

UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI

Přírodovědecká fakulta

Katedra optiky

Jana Grézlová

Obor: Digitální a přístrojová optika

Optimalizace podmínek použití  
širokopásmových zrcadel a dichroických filtrů  
ve spektrometru pro měření Ramanovy optické  
aktivity

Diplomová práce

Vedoucí práce: RNDr. Josef Kapitán, Ph. D.

OLOMOUC 2013

**Čestné prohlášení:**

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracovala samostatně, pod vedením:  
RNDr. Josefa Kapitána, Ph. D., za použití literatury uvedené v závěru práce.

V Prostějově dne: 29. 4. 2013

.....

**Poděkování:**

Na tomto místě bych chtěla poděkovat všem, kteří mi pomáhali při vytvoření diplomové práce, zejména však RNDr. Josefu Kapitánovi, Ph. D., vedoucímu mé diplomové práce.

# Obsah

Úvod .....	5
1) Teoretický úvod .....	6
1.1 Polarizace světla .....	6
Popis polarizace světla .....	6
Lineární polarizace .....	9
Kruhová polarizace .....	10
1.2 Maticový popis polarizace .....	11
1.2.1 Jonesův vektor .....	11
1.2.2 Stokesův formalismus .....	16
1.2.3 Muellerovy matice .....	22
1.3 Rovinná vlna na rozhraní dvou prostředí (odraz a lom) .....	33
1.3.1 Odraz a lom rovinné vlny .....	33
1.4 Úvod do Ramanovy optické aktivity .....	44
2) Použité komponenty pro měření .....	46
3) Praktická polarimetrická měření .....	49
3.1 Popis měřených zrcadel .....	49
3.2 Měření polarizačních stavů po odrazu od zrcadla při úhlu dopadu $45^\circ$ .....	52
3.3 Měření závislosti polarizačního stavu na úhlu dopadu (od $20^\circ$ do $70^\circ$ ) .....	56
3.3.1 Zrcadla širokopásmové Semrock .....	57
3.3.2 Dielektrická širokopásmová zrcadla od Thorlabs .....	59
3.3.3 Chráněná hliníková zrcadla PF05- 03- G01 od Thorlabs .....	63
3.3.4 Chráněná stříbrná zrcadla PF05- 03- P01 od Thorlabs .....	63
3.3.5 Dichroická zrcadla .....	66
3.4 Kombinace dvou zrcadel v polarizačně neutrálním uspořádání .....	69
3.5 Diskuze .....	74
Závěr: .....	76
Seznam použité literatury a jiných zdrojů .....	77

## Úvod

Zrcadla jsou velmi často používaným prvkem v optických sestavách. Výrobce udává odrazivosti zrcadla pro různé vlnové délky, ale často jen pro s a p polarizační stavy a pro úhel dopadu  $0^\circ$  nebo  $45^\circ$ . Informace o tom, jak zrcadlo ovlivňuje obecný polarizační stav záření a jak se chová pro různé úhly dopadu, však už uvedena nebývá. V této práci se budeme zabývat zkoumáním vlastností a různých zrcadel při použití zdroje o vlnové délce 532 nm, pro různé úhly dopadu a v kombinaci dvou zrcadel.

Práce je členěna na 3 hlavní části.

V první části se budeme zabývat teoretickým úvodem do problematiky polarizace. Uvedeme jednotlivé metody popisu polarizovaného záření, popisu polarizačních prvků a způsoby, jakými lze polarizaci měřit. V závěru této části je uvedeno chování polarizovaného záření po odrazu nebo lomu od prostředí.

V druhé části práce jsou ve stručnosti popsány prvky a přístroje, se kterými bylo prováděno měření.

Třetí část je zaměřena na praktické provádění polarimetrického měření. V této části byla polarimetricky proměřena celá řada zrcadel.

Nejdříve byla zrcadla měřena pro úhel dopadu  $45^\circ$ . V tomto měření byl porovnáván polarizační stav záření před odrazem od zrcátka a po odraze. Dále byly měřeny odrazivosti od jednotlivých zrcadel, extinkční poměry před odrazem a po odraze a změny elipticity a azimutu.

V další části této kapitoly bylo zkoumáno chování zrcadel pro různé úhly dopadu. Bylo porovnáváno, jak moc se od sebe liší zrcadla různých typů nebo také zrcadla stejného typu a různé várky výroby. Cílem bylo najít taková dvě zrcadla, která by bylo možné zkombinovat tak, aby co nejméně změnily stav polarizace, neboť tato kombinace by pak byla dobře použitelná ve spektrometrech pro měření Ramanovy optické aktivity.

# 1) Teoretický úvod

## 1.1 Polarizace světla

Polarizaci světla podle [1] popisujeme pomocí vektoru intenzity elektrického pole  $E(r, t)$ , jeho směru a závislosti na čase. Pokud budeme uvažovat monochromatickou rovinnou vlnu, budou se všechny tři složky vektoru, které mají různou fázi a amplitudu, měnit s časem. V každém místě  $r$ , se potom bude koncový bod vektoru pohybovat v rovině a v této rovině bude opisovat elipsu. Vlna se potom nazývá elipticky polarizovaná. Jaký bude stav polarizace této vlny, potom určuje orientace a excentricita elipsy, intenzita světla je dána rozměry elipsy.

