



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 PROUDĚNÍ PLYNU V DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÉ KOMOŘE V ZÁVISLOSTI NA TVARU VSTUPNÍ TRYSKY

**ANALYSIS OF THE GAS FLOW IN THE PASSAGE OF THE PRIMARY ELECTRON BEAM
DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER DEPENDING ON THE SHAPE OF THE NOZZLE
INLET**

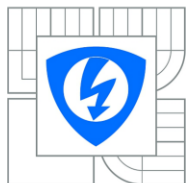
BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

DAVID HLADKÝ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. JIŘÍ MAXA, Ph.D.



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Mikroelektronika a technologie

Student: David Hladký

ID: 146828

Ročník: 3

Akademický rok: 2013/2014

NÁZEV TÉMATU:

Analyza proudění plynu v diferencíálně čerpané komoře v závislosti na tvaru vstupní trysky

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte problematiku enviromentální elektronové mikroskopie a teorie vakua. Seznamte se se systémem Ansys Fluent pro analýzu proudění tekutin a s metodou konečných objemů pro matematicko-fyzikální rozbor řešeného problému. Vytvořte 2D profil diferencíálně čerpané komory s deflektorem a proveďte, v systému Ansys Fluent, následnou analýzu vlivu změny úhlu vstupní trysky a tlaku v komoře vzorku na hodnoty tlaku a rychlosti proudění v oblasti průchodu primárního svazku elektronů. Vyberte optimální variantu a navrhnete vhodný způsob řešení.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího bakalářské práce.

Termín zadání: 10.2.2014

Termín odevzdání: 5.6.2014

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

Konzultanti bakalářské práce:

doc. Ing. Jiří Háze, Ph.D.

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

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

ABSTRAKT

U environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu je nutné oddělit komoru vzorku s tlakem až 2000 Pa od prostředí tubusu s tlakem 0.01 Pa diferenciálně čerpanou komorou. Tato diferenciálně čerpaná komora musí být konstruována tak, aby nejen dokázala dostatečně oddělit od sebe oblasti s velmi rozdílnými tlaky, ale také v dráze prolétávajících primárních elektronů musí být co nejnižší průměrná hodnota tlaku a hustoty, aby docházelo k co nejnižšímu rozptylu těchto elektronů vzniklým srážkami elektronů s molekulami vzduchu.

Byly vytvořeny osově symetrické 2D modely variant tvaru diferenciálně čerpané komory s různými úhly rozevření kužele, které byly analyzovány s cílem vybrat optimální variantu.

Pro analýzy byl použit systém Ansys Fluent využívající metodu konečných objemů pro analýzu proudění tekutin.

KLÍČOVÁ SLOVA

Ansys, Fluent, Metoda konečných objemů, Diferenciálně čerpaná komora, EREM

ABSTRACT

It is necessary to separate sample chamber with pressure up to 2000 Pa and the surroundings of tube with pressure 0.01 Pa with help of a differential pumped chamber at the environmental scanning electron microscope. This differential pumped chamber is to be designed so that it has to manage to separate sections with very different pressures sufficiently and in the trajectory of transiting (overflying) prime electrons the average value of pressure and density has to be as low as possible, so that it would occur the lowest diffusion of these electrons, which is caused by collisions of electrons and air molecules too.

It were created axisymmetric 2D models variant of Differentially pumped chamber with different opening angles of the cone, which were analyzed to choose the best variant.

The Ansys Fluent system using finite volume method for analysis of fluid flow was used for analysis.

KEYWORDS

Ansys, Fluent, Finite element method, Differentially pumped chamber, ESEM

HLADKÝ, D. *Analýza proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře v závislosti na tvaru vstupní trysky*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav elektrotechnologie, 2014. 59 s., bez příloh.
Bakalářská práce. Vedoucí práce: doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Analýza proudění plynu v diferenciallyně čerpané komoře v závislosti na tvaru vstupní trysky jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

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

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Obsah

ÚVOD	6
1 ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE	7
1.1 PROZAŘOVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (TEM).....	7
1.2 RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (REM).....	8
1.3 EREM.....	10
1.3.1 EREM typu AQUASEM.....	11
1.3.2 Vakuový systém mikroskopu.....	12
2 SYSTÉMY VYUŽITÉ PŘI ŘEŠENÍ PROBLÉMU	13
2.1 ANSYSFLUENT	14
3 POPIS MODELU PROUDĚNÍ TEKUTINY	15
3.1 ZÁKLADNÍ ROVNICE POPISUJÍCÍ PROUDĚNÍ V ŘEŠENÉ KOMOŘE.....	15
3.2 SRÁŽKY MOLEKUL, STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA	18
3.2.1 Střední volná dráha, přenosové jevy.....	20
3.2.2 Závislost rozptylu na počtu interakcí.....	21
3.2.3 Rozptylové režimy svazku primárních elektronů.....	23
4 KRITICKÉ PROUDĚNÍ	25
4.1 TEPLOTNÍ PARABOLA	25
4.2 TLAKOVÁ HORA	25
4.3 MACHOVO ČÍSLO.....	28
4.4 HUGONIOTŮV TEORÉM	28
5 POPIS ŘEŠENÉHO PROJEKTU	29
5.1 ŘEŠENÉ TVARY.....	31
5.2 ZADÁNÍ PODMÍNEK V SYSTÉMU FLUENT	33
5.2.1 Nastavení výpočtu	33
5.2.2 Nastavení okrajových podmínek	33
5.3 PRŮBĚH VÝPOČTU	34
6 VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ	35
6.1 VYHODNOCENÍ PRVNÍHO KRITÉRIA	35
6.2 VYHODNOCENÍ DRUHÉHO KRITÉRIA.....	36
6.3 VYHODNOCENÍ GRAFICKÝCH VÝPOČTŮ.....	37
6.3.1 Průběh statického tlaku pro tlak 2000 Pa.....	45
6.3.2 Průběh Machova čísla pro tlak 2000 Pa.....	46
6.3.3 Průběh statického tlaku pro tlak 1500 Pa.....	47
6.3.4 Průběh Machova čísla pro tlak 1500 Pa.....	48
6.3.5 Průběh statického tlaku pro tlak 1000 Pa.....	49
6.3.6 Průběh Machova čísla pro tlak 1000 Pa.....	50
6.3.7 Průběh statického tlaku pro tlak 500 Pa.....	51
6.3.8 Průběh Machova čísla pro tlak 500 Pa.....	52
6.3.9 Zobrazení vektorů pro tlak 2000 Pa.....	53
6.3.10 Zobrazení vektorů pro tlak 1500 Pa.....	54
6.3.11 Zobrazení vektorů pro tlak 1000 Pa.....	55
6.3.12 Zobrazení vektorů pro tlak 500 Pa.....	56

ZÁVĚR.....	57
SEZNAM POUŽITÝCH VELIČIN	58
SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY	59

Seznam obrázků

OBR 1.1: SROVNÁNÍ TEM A SVĚTELNÉHO MIKROSKOPU [1].....	8
OBR 1.2: SCHEMATICKÉ ZNÁZORNĚNÍ ČINNOSTI A HLAVNÍCH PRVKŮ REM [10].....	9
OBR. 1.3: KORUNDOVÁ KERAMIKA AL ₂ O ₃ A MŠICE NA LODYZE LISTU RYBÍZU [4] ..	12
OBR. 1.4: SCHÉMA DVOUSTUPŇOVÉHO SYSTÉMU DIFERENČNÍHO ČERPÁNÍ PRO EREM[4]	13
OBR. 3.1: ROZPTYL SVAZKU PRIMÁRNÍCH ELEKTRONŮ[4].....	22
OBR. 3.2: TŘI ZÁKLADNÍ ROZPTYLOVÉ REŽIMY SVAZKU PRIMÁRNÍCH ELEKTRONŮ[4]	24
OBR.4.1: TEPLOTNÍ PARABOLA.....	25
OBR.4.2: TLAKOVÁ HORA.....	26
OBR.4.3: DERIVACE TLAKOVÉ HORY	26
OBR.4.4: ZÁVISLOST HUSTOTY PROUDU NA PRŮTOČNÉM PRŮŘEZU A RYCHLOSTI.	27
OBR.4.5: LAVALOVA DÝZA	27
OBR. 5.1: ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP AQUASEM II – POPIS PROJEKTU	29
OBR. 5.2: HODNOTY TLAKŮ V JEDNOTLIVÝCH ČÁSTECH AQUASEM.....	30
OBR. 5.3: HODNOTY TLAKŮ V JEDNOTLIVÝCH ČÁSTECH AQUASEM.....	31
OBR. 5.4: ÚZKÁ VERZE V 2D NASTAVENÍ VÝPOČTU	32
OBR. 5.5: STŘEDNÍ VERZE V 2D NASTAVENÍ VÝPOČTU	32
OBR. 5.6: ŠIROKÁ VERZE V 2D NASTAVENÍ VÝPOČTU	32
OBR. 5.7: NASTAVENÍ OKRAJOVÝCH PODMÍNEK	33
OBR. 6.1: PRŮMĚRNÝ TLAK NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	35
OBR. 6.2: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	37
OBR. 6.3: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	38
OBR. 6.4: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	38
OBR. 6.5: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	39
OBR. 6.6: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	39
OBR. 6.7: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	40
OBR. 6.8: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	40
OBR. 6.9: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	41
OBR. 6.10: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	41
OBR. 6.11: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	42
OBR. 6.12: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	42
OBR. 6.13: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	43
OBR. 6.14: PRŮBĚH TLAKU NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.....	43
OBR. 6.15: PRŮBĚH MACHOVA ČÍSLA NA DRÁZE PRIMÁRNÍHO SVAZKU.	44
OBR. 6.16: ÚZKÁ VERZE.	45
OBR. 6.17: STŘEDNÍ VERZE.	45
OBR. 6.18: ŠIROKÁ VERZE.	45
OBR. 6.19: ÚZKÁ VERZE.....	46
OBR. 6.20: STŘEDNÍ VERZE.	46
OBR. 6.21: ŠIROKÁ VERZE.	46
OBR. 6.22: ÚZKÁ VERZE.....	47
OBR. 6.23: STŘEDNÍ VERZE.	47
OBR. 6.24: ŠIROKÁ VERZE.	47
OBR. 6.25: ÚZKÁ VERZE.....	48
OBR. 6.26: STŘEDNÍ VERZE.	48
OBR. 6.27: ŠIROKÁ VERZE.....	48
OBR. 6.28: ÚZKÁ VERZE.....	49
OBR. 6.29: STŘEDNÍ VERZE.	49

OBR. 6.30: ŠIROKÁ VERZE.....	49
OBR. 6.31: ÚZKÁ VERZE.....	50
OBR. 6.32: STŘEDNÍ VERZE.....	50
OBR. 6.33: ŠIROKÁ VERZE.....	50
OBR. 6.34: ÚZKÁ VERZE.....	51
OBR. 6.35: STŘEDNÍ VERZE.....	51
OBR. 6.36: ŠIROKÁ VERZE.....	51
OBR. 6.37: ÚZKÁ VERZE.....	52
OBR. 6.38: STŘEDNÍ VERZE.....	52
OBR. 6.39: ŠIROKÁ VERZE.....	52
OBR. 6.40: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ÚZKÉ VARIANTY.....	53
OBR. 6.41: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U STŘEDNÍ VARIANTY.....	53
OBR. 6.42: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ŠIROKÉ VARIANTY.....	53
OBR. 6.43: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ÚZKÉ VARIANTY.....	54
OBR. 6.44: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U STŘEDNÍ VARIANTY.....	54
OBR. 6.45: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ŠIROKÉ VARIANTY.....	54
OBR. 6.46: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ÚZKÉ VARIANTY.....	55
OBR. 6.47: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U STŘEDNÍ VARIANTY.....	55
OBR. 6.48: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ŠIROKÉ VARIANTY.....	55
OBR. 6.49: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ÚZKÉ VARIANTY.....	56
OBR. 6.50: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U STŘEDNÍ VARIANTY.....	56
OBR. 6.51: ROZLOŽENÍ VEKTOROVÉHO POLE U ŠIROKÉ VARIANTY.....	56

Seznam tabulek

TABULKA 3.1: ZÁVISLOST ZÁCHYTNÉHO PRŮŘEZU NA URYCHLOVACÍM NAPĚTÍ.....	23
TABULKA 6.1: DRÁHA NÍZKÉHO ROZPTYLU.....	36

Úvod

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

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

Práce se skládá z následujících částí:

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

Pro řešení problému byl využit systém Ansys Fluent pro řešení analýzy proudění. Tyto systémy popisuje kapitola 2.

Z tohoto důvodu je ve 3. kapitole popsán **matematický model proudění tekutin** využitý systémem Fluent. Tato kapitola je doplněna ještě matematickým modelem modelující pravděpodobnost srážek elektronů s molekulami vzduchu dokazující dvě skutečnosti, na kterých stojí pozdější vyhodnocení výsledků a to, že pravděpodobnost **nezávisí na teplotě**, ale především na tlaku plynu, kterým elektrony prolétávají. Druhou skutečností je, že oblast menšího rozptylu svazku vlivem srážek plynu s molekulami vzduchu vzniká v prostředí tlaku **nižším než 50 Pa**.

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

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

Jádrem práce bylo **navržení optimálního tvaru rozevření kužele této diferenciálně čerpané komory** a jeho vlivu na efektivní odčerpání plynu z této komory takovým způsobem, aby prostředí v místě procházejícího primárního svazku elektronů splňovalo dvě zvolená kritéria vyplývající z předchozích úvah:

- Aby v dráze primárního svazku byl co nejnižší průměrný tlak plynu.
- Aby na této cestě procházel co nejkratší částí s tlakem nad tzv. minimálním rozptylem – tedy nad 50 až 100 Pa.

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

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

1 Elektronová mikroskopie¹

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

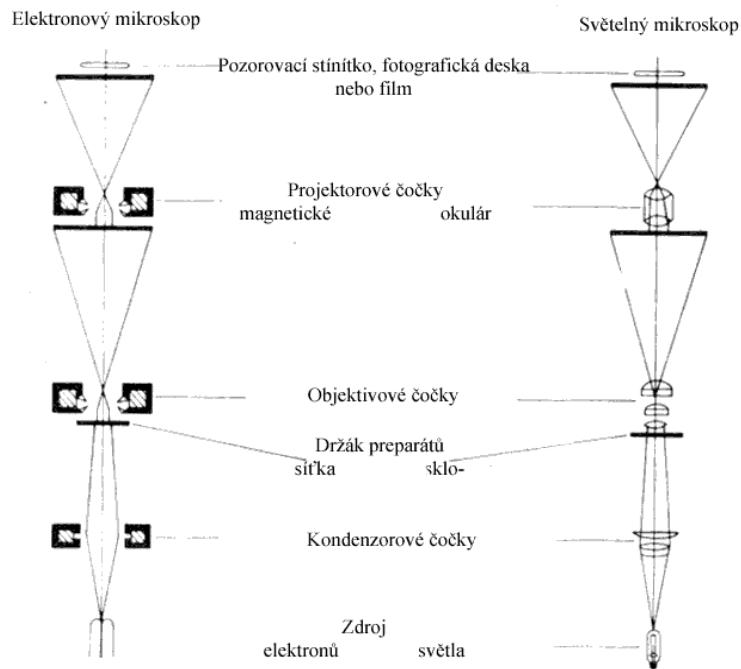
Elektronové mikroskopy můžeme rozdělit na dva druhy a to na prozařovací a rastrovací elektronový mikroskop. Oba dva typy jsou následně popsány v dalších dvou podkapitolách.

1.1 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM)

Prozařovací, neboli transmisní, elektronový mikroskop (dále jen TEM) je možné analogicky přirovnat k prosvětlovacímu mikroskopu. Avšak oproti světelnému mikroskopu se jedná o mnohem složitější zařízení, které je schopno dosáhnout mnohem většího zvětšení s velkou rozlišovací schopností. U světelného mikroskopu je světelný svazek, vycházející ze světelného zdroje, následně upraven pomocí čoček kondenzoru na svazek rovnoběžných paprsků, viz Obr 1.1. Tento svazek prochází preparátem a pak je čočkou objektivu zaostřen na projekční plochu jako zvětšený obraz. Projekční plocha může být fotocitlivá vrstva, na kterou se zaznamená obraz, malá televizní obrazovka, nebo detektor, který zpracuje zachycený obraz do digitální formy.

V TEM je světelný zdroj nahrazen zdrojem elektronů viz Obr 1.1, většinou se jedná o žhavené wolframové vlákno, které emituje elektrony, skleněné čočky jsou nahrazeny magnetickými cívkami a projekční plocha je nahrazena fotocitlivým materiálem - luminoforem, který v místě dopadu elektronů vyzařuje světlo. Celá dráha elektronů je ve vakuu a preparát musí být dostatečně tenký tak, aby jím mohly elektrony projít.

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



Obr 1.1: Srovnání TEM a světelného mikroskopu [1]

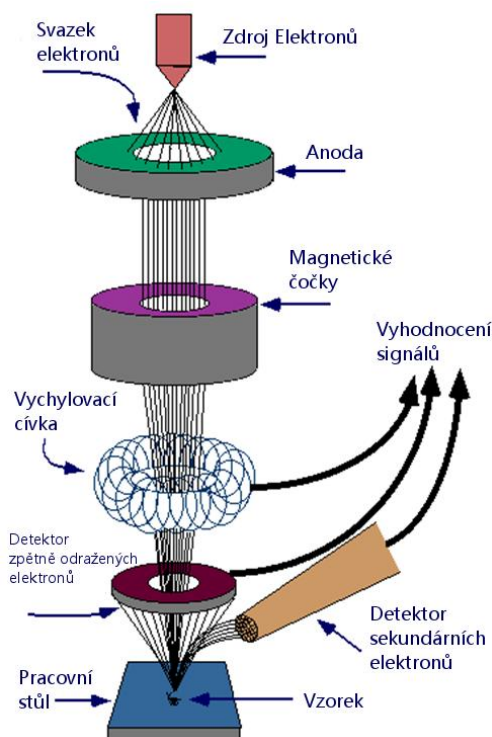
Nevýhodou TEM je pouze omezené sledování vzorku. Požadavky, které jsou kladeny na vzorek jsou značné, především se jedná o tloušťku vzorku, která je maximálně 100 nm, tudíž ne všechny vzorky lze takto sledovat. Další nevýhodou je schopnost sledovat pouze vnitřní strukturu vzorku, nikoliv povrchovou strukturu. Při pozorování vzorků existuje značný zájem o pozorování větších detailů na povrchu vzorků, více než jejich vnitřní struktury. Během prvních pokusů a snah zobrazit povrchovou strukturu, byl vzorek nastavován rovnoběžně spolu s elektronovým svazkem, který dopadal na povrch vzorku. Avšak výsledné zobrazení bylo velmi omezené a navíc obsahovalo značné zkreslení. Tato metoda nenašla širšího uplatnění, a proto se začal hledat nový způsob zobrazení detailu povrchu.

Informace k této kapitole byly čerpány z [13].

1.2 Rastrovací elektronový mikroskop (REM)

Rastrovací elektronový mikroskop (dále jen REM) je určen především ke sledování povrchů vzorků, na rozdíl od TEM, který sleduje vnitřní strukturu. REM využívá k získání výsledného zvětšeného obrazu ostře fokusovaný primární svazek elektronů. Tento svazek postupně dopadá bod po bodu a řádek po řádku na zkoumaný povrch tělesa, odtud plyne název rastrovací elektronový mikroskop, podobný princip se nachází v klasických CRT obrazovkách. Primární svazek elektronů dopadají na vzorek v určitém rastru. Takto dopadající svazek elektronů na povrch tělesa vyvolá fyzikální interakci mezi vzorkem a dopadajícím elektronem. Z této interakce následně vzniká signál, který je následně detekován detektorem - většinou se jedná o detektor zpětně odražených elektronů, nebo detektor sekundárních elektronů.

Víceúčelovost REM spočívá v tom, že se nemusí nutně jednat o detekci elektronů, které nesou informace o strukturální charakteristice povrchu vzorku, ale může také obsahovat detektor rentgenového záření, Augerových elektronů a mnoho dalších detektorů, které udávají širší informace o fyzikální povaze vzorku v místě dopadajícího primárního elektronového svazku. Z výše uvedeného je zobrazování struktury povrchu vzorku pomocí REM chápáno jako nepřímé. Principiální činnost a schematické zobrazení je zobrazeno na Obr 1.2.



Obr 1.2:Schematické znázornění činnosti a hlavních prvků REM [10]

Zdrojem elektronů je wolframová katoda, elektrony emitované wolframovou katodou jsou urychlovány kladným napětím na anodě a vytvářejí primární svazek. Tento svazek je následně fokusován elektromagnetickými čočkami na povrch sledovaného vzorku. Vychylovací cívky plní stejnou úlohu jako v klasickém televizoru s CRT obrazovkou. Vychylují primární svazek elektronů, který dopadá bod po bodu na zkoumaný povrch vzorku. Tím je zajištěno, že mikroskop systematicky skenuje povrch tělesa a vždy víme, v kterém místě se právě svazek elektronů nachází. S pohybem elektronového svazku dostáváme z detektoru o intenzitě signálů, který vykreslujeme na obrazovku počítače, intenzita signálů je dána jako barevná hloubka (jas) zobrazených pixelů na počítači, většinou se jedná o odstíny černobílé barvy rozdělených do 256 hodnot, tedy 8-bitová hloubka černobílé barvy. Pohyb elektronového svazku a zobrazovaný obraz spolu bývají synchronizovány. Kontrast obrazu je dán výsledkem rozdílné intenzity signálu v jednotlivých bodech zkoumaného vzorku, kam dopadá primární svazek. Zvětšení je dáno poměrem délky rozlišení obrazovky k délce úseku řádkovaného na povrchu vzorku.

Rastrovacím elektronovým mikroskopem mohou být zobrazovány rozdílné povrchy vzorků, avšak musí být splněno několik kritérií. Především se jedná o to, aby se na povrchu vzorku nevyskytovali cizorodé prachové částice, vzorek by měl

vykazovat stabilitu ve vakuu a po ozáření elektronovým paprskem. Vzorek by měl produkovat dostatečné množství sekundárních elektronů, ze kterých je následně získán signál pro zobrazení. Dále by nemělo docházet k nabíjení vzorku při dopadu primárního svazku elektronů. Aby vzorky splňovali tyto požadavky, většinou dochází k jejich úpravě. Zejména se jedná o odstranění vody ze vzorku a pokovení jejich povrchu většinou se jedná o pozlacení. Informace týkající se této kapitoly byly přebrány z [1].

1.3 EREM

V předcházející kapitole bylo uvedeno, že vzorky, jejichž povrch chceme zkoumat, musejí být zbavené nečistot, zbavené vody, jejich povrch musí být pokoven, aby byli vodivé a musejí snést vakuum. Dosažení všech těchto kritérií bývá pro některé vzorky nemožné, tudíž nelze tyto vzorky zkoumat v REM. Typickým příkladem vzorků, které nemohou být sledovány v klasickém REM, jsou především biologické vzorky, které obsahují velké množství vody, textilie, kosmetika, tuky a emulze[3].

Abychom mohli pozorovat i tyto problematické vzorky, byl pro ně vyvinut speciální druh elektronového rastrovacího mikroskopu, tzv. environmentální rastrovací mikroskop (dále jen EREM). EREM a REM oba konstrukčně vycházejí ze stejného základu. Podstatným rozdílem EREM od REM je oddělení vakuového prostředí v tubusu mikroskopu od prostředí komory vzorku s vyšším tlakem pomocí komory diferenciálního čerpání - diferenciálně čerpané komory.

