

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLMOUCI
PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA
KATEDRA OPTIKY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Interferometrická analýza vektorových polí
generovaných prostorově strukturovanou
fázovou destičkou



Vypracovala:	Nela Chrapková
Studijní program:	Fyzika
Studijní obor:	Optika a optoelektronika
Forma studia:	Prezenční
Vedoucí diplomové práce:	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
Termín odevzdání práce:	srpen 2022

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou bakalářskou práci vypracovala samostatně pod vedením Mgr. Michala Baránka, Ph.D., a že jsem použila zdroje, které cituji a uvádím v seznamu použitých pramenů.

V Olomouci dne 4. srpna 2022

.....
Nela Chrapková

Poděkování

Děkuji Mgr. Michalu Baránkovi, Ph.D. za odborné vedení této bakalářské práce, především pak za jeho trpělivost, ochotu a čas věnovaný na konzultacích.

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora	Nela Chrapková
Název práce	Interferometrická analýza vektorových polí generovaných prostorově strukturovanou fázovou destičkou
Typ práce	Bakalářská
Pracoviště	Katedra optiky
Vedoucí práce	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
Rok obhajoby práce	2022
Abstrakt	Prostorově strukturovaná fázová destička představuje optický prvek navržený pro přímočarou experimentální realizaci cylindrických vektorových svazků s radiální polarizací, azimutální polarizací a optických vírů. Uvedená světelná pole lze efektivně detekovat pomocí interference. Kvůli prostorově proměnné polarizaci vektorových svazků je však pro získání vhodného interferenčního obrazce nutné správné nastavení polarizačních prvků v obou větvích interferometru. Cílem práce je návrh a stavba experimentální sestavy vhodné pro efektivní interferometrickou analýzu vektorových polí.
Klíčová slova	interference, polarizace, singulární optika, optické víry
Počet stran	42
Počet příloh	0
Jazyk	český

Bibliographical identification

Autor's first name and surname	Nela Chrapková
Title	Interferometric analysis of vector fields generated by spatially structured waveplate
Type of thesis	Bachelor
Department	Department of Optics
Supervisor	Mgr. Michal Baránek, Ph.D.
The year of presentation	2022
Abstract	Spatially structured waveplate is an optical element designed for straightforward experimental generation cylindrical vector beams with radial and azimuthal polarization as well as optical vortices. Such optical beams can be effectively detected by means of interference. Because of spatially variant polarization of vector fields, correct adjustment of polarization elements is necessary for the achievement of a convenient interferometric pattern. The aim of this work is the interferometric analysis of optical vector fields.
Keywords	interference, polarization, singular optics, optical vortices
Number of pages	42
Number of appendices	0
Language	czech

Obsah

Úvod	8
1 Teoretická část	9
1.1 Optické víry	9
1.1.1 Využití	9
1.1.2 Detekce	10
1.1.3 Generace	11
1.2 Polarizace světla	11
1.3 Interference světla	13
1.3.1 Interferometry	14
1.4 Spirální FD	15
1.5 Strukturovaná FD	15
2 Teoretický model	17
2.1 Kontrast IO	17
2.1.1 Lineárně polarizovaná vlna + lineárně polarizovaná vlna	17
2.1.2 Pravotočivě kruhově polarizovaná vlna + lineárně polarizovaná vlna	18
2.1.3 Pravotočivě kruhově polarizovaná vlna + pravotočivě kruhově polarizovaná vlna	19
2.1.4 Levotočivě kruhově polarizovaná vlna + pravotočivě kruhově polarizovaná vlna	20
2.2 Průchod polarizované vlny SFD	21
2.3 Průchod lineárně polarizované vlny čtvrtvlnnou FD	22
2.4 Intenzitní profil IO	23
2.4.1 Rovinná vlna + vírový svazek	23
2.4.2 Lineárně polarizovaná vlna transformována SFD + pravotočivě kruhově polarizovaná vlna	23
3 Experimentální část	25
3.1 Nastavení experimentu	25
3.2 Experimentální výsledky	27
3.2.1 Kontrast IO dvou lineárně polarizovaných vln	27
3.2.2 Kontrast IO lineárně polarizované vlny interferující s pravotočivě kruhově polarizovanou vlnou	28
3.2.3 Generace OV pomocí spirální FD	29
3.2.4 IO se SFD	29
Závěr	40

Úvod

Víry jsou v přírodě všudypřítomným jevem. Již dlouho jsou pozorovány u hurikánů, tornád, ale také u běžných jevů, jako je víření kávy v šálku. V druhé polovině 20. století se objevila teorie, že charakteru vírů mohou nabývat také světelná pole. Od té doby se optické víry staly nejen matematickou kuriozitou, ale také prokázaly svůj praktický význam v mnoha oblastech, jako například v optické mikroskopii, v nelineární optice, při přenosu a zpracování informace a další [1].

Optické víry jsou fázové singularity spirálovitého typu vytvářené na pozadí koherentních laserových svazků. Vířivé proudění si lze představit jako tok elektromagnetické energie, který je důsledkem šroubovitého tvaru vlnoplochy. Důležitým parametrem optického víru je celočíselný topologický náboj, který určuje, kolika listy je vlnoplocha tvořena [2]. Nejběžnější metody generace optických vírů využívají spirální fázové destičky, které přímo vytvářejí vírovou strukturu na dopadajícím svazku postupnou změnou délky optické dráhy, nebo strukturované fázové destičky, které k vytvoření víru využívají prostorově proměnné natočení optické osy dvojlomného materiálu.

Teoretická část této práce se zaměřuje na základní poznatky vírových svazků generovaných spirální a strukturovanou fázovou destičkou a na zmapování jejich využití. Experimentální část se pak zabývá zobrazováním optických jevů pomocí Mach-Zenderova interferometru, zejména se zaměřuje na generaci optických vírů pomocí spirální a strukturované fázové destičky, a nakonec je probrána závislost detekce optických vírů na polarizaci interferujících vln.

Kapitola 1

Teoretická část

1.1 Optické víry

Běžně se v životě setkáváme s víry, které vznikají hydrodynamickým a atmosférickým prouděním. U takto vzniklých vírů je snadné si vytvořit představu o jejich mechanických účincích. Projevy optických vírů však takto intuitivní nejsou a našim běžným zkušenostem se vymykají.

Optické víry (OV) lze definovat jako fázové singularity spirálovitého typu, které jsou vytvářené na pozadí koherentních laserových svazků. Vířivé proudění je možné si představit jako tok elektromagnetické energie jakožto důsledek šroubovitého tvaru vlnoplochy [2].

Optická vírová pole se vyznačují specifickými vlastnostmi. V místě, kde se OV nachází, vykazuje optický svazek bodovou fázovou singularitu. V tomto bodě je amplituda laserového svazku nulová, a tedy i jeho intenzita. Kolem bodu nespojitosti se optické pole jeví jako šroubovitá vlnoplocha se spirálním tokem elektromagnetické energie. Optický svazek se šroubovitou plochou přenáší orbitální moment hybnosti, což je způsobeno nenulovou hodnotou azimutální složky Poyntingova vektoru [3].

1.1.1 Využití

V moderní optice se OV kvůli jejich širokému uplatnění dostává v stále více pozornosti. Využití pak OV naleznou například v oblasti nelineární optiky, v optické mikroskopii, mezi důležité aplikace OV patří optická pinzeta nebo kódovaný přenos informace. Mohou se využít také při optickém zobrazování nebo ke korekci optických aberací.

Optická mikroskopie

Velmi významnými metodami, které v optické mikroskopii pracují s OV jsou trojrozměrná lokalizace a sledování částic pomocí rotující rozptylové funkce. V těchto experimentech se mikroskop doplňuje 4f systémem s prostorovým modulátorem světla umístěným ve fourierovské rovině. Sledování mikroskopických objektů v prostoru funguje na principu, kdy je provedena spirální modulace jejich prostorového spektra, která vytvoří vírové svazky, jejichž interference způsobí rozštěpení rotačně souměrné rozptylové funkce na obrazovou stopu tvořenou obvykle dvěma laloky. Pokud je detektor v pevné pozici, je možné z úhlového otočení laloků určit axiální pozici zobrazeného objektu s přesností na nanometry. Díky trojrozměrné lokalizaci světélkujících molekul pomocí laloků se dosáhlo superrozlišení při zobrazování rozsáhlých biologických struktur [4].

Nelineární optika

V oblasti nelineární optiky je významná především konverze topologie svazku v důsledku nelineárních interakcí. Nynější experimenty udělaly velký posun ve výzkumu sestupné frekvenční konverze, při níž dochází v nelineárním krystalu ke vzniku provázaných fotonových párů v signálním a referenčním svazku. Při čerpání krystalu optickým vírovým svazkem se rovněž prokázala provázanost orbitálních momentů hybnosti přenášených fotony signálního a referenčního svazku [5].

Optická pinzeta

Pomocí optické pinzety lze prostřednictvím laserových gaussovských svazků manipulovat s mikročásticemi. V praxi se optická pinzeta používá pro zachycení a manipulaci málo absorbujících částic, jejichž index lomu je mírně vyšší než index lomu okolního prostředí. Princip je takový, že vírové svazky generují tmavé optické pasti, které jsou schopny zachytit jinak obtížně manipulovatelné částice. Soustředěný vírový svazek, který je tmavý na ose, vytváří světelný komín. Radiační tlak vytlačuje částice světelným komínem a ty jsou pak v blízkosti ohniska zachyceny. Současně dochází k rotaci zachycených mikročástic kvůli orbitálnímu momentu hybnosti, případně spinu optických vírových svazků. Pro použití optické pinzety jsou důležité nedifrakční vírové svazky, tedy vírové struktury v nosných svazcích, které při šíření v ideálním případě nevykazují difrakční divergenci. Kromě strukturální stability mají nedifrakční vírové svazky schopnost samoregenerace. Ta se projevuje tím, že vírový svazek porušený interakcí s mikročásticí, kterou svým spirálním tokem energie roztočí, při následném volném šíření samovolně obnoví svou původní vírovou strukturu, a je opět schopen interakce [6].

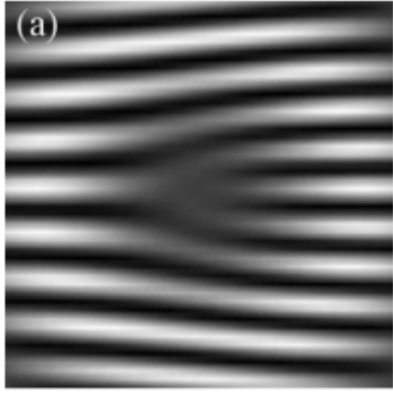
Kódovaný přenos informace

U kódované metody přenosu informace není informační kód přenášen jako sekvence impulsů, nýbrž je zapsaná do prostorové struktury vícemódového vírového pole [7].

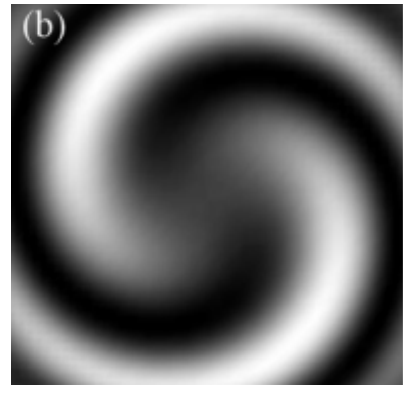
Jako pomyslné značky umožňující dekodování informace u příjemce slouží topologické náboje jednotlivých módů. Toto se využívá v oblasti bezdrátových komunikací a nové výzkumy cílí na využití této metody v oblasti rádiových vln [5].

1.1.2 Detekce

K zobrazení OV se využívá interferometrického měření. Interferuje-li spolu vírový svazek a sférická či rovinná vlna, je možné v interferenčním obrazci detekovat a spolehlivě popsat OV. Důležitými parametry OV je jeho poloha, velikost, ale také jeho násobnost či orientace. Na interferenčním obrazci se pak kromě typických tmavých a světlých proužků zobrazí OV v podobě vidličkovitého rozštěpení pro rovinnou vlnu (obr. 1.1) a v podobě spirálovitého rozštěpení v případě sférické vlny (obr. 1.2). Počet větví spirál, resp. násobnost vidličkovitého rozštěpení slouží k rozpoznání absolutní hodnoty topologického náboje. Směr otočení spirál, resp. orientace vidličkovitého rozštěpení pak určuje znaménko topologického náboje [1].



