

UNIVERZITA PALACKÉHO OLOMOUC

Přírodovědecká fakulta

Katedra optiky a laboratoř kvantové optiky



**Měření tvaru povrchů pevných těles pomocí
interferometrie se dvěma vlnovými délkami**

Diplomová práce

Vypracoval:

Vladimír Kocour

Vedoucí práce:

RNDr. Pavel Pavlíček, Ph. D.

Studijní obor:

Optika a optoelektronika

Datum odevzdání:

30. 7. 2010

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci napsal samostatně pod vedením RNDr. Pavla Pavlíčka, Ph. D. s využitím literatury uvedené na konci práce.

V Olomouci, 30. 7. 2010.

Abstrakt:

Práce se zabývá možností realizace interferometrie se dvěma vlnovými délkami. Interferometrie se dvěma vlnovými délkami je modifikací interferometrie v bílém světle. Při této metodě se laserové záření složené ze dvou laserových záření málo odlišných vlnových délek používá místo časově nekoherentního polychromatického záření. V této práci jsou diskutovány výhody a nevýhody této metody. Práce obsahuje experimentální měření reálného objektu.

Klíčová slova: interferometrie se dvěma vlnovými délkami, Michelsonův interferometr, měření tvaru povrchu

Abstract:

This thesis deals with the possibility of the realization of two-wavelength interferometry. Two-wavelength interferometry is a modification of white-light interferometry. Laser radiation completed from two laser radiations with two little different wavelengths is used instead of incoherent polychromatic radiation. Gains and negatives of this method are discussed in this thesis. The thesis includes experimental measurement of real object.

Keywords: two-wavelength interferometry, Michelson interferometer, measurement of shape of object

Poděkování:

Děkuji vedoucímu diplomové práce RNDr. Pavlu Pavlíčkovi, Ph. D. za vedení práce, rady a pomoc při realizaci diplomové práce. Děkuji RNDr. Petru Šmídovi, Ph. D. za pomoc při instalaci systému LaTeX. Děkuji i ostatním odborným pracovníkům Katedry optiky a Společné laboratoře optiky, kteří nějak přispěli ke zlepšení práce.

Děkuji také svým rodičům za to, že mi vytvořili prostředí, ve kterém bylo možné tuto práci napsat.

Obsah

1	Úvod	7
1.1	Proč se používá interferometrie	7
2	Stav techniky	9
2.1	Základní pojmy	9
2.1.1	Optické záření	9
2.1.2	Přesnost a rozlišení	10
2.1.3	Další pojmy	14
2.2	Přehled nejrozšířenějších měřicích metod	14
2.2.1	Klasické metody	14
2.2.2	Interferometrické metody	17
3	Realizace měření	25
4	Výsledky měření	31
4.1	Hladký povrch	32
4.2	Drsný povrch	34
4.3	Reálný předmět	36
5	Závěr	45

Kapitola 1

Úvod

1.1 Proč se používá interferometrie

Moderní průmysl se neobejde bez přesného, reprodukovatelného a pokud možno automatizovatelného měření. Měření je zapotřebí jednak před zahájením výroby a při volbě materiálu, jednak v průběhu výroby ke kontrole. K měření tvaru povrchů pevných těles se používají dva základní druhy senzorů: mechanické a optické. Oba druhy mají svoje výhody a nevýhody. Mechanické senzory mohou poškodit povrch, pokud je materiál příliš měkký, zato měří ve všech bodech povrchu. Optické senzory jsou bezkontaktní a rychlejší. Nemusejí ale změřit povrch ve všech bodech, protože některé body odrážejí málo světla a nebo zase odrážejí světlo mnohem více než ostatní body.

Pojem „optický senzor“ může mít více významů. V této práci budeme optickým senzorem rozumět zařízení určené k měření tvaru povrchu předmětu. Používá se také pojem třírozměrné optické senzory, protože slouží k měření povrchu ve třech rozměrech. Optické senzory lze rozdělit na několik druhů podle principu a podle záření,

které využívají. Mezi principy patří zejména: analýza zaostření, optická triangulace, optická triangulace s měřením fáze, optická deflektometrie a optická interferometrie. Použité záření (světlo) závisí na konkrétní metodě: některé využívají koherentní, jiné nekoherentní záření. Vlnová délka λ světla se volí podle druhu povrchu a podle dostupných zdrojů a detektorů záření. Vlnová délka λ úzce souvisí s rozlišením optického senzoru, jak bude vysvětleno v následující kapitole.

(Třírozměrné) optické senzory lze také dělit na bodové, čarové a plošné podle způsobu snímání obrazové informace. Plošný senzor lze vytvořit z bodového senzoru scannováním. Způsob získávání třetího rozměru — výšky, resp. hloubky bodu reliéfu — závisí na konkrétní metodě.

Tato práce se bude věnovat experimentálnímu ověření použitelnosti nové metody: interferometrie se dvěma vlnovými délkami. Metoda vychází jednak z metody interferometrie v bílém světle, jednak z metody klasické interferometrie.

Kapitola 2

Stav techniky

2.1 Základní pojmy

K vysvětlení, jak fungují metody, ze kterých se vychází, je potřeba zavést některé pojmy.

2.1.1 Optické záření

Optické záření

Spektrum elektromagnetického záření je rozsáhlé. Nejen z praktických, ale i teoretických důvodů je dělíme do několika oblastí, které se od sebe liší vlastnostmi, přenášenou energií, i druhem interakce s látkou. Významné hledisko pro dělení elektromagnetického záření je volba zdroje a detektoru záření. Zdroje a detektory se liší podle vlnové délky, pro kterou jsou určeny. V oblasti optických senzorů se používá optické záření. Za optické záření se zpravidla považuje záření o vlnové délce od 100 nm do 1 mm [9]. Někdy se ale do optického záření zahrnuje i záření rentgenové, které má

vlnovou délkou podstatně kratší (10^{-9} až 10^{-13} m). Vymezení pojmu optické záření je v některých zemích dáno normami. Zdrojem nekoherentního optického záření jsou zpravidla výbojky, žárovky, luminiscenční diody (LED), superluminiscenční diody (SLD) nebo laserové diody provozované pod laserovým prahem. Zdrojem koherentního optického záření jsou zpravidla lasery nebo laserové diody [3, 13]. K detekci optického záření se používají nejčastěji kamery s detektory CCD nebo CMOS.

2.1.2 Přesnost a rozlišení

Jedna z prvních otázek v souvislosti s měřicím přístrojem zní: „s jakou přesností měříte?“ Přesnost lze ale chápat různě. Proto byly zavedeny tyto pojmy:

Pracovní vzdálenost z

Pracovní vzdálenost je vzdálenost mezi optickým senzorem a proměřovaným předmětem. Často je daná ohniskovou vzdáleností čočky.

Měřicí rozsah

Měřicím rozsahem rozumíme rozsah pracovních vzdáleností z .

Podélná nejistota měření (longitudinal measurement uncertainty) δz .

Podélná nejistota měření je délková veličina. Je to poloměr intervalu, ve kterém se určitě nachází pravá hodnota měřené veličiny. Často ji interpretujeme statisticky jako směrodatnou odchylku σ . Tato veličina vyjadřuje skutečnou přesnost optického senzoru. Název podélná nejistota měření byl zaveden proto, aby menší nejistota měření byla vyjádřena menším číslem a větší nejistota větším číslem. Kdybychom ve fyzice

setrvali u laického pojmu přesnost, vyjadřovala by se větší přesnost menším číslem a menší přesnost větším.

Podélné rozlišení (longitudinal resolution) Δz

Podélné rozlišení je délková veličina, která charakterizuje schopnost optického senzoru rozlišit dva blízké body jako dva body. Podélné rozlišení nevypovídá nic o vlastnostech měřeného povrchu.

Příčné rozlišení (lateral resolution) Δx

Fyzikálně dokonalý optický systém (dokonale zaostřený, s kruhovou, homogenně propustnou pupilou) zobrazí bod jako Airyho disk obklopený soustřednými kružnicemi. Poloměr Airyho disku

$$r_0' = \frac{0,61\lambda}{u} \quad (2.1)$$

udává teoretický limit pro příčné rozlišení [13]. Ve vzorci λ značí vlnovou délku světla a u obrazový aperturní úhel. Obrazový aperturní úhel závisí jednak na obrazové vzdálenosti optického systému, jednak na průměru (obrazové apertuře) optického systému. Při stejné ohniskové vzdálenosti bude fyzikálně dokonalý optický systém s větší obrazovou aperturou mít menší Airyho disk — bude tedy schopen dosáhnout většího rozlišení. Ne každý reálný optický systém je dokonalý, ale v dnešní době není problém vybavit optický senzor takovým optickým systémem, který se fyzikálně dokonalému systému za podmínek, ve kterých je senzor provozován, dostatečně blíží, takže ho můžeme považovat za fyzikálně dokonalý.

Skutečné příčné rozlišení je omezeno také velikostí pixelů kamery a v případě koherentního záření také velikostí koherenčních zrn — speklů (viz Koherenční zrnitost).

Opticky hladké a opticky drsné povrchy

Povrchy se dělí na opticky hladké a opticky drsné. Platí pro ně:

$$\text{opticky hladké povrchy} \quad h < \frac{\lambda}{4}, \Delta\varphi < \pi,$$

$$\text{opticky drsné povrchy} \quad h > \frac{\lambda}{2}, \Delta\varphi > 2\pi,$$

kde h je výška reliéfu, λ je vlnová délka záření a $\Delta\varphi$ je variance fáze odražené optické vlny v buňce rozlišení [5]. Povrchy, jejichž výška reliéfu spadá do intervalu $\lambda/4 < h < \lambda/2$, nepatří ani do jedné skupiny a vykazují někdy vlastnosti hladkých povrchů a někdy vlastnosti drsných povrchů.

Optická hladkost a drsnost se posuzují podle vlnové délky použitého záření λ , velikosti buňky rozlišení a skutečné výšky reliéfu h .

Důležitý rozdíl mezi opticky hladkými a opticky drsnými plochami spočívá v tom, že u opticky drsných ploch je fáze odražené optické vlny náhodná, kdežto u opticky hladkých ploch náhodná není a lze ji využít při měření. Používáme-li koherentní záření, uplatňuje se při zobrazení také koherenční zrnitost (viz dále), která s fází souvisí.