EREM je představitelem posledních vývojových trendů elektronové mikroskopie a mikroskopických metod [6]. Díky EREM jsem schopni zkoumat vzorky čivé a neživé přírody v podmínkách vysokého tlaku plynu v komoře vzorku a to až do hodnot kolem 3 kPa, na místo tlaků v komoře vzorku u běžných REM, kde se jeho hodnota pohybuje pod 0,001 Pa.

Jelikož je tlak plynu v komoře EREM značný, dochází zde ke zvýšenému počtu interakcí elektronů s molekulami a atomy plynu, což má za následek rozptyl primárního elektronového svazku. Rozptyl primárního svazku se zvětšuje se zvyšujícím se tlakem plynu, urychlujícím napětím a pracovní vzdáleností. Zvýšený rozptyl primárního svazku má za následek zvětšení průměru stopy primárního elektronového svazku, což vede ke zhoršení rozlišovací schopnosti mikroskopu. Tato nevýhoda je však vykoupena možností pozorování vzorků bez jejich preparace a tudíž zůstanou zachovány v původním stavu, taktéž se minimalizuje výskyt nabíjecích efektů na povrchu vzorku.

Velký rozdíl tlaků, který vzniká mezi prostorem komory se vzorkem a tubusem, je potřeba oddělit. Pracovní tlak v komoře vzorku může dosahovat hodnoty až 3 kPa, naproti tomu v tubusu se tlak pohybuje kolem 10^{-3} - 10^{-9} Pa, v závislosti na použité katodě. Aby byl takto velký rozdíl tlaků udržitelný je prostor mezi tubusem a komorou vzorku oddělen systémem clon a v prostoru dochází k diferenciálnímu čerpání plynu.

Pro tlak v komoře vzorku EREM vyšší než 200 Pa se v důsledku ionizačních srážek atomů a molekul plynů s elektrony neprojevuje povrchový záporný náboj na izolačních vzorcích, neboť tento náboj je kompenzován kladnými srážkovými ionty. Kompenzace elektrického náboje umožňuje pozorování elektricky nevodivých preparátů bez nutnosti pokrytí jejich povrchu elektricky vodivou vrstvou. Při vyšším

tlaku plynů (nejlépe vodní páry) v komoře vzorku (více než 611 Pa pro 0 °C) lze pozorovat vzorky obsahující menší či větší množství vody. V ÚPT AVČR se proto snaží optimalizovat prostředí v komoře vzorku tak, aby získaná informace o pozorovaných vzorcích odpovídala jejich reálné povaze i v případě pozorování biologických vzorků s velmi jemnou a silně hydratovanou povrchovou strukturou [5].

1.3.1 EREM typu AQUASEM

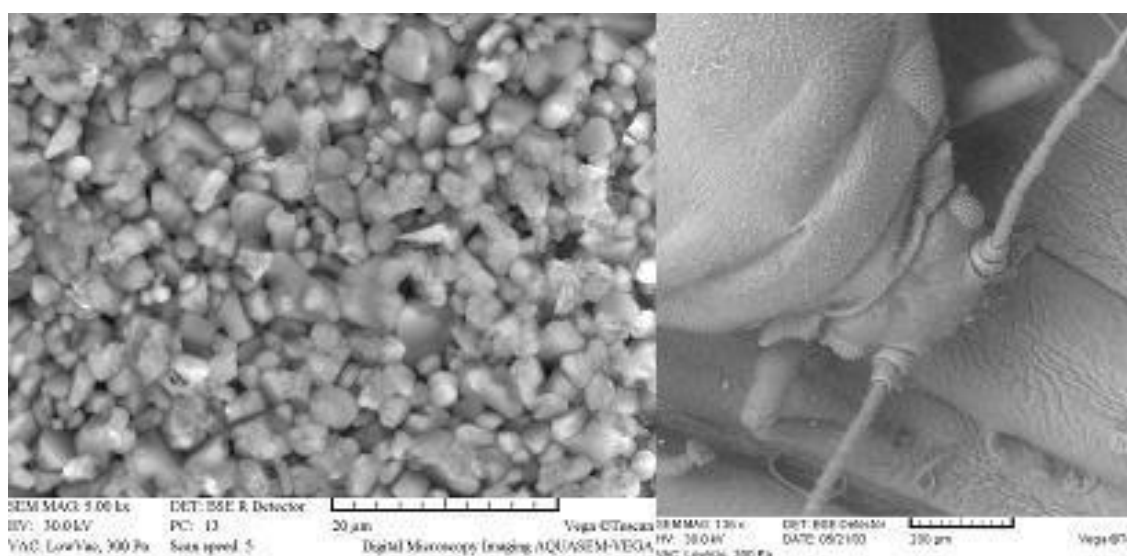
Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie se stala trendem elektronové mikroskopie posledního desetiletí. Stala se novou kategorií mikroskopických metod umožňujících získat informace o povrchové struktuře objektů obsahujících vodu, tedy možnost zkoumat vzorky v jejich přirozeném a původním stavu bez jakékoli před úpravy. Jejím prostřednictvím 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. Toto odvětví elektronové mikroskopie nachází uplatnění při studiu vzorků v medicíně, biologii, fyto-logii, ekologii a dalších oborech, a to bez jejich výraznější destrukce a bez nabíjecích efektů.

Nová konstrukce environmentálního mikroskopu, 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, zatímco v tubusu mikroskopu je vakuum 10^{-3} Pa a v **diferenciálně čerpané komoře** (kap.3.1) tlak 30 Pa.² 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 [4]. Prostřednictvím změny napětí na elektrodách je možné dosáhnout změnu kontrastu obrazu. 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 universální a tedy může pracovat jak ve vakuu, tak i za zvýšeného tlaku ve vzorkové komoře. Ve vakuových podmínkách dosahuje rozlišení 4 nm a zvětšení až 300 000 krát.

² V předložené práci je řešeno čerpání plynu z diferenciální komory.

1.3.2 Vakuový systém mikroskopu

Problematika vakua a rozdílných tlaků v jednotlivých částech mikroskopu je klíčovým konstrukčním požadavkem, na němž závisí funkce, ale i zásadní výhody a možnosti mikroskopu EREM. Zjednodušené schéma vakuového systému environmentálního mikroskopu, pracujícího s přímo žhavenou wolframovou katodou a komorou vzorku s tlakem řádově 10^{-3} Pa je na Obr. 1.4. Částí s nejnižším tlakem 10^{-3} Pa je **TUBUS - OBJEKTIV**³, v němž je využíváno vysokého napětí ke generaci a urychlování elektronového svazku. Velmi vysoké vakuum v celé části tubusu však také přispívá k bezproblémovému šíření tohoto svazku, jehož elektrony by mohly být rozptýleny molekulami vzduchu. Tubus mikroskopu je před čerpáním rotační vývěvou RV1, zabezpečující funkční prostředí pro druhou vývěvu difúzní DV. Pomocí této vývěvy je dosaženo vhodného tlaku pro správnou funkci přímo žhavené wolframové katody. Již zmíněný tlak 10^{-3} Pa, by však nebylo možné v tubusu mikroskopu EREM udržet bez použití dvou **TLAK OMEZUJÍCÍCH CLON**. Tyto



Obr. 1.3: Korundová keramika Al_2O_3 a mšice na lodyze listu rybízu [4]

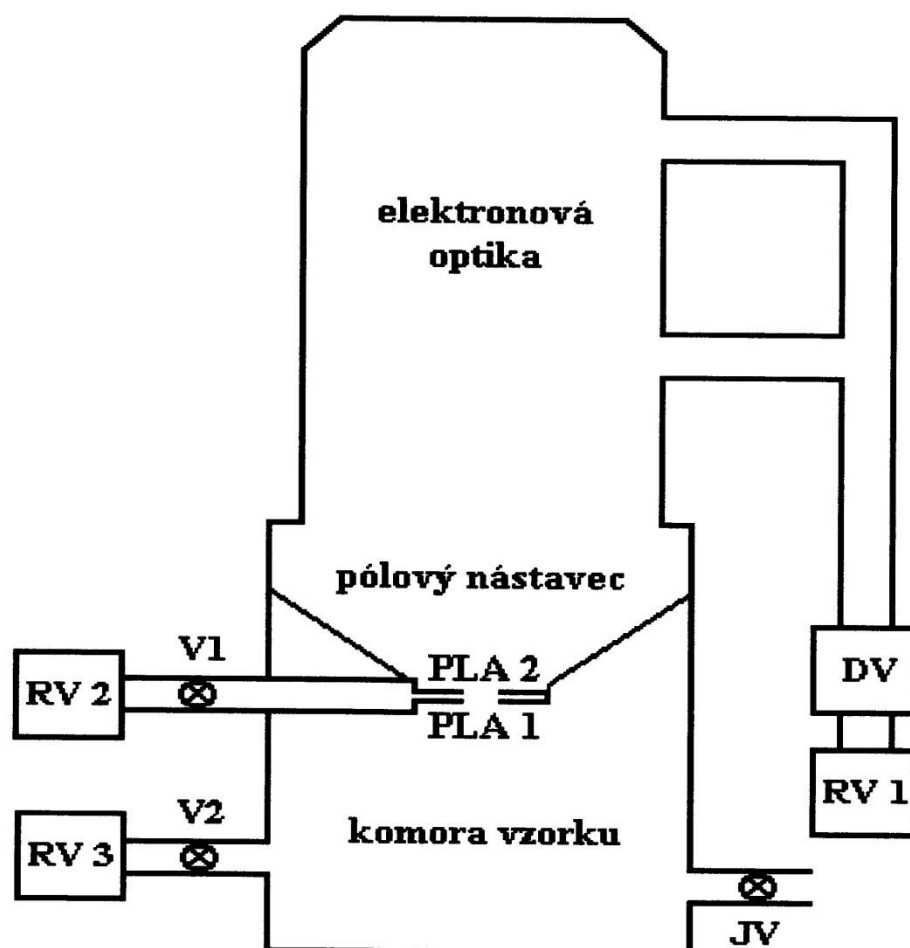
clony s malými otvory umožňují potlačit proudění plynu mezi jednotlivými prostory mikroskopu s rozdílnými tlaky a společně s účinným čerpáním těchto jednotlivých oblastí, přispívají k dosažení požadovaného spádu tlaků.

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

Části environmentálního mikroskopu s nejvyšším tlakem, **JE KOMORA VZORKU**. Pracovního tlaku plynu se v tomto prostoru dosáhne ustavením rovnováhy mezi připouštěním plynu a čerpáním komory rotační vývěvou RV3. Připouštění plynů do komory vzorku je zajištěno přes jehlový ventil JV. V mnoha

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

případech je použití vývěvy RV3 zbytečné a plně dostačující je čerpání komory vzorku přes tlak omezující clonu z prostoru komory diferenciálního čerpání.



Obr. 1.4: Schéma dvoustupňového systému diferenčního čerpání pro EREM[4]

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

2 Systémy využité při řešení problému

K řešení bakalářské práce a následně celého projektu byl využit program Ansys Fluent. Program Ansys nabízí širokou škálu simulačních modulů sdružených do jednoho celku. Ansys zasahuje svými možnostmi do značené části fyziky. Umožňuje simulovat a modelovat jevy z oblasti elektrotechniky, zejména elektromagnetismu, materiálového inženýrství, strojírenství, proudění kapalin a přenosu tepla.

V navazující podkapitole je popsán část modulu programu Ansys a to zejména Ansys Fluent, který byl použit pro řešení bakalářské práce[11] [12].

2.1 AnsysFluent

Systém Ansys Fluent je moderní CFD (Computational fluid dynamics - výpočetní program pro dynamika kapalin) program. Oblast uplatnění nachází především při řešení složitých úloh týkajících se proudění kapalin a plynů a spalovacích procesů. Ansys Fluent dokáže řešit úlohy s vnitřním a vnějším obtékáním. Dále pak laminární a turbulentní proudění, přenos tepla a také přenos tepla, které vznikne při chemických procesech.

Výraznou výhodou systému je možnost využít osově symetrických 2D typů výpočtu, což umožňuje využít přímo 2D typy prvků a úlohu řešit jako úlohu s mnohonásobně menším počtem rovnic.

3 Popis modelu proudění tekutiny

3.1 Základní rovnice popisující proudění v řešené komoře

Výpočty probíhaly v systému Ansys Fluent, viz kapitola 2, který řeší systém následujících tří parciálních diferenciálních rovnic, doplněný stavovou rovnicí. Jde o trojrozměrný typ proudění stlačitelné, vazké tekutiny s přívodem tepla [1] [2].

Základní rovnice jsou: zákon zachování hmotnosti, zákon zachování pohybu a zákon zachování energie doplněné rovnicí stavu.

Rovnice spjitosti, vyjadřující zákon zachování hmotnosti, nabývá tvaru:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad \text{index } i = 1,2,3 \quad (3.1)$$

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

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i, \quad (3.2)$$

index $j = 1,2,3$

Rovnice energie, vyjadřující zákon zachování energii pro stlačitelnou tekutinu:

$$\frac{\partial pE}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} (E + p) = \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad (3.3)$$

$$E = e + \frac{v^2}{2} \quad (3.4)$$

Rovnice stavu pro ideální plyn:

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad (3.5)$$

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

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

$$\frac{\partial (\rho \zeta)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho x_j \zeta) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\alpha \zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_j} \right) + S_\zeta \quad (3.6)$$

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

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

Tedy:

$$\zeta = 1, \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i), \quad \text{index } i = 1,2,3 \quad (3.7)$$

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

$$\zeta = u_i, \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i, \quad \text{index } j = 1,2,3 \quad (3.8)$$

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

$$\zeta = E, \frac{\partial \rho E}{\rho t} = - \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} (E + p) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j (\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad (3.9)$$

$$E = e + \frac{u^2}{2}, \quad e \text{ je vnitřní energie} \quad (3.10)$$

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

Pro Newtonské tekutiny tenzor vazkových napětí je definován vztahem:

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad (3.11)$$

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

S využitím Boussinesquovy hypotézy nabývá tenzor Reynoldsových vazkových napětí upravený tvar, ve kterém je zavedena je turbulentní viskozita μ_t a turbulentní kinetická energie k . V rámci modelu k - ε turbulence, který je založený na dvou základních vlastnostech turbulence, a to na turbulentní kinetické energii k a turbulentní disipaci ε , lze určit turbulentní viskozita μ_t . K určení turbulentní kinetické energie k a rychlosti disipace ε jsou pak použity dvě transportní rovnice (dvourovnicový k - ε model, kterým se základní rovnice popisující proudění vazké tekutiny doplňují o dvě parciální diferenciální rovnice).

Pro Newtonské tekutiny tenzor vazkových napětí je definován rovnicí (3.11). Reynoldsova napětí tvoří tenzor o devíti členech, přitom nezávislých je šest, proto je i rovnic šest, což tvoří rozsáhlý systém diferenciálních rovnic obtížně řešitelných. Proto bude pozornost věnována teoriím, zabývajícím se jednodušším vyjádřením Reynoldsových napětí v rovnici (tzv. modely turbulence).

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

$$\tau_{ij}^R = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.12)$$

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

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

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad (3.13)$$

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

$$f_\mu = [1 - \exp(-0,025R_y)]^2 \cdot \left(1 + \frac{20,5}{R_T}\right) \quad (3.14)$$

$$R_T = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon} \quad (3.15)$$

$$R_y = \frac{\rho \sqrt{k} y}{\mu} \quad (3.16)$$

V rovnici je vzdálenost od stěny označena y .

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

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + S_k \quad (3.17)$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + S_\varepsilon \quad (3.18)$$

kde zdrojové členy S_k a S_ε jsou definovány vztahy:

$$S_k = \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon - \mu_t P_B \quad (3.19)$$

$$S_\varepsilon = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \left(f_1 \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \mu_t C_B P_B \right) - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\rho \varepsilon^2}{k} \quad (3.20)$$

Zde P_B reprezentuje generaci turbulence způsobené vztlakovými silami může být vyjádřena vztahem (3.21), kde g_i je složka gravitačního zrychlení ve směru x_i , $\sigma_B = 0,9$ je konstanta, C_B je konstanta pro kterou platí $C_B = 1$ pro $P_B > 0$ a $= 0$ pro ostatní případy vztahem.

$$P_B = - \frac{g_i}{\sigma_B} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad (3.21)$$

$$f_1 = 1 + \left(\frac{0,05}{f_u}\right)^3 \quad (3.22)$$

$$f_2 = 1 - \exp\left(-R_T^2\right) \quad (3.23)$$

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

Když Lewisovo číslo $Le = 1$ pak difusní tok tepla q_i je definován vztahem(3.24).

$$q_i = \left(\frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_t}{\sigma_c}\right) \frac{\partial h}{\partial x_i}, i = 1,2,3 \quad (3.24)$$

Zde $\sigma_c = 0,9$ je konstanta, Pr je Prandtlovo číslo a h je entalpie tekutiny. Tyto rovnice popisují jak laminární tak turbulentní proudění. Přechod z laminárního proudění do turbulentního proudění a naopak je možný. Parametry k a μ_t jsou nulové pro čisté laminární proudění.

3.2 Srážky molekul, střední volná dráha

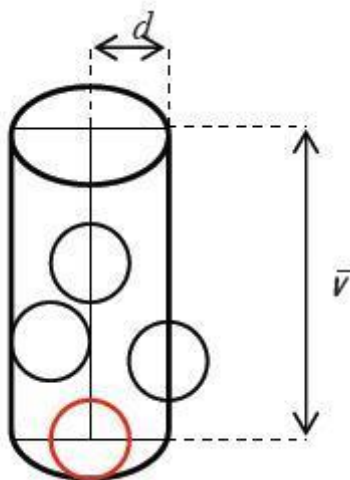
K možnosti vyhodnocení výsledků jsem musela alespoň rámcově nastudovat následující problematiku týkající se pravděpodobnosti srážek molekul s procházejícími elektrony, aby bylo možné vyhodnotit optimální podmínky pro průchod primárního svazku elektronů diferenciálně čerpanou komorou. Informace pro kapitulu 4.2 pocházejí z pramene[4] [9].

Srážky jedné molekuly s ostatními molekulami za jednotku času z_A je možné vyjádřit tímto způsobem, viz (3.25):

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

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

$$z_A = \pi d^2 \bar{v} \frac{N}{V} [s^{-1}] \quad (3.25)$$



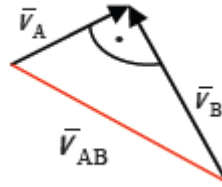
Zpřesnění: všechny molekuly jsou v pohybu. Střední aritmetickou rychlost je třeba nahradit vzájemnou střední rychlostí.

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

Částice se srážejí pod různými úhly z intervalu 0-180°, v průměru můžeme uvažovat úhel 90°. Pro střední vzájemnou rychlost pak platí vztahy (3.26) a (3.27).

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\bar{v}_A^2 + \bar{v}_B^2} \quad (3.26)$$

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi} + \frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B} \right)} \quad (3.27)$$



Vyjádříme-li tzv. redukovanou hmotnost μ dvou částic A a B, u kterých dojde ke srážce vztahem(3.28):

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_A} + \frac{1}{m_B} \quad (3.28)$$

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

$$\bar{v}_{AB} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu}} \quad (3.29)$$

který se pro případ srážky dvou stejných částic A zjednoduší:

$$\bar{v}_{AA} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_A}} \sqrt{2} \quad (3.30)$$

$$\bar{v}_{AA} = \bar{v} \sqrt{2} \quad (3.31)$$

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

$$z_A = \pi d^2 \bar{v} \sqrt{2} \frac{N}{V} \quad (3.32)$$

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

$$z_{AA} = \frac{1}{2} \frac{N}{V} z_A [m^{-3} s^{-1}] \quad (3.33)$$

$$z_{AA} = \frac{\sqrt{2}}{2} \pi d^2 \bar{v} \left(\frac{N}{V} \right)^2 \quad (3.34)$$

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

$$z_{AB} = \frac{N_A}{V} z_A \quad (3.35)$$

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

$$z_{AB} = \frac{N_A N_B}{V V} \pi d_{AB}^2 \bar{v}_{AB} \quad (3.36)$$

$$d_{AB} = \frac{d_A + d_B}{2} \quad (3.37)$$

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

$$\bar{l} = \frac{\bar{v}}{z_A} \quad (3.38)$$

$$\bar{l} = \frac{1}{\frac{N}{V} \pi d^2 \sqrt{2}} \quad (3.39)$$

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.

3.2.1 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 (l).

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

Kdybychom uvažovali i změnu směru rychlosti molekuly, která může nastat při srážkách, byl by uvažovaný válec mnohokrát zalomený, ale jeho objem i počet molekul v něm obsažených by zůstal stejný. Pro střední volnou dráhu nacházíme vztah(3.40):

$$\langle l \rangle = \frac{v_s}{\langle z \rangle} = \frac{1}{\pi d^2 n_0} \quad (3.40)$$

Uvážíme-li ještě pohyb ostatních molekul, lze pro střední volnu dráhu nalézt přesnější vztah(3.41):

$$\langle l \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}\pi d^2 n_0} \quad (3.41)$$

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

$$p = \frac{1}{3} n_0 m_m v_k^2 \quad (3.42)$$

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

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

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

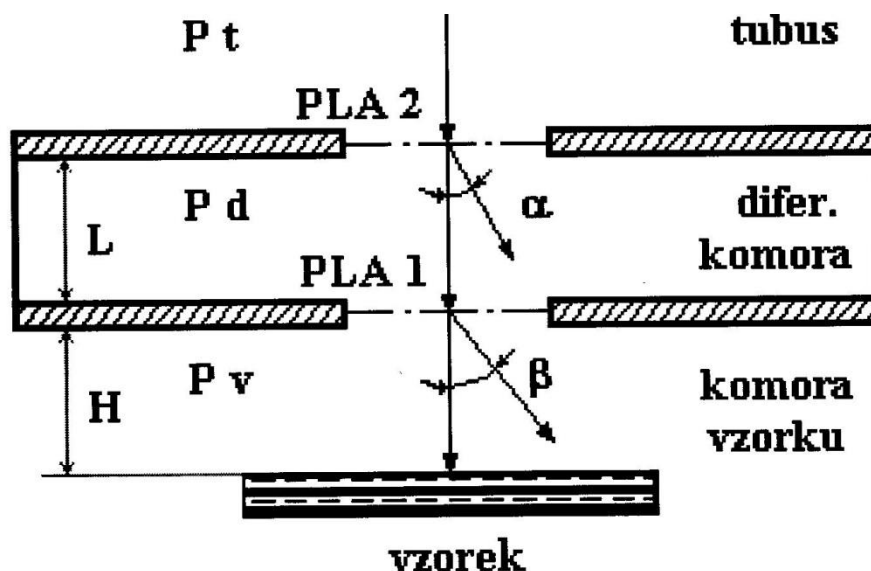
3.2.2 Závislost rozptylu na počtu interakcí

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

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

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

K rozostření elektronového svazku dochází v zásadě ve dvou případech. Nejdříve při průchodu komorou diferenciálního čerpání a poté při průchodu komorou vzorku, jejíž vysoký tlak má na rozptyl elektronového svazku největší vliv. Obě komory jsou odděleny aperturní clonou PLA1, přičemž vzdálenost mezi ní a povrchem vzorku je nutné pokud možno co nejvíce minimalizovat. Na Obr. 3.1 je zjednodušeně znázorněn pohyb elektronového svazku oběma komorami.



Obr. 3.1: Rozptyl svazku primárních elektronů[4]

Vzdálenost obou aperturních clon PLA1 a PLA2, je označena L a je konstantně určena konstrukcí dané části komory diferenciálního čerpání (viz. obr. 7.2). Vzdálenost povrchu vzorku od aperturní clony PLA1 je proměnná díky možnosti vertikálního posuvu vzorku. Rozptyl svazku primárních elektronů zde charakterizují úhly α v komoře diferenciálního čerpání a β komoře vzorku.