Obrázek 1.1: OV v rovinné vlně [6].



Obrázek 1.2: OV ve sférické vlně [6].

1.1.3 Generace

Běžně lze OV generovat pomocí spirální nebo strukturované fázové destičky a počítačem generovanými hologramy.

Počítačově generované hologramy se vytvářejí matematickou interferencí šikmé rovinné vlny s optickým vírem a fungují tak, že rovinnou vlnu difraktují na několik řádů optických vírů s odlišným topologickým nábojem.

Spirální fázová destička přímo vytváří OV na dopadajícím svazku postupnou změnou délky optické dráhy po obvodu prvku. Funguje tedy na takovém principu, kdy na dopadající optický svazek působí fázovým posunem, což je umožněno spirálovitě se zvětšující tloušťkou materiálu, ze kterého je destička vyrobena. Světlo se v opticky hustších médiích zpomaluje a trvá déle, než urazí danou vzdálenost uvnitř média, než ve vzduchu.

Strukturovaná fázová destička ke generaci OV využívá prostorově proměnné natočení optické osy dvojlomného materiálu. Jedná se o optický prvek, který funguje na principu půlvlnné fázové destičky, ovšem jeho optická osa je prostorově variabilní. Právě lokální natočení optické osy umožňuje generaci optického víru [1].

1.2 Polarizace světla

Polarizace obecně znamená orientace. Vlnová polarizace se vyskytuje u vektorových polí. Polarizační stav elektromagnetické vlny se dá popsat chováním vektoru elektrické intenzity v rovině kolmé na směr šíření. Šíří-li se rovinná elektromagnetická vlna ve směru kladné osy z , jednotlivé složky vektoru elektrické intenzity je možné psát ve tvaru [8]

$$E_x = E_{0x} \cdot \cos(\omega t - kz + \varphi_x), \quad (1.1)$$

$$E_y = E_{0y} \cdot \cos(\omega t - kz + \varphi_y), \quad (1.2)$$

$$E_z = 0, \quad (1.3)$$

přičemž E_{0x} a E_{0y} značí amplitudy a φ_x a φ_y počáteční fáze příslušných složek. Matematicky se polarizace dá popsat pomocí Jonesova formalismu, kde je polarizační stav elektromagnetické vlny vyjádřen Jonesovým vektorem [9]

$$J = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \frac{E_{0x}}{\sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{E_{0y}}{E_{0x}} e^{i\Delta\varphi} \end{pmatrix}, \quad (1.4)$$

přičemž $\Delta\varphi = \varphi_x - \varphi_x$ udává fázový rozdíl.

V rovině kolmé na směr šíření opisuje koncový bod vektoru elektrické intenzity křivku, která v obecném případě nabývá tvaru elipsy. Ve speciálních případech může elipsa přejít v úsečku nebo kružnici. Pokud vektor elektrické intenzity opisuje úsečku, jedná se o lineární polarizaci. Tato situace může nastat za podmínky [9]

$$\Delta\varphi = m\pi, \quad (1.5)$$

kde m je celé číslo. Jonesův vektor pro lineární polarizaci nabývá tvaru

$$J_L(\alpha) = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}, \quad (1.6)$$

kde α značí úhel mezi směrem kmitů vektoru elektrické intenzity a osou x . Opisuje-li vektor elektrické intenzity kružnici, jedná se o polarizaci kruhovou. V takovém případě musí být splněny podmínky

$$E_{0x} = E_{0y} \quad (1.7)$$

a

$$\Delta\varphi = \frac{\pi}{2} + m\pi. \quad (1.8)$$

Jonesův vektor má pak tvar

$$J_K = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Znaménko $+$ zde značí pravotočivou kruhovou polarizaci a znaménko $-$ značí levotočivou kruhovou polarizaci.

Polarizační stav elektromagnetické vlny ovlivňují optické prvky. Obecně lze takovou změnu Jonesova vektoru popsat pomocí maticového násobení

$$J_2 = M \cdot J_1 = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_{1x} \\ J_{1y} \end{pmatrix}, \quad (1.10)$$

kde A, B, C, D obecně značí prvky transformační matice M . Orientaci optických prvků lze popsat pomocí matice rotace

$$R(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (1.11)$$

kde θ představuje úhel rotace. Pro optický prvek natočený do směru θ se používá matice získaná pomocí matice rotace $R(\theta)$ a matice zpětné rotace $R(-\theta)$ následovně

$$OP(\theta) = R(-\theta) \cdot OP(0) \cdot R(\theta), \quad (1.12)$$

kde OP obecně značí optický prvek, který se natáčí do směru θ .

Základním polarizačním prvkem je lineární polarizátor. Matice lineárního polarizátoru orientovaného ve směru souřadné osy x nabývá tvaru

$$LP(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.13)$$

Dalšími využívanými polarizačními prvky jsou fázové destičky (FD). Matice FD orientované ve směru souřadné osy x nabývá tvaru

$$FD(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\delta} \end{pmatrix}. \quad (1.14)$$

V praxi se používá půlvlnná FD, kde $\delta = \pi$, její matice se tedy dá napsat jako

$$FD_{\lambda/2}(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

a čtvrtvlnná FD, kde $\delta = \pi/2$. Matice čtvrtvlnné FD má potom tvar

$$FD_{\lambda/4}(0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

1.3 Interference světla

Interference je základním projevem vlnové povahy světla. Potkají-li se v jednom místě dvě elektromagnetické vlny [10]

$$E_1 = E_{01}e^{i\varphi_1} \quad (1.17)$$

a

$$E_2 = E_{02}e^{i\varphi_2}, \quad (1.18)$$

kde E_{01} a E_{02} jsou amplitudy vln a φ_1 , φ_2 jsou jejich fáze, bude jejich výsledná intenzita dána interferenčním zákonem [9]

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos(\Delta\varphi), \quad (1.19)$$

kde pro I_1 a I_2 platí

$$I_1 = |E_1|^2 \quad (1.20)$$

$$I_2 = |E_2|^2, \quad (1.21)$$

a $\Delta\varphi$ značí fázový rozdíl, který je dán vztahem

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (1.22)$$

Toto lze zobrazit pomocí interferenčního obrazce (IO) (obr.1.3), na kterém je možné vidět střídající se zesilování a zeslabování světelných vln v podobě interferenčních proužků. Tento obrazec lze charakterizovat kontrastem podle vztahu [9]

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (1.23)$$

kde I_{\max} je maximální intenzita, která musí splňovat podmínku

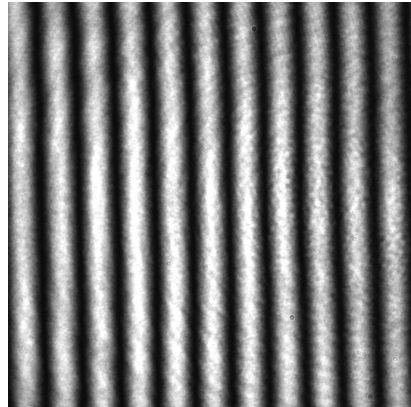
$$I_{\max} : \cos \Delta\varphi = 1 \quad (1.24)$$

a I_{\min} značí minimální intenzitu, pro kterou platí

$$I_{\min} : \cos \Delta\varphi = -1. \quad (1.25)$$

Jestliže dochází k zesilování světelného pole, mluvíme o konstruktivní interferenci, při zeslabování se jedná o destruktivní interferenci. Projev interference je pozorovatelný jen tehdy, jsou-li splněny některé podmínky. Vzájemné fázové rozdíly mezi interferujícími vlnami musí být v daném bodě prostoru v měřeném časovém intervalu stále - koherentní. V případě, že jsou interferující vlny lineárně polarizované, jejich kmitosměry nesmí být vůči sobě kolmé. Pokud jsou kruhově polarizované, nesmí být smysl jejich

polarizací opačný. V obecném případě platí, že nesmí být jejich polarizační stavy ortogonální. Interferující vlny musí být izochronní, tedy musí mít stejné frekvence. Nejjednodušší způsob, jak získat dvě nebo více izochronních vln, je rozdělit jednu vlnu na více vln [10].



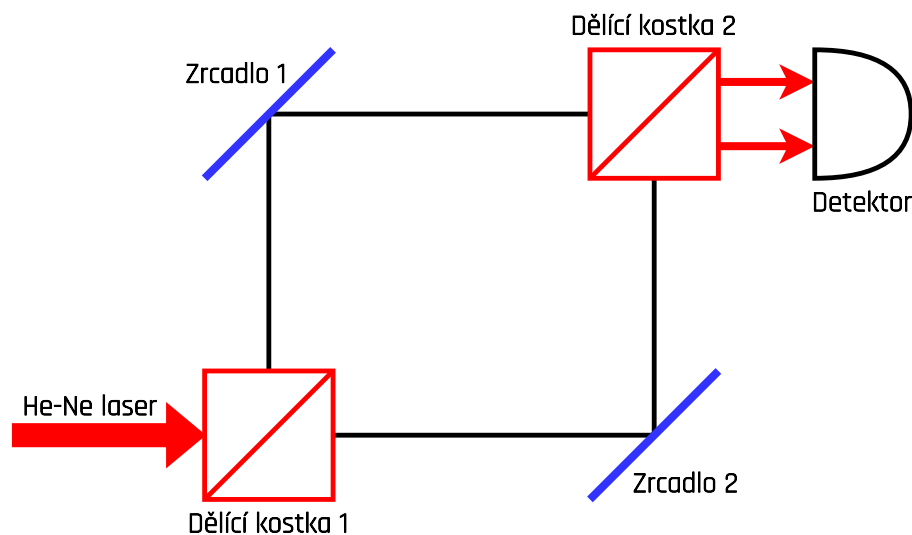
Obrázek 1.3: Interferenční obrazec.

1.3.1 Interferometry

Optické interferometry jsou přístroje, které jsou založeny na interferenci dvou nebo více svazků získaných rozdělením vstupního laserového svazku. Jedná se o jedny z nejběžnějších optických nástrojů, které se používají pro optické zobrazování, přesné měření, diagnostiku povrchů, astrofyziku, seismologii, kvantovou informaci atd. Existuje mnoho konfigurací optických interferometrů, mezi nejběžněji využívané patří Rayleighův interferometr, Michelsonův interferometr, Mach-Zenderův interferometr nebo Sagnacův interferometr [11].

Mach-Zenderův interferometr

V této práci se využívá Mach-Zenderův interferometr (obr.1.4). Světelný svazek z laseru je rozdělen dělicí kostkou na dva svazky, ty jsou pomocí dvou zrcátek vedeny do další dělicí kostky. Za touto dělicí kostkou se na stínítku nebo na detektoru vytvoří IO, a to ve dvou směrech.

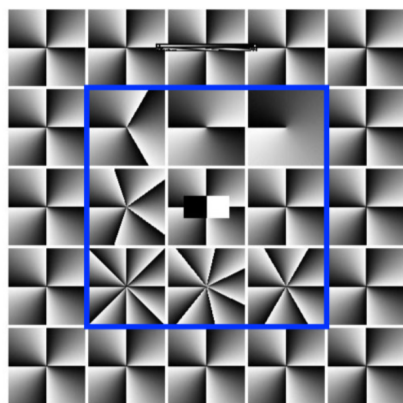


Obrázek 1.4: Schématické znázornění Mach-Zenderova interferometru.

1.4 Spirální FD

Spirální FD je optický prvek z průhledného materiálu, který je rozdělen na oblasti se spirálovitě se zvětšující tloušťkou. Spirálovitá tloušťka FD vytváří šroubovitě rozložení OV [2].

V experimentu se využívá spirální FD od firmy RPC Photonics [12], jejíž geometrická struktura je vyobrazena na obrázku (obr.1.5). Celková plocha destičky je rozdělena na 25 oblastí, které obsahují dílčí spirální fázové masky schopny generovat OV s hodnotami topologických nábojů 1 až 8 (1.6).



Obrázek 1.5: Spirální FD od firmy RPC Photonics [12].

4	4	4	4	4
4	3	2	1	4
4	5		4	4
4	8	7	6	4
4	4	4	4	4

Obrázek 1.6: Spirální FD od firmy RPC Photonics [12].

