

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLMOUCI
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
KATEDRA OPTIKY

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Analýza odrazného prostorového
modulátoru světla



Vypracoval:	Bc. Jaroslav Žádník
Studijní program:	N0533A110003 - Digitální a přístrojová optika
Studijní obor:	1701T054 - Digitální a přístrojová optika
Forma studia:	Prezenční
Vedoucí diplomové práce:	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
Termín odevzdání práce:	květen 2021

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou diplomovou práci vypracoval samostatně pod vedením Mgr. Michala Baránka, Ph.D. a že jsem použil zdrojů, které cituji a uvádím v seznamu použitých pramenů.

V Olomouci dne 3. května 2021

.....
Bc. Jaroslav Žádník

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora	Bc. Jaroslav Žádník
Název práce	Analýza odrazného prostorového modulátoru světla
Typ práce	Diplomová
Pracoviště	Katedra optiky
Vedoucí práce	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
Rok obhajoby práce	2021
Abstrakt	Odrazné prostorové modulátory světla představují optoelektrické přístroje, které nachází řadu aplikací v moderní optice. V experimentálních uspořádáních je aktivní plocha modulátoru, displej z kapalných krystalů, běžně osvětlen šikmo dopadajícím světelným svazkem. Cílem diplomové práce je experimentální měření vybraných vlastností modulovaného světla v závislosti na úhlu dopadu vstupního svazku.
Klíčová slova	prostorový modulátor světla, polarizace, interference, kapalně krystaly
Počet stran	40
Počet příloh	0
Jazyk	český

Bibliographical identification

Autor's first name and surname	Bc. Jaroslav Žádník
Title	Analysis of the reflective spatial light modulator
Type of thesis	Master
Department	Department of Optics
Supervisor	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
The year of presentation	2021
Abstract	Spatial light modulators are optoelectronic devices with many applications in a modern optics. The aim of this work is to measure of properties of the modulated light in dependence on the incident angle.
Keywords	spatial light modulator, polarization, interference, liquid crystals
Number of pages	40
Number of appendices	0
Language	czech

Obsah

Úvod	6
1 Teorie	7
1.1 Prostorový modulátor světla	7
1.1.1 Aplikace	7
1.1.2 LCOS	8
1.1.3 Geometrie experimentu s LCOS	8
1.1.4 Kalibrační křivka	9
1.2 Teoretický model	11
1.3 Polarizace	13
1.3.1 Polarizační elipsa	13
1.3.2 Jonesův formalismus	13
1.3.3 Stokesův formalismus	14
1.4 Interference	17
2 Experiment	19
2.1 Polarizační měření	19
2.1.1 Popis experimentu	19
2.1.2 Zpracování dat	20
2.1.3 Vyhodnocení	22
2.2 Interferometrické měření	26
2.2.1 Popis experimentu	26
2.2.2 Zpracování dat	27
2.2.3 Vyhodnocení	28
3 Diskuze	34
3.0.1 Analýza	34
Závěr	38
Literatura	39

Úvod

Prostorové modulátory světla (PMS) nacházejí v moderní optice širokou škálu využití. Především z důvodu dynamického zobrazování bitmapových obrazců na aktivní část displeje PMS, pomocí kterých modulujeme amplitudu nebo fázi procházející světelné vlny.

PMS dělíme dle konstrukce na propustné a odrazné, přičemž v této práci pracujeme s odrazným PMS. Výhodou odrazného PMS je lineární charakter kalibrační křivky. Kalibrační křivka udává hodnotu fázového posunutí v závislosti na přivedeném signálu. Displej odrazného PMS můžeme používat v konfiguraci, kdy na něj svazek světla dopadá kolmo. V mnoha experimentech ale svazek světla dopadá na displej PMS pod úhlem θ . Důležitá je zde především velikost úhlu θ , která ovlivňuje kalibrační křivku PMS. Dle teoretického modelu předpokládáme změnu kalibrační křivky pro větší úhly. Výrobce udává maximální hodnotu, kdy je ještě zachována linearita kalibrační křivky, je $\theta = 10^\circ$ [1]. Cílem této práce je experimentální měření kalibračních křivek, pro vyšší hodnoty úhlů θ , než výrobcem doporučená maximální velikost.

Zjištění kalibračních křivek realizujeme pomocí polarizačního a interferometrického měření pro hodnoty $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ a 40° a hodnoty signálu přivedeného na PMS 0 - 255. U polarizačního měření budeme měřit polarizační stav modulovaného světla po odrazu od PMS a zjišťovat jeho změny vůči vstupnímu polarizačnímu stavu. Přitom uvažujeme, že se bude PMS chovat jako fázový prvek, který zavádí mezi složky polarizace fázový rozdíl. Tento fázový rozdíl budeme sledovat a následně z něj dopočítávat kalibrační křivky.

Interferometrické měření realizujeme díky schopnosti modulace optického klínu na PMS, kdy část svazku odkloníme a tím vytvoříme vlnu, která bude interferovat s vlnou v původním směru. Na část displeje přitom zobrazíme referenci a signál, který způsobí posun fáze signální vlny a tím pádem i posun interferenčních proužků na interferenčním poli. Ze změny polohy interferenčních proužků vůči referenci jsme následně schopni zjistit fázový rozdíl a následně kalibrační křivku.

Kapitola 1

Teorie

1.1 Prostorový modulátor světla

Prostorový modulátor světla (PMS) je elektrooptické zařízení, které nám umožňuje modulovat amplitudu i fázi elektromagnetického vlnění (Obr. 1.1). Vzhledem ke konstrukci dělíme PMS na odrazné a propustné.

Displej PMS je složen z kapalných krystalů, jejichž orientaci můžeme ovládat elektrickým polem, což vede ke změně optických vlastností. V tom případě mluvíme o elektrooptickém jevu, kdy působením vhodným nízkofrekvenčním napětím, měníme index lomu, a tím i působení na polarizované světlo. Kapalně krystaly mají doutníkovitý tvar a jsou umístěny v průhledné cele, ke které jsou přivedeny elektrody. Mají sklon se uspořádat orientovaně, čehož využíváme a orientaci měníme silovým působením [2].



Obrázek 1.1: PMS Hamamatsu X10468 používaný v této práci [1].

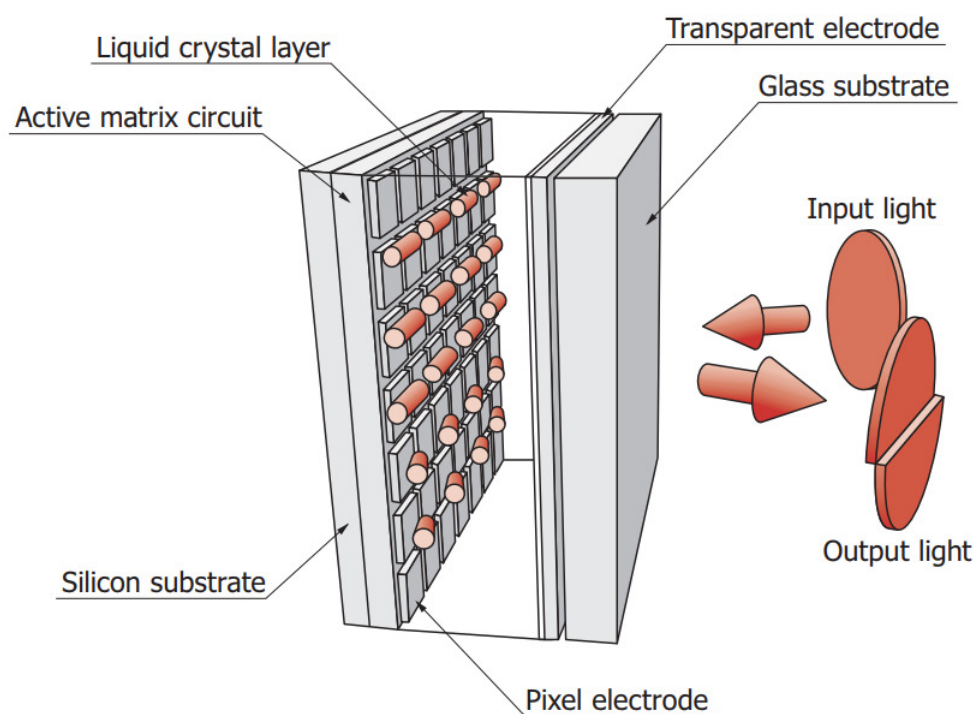
1.1.1 Aplikace

V moderní optice nalézá PMS nepřeberné množství aplikací, kde ho můžeme využít. PMS lze například využít při optické manipulaci částic, kdy na displej PMS zobrazíme počítačem generovaný hologram a vytváříme tak světelné pole, které následně používáme k přemístění částic [3, 4]. Uplatňuje se jako adaptivní optický prvek, díky

němuž můžeme měřit a také kompenzovat optické aberace [5, 6]. Další aplikací je vektorové tvarování pulsů pro femtosekundové lasery [7]. Zůstaneme-li v oblasti laserů, tak další zajímavou aplikací je obrábění materiálu pomocí laserového svazku. Na PMS zobrazíme počítačem generovaný hologram a z jednoho svazku můžeme vytvořit až několik stovek svazků, se kterými současně obrábíme [8]. V rámci mikroskopie můžeme využít PMS jako programovatelný Fourierovský filtr k realizaci vyššího kontrastu [9], nebo pro implementaci difrakčního optického prvku, což přináší výhody, jako například zjištění tloušťky pozorovaného fázového předmětu [10].

1.1.2 LCOS

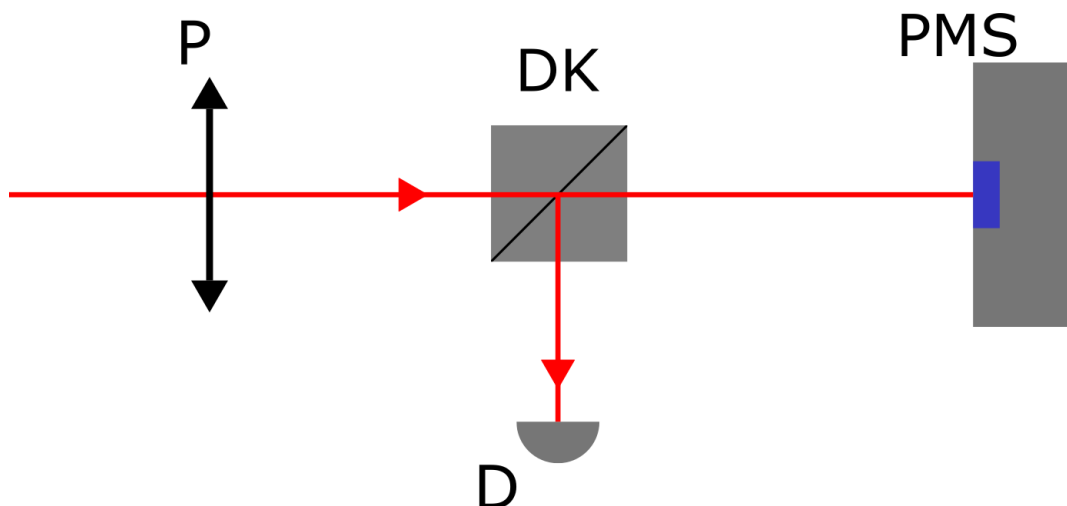
LCOS (Liquid Crystal On Silicon) PMS je elektricky adresovaný odrazný fázový PMS. LCOS PMS je založený na technologii, kde jsou tekuté krystaly umístěny na křemíkové vrstvě (Obr. 1.2), což nám umožňuje přímo je ovládat přiloženým napětím a tak i modulovat dopadající světlo. Všechna měření prováděna v této práci jsou realizována s PMS Hamamatsu X10468, na jehož aktivní plochu displeje můžeme přivést signál přes PC a tak ovlivňovat dopadající světlo. Oproti průchozím modulátorům se ty odrazné liší především velkým faktorem zaplnění, čehož je dosaženo vhodnou konstrukcí a také se vyznačují velkým prostorovým rozlišením a lineární kalibrační křivkou.



Obrázek 1.2: Schéma LCOS displeje [1].

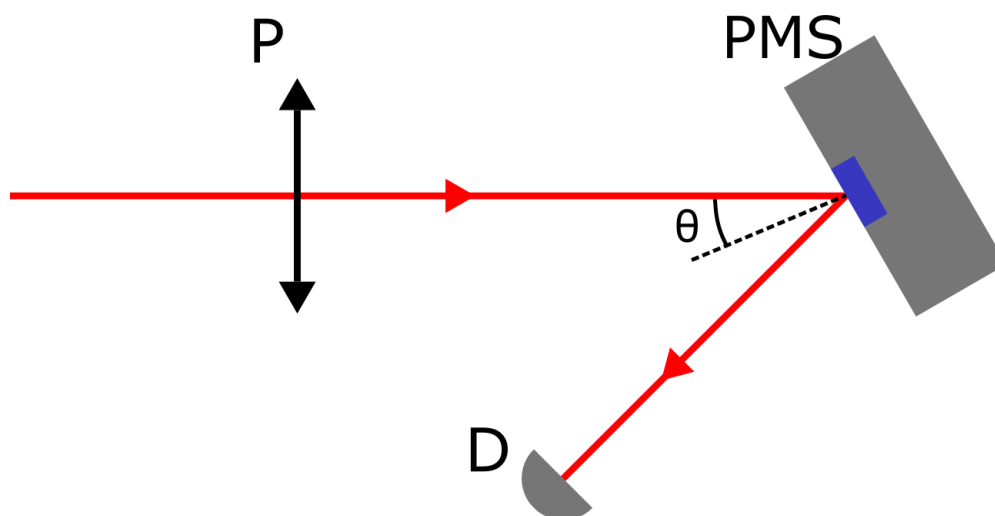
1.1.3 Geometrie experimentu s LCOS

Zakomponování odrazného PMS do experimentu můžeme provést dvěma způsoby. U prvního způsobu (Obr. 1.3), kdy svazek světla dopadá na PMS, používáme dělicí prvek. Tento způsob není ideální, jelikož zařazením dělicího prvku vznikají ztráty a parazitní odrazy.



Obrázek 1.3: PMS v kombinaci s dělicím prvkem. P značí vstupní polarizaci, DK dělicí prvek a D detektor.

Druhý způsob zařazení odrazného PMS do experimentu je takový, že svazek světla dopadá na aktivní plochu displeje pod určitým úhlem (Obr. 1.4). Zde nastává otázka, jak velký úhel dopadu svazku θ můžeme použít, aby PMS fungoval správně. Výrobce udává hodnota je $\theta = 10^\circ$. Dále ale blíže nespecifikuje, jak bude PMS fungovat, pokud budou úhly větší.