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

$$M_L = \sigma_T n_L L \quad (3.43)$$

Obdobný vztah(3.44) lze napsat i pro průměrný počet srážek v komoře vzorku.

$$M_H = \sigma_H n_H H \quad (3.44)$$

Koncentrace částic n je pak možné spočítat podle vztahu (3.45):

$$n_{l(H)} = \frac{p_{D(V)}}{kT} \quad (3.45)$$

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 ($J.K^{-1}$); T je absolutní teplota (K).

Záchytný průřez σ_T je definován jako blízké okolí částice plynu, v němž ocitne-li se elektron při svém průletu, dojde ke srážce. To tedy znamená, že záchytný průřez plynu je závislý nejen na druhu plynu, ale i na urychlovacím napětí. Pro demonstraci tohoto tvrzení je uvedena tabulka 10.8⁴, ve které jsou vypočteny hodnoty záchytného průřezu σ_T v závislosti na urychlovacím napětí svazku primárních elektronů U pro vodní páry.

⁴Informace byly čerpány od Ing. et. Ing. Viléma Neděly, Ph.D.

Tabulka 3.1: Závislost záchytného průřezu na urychlovacím napětí.

U (kV)	σ_T (m ²)
5	6,9. 10 ⁻²¹
10	3,3. 10 ⁻²¹
15	2,6. 10 ⁻²¹
20	1,9. 10 ⁻²¹

Z tabulky vyplývá, že podmínky pro zajištění co nejmenšího počtu srážek jsou nejvhodnější 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:

$$P_{(x)} = \frac{m^x \cdot e^{-M}}{x!} \quad (3.46)$$

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(3.47):

$$p(0) = e^{-M} \quad (3.47)$$

Pro elektrony pohybující se v komoře vzorku bez předchozí srážky lze také za pomoci předchozích rovnic odvodit vztah (3.48):

$$I(0) = I_{celkov\acute{e}} \cdot e^{-\sigma_T \frac{pVH}{kT}} \quad (3.48)$$

3.2.3 Rozptylové režimy svazku primárních elektronů

Závislost rozptylu na počtu interakcí elektronů primárního svazku šířících se plynným prostředím, je určována již dříve uvedeným **průměrným počtem srážek připadajících na jeden elektron, označovaným M**. Od této veličiny, lze odvodit tři rozptylové režimy, viz Obr. 3.2[4].

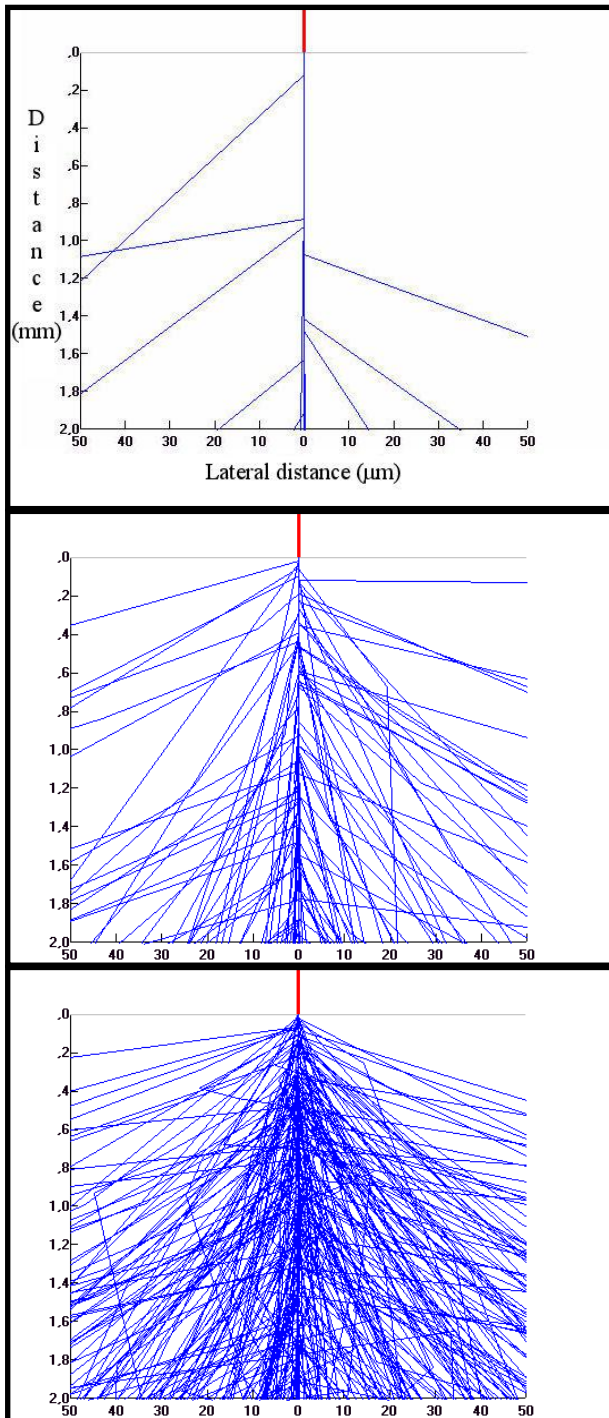
Režim charakterizovaný velikostí M , kde M nabývá hodnot v rozmezí od 0 do 0,05 je režimem minimálního rozptylu. Rovná-li se M hodnotě 0,05 je procentuální vyjádření počtu elektronů majících při průchodu prostředím s vyšším tlakem kolizi rovno 5. Tento režim je využíván především při zkoumání látek běžnou metodou SEM⁵, při níž se hodnota M blíží nule, tedy účinky rozptylu na svazek jsou minimální.

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

Kompromisním režimem je režim částečného rozptylu, na Obr. 3.2 uprostřed, pro nějž jsou charakteristické hodnoty m v rozmezí od 0,05 do 3.

⁵ Jde o mikroskop, který celý funguje ve vakuu.

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.



Minimální rozptyl

50 Pa

Rozptyl < 5%

M < 0.05

Částečné rozptylování

1000 Pa

Rozptyl 5% - 95%

M od 0.05 do 3

Úplný rozptyl

3000 Pa

Rozptyl > 95%

M > 3

Obr. 3.2: Tři základní rozptylové režimy svazku primárních elektronů[4]

4 Kritické proudění

Tuto kapitolu je nutno uvést z důvodu, že v našem případě jde o proudění přes clonky, tedy výrazně zúžený prostor. Proudění ve clonkách má zvláštní fyzikální vlastnosti – jde o takzvané kritické proudění. Charakteristickým jevem je, že při výrazně rozdílných tlacích na obou stranách clonky, což v našem případě nastává, že v clonce dochází k rychlému proudění. Čím vyšší rozdíl tlaků na obou stranách clonky je, tím vyšší rychlost proudění ve clonce vzniká. Tato úměra platí jen do té chvíle, kdy ve clonce dojde k rychlosti 1 Mach. Tehdy dochází k takzvanému kritickému proudění, kdy je rychlost vyšší, než je rychlost 1 Mach ve clonce nevznikne ani při dalším zvyšování rozdílu tlaků na obou stranách clonky. Také platí, že clonkou nemůže projít větší množství plynu za jednotku času, než to množství, které prochází ve chvíli, kdy ve clonce plyn proudí rychlostí 1 Mach [7] [8].

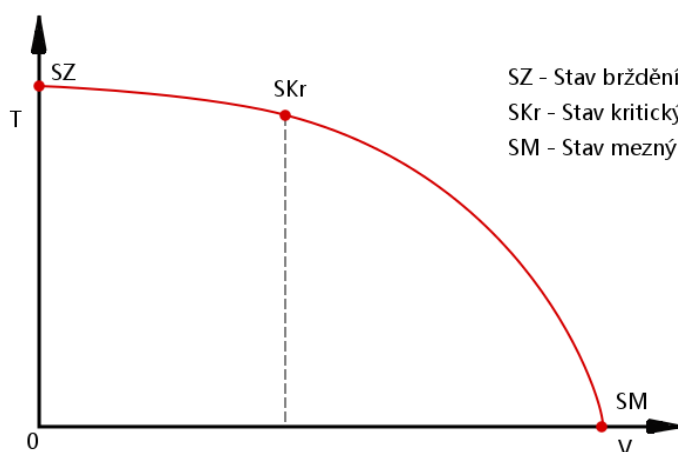
Tyto skutečnosti nyní budou fyzikálně popsány.

4.1 Teplotní parabola

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

Rovnice energie:

$$e = \frac{v^2}{2} + c_p T = c_p T_0 \quad (4.1)$$



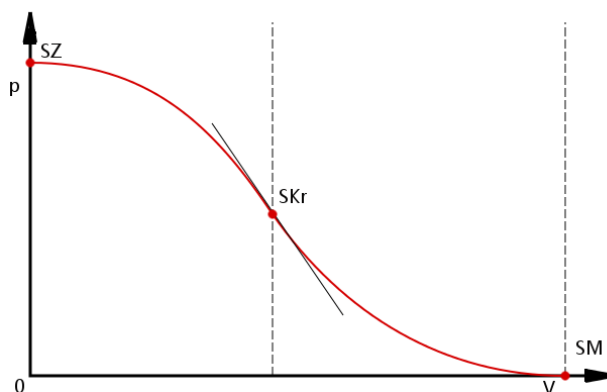
Obr.4.1: Teplotní parabola

4.2 Tlaková hora

Z Bernouliho (pohybové) rovnice, rovnice (4.2), vyplývá závislost tlaku na rychlosti – tlaková hora.

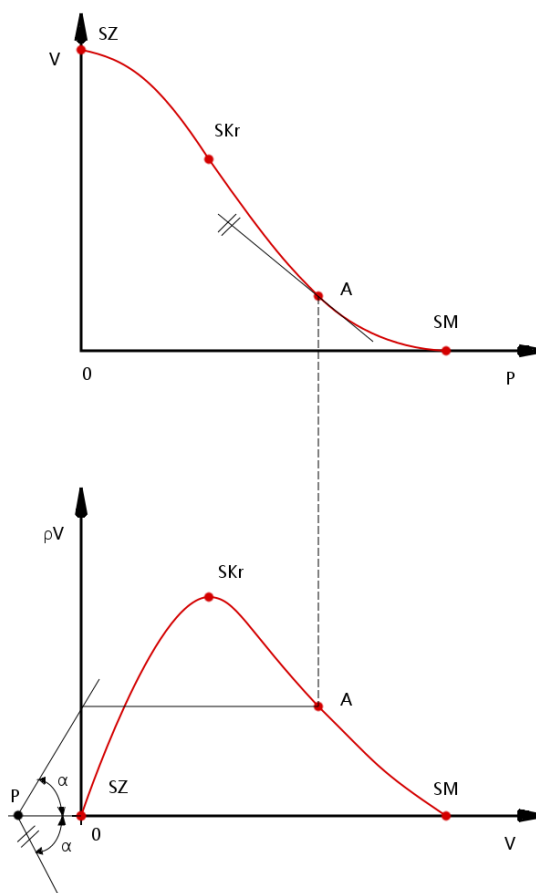
Bernouliho rovnice:

$$e = \frac{v^2}{2} + \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \left(\frac{p}{p_0} \right) = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \quad (4.2)$$



Obr.4.2: Tlaková hora

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

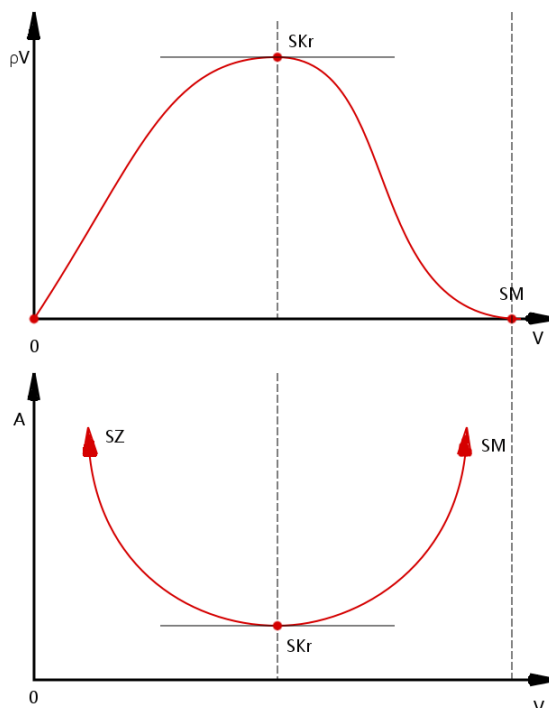


Obr.4.3: Derivace tlakové hory

Případně průtočného průřezu A na rychlosti v , což vyplývá z rovnice spojitosti. Z uvedených skutečností vyplývá důležitý závěr:

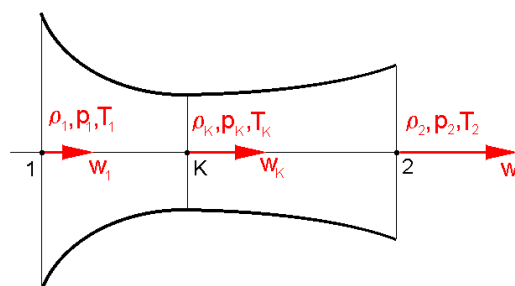
Hustota proudu nabývá své maximální hodnoty v kritickém stavu proudění a naopak průtočný průřez v tomto kritickém stavu je minimální.

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



Obr.4.4: Závislost hustoty proudu na průtočném průřezu a rychlosti.

Tato skutečnost je aplikována ve tvaru známé Lavalovy dýzy.



Obr.4.5: Lavalova dýza

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

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

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

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

4.3 Machovo číslo

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

$$M = \frac{v}{c} \quad (4.3)$$

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

v [m·s⁻¹] rychlost proudění;

c [m·s⁻¹] rychlost šíření zvuku v daném prostředí

4.4 Hugoniotův teorém

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

Ten bez uvažování tření zní(4.4):

$$\frac{dA}{A} + \frac{dc}{c}(1 - M^2) = 0 \quad (4.4)$$

Kde A [m²] je průtočný průřez.

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

M<1–podzvukové proudění

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

M=1–proudění rychlosti zvuku

$dA/A=0$, tato rovnice určuje, že místo, kde proudění dosáhne rychlosti zvuku, je extrémem funkce změny průřezu trubice.⁶ Z předchozích úvah vyplývá, že proud dosáhne zvukové rychlosti pouze zmenšováním průtočného průřezu, proto jde o nejužší místo. Toto se nazývá kritická rychlost. Při této rychlosti platí, že tepelný pohyb molekul plynu roven rychlosti proudění a proto jakákoliv molekula z druhé strany se již nemůže vrátit před průřez.

M>1–nadzvukové proudění

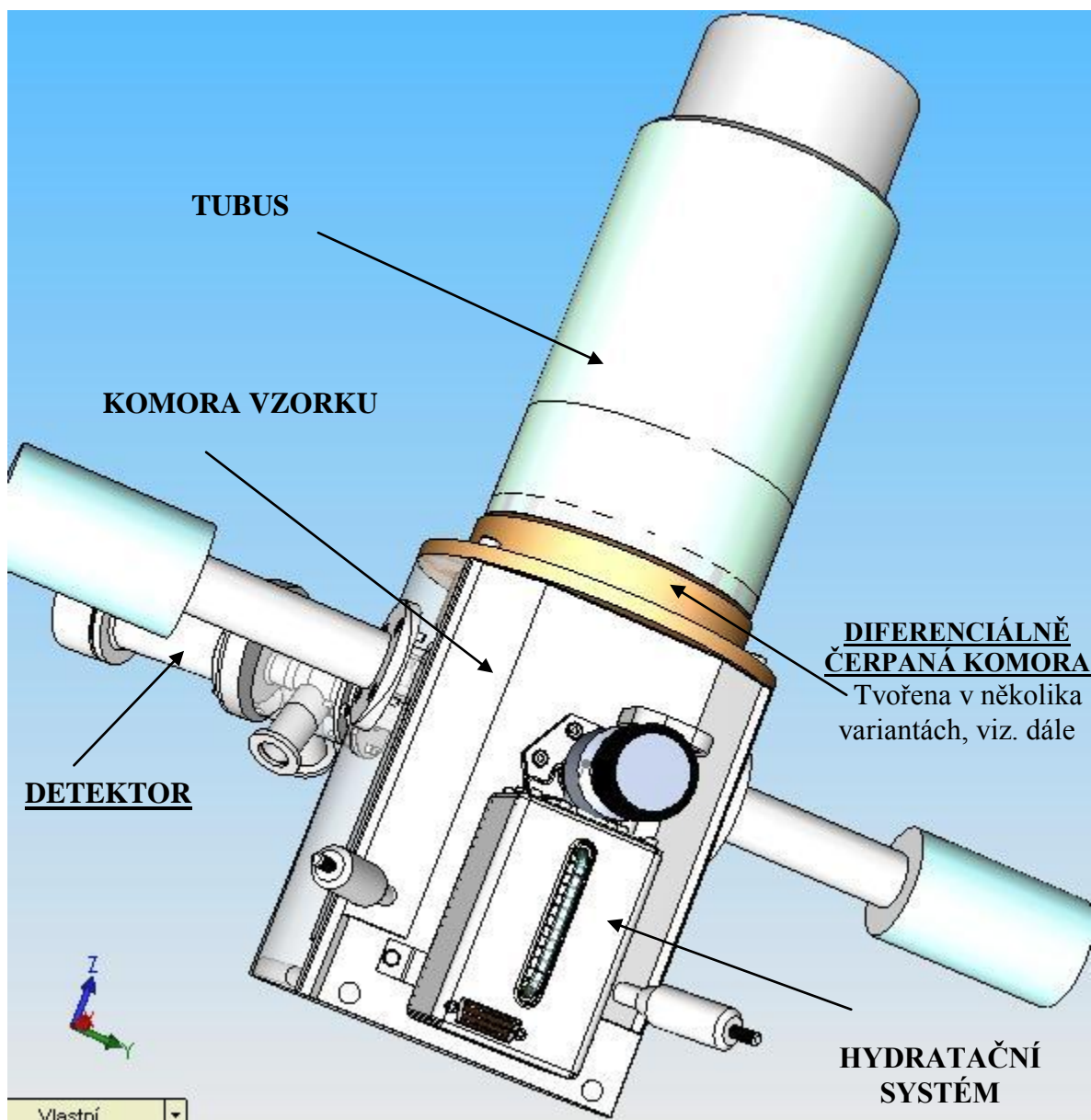
Při zvětšování průtočného průřezu roste i rychlost proudění a naopak. Nadzvukové proudění se chová obráceně než podzvukové proudění.

⁶ Derivace změny průřezu je rovna nule.

5 Popis řešeného projektu

V práci je řešena problematika vlivu rozevření kužele na výsledný průměrný tlak v oblasti průchodu primárního svazku elektronů diferenciálně čerpanou komorou pro Environmentální rastrovací elektronový mikroskop.⁷Důvodem je docílit, aby v dráze letících elektronů byl co nejnižší tlak plynu. Podle předchozí uvedené teorie by byl dán předpoklad, aby docházelo k co nejmenšímu počtu srážek elektronů s molekulami vzduchu, tedy jejich rozptyl byl co nejnižší.

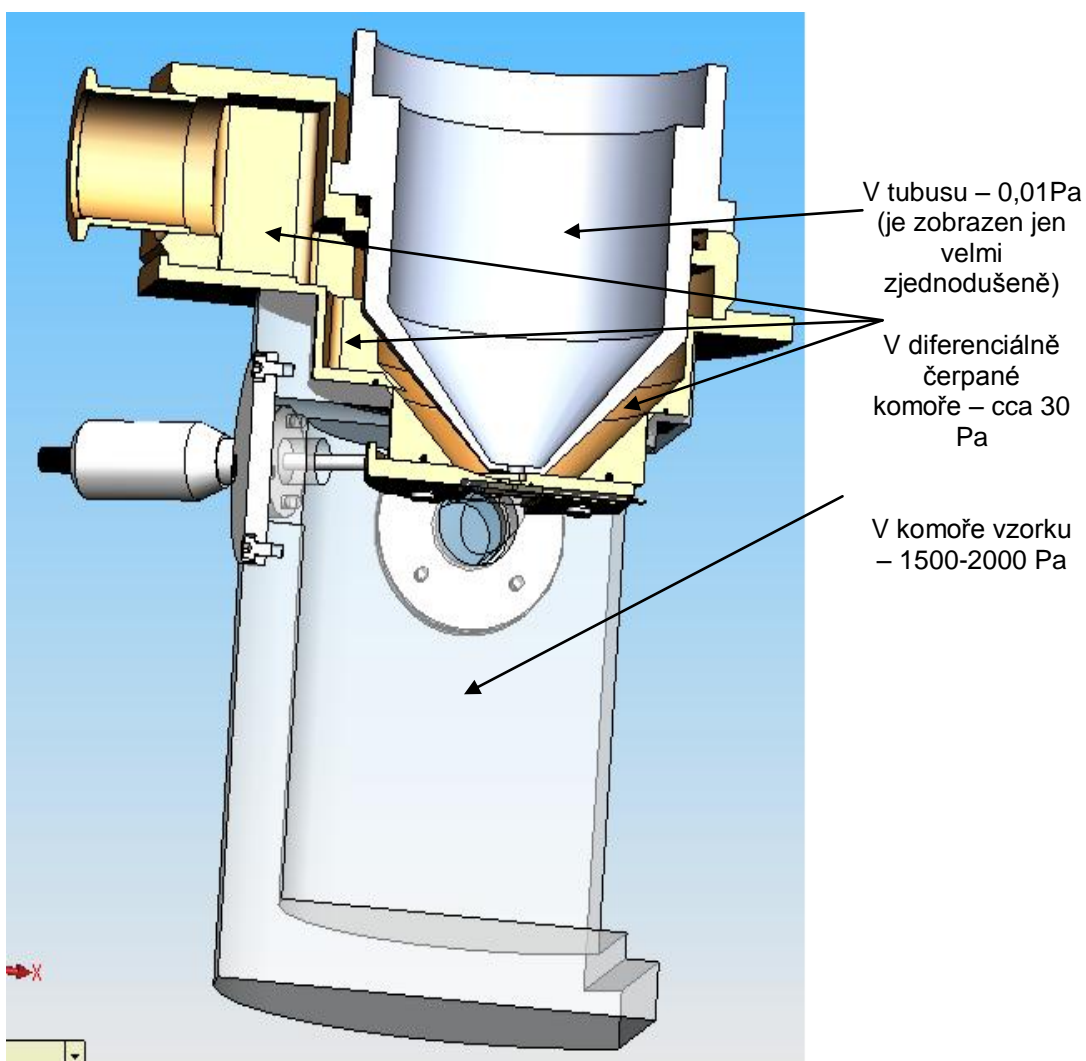
Pohled na model tohoto mikroskopu vytvořený v CAD systému Solid Works je na Obr. 5.1.