1.5 Strukturovaná FD

Strukturovaná FD (SFD) je optický prvek vyrobený novou technologií pomocí femtosekundového laseru pro vytvoření požadovaných nanostruktur (obr.1.7), (obr.1.8). V principu se jedná o běžnou půlvlnnou fázovou destičku s prostorově variabilní orientací

optické osy. Matematicky se SFD dá popsat pomocí Jonesovy matice jako [13]

$$T = \begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{bmatrix}, \quad (1.26)$$

kde θ znamená místní orientaci optické osy a $\phi = 2\theta$ značí azimutální polární souřadnici. Díky konstrukci SFD se horizontální polarizace transformuje na radiální polarizaci, vertikální polarizace se transformuje na azimutální polarizaci a kruhová polarizace se transformuje na OV [14].

V experimentu se využívá SFD od firmy Thorlabs s topologickým nábojem 1 [15].



Obrázek 1.7: Intenzitní obraz SFD umístěné mezi dvěma lineárními polarizátory [15].



Obrázek 1.8: Fotografie SFD od firmy Thorlabs [15].

Kapitola 2

Teoretický model

2.1 Kontrast IO

V experimentální části je klíčovým prvkem SFD, která mění polarizační stav vlny a zároveň generuje optický vř. Ještě před analýzou samotných OV je proto výhodné zanalyzovat, jakým způsobem se bude měnit kontrast IO v závislosti na polarizačním stavu interferujících vln.

2.1.1 Lineárně polarizovaná vlna + lineárně polarizovaná vlna

V případě, kdy spolu interferují dvě lineárně polarizované vlny, přičemž jedna vlna zůstane referenční a ve druhé vlně se bude natáčet její polarizace, je možné vypočítat kontrast výsledného IO pomocí Jonesových matic

$$J_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

$$J_2 = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}, \quad (2.2)$$

J_1 je Jonesova matice referenční vlny a J_2 je Jonesova matice signální vlny, přičemž α je úhel natočení lineární polarizace.

Jednotlivé x-ové a y-ové složky interferujících vln lze potom napsat jako

$$E_{1x} = 1 \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.3)$$

$$E_{1y} = 0 \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.4)$$

$$E_{2x} = \cos \alpha \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.5)$$

$$E_{2y} = \sin \alpha \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.6)$$

kde E_{1x} je x-ová složka referenční vlny, E_{1y} je y-ová složka referenční vlny, E_{2x} je x-ová složka signální vlny a E_{2y} je y-ová složka signální vlny. Intenzitu x-ové složky lze vypočítat jako

$$I_x = |E_{1x} + E_{2x}|^2 = 1 + \cos^2 \alpha + 2 \cos \alpha \cdot \cos \Delta\varphi \quad (2.7)$$

a intenzitu y-ové složky lze vypočítat jako

$$I_y = |E_{1y} + E_{2y}|^2 = \sin^2 \alpha. \quad (2.8)$$

Výsledná intenzita je potom

$$I = I_x + I_y = 2(1 + \cos \alpha \cdot \cos \Delta\varphi). \quad (2.9)$$

Z podmínek (1.24) a (1.25) lze vypočítat maximální a minimální hodnota intenzity jako

$$I_{\max} = 2(1 + \cos \alpha), \quad (2.10)$$

$$I_{\min} = 2(1 - \cos \alpha). \quad (2.11)$$

Nyní je možné dosadit do vzorce (1.23) a vypočítat hodnotu kontrastu jako

$$K = |\cos \alpha|. \quad (2.12)$$

Z výsledku lze vyčíst, že kontrast interferenčního obrazce bude záviset na úhlu natočení lineární polarizace α , konkrétně se bude měnit podle funkce $|\cos \alpha|$.

2.1.2 Pravotočivě kruhově polarizovaná vlna + lineárně polarizovaná vlna

Ve druhém případě spolu interferují pravotočivá kruhově polarizovaná vlna, která zůstává referenční, s lineárně polarizovanou vlnou, ve které se bude opět natáčet její polarizace. Chceme-li zjistit, jaký bude kontrast IO, budeme postupovat obdobně jako v předchozím případě. V referenční vlně bude kruhová polarizace, Jonesova matice J_1 tedy nabývá tvaru

$$J_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

V signální vlně bude opět lineární polarizace, proto tvar Jonesovy matice J_2 bude nabývat stejného tvaru jako ve vzorci (2.2), tedy

$$J_2 = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Rovnice x-ových a y-ových složek interferujících vln budou

$$E_{1x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.15)$$

$$E_{1y} = \frac{i}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.16)$$

$$E_{2x} = \cos \alpha \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.17)$$

$$E_{2y} = \sin \alpha \cdot e^{i\varphi_2}. \quad (2.18)$$

Intenzity x-ové a y-ové složky jsou potom

$$I_x = |E_{1x} + E_{2x}|^2 = \frac{1}{2} + \cos^2 \alpha + \sqrt{2} \cos \alpha \cdot \cos \Delta\varphi, \quad (2.19)$$

$$I_y = |E_{1y} + E_{2y}|^2 = \frac{1}{2} + \sin^2 \alpha - \sqrt{2} \sin \alpha \cdot \sin \Delta\varphi. \quad (2.20)$$

Výsledná intenzita nabývá tvaru

$$I = I_x + I_y = 2 + \sqrt{2} \cos(\alpha + \Delta\varphi). \quad (2.21)$$

Z podmínek (1.24) a (1.25) získáme maximální a minimální intenzitu jako

$$I_{\max} = 2 + \sqrt{2}, \quad (2.22)$$

$$I_{\min} = 2 - \sqrt{2}. \quad (2.23)$$

Nakonec dosadíme do vzorce (1.23) a vypočítáme kontrast výsledného IO jako

$$K = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (2.24)$$

Je zřejmé, že v tomto případě se kontrast IO měnit nebude, nebude tedy záviset na úhlu natočení lineární polarizace signální vlny.

2.1.3 Pravotočivě kruhově polarizovaná vlna + pravotočivě kruhově polarizovaná vlna

Ve třetím případě spolu interferují dvě pravotočivě kruhově polarizované vlny. Opět nás bude zajímat, jaký bude kontrast výsledného IO. Vyjděme tedy opět z Jonesových matic. Pro tento případ budou J_1 a J_2 nabývat tvaru

$$J_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad (2.25)$$

$$J_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (2.26)$$

Rovnice x-ových y-ových složek interferujících vln budou v tomto případě

$$E_{1x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.27)$$

$$E_{1y} = \frac{i}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.28)$$

$$E_{2x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.29)$$

$$E_{2y} = \frac{i}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_2}. \quad (2.30)$$

Z těchto 4 rovnic dále vypočítáme I_x a I_y jako

$$I_x = 1 + \cos \Delta\varphi, \quad (2.31)$$

$$I_y = 1 + \cos \Delta\varphi. \quad (2.32)$$

Výsledná intenzita tedy bude

$$I = I_x + I_y = 2 \cos \Delta\varphi + 2. \quad (2.33)$$

Z podmínek (1.24) a (1.25) získáme maximální a minimální intenzitu jako

$$I_{\max} = 4, \quad (2.34)$$

$$I_{\min} = 0. \quad (2.35)$$

Nakonec po dosazení do vzorce (1.23) zjistíme, že hodnota kontrastu IO je

$$K = 1, \quad (2.36)$$

tedy kontrast IO bude v tomto případě roven 1.

2.1.4 Levotočivě kruhově polarizovaná vlna + pravotočivě kruhově polarizovaná vlna

V posledním případě rozebereme, jak bude vypadat kontrast IO, pokud spolu budou interferovat dvě kruhově polarizované vlny, přičemž jedna vlna bude levotočivá a druhá vlna bude pravotočivá. Jonesovy matice J_1 a J_2 budou

$$J_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}, \quad (2.37)$$

$$J_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (2.38)$$

Odtud rovnice x-ových a y-ových složek

$$E_{1x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.39)$$

$$E_{1y} = \frac{-i}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.40)$$

$$E_{2x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.41)$$

$$E_{2y} = \frac{i}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_2}. \quad (2.42)$$

Intenzity I_x a I_y lze vypočítat jako

$$I_x = 1 + \cos \Delta\varphi, \quad (2.43)$$

$$I_y = 1 - \cos \Delta\varphi. \quad (2.44)$$

Jejich výsledná intenzita je potom

$$I = I_x + I_y = 2. \quad (2.45)$$

Pro maximální a minimální hodnoty intenzity v tomto případě platí

$$I_{\max} = 2, \quad (2.46)$$

$$I_{\min} = 2. \quad (2.47)$$

Nakonec vypočítáme kontrast výsledného IO ze vzorce (1.23) jako

$$K = 0. \quad (2.48)$$

Kontrast výsledného IO bude tedy nulový. Nyní máme vzhled do základních kombinací polarizací, které mohou nastat, a již víme, jaký kontrast IO můžeme v experimentálních výsledcích v závislosti na polarizaci předpokládat.

2.2 Průchod polarizované vlny SFD

Velmi důležité je pro nás vědět, jak se bude měnit polarizační stav vlny po průchodu SFD. Obecně lze změnu polarizačního stavu po průchodu SFD napsat jako

$$\begin{aligned} J_2 &= T_S \cdot T_{SFD} \cdot J_1 \\ &= \begin{pmatrix} J_\rho \\ J_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ -\sin \phi & \cos \phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ \sin \phi & -\cos \phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.49)$$

kde T_{SFD} je podle (1.26) Jonesova matice SFD a T_S představuje transformaci kartézských složek vektoru na polární. Odtud potom

$$\begin{pmatrix} J_\rho \\ J_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} J_x \\ -J_y \end{pmatrix}. \quad (2.50)$$

Pokud tedy do SFD vstupuje lineární polarizace ve směru x, jejíž Jonesova matice má tvar

$$J = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.51)$$

plyne z (2.50) rovnost

$$\begin{pmatrix} J_\rho \\ J_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.52)$$

což nám říká, že v tomto případě má výsledný vektor nenulovou pouze radiální složku. SFD tak generuje cylindrický vektorový svazek s radiální polarizací.

Pokud ovšem do SFD vstupuje lineární polarizace ve směru y, která má tvar Jonesovy matice

$$J = \begin{pmatrix} J_x \\ J_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (2.53)$$

bude z (2.50) plynout rovnost

$$\begin{pmatrix} J_\rho \\ J_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}, \quad (2.54)$$

tedy výsledná polarizace má nenulovou pouze azimutální složku a strukturovaná FD bude generovat cylindrické vektorové svazky s azimutální polarizací.

Pokud je svazek pravotočivě kruhově polarizovaný, lze průchod světla SFD popsat jako

$$J = T_{SFD} \cdot J_{KP} = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ \sin \phi & -\cos \phi \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (2.55)$$

Po úpravách potom

$$J = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\phi} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (2.56)$$

V tomto případě je na výstupu získán svazek s homogenní kruhově levotočivou polarizací. Obě složky výsledného Jonesova vektoru také obsahují fázový člen $e^{i\phi}$, který charakterizuje OV.

2.3 Průchod lineárně polarizované vlny čtvrtvlnnou FD

Nyní probereme transformaci vstupní lineární polarizace čtvrtvlnnou FD v závislosti na jejich natočení.

Je-li vlna lineárně polarizovaná a následně projde čtvrtvlnnou FD, můžeme tuto transformaci pomocí Jonesových matic napsat jako

$$J = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (2.57)$$

Výsledná Jonesova matice odtud nabývá tvaru

$$J = \begin{pmatrix} \cos \theta \cdot \cos(\alpha - \theta) + i \cdot \sin \theta \cdot \sin(\alpha - \theta) \\ \sin \theta \cdot \cos(\alpha - \theta) - i \cdot \cos \theta \cdot \sin(\alpha - \theta) \end{pmatrix}. \quad (2.58)$$

Nejprve si rozebereme, jak bude polarizace vypadat, pokud bude orientace čtvrtvlnné FD ve směru osy x. Dosadíme-li tedy do (2.58) $\theta = 0$, pro polarizace s různými úhly α , vyjdou následující situace:

$$\alpha = 0: \quad J = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow LP, \quad (2.59)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{4}: \quad J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \Rightarrow KP(\text{levotočivá}), \quad (2.60)$$

$$\alpha = \frac{\pi}{2}: \quad J = -i \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \Rightarrow LP, \quad (2.61)$$

$$\alpha = \frac{3\pi}{4}: \quad J = -\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \Rightarrow KP(\text{pravotočivá}), \quad (2.62)$$

$$\alpha = \pi: \quad J = -\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \Rightarrow LP. \quad (2.63)$$

Pokud tedy natáčíme lineární polarizaci a čtvrtvlnná FD zůstane v pozici $\theta = 0$, bude se střídát lineární a kruhová polarizace a to konkrétně vždy při natočení o $\pi/4$.

