



TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI
Fakulta mechatroniky, informatiky
a mezioborových studií ■

Optimalizace digitální holografické metody pro měření tvarů optických ploch

Diplomová práce

Studijní program: N3942 – Nanotechnologie

Studijní obor: 3942T002 – Nanomateriály

Autor práce: **František Kaván**

Vedoucí práce: Ing. Pavel Psota, Ph.D.





TECHNICAL UNIVERSITY OF LIBEREC
Faculty of Mechatronics, Informatics
and Interdisciplinary Studies ■

Optimization of digital holographic method for shape measurement of optical surfaces

Master thesis

Study programme: N3942 – Nanotechnology
Study branch: 3942T002 - Nanomaterials
Author: **František Kaván**
Supervisor: Ing. Pavel Psota, Ph.D.



ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. František Kaván**
Osobní číslo: **M15000210**
Studijní program: **N3942 Nanotechnologie**
Studijní obor: **Nanomateriály**
Název tématu: **Optimalizace digitální holografické metody pro měření tvarů optických ploch**
Zadávající katedra: **Ústav nových technologií a aplikované informatiky**

Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

1. Prostudujte odbornou literaturu a vypracujte literární rešerši o základních principech digitální holografie a jejího použití pro měření tvarů.
2. Navrhněte a sestavte holografické uspořádání pro měření tvarů.
3. Proveďte měření v různých konfiguracích (různé geometrie povrchů, vzájemné polohy osvětlovací vlny a povrchu, rozmítání vlnové délky laseru).
4. Zpracujte naměřená data.
5. Na základě výsledků odvoďte: a) konfiguraci s maximální citlivostí metody; b) možné optimalizace holografického uspořádání vzhledem k jeho maximální citlivosti.

Rozsah grafických prací: **dle potřeby**
Rozsah pracovní zprávy: **40 - 60 stran**
Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**
Seznam odborné literatury:

- [1] PSOTA, Pavel, Vít LÉDL, Petr VOJTÍŠEK, Roman DOLEČEK a Václav KOPECKÝ. 3D form inspection of grinded optical surfaces by digital holography. Optics and Measurement Conference. 2014, 2015, p. 944218944218
[2] LÉDL, Vít, Pavel PSOTA, Petr VOJTÍŠEK, Roman DOLEČEK a Pavel MOKRÝ. Holographic contouring and its limitations in nearly specularly reflecting surface measurement. Optics and Measurement Conference. 2014, 2015, p. 94420Q94420Q
[3] KREIS, Thomas. Handbook of holographic interferometry: optical and digital methods. Weinheim: WILEY-VCH, 2005. ISBN 978-352-7405-466.

Vedoucí diplomové práce: **Ing. Pavel Psota, Ph.D.**
Ústav nových technologií a aplikované informatiky

Datum zadání diplomové práce: **20. října 2016**
Termín odevzdání diplomové práce: **15. května 2017**

prof. Ing. Zdeněk Plíva, Ph.D.
děkan



prof. Dr. Ing. Jiří Maryška, CSc.
vedoucí ústavu

V Liberci dne 20. října 2016

Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou diplomovou 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 diplomové práce pro vnitřní potřebu TUL. Užiji-li diplomovou 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. Diplomovou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé diplomové práce a konzultantem. Současně čestně prohlašuji, že tištěná verze práce se shoduje s elektronickou verzí, vloženou do IS STAG.

Datum: 11.5.2017

Podpis: 

Abstrakt

Tato diplomová práce se věnuje problematice měření povrchů pomocí digitální holografické interferometrie. Pro experimenty byly použity různé objekty, které sloužily pro testování různých vlastností a možností měření. Byly otestovány různé metody měření povrchů, různé geometrie měřící aparatury a osvětlení objektů. V práci jsou taktéž rozebrány problémy, které jednotlivé metody mají a jejich případná řešení. Jako nejvhodnější se ukázalo off-axis uspořádání měřící aparatury pouze s pomocí vláken a vláknových děličů, protože se tím minimalizovaly parazitní odrazy. Pro měření povrchů se zdá jako nejvhodnější metoda skenovací holografická interferometrie, která umožňuje absolutní měření a při správném nastavení vykazuje dobrou přesnost. V závěru práce jsou výsledky diskutovány a zhodnoceny další možnosti optimalizace a vývoje této metody.

Klíčová slova

Holografická interferometrie, měření povrchů, měření tvarů, bezkontaktní metody měření

Abstract

This thesis is dedicated to shape measurement of optical surfaces with digital holographic interferometry. Several different objects were used to determine the abilities and properties of the measurements. Various methods of surface measurements, geometries of measurement setups and illumination of the objects are tested. Furthermore, the thesis discusses the potential problems of the individual methods and their solutions. All the measurements are carried out in the off-axis geometry only with fiber components, which ensures the suppression of the parasitic reflections and unwanted deviations in the measurement. Wavelength scanning holographic interferometry shows the best results for shape measurement as it is an absolute method and with appropriate settings it has a good precision. The results are concluded and discussed and the further possibilities of optimization and development of this method is proposed.



Keywords

Holographic interferometry, surface measurement, shape measurement, contactless measurement

Bibliografická citace

KAVÁN, František. *Optimalizace digitální holografické metody pro měření tvarů optických ploch*. Liberec, 2017. Diplomová práce. Technická Univerzita v Liberci. Vedoucí práce Pavel Psota.

KAVÁN, František. *Optimization of digital holographic method for shape measurement of optical surfaces*. Liberec, 2017. Master thesis. Technical university in Liberec. Supervisor Pavel Psota.

Předmluva

Teoretické základy holografie položil již v roce 1948 maďarský fyzik Dennis Gabor. Na reálné využití si ale holografie musela počkat až do vynálezu laseru v roce 1960. Dalším přelomem v holografii byla možnost digitálního záznamu a s příchodem výkonných počítačů taktéž možnost jejich digitální rekonstrukce. Dalším velkým krokem pro možnosti digitální holografie a digitální holografické interferometrie jsou nové laserové diody, které jsou dostupné v mnoha vlnových délkách a také umožňují plynulé přeladění vlnové délky. To otevírá zcela nové obzory a možnosti, které dříve nebyly možné. Právě tyto slibné možnosti byly mou motivací směřovat výzkum tímto směrem, zjistit co je pomocí těchto metod možné a vytyčit nové směry kam by se vývoj mohl ubírat.

Tato práce by jistě nevznikla bez Ing. Pavla Psoty, Ph. D. a Ing. Petra Vojtíška, Ph. D. Tímto bych jim chtěl poděkovat za odborný dohled a četné rady při vzniku této práce. Dále bych rád poděkoval celému týmu v laboratoři na Skálově ulici, jmenovitě Marku Machovi za odladění laserových diod a udržování dobré nálady v laboratoři. V neposlední řadě bych rád poděkoval své rodině a Markétě za neustálou podporu ve všech směrech.

František Kaván

Obsah

1	Úvod.....	15
2	Světlo a jeho zdroje.....	16
2.1	Historie teorií o světle	16
2.2	Popis světla	17
2.3	Elektrické pole a intenzita.....	17
2.4	Polarizace	17
2.5	Laser	18
2.6	Optická vlákna	18
2.6.1	Princip funkce optického vlákna	18
2.6.2	Jednomódová (SM) vlákna.....	19
3	Interference světla	20
3.1	Koherence	20
3.1.1	Časová koherence	20
3.1.2	Prostorová koherence.....	21
4	Difrakce.....	23
4.1	Difrakční integrál.....	23
4.2	Fresnelova a Fraunhoferova aproximace	23
4.3	Řešení difrakčního integrálu	24
5	Holografie	25
5.1	Vznik hologramu.....	26
5.2	Rekonstrukce hologramu.....	26
5.3	Numerická rekonstrukce digitálního hologramu.....	27
5.3.1	Fresnelova transformace	27
5.3.2	Konvoluční algoritmy.....	28

5.3.3	Změna zvětšení rekonstruovaného hologramu	28
5.4	Phase shifting.....	30
6	Digitální holografická interferometrie	32
6.1	Vektor citlivosti	33
6.2	Vícevláňná holografická interferometrie.....	34
6.3	Skenovací holografická interferometrie (WSHI).....	35
7	Experimentální část.....	37
7.1	Použitá zařízení	37
7.1.1	Zdroje laserového záření.....	37
7.1.2	Měření vlnové délky.....	39
7.1.3	Záznam hologramu.....	39
7.1.4	Další optické komponenty.....	40
7.2	Instrumentalizace	40
7.2.1	Ovládací třída pro laserové diody	40
7.2.2	Kalibrace výkonu.....	41
7.3	Průběh experimentů.....	42
7.3.1	Měření plochy pomocí dvouvláňné DHI	44
7.3.2	Měření pomocí WSHI.....	45
7.3.3	Měření konkávní plochy v různých geometrických konfiguracích.....	46
8	Vyhodnocení naměřených dat.....	49
8.1	Dvouvláňná DHI.....	49
8.2	Skenovací holografická interferometrie.....	51
8.2.1	Rekonstrukce hologramů a získání fáze.....	51
8.2.2	Vyhodnocení dráhového rozdílu	52
8.2.3	Propojení měření z více vlnových délek	52

9	Shrnutí a diskuze výsledků.....	56
	Seznam použité literatury.....	58
	Seznam obrázků.....	61
	Seznam tabulek.....	62

Seznam zkratk

Zkr.	Význam zkratky	Popis
AFM	Atomic Force Microscopy	Mikroskopie atomárních sil
DH	Digital Holography	Digitální holografie
DHI	Digital Holographic Interferometry	Digitální holografická interferometrie
FFT	Fast Fourier Transformation	Rychlá Fourierova transformace
LD	Laser Diode	Laserová dioda
TEM	Transversal Electro-Magnetic	Transversálně elektromagnetický
TIR	Total Internal Reflection	Úplný vnitřní odraz
WSHI	Wavelength Scanning Holographic Interferometry	Skenovací holografická interferometrie

1 Úvod

Diplomová práce je zaměřena na měření povrchů pomocí digitální holografické metody. Tato metoda se jeví jako vhodná hlavně pro broušené povrchy a obecně difuzní povrchy. Možností, jak měřit povrch, je mnoho. Jednou z nich je například Atomic Force Microscopy – AFM. Pomocí AFM lze při dodržení určitých podmínek sledovat povrch v atomárním rozlišení. Nevýhodou je ovšem velmi dlouhá doba měření, která se může pohybovat v řádu hodin [1]. AFM také není schopno měřit příliš velké oblasti, a také oblasti, kde jsou velké výškové skoky. AFM je tedy vhodné spíše pro zkoumání kvality povrchu a pro měření tvaru se příliš nehodí. Další možností jsou hrotové profilometry. Ty jsou sice méně přesné než AFM, ale jsou schopny změřit větší plochu. Pro měření optických ploch také nejsou vhodné z podobných důvodů jako AFM.

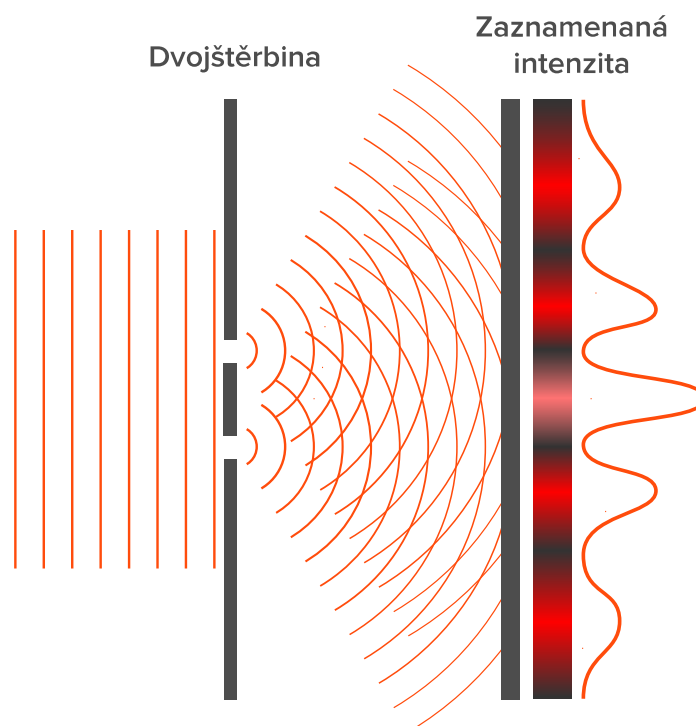
Digitální holografická interferometrie nabízí zajímavý kompromis, protože pořizovací náklady nejsou tak vysoké, jako u AFM nebo profilometrů, a zároveň přináší mnoho výhod. Měření pomocí digitální holografické interferometrie je bezkontaktní, nepoužívá žádné čočky a tím nevnáší do měření další chyby. Při správném nastavení dosahuje poměrně dobré přesnosti a umožňuje měření objektů s velkým poloměrem zakřivení a velkými výškovými skoky. V práci jsou diskutovány dvě metody digitální holografické interferometrie a jejich výhody i nevýhody. První z nich je dvojitá digitální holografická interferometrie, která je už nějakou dobu známá a v práci jsou zkoumány hlavně její možnosti a limity. Druhou rozebíranou metodou je skenovací digitální holografická interferometrie. Ta je úplně novou metodou pro měření povrchů. V práci je rozebrána její podstata, způsob měření a možnosti její optimalizace.

2 Světlo a jeho zdroje

2.1 Historie teorií o světle

Dlouho bylo na světlo nahlíženo jako na paprsky, které se šíří prostorem. Později byly objeveny jevy jako lom světla. Toho se začalo využívat pro konstrukce prvních čoček. Zákon lomu světla však poprvé popsal v roce 1621 profesor Willebrord Snell a o něco později formuloval René Descartes. Objevily se také názory, že světlo má vlnovou povahu. Hlavním propagátorem tohoto názoru byl Christiaan Huygens, kterého lze považovat za otce vlnové optiky. Jelikož ale v té samé době, jeden z neuznávanějších vědců – Isaac Newton – podporoval paprskovou teorii, tak si vlnová teorie světla na svou slávu musela ještě chvíli počkat [2].

Průlomem pro vlnovou optiku byl Youngův experiment, jehož schéma je možno vidět na Obr. 2.1. Thomas Young dokázal, že při průchodu světla dvěma štěrbinami dochází k jevu zvanému interference, při kterém na stínítku vzniknou proužky [2].



Obr. 2.1 – Schéma Youngova experimentu se dvojštěrbínou

Dalším krokem byl Faradayův objev polarizace a možnosti její změny pomocí magnetického pole. Šíření světla poté detailně popsal Maxwell pomocí čtyř rovnic, které jsou dnes známy jako Maxwellovy rovnice.

2.2 Popis světla

Světlo se chová jako transversální elektromagnetická vlna, která se ve vakuu šíří rychlostí $c \sim 299\,792\text{ km/s}$ a platí pro něj Maxwellovy rovnice [3]. Jelikož jsou veličiny E – intenzita elektrického pole a B – magnetická indukce navzájem svázané, tak se pro popis světla používá pouze E . Pro šíření světla ve vakuu je možné z Maxwellových rovnic získat tento vztah:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

Jedním z řešení této rovnice je například lineárně polarizovaná (viz 2.4) postupná vlna ve směru osy z ve tvaru $E(z, t) = E_0 e^{i(kz - \omega t + \varphi)}$, kde k je vlnové číslo ω úhlová frekvence a φ počáteční fáze [3] [4] [5].

2.3 Elektrické pole a intenzita

Jelikož mají světelné vlny vlnovou délku cca 400–800 nm, lze jednoduše vypočítat, že se jejich frekvence $\nu = c/\lambda$ pohybuje v řádu stovek THz. V současné době neexistuje detektor, který by byl schopen takto rychlé změny elektrického pole zaznamenat, proto se v optice měří pouze *intenzita*, která vyjadřuje výkon na jednotkovou plochu dle vztahu (2).

$$I = \varepsilon_0 c E^2 \quad (2)$$

Často se uvádí pouze úměra $I \sim E^2$. Jak již bylo uvedeno, neexistuje senzor, který by zvládl snímat s frekvencí odpovídající frekvenci světla, a tak se ani intenzita v jednom okamžiku nedá měřit. Z tohoto důvodu se intenzita měří přes definovaný časový úsek. Pak ji definujeme jako $I = E_0 E_0^* = |E_0^2|$, kde * značí komplexně konjugovaný člen [3].

2.4 Polarizace

Vektor intenzity elektrického pole kmitá v rovině kolmé na směr šíření světla. Může kmitat horizontálně, vertikálně nebo jakoukoliv superpozicí těchto dvou směrů se stejnou úhlovou frekvencí. Fáze mezi těmito polarizacemi se ale může lišit. Pro vlnu pohybující se ve směru osy z mají tedy dvě složky polarizace odpovídající intenzity elektrického pole E_x a E_y . Pro ty lze napsat v určitém bodě prostoru rovnice $E_x = E_{0x} \cos(\omega t)$ a $E_y = E_{0y} \cos(\omega t + \varphi)$. Lze vidět, že jde o parametrickou rovnici elipsy. Pokud je $\varphi = k\pi$,

pak se jedná o lineárně polarizovanou vlnu, pokud je $\varphi = \frac{2k+1}{2}\pi$ a E_{0x} a E_{0y} jsou stejné pak jde o vlnu kruhově polarizovanou. Všechny ostatní polarizace jsou obecně eliptické.

