

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI

---

PŘÍRODOVĚDECKÁ FAKULTA

KATEDRA OPTIKY



## DIPLOMOVÁ PRÁCE

Určování polarizačního stavu záření  
pro spektrometr na měření  
Ramanovy optické aktivity

AUTOR: **Bc. Lenka Fialová**

STUDIJNÍ OBOR: **Digitální a přístrojová optika**

VEDOUcí PRÁCE: **RNDr. Josef Kapitán, PhD.**

---

2013

## **Poděkování**

Ráda bych poděkovala svému vedoucímu RNDr. Josefu Kapitánovi, PhD. za vedení a také za podporu, trpělivost a rady, které vedly ke vzniku této diplomové práce.

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci „Určování polarizačního stavu záření pro spektrometr na měření Ramanovy optické aktivity“ napsala zcela samostatně s využitím zdrojů uvedených v seznamu literatury.

V Olomouci dne 29.4.2013

.....

## **Abstrakt**

Při měření Ramanovy optické aktivity je důležité získávat čisté polarizační stavy záření. Tato diplomová práce je zaměřena na měření polarizačních vlastností transmisních optických prvků, které budou součástí experimentální sestavy pro detekci Ramanových spekter. Cílem je vyhodnotit tyto prvky nejen při použití monochromatického zdroje záření, ale také jejich vlastnosti v určitém spektrálním rozsahu.

**Klíčová slova:** polarizace, polarimetrie, Ramanova spektroskopie.

## **Abstract**

In measuring the Raman optical activity it is important to obtain pure polarization states of radiation. This work focuses on the measurement of polarization properties of optical transmission elements which will be a part of the experimental setup for the detection of Raman spectra. The objective is to evaluate these elements not only using a monochromatic radiation source, but also their properties in the specific wavelength range.

**Key words:** polarization, polarimetry, Raman spectroscopy.

# Obsah

<b>1. Úvod</b> .....	8
<b>2. Polarizace světla</b> .....	9
2.1. Popis polarizace záření.....	9
2.1.1. Polarizační elipsa .....	9
2.1.2. Jonesovy vektory .....	13
2.1.3. Stokesovy vektory a Poincarého sféra .....	13
2.2. Polarizační komponenty .....	17
2.2.1. Polarizátor .....	17
2.2.2. Fázové destičky .....	18
2.2.3. Soleil-Babinetův kompenzátor .....	19
2.3. Maticový popis polarizačních prvků.....	21
2.3.1. Jonesův popis .....	21
2.3.2. Muellerovy matice .....	22
2.4. Polarimetrická měření .....	24
2.4.1. Měření pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru.....	24
2.4.2. Polarimetrie pomocí rotujících komponent .....	27
<b>3. Ramanova spektroskopie</b> .....	37
3.1. Ramanův rozptyl .....	37
3.2. Stavba spektrografu .....	40
3.3. Sestava pro měření Ramanovy optické aktivity .....	41
<b>4. Experimentální část</b> .....	44
4.1. Zařízení použitá při měření .....	44
4.1.1. Zdroje záření.....	44
4.1.2. Detektory záření.....	45
4.1.3. Polarizační prvky .....	45
4.1.4. Soleil-Babinetův kompenzátor .....	45
4.1.5. Polarimetr .....	46
4.1.6. Spektrograf.....	47
4.1.7. Motorizované jednotky .....	47
4.2. Měření fázového zpoždění pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru .....	48
4.3. Výpočet Stokesových parametrů pomocí měření intenzity záření .....	52
4.4. Závislost Stokesova vektoru na otočení $\lambda/4$ destičky .....	55
4.5. Závislost Stokesových vektorů na naklopení fázové destičky vůči optické ose .....	58
4.6. Měření Stokesových vektorů pomocí polarimetrického zařízení pro jednu vlnovou délku 532 nm 61	
4.7. Polarimetrická měření Stokesových vektorů v rozsahu 530-610 nm.....	64
<b>5. Závěr</b> .....	75
Seznam literatury a zdrojů .....	76

# Seznam zkratek a symbolů

$a$	hlavní osa elipsy
$a_n$	koeficient Fourierovy řady
$a, a_x, a_y$	amplituda elektrické vlny
$b$	vedlejší osa elipsy
$b_n$	koeficient Fourierovy řady
$d$	tloušťka fázové destičky
DOP	stupeň polarizace
$\vec{E}$	vektor intenzity elektrického pole
$E_x, E_y$	složky vektoru intenzity elektrického pole
FT	Fourierova transformace
$g$	poloměr terčíku
$H$	lineární polarizace ve směru osy $x$
$I$	intenzita záření
$I(\theta)$	intenzitní funkce závislá na úhlu $\theta$
Im	imaginární část
$I_x, I_y, I_{45}, I_{135}$	intenzita lineárně polarizovaného světla
$I_R, I_L$	intenzita kruhově polarizovaného světla
$\vec{J}$	Jonesův vektor
$\vec{J}_1, \vec{J}_2$	Jonesův vektor pro vstupní a výstupní polarizační stav
$J_x, J_y$	složky Jonesova vektoru
$k$	vlnový vektor
LCP	levotočivá kruhová polarizace
LP	lineární polarizace
$M$	Muellerova matice optického systému
$M_{pol}(\alpha)$	Muellerova matice polarizátoru s osou propustnosti ve směru $\alpha$
$M_{rot}(\alpha)$	Muellerova matice rotace o úhel $\alpha$
$M_{ret}(\Gamma, \alpha)$	Muellerova matice obecné fázové destičky s fázovým spožděním $\Gamma$ a úhlem otočení rychlé osy $\alpha$

$n_e$	mimořádný index lomu
$n_o$	řádny index lomu
$P_x, P_y$	Jonesova matice pro polarizátor propustný ve směru osy $x$ a $y$
$P_\alpha$	Jonesova matice pro obecný polarizátor
$r$	polohový vektor
$r_a$	poměr velikostí amplitud složek vektoru elektrické intenzity
RCP	pravotočivá kruhová polarizace
$R_\alpha, R_{-\alpha}$	Jonesova matice rotace a inverzní matice rotace
$S_0, S_1, S_2, S_3$	parametry Stokesova vektoru
$\vec{S}_1, \vec{S}_2$	Stokesův vektor pro vstupní a výstupní polarizační stav
$t$	čas
$T$	Jonesova matice optické soustavy
$W_0$	Jonesova matice fázové destičky, jejíž rychlá osa je totožná s osou $x$
$x, x'$	velikost posunutí krystalu v kompenzátoru
$x_0, x_1, x_{-1}$	velikost posunutí krystalu v kompenzátoru při jeho kalibraci
$\alpha$	obecný úhel, který svírá osa polarizačního prvku vůči ose $x$
$\alpha$	polarizovatelnost molekuly
$\alpha_0$	rovnovážná polarizovatelnost
$\Gamma$	fázové zpoždění
$\Gamma_R$	fázové zpoždění retardační destičky
$\Gamma_{SB}$	fázové zpoždění Soleil-Babinetova kompenzátoru
$\Delta\alpha$	amplituda změny polarizovatelnosti
$\Delta\nu$	frekvenční rozdíl
$\varepsilon$	úhel, který svírá osa propustnosti polarizátoru s osou $x$
$\varepsilon_0$	amplituda elektrického pole
$\theta$	úhel, který svírá rychlá osa čtvrtvlnné destičky s osou $x$
$\theta_0$	nepřesnost nastavení čtvrtvlnné destičky
$\lambda$	vlnová délka
$\mu_{ind}$	indukovaný dipólový moment

$\nu_0$	frekvence záření
$\nu_i$	vlastní frekvence vibrace molekuly
$\tilde{\nu}$	vlnčet
$\varphi$	fázový rozdíl
$\varphi_x, \varphi_y$	fáze vlny
$\chi$	elipticita
$\psi$	azimut
$\omega$	úhlová frekvence

# 1. Úvod

Optické sestavy, které zaznamenávají spektra Ramanovy optické aktivity, jsou složeny z řady polarizačních komponent. Některé z nich jsou v sestavě umístěny ve stabilní poloze, jiné rotují kolem optické osy nebo jsou do optické dráhy zasouvány pomocí motorizovaných jednotek. Vše se činí za účelem přípravy co nejčistších polarizačních stavů nebo potlačení artefaktů souvisejících s technickými nedokonalostmi optických komponent. K tomu je zapotřebí mít kromě kvalitních polarizačních komponent i propracovaná polarimetrická zařízení, kterými by se mohl polarizační stav změřit a zhodnotit.

Cílem diplomové práce je proměřit vlastnosti polarizačních prvků a posoudit, které jsou pro sestavu na měření Ramanovy optické aktivity vhodné a které nikoliv. K tomu je zapotřebí mít teoretický základ, jenž dané vlastnosti popíše. Na začátku práce se proto nachází kapitola Polarizace světla, která se zabývá popisem polarizačních stavů a prvků. Pro nás nejvýznamnější je popis pomocí Stokesových vektorů a Muellerových matic, který také využíváme při odvození výsledných vztahů polarimetrických měření.

Jedním z dalších cílů práce je postavit vlastní polarimetr, kterým bychom mohli stanovit polarizační stav záření pro určitý rozsah vlnových délek. K tomu je zapotřebí zdroj, jehož záření je polychromatické. Proto byla využita LED dioda, jejímž účelem bylo pokrýt spektrální rozsah odpovídající Ramanovu rozptylu, jenž vzniká interakcí budícího záření o vlnové délce 532 nm s molekulami vzorku. Základy zmíněného jevu jsou popsány v třetí kapitole s názvem Ramanova spektroskopie. Její součástí je také popis sestavy spektrometru pro měření Ramanovy optické aktivity.

V poslední kapitole se nachází experimentální část diplomové práce, kde jsou popsána jednotlivá polarimetrická měření.



## 2. Polarizace světla

Polarizace světla je jedním z projevů vlastností světla, kde se uplatňuje jeho vlnový charakter. V Ramanově optické aktivitě hraje polarizace zvlášť důležitou roli, jelikož opticky aktivní molekuly reagují odlišně na vstupní pravotočivě a levotočivě polarizovanou vlnu. Abychom mohli detekovat tento rozdíl, je podstatné jak detekce, tak i tvorba čistých polarizačních stavů.

Tato kapitola je věnována právě polarizaci záření. Nejprve je seznámení s jeho popisem, jenž vychází z mé bakalářské práce „Experimentální ověření optických vlastností prostorových modulátorů světla“. Tato část je doplněna o Stokesův popis, který je používán i pro zpracování experimentálních dat. Následuje obeznámení se základními polarizačními prvky, na které je navázáno jejich maticovým popisem. V závěru kapitoly je uvedena teorie polarimetrických měření. Spolu s výslednými odvozenými vztahy tvoří základ experimentální části diplomové práce.

### 2.1. Popis polarizace záření

#### 2.1.1. Polarizační elipsa

Pro popis polarizace světla je předpokládána rovinná monochromatická vlna, jejíž vektory elektrického a magnetického pole jsou kolmé na směr šíření a velikost amplitudy této vlny je konstantní [1], [2].

Polarizace záření je definována vektorem elektrické intenzity  $\vec{E}$  a jeho orientací v prostoru v daném čase. Pokud je vektor zaveden do souřadného systému a osa  $z$  bude představovat směr šíření elektromagnetického vlnění, potom vektor  $\vec{E}$  můžeme rozložit do dvou vzájemně kolmých složek  $E_x$ ,  $E_y$ , pro které platí:

$$E_x = a_x \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_x), \quad (1)$$

$$E_y = a_y \cdot \cos(\omega t - kr + \varphi_y), \quad (2)$$

kde  $a_x$  a  $a_y$  jsou velikosti amplitud optické vlny,  $\omega$  je úhlová frekvence,  $t$  je čas,  $k$  je vlnový vektor,  $r$  je polohový vektor a  $\varphi_x$ ,  $\varphi_y$  jsou fáze vlny.

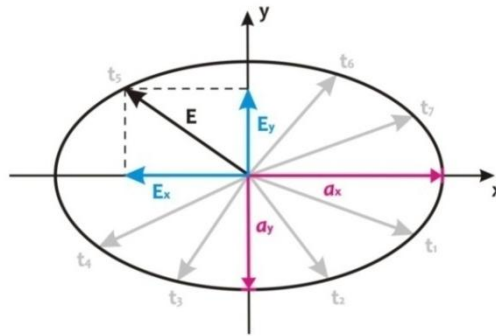
Polarizační stav je poté určen pomocí amplitud jednotlivých složek vektoru  $\vec{E}$  a rozdílu fází  $\varphi$ , pro který platí:

$$\varphi = \varphi_y - \varphi_x. \quad (3)$$

Parametr  $\omega t - kr$  popisuje okamžitou polohu koncového bodu vektoru elektrické intenzity, který v obecném případě opisuje dobře definovanou křivku – elipsu. Jeho vyloučením z rovnic (1) a (2) je získán obecný tvar polarizační elipsy:

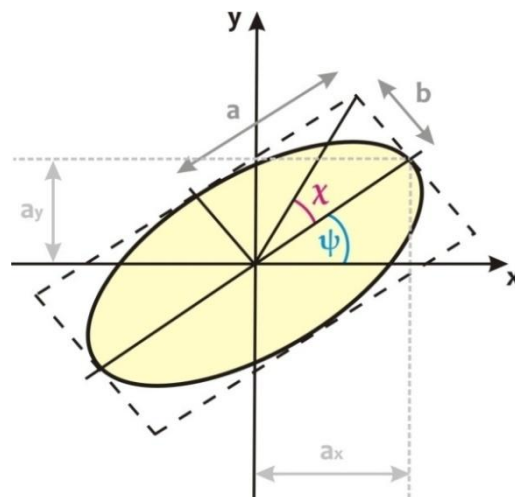
$$\frac{E_x^2}{a_x^2} + \frac{E_y^2}{a_y^2} - 2 \frac{E_x E_y}{a_x a_y} \cos \varphi = \sin^2 \varphi, \quad (4)$$

kde vektor elektrické intenzity leží v rovině  $x - y$ .



Obr. 1: Polarizační elipsa

Polarizační elipsa může být také charakterizována pomocí úhlů  $\psi$  a  $\chi$ , které jsou znázorněny na obrázku č. 2. Úhel  $\psi$  určuje orientaci hlavní osy elipsy a je označován jako **azimut**. Úhel  $\chi$  se nazývá **elipticita** a stanovuje poměr hlavní a vedlejší osy elipsy  $b/a$ .



Obr. 2: Azimut a elipticita polarizační elipsy

Tyto parametry polarizační elipsy jsou závislé na fázovém rozdílu a lze je definovat jako:

$$\tan 2\psi = \frac{2r_a}{1-r_a^2} \cos \varphi, \quad (5)$$

$$\sin 2\chi = \frac{2r_a}{1+r_a^2} \sin \varphi, \quad (6)$$

kde  $r_a$  je poměr velikostí amplitud složek vektoru elektrické intenzity  $\frac{a_y}{a_x}$ .

### Speciální případy:

V případě, že bude velikost amplitud obou dílčích složek elektrické intenzity stejná, tedy  $a_x = a_y = a$ , a rozdíl fází bude roven  $\pm \pi/2$ , pak se obecný eliptický polarizační stav změní na kruhový. **Kruhovou polarizaci** lze zapsat rovnicí:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{a^2} = 1. \quad (7)$$

Z pohledu proti směru šíření elektromagnetické vlny a při fázovém rozdílu  $\varphi = +\pi/2$  se vektor polarizace otáčí ve směru hodinových ručiček a jedná se tedy o pravotočivou kruhovou polarizaci. Jestliže je fázový rozdíl  $\varphi = -\pi/2$ , kruhová polarizace je levotočivá a vektor elektrické intenzity se otáčí proti směru hodinových ručiček.

U **lineární polarizace** je rozdíl fází roven 0 nebo celistvým násobkům  $\pi$ . V tomto případě se jedná o rovnici přímky:

$$\frac{E_x}{a_x} \pm \frac{E_y}{a_y} = 0. \quad (8)$$

Je-li např.  $a_x = a_y$ , pak rovina polarizace svírá s osou  $x$  úhel  $45^\circ$ . Pokud je  $a_x = 0$  je rovina polarizace shodná s rovinou  $y - z$ .

### 2.1.2. Jonesovy vektory

Roku 1941 zavedl R. C. Jones popis polarizovaného světla pomocí vektoru, který obsahuje informace o amplitudě a fázi navzájem kolmých složek vektoru elektrické intenzity [1]. Nazývá se Jonesův vektor a je zapsán ve tvaru sloupcové matice:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x e^{i\varphi_x} \\ a_y e^{i\varphi_y} \end{bmatrix}. \quad (9)$$

Celková intenzita světla  $I$  je úměrná součtu druhých mocnin absolutních hodnot složek Jonesova vektoru. Je vhodné pro zjednodušení normovat tento intenzitní člen tak, aby byl roven jedné a fázi  $x$ -ové složky stanovit hodnotu nula. Potom platí:

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} a_x \\ a_y e^{i\varphi} \end{bmatrix} = \frac{a_x}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} \cdot \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{a_y}{a_x} \cdot e^{i\varphi} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Dosazením příslušných hodnot amplitud a fází do rovnice (10) jsou získány Jonesovy vektory pro různé polarizační stavy světla.

### 2.1.3. Stokesovy vektory a Poincarého sféra

Stokesovy vektory využívají pro popis polarizačního stavu světla složky amplitudy  $a_x$ ,  $a_y$  a fázového rozdílu  $\varphi$ . Výsledné veličiny jsou určeny pomocí reálných čísel v porovnání s Jonesovým popisem, který využívá čísel komplexních [2].

Stokesovými vektory je možné popsat jak světlo zcela polarizované, tak i nepolarizované, příp. částečně polarizované. Jsou definovány jako:

$$S_0 = a_x^2 + a_y^2 = I_x + I_y, \quad (11)$$

$$S_1 = a_x^2 - a_y^2 = I_x - I_y, \quad (12)$$

$$S_2 = 2 \cdot a_x a_y \cos \varphi = I_{45} - I_{135}, \quad (13)$$

$$S_3 = 2 \cdot a_x a_y \sin \varphi = I_R - I_L. \quad (14)$$

Parametr  $S_0$  představuje celkovou intenzitu dopadajícího záření ( $I_x + I_y$ );  $S_1$  určuje rozdíl intenzit mezi lineárně polarizovanými vlnami, které s osou  $x$

svírají  $0^\circ$  ( $I_x$ ) a  $90^\circ$  ( $I_y$ ). Další parametr  $S_2$  má podobný význam jako  $S_1$ , ovšem úhel mezi jednotlivými směry polarizace je  $\pm 45^\circ$  od osy  $x$  ( $I_{45}, I_{135}$ ). Rozdíl mezi pravotočivě ( $I_R$ ) a levotočivě ( $I_L$ ) polarizovanou vlnou je definován posledním Stokesovým parametrem  $S_3$ .

V případě plně polarizovaného světla, lze vyřešením rovnic (11) – (14) provázat jeden Stokesův parametr s ostatními, a to např.:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (15)$$

Stokesovy vektory se dají definovat i pomocí úhlů  $\psi$  a  $\chi$ , které představují parametry polarizační elipsy.

$$S_1 = S_0 \cos 2\psi \cos 2\chi, \quad (16)$$

$$S_2 = S_0 \cos 2\psi \sin 2\chi, \quad (17)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\psi. \quad (18)$$

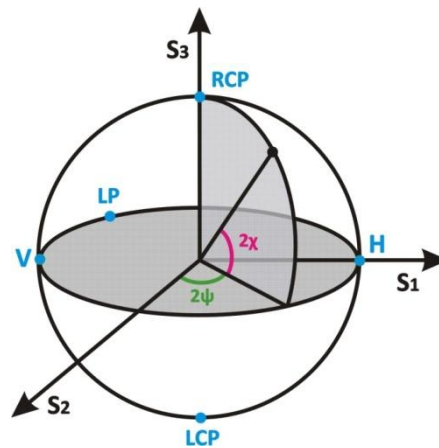
Vyřešením rovnic (16) – (18) lze získat přímé vztahy pro azimut a elipticitu charakterizované pomocí stokesových parametrů:

$$\psi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{S_2}{S_1}, \quad (19)$$

$$\chi = \frac{1}{2} \arcsin \frac{S_3}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}. \quad (20)$$

**Poincarého sféra** je geometrické znázornění polarizačního stavu světla v souřadném systému daném Stokesovými parametry  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ . Jedná se o jednotkovou kouli, jejíž každý bod pláště představuje určitý polarizační stav.

Důležitými částmi Poincarého sféry jsou oba póly, které reprezentují pravotočivě (*RCP*) a levotočivě (*LCP*) kruhově polarizovanou vlnu. Pro ně je charakteristické, že  $2\chi = \pm 90^\circ$ . Další důležitou oblastí je „rovník“, který znázorňuje lineární polarizaci (*LP*). Pro ni je typické, že  $\chi = 0$ . Úhel  $\psi$  může být libovolný. Pokud  $2\psi = 0^\circ$ , pak je záření lineárně polarizované ve směru osy  $x$  (*H* - horizontální). V případě, že  $2\psi = 180^\circ$ , pak je lineární polarizace ve směru osy  $y$  (*V* - vertikální). Všechny ostatní body na povrchu koule představují eliptický polarizační stav.

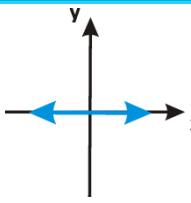
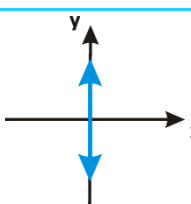
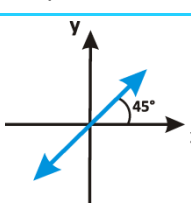
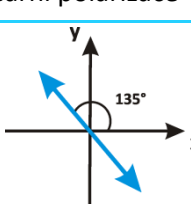
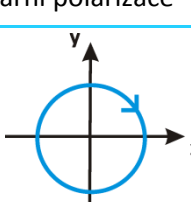
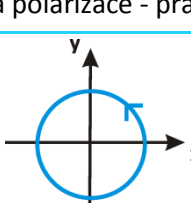


Obr. 3: Poincarého sféra

V případě, kdy je záření pouze částečně polarizované, dostáváme bod, který se nachází uvnitř Poincarého sféry. Limitně potom pro záření zcela nepolarizované je to bod uprostřed koule.

V tabulce č. 1 jsou uvedeny Jonesovy a Stokesovy vektory pro základní polarizační stavy záření.

