

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI  
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA  
KATEDRA OPTIKY

## BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Měření závislosti polarizační charakteristiky  
prostorového modulátoru světla na  
geometrii experimentálního uspořádání



Vypracoval:	<b>Jaroslav Žádník</b>
Studijní program:	B1701 Fyzika
Studijní obor:	1701R054 Digitální a přístrojová optika
Forma studia:	Prezenční
Vedoucí bakalářské práce:	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
Termín odevzdání práce:	květen 2019

### **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem předloženou bakalářskou 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 16. května 2019

.....  
Jaroslav Žádník

## Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora	Jaroslav Žádník
Název práce	Měření závislosti polarizační charakteristiky prostorového modulátoru světla na geometrii experimentálního uspořádání
Typ práce	Bakalářská
Pracoviště	Katedra optiky
Vedoucí práce	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
Rok obhajoby práce	2019
Abstrakt	Odrzné prostorové modulátory světla představují optoelektrické přístroje, které nachází řadu aplikací v moderní optice. V experimentálních uspořádáních je displej z kapalných krystalů, který tvoří aktivní část modulátoru, běžně osvětlen šikmo dopadajícím světelným svazkem. Cílem bakalářské práce je měření polarizačních vlastností prostorového modulátoru světla v závislosti na úhlu dopadu vstupního svazku.
Klíčová slova	prostorový modulátor světla, kapalně krystaly, polarizace
Počet stran	30
Počet příloh	0
Jazyk	český

## Bibliographical identification

Autor's first name and surname	Jaroslav Žádník
Title	Measurement of the polarization properties of spatial light modulator in dependence on the experimental setup geometry
Type of thesis	Bachelor
Department	Department of Optics
Supervisor	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
The year of presentation	2019
Abstract	Spatial light modulators are optoelectronic devices with many applications in a modern optics. The aim of this work is to measure the polarization properties of spatial light modulator in dependence on the incident angle of light beam.
Keywords	spatial light modulator, liquid crystals, polarization
Number of pages	30
Number of appendices	0
Language	czech

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>6</b>
<b>1 Teorie</b>	<b>7</b>
1.1 Prostorový modulátor světla . . . . .	7
1.1.1 Využití . . . . .	7
1.1.2 LCOS . . . . .	8
1.1.3 Geometrie experimentu s PMS . . . . .	9
1.2 Polarizace . . . . .	10
1.2.1 Polarizační elipsa . . . . .	10
1.2.2 Jonesův formalismus . . . . .	10
1.2.3 Stokesův formalismus . . . . .	12
1.2.4 Měření polarizace . . . . .	13
<b>2 Experiment</b>	<b>14</b>
2.1 Proměření polarizačních prvků . . . . .	14
2.1.1 Polarizátor . . . . .	14
2.1.2 Fázová destička . . . . .	15
2.2 Opakovatelnost měření . . . . .	18
2.3 Popis experimentu . . . . .	19
2.4 Výsledky . . . . .	19
<b>Závěr</b>	<b>29</b>
<b>Literatura</b>	<b>30</b>

# Úvod

Prostorové modulátory světla (PMS) představují v optických aplikacích víceúčelový prvek, využívající elektrooptický jev k modulování elektromagnetické vlny. Aktivní plocha displeje je složena z pixelů, které obsahují kapalné krystaly. Vlivem přivedeného elektrického pole dochází ke změně orientace kapalných krystalů a tím pádem i k modulaci dopadající elektromagnetické vlny.

Dle způsobu modulace můžeme PMS rozdělit na amplitudové a fázové. Další dělení závisí na konstrukci PMS, kdy je dělíme na průchozí a odrazné. Zaměříme-li se na odrazný fázový PMS, nabízí se nám dva způsoby, jak jej zakomponovat do experimentu. U prvního způsobu dopadá na PMS svazek světla kolmo, odráží se a dále se pomocí dělicího prvku vede optickou soustavou. Druhá možnost pracuje s dopadem světelného svazku na PMS pod určitým úhlem. Zde je třeba brát v potaz úhel, pod kterým svazek světla na PMS dopadá. V této bakalářské práci budeme pracovat s fázovým odrazným PMS Hamamatsu X10468 [1]. Výrobce udává maximální úhel, pod kterým může svazek světla dopadat na PMS. Blíže ale nespecifikuje, co se stane, pokud bude úhel větší. Předmětem této práce je měření polarizačního stavu modulovaného světla v závislosti na hodnotě signálu přivedeného na PMS a velikosti úhlu, pod kterým svazek světla dopadá na PMS.

# Kapitola 1

## Teorie

### 1.1 Prostorový modulátor světla

Prostorové modulátory světla (PMS) jsou dynamické elektrooptické prvky, díky kterým můžeme ovlivňovat amplitudu i fázi elektromagnetického vlnění. PMS tak dělíme na amplitudové a fázové, dále také na propustné a odrazné.

Změna amplitudy nebo fáze je způsobena změnou optických vlastností jednotlivých pixelů, ze kterých je aktivní plocha PMS složena. Každý pixel je tvořen kapalnými krystaly, přičemž každý pixel můžeme ovládat nezávisle na ostatních pixelech.

Optické vlastnosti kapalných krystalů lze měnit změnou přiloženého elektrického pole, magnetického pole, mechanickou vlnou, nebo jinou elektromagnetickou vlnou. Kapalně krystaly mají doutníkový tvar a vlivem působení výše zmíněných vnějších sil mohou měnit svou orientaci a tím i prošlé elektromagnetické vlnění. Pokud je k pixelům přiloženo elektrické pole, kapalně krystaly změni svou orientaci a tím i index lomu. V tomto případě mluvíme o elektrooptickém jevu.

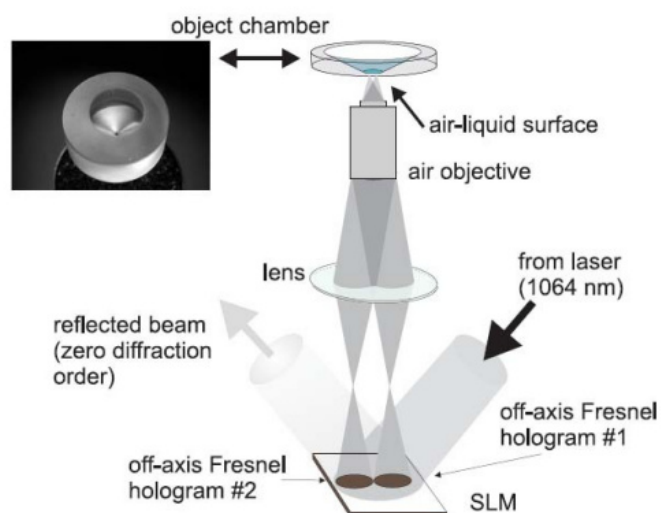
#### 1.1.1 Využití

PMS nachází široké spektrum využití v moderní optice, a to hlavně díky schopnosti dynamicky měnit zobrazované mapy na aktivním displeji. Jelikož může být každý pixel ovládán zvlášť, můžeme toho využít například při korekci aberací [2]. Pomocí určitých algoritmů jsou pixely nastaveny tak, aby se modulovaná vlnoplocha co nejvíce blížila ideální vlnoploše.

Významnou a novou aplikací v oblasti optiky je použití PMS při optických manipulacích, mluvíme o optické pinzetě (Obr. 1.1) [3]. Pomocí PMS můžeme laserový svazek zaměřit do konkrétního místa v prostoru. Vlivem silového působení laserového svazku dokážeme manipulovat s mikročásticemi a nanočásticemi.

Další využití můžeme nalézt při tvorbě atypických světelných polí nebo difrakčních mřížek, kdy pomocí jednotlivých pixelů můžeme rozdělit aktivní plochu displeje [4, 5]. Toho se využívá také k rozdělení vstupní vlny do několika jednotlivých vln s určitými vlastnostmi.

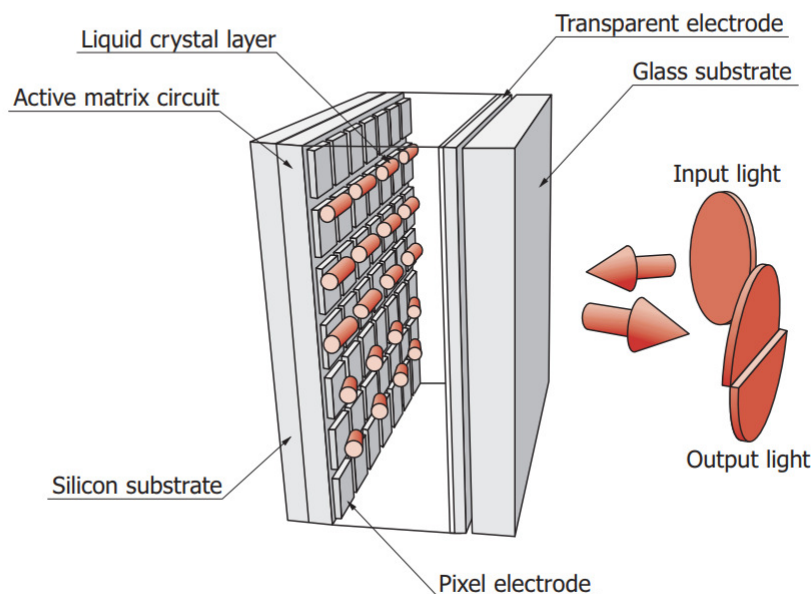
PMS může také nahradit klasické optické prvky, popřípadě jejich kombinace [6]. PMS tak může pracovat jako spojná nebo rozptylná čočka.



Obrázek 1.1: Schéma možného použití PMS při optické manipulaci s mikročásticemi [3].

### 1.1.2 LCOS

LCOS (Liquid Crystal On Silicon) PMS je elektricky adresovaný odrazný fázový PMS založený na technologii kapalných krystalů umístěných na křemíku (Obr. 1.2). Vlivem přiloženého napětí na pixely nastává elektrooptický jev, při kterém se mění index lomu pixelů a následně dochází k modulování procházející vlny. V této bakalářské práci budou veškerá měření prováděna na modulátoru Hamamatsu X10468, který je ovládán pomocí PC a je s ním propojen přes DVI rozhraní (Obr. 1.3). Velikost aktivního displeje je 800 x 600 pixelů, a velikost jednoho pixelu je  $20 \times 20 \mu m$  [1]. Hlavními výhodami oproti průchozím modulátorům jsou jemné prostorové rozlišení a velký faktor zaplnění.