Obr. 5.1: Elektronový mikroskop AQUASEM II – popis projektu

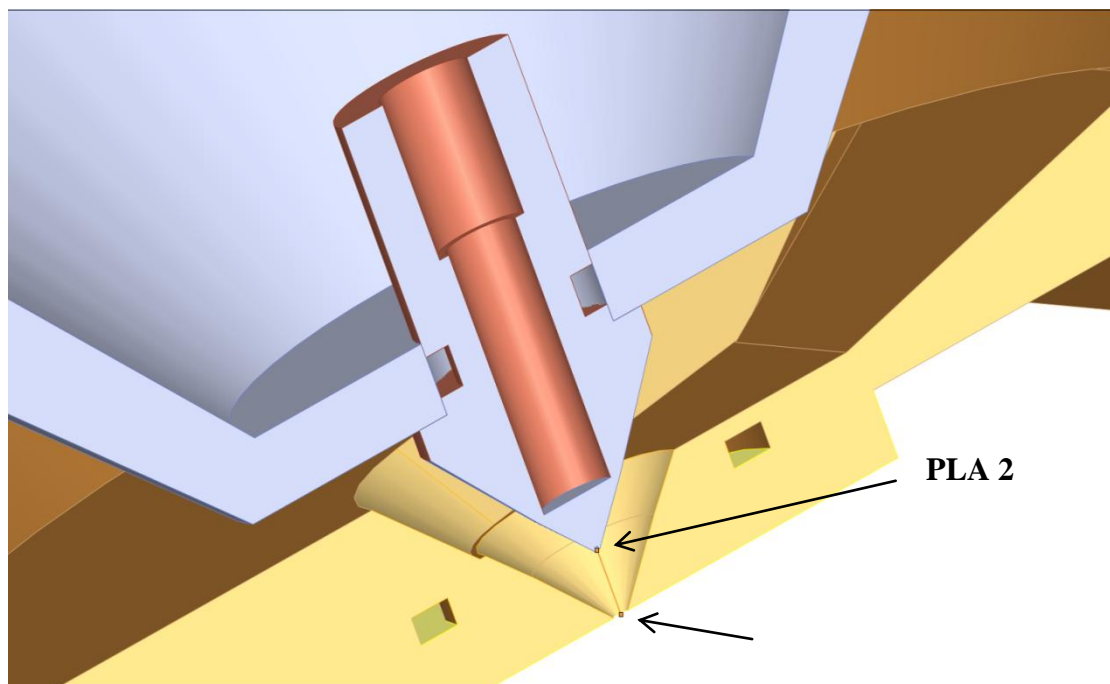
⁷ Mikroskop, který je řešen, je umístěn v Ústavu přístrojové techniky Akademie věd ČR a jeho činnost a vývoj probíhá pod vedením Ing. et. Ing. Viléma Neděli, Ph.D.

Na obr. 5.2 je tento mikroskop zobrazen v řezu. Jak bylo uvedeno, problémem je, že elektronový svazek nemůže procházet plynným prostředím, neboť srážky s molekulami vzduchu svazek elektronů rozptylují. Proto v tubusu, ze kterého svazek vychází, je tlak 0,01 Pa. Z uvedeného vyplývá problém, že tato prostředí nízkých tlaků nemohou být v sousedství prostředí tlaku až 2000 Pa oddělených pouze clonkami s malým otvorem. Tyto otvory jsou nutné, neboť elektrony nemohou procházet pevným prostředím a jsou umístěny v místech ohnisek. Tento problém je řešen tak, že mezi tubusem a komorou vzorku vložím uvedenou diferenciálně čerpanou komoru, kde je tlak snížen na hodnotu přibližně 30 Pa.



Obr. 5.2: Hodnoty tlaků v jednotlivých částech AQUASEM

V práci je řešeno tvarování kužele v oblasti průchodu primárního svazku elektronů diferenciallyně čerpanou komorou mezi clonkami PLA 2 a PLA 1. Na (obr. 5.3) je zvětšený pohled na tuto oblast.



Obr. 5.3: Hodnoty tlaků v jednotlivých částech AQUASEM

Rozměry clon: PLA 1 – průměr 0.5 mm
PLA2 – průměr 0.1 mm

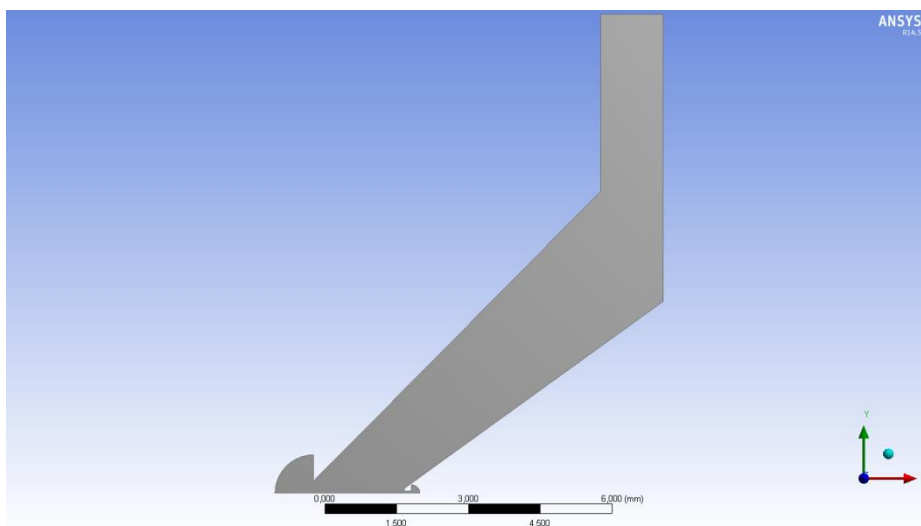
5.1 Řešené tvary

V práci je tedy řešena problematika vlivu rozevření kužele na výsledný průměrný tlak v oblasti průchodu primárního svazku elektronů. Vliv rozevření kužele byl zkoumán na třech variantách velikosti rozevření dané úhlem a zároveň v závislosti na velikosti tlaku v komoře vzorku.

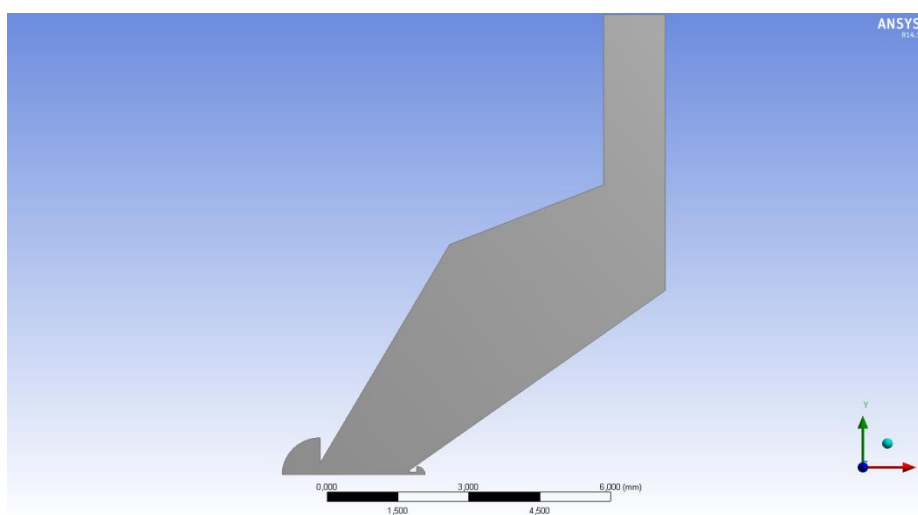
Tři varianty jsou voleny jako:

- Úzká verze, kde úhel rozevření kužele od osy má hodnotu: 44 stupňů (obr.5.4)
- Střední verze, kde úhel rozevření kužele od osy má hodnotu: 60 stupňů (obr.5.5)
- Široká verze, kde úhel rozevření kužele od osy má hodnotu: 74 stupňů (obr.5.6)

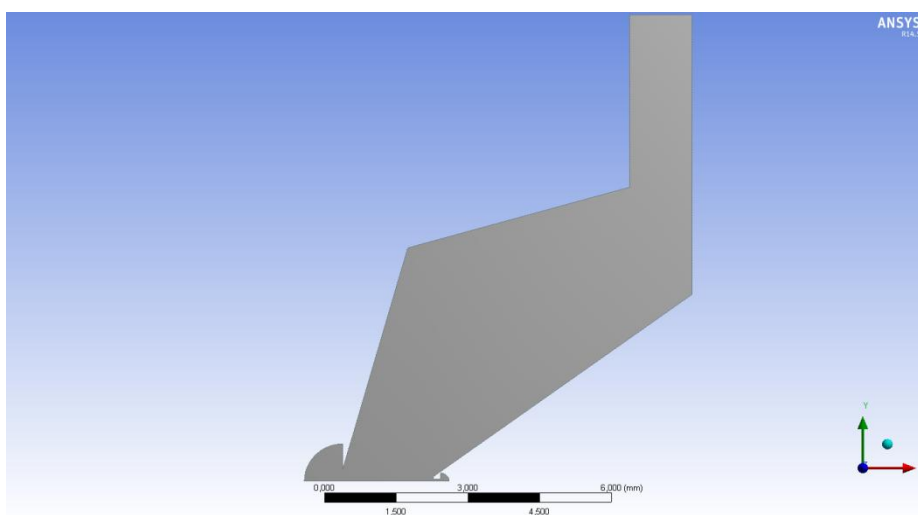
Na (obr.5.4 – 5.6) jsou tyto verze již zobrazeny jako tvary pro 2D osově symetrický výpočet.



Obr. 5.4: Úzká verze v 2D nastavení výpočtu



Obr. 5.5: Střední verze v 2D nastavení výpočtu



Obr. 5.6: Široká verze v 2D nastavení výpočtu

5.2 Zadání podmínek v systému Fluent

V této kapitole jsou pro ilustraci uvedeny některé základní podmínky, které je třeba nastavit pro daný výpočet.

5.2.1 Nastavení výpočtu

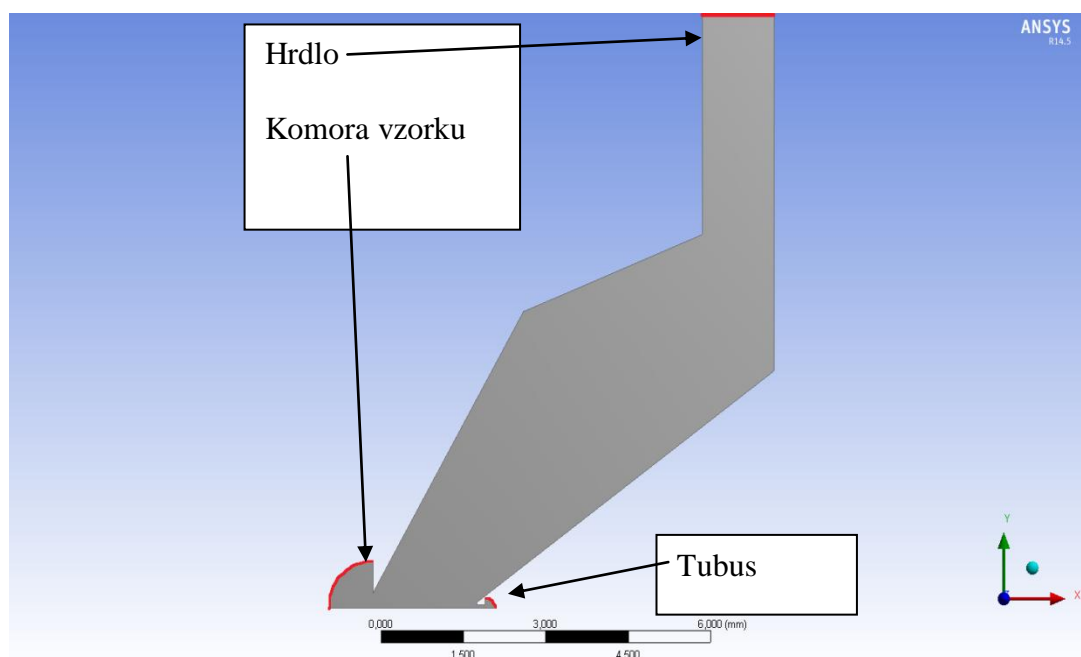
Výpočet byl koncipován jako 2D osově symetrický výpočet, což umožňuje použít místo 3D objemových prvků pouze 2D prvky a výrazně tak snížit náročnost na výpočetní čas z důvodu snížení počtu řešených rovnic v počtu řádů.

5.2.2 Nastavení okrajových podmínek

Nastavení okrajových podmínek vyplývá z funkce diferenciální komory. Okrajové podmínky limitují otvory vstupující do diferenciálně čerpané komory. Do diferenciálně čerpané komory vedou 3 otvory:

- **Přechod tubusu do diferenciálně čerpané komory**, který tvoří clonka **PLA2** (obr.5.7). V tubusu je tlak 0.01 Pa.–nastavena okrajová podmínka– **statický tlak 0.01 Pa**
- **Přechod komory vzorku do diferenciálně čerpané komory**, který tvoří clonka **PLA1** (obr.5.7). V komoře vzorku je nejvýše používaný tlak 2000 Pa- nastavena okrajová podmínka– **statický tlak postupně ve variantách 500, 1000, 1500, 2000 Pa**
- **Hrdlo – čerpací otvor**(obr. 5.7), kterým je pomocí rotační olejové vývěvy Lavat RV 100/1 čerpán prostor čerpací rychlostí 0.00694m³/s - nastavena podle použité vývěvy okrajová podmínka **objemového toku směrem z diferenciálně čerpané komory 0.00347 m³/s.**

Tento uvedený stav, ze kterého vyplývá nastavení okrajových podmínek je uveden na (obr. 5.2).



Obr. 5.7: Nastavení okrajových podmínek

5.3 Průběh výpočtu

Vzhledem k tomu, že jde o komplikovaný výpočet v oblasti poměrně nízkých tlaků a zároveň dochází k nadzvukovému proudění, bylo třeba provést výpočet formou postupného měnění podmínek až k dosažení konvergence.

Po získání zkušeností byl výpočet proveden v následující posloupnosti:

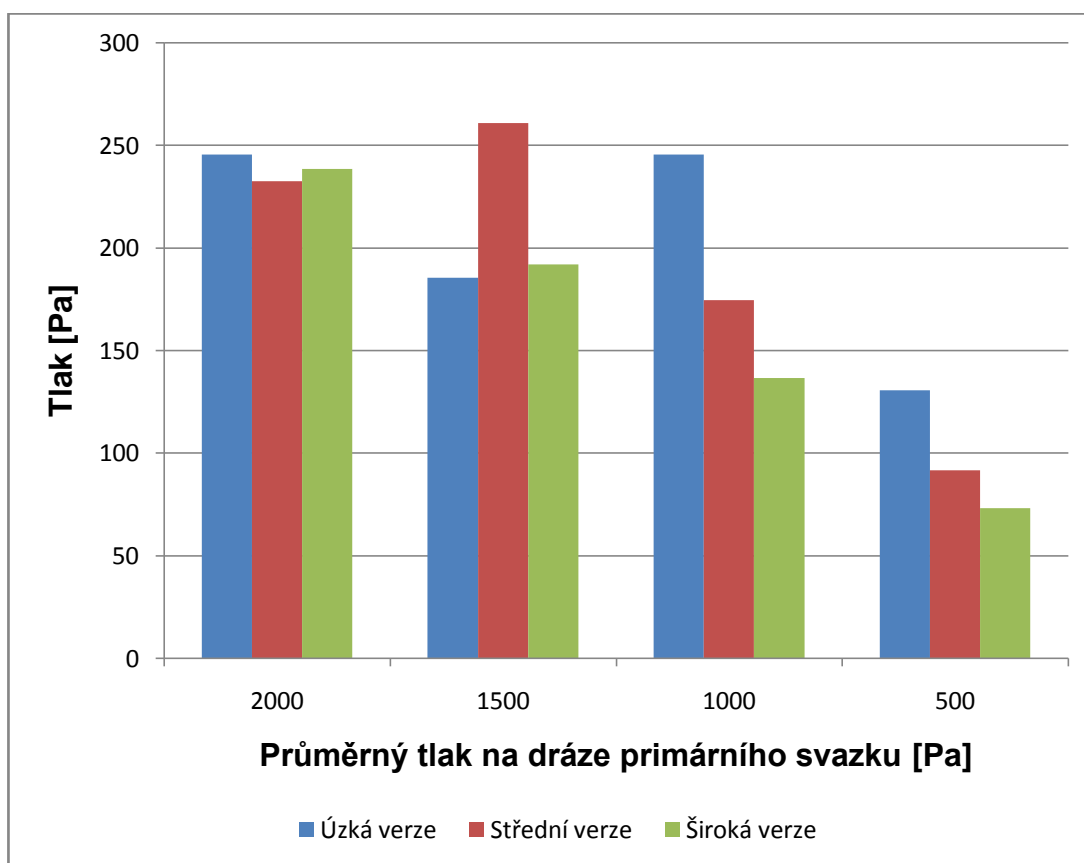
1. Plyn byl v nastavení konstantního tlaku, zvýšený referenční tlak, v oblasti turbulentních modelů bylo nastaveno laminární proudění, výpočet probíhal až do dosažení konvergence.
2. Plyn byl nastaven jako ideální plyn, výpočet probíhal až do dosažení konvergence.
3. V oblasti turbulentních modelů byl nastaven turbulentní model SST-omega 2, výpočet probíhal až do dosažení konvergence.
4. Na závěr byl postupně snižován referenční tlak až k nule. Výpočet probíhal až do dosažení konvergence.

6 Vyhodnocení výsledků

Výsledky jsou vyhodnoceny podle dvou kritérií. Prvním z nich je průměrný tlak v dráze primárního svazku. Podle teorie uvedené v kapitole 3.2 platí úměra čím nižší tlak, tím menší pravděpodobnost srážky elektronu s molekulami vzduchu. Druhým kritériem je délka dráhy, kterou musí urazit paprsek v dráze nízkého rozptylu, jak bylo uvedeno v kapitole 3.2. V našem případě bereme limit do 100 Pa.

6.1 Vyhodnocení prvního kritéria

Dosažené výsledky v souhrnném grafu (obr. 6.1) ukazují, že nejvýhodnější verze v oblasti průměrného tlaku v oblasti primárního svazku vykazuje verze se širokým rozevřením kužele a to především do tlaku v komoře vzorku 1000 Pa.



Obr. 6.1: Průměrný tlak na dráze primárního svazku.

Důvodem je formování nadzvukového proudění, kde u širšího kužele dochází k neřízené expanzi plynu s výrazným navýšením nadzvukové rychlosti, kde v její ose dochází k nejprudšímu poklesu tlaku (viz. obr. 6.2 – 6.8).

Na (obr. 6.4 až 6.15) je vyobrazení průběhu tlaku a Machova čísla na dráze primárního svazku u všech zkoumaných variant. Výsledky ukazují, že ve clonce PLA1 dochází ke kritickému proudění a na hraně této clonky je dosaženo proudění rychlosti 1 Mach. Jak je patrné z grafu (obr. 8.5) znázorňující Machovo číslo a

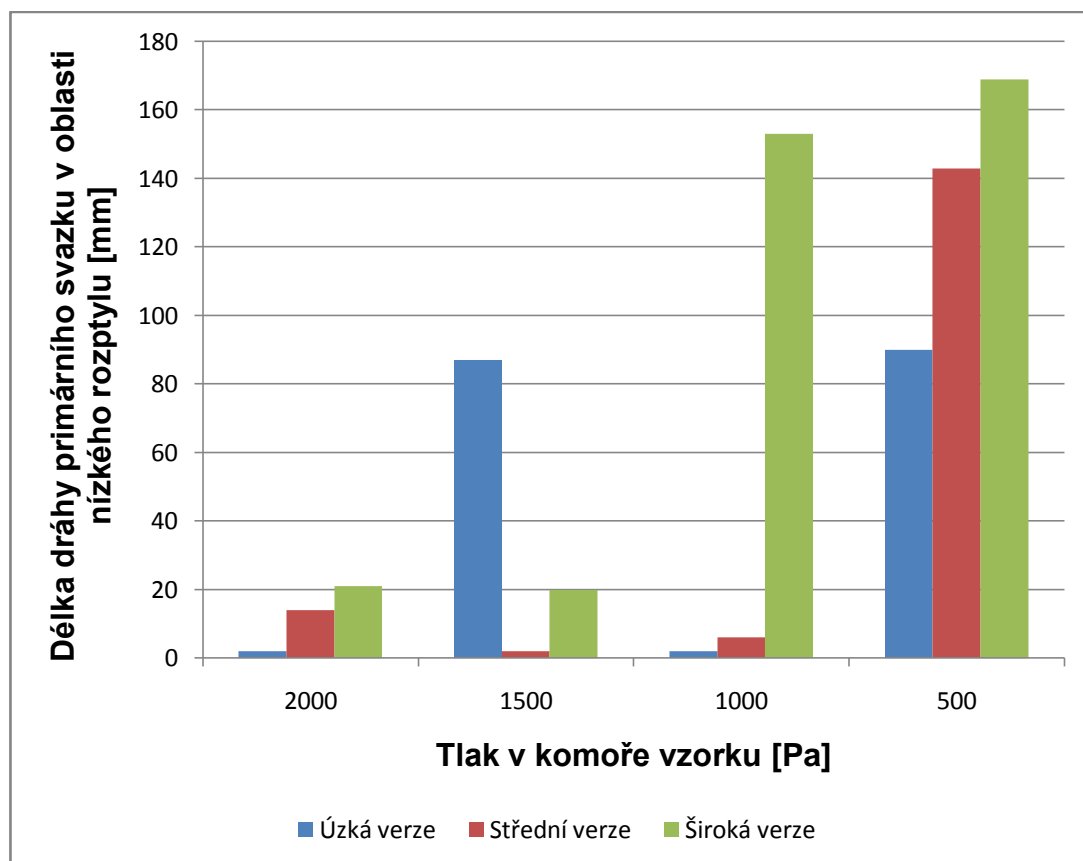
z následujících grafických zobrazení (obr.8.11 – 8.13), vzniká za touto clonkou PLA1 nadzvukové proudění plynu.

6.2 Vyhodnocení druhého kritéria

Druhým kritériem je délka dráhy, kterou musí urazit paprsek v dráze nízkého rozptylu. Z tabulky a grafu vyplývá, že opět nejvýhodnější verzí je široká verze, zvláště do tlaku 1000 Pa. V tabulce 6.1 jsou uvedeny průměrný tlak na dráze primárního svazku v jednotkách mm označený zkratkou PT a Dráha v oblasti nízkého rozptylu v jednotkách mm označené zkratkou DNR.