2.5 Laser

Slovo laser vzniklo jako zkratka pro Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, tedy zesílení světla pomocí stimulované emise. Jelikož při stimulované emisi vzniká foton stejných vlastností, vyznačuje se laserové záření vysokou koherencí (viz 3.1), což souvisí s velmi úzkým spektrem. Lasery lze rozlišit na 3 základní typy. Srovnání důležitých parametrů jednotlivých typů laserů je pro přehlednost shrnuto v Tab. 2.1 [6].

Tab. 2.1 – Přehled jednotlivých typů laserů [6] [7]

Typ laseru	Plynový	Pevnolátkový	Polovodičový
Koherenční délka	cm až desítky m	m až km	mm – 100 m
Čerpání	El. proud	Výbojka nebo LD	El. proud
Výkon (běžný)	100 mW – 10 W	10 mW – 10 kW	1 mW – 5 kW
Stabilita λ	vysoká	velmi vysoká	vysoká
Přeladitelnost	žádná	malá	vysoká
Dostupné λ [nm]*	488, 513, 632	532, 694, 1064	630–1020

* nejčastěji dostupné vlnové délky

2.6 Optická vlákna

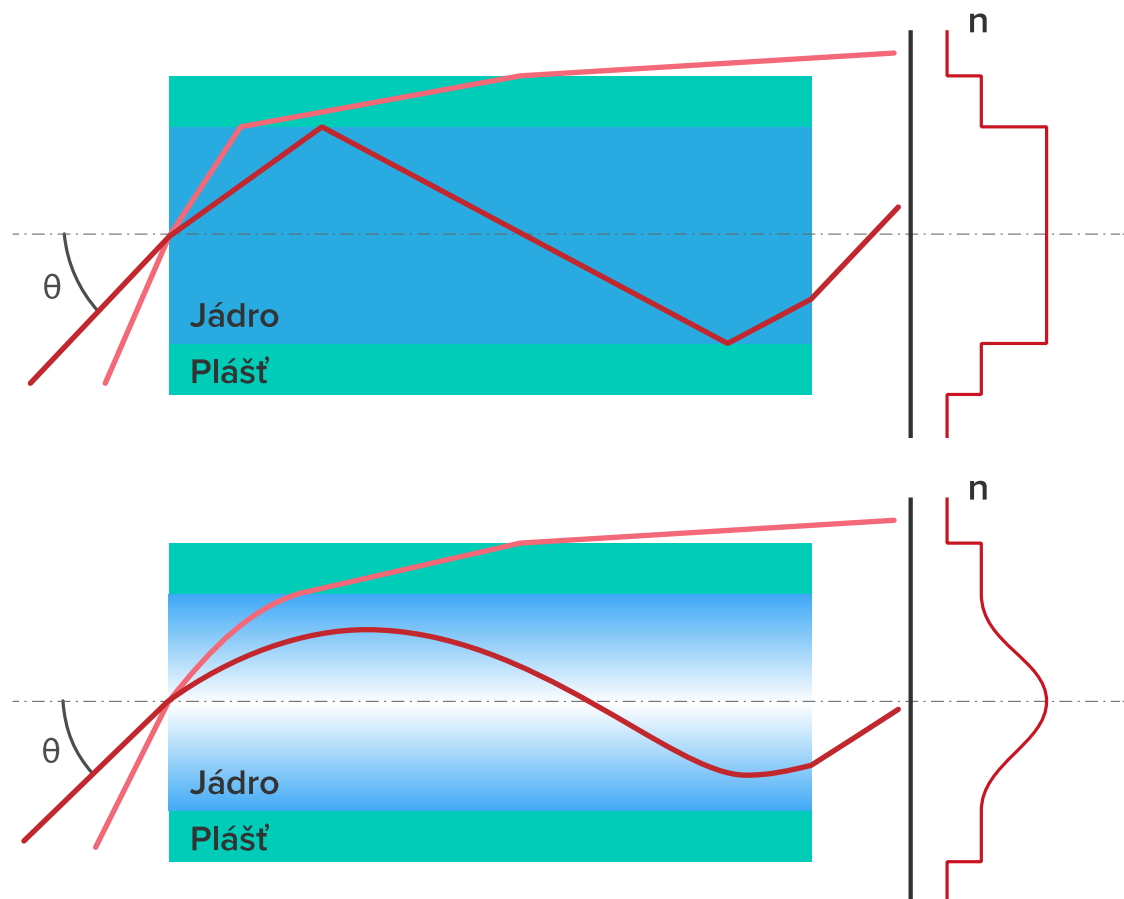
Optická vlákna mají stále důležitější roli jak v telekomunikacích, tak v metrologii. Umožňují přenos světla přes dlouhé vzdálenosti. Pro metrologické aplikace jsou vhodná zejména kvůli omezení vedení laserového záření prostorem (free space), což je vhodné kvůli bezpečnosti a snazší manipulaci.

2.6.1 Princip funkce optického vlákna

Funkce optického vlákna je založena na úplném vnitřním odrazu (TIR). Světlo je navedeno do jádra vlákna, které má větší index lomu než plášť. Díky rozdílu indexů lomu dochází k úplnému odrazu.

Pro paprsky, které mají úhel dopadu menší než θ_c , dochází k úplnému odrazu a světlo se šíří vláknem. Pokud je tento úhel překročen, dochází k vyvázání záření z vlákna a takovéto záření není vláknem přenášeno (světle červené paprsky na Obr. 2.2).

Existují dva základní druhy vláken – vlákna s gradientním indexem lomu a vlákna se skokovým indexem lomu. Vlákna s gradientním indexem lomu mají obecně nižší disperzi, protože paprsky šířící se středem probíhají prostředím s vyšším indexem lomu, zatímco paprsky putující od kraje ke kraji (červený paprsek na Obr. 2.2 dole) mají sice delší dráhu, ale šíří se prostředím s nižším indexem lomu, takže jejich optická dráha $l = nd$, je téměř shodná s paprsky, které se šíří středem [8] [9].



Obr. 2.2 – Šíření paprsků ve vláknech se skokovým a gradientním indexem lomu [8]

2.6.2 Jednomódová (SM) vlákna

Pro většinu metrologických aplikací je nejvhodnější použití jednomódových vláken, která umožňují šíření pouze jednoho optického módu. Tato vlákna mají průměr jádra asi $4 \mu\text{m}$ [8] [10].

3 Interference světla

Komplexní amplituda je při interferenci vln rovná superpozici těchto vln. Pokud budeme uvažovat dvě vlny šířící se ve stejném směru, se stejnou polarizací a frekvencí, vztah pro interferenci se zjednoduší. Pro intenzitu v konkrétním bodě pak lze psát:

$$\begin{aligned}
 E &= E_1 + E_2 \\
 E_n &= E_{0n} e^{-i\phi_n} \\
 I &= |E|^2 = |E_1 + E_2|^2 \quad (3) \\
 I &= |E_1|^2 + |E_2|^2 + E_1 E_2^* + E_1^* E_2 \\
 I &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi
 \end{aligned}$$

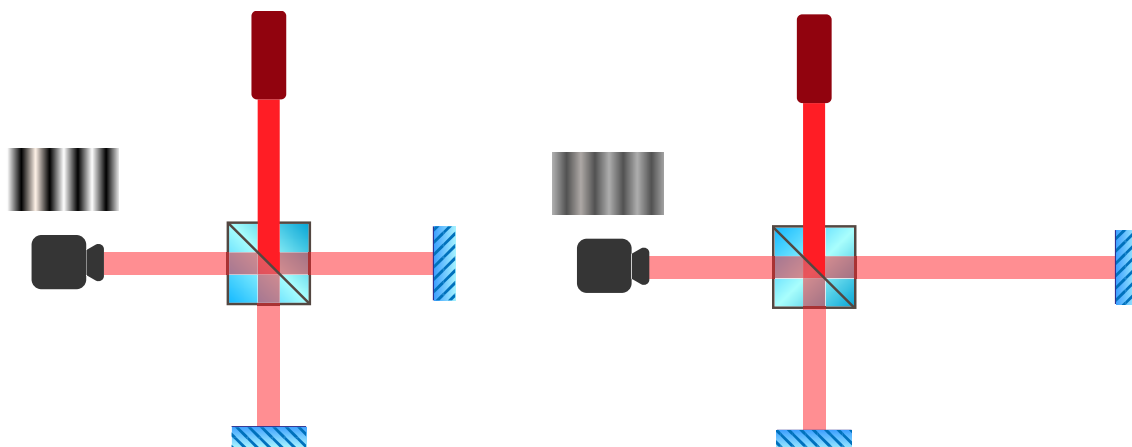
Veličina $\Delta\phi$ je označována jako fázový rozdíl nebo jednoduše fáze. Výsledná intenzita v určitém bodě je závislá na intenzitách obou vln a na fázovém rozdílu obou vln. Dále zavádíme veličinu zvanou viditelnost interferenčního obrazce, která je definována jako $v = \frac{I_{max}}{I_{max} + I_{min}}$ a může nabývat hodnot od nuly, pro neinterferující vlny, až po jedničku, pro vlny úplně koherentní (viz 3.1) o stejné amplitudě a polarizaci [4].

3.1 Koherence

Koherence vyjadřuje schopnost vlny interferovat. Na koherenci je velmi závislá viditelnost interferenčního obrazce. Dělí se na dva základní druhy, a to časovou a prostorovou koherenci.

3.1.1 Časová koherence

Časová koherence vyjadřuje schopnost vlny interferovat sama se sebou po určité době. Ideálně monochromatický zdroj světla (pouze jedna vlnová délka) má nekonečný **koherenční čas**, a tedy je záření z něj schopno samo se sebou interferovat po nekonečně dlouhé době. Takový zdroj neexistuje, ale velice se mu přibližují lasery. S koherenčním časem t_c je svázána koherenční délka, která je rovna $L_c = ct_c$. Koherenční délka vyjadřuje, při jakém maximálním dráhovém rozdílu je ještě schopno záření samo se sebou interferovat. Většinou se určuje jako vzdálenost, kde platí, že viditelnost $v(L_c) = v(0)e^{-1}$. Tato hodnota je velmi důležitá při návrhu sestavy pro optická měření. [7]

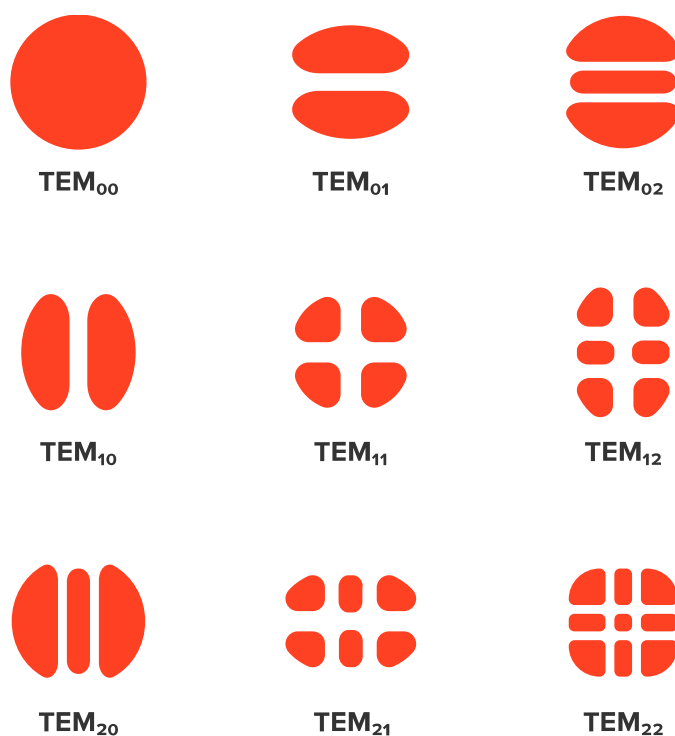


Obr. 3.1 – Měření časové koherence laseru

Na Obr. 3.1 je možno vidět jeden z možných způsobů měření časové koherence laseru. Změnou vzdálenosti jednoho ze zrcadel Michelsonova interferometru se mění viditelnost interferenčního obrazce, která je největší při nulovém dráhovém rozdílu. S rostoucím rozdílem vzdáleností v jednotlivých ramenech interferometru se viditelnost snižuje.

3.1.2 Prostorová koherence

Prostorová koherence vyjadřuje schopnost bodu na vlnoploše interferovat s jiným bodem vlnoplochy.



Obr. 3.2 – Ilustrace transversálních módů laseru [11] (upraveno)

Prostorová koherence je úměrná převrácené hodnotě velikosti zdroje. Pro ideální bodový zdroj je prostorová koherence maximální. Prostorová koherence laseru závisí na transversálním módu. Příklady některých módu laseru lze vidět na Obr. 3.2. Pro většinu aplikací se snažíme, aby laser operoval na módu TEM_{00} , tedy tzv. Gaussovského svazku, který má nejmenší rozbíhavost, největší intenzitu a také největší prostorovou koherenci. Toho lze docílit vhodným rezonátorem nebo navedením laseru do single mode vlákna (viz 2.6.2) [11].

4 Difrakce

Díky vlnové povaze světla je možné, že se světlo šíří i do míst, kam by „nemělo“, například do geometrického stínu objektu. Tomuto jevu se říká difrakce a je úzce spjat s vlnovou povahou světla. Difrakce je velmi důležitý jev, který se výrazně uplatňuje také při rekonstrukci hologramů.

4.1 Difrakční integrál

O první matematický popis difrakce se zasloužil Augustin Jean Fresnel. Předpokládal, na základě Huygensovy teorie, že každý bod vlnoplochy je zdrojem vlnění. Pro klasický případ difrakce na štěrbině tedy zvolil popis, kde každý bod štěrbiny je zdrojem vlnění. Potom pro intenzitu elektrického pole v bodě P platí následující vztahy:

$$dE(P) = E_Z \frac{\exp(-ikr_z) \exp(-ikr)}{r_z r} K(\alpha) dA$$

$$E(P) = E_Z \iint_A \frac{\exp[-ik(r + r_z)]}{r_z r} K(\alpha) dA \quad (4)$$

$$E(P) = \frac{iE_Z}{\lambda} \iint_A \frac{\exp[-ik(r + r_z)]}{r_z r} \cos(\alpha) dA$$

Hodnota r vyjadřuje vzdálenost bodu P od stínítka a r_z vzdálenost stínítka od zdroje záření, $K(\alpha)$ je tzv. inklinací faktor, který lze pro paraxiální oblast aproximovat výrazem $\frac{i}{\lambda} \cos(\alpha)$.

4.2 Fresnelova a Fraunhoferova aproximace

Jelikož difrakční integrál není možno řešit analyticky, je nutné přistoupit k určitým aproximacím. Nejdůležitější jsou Fresnelova a Fraunhoferova aproximace. Fresnelova aproximace je přesnější a dává poměrně dobré výsledky. Fraunhoferova aproximace platí jen pro velkou vzdálenost od stínítka. Difrakční integrál pro intenzitu elektrického pole v libovolném bodě lze psát jako:

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{i}{\lambda} \iint_A E(x, y, 0) \frac{\exp(-ikr)}{r} dx dy \quad (5)$$

Pro r pak platí, že $r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + z^2}$, kde ξ, η a z jsou souřadnice v zobrazovací rovině a x, y souřadnice v rovině stínítka. Výše uvedený vztah počítá s tím, že stínítko je umístěno v poloze $z = 0$. Odmocninu lze nahradit Taylorovým rozvojem jako $r \sim z + \frac{1}{2z} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]$. Poté lze difrakční integrál napsat jako:

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{i}{\lambda z} \exp(-ikz) \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z} [\xi^2 + \eta^2]\right) \times \iint_A E(x, y, 0) \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z} [x^2 + y^2]\right) \exp\left(i2\pi \left[x \frac{\xi}{\lambda z} + y \frac{\eta}{\lambda z}\right]\right) dx dy. \quad (6)$$

Tato parabolická aproximace difrakčního integrálu je známa jako **Fresnelova**. Pokud se pohybujeme ve vzdálené oblasti, je možné kvadratický člen zanedbat a aproximace se zjednoduší na následující vztah:

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{i}{\lambda z} \exp(-ikz) \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z} [\xi^2 + \eta^2]\right) \times \iint_A E(x, y, 0) \exp\left(i2\pi \left[x \frac{\xi}{\lambda z} + y \frac{\eta}{\lambda z}\right]\right) dx dy. \quad (7)$$

Tato aproximace difrakčního integrálu je známa jako **Fraunhoferova** [7] [12].