Drsnost

Drsnost lze vyjádřit číselně. K měření drsnosti se lépe hodí mechanické přístroje — většinou proto, že normy pro drsnost jsou vytvořené v době, kdy existovaly jen mechanické přístroje. Obecně se používají dva hlavní druhy drsnosti:

aritmetická drsnost

$$R_a = \frac{\sum_{i=1}^N |Z_i - \bar{Z}|}{N}, \quad (2.2)$$

kvadratická drsnost

$$R_q = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (Z_i - \bar{Z})^2}{N}}. \quad (2.3)$$

Veličiny ve vzorcích (2.2) a (2.3) jsou: N je počet bodů v oblasti, ve které se drsnost

počítá, Z_i je změřená souřadnice Z v jednotlivých bodech, \bar{Z} je aritmetický průměr ze Z_i všech bodů v oblasti.

Koherenční zrnitost

Koherenční zrnitost je jev, se kterým se setkáváme při odrazu koherentního záření od opticky drsného povrchu [4]. V důsledku toho, že povrch je opticky drsný, dojde v každém bodě povrchu k odrazu záření jiným směrem. Záření je však koherentní, takže interferuje. V detekční rovině (na stínítku) pozorujeme zrnitou strukturu, takzvané spekly (koherenční zrna; angličtina užívá pojmu „speckle pattern“). Rozlišujeme dva druhy speklů: objektivní a subjektivní. O objektivních speklech hovoříme, jestliže mezi opticky drsnou odraznou plochou a detekční rovinou nejsou žádné optické prvky, jen volné šíření. Subjektivními spekly nazýváme takové spekly, které vzniknou v rovině zobrazení nějakým optickým systémem (charakterizovaným průměrem aperturní clony a obrazovou resp. ohniskovou vzdáleností). Velikost speklů je náhodná, pro střední průměr speklu však existují jednoduché vztahy.

Střední průměr objektivních speklů je roven [4]

$$d_o = \frac{\lambda z}{L}, \quad (2.4)$$

kde L je průměr osvětlené opticky drsné plochy a z je vzdálenost mezi opticky drsnou plochou a detekční rovinou.

Střední průměr subjektivních speklů

$$d_s = \frac{\lambda b}{a}, \quad (2.5)$$

kde a je průměr aperturní clony optického systému (čočky) a b je obrazová vzdálenost optického systému.

2.1.3 Další pojmy

Měřicí rychlost

Měřicí rychlost závisí na expoziční době kamery, rychlosti počítače apod. Někdy hovoříme spíše o měřicím čase.

Dynamický rozsah

Dynamickým rozsahem rozumíme poměr maximální a minimální intenzity, jakou senzor dokáže zpracovat. Předmět může různě odrazet v různých místech povrchu. Pokud dynamický rozsah senzoru nestačí, můžeme jej zvětšit tak, že předmět proměříme vícekrát při různých expozičních dobách.

2.2 Přehled nejrozšířenějších měřicích metod

2.2.1 Klasické metody

Analýza zaostření

Optický systém senzoru se skládá ze dvou čoček. Ohnisko lze detekovat více způsoby:

1. je-li povrch v ohnisku, projde na detektor nejvíce světla,
2. jeden detektor před ohniskem a druhý za ohniskem; z poměru intenzit na detektorech se počítá, kde je povrch vzhledem k ohnisku,
3. částečným zacloněním svazku paprsků z boku poznáme, jestli je povrch před ohniskem nebo za ním.

Podélná nejistota měření δz souvisí s hloubkou ostrosti. Hloubka ostrosti s je interval na ose z v okolí polohy zaostření, ve kterém je zobrazovací optický systém (objektiv) také zaostřený. Délka tohoto intervalu souvisí s vlnovou délkou světla,

ohniskovou vzdáleností objektivu f a obrazovým aperturním úhlem u (resp. clonovým číslem objektivu c). Bodový předmět se zobrazí fyzikálně dokonalým systémem s kruhovou, homogenně propustnou pupilou jako Airyho disk. Průměr Airyho disku je roven

$$d = \frac{1,22\lambda}{\frac{D}{2f}} = \frac{1,22\lambda}{\frac{R}{f}}. \quad (2.6)$$

Hloubka ostrosti

$$s = \frac{1,22\lambda}{\left(\frac{D}{2f}\right)^2} = \frac{1,22\lambda}{\left(\frac{R}{f}\right)^2}. \quad (2.7)$$

Zde D je průměr aperturní clony, R je poloměr aperturní clony. V praxi dosahuje podélné nejistoty měření δz asi $1 \mu\text{m}$. Pracovní vzdálenost senzoru z se rovná ohniskové vzdálenosti čočky (objektivu) f a ta je poměrně malá. Metoda neumožňuje měřit na hranách a v hlubokých dírách.

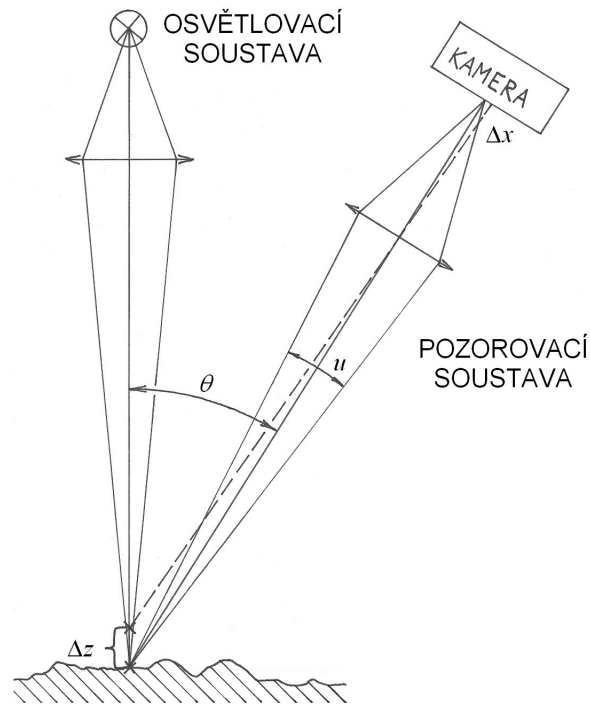
Optická triangulace

Optická triangulace je metoda poměrně robustní — dokáže pracovat v různých podmínkách. Proto je jedna z nejpoužívanějších. Optický senzor založený na optické triangulaci se skládá z osvětlovací a pozorovací soustavy (obrázek 2.1). Osvětlovací soustava míří svisle dolů a osvětluje vodorovně orientovaný měřený povrch. Optická osa pozorovací soustavy svírá s optickou osou osvětlovací soustavy úhel θ , který je obvykle kolem 30° . Úhel u je aperturní úhel pozorovací soustavy. Měřený výškový rozdíl Δz na svislé ose se transformuje na Δx — rozdíl v poloze detekce bodu v obrazové rovině pozorovací soustavy. Obraz je snímán CCD-kamerou.

Nejistota měření u triangulační metody je

$$\delta z = \frac{\lambda}{2\pi \sin \theta \sin u}.$$

[11].



Obrázek 2.1: Schéma optické triangulace.

Například při $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$, $\sin u = 0,05$ a $\theta = 25^\circ$ je $\delta z = 5 \mu\text{m}$. Ve skutečnosti je rozlišení horší. Obvykle se podaří dosáhnout nejistoty kolem $10 \mu\text{m}$ (teoretický limit).

Variantou metody optické triangulace je optická triangulace s měřením fáze. Používá se pro drsné povrchy (zkratka PMT, phase measured triangulation) [8].

Deflektometrie s měřením fáze

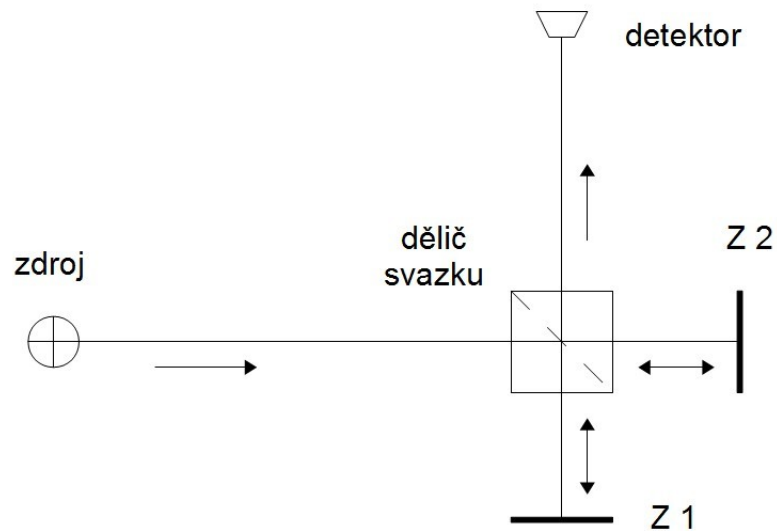
Metoda deflektometrie s měřením fáze (PMD, phase measured deflectometry) [6] vznikla z potřeby měřit hladké, ale deformované plochy (často plochy s vysokou odrazivostí). Měřením nezískáme v měřeném bodě podélnou souřadnici, ale jen sklon.

Tvar obdržíme integrací. Integrace je náchylná na chyby, které se kumulují. Touto metodou lze měřit s δz až jednotek nanometrů. Dají se měřit i velké plochy.

Člověk je okem schopen provádět určitý druh deflektometrie pozorováním odrazu předmětu známého tvaru od křivého zrcadla, automobilové karosérie, výkladní skříně apod. Porovnáním obrazu odraženého od zakřivené plochy lze usuzovat na typ a velikost zakřivení.

2.2.2 Interferometrické metody

Interferometrické metody využívají interferenci světla. Často jsou konstruovány jako Michelsonův interferometr (i když to není jediná možnost). Michelsonův interferometr vynalezl Albert Abraham Michelson (1852-1931) [13].



Obrázek 2.2: Michelsonův interferometr.