Tabulka 6.1:Dráha nízkého rozptylu

	2000 Pa		1500 Pa		1000 Pa		500 Pa	
	PT	DNR	PT	DNR	PT	DNR	PT	DNR
Široká verze	238.7	21	192	20	136.6	153	73	169
Střední verze	232.6	14	261	0	174.6	6	91.7	143
Úzká verze	245.7	0	185.4	87	245.7	0	130.5	90



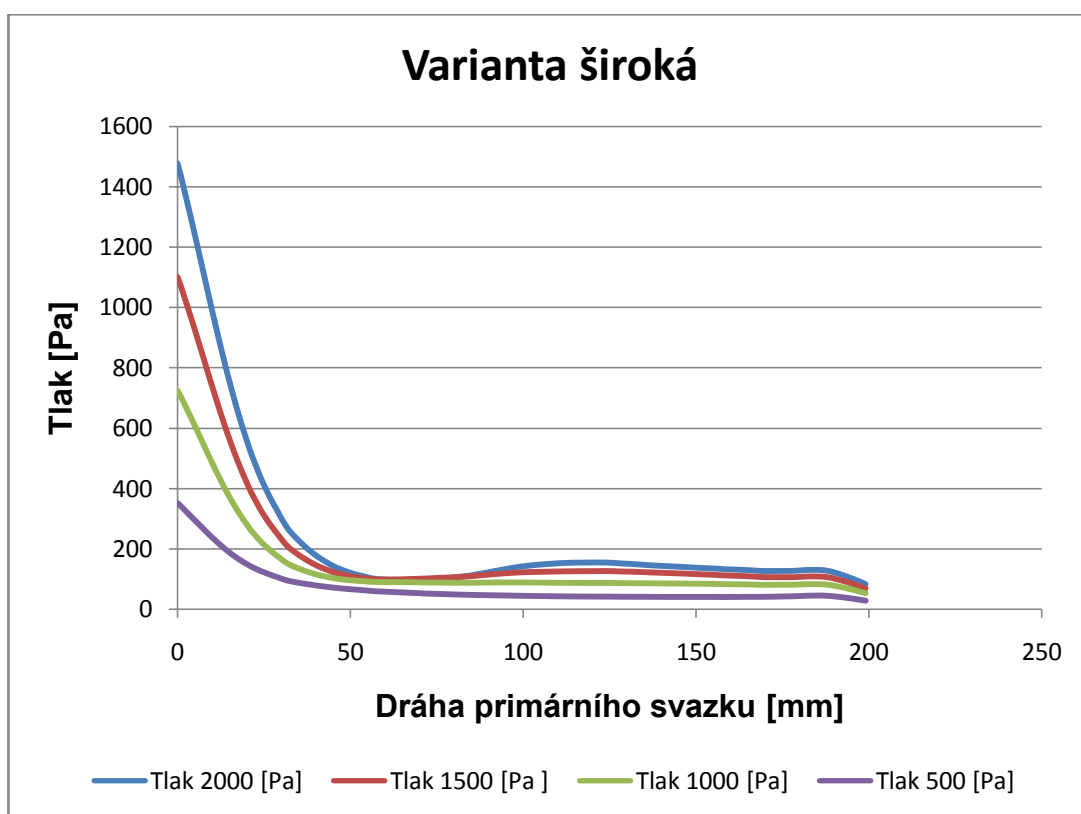
6.3 Vyhodnocení grafických výpočtů

Z uvedených grafů je patrné, že do stavu, kdy je tlak v komoře vzorku do 1000 Pa platí úměra čím větší je rozšíření kužele, tím více narůstá rychlost nadzvukového proudění, tím nižší tlak v jeho oblasti nastává (obr. 6.15 a 6.14).

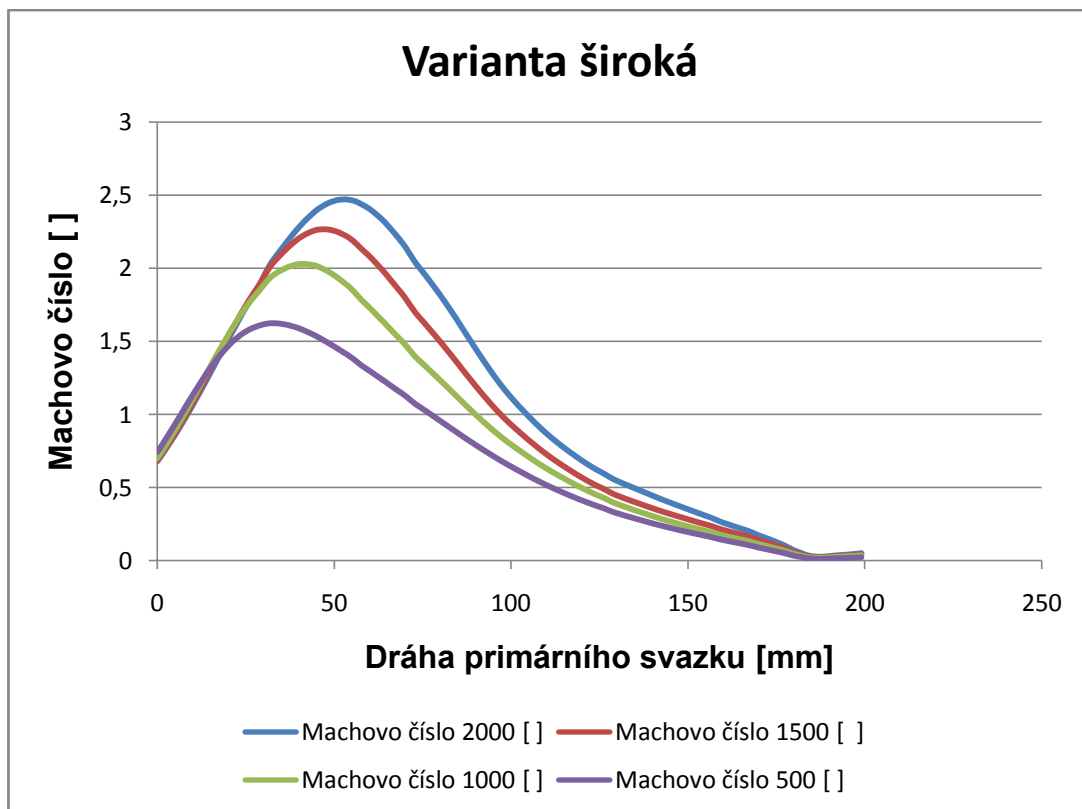
Nad 1000 Pa již průběh nadzvukového proudění již nevykazuje v přímé úměře závislost rozšíření kužele na snížení průměrného tlaku, neboť rychlost proudění nad hodnotu 2 Macha již vzhledem ke krátké vzdálenosti k cloně PLA 2 již u úzké varianty neumožní klesnout rychleji na kratší vzdálenosti v závislosti na rozšíření kužele a ke snížení rychlosti, a tím k nárůstu tlaku dochází až za clonou PLA 2 v oblasti odsávání (viz. obr. 6.19 – 6.21).

Nicméně při konstrukci diferenciálně čerpané komory je vzhledem k výsledkům analýz výhodnější konstruovat kužel s větším rozšířením kužele.

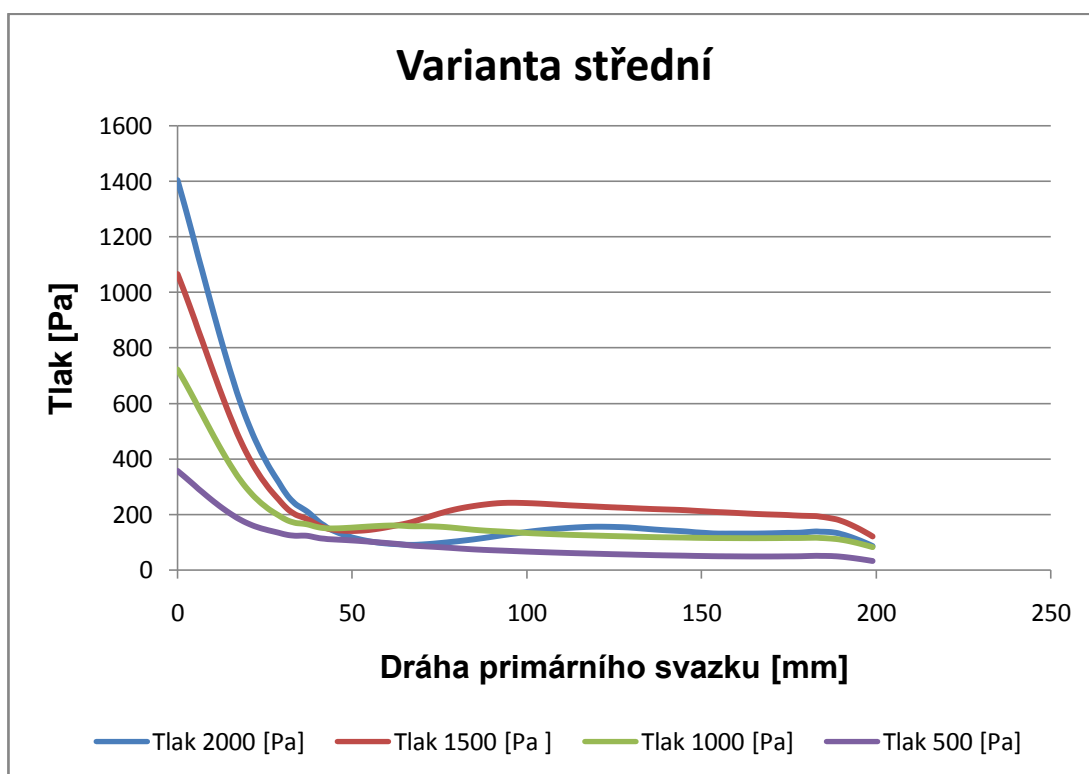
V další části jsou uvedeny grafy a grafické výstupy, ze kterých předchozí vyhodnocení vychází.



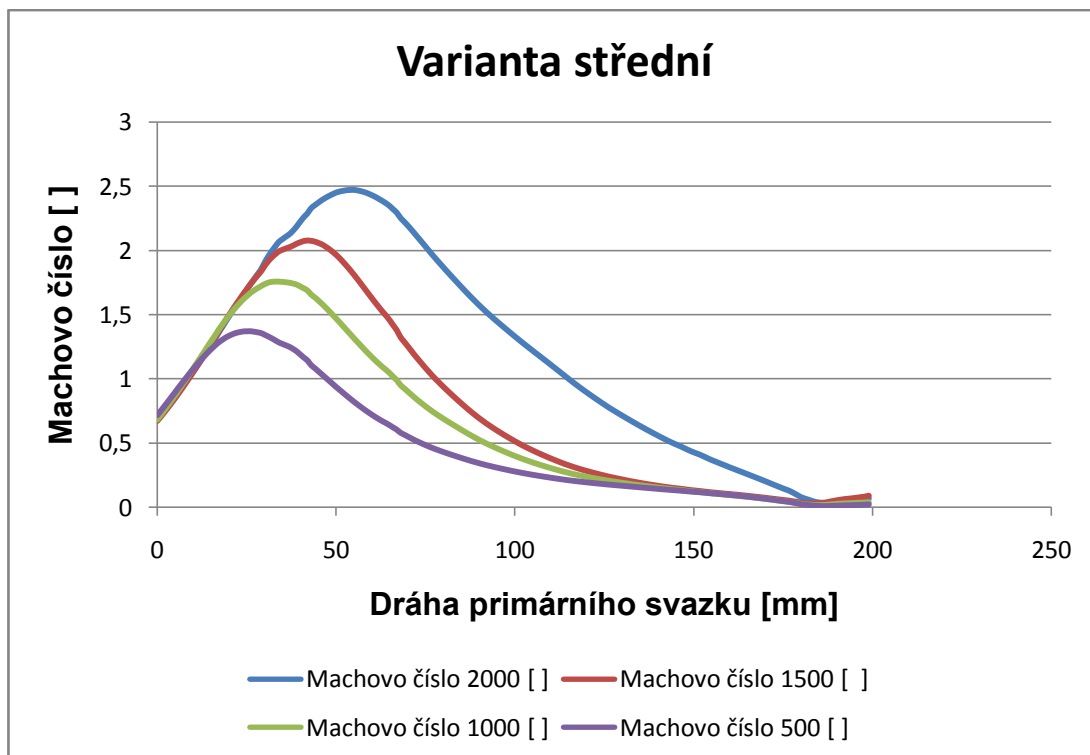
Obr. 6.2: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.



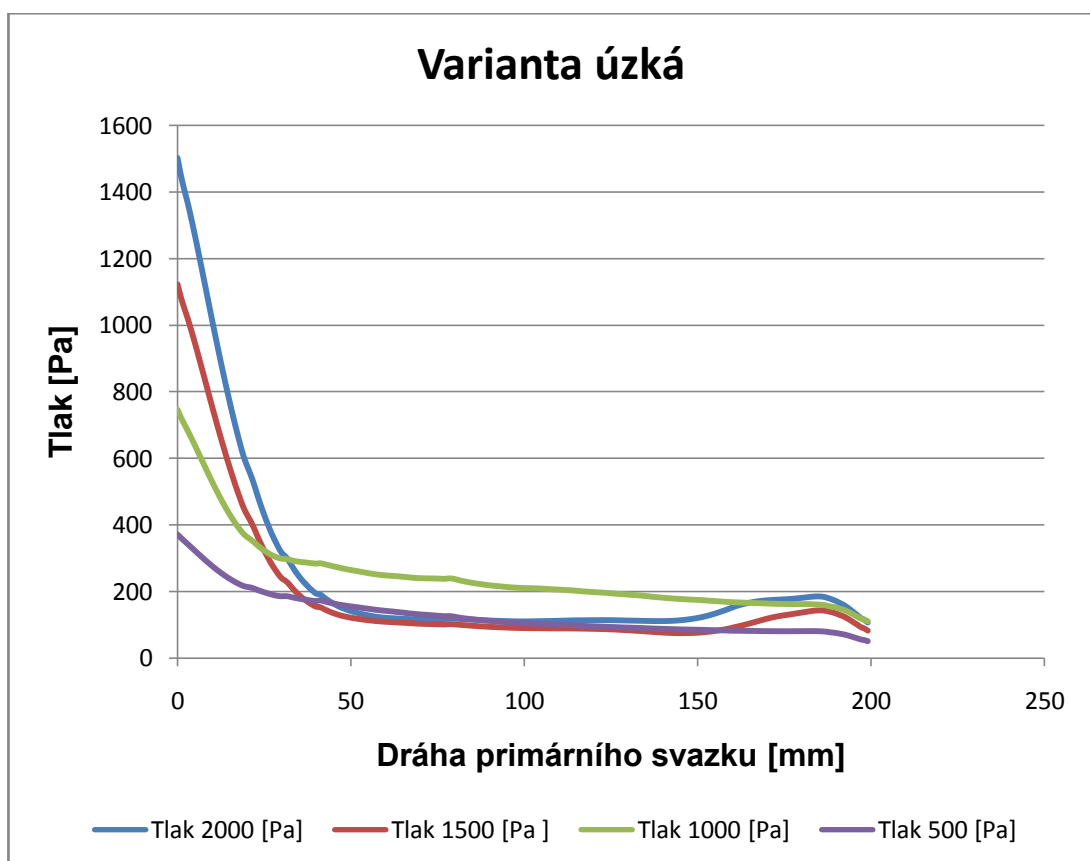
Obr. 6.3: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.



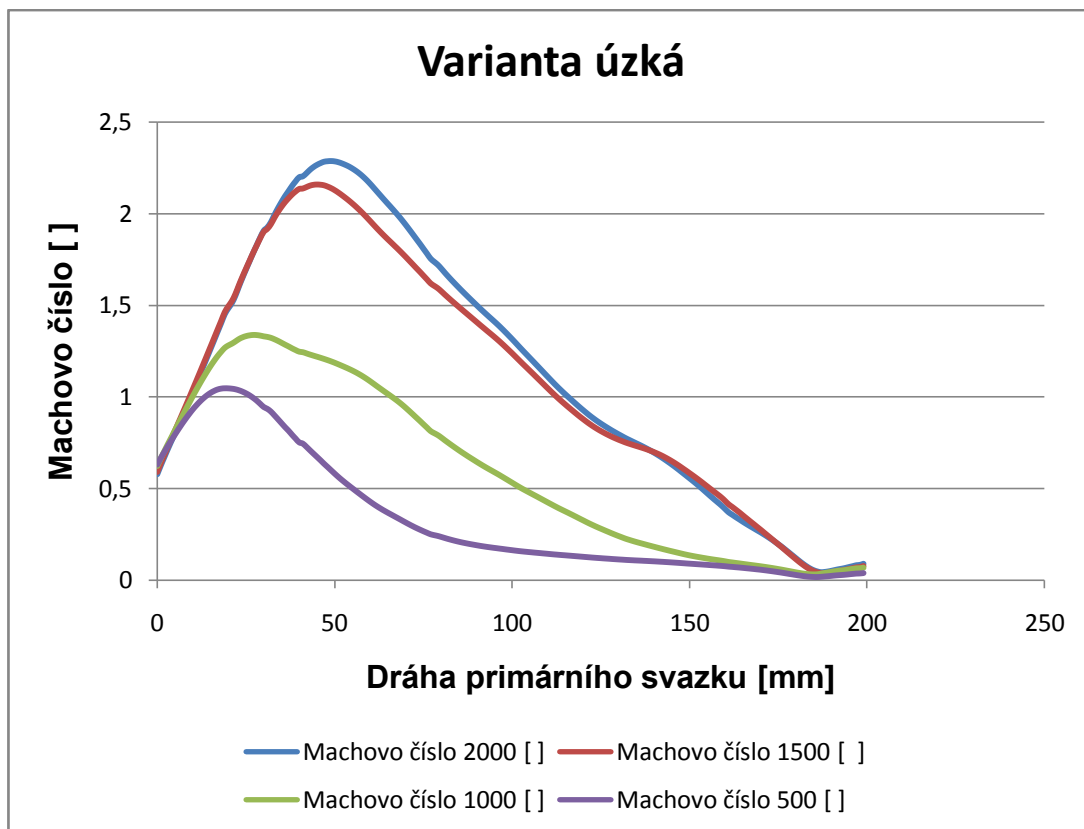
Obr. 6.4: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.



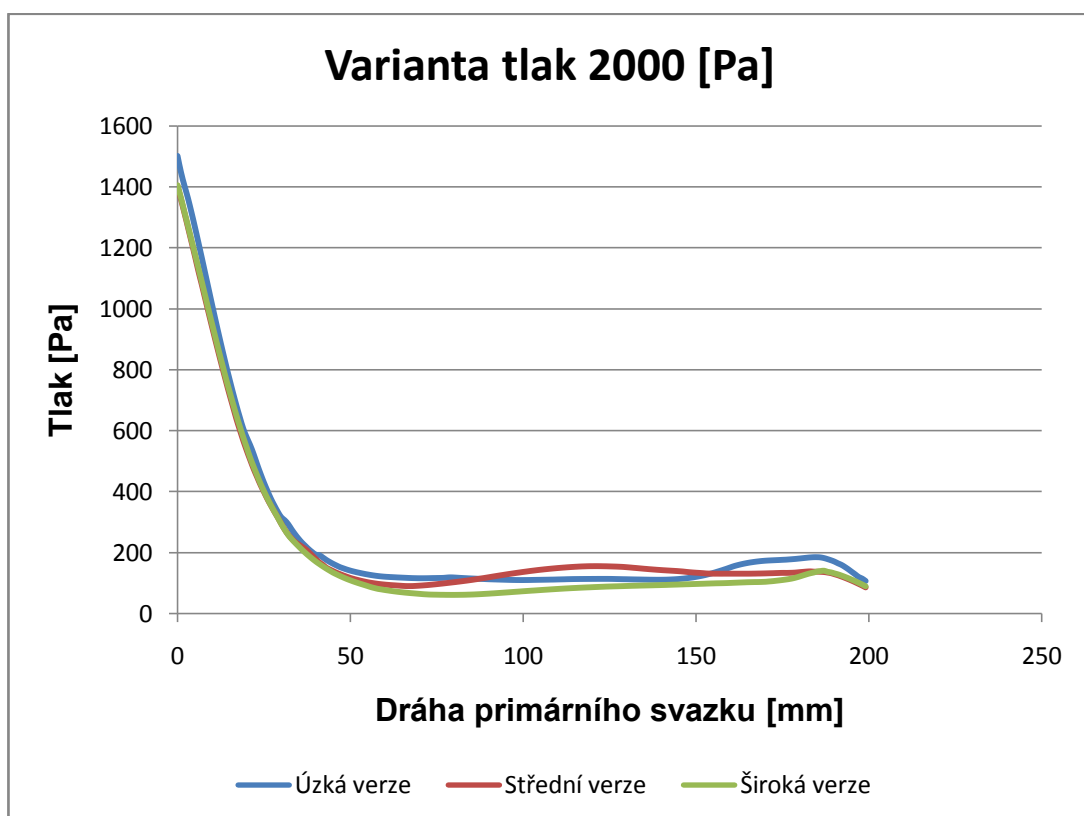
Obr. 6.5: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.



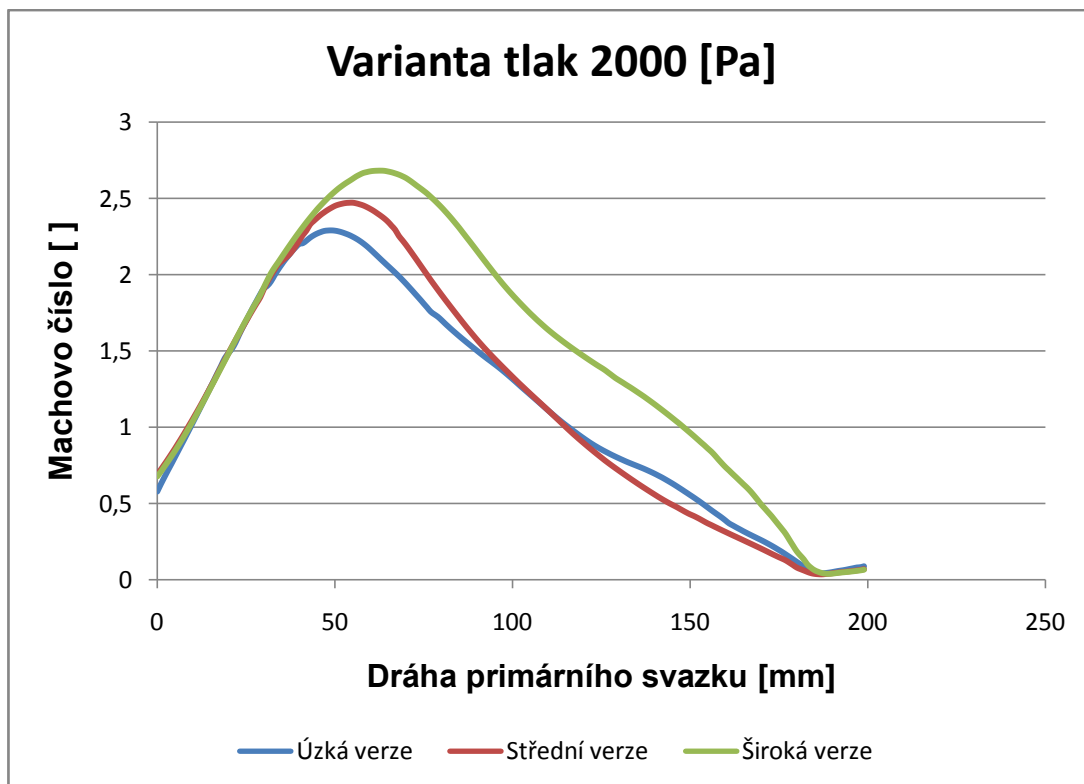
Obr. 6.6: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.



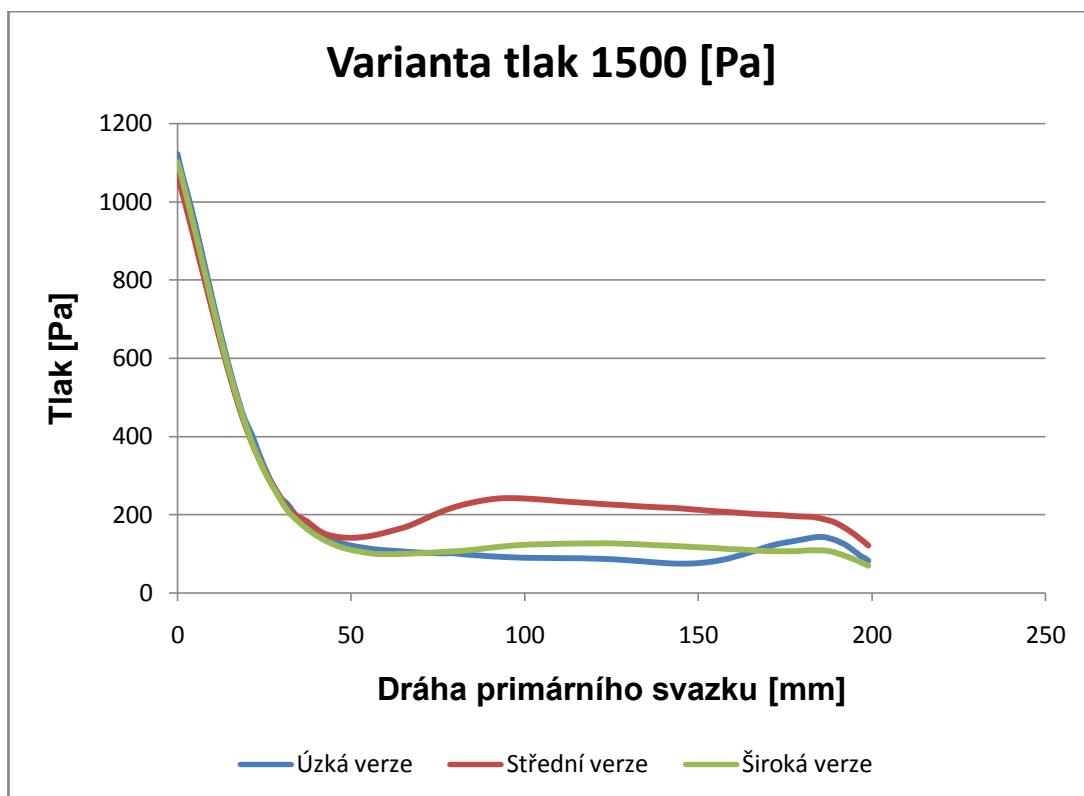
Obr. 6.7: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.