Tab. 1: Srovnání Stokesova a Jonesova popisu polarizačních stavů záření

Polarizační stav	Jonesův vektor	Stokesův vektor
 <p>Lineární polarizace – osa x</p>	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
 <p>Lineární polarizace – osa y</p>	$\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$
 <p>Lineární polarizace – 45°</p>	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$
 <p>Lineární polarizace - 135°</p>	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
 <p>Kruhová polarizace - pravotočivá</p>	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$
 <p>Kruhová polarizace - levotočivá</p>	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{pmatrix}$



## 2.2. Polarizační komponenty

Polarizační komponenty jsou takové prvky, které polarizační stav vytvářejí nebo jej mění na jiný. Mezi ně patří různé optické zařízení. V této kapitole budou popsány pouze prvky, které jsme využili při měření [1], [4].

### 2.2.1. Polarizátor

Polarizátor je zařízení, které z nepolarizovaného světla vytvoří světlo polarizované. Existují různé druhy polarizátorů, které se principiálně liší. Dále budou popsány pouze polarizátory, pro jejichž výrobu jsou využity jednoosé anizotropní materiály.

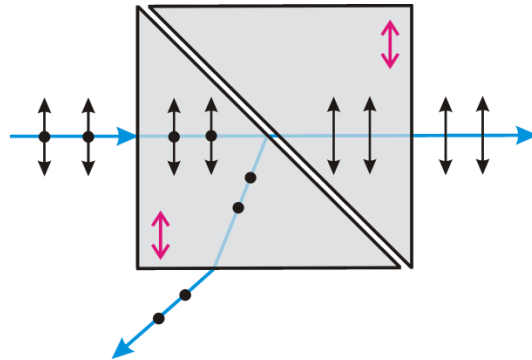
Jednoosé anizotropní materiály jsou dvojlomné krystaly, které jsou specifické tím, že mají pouze jednu hlavní optickou osu a je možné je charakterizovat řádným  $n_0$  a mimořádným  $n_e$  indexem lomu, u těchto materiálů je možné určit hlavní optickou osu. Šíření vlny v daném směru potom závisí na polarizaci vlny i úhlu, který svírá směr šíření optické vlny s hlavní optickou osou. Dopadá-li záření na dvojlomný materiál, existují pro něj obecně dva definované směry šíření řádný a mimořádný. Polarizátor je sestaven tak, aby tento jeden směr zcela pohltil nebo odklonil a druhý úplně propustil.

Polarizátory se skládají ze dvou hranolů, které jsou k sobě stmeleny pojivem s vysokým indexem lomu, případně je mezi nimi ponechána vzduchová mezera. Podle geometrické konfigurace hranolů můžeme polarizační hranoly rozdělit do dvou skupin:

- *Glanův typ* má optickou osu ve vstupní rovině polarizátoru.
- *Nicolův typ*, jehož optická osa není rovnoběžná ani kolmá se vstupní rovinou polarizátoru.

Jedním z nejpoužívanějších druhů polarizačních hranolů je Glan-Taylorův hranol, který je znázorněn na obrázku č. 4. Skládá se ze dvou pravoúhlých hranolů, které jsou odděleny tenkou vzduchovou mezerou. Optické osy obou krystalů jsou stejně orientované a rovnoběžné s rovinou odrazu. Vlna šířící se směrem, který vykazuje řádný index lomu, je na rozhraní mezi krystaly odražena a následně absorbována objímkou polarizátoru (případně stěnou

krystalu, která je začerněna). Druhým krystalem projde pouze lineárně polarizované záření, které je paralelní s optickou osou polarizátoru.



Obr. 4: Glan-Taylorův polarizační hranol

### 2.2.2. Fázové destičky

Fázové destičky jsou také vyrobeny z jednoosého anizotropního materiálu. Na rozdíl od polarizátorů nefiltrují vlnu šířící se jednou z fázových rychlostí, ale využívají fázového rozdílu, který mezi vlnami vzniká. [1]

Fázové zpoždění závisí na tloušťce použitého materiálu a je definováno jako:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot d(n_e - n_o), \quad (21)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka a  $d$  je tloušťka destičky.

Podle velikosti fázového zpoždění, můžeme fázové destičky rozdělit na:

- **Půlvlnná fázová destička:**  $\Gamma = \pi$ . Pokud na destičku dopadá světlo lineárně polarizované v ose  $x$ , bude na výstupu polarizované v ose  $y$  a naopak. V případě kruhové polarizace nám půlvlnná fázová destička mění pravotočivou polarizaci na levotočivou a také obráceně levotočivou kruhovou polarizaci na pravotočivou.
- **Čtvrtvlnná fázová destička:**  $\Gamma = \pi/2$ . Mění lineárně polarizované světlo na kruhově polarizované (pro určitou orientaci rychlé osy vůči směru lineární polarizace) a naopak.

Jestliže z rovnice (21) vyjádříme tloušťku fázové destičky a dosadíme příslušná fázová zpoždění, potom pro půlvlnnou destičku bude platit:

$$d = \frac{\lambda}{2(n_e - n_o)}. \quad (22)$$

### 2.2.3. Soleil-Babinetův kompenzátor

Soleil – Babinetův kompenzátor je retardační destička s proměnným fázovým zpožděním.

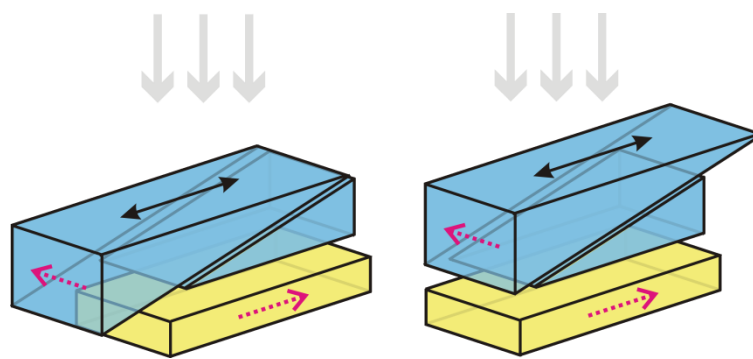
Skládá se ze dvou částí. První část je tvořena dvěma vzájemně se doplňujícími klíny – jedním pevným a druhým posuvným. Oba jsou tvořeny jednoosým krystalem a jejich optické osy jsou vůči sobě paralelně orientované (ať už rychlé či pomalé osy). Pohybem jednoho klínu lze libovolně měnit tloušťku krystalu, a díky tomuto jsme schopni dosáhnout libovolného fázové zpoždění, které zrovna potřebujeme.

První klín slouží jako kompenzační prvek a zajišťuje, aby rozdílná optická dráha, která je způsobena různou tloušťkou krystalů, byla stejná v celé apertuře.

Druhá část se také skládá z jednoosého anizotropního materiálu ovšem ve tvaru planparalelní destičky. Její optická osa je kolmá na osy obou klínů. V případě, že je optická dráha v obou částech stejná, pak se kompenzátor chová jako nulovlnná fázová destička. Posun optického prvku je prováděn ve směru kolmém na osu dopadajícího záření.

Jelikož je možné nastavit Soleil – Babinetův kompenzátor na jakékoliv fázové zpoždění, je možnost jej využít místo půlvlnné nebo čtvrtvlnné fázové destičky. To ale často není výhodné, neboť komplexní stavba kompenzátoru je ztrátová kvůli odrazům od šesti rozhraní. Proto se kompenzátor využívá převážně na měření fázového zpoždění retardačních prvků.

Na obrázku č. 5 je znázorněné schéma Soleil – Babinetova kompenzátoru v různých polohách posuvného krystalu. Červené šipky značí rychlé osy materiálů a orientace šedých šipek naznačuje směr dopadajícího záření.



Obr. 5: Soleil-Babinetův kompenzátor

## 2.3. Maticový popis polarizačních prvků

Pro polarizační měření je zvláště důležité, jak se polarizační stav na vstupu optické soustavy změní po průchodu různými polarizačními prvky. K určení polarizačního stavu na výstupu je potřeba zavést maticovou reprezentaci, která charakterizuje dané polarizační zařízení. K tomu lze využít buď Jonesův popis, nebo Muellerovy matice [1], [2].

### 2.3.1. Jonesův popis

Jonesův popis využívá pro charakterizaci polarizačních prvků matice o velikosti  $2 \times 2$ , které určují změnu polarizačního stavu vlny šířící se soustavou. Tato změna polarizace je popsána rovnicí:

$$\vec{J}_2 = T \cdot \vec{J}_1. \quad (23)$$

$\vec{J}_1$  a  $\vec{J}_2$  jsou Jonesovy vektory, které určují vstupní a výstupní polarizační stav vlny,  $T$  je Jonesova matice popisující optickou soustavu.

Jedním ze základních polarizačních prvků je **polarizátor**, který propouští tu složku elektrické intenzity, která je rovnoběžná se směrem propustnosti polarizátoru a odfiltruje složku kolmou. Matice polarizátoru propustného ve směru osy  $x - P_x$  a osy  $y - P_y$  mají tvar:

$$P_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, P_y = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (24)$$

Matici polarizátoru, který propouští světlo v určitém směru  $\alpha$  vůči ose  $x$ , získáme roznásobením matic  $R_{-\alpha}$ ,  $P_x$  a  $R_\alpha$ , kde  $R_\alpha$  je matice otočení a  $R_{-\alpha}$  je matice k ní inverzní. Matice rotace je definována jako:

$$R_\alpha = \begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (25)$$

Matice obecného polarizátoru má potom tvar:

$$P_\alpha = R_{-\alpha} \cdot P_x \cdot R_\alpha = \begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}. \quad (26)$$

Dalším polarizačním zařízením je **fázová destička**. Její maticový tvar je vyjádřen součinem  $R_{-\alpha} \cdot W_0 \cdot R_{\alpha}$ . Matice  $W_0$  je definována jako:

$$W_0 = \begin{bmatrix} e^{-i\frac{\Gamma}{2}} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Gamma}{2}} \end{bmatrix}, \quad (27)$$

kde  $\Gamma$  je fázové zpoždění.

### 2.3.2. Muellerovy matice

Muellerovy matice popisují polarizační prvky pomocí matic o velikosti  $4 \times 4$ . Výsledný polarizační stav  $\vec{S}_2$  lze získat vynásobením příslušné Muellerovy matice  $M$  a Stokesova vektoru  $\vec{S}_1$ , který popisuje polarizační stav na vstupu:

$$\vec{S}_2 = M \cdot \vec{S}_1. \quad (28)$$

Předpokládáme-li ideální **polarizátor**, který propouští veškeré záření pouze v jedné ose, pak muellerovy matice pro osu propustnosti ve směru  $x$  -  $M_{pol_x} \equiv M_{pol}(0)$  a osu propustnosti ve směru  $y$  -  $M_{pol_y} \equiv M_{pol}(\pi/2)$  mají tvar:

$$M_{pol_x} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_{pol_y} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

V mnoha případech je potřeba mít polarizátor otočený tak, aby jeho osa propustnosti svírala s osou  $x$  jiný úhel než  $0^\circ$  nebo  $90^\circ$ . Muellerovu matici pro polarizátor v obecném úhlu  $\alpha$  získáme roznásobením matic  $M_{rot}(-\alpha) \cdot M_x \cdot M_{rot}(\alpha)$ . Matice  $M_{rot}(\alpha)$  je matice rotace a má tvar:

$$M_{rot}(\alpha) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (30)$$

$M_{rot}(-\alpha)$  je inverzní matice k matici rotace.

Dalším důležitým polarizačním prvkem je **fázová destička**. Její matice  $M_{ret}(\Gamma, \alpha)$  má tvar:

$$M_{ret}(\Gamma, 0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Gamma & \sin \Gamma \\ 0 & 0 & -\sin \Gamma & \cos \Gamma \end{pmatrix}, \quad (31)$$

kde  $\Gamma$  je fázové zpoždění, které destička zavádí. Hodnota  $\alpha$  udává orientaci rychlé osy destičky (úhel mezi rychlou osou a osou  $x$ ) – v případě rovnice (31) je rychlá osa totožná s osou  $x$ . Existují dva speciální případy, a to když  $\Gamma = \pi$  - platí pro půlvlnou fázovou destičku, a  $\Gamma = \pi/2$  - platí pro čtvrtvlnou fázovou destičku. Muellerovy matice pro oba retardéry jsou definovány jako:

$$M_{ret}(\pi, 0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad M_{ret}(\pi/2, 0) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (32)$$

Matice  $M_{ret}(\pi, 0)$  a  $M_{ret}(\pi/2, 0)$  platí pro případ, kdy je směr rychlé osy fázových destiček totožný se směrem osy  $x$ . Pro případ obecného otočení fázové destičky platí  $M_{ret}(\Gamma, \alpha) = M_{rot}(-\alpha) \cdot M_{ret}(\Gamma_{SB}, 0) \cdot M_{rot}(\alpha)$ .

## 2.4. Polarimetrická měření

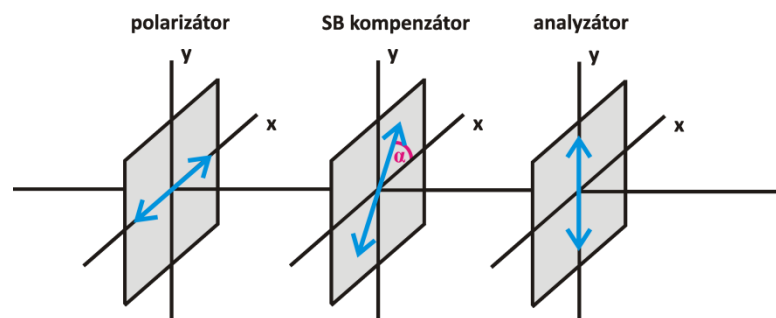
V následující kapitole je popsána teorie polarimetrických měření. Výsledné vztahy tvoří základ pro zpracování experimentální části práce.

### 2.4.1. Měření pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru

V následující kapitole jsou odvozeny vztahy pro výpočet fázového zpoždění retardačních destiček, a to za pomoci Stokesových vektorů a Muellerových matic.

Při měření fázového zpoždění se využívá sestavy dvou polarizátorů, jejichž osy propustnosti jsou navzájem kolmé. Mezi takto nastavené prvky se následně umístí kompenzátor a retardační destička, jejíž fázové zpoždění bude měřeno.

Před začátkem měření je nutné provést kalibraci Soleil-Babinetova kompenzátoru. Kompenzátor se umístí mezi dva zkřížené polarizátory a jeho rychlá osa se ztotožní s osou propustnosti jednoho z polarizátorů. Pro lepší názornost je předpokládáno nastavení os propustností polarizátorů ve směru osy  $x$  a  $y$ , jak je znázorněno na obrázku č. 6.



Obr. 6: kalibrace Soleil-Babinetova kompenzátoru

Po nastavení polarizátorů a kompenzátoru je zapotřebí otočit rychlou osou kompenzátoru o úhel  $\alpha$  vůči  $x$ . Pro zjištění nejvhodnější velikosti tohoto úhlu je nutné vypočítat polarizační stav na výstupu optické sestavy. Výstupní polarizační stav  $\vec{S}_2$  získáme roznásobením matic:

$$\vec{S}_2 = M_{pol,y} \cdot M_{rot}(-\alpha) \cdot M_{ret}(\Gamma_{SB}, 0) \cdot M_{rot}(\alpha) \cdot \vec{S}_1. \quad (33)$$



$M_{pol}(y)$  je matice polarizátoru propustného ve směru osy  $y$ ,  $M_{rot}(\alpha)$  je matice rotace a  $M_{rot}(-\alpha)$  je matice k ní inverzní.  $M_{ret}(\Gamma_{SB}, 0)$  je Muellerova matice fázové destičky, jejíž rychlá osa je totžná s osou  $x$ . Fázovou destičkou je zde myšlen Soleil-Babinetův kompenzátor s fázovým zpožděním  $\Gamma_{SB}$ .  $\vec{S}_1$  je Stokesův vektor pro vstupní polarizační stav, který je vytvořený prvním polarizátorem. V našem případě se jedná o lineární polarizační stav, který je orientován stejně jako osa  $x$ . Po úpravě je získán výstupní polarizační stav ve tvaru:

$$\vec{S}_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sin^2 2\alpha \cdot (1 - \cos \Gamma_{SB}) \\ -\sin^2 2\alpha \cdot (1 - \cos \Gamma_{SB}) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (34)$$

Jelikož je detekována intenzita záření, uvažuje se pouze parametr  $S_0$ . Je vidět, že člen  $\sin^2 2\alpha$  moduluje amplitudu dopadajícího záření. Je samozřejmě výhodné, aby byla intenzita záření co největší. To je splněno za podmínky, že  $\alpha = 45^\circ$ . Proto je při měření Soleil-Babinetovým kompenzátozem otáčeno právě o tento úhel.

Po dosazení úhlu  $45^\circ$  do rovnice (34), vplyne vztah:

$$S_0 = \frac{1}{2}(1 - \cos \Gamma_{SB}). \quad (35)$$

Jelikož je při měření využita metoda nulových intenzit, je důležitá podmínka, kdy na výstupu vyvstane nulová hodnota. To platí pro:

$$\cos \Gamma_{SB} = 1. \quad (36)$$

Rovnice (36) je splněna v případě, že  $\Gamma_{SB} = 2\pi \cdot l$ , kde  $l$  je celé číslo. Soleil-Babinetovy kompenzátory jsou konstruovány tak, že jejich fázové zpoždění nabývá hodnot od 0 do  $2\pi$  (od 0 do  $\lambda$ ), případně od  $-2\pi$  do  $2\pi$  (od  $-\lambda$  do  $\lambda$ ). Tomu odpovídají celá čísla  $-1$ ,  $0$  a  $1$ . Při měření se odečítají hodnoty na mikrometrické stupnici, které korespondují s posunem klínu v kompenzátozu. V průběhu kalibrace se nastavuje fázové zpoždění  $0$ ,  $2\pi$  a příp.  $-2\pi$ . Na mikrometrické stupnici se poté odečítají hodnoty  $x_0$ ,  $x_1$  a  $x_{-1}$ . Pokud je fázové zpoždění nastaveno na hodnotu  $2\pi$ , potom posun krystalu o jednu vlnovou délku je  $x_1 - x_0$ . V případě, že je fázové zpoždění nastaveno na  $-2\pi$ , pak se krystal posune o délku  $x_0 - x_{-1}$ .

Po kalibraci Soleil-Babinetova kompenzátoru se do experimentální sestavy vloží retardační destička, jejíž fázové zpoždění je potřeba změřit. Její rychlá osa se ztotožní s osou  $x$  a poté se otočí o úhel  $45^\circ$ . Nyní jsou rychlé osy fázové destičky a kompenzátoru paralelně orientovány. Opět je nutné spočítat výsledný polarizační stav na výstupu:

$$\vec{S}_2' = M_{pol}(y) \cdot M_{ret}(\Gamma_{SB}, 45^\circ) \cdot M_{ret}(\Gamma_R, 45^\circ) \cdot \vec{S}_1. \quad (37)$$

Matice  $M_{ret}(\Gamma_R, 45)$  je Muellerova matice retardační destičky o neznámém fázovém zpoždění  $\Gamma_R$ . Po úpravách se dojde k výsledku, kdy je Stokesův parametr  $S_0'$  roven:

$$S_0' = \frac{1}{2}[-1 + \cos(\Gamma_R + \Gamma_{SB})]. \quad (38)$$

Opět se hledá podmínka, kdy  $S_0' = 0$ . To platí v případě, že  $\Gamma_R + \Gamma_{SB} = 2\pi \cdot l$ , kde  $l$  je celé číslo. Při měření se nastavuje taková poloha krystalu kompenzátoru, aby na výstupu byla minimální intenzita záření. Posunem zjistíme, že tyto polohy mohou být dvě. Obě odpovídají fázovému zpoždění  $0\pi$  ( $0\lambda$ ) a  $2\pi$  ( $\lambda$ ). Na mikrometrické stupnici jsou to hodnoty  $x$  a  $x'$ . Pokud  $l = 1$ , potom pro fázové zpoždění retardační destičky platí:

$$\Gamma_R = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{\Gamma_{SB}}{2\pi}\right) = 2\pi \cdot \left(1 - \frac{x' - x_0}{x_1 - x_0}\right). \quad (39)$$

V případě, že  $l = 0$ , tedy že fázové zpoždění je rovno  $0\pi$ , potom pro  $\Gamma_R$  platí:

$$\Gamma_R = -\Gamma_{SB} = -\frac{x - x_0}{x_0 - x_{-1}}. \quad (40)$$

Další možností je otočení retardační destičky o úhel  $-45^\circ$ , tedy o  $135^\circ$  v kladném směru vůči ose  $x$ . V tomto případě jsou rychlé osy fázové destičky a Soleil-Babinetova kompenzátoru vůči sobě kolmé. Výsledný Stokesův vektor bychom získali roznásobením matic:

$$\vec{S}_2'' = M_{pol}(y) \cdot M_{ret}(\Gamma_{SB}, 45^\circ) \cdot M_{ret}(\Gamma_R, 135^\circ) \cdot \vec{S}_1. \quad (41)$$

Po úpravách pro Stokesův parametr  $S_0''$  platí:

$$S_0'' = -\frac{1}{2}[-1 + \cos(\Gamma_R - \Gamma_{SB})]. \quad (42)$$

Podmínka, kdy  $S_0'' = 0$  má řešení pro  $\Gamma_R - \Gamma_{SB} = 2\pi \cdot l$ . Opět jsou pomocí kompenzátoru nalezeny hodnoty  $x$ ,  $x'$ . Pro případ, že  $l = 0$  je fázové zpoždění ve tvaru:

$$\Gamma_R = \Gamma_{SB} = \frac{x' - x_0}{x_1 - x_0}. \quad (43)$$

Pokud  $l = 1$ , potom:

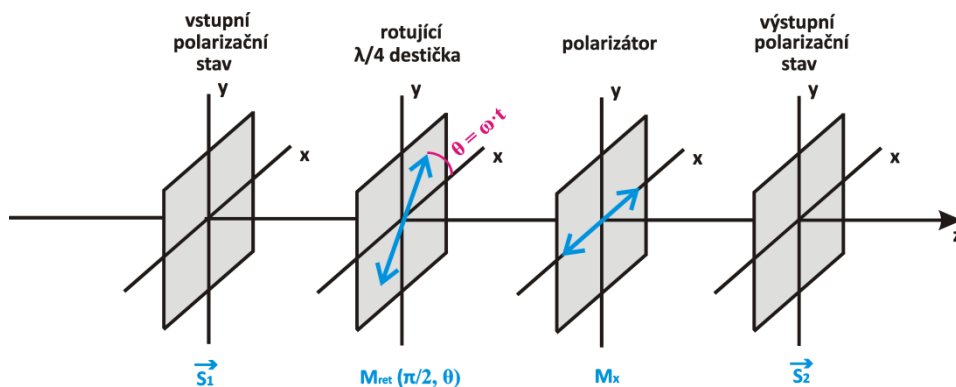
$$\Gamma_R = 2\pi \cdot \left(1 + \frac{\Gamma_{SB}}{2\pi}\right) = 2\pi \cdot \left(1 + \frac{x - x_0}{x_0 - x_{-1}}\right). \quad (44)$$

### 2.4.2. Polarimetrie pomocí rotujících komponent

Polarimetrie s rotujícími komponentami využívá pro měření polarizátory a fázové destičky. Existují různé varianty experimentálního uspořádání. Dále je uvažován pouze případ, kdy se využívá rotující čtvrtvlnná destička a fixní analyzátor [3], [4].

