



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

MATEMATICKO - FYZIKÁLNÍ ANALÝZA DYNAMICKÉHO TLAKU PRO EXPERIMENTÁLNÍ DIFERENCIÁLNÍ KOMORU.

MATHEMATICAL-PHYSICAL ANALYSIS OF DYNAMIC PRESSURE FOR THE
EXPERIMENTAL DIFFERENTIALLY PUMPED CHAMBER

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Kristýna Leplová

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2018



Diplomová práce

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

Studentka: Bc. Kristýna Lepřtová

ID: 155440

Ročník: 2

Akademický rok: 2017/18

NÁZEV TÉMATU:

Matematicko - fyzikální analýza dynamického tlaku pro experimentální diferenciální komoru.

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Vytvořte 3D objemový model experimentální komory diferenciálního čerpání se zadaným počtem variant Prandtlovy trubice. Proveďte analýzu proudění v daných variantách pomocí metody konečných objemů v systému Ansys Fluent. Vyhodnoťte veličiny celkového tlaku a statického tlaku v bodech experimentálního měření pro vyhodnocení rychlostí jako podklad pro chystaný experiment.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle doporučení vedoucího práce.

Termín zadání: 5. 2. 2018

Termín odevzdání: 22. 5. 2018

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

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



UPOZORNĚNÍ:

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

ABSTRAKT

Tato práce vychází ze série odborných článků věnovaných problematice čerpání v diferenciálně čerpané komoře environmentálního rastrovacího mikroskopu. Práce je založena na studii Dr. Danilatose, kde je čerpání diferenciální čerpané komory řešeno pomocí Monte Carlo statistické metody. Práce provádí analýzy proudění plynu v experimentální komoře při použití Pitotovy trubice. Analýzy budou použity při konstrukci experimentální komory, která bude sloužit pro experimentální vyhodnocení výsledků proudění v dané komoře při použití mechaniky kontinua.

KLÍČOVÁ SLOVA

Ansyst Fluent, Metoda konečných objemů, Diferenciálně čerpaná komora, Pitotova trubice.

ABSTRACT

This thesis is based on the series of scholarly article dedicated to the issue of pumping in the differential scanning chamber of an environmental scanning microscope. The thesis is based on Danilatós's study where the pumping of the differential pumped chamber is solved by means of the Monte Carlo statistical method. The thesis analyzes gas flow in the experimental chamber using the Pitot tube. The analyses will be used for the design of the experimental chamber which will serve for the experimental evaluation of the flow results in the chamber using the continuum mechanics.

KEYWORDS

Ansyst Fluent, Finite Volume Method, Differential Pumped Chamber, Pitot tube.

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE PRÁCE

LEPLTOVÁ, K. *Matematicko - fyzikální analýza dynamického tlaku pro experimentální diferenciální komoru.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018. 85 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D..

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Matematicko – fyzikální analýza dynamického tlaku pro experimentální diferenciální komoru jsem vypracovala samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autorka uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhla nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědoma 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 21.5.2018

.....

(podpis autora).

PODĚKOVÁNÍ

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

V Brně dne 21.5.2018

.....

(podpis autora)

OBSAH

Úvod	10
1 Elektronová mikroskopie	12
1.1 Transmisní Elektronová Mikroskopie (TEM)	12
1.2 Rastrovací Elektronová Mikroskopie (SEM)	13
1.3 Charakteristické vlastnosti elektronového mikroskopu	16
1.3.1 Rozlišení	16
1.3.2 Zvětšení.....	17
1.3.3 Hloubka Ostrosti	18
1.4 Zdroje elektronových svazků	19
1.4.1 Termoemisioní zdroje	19
1.4.2 Autoemisioní zdroje elektronů	20
1.5 Mechanismy rozptylu elektronů.....	21
1.5.1 Pružný rozptyl	21
1.5.2 Nepružný rozptyl.....	22
1.6 Signály vznikající při interakci svazku PE se vzorkem	23
1.6.1 Sekundární elektrony	25
1.6.2 Zpětně odražené elektrony.....	25
1.6.3 Rentgenové záření.....	26
1.6.4 Augerovy elektrony.....	26
1.7 Elektronový Rastrovací Environmentální Mikroskop (ESEM)	27
1.7.1 Vakuový systém ESEM.....	27
1.7.2 Scintilační detektor	29
2 Systémy využité při řešení problému	30

2.1	Solidworks	30
2.2	Ansys Fluent	30
3	Matematicko – fyzikální model	32
3.1	Rovnice kontinuity	32
3.2	Navierova – Stokesova rovnice	33
3.2.1	Vlastnosti Navier – Stokesových rovnic.....	33
3.3	Rovnice energie	33
4	Diskretizace, metoda konečných objemů a interpolační schémata	35
4.1	Diskretizace	35
4.2	Metoda konečných objemů	35
4.3	Interpolační schémata	38
5	Studie Dr. DanilátOse v oblasti diferenciálního čerpání	40
5.1	Dr. Gerasimos D. Danilatos.....	40
5.2	Metoda Monte Carlo vs. Metoda Continua	40
5.2.1	Metoda Monte Carlo	41
5.2.2	Metoda Continua.....	41
5.3	Porovnání výsledků	42
6	Pitotova trubice	43
6.1	Nestlačitelný režim tekutiny	44
6.2	Podzvukový stlačitelný režim tekutiny	45
6.3	Nadzvukový stlačitelný režim tekutiny	48
7	experimentální komora	50
8	cíl práce	53
9	Výsledky analýz	54

9.1	Vyhodnocení První varianty	55
9.1.1	Grafické vyhodnocení první varianty – Stagnační bod	56
9.1.2	Grafické vyhodnocení první varianty – statický tlak	59
9.2	Vyhodnocení druhé varianty	61
9.2.1	Grafické vyhodnocení druhé varianty – Stagnační bod.....	62
9.2.2	Grafické vyhodnocení druhé varianty – Statický tlak	65
9.3	Vyhodnocení třetí varianty	67
9.3.1	Grafické vyhodnocení třetí varianty – Stagnační bod	68
9.3.2	Grafické Třetí varianty– Statický tlak	72
10	mezní kužel statické sondy	74
11	Závěr	78
	Literatura	79
	Seznam obrázků	82
	Seznam tabulek	86

ÚVOD

V předložené diplomové práci je řešena problematika proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře. Požadavkem je, aby v dráze primárního svazku elektronů byl co nejnižší průměrný tlak, aby nedocházelo k velkému rozptylu elektronů primárního svazku.

Práce vychází ze studie Dr. Danilátose, který provedl analýzy proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře pomocí statistické analýzy.

Na Ústavu elektrotechnologie FEKT VUT Brno ve spolupráci s Ústavem přístrojové techniky AVČR proběhly analýzy proudění plynu dané studie pomocí mechaniky kontinua a je připravována výroba experimentální komory pro verifikaci výsledků.

Jednou z metod verifikace bude měření rychlosti proudění Pitotovou trubicí.

Z tohoto důvodu bylo třeba provést analýzy proudění plynu v dané experimentální komoře při zavedení pitotovy trubice z důvodu extrémních podmínek proudění v nadzvukovém režimu a konstrukční úpravě pro možnost použití dané trubice.

V práci je nejprve uvedena problematika elektronové mikroskopie, především oblast environmentální mikroskopie se zaměřením na diferenciálně čerpanou komoru

Dále jsou popsány systémy použité pro řešení úkolu a matematický model, který systém Ansys Fluent používá.

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

Následně je popsána studie Dr. Danilátose, na kterou daná práce navazuje a je popsán způsob řešení experimentální komory a metodika měření Pitotovou trubicí. Jelikož se jedná o nejsložitější typ měření v oblasti stlačitelného nadzvukového proudění, které způsobuje vznik rázové vlny při ústí Pitotovy trubice, bylo nutné popsat i matematický model způsobu zjištění měřené rychlosti.

Pomocí dané Pitotovy trubice bude experimentálně zjištěn celkový tlak (stagnační

bod). Statický tlak bude jak sejmuto na stěně komory, tak především druhou trubicí ve stejném bodě jako byl sejmuto tlak ve stagnačním bodě. Pomocí matematických vztahů bude získána veličina rychlosti.

Cílem práce bylo simulacemi ověřit charakter proudění při zavedení Pitotovy trubice do experimentální komory, neboť se jedná o složitý tvar malých rozměrů. Proto experiment laděný na Pitotovu trubicí – oproti experimentu snímající tlak v komoře – bude zanedbávat čerpání vakua za clonou PLA 2 a naopak tento kanál bude používán pro snímání tlaku ve stagnačním bodě.

Analýzy měly prokázat možnost provedení daného experimentu za daných podmínek před výrobou experimentální komory.

1 ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE

Slovo „mikroskopie“ je složenina řeckého slova „mikros a skopeo“, což v překladu znamená „malý a pozorovat“. Mikroskopie je vědní disciplína, která zahrnuje přípravu vzorku, obsluhu vzorku, pozorování vzorku a vyhodnocení získání dat. Mikroskopie nachází bohaté uplatnění v řadě odvětví jako je například v medicíně, kde se zabývá studiem mikroorganismů a tkání nebo též v průmyslu, kde slouží jako kontrola jakosti pájených spojů deponovaných vrstev, vývoj a výroba polovodičových součástek, v neposlední řadě dostává mikroskopie úřednosti v diagnostice. [1], [2]

Mikroskop je přístroj k pozorování předmětů nepatrných předmětů pod zorným polem. Mikroskopy dělíme podle způsobu zobrazení předmětu na optické a elektronové.

Optický mikroskop využívá k zobrazování elektromagnetické vlnění ve viditelné oblasti. Typické hodnoty rozlišení se pohybují okolo 0,0002 mm. Optická soustava mikroskopu je tvořena čočkami – objektivem a okulárem. Tubus mechanicky spojuje objektiv a okulár. [1], [3]

Elektronové mikroskopy využívají svazku urychlených elektronů. Svazek urychlených elektronů má přibližně 100 000 x menší vlnovou délku než světlo použité u optického mikroskopu. Elektronové mikroskopy proto dosahují vyšší rozlišovací schopnosti než optické mikroskopy. Tvar svazku elektronů se dá ovlivňovat elektrickým nebo magnetickým polem. Elektronové mikroskopy dělíme podle využití elektronového svazku na transmisní a rastrovací [1], [2], [3]

1.1 Transmisní Elektronová Mikroskopie (TEM)

Transmisní elektronová mikroskopie se nejvíce blíží mikroskopii světelné. Elektrony prosvítí celý vzorek najednou a obraz je pak pozorován na stínítku. TEM je schopen prosvítit celý vzorek najednou a obraz je pak pozorován na stínítku. Transmisní mikroskop je schopen zobrazit objekty o velikosti do 1nm bez tvarového zkreslení. Díky TEM lze zkoumat vnitřní strukturu materiálů (částic), určit jejich velikost

i požadované definované průměry.

Transmisní ELEktronový mikroskop (TEM) se skládá z [4]:

- Tubus s elektrovou optikou
- Vakuového systému
- Elektroniky
- Softwaru

V tubusu TEM se nachází tryska, anoda, clony, kondenzorové čočky, držák preparátu a fluorescenční stínítko (případně CCD kamera). Tryska je zdrojem primárních elektronů (PE). Svazek PE získává potřebnou kinetickou energii v poli urychlovacího napětí. Urychlovací napětí vzniká mezi katodou na záporném potenciálu (desítky kV) a anodou na potenciálu země. Svazek PE je následně formován systémem kondenzorových čoček a clon. Při průchodu PE vzorkem dochází k interakcím mezi atomy vzorku a PE. Interakce zapříčiní odchylování elektronů. Elektrony se detekují na fluorescenčním stínítku, které je umístěno pod vzorkem [1], [4], [5].

Vakuový systém TEM zaručuje udržení vakua na celé dráze elektronů od trysky až po fluorescenční stínítko. Při neudržení vakua v tubusu by docházelo k nežádoucímu rozptylu elektronů s atomy vzduchu, případně jejich absorpcí. Mimo jiné molekuly obsažené ve vzduchu by mohly způsobit kontaminaci tubusu a vzorku. [4], [5]

Vzorek musí být dostatečně odolný, aby snesl vakuum a bombardování elektrony a také dostatečně tenký, aby jím elektrony pronikly [4].

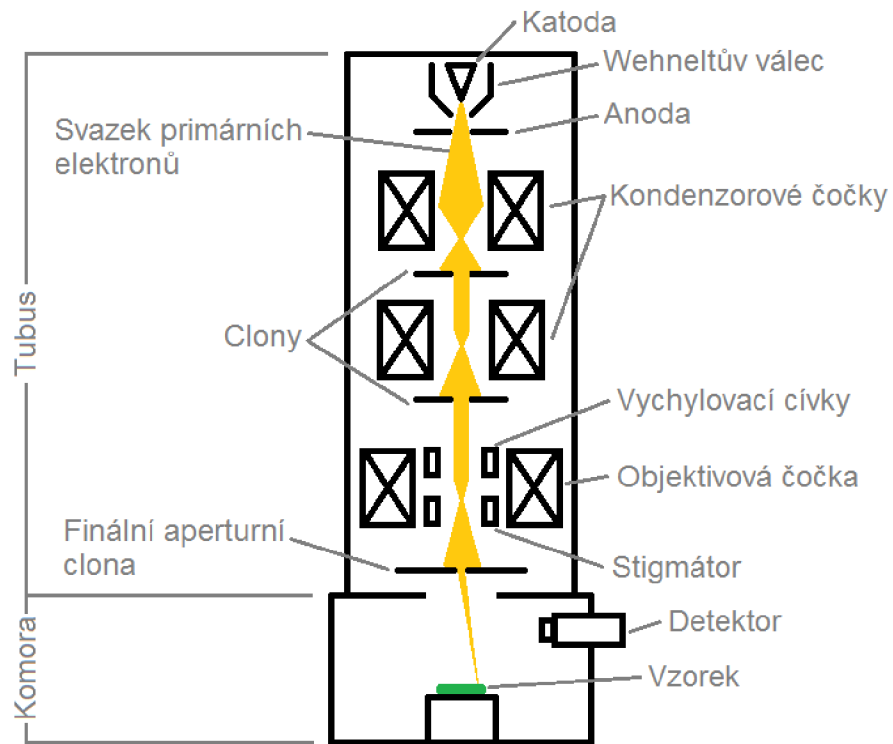
Elektronika zabezpečuje napájení kondenzorových čoček pro ostření, zdroj vysokého napětí pro trysku a komunikaci s pracovní stanicí.

1.2 Rastrovací Elektronová Mikroskopie (SEM)

Rastrovací elektronový mikroskop (SEM) se především používá na pozorování a diagnostiku mikrostruktury pevných látek. U SEM je obraz tvořen tzv. řádkovým snímáním povrchu materiálu pomocí zaostřeného elektronového paprsku. SEM je schopen zobrazit částice o velikosti řádově jednotek nanometrů. SEM nám dále umožňuje např. získání materiálového kontrastu. Elektronová mikroskopie používá elektronový svazek poměrně značné energie, což vede k degradaci vlastních částic – může tedy docházet ke strukturním fázovým přechodům (krystalizace amorfních částic,

rekrytalizace), k deformaci tvaru částic a k jejich tavení. [1], [4]

Principiální schéma rastrovacího elektronového mikroskopu je znázorněno na Obr.1.



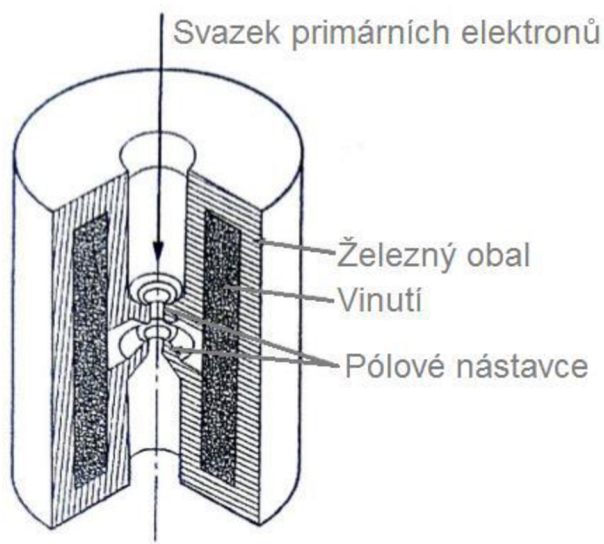
Obr. 1: Principiální schéma rastrovacího elektronového mikroskopu [4].

Konstrukčně lze SEM rozdělit na tubus a komoru. V tubusu se nachází katoda (tryska), která je nám zdrojem primárních elektronů (dále jen PE). Tato katoda je připojena na stejnosměrné napětí (200 až 300 V) a uložena v řídicí elektrodě, v tzv. Wahneltově válci. [4], [6]

Anoda má tvar dutého válce a je připojena na potenciál země, kde rozdíl potenciálu mezi anodou a katodou slouží k urychlování elektronů, proto jej označujeme urychlovacím napětím U_k [4]

Urychlený svazek PE dále pokračuje tubusem, kde se nachází systém kondenzorových čoček a clon. Tyto čočky mají za funkci ostřit svazek PE tak, aby stopa svazku při dopadu na vzorek měla co nejmenší průměr. Kondenzorová čočka je složena

z kruhového měděného vinutí, které je uloženo v kovovém obalu s pólovými nástavci (Obr. 2). Tyto nástavce jsou vyráběny z feromagnetického materiálu. Kondenzorové čočky jsou napájeny stejnosměrným proudem, jehož velikost ovlivňuje intenzitu vzniklého elektromagnetického pole. [4], [6]



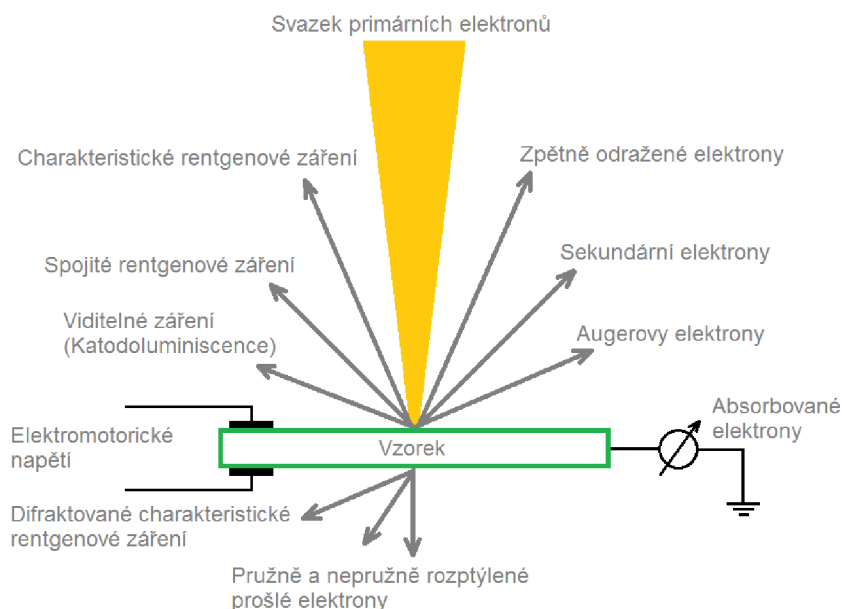
Obr. 2 Řez kondenzovanou čočkou [4].

V tubusu mikroskopu se nachází několik clon, které mají za úkol odstínění části primárního svazku s velkou rozbíhavostí. Finální aparturní clona je umístěna za objektivem čočkou a definuje finální šířku PE svazku. [7]

Ve spodní části tubusu je umístěna objektivová čočka. Tato čočka má za úkol především ostření svazku PE na povrchu vzorku. Součástí čočky je systém vychylovacích cívek a stigmátor – ten slouží ke korekci astigmatické vady. Skenovací vzorky jsou synchronizovány s vykreslením snímku na obrazovce. Rychlost scénování je ovlivněna emitovaných signálních elektronů ze vzorku a tedy i kvalitu pořízeného snímku. [6], [7]

V komoře SEM se nachází aparatura pro fixaci vzorků, vzorek a detektory. Aparatura umožňuje realizovat mikro posuv v osách X, Y, Z, otáčení kolem své osy, náklon pod definovaným úhlem a chlazení/ohřev vzorků. [4]

Interakcí PE se vzorkem dochází k emisi několika signálů (Obr. 3), které poskytují informace nejen o topografii, ale i o chemickém složení vzorku. Proud vzorkem je způsoben absorpcí elektronů. Signály jsou zaznamenávány detektory. [6]



Obr. 3: Emitované signály po dopadu elektronového svazku na povrch vzorku [5].

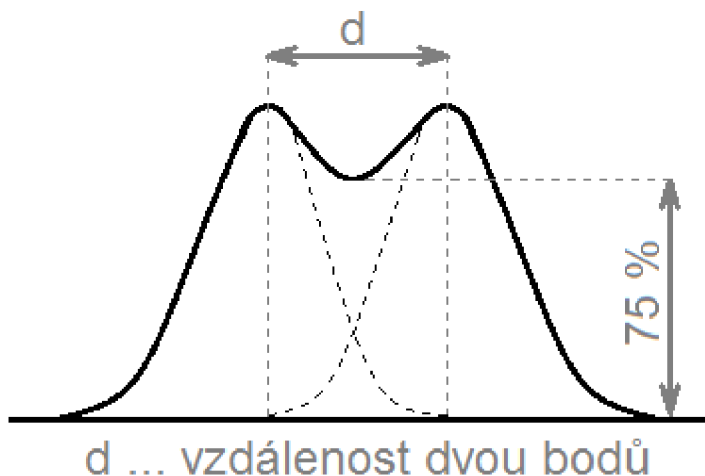
1.3 Charakteristické vlastnosti elektronového mikroskopu

Charakteristické vlastnosti elektronových mikroskopů se měří za účelem stanovení výkonu mikroskopu. Mezi základní vlastnosti elektronových mikroskopů patří *rozlišení, zvětšení a hloubka ostrosti*.

1.3.1 Rozlišení

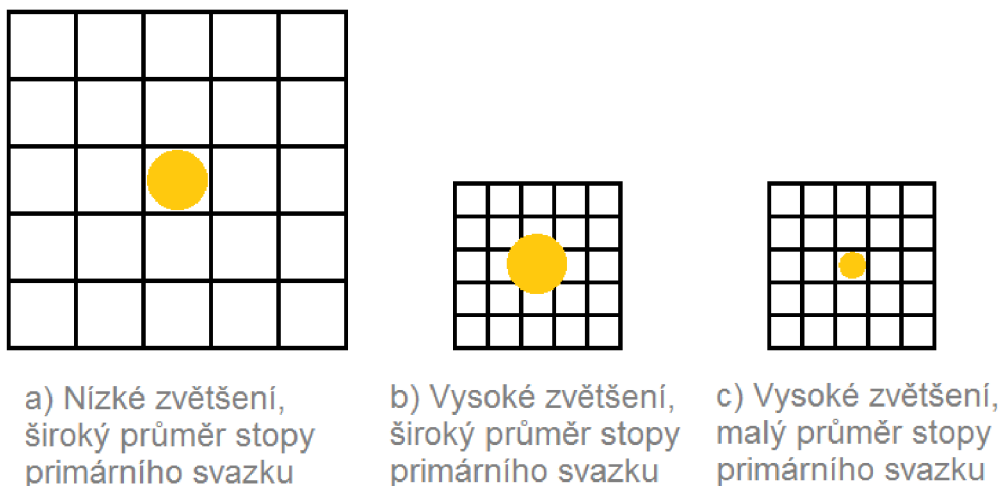
Rozlišení je definováno jako nejmenší možná vzdálenost dvou bodů, které lze od sebe jednoznačně rozlišit daným mikroskopem jako dva body [2], [3].

Definice rozlišení v elektronové mikroskopii je popsána Rayleighovým kritériem. Rayleighovo kritérium uvádí, že dva body jsou rozlišitelné, pokud hustota proudu v polovině vzdálenosti mezi nimi ($d/2$) není vyšší než 75 % maximální intenzity. Grafické vyjádření Rayleighova kritéria je na Obr. 5 [1], [3].



Obr. 4: Grafické vyjádření Rayleighova kritéria [5],

Kromě Rayleighova kritéria je důležitý vztah mezi průměrem primárního svazku a velikostí pozorovaných detailů. Na Obr. 6 jsou schematicky naznačeny tři situace. Na snímku *a)* a *c)* je zvolen vhodný průměr svazku vzhledem k použitému zvětšení, zatímco na snímku *b)* překrývá stopa svazku i sousední pixely. Z poznatků bylo zjištěno, že pro velké zvětšení je nutné snížit průměr svazku i za předpokladu, že snížíme proud PE a zhoršíme poměr signál – šum (SNR) [1], [3].

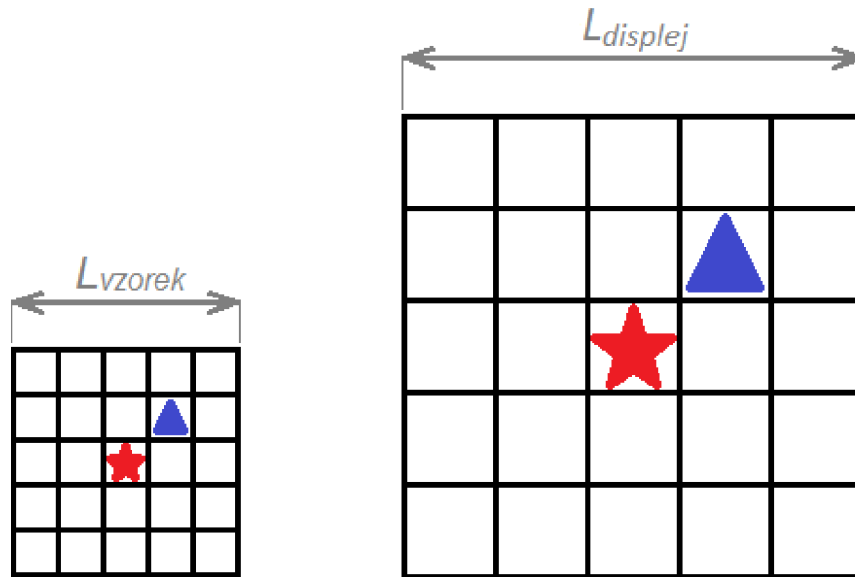


Obr. 5 Schematické znázornění vztahu mezi průměrem svazku a zvětšením [3]

1.3.2 Zvětšení

Zvětšení M je definováno jako délka vzorku, po které primární svazek rastruje

(L_{vzorek}) vzhledem k velikosti řádku displeje, na kterém se vykreslují informace ($L_{displej}$) (Obr. 6). Potom zvětšení je matematicky popsáno rovnicí (1). [1], [3]

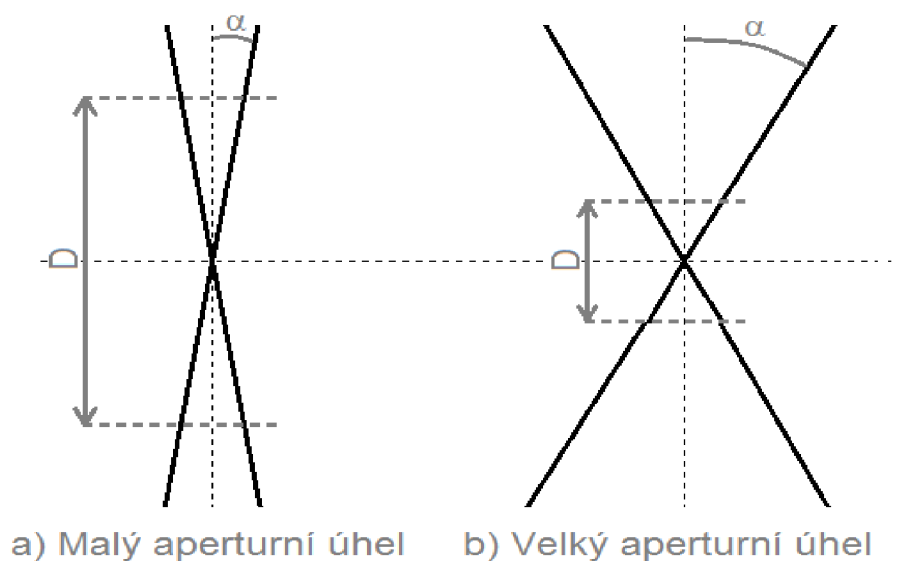


Obr. 6: Principiální znázornění [5].

$$M = \frac{L_{displej}}{L_{vzorek}} \quad (1)$$

1.3.3 Hloubka Ostrosti

Hloubka ostrosti D je definována tloušťkou vrstvy objektu, ve které jsou s danou ostroostí pozorovány detaily. Velké hloubky ostrosti je dosaženo použitím malé aperturní clony (malý aperturní úhel α primárního svazku), nebo nastavením dlouhé pracovní vzdálenosti (WD). Vliv aperturního úhlu α na hloubku ostrosti je naznačen na Obr. 7 [2], [4].

