

**Univerzita Karlova v Praze**  
**Matematicko-fyzikální fakulta**



**Akademie věd České republiky**  
**Fyzikální ústav**



**DISERTAČNÍ PRÁCE**

# Studium parametrů technologického plazmatu optickými metodami

*Obor:* F2 - Fyzika plazmatu a ionizovaných prostředí

*Autor:* Mgr. Jiří Olejníček  
*Školitel:* Prof. RNDr. Miloš Šícha, DrSc.  
*Konzultanti:* Prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc.  
Doc. RNDr. Vojtěch Stach, CSc.

**PRAHA 2006**

Souhlasím se zapůjčováním disertační práce v knihovnách MFF UK a Fzú AV ČR

V Praze dne 10. 2. 2006

Jiří Olejníček

## OBSAH

Předmluva a poděkování .....	3
1. TECHNOLOGICKÉ APLIKACE PLAZMATU A JEHO DIAGNOSTIKA .....	5
1.1. Nízkotlaké plazma-chemické systémy.....	7
1.1.1. Magnetronový reaktor.....	7
1.1.2. Nízkotlaký RF plazma-chemický reaktor s dutou katodou.....	9
1.2. Vysokotlaké plazma-chemické systémy .....	10
1.2.1. Dielektrický bariérový výboj.....	10
1.2.2. Vysokofrekvenční pochodňový výboj .....	12
1.2.3. Bariérový pochodňový výboj .....	13
1.3. Optická diagnostika plazmatu .....	15
1.3.1. Emisní a absorpční spektroskopie.....	16
1.3.2. Interferometrická diagnostika plazmatu .....	18
1.4. Magnetické pinče .....	20
2. CÍLE DISERTAČNÍ PRÁCE.....	22
3. ALGORITMUS DIAGNOSTIKY INTERFEROGRAMŮ .....	26
3.1. Holografický interferometr.....	26
3.2. Výpočet fázového posunu.....	33
3.2.1. Filtrace obrazového signálu.....	33
3.2.2. Algoritmus aproximace interferenčních čar a Delaunayova triangulace .....	36
3.2.3. Závěr .....	43
4. VÝPOČET HLEDANÝCH VELIČIN A MODELOVÁNÍ INTERFEROGRAMŮ .....	45
4.1. Interference .....	46
4.2. Výpočet modelových interferogramů .....	48
4.3. Modely teplotního pole.....	52
4.3.1. Teoretický rozbor modelu.....	52
4.3.2. Chyba výpočtu modelových interferogramů.....	58
4.3.3. Diskuse výsledných modelů .....	60
4.4. Modely tlakového pole.....	62
4.4.1. Teoretický rozbor modelu.....	62
4.4.2. Chyba výpočtu modelových interferogramů.....	64
4.4.3. Diskuse výsledných modelů .....	64
4.5. Modely plynných směsí.....	65
4.5.1. Teoretický rozbor modelu.....	65
4.5.2. Chyba výpočtu modelových interferogramů.....	70
4.5.3. Diskuse výsledných modelů .....	70
4.6. Modely vícetryskových systémů.....	73
4.6.1. Teoretický rozbor modelu.....	73
4.6.2. Chyba výpočtu modelových interferogramů.....	77
4.6.3. Diskuse výsledných modelů .....	77



5.	INTERFEROMETRIE BARIÉROVÉHO POCHODŇOVÉHO VÝBOJE PRO RŮZNÉ DRUHY PRACOVNÍHO PLYNU.....	79
5.1.	Uspořádání experimentu.....	79
5.2.	Výsledky měření v argonu .....	82
5.3.	Výsledky měření v heliu .....	84
5.4.	Diskuse výsledků .....	87
6.	INTERFEROMETRIE Z-PINČ VÝBOJE.....	89
6.1.	Teoretická závislost indexu lomu .....	89
6.2.	Experimentální uspořádání.....	91
6.3.	Výsledky.....	92
6.4.	Diskuse výsledků .....	98
6.5.	Závěr .....	105
7.	OPTICKÁ EMISNÍ SPEKTROSKOPIE PŘI DEPOZICI $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ VRSTEV POMOCÍ VÝBOJE V DUTÉ KATODĚ .....	106
7.1.	Teoretický popis měření .....	107
7.1.1.	Emise světelného záření plazmatem .....	107
7.1.2.	Určení rotační teploty molekul radikálu OH.....	108
7.1.3.	Aktinometrie .....	109
7.2.	Experimentální uspořádání.....	111
7.3.	Výsledky a diskuse .....	113
7.4.	Závěr .....	121
8.	ABSORPČNÍ SPEKTROSKOPIE VÝBOJE V PULZNÍM MAGNETRONU. 122	
8.1.	Teoretický úvod a experimentální uspořádání .....	122
8.2.	Výsledky a diskuse .....	127
8.2.1.	Argon .....	127
8.2.2.	Argon/Metan.....	130
8.2.3.	Argon/Kyslík.....	131
8.3.	Závěr .....	133
9.	ZÁVĚR.....	134
10.	LITERATURA .....	137

## PŘEDMLUVA A PODĚKOVÁNÍ

Předkládaná disertační práce se zabývá studiem parametrů technologického plazmatu nízkotlakých i vysokotlakých výbojů pomocí optických metod, především optické interferometrie a emisní a absorpční spektroskopie. Řešení jednotlivých úkolů disertace proběhlo na několika různých pracovištích zabývajících se výzkumem a aplikacemi v daném oboru. Jednotlivé experimenty tak mohly být realizovány na unikátních aparaturách umístěných v laboratořích těchto institucí.

Disertační práce je rozdělena na tři části. První a nejrozsáhlejší část se zabývá vývojem algoritmu pro vyhodnocení interferenčních struktur a jeho aplikací na interferogramy pořízené při bariérovém pochodňovém výboji s argonem a heliem jako pracovním plynem za účelem výpočtu distribuce teploty neutrálního plynu podél výbojového kanálu. V téže části práce je vyvinutý algoritmus použit ještě jednou, tentokrát k diagnostice interferogramů  $\alpha$ -pinč výboje s cílem spočítat elektronovou koncentraci uvnitř tohoto druhu výbojového plazmatu.

Drhá a třetí část práce je zaměřena na aplikaci spektroskopických metod. V druhé části je optická emisní spektroskopie použita ke sledování parametrů plazmatu při depozici tenkých feroelektrických vrstev  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  pomocí výboje v duté katodě, ve třetí části je použita laserová absorpční spektroskopie ke stanovení absolutní koncentrace a teploty aluminiových atomů rozprášených z terčíku v DC a v pulzním magnetronu.

Dokončení této disertační práce by se neobešlo bez podpory lidí, kterým bych zde rád touto cestou poděkoval. V první řadě proto děkuji Prof. RNDr. Miloši Šíchovi, DrSc. za podnětné vedení v průběhu celého studia a obětavou pomoc při sepsování této práce. Děkuji také Doc. RNDr. Josefu Blažkovi, CSc. za cenné rady zejména při řešení teoretických otázek spojených s diagnostikou interferogramů a Doc. PaedDr. Petru Adámkovi, PhD. a RNDr. Pavlu Křížovi, PhD. za pomoc při provádění experimentů na Katedře fyziky Pedagogické fakulty v Českých Budějovicích. Dále děkuji Doc. RNDr. Janu Píchalovi, CSc. a Prof. RNDr. Petru Špatenkovi, CSc. za cenné konzultace spojené s diagnostikou pinčových výbojů. Děkuji také Mgr. Zdeňku Hubičkovi, PhD. a Mgr. Petru Virostkovvi za pomoc a spolupráci při experimentech provedených ve Fyzikálním ústavu AV ČR. V neposlední řadě též děkuji Prof. Dr. Raineru Hipplerovi a jeho

doktorandovi Hoang Tung Doovi ze maximální pomoci a cenné rady při experimentech prováděných ve Fyzikálním institutu Ernst-Moritz-Arndtovi univerzity v Greifswaldu v Německu. Na závěr bych touto cestou rád poděkoval také své přítelkyni Janě Faltusové za morální podporu v průběhu celého studia a trpělivost, kterou se mnou měla při sepisování této práce.

Tato disertace vznikla za finanční podpory následujících projektů a grantů: MSM 124100004, LN 00A015 MŠMT ČR, juniorského grantu KJB1010302 agentury AVČR a projektu AV0Z10100522 AVČR.

## 1. TECHNOLOGICKÉ APLIKACE PLAZMATU A JEHO DIAGNOSTIKA

Elektrické výboje a výbojové plazma jsou využívány pro technologické účely již více než sto let. V první polovině minulého století došlo k jejich rozvoji a širšímu uplatnění především v osvětlovací technice a obloukovém sváření a v druhé polovině začaly být plazmatické technologie používány v mikroelektronice v technologiích výroby polovodičových součástek či integrovaných obvodů. V současné době plazmatické technologické postupy získávají stále širší uplatnění v mnoha dalších oborech lidské činnosti. Je to proto, že elektrické výboje ovlivňují chemické a fyzikální procesy v ionizovaných plynech a že v prostředí elektrických výbojů se mohou tvořit plyny a páry různých prvků, kovů, organických i anorganických sloučenin nebo jejich směsí. Za určitých podmínek tak mohou vzniknout materiály a na substráty je možno deponovat vrstvy, které nelze jinými klasickými postupy vytvořit buď vůbec nebo jen velmi obtížně. Vlastností výbojů je možno také využít k čištění povrchu materiálu nebo odstraňování povrchových vrstev materiálu, které by byly chemicky opět velmi těžko odstranitelné. Ve výboji respektive plazmatu lze povrch materiálu čistit či přesně zahlubovat dle nanesené matrice (plazmové leptání). Plazmových technologií je též stále více využíváno i tam, kde byly dříve používány klasické technologie reaktivních chemických a galvanických lázní.

Technologie s aplikacemi plazmatu s sebou přinášejí též ekologické aspekty výroby. Mohou uspořit energii, omezovat nebo úplně odstranit některé chemicko-technologické postupy s toxickými komponentami nebo meziprodukty, které zatěžují životní prostředí [1]. V posledních desetiletích jsou standardně používány odlučovače pevných i plyných složek exhalací a v současnosti pomáhají plazmové technologie účinně likvidovat nebo neutralizovat nebezpečné chemické látky a odpady. Jako konkrétní příklady je možno uvést depozice vrstev materiálů s mimořádnými fyzikálními i chemickými vlastnostmi, jako jsou v nejjednodušším případě tenké vrstvy kovů a jejich slitin při procesu naprašování, polovodivé či tenké vrstvy vysokoteplotních supravodičů (MOCVD - **M**etal **O**rganic **C**hemical **V**apor **D**eposition), dále polymerní vrstvy vytvářené ve výboji (PECVD - **P**lasma **E**nhanced **C**hemical **V**apor **D**eposition) organického i anorganického charakteru (PVD - **P**hysical **V**apor **D**eposition, PAVD - **P**lasma **A**ctivated **V**apor **D**eposition), jejichž produktem jsou vrstvy a slou-

čeniny, které nevznikají klasickou chemickou reakcí za běžných reakčních podmínek [2]. Tyto produkty jsou stále více vyžadovány v technických, biologických i medicínských aplikacích.

Mezi široce používané metody plazmochemických technologií používané k depozici tenkých vrstev patří výše zmíněná technologie PECVD, která využívá chemicky aktivní plazma generované v plazmochemických reaktorech. Nabitě částice získávají energii od elektrického pole mezi elektrodami a vstupují do chemické reakce vzájemnými srážkami. Výhodou technologie PECVD je, že není třeba substrát držet na vysoké teplotě a k uskutečnění požadované chemické reakce dochází díky kinetické energii nabitých částic plazmatu.

Široké uplatnění v moderním průmyslu, zabývajícím se depozicemi tenkých vrstev, nalezlo iontové naprašování. Princip této metodiky je založen na rozprašování záporně nabitě elektrody, sloužící jako terčik (target), kladnými ionty. Za použití DC nebo RF buzení výboje je pak možné rozprašovat jak elektricky vodivé materiály tak dielektrika [3]. Podle druhu pracovního plynu rozlišujeme dva druhy rozprašování.

Je to buď nereaktivní naprašování, kdy pracovní plyn (obvykle se používá inertní plyn jako argon nebo helium) chemicky nereaguje s rozprašovanou látkou a na substrát se tedy nanáší přímo materiál terčiku. Rozprašené částice terčiku pak mohou být ionizovány či excitovány průchodem v plazmatu.

Druhým způsobem je reaktivní naprašování, kdy pracovní plyn je tvořen jednak inertním plynem, ale také plynem, který s materiálem terčiku chemicky reaguje a vytváří sloučeninu. Ke vzniku sloučeniny pak může docházet jednak přímo na terčiku nebo v plazmatu, případně na substrátu. Tato technologie má velký význam, protože umožňuje připravovat sloučeniny, které často nelze připravit jinou metodikou.

Podle teploty plazmového kanálu je možné rozdělit elektrické výboje do dvou skupin, a to na vysokoteplotní a nízkoteplotní elektrické výboje. Plazma u vysokoteplotních technologií je obvykle generováno obloukovým výbojem. Plazma obloukového výboje hořícího mezi oběma elektrodami je proudem pracovního plynu vyfukováno do okolního prostoru, kde vytváří plazmový kanál. Tyto technologie jsou velice dobře použitelné v takových případech, kdy vysoká teplota není na závadu povrchové úpravy substrátu. Avšak v případech, kdy by vysoká teplota plazmového kanálu mohla poškodit substrát, je nutné použít jiných typů výbojů, které generují plazmový kanál o relativně nízké teplotě.

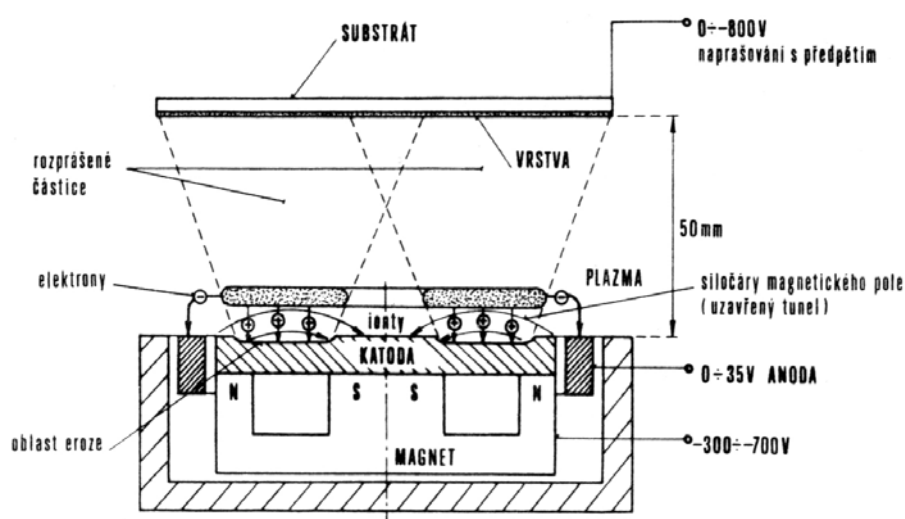
Řadu těchto výbojů je možné generovat pouze při nízkých či naopak vysokých tlacích pracovního plynu a z tohoto důvodu je možné výboje rozdělit na nízkotlaké a vysokotlaké. Pro plazmo-chemickou depozici tenkých vrstev byla proto vyvinuta řada depozičních plazmatických systémů (reaktorů) umožňujících depozici vrstev za různých fyzikálně-chemických podmínek.

Nízkotlaké výboje jsou generovány v plazma-chemických reaktorech, ve kterých je zředěný pracovní plyn. Ve vysokotlakých výbojích hoří za zvýšeného až atmosférického tlaku pracovního plynu. V následujících podkapitolách budou proto stručně uvedeny některé nízkotlaké i vysokotlaké plazma-chemické systémy, zejména ty, které byly využity v předkládané disertační práci.

## 1.1. Nízkotlaké plazma-chemické systémy

### 1.1.1. Magnetronový reaktor

Nejnámějším nízkotlakým plazma-chemickým reaktorem používaným k nanášení tenkých vrstev je magnetron [4]. Výboj v něm může být generován buď stejnosměrným nebo střídavým elektrickým polem. Principiální schéma stejnosměrného (DC) magnetronu je na obrázku 1.1.1.1. Terčik tvoří katodu, kruhový prstenec kolem terče anodu. Magnet umístěný pod terčem vytváří uzavřenou oblast siločar magnetického pole, které se kříží s elektrickým polem. V této oblasti vzniká oblast hustého plazmatu. Zvýšený tok iontů na terčik vede k intenzivnímu rozprašování



Obr. 1.1.1.1: Schéma DC magnetronu

terčíku. Rozprášené částice z terče difundují plazmatem k substrátu, kde dochází k depozici tenkých vrstev. Depoziční rychlosti nanášených vrstev jsou u magnetronů v řádu  $10^2 - 10^3$  nm/min. při tlaku pracovního plynu řádu  $10^{-2}$  až jednotek Pa [5].

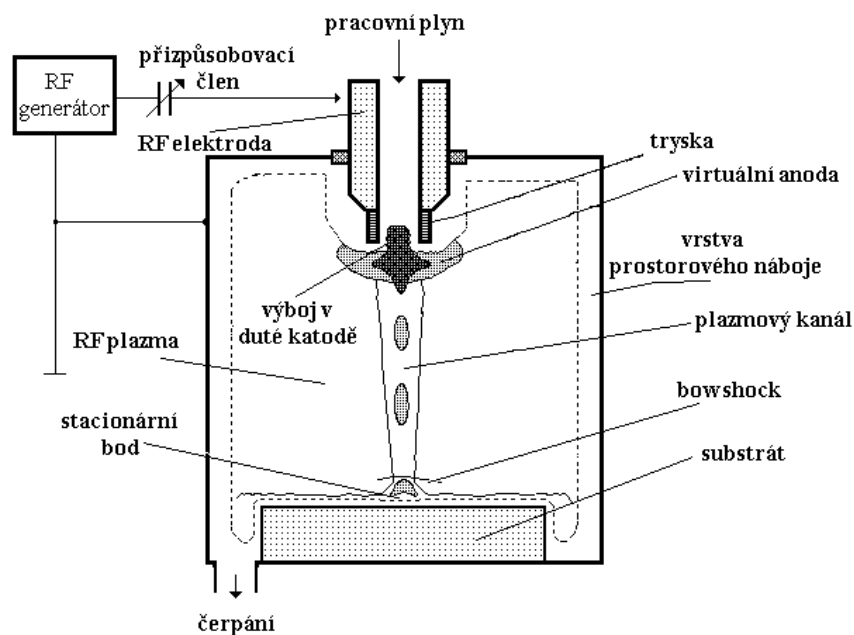
V současné době jsou magnetrony komerčně vyráběny a našli široké uplatnění v průmyslových aplikacích. Nadále probíhá intenzivní výzkum a další vylepšování stávajících magnetronových systémů a je nadále publikováno velké množství prací, které se zabývají výzkumem nových typů vrstev v magnetronových systémech či jejich modifikacích. Na druhou stranu existuje mnoho průmyslových aplikací, kde magnetronové systémy nedosahují tak vysoké kvality, jak by se očekávalo. Je to například depozice tenkých vrstev a ochranných povlaků na substráty komplikovaných tvarů, do dutin strojních součástí (jako příklad uveďme povlakování obráběcích nástrojů, ložisek apod.) nebo vytváření povlaků z materiálů či kompozitních nebo multi-komponentních vrstev, které nelze uspokojivě touto metodou připravit [6]. Z těchto důvodů jsou hledány nové technologie, které dokáží problémy magnetronové depozice nahradit.

V posledních desetiletích se s prudkým rozvojem průmyslu zabývajícího se přípravou tenkých vrstev a úpravou či modifikací různých povrchů, do popředí dostávají technologie využívající k výše uvedeným technologickým procesům aktivního výboje pracujícího za zvýšeného a atmosférického tlaku. Hlavním důvodem výzkumu a vývoje technologií pracujících za atmosférického tlaku jsou značně nižší vstupní a výrobní náklady oproti „klasickým“ technologickým metodám přípravy tenkých vrstev pracujících s vysokým nebo ultra-vysokým vakuem. Odpadá náročná a drahá výstavba vakuových aparatur, nákladná údržba a zabezpečení chodu sofistikovaných vakuových zařízení a v neposlední řadě je také jednodušší manipulace s připravovanými substráty (nejsou třeba složité pohyby do vakua, speciální držáky atp.).

## 1.1.2. Nízkotlaký RF plazma-chemický reaktor s dutou katodou

V osmdesátých letech dvacátého století byl ve Fyzikálním ústavu AVČR v Praze vyvinut nízkotlaký plazma-chemický reaktor, ve kterém je plazmový kanál generován výbojem v duté katodě (obr. 1.1.2.1). Zmíněný systém je tvořen uzemněnou kovovou nádobou čerpanou turbomolekulární vývěvou, která udržuje pracovní tlak v reaktoru v rozpětí  $10^{-5}$  až jednotek Pa. Pracovní plyn je do reaktoru vháněn tryskou sloužící zároveň jako elektroda, na jejímž konci je umístěna dutá katoda vyrobená z materiálu, který má tvořit výslednou vrstvu. Tryska je chlazena vodou aby se předešlo možnému přehřátí a zničení duté katody. Proud pracovního plynu lze regulovat do té míry, že jeho výtoková rychlost může být v závislosti na pracovním tlaku jak nadzvuková, tak podzvuková. Na konci trysky se generuje výboj, který je unášen proudem pracovního plynu do reaktoru a vytváří tak plazmatický kanál. Rozprášené částice duté katody jsou tímto kanálem unášeny směrem k substrátu, kde se podílejí na tvorbě vrstvy. Přesný popis principu generace výboje v duté katodě lze nalézt např. ve [27].

Výhodou popsaného systému je skutečnost, že tok částic na substrát není na rozdíl od magnetronu způsoben pouze difúzí nebo driftem kladně nabitých částic, ale



Obr. 1.1.2.1: Schéma plazma-chemického reaktoru s RF dutou katodou



je důsledkem subsonického nebo supersonického proudu pracovního plynu. Tohoto faktu lze s úspěchem využít k deponování vrstev na substráty komplikovaných tvarů, např. dutin a podobně, neboť je možné nasměrovat proudící kanál přímo na požadovanou plošku. Další výhodou je možnost depozice magnetických vrstev, protože magnetické pole generované deponovanou vrstvou jen velmi málo ovlivňuje tok částic na substrát.

Popsaný systém byl v průběhu devadesátých let 20. století a na počátku 21. století neustále vylepšován. Byl např. rozšířen na vícetryskový plazmový systém umožňující depozici kompozitních vrstev a lepší směřování sekundárního kanálu v závislosti na průtoku plynů v primárních kanálech [8]. Byl zdokonalen systém chlazení duté katody a všechny kovové součásti spojené s katodou byly zakryty keramickou krytkou, aby nedocházelo k parazitním výbojům a jejich nežádoucímu rozprašování. Byl značně snížen mezní tlak připojením turbomolekulární vývěvy a v neposlední řadě byl k deponování vrstev využit pulzní režim místo kontinuálního režimu, což umožnilo výrazně zvýšit maximální hodnotu proudu a tedy i množství rozprašených částic v aktivní části výboje, aniž by došlo k přehřátí a roztavení trysky, neboť průměrný absorbovaný výkon zůstal nezměněn.

Takto upravený systém byl využit k depozici texturovaných vrstev ZnO s orientací krystalitů tak, že osa  $c$  je kolmá k rovině substrátu [9], na přípravu feroelektrických vrstev  $\text{Li}_x\text{Zn}_{1-x}\text{O}$  [10] a na depozici katod pro Li-ion mikrobaterie založené na perspektivním materiálu  $\text{LiCoO}_2$  [11]. V poslední době jsou v tomto systému připravovány feroelektrické vrstvy  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  (BST) [12] a  $\text{PbZr}_{1-x}\text{Ti}_x\text{O}_3$  (PZT) [13], které představují velmi slibné materiály pro různá elektronická zařízení.

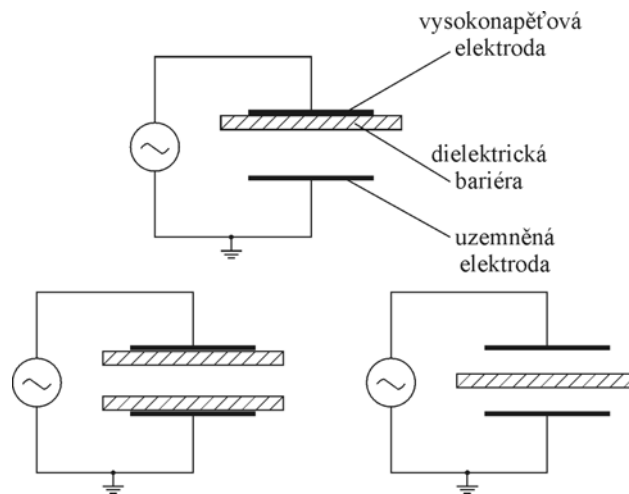
## 1.2. Vysokotlaké plazma-chemické systémy

### 1.2.1. Dielektrický bariérový výboj

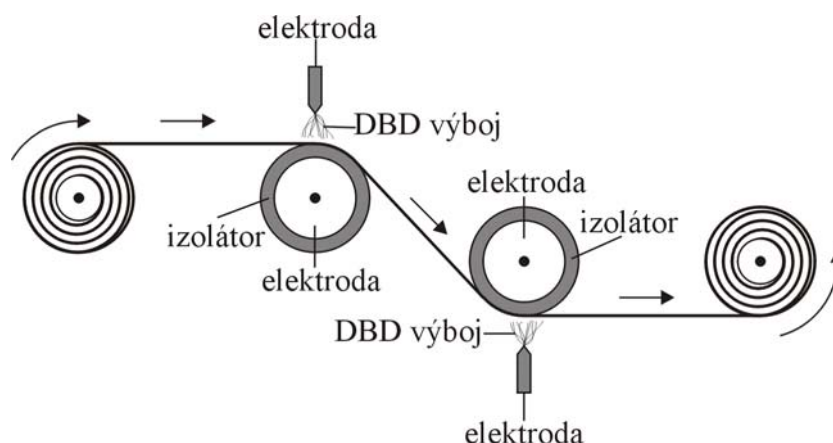
V posledních desetiletích s prudkým rozvojem průmyslu zabývajícího se přípravou tenkých vrstev a úpravou či modifikací různých povrchů se do popředí dostávají technologie využívající k výše uvedeným technologickým procesům aktivního výboje pracujícího za zvýšeného a atmosférického tlaku. Jak již bylo uvedeno, je tato snaha motivována především snížením výrobních nákladů oproti klasickým vakuovým metodám.

Jedním z prvních použitých atmosférických výbojů, který je i dnes komerčně nasazován v průmyslu, je tzv. dielektrický bariérový výboj (Dielectric-Barrier Discharge - DBD) [14], jehož schéma je na obrázku 1.2.1.1. Tento systém dnes existuje v mnoha modifikacích takže je vhodné si připomenout základní princip a konfiguraci tohoto systému. Zdroj střídavého napětí s frekvencí řádově desítky až stovky kHz je připojen na dvě planparalelní kovové desky. Mezi tyto dvě elektrody je vloženo dielektrikum a to tím způsobem, že je buď dielektrikem pokryta jedna z elektrod nebo obě. Dielektrická vrstva následně působí jako kapacitní vazba pro střídavý proud tekoucí výbojem. Když má přiložené střídavé napětí dostatečnou amplitudu, je mezi deskami zapálen nízko-teplotní filamentární (kanálkovitý) výboj. Vylepšenou modifikací kanálkovitého výboje je difúzní DBD výboj, kde jsou výbojové kanálky potlačeny a tento výboj se chová jako více homogenní bez charakteristických průrazů jako ve standardním DBD výboji. Na druhou stranu je filamentární DBD výboj více stabilní oproti difúznímu DBD výboji.

DBD výboj se s úspěchem používá při modifikaci a úpravě povrchů převážně umělohmotných a organických materiálů. Jako příklad můžeme uvést PECVD depozici polymerních a jiných vrstev [15] nebo úpravu textilních či plastových materiálů za účelem zvýšení smáčivosti (důležité pro barvení a potisk materiálů) [16]. Na obrázku 1.2.1.2 je například zobrazeno schéma vysokorychlostního zařízení, kde je DBD výboje užíváno ke zvýšení printability plastových fólií [17]. DBD výboj je také využíván na povrchovou úpravu hliníkového plechu za účelem zlepšení povrchových a antikoročních vlastností.



**Obr. 1.2.1.1:** Principiální schéma dielektrického bariérového výboje.



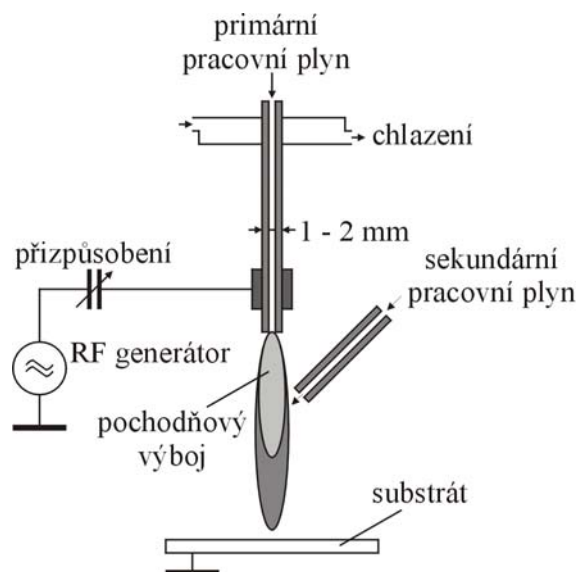
**Obr. 1.2.1.2:** Schematické uspořádání vysokorychlostního zařízení pro opracovávání povrchu plastových fólií pomocí dielektrického bariérového výboje.

### 1.2.2. Vysokofrekvenční pochodňový výboj

V posledních několika desetiletích je úspěšně vyvíjena technologie vysokofrekvenčního pochodňového výboje za atmosférického tlaku [18, 19], jehož schéma je znázorněno na obrázku 1.2.2.1. Tenkou kovovou kapilárou, která tvoří elektrodu, proudí pracovní plyn, nejčastěji argon nebo helium. Při dostatečném RF výkonu přiváděném přes přizpůsobovací jednotku je na hrotu kapiláry zapálen pochodňový výboj a vytváří se plazmový kanál. Není-li výboj stabilizován proudem pracovního plynu, vlní se v prostoru podobně jako plamen pochodně, z čehož byl také odvozen jeho název [20]. Výboj v této konfiguraci je schopen hořet i do kapaliny, čehož bylo využito např. k čištění archeologických předmětů v kapalné lázni [21, 22].

Oblast plazmového kanálu mezi elektrodou a substrátem můžeme pomyslně rozdělit na dvě části. Na zónu aktivního výboje v blízkosti elektrody, kde probíhají procesy vytvářející plazma a na oblast dohasínajícího plazmatu, kde již intenzita RF pole nestačí ke generování aktivního výboje. Pro některé aplikace je potřeba, aby příměsi vytvářející tenké vrstvy neprocházely oblastí aktivního výboje, například z důvodu disociace molekul příměsí nebo jiných plazmatických procesů, které mohou ovlivnit depozici tenkých vrstev. V takovém případě jsou příměsi vytvářející deponovanou vrstvu přiváděny ve formě prekursorů sekundárním kanálem, který ústí do oblasti rozpadajícího plazmatu (viz obr. 1.2.2.1). Tímto způsobem byly úspěšně deponovány například polymerní vrstvy na nevodivý substrát [19].

Nevýhodou pochodňového výboje v tomto uspořádání je ale fakt, že při depozicích na kovové substráty dochází při vyšších absorbovaných RF výkonech

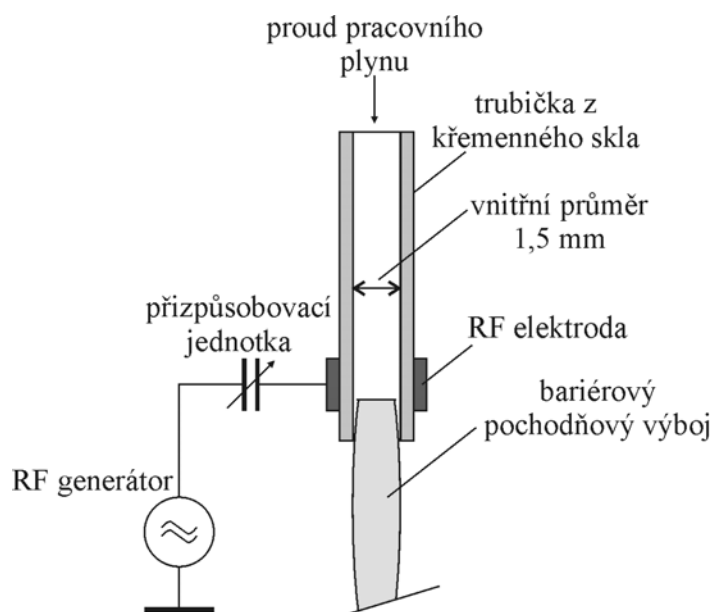


**Obr.1.2.2.1:** Schéma pochodňového výboje a jeho aplikace pro depozici vrstev.

k prudkému poklesu napětí na kovové trysce a pochodňový výboj se transformuje na RF dvouelektrodový obloukový výboj. V důsledku tohoto přechodu dojde k nežádoucímu poškození deponované vrstvy a často i ke zničení kovové trysky. Tento problém lze překonat vložením dielektrické vrstvy mezi trysku a substrát, čímž vzniká tzv. bariérový pochodňový výboj (barrier torch discharge – BTD) [23]

### 1.2.3. Bariérový-pochodňový výboj

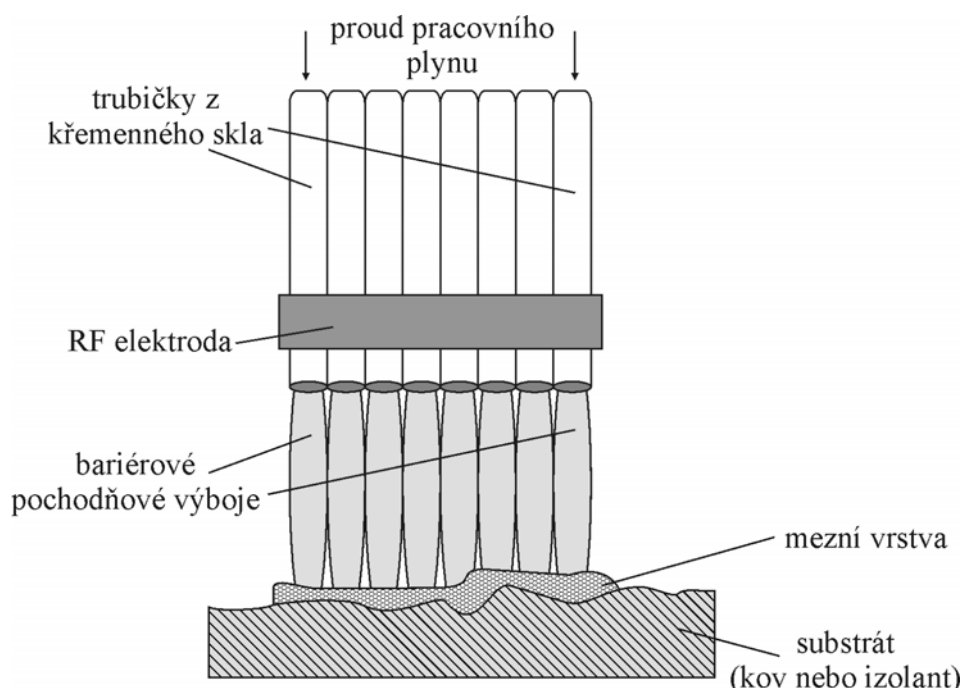
Problém popsáný na konci předchozí kapitoly řeší transformace pochodňového výboje na bariérový pochodňový výboj, jehož zjednodušené schéma je na obrázku 1.2.3.1. Kovová elektroda byla nahrazena trubičkou z křemenného skla, kterou proudí pracovní plyn. Kolem trubičky je obalený kovový pásek připojený přes přízpusobovací jednotku ke zdroji RF napětí. Pochodňový výboj se v tomto případě zapaluje uvnitř skleněné trubičky v blízkosti kovové elektrody, kde je intenzita elektrického pole nejvyšší. Jako substrát lze použít jak kov tak dielektrikum, aniž by došlo při překročení kritické hodnoty absorbovaného výkonu k přechodu na obloukový výboj. Tento upravený typ výboje slučuje výhodné vlastnosti DBD výboje a pochodňového výboje a umožňuje depozici vrstev na téměř všechny druhy substrátů a to i při zachování jejich nízké teploty a požadovaných vlastností vrstev. Z těchto důvodů je značné úsilí věnováno dalšímu zkoumání vlastností plazmatu tohoto druhu atmosférického výboje.



**Obr. 1.2.3.1:** Schéma bariérového pochodňového výboje

Uspořádání bariérového pochodňového výboje z obrázku 1.2.3.1 lze snadno rozšířit na soustavu několika paralelních trubiček obalených jedinou elektrodou a dosáhnout tak místo úzkého plazmového kanálu širokou souvislou oblast plazmového pásu [23], což je znázorněno na obrázku 1.2.3.2. Výhodou takového uspořádání je možnost deponovat tenké vrstvy i na velmi rozměrné substráty, aniž by bylo nutno složité pohybovat substrátem nebo depozičním zařízením jako v případě jediné trysky. Taktéž vrstvy deponované tímto širokým plazmovým pásem vykazují větší homogenitu než u jednotryskových systémů.

Bariérový pochodňový výboj je možné zapalovat jak v kontinuálním módu tak i v pulzně modulovaném módu při opakovacích frekvencích v řádech stovek až tisíců Hz [24]. Výhodou pulzní modulace je pokles teploty neutrálního plynu a tím i možnost deponovat na teplotně extrémně citlivé substráty jako jsou plasty apod. Bariérový pochodňový výboj v konfiguraci z obr. 1.2.3.2 byl proto použit např. na přípravu vrstev  $\text{CeO}_x$  na hliníkové panely a organické substráty jako antikorozi ochranná vrstva [25]. V pulzně modulovaném módu byly deponovány TCO (Transparent Conductive Oxides) vrstvy na bázi  $\text{In}_x\text{O}_y$  a  $\text{SnO}_x$  na plastové a křemenné substráty [26]. Organické prekurzory byli dodávány do výboje další tryskou umístěnou z boku, která přiváděla jejich páry do plazmatického kanálu, kde došlo k chemickému rozkladu organické sloučeniny a deposici příslušné TCO vrstvy na substrát. Výsledné vrstvy vykazovaly vysokou elektrickou vodivost a průhlednost ve viditelné oblasti.



**Obr. 1.2.3.2:** Bariérový pochodňový výboj v uspořádání několika paralelních trysek.

### 1.3. Optická diagnostika plazmatu

Aplikace výše popsaných technologií do průmyslové praxe však kvůli optimalizaci jejich využití a reprodukovatelnosti deponovaných vrstev vyžaduje poměrně detailní znalost procesů probíhajících v plazmatu během depozice tenkých vrstev. Jejich studium vyžaduje znalost parametrů plazmatu a jejich závislost na vnějších podmínkách. Mezi ty parametry, které mají největší vliv na vlastnosti výsledných vrstev, patří např. teplota neutrálních částic v plazmovém kanále, teplota, koncentrace a rozdělovací funkce elektronů v plazmatu generovaném v reaktoru a s nimi spojený stupeň ionizace plazmatu, druh použitého pracovního plynu a velikost jeho průtoku, teplota a koncentrace rozprášených částic, ze kterých je tvořena deponovaná vrstva, a v neposlední řadě hodnota absorbovaného výkonu či teplota substrátu, na který je vrstva deponována. Studium a znalost těchto parametrů je důležité nejen pro detailní pochopení procesů, které v plazmatu během depozičního procesu probíhají, ale zejména umožňují optimálně „naladit“ tyto parametry na hodnoty zaručující vznik kvalitní vrstvy s přesně definovanými vlastnostmi.

Diagnostikou plazmatu generovaném v plazma-chemických reaktorech se zabývaly v poslední době práce [7], [27] a [28]. V pracích [27] a [28] byla pro diagnosti-

ku plazmatu využita sondová metodika, přitom v první z nich – v práci [27] byla sondová diagnostika užita pro studium parametrů plazmatu v bariérovém-pochodňovém výboji za atmosférického tlaku, v práci [28] byla sondová diagnostika plazmatu aplikována na nízkotlaký RF plazmachemický reaktor s dutou katodou. Použití sondových metod sice umožnilo získání některých parametrů plazmatu jak v nízkotlakém reaktoru s dutou katodou tak v bariérovém-pochodňovém výboji, ale vzhledem k rozměrům vyšetřovaných plazmových kanálů je v obou případech jejich měření současně s depozicí vrstev značně problematické. Proto byly hledány jiné metodiky diagnostiky plazmatu umožňující bezdotykovou „in situ“ diagnostiku plazmatu výše popsaných procesů.

Mezi nejčastější optické metody používané v současnosti k diagnostice plazmatu patří metody založené na emisi či absorpci záření jednotlivých atomů, iontů a molekul, metody založené na interferenci dvou světelných vln, z nichž jedna prochází studovanou oblastí plazmatu, či metody šlírové. Protože autor této disertace použil ke své práci především emisní a absorpční spektroskopii a optickou interferometrii, budou tyto metody stručně popsány v kapitolách 1.3.1. a 1.3.2.

### 1.3.1. *Emisní a absorpční spektroskopie*

Emisní a absorpční spektroskopii lze s úspěchem využít ke studiu celé řady parametrů plazmatu. Emisní spektroskopie je založena na skutečnosti, že excitované částice vysílají (emitují) při přechodu svých valenčních elektronů z vyšších energetických hladin na hladiny nižší záření, které je možné detekovat a posléze identifikovat pomocí speciálních přístrojů - spektroskopů. Absorpční spektroskopie naopak využívá skutečnosti, že atomy v základním stavu jsou schopny absorbovat záření, odpovídající příslušnému energetickému přechodu valenčních elektronů, což se projeví poklesem intenzity záření po průchodu studovanou oblastí plazmatu.

Atomové spektrum každého atomu má svou charakteristickou výstavbu. I nej-jednodušší atom vodíku poskytuje spektrum, které má mnoho spektrálních čar příslušejících různým frekvencím. Tyto čáry je možno zařadit do tzv. sérií, pojmenovaných podle svých objevitelů: Lymanova, Balmerova, Paschenova, Brackettova a Pfundova. Podobná spektra jako vodík mají vodíku podobné prvky s jedním elektronem ve valenčních slupkách. Atomy a ionty s více elektrony mají mnohem složi-

tější skladbu hladin. Intenzity jednotlivých čar jsou různé a jsou určeny pravděpodobnostmi přechodů při rovnovážných podmínkách. Jednotlivé hladiny mají své násobnosti dané dalšími kvantovými čísly.

Z obdržených atomárních spekter je možné získat řadu informací o parametrech měřeného plazmatu. Z poměru intenzit několika čar téhož prvku lze v případě lokální termodynamické rovnováhy (LTR) určit teplotu neutrálního plynu. U nízkoteplotního plazmatu však podmínka LTR bývá splněna jen zřídka. Mámeli však dostatečně přesný spektrometr, je možné teplotu neutrálního plynu vypočítat z Dopplerova rozšíření příslušné spektrální čáry způsobeného tepelným pohybem jednotlivých částic [29]. Spektrální čára získá v důsledku tohoto rozšíření gaussovský profil.

Z rozšíření příslušné atomární čáry (nejčastěji se používá čára vodíku 486,13 nm) lze vypočítat též intenzitu elektrického pole a s ním související hustotu elektronů (tzv. Starkův jev) [30]. Rozšířená spektrální čára v důsledku Starkova jevu má Lorentzův profil. Z rozštěpení spektrální čáry v důsledku Zeemanova jevu je možné určit velikost magnetického pole [31]. Z poměrů intenzit spektrálních čar různých prvků lze odhadnout poměrné zastoupení těchto částic v měřené oblasti [32].

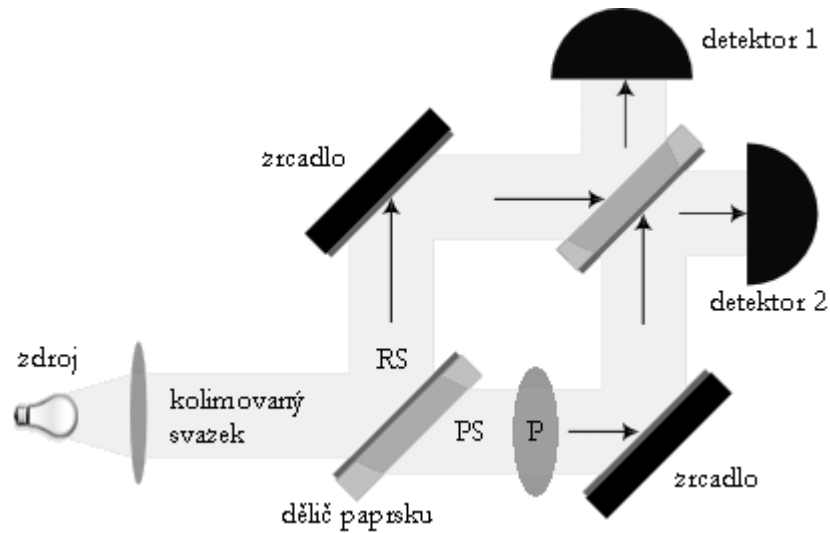
Stanovení složení plazmatu z molekulárních spekter je obtížnější, neboť jednotlivé molekulární pásy se rozkládají v širokém oboru vlnových délek, překrývají se jak vzájemně, tak i s atomárními spektry a navíc běžně lze v tabulkách emisních spekter nalézt pouze spektra dvouatomových molekul [33]. Proto se molekulární spektroskopie využívá především k určení rotační a vibrační teploty, z nichž zejména rotační teplota v důsledku rychlé termalizace rotačních stavů velmi dobře aproximuje teplotu neutrálního plynu.

V předkládané disertační práci byla metodika optické emisní spektroskopie použita ke studiu parametrů plazmatu při depozici vrstev  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  pomocí výboje v duté katodě, a to zejména za účelem sledování poměru rozprášených částic Ba a Sr a k měření rotační teploty radikálů OH. Experimenty související s tímto měřením byly provedeny ve Fyzikálním ústavu Akademie věd v Praze. Metodika absorpční spektroskopie byla aplikována při studiu absolutní koncentrace a teploty rozprášených částic aluminia v DC a v DC pulzním magnetronu, jež bylo uskutečněno ve spolupráci s Institutem fyziky při univerzitě v Greifswaldu v Německu.



### 1.3.2. Interferometrická diagnostika plazmatu

Základní princip interference popsal již před více jak dvěma sty lety Thomas Young. V praxi se k interferometrickým měřením používají přístroje nazývané interferometry a měření parametrů plazmatu je založeno na skutečnosti, že světelná vlna procházející plazmatem je v důsledku optických nehomogenit (tedy rozdílného indexu lomu uvnitř a vně studované oblasti) fázově posunuta, což se projeví při interferenci se světelnou vlnou, která plazmatem neprošla. Schématické uspořádání jednoho z nejpoužívanějších interferometrů Machova-Zehnderova typu [34] je znázorněno na obrázku 1.3.2.1. Aby výsledný interferenční obrazec obsahoval skutečně hodnotnou informaci o aktuálním rozložení indexu lomu uvnitř studovaného objektu, např. výbojového plazmatu, je nutné aby obě interferující světelné vlny byly koherentní. Toho se docílí tak, že oba svazky se „vydělují“ z jediného primárního svazku emitovaného laserem s vhodnou koherenční délkou, např. pomocí polopropustného zrcadla. Tím je dosaženo, že jsou po výstupu ze zdroje oba ve stejné fázi a o jejich vzájemném fázovém posunu v okamžiku dopadu na stínítko rozhoduje pouze rozdíl optických drah, daný rozdílnou drahou paprsků a především rozdílnou optickou hustotou prostředí, kterým prošly. Vyhodnocením výsledného interferogramu lze poté získat informace o rozložení indexu lomu uvnitř studovaného prostředí, který přímo souvisí s některými parametry plazmatu. Pomocí interferometrických metod je tak možno měřit např. koncentraci elektronů nebo iontů v případě silně ionizovaného plazmatu [35, 36], teplotu a tlak neutrálního plynu v případě slabě ionizovaného plazmatu typického pro výboje při depozici vrstev [7], koncentraci plynných složek s odlišným indexem lomu [37] a řadu dalších parametrů. Použití interferometrických metod je však limitováno jednak dostatečnými rozměry studované oblasti a jednak dostatečnou hodnotou té veličiny, která aktuálně ovlivňuje index lomu. Z tohoto důvodu je interferometrické měření parametrů plazmatu vhodné pro elektronové koncentrace  $10^{20}$  až  $10^{25}$   $\text{m}^{-3}$ , iontové koncentrace  $10^{22}$  až  $10^{27}$   $\text{m}^{-3}$  či - jak bylo ukázáno v práci [7] - pro teplotní změny neutrálního plynu při rozměrech fázového objektu v řádu mm minimálně 50 K.



**Obr. 1.3.2.1:** Zjednodušené schéma Machova-Zehnderova interferometru [34]. Zkratky PS a RS označují po řadě předmětový a referenční svazek, oblast označená jako P představuje fázový objekt reprezentovaný studovanou oblastí plazmatu.

Kvůli těmto omezením jsou interferometrické metody ve fyzice plazmatu aplikovány zejména na vysokoteplotní plazma představované obloukovými výboji [38] a v poslední době především na theta a z-pinč výboje, kterým bude věnována následující podkapitola. Aplikovat interferometrické metody i na nízkoteplotní plazma se podařilo v práci [7], kde bylo využito holografického interferometru k měření teploty neutrálního plynu v plazmovém kanále bariérového pochodňového výboje. Vedle konstrukce holografického interferometru se ale práce [7] zaměřila pouze na jednoduché případy, kdy jako pracovní plyn byl použit argon, jehož index lomu je velmi blízký indexu lomu vzduchu. V případě jiných pracovních plynů však jednoduchou metodiku vyvinutou v práci [7] nelze použít a je třeba vypracovat komplexnější model umožňující provádět diagnostiku interferogramů v obecném prostředí. Předložená disertační práce se proto mimo jiné zabývá vypracováním komplexní metodiky diagnostiky interferogramů získaných v bariérovém pochodňovém výboji v obecném prostředí.

