České vysoké učení technické v Praze, Fakulta elektrotechnická

**Czech Technical University in Prague, Faculty of Electrical Engineering** 

RNDr. Jan Píchal, CSc.

Interferometrická diagnostika plazmatu Interferometric plasma diagnostics

#### **SUMMARY**

Essential ideas of an optical interferometry based experimental facility for stationary and high-speed phenomena in plasma studies design, new method for interference pattern photochemical processing and numerical method for evaluation of complicated interference patterns are presented in the lecture.

After estimation of all requirements on the facility, the Mach-Zehnder configuration was chosen, especially for its optical paths separation, mutual independence of mirrors in the interferometer and for acceptably easy interference fringe localization.

The new method of photographically registered interference fringe contours or profile processing is based on the Sabattier effect reducing interference fringes to equidenses – locuses of points of maximal density (of "blackening"). Described method substantially speeds up the interference fringe evaluation and is useful also in cases when other evaluation methods are in practice inapplicable due to poor quality of recorded interference pattern.

Furthemore a new algorithm for evaluation of complicated interference patterns was developed. It is suitable for digitising and evaluation of patterns containing heavily distorted, double or closed interference fringes. Created algorithm and evaluation procedure result from the lines' approximation and Delaunay triangulation. It was checked up on a complex interference pattern taken in the pinch discharge.

New experimental facility, developed method of classical interference pattern photochemical processing and numerical method for complicated interference pattern evaluation represent a comprehensive, widely applicable package significantly improving experimental potentiality of CTU FEE Department of Physics.

#### **SOUHRN**

Přednáška je věnována návrhu a vývoji interferometrického měřicího zařízení a metodiky vyhodnocování interferogramů, které autor navrhl, vytvořil a vyvinul ke studiu výbojů v plynech a plazmatu.

Rozborem požadavků kladených na vyvinuté optické měřicí zařízení autor zjistil, že nejúčelnějším zařízením pro uvedenou experimentální práci je Mach-Zehnderovo uspořádání interferometru, zejména pro oddělenost jednotlivých optických drah a vzájemnou nezávislost zrcadel interferometru a pro celkem snadnou lokalizovatelnost interferenčních proužků.

Byla též vyvinuta metodika výrazně zjednodušující vyhodnocování klasicky zaznamenaných interferogramů. Tato metoda využívá k zjednodušení záznamu fotochemické děje a dává dobré výsledky i v případě nedostatečně exponovaných či neostrých interferogramů, kdy je klasické vyhodnocení interferogramu prakticky nemožné.

Dále byla navržena nová metodika počítačového zpracování složitých interferogramů a vytvořen model umožňující odhad chyby vyhodnocování.

Metoda počítačového zpracování interferogramu a stanovení parametrů plazmatu byla ověřena při vyhodnocování složitého interferogramu zaznamenaného při měření v pinčovém výboji.

Autorem navržené měřicí zařízení, vyvinutá metodika fotochemické úpravy klasických interferogramů a počítačová metodika zpracování interferogramů vytvářejí ucelený, široce použitelný soubor, významně zpřesňující a rozšiřující experimentální možnosti katedry fyziky ČVUT FEL.

KLÍČOVÁ SLOVA: Delaunayova triangulace; diagnostika plazmatu; fázový posuv; hustota elektronů; Mach-Zehnderův interferometr; optická hustota; optická interferometrie; pinčový výboj; vyhodnocování interferogramů; Sabattiérův jev.

KEYWORDS: Delaunay's triangulation; Electron concentration; Fringe pattern evaluation; Mach-Zehnder interferometer; Optical interferometry, Optical density; Phase shift; Plasma diagnostics; Pinch discharge; Sabattier effect.

©, ISBN – doplní Vydavatelství

# OBSAH

#### strana

| ÚVOD<br>1. PRINCIP OPTICKÉ DIAGNOSTIKY  | 6  |
|---|----|
| 1.1. Interference   | 7  |
| 1.2. Výběr interferometru   | 8  |
| 2. TEORETICKÉ ZÁKLADY INTERFEROMETRICKÉ DIAGNOSTIKY<br>PLAZMATU   | r  |
| 2.1. Plazma   | 10 |
| 2.2. Vyhodnocování interferogramů   | 12 |
| <ol> <li>ZPRACOVÁNÍN EXPERIMENTÁLNÍCH VÝSLEDKŮ</li> <li>Fotochemické převádění interferogramů na soustavu čar stejných</li> </ol> |    |
| optických hustot  | 16 |
| 3.2. Vyhodnocování složitých interferogramů (pinčový výboj)   | 19 |
| ZÁVĚR   | 23 |
| SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY   | 24 |

## ÚVOD

K experimentálnímu studiu struktury plazmatu lze použít buď kontaktní či bezkontaktní měřicí metody. Elektrická, magnetická a termodynamická pole, která se vyskytují současně v dostatečně disociovaném a ionizovaném prostředí (tj. plazmatu) prakticky vylučují užití kontaktních metod – sondy po vložení do zkoumaného prostředí silně ovlivňují jeho vlastnosti a naopak vysoká teplota zkoumaného prostředí omezuje nejen životnost sond, ale zkresluje i jejich charakteristiky. Výsledek měření významně ovlivňuje též časová konstanta sondy, jejíž hodnota je zpravidla příliš vysoká s ohledem na požadavek provést měření během stacionárního, případně kvazistacionárního stavu zkoumaného jevu v průběhu měření, náročnost cejchování sond a problémy s jejich chlazením.

Splnění těchto nároků na kontaktní sondy zřejmě nejsnáze splní experimentální metody založené na bezkontaktních měřeních, ke kterým patří zejména metody optické. Nejpoužívanější optické metody v současné době jsou metody založené na hodnotě indexu lomu (resp. prostorové derivace indexu lomu) v daném místě zkoumaného prostředí. Znalost hodnoty indexu lomu, nebo derivace indexu lomu umožňuje získat podklady pro popis dalších vlastností zkoumaného prostředí. Mezi optické metody patří především zákalová (šlírová) metoda a metoda optické interferometrie, kterou lze přímo určit index lomu (zákalovou metodou lze stanovit pouze hodnoty první derivace indexu lomu).

Optická interferometrie využívá změny rychlosti světla v prostředí, kterým světelný paprsek prochází. Změny rychlosti světla souvisejí se změnami indexu lomu prostředí. Můžeme-li určit hodnoty indexu lomu prostředí a porovnat je s hodnotami "referenčními", lze k výpočtu dalších charakteristik využít teoretické modely. Použití interferometrických metod je běžné při studiu stacionárních jevů, studium ultrarychlých jevů (doba trvání např. řádu ns) je obtížnější i méně časté.

Dlouholetá výzkumná činnost autora je převážně věnována soustavnému studiu struktury a fyzikálních charakteristik elektrických výbojů a plazmatu. V rámci tohoto výzkumu byly a jsou i nadále zkoumány jak stacionární (např. koronový výboj), tak nestacionární výboje (např. plazmatické pinče). K rozšíření experimentálních možností katedry bylo autorem navrženo nové univerzální interferometrické měřící zařízení pro studium stacionárního a pulzního plazmatu. Dále byla vytvořena nejen metodika práce a vyhodnocení výsledků získaných interferometrickým měřícím zařízením, ale též zjednodušeny příslušné pracovní postupy při zachování přesnosti. Pro snadnější vyhodnocování interferogramů autor vyvinul i novou metodu, využívající Sabattierrův jev k přeměně interferometrických proužků v soustavu geometrických míst bodů s nejvyšší optickou hustotou. Autor se podílel i na vývoji metodiky pro počítačové vyhodnocování složitých interferogramů. Práce seznamuje s požadavky kladenými na vyvinuté zařízení, novou fotochemickou metodou zjednodušující vyhodnocování interferogramů a novou metodou počítačového vyhodnocováním interferogramů.

