

---

# **TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI**

Fakulta mechatroniky, informatiky a mezioborových studií

Studijní program: P3901 Aplikované vědy v inženýrství

Studijní obor: 3901V055 Aplikované vědy v inženýrství

## **Interferometrie s řízenou změnou fáze pro měření vlastností planparalelních optických elementů**

**Disertační práce**

Autor: **Ing. Ondřej Matoušek**

Vedoucí práce: Ing. Vít Léděl Ph.D

Liberec 2018

## **Prohlášení**

Byl jsem seznámen s tím, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci (TUL) nezasahuje do mých autorských práv užitím mé disertační práce pro vnitřní potřebu TUL.

Užiji-li disertační práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti TUL; v tomto případě má TUL právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Disertační práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé disertační práce a konzultantem.

Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum:

Podpis:

## Abstrakt

Předkládaná disertační práce je zaměřena na výzkum a vývoj metod interferometrie s řízenou změnou fáze, kdy hlavní důraz je kladen na přesné měření planparalelních optických elementů. Měření tvaru planparalelních elementů je velmi žádoucí, avšak značně problematické z důvodu překrývání několika interferenčních obrazců, které znemožňuje jejich vyhodnocení. Metoda prezentovaná v první části práce je realizována na modifikovaném Fizeau interferometru se dvěma referenčními rovinami. Vhodnou konstrukcí experimentálního uspořádání a použitím lineárního ladění vlnové délky laseru je docíleno oddělitelnosti jednotlivých interferenčních obrazců ve frekvenční oblasti. Jejich vyhodnocením je získán komplexní popis vzorku, a to vše v jediné měřicí sekvenci. Výsledkem je nejen informace o tvaru čelních ploch, ale také o klínovitosti vzorku a informace o vnitřním rozložení indexu lomu. Druhá část práce je zacílena na další rozvoj a optimalizaci metody, a to také s ohledem na budoucí implementaci v průmyslu. S využitím čtveřice laditelných laserových diod byl vyvinut a ověřen postup absolutního měření vzdáleností s přesností srovnatelnou s relativní interferometrií, tedy na zlomky vlnové délky světla. Jedním ze zcela unikátních výstupů je aplikace této metody na měření planparalelních elementů. V závěru práce je úspěšně demonstrováno celoplošné měření absolutní fyzické tloušťky elementu, a to zcela nezávisle na indexu lomu materiálu.

Klíčová slova: Optické metody měření, interferometrie s řízenou změnou fáze, Fourierova transformace, homogenita indexu lomu, absolutní interferometrie

## **Abstract**

This dissertation thesis is focused on the research and development of phase-shifting interferometry where the main emphasis is put on the measurement of plan-parallel optical elements. The measurement of the shape of plan-parallel elements is very desirable but considerably problematic due to overlapping of several interference patterns, making it impossible to evaluate them. The method presented in the first part is performed on a modified Fizeau interferometer with two reference planes. The separability of the individual interference patterns in the frequency domain is achieved by appropriate construction of the experimental arrangement and the use of linear laser wavelength tuning. Their evaluation gives a comprehensive description of the sample in a single measurement sequence. The result provides not only information about the shape of the face surfaces, but also about the sample wedge, and about the internal refractive index distribution. The second part of the thesis is focused on the further development and optimization of the method, with regard to the implementation to the industry. With the use of four tunable laser diodes, the absolute distance measurement procedure is presented and verified with precision comparable to the relative interferometry, which means fractions of a wavelength of light. One of the unique outputs is the application of this method to the measurement of plan-parallel elements. At the end of the thesis a full-scale measurement of the absolute physical thickness of the element, completely independent of the refractive index of the material, is demonstrated.

Keywords: Optical measurement methods, phase shifting interferometry, Fourier transform, refractive index homogeneity, absolute interferometry



# Obsah

Úvod .....	7
1. Optická interferometrie .....	11
1.1. Interference koherentních vln .....	11
1.2. Fizeau interferometr .....	12
1.3. Interferometrie s řízenou změnou fáze .....	14
1.3.1. Metody vytvoření fázového posuvu .....	18
1.3.2. Vyhodnocení interferenčního obrazce .....	20
1.3.3. Rodiny PSI algoritmů .....	23
2. Měření více povrchů pomocí interferometrie s řízenou změnou fáze .....	28
2.1. Rozbor principu činnosti měřicího uspořádání .....	31
2.2. Oddělení interferenčních obrazců .....	34
2.2.1. Oddělení pomocí frekvenční filtrace .....	35
2.2.2. Oddělení metodou nejmenších čtverců .....	36
2.3. Homogenita indexu lomu .....	37
3. Matematické modelování měřicího uspořádání .....	40
4. Experimentální uspořádání pro měření homogenity indexu lomu .....	44
4.1. Test experimentálního měřicího uspořádání .....	45
4.2. Nepřesnost průměrného indexu lomu a jeho odhad .....	51
4.3. Vliv nelinearity ladění laserového zdroje .....	53
5. Měření absolutní hodnoty optické vzdálenosti .....	56
5.1. Určení OPL z frekvenčního spektra .....	59
5.2. Určení OPL optimalizační úlohou .....	64
5.3. Propojení fázové informace z měření na více vlnových délkách .....	73
6. Absolutní interferometrie s řízenou změnou fáze pro simultánní měření více povrchů ..	83

6.1. Celoplošné měření tloušťky planparalelního vzorku s využitím absolutní interferometrie .....	85
6.2. Ověření výsledků absolutního měření tloušťky.....	94
Závěr.....	99
Budoucí plánovaný rozvoj absolutní interferometrie pro měření planparalelních optických elementů .....	104
Použitá literatura .....	105

## Úvod

Prostředky investované do vývoje nových optických komponent každoročně výrazně rostou. Vše je poháněno obrovskou poptávkou průmyslu, kde vysoce výkonné lasery, ale i zobrazovací systémy nacházejí uplatnění jak ve výrobních procesech, tak ve finálních produktech. Například i v automobilovém průmyslu je ve výrobě široce užívána optická metrologie pro pozicování komponent, seřizování světlometů, kontrolu vyhřívaných skel a mnoho dalších. Ale také v jiných extrémních aplikacích, jako je online kontrola svářecích procesů, nalezneme optiku. Produkované moderní automobily pak stále častěji disponují laserovými světlometry, projektory nebo také zobrazovacími systémy operujícími v široké spektrální oblasti umožňující rozšířené vidění situace. Stejně jako v elektronice i v optice však neustále roste tlak na miniaturizaci a přitom zvyšování citlivosti zařízení, což vede na vysoké požadavky z pohledu kvality. Výsledkem je rozvoj ultra přesných obráběcích procesů, jako jsou iontové [1] či magnetoreologické leštění [2]. Stabilita těchto procesů je extrémně vysoká a v kombinaci s kvalitní metrologií je možné dosáhnout tvarové přesnosti optických ploch v jednotkách nanometrů. Taková přesnost však nemůže přinést požadované zvýšení výkonu finálního systému, nejsou-li v odpovídajících tolerancích také ostatní parametry komponent [3]-[5]. Především se jedná o homogenitu indexu lomu a absolutní fyzickou tloušťku včetně jejího rozložení v rámci elementu. Tyto parametry jsou mnohdy kontrolovány s využitím komplikovaných a těžkopádných postupů, které pro námi vyžadované vysoké přesnosti již nejsou dostačující. Autor práce se zaměřuje především na planparalelní rovinné elementy, jejichž metrologie je široce vyžadována, je však náročná z důvodu překrývání interferenčních obrazců. Jedná se například o laserové tyče [6], wafery [7][8], fázové destičky, speciální okénka nebo filtrové substráty. V těchto případech je vyžadováno dosažení extrémní přesnosti ve všech parametrech, ne jen tvaru čelních stěn.

Jedním z již zmíněných parametrů, kterému je třeba věnovat zvýšenou pozornost, je rozložení indexu lomu v použitém materiálu. Pro běžné aplikace je dostačující kontrola a případné vyřazení vadného kusu na základě měření na průchod, které odhalí lokální vady, jako jsou takzvané šlíry nebo nečistoty [9]. Tyto vady se vyznačují vysokým gradientem změny indexu lomu, což způsobuje ohyb paprsků [10][11]. Nicméně pro tvarově vysoce přesné komponenty jsou kritické i pozvolné změny indexu lomu. Ty však stávající metody odhalí jen obtížně nebo vůbec [12]. Obecně uznávané pravidlo je, že jsou-li jednotlivé optické plochy vyráběny s přesností pod 5 nm RMS, je třeba přesně znát i rozložení indexu lomu. Přesto, že se jedná o opravdu vysokou tvarovou přesnost, je již v dnešní době běžně dosahována, a to především na

rovinných elementech. Rozložení indexu lomu v materiálu je také nutné měřit pro optiku s velkou tloušťkou, kde jsou na materiál kladeny vysoké nároky [13]. Dnes je v těchto případech pro měření homogenity nejčastěji využíváno především dvou metod. Více krokového měření, nebo měření v imerzní kapalině [12]. Při vícekrokovém měření je od deformace vlnoplochy způsobené průchodem skrz element odečítán vliv tvarové složky. Získání tvarové složky je však dosti náročné, protože nestačí pouze změřit tvarů dvojice čelních ploch. Je nutné získat i jejich přesnou vzájemnou orientaci, a to především náklon, který je obvykle získán měřením variace okrajové tloušťky. Celý postup je tak velmi pracný, časově náročný a náchylný na chyby. Měření v imerzní kapalině mající stejný index lomu jako element umožňuje získání rozložení indexu lomu z jediného měření. Avšak práce s imerzními kapalinami je vzhledem k jejich chemickému složení velmi nepříjemná, často i nebezpečná. Především kapaliny s vysokým indexem lomu bývají silně toxické. Důvody jsou natolik závažné, že se vědecké týmy na mnoha významných pracovištích zabývají rozvojem metod, které umožní snadné měření homogenity materiálu nezávisle na tvarové složce. Této problematice jsou věnovány kapitoly 2 až 4, kterým předchází nezbytný teoretický úvod v první kapitole.

Rozložení indexu lomu není jediným parametrem, kterému je v případě ultra přesných elementů věnovat zvýšenou pozornost. Dalšími významnými parametry jsou klínovitost a fyzická tloušťka. Vzájemný náklon čelních stěn elementu neboli klín, je jedním ze zásadních parametrů. V případě bi-sférických čoček je precizní odstranění vzájemného náklonu optických ploch relativně snadný proces, kdy jsou sesouhlaseny optické osy a element je následně zkulacen. U rovinných elementů však musí být klín odstraněn obráběním samotné optické plochy. K měření klínu je možné využití autokolimátoru, kdy je snímáno vychýlení odraženého svazku nebo častěji je dotykově měřena změna tloušťky na okraji elementu. Výsledkem obou metod je úhel, který plochy svírají. Je však zřejmé, že tyto metody mají jen limitní přesnost. V případě velmi nízkých hodnot klínu může docházet ke zkreslení výsledků vlivem tvarové složky. Proto je žádoucí získat spíše než jedinou úhlovou hodnotu informaci o změně fyzické tloušťky pro celou plochu. To je možné kombinací tvarových měření s měřením klínu. Vzhledem ke zcela odlišnému typu metrologických procedur je však jejich přesné sesazení velmi náročné. Dalším problémem je samotné získání tvaru jednotlivých ploch. Při nízké hodnotě klínovitosti dochází v běžném interferometru k odrazu svazku od obou ploch vzorku a tím k překrytí několika interferogramů. Nežádoucí reflexe tak musí být potlačena, čehož je většinou dosaženo pomocí imerzní kapaliny. Proto se stále častěji setkáváme s konstrukcí specializovaných zařízení, které

mají proti sobě umístěnou dvojici sond přesně odměřujících vzdálenost [14]-[16]. Odměrování je obvykle realizováno na principu multivlnné interferometrie nebo interferometrie v bílém světle [17]-[20]. Měření je ale prováděno jen ve velmi malé ploše. Pro změření elementů s průměrem větším než několik jednotek milimetrů je tak třeba simultánně rastrovat oběma sondami nad povrchy. Mechanické pozicování samozřejmě nemůže dosahovat přesnosti vyžadované pro optické komponenty. Je tak nutná precizní kalibrace a extrémní tuhost systému aby bylo docíleno dostatečné opakovatelnosti. Nejlepší dostupná měřidla tohoto typu dosahují opakovatelnosti při měření relativní změny tloušťky přibližně 100 nm, což je ve srovnání s relativní interferometrií spíše suboptimální. Systém je možné zjednodušit použitím pouze jediné sondy, kdy druhá stěna vzorku je měřena skrz vzorek [21]. V takovém případě však není možné rozlišit vliv tvarové složky od nehomogenity indexu lomu. Další možností je použití interferometru se svazkem s krátkou koherenční délkou. Jsou dokonce dostupné i systémy umožňující posuv interferenční oblasti z jedné plochy elementu na druhou, bez nutnosti mechanického pohybu se vzorkem. Tím jsou obě měření vzájemně přesně orientována a je tak možné získat celoplošnou změnu tloušťky. Měření zadní stěny elementu však probíhá skrz vzorek a výsledek tak společně se změnou tloušťky zahrnuje i vliv nehomogenity indexu lomu.

Proto je v rámci kapitol 2 až 4 řešena nejen problematika rozložení indexu lomu, ale je rozebrán komplexní postup pro simultánní měření všech parametrů planparalelních elementů. Jmenovitě se jedná o tvary obou stěn elementu, celoplošnou změnu tloušťky a také rozložení indexu lomu. To vše je dosaženo v jediném měřicím cyklu bez nutnosti manipulace se vzorkem a také bez nutnosti vzájemného orientování naměřených dat.

Posledním významným parametrem rovinných optických komponent je jejich absolutní fyzická tloušťka. Ta je v naprosté většině případů měřena pouze ve středové oblasti elementu. Pro přesná měření jsou obvykle využívány kontaktní délkoměry na Abbeho principu, nebo bezkontaktní založené na interferenci v bílém světle [22]. Celoplošné měření absolutní hodnoty tloušťky rovinných elementů je nejčastěji prováděno tak, že je element položen na přesnou referenční rovinu, která je kalibrována jako nulová souřadnice. Následně je již měřena jen horní plocha. To samozřejmě vede ke zkreslení výsledků tím, že je zanedbán tvar spodní plochy elementu. Absolutní hodnota tloušťky může být ovlivněna vzduchovou mezerou nebo případnými nečistotami na rozhraní mezi referenční rovinou a měřeným objektem. Navíc pokládání finálně leštěné plochy na jiný povrch přináší nebezpečí poškození. Možnost celoplošného měření přinášejí výše zmiňované rastrovací systémy s dvojicí optických sond [14]-[16]. Přesnost absolutních hodnot je však jen okolo 0,5  $\mu\text{m}$  (udávané výrobcem). Návrhu

zcela nové metodiky pro zvýšení přesnosti měření tloušťky v absolutních hodnotách nezávisle na indexu lomu jsou věnovány kapitoly 5 a 6. Prezentované celoplošné měření absolutní tloušťky s přesností blízkou relativní interferometrii ( $\lambda/10$ ), přináší zcela nové možnosti její korekce. Tloušťka může být korigována v rámci obráběcích cyklů se stejnou přesností jako tvary ploch a může tak být dosaženo až nanometrové přesnosti.

# 1. Optická interferometrie

Optická interferometrie patří do skupiny měřících metod založených na principu skládání, obvykle dvou světelných vln. Odlišnosti v optické dráze jednotlivých vln se projevují konstruktivní nebo destruktivní interferencí, čímž vzniká interferenční obrazec v podobě proužků. Interferenční proužky mají různou podobu podle použitého světelného zdroje. Při použití širokospektrálního světelného zdroje se jedná o barevné proužky, v případě monochromatického zdroje pozorujeme pouze tmavé a světlé proužky. Obrovským průlomem v oblasti interferometrie byl vynález laseru, který umožnil vznik velkého množství nových interferometrických metod. [23],[25]

## 1.1. Interference koherentních vln

Při protnutí dvou koherentních vln v prostoru dochází k jejich vzájemné interferenci. Uvažujme dvě monochromatické vlny o stejné frekvenci s komplexními amplitudami

$$\begin{aligned}A_1(x, y) &= a_1(x, y)\exp[i\varphi_1(x, y)] \\A_2(x, y) &= a_2(x, y)\exp[i\varphi_2(x, y)]\end{aligned}\quad (1)$$

kde  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$  jsou odpovídající fáze vln, pak je výsledná vlna také monochromatická o stejné frekvenci a její komplexní amplituda je součtem komplexních amplitud jednotlivých vln.

$$A(x, y) = A_1(x, y) + A_2(x, y) \quad (2)$$

Protože intenzity jednotlivých vln jsou dány vztahy  $I_1(x, y) = |A_1(x, y)|^2$  a  $I_2(x, y) = |A_2(x, y)|^2$ , je výsledná intenzita v každém bodě interferenčního obrazce dána vztahem:

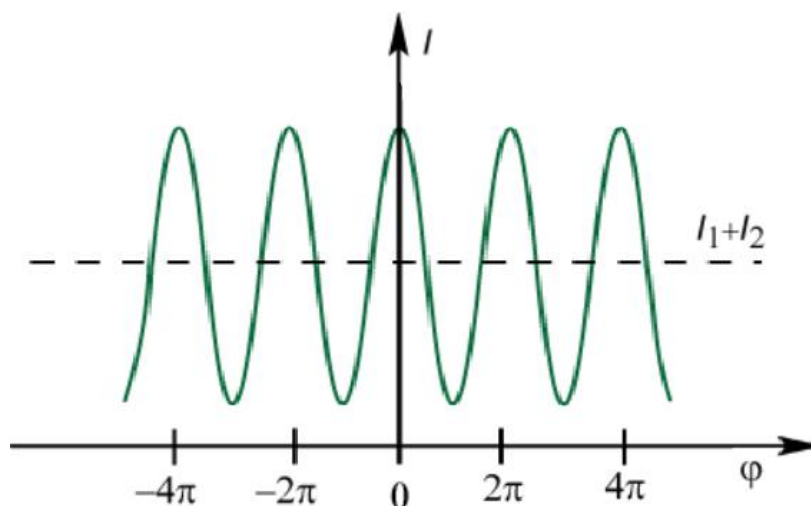
$$\begin{aligned}I &= (A_1 + A_2)(A_1^* + A_2^*) \\&= |A_1|^2 + |A_2|^2 + A_1A_2^* + A_1^*A_2\end{aligned}\quad (3)$$

Dosažením  $A_1 = \sqrt{I_1}e^{j\varphi_1}$  a  $A_2 = \sqrt{I_2}e^{j\varphi_2}$ , kde  $\varphi_1$  a  $\varphi_2$  jsou příslušné fáze vln, dostáváme rovnici pro výslednou intenzitu.

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1I_2)^{1/2} \cos \Delta\varphi \quad (4)$$

kde  $\Delta\varphi$  představuje fázový rozdíl mezi vlnami a je dán vztahem  $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ .

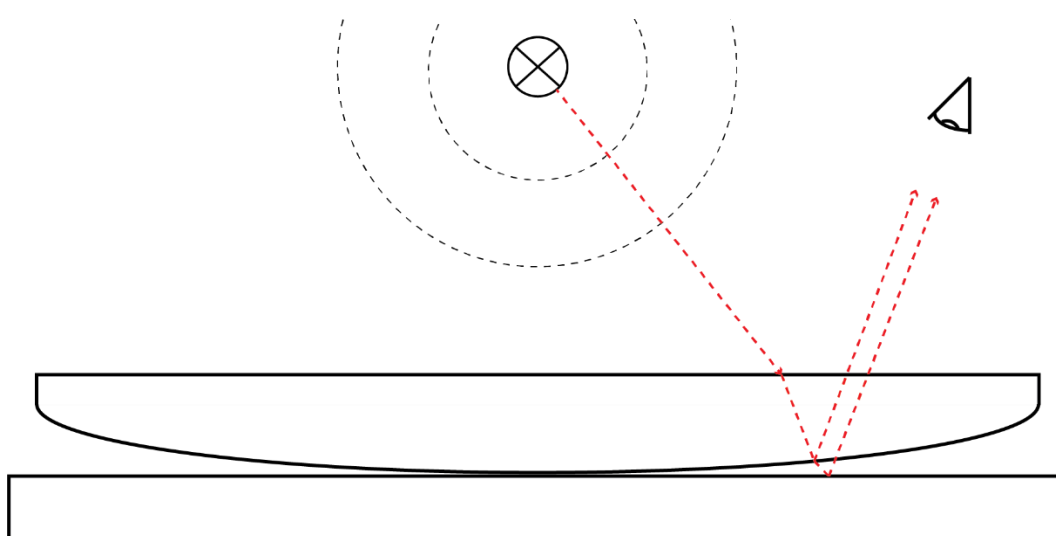
Z interferenční rovnice (3) je patrné, že výsledná intenzita není pouhým součtem intenzit jednotlivých vln, ale závisí také na rozdílu jejich fází  $\Delta\varphi$ . Člen  $2(I_1 I_2)^{1/2} \cos \Delta\varphi$  tak může nabývat hodnot od minima  $-2(I_1 I_2)^{1/2}$  až do maxima  $+2(I_1 I_2)^{1/2}$ , čímž má buď pozitivní nebo negativní vliv na intenzitu interferenčního pole v daném bodě.[23],[24]



obr. 1 – Závislost výsledné intenzity na fázovém posuvu mezi vlnami.

## 1.2. Fizeau interferometr

Pro měření vlastností optických soustav se používá celá řada měřících uspořádání, jako například Newtonův, Fizeaův, Michelsonův nebo Twyman-Greenův interferometr. Věnovat se budeme především Fizeaovu interferometru, protože právě toto uspořádání bylo použito v následných experimentech.

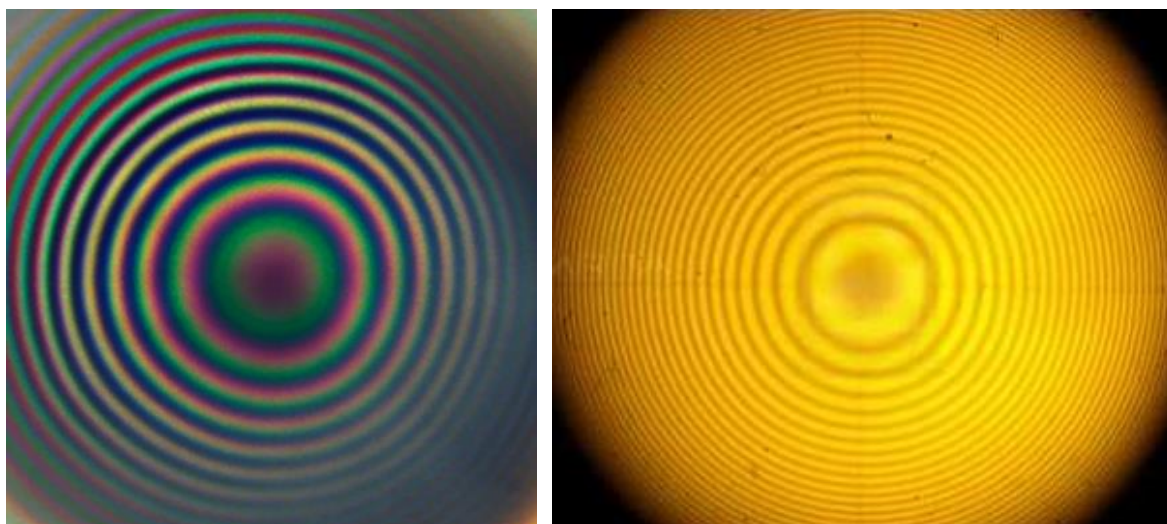


obr. 2 – Schématické zobrazení Newtonova interferometru [25]



Fizeaovův interferometr vychází z klasického Newtonova interferometru. Newtonův interferometr je složen ze dvou skel, se vzájemnou malou tvarovou odchylkou. Přiložením dvou optických povrchů k sobě mezi nimi vznikne tenká vzduchová mezera. Je-li vzduchová mezera dostatečně tenká, dojde k interferenci odrazů od jednotlivých povrchů a k zformování viditelného interferenčního obrazce. [27]

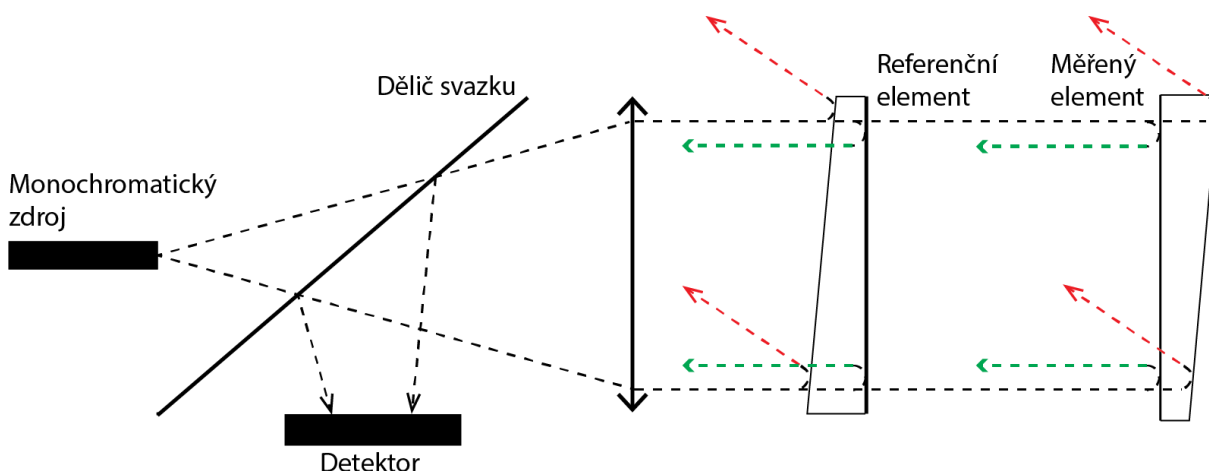
Při použití zdroje bílého světla pozorujeme barevné proužky (obr. 2 vlevo), v případě monochromatického zdroje, například sodíkové výbojky, pozorujeme pouze tmavé a světlé proužky (obr. 3 vpravo). V obou případech však musí být velikost vzduchové mezery mezi povrchy maximálně několik násobků vlnové délky, jinak není interferenční obrazec pouhým okem viditelný.



*obr. 3 – Vlevo Newtonovy proužky zformované pod plošným zdrojem bílého světla, vpravo Newtonovy proužky zformované pod monochromatickým zdrojem světla. [28]*

Protože vzdálenost mezi povrchy je v případě Fizeaova interferometru obvykle v řádech centimetrů, jeho rozšíření vyžadovalo vysoce monochromatické zdroje světla. To bylo zprvu řešeno nízkotlakými výbojkami, které umožňují separaci povrchů i několik desítek milimetrů. Velký průlom nastal s vynálezem a rozvojem laseru. U moderních laserů umožňuje vysoká koherence vyzařovaného záření umístění povrchů do vzdálenosti i stovek metrů a stále dojde k zformování viditelného a časově stálého interferenčního obrazce. Dnes je Fizeau interferometr nejčastěji používané uspořádání pro měření tvaru optických elementů. Jeho hlavní výhodou je, že mezi referenční a měřenou plochou se nenacházejí žádné další optické elementy, které by mohly zkreslovat výsledky (obr. 4). Další předností je, že referenční element je snadné měnit a lze tak využít jedno uspořádání k měření rovinných i sférických elementů.

Níže zobrazené uspořádání slouží pro testování rovinných elementů, které bude v drobných modifikacích využíváno v později popsáných experimentech.



obr. 4 – Fizeau interferometr pro testování rovinných povrchů

Rozbíhavý laserový svazek je kolimován pomocí objektivu do podoby rovinné vlny. Její část se odráží od referenční roviny a část svazku, která prošla dále, se poté odráží od testovaného povrchu (obr. 4 – zelené šipky). Při správném nastavení spolu tyto dvě vlny interferují a jsou za děličem svazku pomocí zobrazovací soustavy zobrazeny na čip kamery. Aby nebyl zobrazený interferenční obrazec ovlivněn nežádoucími odrazy, je třeba zajistit antireflexi povrchů, na kterých může nežádoucí odraz vznikat, nebo odraz odklonit vhodným provedením například klínovitostí referenčního elementu (obr. 4 – červené šipky). Pro dosažení ideálního kontrastu interferenčního obrazce je také nutné zajistit, aby referenční i vlna odražená od testované plochy měly podobnou intenzitu. Problém nastává například v případě, kdy referenční plocha není opatřena žádnou vrstvou a má tak odrazivost přibližně 4% a měřený povrch je vysoce reflexivní zrcadlo s odrazivostí téměř 100%. Viditelnost obrazce určíme následujícím způsobem.

$$v = \frac{2 \cdot (I_1 \cdot I_2)^{1/2}}{I_1 + I_2} = \frac{2 \cdot (0,04 \cdot 1)^{1/2}}{0,04 + 1} = 0,38. \quad (5)$$

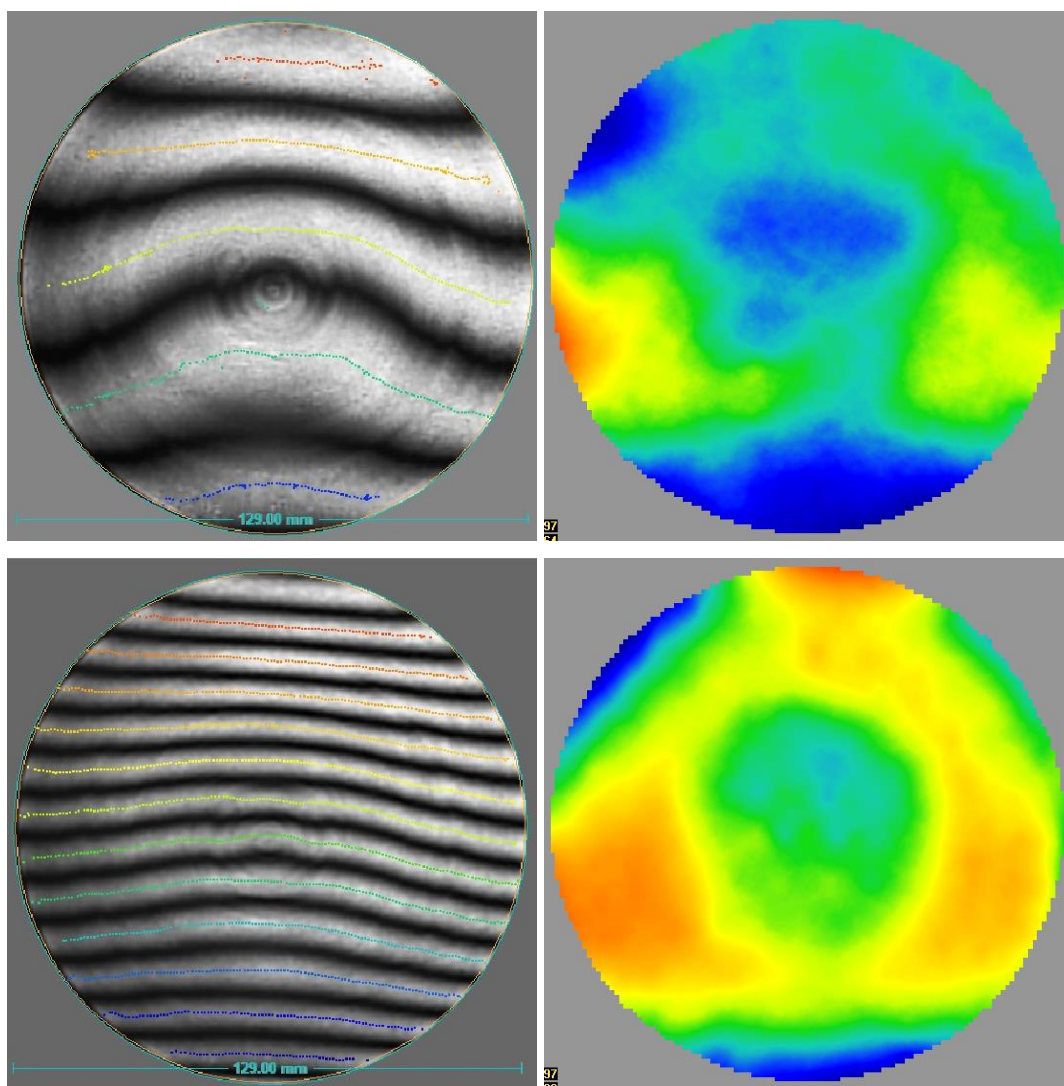
Hodnota viditelnosti  $v$  může nabývat hodnot od 0 do 1, kdy nejvyšší viditelnosti 1 je dosaženo jsou-li intenzity vln  $I_1$  a  $I_2$  shodné. [23],[24]

### 1.3. Interferometrie s řízenou změnou fáze

Interferometrie s řízenou změnou fáze, nebo častěji Phase-Shifting interferometrie (PSI), je metoda záznamu dat a jejich analýzy, umožňující vyhodnocení interferenčního obrazce bez

nutnosti hledání středů proužků, které je značně problematickým aspektem dříve používaných metod.

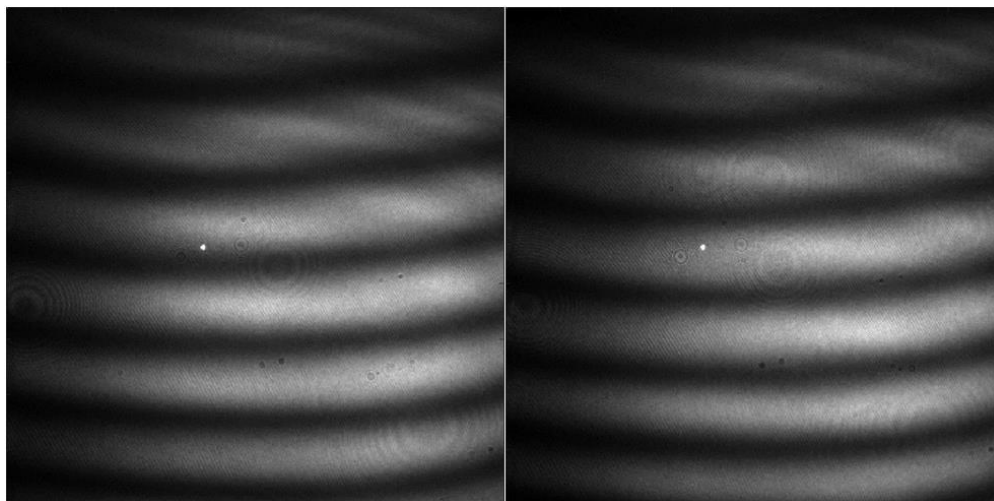
Vyhodnocení ze statického interferenčního obrazce je postaveno na základním principu, kdy interferenční proužky můžeme uvažovat jako vrstevnice na povrchu měřené plochy. Nejprve jsou hledány středy tmavých a světlých proužků, čímž jsou definovány zmiňované vrstevnice. Prostor mezi nimi je poté interpolován, čímž je vytvořena spojitá výšková mapa povrchu. Z principu je zřejmé, že pro správnou funkci je nutná optimální hustota proužků. Toto optimum je však značně subjektivní, a proto je metoda výrazně závislá na operátorovi. To je ilustrováno na následujících obrázcích. Je na nich jasně patrné, že při vyhodnocování iregularity tvarové složky jsou výsledky značně ovlivněny hustotou proužků vyhodnocovaného interferenčního obrazce.



obr. 5 - Vliv hustoty interferenčního obrazce na vyhodnocenou iregularitu tvarové složky při vyhodnocení ze statického obrazce.

Dalším zcela zásadním problémem je, že není jasné, jakým směrem se tvarová deformace orientována. Z interferenčních obrazců výše je vidět, že měřený povrch je nakloněn ve vertikálním směru, avšak není z nich možné zjistit, zda je směr náklonu shora dolů či naopak. Stejně tak i výsledná iregularita může být invertována.

Interferometrie s řízenou změnou fáze je založena na zavedení fázového posuvu mezi referenční vlnu a vlnu odraženou od měřeného povrchu. Svým principem všechny výše zmíněné problémy zcela potlačuje. Principem je nasnímání série interferenčních obrazců s různou hodnotou fázového rozdílu (každý interferogram má lehce posunutá minima a maxima intenzit oproti předchozímu). V každém bodě tak dochází se změnou fázového posuvu ke změně intenzity signálu, z čehož může být určena relativní fáze v rozsahu od  $-\pi$  do  $\pi$  mezi vlnami v každém bodě obrazu. Interferenční obrazce se vzájemným posuvem o  $\pi$  jsou zobrazeny níže. [26]



obr. 6 – Vzájemně fázově posunuté interferenční obrazce o polovinu periody tedy o hodnotu  $\pi$ .

Referenční vlna a vlna odražená od měřeného objektu jsou popsány následujícími výrazy.

$$\begin{aligned} w_r(x, y, t) &= a_r(x, y) \exp i[\varphi_r(x, y) - \delta(t)] \\ w_o(x, y) &= a_o(x, y) \exp i[\varphi_o(x, y)] \end{aligned} \quad (6)$$

kde  $a_r(x, y)$  a  $a_o(x, y)$  jsou amplitudy jednotlivých vln,  $\varphi_r(x, y)$  a  $\varphi_o(x, y)$  jsou fáze referenční a objektové vlny a  $\delta(t)$  je v čase se měnící fázový posuv, který zavádíme mezi referenční a objektovou vlnu.

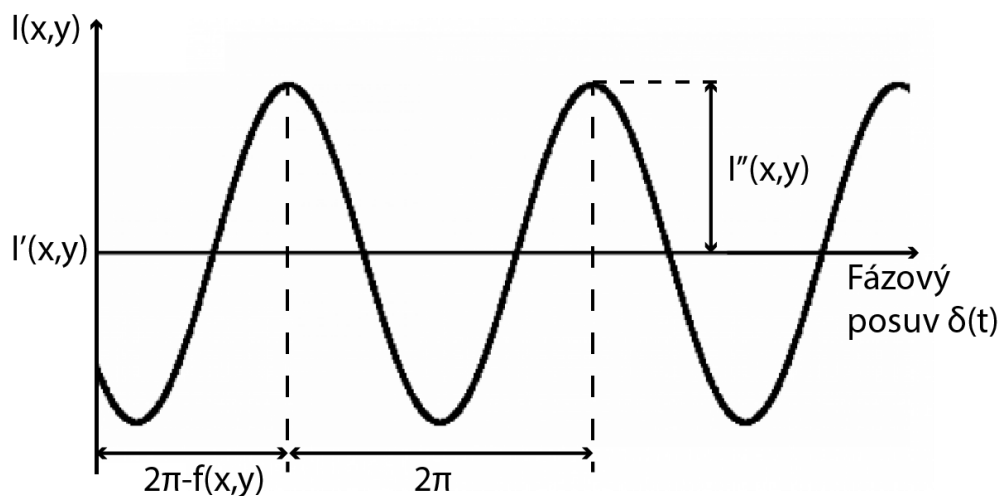
Výsledný intenzitní obraz poté můžeme popsat výrazem

$$I(x, y, t) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi_o(x, y) - \varphi_r(x, y) + \delta(t)], \quad (7)$$

kde  $I' = a_r^2(x, y) + a_o^2(x, y)$  je střední hodnota intenzity a  $I''(x, y) = 2a_r(x, y)a_o(x, y)$  je modulační člen (viz 1.1). Nebo také

$$I(x, y, t) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) + \delta(t)], \quad (8)$$

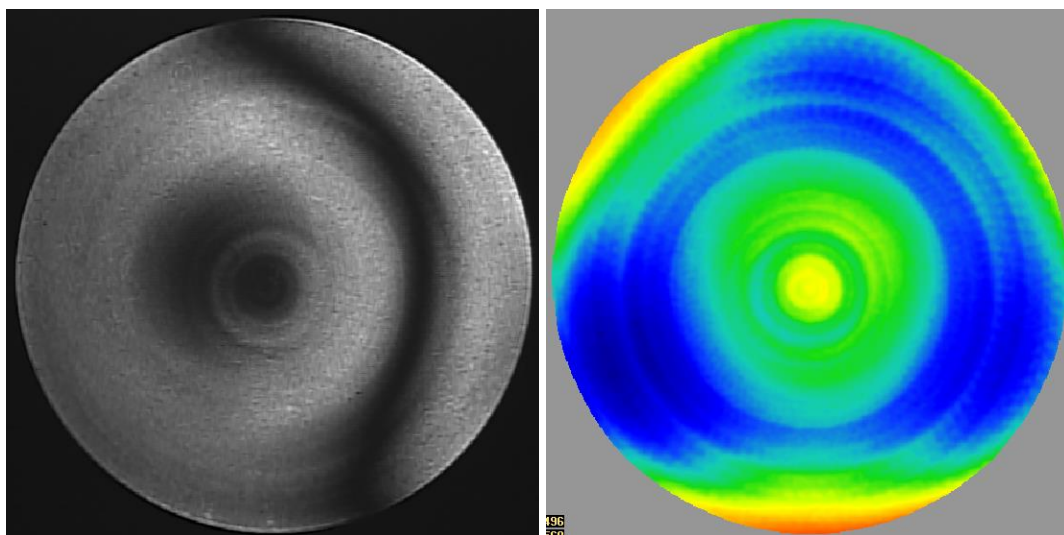
kde  $\varphi(x, y) = \varphi_o(x, y) - \varphi_r(x, y)$  je rozdíl fází vlny odražené od měřeného objektu a referenční vlny.



obr. 7 – Grafické zobrazení fázového posuvu [24]

Je tedy zřejmé, že intenzita každého bodu se sinusově mění v závislosti na fázovém posuvu  $\delta(t)$  (obr. 7). Mezi průběhy intenzity v jednotlivých bodech je pouze offset daný neznámou počáteční fází vlny. Ze sinusového průběhu intenzity každého bodu můžeme získat všechny tři neznámé z rovnice 8.  $I'(x, y)$  je střední hodnota intenzity,  $I''(x, y)$  je polovina hodnoty špička-špička modulace intenzity. Fáze  $\varphi(x, y)$  musí být určena relativně. Jeden z bodů zvolíme jako referenční s nulovou fází. Fázové posuvy v ostatních bodech jsou poté k tomuto bodu vztaženy. [23],[24]

V porovnání výsledků vyhodnocení metodou s řízenou změnou fáze a metodou vyhodnocení ze statického interferenčního obrazce (obr. 5) je zřetelných několik rozdílů. Nejviditelnějším rozdílem je, že hodnoty irregularity při vyhodnocení ze statického obrazce jsou inverzí hodnot z metody PSI.



obr. 8 – Ukázka jednoho z interferenčních obrazců a vyhodnocená irregularita tvaru pomocí metody s řízenou změnou fáze (PSI)

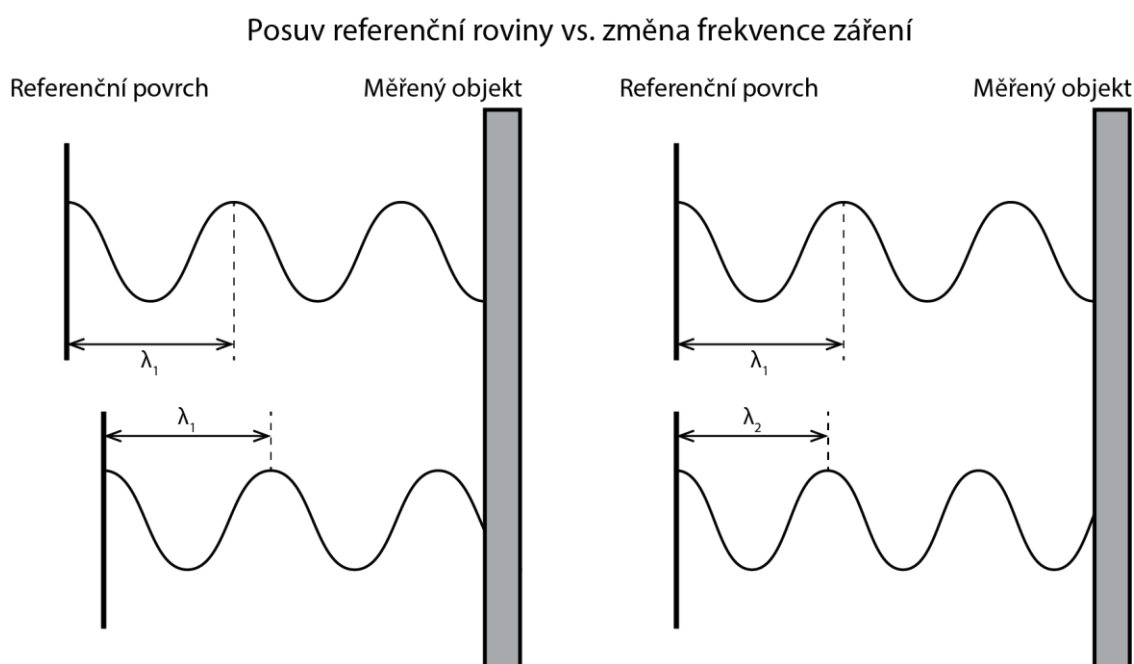
Nejparnější je tento rozdíl ve středové oblasti, která je na obrázcích 5 vpravo propadlá, zatímco na obrázku 8 vpravo zřetelně vystupuje nad okolní povrch. K tomu došlo špatnou interpretací směru náklonu a tím i všech ostatní tvarových informací ze statického obrazu. Již výše bylo zmiňováno, že metoda je k tomuto typu chyby náchylná. Dalším rozdílem je, že metoda PSI poskytuje výrazně větší detaily struktur na povrchu. Toho je dosaženo tím, že vyhodnocování probíhá v každém pixelu obrazu, zatímco v případě statického vyhodnocení jsou hledána jen minima a maxima intenzity interferenčního obrazce a zbylé oblasti jsou interpolovány.

### 1.3.1. Metody vytvoření fázového posuvu

Existuje mnoho metod jak vytvořit fázový posuv mezi referenční a objektovou vlnou. Jednou z nejčastěji využívaných metod, která je také vhodná pro Fizeau interferometr, je fyzické krokové posunutí referenčního objektivu pomocí piezoaktuátoru o požadovanou hodnotu  $\delta$ . Požadovaný krok je často  $\pi/2$ , což odpovídá fázovému posuvu  $\lambda/4$  a fyzickému posunutí referenční roviny o  $\lambda/8$ , kde  $\lambda$  je vlnová délka použitého zdroje záření. Piezoaktuátor je nutné kalibrovat pro použitou vlnovou délku, aby bylo možné posouvat elementem a vytvářet tak fázový posuv  $\delta$  v krocích požadovaných vyhodnocovací metodou.



Další metoda vytváření fázového posuvu je ladění vlnové délky světelného zdroje. Z obrázku níže vpravo je zřejmé, že zvýšením frekvence záření dojde ke změně fáze vlny při dopadu na stínítko bez nutnosti fyzického posuvu optických elementů. Nejzásadnějším rozdílem oproti metodě posouvání referenčního elementu je, že fázový posuv vytvořený změnou vlnové délky je závislý nejen na vlnové délce  $\lambda$ , ale také na optické vzdálenosti referenční a měřené plochy. V obou případech dojde k posuvu fáze ve všech bodech interferenčního obrazce o shodnou hodnotu.



obr. 9 – Vytváření fázového posuvu – vlevo posuvem referenčního elementu, vpravo změnou frekvence záření.

Fázový rozdíl mezi referenční a objektovou vlnou můžeme vyjádřit vztahem

$$\Delta\phi = \phi_o - \phi_r = 2\frac{2\pi}{\lambda} n \cdot L = \frac{4\pi n}{c} L \cdot \nu, \quad (9)$$

kde  $L$  je vzdálenost mezi referenční a testovanou rovinou,  $n$  je index lomu prostředí,  $c$  rychlost světla a  $\nu$  frekvence zdroje záření. Změnu fázového posuvu při ladění frekvence zdroje vyjadřuje vztah.

$$\frac{d \Delta\phi}{dt} = \frac{4\pi n}{c} L \cdot \frac{d\nu}{dt} (1 + \eta), \quad (10)$$

kde  $\eta = (\nu/n)(dn/d\nu)$  vyjadřuje chromatickou disperzi, tedy změnu indexu lomu v závislosti na změně frekvence. Pro malá přeladění jaká jsou v práci využívána, můžeme chromatickou disperzi zanedbat a poté je fázový posuv lineárně závislý na změně frekvence zdroje záření.