4.3 Řešení difrakčního integrálu

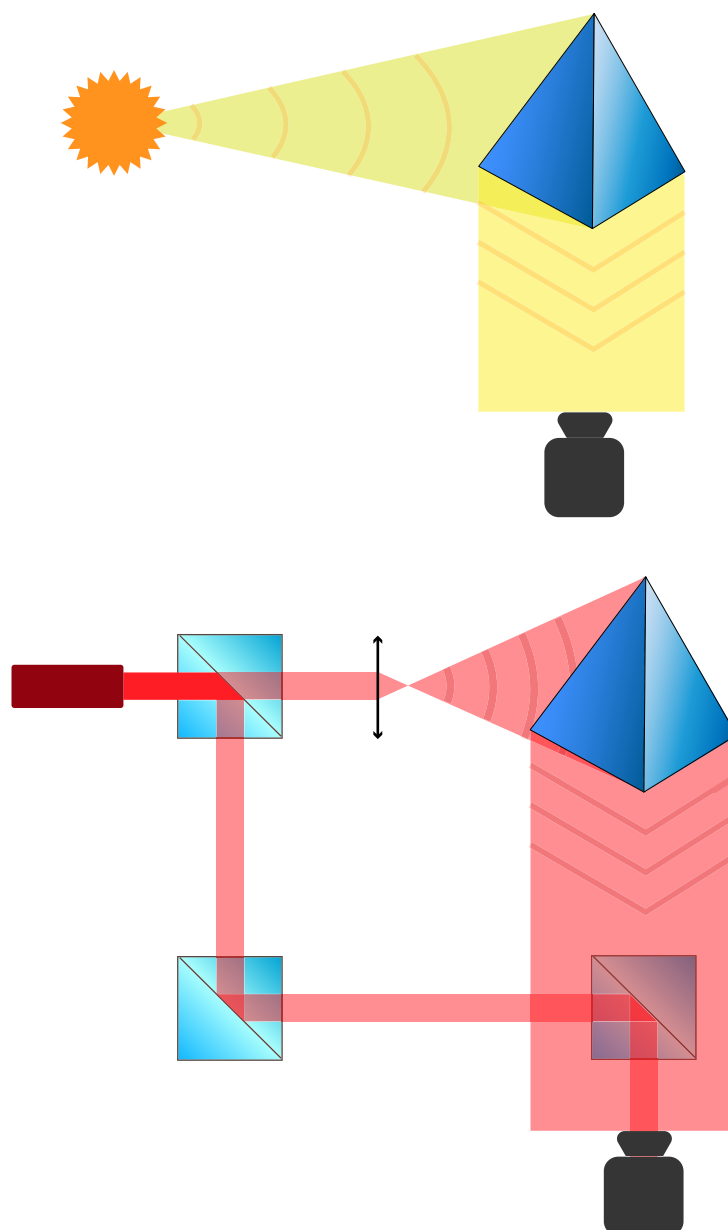
Řešení difrakčního integrálu je důležité zejména pro rekonstrukci hologramů. Pokud vezmeme v úvahu Fresnelovu aproximaci difrakčního integrálu (6) je možno vidět, že poslední člen integrálu $\iint_A \exp\left(i2\pi \left[x \frac{\xi}{\lambda z} + y \frac{\eta}{\lambda z}\right]\right) dx dy$ je vlastně dvourozměrnou Fourierovou transformací s prostorovou úhlovou frekvencí $\omega_x = \frac{2\pi x}{\lambda z}$ a obdobně $\omega_y = \frac{2\pi y}{\lambda z}$. Řešení difrakčního integrálu se pak zjednoduší na řešení jedné Fourierovy transformace.

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{i}{\lambda z} \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z} [\xi^2 + \eta^2]\right) \times \mathcal{F}\left(E(x, y, 0) \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z} [x^2 + y^2]\right)\right) \quad (8)$$

Tento přístup má výhodu v tom, že pro výpočet Fourierovy transformace existují velmi efektivní algoritmy, například algoritmus Rychlé Fourierovy Transformace (FFT) [7] [12].

5 Holografie

Slovo holografie vzniklo z latinského **holos** – celý a **graphein** – zapsat. Při klasické fotografii se zaznamenává pouze světlo odražené od objektu. Toto světlo pochází z nekoherentních zdrojů – slunce, blesku fotoaparátu nebo třeba žárovky. Jak již bylo několikrát zmíněno, takto můžeme zaznamenávat pouze intenzitu světla, nikoliv jeho komplexní podstatu. Při fotografii tak vznikne 2D obraz, ze kterého již nelze nijak získat informaci o komplexní amplitudě světla nebo 3D tvaru objektu, ze kterého světlo pochází.



Obr. 5.1 – Srovnání holografie s fotografií

Holografie tento fakt obchází použitím koherentního světla (laseru) a přidáním dalšího zdroje světla – referenční vlny, která pochází ze stejného zdroje jako vlna odražená od objektu, tzv. objektová vlna (viz Obr. 5.1). Hologram pak vznikne na základě interference referenční a objektové vlny. Opět zaznamenáváme intenzitu záření, která je rovna kvadrátu součtu pole referenční a objektové vlny, jak je možno vidět ve vztahu (9).

$$\begin{aligned} h &= |E_o + E_r|^2 = |E_o|^2 + |E_r|^2 + E_o^* E_r + E_o E_r^* \\ &= I_o + I_r + 2\sqrt{I_o I_r} \cos(\varphi_r - \varphi_o) \end{aligned} \quad (9)$$

5.1 Vznik hologramu

Při vzniku hologramu dochází k interferenci objektové a referenční vlny. Interferenční obrazec je třeba pro další zpracování zaznamenat. K tomu se v minulosti používal speciální film. V dnešní době se nejčastěji používá digitální záznam pomocí CCD nebo CMOS čipů.

5.2 Rekonstrukce hologramu

Prostým pohledem na hologram moc informací nezjistíme, protože tato informace je skrytá jako proužky (fringes) a speckle. Z tohoto důvodu je třeba hologram rekonstruovat. Při rekonstrukci se, jako dominantní jev, uplatňuje difrakce. K rekonstrukci hologramu dochází po ozáření referenční vlnou. S pomocí vztahu (9) je možné odvodit vztah (10), na kterém je možno vidět, že od hologramu se budou šířit tři samostatná pole.

$$E = hE_r \approx E_r(I_o + I_r) + I_r E_o + E_r^2 E_o^* \quad (10)$$

První člen (tzv. DC Term) odpovídá nedifraktované vlně. Druhý člen odpovídá objektové vlně vynásobené intenzitou reference. Je to tedy člen, který nás nejvíce zajímá, protože šířící se vlna je konvergentní a nese v sobě informaci o tvaru objektu. Tato vlna vytvoří skutečný obraz objektu ve stejné vzdálenosti jako byl objekt původně umístěn. Třetí člen je pak fázově konjugovaný. Ten vytvoří, na rozdíl od druhého členu, pouze virtuální obraz, protože vlna šířící se od hologramu je divergentní [13].

5.3 Numerická rekonstrukce digitálního hologramu

Pro numerickou rekonstrukci hologramu lze použít dva základní přístupy. Prvním z nich je Fresnelova transformace, která již byla zmíněna v kapitole 4. Ta využívá jednu Fourierovu transformaci. Dalším přístupem k rekonstrukci hologramů jsou algoritmy založené na konvoluci, které využívají dvě až tři Fourierovy transformace [14].

5.3.1 Fresnelova transformace

Použitím Huygens-Fresnelova principu lze odvodit pro pole ve vzdálenosti z za hologramem následující vztah [14]:

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}z\right)}{i\lambda z} \iint_{\mathbb{R}^2} E(x, y) \times \exp\left\{\frac{i\pi}{\lambda z}[(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2]\right\} dx dy \quad (11)$$

Jelikož jsou proměnné separovatelné, lze provést diskretizaci pro jeden rozměr s použitím vztahu $\xi = p\Delta\xi$, kde p je celé číslo a $\Delta\xi$ je diskretizační krok v rovině objektu a $x = n\Delta x$, kde n je celé číslo a Δx je diskretizační kroku v rovině hologramu (většinou velikost pixelu kamery). Pak lze vztah (11) upravit na:

$$E(p) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}z\right)}{i\lambda z} \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda z}p^2\Delta\xi^2\right) \times \sum_{n=0}^{N-1} E(n) \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda z}n^2\Delta x^2\right) \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda z}2np\Delta x\Delta\xi\right) \quad (12)$$

Pokud vhodně zvolíme diskretizační krok jako $\Delta\xi = \frac{\lambda z}{N\Delta x}$, pak lze vztah (12) upravit následujícím způsobem:

$$E(p) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}z\right)}{i\lambda z} \exp\left(i\frac{\pi\lambda zp^2}{N^2\Delta x^2}\right) \times \sum_{n=0}^{N-1} E(n) \exp\left(\frac{i\pi}{\lambda z}n^2\Delta x^2\right) \exp\left(-i2\pi\frac{np}{N}\right) \quad (13)$$

Zde je možno vidět, že suma odpovídá definici rychlé Fourierovy transformace. Po zobecnění do dvou rozměrů lze pak rekonstrukční algoritmus zapsat takto:

$$E(p, q) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}\right)}{i\lambda z} \exp\left[i\pi\lambda z \left(\frac{p^2}{N^2\Delta x^2} + \frac{q^2}{M^2\Delta y^2}\right)\right] \times \quad (14)$$

$$\times \mathcal{F}\left\{E(n, m) \times \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(n^2\Delta x^2) + (m^2\Delta y^2)\right]\right\}$$

Přístup pomocí Fresnelovy transformace je rychlý, protože se počítá pouze jedna Fourierova transformace, jejíž výpočet je poměrně rychlý a hologramy lze takto rekonstruovat téměř v reálném čase. Nevýhodou je nemožnost rekonstrukce vlnoplochy v malé vzdálenosti, a také nemožnost měnit zvětšení, protože velikost pixelu hologramu a velikost rekonstruovaného pixelu je dána vlnovou délkou použitého záření a vzdáleností objektu [14].

5.3.2 Konvoluční algoritmy

Na vztah (11) lze také nahlížet jako na konvoluci hologramu a Fresnelovy funkce impulzní odezvy $h_z(x, y) = \exp\left[i\frac{\pi}{\lambda z}(x^2 + y^2)\right]$. Rekonstrukce pole pak proběhne dle vztahu (15).

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}\right)}{i\lambda z} \mathcal{F}^{-1}\{\mathcal{F}\{E(x, y)\}\mathcal{F}\{h_z(x, y)\}\} \quad (15)$$

V tomto případě při diskretizaci platí, že $\Delta\xi = \Delta x$ a samozřejmě také $\Delta\eta = \Delta y$. Rekonstruovaná vlna má pak stejnou velikost jako hologram. Dále je důležité poznamenat, že vlna vytvořená konvolučním algoritmem není konvergentní, a tak nevytvoří skutečný obraz. Abychom obraz vytvořili, musíme jej zobrazit pomocí numerické čočky [14].

5.3.3 Změna zvětšení rekonstruovaného hologramu

Pro digitální holografickou interferometrii je důležité, aby rekonstruovaný hologram zůstal stejně velký, nezávisle na vlnové délce použitého laseru. Proto je třeba do výpočtu zavést zvětšení, kterým velikost rekonstruovaného hologramu můžeme měnit. Algoritmy umožňující nastavení zvětšení jsou tedy výhodné pro záznam hologramů s různou vlnovou délkou, protože umožňují zachovat velikost rekonstruovaného hologramu

konstantní, nezávislou na použité vlnové délce. Existuje více přístupů, jak zvětšení zakomponovat do výpočtu. Zde je zmíněna Fresnel-Bluesteinova transformace.

Výraz $2np$ v jádru Fourierovy transformace ve vztahu (12) je možno nahradit $2np = p^2 + n^2 - (p - n)^2$. Po této úpravě se vztah (12) změní na následující:

$$E(p) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}z\right)}{i\lambda z} \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}\Delta\xi(\Delta x - \Delta\xi)p^2\right] \times \sum_{n=0}^{N-1} E(n) \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}\Delta x(\Delta x - \Delta\xi)n^2\right] \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}\Delta x\Delta\xi(p - n)^2\right] \quad (16)$$

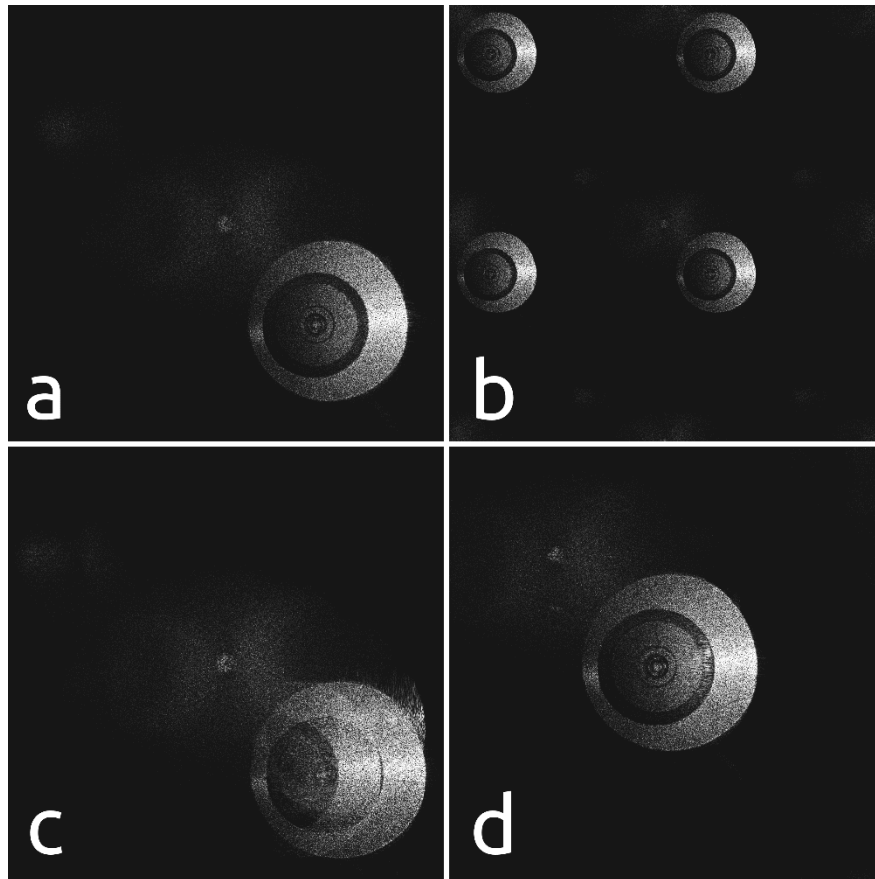
Pokud nyní zvolíme zvětšení $\gamma = \Delta\xi/\Delta x$, a tedy $\Delta\xi = \gamma\Delta x$ dostaneme následující:

$$E(p) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}z\right)}{i\lambda z} \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}\gamma(1 - \gamma)p^2\Delta x^2\right] \times \sum_{n=0}^{N-1} E(n) \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(1 - \gamma)n^2\Delta x^2\right] \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}\gamma(p - n)^2\Delta x^2\right] \quad (17)$$

Suma odpovídá diskrétní konvoluci funkcí $f(x) = E(x) \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}(1 - \gamma)x^2\right]$ a $g(x) = \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda z}\gamma x^2\right]$, kde $x(n) = n\Delta x$. Pro výpočet konvoluce je opět možno použít Fourierovu transformaci a výsledný vztah pro Fresnel-Bluesteinovu transformaci lze zapsat jako:

$$E(\xi, \eta, z) = \frac{\exp\left(\frac{i2\pi}{\lambda}z\right)}{i\lambda z} \exp\left[-\frac{i\pi}{\lambda z}\gamma(1 - \gamma)(p^2\Delta x^2 + q^2\Delta y^2)\right] \times \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}\{f(x, y)\}\mathcal{F}\{g(x, y)\}] \quad (18)$$

Tento algoritmus umožňuje libovolně měnit zvětšení. Pro zvětšení, které se liší od zvětšení ve Fresnelově algoritmu daného vztahem $\Delta\xi = \frac{\lambda z}{N\Delta x}$, mohou vznikat v obrazu artefakty jako je aliasing nebo repliky (Obr. 5.2) [14].