Na obrázku (2.2) je schéma Michelsonova interferometru s hranolovým děličem svazku. Šipky znázorňují chod paprsků. Z 1 a Z 2 jsou zrcadla v jednom a druhém

rameni. Při měření je jedno rameno Michelsonova interferometru (např. rameno 1) je pohyblivé. V něm je na mikroposuvu místo zrcadla umístěný měřený předmět. Druhé rameno je referenční. Podle toho, jestli se rozdíl optických drah rovná sudému nebo lichému násobku $\lambda/2$, nastává konstruktivní nebo destruktivní interference. Na detektoru měříme intenzitu záření vzniklého interferencí. Interferometrické metody jsou v porovnání s neinterferometrickými metodami velmi citlivé a vyžadují kvalitní uložení bez otřesů, turbulence prostředí nebo jiného rušení. Senzor založený na Michelsonově interferometru může fungovat jako plošný. Jako detektor slouží CCD-kamera. Jednotlivé pixely CCD-kamery definují obrazové body. Pohyblivé rameno 1 se vzorkem se posouvá po malých krocích a kamera postupně snímá obrázky. Ty se ukládají do počítače a tam se vyhodnocují.

Je žádoucí, aby odrazivost měřeného předmětu a referenčního zrcadla byly přibližně stejné.

Interferometrické metody se dělí podle druhu použitého záření na klasickou interferometrii, interferometrii v bílém světle a interferometrii se dvěma vlnovými délkami.

Klasická interferometrie

Zdrojem světla je v klasické interferometrii kvalitní jednomódový laser se stabilním výkonem a frekvencí.

Klasická interferometrie není jednoznačná. Její interval jednoznačnosti je jen $\lambda/2$. Hodí se jen pro opticky hladké povrchy. Je-li opticky hladká plocha víceméně rovná, jen nakloněná, neobsahuje žádné velké výškové skoky, je možné interferenční proužky spočítat a podle toho poznat, v kolikátém intervalu se hledaný bod nachází.

Interferometrie v bílém světle

První pokusy s interferometrií v bílém světle prováděl už A. A. Michelson. Metoda se však ujala až před 20 lety s nástupem výpočetní techniky a rozvojem elektroniky.

Název interferometrie v bílém světle je poněkud nešťastný. Pochází z překladu „white-light interferometry“ ev. „Weisslichtinterferometrie“. Vhodnější výraz by byl interferometrie v polychromatickém světle. Toto světlo se nemusí vizuálnímu pozorovateli jevit jako bílé ani nemusí být nutně ve viditelné oblasti. Na rozdíl od klasické interferometrie se používá zdroj časově nekoherentního záření se spojitým spektrem. Takovým zdrojem může být žárovka, LED dioda nebo superluminiscenční dioda. Přitom se požaduje, aby spektrum záření bylo široké a záření bylo co nejvíce časově nekoherentní. Ideálu dokonale časově nekoherentního záření je obtížné se přiblížit, protože spektrální rozsah zdroje i detektoru (zpravidla CCD-kamera s křemíkovým čipem, citlivá do cca 1100 nm) je v praxi konečný.

Využívá se skutečnosti, že koherenční délka polychromatického světla je malá a interference nastane jen, pokud rozdíl optických drah v ramenech interferometru je malý (srovnatelný s koherenční délkou). Interval posunu se volí tak, aby byl větší než výška reliéfu povrchu vzorku. Intenzita detekovaného záření v bodě obrazu kolísá v závislosti na posunu ramene podle toho, zda právě nastala konstruktivní nebo destruktivní interference. Grafická závislost intenzity detekovaného záření na poloze vzorku se nazývá korelogram. Protože interference nastává jen pokud rozdíl optických drah v ramenech interferometru je malý (srovnatelný s koherenční délkou), je naměřená intenzita nejprve konstantní, poté nastane krátký interval interference a následuje opět interval s konstantní intenzitou. Hledaná poloha z je v místě, ve kterém je interferenční jev nejintenzivnější.

Interferometrie v bílém světle se dělí na dvě hlavní skupiny: 1. interferometrii

opticky hladkých povrchů a 2. interferometrii opticky drsných povrchů. Při interferometrii opticky hladkých povrchů se vyhodnocuje také fáze korelogramu. Interferometrie hladkých povrchů nachází uplatnění zejména v mikroskopii. Na rozdíl od klasické interferometrie lze jednotlivé interferenční pruhy jednoznačně identifikovat. Střední interferenční pruh má největší kontrast mezi maximem a minimem. U interferometrie opticky drsných povrchů se místo, ve kterém nastává interferenční maximum, určí z maxima obálky korelogramu. Obálka korelogramu se počítá různými metodami, například pomocí Hilbertovy transformace [1, 7].

Vlastní měření se skládá ze dvou částí: snímání a zpracování dat. Při snímání se pořídí série snímků vzorku, kterým se postupně posouvá. Následuje výpočet, kterým se určí místo maximální interference ve všech korelogramech příslušných obrazovým bodům. Výstupem měření je množina obrazových bodů a jim přiřazených vypočítaných hodnot z . Tento výstup je možné dále zpracovat různým způsobem. Například podle číselné hodnoty z přiřadit bodu obrazu tón šedi (nebo barevný odstín) a vytvořit tak černobílou (nebo barevnou) výškovou mapu. Rychlost snímání závisí na expoziční době a vyčítací rychlosti kamery. Rychlost výpočtu závisí na rychlosti počítače, který je součástí senzoru, a na počtu obrazových bodů.

Nejistota měření u interferometrie v bílém světle opticky drsných povrchů je dána vzorcem [10]

$$\delta z = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{\langle I_{obj} \rangle}{I_{obj}}} \sigma, \quad (2.8)$$

kde σ je směrodatná odchylka, $\langle I_{obj} \rangle$ je střední intenzita pole a I_{obj} je intenzita jednotlivého specklu. Statistika intenzity jednotlivého specklu je

$$p(I_{obj}) = \frac{1}{\langle I_{obj} \rangle} \exp - \frac{I_{obj}}{\langle I_{obj} \rangle} \quad (2.9)$$

Přítom předpokládáme, že zcela přesně známe obálku korelogramu. V praxi dosahuje nejistota měření hodnoty kolem $1 \mu\text{m}$ [10].

Metoda má několik výhod: na rozdíl od klasické interferometrie je interferometrie v bílém světle jednoznačná. Metoda je v porovnání s ostatními interferometrickými metodami odolnější proti rušivým vlivům. Nevýhody jsou: omezená intenzita dostupných zdrojů časově nekoherentního světla (což ztěžuje použití metody pro málo odrazné povrchy nebo velké plochy), velikost dělicího hranolu interferometru (omezuje velikost měřené plochy) a omezený dynamický rozsah kamery (metoda se nehodí na předměty, které jsou v některých místech vysoce odrazné a zároveň v jiných málo odrazné).

Interferometrie se dvěma vlnovými délkami

Interferometrie se dvěma vlnovými délkami využívá záření ze dvou laserových koherentních zdrojů málo odlišných vlnových délek λ_1 , λ_2 , svedených do jedné optické dráhy. Intenzitu záření I z jednoho zdroje v závislosti na souřadnici z lze vyjádřit jako

$$I = I_0(1 + \cos 2kz), \quad (2.10)$$

kde $k = 2\pi/\lambda$ je vlnové číslo a I_0 je intenzita z jednoho ramene. Koeficient 2 vystupuje ve vztahu proto, že jde o Michelsonovo uspořádání. V případě dvou zdrojů stejné intenzity

$$I_1 = I_0(1 + \cos 2k_1z),$$

$$I_2 = I_0(1 + \cos 2k_2z)$$

jejich součet je

$$I = I_1 + I_2 = 2I_0 + I_0 \cos 2k_1 z + I_0 \cos 2k_2 z.$$

S použitím vzorce

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2}$$

upravíme součet na tvar

$$I = 2I_0[1 + \cos(k_1 + k_2)z + \cos(k_1 - k_2)z]$$

a zavedeme značení

$$k_1 + k_2 = \frac{2\pi}{\lambda},$$

$$k_1 - k_2 = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (2.11)$$

kde veličinu Λ nazveme **syntetická vlnová délka**. $\bar{\lambda}$ nemá zvláštní název, ale hraje roli při volbě vzorkování při realizaci měření. Vztah pro I můžeme přepsat na tvar

$$I = 2I_0[1 + \cos \frac{2\pi}{\Lambda} z + \cos \frac{2\pi}{\lambda} z].$$

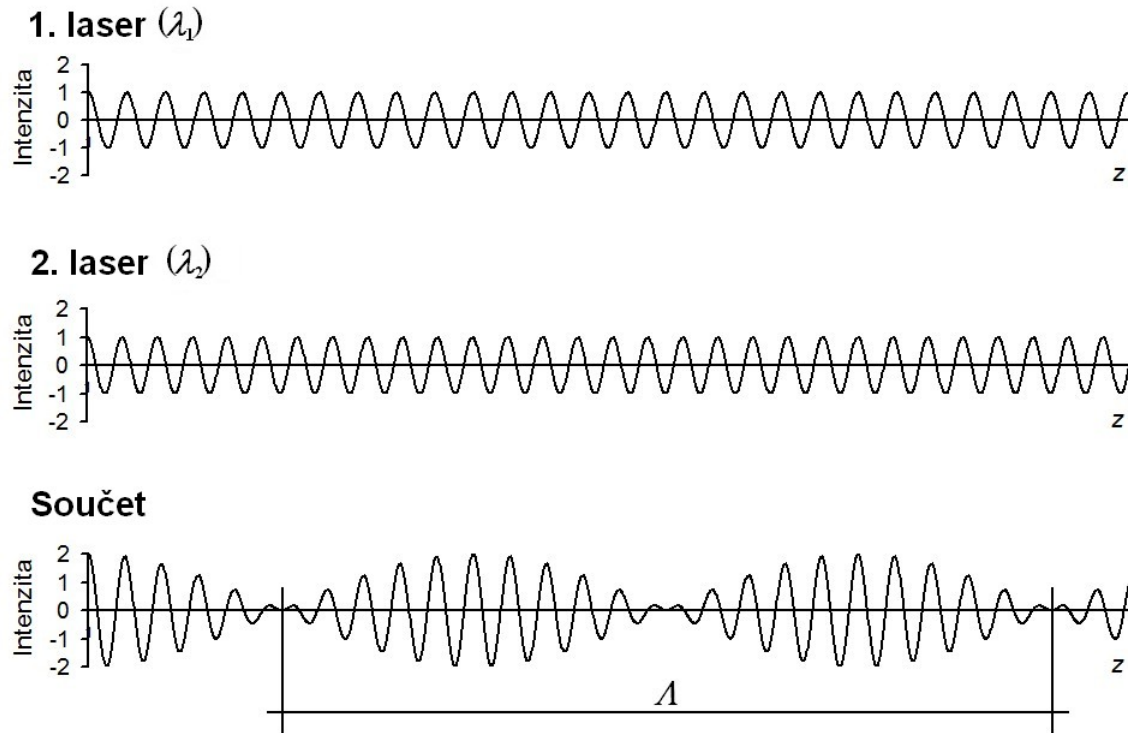
Dalšími úpravami získáme vztah mezi Λ , λ_1 a λ_2 :

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{|\lambda_2 - \lambda_1|}. \quad (2.12)$$

Rozsah jednoznačnosti je $\Lambda/2$, označíme jej Δ . Δ je zároveň koherenční délka záření složeného ze záření dvou vlnových délek λ_1 a λ_2 .