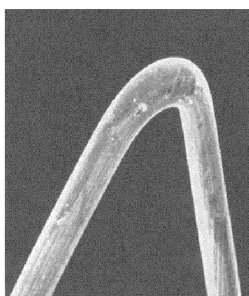


Obr. 7: Vliv aperturního úhlu [5]

1.4 Zdroje elektronových svazků

1.4.1 Termoemisní zdroje

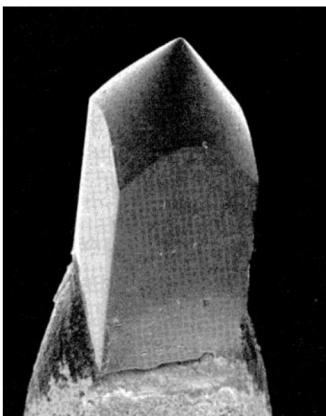
Termoemisní zdroje dělíme na přímo a nepřímo žhavené. Představitelem přímo žhaveného zdroje elektronů je wolframové vlákno. Vlákno je vytvarováno do vlásenky tvaru „V“ (Obr. 8). Vlivem přiloženého napětí se wolfram zahřeje a elektrony získají energii nutnou k emisi [2], [4],



Obr. 8: Wolframové vlákno ve tvaru „V“ [9]

Pro konstrukci nepřímo žhavených termoemisních zdrojů elektronů se využívá Lanthan hexaborid (LaB6). Tyčinka z LaB6 má na jednom konci vyleptán hrot, druhý konec je ochlazován (Obr. 8). Tyčinka je umístěna v blízkosti topného tělesa. Topné

těleso předává tyčince tepelnou energii a ta následně emituje elektrony [4], [6].



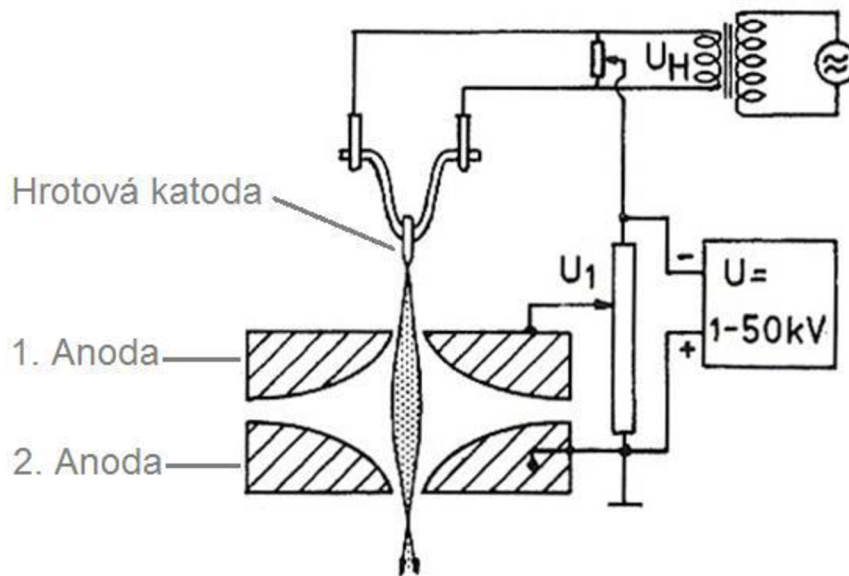
Obr. 9.: Hrot tyčinky z LaB6 [9]

Výhodou LaB₆ oproti wolframu je menší průměr emitovaného svazku, nižší výstupní práce elektronů z kovu. Nevýhodou LaB₆ jsou vyšší nároky na úroveň vakua. [4]

1.4.2 Autoemisní zdroje elektronů

Autoemisní zdroje elektronů využívají tzv. tunelového jevu. Tunelový jev vzniká při velmi vysokých intenzitách elektrického pole, kdy elektrony v kovu překonávají potenciálovou bariéru a jsou emitovány do vakua. Autoemisní zdroje elektronů se skládají z hrotové katody (wolfram) a dvou anod (Obr. 11). První anoda vytváří intenzitu elektrického pole potřebnou pro vznik tunelového jevu. Druhá anoda urychluje emitované elektrony [4], [8].

Výhodou autoemisních zdrojů elektronů oproti termoemisním je velmi malý průměr emitovaného svazku elektronů (průměr svazku u autoemisních zdrojů až 3000 x menší než u termoemisních zdrojů) [8].



Obr. 10: Uspořádání autoemisního zdroje elektronů [8]

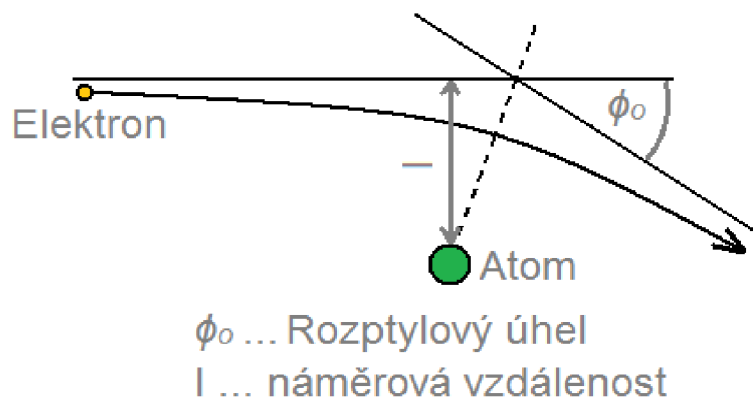
1.5 Mechanismy rozptylu elektronů

Při dopadu svazku PE na vzorek dochází k proniknutí elektronů do vzorku, kde dochází k interakci mezi PE a atomy vzorku. Následkem této interakce jsou elektrony rozptýleny. Podle ztráty energie elektronu rozlišujeme, zda-li se jedná o pružný nebo nepružný rozptyl [6].

1.5.1 Pružný rozptyl

Pružný rozptyl změní směr pohybu elektronu ve vzorku, bez ztráty jeho kinetické energie. Pružný rozptyl nastává v případě, kdy se elektron dostane do elektromagnetického pole jádra atomu. V elektromagnetickém poli působí na elektron Coulombova síla, která zakříví trajektorii elektronu do tvaru paraboly (Obr. 11).

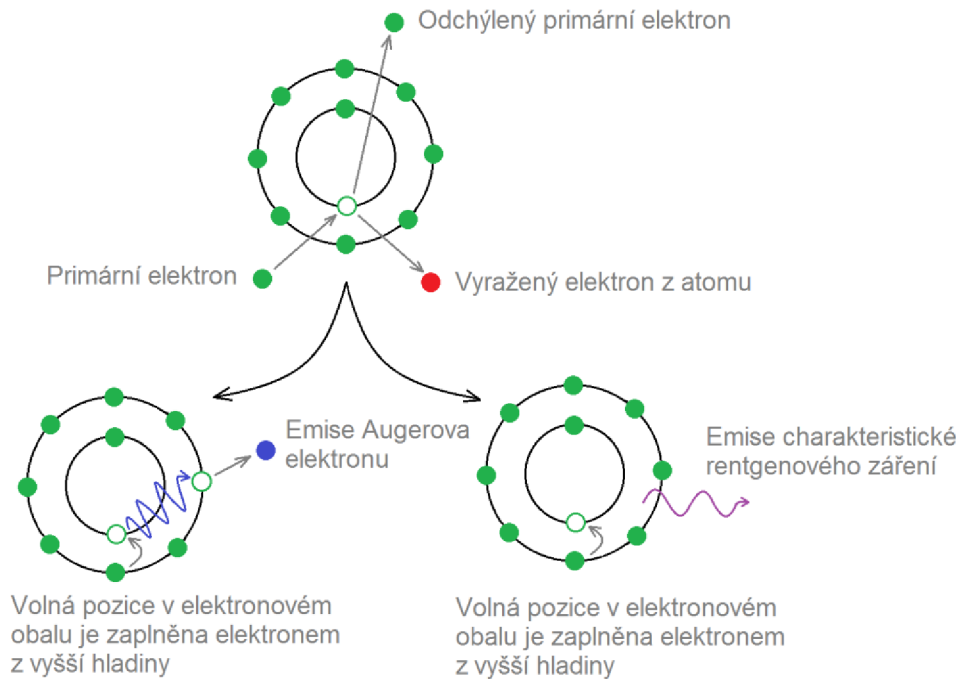
Pravděpodobnost, že dojde k pružnému rozptylu, závisí na energii primárního svazku a atomovém čísle vzorku [5], [6].



Obr. 11: Změna trajektorie elektronu při pružném rozptylu. [5]

1.5.2 Nepružný rozptyl

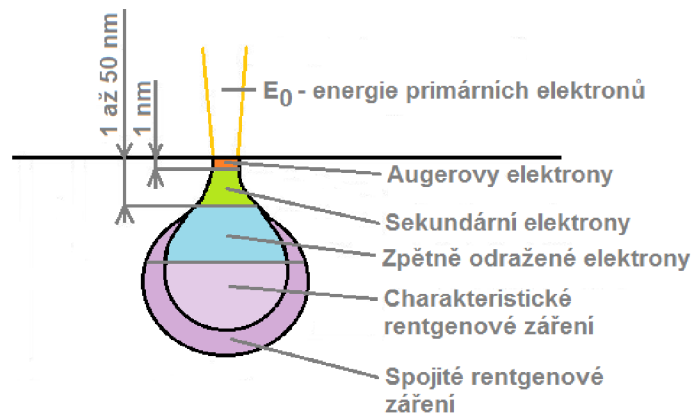
Nepružný rozptyl vede k přenosu energie z PE na atom vzorku. Vázané elektrony v atomu vzorku jsou buď vybudeny a přejdou na vyšší energetickou hladinu (excitace atomu), nebo úplně opustí atom (ionizace atomu). Elektrony, které vznikly ionizací a byly emitovány ze vzorku, označujeme jako sekundární elektrony (SE). Po ionizaci atomu vzniká v elektronovém obalu prázdné místo. Ionizace atomu a vznik charakteristického rentgenového záření a Augerova elektronu je zobrazen na Obr. 12 [5], [6].



Obr. 12: Ionizace atomu vzorku, vznik Augerova elektronu a charakteristického rentgenového záření [5]

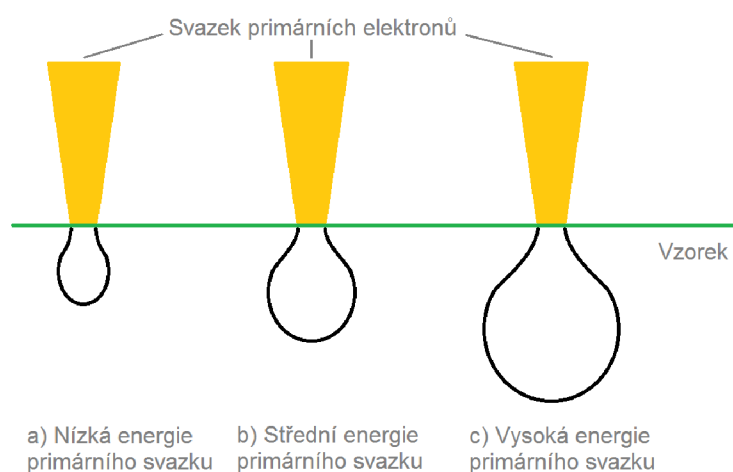
1.6 Signály vznikající při interakci svazku PE se vzorkem

Signály se generují z velmi malého objemu vzorku z takzvané Excitační oblasti. Excitační oblast je umístěna těsně pod povrchem vzorku, na které dopadá svazek PE (Obr. 13) [1], [3].



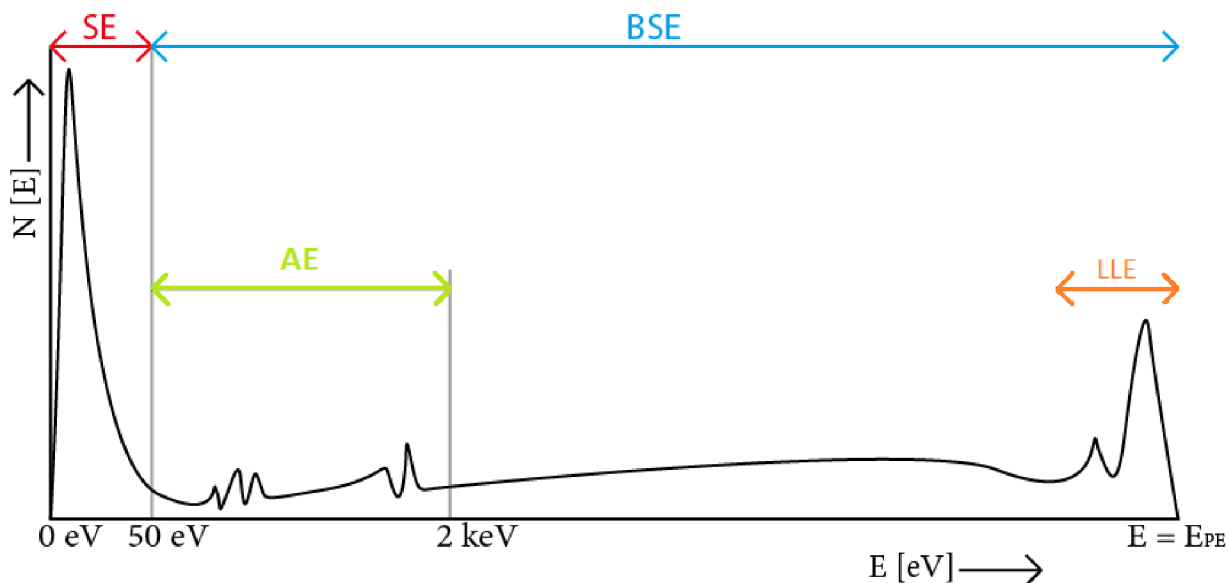
Obr. 13: Excitační oblasti pro generované signály [3]

Velikost excitační oblasti je závislá na energii svazku PE, na atomovém čísle materiálu vzorku a na vzájemné poloze svazku PE a povrchu vzorku. Primární elektrony s nižší kinetickou energií mají vyšší pravděpodobnost srážky s atomem vzorku, mimo jiné ztrácejí energii rychleji než PE s vysokou kinetickou energií. Což znamená, že nízkoenergetické PE mají menší střední volnou dráhu, penetrační hloubku a excitační oblast v porovnání s vysokoenergetickými PE. Vliv energie PE na velikost excitační oblasti je zobrazena na Obr. 14 [5], [9].



Obr. 14: Velikost excitační oblasti pro rozdílné energie svazku PE [3]

Ze vzorku jsou emitovány signální elektrony, které nabývají rozdílných energií. Na mechanismus rozptylu elektronů a polohu excitačních oblastí má vliv energie, která prochází daným vzorkem. Rozložení energetického spektra je zobrazeno na obrázku (obr. 15). [5]



Obr. 15: Energiové spektrum signálních elektronů. SE - Sekundární elektrony, BSE - Zpětně odražené elektrony, AE - Augerovy elektrony, LLE - Nízkoztrátové zpětně odražené elektrony [3]

1.6.1 Sekundární elektrony

Sekundární elektrony (dále jen SE) se uvolňují při ionizaci atomu vzorku. Podle výše uvedeného energetického spektra signálních elektronů (Obr. 15) nabývají SE energii do 50 eV, ale převážně jen od 3 eV do 5 eV. Pokud působí na vzorek primární svazek elektronů s velmi malou kinetickou energií, výsledkem bude, že ze vzorku jsou emitovány pouze sekundární elektrony, které se uvolnily ve velmi malé hloubce pod povrchem vzorku. Ostatní SE tím pádem ztratí veškerou kinetickou energii dříve, než opustí vzorek a jsou vzorkem absorbovány. [5], [6]

1.6.2 Zpětně odražené elektrony

Zpětně odražené elektrony (dále jen BSE) jsou PE, které byly ve vzorku vychýleny do takové míry, že jejich dráha se stočila zpět k povrchu a zároveň měli dostatečnou kinetickou energii pro emisi ze vzorku. BSE přenášejí hlavně materiálovou informaci o vzorku, jelikož je závislá na atomovém čísle, tzn. že čím větší atomové číslo tím je větší emise BSE. [1], [5]

Nízkoztrátové zpětné elektrony (dále jen LLE) jsou primární elektrony, které se

odrazily přímo od povrchu vzorku. Jejich energie, jak je vidět z obrázku (obr.15) téměř odpovídá primárnímu svazku elektronů. [5]

1.6.3 Rentgenové záření

Rentgenové záření je elektromagnetickým zářením o vlnové délce v intervalu 10^{12} – 10^{-8} m. Toto záření vzniká přeměně energie rychle se pohybujících elektronů, které dopadají na kovovou elektrodu. [10]

Spektrum rentgenového záření se skládá ze spojitého a charakteristického rentgenového záření. Spojité rentgenové záření je generováno při „brždění“ PE v elektrostatickém poli atomů vzorku. Foton rentgenového záření je důsledkem ztráty kinetické energie svazku PE. Spojité RTG vytváří pozadí (šum) v rentgenovém spektru. [4], [6].

Při nepružném rozptylu dochází k ionizaci atomu, to znamená, že prázdné místo v nižší hladině elektronového obalu může být zaplněno elektronem z vyšší hladiny. Při přechodu elektronu se přebytečná energie vyzáří ve formě charakteristického RTG. Prázdné místo v elektronovém obalu se posune dál od jádra a děj pak se může znovu opakovat. Kvantum vyzářené energie je rovno rozdílu vazebné energie na hladinách, mezi kterými došlo k přechodu elektronu. Energie elektronů na hladinách elektronového obalu jsou specifická pro každý prvek. Charakteristické RTG je využíváno pro prvkovou analýzu. [8]

1.6.4 Augerovy elektrony

Princip vzniku Augerova elektronu (dále jen AE) je zobrazený na Obr. 12. Vznik těchto elektronů nám vysvětluje tzv. Augerův jev. Atom nám ionizuje při nepružné srážce. V elektronovém obalu nám vzniká volná pozice, která je následně zaplněná elektronem z vyšší hladiny. Uvolněná energie při přechodu je absorbována elektronem na vyšší hladině. Je-li absorbovaná energie vyšší než vazebná energie na dané hladině, tak následně elektron opustí atom, zde nám vzniká výsledná AE. Výsledná kinetická energie AE je rovna rozdílu vazebné energie na hladinách, mezi kterými došlo k přechodu elektronu, sníženého ještě o vazebnou energii emitovaného elektronu. AE se využívají pro analýzu povrchu pevných látek. (6)

1.7 Elektronový Rastrovací Environmentální Mikroskop (ESEM)

Elektronický skenovací elektronový mikroskop (dále jen ESEM) je jednou z hlavních inovací a zásadním pokrokem v oblasti elektronové mikroskopie. ESEM umožňuje zkoumání prakticky všech vzorků za jakýchkoli plyných podmínek, na rozdíl od konvenčních SEM, které pracují ve vakuu. Elektronový mikroskop vyžaduje dobré vakuum pro generování a šíření elektronového paprsku, což v minulosti znamenalo, že zkoušený vzorek musel být umístěn také ve vakuu. Tato podmínka omezuje SEM, protože buď musí být vzorky modifikovány a ohroženy různými postupy, nebo musí být omezeny provozní parametry mikroskopu. ESEM umožňuje vyšetření všech vzorků, mokrých nebo suchých, izolačních nebo vodivých a to v blízkosti jejich přirozeného stavu, zatímco životní prostředí plynové médium vytváří zcela nové možnosti provozu a zobrazování. Zaostřený elektron a iontové paprsky v kontrolovaném plynovém prostředí mají mnohem širší využití jako například biologie, lékařství, botanika, entomologii, lepidopterologii, apod. [11]

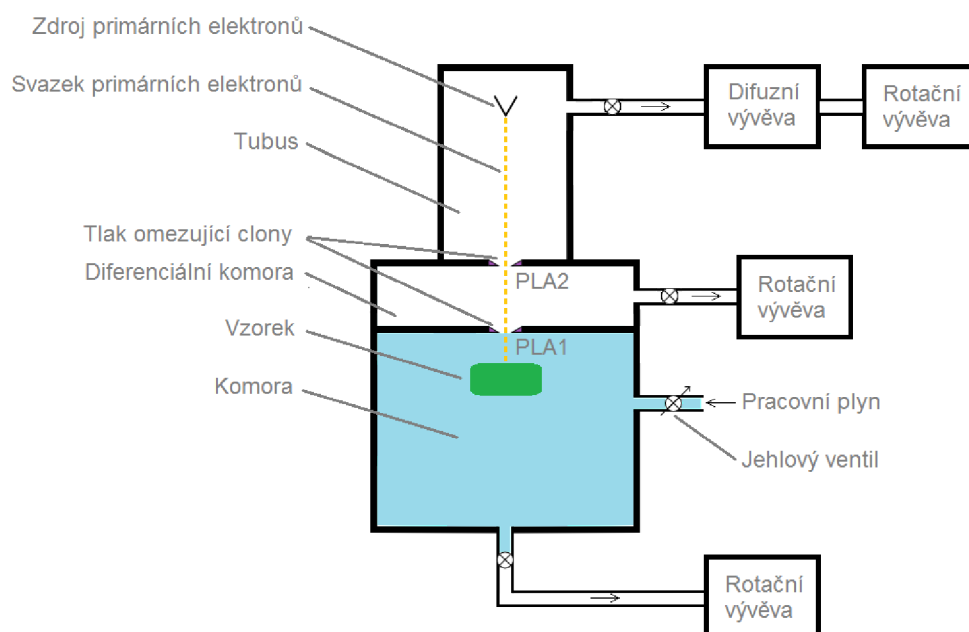
Hlavním rozdílem ESEM od SEM, je že Environmentální mikroskop může pracovat s tlaky až do 2000 Pa., což SEM neumožňuje, kde sem pracuje jen ve vakuu. Jelikož v ESEM jsou používány rozdílné tlaky, kde v tubusu je tlak technického vakua, tak i v scintilačním detektoru nacházíme vakuum, a na druhou stranu komora vzorku, kde máme 2000 Pa. Vznikaly by tu velké přestupy tlaku, proto v ESEM nalézáme diferenciálně čerpanou komoru, které nám umožní plynulejší přechod Primárních elektronů z tubusu do komory vzorku a následně z komory vzorku na scintilační detektor.

1.7.1 Vakuový systém ESEM

Vakuový systém environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu (ESEM), který je zobrazený na Obr. 16, umožňuje realizovat studium vzorku při tlaku až 2000 Pa v komoře. Na druhou stranu v tubusu ESEM se musí udržovat velmi vysoké vakuum, až 10^{-9} Pa při použití autoemisních trysek. V tubusu nemůžeme mít vyšší tlak, jelikož by neumožnilo správnou funkci trysek, při vytváření primárního svazku

elektronů, kde by mohl nastat minimální rozptyl tohoto svazku. Tubus je předčerpáván rotační vývěvou, podle požadavků na úroveň vakua je následné čerpání, pomocí difúzní vývěvou, kde dosažený tlak je v tubusu 10^{-7} Pa. Nakonec je použita turbomolekulární vývěva, která nám pomůže na dosažený tlak v tubusu řádově 10^{-9} Pa. [5]

Udržení velkého rozdílu tlaků mezi komorou a tubusem zabezpečuje diferenciální komora. Diferenciální komora je čerpána samostatnou vývěvou a vytváří tak plynulý přechod mezi oblastmi s rozdílnými pracovními tlaky. Pro čerpání diferenciální komory se využívá rotační nebo turbomolekulární vývěva [6].



Obr. 16: Vakuový systém ESEM [11]

Na obrázku obr. 16 je zobrazena diferenciálně čerpaná komora, která je ohraničena dvěma clonami (PLA) a to PLA 1 a PLA 2. Tyto clony nám slouží k omezení proudu plynu, kde menší průměr otvorů u PLA zlepšují izolační vlastnosti mezi tubusem, diferenciální komorou a komorou vzorku. Průměr otvorů v clonkách bývá desítky mikrometrů ($100 \mu\text{m}$).

V komoře vzorků je čerpána jen rotační vývěvou, jelikož zde nejdeme do vakua, jako v tubusu nebo v scintilačním detektoru, ale je zde tlak okolo 4000 Pa. Pracovní plyn zde bývá použit dusík, jako zástupce inertního plynu, ale bývají zde použity vodní páry a to

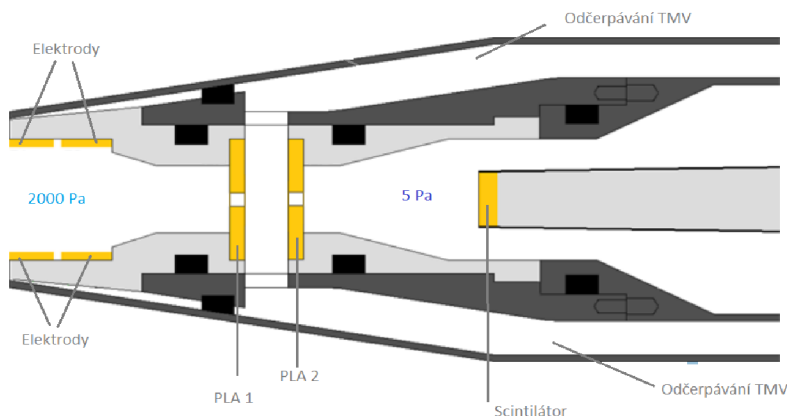
z důvodu, aby vzorek nebyl vysušen v nízkých tlacích.