Obr. 5.2 – Vliv zvětšení na rekonstrukci Off-axis hologramu
 (a) zvětšení 1x – odpovídá Fresnelově rekonstrukci (b) zvětšení 0.5x – repliky
 (c) zvětšení 1.1x – aliasing (d) zvětšení 1.1x – potlačení aliasingu posunem do středu

5.4 Phase shifting

Phase shifting (neboli řízený fázový posuv) se využívá v digitální holografii k určení fázového rozdílu objektové a referenční vlny. Jelikož intenzita je úměrná $\cos \phi$, pak při lineární změně fáze bude mít intenzita v určitém bodě hologramu harmonický průběh. Je zřejmé, že abychom mohli provést phase shifting, je nutné zaznamenat více hologramů. Jeden z nejjednodušších algoritmů pro výpočet fáze je tzv. čtyřkrokový phase shifting. Při něm jsou zaznamenány 4 snímky se známým fázovým posunem $\phi = \pi/2$. Vztah (19) vyjadřuje obecnou závislost intenzity na fázi:

$$\begin{aligned}
 I_1(P) &= A(P) + B(P) \cos(2k\pi + \phi) \\
 I_2(P) &= A(P) + B(P) \cos(2k\pi + \phi + \pi/2) \\
 I_3(P) &= A(P) + B(P) \cos(2k\pi + \phi + \pi) \\
 I_4(P) &= A(P) + B(P) \cos(2k\pi + \phi + 3\pi/2)
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

A je stejnosměrná složka, která vzniká například nestejnou intenzitou obou větví nebo nedokonalou koherencí. B je amplituda kolísání intenzity, k je celé číslo, které souvisí s absolutním fázovým rozdílem vln a ϕ vyjadřuje fázový rozdíl v intervalu $(-\pi; \pi)$. Je to tedy soustava čtyř rovnic o čtyřech neznámých. Pro phase shifting je nejdůležitější právě zjištění ϕ . Pomocí jednoduchých úprav a vztahů pro goniometrické funkce můžeme dojít ke následujícím rovnostem:

$$\begin{aligned}\sin \phi &= \frac{1}{2}(I_4 - I_2) \\ \cos \phi &= \frac{1}{2}(I_1 - I_3)\end{aligned}\tag{20}$$

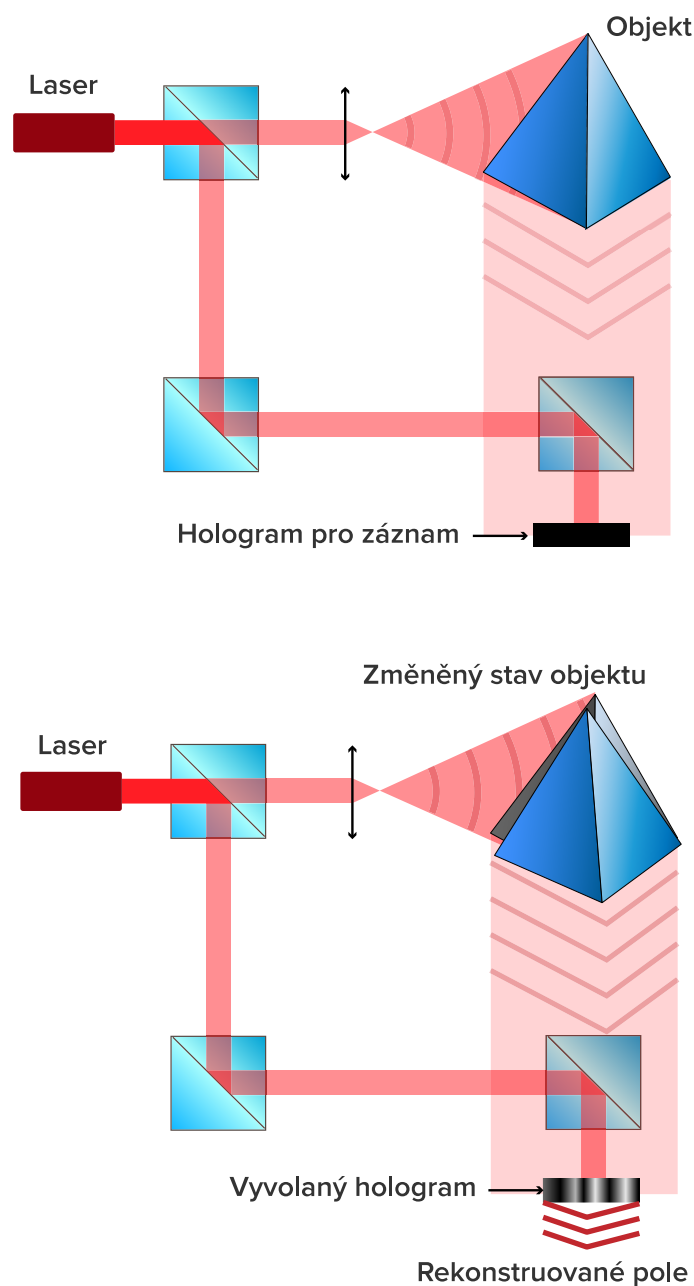
Z čehož vyplývá následující vztah pro fázi, který se dá zobecnit na vztah vyjadřující komplexní pole E:

$$\begin{aligned}\phi &= \operatorname{arctg}\left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}\right) \\ E(P) &\approx (I_4 - I_2) + i(I_1 - I_3)\end{aligned}\tag{21}$$

Výsledný hologram již není pole reálných hodnot, ale nabývá komplexních hodnot. Phase shifting také způsobí potlačení stejnosměrné složky a komplexně konjugovaného, virtuálního, obrazu. V ideálním případě po rekonstrukci zbude pouze obraz objektu. Tento algoritmus je ovšem velmi citlivý i na minimální odchylky ve vzájemném fázovém posunu jednotlivých snímků. Z tohoto důvodu se používají spíše algoritmy více krokové, které jsou složitější [12] [15].

6 Digitální holografická interferometrie

Digitální holografická interferometrie (DHI) je kombinací holografie a interferometrie. Je založená na interferenci dvou vln, z nichž alespoň jedna je rekonstruovaná z hologramu. Nejčastějším postupem je záznam objektu do hologramu, následně dojde ke změně fáze vlny odražené od objektu, například změnou polohy. Pokud se tato změněná vlna nechá dopadnout na hologram, dojde k interferenci a výsledné pole za hologramem v sobě nese informaci o fázové změně.



Obr. 6.1 – Schéma principu holografické interferometrie [7]

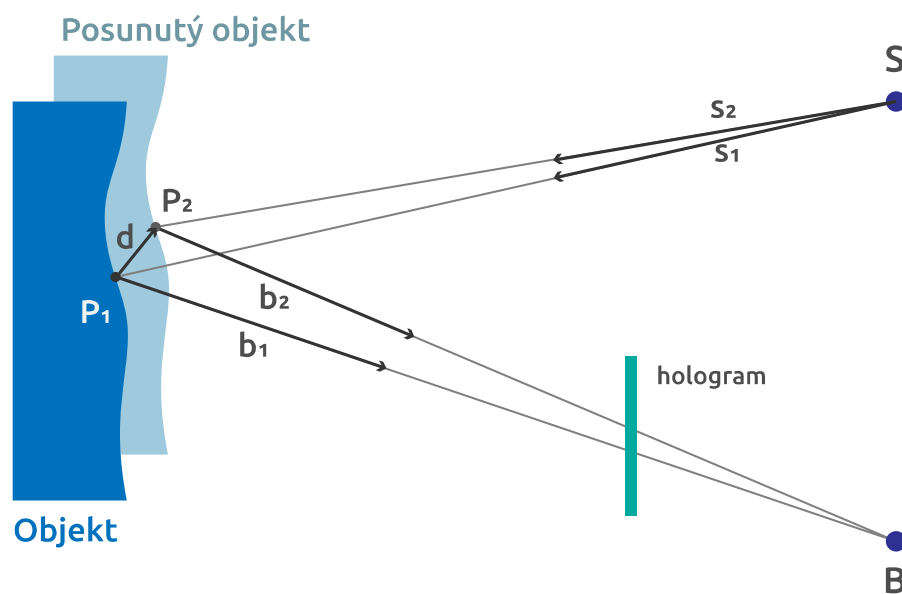
Výhodou digitálního přístupu je především rychlost a, jak už bylo zmíněno, hlavně přístup ke komplexní amplitudě pole. V digitální holografické interferometrii se postupuje tak, že se zaznamenají hologramy, následně se numericky vyhodnotí změna a z výpočtu získáme přímo fázové pole [12].

6.1 Vektor citlivosti

Změna fáze je přímo úměrná rozdílu optické dráhy, která závisí na posunu bodů na povrchu. Obecná závislost fázového rozdílu je následující:

$$\Delta\phi(P) = \frac{2\pi}{\lambda} \delta(P) = k\delta(P) \quad (22)$$

Proměnná k vyjadřuje vlnové číslo, λ pak vlnovou délku použitého záření a $\delta(P)$ rozdíl optických drah v bodě objektu P (Obr. 6.2).



Obr. 6.2 – Schéma vektorů posunutí v DHI [12] (upraveno)

Při posunutí objektu je tedy dráhový rozdíl roven:

$$\begin{aligned} \delta(P) &= |SP_1| + |BP_1| - |SP_2| - |BP_2| \\ d(P) &= |P_1B - P_2B| = |SP_2 - SP_1| = |P_1P_2| \\ \delta(P) &= \mathbf{d}(P) [\mathbf{b}(P) - \mathbf{s}(P)] \end{aligned} \quad (23)$$

Vzhledem k tomu, že posuny jsou malé v porovnání se vzdáleností objektu od bodů B a P , je možné uvažovat $s_1 = s_2 = s$ a také $b_1 = b_2 = b$, kde všechny vektory jsou jednotkové.

Pak je možno definovat citlivostní vektor e a pomocí něj závislost fázového posunu na posunu objektu následujícím způsobem [12]:

$$\mathbf{e}(P) = \frac{2\pi}{\lambda} [\mathbf{b}(P) - \mathbf{s}(P)] \quad (24)$$

$$\Delta\phi(P) = \mathbf{d}(P)\mathbf{e}(P)$$

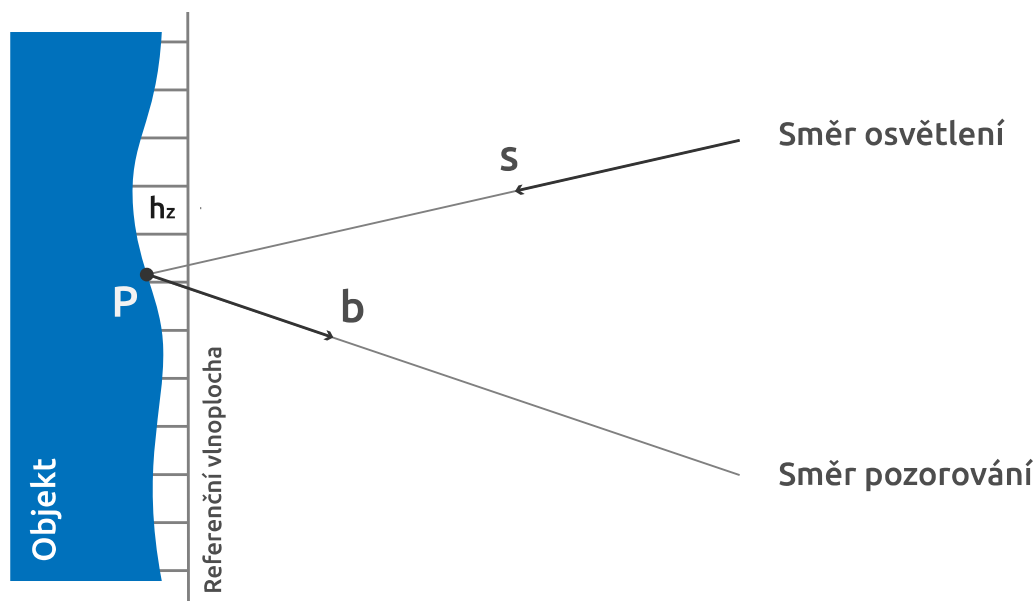
6.2 Vícevlánná holografická interferometrie

Pokud se znovu podíváme na vztah (22), zjistíme, že fázového rozdílu lze docílit také změnou vlnové délky:

$$\Delta\phi(P) = \frac{2\pi}{\lambda_2} \delta(P) - \frac{2\pi}{\lambda_1} \delta(P) = \frac{2\pi}{\Lambda} \delta(P) \quad (25)$$

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}$$

Veličinu Λ pak nazýváme syntetická vlnová délka. Nutno poznamenat, že dráhový rozdíl je ve skutečnosti rozdílem od referenční vlny, která bývá většinou kolimovaná. V případě neměnné vlnové délky a pouhého posunu objektu se tento rozdíl odečte a počítáme pouze s relativním posunem. To ale v případě změny vlnové délky udělat nemůžeme. Rozdíl optických drah je pak rozdíl vlny odrážející se od objektu a referenční vlny. Tyto skutečnosti jsou znázorněny na Obr. 6.3.



Obr. 6.3 – Měření tvaru pomocí holografické interferometrie [7] (upraveno)

Pro měření se dvěma různými vlnovými délkami je pak možno vztah pro citlivostní vektor a fázový rozdíl napsat jako:

$$\begin{aligned}\Delta\phi(P) &= \mathbf{h}_z(P)\mathbf{e}(P) \\ \mathbf{e}(P) &= \frac{2\pi}{\Lambda} [\mathbf{b}(P) - \mathbf{s}(P)]\end{aligned}\quad (26)$$

Takto lze pomocí dvou hologramů určit tvar objektu, jehož měřítkem bude syntetická vlnová délka, za předpokladu, že známe citlivostní vektor. Pokud jsou dopadající a odražený paprsek antiparalelní, lze citlivostní vektor vyjádřit jako $\mathbf{e} = \left(0; 0; \frac{4\pi}{\Lambda}\right)$.

Fázové pole v digitální holografické interferometrii získáme jako rozdíl fází polí obou hologramů.

$$\begin{aligned}E_1 &= Ae^{i\phi_1}, E_2 = Be^{i\phi_2} \\ \Delta\phi &= \phi_2 - \phi_1 \\ E_{diff} &= E_2E_1^* = ABe^{i(\phi_2 - \phi_1)} = ABe^{i\Delta\phi} \\ \Delta\phi &= \arg(E_2E_1^*) \approx \arctg\left(\frac{\Im\{E_2E_1^*\}}{\Re\{E_2E_1^*\}}\right)\end{aligned}\quad (27)$$

Problémem je nemožnost absolutního měření fáze. Absolutní fázi je možné vyjádřit jako $\phi = 2n\pi + \Delta\phi$. Po rekonstrukci a složení hologramu máme přístup pouze k části informace o fázi $\Delta\phi$, která se pohybuje v rozsahu $(-\pi; \pi)$. Bohužel tento přístup neumožňuje zjistit celé číslo n , abychom mohli zjistit absolutní fázi. Tato metoda je tedy omezena na práci s fází v rozsahu $(-\pi; \pi)$ a pokud jsou výškové rozdíly povrchu objektu větší než syntetická vlnová délka, je třeba fázové pole ještě rozbalit. Pro dvojrozměrné pole záleží rozbalení fáze také na pořadí, v jakém se budou jednotlivé body pole rozbalovat, což není triviální záležitost a toto pořadí může výrazně ovlivnit vzniklé fázové pole [7] [16].

6.3 Skenovací holografická interferometrie (WSHI)

Tato metoda využívá laserů, které mají možnost kontinuálního přeladění vlnové délky. Místo záznamu dvou hologramů se zaznamenává více snímků. Záznam probíhá kontinuálně s konstantním odstupem vlnové délky, který je třeba zvolit tak, aby modulace intenzity vyhovovala Nyquistově podmínce. Při pohledu na vztah (22) lze vidět, že fázový rozdíl je lineárně závislý na vlnovém čísle k . Směrnicí této lineární závislosti je rozdíl drah $\delta(P)$. Pokud jsme tedy schopni získat vývoj fáze v závislosti na vlnovém čísle

v určitém bodě hologramu, můžeme z jeho směrnice určit dráhový rozdíl. Při známé geometrii měřící aparatury je takto možno velmi dobře určit tvar objektu.

Vývoj fáze při skenu po vyhodnocení hologramu je také zabalený v rozsahu $(-\pi; \pi)$. Zde se ale jedná o jediný rozměr (vývoj fáze v jednom bodě v závislosti na vlnovém čísle k), takže rozbalení fáze je při dostatečném vzorkování poměrně triviální záležitostí.

7 Experimentální část

V této části bude popsán průběh experimentů. Budou shrnuta použitá zařízení a postupy použité pro měření a následné vyhodnocení.

7.1 Použitá zařízení

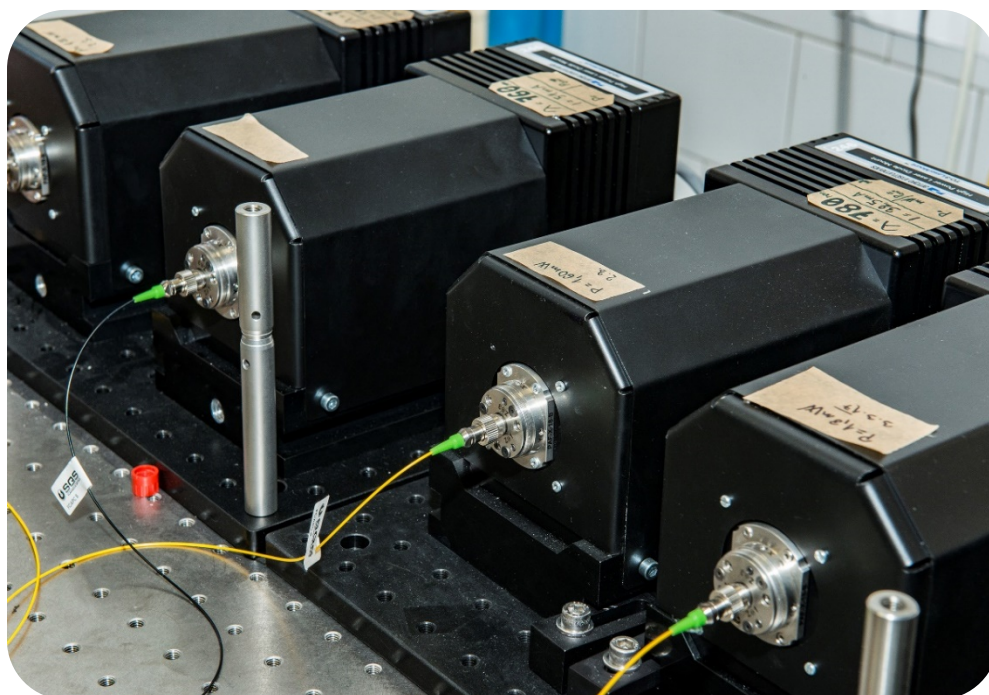
7.1.1 Zdroje laserového záření

Pro první experimenty byl použit diodový laser DL PRO od firmy Toptica Photonics AG a k jeho ovládání zdroj DLC Pro, taktéž od Toptica Photonics AG. Tento diodový laser se vyznačuje vysokou koherencí a je možné jej plynule přeladit v rozsahu 629-635 nm. Bohužel dochází při přeladování k přeskoku módů zhruba po 9 pm [17].



Obr. 7.1 – Diodový laser Toptica DL Pro a zdroj DLC Pro

Jako další zdroje záření byly použity diodové lasery vyvinuté ve společnosti Toptec. Tyto lasery jsou sestaveny z diod Eagleyard photonics EYP-DFB TO-3 (Peltier) s různými vlnovými délkami. Diody jsou umístěny v držáku Arroyo Instruments 246 TO-3 LaserMount. Záření z těchto diod je poté navedeno do optického vlákna přes asférickou kolimační čočku, Faradayův izolátor a naváděcí systém Thorlabs PAF-X-18-B.