Totéž co početně, lze vyjádřit graficky (obrázek 2.3). Na prvním a druhém grafu je závislost I na z pro dvě málo odlišné vlnové délky λ_1 a λ_2 , na třetím jsou obě vlnové délky složené.

Rozdíl metody interferometrie se dvěma vlnovými délkami oproti klasické interferometrii spočívá v tom, že lze dosáhnout hodnot Λ řádově desítek mikrometrů při použití záření o vlnové délce λ v oblasti viditelného nebo blízkého infračerveného záření. Jako zdroj se dají použít lasery (laserové diody), přitom lze měřit opticky drsný povrch. Nejednoznačnost je nevýhoda oproti interferometrii v bílém světle. Výkon laserů však lze zvyšovat snadněji než u nekoherentního zdroje. To principiálně umožňuje měřit méně odrazné povrchy nebo větší plochy.



Obrázek 2.3: Záření vzniklé složením dvou vlnových délek λ_1 , λ_2 . Záření má součtovou vlnovou délku $\bar{\lambda}$, která hraje roli při vzorkování a rozdílovou vlnovou délku Λ , kterou nazýváme syntetická vlnová délka. Její polovina Δ je intervalem jednoznačnosti metody interferometrie se dvěma vlnovými délkami a zároveň koherenční délkou tohoto záření.

Kapitola 3

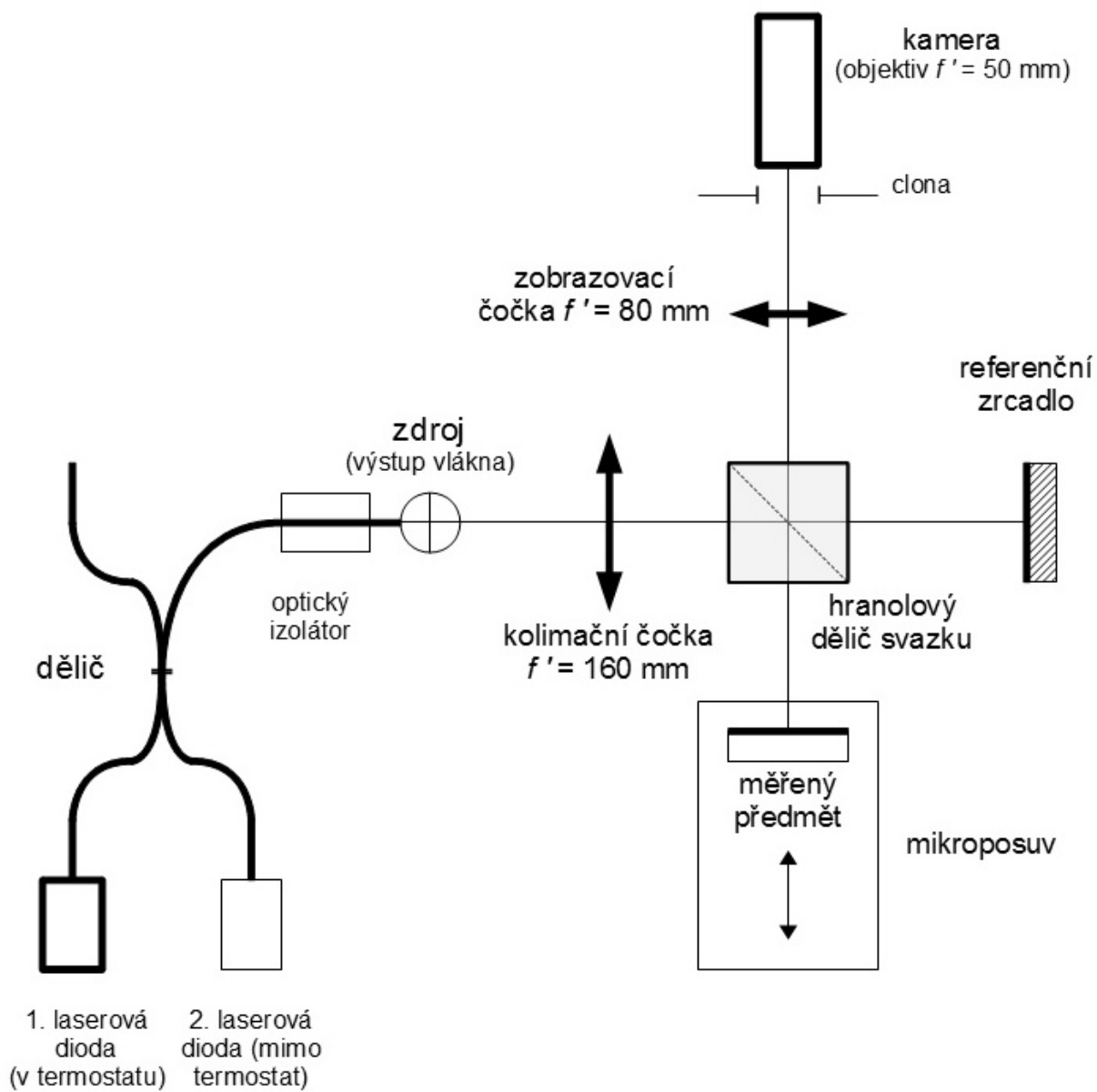
Realizace měření

Úkolem této práce bylo ověřit, zda je interferometrie se dvěma vlnovými délkami prakticky použitelná k měření tvaru předmětů.

Měření je uspořádáno jako Michelsonův interferometr (obrázek 3.1).

Jako zdroje používáme dvě laserové diody HL 8325 G od firmy Hitachi s vláknovým výstupem. Tyto diody září na vlnové délce kolem 830 nm. Vlnová délka se u nich dá regulovat změnou teploty. Teplotu lze měnit v rozsahu $+10\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $+60\text{ }^{\circ}\text{C}$. Proud, při kterém diody dosáhnou prahu, je 39,8 mA. Diody napájíme z regulovatelného stabilizovaného zdroje proudem od 60 do 90 mA, aby zářivý výkon dosahoval požadované hodnoty. Jedna z diod je umístěna v termostatu, který umožňuje udržovat diodu na zvolené teplotě. Druhá dioda je umístěna v masivní hliníkové objímce, která funguje jako pasivní termostat pomáhající udržovat teplotu diody stejnou jako je teplota v místnosti. Teplota v místnosti byla většinou 24 až 27 $^{\circ}\text{C}$.

Zkoušeli jsme také jiné laserové diody, zejména OZ FOSS 2000 s vlnovou délkou 780 nm, ale ty se pro tento účel příliš neosvědčily. Jejich výkon kolísal a především se u nich vyskytovaly módové přeskoky, které zcela znehodnocovaly měření.



Obrázek 3.1: Experimentální sestava.

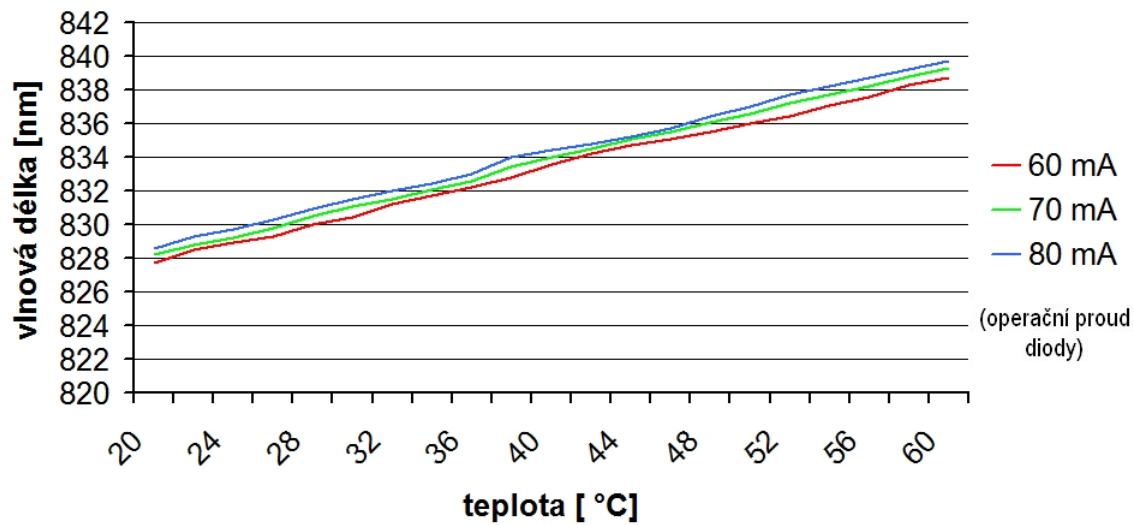
Záření z diod je svedeno dohromady optickým vláknovým děličem se dvěma vstupy a dvěma výstupy.

Aby se zabránilo odrazu záření zpět do zdroje a interakci s Michelsonovým interferometrem, který ve spojení s laserem funguje jako vnější rezonátor laseru, je do vláknové trasy umístěn magnetooptický izolátor. Magnetooptický izolátor je optický prvek, který propouští světlo pouze v jednom směru. Je založen na Faradayově magnetooptickém jevu. Na jeho vstupu je umístěn polarizátor. Záření projde polarizátorem. Poté prochází vnitřní částí vyplněnou prostředím, které vlivem magnetického pole silného permanentního magnetu stáčí rovinu polarizace. Magnetooptický izolátor je vyroben tak, že rovina polarizovaného záření se jedním průchodem stočí o 45° . Na výstupu magnetooptického izolátoru je druhý polarizátor, otočený oproti prvnímu o 45° , takže záření propustí. Dojde-li po výstupu z magnetooptického izolátoru k odrazu záření zpět, projde záření nejprve druhým polarizátorem do vnitřní části izolátoru. Zde se stočí rovina polarizovaného světla o dalších 45° , což už je oproti původní orientaci 90° . Na prvním polarizátoru záření už neprojde.