Obrázek 1.2: Průřez aktivním displejem LCOS [1].



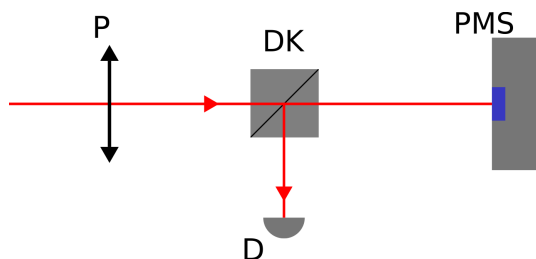


Obrázek 1.3: Fázový prostorový modulátor světla Hamamatsu X10468. Řídicí jednotka (vlevo) je propojena s částí obsahující aktivní displej (vpravo) [1].

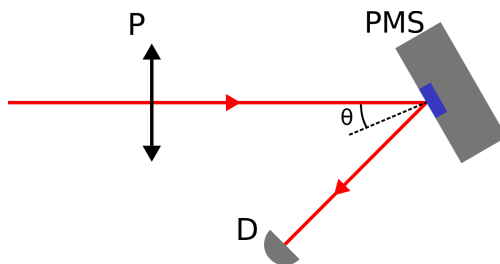
### 1.1.3 Geometrie experimentu s PMS

Odrasný fázový modulátor světla můžeme do experimentu zakomponovat dvěma způsoby. První možnost je s použitím dělicího prvku, například dělicí kostky (Obr. 1.4). V tomto případě dochází k velkým ztrátám energie a mohou také nastat parazitní odrazy.

Ve druhém případě svazek světla dopadá pod určitým úhlem  $\theta$  na PMS (Obr. 1.5). Nastává zde však otázka, jak velký úhel  $\theta$  zvolit. Výrobce doporučovaná maximální velikost je  $5^\circ$ . Dále ale neudává, co se stane s modulovaným světlem. Tento problém je předmětem bakalářské práce, kdy bude měřena polarizace modulovaného světla v závislosti na velikosti úhlu  $\theta$  a hodnotě signálu přivedeného na PMS.



Obrázek 1.4: PMS zakomponovaný v soustavě s dělicí kostkou DK, D značí detektor. Soustavou prochází svazek světla s definovanou polarizací P.



Obrázek 1.5: Svazek světla dopadající na PMS pod úhlem  $\theta$ . Detektor je označen D. Soustavou prochází svazek světla s definovanou polarizací P.

## 1.2 Polarizace

Polarizace je vlastnost monochromatického elektromagnetického vlnění, která vyjadřuje časovou i prostorovou závislost vektoru elektrické intenzity  $\mathbf{E}$  [7]. Podíváme-li se proti směru šíření elektromagnetické vlny a koncový bod vektoru  $\mathbf{E}$  se pohybuje neuspořádaně, mluvíme o nepolarizovaném světle. Pohybuje-li se však po definované křivce, jedná se o polarizované světlo.

V obecném případě koncový bod vektoru  $\mathbf{E}$  opisuje elipsu. Mohou však nastat dva speciální případy. V prvním případě tvar elipsy přechází na úsečku, mluvíme o lineární polarizaci. Ve druhém případě tvar elipsy přechází na kružnici, mluvíme o kruhové polarizaci, která může být levotočivá nebo pravotočivá. Pokud se podíváme proti směru šíření elektromagnetické vlny a koncový bod vektoru  $\mathbf{E}$  se pohybuje ve směru otáčení hodinových ručiček, jedná se o pravotočivou kruhovou polarizaci. U levotočivé kruhové polarizace je směr otáčení vektoru  $\mathbf{E}$  opačný.

### 1.2.1 Polarizační elipsa

Zjistíme rovnice polarizační křivky elementární elektromagnetické vlny. Uvažujme vlnu, šířící se ve směru osy  $z$  v kladném směru fázovou rychlostí  $c$ . V reálném vyjádření jsou složky vektoru  $\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ , potom

$$\begin{aligned} E_x &= A_x \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y &= A_y \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$E_z = 0$$

kde  $A_x$  a  $A_y$  značí reálné amplitudy,  $\omega = kc$  je úhlová frekvence a  $\delta_x, \delta_y$  vyjadřují počáteční x-ovou a y-ovou složku vektoru  $\mathbf{E}$  [8].

Vyloučíme-li výraz  $\omega t - kz$  z rovnice (1.1), získáme tak rovnici polarizační elipsy ve tvaru

$$\left(\frac{E_x}{A_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_y}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{A_x A_y} \cos \delta = \sin^2 \delta, \quad (1.2)$$

kde  $\delta = \delta_y - \delta_x$  značí fázový rozdíl mezi x-ovou a y-ovou složkou vektoru  $\mathbf{E}$  [8].

Elipsu můžeme vepsat do obdelníku, jehož strany mají velikost právě dvojnásobku hodnot  $A_x$  a  $A_y$ . Pomocí  $\delta$  můžeme zjistit tvar i natočení polarizační elipsy. Fázový rozdíl nabývá hodnot  $\delta \in \langle 0, 2\pi \rangle$ . Zde mohou nastat dva speciální případy. Pokud je  $\delta = \pm\pi/2$  a zároveň  $A_x = A_y$ , z elipsy se stává kružnice. Pokud je  $\sin \delta > 0$ , pak po elipse obíhá koncový bod vektoru  $\mathbf{E}$  ve směru hodinových ručiček. Jedná se o vlnu pravotočivě polarizovanou. V opačném případě, kdy  $\sin \delta < 0$ , obíhá koncový bod vektoru  $\mathbf{E}$  proti směru hodinových ručiček, mluvíme o vlně levotočivě polarizované. Nastane-li případ, kdy  $\delta = 0$  nebo  $\delta = \pi$ , polarizační elipsa se změní na lineární polarizaci.

### 1.2.2 Jonesův formalismus

Polarizované světlo můžeme popsat pomocí Jonesova formalismu. Pro popis využijeme maticovou reprezentaci polarizace vyjádřenou Jonesovým vektorem  $\mathbf{J}$ . Jonesovy vektory jsou normované, tím pádem mají jednotkovou velikost. Udávají pouze směr vektoru

**E**, nikoliv velikost. Obecný tvar normovaného Jonesova vektoru je dán vztahem

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{A_x^2 + A_y^2}} \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \exp(i\delta) \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Pro  $\delta = m\pi$ , kde  $m \in \mathbb{Z}$  a  $A_y/A_x = \tan \alpha = \sin \alpha / \cos \alpha$  přechází vztah (1.3) na

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \pm \sin \alpha \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

kde „+“ platí pro sudá celá čísla a „-“ pro lichá celá čísla. Za těchto podmínek hovoříme o Jonesově vektoru pro lineární polarizaci. Pro  $\delta = (2m+1)(\pi/2)$ , kde  $m \in \mathbb{Z}$  a zároveň  $A_x = A_y$ , přechází vztah (1.3) na

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}, \quad (1.5)$$

kde „+“ platí pro sudá celá čísla a „-“ pro lichá celá čísla. Vzhledem k těmto podmínkám hovoříme v prvním případě o pravotočivé kruhové polarizaci. Ve druhém případě se jedná o levotočivou kruhovou polarizaci.

Zaveďme Jonesovy matice optických prvků, s jejichž pomocí můžeme popsat průchod světla optickou soustavou. Pro lineární polarizátory orientované horizontálně ve směru osy  $x$  a vertikálně ve směru osy  $y$  platí

$$\mathbf{P}_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{P}_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Jako další optický prvek můžeme definovat fázovou destičku. Fázová destička zavádí fázové zpoždění  $\Delta$  mezi složky  $E_x$  a  $E_y$ . Pokud je  $\Delta = \pi/2$ , pak hovoříme o čtvrtvlnné fázové destičce

$$\mathbf{FD} \lambda/4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

V případě, kdy je  $\Delta = \pi$ , mluvíme o půlvlnné fázové destičce

$$\mathbf{FD} \lambda/2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Na předešlé Jonesovy matice nyní můžeme aplikovat transformační matici  $\mathbf{R}$ , abychom získali Jonesovy matice optických prvků natočených vůči horizontální ose  $x$  o úhel  $\sigma$

$$\mathbf{R}(\sigma) = \begin{pmatrix} \cos \sigma & \sin \sigma \\ -\sin \sigma & \cos \sigma \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Nyní můžeme na vztahy (1.6),(1.7) a (1.8) aplikovat transformační matici.

Pro lineární polarizátor natočený o úhel  $\alpha$  vůči horizontální ose  $x$

$$\mathbf{LP}(\alpha) = \mathbf{R}(-\alpha)\mathbf{P}_x\mathbf{R}(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Čtvrtvlnná fázová destička natočená o úhel  $\beta$  vůči horizontální ose  $x$

$$\mathbf{FD} \lambda/4(\beta) = \mathbf{R}(-\beta) \mathbf{FD} \lambda/4 \mathbf{R}(\beta) = \begin{pmatrix} \cos^2 \beta - i \sin^2 \beta & (1+i) \cos \beta \sin \beta \\ (1+i) \cos \beta \sin \beta & \sin^2 \beta - i \cos^2 \beta \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Půlvlnná fázová destička natočená o úhel  $\gamma$  vůči horizontální ose  $x$

$$\mathbf{FD} \lambda/2(\gamma) = \mathbf{R}(-\gamma) \mathbf{FD} \lambda/2 \mathbf{R}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos^2 \gamma - \sin^2 \gamma & 2 \cos \gamma \sin \gamma \\ 2 \cos \gamma \sin \gamma & \sin^2 \gamma - \cos^2 \gamma \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Pomocí těchto optických prvků a jejich kombinací, můžeme definovat libovolný polarizační stav.