Pokud se z elipsy stane kružnice, budeme mluvit o kruhově polarizovaném záření, pokud se z elipsy stane přímka, budeme mluvit o lineárně polarizovaném záření.

Když dojde k interakci světla s látkou, polarizační stav záření nám ovlivní:

- množství světla, odraženého na rozhraní
- množství absorbovaného světla prostředím
- rozptyl světla v látce atp.

### Popis polarizace světla

Při popisu polarizace světla budeme uvažovat monochromatickou rovinnou vlnu, která se šíří rychlostí  $c$  ve směru  $z$ . Vektor elektrického pole proto bude ležet v rovině  $x$ - $y$  a lze jej popsat vztahem:

$$E(r, t) = \operatorname{Re} \left\{ A \exp \left[ j 2 \pi \nu \left( t - \frac{z}{c} \right) \right] \right\}, \quad (1.1)$$

kde  $\nu$  je frekvence vlny a komplexní obálka  $A$  je vektor s komplexními složkami  $A_x$  a  $A_y$ :

$$A = A_x \hat{x} + A_y \hat{y} \quad (1.2)$$

Abychom mohli popsat polarizaci této vlny, budeme hledat koncový bod vektoru  $E$  jako funkci času v každém místě  $z$ .

Vyjádříme si komplexní složky  $A_x$  a  $A_y$ :

$$A_x = a_x \exp(j\varphi_x) \quad (1. 3a)$$

$$A_y = a_y \exp(j\varphi_y). \quad (1. 3b)$$

Toto vyjádření dosadíme do (1. 3) a (1. 2) :

$$E(r, t) = E_x \hat{x} + E_y \hat{y}, \quad (1. 4)$$

kde

$$E_x = a_x \cos \left[ 2\pi\nu \left( t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_x \right] \quad (1. 5a)$$

$$E_y = a_y \cos \left[ 2\pi\nu \left( t - \frac{z}{c} \right) + \varphi_y \right] \quad (1. 5b)$$

Tyto rovnice nám potom dají parametrickou rovnici elipsy:

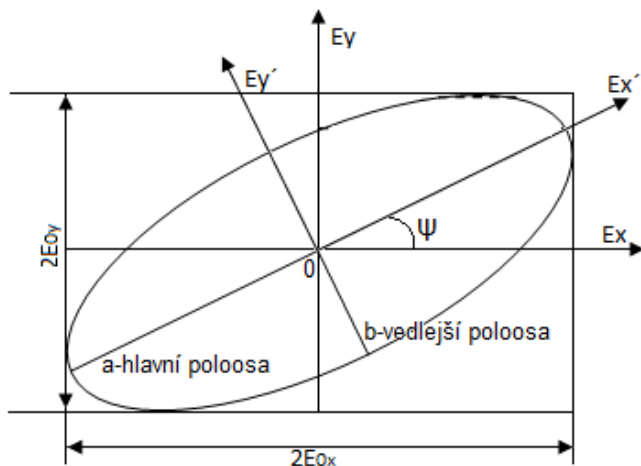
$$\frac{E_x^2}{a_x^2} + \frac{E_y^2}{a_y^2} - 2\cos\varphi \frac{E_x E_y}{a_x a_y} = \sin^2 \varphi, \quad (1. 6)$$

kde  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  je fázový rozdíl.

Koncový bod vektoru E se bude pohybovat ve směru z, v rovině x-y. Pohybem v ose z bude koncový bod vektoru opisovat šroubovici. V každém místě na ose z tento koncový bod opisuje elipsu. Podle tvaru této elipsy určujeme polarizační stav vlny. Jaký bude mít tato elipsa tvar, závisí na poměru amplitud  $\frac{a_y}{a_x}$  a na fázovém rozdílu  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ . Naopak jakou bude mít elipsa velikost, závisí na intenzitě vlny  $I = (a_x^2 + a_y^2)/2\eta$ , kde  $\eta$  je impedance prostředí.

Osy elipsy (podle [2]) však nejsou v x a y, ale tato elipsa je otočena o úhel  $\psi$  ( $0 \leq \psi \leq \pi$ ), tento úhel lze také nazývat azimut. Osa x vůči ose x' (nebo také Ex vůči Ex') je pootočena o úhel  $\psi$ . Dalším důležitým parametrem je elipticita  $\chi$  (poměr hlavní a vedlejší poloosy).

Oba tyto úhly jsou znázorněny na Obr. 1. 1.