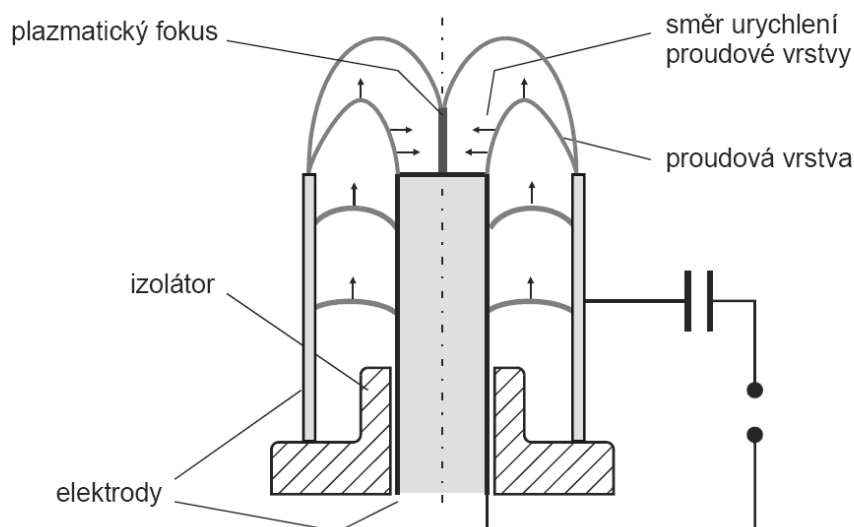
Vedle toho se autor se předložené disertační práce podílel ve spolupráci s Ústavem fyziky plazmatu a laserové mikrofúze (IPPLM) Polské akademie věd ve Varšavě na studiu vlastností výboje magnetického z-pinče, kde rovněž aplikoval vypracovanou metodiku diagnostiky na získané interferogramy. V následující kapitole budou proto stručně popsány základní vlastnosti tohoto druhu výboje.

## 1.4. Magnetické pinče

Magnetickým pinčem označujeme jev, kdy v důsledku silného proudu tekoucího výbojem (řádově kA až MA) se generuje natolik silné vlastní magnetické pole, že výsledná Ampérova síla působí intenzivně na nabitě částice a urychluje je směrem k ose tohoto výboje. Pokud proud protéká ve směru osy symetrie, označujeme tento jev jako  $z$ -pinč. V případě, že protéká azimutálním směrem, mluvíme o theta pinči. V nestacionárních pulzních režimech roste s rostoucím výbojovým proudem i síla, která stlačuje nabitě částice, až krátce po dosažení maximálního proudu jsou radiálně urychlené částice zbržděny a zastaveny v oblasti těsně u osy. Na krátký okamžik se tak vytvoří válec velmi hustého plazmatu s poloměrem menším než by odpovídal stacionárnímu stavu. Vznik této oblasti je doprovázen generací časově krátkých impulsů energetických elektronových a iontových svazků, generací krátkých záblesků neteplného rentgenového záření z malých oblastí s vysokou teplotou – mikroteček (horkých teček, hot spots). Fáze maximální komprese a maximální koncentrace energie se udržuje po dobu, která řádově přesahuje dobu disipace magnetických siločar. Příčiny a okolnosti uvedených jevů zůstávají zatím neobjasněny avšak vlastnosti magnetických pinčů umožňují řadu aplikací ve fyzice, energetice, technice a technologiích.

V přírodě se lze s popsáním jevem setkat ve formě bouřkových blesků v zemské atmosféře, či v atmosféře některých známých planet a měsíců. Průměry plazmových kanálů mezi mraky a zemí dosahují přibližně desítky centimetrů a uvolňuje se při nich energie  $10^{12}$  J. Výbojový proud přitom dosahuje hodnot řádově stovek kA. Pinčové vlastnosti mají také sluneční erupce, při nichž se uvolňuje energie až  $10^{25}$  J v prostoru o rozměrech stovek kilometrů [35].

Není proto divu, že studiu magnetických pinčů se věnuje celá řada laboratoří. V praxi se ke generování  $z$ -pinč výboje využívá hned několika experimentálních konfigurací, od tzv. vakuové jiskry [39] až po plazmatický fokus [40], jehož schématické znázornění lze vidět na obrázku 1.4.1. Oblast maximálního stlačení výbojového kanálu se formuje za ústím koaxiálních elektrod a její vznik je provázen typickými pinčovými projevy – záblesky energetických elektronů, iontů a rentgenového záření a tvorbou mikroteček. Maximum komprese trvá řádově nanosekundy a oblast maximálního stlačení dosahuje v průměru několik mm a méně. Jako náplň se



**Obr. 1.4.1:** Schématické znázornění plazmatického fokusu.

používá deuterium za sníženého tlaku řádově stovek Pa, díky čemuž při samotném výboji dochází ke vzniku fúzních neutronů. První zařízení podobného typu byly používány již před padesáti lety a v roce 1956 vedly v Moskvě k prvním snahám o jadernou fúzi [41].

Výzkum  $\alpha$ -pinče probíhá v současnosti v celé řadě světových laboratoří včetně České republiky. Protože však fáze maximální komprese je v důsledku silné nestability stále velmi krátká, rychle se mění a je velmi obtížné ji diagnostikovat, nepodařilo se do dnešní doby sestavit dokonalý teoretický model tohoto procesu. Právě to je důvodem k tomu, že teoretické výsledky je nutné nahrazovat výsledky experimentálními. Aplikace jiných diagnostických metod než metod optických je však díky obrovským výbojovým proudům a teplotám značně problematická. Užití interferometrických metod tak může poskytnout cenné informace o skutečné elektronové koncentraci uvnitř stlačeného výbojového kanálu. Lze však očekávat, že složité poměry ve studovaném výboji se odrazí i ve složitosti získaného interferenčního obrazce, což bude klást dodatečné nároky na vyhodnocovací algoritmy.

## 2. CÍLE PRÁCE

Z obsahu předchozí kapitoly vyplynulo, že nízkoteplotní plazmatické depozice tenkých vrstev se stále více dostávají do popředí moderního výzkumu. Rozšíření využití technologií plazmatické depozice vrstev však někdy brání nedostatečná znalost parametrů technologického plazmatu, přitom právě jejich znalost je důležitá z hlediska optimalizace a automatizace depozičního procesu. V posledních letech se proto objevila řada prací, pokoušejících se tento nedostatek odstranit. Například ve [27] byla provedena sondová diagnostika v plazmatu bariérového pochodňového výboje, která poskytla zejména informace o elektronové teplotě a elektronové distribuční funkci. V práci [28] byla obdobná diagnostika aplikována na RF plazmache-mický reaktor s dutou katodou. Aplikace sondových metod spolu s vlastní depozicí je však vzhledem k rozměrům plazmového kanálu velmi problematická. Z toho důvodu roste snaha aplikovat takové metody, které umožňují měření „in situ“, aniž by toto měření ovlivňovalo výsledek depozice. Mezi takové metody patří např. metody optické, které byly aplikovány v disertační práci Dr. Kříže [7], kde bylo provedeno měření teploty neutrálního plynu v plazmovém kanále atmosférického bariérového pochodňového výboje pomocí holografické interferometrie.

Prvním cílem předkládané disertační práce je proto v návaznosti na disertační práci Dr. Kříže [7] vypracovat obecnou metodiku diagnostiky interferogramů tak, aby ji bylo možno aplikovat i na komplikované interferogramy, a využít vypracovanou metodiku na měření parametrů plazmatu při depozici tenkých vrstev pomocí holografického interferometru. Navazujícím úkolem, který rozšířil tuto práci teprve v průběhu jejího řešení, bylo aplikovat vyvinutou metodiku k diagnostice vysokoteplotních z-pinč výbojů za účelem stanovení elektronové koncentrace v okamžiku maximální komprese výbojového kanálu. Pro dosažení těchto cílů byly stanoveny následující úkoly:

**1. Vypracovat metodiku diagnostiky interferogramů, zejména navrhnout algoritmus výpočtu fázového posunu a distribuce indexu lomu v případě rotačně symetrického fázového objektu při splnění následujících podmínek:**

- Vytvořený algoritmus by měl být dostatečně rychlý, aby byl schopen vyhodnocovat obdržené informace v co nejkratším čase, řádově v sekundách.
- Algoritmus musí dosahovat srovnatelné přesnosti jako standardní algoritmy, např. založené na Takedově metodě spektrální analýzy fázového profilu [42].
- Algoritmus musí být schopen vyhodnocovat interferogramy obou základních typů (s konečnou i nekonečnou šířkou proužků), vyhodnocovat extrémně komplikované interferogramy, typické pro procesy s prudkou změnou indexu lomu, které ve svém důsledku mohou způsobit vznik uzavřených interferenčních čar, vznik nových čar uvnitř pravidelné interferenční struktury, či spojování několika různých čar do jedné apod.

**2. Vypracovat modely interferogramů bariérového pochodňového výboje v závislosti na těch parametrech, které mohou mít podstatný vliv na výsledný tvar interferenční struktury, zejména:**

- Modely interferogramů proudícího pracovního plynu v závislosti na jeho druhu (vzduch, argon, helium) a v závislosti na změně tlaku uvnitř proudového kanálu
- Modely interferogramů teplotních polí používaných pracovních plynů a na jejich základě odhadnout minimální rozměry fázového objektu dostatečné pro měřitelnou velikost fázového posunu při daném druhu a teplotě neutrálního plynu.

- Modely interferogramů nesymetrických procesů, zejména bariérového pochodňového výboje v uspořádání několika paralelních trysek vedle sebe v závislosti na úhlu průchodu laserového paprsku.
  - Provést srovnání modelových interferogramů a interferogramů reálných procesů.
- 3. Provést měření teploty neutrálního plynu v kanále bariérového pochodňového výboje pomocí holografického interferometru:**
- Pořídit interferogramy proudících pracovních plynů (Ar a He) bez zapáleného výboje a interferogramy bariérového pochodňového výboje při použití obou druhů pracovního plynu.
  - Provést výpočet fázového posunu a atomární koncentrace částic pracovního plynu v celém profilu proudového kanálu při nezapáleném výboji a odhadnout tak reálný vliv použitého pracovního plynu na celkový fázový posun.
  - Provést výpočet teploty neutrálního plynu v plazmovém kanále bariérového pochodňového výboje a určit distribuci teplotního pole v případě použití argonu a helia.
- 4. Provést výpočet elektronové hustoty v pinč výboji v okamžiku maximální komprese výbojového kanálu a aplikovat tak vytvořenou metodiku na extrémně komplikovanou interferenční strukturu:**
- Z obdržného interferogramu užitím vhodných metod spočítat prostorové rozložení fázového posunu a s využitím rovnic Abelovy transformace určit distribuci indexu lomu.
  - Z výsledných hodnot fázového posunu a indexu lomu spočítat odpovídající elektronovou koncentraci a odhadnout vliv rázové vlny na přesnost výpočtu.

- Provést odhad elektronové teploty na základě spočtených výsledků elektronové koncentrace a obdržené hodnoty srovnat s jinými již publikovanými výsledky

Mezi další cíle předkládané práce patří aplikace metod optické emisní a absorpční spektroskopie k měření parametrů plazmatu při depozici tenkých vrstev pomocí nízkotlakého plazma-chemického reaktoru s dutou katodou a pomocí magnetronu. Konkrétně jde o následujících úkoly:

**5. Provést spektroskopické měření parametrů plazmatu v nízkotlakém plazmachemickém reaktoru při depozici  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  vrstev pomocí reaktoru s dutou katodou, zejména:**

- Výpočet rotační teploty z  $Q_1$  pásu molekul radikálu OH, která v nízkoteplotním neizotermickém výbojovém plazmatu velmi dobře aproximuje teplotu neutrálního plynu.
- Studovat vzájemný poměr částic Ba a Sr v deponovaných vrstvách v závislosti na vzájemném poměru intenzit spektrálních čar těchto prvků a umožnit tak kontrolovat poměr těchto částic v deponované vrstvě přímo v průběhu experimentu.

**6. Pomocí absorpční spektroskopie provést měření absolutní koncentrace a teploty rozprášených částic v DC a v pulzním magnetronu.**

- Provést měření závislosti absolutní koncentrace rozprášených částic alumina v závislosti na absorbovaném výkonu, pracovním tlaku a druhu použitého pracovního plynu (čistý Ar, Ar + O<sub>2</sub>, Ar + CH<sub>4</sub>) v DC magnetronu.
- Z Dopplerova rozšíření absorbovaného signálu určit teplotu těchto částic a její závislost na absorbovaném výkonu a pracovním tlaku.
- Provést obdobně měření jako v předchozích dvou bodech v případě pulzního režimu a získané výsledky porovnat.



### 3. ALGORITMUS DIAGNOSTIKY INTERFEROGRAMŮ

Jedním z prvních cílů předkládané disertační práce bylo vyvinout algoritmus diagnostiky interferenčních struktur, který by byl schopen vyhodnocovat fázový posun v dostatečně krátkém časovém horizontu a který by bylo možné aplikovat i na interferogramy komplikovaných tvarů. V následujících odstavcích podkapitoly 3.1 bude proto popsán holografický interferometr, postavený v rámci práce [7] na katedře fyziky Pedagogické fakulty Jihočeské univerzity v Českých Budějovicích, který byl použit k měření parametrů plazmatu v kanále bariérového pochodňového výboje (viz. kapitola 5), a na kterém bude vysvětlen detailně princip interferometrického měření parametrů plazmatu. V podkapitole 3.2 bude rozebrán vlastní algoritmus vyhodnocení interferenčních struktur vyvinutý autorem předkládané práce<sup>1</sup>.

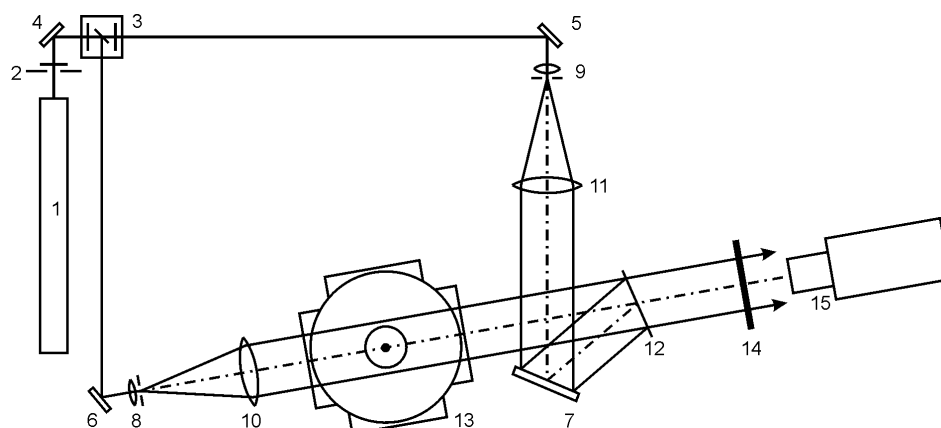
#### 3.1. Holografický interferometr

Schéma výše zmíněného holografického interferometru Machova–Zehnderova typu je znázorněno na obrázku 3.1.1. Celá sestava obsahuje He-Ne laser pracující v kontinuálním režimu při výkonu 15 mW na vlnové délce 632,8 nm, fotografickou uzávěrku umístěnou za výstupem světelného paprsku z laserové hlavičky, čtyři rovinná směrová zrcadla s vysokou odrazivostí, Glan-Thompsonův dvojlomný hranol sloužící jako polarizační dělič, dvojici prostorových filtrů doplněných dvěma hlavními čočkami umístěnými tak, aby kruhové clony prostorových filtrů ležely přesně v ohniskové vzdálenosti hlavních čoček, vlastní hologram sloužící k rekonstrukci původní světelné vlnoplochy, clonu s barevným filtrem a vysokorychlostní CCD kameru zaznamenávající výslednou interferenční strukturu.

Laserový světelný svazek ze zdroje označeného na obrázku 3.1.1 číslem 1 je děličem 3 rozdělen na svazek předmětový (jdoucí na diagramu směrem dolů a procházející studovanou oblastí 13) a referenční (prochází horní polovinou obrázku). Předmětový svazek je po odrazu na spodním zrcadle 6 transformován prostorovým

---

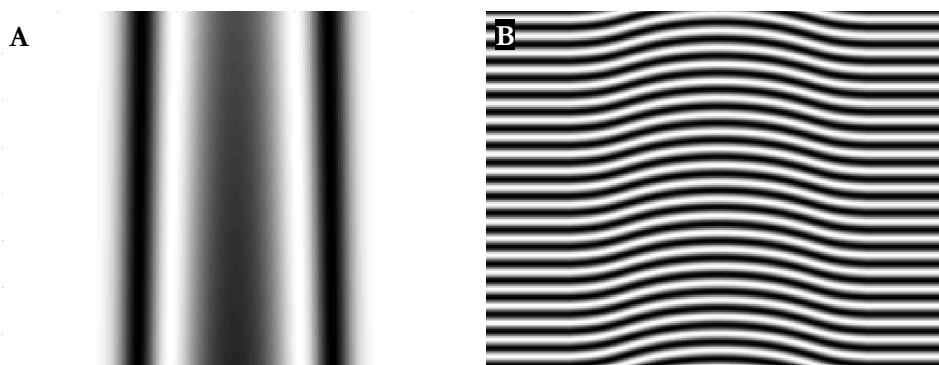
<sup>1</sup> Algoritmus diagnostiky interferogramů komentovaný zejména v kapitole 3.2 byl prezentován na konferencích SPPT 2004 (Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, June 14-17, 2004) a Matlab 2004 (Prague, November 11, 2004) a publikován v časopise *Czechoslovak Journal of Physics* 54 (2004) Suppl. C 349-358 (viz kapitola 9).



**Obr. 3.1.1:** Schéma holografického interferometru. 1 He-Ne laser, 2 fotografická uzávěrka, 3 polarizační dělič svazku, 4-6 směrová zrcadla, 7 hlavní zrcadlo, 8-9 prostorové filtry, 10-11 hlavní čočky, 12 fotocitlivá holografická destička, 13 plasmachemický reaktor (oblast studovaného fázového objektu), 14 clona s barevným filtrem, 15 CCD kamera

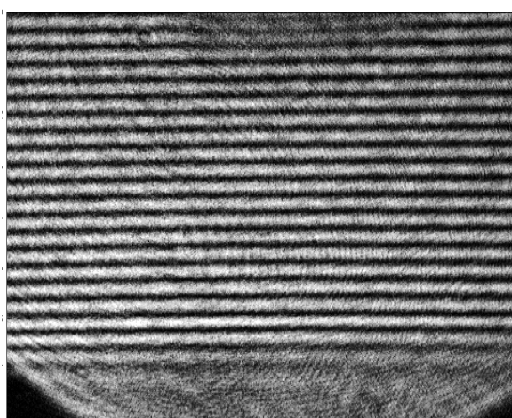
filtrem 8 a objektivem 10 na široký svazek rovnoběžných paprsků, který dále prochází studovanou oblastí 13 a dopadá na fotografickou desku 12. Referenční světelný svazek, jdoucí v horní polovině diagramu, je zrcadlem 5 orientován do druhého prostorového filtru 9 a transformován na obdobný široký svazek rovnoběžných paprsků. Po odraze na hlavním zrcadle 7 dopadá i tento široký svazek na fotografickou desku 12.

Současným osvětlením fotografické desky oběma světelnými svazky při homogenním rozdělení indexu lomu ve studované oblasti, tzn. bez přítomnosti fázového objektu, je získán hologram. Po vyvolání a zpětném umístění fotografické desky s holografickým záznamem je možné rekonstruovat původní srovnávací předmětový svazek, který interferuje s reálným předmětovým svazkem a na stínítku CCD kamery 15 lze pozorovat vzniklou interferenční strukturu. Clona s barevným filtrem 14 zabraňuje vstupu parazitních paprsků do zobrazovacího prostoru. Pokud je rozdělení indexu lomu ve studované oblasti totožné s rozdělením v době snímání hologramu, jsou obě interferující světelné vlny beze změn a rozdělení intenzity v oblasti superpozice obou koherentních vln rovnoměrné. Pokud však došlo k jakémukoli změně distribuce indexu lomu v důsledku přítomnosti fázového objektu, projeví se tato změna na deformaci předmětového svazku a díky tomu i vznikem interferenčních proužků.



**Obr 3.1.2:** Modelové interferogramy téhož fázového objektu: A - při interferometru seřízeném na nekonečnou šířku proužků, B - při interferometru seřízeném na konečnou šířku proužků.

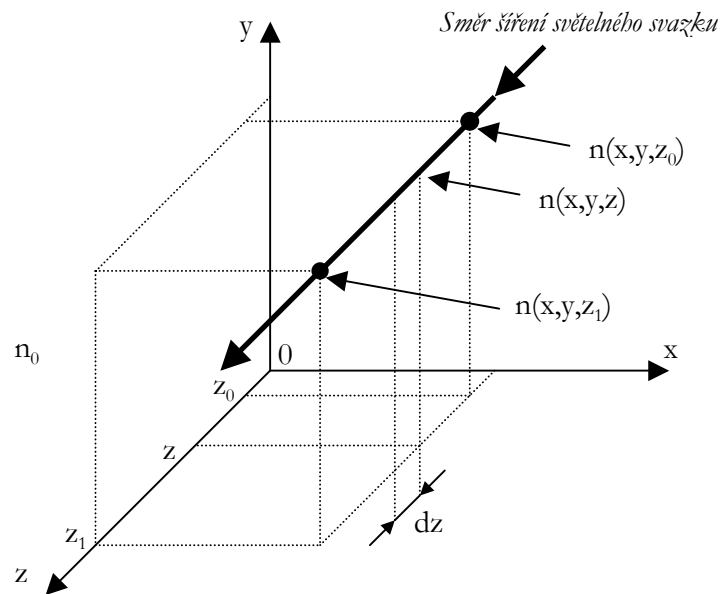
V případě, že interferující paprsky vycházející z fotografické desky jsou dokonale rovnoběžné, projeví se v takovém případě přítomnost fázového objektu vznikem interferenčních proužků a mluvíme o tzv. interferometru seřízeném na nekonečnou šířku proužků. Příklad interferogramu odpovídající tomuto nastavení interferometru lze najít na obrázku 3.1.2a. Protože však hlavní zrcadlo 7 na obrázku 3.1.1 je možné otáčet prostřednictvím korekčních šroubků kolem dvou na sebe kolmých os, lze měnit v referenční větvi úhel dopadu světelného svazku na hologram a tím docílit toho, že obě interferující vlny již nejsou rovnoběžné. V takovém případě se vytvoří paralelní struktura světlých a tmavých proužků i v případě nepřítomnosti fázového objektu jak je znázorněno např. na obrázku 3.1.3. Otáčení zrcadla 7 v jedné rovině má pak za následek změnu šířky interferenčních proužků, otáčení ve druhé rovině ovlivňuje jejich sklon. Změníme-li v takovémto uspořádání rozdělení indexu lomu ve studované oblasti, projeví se tato změna deformací pravidelné struktury interferenč-



**Obr 3.1.3:** Reálný interferogram s neporušenou strukturou interferenčních čar v případě interferometru seřízeného na konečnou šířku proužků.

ních čar (viz obr 3.1.2b).

Oba modelové interferogramy na obrázcích 3.1.2a a 3.1.2b zachycují tutěž fyzikální situaci – kanál subsonicky proudící směsi pracovního plynu helia a vzduchu. Liší se pouze uspořádáním interferometru. Deformace způsobená fázovým objektem proto generuje v obou případech stejný fázový posun.



**Obr 3.1.4:** Náčrt geometrie k odvození rovnice ideální interferometrie.

Ke vzniku či deformaci interferenčních čar dochází v důsledku nestejného rozdělení indexu lomu podél dráhy procházejícího světelného paprsku. Budeme-li předpokládat, že hodnoty indexu lomu ve studované oblasti se jen málo odlišují od jedné (a to v případě výbojového plazmatu můžeme téměř vždy), lze směr šíření světelného svazku považovat za přímočarý. V takovém případě je fázový posun prošlého paprsku pouze funkcí distribuce indexu lomu podél jeho dráhy. Výsledný vztah mezi fázovým posunem a distribucí indexu lomu tak snadno odvodíme s pomocí obrázku 3.1.4. Při vhodném umístění souřadnicového systému docílíme toho, že směr šíření světelného svazku je rovnoběžný s osou  $z$ . Budeme-li tedy předpokládat, že světelný paprsek, jehož fázový posun počítáme, vniká do fázového objektu v bodě o souřadnicích  $[x, y, z_0]$  a opouští jej v bodě o souřadnicích  $[x, y, z_1]$  bude jeho výsledný fázový posun oproti paprsku, který prošel tímž místem ale v době nepří-

tomnosti fázového objektu, tedy v době homogenního rozdělení indexu lomu, dán integrálem z rozdílů optických drah obou svazků [43].

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \int_{z_0}^{z_1} [n(x, y, z) - n_0] dz = s \cdot 2\pi \quad (3.1.1)$$

Právě odvozený vztah představuje tzv. rovnici ideální interferometrie, ve které  $\Delta\phi$  představuje fázový posun v radiánech,  $\lambda_0$  vlnovou délku použitého světla,  $n_0$  je index lomu mimo studovanou oblast nebo přesněji index lomu uvnitř studované oblasti, ale v době nepřítomnosti fázového objektu,  $n(x, y, z)$  index lomu v bodě o souřadnicích  $x, y, z$  a veličina  $s$  je tzv. interferenční řád. Ten nabývá celočíselných hodnot v místech s maximální intenzitou (na obr. 3.1.2a jde o světlé interferenční proužky) a polovinových hodnot v místech s minimální intenzitou (tmavé proužky). V ostatních bodech interferogramu je  $s$  obecně reálné číslo.

Primárním úkolem interferometrie je určit hodnoty  $\Delta\phi$  z interferogramu a na základě jejich znalosti rozhodnout o distribuci indexu lomu ve studované oblasti. Ten je v mnoha případech přímo závislý na stavových veličinách (teplota, tlak, koncentrace ...). Rozhodnout ale o distribuci indexu lomu uvnitř obecného třírozměrného fázového objektu je na základě jediného dvojrozměrného interferogramu nemožné. Proto se studiem nesymetrických objektů zabývá optická tomografie se snahou nalézt metody rekonstrukce trojrozměrných objektů z jejich projekce [44]. V případě výbojového plazmatu však situace bývá snazší, neboť většina studovaných procesů vykazuje rotační symetrii.

Metody výpočtu fázového posunu, které se v poslední době používají, jsou založeny buď na aproximaci interferenčních čar [37] nebo na algoritmu rychlé Fourierovy transformace (FFT) či diskrétní Fourierovy transformace (DFT) [42, 45]. Obecně je trendem pořizovat interferenční strukturu při interferometru seřizném na konečnou šířku proužků. V takovém případě je i u nejjednodušších vyhodnocovacích algoritmů citlivost metody menší než  $\pi$ .

Matematicky lze totiž interferenční strukturu v takovém případě vyjádřit pomocí rovnice:

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cdot \cos[2\pi f_0 x + \Delta\phi(x, y)], \quad (3.1.2)$$

kde  $g(x, y)$  představuje intenzitu jednotlivých bodů interferogramu,  $\Delta\phi(x, y)$  je hledaná fáze,  $a(x, y)$  a  $b(x, y)$  jsou funkce, v jejichž Fourierových obrazech jsou zastoupeny pouze nízké frekvence a  $f_0$  je nosná frekvence závisící na pootočení zrcadla 7 v obrázku 3.1.1. V případě interferometru seřizovaného na nekonečnou šířku interferenčních proužků tedy v případě, kdy zrcadlo 7 je otočeno tak, že oba předmětové svazky - reálný i rekonstruovaný - jsou dokonale rovnoběžné, dojde k odstranění prostorové frekvence vnášející do obrazu pravidelnou strukturu rovnoběžných interferenčních čar a rovnice (3.1.2) přejde na tvar

$$g(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cdot \cos[\Delta\phi(x, y)], \quad (3.1.3)$$

Přepíšeme-li rovnici (3.1.3) na tvar

$$g(x, y) = a(x, y) + c(x, y) \cdot \exp(2\pi i f_0 x) + c^*(x, y) \cdot \exp(-2\pi i f_0 x), \quad (3.1.4)$$

kde

$$c(x, y) = 0.5 \cdot b(x, y) \cdot \exp[i\Delta\phi(x, y)] \quad (3.1.5)$$

a aplikujeme-li na rovnici (3.1.4) algoritmus FFT ve směru osy  $x$ , pak pro vztah Fourierových obrazů platí:

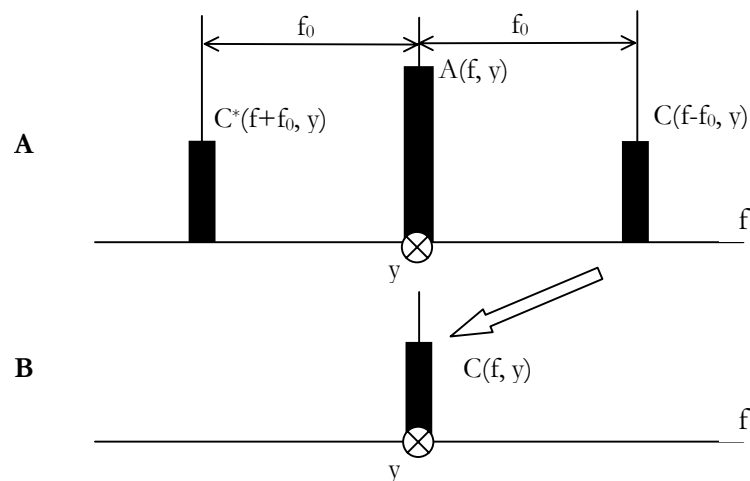
$$G(f, y) = A(f, y) + C(f - f_0, y) + C^*(f + f_0, y) \quad (3.1.6)$$

kde proměnná  $f$  označuje prostorovou frekvenci. Za předpokladu, že  $f_0$  je mnohem větší než prostorová frekvence obsažená ve funkcích  $A(f, y)$  a  $C(f, y)$ , dojde k oddělení spektra a je možné určit funkce  $A$ ,  $C$  a  $C^*$  (viz obr. 1.5.6). Informace o hledané fázi jsou obsaženy buď v  $C$  nebo  $C^*$ . Použijeme-li např.  $C$ , dostaneme zpětnou Fourierovou transformaci rovnici (3.1.5) a fáze je tedy

$$\Delta\phi(x, y) = \arctan\left(\frac{\operatorname{Re}[c(x, y)]}{\operatorname{Im}[c(x, y)]}\right). \quad (3.1.7)$$

Uvedený postup lze snadno algoritmizovat, což z popsání metody učinilo velmi silný nástroj pro vyhodnocování interferogramů. Jeho velkou výhodou je, že lze vyhodnocovat i úseky interferogramů, které obsahují jen zlomek proužku. Nevýhodou je naopak skutečnost, že popsání algoritmus nelze aplikovat na interferenční struktury extrémně komplikovaných tvarů, kde dochází v důsledku rychlých fázových změn ke slévání sousedních interferenčních proužků, či ke vzniku cyklicky uzavřených interferenčních čar. Modifikované algoritmy založené na popsání metodě jsou

velmi komplikované a pomalé [46]. Z tohoto důvodu se algoritmy hledání fázového posunu v reálném čase omezují spíše na aproximaci interferenčních čar a vyhledání „skeletonu“ původního interferogramu [47]. Kompletní algoritmus založený na aproximaci interferenčních čar a následné Delaunayově triangulaci umožňující rychlou 2D interpolaci obdržených dat je popsán v následující kapitole.



**Obr 3.1.5: a)** Schematické znázornění separovaných spekter po aplikaci FFT **b)** Vybrané spektrum je posunuto do počátku o  $f_0$ . V následujícím kroku je provedena inverzní FFT. (Osa  $y$  je kolmá k rovině obrázku)

### 3.2. Výpočet fázového posunu

Prvořadým úkolem při vyhodnocování interferenčních struktur pořízených během experimentu je určit velikost fázového posunu ve všech bodech interferogramu. Na základě jeho znalosti lze pak s využitím rovnice ideální interferometrie (3.1.1), případně inverzní Abelovy transformace, stanovit distribuci indexu lomu a s ním související distribuci hledaných veličin. V této kapitole je proto popsán úplný algoritmus založený na aproximaci interferenčních čar a Delaunayově triangulaci navržený autorem této práce. Jako optimální programové prostředí byl zvolen Matlab (z anglického Matrix Laboratory), který byl původně vytvořen jako nadstavba k matematickým knihovnám z projektů LINPACK a EISPACK pro práci s maticemi [48].

#### 3.2.1 Filtrace obrazového signálu

Většina pořízených interferogramů obsahuje kromě vlastní informace o fázovém posunu také nežádoucí šum, který vnáší do obrazu vysokou prostorovou frekvenci a komplikuje tak následný proces aproximace interferenčních čar. Aby nedocházelo v případě těsné interferenční struktury k „protunelování“ aproximačního algoritmu, který bude popsán v následující podkapitole, je původní interferenční obrazec upraven Gaussovým filtrem, jehož velikost se řídí rozměry filtrovaného obrazu, intenzitou šumu a šířkou snímaných interferenčních čar. Gaussův filtr je filtr typu dolní propust, který každému bodu přiřadí váhový průměr okolí v závislosti na vzdálenosti podle Gaussovského rozložení. Příklady Gaussova filtru pro rozměry matice  $3 \times 3$  a  $5 \times 5$  lze najít ve vztahu (3.2.1.1)

$$h_{3 \times 3} = \frac{1}{16} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad h_{5 \times 5} = \frac{1}{52} \begin{bmatrix} 1 & 1 & 2 & 1 & 1 \\ 1 & 2 & 4 & 2 & 1 \\ 2 & 4 & 8 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 4 & 2 & 1 \\ 1 & 1 & 2 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad (3.2.1.1)$$

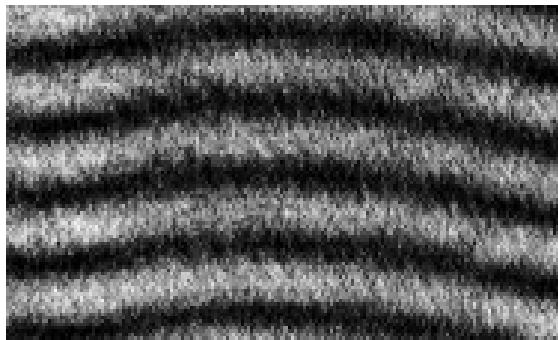
Gaussova konvoluční matice je přenásobena váhovým faktorem, který zaručuje, že součet všech prvků matice je roven jedné. Celková intenzita obrazu se proto po pro-



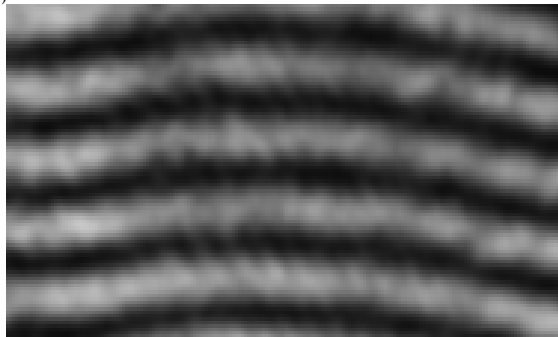
vedené transformaci nezmění. Nová intenzita  $I_{m,n}$  každého vnitřního pixelu původního obrazu je pak určena rovnicí:

$$I_{m,n} = \sum_{i,j=-\frac{N-1}{2}}^{\frac{N-1}{2}} I'_{m+i,n+j} \cdot h_{\frac{2i+N+1}{2}, \frac{2j+N+1}{2}} \quad (3.2.1.2)$$

kde  $I'_{m,n}$  je intenzita pixelu původního obrazu na souřadnicích  $m, n$ ,  $h_{ij}$  je odpovídající prvek konvoluční matice a  $N$  její rozměr. Sčítání ve vzorci (3.2.1.2) probíhá přes všechny  $i$  a  $j$  v mezích od  $(1-N)/2$  do  $(N-1)/2$ . Intenzity v krajních bodech obrazu a v bodech, které jsou od okraje vzdáleny o méně než  $(N-1)/2$  pixelů, jsou modifikovány podle upraveného vzorce tak, aby nedocházelo ke zvýšení nebo snížení průměrné lokální intenzity. V praxi se lze při úpravě obrazového signálu setkat s celou řadou dalších typů dvojdimenzionálních konvolučních filtrů. Většinou jde o průměrové filtry, kdy je každý bod obrazu nahrazen aritmetickým průměrem z předem de-



**Obr. 3.2.1.1:** Detail interferogramu zachycující bariový výboj hořící v heliu. Rozměry všech výřezů jsou  $3 \times 2$  mm<sup>2</sup>.

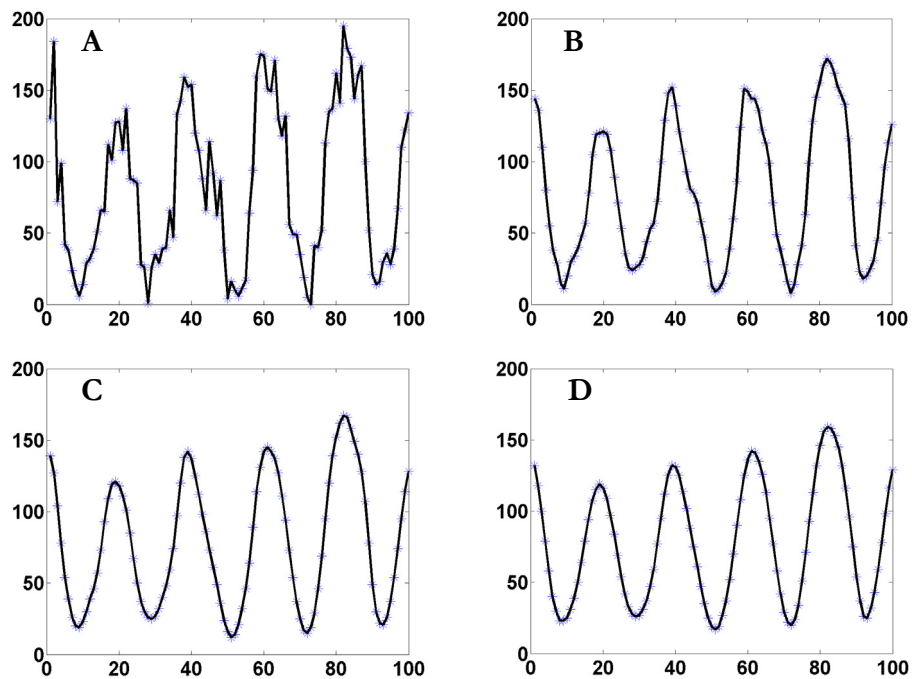


**Obr. 3.2.1.2:** Detail interferogramu z předchozího obrázku po úpravě Gaussovým filtrem velikosti  $7 \times 7$ .

finovaného okolí (tzv. X, Y, či XY průměrové filtry). Používají se též filtry Laplaceův (filtr typu horní propust započítávající pouze nejbližší body ve směru jednotlivých os) a Sobelův filtr, s jehož pomocí jsou aproximovány první parciální derivace 2D funkce představované obrazem. Jde tedy o směrově závislý filtr typu horní propust používaný zejména ke zvýrazňování hran. Sobelův filtr ve směru „sever“ je zobrazen ve vztahu (3.2.1.3). Dále jde o filtry typu minimum, maximum či medián a mnoho dalších.

$$h_{3 \times 3} = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.2.1.3)$$

Pro potřeby diagnostiky interferogramů se však nejčastěji užívají právě průměrové filtry a váhově podmíněné filtry Gaussovy. Na čtveřici grafů 3.2.1.3 je znázorněno, jak se mění intenzitní profil interferogramu při aplikaci Gaussova filtru různých velikostí. Zobrazená křivka znázorňuje intenzitu jednotlivých pixelů ve směru osy  $y$  ve středu interferogramu z obrázku 3.2.1.1. Osa  $x$  všech čtyř grafů představuje jed-



**Obr. 3.2.1.3:** Intenzitní profil interferogramu z obrázku 3.2.1.1. **A:** bez filtru, **B:** po aplikaci Gaussova filtru  $3 \times 3$ , **C:**  $5 \times 5$  a **D:**  $7 \times 7$  (viz obr. 3.2.1.2).

notlivé pixely postupně odshora dolů, osa  $y$  reprezentuje jejich intenzitu (škálováno v intervalu 0 až 255). Použité filtry mají po řadě rozměry  $3 \times 3$ ,  $5 \times 5$  a  $7 \times 7$ . Střední hodnota intenzity se při aplikaci filtru nemění a v tomto ukázkovém příkladu zůstává stále rovna 84,2. Mění se ale amplituda jednotlivých vln, která způsobuje, že lokální minima i maxima profilu se posouvají směrem ke střední hodnotě. Na hodnoty počítaného fázového posunu to ale nemá žádný vliv, neboť při aplikaci filtru nedochází k posunům maximálních a minimálních hodnot intenzitního profilu ve směru osy  $x$ . Přitom právě  $x$ -ová poloha těchto extrémů je rozhodující pro další krok algoritmu – aproximaci interferenčních čar.

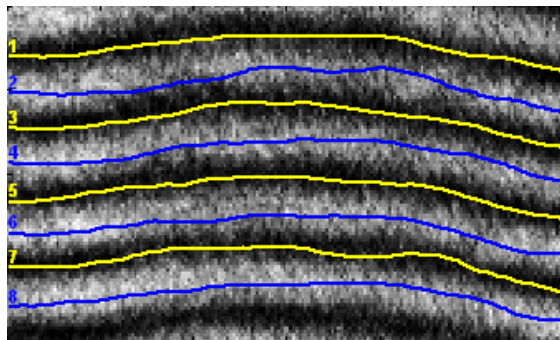
### 3.2.2 Algoritmus aproximace interferenčních čar a Delaunayova triangulace

K určení míry deformace interferenčních čar, způsobené přítomností fázového objektu ve studované oblasti, užívá popisovaný algoritmus aproximace interferenčních čar. Jde tedy o to rozpoznat průběh jednotlivých interferenčních maxim a minim a v závislosti na nich dopočítat ostatní hodnoty fázového posunu. Celý algoritmus je založen na faktu, že všechny body interferogramu ležící v maximu téže interferenční čáry jsou fázově posunuty o tutéž hodnotu. Obdobná úvaha samozřejmě platí i pro body ležící v minimech tmavých čar. Vzájemný fázový posun bodů na sousedních čarách je ve většině případů (ale ne vždy!) roven  $2\pi$  a odpovídá tedy posunu optické dráhy právě o jednu vlnovou délku. Cílem předchozí filtrace popsané v kapitole 3.2.1. tedy bylo, aby pixely s maximální či minimální intenzitou, která je díky přítomnosti šumu zatížena chybou, nebyly náhodně rozmístěny v rovině interferogramu, ale nacházely se pokud možno co nejbližně středů interferenčních proužků. Vyhledávání těchto bodů pak probíhá podle následujícího schématu.

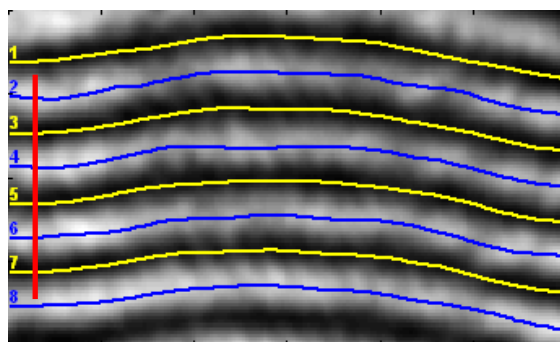
Matlab vytvoří prázdnou matici, která je rozměrově shodná s velikostí interferogramu v pixelech. Poté vyhledá lokální maximum (či minimum) na první interferenční čáře a přiřadí mu hodnotu fázového posunu jako násobek čísla  $\pi$ . Pro světlé interferenční čáry je toto číslo sudé, pro tmavé čáry liché. V následujícím kroku se vyhledávací algoritmus posune uvnitř obrazového signálu právě o jeden pixel vpravo, tedy z pozice  $[i, j]$  na pozici  $[i + 1, j]$  a v předem definovaném  $y$ -ovém okolí nového pixelu vyhledá bod s maximální (či minimální) intenzitou. Do již dříve vytvořené prázdné matice uloží na stejnou pozici  $[i + 1, j]$  tutéž hodnotu jako v předchozím pří-

padě a nově nalezený bod považuje za startovací bod pro další krok. Algoritmus tímto způsobem postupuje obrazem většinou zleva doprava, dokud není ukončen. To se stane v případě, že buď při aproximaci opustí vyšetřovanou oblast nebo je daná interferenční čára aproximována celá. V obou případech pak pokračuje aproximací následující interferenční čáry.

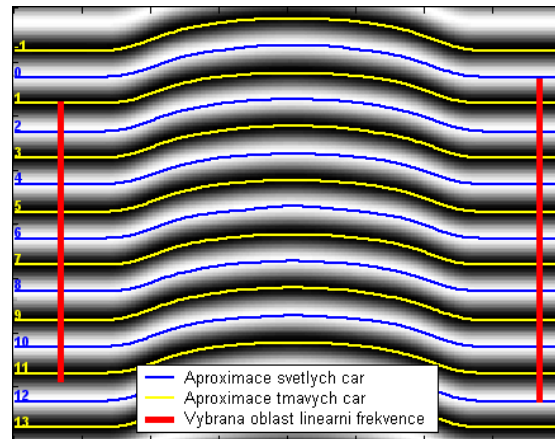
Celý algoritmus může pracovat ve dvou režimech v závislosti na sklonu interferenčního proužku a tento režim může měnit i v průběhu aproximace jediné čáry. V případě, že sklon interferenčních čar je menší než  $45^\circ$  vyhledává algoritmus primárně v horizontálním směru a prověřuje y-ové okolí každého bodu. V případech interferogramů seřízených na nekonečnou šířku proužků či v případě extrémní deformace interferenčních čar však může sklon interferenčního proužku dosáhnout i vyšších hodnot než  $45^\circ$  a algoritmus v takovém případě vyhledává primárně ve vertikálním směru a prověřuje x-ové okolí aktuálního bodu. I v tomto případě je algoritmus ukončen vykročením mimo obraz, či dokončením aproximace celého interfe-



**Obr. 3.2.2.1:** Původní neupravený interferogram z obrázku 3.2.1.1 s aproximovanými interferenčními čarami. Žluté čáry představují aproximaci tmavých interferenčních proužků, modré čáry aproximaci světlých proužků. Číslo v levé části interferogramu představují relativní hodnotu fázového posunu v radiánech jako násobek čísla  $\pi$ .



**Obr. 3.2.2.2:** Upravený interferogram z obrázku 3.2.1.2 s aproximovanými interferenčními čarami. Červená čára odpovídá oblasti s lineární frekvencí.

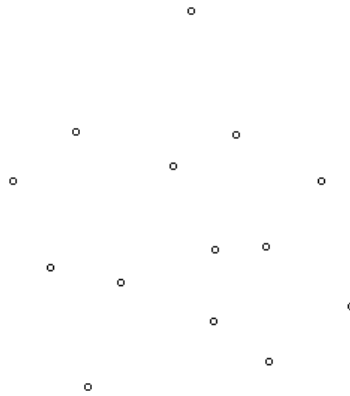


**Obr. 3.2.2.3:** Modelový interferogram s aproximovanými interferenčními čarami.

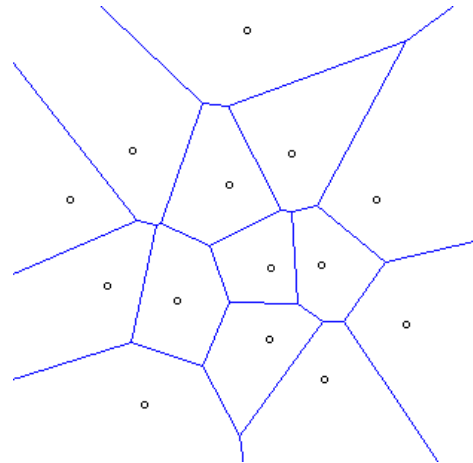
renčního proužku.

Je-li interferogram aproximován celý, takže maxima a minima všech světlých i tmavých čar jsou již známa, je proveden výpočet klouzavého průměru podél všech aproximovaných linií s předem definovaným poloměrem. Tím je dosaženo vyhlazení všech linií, které i přes proces filtrace jsou ve většině případů v některých intervalech stále „schodovité“. Výsledné interferogramy s aproximovanými čarami lze vidět na obrázcích 3.2.2.1 až 3.2.2.3. V prvním případě jde o nefiltrovaný detail interferogramu bariérového pochodňového výboje hořícího v heliu, který byl zachycen již na obrázku 3.2.1.1. V druhém případě pak o interferenční obraz téhož procesu po úpravě Gaussovým filtrem  $7 \times 7$  a po provedení popsané aproximace. Rozměry interferogramů na obrázcích 3.2.1.1, 3.2.1.2, 3.2.2.1 a 3.2.2.2 jsou  $188 \times 100$  pixelů. Na obou aproximovaných interferogramech je dobře patrný značný rozdíl ve výsledcích aproximačního procesu, a to i přes fakt, že maximální krok stranou při vyhledávání extrému byl nastaven na jeden pixel. Zvláště patrný je rozdíl u čáry označené číslem sedm. Pro porovnání je na obrázku 3.2.2.3 zobrazen modelový interferogram s interferenčními čarami aproximovanými podle stejného algoritmu. Číslo u jednotlivých interferenčních čar odpovídají přiřazeným fázovým posunům jako násobkům čísla  $\pi$ . Jejich hodnoty jsou pouze relativní, protože sledovaná veličina – absolutní fázový posun – je dána rozdílem těchto hodnot od hodnot posunů v případě nedeformované interferenční struktury.