### 1.2.3 Stokesův formalismus

Popis polarizace pomocí Stokesova formalismu, můžeme použít i pro částečně polarizované světlo, a následně určit jeho míru polarizace [9]. Míru polarizace  $q$  vyjadřujeme stupněm polarizace

$$q = \sqrt{\frac{P_1^2 + P_2^2 + P_3^2}{P_0}}, \quad (1.13)$$

kde  $P_0, P_1, P_2, P_3$  jsou Poincarého parametry, které zjistíme následovně

$$P_0 = I_H + I_V, \quad P_1 = I_H - I_V, \quad P_2 = I_D - I_A, \quad P_3 = I_L - I_P, \quad (1.14)$$

kde  $I_H, I_V, I_D, I_A, I_L, I_P$  jsou hodnoty intenzit patřící horizontální (H), vertikální (V), diagonální (D), antidiagonální (A), levotočivé kruhové (L) a pravotočivé kruhové (P) polarizaci. Stupně polarizace nabývá hodnot  $q \in \langle 0, 1 \rangle$ , přičemž  $q = 0$  pro nepolarizované světlo a  $q = 1$  pro polarizované světlo.

Zaveďme Stokesovy parametry

$$S_0 = \frac{P_0}{P_0} = 1, \quad S_1 = \frac{P_1}{P_0}, \quad S_2 = \frac{P_2}{P_0}, \quad S_3 = \frac{P_3}{P_0}. \quad (1.15)$$

Mezi Stokesovými parametry a parametry polarizační elipsy  $A_x, A_y$  a  $\delta$  lze najít převodní vztah. Rozložme normovaný Jonesův vektor (1.3), kde  $A_x + A_y = 1$  do bází a následně vyjádříme relativní intenzitu a dosaďme do (1.14). Stokesovy parametry tak můžeme vyjádřit vztahy

$$S_0 = A_x^2 + A_y^2, \quad S_1 = A_x^2 - A_y^2, \quad S_2 = 2A_x A_y \cos \delta, \quad S_3 = -2A_x A_y \sin \delta. \quad (1.16)$$

Dále je můžeme převést na parametry polarizační elipsy

$$A_x = \sqrt{\frac{S_0 + S_1}{2}}, \quad A_y = \sqrt{\frac{S_0 - S_1}{2}}, \quad \delta = -\arctan \frac{S_3}{S_2}. \quad (1.17)$$

U Stokesovy metody je vhodné uvést Müellerovu matici  $\mathbb{M}$ , což je transformační matice, která nám popisuje, jak optický prvek působí na světlo s definovanou polarizací. Mezi vstupním Stokesovým vektorem  $\mathbf{S}$  (ve vztahu 1.18 počítáme s inverzním vstupním Stokesovým vektorem  $\mathbf{S}^{-1}$ ) a výstupním Stokesovým vektorem  $\mathbf{S}'$  lze najít vztah

$$\mathbb{M} = \mathbf{S}' \mathbf{S}^{-1} = \begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}^{-1} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} & m_{14} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} & m_{24} \\ m_{31} & m_{32} & m_{33} & m_{34} \\ m_{41} & m_{42} & m_{43} & m_{44} \end{bmatrix}. \quad (1.18)$$

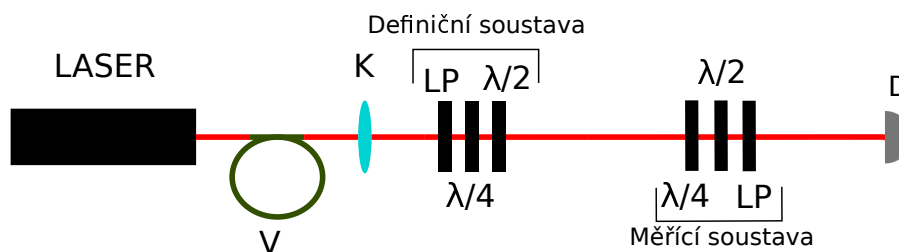
Oproti Jonesovu formalismu má Stokesův formalismus dvě značné výhody. Pomocí Stokesovy metody můžeme určit stupeň polarizace světla.

Druhou výhodou ve srovnání s Jonesovým formalismem je fakt, že Stokesovy vektory jsou vyjádřeny pomocí intenzity světla, kterou přímo měříme.

Z pohledu fyzikální interpretace je vhodnější Jonesův formalismus, neboť přímo obsahuje parametry polarizační elipsy  $A_x, A_y$  a  $\delta$ , se kterými můžeme přímo pracovat nebo je vykreslovat.

### 1.2.4 Měření polarizace

Pro měření polarizace v experimentu, byla zvolena Stokesova metoda. U neznámé polarizace změříme průmět jejich intenzit do bází  $I_H, I_V, I_D, I_A, I_L, I_P$ . Tento rozklad provádíme pomocí čtvrtvlnné a půlvlnné fázové destičky a lineárního polarizátoru. Jednotlivé bázové složky polarizace rozložíme na lineární polarizaci, jejíž intenzitu následně měříme. Natočením polarizátoru o určitý úhel oddělíme ostatní složky. Následně určíme Stokesovy parametry podle (1.14) a (1.15). Parametry polarizační elipsy  $A_x, A_y$  a  $\delta$  zjistíme dle (1.17). Na (Obr. 1.6) můžeme vidět schéma měření.



Obrázek 1.6: Definice a měření polarizace.

Laserový svazek vyvedeme pomocí optického vlákna V na kolimační čočku K. Následně v definiční soustavě, která se skládá z lineárního polarizátoru, čtvrtvlnné fázové destičky a půlvlnné fázové destičky definujeme polarizační stav. Pomocí měřicí soustavy rozložíme polarizaci do průmětů bází a následně měříme výkon jednotlivých bází na detektoru D.

Pro rozklad neznámé polarizace do bází je nutné znát úhly natočení vůči horizontální ose  $x$  všech optických prvků, ty jsou uvedeny v (Tab. 1.1).

Natočení optických prvků	FD $\lambda/4$	FD $\lambda/2$	LP
Horizontální	$0^\circ$	$0^\circ$	$0^\circ$
Vertikální	$90^\circ$	$45^\circ$	$0^\circ$
Diagonální	$45^\circ$	$22.5^\circ$	$0^\circ$
Antidiagonální	$-45^\circ$	$-22.5^\circ$	$0^\circ$
Levotočivá	$0^\circ$	$-22.5^\circ$	$0^\circ$
Pravotočivá	$0^\circ$	$22.5^\circ$	$0^\circ$

Tabulka 1.1: Hodnoty natočení optických prvků pro rozklad neznámé polarizace do bází [10].

# Kapitola 2

## Experiment

Před měřením polarizačních vlastností PMS, musíme provést proměření polarizačních prvků se kterými budeme pracovat. Proměření je nutné z toho důvodu, abychom mohli přesně definovat polarizační stav a následně ho změřit. Získáme tak osy polarizačních prvků, které zjistíme z pozic maxim a minim u detekovaného výkonu.

### 2.1 Proměření polarizačních prvků

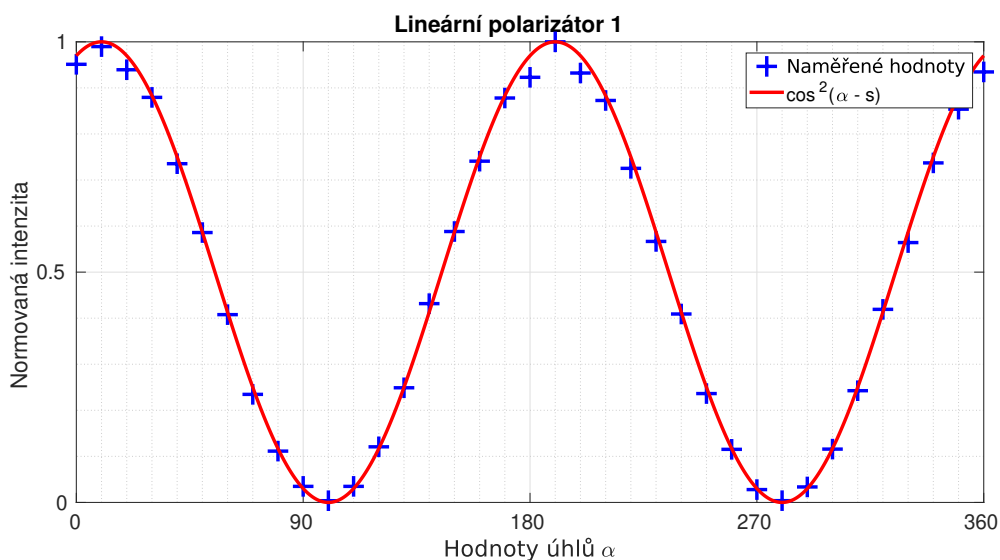
Používáme He-Ne laser o vlnové délce 632,8 nm a výkonu 20 mW a detektor Thorlabs PM 100 se senzorem S120A. Měření probíhalo pro hodnoty od 0° do 360° s krokem 10°. Vzhledem k manuálnímu odečítání hodnot jsou úhlové pozice stanoveny s přesností 0,5°. Budeme proměřovat polarizátor, čtvrtvlnnou fázovou destičku a půlvlnnou fázovou destičku pro definiční sestavu a stejné prvky také pro měřicí sestavu. Pro zpracování naměřených hodnot byl použit program MATLAB.

#### 2.1.1 Polarizátor

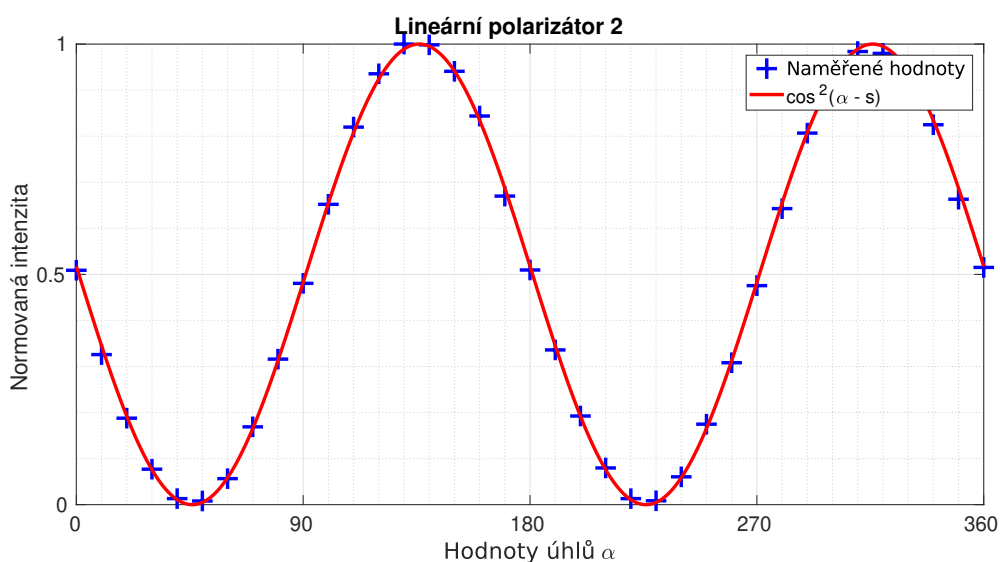
K proměření lineárního polarizátoru (LP) byl použit kolimovaný svazek, procházející polarizačním děličem, který oddělil vertikální složku polarizace. Prošlý svazek s lineární horizontální polarizací dopadal na měřený LP.