Celá experimentální sestava je umístěna na optickém stole s pracovní plochou plovoucí na vzduchovém polštáři.

Před samotným měřením bylo nutné nejprve prověřit, zda jsou laserové diody pro náš účel vhodné, především, jestli se jejich vlnová délka mění s teplotou jednoznačně a opakovatelně. Proto jsme nejprve změřili závislost vlnové délky laserových diod na teplotě (při 3 hodnotách proudu: 60, 70 a 80 mA). Ne všechny typy diod se ukázaly jako vhodné, dioda HL 8325 G však požadovaným podmínkám vyhovuje. Na obrázku 3.2 je graficky znázorněna vlnová délka laserových diod v závislosti na teplotě od $+20$ do $+60^\circ$.

Výběr vhodných diod je ovlivněn také potřebou dosáhnout vhodné syntetické vlnové délky. Chtěli jsme měřit reliéf hluboký asi $60 \mu\text{m}$. Rozsah pohybu posuvu byl



Obrázek 3.2: Závislost vlnové délky diody HL 8325 G na teplotě a operačním proudu.

zvolen $84 \mu\text{m}$. Syntetická vlnová délka Λ závisí na vlnových délkách λ_1 a λ_2 podle vztahu 2.12.

Interval jednoznačnosti je

$$\Delta = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2 |\lambda_2 - \lambda_1|}. \quad (3.1)$$

Je-li λ_1 konstantní a chceme-li zvolit určitý interval jednoznačnosti, potom se potřebná λ_2 vypočítá podle vztahu

$$\lambda_2 = \frac{2\lambda_1\Delta}{2\Delta \pm \lambda_1}. \quad (3.2)$$

Po výstupu z vlákna je záření kolimováno achromatickou čočkou o ohniskové vzdálenosti 160 mm. Následuje Michelsonův interferometr. V jednom rameni je umístěn měřený předmět na motorovém mikroposuvu, ve druhém referenční zrcadlo. Jako snímač slouží CCD-kamera. Její zobrazovací soustavu tvoří dvojice achromatických

čoček: spojka o ohniskové vzdálenosti 80 mm a objektiv kamery o ohniskové vzdálenosti 50 mm. Clona kamery je nastavena na průměr 8 mm, aby průměr subjektivních speklů byl přibližně stejný jako vzdálenost pixelů na čipu kamery. Zkoušeli jsme i změnit průměr clony na 4 a 12 mm, ale zjistili jsme, že to na zobrazení nemá žádný pozorovatelný vliv, pouze při průměru 4 mm poněkud poklesla světelnost.

Měření může probíhat ve dvou režimech: v kontinuálním a stop & go. Kontinuální režim je vymyšlen tak, aby byl technicky co nejjednodušší a pokud možno rychlý. Mikroposuv je při něm stále v pohybu, i v průběhu expozice kamery (expoziční doba kamery je 32 ms), což je principiálně nesprávné, ale v praxi to příliš nevadí. Režim stop & go funguje tak, že mikroposuv se na dobu exponování zastaví, provede se 16 snímků a ty se zprůměrují. Poté se mikroposuv posune o jeden krok a vše se opakuje. Režim stop & go je podstatně pomalejší. Od režimu stop & go jsme si slibovali, že bude dávat lepší výsledky, bližší teoretickým předpokladům a s menším šumem. Ve skutečnosti však dával výsledky srovnatelné s kontinuálním režimem nebo jen nepatrně lepší. V některých případech však dával výsledky horší, protože během déle trvajících měření ovlivnilo výsledek více rušivých vlivů.

Než jsme přistoupili k měření reálného předmětu, zkušebně jsme měřili tvar zrcadla (hladkého povrchu) a poté frézovaného kovu (drsného povrchu). K tomu jsme zvolili $\Delta = 60 \mu\text{m}$ a $15 \mu\text{m}$ (při $\Delta = 15 \mu\text{m}$ byl zvolen rozsah posuvu poloviční, jen $42 \mu\text{m}$). Přitom jsme provedli orientační test přesnosti metody. Z rozptylu hodnot z v bodech obrazu hladkého a drsného povrchu jsme spočítali směrodatnou odchylku.

Při měření reálného předmětu jsme kromě režimů volili také různě velký krok mikroposuvu. Podle Nyquistova vzorkovacího teorému je třeba, aby na každou periodu připadaly nejméně dva změřené body. My jsme zvolili dvojí vzorkování: „hrubé“ (2,5 bodu na jednu periodu $\bar{\lambda}$) a „jemné“ (5 bodů na jednu periodu $\bar{\lambda}$). Ukázalo se, že ani různé vzorkování nemá významný vliv na výsledek (je-li jemnější, než 2 body

na periodu $\bar{\lambda}$). Rozdíl byl pouze v rychlosti měření a zpracování.

Jako reálný předmět posloužil reliéf zeměkoule na minci 1 eurocent. Hloubka reliéfu (rozdíl mezi nejnižším a nejvyšším bodem) zeměkoule je téměř přesně $60 \mu\text{m}$ a při měření s $\Delta = 60 \mu\text{m}$ se začínala projevovat nejednoznačnost. Při měření reálného předmětu jsme proto prodloužili Δ na $75 \mu\text{m}$. Ukázalo se, že optimální je, když hodnota Δ je asi o čtvrtinu větší než hloubka reliéfu.

Podobně jako u drsného povrchu, také u reálného předmětu se v obraze vyskytly špatně změřené body a to zejména v okolí hran. Pokusili jsme se odhalit příčinu jejich špatného změření. Zjistili jsme, že se jedná většinou o stále tytéž body a že tyto body zůstávají špatně změřené i při nastavení většího nebo menšího výkonu diod a že vliv nemá ani vložení filtru do referenčního ramene. Pokusili jsme se opravit vadné body jednoduchou filtrací, uspěli jsme však jen částečně.

Při justáži Michelsonova interferometru, která byla nutná po každé výměně měřené předmětu, posloužila jako velmi dobrá pomůcka interferometrie v bílém světle, na kterou lze experimentální sestavu snadno modifikovat výměnou zdroje světla.

Kapitola 4

Výsledky měření

V této kapitole jsou uvedeny ukázky konkrétních výsledků měření hladkého povrchu, drsného povrchu a reálného předmětu.

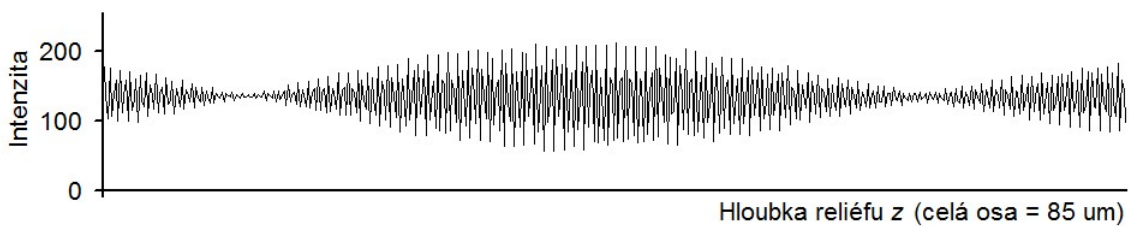
Pro hladký (obr. 4.1) a drsný (obr. 4.2) povrch jsou uvedeny vždy korelogram a horizontální profil.

Na vodorovné ose korelogramu je souřadnice z v rozsahu pohybu mikroposuvu při měření (při $\Lambda = 120 \mu\text{m}$ je to vždy $85 \mu\text{m}$, při $\Lambda = 30 \mu\text{m}$ je to $42 \mu\text{m}$). Na svislé ose je intenzita v analogově-digitálních jednotkách (ADU) CCD-kamery od 0 do 255.

Horizontálním profilem se rozumí řez měřenou plochou ve vodorovném směru (osa x). Na svislé ose je změřená souřadnice z v μm . Uvedená směrodatná odchylka σ je počítána z horizontálního řezu. Špatně změřené body jsou z grafického znázornění a z výpočtu směrodatné odchylky σ vynechány. Kvadratická drsnost drsného povrchu (obrázky 4.3 a 4.4) je $R_q = 0,45 \mu\text{m}$.