Při měření se prvně vygeneruje vstupní polarizační stav, který bude polarimetrická sestava analyzovat. Pomocí detektoru se zaznamená průběh intenzity záření v čase a následným výpočtem se vyhodnotí Stokesovy vektory vstupního polarizačního stavu. Dále jsou odvozeny závislosti mezi Stokesovými vektory a naměřenou intenzitou záření.

Ze všeho nejdříve se určí matice, která bude charakterizovat polarizační stav na výstupu optické soustavy:  $\lambda/4$  destička a polarizátor.



Obr. 7: Schéma polarimetrického uspořádání

Na obrázku č. 7 je vyobrazeno schéma, které znázorňuje, jakým způsobem se při výpočtu postupuje. Osa  $z$  představuje směr šíření záření.

Polarizační stav na vstupu je definován obecným Stokesovým vektorem  $\vec{S}_1$ . Následuje rotující  $\lambda/4$  destička, jejíž rychlá osa svírá s osou  $x$  úhel  $\theta$ . Tento úhel je závislý na úhlové rychlosti  $\omega$ , kterou se destička otáčí a času  $t$ :

$$\theta = \omega \cdot t. \quad (45)$$

Matice takto definovaného retardéru má tvar:

$$M(\pi/2, \theta) = M_{rot}(-\theta) \cdot M_{ret}(\pi/2, 0) \cdot M_{rot}(\theta) =$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cdot \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta \cdot \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix}, \quad (46)$$

kde  $M_{rot}(\theta)$  a  $M_{rot}(-\theta)$  jsou matice rotace a matice inverzní rotace. Tyto matice otáčejí rychlou osu čtvrtvlnné destičky do úhlu  $\theta$  vůči ose  $x$ .

Poté následuje polarizátor, jehož osa propustnosti je totožná s osou  $x$ . Matice polarizátoru  $M_{pol_x}$  má tvar (29). Výsledný polarizační stav se poté jednoduše určí jako:

$$\vec{S}_2 = M_{pol_x} \cdot M_{ret}(\pi/2, \theta) \cdot \vec{S}_1. \quad (47)$$

Jelikož je detekována intenzita záření, je důležitý pouze první člen vektoru  $\vec{S}_2$ . Jeho tvar po úpravách:

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left( S_0 + \frac{1}{2} S_1 \right) - \frac{S_3}{2} \sin 2\theta + \frac{S_1}{4} \cos 4\theta + \frac{S_2}{4} \sin 4\theta. \quad (48)$$

Je vidět, že vztah (48) obsahuje parametry Stokesova vektoru, které odpovídají vstupnímu polarizačnímu stavu. Aby se tyto parametry mohly dopočítat, musí se tento vztah porovnat s Fourierovou řadou.

Fourierova řada slouží k rozložení jakékoliv periodické funkce do rozvoje goniometrických funkcí. Uvažuje-li se funkce  $h$ , která je závislá na proměnné  $\theta$  a má periodu  $2\pi$ , pak je možno tuto funkci rozložit do Fourierovy řady:

$$h(\theta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta), \quad (49)$$

kde  $a_n$  a  $b_n$  jsou koeficienty Fourierovy řady.

V polarimetrické sestavě se měří intenzita záření jako periodická funkce závislá na úhlu otočení  $\theta$ . Proto se taktéž může rozvinout do Fourierovy řady. Ze vztahu (48) vyplývá, že budou významné pouze členy, pro které je  $n = 2$  a  $n = 4$ . Rozvoj intenzitní funkce s těmito členy má tvar:

$$I(\theta) = \frac{a_0}{2} + b_2 \sin 2\theta + a_4 \cos 4\theta + b_4 \sin 4\theta. \quad (50)$$

Nyní se porovnáním jednotlivých členů rovnic (48) a (50) získají vztahy pro jednotlivé parametry Stokesova vektoru, který definuje vstupní polarizační stav:

$$\vec{S}_1 = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_0 - 2a_4 \\ 4a_4 \\ 4b_4 \\ -2b_2 \end{pmatrix}. \quad (51)$$

Hodnoty koeficientů  $a_0$ ,  $a_4$ ,  $b_2$  a  $b_4$  se zjistí z naměřených dat, a to tak, že se provede fourierova transformace intenzitní funkce  $I(\theta)$ . Fourierovy koeficienty se poté nalézají ve tvaru:

$$a_n = \frac{2}{N} \operatorname{Re}[FT\{I(\theta)\}], \quad (52)$$

$$b_n = -\frac{2}{N} \operatorname{Im}[FT\{I(\theta)\}], \quad (53)$$

kde  $N$  je počet diskretních bodů, kterými se vzorkovala funkce  $I(\theta)$ .

#### 2.4.2.1. Kompenzace nedokonalého nastavení

Výsledné vztahy z předcházející kapitoly vypočítávají Stokesovy parametry pro vstupní polarizační stav z naměřené intenzity záření. Platí ale v případě, kdy jsou optické prvky zcela dokonale konstruované a jejich nastavení je naprosto přesné. V reálném případě tomu tak samozřejmě není a tyto nepřesnosti zavádí do měření určité chyby. Následující část se zabývá výpočetní kompenzací nedokonalého nastavení optických prvků, a to pro případy, kdy:

- A. Rychlá osa čtvrtvlnné destičky není na počátku rotace nastavena přesně ve směru osy  $x$
- B. Čtvrtvlnná destička nezavádí fázové zpoždění přesně  $\pi/2$
- C. Orientace osy propustnosti polarizátoru (analyzátoru) není totožná se směrem osy  $x$

**A. Rychlá osa čtvrtvlnné destičky není na počátku rotace nastavena přesně ve směru osy  $x$ .**

Předpokládá-li se, že rychlá osa čtvrtvlnné destičky není na počátku rotace přesně ve směru osy  $x$ , ale s osou  $x$  svírá úhel  $\theta$ , potom se úhel otočení změní na  $\theta - \theta_0$ . Výsledný polarizační stav se získá roznásobením matic:

$$\vec{S}_2 = M_{pol_x} \cdot M(\pi/2, \theta - \theta_0) \cdot \vec{S}_1. \quad (54)$$

Po úpravách má nová intenzitní funkce tvar:

$$I(\theta)_1 = \frac{1}{2} \left( S_0 + \frac{1}{2} S_1 \right) + \frac{1}{2} S_3 \cos 2\theta \sin 2\theta_0 - \frac{1}{2} S_3 \sin 2\theta \cos 2\theta_0 + \\ + \cos 4\theta \left( \frac{S_1}{4} \cos 4\theta_0 - \frac{S_2}{4} \sin 4\theta_0 \right) + \sin 4\theta \left( \frac{S_1}{4} \sin 4\theta_0 + \frac{S_2}{4} \cos 4\theta_0 \right). \quad (55)$$

Funkce (55) se opět porovná s příslušným tvarem Fourierovy řady. Kromě koeficientů  $a_0$ ,  $b_2$ ,  $a_4$  a  $b_4$  se zde objeví ještě koeficient  $a_2$ . Parametry Stokesova vektoru jsou nyní definovány jako:

$$\vec{S}_1 = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_0 - \frac{1}{2} S_1 \\ 4 \cdot (a_4 \cos 4\theta_0 + b_4 \sin 4\theta_0) \\ 4 \cdot (-a_4 \sin 4\theta_0 + b_4 \cos 4\theta_0) \\ \frac{-2b_2}{\cos 2\theta_0} \end{pmatrix}. \quad (56)$$

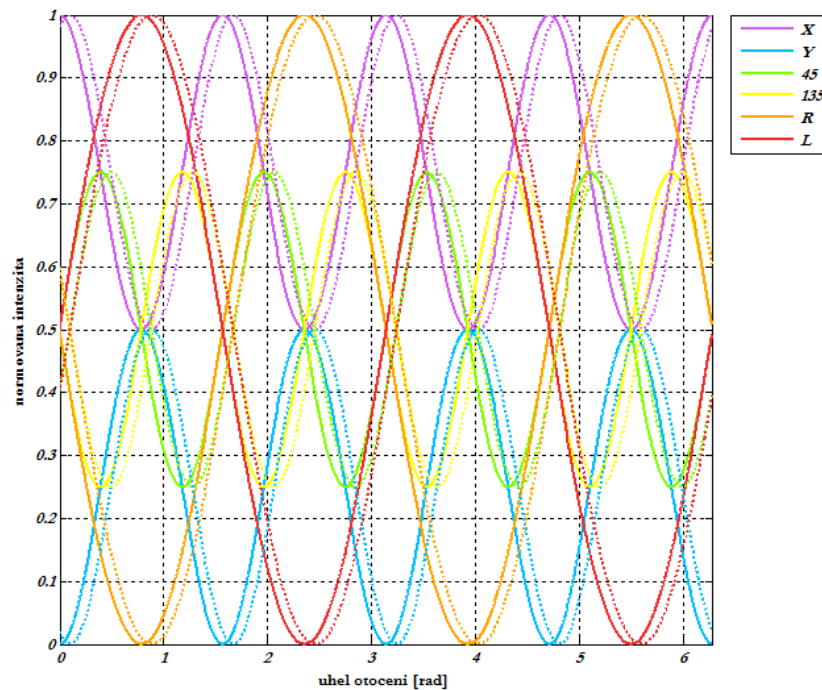
Je vidět, že vektor  $\vec{S}_1$  počítá s odchylkou  $\theta_0$ , která vznikla nedokonalostí nastavení. Aby se tato odchylka dala číselně vyhodnotit, musí se provést kalibrace. Ta spočívá v předpokladu, že na destičku dopadá zcela lineárně polarizované světlo ve směru osy  $x$ . Dosadí-li se příslušné Stokesovy parametry lineárně polarizovaného záření do rovnice (56), získá  $\theta_0$  tvar:

$$\theta_0 = \frac{1}{4} \arctan \left( \frac{b_{04}}{a_{04}} \right), \quad (57)$$

kde  $a_{04}$  a  $b_{04}$  jsou koeficienty Fourierovy řady odpovídající intenzitě lineárně polarizovanému záření ve směru osy  $x$ .

Na obrázku č. 8 je znázorněn průběh intenzitní funkce pro různé vstupní polarizační stavy záření. Plnou čarou je zobrazen průběh, který odpovídá ideálnímu polarizačnímu stavu. Tečkovaná čára simuluje funkci, která je zatížena chybou způsobenou nedokonalým nastavením rychlé osy fázové

destičky, která je posunuta o hodnotu 0,1 rad. Je patrné, že oproti ideálnímu případu je tato nová funkce pouze posunuta.



Obr. 8: Intenzitní funkce (55) pro různé vstupní polarizační stavy a parametrem  $\theta_0 = 0,1$  rad.

### B. Čtvrtvlnná destička nezavádí fázové zpoždění přesně $\pi/2$

Nastavení rychlé osy fázové destičky není jediným faktorem, který do měření a následně do výpočtu zavádí nepřesnosti. Dalším úskalím, může být retardační destička sama o sobě. Při výrobě jakéhokoliv optického prvku nemůže výrobce nikdy zajistit, aby jeho vlastnosti byly zcela přesné. Proto se k chybnému nastavení rychlé osy čtvrtvlnné destičky připočítá i fázové zpoždění  $\Delta\Gamma$  (za předpokladu, že nezavádí přesné fázové zpoždění  $\pi/2$ ). Fázové zpoždění retardačních destiček také často silně závisí na vlnové délce a potřebuje-li se zkoumat chování polarizačních komponent v konečném spektrálním rozsahu, je tato korekce zcela klíčová.

Nejprve je nutné stanovit si novou intenzitní funkci  $I(\theta)_2$ . Ta se určí z výsledného Stokesova vektoru  $\vec{S}_2$ , který se v tomto případě získá roznásobením matic:

$$\vec{S}_2 = M_{pol_x} \cdot M_{ret}(\Gamma, \theta - \theta_0) \cdot \vec{S}_1. \quad (58)$$

Intenzitní funkce odpovídá parametru  $S_0$  Stokesova vektoru  $\vec{S}_2$ . Po úpravách získáme  $I(\theta)_2$  ve tvaru:

$$\begin{aligned} I(\theta)_2 &= \frac{1}{2} \left[ S_0 + \frac{S_1}{2} (1 + \cos \Gamma) \right] + \frac{1}{2} S_3 \sin \Gamma \sin 2\theta_0 \cos 2\theta - \frac{1}{2} S_3 \sin \Gamma \cos 2\theta_0 \sin 2\theta \\ &+ \frac{1}{4} (1 - \cos \Gamma) \cdot (S_1 \cos 4\theta_0 - S_2 \sin 4\theta_0) \cos 4\theta + \\ &+ \frac{1}{4} (1 - \cos \Gamma) \cdot (S_1 \sin 4\theta_0 + S_2 \cos 4\theta_0) \sin 4\theta. \end{aligned} \quad (59)$$

Veličiny  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$  odpovídají parametrům Stokesova vektoru  $\vec{S}_1$ , který definuje vstupní polarizační stav.

Vztah (59) se opět porovná s příslušnou Fourierovou řadou. Člen z rovnice (59), který obsahuje goniometrickou funkci  $\cos 2\theta$ , bude korespondovat s koeficientem  $a_2$  Fourierovy řady. Podobně, člen se  $\sin 2\theta$  bude odpovídat Fourierovu koeficientu  $b_2$ . Koeficientu  $a_4$  odpovídá funkce  $\cos 4\theta$  a koeficientu  $b_4$  funkce  $\sin 4\theta$ . Prvnímu členu funkce (59) patří koeficient  $a_0$ . Porovnáním a úpravou se poté získá vstupní Stokesův vektor ve formě:

$$\vec{S}_1 = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_0 - \frac{1}{2} S_1 (1 + \cos \Gamma) \\ \frac{4(b_4 \cos 4\theta_0 + 4a_4 \sin 4\theta_0)}{1 - \cos \Gamma} \\ \frac{4(b_4 \cos 4\theta_0 - 4a_4 \sin 4\theta_0)}{1 - \cos \Gamma} \\ \frac{-2b_2}{\sin \Gamma \cdot \cos 2\theta_0} \end{pmatrix}. \quad (60)$$

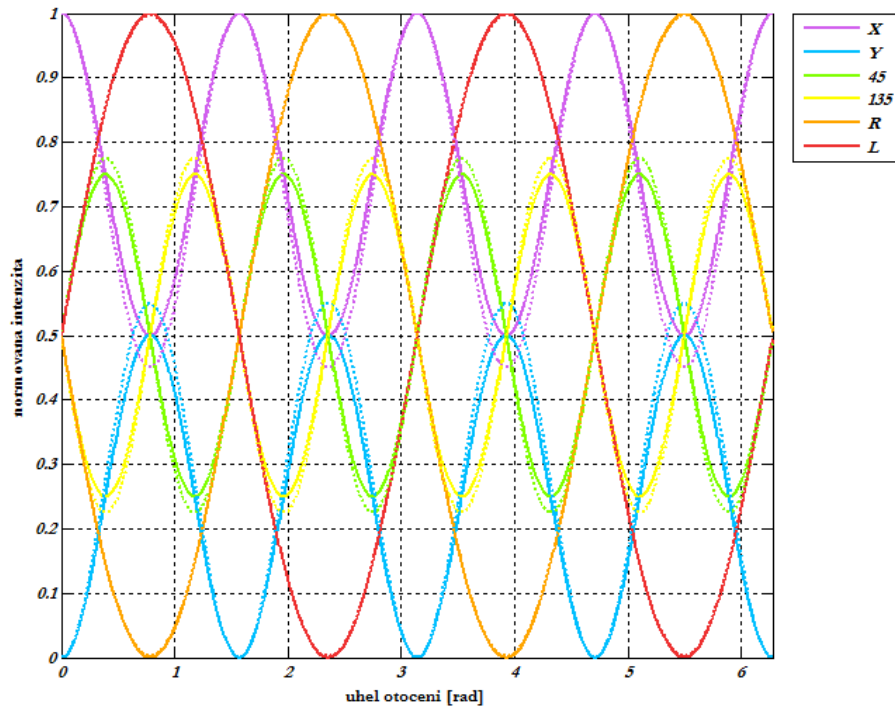
Ve vztahu (60) se nyní vyskytují korekční parametry  $\theta_0$  a  $\Gamma$ , které je nutné vyčíslit. Proto se provádí kalibrace, tzn., že se na polarimetr nechá dopadat vstupní lineární polarizační stav, jehož orientace je stejná jako orientace osy  $x$ . Příslušný Stokesův vektor tohoto vstupního stavu se dosadí do rovnice (60) a úpravami se získá definice pro fázové zpoždění  $\Gamma$  a úhel  $\theta_0$ :

$$\Gamma = \arccos \frac{a_{00} - 6\sqrt{a_{04}^2 + b_{04}^2}}{a_{00} + 2\sqrt{a_{04}^2 + b_{04}^2}}, \quad (61)$$

$$\theta_0 = \frac{1}{4} \arctan \left( \frac{b_{04}}{a_{04}} \right). \quad (62)$$



Na obrázku č. 9 je opět zobrazen průběh intenzitní funkce. Čárkovanou čarou je naznačena funkce zatížená nedokonalým fázovým zpožděním retardační destičky. Fázové zpoždění  $\Gamma$  bylo nastaveno na hodnotu  $\pi/2 + 0,1$ . Z obrázku je vidět, že malá odchylka od  $\pi/2$  ovlivňuje pouze lineární polarizace. Kruhové polarizační stavy zůstaly téměř beze změny.



Obr. 9: Intenzitní funkce (59) pro různé vstupní polarizační stavy a parametry  $\theta_0 = 0$  rad,  $\Gamma = \pi/2 + 0,1$ .

### C. Orientace osy propustnosti polarizátoru není totožná se směrem osy $x$

Dalším činitelem, který by do měření mohl zavést chybu, je orientace polarizátoru (analyzátoru). Nepřesnost jeho nastavení se odvodí opět pomocí Stokesova vektoru na výstupu optické soustavy:

$$\vec{S}_2 = M_{pol}(\varepsilon) \cdot M_{ret}(\Gamma, \theta - \theta_0) \cdot \vec{S}_1. \quad (63)$$

$M_{pol}(\varepsilon)$  je matice polarizátoru, jehož osa propustnosti není ve směru osy  $x$ , ale je skloněná pod úhlem  $\varepsilon$ .

Po roznásobení matic se získá Stokesův vektor, jehož parametr  $S_0$  bude představovat intenzitní funkci.  $I(\theta)_3$  má tvar:

$$\begin{aligned}
I(\theta)_3 = & \frac{1}{2} \left[ S_0 + \frac{1}{2} (1 + \cos \Gamma) (S_1 \cos 2\varepsilon + S_2 \sin 2\varepsilon) \right] + \\
& + \frac{1}{2} S_3 \sin \Gamma \cdot \sin(2\varepsilon + 2\theta_0) \cos 2\theta - \frac{1}{2} S_3 \sin \Gamma \cdot \cos(2\varepsilon + 2\theta_0) \sin 2\theta + \\
& + \frac{1}{4} (1 - \cos \Gamma) [S_1 \cos(2\varepsilon + 4\theta_0) - S_2 \sin(2\varepsilon + 4\theta_0)] \cos 4\theta + \quad (64) \\
& + \frac{1}{4} (1 - \cos \Gamma) [S_1 \sin(2\varepsilon + 4\theta_0) + S_2 \cos(2\varepsilon + 4\theta_0)] \sin 4\theta
\end{aligned}$$

Porovnáním vztahu (64) s příslušnou Fourierovou řadou, se získají koeficienty  $a_0$ ,  $a_2$ ,  $b_2$ ,  $a_4$  a  $b_4$ . Z nich se poté odvodí vztahy pro parametry Stokesova vektoru, který odpovídá vstupnímu polarizačnímu stavu, a to jako:

$$\vec{S}_1 = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_0 - \frac{1}{2} (1 + \cos \Gamma) (S_1 \cos 2\varepsilon + S_2 \sin 2\varepsilon) \\ \frac{4[a_4 \cos(4\theta_0 + 2\varepsilon) + b_4 \sin(4\theta_0 + 2\varepsilon)]}{1 - \cos \Gamma} \\ \frac{4[b_4 \cos(4\theta_0 + 2\varepsilon) - a_4 \sin(4\theta_0 + 2\varepsilon)]}{1 - \cos \Gamma} \\ \frac{-2b_2}{\sin \Gamma \cdot \cos(2\theta_0 + 2\varepsilon)} \end{pmatrix}. \quad (65)$$

Nyní je nutné vyčíslit parametry  $\Gamma$ ,  $\varepsilon$  a  $\theta_0$  pomocí koeficientů Fourierovy řady. K tomu se dojde pomocí kalibrace, která předpokládá, že vstupní polarizační stav je lineární a jeho orientace je totožná s osou  $x$ . Příslušný Stokesův vektor se dosadí do vztahu (65) a vyjádří se příslušné úhly. Bohužel v tomto případě kalibrace pouze pomocí jednoho vstupního polarizačního stavu nestačí. Proto se předpokládá ještě další vstupní polarizační stav, a to lineární, který je orientován v úhlu  $45^\circ$  vůči ose  $x$ . Po úpravách se získají příslušné nedokonalosti nastavení. Jelikož tvar těchto vztahů je komplikovanější, je vhodné stanovit si další proměnné, a to jako:

$$A = a_{04} \cos(4\theta_0 + 2\varepsilon) + b_{04} \sin(4\theta_0 + 2\varepsilon), \quad (66)$$

$$A' = -a_{04}' \sin(4\theta_0 + 2\varepsilon) + b_{04}' \cos(4\theta_0 + 2\varepsilon), \quad (67)$$

$$B = a_{00}' A - 2AA', \quad (68)$$

$$C = a_{00} A' - a_{00}' A, \quad (69)$$

$$D = A'(a_{00} - 2A). \quad (70)$$

Pomocí takto definovaných vztahů se určí  $\Delta\Gamma$ ,  $\varepsilon$  a  $\theta_0$  jako:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \arcsin \left[ \frac{-2CD \pm \sqrt{4C^2D^2 - 4(B^2 + D^2)(C^2 - B^2)}}{2(B^2 + D^2)} \right]. \quad (71)$$

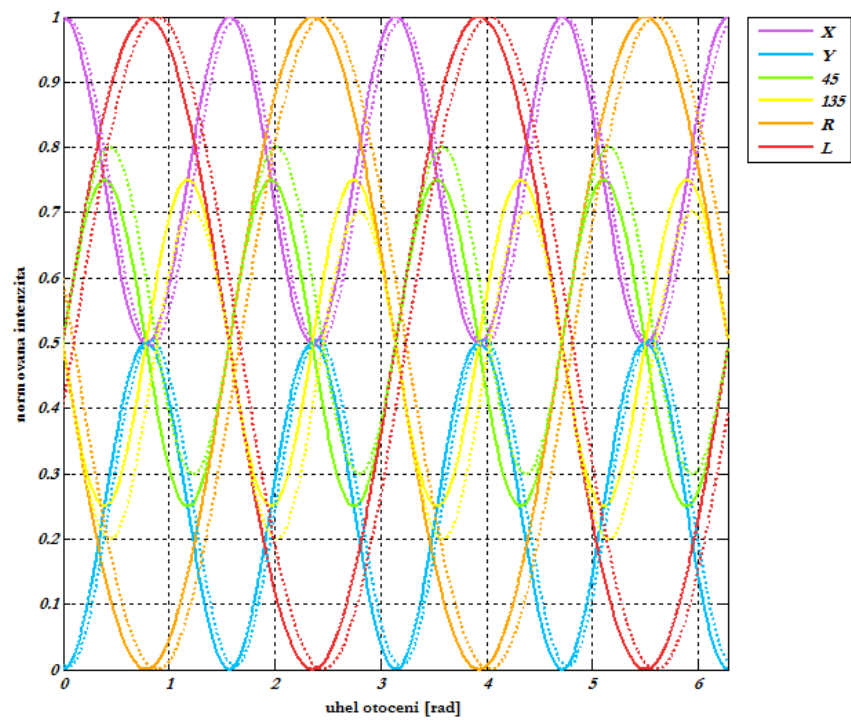
$$\theta_0 = \frac{1}{4} \left[ \operatorname{arctg} \left( -\frac{a_{04}'}{b_{04}'} \right) - 2\varepsilon \right], \quad (72)$$

$$\Delta\Gamma = \arccos \left[ \frac{a_{00} - 2A \cos 2\varepsilon - 4A}{a_{00} + 2A \cos 2\varepsilon} \right], \quad (73)$$

Rovnice (66) – (73) obsahují dva druhy Fourierových koeficientů.  $a_{00}$ ,  $a_{02}$ ,  $b_{02}$ ,  $a_{04}$  a  $b_{04}$  odpovídají kalibračním koeficientům, kdy je lineární polarizace ve směru osy  $x$ . Koeficienty  $a_{00}'$ ,  $a_{02}'$ ,  $b_{02}'$ ,  $a_{04}'$  a  $b_{04}'$  odpovídají kalibraci lineární polarizací ve směru  $45^\circ$  vůči ose  $x$ .