Obr. 1. 1: Polarizační elipsa (podle [2])

Komponenty  $E_{x'}$  a  $E_{y'}$  jsou potom:

$$E_{x'} = E_x \cos \psi + E_y \sin \psi \quad (1.7a)$$

$$E_{y'} = -E_x \sin \psi + E_y \cos \psi \quad (1.7b)$$

$$E_{x'} = a \cos \varphi' \quad (1.8a)$$

$$E_{y'} = \pm b \sin \varphi' \quad (1.8b)$$

$$\frac{E_{x'}^2}{a^2} + \frac{E_{y'}^2}{b^2} = 1 \quad (1.9)$$

$$\frac{E_x}{a_x} = \cos \varphi_x \quad (1.10a)$$

$$\frac{E_y}{a_y} = \sin \varphi_y \quad (1.10b)$$

Pomocí rovnic (1.8), (1.10) a (1.7) dostaneme rovnice:

$$a \cos \varphi' = a_x \cos \varphi_x \cos \psi + a_y \sin \varphi_y \sin \psi \quad (1.11a)$$

$$a \sin \varphi' = a_x \sin \varphi_x \cos \psi + a_y \sin \varphi_y \sin \psi \quad (1.11b)$$

$$\pm b \cos \varphi' = a_x \sin \varphi_x \sin \psi - a_y \sin \varphi_y \cos \psi \quad (1.11c)$$

$$\pm b \sin \varphi' = a_x \cos \varphi_x \sin \psi - a_y \cos \varphi_y \cos \psi \quad (1.11d)$$



Z rovnic (1. 11a, b) a použitím  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  dostaneme:

$$a^2 = a_x^2 \cos^2 \psi + a_y^2 \sin^2 \psi + 2a_x a_y \cos \psi \sin \psi \cos \varphi \quad (1. 12a)$$

Podobně pak z (1. 11c, d):

$$b^2 = a_x^2 \sin^2 \psi + a_y^2 \cos^2 \psi - 2a_x a_y \cos \psi \sin \psi \cos \varphi \quad (1. 12b)$$

Potom

$$a^2 + b^2 = a_x^2 + a_y^2 \quad (1. 13)$$

Dalšími úpravami dostaneme výraz pro výpočet azimutu

$$\tan 2\psi = \frac{2a_x a_y \cos \varphi}{a_x^2 - a_y^2} \quad (1. 14)$$

Pro výpočet elipticity  $\chi$ :

Elipticita je definována jako:

$$\tan \chi = \frac{\pm b}{a}, \quad -\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4} \quad (1. 15)$$

$$\sin 2\chi = \frac{2a_x a_y \sin \varphi}{a_x^2 + a_y^2} \quad (1. 16)$$

Je vidět, že pro lineárně polarizované světlo je  $b=0$ , takže  $\chi = 0$ . Pro kruhově polarizované světlo  $b=a$ , takže  $\chi = \pm \pi/4$ . Tak lze popsat extrémní polarizační elipsy.

### Lineární polarizace

Lineární polarizace (podle [1]) je speciální případ eliptické polarizace a nastává v případech, pokud vymizí jedna složka (bud  $a_x$  nebo  $a_y$ ), bude světlo polarizované ve směru druhé složky (ve směru osy  $y$  nebo  $x$ ). Vlna je také lineárně polarizovaná, pokud bude fázový rozdíl  $\varphi = 0$  nebo  $\pi$ . Vektor elektrické intenzity bude kmitat v jedné rovině.

## Kruhá polarizace

Kruhá polarizace je také speciální případ eliptické polarizace a nastává, pokud bude fázový rozdíl  $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$  a  $a_x = a_y = a_0$ .

Kruhou polarizaci můžeme rozdělit na kruhou polarizaci pravotočivou a kruhou polarizaci levotočivou.

Pokud bude fázový rozdíl  $\varphi = +\frac{\pi}{2}$ , bude vektor elektrického pole v daném místě z, rotovat ve směru otáčení hodinových ručiček při pohledu proti směru postupu vlny. V tomto případě budeme mluvit pravotočivě kruhou polarizovaném světlem.

Pokud bude fázový rozdíl  $\varphi = -\frac{\pi}{2}$ , bude vektor elektrického pole rotovat proti směru otáčení hodinových ručiček. V tomto případě budeme hovořit o levotočivě kruhou polarizovaném světlem.

## 1.2 Maticový popis polarizace

### 1.2.1 Jonesův vektor

Monochromatickou vlnu (podle [1]), která postupuje ve směru osy  $z$  a má frekvenci  $\nu$  lze zcela popsat komplexními obálkami. Pro  $x$ -ové složky elektrického pole je to  $A_x = a_x \exp(j\varphi_x)$  a pro  $y$ -ové složky je to  $A_y = a_y \exp(j\varphi_y)$ . Tyto komplexní složky potom můžeme zapsat ve tvaru sloupcové matice. Tomuto vyjádření se říká Jonesův vektor.

$$J = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x \exp(j\varphi_x) \\ a_y \exp(j\varphi_y) \end{bmatrix} = a_x \exp(j\varphi_x) \begin{bmatrix} 1 \\ \frac{a_y}{a_x} \exp(j\varphi_y - \varphi_x) \end{bmatrix} \quad (1.17)$$