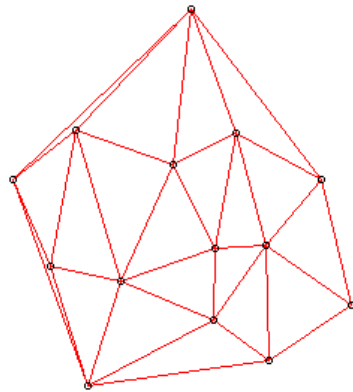
Výsledkem popsaného procesu je řídká matice obsahující hodnoty fázového posunu avšak pouze v místech středů, respektive maxim a minim jednotlivých interferenčních čar. Aby bylo možné obdržet informaci o fázovém posunu pro každý bod



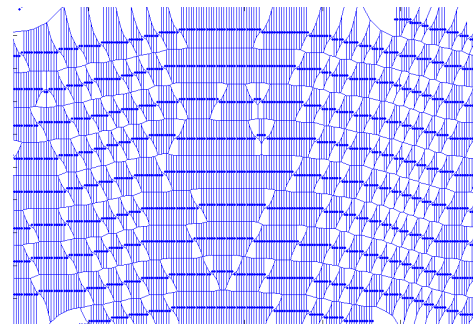
**Obr. 3.2.2.4:** Rozmístění bodů pro demonstraci Delaunayovy triangulace.



**Obr. 3.2.2.5:** Voroniův diagram



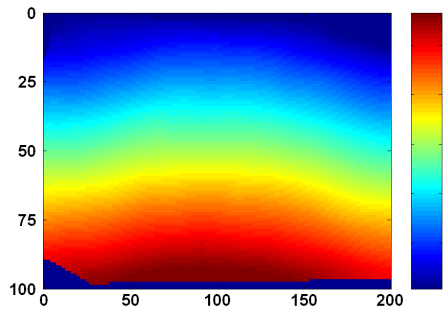
**Obr. 3.2.2.6:** Delaunayova triangulace



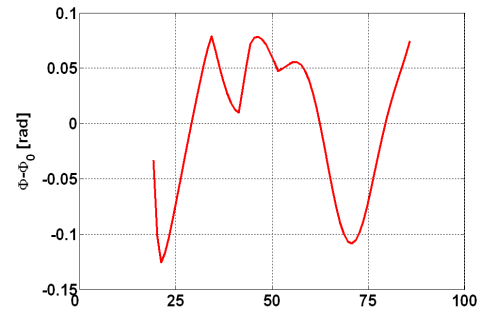
**Obr. 3.2.2.7:** Voroniův diagram pro známé hodnoty fázového posunu.

interferogramu jsou data interpolována pomocí matlabovské funkce GRIDDATA. Tato funkce, jež je součástí tzv. polynomiálního toolboxu Matlabu, provádí interpolaci založenou na Delaunayově triangulaci [49]. Výsledkem této triangulace je planární graf, který má nejvýše  $3n-6$  hran a  $2n-5$  trojúhelníků, kde  $n$  je počet uzlů, tedy v našem případě počet bodů se známým fázovým posunem. Rychlost použitého algoritmu je  $n \cdot \log(n)$ , což jej řadí mezi nejrychlejší algoritmy užívané ke konstrukci Delaunayovy triangulace a Voroniova diagramu [48]. Příklady obou konstrukcí pro rozmístění bodů dané obrázkem 3.2.2.4. lze nalézt na obrázcích 3.2.2.5. a 3.2.2.6. Voroniův diagram pro body se známým fázovým posunem z obrázku 3.2.2.2 pak na obrázku 3.2.2.7.

Výsledkem předchozích operací je hladká 2D funkce vyjadřující fázový posun v celém studovaném regionu se spojitými prvními derivacemi. Protože však Matlab



**Obr. 3.2.2.8:** 2D profil fázového posunu vyjádřený v radiánech. Hodnoty na osách  $x$  a  $y$  jsou v pixelech. Body ležící mimo interpolovanou oblast jsou tmavě modré.



**Obr. 3.2.2.9:** Odchylka zvolené oblasti s lineární fází (svislá červená čára na obrázku 3.2.2.2) od linearitu. Hodnoty na ose  $x$  jsou vyneseny v pixelech.

vrací pro některé body ležící blízko konvexního obalu vstupní množiny bodů hodnoty NaN (Not-a-Number), jsou tyto hodnoty nahrazeny aritmetickým průměrem z hodnot okolních pixelů. Na konci celého procesu jsou všechny body ležící uvnitř triangulované oblasti vyplněny hodnotou odpovídajícího fázového posunu. Původně prázdná matice je tak nyní téměř celá vyplněna. Prázdné zůstávají pouze body ležící mimo interpolovanou oblast. Spočtený 2D profil fázového posunu lze najít na obrázku 3.2.2.8. Protože fázový posun spočtený popsaným algoritmem představuje absolutní hodnoty fázového posunu včetně prostorové frekvence dané odklonem interferujících paprsků na obrázku 3.1.1, je nutné tuto prostorovou frekvenci od získaných hodnot odečíst. Toho je dosaženo následujícím způsobem.

V původním interferenčním obrazci je zvolena jedna nebo dvě oblasti s lineární frekvencí, tedy místem, kde je struktura interferenčních čar neporušena. Na obrázcích 3.2.2.2 a 3.2.2.3 jsou tyto oblasti označeny červenými svislými čarami. (Lze je samozřejmě definovat i externě z jiného interferogramu.) Z těchto dvou oblastí je vyňat sloupcový vektor dat fázových posunů, který je lineárně aproximován metodou



**Obr. 3.2.2.10:** Neporušený interferogram rekonstruovaný z jediné zvolené oblasti s lineární fází. (viz obr. 3.2.2.2)

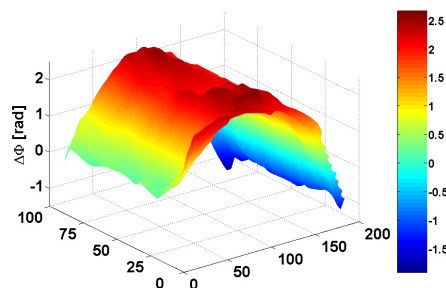


**Obr. 3.2.2.11:** Neporušený interferogram rekonstruovaný ze dvou vzájemně posunutých oblastí s lineární fází.

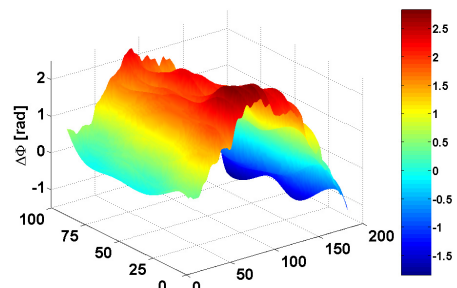
nejmenších čtverců. S využitím obou vektorů je posléze rekonstruován původní neporušený interferogram (viz obrázky 3.2.2.10 a 3.2.2.11) a spočtena distribuce fázových posunů vzniklých odklonem nedeformovaných interferujících paprsků. Odchylka takové zvolené oblasti s lineární fází od linearitu je znázorněna na obrázku 3.2.2.9. Je zřejmé, že čím je tato odchylka menší, tím přesnější je výpočet výsledného fázového posunu.

V případě, že obě zvolené oblasti s lineární prostorovou frekvencí nejsou vůči sobě fázově posunuty, což znamená, že pomyslná rovina, která je kolmá na obě roviny rovnoběžné s interferujícími světelnými svazky, je rovnoběžná s y-ovou osou interferogramu, obsahuje rekonstruovaný interferogram pouze sadu rovnoběžných interferenčních čar (viz obr. 3.2.2.10). V opačném případě mohou být interferenční proužky různoběžné a ve všech místech nestejně široké. (obr. 3.2.2.11) V obou případech jsou však rovné a nedeformované. Oba tyto spočítané interferogramy představují interferenční strukturu z obrázku 3.2.1.2 jak by vypadala v případě, kdyby fázový objekt nedeformoval procházející světelný svazek.

Na základě takto vytvořeného fázového profilu reprezentujícího prostorovou frekvenci je možné dopočítat výslednou změnu fáze. Od dříve spočteného fázového posunu (obr. 3.2.2.8) je tato prostorová frekvence odečtena a obdržené hodnoty představují hledaný fázový posun  $\Delta\phi$  z rovnice (3.1.1) způsobený deformací světelného svazku uvnitř studovaného prostoru. Výsledný fázový posun spočtený dvěma různými algoritmy lze nalézt na obrázcích 3.2.12 a 3.2.13. Levý obrázek představuje fázový posun spočtený podle algoritmu popsaného v této kapitole za předpokladu, že lineární prostorová frekvence je rekonstruována pouze z jediné oblasti, tak jak je naznačeno na obrázku 3.2.2.2 červenou čarou. Obrázek vpravo znázorňuje tentýž fázový

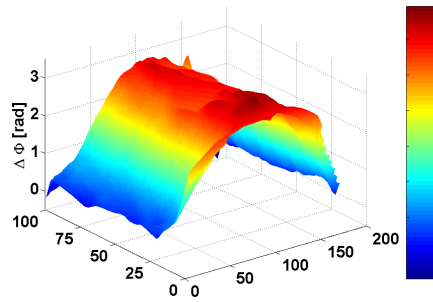


**Obr. 3.2.2.12.:** Výsledný fázový posun interferogramu 3.2.1.1. spočtený podle algoritmu popsaného v této kapitole.

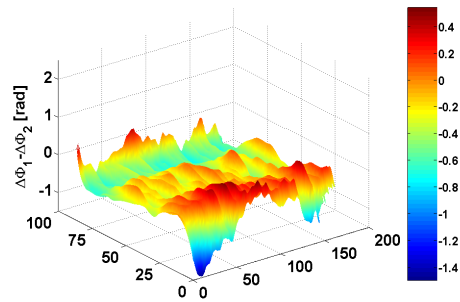


**Obr. 3.2.2.13.:** Fázový posun spočtený Takedovou metodou [42] podle rovnic 3.1.2. až 3.1.7.





**Obr. 3.2.2.14:** Fázový posun interferogramu 3.2.1.1 spočtený za předpokladu, že neporušená struktura interferenčních čar je dána obrázkem 3.2.2.11.



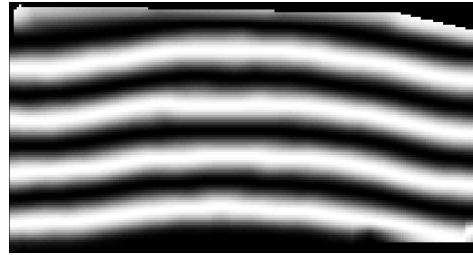
**Obr. 3.2.2.15:** Rozdíl fázových posunů z obrázků 3.2.2.12 a 3.2.2.13 spočtených různými metodami. Hodnoty na osách  $x$  a  $y$  jsou vyneseny v pixelech.

vý posun, ale počítaný Takedovou metodou popsanou v práci [42]. Osy  $x$  a  $y$  představují na obou obrázcích rozměry interferogramu v pixelech, osa  $z$  změnu fáze v radiánech. Na obou obrázcích je patrný přibližně stejný průběh fázového profilu s maximální hodnotou v ose symetrie – 2 radiány. (Rozdíl ve výsledcích obou výpočtů lze nalézt na obrázku 3.2.2.15.) V pravé části interferogramu dochází k poklesu fáze dokonce do záporných hodnot, což může být způsobeno buď skutečnou fyzikální příčinou nebo prostým zanedbáním faktu, že neporušená struktura interferenčních proužků není dokonale rovnoběžná s osou  $x$  (viz obrázky 3.2.2.10 a 3.2.2.11). Budeme-li však předpokládat, že neporušená struktura interferenčních čar je dána obrázkem 3.2.2.11, obdržíme po odečtení prostorové frekvence fázový posun znázorněný na obrázku 3.2.2.14. V takovém případě již sice nedochází k poklesu fáze do záporných hodnot, ale maximum fázového posunu v ose symetrie dosahuje 3 radiány, což je rozdíl, který se již může projevit na výpočtu dalších veličin jakými jsou teplota, tlak, koncentrace apod. Jinými slovy, přesná znalost prostorové frekvence je velmi důležitá pro další výpočet. Jako nejlepší se tak jeví možnost zadávat prostorovou frekvenci externě prostřednictvím interferogramu prořízeného před experimentem.

Na dalších obrázcích 3.2.2.16 a 3.2.2.17 jsou pro srovnání vyneseny dva interferogramy – původní reálný interferogram po aplikaci Gaussova filtru  $7 \times 7$  a modelový interferogram spočtený na základě znalosti fázového posunu. Z obou obrázků je zřejmá výrazná shoda mezi původní obrazovou informací a výsledným modelem. Černá místa na okrajích modelového interferogramu odpovídají oblastem ležícím mimo interpolovanou zónu. Rozlišení modelového interferogramu bylo nastaveno tak, aby bylo shodné s rozlišením původního obrázku.



**Obr. 3.2.2.16:** Původní testovaný interferogram upravený Gaussovým filtrem.



**Obr. 3.2.2.17:** Modelový interferogram rekonstruovaný ze spočteného fázového posunu. Rozlišení modelového a původního interferogramu jsou totožná.

### 3.2.3 Závěr

Právě popsaný algoritmus byl vyvinut za účelem rychle a přesně spočítat fázový posun a jemu odpovídající další veličiny a byl aplikován na všechny interferogramy, které budou diskutovány v dalších kapitolách této disertační práce. Mezi jeho hlavní výhody patří rychlost a univerzálnost. Doba výpočtu fáze je pro většinu interferogramů přibližně lineární funkcí jeho x-ového rozměru v pixelech a na rychlých počítačích zpravidla bývá menší než 1 sekunda (testováno na procesoru Pentium 4, 3 GHz, 512 MB RAM). Díky této vlastnosti jej lze užít např. na sledování parametrů plazmatu v reálném čase či na pozdější vyhodnocení časového vývoje. Univerzálnost algoritmu umožňuje provádět vyhodnocení i velmi komplikovaných interferenčních struktur, jak bude později ukázáno v šesté kapitole věnované vyhodnocení interferogramu pinč výboje. Na takto komplikované interferogramy není v důsledku nerozlišitelnosti sousedních interferenčních proužků možné aplikovat Takedovu metodu spektrální analýzy intenzitních profilů. Naopak slabou stránkou algoritmu jsou interferogramy s nekonečnou šířkou interferenčních proužků a malým fázovým posunem. Algoritmus v takovém případě nedokáže dostatečně přesně spočítat fázové posuny v oblastech mezi sousedním interferenčním maximem a minimem na základě intenzity daného bodu interferogramu.

Kromě výše popsaného algoritmu pro aproximaci interferenčních čar existuje samozřejmě celá řada jiných aproximačních metod založených na různých principech. Velmi pěkný je například algoritmus popsaný v práci [37], který vyhledává středy proužků tak, že v kruhovém okolí definovaného bodu hledá nejkratší spojnici dvou sousedních interferenčních čar. Na té nalezne bod s extrémní intenzitou a vztýčí k této spojnici kolmici. Algoritmus pak interaktivně přizpůsobuje délku kroku v závislosti na křivosti interferenční čáry a opakuje popsaný postup, dokud nevykročí

z vyhodnocované oblasti nebo dokud nedosáhne bodu, ve kterém již byl. Ve srovnání s předchozím algoritmem je však časově náročnější a jeho využití ke sledování parametrů studovaného procesu v reálném čase by bylo problematictější.

## 4. VÝPOČET HLEDANÝCH VELIČIN A MODELOVÁNÍ INTERFEROGRAMŮ

V předchozí kapitole byl popsán algoritmus, vytvořený autorem této práce, umožňující z obecného interferogramu získat spojité hodnoty fázového posunu. Následující kapitola se bude týkat souvislosti fázového posunu s hledanými veličinami. Protože však vyhodnocení některých procesů je velmi náročné a mnohdy nemožné především z důvodů, že interferogram je ovlivněn několika stavovými veličinami současně, budou v této kapitole popsány též typické modely interferogramů některých základních procesů. Modelováním interferogramů lze v mnoha případech částečně obejít problémy při jejich diagnostice. V praxi se často setkáváme s případy, kdy experimentálně obdržený interferogram vyhodnotit nelze. Důvodů může být celá řada - např. nejsou splněny předpoklady rotační symetrie a není proto možné spočítat distribuci indexu lomu nebo interferogram může být závislý na několika veličinách současně apod. V takových případech je možné vyhodnocení experimentálního interferogramu provést tak, že se provede výpočet modelového interferogramu s přibližně očekávanými hodnotami sledovaných veličin.

Modelové interferogramy lze také ale využít např. při studiu vlivu pozadí, či při určování míry měřitelnosti studované veličiny, což mimo jiné umožní např. odhadnout minimální rozměry fázového objektu, či minimální teplotu výbojového plynu, při kterých je deformace interferenční struktury již měřitelná. Z výše uvedených důvodů nabývá modelování interferogramů z hlediska vyhodnocení experimentálních interferogramů značné důležitosti.

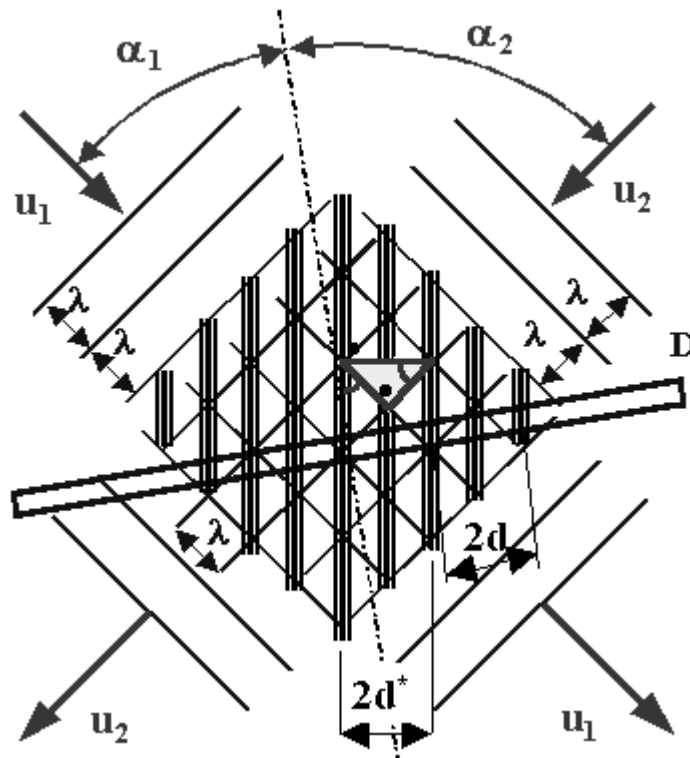
Vlastní modelování interferogramů je přímo založeno na řešení rovnice ideální interferometrie (3.1.1) a tedy výpočtu fázového posunu  $\Delta\phi$  v závislosti na rozdělení stavových veličin ve studované oblasti. Model, který zde bude popsán, vychází z předpokladu, že paprsek procházející studovanou oblastí nemění směr šíření a výsledný dráhový rozdíl je proto možné spočítat jako součet elementárních optických drah podél směru šíření světelného svazku (viz obr. 3.1.4). Všechny modely budou spočteny pro tytéž parametry interferometru (vlnová délka laseru, odklon interferujících svazků, rozměry snímané oblasti, rozlišovací schopnost čipu CCD kamery apod.) jako při reálném experimentu, který bude popsán v páté kapitole.

#### 4.1. Interference

Princip interference, ke které dochází při překryvu dvou koherentních svazků elektromagnetického vlnění, je zřejmý z obrázku 4.1.1. Dvě rovinné vlny  $u_1$  a  $u_2$  s vlnovými délkami  $\lambda$  dopadají na desku D pod obecnými úhly  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$ . V oblasti překrytí svazků dochází ke vzniku interferenčních rovin – viz tlusté svislé čáry. Lze ukázat, že pro vzdálenost interferenčních rovin  $d^*$  platí vztah

$$\frac{\lambda}{2d^*} = \sin \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2} \quad (4.1.1)$$

Skutečná rozteč interferenčních proužků  $d$ , která se nakonec objeví na desce D, je ale funkcí odklonu interferenčních rovin od normály roviny D. Lze ji získat ze vztahu



**Obr. 4.1.1:** Princip interference dvou rovinných vln s vlnovou délkou  $\lambda$  a úhly dopadu  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$ . Rozteč  $d$  vzniklých interferenčních proužků při dopadu na desku D je dána rovnicí (4.1.3)

$$\frac{2d^*}{2d} = \cos \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} \quad (4.1.2)$$

Dosažením posledního vztahu do rovnice (4.1.1) lze obdržet výsledný vztah pro šířku interferenčních proužků v závislosti na vlnové délce a úhlech  $\alpha_1$  a  $\alpha_2$ .

$$d = \frac{\lambda}{2 \cdot \sin \frac{\alpha_2 + \alpha_1}{2} \cdot \cos \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}} = \frac{\lambda}{\sin \alpha_2 + \sin \alpha_1} \quad (4.1.3)$$

Z výsledné rovnice plyne, že v případě, že předmětový svazek interferometru z obrázku 3.1.1 je kolmý ke stínítku, na kterém vzniká interferenční struktura, a referenční svazek je odkloněn o úhel  $\alpha$ , bude šířka interferenčních proužků dána jednoduchým vztahem

$$d = \frac{\lambda}{\sin \alpha}, \quad (4.1.4)$$

což je známá elementární rovnice. Na závěr je třeba poznamenat, že průběh intenzity napříč interferenčními proužky má sinusový charakter, což lze snadno dokázat jednoduchým výpočtem.

## 4.2. Výpočet modelových interferogramů

V předchozí kapitole byl popsán vztah pro rozteč interferenčních proužků ve výsledném interferogramu v závislosti na odklonu paprsků a vlnové délce použitého laseru. Modelové interferogramy, které budou popsány v následujících podkapitolách, budou vycházet z rovnice (4.1.4) a tedy z předpokladu, že předmětový svazek dopadá kolmo na stínítko, které může být reprezentováno např. fotografickou emulzí nebo čipem CCD kamery. Výpočet modelového interferogramu je rozdělen na následující kroky:

- Definice parametrů měřicího zařízení (vlnová délka použitého laseru, odklon interferujících paprsků, rozlišení čipu CCD kamery ...)
- Definice fyzikálních parametrů prostředí v době snímání hologramu – tedy před experimentem (teplota, tlak, vlhkost vzduchu ...)
- Definice fyzikálních parametrů během virtuálního experimentu (definice teplotního a tlakového pole, rozdělení koncentrace příměsí v oblasti fázového objektu, distribuce elektronové hustoty a dalších veličin ovlivňujících index lomu)
- Výpočet distribuce indexu lomu uvnitř fázové oblasti
- Výpočet fázového posunu způsobeného průchodem světelného svazku studovanou oblastí ve všech pixelech interferogramu. Výpočet probíhá jako numerické řešení rovnice (3.1.1) s konstantním, předem definovaným krokem  $dx$  u nesymetrických procesů a proměnným krokem popsáným rovnicí Abelovy transformace u rotačně symetrických procesů.
- Výpočet výsledného interferogramu v závislosti na výsledném fázovém posunu a odklonu interferujících paprsků.

První dva kroky z předchozího výčtu lze zahrnout do konstantních parametrů definovaných v programu před zahájením vlastního výpočtu. Protože jsou pro většinu modelových interferogramů stejné, není třeba je při každém spuštění zadávat zvlášť. Souřadný systém je pro jednoduchost volen tak, aby integrace probíhala ve směru osy  $z$  (viz. obrázek 3.1.4). Jednotlivá pole stavových veličin ovlivňujících index

lomu jsou v případě rotačně symetrických objektů definována prostřednictvím matice se shodnými rozměry, jaké má výsledný interferogram. Příslušné souřadnice  $x$  a  $y$  jsou s rozměry jednotlivých matic svázány jednoduchými vztahy

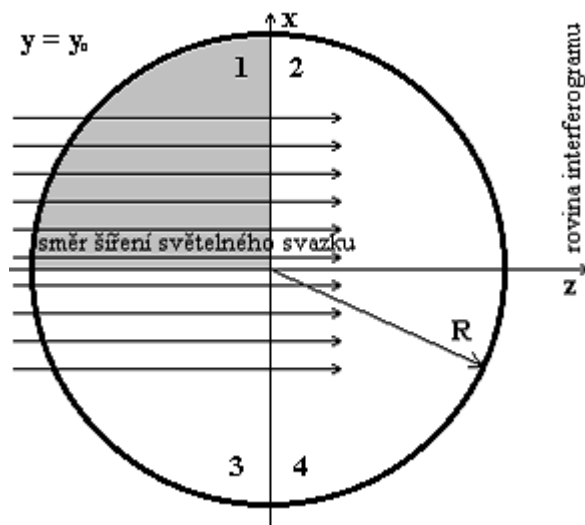
$$x = j \cdot \frac{b}{n} \quad y = i \cdot \frac{a}{m} \quad i = 1 \dots m, j = 1 \dots n, \quad (4.2.1)$$

kde hodnoty  $a, b$  představují po řadě výšku a šířku interferogramu v délkových jednotkách, hodnoty  $m, n$  představují výšku a šířku interferogramu v pixelech. Zbývající proměnné  $i$  a  $j$  reprezentují aktuální pozici sledovaného pixelu. Velikost elementární buňky matice tak odpovídá rozměrům právě jednoho pixelu.

V případě rotačně symetrických procesů postačí integraci rovnice (3.1.1) provádět pouze v jedné čtvrtině celého objemu fázového objektu, jak je zřejmé z obrázku 4.2.1. Fázový posun ve světlých regionech 2, 3, 4 je totiž stejný jako v oblasti označené 1. Díky kruhové symetrii řezu v rovině  $y = y_0$  znázorněného na obrázku 4.2.1 a 4.2.2 lze v rovnici (3.1.1) přejít od pravoúhlých souřadnic k polárním souřadnicím. Jelikož v takovém případě platí

$$z = \sqrt{r^2 - x^2}, \quad dz = \frac{r \cdot dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad n(x, y_0, z) = n(r), \quad (4.2.2)$$

přejde rovnice (3.1.1) na tvar



**Obr. 4.2.1:** Díky rotační symetrii fázového objektu stačí výpočet provádět pouze uvnitř tmavého čtvrtkruhu



$$\Delta\phi(x) = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_x^R \frac{\Delta n(r) \cdot r \cdot dr}{\sqrt{r^2 - x^2}}, \quad (4.2.3)$$

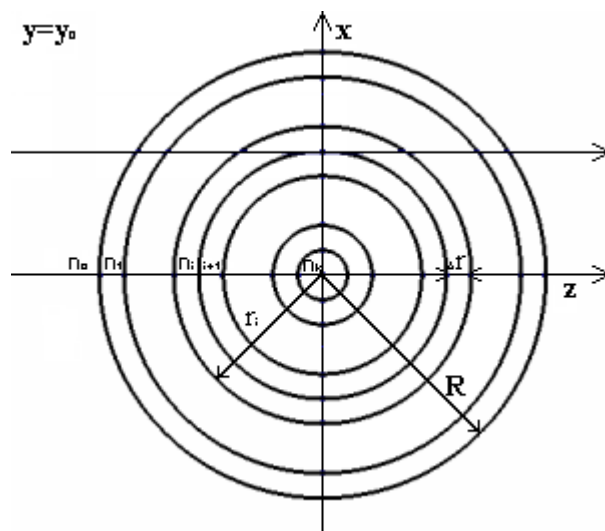
což je Abelova integrální rovnice. Změna fáze v takovémto rotačně symetrickém uspořádání je v rovině  $y = y_0$  pouze funkcí  $x$ . Pro vlastní modelování interferogramů je však vhodnější využít rovnice Abelovy transformace v diskrétním tvaru. Na obrázku 4.2.2 je znázorněno rozdělení fázového objektu na  $k$  soustředných mezikruží. Je-li šířka jednotlivých mezikruží  $\Delta r$  dostatečně úzká, lze předpokládat, že index lomu uvnitř každého z nich je konstantní. V takovém případě lze rovnici (4.2.3) nahradit soustavou rovnic

$$\Delta\phi_i = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta r \cdot \sum_{j=1}^i \Delta n_j A_{ji}, \quad (4.2.4)$$

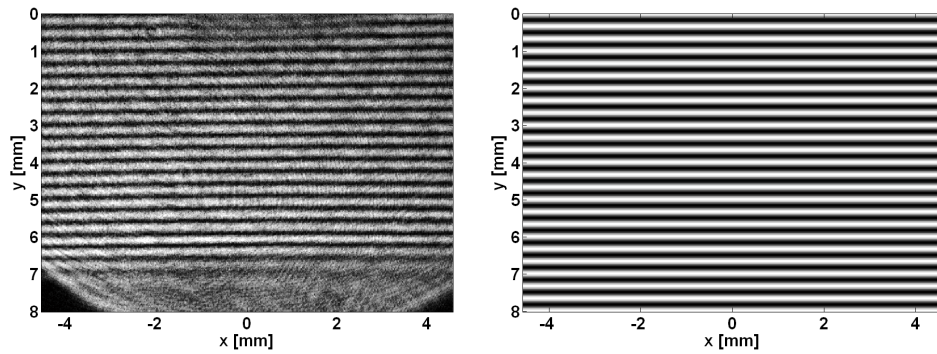
kde

$$A_{ji} = \sqrt{(k-j+1)^2 - (k-i)^2} - \sqrt{(k-j)^2 - (k-i)^2}. \quad (4.2.5)$$

V uvedených rovnicích představuje  $\Delta\phi_i$  fázový posun  $i$ -tého paprsku, tedy svazku procházejícího skrz první, druhé, ... až  $i$ -té mezikruží,  $\lambda_0$  vlnovou délku laseru mimo fázový objekt a elementy  $\Delta r A_{ji}$  představují délku dráhy, kterou urazí  $i$ -tý paprsek při průchodu  $j$ -tým mezikružím. Má-li tedy být modelový interferogram široký  $2k$  pixelů, je fázový objekt „rozřezán“ na  $k$  mezikruží a posléze vypočítán odpovídající fázový



**Obr. 4.2.2:** Řez rotačně symetrickým fázovým objektem za předpokladu stupňovitě uspořádaného indexu lomu



**Obr. 4.2.3:** Reálný nedeformovaný interferogram pořízený bez fázového objektu. Rozměry interferogramu: šířka – 9,15 mm (480 pixelů), výška 8 mm (420 pixelů)

**Obr. 4.2.4:** Modelový interferogram téže situace jako na předchozím obrázku. Rozměry interferogramu: šířka – 9,15 mm (480 pixelů), výška 8 mm (420 pixelů)

posun  $\Delta\phi$ . Uvedený algoritmus je přibližně o řád rychlejší než původně popsaná numerická integrace podél dráhy světelného paprsku.

Příklad nejjednoduššího modelového interferogramu je zobrazen na obrázku 4.2.4. Model je vytvořen pro prázdné vstupní parametry, tedy bez přítomnosti fázového objektu. Pole jednotlivých stavových veličin jsou konstantní, konstantní je tedy i index lomu uvnitř studované oblasti. Pravidelná struktura interferenčních proužků tak vzniká pouze odklonem referenčního svazku paprsků. Interferogram 4.2.4 byl modelován pro tytéž podmínky, při kterých byl pořízen reálný interferogram na obrázku 4.2.3:

Rozlišení čipu:	480 × 420 pixelů
Rozměry snímané oblasti:	9.15 × 8 mm <sup>2</sup>
Vlnová délka laseru:	632,8 nm
Odklon předmětového a referenčního svazku:	0.11 úhlových minut
Distribuce stavových veličin:	rovnoměrná ( $p=101,325$ kPa, $T=293,15$ K)

Nepřítomnost interferenčních proužků ve spodní části interferogramu na obrázku 4.2.3 je způsobena přítomností substrátu, který brání průchodu světelného svazku.

### 4.3. Modely teplotního pole

#### 4.3.1 Teoretický rozbor modelu

Modelování interferogramů teplotních polí je založeno na řešení Gladstoneovy-Daleovy rovnice (4.3.1.2), která je odvozena z Lorenzova-Lorentzova vztahu. Ten udává závislost mezi indexem lomu tekutiny  $n$  a její hustotou  $\rho$ :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \frac{N}{M} = \textit{konst.} \quad (4.3.1.1)$$

Veličina  $N$  v poslední rovnici představuje molekulární refrakci, jež je funkcí prostředí a vlnové délky použitého světla;  $M$  reprezentuje molární hmotnost tekutiny. Např. pro suchý vzduch a vlnovou délku světla  $\lambda = 632,8$  nm je molekulární refrakce  $N = 4,3465 \cdot 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kmol}^{-1}$ . V případě ideálního plynu, pro  $n$  blízké 1, lze výraz (4.3.1.1) zjednodušit a s využitím stavové rovnice přejít na Gladstoneův-Daleův vztah

$$\frac{n - 1}{\rho} = \frac{n - 1}{\frac{p}{rT}} = K = \frac{3N}{2M} = \frac{3Nr}{2R}, \quad (4.3.1.2)$$

kde konstanta  $K$  bývá někdy označována jako Gladstoneova-Daleova konstanta, která podobně jako molekulární refrakce závisí na druhu plynu a vlnové délce  $\lambda$ . Zbývající veličiny  $R$  a  $r$  reprezentují univerzální plynovou konstantu ( $R = 8314,3 \text{ J} \cdot \text{kmol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ ) a plynovou konstantu ( $r = R/M$ ). Pro teplotní modely interferogramů suchého vzduchu (viz. tabulka 4.3.1) a pro vlnovou délku  $\lambda = 632,8$  nm je  $K = 2,2563 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$  a  $r = 287,04 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  a rovnici (4.3.2) lze proto psát ve tvaru

$$n = 1 + 2,2563 \cdot 10^{-4} \rho = 1 + 2,2563 \cdot 10^{-4} \frac{p}{rT} = 1 + 7,8607 \cdot 10^{-7} \frac{p}{T}, \quad (4.3.1.3)$$

což je vztah, který byl použit pro výpočet modelových interferogramů v této kapitole. Korekce na vlhkost vzduchu byla při výpočtu zanedbána, neboť má jen velmi malý

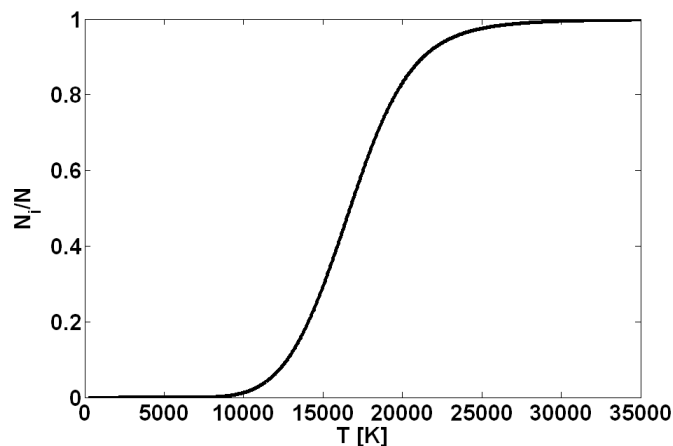
vliv na výsledný index lomu. Např. při teplotě 20°C a vlhkosti 50% je odchylka v indexu lomu vlhkého a suchého vzduchu menší než 0,2%. Obecně lze index lomu vlhkého vzduchu vyjádřit vztahem [50]:

$$n_{p,t} - 1 = \frac{n_{760,15} - 1}{1 + \frac{\gamma}{1 + 15\gamma}(t - 15)} \cdot \frac{p}{760} - 5,5 \cdot 10^{-8} \frac{p_p}{1 + \gamma t}, \quad (4.3.1.4)$$

kde  $t$  je teplota ve stupních Celsia,  $p$  tlak vlhkého vzduchu v torrech,  $p_p$  parciální tlak vodní páry v torrech a  $\gamma = 3,67 \cdot 10^{-3} \text{K}^{-1}$  je objemová roztažnost. Zanedbána byla i případná termoionizace a její vliv na index lomu. Jak lze totiž ukázat ze Sahovy rovnice

$$\frac{N_i}{N_n} \approx 2,4 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{N_i} e^{\frac{-U_i}{kT}}, \quad (4.3.1.5)$$

při ionizační energii  $U_i = 14,5 \text{ eV}$  (ionizační energie dusíku) a koncentraci  $N_0 = 2,6873 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$  (Loschmidtovo číslo) pohybuje se stupeň ionizace  $N_i/(N_i + N_n)$  předpovězený tímto vztahem u plynu v tepelné rovnováze při teplotách od 0 do 1000°C v intervalu  $1 \cdot 10^{-134}$  až  $1 \cdot 10^{-28}$  (viz. obr. 4.3.1.1). Změny indexu lomu odpovídající těmto hodnotám, jak bude ukázáno později v kapitole 6, se při použité vlnové



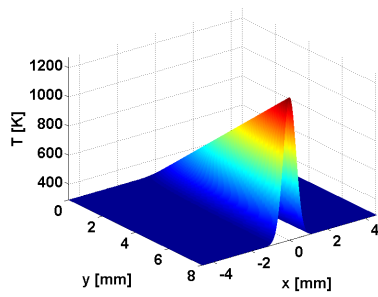
**Obr. 4.3.1.1:** Závislost stupně ionizace na teplotě spočtená podle Sahovy rovnice (4.3.1.5) pro plyn v tepelné rovnováze s ionizační energií  $U_i = 14,5 \text{ eV}$ .

délce  $\lambda = 632,8$  nm pohybují řádově kolem neměřitelné hodnoty  $10^{-30}$ .

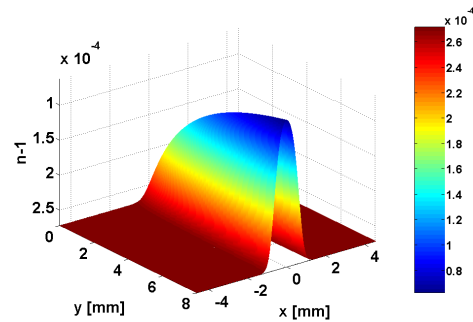
První dva modelové interferogramy jsou počítány pro tytéž parametry interferometru a pro shodné rozměry fázového objektu, které korespondují s šířkou trysky v plazma-chemickém reaktoru užitě při dalších experimentech. Šířka teplotního pole třetího modelu je oproti předchozím dvěma dvojnásobná. Teplotní pole jsou volena velmi jednoduše bez snahy kopírovat reálnou distribuci teploty studovaných procesů. Jednotlivé modely si tak nekladou za cíl předvídat distribuci stavových veličin, ale správně odhadnout vliv jejich možné distribuce na hodnoty fázového posunu a s tím související měřitelnost dané veličiny. U prvního a třetího modelu je profil teplotního pole ve směru osy  $x$  volen s gaussovskou distribucí  $T \sim \exp(-x^2/\sigma)$ , u druhého pole je teplotní profil uvnitř stanoveného poloměru fázového objektu parabolický. Ve všech třech případech je maximální hodnota teploty v ose symetrie lineární funkcí  $y$ , a to proto, aby bylo zřejmé, při jakých hodnotách  $T_{\max}(y)$  je deformace interferenční struktury měřitelná. Z-ové osy grafů s distribucí indexu lomu a fázového posunu jsou pro větší přehlednost převráceny.

**Tabulka 4.3.1.1:** Chemické složení suchého vzduchu:

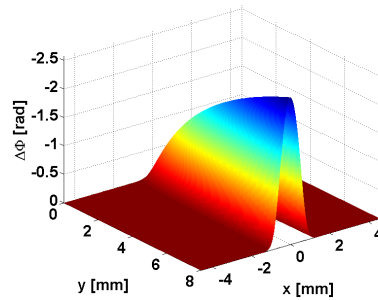
Plynná složka	Chemická značka	Obsah složky dle objemu [%]	Obsah složky dle hmotnosti [%]
Dusík	N <sub>2</sub>	78,09	75,5
Kyslík	O <sub>2</sub>	20,95	23,17
Argon	Ar	0,93	1,286
Oxid uhličitý	CO <sub>2</sub>	0,03	0,043
Neon	Ne	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Helium	He	$5,24 \cdot 10^{-5}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$
Krypton	Kr	$1,0 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$
Vodík	H	$5,0 \cdot 10^{-5}$	
Xenon	Xe	$8,0 \cdot 10^{-6}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
Ozon	O <sub>3</sub>	$1,0 \cdot 10^{-6}$	



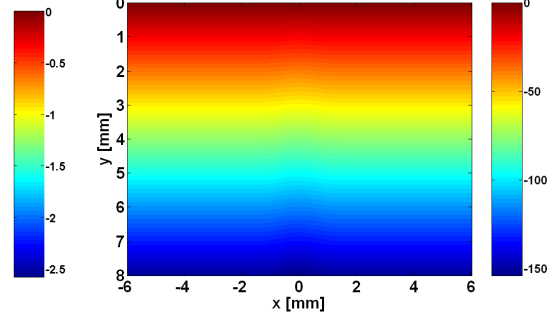
Obr. 4.3.1.2: Teplotní rozdělení



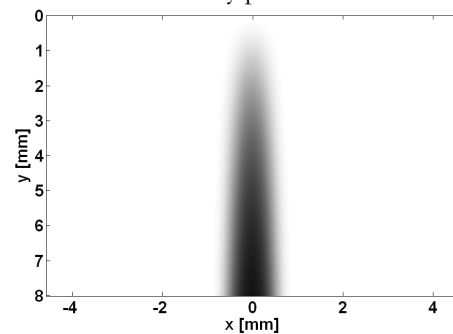
Obr. 4.3.1.3: Distribuce indexu lomu



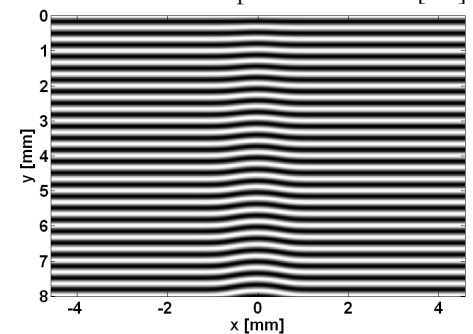
Obr. 4.3.1.4: Fázový posun



Obr. 4.3.1.5: Fáze s prost. frekvencí [rad]



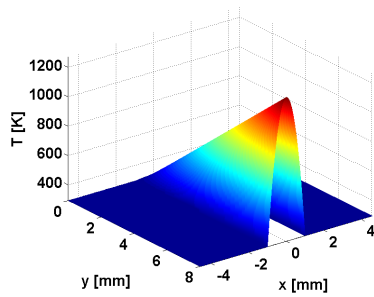
Obr. 4.3.1.6: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



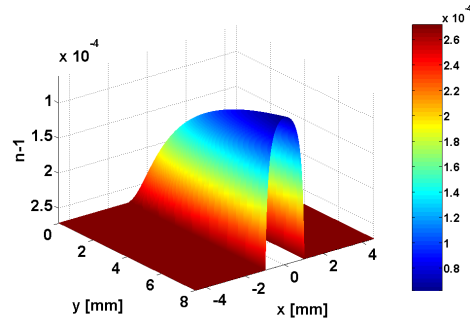
Obr. 4.3.1.7: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.3.1.1:

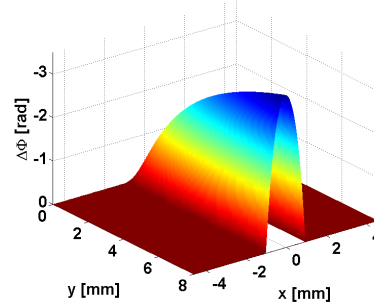
- distribuce teploty daná grafem 4.3.5 s maximální hodnotou v ose symetrie  $T_{max}=1273,15$  K ( $T_0=293,15$  K)
- průměr teplotního pole  $l = 2$  mm
- $p = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu – izobarický proces)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) s nulovou vlhkostí
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> ( $480 \times 420$  pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{max} = -2,1 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{max} = -2,58$  rad



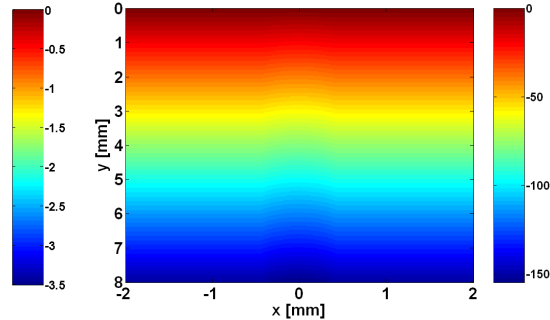
Obr. 4.3.1.8: Teplotní rozdělení



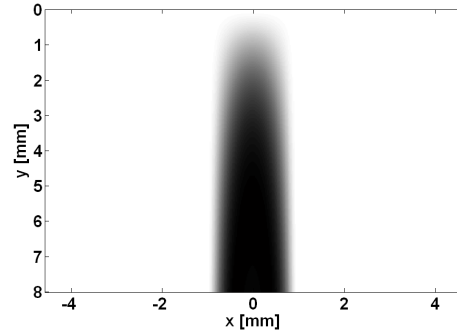
Obr. 4.3.1.9: Distribuce indexu lomu



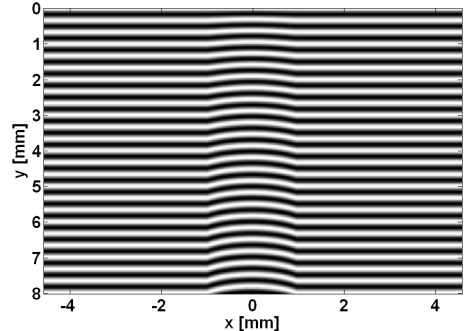
Obr. 4.3.1.10: Fázový posun



Obr. 4.3.1.11: Fáze s prost. frekvencí [rad]



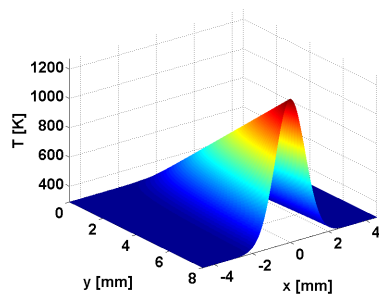
Obr. 4.3.1.12: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



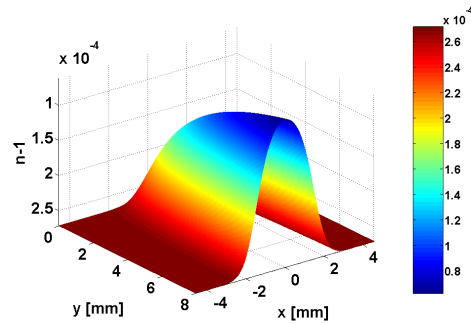
Obr. 4.3.1.13: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.3.1.2:

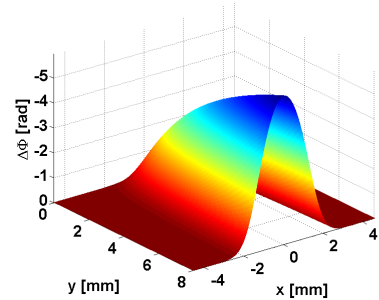
- distribuce teploty daná grafem 4.3.1.8 s maximální hodnotou v ose symetrie  $T_{max}=1273,15$  K ( $T_0=293,15$  K)
- průměr teplotního pole  $l = 2$  mm
- $p = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu – izobarický proces)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) s nulovou vlhkostí
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> (480x420 pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{max} = -1,6 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{max} = -3,50$  rad



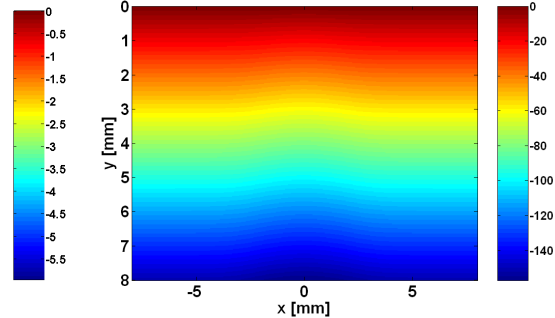
Obr. 4.3.1.14: Teplotní rozdělení



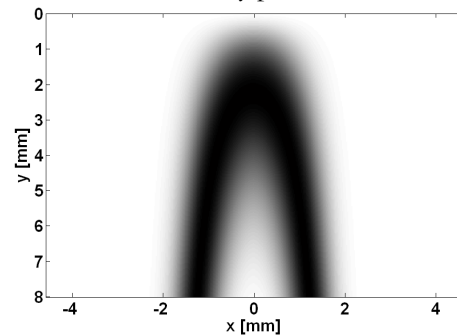
Obr. 4.3.1.15: Distribuce indexu lomu



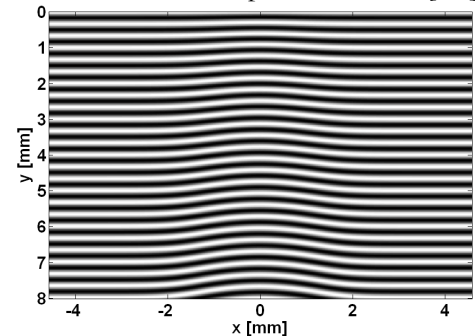
Obr. 4.3.1.16: Fázový posun



Obr. 4.3.1.17: Fáze s prost. frekvencí [rad]



Obr. 4.3.1.18: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



Obr. 4.3.1.19: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.3.1.3:

- distribuce teploty daná grafem 4.3.1.14 s maximální hodnotou v ose symetrie  $T_{max}=1273,15$  K ( $T_0=293,15$  K)
- průměr teplotního pole  $l = 4$  mm
- $p = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu – izobarický proces)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) s nulovou vlhkostí
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> (480x420 pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{max} = -1,6 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{max} = -5,96$  rad



### 4.3.2 Chyba výpočtu modelových interferogramů

Přesnost, s jakou jsou spočteny modely jednotlivých interferogramů, je závislá především na velikosti zvoleného integračního kroku ukrytého v parametru  $k$  v rovnici (4.2.5). Jak lze snadno nahlédnout, pro velmi malé hodnoty  $k < 10$  bude výsledný fázový posun značně nepřesný, naopak pro vysoké hodnoty  $k$  hrozí výrazné zpomalení výpočtu, případně i nakupení systematických chyb. Pro výpočet maximální hodnoty relativní chyby fázového posunu byla proto zvolena jednoduchá lineární distribuce teplotního pole jako funkce vzdálenosti od osy symetrie a proveden analytický výpočet integrálu (1.2.1). Tyto hodnoty pak byly srovnány s výsledky numerické integrace podle rovnic (4.2.4) a (4.2.5) v závislosti na parametru  $k$ .