Lze si všimnout, že vztah (71) je řešením kvadratické rovnice. Výsledkem jsou dvě řešení, přičemž jen řešení s kladným znaménkem dává smysluplné řešení.

Na obrázku č. 10 je zobrazena intenzitní funkce, která je zatížena nepřesným nastavením osy propustnosti polarizátoru. Tato chyba byla nastavena na hodnotu 0,1 rad od ideální hodnoty ve směru osy  $x$ . Průběh intenzitní funkce se na první pohled podobá průběhu z obrázku č. 8. Toto posunutí však není pro všechny typy polarizace stejné, jak tomu bylo v předešlém případě.



Obr. 10: Intenzitní funkce (64) pro různé vstupní polarizační stavy a parametry  $\theta_0 = 0$  rad,  $\Gamma = \pi/2$ ,  $\varepsilon = 0,1$  rad.

## 3. Ramanova spektroskopie

V následující kapitole jsou popsány základy teorie Ramanova rozptylu a Ramanovy optické aktivity. Taktéž je objasněna stavba spektrografu a stěžejní prvky sestavy pro měření Ramanovy optické aktivity. [3]

### 3.1. Ramanův rozptyl

Ramanův rozptyl teoreticky předpověděl rakouský fyzik A. Smekal v roce 1922. V Indii o šest let později pozoroval tento jev C. V. Raman a roku 1930 dostal za tento experimentální objev Nobelovu cenu za fyziku.

Při interakci dopadajícího záření s látkou, dochází k rozptylu záření. Pokud nedojde ke změně vlnové délky záření, potom se mluví o elastickém rozptylu. Ten lze dále rozdělit, podle toho, s jak velkými částicemi záření interaguje. Pokud je velikost částic větší než vlnová délka, pak se jedná o Mieův rozptyl. V případě, že velikost částic je srovnatelná s vlnovou délkou záření, potom hovoříme o Debyeově rozptylu. **Rayleighův rozptyl** vykazují částice, které jsou mnohem menší než vlnová délka dopadajícího záření.

**Ramanův rozptyl** je neelastický rozptyl, kdy záření po interakci s molekulami změni svoji vlnovou délku. Tento jev, lze plně popsat pomocí kvantové teorie. Cílem práce ale není studie Ramanova rozptylu, proto budou základy tohoto jevu popsány pouze v klasickém přiblížení.

Při interakci fotonů s částicemi se uplatňuje hlavně elektrická část elektromagnetického záření. Elektrické pole způsobí, že elektrony a jádro se posunou opačnými směry v souladu s Coulombovým zákonem. Uvnitř molekuly je indukován dipólový moment, který je tím větší, čím je elektrické pole silnější:

$$\mu_{ind} = \alpha \cdot \varepsilon_0 \cos(2\pi\nu_0 t). \quad (74)$$

Veličina  $\varepsilon_0$  je amplituda elektrického pole,  $\nu_0$  je frekvence dopadajícího záření a  $t$  je čas. Konstantou úměrnosti je polarizovatelnost  $\alpha$ , která je materiálovou vlastností molekuly. Intenzita rozptýleného záření je přímo úměrná druhé mocnině indukovaného dipólového momentu.

Pokud bude docházet k vibraci v molekule, pak se dipólový moment mění a mohou se objevit další frekvence odpovídající vibračním frekvencím molekul. Matematicky se získají tak, že se polarizovatelnost  $\alpha$  rozvine do Taylorovy řady:

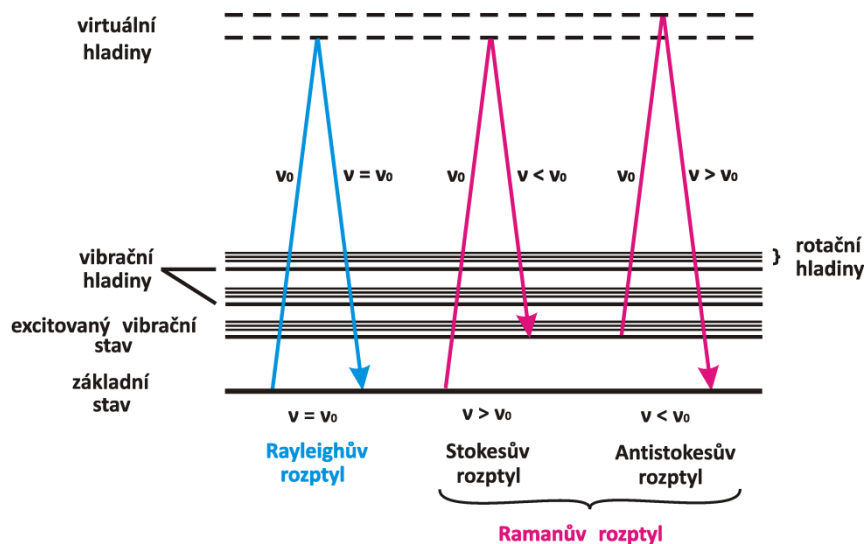
$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha \cdot \cos(2\pi\nu_i t), \quad (75)$$

kde  $\alpha_0$  představuje rovnovážnou polarizovatelnost,  $\Delta\alpha$  je amplituda změny polarizovatelnosti a  $\nu_i$  je vlastní frekvence vibrace molekuly.

Dosadí-li se nyní takto definovaná polarizovatelnost do vztahu (74) dostane se po úpravách indukovaný dipólový moment ve tvaru:

$$\mu_{ind} = \alpha_0 \varepsilon_0 \cos(2\pi\nu_0 t) + \frac{1}{2} \Delta\alpha \varepsilon_0 [\cos 2\pi(\nu_0 - \nu_i)t + \cos 2\pi(\nu_0 + \nu_i)t]. \quad (76)$$

Lze si všimnout, že první člen obsahuje frekvenci  $\nu_0$ , která odpovídá frekvenci dopadajícího záření. Z toho důvodu je možno vyvodit, že se jedná o Rayleighův rozptyl. Druhý člen už zahrnuje vlastní frekvence molekuly, které jsou vyšší nebo nižší než budící záření. Pokud je frekvence nižší, pak se mluví o **Stokesově rozptylu**. V případě, že je frekvence vyšší, pak se jedná o **Antistokesův rozptyl**. Stokesův i Antistokesův rozptyl je součástí Ramanova rozptylu.

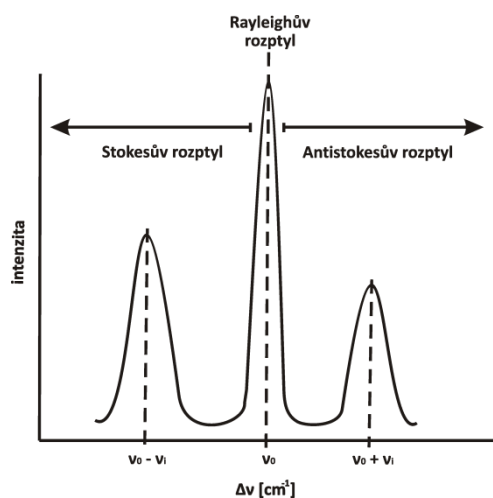


Obr. 11: Schéma energetických hladin a přechodů mezi nimi

Stav molekuly je určen jednak uspořádáním elektronů uvnitř elektronového obalu atomu a také vlastním pohybem. Tento pohyb může být rotační, kdy molekula rotuje kolem určité osy, nebo případně i vibrační.

Ten odpovídá vzájemnému kmitavému pohybu jednotlivých atomů. Tyto pohyby jsou spojovány s rotačními a vibračními energetickými hladinami v molekule. S uspořádáním elektronů souvisí elektronové hladiny, přičemž každý elektronový stav obsahuje podhladiny vibračních a rotačních stavů. Přejít-li molekula z nižší energetické hladiny na vyšší, příp. opačně, dochází k absorpci, příp. emisi fotonu.

Při pokojové teplotě se většina molekul nachází v základním energetickém stavu. Pokud na molekulu dopadá záření, potom elektrony přijmou energii fotonů a přejdou tak na vyšší energetickou úroveň. Poté mohou přejít zpět do základního stavu se současným vyzářením fotonu. Jelikož byl rozdíl mezi energetickými hladinami stejný, tak i energie pohlceného a vyzářeného fotonu byla identická. Proto se v případě rozptylu jedná o Rayleighův rozptyl. Další možností je, že si částice při přechodu na nižší energetickou úroveň část energie ponechají, tzn., že nepřejdou zpět až na základní hladinu. Vyzářený foton má potom menší energii než foton, který přechod vyvolal, a mluvíme o Stokesově rozptylu. Antistokesův rozptyl se uplatní v případě, že se molekula nachází ještě před excitací na vyšší vibrační hladině. Po excitaci, při přechodu do nižšího energetického stavu, mohou molekuly přejít až do základního stavu. Energie emitovaného fotonu je potom vyšší než energie fotonu excitovaného.



Obr. 12: Ramanovo spektrum

Fotony, které při rozptylu látka vyzáří, můžeme zaznamenat pomocí spektrometru. Výsledkem je spektrum Ramanova rozptylu, které je pro každou látku jedinečné.

Na obrázku č. 12 je schematicky zobrazena část Ramanova spektra s jedním vibračním pásem. Na ose  $x$  se vynáší frekvenční rozdíl  $\Delta\nu$ , který odpovídá rozdílu excitovaného a emitovaného záření. Často je tento rozdíl udáván jako vlnočet  $\tilde{\nu}$ , pro který platí:

$$\tilde{\nu} = \frac{1}{\lambda} . \quad (77)$$

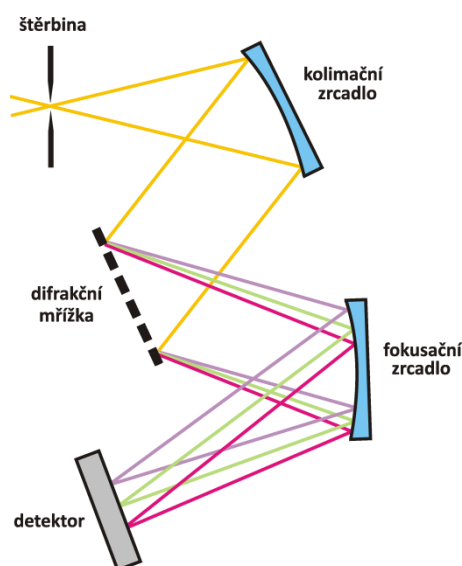
Jednotkou jsou převrácené centimetry.

Nejčastěji se měří pouze Stokesův rozptyl.

### 3.2. Stavba spektrografu

Spektrum Ramanova rozptylu spočívá v záznamu intenzity rozptylu v závislosti na vlnové délce rozptýleného záření. Pro záznam spektra se využívá spektrograf, který pro rozklad záření využívá difrakční mřížku. V Ramanově spektroskopii se nejčastěji využívá **spektrograf Czerny-Turnerův** [4].

Na obrázku č. 13 je znázorněno schéma tohoto spektrografu. Kromě difrakční mřížky se spektrograf skládá ze štěrbin, na kterou dopadá rozptýlené záření. To je následně kolimováno pomocí zrcadla na mřížku. Pomocí druhého zrcadla, které je fokusační, je difraktované záření nasměrováno na detektor. Jako detektor se nejčastěji využívá CCD prvek.



Obr. 13: Schéma Czerny-Turnerova spektrografu



Existují i variace Czerny-Turnerova spektrografu, které místo zrcadel využívají čočkové objektivy. Také může být použita místo reflexní mřížky mřížka transmisní.

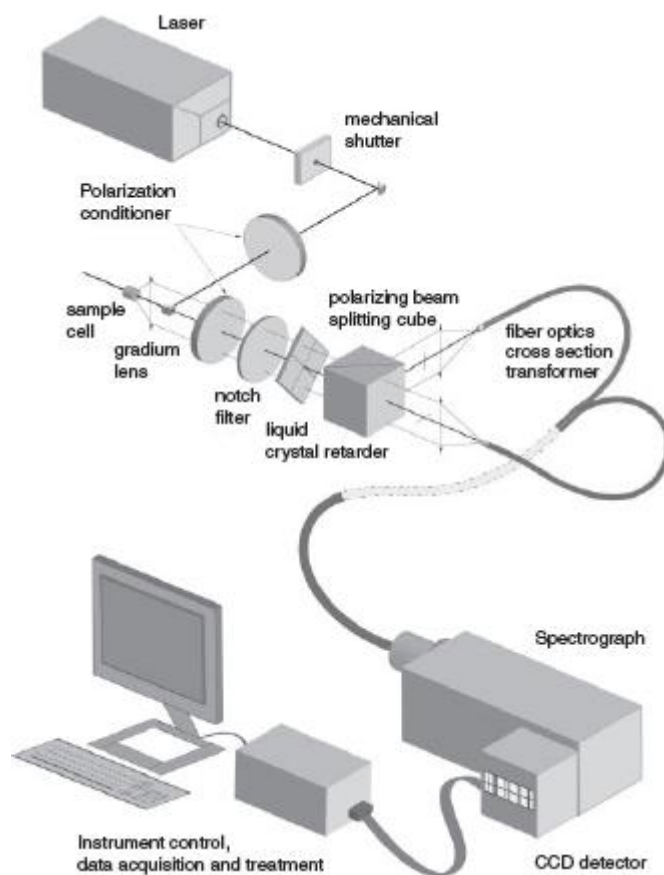
### 3.3. Sestava pro měření Ramanovy optické aktivity

Ramanova optická aktivita je experimentální metoda, která měří intenzitní rozdíl Ramanova rozptylu chirální molekuly při interakci s pravotočivě a levotočivě polarizovaným zářením. Molekuly jsou chirální tehdy, pokud nejsou ztotožnitelné se svým zrcadlovým obrazem. Rozdíl intenzit v Ramanově spektru je velmi malý a tudíž náročný na detekci [5], [6].

Pro měření Ramanovy optické aktivity je důležité mít kontrolu nad polarizačními stavy záření, s kterými se pracuje. Na obrázku č. 14 je znázorněno schéma měřicí sestavy, která tuto detekci umožňuje. Je vidět, že je složena z celé řady komponent.

Základem experimentální sestavy je monochromatický zdroj záření a spektrograf, který zaznamenává spektra Ramanovy optické aktivity. Dále obsahuje celou řadu polarizačních prvků. Ty jsou nutné buď pro vytvoření, změnu polarizovaného záření, nebo pro analýzu tohoto stavu. Další funkce některých polarizačních komponent je eliminace artefaktů způsobené nedokonalostmi použitých optických komponent.

Záření upravené různými polarizačními prvky dopadá na vzorek, kde dochází k jeho rozptylu. Rozptýlené záření poté putuje přes tzv. notch filtr, který potlačí intenzivní Rayleighův rozptyl. Tzn., že se optickou sestavou dále šíří pouze záření příslušející Ramanovu rozptylu. Následuje matice kapalných krystalů, která plní funkci čtvrtvlnné destičky tak, že převádí obě ortogonální kruhově polarizované složky na složky lineárně polarizované. Tyto složky jsou následně pomocí polarizačního děliče rozděleny do dvou větví a optickými vlákny přivedeny do spektrografu.

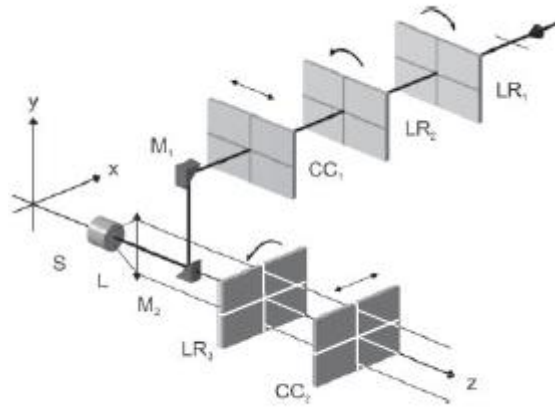


Obr. 14: Experimentální sestava na měření Ramanovy optické aktivity [6]

Neideální dvojlomné polarizační prvky, zrcadla, čočky a stěny kyvety se vzorkem mohou polarizační stav záření ovlivnit a vnášet do měření systematické chyby (tzv. artefakty). Proto se pro eliminaci těchto artefaktů využívají polarizační komponenty, které jsou znázorněny na obrázku č. 15. LR1 a LR2 jsou půlvlnné fázové destičky, které se rychle otáčejí proti sobě a z lineárně polarizovaného záření vytvářejí na časové škále odpovídající době měření záření efektivně nepolarizované. Následuje výsuvná půlvlnná destička označená jako CC1, která převádí levotočivě kruhově polarizované záření na pravotočivé a naopak. Rozptýlené záření prochází další půlvlnnou destičkou LR3, která snižuje vliv malých zbytkových lineárních složek polarizovaného záření způsobené nedokonalostmi optických prvků. Další výsuvná půlvlnná destička CC2 přemění opět smysl kruhové polarizace.

Pomocí půlvlnné destičky CC1 a CC2 je možné opticky vyrobit tzv. opačný virtuální enantiomer zkoumané chirální látky, který se chová stejně jako

by ve spektrografu byl přítomen opačný enantiomer skutečný. Je tak možné odhalit a eliminovat systematické chyby (artefakty) ve spektrech Ramanovy optické aktivity.



Obr. 15: Kompenzační polarizační prvky spektrometru pro měření Ramanovy optické aktivity [6]

## 4. Experimentální část

Experimentální část práce začíná měřeními, která využívají monochromatický zdroj záření. Nejprve jsou použity fixní polarizační komponenty – např. Soleil-Babinetův kompenzátor při měření fázového zpoždění retardačních destiček. Postupně se přechází k měřením využívajících rotačních polarizačních prvků dále využitelných ke stavbě polarimetru, až nakonec je využit polarimetr s polychromatickým zdrojem záření, který slouží pro popis komponent pracujících s Ramanovsky rozptýleným zářením.

### 4.1. Zařízení použita při měření

V následující kapitole jsou popsány komponenty, které byly použité při měření. Je zde uvedeno označení příslušného zařízení, firma, která jej vyrobila a základní parametry.

#### 4.1.1. Zdroje záření

Jako monochromatický zdroj záření byl využit frekvenčně zdvojený pevnolátkový laser Nd:YAG, který vyzařuje záření o vlnové délce 532 nm. Jeho výrobcem je firma Coherent.

Pro spektrální měření bylo potřeba použít polychromatický zdroj záření. K tomuto účelu byla použita LED dioda od firmy Thorlabs s označením MWWHL3 [7]. Tato dioda má teplotu chromatičnosti 3000 K, což znamená, že vyzařuje bílé světlo, které výrobce označuje jako ‚warm white‘. Důležité je také napájení diody, které zajistil stabilizovaný zdroj od firmy TTI s označením PL303QMD-P. Toto zařízení je schopno nastavit napětí v rozsahu 0 - 30 V pro hodnoty proudu 0 – 3 A, příp. 0 – 6 A.

### 4.1.2. Detektory záření

Detektorem, který zaznamenává výkon dopadajícího záření je integrační koule s označením IS200 vybavená křemíkovou fotodiodou SM05PD1B. Obě komponenty jsou od firmy Thorlabs [8]. Integrační koule je schopna zachytit záření v rozsahu vlnových délek 250 – 2500 nm. Odrazivost uvnitř koule je větší než 95 %. Aktivní oblast fotodiody má velikost 13 mm<sup>2</sup>.

Fotodioda je připojena přes zesilovač PDA200C a 16-bitový analogově-digitální převodník Agilent U2353A s počítačem.

### 4.1.3. Polarizační prvky

Při měřeních se využívala řada polarizačních prvků. Jedním ze základních a nejčastěji využívaných byly polarizátory od firmy Thorlabs. Jsou vyrobeny z islandského vápence a jejich strukturální uspořádání je typu Glan-Taylor.

Dalšími prvky jsou fázové destičky. Základem měření byly retardéry od firmy Bernhard Halle. Při měření fázového zpoždění pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru byly proměřeny i destičky od výrobce Topotec. Oba typy fázových destiček jsou nultého řádu a byly vyrobeny pro použití záření o vlnové délce 532 nm, nejsou tedy achromatické.