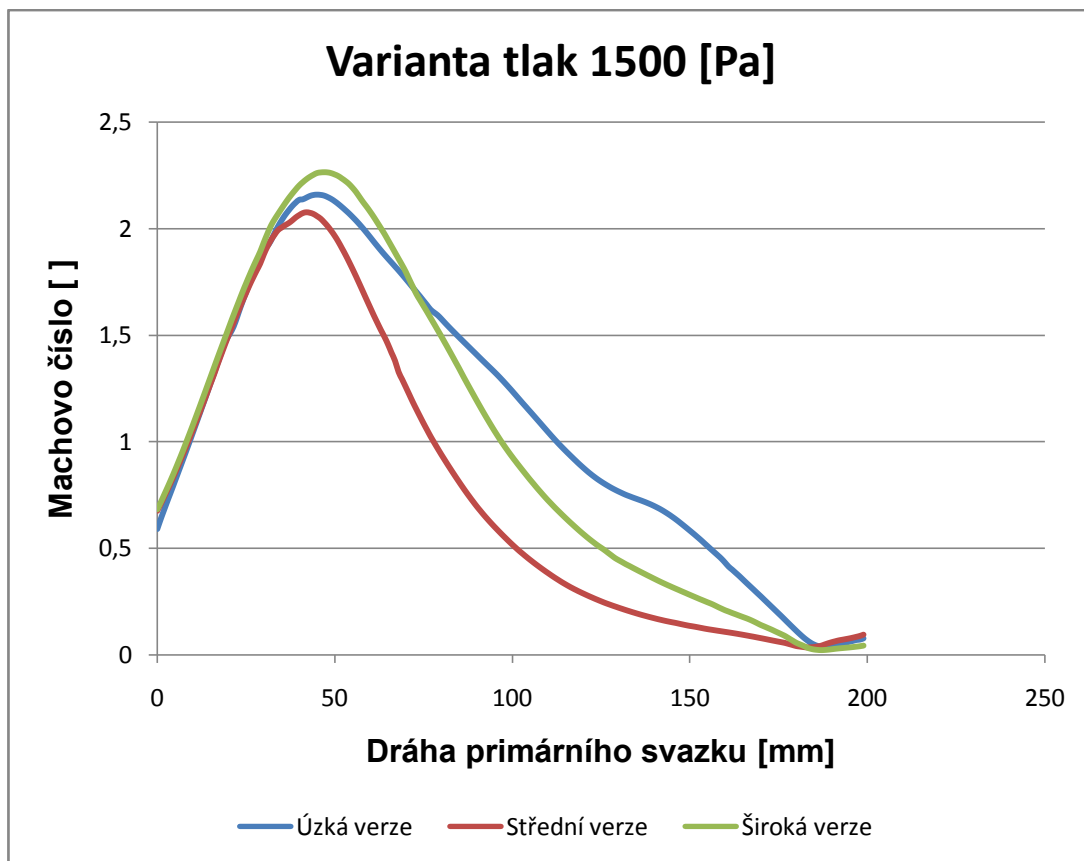
Obr. 6.8: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.



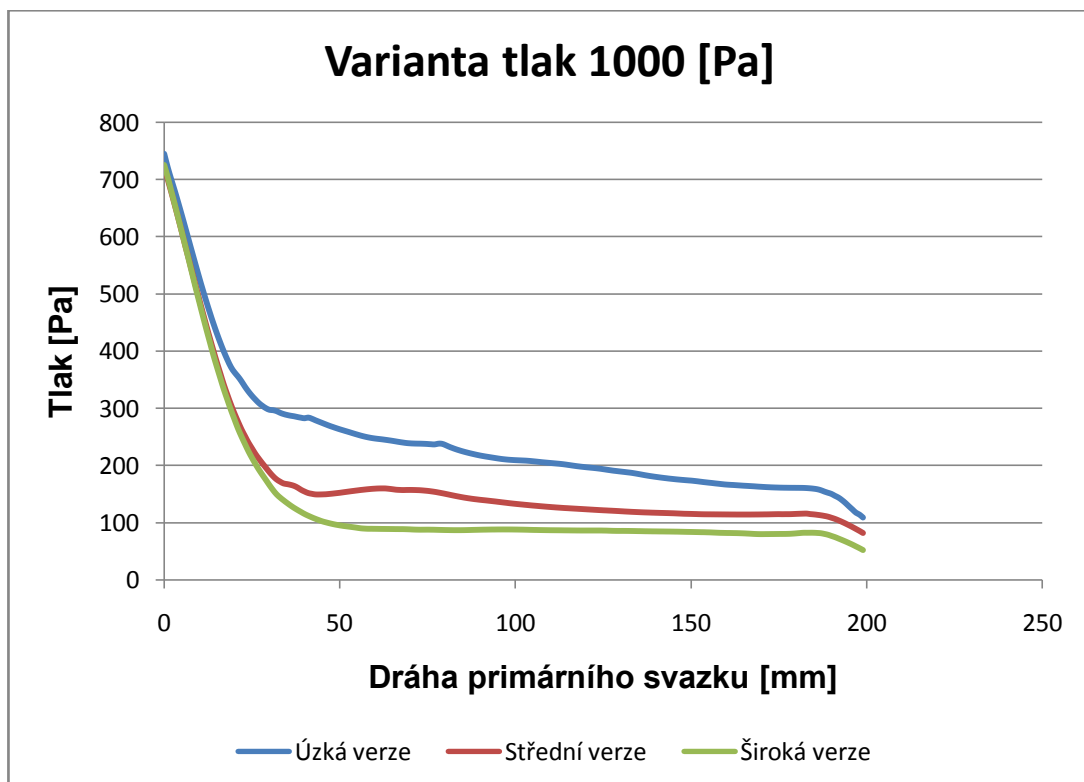
Obr. 6.9: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.



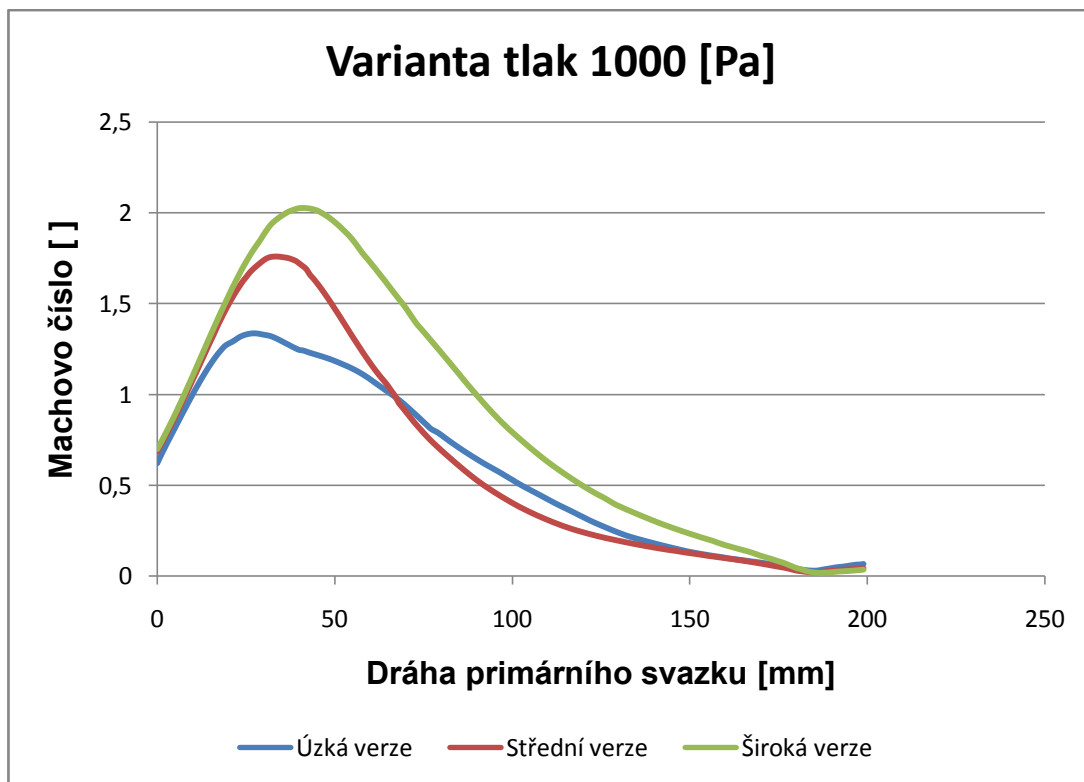
Obr. 6.10: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.



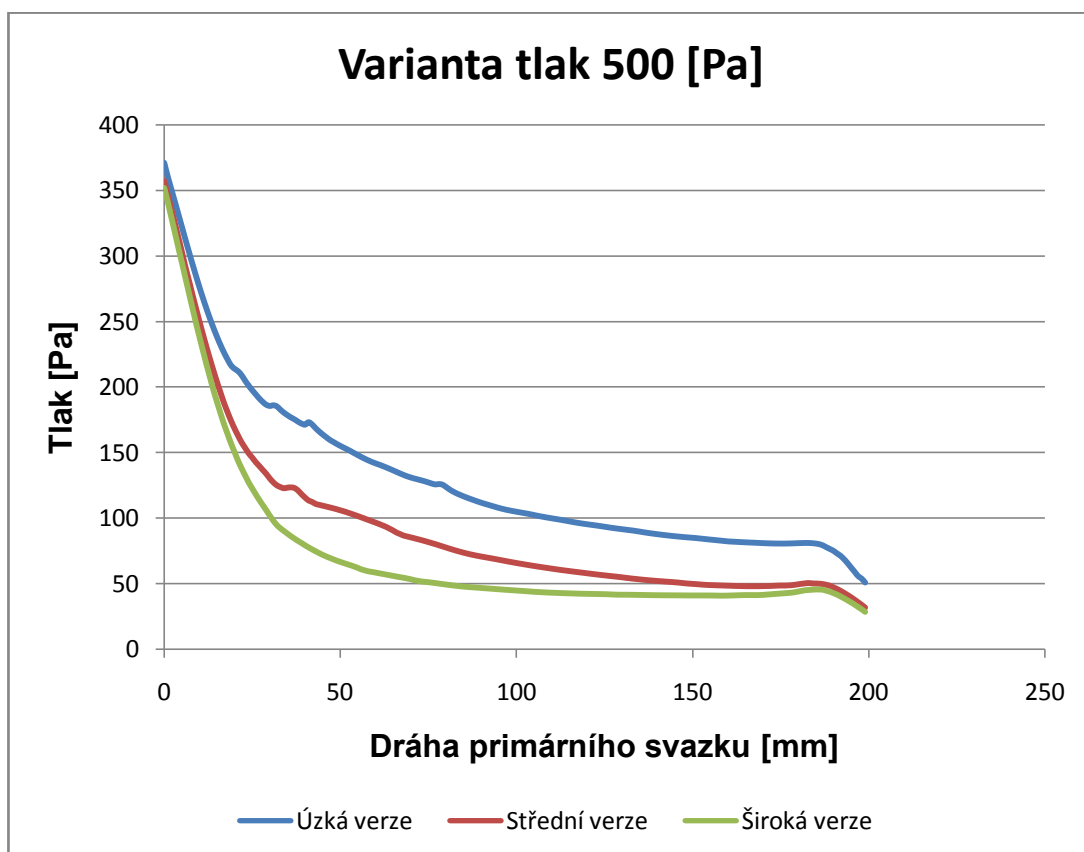
Obr. 6.11: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.



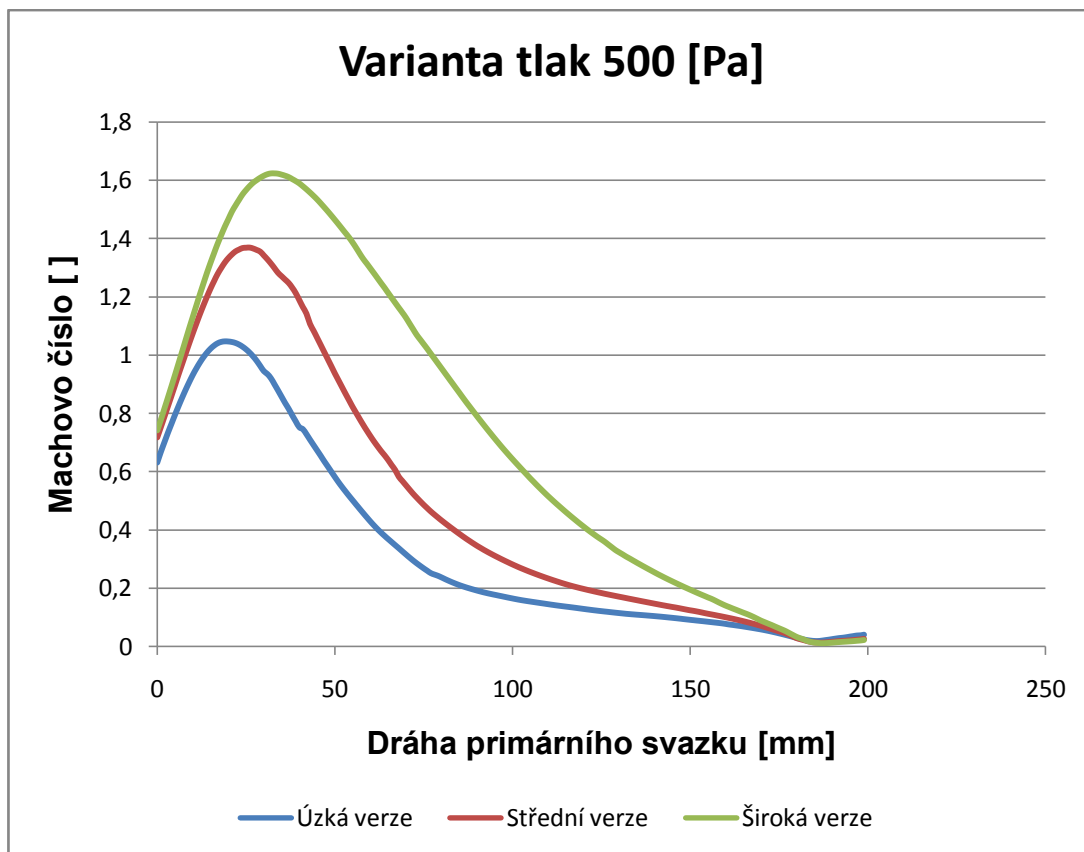
Obr. 6.12: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.



Obr. 6.13: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.

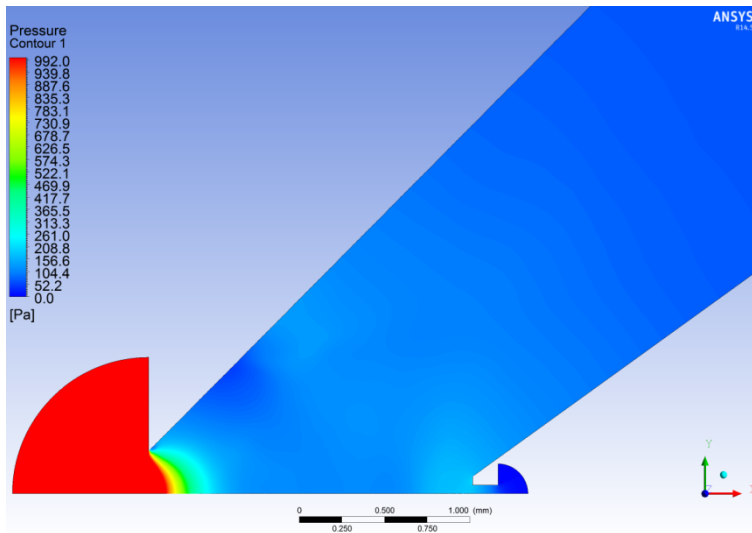


Obr. 6.14: Průběh tlaku na dráze primárního svazku.

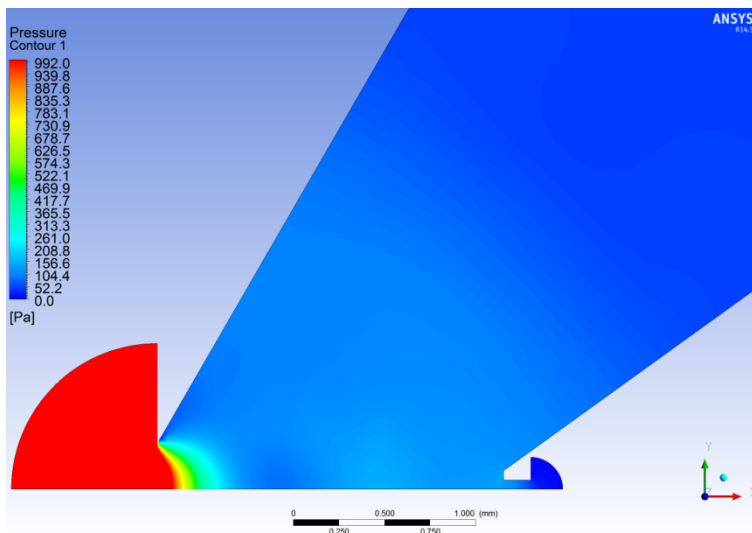


Obr. 6.15: Průběh Machova čísla na dráze primárního svazku.

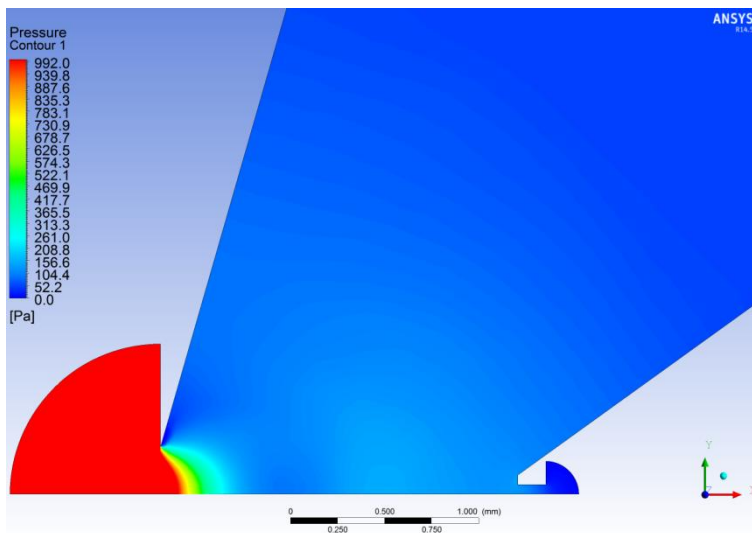
6.3.1 Průběh statického tlaku pro tlak 2000 Pa



Obr. 6.16: Úzká verze.

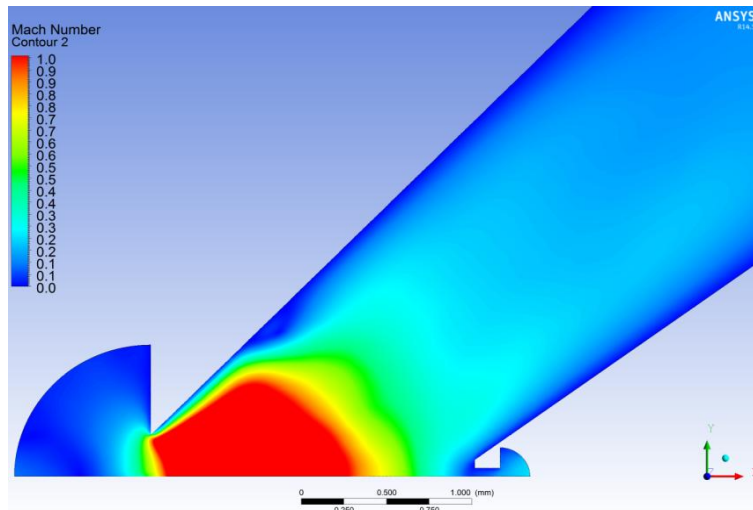


Obr. 6.17: Střední verze.

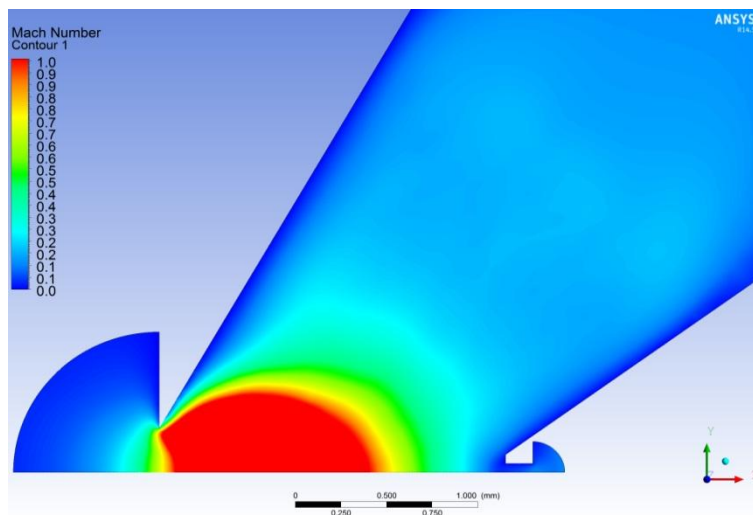


Obr. 6.18: Široká verze.

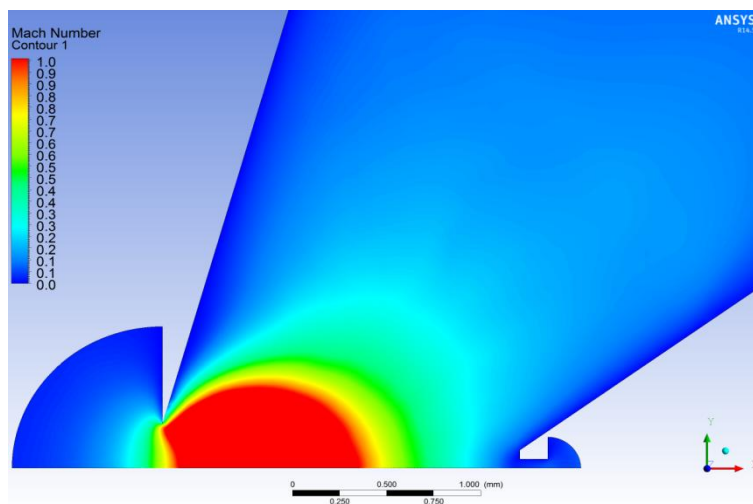
6.3.2 Průběh Machova čísla pro tlak 2000 Pa



Obr. 6.19: Úzká verze.