Nyní se zaměříme na situaci, kdy vlna polarizovaná lineárně ve fixní poloze projde čtvrtvlnnou FD natočenou o nenulový úhel θ .

Pro $\alpha = \pi/4$ tedy

$$\theta = 0: \quad J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \Rightarrow KP(\text{levotočivá}), \quad (2.64)$$

$$\theta = \frac{\pi}{4}: \quad J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \Rightarrow LP, \quad (2.65)$$

$$\theta = \frac{\pi}{2}: \quad J = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\frac{\pi}{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \Rightarrow KP(\text{pravotočivá}), \quad (2.66)$$

$$\theta = \frac{3\pi}{4}: \quad J = -\frac{i}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} \Rightarrow LP, \quad (2.67)$$

$$\theta = \pi: \quad J = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \Rightarrow KP(\text{levotočivá}). \quad (2.68)$$

Z výsledků je patrné, že se opět střídá lineární a kruhová polarizace a to vždy při natočení čtvrtvlnné FD o $\theta = \pi/4$.

Z těchto dvou sérií výsledků lze vyvodit, že se bude střídát lineární a kruhová polarizace a to vždy při vzájemném natočení lineárního polarizátoru a čtvrtvlnné FD o $\pi/4$.

2.4 Intenzitní profil IO

2.4.1 Rovinná vlna + vírový svazek

Interferuje-li spolu rovinná vlna, která se ze skarárního pohledu dá napsat ve tvaru

$$E_1 = E_{01} \cdot e^{i\varphi_1} \quad (2.69)$$

a vírový svazek, jehož rovnice se dá napsat jako [1]

$$E_2 = E_{02} e^{i\varphi_2} \cdot e^{i\phi}, \quad (2.70)$$

přičemž

$$E_{01} = 1 \quad (2.71)$$

a

$$E_{02} = 1 \quad (2.72)$$

jsou jednotkové amplitudy, můžeme intenzitu výsledného IO napsat jako

$$I = |E_1 + E_2|^2 = 2 + 2 \cos(\phi + \Delta\varphi). \quad (2.73)$$

Kromě fázového rozdílu $\Delta\varphi$ můžeme ve výsledné intenzitě zaznamenat ϕ , což nám dává informaci o přítomnosti OV. Ve výsledném IO tedy budeme očekávat kromě typických interferenčních proužků také OV v podobě vidličkovitého rozštěpení.

2.4.2 Lineárně polarizovaná vlna transformována SFD + pravotočivě kruhově polarizovaná vlna

V tomto případě spolu bude interferovat lineárně polarizovaná vlna transformována SFD, která se pomocí Jonesových matic dá zapsat jako

$$J_1 = \begin{pmatrix} \cos \phi & \sin \phi \\ \sin \phi & -\cos \phi \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}, \quad (2.74)$$

a pravotočivě kruhově polarizovaná vlna, jejíž Jonesova matice podle (2.13) nabývá tvaru

$$J_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (2.75)$$

Jednotlivé x-ové a y-ové složky interferujících vln se v tomto případě dají napsat jako

$$E_{1x} = \cos \phi \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.76)$$

$$E_{1y} = \sin \phi \cdot e^{i\varphi_2}, \quad (2.77)$$

$$E_{2x} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}, \quad (2.78)$$

$$E_{2y} = \frac{i}{\sqrt{2}} \cdot e^{i\varphi_1}. \quad (2.79)$$

Z těchto čtyř rovnic vypočítáme intenzity x-ových a y-ových složek jako

$$I_x = |E_{1x} + E_{2x}|^2 = \frac{1}{2} + \cos^2 \phi + \sqrt{2} \cos \phi \cdot \cos \Delta\varphi, \quad (2.80)$$

$$I_y = |E_{1y} + E_{2y}|^2 = \frac{1}{2} + \sin^2 \phi + \sqrt{2} \sin \phi \cdot \sin \Delta\varphi. \quad (2.81)$$

Následně pak vypočítáme výslednou intenzitu IO jako

$$I = I_x + I_y = 2 + \sqrt{2} \cos(\phi + \Delta\varphi). \quad (2.82)$$

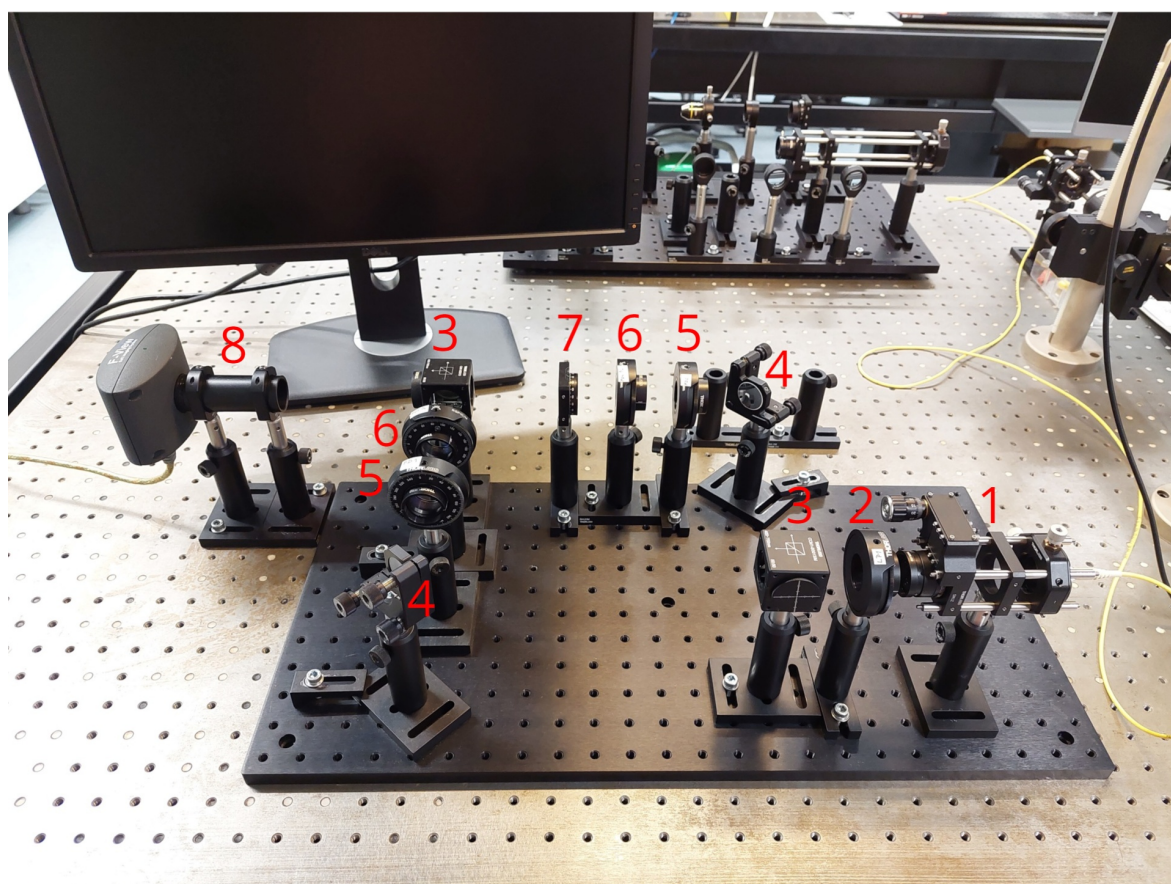
Z tohoto výsledku lze vyčíst, že se zde opět kromě fázového rozdílu $\Delta\varphi$ objevuje azimutální polární souřadnice ϕ . Z kapitoly 2.2 již ale víme, že OV se generuje pouze v případě interference vřového svazku s kruhově polarizovanou vlnou, v tomto případě se tedy OV nevygeneruje, a to i přesto, že v IO budeme pozorovat vidličkovité rozštěpení.

Porovnáme-li výsledky (2.73) a (2.82), můžeme si všimnout jisté podoby, z čehož můžeme usoudit, že výsledné interferenční obrazce v obou případech si budou velmi podobné.

Kapitola 3

Experimentální část

3.1 Nastavení experimentu



Obrázek 3.1: Sestava experimentu. 1 - He-Ne laser, 2 - lineární polarizátor, 3 - dělicí kostky, 4 - zrcátka, 5 - půlvlnné FD, 6 - čtvrtvlnné FD, 7 - SFD, 8 - kamera.

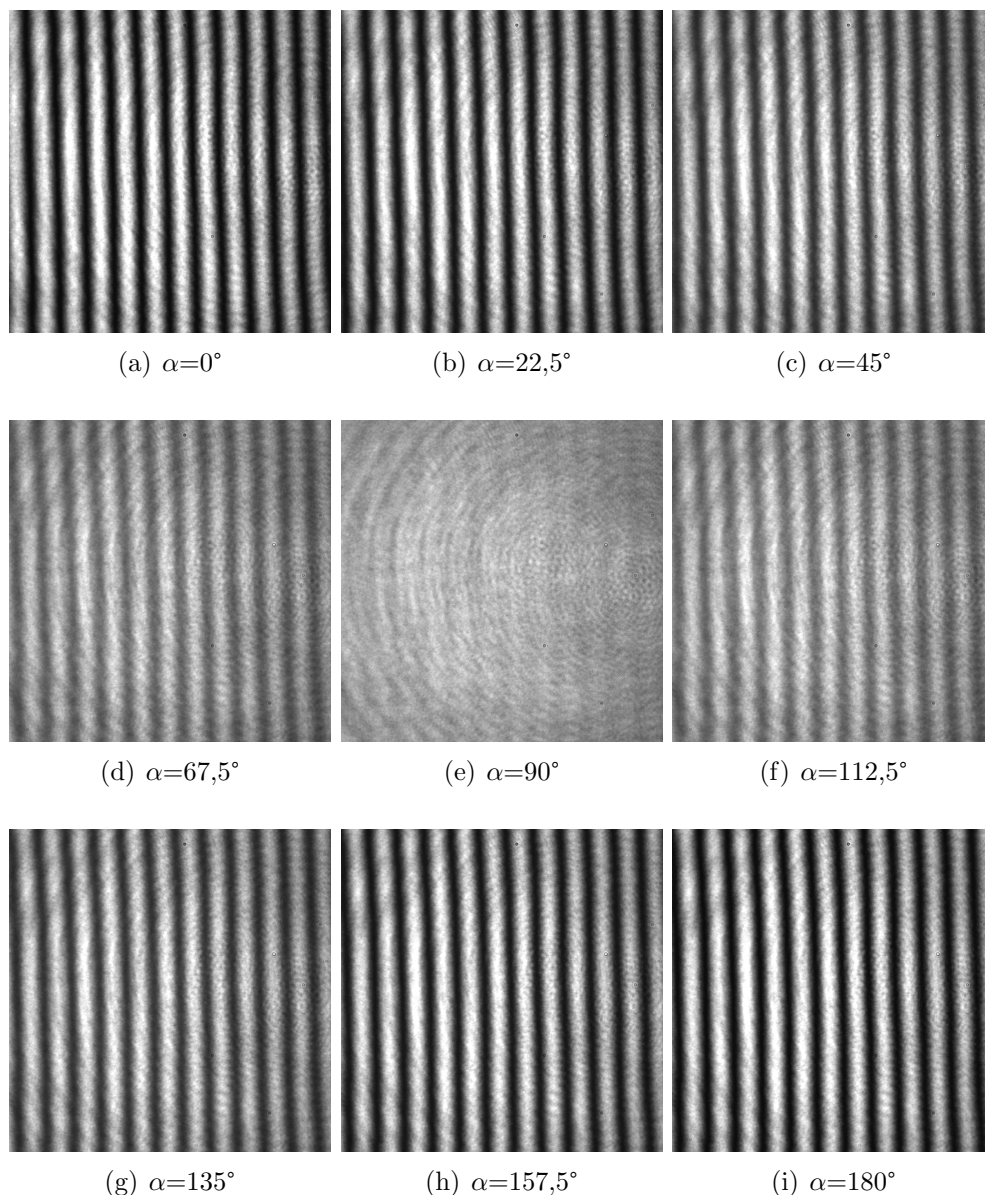
Experimentální sestava (obr. 3.1) se skládá z Mach-Zenderova interferometru, který je popsán v kapitole 1.3.1. Do interferometru vstupuje kolimovaný He-Ne laserový svazek, který je polarizován ve směru osy x pomocí lineárního polarizátoru. Následně je laserový svazek dělicí kostkou rozdělen ve dva svazky - pro zjednodušený popis je nazveme jako signální vlna a referenční vlna. Tyto jsou pomocí zrcátek vedeny do další dělicí kostky. Za touto dělicí kostkou je nastavena kamera, která následně zaznamenává IO. V ramenu s referenční vlnou je doplněna půlvlnná FD a čtvrtvlnná FD. V ramenu

se signální vlnou je doplněna půlvlnná FD, čtvrtvlnná FD a navíc SFD. Půlvlnné FD jsou v této sestavě používány pro natáčení lineární polarizací, čtvrtvlnné FD zde používáme pro změnu lineární polarizace na kruhovou. Pomocí SFD pak generujeme OV. Tyto doplňující prvky jsou do sestavy dle potřeby vkládány a vyjímány.