### 4.1.4. Soleil-Babinetův kompenzátor

Pro měření fázové zpoždění retardačních destiček bylo využito dvou kompenzátorů. Jeden od firmy Thorlabs [10] a druhý od firmy Bernhard Halle [9]. Oba se liší svými parametry. Nejdůležitější z nich, jsou srovnány v tabulce č. 2.



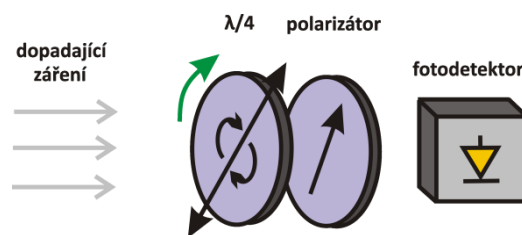
Obr. 16: Soleil Babinetův kompenzátor od firmy Thorlabs (vlevo) a Bernhard Halle (vpravo) [9], [10]

Tab. 2: Srovnání základních parametrů dvou kompenzátorů

parametry	Thorlabs SBC-VIS	B. Halle RKM06
Anizotropní prostředí	krystalický křemen	MgF <sub>2</sub>
Rozsah vlnových délek	365 – 800 nm	120 – 650 nm
Rozsah fázových zpoždění: [ $\pi$ ]	$\langle 0; 2\pi \rangle$	$\langle -2\pi; +2\pi \rangle$
[ $\lambda$ ]	$\langle 0; \lambda \rangle$	$\langle -\lambda; +\lambda \rangle$

#### 4.1.5. Polarimetr

Polarimetr je zařízení, které slouží k měření polarizačního stavu světla. Skládá se z rotující  $\lambda/4$  destičky, polarizátoru a fotodiody, která snímá časovou závislost intenzity dopadajícího záření. Schéma polarimetru je znázorněno níže.



Obr. 17: Schéma polarimetru

Při měření byl využit komerčně dostupný polarimetr od firmy Thorlabs s označením PAN5710 VIS [11]. Tento polarimetr pracuje s vlnovými délkami v rozsahu 400 – 700 nm a intenzitami záření v rozsahu 1 nW – 10 mW. Jeho přesnost měření je pro elipticitu  $\pm 0,25^\circ$  a pro DOP (stupeň polarizace)  $\pm 0,5\%$ .



Obr. 18: Polarimetr firmy Thorlabs

Toto zařízení je připojeno k počítači přes jednotku TXP5004 od firmy Thorlabs.

#### 4.1.6. Spektrograf

Pro spektrální měření byl použit spektrograf HoloSpec f/1.8 od firmy Kaiser optical systém [12]. Toto zařízení je Czerny-Turnerova typu, který využívá transmisních optických prvků. Konkrétně se jedná o čočkové objektivy s dobře korigovanými optickými vadami a transmisní difrakční mřížku.

Ke spektrografu je připojena CCD kamera firmy Andor s označením Newton DU 920P-BV-9KD [13]. Velikost senzoru je  $26,6 \times 6,7$  mm a počet pixelů 1024x256.

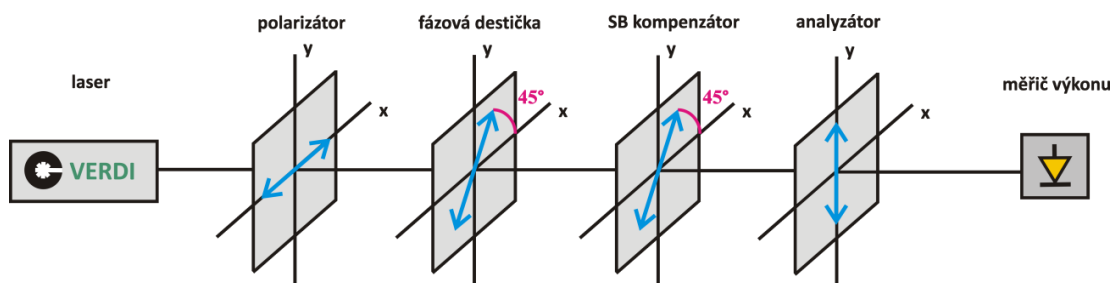
#### 4.1.7. Motorizované jednotky

Při polarimetrických měření bylo potřeba využít rotující fázové destičky. Aby se tyto prvky mohly otáčet, musely být připojeny na motorizované zařízení. Byl využíván krokový motor od firmy Faulhaber s označením RDM66200-A5.3. Toto zařízení provede 200 kroků na otáčku, což znamená, že jeden krok odpovídá otočení o  $1,8^\circ$ . Zařízení je možné nastavovat s přesností 256 mikrokroků na krok, tj. 51 200 mikrokroků na otáčku. Motorizovaná jednotka byla propojena přes řídicí jednotku IDM-640-8EI s počítačem a pro synchronizaci načítání dat i spektrografem (CCD detektorem).

## 4.2. Měření fázového zpoždění pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru

Při měření fázové zpoždění retardačních destiček se využívá Soleil-Babinetova kompenzátoru z toho důvodu, že jeho fázové zpoždění je proměnné a lze jej nastavit na libovolnou hodnotu.

Postup měření vychází z metody nulových intenzit, která je popsána v kapitole 2.4.1. Experimentální uspořádání sestává ze dvou zkřížených polarizátorů, mezi které je následně umístěn Soleil-Babinetův kompenzátor a příslušná retardační destička. Schéma měření je zobrazeno na obrázku č. 19.



Obr. 19: Schéma měření fázového zpoždění

Zdrojem záření je pevnolátkový laser Ne-YAG, který vyzařuje záření o vlnové délce 532 nm. Jako detektor byla použita integrační koule s fotodiodou od firmy Thorlabs. Od stejné firmy byly použity i oba polarizátory typu Glan-Taylor. Soleil-Babinetův kompenzátor vyrobila firma Bernhard Halle a Thorlabs. Retardační destičky, jejichž fázové zpoždění bylo potřeba určit, byly vyrobeny dvěma firmami, a to Bernhard Halle a centrem Toptec.

Jelikož byl postup měření popsán již dříve, bude dále uvedeno jen bodové shrnutí:

- kalibrace Soleil-Babinetova kompenzátoru mezi zkříženými polarizátory
- vložení retardační destičky o neznámém fázovém zpoždění
- nalezení poloh  $x$ , příp.  $x'$  odpovídajících nulové intenzitě
- výpočet fázového zpoždění v závislosti na orientaci rychlých os
  - pokud jsou rychlé osy fázové destičky a kompenzátoru orientovány paralelně, pak pro  $\lambda = 0$  platí vztah (40) a pro  $\lambda = 1$  platí (39)
  - pokud jsou rychlé osy fázové destičky a kompenzátoru zkřížené, pak pro  $\lambda = 0$  platí vztah (43) a pro  $\lambda = 1$  platí (44)



V tabulce č. 3, jsou uvedeny výsledky měření s příslušnou chybou. Tabulka obsahuje vždy konkrétní fázovou destičku, jejíž fázové zpoždění bylo proměřeno, úhel, který svírala rychlá osa destičky s osou  $x$  a vzájemnou orientaci rychlé osy destičky a kompenzátoru. Symbol  $\uparrow\uparrow$  značí rovnoběžnost obou os a znak  $\uparrow\rightarrow$  symbolizuje, že obě osy byly vůči sobě kolmé.

Tab. 3: Výsledné fázové zpoždění retardačních destiček

Fázová destička	úhel	orientace os	fázové zpoždění [ $\lambda$ ]		
$\lambda/4$ č. 1 Halle	45°	$\uparrow\rightarrow$	0,2509	$\pm$	0,0004
	135°	$\uparrow\uparrow$	0,2543	$\pm$	0,0004
	225°	$\uparrow\rightarrow$	0,2521	$\pm$	0,0003
	315°	$\uparrow\uparrow$	0,2539	$\pm$	0,0004
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,2530</b>	$\pm$
$\lambda/4$ č. 2 Halle	45°	$\uparrow\rightarrow$	0,2474	$\pm$	0,0003
	135°	$\uparrow\uparrow$	0,2477	$\pm$	0,0003
	225°	$\uparrow\rightarrow$	0,2470	$\pm$	0,0002
	315°	$\uparrow\uparrow$	0,2476	$\pm$	0,0003
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,2474</b>	$\pm$
$\lambda/2$ Halle	45°	$\uparrow\rightarrow$	0,5079	$\pm$	0,0002
	135°	$\uparrow\uparrow$	0,5083	$\pm$	0,0004
	225°	$\uparrow\rightarrow$	0,5083	$\pm$	0,0003
	315°	$\uparrow\uparrow$	0,5073	$\pm$	0,0004
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,5079</b>	$\pm$
$\lambda/1$ Toptec	135°	$\uparrow\rightarrow$	1,0142	$\pm$	0,0002
	225°	$\uparrow\uparrow$	0,9857	$\pm$	0,0002
	315°	$\uparrow\rightarrow$	1,0201	$\pm$	0,0002
	45°	$\uparrow\uparrow$	0,9845	$\pm$	0,0003
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>1,0011</b>	$\pm$
$\lambda/2$ A Toptec	135°	$\uparrow\rightarrow$	0,5071	$\pm$	0,0001
	225°	$\uparrow\uparrow$	0,5088	$\pm$	0,0003
	315°	$\uparrow\rightarrow$	0,5086	$\pm$	0,0002
	45°	$\uparrow\uparrow$	0,5077	$\pm$	0,0002
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,5080</b>	$\pm$

$\lambda/2$ B Toptec	135°	↑→	0,5100	±	0,0002
	225°	↑↑	0,5162	±	0,0003
	315°	↑→	0,5129	±	0,0004
	45°	↑↑	0,5137	±	0,0003
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,5132</b>	±
$\lambda/2$ C Toptec	135°	↑→	0,4997	±	0,0003
	225°	↑↑	0,4997	±	0,0003
	315°	↑→	0,4989	±	0,0003
	45°	↑↑	0,4987	±	0,0003
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,4992</b>	±
$\lambda/4$ A Toptec	135°	↑→	0,2253	±	0,0022
	225°	↑↑	0,2416	±	0,0003
	315°	↑→	0,2416	±	0,0003
	45°	↑↑	0,2412	±	0,0004
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,2415</b>	±
$\lambda/4$ B Toptec	135°	↑→	0,2448	±	0,0004
	225°	↑↑	0,2413	±	0,0004
	315°	↑→	0,2300	±	0,0003
	45°	↑↑	0,2362	±	0,0003
	<b>Výsledné fázové zpoždění:</b>			<b>0,2381</b>	±

Při každém jednotlivém měření bylo provedeno pěti opakování. V tabulce je potom uvedena průměrná hodnota a střední kvadratická odchylka.

Z výsledků je zřejmé, že ne všechny destičky jsou vyrobené s dostatečnou přesností. Např. půlvlnná destička označená písmenem B od výrobce Toptec vykazuje celkové fázové zpoždění  $0,5132 \lambda$ , přičemž zadání pro výrobu bylo stanoveno na odchylku menší než  $0,01 \lambda$  od ideální hodnoty. Proto by bylo vhodné nechat tuto destičku přešetřit.

Chyby, které při měření vyvstaly, mohly být způsobené nepřesným nastavením polarizačních prvků. Zvláště obtížné bylo nalezení minimální intenzity záření, od které se následně odečítají jednotlivé úhly nastavení. Z toho důvodu se při měření využilo měřiče výkonu, který zajistil, aby nastavení bylo co možná nejpřesnější.

Přesto se např. u čtvrtvlnné destičky označené písmenem A od firmy Toptec objevila jedna hodnota, která byla značně odlišná od ostatních. Tato chyba byla patrně způsobena právě nesprávným nalezením minima a nebyla započtena do výsledného fázového zpoždění.

Při určování hodnot  $x$  a  $x'$ , kdy se hledala minimální intenzita na výstupu, nastala určitá nejednoznačnost při měření. Fázové destičky firmy Toptec měly několik minim blízko sebe a byly od sebe málo odlišitelné. To se projevilo zvláště u celovlnné retardační destičky a čtvrtvlnné destičky A i B. Tato nepřesnost se tímto také promítla do chyby měření, která je u zmíněných destiček vyšší.

Ostatní retardační destičky firmy Toptec a Bernhard Halle vykazují fázové zpoždění, které je v souladu s požadavky, které byly zadány před výrobou.

### 4.3. Výpočet Stokesových parametrů pomocí měření intenzity záření

Jednou z hlavních výhod určování polarizačních stavů pomocí Stokesových vektorů je ta, že lze jednoduše vypočítat parametry příslušného Stokesova vektoru z naměřené intenzity záření. Nepotřebuje se k tomu žádná komplikovaná zařízení, ale vystačíme si pouze se základními polarizačními prvky.

Bylo provedeno testovací měření pro určení Stokesových parametrů odpovídajících obecnému eliptickému stavu polarizace záření. Eliptický stav polarizace záření byl připraven pomocí polarizátoru a  $\lambda/4$  destičky a byl analyzován pomocí jiné  $\lambda/4$  destičky a analyzátoru.

Před samotným měřením se provedeme nastavení  $\lambda/4$  destiček: nastaví se dva polarizátory tak, aby jejich osy propustnosti byly zkřížené. Poté se mezi ně vloží čtvrtvlnná destička používaná pro generaci elipticky polarizovaného záření, jejíž orientace rychlé osy bude taková, aby soustavou neprocházelo žádné záření. Stejně se kalibruje i druhá čtvrtvlnná destička, která se bude používat pro měření polarizovaného stavu.

Stokesovy parametry se získají z měření hodnot výkonu pro následující nastavení polarizačních prvků:

- 1) Osa propustnosti polarizátoru, který generuje polarizační stav, je vůči ose analyzátoru sloužícího k detekci otočená o  $90^\circ$ . Soustavou prochází minimum záření. Naměří se hodnota  $I(90,0)$ .
- 2) Poté se analyzátozem otočí tak, aby jeho osa propustnosti svírala s osou prvního polarizátoru úhel  $45^\circ$ . Na měřiči výkonu se odečte hodnota  $I(45,0)$ .
- 3) Polarizátor a analyzátor mají stejně orientované osy propustnosti. Naměří se hodnota  $I(0,0)$ .
- 4) Do sestavy před analyzátor se vloží kalibrované čtvrtvlnné destičky. První polarizátor a čtvrtvlnná destička generují určitý polarizační stav, který se druhou destičkou a analyzátozem generuje. Osa analyzátoru

svírá s osou polarizátoru úhel  $45^\circ$ . Rychlá osa měřené fázové destičky (první) se otočí o obecný úhel  $\alpha$ . Na výstupu se poté naměří  $I(45,90)$ .

Z takto naměřených hodnot výkonu se poté může dopočítat Stokesův vektor pro výsledný polarizační stav:

$$\begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I(0,0) + I(90,0) \\ I(0,0) - I(90,0) \\ 2I(45,0) - I(0,0) - I(90,0) \\ 2I(45,90) - I(0,0) - I(90,0) \end{pmatrix}. \quad (78)$$

Měření se provedlo pro dva úhly  $\alpha$  první čtvrtvlnné destičky:  $13^\circ 25'$  a  $60^\circ$ .

K měření se využily polarizátory od firmy Thorlabs a fázové destičky od firmy Bernhard Halle. Výkon svazku se měřil pomocí fotodiody umístěné v integrační kouli, která je taktéž výrobkem firmy Thorlabs.

V tabulkách č. 4 a č. 5 jsou uvedeny naměřené hodnoty výkonu, které byly použity pro výpočet Stokesova vektoru podle (78). Výsledek je normován, aby se mohl porovnat s parametry, naměřené komerčně dostupným polarimetrem od firmy Thorlabs. Lze vidět, že výsledky jsou téměř totožné. Také naměřené hodnoty výkonu se porovnávali s výpočtem provedeným v programu Matlab:

$$\begin{aligned} I(0,0) &= \left[ M_{pol}(0^\circ) \cdot M_{ret}(\pi/2, \alpha) \cdot \vec{S}_1 \right]_1 \\ I(45,0) &= \left[ M_{pol}(45^\circ) \cdot M_{ret}(\pi/2, \alpha) \cdot \vec{S}_1 \right]_1 \\ I(90,0) &= \left[ M_{pol}(90^\circ) \cdot M_{ret}(\pi/2, \alpha) \cdot \vec{S}_1 \right]_1 \\ I(45,90) &= \left[ M_{pol}(45^\circ) \cdot M_{ret}(\pi/2, 45^\circ) \cdot M_{ret}(\pi/2, \alpha) \cdot \vec{S}_1 \right]_1 \end{aligned} \quad (79)$$

Po maticovém násobení byla vždy brána jen první komponenta Stokesova vektoru (intenzita). Jednotlivé řádky odpovídají hodnotám  $I(0,0)$ ,  $I(90,0)$ ,  $I(45,0)$  a  $I(45,90)$ . U intenzit  $I(.,.)$  je první komponenta úhel, druhá fázové zpoždění, zatímco u  $M_{ret}(.,.)$  je to naopak. Při výpočtu bylo uvažováno, že vektor  $S_0$  má hodnotu  $(1, -1, 0, 0)^T$ . Úhel  $\alpha$  značí úhel otočení čtvrtvlnné destičky.

I simulované hodnoty výkonu odpovídají naměřeným hodnotám.

Chyba měření mohla být způsobena nezapočítáním absorpčních a reflexních ztrát po průchodu  $\lambda/4$  destičkou (předpokládala se ideální propustnost).

Tab. 4: Výsledky měření čtvrtvlnné destičky otočené o  $13^\circ 25'$  vůči ose  $x$ 

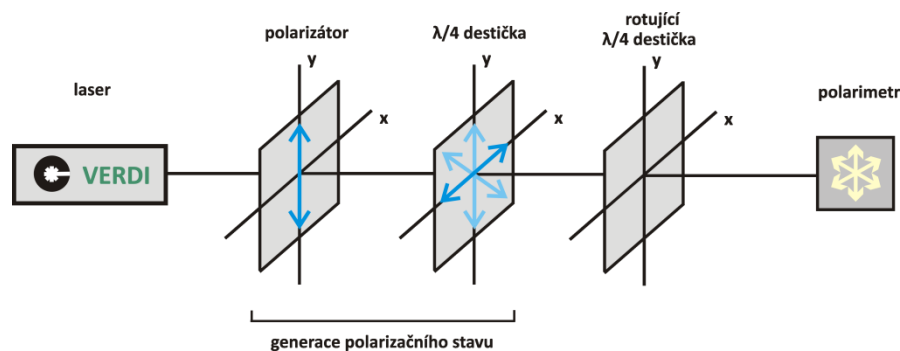
Nastavení	Naměřený výkon [mW]	Výpočetní ověření (79)	S	Stokesovy parametry	Ověření polarimetrem
I (0, 0)	1,00	0,96	S <sub>0</sub>	1,000	1,000
I (45, 0)	2,85	2,81	S <sub>1</sub>	-0,785	-0,790
I (90, 0)	8,32	8,44	S <sub>2</sub>	-0,388	-0,390
I (45, 90)	2,54	2,58	S <sub>3</sub>	-0,454	-0,460

Tab. 5: Výsledky měření čtvrtvlnné destičky otočené o  $60^\circ$  vůči ose  $x$ 

Nastavení	Naměřený výkon [mW]	Výpočetní ověření (79)	S	Stokesovy parametry	Ověření polarimetrem
I (0, 0)	3,60	3,56	S <sub>0</sub>	1,000	1,000
I (45, 0)	6,85	6,81	S <sub>1</sub>	-0,242	-0,244
I (90, 0)	5,90	5,94	S <sub>2</sub>	0,440	0,433
I (45, 90)	0,70	0,64	S <sub>3</sub>	-0,852	-0,867

## 4.4. Závislost Stokesova vektoru na otočení $\lambda/4$ destičky

Před konečnou stavbou polarimetru bylo vhodné proměřit, jak vypadá polarizační stav záření za rotující destičkou polarimetru v závislosti na úhlu otočení rotující destičky při detekci obecného elipticky polarizovaného záření. Při měření závislosti Stokesova vektoru na úhlu otočení  $\lambda/4$  destičky byla využita sestava dvou čtvrtvlnných destiček. První z nich byla fixní a určovala nám počáteční polarizační stav – sloužila tedy pro generaci, druhou rotující destičkou se postupně měnil tento výchozí stav a pomocí polarimetru se vyhodnocovala změna parametrů Stokesova vektoru.



Obr. 20: Schéma měření závislosti Stokesova vektoru na otočení  $\lambda/4$  destičky

Z obrázku č. 20 je vidět, že se kromě fázových retardérů využilo i polarizátoru, jehož osa propustnosti byla totožná se směrem osy  $y$ . Důvodem bylo přesné nastavení lineární polarizace vstupního záření.

Měření se realizovalo pomocí monochromatického zdroje záření o vlnové délce 532 nm. Polarizátor i polarimetr byl od firmy Thorlabs a obě čtvrtvlnné destičky od firmy Bernhard Halle.

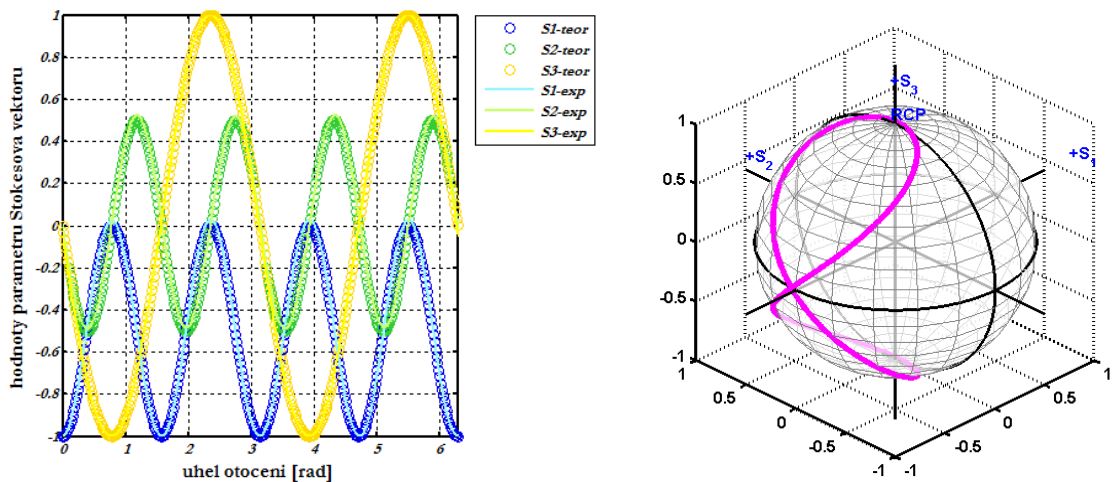
Výsledky měření jsou zobrazeny v obrázcích č. 21 – č. 25, kde jsou experimentální data srovnána s teoretickými. Pro lepší orientaci je výsledek vyobrazen i na Poincareho sféře, kde je změna polarizačního stavu lépe viditelná. Poincareho sféra byla naprogramována v prostředí Matlab[14].