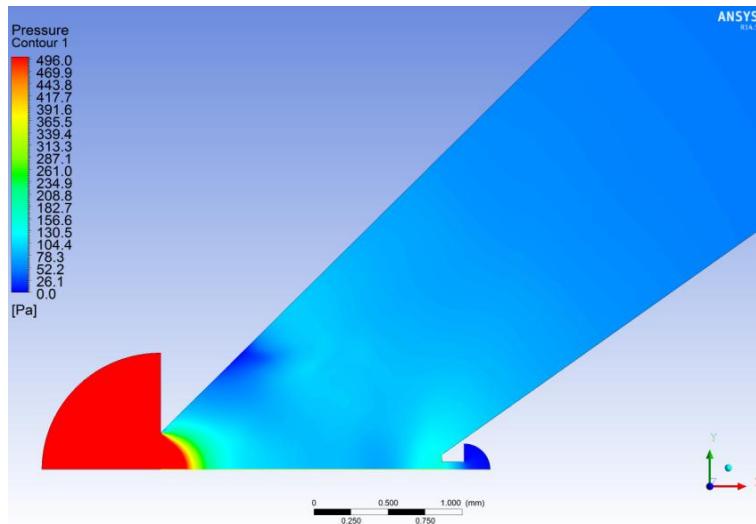
Obr. 6.20: Střední verze.



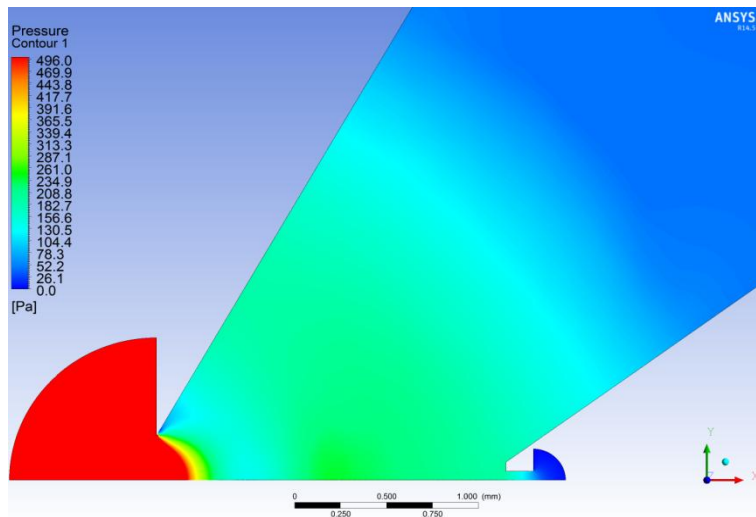
Obr. 6.21: Široká verze.

Na (obr. 6.19 – 6.21) je patrné, že u úzké verze dochází k zbrzdění proudění až v prostoru za clonou PLA 2, tedy celý primární svazek elektronů je skryt v oblasti expanze velmi rychlého proudění. Tato skutečnost umožňuje, že průměrný tlak na dráze primárního svazku je u všech variant téměř shodný (obr. 6.1), i když v komoře vzorku je různý tlak. Vyšší vstupní tlak je tedy kompenzován sníženým tlakem v oblasti nadzvukového proudění.

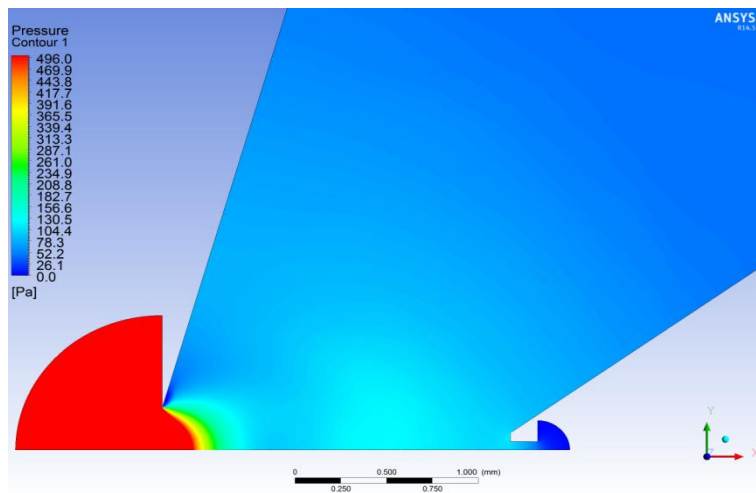
6.3.3 Průběh statického tlaku pro tlak 1500 Pa



Obr. 6.22: Úzká verze.

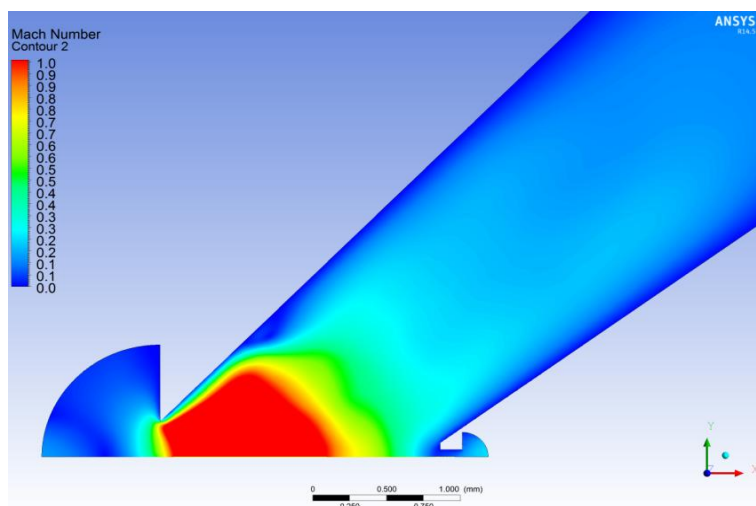


Obr. 6.23: Střední verze.

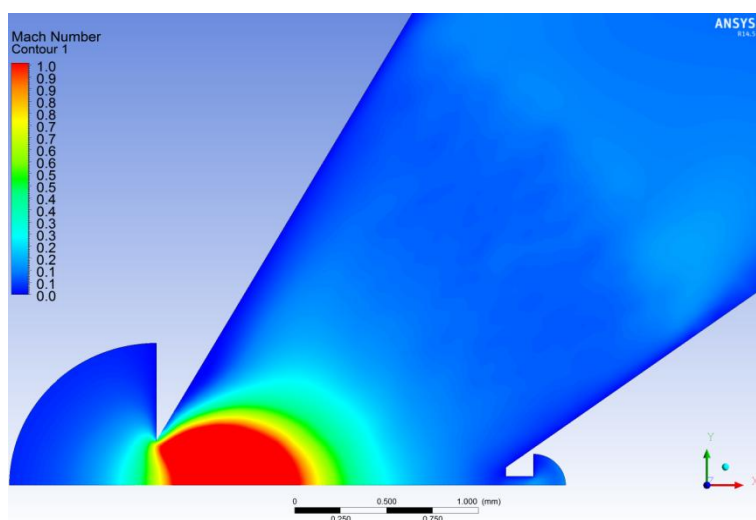


Obr. 6.24: Široká verze.

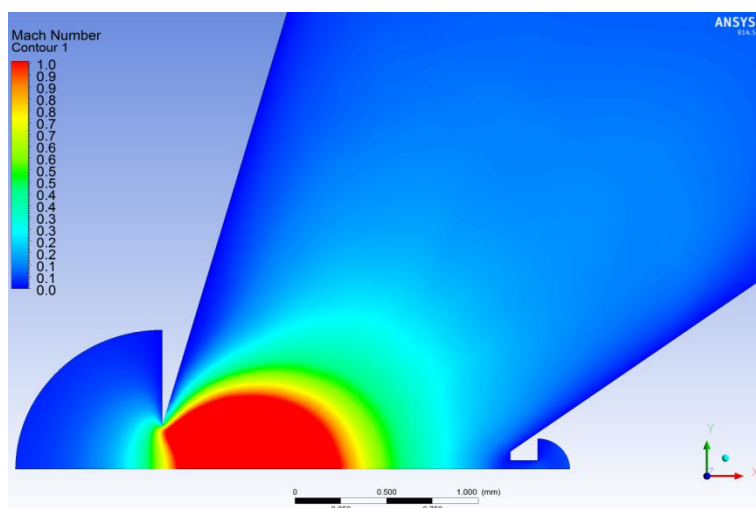
6.3.4 Průběh Machova čísla pro tlak 1500 Pa



Obr. 6.25: Úzká verze.



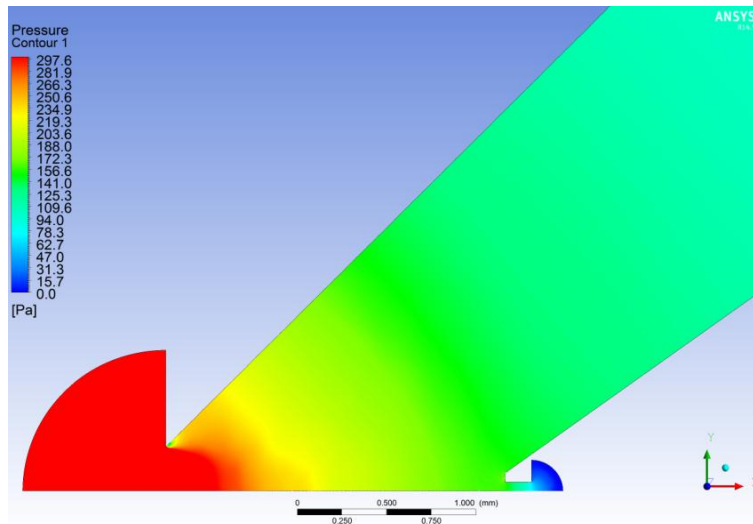
Obr. 6.26: Střední verze.



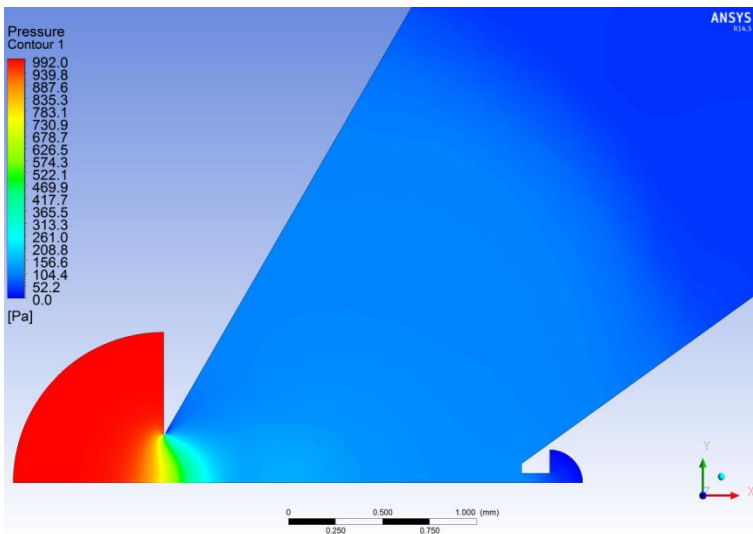
Obr. 6.27: Široká verze.

Na (obr. 6.25 – 6.27) je patrné, že u úzké verze dochází k zbrzdění proudění až v prostoru za clonou PLA 2, tedy celý primární svazek elektronů je skryt v oblasti expanze velmi rychlého proudění. Markantní je, že v střední variantě expanze nadzvukového proudění klesá nejrychleji, proto také tato varianta má pro tlak 1500 Pa v komoře vzorku nejhorší výsledek (obr. 6.1).

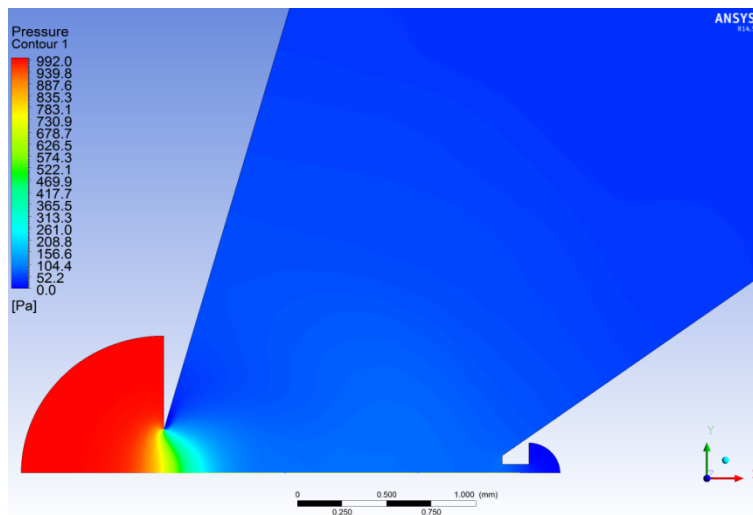
6.3.5 Průběh statického tlaku pro tlak 1000 Pa



Obr. 6.28: Úzká verze.

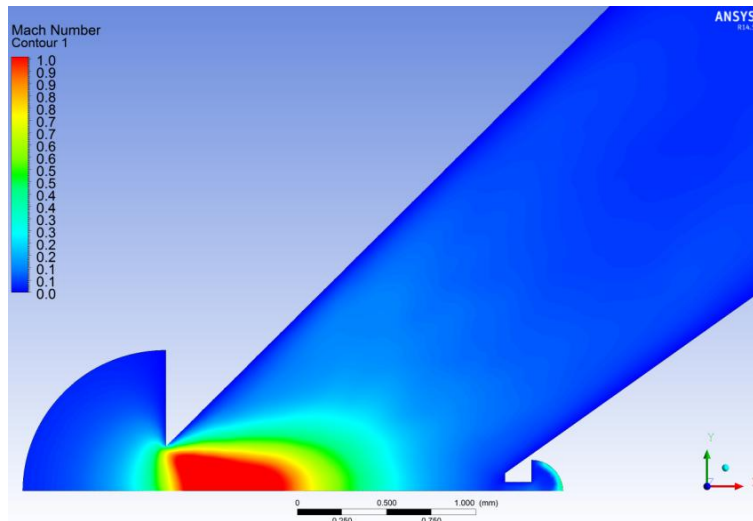


Obr. 6.29: Střední verze.

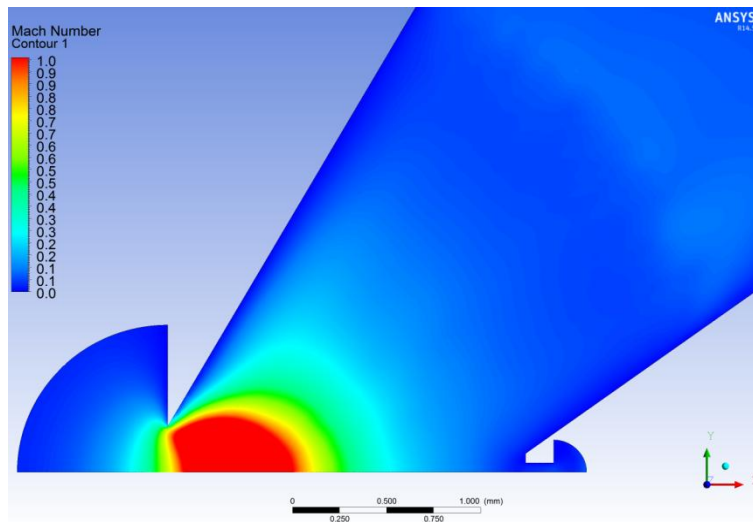


Obr. 6.30: Široká verze.

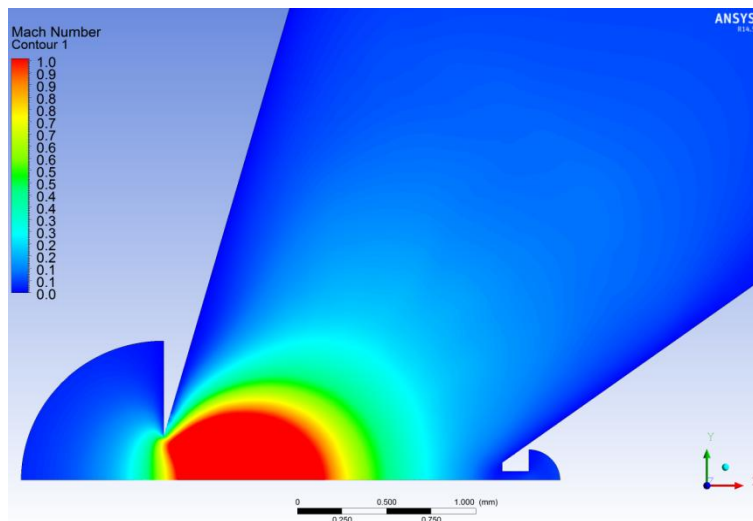
6.3.6 Průběh Machova čísla pro tlak 1000 Pa



Obr. 6.31: Úzká verze.



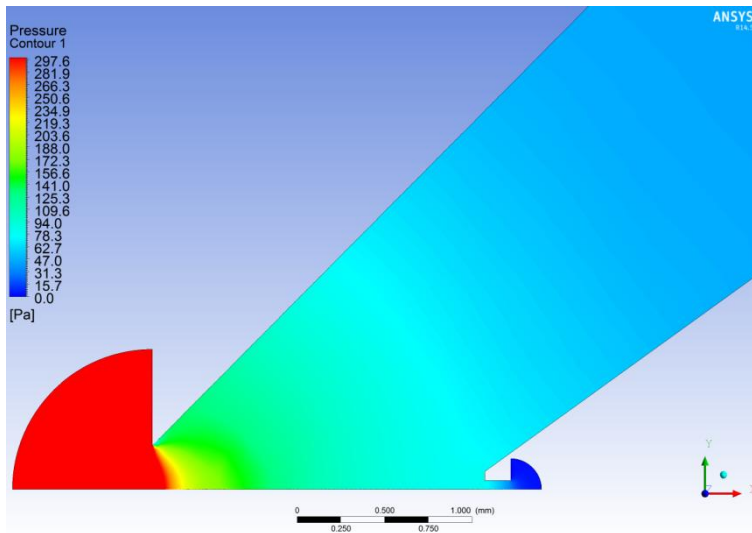
Obr. 6.32: Střední verze.



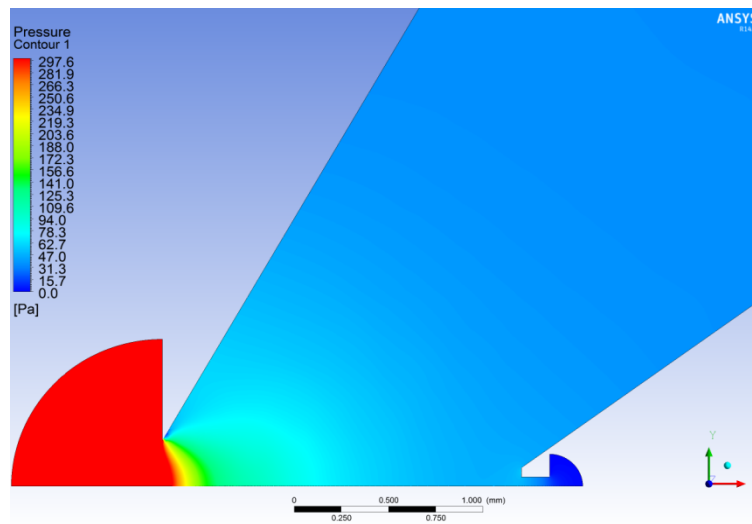
Obr. 6.33: Široká verze.

Na (obr. 6.31 – 6.33) je patrné, že u všech variant jsou kužele nadzvukového proudění podobného charakteru, proto průměrný tlak v dráze primárního svazku je úměrný tlaku v komoře vzorku (obr. 6.1).

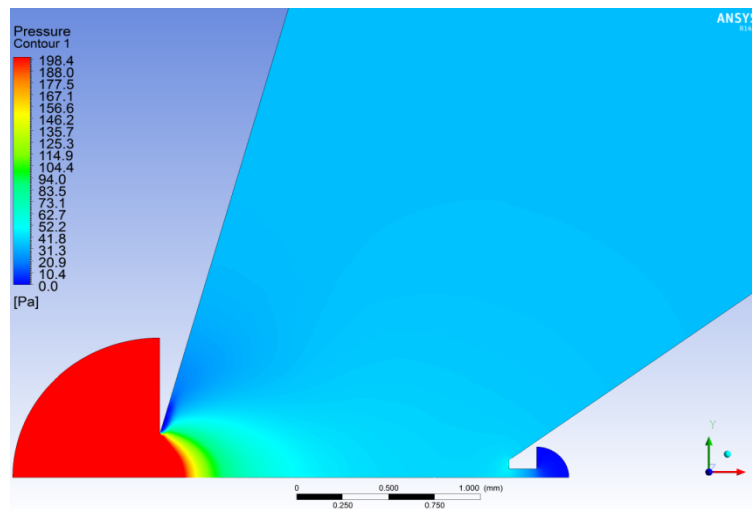
6.3.7 Průběh statického tlaku pro tlak 500 Pa



Obr. 6.34: Úzká verze.

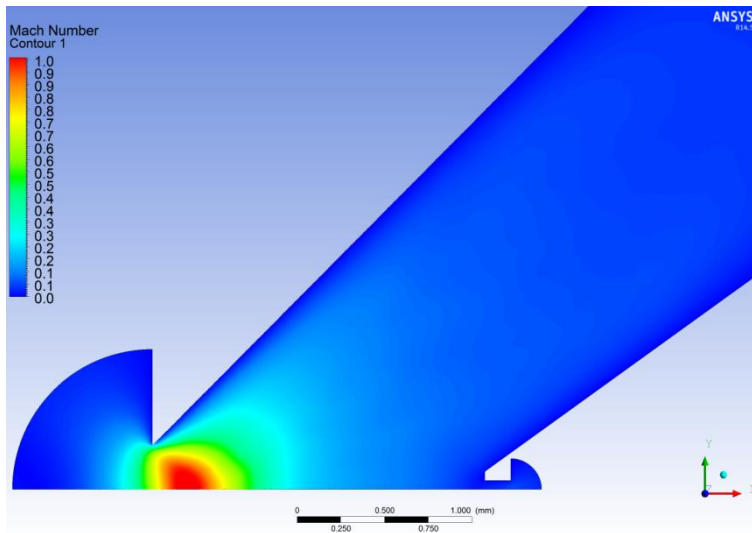


Obr. 6.35: Střední verze.

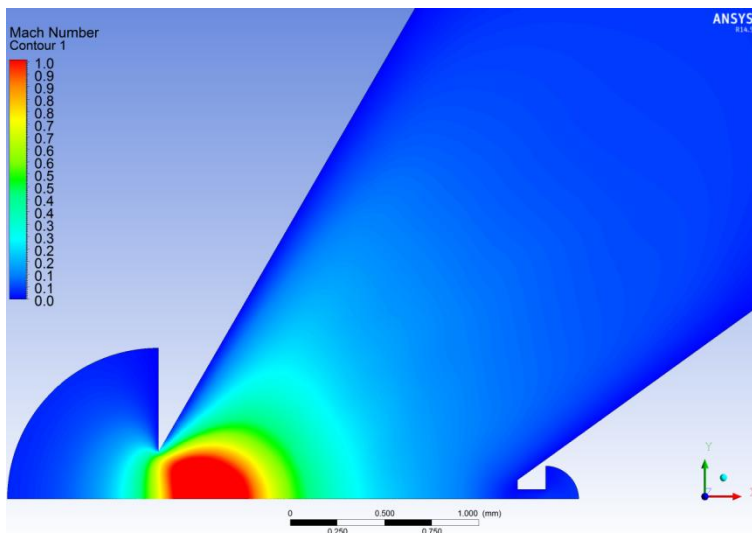


Obr. 6.36: Široká verze.