3.2 Experimentální výsledky

3.2.1 Kontrast IO dvou lineárně polarizovaných vln

V první části experimentu ověřujeme platnost analytických výpočtů kontrastu interferenčního obrazce v případě, kdy spolu interferují dvě lineárně polarizované vlny. Vzorec (2.12) nám říká, že v tomto případě se bude kontrast výsledného interferenčního obrazce měnit podle funkce $|\cos \alpha|$. Výsledky toho měření jsme znázornili v následující sérii obrázků, kde jsme kamerou zaznamenávali interferenční obrazce při natočení lineární polarizace v signální vlně od 0° až do 180° s krokem $22,5^\circ$.

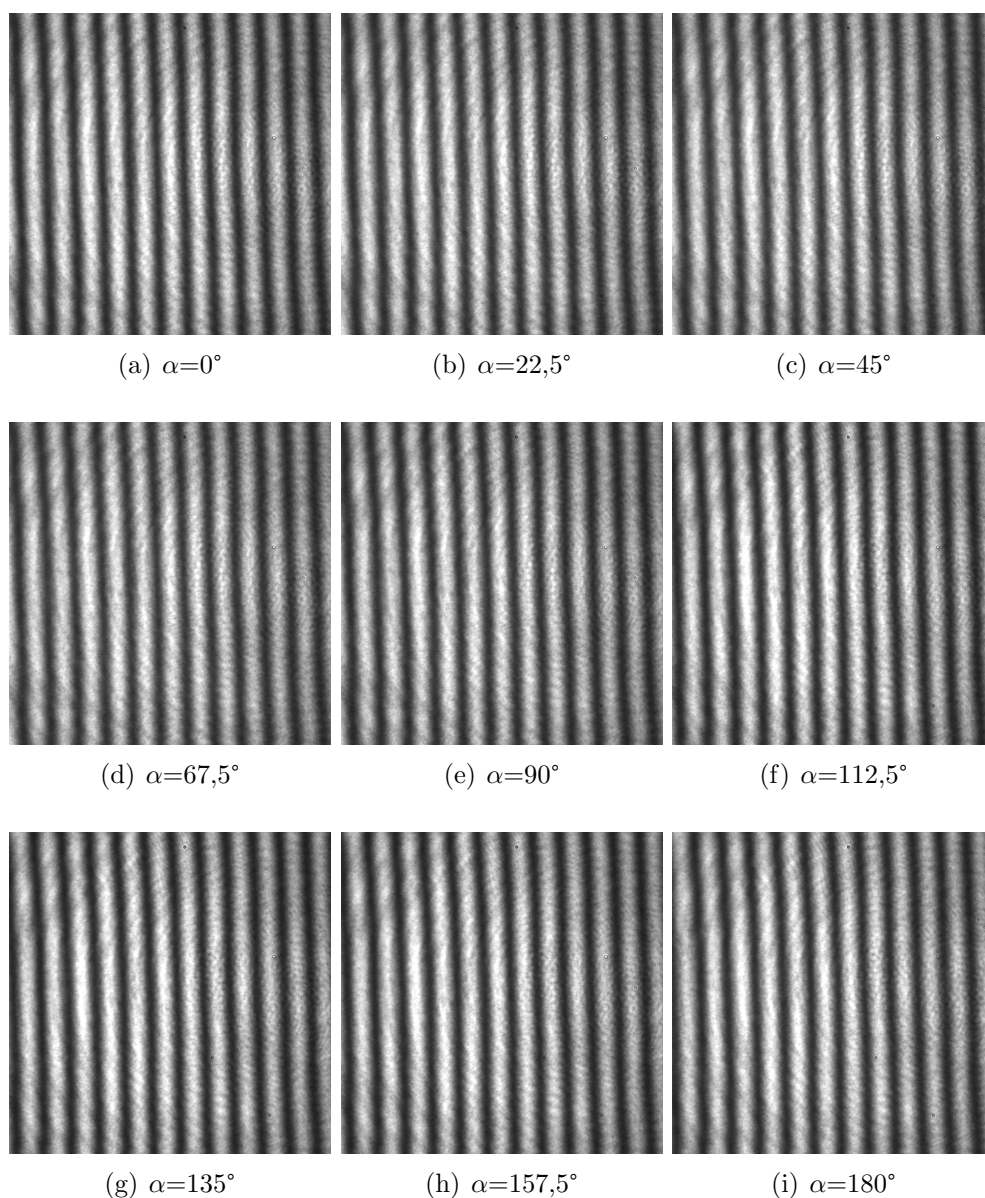


Obrázek 3.2: Experimentální snímky IO dvou lineárně polarizovaných vln.

Z výsledků lze vypožorovat, že kontrast IO je v souladu s funkcí $|\cos \alpha|$. V obrázku, kde je $\alpha = 0^\circ$ a $\alpha = 180^\circ$, je kontrast maximální, v obrázku, kde je $\alpha = 90^\circ$, je kontrast minimální.

3.2.2 Kontrast IO lineárně polarizované vlny interferující s pravotočivě kruhově polarizovanou vlnou

Nyní jsme ověřovali platnost analytických výpočtů kontrastu interferenčního obrazce, pokud spolu interferuje lineárně polarizovaná signální vlna s kruhově polarizovanou referenční vlnou. Z výsledku (2.24) je patrné, že kontrast v tomto případě nezávisí na úhlu natočení polarizace. Očekáváme tedy, že kontrast při protočení polarizace o 180° zůstane stejný. V sérii obrázků opět kamerou zaznamenáváme interferenční obrazce při natáčení lineární polarizace signální vlny od 0° do 180° s krokem $22,5^\circ$.



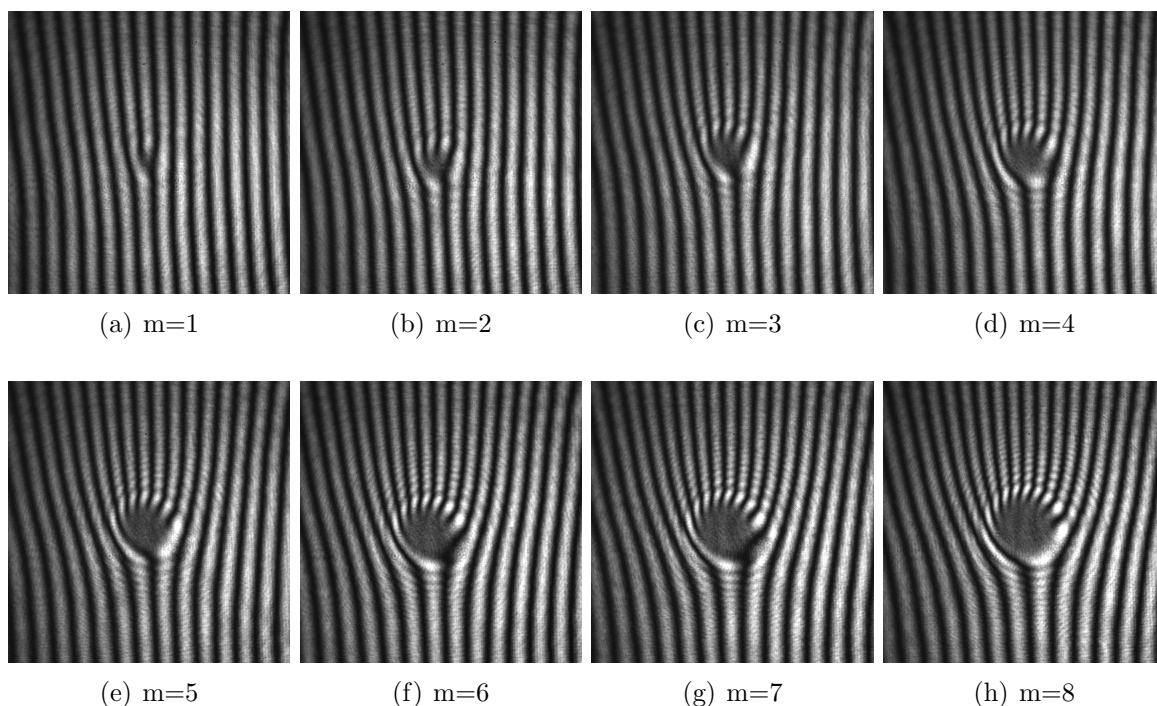
Obrázek 3.3: Experimentální snímky IO lineárně polarizované vlny a pravotočivě kruhově polarizované vlny.

Můžeme si všimnout, že kontrast výsledných obrazců se opravdu nemění, není ale ani maximální, ani minimální, což je v souladu s vypočtenou hodnotou (2.24).

3.2.3 Generace OV pomocí spirální FD

Nyní jsme v obou vlnách nastavili lineární polarizaci, do signální vlny jsme navíc vložili spirální FD. Pomocí šroubů na spirální FD jsme hledali víry s různými topologickými náboji podle (obr.1.6). Výsledné IO jsme zaznamenávali na kameru.

V následující sérii jsou vyobrazeny OV generované spirální FD s topologickým nábojem 1 až 8.



Obrázek 3.4: Experimentální snímky OV generovaných spirální FD s topologickými náboji 1 až 8.