1.7.2 Scintilační detektor

Scintilační detektor slouží k převodu energie ionizujícího záření na energii fotonů, kterou lze zobrazovat, jelikož se nachází v rozmezí viditelného až ultrafialového spektra. Při dopadu elektronů na vzorek dochází ke vzniku mnoha signálů, které obsahují různé informace o zkoumaném vzorku. Ne všechny signály jsou pro nás důležité. Podle důležitosti se volí typ detektoru. [13]

U environmentálního skenovacího mikroskopu se nejčastěji používá detektor sekundárních elektronů se dvěma clonkami. Tyto clonky mají za úkol oddělit prostředí komory vzorku o tlaku 1500 – 2000 Pa od prostředí se scintilátorem, kde je tlak 5 - 8 Pa. U scintilátoru musí být tlak nízký z důvodu vysokého napětí (kolem 12 kV) na detektoru. [13]

Uspořádání scintilačního detektoru je ukázáno na Obr. 17. Prostor mezi dvěma clonami PLA 1 a PLA2 (diferenciální komora detektoru) je turbomolekulární vývěvou (TMV), čímž je docíleno tlaku jednotek Pascalů v blízkosti scintilátoru, zatímco v komoře vzorku je tlak až 2000 Pa. K clonám PLA 1 a PLA2 je přiloženo vhodné napětí a slouží jako elektrostatické čočky pro přenos signálních elektronů ke scintilátoru. Efektivita sběru SE detektorem společně s jejich zaostřením do optické osy scintilátoru je řízena elektrickým polem tvořeným napětím přiloženým na elektrody, které jsou stejně jako clony PLA 1 a PLA2 elektricky izolovány od uzemněného kovového tělesa detektoru



Obr. 17: Scintilační detektor ESEM [12]

2 SYSTÉMY VYUŽITÉ PŘI ŘEŠENÍ PROBLÉMU

2.1 Solidworks

Model experimentální diferenciálně čerpané komory elektronového rastrovacího modelu byl vytvořen v systému SolidWorks. Tento systém je hojně využíván ve strojírenském odvětví jako 3D CAD systém. Systém nám umožňuje parametrické modelování plošných a objemových těles. Vysoký výkon při modelování nám zajišťuje jádro Parasolid. Systém též dovoluje pracovat s neomezeně rozsáhlými sestavami a automaticky generuje výrobní podklady. [14]

Systém umožňuje standardně velice vysoký výkon i na běžném hardware - pro SolidWorks není třeba pořizovat pracovní stanice za mnoho desítek či stovek tisíc korun.

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). [14]

2.2 Ansys Fluent

ANSYS Fluent je komplexní software využíváný pro CFD simulace. CFD (Computational Fluid Dynamics – Počítačová dynamika tekutin) simulace řeší problematiku proudění tekutin. ANSYS Fluent je využitelný v širokém spektru fyzikálních a chemických modelů úloh [15]:

- Laminární a turbulentní proudění
- Nestlačitelné a stlačitelné tekutiny
- Sdílení tepla konvekcí, kondukcí a radiací
- Modelování od jednoduchých chemických reakcí až po heterogenní

chemické reakce při spalování uhlí, plynů, olejů...

- Vícefázové proudění se sdílením tepla a hmoty pro kombinace fází kapalina – plyn, tekutina – pevná fáze, dále interakce mezi tekutinou a pevnou fází

Dostupné fyzikální modely a jejich kombinace dovolují řešit téměř všechny problémy v průmyslu: od proudění vzduchu přes křídla letadel ke spalování uhlí v pecích, od probublávaných kolon k simulaci toků na ropných plošinách, od toku krve cévami k simulacím chlazení elektronických součástek. V případě multifyzikálních simulací jsou výsledky jedné simulace použity jako vstupní data simulace druhé [15].

ANSYS Fluent je rozšířený po celém světě. Společnosti využívají software k simulacím v návrhové a optimalizační fázi vývoje výrobku, nebo ke kontrole již navržených produktů. [15]

Čas, potřebný pro výpočet simulace, je možný zkrátit využitím paralelizace úloh na více procesorech nebo jádrech. Software umožňuje implementaci nových modelů, které jsou navrženy uživatelem. Interaktivní nastavení řešiče, vlastní řešení a vyhodnocování výsledků v programu ANSYS Fluent usnadňuje možnost kdykoli pozastavit výpočet, analyzovat výsledky, změnit nebo zkorigovat nastavení a pokračovat ve výpočtu [15].

Platforma ANSYS Workbench je prostředí, které sdružuje široké spektrum pokročilých technologií použitých v simulačních programech od společnosti ANSYS. Platforma dovoluje sdílení dat a výsledků mezi simulačními programy a usnadňuje tak práci s multifyzikálními simulacemi [15].

ANSYS DesignModeler je program, který se používá pro tvorbu a úpravu CAD modelů. ANSYS Meshing je program pro vytváření a modifikaci výpočetních sítí modelů. ANSYS CFD-Post je program pro zpracování a porovnání výsledků z CFD řešičů. Program obsahuje veškeré potřebné nástroje pro vizualizaci a analýzu výsledků dynamiky tekutin. Vizualizace je realizována formou kontur a vektorů. CFD-Post umožňuje tvorbu vyhodnocovacích šablon. Vyhodnocovací šablony se používají pro vyhodnocování stejných nebo obdobných úloh (obdobné úlohy se mohou lišit v geometrii modelu, hustotě výpočetní sítě, okrajových podmínkách atd.) [15].

3 MATEMATICKO – FYZIKÁLNÍ MODEL

V oblasti dynamiky tekutin je stěžejní zákon zachování hmotnosti a hybnosti, v termodynamice pak ještě zákon zachování energie [16].

3.1 Rovnice kontinuity

Rovnice kontinuity nám formuluje zákon o zachování hybnosti (hmoty) a to v oblasti mechaniky tekutin. Jedno z množných objasnění rovnice kontinuity: Pro elementární objem, kterým proudí tekutina, musí být hmotnost tekutiny konstantní ($m = \text{konst.}$) a tedy i celková změna hmotnosti nulová. Rovnice v diferenciálním vektorovém tvaru pro neustálené prostorové proudění stlačitelné tekutiny [6], [16]:

$$\frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (2)$$

Kde ρ je hustota kapaliny, ∇ operátor nabla a \vec{u} vektor rychlosti kapaliny. Při ustáleném proudění se veličiny nemění v čase, proto $D\rho / Dt = 0$ a rovnice (2) přechází do tvaru [16]:

$$\nabla \cdot (\vec{u} \cdot \rho) = 0 \quad (3)$$

Pokud by se jednalo o ustálené proudění nestlačitelné tekutiny, to znamená, že hustota by byla konstantní ($\rho = \text{konst.}$), je tedy rovnice kontinuity vyjádřena vztahem ve vektorovém tvaru [16]:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (4)$$

3.2 Navierova – Stokesova rovnice

Navierovy-Stokesovy rovnice (dále jen N-S rovnice) představuje základní vztah používaný pro popis proudění tekutin. Tedy, vyjadřuje zákon o zachování hybnosti, neboli N-S rovnice aplikují druhý Newtonův pohybový zákon – **zákon síly**. [6], [16].

N – S rovnice ve složkovém tvaru:

$$\frac{Du_i}{Dt} = \frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \vartheta \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad (5)$$

Fyzikální význam jednotlivých složek N – S rovnice [13]:

$\frac{\partial u_i}{\partial t}$	Proměnnost proudového pole v čase
$u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k}$	Charakterizuje konvekci
$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}$	Gradient tlaku
$\vartheta \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k}$	Vliv vazkosti

3.2.1 Vlastnosti Navier – Stokesových rovnic

N – S rovnice jsou parciální nelineární diferenciální rovnice druhého řádu. Matematická teorie poskytuje velmi málo informací o vlastnostech N – S rovnic [13].

Mezi základní vlastnosti této rovnice jsou: nelineárnost, nelokálnost, symetrie. To znamená, že N-S rovnice znemožňuje jejich integraci, tudíž neexistuje jejich analytické řešení v uzavřené formě. [16]

3.3 Rovnice energie

Rovnice energie vyjadřuje zákon o zachování energie. Rovnice energie je využita

při řešení systému, neboť stavová rovnice počítá s vnitřní energií plynů, neboli pro stlačitelnou tekutinu. [13] [17]

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \nabla(\vec{u}(\rho E + p)) = \nabla \left(\gamma_{eff} \nabla T - \sum_i h_i \cdot \vec{J}_i + (\overline{\tau_{eff} \vec{u}}) \right) + S_h \quad (6)$$

Význam jednotlivých složek v rovnici [13]:

$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E)$	Akumulace energie
$\nabla(\vec{u}(\rho E + p))$	Vtok - Výtok
$\gamma_{eff} \nabla T$	Složka vodivosti
$\sum_i h_i \cdot \vec{J}_i$	Difúze energie
$(\overline{\tau_{eff} \vec{u}})$	Viskózní ztráty
S_h	Vydatnost objemového zdroje $\frac{\partial}{\partial t} (\rho E)$

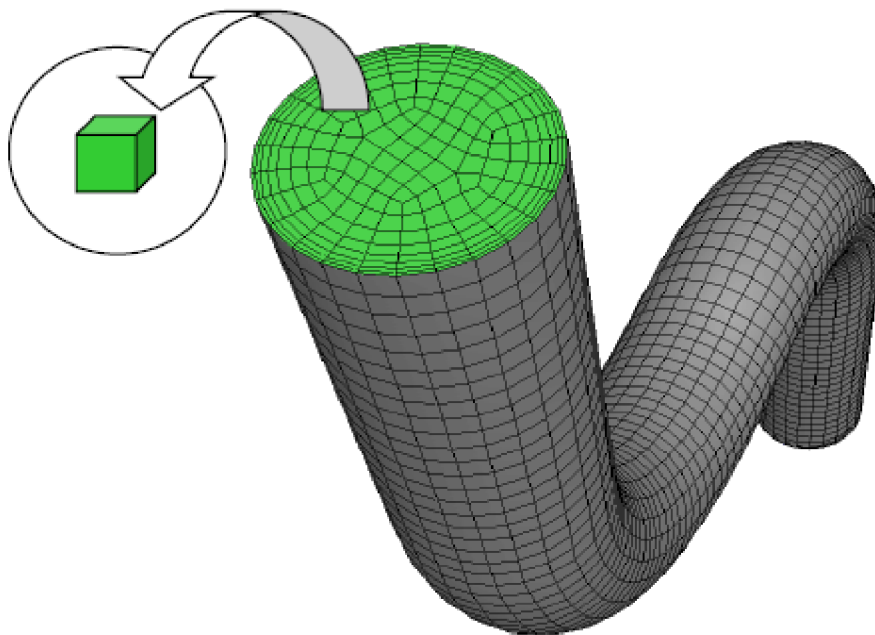
kde ρ je hustota kapaliny, E celková měrná energie, ∇ operátor nabra, \vec{u} vektor rychlosti kapaliny, p tlak kapaliny, $_{eff}$ součinitel efektivní vodivosti, T termodynamická teplota, h_i měrná entalpie složky i , J_i^{\rightarrow} difúzní složka i , τ_{eff} tenzor efektivního tření a S_h Strouhalovo číslo. Strouhalovo číslo specifikuje dynamiku obtékání, tj. frekvenci odtrhávání vírů. Celková měrná energie E je definována jako součet vnitřní a kinetické (mechanické) energie. [13], [17]

4 DISKRETIZACE, METODA KONEČNÝCH OBJEMŮ A INTERPOLAČNÍ SCHÉMATA

4.1 Diskretizace

Řešená oblast je rozdělena na konečný počet malých kontrolních objemů pomocí výpočetní sítě (grid, mesh). Základní rovnice (kontinuity, pohybové, energie, transportní, ...), které popisují spojité prostředí, jsou diskretizovány do soustavy algebraických rovnic. Příklad diskretizace na konečný počet objemů obr. [18]

Diskretizací je nahrazeno spojité prostředí, neboli kontinuum, systémem diskrétních bodů [19]

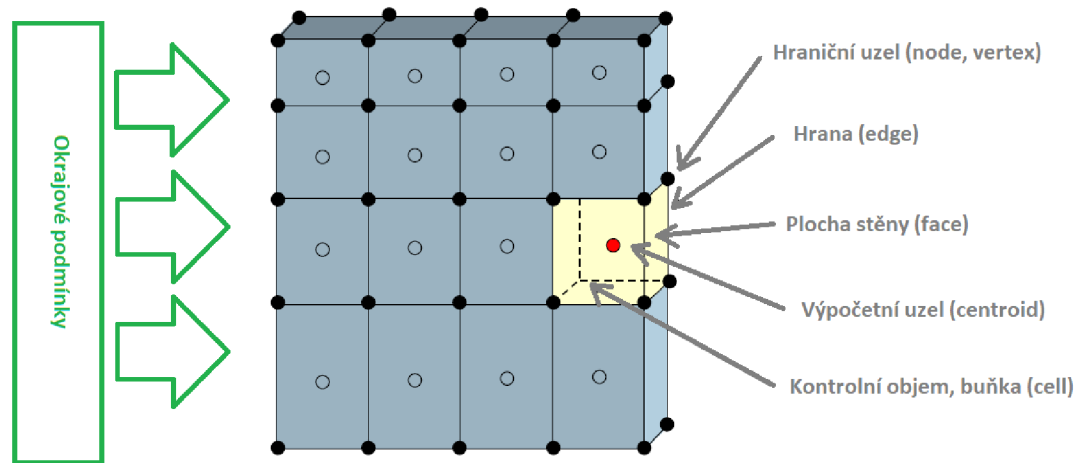


Obr. 18: Diskretizace na konečný počet objemů [18]

4.2 Metoda konečných objemů

Metoda konečných objemů (Finite Volume Method) se využívá při výpočtech v oblasti proudění tekutin a přestupu tepla. Tato Metoda pracuje způsobem, že řešená

oblast je rozdělena na konečný počet objemů a následný výpočet probíhá přes stěny těchto objemů (Obr. 19). Metoda konečných objemů je využívána softwarem ANSYS Fluent [19].

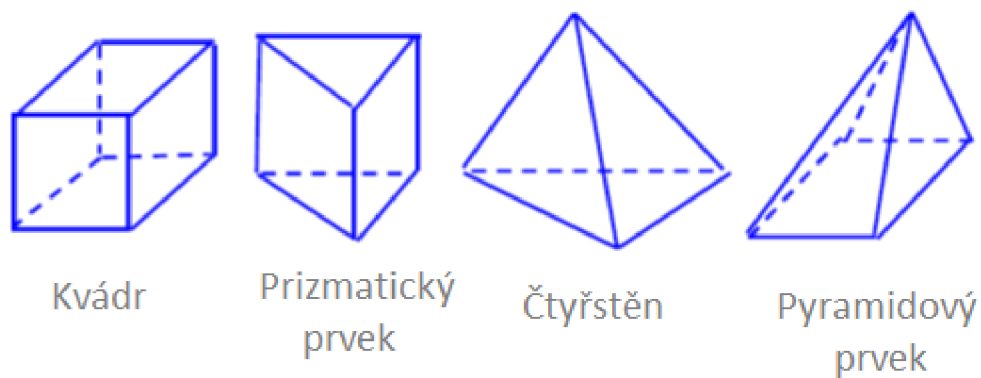


Obr. 19: Výpočetní síť [18].

Metoda konečných objemů spočívá ve třech základních bodech

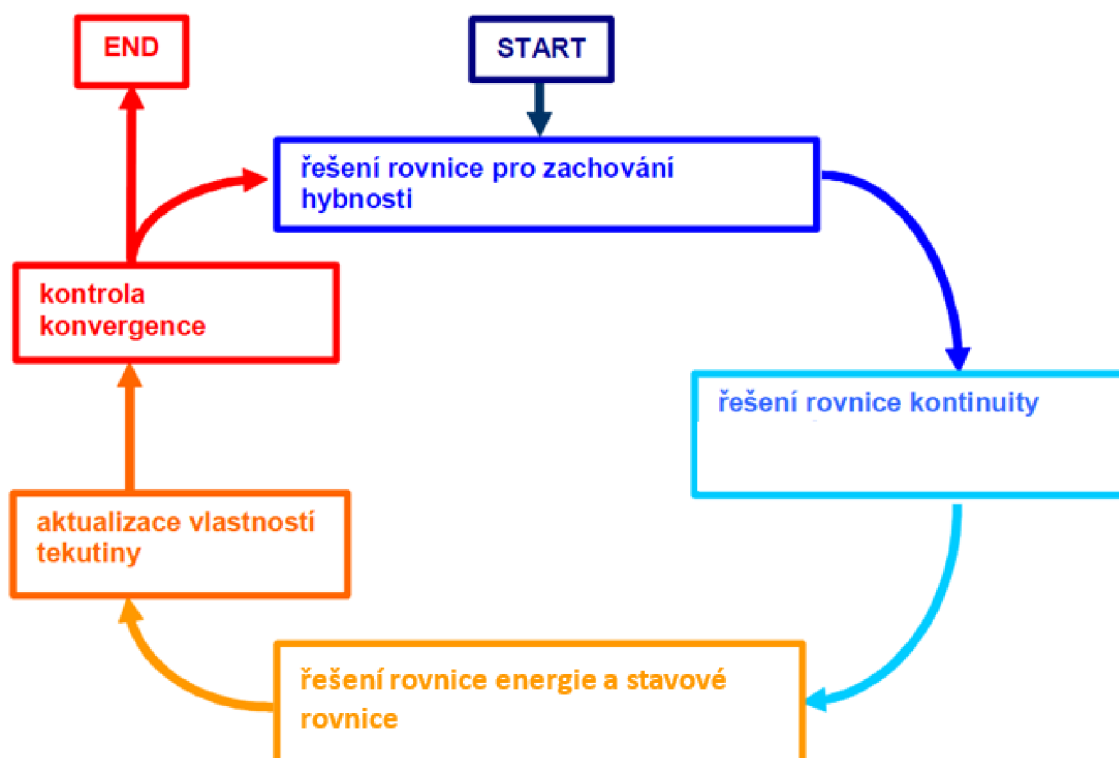
1. Dělení oblasti na diskrétní objemy s použitím křivočárové sítě
2. Bilancování neznámých veličin v individuálních konečných objemech a diskretizace.
3. Numerické řešení diskretizovaných rovnic v obecném tvaru, kde součet se provede přes sousední buňku.

Jednotlivé prostorové prvky, neboli objemy se nepřekrývají. dříve se vytvářela strukturovaná síť. Tato síť je tvořena z konečných objemů – kvádrů (šestistěnnů). Nyní se hojně využívá především nestruturovaná síť, kde konečný objem mají tvar 3D: kvádr, čtyřstěn, prizmatického a pyramidového prvku. Prvky využívané v metodě konečných objemů jsou zobrazeny na Obr. 20. [19].



Obr. 20: Prvky použité v metodě konečných objemů [19].

Výpočet probíhá po cyklech, které jsou označeny jako iterace. Hodnoty nastavených okrajových podmínek působí na okolní buňky sítě a v celém objemu probíhá pod tímto vlivem změna. Výpočet probíhá podle definovaných rovnic. Na konci každého výpočtu se kontroluje konvergence. Výpočetní cyklus se opakuje do momentu, kdy dojde k ustálení sledovaných hodnot. Schéma iteračního cyklu je uvedeno na Obr. 21 [19]



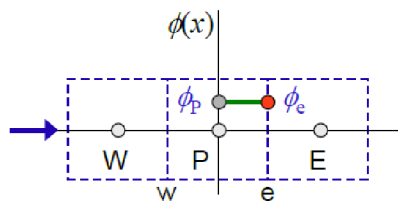
Obr. 21: Schéma iteračního cyklu [19]

4.3 Interpolační schémata

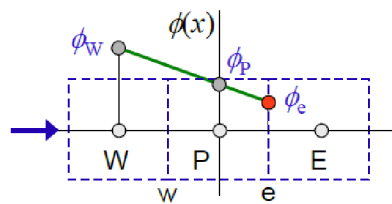
ANSYS Fluent ukládá složky rychlosti a skalárních veličiny v geometrických středech konečných objemů. Důležité pro výpočet je, aby hodnoty těchto zkoumaných veličin byly na hranicích konečných objemů. Hodnoty na hranicích konečných objemů jsou získány pomocí interpolace. Uživatel si vybírá z několika interpolační schéma na základě složitosti daného výpočtu (obr. 22). [18], [19]

- A. **Protiproudá interpolace 1. řádu (First-order upwind)** – Je uvažován předpoklad, že hodnota ϕ na stěně je rovna hodnotě v centru buňky nacházející se vlevo (Proti směru proudu).
- B. **Protiproudá interpolace 2. řádu (Second-order upwind)** – Hodnota ϕ na stěně buňky je určena z hodnot v centrech dvou buněk nacházejících se vlevo (Proti směru proudu).
- C. **Centrální diference (Central differencing)** – Hodnota ϕ na stěně buňky je určena pomocí lineární interpolace mezi hodnotami sousedních buněk. Použití pro krátkodobé výpočty s dostatečně jemnou výpočetní sítí.
- D. **Protiproudá kvadratická interpolace (QUICK)** – Hodnota ϕ na stěně buňky je určena pomocí kvadratické křivky. Kvadratická křivka je aproximována ze dvou uzlů ležící proti proudu (upstream) a jednoho uzlu, který leží po proudu (downstream). Tato interpolace je velmi přesná. V případě velkých gradientů mohou být problémy se stabilitou.

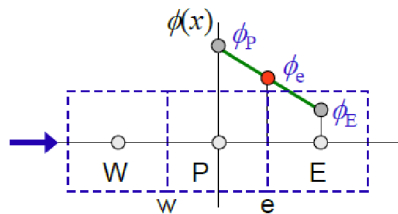
Interpolační schémata vyšších řádů jsou přesnější, ale výpočtový proces je časově náročnější a méně stabilní. Při velkých změnách tlaků a průtoků je vhodné začít výpočet interpolačním schématem nižšího řádu (Protiproudá interpolace 1. řádu) a po cca 100 iteracích využít interpolační schéma vyššího řádu (Protiproudá interpolace 2. řádu). [19]



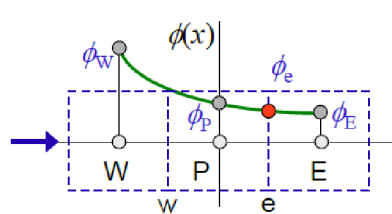
a) Protiproudá interpolace 1. řádu



b) Protiproudá interpolace 2. řádu



c) Centrální diference



d) Protiproudá kvadratická interpolace

Legenda:

- interpolovaná hodnota
- ➔ směr toku

Obr. 22: Interpolační schémata [19]

5 STUDIE DR. DANILÁTOSE V OBLASTI DIFERENCIÁLNÍHO ČERPÁNÍ

Moje práce vychází z již existující studie Dr. Danilátose v oblasti diferenciálního čerpání. Jeho poznatky byly publikovány v Micron 2012: DANILATOS, GD., *Velocity and ejector-jet assisted differential pumping: Novel design stages for environmental SEM*. Micron, 2012, vol. 43, no. 5, p. 600 – 611.

5.1 Dr. Gerasimos D. Danilatos

Doktor G.D. Danilátos je známý australský fyzik řeckého původu a průkopníkem Environmentálního mikroskopu. [11]

Narodil se roku 1946 v Cefalonii v Řecku. Roku 1953 proběhlo zemětřesení a jeho rodina se přestěhovala do Patrasu, kde začal navštěvovat základní a střední školu.

Po střední škole a vojenské službě absolvoval Národní a Kapodistrianskou univerzitu v Aténách a ukončil svůj fyzikální titul s vyznamenáním. V roce 1972 emigroval do Austrálie a v roce 1979 se oženil. Získal titul Ph.D. z University of New South Wales v lednu 1978 po dokončení své práce na *Dynamických mechanických vlastnostech keratinových vláken*.

Jako vědec na téže univerzitě pak vyvinul Environmentální skenovací elektronový mikroskop (ESEM) po předchozích pokusech jiných pracovníků o zkoumání vlhkých vzorků pod elektronovým paprskem. Z velké části získal finanční podporu od australské vlnové korporace až do roku 1986. V roce 2003 obdržel cenu Ernst Abbe Memorial Award od Microscopical Society v New Yorku za celoživotní úspěchy. [11]

5.2 Metoda Monte Carlo vs. Metoda Continua

Dr. Danilatos provedl studii v oblasti čerpání diferenciálně čerpané komory pomocí statistické metody Monte Carlo.

Na ústavu Elektrotechnologie byly provedeny srovnávací studie pomocí simulací

metodou continua.

5.2.1 Metoda Monte Carlo

Základní myšlenkou této metody je určit střední hodnotu veličiny, která je výsledkem náhodného děje. Vytvoří se počítačový model tohoto děje a po proběhnutí dostatečného množství simulací se mohou data zpracovat klasickými statickými metodami. [20]

Přesnost a efektivnost celého výpočtu metodou Monte Carlo pomocí výpočetní techniky je dáno těmito faktory: [20]

- Kvalitou generovaných náhodných čísel
- Výběrem racionálního algoritmu výpočtu
- Kontrola přesnosti získaného výsledku.

Statistická Metoda Monte Carlo neklade základní požadavek na spojitost výpočetního prostoru, proto může popisovat efekty, které není možné popsat spojitou funkcí, ale naopak může vracet špatné výsledky právě proto, že nemá spojitost. Metoda Monte Carlo je vhodná pouze pro výpočet pohybu osamocených molekul. Tedy tam, kde již neplatí Navier-Stokesovy rovnice.

5.2.2 Metoda Continua

Naopak tam, kde se jedná o spojitě prostředí je využití Navier-Stokesovy rovnice jednoznačnou výhodou a to právě v přesném popsání spojitosti, neboť Navier-Stokesova rovnice se odvozuje od sil, které působí na jednotlivé části tekutiny: gravitace, tlak, tření o sousední části tekutiny, vznik turbulence. Stav tekutiny je popsán její rychlostí a tlaky ve všech bodech, ve kterých se tekutina nachází.

Na každý element tekutiny v kontinuu působí dvě síly: objemová (jednodušší) a plošná (složitější), jejíž původcem jsou sousední elementy. A plošná síla se navíc skládá ze dvou částí: první souvisí s tlakem a druhá - složitější na popis, se připisuje smyku povrchu jednotlivých elementů tekutiny povrchy o sebe - viskozita (vnitřní tření).

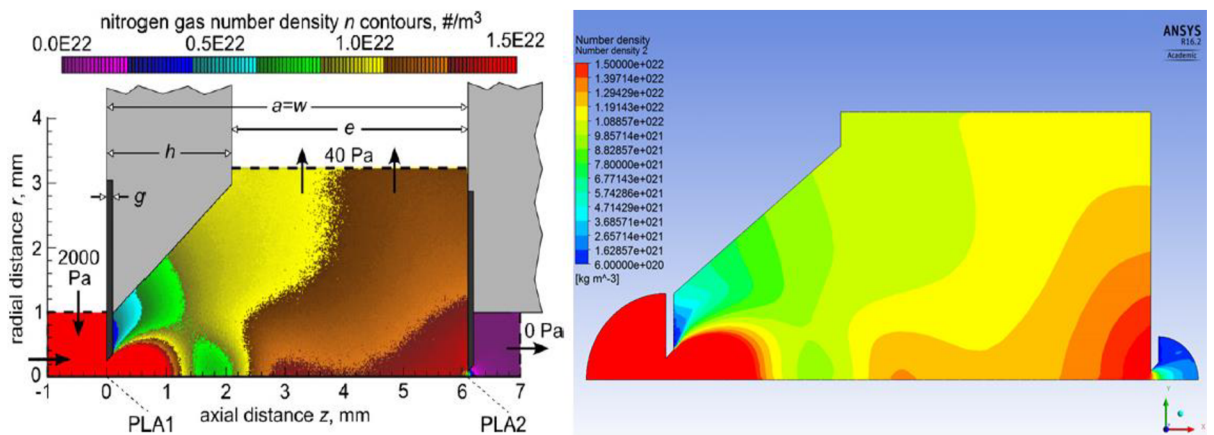
Tento složitý proces kontinua právě velmi přesně dokáže bilancovat Navier-Stokesovy rovnice, které oproti metodě Monte Carlo neřeší problém statisticky, ale

přesným popisem složitého chování tekutiny.