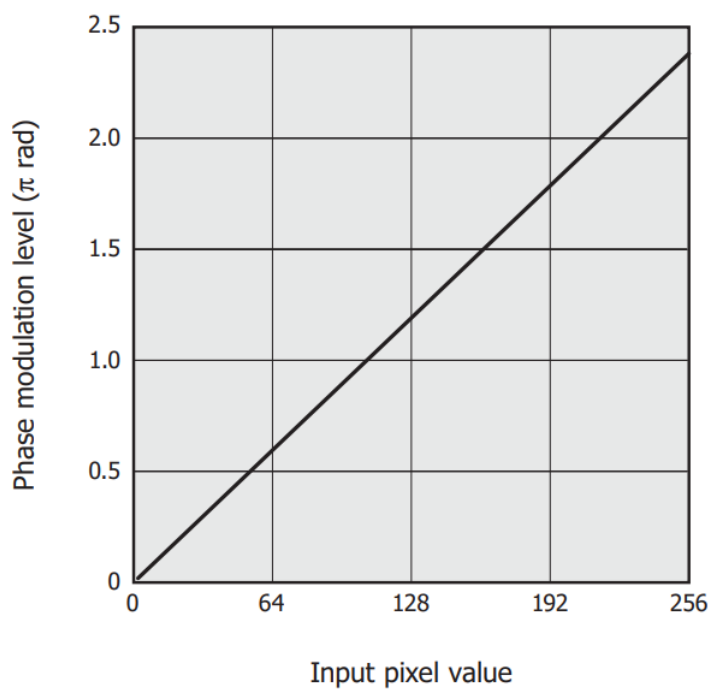


Obrázek 1.4: PMS při dopadu vstupního svazku pod úhlem θ . P je vstupní polarizace a D značí detektor.

1.1.4 Kalibrační křivka

Kalibrační křivka (Obr. 1.5) nám ukazuje, jakým způsobem je ovlivněna hloubka modulace, v závislosti na signálu. Pokud tedy pošleme signál na displej, tak z kalibrační křivky zjistíme, o jakou hodnotu se změní fáze vlny. Vlivem většího úhlu dopadu svazku na PMS se změní kalibrační křivka. Před samotným použitím PMS v experimentu je proto nutné provést jeho kalibraci, abychom docílili přesných fázových posunů. Cílem

této práce je zjistit, jak se tyto kalibrační křivky změny pro větší úhly dopadu, než výrobcem udávaná hodnota $\theta = 10^\circ$. Kalibrační křivky získáme pomocí polarizačního a interferometrického měření.



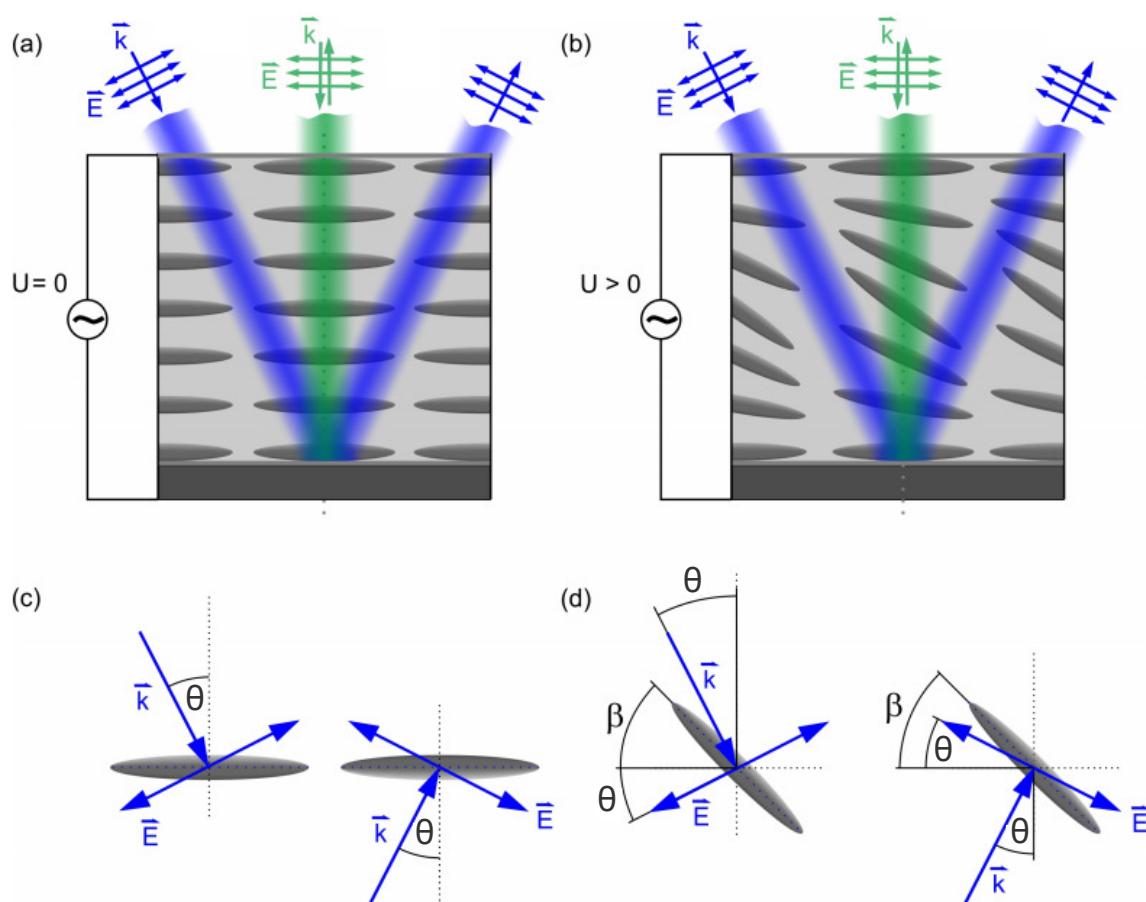
Obrázek 1.5: Příklad kalibrační křivky [1].

1.2 Teoretický model

Difrakční vzory se obvykle konstruují jako obrazce s 8 bitovou úrovní šedi v hodnotách 0 - 255. V závislosti na zobrazované úrovni šedi se přivede napětí U , které orientuje molekuly kapalných krystalů, což vede ke změně indexu lomu $n(U)$ pro lineárně polarizované světlo, orientované ve směru dlouhé osy molekul. Dopadající světlo s takovou polarizací cítí fázový posun

$$\Delta(U) = \frac{2\pi d}{\lambda} n(U), \quad (1.1)$$

kde d je tloušťka vrstvy kapalných krystalů, λ je vlnová délka světla ve vakuu a n je index lomu. Změna indexu lomu se zvětšujícím se napětím je obecně nelineární [11, 12].



Obrázek 1.6: Ilustrace orientace kapalných krystalů v displeji PMS při přivedeném napětí a) $U = 0$, b) $U > 0$. Směr vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} je ve stejné rovině jako dlouhá osa molekul kapalných krystalů. Celkový fázový posun je výsledkem průchodu přicházejícího a odraženého paprsku, jehož vlnové vektory \mathbf{k} mají úhel $\pm\theta$ vzhledem k povrchu PMS. V případě přivedeného napětí se dlouhá osa molekul změní o úhel $\beta(U)$. To má za následek změnu úhlu mezi dlouhou osou molekul kapalných krystalů a polarizací světla $\theta + \beta$ pro příchozí paprsek a $\theta - \beta$ pro odražený paprsek [11].

V takovém případě je z (Obr. 1.6) možné dopočítat fázovou odezvu pomocí rozdílu posunu fáze při $U = 0$ a $U > 0$. Fázová odezva pro $\theta = 0$ je

$$\Delta_0(\beta) = \frac{4\pi d n}{\lambda} (1 - \cos \beta(U)), \quad (1.2)$$

kde $\beta(U)$ je náklon molekul kapalných krystalů způsobený přivedeným napětím.

Lze si všimnout, že rostoucí úhel $\beta(U)$ vede k menším fázovým zpožděním. Pokud displej nakloníme a vstupní svazek bude dopadat na displej PMS pod úhlem θ , potom je fázová odezva úměrná projekci vektoru \mathbf{E} na dlouhou osu kapalných krystalů, vztah (1.2) tak přechází na

$$\Delta(\theta, \beta) = \frac{4\pi dn}{\lambda} \cos \theta (1 - \cos \beta), \quad (1.3)$$

kde θ značí naklonění displeje PMS. Oproti (1.2) se (1.3) liší pouze funkcí $\cos \theta$, který popisuje úhlovou závislost. Z výše uvedené rovnice vidíme závislost fázového posunu na 3 parametrech. Těmi jsou vlnová délka λ , úhel naklonění molekul kapalných krystalů $\beta(U)$, způsobený přivedeným napětím a úhel dopadu svazku θ na displej PMS.

Máme tedy fázové zpoždění, které je funkcí napětí, dopadového úhlu θ a vlnové délky

$$\Delta(U, \theta, \lambda) = \Delta_0(U, \lambda) \cos \theta. \quad (1.4)$$

1.3 Polarizace

Důležitou vlastností světla je polarizace, která vyjadřuje časovou závislost orientace vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} v prostoru. Obecně můžeme každou elementární elektromagnetickou vlnu považovat za polarizovanou. V takovém případě lze určit její polarizaci. Uvažujeme rovinu kolmou ke směru šíření vlny, a podíváme-li se proti směru šíření této vlny, budeme popisovat, po jaké křivce se pohybuje koncový bod vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} [13]. V obecném případě se koncový bod vektoru \mathbf{E} pohybuje po trajektorii odpovídající elipse.

1.3.1 Polarizační elipsa

Rovnici polarizační elipsy můžeme zjistit následovně. Mějme elementární elektromagnetickou vlnu šířící se v kladném směru osy z . Reálné složky vektoru $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$. Přitom platí

$$E_x = A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x), \quad (1.5)$$

$$E_y = A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y), \quad (1.6)$$

$$E_z = 0, \quad (1.7)$$

kde reálné amplitudy značíme A_x a A_y . Úhlová frekvence je $\omega = kc$, kde k značí vlnové číslo a c rychlost světla a δ_x, δ_y značí počáteční x -ovou a y -ovou fázi vektoru \mathbf{E} . V obecném případě vektor \mathbf{E} opisuje polarizační elipsu, která je popsána parametry A_x, A_y a δ . Přitom platí $\delta = \delta_y - \delta_x$.

V praxi se využívají dva speciální případy, kdy elipsa degeneruje na kružnici nebo úsečku. Kruhová polarizace nastává v případě, kdy je fázový rozdíl $\delta = \pm\pi/2$ a současně platí $A_x = A_y$. Pokud bude fázový rozdíl $\delta > 0$, mluvíme o pravotočivé kruhové polarizaci. V případě $\delta < 0$ se jedná o levotočivou kruhovou polarizaci. Pokud je fázový rozdíl $\delta = 0$ nebo $\delta = \pi$, eliptická polarizace degeneruje na lineární polarizaci [14].

1.3.2 Jonesův formalismus

Polarizované světlo můžeme popsat pomocí maticového Jonesova formalismu. Obecně elipticky polarizované světlo je popsáno vztahem

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\delta) \end{bmatrix}. \quad (1.8)$$

Světlo s lineární polarizací je popsáno vztahem

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} \cos \sigma \\ \pm \sin \sigma \end{bmatrix}, \quad (1.9)$$

kde σ je úhel, který svírá lineární polarizace vůči horizontální ose x . Světlo s kruhovou polarizací popisuje vztah

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ \pm i \end{bmatrix}. \quad (1.10)$$

Levotočivá kruhová polarizace je vyjádřena pomocí znaménka „-“ a pravotočivá je vyjádřena znaménkem „+“.

Pro popis průchodu světla optickou soustavou je nutné uvést Jonesovy matice optických komponent, které ovlivňují chování polarizovaného světla. Vztah mezi vstupní polarizací J_1 a výstupní polarizací J_2 je

$$J_2 = \mathbf{M}_J \cdot J_1, \quad (1.11)$$

kde \mathbf{M}_J je Jonesova transformační matice, popisující prvek, působící na polarizační stav světla.

Optická komponenta, která z jakékoliv vstupní polarizace propustí pouze lineární polarizaci, je lineární polarizátor. Jonesova matice pro lineární polarizátor natočený o úhel γ vůči horizontální ose x

$$\mathbf{LP}_J(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma & \sin \gamma \cos \gamma \\ \sin \gamma \cos \gamma & \sin^2 \gamma \end{bmatrix}. \quad (1.12)$$

Obecný tvar Jonesovy matice fázového prvku, zavádějící fázový rozdíl δ a natočeného o úhel γ vůči horizontální ose x , má tvar

$$\mathbf{FD}_J(\delta, \gamma) = \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma + \sin^2 \gamma \exp(-i\delta) & \cos \gamma \sin \gamma - \cos \gamma \sin \gamma \exp(-i\delta) \\ \cos \gamma \sin \gamma - \cos \gamma \sin \gamma \exp(-i\delta) & \sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma \exp(-i\delta) \end{bmatrix}. \quad (1.13)$$

Dle použití nejčastěji volíme $\delta = \pi/2$ nebo $\delta = \pi$. V případě, kdy $\delta = \pi/2$, mluvíme o čtvrtvlnné fázové destičce, pomocí které můžeme vstupní horizontální polarizaci transformovat na kruhovou polarizaci. Jonesova matice čtvrtvlnné fázové destičky natočené vůči x -ové horizontální ose o úhel γ , má tvar

$$\mathbf{FD}_J \lambda/4(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma - i \sin^2 \gamma & (1+i) \cos \gamma \sin \gamma \\ (1+i) \cos \gamma \sin \gamma & \sin^2 \gamma - i \cos^2 \gamma \end{bmatrix}. \quad (1.14)$$

Zvolíme-li fázový rozdíl $\delta = \pi$, jedná se o půlvlnnou fázovou destičku, díky které můžeme měnit orientaci kruhově polarizovaného světla. Jonesova matice půlvlnné fázové destičky natočené vůči x -ové ose o úhel γ , má následující tvar

$$\mathbf{FD}_J \lambda/2(\gamma) = \begin{bmatrix} \cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma & 2 \cos \gamma \sin \gamma \\ 2 \cos \gamma \sin \gamma & \sin^2 \gamma - \cos^2 \gamma \end{bmatrix}. \quad (1.15)$$

1.3.3 Stokesův formalismus

Polarizované světlo lze popsat také pomocí Stokesova formalismu. Výhoda Stokesova formalismu, oproti Jonesova formalismu, spočívá v možnosti popisu světla i částečně polarizovaného. U částečně polarizovaného světla jsme schopni určit stupeň polarizace q , pro který platí vztah

$$q = \sqrt{\frac{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}{P_0}}, \quad (1.16)$$

kde P_0, P_1, P_2, P_3 značí Poincarého parametry

$$P_0 = I_H + I_V, \quad P_1 = I_H - I_V, \quad P_2 = I_D - I_A, \quad P_3 = I_L - I_P, \quad (1.17)$$

kde $I_H, I_V, I_D, I_A, I_L, I_P$ jsou intenzity jednotlivých bází polarizačního stavu (horizontální \mathbf{H} , vertikální \mathbf{V} , diagonální \mathbf{D} , antidiagonální \mathbf{A} , kruhová levotočivá \mathbf{L} , kruhová pravotočivá \mathbf{P}). Z Poincarého parametrů můžeme získat Stokesovy parametry

$$S_0 = \frac{P_0}{P_0} = 1, \quad S_1 = \frac{P_1}{P_0}, \quad S_2 = \frac{P_2}{P_0}, \quad S_3 = \frac{P_3}{P_0}. \quad (1.18)$$