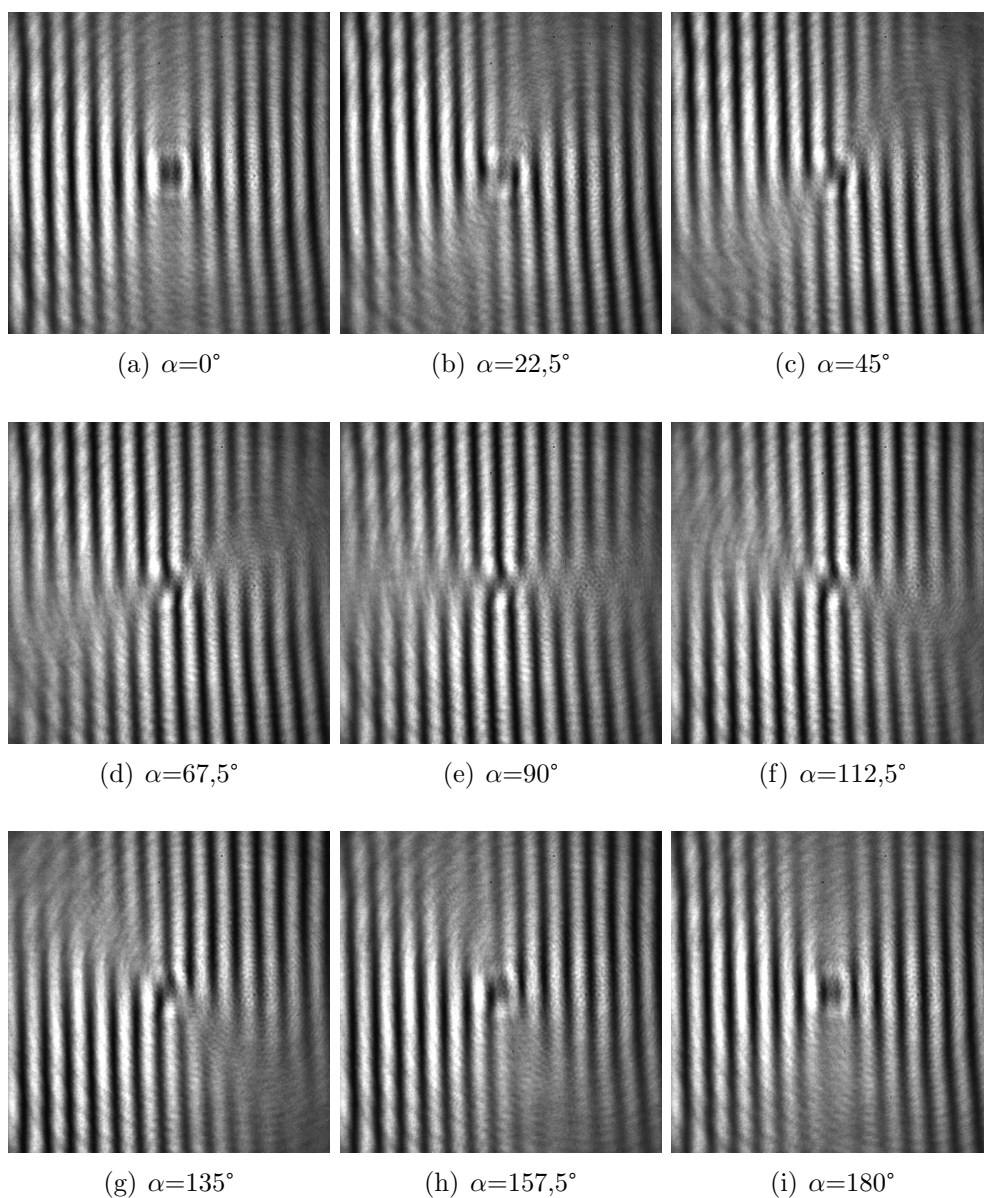
Tedy víme, jak bude vypadat IO v případě, kdy spolu interferuje vírový svazek a lineárně polarizovaná vlna.

3.2.4 IO se SFD

V následující fázi vyměníme spirální FD za SFD. Provedeme šest různých měření, přičemž budeme kombinovat různé polarizační stavy s OV. Z každého měření jsme zaznamenali sadu experimentálních snímků.

První měření

V prvním měření této sady jsme experiment nastavili tak, aby obě vlny byly lineárně polarizované ve směru osy x, a v signální vlně jsme SFD nastavili do horizontální pozice. Natáčeli jsme lineární polarizaci od 0° do 180° a kamerou jsme zaznamenávali snímky s krokem $22,5^\circ$.



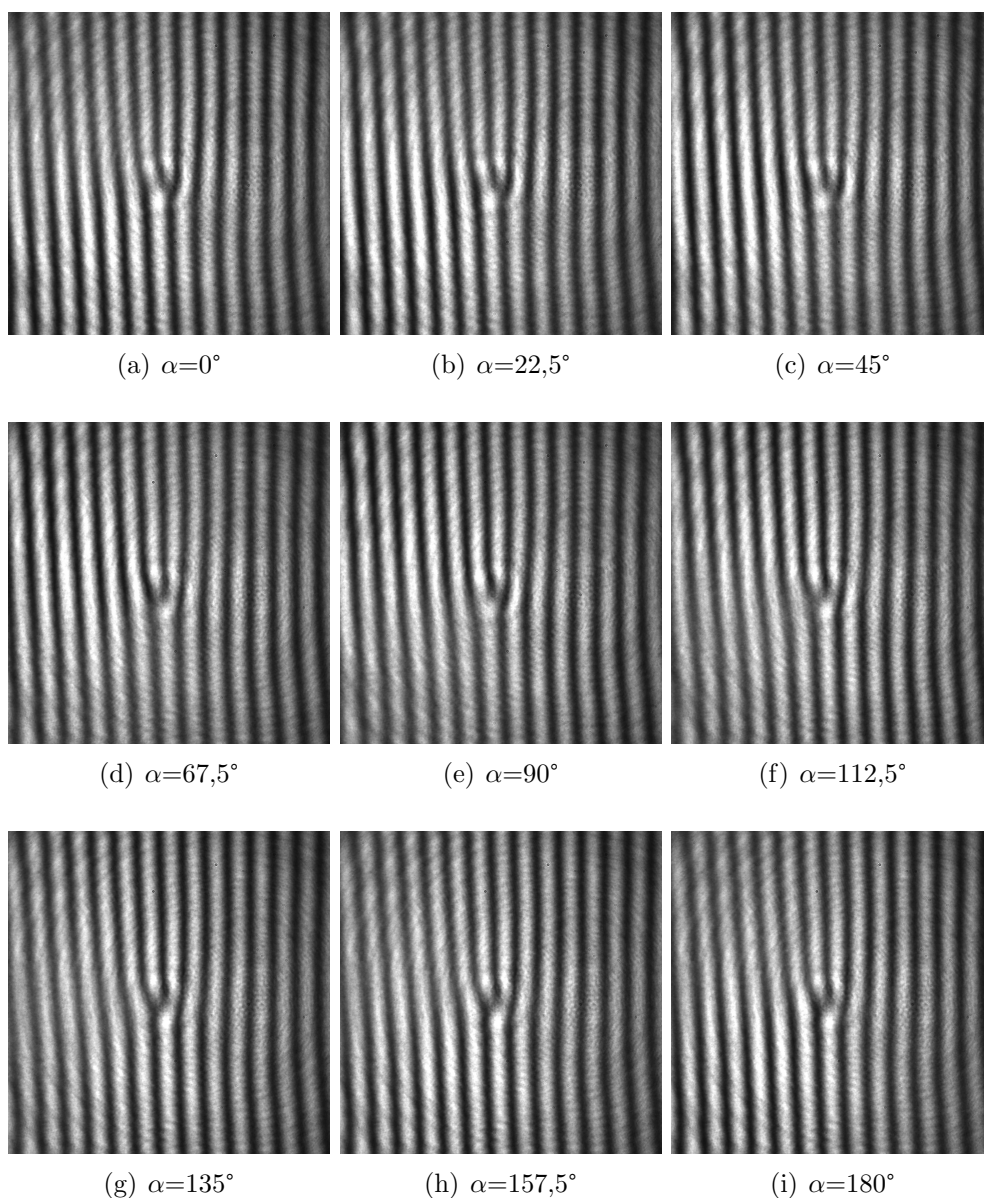
Obrázek 3.5: Experimentální snímky prvního měření.

V prvním snímku, kdy je $\alpha = 0^\circ$, můžeme vidět lokální snížení kontrastu ve směru osy y . Pokud si uvědomíme, že v signální vlně je lineární polarizace ve směru osy x transformována pomocí SFD na radiální polarizaci, a v referenční vlně zůstává lineární polarizace ve směru osy x , při jejich interferenci vznikne lokální snížení kontrastu ve směru osy y , protože složky vektorů, které jsou na sebe kolmé, spolu neinterferují.

Pokud se v signální vlně lineární polarizace natočí o 90° , bude se šířit ve směru osy y , pomocí SFD se transformuje na azimutální polarizaci a ta pak interferuje s lineární polarizací v referenční vlně. V místech, kde jsou na sebe složky vektorů polarizací kolmé, interference nevzniká, což v tomto případě vytváří lokální snížení kontrastu ve směru osy x .

Druhé měření

Druhé měření je obdoba prvního s rozdílem, že v referenční vlně nastavíme kruhovou polarizaci.



Obrázek 3.6: Experimentální snímky druhého měření.

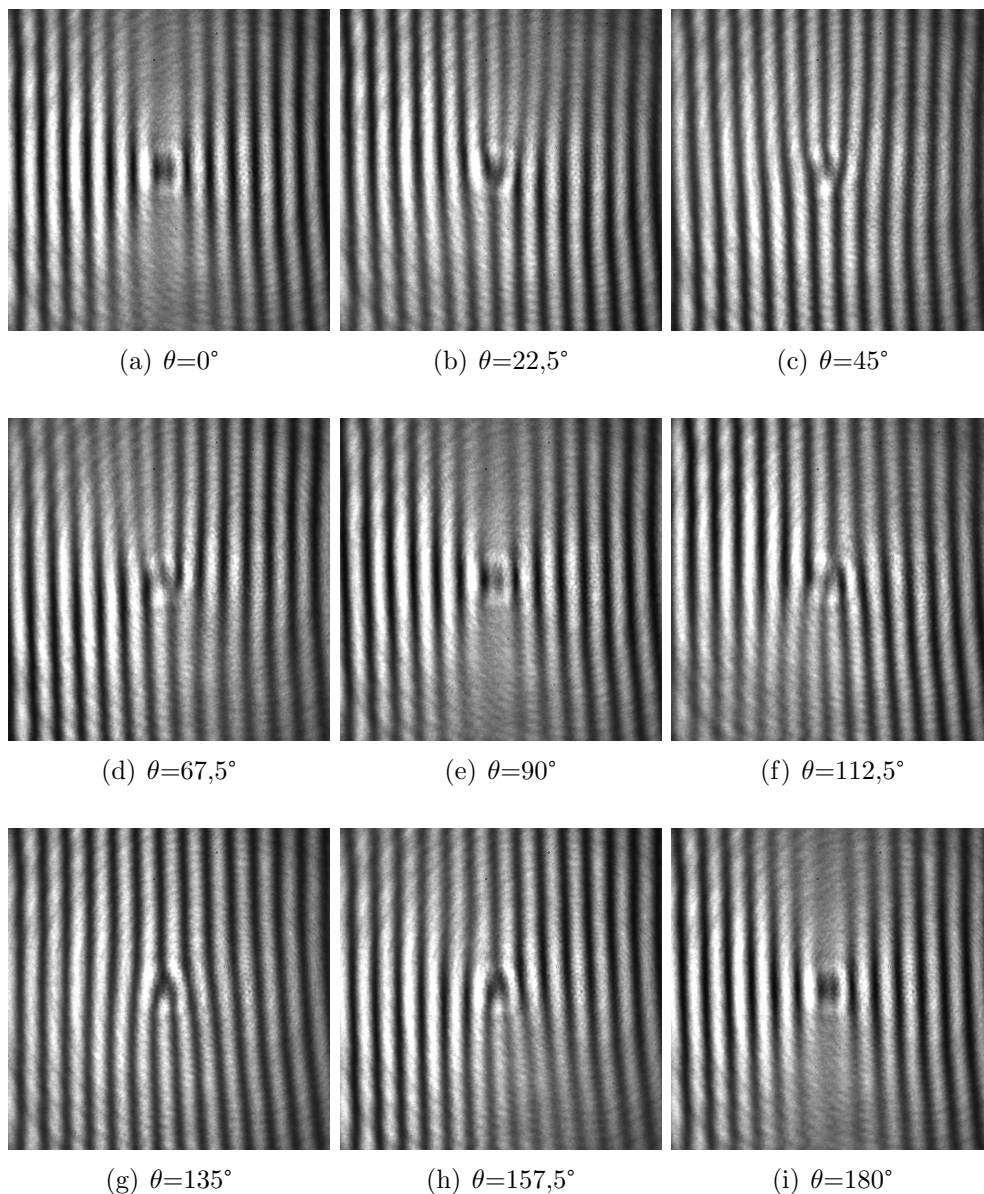
V prvním snímku $\alpha = 0^\circ$ je opět v signální vlně lineární polarizace ve směru osy x transformována na radiální polarizaci, ta pak interferuje s kruhovou polarizací v referenční vlně, přičemž vidíme, že kontrast IO není zcela maximální, ale není taky minimální.

Pokud se lineární polarizace v signální vlně natočí o 90° , bude se šířit ve směru osy y . Tato polarizace se pak pomocí SFD transformuje na azimutální polarizaci a ta následně interferuje s kruhovou polarizací v referenční vlně. Vidíme, že kontrast opět není ani maximální ani minimální.

Můžeme si také všimnout, že navzdory natáčení lineární polarizací v signální vlně, zůstává kontrast všech snímků stejný, což koresponduje s výsledkem (2.24) teoretického modelu.

Třetí měření

Ve třetím měření jsme do signální vlny přidali čtvrtvlnnou FD, ponechali jsme i SFD v horizontální pozici a v referenční vlně jsme nastavili lineární polarizaci. Nyní jsme však natáčeli čtvrtvlnnou FD od 0° do 180° a opět jsme zaznamenávali snímky kamerou s krokem $22,5^\circ$.