4.1 Hladký povrch

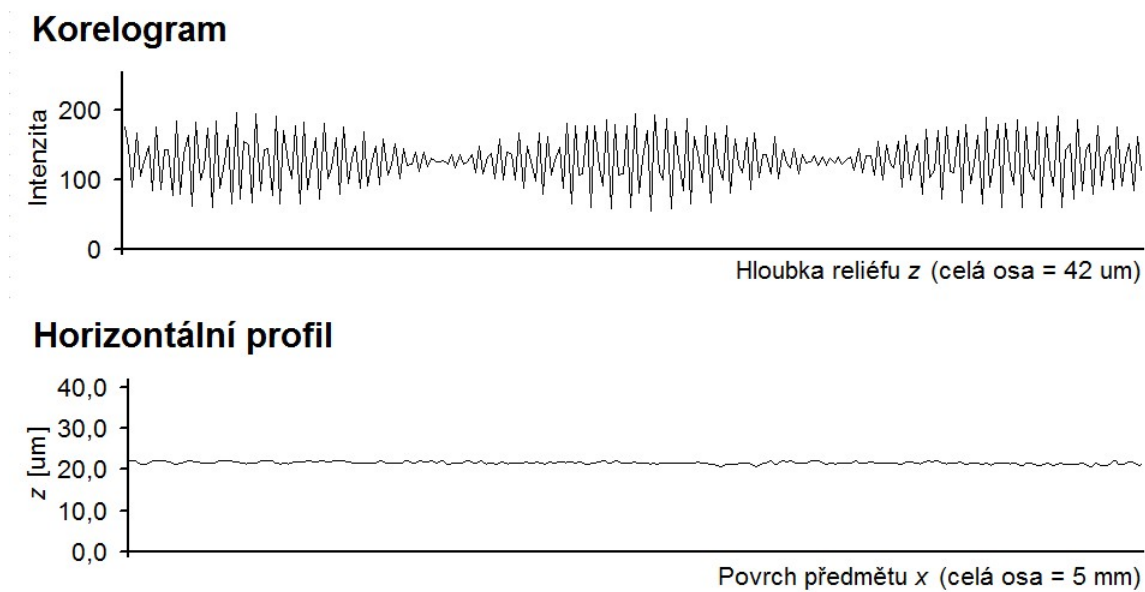
Korelogram



Horizontální profil



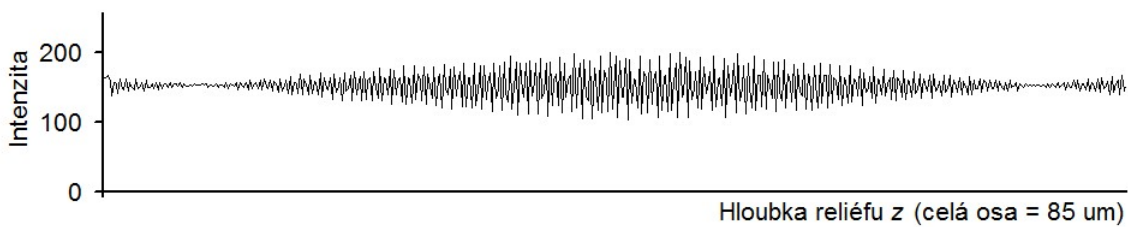
Obrázek 4.1: Hladký povrch. $\Lambda = 120 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$. $\sigma = 0,69 \mu\text{m}$.



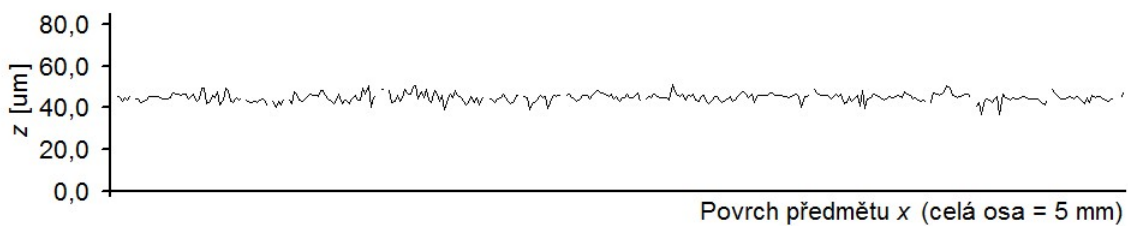
Obrázek 4.2: Hladký povrch. $\Lambda = 30 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$. $\sigma = 0,29 \mu\text{m}$.

4.2 Drsný povrch

Korelogram

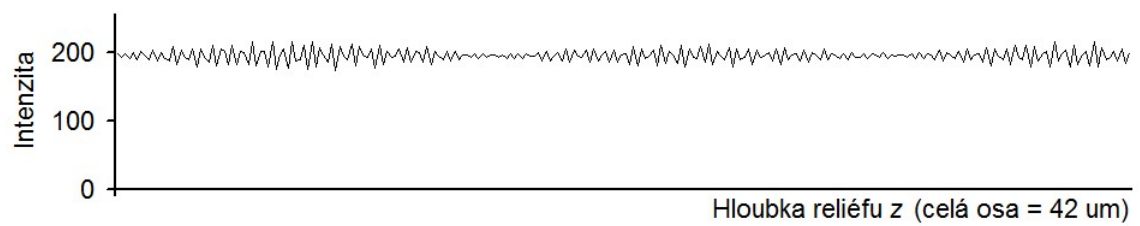


Horizontální profil

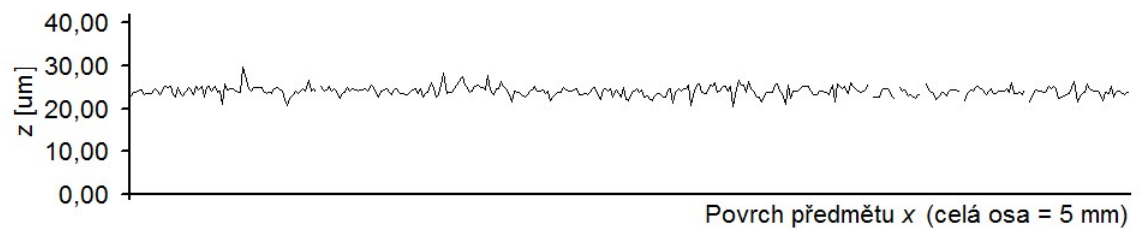


Obrázek 4.3: Drsný povrch. $\Lambda = 120 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$. $\sigma = 2,05 \mu\text{m}$. $R_q = 0,45 \mu\text{m}$

Korelogram



Horizontální profil



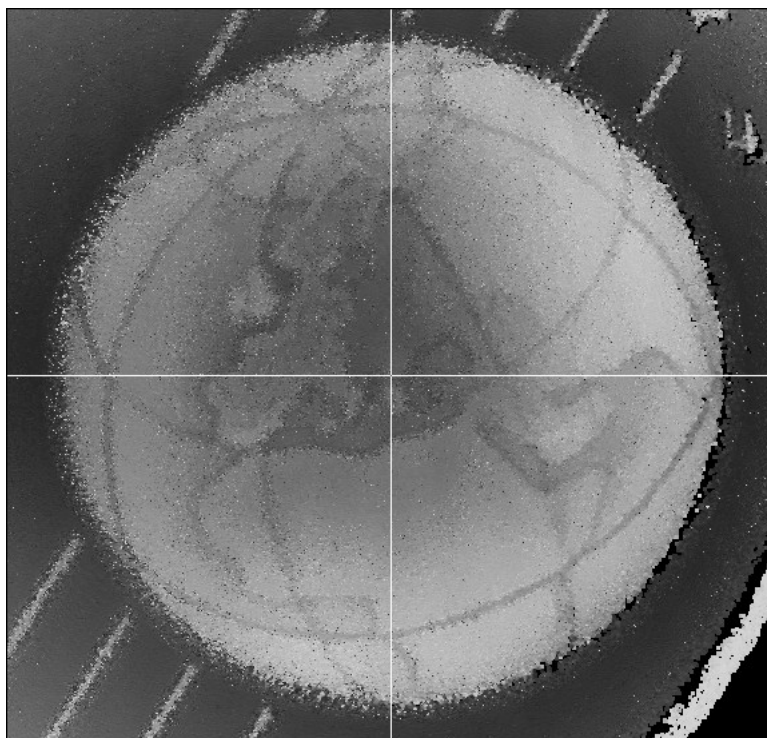
Obrázek 4.4: Drsný povrch. $\Lambda = 30 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.
 $\sigma = 1,13 \mu\text{m}$. $R_q = 0,45 \mu\text{m}$

4.3 Reálný předmět

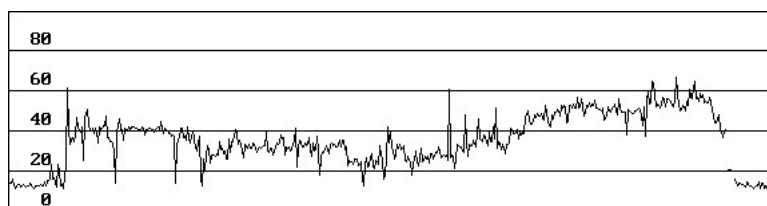
Mince 1 eurocent je vyrobena z oceli a pokryta tenkou vrstvou mědi. Má průměr 16,25 mm [2]. Proměřovali jsme část povrchu mince obsahující reliéf zeměkoule. Tento reliéf je vůči okolí vysoký asi 60 μm . Při měření se jako optimální ukázalo zvolit $\Lambda = 150 \mu\text{m}$ ($\Delta = 75 \mu\text{m}$).

V následující části jsou uvedeny obrázky (4.5 až 4.20) snímkové oblasti (stupně šedi znamenají výšku — černá: nejnižše položená místa, bílá: nejvýše položená místa). Ke každému obrázku je uveden horizontální řez vedený středem snímku. Výšková souřadnice je pro lepší názornost zvětšena. Oblast byla snímána v obou režimech (kontinuálním a stop & go) a vzorkováních (2,5 a 5 kroků na $\bar{\lambda}$). Špatně změřené body jsou částečně opraveny jednoduchou filtrací: body, jejichž souřadnice z je příliš malá nebo příliš velká nebo body, které odrážejí příliš málo světla, jsou nahrazeny zprůměrováním z nejbližších 8 bodů svého okolí.

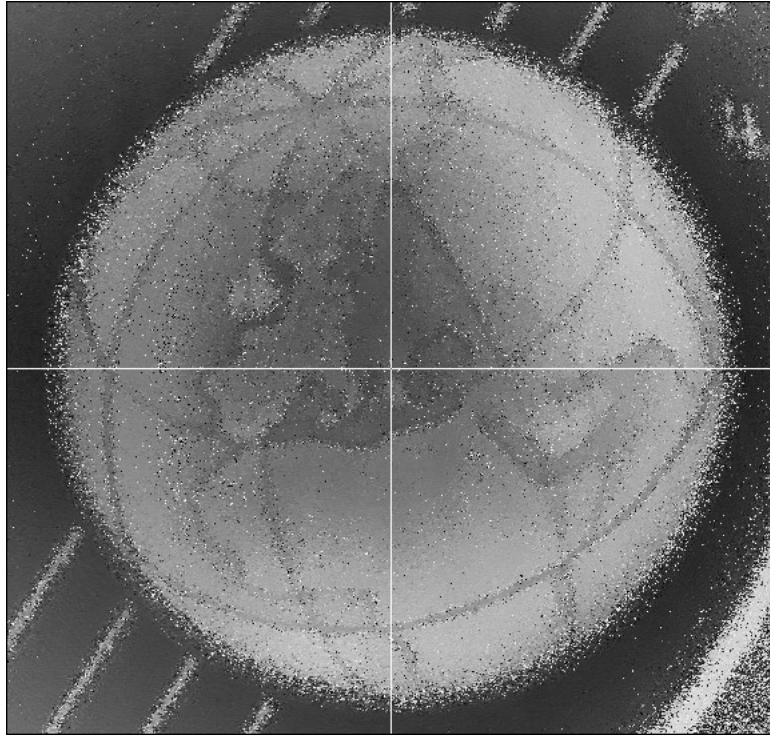
Pro porovnání jsou přiloženy i neopravené snímky.