5.3 Porovnání výsledků

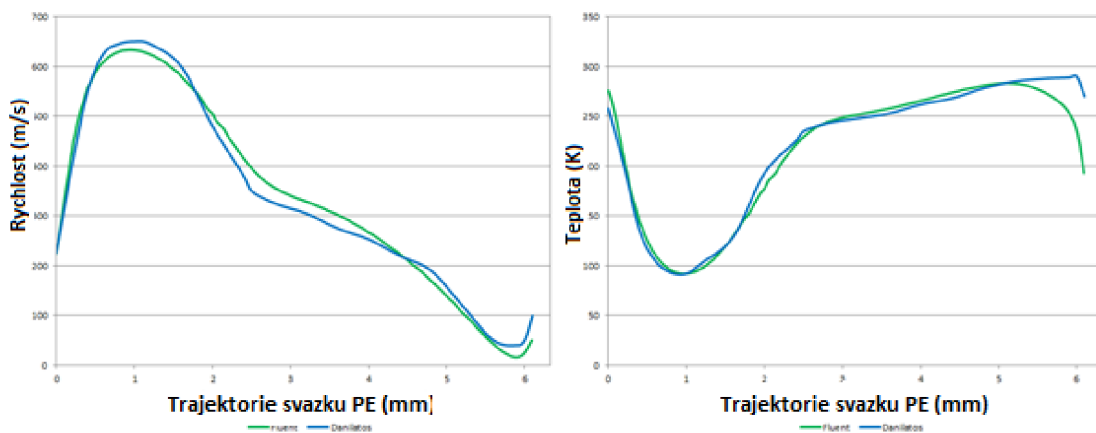
Výsledky vypočteny pomocí simulací v ANSYS Fluent byly porovnány s výsledky publikovanými Danilatosem vypočtenými pomocí metody Monte Carlo.

Výsledky na obr 23., kde je zobrazeno rozložení hustoty ukazují, že bylo dosaženo stejných výsledků.



Obr. 23: Srovnání výsledku simulací. Nalevo je výsledek Dr. Daniláta a nalevo je výsledek pomocí systému ANSYS fluent.

Dalším charakteristický výsledek je grafický a to průběh rychlosti a teploty, jak je vidět z grafu i zde se nám podařilo dosáhnout shody s Dr. Danilátem



graf. 1: Porovnání výsledků rychlosti a teploty pomocí Metody MC a Metody Continuí na dráze

PE.

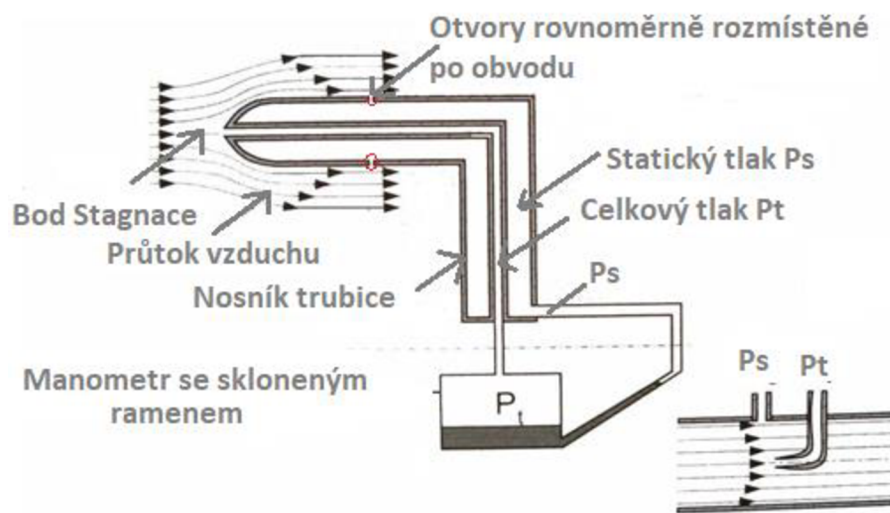
V současné době se na ústavu Elektrotechnologie chystají experimentální měření pro verifikaci výsledků, neboť ani studie Dr. Daniláta zatím není podložena experimentem.

Jedním z experimentů bude měření rychlosti v oblasti dráhy primárního svazku mezi clonami PLA 1 a PLA 2 (obr. 23).

Měření bude provedeno pomocí techniky Pitotovy trubice (kap. 6).

6 PITOTOVA TRUBICE

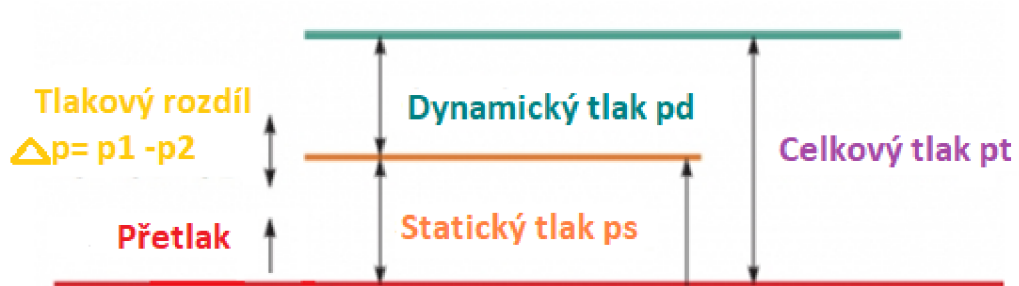
Pitotova trubice se používá pro měření rychlost tekutiny tím, že mění kinetickou energii toku na potenciální energii. Přeměna probíhá v tzv. stagnačním bodě, který se nachází u vstupu Pitotovy trubice (viz obr. 24) [21].



Obr. 24: Princip Pitotovy trubice [21].

Měření vychází ze základního vztahu, kde celkový tlak je roven součtu statického a dynamického (rovnice č.7) a grafického vyjádření celkového tlaku (obr.25):

$$P_t = P_s + P_d = P_s + \frac{1}{2} \rho v^2 \quad (7)$$



Obr. 25: Grafické vyjádření celkového tlaku působící na Pitotovu trubici [21]

Odvození rychlosti z dané rovnice však musí respektovat další okolnosti, proto převedení výsledného měření diferenčního tlaku na rychlost tekutiny závisí na konkrétním režimu kapaliny, který Pitotova trubice měří. Konkrétně je potřeba určit, zda je tekutina: *Nestlačitelná, podzvukově stlačitelná nebo nadzvuková stlačitelná tekutina.*

6.1 Nestlačitelný režim tekutiny

Tok může být považován za nestlačitelný, pokud jeho rychlost je menší než 30% rychlosti zvuku v daném prostředí. Pro takovou tekutinu je popsána Bernoulliho rovnice, která má vztah mezi rychlostí a tlakem podél proudové roviny je popsán v následující rovnici (8): [21]

$$\frac{V^2}{2g} + z + \frac{p}{\rho g} = C \quad (8)$$

kde g je konstanta gravitačního zrychlení ($9,81 \text{ m/s}^2$), V je rychlost tekutiny a z je výška nad libovolným vztažným bodem. C zůstává konstantní.

Z Bernoulliho rovnice pak vychází vyhodnocení ve dvou různých bodech podél proudnice (rovnice 9):

$$\frac{v_1^2}{2g} + z_1 + \frac{p_1}{\rho g} = \frac{v_2^2}{2g} + z_2 + \frac{p_2}{\rho g} \quad (9)$$

Jestliže se dva různé body (a předpokládá se, že z_2 je stagnační bod) spolu rovnají $z_1 = z_2$, tak ve stagnačním bodě bude rychlost rovna nule.

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} = \frac{p_2}{\rho} \quad (10)$$

Z rovnice č. 10 můžeme vyjádřit rychlost toku, která bude mít tvar (11):

$$v_1 = \sqrt{\frac{2(p_2 - p_1)}{\rho}} \quad (11)$$

Pokud bod z_2 je ve stagnačním místě, vyjadřuje hodnotu celkového tlaku P_t a hodnotu tlaku v bodě z_1 odpovídá statickému tlaku P_s . Z toho plyne další zjednodušení rovnice (12):

$$v = \sqrt{\frac{2(P_t - P_s)}{\rho}} \quad (12)$$

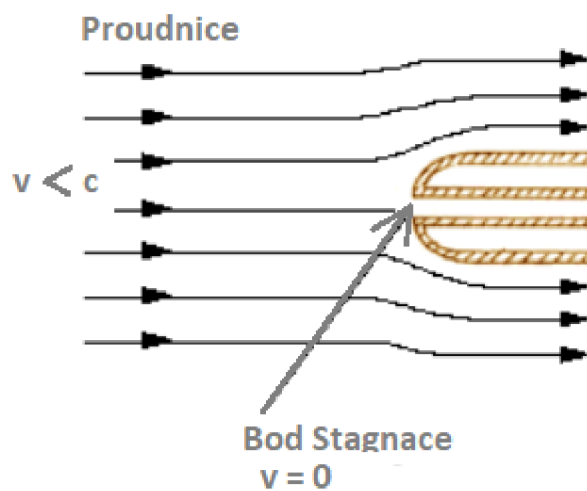
6.2 Podzvukový stlačitelný režim tekutiny

U rychlostí proudění *větší* než je 30% rychlosti zvuku musí být tekutina počítána jako

stlačitelná. V teorii stlačitelného toku je již nutné počítat i s bezrozměrným Machovým číslem M , které je definováno jako poměr rychlosti průtoku v k rychlosti zvuku c : [21]

$$M = \frac{v}{c} \quad (13)$$

Když je Pitotova trubice vystavena podzvukovému stlačitelnému průtoku ($0,3 < M < 1$), proud plynu podél proudnic končí plynulou kompresí ve stagnačním bodě Pitotovy trubice.



Obr. 26: Podzvukový stlačitelný režim tekutiny Pitotovy trubice [21].

$$v = \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{p_{stat}}{\rho_{stat}} \left[\left(\frac{p_{stag}}{p_{stat}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (14)$$

kde γ je Poissonova konstanta, která je vyjádřena jako poměr specifického tepla při konstantním tlaku k specifickému teple při konstantním objemu:

$$k = \frac{C_p}{C_v} = \frac{c_p}{c_v} \quad (15)$$

γ	Poissonova konstanta
C_p	Tepelná kapacita při stálém tlaku
C_v	Tepelná kapacita při stálém objemu
c_v a c_p	Měrné tepelné kapacity

Protože C_p je vždy větší než C_v , je Poissonova konstanta vždy větší než 1. Pro ideální plyny lze Poissonovu konstantu určit z počtu stupňů volnosti dané molekuly podle vzorce (15):

$$\gamma = 1 + \frac{2}{f} \quad (16)$$

kde f je počet stupňů volnosti dané molekuly.

Pro jednoatomové plyny ($f=3$) platí: $\gamma = 1,67$ (Argon),

pro dvouatomové plyny ($f=5$) platí: $\gamma = 1,4$ (vzduch, dusík),

pro víceatomové plyny s pevnou molekulou ($f=6$) platí: 1,33,

pro víceatomové plyny se semirigidní molekulou ($f=7$) platí: 1,29.

Díky Poissonově konstantě můžeme popsat adiabatický děj. Děj, při kterém nedochází k tepelné výměně mezi plynem a okolím.

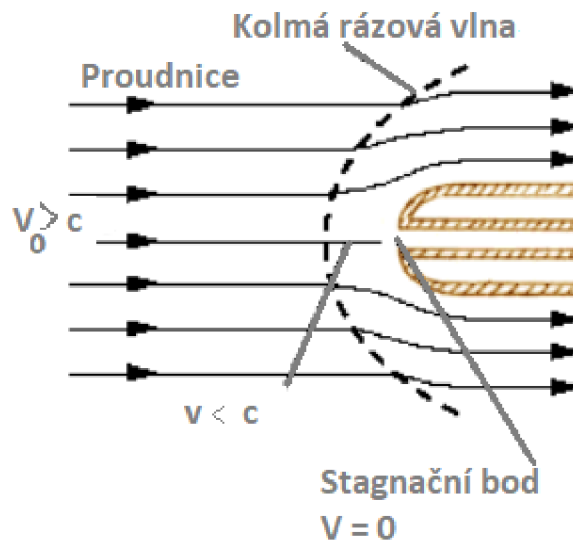
$$pV^\gamma = konst. \quad (17)$$

Kde p je tlak plynu a V je objem plynu. Pokud není k dispozici hustota statická volného porudu, pak je možné vyřešit Machovo číslo v proudu:

$$M = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2}{\gamma-1} \left[\left(\frac{p_{\text{stagnation}}}{p_{\text{static}}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right]} \quad (18)$$

6.3 Nadzvukový stlačitelný režim tekutiny

Při nadzvukovém režimu ($M > 1$) překročí průhyb na konci stadia Pitotova trubice přední šok před Pitotovou trubicí. Kapalina pohybující se podél této rampy je nejprve zpomalována neisentropicky k podzvukové rychlosti a pak zpomaluje isoentropicky¹ k nulové rychlosti ve stagnačním bodě. [21]



Obr. 27: Nadzvukový stagnační bod pro stlačitelný režim tekutin [21]

Rychlost proudění je implicitní funkcí Pitotových tlakových trubek.

¹ Děj, při kterém se nemění entropie

Vzhledem k tomu, že výsledky ukazují charakter proudění mezi clonkami PLA 1 a PLA 2 nadzvukový režim stlačitelné tekutiny budeme vycházet z rovnice 19.

$$\begin{aligned} \frac{P_{\text{stagnation}}}{P_{\text{static}}} &= \frac{\left[\frac{\gamma+1}{2} M^2 \right]^{\left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \right)}}{\left[\frac{2\gamma}{\gamma+1} M^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right]^{\left(\frac{1}{\gamma-1} \right)}} \\ &= \frac{\gamma+1}{2} M^2 \left[\frac{(\gamma+1)^2 M^2}{4\gamma M^2 - 2(\gamma-1)} \right]^{\left(\frac{1}{\gamma-1} \right)} \end{aligned} \quad (19)$$

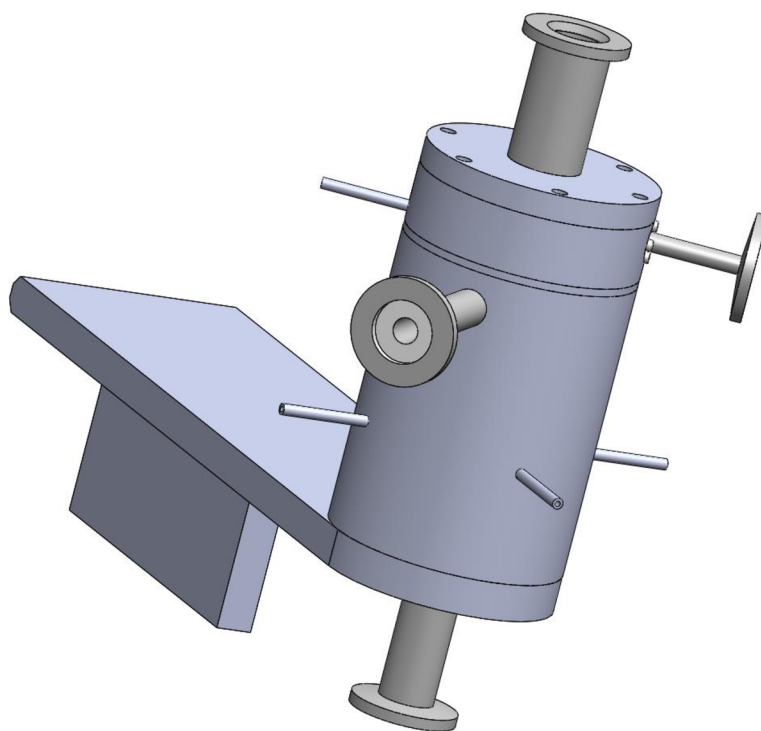
7 EXPERIMENTÁLNÍ KOMORA

Studie Dr. Danilatose je čistě teoretickým tvarem, který nebere v úvahu konstrukční problematiku. Čerpání diferenciální komory na tlak 40 Pa je po celém obvodu (viz obr. 23).

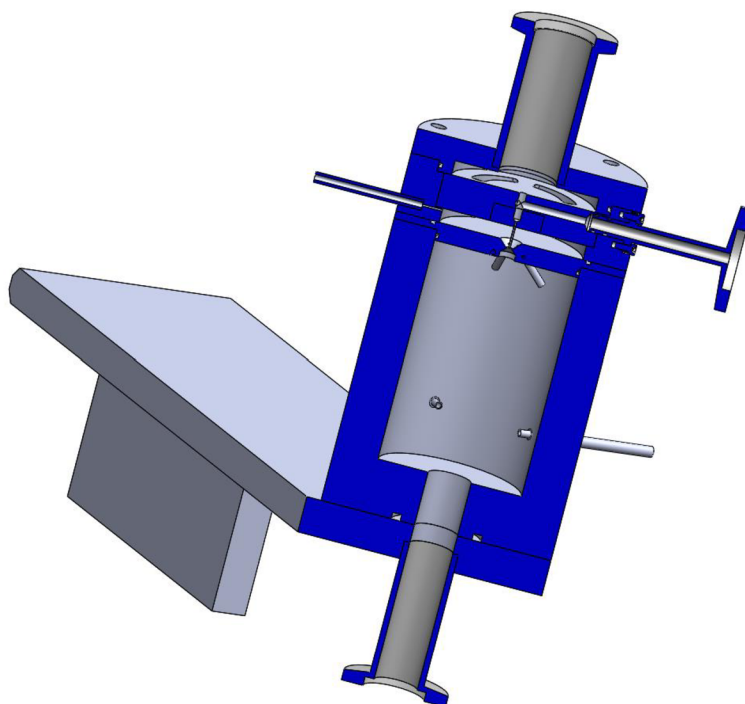
Experimentální komora musela všechny tyto aspekty brát v úvahu, tak aby její tvar a výsledné čerpání dosáhlo stejných parametrů, jako studie Dr. Danilata.

Na obr. 28, je celkový pohled na tuto komoru včetně upínacích prvků jak pro její umístění, tak napojení přívodních a čerpaných prvků včetně snímačů tlaků.

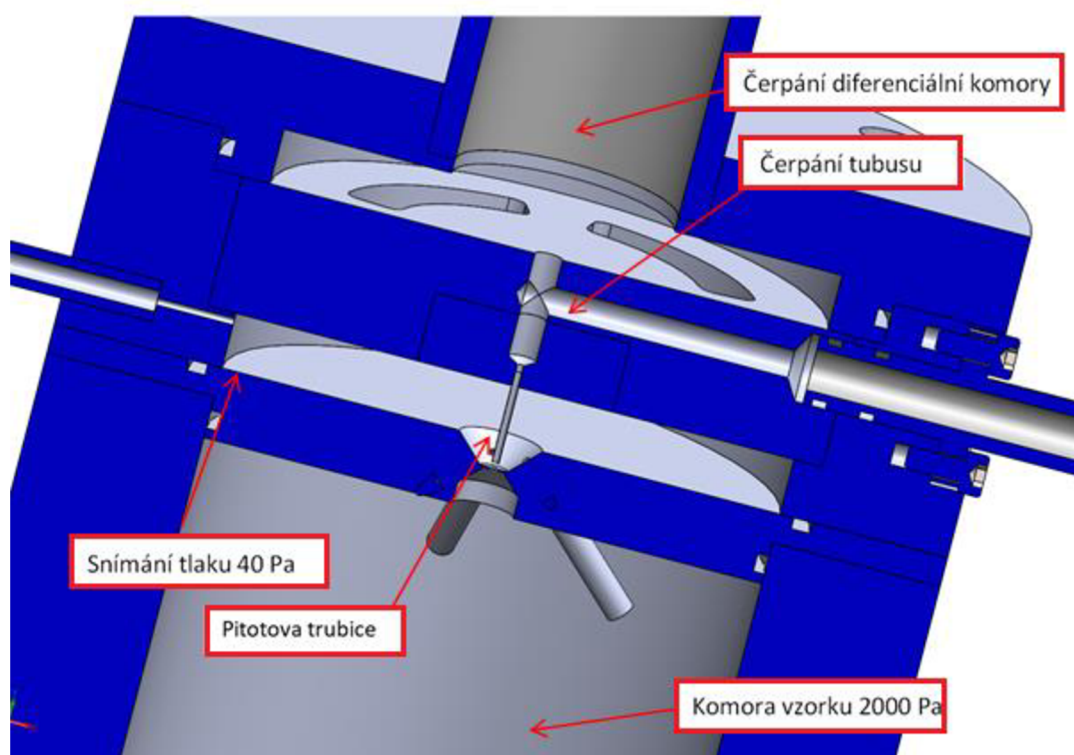
Řez komorou je zobrazen na obr. 29 a zvětšená oblast vlastní diferenciální komory je na obr. 30.



Obr. 28: Celkový pohled na experimentální diferenciálně čerpanou komoru



Obr. 29: Řez experimentální diferenciallyně čerpanou komorou



Obr. 30: Pohled na zkoumanou oblast experimentálně diferenciallyně čerpané komory v řezu.

Zde je patrna Pitotova trubice pro snímání celkového tlaku. Ta bude postupně nahrazována sondou pro snímání statického tlaku.

Do komory vzorku bude přiváděn plyn – dusík a pomocí kontrolní měrky tlaku bude v komoře udržován tlak o hodnotě 2000 Pa tak, jako je ve studii Dr, Danilatose.

Pomocí kontrolního bodu – **snímání tlaku 40 Pa** bude regulováno čerpání diferenciální komory tak, aby v kontrolním bodě byl udržován tlak 40 Pa tak, jak je daná okrajová podmínka dle zkoumané studie.

8 CÍL PRÁCE

Při experimentálním měření bude do osy primárního svazku proti směru proudu plynu vycházející od clony PLA 1 (obr. 23) a směřujícímu ke cloně PLA 2 umístěna Pitotova trubice. Ta bude konstruována v několika délkách pro experimentální zjištění rychlostního profilu v dráze primárního svazku.

Pomocí dané Pitotovy trubice bude experimentálně zjištěn celkový tlak (stagnační bod). Statický tlak bude jak sejmuto na stěně komory, tak především druhou trubicí ve stejném bodě jako byl sejmuto tlak ve stagnačním bodě. Pomocí vztahů uvedených v kapitole 6 bude získána veličina rychlosti.

Cílem práce budou simulace k ověření charakteru proudění při zavedení Pitotovy trubice do experimentální komory, neboť se jedná o složitý tvar malých rozměrů. Proto experiment laděný na Pitotovu trubicí – oproti experimentu snímající tlak v komoře – bude zanedbávat čerpání vakua za clonou PLA 2 a naopak tento kanál bude používán pro snímání tlaku ve stagnačním bodě (obr. 30).

Před konstrukcí dané experimentální komory bylo nutné provést několik simulací pro ověření vlivu umístění Pitotovy trubice a zaslepení clony PLA 2. V daném experimentu je kanál za clonou PLA 2 místo původního účelu použit pro umístění čidla snímajícího nejprve tlak celkový ve stagnačním bodě a následně statický tlak.

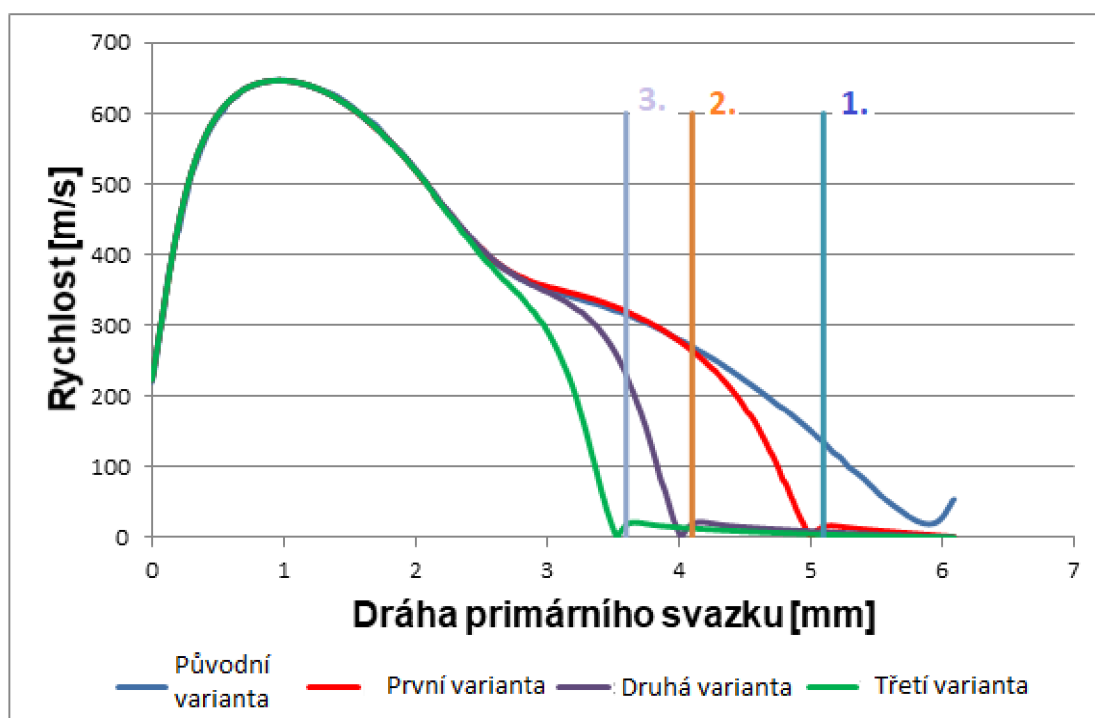
9 VÝSLEDKY ANALÝZ

Nejdříve byly prováděné analýzy ve třech bodech na dráze primárního svazku, kde dochází ke změně rychlosti. Varianty byly voleny v několika vzdálenostech od první clonky (PLA 1) pro zmapování celého charakteru rychlostního profilu.

Pro analýzy byly zvoleny tři vzdálenosti (Tab. 1).

Tab. 1: Prováděné analýzy na dráze svazku PE za první clonou PLA 1.

Varianta	Vzdálenost od PLA 1 (mm)	Grafické odečtení rychlosti (m/s)
První	5,1	135,1
Druhá	4,1	270,0
Třetí	3,6	316,5



graf. 2: Grafické vyjádření rychlosti elektronů na dráze svazku PE s odečtem vzdálenosti od PLA 1

9.1 Vyhodnocení První varianty

Při hodnotách získaných pomocí systému Ansys Fluent z modelů s namodelovanou Pitotovou trubicí s délkou 5,1 mm.

Kde Poissonova konstanta vzduchu je $\gamma = 1,4$ a hustota vzduchu $\rho = 0,00048 \text{ kg/m}^3$.