Obrázek 3.7: Experimentální snímky třetího měření.

V prvním snímku je $\theta = 0^\circ$, tedy v signální vlně je lineární polarizace ve směru osy x , která se transformuje pomocí SFD na radiální polarizaci. Ta pak interferuje s lineární polarizací v referenční vlně a na IO obrazci vzniká lokální snížení kontrastu v místech, kdy jsou složky vektorů polarizací na sebe kolmé, v tomto případě podél osy y .

Posuneme-li čtvrtvlnnou FD o 45° , vznikne v signální vlně kruhová polarizace, která se potom transformuje SFD, kdy kruhová polarizace zůstane, ale vznikne navíc OV. Když potom dojde k interferenci s referenční vlnou, kde je lineární polarizace,

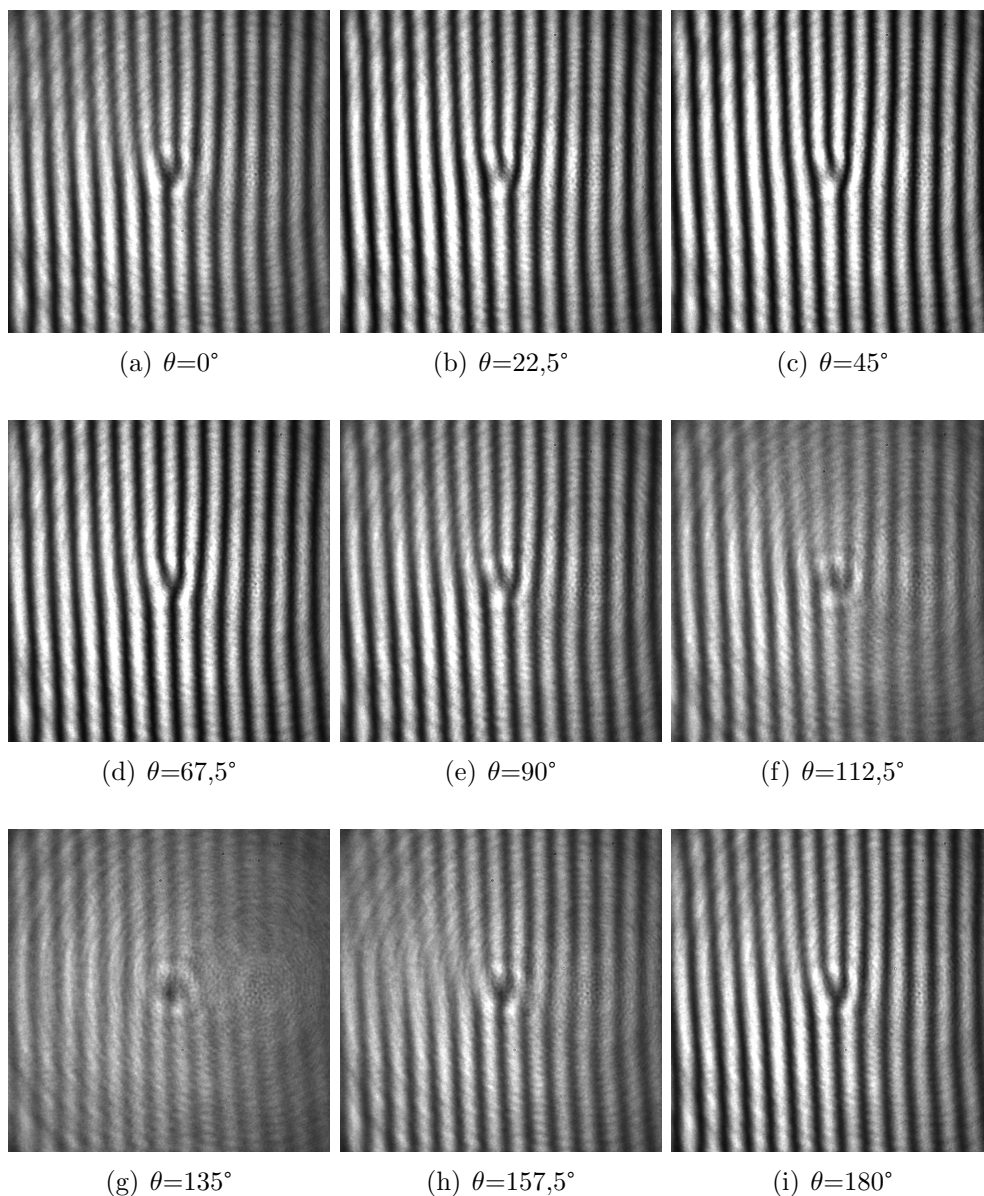
můžeme na IO pozorovat OV, přičemž kontrast tohohle obrazce není ani maximální, ani minimální.

Ve snímku, kde je $\theta = 90^\circ$, bude v signální vlně opět lineární polarizace ve směru osy x , která se transformuje na radiální polarizaci, ta pak interferuje s referenční lineárně polarizovanou vlnou a v IO pak pozorujeme lokální snížení kontrastu, který způsobí kolmé složky vektorů elektrické intenzity, které znemožňují interferenci.

V případě, kdy je $\theta = 135^\circ$, vznikne v signální vlně levotočivě kruhově polarizovaná vlna, po průchodu SFD se polarizace transformuje na pravotočivou kruhovou polarizaci a navíc zde vznikne OV s opačnou orientací vůči snímku (c). Kontrast IO je v tomto případě v každém místě stejný, nicméně se nejeví ani jako maximální, ani jako minimální.

Čtvrté měření

Čtvrté měření je obdobou třetího měření s rozdílem, že v referenční vlně nastavíme kruhovou polarizaci.



Obrázek 3.8: Experimentální snímky čtvrtého měření.

V prvním snímku, kdy je $\theta = 0^\circ$, je v signální vlně lineární polarizace ve směru osy x transformována SFD na radiální polarizaci a ta pak interferuje s referenční kruhovou polarizací. Tato situace je popsána v kapitole 2.4.2 a výsledek (2.82) vysvětluje vidličkovité rozštěpení viditelné v IO. Z kapitoly 2.2 ovšem víme, že se v tomto případě nejedná o OV. Kontrast výsledného IO se v tomto případě jeví, že není ani maximální ani minimální.

Ve snímku, kdy je $\theta = 45^\circ$, pozorujeme IO s největším kontrastem ve srovnání s ostatními snímky. V tomto případě je v signální vlně pravotočivá kruhová polarizace, která vznikla natočením čtvrtvlnné FD o 45° , kde se po průchodu SFD transformovala na levotočivou kruhovou polarizaci a navíc vygeneroval OV. Tato pak interferuje s kruhově polarizovanou referenční vlnou. Z výsledku teoretického modelu, kdy spolu

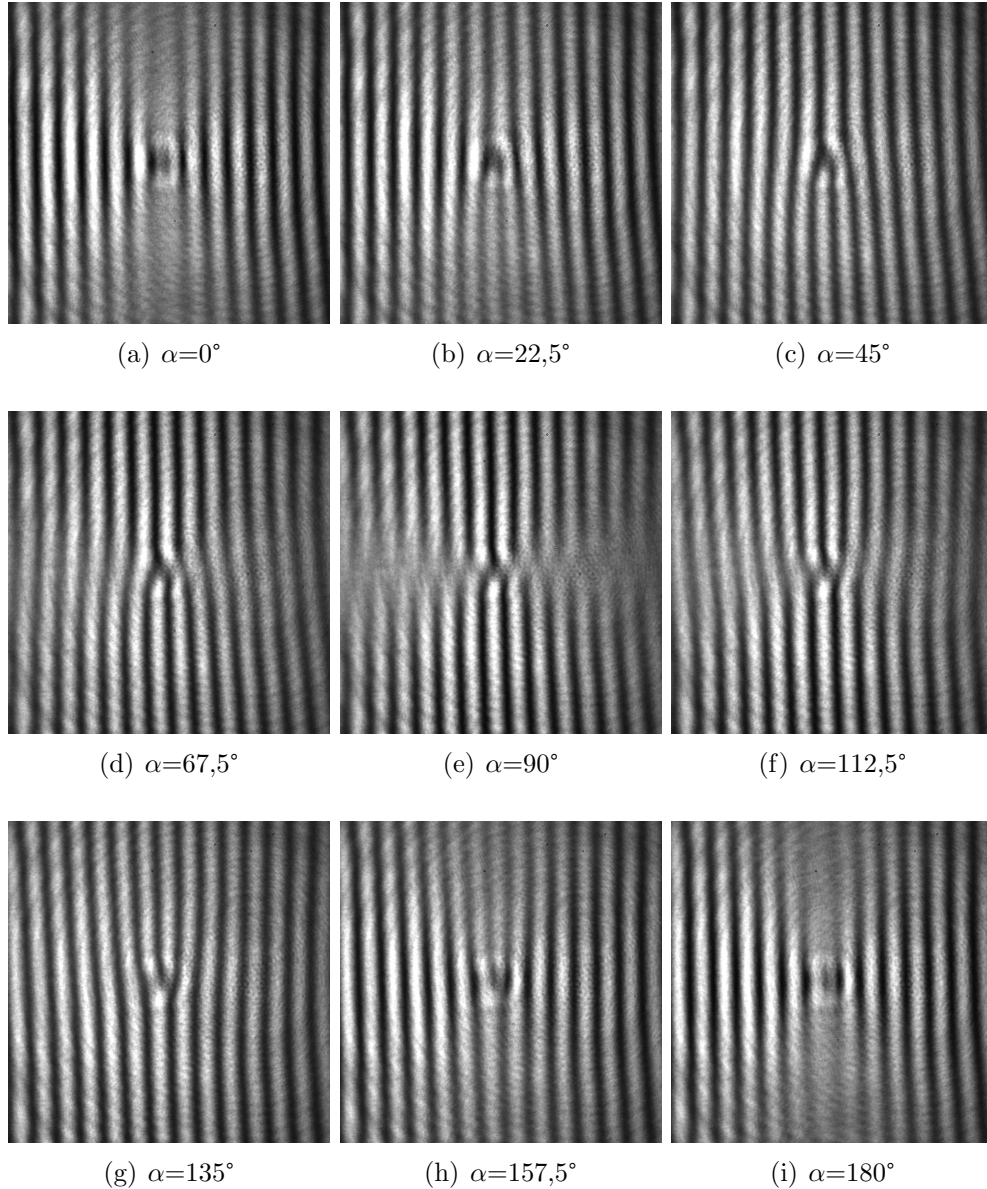
interferují dvě kruhově polarizované vlny ve stejném směru, můžeme vyčíslit, že v takovém případě je kontrast maximální, tedy roven 1. Experimentální snímek je tedy v souladu s výsledkem (2.36).

Ve snímku, kdy je $\theta = 90^\circ$, nastává stejná situace, jako ve snímku $\theta = 0^\circ$, neboť čtvrtlnná FD nám při otočení o 90° opět vytvoří lineární polarizaci ve směru osy x. Vidíme, že tyto dva experimentální snímky se opravdu shodují.

V případě, kdy je $\theta = 135^\circ$, můžeme vidět IO s minimálním kontrastem. V signální vlně je v tomto případě natočením čtvrtvlnné FD od 135° vytvořena pravotočivě kruhově polarizovaná vlna, která se po průchodu SFD transformuje na levotočivě kruhově polarizovanou vlnu a navíc se vytvoří OV. Tato vlna následně interferovala s referenční levotočivě kruhově polarizovanou vlnou. Výsledný IO má kontrast minimální, což je v souladu s výsledkem (2.48).

Páté měření

V pátém měření máme opět stejnou sestavu experimentu, jako ve třetím a čtvrtém měření, s malými úpravami. V signální vlně budeme mít čtvrtvlnnou FD a SFD, v referenční vlně budeme mít nastavenou lineární polarizaci. V tomto případě budeme natáčet lineární polarizaci signální vlny. SFD bude stále nastavena v horizontální poloze, čtvrtvlnnou FD necháme nastavenou na nule.



Obrázek 3.9: Experimentální snímky pátého měření.