Pomocí převodních vztahů [14] můžeme ze Stokesových vektorů získat parametry polarizační elipsy

$$A_x = \sqrt{\frac{S_0 + S_1}{2}}, \quad A_y = \sqrt{\frac{S_0 - S_1}{2}}, \quad \delta = -\arctan \frac{S_3}{S_2}. \quad (1.19)$$

Chceme-li popsat polarizační prvek, který ovlivňuje polarizaci světla, definujeme Muellerovu transformační matici \mathbf{M}_M .

$$S_2 = \mathbf{M}_M \cdot S_1, \quad (1.20)$$

kde S_1 je vstupní polarizační stav a S_2 je výstupní polarizační stav. Taktéž jako u Jonesova formalismu, i zde uvedeme matice optických komponent, které působí na polarizované světlo. Muellerova matice lineárního polarizátoru natočeného o úhel γ vůči horizontální ose x , má tvar

$$\mathbf{LP}_M(\gamma) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\gamma & \sin 2\gamma & 0 \\ \cos 2\gamma & \cos^2 2\gamma & \sin 2\gamma \cos 2\gamma & 0 \\ \sin 2\gamma & \sin 2\gamma \cos 2\gamma & \sin^2 2\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.21)$$

Obecný tvar Muellerovy matice fázového prvku, který zavádí fázový rozdíl δ a je natočen o úhel γ vůči horizontální ose x , má tvar

$$\mathbf{FD}_M \delta(\gamma) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\gamma + \cos \delta \sin^2 2\gamma & (1 - \cos \delta) \sin 2\gamma \cos 2\gamma & \sin \delta \sin 2\gamma \\ 0 & (1 - \cos \delta) \sin 2\gamma \cos 2\gamma & \sin^2 2\gamma + \cos \delta \cos^2 2\gamma & -\sin \delta \cos 2\gamma \\ 0 & -\sin \delta \sin 2\gamma & \sin \delta \cos 2\gamma & \cos \gamma \end{bmatrix}. \quad (1.22)$$

Muellerova matice čtvrtvlnné fázové destičky, která zavádí fázový rozdíl $\delta = \pi/2$ mezi x -ovou a y -ovou složku polarizace, má tvar

$$\mathbf{FD}_M \lambda/4(\gamma) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\gamma & \sin 2\gamma \cos 2\gamma & \sin 2\gamma \\ 0 & \sin 2\gamma \cos 2\gamma & \sin^2 2\gamma & -\cos 2\gamma \\ 0 & -\sin 2\gamma & \cos 2\gamma & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.23)$$

Muellerova matice půlvlnné fázové destičky, která je natočená o úhel γ vůči ose x , a která zavádí fázový rozdíl $\delta = \pi$ mezi x -ovou a y -ovou složku polarizace, má tvar

$$\mathbf{FD}_M \lambda/2(\gamma) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\gamma & \sin 4\gamma & 0 \\ 0 & \sin 4\gamma & -\cos 4\gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}. \quad (1.24)$$

Na základě prezentovaného teoretického modelu můžeme předpokládat, že studovaný LCOS PMS se chová jako fázový prvek, který je orientovaný ve směru osy x . V tomto případě má Muellerova matice tvar

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Delta & \sin \Delta \\ 0 & 0 & -\sin \Delta & \cos \Delta \end{bmatrix}, \quad (1.25)$$

kde Δ je fázový posun způsobený PMS.

Pomocí převodních vztahů [15] a pro lepší fyzikální interpretaci převedeme Muellerovu matici na Jonesovu matici fázového prvku

$$J = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i\Delta) \end{bmatrix}, \quad (1.26)$$

kde Δ značí námi hledaný fázový rozdíl způsobený PMS.

1.4 Interference

Interferenci lze formulovat jako zvláštní příklad superpozice dvou a nebo více vln. Důsledkem interference vznikne vlnění s časově stálými maximy a minimy amplitudy vektoru elektrické intenzity \mathbf{E} . Dochází tak k lokálnímu zesilování a zeslabování intenzity elektromagnetického pole [16].

Budeme-li sledovat skládání dvou vln

$$U_1 = \sqrt{I_1} \cdot \exp(i\varphi_1), \quad (1.27)$$

$$U_2 = \sqrt{I_2} \cdot \exp(i\varphi_2), \quad (1.28)$$

tak se výsledná intenzita interferenčního pole bude řídit interferenční rovnicí

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \varphi \quad (1.29)$$

kde $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ značí fázový rozdíl interferujících vln. Na fázovém rozdílu φ závisí výsledná intenzita interferenčního pole. V případě $\cos \varphi = 1$, resp $\varphi = 2m\pi$, kde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, bude výsledná intenzita maximální. Mluvíme tedy o konstruktivní interferenci. Pokud se $\cos \varphi = -1$, resp $\varphi = (2m + 1)\pi$, kde $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, vlny se vzájemně vyruší a intenzita bude nulová [16, 17].

Z výše zmíněných případů si můžeme všimnout silné závislosti výsledné intenzity na fázovém rozdílu. Měřením intenzity světla jsme tímto principem schopni zjistit fázový rozdíl, čehož využijeme v našem experimentu. Uvažujme dvě vlny

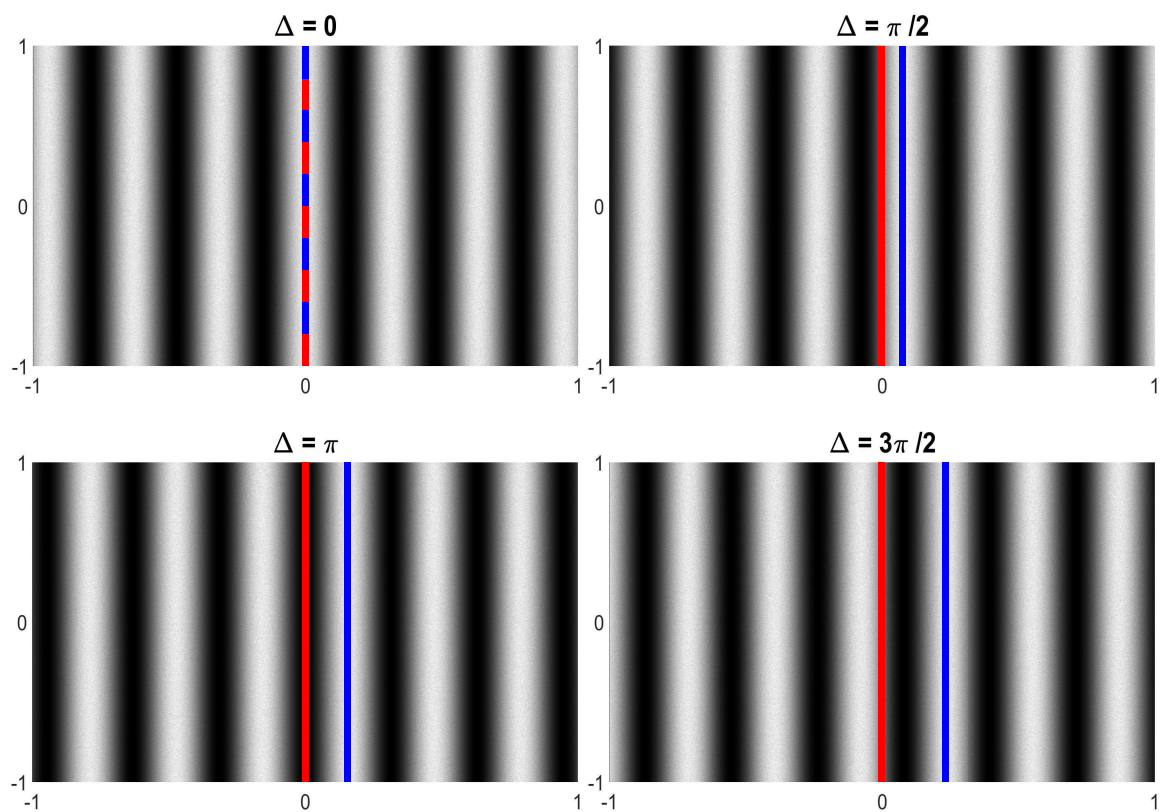
$$U_1 = \exp(i\Delta), \quad (1.30)$$

$$U_2 = \exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda}x \cdot \sin \alpha\right), \quad (1.31)$$

přičemž signální vlna U_1 dopadá kolmo na detektor a je posunutá o fázi Δ vlivem PMS. Referenční vlna U_2 dopadá na detektor pod úhlem α . Výsledná intenzita bude

$$I = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(2\pi\frac{\sin \alpha}{\lambda}x - \Delta\right), \quad (1.32)$$

kde Δ je fázový posun signální vlny, způsobený displejem PMS. Právě tento fázový posun Δ nám říká, o jakou hodnotu se signální vlna posune, což vede k posunu interferenčních proužků (Obr. 1.7).



Obrázek 1.7: Zřetelný posun interferenčních proužků vlivem změny fáze u signální vlny. X -ová a y -ová osa značí relativní velikost interferenčního pole. Červená svislá čára značí střed interferenčního pole. Modrá svislá čára značí posunutí se maximum interferenčního proužku.

Kapitola 2

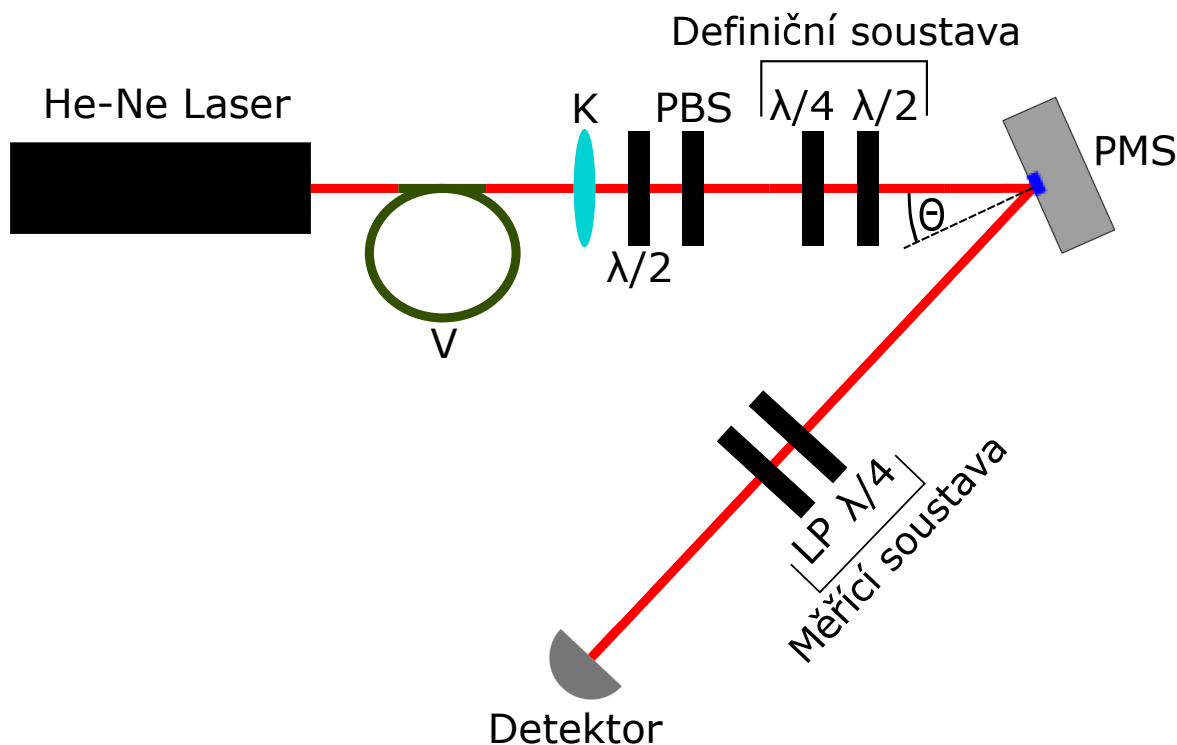
Experiment

2.1 Polarizační měření

2.1.1 Popis experimentu

V experimentu (Obr. 2.1) pracujeme s He-Ne laserem o vlnové délce 632,8 nm. Svazek světla vedeme optickým vláknem na kolimační čočku. Dále pak na půlvlnnou fázovou destičku a polarizační dělič. Půlvlnná destička je zde pro nastavení vstupní intenzity světla a polarizační dělič pro nastavení vstupní polarizace ve směru osy x . Následuje definiční soustava, která se skládá ze čtvrtvlnné fázové destičky a půlvlnné fázové destičky, na které můžeme definovat libovolnou polarizaci. Svazek světla s definovanou polarizací dopadá na displej PMS pod úhlem θ . Následně v měřící soustavě měříme polarizaci světla odraženého od PMS. Samotné měření spočívá v měření polarizace modulovaného světla po odrazu od PMS. Na PMS promítáme hodnoty signálu 0 - 255. Měření probíhá pro 4 vstupní polarizace (lineární polarizace ve směru osy x **LP X**, lineární polarizace ve směru osy y **LP Y**, diagonální polarizace **DP** a levotočivá kruhová polarizace **KPL**). Celé měření probíhá pro hodnoty úhlu dopadu svazku $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ$ a 40° . Polarizační komponenty v definiční a měřící soustavě jsou umístěny v motorizovaných montážích, které jsou řízeny přes skript napsaný v programu MATLAB.

Pro měření výkonu používáme detektor Thorlabs PM100 se senzorem S120A. V experimentu používáme odrazný fázový PMS Hamamatsu X10468 s velikostí aktivního displeje 800 x 600 pixelů a velikosti jednoho pixelu $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ [1].



Obrázek 2.1: Geometrie experimentu pro polarizační měření. V - optické vlákno, K - kolimační čočka, $\lambda/2$ - půlvlnná fázová destička, PBS - polarizační dělič, $\lambda/4$ - čtvrtvlnná fázová destička, LP - lineární polarizátor. Detekce probíhá na detektor Thorlabs PM100 se senzorem S120A.

2.1.2 Zpracování dat

Svazek světla s neznámou polarizací po odrazu od PMS prochází měřicí soustavou, pomocí které neznámou polarizaci rozložíme do bází. Rozklad se provádí pomocí čtvrtvlnné fázové destičky a lineárního polarizátoru, jejichž osy natačíme dle (Tab. 2.1).