Pro některé účely, kdy pracujeme s vlnovou délkou  $\lambda$  nikoli frekvencí  $\nu$ , je praktické vyjádřit změnu fáze také v závislosti na změně vlnové délky.

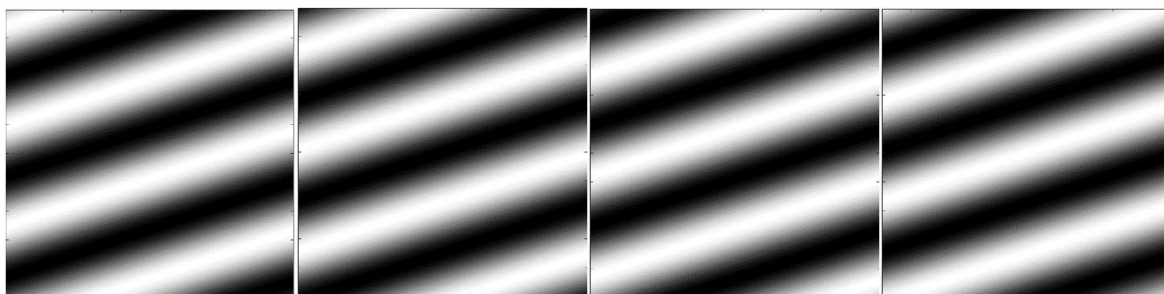
$$\frac{d \Delta\phi}{dt} = 4\pi \cdot n \cdot L \cdot \left( \frac{1}{\lambda_p} - \frac{1}{\lambda_p + \frac{d \Delta\lambda}{dt}} \right), \quad (11)$$

kde  $\lambda_p$  je počáteční vlnová délka a  $d\Delta\lambda/dt$  vyjadřuje její změnu. Tato závislost již není lineární, výraz je však vhodný k určení limitů jako je minimální a maximální dosažitelný fázový posuv s použitým vybavením pro konkrétní optickou vzdálenost referenční a testované plochy.

Závislost změny fáze na rozdílu optických drah  $n \cdot L$  má ten zásadní efekt, že při přeladění o stejné  $\Delta\lambda$  dojde k různé změně fáze pro různě vzdálené testované plochy. [24]

### 1.3.2. Vyhodnocení interferenčního obrazce

Algoritmů pro vyhodnocení fázově posunutých interferenčních obrazců existuje celá řada. Jejich společným rysem je pořízení série snímků v pravidelných intervalech při postupné změně fázového posuvu. Počet snímků a velikost fázového posuvu mezi nimi jsou charakteristickými vlastnostmi každého algoritmu. Nejčastější krok fázového posuvu je  $\pi/2$ , ale často se setkáme také s hodnotami  $\pi/3$  nebo  $2\pi/3$ . Množství snímků pro výpočet se mezi algoritmy značně různí, pro jednoznačné určení velikosti fázového posuvu, jsou však nutné minimálně tři nezávislé snímky. Díky celé řadě metod generování PSI algoritmů není množství kroků omezeno žádným maximem. Různé algoritmy se poté liší svou odolností vůči různým zdrojům chyb. Nejčastěji jsou to vibrace a turbulence, dále nepřesnost v kroku fázového posuvu a nelineární citlivost detektoru na snímanou intenzitu.

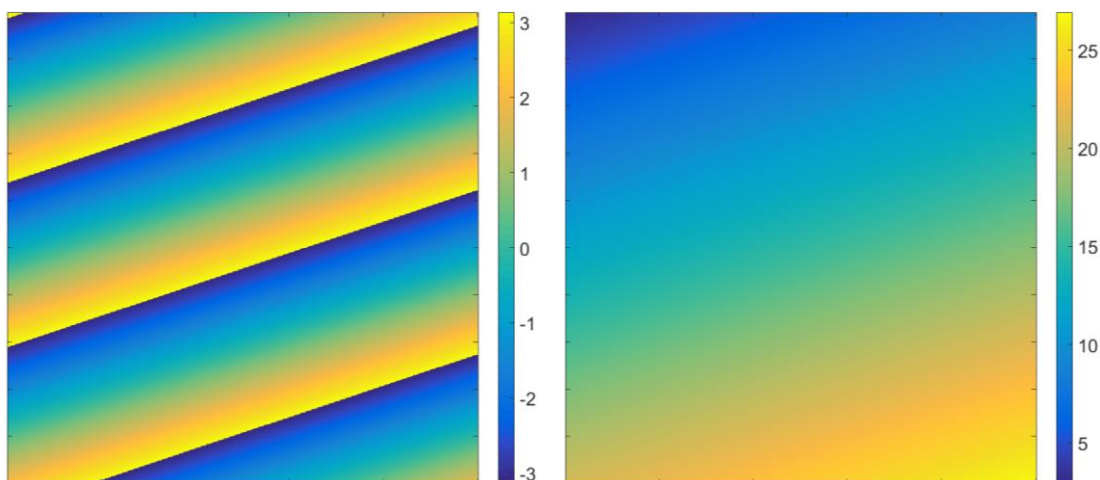


obr. 10 – Interferenční obrazce vzájemně posunuté o hodnotu  $\pi/2$ , pro vyhodnocení pomocí čtyř-krokového PSI algoritmu (viz. níže).

Ze série snímků je vypočtena výsledná fáze jako modulo  $2\pi$ , tzv. zabalená fáze, v každém bodě obrazu jako arkustangens funkce intenzity v odpovídajícím bodě. Modulovanou fázi je na závěr



nutné demodulovat (tzv. rozbalit). Demodulace probíhá principiálně jako postupné porovnávání hodnot sousedících pixelů v obraze. Je-li rozdíl mezi sousedícím pixely větší než  $\pi$ , je ode všech následujících pixelů odečtena hodnota  $2\pi$ , nebo naopak je-li rozdíl menší než  $-\pi$ , je ke všem následujícím přičteno  $2\pi$ . I pro demodulaci fáze existuje celá řada algoritmů, které se liší citlivostí na nežádoucí jevy, jakými jsou např. lokální defekty v obraze.



obr. 11 – Vlevo vyhodnocená fáze jako modulo  $2\pi$ , vpravo demodulovaná fáze.

Volba vhodného algoritmu pro konkrétní aplikaci je závislá na mnoha faktorech, jako je možná velikost kroku a jeho stabilita, šum v obraze, vnější vliv jako vibrace apod., a v neposlední řadě také rychlost a datová náročnost. Pro popsání činnosti algoritmu v tuto chvíli dobře poslouží jeden z nejpoužívanějších - čtyř krokový algoritmus.

Čtyř krokový algoritmus vyžaduje sérii čtyř interferenčních obrazců se vzájemným fázovým posuvem  $\pi/2$ . Funkci fázového posuvu  $\delta(t)$  můžeme v tuto chvíli nahradit diskrétními hodnotami:

$$\delta_i = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2; \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (12)$$

Dosazením do rovnice 8 získáme čtveřici rovnic korespondující s pořizovanými interferenčními obrazci.

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y)], \\ I_2(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) + \pi/2], \\ I_3(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) + \pi], \\ I_4(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) + 3\pi/2]. \end{aligned} \quad (13)$$

Tyto rovnice můžeme přepsat do tvaru:

$$\begin{aligned}
 I_1(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y)], \\
 I_2(x, y) &= I'(x, y) - I''(x, y) \sin [\varphi(x, y)], \\
 I_3(x, y) &= I'(x, y) - I''(x, y) \cos [\varphi(x, y)], \\
 I_4(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \sin [\varphi(x, y)]
 \end{aligned} \tag{14}$$

Nyní již disponujeme čtyřmi rovnicemi a třemi neznámými. Můžeme tedy pro každý bod interferenčního obrazce vypočítat hledanou hodnotu fáze  $\varphi(x, y)$ . Vzájemným dosazením je nejprve odstraněna střední hodnota intenzity představovaná členem  $I'(x, y)$ .

$$\begin{aligned}
 I_4 - I_2 &= 2I''(x, y) \sin [\varphi(x, y)], \\
 I_1 - I_3 &= 2I''(x, y) \cos [\varphi(x, y)]
 \end{aligned} \tag{15}$$

Dáme-li tyto dvě rovnice do poměru, eliminujeme také člen modulace  $I''(x, y)$ . Ve výrazu již poté figurují jen známé intenzity jednotlivých interferenčních obrazců a jedinou neznámou zůstává hledaná fáze  $\varphi(x, y)$ .

$$\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} = \frac{\sin [\varphi(x, y)]}{\cos [\varphi(x, y)]} = \tan [\varphi(x, y)] \tag{16}$$

Výslednou fázi pak učíme jako arkustangens:

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1} \left[ \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right] \tag{17}$$

Fázi poté demodulujeme a přepočteme na hodnotu změny délky optické dráhy (optical path difference OPD), která je přímo vztažena k tvaru měřeného povrchu a její jednotkou jsou metry.

$$OPD(x, y) = \frac{\varphi(x, y)}{k}, \tag{18}$$

kde  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  je vlnové číslo. [24]

### 1.3.3. Rodiny PSI algoritmů

Z výše uvedeného popisu a ukázky algoritmu je zřejmé, že základní snahou je z několika diskrétních bodů na periodickém průběhu získat počáteční fázi celého. Algoritmů tedy existuje obrovské množství. Jednou z významných rodin jsou algoritmy vycházející z metody nejmenších čtverců.

- **Algoritmy generované metodou nejmenších čtverců**

Lineární úlohu nejmenších čtverců je možné sestavit jen v případě, je-li úloha lineární v parametrech, což rovnice 8 není. Je však možná jí transformovat do následující podoby, která je navíc upravena do diskrétní formy.

$$I_i(x, y) = I'(x, y) + I''(x, y) \cos[\varphi(x, y)] \cos[\delta_i] - I''(x, y) \sin[\varphi(x, y)] \sin[\delta_i] \quad (19)$$

V této podobě je již možné sestavení lineární úlohy nejmenších čtverců v maticové podobě.

$$\begin{bmatrix} I'(x, y) \\ I'' \cos[\varphi(x, y)] \\ -I'' \sin[\varphi(x, y)] \end{bmatrix} = \mathbf{A}^{-1}(\delta_i) \mathbf{B}(x, y, \delta_i), \quad (20)$$

kde prvky matic  $\mathbf{A}$  a  $\mathbf{B}$  jsou následující.

$$\mathbf{A}(\delta_i) = \begin{bmatrix} N & \sum \cos(\delta_i) & \sum \sin(\delta_i) \\ \sum \cos(\delta_i) & \sum \cos^2(\delta_i) & \sum \cos(\delta_i) \sin(\delta_i) \\ \sum \sin(\delta_i) & \sum \cos(\delta_i) \sin(\delta_i) & \sum \sin^2(\delta_i) \end{bmatrix}, \quad (21)$$

$$\mathbf{B}(x, y, \delta_i) = \begin{bmatrix} \sum I_i \\ \sum I_i \cos(\delta_i) \\ \sum I_i \sin(\delta_i) \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Všechny sumy sčítají od 1 do N, což je počet kroků algoritmu. Matice  $\mathbf{A}$  je funkcí pouze referenční fáze a vyjadřuje, v jakých a kolika krocích byla modulována. Je-li toto schéma neměnné, což je případ většiny praktických aplikací, může být matice  $\mathbf{A}$  spočtena pouze jednou. Po vypočtení celé úlohy je určena počáteční fáze vlny v každém bodě. Ve výrazu jsou již zkráceny shodné členy  $I''$ .

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1} \frac{-\sin(\varphi(x, y))}{\cos(\varphi(x, y))} \quad (23)$$

Dosažením konkrétních hodnoty posuvů referenční vlny  $\delta_i$  je možné vygenerovat nepřeborné množství N-krokových algoritmů. Například i čtyř-krokový algoritmus uvedený jako ukázkový výše.

Algoritmy postavené na základě metody nejmenších čtverců jsou obecně dobře odolné proti vnějším zdrojům chyb, jako jsou například vibrace. Horší je však odolnost proti nepřesnosti kroku referenční vlny. Důvodem je, že matice  $A$  je většinou určena předem během kalibrace fázového posuvu. Dojde-li poté ke změně kroku fáze, matice již ne zcela přesně popisuje situaci a dochází k přenesení chyby do výsledné vypočtené fáze vlny. Taková chyba má obvykle podobu parazitních proužků o dvojnásobné frekvenci proužků interferenčních. [24]

- **Algoritmy s proměnným krokem (Carré algoritmus)**

Jedním z nejstarších algoritmů potlačující nepřesnost ve fázovém kroku je Carré algoritmus. Jedná se o modifikaci čtyř-krokového algoritmu, není však třeba dodržovat krok fázového posuvu  $\pi/2$ , ale pouze konstantní krok  $2\alpha$ , jehož velikost je posléze určena výpočtem.

$$\delta_i = -3\alpha, -\alpha, \alpha, 3\alpha ; \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (24)$$

Rovnice 13, příslušící jednotlivým snímkům interferenčních obrazců, potom nabývají následujícího tvaru:

$$\begin{aligned} I_1(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) - 3\alpha], \\ I_2(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) - \alpha], \\ I_3(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) + \alpha], \\ I_4(x, y) &= I'(x, y) + I''(x, y) \cos [\varphi(x, y) + 3\alpha] \end{aligned} \quad (25)$$

V případě čtyř-krokového algoritmu se jednalo o řešení čtyř rovnic o třech neznámých, v případě Carré algoritmu však přibyl neznámí fázový posuv  $\alpha$ . Stále se však jedná o řešitelnou soustavu čtyř rovnic o čtyřech neznámých. Fázová změna referenční fáze je vypočtena následovně.

$$\alpha(x, y) = \tan^{-1} \left[ \frac{3(I_2 - I_3) - (I_1 - I_4)}{(I_1 - I_4) + (I_2 - I_3)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (26)$$

Velikost fázového kroku  $2\alpha(x, y)$ , je takto určena v každém bodě obrazu. V předchozích případech bylo vždy uvažováno, že je krok konstantní v rámci celého interferenčního obrazce. V praxi tomu tak však nemusí být. Příčinami může být sbíhavost či rozbíhavost svazku, nebo

v případě vytváření fázové posuvu pomocí změny vlnové délky, výraznější změna optické vzdálenosti v rámci měřicí kavity. Proto je určení fázového kroku v každém bodě velkým benefitem této metody. Poté je již možné určit výslednou fázi.

$$\varphi(x, y) = \tan^{-1} \left\{ [\alpha(x, y)] \frac{(I_1 - I_4) + (I_2 - I_3)}{(I_2 + I_3) - (I_1 + I_4)} \right\} \quad (27)$$

To, že není nutné znát přesnou velikost fázového kroku, ale pouze udržovat jeho konstantnost, je velkou předností Carré algoritmu. Existují ale i další sofistikovanější modifikace tohoto algoritmu umožňující pomocí zpětné korekce potlačit i odchylky mezi jednotlivými kroky. Z těchto důvodů je Carré algoritmus v praxi velmi často využíván. [29]

- **Rodina průměrovacích algoritmů**

Další velmi významnou rodinou jsou průměrovací algoritmy. Průměrovací algoritmy nejčastěji vycházejí z klasických N-krokových algoritmů. Jak bylo řečeno výše, nepřesnost v kroku modulace referenční vlny obvykle vede k chybě v podobě zvlnění s tvarem kopírující interferenční obrazec, ale mající dvojnásobnou frekvenci. Tyto metody využívají toho, že pozice parazitního zvlnění je závislá na počátečním fázovém stavu série interferenčních obrazců. Jsou-li použity dvě sady interferenčních obrazců, kdy druhá je od první posunuta o hodnotu  $\pi/2$ , tedy o čtvrt periody, má vzájemný posuv parazitního zvlnění hodnotu  $\pi$ . Amplitudy parazitního zvlnění jsou tedy opačné a dojde tak k jejich zprůměrování a odečtení.

K modifikaci jsou vhodné především algoritmy, které používají krok  $\pi/2$  (případně jeho celočíselné podíly). Ty umožňují v průměrovací verzi nasnímání pouze jediného snímku navíc oproti verzi základní. Dobře je tento princip ilustrovatelný na výše prezentovaném čtyř-krokovém algoritmu. Jsou nasnímány dvě série interferenčních obrazců se vzájemným posuvem  $\pi/2$ .

$$\delta_0 = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, \quad \delta_{\pi/2} = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi; \quad i = 1, 2, 3, 4 \quad (28)$$

Je ale vidět, že trojice snímků s posuvy  $\pi/2$ ,  $\pi$  a  $3\pi/2$  je v obou sériích shodná a prakticky je pořízen k původní čtveřici jen pátý snímek s posuvem  $2\pi$ . Jestliže jednotlivé fáze vypočteme jako:

$$\varphi_0 = \tan^{-1} \left( \frac{N_0}{D_0} \right) \quad a \quad \varphi_{\pi/2} = \tan^{-1} \left( \frac{N_{\pi/2}}{D_{\pi/2}} \right) \quad (29)$$

pak výslednou průměrovanou fází učíme následovně:

$$\varphi = \tan^{-1} \left( \frac{N_0 + N_{\pi/2}}{D_0 + D_{\pi/2}} \right) \quad (30)$$

Touto modifikací může být vygenerována celá řada algoritmů potlačující lineární chybu kroku řízené fáze referenční vlny. Tímto způsobem upravené algoritmy nazýváme N+1 snímkové. Existují ale i modifikace, takzvané rozšířené průměrování, vedoucí k N+2 či mnohonásobné průměrování vedoucí k N+m snímkovým algoritmům. [30]

- **Algoritmy založená na Fourierově transformaci**

Dalším v poslední době stále častěji využívaným postupem vypočtení fáze vlnoplochy je využití diskrétní Fourierovi transformace (DFT).[32][33] Principem je převedení periodického průběhu intenzity v každém bodě do frekvenční oblasti a získání počáteční fáze z komplexního popisu vlny. V ideálním případě by Fourierův rozvoj obsahoval jediný nenulový prvek popisující vlnu.

$$\mathcal{F} = DFT[\mathbf{I}] = |I_i|e^{j\varphi_i} = |I_i|(\cos(\varphi_i) + j \sin(\varphi_i)) \quad i = 1 \dots N \quad (31)$$

V případě nenulovosti jediného prvku by byl výpočet přímočarý a fáze  $\varphi$  by byla určena jako arkustangens imaginární a reálné složky komplexního popisu vlny. Protože frekvenční vrchol má obvykle šířku větší než jedna, je třeba fáze těchto nenulových prvků průměrovat. To může být provedeno sumací prvků v čitateli a jmenovateli, stejně jako je to v případě průměrovacích algoritmů popsaných výše.

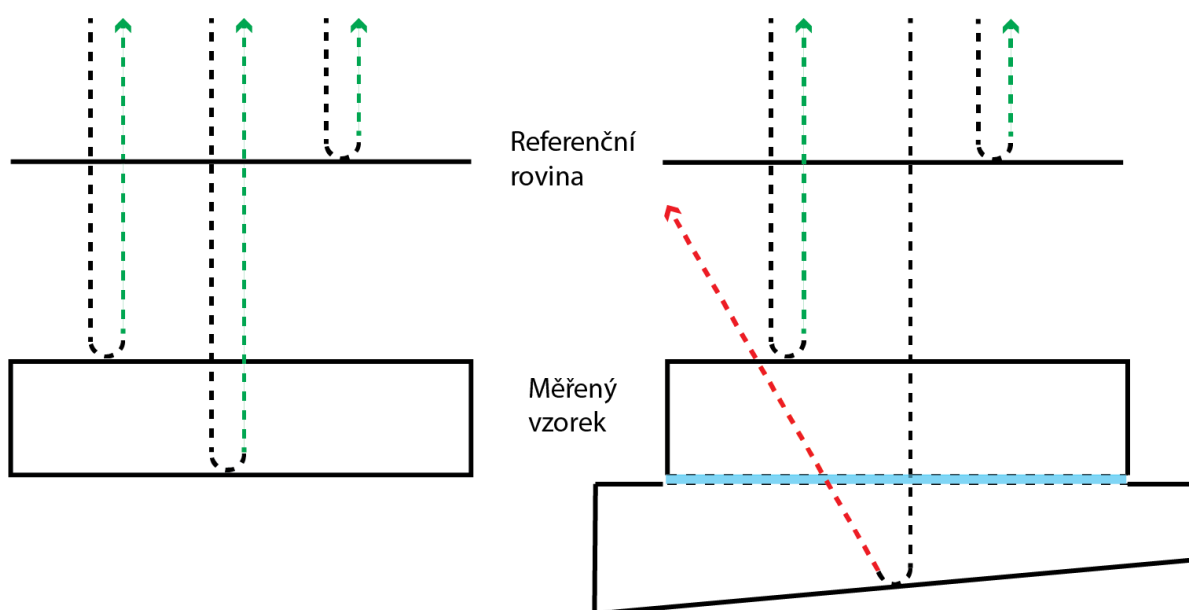
$$\varphi = \tan^{-1} \frac{-\sum_{i=1}^N \text{imag}(\mathcal{F}_i)}{\sum_{i=1}^N \text{real}(\mathcal{F}_i)} = \tan^{-1} \frac{-\sum_{i=1}^N I_i \sin(\varphi_i)}{\sum_{i=1}^N I_i \cos(\varphi_i)} \quad (32)$$

V uvedeném výrazu 32 je sumace provedena přes všechny prvky Fourierova rozvoje. Ten však může obsahovat i prvky pocházející z parazitních interferenčních obrazců. Součtem je ale i fáze těchto prvků započtena do výsledku, a tím například i do měřené topografie. Proto je žádoucí provedení filtrace frekvenčního spektra pomocí úzké okénkové funkce, kterou jsou zvoleny pouze žádané prvky. Tím je potlačen nežádoucí vliv parazitních interferenčních obrazců, ale pouze těch, které se s krokem referenční fáze vyvíjí odlišnou rychlostí než interferenční obrazec nesoucí žádanou veličinu.

Metody výpočtu fáze založené na diskrétní Fourierově transformaci jsou velmi silným nástrojem. Mají ale také přidané nároky na měřená data. Důležitý je požadavek delší série snímků, kterých je obvykle zaznamenáno alespoň několika desítek. To přináší vyšší nároky na datové úložiště, ale také benefit dlouhého průměrovacího intervalu. Aby bylo frekvenční spektrum vypočteno korektně, je třeba zaručit konstantní krok referenční fáze. Přesto, že jeho velikost nemusí být známa, tak samotný požadavek na konstantnost v počtu několika desítek opakování přináší zvýšené technické nároky. Je-li však fázový posuv vytvářen pomocí změny vlnové délky laseru (1.3.1), je možné online měření velikosti fázového posuvu. To je prováděno synchronním snímáním interferenčních obrazců a měřením vlnové délky světla. Z výrazu 10 je poté určena fáze pro každý snímek. S touto znalostí je možné nelinearitu kroku kompenzovat a určit tak korektně frekvenční spektrum. V následné práci je primárně užíván právě tento algoritmus.

## 2. Měření více povrchů pomocí interferometrie s řízenou změnou fáze

Časté využití planparalelních optických elementů jako například fázových destiček v optických aplikacích vede k nutnosti věnovat pozornost metrologii více povrchů. Jejich měření přináší mnohé obtíže způsobené tím, že nedochází k odrazu pouze od měřené plochy, ale také od druhé strany vzorku. Vzhledem k paralelitě obou ploch dochází k interferenci třech odražených vln (obr. 14), a tedy k zformování trojice překrývajících se interferenčních obrazců najednou. Velmi komplexní interferenční obrazec, vzniklý překrytím několika elementárních obrazců, je téměř nemožné vyhodnotit standardními postupy prezentovanými v kapitole 1. Nejpoužívanější cestou, jak docílit toho aby bylo možné vyhodnotit informaci o tvaru měřené plochy, je potlačení nežádoucího odrazu. K tomu jsou nejčastěji využívány imerzní kapaliny, které mají index lomu obdobný jako měřený element. [34] Jejich pomocí je možné rozhraní mezi prostředími, od kterého pochází nežádoucí odraz, odstranit či přesunout. Obvykle je toho docíleno pomocí klínovitého elementu (obr. 12), či elementu s matnou zadní stranou.

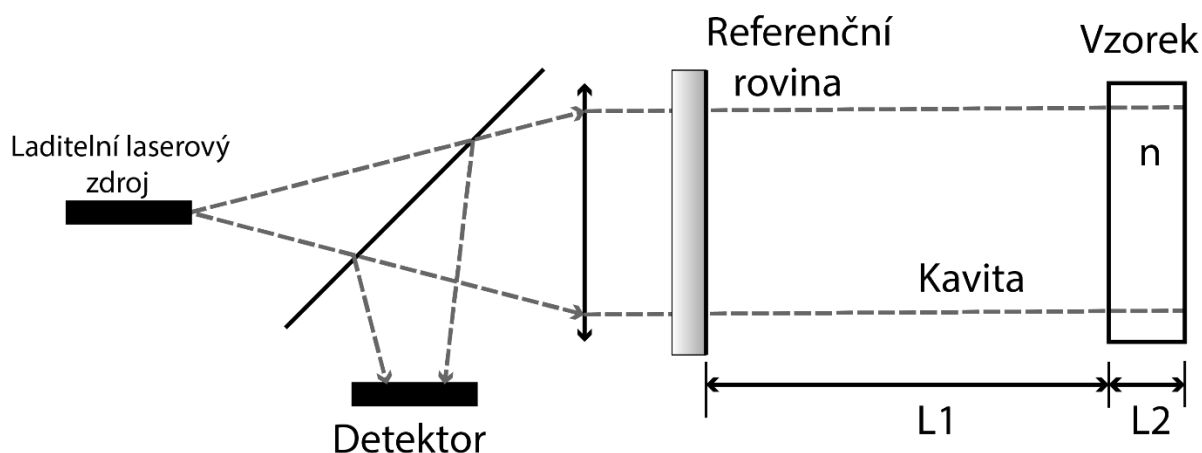


obr. 12 – Odstranění nežádoucí reflexe pomocí imerzní kapaliny a klínového elementu.

Práce s imerzní kapalinou je však časově náročná. Po každém měření je nutné pracně čištění vzorku i podkladu. Dalším nepříjemným faktorem je toxicita těchto látek, především těch s vysokým indexem lomu. I samotný proces správného použití imerzní kapaliny přináší problémy. Především není snadné položení vzorku na tenkou vrstvu kapaliny takovým způsobem, aby nedošlo k vytvoření bublinek. Celý proces tak klade vysoké nároky na schopnosti operátora. Vývoj metod, které umožní měření planparalelních optických elementů bez nutnosti použití imerzních kapalin, je tedy velmi žádoucí.

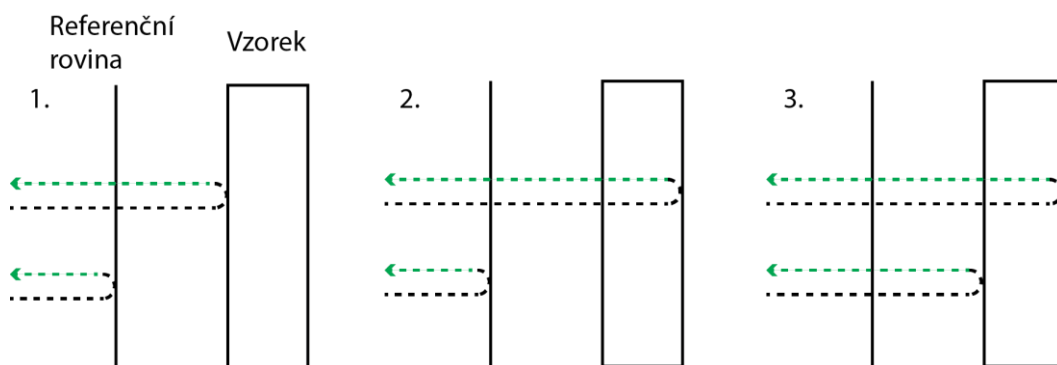


Jednou z metod umožňující měření více povrchů najednou je Fourier transform phase-shifting interferometry (FTPSI), jak zní její mezinárodně užívaný název. Má základ v klasické phase-shifting interferometrii, ale fázový posuv mezi referenční a objektovou vlnou je vytvářen výhradně laděním frekvence (vlnové délky) zdroje záření. Jak je popsáno v kapitole 1.3.1, výsledný fázový posuv je závislý na aktuální vlnové délce, na velikosti změny vlnové délky, ale také na optické vzdálenosti referenčního a měřeného povrchu, neboli na délce měřicí kavity.



obr. 13 - Fizeau interferometr jednou referenční rovinou a měřeným vzorkem.

Na obrázku výše je zobrazen jednoduchý Fizeau interferometr, kde je ve vzdálenosti  $L1$  od referenční roviny jako měřený objekt umístěn planparalelní vzorek s indexem lomu  $n$  a tloušťkou  $L2$ . Uvažujme, že interferometr je umístěn v prostředí s indexem lomu 1. Při správném seřizení se zobrazuje na detektoru trojice překrývajících se interferenčních obrazců. Ty vznikají vzájemnou interferencí trojice odražených vln od referenční roviny, přední stěny vzorku a zadní stěny vzorku, jak je ilustrováno na obrázku 14.



obr. 14- Kombinace dvojic prvního řádu interferujících vln.

Počet interferenční obrazců vzniklých odrazem prvního řádu je dán vztahem:

$$\text{počet interferogramů} = N(N - 1)/2, \quad (33)$$

kde  $N$  je počet povrchů v měřící kavitě.

V měřící kavitě dochází také k násobným odrazům, v našem případě budeme uvažovat, že všechny povrchy v měřící kavitě jsou pouze leštěné, bez další povrchové úpravy (náparu). Odráží tedy přibližně 4% intenzity svazku. Po dvojitém odrazu je intenzita světla pouze  $0,04^2 = 0,0016$  původní intenzity a je tak 25x slabší než odrazy prvního řádu. Dvakrát odražený svazek se však uspořádáním šíří směrem od kamery, musí tedy dojít k dalšímu odrazu a tedy i další ztrátě intenzity. Výsledná intenzita takto odraženého svazku je  $0,04 \cdot 0,0016 = 6,4 \cdot 10^{-6}$ . Násobně odražený svazek šířící se směrem ke kameře je tedy minimálně 625x slabší než odraz prvního řádu a proto může být zanedbán.

Přeladíme-li v tomto uspořádání vlnovou délku laserového zdroje z hodnoty  $\lambda_1$  na  $\lambda_2$ , docílíme dle rovnice 11 fázového posuvu:

$$\delta_i = 2\pi \cdot OPL_i \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right); \quad i = 1, 2, 3, \quad (34)$$

kde optická vzdálenost  $OPL$  je pro jednotlivé případy dle obrázků 13 a 14:

$$\begin{aligned} OPL_1 &= 2 \cdot L1 \\ OPL_2 &= 2 \cdot L1 + 2 \cdot n \cdot L2 \\ OPL_3 &= 2 \cdot n \cdot L2 \end{aligned} \quad (35)$$

Vzniklý fázový posuv  $\delta_i$  je pro všechny tři případy odlišný díky rozdílné optické vzdálenosti  $OPL$  jednotlivých povrchů.

Z toho pro nás plyne zásadní fakt. Dle rovnice 10 dochází při lineárním změně frekvence zdroje záření k lineární změně fázového posuvu  $\delta_i$ . Při pohledu na interferenční obrazec pak můžeme pozorovat pohyb interferenčních maxim konstantní rychlostí. Ale díky závislosti fázového posuvu na optické vzdálenosti  $OPL$  bude rychlost pohybu proužků pro každý z výše zmíněných případů odlišná.

Při pozorování jednoho bodu v interferenčním obrazci budeme při ladění v čase pozorovat změnu intenzity se sinusovým průběhem o frekvenci:

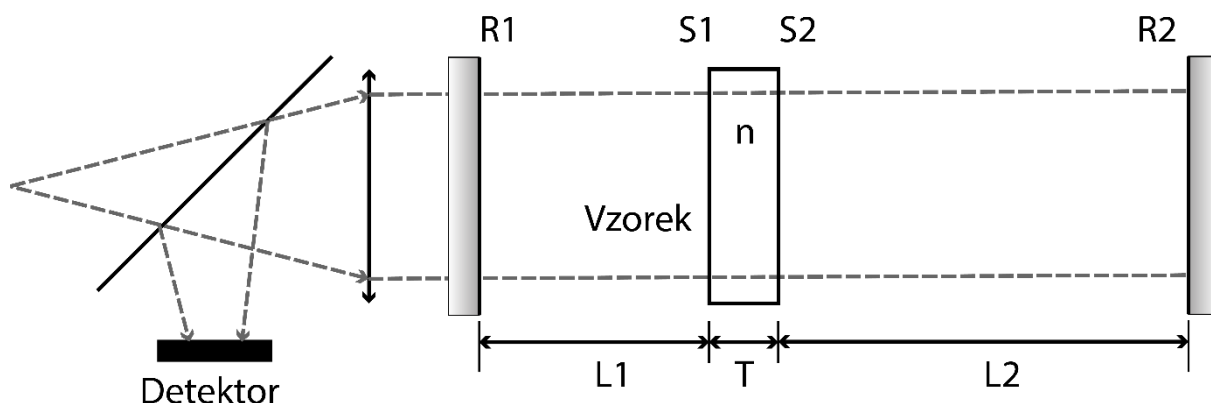
$$f = \frac{OPL}{c} \frac{dv}{dt}. \quad (36)$$

Pozorujeme-li trojici vzájemně se překrývajících interferenčních obrazců, je i intenzita v každém bodě jejich součtem. A v případě, kde optické vzdálenosti jednotlivých povrchů jsou jedinečné, je průběh intenzity v každém bodě interferenčního obrazce při ladění frekvence zdroje součtem jednotlivých časových průběhů o unikátních frekvencích daných vztahem 36.

Převedením tohoto signálu pomocí Fourierovy transformace do frekvenční oblasti získáme frekvenční píky odpovídající rychlostem posuvu interferenčních proužků příslušící rozměrům jednotlivých kavit. Následnou filtrací jsme schopni signály, které se na detektoru překrývají, oddělit, a tím získat jednotlivé interferenční obrazce. [35],[36],[37]

## 2.1. Rozbor principu činnosti měřícího uspořádání

Měřící uspořádání zobrazené na obrázku výše (obr. 13) neumožňuje získat tvarovou informaci o zadní stěně vzorku, protože odraz od zadní stěny vzorku je ovlivněn průchodem skrze neznámou tloušťku a rozložení indexu lomu uvnitř vzorku. Tento problém je však možné vyřešit přidáním další referenční roviny za vzorek, čímž je vytvořeno uspořádání se čtyřmi povrchy v měřící kavitě.



obr. 15 – Fizeau interferometr se dvěma referenčními rovinami a měřeným vzorkem.

Dle výrazu 33 se v tomto uspořádání formuje šest interferenčních obrazců z odrazů prvního řádu. V této situaci je však již složitější zajistit, aby všech šest optických vzdáleností OPL bylo odlišných. Tloušťka vzorku  $T$  a jeho index lomu  $n$  jsou dané veličiny, unikátnost optických vzdáleností tedy musíme zajistit vhodnou volbou  $L1$  a  $L2$ . Jako ideální se ukazují násobky tří optické tloušťky vzorku  $OPL_v = nT$ .

$$\begin{aligned} L1 &= h \cdot 3 \cdot nT \\ L2 &= h \cdot 9 \cdot nT \end{aligned} \quad (37)$$

kde  $h$  je kladné celé číslo. Konstantu  $h$  se však snažíme udržet na co nejnižší hodnotě, nejlépe na hodnotě 1. Pouze v případě, kdy je vzorek tak tenký, že by výsledná vzdálenost mezi referenčními rovinami znemožňovala jeho přesné umístění, volíme hodnotu  $h$  větší než 1.

Přesáhne-li optická tloušťka vzorku určitou hranici, může nastat problém s umístěním měřicího uspořádání, protože celková délka může dosáhnout i několika metrů. To přináší také další problémy, především vyšší citlivost uspořádání na nežádoucí jevy, jako jsou vibrace či proudění vzduchu. V těchto případech je možné umístit referenční roviny do třetiny, respektive devítiny optické tloušťky vzorku.

$$\begin{aligned} L1 &= \frac{nT}{3} \\ L2 &= \frac{nT}{9} \end{aligned} \tag{38}$$

V tomto případě by již konstanta  $h$  neměla praktický význam.

Tímto způsobem zaručíme unikátnost optických vzdáleností jednotlivých povrchů v měřicí kavitě, a tím i unikátnost šestice frekvencí při následné frekvenční analýze. Jednotlivé optické vzdálenosti nabývají následujících hodnot:

$$\begin{aligned} OPL_{S1,S2} &= nT \\ OPL_{R1,S1} &= L1 \\ OPL_{R1,S2} &= L1 + nT \\ OPL_{S2,R2} &= L2 \\ OPL_{S1,R2} &= nT + L2 \\ OPL_{R1,R2} &= L1 + nT + L2 \end{aligned} \tag{39}$$

Dle obrázku 15 jsou jednotlivé optické vzdálenosti seřazeny od nejkratší po nejdelší. Podle výrazu 36 bude nejnižší frekvence  $f_{\min}$  výsledkem interference v nejkratší kavitě, tedy  $OPL_{S1,S2}$ , a nejvyšší frekvence  $f_{\max}$  naopak připadá ke kavitě nejdelší  $OPL_{R1,R2}$ .

Hodnoty  $f_{\min}$  a  $f_{\max}$  jsou zcela zásadní při realizaci měřicího uspořádání. Protože kamera, která zaznamenává sérii snímků v průběhu ladění frekvence laseru má danou limitní rychlost

snímání, je třeba dbát na dodržení vzorkovacího teorému  $f_c > 2f_{\max}$ , kde  $f_c$  je snímkovací frekvence kamery.

Hodnota  $f_{\min}$  nám naopak udává limit minimálního rozsahu přeladění laseru, a tím i délky záznamu, aby byla zaznamenána minimálně jedna celá perioda signálu o této frekvenci.

Protože hodnoty optických drah jsou pevně dány optimalizací pro zaručení jejich unikátnosti, musíme hodnoty frekvencí ovlivnit rychlostí přeladování laseru.

Je-li například maximální snímkovací frekvence kamery 60 snímků za sekundu, musíme nejprve zvolit takovou rychlost ladění laseru, aby  $f_{\max}$  bylo maximálně 30 Hz. Tím od sebe budou jednotlivé snímky fázově posunuty o  $\pi$ , což však znemožňuje využití většiny PSI vyhodnocovacích algoritmů. Aby byl krok mezi snímky často vyžívaných  $\pi/2$ , je nutné snížit  $f_{\max}$  na čtvrtinu snímkovací frekvence, v tomto případě tedy na 15 Hz.

$$fps > 4f_{\max} \quad (40)$$

Rovnice 10 může být upravena pro vyjádření krokové změny fáze do podoby:

$$\delta = \frac{4\pi \cdot n}{c} \cdot L \cdot \Delta\nu \quad (41)$$

Úpravou rovnice je zjištěna požadovaná změna frekvence zdroje záření potřebná k vyvolání požadovaného fázového posuvu  $\delta$  pro příslušnou optickou vzdálenost.

$$\Delta\nu = \frac{c \cdot \delta}{2\pi \cdot OPL} \quad (42)$$

Dosazením za  $\delta$  minimální požadovaný fázový krok mezi snímky  $\pi/2$  a za  $OPL$  nejdelší optickou vzdálenost v kavitě, což je v tomto případě  $OPL_{R1,R2}$  (viz rovnice 39), je vypočtena maximální velikost kroku frekvenční změny zdroje záření  $\Delta\nu_{krok}$  mezi snímky. Rychlost, s jakou může být zdroj záření laděn, už v tuto chvíli závisí pouze na snímací frekvenci kamery  $fps$ .

$$\Delta\nu_{sec} = fps \cdot \Delta\nu_{krok} \quad (43)$$

Pro výše uvedený příklad, kdy kamera snímá rychlostí 60 snímků za sekundu, může být měněna frekvence zdroje rychlostí maximálně  $60 \cdot \Delta\nu_{krok}$  za sekundu.

Dále je třeba zajistit dostatečnou délku přeladění  $\Delta\nu_{celk}$ . Ta je získána přímo dosazením do rovnice 42. A to dosazením za  $\delta$  hodnoty  $2\pi$ , což je rozsah nutný pro získání jedné celé periody, a nejkratší optické dráhy za  $OPL$ , v tomto případě  $OPL_{S1,S2}$  (viz rovnice 39). V praxi je však vyžadováno větší přeladění, protože získání pouze jediné periody značně znesnadňuje následnou frekvenční filtraci. Osvědčilo se získání alespoň čtyř period.

Parametry  $\Delta\nu_{sec}$  a  $\Delta\nu_{celk}$  umožňují správné nastavení rozsahu a rychlosti ladění zdroje světla, ale v moderních laditelných laserech obvykle ovládací software pracuje s hodnotami vlnové délky, nikoliv s frekvencí, a proto je vhodné vyjádřit ekvivalentní hodnoty právě pomocí vlnové délky. Upravením rovnici 11 získáme krokovou změnu  $\Delta\lambda$ :

$$\Delta\lambda = \left( \frac{1}{\lambda_p} - \frac{\delta}{2\pi \cdot OPL} \right)^{-1} - \lambda_p. \quad (44)$$

Výraz vyjadřuje, že fázového posuvu  $\delta$  pro kavitu optické délky  $OPL$  je dosaženo změnou počáteční vlnové délky  $\lambda_p$  o  $\Delta\lambda$ . Pro získání celkového rozsahu přeladění je tento výraz velmi užitečný. Pro získání kroku mezi snímky v podstatě využitelný není, protože krok vlnové délky není konstantní díky nelineární závislosti změny vlnové délky a fázového posuvu. Je-li však celkové přeladění v rámci několika desetin nanometru, je možné rovnici 44 využít i k odhadu rychlosti ladění zdroje záření, protože krok vlnové délky je v tomto měřítku téměř konstantní. Odhad je také zpravidla dostatečně přesný proto, že rychlost ladění je vhodné zvolit spíše o něco nižší než je maximum. [35],[36],[37]

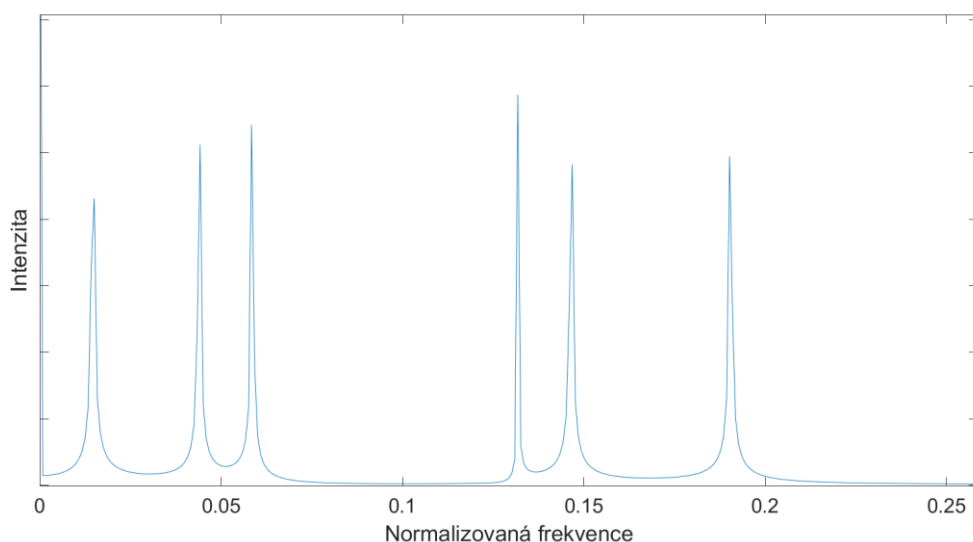
## 2.2. Oddělení interferenčních obrazců

Při dodržení pravidel uvedených v kapitole 2.1, frekvenční spektrum kavit prvního řádu pro uspořádání zobrazené na obrázku 15 a navržené podle výrazů 37 při použití konstanty  $h=1$  zobrazuje graf níže. Spektrum je normalizováno na počet snímků. Jednotlivé frekvenční vrcholy přísluší různým optickým vzdálenostem povrchů, a to postupně zleva od nejkratší  $OPL_{S1,S2}$  přes  $OPL_{R1,S1}$ ,  $OPL_{R1,S2}$ ,  $OPL_{S2,R2}$ ,  $OPL_{S1,R2}$  až po nejdelší  $OPL_{R1,R2}$ . V tomto pořadí je také budeme značit  $OPL_j$ , kde  $j$  nabývá hodnot 1 až 6.

Frekvenční spektrum zobrazené na obrázku 16 je získáno převedením průběhu intenzitního signálu z jednoho pixelu do frekvenční oblasti. Žádná optická dráha však není konstantní přes celou měřenou plochu, protože je ovlivněna tvarem a náklonem jednotlivých komponent.

Z tohoto důvodu není konstantní ani frekvence. Aby bylo možné pozorovat interferenční obrazec a maxima a minima nebyla příliš blízko u sebe, musí být tyto odchylky maximálně v několika málo desítkách mikrometrů (pro viditelnou oblast spektra). Vzhledem k tomu, že i nejkratší optická dráha je obvykle dlouhá více než jeden centimetr, způsobují tyto odchylky ve většině případů zanedbatelné změny frekvence v rámci měřené oblasti. Frekvenci v rámci jedné kavity můžeme tedy považovat za konstantní. Můžeme také napsat, že  $OPL$  představuje průměrnou délku  $OPL_j = \overline{OPL_j(x, y)}$ .

Z toho plyne, že např. filtry pro každý frekvenční pík může být navržen pouze podle spektra získaného z jediného pixelu, a není nutné je pro ostatní upravovat. [35], [36]



obr. 16 – Normalizované frekvenční spektrum průběhu signálu v libovolném bodě interferenčního obrazce pro uspořádání na obrázku 15.

### 2.2.1. Oddělení pomocí frekvenční filtrace

Nejjednodušším způsobem filtrace z pohledu implementace je návrh filtračního vektoru o délce odpovídající počtu zaznamenaných snímků a následné prvkové vynásobení filtračního vektoru s frekvenčním obrazem průběhu signálu každého pixelu. Nejprve tedy získáme frekvenční obraz průběhu intenzitního signálu na pozici  $x, y$  za pomoci Diskrétní Fourierovy Transformace.

$$\mathcal{F}(x, y) = DFT[\mathbf{I}(x, y)] \quad (45)$$

Následně vytvoříme vektor filtru. Jedná se o vektor nulových hodnot o stejné délce jako má frekvenční obraz  $\mathcal{F}(x, y)$ . Pouze na pozici zvoleného frekvenčního peaku, který chceme

propustit, je umístěno okénko, vektor zde tedy nabývá kladných hodnot. Navrženým filtrem prvkově vynásobíme frekvenční obraz signálu každého bodu (pixelu) obrazu.

$$\mathcal{F}_{i,j}(x, y) = \mathcal{F}_i(x, y) \cdot \text{filt}_{i,j}; \quad i = 1, \dots, N; \quad j = 1, \dots, M, \quad (46)$$

kde  $i$  je  $i$ -tá hodnota vektoru a  $N$  jeho celková délka obvykle odpovídající počtu snímků. Index  $j$  označuje zvolený frekvenční peak. Hodnota  $M$  je pro uspořádání na obrázku 15 pro kavity prvního řádu rovna šesti. Filtrací jsme takto získali  $M$  frekvenčních obrazů pro každý bod  $x, y$ .

Pomocí inverzní Fourierovi transformace převedeme frekvenční obrazy zpět na průběhy intenzity.

$$I_j(x, y) = \mathbf{Re}\{IDFT[\mathcal{F}_j(x, y)]\} \quad j = 1, \dots, M, \quad (47)$$

kde  $j$  opět označuje frekvenční vrchol a příslušnou kavitu.

$I_j(x, y)$  představuje sérii interferenčních obrazců pro každou z  $M$  kavit odděleně. Konkrétně vztaheno k uspořádání na obrázku 15, je oddělena šestice překrývajících se interferenčních obrazců z kavit tvořenými dvěma referenčními rovinami R1 a R2 a povrchy měřeného vzorku S1 a S2.