Obr. 7.2 – Diodové lasery použité pro měření

Pro ovládání těchto diod byly použity zdroje Arroyo Instruments série 6300 (konkrétně 6301 a 6305) a modulární systém Thorlabs PRO8000 a PRO800 s moduly ITC8022, který umožňuje ovládání až 8 diodových laserů najednou.

Diody umožňují přeladění zhruba o 1,4 nm bez přeskoků módu, což je řádově více než je tomu u laseru DL 100. To umožňuje provádění kontinuálních skenů v celém rozsahu diody. Přeladování probíhá pomocí změny teploty diody v rozsahu 15–40 °C. Přeladění je možné provádět taktéž proudem, ale vliv proudu na vlnovou délku není zdaleka tak výrazný.

Tab. 7.1 – Přehled parametrů použitých laserových diod [18] [19] [20] [21] [22]

Označení	Rozsah záření [nm]	Rozsah teploty [°C]	Max. výkon [mW]
760 nm	760,35–761,70	15–40	40
773 nm	772,05–773,40	15–40	75
780 nm	779,01–780,39	15–40	80
785 nm	785,08–785,45	15–40	100
852 nm	851,05–852,45	15–40	150

7.1.2 Měření vlnové délky

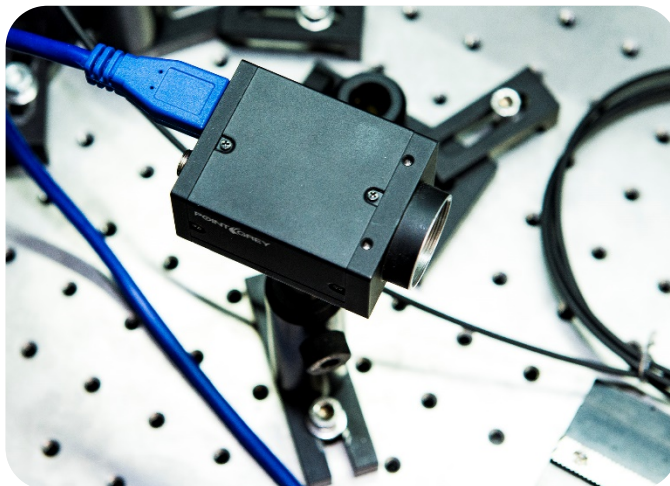
Přesné měření vlnové délky je pro digitální holografickou interferometrii, zvláště pak pro vyhodnocování výsledků, velmi důležité. Pro měření vlnové délky byl použit přístroj na měření vlnové délky záření WS6-200 od firmy High Finesse GmbH, jehož nejistota měření pro použité diody je 200 MHz, což odpovídá hodnotě nepřesahující 0,5 pm [23].



Obr. 7.3 – Přístroj na měření vlnové délky WS-6

7.1.3 Záznam hologramu

Pro záznam hologramů byla pro všechny experimenty použita kamera Pointgrey Grasshopper 3 (GS3-U3-41S4M-C). Tato kamera disponuje rozlišením 2016x2016 pixelů s CCD senzorem velikosti 1/1.8", což odpovídá velikosti pixelu 3,1 μm . Kamera má globální závěrku (global shutter), což omezuje deformace obrazu při pohybu.



Obr. 7.4 – Kamera Pointgrey Grasshopper 3

7.1.4 Další optické komponenty

Pro experimenty byla použita optická vlákna firmy SQS Vláknová optika pro vlnové délky odpovídající použitému záření. Dále vláknové děliče od firmy Thorlabs, optické switche, které slouží k přepínání mezi jednotlivými vlákny, Thorlabs OSW12-1310E a Leoni Optical fiber Switch – eol 1x4. Všechny komponenty byly umístěny na optickém stole typu breadboard a připevněny různými typy držáků od firmy Thorlabs.

7.2 Instrumentalizace

Měření a vyhodnocování probíhalo na osobním počítači s OS Windows s pomocí softwaru Matlab R2015a. To umožňuje velmi dobře kontrolovat podmínky experimentu a nastavovat mnoho parametrů současně. Pro měření jsem napsal skript, který slouží k ovládání všech součástí měřicí aparatury a také k vyčítání hodnot důležitých pro měření, ať už jde o obraz z kamery nebo měření vlnové délky. Nejdůležitějšími ovládanými parametry jsou především teplota a proud laserové diody, které určují vyzařovanou vlnovou délku. Dále je třeba ovládat optický switch. Ten určuje, která z připojených diod bude přivedena do měřicí aparatury.

7.2.1 Ovládací třída pro laserové diody

Pro zjednodušení ovládání laserových diod, které probíhá pomocí příkazů odesílaných přes sériové rozhraní RS-232, byla vyvinuta Matlab třída *LaserDLC*, která slouží k ovládání všech potřebných parametrů a je univerzální pro všechny zdroje, které byly použity (jmenovitě Arroyo, Thorlabs a Toptica). Pro ovládání jednotlivých zdrojů slouží odpovídající třídy *ThorlabsDLC*, *ArroyoDLC* a *TopticaDLC*. Použití této třídy je možno vidět na Obr. 7.5. Třída taktéž umožňuje přidat callback po změně diody. V tomto případě jde o zavolání funkce *Leoni_switch*, která zajistí přepnutí na odpovídající kanál na Leoni Optical Fiber Switch eol 1x4.


```

Laser = LaserDLC(); % Inicializace

% Přidání ovladačů
Laser.addController('Thorlabs', 'Thor', 'COM25');
Laser.addController('Arroyo', 'A6301', 'COM6');

% Přidání laserů
Laser.addLaser('760', 'A6305', '');
Laser.addLaser('773', 'Thor', 'Leoni_switch(1, 'COM8', [1:4]), 1);
Laser.addLaser('780', 'Thor', 'Leoni_switch(2, 'COM8', [1:4]), 2);
Laser.addLaser('785', 'Thor', 'Leoni_switch(3, 'COM8', [1:4]), 3);
Laser.addLaser('852', 'Thor', 'Leoni_switch(4, 'COM8', [1:4]), 4);

Laser.forall('on'); % Zapnutí všech laserů
Laser.forall('I', 80); % Nastavení proudu na 80 mA pro všechny lasery
Laser.sel('780').T(15); % Nastavení teploty laseru 780 na 15 C

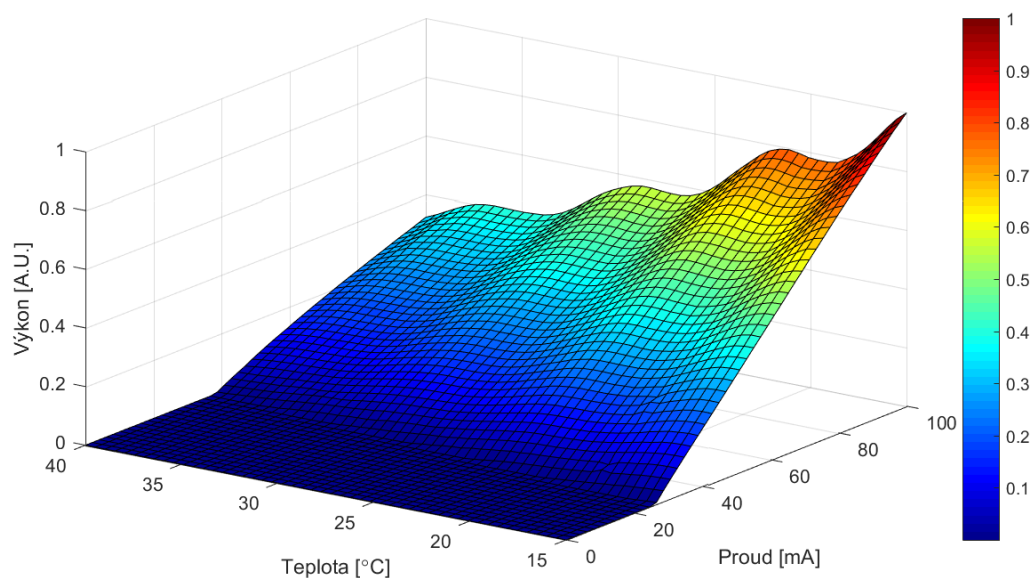
```

Obr. 7.5 – Vzorový příklad použití třídy LaserDLC v prostředí Matlab

7.2.2 Kalibrace výkonu

Výstupní výkon laserové diody závisí nejvíce na proudu procházejícím diodou. Výstupní výkon je možné vyjádřit přibližně jako $P \approx \eta(I - I_t)$, kde η je parametr uvádějící účinnost vyzařování a I_t je tzv. prahový proud. Problémem je, že oba tyto parametry závisí na teplotě diody. Pokud tedy chceme při změně teploty udržovat konstantní výkon, je třeba provést kalibraci. Možností, jakou veličinu použít jako měřítko výkonu, je více. Pro první testy byl použit přístroj na měření vlnové délky High Finesse WS-6 (viz 7.1.2), který umožňuje také měření výkonu. Zde byl ale problém s vysokým šumem. Pro kalibrace se nakonec ukázalo jako nejvhodnější prostá suma vyčtených hodnot pixelů z kamery při stálém expozičním čase. S rozlišením kamery 2016x2016 je to zhruba 4 miliony bodů, což statisticky eliminovalo jakýkoliv šum.

Dále bylo zjištěno, že navedení záření diody do vlákna je citlivé na změny okolní teploty. Jelikož dostačující stálost teploty v laboratoři nešla úplně zajistit, tak se jako nejvhodnější možnost jeví provádět kalibraci každý den před experimentem. Bylo nutné najít ideální kompromis mezi trváním a přesností kalibrace. Jako ideální hodnota se ukázalo 10 kroků pro teplotu v rozsahu 15–40 °C a 8 kroků pro proud v rozsahu 20–100 mA (minimální prahový proud, maximální povolený proud zdroje). Kalibrace s tímto nastavením trvá přibližně 2,5 minuty pro jednu diodu. Počet kroků a krajní hodnoty lze velmi lehce nastavit dle aktuálních potřeb.



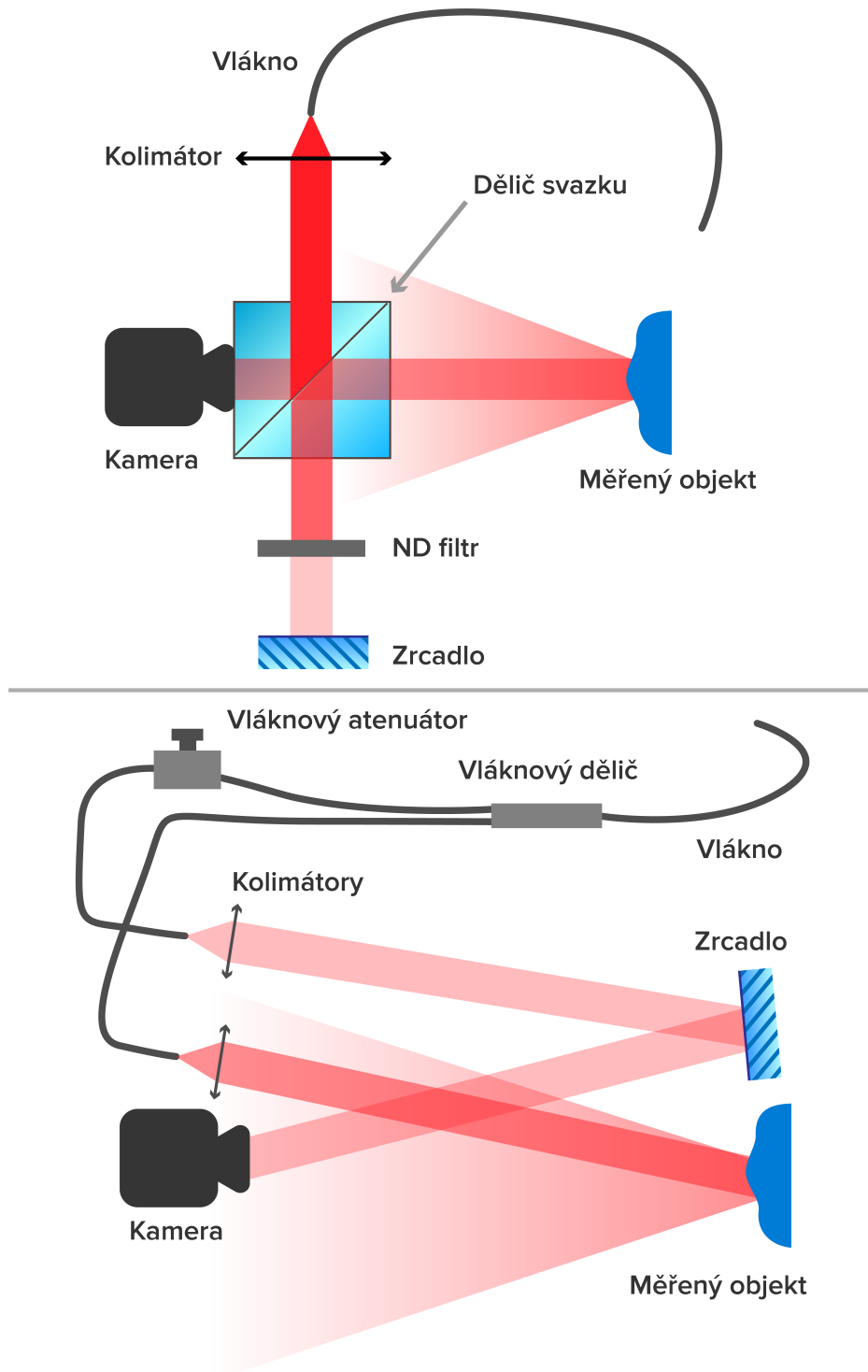
Obr. 7.6 – Kalibrační data diody 780 nm

Na podrobnější kalibraci na Obr. 7.6 je možno vidět, že menší počet kroků není dostatečný pro měření, kde opravdu velmi závisí na přesnosti nastavení výkonu. Holografická interferometrie ovšem neklade příliš vysoké požadavky na konstantní výkon a kalibrace s 8x10 kroky je pro potřeby měření dostatečná.

Jako první pobíhá přeladování teploty, jelikož stabilizace teploty není okamžitá a určitou dobu trvá, než se teplota dostatečně ustálí. Poté je při stálé teplotě lineárně zvyšován proud, jehož nastavení a ustálení je téměř okamžité. Tento postup zaručuje dostatečnou přesnost kalibrace a zároveň co nejkratší dobu trvání. Všechna kalibrační data byla ukládána s časovým razítkem, aby bylo možno udělat případnou statistiku chování diody či data opětovně načíst například po zavření programu.

7.3 Průběh experimentů

Jako první experiment bylo provedeno měření plochého objektu na sestavě podobné interferometru Michelsonova typu. Použitý dělič svazku – kostka ovšem způsoboval mnoho nežádoucích odrazů a tím pádem nechtěné interferenční proužky. Také bylo nutné použít ND filtr, jelikož intenzita odraženého a rozptýleného světla od objektu je daleko menší než u zrcadla v referenční větvi. Filtr vždy propustí danou část z původní intenzity. Filtry se označují jako ND x , kde x vyjadřuje, jaká část intenzity záření projde jako $x = -\log_{10} \left(\frac{I_p}{I_0} \right)$. Bohužel u tohoto uspořádání nejde intenzita referenční větve měnit kontinuálně, protože je dána dostupnými filtry.



Obr. 7.7 – Schéma in-line (nahore) a off-axis (dole) uspořádání

Filtry taktěž způsobovaly odrazy, a proto bylo třeba měřicí aparaturu postavit jiným způsobem. Byla provedena změna z in-line na off-axis uspořádání (viz Obr. 7.7). To se ukázalo jako vhodné, zejména kvůli umístění objektu mimo nultý řád na rekonstruovaném hologramu. Další výhodou tohoto uspořádání je použití vláknového

atenuátoru, pomocí kterého lze velmi dobře regulovat poměr intenzit mezi referenční a objektovou větví, což je velice vhodné pro dosažení maximálního kontrastu.

7.3.1 Měření plochy pomocí dvouvlonné DHI

V tomto uspořádání probíhalo měření na dvou vlnových délkách. Byl nastaven poměrně velký dráhový rozdíl jednotlivých ramen, aby byla citlivost změny fáze na změnu vlnové délky co nejvyšší. Poté se provedl kalibrační sken změnou proudu diody a bylo zjištěno jaká změna proudu je potřebná pro změnu fáze o 2π . Pro toto měření byl nejprve použit čtyřkrokový phase shifting (viz 5.4). Po provedení prvotních testů byl ale v dalších testech kvůli lepší přesnosti použit třináctikrokový algoritmus. Po něj je potřeba nasnímat 13 hologramů s fázovým posunem $\frac{\pi}{4}$. Komplexní pole hologramu bylo získáno jako [24]:

$$\begin{aligned}\Re(E) &= -4(I_1 + I_{11}) - 12(I_2 + I_{10} + I_3 + I_9) + 16(I_5 + I_7) + 24I_6 \\ \Im(E) &= 3(I_0 - I_{12}) + 4(I_1 - I_{11}) - 12(I_3 - I_9) - 21(I_4 - I_8) - 16(I_5 - I_7)\end{aligned}\quad (28)$$

Jelikož bylo zjištěno, že u všech diod se mění fáze v závislosti na změně proudu při zachování geometrie aparatury stejně, stačilo kalibraci provést pouze tehdy, pokud došlo ke změně polohy komponent v měřící aparatuře. Pro různé diody bylo provedeno měření vždy při teplotě 15 °C a 40 °C. Parametry jednoho z těchto měření jsou shrnuty v Tab. 7.2.