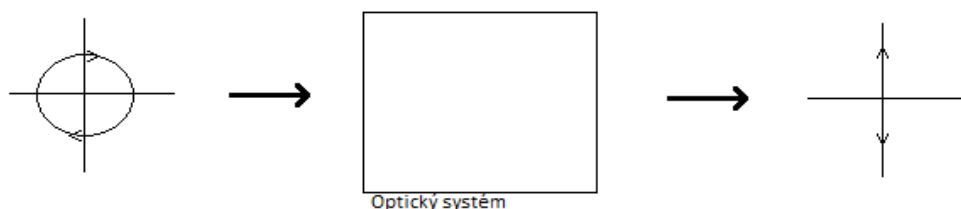
Jonesovým vektorem lze stanovit celkovou intenzitu vlny  $I = (|A_x|^2 + |A_y|^2)/2\eta$ , poměrem  $\frac{a_x}{a_y} = |A_x|/|A_y|$  a fázovým rozdílem  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \arg\{A_y\} - \arg\{A_x\}$  lze stanovit orientaci a tvar elipsy.

Polarizační stav	Jonesův vektor
Vlna lineárně polarizovaná ve směru osy $x$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
Vlna lineárně polarizovaná ve směru osy $y$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
Lin. polarizovaná vlna, polarizační rovina svírá s osou $x$ úhel $\theta$	$\begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$
Pravotočivě kruhově polarizovaná vlna	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
Levotočivě kruhově polarizovaná vlna	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$

Tabulka 1. 1: Jonesovy vektory

### **Polarizační zařízení a jejich maticový popis**

Budeme uvažovat průchod rovinné vlny, která má libovolnou polarizaci, optickým systémem. Tato optická soustava nám ponechá vlnu jako rovinnou, ale změní jen její polarizaci. Optický systém budeme považovat za lineární.



Obr. 1. 2: Optický systém, který mění polarizaci rovinné vlny.

Každý optický lineární polarizační systém musí splňovat tyto obecné vztahy:

$$A_{2x} = T_{11}A_{1x} + T_{12}A_{1y} \quad (1. 18a)$$

$$A_{2y} = T_{21}A_{1x} + T_{22}A_{1y} \quad (1. 18b)$$

$A_{1x}$  a  $A_{1y}$  jsou komplexní obálky dvou složek dopadající vlny a  $A_{2x}$  a  $A_{2y}$  jsou komplexní obálky dvou složek vlny na výstupu. A konstanty  $T_{11}, T_{12}, T_{21}, T_{22}$  charakterizují použitý systém. Tyto rovnice (1. 18a) a (1. 18b) lze zapsat pomocí matice. Definujeme matici  $T$ , jejímiž prvky jsou právě konstanty, které charakterizují optický systém. Matice  $T$  se nazývá Jonesova matice. Její struktura nám určuje, jakým způsobem nám soustava ovlivní polarizaci a výstupní intenzitu záření. Vstupní polarizační vztah označíme jako  $J_1$  a výstupní polarizační stav jako  $J_2$ .

$$J_2 = TJ_1 \quad (1. 19)$$

$$\begin{bmatrix} A_{2x} \\ A_{2y} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{1x} \\ A_{1y} \end{bmatrix} \quad (1. 20)$$

#### **Lineární polarizátor ve směru x**

Lineární polarizátor je soustava, která nám změní vlnu o složkách  $(A_{1x}, A_{1y})$  na vlnu, která bude mít složky  $(A_{1x}, 0)$ . Z dopadající vlny nám tedy vytvoří vlnu, jež bude polarizovaná ve směru osy x tak, že potlačí složku k ní kolmou (y-ovou).

Jonesova matice polarizátoru ve směru osy x potom bude mít tvar:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1. 21)$$

Jonesova matice polarizátoru ve směru osy y:

$$T = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (1. 22)$$

### Fázové destičky

Fázová destička je destička, vyrobená z jednoosého anizotropního materiálu, která má vyleštěnou vstupní i výstupní plochu. Optická osa destičky je rovnoběžná se vstupní stěnou destičky. Pokud bude světlo dopadat na destičku v kolmém směru, bude se světlo šířit ve směru kolmém na optickou osu. To znamená, že destičkou bude prostupovat vlna řádná a mimořádná a budou na sebe kolmé. Každá se bude šířit jinou fázovou rychlostí (tzn. s jiným indexem lomu). Tloušťku destičky (geometrickou dráhu vln) si označíme jako  $d$ .

Fáze řádné vlny:

$$\Gamma_0 = k_0 d = \frac{\omega}{c_0} n_0 d \quad (1. 23)$$

Fáze mimořádné vlny:

$$\Gamma_e = k_e d = \frac{\omega}{c_0} n_e d \quad (1. 24)$$

Velikost fázového rozdílu mezi vlnou řádnou a mimořádnou:

$$\Delta\Gamma = |\Gamma_e - \Gamma_0| = \frac{\omega}{c_0} |n_e - n_0| d = \frac{2\pi}{\lambda_0} |n_e - n_0| d \quad (1. 25)$$

Fázová destička (v našem případě s rychlou osou x) je tedy systém, který nám změní vlnu o složkách  $(A_{1x}, A_{1y})$  na vlnu o složkách  $(A_{1x}, A_{1y} * e^{-j\Gamma})$ . Funguje tak, že složka x projde destičkou nezměněná, ale složka y se změní o fázi  $\Gamma$ . Osu x potom nazýváme rychlou osou fázové destičky a osu y osou pomalou.

