. Na rozdíl od molekul se částice tekutiny mohou rozpadat a ztrácet tak svou identitu. Pohyb částic kolmo ke stěně zvyšuje tok hybnosti ke stěně, a proto je pokles tlaku ve směru proudění mnohem větší než u laminárního proudění. Následkem promíchávání tekutiny jsou rozdíly rychlosti na různých místech průřezu mnohem menší než u laminárního proudění mimo oblast poblíž stěny.

U turbulentního proudění bylo experimentálně zjištěno, že na stěnách potrubí nebo obtékaného tělesa vzniká vrstva kapaliny s laminárním pohybem, tzv. laminární podvrstva, jejíž tloušťka je několik desetin milimetrů. Těsně za laminární podvrstvou je přechodová vrstva mezi laminární podvrstvou a turbulentním jádrem, které tvoří další oblast turbulentního proudu, tzv. mezní vrstvu. Kritérium pro stanovení přechodu laminární mezní vrstvy na turbulentní je opět kritické Reynoldsovo číslo podle (3.2), jehož hodnota se mění se stupněm turbulence proudu. Zpravidla se udává:

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

kde x_k je vzdálenost od náběžné hrany, ve které laminární mezní vrstva přechází do turbulentní. Proudění lze vizualizovat různými metodami a pozorovat odlišnosti laminárního a turbulentního proudění. U turbulentní mezní vrstvy lze definovat turbulentní (koherentní) vírové struktury charakteristické právě pro turbulentní proudění. Turbulence má difuzivní charakter. Gradienty rychlosti vyvolané turbulentními fluktuacemi rychlostí jsou zdrojem vazkých napětí a disipace energie. Zvyšuje se tak vnitřní energie tekutiny na úkor kinetické energie turbulence. Turbulence proto potřebuje trvalý přísun energie ke krytí těchto ztrát, jinak rychle zaniká.

3.3 Nestlačitelné a stlačitelné proudění

Proudění skutečných kapalin může být klasifikováno jako nestlačitelné nebo stlačitelné proudění [1]. V případě proudění tekutiny pro hodnocení stlačitelnosti použijeme Machovo číslo M , definováno vztahem (3.3):

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

kde v je rychlost tekutiny, c je rychlost zvuku. Pro rychlost zvuku v ideálním plynu platí vztah:

$$c = \sqrt{\kappa R T}, \quad (3.4)$$

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

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

Proudění se považuje prakticky za nestlačitelné, když se neprojeví změna hustoty plynu na probíhající proudění, v případě že platí pro hodnotu Machova čísla vhodně volená nerovnost

$$M \leq (0,2 - 0,3). \quad (3.6)$$

V případě splnění nerovnosti lze považovat i proudění plynu za proudění nestlačitelné tekutiny, tj. kapaliny. Hustota plynu ρ při výpočtu je považována za konstantní a určuje se z počátečních podmínek. V případě nesplnění nerovnosti je proudění plynu považováno za proudění stlačitelné tekutiny. Hustota plynu ρ při výpočtu je proměnná a vyhovuje rovnici stavu ideálního plynu ve tvaru

$$p = R \rho T. \quad (3.7)$$

Proudění stlačitelné tekutiny může být klasifikováno jako podzvukové nebo nadzvukové proudění. Kritériem je hodnota Machova čísla M . Kritické proudění je dosaženo při hodnotě Machova čísla $M_{kr}=1$. V případě jednorozměrového spojitého proudění ideálního plynu v trubici proměnného průtočného průřezu A platí pro určovací veličiny stavu proudu tekutiny rychlost v , tlak p , hustotu ρ a teplotu T parametrické závislosti na Machově čísle M a Poissonově konstantě κ :

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

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

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

$$\frac{\rho}{\rho_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa+1} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{1}{\kappa-1}}}, \quad (3.11)$$

$$\frac{T}{T_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa+1} \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M^2 \right) \right]}. \quad (3.12)$$

Při uvažovaném jednorozměrovém spojitém proudění v trubici proměnného průřezu můžeme definovat následující tři charakteristické stavy proudění [1].

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

Z rozboru charakteristických stavů proudění vyplývají významné poměry charakteristických veličin ve stavu celkovém, kritickém a mezním [1]:

$$\frac{p_0}{p_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}, \quad (3.13)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}}, \quad (3.14)$$

$$\frac{T_0}{T_{kr}} = \frac{\kappa+1}{2}, \quad (3.15)$$

$$\frac{v_m}{v_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.16)$$

Z rozboru rovnic popisujících jednorozměrové spojitě proudění ideálního plynu v trubici proměnného průřezu plyne důležitý závěr: „Zmenšování průtočného průřezu vede proudící plyn k jeho kritickému stavu, zatímco zvětšování průtočného průřezu proudící plyn od jeho kritického stavu oddaluje.“

Proudění stlačitelné tekutiny může být klasifikováno jako podzvukové nebo nadzvukové proudění. Kritériem je hodnota Machova čísla M . Kritické proudění je dosaženo při hodnotě Machova čísla $M_{kr}=1$. K dosažení nadzvukového proudění v trubici proměnného průřezu je tedy třeba v podzvukovém proudu nejprve průřez trubice zmenšovat a po dosažení kritického stavu proudění začít průřez trubice poté zvětšovat, aby bylo dosaženo v trubici nadzvukového proudění (tvarování Lavalovy dýzy, tj. konvergentní a divergentní dýza).

V případě konvergentní dýzy (pouze zužující trubice) lze na výstupu z dýzy dosáhnout snížení tlaku v proudu plynu pouze na hodnotu kritického tlaku. V případě, že dle okrajových podmínek je k dispozici vyšší tlakový spád, nastává v oblasti za výstupem v minimálním průřezu trubice neřízená expanze v rozšiřujícím se paprsku proudu plynu z kritického tlaku na tlak okolního prostředí (plní se okrajová tlaková podmínka) [12].

3.4 Základní rovnice popisující proudění v řešené komoře

Simulační prostředí Cosmos FloSimulation využívá k řešení systému následující tři parciální diferenciální rovnice, doplněné navíc stavovou rovnicí. Jde o trojrozměrný typ stlačitelného proudění vazké tekutiny s přívodem tepla. Základní rovnice popisující proudění vazké stlačitelné tekutiny v karteziánské souřadné soustavě zapsané v konzervativním tvaru jsou tři zákony zachování, a to zákon zachování hmotnosti, zákon zachování pohybu a zákon zachování energie doplněné čtvrtou rovnicí stavu uvažované tekutiny [1].

Rovnice spojitosti, vyjadřující zákon zachování hmotnosti, nabývá tvaru

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad , \quad \text{složka } i = 1, 2, 3 \quad . \quad (3.17)$$

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

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad , \quad \text{index } j = 1, 2, 3 \quad , \quad (3.18)$$

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

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} (E + p) = \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H, \quad E = e + \frac{v^2}{2}. \quad (3.19)$$

Rovnice stavu, vázající určovací veličiny stavu tekutiny, pro uvažovaný ideální plyn, ve tvaru:

$$\rho = \frac{P}{RT}. \quad (3.20)$$

V uvedených rovnicích u je rychlost tekutiny, p je tlak tekutiny, ρ je hustota tekutiny, T je teplota tekutiny, e je vnitřní energie, S_i jsou vnější hmotnostní síly působící na jednotku hmotnosti (tíhová, odstředivá), Q_H je přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu, q_i je tok tepla difusní, τ_{ik} je tensor vazkých napětí a i, j jsou indexy u veličin a udávají sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace). Výše uvedené základní rovnice pro řešení proudění stlačitelné tekutiny s uvažováním tření, vyjadřující zákony zachování hmotnosti, hybnosti a energie tvoří systém parciálních diferenciálních rovnic a lze je vyjádřit vhodným zápisem v obecné konzervativní formě,

$$\frac{\partial(\rho \zeta)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j \zeta) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right) + S_\zeta, \quad (3.21)$$

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

3.5 Počáteční a okrajové podmínky řešení

Při řešení parciální diferenciální rovnice s proměnnou ζ je potřebné znát počáteční a okrajové podmínky řešené proměnné. Okrajové podmínky proudění mohou být různého typu:

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

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

3.5.1 Podmínky vstupu a výstupu.

Na průtočných hranicích lze definovat tři typy okrajových podmínek, tj. vstup nebo výstup rychlosti, vstup nebo výstup tlaku a obecný výstup při nulovém gradientu (outlet). Pro dvě průtočné hranice mohou nastat pouze následující základní kombinace okrajových podmínek, (kombinace vstupní rychlosti a výstupní rychlosti nemůže nastat, protože rychlost na druhém vstupu se počítá z rovnice spojitosti) [1]:

vstup (<i>rychlost</i>)	→	výstup (<i>outlet</i>)
vstup (<i>rychlost</i>)	→	výstup (<i>tlak</i>)
vstup (<i>tlak</i>)	→	výstup (<i>tlak</i>)

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

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

3.5.2 Tlak na vstupu

Tlaková podmínka na vstupu se používá, pokud je znám tlak a průtok nebo rychlost jsou neznámé. Na vstupu se definuje celkový (totální) relativní tlak (vztažený k operačnímu tlaku) vztahem odvozeným z Bernoulliho rovnice, přitom hustota je konstantní nebo je funkcí teploty [16]:

$$p = p_s + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad . \quad (3.22)$$

Pokud proudění vychází z oblasti přes průtočnou hranici, pak postačuje zadání statického tlaku. Pro stlačitelné proudění pak platí:

$$p = p_s \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \right]^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \quad , \quad (3.23)$$

kde p celkový (totální) tlak, p_s - statický tlak, M - Machovo číslo:

$$M = \frac{\bar{u}}{c} = \frac{\bar{u}}{\sqrt{\kappa R T_s}}, \quad (3.24)$$

c rychlost zvuku v tekutině, κ poměr měrných tepel:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v}. \quad (3.25)$$

Pro stlačitelné proudění je hustota na vstupu určena stavovou rovnicí:

$$\rho = \frac{p}{rT}, \quad (3.26)$$

r měrná plynová konstanta, T_s statická teplota je vypočtena z celkové teploty T_0 :

$$\frac{T_0}{T_s} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2. \quad (3.27)$$

3.5.3 Tlak na výstupu

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

3.5.4 Odčerpávání

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

3.5.5 Podmínky pro rovnici energie

Další okrajové podmínky se netýkají proudění jako takového, ale dalších doplňujících vlastností definovaných matematickým modelem. Jestliže je systém doplněn rovnicí energie, je nutno definovat teplotní okrajové podmínky na stěnách řešeného modelu a případně vlastnosti vodivých stěn.

Tyto podmínky mohou být pro řešení přenosu tepla konvekcí následující:

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

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

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

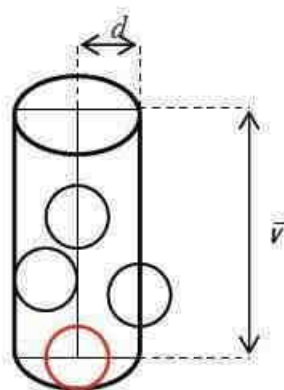
3.6 Srážky molekul, střední volná dráha

Jedním z kritérií vyhodnocení výsledků získaných v systému Cosmos FloSimulation je problematika uvedená v tomto odstavci, neboť jejím smyslem je vyhodnotit optimální podmínky pro průchod primárního svazku elektronů diferenciálně čerpanou komorou, popř. sekundárních elektronů při průchodu detektorem tak, aby elektrony měly co nejméně srážek s molekulami čerpaného plynu.

Pro zjištění srážky jedné molekuly s ostatními molekulami stejného druhu za jednotku času Z_A použijeme zjednodušenou představu:

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

Za jednotku času urazí molekula průměrnou dráhu v (viz obr. 3.1 [12]) a narazí do všech molekul, které budou ve válci o poloměru d a výšce v :

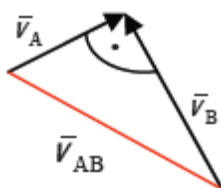


Obr. 3.1: Znázornění srážek molekul.

Vzájemná střední rychlost dvou rozdílných částic A a B v_{AB} [1]:

$$Z_A = \pi d^2 \bar{v} \frac{N}{V} \quad [\text{s}^{-1}], \quad (3.28)$$

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



$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\bar{v}_A^2 + \bar{v}_B^2}, \quad (3.29)$$

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi} + \frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B} \right)}. \quad (3.30)$$

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

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B}, \quad (3.31)$$

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

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\mu\pi}}, \quad (3.32)$$

který se pro případ srážky dvou stejných částic A zjednoduší:

$$\bar{v}_{AA} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_A}} \cdot \sqrt{2}, \quad (3.33)$$

$$\bar{v}_{AA} = \bar{v} \sqrt{2}. \quad (3.34)$$

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

$$Z_A = \pi d^2 \bar{v} \sqrt{2} \frac{N}{V}. \quad (3.35)$$

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

$$Z_{AA} = \frac{1}{2} \frac{N}{V} Z_A, \quad (3.36)$$

$$Z_{AA} = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi d^2 \bar{v} \left(\frac{N}{V} \right)^2. \quad (3.37)$$

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

$$Z_{AB} = \frac{N_A}{V} Z_A, \quad (3.38)$$

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

$$Z_{AB} = \frac{N_A}{V} \frac{N_B}{V} \pi d_{AB}^2 \bar{v}_{AB}, \quad (3.39)$$

$$d_{AB} = \frac{d_A + d_B}{2}. \quad (3.40)$$

Střední volná dráha l vyjadřuje průměrnou dráhu, kterou částice uletí mezi dvěma srážkami

$$\bar{l} = \frac{\bar{v}}{Z_A}, \quad (3.41)$$

$$\bar{l} = \frac{1}{\frac{N}{V} \pi d^2 \sqrt{2}}. \quad (3.42)$$

Z uvedeného platí, že:

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

3.6.1 Střední volná dráha, přenosové jevy

Jak vyplývá z předchozích úvah, jedna určitá molekula koná v plynu složitý pohyb. Při srážkách s ostatními molekulami se mění velikost i směr její rychlosti, mezi dvěma srážkami se pohybuje rovnoměrně přímočaře a urazí tak určitou dráhu, kterou lze nazvat volnou drahou. Tyto dráhy jsou obecně různě velké, jejich střední zprůměrovaná hodnota se nazývá střední volná dráha [14].

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

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

$$\langle l \rangle = \frac{v_s}{\langle z \rangle} = \frac{1}{\pi d^2 n_0}. \quad (3.43)$$

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

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n_0}. \quad (3.44)$$

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

$$p = \frac{1}{3} n_0 m_m v_k^2. \quad (3.45)$$

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

Z tohoto důvodu lze brát jako jedno z kritérií výběru nejvýhodnější varianty tvaru diferenciálně čerpané komory aritmetický průměr tlaků a hustoty čerpaného média zjištěných na dráze primárního svazku. Druhým kritériem bude závislost rozptylu na počtu interakcí. Princip popisuje následující kapitola.

3.6.2 Závislost rozptylu na počtu interakcí

Základním požadavkem kladeným na mikroskopy pracující s vyšším tlakem v komoře vzorku, je tedy vytvořit takové podmínky pozorování, za kterých by převážná část elektronů elektronového svazku zůstala i po průchodu prostředím s vyšším tlakem v původní stopě. Tyto elektrony dopadají na povrch vzorku, od kterého se odrážejí a nesou informaci mající zásadní vliv na rozlišení. V prostředí vyššího tlaku plynu dochází k četným srážkám primárních elektronů s molekulami plynu, přičemž elektrony ztrácejí část své energie a mění směr dráhy. Důsledkem toho je rozostření (rozptyl) primárního svazku, což lze řešit zvýšením hodnoty jeho proudu. Tím dosáhneme stejného poměru signálu k šumu jako ve vakuu. Základním parametrem, který je nutno definovat při řešení dané problematiky v oblasti rozptylu elektronového paprsku, je průměrný počet srážek M připadající na elektron pohybující se v plynném prostředí komory diferenciálního čerpání [12].

$$M_L = \sigma_T n_L L. \quad (3.46)$$

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

$$M_H = \sigma_T n_H H. \quad (3.47)$$

Koncentrace částic n je pak možné spočítat podle vztahu:

$$n_{L(H)} = \frac{p_{D(V)}}{k \cdot T}, \quad (3.48)$$

kde σ_T je celkový záchytný průřez plynu (m^2); n_L , n_H , je koncentrace molekul plynu (m^{-3}) v prostředí s tlakem plynu p_d či p_v (Pa); L , H je délka dráhy letu elektronu příslušným prostorem (m); k je Boltzmannova konstanta ($J \cdot K^{-1}$); T je absolutní teplota (K). Záchytný průřez σ_T je definován jako blízké okolí částice plynu, v němž ocitne-li se elektron při svém průletu, dojde ke srážce. To tedy znamená, že záchytný průřez plynu je závislý nejen na druhu plynu, ale i na urychlovacím napětí. Pro zajištění co nejmenšího počtu srážek jsou nejvhodnější podmínky při volbě napětí U vyššího, než je 10 kV. Pravděpodobnost, že se elektron na své dráze srazí s atomy, případně molekulami plynu x krát, je dána Poissonovým rozložením viz rovnice (3.49):

$$P_{(x)} = \frac{m^x e^{-M}}{x!}, \quad (3.49)$$

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

$$P(0) = e^{-M}. \quad (3.50)$$

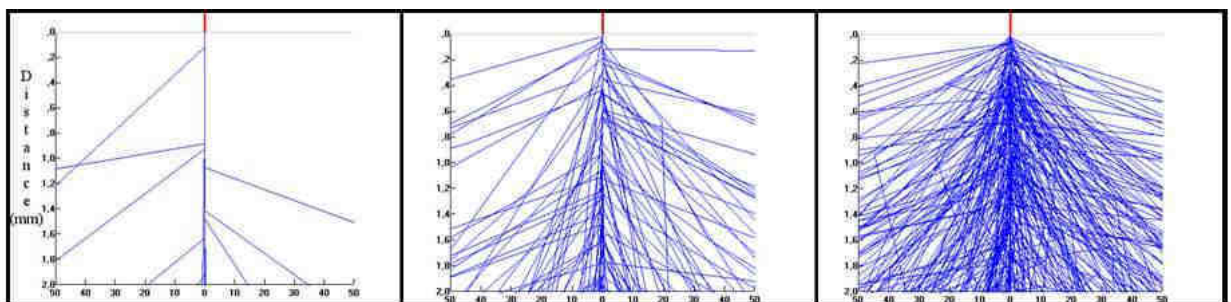
Pro elektrony pohybující se v komoře vzorku bez předchozí srážky lze také za pomoci předchozích rovnic odvodit vztah:

$$I(0) = I_{\text{celkové}} \cdot e^{-\sigma_T \cdot \frac{p_v H}{kT}}. \quad (3.51)$$

3.6.3 Rozptylové režimy svazku primárních elektronů

Závislost rozptylu na počtu interakci elektronů primárního svazku šířících se plynným prostředím, je určována již dříve uvedeným průměrným počtem srážek připadajících na jeden elektron, označovaným m . Od této veličiny, lze odvodit tři rozptylové režimy, viz obr. 3.2 [1]. Režim charakterizovaný velikostí M , kde M nabývá hodnot v rozmezí od 0 do 0,05 je režimem minimálního rozptylu.

Rovná-li se m hodnotě 0,05 je procentuelní vyjádření počtu elektronů majících při průchodu prostředím s vyšším tlakem kolizi rovno 5. Tento režim je využíván především při zkoumání látek běžnou metodou REM, při niž se hodnota m blíží velmi nule, tedy účinky rozptylu na svazek jsou minimální.



Obr. 3.2: Rozptyl elektronového svazku.

a) Minimální rozptyl

50 Pa

Rozptyl < 5%

$M < 0.05$

b) Částečné rozptylování

1000 Pa

Rozptyl 5% - 95%

M od 0.05 do 3

c) Úplný rozptyl

3000 Pa

Rozptyl > 95%

$M > 3$

Režim úplného rozptylu, na obr.3.2 vpravo, je charakterizován hodnotou m větší než 3. Zde se elektrony procházející plynným prostředím sráží s atomy a molekulami z více než 95%, což je z hlediska zobrazení v mikroskopu nevyhovující.

Kompromisním režimem je režim částečného rozptylu, na obr. 3.2 uprostřed, pro nějž jsou charakteristické hodnoty m v rozmezí od 0,05 do 3. Z uvedeného vyplývá, že druhým z nutných kritérií pro zhodnocení dále uvedených výsledků simulací proudění plynu je, aby například dráha primárního svazku při průchodu diferenciální komorou procházela oblastí vyššího tlaku po co nejkratší dráze, tedy aby se sledovalo kromě co nejnižšího aritmetického průměru tlaku na této dráze i to, aby tlak nad komorou vzorku klesl co nejrychleji na co nejnižší hodnotu.

3.7 Teorie vakua

Při snížených tlacích se v praxi rozdělují čtyři druhy proudění: turbulentní, laminární, molekulární, efúzní, viz [7]. Dochází-li ke snižování celkového tlaku v potrubí při zachování určitého spádu podél potrubí, zvětšuje se střední volná dráha, až její hodnota odpovídá téměř rozměrům potrubí. Molekuly pak již nenarážejí na sebe, nýbrž největším dílem pouze na stěny potrubí. Při dostatečně nízkých tlacích se tedy molekuly pohybují každá samostatně, nezávisle na ostatních. Toto proudění nazýváme molekulárním. Mezi laminárním a molekulárním prouděním nenastává tak náhlý přechod jako mezi prouděním laminárním a turbulentním.

V oblasti ultra vysokého vakua, tedy při dalším snížení tlaku, jsou již rozdíly tlaků při proudění v potrubí velmi nepatrné. Střední volná dráha molekul při těchto tlacích je větší než rozměr celého systému a dochází k proudění efúznímu, při němž vodivost potrubí nezávisí na délce potrubí ani na tlaku. Je-li uvnitř pro atomy a molekuly nepropustného prostoru podtlak menší než 100 Pa, pak hovoříme o vakuu. Stupeň vakua není terminologicky ustálen, avšak jej můžeme rozdělit na [1]:

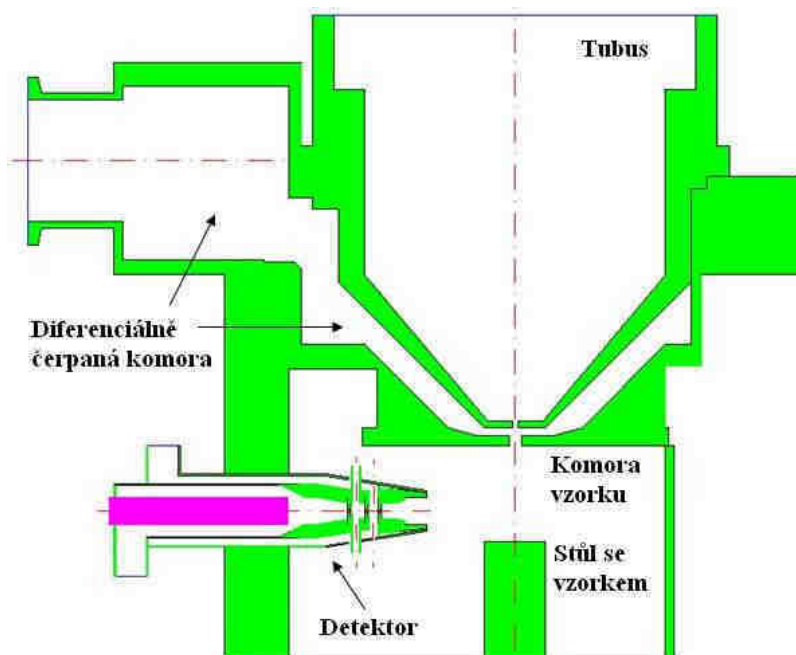
- Nízké vakuum (předvakuum cca do 0,1 Pa)
- vysoké vakuum (do 10^{-4} Pa)
- ultravakuum (od 10^{-6} Pa)

4 Teoretický popis řešeného projektu

V této diplomové práci je řešena problematika čerpání plynu pro vytvoření optimálních parametrů vakua v zařízení Environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu AQUASEM II nazvaném Detektor sekundárních elektronů. Práce tématicky navazuje na příbuzné diplomové práce, ve kterých byly analyzovány podrobeny tlakové podmínky v diferenciálně čerpané komoře a detektoru sekundárních elektronů.