Naměřené hodnoty pro LP jsou proloženy křivkou  $\cos^2(\alpha - s)$ , kde je lineární polarizátor natočen o úhel  $\alpha$  a  $s$  udává posunutí křivky vůči naměřeným hodnotám (Obr. 2.1, 2.2). Zjištěné hodnoty úhlů  $s$  udávají orientaci osy LP, která je totožná s osou  $x$ .

$$LP(1) = 10^\circ, 190^\circ, \quad LP(2) = 136^\circ, 316^\circ. \quad (2.1)$$



Obrázek 2.1: Detekovaný výkon lineárního polarizátoru 1 v závislosti na úhlu  $\alpha$ . Maximalní hodnoty výkonu jsou při  $10^\circ$  a  $190^\circ$ .



Obrázek 2.2: Detekovaný výkon lineárního polarizátoru 2 v závislosti na úhlu  $\alpha$ . Maximalní hodnoty výkonu jsou při  $136^\circ$  a  $316^\circ$ .

## 2.1.2 Fázová destička

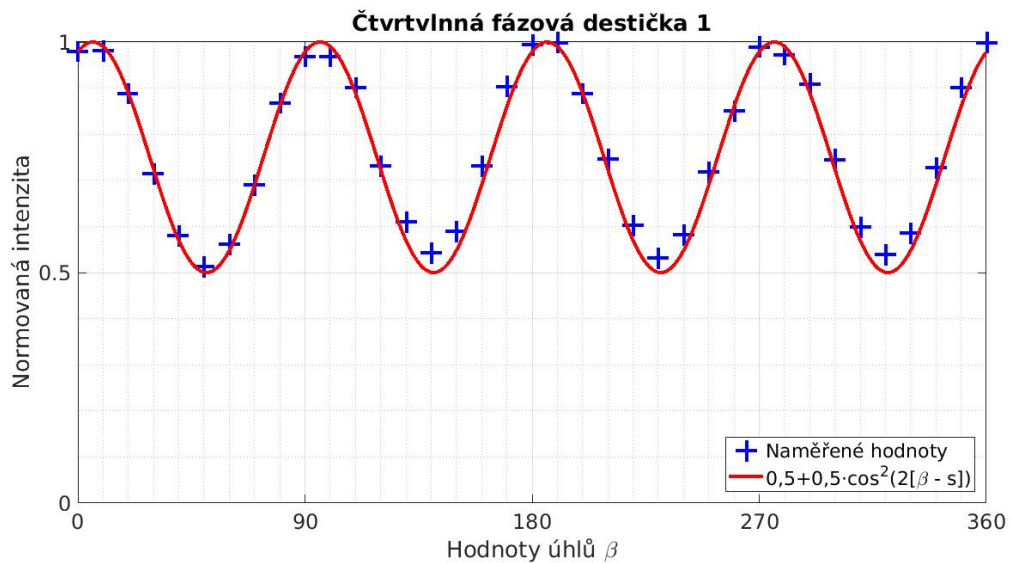
Při měření byla fázová destička (FD) umístěna mezi dva lineární polarizátory, přičemž oba polarizátory byly natočeny v horizontálním směru. Na FD tak dopadal svazek s horizontální polarizací. FD zavedla definovaný fázový posun  $\Delta$  mezi složky  $A_x$  a  $A_y$ .

### Čtvrtvlnná fázová destička

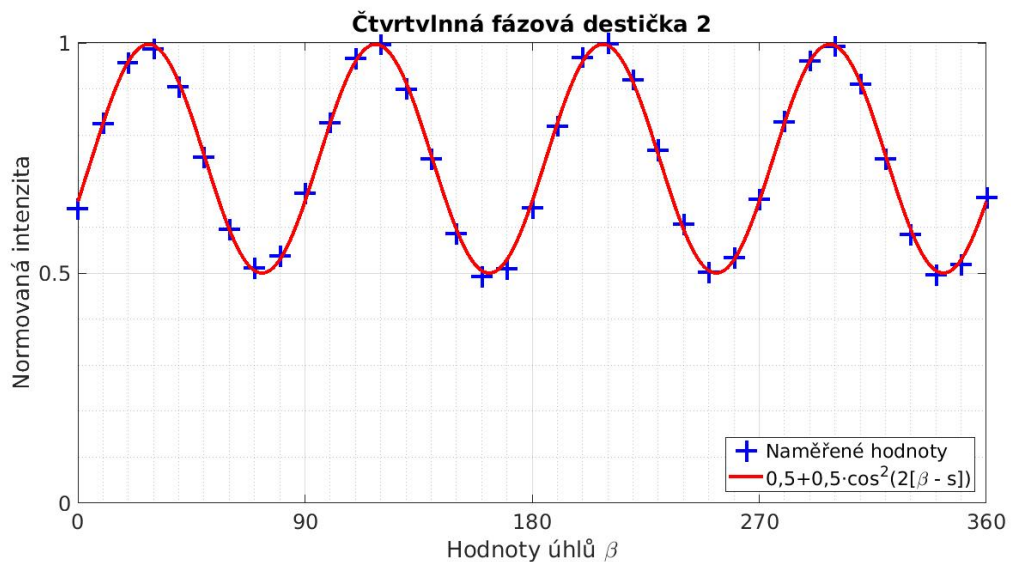
Čtvrtvlnná fázová destička zavádí mezi složky  $A_x$  a  $A_y$  fázový posun  $\Delta = \pi/2$ . Používá se k transformaci kruhově polarizované světla na světlo lineárně polarizované a naopak.

Čtvrtvlnná fázová destička tak vstupní horizontální polarizaci postupně mění na

kruhovou s periodou  $\pi/2$ . Pokud by polarizátory, mezi nimiž je umístěna FD  $\lambda/4$  na sebe byly kolmé, pohybovaly by se naměřené hodnoty v intervalu normované intenzity  $j \in \langle 0; 0,5 \rangle$  (Obr. 2.3, 2.4). Naměřené hodnoty jsou proloženy křivkou ve tvaru  $0,5 + 0,5 \cdot \cos^2(2[\beta - s])$



Obrázek 2.3: Detekovaný výkon čtvrtvlnné fázové destičky 1 v závislosti na úhlu  $\beta$ . Maximalní hodnoty výkonu jsou při  $6^\circ, 96^\circ, 186^\circ$  a  $276^\circ$



Obrázek 2.4: Detekovaný výkon čtvrtvlnné fázové destičky 2 v závislosti na úhlu  $\beta$ . Maximalní hodnoty výkonu jsou při  $28^\circ, 118^\circ, 208^\circ$  a  $298^\circ$

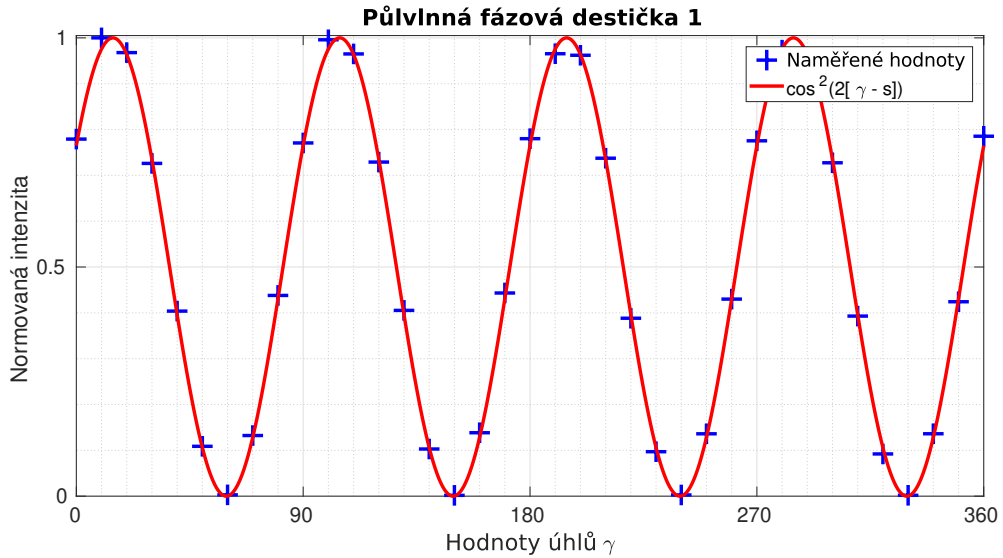
Nulové hodnoty úhlů, při nichž mají FD  $\lambda/4$  maximální intenzitu jsou

$$FD \lambda/4(1) = 6^\circ, 96^\circ, 186^\circ \text{ a } 276^\circ, \quad FD \lambda/4(2) = 28^\circ, 118^\circ, 208^\circ \text{ a } 298^\circ. \quad (2.2)$$

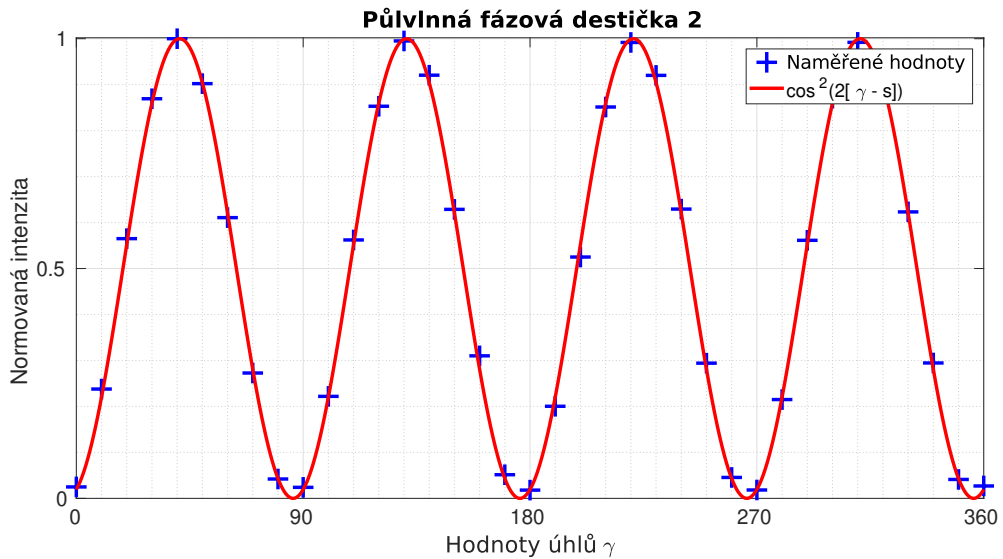


## Půlvlnná fázová destička

Půlvlnná fázová destička zavádí mezi složky  $A_x$  a  $A_y$  fázový posun  $\Delta = \pi$ . Toho se využívá pro stočení úhlové orientace lineární polarizace nebo ke změně orientace kruhově polarizovaného světla.