Matice fázové destičky (s rychlou osou x)

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp[-j\Gamma] \end{bmatrix} \quad (1.26)$$

- **Čtvrtvlnová fázová destička**

Čtvrtvlnová fázová destička má fázový posuv  $\Delta\Gamma = \frac{\pi}{2}$ , to odpovídá posuvu ve vlnových délkách  $\frac{\lambda_0}{4}$ . Čtvrtvlnová destička mění lineární polarizaci na kruhovou a opačně.

Tloušťka destičky je  $d = \frac{\lambda_0}{4(n_e - n_o)}$ .

- **Půlvinová fázová destička**

Půlvinová fázová destička má fázový posuv  $\Delta\Gamma = \pi$ , to odpovídá posuvu ve vlnových délkách  $\frac{\lambda_0}{2}$ . Půlvinová destička mění lineární polarizaci v ose x na lineární polarizaci v ose y a levotočivou kruhovou polarizaci na pravotočivou kruhovou polarizaci a naopak.

Tloušťka destičky je  $d = \frac{\lambda_0}{2(n_e - n_o)}$ .

### **Polarizační rotátor**

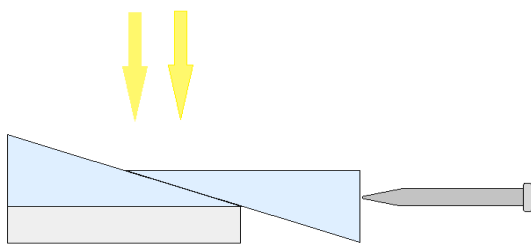
Polarizační rotátor stáčí rovinu polarizace tak, že mění lineárně polarizovanou vlnu  $\begin{bmatrix} \cos \theta_1 \\ \sin \theta_1 \end{bmatrix}$  na lineárně polarizovanou vlnu  $\begin{bmatrix} \cos \theta_2 \\ \sin \theta_2 \end{bmatrix}$ , kde úhel  $\theta_2 = \theta_1 + \theta$ . Rovina polarizace bude stočena o  $\theta$ .

Matice polarizačního rotátoru:

$$T = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (1.27)$$

### **Soleil – Babinetův kompenzátor**

Pomocí kompenzátoru lze posunem křemenného klínu získat libovolný fázový rozdíl. Je složen ze dvou křemenných klínů, které mají rovnoběžné optické osy a křemenné planparalelní destičky, jejíž osa je kolmá na osy klínů.



Obr. 1. 3: Soleil- Babinetův kompenzátor

Dráhu paprsků v planoparalelní destičce označíme jako  $d_1$  a dráhu v obou klínech označíme jako  $d_2$ , celkový dráhový rozdíl paprsku dostaneme za vztahu:

$$\Delta = (d_1 - d_2) (n_e - n_o) \quad (1. 28)$$

$$\text{A fázový rozdíl } \varphi = 2\pi/\lambda * (d_1 - d_2) (n_e - n_o) \quad (1. 29)$$

Horní klín lze posouvat pomocí mikrometrického šroubu, kterým měníme celkovou tloušťku klínů, čímž lze získat fázový rozdíl jakékoli velikosti.

### Transformace souřadnic

Při používání Jonesových matic a vektorů záleží, v jaké soustavě souřadnic tyto prvky jsou. Pomocí transformace souřadnic lze prvky převést z jedné soustavy souřadnic do jiné. Pokud bude soustava souřadnic  $x$ - $y$  soustavou, ve které máme definovaný vektor  $J$ , pak v nové soustavě souřadnic  $x'$ - $y'$  to bude vektor  $J'$ . Osa  $x'$  bude s původní osou  $x$  svírat úhel  $\theta$ . Jonesův vektor  $J'$  bude dán vztahem:

$$J' = R(\theta) J, \quad (1. 30)$$

kde  $R(\theta)$  je transformační matice souřadnic:

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \quad (1. 31)$$

Podobným způsobem můžeme transformovat i Jonesovu matici  $T$  na matici  $T'$  podle vztahu:

$$T' = R(\theta) T R(-\theta) \quad (1. 32a)$$

$$T = R(-\theta) T' R(\theta) \quad (1. 32b)$$

Maticice  $R(-\theta)$  je inverzní maticí k matici  $R(\theta)$ , v této matici pouze nahradíme úhel  $\theta$  za úhel  $-\theta$ .

## 1.2.2 Stokesův formalismus

V roce 1852 sir George Gabriel Stokes (podle [2]) objevil, že každý polarizační stav světla lze popsat pomocí 4 parametrů, jež jsou dnes známé jako Stokesovy polarizační parametry. První Stokesův parametr určuje celkovou intenzitu optického pole a zbylé 3 parametry nám kompletně popisují stav polarizace.