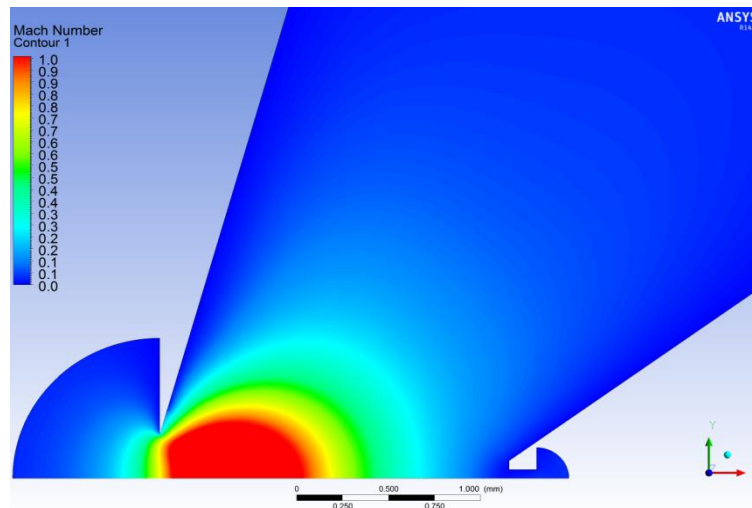
6.3.8 Průběh Machova čísla pro tlak 500 Pa



Obr. 6.37: Úzká verze.



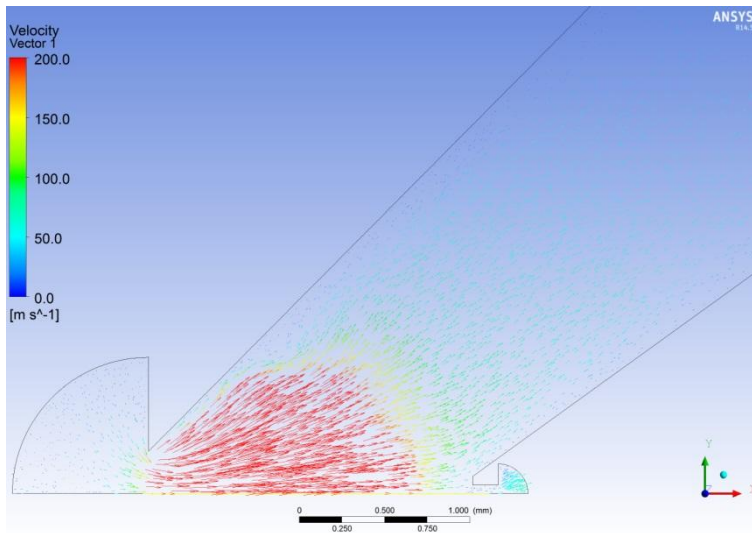
Obr. 6.38: Střední verze.



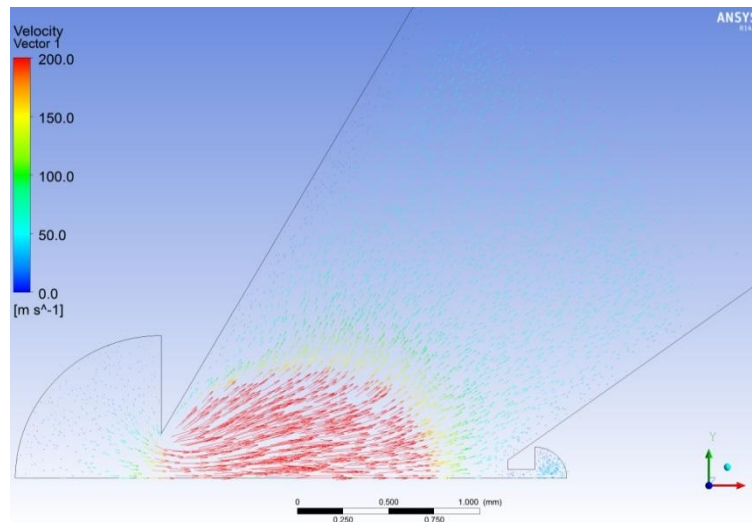
Obr. 6.39: Široká verze.

I zde na (obr. 6.37 – 6.39) je patrné, že u všech variant jsou kužele nadzvukového proudění podobného charakteru, proto průměrný tlak v dráze primárního svazku je úměrný tlaku v komoře vzorku (obr. 6.1).

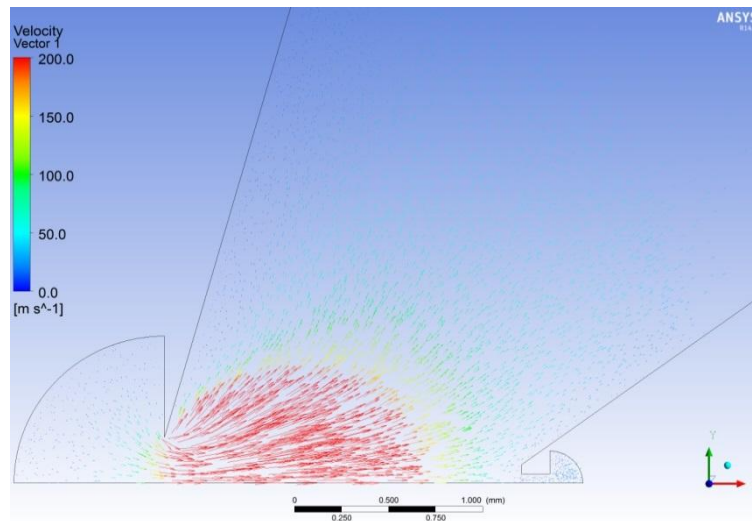
6.3.9 Zobrazení vektorů pro tlak 2000 Pa



Obr. 6.40: Rozložení vektorového pole u úzké varianty.



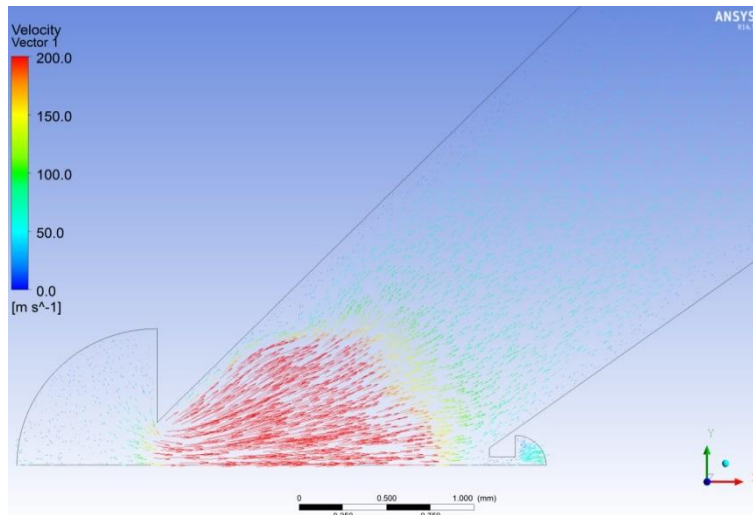
Obr. 6.41: Rozložení vektorového pole u střední varianty.



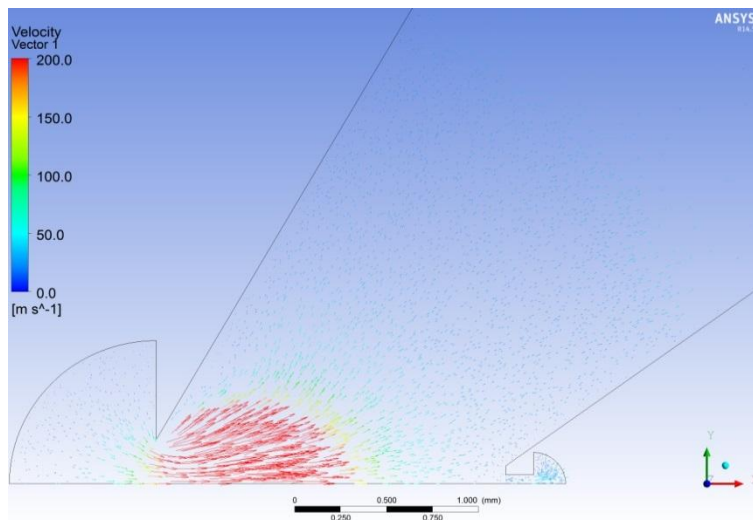
Obr. 6.42: Rozložení vektorového pole u široké varianty.

Všechna vektorová zobrazení dále uvedená prokazují vyrovnaný stav proudění bez zavíření v oblasti čerpání, proto čerpaný prostor není ovlivněn turbulencí (obr.6.40 – 6.51).

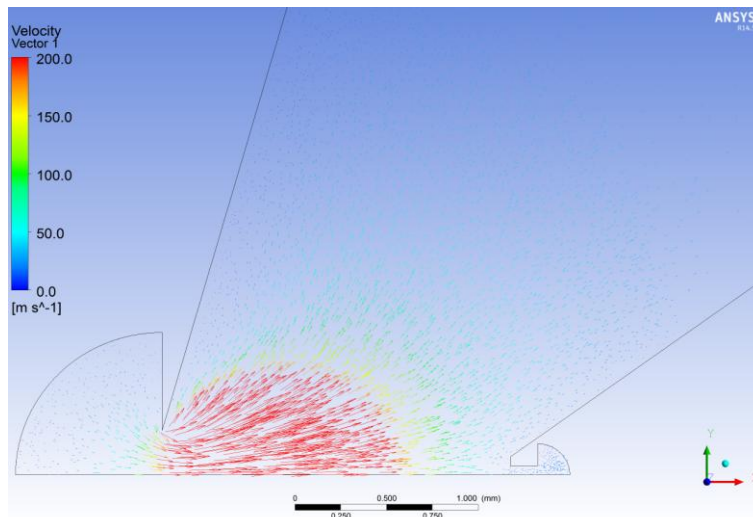
6.3.10 Zobrazení vektorů pro tlak 1500 Pa



Obr. 6.43: Rozložení vektorového pole u úzké varianty.

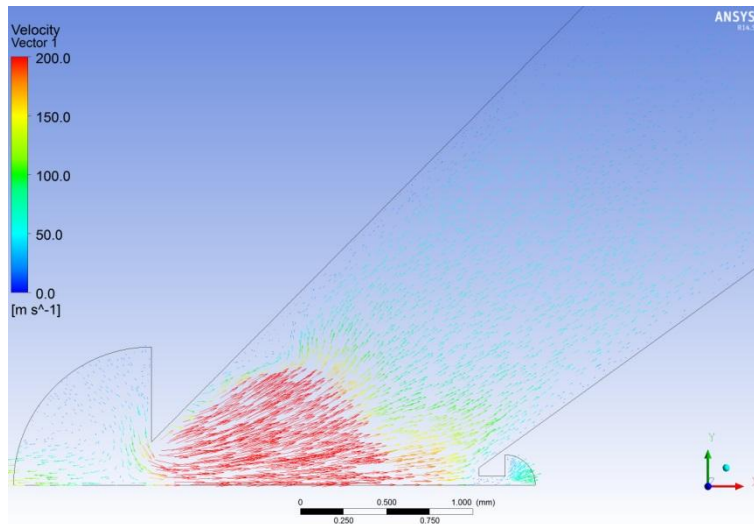


Obr. 6.44: Rozložení vektorového pole u střední varianty.

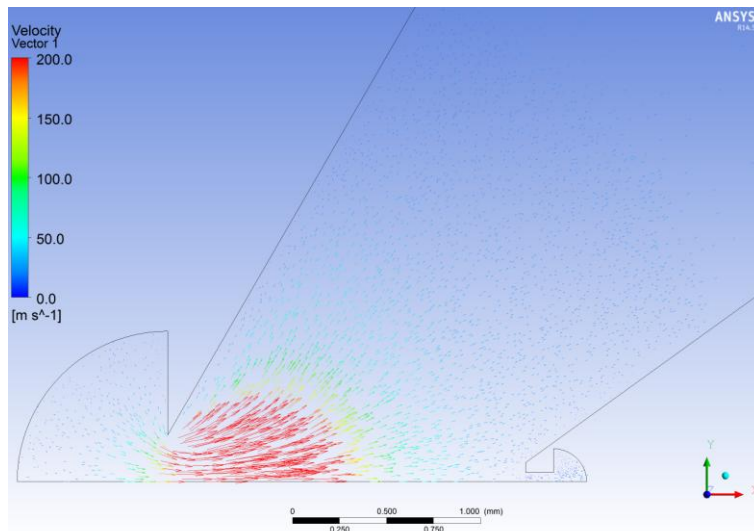


Obr. 6.45: Rozložení vektorového pole u široké varianty.

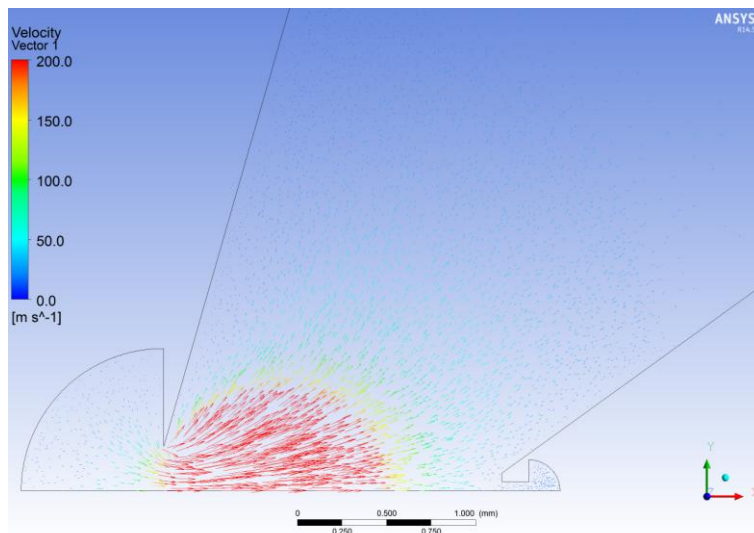
6.3.11 Zobrazení vektorů pro tlak 1000 Pa



Obr. 6.46: Rozložení vektorového pole u úzké varianty.

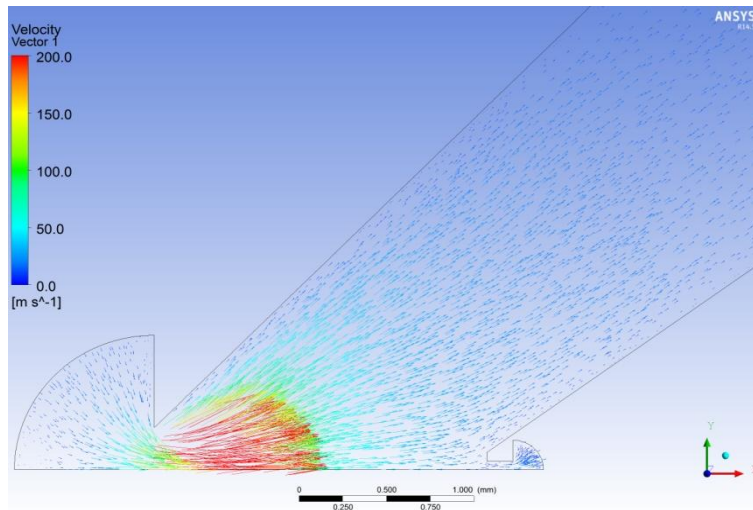


Obr. 6.47: Rozložení vektorového pole u střední varianty.

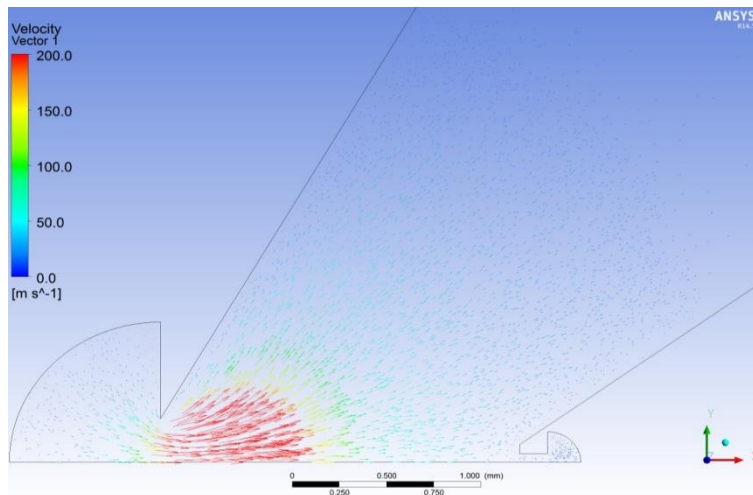


Obr. 6.48: Rozložení vektorového pole u široké varianty.

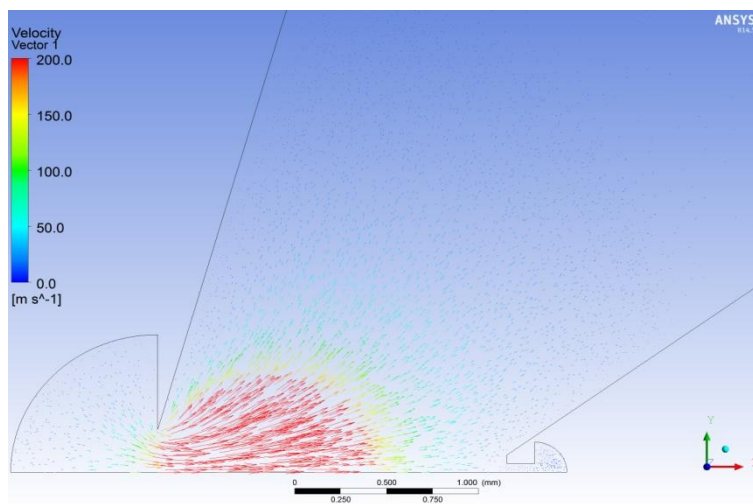
6.3.12 Zobrazení vektorů pro tlak 500 Pa



Obr. 6.49: Rozložení vektorového pole u úzké varianty.



Obr. 6.50: Rozložení vektorového pole u střední varianty.



Obr. 6.51: Rozložení vektorového pole u široké varianty.

Závěr

Práce se zabývala analýzou vlivu rozevření kužele diferenciálně čerpané komory na výsledný průměrný tlak v dráze primárního svazku elektronů při čerpání plynu pro environmentální rastrovací elektronový mikroskop.

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

Pro úplnost byla do práce vložena kapitola zabývající se teoretickou částí použité matematiky a popis využitého software, kterým byl Ansys Fluent pro řešení 2D osově symetrického typu úloh.

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

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

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

Analýzy prokázaly, že výhodné je diferenciálně čerpanou komoru konstruovat s větším úhlem rozevření, které zajišťuje velkou expanzi plynu v oblasti nadzvukového proudění. V této oblasti expanze je z důvodu kritického proudění popsaného v kapitole 4 snížený tlak, do kterého primární svazek elektronů je směřován. Tato skutečnost platí do stavu, kdy je tlak v komoře vzorku do 1000 Pa. Nad 1000 Pa již průběh nadzvukového proudění nevykazuje v přímé úměře závislost rozšíření kužele na snížení průměrného tlaku, neboť rychlost proudění klesá rychleji na kratší vzdálenosti v závislosti na rozšíření kužele.

Podobně tato verze je výhodná i v tom, že tlak je v této oblasti snížen natolik, že v nejdlejší dráze klesá do oblasti nízkého rozptylu.

Při konstrukci diferenciálně čerpané komory je vzhledem k výsledkům analýz výhodnější konstruovat kužel s větším rozšířením kužele.

Seznam použitých veličin

c	$(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	rychlost zvuku
d	(m)	průměr
e	(J)	vnitřní energie
ij	-	indexy u veličin udávají sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace).
k	(J)	kinetická energie
l	(m)	Střední volná dráha molekuly
M	-	Machovo číslo
p	Pa	statický tlak
QH	$(\text{J}\cdot\text{m}^{-3})$	přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu
q_i	$(\text{m}^2\cdot\text{K})$	tok tepla difusí
R	-	všeobecná plynová konstanta
Re	-	Reynoldsovo číslo
T	K	teplota plynu
T_t	(s)	časové měřítko přenosu turbulentních vírů
T_v	(s)	časové měřítko molekulární difúze
u	$(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	rychlostní měřítko
v, u	$(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	rychlost tekutiny
v_s	$(\text{m}\cdot\text{s}^{-1})$	střední rychlost v potrubí
x_k	(m)	vzdálenost od náběžné hrany ve které laminární mezní vrstva přechází do turbulentní
κ	-	Poisonova konstanta
μ_t	$(\text{Pa}\cdot\text{s})$	turbulentní viskozita
ρ	$(\text{kg}\cdot\text{m}^{-3})$	hustota plynu
ε	$(\text{m}^2\cdot\text{s}^{-3})$	rychlost disipace (pro jednotku hmotnosti)
η	(m)	Kolmogorovovo měřítko
ν	$(\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1})$	kinematická viskozita
σ_T	m^2	celkový záchytný průřez
n_L	m^{-3}	koncentrace molekul plynu v diferenciallyně čerpané komoře
n_H	m^{-3}	koncentrace molekul plynu v komoře vzorku
L	m	délka letu molekuly mezi srážkami v diferenciallyně čerpané komoře
H	m	délka letu molekuly mezi srážkami v komoře vzorku
z	-	průměrný počet srážek
n_0	-	koncentrace molekul
x	-	počet srážek

Seznam použité literatury

- [1] DRÁBKOVÁ, Sylva. *Mechanika tekutin*. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita, 2007, 1 DVD-R. ISBN 978-80-248-1508-4.
- [2] KOZUBKOVÁ, Milada a Sylva DRÁBKOVÁ. *Numerické modelování proudění : FLUENT 1*. Ostrava: Vysoká škola báňská-Technická univerzita, 2003. ISBN 80-248-0525-1
- [3] NEBESÁŘOVÁ, Jana. Elektronová mikroskopie pro biology. *Parazitologický ústav BC AV ČR* [online]. 2001 [cit. 2014-04-18]. Dostupné z: <http://www.paru.cas.cz/lem/book/>
- [4] NEDĚLA, Vilém. *Detekce signálu scintilačním detektorem v EREM*. Brno: VUT FEKT UETE, 2001.
- [5] NEDĚLA, Vilém a Rudolf AUTRATA. *Československý časopis pro fyziku*. Česká republika: Akademie věd České republiky, 2005, roč. 55, č. 3. ISSN 0009-0700.
- [6] NEDĚLA, Vilém a Jiří MAXA. *Environmental Scanning Electron Microscope Aquasem II – the Design and Applications*. Brno: Institute of Scientific Instruments of AS CR, 2006, s. 55-56. ISBN 80-239-6285-X.
- [7] NOŽIČKA, Jiří. *Mechanika tekutin*. Vyd. 1. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2004, 165 s. ISBN 80-01-02865-8.
- [8] SHAPIRO, Ascher H. *The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow*. Reprint ed., with corrections. Malabar, Fla.: R.E. Krieger, 1983, xi p., p. 651-1185. ISBN 08-987-4566-7.
- [9] SÍTKO, Vladimír. *Vakuová technika*. 4. vyd. Praha: SNTL, 1968.
- [10] Scanning Electron Microscope. *Research University - Purdue University* [online]. 2014 [cit. 2014-04-10]. Dostupné z: <http://www.purdue.edu/rem/rs/sem.htm>
- [11] SVS FEM s.r.o. [online]. 2014 [cit. 2014-05-26]. Dostupné z: <http://www.svsfem.cz/>
- [12] TechSoft Engineering, spol. s r.o [online]. 2014 [cit. 2014-05-26]. Dostupné z: <http://www.techsoft-eng.cz/>
- [13] FEI | High-performance Microscopy Workflow Solutions [online]. 2014 [cit. 2014-05-10]. Dostupné z: www.feicompany.com