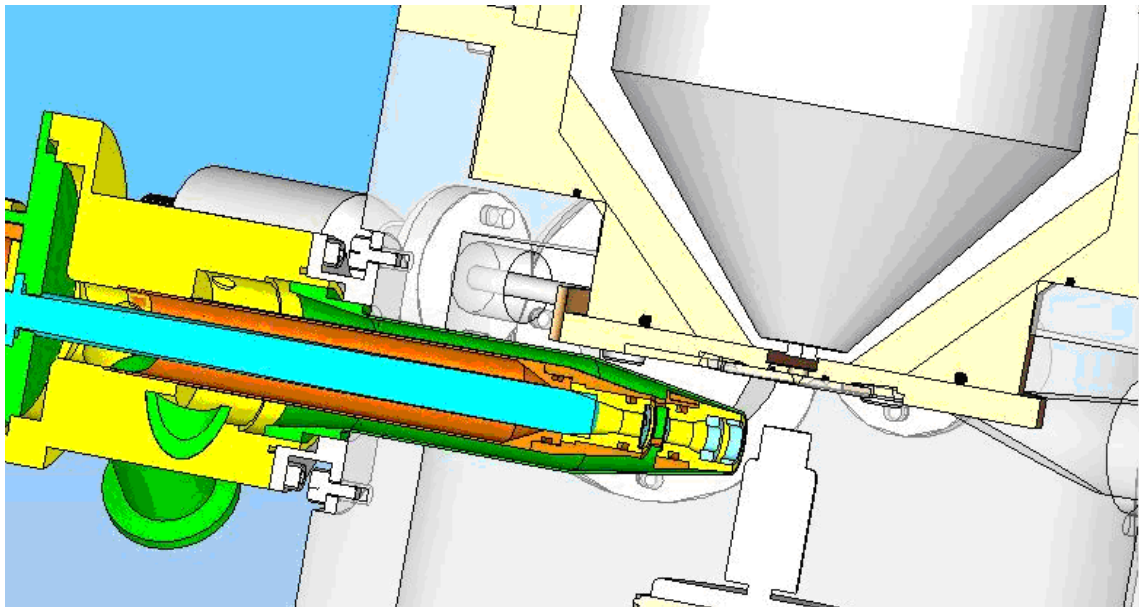
U diferenciálně čerpané komory byly analyzovány tlakové podmínky svazku primárních elektronů, které touto komorou prochází. Při elektronových procesech je obecně úsilím dosažení co nejmenšího počtu srážek letících elektronů s molekulami vzduchu (v ideálním případě žádných), a proto co nejnižšího tlaku plynu. V prostorách detektoru sekundárních elektronů jde analogicky o analýzu svazku sekundárních elektronů.

Na obr. 4.1 a obr. 4.2 [1] je znázorněn řez uvedeným mikroskopem vedený přes tubus, diferenciálně čerpanou komoru, komoru vzorku a detektor, aby bylo možno naznačit dráhu primárního svazku elektronů (značenou červeně). Tento svazek vychází z tubusu, prochází diferenciálně čerpanou komorou a vstupuje do komory vzorku, kde končí na vzorku umístěném na stolku. Do detektoru vstupují sekundární elektrony, které jsou naznačeny na Obr. 4.3 modře. V tubusu, ze kterého svazek vychází, je nutné udržet tlak 0,01 Pa, aby nedocházelo k rozptylu elektronů. Podobně v detektoru u scintilátoru není možné mít tlak vyšší než 8 Pa, neboť při vyšším tlaku by docházelo k elektrickým výbojům. Vzniká tak problém, kdy tato prostředí s nízkým tlakem nemohou být oddělena od prostředí s tlakem až 2000 Pa pouze clonkami s malým otvorem.



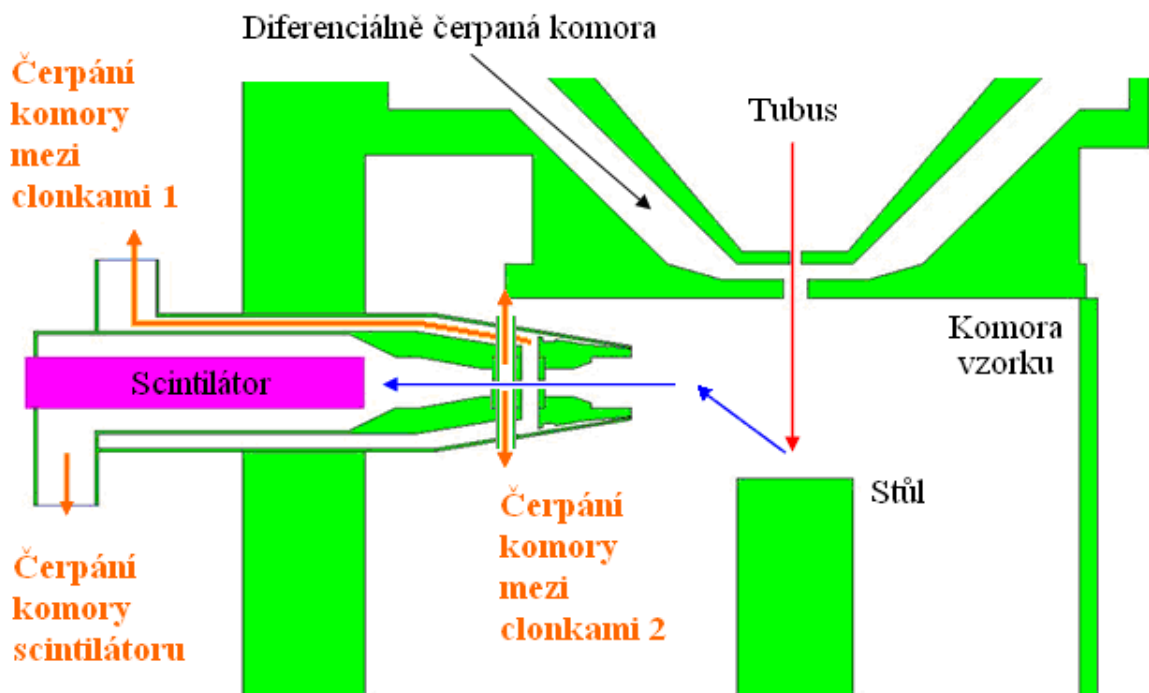
Obr. 4.1: Elektronový mikroskop AQUASEM II – schéma projektu.

Řešením je vložení diferenciálně čerpané komory mezi tubus a komoru vzorku. Dojde tak ke snížení tlaku až na hodnotu zhruba 30 Pa. Tento postup je zopakován také v detektoru, kde jsou vytvořeny samostatně čerpané komory oddělující scintilátor od komory vzorku a dochází tak ke snížení tlaku přibližně na 30 Pa. Otvory na konci tubusu jsou nutné, neboť elektrony nemohou procházet pevným prostředím.



Obr. 4.2: Řez modelem EREM (na obrázku se dvěma clonkami).

Řez tubusem mikroskopu, diferenciálně čerpanou komorou a komorou vzorku je uveden na obr. 4.3 [1]. Z tohoto pohledu je dobře patrná diferenciálně čerpaná komora. Jelikož má být v této práci podroben analýze detektor sekundárních elektronů, nebude již dále popsána diferenciálně čerpaná komora a pozornost je věnována především zmíněnému detektoru SE a jemu příslušejícím odčerpávaným komorám. Tento popis není zaměřen na vyložení problematiky elektronové mikroskopie, ale je zaměřen především s ohledem na důsledky, které tato zařízení kladou na konstrukci řešenou v této práci.



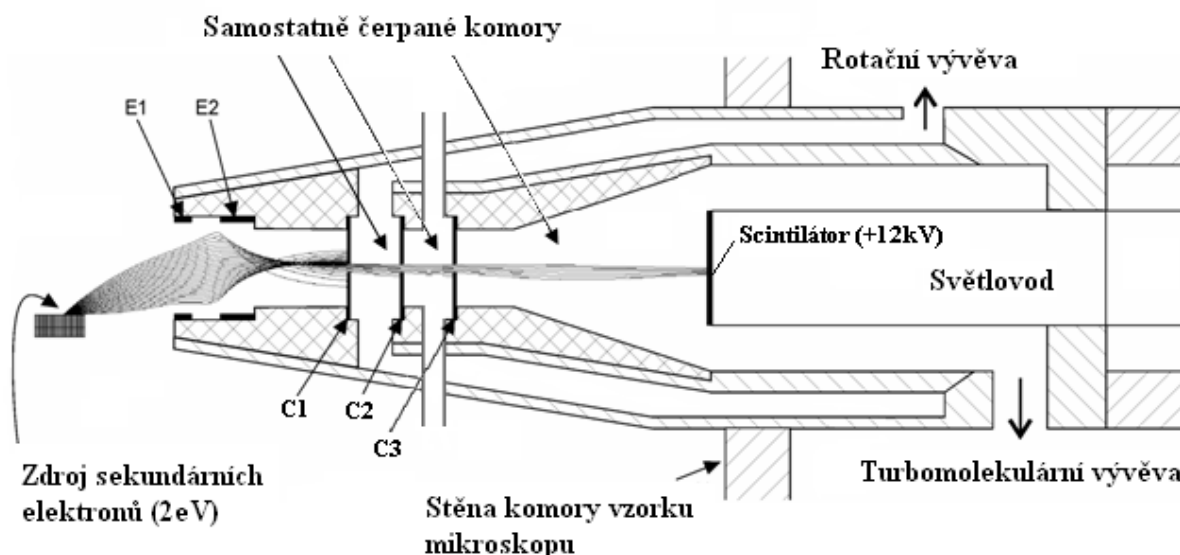
Obr. 4.3: Řez Environmentálním rastrovacím elektronovým mikroskopem.

4.1 Detektor

Jak bylo popsáno, hlavní zkoumanou částí této práce je scintilační detektor sekundárních elektronů (obr. 2.7, [1]), který je zasunut z boku do komory vzorku (obr. 4.3, [1]). V případě řešeného projektu jde o scintilační detektor sekundárních elektronů pro EREM (obr. 4.4).

V původním návrhu scintilačního detektoru sekundárních elektronů pro EREM byl scintilátor umístěn v samostatně čerpané komoře, která byla od komory vzorku mikroskopu oddělena dvěma clonkami C1 a C2 zobrazena na obr. 2.6. V této diplomové práci je však návrh detektoru rozšířen o třetí clonku, která by měla mít za následek lepší rozložení tlaků v těchto prostorách. Na clonkách jsou přiloženy vhodné potenciály v řádu několika set voltů, a clonky tak tvoří elektrostatickou čočku.

Sekundární elektrony jsou k této čočce nasměrovány elektrodami v ústí detektoru a následně jí prochází. Clonky zároveň brání proudění plynu z komory vzorku, ve které může být tlak 1500-2000 Pa, do komory scintilátoru. Tlak nejvýše 8 Pa v komoře scintilátoru umožňuje přiložit napětí až 12 kV na scintilátor, aniž by toto napětí způsobovalo výboje v plynu. Vysoké napětí přiložené na scintilátoru urychluje elektrony procházející clonkami na energii dostatečnou k vyvolání scintilací. Fotony vzniklé scintilací jsou vedeny světlovodem do fotonásobiče, ve kterém jsou zesíleny a převedeny na elektrický signál. Model scintilačního detektoru je uveden na obr. 4.4 [1].



Obr. 4.4: Princip scintilačního detektoru sekundárních elektronů pro EREM se simulací drah sekundárních elektronů s energií 2 eV (E1 – extrakční elektroda, E2 – vychylovací elektroda, C1 – clonka 1, C2 – clonka 2, C3 – clonka 3).

5 Analytické prostředky použité při řešení projektu

5.1 SolidWorks

Pro provedení analýzy proudění plynů bylo potřeba nejprve zhotovit trojrozměrný model mikroskopu, který byl vytvořen v systému SolidWorks, viz [20]. V současné době se jedná o jeden z nejpoužívanějších produktů na trhu 3D CAD systémů. Jako parametrický 3D modelář SolidWorks nabízí výkonné objemové i plošné modelování postavené na jádře Parasolid®, zahrnuje nástroje pro 3D modelování, sestavy, výkresy, plechové součásti, svařované konstrukce a další. Dále prací s neomezeně rozsáhlými sestavami a automatické generování výrobních výkresů.

Tento program má k dispozici celou škálu základních, specializovaných i rozšiřujících nástrojů – počínaje elementárními nástroji pro vytváření objemových těl a ploch, přes nástroje pro analýzu (úkosů, podřezání, úhlových odchylek, křivosti atd.), produktivní nástroje (pole a zrcadlení prvků, dílů i komponentů, vícetělové prostředí, variantní modelování a tabulky variant, automatické a pokročilé tvarové funkce, podpora přechodu ze 2D do 3D, knihovny materiálů, realistické zobrazení atd.) až po specializované návrhářské nástroje. Obsahuje také celou řadu velmi užitečných doplňkových modulů.

V sestavách systém dává k dispozici rychlé vazbení, modelování v sestavě, pokročilou kinematiku a také poloautomatické vytváření rozhozených pohledů. Skutečná síla SolidWorks však vynikne až při práci s velkými sestavami a zejména pak při vytváření výkresů z těchto velkých sestav. V takovýchto výkresech vznikají všechny pohledy zcela automaticky, stejně jako například opozicování či vytvoření kusovníku.

Tento systém navíc umožňuje standardně velice vysoký výkon i na běžně dostupném hardware - pro SolidWorks není třeba pořizovat pracovní stanice za mnoho desítek či stovek tisíc korun. SolidWorks nabízí výkon pro rychlou a hladkou práci s velkými sestavami o desítkách tisíců komponentů – a to bez nutnosti načítat všechny tyto komponenty do paměti. Při práci v sestavě se přímo odkazuje na ostatní komponenty, spravuje vazby, vytváří nové a upravuje stávající komponenty.

Práce v systému SolidWorks je navíc velmi přehledná, snadná a intuitivní. Modely lze vytvářet pomocí vysunutí, rotací, spojení profilů, tažení po křivkách, tenkostěnných operací a skořepin, zaoblení, normalizovaných děr, pokročilých polí atd. Je možné využít všech výhod práce ve vícetělovém prostředí, včetně booleovských operací, konturových skic, posouvání, kopírování a pole těl atd. Pro tvarově náročné úlohy jsou připraveny nástroje pro analýzu úkosů, podřezání, tloušťky stěn, úhlových odchylek a křivosti ploch a splajnu stejně jako pokročilé funkce a nastavení u nástrojů jako je spojení profilů či tažení po křivce.

SolidWorks obsahuje nástroje pro kinematiku: dynamickou i statickou detekci kolizí, dynamickou detekci vůlí, kontaktní přenos pohybu, kinematické vazby či celé pohybové simulace. V SolidWorks je neustále zajištěna 100% asociativita, takže jakákoliv změna výkresu se ihned automaticky promítá do modelu dílu či sestavy. Navíc všechna data vytvořená v SolidWorks jsou vždy plně editovatelná a asociativita je zaručena vždy za všech okolností mezi všemi dokumenty SolidWorks (díly, sestavy a výkresy), což patří také k nesmírné výhodě tohoto systému.

5.2 Cosmos FloSimulation

Jedním z rozšiřujících modulů systému SolidWorks je Cosmos FloSimulation, který umožňuje provádět analýzy proudění plynů, kapalin nebo přenos tepla (CFD). Cosmos FloSimulation nabízí za přijatelnou cenu robustnost a nástroje high-end CFD systémů při současném zachování jednoduchého a intuitivního ovládání. Na obrázku (obr. 5.1) je ukázka tohoto prostředí Cosmos FloSimulation s otevřeným projektem diferenciálně čerpané komory. Narozdíl od konkurenčních produktů Cosmos FloSimulation kombinuje velmi pokročilou funkcionalitu s přesností a snadným používáním. Plně integrovaný do SolidWorks kombinuje vysokou úroveň funkcionality a přesnosti výpočtu s rychlým a snadným ovládáním.

Protože je velice flexibilní, lze Cosmos FloSimulation použít na celou řadu rozdílných aplikací. Zároveň úzká provázanost s CAD, snadné ovládání a rychlá automatická generace výpočetní sítě umožňují operativní změny geometrie modelu a ověření jejich vlivu na provoz zařízení. Výpočty v tomto modulu jsou založeny na metodě konečných objemů, která bude popsána v následující kapitole.

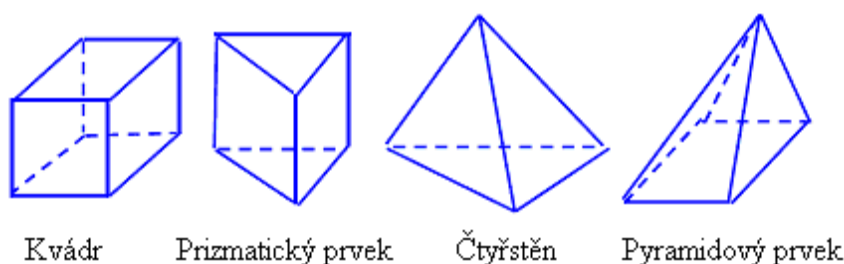
Možnosti programu:

- Nestlačitelné a stlačitelné, podzvukové i nadzvukové proudění kapalin a plynů.
- Laminární a turbulentní proudění podle modelu.
- Vnitřní a vnější proudění.
- Přenos tepla kondukcí, konvekcí (přirozená, nucená) a radiací.
- Stacionární a nestacionární proudění.
- Zahrnutí drsnosti stěn.
- Nahrazení části modelů porézními médii.
- Model rotace MRF.
- Neneutronovské kapaliny jako je např. krev nebo pasta.
- Zooming – detailní výpočet vybrané části s okrajovými podmínkami určenými výpočtem na zjednodušeném komplexním modelu.

5.3 Metoda konečných objemů

Simulační software Cosmos FloSimulation využívá pro výpočet diferenciálních rovnic popisujících proudění plynů v prostorách mikroskopu metodu konečných objemů. Metoda konečných objemů (MKO) je numerická metoda pro řešení parciálních diferenciálních rovnic. Vyjadřuje diferenciální rovnice ve tvaru soustavy diferenčních rovnic. Přesnost řešení je dána diferenčním schématem (explicitní, implicitní apod.) a hustotou sítě. Relativní jednoduchost schématu umožňuje využití těchto metod i pro silně nelineární sdružené problémy, většinou ovšem za použití velmi rozsáhlých sítí.

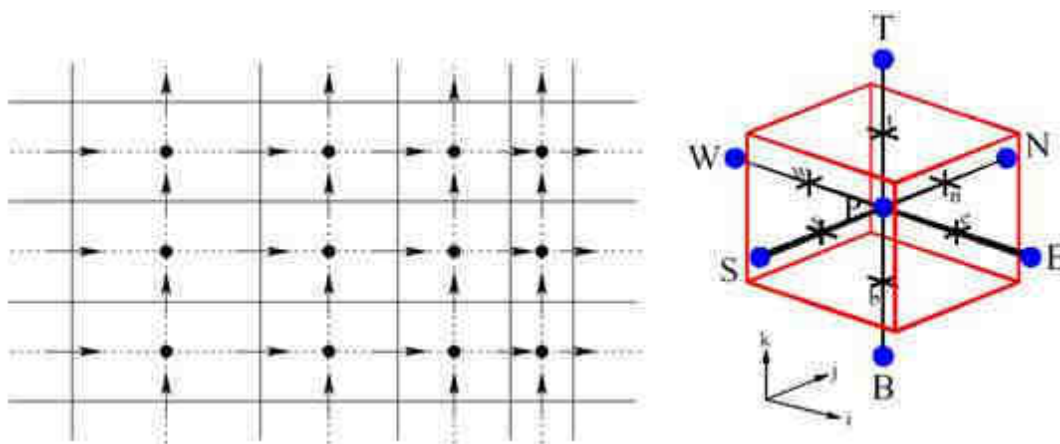
Metoda konečných objemů je založena na principu vytvoření systému nepřekrývajících se elementů majících konečný objem. Původně byla metoda konečných objemů postavena na konečných objemech tvaru obdélníků a křivočarých čtyřúhelníků ve dvourozměrném případě a kvádrů nebo obecných šestiúhelníků v trojrozměrných úlohách. Takto vytvořená síť se nazývá strukturovaná síť. Platí, že hranice prvků musí sousedit s jedinou hranicí sousedního elementu, nelze tedy libovolně zhušťovat síť. Také výsledná výpočtová oblast je pak kvádr nebo obdélník. V současné době se začíná prosazovat nový přístup, kdy se buduje tzv. nestrukturovaná síť. Konečným objemem je ve 3D kvádr, čtyřstěn, prizmatičký a pyramidový prvek, jehož výhody byly ověřeny v úlohách pružnosti, řešených metodou konečných prvků, viz obr. 5.1 [12].



Obr. 5.1: Elementy používané pro výpočet u metody konečných objemů.

Tyto prvky se mohou také kombinovat, čímž se získá optimální síť, kde v okolí stěny jsou použity čtyřúhelníky a kvádry (pro výpočet z hlediska přesnosti jsou optimální) a v dalších oblastech, kde nedochází z důvodu existence mezní vrstvy k velkým gradientům řešených veličin, se použijí zbývající prvky. Ty zajistí snadnou změnu hustoty sítě. Metoda konečných objemů je jednou z metod, jak převést parciální diferenciální rovnice na soustavu algebraických rovnic pro konečný počet neznámých. Hlavní myšlenka metody spočívá v rozdělení početní oblasti na konečný počet tzv. kontrolních objemů, pro něž použijeme integrální tvar rovnic, ve kterých aproximujeme vhodným způsobem jednotlivé členy.

Pole proměnných nahrazujeme průměrnými hodnotami pro dané kontrolní objemy, na rozdíl od metody konečných diferencí, ve které se používají hodnoty proměnných v bodech sítě. Pokud řešíme soustavu více proměnných, jako v případě Navierových- -Stokesových rovnic není nutné pro všechny proměnné používat stejné kontrolní objemy. Často se používá tak zvaná posunutá síť (staggered grid), ve které se skalární veličiny (např. tlak) ukládají do normální sítě, ale složky rychlosti se ukládají do sítě, jejíž středy kontrolních objemů leží na hranách kontrolních objemů běžné sítě. Nejčastěji se používá plně posunutá síť, kterou zavedli Harlow a Welch (1965). U této sítě mají odlišné kontrolní objemy i jednotlivé složky vektoru rychlosti, jak je vidět na obr. 5.2 [12].



Obr. 5.2: Proces řešení MKO.

Síť představuje systém rozdělení výpočtové oblasti na dílčí na sebe navazující 2D buňky ve dvoudimenzionálním prostoru nebo 3D buňky ve třídimeznionálním prostoru. Lze říci, že výpočtová oblast pokrytá sítí je základem matematického modelování. Neboť samostatný matematický model (systém matematických vztahů) je pouze „pasivním“ nástrojem, který nabývá smyslu až ve chvíli, kdy je aplikován na konkrétní problém (výpočtovou oblast pokrytou sítí). Pokud se hovoří o matematických modelech, které jsou založeny na numerickém řešení systému parciálních diferenciálních rovnic a vyžadují takto i zadání okrajových podmínek, lze konstatovat, že možnosti realizování úlohy jsou silně limitovány výkonem počítačové techniky. Platí zde několik zásad:

- výpočet je o to náročnější (pomalejší), čím více rovnic je v rámci matematického modelu
- do výpočtu zahrnuto (podle náročnosti a komplexnosti modelu)
- výpočet je o to náročnější, čím více má výpočtová oblast buněk
- výpočet je o to náročnější, čím méně kvalitní je síť výpočtové oblasti

V zájmu přesnosti matematické simulace je nutné provést odpovídající nastavení matematického modelu. Do různých modelovaných fyzikálních jevů mohou svým vlivem zasahovat mnohé jevy další. S každým dalším vlivem vstupujícím do výpočtu však přibývají také další rovnice, které matematický model musí řešit. Proto se mohou i při stejně definované výpočtové oblasti i síti časy výpočtu u různých úloh značně lišit.

Počet buněk patří k hlavním limitujícím faktorů současného matematického modelování. U mnohých praktických úloh se počty buněk výpočtové oblasti pohybují v řádu milionů či mnohdy i desítek milionů. Nejsou to zanedbatelná čísla, neboť v každé z buněk je počítáno mnoho různých veličin. Proto je cílem každého řešitele s ohledem na budoucí čas výpočtu redukovat počet buněk na nutné minimum.