V obrázku č. 20 je znázorněna závislost parametrů Stokesova vektoru při výchozím nastavení rychlé osy fixní čtvrtvlnné destičky v ose  $x$ . Je vidět,

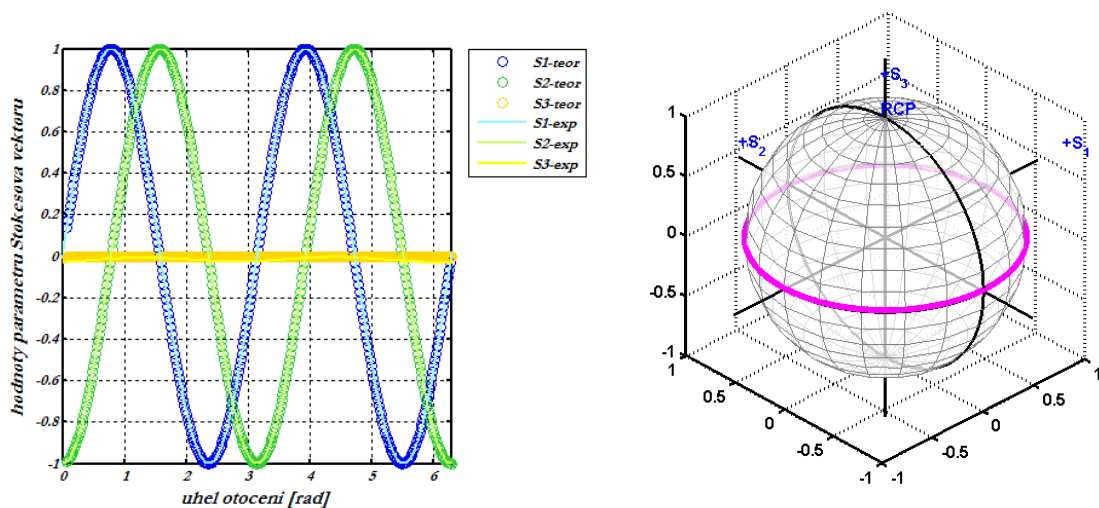
že vstupní lineární polarizaci destička postupně změní nejprve na kruhovou, a to nejprve levotočivou a následně pravotočivou.

Následující grafy znázorňují Stokesovy parametry při těchto nastaveních rychlé osy čtvrtvlnné destičky:  $0^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $135^\circ$ ,  $21^\circ 15'$  a  $72^\circ 42'$ . Lze vidět, že experimentální data se vždy shodují s teoretickými.

Toto měření bylo provedeno za účelem prověření chování rotující čtvrtvlnné destičky, která bude součástí polarimetrické sestavy.

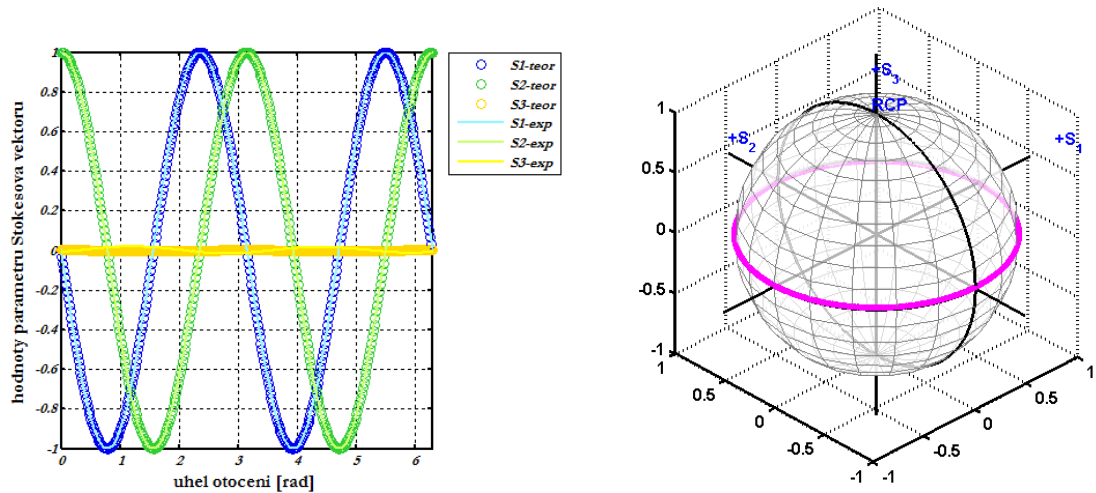


Obr. 21: Závislost Stokesova vektoru na otočení rotující  $\lambda/4$  destičky (úhel nastavení první  $\lambda/4$  destičky byl  $0^\circ$ , vstupní polarizační stav byl tedy lineárně polarizovaný)

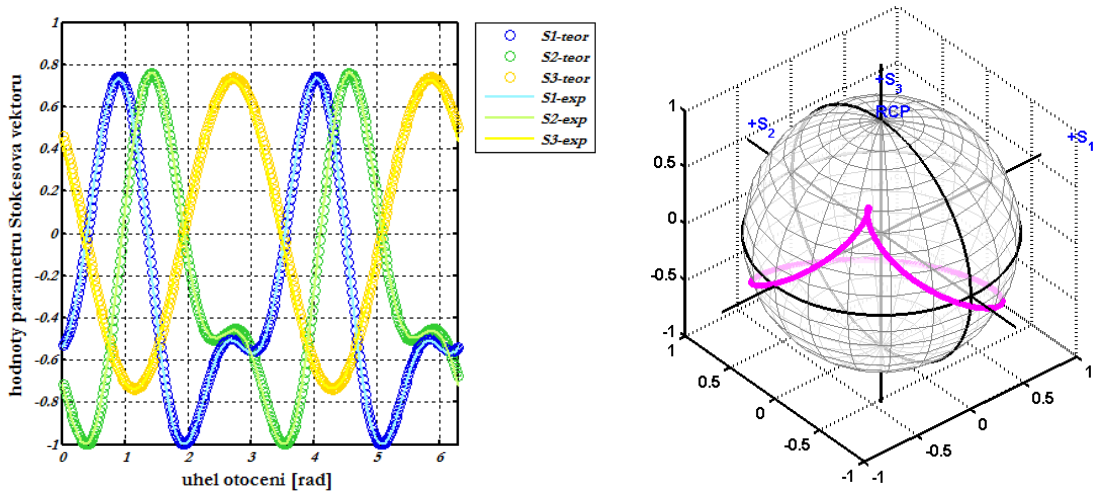


Obr. 22: Závislost Stokesova vektoru na otočení rotující  $\lambda/4$  destičky (úhel nastavení první  $\lambda/4$  destičky byl  $45^\circ$ , vstupní polarizační stav byl tedy pravotočivě kruhově polarizovaný)

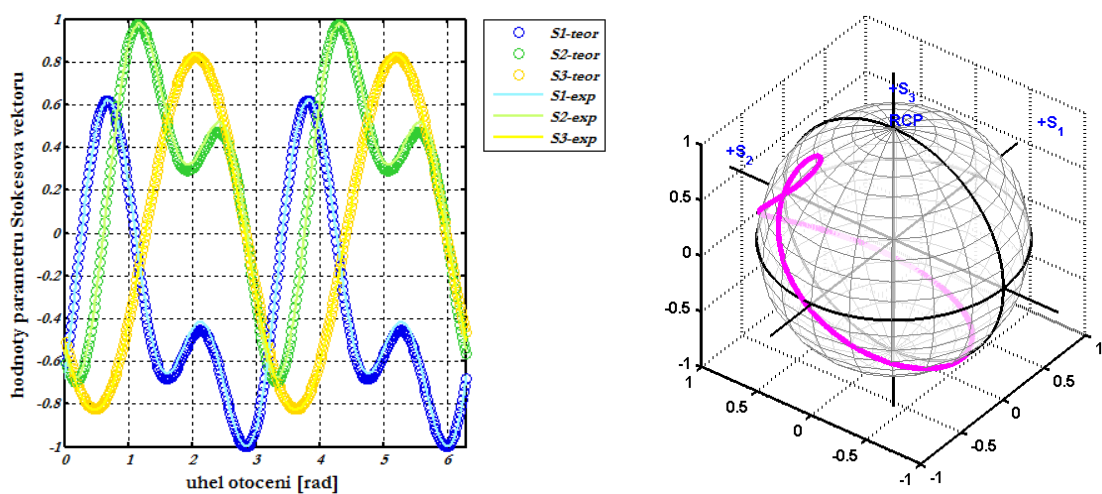




Obr. 23: Závislost Stokesova vektoru na otočení rotující  $\lambda/4$  destičky (úhel natavení první  $\lambda/4$  destičky byl  $135^\circ$ , vstupní polarizační stav byl levotočivě kruhově polarizovaný)



Obr. 24: Závislost Stokesova vektoru na otočení rotující  $\lambda/4$  destičky (úhel natavení  $21^\circ 15'$ , vstupní polarizační stav byl obecně elipticky polarizovaný)

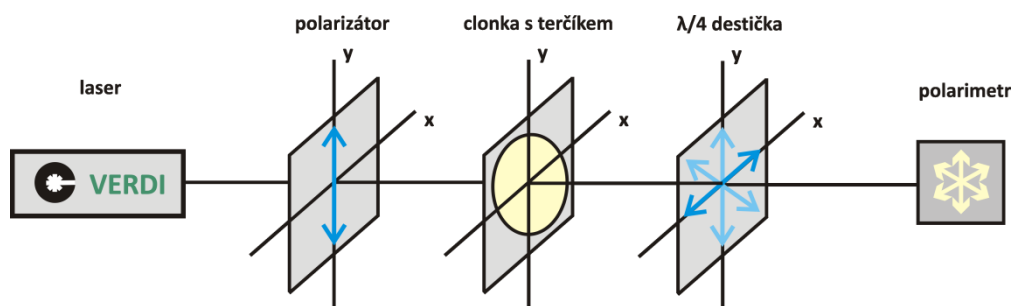


Obr. 25: Závislost Stokesova vektoru na otočení rotující  $\lambda/4$  destičky (úhel natavení  $72^\circ 42'$ , vstupní polarizační stav byl obecně elipticky polarizovaný)

## 4.5. Závislost Stokesových vektorů na naklonění fázové destičky vůči optické ose

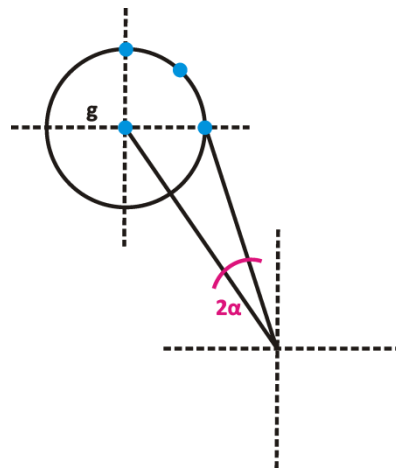
Při měření se dá často setkat s problémem, který sestává z nepřesnosti nastavení optických komponent. Tyto nepřesnosti vnáší do výsledků chyby, které lze ne vždy korigovat, jak už mechanicky, tak výpočetně. Proto následuje měření, jehož cílem je zjistit, jak moc citlivé je měření polarimetru v případě, kdy fázová destička není nastavena kolmo na optickou osu měřící sestavy.

Na obrázku č. 26 je znázorněno experimentální schéma. Při měření byl využit pevnolátkový laser o vlnové délce 532 nm. Dále polarizátor od firmy Thorlabs, clonka pro změření polohy reflexí a čtvrtvlnná destička od firmy Bernhard Halle. Pro detekci polarizačního stavu záření se použil komerčně dostupný polarimetr od firmy Thorlabs.



Obr. 26: Schéma měření závislosti Stokesova vektoru na naklonění fázové destičky

Nejprve se do optické dráhy laserového svazku vložil polarizátor, jehož osa propustnosti se nastavila ve směru osy  $y$ . Poté následuje clonka s čtvrtvlnnou destičkou a nakonec polarimetr. Na clonce se vymezí terčík tak, aby ze zpětné reflexe bylo možno určit úhel naklonění destičky. Je-li známá vzdálenost zpětné reflexe od osy optického svazku  $g$ , potom zkoumané naklonění destičky bude odpovídat souřadnicím reflexe:  $[0,0]$  pro ideální kolmé nastavení destičky,  $[g,0]$ ,  $[g/\sqrt{2}, g/\sqrt{2}]$ ,  $[0,g]$ . Poloha zpětné reflexe odpovídá počáteční poloze rotující čtvrtvlnné destičky, kdy je rychlá osa nastavena ve směru osy  $x$ . Na obrázku č. 27 jsou tyto polohy naznačeny modrou barvou.



Obr. 27: reflexe čtvrtvlnné destičky

Při nastavování reflexí mělo  $g$  hodnotu 1, což odpovídalo úhlu naklonění destičky o  $0,7537^\circ$ . V tabulce č. 6 je možno porovnat výsledky měření. Úhel otočení značí nastavení rychlé osy fázové destičky vůči ose  $x$ . Z výsledků je zřejmé, že měření polarimetru není příliš závislé na úhlovém nastavení fázové destičky.

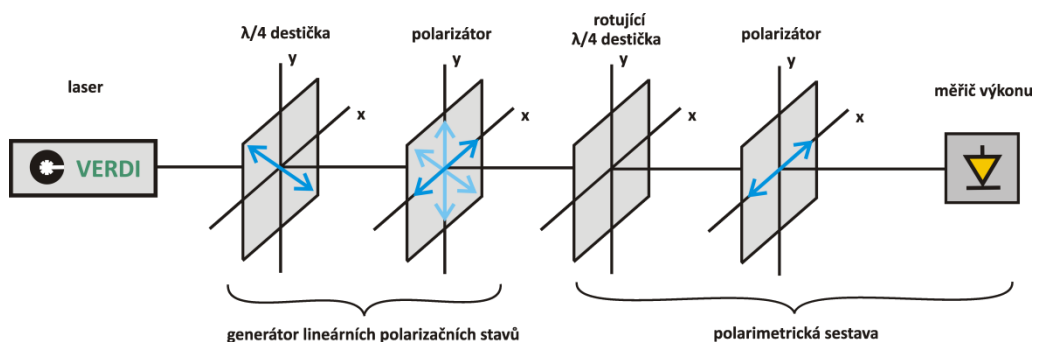
Tab. 6: Stokesovy vektory pro různá naklopení fázové destičky

úhel otočení		nastavení			
		[0,0]	[1,0]	[1/√2,1/√2]	[0,1]
0°	$S_1$	-0,9997	-0,9997	-0,9997	-0,9996
	$S_2$	0,007	0,007	0,006	0,002
	$S_3$	-0,021	-0,021	-0,023	-0,027
35°	$S_1$	-0,074	-0,067	-0,074	-0,078
	$S_2$	-0,321	-0,321	-0,322	-0,319
	$S_3$	-0,944	-0,944	-0,944	-0,944
45°	$S_1$	0,045	0,051	0,045	0,039
	$S_2$	-0,002	-0,003	-0,006	-0,001
	$S_3$	-0,999	-0,9987	-0,999	-0,999
60°	$S_1$	-0,224	-0,22	-0,222	-0,228
	$S_2$	0,445	0,446	0,442	0,441
	$S_3$	-0,867	-0,867	-0,868	-0,868
90°	$S_1$	-0,9998	-0,9998	-0,9998	-0,9998
	$S_2$	0,008	0,01	0,013	0,007
	$S_3$	0,017	0,015	0,012	0,017
135°	$S_1$	0,041	0,047	0,042	0,037
	$S_2$	0,015	0,011	0,009	0,012
	$S_3$	0,999	0,9988	0,999	0,999
180°	$S_1$	-0,9996	-0,9995	-0,9996	-0,9995
	$S_2$	0	-0,002	0	-0,002
	$S_3$	-0,029	-0,031	-0,028	-0,032
225°	$S_1$	0,047	0,052	0,045	0,039
	$S_2$	0,009	0,01	0,009	0,012
	$S_3$	-0,9988	-0,9986	-0,9989	-0,999
270°	$S_1$	-0,9997	-0,9996	-0,9997	-0,9998
	$S_2$	0,002	-0,002	0,001	0,002
	$S_3$	0,023	0,027	0,023	0,022
315°	$S_1$	0,042	0,047	0,042	0,037
	$S_2$	0,008	0,015	0,011	0,007
	$S_3$	0,999	0,9987	0,999	0,9993

## 4.6. Měření Stokesových vektorů pomocí polarimetrického zařízení pro jednu vlnovou délku 532 nm

Při určení polarizačního stavu se pro detekci záření využilo polarimetrické sestavy, která se skládala z rotující čtvrtvlnné destičky, polarizátoru a fotodiody, která zaznamenávala intenzitu dopadajícího záření. Při výpočtu polarizačního stavu se využila závislost Stokesových vektorů na koeficientech Fourierovy řady. Celý postup výpočtu je popsán výše, v kapitole 2.4.2. Celé měření se taktéž realizovalo s komerčně dostupným polarimetrem od firmy Thorlabs a jeho výsledky byly porovnány s naměřenými hodnotami.

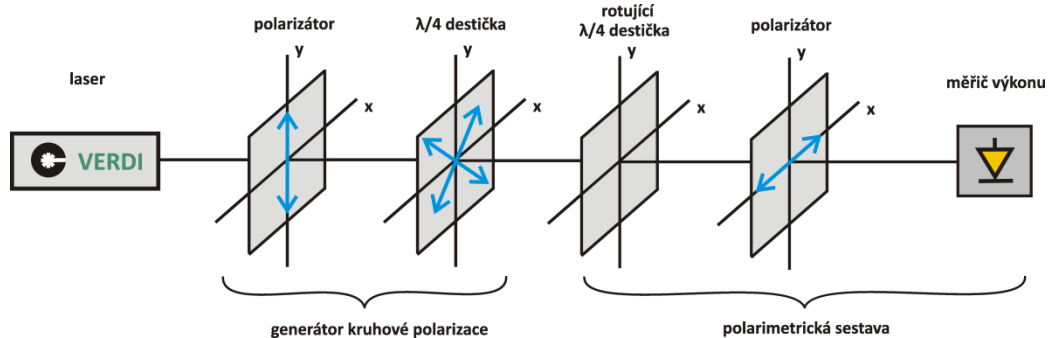
Měřicí sestava je složena z laseru o vlnové délce 532 nm, následován  $\lambda/4$  destičkou, jejíž rychlá osa je stočená o  $135^\circ$  vůči ose  $x$ . Je zde umístěna z toho důvodu, aby se získalo přibližně kruhově polarizované záření. Poté následuje polarizátor, který vymezuje lineární polarizační stavy. Ty se posléze analyzují pomocí polarimetrického zařízení. Důležitá je také orientace druhého polarizátoru - jeho osa propustnosti je orientována ve směru osy  $x$ . Schéma celého měření je zobrazeno níže. Fázové destičky použité při experimentu byly vyrobeny firmou Bernhard Halle, polarizátory jsou od firmy Thorlabs. Výkon laserového záření se měřil pomocí fotodiody umístěné v integrační kouli, obojí také od firmy Thorlabs.



Obr. 28: Schéma měření lineárních polarizačních stavů

Kromě lineárních polarizačních stavů byly proměřovány i obě kruhové polarizace. Sestava takového měření je ale trochu odlišná, jak je vidět z druhého schématu na obrázku č. 29. Polarizační stav vytvořený laserem se nejdříve

upraví pomocí polarizátoru, jehož osa propustnosti je totožná s osou  $y$ . Poté se vloží druhý polarizátor, který je součástí polarimetrické sestavy, a nastaví se tak, aby jeho osa propustnosti byla totožná s osou  $x$ . Mezi takto dva zkřížené polarizátory se vloží  $\lambda/4$  destička. Ta se nejprve nastaví tak, aby na výstupu soustavy byla minimální hodnota intenzity záření. Dbá se na to, aby rychlá osa retardéru byla totožná s osou  $x$  (nikoliv  $y$ ). Posléze se otočí o  $\pm 45^\circ$  pro získání pravotočivé případně levotočivé polarizace. Nakonec se vloží fázová destička, která bude pomocí motoru rotovat.



Obr. 29: Schéma měření kruhových polarizačních stavů

Výsledky měření jsou zobrazeny v tabulce č. 7. Ve sloupci ‚nekompenzovaná data‘ jsou vypočítány parametry Stokesova vektoru, která nejsou dále nijak upravována. Výpočet vychází z předpokladu ideálního nastavení polarizačních komponent, dle vztahu (51). Sloupec ‚vylepšení A‘ obsahuje upravená původní data, která počítají s tím, že rychlá osa fázové destičky není nastavena přesně do požadovaného úhlu, ale vzniká tam odchylka  $\theta_0$  - dle (56). Při porovnání těchto výsledků s předchozími lze vidět, že došlo ke značnému zlepšení parametrů Stokesova vektoru, který se nyní více blíží ideální hodnotě.

Ve sloupci ‚vylepšení B‘ vychází data z předpokladu, že  $\lambda/4$  destička nemá fázové zpoždění přesně  $\pi/2$ , ale zavádí fázové zpoždění  $\pi/2 + \varphi$ . Výpočet vychází ze vzorce (60). I tato korekce přináší lepší výsledky, ale už se tolik neliší od předchozího vylepšení.

V dalším sloupci ‚vylepšení C‘ jsou kompenzována data za předpokladu, že osa analyzátoru není přesně orientována ve směru osy  $x$ . Data jsou počítána podle (65). Ani tato kompenzace nepřinesla zásadní zlepšení. Pouze lineární polarizace ve směru  $45^\circ$  a  $135^\circ$  vykazují jisté změny oproti ‚vylepšení B‘.

V posledním sloupci jsou zaznamenána data, která byla změřena polarimetrem od firmy Thorlabs.

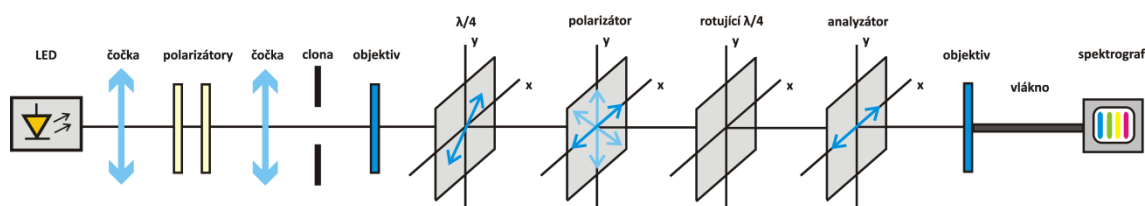
Lze si všimnout, že parametry Stokesova vektoru pro pravotočivou a levotočivou kruhovou polarizaci zůstala takřka nezměněna. Z výpočtu vyplývá, že kruhové polarizace jsou jen málo závislé na chybně nastaveném úhlu otočení fázové destičky a analyzátoru. Také odchylka od ideálního fázového zpoždění retardační destičky nijak neovlivní zmíněná data.