# **1. PRINCIP INTERFEROMETRICKÉ DIAGNOSTIKY**

Požadované vlastnosti měřicího systému jsou v prvé řadě určeny charakteristikami výbojů zkoumaných na katedře fyziky ČVUT FEL. V současné době je věnována pozornost studiu stacionárních (např. koronový a bariérový výboj) i nestacionárních výbojů (např. plazmové pinče). Měřicí zařízení je navrženo tak, aby je bylo možné využívat nejen ke studiu ultrarychlých změn v disociovaných plynech (plazmové pinče) a stacionárních výbojů, ale i využívat pro práci se studenty v laboratorních cvičeních.

Zařízení splňuje následující požadavky:

- provádění bezkontaktních měření (zvolena optická interferometrie).
- studium válcově symetrických výbojů (za předpokladu, že vznikající plazma není opticky husté).
- určení absolutní polohy, stanovení vzdálenosti objektů zachycených v interferogramu.
- rozlišovací schopnost pro velmi krátké jevy, trvání v řádu nanosekund (pulzní výboje).
- možnost provádět dlouhé expozice (stacionární výboje).
- dostatečná přesnost a přenosnost zařízení. Splnění těchto požadavků znamená, že
- interferometrická pozorování musí být prováděna ve dvou vzájemně kolmých směrech, přičemž oba směry jsou kolmé k ose výboje.
- zdrojem světla musí být laser doplněný např. elektrooptickou závěrkou. Reprodukovatelnost výsledků vyžaduje vzájemnou synchronizaci okamžiku vyslání světelného pulzu a okamžiku zapálení výboje. Požadavek ultrakrátkého trvání experimentu vyžaduje i odpovídající způsob záznamu výsledků (např. fotografickou registraci).
- určování absolutních hodnot vzdáleností a rozměrů objektů zachycených v interferogramu musí být prováděno nepřímo.
- je třeba dokonale vyloučit a utlumit vliv vlastních kmitů měřicího zařízení (například kmitání, které je přenášeno na interferometr z budovy), což může výrazně zkreslit výsledek měření. Proto je nutné užívat k umístění výbojové komory a interferometru dokonale odpružený a rovinný měřící stůl.
- omezit emisi vlastního záření plazmy během měření, které může vést ke znehodnocení či snížení informační hodnoty interferogramu.

### **1.1. Interference**

Interferencí nazýváme zesilování nebo zeslabování kmitů a vlnění v některých bodech prostoru, příčinou je skládání dvou či více vln přicházejících do těchto bodů. Světlo je elektromagnetické vlnění, a proto se interference musí projevovat i u něho. Interference světla byla poprvé popsána Thomasem Youngem v roce 1802. Měření interferometry je většinou založeno na užití dvou koherentních světelných svazků (a při matematickém popisu na dvou paprscích), které se vydělují z jednoho, původního svazku například polopropustným zrcadlem. Oba vydělené svazky jsou při výstupu ze zdroje ve fázi. Dále pak probíhají po různých optických drahách. Optickou dráhu ve směru pohybu paprsku (například v kladném směru osy X) lze definovat jako

$$D = \int n dx = \int \frac{c_0}{c} dx = \lambda_0 \int \frac{dx}{\lambda},$$
(1.1)

 $n = c_0/c$  je index lomu prostředí, *c* rychlost světla, *x* vzdálenost,  $\lambda$  vlnová délka světla, index 0 se vztahuje k vakuu. Probíhají-li dva paprsky v interferometru po rozdílných optických drahách, je dráhový rozdíl roven

$$\delta = D_1 - D_2 = \int_1 n dx - \int_2 n dx = \lambda_0 \left( \int_1 \frac{dx}{\lambda} - \int_2 \frac{dx}{\lambda} \right).$$
(1.2)

Fázový rozdíl dvou kmitajících bodů vzdálených o x je

$$\Delta = 2\pi \left( \int_{1}^{1} \frac{\mathrm{d}x}{\lambda} - \int_{2}^{1} \frac{\mathrm{d}x}{\lambda} \right), \tag{1.3}$$

nebo po dosazení z (1.1.)

$$\frac{\Delta}{2\pi} = \frac{\delta}{\lambda_0}.$$
(1.4)

Interferenční jevy vznikají v důsledku fázových rozdílů koherentních paprsků. Fázové rozdíly dvou paprsků (resp. svazků) mohou nastat buď z rozdílné délky optické dráhy (tedy rozdílné změny x), nebo vložením prostředí o rozdílné optické hustotě do dráhy jednoho ze svazků (dojde tedy ke změně vlnové délky  $\lambda$ ). Interferometrická metoda tak umožňuje získat informaci o rozměrech zkoumaných oblastí či změnách indexu lomu. Index lomu plynů závisí též na teplotě a tlaku, což umožňuje stanovit i tyto veličiny.

#### 1.2. Výběr interferometru

V současné době byla vyvinuta řada interferometrů navzájem se lišících jak optickým uspořádáním, tak konstrukcí. Při měření v plynech či plazmě prochází paprsky jednoho světelného svazku zkoumaným prostředím, například výbojovou trubicí. Pro tato měření jsou pro své optické uspořádání nejvhodnější, a tedy i nejpoužívanější interferometry dle Jamina, Michelsona či Macha a Zehndera.

V těchto – tzv. dvousvazkových – interferometrech je svazek světelných paprsků vysílaných zdrojem světla rozdělen na dva – "předmětový" a "vztažný", které jsou po průchodu interferometrem opět složeny (viz obr. 1). Při rozdělování počátečního svazku dochází jen ke změně původní amplitudy, takže nově vzniklé – předmětový a vztažný svazek – mají na počátku svých optických drah shodnou fázi, zatímco v prostoru procházejí po odlišných drahách. Lze dosáhnout i toho, že svazky procházejí postupně jeden za druhým po stejné dráze a teprve poté jsou složeny. Vyhodnocení fázového posuvu svazků je pak základem dalších výpočtů.



Obr. 1: Skládání světelných svazků v ideálně nastaveném Mach-Zehnderově interferometru.

Porovnání vlastností dvousvazkových interferometrů vedlo autora k rozhodnutí navrhnout a vyrobit Mach-Zehnderův interferometr, neboť má ve srovnání s Jaminovým a Michelsonovým interferometrem i přes poměrně pracné nastavování zrcadel některé nesporné výhody, především

- zrcadla v jednotlivých větvích Mach-Zehnderova interferometru jsou navzájem nezávislými prvky, které na rozdíl od Jaminova interferometru dovolují prakticky libovolné vzájemné oddělení drah paprsků z jedné a druhé větve.
- v každé části své optické dráhy prochází oba paprsky jen jednou. Tím je, na rozdíl od Michelsonova interferometru, zabráněno vzniku chyb způsobených tím, že paprsek při zpětném průchodu opticky nestejnorodým prostředím po odrazu od zrcadla neprochází po zcela stejné dráze.
- skutečnost, že paprsky probíhají každou částí své dráhy jen jednou, zvyšuje, především při studiu velmi rychle probíhajících dějů, časovou rozlišovací schopnost měřícího zařízení, a tím i přesnost výsledků.
- uspořádání interferometru výrazně usnadňuje lokalizaci interferenčních proužků.
- Jsou-li všechna zrcadla navzájem rovnoběžná a optické dráhy stejné, nastavení odpovídá proužkům v nekonečnu. Je-li jedno ze zrcadel pootočeno vůči ostatním, interferenční obrazec tvořený rovnoběžnými proužky vzniká v místě průniku svazků přicházejících z jednotlivých optických větví.
- umístění zkoumaného prostředí, resp. kompenzátoru do příslušných optických drah je velmi jednoduché a lze ho snadno měnit.
- při správném seřízení interferometru má pole interferenčních proužků vysokou kvalitu a ostrost.