Minimalizování počtu buněk by však nemělo být prováděno na úkor kvality sítě. Kvalitní síť je taková, která se skládá z na sebe navazujících geometricky pravidelných přibližně stejně velikých a pravidelně po celé výpočtové oblasti rozložených elementů (buněk). Elementy by měly mít rovněž přiměřenou velikost, aby bylo možné jimi zachytit v dostatečné míře modelovaný fyzikální děj (například turbulentní vírové struktury a jevy související s šířením tepla). Z hlediska reálného možného počtu buněk však v praxi dodržení všech ideálních předpokladů pro tvorbu sítě není většinou možné. Proto se používá zhušťování sítě v místech, která jsou z hlediska proudění tekutin nebo sdílení tepla pro řešitele zajímavá nebo pro výpočet stěžejní a naopak použití řidší sítě v místech jiných. Zvláštním případem zhuštění buněk je vytvoření tzv. mezní vrstvy v blízkosti stěn, která má za úkol zachytit velké změny fyzikálních veličin u stěny. Zhušťování buněk by mělo být plynulé. Pokud by byla změna ve velikosti buněk provedena příliš velkou skokovou změnou, projevovalo by se to znatelně na průběhu výpočtu (problémy s konvergencí úlohy) i konečném výsledku výpočtu (chybný výsledek v daném místě výpočtové oblasti) [12].

Typické uplatnění těchto metod je pro tepelné výpočty a proudění, méně časté je pro výpočty mechanických úloh. Navíc je metoda konečných objemů vhodnější než jiné metody v důsledku skutečnosti, že okrajové podmínky lze aplikovat neinvazivně. Hodnoty proměnné jsou umístěny v objemu elementu a ne v uzlech nebo v povrchu. V roce 1992 byly odvozeny přesné, spolehlivé a efektivní metody konečných objemů. SolidWorks FloSimulation, používá systém následujících tří parciálních diferenciálních rovnic popisujících proudění vazké stlačitelné tekutiny v karteziánské souřadné soustavě. [11].

a) Rovnice spojitosti, vyjadřující zákon zachování hmotnosti, viz [1]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad , \quad \text{složka } i = 1, 2, 3 \quad . \quad (5.1)$$

b) Stokes – Navierova rovnice, vyjadřující aplikovanou Newtonovu větu o změně hybnosti

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad , \quad \text{index } j = 1, 2, 3 \quad , \quad (5.2)$$

c) Rovnice energie, vyjadřující zákon zachování energii pro stlačitelnou tekutinu

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} (E + p) = \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H, \quad E = e + \frac{v^2}{2}. \quad (5.3)$$

d) doplněný stavovou rovnicí:

$$\rho = \frac{pM}{RT}, \quad (5.4)$$

kde u je rychlost tekutiny, p je tlak tekutiny, ρ je hustota tekutiny, T je teplota tekutiny, e je vnitřní energie, S_i jsou vnější hmotnostní síly působící na jednotku hmotnosti (např. tíhová, odstředivá), Q_H je přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu, q_i je tok tepla difusní, τ_{ik} je tensor vazkých napětí a i, j jsou indexy u veličin udávající sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace). Jde o trojrozměrný typ proudění stlačitelné, vazké tekutiny s přívodem tepla. Metoda konečných objemů spočívá ve třech základních bodech:

- dělení oblasti na diskrétní objemy užitím obecné křivočaré sítě,
- bilancování neznámých veličin v individuálních konečných objemech a diskretizace,
- numerické řešení diskretizovaných rovnic v obecném tvaru, kde součet se provede přes sousední buňky i=N, S, E, W, F, B (což označuje sever=north, jih=south, východ=east, západ=west, vpřed=front, vzad=back (obr. 5.2)).

Diskretizací se nazývá náhrada spojitého prostředí (kontinua) systémem diskrétních bodů (obr. 5.1), v nichž se soustředí fyzikální parametry popisující stav či vlastnosti příslušného místa kontinua. Při studiu fyzikálních jevů se tím zpravidla nutnost řešení parciálních diferenciálních rovnic převádí na řešení obyčejných diferenciálních, popřípadě algebraických rovnic.



Obr. 5.3: Algoritmus výpočtu metody konečných objemů.

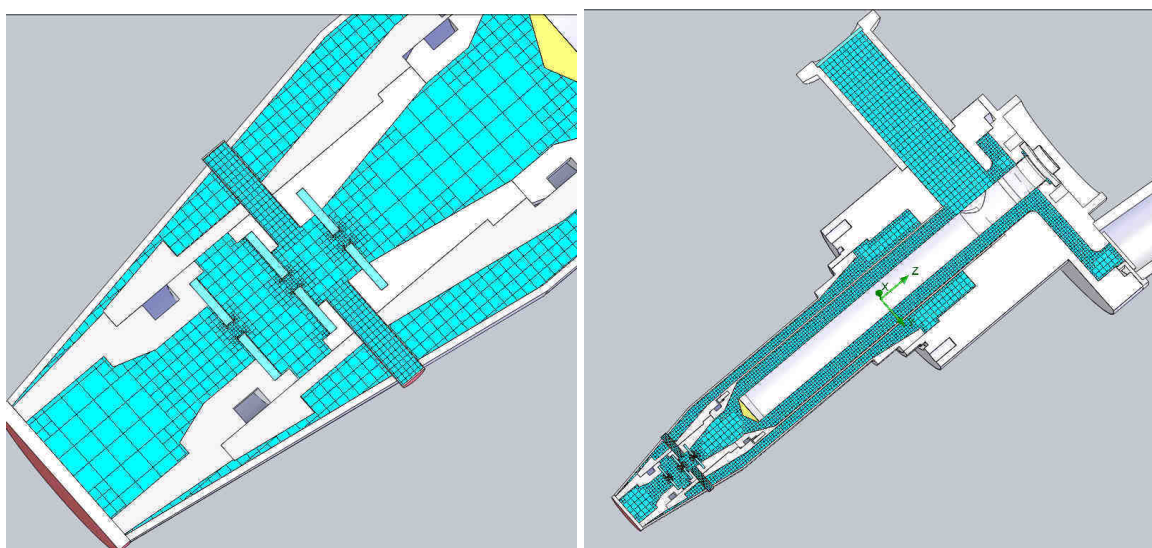
Výpočet probíhá v jednotlivých cyklech nazvaných iteracemi. Hodnoty okrajových podmínek působí na okolní buňky sítě a v celé oblasti probíhá pod tímto vlivem změna. Probíhá výpočet podle uvedených rovnic a na konci každého výpočtu probíhá kontrola konvergence. Pokud tento cyklus způsobil změnu sledovaných hodnot, cyklus se opakuje až do chvíle, dokud nedojde k ustálení sledovaných hodnot (obr. 5.3) [12].

6 Analýza detektoru pomocí systému CAE

V této kapitole je řešena vlastní analýza scintilačního detektoru sekundárních elektronů. Výsledkem simulace je pak srovnání podmínek čerpání plynu při různých hodnotách tlaků v komoře vzorku, do které tento detektor zasahuje, a to při použití tří clonek oddělujících samostatně čerpané komory. Zjištěné výsledky jsou pro orientaci porovnány s experimentálně zjištěnými hodnotami při použití dvou clonek, a tedy dvou čerpaných komor v detektoru.

6.1 Nastavení sítě

Při nastavování sítě v prostorách detektoru není možné využít nastavení sítě pro symetrické tvary, neboť příruby pro čerpání komory scintilátoru a komory mezi clonkami jsou k sobě navzájem otočeny o 90 stupňů. I zde je nejprve nastaven počet buněk základní sítě v osách X, Y a Z a následně je provedeno zjemnění oblastí obou clonek s, kde jsou očekávány složitější podmínky proudění v důsledku malých otvorů. Proto byla nastavena přibližně 4 násobně jemnější síť v kuželové části a přibližně 64 násobně jemnější ve válcové části – v oblasti průchodu primárního svazku elektronů.



Obr. 6.1: Nastavení sítě ve výpočtové oblasti detektoru – detail vstupní části detektoru a celkový pohled.

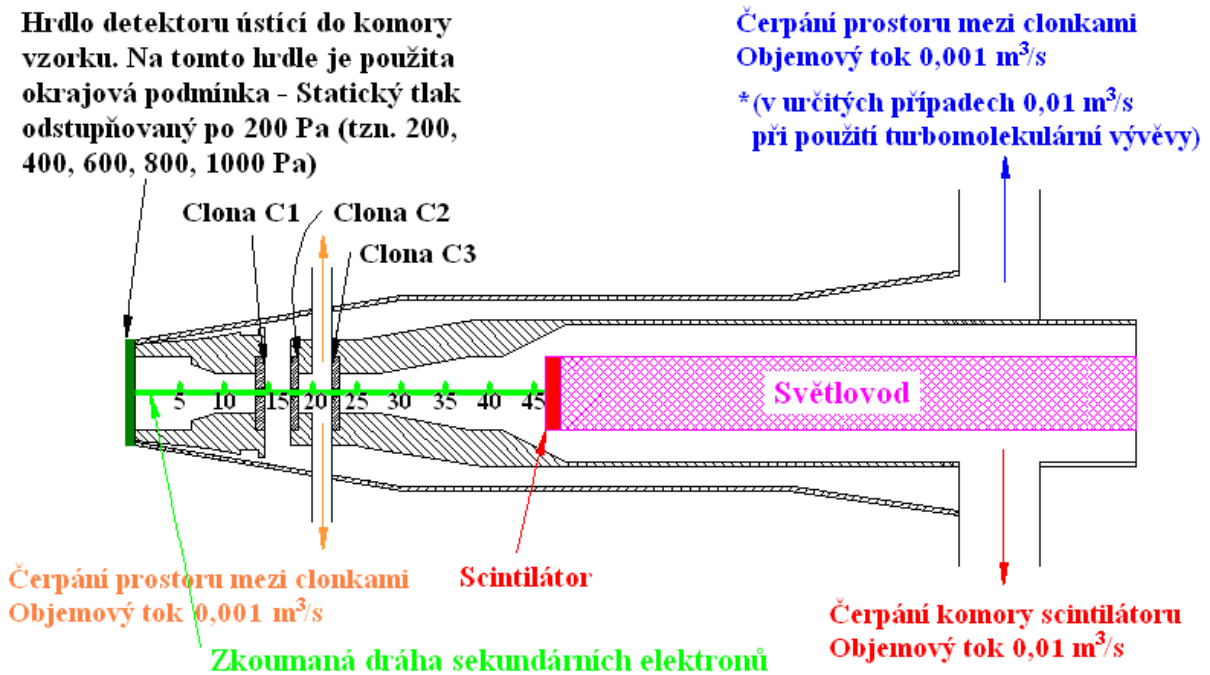
Nastavení sítě ve výpočtové oblasti detektoru je tedy dáno kombinací lokálního zjemnění a doplňujícího nastavení sítě tak, aby výpočet probíhal optimálně. V místech širších kanálků je velikost buněk v původním nastavení, v místech užších kanálků dochází k zjemnění v důsledku doplňujícího nastavení a okolí clonek je zjemněno pomocí lokálního nastavení, neboť je zde předpoklad přesnějšího výpočtu. Nastavení sítě je zobrazeno na obr. 6.1 [1].

6.2 Nastavení okrajových podmínek

Nastavení okrajových podmínek vyplývá z podmínek a funkcí detektoru. V případě začlenění třetí clonky bylo nutné nastavit také okrajové podmínky pro novou čerpanou komoru mezi druhou a třetí clonkou. Do detektoru vede tedy 5 otvorů, přičemž otvory pro odčerpání prostoru mezi clonkami 2 a 3 jsou shodné a jsou zde nastaveny i shodné okrajové podmínky, viz obr. 6.2:

- **Hrdlo čerpání komory scintilátoru.** Tato komora, která je tedy nejbližší scintilátoru je čerpána turbomolekulární vývěvou Pfeiffer TPD 011 rychlostí čerpání $36\text{m}^3 / \text{hod.}$ ($0,01\text{ m}^3/\text{s}$).
- **Hrdlo čerpání prostoru mezi clonkami 1 a 2.** Tento prostor je čerpán rotační vývěvou Lavat RV 40/21 rychlostí čerpání $4\text{m}^3 / \text{hod.}$ ($0,001\text{ m}^3/\text{s}$).
- **Hrdlo čerpání prostoru mezi clonkami 2 a 3.** Tento prostor je odčerpán pomocí vyvedených trubiček taktéž rotační vývěvou Lavat RV 40/21, při rychlosti čerpání $4\text{m}^3 / \text{hod.}$ ($0,001\text{ m}^3/\text{s}$).
- **Hrdlo detektoru vstupující do komory vzorku.** Tato práce počítá s variantami velikostí tlaku v komoře vzorku: 200, 400, 600, 800, 1000 Pa. Čerpání v praxi probíhá až do chvíle dosažení okrajových podmínek.

Při analýze se v určitých případech - při velkém zvětšení první clonky - jevílo jako vhodné použití turbomolekulární vývěvy také mezi clonkami C1 a C2, tedy v první odčerpávané mezikomoře scintilátoru. Tato skutečnost má v určitých případech pozitivní vliv na rozložení tlaků a dráhu sekundárních elektronů, jak bude dále popsáno.



Obr. 6.2: Schématické zobrazení detektoru se zadáním okrajových podmínek.

6.3 Nastavení cílů výpočtu

Ve vlastním výpočtu jsou sledovány veličiny v závislosti na hodnotách vstupních tlaků. Ty se nastavují v rozmezí 200 až 1000 Pa s krokem 200 Pa. Pro detailní znázornění rozložení tlaků je pak zvolena nejvyšší hodnota, tedy 1000 Pa. Sledovány jsou tedy tyto veličiny:

- Průběh statického tlaku v detektoru,
- Průběh rychlosti toku média v detektoru, včetně Machova čísla,
- Vektory proudění plynů.

7 Zpracování výsledků analýzy detektoru

Cílem této analýzy je vyhodnocení parametrů v prostorách čerpaných komor v detektoru sekundárních elektronů. Při simulaci byly vyhodnoceny vektory proudění plynů, jejich rychlost a především tlaky v jednotlivých částech detektoru (tzn. vliv tlaku v komoře vzorku na dráhu sekundárních elektronů a velikosti tlaku u scintilátoru) pomocí systému Cosmos FloSimulation. Dále byly porovnány hodnoty z předchozích analýz při použití dvou clonek, a tím dvoustupňového čerpání detektoru.

7.1 Charakteristika proudění v detektoru

Z prostoru komory vzorku je nasáván vzduch přes vstupní hrdlo detektoru, kde je při analýze postupně nastaven tlak 1000, 800, 600, 400 a 200 Pa před první clonkou C1. Odtud dále proudí vzduch přes clonku C1 do samostatně čerpané komory, která je odčerpávána rotační vývěvou a při zvětšení clonky v určitých případech také turbomolekulární vývěvou. Odčerpávané plyny obtékají trubičky ústící z komory mezi clonkami C2 a C3 a dále je prošlá část vzduchu odvedena pomocí trubiček z prostoru mezi clonkami C2 a C3 taktéž pomocí rotační vývěvy. V návrhu zatím není uveden systém čerpání. Je pouze naznačen směr čerpání z tohoto prostoru a zřejmě by byl prostor spojen jedinou trubičkou odčerpávanou shodnou vývěvou, přesto že v návrhu jsou vyvedeny dva směry čerpání. Vzhledem ke shodným okrajovým podmínkám nastaveným při simulaci není tato skutečnost zatím podstatná. Část vzduchu z této samostatně čerpané komory pak dále vytéká přes clonku C3 do zadního prostoru komory scintilátoru odsávaného turbomolekulární vývěvou. Schéma detektoru je uvedeno na obr. 6.2.

Ve clonce C1 je v případě nastavení tlaků 1000, 800, 600 a 400 Pa na vstupním hrdle detektoru dosaženo kritického stavu proudění. I v případě nastavení hodnoty tlaku na vstupním hrdle detektoru 200 Pa bylo ve clonce C1 dosaženo kritického stavu proudění. Při tlaku 1000 Pa bylo dosaženo kritického proudění i na clonce C2. V clonkách C2 a C3 bylo v ostatních případech dosaženo podzvukového stavu proudění.

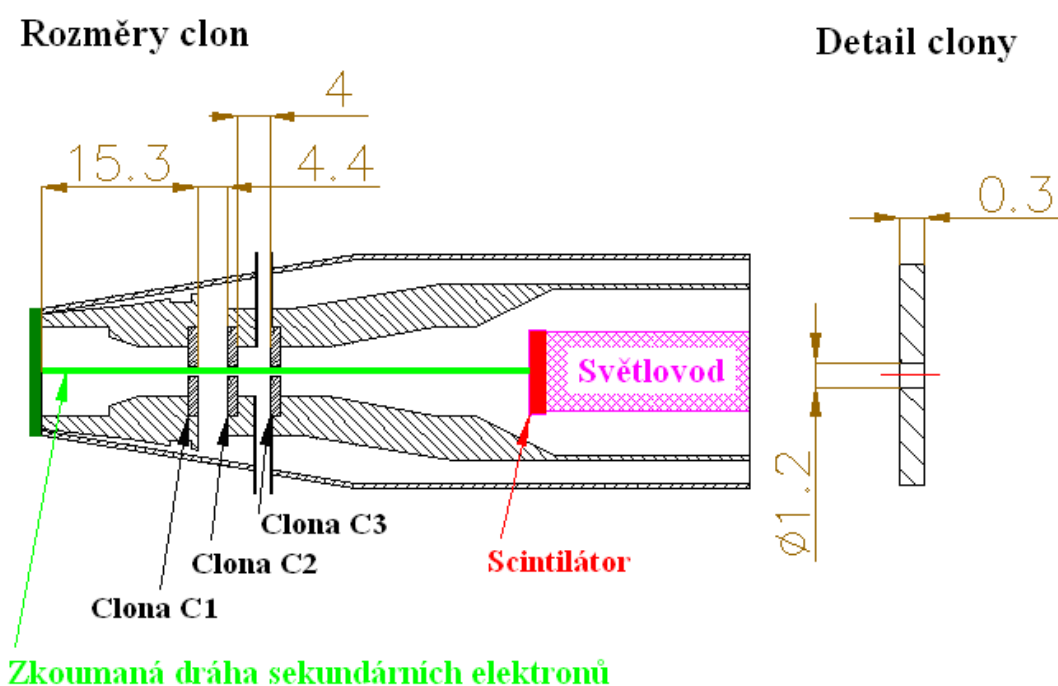
7.2 Podmínky pro výpočet

Pro výpočet je nastavena jednak okrajová podmínka statického tlaku na hrdle detektoru ústícímu do komory vzorku postupně o hodnotách 200, 400, 600, 800, 1000 Pa, jednak okrajové podmínky objemového toku odčerpávání komory rotační vývěvou mezi clonkami o hodnotě $0,001 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, na hrdle čerpání komory scintilátoru odsávané turbomolekulární vývěvou o hodnotě $0,01 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ a na okrajích vývodů odčerpávajících prostor mezi clonkami C2 a C3 také o hodnotě $0,001 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. V případě použití tří clonek byl jejich průměr postupně zvětšen z 0,6 mm na 1,2 mm a byl u všech clonek totožný. Jejich tloušťka zůstala stejná, a to 0,3 mm. Dále však byly provedeny také pokusné simulace, kdy byla první clonka ještě více zvětšena na 1,4 a 1,6 mm, neboť má největší vliv na rozložení tlaků. Jak

bylo popsáno, při těchto zvětšeních již byla použita turbomolekulární vývěva. Ukončení výpočtu nastává při dosažení nastavené okrajové podmínky nastaveného statického tlaku na hrdle detektoru ústícímu do komory vzorku, a to i při případné regulaci okrajových podmínek objemových toků, omezením čerpání jednak z prostoru komory mezi clonkami, jednak z prostoru komory scintilátoru. Doba výpočtu pro dosažení nastavených tlakových okrajových podmínek na hrdle detektoru ústícímu do komory vzorku je pro pět řešených variant hodnot statických tlaků na hrdle detektoru v rozmezí 200 až 300 tisíc iterací. Základní rozměry zkoumaného detektoru jsou uvedeny na obr. 7.1.

7.3 Vyhodnocení výsledků analýz detektoru

Provedením analýzy bylo zjištěno rozložení tlaků v oblasti detektoru, vektory proudění plynu a rychlosti proudění. Ta byla provedena pro upravený detektor, kde byly použity tři clony, každá o šířce 0,3 mm, vnitřním průměru 1,2 mm a následně 1,0 mm, 1,4 mm a 1,6 mm. Z uvedených výsledků vyplývá, že na první clonce dochází při všech vstupních tlacích a velikostech clonek k nadkritickému proudění a Machovo číslo je výrazně větší než 1 (u tlaku 1000 Pa se blíží dokonce Machovu číslu 2). S rostoucím tlakem se rychlost proudění tedy zvyšuje a při tlaku 1000 Pa je dosaženo 1 Machu i na druhé clonce. Z grafů rozložení tlaků v závislosti na vstupním tlaku je patrné, že k největšímu poklesu dochází právě na první clonce, a to při všech variantách. Z hlediska problematiky detektorů jsou nejdůležitější tři kritéria. Průměrný tlak na dráze sekundárních elektronů, tlak v oblasti scintilátoru (ten nesmí být vyšší než 8 Pa, aby nedocházelo k elektrickým výbojům z důvodu velmi vysokého napětí na scintilátoru), a také co nejkratší dráha nad oblastí minimálního rozptylu.



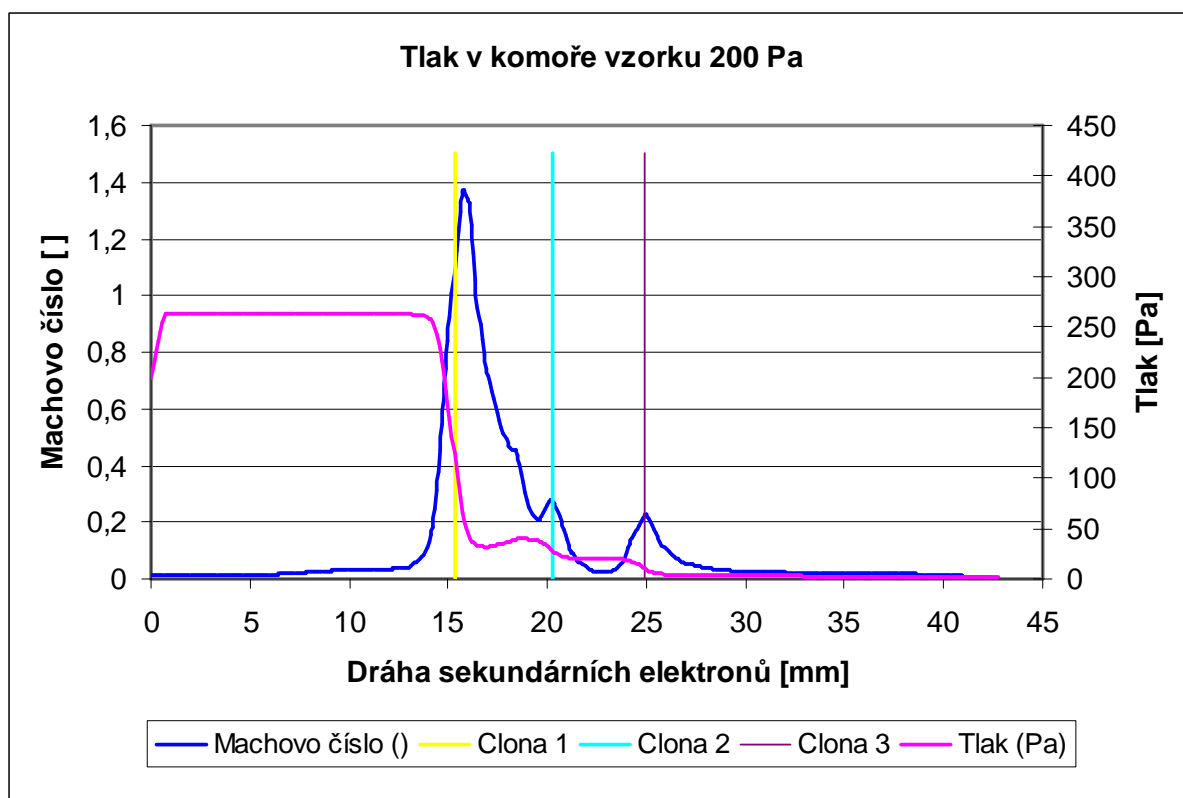
Obr. 7.1: Základní rozměry zkoumaného detektoru se třemi clonkami.