Pomocí Stokesových vektorů a Poincarého sféry tedy lze snadno určit, jaký je stupeň polarizace a jaký má tato polarizace charakter.

Zavedení Stokesových parametrů:

Při popisu se opět zaměříme na monochromatickou rovinnou vlnu, kterou můžeme rozdělit na 2 na sebe kolmé složky (budeme uvažovat  $z=0$ ):

$$E_x(t) = a_x(t) \cos[\omega t + \varphi_x(t)] \quad (1. 33a)$$

$$E_y(t) = a_y(t) \cos[\omega t + \varphi_y(t)], \quad (1. 33b)$$

kde  $\varphi_x$  a  $\varphi_y$  jsou fáze vlny, přičemž  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ ,  $a_x$ ,  $a_y$  jsou amplitudy vlny a  $\omega$  je úhlová frekvence.

V každém čase fáze a amplituda kolísají pomalu ve srovnání s kmitáním cosinusoidy. Odstranění termínu  $\omega t$  z (1. 33a) a (1. 33b) nám umožní spočítat polarizační elipsu, která platí obecně, nejen na daném časovém okamžiku.

$$\frac{E_x^2(t)}{a_x^2(t)} + \frac{E_y^2(t)}{a_y^2(t)} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{a_x(t)a_y(t)} \cos\varphi(t) = \sin^2\varphi(t) \quad (1. 34)$$

Pro monochromatické záření jsou fáze a amplituda konstantní v jakémkoli časovém okamžiku a rovnice elipsy (1. 34) se redukuje na rovnici:

$$\frac{E_x^2(t)}{a_x^2} + \frac{E_y^2(t)}{a_y^2} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{a_x a_y} \cos\varphi = \sin^2\varphi \quad (1. 35)$$



Zatímco  $a_x$ ,  $a_y$  a  $\varphi$  jsou konstanty,  $E_x$  a  $E_y$  stále závisí na čase. Z hlediska pozorování je nutné provést zprůměrování doby pozorování. Protože je doba pozorování velmi dlouhá při srovnání s dobou jednoho kmitu, lze tuto dobu považovat za nekonečnou. Vzhledem k tomu, že  $E_x$  a  $E_y$  jsou periodické, je třeba udělat časový průměr pouze pro jednu periodu. Časový průměr budeme reprezentovat symbolem  $\langle \dots \rangle$ .

A tak můžeme rovnici (1. 35) zapsat jako:

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{a_x^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{a_y^2} - \frac{2\langle E_x(t)E_y(t) \rangle}{a_x a_y} \cos\varphi = \sin^2\varphi, \quad (1. 36)$$

kde

$$\langle E_x(t)E_y(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \int_0^T E_x(t)E_y(t) dt. \quad (1. 37)$$

Vynásobením (1. 36) s  $4a_x^2 a_y^2$  dostaneme výsledek

$$4a_y^2 \langle E_x^2(t) \rangle + 4a_x^2 \langle E_y^2(t) \rangle - 8a_x a_y \langle E_x(t)E_y(t) \rangle \cos\varphi = (2a_x a_y \sin\varphi)^2 \quad (1. 38)$$

Z (1. 33a) a (1. 33b) jsme potom zjistili, že průměrné hodnoty (1. 38) pomocí (1. 37) jsou:

$$\langle E_x^2(t) \rangle = \frac{1}{2} a_x^2 \quad (1. 39a)$$

$$\langle E_y^2(t) \rangle = \frac{1}{2} a_y^2 \quad (1. 39b)$$

$$\langle E_x(t)E_y(t) \rangle = \frac{1}{2} a_x a_y \cos\varphi \quad (1. 39c)$$

Dosazením (1. 39a), (1.39 b) a (1.39c) do (1.38) dostaneme:

$$2a_x^2 a_y^2 + 2a_x^2 a_y^2 - (2a_x a_y \cos\varphi)^2 = (2a_x a_y \sin\varphi)^2 \quad (1. 40)$$

Vzhledem k tomu, že chceme konečný výsledek vyjádřit z hlediska intenzity, musíme tento vztah ještě upravit přičtením a odečtením  $a_x^4 + a_y^4$ , což vede na levé straně rovnice k dokonalým čtvercům. Rovnice má potom následující tvar:

$$(a_x^2 + a_y^2)^2 - (a_x^2 - a_y^2)^2 - (2a_x a_y \cos\varphi)^2 = (2a_x a_y \sin\varphi)^2 \quad (1. 41)$$

Tuto rovnici lze rozdělit na 4 rovnice. Tyto rovnice potom nazýváme Stokesovy parametry, které nám popisují rovinnou vlnu.