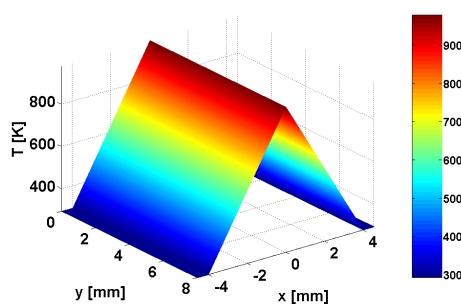
Teplotní pole bylo pro potřeby výpočtu chyby popsáno rovnicí (viz obr. 4.3.2.1):

$$T = k_1 \cdot x + k_2 \quad \text{pro } |x| < R \quad \text{a} \quad T = T_0 \quad \text{pro } |x| \geq R \quad (4.3.2.1)$$

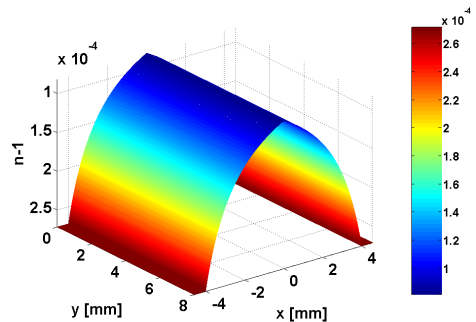
kde  $k_1 = (T_0 - T_{max})/R$  a  $k_2 = T_{max}$ . Odpovídající hodnoty indexu lomu v souladu s rovnicí (4.3.3) a po dosazení z rovnice (4.3.2.1) byly vyjádřeny vztahem (viz obr. 4.3.2.2)

$$n = 1 + \frac{k_3}{k_1 x + k_2} \quad (4.3.2.2)$$

s parametrem  $k_3 = (n_0 - 1) \cdot T_0$ , kde  $n_0$  reprezentuje index lomu mimo fázový objekt. Výslednou hodnotu následujícího integrálu



**Obr. 4.3.2.1:** Teplotní pole popsané rovnicí (4.3.6) s parametry  $R = 4$  mm,  $T_0 = 293.15$  K,  $T_{max} = 980$  K.



**Obr. 4.3.2.2:** Distribuce indexu lomu spočtená podle rovnice (4.3.7) s parametrem  $n_0 = 1,0002716$ .

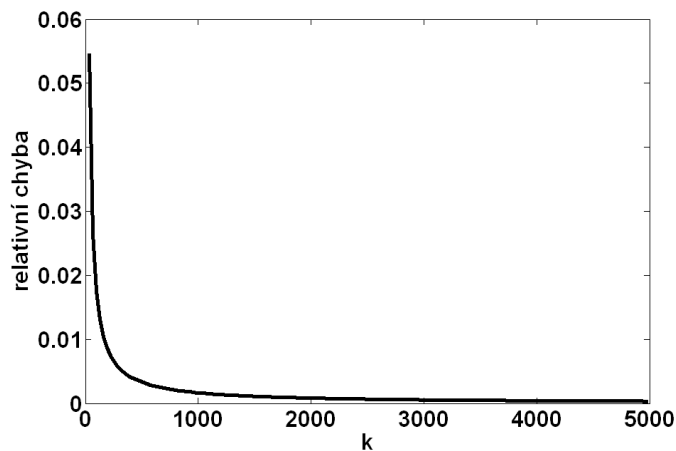
$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^R \left[ \left( 1 + \frac{k_3}{k_1 x + k_2} \right) - n_0 \right] dx \quad (4.3.2.3)$$

je možné vyjádřit analyticky:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \left[ (1 - n_0)R + \frac{k_3}{k_1} \cdot \ln \left( R \frac{k_1}{k_2} + 1 \right) \right]. \quad (4.3.2.4)$$

Po dosažení odpovídajících parametrů najdeme výsledný fázový posun daný distribucí teplotního pole podle rovnice (4.3.2.1) jako  $\Delta\phi = -10,4613$  rad. Poté byl proveden výpočet fázového posunu téhož teplotního pole podle rovnic (4.2.4) a (4.2.5) pro hodnoty parametru  $k$  od  $k = 8$  do  $k = 5000$ . Výsledné hodnoty relativní chyby lze najít v grafu na obrázku 4.3.2.3.

Jak bylo naznačeno v závěru kapitoly 4.2 je pro modelové interferogramy popsané v této disertaci voleno  $k$  jako poloviční hodnota rozlišení v pixelech ve směru osy  $x$ . Rozlišení  $480 \times 420$  tak odpovídá hodnotě  $k = 240$ . Relativní chyba výpočtu fázového posunu je tak menší než 0,7 %. U komplikovanějších nemonotónních distribucí indexu lomu je výsledná relativní chyba ještě menší, protože numerická integrace neodpovídá tak jako v tomto případě pouze dolním, případně horním integrálním součtům.



**Obr. 4.3.2.3:** Relativní chyba výpočtu fázového posunu modelových interferogramů.

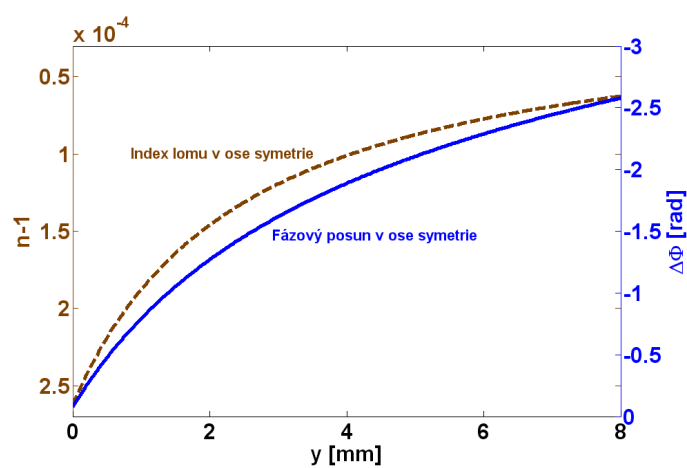
### 4.3.3 Diskuse výsledných modelů

Modelové interferogramy prezentované v předchozích třech modelech ukazují, že při rozměrech fázového objektu 2 mm ve směru rovnoběžném se šířícím se světelným paprskem, vlnové délce laseru  $\lambda = 632,8$  nm a rozlišení interferogramu  $420 \times 480$  pixelů je minimální měřitelná změna teploty přibližně 100 K. Tato hodnota odpovídá při distribucích teplotních polí popsaných v prvních dvou modelech grafy (4.3.1.2) a (4.3.1.8) fázovému posunu 0,6 až 1 radián. Při 24 proužcích na interferogram a výškovém rozlišení 420 pixelů představuje deformace interferenční struktury o 0,6 až 1 rad přibližně 10-15% vzdálenosti sousedních proužků, což odpovídá deformaci proužku o 2 až 3 pixely ve směru osy  $y$  a zároveň odpovídá typické chybě interferometrických měření.

Z uvedeného mimo jiné plyne známý fakt, že interferogramy pořízené při seřízení interferometru na konečnou šířku proužků jsou mnohem přesnější na odečet fázového posunu, než interferogramy s nekonečnou šířkou proužků, pro které je minimální hodnota rozlišitelného fázového posunu rovna  $\pi$ . Interferogramy 4.3.1.6 a 4.3.1.12 by tak nebylo možné vůbec vyhodnotit, přestože zachycují tutéž fázovou deformaci jako interferogramy 4.3.1.7 a 4.3.1.13. Jak je ukázáno na interferogramu 4.3.1.18, je nutné rozměry teplotního pole z diagramu 4.3.1.2 minimálně zdvojnásobit, aby bylo možné z interferogramu s nekonečnou šířkou proužků odečíst fázový posun. Nestačí pouze zdvojnásobit ohřev fázového objektu s původními rozměry teplotního pole. Tento zdánlivý paradox je dán tvarem rovnice (4.3.1.3), která předpokládá, že pro  $T \rightarrow \infty$  se index lomu limitně blíží jedné (Toto však platí pouze v případech se zanedbatelným stupněm ionizace. Při započtení vlivu ionizace vztah (4.3.1.3) neplatí). Maximální změna fáze tak při  $n$  popsaném rovnicí (4.3.1.3) může dosáhnout pro teplotní pole s průměrem 2 mm hodnoty  $2\pi(1-n_0)d/\lambda_0 = -5,39$  rad, což je hodnota, která je v absolutním měřítku stále menší než při zdvojnásobení rozměrů teplotního pole.

Dalším zajímavým - avšak spíše matematickým než fyzikálním - výsledkem je rozdílný tvar křivek popisujících průběh indexu lomu a fázového posunu podél osy symetrie. (V grafech 4.3.1.3 a 4.3.1.4 se projevuje jako prohnutí křivky vzniklé průnikem jednotlivých grafů s rovinou  $x = 0$ .) Toto srovnání lze nalézt na obrázku 4.3.3.1.

Rozdílnost těchto tvarů je způsobena odlišností integrovaných oblastí při výpočtu fázového posunu.



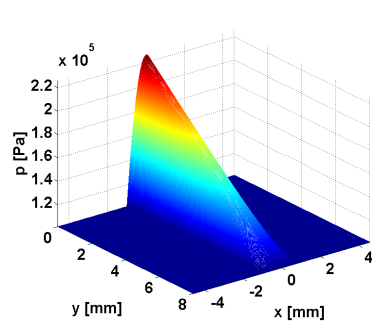
**Obr. 4.3.3.1:** Tvary křivek s maximální změnou indexu lomu (přesušovaná čára) a s maximální změnou fáze v ose symetrie modelového interferogramu odpovídající grafům 4.3.1.3 a 4.3.1.4. Obě svislé osy jsou podobně jako u 3D grafů vyneseny obráceně.

## 4.4. Modely tlakového pole

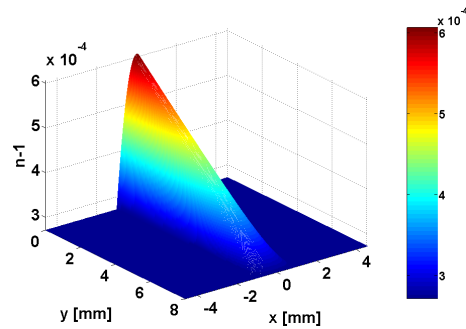
### 4.4.1 Teoretický rozbor modelu

Modely interferogramů tlakových polí, reprezentujících např. vliv změny tlaku pracovního plynu v proudovém kanále na výsledný index lomu studovaného prostředí, jsou obdobně jako v předchozím případě založeny na řešení Gladstoneovy-Daleovy rovnice ve tvaru (4.3.1.2) případně (4.3.1.3). Jak vyplývá z tvaru obou rovnic, má nárůst tlaku opačný efekt na index lomu plynu, než tomu bylo u teploty. Fázový posun dosahuje v případě deformace světelného svazku způsobené kladnou změnou tlaku nezáporných hodnot, což se projeví při stejném nastavení interferometru opačným prohnutím interferenčních čar.

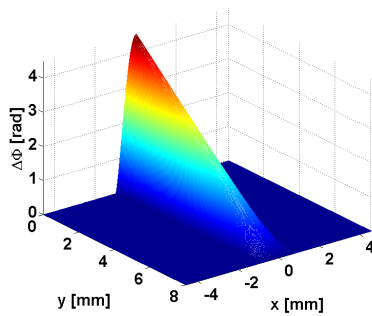
Následující model je počítán za obdobných podmínek jako modely předchozí. U všech modelů je zanedbána změna teploty a vlhkost vzduchu. Stupeň ionizace plazmatu vyplňujícího modelový studovaný prostor je pokládán za natolik malý, že nemůže způsobit měřitelné odchylky indexu lomu. Předpokládaný směr šíření světelného svazku je přímočarý, dochází tedy pouze k dočasné změně vlnové délky uvnitř fázového objektu.



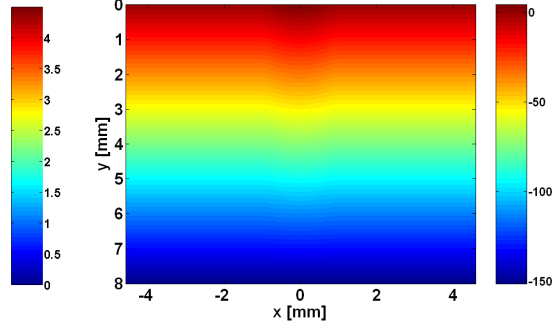
Obr. 4.4.1.1: Distribuce tlaku



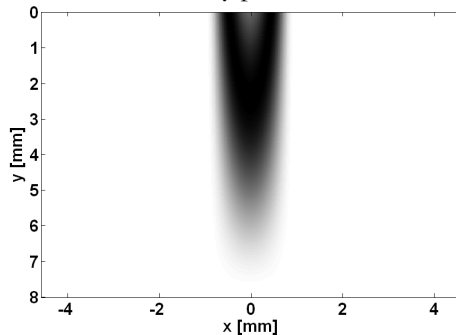
Obr. 4.4.1.2: Distribuce indexu lomu



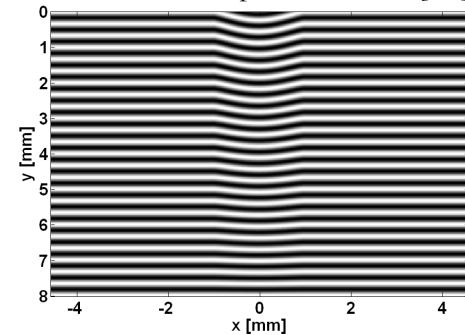
Obr. 4.4.1.3: Fázový posun



Obr. 4.4.1.4: Fáze s prost. frekvencí [rad]



Obr. 4.4.1.5: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



Obr. 4.4.1.6: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.4.1.1:

- distribuce tlaku daná grafem 4.4.1.1 s maximální hodnotou v ose symetrie  $p_{max}=2,26 \cdot 10^5 \text{ Pa} \approx 2,2 \text{ atm}$  ( $p_0=1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ )
- průměr pole  $l=2 \text{ mm}$
- $T_0=293,15 \text{ K}$  (konstantní v celém objemu – izotermický proces)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) s nulovou vlhkostí
- stupeň ionizace  $N_i/N=0$
- vlnová délka laseru  $\lambda=632,8 \text{ nm}$
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha=0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8 \text{ mm}^2$  ( $480 \times 420$  pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{max}=-1,6 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{max}=-5,96 \text{ rad}$

#### 4.4.2 Chyby výpočtu modelu

Přesnost výpočtu fázového posunu je dána stejnými parametry jako u modelových interferogramů teplotních polí. Jak bylo ukázáno v kapitole 4.3.2, je výsledná relativní chyba i v tomto případě pro parametr  $k = 240$  menší než 1%.

#### 4.4.3 Diskuse výsledného modelu

Z obrázku 4.4.1.6 s modelovým interferogramem tlakového pole vzduchu je patrné, že minimální pozorovatelná deformace interferenčních čar při průměru tlakového pole  $d = 2$  mm a použité vlnové délce  $\lambda = 632,8$  nm nastává pro hodnotu  $y = 6,5$  mm. Tato deformace odpovídá přibližně fázové změně  $\Delta\phi = 1$  rad (viz. obr. 4.4.1.3), tedy posunu interferenčního maxima daného proužku o necelé 3 pixely. Při daném profilu tlakového pole (pro tento případ byl tlakový profil zvolen jako parabolický) musí změna indexu lomu dosáhnout hodnoty minimálně  $10^{-4}$  (viz. obr. 4.4.1.2), aby výsledný fázový posun byl 1 rad. Při hodnotách okolního tlaku  $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa je k takové změně indexu nutné zvýšit tlak v ose symetrie fázového objektu minimálně o  $2 \cdot 10^4$  Pa (viz. obr. 4.4.1.1), což je přibližně 100krát víc, než je hodnota běžně dosahovaná v kanálech subsonicky proudícího pracovního plynu. Z výše zmíněného tak plyne důležitý závěr. Změna tlaku uvnitř proudícího plynu nemá při atmosférických procesech a subsonickém proudění [51] měřitelný vliv na interferenční strukturu a korekce na změnu tlaku je proto při výpočtu např. teploty neutrálního plynu v kanále bariérového pochodňového výboje možné vynechat.

Tento předpoklad však není splněn u supersonických proudů, kdy v důsledku vzniku rázové vlny dochází k prudkým změnám tlaku uvnitř proudového kanálu a tím i k výrazné deformaci interferenční struktury. V nízkotlakých plazma-chemických systémech, kde je velký poměrný rozdíl v tlacích uvnitř a vně proudícího kanálu, tak lze pozorovat nezanedbatelné prohnutí interferenčních proužků a v některých případech dokonce i „lokální utržení“ části proužku [52]. V takovém případě nelze korekci na změnu tlaku vynechat a je nutné ji zahrnout do celkového výpočtu.

## 4.5. Modely plynných směsí

### 4.5.1 Teoretický rozbor modelu

Předchozí typy modelových interferogramů v kapitolách 4.3 a 4.4 byly odvozeny za předpokladu, že index lomu pracovního plynu je pro stejné hodnoty základních stavových veličin (teplota a tlak) shodný s indexem lomu referenčního prostředí. Za toto referenční prostředí byl přitom pokládán suchý vzduch při normálním tlaku  $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa a normální teplotě  $T_0 = 293,15$  K, jehož index lomu pro vlnovou délku  $\lambda = 632,8$  nm byl  $n_0 = 1.0002716$ . Jak bude dále ukázáno, tento předpoklad lze při předchozích rozměrech fázového objektu  $d \approx 2$  mm úspěšně aplikovat pro pracovní plyny, jejichž index lomu se od indexu lomu referenčního prostředí liší maximálně o  $1 \cdot 10^{-5}$ . V opačném případě je nutné tento rozdíl vzít v úvahu a při výpočtu fázového posunu jej započítat.

Pro molekulární refrakci  $N$  směsi plynů platí [53]

$$N = \sum_i c_i N_i, \quad (4.5.1.1)$$

kde  $c_i$  jsou parciální molekulární koncentrace jednotlivých složek splňující zároveň rovnici

$$\sum_i c_i = 1 \quad (4.5.1.2)$$

Dosadíme-li tedy do vztahu (4.5.1.1) Gladstoneovu-Daleovu rovnici (4.3.1.2), obdržíme pro výsledný index lomu plynné směsi vztah

$$\frac{2}{3} \frac{RT}{p} (n-1) = \sum_i \left( c_i \cdot \frac{2}{3} \frac{RT_i}{p_i} (n_i-1) \right), \quad (4.5.1.3)$$

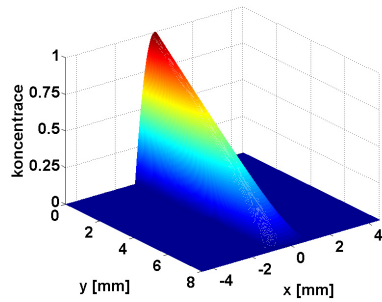
který lze - za předpokladu, že všechny složky jsou v rovnováze ( $T_i = T, p_i = p$ ) - přepsat do tvaru:

$$n = \sum_i c_i n_i. \quad (4.5.1.4)$$

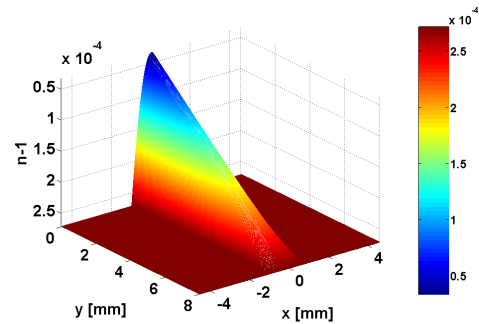


**Tabulka 4.5.1.1:** Index lomu některých plynů pro různé vlnové délky  $\lambda$  a pro parametry  $T = 293,15$  K a  $p = 1,03125 \cdot 10^5$  Pa. Hodnoty jsou převzaty z publikací [37, 54, 55]

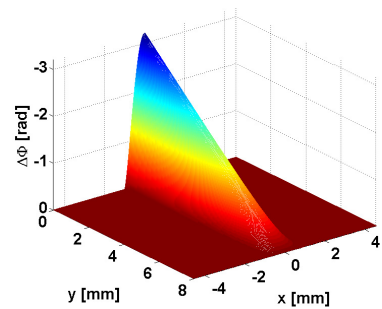
Plyn	Chemická značka	Index lomu pro $\lambda = 546,1$ nm <sup>a)</sup>	Index lomu pro $\lambda = 589,3$ nm <sup>b)</sup>	Index lomu pro $\lambda = 632,8$ nm <sup>a)</sup>
Dusík	N <sub>2</sub>	1,0002793	1,0002786	1,0002781
Kyslík	O <sub>2</sub>	1,0002531	1,0002525	1,0002516
Argon	Ar	1,0002630	1,0002618	1,0002618
Oxid uhličitý	CO <sub>2</sub>	1,0004197	1,0004184	1,0004174
Neon	Ne		1,0000624	
Helium	He		1,0000335	
Krypton	Kr		1,0003979	
Vodík	H		1,0001230	
Xenon	Xe		1,0006541	
Ozon	O <sub>3</sub>			
vodní pára	H <sub>2</sub> O	1,0002354	1,0002367	1,0002337
suchý vzduch		1,0002724	1,0002730	1,0002716



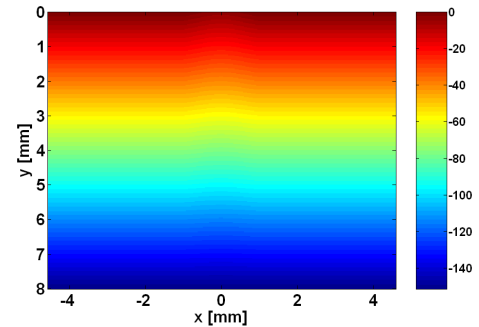
Obr. 4.5.1.1: Distribuce koncentrace helia



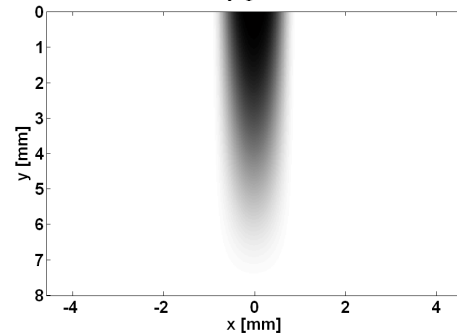
Obr. 4.5.1.2: Distribuce indexu lomu



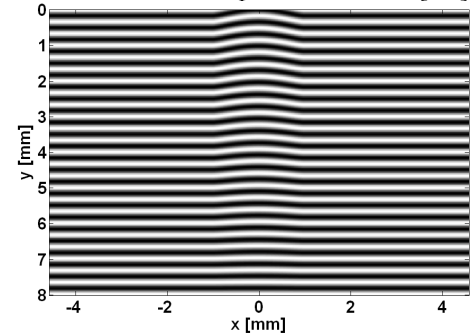
Obr. 4.5.1.3: Fázový posun



Obr. 4.5.1.4: Fáze s prost. frekvencí [rad]



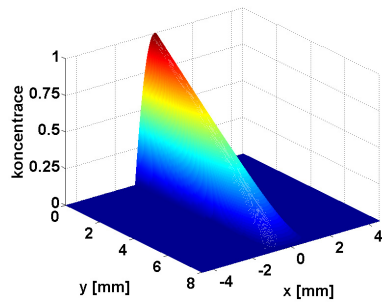
Obr. 4.5.1.5: Modelový interferogram při seřizení na nekonečnou šířku proužků.



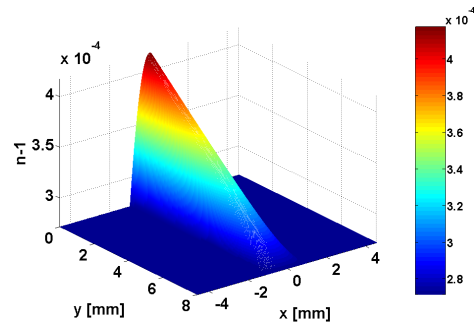
Obr. 4.5.1.6: Modelový interferogram při seřizení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.5.1.1:

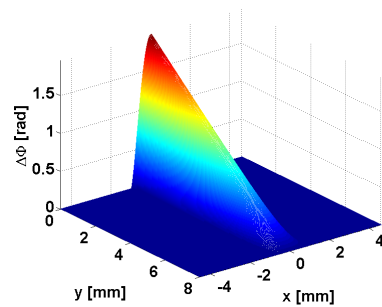
- distribuce koncentrace helia daná grafem 4.5.1.1 s maximální hodnotou v ose symetrie  $c_{\max} = 1$  ( $a_0 = 0$ )
- průměr pole  $l = 2$  mm
- $T_0 = 293,15$  K,  $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) + helium
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> ( $480 \times 420$  pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{\max} = -2,4 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{\max} = -3,20$  rad



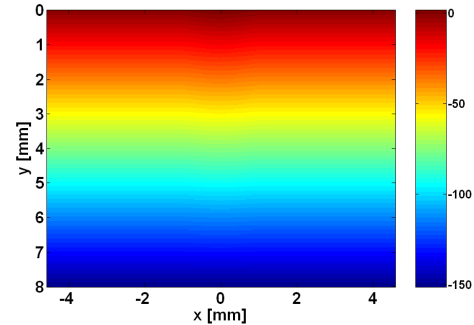
Obr. 4.5.1.7: Distribuce koncentrace CO<sub>2</sub>



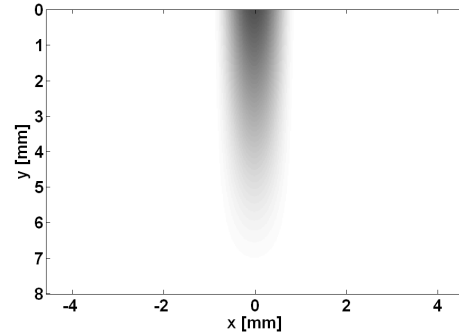
Obr. 4.5.1.8: Distribuce indexu lomu



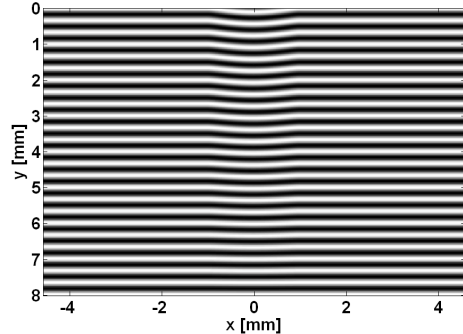
Obr. 4.5.1.9: Fázový posun



Obr. 4.5.1.10: Fáze s prost. frekvencí [rad]



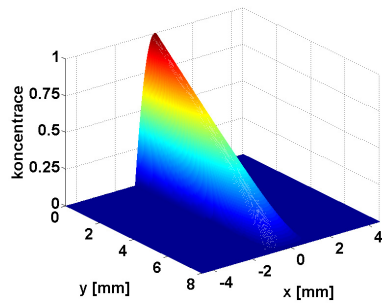
Obr. 4.5.1.11: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



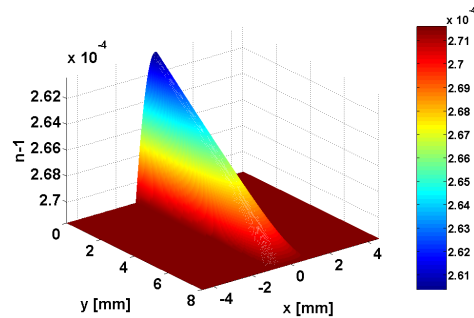
Obr. 4.5.1.12: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.5.1.2:

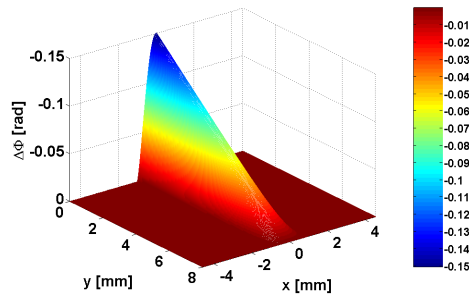
- distribuce koncentrace CO<sub>2</sub> daná grafem 4.5.1.7 s maximální hodnotou v ose symetrie  $c_{\max} = 1$  ( $i_0 = 0$ )
- průměr pole  $l = 2$  mm
- $T_0 = 293,15$  K,  $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) + CO<sub>2</sub>
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> ( $480 \times 420$  pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{\max} = 1,5 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{\max} = 1,96$  rad



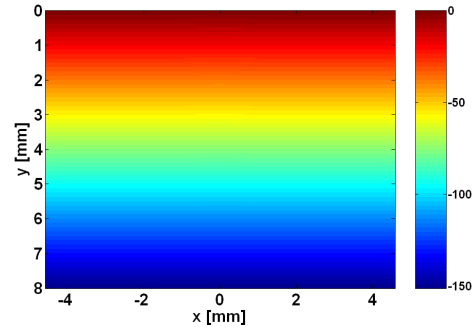
Obr. 4.5.1.13: Distribuce koncentrace Ar



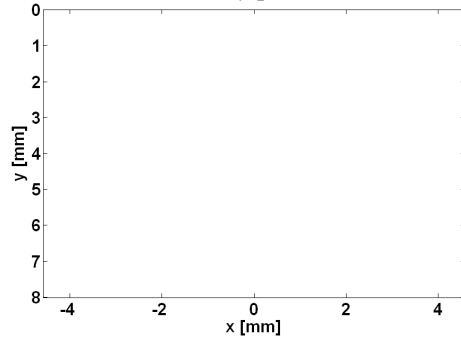
Obr. 4.5.1.14: Distribuce indexu lomu



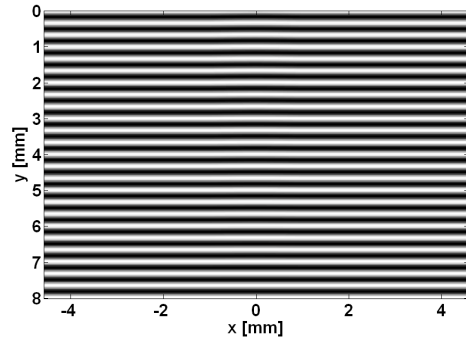
Obr. 4.5.1.15: Fázový posun



Obr. 4.5.1.16: Fáze s prost. frekvencí [rad]



Obr. 4.5.1.17: Modelový interferogram při seřizení na nekonečnou šířku proužků.



Obr. 4.5.1.18: Modelový interferogram při seřizení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.5.1.3:

- distribuce koncentrace Ar daná grafem 4.5.1.13 s maximální hodnotou v ose symetrie  $c_{\max} = 1$  ( $a_0 = 0$ )
- průměr pole  $l = 2$  mm
- $T_0 = 293,15$  K,  $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) + Ar
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> ( $480 \times 420$  pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie  $\Delta n_{\max} = -1,1 \cdot 10^{-5}$
- maximální fázový posun v ose symetrie  $\Delta \phi_{\max} = -0,15$  rad

#### 4.5.2 Chyby výpočtu modelů

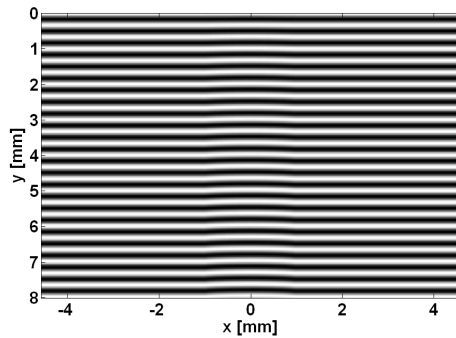
Přesnost výpočtu fázového posunu je dána stejnými parametry jako u modelových interferogramů teplotních polí. Jak bylo ukázáno v kapitole 4.3.2, je výsledná relativní chyba i v tomto případě pro parametr  $k = 240$  menší než 1%.

#### 4.5.3 Diskuse výsledných modelů

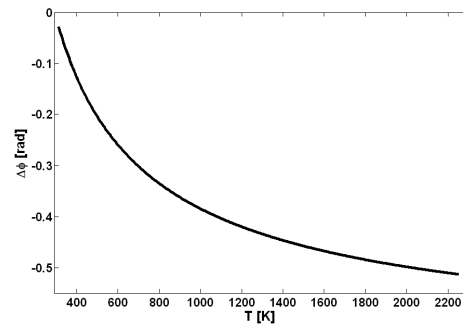
Jak se dalo očekávat, je z výsledných interferenčních obrazců patrný značný vliv u plynů s výrazně odlišným indexem lomu (He, CO<sub>2</sub>), zatímco vliv argonu na fázový posun procházejících paprsků je při daných rozměrech fázového objektu a parametrech interferometru neměřitelně malý. Z interferogramů proudícího helia 4.5.1.5 a 4.5.1.6 a z výsledků výpočtů jednotlivých modelů plyne, že nejmenšímu měřitelnému fázovému posunu  $\Delta\phi_{\min} \approx 1$  rad odpovídá koncentrace helia  $c_{\text{He}} \approx 25\%$ . V případě CO<sub>2</sub> je minimální měřitelná koncentrace  $c_{\text{CO}_2} \approx 40\%$ . Při větších průměrech trysky lze samozřejmě detekovat i menší poměrné zastoupení těchto plynů či dosáhnout větší fázové deformace a tím i přesnosti měření. Opačný průhyb interferenčních čar v případě helia a oxidu uhličitého je dán znaménkem ve vyjádření  $\Delta n$ , které je v případě helia záporné ( $n_{\text{He}} - n_{\text{vzduch}} = -2,4 \cdot 10^{-4}$ ), zatímco pro CO<sub>2</sub> je změna indexu lomu kladná ( $n_{\text{CO}_2} - n_{\text{vzduch}} = 1,5 \cdot 10^{-4}$ ). Nejdůležitější informací, která však ze dvojice modelových interferogramů 4.5.1.5 a 4.5.1.6 plyne, jsou komplikace, které vyvstanou při výpočtu teplotních polí u výbojů stabilizovaných proudícím heliem a to hlavně ze dvou důvodů.

Zatímco v případě užití argonu jako pracovního plynu je maximální deformace interferenční struktury odpovídající 100% koncentraci argonu rovna neměřitelné hodnotě  $-0,15$  rad, v případě helia způsobí ta samá koncentrace pracovního plynu fázový posun  $\Delta\phi = -3,20$  rad, tedy více než 20krát tolik. Jinými slovy, aby bylo v případě argonu dosaženo stejného fázového posunu, musela by jeho teplota dosáhnout přes 2000 K, případně by musel klesnout tlak na desetinu původní hodnoty.

Druhým ještě podstatnějším problémem je fakt, že příliš nízký index lomu helia nedává velký prostor při teplotním ohřevu k jeho dalšímu měřitelnému pokle-



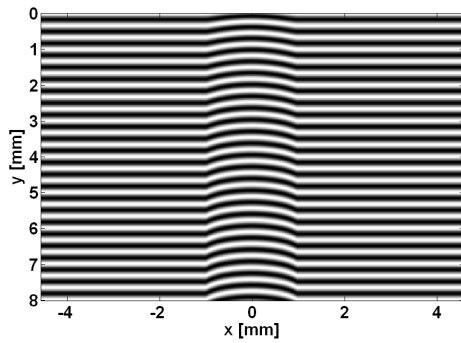
**Obr. 4.5.3.1:** Modelový interferogram teplotního pole helia v referenčním prostředí tvořeném 100% heliem.



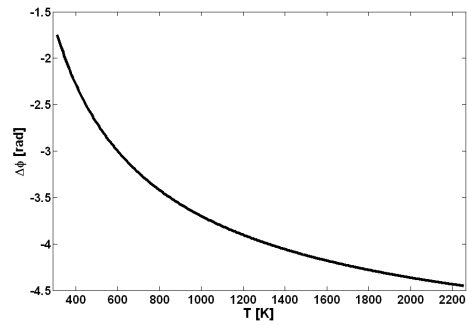
**Obr. 4.5.3.2:** Závislost fázového posunu v ose symetrie předchozího interferogramu na teplotě, která lineárně roste podél osy  $y$ .

su. Jak vyplynulo z předchozích výsledků, je při dané sestavě interferometru a distribuci stavových veličin minimální měřitelná hodnota indexu lomu  $10^{-4}$ . Při hodnotě indexu lomu helia  $n_{\text{He}} = 1,000034$  však další pokles o  $10^{-4}$  již není možný. Tento problém je znázorněn na obrázcích 4.5.3.1 a 4.5.3.2. První z nich reprezentuje, jak by vypadal interferogram teplotního pole popsaného parabolickou funkcí s lineárním vzrůstem teploty podél osy  $y$  a s maximem v ose symetrie, které postupně roste od hodnot  $T_{\text{min}} = 293.15$  K do  $T_{\text{max}} = 2253$  K. Referenční prostředí v celém objemu tvoří 100% helium. I přes obrovský nárůst teploty dosahuje maximální hodnota fázového posunu pouhých 0,5 rad. Na modelovém interferogramu 4.5.3.1 je tento posun vidět jako nepatrné prohnutí interferenčních proužků, které u reálných interferogramů není možné odlišit od šumu a u interferogramů seřizovaných na nekonečnou šířku proužků se projeví pouze jako nepatrné zešednutí v oblasti kolem osy symetrie.

Situace by byla zdánlivě o něco snazší v případě, že bychom studovali teplotní pole výboje stabilizovaného heliem, takže index lomu směsi vzduch-helium by nedosahoval hodnoty  $n_{\text{He}} = 1,000034$ . Takovou situaci ukazuje například modelový interferogram na obrázku 4.5.3.3. Fázový posun je v tomto případě způsoben 50% koncentrací helia v ose symetrie s parabolickým poklesem (profil koncentrace je stejný podél celé osy  $y$ ) a teplotním polem se stejným průběhem jako u předchozího interferogramu 4.5.3.2 tedy lineárním nárůstem maximální hodnoty v ose symetrie tak, že pro  $y = 0$  mm je  $T(0) = 293.15$  K a pro  $y = 8$  mm je  $T(8) = 2253$  K. Jak je vidět z grafu 4.5.3.4, odpovídá minimální měřitelná fázová změna  $\Delta\phi \approx 1$  rad teplotním změnám  $\Delta T = 200$  K. Tato hodnota je však stále ve srovnání s minimální měři-



**Obr. 4.5.3.3:** Modelový interferogram teplotního pole směsi vzduch-helium v prostředí tvořeném suchým vzduchem o  $T = 293,15 \text{ K}$ ,  $p = 1,01325 \cdot 10^5 \text{ Pa}$



**Obr. 4.5.3.4:** Závislost fázového posunu v ose symetrie předchozího interferogramu na teplotě, která lineárně roste podél osy  $y$ .

telnou změnou teploty v případě vzduchu či argonu (viz kapitola 4.3.3) dvojnásobná. Navíc výpočet teplotního pole v takovém případě vyžaduje přesnou znalost distribuce koncentrace v celém interferogramu, což je u reálných procesů velmi náročný požadavek.

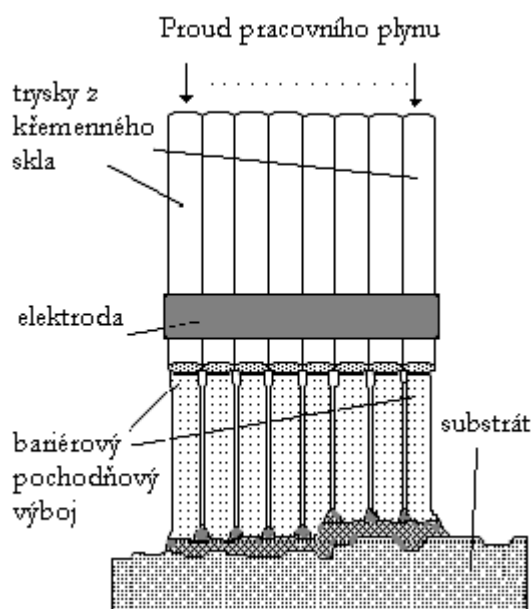
Z uvedeného vyplývá, že výpočet teplotního pole výbojů, stabilizovaných proudem helia bude velmi komplikované, ne-li nemožné. Popsaný problém bude ještě diskutován v dalších kapitolách.

## 4.6. Modely vícetryskových systémů

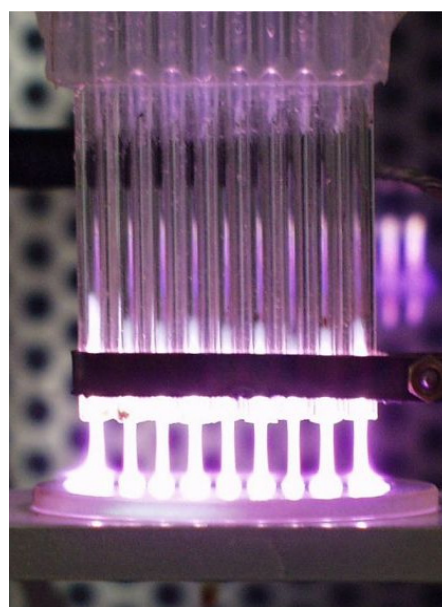
### 4.6.1 Teoretický rozbor modelů

Jak bylo ukázáno v předchozí kapitole, je změna fáze procházejícího paprsku značně závislá na druhu použitého pracovního plynu. V případě helia tato skutečnost významně komplikuje např. výpočet teploty neutrálních částic nízkoteplotních výbojů s malým stupněm ionizace. Jak se však ukazuje, jedním ze způsobů, jak by bylo možné tento problém obejít, jsou v poslední době testované vícetryskové systémy umožňující rychlejší depozici tenkých vrstev na větší plochu substrátu. V kapitole 4.3.3 byl již diskutován vliv velikosti fázového objektu na velikost fázového posunu. V praxi sice není možné ani účelné zvětšit  $10\times$  průměr trysky, je však možné uspořádat několik stejných trysek do jedné řady vedle sebe a zapálit výboj ve všech současně. Experimenty s tímto uspořádáním jsou popsány např. v pracích [23, 56].

Fázový posun světelného paprsku při průchodu takovým uspořádáním fázových objektů je pak závislý nejen na druhu použitého pracovního plynu a teplotě neutrálních částic ve výboji, ale také na úhlu pod kterým vstupuje do tohoto systému. Za předpokladu, že směr šíření laserového světla je rovnoběžný s normálou roviny



**Obr. 4.6.1.1:** Schématické uspořádání trysek u multi-jet systému užívanému k depozici tenkých vrstev.

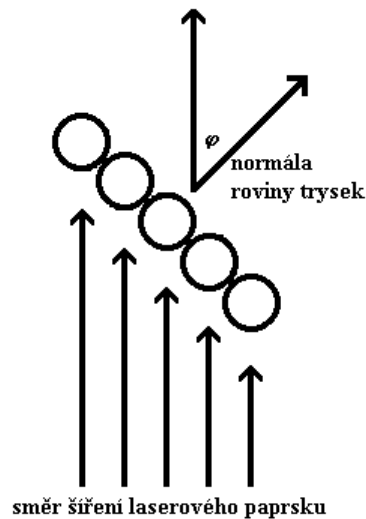


**Obr. 4.6.1.2:** Fotografie vícetryskového bariérového pochodňového výboje při depozici na substrát z křemenného skla.

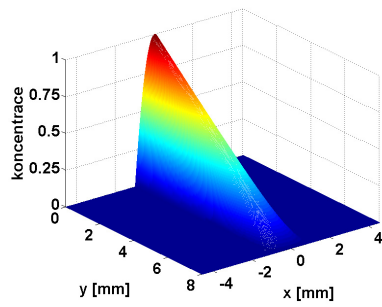


tryskek (tedy přichází ve směru, ze kterého byla pořízena fotografie na obrázku 4.6.1.2), výsledný fázový posun nebude jiný než v předchozích již diskutovaných případech s jedinou tryskou. V situaci, kdy však laserový svazek prochází postupně všemi fázovými objekty reprezentovanými jednotlivými pochodňovými výboji (viz obr. 4.6.1.1 a 4.6.1.2), bude výsledný fázový posun  $n$ -násobkem předchozí hodnoty, kde  $n$  je počet jednotlivých tryskek. Vyhodnocení takového interferogramu by pak bylo v případě rotační symetrie jednotlivých jetů jen o něco málo komplikovanější než výpočet z jediné trysky.

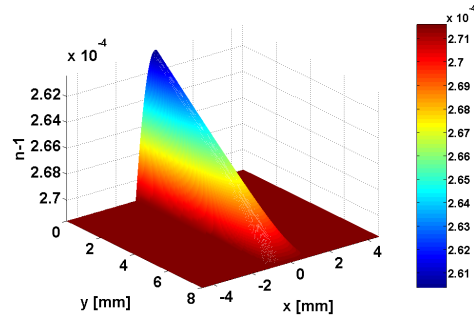
Na následujících dvou modelových interferogramech jsou proto provedeny výpočty odpovídajících fázových posunů jakých by mohly dosáhnout v případě uspořádání tryskek daných obrázkem 4.6.1.3 v závislosti na velikosti úhlu  $\varphi$ , koncentraci a příslušném teplotním poli. Výsledný fázový posun je počítán za předpokladu, že jednotlivé jety generují izolovaná vzájemně neinteragující plazmatická pole a změna fáze je tak dána prostým součtem fázových posunů paprsku při průchodu jednotlivými oblastmi ležícími ve směru šíření laserového svazku. Oba modely jsou počítány pro systém devíti tryskek paralelně umístěných vedle sebe.



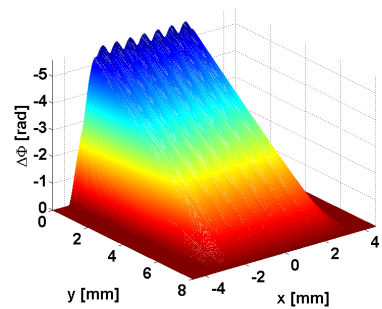
**Obr. 4.6.1.3:** Schématické uspořádání jednotlivých rotačně symetrických fázových objektů a procházejícího laserového svazku



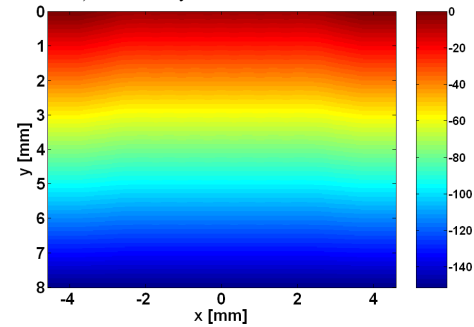
Obr. 4.6.1.4: Distribuce koncentrace helia uvnitř jednotlivých kanálů



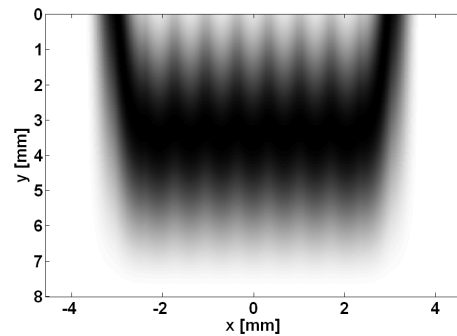
Obr. 4.6.1.5: Distribuce indexu lomu uvnitř jednotlivých kanálů



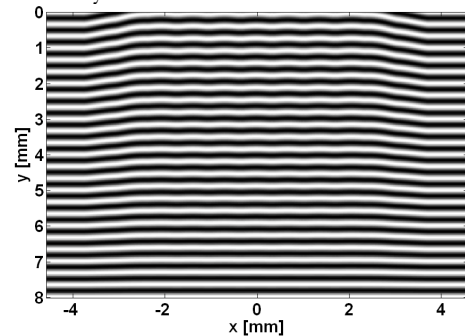
Obr. 4.6.1.6: Fázový posun v celé vyšetřované oblasti



Obr. 4.6.1.7: Fáze s prost. frekvencí [rad] v celé vyšetřované oblasti



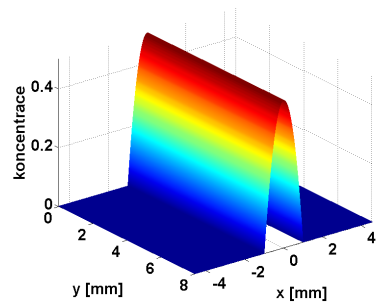
Obr. 4.6.1.8: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



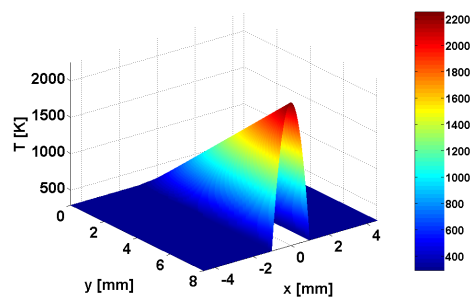
Obr. 4.6.1.9: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

#### Parametry modelu 4.6.1.1:

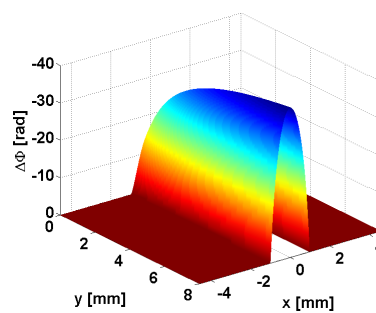
- distribuce koncentrace He daná grafem 4.6.1.4
- průměr pole jednotlivých kanálů  $l = 2$  mm
- $T_0 = 293,15$  K,  $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) + He
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm, odklon svazku od normály trysek  $\varphi = 70^\circ$
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> (480 × 420 pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie kanálu  $\Delta n_{max} = -2,4 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun  $\Delta \phi_{max} = -5,61$  rad



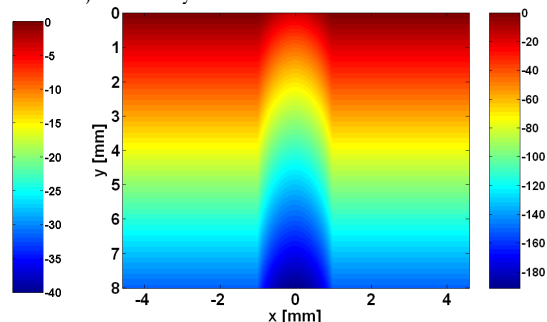
Obr. 4.6.1.10: Distribuce koncentrace helia uvnitř jednotlivých kanálů



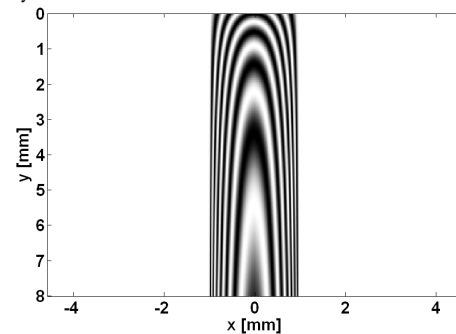
Obr. 4.6.1.11: Distribuce teploty uvnitř jednotlivých kanálů



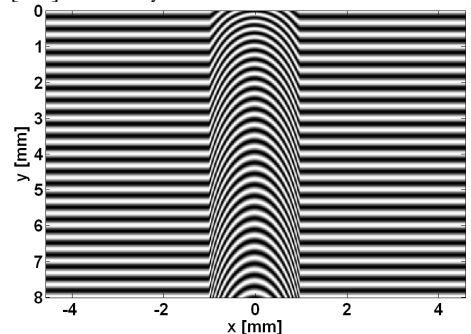
Obr. 4.6.1.12: Fázový posun v celé vyšetřované oblasti



Obr. 4.6.1.13: Fáze s prost. frekvencí [rad] v celé vyšetřované oblasti



Obr. 4.6.1.14: Modelový interferogram při seřízení na nekonečnou šířku proužků.