7.4 Výchozí varianta tříclonkového detektoru

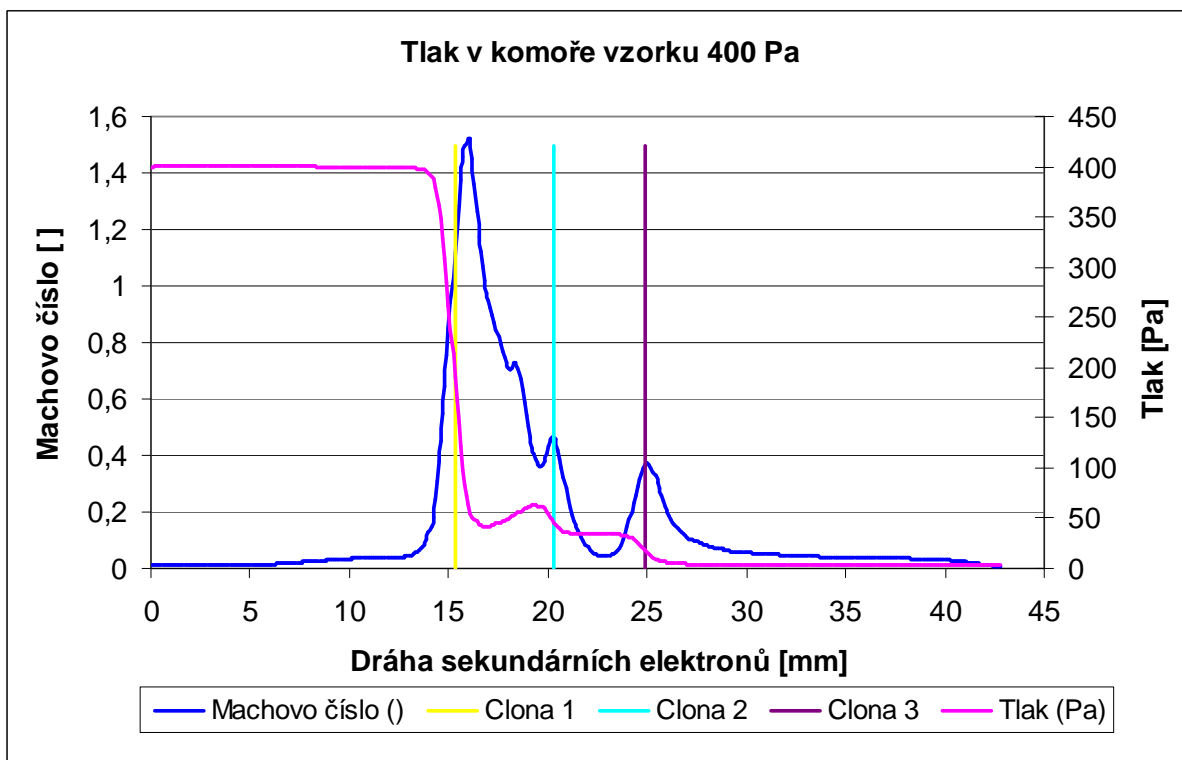
Při výchozí simulaci byly nejprve zvoleny varianty clonek dvakrát větší než původní clonky u dvouclonkového detektoru, tedy 1,2 mm, při různých vstupních tlacích. Na obrázcích 7.2 – 7.6 jsou postupně znázorněny průběhy Machova čísla a rozložení tlaků pro variantu dvojnásobného průměru clonky (1,2 mm) pro vstupní tlaky 200 – 1000 Pa. V grafech jsou vyznačeny také polohy jednotlivých clonek. Celkový graf shrnující průměrný tlak u scintilátoru v závislosti na vstupním tlaku z komory vzorku je zobrazen na obr. 7.7.

Provedením této analýzy bylo zjištěno, že při použití clonek o průměru 1,2 mm a vstupním tlaku vyšším než 800 Pa, je význam této varianty za hranicemi použitelnosti, neboť tlak v komoře scintilátoru dosahuje hodnot vyšších než 8 Pa a docházelo by tak k výbojům.

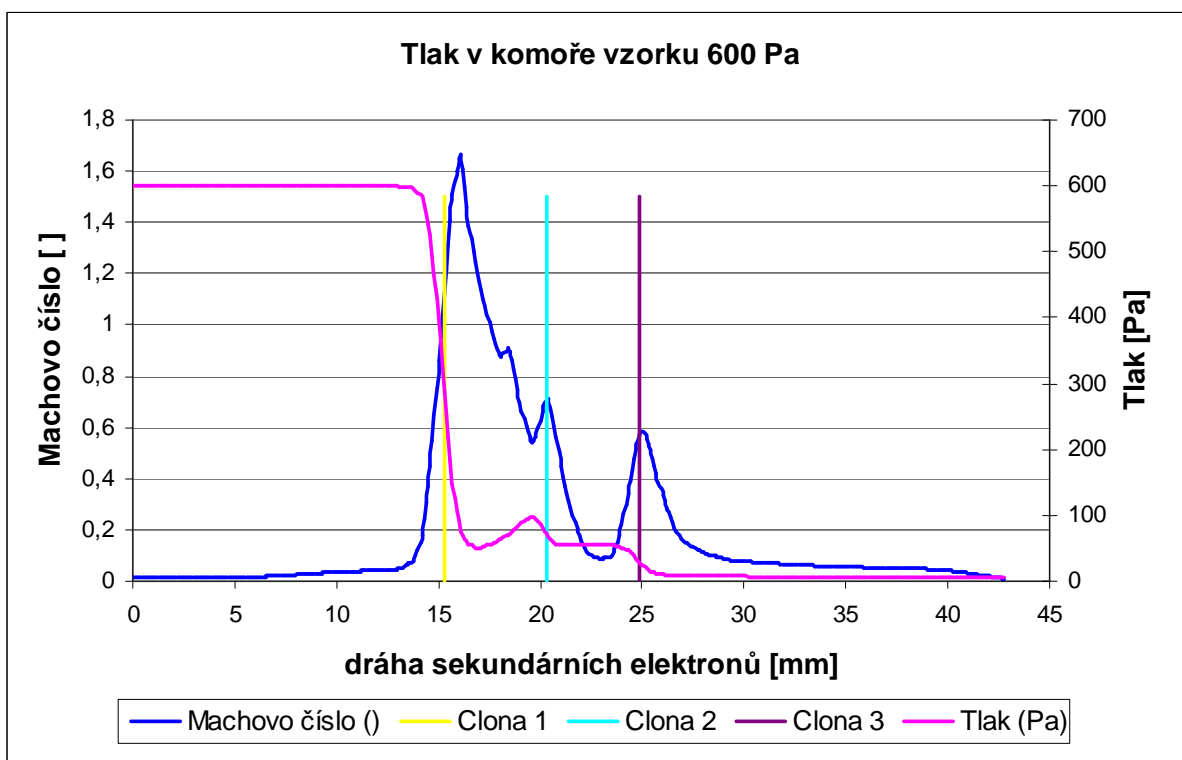
Grafické znázornění rozložení tlaků v detektoru v prostorách jednotlivých čerpaných komor u této varianty je uvedeno v Příloze A - Příloze E. Zobrazeny jsou také vektory proudění plynů pro jednotlivé vstupní tlaky v příloze F. Pro lepší znázornění jsou v některých případech voleny i menší rozsahy stupnic.



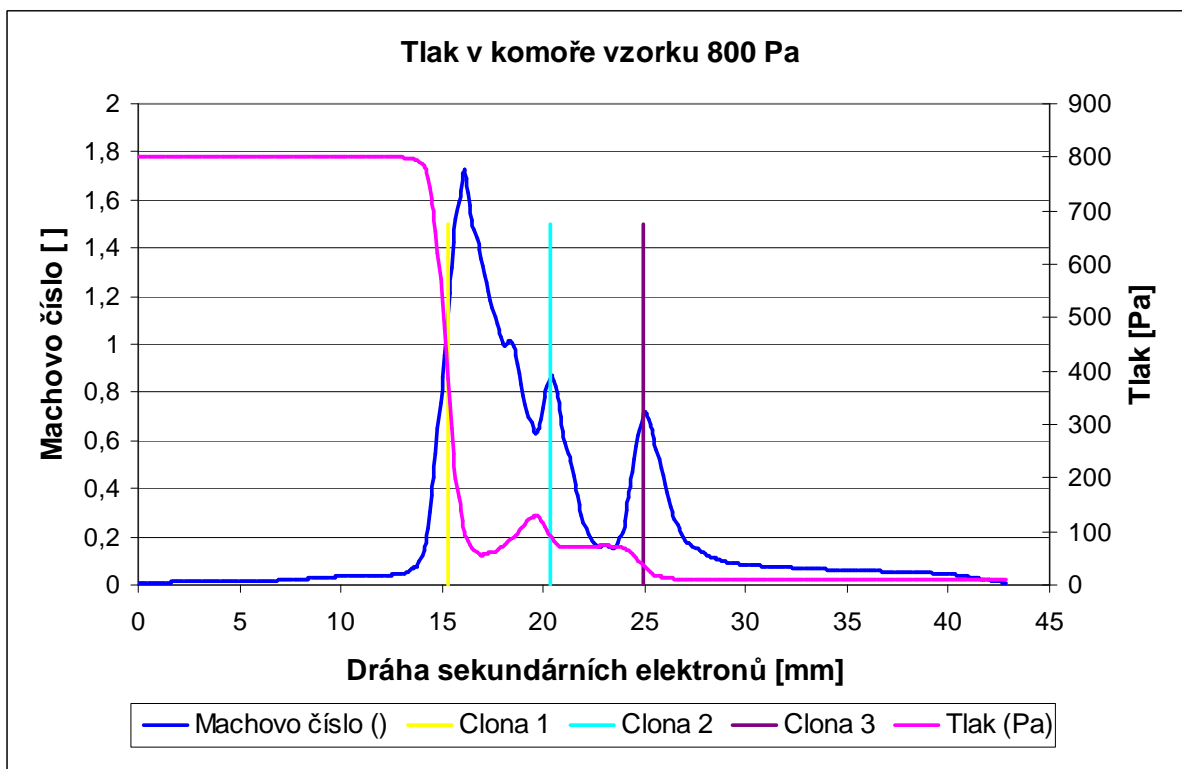
Obr. 7.2: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 200 Pa.



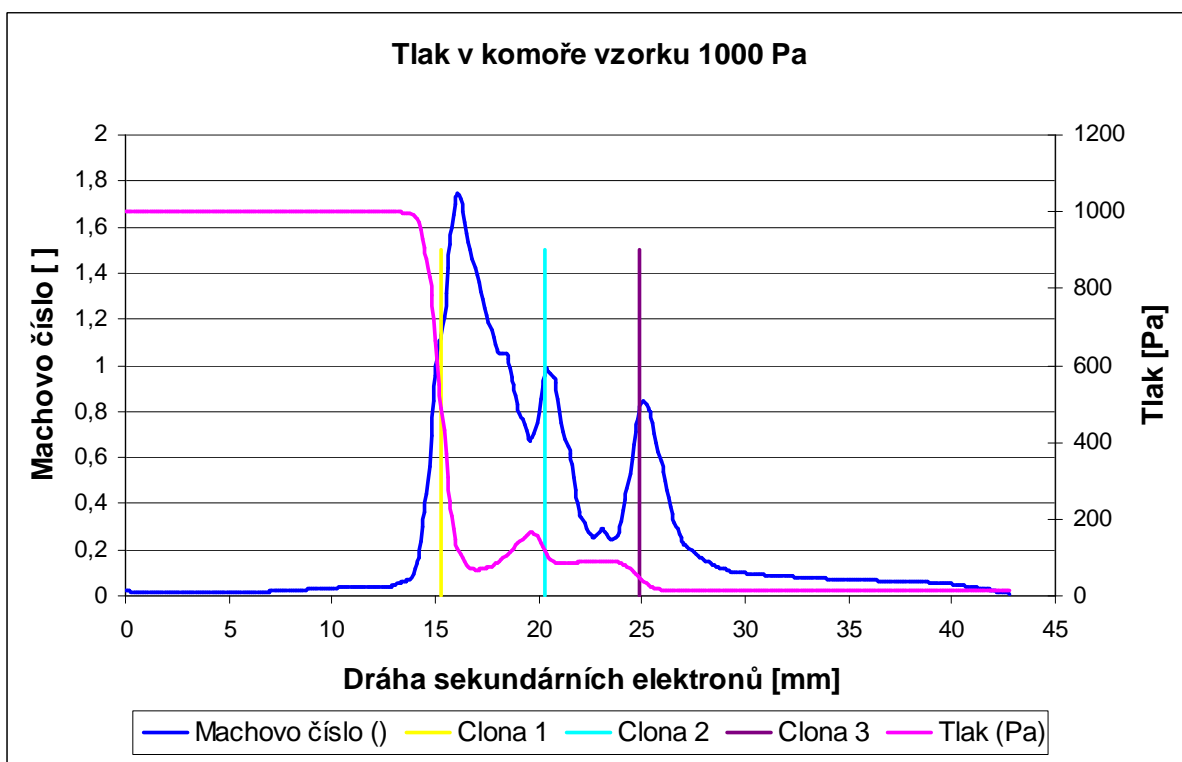
Obr. 7.3: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 400 Pa.



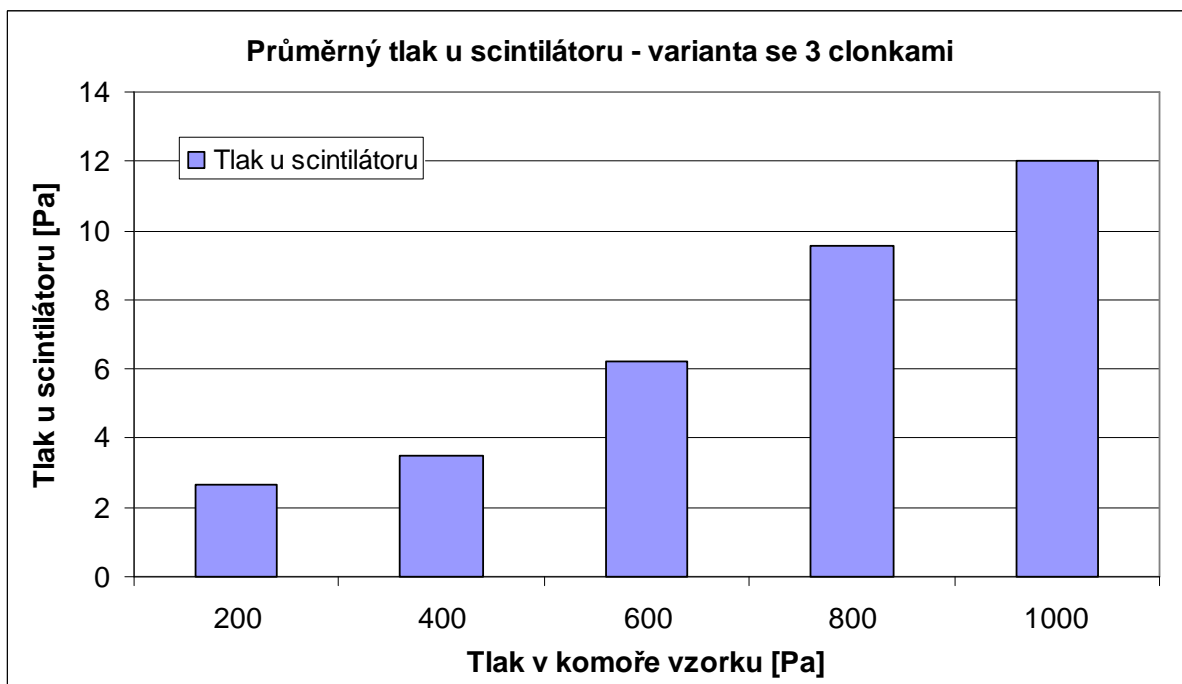
Obr. 7.4: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 600 Pa.



Obr. 7.5: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 800 Pa.



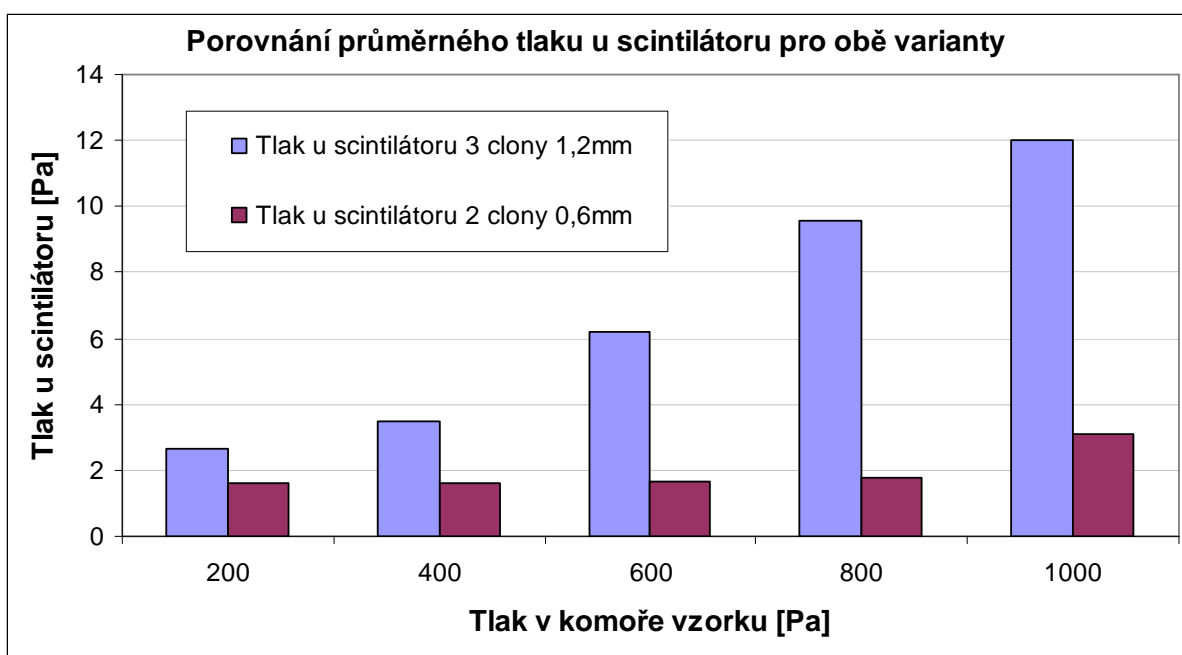
Obr. 7.6: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro vstupní tlak 1000 Pa.



Obr. 7.7: Tlak u scintilátoru v závislosti na vstupním tlaku z komory vzorku.

7.4.1 Srovnání výchozí varianty tříclonkového a původní varianty dvouclonkového detektoru

Pro lepší vyhodnocení, zda-li má použití tří clonek smysl proti variantě se dvěma clonkami, je znázorněn graf na obr. 7.8 vyjadřující rozložení průměrných tlaků u scintilátoru v závislosti na tlaku v komoře vzorku pro detektor se dvěma a třemi clonkami.

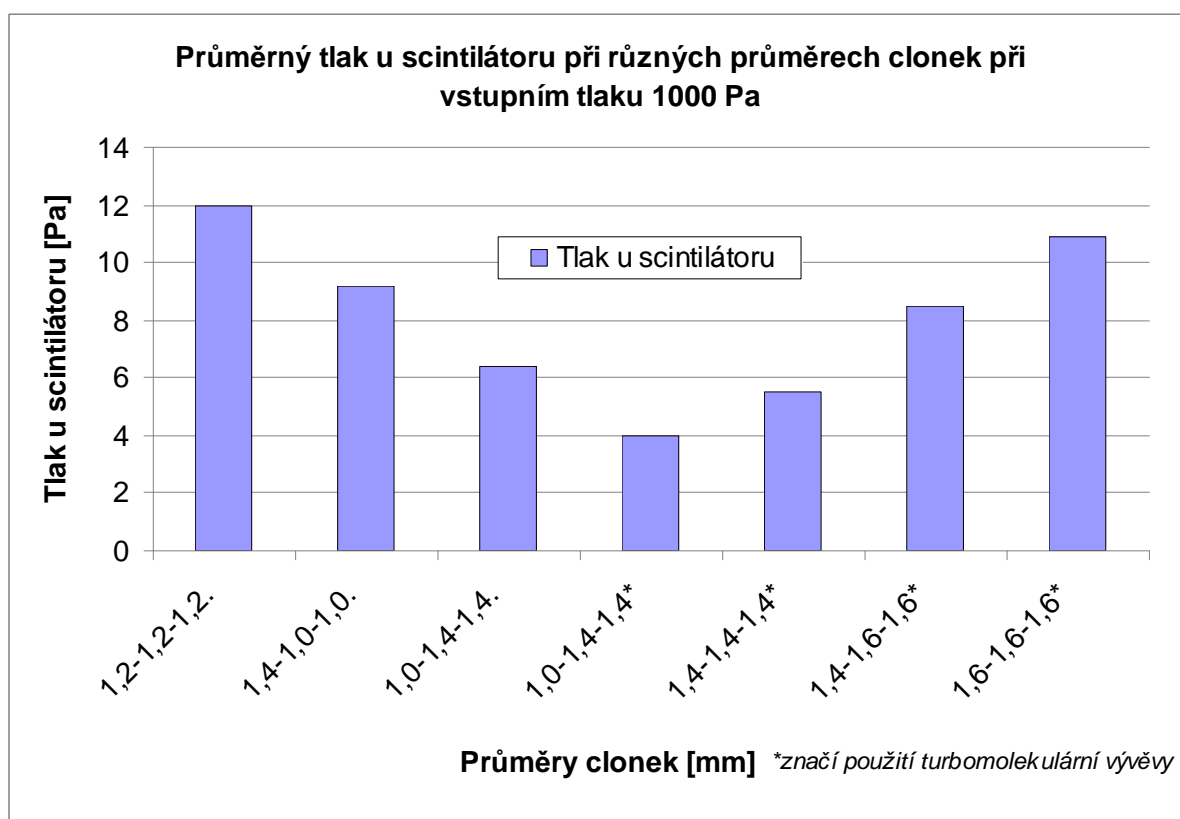


Obr. 7.8: Srovnání tlaků u scintilátoru v závislosti na tlaku v komoře vzorku pro detektor se dvěma a třemi clonkami.

7.5 Upravené varianty tříclonkového detektoru

Jelikož pro tlaky od 800 Pa výše se jevílo použití clonek o průměru 1,2 mm při současném výkonu vývěv jako neefektivní, bylo nutné provést úpravy jednotlivých průměrů clonek. Bylo zvoleno několik kombinací průměrů clonek, které jsou dále popsány. Z obr. 7.9 je patrné, jak se postupovalo při experimentálních úpravách průměrů clonek, aby byla splněna podmínka maximálního tlaku 8 Pa v komoře scintilátoru, a také aby průměry clonek byly co největší. Při určitých průměrech clonek byla navíc nahrazena rotační vývěva mezi clonkami C1 a C2 turbomolekulární vývěvou. Jako vstupní tlak již byla v těchto případech zvolena pouze konstantní hodnota 1000 Pa pro všechny uváděné varianty.