# 2. TEORETICKÉ ZÁKLADY INTERFEROMETRICKÉ DIAGNOSTIKY PLAZMATU

#### 2.1. Plazma

Ionizovaný, tedy vybuzené částice (ionty) obsahující plyn přechází v plazma, je-li jeho stupeň ionizace tak vysoký, že lze [1] hovořit o elektricky vodivém plynu s atomy disociovanými na kladné ionty a záporné elektrony, který je kvazineutrální a má kolektivní chování. Kvazineutrální znamená, že hustota kladných  $(N_i)$  a záporných  $(N_e)$  nábojů v oblasti plazmy o rozměrech L větších, než je tzv. Debyeova délka

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k T_e}{N e^2}} \ll L, \qquad (2.1)$$

 $\varepsilon_0$  je permitivita vakua, *k* Boltzmannova konstanta,  $T_e$  elektronová teplota, *N* hustota a *e* elementrární náboj, je *přibližně* stejná, tedy  $N_i = N_e \cong N$ .

Kolektivním chováním je míněna schopnost plazmy vytvářet v určitých místech oblasti kladného či záporného náboje. Náboje v těchto oblastech dávají popud ke vzniku elektrických polí, která mohou ovlivňovat pohyb "jiných" nabitých částic na "vzdáleném" místě v plazmě. Ke vzniku kolektivního chování je nezbytné, aby plazma obsahovalo "dostatek částic". Mírou tohoto požadavku je přiměřeně vysoký počet částic  $N_D$ , který je obsažen v kouli o poloměru rovném Debyeově délce  $\lambda_D$ 

$$N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 N >> 1.$$
 (2.2)

Třetí podmínka pro odlišení plynu a plazmy souvisí s počtem srážek nabitých částic a neutrálních atomů. Je-li  $\tau$  střední doba mezi srážkami s neutrálními atomy a  $\omega$  frekvence typických oscilací plazmy, musí plazma splňovat [1]

 $\varpi \tau > 1$ .

(2.3)

Rovnice (2.1), (2. 2) a (2.3) lze chápat jako tři základní podmínky, které musí plazma splňovat. Vlastnosti plazmatu jsou určeny vlastnostmi jeho jednotlivých složek, například teplotou, hustotou, stupněm ionizace. Přes širokou rozmanitost podob, ve kterých se plazma vyskytuje, je počet těch, jejichž parametry lze celkem jednoduše popsat, poměrně malý.

Nejsnáze lze [2] popsat plazma nacházející se ve stavu termodynamické rovnováhy (TR), kdy plasma *jako celek* je v ustáleném stavu a střední hodnoty jeho charakteristických veličin jsou na čase nezávislé (stacionární). Rozhodující pro popis plazmatu ve stavu TR je znalost jeho teploty.

V přírodě, ani v laboratorních podmínkách se však plazma ve stavu úplné TR nevyskytuje. Pro mnohá měření je naštěstí postačující, aby plazma splňovalo ve zkoumaném místě podmínku lokální TR. Nachází-li se plazma ve stavu lokální TR, lze [3] hustotu jeho složek (částic) v jednotlivých kvantových stavech pokládat za stejné jako v systému nacházejícím se ve stavu úplné TR, který má výslednou hustotu, teplotu a složení stejné, jako zkoumané plazma.

Zkoumané plazma se ale často nenachází ani ve stavu lokální TR. Za nerovnovážných podmínek je popis plazmatu velmi složitý. Je znesnadněn nemožností užít rovnic rovnovážné termodynamiky a do úvah je nutno zahrnout vzájemné působení částic. K popisu je zpravidla nezbytná důkladná znalost mechanismů vzájemného působení částic vyžadující podrobné experimentální určení fyzikálních charakteristik jednotlivých druhů částic vytvářejících plazma.

Cílem experimentálního zkoumání plazmy je určení hodnot charakteristických veličin popisujících plazma, například hustoty elektronů, atomů a iontů a jejich "teplot". Užijeme-li ke zkoumání optickou interferometrii, lze z výsledků měření především určit prostorové změny indexu lomu n(x, y, z) a následně hustoty jednotlivých typů částic, především elektronů.

Plasma můžeme chápat nejen jako vodivé prostředí (obsahující elektrony a ionty), ale i jako dielektrikum (obsahující neutrální a vybuzené atomy). K výsledné hodnotě indexu lomu plazmatu přispívají všechny jeho složky a index lomu plazmatu je obecně komplexní číslo.

V případě plazmatu s vysokým stupněm ionizace lze ukázat, že výsledná změna indexu lomu je především funkcí elektronové hustoty a vliv teploty a tlaku neutrálních částic a iontů je ve srovnání s elektronovou hustotou zanedbatelný. Pro komplexní index lomu plazmatu v takovém prostředí pak platí [4, 5]:

$$n^{2} - 1 = -\frac{N_{e} \cdot e^{2}}{\varepsilon_{0} \cdot m_{e}} \cdot \frac{1}{\omega^{2} + i\omega\tau^{-1}}, \qquad (2.4)$$

kde  $N_e$  je hustota elektronů, e náboj elektronu,  $\varepsilon_0$  permitivita vakua,  $m_e$  hmotnost elektronu,  $\omega$  frekvence použitého světla a  $\tau$  je tzv. relaxační doba, definovaná tak, že časový úbytek průměrné rychlosti elektronu je v důsledku srážek úměrný této rychlosti s konstantou úměrnosti  $1/\tau$ .

K popisu a matematickému vyjádření charakteristik plazmy je obvykle nezbytné zavést zjednodušující předpoklady. Největší zjednodušení zavádíme, předpokládáme-li, že plasma je opticky homogenní. Homogenní plasma, kdy n(x, y, z) = konst., je spíše idealizací, v praxi se s ním v případech, kdy popis vychází z přísnějších měřítek, prakticky nesetkáváme. Při normálních a vyšších tlacích vykazuje proudící plasma sklon k zužování či "zamotávání" příčného průřezu při proudění. V plazmě se setkáváme i s jinými nestabilními útvary narušujícími homogenitu plazmy, např. různými "skvrnami" vznikajícími u elektrod. S homogenní plazmou se nejčastěji setkáváme v oblasti nízkých tlaků. Pozorujeme-li rotačně symetrické útvary plazmy, lze je zpravidla při pozorování v blízkosti osy souměrnosti považovat za homogenní. Při měření Mach-Zehnderovým interferometrem v homogenní plazmě je podél dráhy předmětového paprsku index lomu n(x, y, z) = konst. a pro rozdíl optických drah předmětového

$$\delta = \int (n - n_0) dx$$
, resp.  $\varphi(\lambda) = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi m(\lambda)$ , (2.5)

 $n_0$  je index lomu prostředí, ve kterém se nachází dráha paprsku světla bez poruchy,  $\lambda$  je vlnová délka použitého světla.