Rozklad neznámé polarizace do bází	FD $\lambda/4$ $\gamma[^\circ]$	LP $\gamma[^\circ]$
Horizontální	0	0
Vertikální	90	90
Diagonální	45	45
Antidiagonální	-45	-45
Levotočivá	0	-45
Pravotočivá	0	45

Tabulka 2.1: Hodnoty natočení optických prvků pro rozklad neznámé polarizace [18].

Postupně detekujeme všechny báze a zaznamenáváme výkon. Ze zaznamenaných bází vypočítáme dle (1.17) Poincarého parametry a dle (1.18) Stokesovy parametry, ze kterých vytvoříme Stokesovy vektory. Měření realizujeme pro 4 vstupní polarizace (2.15), které zapisujeme ve formě Stokesových vektorů. Ze znalosti čtyř vstupních a čtyř výstupních Stokesových vektorů zjistíme Muellerovu matici.

$$\begin{aligned}
\mathbf{M} = \mathbf{S}'\mathbf{S}^{-1} &= \begin{bmatrix} S'_{0LPX} & S'_{0LPY} & S'_{0KPL} & S'_{0DP} \\ S'_{1LPX} & S'_{1LPY} & S'_{1KPL} & S'_{1DP} \\ S'_{2LPX} & S'_{2LPY} & S'_{2KPL} & S'_{2DP} \\ S'_{3LPX} & S'_{3LPY} & S'_{3KPL} & S'_{3DP} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{0LPX} & S_{0LPY} & S_{0KPL} & S_{0DP} \\ S_{1LPX} & S_{1LPY} & S_{1KPL} & S_{1DP} \\ S_{2LPX} & S_{2LPY} & S_{2KPL} & S_{2DP} \\ S_{3LPX} & S_{3LPY} & S_{3KPL} & S_{3DP} \end{bmatrix}^{-1} = \\
&= \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix}, \tag{2.1}
\end{aligned}$$

kde \mathbf{S}' je matice složená ze 4 Stokesových vektorů výstupních polarizací a \mathbf{S}^{-1} je inverzní matice složená ze 4 Stokesových vektorů vstupních polarizací. Muellerovu matici předpokládáme dle teoretického modelu ve tvaru fázového prvku (1.25), který zavádí fázový rozdíl Δ . Převod mezi těmito dvěma maticemi provádíme za předpokladu polarizovaného světla. V našem případě platí $q \in \langle 0, 9; 1 \rangle$. Muellerovu matici fázového prvku převedeme na Jonesovu matici fázového prvku [15] ve tvaru

$$J = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix}, \tag{2.2}$$

kde prvky Jonesovy matice formulujeme ve tvaru

$$r_{u,v} = |r_{u,v}| \cdot \exp(i\Delta_{u,v}), \tag{2.3}$$

kde $u, v = 1, 2$. Fáze jednotlivých členů má tvar

$$\exp(i\Delta) = \cos \Delta + i \sin \Delta. \tag{2.4}$$

$$r_{11} = [(m_{11} + m_{12} + m_{21} + m_{22})/2]^{1/2} \tag{2.5}$$

$$r_{12} = [(m_{11} - m_{12} + m_{21} - m_{22})/2]^{1/2} \tag{2.6}$$

$$r_{21} = [(m_{11} + m_{12} - m_{21} - m_{22})/2]^{1/2} \tag{2.7}$$

$$r_{22} = [(m_{11} - m_{12} - m_{21} + m_{22})/2]^{1/2} \tag{2.8}$$

$$\cos(\Delta_{12}) = \frac{(m_{13} + m_{23})}{[(m_{11} + m_{21})^2 - (m_{12} + m_{22})^2]^{1/2}} \tag{2.9}$$

$$\sin(-\Delta_{12}) = \frac{(m_{14} + m_{24})}{[(m_{11} + m_{21})^2 - (m_{12} + m_{22})^2]^{1/2}} \tag{2.10}$$

$$\cos(\Delta_{21}) = \frac{(m_{31} + m_{32})}{[(m_{11} + m_{12})^2 - (m_{21} + m_{22})^2]^{1/2}} \tag{2.11}$$

$$\sin(-\Delta_{21}) = \frac{(m_{41} + m_{42})}{[(m_{11} + m_{12})^2 - (m_{21} + m_{22})^2]^{1/2}} \tag{2.12}$$

$$\cos(\Delta_{22}) = \frac{(m_{33} + m_{44})}{[(m_{11} + m_{22})^2 - (m_{21} + m_{12})^2]^{1/2}} \tag{2.13}$$

$$\sin(-\Delta_{22}) = \frac{(m_{43} - m_{34})}{[(m_{11} + m_{22})^2 - (m_{21} + m_{12})^2]^{1/2}} \tag{2.14}$$

Získaná Jonesova matice fázového prvku má tvar (1.26), kde Δ značí námi hledaný fázový rozdíl způsobený PMS. Převedením Muellerovy matice na Jonesovu matici si zajistíme lepší fyzikální interpretaci, a to hlavně z důvodu vykreslování polarizačních elips (Obr. 2.2), s jejímiž parametry Jonesův formalismus pracuje. Z Jonesových matic už snadno získáme hodnoty fázových rozdílů, které dále vykreslujeme pro všechny hodnoty signálů zobrazovaných na PMS a úhly dopadu svazku na PMS.

2.1.3 Vyhodnocení

Pro představu můžeme uvést příklad měření. Chceme získat hodnotu fázového rozdílu Δ pro $\theta = 10^\circ$ při hodnotě signálu 64. Celou soustavu tedy nastavíme na úhel $\theta = 10^\circ$ a na displej PMS zobrazíme signál o hodnotě 64. Pro 4 vstupní polarizace (2.15) postupně měříme polarizaci rozkladem do jednotlivých bází.

$$\mathbf{S}_{LPX} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{S}_{LPY} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \mathbf{S}_{KPL} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} \quad \mathbf{S}_{DP} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

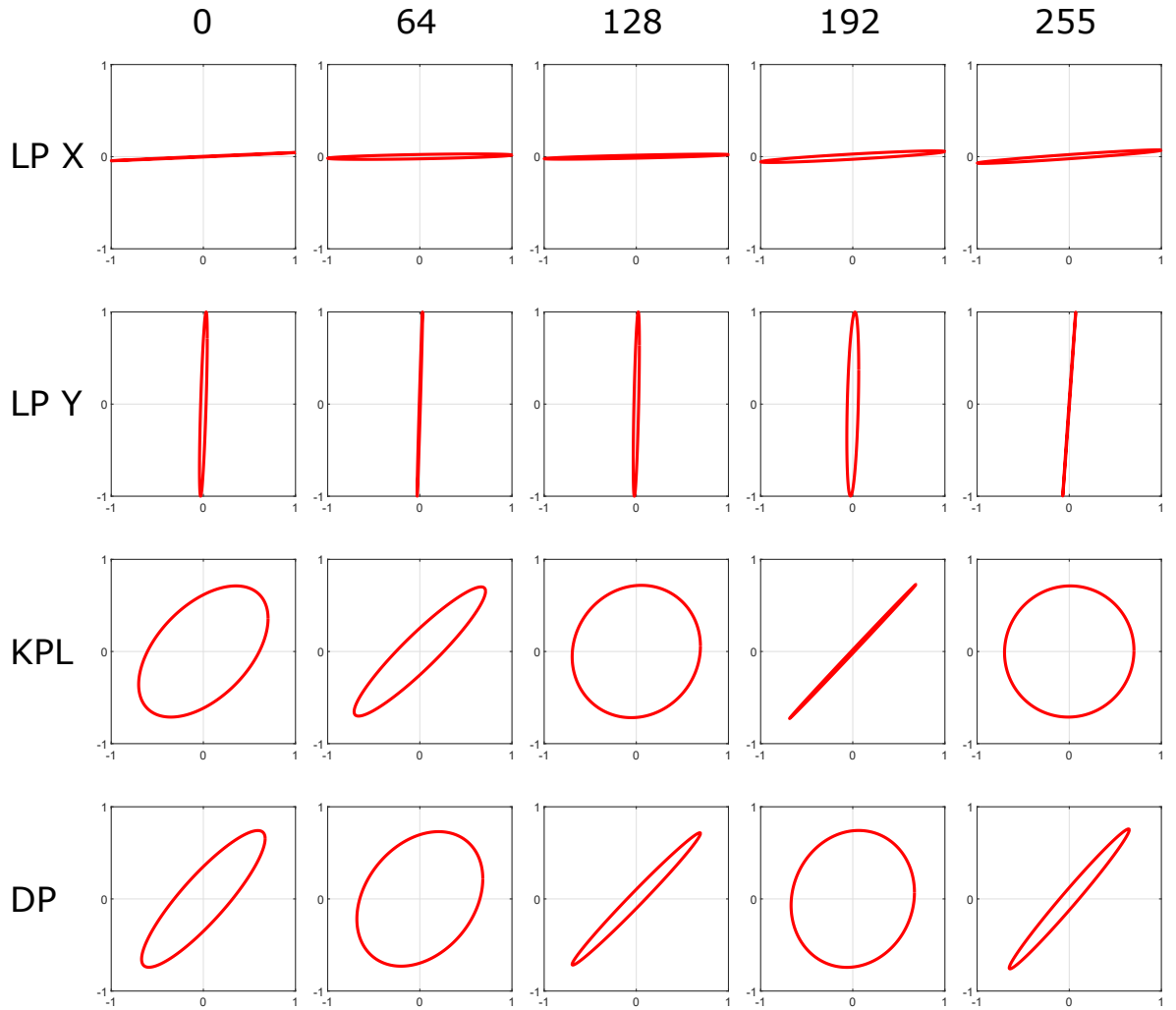
Pro hodnotu signálu 64 na PMS tedy získáme 6 hodnot intenzit jednotlivých bází pro každou polarizaci, celkem tedy 24 hodnot (Tab. 2.2). Stupeň polarizace pro vybrané naměřené hodnoty je zobrazen v (Tab. 2.3).

Naměřené hodnoty bází polarizace				
Báze	LP X	LP Y	KPL	DP
H	212,55	0,19	107,37	100,79
V	0,18	216,28	103,74	115,05
D	117,58	118,08	6,90	143,75
A	102,12	109,65	209,27	78,11
L	100,03	114,14	73,65	6,50
P	120,68	112,36	158,31	226,06

Tabulka 2.2: Naměřené hodnoty jednotlivých bází polarizace (v mW).

Stupeň polarizace pro vybrané hodnoty signálu					
Polarizace \ Signál	0	64	128	192	255
LP X	1,00	1,00	0,99	0,99	1,00
LP Y	0,99	0,99	0,99	0,99	0,99
KPL	1,00	1,00	0,95	1,00	1,00
DP	1,00	0,98	1,00	0,95	1,00

Tabulka 2.3: Stupeň polarizace pro vybrané hodnoty signálu dle (Obr. 2.2) a $\theta = 10^\circ$. Podmínkou pro převod Muellerovy matice na Jonesovu matici je použití polarizovaného světla.



Obrázek 2.2: Polarizační elipsy pro čtyři vstupní polarizační stavy (LP X, LP Y, KPL a DP) pro vybrané hodnoty signálu na PMS (0, 64, 128, 192, 255) při hodnotě $\theta = 10^\circ$. Z obrázku je patrná minimální změna pro lineární polarizace ve směru osy x a y . Změna signálu tyto dvě polarizace téměř neovlivňuje. Dále je vidět transformace diagonální polarizace na kruhovou polarizaci a zpět. Kruhová polarizace se také mění, a to na diagonální a zpátky na kruhovou. Tyto transformace značí změnu fázového rozdílu, který právě znázorňuje změny mezi kruhovou a diagonální polarizací. Toto chování lze popsat Jonesovou transformační maticí fázového prvku ve tvaru (1.26).

Z těchto 24 hodnot určíme dle (1.17) a (1.18) 4 výstupní Stokesovy vektory

$$\mathbf{S}'_{LPX} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0.99 \\ 0.07 \\ -0.09 \end{bmatrix} \quad \mathbf{S}'_{LPY} = \begin{bmatrix} 1 \\ -0.99 \\ 0.03 \\ 0.01 \end{bmatrix} \quad \mathbf{KPL} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0.01 \\ -0.93 \\ -0.36 \end{bmatrix} \quad \mathbf{DP} = \begin{bmatrix} 1 \\ -0.06 \\ 0.29 \\ -0.94 \end{bmatrix}, \quad (2.16)$$

ze kterých složíme matici Stokesových vektorů

$$\mathbf{S}' = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0,99 & -0,99 & 0,01 & -0,06 \\ 0,07 & 0,03 & -0,93 & 0,29 \\ -0,09 & 0,01 & -0,36 & -0,94 \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

Inverzní matice \mathbf{S}^{-1} složená ze 4 vstupních polarizací (2.15) má tvar

$$\mathbf{S}^{-1} = \begin{bmatrix} 0,5 & 0,5 & -0,5 & 0,5 \\ 0,5 & -0,5 & -0,5 & 0,5 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.18)$$

Ze vztahu (2.1) získáme Muellerovu matici

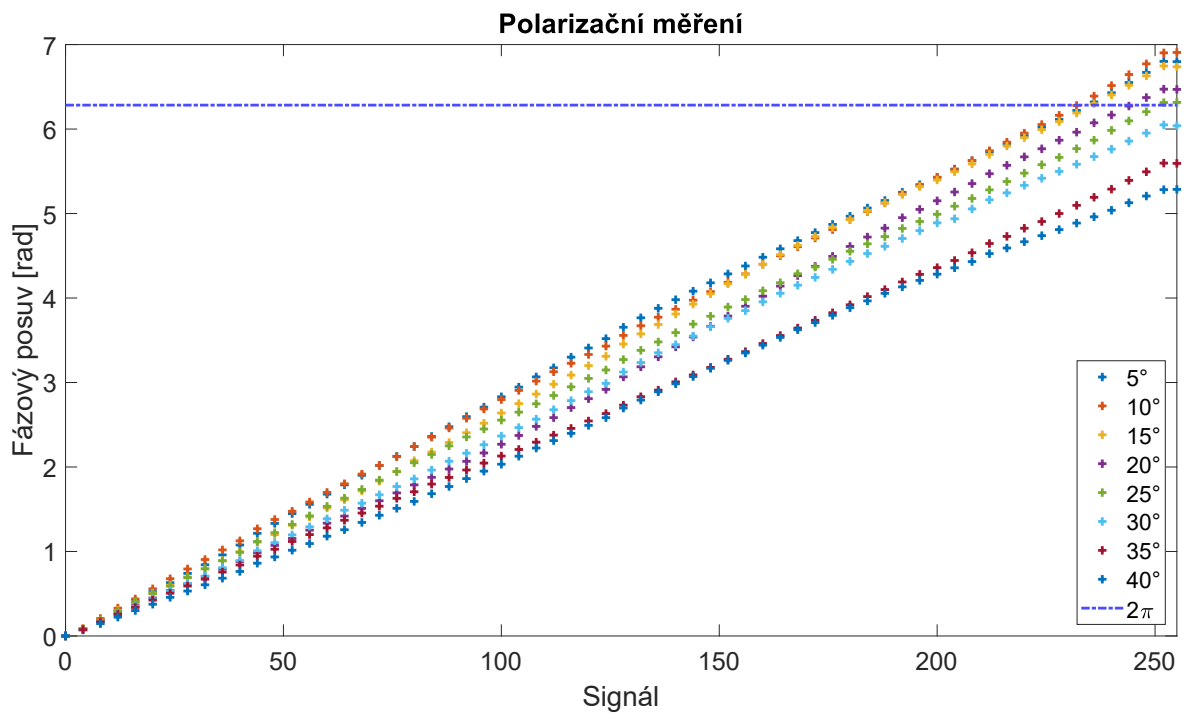
$$\mathbf{M} = \mathbf{S}'\mathbf{S}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,99 & -0,06 & -0,01 \\ 0,05 & 0,01 & 0,24 & 0,98 \\ -0,04 & -0,05 & -0,90 & 0,32 \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Můžeme si všimnout, že námi získaná Muellerova matice \mathbf{M} je téměř shodná s Muellerovou maticí fázového prvku (1.25), která zavádí fázový rozdíl Δ .