Obrázek 2.5: Detekovaný výkon půlvlnné fázové destičky 1 v závislosti na úhlu  $\gamma$ . Maximalní hodnoty výkonu jsou při  $14,5^\circ$ ,  $104,5^\circ$ ,  $194,5^\circ$  a  $284,5^\circ$



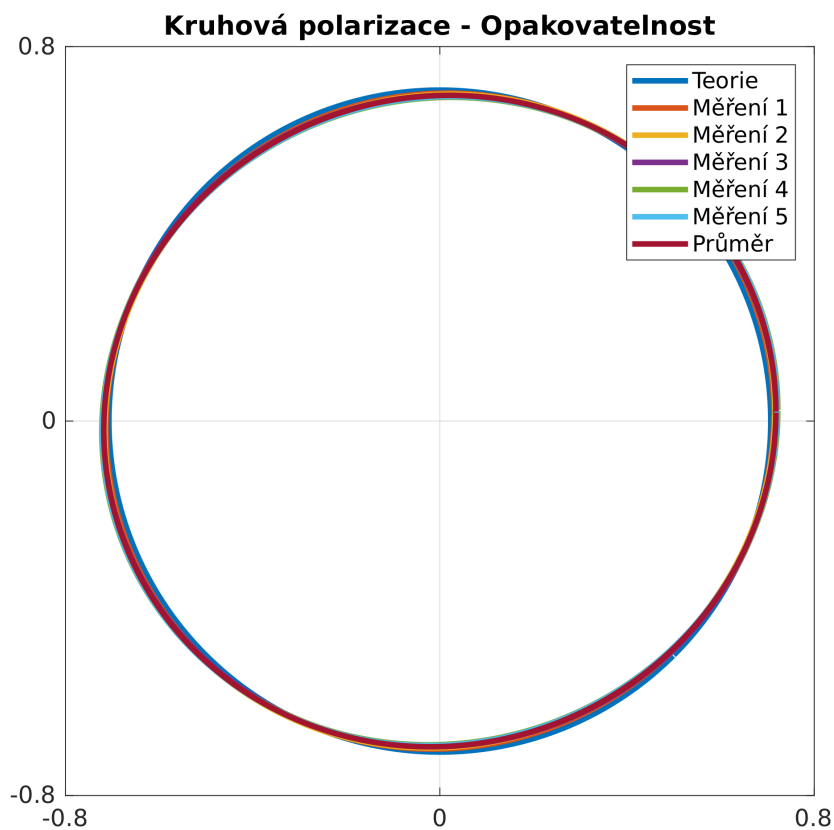
Obrázek 2.6: Detekovaný výkon půlvlnné fázové destičky 2 v závislosti na úhlu  $\gamma$ . Maximalní hodnoty výkonu jsou při  $41^\circ$ ,  $131^\circ$ ,  $221^\circ$  a  $311^\circ$

Nulové hodnoty úhlů, při nichž mají FD  $\lambda/2$  maximální intenzitu jsou

$$FD \lambda/2(1) = 14,5^\circ, 104,5^\circ, 194,5^\circ a 284,5^\circ, \quad FD \lambda/2(2) = 41^\circ, 131^\circ, 221^\circ a 311^\circ. \quad (2.3)$$

## 2.2 Opakovatelnost měření

Pro zjištění opakovatelnosti měření polarizace, byla nastavena kruhová polarizace, pro kterou probíhalo pět měření. Vedle grafického vyhodnocení můžeme vidět zjištěné parametry polarizační elipsy (Tab. 2.1).



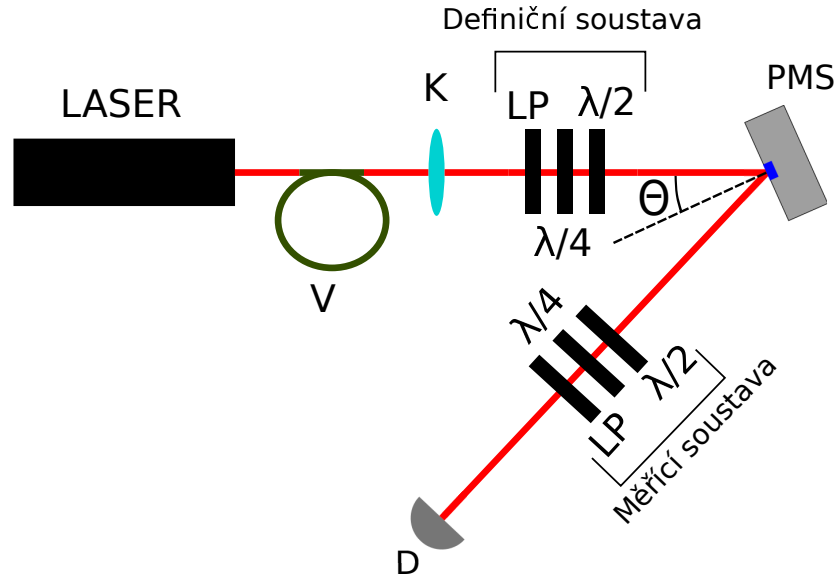
Obrázek 2.7: Teoretická kruhová polarizace porovnaná s pěti naměřenými hodnotami a průměrem naměřených hodnot.

Parametry	$A_x$	$A_y$	$\delta$ [°]
Měření 1	0,7133	0,7008	-88,71
Měření 2	0,7158	0,6982	-88,18
Měření 3	0,7184	0,6955	-88,67
Měření 4	0,7221	0,6917	-88,05
Měření 5	0,7205	0,6934	-88,05
Průměr	0,7180	0,6959	-88,33
Směrodatné odchylky	0,0031	0,0032	0,30

Tabulka 2.1: Parametry polarizační elipsy pro jednotlivá měření, včetně průměru a směrodatných odchylek.

## 2.3 Popis experimentu

V experimentu měříme polarizační stav modulovaného světla po odrazu od PMS v závislosti na hodnotě signálu zobrazovaném na aktivním displeji a na úhlu dopadu laserového svazku s určitou polarizací. Pro experiment bylo vybráno 6 hodnot signálu zobrazovaných na PMS: 0, 64, 128, 192, 255 a OFF (vypnutý PMS). Úhly dopadu světla na fázový modulátor  $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  a  $30^\circ$ . Pro předešlé hodnoty jsou měřeny čtyři vstupní polarizace: lineární horizontální, lineární vertikální, kruhová levotočivá a lineární diagonální.



Obrázek 2.8: Schéma experimentu, kde V značí optické vlákno a K kolimační čočku. Detektor je označen D.

Uveďme Stokesovy vektory pro vstupní polarizace, které budeme měřit

$$\mathbf{LP X} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{LP Y} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{KP} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{DP} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (2.4)$$

kde  $\mathbf{LP X}$  značí lineární polarizaci ve směru  $x$ ,  $\mathbf{LP Y}$  značí lineární polarizaci ve směru osy  $y$ ,  $\mathbf{KP}$  značí kruhovou levotočivou polarizaci a  $\mathbf{DP}$  znázorňuje diagonální polarizaci natočenou vůči ose  $x$  o  $+45^\circ$ .

## 2.4 Výsledky

Nejprve uveďme naměřené Stokesovy vektory pro všechny hodnoty signálů přivedené na PMS a velikosti úhlů  $\theta$ .

PMS: <b>OFF</b> , $\theta = 5^\circ$					PMS: <b>OFF</b> , $\theta = 10^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,97	-0,02	-0,14	$S_1$	0,99	-0,99	-0,02	-0,15
$S_2$	-0,14	0,15	-0,56	-0,67	$S_2$	-0,13	0,11	-0,62	-0,61
$S_3$	-0,10	0,09	0,66	-0,58	$S_3$	-0,12	0,10	0,61	-0,65
PMS: <b>OFF</b> , $\theta = 20^\circ$					PMS: <b>OFF</b> , $\theta = 30^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,98	-0,02	-0,08	$S_1$	0,99	-0,99	-0,01	-0,05
$S_2$	-0,08	0,09	-0,87	-0,14	$S_2$	0,03	-0,01	-0,80	0,49
$S_3$	-0,14	0,14	0,13	-0,91	$S_3$	-0,13	0,12	-0,51	-0,74
PMS: <b>0</b> , $\theta = 5^\circ$					PMS: <b>0</b> , $\theta = 10^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,99	0,04	-0,03	$S_1$	0,99	-0,99	0,11	-0,01
$S_2$	-0,03	0,02	-0,18	-0,91	$S_2$	-0,01	0,02	-0,50	-0,84
$S_3$	0,01	0,05	-0,93	0,13	$S_3$	-0,01	0,01	-0,90	0,36
PMS: <b>0</b> , $\theta = 20^\circ$					PMS: <b>0</b> , $\theta = 30^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,99	0,02	0,04	$S_1$	0,99	-0,99	0,05	0,05
$S_2$	-0,01	0,01	-0,85	-0,43	$S_2$	-0,01	-0,01	-0,70	0,63
$S_3$	-0,04	0,04	-0,40	0,82	$S_3$	-0,10	0,07	0,60	0,71
PMS: <b>64</b> , $\theta = 5^\circ$					PMS: <b>64</b> , $\theta = 10^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,99	0,08	0,03	$S_1$	0,99	-0,99	0,08	0,02
$S_2$	0,08	-0,07	-0,92	0,18	$S_2$	0,06	-0,05	-0,84	0,38
$S_3$	-0,04	0,04	0,15	0,90	$S_3$	-0,06	0,07	0,36	0,86
PMS: <b>64</b> , $\theta = 20^\circ$					PMS: <b>64</b> , $\theta = 30^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,99	0,10	0,05	$S_1$	0,99	-0,99	0,14	0,03
$S_2$	0,01	-0,02	-0,49	0,82	$S_2$	-0,10	0,08	0,54	0,80
$S_3$	-0,10	0,11	0,78	0,47	$S_3$	-0,14	0,11	0,79	-0,51

Tabulka 2.2: Naměřené Stokesovy vektory pro PMS: OFF, 0 a 64 pro úhly  $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  a  $30^\circ$  pro čtyři vstupní polarizace LP X, LP Y, KP a DP.