Převládají-li v plazmatu srážky elektronů, lze rovnici (2. 4) přepsat ( $n \approx 1$ ):

$$n - 1 \approx -\frac{e^2 N \lambda^2}{8\pi^2 \varepsilon_0 m_e c^2} = -C N \lambda^2$$
,  $C \approx 4,485.10^{-16}$  m, (2.6)

 $\lambda$  je vlnová délka světla použitého k měření (např. záření laseru), *e* náboj elektronu,  $\varepsilon_0$  permitivita vakua,  $m_e$  hmotnost elektronu a *c* rychlost světla.

Ze vztahu (2.6) je zřejmé, že konečná hodnota indexu lomu může být v důsledku vysoké hustoty volných elektronů menší než jedna a fázová rychlost světelné vlny tak překročí rychlost světla. Uvedená skutečnost je poměrně známý fakt, který se projevuje v širokém okolí tzv. plazmové frekvence.

Měření v dvousvazkových interferometrech, jakým je např. Mach-Zehnderův interferometr, umožňují určit relativní prostorové změny indexu lomu. K získání absolutních hodnot indexu lomu je nezbytné "ocejchovat" některý bod či oblast sejmutého interferometrického pole. Toho nejčastěji dosáhneme současným měřením v plazmatu a jeho nenarušeném okolí tak, aby zaznamenané interferometrické pole obsahovalo obě oblasti.

Vyhodnocením interferometrického proužku spojujícího "výbojem nenarušenou" oblast o známé hodnotě indexu lomu s plazmatem pak lze získat fázový rozdíl skládajících se vlnění a následně hledanou absolutní hodnotu indexu lomu.

V případě studia nehomogenního útvaru plazmy je většinou třeba měřit současně v několika směrech, což měřicí zařízení popisované v předkládané práci zatím neumožňuje, a proto na tomto místě pouze odkážeme na literaturu, například [6].

#### 2.2. Vyhodnocování interferogramů

S problémem vyhodnocování interferogramů se setkáváme ve všech oblastech, v nichž lze užít interferometrii. Vyhodnocování interferogramů lze provádět různými způsoby, a to jak bez pomoci, tak i s pomocí výpočetní techniky. Neuvažujeme-li různá matematická přiblížení, která lze užít k matematickému popisu soustav interferenčních proužků, všechny metody a výpočetní postupy mají společný základ – hledají místa "maximálního zčernání", tedy maximální optické hustoty v interferenčním proužku, čímž se hledané geometrické místo stejných hodnot zčernání výrazně zúží za současného zjednodušení úlohy. Jak je uvedeno v kapitole 3, lze místa "maximálního zčernání" poměrně jednoduše nalézt metodou vyvinutou autorem této práce.

V dalších krocích se provádí vlastní vyhodnocení interferogramu. Měřitelnou veličinou je změna interferenčního řádu vzhledem k nějakému vztažnému vztahu. Při seřízení interferometru na nekonečnou šířku proužku se změna projeví vznikem interferenčních proužků, při seřízení interferometru na konečnou šířku

proužku se změna určuje z posunutí interferenčních proužků. Základem pro vyhodnocování je rovnice (2.5)

$$\delta = \int_{a}^{b} (n - n_0) \mathrm{d}x = m\lambda \,,$$

n(x, y, z) je index lomu v bodě (x, y, z) zkoumaného prostředí,  $n_0$  je index lomu v oblasti bez tohoto prostředí, a a b jsou souřadnice začátku a konce zkoumaného prostoru podél přímky (y, z) = konst,  $\lambda$  je vlnová délka použitého světla a m je řád proužku. Rovnice (2,5) bývá někdy nazývána rovnicí ideální interferometrie, neboť je odvozena za předpokladu, že zobrazovaná optická nehomogenita vyvolá nekonečně malý odklon a posunutí interferenčního paprsku. Výsledný dráhový rozdíl lze za tohoto předpokladu vypočítat jako součet elementárních optických drah podél směru pozorování (přičemž skutečná dráha paprsku ve zkoumaném prostředí může být odlišná).

Informaci o zkoumaném prostředí můžeme někdy získat pouhým složením interferogramů prostředí bez optické nehomogenity a s optickou nehomogenitou. Přitom získáme obrazec vytvářený čarami, geometrickými místy bodů se stejnou hodnotou hustoty. Není-li předpoklad nekonečně malého odklonu a posunutí interferenčního paprsku ve zkoumaném prostředí splněn, lze tímto způsobem získat alespoň jakousi kvalitativní představu o zkoumaném prostředí.

Příklad kvantitativního vyhodnocení vychází z modelového interferogramu (obr. 2). Čárkovaně je do interferogramu doplněno interferenční pole pro prostředí bez zkoumané optické nehomogenity, plné čáry odpovídají interferogramu prostředí s nehomogenitou. V bodě A nedochází k posunu původního interferenčního proužku, tedy i změna optické dráhy v tomto bodě je nulová. V bodě B již dochází k posunu o jeden proužek, tedy  $1 = \delta/\lambda$ . V bodě C dochází k posunu o dva proužky, tedy  $2 = \delta/\lambda$ . V bodě D dochází k posunu o necelý proužek.

Jsou-li vzdálenosti bodu D od původních interferenčních proužků p a q  $d_p$ , nebo  $d_q$ , platí pro posun v bodě D

$$\delta /_{\lambda} = \frac{d_q}{d_p + d_q} = \frac{d_q}{d}.$$
(2.7)

Jak je vidět ze vzorově odečtených hodnot z modelového interferogramu, hodnoty  $\delta/\lambda$  jsou obecně reálná čísla. Jak již bylo zmíněno dříve, v místech odpovídajících maximům intenzity jsou hodnoty  $\delta/\lambda$  celá čísla, v místech minim jsou hodnoty  $\delta/\lambda$  rovny násobkům čísla 0,5.

Výše popsané určování indexu lomu ve zkoumaném prostředí je použitelné pro (přibližně) dvourozměrná prostředí. V případě nezbytnosti trojrozměrného popisu se neobejdeme bez požadavku určitého zjednodušení problému. V některých případech je vyhodnocování interferogramu ztíženo například osovou



Obr. 2: Modelové interferogramy (čárkovaně doplněny proužky z interferogramu bez optické nehomogenity, plně interferogram s optickou nehomogenitou).

souměrností zkoumaného prostředí. Typickým příkladem je pozorování válcově souměrného výboje bočním oknem aparatury. Řez takovým prostředím je znázorněn na obr. 3. Nelze-li měřit hodnoty veličiny f(r), v našem případě rozdíl indexů lomu, přímo, ale hledané hodnoty lze získat jen integrací podél přímky, je pro popis problému a výpočty nezbytné přejít od pravoúhlých k válcovým souřadnicím a užít tzv. Abelovy transformace. Index lomu prostředí n(x, y, z) tedy přechází v n(r), r je vzdálenost od osy souměrnosti. Současně platí  $x = \sqrt{(r^2 - y^2)}$ ,  $dx = \frac{rdr}{\sqrt{(r^2 - y^2)}}$ . Rovnice (2.5) převedená do válcových

souřadnic má tvar

$$\delta = m(y)\lambda = 2\int_{y}^{R} \frac{[n(r) - n_{0V}]rdr}{\sqrt{(r^2 - y^2)}}.$$
(2.8)