Vyhodnocením série interferenčních obrazců pomocí vhodného PSI algoritmu (kapitola 1.3.2) získáme  $M$  (v tomto případě  $M=6$ ) fázových polí:

$$\varphi_j(x, y) = k \cdot OPD_j(x, y) \quad j = 1, \dots, M \quad (48)$$

[38], [39]

### 2.2.2. Oddělení metodou nejmenších čtverců

Jak již bylo řečeno výše, průběh signálu intenzity z každého bodu interferenčního obrazce je součtem  $M$ , respektive šesti signálů sinusového průběhu o různých frekvencích. Frekvence každého signálu je známá (obr. 16), neznámá je však jeho amplituda a fáze. Ty můžeme získat proložením naměřeného signálu za pomoci vhodné optimalizační úlohy funkcí:

$$I(x) = I' + \sum_{j=1}^M I''_j \cdot \cos(2\pi \cdot f_j \cdot x + \varphi_j), \quad (49)$$

kde neznámými parametry jsou amplituda  $I''_j$  a fáze  $\varphi_j$   $j$ -té frekvence kavity  $f_j$  a střední hodnota celkového signálu  $I'$ . Pro  $M$  signálů je dáno  $2 \cdot M + 1$  neznámých parametrů,



v konkrétním případě se jedná o třináct neznámých. Vyřešením této úlohy pro každý pixel je vypočteno těchto třináct parametrů pro každý bod na detektoru. Parametry intenzit nejsou v tomto případě zajímavé, ale bylo získáno přímo fázová pole  $\varphi_j(x, y)$  pro každou kavitu. Rovnice 49 je nelineární v parametrech, proto je nutné použít nelineární metodu nejmenších čtverců. Rovnici je však možné upravit do následujícího tvaru,

$$I(x) = I' + \sum_{j=1}^M \left[ I''_j \cos(2\pi \cdot f_j \cdot x) \cos(\varphi_j) - I''_j \sin(2\pi \cdot f_j \cdot x) \sin(\varphi_j) \right], \quad (50)$$

kde neznámé k řešení jsou  $I''_j \cos(\varphi_j)$ ,  $I''_j \sin(\varphi_j)$  a stejně jako v předchozím případě  $I'$ . Rovnice 50 je však lineární v parametrech, a proto pro ni může být sestavena klasická úloha nejmenších čtverců. Výpočtem však nejsou získány příslušné fáze, ale hodnoty jejich sinu a kosinu vynásobené amplitudou. Ale právě díky tomu, že je známa hodnota sinu i kosinu, mohou být snadno získány i hodnoty fází.

$$\varphi_j = \tan^{-1} \left( \frac{I''_j \sin(\varphi_j)}{I''_j \cos(\varphi_j)} \right) \quad (51)$$

Výpočtem v každém bodě jsou opět určena fázová pole pro každou kavitu  $\varphi_j(x, y)$ . [36]

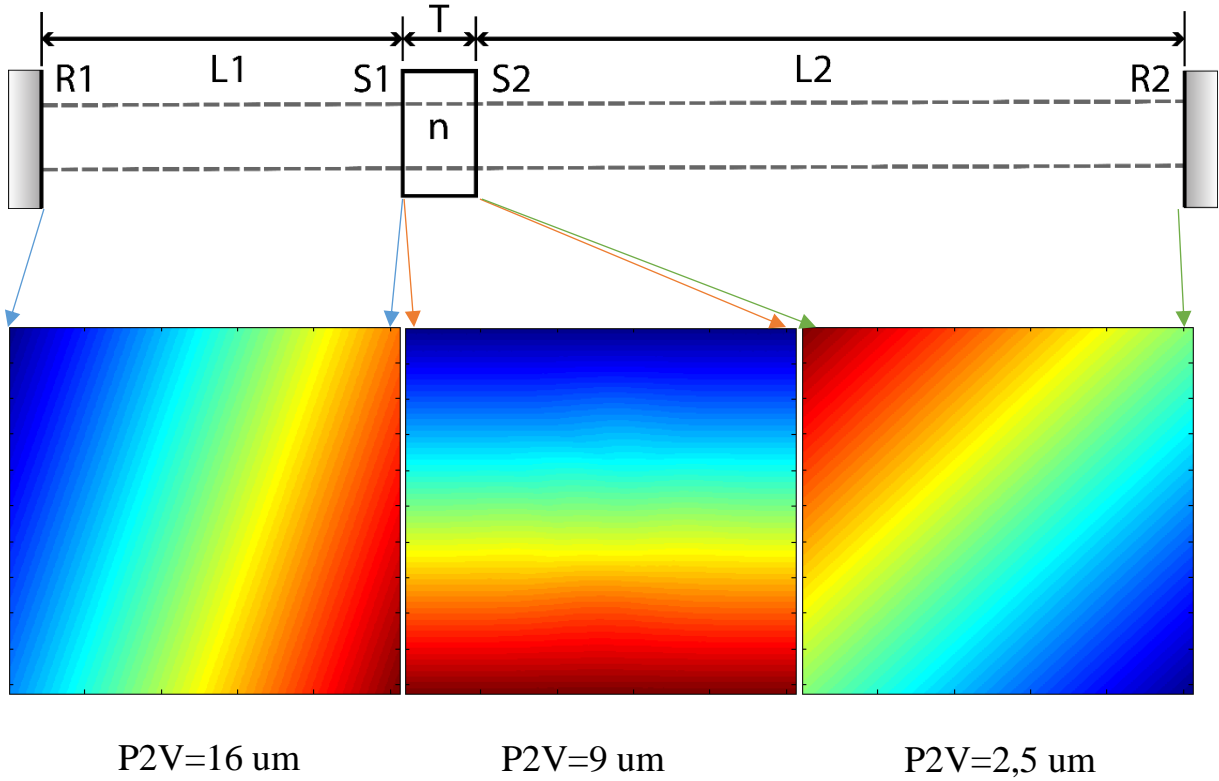
### 2.3. Homogenita indexu lomu

Získáním oddělených fázových map pro jednotlivé kavity, ať už bylo oddělení provedeno kteroukoliv z výše zmíněných metod, umožňuje komplexní popis vlastností měřeného vzorku. Protože je měření provedeno najednou bez manipulace se vzorkem, nemění se nejen tvar komponent, ale ani jejich vzájemná pozice. Tím je umožněno ze získaných fázových polí oddělit i vliv homogenity indexu lomu, a to hned několika způsoby.

Asi nejpřímochařejší způsob získání homogenity indexu lomu je z interference přední a zadní stěny vzorku, ve které je obsažena informace o tvaru a vzájemné poloze ploch vzorku a také právě o rozložení nehomogenity indexu lomu. Dále je třeba získat tvary a vzájemnou polohu stěn vzorku bez vlivu jeho vnitřního prostředí a také průměrnou hodnotu indexu lomu. K tomu je třeba získat tři fázové informace zobrazená na obrázku 17.

Pro vyhodnocení je třeba znát ještě jedno fázové pole a tím je fázové pole odpovídající prázdné kavitě. Jedná se o kalibrační měření bez vzorku, které je provedeno buď bezprostředně před, nebo po měření vzorku. Výsledek tohoto měření říká, jaká je vzájemná poloha referenčních rovin. Bez tohoto měření by obě roviny musely být velmi vysoké kvality a jejich vzájemná

pozice (naklonění) by musela být extrémně přesně seřízena a stálá v čase. Díky kalibračnímu měření prázdné kavity tak postačuje, když pouze jedna z rovin obvykle R1, dosahuje vysoké kvality, protože druhá je referencována vzhledem k ní. Výslednou fázi tohoto měření budeme značit jako  $\varphi_{EC}(x, y)$ . Pro účely simulace byla fáze prázdné kavity zvolena jako nulová.



obr. 17 – Trojice tvarů potřebná k vyhodnocení homogenity indexu lomu

Fáze  $\varphi_{S1,S2}$  je výslednou fází interference mezi odrazy od přední a zadní stěny vzorku. Popisuje změnu optické tloušťky vzorku způsobenou tvary a vzájemnou polohou jeho stěn, vynásobenou indexem lomu  $n$ , který však nemusí být homogenní v rámci celého vzorku. Jelikož jsou známy tvary i vzájemná poloha stěn vzorku neovlivněné vnitřním prostředím vzorku z fází  $\varphi_{R1,S1}$  a  $\varphi_{S2,R2}$  a průměrný index lomu  $\bar{n}$  může být získán standardním měřením pomocí goniometru, může být určena nehomogenita  $\Delta n$ , respektive odchýlení indexu lomu vzorku od hodnoty  $\bar{n}$ .

$$\Delta n_1 = \frac{\varphi_{S1,S2} - \bar{n} \cdot (\varphi_{EC} - \varphi_{S2,R2} - \varphi_{R1,S1})}{2k \cdot \bar{T}}, \quad (52)$$

kde  $\bar{T}$  je průměrná tloušťka vzorku. [35], [36]

Nehomogenitou indexu lomu však není ovlivněna jen fáze  $\varphi_{S1,S2}$ . Tato informace je obsažena v každé fázové mapě vzniklé interferencí dvou vln, kdy jedna z nich vzorkem procházela a druhá nikoliv. Konkrétně se jedná o již zmiňovanou  $\varphi_{S1,S2}$ , dále o  $\varphi_{R1,R2}$ , což je standardní

měření na průchod, a nakonec o  $\varphi_{R1,S2}$  a  $\varphi_{S1,R2}$ . Máme tedy ještě další tři možnosti získání hodnoty  $\Delta n$ . [40]

Z měření na průchod  $\varphi_{R1,R2}$  oddělíme nehomogenitu indexu lomu následujícím způsobem:

$$\Delta n_2 = \frac{\varphi_{R1,R2} - \bar{n} \cdot (\varphi_{EC} - \varphi_{S2,R2} - \varphi_{R1,S1}) + (\varphi_{EC} - \varphi_{S2,R2} - \varphi_{R1,S1})}{2k \cdot \bar{T}}, \quad (53)$$

z fáze  $\varphi_{R1,S2}$ :

$$\Delta n_3 = \frac{\varphi_{R1,S2} - \bar{n} \cdot (\varphi_{EC} - \varphi_{S2,R2}) + (\bar{n} \cdot \varphi_{R1,S1} - \varphi_{R1,S1})}{2k \cdot \bar{T}}, \quad (54)$$

z fáze  $\varphi_{S1,R2}$ :

$$\Delta n_4 = \frac{\varphi_{S1,R2} - \varphi_{EC} + \bar{n} \cdot \varphi_{R1,S1} - \bar{n} \cdot (\varphi_{EC} - \varphi_{S2,R2}) + (\varphi_{EC} - \varphi_{S2,R2})}{2k \cdot \bar{T}}. \quad (55)$$

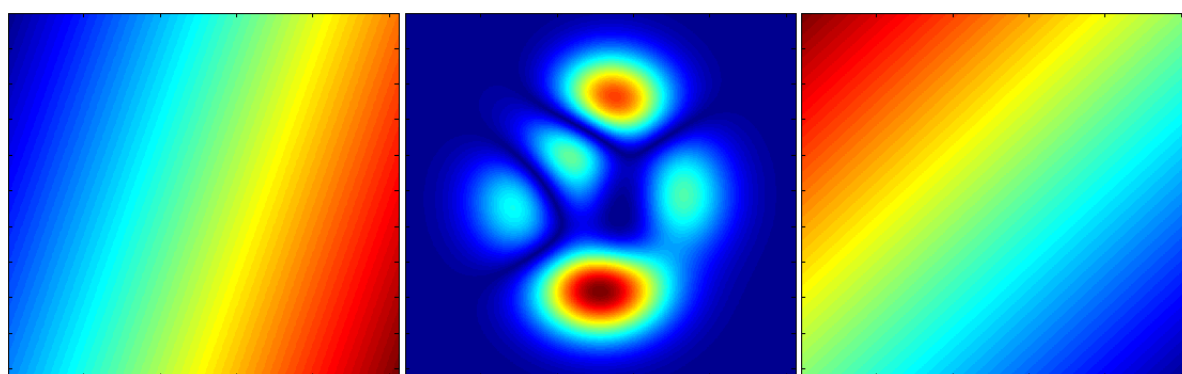
Všechny čtyři výše uvedené rovnice pro výpočet nehomogenity indexu lomu vedou ke stejnému výsledku, můžeme tedy psát  $\Delta n_1 = \Delta n_2 = \Delta n_3 = \Delta n_4$ . V ideálním případě tato rovnost opravdu platí, v praxi je však každý z výsledků zatížen jinými parazitními jevy díky výpočtu z jiných interferenčních obrazců. To otevírá možnost dalšího zpracování výsledků za účelem potlačení nežádoucích efektů.

### 3. Matematické modelování měřícího uspořádání

Vzhledem ke složitosti experimentálního uspořádání a velkému množství parametrů, které je třeba pro úspěšné uskutečnění měření nastavit, byla provedena řada virtuálních experimentů. Na jejich základě byl vystavěn simulační software umožňující otestování všech potřebných parametrů před samotným sestavením měřícího uspořádání. To se ukázalo jako vysoce účelné, především v případě optimalizace parametrů ladění laserové diody a snímací frekvence kamery, jejichž optimalizace v reálném uspořádání je extrémně zdoluhavá. Dále je velmi praktická možnost kontroly frekvenčního spektra, díky které je možná úprava parametrů s ohledem na dostatečnou separaci frekvenčních vrcholů (obr. 16).

Například takto bylo ověřeno tvrzení z kapitoly 2.2, že tvar či vzájemný náklon jednotlivých elementů má ve většině praktických případů zanedbatelný vliv na frekvenční spektrum, a proto může být považováno za konstantní v celé měřené ploše. Další využití nalézá vytvořený simulační software v optimalizaci filtračních algoritmů (kapitola 2.2.1) či úloh pro prokládání signálu součtem sinusových funkcí (kapitola 2.2.2).

Pomocí simulačního softwaru byly ověřeny nežádoucí vlivy procesu vyhodnocení. Simulován byl vzorek o tloušťce 10 mm a průměrným indexem lomu 1.62604, který odpovídá sklu BASF1. Velikost nehomogenity indexu lomu byla záměrně zvolena relativně malá, konkrétně  $20 * 10^{-6}$  špička-špička (P2V). Nehomogenita této velikosti způsobí deformaci vlnoplochy pro vlnovou délku 773 nm o velikosti cca  $\lambda/4$ .



P2V=16 um

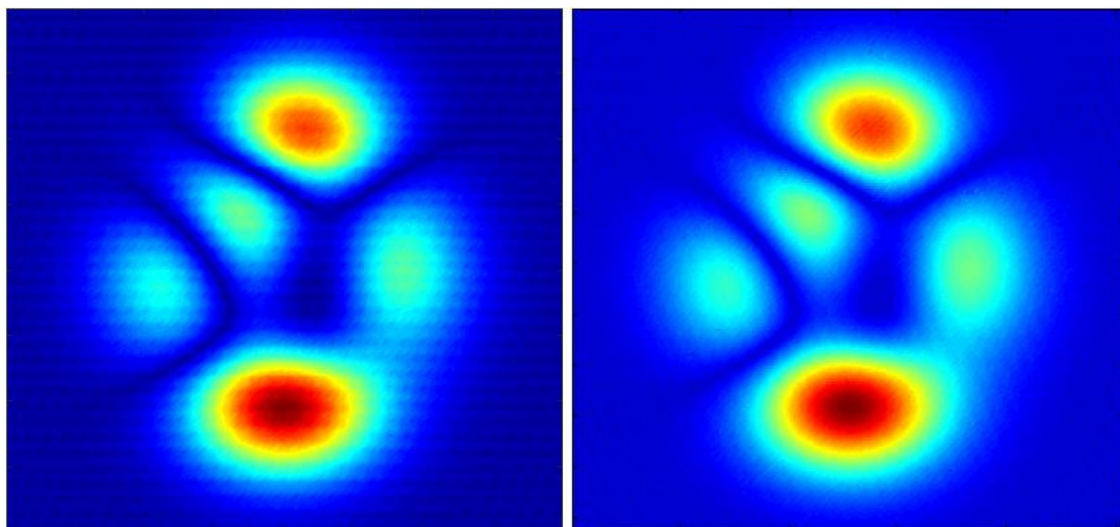
P2V=20\*10<sup>-6</sup>

P2V=24 um

obr. 18 – Data vytvořená v simulačním softwaru. Vlevo tvar přední stěny vzorku, uprostřed nehomogenita indexu lomu, vpravo tvar zadní stěny vzorku.

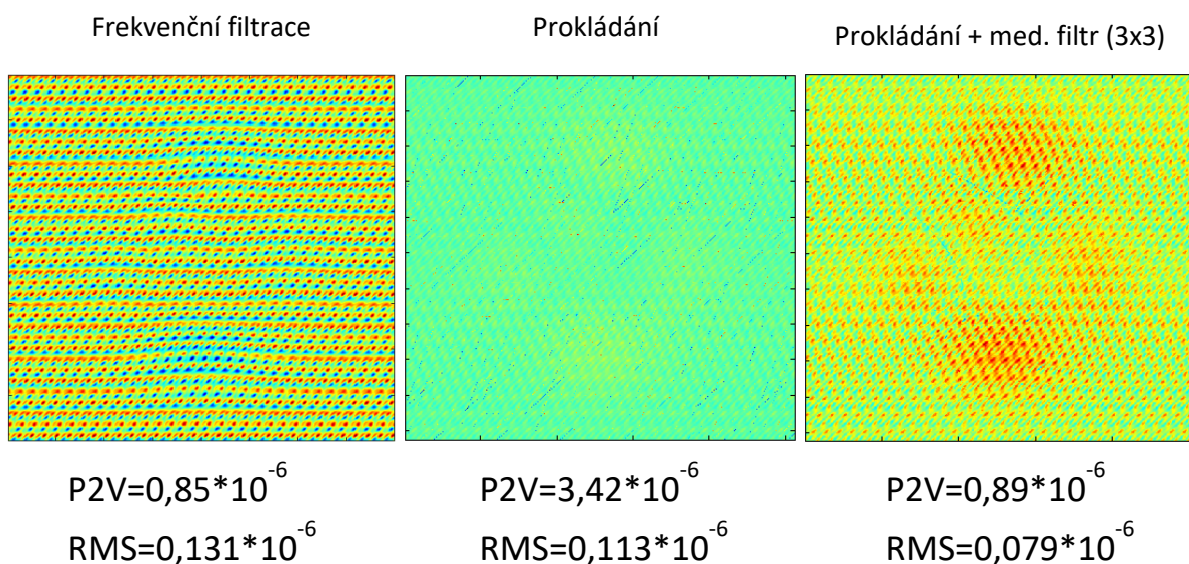
Pro ověření správné funkčnosti bylo testováno oddělení jednotlivých interferenčních obrazců pomocí dvou výše prezentovaných metod. Nejprve pomocí frekvenční filtrace (kapitola 2.2.1) a dále prokládáním signálu součtem sinusových funkcí (kapitola 2.2.2). K získání

nehomogenity byl nejprve využit vzorec 52, kdy je nehomogenita určena z interference odrazu od přední a zadní optické plochy vzorku. Srovnání zobrazují následující obrázky.



obr. 19 – Srovnání výsledků rozložení indexu lomu, vlevo po oddělení interferenčních obrazců filtrací a výpočtem pomocí rovnice 52, vpravo prokládáním součtem sinusových funkcí.

Z obrázků je zřejmé, že pomocí obou metod je získána zpět vložená nehomogenita indexu lomu. Je však patrné, že oba výsledky jsou zasaženy nežádoucí strukturou. Díky znalosti vložené nehomogenity můžeme jejím odečtením od uvedených výsledků získat chybu způsobenou vyhodnocovací metodou.



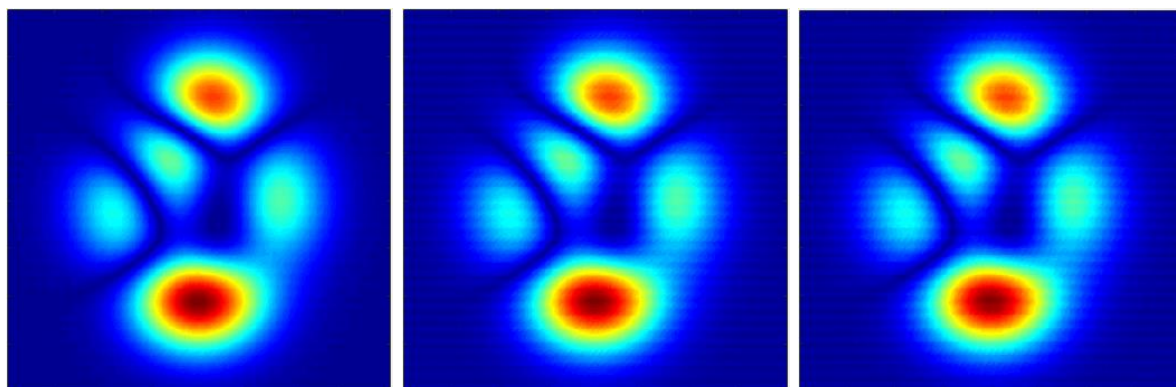
obr. 20- Srovnání parazitních struktur získaných odečtením původní nehomogenity od nehomogenity vypočtené (obr. 19), vlevo po oddělení interferenčních obrazců filtrací, uprostřed prokládáním součtem sinusových funkcí a vpravo s následnou filtrací po prokládání. Pod obrázky jsou uvedeny hodnoty odchylek špička-špička (P2V) a střední kvadratické odchylky (RMS).

Je zřejmé, že jak vlivem frekvenční filtrace, tak optimalizací výrazu 49 dojde ke zkreslení výsledků. U frekvenční filtrace můžeme pozorovat pravidelnou strukturu s hodnotou špička-špička (P2V) přibližně  $0,85 \cdot 10^{-6}$  a RMS (Root Mean Square)  $0,131 \cdot 10^{-6}$ . Nehomogenita o této

velikosti způsobuje deformaci vlnoplochy  $\lambda/90$  pro vlnovou délku 773 nm, tedy cca 8.5 nm. Struktura je relativně jemná, periodická a dá se říci rovnoměrně distribuovaná v rámci celého povrchu. Původní rozložení indexu lomu je v datech viditelné jen nepatrně. Metoda frekvenční filtrace snižuje prostorové rozlišení výsledků, nezpůsobuje však zkreslení globálního trendu. V případě prokládání můžeme pozorovat lokální defekty o šířce jednoho pixelu, viz obrázek 20 uprostřed. Tyto defekty mají původ v tom, že jednotlivé sinusové funkce jsou fitovány s fázovým posuvem od  $-\pi$  do  $\pi$  a v hraničním případě, kdy je hodnota fázového posuvu rovna právě jedné z těchto krajních hodnot, může dojít k posuvu o celý rozsah  $2\pi$ , a tím k vzniku tohoto typu lokálního defektu. Vzhledem k jejich šířce je můžeme odstranit malým (3x3) mediánovým filtrem. Výsledná chyba po filtraci získané nehomogenity je zobrazena na obrázku 20 vpravo. Zde již můžeme pozorovat pravidelnou strukturu velmi podobnou jak tvarem, tak rozsahem hodnot struktury vzniklé po frekvenční filtraci. Hodnota RMS je však téměř poloviční, což ukazuje na ovlivnění hodnoty špička-špička jen lokálními defekty. V obou případech vzniklé defekty nepředstavují významný problém pro implementaci metody, protože odpovídají deformaci vlnoplochy pouze v jednotkách nanometrů.

Vzhledem ke snadnější implementaci bez nutnosti následné filtrace, modifikovatelnosti, a v tuto chvíli i vyšší rychlosti provádění výpočtů, bude v následujících částech práce využívána metoda oddělování interferenčních obrazců pomocí frekvenční filtrace.

Pomocí simulačního softwaru byla následně ověřena správnost odvozených vztahů 53 až 55 pro výpočet nehomogenity z dalších interferenčních obrazců.



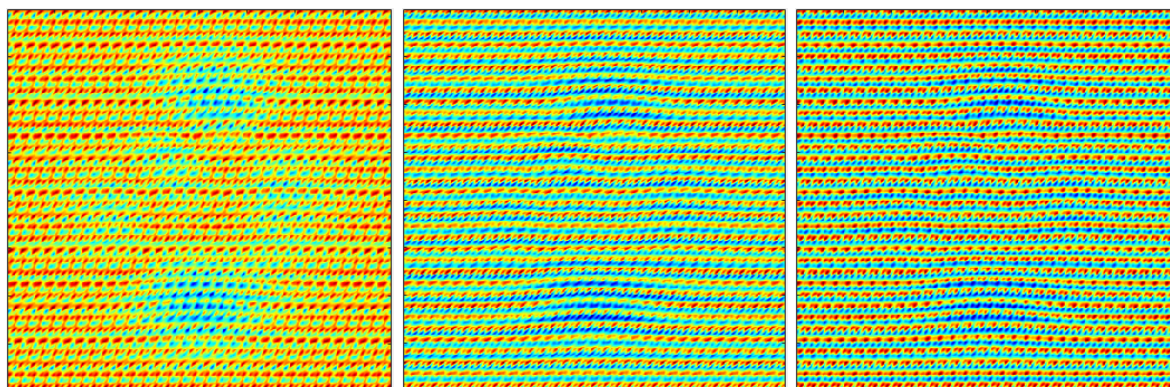
obr. 21 – Srovnání výsledků rozložení indexu lomu po oddělení interferenčních obrazců filtrací. Vlevo vypočtené pomocí rovnice 53, uprostřed pomocí 54 a vpravo pomocí rovnice 55.

Z obrázků výše je patrné, že vyhodnocení pomocí rovnic 53 až 55 je možné a poskytuje výsledky pouze s drobným zkreslením. Na první pohled je zřejmé menší zkreslení u výsledku na obrázku 21 vlevo, který byl získán oddělením nehomogenity z měření na průchod, tedy dle



výrazu 53. Zbylé dvě mapy nehomogenity, uprostřed z fáze  $\varphi_{R1,S2}$  a vlevo z fáze  $\varphi_{S1,R2}$ , mají velmi podobný charakter, a to i po odečtení původních dat (viz obrázky níže).

Z diferencí od původně vložené nehomogenity (obr. 22), hodnot špička-špička a RMS je patrné, že nejmenšího zkreslení výsledku bylo dosaženo vyhodnocením z měření na průchod (obr. 22 vlevo), a to i oproti vyhodnocení z fáze  $\varphi_{S1,S2}$  (obr. 20 vlevo). Mírně lepších výsledků bylo dosaženo i vyhodnocením z fází  $\varphi_{R1,S2}$  a  $\varphi_{S1,R2}$  (obr. 22 uprostřed a vpravo).



$$P2V=0,41*10^{-6}$$

$$RMS=0,058*10^{-6}$$

$$P2V=0,65*10^{-6}$$

$$RMS=0,115*10^{-6}$$

$$P2V=0,64*10^{-6}$$

$$RMS=0,128*10^{-6}$$

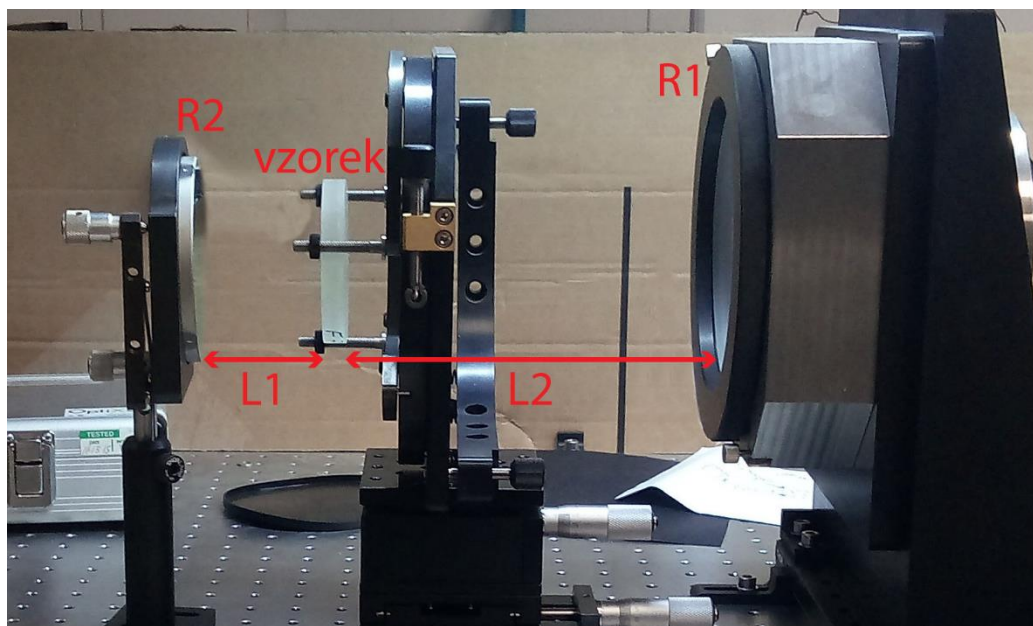
obr. 22 – Srovnání parazitních struktur získaných odečtením původní nehomogenity od nehomogenity vypočtené (obr. 21). Vlevo vypočtené pomocí rovnice 53, uprostřed pomocí 54 a vpravo pomocí rovnice 55.

Rozdíly ve strukturách a hodnotách špička-špička a RMS jsou způsobeny různými kombinacemi šestice filtrací získaných fází, kde každá z fází je filtrací ovlivněna jiným způsobem. Výše uvedené mapy chyby ve výpočtu opět ukazují jen na zanedbatelné zkreslení. Konkrétně představují poruchy vlnoplochy od 4 do 7 nm.

Ve všech výše uvedených případech byl pro získání fáze z interferenčních obrazců využit čtyř krokový phase-shifting algoritmus uvedený jako příklad v kapitole 1.3.2. Bylo testováno také několik dalších algoritmů (PSI15, DFT), ale ukázalo se, že na simulovaných datech jsou rozdíly ve výsledcích zanedbatelné. Pro filtraci frekvenčních spekter byla použita Blackmanova okénková funkce [39], [41]

## 4. Experimentální uspořádání pro měření homogenity indexu lomu

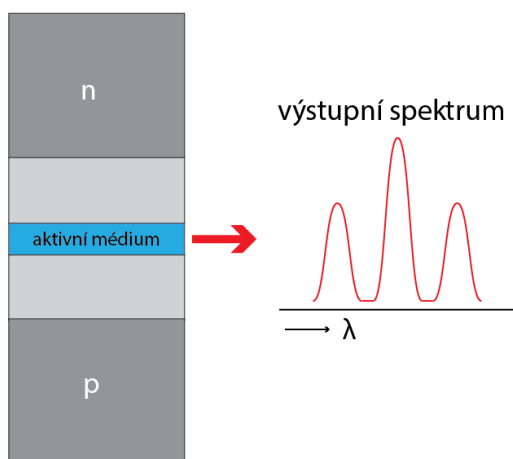
Vzhledem k předpokladu, že samotná nehomogenita indexu lomu způsobuje jen malé deformace vlnoplochy, jsou kladeny zvýšené požadavky jak na kvalitu použitých optických komponent, tak na jejich justáž. Experimentální uspořádání je totožné principem funkce se schématem na obrázku 15.



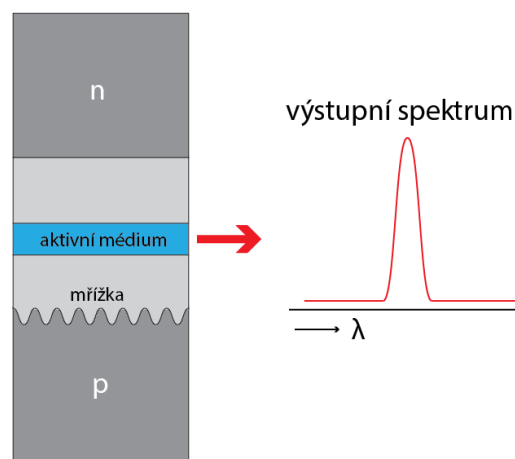
obr. 23 – Experimentální uspořádání pro měření homogenity indexu lomu vycházející z Fizeau interferometru.

Kritickým požadavkem je použití laditelného laserového zdroje s potřebnými parametry. Je nutné, aby ladění probíhalo lineárně a především bez módových skoků, které jsou u laditelných laserů častým jevem.

Fabry-Perotova laserová dioda



DFB laserová dioda



obr. 24 – Vlevo schématické zobrazení Fabry-Perotovy laserové diody, vpravo schématické zobrazení DFB (distributed feedback) laserové diody.



Také je třeba splnit všechny požadavky, především rozsah a rychlost ladění, popsané v kapitole 2.1. S dostupným vybavením a měřenými vzorky o tloušťce okolo 10 mm je požadavek obvykle na celkové přeladění o několik desetin nanometru za dobu desítek sekund. Jedná se tedy o dosti pomalé ladění, pro které se jako nejvhodnější ukázaly DFB laserové diody (obr. 24) laditelné proudem nebo teplotou.[42] DFB (distributed feedback) diody vycházejí z Fabry-Perotovy laserové diody (obr. 24). Díky konstrukci přechodu s mřížce na hranici aktivní oblasti má výstupní světlo velmi úzké spektrum, ale především obsahuje pouze jeden mód. Ostatní módy jsou potlačeny. Proto může výstupní světlo DFB diody dosahovat delší koherenční délky a při ladění vlnové délky nedochází ke skokovým změnám vlnové délky vlivem módových skoků.

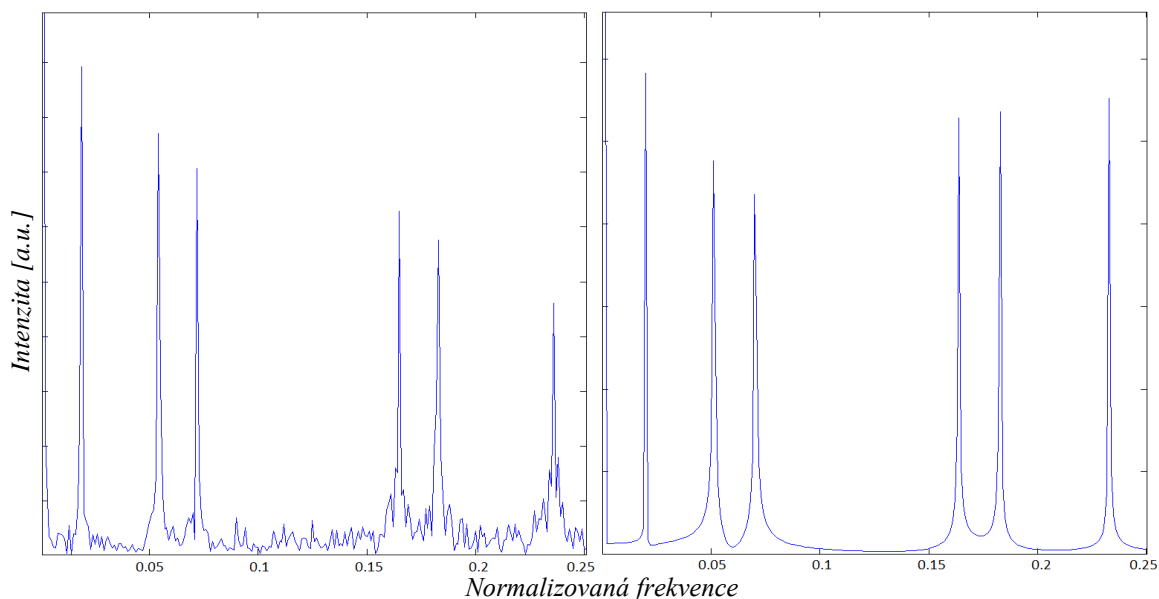
Obě metody ladění jak proudem, tak teplotou, mají své výhody a nevýhody. Výhodou ladění proudem je přesné nastavování hodnoty proudu, a tím i snadné dosažení linearity průběhu. Nevýhodou je však značná závislost intenzity vyzařovaného světla na hodnotě proudu. Při ladění teplotou problém se změnou intenzity nenastává, protože závislost intenzity na teplotě je relativně malá. Problémem však je nastavení regulátoru teploty tak, aby byl průběh změny frekvence zdroje při ladění lineární. Při zajištění kvalitního vybavení a stabilních okolních podmínek je však tento problém řešitelný pomocí kalibračních měření vlnové délky a následnou kompenzací nelinearity. Proto byl dále využíván právě přístup ladění teplotou. Vlnová délka záření použité diody je laditelná v okolí 773 nm.

#### **4.1. Test experimentální měřícího uspořádání**

Pro ověření funkčnosti byl jako jeden z prvních vzorků zvolen disk skla BASF-3 o tloušťce 10 mm, který byl vytríděn jako vadný, z důvodu že se v něm nacházela lokální vada, tzv. šlíra. Index lomu tohoto typu skla je 1,60271 na vlnové délce 656,3 nm. Tzv. šlíry jsou nestejnorodosti ve skelném materiálu způsobené například procesem chlazení (tepelné šlíry). Rozdíl indexu lomu ve šlíře a mimo ni není nijak velký, ale změna má velmi vysoký gradient. To způsobuje, že na ni můžeme pozorovat ohyb světla. Díky tomu může být přítomnost šlíry odhalena i konvenčními metodami jako je inspekce v kolimovaném svazku. To umožňuje ověřit, zda vyvíjená metoda zobrazuje správně.

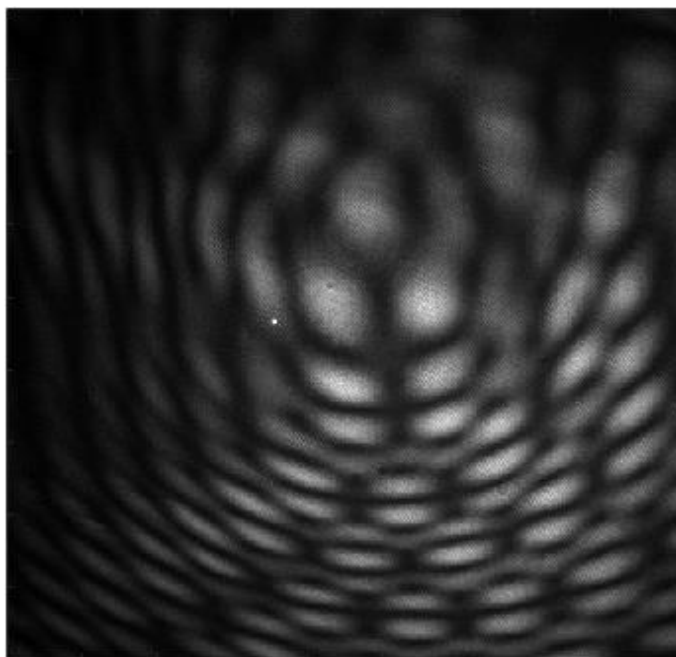
Dle postupu popsaného v kapitole 2.1 byly navrženy velikosti kavit a parametry ladění vlnové délky. V tomto konkrétním případě se jedná o změnu teploty z 20 °C na 34 °C, což při použitém nominálním proudu 75 mA odpovídá přeladění přibližně z vlnové délky 773 nm na 773,3 nm za dobu 88 sekund. Na základě získaných hodnot bylo realizováno uspořádání a parametry byly také zadány do simulačního softwaru pro ověření jeho správné funkčnosti.

Získaná frekvenční spektra průběhu intenzitního signálu, ve středovém bodě interferenčního obrazce, z reálného měření i ze simulace zobrazují obrázky níže.



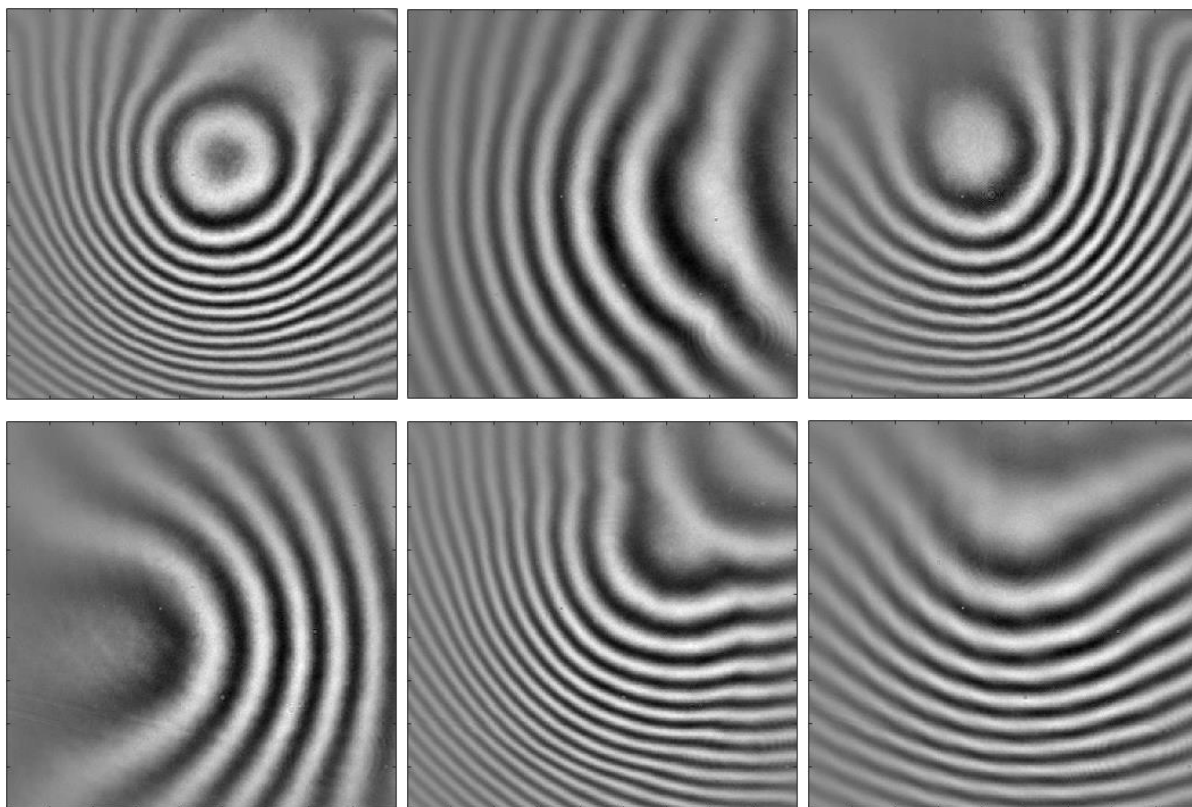
obr. 25 – Srovnání frekvenčních spekter průběhu signálu v jednom bodě. Vlevo reálné měření, vpravo simulace.

Vidíme, že pozice frekvenčních vrcholů se mezi reálným měřením (výše vlevo) a simulací (výše vpravo) velmi dobře shodují, což ukazuje na správnou funkčnost simulačního softwaru, ale také na zdařilou realizaci měřicího uspořádání. Samotný složený interferenční obrazec, respektive jeden jako příklad z celého záznamu téměř tisíce obrazců, má následující podobu.



obr. 26 – Ukázka překrývajících se interferenčních obrazců z reálného měření s rozlišením 450x450.

Rozlišení tohoto obrazce je 450x450 obrazových bodů a snímaná oblast má reálně velikost 6x6 cm. V této podobě je interferenční obrazec prakticky nevyhodnotitelný. Můžeme na něm také pozorovat nežádoucí vliv gaussovského profilu intenzity svazku, který se projevuje snižováním intenzity a také kontrastu směrem od středu k okrajům. Následnou „postupnou“ frekvenční filtrací jednotlivých vrcholů (viz kapitola 2.2) je možné metodou popsanou výše tento komplikovaný obrazec rozdělit na šestici interferenčních obrazců, z nichž je složen.

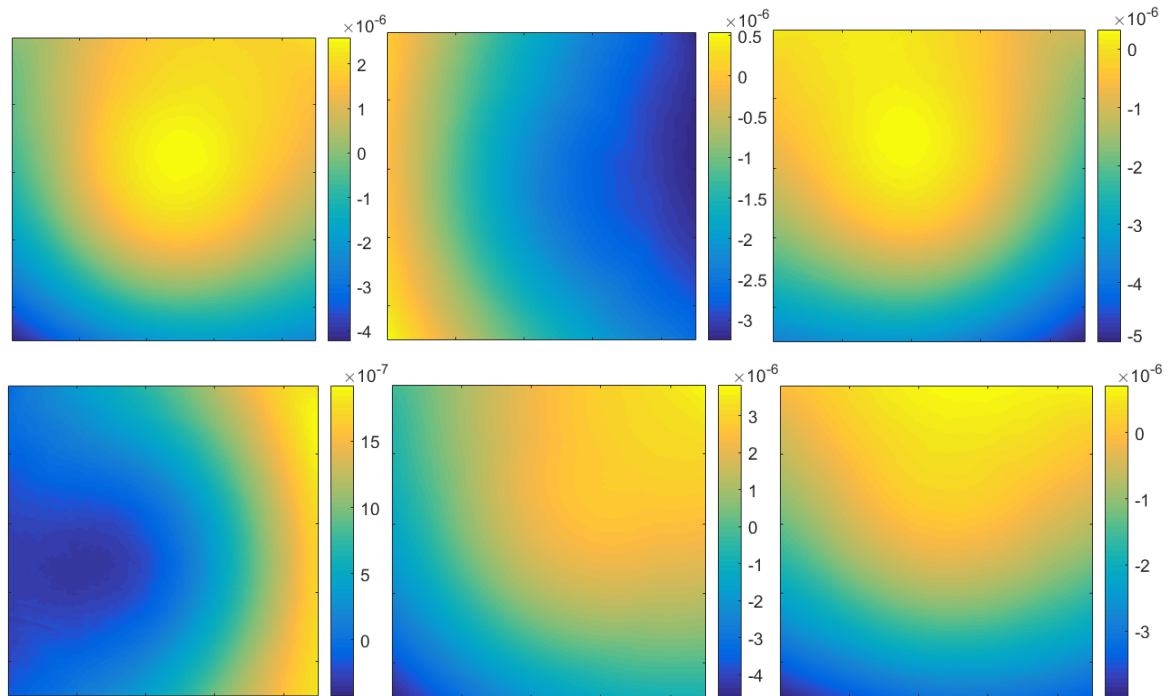


obr. 27 – Šestice interferenčních obrazců získaná filtračním rozdělením komplexního obrazce (obr. 26). Obrázky postupně od levého horního horizontálně odpovídají těmto fázím:  $\varphi_{S1,S2}$ ,  $\varphi_{R1,S1}$ ,  $\varphi_{R1,S2}$ ,  $\varphi_{S2,R2}$ ,  $\varphi_{S1,R2}$  a  $\varphi_{R1,R2}$ .

Šestice interferenčních obrazců na obrázku 27 odpovídá postupně od levého horního rohu zleva šestici frekvenčních vrcholů na obrázku 25. Stejně jako na obrázku 26, můžeme pozorovat pokles kontrastu směrem od středu k okrajům, pokles intenzity již však přítomen není, protože při filtraci je z průběhu signálu v každém pixelu společně s nežádoucími frekvencemi odstraněna také nízkofrekvenční složka.

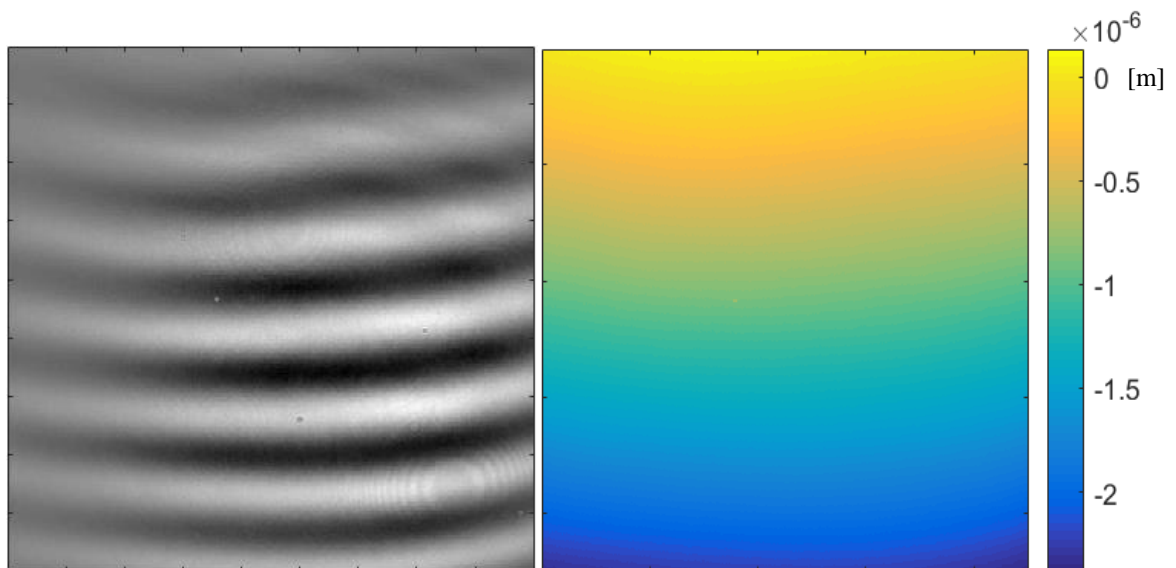
Ke každému z výše zobrazených interferenčních obrazců existuje celá série stovek obrazců s konstantním vzájemným fázovým posuvem. Protože je známa rychlost ladění vlnové délky laseru, snímkovací frekvence kamery i frekvence změny každého interferenčního obrazce, může být pro každý z nich snadno určeno fázové posunutí mezi snímky. Díky tomu je možné

využít téměř libovolný phase-shifting algoritmus k určení výsledné fáze. V dalším textu práce je používán DFT algoritmu popsany v kapitole 1.3.2.