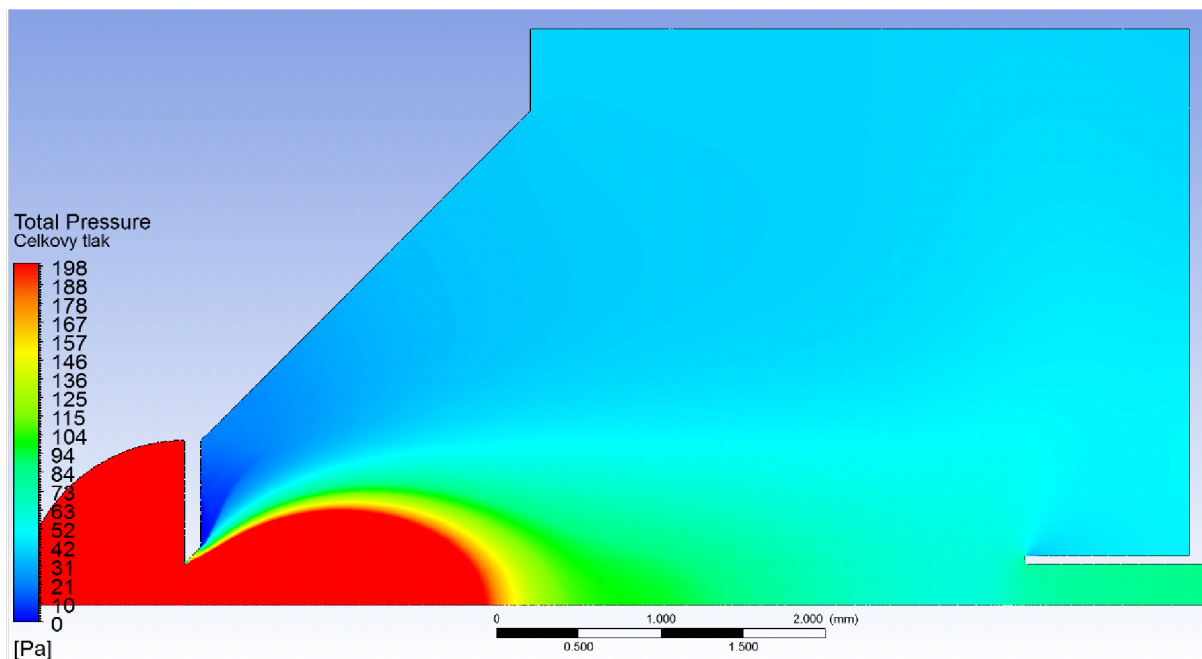
	Tlak [Pa]
Tlak – Stagnační	79
Tlak – Statický	71

Podle vztahů uvedených v kap. 6, (vzorec 18), do kterých dosadíme výsledky získaných z analýz pomocí Ansys Fluent vychází rychlost proudění v prvním měřeném bodě: $v = 131.2 \text{ m.s}^{-1}$

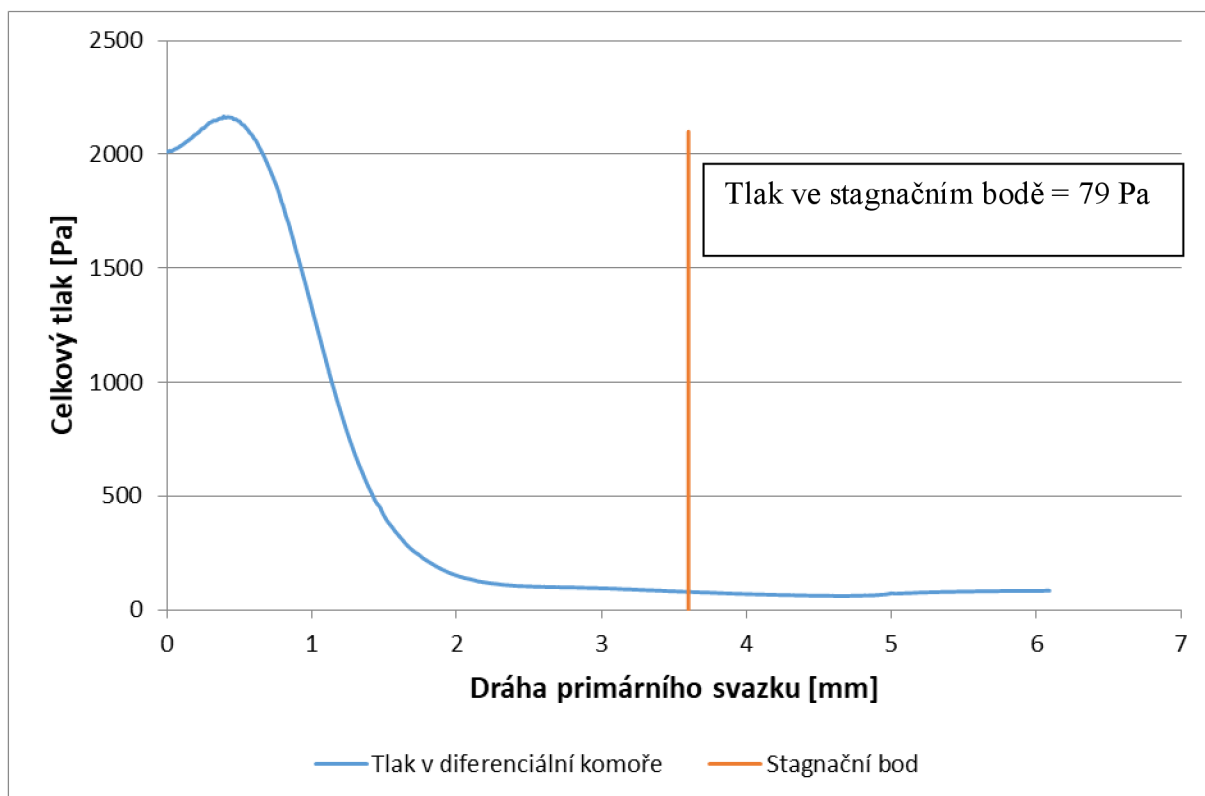
Zatímco u analýzy modelu teoretického tvaru má rychlost v daném bodě hodnotu: $v = 135.1 \text{ m.s}^{-1}$

Hodnoty v prvním experimentálním bodě odpovídají.

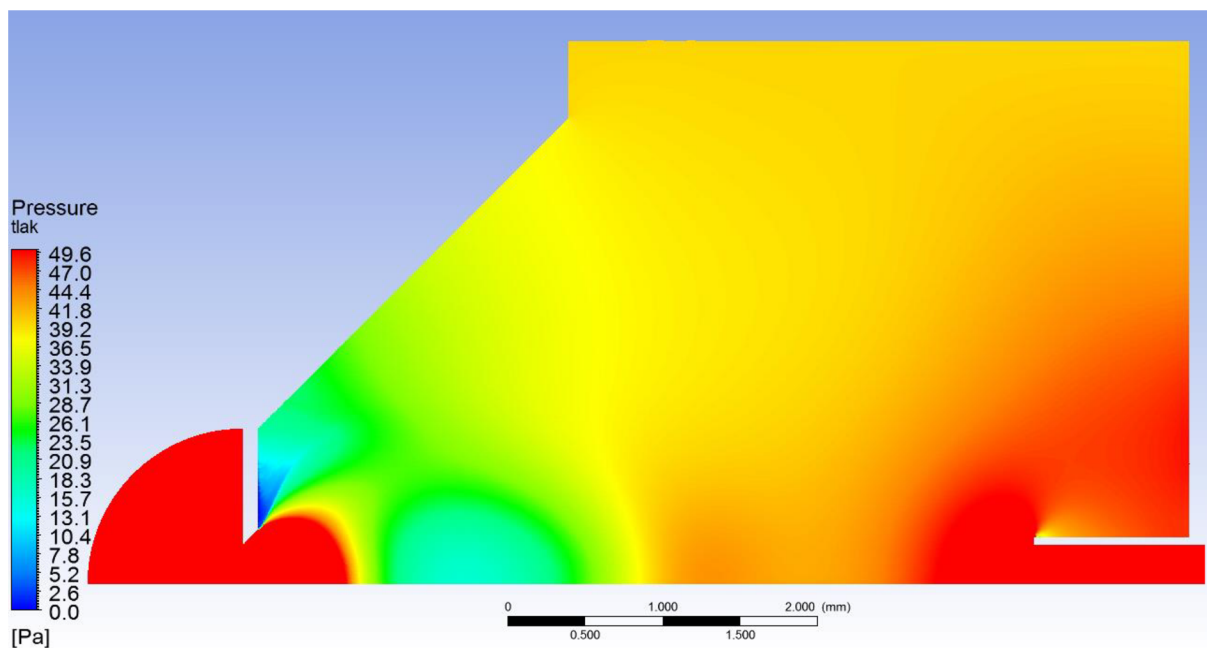
9.1.1 Grafické vyhodnocení první varianty – Stagnační bod



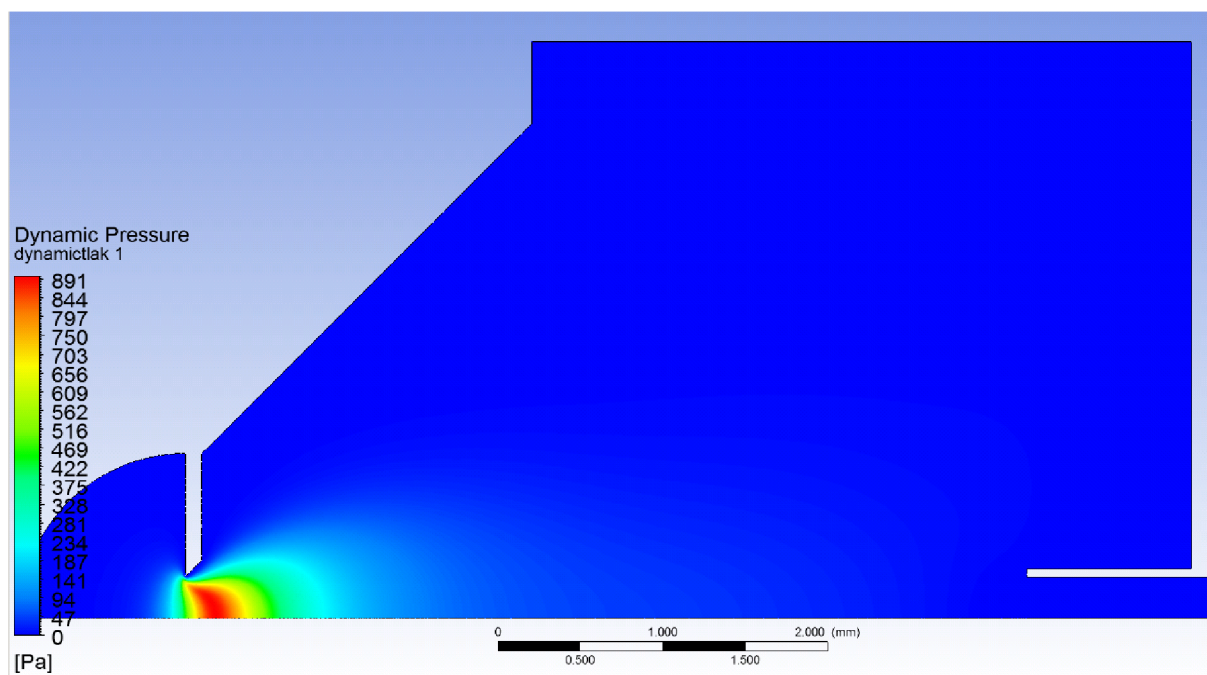
Obr. 31: Grafické vyhodnocení celkového tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.



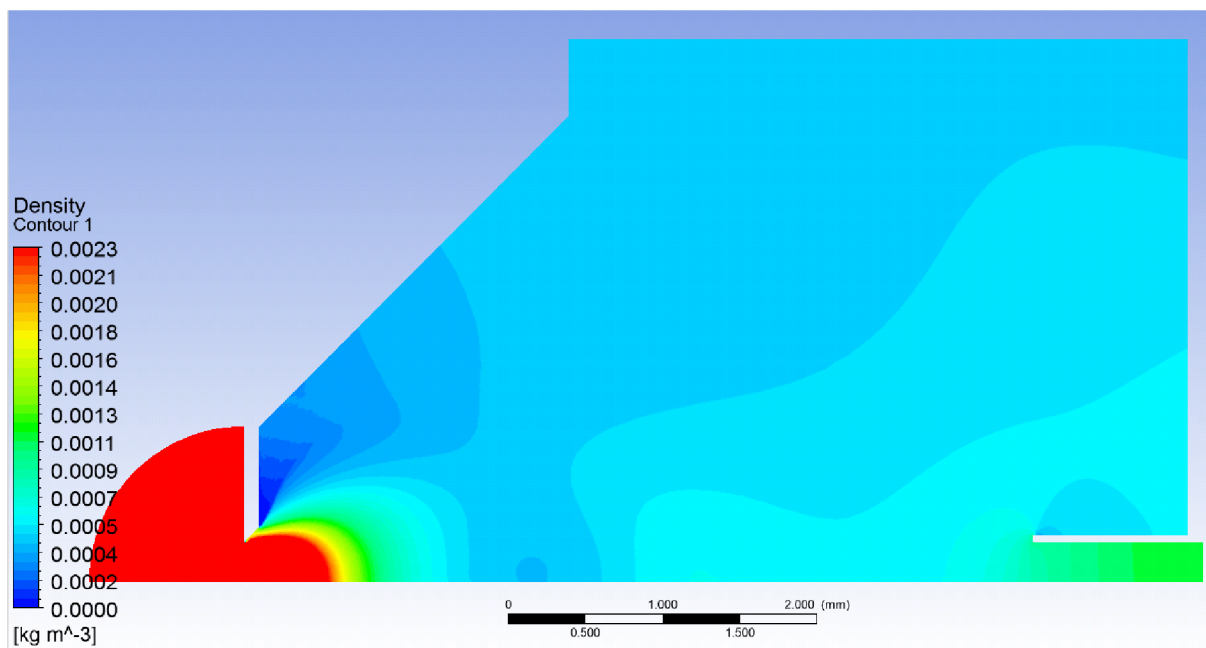
graf. 3: Průběh celkové tlaku v diferenciální komoře na dráze PE s vyznačeným stagnačním bodem



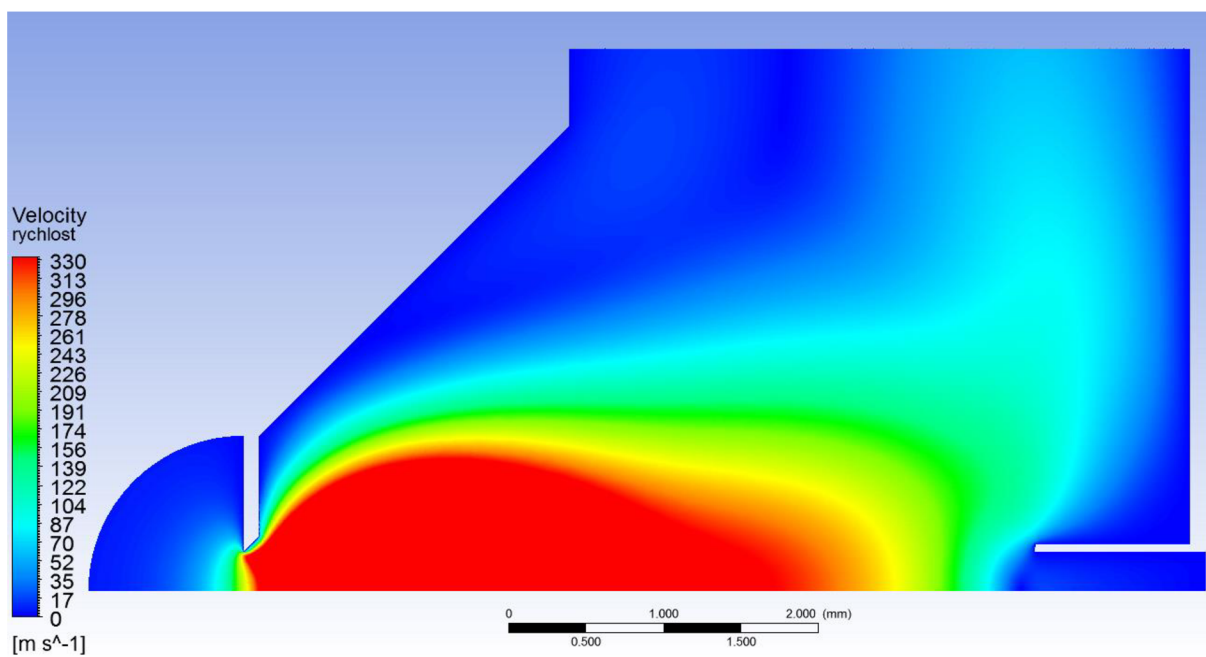
Obr. 32: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.



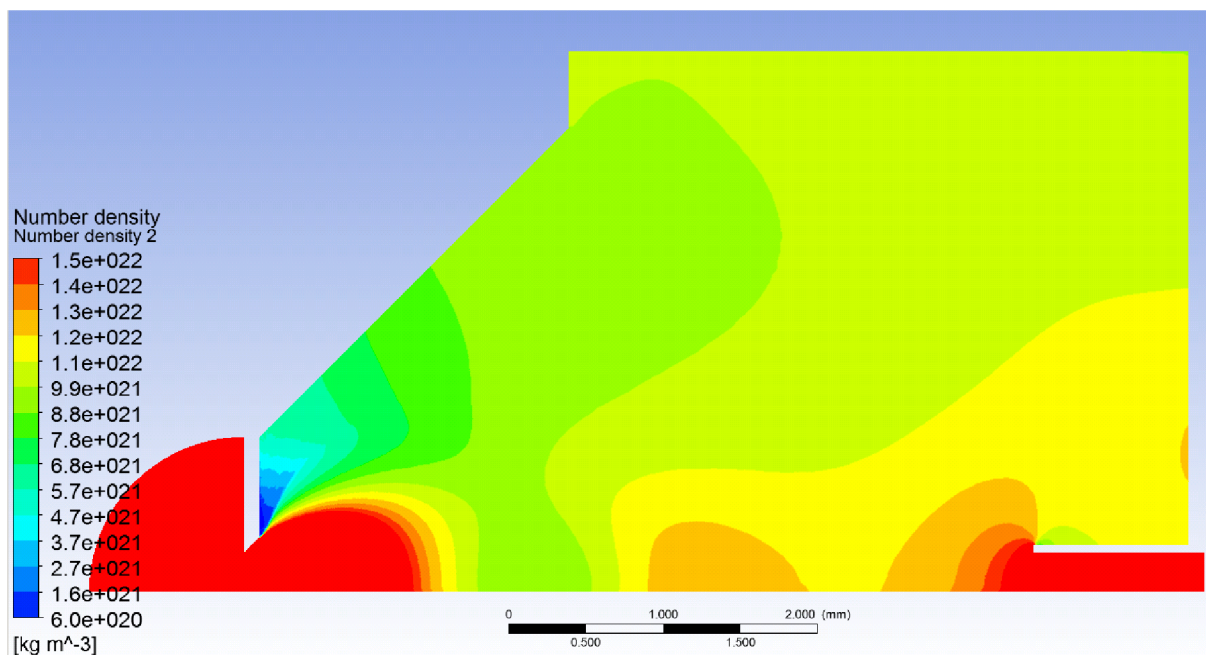
Obr. 33: Grafické vyhodnocení dynamického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.



Obr. 34: Grafické vyhodnocení hustoty na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.

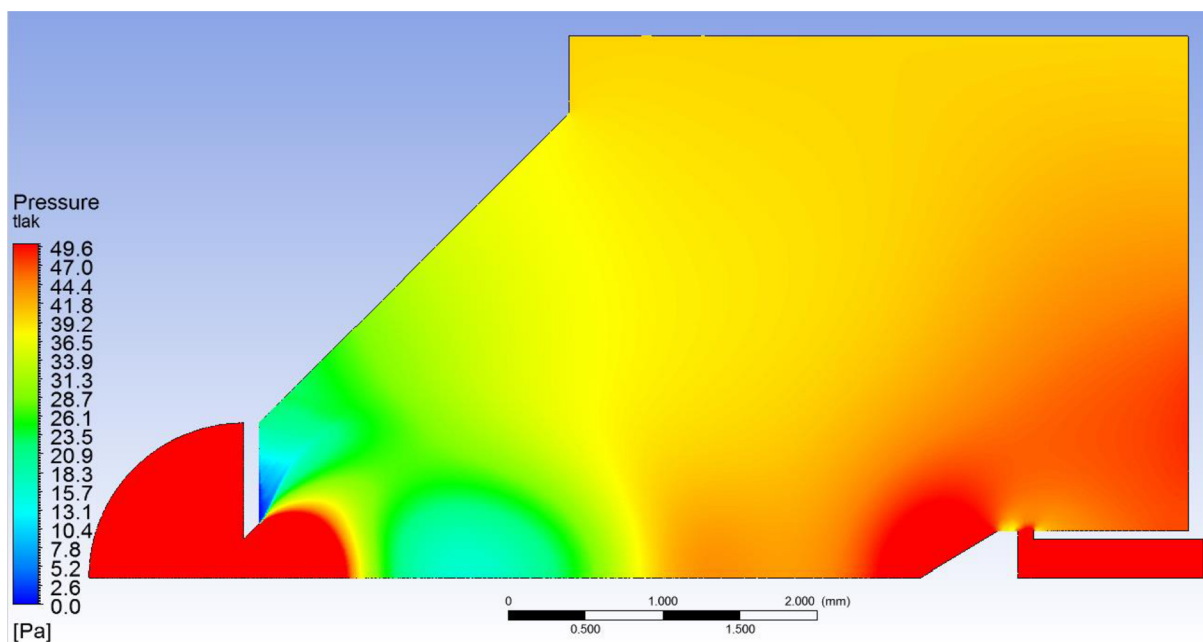


Obr. 35: Grafické vyhodnocení rychlosti na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.

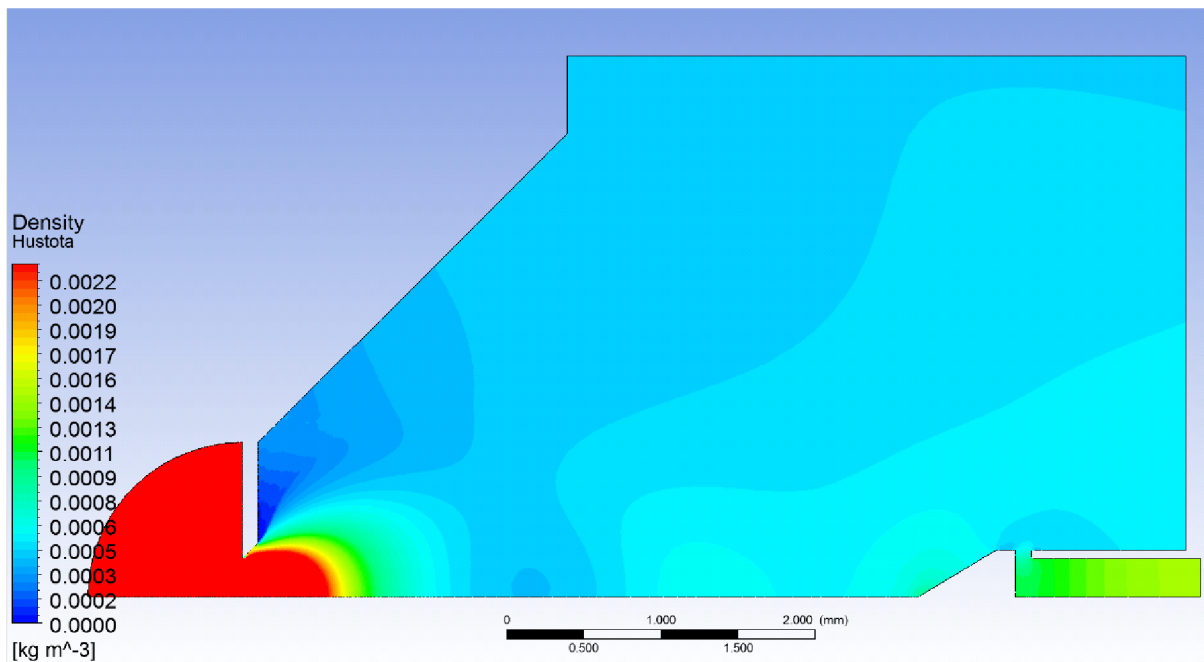


Obr. 36: Grafické vyhodnocení number density na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.

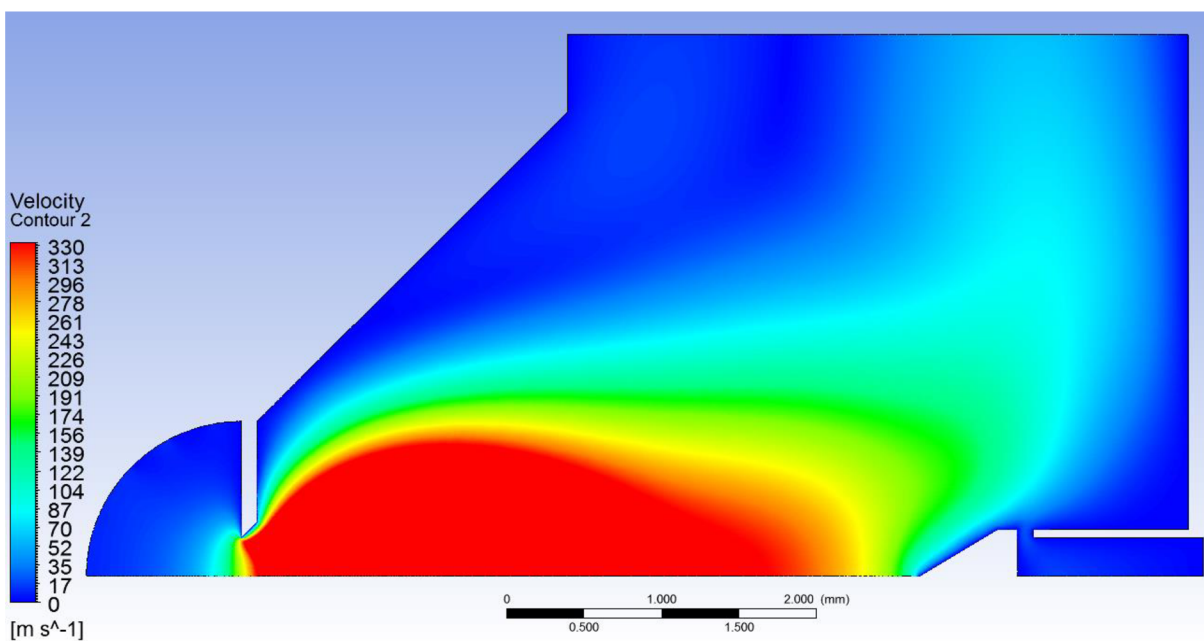
9.1.2 Grafické vyhodnocení první varianty – statický tlak



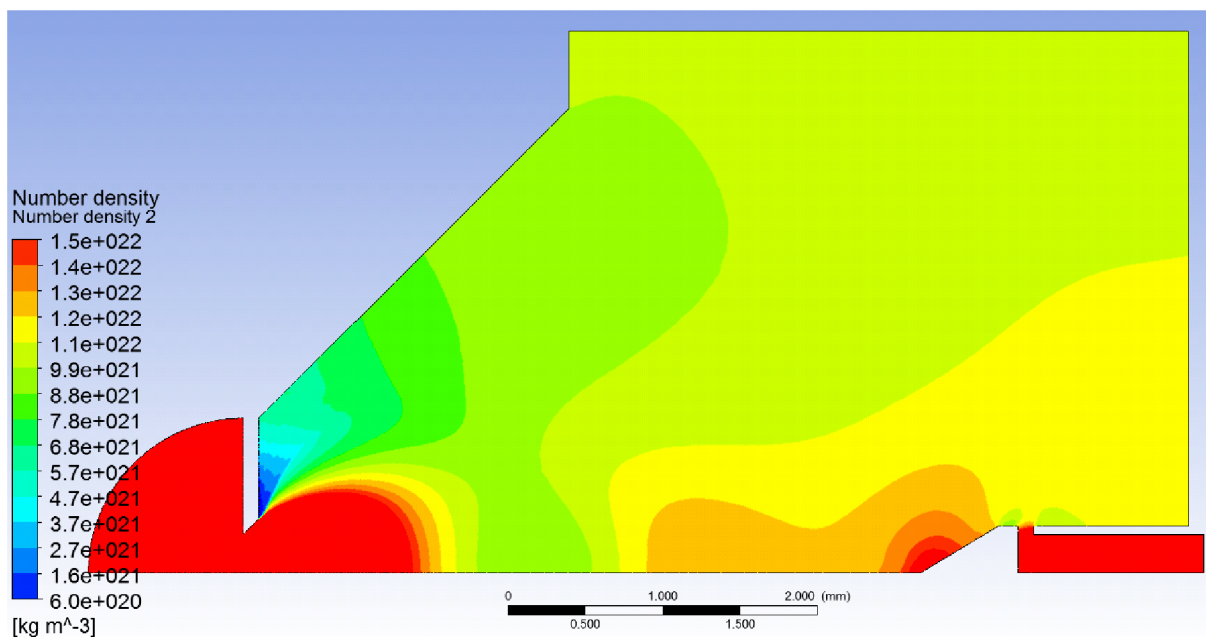
Obr. 37: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu.