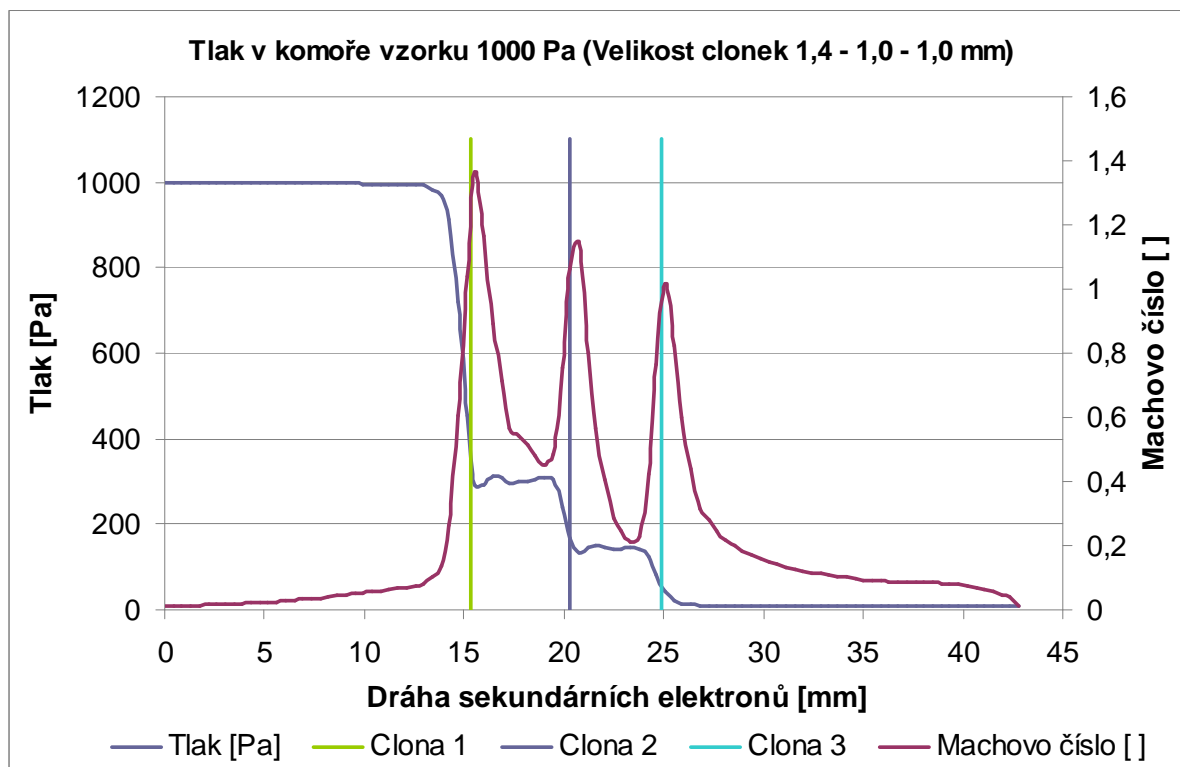
Celkový graf srovnávající průměrný tlak v komoře scintilátoru v závislosti na vstupním tlaku ve variantě detektoru se třemi clonkami nejprve pro původní variantu s dvojnásobnými velikosti (1,2 - 1,2 - 1,2), dále pro variantu s menší vstupní clonkou (1,0 - 1,4 - 1,4) a následně clonkami různých průměrů avšak při použití turbomolekulární vývěvy je znázorněn na obr. 7.9. Rozložení tlaků a rychlosti proudění pro tyto varianty jsou graficky znázorněny na příslušných schématech v přílohách G – L. Znázorněny jsou také vektory proudění plynů v detektoru v přílohách M – R, které se příliš neliší od varianty se dvěma clonkami, jak se předpokládalo.



Obr. 7.9: Průměrný tlak u scintilátoru při vstupním tlaku 1000 Pa a různých průměrech clonek.

7.5.1 Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,4-1,0-1,0 mm)

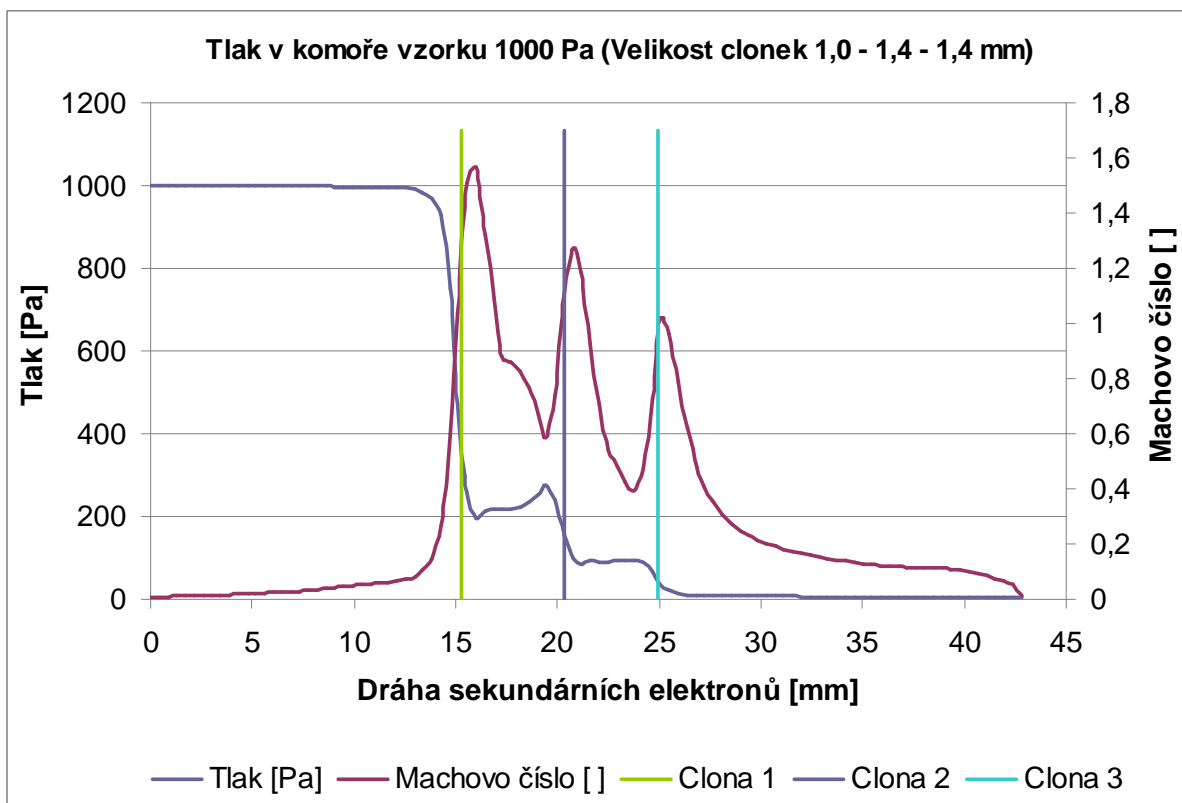
Nejprve se předpokládalo při zachování stejných podmínek zvětšení první clonky na 1,4 mm a zmenšení průměru ostatních dvou clonek na 1,0 mm. Jak je patrné z obr. 7.9 při takovém nastavení se nepodařilo dosáhnout tlaku u scintilátoru menšího než 8 Pa. Tato varianta by tedy byla za hranicí použitelnosti. Na obr. 7.10 je zobrazen průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro tyto zvolené velikosti clonek.



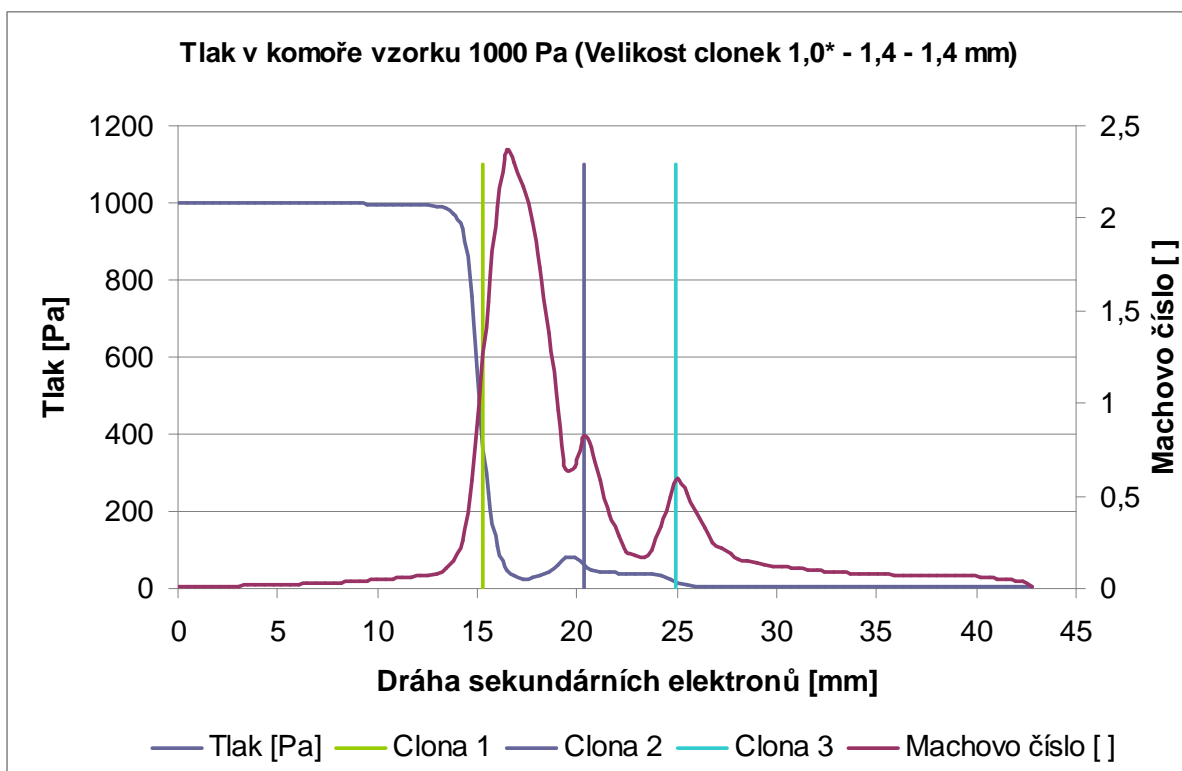
Obr. 7.10: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,4 - 1,0 - 1,0 mm).

7.5.2 Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,0-1,4-1,4 mm)

Jelikož podle výsledků bylo patrné, že na rozložení tlaků u scintilátoru má největší vliv právě první clonka, nikoli třetí, byl zvolen opačný přístup, a to zvětšit průměr dvou clonek bližších komoře scintilátoru (1,4 mm) na úkor zmenšení první clonky bližší komoře vzorku, a to nejprve na 1,0 mm. Při této variantě již bylo dosaženo tlaku u scintilátoru menšího než 8 Pa, jak je patrné z obr. 7.9. Pro tyto velikosti clonek byla také zvolena varianta, kdy mezi clonkami C1 a C2 byla nahrazena rotační vývěva turbomolekulární vývěvou. Význam této varianty však není příliš pozitivní, neboť je v rozporu s původní myšlenkou tříclonkového detektoru. Ta předpokládala zvětšení průměru clonek a vytvoření tak co největšího průřezu komory detektoru pro průchod sekundárních elektronů. Na obr. 7.11 – 7.12 jsou zobrazeny průběhy Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro tyto zvolené velikosti clonek.



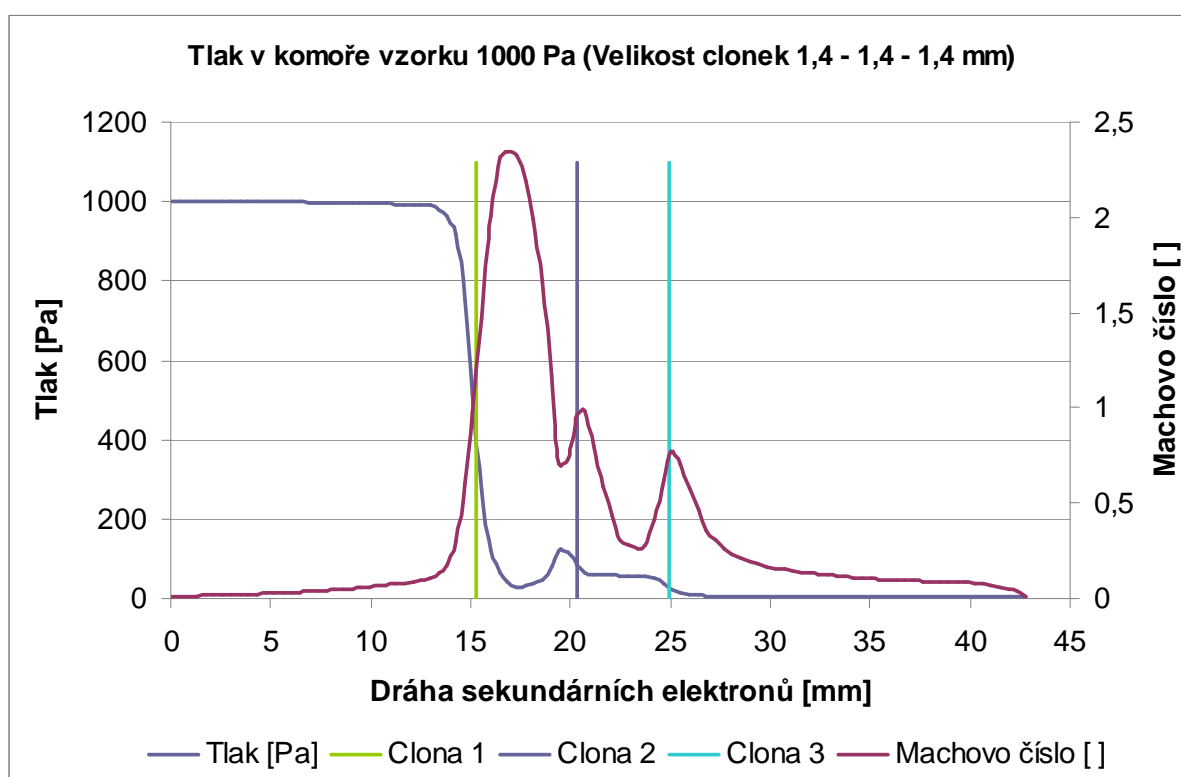
Obr. 7.11: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,0 - 1,4 - 1,4 mm).



Obr. 7.12: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,0 - 1,4 - 1,4 mm) (za použití turbomolekulární vývěvy).

7.5.3 Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,4-1,4-1,4 mm)

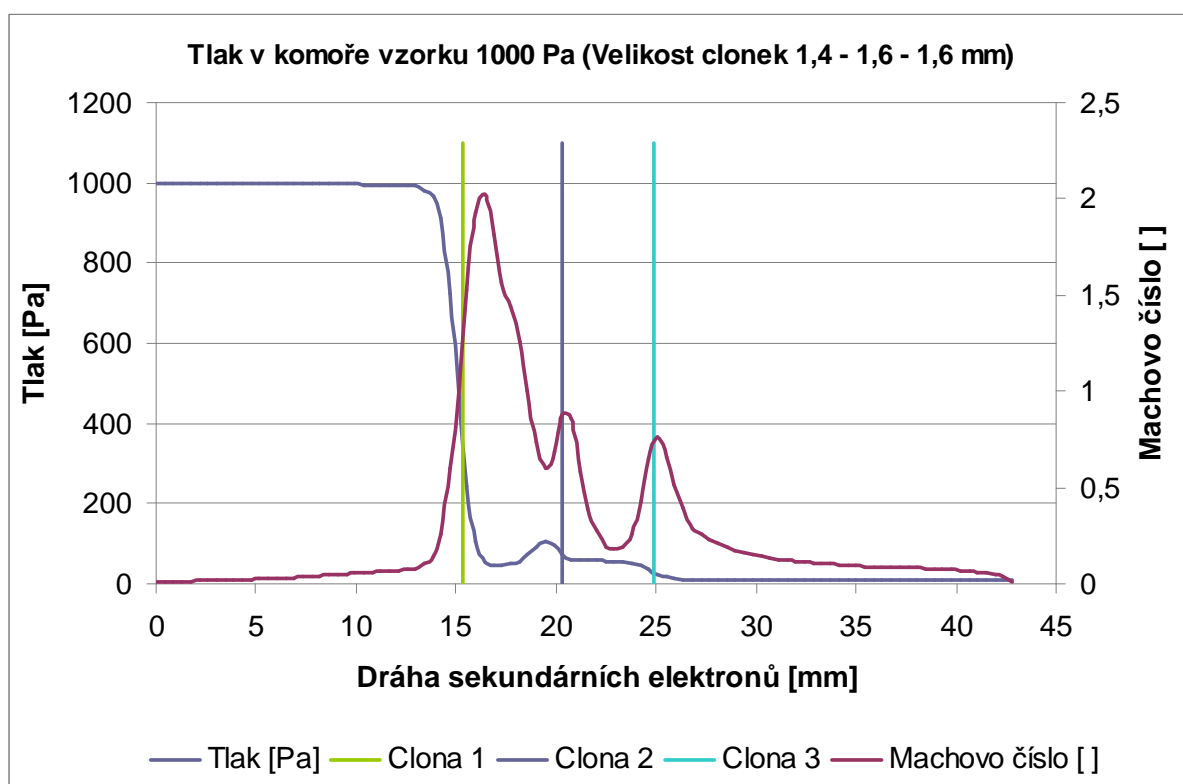
Nahrazením rotační vývěvy výkonem turbomolekulární vývěvy v komoře mezi clonkami C1 a C2 se docílilo výrazného poklesu tlaku v komoře scintilátoru, viz obr. 7.9. Tato skutečnost dovolila další experimentování s průměry jednotlivých clonek, kdy byly postupně všechny zvětšeny na 1,4 mm. Při této variantě bylo dosaženo tlaku u scintilátoru menšího než 8 Pa, což dávalo možnost dalšímu zvětšení clonek. Průběhy rozložení tlaků a Machova čísla pro tuto variantu jsou patry z obr. 7.13. Nutno podotknout, že od této varianty byla již vždy použita turbomolekulární vývěva, pouze na čerpání komory mezi clonkami C2 a C3 byla stále použita rotační vývěva.



Obr. 7.13: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,4 - 1,4 - 1,4 mm).

7.5.4 Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,4-1,6-1,6 mm)

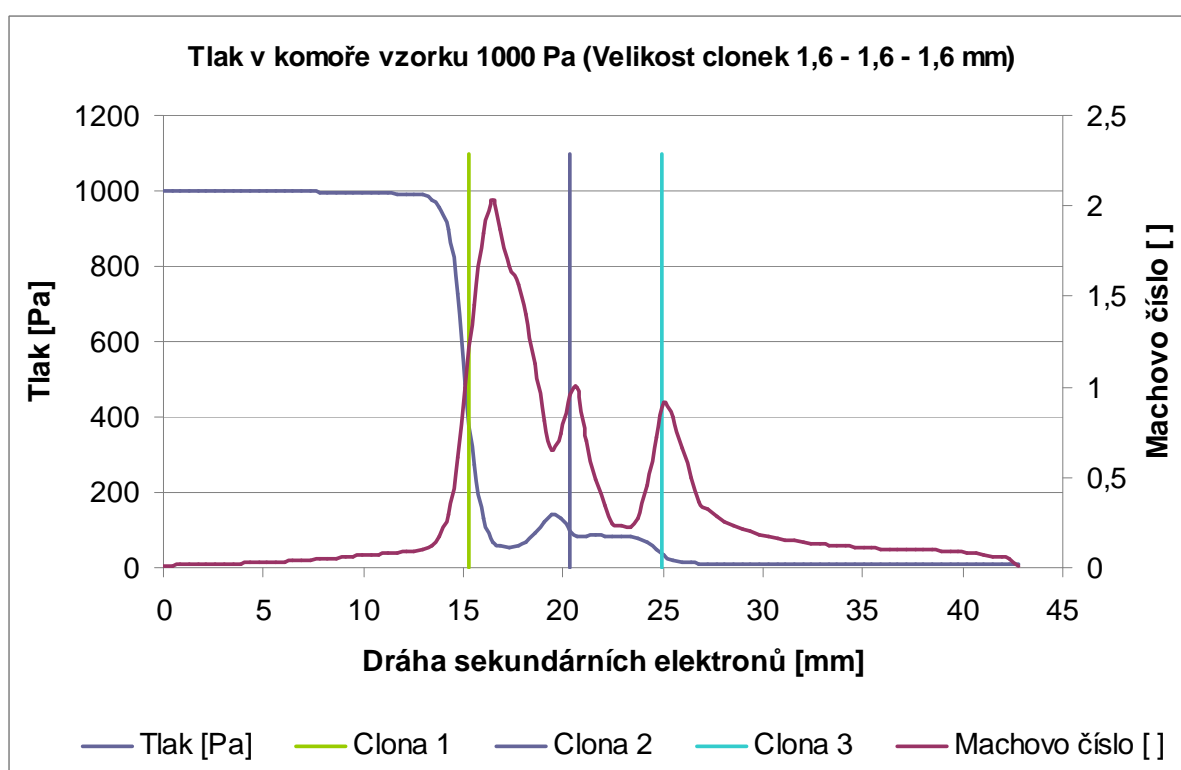
Jak bylo popsáno, analýzou bylo zjištěno, že na rozložení tlaků má rozhodující vliv právě průměr první clonky, která by měla být menší než clonky bližší komoře scintilátoru. Proto byla zvolena varianta, kdy první clonka zůstala shodná s předchozí variantou a zbylé dvě clonky ještě více zvětšeny až na 1,6 mm. Tato kombinace průměrů clonek se později ukázala jako nejvhodnější, neboť bylo dosaženo tlaku přibližně 8 Pa v komoře scintilátoru a přitom byly jednotlivé clonky zvětšeny více než dvojnásobně. Na obr. 7.14 je zobrazen průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro tyto zvolené velikosti clonek.



Obr. 7.14: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,4 - 1,6 - 1,6 mm).

7.5.5 Upravená varianta tříclonkového detektoru (\varnothing 1,6-1,6-1,6 mm)

Jako poslední byla analyzována varianta se všemi shodnými clonkami o největším zvoleném průměru 1,6 mm. Mezi clonkami C1 a C2 byl tedy nastaven výkon turbomolekulární vývěvy, avšak v tomto případě už docházelo k nárůstu tlaku u scintilátoru nad hodnotu 10 Pa, jak je patrné z obr. 7.9. Jelikož se předpokládalo, že další zvětšování clonek už nebude efektivní, byla zvolena jako neoptimálnější předchozí varianta. Na obr. 7.15 je zobrazen průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro tyto zvolené velikosti clonek.



Obr. 7.15: Průběh Machova čísla a tlaku v komoře detektoru pro velikosti clonek (1,6 - 1,6 - 1,6 mm).

8 Závěr

Cílem této diplomové práce bylo provést analýzu rozložení tlaků v detektoru sekundárních elektronů ve variantě se třemi clonkami. Nejdříve byly v úvodu popsány základní principy a důvody vzniku elektronové mikroskopie, podmínky pro jejich správnou funkci a rozdělení jednotlivých typů elektronových mikroskopů. Dále byly stručně popsány fyzikální popisy proudění tekutin, jejich matematické modely a použitý simulační software. Analýza byla provedena v programu SolidWorks za pomoci rozšiřujícího modulu Cosmos FloSimulation. V závěru práce jsou pak shrnuty dosažené výsledky analýzy včetně grafických znázornění rozložení tlaků, rychlostí a směrů proudění plynů.

Aplikací třetí clonky v detektoru došlo k vytvoření samostatně čerpané komory, která byla odčerpávána rotační vývěvou. Ve srovnání s původním detektorem, ve kterém byly použity dvě clonky o průměru 0,6 mm, byly nyní použity clonky tři s dvakrát větším průměrem, tedy 1,2 mm, avšak jejich šířka zůstala stejná. Správnost analýzy potvrzuje dosažení rychlosti 1 Mach na první clonce. Za touto clonkou dochází ke kritickému proudění, kdy se zvětšuje rychlost, avšak i za přítomnosti většího tlaku zůstává objem stejný.

Z grafických výstupů analýzy je zřejmé, jak se mění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v jednotlivých částech detektoru a na rozhraní clonek v závislosti na vstupním tlaku. V některých případech bylo nutné volit menší měřítko než byl maximální nastavený vstupní tlak, aby bylo znázorněno detailní rozložení tlaků. Zobrazeny jsou také vektory proudění plynů, z nichž je patrný směr proudění. Z analýzy však vyplývá, že pro tlaky vyšší než 800 Pa v komoře detektoru je použitelnost této varianty za hranicí možností, neboť při takových tlacích není splněna podmínka nižšího tlaku než 8 Pa v komoře u scintilátoru a mohlo by tak docházet k výbojům.