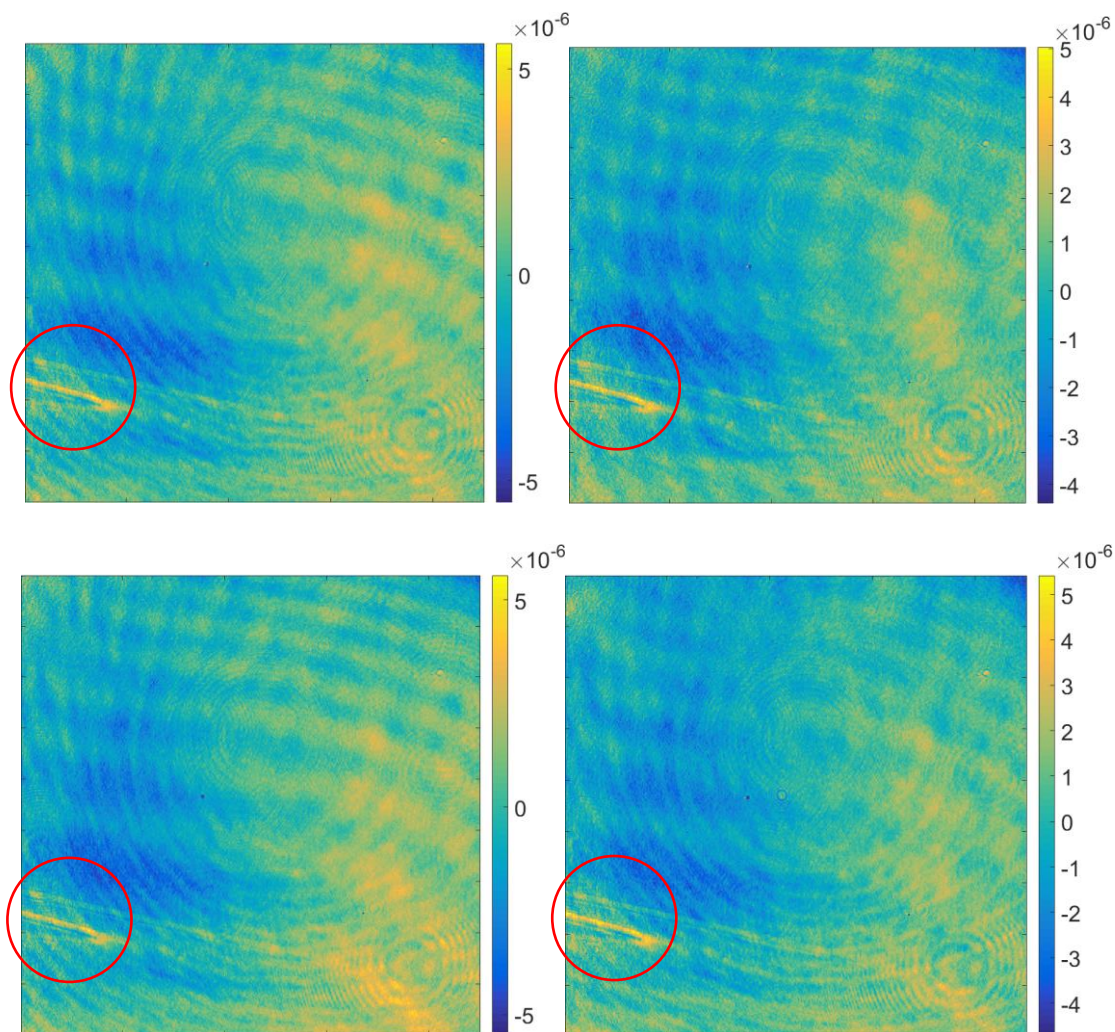
obr. 28 – Deformace vlnoploch vypočtené z fází  $\varphi_{S1,S2}$ ,  $\varphi_{R1,S1}$ ,  $\varphi_{R1,S2}$ ,  $\varphi_{S2,R2}$ ,  $\varphi_{S1,R2}$  a  $\varphi_{R1,R2}$ . Jednotkami jsou metry.

Tvary zobrazené na obrázku 28 jsou postupně od levého horního vypočteny z fází vln  $\varphi_{S1,S2}$ ,  $\varphi_{R1,S1}$ ,  $\varphi_{R1,S2}$ ,  $\varphi_{S2,R2}$ ,  $\varphi_{S1,R2}$  a  $\varphi_{R1,R2}$ , kde indexy označují jednotlivé plochy dle obrázku 15. V tomto pořadí jim také přísluší interferenční obrazce na obrázku 27. Pro výpočet homogenity indexu lomu je ještě nutné kalibrační měření prázdné kavity, které určuje vzájemnou polohu referenční roviny R1 a R2.



obr. 29 – Interferenční obrazec a deformace vlnoplochy pro kalibrační měření prázdné kavity.

Měření prázdné kavity, ze které byla vypočtena vzájemná pozice referenčních ploch zobrazená na obrázku výše, je označováno  $\varphi_{EC}$ . Nyní již jsou k dispozici všechny potřebné soubory dat pro výpočet homogenity indexu lomu všemi čtyřmi způsoby, tedy dle rovnic 52 až 55.



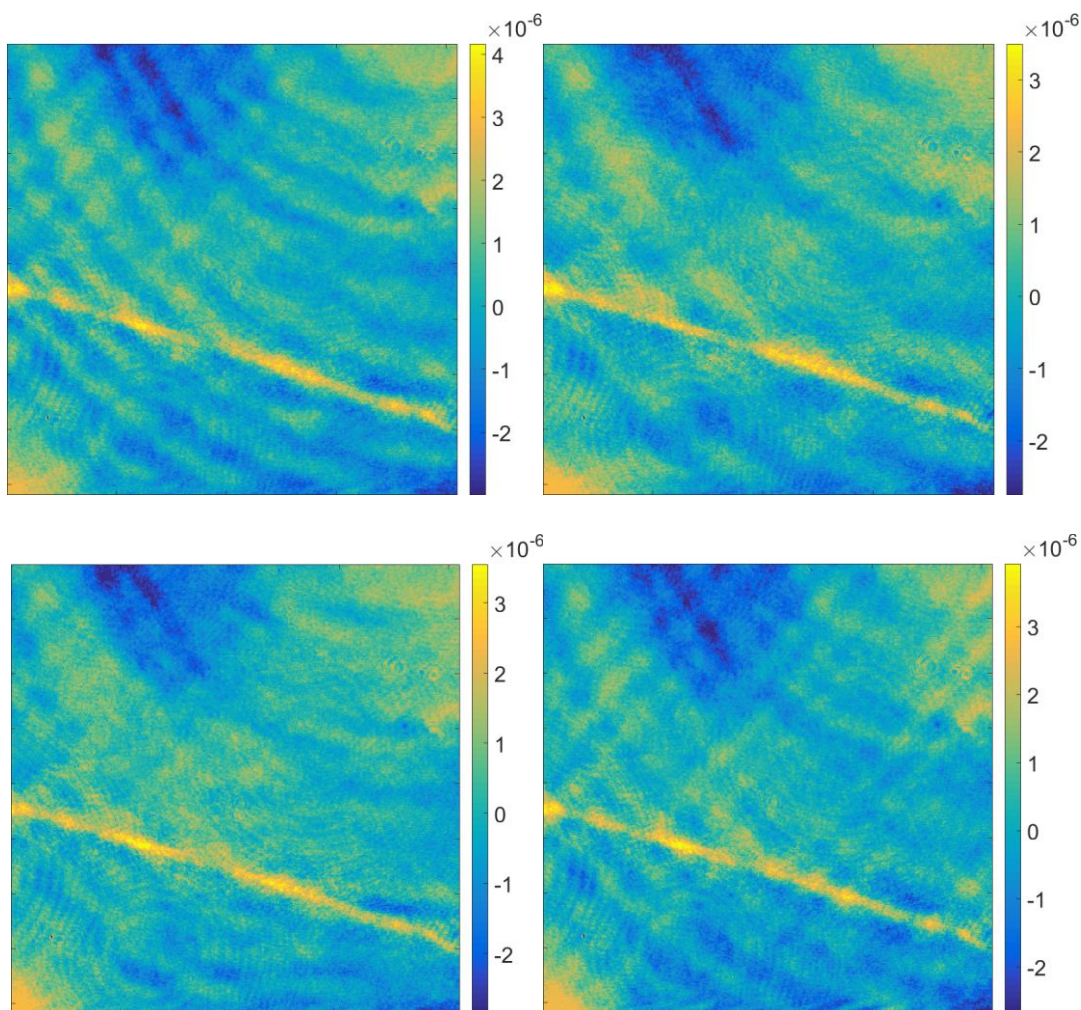
obr. 30 – Rozložení indexu lomu pro vadný vzorek ze skla BASF-3 s označenou šlírrou vypočtené pomocí rovnic 52 až 55. Měřená oblast má rozměry cca 6x6 cm

Tyto výsledky byly získány postupně od levého horního rohu z rovnic 52 až 55. Vidíme, že všechny čtyři vyhodnocení zobrazují stejný výsledek. Jak rozložení, tak velikosti nehomogenity jsou ve všech čtyřech případech srovnatelné. Každý z výsledků je však viditelně zasažen jinými parazitními jevy. Původci těchto parazitních jevů jsou nejčastěji děliče svazků či krycí a filtrační elementy na čipu kamery. Dalším zdrojem je difrakce, ke které dochází při redukci průměru svazku (oříznutí) na clonách či mechanických uložení optických komponent. Deformace vlnoplochy způsobená výše zobrazenou nehomogenitou je přibližně 120 nm špička-špička, přičemž zkreslení parazitními efekty nabývá asi 25 % této hodnoty tedy 30 nm. To je vzhledem ke složitosti uspořádání dobrý výsledek.



V rámci tohoto měření může být pozorována dvojice šlír v levé dolní třetině. Kratší z nich má délku cca 1,5 cm a je velmi výrazná, druhá se nachází těsně nad ní a jen slabě viditelná. Tím, že jsou tyto lokální odchylky indexu lomu ve výsledcích viditelné, ukazuje na velmi dobrou funkčnost této metody.

Bylo provedeno i další měření na vzorku s podobnou, ale výrazně méně viditelnou vadou. Jedná se o vzorek ze skla BASF-1 s indexem lomu 1,62135 pro vlnovou délku 656,3 nm. Rozlišení je opět 450x450 pixelů, ale tentokrát byla snímána jen oblast o rozměrech cca 3x3cm.



obr. 31 – Rozložení indexu lomu pro vadný vzorek ze skla BASF-1 vypočtené pomocí rovnic 52 až 55.  
Měřená oblast má rozměry cca 3x3 cm

Ve výše zobrazených výsledcích je již šlira dobře patrná. Opět vidíme, že rozložení i velikost nehomogenity mezi jednotlivými výsledky vykazuje dobrou shodu, a také můžeme pozorovat odlišnosti v parazitních jevech. Je patrné, že nejméně zkreslené výsledky byly v tomto případě získány z rovnic 53 a 54. K těmto parazitním jevům je nutno poznamenat, že deformace vlnoplochy způsobená rozložením indexu lomu pouhých 70 nm, což je při použité vlnové délce  $\lambda=773$  nm deformace menší než  $\lambda/10$ . Tato hodnota je již poměrně malá a samotné parazitní

struktury mají velikost ještě menší, proto bude potlačování těchto nežádoucích efektů představovat velmi náročný úkol v podobě rozsáhlé optimalizaci jednotlivých komponent.

## 4.2. Nepřesnost průměrného indexu lomu a jeho odhad

Výsledné rozložení indexu lomu získané z rovnic 52 až 55 je ve všech případech získáno tím, že od fáze vlny, která nese informaci o homogenitě, je odečtena fáze uměle vytvořená z tvarových informací a z průměrné hodnoty indexu lomu. Je-li známa tato průměrná hodnota dostatečně přesně, dojde k úplnému odečtení tvarů a zůstává jen rozložení indexu lomu. Pokud není známa dostatečně přesně, je výsledek zkreslen pozůstatky tvarové složky.

Průměrnou hodnotu indexu lomu, pokud je znám typ skla, můžeme získat z tabulek, kde však nemusí být hodnota pro požadovanou vlnovou délku. V případě, že je index lomu materiálu neznámý, je běžnou praxí vyříznutí vzorku z materiálu a následné měření na goniometru. To však v některých případech například při dostupnosti malého množství materiálu či jeho vysoké ceně není žádoucí. Minimalizací RMS hodnoty nehomogenity  $\Delta n$ , a tedy i do jisté míry minimalizací vlivu tvarové složky, se však za určitých podmínek můžeme reálné hodnotě indexu lomu velmi přiblížit. Označme tedy  $\Delta n$  jako výsledek libovolné ze čtyř zmíněných rovnic, protože postup minimalizace je pro všechny stejný. A uvažujme  $\bar{n}$  jako proměnný parametr. Nehomogenita  $\Delta n$  je tedy funkcí průměrné hodnoty indexu lomu  $\bar{n}$ .

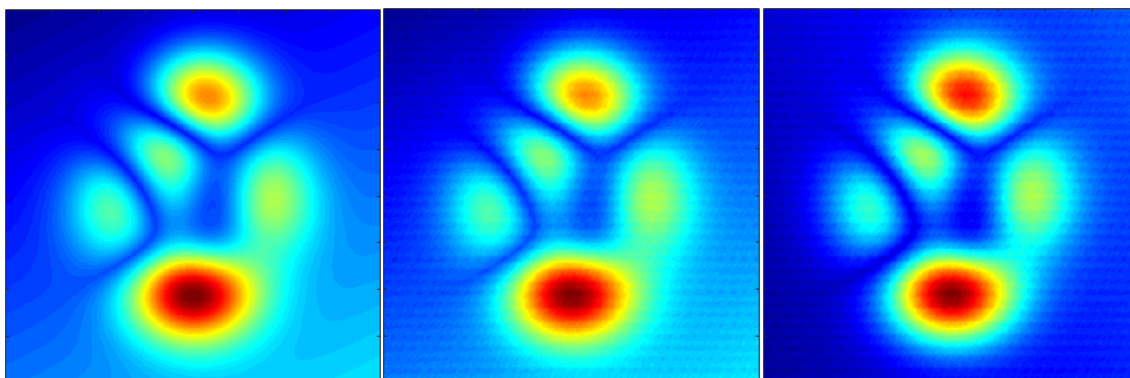
$$\min_{\bar{n} \in (1, \infty)} \sum_{i=1}^N \left[ \left( \Delta n_i(\bar{n}) - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Delta n_i(\bar{n}) \right)^2 \right] \quad (56)$$

kde  $N$  je celkový počet pixelů.

Hodnotu  $\bar{n}$  pro kterou funkce 56 nabývá minima, můžeme označovat jako nejlepší odhad. V případě, že by nehomogenita byla nulová nebo byla rozložena zcela náhodně se střední hodnotou nula, bude tento odhad odpovídat i reálnému průměrnému indexu lomu. Nejhorší případ naopak nastává, je-li nehomogenita rozložena podobně jako odečítaná změna tloušťky vzorku. V tomto případě dojde ke zkreslení odhadu průměrného indexu lomu a tím i ke zkreslení vypočteného rozložení indexu lomu. Toto zkreslení je možné ukázat za pomoci simulačního softwaru tím, že do nehomogenity vložíme lineární trend.

Na obrázku 32 vlevo vidíme vloženou nehomogenitu s lineárním trendem z levého horního do pravého dolního rohu. Průměrná hodnota indexu lomu je 1,62604. Vyhodnocením za pomoci výrazu 52 a zmiňované hodnoty indexu lomu získáme výsledek uprostřed. Ten, až na dříve

popisované zkruslení, kopíruje jak tvar, tak i lineární trend původní nehomogenity. Výpočtem průměrného indexu lomu z rovnice 56 však získáme hodnotu 1,63509, tedy hodnotu o 0.00905 větší. Při jejím použití ve výpočtu získáme výsledek na obrázku 32 vpravo. Vidíme, že došlo k nežádoucímu a téměř k úplnému potlačení lineárního trendu v rozložení indexu lomu.



obr. 32 – Srovnání homogenity indexu lomu ze simulačního softwaru ukazující zkruslení vlivem odhadu průměrné hodnoty indexu lomu. Vlevo vytvořená nehomogenita, uprostřed vypočtená s původní zadanou hodnotou indexu lomu a vpravo vypočtená hodnota indexu lomu s odhadnutou průměrnou hodnotou indexu lomu.

Není-li tento lineární trend v původních datech obsažen, je odhadnutá hodnota průměrného indexu lomu v podstatě shodná s původní zadanou hodnotou indexu lomu a nedochází tedy k žádnému zkruslení výsledků.

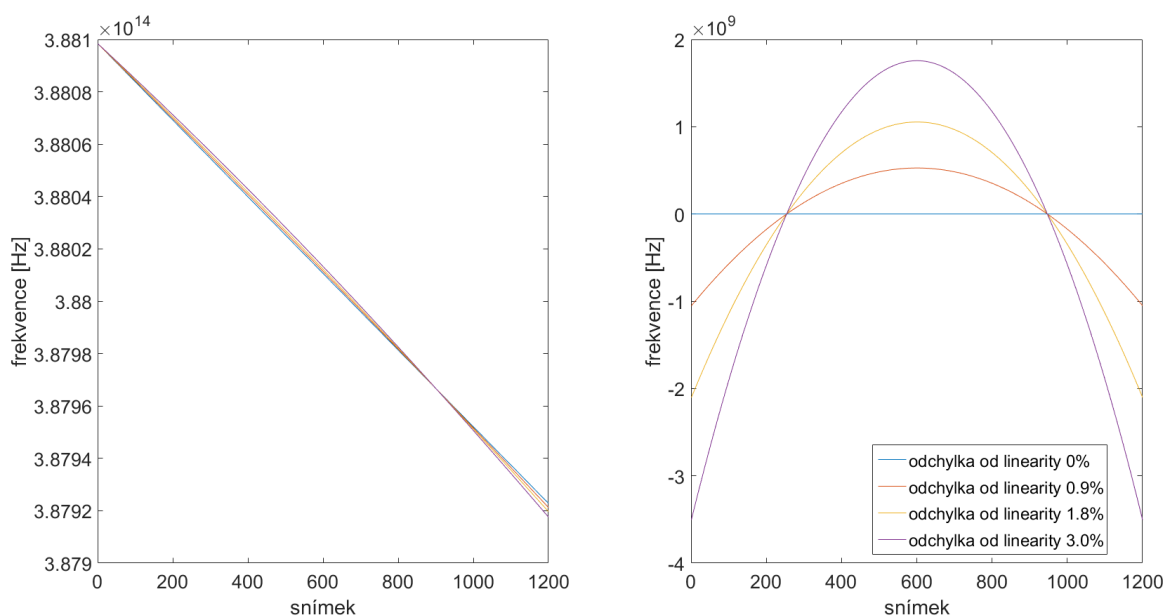
Při pohledu na výsledná data z reálného měření, zobrazená na obrázku 31, v nich není žádný významný trend. Proto se dá předpokládat, že odhad průměrného indexu lomu bude v tomto případě poměrně přesný. Na simulovaných datech byl odhad ze všech čtyř rovnic 52 až 55 stejný, v případě reálných dat je však situace jiná. Díky různým nežádoucím vlivům získáme čtyři různé odhady a to konkrétně 1,60226, 1,59899, 1,59877 a 1,60099, jejichž průměrná hodnota je 1,60025. Původní použitá hodnota indexu lomu z tabulek pro vlnové délky 656,3 nm činí 1,60271. Reálná hodnota indexu lomu pro námi použitou vlnovou délku 773 nm musí být o něco nižší. Odhad je tedy v tomto případě velmi přesný.

Problémem je, že kvalita odhadu průměrné hodnoty indexu lomu je závislá na jeho rozložení a tvarových vlastnostech vzorku, což může vést k neodhalitelnému zkruslení. Ve většině případů však index lomu není zkruslen lineárním trendem a navíc pro výrazné zkruslení musí tento trend korelovat s tvarovou deformací. Proto je tento odhad ve většině případů dostatečně přesný. [36], [37], [38]



### 4.3. Vliv nelinearity ladění laserového zdroje

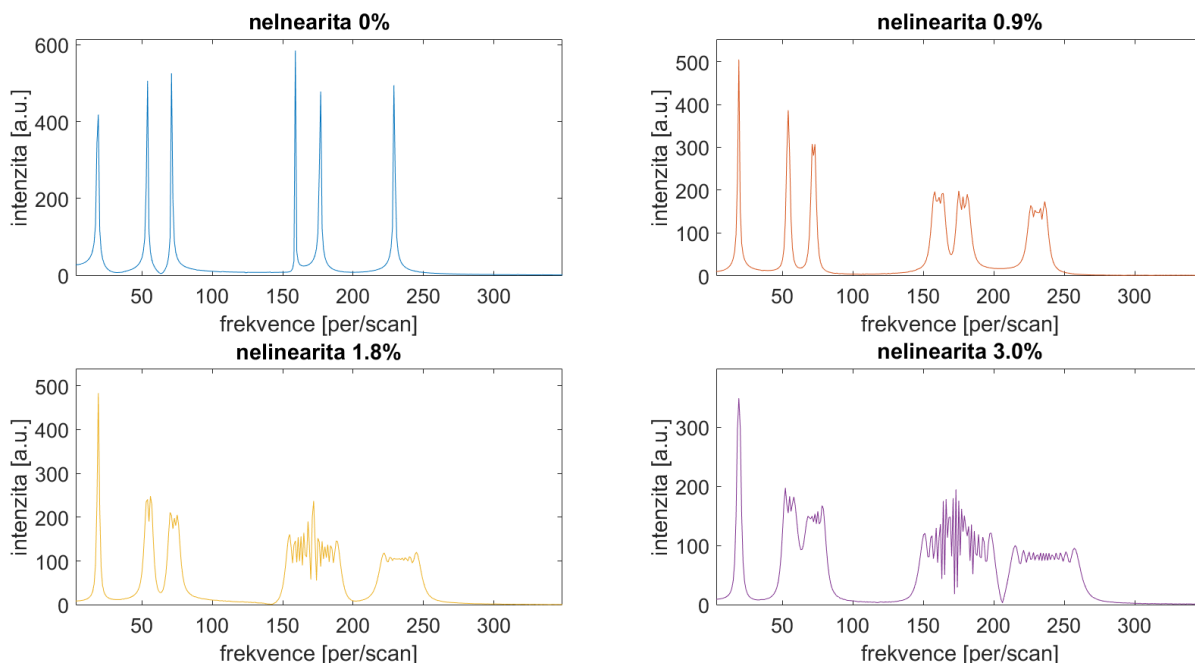
Dalším ze zdrojů nepřesností při vyhodnocování homogenity indexu lomu je nelinearita ladění frekvence laserové diody. Při diskrétní Fourierově transformaci předpokládáme konstantní vzorkovací frekvenci. Samotné intervaly mezi jednotlivými snímky pořizovanými kamerou můžeme v tomto případě zcela bezpečně považovat za konstantní. Problémem však je přesnost s jakou dokážeme ladit frekvenci laserové diody. Důvodem rozboru této problematiky jsou praktické zkušenosti s technickými limity aktuálně dostupných laserových systémů. Jak bylo zmíněno v úvodu kapitoly 4, je v této aplikaci nutné přistoupit k ladění frekvence pomocí změny teploty laserové diody, které je oproti ladění proudem náchylnější právě na nelinearitu výsledného průběhu výstupní frekvence záření.



obr. 33 – Simulované průběhy ladění frekvence světla laseru s vloženou nelinearitou (vlevo). Odchytky od lineárního průběhu ladění frekvence světla (vpravo)

Byly simulovány odchytky od linearity o hodnotách 0%, tedy dokonale lineární průběh a dále 0,9%, 1,8% a 3,0% (obr. 33), kde odchytky od linearity představuje poměr mezi velikostmi nelinearity a celkovým rozsahem ladění.

Následně byla provedena diskrétní Fourierova transformace získaných průběhů a byl pozorován vliv nelinearity na výsledné frekvenční spektrum.

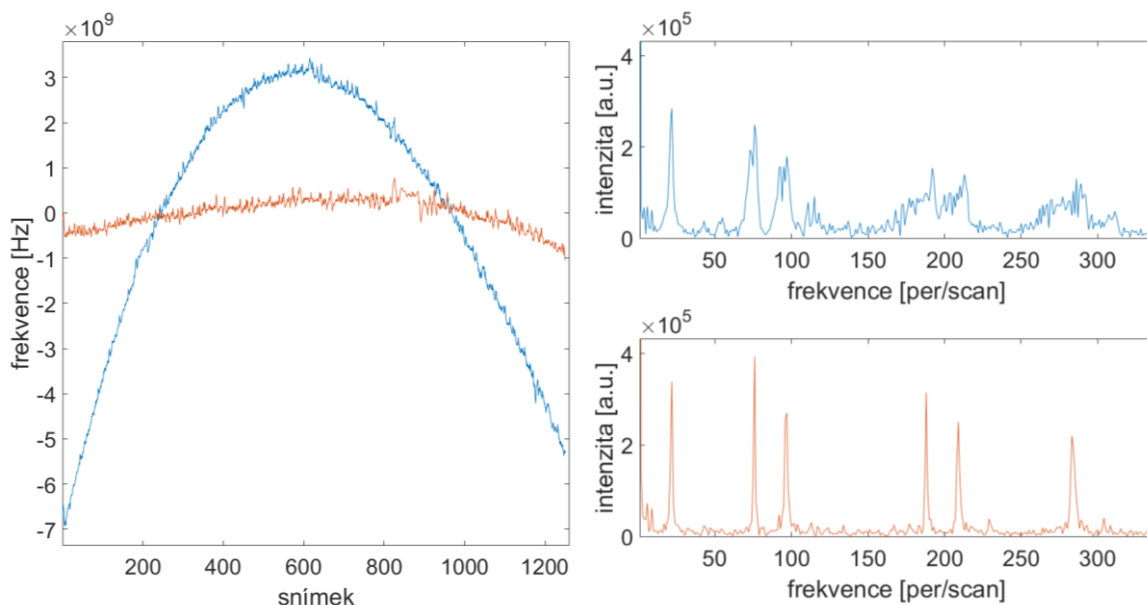


obr. 34 – Simulace vlivu nelinearity ladění frekvence světla laseru na frekvenční spektrum intenzitního signálu v jednom bodě.

Na obrázcích výše vidíme získaná frekvenční spektra pro jeden bod v simulované oblasti. Vlevo nahoře je frekvenční spektrum tak jak jej známe z předchozích kapitol, tedy po dokonale lineární průběh ladění. Šestice vrcholů odpovídající jednotlivým kavitám je úzká a velmi dobře rozlišitelná. V dalších případech však můžeme pozorovat rozšiřování frekvenčních vrcholů vlivem nelinearity, a to především vyšších frekvencí příslušící delším kavitám. Skutečnost, že nelinearita ladění ovlivňuje výrazněji vyšší frekvence, přímo plyne z výrazu 36, kterým je dána frekvence pro jednotlivé optické vzdálenosti a rozsah ladění. Protože pro všech šest frekvenčních vrcholů je rozsah přeladění shodný (také případná nelinearita), je citlivost dána jedinou proměnou hodnotou výrazu, kterou je optická vzdálenost OPL. Čím vyšší je hodnota poměru  $OPL/c$ , tím vyšší je citlivost na nepřesnosti ladění.

Výše vidíme, že v konkrétním simulovaném případě při hodnotě nelinearity 0,9% došlo k rozšíření vrcholů u vyšších frekvencí, nicméně stále je šestice vrcholů dobře rozlišitelná, což umožňuje oddělení pomocí frekvenční filtrace. V případě nelinearit o hodnotách 1,8% a 3,0% však již pozorujeme spojení dvojice sousedících vrcholů. Je tak znemožněno oddělení obsažených informací pomocí frekvenční filtrace a tím i získání požadovaných deformací vlnoploch z příslušných kavit.

Výsledky simulací byly ověřeny v reálném experimentu. Přeladění bylo v rozsahu přibližně 1,2 nm a nejdelší optická vzdálenost byla zhruba 120 mm. Nelinearita ladění byla cca 1,5% pro první průběh a pro druhý cca 0.25%.



obr. 35 – Odchytky od lineárního průběhu ladění frekvence světla laserové diody v reálném měřicím uspořádání (vlevo).  
Výsledná frekvenční spektra k příslušným průběhům ladění (vpravo).

Z průběhu ladění frekvence po odečtení lineární složky (obr. 35 vlevo) je zjevný rozdíl mezi nelinearitou o hodnotě 1,5% (modrá) a 0,25% (červená) a výsledná spektra (obr. 35 vpravo) odpovídají předpokladu získaného ze simulace. Nelinearita 0,25% stále umožňuje dobré rozlišení jednotlivých vrcholů, zatímco při odchylce 1,5% se již sousedící vrcholy kolem frekvence 200 period na scan prolínají, čímž je znemožněno jejich oddělení.

Z provedených experimentů je zřejmé, že precizní nastavení podmínek ladění je zcela zásadní, a to především pro tlustější měřené vzorky. V mnoha reálných aplikacích (vypěstované krystaly, bloky skla), kdy může velikost nejdelší kavity dosáhnout až několika desítek centimetrů, je kompenzace nelinearity důležitou součástí přípravy měření.

## 5. Měření absolutní hodnoty optické vzdálenosti

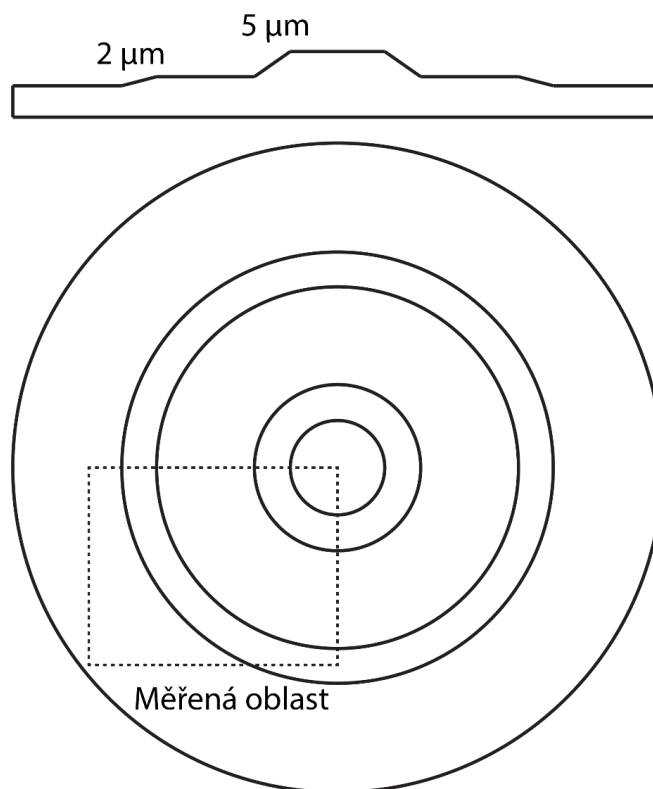
Výše prezentovaná metoda umožňuje určení variace tloušťky vzorku. Z teorie (2.1 a 2.2) je však zřejmé, že pozice jednotlivých frekvenčních vrcholů odpovídají příslušným optickým vzdálenostem. Přesným určením frekvencí v jednotlivých kavitách jsem tak schopni určit i jednotlivé optické vzdálenosti v každém bodě měřené oblasti.

$$f = \frac{OPL}{c} \frac{dv}{dt} \Rightarrow OPL = \frac{f \cdot c}{\frac{dv}{dt}} = f \cdot \frac{d\lambda}{dt} \quad (57)$$

Dokážeme-li s dostatečnou přesností určit optické vzdálenosti v měřicím uspořádání na obrázku 15, je možné určit fyzickou tloušťku měřeného vzorku. Určíme ji odečtením optických vzdáleností mezi referenční rovinou R1 a přední stěnou vzorku S1 a mezi zadní stěnou vzorku S2 a referenční rovinou R2 od optické délky prázdné kavity.

$$T = \frac{OPL_{EC} - (OPL_{R1,S1} + OPL_{S2,R2})}{2} \quad (58)$$

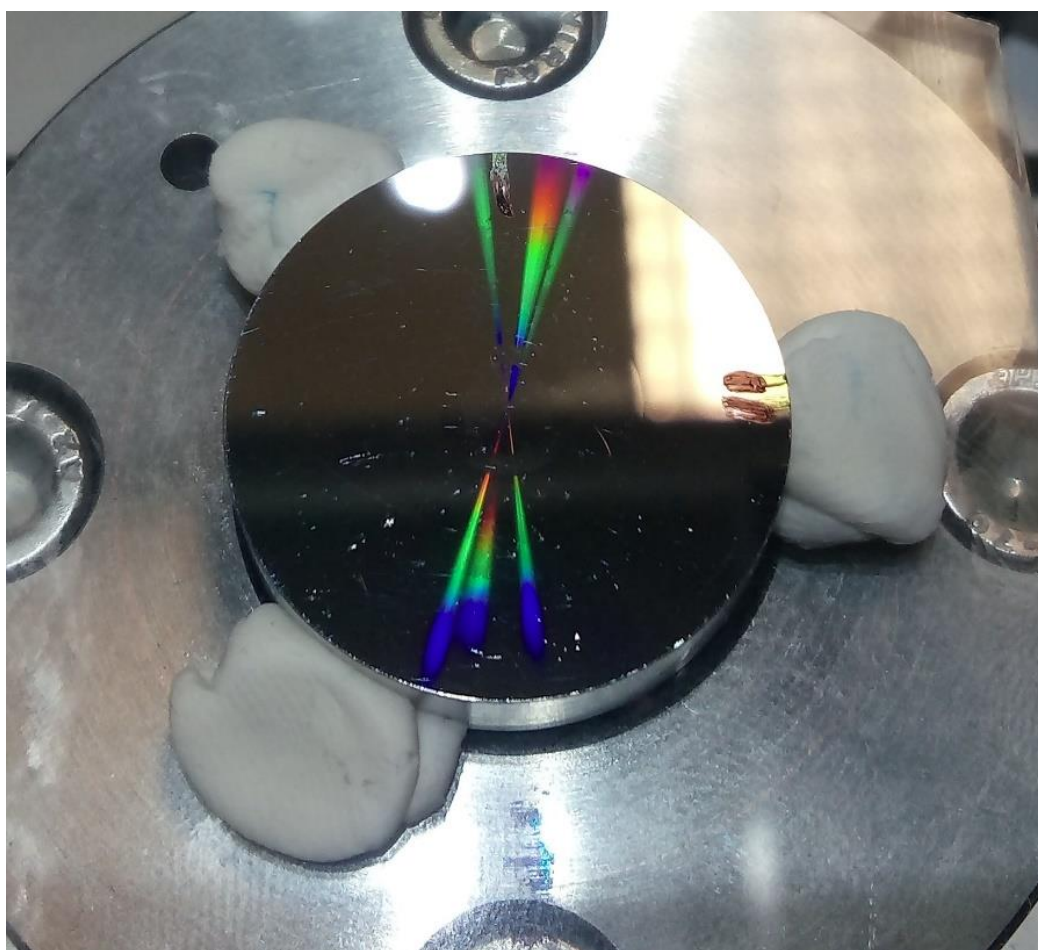
Vyraz, musí být dělen dvěma, protože optické vzdálenosti  $OPL$  představují dráhu svazku k objektu a zpět.



obr. 36 – Schématické zobrazení objektu pro testování měření absolutní optické vzdálenosti.

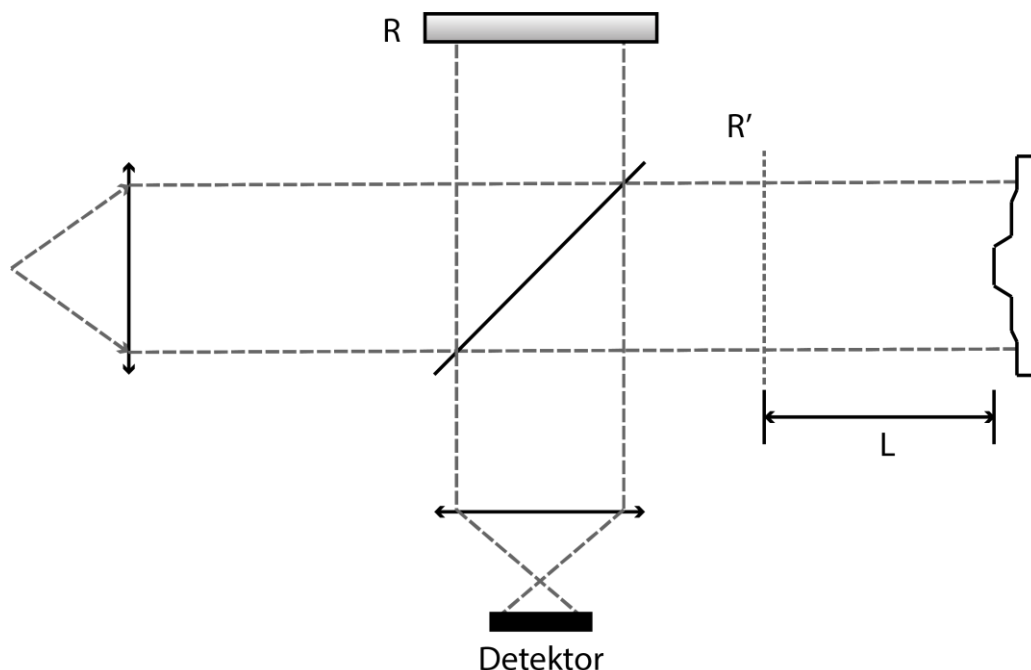
Pro úvahy o reálné aplikovatelnosti je zásadní odpovědět na otázku, s jakou přesností dokážeme určit příslušné optické vzdálenosti. Proto bylo sestaveno experimentální měřicí uspořádání a byl vyroben objekt, na kterém je možné ověřit přesnost, s jakou lze optické vzdálenosti určit.

Objekt schematicky zobrazený na obrázku 36 obsahuje trojici rovinných oblastí, které mají výšku oproti základně 5  $\mu\text{m}$  a 2  $\mu\text{m}$ . Jednotlivé oblasti jsou odděleny přechody s pozvolnými svažitými oblastmi, které umožňují změření celého objektu pomocí standardních interferometrických metod. Tím je umožněno ověřit přesnost, s jakou jsou určovány optické vzdálenosti. Během experimentů nebyla měřena celá plocha objektu, ale pouze oblast vyznačená přerušovanou čarou (obr. 36).



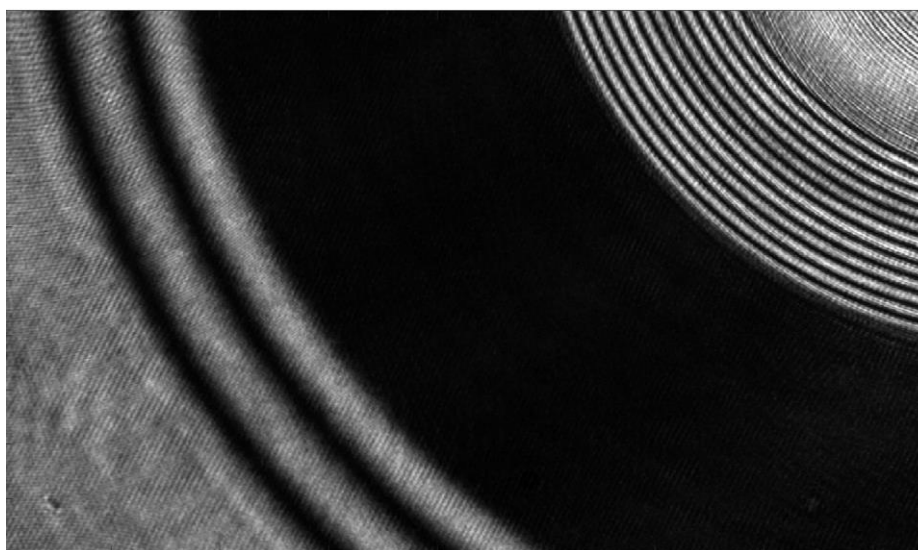
*obr. 37 – Objekt pro testování měření absolutní optické vzdálenosti.*

Jak je vidět na obrázku výše (obr. 37), testovací vzorek je vyroben z netransparentního materiálu konkrétně leteckého duralu 6061 připraveného metodou RSA. Pro dosažení požadované přesnosti byl objekt vyráběn na velmi přesném obráběcím centru pomocí diamantového hrotu (Single Point Diamond Turning - SPDT).



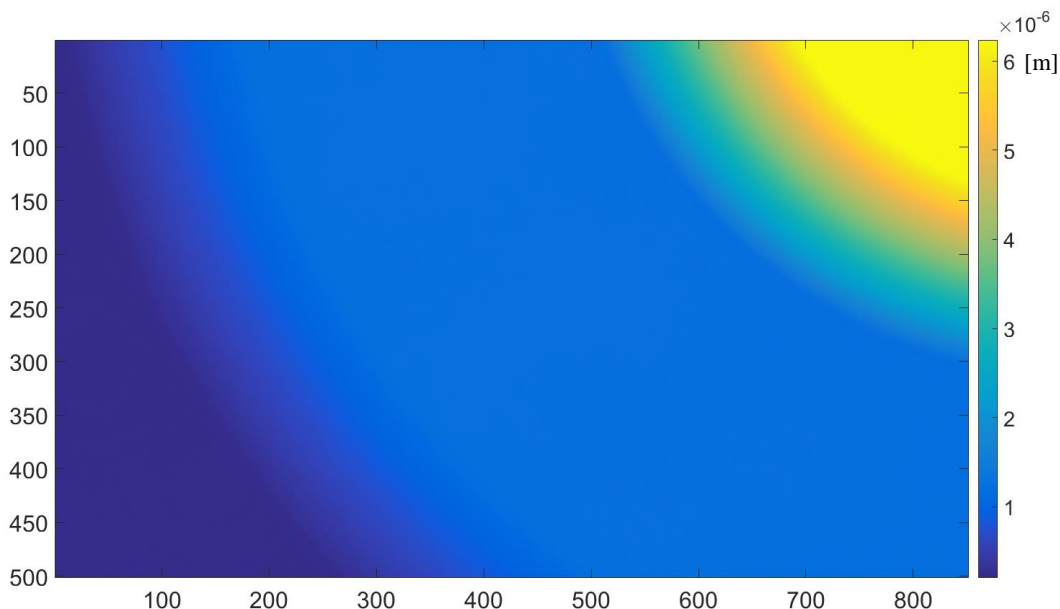
obr. 38 – Schématické zobrazení experimentálního Twyman-Greenova uspořádání pro měření absolutní hodnoty optické vzdálenosti.

Protože objekt má reflektivitu téměř 100%, byl zvolen typ měřícího uspořádání umožňující použití vysoce reflektivního referenčního povrchu (zrcátko). Tím je dosaženo vyššího kontrastu interferenčních proužků (5). Konkrétně byl použit Twyman-Greenův interferometr (obr. 38).



obr. 39 – Interferenční obrazec při měření objektu sloužícímu k ověření metody pro měření absolutní hodnoty optické vzdálenosti.

Z interferenčního obrazce výše jasně vidíme, že proužky jsou dobře rozlišitelné i v svažitých oblastech mezi rovinami. Díky tomu můžeme vyhodnotit tvar objektu některou ze standardních metod relativní interferometrie s řízenou změnou fáze (1.3).



*obr. 40 – Topografie povrchu objektu (obr. 36 a obr. 37) získaná pomocí standardní relativní interferometrie.*

Takto vyhodnocené měření slouží jako referenční tvar objektu pro následné srovnání s metodami absolutní interferometrie, jejímž cílem je získání hodnot optických vzdáleností.

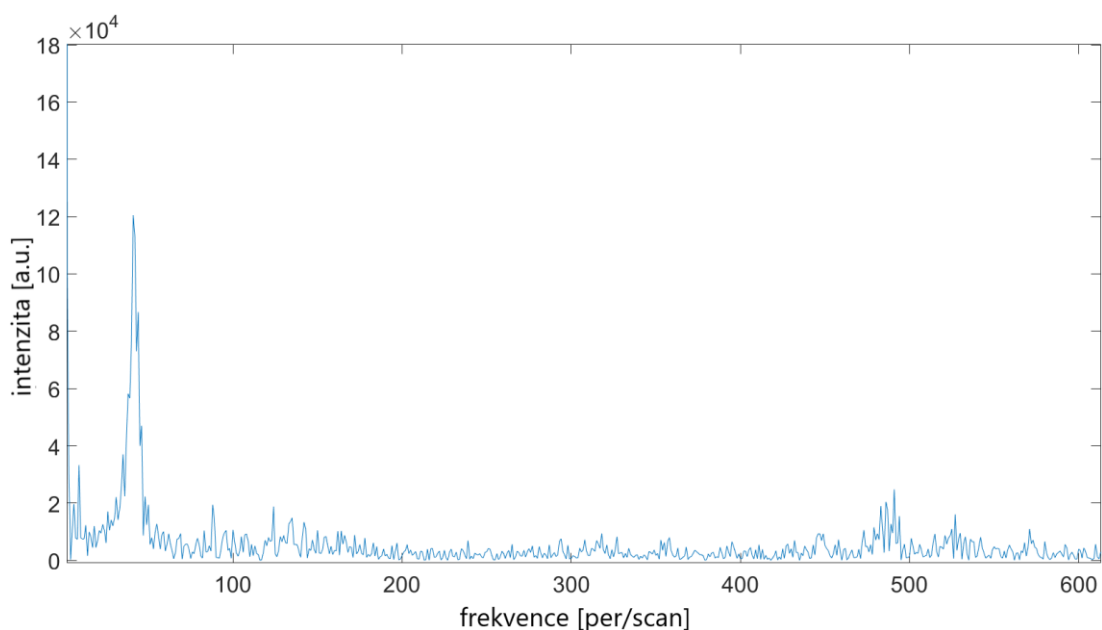
### **5.1. Určení OPL z frekvenčního spektra**

Z výrazu 57 je zřejmé, že k výpočtu optické vzdálenosti je nutná znalost rozsahu přeladění a rychlost pohybu proužků. Znalost rozsahu přeladění snadno zjistíme pomocí vlnoměru, který je zapojen do měřicího uspořádání pomocí vláknového děliče. Tak je možné přesně určit vlnovou délku laserového zdroje pro každý pořízený snímek. Dále je však nutné určit rychlost, respektive frekvenci, s jakou se pohybují interferenční proužky. Jednou z možností je určení přesné pozice frekvenčního vrcholu ve frekvenčním spektru signálu z každého bodu měřené oblasti.

Při ověřování této metody byl objekt (obr. 36 a obr. 37) umístěn do takové pozice, že rozdíl délky ramen měřicího uspořádání (obr. 38) činil přibližně 9 mm. Rozdíl optických drah OPL je tedy přibližně 18 mm. Laserová dioda byla laděna v rozsahu vlnových délek od 772.04100771 nm až 773.37684300 nm a během ladění bylo zaznamenáno 1250 snímků.



Výsledné frekvenční spektrum v jednom bodě snímané oblasti má následující podobu.



obr. 41 – Frekvenční spektrum průběhu intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce při přeladění vlnové délky světla laserové diody z 772.04100771 nm na 773.37684300 nm.