Při řešení Abelovou transformací [14] dostáváme

$$n(r) - n_{0V} = -\frac{\lambda}{\pi} \int_{y}^{R} \frac{d[m(y)]}{dy} \frac{dy}{\sqrt{(r^{2} - y^{2})}}.$$
(2.9)

V praxi není rozdíl  $[n(r) - n_{0V}]$  udán analyticky, ale souborem hodnot naměřených v určitých bodech, a proto nelze derivování a integraci (2.9) provádět přímo. Též lze určit rozdělení indexu lomu prostřednictvím rovnice (2.8). Válcově souměrný řez z obr. 3 rozdělíme na *N* mezikruží, každé o šířce  $\Delta r$ . Jsou-li mezikruží číslována od středu (viz obr. 4), platí pro jednotlivé poloměry  $0 = r_0 < r_1 < r_2 < ... < r_{N-1} < r_N = R$ . Obecně může nastat v každém mezikruží změna indexu lomu. Nahradíme-li integrál na pravé straně rovnice (2.8) součtem, je hledané rozložení indexu lomu řešením soustavy algebraických rovnic. Tvar soustavy rovnic závisí na volbě popisu změn indexu lomu v jednotlivých mezikružích. Volba popisu změn indexu lomu v jednotlivých mezikružích současně významně ovlivňuje i velikost systematické chyby popisující záměnu integrace v rovnici (2.9) za součet konečného počtu členů.



Valileast systematická obyby dála závisí na nažty mazilenyží s

Velikost systematické chyby dále závisí na počtu mezikruží, na které je válcově souměrný řez z obr. 3 rozdělen.

Častou volbou rozložení hodnot indexu lomu je předpoklad, že v jednotlivých mezikružích se příslušná hodnota indexu lomu nemění, tj. v *j*-tém mezikruží, vymezeném poloměry  $r_j \le r \le r_{j+1}$ , je hodnota indexu lomu  $\Delta n_j = n(r) - n_{0V}$ . Rovnici (2.8) lze pro toto rozložení hodnot indexu lomu přepsat a dostáváme

$$\delta = m(y)\lambda = m_{j}\lambda = 2\sum_{s=j}^{N-1} \Delta n_{s} \int_{r_{s}}^{r_{s+1}} \frac{r \, \mathrm{d}r}{\sqrt{\left(r^{2} - r_{j}^{2}\right)}}$$
(2.10)

$$\delta = 2\sum_{s=j}^{N-1} \Delta n_s \left[ \sqrt{\left(r_{s+1}^2 - r_j^2\right)} - \sqrt{\left(r_s^2 - r_j^2\right)} \right].$$
(2.11)

Vzhledem ke způsobu dělení řezu na mezikruží (obr. 4) platí  $r_j = j\Delta r$  a po dosazení do (2.10) je

$$\delta = 2\sum_{s=j}^{N-1} \Delta n_s \left[ \Delta r \left( \sqrt{(s+1)^2 - j^2} - \sqrt{s^2 - j^2} \right) \right].$$
(2.12)

Rovnice (2.12) je již použitelná k vyhodnocování. Hodnoty  $m_j$  a  $\Delta r$  určíme přímo z interferogramu. Jako první vyhodnocujeme mezikruží s největšími poloměry, tedy první sestavená rovnice je pro poloměr  $r_N = R$  a postupně postupujeme do středu řezu zkoumanou oblastí. Při každém kroku určíme hodnotu  $\Delta n_s$  a známe-li index lomu okolního, opticky homogenního prostředí  $n_{0V}$ , lze již popsat rozložení hodnot indexu ve zkoumaném prostředí.

Popis rozložení hodnot indexu ve zkoumaném prostředí řešením rovnice (2.12) je zpravidla prováděn numericky. V kapitole 3 je popsána numerická metoda vyhodnocování interferogramů, na jejímž vytvoření se podílel i autor této práce. Další způsoby řešení rovnice (2.10) jsou popsány například v [8, 9, 10].

Nelze-li předpokládat osovou souměrnost zkoumané oblasti, jsou k určení rozložení hodnot indexu lomu zkoumaného prostředí nezbytná současně

prováděná měření ve více směrech. Naměřené veličiny jsou závislé jak na místě, tak na směru měření. K vyhodnocování těchto měření jsou zpravidla užity tomografické metody, jejichž popis je mimo rámec předkládané práce [např. 11].

# 3. ZPRACOVÁNÍN EXPERIMENTÁLNÍCH VÝSLEDKŮ

# **3.1.** Fotochemické převádění interferogramů na soustavu čar stejných optických hustot

Cílem interferometrických měření je, jak již bylo dříve řečeno, získat údaje o rozměrech zkoumaných oblastí či o změnách indexu lomu zkoumaného prostředí. Výsledkem interference je vznik interferenčního pole, které je vytvořeno jednotlivými interferenčními proužky. Výsledný souhrnný soubor proužků je nazýván interferogramem, který je třeba vyhodnotit, aby byly získány požadované informace.

Interferogramy při měření nejčastěji snímáme klasickou fotografií, nebo prostřednictvím ccd kamery či digitálního fotoaparátu. Klasický fotografický záznam je i přes svou zdánlivou nemodernost stále velmi spolehlivou a účinnou registrační metodou a navíc, jak bude popsáno dále v této kapitole, je možno metodou vyvinutou autorem této práce podstatně zkrátit a zjednodušit vyhodnocování interferogramů. Zásluhou speciálních počítačových programů lze v některých případech získat podobné výsledky i u digitalizovaných snímků. V této kapitole se výhradně omezíme na zpracování a vyhodnocení klasickou fotografií sejmutého interferogramu.

Fotografická vrstva zaznamenává optické informace převodem naexponovaého rozložení intenzit osvětlení ve stabilní přiměřené rozložení optických hustot (zčernání). Při prosvětlení fotografického záznamu světlem lze uloženou informaci opět vybavit, přičemž světlo se zeslabí podle rozložení optických hustot, čímž opět vznikne odstupňování intenzit. V exponované fotografické vrstvě, obsahující mj. halogenidy stříbrné, se úměrně osvětlení stane určitý počet zrn těchto halogenidů vyvolatelným. Vzniká tzv. latentní obraz, který lze vyvoláním a ustálením zviditelnit a ustálit. Při prosvícení vrstvy vzniká negativní černobílý obraz.

Souvislost mezi osvitem, tedy intenzitou osvětlení E v rovině fotografické vrstvy násobené délkou osvitu t a vyvolanou optickou hustotou D, která se na vyvolaném filmu projevuje jako jeho zčernání, určuje tzv. senzitometrická charakteristika [12]  $D = f(\log Et)$ .

Fotografický obraz je záznamem "plošného rozložení zčernání", v němž "zčernání" každého bodu odpovídá intenzitě světla na něj dopadajícího, tedy "jasu" jednotlivých bodů zachycovaného interferenčního obrazce. Jednotlivé interferenční proužky v interferenčním poli jsou ve skutečnosti "velmi širokými" proužky. Nositeli v nich obsažené informace je optická hustota, která se v proužku projevuje "mírou zčernání", nebo "mírou prostupu světla". Sledujemeli v libovolném řezu interferenčního proužku "míru zčernání", zjistíme, že hustota zčernání se v řezu liší. Přitom hustota zčernání je veličinou, jíž lze přiřazovat geometrické rozložení původně dopadajícího světla, tedy původní rozložení jasů.