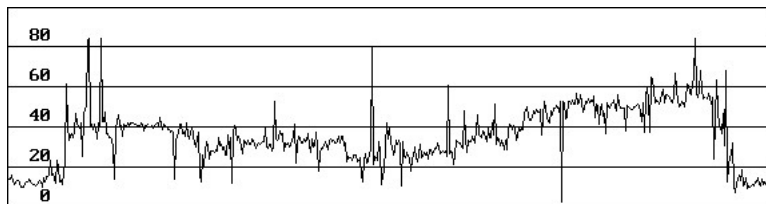
Obrázek 4.5: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



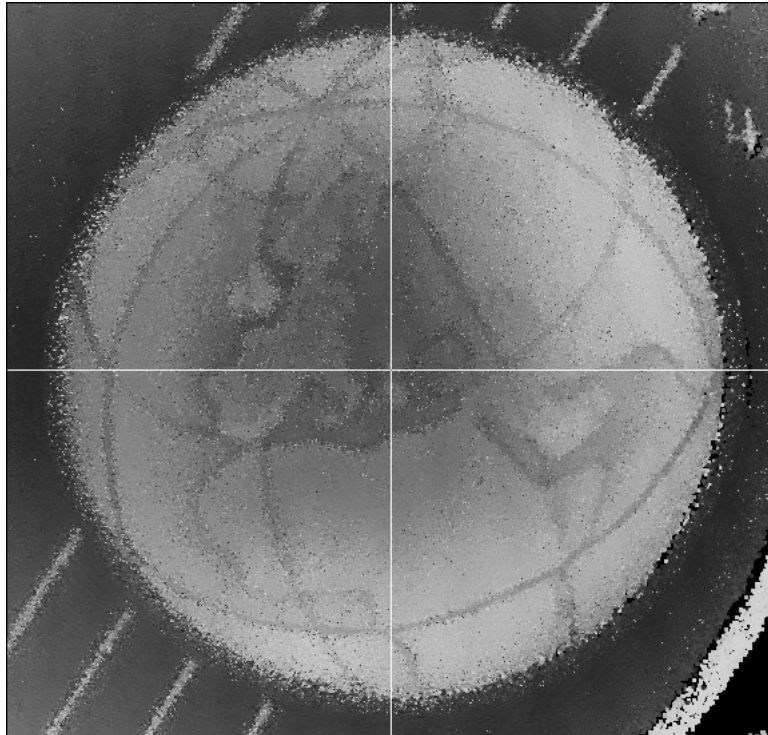
Obrázek 4.6: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



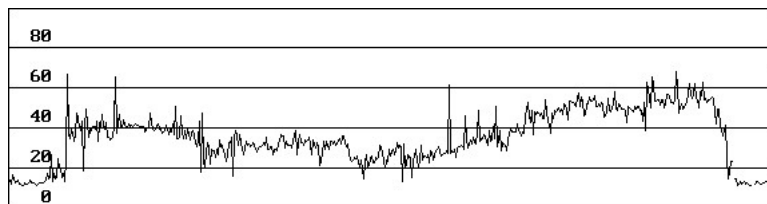
Obrázek 4.7: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



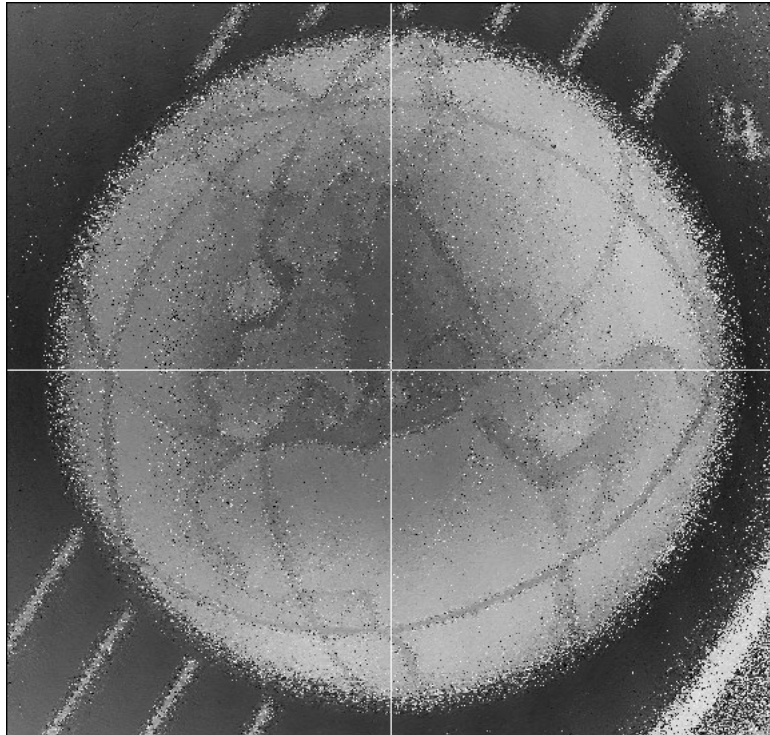
Obrázek 4.8: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



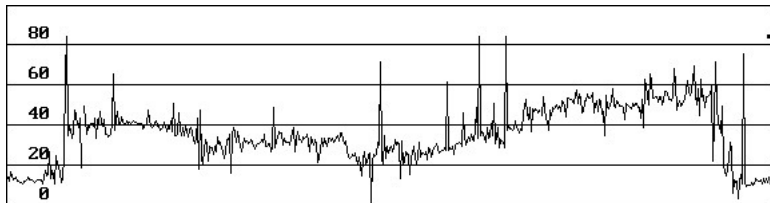
Obrázek 4.9: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



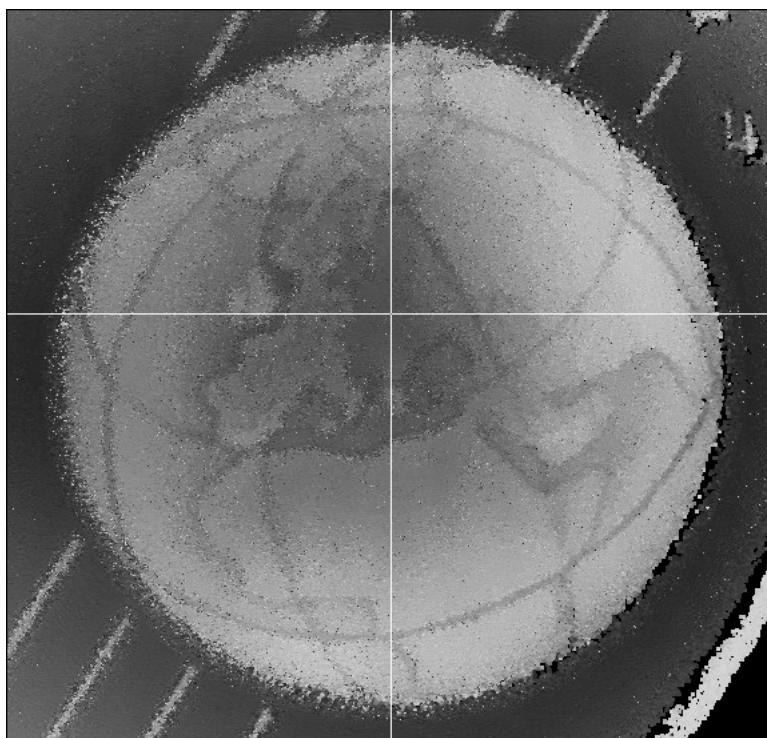
Obrázek 4.10: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



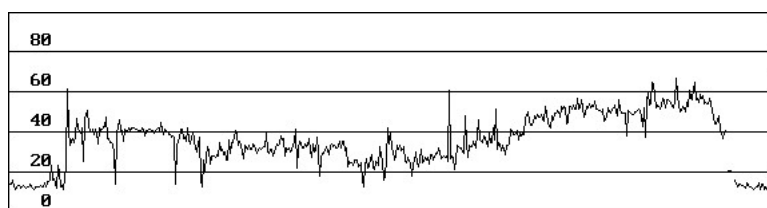
Obrázek 4.11: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



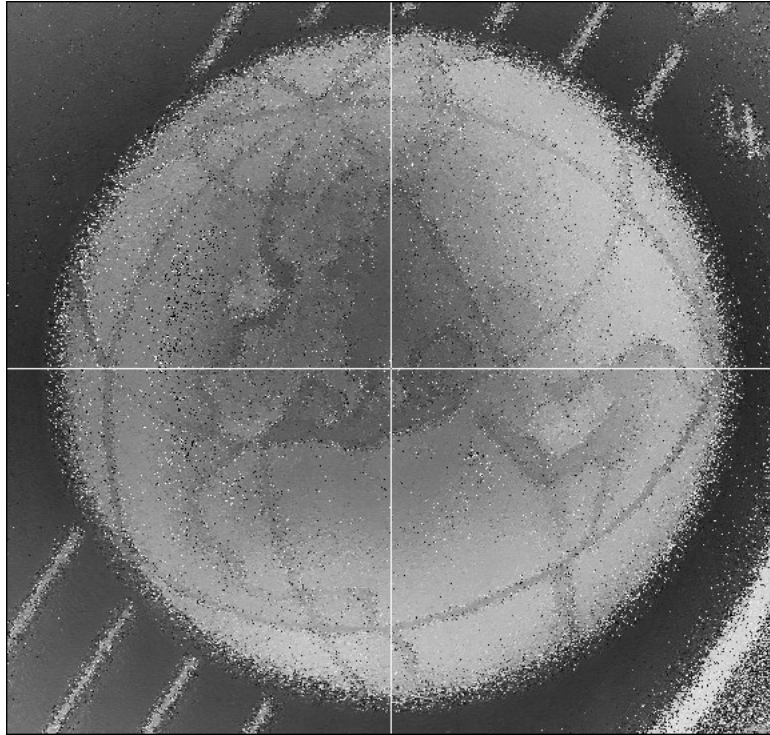
Obrázek 4.12: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim kontinuální. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