Pro náš případ $\theta = 10^\circ$ a hodnotu signálu 64 na PMS má Jonesova matice podobu

$$J = \begin{bmatrix} 0,99 & 0,03 \\ 0,03 & 0,99 \cdot \exp(-i \cdot 0,40) \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Člen $\exp(-i\Delta)$ pro zadané hodnoty je nutné ještě přepočítat pomocí funkce `unwrap` a získanou hodnotu vztáhnout k referenci, která odpovídá signálu 0. Výsledný fázový rozdíl při hodnotě signálu 64 a úhlu $\theta = 10^\circ$ je $\Delta = 1,80$ rad. Tímto způsobem získáme fázové rozdíly pro úhly $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$ a signál na PMS 0 - 255 (Obr. 2.3).



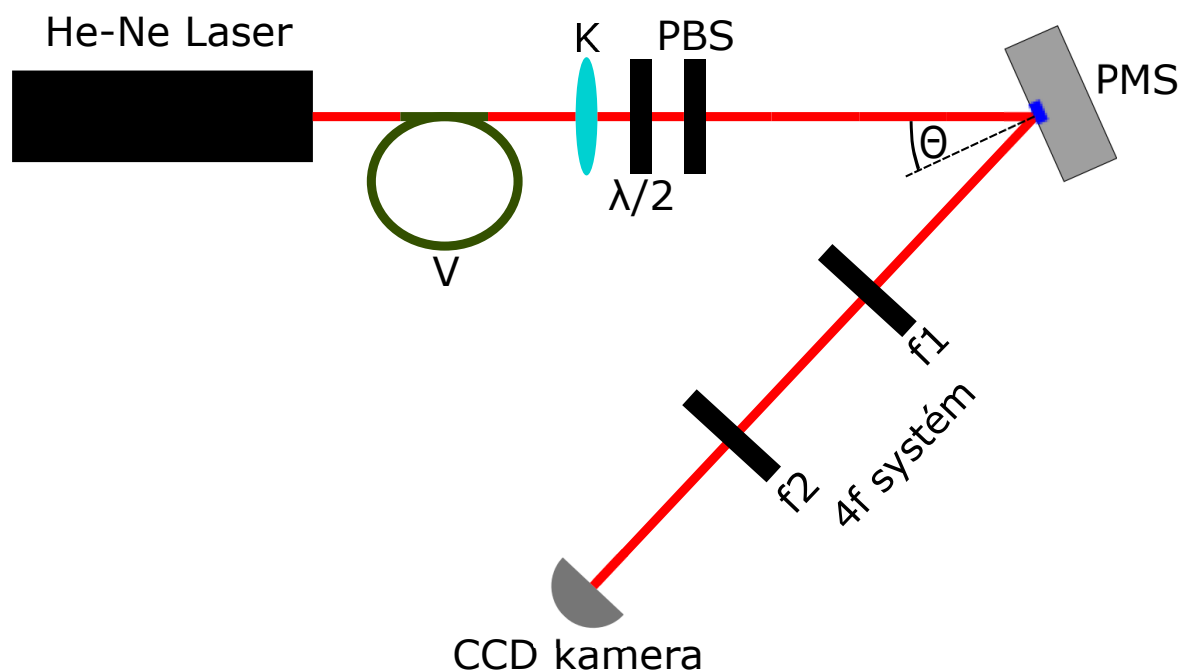
Obrázek 2.3: Fázové rozdíly zjištěné polarizačním měřením.

2.2 Interferometrické měření

2.2.1 Popis experimentu

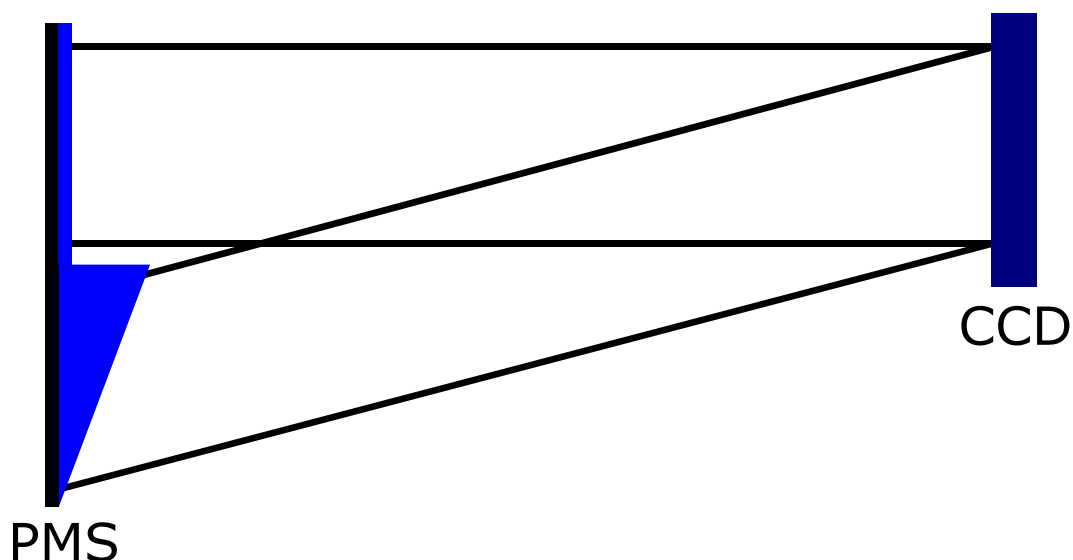
Stejně jako u polarizačního měření, také v tomto experimentu (Obr. 2.4) pracujeme s He-Ne laserem o vlnové délce 632,8 nm, jehož svazek vyvedeme optickým vláknem na kolimační čočku a dále na půlvlnnou fázovou destičku a polarizační dělič. Díky polarizačnímu děliči získáme lineárně polarizované světlo ve směru osy x a půlvlnnou fázovou destičkou upravujeme intenzitu světla. Svazek světla dopadá na displej PMS pod úhlem θ . Světlo se odráží a prochází 4f systémem, kterým propouštíme pouze nultý difrakční řád. Interferenční pole sledujeme na CCD kameře F-View II. Měření provádíme pro úhly $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$ a pro hodnoty signálu 0 - 255.

Rovněž jako při polarizačním měření, i zde používáme odrazný fázový PMS Hamamatsu X10468 s velikostí aktivního displeje 800 x 600 pixelů a velikosti jednoho pixelu $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$ [1].

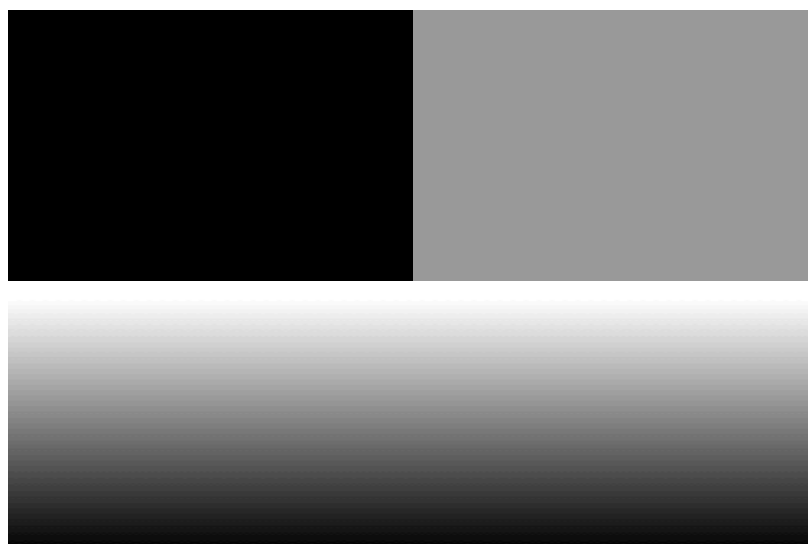


Obrázek 2.4: Geometrie experimentu pro interferometrické měření. V - optické vlákno, K - kolimační čočka, $\lambda/2$ - půlvlnná fázová destička, PBS - polarizační dělič, f1 - bikonvexní čočka, f2 - mikroskopový objektiv, CCD kamera F-View II.

Pro získání interference využijeme PMS a jeho schopnost modulovat světlo. Na části displeje vytvoříme optický klín, který bude světlo směřovat na detektor (Obr. 2.5). Na zbyvajících částech displeje vytvoříme dvě pole. Na prvním z nich bude zobrazen referenční signál a na druhém poli budeme zobrazovat hodnoty 0 - 255 (Obr. 2.6). Na základě teoretického modelu je pro interferenci v takovém uspořádání důležitý překryv signální a referenční vlny a také úhel, pod kterým dopadá referenční vlna. Vhodnou volbou těchto parametrů docílíme optimální periody interferenčních proužků na kameře. Toho docílíme kombinací čočky a mikroskopového objektivu. V našem případě pomocí bikonvexní čočky s obrazovou ohniskovou vzdáleností 150 mm a mikroskopovým objektivem UPlanFL N se zvětšením 10x a numerickou aperturou 0,3. Na výsledném interferenčním



Obrázek 2.5: Princip interference.



Obrázek 2.6: Detail displeje PMS. Černá plocha značí referenční signál, na šedou část promítáme signál 0 - 255 a ve spodní polovině je namodulován optický klín.

poli bude patrné svislé rozhraní, které odděluje signální a referenční část. Bude-li nastavena referenční hodnota signálu 0, a budeme-li promítat signál od 0 - 255, budeme pozorovat, jak se signální část pole posunuje vůči referenční části. Pro zjištění fázového rozdílu, který vzniká mezi těmito dvěma vlnami, porovnáme řádek z referenční části a řádek ze signální části. Poté proložíme funkcí \cos dle (1.32), zjistíme tak jejich fázové rozdíly, které od sebe odečteme. Tímto způsobem máme zjištěn fázový rozdíl Δ .

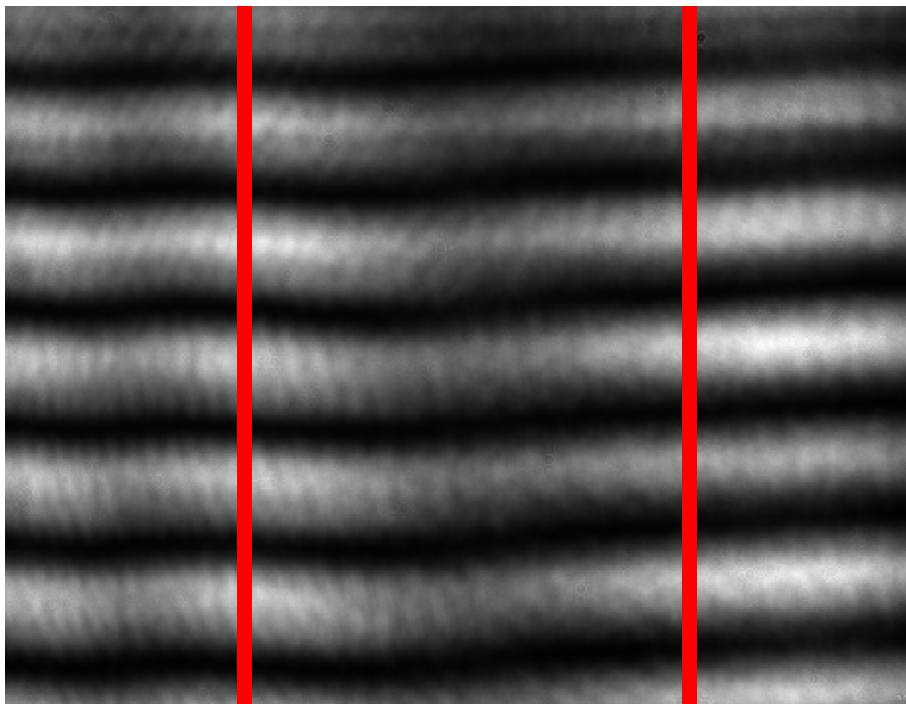
2.2.2 Zpracování dat

Svazek světla s lineární polarizací dopadá na aktivní část displeje PMS, na kterém je namodulován optický klín a zároveň přiveden signál. Odrazem od displeje vzniká signální a referenční vlna. Vhodnou volbou parametrů 4f systému docílíme překryvu signální a

referenční vlny a vznikne interferenční pole, které má referenční část a signální část. Změna přivedeného signálu na displeji způsobí změnu fáze signální vlny a tím i posun interferenčních proužků, jak již bylo zmíněno v kapitole 1.4. Pro každý signál tedy získáme interferenční obrazec, ze kterého vezmeme zvlášť signální a zvlášť referenční část. Intenzitní profil těchto dvou částí proložíme funkcí \cos dle (1.32). Ze znalosti ostatních parametrů zjistíme fázové posuny obou vln. Fázové posuny od sebe odečteme a tak získáme fázový rozdíl Δ .