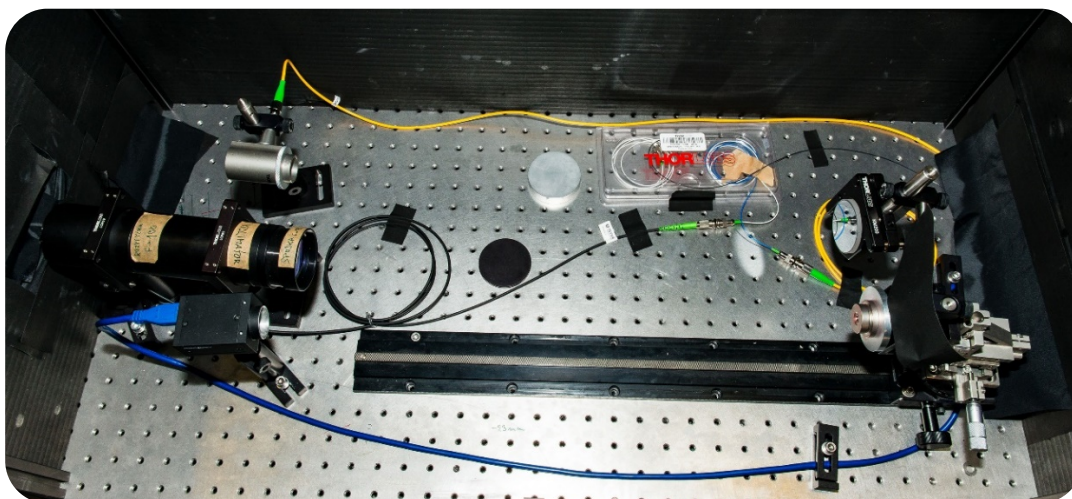
Tab. 7.2 – Přehled parametrů jednoho z měření pomocí dvouvlonné DHI

Použitý laser	Teplota [°C]	Proud [mA]	Vlnová délka [nm]
760 nm	15	80	760.3534
760 nm	40	80	761.6957
785 nm	15	80	784.1135
785 nm	15	80	785.5013

Při měření touto metodou byl problém s pohybem rekonstruovaného objektu. Problémem byla taktéž změna citlivostního vektoru, která zapříčinila velmi obtížné rozbalování fáze, protože v některých místech došlo k podvzorkování fázového pole (viz Obr. 8.1).

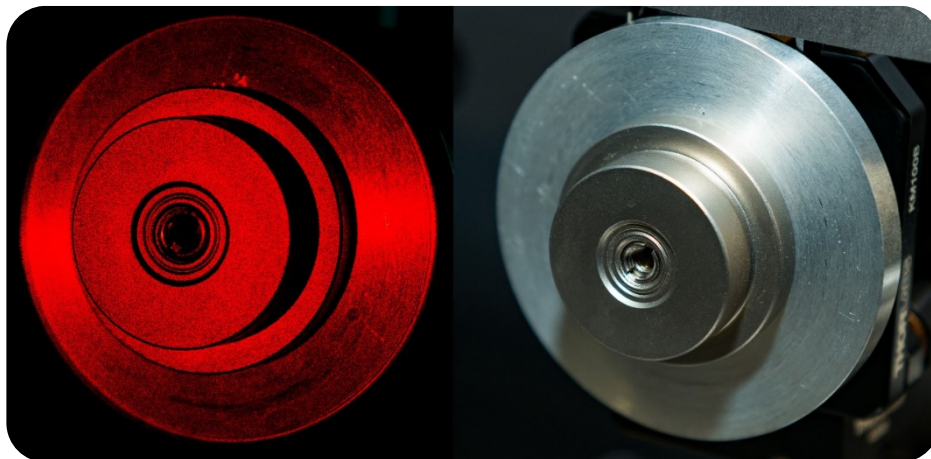
7.3.2 Měření pomocí WSHI

Pro toto měření byla aparatura přestavěna, aby byl dráhový rozdíl referenční a objektové větve asi 3 cm, což je možno vidět na Obr. 7.8. To se ukázalo jako poměrně vhodná hodnota, protože při skenu na jedné diodě v rozsahu přibližně 1,3 nm, při 1250 rovnoměrně rozmístěných snímcích, byla perioda jednoho překmitu fáze asi 25 snímků.



Obr. 7.8 – Sestavení pro měření pomocí WSHI

To poskytlo dostatečné vzorkování pro iterativní algoritmus phase shiftingu, který se ukázal jako nejlepší volba. Pro každý snímek byla naměřena jemu odpovídající vlnová délka a tato data byla uložena pro pozdější vyhodnocení. Jako měřený objekt byla opět použita rovinná plocha. Po stranách byla přelepena černou neodrazivou páskou, tak aby na ploše vznikl tvar čtverce. Jako další objekt k proměření byl zvolen Thorlabs RS05P/M (viz Obr. 7.9), který má tvar dvou válců, jeden s výškou 4,7 mm a druhý s výškou 7,7 mm [25]. Tento objekt byl vybrán, aby se zjistila přesnost měření a zároveň určila vhodnost metody k měření povrchů s velkou hloubkou.



Obr. 7.9 – Objekt Thorlabs RS05P/M

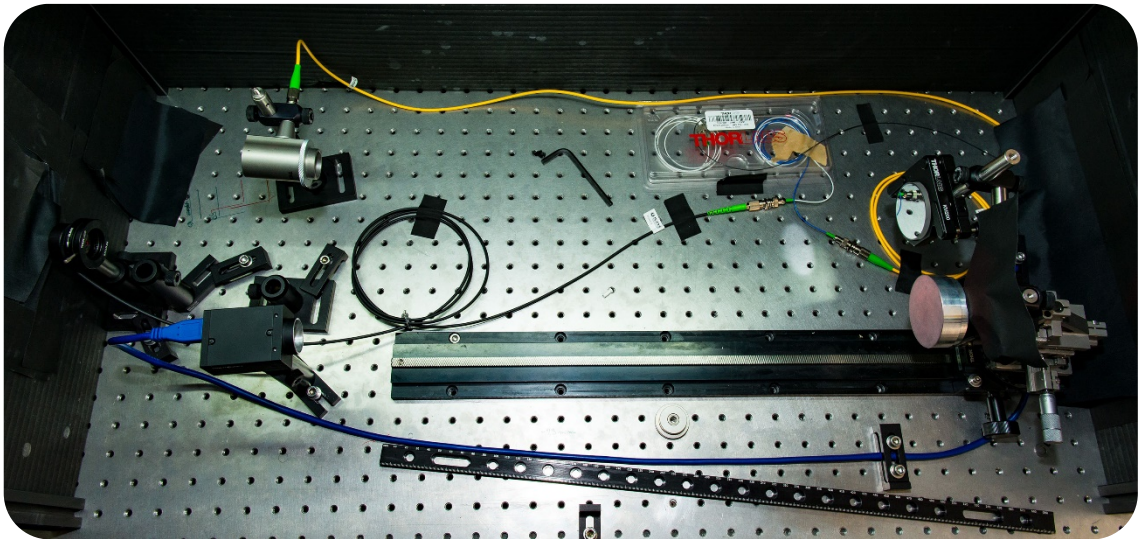
7.3.3 Měření konkávní plochy v různých geometrických konfiguracích

Měření konkávní plochy bylo do experimentů zařazeno z důvodu testování citlivosti měřící aparatury. V optickém průmyslu je standardní výstup měření odchylka od nominálního tvaru ve směru kolmém k povrchu měřeného elementu. Z tohoto důvodu byl pro měření konkávní plochy objekt osvětlen svazkem vystupujícím z vlákna, který má charakteristiku bodového zdroje. Vlnoplochy záření vystupující z vlákna jsou sférické s Gaussovským profilem intenzity v okolí hlavního směru. Vzhledem k tomu, že se jedná o téměř bodový zdroj, je poloměr vlnoploch v určitém bodě rovný vzdálenosti bodu od čela vlákna. Pokud umístíme konkávní sférický objekt do vzdálenosti, která bude rovná poloměru zakřivení objektu, zdroj se bude nacházet v geometrickém středu zakřivení. V této poloze bude citlivostní vektor (viz odstavec 6.1) kolmý na plochu povrchu. Tím získáme výsledek s maximální citlivostí a k získání mapy odchylek není třeba další numerické korekce.

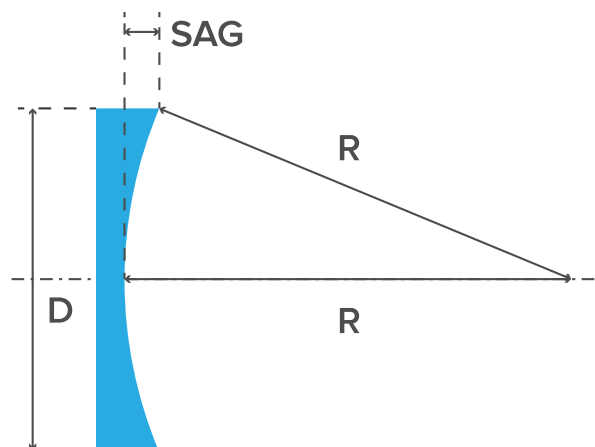
K měření bylo zvoleno duté zrcadlo s poloměrem 1 m. Pro holografii je nejvhodnější difuzní povrch. Zrcadlo bylo z těchto důvodů nastříkáno stříbrnou barvou ve spreji. Výslednou měřící aparaturu je možno vidět na Obr. 7.10. Měření proběhlo v různých vzdálenostech objektu od zdroje a výsledky byly zpracovány a vyhodnoceny.

$$SAG = R^2 - \sqrt{R^2 - \left(\frac{D}{2}\right)^2} \quad (29)$$

Jako veličina pro hodnocení křivosti plochy byl vybrán sag fázového pole (viz Obr. 7.11). Ten se spočítá dle vztahu (29).

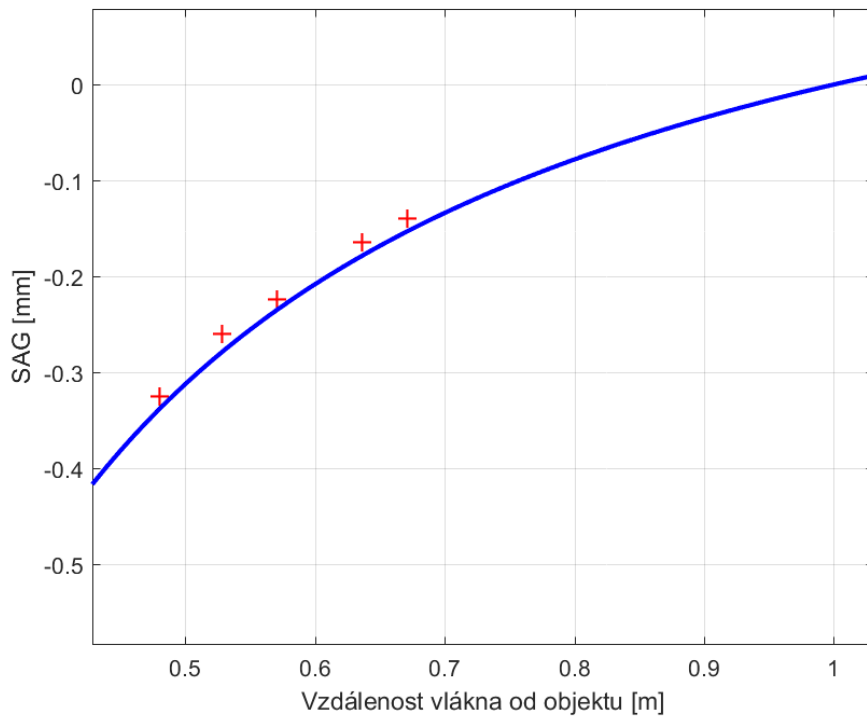


Obr. 7.10 – Sestava pro měření konkávního povrchu



Obr. 7.11 – Nákres parametrů potřebných k určení sagu

V tomto uspořádání bylo potřeba, pro dosažení dostatečné vzdálenosti objektu od zdroje (větší než 1 m), provést další přestavbu. Zde se však vyskytl problém s velmi malou intenzitou dopadajícího záření, a proto bylo možné vyhodnotit pouze první sérii měření. Tato data se velmi dobře shodovala s očekávanými hodnotami a potvrdila teorii, že maximální citlivosti bude dosažena, pokud má osvětlovací vlna stejnou křivost jako povrch objektu.



Obr. 7.12 – Závislost naměřeného sagu na vzdálenosti vlákna
modrá linie ukazuje teoreticky vypočítaný vývoj

8 Vyhodnocení naměřených dat

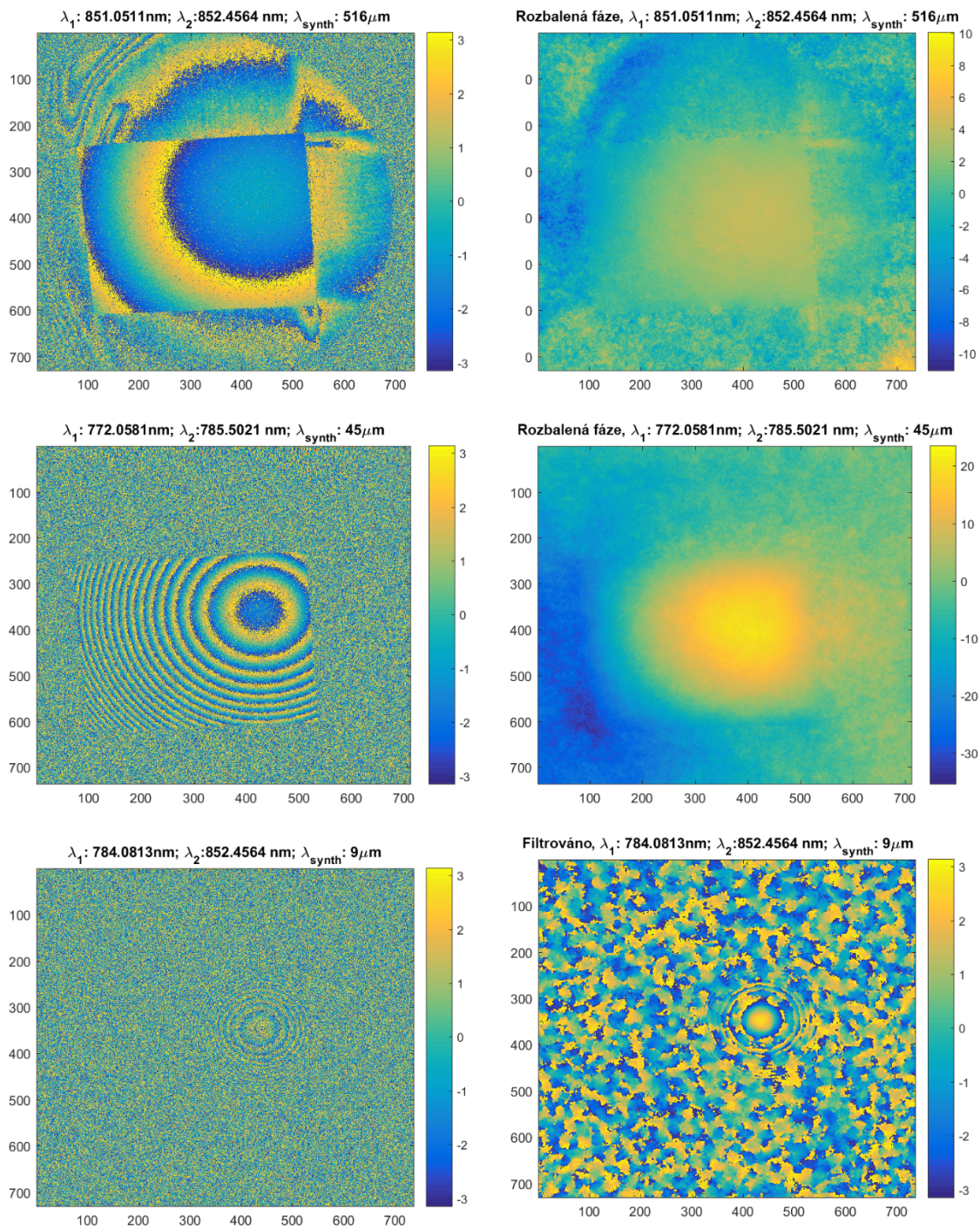
8.1 Dvouvlnná DHI

Měření pomocí dvouvlnné metody poskytlo mnoho užitečných informací ohledně korelace měřených dat. Pro první experimenty byla použita rekonstrukce pomocí algoritmu angulárního spektra.

Bohužel při jejím použití se rekonstruovaný hologram se změnou vlnové délky pohyboval do strany. Během prvních testů data ještě velmi málo korelovala při složení obrázků z diod 760 nm a 785 nm. Nedostatečná korelace dat byla způsobena hlavně pohybem rekonstruovaného hologramu, protože jednotlivé pixely nezůstávají na místě a s měnící se vlnovou délkou mění svou pozici. Zde bylo možné rozbalit fázi pouze z krajních hodnot jedné z diod tedy s rozdílem 1,3 nm, což odpovídá syntetické vlnové délce asi 450-500 μm v závislosti na použité diodě. Tato syntetická vlnová délka bohužel neposkytne příliš velkou přesnost, jelikož přesnost interferometrických metod se pohybuje přibližně na hodnotě $\frac{\Lambda}{10}$ (zde 50 μm) a pro přesnější měření je tedy třeba zvětšit rozdíl vlnových délek a tím snížit syntetickou vlnovou délku.