Hodnoty optické hustoty D zčernání jednotlivých míst interferenčního proužku jsou ve fotografickém snímku – interferogramu přiřazeny dvojrozměrným souřadnicím x, y, hustota zčernání negativu je tedy funkcí souřadnic D = f(x, y).

K dokonalému popisu průběhu hustoty by ale byl nezbytný trojrozměrný model. Rozměr zobrazení lze však o jednotku zmenšit vyhledáním bodů se stejnou hodnotou optické hustoty. Spojením bodů, pro něž platí D = konst. a jeho průmětem na plochu (x, y) získáme obraz rozložení intenzity zčernání (hustoty) na interferogramu. Křivky splňující podmínku D = konst., (tzv. ekvidenzy), jsou svým smyslem obdobné vrstevnicím na mapě. Co nejdokonalejší představa o průběhu optické hustoty závisí především na jemnosti odstupňování čar stejné optické hustoty (D = konst.). Je též zřejmé, že křivky D = konst. jsou kolmé na gradienty optické hustoty.

Při běžném vyhodnocování interferogramu je vlastní sestrojení geometrického místa konstantní hustoty zčernání velmi pracné, neboť je nejprve nutno proměřit zčernání obrazu a stanovit souřadnice bodů maximálního zčernání fotografické emulze v jednotlivých interferenčních proužcích. Výsledek proměřování, body maximálního zčernání, jsou vždy výslednicí, střední hodnotou měření prováděných v těsném okolí každého bodu. Výsledky vyhodnocení jsou pak užity k dalším výpočtům. V případě špatné kvality interferogramu (např. složité, neprůhledné obrazce) je vyhodnocení interferogramu prakticky nemožné.

Proměřování hustot zčernání lze nahradit poměrně jednoduchou fotochemickou metodou. Metoda je založena na Sabattierově jevu. Podrobným teoretickým popisem fotochemických dějů, jimiž je Sabattierův jev vytvářen, se zabývat nebudeme, je proveden například v [13]. Uveď me jen, že podstatou Sabattierova jevu je "fotografický inverzní jev".

Negativní film "osvícený" zaznamenávaným interferenčním polem se nejprve částečně vyvolá (bez ustálení). Film po 1.vyvolání znovu osvítíme difúzním světlem a následně dovyvoláme a ustálíme. Stříbro vzniklé po 1.vyvolání v emulzi filmu chrání při následném osvitu ještě nevyvolaný halogenid stříbrný, který leží pod ním a mezi ním, před další expozicí. "Primární" negativ se přitom jakoby kopíruje ve vlastní vrstvě, "sám v sobě". Při 1.vyvolání se ve fotografické emulzi v místech osvícených při vlastním experimentu spotřebovala vývojka a vytvořily se její oxidační produkty. Druhé vyvolávání probíhá v těchto místech pomaleji a vzniká při něm pozitivní obraz. Na filmové podložce zpracovaná fotografická vrstva tedy obsahuje dvě složky, vyvolaný negativ z prvního osvitu a jeho pozitivní obraz získaný Sabattierovým jevem. Optické hustoty obou obrazů se sčítají a získáme křivku, geometrické místo bodů stejného zčernání, tedy stejné optické hustoty D = konst.. Vhodným vyvoláváním lze dosáhnout minimální "šířky" této křivky. Takto upravený interferogram je již vhodný k přímému dalšímu vyhodnocování, přičemž nebylo nutné ho proměřit.

Popsaná fotochemická úprava sejmutého interferogramu při správném postupu



Obr. 5: Příklady převádění interferogramů na soustavu čar stejných optických hustot: a), c) neupravený interferogram; b), d) interferogram po jedné fotochemické úpravě.

omezuje počet informací zachycených na filmu – zužuje interferenční proužky v geometrická místa bodů stejného zčernání. Fotochemickou úpravou vzniklé geometrické místo obvykle není čarou, tedy geometrickým místem bodů stejného zčernání, ale obsahuje body příslušející konečné "šířce zčernání". (Čára je proužkem a má určitou šířku). Konečná šířka proužku však přesnost měření ve srovnání s ideálním průběhem nesnižuje, neboť oboustranné ohraničení proužku je dobře definováno a odpovídá s dostatečnou přesností hodnotám určovaných hustot (viz obr. 5a,b). Šířku proužku lze opakováním fotochemického postupu postupně zúžit tak, že se tvarem blíží hledanému ideálnímu geometrickému místu bodů maximálního zčernání. Opakování postupu však v mnoha případech není k dostatečně přesnému vyhodnocení interferogramu nezbytné. Fotochemickým postupem tedy opět získáme geometrické místo bodů maximálního zčernání, a to aniž bychom museli provádět časově náročné proměřování interferogramu. Zpracování fotochemickým postupem urychluje vyhodnocování výsledků měření a dává dobré výsledky i v případě nedostatečně exponovaných či neostrých interferogramů (viz obr. 5c,d), kdy je proměření interferogramu prakticky nemožné.

Ke kopírování je vhodné užít speciální film s rozměrově stálou podložkou, s vyšší rozlišovací schopností a vysokou obrysovou ostrostí. Tyto vlastnosti

zpravidla mají fototechnické filmy. Autor vyzkoušel a dlouhodobě užívá [14] především nesenzibilizovaný kontaktní negativní plochý film Foma Repro N5, který se mimo jiné výhodné vlastnosti vyznačuje schopností dosáhnout vysokou optickou hustotu. Vhodný je i černobílý ortochromaticky senzibilizovaný film Foma Repro O5.

## **3.2.** Vyhodnocování složitých interferogramů (pinčový výboj)

Vyhodnocení interferogramu, především odečtení fázového posunu v jednotlivých místech je, jak již bylo naznačeno dříve, poměrně složitý proces. K jeho zjednodušení a počítačovému vyhodnocení byla za spoluúčasti autora této práce vytvořena metodika [16], kterou v dalším popíšeme. Pro vzorové vyhodnocování byl užit složitý interferogram získaný při měření v Ústavu fyziky plazmatu a laserové mikrofúze (IPPLM) Polské akademie věd ve Varšavě. Při experimentech prováděných na katedře fyziky ČVUT FEL není možné podobně náročných experimentálních podmínek dosáhnout, nelze tedy ani získat podobně složité interferenční pole.

Zobrazené interfererenční pole (obr. 6) představuje pinčový výboj vytvořený na koaxiálním urychlovači PF 150 IPPLM ve Varšavě [17]. Téměř neporušená struktura rovnoběžných interferenčních čar v horní části interferogramu je v dolní polovině značně zdeformována. Silně prohnuté interferenční proužky poblíž osy symetrie příslušejí výbojovému kanálu končícímu přibližně v polovině interferogramu. Je zde vidět i šířící se rázová vlna. Krátké interferenční proužky ve spodní části interferogramu odpovídají ohybovým jevům na elektrodách a nemá smysl je vyhodnocovat. Pro další studium je tak zajímavá pouze oblast mezi rovinou určenou konci elektrod a rázovou vlnou. V levé i pravé polovině interferogramu, v oblasti těsně pod rázovou vlnou, se nacházejí uzavřené interferenční čáry, které se u interferometrů seřízených na konečnou šířku proužků objevují jen v extrémních případech se silně závislou veličinou ovlivňující index lomu plazmatu na y-ové souřadnici.