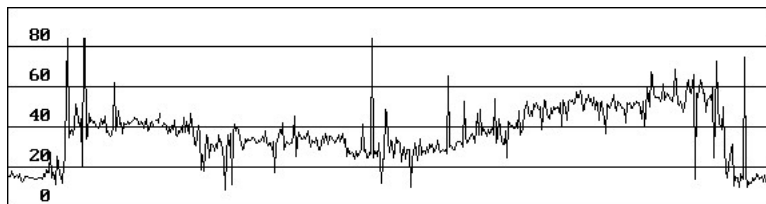
Obrázek 4.13: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



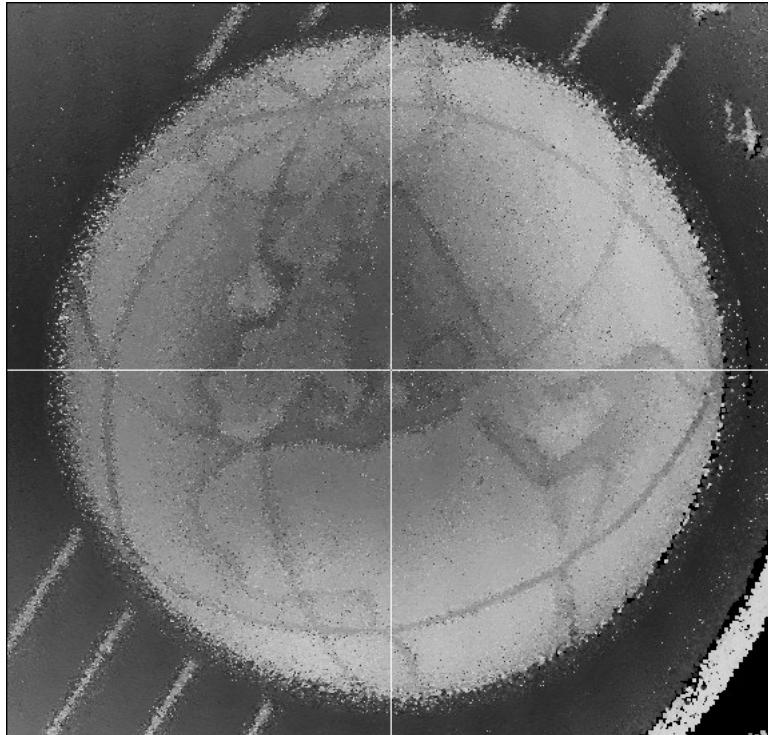
Obrázek 4.14: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez. Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



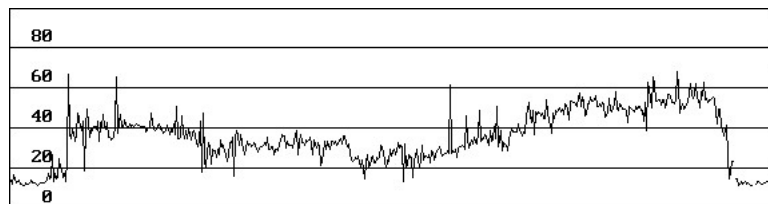
Obrázek 4.15: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



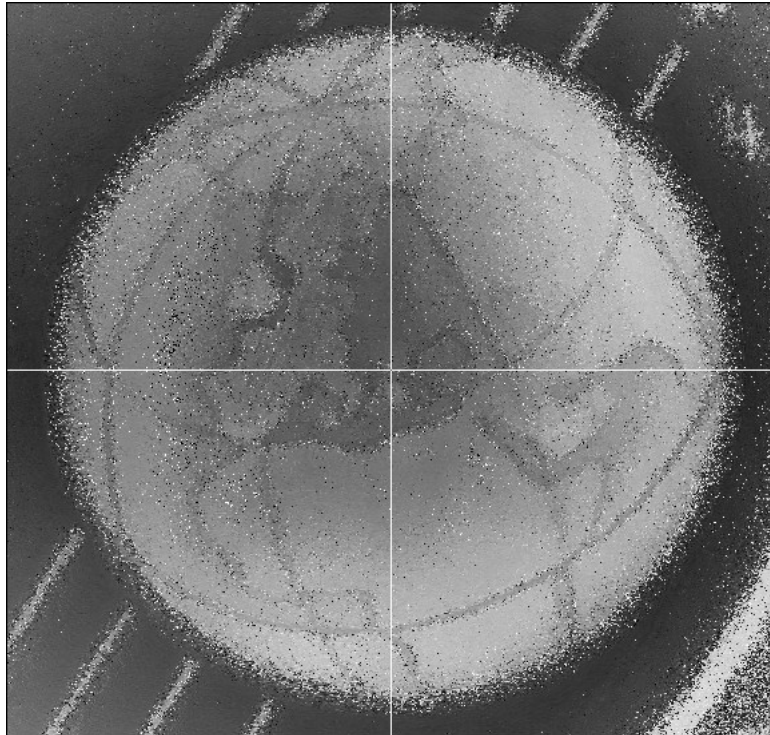
Obrázek 4.16: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 2,5 bodu na $\bar{\lambda}$.



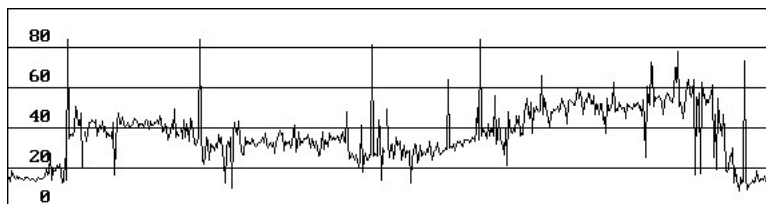
Obrázek 4.17: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



Obrázek 4.18: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Špatně změřené body opraveny. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



Obrázek 4.19: Zeměkoule na minci 1 eurocent, obrázek (výšková mapa). Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.



Obrázek 4.20: Zeměkoule na minci 1 eurocent, horizontální řez vedený středem obrázku. Neopravený snímek pro porovnání. $\Lambda = 150 \mu\text{m}$. Režim stop & go. Vzorkování 5 bodů na $\bar{\lambda}$.

Kapitola 5

Závěr

Předmětem práce byla realizace metody interferometrie se dvěma vlnovými délkami. Metoda využívá dvou laserových zdrojů málo odlišných vlnových délek λ_1, λ_2 . Jejich svazky jsou svedeny do jedné optické dráhy. Jejich interferencí vznikne svazek obsahující uzly a kmitny v definované vzdálenosti (syntetická vlnová délka Λ , kapitola 2.2.2). Interval jednoznačnosti měřicí metody je roven vzdálenosti dvou sousedních uzlů $\Delta = \Lambda/2$. Měřený předmět je umístěn v jednom z ramen Michelsonova interferometru.

V práci se podařilo prakticky ověřit, že pomocí interferometrie se dvěma vlnovými délkami je možné měřit tvar povrchu předmětů.

Zkušebně jsme měřili hladký povrch (zrcadlo) a drsný povrch (frézovaný kov). Pro tyto povrchy jsme vypočítali aritmetickou a kvadratickou drsnost při dvou zvolených syntetických vlnových délkách $\Lambda = 120 \mu\text{m}$ a $\Lambda = 30 \mu\text{m}$.

Ukázalo se, že metoda je velmi citlivá na rušivé vlivy, především otřesy a to i na optickém stole se vzduchovým polštářem; osvědčilo se měření v odpoledních a večerních hodinách, kdy je v budově málo lidí. Námětem pro pokračovatele může

být hledání způsobu, jak zvýšit odolnost metody proti rušivým vlivům. V delší perspektivě lze uvažovat o vývoji kompaktního přístroje měřícího touto metodou.

Prostor pro zdokonalování má případný následovník také v metodách korekce špatně změřených bodů.

Pokud se má metoda použít k měření měřit větších ploch, je nutné použít větší hranolový dělič svazku (možnou alternativou k většímu hranolovému děliči je expandér svazku v rameni s měřeným předmětem). Při měření větší plochy bude také velkou roli hrát rychlost počítače.

Literatura

- [1] ONODERA, R. - WATANABE, H. - ISHII, Y.: *Interferometric Phase-Measurement Using a One-Dimensional Discrete Hilbert Transform*, Optical Review, 12/2005.
- [2] *Jeden eurocent*, Wikipedia, [http : //cs.wikipedia.org/wiki/1_eurocent](http://cs.wikipedia.org/wiki/1_eurocent).
- [3] LUKÁŠ, M.: *Laserové diody*, Elektrotechnika, časopis pro elektrotechniku, <http://www.elektrotechnika.cz>, 2001.
- [4] HRABOVSKÝ, M. - BAČA, Z. - HORVÁTH, P.: *Koherenční zrnitost v optice*, Universita Palackého v Olomouci, Olomouc 2001.
- [5] HÄUSLER, G. - ETTL, P. - SCHENK, M. - BOHN, G. - LÁSZLÓ, I.: *Limits of Optical Range Sensors and How to Exploit Them*, in International Trends in Optics and Photonics ICO IV., T. Asakura ed. Vol. 74 of Springer Series in Optical Sciences, (Springer Verlag, Berlin 1999) pp. 328-342.
- [6] KNAUER, M. C. - KAMINSKI, J. - HÄUSLER, G.: *Phase Measuring Deflectometry: A New Approach to Measure Specular Free-Form Surfaces*, Proc. of SPIE 5457, 366-376 (2004).
- [7] REKTORYS, K: *Přehled užité matematiky*, SNTL, Praha 1966.

- [8] GRUBER, M. - HÄUSLER, G.: *Simple, Robust and Accurate Phase-Measuring Triangulation*, Optik 89, 118-122 (1992).
- [9] SCHRÖDER, G.: *Technická optika*, SNTL, Praha 1981.
- [10] PAVLÍČEK, P. - SOUBUSTA, J.: *Theoretical Measurement Uncertainty of White-Light Interferometry on Rough Surfaces*, Applied Optics 42, 1809-1813 (2003).
- [11] DRESEL, T - HÄUSLER, G. - VENCKE, H.: *Three-Dimensional Sensing of Rough Surface by Coherence Radar*, Applied Optics 31, 919-925 (1992).
- [12] HÄUSLER, G.: *Three-Dimensional Sensors, Potential and Limitations*, In *Handbook for Computer Vision and Applications, Vol. 1 - Sensors and Imaging*.
- [13] SALEH, B. E. A. - TEICH, M. C.: *Základy fotoniky*, Matfyzpress, Praha, 1994.