PMS: <b>128</b> , $\theta = 5^\circ$					PMS: <b>128</b> , $\theta = 10^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,98	0,18	-0,06	$S_1$	0,99	-0,99	0,16	-0,05
$S_2$	0,01	-0,03	0,23	0,91	$S_2$	-0,01	0,02	0,36	0,88
$S_3$	-0,20	0,20	0,89	-0,21	$S_3$	-0,19	0,18	0,84	-0,32
PMS: <b>128</b> , $\theta = 20^\circ$					PMS: <b>128</b> , $\theta = 30^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,98	0,18	0,08	$S_1$	0,99	-0,99	0,14	-0,08
$S_2$	-0,12	0,11	0,77	0,59	$S_2$	-0,14	0,11	0,86	-0,34
$S_3$	-0,17	0,16	0,48	0,85	$S_3$	-0,05	0,09	-0,29	-0,91
PMS: <b>192</b> , $\theta = 5^\circ$					PMS: <b>192</b> , $\theta = 10^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,98	-0,97	0,12	-0,21	$S_1$	0,98	-0,97	0,13	-0,18
$S_2$	-0,19	0,17	0,86	-0,33	$S_2$	-0,22	0,18	0,81	-0,38
$S_3$	-0,18	0,20	-0,30	-0,88	$S_3$	-0,13	0,16	-0,38	-0,85
PMS: <b>192</b> , $\theta = 20^\circ$					PMS: <b>192</b> , $\theta = 30^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,98	-0,98	0,14	-0,15	$S_1$	0,99	-0,99	0,07	-0,09
$S_2$	-0,21	0,20	0,49	-0,77	$S_2$	-0,10	0,12	-0,24	-0,86
$S_3$	-0,02	0,04	-0,78	-0,54	$S_3$	0,07	-0,02	-0,90	0,18
PMS: <b>255</b> , $\theta = 5^\circ$					PMS: <b>255</b> , $\theta = 10^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,98	-0,98	-0,01	-0,17	$S_1$	0,99	-0,98	0,01	-0,18
$S_2$	-0,19	0,21	-0,40	-0,83	$S_2$	-0,17	0,18	-0,52	-0,78
$S_3$	0,04	-0,01	-0,85	0,38	$S_3$	0,07	-0,06	-0,81	0,46
PMS: <b>255</b> , $\theta = 20^\circ$					PMS: <b>255</b> , $\theta = 30^\circ$				
	LP X	LP Y	KP	DP		LP X	LP Y	KP	DP
$S_0$	1	1	1	1	$S_0$	1	1	1	1
$S_1$	0,99	-0,99	0,05	-0,13	$S_1$	0,99	-0,99	0,06	-0,05
$S_2$	-0,08	0,09	-0,77	-0,59	$S_2$	0,03	-0,01	-0,93	0,05
$S_3$	0,10	-0,09	-0,60	0,72	$S_3$	0,03	-0,07	0,02	0,94

Tabulka 2.3: Naměřené Stokesovy vektory pro PMS: 128, 192 a 255 pro úhly  $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 20^\circ$  a  $30^\circ$  pro čtyři vstupní polarizace LP X, LP Y, KP a DP.

Dle vztahu (1.18) můžeme ze Stokesových vektorů a vstupních polarizací zjistit Muellerovy matice. Pro výstupní matici  $\mathbf{S}'$  jsou v jednotlivých sloupcích umístěny postupně naměřené Stokesovy vektory pro lineární horizontální polarizaci, lineární vertikální polarizaci, kruhovou levotočivou polarizaci a lineární diagonální polarizaci. Matice  $\mathbf{S}^{-1}$  je inverzní k matici  $\mathbf{S}$  (2.5), ve které jsou v jednotlivých sloupcích Stokesovy vektory pro vstupní polarizace dle (2.4).

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Pro příklad uveďme následující matici, která platí pro hodnotu signálu přivedeného na PMS: 0 a úhel  $\theta = 30^\circ$ .

$$\mathbb{M} = \mathbf{S}'\mathbf{S}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0,99 & -0,99 & 0,05 & 0,05 \\ -0,01 & 0,01 & -0,70 & 0,63 \\ -0,10 & 0,07 & 0,60 & 0,71 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0,5 & 0,5 & -0,5 & -0,5 \\ 0,5 & -0,5 & -0,5 & -0,5 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0,01 & 0,99 & 0,05 & 0,05 \\ -0,01 & -0,01 & 0,64 & -0,70 \\ -0,01 & -0,09 & 0,73 & 0,62 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Můžeme uvést další Muellerovu matici pro PMS: 255 a úhel  $\theta = 30^\circ$

$$\mathbb{M} = \mathbf{S}'\mathbf{S}^{-1} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0,99 & -0,99 & 0,06 & -0,05 \\ 0,03 & -0,01 & -0,93 & 0,05 \\ 0,03 & -0,07 & 0,02 & 0,94 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0,5 & 0,5 & -0,5 & -0,5 \\ 0,5 & -0,5 & -0,5 & -0,5 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -0,01 & 0,99 & -0,05 & 0,07 \\ 0,01 & 0,02 & 0,04 & -0,94 \\ -0,02 & 0,05 & 0,95 & 0,04 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

Tímto způsobem zjistíme Muellerovy matice pro všechny hodnoty úhlů  $\theta$  a hodnoty signálů přivedených na PMS.

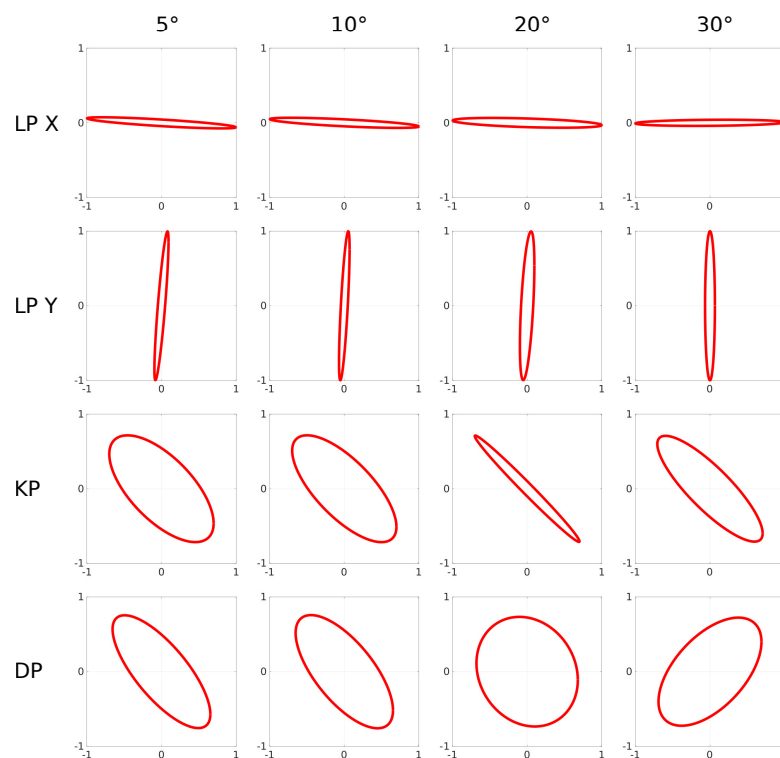
Můžeme si všimnout, že se v prvním sloupci a zároveň v prvním řádku Muellerovy matice na transformaci podílí pouze člen  $m_{11}$  (členy  $m_{21}$ ,  $m_{31}$ ,  $m_{41}$  a  $m_{12}$ ,  $m_{13}$ ,  $m_{14}$  jsou nulové nebo blízké nule a při transformaci je tak můžeme zanedbat). Tuto skutečnost můžeme využít pro převedení námi získaných Muellerových matic na Jonesovy matice, které nám zajistí lepší fyzikální interpretaci.

Zjištěné Muellerovy matice (2.6 a 2.7) odpovídají Muellerovy matici fázového prvku s optickou osou orientovanou v horizontálním směru (2.8). Tato skutečnost platí ve všech vyhodnocovaných případech.