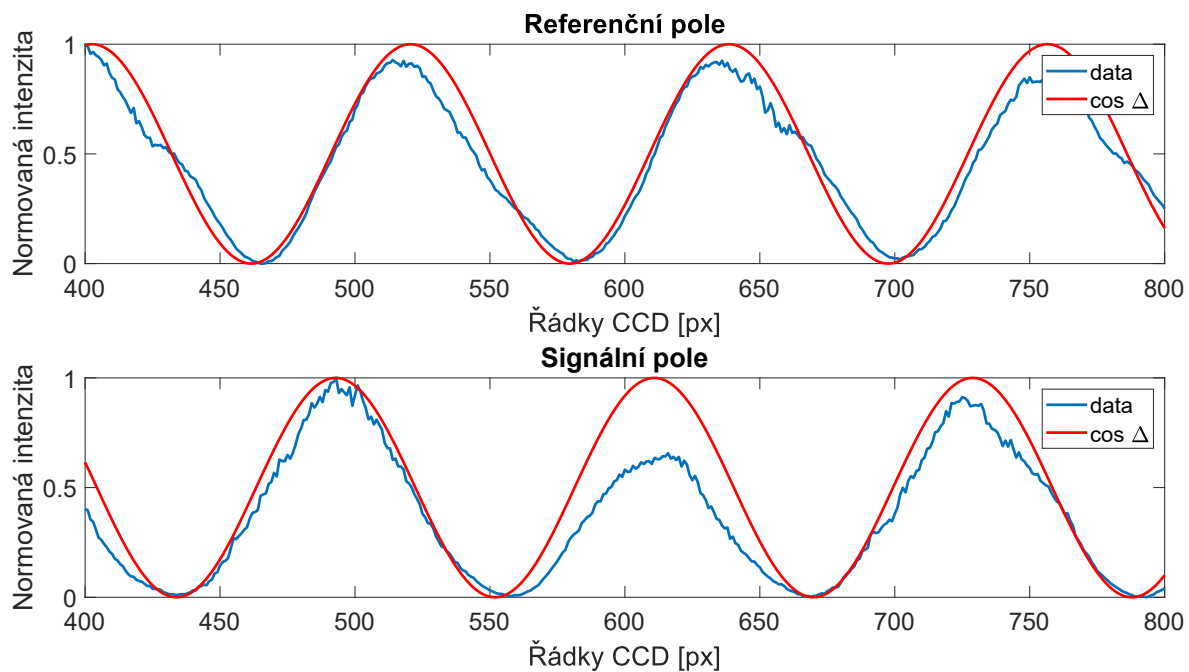
2.2.3 Vyhodnocení

Pro znázornění uveďme stejnou situaci jako u polarizačního měření. Mějme úhel dopadu svazku na PMS $\theta = 10^\circ$ a hodnotu signálu 64. Získáme interferenční pole (Obr. 2.7), jehož signální a referenční část fitujeme dle (1.32) (Obr. 2.8). Ze získaných parametrů zjistíme fázové posuny obou vln. Abychom měli kompletní všechny parametry fitu, odečteme při měření periodu interferenčních proužků. Pro referenční vlnu je fázový posun 2.58 rad a pro signální 1.11 rad. Obě hodnoty od sebe odečteme a následně ji přepočítáme pomocí funkce `unwrap`. Získanou hodnotu vztáhneme k referenci, která odpovídá signálu 0. Fázový rozdíl pro $\theta = 10^\circ$ a signál 64 je $\Delta = 1.69$ rad.



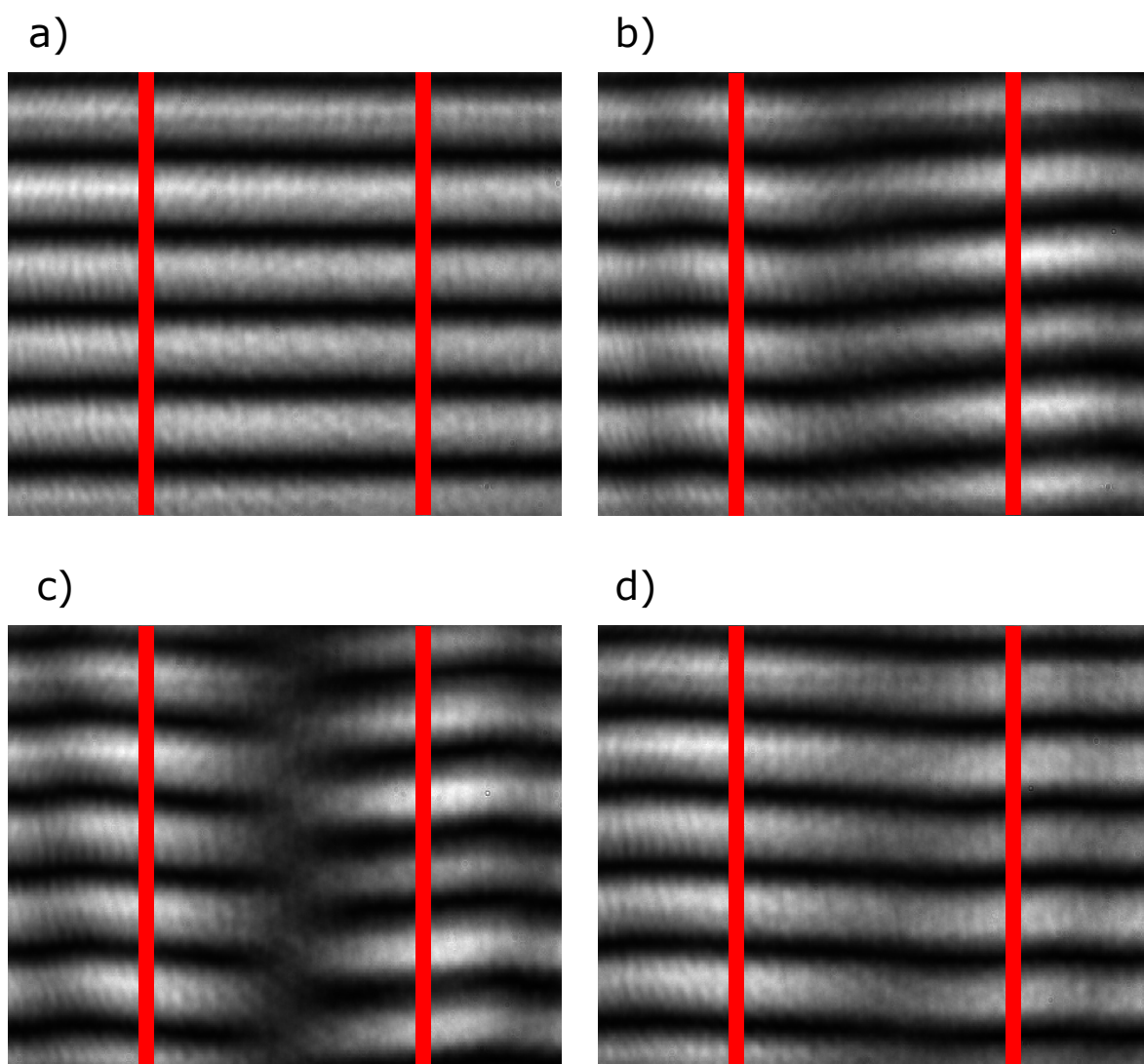
Obrázek 2.7: Interferenční pole pro hodnotu signálu 64 a $\theta = 10^\circ$. Červené svislé čáry označují referenční a signální část pole.

Tímto způsobem vyhodnotíme všechny získané interferogramy pro hodnoty úhlu dopadu svazku $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$ a hodnoty signálu 0 - 255.



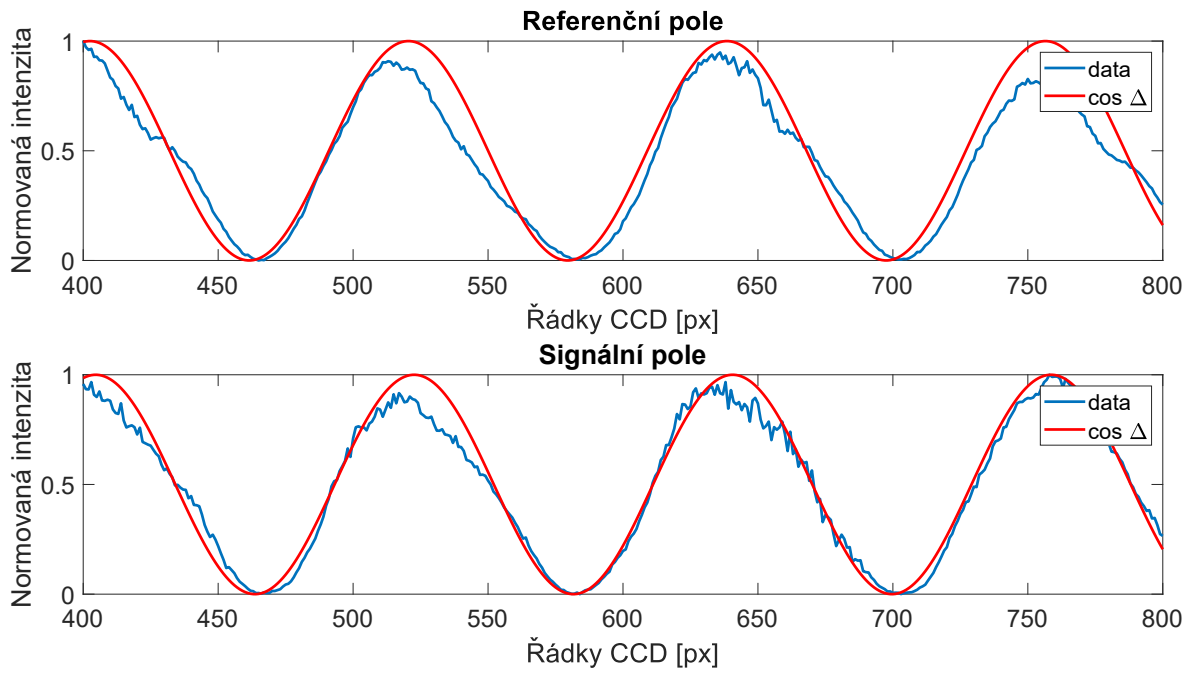
Obrázek 2.8: Intenzitní profil referenčního a signálního pole pro hodnotu signálu 64 a $\theta = 10^\circ$.

Pro představu můžeme uvést interferenční pole pro hodnoty signálu 0, 64, 128 a 192 s vyznačenou částí, na které probíhá vyhodnocení (Obr. 2.9). Lze si všimnout posunutí interferenčních proužků pro různé hodnoty signálu, které porovnáváme s referenčními hodnotami a následně zjišťujeme fázové rozdíly.

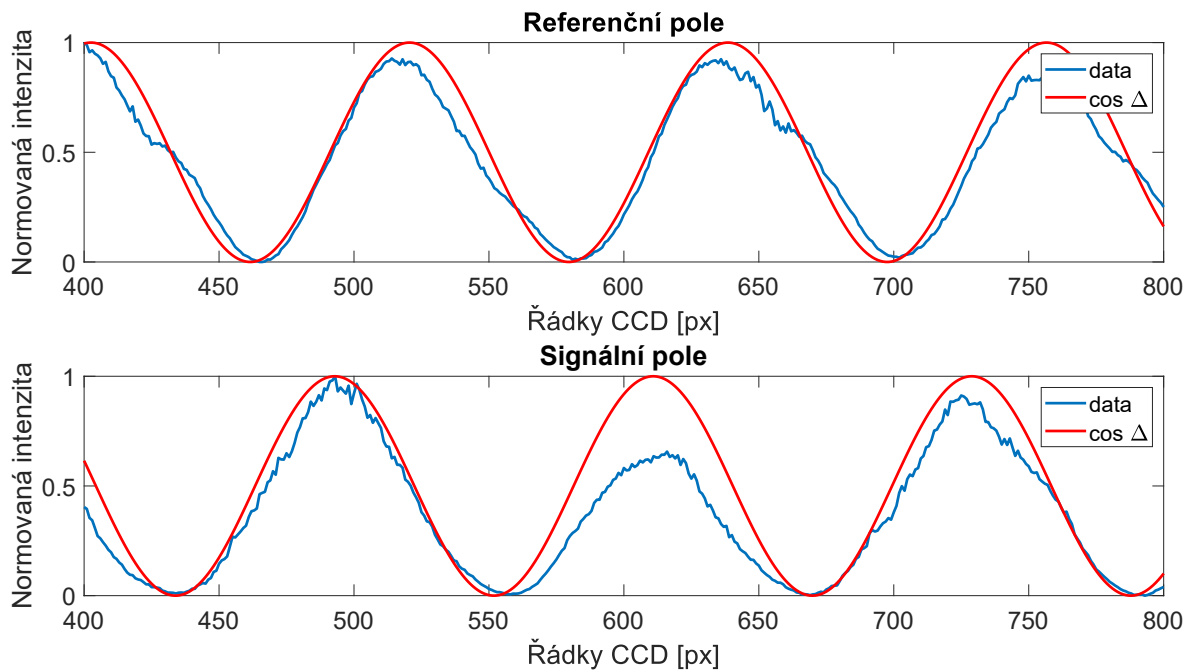


Obrázek 2.9: Interferenční pole pro $\theta = 10^\circ$ a hodnoty signálu a) 0, b) 64, c) 128, d) 192.

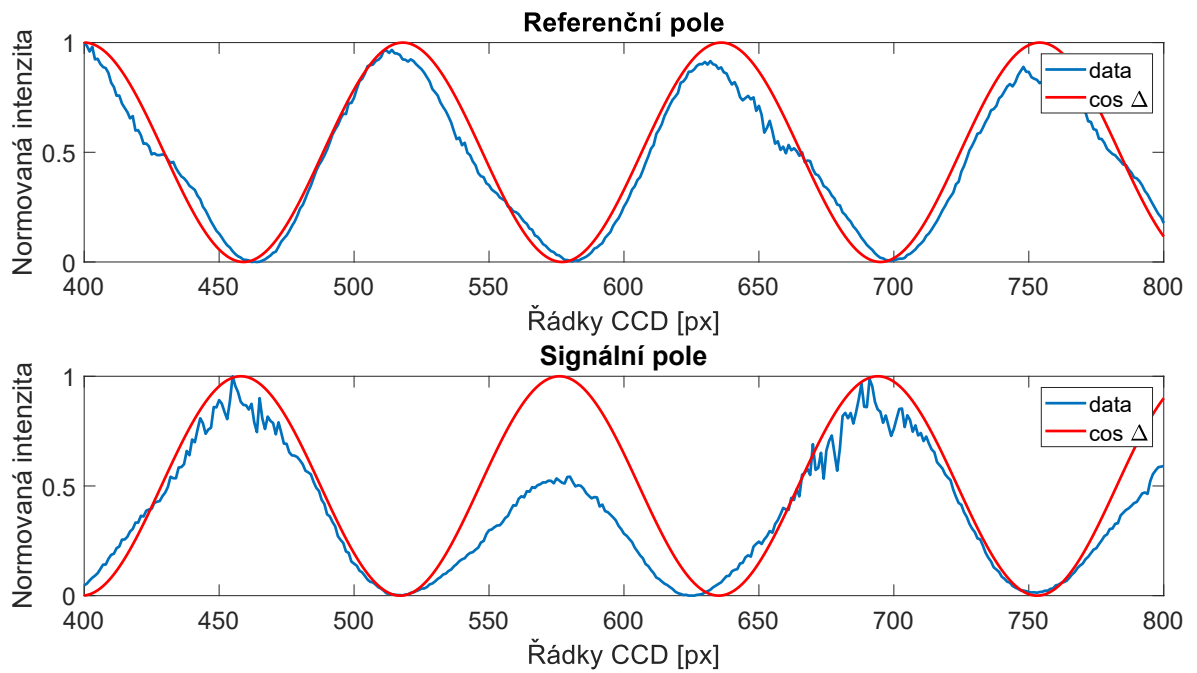
Řezy interferenčních polí dle signálu jsou zobrazeny na (Obr. 2.10 - 2.14). Dle teoretického modelu pozorujeme posun signální části pole vůči referenční části pole. Fázové rozdíly zjištěné interferometrickým měřením jsou zobrazeny na (Obr. 2.15).