Z prvotní analýzy se tedy ukázalo, že rozhodující vliv na rozložení tlaků v komoře scintilátoru má první clonka nejbližší komoře vzorku. Proto byly následně provedeny další experimentální analýzy, kdy byly clonky zvětšeny, avšak první clonka byla zmenšena. Při takových variantách již nepostačoval výkon rotační vývěvy mezi prvními clonkami, a proto byla použita vývěva turbomolekulární. Pro tyto varianty byly také zobrazeny jednotlivé průběhy rozložení tlaků a rychlosti proudění. Jako neoptimálnější byla zvolena varianta s velikostmi clonek v následujícím pořadí: 1,4; 1,6 a 1,6 mm (směr od komory vzorku směrem ke komoře scintilátoru). Tato varianta představovala optimální kompromis mezi zvětšením clonek na dvojnásobek proti variantě detektoru se dvěma clonkami při dodržení podmínky maximálního tlaku 8 Pa v komoře scintilátoru. Jak bylo popsáno, původním záměrem bylo vytvoření vhodnějšího rozložení tlaků v komoře scintilátoru. Toho bylo u této varianty dosaženo za podmínky menší první clonky ve srovnání s clonkami bližšími komoře scintilátoru, navíc však za použití turbomolekulární vývěvy mezi první a druhou clonkou.

Závěrem této analýzy je možné říci, že pokud by měla být skutečně aplikována třetí clonka, je nutné použití první clonky menšího průměru a vhodné kombinace větších průměrů zbylých clonek. V místech, kde u dvouclonkové varianty postačuje rotační vývěva, je nutné použití turbomolekulární vývěvy. Vzhledem k rychlosti proudění, které je při použití tří clonek menší než u varianty se dvěma clonkami, konstrukčním změnám a nutnosti použití silnější turbomolekulární vývěvy, však zůstává použití třetí clonky stále diskutabilní.

Dalším námětem pro vytvoření optimálních podmínek na dráze sekundárních elektronů v komoře detektoru by bylo vhodné posoudit tvary jednotlivých clonek, které mají také vliv na parametry proudění plynů v detektoru. Podle dosažených výsledků jednotlivých analýz by pak byla zvolena nejvhodnější varianta, která by byla efektivním řešením jak z hlediska náročnosti konstrukce, tak z hlediska ekonomického, neboť provedené simulace šetří při vývoji mnoho finančních prostředků a také času.

Seznam použitých veličin a zkratek

c	[m.s ⁻¹]	Rychlost zvuku
d	[m]	Průměr potrubí
e	[J]	Vnitřní energie
i_j	[-]	Indexy u veličin udávající sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace)
k	[J]	Kinetická energie
l	[m]	Délka
M	[-]	Machovo číslo
p	[Pa]	Statický tlak
Q_H	[J.m ⁻³]	Přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu
q_i	[m ² K]	Tok tepla difusí
R	[-]	Všeobecná plynová konstanta
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
T	[K]	Teplota plynu
T_t	[s]	Časová míra přenosu turbulentních vírů
u	[m.s ⁻¹]	Rychlost
v	[m.s ⁻¹]	Rychlost tekutiny
v_s	[m.s ⁻¹]	Střední rychlost v potrubí
K	[-]	Poissonova konstanta
μ_t	[Pa.s]	Turbulentní viskozita
ρ	[kg.m ⁻³]	Hustota plynu

CAD	Computer Aided Design = počítačová podpora návrhu.
CAE	Computer Aided Engineering = počítačová podpora inženýrských prací.
EREM	Environmentální Rastrovací Elektronový Mikroskop.
SEM	Scanning Electron Microscope = Rastrovací Elektronový Mikroskop (REM).
TEM	Transmission Electron Microscope = Prozařovací Elektronový Mikroskop.
SE	Secondary electrons = Sekundární elektrony

Seznam použité literatury

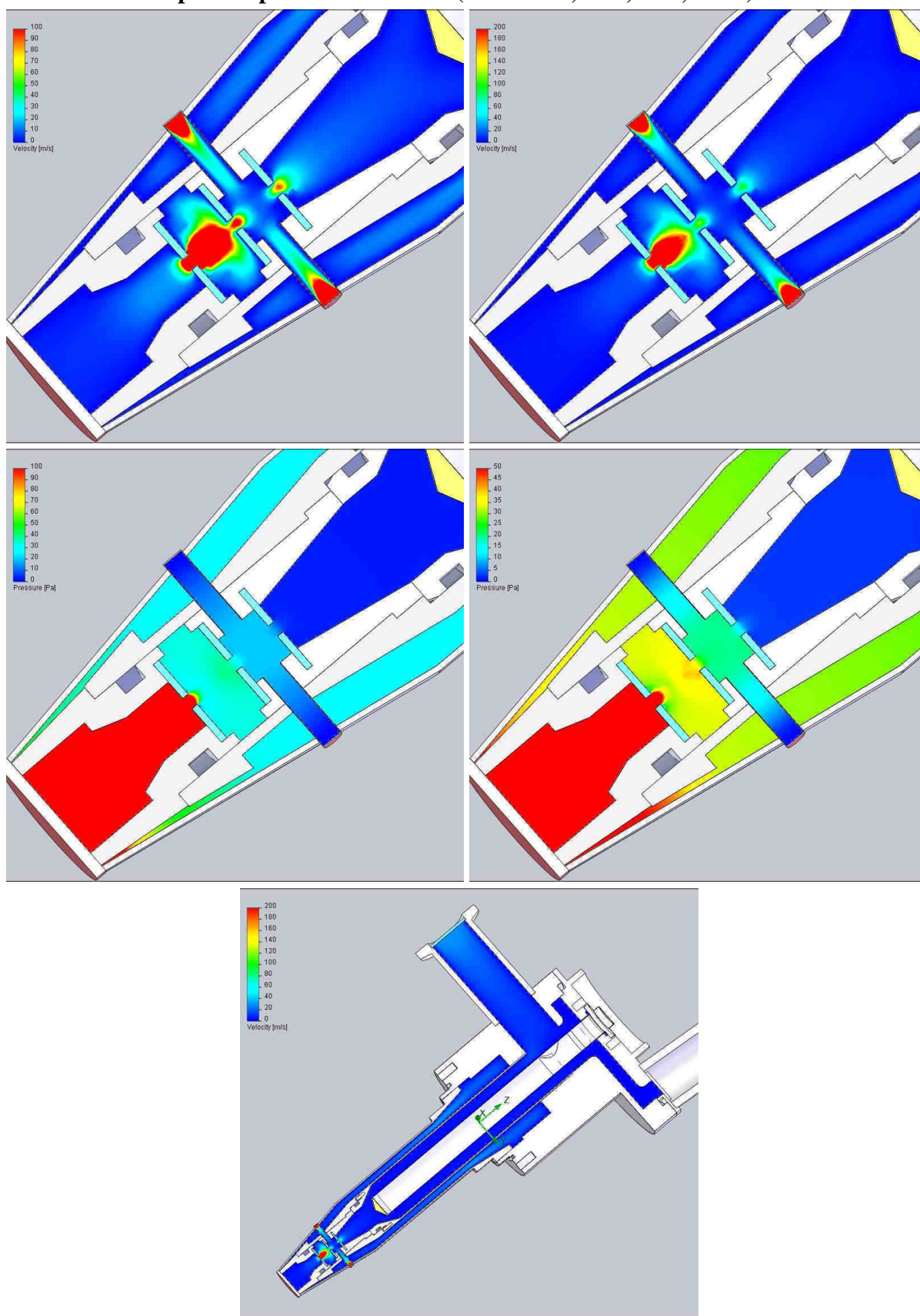
- [1] MAXA, J. *Analýza proudění plynů v zařízeních elektronového mikroskopu*. Vysoké učení technické v Brně, 2008. 182 stran.
- [2] NEDĚLA, V., MAXA, J. *Environmental Scanning Electron Microscope Aquasem II – the Design and Applications*. In Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instruments. Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, 10th Seminar. Brno: Institute of Scientific Instruments of AS CR, 2006, s. 55 - 56, ISBN 80-239-6285-X
- [3] NEDĚLA V.: *Detekce signálu scintilačním detektorem v EREM*, Diplomová práce, VUT FEKT UETE : Brno, 2001.
- [4] NEDĚLA V., MAXA J.: *Hydratační systém pro environmentální rastrovací elektronové mikroskopy*, Fine mechanics and optics (11-12) (2006) 329-331.
- [5] NEDĚLA V., AUTRATA R.: *Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie*, Československý časopis pro fyziku, (3) (2005) 251.
- [6] KOZUBKOVÁ, M., DRÁBKOVÁ, S.: *Numerické modelování proudění*. VŠB-TU : Ostrava, 2003.
- [7] MAXA, J. *Využití proudění plynů v otvorech malých dimenzí v technických zařízeních*. Vysoké učení technické v Brně, 2009. 23 stran
- [8] NEDĚLA V.: *Detekce signálu scintilačním detektorem v EREM*, Diplomová práce, VUT FEKT UETE : Brno, 2001.
- [9] MAXA, J., NEDĚLA, V., *Využití Cosmos FloSimulation ve výuce při návrhu diferenciálně čerpané komory*. Trendy ve vzdělávání, 2008, Votobia, Olomouc, s.172-179. ISBN 978-80-7220-311-6
- [10] Elektronová mikroskopie - fyzikální podstata a principy elektronové mikroskopie [online]. 2007, [cit.2009-04-25]. Dostupné z: < <http://home.pf.jcu.cz/~bilyto00/bak/> >.
- [11] MAXA, J.: *Třírozměrné modelování a simulace*. VUT FEKT Brno: 2006
- [12] VYROUBAL, P.: *Srovnání vlivu tvaru konvergentní a Lavalovy dýzy v clonkách detektoru na výsledný tlak na dráze sekundárních elektronů pomocí systému CAE*. Vysoké učení technické v Brně, 2011. 104 stran.

- [13] ABRAMOVIČ, G. N.: *Aplikovaná dynamika plynů*. Technicko vědecké vydavatelství: Praha, 1952.
- [14] SRÁŽKY MOLEKUL, STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA [cit. 2010-03-21]. Dostupné z WWW: < http://web.natur.cuni.cz/~zuskova/ktp_2_so.pdf >
- [15] Dejč M.E.: *Technická dynamika plynů*. 1967, SNTL Praha
- [16] HEJZLAR, R.: *Mechanika tekutin*. ČVUT : Praha, 2001.
- [17] FERZIGER, J. H. – PERIĆ, M., 1997. *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Berlin: Springer Verlag. 364 s., ISBN 3540594345.
- [18] <http://www.paru.cas.cz/lem/book/Podkap/2.3.html#zpet1>
- [19] Cosmos FloSimulation Tutorial.
- [20] <http://www.solidvision.cz/solidworks>

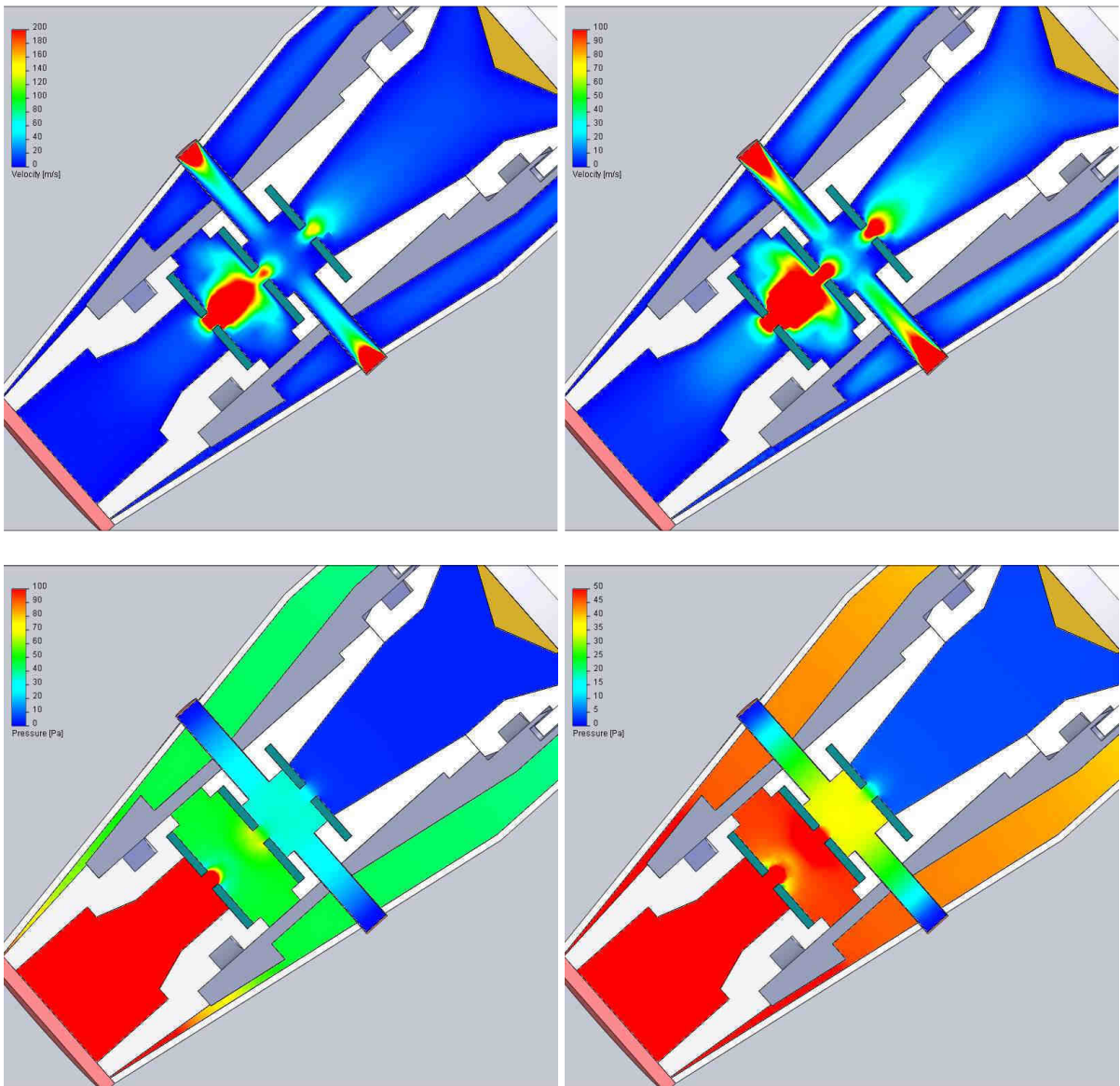
Přílohy

Příloha A: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 200 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).....	70
Příloha B: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 400 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).....	71
Příloha C: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 600 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).....	72
Příloha D: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 800 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).....	73
Příloha E: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).....	74
Příloha F: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).....	75
Příloha G: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,4 – 1,0 – 1,0 mm).....	76
Příloha H: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm).....	77
Příloha I: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm) za použití turbomolekulární vývěvy.....	78
Příloha J: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,4 – 1,4 – 1,4 mm).....	79
Příloha K: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,4 – 1,6 – 1,6 mm).....	80
Příloha L: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,6 – 1,6 – 1,6 mm).....	81
Příloha M: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,4 – 1,0 – 1,0 mm).....	82
Příloha N: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm).....	82
Příloha O: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm) při použití turbomolekulární vývěvy.....	83
Příloha P: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,4 – 1,4 – 1,4 mm).....	83
Příloha Q: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,4 – 1,6 – 1,6 mm).....	84
Příloha R: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,6 – 1,6 – 1,6 mm).....	84
Příloha S: Obsah přiloženého CD.....	85

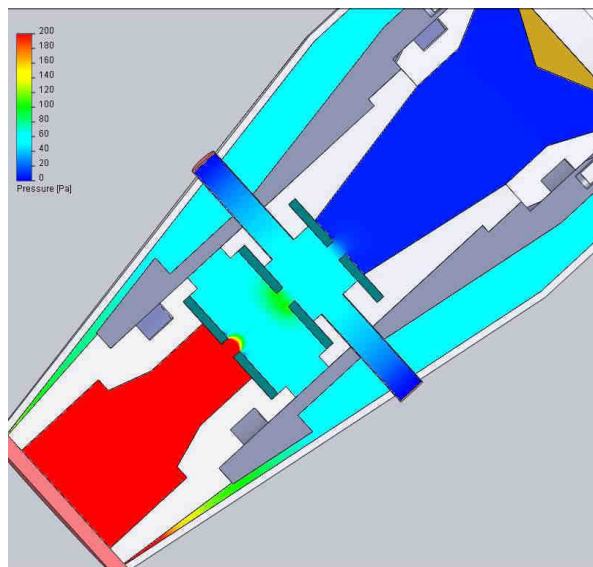
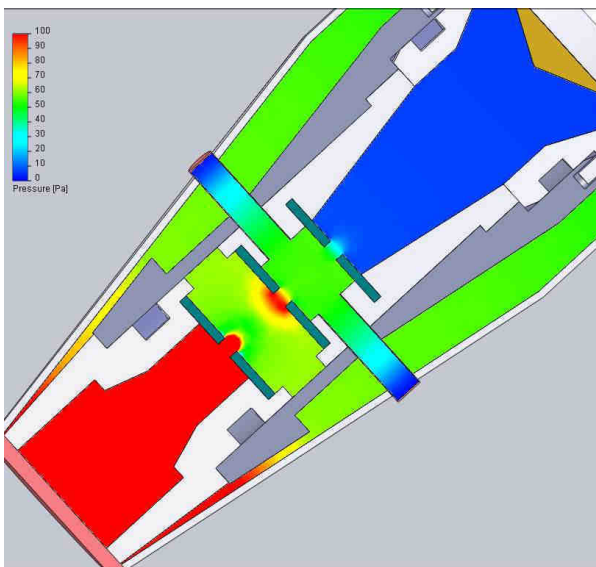
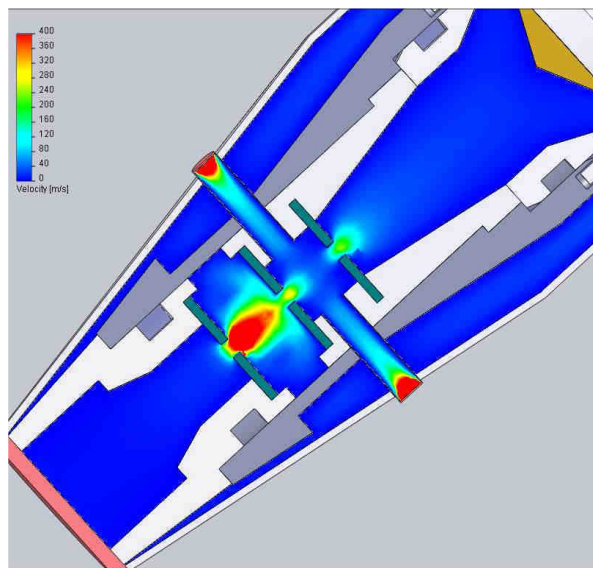
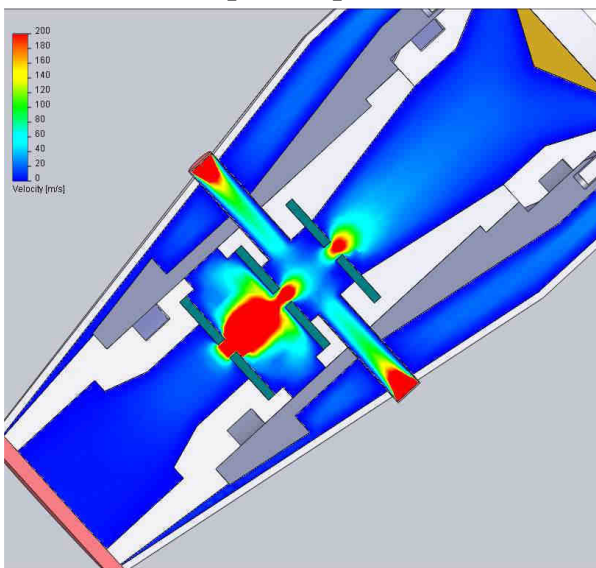
Příloha A: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 200 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).



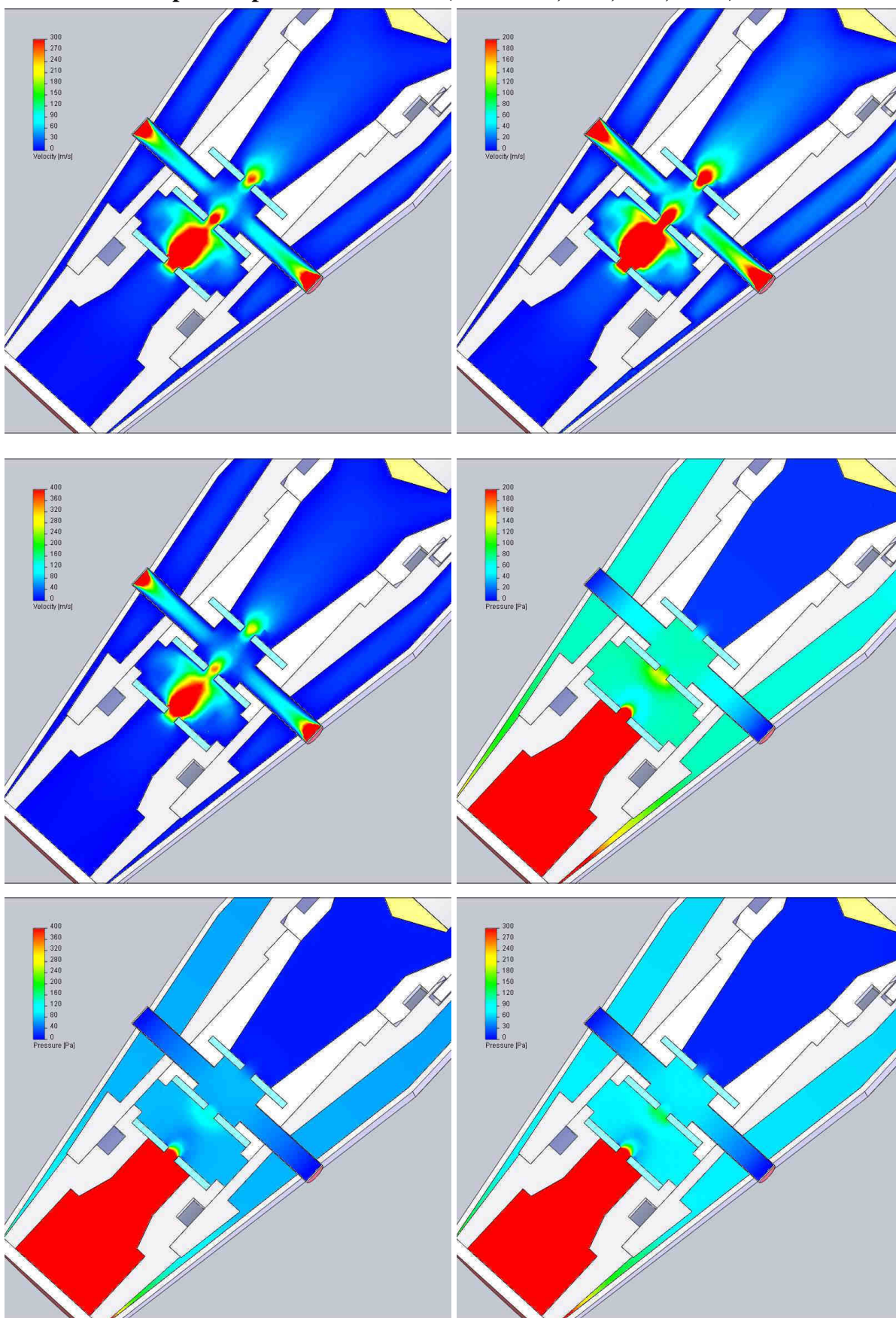
Příloha B: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 400 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).