Obr. 38: Grafické vyhodnocení hustoty u statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu



Obr. 39: Grafické vyhodnocení rychlosti u statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu



Obr. 40: Grafické vyhodnocení number density u statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu

9.2 Vyhodnocení druhé varianty

Při hodnotách získaných pomocí systému Ansys Fluent z modelů s namodelovanou Pitotovou trubicí s délkou 4,1 mm.

Kde Poissonova konstanta vzduchu je $\gamma = 1,4$ a hustota vzduchu $\rho = 0,00048 \text{ kg/m}^3$

	Tlak [Pa]
Tlak – Stagnační	75,2
Tlak – Statický	48,5

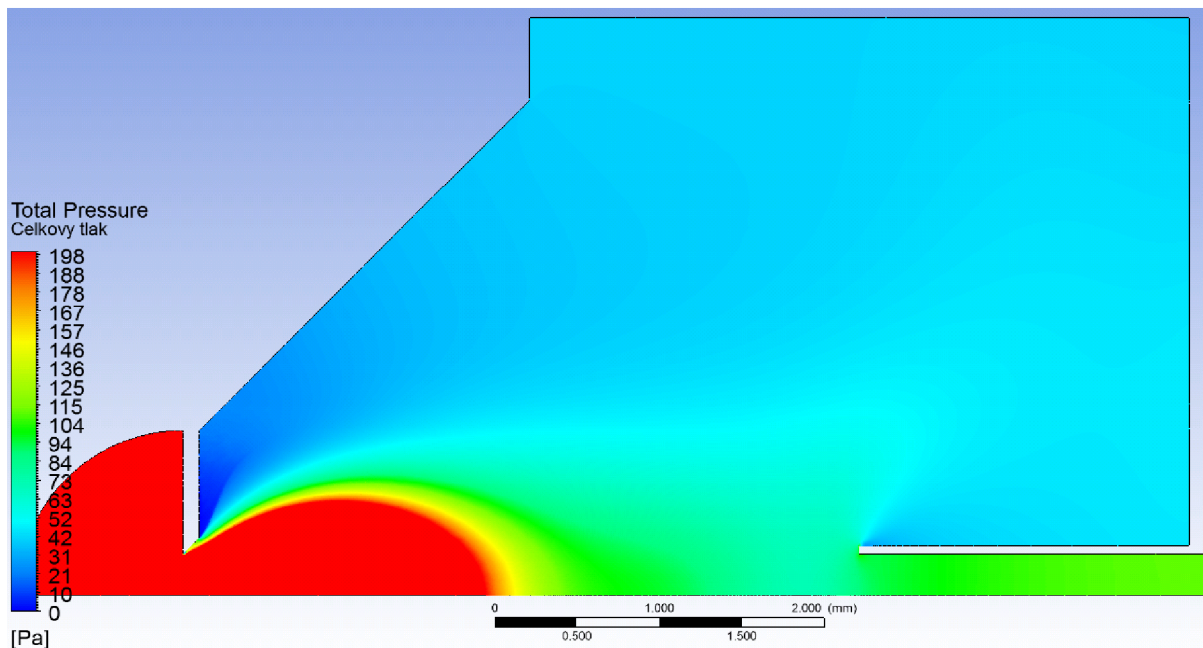
Vychází podle vztahů uvedených v kap. 6 rychlost proudění: $v = 272,3 \text{ m.s}^{-1}$

Rychlost proudění v daném bodě v modelu teoretického tvaru má hodnotu:

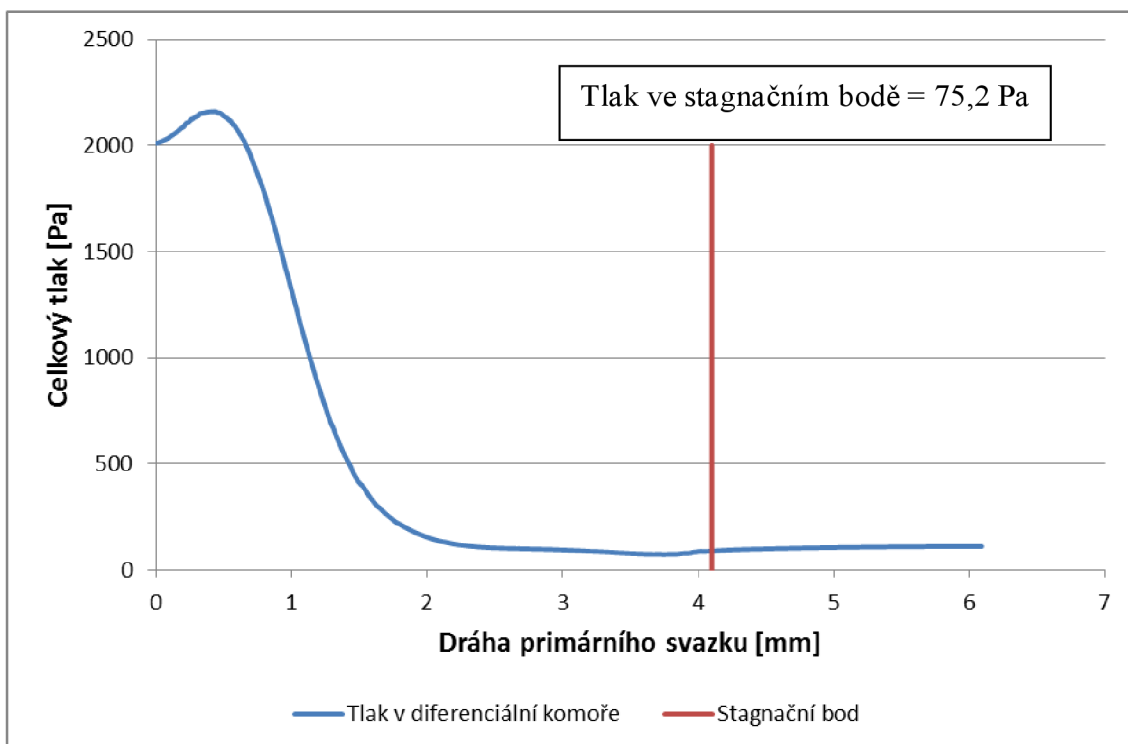
$$v = 270 \text{ m.s}^{-1}$$

Hodnoty ve druhém experimentálním bodě odpovídají.

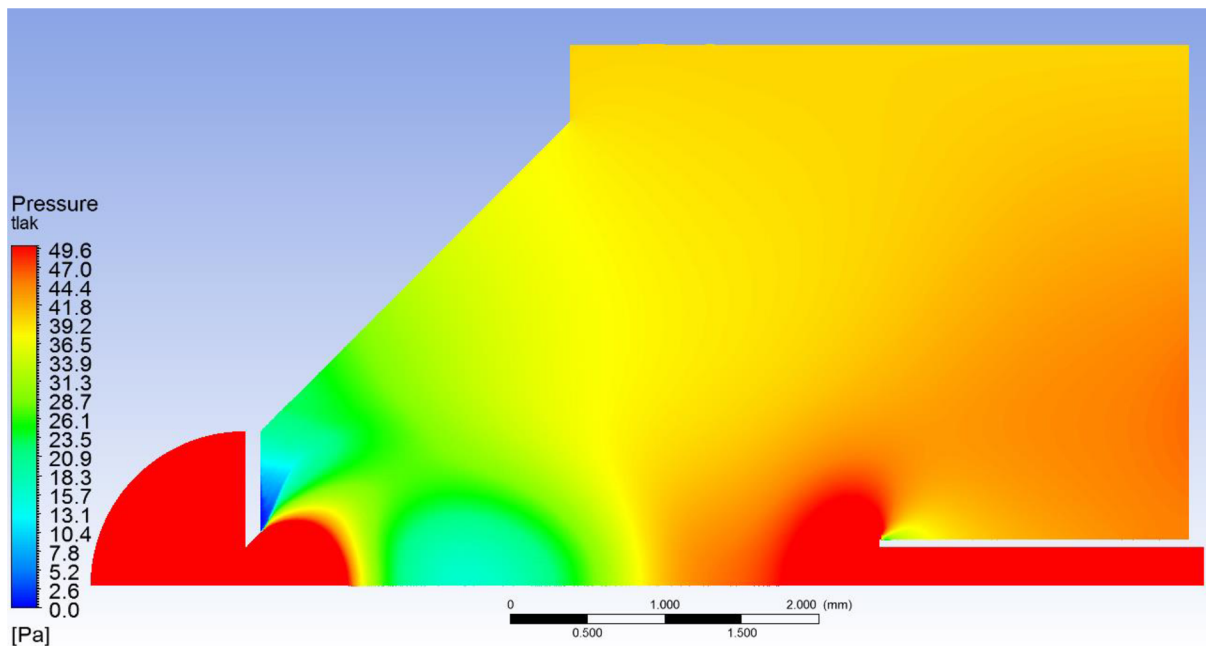
9.2.1 Grafické vyhodnocení druhé varianty – Stagnační bod



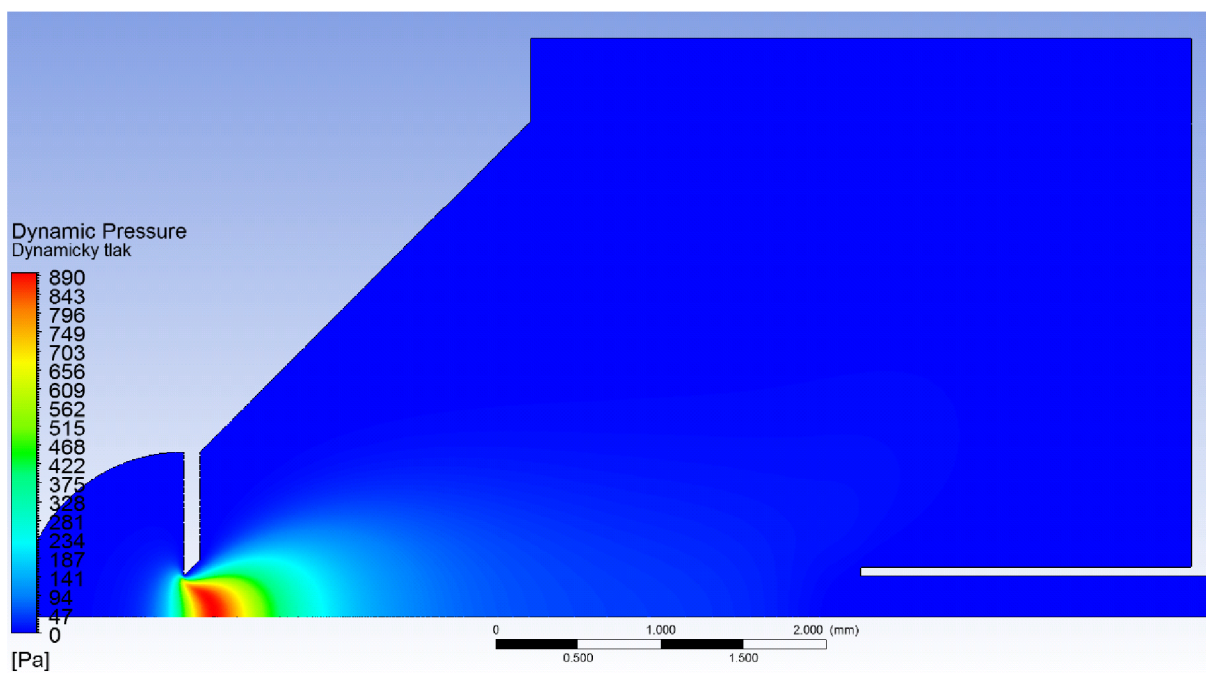
Obr. 41: Grafické vyhodnocení celkového tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod u druhé varianty.



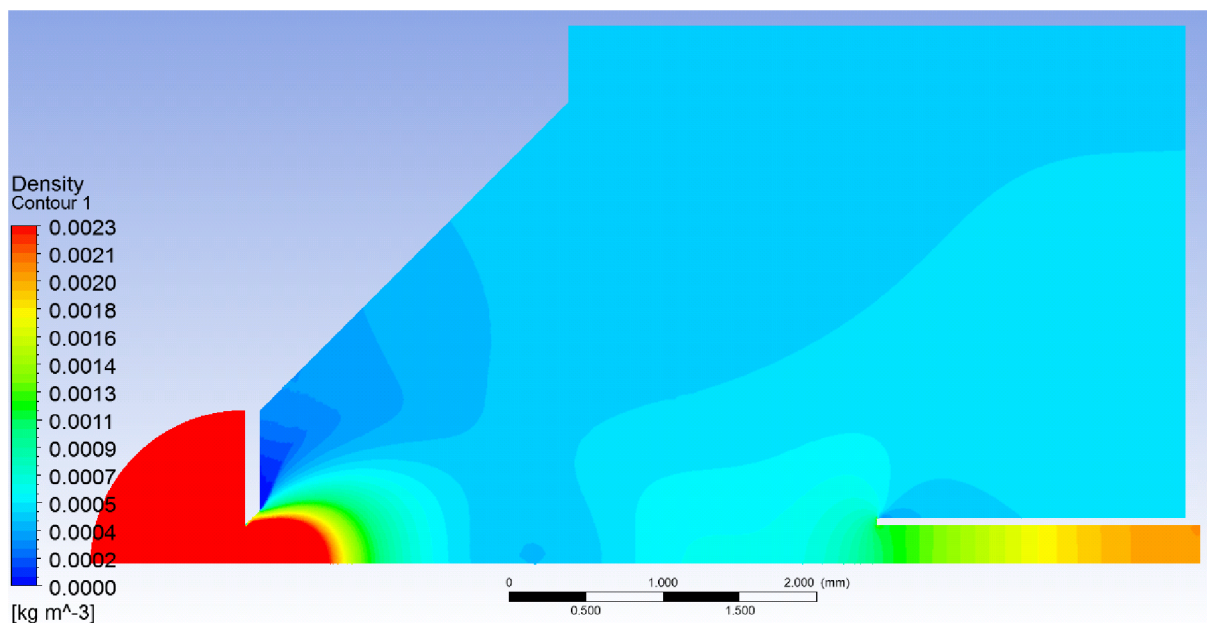
graf. 4: Průběh celkové tlaku v diferenciální komoře na dráze PE s vyznačeným stagnačním bodem pro druhou variantu



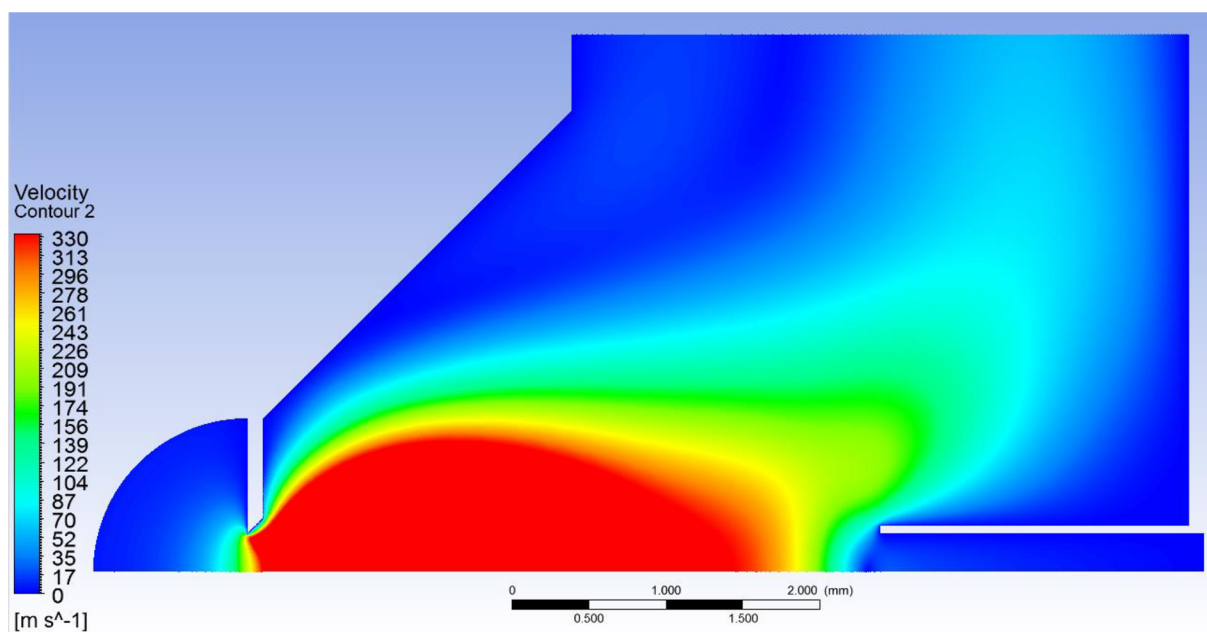
Obr. 42: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod



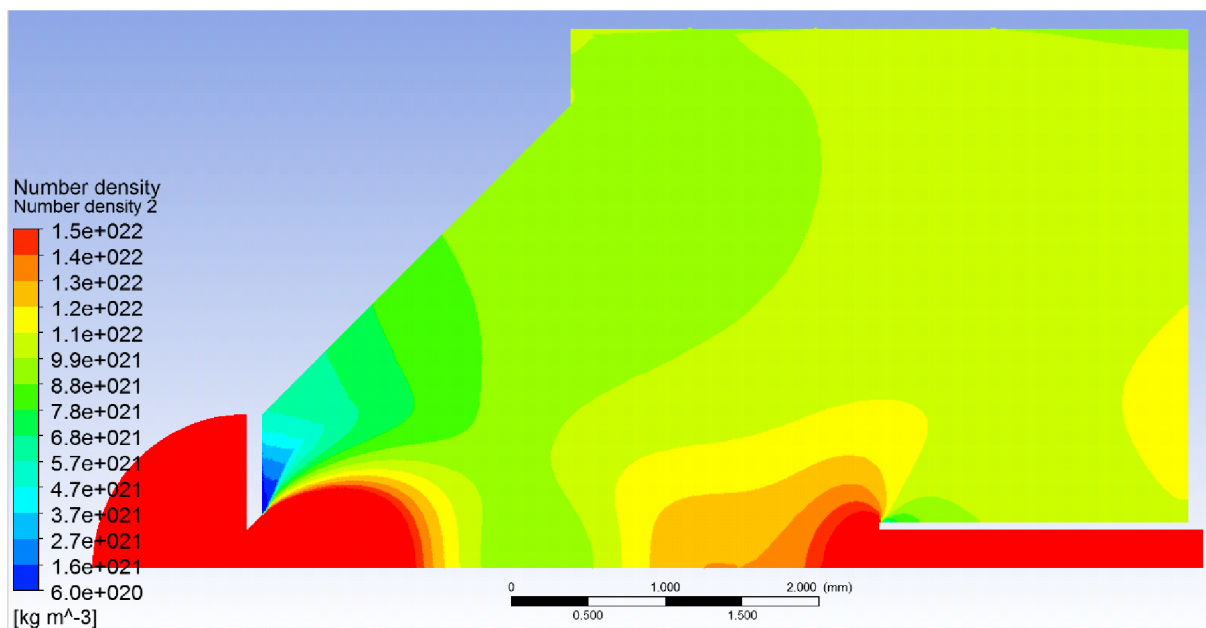
Obr. 43: Grafické vyhodnocení dynamického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod



Obr. 44: Grafické vyhodnocení hustoty na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod

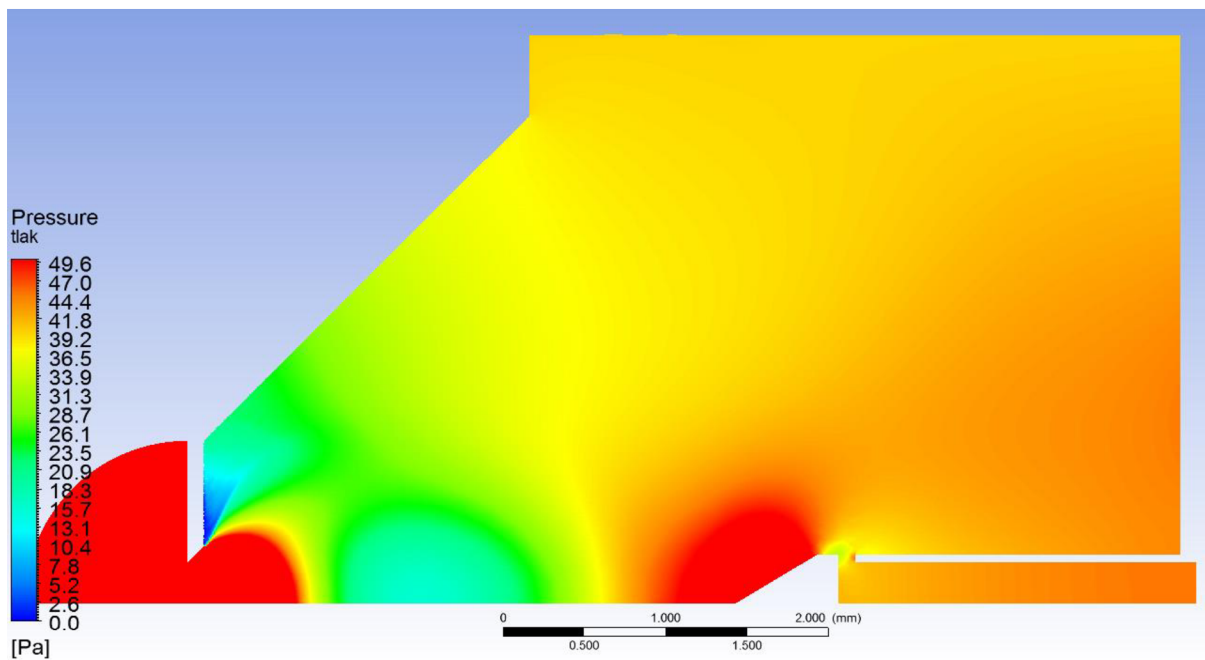


Obr. 45: Grafické vyhodnocení rychlosti na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod

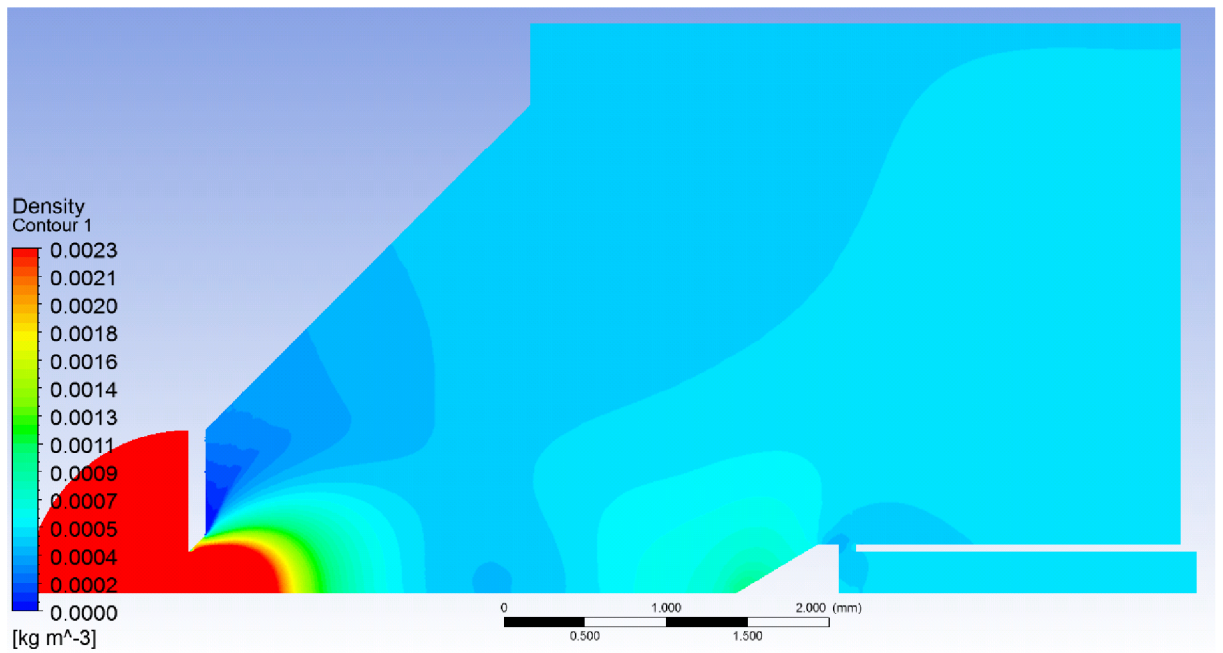


Obr. 46: Grafické vyhodnocení number density na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod

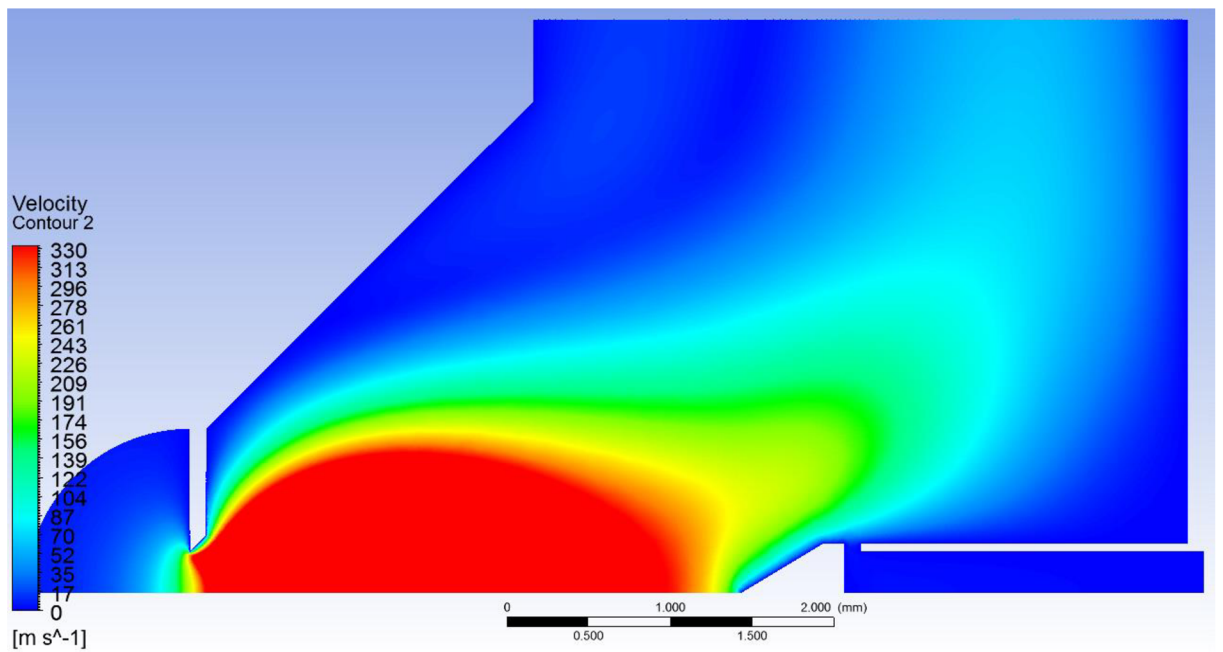
9.2.2 Grafické vyhodnocení druhé varianty – Statický tlak



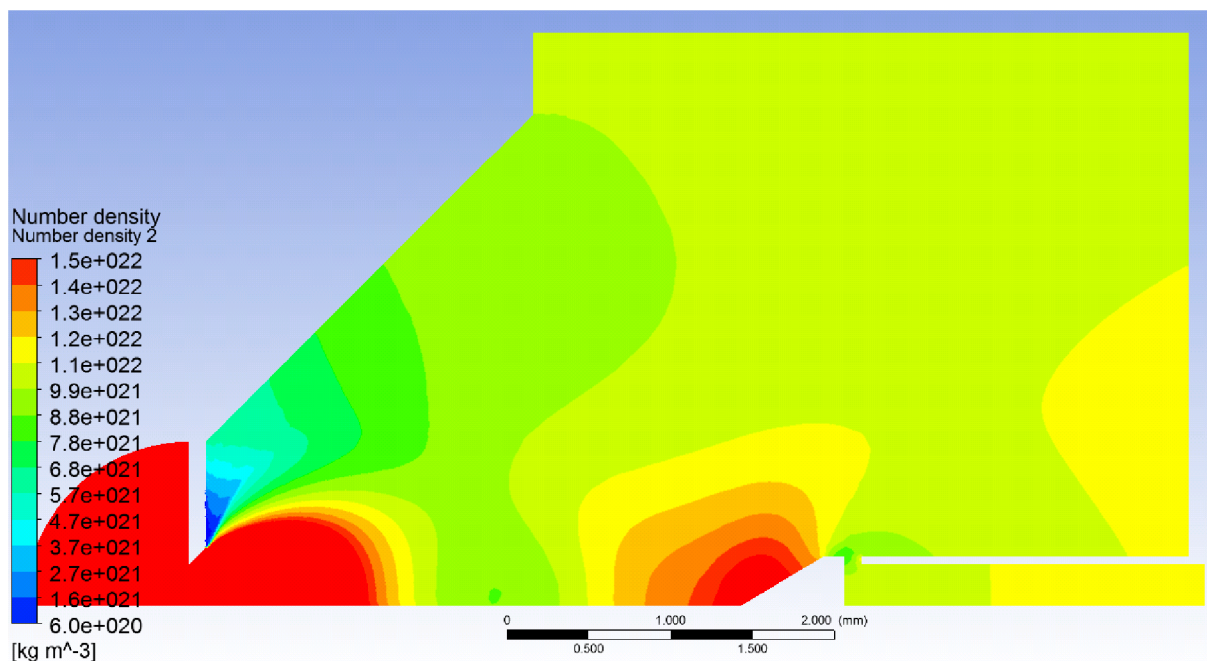
Obr. 47: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu



Obr. 48: Grafické vyhodnocení hustoty u statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu



Obr. 49: Grafické vyhodnocení rychlosti u statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu



Obr. 50: Grafické vyhodnocení number density u statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu

9.3 Vyhodnocení třetí varianty

Při hodnotách získaných pomocí systému Ansys Fluent z modelů s namodelovanou Pitotovou trubicí s délkou 3,6 mm.