Frekvenční vrchol příslušící pohybujícím se proužkům je ve spektru jasně patrný. Problémem je, že rozlišení v ose X je dáno počtem zaznamenaných snímků. V tomto případě bylo zaznamenáno 1250 snímků a rozlišení v ose X tak činí 625 bodů. To značně omezuje přesnost, s jakou jsem schopni určovat optickou vzdálenost.

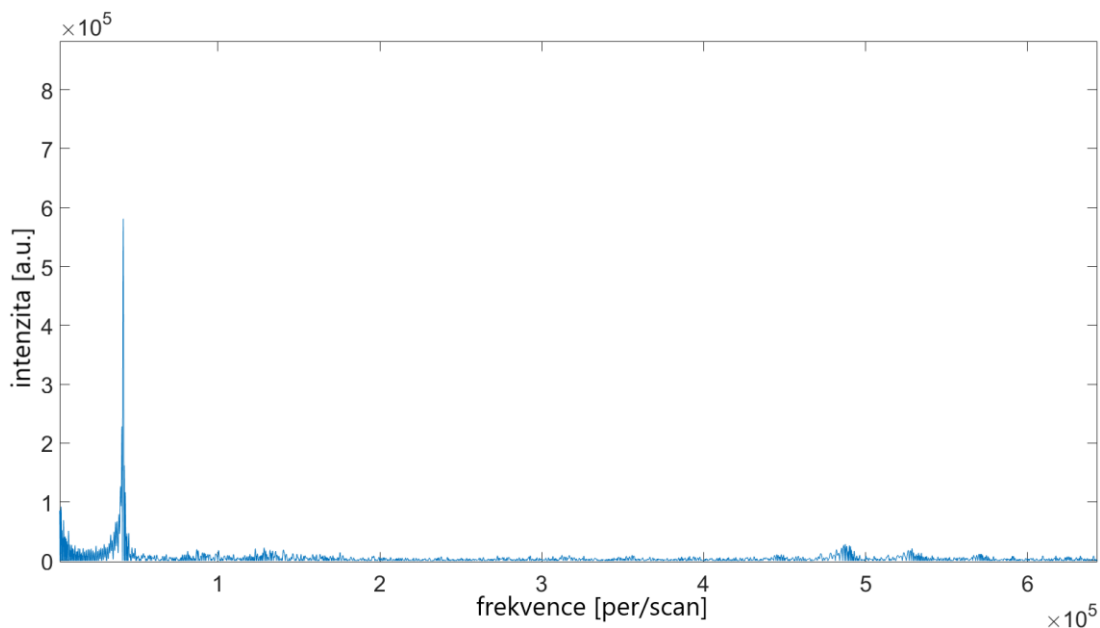
Minimální rozlišitelná změna optické vzdálenosti je dána následujícím vztahem:

$$OPL_{krok} = \frac{OPL}{\text{počet snímků}/2} = \frac{18}{625} = 0,0288 \text{ mm} \quad (59)$$

V takto provedeném měření je tedy minimální rozlišitelný krok 28,8  $\mu\text{m}$ , což je hodnota pro účely měření optických komponent zcela nedostačující. Nabízí se možnost zvýšit počet zaznamenávaných snímků, avšak chceme-li přesnost posunout do požadované oblasti, je třeba navýšit počet snímků alespoň tisíc krát tedy na hodnotu 1 250 000. To však přináší velké nároky na následné zpracování dat a také na snímkovací frekvenci kamery. I v případě že by kamera zaznamenávala 1000 snímků za sekundu, měření by trval více než 20 min.

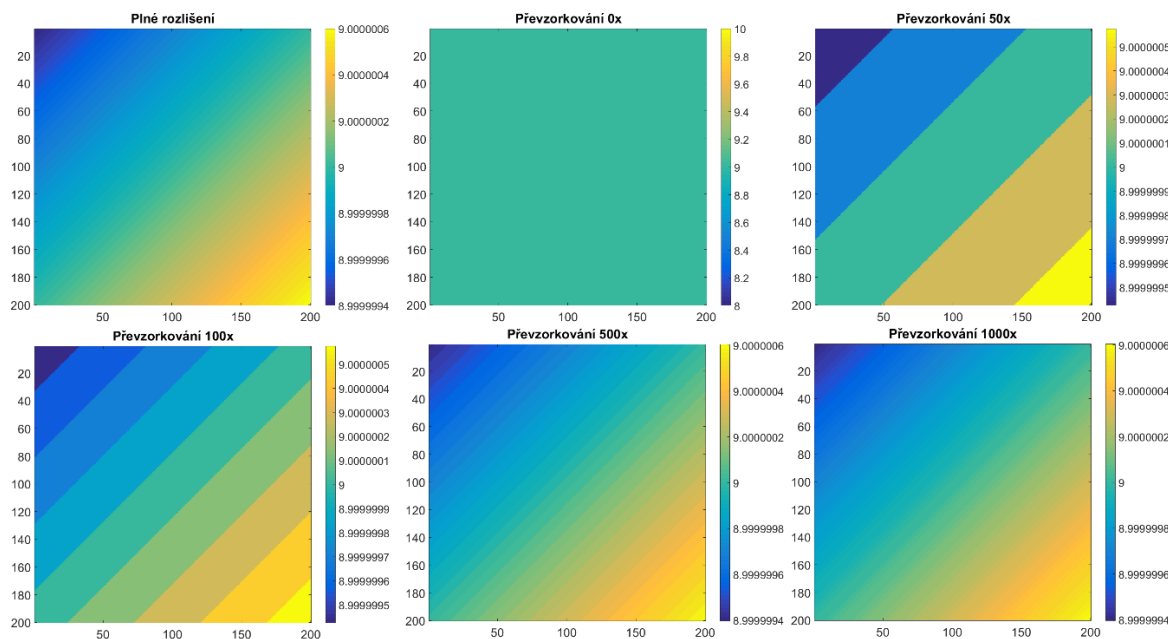


Možností však je softwarové převzorkování signálu, a tím navýšit počet snímků bez nutnosti jejich reálného pořizování.



obr. 42 – Tisící násobně převzorkované frekvenční spektrum průběhu intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce při přeladění vlnové délky světla laserové diody z 772.04100771 nm na 773.37684300 nm.

Na obrázku výše je frekvenční spektrum s tisícinásobným převzorkováním. Minimální rozlišitelný krok v optické vzdálenosti tak klesl na hodnotu 28,8 nm, což odpovídá výškovému rozlišení 14,4 nm na povrchu měřeného objektu. Toho bylo docíleno tím, že dokážeme přesněji určit pozici frekvenčního vrcholu. Zatímco na obrázku 41 je vrchol na pozici 42, tak na obrázku 42 je na pozici 41568. Po zpětném vydělení tisíci získáme pozici 41,568.

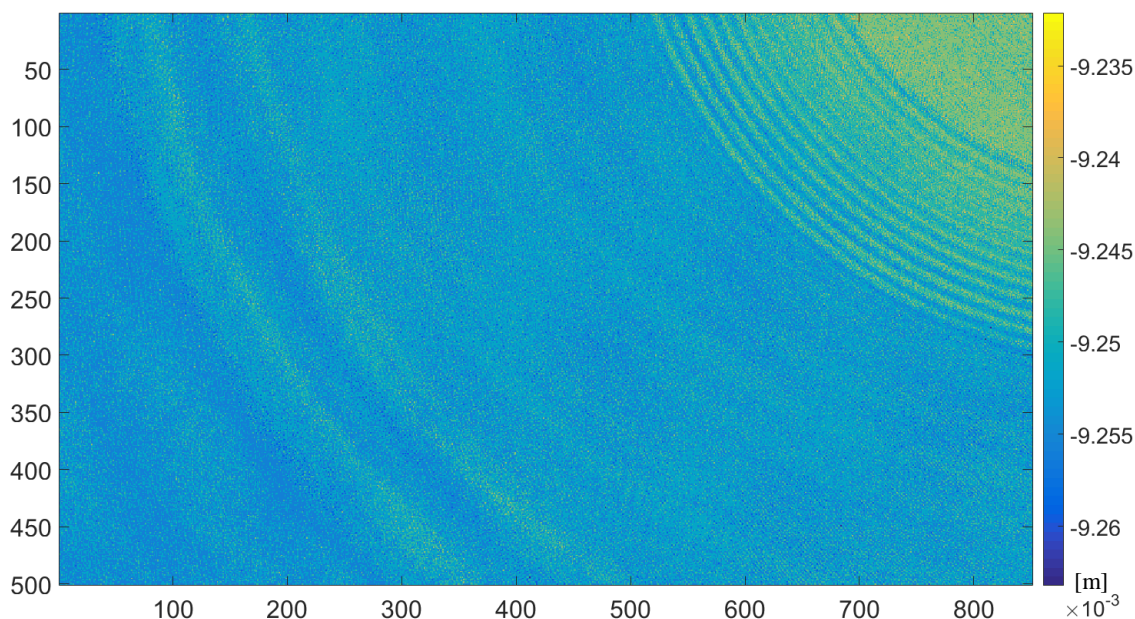


obr. 43 – Simulace vlivu převzorkování frekvenčního spektra na výsledné výškové rozlišení rekonstruovaného tvaru.

Na simulovaných datech výše lze ukázat vliv hodnoty převzorkování na výsledný tvar rekonstruovaný z frekvenčního spektra. Vstupní data představují nakloněnou rovinu ve vzdálenosti 9 mm od referenční roviny. Náklon roviny má hodnotu  $1,2 \mu\text{m}$  v rámci snímané oblasti, která má rozlišení  $200 \times 200$  bodů.

Z teorie a výsledků na simulovaných datech (obr. 43) je jasně patrné, že vyhodnocená data jsou v podstatě zaokrouhlována v závislosti na hodnotě  $OPL_{krok}$  (výraz 59). Tím jak se tato hodnota s převzorkováním snižuje, posouvá se zaokrouhlování na vzdálenější desetinná místa, čímž se zvyšuje výškové rozlišení.

Stejným způsobem jako byla vyhodnocena simulovaná data (obr. 43) můžeme postupovat při vyhodnocení reálných měření. Reálna data byla nejprve převzorkována dvacetkrát. Výškové rozlišení na měřeném povrchu v aktuálním uspořádání je tedy přibližně 720 nm. Rozlišení snímané oblasti je 501 na 851 pixelu. V každém bodě byla nalezena pozice frekvenčního vrcholu a dle výrazu 57 vypočítána OPL, která byla následně vydělena dvěma pro získání rozdílu délky ramen interferometru společně s topografií povrchu.

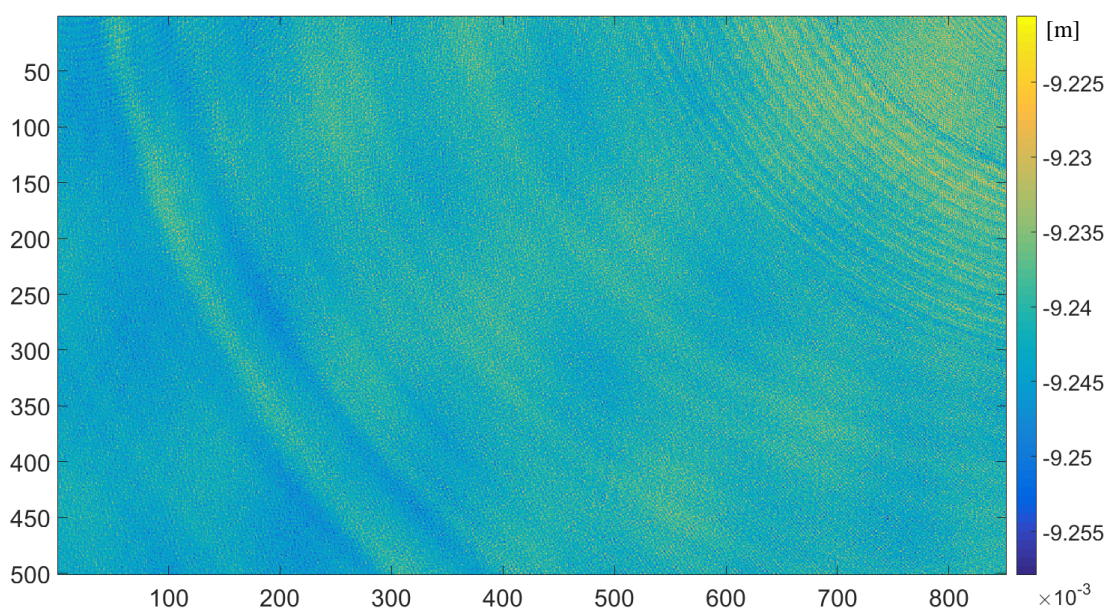


obr. 44 – Topografie testovacího objektu v hodnotách optické vzdálenosti (obr. 36 a obr. 37) určená z pozice frekvenčního vrcholu při dvacetinásobném převzorkování frekvenčního spektra.

Porovnáním výše zobrazené topografie s topografií získanou pomocí standardní relativní interferometrie (obr. 40) je potvrzena správnost základního principu metody. Výpočtem z optických drah je topografie zobrazena v absolutních hodnotách vzdálenosti měřeného objektu od referenční roviny. Vidíme, že rozdíl délek referenční a objektové větve interferometru je přibližně 9,25 mm. Ale je také zřejmé, kvalita zobrazení je oproti klasické

relativní interferometrii velmi nízká. Základní tvar je patrný, je však silně překrytý šumem. Schod o velikosti 5  $\mu\text{m}$  je dobře patrný, menší schod s výškou 2  $\mu\text{m}$  však není v podstatě vůbec rozeznatelný. Přejechy mezi rovinnými oblastmi jsou navíc zasaženy parazitními proužky s hustotou a tvarem odpovídající interferenčním proužkům (obr. 39).

Aby bylo dosaženo vyššího výškového rozlišení na povrchu byla data převzorkována tisíc krát. Teoretické výškové rozlišení na povrchu je tak 14,4 nm. Další postup zůstává stejný jako v přechodím vyhodnocení.



obr. 45 - Topografie testovacího objektu v hodnotách optické vzdálenosti (obr. 36 a obr. 37) určená z pozice frekvenčního vrcholu při tisícinásobném převzorkování frekvenčního spektra.

Mnohonásobně vyšší převzorkování signálu však nepřineslo kýžené zlepšení. Data jsou stále silně zašuměná a tvar je rozpoznatelný jen v náznacích. Oblasti se sklonem jsou stejné jako v přechodím případě zkresleny parazitními proužky. Z toho je jasné, že na rozdíl od simulace (obr. 43) samotné převzorkování signálu pro reálná data nepřináší dostatečné zpřesnění. Převládají tedy jiné zdroje nejistot nad nejistotou určování pozice frekvenčního vrcholu.

Samotné vyhodnocení optické vzdálenosti z frekvenčního spektra nepřináší kvalitativně srovnatelnou informaci v porovnání s klasickou interferometrií, ale obsahuje hodnotu o absolutní vzdálenosti. Pro praktické využití je však hladina šumu příliš vysoká.

## 5.2. Určení OPL optimalizační úlohou

Protože vyhodnocení optické vzdálenosti z frekvenčního spektra nepřineslo kýženou kvalitu výstupních dat, byla testována i další metoda určení frekvence interferenčních pohybu proužků a tím i optické vzdálenosti pomocí výrazu 57.

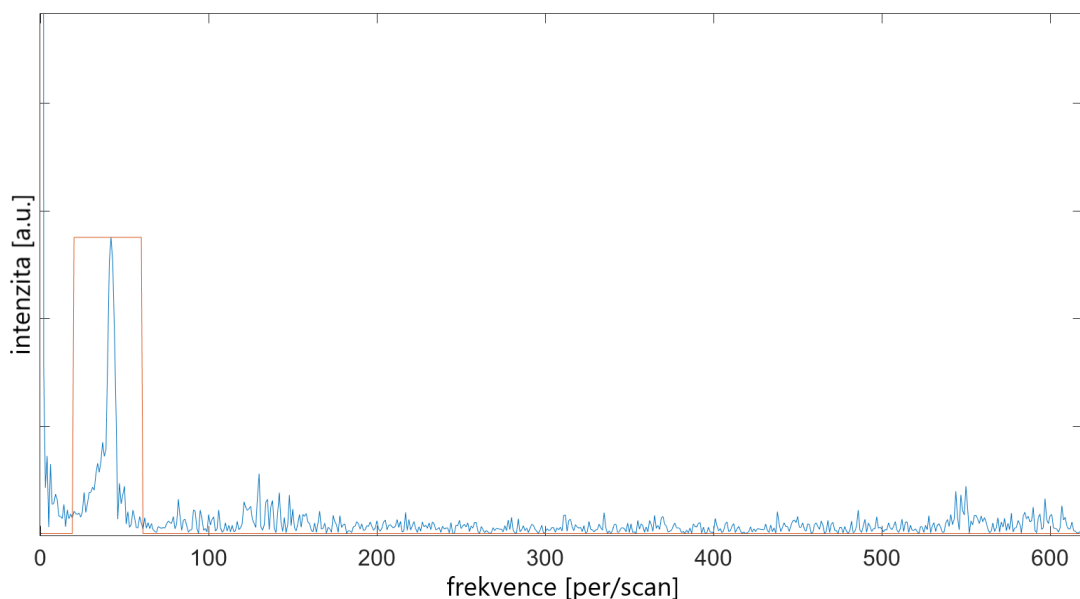
Jak již bylo řečeno v kapitole 2.2.2, naměřená data v každém pixelu lze za pomoci optimalizační úlohy proložit spojitým kosinovým průběhem.

$$I(x) = I_K + I_M \cdot \cos\left(\frac{c}{v} \cdot x + \varphi\right) = I_K + I_M \cdot \cos(f \cdot x + \varphi). \quad (60)$$

Ten je možné zapsat takovým způsobem, aby hledaný parametr byl přímo optická vzdálenost OPL a nikoliv pouze frekvence v závislosti na vzorkování  $x$ . K tomu je využita znalost vlnové délky (či frekvence) záření příslušící každému snímku.

$$I(\lambda) = I_K + I_M \cdot \cos\left(\frac{2\pi \cdot v}{c} \cdot OPL + \varphi\right) = I_K + I_M \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot OPL + \varphi\right). \quad (61)$$

Z výrazu výše je zřejmé, že intenzita v  $I$  je pro každou vlnovou délku  $\lambda$  respektive frekvenci  $v$  dána čtyřmi parametry. Konstantní složkou  $I_K$ , dále modulací  $I_M$ , hledanou optickou vzdáleností OPL a počáteční fází  $\varphi$ . Nelze však hledat pouze OPL, ale je nutné řešit všechny čtyři parametry, což může být obtížné minimálně z pohledu výpočetního času. Některé parametry je však možné úpravou signálu vyřadit.

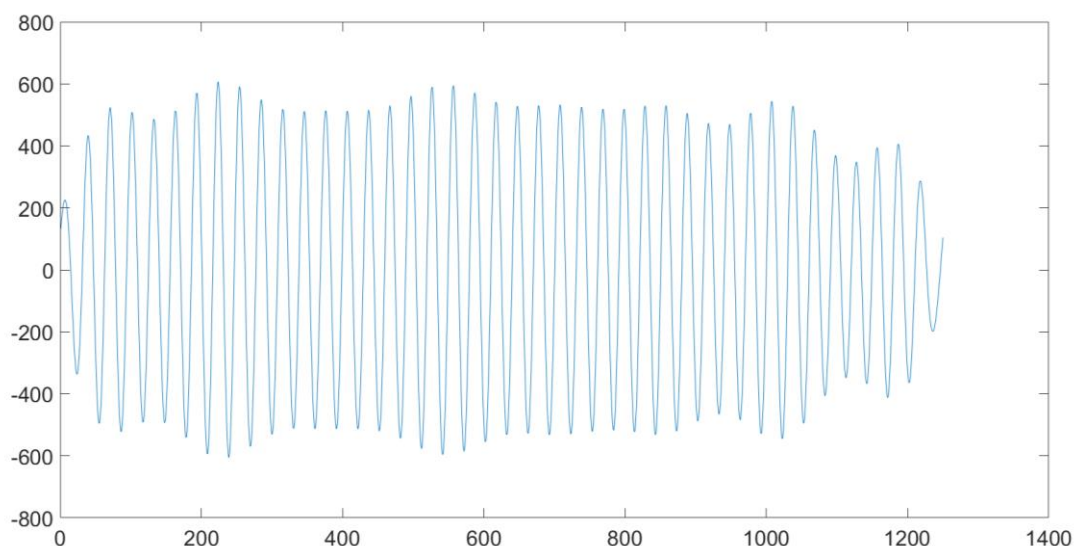


obr. 46 - Frekvenční spektrum průběhu intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce při přeladění vlnové délky světla laserové diody z 772.04100771 nm na 773.37684300 nm společně s filtračním okénkem.



Konstantní složku signálu  $I_K$  můžeme snadno eliminovat odečtením střední hodnoty signálu od každého prvku průběhu intenzity. Tím je hodnota konstantní složky rovna nule. Stejného efektu je možno docílit i frekvenční filtrací. Přenásobením frekvenčního vrcholu dostatečně širokým filtračním okénkem, které nezasahuje až do počátku frekvenčního spektra, zaručíme, že nedojde ke zkreslení žádaného signálu a přitom z něj odfiltrujeme konstantní složku. Na rozdíl od odečtení střední hodnoty však odstraníme i další parazitní signály, což má pozitivní efekt provede-li se vše správně.

Další parametr, který je možné z optimalizační úlohy vyřadit úpravou signálu, je modulace  $I_M$ . Protože signál, díky předcházející úpravě, již nemá žádnou konstantní složku, můžeme parametr modulace eliminovat její normalizací na určitou hodnotu, nejlépe na hodnotu jedna. Zde však narážíme na zásadní problém, kterým je proměnná velikost modulace v každém snímku závislosti na vlnové délce.



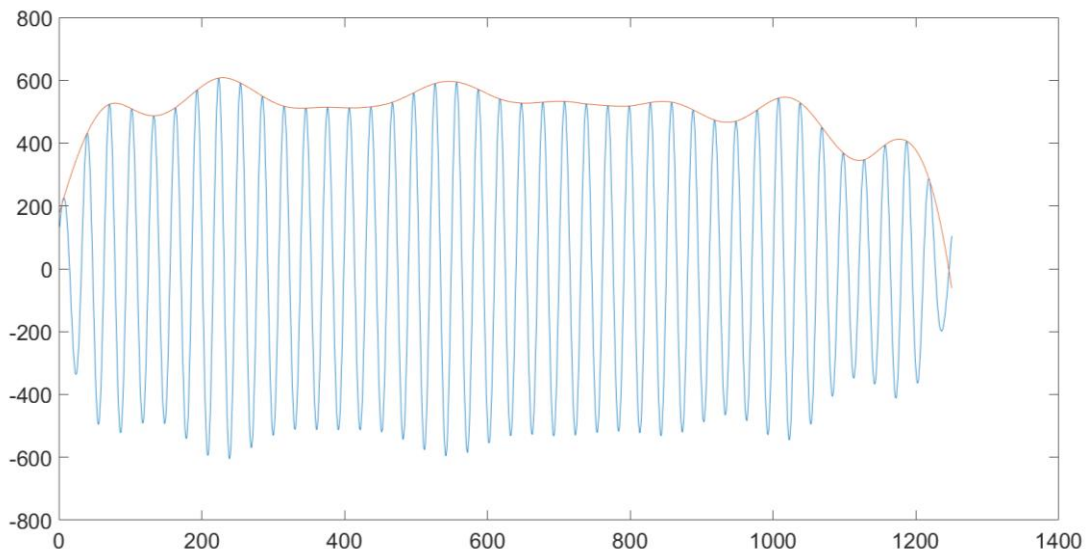
obr. 47 – Průběh intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce po frekvenční filtraci.

Jak je vidět na obrázku výše amplituda (modulace  $I_M$ ) není konstantní na celé délce signálu. Tyto změny jsou způsobeny kolísáním výkonu laserové diody se změnou teploty, kterou je laděna frekvence výstupního světla.

Měnicí se hodnota modulace je samozřejmě problém, chceme-li ji normalizovat na hodnotu jedna. Nicméně o problém by se jednalo i v případě, že by parametr modulace byl v úloze ponechán a byl hledán v rámci optimalizace. Důvodem je, že hledaný parametr v optimalizační úloze musí být konstantní v rámci celého signálu, ale reálná modulace konstantní není. Tento

fakt může způsobovat potíže s konvergencí řešení. Proto je vhodné upravit signál takovým způsobem, aby byla modulace v rámci možností rovnoměrná.

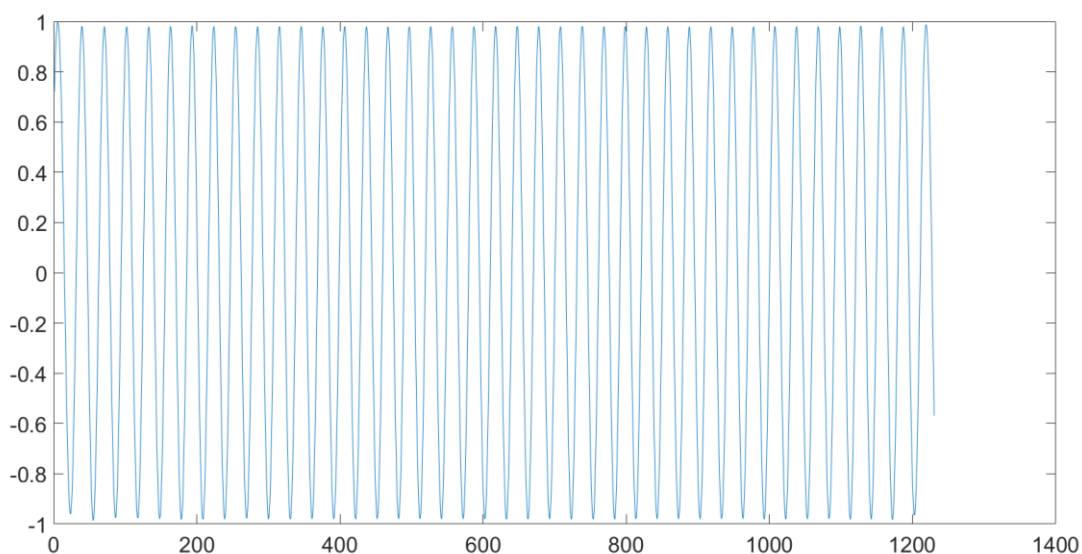
Jednou z možností je potlačení proměnnosti modulace za pomoci obáلكové funkce.



obr. 48 - Průběh intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce po frekvenční filtraci, společně s obáلكovou funkcí.

Obáلكa signálu zachycuje změny amplitudy s měnící se vlnovou délkou (obr. 48) a je tedy možné jí využít jak k potlačení kolísání amplitudy, tak k její normalizaci.

$$\text{signál}_{\text{očištěný}}(x) = \left[ \text{signál}(x) * \frac{\max(\text{obáلكa})}{\text{obáلكa}(x)} \right] / \max(\text{obáلكa}) \quad (62)$$

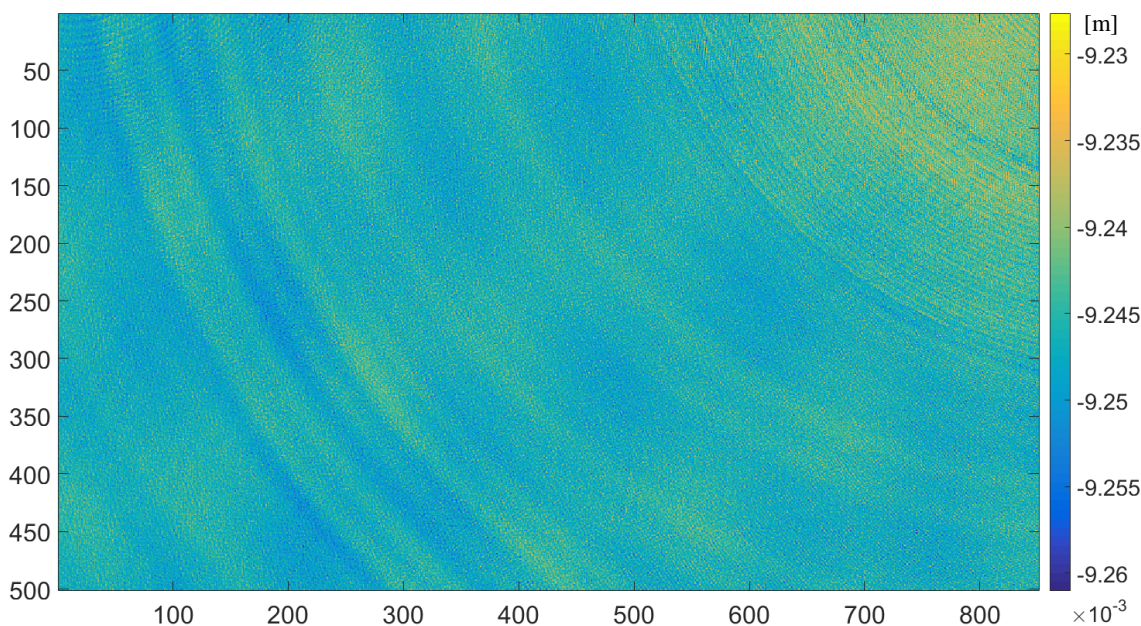


obr. 49 - Průběh intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce po frekvenční filtraci a vyrovnání modulace pomocí obáلكové funkce.

Očištěný a normalizovaný signál je ještě třeba lehce oříznout, protože obálka signálu bývá na okrajích často zkreslená a toto zkreslení je přeneseno i do výsledného signálu. Modulaci upraveného signálu zobrazeného na obrázku 49 již můžeme považovat za konstantní s velikostí rovnou jedné. Tím se výraz redukuje do následující podoby.

$$I(\lambda) = 0 + 1 \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot OPL + \varphi\right) \Rightarrow I(\lambda) = \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot OPL + \varphi\right). \quad (63)$$

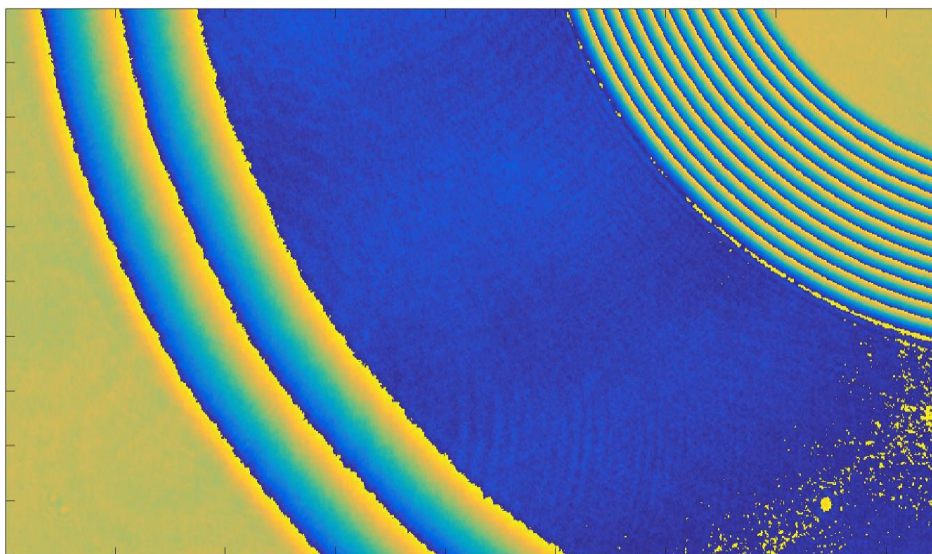
Počet hledaných parametrů je tímto redukován ze čtyř na pouhé dva, čímž se celá optimalizační úloha značně zjednodušila. Aplikací standardně dostupných optimalizačních algoritmů získáme optickou vzdálenost a počáteční fázi pro každý bod (pixel) měřené oblasti. Po vyhodnocení shodných dat, s jakými bylo pracováno v kapitole 5.1, získáme mapu optických vzdáleností a počátečních fází.



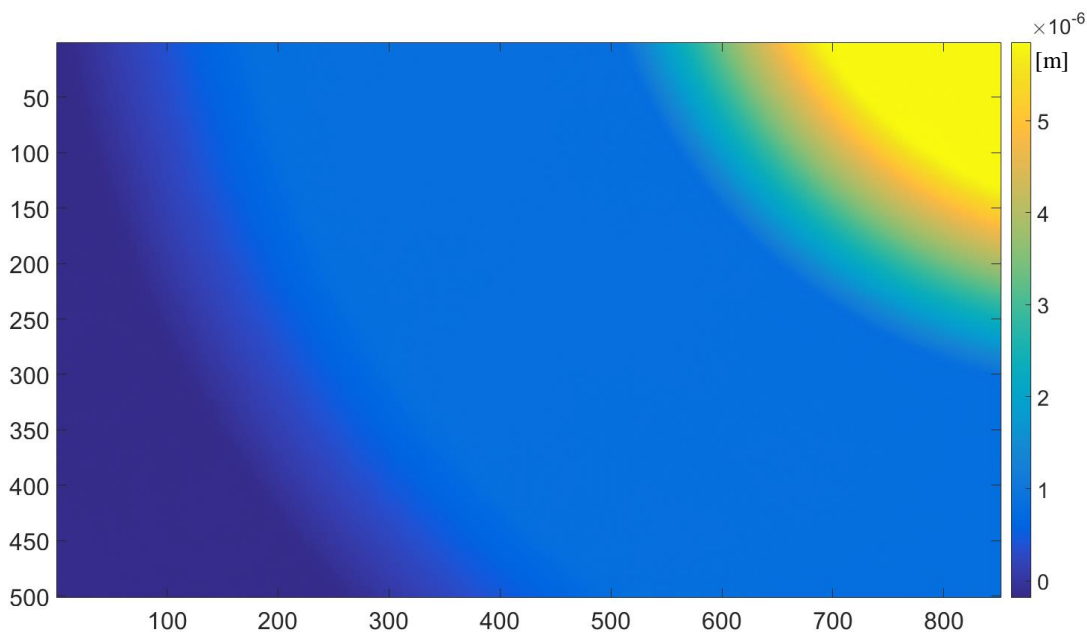
obr. 50 – Topografie testovacího objektu v hodnotách optické vzdálenosti (obr. 36 a obr. 37) určená pomocí optimalizační úlohy z výrazu 63.

Z mapy OPL (obr. 50) je na první pohled zřejmé, že nedošlo k významnému zlepšení oproti metodě určování optické vzdálenosti z frekvenčního spektra prezentované v kapitole 5.1. Výsledná data jsou značně zasažena šumem a tvar měřeného objektu je patrný jen v náznacích. Samotné odstranění problému s minimálním rozlišitelným krokem optické vzdálenosti, které přináší výpočet pomocí optimalizační úlohy oproti výpočtu z frekvenčního spektra, tedy nepřináší kýžené zlepšení.

Zatímco mapa frekvencí nedosahuje dostatečné kvality pro určení tvaru objektu, mapa počátečních fází (obr. 51) je kvalitativně srovnatelná jako při výpočtu standardními metodami používanými v relativní interferometrii (1.3).



obr. 51 – Mapa počátečních fází z měření testovacího objektu (obr. 36 a obr. 37) určená pomocí optimalizační úlohy z výrazu 63.



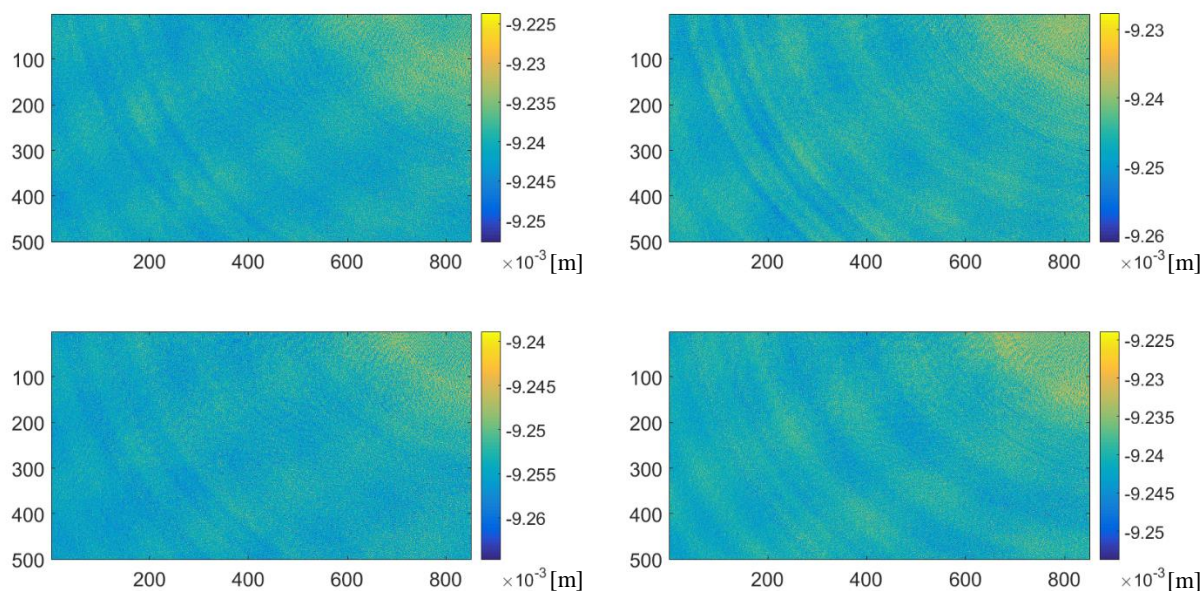
obr. 52 – Relativní topografie testovacího objektu (obr. 36 a obr. 37) rekonstruovaná z fázové mapy výše (obr. 51).

Po rozbalení fáze je výsledná topografie povrchu v podstatě shodná s tou získanou běžnými metodami (diference je pouze  $3,4 \cdot 10^{-21}$  m špička-špička). Nicméně topografie neobsahuje žádnou informaci o vzdálenosti, takže oproti relativní interferometrii nemá žádnou přidanou hodnotu.



Z výsledků (obr. 50) plyne, že nejsme schopni s dostatečnou přesností určit frekvenci změny intenzity v závislosti na vlnové délce. Proto je výpočet OPL z jediného naměřeného úseku o této délce poměrně nepřesný. Vzhledem k tomu, že rozsah ladění vlnové délky laserové diody je již na hranici dnešních technologických limitů, není možné pořízení delšího úseku. Nabízí se však možnost měření na více světelných zdrojích pracujících v okolí různých vlnových délek a následně zpracovat data z jednotlivých úseků.

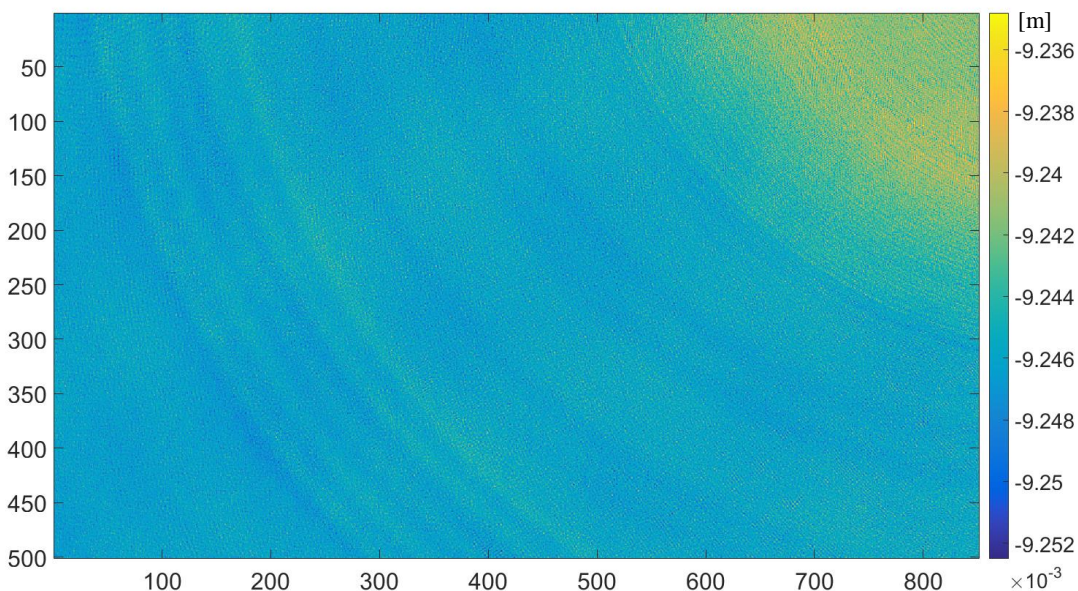
Pro experiment byly k dispozici laserové zdroje emitující okolo centrálních vlnových délek 760 nm, 773 nm, 785 nm a 852 nm. Ve shodném uspořádání a shodným postupem jak bylo prezentováno výše, bylo provedeno měření na všech čtyřech vlnových délkách. Výsledkem je tak čtveřice map optických vzdáleností a také mapy počátečních fází, které však, jak bylo řečeno výše, mají pouze kontrolní význam.



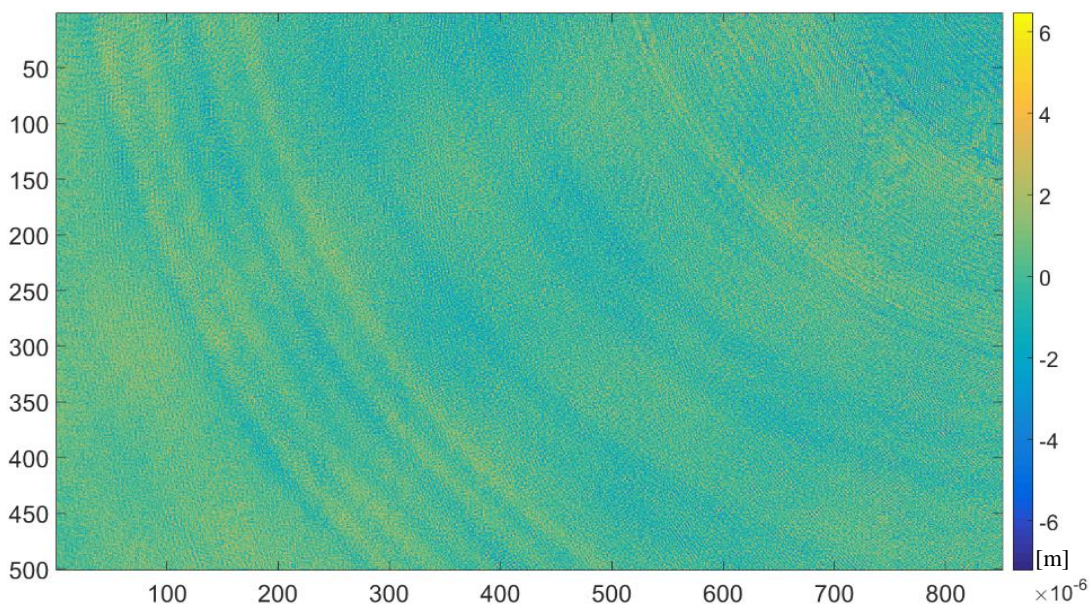
obr. 53 - Topografie testovacího objektu v hodnotách optické vzdálenosti (obr. 36 a obr. 37) určená pomocí optimalizační úlohy z výrazu 63. Měření byla provedena na vlnových délkách 760 nm, 773 nm, 785 nm a 852 nm.

Jednotlivé mapy OPL mají srovnatelnou kvalitu. Jsou výrazně zasaženy šumem a samotný tvar je v nich patrný jen v náznacích. Jako nejjednodušší možnost zvýšení kvality výsledků je zprůměrování čtveřice map, čímž by mělo dojít k potlačení šumu (je-li náhodný).

Průměrování měření ze čtyř zdrojů dle předpokladu došlo k potlačení šumu a zvýraznění tvarové složky (obr. 54). Pěti mikrometrový schod je v datech již dobře patrný, schod s velikostí dva mikrometry je však stále zcela nezřetelný. I přesto že došlo ke kvalitativnímu zlepšení výsledku v porovnání s výsledky z relativní interferometrie je topografie stále dosti nevýrazná.



obr. 54 – Průměr topografií testovacího objektu v hodnotách optické vzdálenosti měřených na vlnových délkách 760 nm, 773 nm, 785 nm a 852 nm.



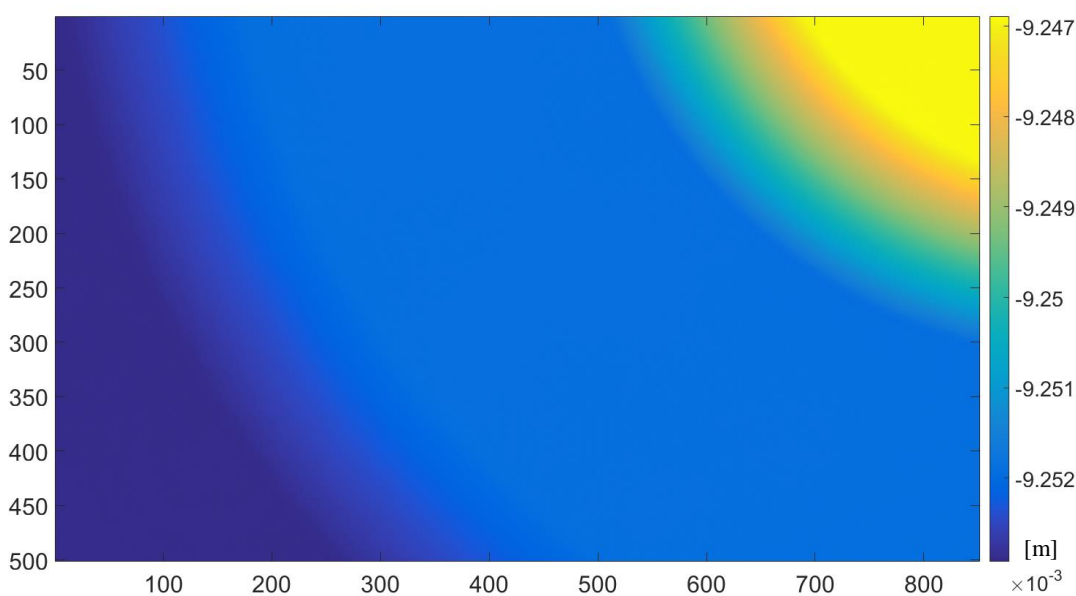
obr. 55 – Porovnání referenční topografie (obr. 40) s topografií získanou průměrem optických vzdáleností získaných měřením na vlnových délkách 760 nm, 773 nm, 785 nm a 852 nm.

Obrázek 55 byl získán odečtením referenční topografie od absolutní topografie získané ze čtyř zdrojů (a také odstraněním střední hodnoty). Rozložení diferencí v jednotlivých pixelech je překvapivě rovnoměrné, nosná informace o tvaru tedy není výrazně deformována, ale je silně

překryta šumem. Můžeme proto zkombinovat referenční data, která nám podávají kvalitní informaci o tvaru měřeného objektu s daty z absolutní interferometrie, která jsou sice silně zasažena šumem, ale obsahují informaci o vzdálenosti od referenční roviny. Musíme najít konstantu o jakou posunout referenční topografii v rovině Z, do oblasti topografie absolutní. Tu získáme minimalizací následujícího výrazu:

$$\min_{l \in (-\infty, \infty)} \sum_{i,j=1}^{M=501, N=851} \left[ (OPLABS(i,j) - (TOPO(i,j) + l))^2 \right] \quad (64)$$

Výsledkem je posuv referenční topografie do roviny dat v absolutních hodnotách. Hodnota posuvu  $l$  je rovna -9,253125 mm.