Stokesovy parametry:

$$S_0 = a_x^2 + a_y^2 \quad (1.42a)$$

$$S_1 = a_x^2 - a_y^2 \quad (1.42b)$$

$$S_2 = 2a_x a_y \cos \varphi \quad (1.42c)$$

$$S_3 = 2a_x a_y \sin \varphi \quad (1.42d)$$

Vztah mezi parametry:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \quad (1.43)$$

Parametr  $S_0$  popisuje celkovou intenzitu vlny.  $S_1$  udává rozdíl mezi světlem lineárně horizontálně polarizovaným a světlem lineárně vertikálně polarizovaným. Parametr  $S_2$  určuje rozdíl mezi vlnou lineárně polarizovanou v  $+45^\circ$  a vlnou lineárně polarizovanou v  $-45^\circ$  vůči jedné ose a parametr  $S_3$  udává rozdíl vlnou kruhově polarizovanou pravotočivě a vlnou kruhově polarizovanou levotočivě. Stokesovy parametry jsou reálné veličiny.

Stokesův vektor:

Tyto čtyři stokesovy parametry můžeme uspořádat do jedné sloupcové matice, kterou nazveme Stokesův vektor:

$$S = \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x^2 + a_y^2 \\ a_x^2 - a_y^2 \\ 2a_x a_y \cos \varphi \\ 2a_x a_y \sin \varphi \end{bmatrix} \quad (1.44)$$

	Stokesovy parametry	Stokesovy vektory
<b>Lineárně polarizované světlo ve směru osy x</b>	$S_0 = a_x^2$ $S_1 = a_x^2$ $S_2 = 0$	$S = I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$

	$S_3=0$	
<b>Lineárně polarizované světlo ve směru osy y</b>	$S_0=a_y^2$ $S_1=-a_y^2$ $S_2=0$ $S_3=0$	$S=I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$
<b>Lineárně polarizované světlo ve směru natočeném o +45° od osy x</b>	$S_0=2a_0^2$ $S_1=0$ $S_2=2a_0^2$ $S_3=0$	$S=I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
<b>Lineárně polarizované světlo ve směru natočeném o -45° od osy x</b>	$S_0=2a_0^2$ $S_1=0$ $S_2=-2a_0^2$ $S_3=0$	$S=I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$
<b>Pravotočivě kruhově polarizované světlo</b>	$S_0=2a_0^2$ $S_1=0$ $S_2=0$ $S_3=2a_0^2$	$S=I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
<b>Levotočivě kruhově polarizované světlo</b>	$S_0=2a_0^2$ $S_1=0$ $S_2=0$ $S_3=-2a_0^2$	$S=I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

Tabulka 1. 2: Popis polarizačních stavů pomocí Stokesových parametrů a pomocí Stokesových vektorů

Pozn.: Amplituda  $a_0=a_x=a_y$ .

### Výpočet azimutu a elipticity ze Stokesových parametrů:

Již dříve v 1. kapitole jsme si ukázali, že azimut a elipticitu lze vypočítat pomocí amplitud elektrické intenzity a fázového rozdílu za vzorců

$$\tan 2\psi = \frac{2a_x a_y \cos \varphi}{a_x^2 - a_y^2} \quad (1.45)$$

$$\sin 2\chi = \frac{2a_x a_y \sin \varphi}{a_x^2 + a_y^2} \quad (1.46)$$

Při použití těchto vzorců a (1.42) dostaneme jednoduché vyjádření azimutu a elipticity pomocí Stokesových parametrů:

$$\tan 2\psi = \frac{S_2}{S_1} \quad (1.47)$$

$$\sin 2\chi = \frac{S_3}{S_0} \quad (1.48)$$

Pomocí elipticity a azimutu lze dopočítat z (13) a (14) Stokesovy parametry

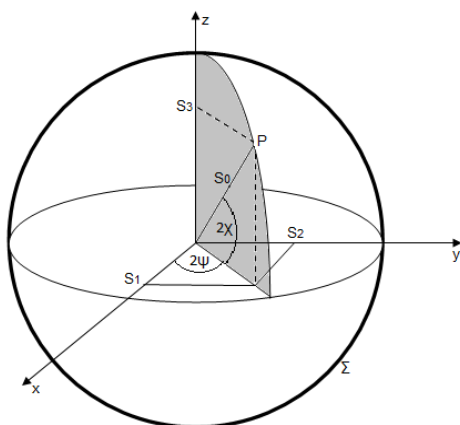
$$S_1 = S_0 \cos 2\chi \cos 2\psi \quad (1.49a)$$

$$S_2 = S_0 \cos 2\chi \sin 2\psi \quad (1.49b)$$

$$S_3 = S_0 \sin 2\chi \quad (1.49c)$$

### ***Poincarého sféra***

Vztahy (1.49a-c) ukazují (podle[3]) jednoduchou geometrickou reprezentaci všech různých stavů polarizace.  $S_1, S_2, S_3$  lze považovat za Kartézské souřadnice bodu P, na kulové ploše  $\Sigma$  o poloměru  $S_0$  tak, že  $2\chi$  a  $2\psi$  jsou úhlové souřadnice tohoto bodu. (viz Obr. 1.6)