Obr. 4.6.1.15: Modelový interferogram při seřízení na konečnou šířku proužků.

**Parametry modelu 4.6.1.2:**

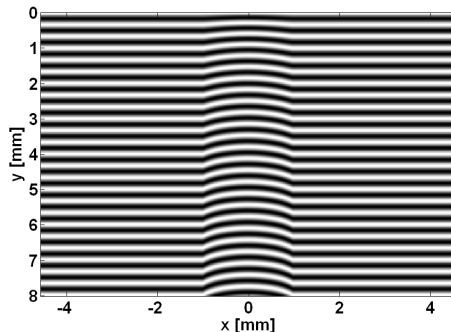
- distribuce koncentrace He daná grafem 4.6.1.10, distribuce teploty grafem 4.6.1.11
- průměr pole jednotlivých kanálů  $l = 2$  mm
- $p_0 = 1,01325 \cdot 10^5$  Pa (konstantní v celém objemu)
- chemické složení: suchý vzduch (viz. tab. 4.3.1.1) + He
- stupeň ionizace  $N_i/N = 0$
- vlnová délka laseru  $\lambda = 632,8$  nm, odklon svazku od normály trysek  $\varphi = 90^\circ$
- odklon referenčního a předmětového svazku:  $\alpha = 0,11$  minut
- rozměry interferogramu  $9,15 \times 8$  mm<sup>2</sup> (480 × 420 pixelů)
- maximální změna indexu lomu v ose symetrie kanálu  $\Delta n_{max} = -2,5 \cdot 10^{-4}$
- maximální fázový posun  $\Delta \phi_{max} = -40,1$  rad

#### 4.6.2 Chyby výpočtu modelů

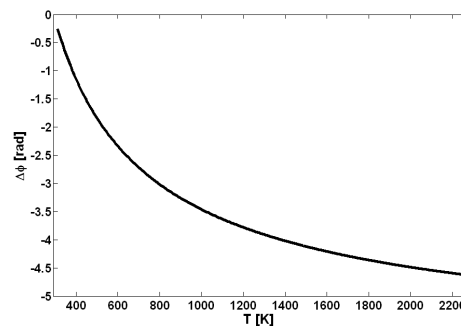
Přesnost výpočtu fázového posunu je dána stejnými parametry jako u modelových interferogramů teplotních polí. Jak bylo ukázáno v kapitole 4.3.2 je výsledná relativní chyba i v tomto případě pro parametr  $k = 240$  menší než 1%.

#### 4.6.3 Diskuse výsledných modelů

Výsledné modelové interferogramy poukazují na dvě zajímavé skutečnosti. Tou první je fakt, že v důsledku  $n$ -násobné dráhy světelného paprsku přes jednotlivá měřená pole (v případě že rovina trysek je rovnoběžné se směrem procházejícího světla) dochází k  $n$ -násobnému zvětšení fázového posunu a s tím související teoretické rozlišovací schopnosti. Toto je demonstrováno např. na modelovém interferogramu 4.6.3.1, který představuje tentýž proces jako na obrázku 4.5.3.1 (prostředí je tvořeno heliem při pokojové teplotě a tlaku a teplota fázového objektu lineárně roste) pouze s tím rozdílem, že modelový interferogram je počítán z devíti shodných fázových objektů umístěných za sebou. Rozlišovací schopnost interferometru při takovém uspořádání dosahuje, jak plyne z grafu 4.6.3.2, řádově hodnoty 100 až 200K což je výrazné zlepšení. Připomeňme, že u jediného fázového objektu se stejnými rozměry a stejným profilem teplotního pole nebylo možné s ohledem na citlivost interferometru rozlišit ohřev ani o 2000K. Ještě lepší je situace v případě kdy okolní atmosféru tvoří vzduch a koncentrace helia uvnitř fázového objektu je dána např. grafem 4.6.1.10. V takovém případě je odpovídající deformace interferenčních



**Obr. 4.6.3.1:** Modelový interferogram stejného procesu jako na obrázku 4.5.3.1 v případě devíti trysek.



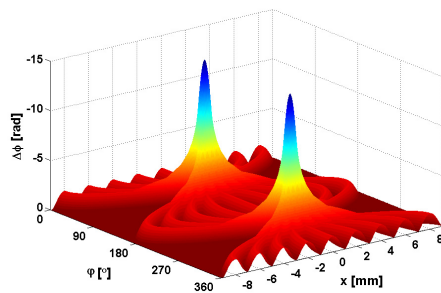
**Obr. 4.6.3.2:** Závislost fázového posunu v ose symetrie na teplotě fázových objektů.

čar zachycena na modelovém interferogramu 4.6.1.15 a fázovému posunu  $\Delta\phi = 1$  rad odpovídá změna teploty o pouhých 20 Kelvinů. Tato rozlišovací schopnost samozřejmě s rostoucí teplotou klesá neboť klesá i relativní změna indexu lomu.

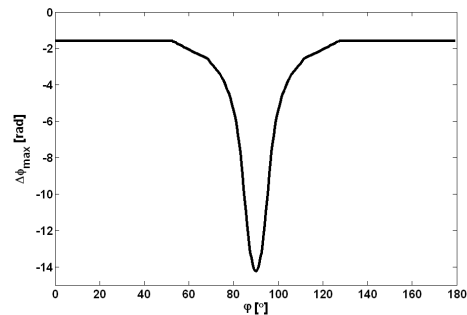
Druhým, již méně příznivým faktem, který lze vyčíst z výsledného modelového interferogramu 4.6.1.15, je skutečnost, že s prudkou změnou indexu lomu ve směru osy  $x$  a s rostoucím rozměrem fázového objektu ve směru kolmém na rovinu interferogramu dochází k tak silné deformaci interferenční struktury, že při daném rozlišení interferogramu může docházet k lokálnímu „slévání“ interferenčních proužků v jediný nerozlišitelný svazek. V okamžiku, kdy není splněna podmínka

$$\frac{\partial\phi}{\partial x} \cdot \Delta x_p \leq \pi \quad \text{nebo} \quad \frac{\partial\phi}{\partial y} \cdot \Delta y_p \leq \pi \quad (4.6.3.1)$$

kde  $\Delta x_p$  a  $\Delta y_p$  představují  $x$ -ový a  $y$ -ový rozměr jediného pixelu interferogramu, je vzdálenost dvou sousedních tmavých a světlých proužků menší než jeden pixel a interferenční čáry nelze od sebe odlišit. Takedova metoda spektrální analýzy intenzitních profilů pro výpočet fázového posunu nelze v takovém případě vůbec použít a algoritmus popsany v kapitole 3 bude klást dodatečné nároky na vyhodnocovací proces. V důsledku těchto komplikací nebude možné provádět výpočet fázového posunu a s ním souvisejících dalších veličin v reálném čase.



**Obr. 4.6.3.3:** Fázový profil podél osy  $x$  počítaný pro systém devíti trysek v závislosti na velikosti úhlu  $\varphi$  (viz obr. 4.6.1.3). Osa  $x$  je pro lepší přehlednost zobrazena obráceně.



**Obr. 4.6.3.4:** Maximální hodnota záporné změny fázového posunu v závislosti na velikosti úhlu  $\varphi$ . Oba grafy jsou počítány pro distribuci helia podle obrázku 4.6.1.10 a bez teplotního pole.

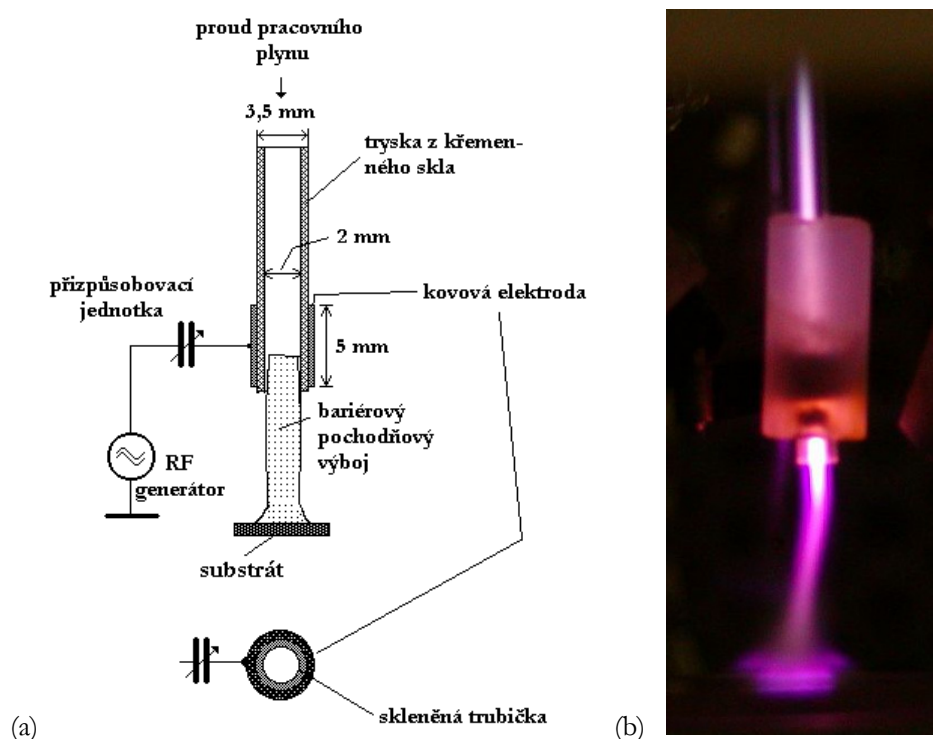
## 5. INTERFEROMETRIE BARIÉROVÉHO POCHODŇOVÉHO VÝBOJE PRO RŮZNÉ DRUHY PRACOVNÍHO PLYNU

Následující kapitola je věnována diagnostice bariérového pochodňového výboje provedené ve spolupráci s katedrou fyziky Pedagogické fakulty Jihočeské Univerzity v Českých Budějovicích, ke které byl použit holografický interferometr popsán v kapitole 3.1. Protože byl princip generace bariérového pochodňového výboje vysvětlen v úvodní kapitole této disertační práce a teoretická závislost indexu lomu plynu na jeho teplotě byla popsána v kapitole 4, bude v kapitole 5 prezentováno především uspořádání a parametry experimentu, výsledné interferogramy při různých druzích pracovního plynu a na jejich základě vyhodnocené rozložení teploty neutrálního plynu v kanále vlastního výboje. V dosud publikovaných pracích nebyla interferometrie využita k měření parametrů nízkoteplotního plazmatu s indexem lomu pracovního plynu odlišným (za normálních podmínek) od indexu lomu referenčního prostředí. Měření parametrů nízkoteplotního plazmatu interferometrickými metodami bylo popsáno pouze v pracích [7] a [57], kde však byl jako pracovní plyn použit argon, jehož odchylka indexu lomu od indexu lomu vzduchu je menší než  $10^{-5}$ , což je při daných experimentálních podmínkách neměřitelný rozdíl.<sup>1</sup>

### 5.1. Uspořádání experimentu

Schematické uspořádání experimentu je znázorněno na obrázku 5.1.1(a). Algoritmus výpočtu fázového posunu popsán v kapitole 3.2 byl v tomto případě použit k vyhodnocení teplotního pole, případně koncentrace neutrálního pracovního plynu stabilizujícího bariérový pochodňový výboj hořící za atmosférického tlaku. Jako pracovní plyn byly použity argon a helium proudící do reaktoru díky přetlaku v trysce  $\Delta p = 250$  Pa. Tryska byla vyrobena z křemenného skla a její vnitřní a vnější průměr byly  $d_1 = 2$  mm a  $d_2 = 3,5$  mm. Na obvodu skleněné trysky byla umístěna kovová válcová elektroda připojená přes přizpůsobovací jednotku k výkonovému RF

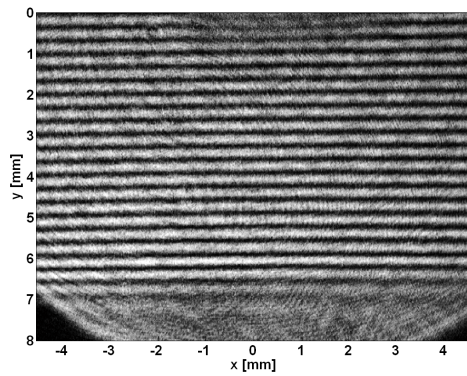
<sup>1</sup> Výsledky komentované v kapitole 5 byly prezentovány na konferenci ICRP-6/SPP-23 (6<sup>th</sup> International Conference on Reactive Plasmas and 23<sup>rd</sup> Symposium on Plasma Processing, Matsushima/Japan January 24-27, 2006) a odeslány k publikování do časopisu Japanese Journal of Applied Physics.



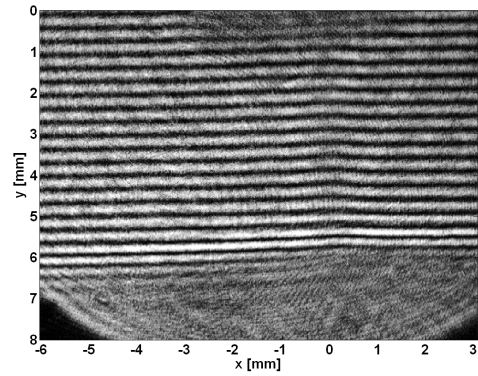
**Obr. 5.1.1:** Schématické znázornění (a) a fotografie (b) bariérového pochodňového výboje, při kterém bylo jako pracovní plyn použito helium. Odklon plazmatického kanálu na fotografii je způsoben přítokem sekundárního kanálu prekurzorů.

zdroji pracujícím na frekvenci 13,56 MHz. Vzdálenost trysky od substrátu byla 6 mm, tloušťka dielektrické skleněné vrstvy 1,7 mm. Absorbovaný výkon ve výboji byl 100 W a interferenční obrazec byl snímán vysokorychlostní CCD kamerou PCI Motion Scope 1000 S s uzávěrkou 1,6 ms a snímkovací frekvencí 125 snímků za sekundu. Rozlišovací schopnost čipu kamery byla  $480 \times 420$  pixelů a rozměry snímané oblasti  $9,15 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ . K experimentu byl použit helium-neonový laser s vlnovou délkou  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ .

V případě argonu je výpočet teplotního pole relativně jednoduchý. Index lomu argonu se od indexu lomu suchého vzduchu za normální teploty a tlaku a při vlnové délce 632,8 nm liší o hodnotu  $9,8 \cdot 10^{-6}$ . Takto malý rozdíl nelze při dané sestavě interferometru zaznamenat, což dokládá obrázek 5.1.2 znázorňující interferogram argonu proudícího do vzduchu bez zapáleného výboje. Po zapálení výboje dojde k mírné deformaci interferenčních čar, způsobené ohřevem neutrálního plynu v prostoru výbojového kanálu (obr. 5.1.3). Míra deformace je přibližně na hranici



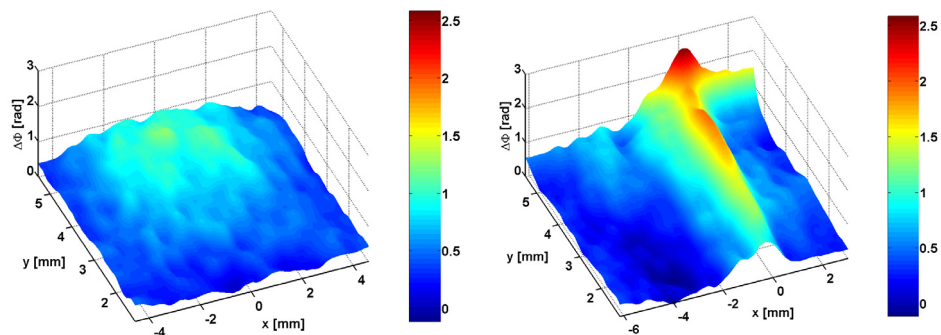
**Obr. 5.1.2:** Interferenční struktura proudícího argonu bez zapáleného výboje. Spodní část obrázku bez proužků představuje substrát, tmavší stín ve středu vrchní části je konec skleněné trysky.



**Obr. 5.1.3:** Interferenční struktura při zapáleném bariérovém výboji v argonu. Osa  $y$  je umístěna tak, aby nulová hodnota na ose  $x$  odpovídala přibližně ose výboje.

měřitelnosti použitého interferometru (viz. [7]), stále je však dostatečná k relativně přesnému určení teploty podél výbojového kanálu.

Jak již bylo diskutováno v kapitole 4.5, je výpočet teplotního pole neutrálního plynu v případě helia komplikován faktem, že index lomu helia je značně odlišný od indexu lomu vzduchu (viz tab. 4.5.1). Výsledná interferenční struktura tak bude deformována nejen teplotním polem pracovního plynu, ale i koncentrací neonu ve vzduchu. Vlastní experiment byl proto rozdělen do dvou fází. V první části byl pořízen interferogram proudícího helia a proveden výpočet fázového posunu a jemu odpovídající koncentrace pracovního plynu podél osy budoucího výboje. Teprve ve druhé části byl zapálen výboj a z hodnot předchozího fázového posunu a nového



**Obr. 5.1.4 a 5.1.5:** Fázové posuny interferenčních struktur z obrázků 5.1.2 a 5.1.3. Orientace osy  $y$  je na obou obrázcích pro přehlednost otočena, korespondence souřadnic s předchozími obrázky 5.1.2 a 5.1.3 však byla zachována. Konec trysky je přibližně na souřadnici  $y = 0,5$  mm, stoleček s dielektrickým substrátem na pozici  $y = 6$  mm. Oba obrázky jsou stejně barevně škálovány.



interferogramu byl vypočten aktuální fázový posun, způsobený ohřevem neutrálního plynu ve směsi helium + vzduch.

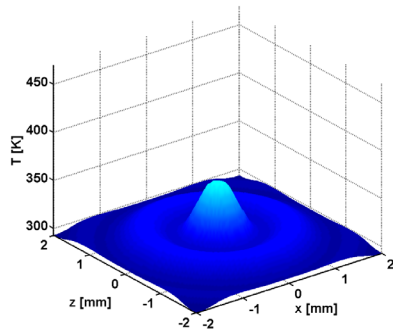
## 5.2. Výsledky měření v argonu

Na obrázcích 5.1.4 a 5.1.5 jsou znázorněny výsledné fázové posuny spočtené z interferenčních obrazců 5.1.2 a 5.1.3 pomocí algoritmu popsaného v kapitole 3. Zatímco v případě proudícího argonu bez zapáleného výboje je maximální hodnota fázového posunu pod úrovní 1 radiánu, tedy na hranici běžného šumu, po zapálení výboje vzroste fázový posun v místě proudového kanálu až na hodnotu 2,5 rad a roste s rostoucí vzdáleností od konce skleněné trysky směrem k substrátu, kde dosahuje maximálních hodnot. Prudký nárůst fázového posunu v blízkosti substrátu (viz obr. 5.1.5) je způsoben dvěma faktory:

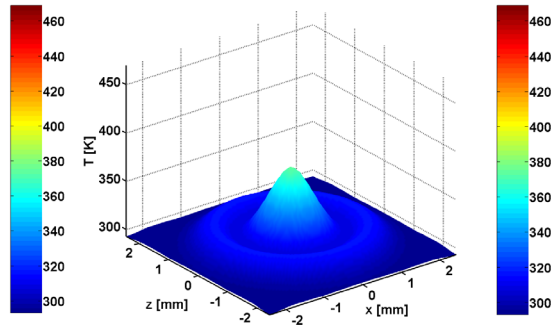
1. Nárůstem teploty ve výbojovém kanálu.
2. Zvětšením rozměrů fázového objektu.

Ohřátý plyn totiž obtéká substrát, čímž dochází k tomu, že světelný paprsek procházející v blízkosti substrátu musí překonat delší úsek teplotního pole, což vede k jeho většímu fázovému posunu. Obtékání substrátu pracovním plynem bude lépe zřetelné u interferogramů zachycujících proudící hélium (viz. kapitola 5.3).

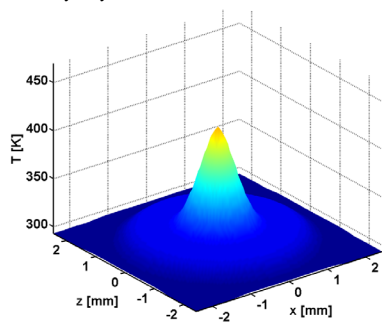
Spočtené 3D profily teplotního pole neutrálního plynu podél pomyslných řezů ve vzdálenosti 1, 2, 3, 4, 5 a 5,2 mm jsou znázorněny na obrázcích 5.2.1 až 5.2.6. Všechny šest obrázků je stejně barevně škálováno, takže stejné barvy odpovídají stejným teplotám. Z jednotlivých grafů je zřejmé, že teplota neutrálního plynu roste z hodnoty přibližně 360 K ( $\sim 90$  °C) ve vzdálenosti 1 mm od trysky až k hodnotě 470 K ( $\sim 200$  °C) v blízkosti substrátu, což jsou tytéž hodnoty, které byly publikovány v práci [7], ve které byla k vyhodnocení interferogramů použita Takedova metoda [42]. Efekt rostoucí teploty neutrálního plynu směrem k substrátu byl pozorován i při měření rotační teploty v bariérovém pochodňovém výboji ve směsi He + O<sub>2</sub> pomocí optické emisní spektroskopie (viz [24]).



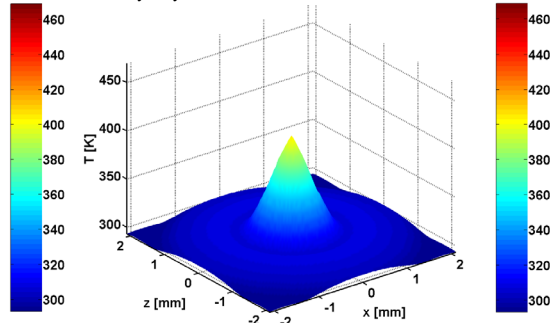
**Obr. 5.2.1:** Prostorová distribuce teploty neutrálního plynu ve vzdálenosti 1 mm od trysky.



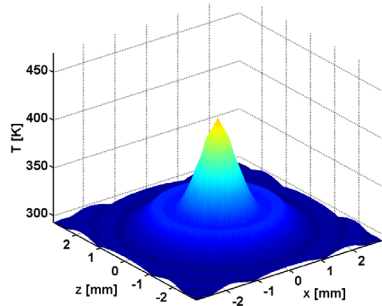
**Obr. 5.2.2:** Prostorová distribuce teploty neutrálního plynu ve vzdálenosti 2 mm od trysky.



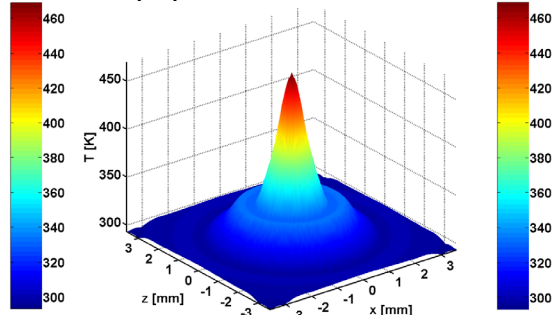
**Obr. 5.2.3:** Prostorová distribuce teploty neutrálního plynu ve vzdálenosti 3 mm od trysky.



**Obr. 5.2.4:** Prostorová distribuce teploty neutrálního plynu ve vzdálenosti 4 mm od trysky.



**Obr. 5.2.5:** Prostorová distribuce teploty neutrálního plynu ve vzdálenosti 5 mm od trysky.

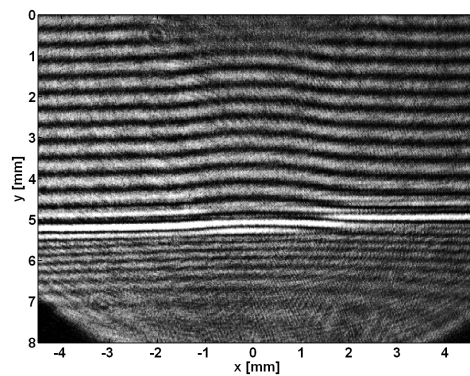


**Obr. 5.2.6:** Prostorová distribuce teploty neutrálního plynu ve vzdálenosti 5,2 mm od trysky.

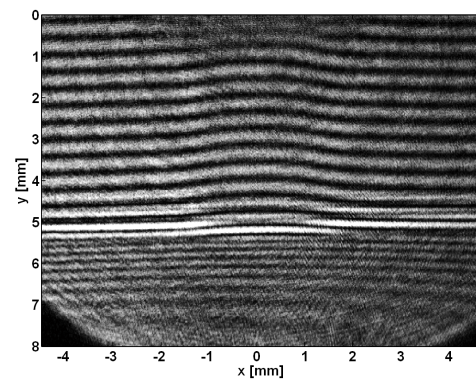
### 5.3. Výsledky měření v heliu

Experimentálně i diagnosticky náročnější částí experimentu však bylo měření teploty neutrálního plynu v případě použití helia. Jak již bylo diskutováno v kapitole 4.5 a jak je vidět z obrázku 5.3.1, je pořízená interferenční struktura deformována pouhou přítomností hélia v důsledku jeho rozdílného indexu lomu. Výpočet teploty byl proto proveden tak, že v první části experimentu byla určena odpovídající koncentrace helia uvnitř výbojového kanálu bez zapáleného výboje a obdržené hodnoty byly poté použity k výpočtu teploty neutrálního plynu ve výbojovém kanále bariérového pochodňového výboje. Výsledná teplota byla počítána podle vztahu:

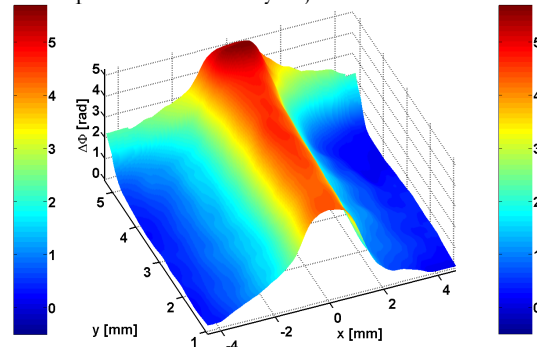
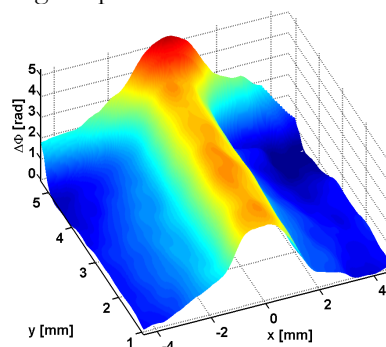
$$T(x, y, z) = T_0 \cdot \frac{[c_{He}(x, y, z) \cdot (n_{He} - 1) + (1 - c_{He}(x, y, z)) \cdot (n_0 - 1)]}{n(x, y, z) - 1}, \quad (5.3.1)$$



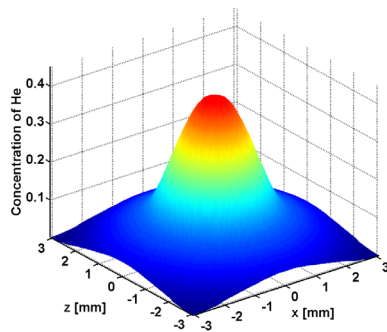
**Obr. 5.3.1:** Typický nefiltrovaný interferogram proudícího hélia.



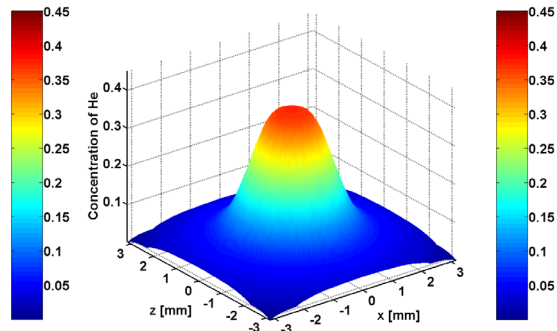
**Obr. 5.3.2:** Interferogram bariérového pochodňového výboje hořící v heliu.



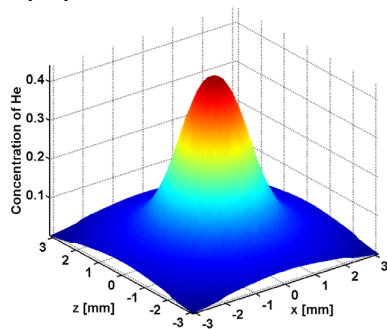
**Obr. 5.3.3 a 5.3.4:** Fázové posuny interferenčních struktur z obrázků 5.3.1 (proudící helium) a 5.3.2 (bariérový pochodňový výboj hořící v heliu). Orientace osy  $y$  je na obou obrázcích pro přehlednost otočena, korespondence souřadnic s předchozími obrázky 5.3.1 a 5.3.2 byla zachována. Konec trysky je na souřadnici  $y = 0$  mm, substrát na pozici  $y = 5,5$  mm. Oba obrázky jsou stejně barevně škálovány.



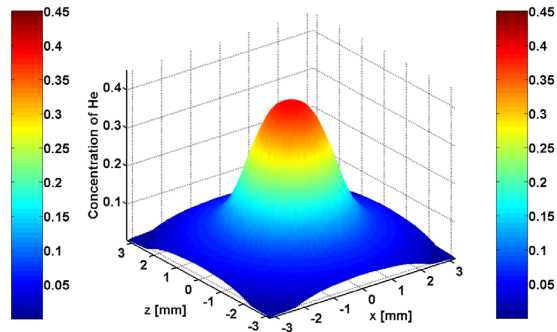
**Obr. 5.3.5:** Prostorová distribuce koncentrace hélia ve vzdálenosti 1 mm od trysky.



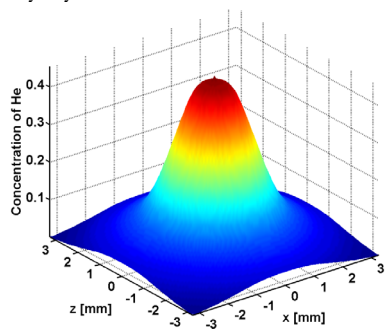
**Obr. 5.3.6:** Prostorová distribuce koncentrace hélia ve vzdálenosti 2 mm od trysky.



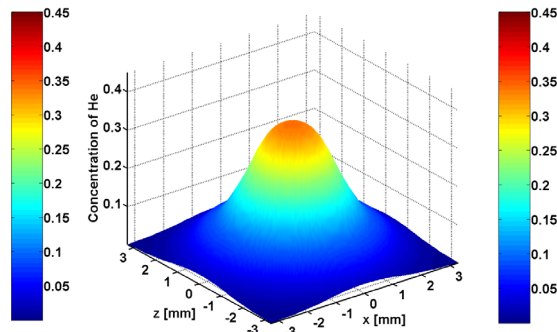
**Obr. 5.3.7:** Prostorová distribuce koncentrace hélia ve vzdálenosti 3 mm od trysky.



**Obr. 5.3.8:** Prostorová distribuce koncentrace hélia ve vzdálenosti 4 mm od trysky.

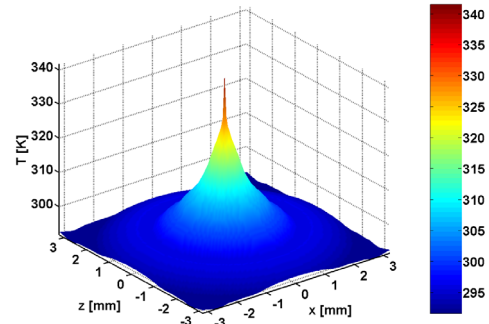
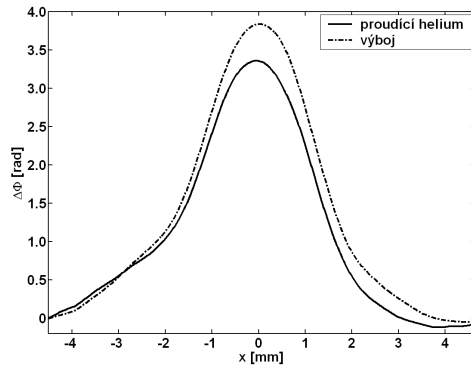


**Obr. 5.3.9:** Prostorová distribuce koncentrace hélia ve vzdálenosti 5 mm od trysky.



**Obr. 5.3.10:** Prostorová distribuce koncentrace hélia ve vzdálenosti 5.2 mm od trysky.

kde  $c_{\text{He}}(x, y, z)$  představuje koncentraci hélia v místě o souřadnicích  $(x, y, z)$  spočtenou v první části experimentu, a  $n_{\text{He}}$  a  $n_0$  jsou indexy lomu hélia a suchého vzduchu za normální teploty  $T_0 = 293,15$  K. Protože nelze považovat hodnoty koncentrace v obou částech experimentu za zcela totožné, byl v obou případech proveden výpočet fázového posunu v celkem 512 interferogramech a spočtena jeho průměrná hodnota. Fázové posuny odpovídající těmto průměrným hodnotám lze najít v grafech



**Obr. 5.3.11:** Srovnání fázových profilů zapáleného výboje a proudícího hélia podél souřadnice  $y = 2$  mm. Plná čára odpovídá profilu proudícího hélia, čerchovaná profilu při hořícím výboji.

**Obr. 5.3.12:** Výsledná teplota neutrálního plynu v bariérovém pochodňovém výboji ve vzdálenosti  $y = 2$  mm spočtená z fázových profilů na obrázku 5.3.11.

5.3.3 a 5.3.4. Zvláště na prvním z nich je patrná poměrně dlouhá část s konstantní fázovou deformací v intervalu  $y = 1$  až 4 mm a teprve v blízkosti substrátu dochází k prudkému nárůstu fázového posunu, který je způsoben obtékáním pracovního plynu kolem překážky v proudění. Fázový posun zapáleného výboje zobrazený na obr. 5.3.4 vykazuje v celém objemu výbojového kanálu hodnoty přibližně o 1 rad vyšší než v případě proudícího hélia. Tento rozdíl je způsoben ohřevem pracovního plynu a představuje tak hledanou veličinu umožňující spočítat teplotní rozdíl mezi plynem ve výbojovém kanále a okolním prostředím.

Na obrázcích 5.3.5 až 5.3.10 lze postupně nalézt hodnoty absolutní koncentrace hélia spočtené pro jednotlivé řezy podél osy symetrie ve vzdálenostech 1, 2, 3, 4, 5 a 5,2 mm od trysky. Všech šest obrázků je stejně barevně škálováno. Z výsledných grafů je vidět, že hodnoty koncentrace se téměř nemění a v ose kanálu dosahují přibližně 40%. Průměr kanálu je podél celé osy 3 mm. V blízkosti substrátu dochází v důsledku jeho obtékání k rozšíření proudového kanálu, což je částečně demonstrováno na obrázku 5.3.10.

Vzhledem k faktu, že ohřev plynu i příměs hélia ve vzduchu vyvolá v obou případech pokles indexu lomu, mají fázové změny způsobené oběma těmito činiteli stejné znaménko. Ohřev neutrálního plynu ve výbojovém kanále tak přidá dodatečný fázový posun k původnímu fázovému profilu, jak je demonstrováno na obrázku 5.3.11. Spočtená teplota odpovídající těmto dvěma profilům je zobrazena na obrázku 5.3.12. Ukazuje se, že ohřev plynu ve výboji je velice nízký a teplota v ose symetrie dosahuje maximálně 340 K ( $\sim 70$  °C), což má velké důsledky pro praktické aplikace,

zejména pro depozice na teplotně citlivé materiály. Vzhledem k faktu, že chyba ve stanovení výsledné teploty je poměrně velká a výsledek je velmi citlivý na koncentraci helia, nepodařilo se změřit rozdíly v teplotách mezi začátkem a koncem výbojového kanálu, které by byly větší než chyba měření.

#### 5.4. Diskuse výsledků

Spočtené teploty neutrálního plynu pomocí holografické interferometrie ukazují, že jak v případě argonu, tak i v případě helia je jeho teplota velmi nízká a pohybuje se při dané konfiguraci experimentálního zařízení pod hranicí 200 °C. Jak však plyne ze sondových měření publikovaných v pracích [24] a [56], dosahuje elektronová teplota hodnot kolem 3 až 5 eV (~ 30000 až 50000 K). To dokazuje, že plazmový kanál hořícího výboje je sice nízkoteplotní, ale v silné teplotní nerovnováze, což umožňuje deponovat tenké vrstvy na teplotně citlivé materiály jako plasty a podobně. Jako příklad lze uvést mimo jiné depozice  $\text{In}_x\text{O}_y$  a  $\text{SnO}_x$  na polymerové substráty (viz [26]). Výsledky komentované v předchozích odstavcích jsou v souladu nejen s měřením [7] a [57], ale také s hodnotami publikovanými ve [24], kde byla měřena rotační teplota v bariérovém pochodňovém výboji v heliu pomocí optické emisní spektroskopie. I zde byl zaznamenán rozdíl mezi teplotami v blízkosti ústí trysky a v blízkosti substrátu. Měřené rozdíly rotačních teplot činily však jak v případě kontinuálního tak i u pulzně modulovaného módu pouze 20 až 30 K, a to i při absorbovaném výkonu 250 W. Tak malý rozdíl je však na hranici měřitelnosti holografického interferometru při daných parametrech experimentu a při použití helia jako pracovního plynu. Relativní chyba určení koncentrace helia se totiž v první části experimentu při výpočtu z 512 interferogramů pohybovala kolem 15 %. Při tak malých teplotách neutrálního plynu a nesnadné diagnostice obdržených interferogramů, která je velmi citlivá na přesné stanovení koncentrace pracovního plynu s odlišným indexem lomu, je velmi obtížné zaznamenat tyto malé rozdíly mezi teplotami na obou koncích teplotního pole. Měřené rozdíly jsou proto menší než je běžný šum pozadí.

V kapitole 4.5 byla na základě počítačového modelování předpovězena pro případ helia minimální měřitelná hodnota teplotního rozdílu 200 K. Tato hodnota však byla stanovena pro koncentraci  $c_{\text{He}} = 0,5$  v ose výboje a pro šířku plazma-jetu

rovnou 2 mm. V našem případě však dosahovala absolutní koncentrace helia v ose symetrie pouze hodnoty  $c_{\text{He}} = 0,4$  a – jak je vidět z obrázků 5.3.5 až 5.3.10 – průměr plazmatického kanálu byl místy až dvakrát větší. V konečném důsledku tak bylo možné detekovat teplotní rozdíly už od 50 K.

## 6. INTERFEROMETRIE Z-PINČ VÝBOJE

Aplikace Takedovy metody spektrální analýzy intenzitních profilů je v případě složitých interferenčních struktur a interferogramů s nedokonalým záznamem velmi komplikovaná a mnohdy nemožná. Protože však algoritmus popsáný v kapitole 3 je možné aplikovat i na většinu velmi složitých interferenčních struktur, byl ve spolupráci s Českým vysokým učením technickým v Praze a s Ústavem fyziky plazmatu ve Varšavě v Polsku použit k diagnostice interferogramů z-pinč výboje pořízených na polské aparatuře - koaxiálním urychlovači PF-150. Na obou zmíněných pracovištích jsou pinčové výboje studovány již téměř 20 let. Protože na zmíněné polské aparatuře lze dosáhnout extrémních podmínek a maximálních proudů ve výboji až v řádu stovek kA, lze očekávat, že složité poměry ve výboji se odrazí i ve výsledném interferenčním poli. Výsledky této spolupráce budou proto popsány v následující kapitole.<sup>1</sup>

### 6.1. Teoretická závislost indexu lomu

V kapitole 4, ve které byly diskutovány modelové interferogramy některých vybraných procesů, byly všechny výpočty provedeny za předpokladu, že stupeň ionizace plazmatu je natolik malý, že jeho vliv na výsledný index lomu je neměřitelný. Takové zanedbání lze provést u většiny nízkoteplotních výbojů jako např. u bariérového pochodňového výboje [7], kde stupeň ionizace dosahuje hodnoty  $10^{-7}$  až  $10^{-6}$ . Nelze je však opominout u vysokoenergetických výbojů s velkým stupněm ionizace jako jsou např. magnetické pinče a podobně. V takovém případě je naopak vliv koncentrace volných elektronů na celkový index lomu plazmatu dominantní a důležitost dříve diskutovaných parametrů, jakými byly teplota a tlak neutrálního plynu, prudce klesá.

---

<sup>1</sup> Výsledky komentované v této kapitole byly prezentovány na konferencích ICPP 2004 (International Congress on Plasma Physics, Nice/France October 25-29, 2004) a na 10. konferenci fyziky plazmatu a kontrolované fúze (Alushta/Ukraine September 13-18, 2004) a publikovány v časopisech *Review of Scientific Instruments* 76 (2005) 73103 a v časopise *Problems of Atomic Science and Technology* 11 (2005) 235-237 (viz kapitola 9).



Jak je ukázáno např. v práci [35], lze komplexní index lomu elektromagnetické vlny frekvence  $\omega$  šířící se v plazmatu s plazmovou frekvencí  $\omega_p$  popsat disperzní rovnicí

$$1 - n^2 = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \cdot \left[ 1 + \left( \frac{2\pi f_{ei}}{\omega} \right)^2 \right] \cdot \left( 1 + \frac{\omega_c}{\omega} \right), \quad (6.1.1)$$

kde  $\omega_c$  je cyklotronní frekvence elektronů a  $f_{ei}$  srážková frekvence elektronů a iontů. Za předpokladu, že

$$\frac{\omega_p}{\omega}, \frac{f_{ei}}{\omega} \text{ a } \frac{\omega_c}{\omega} \ll 1 \quad (6.1.2)$$

a zavedeme-li pro plazmovou frekvenci  $\omega_p$  vztah

$$\omega_p^2 = \frac{N_e \cdot e^2}{\varepsilon_0 m}, \quad (6.1.3)$$

kde  $N_e$  představuje koncentraci elektronů,  $e$  jejich náboj a  $m$  jejich hmotnost, lze výslednou rovnici (6.1.1) za předpokladu, že  $n$  je blízké jedné, přepsat na tvar

$$n = 1 - \frac{N_e e^2 \lambda^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e c^2} = 1 - 4.485 \cdot 10^{-16} \lambda^2 N_e. \quad (6.1.4)$$

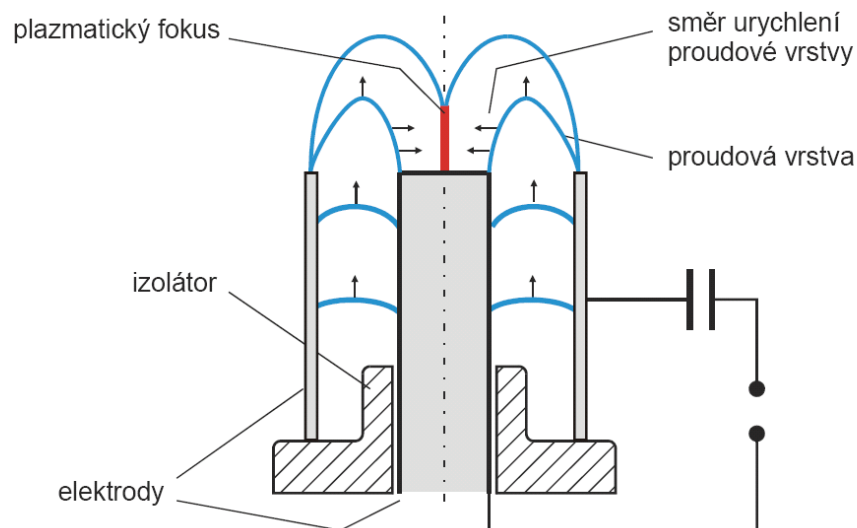
Poslední vztah představuje disperzní rovnici, které se používá pro výpočet elektronové koncentrace ze známého rozdělení indexu lomu a která byla odvozena za předpokladu kvazistacionárního magnetického pole, dominantního vlivu srážek elektronů s atomy a ionty a velkých rozměrů plazmatu vzhledem k vlnové délce elektromagnetické vlny. Výsledný vztah (6.1.4) lze najít např. v publikacích [35, 58]. Jak ukazuje finální tvar disperzní rovnice (6.1.4), je fázová rychlost elektromagnetické vlny v plazmatu větší než rychlost světla ve vakuu. Tato skutečnost však není v rozporu s teorií relativity, neboť fázová rychlost nenesení informaci. Z rovnice (6.1.1) také ply-

ne, že elektromagnetická vlna s frekvencí menší než je frekvence plazmatu se daným prostředím nešíří.

## 6.2. Experimentální uspořádání

Elektrické proudy v řádech kA – MA vytvářejí v plazmatu o průměrech řádově cm vlastní magnetické pole, které v důsledku Ampérovy síly intenzivně působí na nabitě částice. Jak již bylo konstatováno v úvodní kapitole, ve válcově symetrické konfiguraci plazmatu jsou nabitě částice urychlovány směrem k ose, což je jev nazývaný magnetický pinč. Podle směru, kterým protéká proud mluvíme o tzv. z-pinči (proud ve směru osy symetrie z) nebo theta pinči (azimutární směr proudu). V obou případech výsledné vlastní magnetické pole stlačuje proudový kanál. V případě z-pinče je Ampérova síla v osové oblasti vyrovnávána gradientem tlaku plazmatu s extrémně vysokou teplotou a hustotou.

V laboratořích jsou v současnosti studovány různé experimentální konfigurace. Jednou z častých forem z-pinče je tzv. plazmatický fokus (PF), formující se za ústím elektrod, schematicky znázorněný na obr 6.2.1. Elektronová koncentrace dosahuje v některých zařízeních extrémně vysokých hodnot, k jejichž určení je nejvhodnější optická interferometrie. Měřitelné hodnoty elektronové hustoty pomocí



**Obr. 6.2.1:** Schematické znázornění plazmatického fokusu s výše popsanými parametry. Obrázek je převzat z publikace [35]

interferenčních metod se pohybují v rozmezí přibližně  $10^{20}$  až  $10^{25}$   $\text{m}^{-3}$ . Se vzrůstající elektronovou hustotou a rozměry studované oblasti roste většinou i míra deformace interferenční struktury.

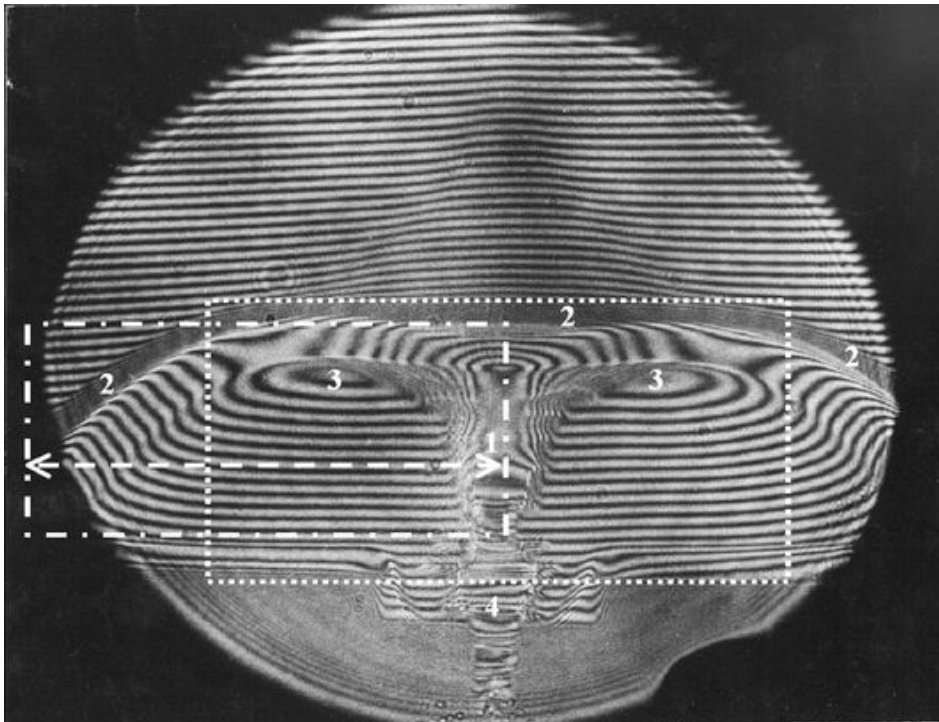
Experiment s uspořádáním z obr. 6.2.1. byl proveden v Ústavu fyziky plazmatu ve Varšavě v Polsku na zařízení PF-150 [40] s následujícími parametry:

- poloměr vnitřní elektrody:  $r_1 = 5$  cm
- poloměr vnější elektrody:  $r_2 = 20$  cm
- maximální proud ve výboji:  $I = 0.5$  MA (přibližně 5  $\mu\text{s}$  po zapálení výboje)
- tlak:  $p = 266$  Pa
- náplň komory: deuterium
- sestava interferometru: Machův - Zehnderův
- vlnová délka použitého Nd-YAG laseru:  $\lambda = 531$  nm
- typická doba expozice:  $t = 8$  ns
- médium použité pro registraci interferogramu: černobílý film

### 6.3. Výsledky

Typický interferogram pořízený při experimentu je zobrazen na obrázku 6.3.1. Téměř neporušená interferenční struktura v horní části obrázku je výrazně deformována v oblasti plazmatického fokusu a v oblasti těsně pod rázovou vlnou. Interferogram díky těmto deformacím vykazuje celou řadu komplikací, které brání jeho vyhodnocení užitím Takedovy metody (viz kapitola 1.2). V oblasti hlavního proudového kanálu, označeného na obrázku číslem 1, dochází k rozdělení interferenčních čar. V oblasti rázové vlny (na obrázku označené číslem 2) je změna fáze tak prudká, že jednotlivé interferenční čáry splývají a není je proto možné odlišit. V oblasti vlevo a vpravo pod rázovou vlnou (označeno číslem 3) se vytvářejí uzavřené interferenční čáry, které vznikají v oblastech s velmi silnou změnou indexu lomu ve směru kolmém na původní směr interferenčních proužků.