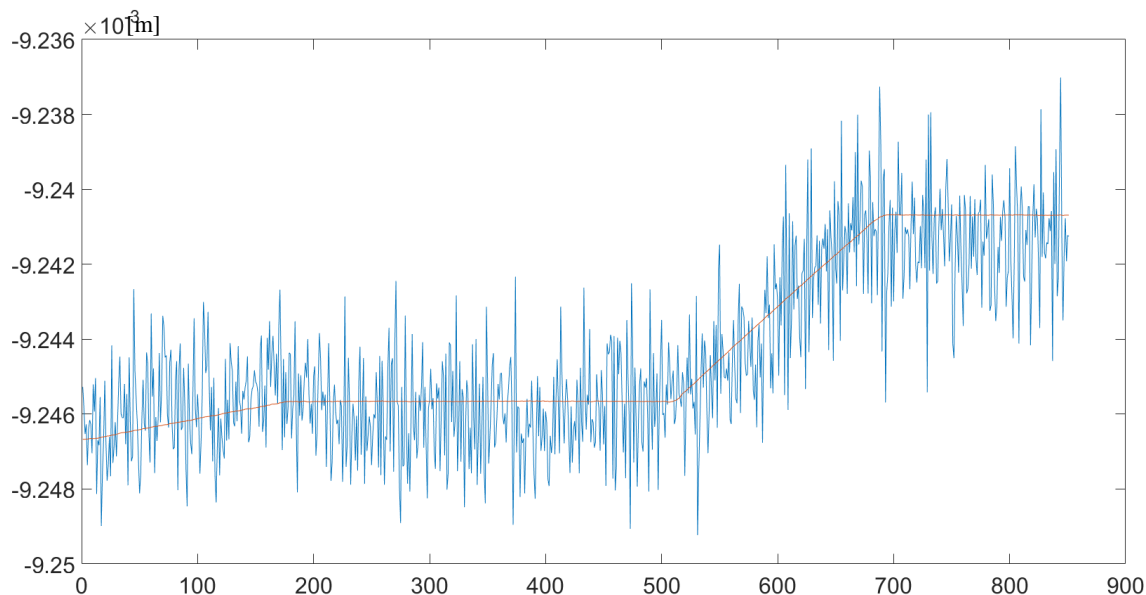


obr. 56 – Výsledek posuvu referenční topografie do oblasti topografie v hodnotách optické vzdálenosti pomocí minimalizace výrazu 64.

Kombinací dvou typů měření bylo dosaženo přenesení informace o vzdálenosti měřeného objektu od referenční roviny do přesných dat popisujících topografii. Tento postup již může být aplikován v uspořádání pro měření planparalelních elementů prezentované v kapitole 2.1. Dovolí nám tak získat všechny vzdálenosti v měřící kavitě a dle výrazu 58 i tloušťku měřeného vzorku. Vzhledem k silnému zašumění absolutních dat a ne zcela rovnoměrnému rozložení reziduí (shodná s obr. 55) jsem se rozhodl provést další kroky vedoucí ke zvýšení přesnosti měření vzdálenosti.

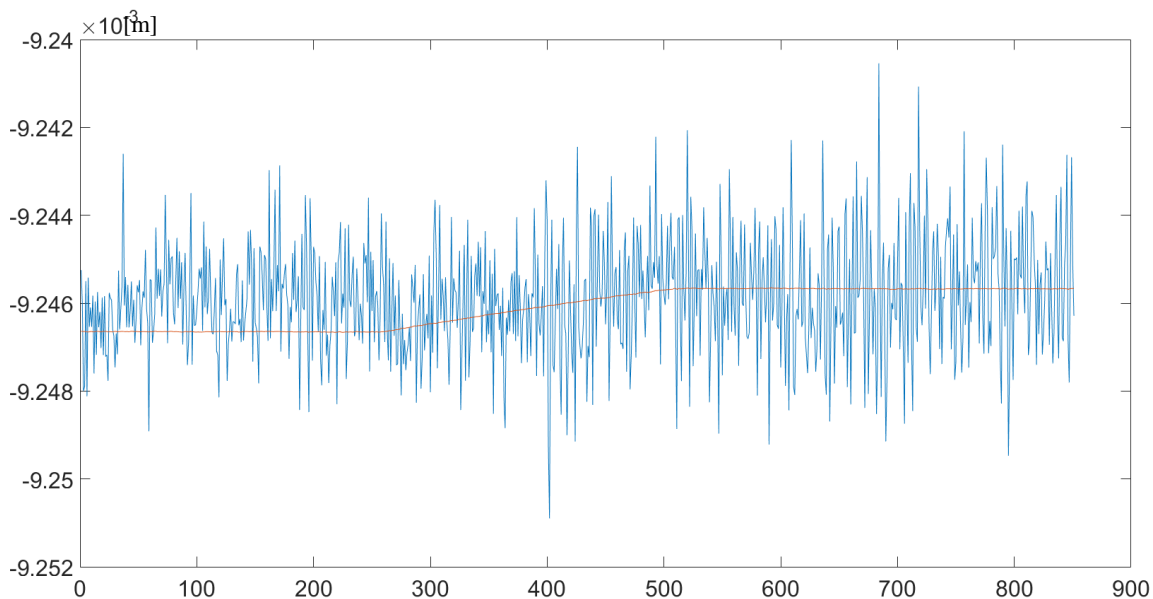


Nízký odstup signálu od šumu dat absolutní vzdálenosti je dobře patrný při porovnání řezů s daty referenčními.



obr. 57 – Porovnání řezu v referenční topografii s řezem skrze data optických vzdáleností. Zobrazený výškový schod v ose y má velikost 5  $\mu\text{m}$ .

Srovnání v prvním řádku pixelů absolutních a relativních dat posunutých o konstantu  $l$  (obr. 57) ukazuje, že tvarová informace získaná absolutní interferometrií poměrně dobře odpovídá realitě. I přes vysokou hladinu šumu absolutní data dobře kopírují přechod o výšce 5  $\mu\text{m}$ . To naznačuje, že posuv referenčních dat do roviny absolutní vzdálenosti má význam a umožňuje nám získat optickou vzdálenost v každém bodě oblasti.



obr. 58 - Porovnání řezu v referenční topografii s řezem skrze data optických vzdáleností. Zobrazený výškový schod v ose y má velikost 2  $\mu\text{m}$ .

Porovnáním dat v posledním řádku pixelů na čipu kamery, kde se nachází pouze přechod o výšce 2  $\mu\text{m}$  (obr. 58) vidíme, že amplituda šumu již výrazně přesahuje hodnotu tvarové změny měřeného objektu. Z tohoto faktu plyne, že i samotná přesnost posuvu  $l$  může být v tomto případě negativně ovlivněna a je tedy žádoucí přesnost této metody absolutní interferometrie vylepšit.

### 5.3. Propojení fázové informace z měření na více vlnových délkách

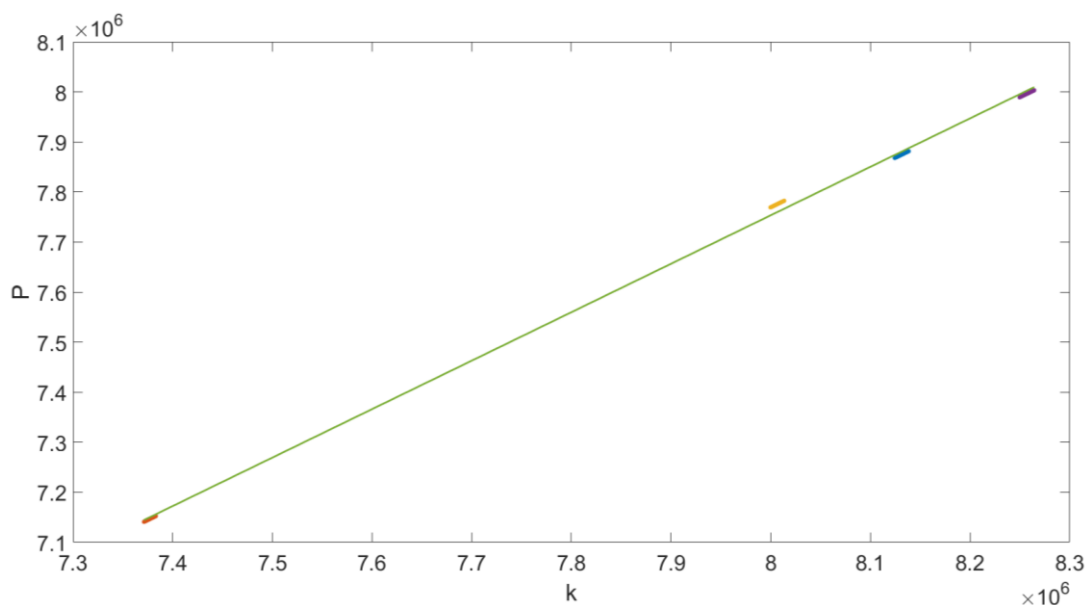
Vytvoření průměru ze čtveřice map absolutních vzdálenosti, jak bylo prezentováno výše, je snadný a přímočarý postup, nicméně se nejedná o příliš sofistikovanou cestu vyhodnocení tohoto typu dat. Nebere totiž vůbec v potaz fyzikální základ vzniku naměřených dat. V předcházejících kapitolách se v podstatě snažíme z krátkého měřeného úseku zjistit, kolik period vykoná signál o vlnové délce  $\lambda$  na trase mezi referenčním a měřeným objektem a ze získané hodnoty určit optickou vzdálenost. Je zřejmé, že signály různých vlnových délek vykonají různé množství period na stejné vzdálenosti. V čistě teoretické rovině lze uvažovat spektrum signálů od stejnosměrného s nekonečnou délkou periody či raději s nulovým vlnovým číslem  $k$  až po signály s vlnovými čísly odpovídajícími dostupným laserovým diodám. Pro vlnové číslo  $k=0$  (stejnoseměrný signál) je samozřejmě i počet period vykonaný signálem na vzdálenosti rozdílu optických drah referenční a objektové větve interferometru nulový. S lineárně rostoucím vlnovým číslem (ladění vlnové délky) roste lineárně počet period vykonaných signálem na rozdílu optických drah. Pokud bychom byli schopni měnit vlnové číslo již od nuly, bylo by možné určit počet period s naprostou přesností. Protože to však není možné, použijeme vyjádření v podobě absolutní fáze  $P$ . Ta je rovna argumentu kosinové funkce z rovnice 63.

$$P = k \cdot OPL + q \quad (65)$$

Jedná se o rovnici přímky s proměnou  $k$ , směrnici danou optickou vzdáleností  $OPL$  a počátečním posuvem  $q$ . Jak již bylo řečeno, pro nulové vlnové číslo je absolutní fáze nulová proto i hodnota posuvu  $q$  musí být rovna nule, ale i přesto nemůže být z výrazu vyřazen, jak bude ukázáno na následujících stránkách.

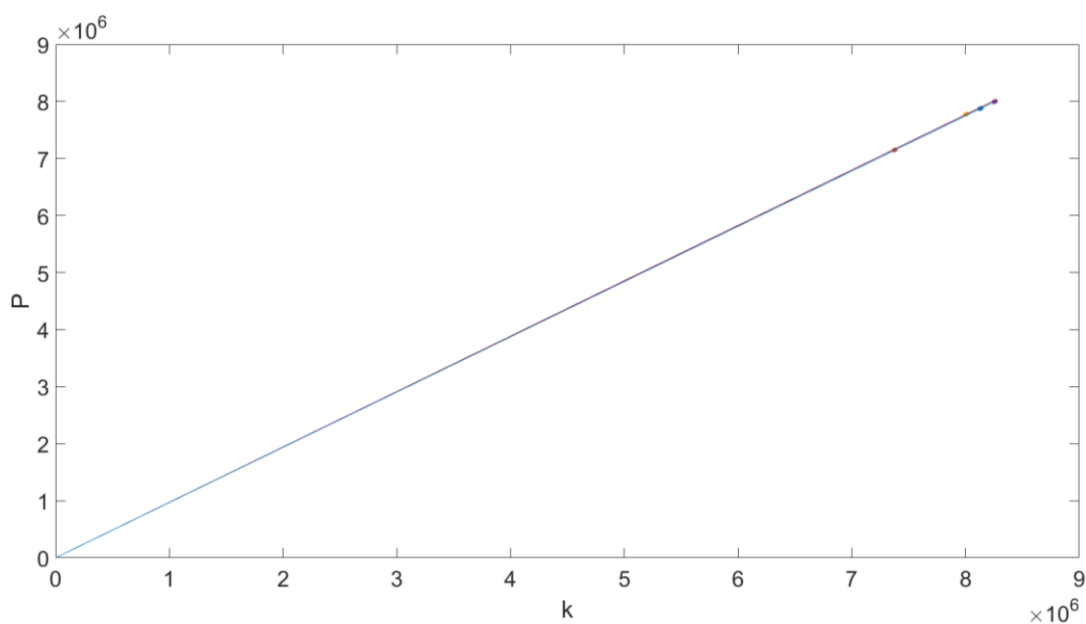
Vzhledem k faktu že dokážeme ladit vlnovou délku jen na krátkých úsecích, jsem schopni naměřit jen fragmenty této přímky v podobě série bodů, které navíc na této přímce nemusí ležet (obr. 59). To, že jsou tyto úseky rozptýleny v okolí ideální přímky, je způsobeno naší omezenou schopností přesně získat z výrazu 63 hodnotu optické vzdálenosti a také hodnoty  $k$ , které určujeme z vlnové délky měřené vlnoměrem. Pokud skrze všechny izolované části přímky

proložíme přímkou s předpisem  $P=k \cdot OPL$ , získáme jedinou přímkou průměrující naměřené fragmenty, a tak i jedinou směrnicí OPL (pro každý bod měřené oblasti). Tím však získáme pouze výsledek jako při průměrování jednotlivých OPL (obr. 54).



obr. 59 – Lineární regrese čtveřice naměřených fragmentů rovnicí  $P=k \cdot OPL$ .

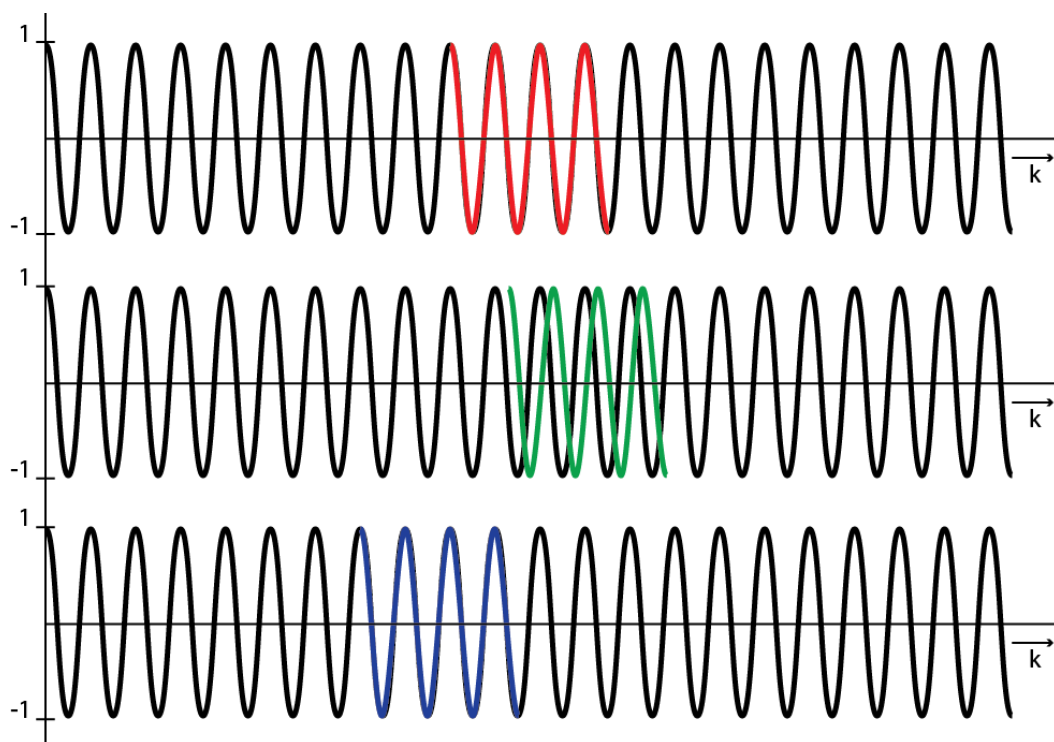
Použijeme-li k proložení čtveřice fragmentů přímkou rovnicí i s parametrem posuvu počátku  $q$  (rovnice 65), zjistíme, že takováto přímka nesměruje do počátku. Například v tomto konkrétním případě je hodnota přímky v počátku přibližně  $-5 \cdot 10^3$ . Příčinou je, že směrnicí získané přímky není ovlivněna jen směrnicemi jednotlivých fragmentů, ale velkou měrou také jejich vzájemným posuvem  $q$ .



obr. 60 - Lineární regrese jednotlivých naměřených fragmentů čtveřicí rovnicí  $P=k \cdot OPL+q$ .

Dosadíme-li do rovnice 65 hodnoty z optimalizace výrazu 63, vytvoříme čtveřici přímek, které mají v počátku hodnoty v rozsahu od  $-2\pi$  do  $2\pi$  odpovídající počáteční fázi části průběhu. Tím, že hodnotu posuvu přímky  $q$  z výrazu vypustíme, provedeme v podstatě interpolaci periodického průběhu do počátku, ve kterém má, jak je jasné z teorie, nulovou hodnotu. Skrze takto posunuté segmenty opět můžeme proložit přímkou  $P=k \cdot OPL$ . Nicméně interpolace takto krátkých segmentů přes obrovské množství period je zatíženo takovou chybou, že opět dojdeme v podstatě jen k výsledku jako při průměrování OPL (obr. 54). Interpolaci však nemusíme provádět rovnou až do počátku, ale můžeme ji provést nejprve mezi jednotlivými segmenty. Dokážeme-li přímky vhodným způsobem napojit, můžeme dosáhnout výrazného zesílení nosné informace oproti šumu.

Pro zvolení vhodné metody napojení segmentů je nutné pochopit co je hlavním zdrojem nepřesnosti. Ukázali jsme, že získat OPL respektive frekvenci krátkého úseku signálu jsme schopni se solidní přesností, i když hladina šumu je poměrně vysoká (obr. 53). Určit hodnotu vlnové délky příslušící každému snímku dokážeme velmi dobře a počáteční fázi s přesností relativní interferometrie. Nicméně na základě těchto hodnot s limitní přesností se snažíme správně určit pozici průběhu o desítkách či jen několika málo stovkách period v teoretickém signálu o milionech period (obr. 60 osa y dělená hodnotou  $2\pi$ ). V zobrazení na obrázcích výše se tyto chyby projevují právě posuvem segmentů nad nebo pod přímkou.



obr. 61 – Ilustrace možných chyb při pozicování naměřeného segmentu v celém teoretickém průběhu signálu. Červený průběh představuje správné umístění signálu.

Obrázek výše ilustruje možné situace, které mohou nastat při hledání pozice segmentu v celém teoretickém průběhu signálu. Uvažujme případ v obrázku 61 nahoře jako správné umístění červeného segmentu v signálu. Může nastat situace uprostřed, kdy zelený segment má správnou frekvenci, ale oproti celému signálu je posunut. Taková situace je však čistě teoretická a mohla by nastat jen při nějaké zásadní metodické chybě, protože černě znázorněný průběh v podstatě vytváříme prodloužením naměřeného segmentu. Případ v obrázku dole, kde je segment zobrazen modrou barvou a je posunut o násobek  $2\pi$ , může nastat velmi snadno. Při zanedbání ostatní chyb všechny segmenty leží na jednom periodickém průběhu a jejich pozice je lokálně přesně známa, ale zatížená chybou s pevným krokem  $2\pi$ . V lineárním zobrazení na obrázku 59 se chyba projeví vzájemným posuvem segmentů v ose  $y$  o  $n \cdot 2\pi$ , kde  $n$  je celé číslo. Pro určení citlivosti na tento typ chyby je vhodné vypočítat, jakému přeladění vlnové délky odpovídá délka jedné periody snímaného signálu. Tu určíme z následujícího výrazu.

$$l_p = \frac{d\lambda/dt}{N_p} \quad (66)$$

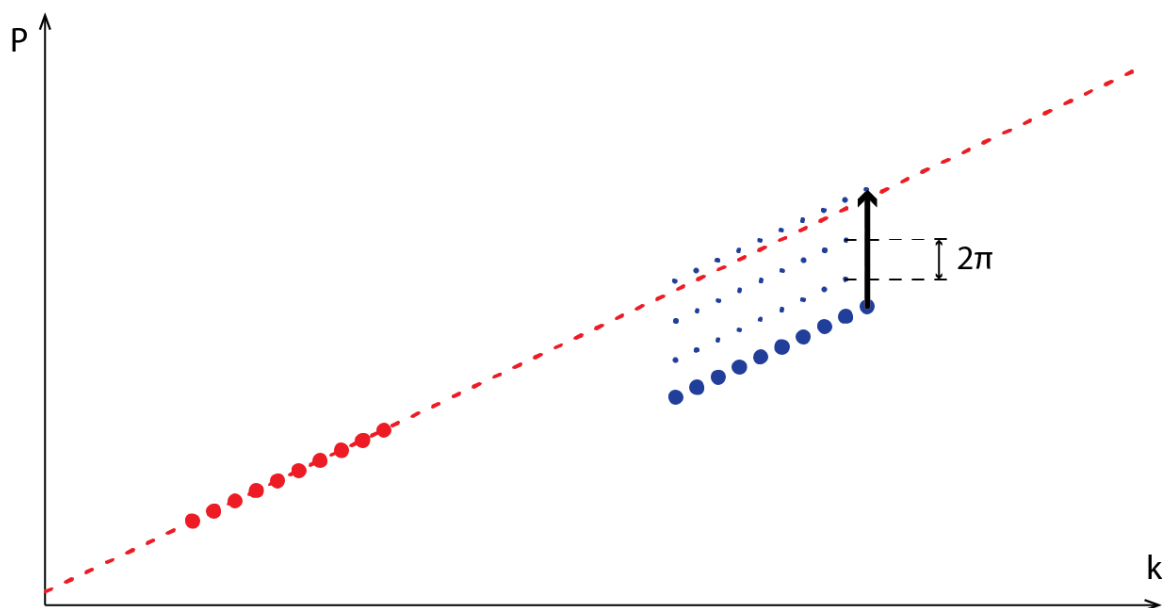
Kde  $N_p$  je počet period signálu.

Dosadíme-li do výrazu hodnoty rámcově odpovídající aktuálně prezentovanému případu, což jsou  $d\lambda/dt = 1,3 \text{ nm}$  a  $N_p = 250$ , je vykonána jedna perioda při přeladění o  $0,0052 \text{ nm}$ . To je přibližně pouze  $6,8 \cdot 10^{-4} \%$  měřené hodnoty vlnové délky. Takže i posuv naměřené hodnot vlnové délky od reálné o jedinou setinu nanometru způsobí v tomto případě posuv o  $4\pi$ . Z výrazu 66 je zřejmé, že odolnost proti skokům o násobky period je možné zvýšit prodloužením rozsahu ladění. To je však s dnešními technologickými limity dosažitelné jen ve velmi omezeném rozsahu. Také je vidět, že citlivost lze snížit snížením počtu period. Toho lze dosáhnout zkrácením optické vzdálenosti mezi měřeným objektem a referenční rovinou. Tím, že snížíme počet period ale také snížíme přesnost, s jakou jsme schopni získat hodnotu OPL z výrazu 63. Rozdíl délky objektové a referenční větve je z tohoto důvodu vhodné podrobit optimalizaci. Vzhledem k tomu, že v uspořádání určeném pro měření planparalelních elementů jsou hodnoty OPL dány pevně v závislosti na optické tloušťce měřeného elementu (viz kapitola 2.1), nebude jejich optimalizaci v této práci věnován prostor.

Získanou znalost, že jednotlivé segmenty jsou vzájemně posunuty o celočíselné násobky  $2\pi$ , můžeme využít k jejich vhodnému napojení. Při jejich napojování zvolíme jeden jako referenční a ostatní k němu budeme postupně připojovat, poskytneme jim však volnost posuvu v ose  $y$ , ale pouze v krocích  $2\pi$ . Velmi důležitá je volba pořadí v jakém budeme segmenty



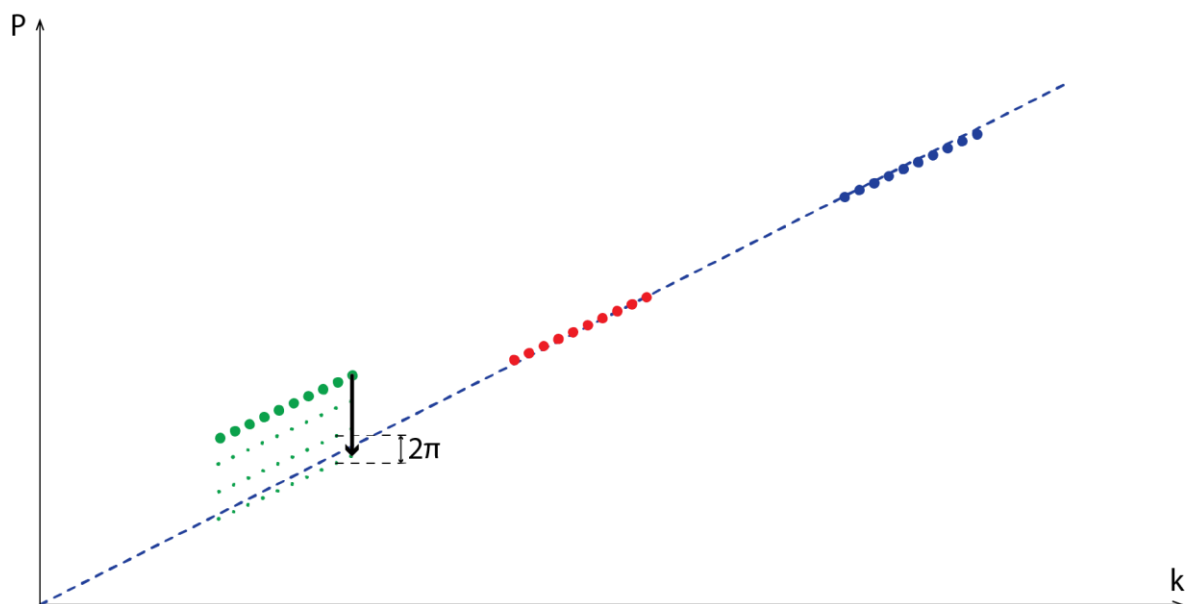
přímky napojovat. Důvodem je, že chyby v násobcích jedné periody nejsou jediné, které způsobují nepřesnosti v pozici segmentu. Celé měření je samozřejmě zatíženo i standardními nežádoucími vlivy, jakými je například šum či zaokrouhlovací chyba. Proto je vhodné jako první volit segmenty, které jsou od sebe v hodnotách vlnového čísla  $k$ , a tedy i vlnové délky  $\lambda$  co nejméně vzdáleny. Jako správný se totiž ukazuje logický předpoklad, že napojování částí přímek, které jsou od sebe vzdáleny jen několik jednotek násobků své délky, je na další náhodné nežádoucí vlivy výrazně méně citlivé než napojování vzdálenějších segmentů. V aktuálním případě zvolíme pořadí přímek, respektive vlnových délek, v jejichž okolí bylo měřeno následovně 773 nm, 785 nm, 760 nm a 852 nm.



obr. 62 – Posuv v krocích o velikosti  $2\pi$  jednoho ze segmentů při napojování na první zvolený segment.

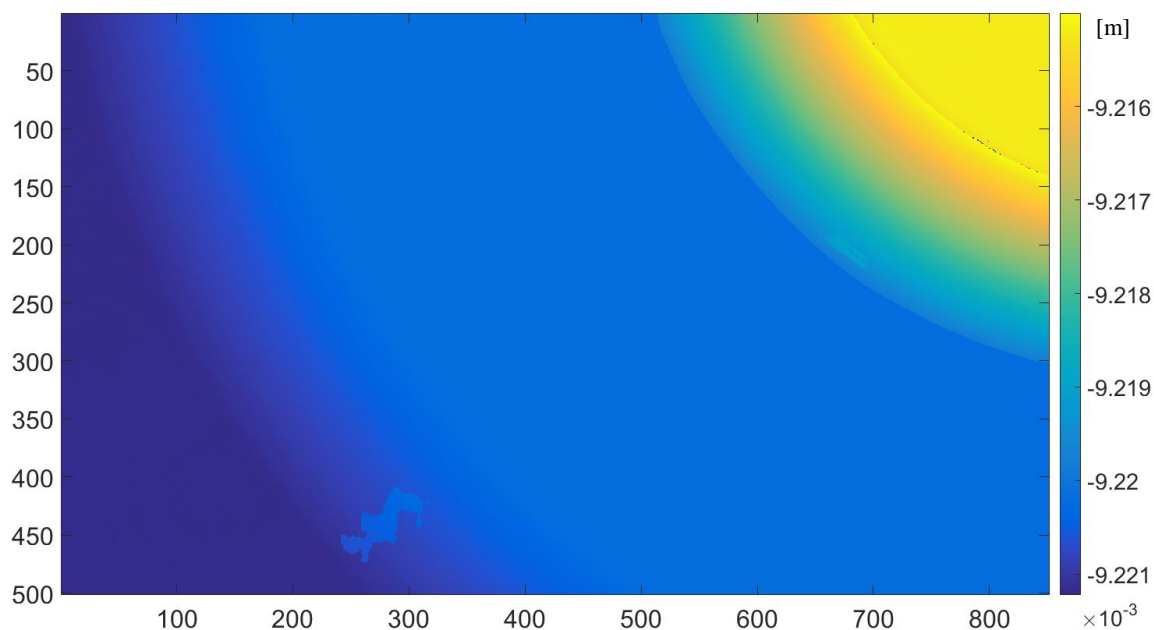
Postup napojování je takový, že pomocí zvolené sady měřených dat definujeme první přímku (červená přímka obr. 62). Následně druhou sadu dat (modré body), která je v hodnotě vlnového čísla nejbližší, posuneme ve směru osy  $y$  v krocích o velikosti  $2\pi$  tak, abychom minimalizovali vzdálenost bodů od vytvořené přímky. V ideálním případě by po posuvu byla vzdálenost bodů nulová, ale kvůli ostatním zdrojům nepřesností se body přímce jen přiblíží. Jsou-li segmenty v hodnotě  $k$  dostatečně blízko sebe, tak jak již bylo řečeno, jsou ostatní zdroje chyb způsobující nepřesnost v napojení výrazně potlačeny a body se přímce přiblíží velmi těsně.

Poté, co je druhá datová sada posunuta, můžeme segmenty napojit. Skrze oba segmenty proložíme přímkou, čímž jsou oba segmenty interpolovány a vzájemně propojeny (modrá přímkou obr. 63). Vytvoření této přímkou v podstatě nahrazuje schopnost ladit vlnovou délku ve větším rozsahu.



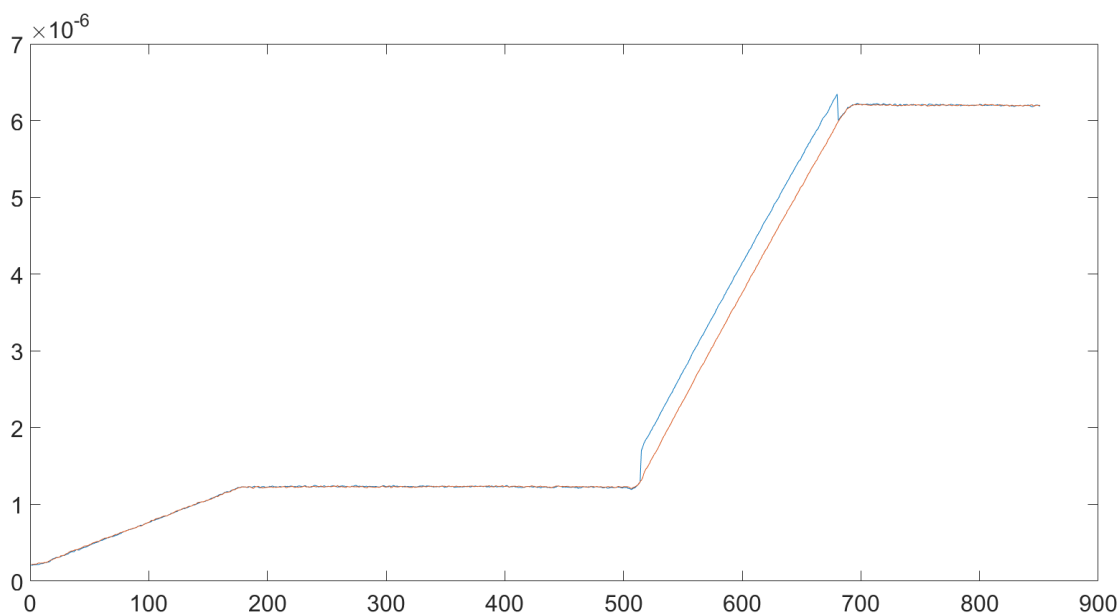
obr. 63 – Posuv v krocích  $2\pi$  jednoho ze segmentů při napojování na již interpolovanou dvojici naměřených úseků.

Dále můžeme pokračovat stejným postupem s dalšími naměřenými segmenty. Čím větší množství naměřených segmentů máme, tím většího zpřesnění výsledné optické vzdálenosti dosáhneme.



obr. 64 – Mapa optických vzdáleností získaná postupnou interpolací čtveřice naměřených segmentů a počátku souřadného systému.

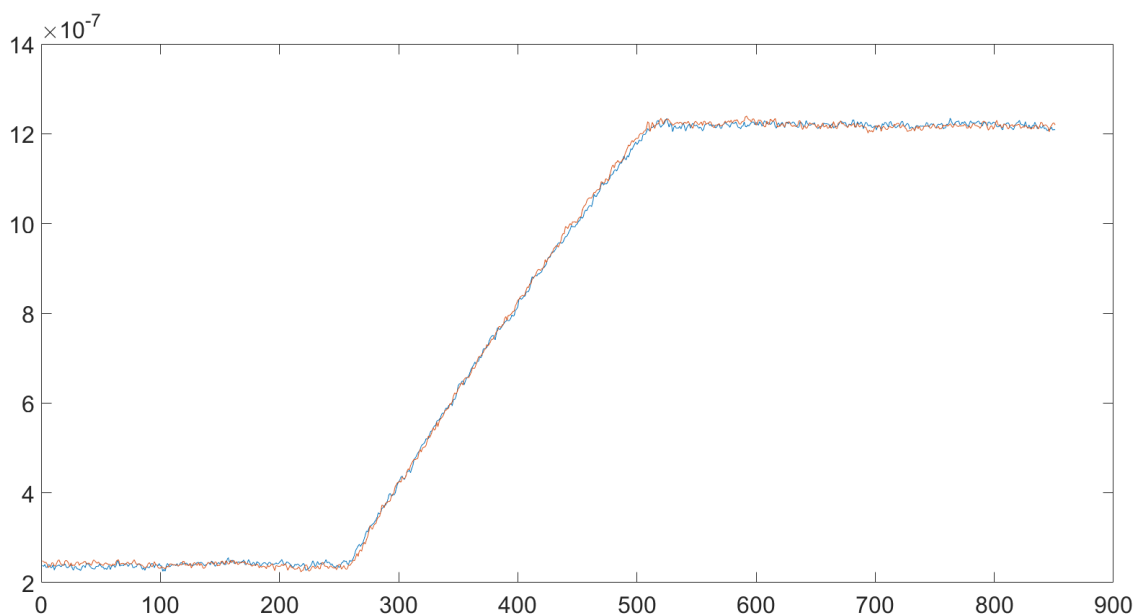
Na závěr jako poslední segment použijeme počátek souřadnicového systému, k němuž opět v krocích  $2\pi$  posuneme již propojené segmenty, a proložením získáme finální rovnici přímky a tím i OPL. Výpočtem v každém pixelu získáme topografii měřeného povrchu v hodnotách optické vzdálenosti (obr. 64). Srovnáme-li tuto topografii s výsledkem na obrázku 54, který jsme získali průměrováním jednotlivých optických vzdálenosti je zlepšení ve kvalitě velmi významné. Kvalitativně jsou tato data srovnatelná s výsledky získanými pomocí relativní interferometrie. Na první pohled jsou viditelné jen dva lokální defekty v šikmých oblastech, kde došlo k výškovému odsazení dat. Nejlépe je srovnání patrné na řezech, jako na obrázcích 57 a 58. Především je z nich patrná hladina šumu ve vyhodnocených datech, která poklesla na hladinu srovnatelnou s relativní interferometrií.



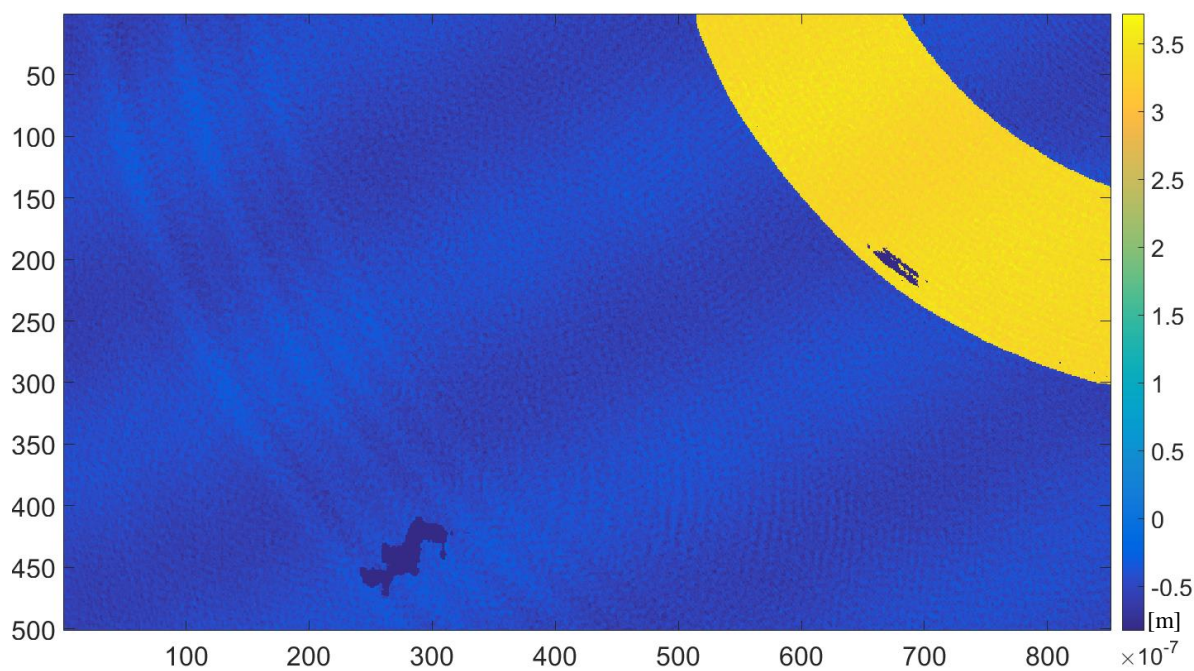
obr. 65 – Porovnání výsledků standardní relativní interferometrie (červená) s výsledky v hodnotách optické vzdálenosti (OPL). Zobrazený shod o velikosti  $5\ \mu\text{m}$ .

Nejzřetelnějším rozdílem je posuv absolutně naměřených dat od dat referenčních v místech přechodu mezi jednotlivými rovinnými oblastmi, tedy v oblastech se sklonem (obr. 65). Na prvním řezu se jedná o sklon  $5\ \mu\text{m}$  na  $2\ \text{mm}$ , v druhém případě je sklon  $2\ \mu\text{m}$  na  $2\ \text{mm}$ . Pozorovaný posun je způsoben chromatickou disperzí. Měření čtveřice segmentů probíhá mezi vlnovými délkami od  $760\ \text{nm}$  až do  $852\ \text{nm}$ . Pro tento rozsah se index lomu použitých skel v uspořádání významně mění. Z použitého měřicího uspořádání (Twyman-Greenův interferometr obr. 38) se může zdát, že chromatická disperze by neměla mít vliv, protože v objektové ani referenční větvi nedochází k průchodu skrze žádný optický element. Ke zkreslení však dochází v oblasti, která by měla být pro referenční i objektový svazek shodná, tedy v děliči a objektivu kamery. Pro části svazku šířící se systémem kolmo, tedy ty, které jsou odrazeny od rovinných

částí měřeného elementu, se trasa pro jednotlivé vlnové délky neliší, protože nedochází k jejímu zkreslení důsledkem lomu na rozhraní dvou prostředí. Paprsky odražené od svažitých částí elementu však nedopadají například na dělicí kostku kolmo a na rozhraní tak dochází k lomu svazku. Protože je index lomu materiálu pro různé vlnové délky odlišný dochází k rozdílnému lomu a paprsky se šíří systémem odlišnými cestami. To způsobuje pozorovaný posuv. Vidíme však, že v případě sklonu  $2\ \mu\text{m}$  na  $2\text{mm}$  již tento jev téměř nepozorovatelný (obr. 66, obr. 67).

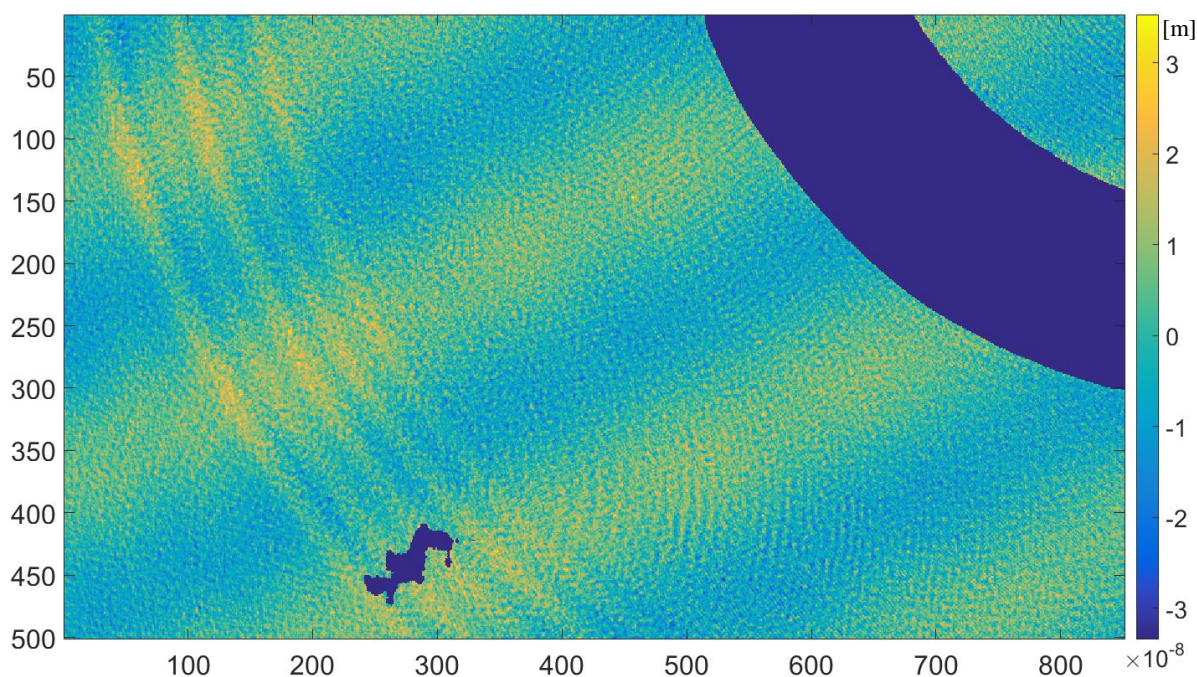


obr. 66 - Porovnání výsledků standardní relativní interferometrie (červená) s výsledky v hodnotách optické vzdálenosti (OPL). Zobrazený shod o velikosti  $2\ \mu\text{m}$ .



obr. 67 – Rozdíl referenční topografie získané standardní relativní interferometrií a topografie v absolutních hodnotách optické vzdálenosti (OPL)

Vymaskujeme-li oblast s větším sklonem, ve které je zkreslení největší, můžeme pozorovat i menší odchylky ve zbytku měřené oblasti (obr. 68). Odchylka má hodnotu špička-špička pouze 60 nm a hodnota RMS je 10,272 nm. Zkreslení má podobu parazitních proužků a je také vidět, že oblast se sklonem je zkreslena výrazněji více než zbytek měření.



obr. 68 - Rozdíl referenční topografie získané standardní relativní interferometrií a topografie v absolutních hodnotách optické vzdálenosti (OPL) s odstraněnou oblastí se sklonem 5  $\mu\text{m}$  na 2 mm.

Pro finální aplikaci, kterou je měření planoparalelních elementů, přináší fakt chybného vyhodnocení v oblastech se sklonem několik požadavků. V první řadě na samotný měřený element, ale také na měřící uspořádání. Nejprve je třeba seřadit náklon referenčních rovin tak, abychom dosáhli nulových proužků. Stejně tak při seřizování náklonu měřeného elementu musí být dosaženo co nejmenší hustoty interferenčních proužků. Aby to bylo možné, je třeba, aby byl element velmi dobře zbaven klínu, který by znemožňoval seřízení náklonu pro obě optické plochy elementu. Další požadavek je, že i samotné uspořádání musí být geometricky přesné, a to i v částech, kde je již dráha pro oba svazky shodná. Jako nejčastější chyba se ukazuje nedostatečné sjustování optických os. Pro měření na jediné vlnové délce by byl negativní vliv minimální, protože se neprojevívá změna lomu způsobená chromatickou disperzí. V případě měření na více vlnových délkách však dojde k nežádoucímu posuvu pozorovanému na obrázcích 65 a 67.

Nejzásadnější přínos tohoto experimentu je zjištění, že použitý postup vyhodnocení nezkrsluje vzdálenosti mezi rovinnými oblastmi testovacího elementu. Na výsledcích je vidět, že velikost schodu 5  $\mu\text{m}$  i 2  $\mu\text{m}$  byla změřena bez zkreslení a s výbornou přesností (obr. 65, obr. 66 a obr.

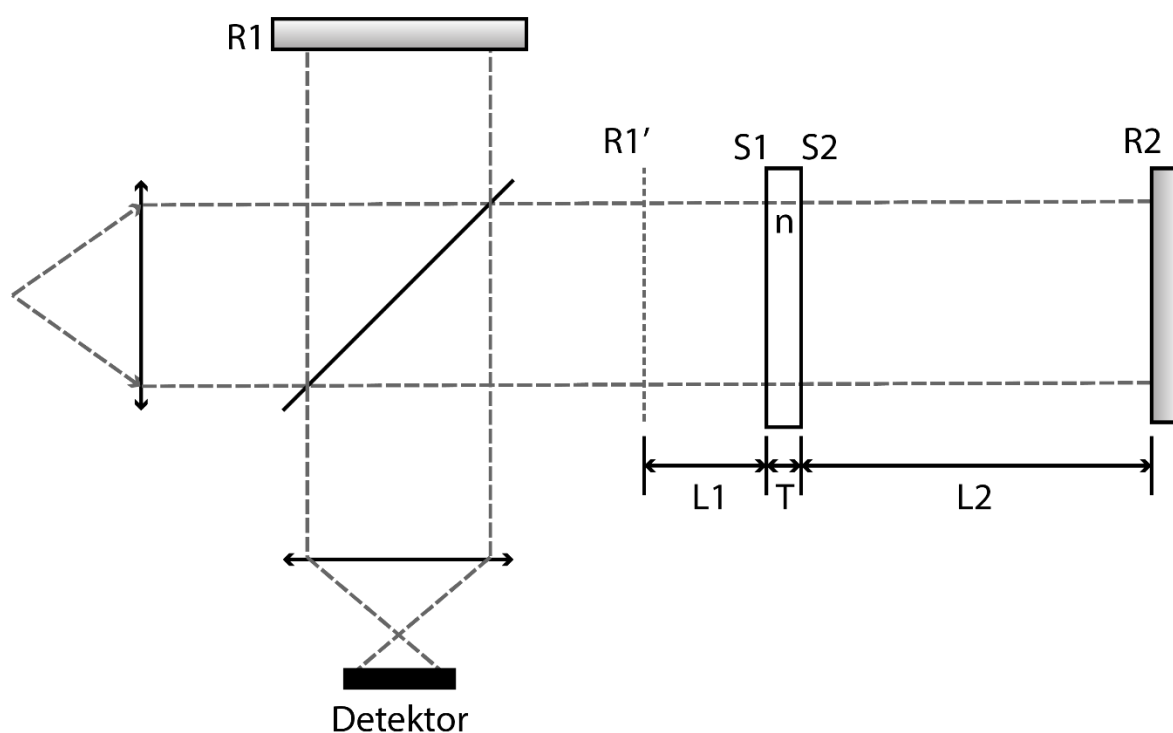
67). To otevírá možnost přenesení metody do uspořádání pro měření planparalelních optických elementů (obr. 15) a její využití k získání přesných fyzických rozměrů elementů.