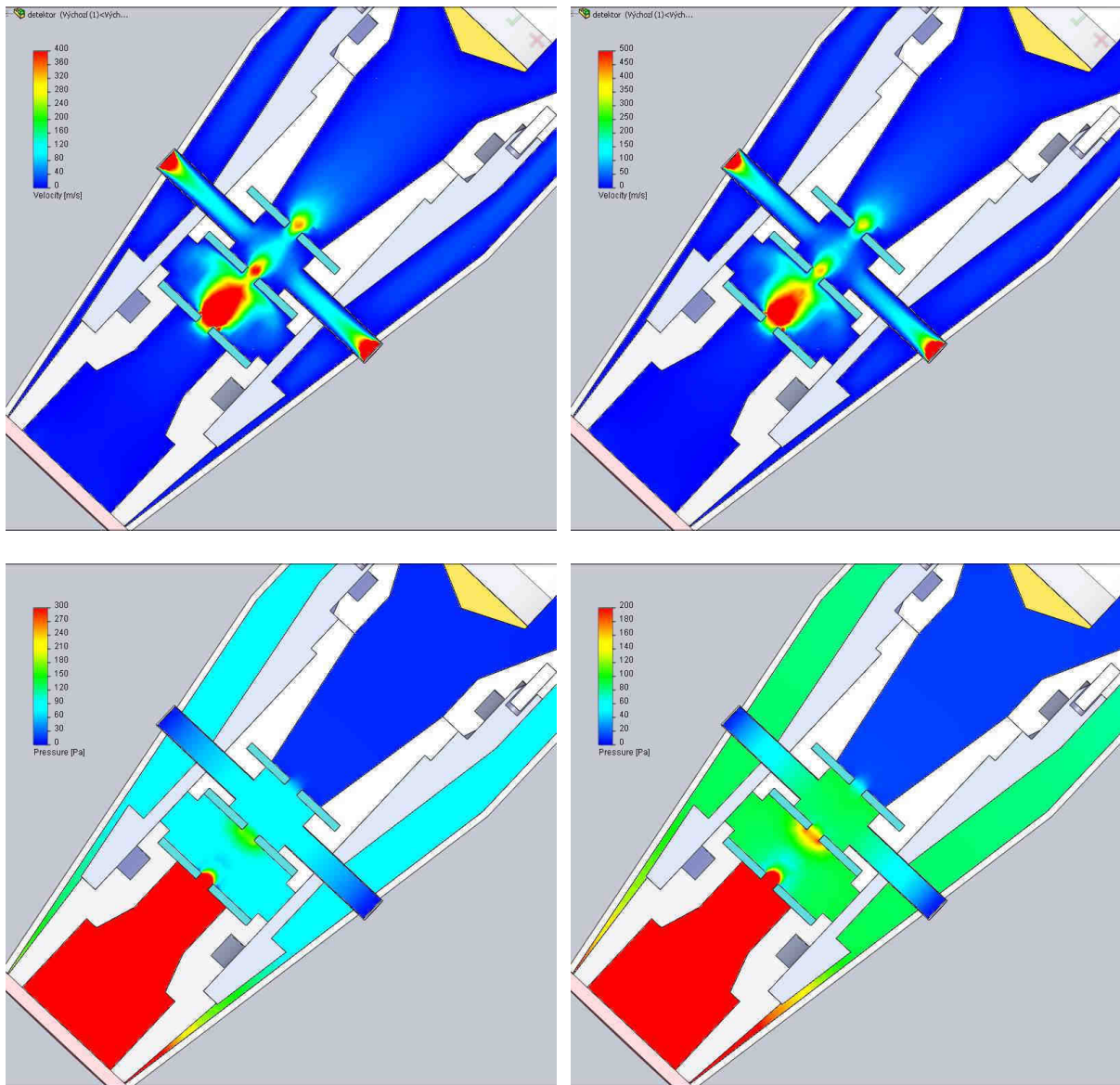
Příloha C: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 600 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).



Příloha D: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 800 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).



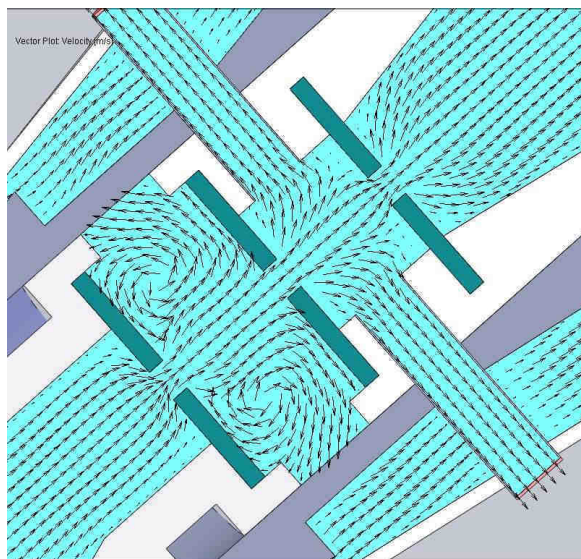
Příloha E: Grafické znázornění rychlosti proudění plynů a rozložení tlaků v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).



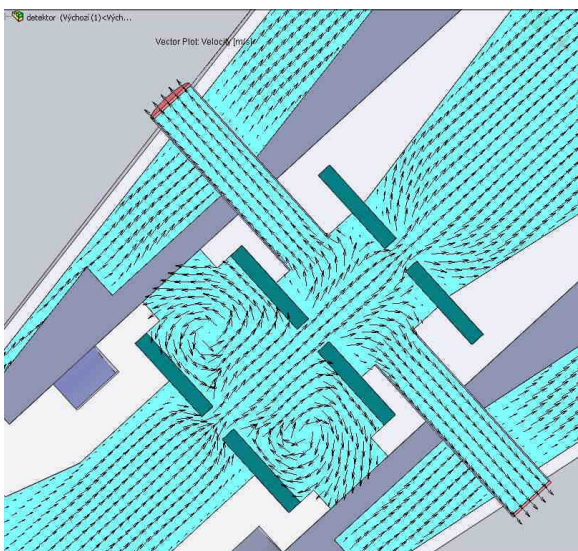
Příloha F: Grafické zobrazení vektorů proudění plynu (varianta 1,2 – 1,2 – 1,2 mm).



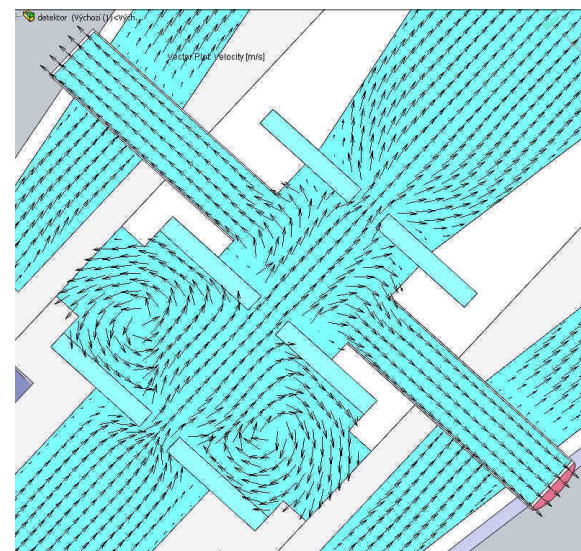
200 Pa



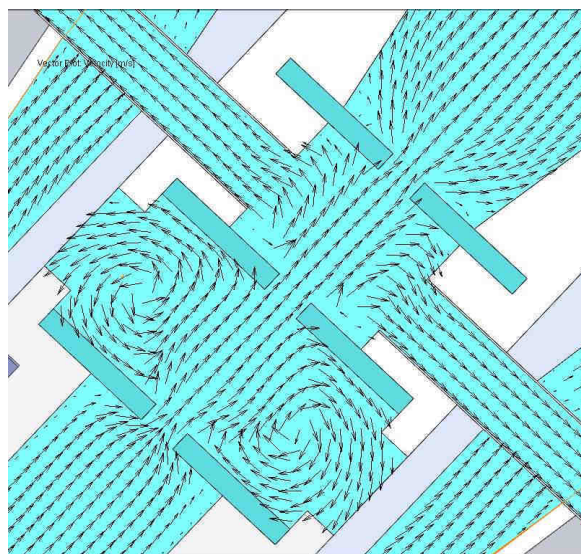
400 Pa



600 Pa

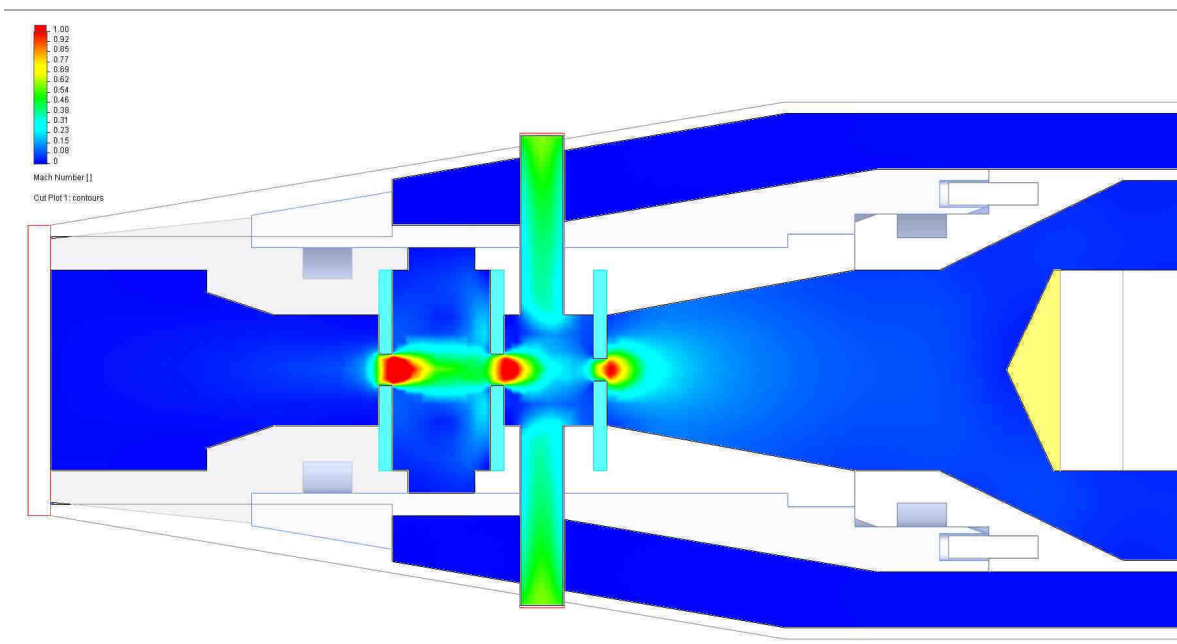
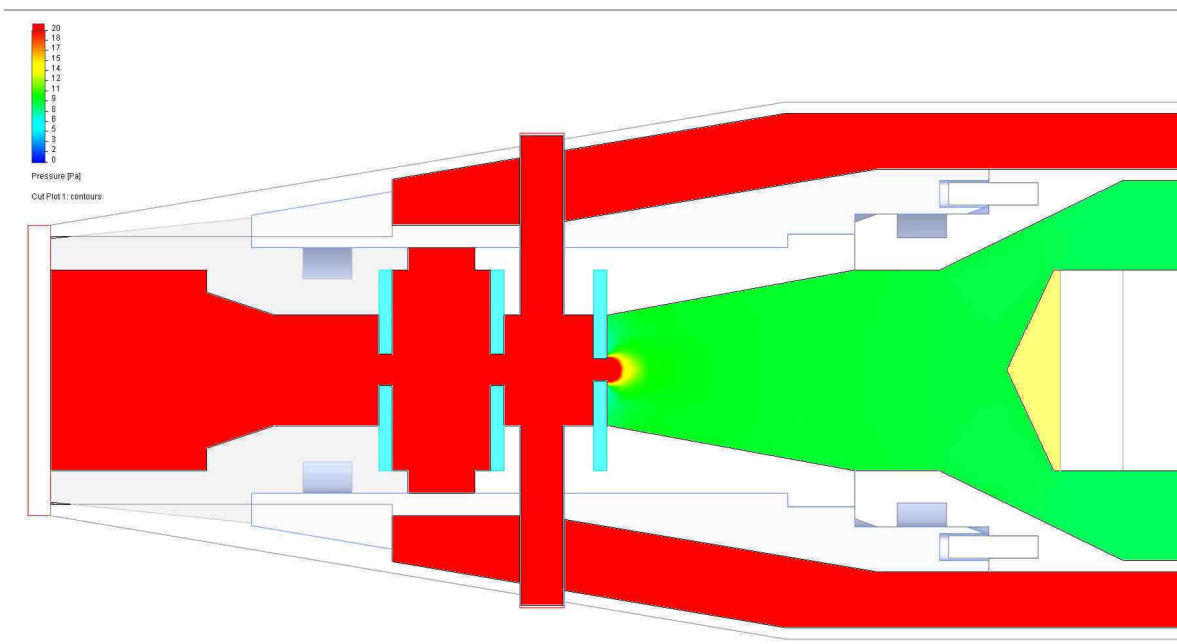


800 Pa

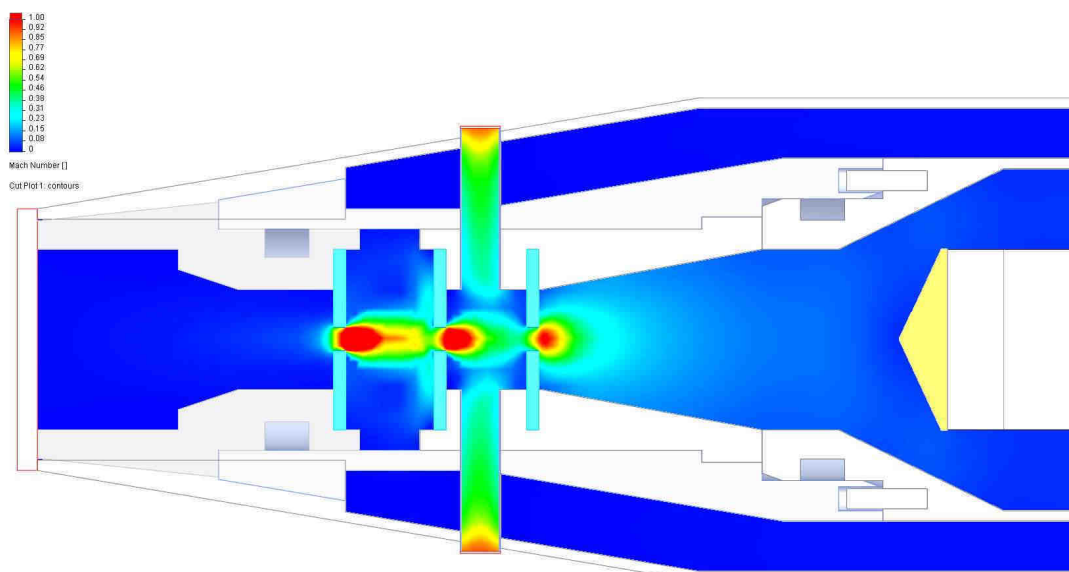
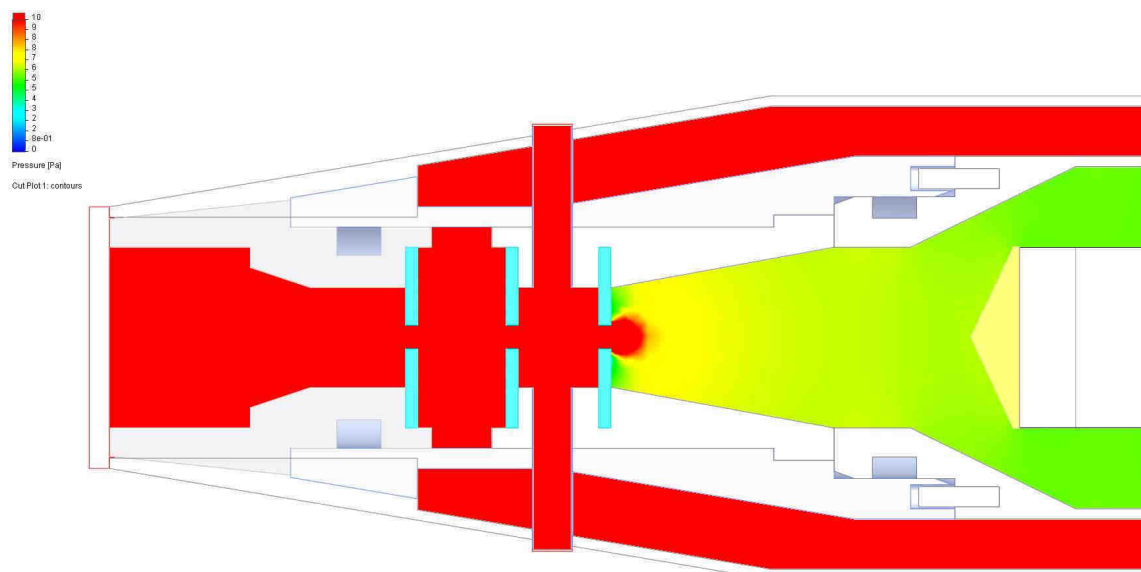


1000 Pa

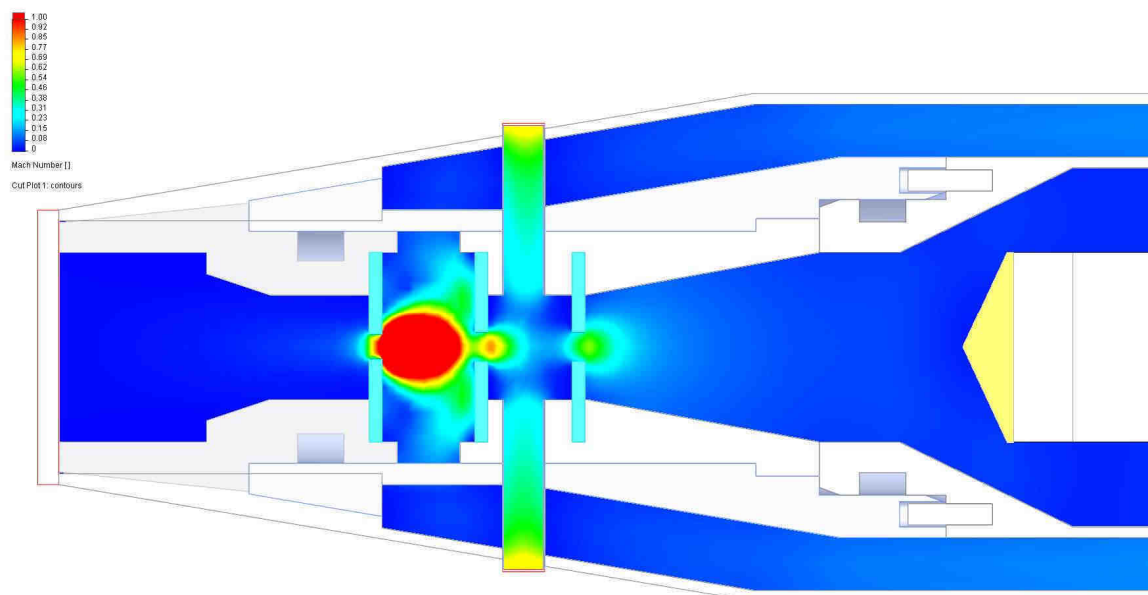
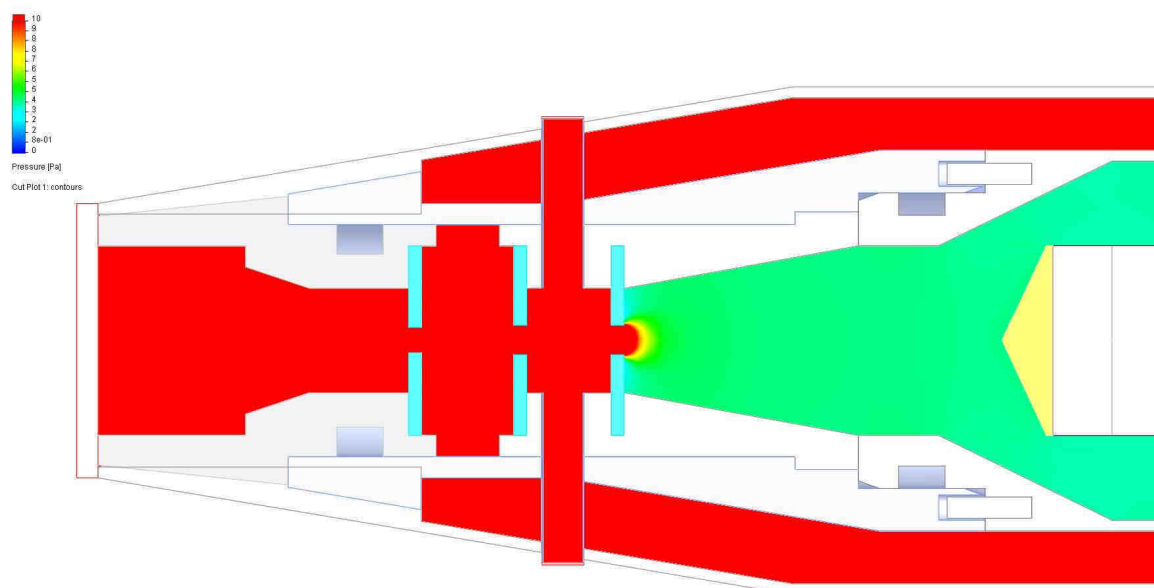
Příloha G: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,4 – 1,0 – 1,0 mm).



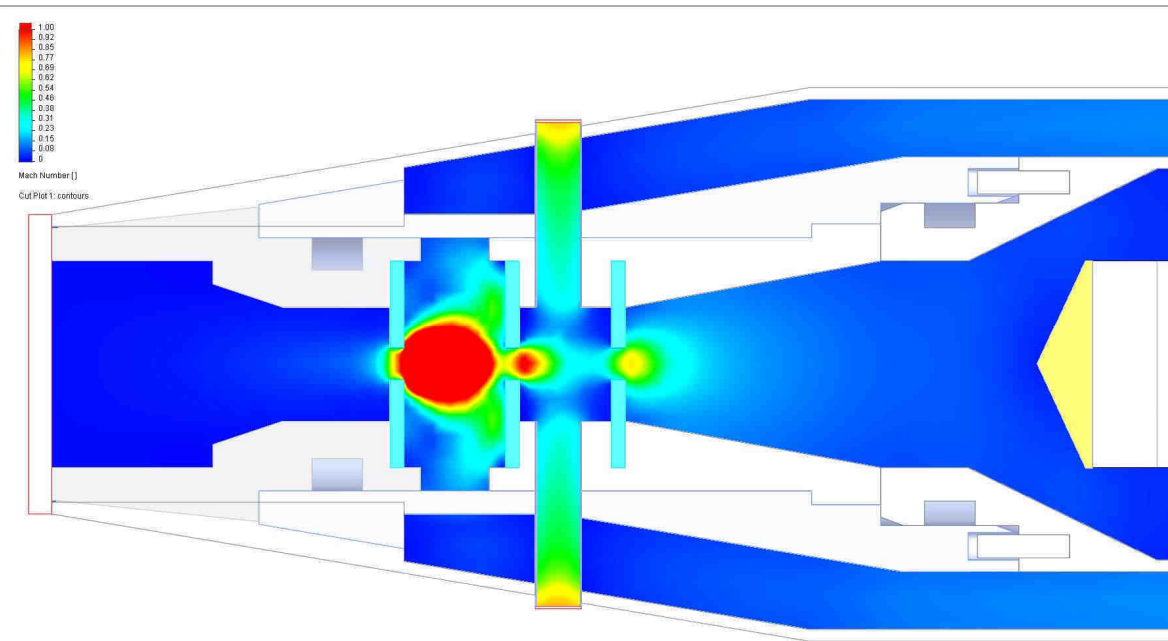
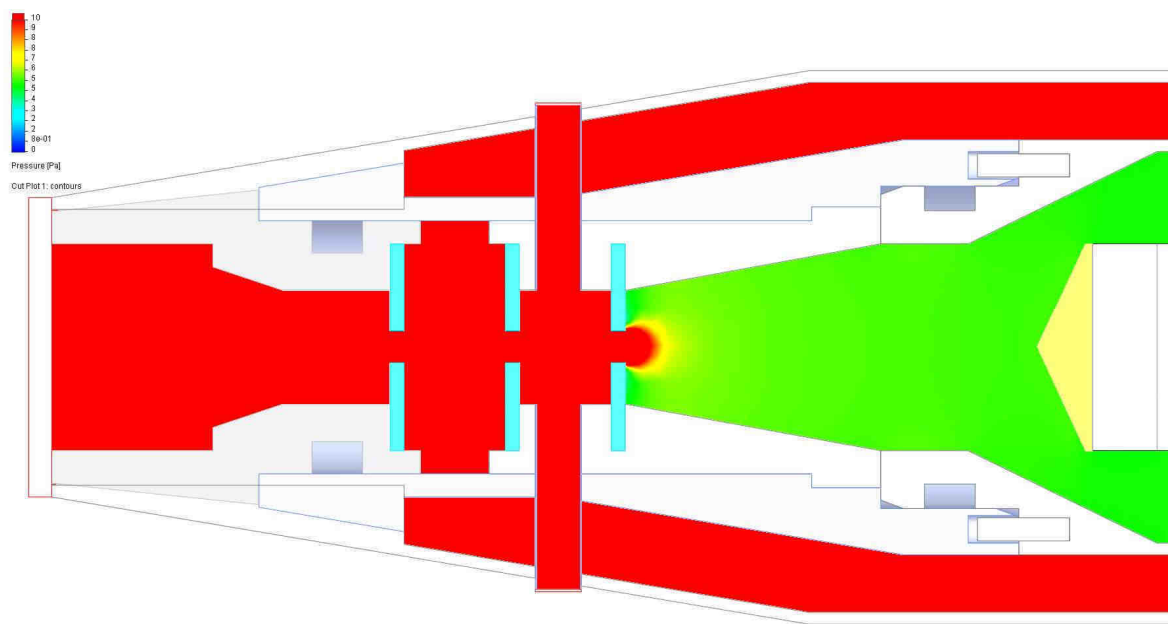
Příloha H: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm).