V prvním snímku, kdy je $\alpha = 0^\circ$, vidíme IO s lokálním snížením kontrastu podél osy y . V signální vlně máme nastavenou lineární polarizaci ve směru osy x , ta projde čtvrtvlnnou FD, její polarizace zůstane podle výsledku (2.61) lineární, následně se transformuje pomocí SFD na radiální polarizaci a ta pak interferuje s lineárně polarizovanou referenční vlnou. Lokální snížení kontrastu podél osy y , které vidíme v IO, je pak způsoben složkami elektrické intenzity, které jsou na sebe kolmé.

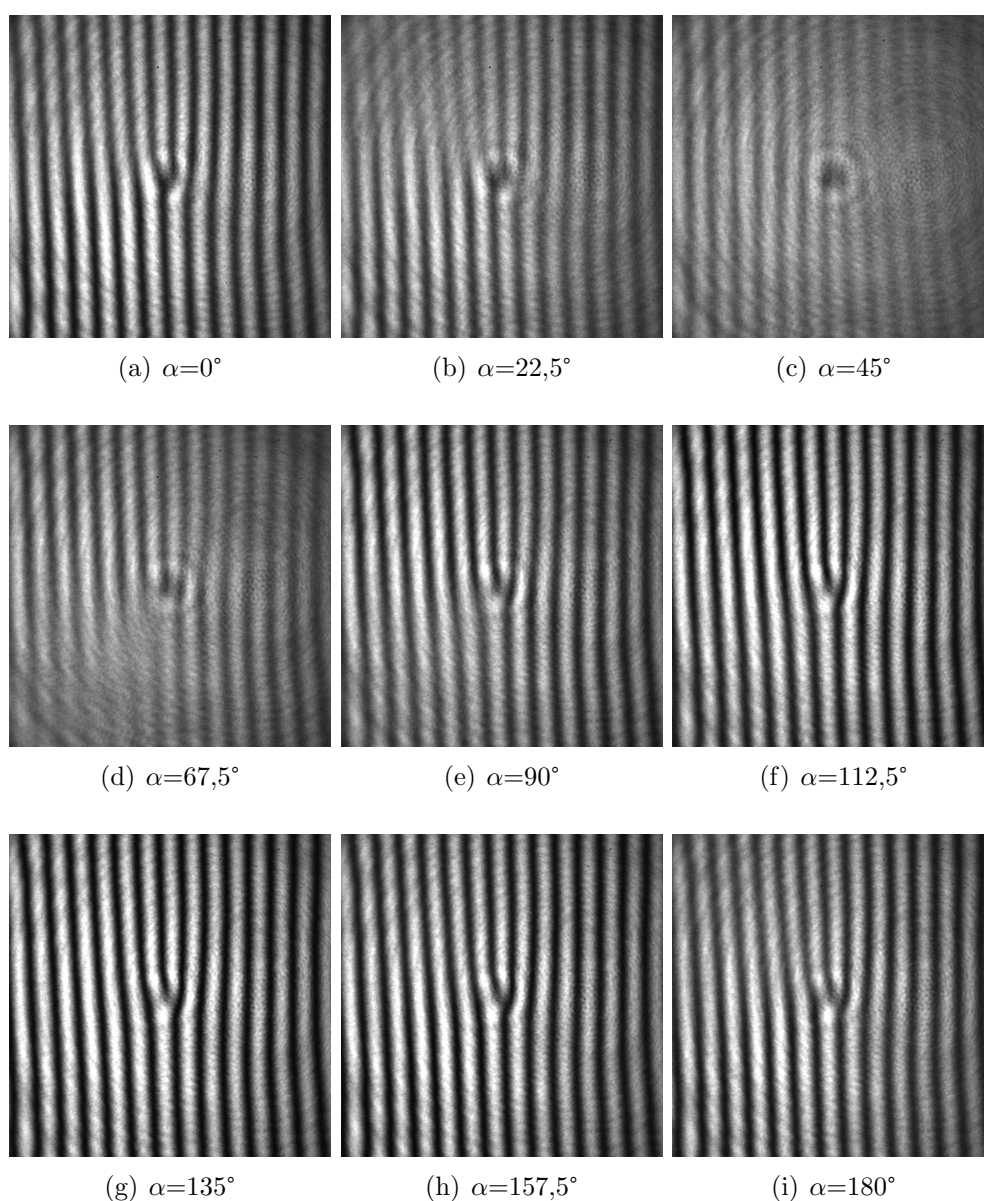
Ve snímku, kdy je $\alpha = 45^\circ$, je lineární polarizace ve směru osy x transformována čtvrtvlnnou FD podle výsledku (2.62) na pravotočivou kruhovou polarizaci, a ta je

následně transformována SFD na kruhovou polarizaci s OV. Po interferenci s lineárně polarizovanou referenční vlnou vznikne IO s OV. Kontrast tohoto snímku není maximální ani minimální.

Ve snímku, kde je lineární polarizace signální vlny natočena o 90° , pozorujeme IO s lokálním snížením kontrastu ve směru osy x. V signální vlně se v tomto případě bude šířit lineární polarizace ve směru osy y, po průchodu čtvrtvlnnou FD podle (2.60) zůstává tato polarizace lineární ve směru osy y, následně je transformována SFD na azimutální polarizaci a ta nakonec interferuje s referenční vlnou, která je lineárně polarizovaná ve směru osy x. Lokální snížení kontrastu ve směru osy x lze tedy opět zdůvodnit kolmými složkami vektorů elektrické intenzity. s

Šesté měření

Šesté měření je obdobou pátého měření s tím rozdílem, že v referenční vlně nastavíme polarizaci na levotočivě kruhovou.



Obrázek 3.10: Experimentální snímky šestého měření.

V případě, kdy je $\alpha = 0^\circ$, je v signální vlně lineární polarizace ve směru osy x transformována SFD na radiální polarizaci a ta následně interferuje s kruhovou polarizací. Vidličkovité rozštěpení v tomto případě vysvětluje kapitola 2.4.2 a kapitola 2.2 opět vysvětluje, že se v tomto případě nejedná o OV. Kontrast IO se zde nejvíe jako maximální ani jako minimální.

Pokud lineární polarizaci v signální vlně natočíme o $\alpha = 45^\circ$, nastane podle (2.60) levotočivá kruhová polarizace. Po průchodu SFD se tato polarizace transformuje na pravotočivou kruhovou polarizaci, kde navíc zde vznikne OV. Následně tato vlna interferuje s referenční levotočivě kruhovou polarizací a výsledný IO má tedy podle (2.48) nulový kontrast.

Pokud lineární polarizaci signální vlny natočíme o $\alpha = 90^\circ$, po průchodu čtvrtvlnnou

FD se tato polarizace nezmění. Opět pozorujeme vidličkovité rozštěpení, avšak stejně jako ve snímku (a) se nejedná o OV. Kontrast IO není maximální ani minimální.

Natočíme-li lineární polarizaci o $\alpha = 135^\circ$, vznikne v signální vlně po průchodu čtvrtvlnnou FD pravotočivá kruhová polarizace. Po průchodu SFD se polarizace transformuje na levotočivou kruhovou polarizaci a navíc se vytvoří OV. Tato vlna pak interferuje s referenční levotočivě kruhově polarizovanou vlnou a podle (2.36) je kontrast IO maximální.

Závěr

V teoretické části byly shrnuty základní poznatky o OV. V teoretickém modelu byly také popsány efekty polarizace a interference. Dále byly představeny dva nejběžněji užívané prvky k realizaci OV a shrnuty jejich vlastnosti.

V teoretickém modelu byly provedeny výpočty pro kontrast interferenčního obrazce v závislosti na polarizaci interferujících vln. Bylo zjištěno, že pokud spolu interferují dvě lineárně polarizované vlny, bude kontrast výsledného IO záviset na úhlu vzájemného natočení polarizací, a to konkrétně podle funkce $|\cos \alpha|$. Pokud spolu budou interferovat lineárně polarizovaná vlna a pravotočivě kruhově polarizovaná vlna, kontrast IO bude nezávisle na natočení lineární polarizace $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Pokud spolu interferují kruhově polarizované vlny ve stejném směru, kontrast jejich výsledného IO bude roven 1, pokud však spolu budou interferovat kruhově polarizované vlny v opačných směrech, jejich výsledný IO bude mít kontrast roven 0.

Dále bylo zjišťováno, jaký vliv má SFD na různě polarizované svazky, přičemž bylo zjištěno, že pokud SFD prochází pravotočivě kruhově polarizovaný svazek, vznikne na výstupu levotočivě polarizovaný svazek s OV.

Dále byla zjišťována závislost transformace realizované čtvrtvlnnou FD na orientaci vstupní lineární polarizace, přičemž bylo zjištěno, že se bude střídát lineární a kruhová polarizace a to vždy při jejich vzájemném natočení o $\pi/4$.

Nakonec byly rozebrány intenzitní profily IO v případě, kdy spolu interferovala rovinná vlna a vřový svazek, a v případě, kdy spolu interferovala lineárně polarizovaná vlna transformována SFD a pravotočivě kruhově polarizovaná vlna. Zde bylo zjištěno, že tyto dva IO mají značnou podobnost a oba budou obsahovat charakteristické vidličkovité rozštěpení.

V experimentální části pak byly pomocí experimentální sestavy ověřovány výpočty z teoretického modelu. Snímky zaměřené na kontrast IO v závislosti na polarizacích interferujících vln korespondovaly s vypočtenými hodnotami.

Pomocí spirální FD byly generovány OV s různými topologickými náboji, čímž bylo ověřeno, že zobrazuje-li se OV pomocí interferometrického měření na rovinné vlně, zobrazí se v IO OV v podobě vidličkovitého rozštěpení.

Nakonec byla provedena měření se SFD, která se zaměřovala na analýzu polarizačních stavů s OV. I zde byly výsledky v souladu s teoretickým modelem. Velmi důležitým poznatkem bylo zjištění, že vidličkovité rozštěpení se v IO může objevit i bez přítomnosti OV, což je podloženo výpočtem v teoretickém modelu.

Literatura

- [1] M.R. Dennis, K. O´Holleran, M.J.Padgett. Singular Optics: Optical Vortices and Polarization Singularities. s. 307-314 (2009)
- [2] A. Jain. Creation of Optical Vortices Using an Adjustable Spiral Phase Plate and Computer-Generated Holograms. Physics Individual Project. Siemens-Westinghouse Competition. (2005)
- [3] Z. Bouchal. Optické víry – Nový směr rozvoje singulární optiky. Čs. Čas.fyz. 53. Olomouc, (2003).
- [4] M. Baránek. Fyzikální vlastnosti, experimentální realizace a využití optických vírových polí. Disertační práce. Univerzita Palackého v Olomouci, (2016).
- [5] Y. Shen, X. Wang, Z. Xie, Ch. Min, X. Fu, Q. Liu, M. Gong, X. Yuan. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities. Official journal of the CIOMP 2047-7538. (2019).
- [6] Z. Bouchal, P. Bouchal. Optické víry aneb jak roztočit světlo. Čs. čas. fyz.. 65. 351-354 (2015).
- [7] C.Rosales-Guzmán et al. A review of complex vector light fields and their applications. Journal of Optics. (2018).
- [8] M. Čechová. Elektromagnetické vlny. Univerzita Palackého, Přírodovědecká fakulta, Olomouc. (1989).
- [9] J. Bajer. Optika 2. Olomouc, (2018).
- [10] W. S. Basca, E. Pavlenko, V. Tishkova. Optical Interference Substrates for Nanoparticles and Two-Dimensional Materials. CEMES-CNRS and Université de Toulouse, Toulouse, France. (2013).
- [11] P. Hariharan. Basics of interferometry. School of Physics, University of Sydney, Sydney, Australia. (2007).
- [12] Image Dostupné z: <https://www.rpc Photonics.com/product/vpp-m633>.
- [13] R.,D.Altechna. S-waveplate, linear to radial/azimuth polarizatin converter, Operation manual, (2013).
- [14] M.Baránek, T. Fordey, F. Mikeska, P. Úlehla. Optical microscope with spatially structured waveplate. Proc. SPIE 121261, Fifteenth International Conference on Correlation Optics. (2021).

- [15] Image Dostupné z: <https://www.thorlabs.com/images/GuideImages/9848WPV10L-633SGL.jpg>.
- [16] Q. Zhan. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications, (2009).
- [17] B.E.A. Salech; M.C. Teich. Základy fotoniky, svazek 1. 1. vyd. Praha: Matfyzpress, (1994).