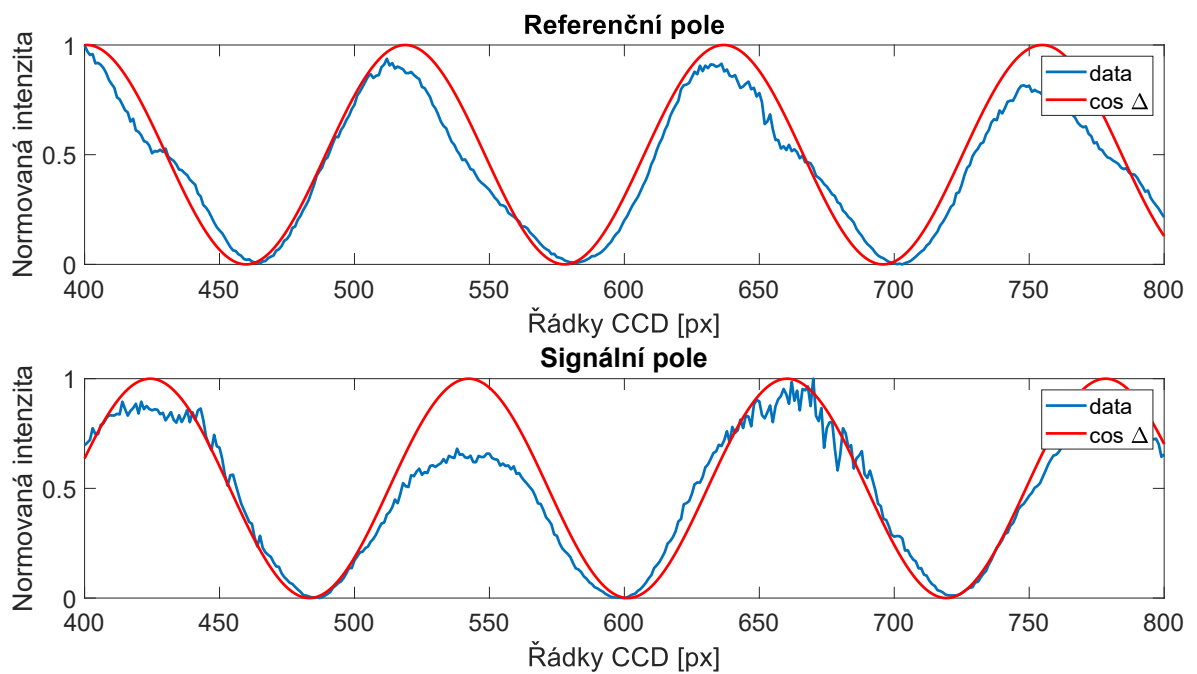
Obrázek 2.10: Fit interferenčním polem pro hodnotu signálu 0 a $\theta = 10^\circ$.



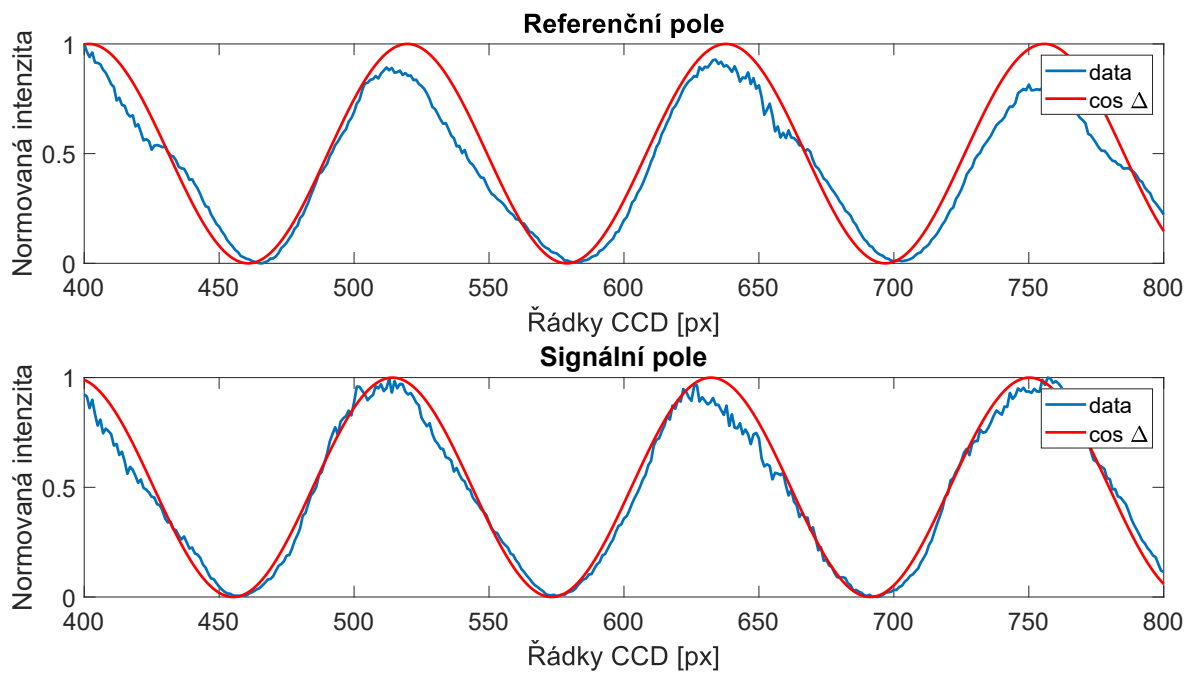
Obrázek 2.11: Fit interferenčním polem pro hodnotu signálu 64 a $\theta = 10^\circ$.



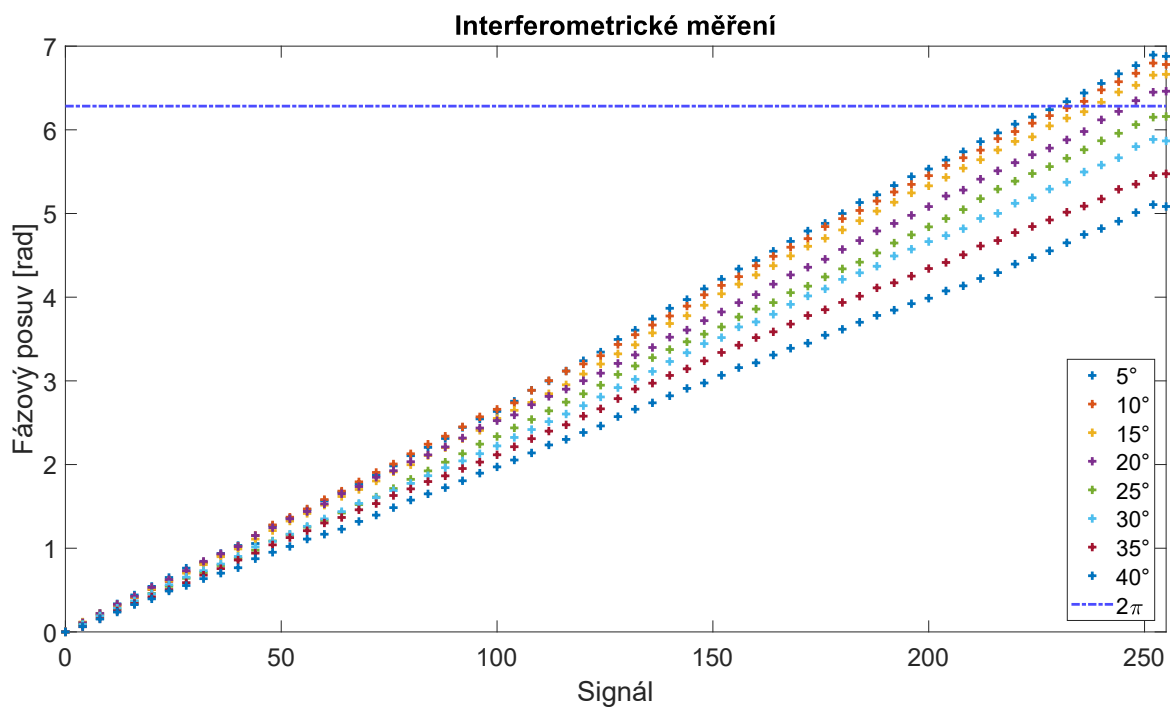
Obrázek 2.12: Fit interferenčním polem pro hodnotu signálu 128 a $\theta = 10^\circ$.



Obrázek 2.13: Fit interferenčním polem pro hodnotu signálu 192 a $\theta = 10^\circ$.



Obrázek 2.14: Fit interferenčním polem pro hodnotu signálu 255 a $\theta = 10^\circ$.



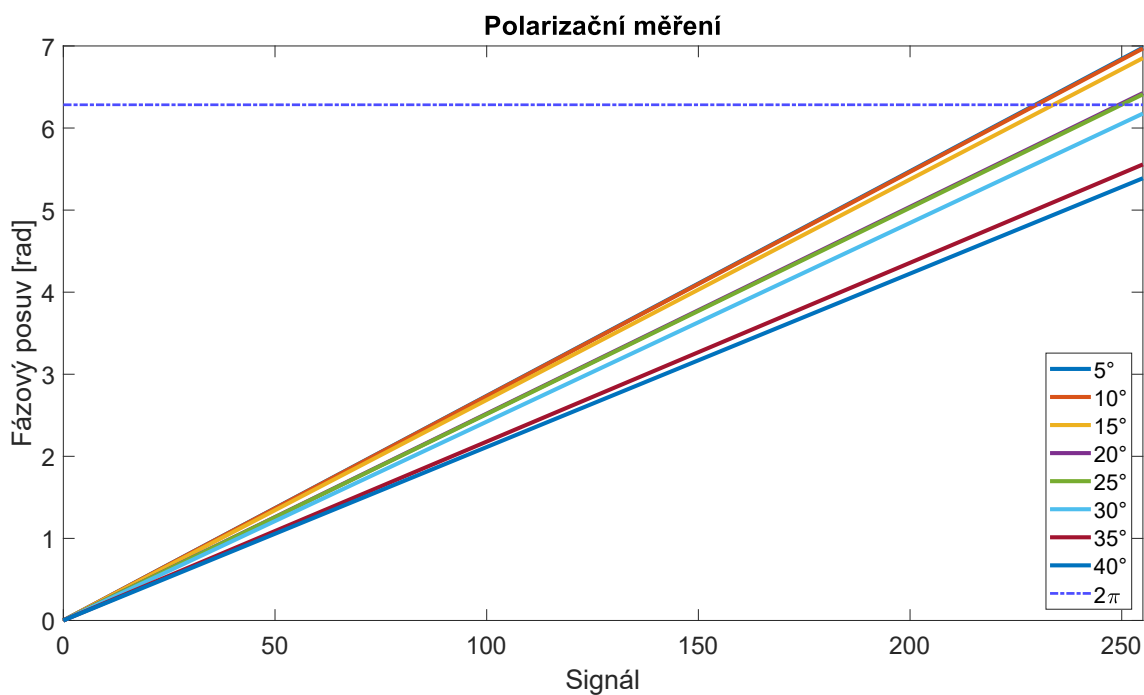
Obrázek 2.15: Fázové rozdíly zjištěné interferometrickým měřením.

Kapitola 3

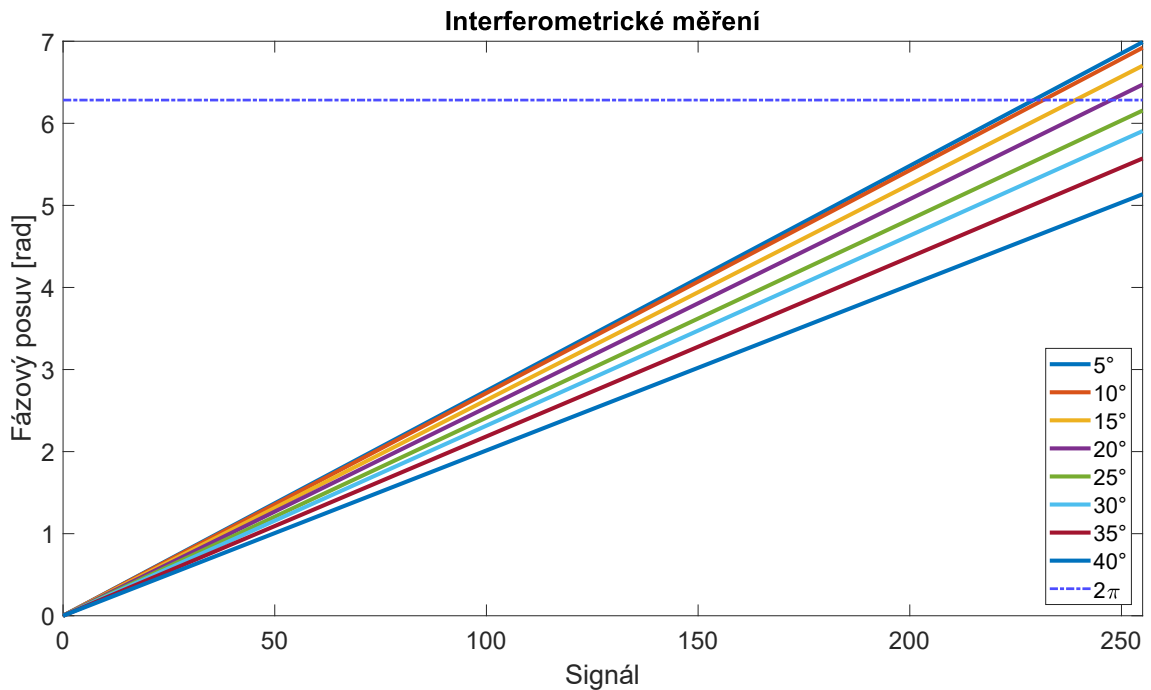
Diskuze

3.0.1 Analýza

Porovnáme-li naměřené kalibrační křivky pro různé úhly z polarizačního a interferometrického měření (Obr. 2.3)(Obr. 2.15), můžeme pro oba případy vidět lineární charakter těchto křivek. V obou případech se náklon kalibračních křivek pro větší hodnoty úhlu θ zmenšuje. Naměřená data dle teoretického modelu fitujeme funkcí $y = K \cdot x$, kde K značí směrnici přímky, a dle teoretického modelu y značí fázový posun a x signál (Obr. 3.1)(Obr. 3.2).