Před vlastním zpracováním a numerickým vyhodnocením, tj. před odečtem fázového posunu je třeba původní interferogram (obr. 6) digitálně upravit. Z původního interferogramu je nejprve vybrána oblast, kterou chceme vyhodnotit. Spodní hranice výřezu odpovídá oblasti, kde již interferenční čáry nejsou deformovány ohybovými jevy na elektrodě. Horní hranice výřezu je zvolena tak, aby nezasahovala hluboko do oblasti rázové vlny, neboť čáry uvnitř rázové vlny nebylo možné rozlišit. Levý a pravý okraj výřezu byl volen tedy takovým způsobem, aby výsledný obdélník obsahoval co nejvíce celých interferenčních čar, takže získáme nejúplnější informaci o fázovém poklesu na levém i pravém okraji interferogramu. Celá matice dat odpovídajících výřezu interferogramu byla poté znormována tak, aby pixelům s nejvyšší intenzitou byla přiřazena jednotka a pixelům s minimální intenzitou nula. Výsledný obraz byl převeden do binárního kódu s hraniční hodnotou intenzity 0,5. V takto zpracovaném obraze byly posléze ručně spojeny nezřetelné čáry a odstraněny některé parazitní pixely způsobené





Obr. 7: Upravený výřez interferogramu.

Obr. 6: Interferenční pole pinčového výboje [17].

například vadnou optikou interferometru. Výsledný interferogram byl nakonec převeden zpět do odstínů šedi a dodatečně zašuměn gaussovým filtrem o velikosti 3x3. Pro potřeby dalšího výpočtu byl získaný interferogram převeden na rozměry 600x600 pixelů. Tato přeměna nemá vliv na konečné hodnoty výpočtu, byla důležitá pouze pro používaný algoritmus aproximace interferenčních čar.

Výpočet fázového posunu byl proveden počítačem v programovém prostředí MATLABu. Vyhodnocovací program pracuje podle následujícího algoritmu: programu je zadán bod a hodnota fázového posunu odpovídající tomuto bodu jako násobek čísla  $\pi$ . Je-li tento násobek sudý, znamená to, že interferující světelné paprsky jsou v tomto bodě posunuty o celistvý násobek vlnové délky a program vyhledá všechny body podél této interferenční čáry s maximální hodnotou intenzity. Je-li zadaný násobek lichý, vyhledává program body s minimální hodnotou intenzity. Vyhledávací algoritmus pracuje ve dvou režimech. Je-li sklon čáry menší než 45° posouvá se program podél čáry vlevo, případně vpravo o jeden pixel a kontroluje okolní pixely nad a pod aktuálním pixelem. Novou pozici pak přesune na souřadnice bodu s maximální (nebo minimální) intenzitou. Algoritmus se opakuje, dokud se neocitne na okraji interferogramu. Pro interferenční čáry, či úseky čar se sklonem větším než 45° se algoritmus pohybuje směrem dolů, případně nahoru a vyhledává pixely s extrémní hodnotou v levém a pravém okolí aktuálního bodu. Program v průběhu každého kroku ukládá do matice na souřadnice odpovídající aktuální pozici nalezeného pixelu hodnotu předem definovaného fázového posunu. Výsledkem celého procesu je řídká matice obsahující informace o fázových posunech v bodech, jejichž souřadnice odpovídají přibližně středům jednotlivých interferenčních čar tak, jak je ukázáno na obr. 8. Pro získání co nejpřesnější a zároveň hladké informace (1. derivace je spojitá) o distribuci fázového posunu jsou data z výsledné matice 2D kubicky interpolována [18], takže konečný fázový posun tvoří hustou spojitě definovanou matici. Místa ležící mimo interpolovanou oblast, tedy vně první



Obr. 8: Původní interferogram s aproximovanými interferenčními čarami. Rovné svislé čáry odpovídají oblastem s lineární fází.



Obr. 9: Fázový posun získaný kubickou 2D interpolací dat z předchozího obrázku (směr osy z je pro lepší viditelnost otočen).

a poslední interferenční čáry, tvoří prázdná data. Tato matice však představuje teprve fázový posun s vnesenou prostorovou frekvencí, která je způsobena nepatrným odklonem interferujících paprsků. Matematicky lze strukturu interferenčních proužků v případě seřízení interferometru na konečnou šířku proužků vyjádřit jako

 $g(x,y) = a(x,y) + b(x,y) \cdot \cos[2\pi f_0(x,y) + \phi(x,y)], \qquad (3.1)$ kde a(x,y) a b(x,y) jsou konstanty,  $\phi(x,y)$  hledaný fázový posun a  $f_0(x,y)$ prostorová frekvence, kterou chceme vyloučit.

Toho je dosaženo následujícím způsobem: dvě svislé čáry na obr. 8 představují oblast s poměrně neporušenou strukturou interferenčních čar. Tato oblast byla při vyhodnocování zvolena jako oblast s lineární fází a interpolována metodou nejmenších čtverců. Na základě znalosti lineární fáze v těchto dvou oblastech byl rekonstruován původní neporušený interferogram a tedy i rozdělení původního fázového posunu. Jeho odečtením od fázového posunu na obr. 9 jsme obdrželi pro každý bod interferogramu výslednou hodnotu fázové změny  $\delta \varphi$  z upravené rovnice (2.5.)

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int \left[ \left( n(x, y, z) - n_0 \right) \right] d\mathbf{r} , \qquad (3.2.)$$

kde  $\lambda_0$  je vlnová délka světelného zdroje (laseru),  $n_0$  index lomu mimo zkoumanou oblast, *n* index lomu zkoumané oblasti v místě o souřadnicích (*x*,*y*,*z*) a d*r* element dráhy procházejícího paprsku (viz obr. 10).

Získaný fázový posun je nyní třeba převést na informaci o rozdělení indexu lomu. Abychom mohli z dvojrozměrného interferogramu získat třírozměrnou představu o rozložení indexu lomu, je možné studovat pouze procesy vykazující válcovou souměrnost. Pinčový výboj tento požadavek dostatečně splňuje.

Výpočet rozdělení indexu lomu je prováděn diskrétní Abelovou transformací.



Obr. 10: Fázový posun po odečtení prostorové Obr. 11: Celkové rozdělení hustotye elektronů. frekvence.

Studovaný objekt je rozdělen na *k* soustředných mezikruží s konstantní hodnotou indexu lomu, který je posléze vyjádřen z následující dvojice rovnic:

$$\delta \varphi_i = \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta r \cdot \sum_{j=1}^i \Delta n_j \cdot A_{ji} , \qquad (3.3)$$

$$A_{ji} = \sqrt{(k-j+1)^2 - (k-i)^2} - \sqrt{(k-j)^2 - (k-i)^2}, \qquad (3.4)$$

kde  $\delta \varphi_i$  je fázový posun "*i*-tého" paprsku, tedy svazku procházejícího prvním, druhým, … až *i*-tým vnějším mezikružím,  $\lambda_0$  je vlnová délka použitého světla (laseru) v nerozrušeném prostředí a elementy  $\Delta rA_{ji}$  představují délku dráhy, kterou *i*-tý paprsek urazí při průchodu *j*-tým mezikružím. Při výpočtu indexu lomu měly jednotlivé parametry následující hodnoty:

k = 300 (každé mezikruží odpovídá jednomu pixelu interferogramu);  $\Delta r = 0,263$  mm (šířka mezikruží je rovna x-ovému rozměru jednoho pixelu);  $\Delta_0 = 531$  nm (2. harmonická neodymového laseru) ;  $n_0 = 1,00000035 \approx 1$  (index lomu vodíku za tlaku 2 torry – počítáno Gladstone-Daleovým vztahem) [19].