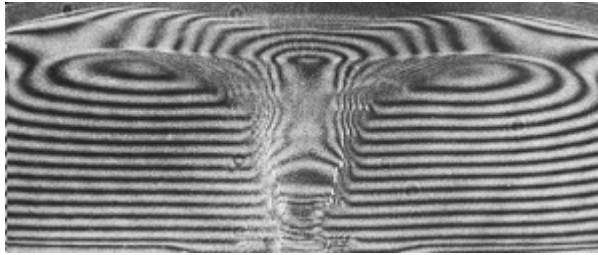
Vlastní výpočet fázového posunu byl proveden podle algoritmu popsáném v kapitole 3. V případě interferogramu 6.3.1 je však interferenční struktura natolik



**Obr. 6.3.1:** Reálný interferogram pinče výboje pořízený na aparatuře PF-150 (viz text). 1: výbojový kanál (PF), 2: oblast rázové vlny - kvůli vysoké hustotě interferenčních čar dochází k jejich optickému „slévání“ a není možné rozlišit jednotlivé čáry, 3: oblast uzavřených interferenčních čar, 4: oblast parazitní interference na vnitřní elektrodě, tečkovaný obdélník: první vyhodnocovaná oblast (viz další text), čerchovaný obdélník: druhá vyhodnocovaná oblast pro kontrolu vlivu rázové vlny na přesnost výpočtu, čárkovaná šipka: kontrolní řez pro výpočet celkové elektronové koncentrace

komplikovaná, že je nutné před vlastním výpočtem provést digitální úpravu interferogramu. Ta je dokumentována sérií obrázků 6.3.2 až 6.3.5.

Z původního interferogramu je pořízen výřez (tečkovaný obdélník na obrázku 6.3.1) který obsahuje oblast nejdůležitějších dat. Výřez je zdola omezen tak, aby nezahrnoval oblast parazitních interferenčních proužků na vnitřní elektrodě, které nenesou pro nás žádnou informaci, a shora rázovou vlnou, kde slítí proužků a rozlišovací schopnost záznamového média brání vyhodnocení této zóny. Zleva a zprava je vyhodnocovaná oblast volena tak, aby obsahovala celou strukturu uzavřených interferenčních čar. Výsledný výřez je zobrazen na obrázku 6.3.2. Jeho rozměry jsou  $523 \times 220$  pixelů, což odpovídá skutečným rozměrům vyhodnocované oblasti  $158 \times 68$  mm<sup>2</sup>. Cílem výpočtu je určit distribuci fázového posunu uvnitř vymezené oblasti a spočítat profil elektronové koncentrace uvnitř výbojového kanálu.



**Obr. 6.3.2:** Výřez původního interferogramu. Velikost výřezu je  $523 \times 220$  pixelů, což odpovídá rozměrům  $158 \times 68$  mm<sup>2</sup>.



**Obr. 6.3.3:** Výřez interferogramu po převedení do binárního obrázku.



**Obr. 6.3.4:** Upravený výřez po zrekonstruování poškozených a zdvojených interferenčních čar.

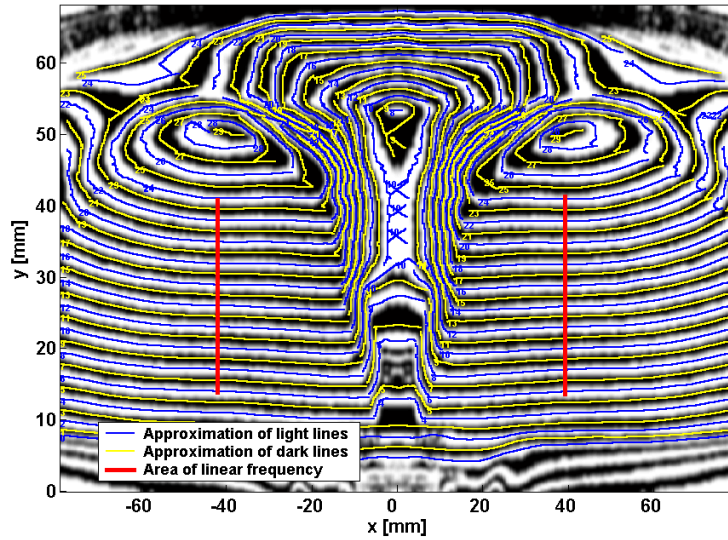


**Obr. 6.3.5:** Výsledný interferogram převedený zpět do odstínů šedi a rozostřený Gaussovým filtrem velikosti  $3 \times 3$ .

V prvním kroku je výřez znormován tak, aby intenzita všech pixelů ležela v intervalu  $\langle 0 - 1 \rangle$ , kde 0 odpovídá černé barvě (interferenční minimum) a 1 bílé (maximum). Takto upravený interferogram je poté transformován do binárního kódu s vhodně zvoleným středem intenzity s maximální rozlišitelností jednotlivých čar. U tmavého interferogramu je střed volen nízko pod hodnotou 0,5, u světlého vysoko nad ní. Takto upravený výřez je zobrazen na obrázku 6.3.3.

Interferogram je posléze zrekonstruován a jsou odstraněny parazitní pixely způsobené např. vadnou optikou interferometru a podobně. (Obr. 6.3.4)

Výsledný obraz je převeden zpět do odstínů šedi a upraven pomocí Gaussova filtru velikosti  $3 \times 3$  viz rovnice (3.2.1.1) a (3.2.1.2). Tento krok je důležitý z důvodů, jakým vyhodnocovací algoritmus aproximuje interferenční čáry. Zpětné „rozostření“ binárního obrazu Gaussovým filtrem zajistí jednotlivým čarám dosta-

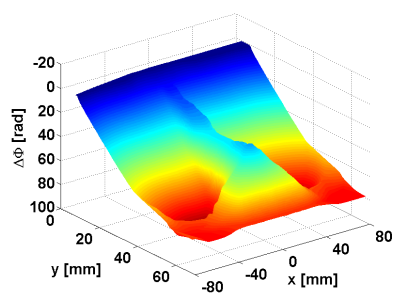


**Obr. 6.3.6:** Původní interferogram s aproximovanými interferenčními čarami. Svislé červené čáry odpovídají zvoleným oblastem s lineární fází.

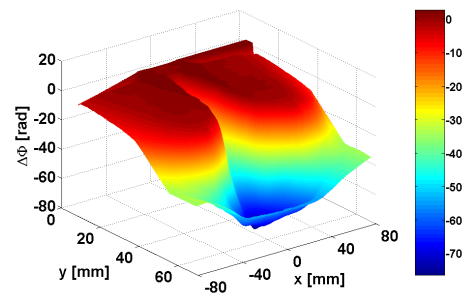
tečně hladký profil pro jejich další automatickou identifikaci. Konečná podoba interferogramu před dalším zpracováním je zachycena na obrázku 6.3.5.

Před dalším výpočtem je výsledný interferogram transformován na rozměry  $600 \times 600$  pixelů. Tento krok, který deformuje vyhodnocovaný obraz, aniž by ovlivňoval výsledné hodnoty fázového posunu, není nutný, ale usnadňuje vyhledávacímu algoritmu volit správný režim aproximace jednotlivých čar.

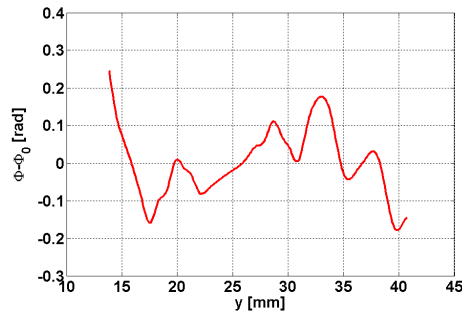
Po aplikaci algoritmu popsaném v kapitole 3 je výsledná síť interferenčních maxim a minim zachycena na obrázku 6.3.6. Drobné nespojitosti v některých bodech jsou vyhlazeny v dalším kroku spojením 2D interpolací obdržených dat a vytvořením 2D mapy fázového posunu, znázorněného na obrázku 6.3.7. Z oblastí označených



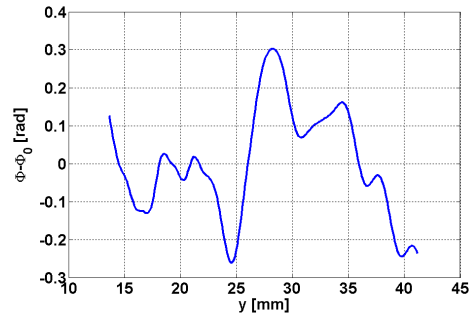
**Obr. 6.3.7:** Fázový posun spočtený 2D kubickou interpolací z aproximované interferenční struktury na obrázku 6.3.6. Pro lepší přehlednost je osa  $z$  zobrazena obráceně.



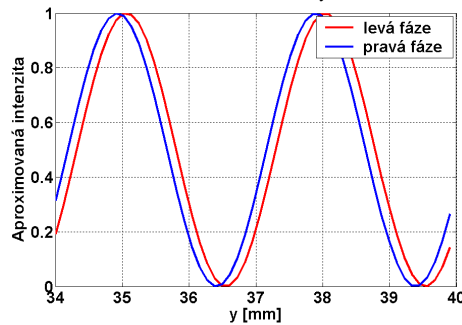
**Obr. 6.3.8:** Skutečný fázový posun po odečtení prostorové frekvence. Červené oblasti odpovídají místům s minimálním posunem, modré místům s maximálním posunem.



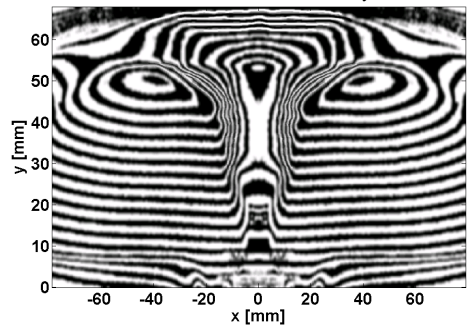
**Obr. 6.3.9:** Odchylka levé oblasti se zvolenou lineární fází od linearity.



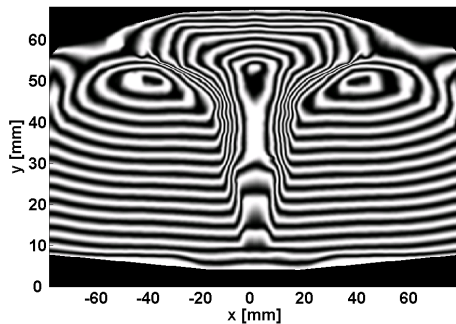
**Obr. 6.3.10:** Odchylka pravé oblasti se zvolenou lineární fází od linearity.



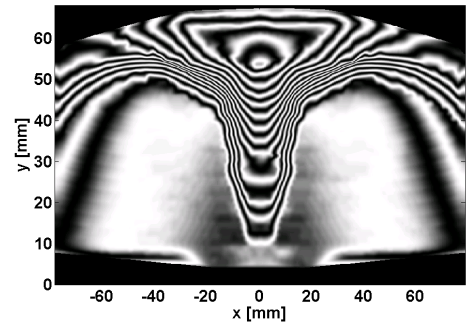
**Obr. 6.3.11:** Vzájemný posun vybraných oblastí s lineární fází.



**Obr. 6.3.12:** Původní interferogram



**Obr. 6.3.13:** Rekonstrukce původního interferogramu spočtená z fázového posunu na obrázku 6.3.7. (Srovnej s obrázkem 6.3.12)



**Obr. 6.3.14:** Rekonstrukce interferogramu při seřízení interferometru na nekonečnou šířku proužků spočtená z fázového posunu na obrázku 6.3.8.

červenými svislými čarami je rekonstruován původní neporušený lineární průběh fáze a následně spočten skutečný fázový posun, již bez lineární části dané prostorovou frekvencí (obr. 6.3.8).

Odchylky vybraných okrajových oblastí od lineárního průběhu dosahují maximálně neměřitelné veličiny 0.3 radiánů (viz obrázky 6.3.9 a 6.3.10) a představují při celkovém fázovém posunu ve zvolené oblasti  $\Delta\phi = 60$  rad odchylku pouhých 0.5%. Stejně tak vzájemný fázový posun obou zvolených oblastí je, jak je vidět na obrázku



6.3.11, který zobrazuje zidealizované aproximace intenzit jednotlivých pixelů ve směru osy  $y$ , zanedbatelný.

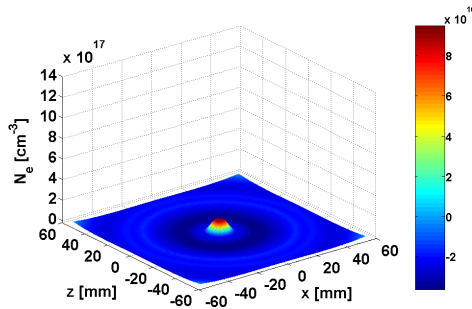
Z výsledného fázového posunu lze zpětně dopočítat rozložení odpovídající interferenční struktury a srovnat s reálným interferogramem. Tyto zpětně rekonstruované interferogramy lze najít na obrázcích 6.3.13 a 6.3.14. Přitom druhý z nich - interferogram 6.3.14 představuje interferenční strukturu, jak by vypadala v případě interferometru seřízeného na nekonečnou šířku proužků, tedy v případě dokonale rovnoběžných interferujících paprsků.

Fázový posun zobrazený na obrázku 6.3.8 je v následujícím kroku přepočítán na index lomu odpovídající prostorovým souřadnicím  $x$ ,  $y$  a  $z$ . Díky rotační symetrii  $z$ -pinče lze využít rovnic Abelovy transformace v diskrétním tvaru (4.2.4) a (4.2.5). Při výpočtu je postupováno rekurentně. Z rovnice (4.2.4) je vyjádřen člen  $\Delta n_j$  a výpočet indexu lomu probíhá od vnějšího mezikruží s indexem  $j = 1$  směrem do středu  $j = k$ . Při výpočtu indexu lomu uvnitř jednotlivých mezikruží se tak využívá znalost již spočteného indexu lomu ve všech mezikružích vnějších.

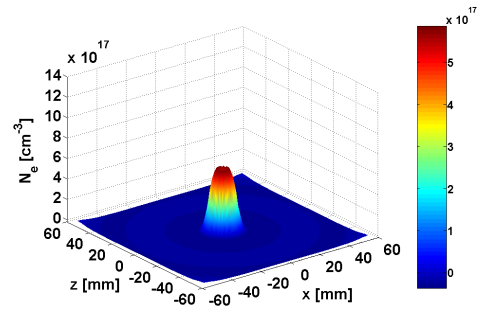
Při výpočtu byly použity parametry vycházející z rozměrů interferogramu, tedy počet mezikruží  $k = 300$ , šířka mezikruží odpovídající  $x$ -ovému rozměru jednoho pixelu  $\Delta r = 0.263$  mm a vlnová délka použitého laseru  $\lambda = 531$  nm. Vzhledem k faktu, že tlak uvnitř reaktoru je tlak  $p_0 = 266$  Pa a náplň reaktoru tvoří deuterium, lze index lomu vně studované oblasti aproximovat na základě Gladstoneova-Daleova vztahu (4.3.2) a hodnot z tabulky 4.5.1 hodnotou  $n_0 - 1 = 1.2 \cdot 10^{-7}$ , což je vzhledem k velikosti absolutní hodnoty dosahované změny indexu lomu veličina nerozlišitelná od nuly. Bez újmy na přesnosti výpočtu, lze proto položit  $n_0 = 1$ . Ze známých hodnot indexu lomu lze posléze s využitím vztahu (6.1.4) spočítat lokální hodnoty elektronové koncentrace.

Prostorová distribuce elektronové hustoty ve výbojovém kanále je pro různé hodnoty souřadnice  $y$  vynesena v následujících šesti grafech. Relativně dobře koreluje s hodnotami změřenými v pracích [36, 59]. Výsledky zobrazené na obrázcích 6.3.15 až 6.3.20 ukazují, že elektronová hustota ve výbojovém kanále postupně narůstá přibližně až do úrovně rázové vlny, což je logické, neboť rychlost částic ve směru osy  $y$  klesá. Vyhodnocovat touto metodou elektronovou koncentraci na úrovni rázové vlny nemá smysl, protože informace o fázovém posunu v levé a pravé části interferogra-

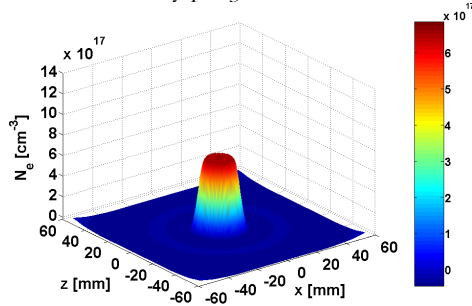




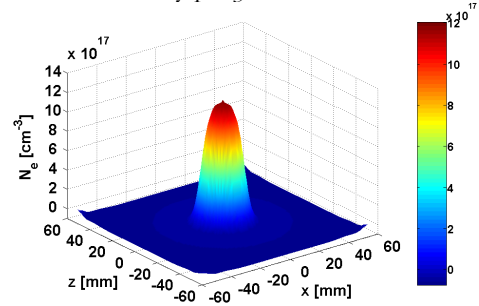
Obr. 6.3.15: Prostorová distribuce elektronové hustoty pro  $y = 10$  mm.



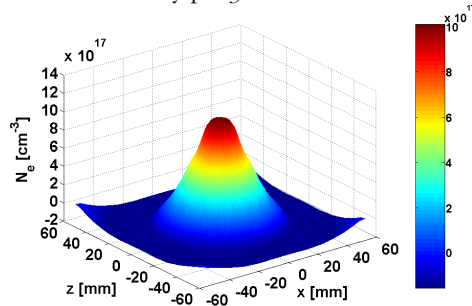
Obr. 6.3.16: Prostorová distribuce elektronové hustoty pro  $y = 20$  mm.



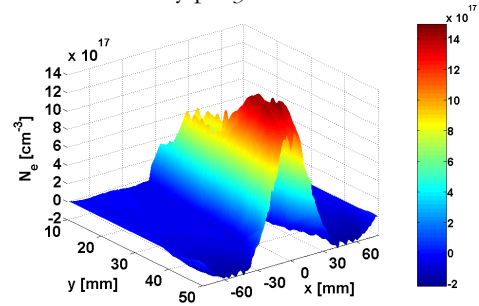
Obr. 6.3.17: Prostorová distribuce elektronové hustoty pro  $y = 30$  mm.



Obr. 6.3.18: Prostorová distribuce elektronové hustoty pro  $y = 40$  mm.



Obr. 6.3.19: Prostorová distribuce elektronové hustoty pro  $y = 50$  mm.



Obr. 6.3.20: Celková distribuce elektronové koncentrace ve výbojovém kanálu.

mu není kompletní. Podrobně bude přesnost dosažených výsledků diskutována v další kapitole.

#### 6.4. Diskuse výsledků

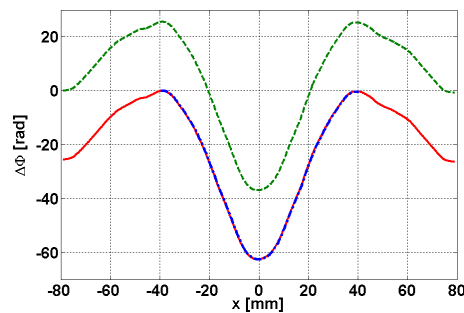
Všechny spočtené výsledky z předchozích obrázků byly získány za předpokladu, že mimo studovanou oblast, tedy mimo vyhodnocovaný výřez (viz. obr. 6.3.2) nedochází k deformaci interferenčních čar a tedy ani procházejícího laserového svazku. Jak je však dobře vidět na obrázku 6.3.1, tento předpoklad není splněn. Nabitě

částice nacházející se mimo oblast plazmatického fokusu způsobují dodatečnou deformaci světelného svazku již před jeho vstupem do vyšetřované oblasti a ještě jednou jej deformují po výstupu z vyšetřované oblasti. Celková hodnota fázového posunu způsobená vnějším prostředím přitom může být i několikanásobně větší než deformace způsobená úzkým kanálem hořícího výboje. Je třeba proto ověřit do jaké míry ovlivní tato deformace přesnost výpočtů.

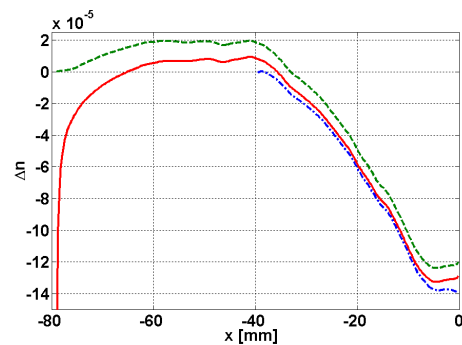
Lze ukázat, že řešení rovnic inverzní Abelovy transformace pro oblast blízko osy symetrie není výrazně citlivé na okrajové podmínky, tedy na fázový posun ve vnějších oblastech vyšetřované zóny. Toto je vidět např. na obrázcích 6.4.1 a 6.4.2. Z fázového posunu zobrazeného v grafu 6.3.8 byl vybrán profil podél souřadnice  $y = 50$  mm a upraven do tří různých profilů:

- Červeně – původní nemodifikovaný profil  $\Delta\phi$ .
- Zeleně – původní profil posunutý tak, aby platilo  $\Delta\phi_1 = 0$  (Tento krok byl aplikován u všech grafů 6.3.15 až 6.3.20).
- Modře – původní fázový posun, ve kterém byla vynechána celá oblast předcházející nulové hodnotě  $\Delta\phi$  – tedy posun způsobený deformací světelného svazku mimo hlavní výbojový kanál.

Jak je vidět z výsledného grafu 6.4.2 způsobí změna krajní hodnoty fázového posunu



**Obr. 6.4.1:** Stejný profil fázového posunu v řezu  $y = 50$  mm se třemi různými počátečními hodnotami. Plná červená čára odpovídá skutečnému posunu odečtenému z grafu 6.3.8. Zelená čára představuje fázový posun, kdy je nulová hodnota přiřazena krajním bodům. Modrá křivka odpovídá původnímu fázovému posunu bez započtení příspěvku od okrajových oblastí.



**Obr. 6.4.2:** Výsledná změna indexu lomu spočtená pro jednotlivé fázové profily z předchozího grafu. Typy jednotlivých čar zůstaly zachovány. Rozdíl hodnot vynesných v červené a zelené křivce je zobrazen na obr. 6.4.3.

o 25 radiánů změnu ve výsledném indexu lomu v ose symetrie o zanedbatelnou hodnotu 1 až  $2 \cdot 10^{-5}$ . Tato změna je srovnatelná s chybou měření a představuje maximálně 15% odchylku od spočtené elektronové koncentrace v ose výboje.

Výslednou změnu indexu lomu v ose symetrie lze vyjádřit též obecně. Označíme-li původní (červený) a posunutý (zelený) fázový profil jako  $\Delta\phi$  a  $\Delta\phi'$  a hodnotu, o kterou jsou posunuty, jako  $\sigma$ , pak mezi  $\Delta\phi$  a  $\Delta\phi'$  platí jednoduchý vztah:

$$\Delta\phi' = \Delta\phi + \sigma \quad (6.4.1)$$

Uvědomíme-li si navíc, že pro všechny elementy Abelovy matice ve tvaru  $A_{jk}$  popsané v rovnici (4.2.5) platí (viz též vztah (6.4.5))

$$A_{jk} = 1, \quad j = 1 \dots k, \quad (6.4.2)$$

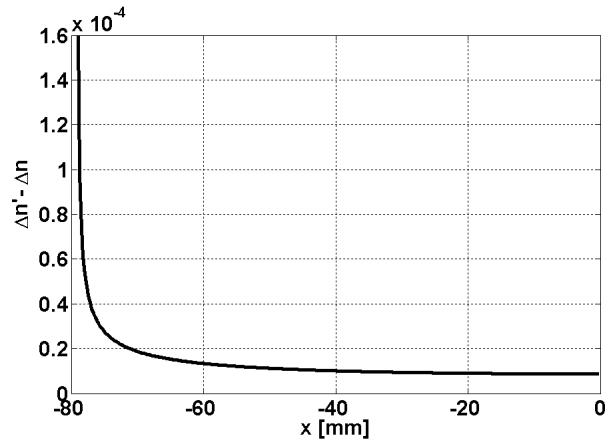
lze rovnici (4.2.4) snadno upravit na tvar

$$\Delta n'_k - \Delta n_k = \frac{\lambda_0 \sigma}{4\pi \Delta r} - \sum_{j=1}^{k-1} (\Delta n'_j - \Delta n_j), \quad (6.4.3)$$

příčemž sumu na pravé straně rovnice lze vyjádřit rekurentně a celou posloupnost  $\Delta n'_j - \Delta n_j$  tak postupně popsat pouze pomocí konstant  $\sigma$ ,  $\lambda_0$ ,  $\Delta r$  a  $A_{ji}$ .

$$\sum_{j=1}^{k-1} (\Delta n'_j - \Delta n_j) = \frac{\sigma \lambda_0}{4\pi \Delta r} \cdot \left( \begin{array}{c} \frac{1}{A_{11}} + \frac{1}{A_{22}} - \frac{A_{12}}{A_{11} A_{22}} + \\ \frac{1}{A_{33}} - \frac{A_{13}}{A_{11} A_{33}} - \frac{A_{23}}{A_{22} A_{33}} + \frac{A_{12} A_{23}}{A_{11} A_{22} A_{33}} + \dots \end{array} \right) \quad (6.4.4)$$

Výsledný rozdíl v indexu lomu spočtený z posunutého a neposunutého fázového profilu, je tedy funkcí pouze vzájemného posunu  $\sigma$  a nikoliv tvaru křivky fázového profilu  $\Delta\phi$ . Z rovnice (6.4.3) je zřejmé, že posloupnost rozdílů spočtených indexů lomu je pro kladné změny klesající a pro záporné rostoucí, takže absolutní hodnota



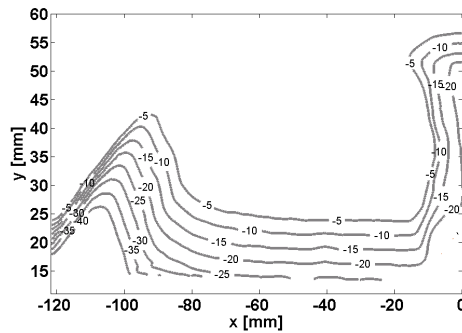
**Obr. 6.4.3:** Rozdíl indexů lomu z obrázku 6.4.2 spočtených podle dvou vzájemně posunutých fázových profilů.

změny indexu lomu klesá. Rozdíl indexů lomu zobrazených v grafu 6.4.2 červenou a zelenou křivkou je zobrazen na obrázku 6.4.3. Reálné hodnoty obecně komplexních koeficientů  $A_{ji}$  pro jednoduchý případ  $k = 5$  jsou zobrazeny v rovnici 6.4.5. Každý sloupec matice odpovídá průchodu jednoho z paprsků.

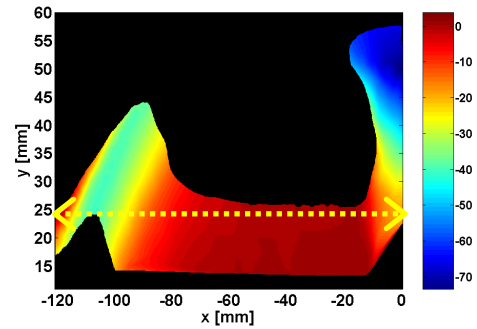
$$A = \begin{bmatrix} 3.0000 & 1.3542 & 1.1185 & 1.0260 & 1.0000 \\ 0 & 2.6458 & 1.2280 & 1.0446 & 1.0000 \\ 0 & 0 & 2.2361 & 1.0964 & 1.0000 \\ 0 & 0 & 0 & 1.7321 & 1.0000 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1.0000 \end{bmatrix} \quad (6.4.5)$$

Jak je vidět z výsledného grafu na obrázku 6.4.3 je chyba v ose symetrie způsobená nepřesným určením fázového posunu při okrajích interferogramu vzhledem k přesnosti měření zanedbatelná. Je třeba si však uvědomit, že vlastní výřez původního interferogramu byl záměrně volen tak, aby dozvuk rázové vlny byl minimální a deformace interferenčních čar při levém a pravém okraji co nejmenší. Z obrázku původního interferogramu 6.3.1 je ale zřetelně vidět, že vlastnímu výřezu předchází poměrně silná deformace interferenční struktury. Za účelem zjištění vlivu této deformace vně studované oblasti byl proveden ještě jeden kontrolní výpočet.

Z původního interferogramu 6.3.1 byl vyňat druhý výřez označený na témže obrázku čerchovanou čarou. Jeho rozměry byly voleny tak, aby výřez obsahoval ma-



**Obr. 6.4.4:** Fázový posun uvnitř rozšířeného výřezu. Číslo u jednotlivých čar vyjadřují hodnotu fázového posunu v radiánech, proto je hustota čar větší než odpovídá hustotě čar na interferogramu.

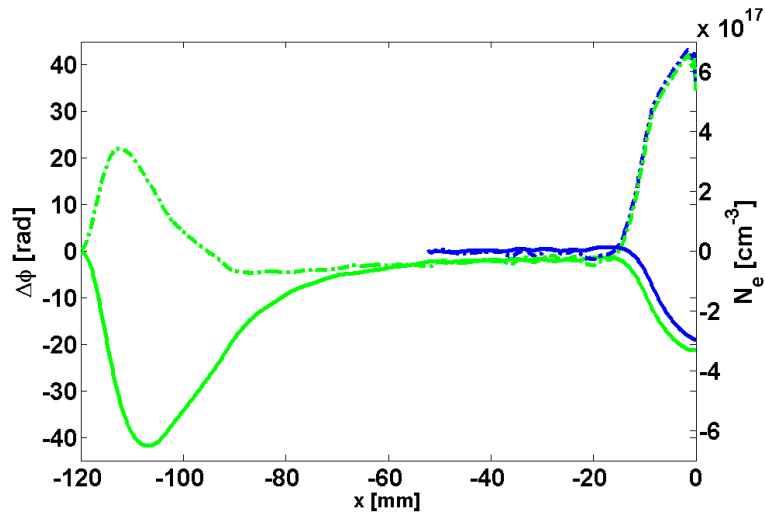


**Obr. 6.4.5:** Fázový posun téže oblasti po odečtení prostorové frekvence. Červená oblast odpovídá místům s minimálním posunem, modrá místům s největší změnou fáze. Hodnoty jsou vyneseny v radiánech.

ximálně kompletní informaci o deformaci uvnitř rázové vlny. Vzhledem k předpokladu rotační symetrie studovaného výboje postačí, aby výřez obsahoval pouze levou polovinu interferogramu. X-ový rozměr výřezu je nyní 122 mm, tedy o 43 mm více, než x-ový rozměr levé poloviny předchozího výřezu (viz obr. 6.3.2). Vzhledem k faktu, že nechceme provádět kompletně nový výpočet prostorové distribuce indexu lomu, ale chceme pouze ověřit vliv rázové vlny na předchozí výsledky, postačí získat z výřezu fázový profil pro jedinou hodnotu souřadnice  $y$ . Ta je na obrázku 6.3.1 zobrazena jako čárkovaná oboustranná šipka a stejně tak na obrázku 6.4.5.

Vybraný nový výřez interferogramu byl zpracován stejným algoritmem jako v předchozím případě pouze s tím rozdílem, že vzhledem k vysoké hustotě interferenčních čar v oblasti rázové vlny byly aproximovány pouze čáry odpovídající sudým násobkům čísla  $\pi$ . Toto omezení má pouze nepatrný vliv na přesnost výpočtu. Parametry výpočtu inverzní Abelovy transformace byly přizpůsobeny novým rozměrům interferogramu. Při velikosti  $900 \times 652$  pixelů jsou nové hodnoty transformačních parametrů  $k = 900$  a  $\Delta r = 0.136$  mm. Výsledné fázové posuny jsou zobrazeny na obrázcích 6.4.4 a 6.4.5, odpovídající fázový profil a distribuce elektronové koncentrace, která je úměrná změně indexu lomu je vidět na obrázku 6.4.6.

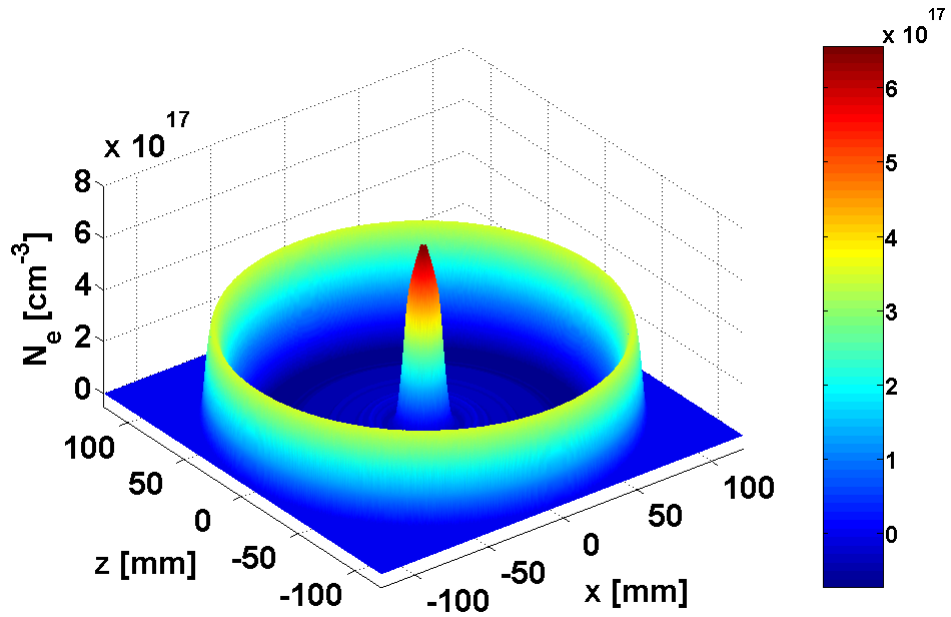
Ač to na první pohled z obrázku 6.4.5 není zřejmé, je fázový posun podél zvoleného řezu způsobený rázovou vlnou až dvakrát větší než fázový posun v ose výboje. Vzhledem ke vzdálenosti od osy symetrie je ale odpovídající změna indexu lomu naopak poloviční. Na obrázku 6.4.6 jsou vynesena hledaná srovnání. Původní



**Obr. 6.4.6:** Fázový profil a odpovídající elektronová koncentrace spočtené podél čárkované šipky na obrázku 6.4.5 případně 6.3.1. Zelené křivky odpovídající celému profilu, modré omezenému profilu při zanedbání rázové vlny. Plné čáry představují fázový profil, čerchované elektronovou koncentrací, která je vynesena na pravé ose  $y$ .

fázový profil vyznačený zelenou nepřerušovanou čarou a odpovídající žluté šipce z obrázku 6.4.5 a omezený fázový profil téže situace avšak bez oblasti odpovídající nulovému posunu (modrá plná křivka). Levému krajnímu bodu obou profilů byly přiřazeny nulové hodnoty tak, aby bylo možno srovnat vliv rázové vlny na elektronovou koncentrací. Rozdíl ve výsledných hodnotách elektronové hustoty je  $2.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Při absolutních hodnotách elektronové koncentrace v ose výboje  $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  odpovídá tento rozdíl chybě přibližně 5%. Uvědomíme-li si, že běžná chyba interferometrických měření se pohybuje kolem 20%, je 5% chyba zanedbatelně malá.

Z fyzikálního hlediska lze shodu mezi oběma grafy vysvětlit poměrně jednoduše. Rázová vlna se díky svému velkému poloměru, který je přibližně šestkrát větší než poloměr proudového kanálu, chová vůči procházejícímu širokému svazku laserového světla jako kolmá planparalelní deska a deformuje tak paprsky procházející středem oblasti přibližně stejně a jen velmi málo, zatímco paprsky jdoucí okrajem rázové vlny při levém a pravém kraji interferogramu jsou deformovány výrazně. Deformace v centrální oblasti se tak projeví pouze posunem interferenčních proužků ve směru kolmém na jejich průběh a nemá zásadní význam na tvar proužků deformovaných v oblasti proudového kanálu. Celá situace je přibližně zachycena na obrázku 6.4.28. Podobnou úvahu však nelze provést pro vysoké hodnoty  $y$ . S rostoucí hodnotou  $y$  totiž klesá poloměr rázové vlny a prudce se mění úhel, který rázová vlna svírá se



**Obr. 6.4.7:** Odhad prostorové distribuce elektronové koncentrace v proudovém kanále a rázové vlně rekonstruovaný z dat na obrázku 6.4.6. Hodnota y-ové souřadnice, podél které byl výpočet proveden, koresponduje přibližně s hodnotou  $y = 30$  mm z obrázku 6.3.17.

směrem šíření světelného svazku. V důsledku toho dochází k prudkému nárůstu fázového posunu do té míry, že nelze rozlišit jednotlivé interferenční čáry a bez kompletní informace o interferenční struktuře v levém a pravém okolí rázové vlny není možné počítat fázový posun uvnitř této oblasti.

Pro ověření správnosti předchozích výsledků byl proveden výpočet elektronové teploty na základě Bennettovy podmínky rovnováhy [60] a modelu komprese výbojového kanálu [35]. Ze zmiňovaných podmínek lze odvodit výsledný vztah mezi elektronovou teplotou, výbojovým proudem a průměrnou elektronovou koncentrací ve výbojovém kanále:

$$T_e = \frac{\mu I^2}{16\pi^2 k \bar{n}_e R^2} \quad (6.4.6)$$

Hodnoty  $\bar{n}_e$  a  $R$  obdržíme z vyhodnoceného interferogramu. Výsledná rovnice (6.4.6) není citlivá na přesnost určení poloměru proudového kanálu, neboť součin  $\bar{n}_e \cdot R$  je pro  $R \geq R_0$  konstantní, jelikož je přímo úměrný celkovému počtu elektronů

obsaženému uvnitř plochy vymezené poloměrem  $R$ . Pro konkrétní hodnoty  $\bar{n}_e$  a  $R$  obdržené v předchozích odstavcích a pro  $y$  – ovou souřadnici ležící v intervalu  $y \in \langle 15,40 \rangle$  mm vychází výsledná hodnota elektronové teploty přibližně 200 eV. Tyto výsledky jsou ve velmi dobré shodě s výsledky publikovanými v pracích [36, 59].

### 6.5. Závěr

Výsledky prezentované v kapitole 6 ukazují, že v práci vyvinutý algoritmus má široké uplatnění v oblasti interferometrie plazmatu a lze jej tedy aplikovat nejen na jednoduché interferogramy procesů využívajících nízkoteplotní plazma, ale i na komplikované interferenční struktury procesů se zcela odlišnými parametry a hodnotami měřených veličin. Aplikací algoritmu na interferogram pinč výboje se v tomto případě podařilo získat cenné informace o elektronové koncentraci uvnitř výbojového kanálu a jejím prostorovém (a tím pádem i časovém) vývoji. S využitím získaných výsledků byl poté na základě Bennettovy podmínky rovnováhy a modelu komprese výbojového kanálu proveden výpočet elektronové teploty.



## 7. OPTICKÁ EMISNÍ SPEKTROSKOPIE PŘI DEPOZICI $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$ VRSTEV POMOCÍ VÝBOJE V DUTÉ KATODĚ

Kromě interferometrických metod jsou ke studiu parametrů plazmatu zejména při plazmatické depozici tenkých vrstev využívány i další optické metody. Mezi ty nejčastěji používané patří optická emisní spektroskopie.

V poslední době rapidně roste zájem o studium a depozici tenkých vrstev  $\text{SrTiO}_3$  (STO),  $\text{BaTiO}_3$  (BTO) a  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  (BSTO), a to zejména díky jejich dielektrickým vlastnostem [61]. Vzhledem k vysoké dielektrické konstantě představují velmi slibný materiál pro různé mikrovlnné komponenty, jako například mikrovlnné varaktory, fázové posouvače či laditelné filtry a řadu dalších. K jejich přípravě se běžně používá metod CVD či MOCVD [62], sol-gel [63] nebo magnetronové naprašování [64, 65]. Zmíněné metody depozice však vyžadují zvýšenou teplotu substrátu (600 – 900 °C) či následnou teplotní úpravu kvůli dostatečné krystalizaci BSTO vrstev, což znemožňuje jejich depozici na teplotně citlivé substráty.

V následující kapitole bude proto popsána depozice těchto vrstev pomocí výboje v duté katodě a studium parametrů plazmatu výboje v duté katodě pomocí optické emisní spektroskopie. Toto měření bylo provedeno ve Fyzikálním ústavu AV ČR ve spolupráci s Dr. Hubičkou v laboratoři oddělení vícevrstevých struktur a některé výsledky této práce byly publikovány ve [12], [66] a [67].

K měření bylo použito optické aparatury s monochromátorem HR 640 Jobin Yvon vybaveného CCD detektorem a připojeného k PC. Ke komunikaci PC a spektroskopu byl používán software SpectraMax/32 for Windows. K vyhodnocování nasmínaných spekter (korekce vlnových délek, identifikace čar, výpočet integrálních intenzit, výpočet rotačních teplot ... ) byl používán vlastní software odladěný v Matlabu, k výpočtům některých dalších parametrů byl používán program Spectrum Analyzer 1.6 (viz. [68]) vyvinutý na Masarykově univerzitě v Brně.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup> Výsledky komentované v této kapitole byly prezentovány na konferenci ISIF 2005 (International Symposium on Integrated Ferroelectrics, Shanghai/China April 17-20, 2005) a publikovány v časopisech *Ferroelectrics* 317 (2005) 1-6 a *Integrated Ferroelectric* (přijato do tisku) (viz kapitola 9).

## 7.1. Teoretický popis měření

### 7.1.1 Emise světelného záření plazmatem

Optická emisní spektroskopie plazmatu patří mezi velice často používané diagnostiky v plazmochemických reaktorech různých typů. Tato diagnostika má mnoho předností a její realizace je velmi snadná. Využívá emise světelného záření vznikajícího ve vlastním objemu plazmatu spontánní emisí excitovaných atomů, iontů nebo molekul. Tato nastává při samovolných zářivých přechodech těchto částic z vyššího stavu do nižšího při vyzáření kvanta fotonu, kde platí energetická bilance:

$$h\nu = E_2 - E_1, \quad (7.1.1.1)$$

kde  $E_2$  je energie vyššího stavu a  $E_1$  energie nižšího stavu částice,  $h$  je Planckova konstanta a  $\nu$  je frekvence emitujícího kvanta.

Mimo spontánní emise může v plazmatu docházet také k absorpci záření nebo k indukované emisi světelných kvant. Tyto dva jevy však můžeme v měřeních popsaných v této kapitole zanedbat, neboť dráha světelného paprsku je pro naše uspořádání dostatečně krátká. Absorpce světelného záření bude podrobně komentována v následující kapitole věnované optické absorpční spektroskopii. V plazmatu může být též emitováno spojitě záření při přechodech elektronů ze spojitě oblasti energetických stavů na vázané stavy diskrétní. Zde se však budeme zabývat pouze diskrétními přechody. Pro intenzitu spontánně emitovaného záření částicemi pro konkrétní energetický přechod  $E_{i2} \rightarrow E_{i1}$  mezi diskrétními energetickými stavy částice  $i$  je možné napsat vztah:

$$I_{21} = A_{i21} N_{i2} h\nu_{21}, \quad (7.1.1.2)$$

kde  $I_{21}$  je intenzita spektrální čáry přechodu,  $A_{i21}$  je pravděpodobnost spontánní emise světelného kvanta o frekvenci  $\nu_{21}$ ,  $h$  je Planckova konstanta a  $N_{i2}$  je koncentrace částic  $i$  ve vybuzeném stavu na energetické hladině  $E_{i2}$ . Právě pro stanovení parametrů plazmatu je tato koncentrace nabuzených částic důležitou veličinou. Pomocí in-

tenzít jednotlivých spektrálních čar je možné stanovit stupeň nabuzení částic, který závisí na parametrech plazmatu (energie elektronů, rozdělovací funkce elektronů, atd). Určení některých parametrů plazmatu z intenzí spektrálních čar je uvedeno v následujících odstavcích.

Tento typ diagnostiky podobně jako dříve diskutované interferometrické metody má velkou výhodu v tom, že oproti některým jiným metodám vůbec nenarušuje a nijak neovlivňuje vlastní zkoumané plazma. Naproti tomu má však i některé nevýhody například nutnost snímat záření z větší části prostoru, což způsobuje jisté komplikace při měření prostorově nehomogenního plazmatu.

### 7.1.2 Určení rotační teploty molekul radikálů OH

Ve vakuových aparaturách, které nejsou ultravakuové, se mohou někdy objevit molekuly H<sub>2</sub>O jako nečistota. I když koncentrace těchto nečistot bývá velice malá, mohou se v příslušném plazmatu objevit v disociovaném nebo ionizovaném či excitovaném stavu. I když se většinou snažíme tyto nečistoty potlačit, lze je paradoxně při měření využít. Jelikož použitý CCD detektor byl velice citlivý, bylo možné registrovat i velice slabé rotační čáry radikálu OH. Tyto čáry byly využity ke stanovení rotační teploty těchto molekul. K výpočtu bylo využito šesti čar elektronicko-vibračně-rotačních přechodů ze stavu <sup>2</sup>Σ radikálu OH (viz tabulka 7.1.2.1). Pro intenzitu takové rotační čáry lze napsat vztah:

$$I_r = C \cdot \frac{1}{\lambda^4} (2J + 1) \cdot i \cdot \exp\left(\frac{-B' J(J+1)hc}{kT_r}\right) \quad (7.1.2.1)$$

kde C je konstanta stejná pro všechny čáry daného pásu,  $\lambda$  je vlnová délka spektrální čáry,  $J$  je rotační kvantové číslo horního stavu,  $B'$  je rotační konstanta pro horní vibrační stav,  $i$  je intenzitní faktor pro příslušný přechod,  $h$  je Planckova konstanta,  $c$  je rychlost světla a  $T_r$  je rotační teplota. Rovnici (7.1.2.1) lze také podle [69] vyjádřit ve tvaru:

**Tabulka 7.1.2.1:** Konstanty pro rotační čáry radikálu OH (pás Q1) použité pro výpočet rotační teploty. Hodnoty jsou převzaty z publikací [8, 69, 73]

Vlnová délka $\lambda$ [nm]	Rotační kvantové číslo horního stavu $J(Q_1)$	Intenzitní faktor $i$	Energie horního stavu $E_j$ [cm <sup>-1</sup> ]	Pravděpodobnost přechodu $A_k$
307,8440	3/2	0.563	32474,46	9,0
307,9951	5/2	1.065	32542,27	17,0
308,1541	7/2	1.582	32643,83	25,3
308,3278	9/2	2.100	32778,99	33,7
308,5196	11/2	2.640	32947,68	42,2
308,7338	13/2	3.160	33149,44	50,6

$$I_r = C \cdot A_j \sigma^4 \cdot \exp\left(\frac{-E_j}{kT_r}\right) \quad (7.1.2.2)$$

ve které  $A_j$  představuje pravděpodobnost odpovídajícího přechodu,  $\sigma$  vlnové číslo čáry a  $E_j$  energii horního elektronického stavu. Jak je ukázáno např. v [70], v nízkoteplotním neizotermickém plazmatu rotační teplota velmi dobře aproximuje teplotu neutrálního plynu, jejíž znalost je velice důležitá pro kontrolu depozičních procesů. Metodika výpočtu rotační teploty je poměrně dobře popsána v [71] a aplikována v programu Spectrum analyzer 1.6 vyvinutým na Masarykově univerzitě v Brně. Protože však tento program neobsahuje příslušné konstanty pro studovaný Q1 pás radikálu OH, byly odpovídající výpočty rotační teploty provedeny pomocí vlastního jednoduchého programu vytvořeného v aplikaci MS Excel. Správnost spočtené teploty byla kontrolována pomocí počítačově simulovaného spektra v programu Lifbase [72].

### 7.1.3 Aktinometrie

Při deposici tenkých vrstev Ba<sub>x</sub>Sr<sub>1-x</sub>TiO<sub>3</sub> je z hlediska feroelektrických vlastností těchto vrstev důležité kontrolovat poměr Ba/Sr. Vhodného poměru bylo v našem experimentu dosahováno optimálním nastavením délek baryové a stronciové části trysky, příměsí kyslíku v proudu pracovního plynu a změnou poměrů aktivní části výboje a pauzy v pulzně modulovaném režimu. Okamžitou kontrolu poměru zastoupení obou prvků v deponované vrstvě jsme prováděli prostřednictvím optické emisní spektroskopie.

Poměr sledovaných částic v excitovaném stavu lze podle [32] vyjádřit až na konstantu vztahem:

$$\frac{n_{Ba}^*}{n_{Sr}^*} = K \cdot \frac{I_{Ba}}{I_{Sr}}, \quad (7.1.3.1)$$

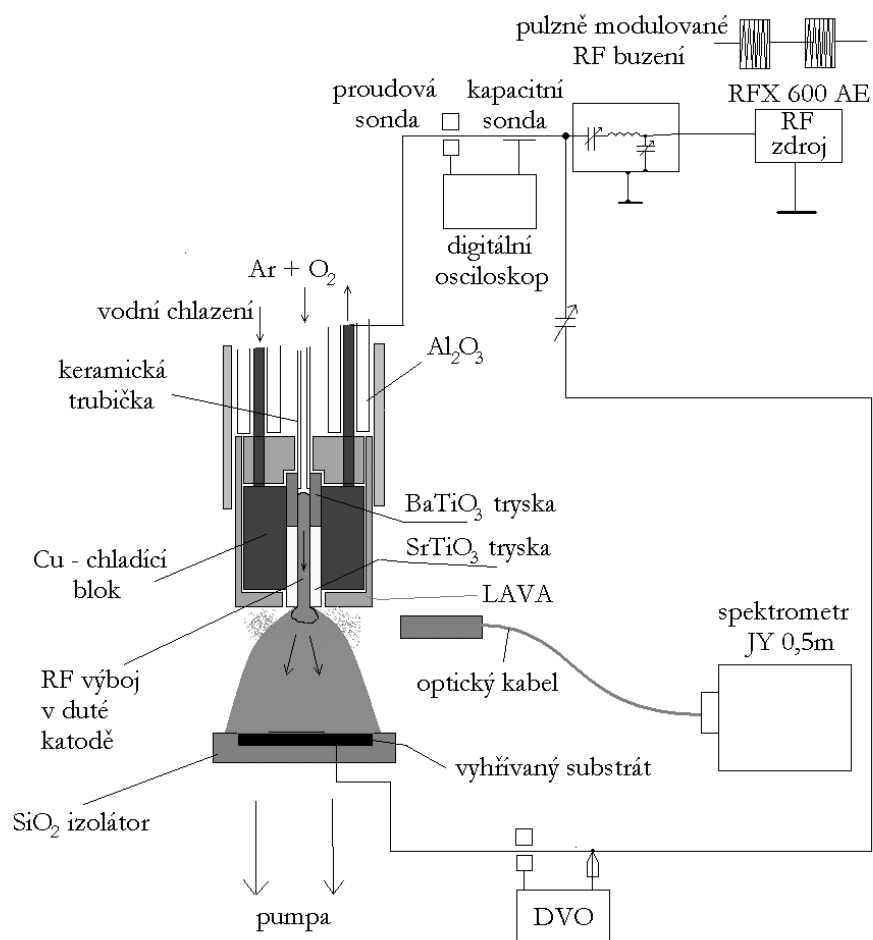
kde v našem případě jsou  $n_{Ba}^*$  a  $n_{Sr}^*$  po řadě koncentrace excitovaných stavů částic Ba a Sr,  $K$  je konstanta a  $I_{Ba}$  a  $I_{Sr}$  jsou integrální intenzity čar odpovídající daným excitovaným stavům. Platnost této rovnice i pro koncentrace částic v základním stavu závisí na mechanismu jejich excitace. Rovnici (7.1.3.1) lze pro výpočet poměru koncentrací částic v základním stavu použít za podmínek [74, 75]:

- Excitace na danou hladinu probíhá nabuzením ze základního stavu dopadem elektronů.
- Horní energetické hladiny  $E_2$  mají podobnou hodnotu.
- Účinné průřezy pro elektronové srážky způsobující danou excitaci mají podobné energetické závislosti.