Obrázek 3.1: Funkce $y = K \cdot x$ ukazující fázový posun v závislosti na signálu pro polarizační měření.



Obrázek 3.2: Funkce $y = K \cdot x$ ukazující fázový posuv v závislosti na signálu pro interferometrické měření.

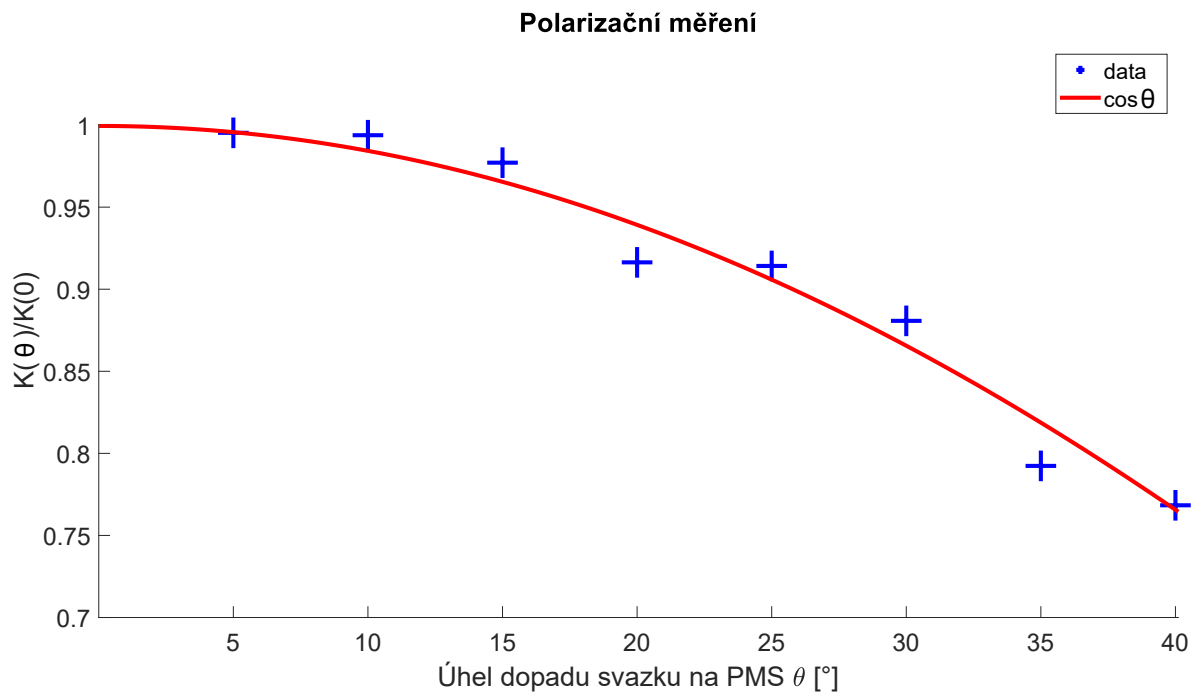
Následně porovnáme přesnost fitu dle RMSE (Tab. 3.1), kde menší hodnoty značí přesnější proložení dat přímkou. Z těchto dat můžeme interferometrické měření označit za přesnější, protože je blíže lineárnímu charakteru. To také odpovídá více se vlnicímu charakteru naměřených dat u polarizačního měření než u interferometrického měření (Obr. 2.3).

Hodnota RMSE pro fit	Polarizační měření [rad]	Interferometrické měření [rad]
5°	0,0971	0,0598
10°	0,0596	0,0399
15°	0,0605	0,0690
20°	0,1420	0,0267
25°	0,0498	0,0630
30°	0,0547	0,0431
35°	0,0358	0,0270
40°	0,0596	0,0213

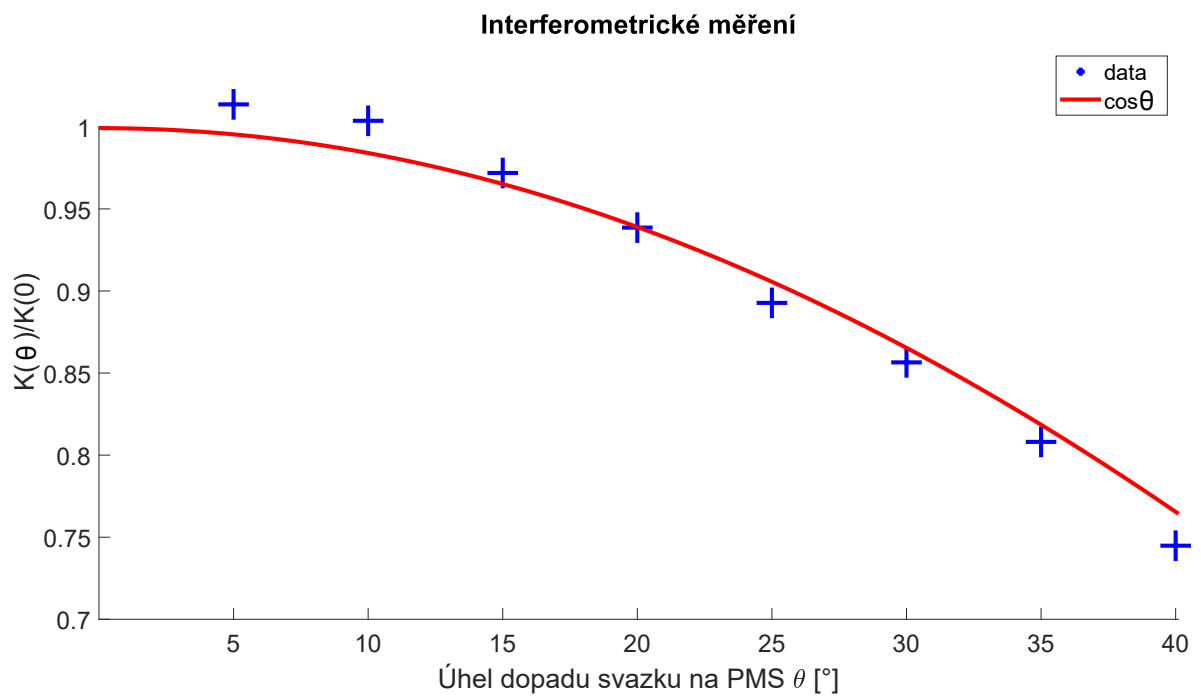
Tabulka 3.1: Hodnoty RMSE v porovnání pro polarizační a interferometrické měření.

Dle teoretického modelu předpokládáme změnu náklonu kalibračních křivek dle funkce \cos (1.4). To lze ověřit pomocí námi získaných parametrů K a jejich proložení funkcí \cos (Obr. 3.3) (Obr. 3.4). Pro porovnání přesnosti proložení dat funkcí \cos uvedme směrodatné odchylky, které jsou pro polarizační měření 0,1257 a pro interferometrické měření 0,1217. Z těchto dat je patrné přesnější interferometrické měření.

Pro zhodnocení polarizačního měření je důležité uvést jeho snadnou justáž celého experimentu. Není zde potřeba hledat vhodné parametry optických komponent. Na začátku je jen nutné proměřit polarizační prvky a zjistit jejich osy pro přesné defi-



Obrázek 3.3: Parametry K proložené funkcí $\cos \theta$.



Obrázek 3.4: Parametry K proložené funkcí $\cos \theta$.

nování a změření polarizace. Oproti interferometrickému měření je ale značně pomalejší. Naměření jednoho úhlu θ pro signály 0 - 255 trvá přibližně hodinu. Interferometrické měření je ve srovnání s polarizačním měřením rychlejší. Změření jednoho úhlu θ trvá necelých pět minut. Zde je ale důležité zmínit náročnou justáž soustavy, a to zejména nalezení vhodných parametrů (poloha čočky, clonky a mikroskopového objektivu) k vytvoření ideálního interferenčního pole. To je ke zjištění fázových rozdílů

a následně dalšímu zpracování klíčové. Měření má trend sledovat teoretický model, což bylo dokázáno. I přesto je zde ale hodně věcí, které by se dali vylepšit. Jedním z nich je interferenční pole, které nemá konstantní proužky. Domníváme se, že tato vada je způsobena neoptimálním najustováním 4f systému, kdy sebemenší odchylka může ovlivnit měření.

Vzhledem k výše uvedeným faktům předpokládáme větší uplatnění interferometrického měření, jelikož je časově méně náročné a také přesnější.

Závěr

V této práci jsme se zabývali měřením kalibračních křivek odrazného LCOS PMS Hamamatsu X10468 pro dopadové úhly $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ$. Význam kalibračních křivek je zřejmý z použití PMS v experimentech. V experimentálních soustavách používáme PMS v geometrii, kdy svazek světla dopadá na aktivní plochu displeje pod úhlem θ . V závislosti na úhlu θ se také mění náklon kalibrační křivky, což ovlivňuje hloubku modulace. Výrobcem udávaná maximální hodnota je $\theta = 10^\circ$. Kalibrační křivky jsme získali polarizačním a interferometrickým měřením.

U polarizačního měření jsme uvažovali PMS jako fázový prvek, který zavádí fázový posun Δ . Pro získání fázového posunu jsme měřili polarizaci modulovaného světla odraženého od aktivní plochy PMS, na kterou byl přiváděn signál. Měření probíhalo pro 4 vstupní polarizace a hodnoty signálu 0 - 255. Získaná data ve formě intenzit jednotlivých bází jsme nejprve převedli na Poincareho parametry, dále na Stokesovy parametry a z nich jsme vytvořili Stokesovy vektory. Ze znalosti vstupních polarizací a naměřených výstupních polarizací jsme zjistili Muellerovy matice, které odpovídali maticím fázového prvku zavádějící fázový posun Δ .

U interferometrického měření jsme na displeji PMS vytvořili tři pole. Na jedné části displeje jsme ponechali referenční signál s hodnotou 0. Na druhé části displeje jsme postupně přiváděli signál 0 - 255. Na třetí části displeje jsme namodulovali optický klín, pomocí kterého jsme světlo směřovali na detektor. Tímto způsobem jsme docílili interference. Na interferenčním poli jsme pozorovali rozhraní mezi referenční a signální vlnou. Dle teoretických předpokladů jsme se změnou signálu přivedeného na PMS pozorovali posun interferenčních proužků signální části vůči referenční části. Fitem a následným porovnáním signální a referenční částí jsme získali hodnoty fázových posunů způsobených PMS.

Vykreslením těchto hodnot jsme získali kalibrační křivky pro úhly θ . Z těchto kalibračních křivek je patrná závislost na úhlu dopadu, kdy se zvětšujícím se úhlem θ klesá náklon kalibračních křivek. Linearita kalibračních křivek typická pro odrazné PMS je zde ale pořád zachována. Z toho plyne možnost používat PMS i v experimentech, při kterých je úhel dopadu svazku θ větší, než výrobcem udávaná maximální hodnota $\theta = 10^\circ$. Je potřeba ale provést kalibraci pro konkrétní úhel.

Kalibrační křivky jsme dále proložili funkcí $y = K \cdot x$, a následně porovnali jejich přesnost pomocí RMSE. Do lineární charakteristiky přesněji seděla interferometrická data. Získané parametry K jsme dle teoretického modelu proložili funkcí \cos , a také z těchto dat, dle odchylek fitu, vychází jako přesnější interferometrické měření. Na základě naměřených dat jsme ověřili platnost teoretického modelu, kde je náklon kalibračních křivek popsán funkcí \cos .

Literatura

- [1] Manuál výrobce Hamamatsu. *Phase spatial light modulator (Chapter 12)*
- [2] B. E. Saleh, M. C. Teich. *Základy fotoniky, svazek 4*. 1. vyd. Praha: Matfyzpress, 1996, ISBN 80-85863-12-x
- [3] M. Reicherter, T. Haist, E. U. Wagemann, H. J. Tiziani. *Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display*. Opt. Lett. 24, 608-610 (1999)
- [4] A. Jesacher, S. Fürhapter, Ch. Maurer, S. Bernet, M. Ritsch-Marte. *Holographic optical tweezers for object manipulations at an air-liquid surface*. Opt. Express 14, 6342-6352 (2006)
- [5] J. Arines, V. Durán, Z. Jaroszewicz, J. Ares, E. Tajahuerce, P. Prado, J. Lancis, S. Bará, V. Climent. *Measurement and compensation of optical aberrations using a single spatial light modulator*. Opt. Express 15, 15287-15292 (2007)
- [6] A. Jesacher, A. Schwaighofer, S. Fürhapter, C. Maurer, S. Bernet, M. Ritsch-Marte. *Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image*. Opt. Express 15, 5801-5808 (2007)
- [7] Y. Esumi, MD Kabir, F. Kannari. *Spatiotemporal vector pulse shaping of femtosecond laser pulses with a multi-pass two-dimensional spatial light modulator*. Opt. Express 17, 19153-19159 (2009)
- [8] L. Barber, J. Low, S. Ashforth, C. Agueraray, and C. M. Simpson. *Faster femtosecond laser processing using a dual-focus SLM emulated lens* in 2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe and European Quantum Electronics Conference, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2019)
- [9] R. Steiger, S. Bernet, M. Ritsch-Marte. *SLM-based off-axis Fourier filtering in microscopy with white light illumination*. Opt. Express 20, 15377-15384 (2012)
- [10] M. Ritsch-Marte. *SLM-Microscopy: Wavefront Shaping for Microscopy with Spatial Light Modulators* in Frontiers in Optics 2009/Laser Science XXV/Fall 2009 OSA Optics & Photonics Technical Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2009)
- [11] W. Harm, C. Roider, S. Bernet, M. Ritsch-Marte. *Tilt-effect of holograms and images displayed on a spatial light modulator*. Opt. Express 23, 30497-30511 (2015)
- [12] C. Rosales-Guzmán, A. Forbes. *How to shape light with spatial light modulators*. SPIE press, 2017, ISBN 9781510613010

- [13] J. Bajer. *Optika 2*. 1. vyd. Olomouc: chlup.net, 2018. ISBN 978-80-907098-0-5
- [14] E. Collet. *Field guide to polarization*, 2005, ISBN 0-8194-5868-6
- [15] D. Goldstein. *Polarized light*. 2. vyd., Air Force Research Laboratory, Florida, U.S.A., 2003, 0-8247-4053-X
- [16] I. Vyšín, J. Říha. *Paprsková a vlnová optika*. 1. vyd., Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012, ISBN 978-80-244-3334-9
- [17] B. E. Saleh, M. C. Teich. *Základy fotoniky, svazek 1*. 1. vyd. Praha: Matfyzpress, 1996, ISBN 80-85863-01-4
- [18] J. Běhal. *Charakteristika činnosti prostorového modulátoru světla*, Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, Diplomová práce, 2015