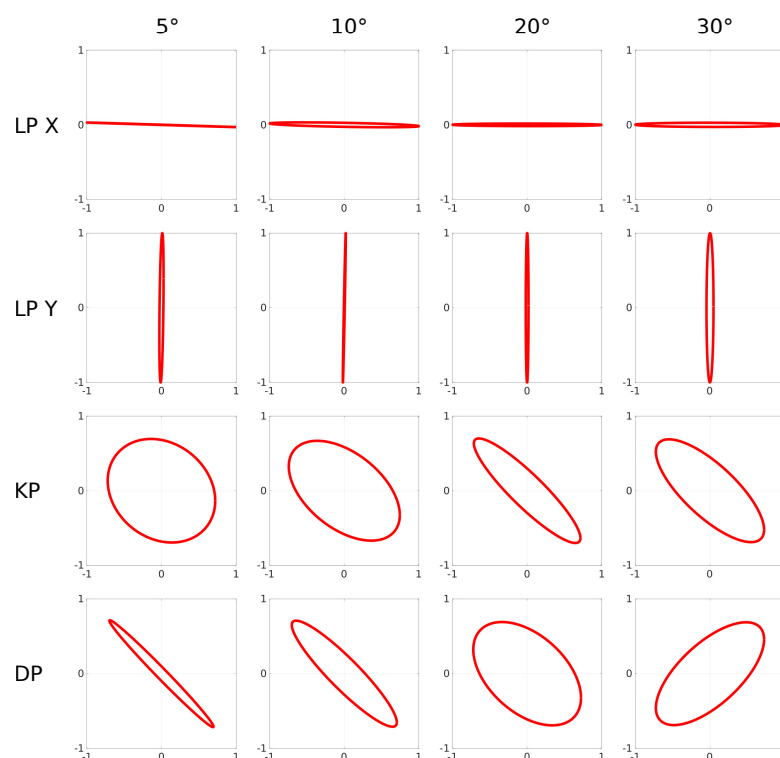
$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \phi & \sin \phi \\ 0 & 0 & -\sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Ze znalosti Stokesových parametrů můžeme dle vztahu (1.13) určit stupeň polarizace světla. Pro všechny naměřené hodnoty se míra polarizace pohybuje v intervalu  $q \in \langle 0,87; 1 \rangle$ . Při takto vysoké míře polarizace můžeme pro zápis polarizace vedle Stokesova formalismu použít i formalismus Jonesův, a se světlem pracovat jako s plně polarizovaným. Dle vztahu (1.17) převedeme Stokesovy vektory (Tab. 2.2, 2.3) na parametry polarizační elipsy  $A_x$ ,  $A_y$  a  $\delta$ . Následně vykreslíme polarizační stavy pro všechny hodnoty signálu přivedené na PMS a hodnoty úhlů  $\theta$  (Obr. 2.9 - 2.14).

Z vykreslených grafů (Obr. 2.9 - 2.14) je patrné, že u **LP X** a **LP Y** je změna minimální. Změna **KP** a **DP** je zde značná. Můžeme tedy říci, že změna polarizačního stavu závisí na velikosti signálu PMS a hodnotě úhlu  $\theta$ .

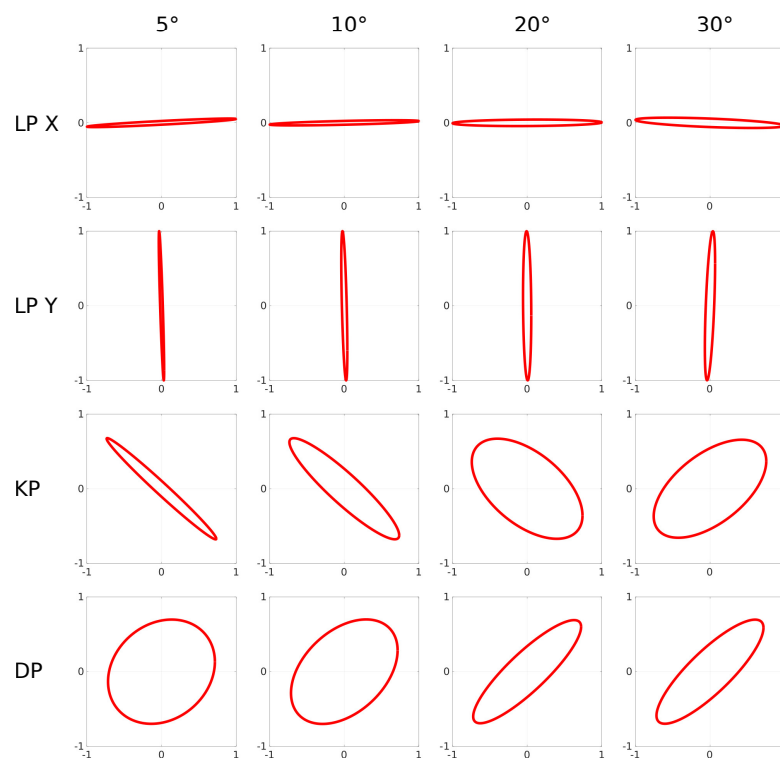


Obrázek 2.9: Naměřené polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace a úhly  $\theta$  při hodnotě PMS: OFF.

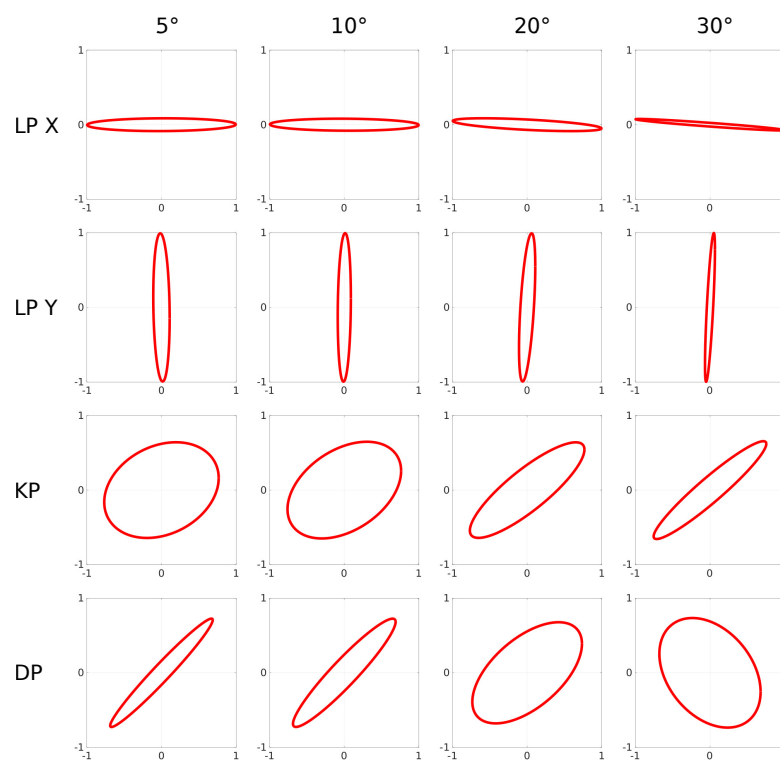


Obrázek 2.10: Naměřené polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace a úhly  $\theta$  při hodnotě PMS: 0.

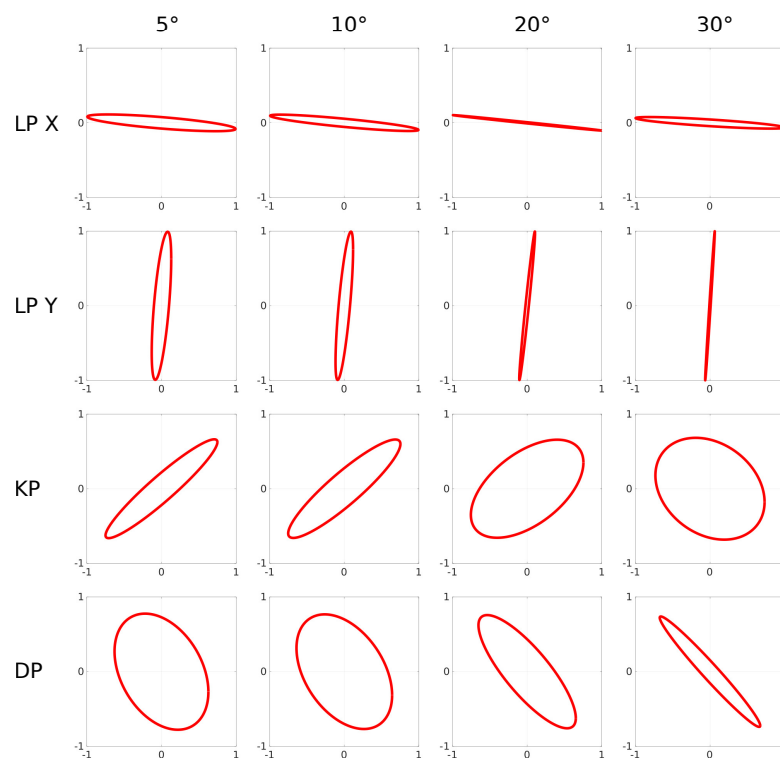




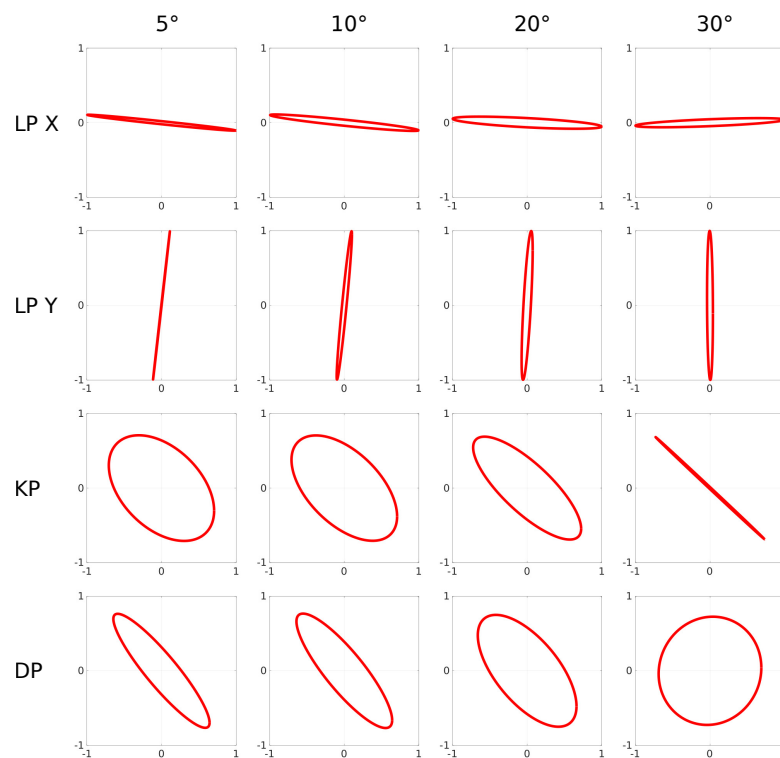
Obrázek 2.11: Naměřené polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace a úhly  $\theta$  při hodnotě PMS: 64.



Obrázek 2.12: Naměřené polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace a úhly  $\theta$  při hodnotě PMS: 128.



Obrázek 2.13: Naměřené polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace a úhly  $\theta$  při hodnotě PMS: 192.