Na základě vztahu (7.1.3.1) lze proto sledovat poměr koncentrací studovaných částic v plazmatu a, jak bude ukázáno v další kapitole, nepřímo i v deponované vrstvě, což umožňuje kontrolovat hodnotu parametru  $x$  ve formuli  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$ . K výpočtu integrální intenzity, automatickému vyhledávání a korekci snímaného spektra byl použit vlastní program odladěný v programovém prostředí Matlab.

## 7.2. Experimentální uspořádání

Na obrázku 7.2.1 je znázorněno schematické uspořádání celé aparatury. Reaktor byl během depozice kontinuálně čerpán kombinací Rootsovy a rotační vývěvy a pracovní tlak byl udržován na hodnotě 6 Pa. BSTO vrstvy byly deponovány na čistý křemík, případně na Si substrát pokrytý Pt/TiO<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>. Válcová tryska, která byla umístěna uvnitř měděného vodou chlazeného bloku a která pracuje jako dutá katoda, byla při depozici reaktivně rozprašována. Rozprašené částice jsou poté plazmatem unášeny směrem k substrátu, kde dochází k vytváření požadované vrstvy. V případě deponování SrTiO<sub>3</sub> vrstev byla použita tryska vyrobená pouze z čisté homogenní SrTiO<sub>3</sub> keramiky. V případě depozice Ba<sub>x</sub>Sr<sub>1-x</sub>TiO<sub>3</sub> vrstvy byla část trysky



**Obr. 7.2.1:** Schematické uspořádání systému pro depozici BSTO vrstev.

vyrobena z  $\text{SrTiO}_3$  (STO) keramiky a část z  $\text{BaTiO}_3$  (BTO) keramiky, jak je vidět na obrázku 7.2.1. Protože je známo, že STO keramika má nižší rozprašovací rychlost než BTO keramika, byla stronciová část trysky delší a byla umístěna na jejím spodním konci, kde plazma v duté katodě vykazuje vyšší hustotu. Vnitřní průměr trysky byl 3 až 5 mm a celková délka 30 mm. STO část trysky přitom měřila 25 mm, BTO část trysky zbývajících 5 mm. Protože se během experimentů ukázalo, že větší průměr stronciové části trysky zajišťuje výrazně vyšší naprašování stroncia, bylo v dalších experimentech používáno výhradně STO trysky s vnitřním průměrem 5 mm. Takto upravenou nehomogenní keramickou trysku bylo možné použít k depozici BSTO vrstev s různou hodnotou parametru  $x$ , či k depozici gradientních vrstev. V dalších experimentech při depozici vrstev s přesně danou konstantní hodnotou poměru Ba/Sr byla užita tryska vyrobená z BSTO keramiky s pevnou hodnotou parametru  $x$ .

Jako pracovní plyn byla použita směs argonu a kyslíku při průtocích  $Q_{\text{Ar}} = 82$  sccm,  $Q_{\text{O}_2} = 64$  sccm. Teplota substrátu byla během depozice pro různé vzorky v rozmezí hodnot  $300^\circ\text{C}$  až  $800^\circ\text{C}$ . Použitý RF výkon se pohyboval v rozmezí 50W – 150W v kontinuálním módu a až 400W v pulzně modulovaném módu. Délka aktivní části výboje byla 1,4 ms, délka pauzy 4 ms. Hlavní výhodou pulzně modulovaného módu je fakt, že umožňuje výrazně zvýšit výkon v průběhu aktivní části výboje a tím i hustotu rozprašených částic. Průměrný RF výkon ve výboji přitom zůstává dostatečně nízký na to, aby nedošlo k tepelné destrukci keramické trysky.

Chemická kompozice deponovaných vrstev byla měřena pomocí elektronové mikrosondy JEOL JXA 733 s energií primárních elektronů ve svazku 10 keV. Vzhledem k faktu, že přesnost tohoto měření se pohybuje kolem 5%, byla výsledná hodnota počítána jako aritmetický průměr z několika měření v celém profilu analyzované vrstvy. Měření krystalické struktury vrstvy bylo provedeno pomocí rentgenové analýzy XRD (X-ray diffraction).

Pro lepší kontrolu a reprodukovatelnost depozičního procesu byly parametry plazmatu v blízkosti substrátu, konkrétně potenciál plazmatu, elektronová hustota, elektronová distribuční funkce a teplota elektronů, měřeny též pomocí Langmuirovské sondy. Hlavním úkolem bylo v tomto případě studovat změny těchto parametrů v aktivní a neaktivní části výboje. K tomuto měření byla použita platinová Langmuirova sonda s průměrem 200  $\mu\text{m}$  a délkou 2 mm umístěná na pozici

substrátu. Detailní popis a výsledky tohoto měření byly publikovány v pracích [28] a [76].

K měření RF výkonu, RF proudu a RF napětí na trysce a k měření DC-potenciálového spádu na substrátu byl použit digitální osciloskop Infinium Agilent 600 MHz se vzorkovací frekvencí 4 GS. DC bias byl pro všechny deponované vzorky nastaven na hodnotu  $U_{DC} = -50$  V. Absorbovaný RF výkon ve výboji byl počítán z RF proudu a napětí a jejich vzájemného fázového posunu. Amplitudy RF proudu a napětí na trysce prezentované v tabulce 6.3.1 jsou převzaty přibližně ze středu aktivní části pulzně modulovaného výboje.

### 7.3. Výsledky a diskuse

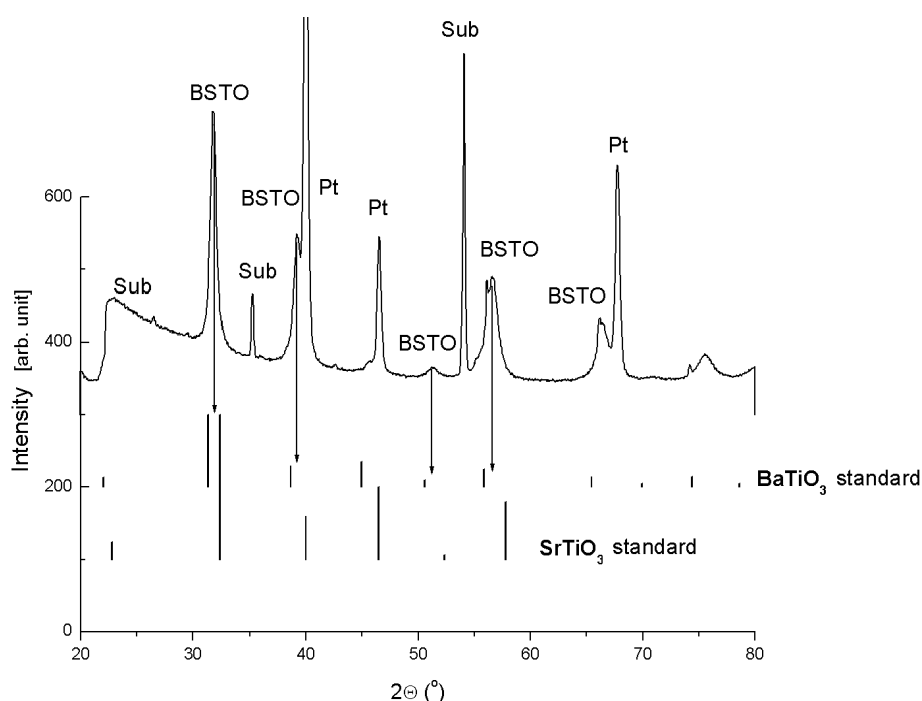
V průběhu jednotlivých depozic bylo vytvořeno několik vzorků STO a BSTO vrstev s různým atomárním poměrem Ba a Sr. Osm z těchto vzorků i s depozičními podmínkami je prezentováno v tabulce 7.3.1. Měření elektronovou mikrosondou prokázala, že výsledná vrstva poměrně dobře respektuje formuli  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  s výjimkou posledních dvou vzorků s nepatrně vyšší příměsí titanu. Parametr  $x$  se u deponovaných vrstev pohyboval v závislosti na depozičních podmínkách v rozmezí 0,35 (vzorek č. 4) což odpovídá poměru Ba/Sr  $\approx 1/2$  až k hodnotě 0,99 (vzorek č. 5). Výkon absorbovaný ve výboji byl v intervalu 140 až 230 W. Maximální dosažená depoziční rychlost byla 300 nm/hod.

Na obrázku 7.3.1 je možné vidět XRD difraktogram vzorku číslo 1, který byl

**Tabulka 7.3.1.** Depoziční podmínky a parametry vybraných vzorků deponovaných  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  vrstev.

Číslo vzorku	$P_{RF}$ [W]	$I_{RFmax}$ [A]	$U_{RFmax}$ [V]	Depoziční rychlost [nm/hod]	$x$	Atomy % Ba	Atomy % Sr	Atomy % Ti	Atomy % O
1	200	4,1	240	300 ± 90	0,48	8,4	9,1	21,7	60,8
2	230	4,4	250	150 ± 10	0,47	7,8	8,9	22,2	61,1
3	230	4,5	250	230 ± 70	0,43	7,5	10,0	21,7	60,8
4	200	4,2	260	150 ± 30	0,35	5,9	10,9	22,1	61,1
5				140 ± 20	0,99	13,6	0,1	24,2	62,1
6	200	3,8	250	230 ± 10	0,98	13,4	0,3	24,2	62,1
7	180	3,7	290	120 ± 30	0,74	6,8	2,4	27,2	63,6
8	140	3,2	270	130 ± 30	0,72	6,7	2,6	27,1	63,6





**Obr. 7.3.1:** XRD difraktogram vzorku číslo 1, který byl deponován na Pt substrát. Měřeno při Braggově-Bretanově (BB) uspořádání. (Vysoký pík přibližně ve středu difraktogramu rostoucí mimo rozsah osy  $y$  odpovídá materiálu substrátu - Pt.)

deponován na platinový substrát. Na obrázku je vidět hned několik difrakčních píků příslušejících BSTO krystalu ve fázi perovskitu. Tyto píky BSTO se nachází přesně mezi odpovídajícími standardními píky STO a BTO (viz spodní část obrázku 7.3.1), což ukazuje na fakt, že koncentrace Ba a Sr v měřeném vzorku je přibližně stejná. To je ostatně přesně v souladu s měřením elektronovou mikrosondou. Z pozice detekovaných BSTO difrakčních píků je možné stanovit hodnotu mřížkového parametru, který je v tomto případě  $a = 3,980 \text{ \AA}$ . Průměrná velikost zrn krystalů stanovená ze šířky difrakčních píků byla ve vzorku č. 1 přibližně 30 nm. Je třeba si však uvědomit, že tento odhad platí pouze za předpokladu, že lze zanedbat vnitřní pnutí ve vrstvě, což v našem případě není zcela splněno. Jak je ale vidět z obrázku 7.3.2, je možné pomocí popsané techniky deponovat vrstvy s velmi širokým rozmezím velikosti zrn (od  $\sim 8$  do 200 nm).

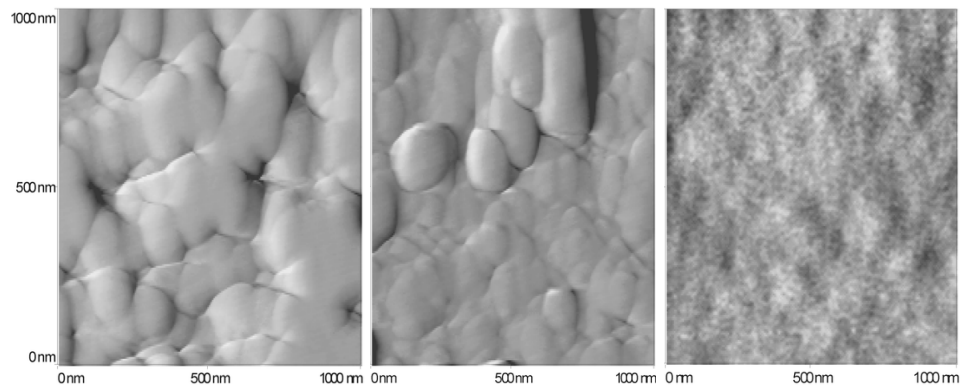
V průběhu depozice bylo snímáno optické spektrum v intervalu 200 až 1000 nm. Snímané spektrum bylo vyhodnocováno pomocí programu vytvořeného v programovém prostředí Matlab. Program prováděl kalibraci spektra podle tabulkových vlnových délek, založené na korekční funkci stanovené ze spektrálních

**Tabulka 7.3.2.** Pozorované spektrální čáry Ba, Ba<sup>+</sup>, Sr and Sr<sup>+</sup>. Data jsou převzata z publikací [77, 78].

Částice	Konfigurace	$\lambda$ [nm]	$E_k$ [eV]	$E_i$ [eV]	$A_{ki}$ [s <sup>-1</sup> ]
Ba	6s6p→6s <sup>2</sup>	553,556	2,24	0,0	1,19·10 <sup>8</sup>
Ba <sup>+</sup>	6p→6s	455,403	2,72	0,0	1,11·10 <sup>8</sup>
Sr		460,733	2,69	0,0	2,01·10 <sup>8</sup>
Sr <sup>+</sup>		407,771	3,04	0,0	1,42·10 <sup>8</sup>
Sr <sup>+</sup>		421,552	2,94	0,0	1,27·10 <sup>8</sup>

čar rtuti a ze známých spekter studovaných procesů. Přesnost určení vlnových délek po provedené korekci byla  $\Delta\lambda = 0,03$  nm. Program dále prováděl automatické vyhledání a identifikaci požadovaných čar podle veřejně dostupné internetové databáze [77] a podle databáze [78], výpočet absolutní a integrální intenzity spektrální čáry po odečtení intenzity pozadí, automatické porovnání různých spekter z několika experimentů a řadu dalších operací.

Za účelem kontroly poměru rozprášených částic barya a stroncia přímo v průběhu depozice bylo sledováno 10 čar Ba, Ba<sup>+</sup>, Sr a Sr<sup>+</sup>. Pět nejdůležitějších z nich včetně jejich charakteristik je vyneseno v tabulce 7.3.2. Všechny sledované čáry mají horní hladinu energetického přechodu  $E_k$  v intervalu 2.24 až 3.04 eV a vlnové délky  $\lambda$  v intervalu 407 až 554 nm. Energetické odchylky horních hladin všech čar, které byly vybrány pro sledování poměru Ba a Sr v plazmatu podle rovnice (7.1.3.1) byly menší než 0,45 eV, tedy méně než 20% absolutní hodnoty  $E_k$ . Všech 5 sledovaných čar v tabulce 7.3.2 byly tzv. rezonanční čáry ( $E_i = 0$  eV). Vzhledem k relativně nízké koncentraci rozprášených částic v argonovém a kyslíkovém plazmatu to však nemělo negativní vliv na výpočet odpovídajícího poměru těchto částic v plazmatu. Lze předpokládat, že podmínky rovnice (7.1.3.1) jsou přibližně

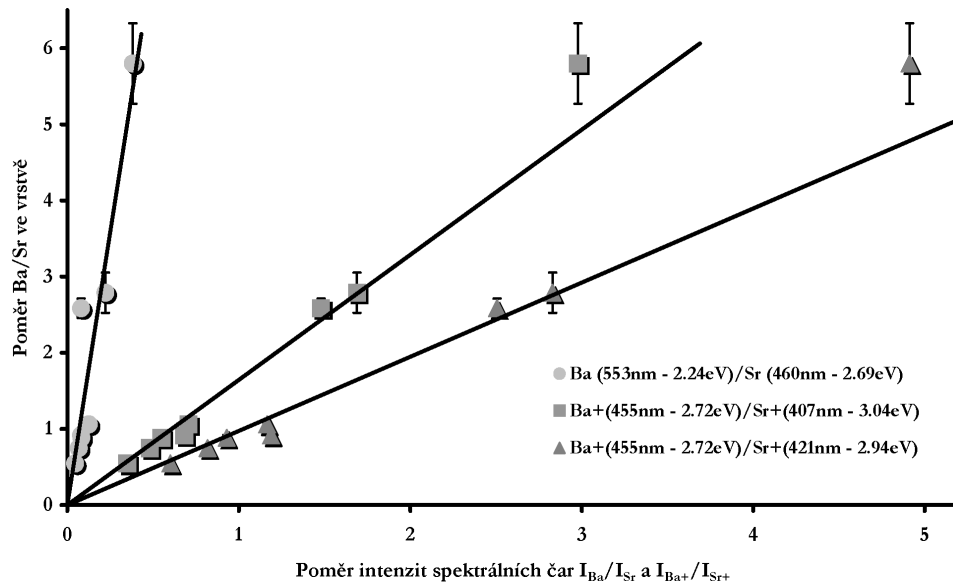


**Obr. 7.3.2:** AFM (atomic-force microscopy) morfologie tří vzorků BSTO vrstev s různou velikostí zrn připravených pomocí plasma - jetu.

splněny pro dvojice čar Ba (553,556 nm) a Sr (460,733 nm), Ba<sup>+</sup> (455,403 nm) a Sr<sup>+</sup> (407,771 nm) a pro dvojici Ba<sup>+</sup> (455,403 nm), Sr<sup>+</sup> (421,522 nm). Z poměru integrálních intenzit těchto čar pak můžeme stanovit hodnotu parametru  $p$ , který je přibližně přímo úměrný poměru koncentrací jednotlivých atomů v základním stavu ( $p \sim n_{\text{Ba}}/n_{\text{Sr}}$ ). Vzhledem k faktu, že neznáme energetickou závislost excitačního srážkového průřezu, parametr  $p$  tak může být v tomto konkrétním případě použit pouze jako parametr charakterizující okamžitý stav plazmatu a poskytující informaci o reprodukovatelnosti depozičního procesu, či zda jsou parametry plazmatu stabilní v čase či nikoliv.

Poměr částic Ba a Sr přímo v deponované vrstvě může být do značné míry ovlivněn heterogenními reakcemi na substrátu, neboť k tvorbě vrstvy přispívají i další částice, jako jsou např. oxidy barya či stroncia. Z toho důvodu může být poměr částic v plazmatu a poměr částic v deponované vrstvě zcela rozdílný. Přesto se ukázalo, že parametr  $p$  velmi dobře aproximuje nejen poměr částic Ba s Sr v plazmovém kanále, ale i poměr těchto částic ve výsledné vrstvě. Graf zachycující tuto skutečnost je možné vidět na obrázku 7.3.3.

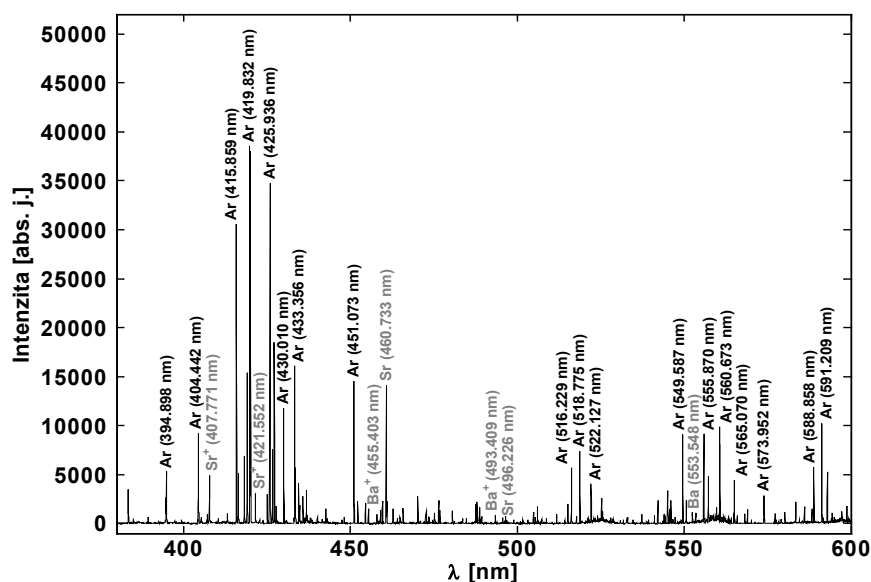
Na ose  $x$  je vyneseno poměr integrálních intenzit  $I_{\text{Ba}}/I_{\text{Sr}}$  a  $I_{\text{Ba}^+}/I_{\text{Sr}^+}$  spektrálních čar odpovídajících neutrální a iontů Ba s Sr a na ose  $y$  je vyneseno poměr



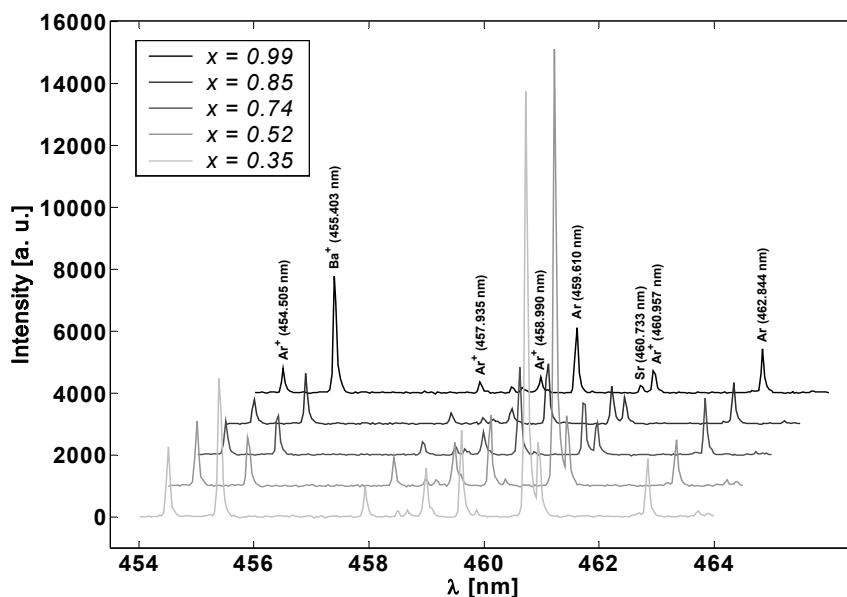
**Obrázek 7.3.3:** Poměr Ba/Sr ve vrstvě měřený pomocí elektronové mikrosondy JEOL JXA 733 versus poměr intenzit spektrálních čar  $I_{\text{Ba}}/I_{\text{Sr}}$  a  $I_{\text{Ba}^+}/I_{\text{Sr}^+}$  měřených během depozice.

těchto částic ve vrstvě měřený elektronovou mikrosondou JEOL JXA 733. Jak je z výsledného grafu patrné, mezi oběma poměry je silná lineární závislost, kterou lze pozorovat až do hodnoty  $n_{\text{Ba}}/n_{\text{Sr}} \approx 5$ , což odpovídá hodnotě parametru  $x \approx 0,83$ . Pro vyšší hodnoty  $x$ , z nichž je v grafu vynesena údaj pouze pro jeden vzorek, již lineární aproximace není vhodná a předpovídané poměry koncentrací Ba a Sr v deponované vrstvě jsou nižší než skutečné hodnoty měřené elektronovou mikrosondou. Tento nesoulad je možné vysvětlit právě tím, že při intenzivnějším naprašování Ba z BTO části trysky dochází zároveň k rozprašování větších fragmentů BTO keramiky, jako například oxidu barnatého (BaO) a titančitanu barnatého ( $\text{BaTiO}_3$ ), a tím k většímu podílu těchto molekul na tvorbě vrstvy. Přitom emisní čáry těchto molekul jsou velmi slabé a není možné je za daných podmínek ve spektru pozorovat. Pravděpodobně ze stejného důvodu se nepodařilo podobnou závislost vynesenu v grafu 7.3.3 pozorovat v případě titanu, jehož emisní čáry jsou rovněž velmi slabé.

Emisní spektrum v intervalu 380 – 600 nm, pořízené při depozici vzorku č.4 (viz tabulka 7.3.1) v rovině odpovídající spodnímu konci trysky, je znázorněno na obrázku 7.3.4. Ve spektru je zvýrazněna poloha sedmi nejsilnějších čar Ba, Ba<sup>+</sup>, Sr a Sr<sup>+</sup>, které bylo možné v argonovém plazmatu pozorovat. Odpovídající poměr



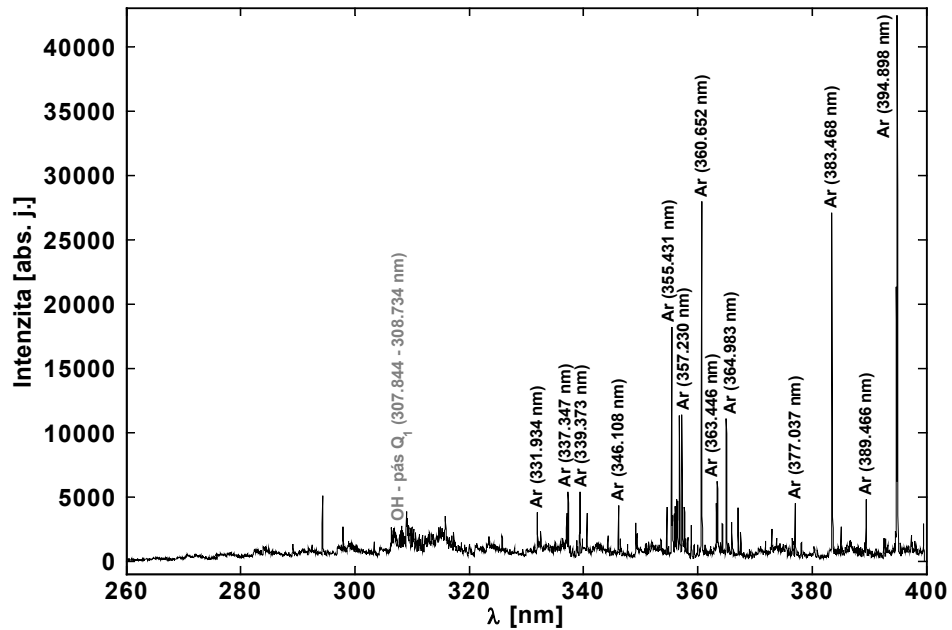
**Obrázek 7.3.4:** Spektrum pořízené při depozici vzorku č. 4 (viz. tabulka 7.3.1). V zobrazeném intervalu (380 nm – 600 nm) jsou vidět hlavní čáry Sr, Sr<sup>+</sup>, Ba a Ba<sup>+</sup> jejichž popisky jsou barevně odlišeny.



**Obrázek 7.3.5:** Detail emisního spektra plazmatu pořízený při depozici pěti různých vzorků  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  vrstev. Kromě argonového pozadí jsou vidět výrazné čáry iontu  $\text{Ba}^+$  (455,403 nm) a nejsilnější čára neutrálního Sr (460,733 nm).

koncentrací Ba/Sr ve vrstvě byl v případě vzorku č. 4 přibližně  $\frac{1}{2}$ . Detaily tohoto emisního spektra a spekter čtyř dalších vzorků v intervalu 454 - 464 nm jsou znázorněny na obrázku 7.3.5. Výřez obsahuje profily nejsilnější čáry Sr (460,733 nm) a iontu  $\text{Ba}^+$  (455,403 nm). Přestože poměr intenzit této dvojice čar není směrodatný pro určení poměru koncentrací ve vrstvě, lze i v těchto spektrech pozorovat silné změny intenzity zmiňovaných čar v závislosti na parametru  $x$ .

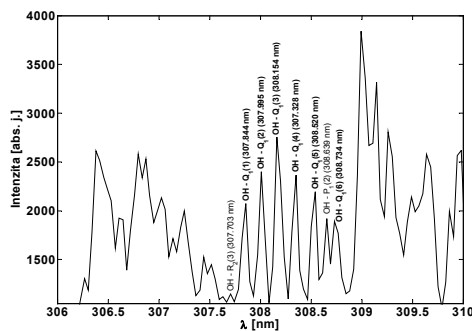
Na obrázku 7.3.6 je zachyceno emisní spektrum v intervalu 200 - 400 nm při depozici téhož vzorku jako v předchozím případě a na následujícím obrázku 7.3.7 jeho detail v intervalu 306 – 310 nm. Ten obsahuje jednotlivé rotační čáry  $Q_1$  pásu radikálu OH, které byly použity k výpočtu rotační teploty stanovené metodou proložení pyrometrické přímky zlogaritmovanou závislostí intenzity jednotlivých rotačních čar na horní energii přechodu (viz obr. 7.3.8). Korelační koeficient této proložené lineární závislosti se pohyboval pro všechny vzorky z tabulky 7.3.1 v intervalu 0,958 – 0,999. Uvedené experimentální závislosti bylo proto možné v těchto případech velice dobře aproximovat lineární funkcí. Rotační teplota určená z pyrometrické přímky se pro všechny vzorky 1 až 8 pohybovala v intervalu 400 až 500 K. Jak bylo diskutováno v kapitole 7.3.2, lze rotační teplotou velmi dobře aproximovat teplotu  $T_n$  neutrálního plynu, takže lze očekávat, že  $T_n$  bude podobně



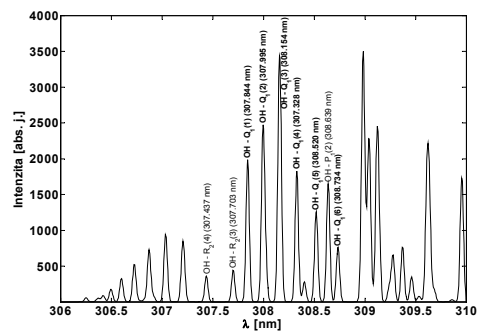
**Obrázek 7.3.6:** Spektrum pořízené při depozici vzorku č. 4 v intervalu 260 - 400 nm. Šedým popiskem je označena poloha  $Q_1$  pásu radikálu OH.

nížká. Jak však zároveň vyplynulo ze sondových měření publikovaných v pracích [13], [28] a [76], je elektronová teplota o několik řádů vyšší a dosahuje hodnoty  $T_e = 5$  eV. Jedná se tedy o silně neizotermické plazma.

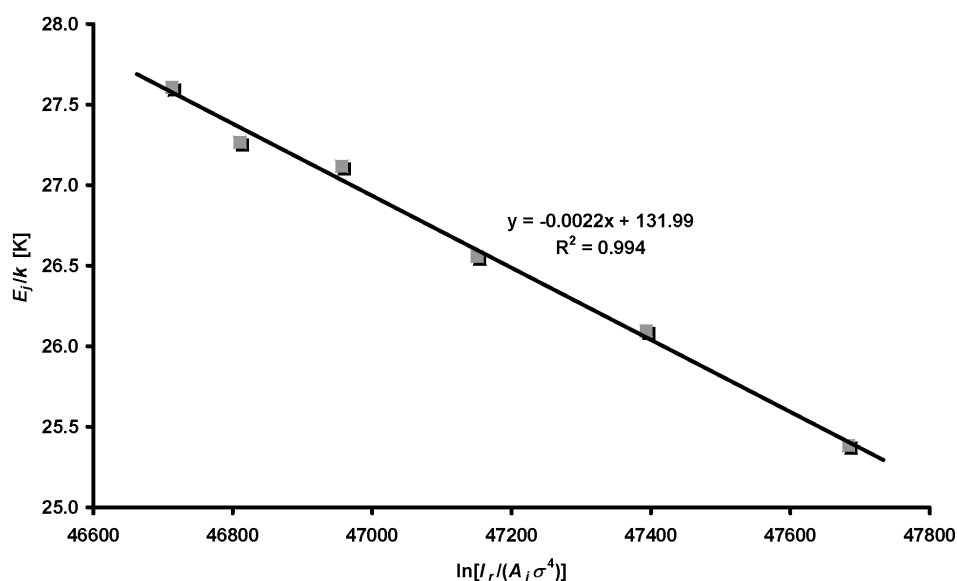
Vlastní chyba výpočtu hodnot rotačních teplot byla způsobena nepřesností stanovení relativních intenzit jednotlivých rotačních čar v důsledku rozlišovací schopnosti použitého spektroskopu a v důsledku překryvu rotačních pásů  $Q_1$ ,  $R_2$  a  $P_1$  jak je vidět na obrázcích 7.3.7 a 7.3.8. Jelikož teoretická intenzita rotačních čar pásů  $R_2$  a  $P_1$  překrývajících pás  $Q_1$  je ale při dané teplotě relativně nízká, lze chybu získané intenzity hledaných čar odhadnout v našem případě na 10%. Pro relativní chybu



**Obrázek 7.3.7:** Detail emisního spektra z předchozího obrázku v intervalu 306 - 310 nm. Jednotlivé rotační čáry OH pásu  $Q_1$  jsou vyznačeny tučně.



**Obrázek 7.3.8:** Modelové spektrum OH vytvořené pomocí programu Libbase pro teplotu  $T_r = 447$  K a rozlišovací schopnost spektroskopu  $\Delta\lambda = 0,03757$  nm.



**Obrázek 7.3.9:** Pyrometrická přímka sestavená z dat obrázku 7.3.7 s vynesenu rovnicí regrese a korelačním koeficientem. Odpovídající rotační teplota je  $T_r = 447$  K.

rotační teploty můžeme potom z rovnice (7.1.2.2) odvodit podle [69] vztah:

$$\frac{\Delta T_r}{T_r} = \frac{k T_r}{E_j^{(2)} - E_j^{(1)}} \cdot \frac{\Delta R}{R}, \quad R = \frac{I_r^{(1)}}{I_r^{(2)}}, \quad (7.3.1)$$

ve kterém  $E_j^{(i)}$  je energie horního stavu rotační čáry s intenzitou  $I_r^{(i)}$ . Protože maximální dosažená hodnota rotační teploty byla  $T_r \approx 500$  K a protože relativní chyba podílu ve výrazu  $R = I_r^{(1)}/I_r^{(2)}$  je rovna součtu relativních chyb, obdržíme po dosazení do rovnice (7.3.1) výslednou chybu  $\Delta T_r/T_r = 10,3\%$ . Můžeme tedy konstatovat, že relativní chyba uvedeného výpočtu rotační teploty se pohybuje kolem hodnoty  $\delta T_r \approx 10\%$ , což odpovídá absolutní chybě určení teploty  $\Delta T_r \approx 50$  K. Modelové spektrum OH odpovídající přechodu  $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi$  v intervalu 306 - 310 nm vytvořené pomocí simulačního programu Lifbase [72] pro obdobné experimentální podmínky, rozlišení spektroskopu  $\Delta\lambda = 0,03757$  nm a rotační teplotu  $T_r = 447$  K lze najít na obrázku 7.3.8. Správnost výpočtu rotační teploty lze ověřit srovnáním reálného a modelového spektra.

#### 7.4. Závěr

Spektroskopická měření plazmatu při depozici BSTO vrstev pomocí plazmové trysky ukázala, že poměr absolutních koncentrací Ba a Sr ve vrstvě lze úspěšně předpovídat již při depozici vrstvy na základě poměru intenzit odpovídajících spektrálních čar. To je důležité nejen pro znalosti parametrů deponované BSTO vrstvy a v konečném důsledku i pro její feroelektrické vlastnosti, ale také pro depozici strukturně gradientních vrstev. Z dalších měření se podařilo ukázat, že poměr intenzit spektrálních čar Ba a Sr je v průběhu depozice za konstantních podmínek a po „zahoření“ trysky neměnný a kolísá maximálně v rozsahu 10%, a to i při současném použití dvou různých trysek z BTO a STO keramiky, jak je ukázáno na schematicém obrázku 7.2.1. Při použití jediné BSTO trysky s předem danou stechiometrií jsou odchylky zaznamenané v průběhu celé depozice dokonce menší než 4%.

Měření rotační teploty a potažmo teploty neutrálního plynu potvrdilo, že teplota neutrálních částic je nízká a nepřesahuje 500 K ( $\sim 200^\circ\text{C}$ ), což ve svém důsledku umožňuje depozici vrstev i na teplotně citlivé substráty jako jsou plasty apod., aniž by došlo k jejich poškození. Přibližně stejná hodnota teploty byla měřena jak v blízkosti trysky, tak i v blízkosti substrátu. Protože však elektronová teplota měřená pomocí Langmuirovy sondy a spočtené z druhé derivace sondové charakteristiky ukazuje, že  $T_e \approx 5 \text{ eV}$ , je výsledné plazma dle očekávání silně neizotermické.

Závěrem je tedy možné konstatovat, že optická emisní spektroskopie umožnila sledovat parametry plazmatu in situ přímo v průběhu depozice a poskytla tak cenné informace využitelné při dalších depozicích tohoto typu vrstev.



## 8. ABSORPČNÍ SPEKTROSKOPIE VÝBOJE V PULZNÍM MAGNETRONU

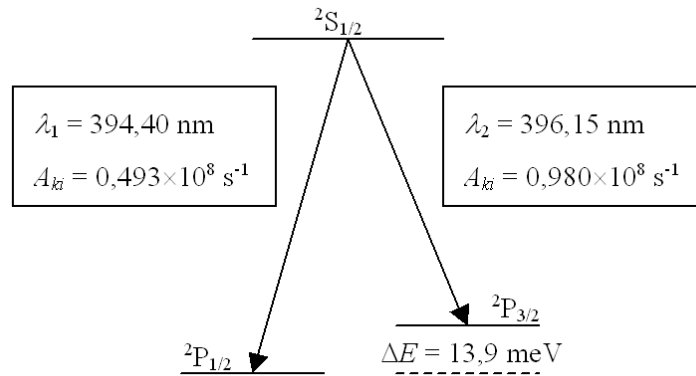
Laserová absorpční spektroskopie je další optickou metodou, jež se v poslední době stává velice žádaným diagnostickým nástrojem při studiu parametrů plazmatu. Je založena na jednoduchém principu absorpce světelného svazku při průchodu plazmatem. Z poměru intenzit paprsků před vstupem a po výstupu ze studované oblasti lze usuzovat na hodnoty veličin, které absorpci vstupního signálu způsobí. Předmětem studia v následující kapitole bude výpočet absolutní koncentrace a teploty atomů hliníku rozprášených ve dvoupalcovém planárním magnetronu při depozici tenkých vrstev oxidů alumina. Měření popsané v této kapitole bylo provedeno ve spolupráci s Institutem fyziky Ernst-Moritz-Arndtovy univerzity v Greifswaldu v Německu v průběhu autorova pobytu na tamější univerzitě.<sup>1</sup>

### 8.1. Teoretický úvod a experimentální uspořádání

Atomy hliníku jsou velmi vhodným objektem ke studiu pomocí laserové absorpční spektroskopie. Jejich dva základní stavy  ${}^2P_{1/2}$  a  ${}^2P_{3/2}$  (oddělené navzájem energetickým rozdílem  $\Delta E = 13,9$  meV) a první excitovaný stav  ${}^2S_{1/2}$  ( $E = 3,143$  eV) jsou spojeny optickými přechody na vlnových délkách  $\lambda_1 = 394,40$  nm a  $\lambda_2 = 396,15$  nm (viz. obrázek 8.1.1), které leží v rozsahu použitého ladičného diodového laseru. Populace ostatních energetických hladin jsou při relativně nízkých depozičních teplotách v souladu s Boltzmannovým rozdělením zanedbatelné. Další výhodou je fakt, že aluminium má pouze jediný stabilní izotop.

V popisovaném experimentu byla k výpočtům hledaných veličin použita nejsilnější hliníková čára  $\lambda = 396,15$  nm, odpovídající zmiňovanému přechodu  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{3/2}$ . Tato čára je však v důsledku hyperjemných interakcí popsaných např. v [79] rozdělena na 6 komponent, které je třeba vzít v úvahu při fitování absorpčního signálu.

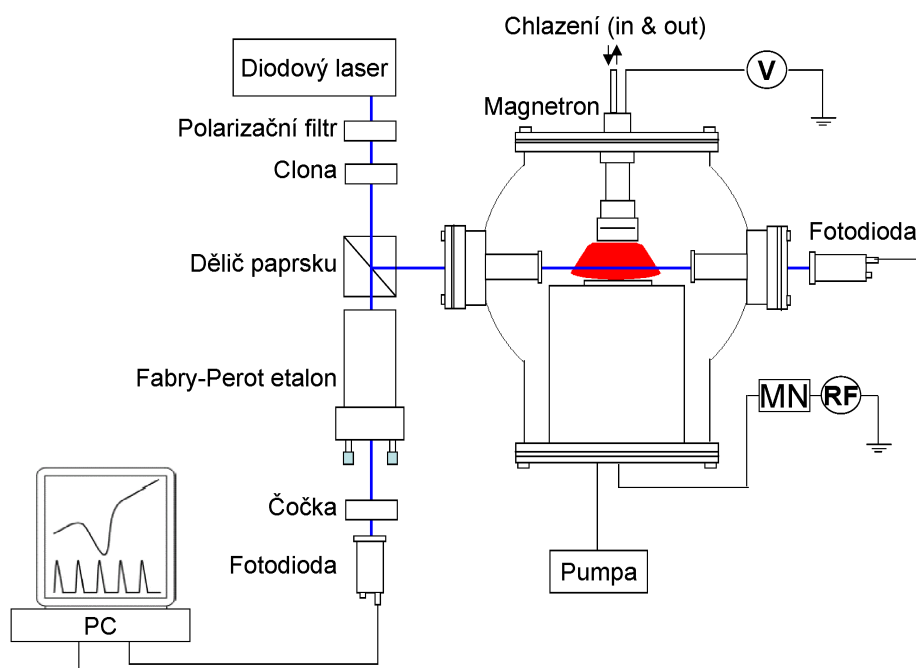
<sup>1</sup> Výsledky komentované v kapitole 8 byly prezentovány na konferencích ICRP-6/SPP-23 (6<sup>th</sup> International Conference on Reactive Plasmas and 23<sup>rd</sup> Symposium on Plasma Processing, Matsu-shima/Japan January 24-27, 2006) a na konferenci Technical Computing 2005 (Prague, November 7, 2005) a odeslány k publikování do časopisu Japanese Journal of Applied Physics.



**Obr. 8.1.1:** Základní a první excitovaný stav atomu hliníku [77]

Schématické uspořádání experimentu lze najít na obr. 8.1.2. K vlastnímu experimentu byl použit klasický dvoupalcový planární magnetron s aluminiovým terčem umístěným uvnitř reaktoru s vnitřním rozměrem 40 cm a čerpaným turbomolekulárním a rotačním pumpou. Pracovní tlak byl udržován v rozpětí  $p \approx 1 - 10$  Pa, průtok pracovního plynu se pohyboval v závislosti na druhu použitého plynu v intervalu  $Q_p \approx 0,05 - 50$  sccm a byl kontrolován pomocí průtokoměru MKS 100 RV. Maximální hodnota výbojového proudu v případě DC buzení dosahovala hodnoty až 1 A, v případě pulzního buzení byl maximální proud v pulzu  $I_p \approx 8$  A. Frekvence pulzního buzení byla 578 Hz, délka aktivní části výboje byla 0,23 ms, délka pauzy byla 1,5 ms. Hlavní výhodou pulzního buzení je vyšší hustota plazmatu a s tím spojená vyšší koncentrace rozprášených částic z terčíku jako důsledek vyššího aplikovaného výkonu v průběhu aktivní části pulzu. Jako laserový zdroj byl použit laditelný diodový komerční laser Toptica DL 100.

Princip měření lze sledovat na obrázku 8.1.2. Laserový paprsek prochází polarizačním filtrem a clonou a dopadá na dělič. Paprsek, který prochází děličem rovně, je po průchodu Fabry-Perot etalonem (kvůli monitorování jeho frekvence) registrován fotodiodou. Druhý paprsek, který prochází studovanou oblastí přibližně 6 cm pod magnetronem, je částečně absorbován ve výbojovém plazmatu na rozprášených částicích neutrálního hliníku v základním stavu  $^2P_{3/2}$  a je registrován druhou fotodiodou umístěnou za reaktorem. V pozici, kudy paprsek prochází, je magnetické pole již dostatečně slabé, takže Zeemannovo rozštěpení lze zanedbat. V případě vypnutého výboje a nepřítomnosti plazmatu signál registrovaný druhou fotodiodou v krátkém



**Obr. 8.1.2:** Experimentální uspořádání.

časovém okamžiku lineárně vzrůstá (obr. 8.1.3) v důsledku drobných oscilací diodového proudu, který ovlivňuje laserovou frekvenci. Tím je umožněno měřit absorpční signál i v okolí sledované frekvence a z Dopplerova rozšíření čáry určit teplotu částic absorbujících záření.

Pro intenzitu přeneseného záření můžeme podle Lambertova-Beerova zákona absorpce napsat

$$I(\nu) = I_0 \exp\left(-\int_l \kappa(\nu, z) dz\right), \quad (8.1.1)$$

kde  $I_0$  a  $I$  jsou původní a přenesená intenzita,  $\nu$  je laserová frekvence,  $\kappa$  absorpční koeficient,  $z$  aktuální souřadnice podél optické osy a  $l$  absorpční délka. Rovnici (8.1.1) lze zjednodušit za předpokladu, že koncentrace částic způsobujících absorpci záření je konstantní v celém objemu reaktoru

$$I(\nu) = I_0 \exp(-l \cdot \kappa(\nu)). \quad (8.1.2)$$

Vztah mezi koncentrací atomů  $n_a$  a absorpčním profilem  $\kappa(\nu)$  lze podle [80] vyjádřit rovnicí

$$n_a = \frac{4\pi\epsilon_0 m_e c}{e^2 f \lambda_0} \sqrt{\frac{2kT}{\pi m_a}} \kappa_0, \quad (8.1.3)$$

kde  $\kappa_0$  je absorpční koeficient v centru profilu,  $\epsilon_0$  dielektrická konstanta,  $c$  rychlost světla,  $m_e$  hmotnost elektronu,  $m_a$  hmotnost příslušného atomu,  $k$  Boltzmannova konstanta,  $\lambda_0$  centrální vlnová délka studovaného přechodu a  $f$  odpovídající síla oscilátoru. Šířka absorpčního signálu je v důsledku Dopplerova rozšíření spojena s teplotou atomů vztahem

$$T = \frac{\lambda_0^2 m_a}{8k \ln 2} \Delta \nu^2, \quad (8.1.4)$$

kde  $\Delta \nu$  představuje šířku absorpčního píku v polovině jeho maxima. Pro výpočet koncentrace  $n_a$  a teploty  $T$  je tedy třeba znát hodnoty parametrů  $\kappa_0$  a  $\Delta \nu$ . Za tímto účelem je obdržený absorpční signál podle [79] fitován funkcí

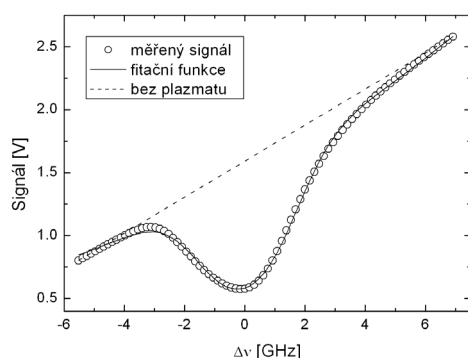
$$I(\nu) = (a + b\nu + c\nu^2) \cdot \exp \left\{ -\kappa_0 I \sum_{i=1}^6 k_i \exp \left[ -\left( \frac{\nu - \nu_0 - \Delta \nu_i}{0,6\Delta \nu} \right)^2 \right] \right\}. \quad (8.1.5)$$

V ní parametry  $a$ ,  $b$  a  $c$  představují základní signál při vypnutém plazmatu fitovaný polynomem druhého stupně,  $\nu_0$  je centrální frekvence a  $k_i$  a  $\Delta \nu_i$  jsou relativní intenzity a frekvenční posuny  $i$ -té složky hyperjemně rozdělených optických přechodů, jak je popsáno v [79]. Z uvedeného vyplývá, že měřený signál je fitován funkcí s nelineární sadou šesti parametrů  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $\kappa_0$ ,  $\nu_0$  a  $\Delta \nu$ .