## 6. Absolutní interferometrie s řízenou změnou fáze pro simultánní měření více povrchů

V kapitole 2 je prezentována metoda, díky které je možné měřit tvar ploch, klínovitost a vnitřní nehomogenitu indexu lomu planparalelního optického elementu v rámci jediné měřicí sekvence. Výsledky reálných měření jsou prezentovány v kapitole 4. V kapitole 5 je popsána metodika, jakým způsobem je možné měření topografie rovinných povrchů v absolutních hodnotách optické vzdálenosti OPL. Již v počátku páté kapitoly je naznačena možnost kombinace této metody s metodou pro měření planparalelních optických elementů z kapitoly 2 s cílem získání rozměrové informace o vzorku v absolutních hodnotách.

Jako experimentální měřicí uspořádání byl využit Twyman-Greenův interferometr, který byl modifikován obdobě jako Fizeau interferometr v druhé kapitole. Do jedné z jeho větví byla přidána další referenční rovina, čímž byla vytvořena kavita o dvou referenčních rovinách, do které byl posléze dle výrazu 37 vložen měřený planparalelní vzorek.

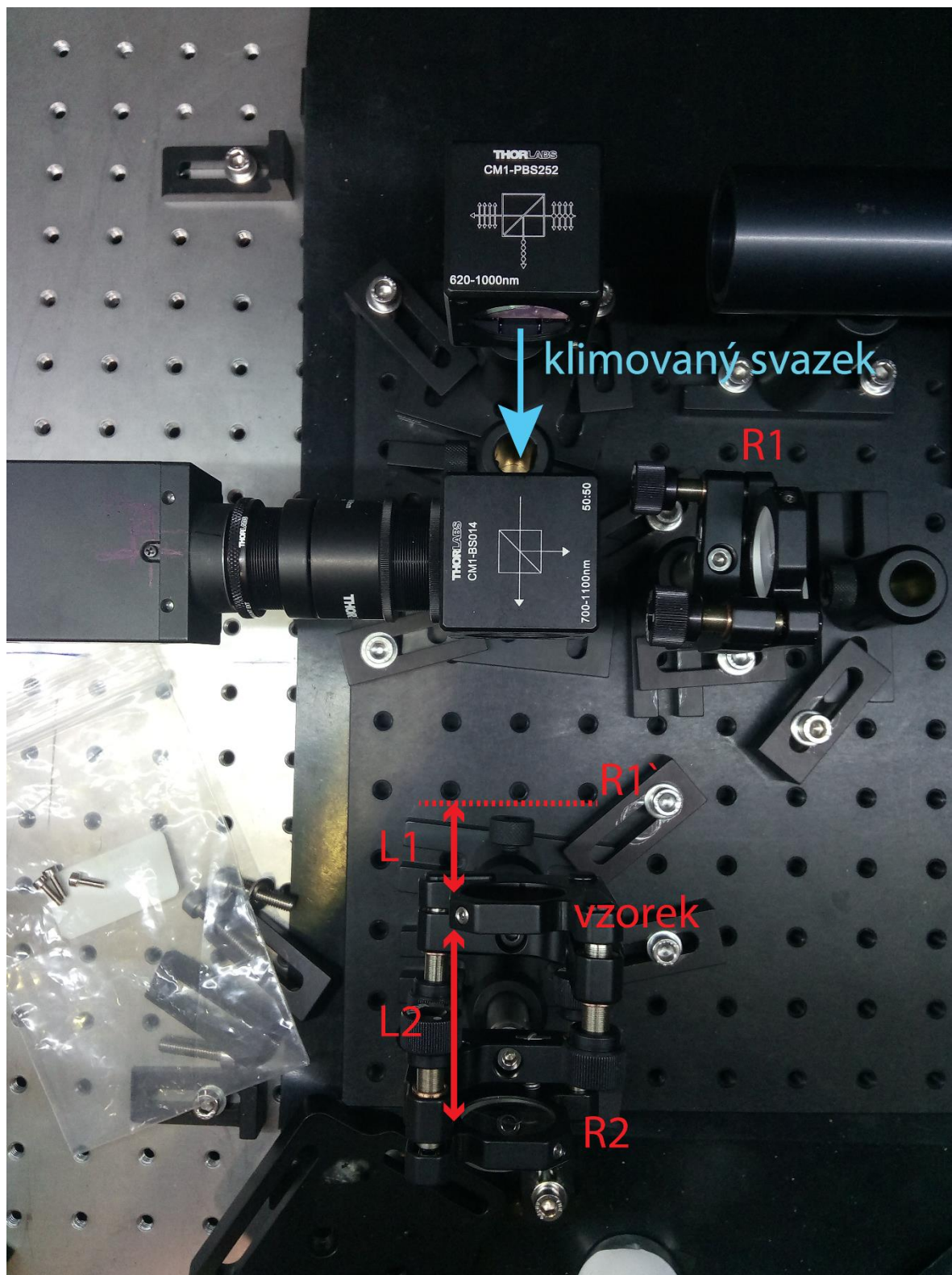


obr. 69 – Schéma experimentálního uspořádání pro měření absolutní tloušťky planparalelního elementu vycházející z Twyman-Greenova interferometru.

Jako vzorek bylo použito lité tabulové sklo o tloušťce přibližně 3 mm. Lité tabulové sklo bylo zvoleno z důvodu, že díky výrobní technologii je obvykle velmi dobře planparalelní a není tedy nutná další příprava vzorku. Měřena byla oblast o rozměrech cca 4 x 4 mm. Pro určení vzdáleností  $L_1$  a  $L_2$  byl zvolen referenční index lomu vzorku na hodnotu 1,5. Dle výrazu 37



pak vzdálenosti nabývají hodnot přibližně 13,5 mm respektive 40,5 mm. Prázdná kavita tak má velikost cca 57 mm. Měření bylo realizováno na vlnových délkách 773 nm, 780 nm, 785 nm a 852 nm.



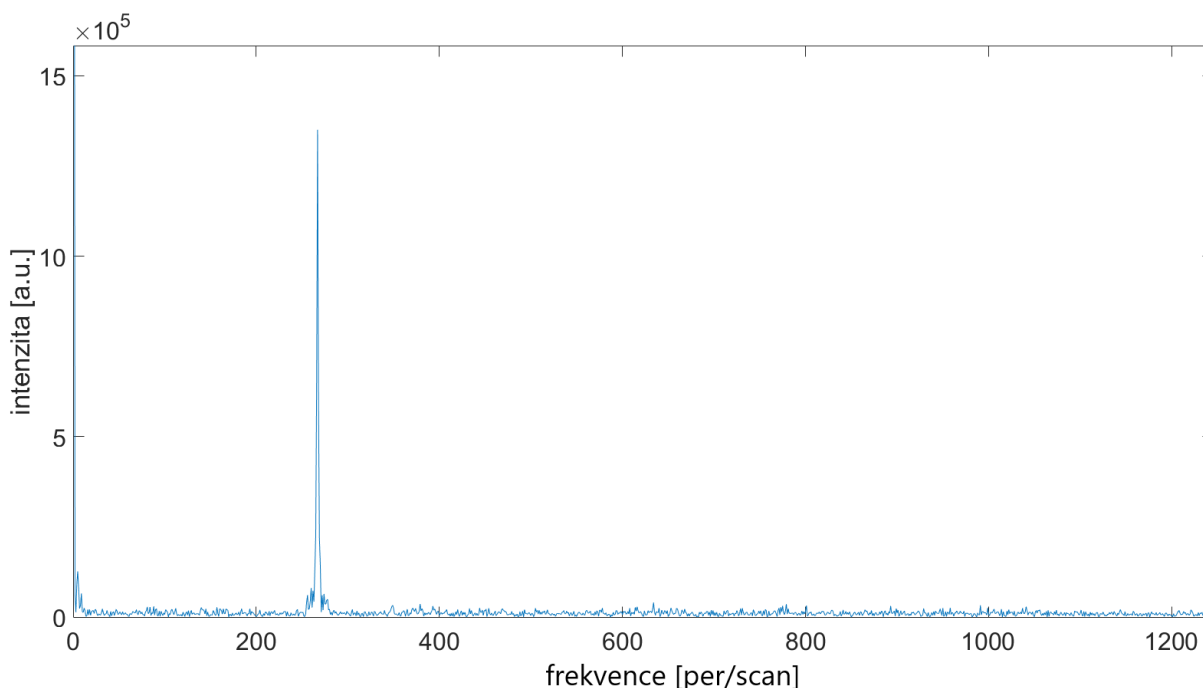
obr. 70 – Experimentální uspořádání vycházející z Twyman-Greenova interferometru pro měření absolutní fyzické tloušťky vzorku.

## 6.1. Celoplošné měření tloušťky planoparalelního vzorku s využitím absolutní interferometrie

V kapitole 4 byla prokázána možnost oddělení překrývajících se interferenčních obrazců z vhodně navržené měřicí kavity. Dále v kapitole 5 možnost měření absolutní vzdálenosti optických povrchů. Dokážeme-li přesně měřit délku prázdné kavity  $Le$  a po vložení vzorku také vzdálenosti  $L1$  a  $L2$  můžeme získat celoplošnou informaci o fyzické tloušťce vzorku následujícím způsobem:

$$T = Le - (L1 + L2) \quad (67)$$

Získání rozměru prázdné kavity je zcela shodné s postupem prezentovaném v kapitole 5, protože na detektoru je zobrazen pouze jeden interferogram a ve frekvenčním spektru tedy i jen jeden frekvenční vrchol který ho reprezentuje.

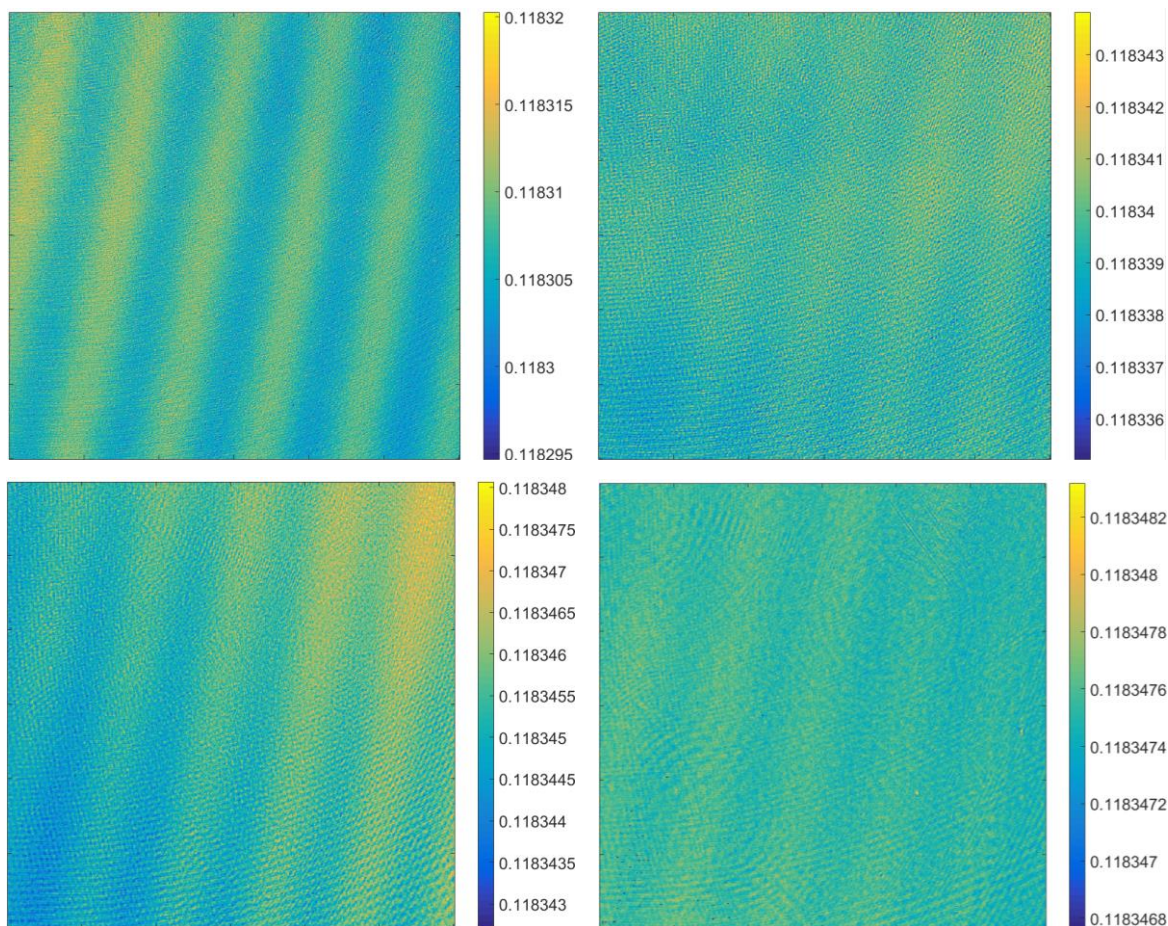


obr. 71 – Frekvenční spektru průběhu intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce při měření prázdné kavity.

Jak je ze spektra vidět, signál vykoná při přeladění téměř 250 period, což by při 1250 uložených snímcích znamenalo pouze málo přes 4 snímky na periodu. Nejkritičtější je tento problém pro nejkratší použitou vlnovou délku 773 nm. Proto byl počet snímku na rozsah přeladění zdvojnásoben na 2500, čímž byl zdvojnásoben i počet snímků na periodu. S dostupným technickým vybavením již není možné dále zvýšit počet snímků, protože nedokážeme více zjemňovat krok změny teploty, kterou je laděna vlnová délka. Množství period je dáno délkou

kavity, a protože velikost prázdné kavity je přímo závislá na tloušťce vzorku a jeho indexu lomu, je tím dán i limit tloušťky vzorku jaký je možné s použitým vybavením měřit.

Postupem jako v předcházející kapitole získáme optimalizací výrazu 63 dvojici map, optickou vzdálenost  $OPL$  a počáteční fázi  $\varphi$ . Tuto dvojici získáme pro každou vlnovou délku, na které bylo provedeno měření. Ve výsledku tedy celkem osm map.

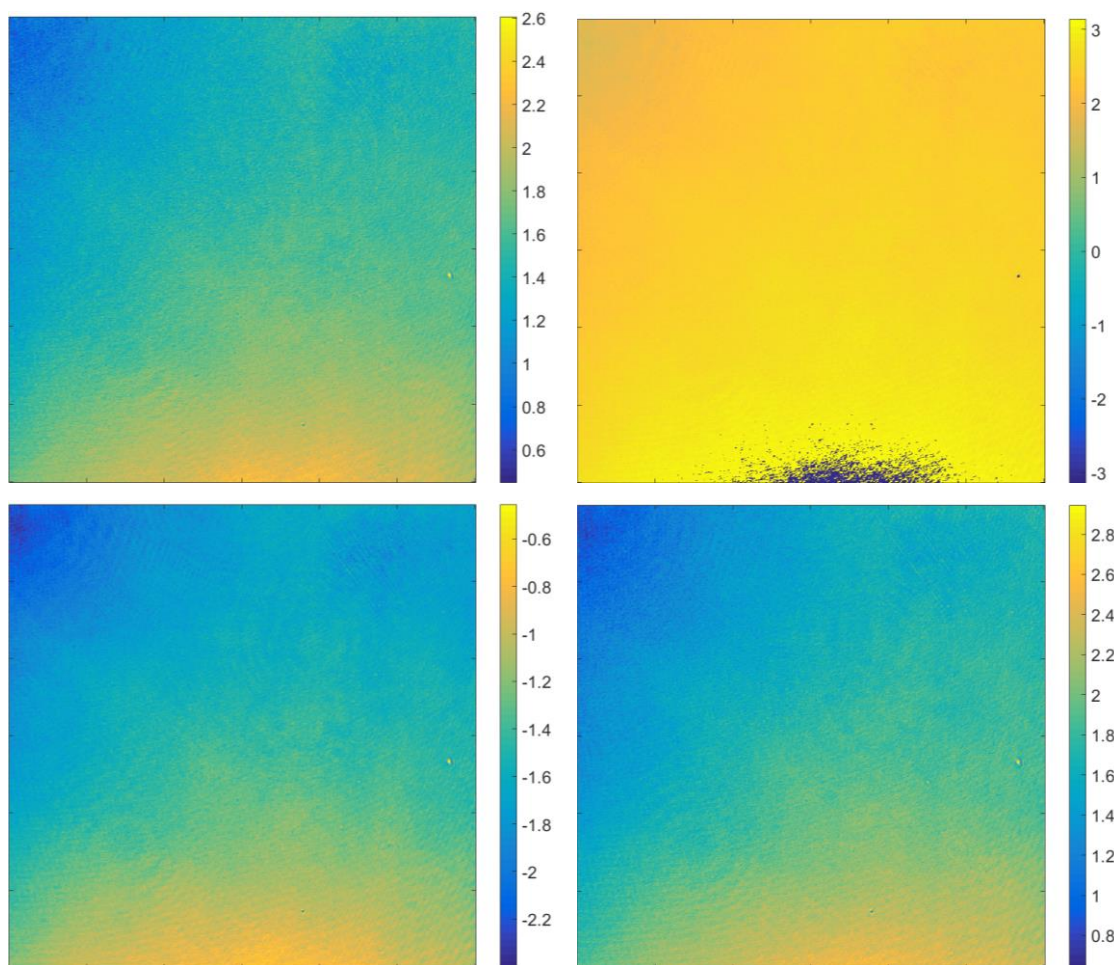


obr. 72 – Mapy směrníc z optimalizace výrazu 63 pro měření prázdné kavity na vlnových délkách 773 nm, 780 nm, 785 nm a 852 nm. Rozlišení 600x600 bodů. Jednotkami jsou metry.

Následující čtveřice obrázků zobrazuje zabalené počáteční fáze  $\varphi$ , tedy v zobrazení s rozsahem od  $-\pi$  do  $\pi$ . Obvykle v takovémto zobrazení pozorujeme skoky o velikosti  $2\pi$  (jako na obr. 51).



V tomto případě však skok vidíme pouze na druhém obrázku, protože vzájemný náklon referenčních rovin byl cíleně minimalizován a je menší než jedna perioda použité vlnové délky.

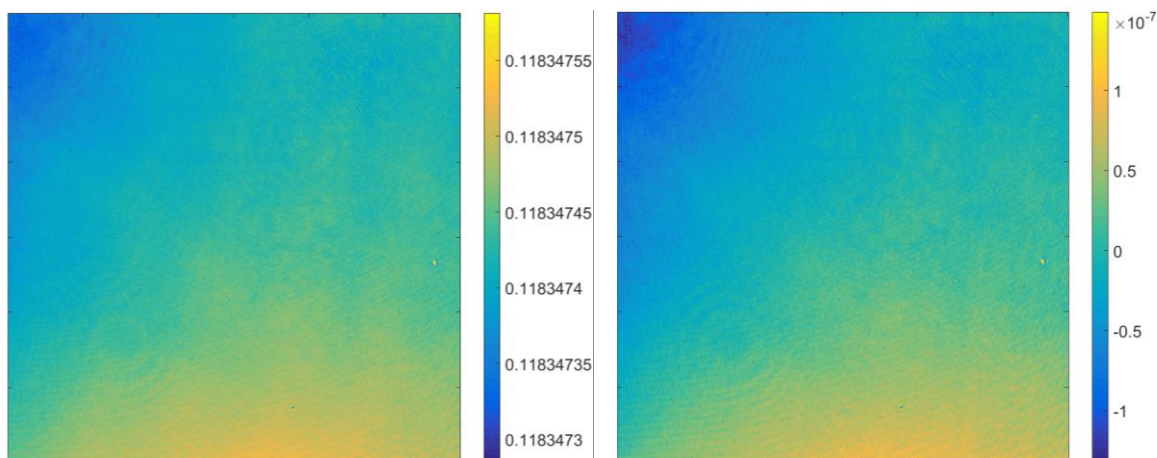


obr. 73 - Mapy počátečních fází  $\varphi$  z optimalizace výrazu 63 pro měření prázdné kavity na vlnových délkách 773 nm, 780 nm, 785 nm a 852 nm. Rozlišení 600x600 bodů.

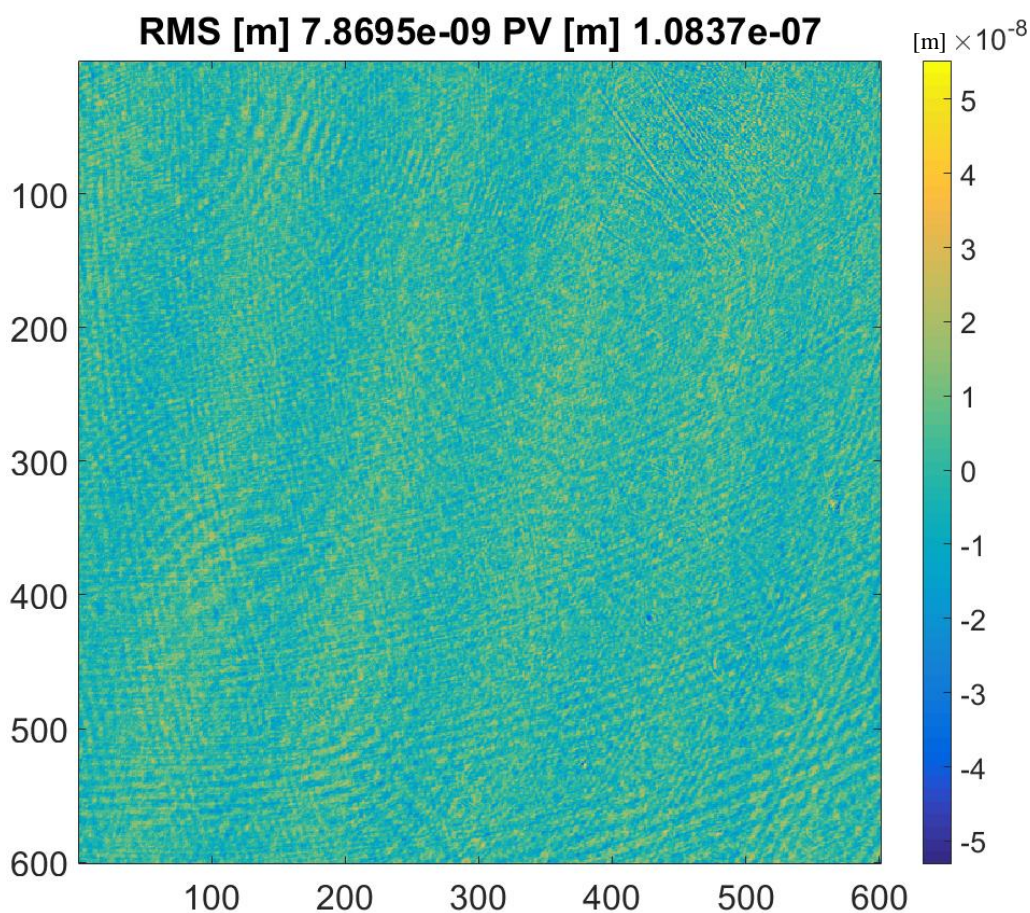
Dle postupu z kapitoly 5.3 propojíme naměřené signály v každém bodě. V pořadí od nejméně vzájemně vzdálených vlnových délek po ty vzdálenější tedy 780 nm, 785 nm, 773 nm a 852 nm. Výsledkem je kalibrační měření prázdné kavity, kdy získaná  $OPL$ e (obr. 74 vlevo) je dvojnásobkem hledané vzdálenosti  $L$ e. Pro porovnání je získaná mapa optických vzdáleností zobrazena ve dvojici s topografií získanou standardní relativní interferometrií (obr. 74 vpravo). Na první pohled je zřejmé, že globální informace o topografii v hodnotách  $OPL$  se výborně shoduje se standardní relativní metodou.

Odečtením níže zobrazených topografií zjistíme, že shoda absolutní měření s relativním je opravdu velice dobrá. Rozdílová mapa (obr. 75) je tvořena především vysokofrekvenčním šumem. Viditelné je také mírné zvlnění, jehož amplituda je ale jen několik jednotek nanometrů.

Nepozorujeme však žádné tvarové zkreslení jako např. přidání náklon. To ukazuje na precizní seřízení referenčních rovin i celé geometrie měřicího uspořádání.



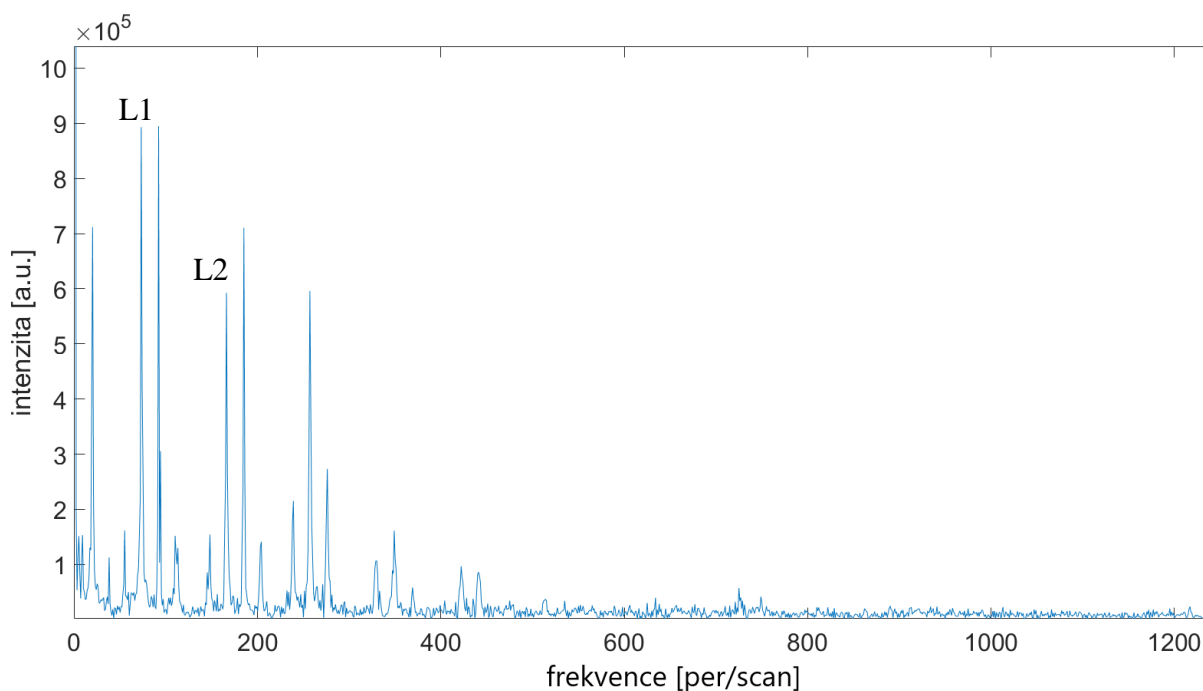
obr. 74 – Vlevo mapa optických vzdáleností pro měření prázdné kavity, vpravo deformace vlnoplochy získaná standardní relativní interferometrií. Rozlišení 600x600 bodů. Jednotkami jsou metry



obr. 75 – Rozdíl referenční deformace vlnoplochy a mapy absolutních optických vzdáleností pro měření prázdné kavity.

Získání vzdáleností L1 a L2 (obr. 69) již není tak přímočaré, protože po vložení vzorku do kavity dochází k interferenci odrazů od čtveřice rovin a výsledný interferenční obrazec je tak součtem šestice standardních interferogramů (viz. kapitola 2). Ve frekvenčním spektru

pozorujeme šestici dominantních frekvencí, které přísluší šestici unikátních OPL v měřicí kavitě (výraz 39). Zřetelné jsou však také frekvenční vrcholy o pětinnové až třetinové intenzitě, které pocházejí z násobných odrazů. Díky dodržení rozměrů kavity v souladu s doporučeními plynoucích z výrazů 39 jsou tyto vrcholy dostatečně odděleny od šestice dominantních frekvencí prvního řádu, a tak mohou být snadno odfiltrovány.



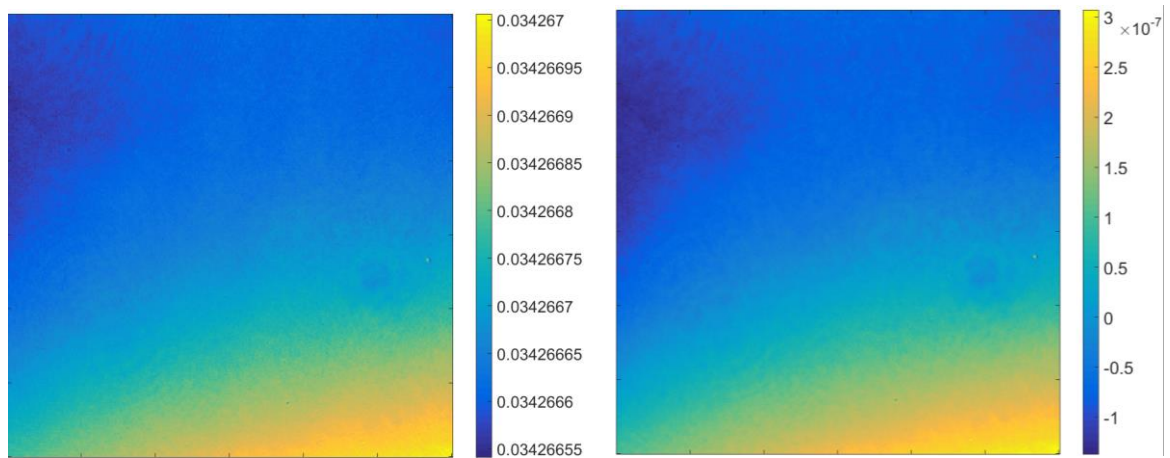
obr. 76 – Frekvenční spektrum průběhu intenzity ve vybraném bodě interferenčního obrazce při měření planoparalelního vzorku.

Vzdálenosti L1 přísluší frekvenční vrchol druhý z leva a vzdálenosti L2 čtvrtý z leva (obr. 76). Aby bylo možné aplikovat stejný postup jako pro prázdnou kavitu, je nejprve třeba pomocí frekvenční filtrace oddělit žádaný signál od informace v tuto chvíli nežádoucí. Problematice oddělování interferenčních obrazců pomocí frekvenční filtrace je věnována kapitola 2.2.1.

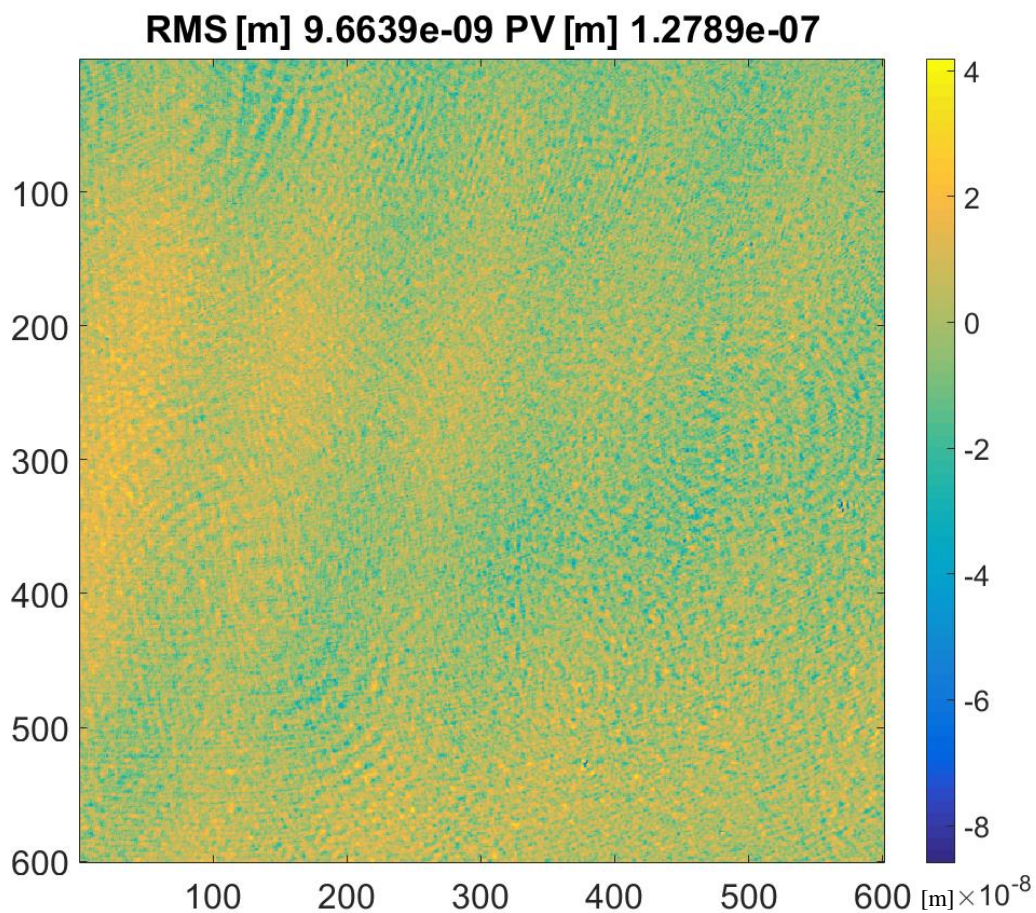
Pro získání vzdálenosti L1, selektivní filtrací zvolíme druhý frekvenční vrchol ve všech čtyřech měřeních provedených na vlnových délkách 773 nm, 780 nm, 785 nm a 852 nm. Poté aplikujeme postup prezentovaný v kapitolách 5.2 a 5.3 a použijeme také pro vyhodnocení prázdné kavity.



Na obrázku níže vlevo je zobrazena topografie v hodnotách optické vzdálenosti OPL1 a vpravo srovnávací topografie získaná standardní relativní interferometrií. Při porovnání, viz obrázek 78 níže, je zřejmé, že shoda je opět velmi dobrá.



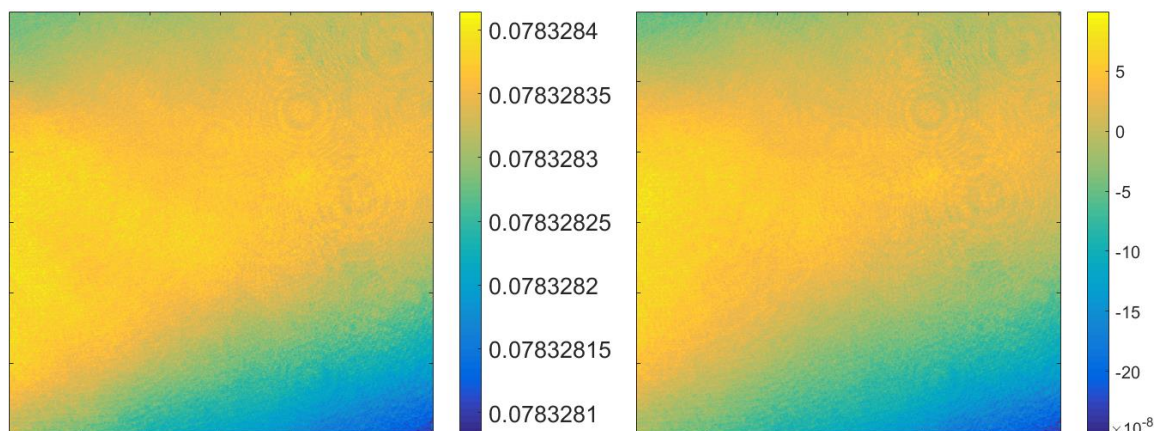
obr. 77 - Vlevo mapa optických vzdáleností pro měření přední plochy vzorku, vpravo deformace vlnoplochy získaná standardní relativní interferometrií. Rozlišení 600x600 bodů. Jednotkami jsou metry.



obr. 78 - Rozdíl referenční deformace vlnoplochy a mapy absolutních optických vzdáleností pro měření přední plochy vzorku.

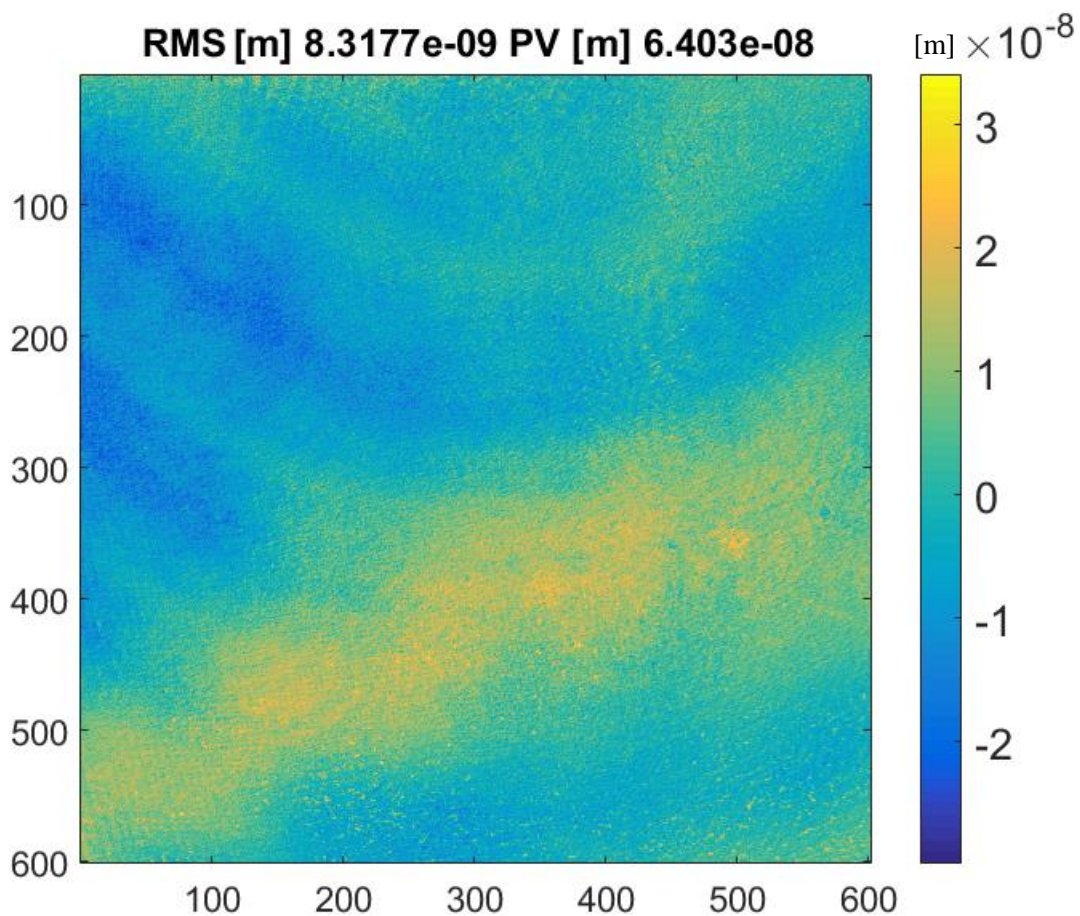


Vzdálenost L2 získáme selektivní filtrací čtvrtého frekvenčního vrcholu ve všech čtyřech měřeních provedených opět na vlnových délkách 773 nm, 780 nm, 785 nm a 852 nm a vyhodnocením jako výše.



obr. 79 - Vlevo mapa optických vzdáleností pro měření zadní plochy vzorku, vpravo deformace vlnoplochy získaná standardní relativní interferometrií. Rozlišení 600x600 bodů. Jednotkami jsou metry.

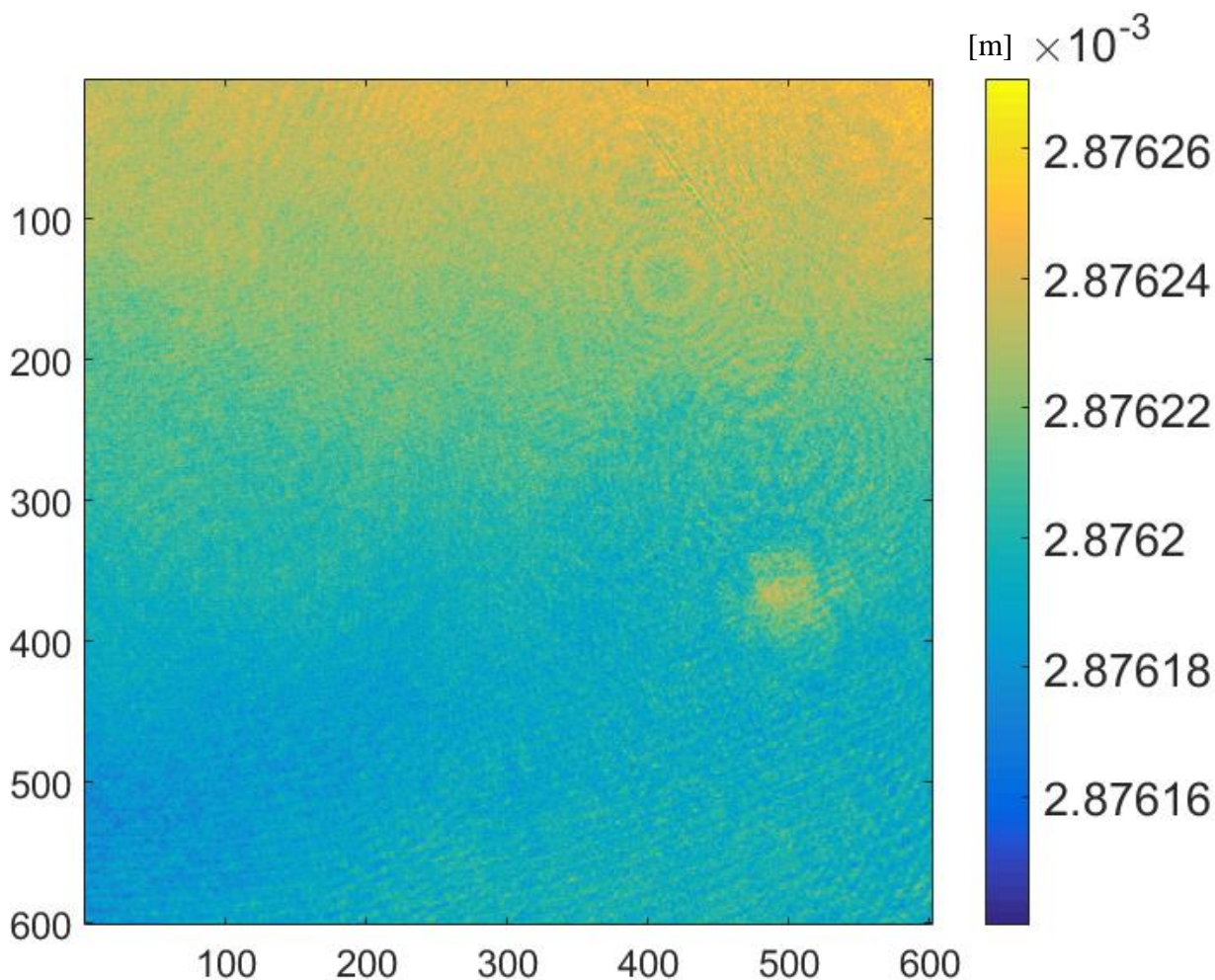
Z vizuálního porovnání obrázků výše je opět zřejmá velmi dobrá shoda topografie v absolutních hodnotách (vlevo) s topografií referenční (vpravo).



obr. 80 - Rozdíl referenční deformace vlnoplochy a mapy absolutních optických vzdáleností pro měření zadní plochy vzorku.

Po odečtení je ve výsledných datech pozorováno tvarové zkreslení ve spodní polovině obrázku (obr. 80 - Rozdíl referenční deformace vlnoplochy a mapy absolutních optických vzdáleností pro měření zadní plochy vzorku.). Výška zvlnění je přibližně 40 nm, tedy 20 nm ve výsledné L2. Tvarová deformace vypadá v tomto případě větší než ve výše prezentovaných diferenčních datech, nicméně se jedná jen o zkreslení změnou měřítka. To je způsobeno nižší hladinou šumu v aktuálním odečtu a absencí lokálních defektů. Tento fakt je patrný z hodnoty rozsahu dat PV a střední kvadratické odchylky RMS. Zatímco hodnota RMS je u všech třech porovnání srovnatelná, tak hodnota PV u poslední mapy poklesla v podstatě na polovinu.

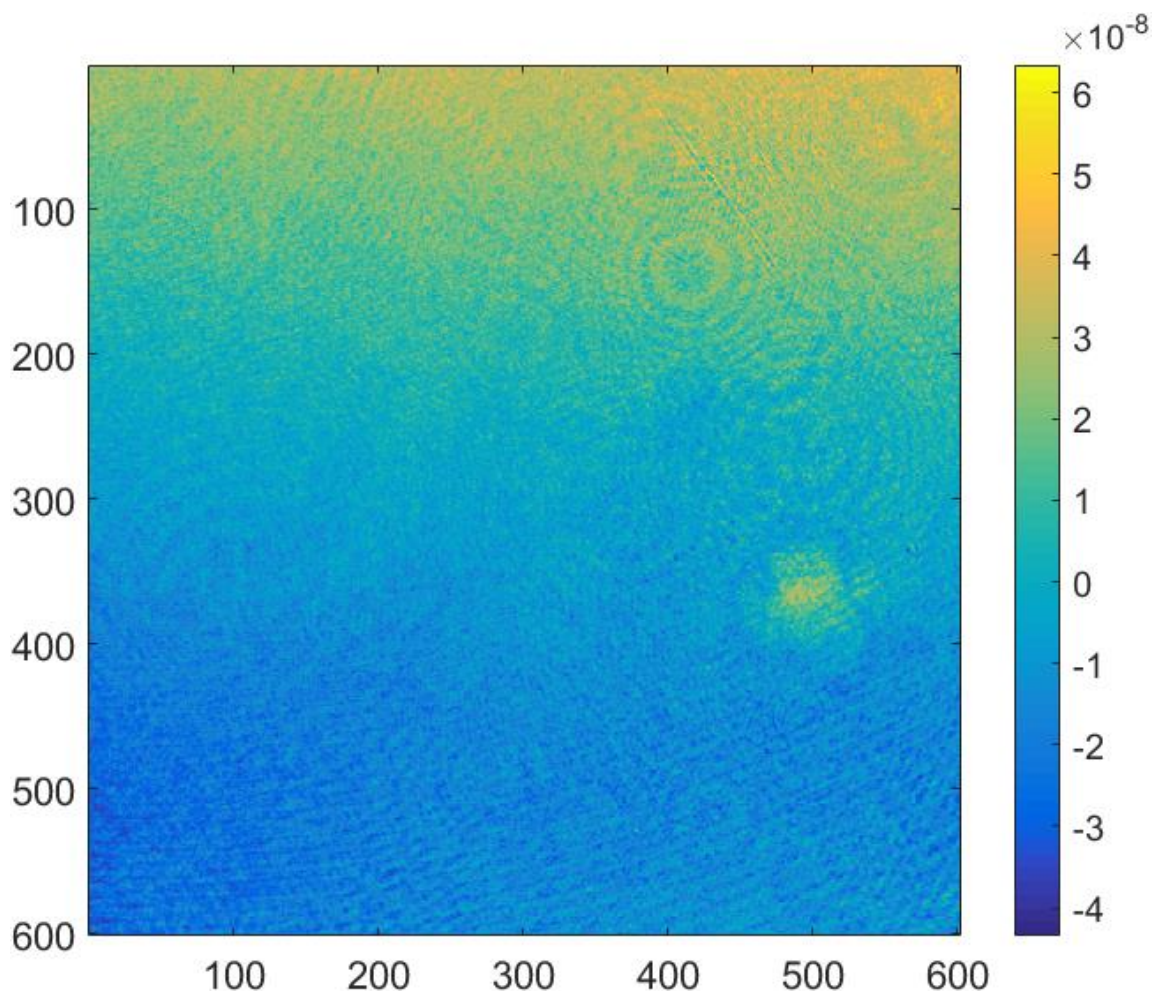
Obrázky 74, 77 a 79 vlevo zobrazují optické vzdálenosti, ze kterých vydělením dvěma získáme fyzické vzdálenosti  $L_e$ ,  $L_1$  a  $L_2$ . Dosazením do výrazu 67 pak získáme absolutní fyzickou tloušťku vzorku (obr. 81). Tu můžeme porovnat s výsledky z postupu využívajícího relativní interferometrii prezentovaném v kapitole 2.



obr. 81 – Mapa absolutní fyzické tloušťky planparalelního elementu.