Po několika dalších testech bylo zjištěno, že volbou vhodného zvětšení a posunu chirp funkce při numerické rekonstrukci, lze pohyb objektu v rekonstruovaném hologramu zcela eliminovat.

Po rekonstrukci s těmito parametry bylo dosaženo mnohem lepší korelace. Minimální korelace se vyskytovala i pro vlnové délky 785 nm a 852 nm (Obr. 8.1 dole). Největší rozdíl vlnových délek, které se povedlo spojit a následně rozbalit fázi byl 773 nm a 785 nm (Obr. 8.1 uprostřed, přesnost okolo 5 μm). I když testovaným objektem byla plocha a k jejímu osvětlení byla použita kolimovaná vlna, je vidět, že pro měřený objekt není aproximace citlivostního vektoru, jako $e(P) = 4\pi/\lambda$, úplně správná, protože jinak by se na Obr. 8.1 nezobrazilo fázové pole jako soustředné kružnice, nýbrž jako paralelní proužky nebo jednolitá plocha (jeden proužek přes celý obraz). Pro vyhodnocení tvaru objektu je tedy ještě nutno proměřit přesně polohu jednotlivých komponent měřící aparatury a z těchto dat určit citlivostní vektor.



Obr. 8.1 – Výsledky vyhodnocení dvojnásobné DHI
 Vlevo fázová pole, tak jak byla vyhodnocena, vpravo po filtraci a rozbalení fáze. Pro syntetickou vlnovou délku 9 μm nebylo možné rozbalit fázi, takže je znázorněno jen filtrované pole

8.2 Skenovací holografická interferometrie

Skenovací holografická interferometrie je vhodná jak pro in-line tak off-axis uspořádání. U off-axis uspořádání není třeba, v případě malých objektů, používat phase shifting. Měřený objekt byl ovšem velký (5 cm) a došlo k jeho překryvu s nultým řádem. Z tohoto důvodu byl phase shifting pro experimenty použit.

U měření stupňovitého objektu se ukázalo, že ideálně sinusový průběh intenzity v jednom bodě je složen z více frekvencí, což je dáno především charakterem objektu. Každý bod hologramu poskytuje informaci o celém objektu. Pokud je tedy objekt členitý, vývoj intenzity se změnou vlnové délky v jednom pixelu je složen z více harmonických funkcí s různou frekvencí. Tyto rozdíly period jsou dané hlavně odlišnými dráhovými rozdíly od jednotlivých bodů předmětu. Vzhledem k tomu, že intenzita je funkcí fáze a změna fáze je zase závislá na dráhovém rozdílu, je zřejmé, že čím bude větší „hloubka“ objektu, tím budou rozdíly period větší. Aby byl algoritmus pro phase shifting efektivní, je třeba zvolit vhodný dráhový rozdíl objektové a referenční větve tak, aby se rozdíl period signálu pocházejících z různých částí objektu příliš nelišil.

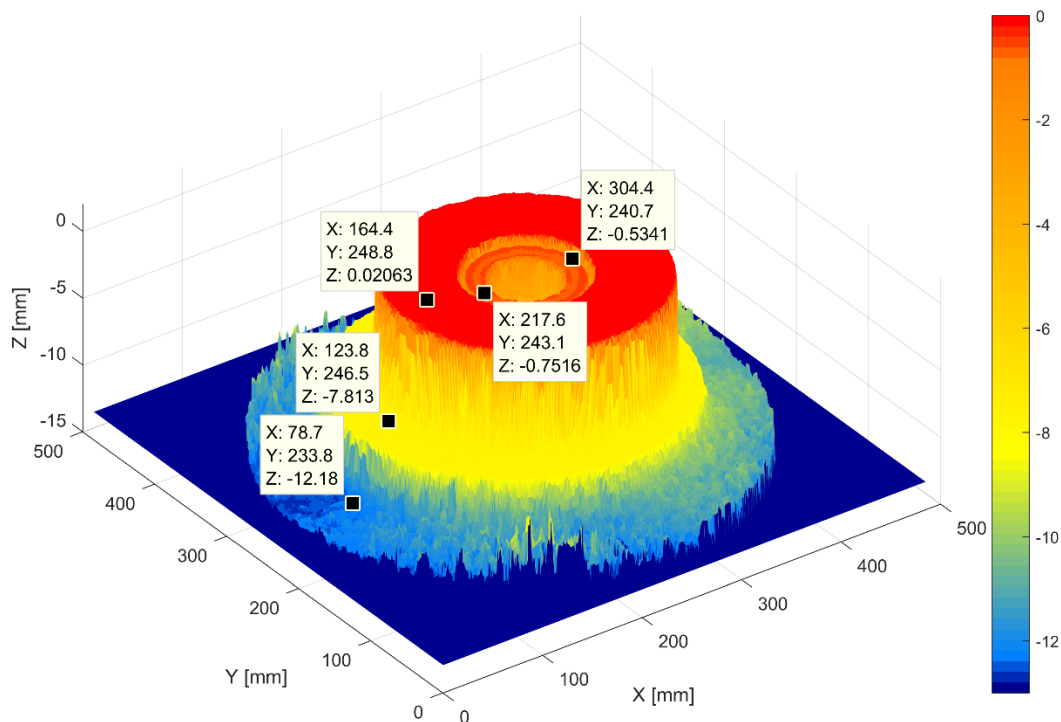
Změna dráhového rozdílu na zhruba 7 cm tento problém poměrně dobře vyřešila a díky ní už nedocházelo k odfiltrování částí objektu. Pro stupňovitý objekt s výškou 12,5 mm se tento dráhový rozdíl ukázal jako vhodný kompromis mezi počtem potřebných snímků a rozdílem period harmonických funkcí.

8.2.1 Rekonstrukce hologramů a získání fáze

Pro toto měření bylo pro každou laserovou diodu získáno 2500 snímků. Vzhledem k tomu, že pro snímky je použit datový typ *uint8*, jehož pixel zabírá 1 byte, ale vyhodnocený hologram je v paměti uložen jako *complex double*, jehož pixel zabírá 16 bytů, nebyl rekonstruován hologram z každého snímku zvlášť. Tyto snímky byly použity pouze pro phase shifting. Jedna perioda fáze (2π) byla přibližně 15 snímků. Aby nedošlo k podvzorkování a rozbalení fáze bylo možné, byl hologram rekonstruován z každého pátého snímku. Tím bylo zaručeno dostatečné vzorkování a zároveň zredukována paměťová náročnost oproti rekonstrukci z každého snímku.

8.2.2 Vyhodnocení dráhového rozdílu

Vyhodnocení dráhového rozdílu proběhlo pro každý bod rekonstruovaného hologramu. V každém bodě byl rozbalen vývoj fáze ϕ jako funkce vlnového čísla k . Nyní, když známe závislost fáze na vlnovém čísle, je možné zjistit dráhový rozdíl v určitém bodě jako $\delta = \frac{d\phi}{dk}$. Dráhový rozdíl byl určen pomocí metody nejmenších čtverců jako směrnice závislosti ϕ na k . Hodnoty směrnic byly následně uloženy na odpovídající místo v 2D poli. Pokud tato data vykreslíme do 3D, získáme model objektu, který je možno vidět na Obr. 8.2.



Obr. 8.2 – Okóvaný výsledek rekonstrukce WSHI z jedné laserové diody

Jelikož byl objekt naklopen, bylo třeba ještě provést proložení rovinou, aby se jeho naklopení odstranilo, to bylo taktéž provedeno pomocí metody nejmenších čtverců.

8.2.3 Propojení měření z více vlnových délek

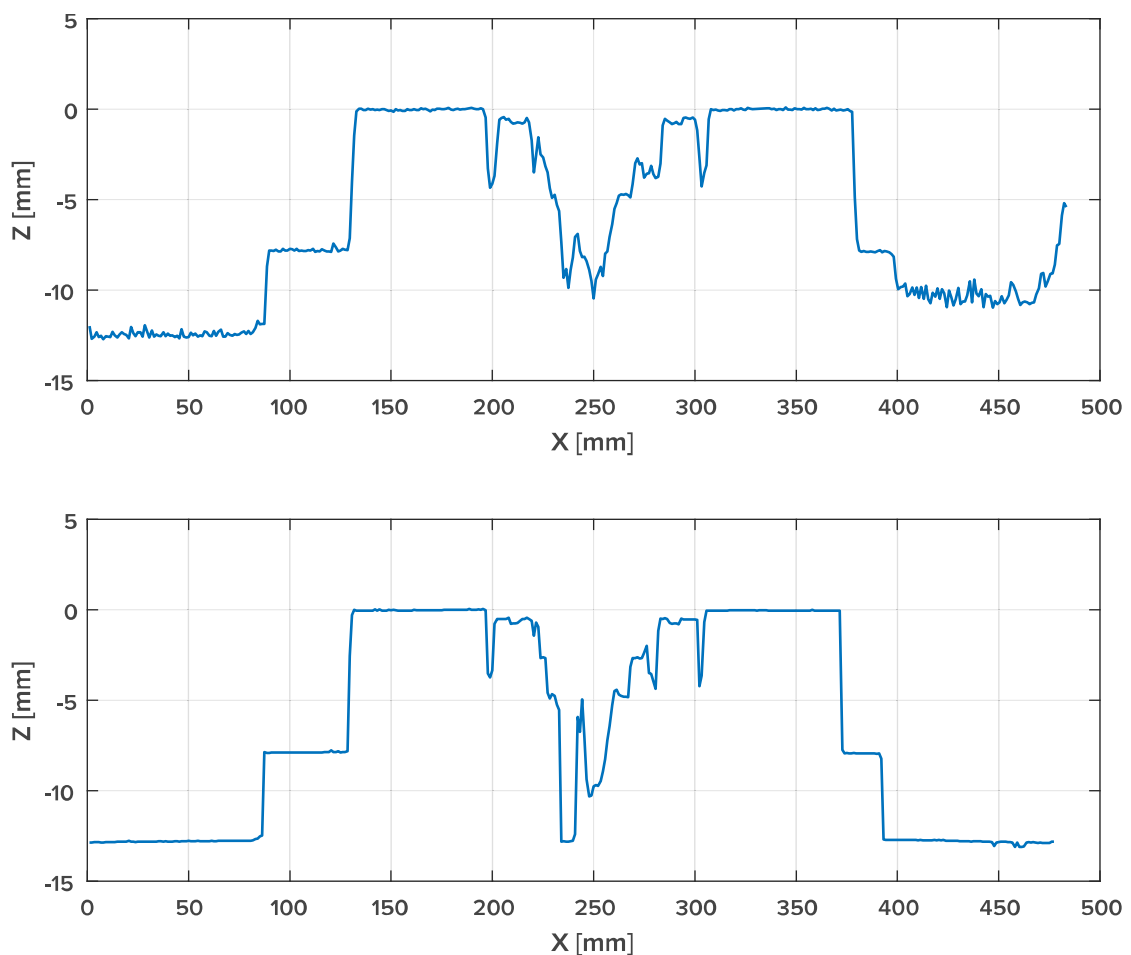
Přesnost tohoto měření je nepřímě úměrná rozsahu skenu ve vlnové délce. Jelikož laserové diody umožňují přeladění o 1,3 nm a jejich rozsahy se vzájemně nepřekrývají je nutné, pro zvýšení přesnosti, data z těchto měření propojit.

Tab. 8.1 – Přesnost měření WSHI pro jednotlivé části objektu

Plocha	σ – pro $\Delta\lambda = 1,3$ nm [μm]	σ – pro $\Delta\lambda = 92$ nm [μm]	Nárůst přesnosti
Svrchní plocha (červená)	28	2,2	12,7x
Střední plocha (žlutá)	39	2,3	17,0x
Spodní plocha (modrá)	325	17	19,1x

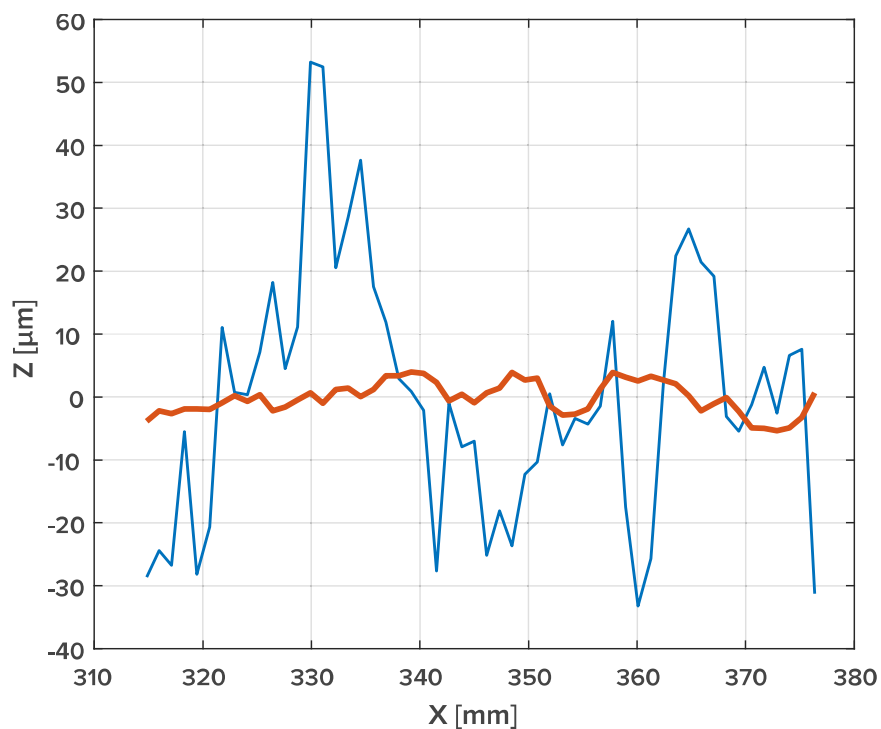


Po spojení jednotlivých měření dochází k výraznému nárůstu přesnosti a také k velké redukci šumu, jak je možno vidět v Tab. 8.1 a na Obr. 8.3 a Obr. 8.4. Nárůst přesnosti měření pro spojení více diod je zhruba 12–20násobný. U spodní plochy je malá přesnost způsobena nižší odrazivostí a tím pádem větším šumem.

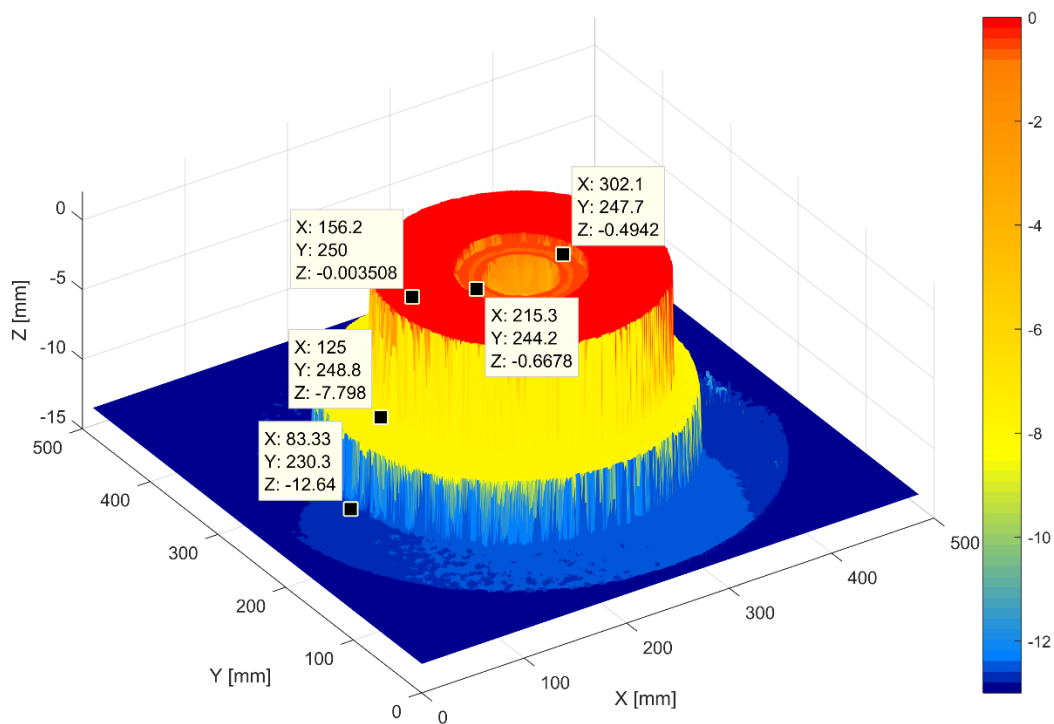


Obr. 8.3 – Porovnání profilů z měření WSHI
 Nahoře – měření pomocí jedné LD, dole – spojené měření pomocí více LD

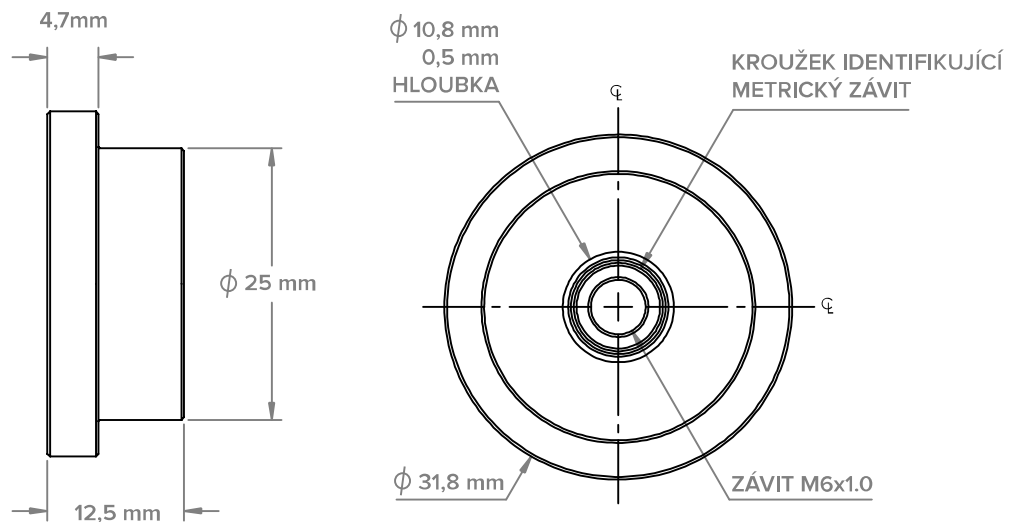
Na profilu na Obr. 8.3 a také na přiblíženém profilu na Obr. 8.4 je možno vidět výrazné vyhlazení tvaru objektu.