Tab. 7: Výsledky měření polarizačních stavů polarimetrickou sestavou

nastavení	S	nekompenzovaná data	Vylepšení A	Vylepšení B	Vylepšení C	komerční polarimetr
<b>osa x</b>	<b>S0</b>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S1</b>	1,0152	1,0174	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S2</b>	-0,0539	0,0000	0,0000	0,0000	0,0003
	<b>S3</b>	0,0001	0,0001	0,0001	0,0001	0,0067
<b>osa y</b>	<b>S0</b>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S1</b>	-0,9992	-1,0000	-1,0000	-1,0001	-1,0000
	<b>S2</b>	0,0563	0,0033	0,0033	0,0033	0,0048
	<b>S3</b>	0,0007	0,0007	0,0007	0,0007	-0,0022
<b>45°</b>	<b>S0</b>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S1</b>	0,0566	0,0019	0,0019	0,0019	0,0014
	<b>S2</b>	1,0276	1,0018	0,9932	1,0010	1,0000
	<b>S3</b>	-0,0011	-0,0010	-0,0010	-0,0011	0,0036
<b>135°</b>	<b>S0</b>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S1</b>	-0,0489	0,0041	0,0041	0,0040	0,0026
	<b>S2</b>	-0,9960	-1,0243	-1,0155	-1,0077	-1,0000
	<b>S3</b>	-0,0001	-0,0001	-0,0001	-0,0001	0,0019
<b>RCP</b>	<b>S0</b>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S1</b>	-0,0314	-0,0314	-0,0312	-0,0312	0,0014
	<b>S2</b>	0,0026	0,0010	0,0010	0,0010	-0,0106
	<b>S3</b>	0,9990	0,9993	0,9996	0,9995	0,9999
<b>LCP</b>	<b>S0</b>	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000	1,0000
	<b>S1</b>	-0,0321	-0,0327	-0,0324	-0,0325	0,0046
	<b>S2</b>	0,0124	0,0107	0,0106	0,0106	-0,0084
	<b>S3</b>	-0,9990	-0,9991	-0,9995	-0,9994	-1,0000

## 4.7. Polarimetrická měření Stokesových vektorů v rozsahu 530-610 nm

Při měření Ramanovy optické aktivity se v sestavě využívá různých polarizačních prvků, které musí pracovat v konečném rozsahu vlnových délek odpovídajícím Ramanovy rozptylu. Vlastnosti řady polarizačních komponent jsou však na vlnové délce závislé (např. fázové destičky) a je nutné je studovat i mimo rozsah pouze jedné vlnové délky.



Obr. 30: Sestava polarimetru pro spektrální měření

Na obrázku č. 30 je znázorněné schéma měření. Zdrojem záření je polychromatická LED dioda od firmy Thorlabs. Následuje plankonvexní asférická čočka s velkou numerickou aperturou, která slouží pro kolimaci svazku. Ohnisková vzdálenost čočky je 26,5 mm a numerická apertura 0,522. Čočka nese označení ACL3026-A a byla vyrobena firmou Thorlabs.

Za čočkou se nachází dvojice polarizátorů, které jsou v sestavě umístěny z důvodu nastavení intenzity záření, které soustavou dále projde, tak aby nedošlo k přesycení CCD kamery a následnému znehodnocení dat. Oba polarizátory jsou vyrobeny firmou Thorlabs a jsou označeny jako LPVIS100-A. Jsou vyrobeny z tenkého filmu obsahující protáhlé nanočástice kovu uspořádané v jednom směru. Tyto polarizátory mají nejvyšší excitační poměr v rozsahu 400 – 700 nm a jsou vhodné pro nízkoenergetické aplikace.

Další v pořadí je čočka ACL3026-A, která je taktéž asférická. Fokusuje světlo do 25  $\mu\text{m}$  clonky a záření je dále kolimováno pomocí CCTV objektivu MVL8 firmy Thorlabs. Ohnisková vzdálenost objektivu je 8 mm a rozsah clonových čísel je 1,4 – 16. Při měření bylo použito clonové číslo 2.

Následujícím prvkem je fázová destička firmy Bernhard Halle, která vytváří přibližné kruhově polarizované záření. Poté je za pomoci polarizátoru generován vstupní lineární polarizační stav, který je dále analyzován pomocí



rotující čtvrtvlnné destičky a analyzátoru. Polarizátory, které byly využity, se skládaly z anizotropního hranolu typu Glan-Taylor, který vyrobila firma Thorlabs. Rotující čtvrtvlnná destička, která analyzovala vstupní polarizační stav, byla vyrobena firmou Bernhard Halle, příp. Toptec.

Dalším prvkem sestavy je opět objektiv, který tentokrát fokusuje záření do 200  $\mu\text{m}$  vlákna, který signál přenesse do spektrografu Holospec f/1.8 firmy Kaiser optical systems. Signál je digitalizován pomocí CCD kamery Andor Newton DU 920P-BV-9KD.

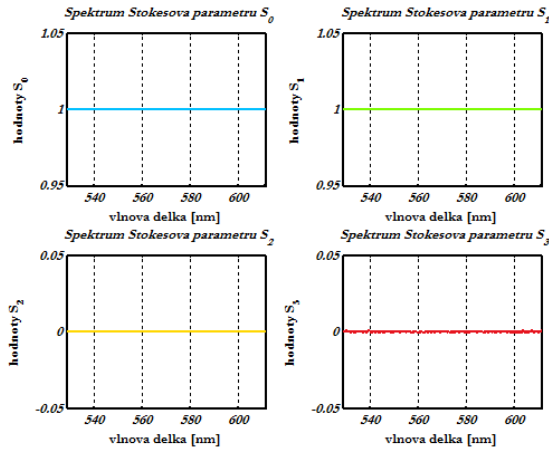
Měření probíhalo podobně jako v kapitole 4.6. Pomocí polarizátoru se generoval vstupní polarizační stav, který odpovídal natočení osy propustnosti ve směru osy  $x$ ,  $45^\circ$  vůči ose  $x$ ,  $90^\circ$  (osa  $y$ ) a  $135^\circ$ . Kruhové polarizační stavy byly vytvořeny čtvrtvlnnou destičkou, dle obrázku č. 29. Tzn., že se prohodilo pořadí polarizátoru a fázové destičky. Retardační destička poté generovala pravotočivě a levotočivě polarizované záření (rychlá osa byla nastavena v úhlu  $45^\circ$  a  $135^\circ$  vůči ose  $x$ ). Orientace osy propustnosti polarizátoru byla ve směru osy  $x$ , osa propustnosti analyzátoru poté ve směru osy  $y$ .

CCD kamera zaznamenávala spektra s frekvencí 40 Hz v synchronizaci s otočením  $\lambda/4$  destičky. Celková doba měření byla 5 s, za tuto dobu bylo tedy zaznamenáno 200 spekter, která byla uložena do souboru. Data byla poté v prostředí Matlab zpracována pro každý pixel pomocí Fourierovy transformace metodou uvedenou v kapitole 2.4.2, tak že výsledkem byla závislost Stokesových parametrů na vlnové délce. Spektrální kalibrace byla provedena pomocí neonové výbojky, podle které se každému pixelu přiřadila příslušná vlnová délka.

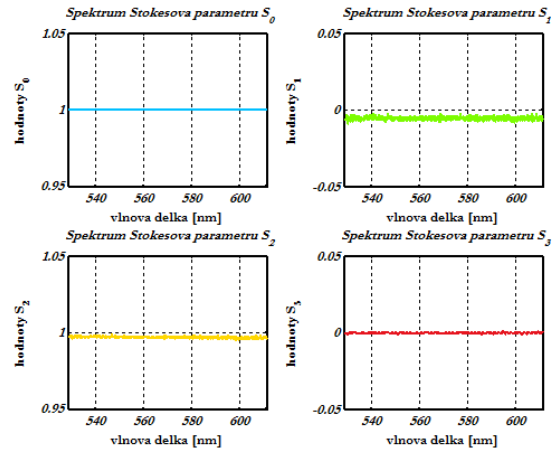
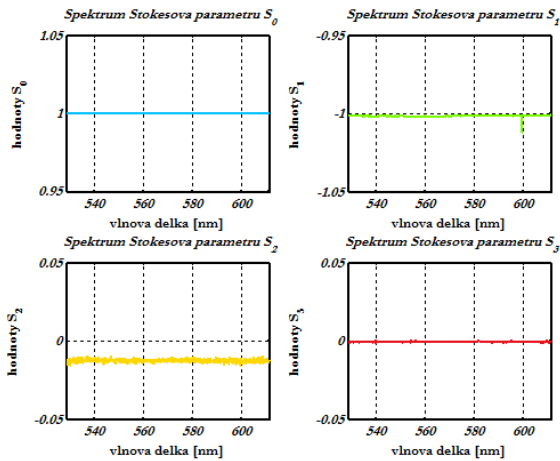
Jako rotující prvek byly postupně využity 4 fázové destičky, a to  $\lambda/4$  č. 1 a č. 2 od firmy Bernhard Halle a  $\lambda/4$  A a B od firmy Toptec. Všechny destičky jsou zero order (chromatické) – byly vyrobeny pro použití zdroje o vlnové délce 532 nm. Důvodem k použití několika fázových destiček je fakt, že pomocí kalibrace spektropolarimetru získáme informace o vlastnostech fázových destiček, především o závislosti fázového zpoždění na vlnové délce záření.

Na obrázcích č. 31 - 36 jsou vyobrazeny průběhy Stokesových parametrů v závislosti na vlnové délce pro **fázovou  $\lambda/4$  destičku č. 1 od Bernhard Halle**. Lze vidět, že Stokesovy parametry vstupních lineárních polarizací

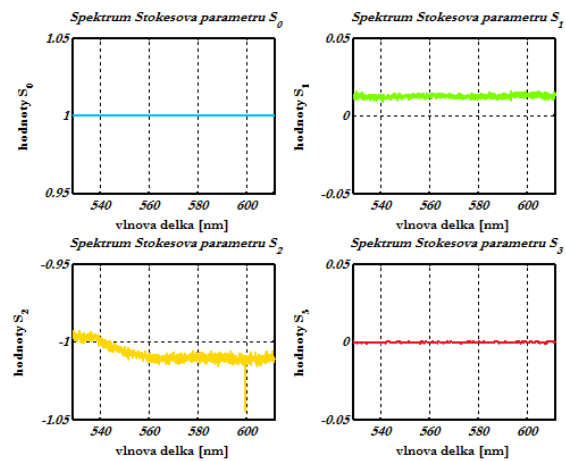
se v závislosti na vlnové délce téměř nezměnily. Za to Stokesovy parametry  $S_1$  a  $S_3$  obou kruhových polarizací vykazují se zvětšující se vlnovou délkou rostoucí odchylku. Na obrázku č. 37 a č. 38 jsou vykresleny velikosti chyb při špatném nastavení polarizačních prvků. Lze vidět, že tyto chyby v průběhu spektra oscilují.

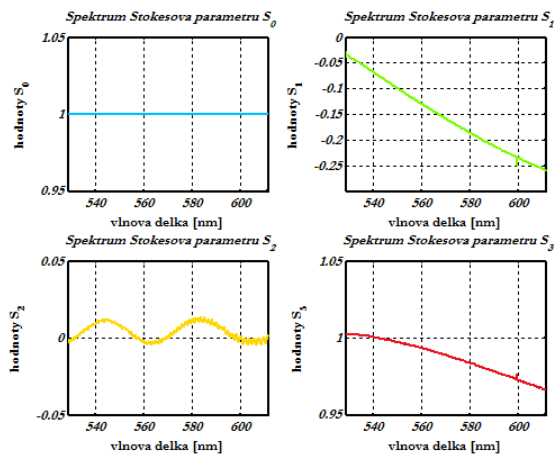


Obr. 31: Vstupní lineární polarizace v ose x

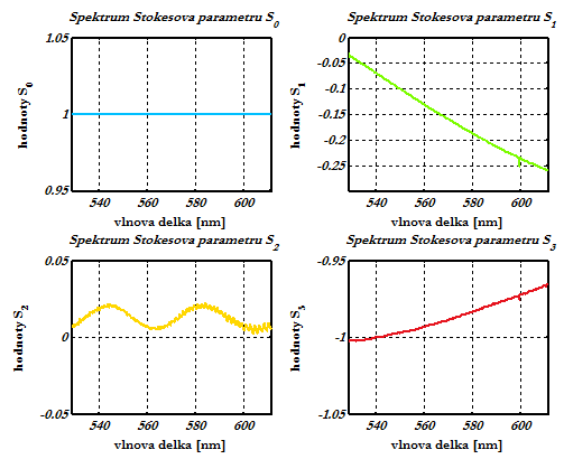
Obr. 32: Vstupní lineární polarizace pro  $45^\circ$ 

Obr. 33: Vstupní lineární polarizace v ose y

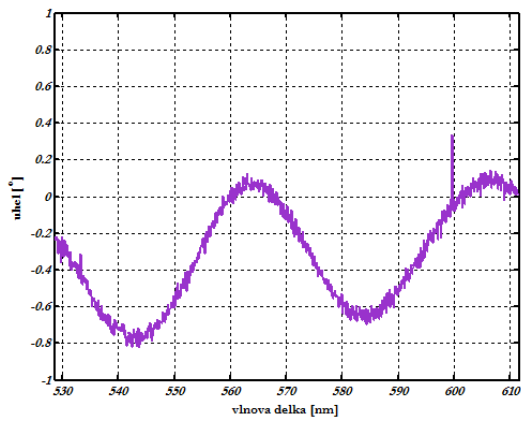
Obr. 34: Vstupní lineární polarizace  $135^\circ$



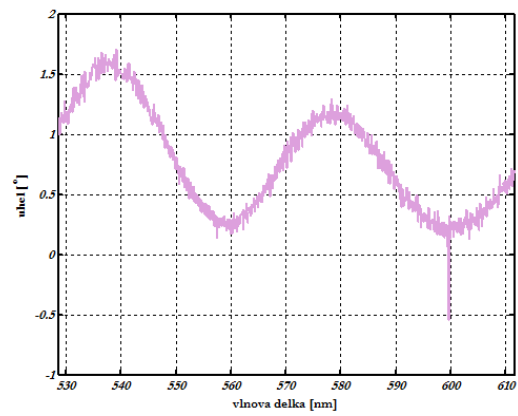
Obr. 35: Vstupní kruhová polarizace pravotočivá



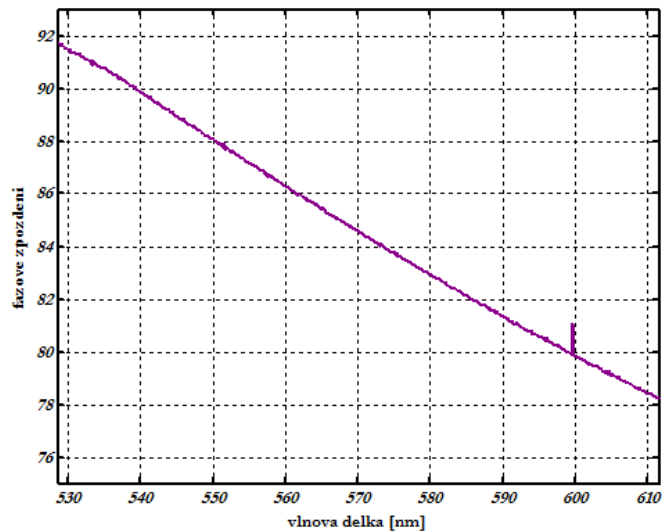
Obr. 36: Vstupní kruhová polarizace levotočivá



Obr. 37: Velikost chyby při špatném nastavení rychlé osy fázové destičky



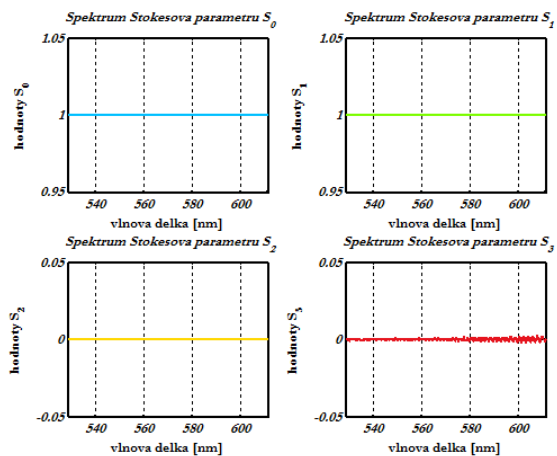
Obr. 38: Velikost chyby při špatném nastavení osy propustnosti polarizátoru



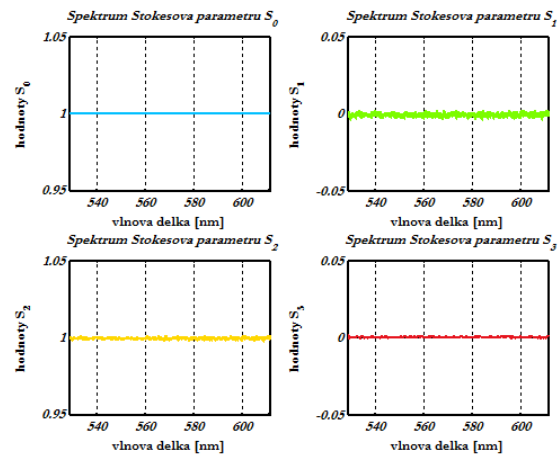
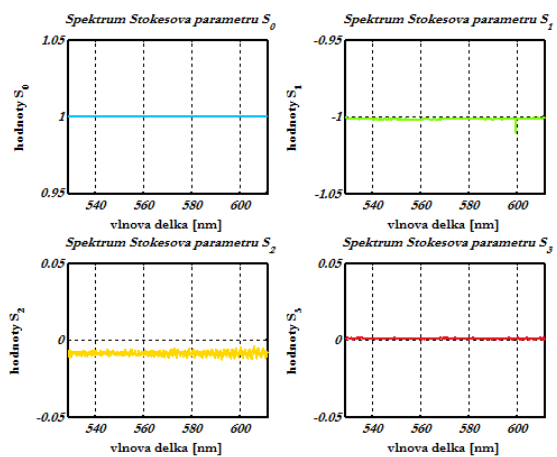
Obr. 39: Velikost fázového zpoždění  $\lambda/4$  destičky č. 1 od Bernhard Halle v závislosti na vlnové délce

Na obrázku č. 39 je vyobrazen průběh fázové zpoždění, kterého destička nabývá s rostoucí vlnovou délkou. Lze pozorovat, že tento průběh je klesající, tzn., že čím více se záření odchyluje od vlnové délky, pro kterou byla destička vyrobena, tím více klesá fázové zpoždění, které mezi vlnami zavádí. Fázové zpoždění destičky pro vlnovou délku 532 nm je  $91,2^\circ$ , což odpovídá  $0,253 \lambda$ . Z měření pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru vyšlo fázové zpoždění  $0,253 \lambda$ , což nezávisle potvrzuje skutečné zpoždění retardační destičky.

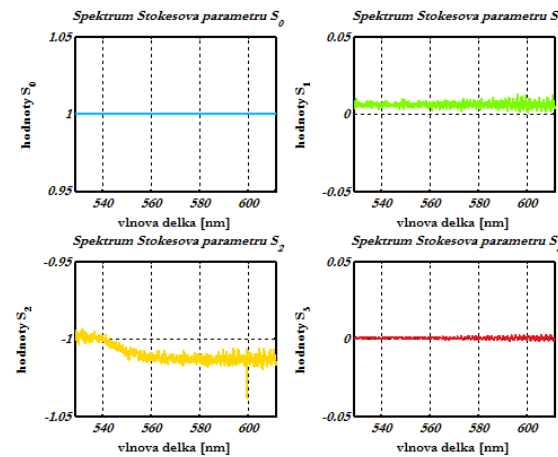
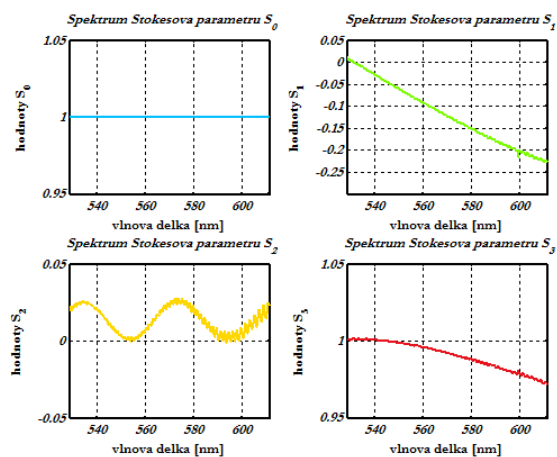
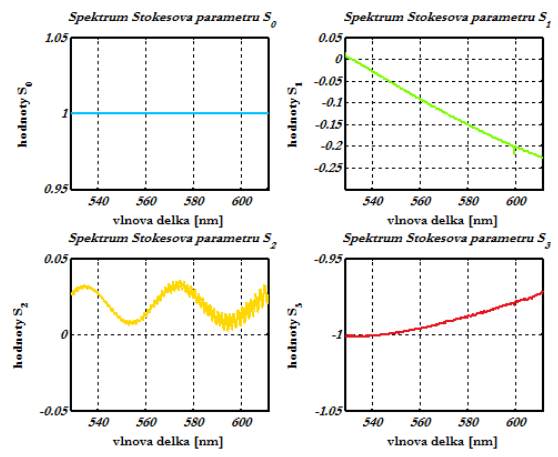
Na obrázcích č. 40 – 45 jsou zobrazeny parametry Stokesova vektoru pro **fázovou destičku č. 2**. Lze pozorovat podobné průběhy, jako u předchozí čtvrtvlnné destičky, kdy pouze kruhové polarizace ovlivnila změna vlnové délky. Obrázek č. 46 a č. 47 vykresluje úhlovou odchylku, která vznikla nepřesným nastavením polarizačních prvků. I zde je vidět, jak chyba osciluje v průběhu rostoucí vlnové délky.