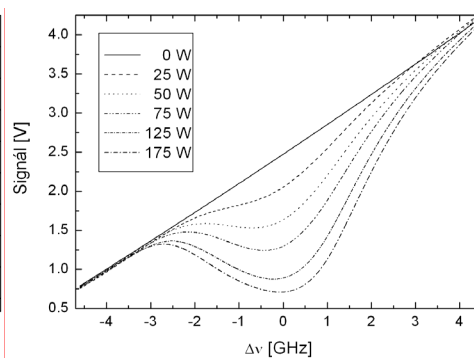
Za účelem nalézt optimální fit byl v Matlabu odladěn program, který jej hledá metodou nejmenších čtverců s využitím optimalizačního Nelder-Mead algoritmu. Protože užití toolboxů pro nelineární fitaci nevedlo v tomto případě k uspokojivému řešení, pracuje program následujícím způsobem. Program načte experimentální data do matice, obsahující v jednom řádku přeškálovanou frekvenci  $\nu$  a ve druhém odpovídající absorpční intenzitu  $P$  a hledání optimálního fitu je převedeno na hledání lokálního minima nelineární funkce šesti proměnných

$$y = \sum_{j=1}^n (I(\nu_j) - I'(\nu_j))^2. \quad (8.1.6)$$

Ve zmíněném vztahu reprezentujícím součet čtverců odchylek aproximující funkce  $I(\nu)$  podle rovnice (8.1.5) a experimentálních dat  $I'(\nu)$  představuje parametr  $j$  sčítací index pro jednotlivé experimentální body a  $n$  počet měřených bodů. Minimum funkce (8.1.6) je posléze hledáno pomocí matlabovské funkce **fminsearch**. Odchylka nalezené funkce od změřených dat je velmi silně závislá jednak na zvoleném inter-



**Obr. 8.1.3:** Měřený signál a optimální fit.



**Obr. 8.1.4:** Absorpční signál pro různé hodnoty magnetronového výkonu.

valu, ke kterému je hledán optimální fit, ale především na tzv. startovacím bodu ve tvaru  $P_0 = [a, b, c, \nu_0, \kappa_0, \Delta\nu]$ . U nevhodně nastaveného ‘startpointu’ řešení diverguje ke kvadratické funkci kopírující pouze velmi přibližně tvar absorpčního píku a divergující při obou okrajích studovaného intervalu. Z tohoto důvodu program používá sadu startovacích bodů, z nichž nakonec vybere ten, který vede k neoptimálnějšímu řešení. Hledání optimální funkce nejlépe aproximující měřená data je velmi rychlé, na počítači s procesorem 1 GHz konverguje ke správnému řešení v čase kratším než 5 s. Porovnání experimentálních dat a nalezeného fitu je vidět na obrázku 8.1.3. Symbol  $\circ$  představuje experimentální data reprezentující absorpční signál, čárkovaná čára signál při vypnutém plazmatu. Nalezený fit ideálně kopírující měřená data je znázorněn plnou čarou. Výsledkem fitačního procesu je optimální sestava parametrů  $a, b, c, \nu_0, \kappa_0, \Delta\nu$  funkce (8.1.5), ze kterých je již možné podle rovnic (8.1.4) a (8.1.3) dopočítat hledané veličiny  $T$  a  $n_a$ .

Protože při běžných depozičních teplotách je v souladu s Boltzmannovým rozdělením poměr v zastoupení obou základních hladin  ${}^2P_{1/2}$  a  ${}^2P_{3/2}$  atomu hliníku dán rovnicí

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{g_1}{g_2} \cdot \exp\left(\frac{E_2 - E_1}{kT}\right), \quad (8.1.7)$$

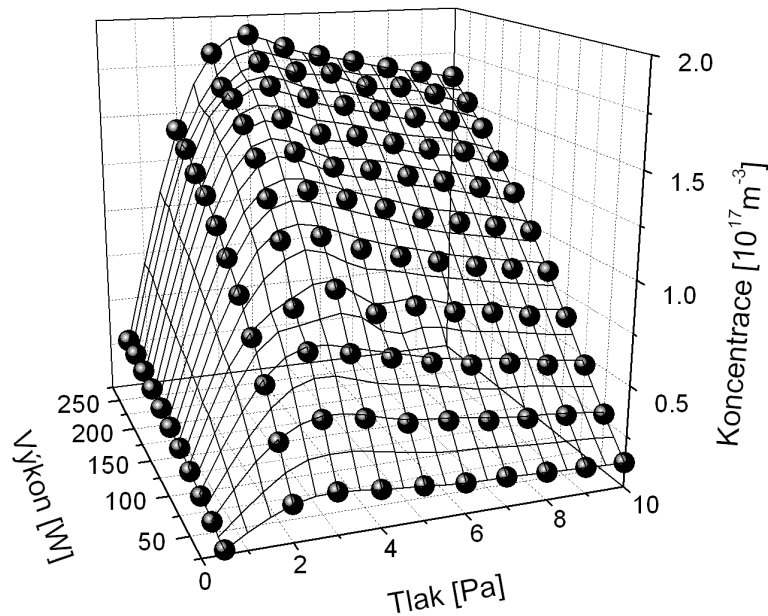
ve které  $g_1$  a  $g_2$  představují statistické váhy jednotlivých energetických stavů  $E_1$  a  $E_2$ , je třeba výslednou koncentraci danou rovnicí (8.1.3) přenásobit odpovídajícím korekčním faktorem. Pokud by teplota vypočtená podle rovnice (8.1.4) byla např. 400 K, pak bude v souladu s rovnicí (8.1.7) přibližně 57,2 % atomů aluminia ve stavu  ${}^2P_{3/2}$  a 42,8 % ve stavu  ${}^2P_{1/2}$ . Odpovídající korekční faktor je v takovém případě 1,75.

## 8.2. Výsledky a diskuse

### 8.2.1 Argon

Koncentrace atomů aluminia v případě DC magnetronu při použití čistého argonu jako pracovního plynu je zobrazena jako 3D graf na obrázku 8.2.1.1. Výsledná hustota je zobrazena jako funkce výkonu ve výboji a pracovního tlaku v rozptěti 0,5 – 10 Pa. Černé body reprezentují reálná měřená data při konkrétních hodnotách výkonu a tlaku. Z výsledného grafu je zřejmé, že koncentrace rozprášených částic s rostoucím magnetronovým výkonem přibližně lineárně vzrůstá, avšak pro velké hodnoty výkonu začíná vykazovat mírnou saturaci. Zajímavá je závislost na tlaku. Koncentrace rozprášených částic aluminia při konstantním výkonu vzrůstá s rostoucím tlakem a dosahuje maxima při tlaku 4 Pa. S dalším vzrůstem tlaku ale koncentrace pomalu klesá. Toto chování je typické pro všechny hodnoty magnetronového výkonu. Maximální hodnota koncentrace Al částic dosažená v případě DC magnetronu byla  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ .

Závislost teploty spočtené z absorpčního spektra na magnetronovém výkonu je znázorněna na obrázku 8.2.1.2. Teplota aluminiových atomů vzrůstá s rostoucím

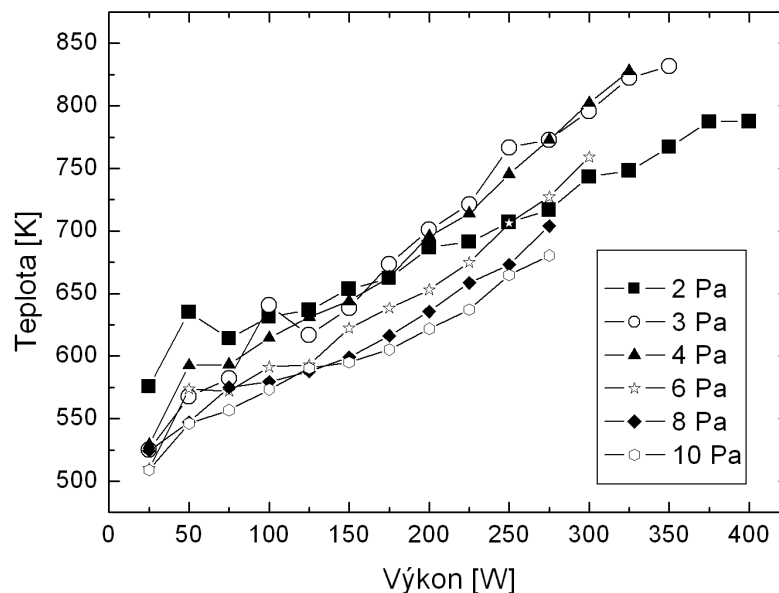


**Obr. 8.2.1.1:** Koncentrace rozprášených částic aluminia v DC magnetronu jako funkce výkonu a tlaku. Průtok argonu byl 10 sccm.

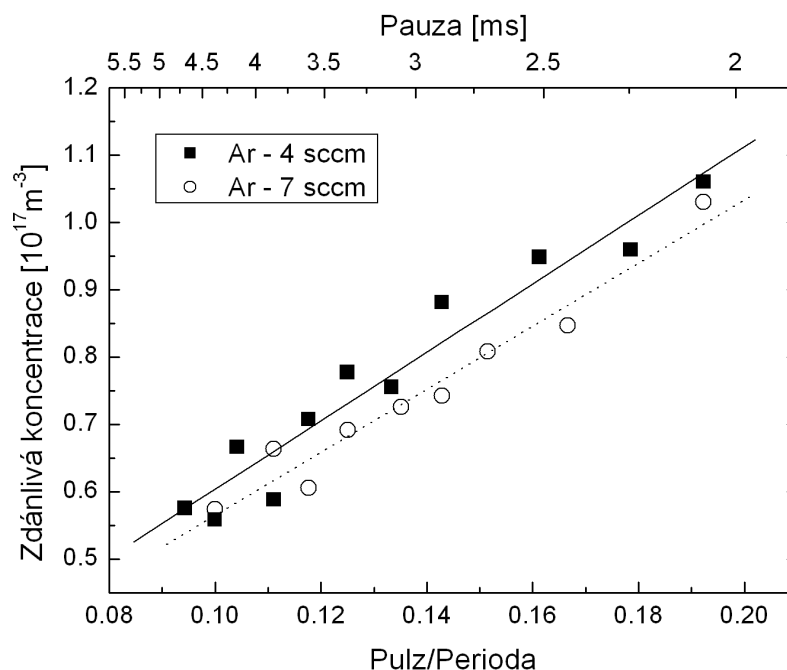
výkonem ve výboji v intervalu 500 – 900 K a vykazuje pouze velmi slabou závislost na pracovním tlaku. S rostoucím tlakem teplota pomalu klesá. Naměřené výsledky jsou v případě koncentrace rozprášených částic ve velmi dobré shodě s teorií [81, 82].

Interpretace výsledků v případě pulzního magnetronu nebyla tak jednoduchá jako v případě DC buzení. Vzorkovací frekvence použité fotodiody byla mnohem nižší než frekvence pulzního zdroje. Z toho důvodu nebylo možné pozorovat okamžitý absorpční signál v průběhu pulzu ale pouze jakýsi průměrný signál během několika period. Za účelem nalézt vztah mezi měřeným signálem, reálnou hustotou rozprášených Al částic a „timingem“ pulzního buzení bylo provedeno měření zdánlivé koncentrace aluminiových atomů v závislosti na poměru délky pulzu a pauzy. Výsledný graf pro dvě různé hodnoty průtoku argonu je možné vidět na obrázku 8.2.1.3.

Proud v pulzu (5 A) a doba trvání pulzu (0,5 ms) byly drženy na konstantních hodnotách. Délka pauzy byla měněna v intervalu 2 až 5 ms. Z toho důvodu byla skutečná koncentrace rozprášených částic aluminia ve studovaném prostoru přibližně konstantní. Jak je ale z grafu vidět, zdánlivá koncentrace lineárně vzrůstá s poměrem pulz/perioda a to pro všechny měřené hodnoty průtoku argonu. Na základě těchto



**Obr. 8.2.1.2:** Teplota rozprášených částic aluminia v DC magnetronu v závislosti na výkonu pro různé hodnoty pracovního tlaku. Průtok argonu byl 10 sccm.

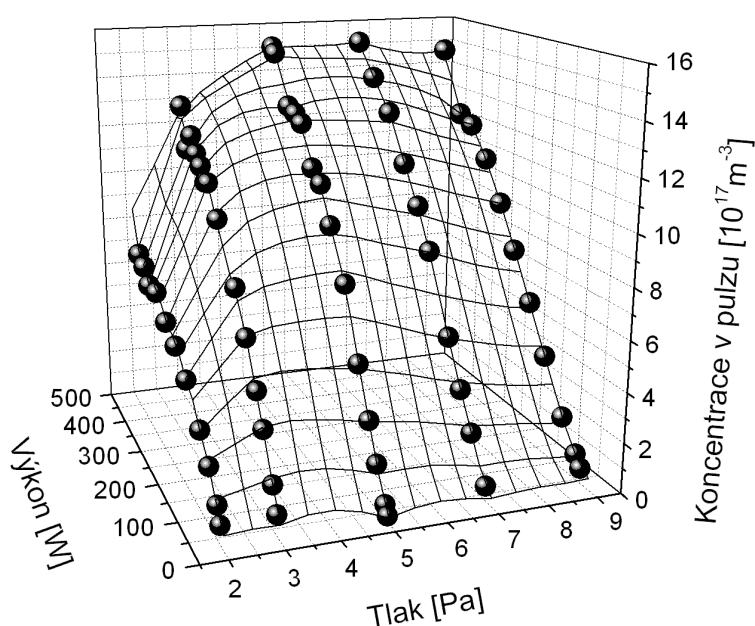


**Obr. 8.2.1.3:** Zdánlivá koncentrace rozprášených částic hliníku jako funkce poměru délky trvání pulzu a celé periody. Vedlejší osa x v horní části obrázku představuje délku pauzy při konstantní délce pulzu (0,5 ms). Měření bylo provedeno pro dva různé průtoky argonu a při konstantním proudu v pulzu 5 A.

výsledků byl stanoven přibližný korekční faktor mezi zdánlivou a skutečnou koncentrací rozprášených částic, který pro konkrétní hodnoty pulzu a pauzy použité při pulzním buzení v dalších experimentech měl hodnotu 7,5. Všechny hodnoty koncentrace prezentované v další části této kapitoly byly proto přenásobeny tímto korekčním faktorem. Je však zřejmé, že přesnost těchto výsledků je nižší než v případě DC magnetronu.

Výsledné hodnoty koncentrace rozprášených částic alumina v pulzním magnetronu pro výše zmíněné hodnoty aktivní a pasivní části pulzu lze najít na obrázku 8.2.1.4. Měřená závislost je opět vynesena jako 3D funkce výkonu a tlaku. Tvar grafu je podobný jako v případě DC magnetronu, ale výsledné hodnoty koncentrace v pulzu pro tytéž podmínky (výkon a tlak) jsou přibližně 4× vyšší. Přitom proud v pulzu odpovídající stejným podmínkám jako v DC byl až 7,5× vyšší. I tento výsledek je proto v souladu s předchozím v závěrem, že pro vysoké hodnoty magnetronového proudu není koncentrace rozprášených částic jeho jednoduchou lineární funkcí.

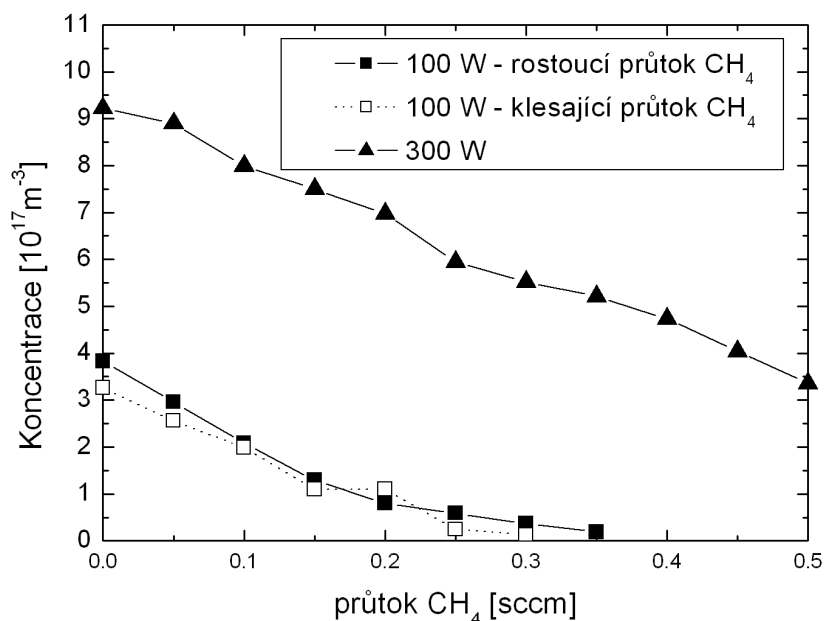




**Obr. 8.2.1.4:** Koncentrace rozprášených částic alumina v pulzním magnetronu jako funkce výkonu a tlaku. Průtok argonu byl 10 sccm, délka aktivní části pulzu 0,23 ms, délka pauzy 1,5 ms.

### 8.2.2 Argon/Metan

Velmi zajímavé chování bylo možné pozorovat v případě, že místo argonu byla jako pracovní plyn použita směs argon/metan, případně argon/kyslík (viz. kapitola 8.2.3). Výsledky tohoto měření jsou zachyceny na obrázku 8.2.2.1. Při konstantním průtoku argonu 10 sccm a konstantním tlaku uvnitř reaktoru 3 Pa dochází s rostoucím průtokem  $\text{CH}_4$  k významnému poklesu absorpčního signálu a s ním spojené koncentrace rozprášeného hliníku. Po dosažení kritické hodnoty průtoku  $\text{CH}_4$ , která závisí na mnoha faktorech (výbojový proud, pracovní tlak, průtok argonu, časování pulzního buzení apod.), absorpční signál kompletně zmizí, což odpovídá situaci, kdy buď nedochází k rozprašování alumina, nebo jsou rozprášené částice okamžitě vázány v nových molekulách. Při opětovném snížení průtoku  $\text{CH}_4$  ale dochází ke znovuobjevení absorpčního signálu a koncentrace pozorovaných částic opět narůstá. Stejné chování bylo pozorováno jak v případě DC, tak i v případě pulzního buzení. Navíc nárůst koncentrace Al probíhá po stejné křivce při ubírání  $\text{CH}_4$  (symbol  $\square$  v obrázku 8.2.2.1) jako jeho pokles při zvyšování průtoku argonu (symbol  $\blacksquare$



**Obr. 8.2.2.1:** Koncentrace rozprášených částic alumina v pulzním magnetronu jako funkce průtoku CH<sub>4</sub> při konstantním průtoku Ar (10 sccm) a tlaku 3 Pa. Délka aktivní části pulzu byla 0,23 ms, délka pauzy 1,5 ms.

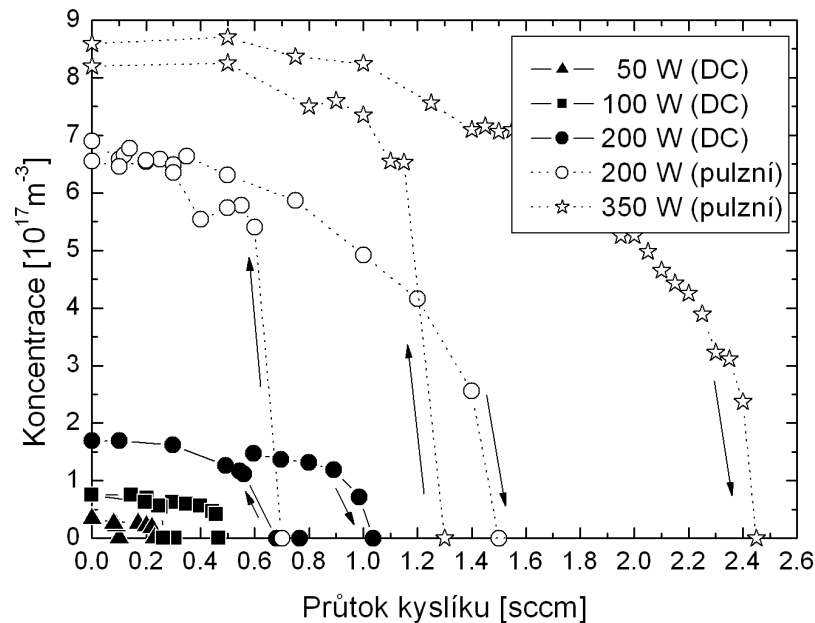
v obrázku 8.2.2.1). Nedochozí tak k hystereznímu chování typickému pro použití silně reaktivního plynu jako je kyslík.

### 8.2.3 Argon/Kyslík

Na obrázku 8.2.3.1 je zachycena koncentrace rozprášených částic Al jako funkce průtoku kyslíku. Průtok argonu byl držen na konstantní hodnotě 10 sccm a pracovní tlak uvnitř reaktoru byl 3 Pa. Jednotlivé křivky reprezentují postupně výkony 50 W (DC), 100 W (DC), 200 W (DC), 200 W (pulzně) a 350 W (pulzně). Obdobně jako v případě příměsi metanu vede malá příměs kyslíku k dramatickému poklesu koncentrace částic hliníku a po dosažení kritické hodnoty absorpční signál kompletně zmizí. Toto chování bylo pozorováno ve dvou módech. Při konstantním výkonu a měnící se hodnotě průtoku O<sub>2</sub> (viz graf 8.2.3.1) a při konstantním průtoku O<sub>2</sub> a pohyblivé hodnotě výkonu, respektive výbojového proudu. Ve druhém případě byl absorpční signál dlouho nulový, dokud nebyla překročena kritická hranice výbojového proudu. Teprve v tom okamžiku došlo k prudkému nárůstu koncentrace hliníku uvnitř studované oblasti.

Chování absorpčního signálu nebylo ale symetrické vzhledem k poklesu či nárůstu průtoku kyslíku či výbojového proudu. Jak je vidět na obrázku 8.2.3.1, při snižování průtoku kyslíku nedocházelo dlouho ke znovuobjevení absorpčního signálu. Např. pro výkon 350 W v pulzním módu absorpční signál kompletně zmizel při průtoku kyslíku 2,4 sccm. Při snižování průtoku kyslíku došlo ke znovuobjevení signálu teprve při poklesu na hodnotu 1,3 sccm. Podobné chování bylo opět pozorováno jak v DC tak i v pulzním magnetronu avšak s významným rozdílem. Kritická hodnota průtoku  $O_2$ , při které docházelo ke kompletnímu zmizení absorpčního signálu byla v případě pulzního buzení přibližně  $1,5\times$  vyšší než v případě DC magnetronu, což lze vysvětlit vyšší okamžitou hodnotou proudu v pulzu. Tento drastický efekt je způsoben tzv. otravou, resp. oxidací aluminiového terče a byl zaznamenán již v několika pracích dříve [81,83].

Kompletní zmizení absorpčního signálu a tvorba oxidové vrstvy na povrchu terčiku byla prokázána i pomocí optické emisní spektroskopie. Dominantní čáry hliníku 394,40 nm a 396,15 nm při rostoucím průtoku  $O_2$  prudce poklesly pod úroveň šumu při dosažení stejných kritických hodnot jako na obrázku 8.2.3.1. Ve stejný



**Obr. 8.2.3.1:** Koncentrace rozprášených částic aluminia v DC ( $\blacktriangle, \blacksquare, \bullet$ ) a v pulzním magnetronu ( $\circ, \star$ ) jako funkce průtoku kyslíku při konstantním průtoku Ar (10 sccm) a tlaku 3 Pa. V případě pulzní modulace byla délka aktivní části pulzu 0,23 ms, délka pauzy byla 1,5 ms. Šipky indikují pořadí měřených bodů.

okamžik došlo k nárůstu molekulárních čar AlO na vlnových délkách 484,21 nm a 486,61 nm.

### 8.3. Závěr

Měření absolutní koncentrace a teploty rozprášených částic hliníku v DC a pulzním magnetronu s pomocí laserové absorpční spektroskopie ukázala, že koncentrace rozprášených částic je v souladu s teorií pro malé hodnoty magnetronového proudu přibližně jeho lineární funkcí. Maximální dosažené hodnoty koncentrace se v DC magnetronu pohybovaly kolem hodnoty  $2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  a v případě pulzního buzení dosáhly až  $1.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  v aktivní části pulzu. V případě příměsí metanu a kyslíku do pracovního plynu byl pozorován výrazný pokles absorpčního signálu a při překročení kritické hranice průtoku těchto plynů absorpční signál úplně zmizel. Tato kritická hodnota průtoku se výrazně lišila v případě DC a pulzního buzení při jinak stejných podmínkách. V případě kyslíku bylo navíc pozorováno typické hysteretzní chování v důsledku oxidace aluminiového terčíku.

## 9. ZÁVĚR

Předložená disertační práce se zabývá optickou diagnostikou plazmatu používaného při depozici tenkých vrstev a částečně též optickou diagnostikou vysokoenergetických pinč výbojů. Jak je ukázáno na některých komentovaných experimentech, velkou výhodou optické diagnostiky je skutečnost, že umožňuje měření *in situ*, a to i v případě časově nestabilních veličin. Nejdůležitější výsledky předložené disertační práce je možné shrnout do následujících bodů.

1. Byl vyvinut algoritmus diagnostiky interferogramů založený na interpolaci interferenčních čar a následné Delaunayově triangulaci umožňující výpočet spojitého fázového posunu i značně komplikované interferenční struktury. Mezi hlavní výhody algoritmu patří schopnost spočítat fázový posun i z interferogramů s poškozenou informací, jako jsou např. splývající interferenční čáry.
2. Navržený algoritmus byl aplikován na interferogramy bariérového pochodňového výboje hořícího v argonu a v heliu, pořízené na holografickém interferometru, sestaveném na Katedře fyziky Pedagogické fakulty Jihočeské univerzity v Českých Budějovicích Dr. Křížem [7]. Protože se jednalo o velmi slabě ionizované plazma (stupeň ionizace  $\sim 10^{-6}$ ), byla optická interferometrie využita k měření teploty neutrálního plynu ve výbojovém kanále. Ukázalo se, že interferometrické metody je možné použít k měření velmi nízkých teplot i v případě výbojů s pracovním plynem, jehož index lomu za normálních podmínek je velmi odlišný od indexu lomu referenčního prostředí.
3. Ve spolupráci s Doc. Píchalem z Elektrotechnické fakulty ČVUT a Institutem fyziky plazmatu ve Varšavě v Polsku byla provedena diagnostika interferogramů pořízených při z-pinč výboji na koaxiálním urychlovači PF-150. Na rozdíl od předchozího případu bývá plazma v tomto typu výboje téměř 100% ionizováno a měřitelnou veličinou ovlivňující index lomu je proto elektronová hustota. Na základě výpočtů byla poté stanovena distribuce elektronové koncentrace podél výbojového kanálu a uvnitř rázové vlny.

Optická interferometrie použitá jako diagnostická metoda v obou předchozích případech umožnila jak u bariérového pochodňového výboje, tak i u  $\alpha$ -pinče stanovit prostorovou distribuci hledané veličiny. Z dalších výsledků je třeba zdůraznit následující:

4. Ve spolupráci s Dr. Hubičkou byl ve Fyzikálním ústavu AVČR proveden výzkum vlastností výboje v duté katodě při depozici tenkých vrstev  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  a to především pomocí optické emisní spektroskopie. Ukázalo se, že na základě poměru intenzit odpovídajících spektrálních čar Ba a Sr lze úspěšně předpovídat hodnotu parametru  $x$  ve výše zmíněné formuli, což má značný význam pro feroelektrické vlastnosti deponované vrstvy. Pomocí emisní spektroskopie bylo též provedeno měření rotační teploty radikálu OH, které potvrdilo velmi nízkou teplotu neutrálních částic (řádově 400 K) a s tím související fakt, že výbojové plazma je silně neizotermické.
5. Ve Fyzikálním institutu Univerzity v Greifswaldu v Německu ve spolupráci s MSc. Huang Tung Doem bylo provedeno měření absolutní koncentrace a teploty rozprášených částic alumina v DC a pulzním magnetronu pomocí laserové absorpční spektroskopie. Bylo sledováno chování těchto veličin v závislosti na absorbovaném výkonu, pracovním tlaku, druhu buzení (DC/pulzní) a druhu použitého pracovního plynu.

Jednotlivé výsledky předkládané disertační práce byly publikovány v časopisech Czechoslovak Journal of Physics [A1], Ferroelectrics [A3], Problems of Atomic Science and Technology [A9], Review of Scientific Instruments [A4] a v časopise Integrated Ferroelectrics [A6]. Dílčí výsledky pak byly mj. prezentovány na mezinárodních konferencích Technical Computing 2003, 2004 a 2005 v Praze, 21<sup>st</sup> Symposium on Plasma Physics and Technology v Praze (14. - 17. červen 2004), 10<sup>th</sup> International Conference and School on Plasma Physics and Controlled Fusion v Alushtě na Ukrajině (13. - 18. září 2004), 12<sup>th</sup> International Congress on Plasma Physics v Nice ve Francii (25. - 29. října 2004), International Symposium on Integrated Ferroelectrics v Shanghai v Číně (17. - 20. dubna 2005) a na konferenci 6<sup>th</sup> International Conference on Reactive Plasmas and 23<sup>rd</sup> Symposium on Plasma Processing v Matsushimě v Japonsku (24.-27. leden 2006).

Na závěr lze říci, že všechny úkoly zadané autorovi této disertační práce byly splněny a obdržené výsledky lze využít při dalším studiu parametrů plazmatu nejen při depozici tenkých vrstev.

---

## 10. LITERATURA

### A. Recenzované autorovy publikace:

#### 1. Publikace v impaktovaných časopisech

- [A1] Olejníček, J., Píchal, J., Blažek, J., Špatenka, P.: An alternative method of interferogram evaluation and processing, *Czechoslovak Journal of Physics*, 54 (2004) Suppl. C 349-358.
- [A2] Deyneka, A., Hubička, Z., Jastrabík, L., Čada, M., Virostko, P., Olejníček, J., Suchanec, G., Gerlach, G.: Deposition of PZT thin films on polymer substrate by means of low pressure plasma jet system, *Ferroelectrics*, 316 (2005) 157-166.
- [A3] Hubička, Z., Olejníček, J., Čada, M., Virostko, P., Šichová, H., Deyneka, A., Jastrabík, L., Chvostová, D., Šícha, M.:  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  Thin Films Deposited by RF Hollow Cathode Plasma Jet Technique, *Ferroelectrics*, 317 (2005) 1-6.
- [A4] Olejníček, J., Píchal, J., Blažek, J., Špatenka, P.: An algorithm for extremely complicated interference pattern evaluation, *Review of Scientific Instruments*, 76 (2005) 73103.
- [A5] Hubička, Z., Čada, M., Adámek, P., Virostko, P., Olejníček, J., Deyneka, A., Jastrabík, L., Jurek, K., Suchanec, G., Guenther, M., Gerlach, G., Boháč, P.: Investigation of the RF pulse modulated plasma jet system during the deposition of  $Pb(Zr_xTi_{1-x})O_3$  thin films on polymer substrates, *Surface & Coatings Technology*, 200 (2005) 940-946.
- [A6] Olejníček, J., Hubička, Z., Virostko, P., Deyneka, A., Jastrabík, L., Chvostová, L., Šichová, H., Pokorný, J.: Deposition of nanocrystalline and microcrystalline  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  by means of pulse modulated low pressure plasma jet system, *Integrated Ferroelectrics*, (2006) (přijato do tisku)



- [A7] Čada, M., Hubička, Z., Kulikovský, V., Adámek, P., Olejníček, J., Boháč, P.: Plasma diagnostics in the pulse magnetron sputtering system used for deposition Ti-C:H thin films, *Surface & Coatings Technology*, (2006) (přijato do tisku).
- [A8] Virostko, P., Hubička, Z., Adámek, P., Čada, M., Olejníček, J., Tichý, M., Šícha, M., Measurement of plasma parameters in low temperature high density hollow cathode plasma jet working in magnetic field, *Contributions to Plasma Physics*, (2006) (přijato do tisku).

## 2. Publikace v jiných recenzovaných časopisech

- [A9] Olejníček, J., Píchal, J., Blažek, J., Špatenka, P.: Computer Supported Interferogram Evaluation, *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics 11* (2005) 235-237.
- [A10] Ianno, N.J., Soukup, R.J., Hubička, Z., Olejníček, J., Šíchová, H.: RF Hollow Cathode Plasma Jet Deposition of  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  Films, *Materials, Integration and Technology for Monolithic Instruments 869* (2005) 2.4.2-2.4.6.

## 3. Publikace v recenzovaných sbornících

- [A11] Olejníček, J., Píchal, J., Blažek, J., Špatenka, P.: Evaluation of Interferogram of Pinch Discharge, *WDS'04 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. Šafránková J.), Prague, Matfyzpress, 585-590, 2004. ISBN 80-86732-32-0.
- [A12] Olejníček, J., Virostko, P., Šíchová, H., Šícha, M., Hubička, Z., Deyneka, A., Adámek, P.: Optical Emission Spectroscopy of  $Ba_xSr_{1-x}TiO_3$  Thin Films Deposition, *WDS'05 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media* (ed. Šafránková J.), Prague, Matfyzpress, 402-407, 2005. ISBN 80-86732-59-2.
- [A13] Hubička, Z., Churpita, O., Čada, M., Holdová, M., Chichina, M., Virostko, P., Šíchová, H., Tichý, M., Olejníček, J., Adámek, P.: Low temperature deposition of thin films on polymer substrates by low pressure and atmospheric pressure plasma-jet system, *Plasma Poly-*

---

mers and Related Materials, (eds. M. Mutlu, G. Dinescu, R. Förch, J.M. Martin-Martinez, J. Vyskocil), Hacettepe University Press, 75-83, 2005, ISBN 975-491-194-0.

### B. Ostatní autorovy publikace:

- [B1] Olejníček, J.: Optical Method of Visualisation of Gas, WDS'00 Proceedings of contributed papers, Part II, Physics of Plasmas and Ionized Media (ed. Šafránková J.), Prague, Matfyzpress, 254-259, 2000. ISBN 80-85863-59-6.
- [B2] Olejníček, J.: Study of the Flowing Gas by Holographic Interferometry, WDS'01 Proceedings of contributed papers, Part II, Physics of Plasmas and Ionized Media (ed. Šafránková J.), Prague, Matfyzpress, 390–393, 2001. ISBN 80-85863-73-1.
- [B3] Olejníček, J., Straňák, V., Stach, V.: Některé fyzikální experimenty a jejich prezentace v PowerPointu, Fyzika na přelomu tisíciletí, Sborník příspěvků mezinárodní konference konané u příležitosti 10. výročí založení univerzity (ed. M. Šerý), České Budějovice, 71-77, 2001. ISBN 80-7040-519-8.
- [B4] Olejníček, J.: Modeling of Interferograms of Flowing Helium, WDS'02 Proceedings of contributed papers, Part II, Physics of Plasmas and Ionized Media (ed. Šafránková J.), Prague, Matfyzpress, 423–426, 2002. ISBN 80-85863-88-X.
- [B5] Olejníček, J.: Calculation of Temperature Field of Barrier Discharge in Helium by Holographic Interferometry, WDS'03 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media (ed. Šafránková J.), Prague, Matfyzpress,, 486-490, 2003. ISBN 80-86732-18-5.
- [B6] Olejníček, J.: Využití matlabu pro modelování interferogramů s různým indexem lomu, Sborník příspěvků 11. ročníku konference MATLAB, Praha, VŠCHT, 436-443, 2003. ISBN 80-7080-526-9.

- 
- [B7] Olejníček, J., Píchal, J., Blažek, J., Špatenka, P.: A novel method of computer based interferogram evaluation, E-proceedings of the 12<sup>th</sup> International Congress on Plasma Physics, 25-29 October 2004, Nice, France, <http://hal.ccsd.cnrs.fr/ccsd-00001855/en/>.
- [B8] Hubička, Z., Čada, M., Churpita, O., Virostko, P., Adámek, P., Šichová, H., Šícha, M., Jastrabík, L., Tichý, M., Holdová, M., Olejníček, J., Chichina, M.: Low pressure and atmospheric pressure plasma-jet systems and their application for deposition of thin films, E-proceedings of the 12<sup>th</sup> International Congress on Plasma Physics, 25-29 October 2004, Nice, France, <http://hal.ccsd.cnrs.fr/ccsd-00001855/en/>.
- [B9] Olejníček, J., Píchal, J., Jelínek, P., Blažek, P., Špatenka, P.: Diagnostika interferogramů v prostředí MATLAB, Sborník příspěvků 12. ročníku konference MATLAB, Praha, VŠCHT, 435-440, 2004. ISBN 80-7080-550-1
- [B10] Blažek, J., Špatenka, J., Olejníček, J., Bartoš, P.: Numerické studium stěnové vrstvy plazmatu válcové katody, Sborník příspěvků 12. ročníku konference MATLAB, Praha, VŠCHT, 51–59, 2004. ISBN 80-7080-550-1.
- [B11] Virostko, P., Hubička, Z., Olejníček, J., Čada, M., Adámek, P., Šícha M., Tichý, M., Chichina, M.: Study of the low-pressure RF hollow cathode plasma jet during deposition of  $\text{Ba}_x\text{Sr}_{1-x}\text{TiO}_3$  thin films, CD-ROM Proceedings of 17<sup>th</sup> International Symposium on Plasma Chemistry, August 7-12, 2005.
- [B12] Hubička, Z., Šícha, M., Čada, M., Olejníček, J., Churpita, O., Jastrabík, L., Virostko, P., Adámek, P.: Langmuir probe diagnostic of the technologic plasma jet systems working at high or low pressure of the working gas, CD-ROM Proceedings of 16<sup>th</sup> symposium on physics of switching arc, Brno 2005
- [B13] Olejníček, J., Do, H.T., Hubička, Z., Hippler, R.: Absorpční spektroskopie výboje v pulzním magnetronu – nelineární fitace obdrženého

signálu, Sborník příspěvků 13. ročníku konference Technical Computing, Praha, 2005. ISBN 80-7080-577-3.

- [B14] Blažek, J., Kříž, P., Olejníček, J., Špatenka, P.: Computer Modeling of Flow Patterns obtained by Schlieren and Shadow Techniques, 13<sup>th</sup> Annual Conference Proceedings Technical Computing, Prague, 2005. ISBN 80-7080-577-3.
- [B15] Olejníček, J., Do, H.T., Hubička, Z., Hippler, R.: Blue Diode Laser Absorption Spectroscopy of Pulsed Magnetron Discharge, Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference on Reactive Plasmas and 23<sup>rd</sup> Symposium on Plasma Processing (ICRP-6/SPP-23) January 24-27, 2006, Matsushima/Sendai, Japan (edited by Rikizo Hatakeyama and Seiji Samukawa) 129-130, 2006
- [B16] Olejníček, J., Hubička, Z., Adámek, P., Blažek, J., Virostko, P., Jastrabík, L., Churpita, A., Kříž, P.: Holographic Interferometry of Barrier-Torch Discharge in Argon and Helium, Proceedings of the 6<sup>th</sup> International Conference on Reactive Plasmas and 23<sup>rd</sup> Symposium on Plasma Processing (ICRP-6/SPP-23) January 24-27, 2006, Matsushima/Sendai, Japan (edited by Rikizo Hatakeyama and Seiji Samukawa) 709-710, 2006.

### C. Reference

- [1] Soukup, L., Šícha, M., Jastrabík, L., Novák, M., Proceeding XXII. ICPIG, Hoboken, (1995) 299.
- [2] Rickerby, D.S., Matthews, A., Advanced Surface Coatings - A Handbook of Surface Engineering, Blackie & Sons, London (1991).
- [3] Schneider, J.M., Rohde, S., Sproul, W.D., Matthews, A., J. Phys. D: Appl. Phys. 33 (2000) 173.
- [4] Vossen, J.L., Kern, W., Thin Film Processes II, Academic Press, New York, (1991).
- [5] Fendrych, F., Jastrabík, L., Pajasová, L., Chvostová, D., Soukup, L., Rusňák, K., Diam. Relat. Mater. 7 (1998) 417.
- [6] Wu, M.-L., Qian, W.-D., Chung, Y.-W., Wang, Y.-Y., Wong, M.-S., Sproul W.D., Thin Solid Films 308-309 (1997) 113.
- [7] Kříž, P.: Disertační práce, MFF UK Praha (2005).
- [8] Hubička, Z.: Disertační práce, MFF UK Praha (1998).
- [9] Hubička, Z., Šícha, M., Pajasová, L., Soukup, L., Jastrabík, L., Chvostová, D., Wagner, T., Surf. Coat. Technol. 142-144 (2001) 681.
- [10] Hubička, Z., Čada, M., Potůček, Z., Ptáček, P., Šíchová, H., Málková, Z., Jastrabík, L., Trunda, B., Thin Solid Films 447 (2004) 656.
- [11] Hubička, Z., Čada, M., Jakubec, I., Bludská, J., Ptáček, P., Přidal, J., Jastrabík, L., Soukup, L., Surf. Coat. Technol. 174 (2003) 632.
- [12] Hubička, Z., Olejníček, J., Čada, M., Virostko, P., Šíchová, H., Deyneka, A., Jastrabík, L., Chvostová, D., Šícha, M., Ferroelectrics 317 (2005) 1.
- [13] Deyneka, A., Hubička, Z., Jastrabík, L., Čada, M., Virostko, P., Olejníček, J., Suchanec, G., Gerlach, G.: Ferroelectrics, 316 (2005) 157.
- [14] Samoilovich, V.G., Gibalov, V.I., Kozlov, K.V., Physical Chemistry of the Barrier Discharge, J.P.F. Conrads, F Leipold, (Eds.), DVS-Verlag, Düsseldorf (1997).
- [15] Donohoe, K.G., Wydeven, T., J. Appl. Polymer Sci. 23 (1979) 2591.
- [16] Klages, C.P., Höpfner, K., Kläke, N., Thyen, R., Proc. International Symp. High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry, Hakone VII (2000) 429.
- [17] Kogelschatz, U., Eliasosn, B., Egli, W., J. Phys. IV France 7 (1997) C4-47.
- [18] Kapička, V., Šícha, M., Klíma, M., Vaculík, R., Hubička, Z., Touš, J., Brablec, A., Slaviček, P., Behnke, J.F., Tichý, M., Plasma Sour. Sci. Technol. 8 (1999) 15.

- [19] Kapička, V., Klíma, M., Vaculík, R., Brablec, A., Slavíček, P., Střecha, M., Šícha, M., Czech. J. Phys. 49 (1998) 1161.
- [20] Kracík, J., Slavík, J.B., Tobiáš, J.: Elektrické výboje, Praha 1964.
- [21] Brablec, A., Kapička, V., Ondráček, Z., Slavíček, P., Střecha, M., Šícha, M., Šťastný, F., Vaculík, R., Czech. J. Phys. 49 (1999) 329.
- [22] Kousal, J., Klíma, M., Janča, J., Kapička, V., Slavíček, P., Brablec, A., Sulovský, P., Czech. J. Phys. 50 (2000) 409.
- [23] Hubička, Z., Čada, M., Šícha, M., Churpita, A., Pokorný, P., Soukup, L., Jastrabík, L., Plasma Sour. Sci. Technol. 11 (2002) 195.
- [24] Čada, M., Churpita, A., Hubička, Z., Šíchová, H., Jastrabík, L., Surf. Coat. Technol. 177 (2004) 699.
- [25] Soukup, L., Hubička, Z., Churpita, A., Čada, M., Pokorný, P., Zemek, J., Jurek, K., Jastrabík, L., Šícha, M., Surf. Coat. Technol. 169 (2003) 571.
- [26] Churpita, A., Hubička, Z., Čada, M., Chvostová, D., Soukup, L., Jastrabík, L., Ptáček P., Surf. Coat. Technol. 174 (2003) 1059.
- [27] Čada, M.: Disertační práce, MFF UK Praha (2005).
- [28] Hubička, Z., Šícha, M., Čada, M., Olejníček, J., Churpita, A., Jastrabík, L., Virostko, P., Adámek, Proceedings of 16<sup>th</sup> symposium on physics of switching arc, Brno 2005.
- [29] Wolter, M., Do, H.T., Steffen, H., Hippler, R., J. Phys. D: Appl. Phys. 38 (2005) 2390.
- [30] Torres, J., Jonkers, J., van de Sande, M.J., van der Mullen, J.J.A.M, Gamero, A., Sola, A., J. Phys. D: Appl. Phys. 36 (2003) L55.
- [31] Forman, P., Hist. Stud. Phys. Biol. 2 (1970) 153.
- [32] Ricard, A., Reactive plasmas, Société Française du Vide, Paris (1996).
- [33] Pearse, R.W.B., Gaydon, A.G.: The identification of molecular spectra, London 1963.
- [34] Zetie, K.P., Adams, S.F., Tocknell, R.M., Phys. Educ. 35 (2000) 46.
- [35] Kubeš, P., Impulzní silnoproudé výboje a jejich diagnostika, Praha (2004).
- [36] Jackson, S.L.: Disertační práce, University of Washington, Seattle, WA (2003).
- [37] Pavelek, M., Janotková, E., Štětina, J., Vizualizační a optické měřicí metody (2001) <http://dt.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/>.
- [38] Liška, M., Kovář, L., Samek, O., Jemná mech. a opt. 1–2 (1994) 9.
- [39] Vichrev, V.V., Fizika plazmy 8 (1982) 1211.

- 
- [40] Paduch, M., Socha, R., Tomaszewski, K., Wereszczynksu, Z., *Optical engineering*, 31 (1992) 453.
- [41] Arcimovič, L.A., Adrianov, A.M., *Atom energia* 3 (1956) 84.
- [42] Takeda, M., Ina, H., Kobayashi, S., *J. Opt. Soc. Am.* 72 (1981) 156.
- [43] Ostrovskii, Y.I., Ostrovskaya, G.B., Butusov, M.M., *Holographit-cheskaya Interferometrija*, Moskva (1977).
- [44] Zeitler, E., *Optik*, 39 (1974) 396.
- [45] Liška, M., Petráček, J., Samek, O., Procházka, I., *Jemná mechanika a optika*, 11-12 (1994) 321.
- [46] Blažek, J., Kříž, P., Stach, V.: *Czech. J. Phys.* 50, Suppl. S3 (2000) 397.
- [47] Cai, L.Z., Wang, Y.R., Qu, X.M., *Opt. Laser Technol.* 32 (2000) 171.
- [48] MATLAB, User's guide, The MathWorks, Inc., Natick, MA, 1996.
- [49] Sloan, S.W., *Computer&Structures*, 47 (1993) 441.
- [50] Rottenkolber, H.: Neue einfache Interferenzverfahren und ihre Anwendung auf thermische Grenzschichten. *Fortschr. Ber. VDI, Z Reihe* 6 (1965).
- [51] Lojčanskij, L.G.: *Mechanika kapalin a plynů I*, Praha (1954).
- [52] Olejníček, J., WDS'01 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media, Prague (2001) 390.
- [53] Panknin, W.: *Disertační práce*. Technische Universität Hannover (1977).
- [54] WebElements™ Periodic Table, <http://www.webelements.com/>.
- [55] Brož, J., Roskovec, V., Valouch, M., *Fyzikální a matematické tabulky*, Praha (1980).
- [56] Čada, M., Hubička, Z., Šícha, M., Churpita, A., Jastrabík, L., Soukup, L., Tichý, M., *Surf. Coat. Technol.* 174 (2003) 530.
- [57] Kříž, P., Straňák, V., Blažek, J., *Czech. J. Phys.* 52, Suppl. D (2002) 509.
- [58] Pretzler, G., Haas, Ch., Neger, T., Jäger, H., *Applied optics* 36 (1997) 8806.
- [59] Shumlak, U., Golingo, R.P., Nelson, B.A., Den Hartog D.J., *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 205005.
- [60] Bennett, W.H., *Phys. Rev.* 45 (1934) 890.
- [61] Abe, K., *J. Ceramic Society Jap.* 109 (2001) 58.
- [62] Weiss, F., Lindner, J., Senateur, J.P., Dubourdieu, C., Galindo, V., Audier, M., Abrutis, A., Rosina, M., Frohlich, K., Haessler, W., Oswald, S., Figueras, A., Santiso, J., *Surf. Coat Technol.*, 133 (2000) 191.

- [63] Jin, C.Y., Ding, Y.P., Meng, Z.Y., J. Inorganic Material, 15 (2000) 287.
- [64] Pervez, N.K., Hansen, P.J., York, R.A., Appl. Phys. Letters, 85 (2004) 4451.
- [65] Im, J., Auciello, O., Streiffer, S.K., Thin Solid Films, 413 (2002) 243.
- [66] Olejníček, J., Virostko, P., Šíchová, H., Šícha, M., Hubička, Z., Deyneka, A., Adámek, P., WDS'05 Proceedings of Contributed Papers: Part II - Physics of Plasmas and Ionized Media, Prague (2005) 402.
- [67] Ianno, N.J., Soukup, R.J., Hubička, Z., Olejníček, J., Šíchová, H., Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 869 (2005) D2.4.2.
- [68] Navrátil, Z.: Spectrum analyzer 1.6, Masarykova univerzita Brno <http://www.physics.muni.cz/~zdenek/span/> (2005).
- [69] Pellerin, S., Cormier, J.M., Richard, F., Musiol, K., Chapelle, J., J. Phys. D.: Appl. Phys. 29 (1996) 726.
- [70] Životov, V.K., Rusanov, V.D., Fridman, A.A., Diagnostika neravnovesnoj chimičesky aktivnoj plazmy, Moskva Energoatomizdat (1985).
- [71] Navrátil, Z., Spectrum analyzer 1.5 – Návod pro uživatele, Masarykova univerzita Brno (2005).
- [72] Luque, J., Crosley, D.R., LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program (Version 2.0), SRI International Report MP 99-009 (1999). <http://www.sri.com/psd/lifbase/>.
- [73] Ishii, I., Montaser, A., Spectroscopica Acta 44B (1991) 1197.
- [74] Coburn, J.W., Chen, M., J. Appl. Phys. 51 (1980) 3134.
- [75] Donnelly, V.M., J. Vac. Sci. Technol. A 14 (1996) 1076.
- [76] Virostko, P., Hubička, Z., Olejníček, J., Čada, M., Adámek, P., Šícha, M., Tichý, M., Chichina, M., CD-Rom Proceedings of the 17th international symposium on plasma chemistry, Toronto, 2005.
- [77] Martin, W.C., Fuhr, J.R., Kelleher, D.E., NIST Atomic Spectra Database <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/> National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 1999.
- [78] Zajdel, A.N., Prokofjev V.K., Rajskej S.M., Tablicy spektralnych linij, Moskva, 1952.
- [79] Scheibner, H., Franke, S., Solyman, S., Behnke, J.F., Wilke, C., Dinklage, A.: Rev. Sci. Inst. 73 (2002) 378.
- [80] Franke, S., Dinklage, A., Wilke, C.: Rev. Sci. Inst. 72 (2001) 2048.
- [81] Wolter, M., Do, H.T., Steffen, H., Hippler, R.: J. Phys. D Appl. Phys. 38 (2005) 2390.
- [82] Hippler, R.: Fundamental processes in plasma-surface interactions (Low Temperature Plasma Physics, ed. R. Hippler et al, Berlin 2001) 79.



[83] Depla, D., De Gryse, R.: Plasma Sources Sci. Technol. 10 (2001) 547.