Obr. 8.4 – Výřez z profilů na Obr. 8.3 z jedné (modře) a více vlnových délek (červeně)

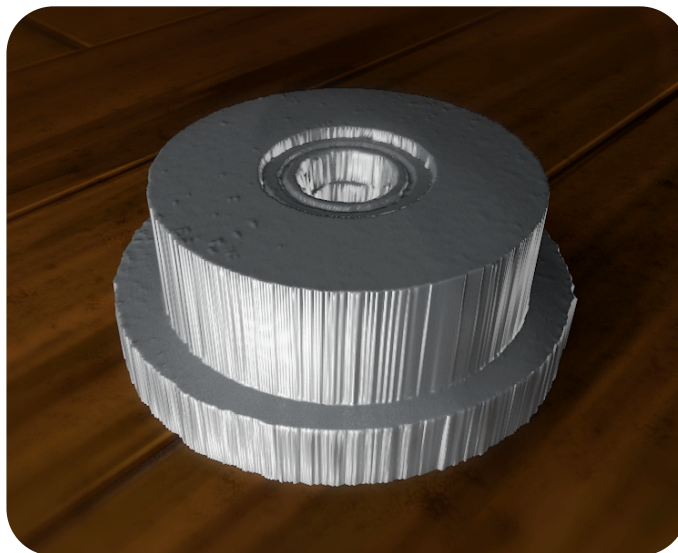


Obr. 8.5 – Okótovaný výsledek rekonstrukce WSHI z více laserových diod



Obr. 8.6 – Výkres držáku Thorlabs RS05P/M [25] (přeloženo)

Na kótách na Obr. 8.5 lze vidět, že se hodnoty velmi dobře shodují s výkresem na Obr. 8.6. Ze známých parametrů rekonstrukce hologramu poté můžeme zjistit velikost pixelu ve směru osy x a y , tedy i souřadnice x a y v jednotkách SI. Pokud provedeme tuto kalibraci, je možné z měření získat také 3D model objektu s reálnými rozměry jako na Obr. 8.7. Pokud tento model porovnáme například s fotografií objektu na Obr. 7.9, zjistíme, že se velmi dobře shodují.



Obr. 8.7 – 3D render objektu z dat získaných pomocí WSHI

9 Shrnutí a diskuze výsledků

V této práci byla provedena rešerše v oblasti digitální holografie a jejího použití pro měření tvarů optických ploch. Na základě rešerše byla sestavena první měřící aparatura v in-line uspořádání. To se však ukázalo jako nevhodné zejména kvůli nutnosti použití děliče svazku – kostky. Kvůli eliminaci odrazů z kostky byla měřící aparatura přestavěna na off-axis uspořádání pouze s pomocí vláknových komponent. To rovněž přineslo výhodu v posunutí rekonstruovaného objektu mimo nultý řád, a tedy nižší nároky na kvalitu phase shiftingu. Nevýhodou je nižší prostorové rozlišení.

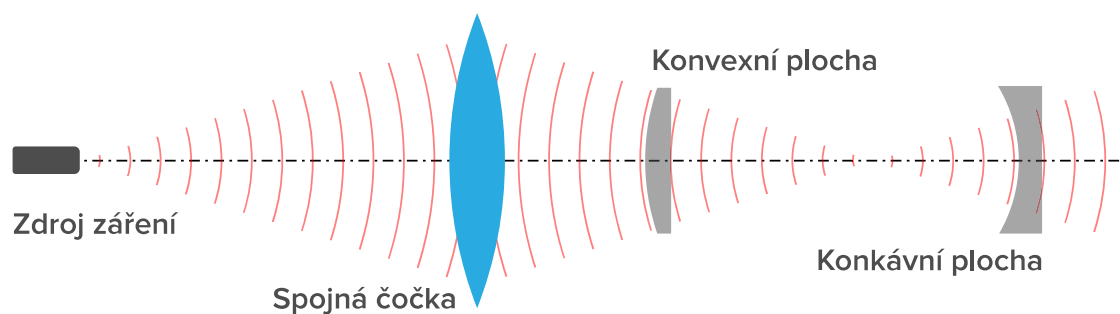
Byly měřeny různé druhy objektů, které posloužily pro určení důležitých vlastností jednotlivých metod. Dále bylo provedeno měření sloužící k určení maximální citlivosti, a to měření konkávního povrchu v různých vzdálenostech měřeného objektu od zdroje světla.

Pro první měření byla použita metoda dvouvlnné holografické interferometrie, která má výhodu v malé paměťové náročnosti. Taktéž neklade nárok na velký rozsah vlnových délek, kde nedochází k přeskokům módů. Metoda má ovšem omezení v přesnosti měření povrchů s velkými výškovými rozdíly, protože pro takové povrchy je nutno zvolit velkou syntetickou vlnovou délku, aby bylo možné rozbalit fázi syntetické vlny. Volbou velké syntetické vlnové délky se ovšem přesnost sníží. Pokud chceme touto metodou provádět přesnější měření, jsme omezeni na malé výškové rozdíly.

Jako nová metoda byla také otestována skenovací holografická interferometrie. Ta klade větší nároky na vybavení, protože pro její realizaci je potřeba laser s plynulým přeladěním vlnové délky bez přeskoků módů. Při vyhodnocení výsledků má vyšší paměťovou náročnost. Hlavní výhodou této metody je absolutní měření a také eliminace prostorového rozbalení fáze. Po vyhodnocení tedy dostáváme přímo informaci o tvaru objektu. Pokud chceme použít pro měření phase shifting je nutné najít optimální dráhový rozdíl. V případě, že je dráhový rozdíl příliš malý a objekt má velké výškové rozdíly, dochází při phase shiftingu kromě odfiltrování nultého a minus prvního řádu také k odfiltrování části informace pocházejících z objektu a rekonstrukce fáze poté může v těchto bodech kvůli malé modulaci selhat, což má za následek ztrátu informace z některých částí plochy.

Pokud je dráhový rozdíl příliš velký, může dojít ke ztrátě přesnosti a také zvýšení paměťové náročnosti, protože je třeba zvolit jemnější krok skenu. Je tedy nutné najít vhodný kompromis těchto dvou faktorů.

Byl dokázán teoretický předpoklad, že metoda má nejvyšší citlivost, pokud se tvar měřené plochy přibližně shoduje s tvarem vlnoplochy dopadající na objekt. Pro dosažení maximální citlivosti by bylo vhodné použít takový tvar vlnoplochy, aby co nejvíce odpovídala tvaru měřené plochy. Návrh jednoho z možných řešení pro plochy blízké sférickým plochám je na Obr. 9.1. V takovém uspořádání má vlnoplocha v různých místech různé zakřivení. Vhodnou volbou pozice objektu tedy můžeme najít zakřivení podobné tvaru objektu a maximalizovat citlivost měření.



Obr. 9.1 – Ideový návrh tvarování vlnoplochy pro maximalizaci citlivosti měření

Přesnost metody skenovací holografické interferometrie lze zvýšit spojením měření při více vlnových délkách (760–852 nm). To umožňuje dosažení přesnosti pohybující se okolo 2 mikrometrů pro stupňovitý objekt. Při další optimalizaci postupů by mělo být možné tuto přesnost ještě zvýšit, což z této metody, v kombinaci s bezkontaktností a poměrně nízkými pořizovacími náklady, činí velmi zajímavou možnost pro přesné měření tvaru povrchu.

Seznam použité literatury

- [1] EATON, Peter Jonathan. a Paul. WEST. *Atomic force microscopy*. New York: Oxford University Press, 2010. ISBN 978-0199570454.
- [2] ŠIŇOR, Milan. Historie optiky. In: *VEGA FJFI ČVUT* [online]. 1998 [cit. 2017-02-24]. Dostupné z: <http://vega.fjfi.cvut.cz/docs/sfbe/optika/node4.html>
- [3] KREIS, Thomas. *Handbook of holographic interferometry: optical and digital methods*. Weinheim: WILEY-VCH, 2005. ISBN 35-274-0546-1.
- [4] HARIHARAN, P. *Basics of interferometry*. 2nd ed. Boston: Elsevier Academic Press, 2007. ISBN 978-012-3735-898.
- [5] CHANG, William S. C. *Principles of lasers and optics*. New York: Cambridge University Press, 2005. ISBN 978-0521642293.
- [6] PASCHOTTA, Rüdiger. *Field guide to lasers*. Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2008. ISBN 978-0-8194-6961-8.
- [7] LÉDL, Vít, Pavel PSOTA, Petr VOJTÍŠEK a Roman DOLEČEK. *Digitální holografická interferometrie*. Liberec, 2015.
- [8] GOVIND P. AGRAWAL., . *Fiber-optic communication systems*. 3rd ed. New York: Wiley-Interscience, 2002. ISBN 04-712-2114-7.
- [9] GHATAK, Ajoy a K. THYAGARAJAN. *An introduction to fiber optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998. ISBN 978-113-9174-770.
- [10] PASCHOTTA, Rüdiger. *Field guide to optical fiber technology*. Bellingham, Wash.: SPIE Press, 2010. ISBN 978-081-9480-903.
- [11] PASCHOTTA, Rüdiger. *Encyclopedia of laser physics and technology*. Weinheim: Wiley-VCH, 2008. ISBN 978-3-527-40828-3.

- [12] SCHNARS, Ulf. a Werner. JUEPTNER. *Digital holography: digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques*. Berlin: Springer, 2005. ISBN 978-3540219347.
- [13] HARIHARAN, P. *Basics of holography*. New York, NY: Cambridge University Press, 2002. ISBN 05-210-0200-1.
- [14] VERRIER, Nicolas a Michael ATLAN. Off-axis digital hologram reconstruction: some practical considerations. *Applied Optics* [online]. 2011, **50**(34), 136- [cit. 2017-04-13]. DOI: 10.1364/AO.50.00H136. ISSN 0003-6935. Dostupné z: <https://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=ao-50-34-H136>
- [15] MALACARA, Daniel. *Optical shop testing*. 3rd ed. Hoboken, N.J.: Wiley-Interscience, 2007. ISBN 978-0-471-48404-2.
- [16] WAGNER, Christophe, Wolfgang OSTEN a Soenke SEEBACHER. Direct shape measurement by digital wavefront reconstruction and multiwavelength contouring. *Opt. Eng. 0001*. 2000, (391), 79-85.
- [17] Tunable diode lasers. In: *Toptica Photonics AG* [online]. b.r. [cit. 2017-04-29]. Dostupné z: http://www.toptica.com/fileadmin/Editors_English/11_brochures_datasheets/toptica_BR_Scientific_Lasers.pdf
- [18] EYP-DFB-0760-00040-1500-TOC03-0000 datasheet. In: *Eagleyard photonics* [online]. b.r. [cit. 2017-04-04]. Dostupné z: http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-DFB-0760-00040-1500-TOC03-0000.pdf
- [19] EYP-DFB-0773-00073-1500-TOC03-0000 datasheet. In: *Eagleyard photonics* [online]. b.r. [cit. 2017-04-04]. Dostupné z: http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-DFB-0773-00073-1500-TOC03-0000.pdf

- [20] EYP-DFB-0780-00080-1500-TOC03-0000 datasheet. In: *Eagleyard photonics* [online]. b.r. [cit. 2017-04-04]. Dostupné z: http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-DFB-0780-00080-1500-TOC03-0000.pdf
- [21] EYP-DFB-0785-00100-1500-TOC03-0000 datasheet. In: *Eagleyard photonics* [online]. b.r. [cit. 2017-04-04]. Dostupné z: http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-DFB-0785-00100-1500-TOC03-0000.pdf
- [22] EYP-DFB-0852-00150-1500-TOC03-0000 datasheet. In: *Eagleyard photonics* [online]. b.r. [cit. 2017-04-04]. Dostupné z: http://www.eagleyard.com/fileadmin/downloads/data_sheets/EYP-DFB-0852-00150-1500-TOC03-0000.pdf
- [23] High Finesse Wavelength Meter specifications. In: *High Finesse* [online]. 2017 [cit. 2017-04-18]. Dostupné z: http://www.highfinesse.com/misc/miscfiles/HighFinesse_Wavemeter_web.pdf
- [24] DE GROOT, Peter J., Joanna SCHMIT, Katherine CREATH, Leslie L. DECK a Catherine E. TOWERS. *New algorithms and error analysis for sinusoidal phase shifting interferometry* [online]. b.r., , 70630- [cit. 2017-04-21]. DOI: 10.1117/12.795346. Dostupné z: <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?doi=10.1117/12.795346>
- [25] RS05P/M AutoCad Drawing. *Www.thorlabs.com* [online]. b.r. [cit. 2017-04-22]. Dostupné z: https://www.thorlabs.com/drawings/928f664c6e60f747-D265080C-5056-2306-D9138749BABCD826/RS05P_M-AutoCADPDF.pdf
- [26] SAG Calculator. *Edmund Optics, Inc.* [online]. b.r. [cit. 2017-05-04]. Dostupné z: <https://www.edmundoptics.com/resources/tech-tools/sag/>

Seznam obrázků

Obr. 2.1 – Schéma Youngova experimentu se dvojštěrbinou	16
Obr. 2.2 – Šíření paprsků ve vláknech se skokovým a gradientním indexem lomu [8]	19
Obr. 3.1 – Měření časové koherence laseru	21
Obr. 3.2 – Ilustrace transversálních módů laseru [11] (upraveno).....	21
Obr. 5.1 – Srovnání holografie s fotografií.....	25
Obr. 5.2 – Vliv zvětšení na rekonstrukci Off-axis hologramu	30
Obr. 6.1 – Schéma principu holografické interferometrie [7]	32
Obr. 6.2 – Schéma vektorů posunutí v DHI [12] (upraveno).....	33
Obr. 6.3 – Měření tvaru pomocí holografické interferometrie [7] (upraveno).....	34
Obr. 7.1 – Diodový laser Toptica DL Pro a zdroj DLC Pro.....	37
Obr. 7.2 – Diodové lasery použité pro měření	38
Obr. 7.3 – Přístroj na měření vlnové délky WS-6.....	39
Obr. 7.4 – Kamera Pointgrey Grasshopper 3.....	39
Obr. 7.5 – Vzorový příklad použití třídy LaserDLC v prostředí Matlab.....	41
Obr. 7.6 – Kalibrační data diody 780 nm.....	42
Obr. 7.7 – Schéma in-line (nahore) a off-axis (dole) uspořádání	43
Obr. 7.8 – Sestavení pro měření pomocí WSHI	45
Obr. 7.9 – Objekt Thorlabs RS05P/M.....	46
Obr. 7.10 – Sestava pro měření konkávního povrchu	47
Obr. 7.11 – Nákres parametrů potřebných k určení sagu.....	47
Obr. 7.12 – Závislost naměřeného sagu na vzdálenosti vlákna.....	48
Obr. 8.1 – Výsledky vyhodnocení dvojvlonné DHI	50
Obr. 8.2 – Okótovaný výsledek rekonstrukce WSHI z jedné laserové diody.....	52
Obr. 8.3 – Porovnání profilů z měření WSHI	53
Obr. 8.4 – Výřez z profilů na Obr. 8.3 z jedné (modře) a více vlnových délek (červeně).....	54
Obr. 8.5 – Okótovaný výsledek rekonstrukce WSHI z více laserových diod	54
Obr. 8.6 – Výkres držáku Thorlabs RS05P/M [25] (přeloženo).....	55
Obr. 8.7 – 3D render objektu z dat získaných pomocí WSHI	55
Obr. 9.1 – Ideový návrh tvarování vlnoplochy pro maximalizaci citlivosti měření	57

Seznam tabulek

Tab. 2.1 – Přehled jednotlivých typů laserů [6] [7].....	18
Tab. 7.1 – Přehled parametrů použitých laserových diod [18] [19] [20] [21] [22]	38
Tab. 7.2 – Přehled parametrů jednoho z měření pomocí dvouvlnné DHI.....	44
Tab. 8.1 – Přesnost měření WSHI pro jednotlivé části objektu.....	53