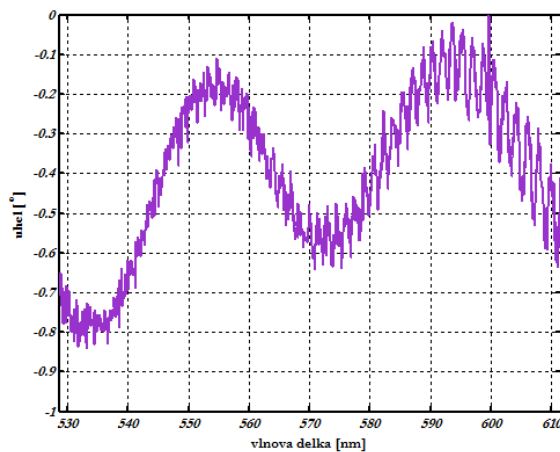


Obr. 40: Vstupní lineární polarizace v ose x

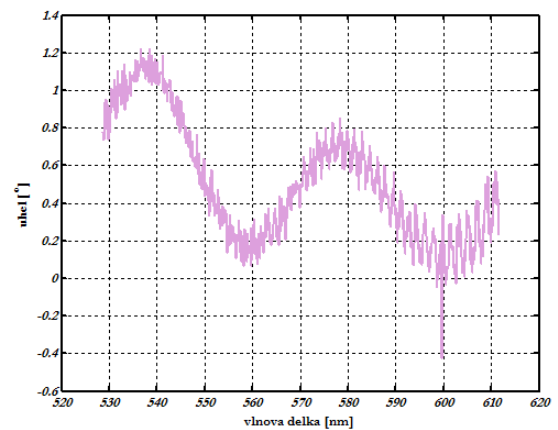
Obr. 41: Vstupní lineární polarizace pro  $45^\circ$ 

Obr. 42: Vstupní lineární polarizace v ose y

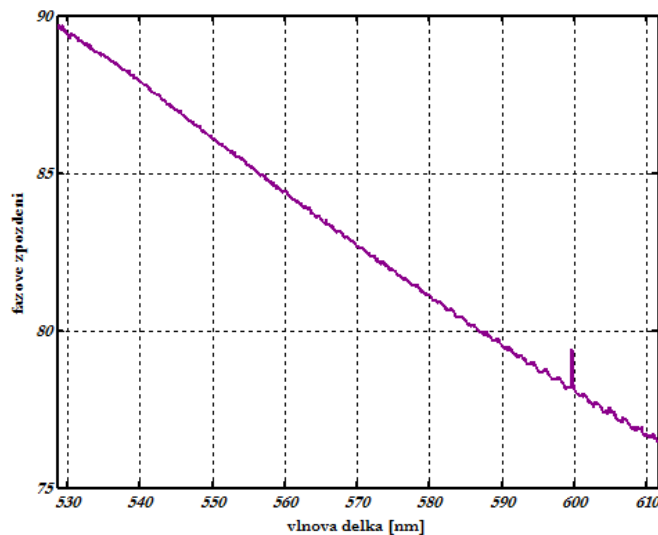
Obr. 43: Vstupní lineární polarizace pro  $135^\circ$ Obr. 44: Vstupní kruhová polarizace  
pravotočiváObr. 45: Vstupní kruhová polarizace  
pravotočivá



Obr. 46: Velikost chyby při špatném nastavení rychlé osy fázové destičky



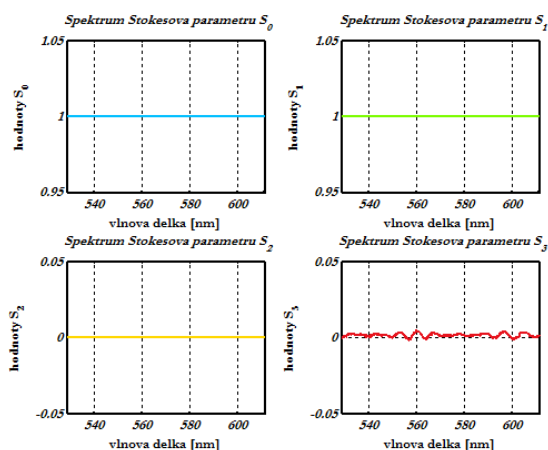
Obr. 47: Velikost chyby při špatném nastavení osy propustnosti polarizátoru



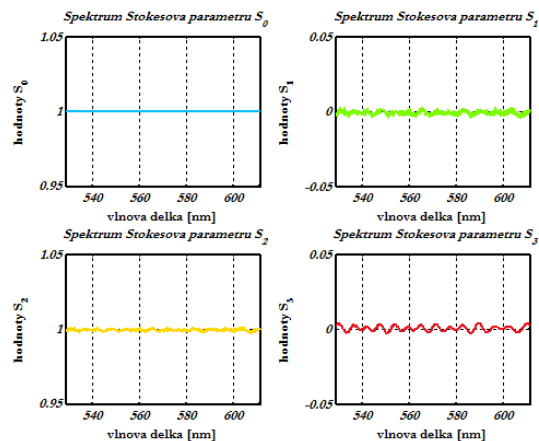
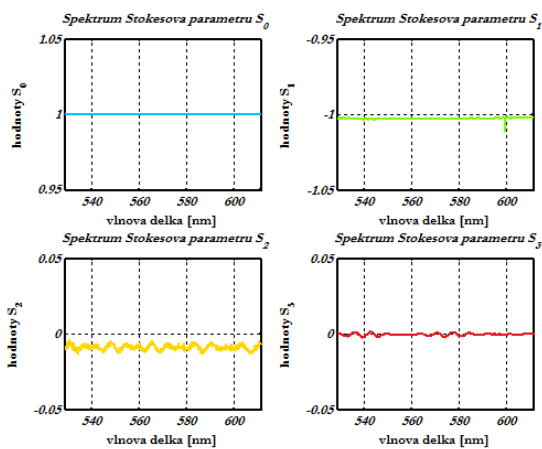
Obr. 48: Velikost fázového zpoždění  $\lambda/4$  destičky č. 2 od Bernhard Halle v závislosti na vlnové délce

Na obrázku č. 48 je vykresleno fázové zpoždění čtvrtvlnné destičky. Jeho průběh se vyznačuje sestupnou tendencí v závislosti na rostoucí vlnové délce. Lze pozorovat, že pro vlnovou délku 532 nm má destička fázové zpoždění  $89,2^\circ$ , což odpovídá hodnotě  $0,2476 \lambda$ . V tabulce č. 3 je výsledné fázové zpoždění této retardační destičky určeno hodnotou  $0,2474 \lambda$ , čímž se nezávisle potvrdila skutečná hodnota fázového zpoždění této destičky.

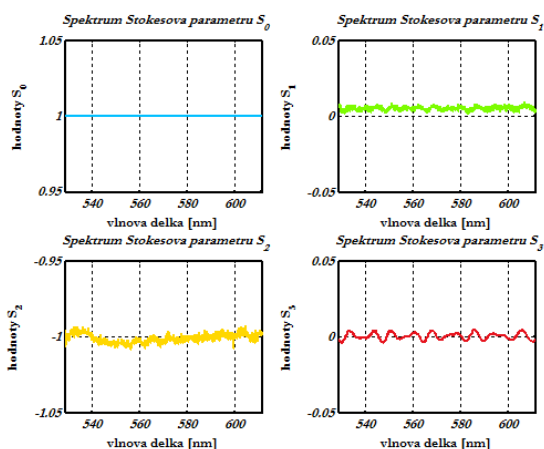
Další měřenou destičkou je **čtvrtvlnná destička A** vyrobená centrem **Toptec**. Na obrázcích č. 49 – 52 jsou vyobrazeny průběhy Stokesových parametrů v závislosti na vlnové délce. Tyto průběhy již nejsou zcela lineární, neboť vykazují znatelné oscilace, ale stále se pohybují kolem své ideální hodnoty.

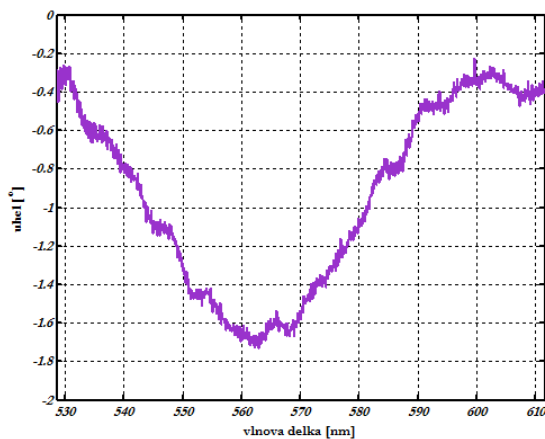


Obr. 49: Vstupní lineární polarizace v ose x

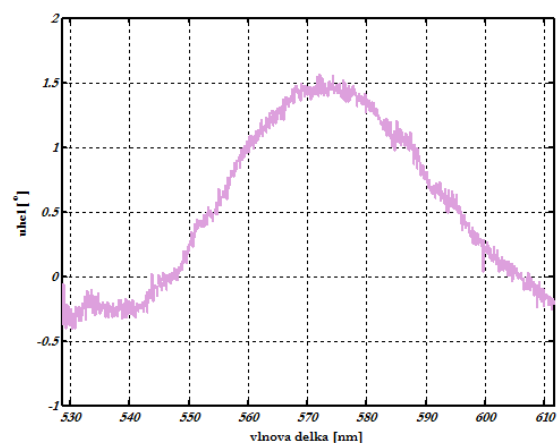
Obr. 50: Vstupní lineární polarizace pro  $45^\circ$ 

Obr. 51: Vstupní lineární polarizace v ose y

Obr. 52: Vstupní lineární polarizace pro  $135^\circ$

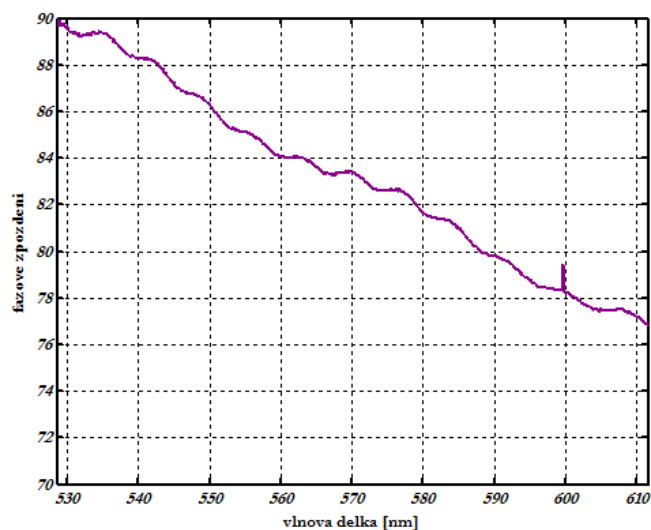


Obr. 53: Velikost chyby při špatném nastavení rychlé osy fázové destičky



Obr. 54: Velikost chyby při špatném nastavení osy propustnosti polarizátoru

Na obrázku č. 55 je vykreslena závislost fázového zpoždění a vlnové délky. Lze pozorovat, že tento průběh, ač klesající, jemně osciluje, což poukazuje na kvalitu retardační destičky. Fázové zpoždění pro vlnovou délku 532 nm je  $89,2^\circ$ , což odpovídá hodnotě  $0,248 \lambda$ . Měřením fázového zpoždění pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru byla zjištěna hodnota  $0,242 \lambda$ .



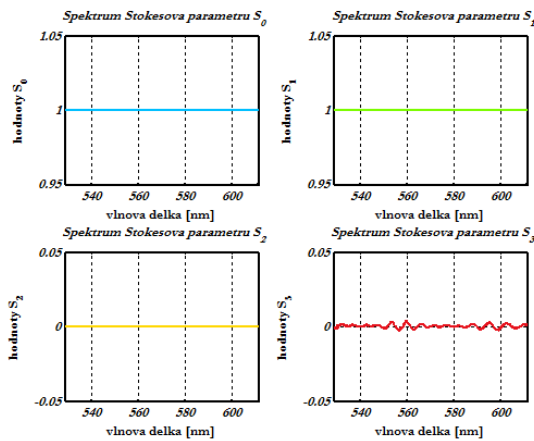
Obr. 55: Velikost fázového zpoždění  $\lambda/4$  destičky A od Toptec v závislosti na vlnové délce

Poslední fázová destička, jejíž chování ve spektru bylo proměřeno, byla **retardační destička B od firmy Toptec**. Výsledky měření jsou zobrazeny na obrázcích č. 56 – 62. Nejdůležitějším obrázkem je graf č. 62, který ukazuje průběh fázového zpoždění v závislosti na vlnové délce. I zde průběh jemně osciluje. Hodnota fázového zpoždění pro vlnovou délku 532 nm je v tomto

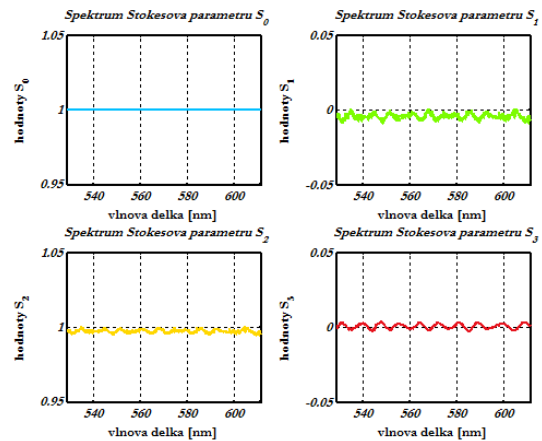
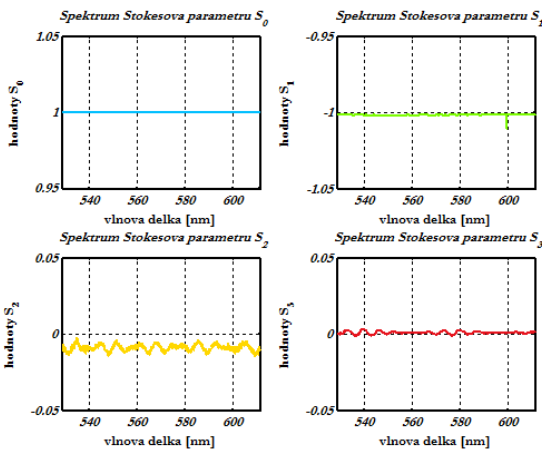


případě  $85,6^\circ$ , což je  $0,2378 \lambda$ . Měření pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru vyhodnotilo hodnotu  $0,2381 \lambda$ . Obě tato zpoždění se také shodují.

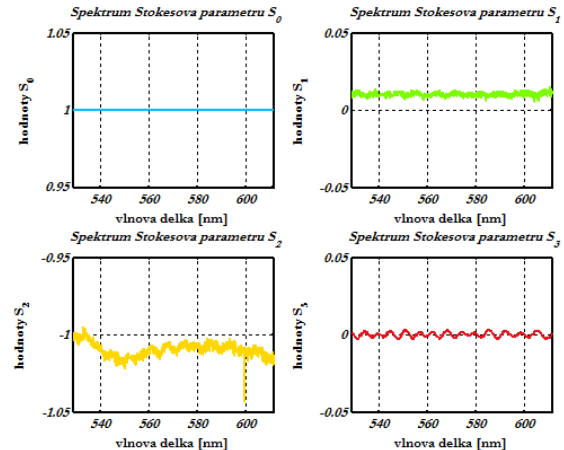
Důvodem, proč průběh fázového zpoždění osciluje, může být velikost destičky, která svazek příliš omezuje a nastává tak difrakce záření a následná pozorovaná modulace intenzity v závislosti na vlnové délce. Proto by bylo vhodné retardační destičky výrobce Toptec znovu proměřit s užším průměrem svazku, aby se tato domněnka potvrdila, či by se hledala jiná příčina oscilací.

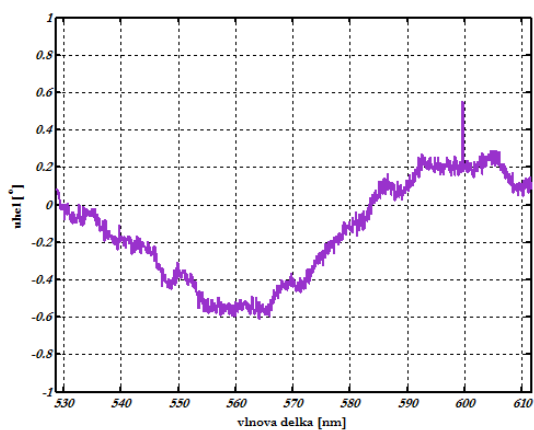


Obr. 56: Vstupní lineární polarizace v ose x

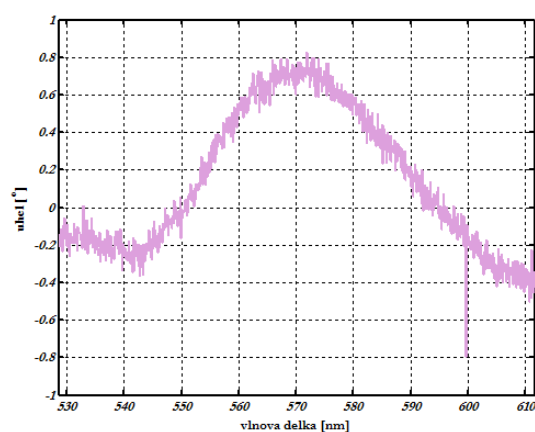
Obr. 57: Vstupní lineární polarizace pro  $45^\circ$ 

Obr. 58: Vstupní lineární polarizace v ose y

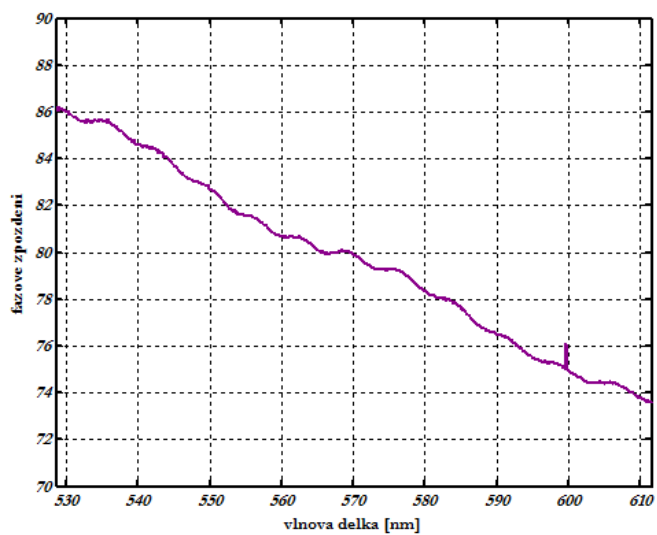
Obr. 59: Vstupní lineární polarizace pro  $135^\circ$



Obr. 60: Velikost chyby při špatném nastavení rychlé osy fázové destičky



Obr. 61: Velikost chyby při špatném nastavení osy propustnosti polarizátoru



Obr. 62: Velikost fázového zpoždění  $\lambda/4$  destičky B od Toptec v závislosti na vlnové délce

## 5. Závěr

Cílem této práce bylo proměřit vlastnosti polarizačních prvků jak v monochromatickém, tak v polychromatickém světle. Při práci s monochromatickým zdrojem záření byl využit laser o vlnové délce 532 nm. Tento zdroj byl použit při měření fázového zpoždění retardačních destiček pomocí Soleil-Babinetova kompenzátoru. Při měření se vyskytly jisté komplikace související s hledáním minimální hodnoty výkonu svazku. Jelikož tato hodnota byla u několika destiček firmy Toptec nejednoznačná, výsledné fázové zpoždění bylo ovlivněno touto nepřesností. To se promítlo i na chybě měření.

Dalším úkolem diplomové práce bylo sestavit a otestovat vlastní polarimetrickou sestavu. Ta se skládala z rotující čtvrtvlnné destičky a analyzátoru. Jejím úkolem je měření polarizačního stavu záření v konečném spektrálním intervalu shodném s rozsahem vhodným pro záznam Ramanových spekter. Ze začátku, pro otestování vlastností polarimetrické sestavy, byl pro tyto účely použit zdroj s monochromatickým vyzařováním. Nejdůležitější bylo synchronizovat úhel naklonění rychlé osy retardační destičky s načítáním dat tak, aby se mohlo přesně a reprodukovatelně stanovit úhlové otočení destičky vůči stanovenému směru (osa  $x$ ).

V závěru práce byly proměřeny fázové destičky i v polychromatickém světle tak, aby bylo možné zjistit parametry studovaných komponent ve spektrálním rozsahu odpovídajícím Ramanovu rozptylu. Nejdůležitějším výsledkem je sestavení a otestování funkčního spektropolarimetru a zjištění závislosti fázových zpoždění retardačních destiček na vlnové délce. Bylo zjištěno, že s rostoucí vlnovou délkou klesá hodnota fázového zpoždění. Jelikož byly měřené fázové destičky nultého řádu, tj. chromatické komponenty určené pro vlnovou délku 532 nm, nebylo toto zjištění nijak překvapivé. Porovnáním těchto výsledků s výsledky měření se Soleil-Babinetovým kompenzátozem bylo ověřeno fázové zpoždění retardačních destiček.

## Seznam literatury a zdrojů

- [1] Saleh, B. E. A., Teich, M. C.: *Základy fotoniky*, MATFYZPRESS, Praha, 1994.
- [2] Goldstein, D. *Polarized light: Second Edition*, Basel: Marcel Dekker AG, 2003.
- [3] Hug, W., Hangartner G.: A Novel High-throughput Raman Spectrometer for Polarization Difference Measurements, *J. Raman Spectrosc.*, 1999, 30, 845.
- [4] Michael Bass: *Handbook of Optics*, McGraw-Hill Profesional, 2000
- [5] Kopecký, V., Baumbruk, V.: Kam kráčí Ramanova optická aktivita aneb ohlédnutí za uplynulými 40 lety, *Chemické Listy*, 2011, 105, 162.
- [6] Hug, W.: Measurement of Raman optical activity. In *Comprehensive Chiroptical Spectroscopy, Vol. 1*, 2012, 147.
- [7] [http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=2692&pn=MWWHL3#4426](http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=2692&pn=MWWHL3#4426)
- [8] [http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=1285&pn=SM05PD1B#4826](http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=1285&pn=SM05PD1B#4826)
- [9] [http://www.b-halle.de/EN/Catalog/Retarders/Soleil\\_Babinet\\_Compensators.php](http://www.b-halle.de/EN/Catalog/Retarders/Soleil_Babinet_Compensators.php)
- [10] [http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=871&pn=SBC-VIS#871](http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=871&pn=SBC-VIS#871)
- [11] [http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup\\_ID=1564&pn=PAN5710VIS#5995](http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=1564&pn=PAN5710VIS#5995)
- [12] [http://www.kosi.com/Raman\\_Spectroscopy/holoSpecf18.php?ss=600](http://www.kosi.com/Raman_Spectroscopy/holoSpecf18.php?ss=600)
- [13] <http://www.andor.com/scientific-cameras/newton-ccd-and-emccd-cameras/newton-920>
- [14] <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/10979-poincare-sphere-plot-of-polarimetry-stokes-vectors>