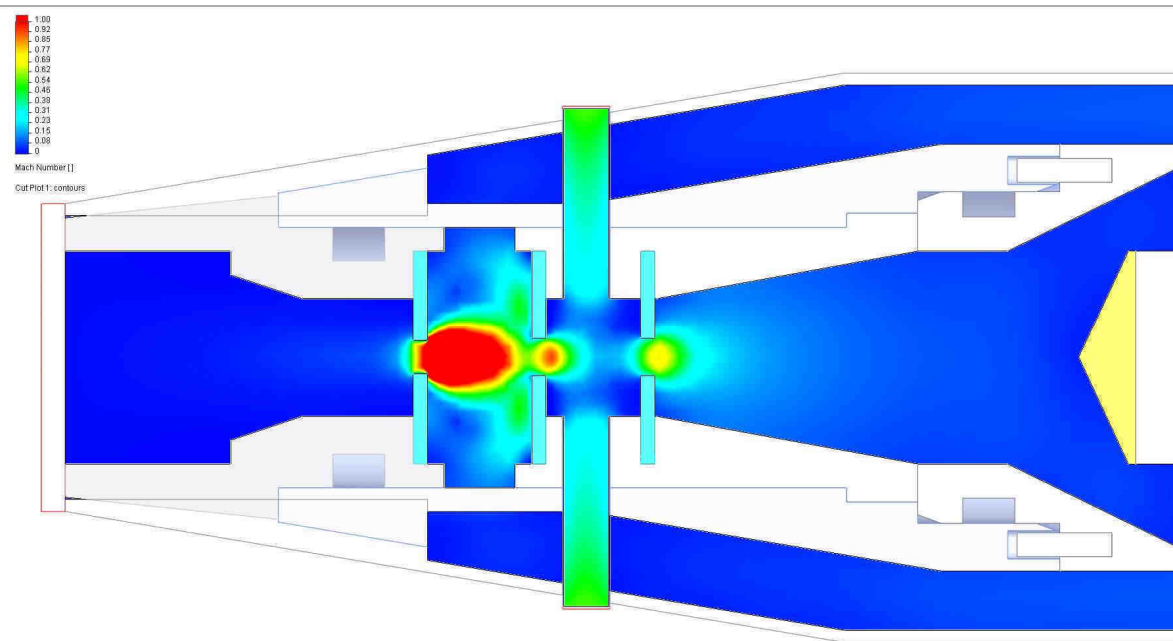
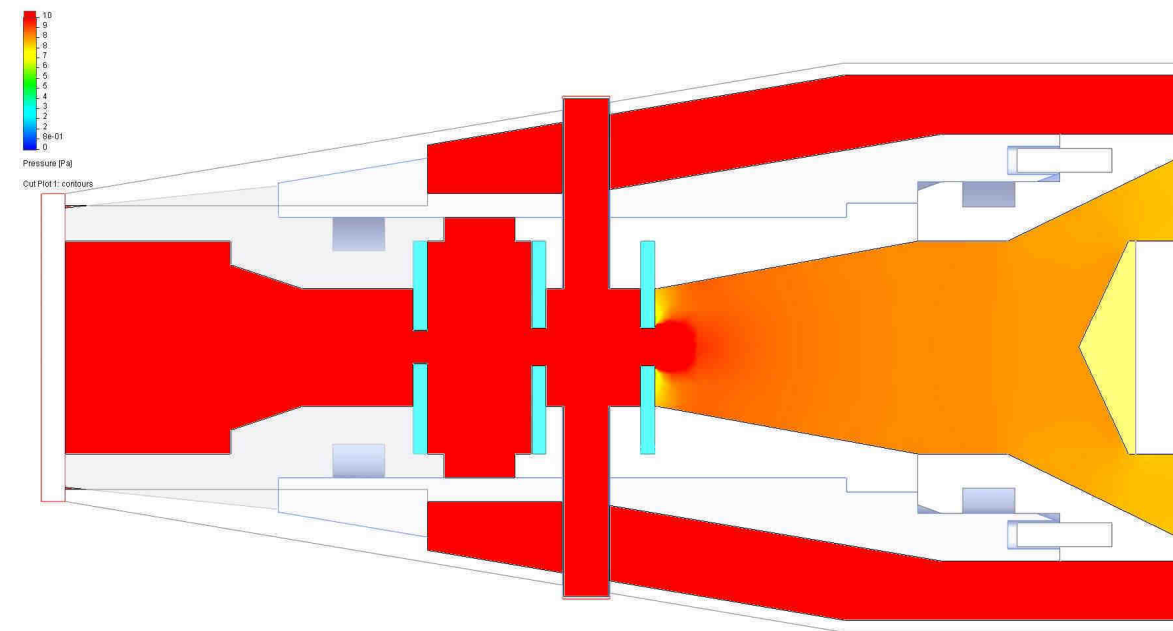
Příloha I: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm) za použití turbomolekulární vývěvy.



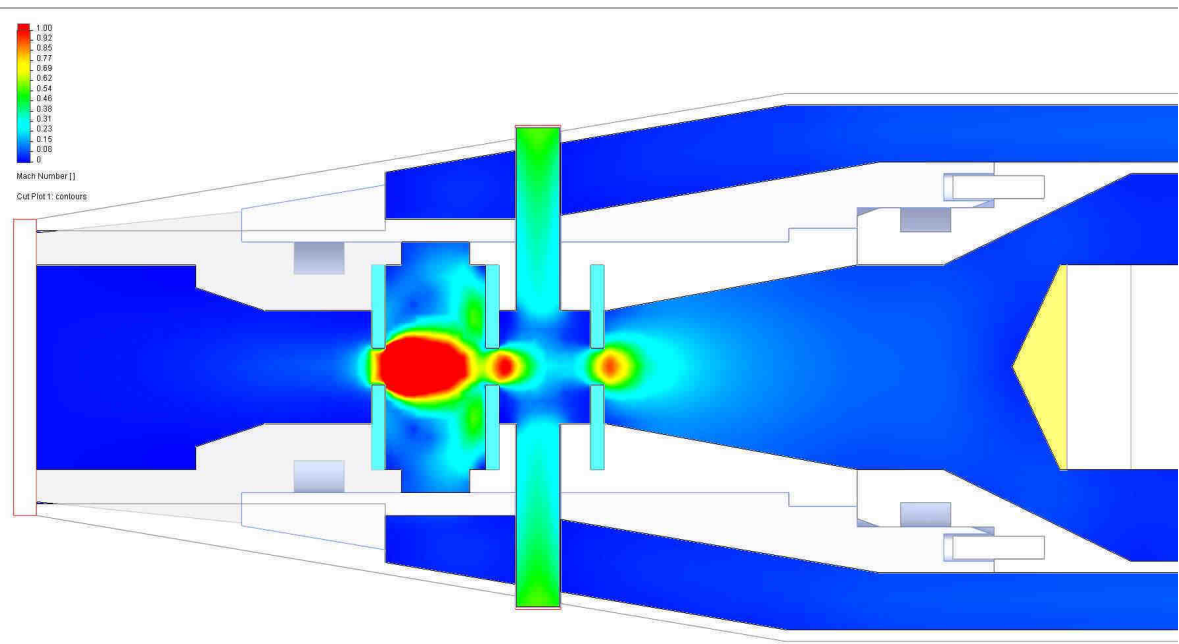
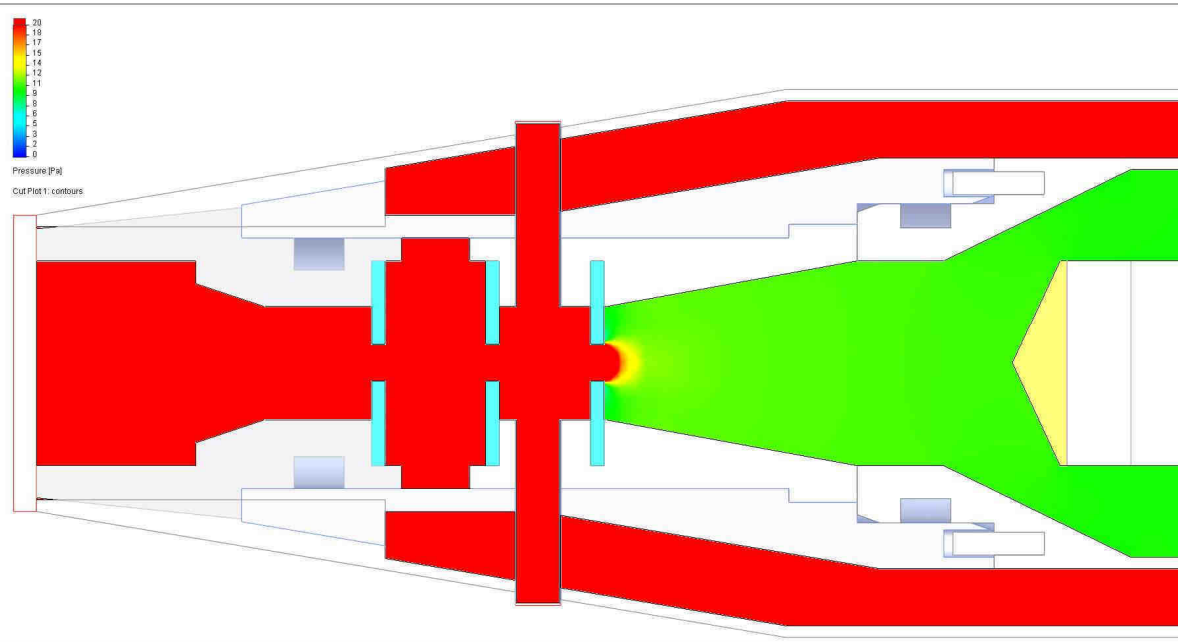
Příloha J: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,4 – 1,4 – 1,4 mm).



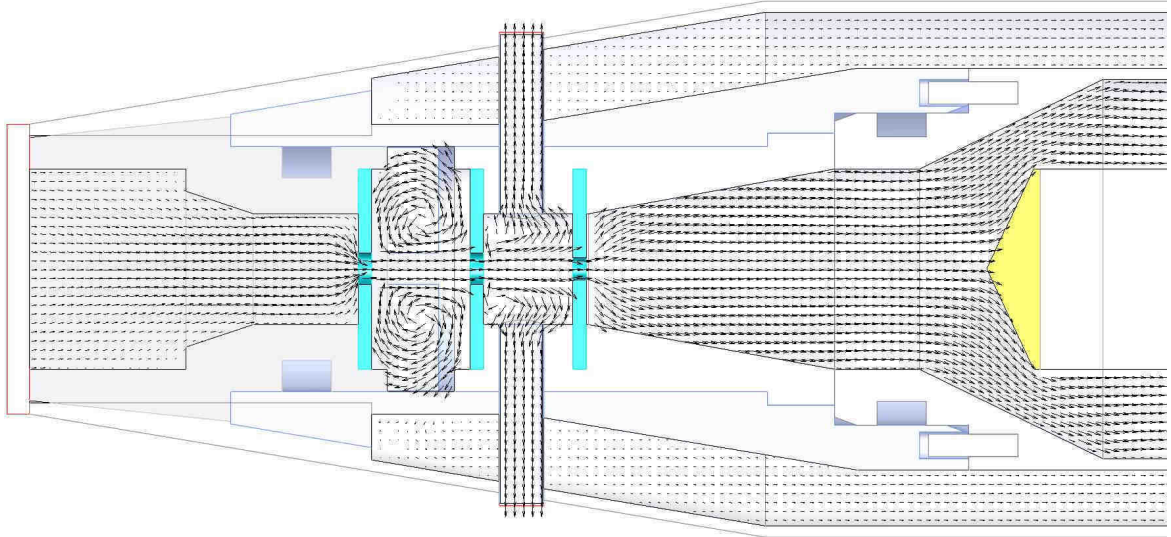
Příloha K: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,4 – 1,6 – 1,6 mm).



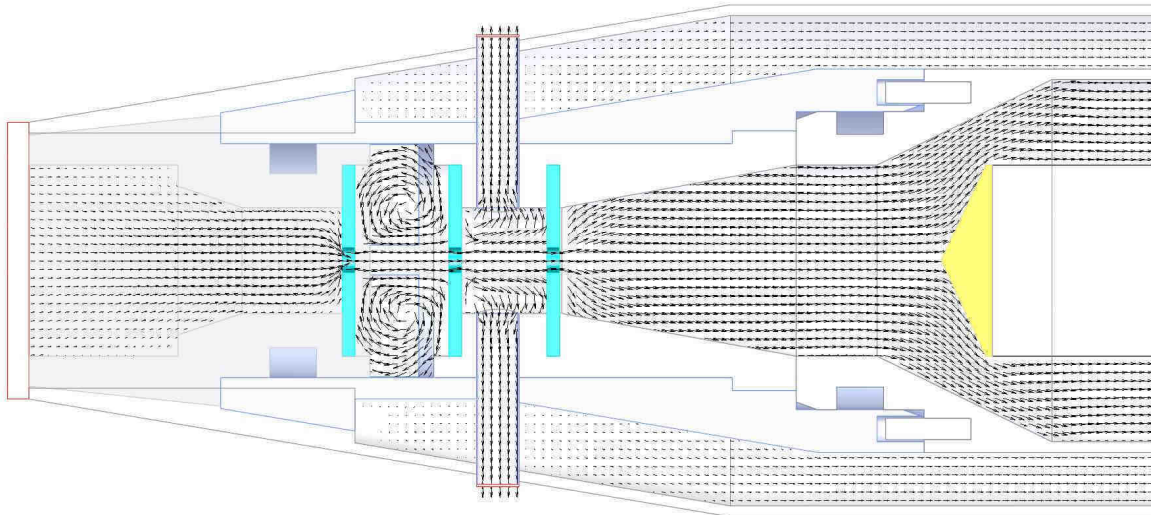
Příloha L: Grafické znázornění rozložení tlaků a rychlosti proudění plynů v detektoru při vstupním tlaku 1000 Pa (Varianta 1,6 – 1,6 – 1,6 mm).



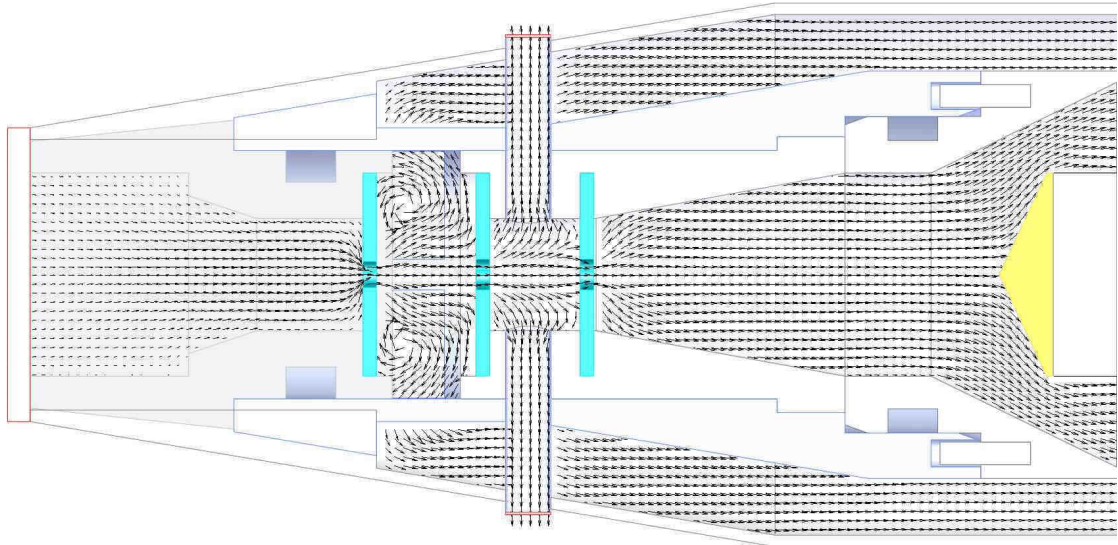
Příloha M: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,4 – 1,0 – 1,0 mm).



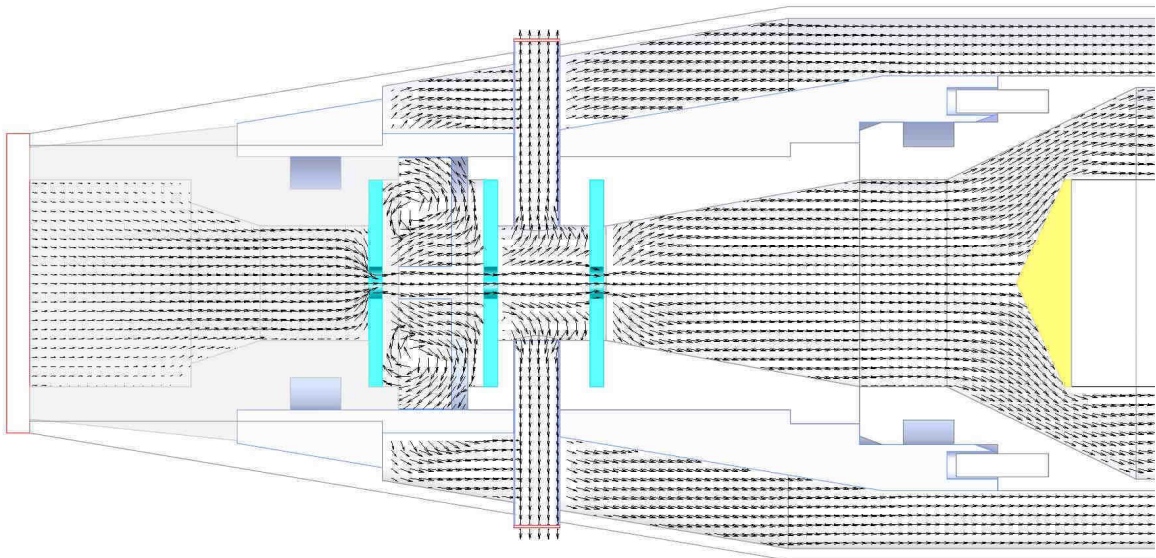
Příloha N: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm).



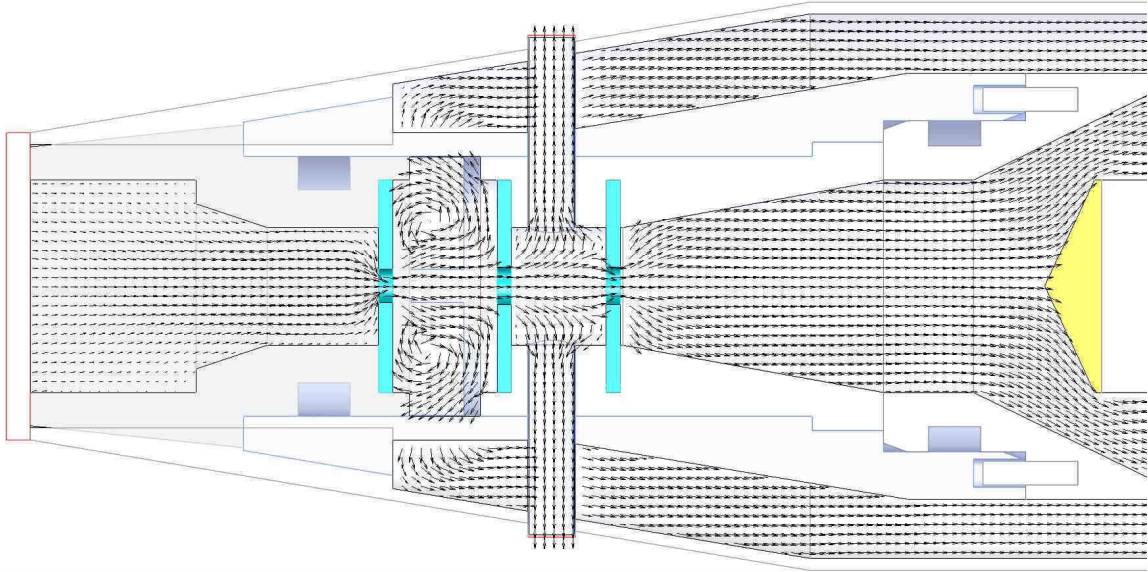
Příloha O: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,0 – 1,4 – 1,4 mm) při použití turbomolekulární vývěvy.



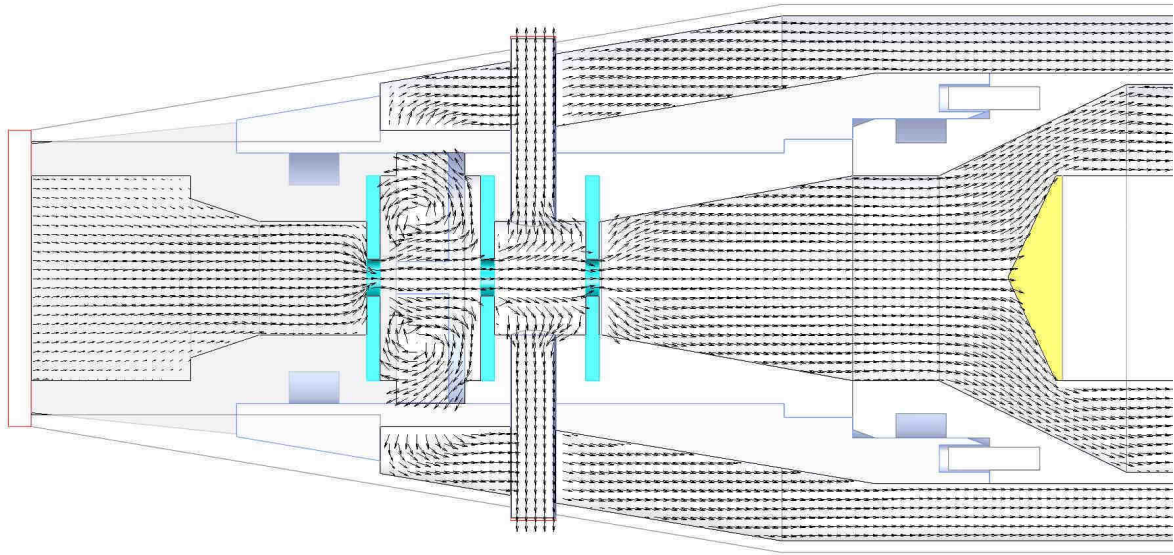
Příloha P: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,4 – 1,4 – 1,4 mm).



Příloha Q: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,4 – 1,6 – 1,6 mm).



Příloha R: Grafické zobrazení vektorů proudění plynů (varianta 1,6 – 1,6 – 1,6 mm).



Příloha S: Obsah přiloženého CD.

Na přiloženém médiu jsou (kromě elektronické verze práce) umístěny také zdrojové soubory, naměřená data a schémata. Tento seznam slouží pro snadnou orientaci v adresářích.

V adresáři **Diplomová práce_xtomas01** se nachází tyto složky:

Elektronická verze DP	obsahuje vlastní text diplomové práce včetně zdrojových souborů
Naměřená data	obsahuje naměřená data, grafy a tabulky (soubory MS Excel)
Obrázky	obsahuje obrázky použité v textu DP