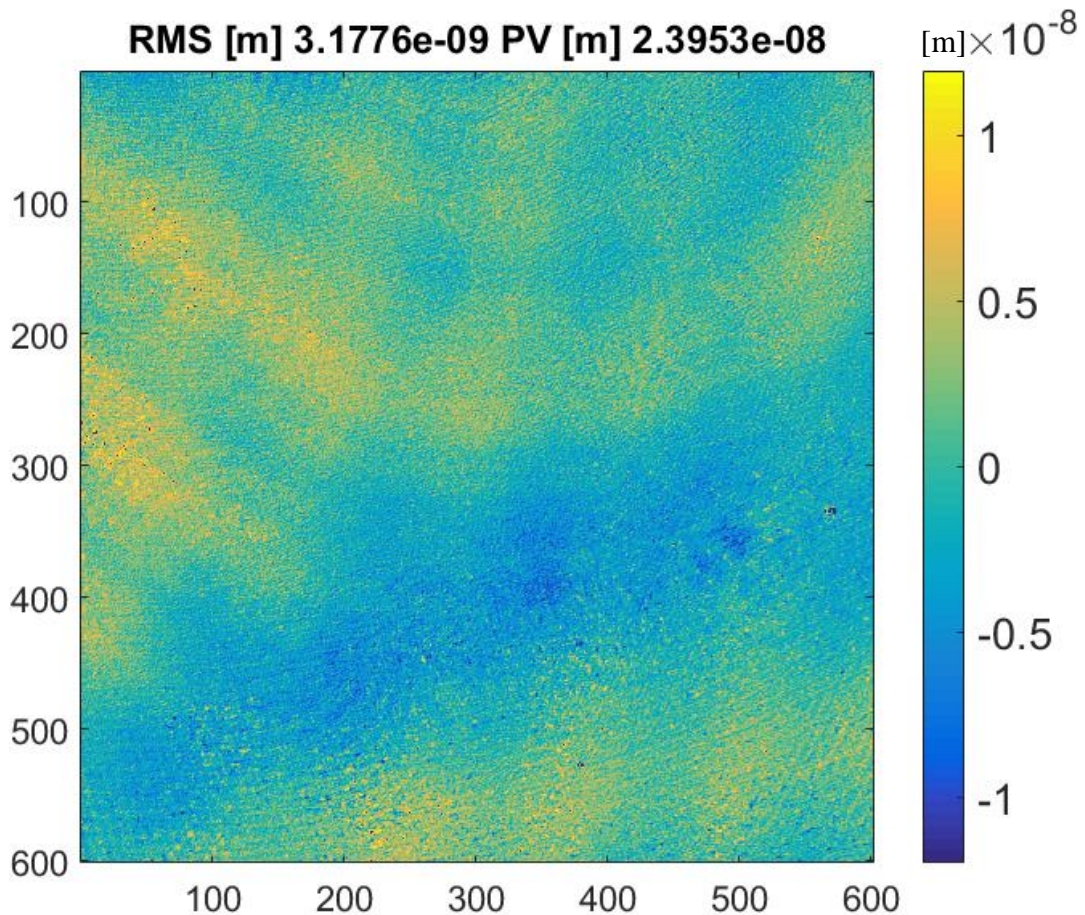


Srovnání relativních a absolutních výsledků i po kombinaci trojice topografií vychází velmi dobře. Oba uváděné výsledky zcela zřetelně zobrazují shodné rozložení tloušťky vzorku a to i v detailech. Odečtením a po oříznutí několika vychýlených pozorování, konkrétně 196 hodnot, což je pouze 0,055 % hodnot získáme porovnání zobrazené na obrázku 83. [m]



obr. 82 – Relativní změna tloušťky vzorku získaná vyhodnocením pomocí metod standardní relativní interferometrie.

Odchýlení absolutní tloušťky vzorku od relativní změny získané běžnou interferometrií je necelých 24 nm a střední kvadratická odchylka je 3,18 nm. Dosažená shoda je tedy velmi dobrá. Výsledná data mají navíc obrovskou přidanou hodnotu, protože podávají informaci o celoplošné fyzické tloušťce vzorku nezávisle na indexu lomu což je zcela unikátní.



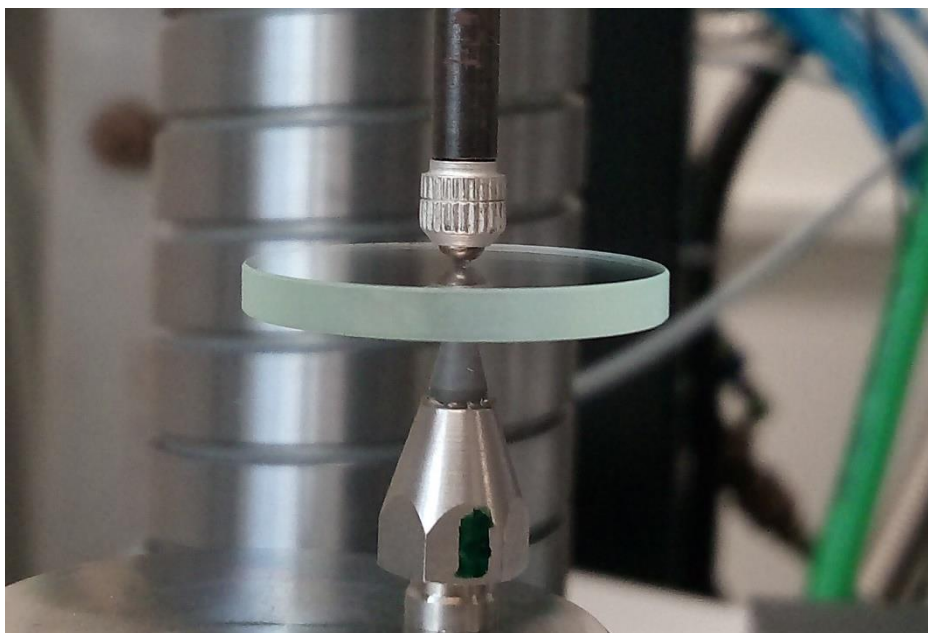
*obr. 83 – Porovnání výsledků měření absolutní tloušťky vzorku s referenčními výsledky vyhodnocenými metodami relativní interferometrie.*

## 6.2. Ověření výsledků absolutního měření tloušťky

Prezentovaný postup celoplošného měření tloušťky je vysoce inovativní a nebyl nikdy publikován. Protože se jedná o první realizaci této metody, bylo přistoupeno k ověření získaných výsledků dalšími metodami. Ověření bylo provedeno i přesto, že v kapitole 5 bylo na speciálním vzorku dokázáno, že na rovinných oblastech nedochází ke zkreslování vzdáleností.

Pro správnost kontrolních měření je však nejprve třeba analyzovat metodiku, kterou chceme tloušťku vzorku ověřovat. Využijeme-li standardní metody pro měření tloušťky, jako například mikrometr či jiná mechanická měřidla, narazíme na problém s velikostí dosedací plochy měřidla. Využijeme-li například mikrometr s ploškami o průměru 5 mm, měříme maximální vzdálenost mezi oblastmi této velikosti. V případě metody prezentované v kapitole 6 se však jedná v podstatě o měření tloušťky s dosedacími plochami o velikosti 10 μm, což je velikost datového bodu v zobrazených výsledcích. K tomuto stavu se můžeme přiblížit měřením tloušťky mezi hroty (obr. 84). Nejistota v tomto typu měření je způsobena především omezenou

přesností počáteční nulové vzdálenosti a také naší schopností eliminovat náklon vzorku mezi hroty. Střední tloušťka vzorku získaná metodou absolutní interferometrií je 2,8762 mm. Mezi hroty byla naměřena hodnota cca 2,88 mm. Další desetinná místa se mezi hroty již nepodařilo dostatečně spolehlivě měřit. Proto bylo třeba přistoupit k dalším měřením, které umožní stabilnější měření i na dalších desetinných místech.

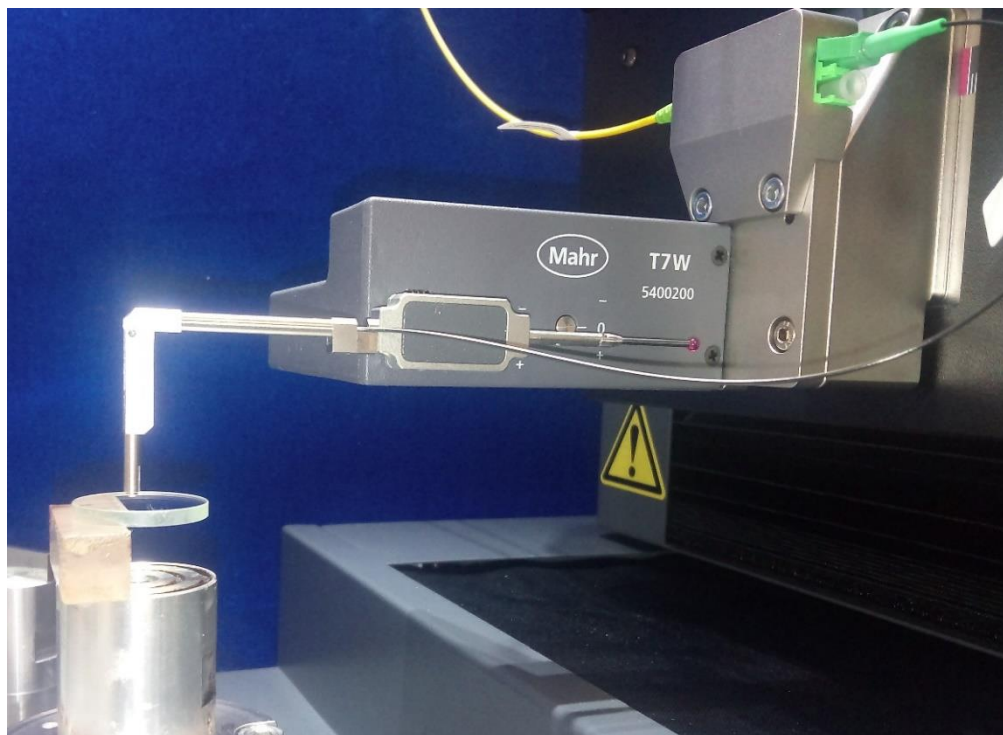


*obr. 84 – Kontrolní měření tloušťky vzorku mezi hroty pomocí Abbeho délkoměru.*

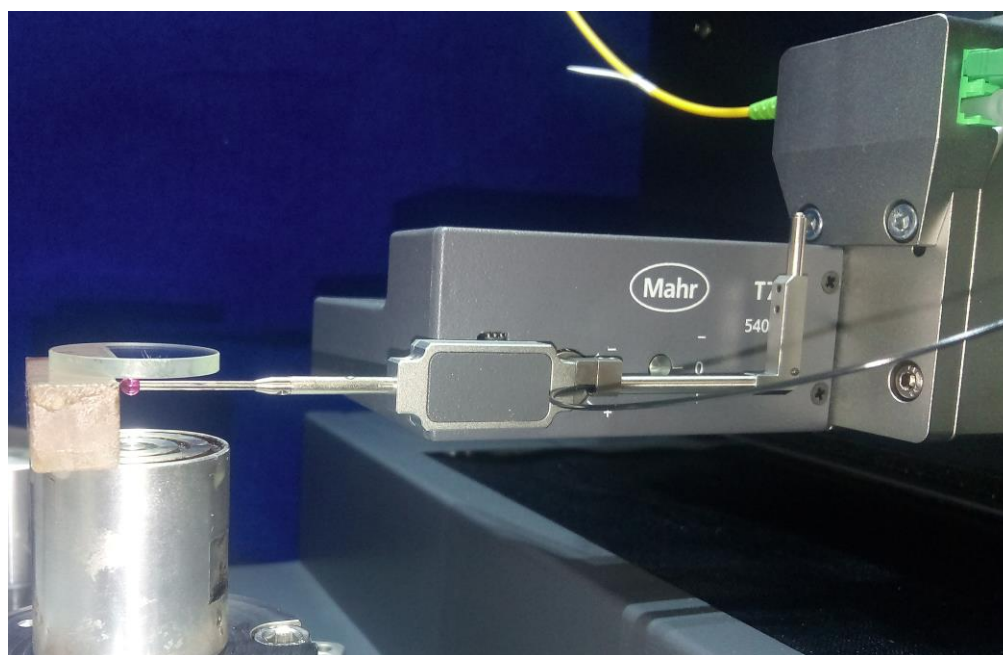
Jako zařízení pro ověření výsledků byl použit optický a kontaktní profilometr MAHR MFU 200. Jedná se o ultra přesný souřadnicový měřicí stroj vyvinutý pro účely precizní optické výroby. Přesnost měření optických ploch je garantována na  $\pm 50$  nm. Nejistota pozicování osy Z, která je důležitá pro absolutní měření tloušťky, je  $1 \mu\text{m}$  [43]. Nutností je upevnění vzorku, které nezpůsobí jeho deformaci a zároveň umožní přístup k oběma plochám. To vše nejlépe v horizontální poloze, která umožňuje dosáhnout vyšší přesnosti (optická sonda je kalibrována pro měření horizontálně umístěných objektů). Vzorek byl proto přilepen způsobem, jaký je vidět na následujících dvou obrázcích za použití nízkoteplotního tmele s bodem tání cca  $45^\circ\text{C}$ . Hranol použitý jako mezikus má přesné leštěné stěny, díky čemuž mohla být většina tmele ze spoje vytlačena. Tak bylo dosaženo vysoké tuhosti uložení, a na rozdíl od mechanických uchycení se srovnatelnou tuhostí nezpůsobuje tato metoda lepení významnou deformaci vzorku.



MAHR MFU 200 disponuje kombinovanou opticko-kontaktní sondou umožňující měření obou stran vzorku s tím, že alespoň pro horní stranu je využita optická sonda (obr. 85) disponující vyšší přesností než sonda kontaktní (obr. 86). Rotační stolek, v němž je držák se vzorkem umístěn, je možné také naklápět, čímž je možné kompenzovat náklon horní plochy a tím minimalizovat zkreslení měřené tloušťky.

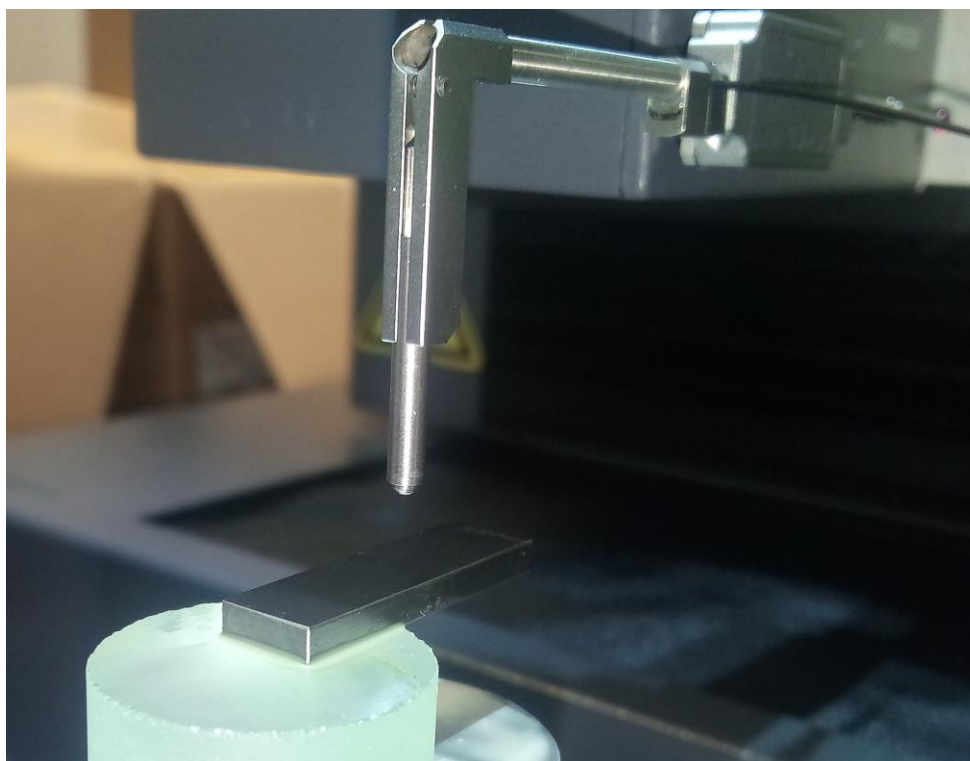


*obr. 85 – Kontrolní měření tloušťky vzorku pomocí kombinované opticko-kontaktní sondy na profilometru Mahr MFU 200. Na obrázku výše měření topografie horní strany vzorku za pomoci optické části sondy.*



*obr. 86 – Kontrolní měření tloušťky vzorku pomocí kombinované opticko-kontaktní sondy na profilometru Mahr MFU 200. Na obrázku výše měření topografie spodní strany vzorku za pomoci kontaktní části sondy.*

Protože zařízení není primárně určeno pro měření absolutních vzdáleností, je nutné stejným způsobem jako vzorek uchytit také co nejpřesnější kalibrační měrku podobné tloušťky jakou má měřený element. V tomto případě byla využita Johansonova měrka o tloušťce 3 mm a třídy přesnosti 0. Z měření tloušťky této měrky určíme konstantu, která bude následně odečítána ode všech naměřených hodnot. Velikost konstanty je primárně dána pracovní vzdáleností optické sondy, která je cca 0,3 mm a poloměrem safírové kuličky který je přibližně 1,5 mm. Konstanta byla určena průměrem z dvaceti bodových měření a má hodnotu 1,69745 mm. Směrodatná odchylka činí 0,00059 mm.

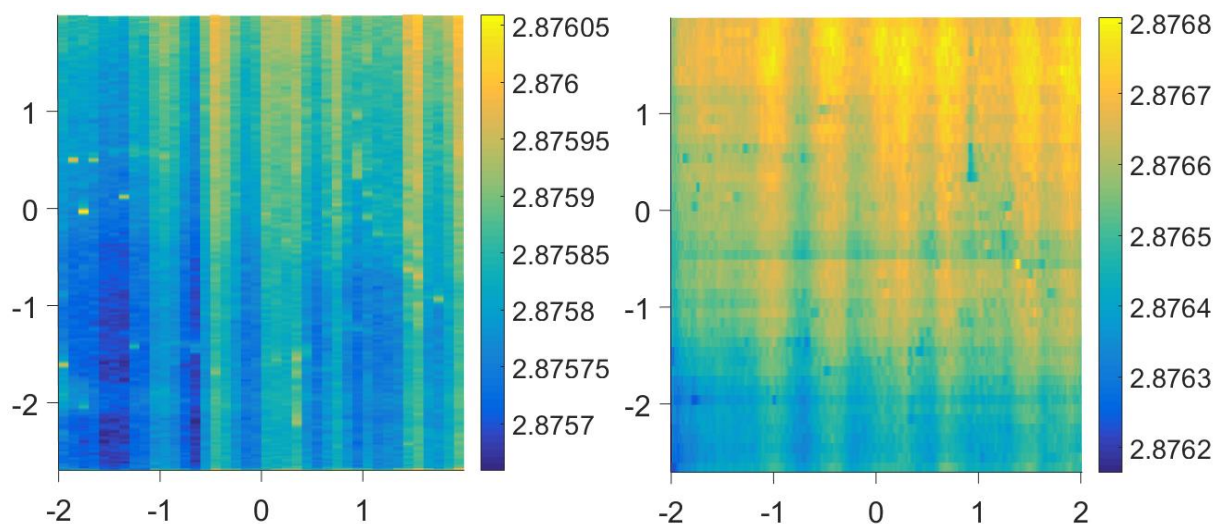


*obr. 87 – Kalibrační měření Johansonovi měrky o tloušťce 3 mm.*

Na vzorku byla měřena shodná oblast jako při interferometrickém měření formou série řezů s rozestupy 0,1 mm. Nejprve ve směru osy X a poté ve směru Y, čímž vznikla dvojice srovnávacích měření.



Při srovnání s obrázkem 81 vidíme velmi dobrou shodu směru klínu i absolutní hodnoty tloušťky vzorku. Rozsah hodnot je v případě srovnávacích dat vyšší, nicméně to je očekávaný jev. Důvodem je nižší přesnosti především kontaktní metody měření (a její samotné povaze) díky čemuž jsou data zasažena výrazně vyšším šumem a lokálními defekty. Nicméně funkčnost celoplošného interferometrického měření tloušťky planparalelního vzorku (5.3) byla zcela jasně dokázána.



obr. 88 – Kontrolní měření tloušťky na profilometru Mahr MFU 200. Vlevo měření v řezech ve směru strojové osy X, vpravo měření v řezech ve směru strojové osy Y. Všechny hodnoty jsou v milimetrech.

Byla tak dokázána schopnost metody (5.3) měřit celoplošně fyzickou tloušťku planparalelního vzorku. To vše zcela nezávisle na indexu lomu vzorku s přesností velmi blízkou klasické relativní interferometrii. Taková přesnost je při měření absolutních délkových veličin naprosto výjimečná. Ve všech ohledech se tak jedná o zcela unikátní metodu s obrovským dopadem do praxe, například do oblasti fázových destiček a waferů, ale i dalších planparalelních optických elementů, pro které je fyzická tloušťka a její rozložení důležitým parametrem. Z naměřených dat postupem popsaným v kapitole 4 získáme také tvary obou ploch elementu a vnitřní rozložení indexu lomu. Výsledkem je popis měřeného elementu, který je naprosto jedinečný svou komplexností. Díky takto podrobné charakterizaci elementu může být extrémně přesně simulována funkce elementu v optické soustavě. Ale především je možné mnohem lépe naplánovat případné korekční leštící cykly, kdy mohou být korigovány nejen tvary ploch, ale také klínovitost a absolutní tloušťka s přesností na jednotky nanometrů.

## Závěr

Předkládaná dizertační práce je zaměřena na rozvoj metod interferometrie s řízenou změnou fáze pro měření planparalelních optických elementů. Planparalelní elementy jsou v optice široce užívány, avšak přesné měření jejich tvarových i dalších vlastností přináší mnohé obtíže. Problémy jsou zapříčiněny paralelitou čelních stěn vzorku, kdy od nich odražené koherentní rovinné vlny spolu interferují a formují viditelný a časově stálý obrazec. Ten při vložení elementu do měřícího uspořádání překrývá interferenční data, která mají být vyhodnocena a znemožňuje jejich další vyhodnocení.

Úvodní kapitola práce je věnována principům optické interferometrie. Nejprve je rozebrána interference dvojice koherentních vln, což je základní princip, na kterém je interferometrie založena. Poté jsou popsány vybrané typy interferometrů a také postupy jaké je třeba při jejich konstrukci dodržet. Důraz je kladen na praktické záležitosti realizace uspořádání, především na způsobu potlačování parazitních reflexí. Navazuje porovnání metod tvorby fázového posuvu pomocí piezoelektrického elementu a ladění vlnové délky laserového zdroje. Důležitým faktem plynoucím z tohoto porovnání je, že velikost výsledného fázového posuvu při ladění vlnové délky je přímo závislá na délce měřící kavity (výraz 10). Tato závislost je základním pilířem všech provedených experimentů.

Na úvodní obecnou část práce navazuje rozbor metody pro měření planparalelních optických elementů pomocí interferometrie s řízenou změnou fáze. Při návrhu experimentálního uspořádání byl použit Fizeauův interferometr do kterého byla přidána druhá referenční rovina (obr. 15), díky níž je možné provádět nezkreslené měření obou stěn elementu. Celkem je tak v uspořádání čtveřice povrchů, dvojice referenčních a mezi nimi vzorek s čelní a zadní stěnou. Princip metody je založen na tom, že pro každou dvojici povrchů v kavitě vytváříme odlišný fázový posuv. Proto je k jeho vytvoření využito ladění vlnové délky laserového zdroje. Aby byly fázové posuvy mezi povrchy různé, musí být konstrukcí uspořádání zaručeny také vzájemně odlišné optické vzdálenosti mezi jednotlivými povrchy (výrazy 37 a 37). V uspořádání dochází ke zformování šesti viditelných interferenčních obrazců, které se vzájemně překrývají (obr. 26). Díky unikátním optickým vzdálenostem dochází při ladění vlnové délky laseru k posuvu maxim v obraze různou rychlostí pro každý interferogram. Průběh intenzity v každém bodě je pak dán součtem šestice kosinových průběhů s různými frekvencemi.

Protože překrývající se interferenční obrazce jsou nevyhodnotitelné, je nutné jejich oddělení (viz 2.2). První z popsanych způsobů separace je nalezení třinácti parametrů rovnice 49 pomocí optimalizační úlohy. Tato metoda je výpočetně náročná, obzvláště vezmeme-li v úvahu fakt, že musí být řešena pro každý bod v obraze (pixel kamery), ale se současnými prostředky je již výpočet proveditelný. Další možností je úprava rovnice použité v optimalizaci do podoby výrazu 50, který je již lineární v parametrech. Z toho důvodu pro něj může být sestavena lineární úloha nejmenších čtverců. Tím značně poklesne výpočetní náročnost. Cenou však je, že frekvence jednotlivých průběhů musejí být určeny předem a v úloze je s nimi již pracováno jako se známými konstantami. Nepřesné určení frekvencí pak vede ke zkreslení výsledků, což se pro reálná data ukázalo jako kritické. Poslední prezentovanou možností oddělení interferenčních obrazců je frekvenční filtrace. Převedením průběhu intenzity v každém bodě do frekvenční oblasti můžeme následně zvolit žádanou frekvenci pomocí vhodného filtračního okénka. Zpětným převodem upraveného spektra do časové oblasti získáme v obraze jen jediný interferenční obrazec, který je snadné vyhodnotit. Vzhledem k nižší výpočetní náročnosti oproti optimalizaci byl tento postup používán pro vyhodnocení všech reálných experimentů.

V závěrečné části druhé kapitoly je prezentován postup, jak kromě tvarových vlastností určit i rozložení indexu lomu uvnitř vzorku z vyhodnocených interferenčních dat. Pro určení vnitřní homogenity byly odvozeny celkem čtyři nezávislé výrazy 51 až 54, jejichž správnost byla ověřena na simulovaných datech (obr. 19 a obr. 21).

Návrh parametrů měření a vyhodnocení je komplexní problematika. Proto byl nejprve celý proces matematicky simulován (kapitola 3). Vytvořené uživatelské funkce umožňují určení zásadních procesních parametrů jako je rozsah a rychlost ladění vlnové délky a snímkovací frekvence kamery. Za pomoci simulačního softwaru je také možné předem určit pozice dominantních frekvenčních vrcholů ve spektru, v závislosti na procesních parametrech (obr. 25). Na syntetických datech má uživatel možnost navrhnout i filtrační proces pro oddělení jednotlivých interferenčních obrazců a také postup jejich následného vyhodnocení.

Na základě teoretických poznatků a matematických simulací bylo realizováno experimentální uspořádání (kapitola 4). Měření byla provedena na vzorcích s lokálními vadami indexu lomu tzv. šlírami, které je možné detekovat i standardně dostupnými metodami. Tloušťka vzorků je cca 10 mm a materiál BASF-1 a BASF-3. Zaznamenána byla série fázově posunutých komplexních intereferogramů (obr. 26) při přeladění z vlnové délky 773 nm na 773,3 nm. Pomocí frekvenční filtrace popsané v kapitole 2.2.1 byla šestice interferenčních obrazců

úspěšně rozdělena, jak je vidět na obrázcích 27. Tyto interferogramy byly následně vyhodnoceny, čímž byla získána šestice map deformací vlnoploch (obr. 28). Z nich přímo získáme informace o tvaru čelní a zadní stěny měřeného elementu a také deformaci vlnoplochy způsobenou průchodem skrz vzorek. Nespornou výhodou takto naměřených dat je, že byla získána v jediném měřicím cyklu bez jakékoliv manipulace se vzorkem. Není tedy zaručena jen přesnost jednotlivých měření ale i jejich vzájemná orientace. Díky tomu odečtením tvarů přední a zadní stěny (včetně náklonů) získáme celoplošnou informaci o změně fyzické tloušťky elementu nezávislou na indexu lomu. Dále byla dle výrazů 51 až 54 vypočtena čtveřice map rozložení indexu lomu pro každý vzorek, které vidíme na obrázcích 30 a 31. Výsledné rozložení i hodnoty nehomogenity se mezi jednotlivými výpočty velmi dobře shodují, což potvrzuje správnost odvozených výrazů. Ve výsledcích jsou také dobře viditelné lokální vady s vyšším indexem lomu, na kterých se ukazuje, že metoda zobrazuje rozložení indexu lomu velmi dobře.

V kapitole 4.2 je představen zcela nový postup pro odhad indexu lomu. Výrazem 56 je nalezena taková hodnota průměrného indexu lomu, která minimalizuje střední kvadratickou odchylku výsledné nehomogenity. Eleganost tohoto postupu spočívá především v tom, že index lomu je odhadnut v rámci měřicího cyklu. To umožňuje určení homogenity indexu lomu i pro vzorky z neznámého materiálu s velmi dobrou přesností.

V druhé kapitole je popsáno jak volit vzdálenosti v experimentálním měřicím uspořádání, aby vrcholy ve frekvenčním spektru byly na požadovaných pozicích (obr. 16). Na základě předpokladu, že opačným postupem musí být možné z pozice frekvenčního vrcholu určit optickou vzdálenost měřených ploch, byl odvozen výraz 57. Pro ověření tohoto postupu byl vyroben speciální stupňovitý element s výškovými přechody 5  $\mu\text{m}$  a 2  $\mu\text{m}$  (obr. 36 a 37). Problémem se ukázalo nedostatečné výškové rozlišení metody způsobené konečným počtem prvků frekvenčního spektra. Výškové rozlišení v případě umístění testovacího elementu do vzdálenosti 9 mm od referenční roviny a 1250 snímcích představuje 14,4  $\mu\text{m}$ . Až tisícinásobným převzorkováním signálu se však podařilo snížení velikosti rozlišitelného kroku na 14,4 nm. Pozitivní vliv hodnoty převzorkování je dobře patrný na simulovaných datech na obrázcích 43. Při vyhodnocení reálných dat s použitím dvacetinásobného převzorkování bylo dosaženo rozlišitelnosti výškového přechodu o velikosti 5  $\mu\text{m}$  (obr. 44). Přechod o velikosti 2  $\mu\text{m}$  však zůstal nerozlišitelný. Ukázalo se však, že další zvyšování počtu vzorků, a to až na tisícinásobek, již nevede k dalšímu zlepšení výškového rozlišení (obr. 45), jako tomu bylo v případě simulací.

Proto bylo přistoupeno k určování optické vzdálenosti pomocí optimalizační úlohy 63. Frekvence signálu a potažmo i optická vzdálenost tak není získávána z pozice frekvenčního vrcholu, ale proložením kosinového průběhu do původního časového signálu. Výhodou tohoto postupu je, že výškové rozlišení není omezeno počtem snímku a není tak nutné softwarové převzorkování. Nicméně to samotné nepřineslo kýžené zlepšení jak je vidět na obrázku 50. Výsledná data jsou opět zasažena vysokou hladinou šumu a přechod o výšce  $2\ \mu\text{m}$  zůstává nerozlišitelný. Zlepšení mělo být dosaženo měřením na více zdrojích a to konkrétně na čtyřech se středními vlnovými délkami 760 nm, 773 nm, 785 nm a 852 nm. Zprůměrováním čtveřice výsledků došlo k výraznému potlačení šumu, jak vidíme na obrázku 54. Pět mikronový přechod je jasně zřetelný, avšak výškový krok o velikosti  $2\ \mu\text{m}$  stále příliš viditelný není. Nicméně i přes nižší kvalitu obsahují tato data velmi užitečnou informaci o absolutní vzdálenosti elementu od referenční roviny, která je v relativní interferometrii zcela nedostupná. Aby byly najednou získány výhody obou typů dat, byla za pomoci minimalizace střední kvadratické odchylky (výraz 64) posunuta relativní data do roviny dat absolutních (obr. 56). Takto posunutá relativní topografie má přesnost standardní interferometrie, ale navíc podává i pro uživatele důležitou informaci o absolutní optické vzdálenosti mezi měřeným elementem a referencí. Vzhledem k vysoké hladině šumu v absolutních datech však hrozí, že posuv dat nemusí zcela odpovídat realitě. Proto byly provedeny další kroky ke zpřesnění absolutního měření optické vzdálenosti.

Pro zpřesnění absolutního měření optické vzdálenosti byl vytvořen postup, který data naměřená na různých vlnových délkách jen prostě neprůměruje, ale vzájemně je napojuje. Základním principem je, že při lineární změně vlnového čísla světla dochází také k lineárnímu vývoji fáze v každém bodě interferenčního obrazce. Pokud by bylo možné zaznamenat vývoj fáze již od nulového vlnového čísla, které odpovídá stejnosměrnému signálu, byla by výsledkem přímka vycházející z počátku souřadného systému. Takový záznam však není možný, nicméně čtveřice segmentů naměřených okolo vlnových délek 760 nm, 773 nm, 785 nm a 852 nm může být do počátku souřadnic interpolována. Problémem je, že každý naměřený segment má obvykle jen několik desítek period, ale od počátku ho dělí period řádově miliony. To způsobuje nepřesnost interpolace. Řešením je napojování segmentů postupně od vzájemně nejbližších, které dělí jen několik stovek period, až po vzdálenější. Přičemž napojovaný segment může být posouván v hodnotách fáze, ale pouze v krocích celých period tedy  $2\pi$  (obr. 62 a 63). Důvodem posuvu pouze v krocích  $2\pi$  je, že počáteční fázi i počet period naměřeného segmentu známe velmi přesně, problémem je pouze počet celých period, který segmentu předchází od počátku

souřadného systému. Napojením všech segmentů je vytvořen signál o délce desítek tisíc period. Interpolace takto dlouhého úseku do nuly je již velmi přesná. Výsledná topografie je kvalitou srovnatelná s výsledky relativní interferometrie (obr. 64 až 68). S přesností relativní interferometrie je však získána také informace o absolutní vzdálenosti elementu od referenční roviny. To je zcela unikátní výsledek přinášející nové možnosti i do oblasti měření planparalelních optických elementů.

V šesté kapitole byla úspěšně realizována zcela nová metoda kombinující souběžné měření více povrchů (kapitoly 2,3 a 4) a metodu absolutního měření optické vzdálenosti (kapitola 5). Postup měření planparalelního elementu je obdobný jako v kapitole 4. Toto měření však bylo provedeno na čtyřech vlnových délkách. Pro každé měření byla provedena separace interferenčních obrazců pomocí frekvenční filtrace. Takto zpracovaná data byla následně vyhodnocena metodou absolutní interferometrie popsané v kapitole 5. Konkrétně takto byla získána přesná délka prázdné kavity (měření bez vzorku) a dále dvojice vzdáleností mezi referenčními rovinami a čelními stěnami vzorku pro každý měřený bod. Následně byla dle výrazu 67 určena celoplošně fyzická tloušťka elementu (obr. 81), a to zcela nezávisle na indexu lomu použitého materiálu s přesností srovnatelnou s relativní interferometrií (RMS odchylka 3,2 nm). Výsledky jsou zcela jedinečné svou přesností, která je v oblasti měření absolutních rozměru neobvykle vysoká. Protože se jedná o naprosto nový přístup k měření fyzické tloušťky optických elementů, bylo nutné výsledky metody ověřit. To se bezesbýtku podařilo za pomoci ultra přesného souřadnicového stroje určeného pro optické účely Mahr MFU200. Kontrolní měření se výborně shodují s výsledky experimentální metody, a to jak v průběhu relativní změny tloušťky, tak i v absolutních hodnotách (obr. 88). V porovnání se také jasně projevíly výhody nové metody, jakými jsou vyšší přesnost ale i rychlost měření.

Metodika popsaná v předkládané disertační práci nabízí možnost popisu planparalelního optického elementu, který je svou přesností a komplexností naprosto jedinečný. V jediném měřicím cyklu je získán tvar obou čelních ploch, rozložení indexu lomu a celoplošná fyzická tloušťka. Tyto informace společně s odhadem indexu lomu mohou být navíc získány i pro vzorek z neznámého materiálu. To vše s extrémně vysokou přesností srovnatelnou se standardní relativní interferometrií. Vlastnosti takto precizně popsaného elementu mohou být pak použity do přesných modelů optické soustavy. Případně mohou být data použita pro vysoce přesné korekce tvaru waferů, laserových tyčí, referenčních elementů atd.



## **Budoucí plánovaný rozvoj absolutní interferometrie pro měření planparalelních optických elementů**

Vzhledem k velkému aplikačnímu potenciálu bude metoda měření parametrů planparalelních elementů v absolutních hodnotách v příštích letech na pracovištích Toptec a Technické univerzity v Liberci i dále rozvíjena. Významnou oblastí rozvoje je měření vzorků s větším klínem. Zásadním problémem je, že vlivem chromatické disperze se paprsky o různých vlnových délkách, které se nešíří rovnoběžně s optickou osou, pohybují v měřicím uspořádání po různých trasách. Tento jev ve výsledku způsobuje chybné vyhodnocení absolutní optické vzdálenosti v oblastech se sklonem jak je patrné na obrázcích 65 a 67. Pro vzorky s klínem větším než několik mikrometrů na centimetr je zkruslení zcela zásadní. Naměřená absolutní fyzická tloušťka se v těchto případech může od reálné hodnoty lišit o stovky nanometrů až jednotky mikrometrů. Komplexním kalibračním postupem je však možné vliv rozdílného trasování popsat a následně kompenzovat. Tato problematika je již částečně řešená v jednoduchých uspořádáních. Nicméně při simultánním měření čtveřice ploch je řešení výrazně náročnější a bude třeba v této oblasti provést hlubší analýzu.

Dalším vývojovým krokem bude celoplošné měření absolutní hodnoty indexu lomu. K tomu je nutné získat přesnou optickou tloušťku elementu. Je zřejmé, že situaci značně komplikuje fakt, že měření absolutní vzdálenosti je založeno na měření stejného rozměru na několika vlnových délkách. Optická tloušťka je však pro každou vlnovou délku různá vlivem chromatické disperze. Z výše uvedených důvodů selhává napojování naměřených dat, tak jak je popsáno v kapitole 5. Proto bude nutné vyvinout postup jak měření vztahovat k jedné zvolené vlnové délce a pro ostatní vlnové délky vliv chromatické disperze kompenzovat.

## Použitá literatura

- [1] Zeuner, M. and Kiontke, S. (2012), *Ion Beam Figuring Technology in Optics Manufacturing*. Optik & Photonik, 7: 56–58. doi:10.1002/opph.201290051
- [2] Xianyun Zhong, Bin Fan, Fan Wu, "High precision processing CaF<sub>2</sub> application research based on the magnetorheological finishing (MRF) technology", Proc. SPIE 10448, Optifab 2017, 104481Y (16 October 2017); doi: 10.1117/12.2279477; <http://dx.doi.org/10.1117/12.2279477>
- [3] ISO 10110:2017, *Optics and photonics -- Preparation of drawings for optical elements and systems*
- [4] GREIVENKAMP, John E. *Field guide to geometrical optics*. Bellingham, Wash.: SPIE Press, c2004. SPIE field guides, FG01. ISBN 0-8194-5294-7.
- [5] GROSS, Herbert. *Handbook of optical systems*. Weinheim: Wiley-VCH, 2005. ISBN 3-527-40378-7.
- [6] Zuegel, J., Bagnoud, V., Corso, T., Drew, P., Dumas, G. J. Q. P., Mooney, J. T., O Donahue, S. D., (2005), *Wavefront correction extends the capabilities of large-aperture Nd:YLF laser rods*, Laser Focus (Littleton 41(1))
- [7] Tricard M, Dumas PR, Golini D, Mooney JT. *Prime Silicon and Silicon-on-Insulator (SOI) Wafer Polishing With Magnetorheological Finishing (MRF)*. ASME. ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition, Manufacturing ():661-670. doi:10.1115/IMECE2003-42149.
- [8] Ulf Griesmann, Quandou Wang, Marc Tricard, Paul Dumas, and Christopher Hall, *Manufacture and Metrology of 300 mm Silicon Wafers with Ultra-Low Thickness Variation*, AIP Conference Proceedings 931, 105 (2017); <https://doi.org/10.1063/1.2799352>
- [9] HARTMANN, Peter. *Optical glass*. Bellingham, Washington, USA: SPIE Press, 2014. ISBN 978-1628412925.
- [10] H. Grossa , M. Hofmannb , R. Jedamzick , P. Hartmannc , S. Sinzingerd, *Measurement and Simulation of Striae in Optical Glass*, Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering; 2009; DOI: 10.1117/12.827677
- [11] SCHOTT; *Striae in optical glass*, Technical Information – Optics for devices (2006); dostupné online: [http://www.schott.com/d/advanced\\_optics/21cea63c-d62f-42b7-9161-8b7ef2d7eda5/1.1/schott\\_tie-25\\_striae\\_in\\_optical\\_glass\\_eng.pdf](http://www.schott.com/d/advanced_optics/21cea63c-d62f-42b7-9161-8b7ef2d7eda5/1.1/schott_tie-25_striae_in_optical_glass_eng.pdf)

- [12] SCHOTT; *Homogeneity of optical glass*, Technical Information - Advanced Optics (2016); dostupné online: [http://www.schott.com/d/advanced\\_optics/8085e554-e0a3-47f5-a5fa-af72b4ff8955/1.1/schott\\_tie\\_26\\_homogeneity\\_of\\_optical\\_glass\\_eng.pdf](http://www.schott.com/d/advanced_optics/8085e554-e0a3-47f5-a5fa-af72b4ff8955/1.1/schott_tie_26_homogeneity_of_optical_glass_eng.pdf)
- [13] ZELINSKI, Brian J., M. STOUT a B. NEFF. *Refractive index homogeneity TWE effect on large aperture optical systems* [online]. In: . 2017-5-3, 1017900 DOI: 10.1117/12.2269464.
- [14] MicroSense; *UltraMap C200B - Sapphire Wafer Characterization for In Process Measurement*, dostupné online: [http://www.quatek.com.tw/upload/website/product/download/20150821155552\\_319891.pdf](http://www.quatek.com.tw/upload/website/product/download/20150821155552_319891.pdf)
- [15] KLA-Tnecor; *WaferCheck 7200 - Multi-function, wafer shape measurements and characterization*; dostupné online: <https://www.kla-tencor.com/Certified-Used-Equipment/wafercheck7200.html>
- [16] Mti Instruments; *ASTM F657 - Total Thickness Variation (TTV) measurement*; dostupné online: <https://www.mtiinstruments.com/applications/wafer-bow-and-warp/>
- [17] Pavlíček P., Šmíd P., Hausler G., *Two Wavelength Interferometry*, Optical Measurement Technigues for Systems & Structures (OPTIMESS2012). Maastricht : SHAKER PUBLISHING BV, 2013 - (Dirckx, J.; Buytaert, J.), s. 303-310 ISBN 978-90-423-0419-2. - (OPTIMESS).
- [18] Dändliker R., Zimmermann E., Schnell U., Salvadé Y. (1996) *Multiple-Wavelength and White-Light Interferometry*. In: Waidelich W., Hügel H., Opower H., Tiziani H., Wallenstein R., Zinth W. (eds) *Laser in Forschung und Technik / Laser in Research and Engineering*. Springer, Berlin, Heidelberg
- [19] U. Schnell, R. Dändliker, and S. Gray, "*Dispersive white-light interferometry for absolute distance measurement with dielectric multilayer systems on the target*," *Opt. Lett.* 21, 528-530 (1996)
- [20] SCHNELL, U, E ZIMMERMANN a R DANDLIKER. *Absolute distance measurement with synchronously sampled white-light channelled spectrum interferometry*. *Pure and Applied Optics: Journal of the European Optical Society Part A* [online]. 1995, 4(5), 643-651. DOI: 10.1088/0963-9659/4/5/016.
- [21] KEYENCE; *SI-F80R Series Spectral-Interference Wafer Thickness Meter*; dostupné online: <https://www.keyence.com/products/measure/spectral/si-f80r/index.jsp>

- [22] Matthias Kunkel a Jochen Schulze; *Noncontact measurement of central lens thickness*; GLASS SCIENCE AND TECHNOLOGY Vol. 78 (2005)
- [23] P. Hariharan, *Basics of interferometry*. 2nd ed. Boston: Elsevier Academic Press, c2007. ISBN 9780123735898.
- [24] Daniel Malacara. *Optical shop testing*. 3rd ed. Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience, c2007. ISBN 0471484040.
- [25] FIALA, Pavel a Ivan RICHTER. *Fyzikální optika*. Vyd. 2., přeprac. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2005. ISBN 80-01-03183-7.
- [26] K. Creath, "Phase-shifting interferometry techniques," Progress in Optics, E. Wolf, ed. (Elsevier, 1988), Vol. 26, 349-393
- [27] Illueca, C.; Vazquez, C.; Hernandez, C.; Viqueira, V. (1998). "The use of Newton's rings for characterizing ophthalmic lenses". *Ophthalmic and Physiological Optics*. 18 (4): 360–371. doi:10.1046/j.1475-1313.1998.00366.x. ISSN 0275-5408
- [28] HECHT, Eugene. *Optics*. 5 ed. Boston: Pearson Education, 2017. ISBN 9780133977226.
- [29] M. Servin and A. Gonzalez, "Linear analysis of the 4-step Carré phase shifting algorithm: spectrum, signal-to-noise ratio, and harmonics response" arXiv:1203.1947 (2012).
- [30] MALACARA, Daniel a Brian J. THOMPSON. *Fundamentals and basic optical Instruments ; Advanced optical instruments and techniques*. Second edition. Boca Raton: CRC Press, 2017. ISBN 9781498720670.
- [31] OSTEN, Wolfgang. a Nadya. REINGAND. *Optical imaging and metrology: advanced technologies*. Weinheim: Wiley-VCH, c2012. ISBN 978-3-527-41064-4.
- [32] Klaus Freischlad and Chris L. Koliopoulos, "Fourier description of digital phase-measuring interferometry" *J. Opt. Soc. Am. A* 7, 542-551 (1990)
- [33] Shien Ri, *Spatiotemporal Phase-Shifting Method for Accurate Phase Analysis using 2-D Discrete Frouier Transform*, Optical Measurement Technigues for Systems & Structures (OPTIMESS2012). Maastricht : SHAKER PUBLISHING BV, 2013 - (Dirckx, J.; Buytaert, J.), s. 339-347 ISBN 978-90-423-0419-2. - (OPTIMESS).
- [34] Diana Tentori, "Homogeneity testing of optical glass by holographic interferometry" *Appl. Opt.* 30, 752-755 (1991)
- [35] Leslie L. Deck, "Fourier-transform phase-shifting interferometry," *Appl. Opt.* 42, 2354-2365 (2003)

- [36] Leslie L. Deck, "Multiple surface phase-shifting interferometry," in *Optical Manufacturing and Testing IV*, H. P. Stahl, ed., Proc. SPIE 4451, 424–431 (2001).
- [37] Katsuyuki Okada, Hironobu Sakuta, Teruji Ose, and Jumpei Tsujiuchi, "Separate measurements of surface shapes and refractive index inhomogeneity of an optical element using tunable-source phase shifting interferometry," *Appl. Opt.* 29, 3280-3285 (1990)
- [38] P.J. de Groot, Measurement of transparent plates with wavelength-tuned phase-shifting interferometry *Appl. Opt.* 39 2658 (2000)
- [39] Xu Liu, Li Ma, Huan Ren et al. (2013). Multiple-surface interference fringes analysis basing on wavelength-modulated phase shifting interferometry. *Optik*, 124(21), pp. 4693-4696
- [40] O. Matoušek , V. Lédl , P. Psota a P. Vojtíšek, *Methods for refractive-index homogeneity calculation using Fourier-transform phase-shifting interferometry*, Optics and Measurement International Conference 2016
- [41] Seong Jun Park ; Kwan Seob park ; Young Ho Kim ; Se-Jong Baik ; Byeong Ha Lee; Dual-probe simultaneous measurements of refractive index and thickness with spectral-domain low coherence interferometry. Proc. SPIE 7753, 21st International Conference on Optical Fiber Sensors, 77531N (May 17, 2011);
- [42] L.D. Westbrook, *Distributed feedback lasers*, July 12 1994, US Patent 5,329,542.
- [43] MAHR; *MarForm MFU 200 Aspheric 3D*; dostupné online: <https://www.mahr.com/en/Services/Production-metrology/Products/MarOpto---Measuring-Devices-for-Optics-Industry/MarForm-MFU-200-Aspheric-3D/>