Kde Poissonova konstanta vzduchu je $\gamma = 1,4$ a hustota vzduchu $\rho = 0,00035 \text{ kg/m}^3$

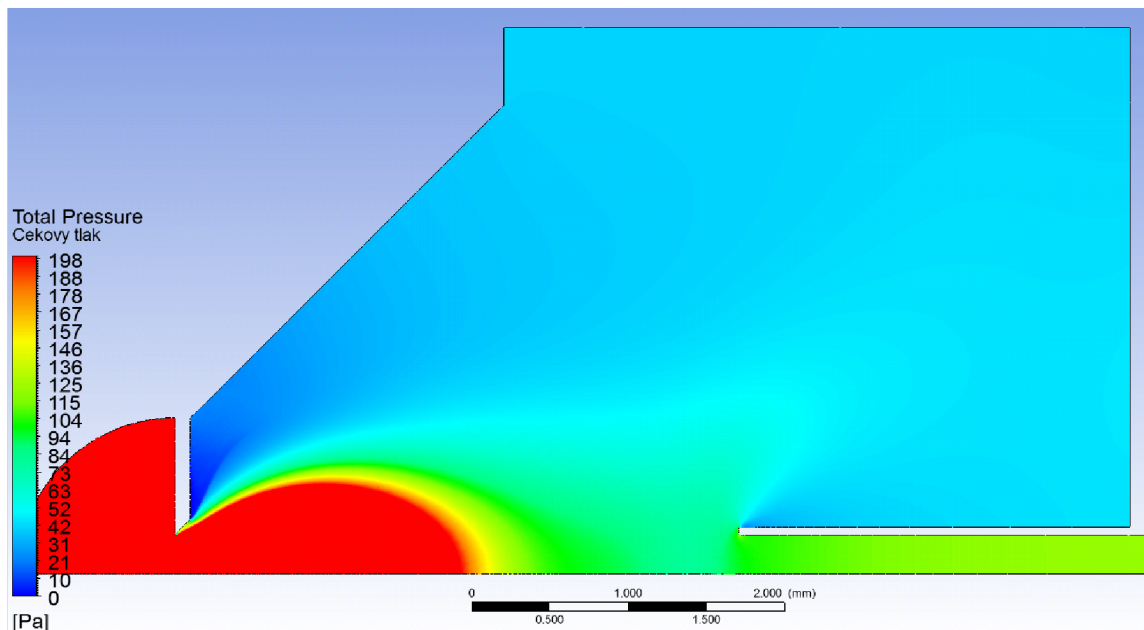
	Tlak [Pa]
Tlak – Stagnační	81,7
Tlak – Statický	45,5

Vychází podle vztahů uvedených v kap. 6 rychlost proudění: $v = 317.98 \text{ m.s}^{-1}$

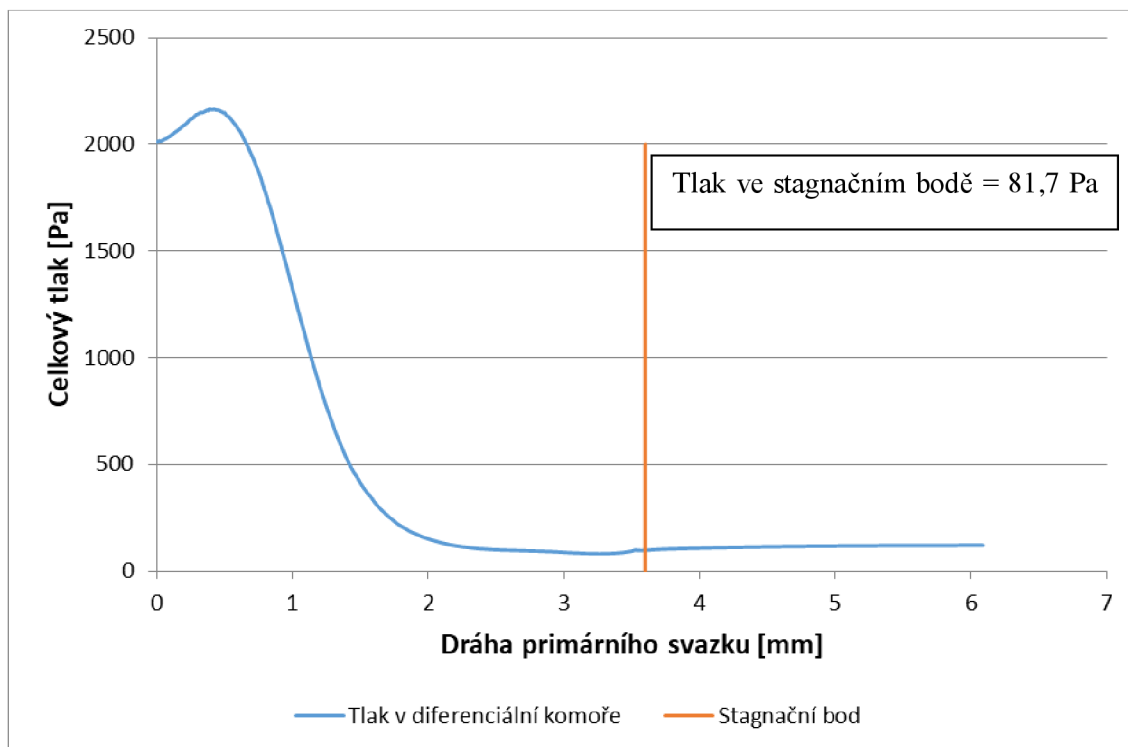
Rychlost proudění v daném bodě v modelu teoretického tvaru má hodnotu: $v = 316.5 \text{ m.s}^{-1}$

Hodnoty ve třetím experimentálním bodě odpovídají.

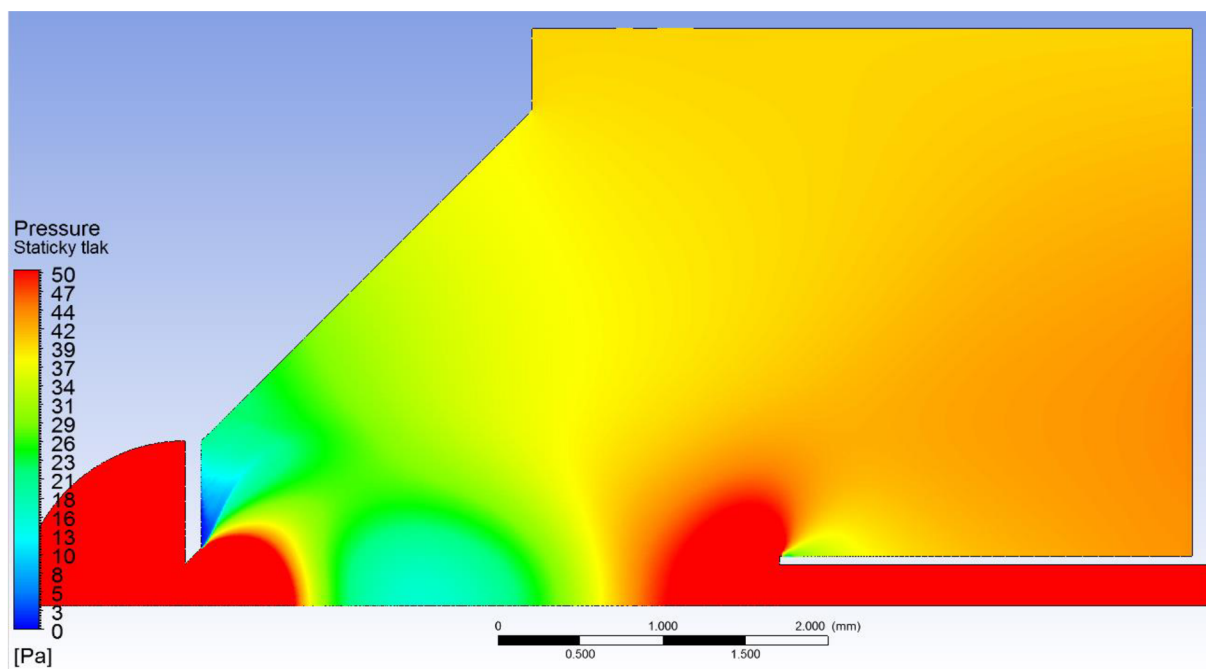
9.3.1 Grafické vyhodnocení třetí varianty – Stagnační bod



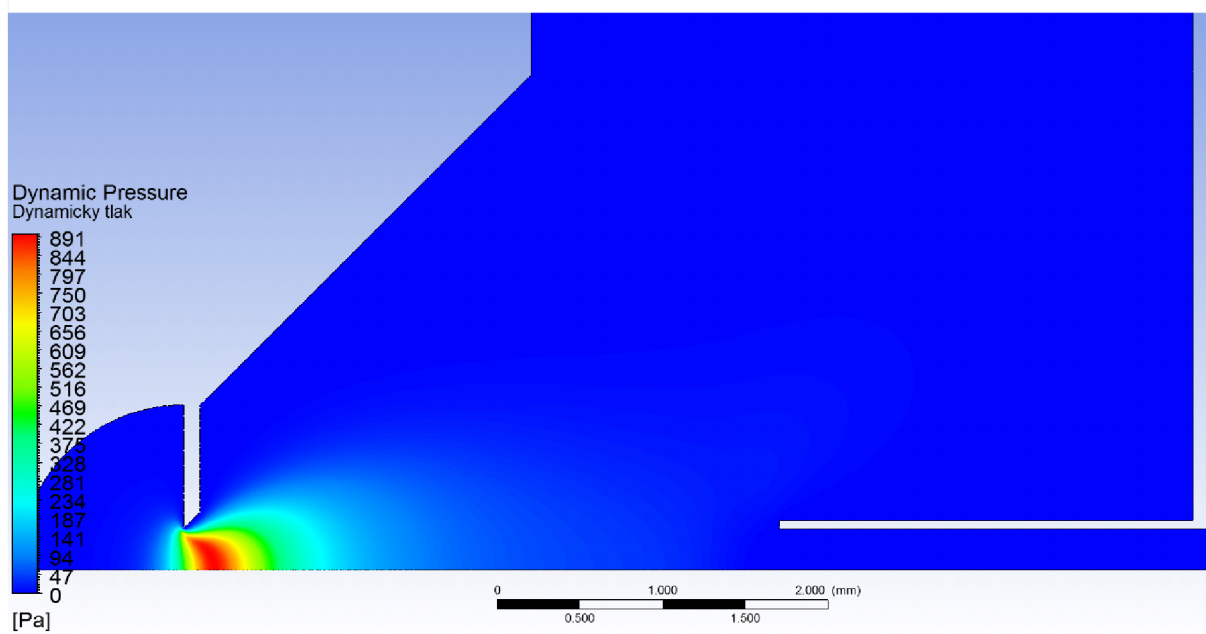
Obr. 51: Grafické vyhodnocení celkového tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod u třetí varianty.



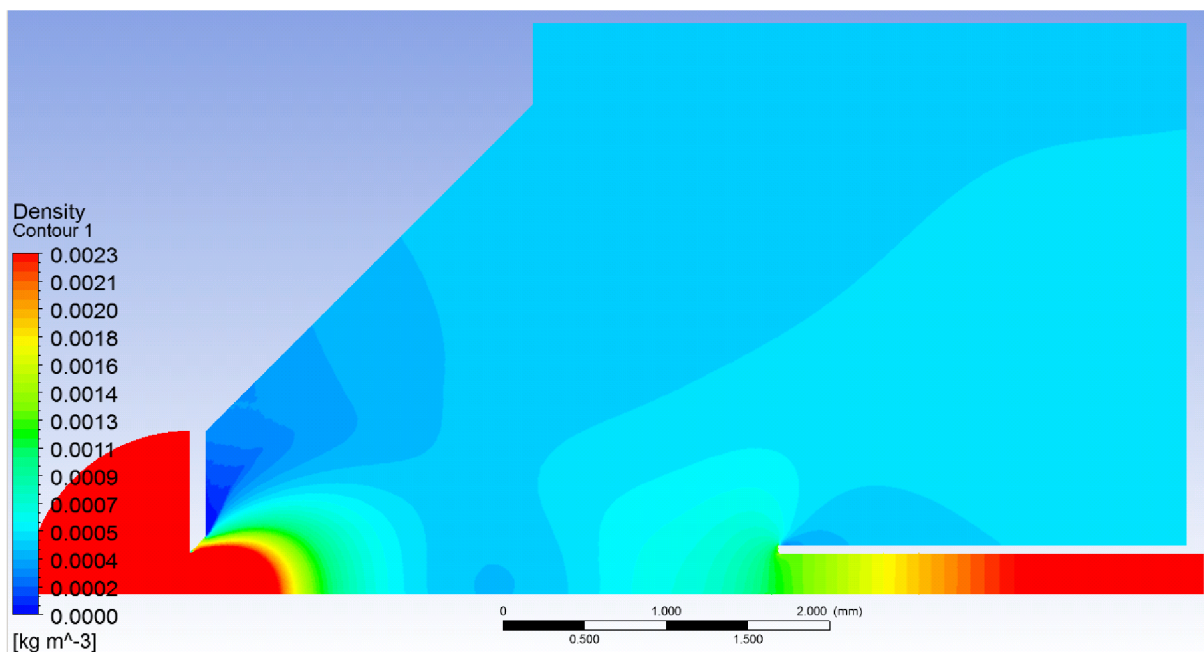
graf. 5: Průběh celkové tlaku v diferenciální komoře na dráze PE s vyznačeným stagnačním bodem pro třetí variantu



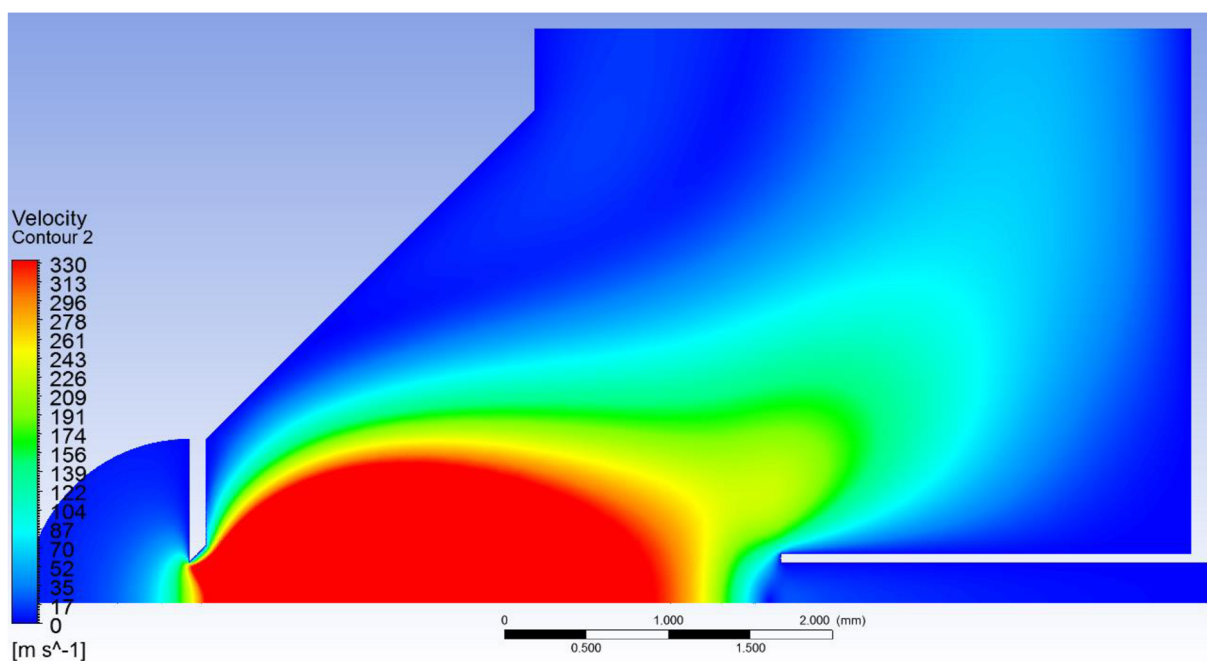
Obr. 53: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod



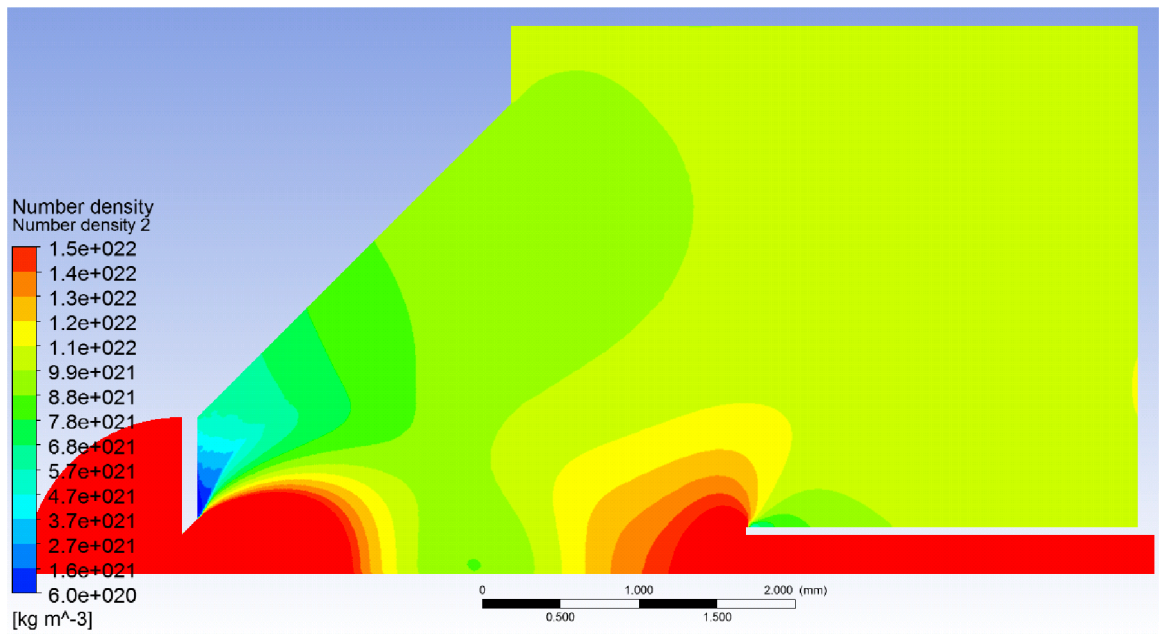
Obr. 52: Grafické vyhodnocení dynamického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod



Obr. 54: Grafické vyhodnocení hustoty na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod

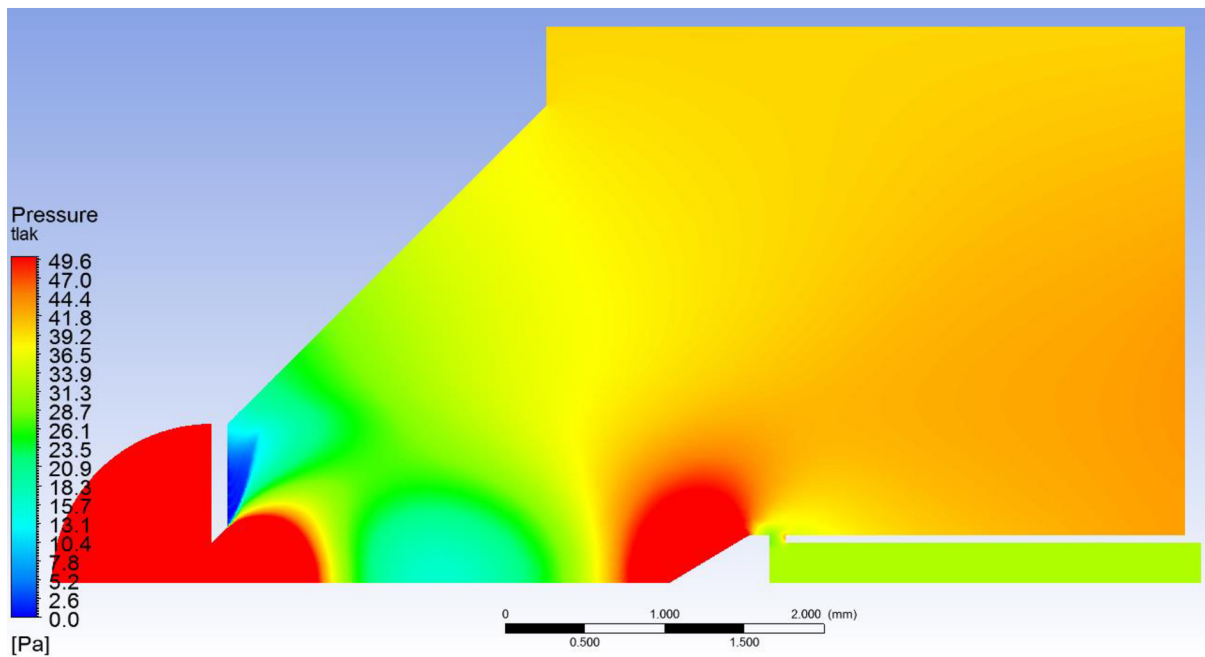


Obr. 55: Grafické vyhodnocení rychlosti na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod

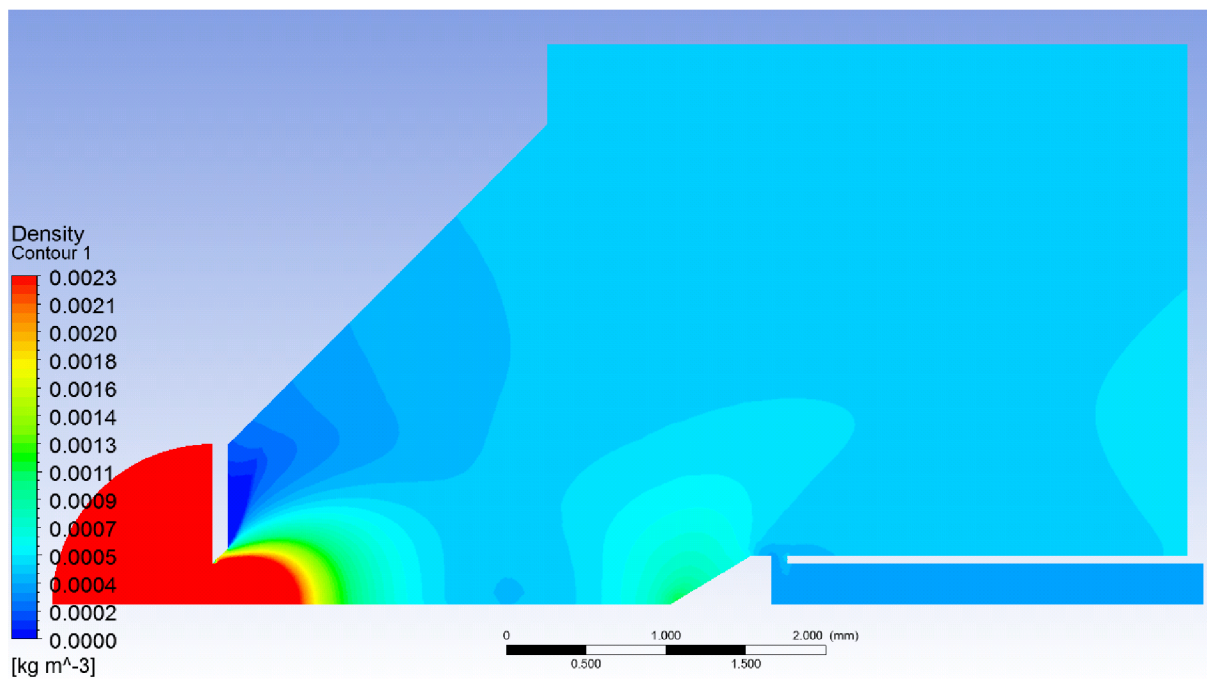


Obr. 56: Grafické vyhodnocení number density na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod

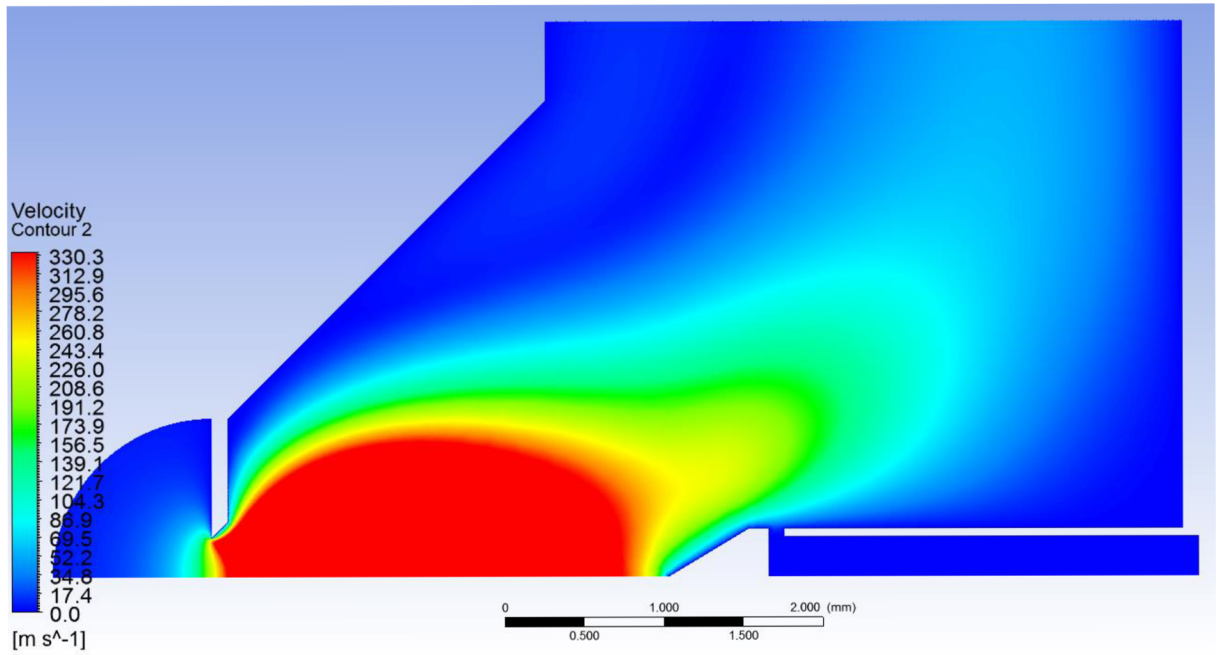
9.3.2 Grafické Třetí varianty– Statický tlak



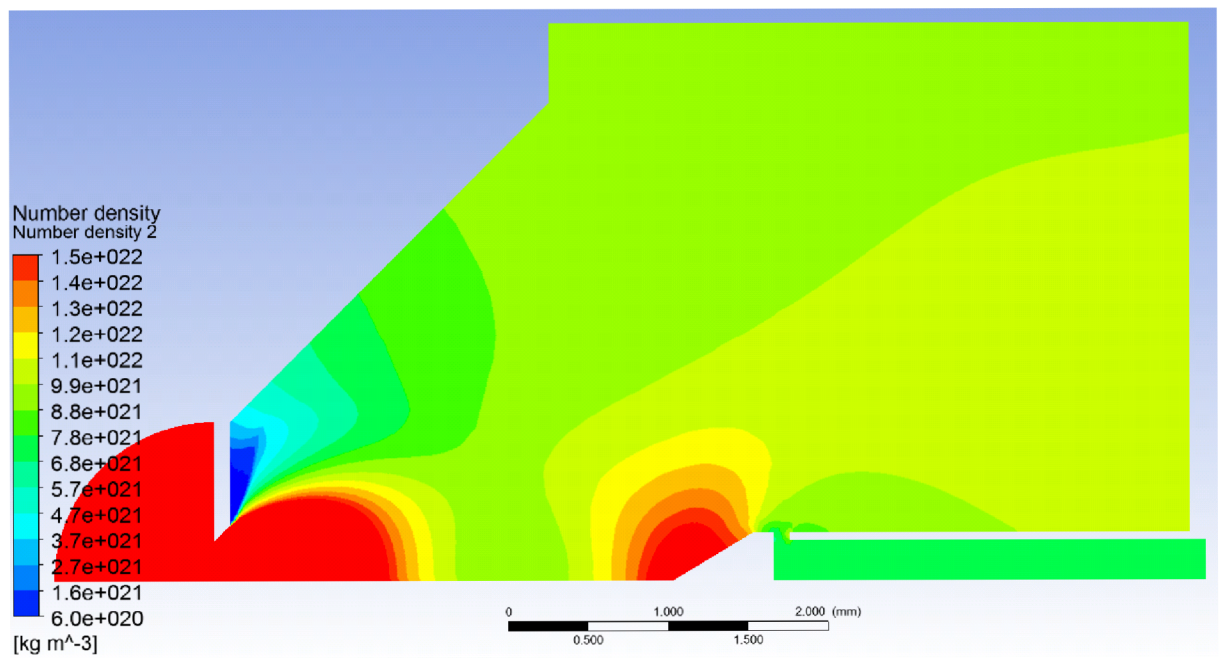
Obr. 57: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu



Obr. 58: Grafické vyhodnocení hustoty u statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu



Obr. 59: Grafické vyhodnocení rychlosti u statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu



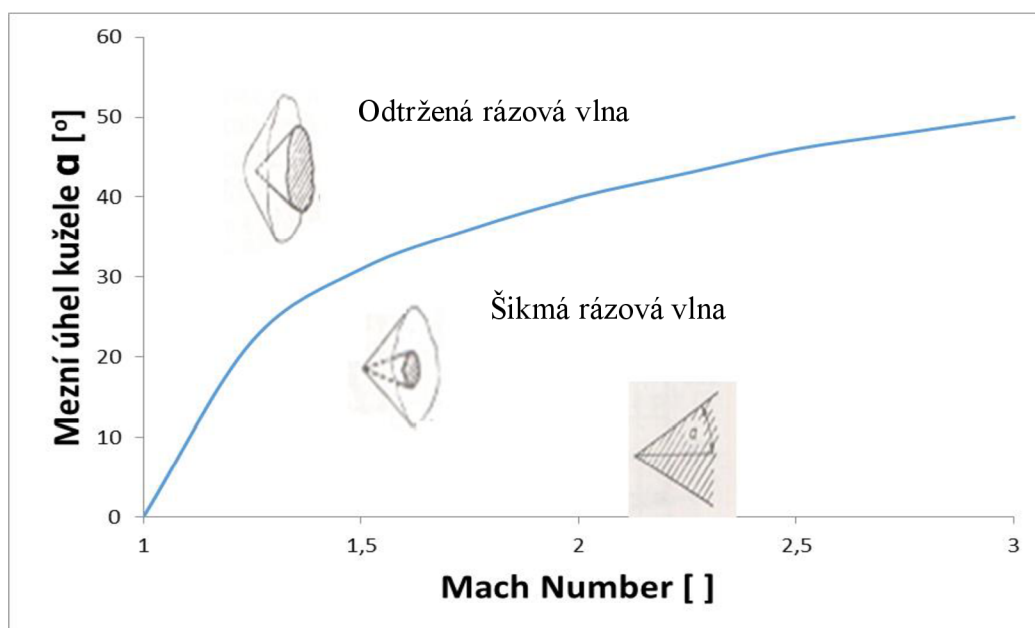
Obr. 60: Grafické vyhodnocení number density u statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu

10 MEZNÍ KUŽEL STATICKÉ SONDY

Jak bylo uvedeno v kapitole 6, při nadzvukovém režimu ($M > 1$) se před čelem Pitotovy trubice tvoří rázová vlna. Ta může nabývat dvou základních tvarů, a to šikmá nebo odtržená rázová vlna (obr. 61). Klíčové pro kužel statické sondy je, že šikmá rázová vlna za sebou nevykazuje takovou tlakovou ztrátu jako má odtržená rázová vlna. Proto by za odtrženou rázovou vlnou docházelo ke zkreslení výsledků: u sondy statického tlaku by byl změřen nižší tlak, než je skutečnost, a tím by byl výpočet rychlosti zkreslen.

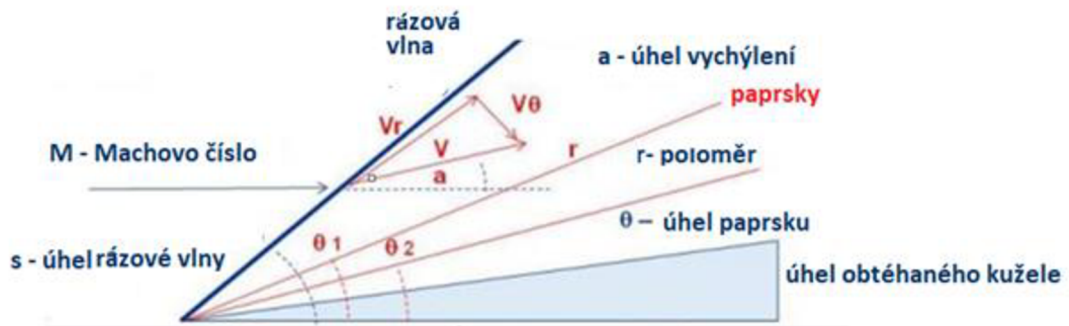
Na tvar rázové vlny má vliv poměr Machova čísla k úhlu hrotu statické sondy (obr. 61). Proto se sonda statického tlaku konstruuje s hrotem.

Pokud toto nevezmeme v úvahu, mohli bychom změřit nižší statický tlak než je pravda skutečnost.



graf. 6: Závislost Rychlosti proudění a mezního úhlu kužele na druhu rázové vlny.

Taylor-Maccoll teorie udává velikost maximálního možného úhlu u statické sondy tak, aby nedocházelo k odtržení rázové vlny.



Obr. 61: Taylor – Maccoll teorie uvádějící velikost maximálního možného úhlu u statické sondy

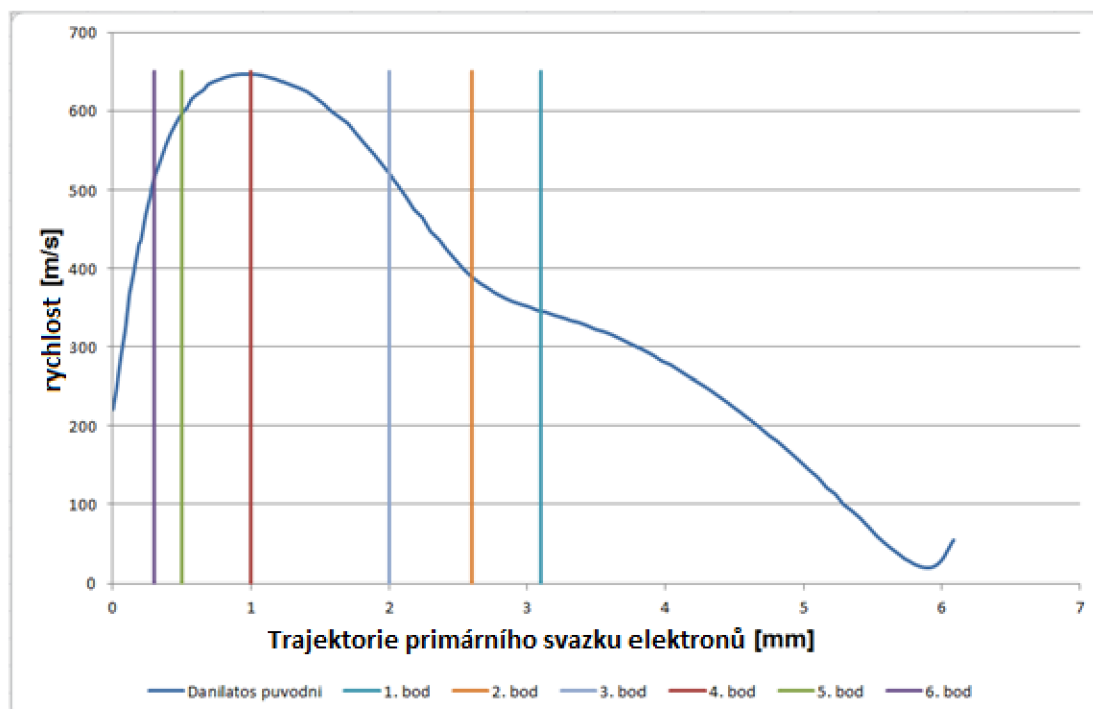
$$\frac{\gamma-1}{2} \left[1 - v_r^2 - \left(\frac{dv_r}{d\theta} \right)^2 \right] \left[2v_r + \cot \theta \frac{dv_r}{d\theta} + \frac{d^2 v_r}{d\theta^2} \right] - \frac{dv_r}{d\theta} \left[v_r \frac{dv_r}{d\theta} + \frac{dv_r}{d\theta} \frac{d^2 v_r}{d\theta^2} \right] = 0 \quad (20)$$

(21)

$$v_\theta = \frac{dv_r}{d\theta}$$

Uvedené vztahy určují závislost úhlu rázové vlny vůči kuželu, který je nasměrován proti směru proudění.

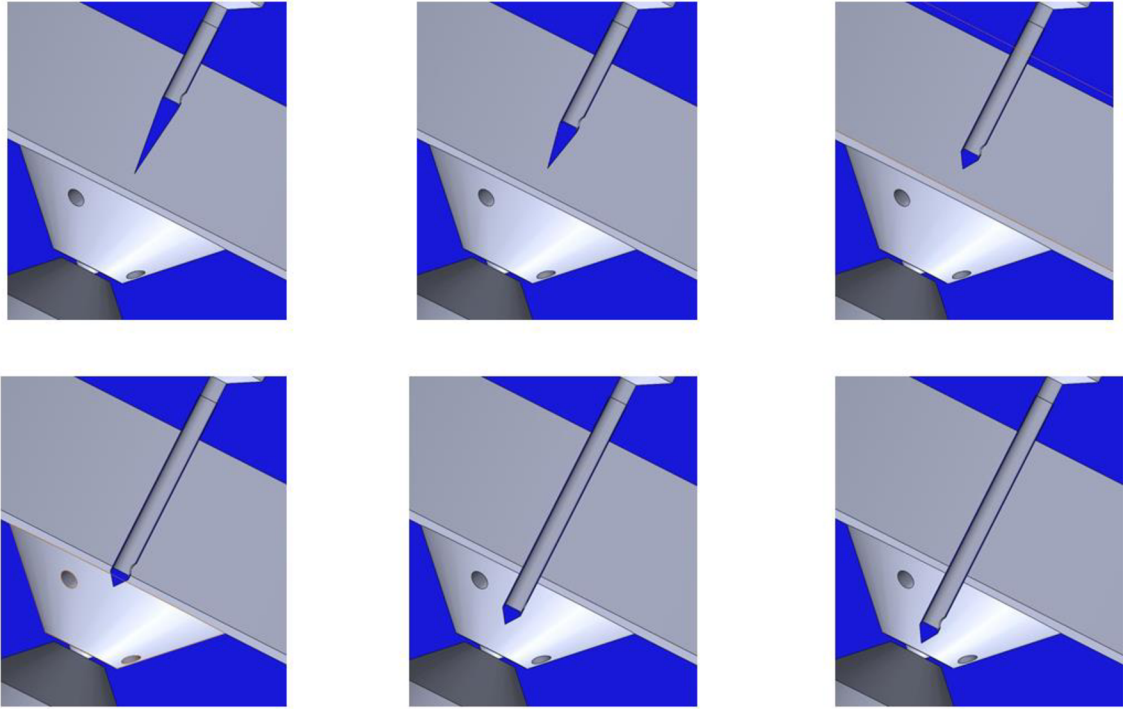
Podle dané teorie byly pro námi zkoumanou dráhu voleny úhly v závislosti na rychlosti na dráze primárního svazky. Hodnoty úhlů pro jednotlivé varianty jsou uvedeny v tabulce 2 a graficky znázorněny na obr. 65.



graf. 7: Volené body měření rychlosti na dráze svazku PE

Tab. 2: Volené body měření rychlosti na dráze svazku PE

	Rychlost [m/s]	Mach [-]	Teoretický úhel [°]
BOD 1	345	1,04	7
BOD 2	387	1,17	12
BOD 3	520	1,57	33
BOD 4	650	1,96	38
BOD 5	600	1,81	35
BOD 6	515	1,55	32



Obr. 62: Hroty statické sondy volené pro danou rychlost.

Z obr. 65 je patrné, že v blízkosti clony PLA 1, kde dochází k velkým rychlostem, stačí mít hroty s tupým úhlem, které neucpávají clonu PLA1, zatímco ve vzdálenější části blíže clony PLA 2, kde hodnoty rychlosti jsou již nižší, je nutné mít hroty sond ostřejší. Zde to ale již není tolik na závadu.

11 ZÁVĚR

V předložené diplomové práci byla řešena problematika proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře. Požadavkem je, aby v dráze primárního svazku elektronů byl co nejnižší průměrný tlak, aby nedocházelo k velkému rozptylu elektronů primárního svazku.

Práce vycházela ze studie Dr. Danilatoše, který provedl analýzy proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře pomocí statistické analýzy.

Na Ústavu elektrotechnologie FEKT VUT Brno ve spolupráci s Ústavem přístrojové techniky AVČR proběhly analýzy proudění plynu dané studie pomocí mechaniky kontinua a je připravována výroba experimentální komory pro verifikaci výsledků.

Jelikož jednou z metod verifikace bude měření rychlosti proudění pitotovou trubicí, bylo nutné provést analýzy proudění plynu v dané experimentální komoře při zavedení pitotovy trubice z důvodu extrémních podmínek proudění v nadzvukovém režimu a konstrukční úpravě pro možnost použití dané trubice.

Simulacemi bylo ověřeno, že dané úpravy nutné pro zavedení pitotovy trubice zanedbáním čerpání vakua za clonou PLA 2 podle předpokladů vycházejících z teorie nemají vliv na charakter proudění v měřené oblasti a potvrdily možnost výroby experimentální komory v daném tvaru.

Podle teorie Taylor-Maccoll byly voleny úhly hrotů statické sondy pro jednotlivé body připravovaných měření tak, aby v každém bodě vzhledem k předpokládané rychlosti proudění nedocházelo k odtržení rázové vlny ale vzniku šikmé rázové vlny. Tím bude zabráněno zkreslení výsledků statického tlaku

Z důvodů tlakové ztráty za odtrženou rázovou vlnou.

LITERATURA

- [1] BEDNÁŘ, E. Vliv pracovních podmínek na velikost signálu získaného pomocí BSE detektoru. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 55s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Pavel Čudek.
- [2] KUBÍK R., ŠAFÁŘOVÁ K., VŮJTEK M. *Elektronová mikroskopie* [online]. Olomouc, 2008 [cit. 2018-04-20]. Dostupné z: <https://fyzika.upol.cz/cs/system/files/download/vujtek/granty/elmikro.pdf>
- [3] FRANK L., JIRAK J., REK A. a Zdenka ROZSIVALOVA. Speciální diagnostika. Brno. 79s. Skripta. Vysoké učení technické v Brně.
- [4] ŠAFÁŘOVÁ, Klára. Transmisní elektronová mikroskopie [online]. Olomouc, 2008 [cit. 2015-08-07]. Dostupné z: <http://atmilab.upol.cz/texty/TEM-teorie.pdf>. Univerzita Palackého v Olomouci.
- [5] DEBBIE, J. Stokes. Principles and practice of variable pressure/environmental scanning electron microscopy (VP-ESEM). Chichester: Wiley, 2008, 7. vyd. 221 s. ISBN 978-0-470-06540-2.
- [6] BEDNÁŘ, E. Analýza vlivu proudění plynu v oblasti umístění vzorku v komoře environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 112s. Vedoucí bakalářské práce Doc. Ing. Mgr. Jiří Maxa, Ph.D
- [7] HUDZIK, M. Vliv pracovních podmínek v nízkovakuovém rastrovacím elektronovém mikroskopu na výsledky rentgenové analýzy. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 57s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Pavel Čudek.
- [8] KAZELE, Jiří, Jiří VANĚK, Jiří MAXA a Miroslav ZATLOUKAL. Výrobní procesy. Brno, 2014, 195 s. Skripta. Vysoké učení technické v Brně.

- [9] WOPEREIS, Judith a Dick BRIGGS. Scanning Electron Microscope (SEM): Machine Variables [online]. Massachusetts, 2010 [cit. 2018-04-20]. Dostupné z: <http://131.229.88.77/microscopy/semvar.html>
- [10] REICHL J., VŠETIČKA M., *Encyklopedie fyziky – Rentgenové záření* [online]. 2006 [cit. 2018-04-20]. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/540-rentgenove-zareni>
- [11] DANILATOS, G.D. *ESEM Science and Technology* [cit. 2018-04-2]. Dostupné z: <http://www.danilatos.com/>
- [12] JIRÁK, J., NEDĚLA, V., ČERNOCH, P., ČUDEK, P., RUNŠTUK, J. Scintillation SE detector for variable pressure scanning electron microscopes, *Journal of Microscopy*, 2010, vol. 239, p. 233-238. ISSN:0022-2720
- [13] MAXA, Jiří. Analýza proudění plynu v zařízeních elektronového mikroskopu. Brno, 19.7.2008. Habilitační práce. Univerzita obrany.
- [14] SolidVision [online]. [cit. 2018-09-26]. Dostupné z: <http://www.solidvision.cz/>
- [15] ANSYS Fluent [online]. [cit. 2017-09-26]. Dostupné z: <http://www.techsoft-eng.cz/ansys-2/proudeni/ansys-fluent-2/>
- [16] URUBA, V. Turbulence. Praha, 2009, 141 s. Skriptum. ČVUT v Praze, Fakulta strojní.
- [17] KOZUBKOVÁ, M, T BLEJCHAŘ a M; BOJKO. Modelování přenosu tepla, hmoty a hybnosti. Ostrava, 2011. Skriptum. Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava.
- [18] JAHODA, M. *Počítačová dynamika tekutin – užitečný nástroj pro inženýry* [online]. [cit. 2017-09-26]. Dostupné z: http://uchi.vscht.cz/uploads/pedagogika/bezpecnostni_inzenyrstvi/CFD.shrnuti.pdf
- [19] MAXA, J, P VYROUBAL a V NEDĚLA. Řízení a správa dat. Brno, 2015. Skriptum. Vysoké učení technické v Brně.

- [20] FABIAN, F., KLUIBER, Z. *Monte Carlo a možnosti jejího uplatnění*. Praha: PROSPERTRUM s.r.o., 1998. s. 152. ISBN 80-7175-058-1.
- [21] eFUNDA: *Theory of pitot static tubes* [online]. Copyright © [cit. 2018-04-20].
Dostupné z:
http://www.efunda.com/designstandards/sensors/pitot_tubes/pitot_tubes_theory.cfm

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obr. 1: Principiální schéma rastrovacího elektronového mikroskopu [4].</i>	14
<i>Obr. 2 Řez kondenzovanou čočkou [4].</i>	15
<i>Obr. 3: Emitované signály po dopadu elektronového svazku na povrch vzorku [5].</i>	16
<i>Obr. 4: Grafické vyjádření Rayleighova kritéria [5].</i>	17
<i>Obr. 5 Schématické znázornění vztahu mezi průměrem svazku a zvětšením [3].</i>	17
<i>Obr. 6: Principiální znázornění [5].</i>	18
<i>Obr. 7: Vliv aperturního úhlu [5].</i>	19
<i>Obr. 8: Wolframové vlákno ve tvaru „V“ [9].</i>	19
<i>Obr. 9.: Hrot tyčinky z LaB6 [9].</i>	20
<i>Obr. 10: Uspořádání autoemisního zdroje elektronů [8].</i>	21
<i>Obr. 11: Změna trajektorie elektronu při pružném rozptylu. [5].</i>	22
<i>Obr. 12: Ionizace atomu vzorku, vznik Augerova elektronu a charakteristického rentgenového záření [5].</i>	23
<i>Obr. 13: Excitační oblasti pro generované signály [3].</i>	23
<i>Obr. 14: Velikost excitační oblasti pro rozdílné energie svazku PE [3].</i>	24
<i>Obr. 15: Energiové spektrum signálních elektronů. SE - Sekundární elektrony, BSE - Zpětně odražené elektrony, AE - Augerovy elektrony, LLE - Nizkoztrátové zpětně odražené elektrony [3].</i>	25
<i>Obr. 16: Vakuový systém ESEM [11].</i>	28
<i>Obr. 17: Scintilační detektor ESEM [12].</i>	29
<i>Obr. 18: Diskretizace na konečný počet objemů [18].</i>	35
<i>Obr. 19: Výpočetní síť [18].</i>	36
<i>Obr. 20: Prvky použité v metodě konečných objemů [19].</i>	37

<i>Obr. 21: Schéma interačního cyklu [19]</i>	<i>37</i>
<i>Obr. 22: Interpolační schémata [19]</i>	<i>39</i>
<i>Obr. 23: Srovnání výsledku simulací. Nalevo je výsledek Dr. Daniláta a nalevo je výsledek pomocí systému ANSYS fluent.</i>	<i>42</i>
<i>Obr. 24: Princip Pitotovy trubice [21].</i>	<i>43</i>
<i>Obr. 25: Grafické vyjádření celkového tlaku působící na Pitotovu trubici [21]</i>	<i>44</i>
<i>Obr. 26: Podzvukový stlačitelný režim tekutiny Pipetovy trubice [21].</i>	<i>46</i>
<i>Obr. 27: Nadzvukový stagnační bod pro stlačitelný režim tekutin [21]</i>	<i>48</i>
<i>Obr. 28: Celkový pohled na experimentální diferenciálně čerpanou komoru</i>	<i>50</i>
<i>Obr. 29: Řez experimentální diferenciálně čerpanou komoru</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 30: Pohled na zkoumanou oblast experimentálně diferenciálně čerpané komory v řezu.</i>	<i>51</i>
<i>Obr. 31: Grafické vyhodnocení celkového tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.</i>	<i>56</i>
<i>Obr. 32: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.</i>	<i>57</i>
<i>Obr. 33: Grafické vyhodnocení dynamického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.</i>	<i>57</i>
<i>Obr. 34: Grafické vyhodnocení hustoty na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.</i>	<i>58</i>
<i>Obr. 35: Grafické vyhodnocení rychlosti na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.</i>	<i>58</i>
<i>Obr. 36: Grafické vyhodnocení number denstity na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod.</i>	<i>59</i>
<i>Obr. 37: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu.</i>	<i>59</i>
<i>Obr. 38: Grafické vyhodnocení hustoty u statického tlaku na dráze svazku PE pro první</i>	

variantu	60
<i>Obr. 39: Grafické vyhodnocení rychlosti u statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu</i>	<i>60</i>
<i>Obr. 40: Grafické vyhodnocení number density u statického tlaku na dráze svazku PE pro první variantu.....</i>	<i>61</i>
<i>Obr. 41: Grafické vyhodnocení celkového tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod u druhé varianty.</i>	<i>62</i>
<i>Obr. 42: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	<i>63</i>
<i>Obr. 43: Grafické vyhodnocení dynamického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	<i>63</i>
<i>Obr. 44: Grafické vyhodnocení hustoty na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	<i>64</i>
<i>Obr. 45: Grafické vyhodnocení rychlosti na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	<i>64</i>
<i>Obr. 46: Grafické vyhodnocení number density na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	<i>65</i>
<i>Obr. 47: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu</i>	<i>65</i>
<i>Obr. 48: Grafické vyhodnocení hustoty u statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu</i>	<i>66</i>
<i>Obr. 49: Grafické vyhodnocení rychlosti u statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu</i>	<i>66</i>
<i>Obr. 50: Grafické vyhodnocení number density u statického tlaku na dráze svazku PE pro druhou variantu</i>	<i>67</i>
<i>Obr. 51: Grafické vyhodnocení celkového tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod u třetí varianty.....</i>	<i>68</i>
<i>Obr. 52: Grafické vyhodnocení dynamického tlaku na dráze svazku primárních</i>	

<i>elektronů pro stagnační bod</i>	69
<i>Obr. 53: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	69
<i>Obr. 54: Grafické vyhodnocení hustoty na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	70
<i>Obr. 55: Grafické vyhodnocení rychlosti na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	70
<i>Obr. 56: Grafické vyhodnocení number density na dráze svazku primárních elektronů pro stagnační bod</i>	71
Obr. 57: Grafické vyhodnocení statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu	72
Obr. 58: Grafické vyhodnocení hustoty u statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu	72
Obr. 59: Grafické vyhodnocení rychlosti u statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu	73
Obr. 60: Grafické vyhodnocení number density u statického tlaku na dráze svazku PE pro třetí variantu	73

SEZNAM TABULEK

Tab. 1: Prováděné analýzy na dráze svazku PE za první clonou PLA 1. 54

Tab. 2: Volené body měření rychlosti na dráze svazku PE 76