Vzhledem ke skutečnosti, že odchylka indexu lomu od jedné je vně studované oblasti řádu  $10^{-7}$  a měřitelná změna indexu lomu při daných rozměrech interferogramu je řádu  $10^{-5}$ , lze výraz (*n*-1) v rovnici (2.6) nahradit výrazem (*n*-*n*<sub>0</sub>) a výslednou elektronovou hustotu tak počítat přímo ze změny indexu lomu.

Rozložení elektronové hustoty pro interferogram z obr. 7 je zobrazeno na obr. 11. Je patrný nárůst elektronové hustoty ve směru osy y, hodnoty hustoty volných elektronů se pohybují v rozpětí  $10^{17}$  až  $10^{18}$  cm<sup>-3</sup>. Vzhledem k předpokladům Abelovy transformace byl výpočet elektronové hustoty proveden jen v oblasti s poklesem fáze při okrajích interferogramu na nulovou hodnotu (obr.8). Přesnost výpočtu klesá s rostoucí hodnotou fázové změny při okrajích interferogramu, tedy v oblasti rázové vlny, kdy není splněn nutný předpoklad nulové změny indexu lomu mimo integrovatelnou oblast (neplatí, že  $\delta \varphi_0 = 0$ ) a rovnice (3.3) a (3.4) nelze užít. Chyba, která zanedbáním této skutečnosti vzniká, je přímo úměrná  $k/[R\sqrt{2k-1}]$ , *R* je poloměr zkoumané oblasti, což v daném případě odpovídá přibližně polovině šířky interferogramu. To znamená, že relativně malá změna fáze při levém, případně pravém okraji interferogramu (obr. 9), kterou lze pozorovat pro nízké hodnoty y, má vzhledem k rozměrům interferogramu zanedbatelný vliv na výsledné rozdělení indexu lomu a tedy i hustotu volných elektronů.

## ZÁVĚR

Stať je věnována návrhu a vývoji interferometrického měřicího zařízení a metodice vyhodnocování interferogramů, které autor navrhl, vytvořil a vyvinul ke studiu výbojů v plynech a plazmatu.

Rozborem požadavků kladených na vyvinuté optické měřicí zařízení autor zjistil, že nejúčelnějším zařízením pro uvedenou experimentální práci je Mach-Zehnderovo uspořádání interferometru, zejména pro oddělenost jednotlivých optických drah a vzájemnou nezávislost zrcadel interferometru a pro celkem snadnou lokalizovatelnost interferenčních proužků.

Byla též vyvinuta metodika výrazně zjednodušující vyhodnocování klasicky zaznamenaných interferogramů. Tato metoda využívá k zjednodušení záznamu fotochemické děje a dává dobré výsledky i v případě nedostatečně exponovaných či neostrých interferogramů, kdy je klasické vyhodnocení interferogramu prakticky nemožné.

Dále byla navržena nová metodika počítačového zpracování složitých interferogramů a vytvořen model umožňující odhad chyby vyhodnocování.

Metoda počítačového zpracování interferogramu a stanovení parametrů plazmatu byla ověřena při vyhodnocování složitého interferogramu zaznamenaného při měření v pinčovém výboji v Ústavu fyziky plazmatu a laserové mikrofúze Polské akademie věd ve Varšavě. Při experimentech prováděných na katedře fyziky ČVUT FEL není možné podobně náročných experimentálních podmínek dosáhnout, nelze tedy získat ani podobně složité interferenční pole.

Autorem vytvořené měřicí zařízení, vyvinutá metodika fotochemické úpravy klasických interferogramů a počítačová metodika zpracování interferogramů vytvářejí ucelený, široce použitelný soubor, významně zpřesňující a rozšiřující experimentální možnosti katedry fyziky ČVUT FEL.

# SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] Chen F. F.: Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha 1984.
- [2] Rajzer J. P.: Fizika gazovogo razrjada, Nauka, Moskva 1987.
- [3] Huddlestone R. H., Leonard S. L.: Diagnostika plazmy, Mir, Moskva 1967.
- [4] Klier E.: Optika. SPN, Praha 1986
- [5] Kubeš P.: Pulzní silnoproudé výboje a jejich diagnostika, ČVUT FEL Praha 1997.
- [6] Neger T., Pretzler G., Hipp M., Fließer W., Jäger H.: Proceedings of 18th Symposium on Plasma Physics and Technology, Prague, June 17-20, 1997, 302-306.
- [7] Abel N. H.: Euvres Complètes, Oslo 1881: Vol. 1, 11(1823); 97(1826).
- [8] Liška M., Pavelek M.: Optica Acta 30(1983), 943-954.
- [9] Pretzler G., Jäger H., Neger T.etal.: Z.Naturforschung, 4 7a(1992), 955-970.
- [10] Tolansky S.: An Introduction to Interferometry, Longmans, Green and Co., NewYork 1955.
- [11] Widmann K., Pretzler G., Woiserschläger J., Philipp H. et al.: Applied Optics, 30(1996), 5896-5903.
- [12] Schröder G.: Technická optika, SNTL Praha 1981.
- [13] Šimek J.: Zvláštní fotografické postupy, Práce, Praha 1980.
- [14] Píchal J.: Journal of Technical Physics, Varšava, XLV(2004), 253-258.
- [16] Olejníček J., Píchal J., Špatenka P., Blažek J.: Czechoslovak Journal of Physics, 54/C (2004), 349-358.
- [17] Laskavostí M. Paducha a K. Tomaszewského, IPPLM, Varšava, Polsko.
- [18] National Science and Technology Research Center for Computation and Visualization of Geometric Structures , University of Minnesota 1993.
- [19] Hauf W., Grigull U.: Optical Methods in Heat Transfer. Heat Transfer IV, London, Academic Press 1970.
- [20] Högner W.: Jenaer Rundschau, 14(1969), 34.
- [21] Píchal J.: Czechoslovak Journal of Physics 50/S3(2000), 217.
- [22] Píchal J.: Czechoslovak Journal of Physics 52/D(2002), 387-391.
- [23] http://www.foma.cz/cz/prod.htm
- [24] Olejníček J., Píchal J., Blažek J., Špatenka P.: Review of Scientific Instruments. V tisku.

## Jan Píchal, RNDr., CSc.

## Odborná zkušenost:

| 1971 - 1976  | MFF UK Praha, obor elektronika a vakuová fyzika                |
|--------------|--|
| 1978 – dosud | asistent, resp. odborný asistent katedry fyziky ČVUT FEL Praha |
| 1978 – dosud | účast na řešení výzkumných úkolů v oboru fyzika plazmatu.      |
| 1980         | obhajoba doktorské práce (RNDr.), MFF UK Praha                 |
| 1986         | obhajoba kandidátské práce (CSc.), ČVUT FEL Praha              |
| 1988 - 1991  | PF UK Praha, JASPEX, anglický jazyk.                           |

#### Ostatní významné aktivity:

Je hlavním organizátorem mezinárodních konferencí "Symposium on Plasma Physics and Technology" (1993, 1995, 1997, 1999, 2002, 2004), významně se podílel i na organizaci dalších odborných mezinárodních akcí.