Obrázek 2.14: Naměřené polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace a úhly  $\theta$  při hodnotě PMS: 255.

Mezi Muellerovou maticí a Jonesovou maticí existují převodní vztahy. Pro Jonesovu matici, ve tvaru  $J = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} \\ r_{21} & r_{22} \end{bmatrix}$ , můžeme její prvky vyjádřit jako  $j = |r| \cdot e^{i\phi}$  [11]. Relativní fázi mezi jednotlivými členy  $\phi$  můžeme vyjádřit jako  $e^{i\phi} = \cos \theta + i \sin \theta$

$$r_{11} = [(m_{11} + m_{12} + m_{21} + m_{22})/2]^{1/2} \quad (2.9)$$

$$r_{12} = [(m_{11} - m_{12} + m_{21} - m_{22})/2]^{1/2} \quad (2.10)$$

$$r_{21} = [(m_{11} + m_{12} - m_{21} - m_{22})/2]^{1/2} \quad (2.11)$$

$$r_{22} = [(m_{11} - m_{12} - m_{21} + m_{22})/2]^{1/2} \quad (2.12)$$

$$\cos(\phi_{12}) = \frac{(m_{13} + m_{23})}{[(m_{11} + m_{21})^2 - (m_{12} + m_{22})^2]^{1/2}} \quad (2.13)$$

$$\sin(-\phi_{12}) = \frac{(m_{14} + m_{24})}{[(m_{11} + m_{21})^2 - (m_{12} + m_{22})^2]^{1/2}} \quad (2.14)$$

$$\cos(\phi_{21}) = \frac{(m_{31} + m_{32})}{[(m_{11} + m_{12})^2 - (m_{21} + m_{22})^2]^{1/2}} \quad (2.15)$$

$$\sin(-\phi_{21}) = \frac{(m_{41} + m_{42})}{[(m_{11} + m_{12})^2 - (m_{21} + m_{22})^2]^{1/2}} \quad (2.16)$$

$$\cos(\phi_{22}) = \frac{(m_{33} + m_{44})}{[(m_{11} + m_{22})^2 - (m_{21} + m_{12})^2]^{1/2}} \quad (2.17)$$

$$\sin(-\phi_{22}) = \frac{(m_{43} - m_{34})}{[(m_{11} + m_{22})^2 - (m_{21} + m_{12})^2]^{1/2}} \quad (2.18)$$

Uveďme nyní Jonesovy matice pro předešlé Muellerovy matice. Zjištěné fázové členy jsou uvedeny v radiánech. Jonesova matice pro hodnoty PMS: 0 a  $\theta = 30^\circ$

$$J = \begin{bmatrix} 0,99 & 0,05 \cdot e^{-i \cdot 0,79} \\ 0,03 \cdot e^{-i \cdot 1,65} & 0,99 \cdot e^{-i \cdot 0,85} \end{bmatrix}. \quad (2.19)$$

Jonesova matice pro hodnoty PMS: 255 a  $\theta = 30^\circ$

$$J = \begin{bmatrix} 0,99 & 0,04 \cdot e^{-i \cdot 2,23} \\ 0,06 \cdot e^{i \cdot 1,18} & 0,99 \cdot e^{-i \cdot 1,53} \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

U členů Jonesovy matice  $r_{12}$  a  $r_{21}$  si můžeme všimnout velmi nízké amplitudy, která nijak zásadně neovlivňuje transformaci. Proto se budeme soustředit pouze na člen  $r_{22}$ .

Zároveň si můžeme všimnout Jonesovy matice pro fázovou destičku (2.21), která zavádí mezi  $x$ -ovou a  $y$ -ovou složku fázové zpoždění  $\phi$ . Ta má stejný tvar jako zjištěné Jonesovy matice (2.19 a 2.20). PMS tak pracuje jako fázový prvek.

$$J = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\phi} \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

Pro všechny Jonesovy matice uveďme fázové rozdíly. Předpis můžeme napsat ve tvaru  $j = |r| \cdot e^{i\phi}$ , kde  $r$  značí reálnou amplitudu a člen  $e^{i\phi}$  udává fázový rozdíl.

V následující tabulce je uveden člen  $\phi$  pro všechny měřené situace.

PMS:	OFF	0	64	128	192	255
$\theta = 5^\circ$	$-0,77\pi$	$-0,95\pi$	$-0,44\pi$	$0,07\pi$	$0,60\pi$	$-0,86\pi$
$\theta = 10^\circ$	$-0,75\pi$	$-0,85\pi$	$-0,36\pi$	$0,11\pi$	$0,63\pi$	$-0,82\pi$
$\theta = 20^\circ$	$-0,55\pi$	$-0,64\pi$	$-0,17\pi$	$0,31\pi$	$0,81\pi$	$-0,71\pi$
$\theta = 30^\circ$	$-0,32\pi$	$-0,26\pi$	$0,18\pi$	$0,60\pi$	$-0,92\pi$	$-0,48\pi$

Tabulka 2.4: Hodnota  $\phi$  pro naměřené Jonesovy matice uvedena v násobcích  $\pi$ .

Ze zjištěných hodnot  $\phi$  (Tab. 2.4) můžeme pozorovat, jak úhel  $\theta$ , pod kterým dopadá svazek světla na PMS, ovlivňuje rozsah fázové modulace. Se zvětšujícím se úhlem  $\theta$ , se zároveň zmenšuje rozsah fázové modulace.

# Závěr

V teoretické části práce byl popsán prostorový modulátor světla (PMS), jeho princip činnosti, dělení, využití a možnosti zakomponování v experimentech. Byl zde také uveden předmět bakalářské práce, který spočíval v měření polarizačního stavu modulovaného světla. Tato část byla také věnována popisu polarizace, která byla stěžejní pro tuto bakalářskou práci. Uvedeny byly dva formalismy pro popis polarizace, jejich porovnání a následně také způsob měření polarizace.

Ve druhé části práce, která se zaměřovala na samotné měření a experiment, bylo uvedeno proměření polarizačních prvků, nezbytné pro definování a následné měření libovolného polarizačního stavu. Tímto způsobem bylo proměřeno celkem šest optických prvků (dva lineární polarizátory, dvě čtvrtvlnné fázové destičky a dvě půlvlnné fázové destičky), se kterými se pracovalo.

Následovalo vyhodnocení opakovatelnosti měření polarizace, pro které bylo provedeno pět měření. Směrodatné odchylky pro parametry polarizační elipsy  $A_x$  a  $A_y$  se lišily v řádech tisícín a fázový rozdíl  $\delta$  v desetínách stupňů. Následoval popis samotného experimentu, u kterého byly uvedeny hodnoty přivedené na PMS, hodnoty úhlů  $\theta$ , pod kterým dopadal svazek světla na PMS a také čtyři vstupní polarizace, pro které měření probíhalo.

Naměřené hodnoty, které byly ve formě intenzit jednotlivých bází, byly pomocí vztahů převedeny na Stokesovy vektory, které byly následně uvedeny v tabulce. Stokesovy vektory byly dále převedeny na transformační Muellerovy matice, které popisují působení optické komponenty na světlo s určitou polarizací.

Vzhledem ke stupni polarizace, který se pohyboval v intervalu  $q \in \langle 0,87; 1 \rangle$ , jsme se světlem mohli pracovat jako s plně polarizovaným. Vzhledem ke skutečnosti, že se u Muellerovy matice na transformaci z prvního sloupce a prvního řádku, podílel pouze člen matice  $m_{11}$ , mohli být Muellerovy matice převedeny na Jonesovy matice, což nám zajistilo lepší fyzikální interpretaci. Následně byly vykresleny polarizační elipsy pro definované vstupní polarizace, úhly  $\theta$  a pro všechny signály přivedené na PMS. S ohledem na vykreslené grafy polarizací, můžeme pozorovat změnu polarizačního stavu modulovaného světla v závislosti na hodnotě signálu PMS a úhlu  $\theta$ , která se nejvíce projevovala u polarizace kruhové a lineární diagonální.

Vyhodnocení Muellerových a Jonesových matic ukázalo, že PMS funguje jako fázový polarizační prvek, jehož rozsah modulace ovlivňuje hodnota signálu přivedeného na PMS, a zároveň i úhel  $\theta$ , pod kterým dopadá svazek světla na PMS.

# Literatura

- [1] Manuál výrobce Hamamatsu. *Phase spatial light modulator (Chapter 12)*.
- [2] A. Jesacher, A. Schwaighofer, S. Fürhapter, C. Maurer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte. *Wavefront correction of spatial light modulators using an optical vortex image*. OPTICS EXPRESS 5801, Vol. 15, No. 9 (2007).
- [3] A. Jesacher, S. Fürhapter, Ch. Maurer, S. Bernet, and M. Ritsch-Marte. *Holographic optical tweezers for object manipulations at an air-liquid surface*. OPTICS EXPRESS 6342, Vol. 14, No. 13 (2006).
- [4] Q. Zhan. *Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications*. Advances in Optics and Photonics 1, 1–57 (2009).
- [5] Z. Gongjian, Z. Man and Z. Yang. *Wave front control with SLM and simulation of light wave diffraction*. OPTICS EXPRESS 33543, Vol. 26, No. 26 (2018).
- [6] B. Katz, J. Rosen, R. Kelner and Gary Brooker. *Enhanced resolution and throughput of Fresnel incoherent correlation holography (FINCH) using dual diffractive lenses on a spatial light modulator (SLM)*. OPTICS EXPRESS 9109, Vol. 20, No. 8 (2012).
- [7] I. Vyšín, J. Říha. *Paprsková a vlnová optika*. 1.vyd., Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, 2012, 123 s. ISBN 978-80-244-3334-9
- [8] J. Bajer. *Optika 2*. 1.vyd., Olomouc: chlup.net, 2018, 512 s. ISBN 978-80-907098-0-5
- [9] E. Collet. *Field guide to polarization*. SPIE, 2005, 134 s. ISBN 0-8194-5868-6
- [10] J. Běhal. *Měření polarizačních vlastností prostorového fázového modulátoru světla*. Olomouc: Univerzita Palackého v Olomouci, Bakalářská práce, 2013
- [11] D. Goldstein. *Polarized Light*. 2.vyd., Air Force Research Laboratory, Florida, U.S.A., 2003, ISBN 0-8247-4053-X