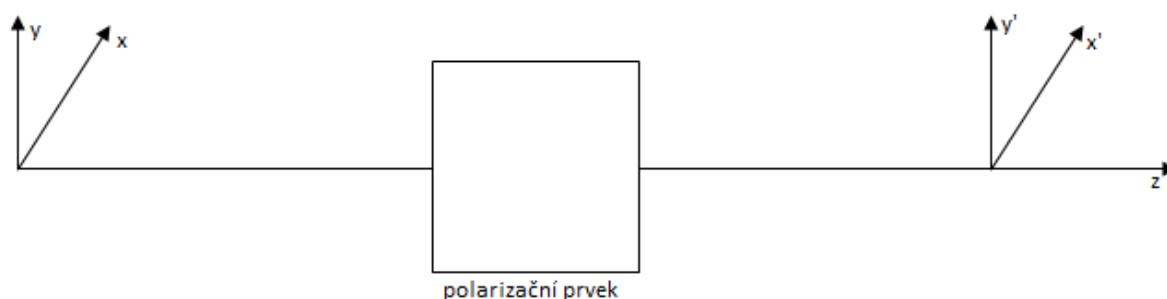


Obr. 1.6: Poincarého sféra

Z umístění bodu P na Poincarého sféře lze snadno určit, o jakou polarizaci se jedná. Pokud se bod P bude pohybovat v rovině x-y jedná se o lineární polarizaci. Pokud bod bude ležet na horním nebo dolním pólu této koule, jedná se o polarizaci kruhovou. V horní polokouli se jedná o kruhovou pravotočivou polarizaci a v dolní polokouli o levotočivou. Z umístění bodu na kouli lze zjistit, je li vlna zcela polarizovaná či nikoli. Pokud by se jednalo o vlnu zcela polarizovanou, bude bod ležet na plášti koule, pokud bude částečně polarizovaná, bod bude uvnitř koule a pokud bude zcela nepolarizovaná, bude bod ležet ve středu koule. Bude mít souřadnice  $[0, 0, 0]$ .

### 1.2.3 Muellerovy matice

V této kapitole (podle [2]) si popíšeme interakci polarizovaného světla s prvky, které mohou tento stav polarizace změnit. Pomocí Muellerových matic a Stokesových vektorů lze dokonale popsat polarizaci světla po průchodu polarizačním prvkem.



Obr. 1. 7: Interakce polarizovaného světla s polarizačním prvkem

Na Obr. 1. 7 vidíme dopadající svazek paprsků, který lze popsat pomocí Stokesových parametrů  $S_0, S_1, S_2, S_3$ . Po průchodu polarizačním prvkem se potom tento vektor změní na  $S'_0, S'_1, S'_2, S'_3$ .

Jednotlivé parametry vektoru se budou měnit podle vztahů:

$$S'_0 = m_{00}S_0 + m_{01}S_1 + m_{02}S_2 + m_{03}S_3 \quad (1. 69a)$$

$$S'_1 = m_{10}S_0 + m_{11}S_1 + m_{12}S_2 + m_{13}S_3 \quad (1. 69b)$$

$$S'_2 = m_{20}S_0 + m_{21}S_1 + m_{22}S_2 + m_{23}S_3 \quad (1. 69c)$$

$$S'_3 = m_{30}S_0 + m_{31}S_1 + m_{32}S_2 + m_{33}S_3 \quad (1. 69d)$$

Ve formě matice zle (1. 69a-d) zapsat jako:

$$\begin{bmatrix} S'_0 \\ S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{00} & m_{01} & m_{02} & m_{03} \\ m_{10} & m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{20} & m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ m_{30} & m_{31} & m_{32} & m_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} \quad (1. 70)$$

Nebo též:

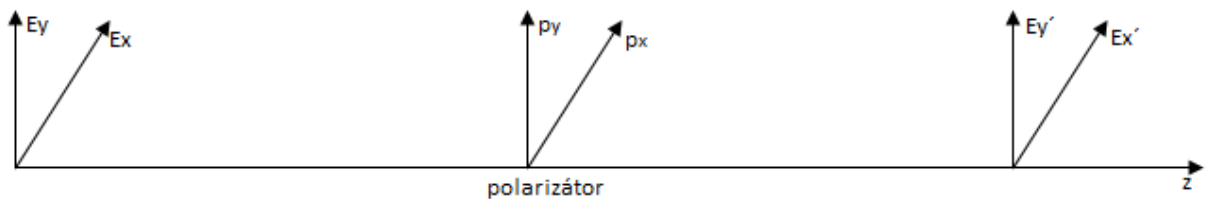
$$S' = M \cdot S, \quad (1. 71)$$

kde  $S$  a  $S'$  jsou Stokesovy vektory a  $M$  je matice 4x4 známá jako Muellerova matice.

Když optický paprsek interaguje s prostředím, jeho polarizační stav se téměř vždy změní. Stav polarizace může být změněn změnou amplitudy, změnou fáze nebo změnou směru ortogonální složky pole.

Optický prvek, který nerovnoměrně mění ortogonální amplitudy, se nazývá polarizátor. Podobně prvek, který zavede fázový posun mezi ortogonální komponenty se nazývá fázová destička. Pokud prvek otáčí ortogonální složky o určitý úhel, nazýváme tento prvek rotátor. A pokud optický prvek změní polarizované záření na nepolarizované, nazýváme jej depolarizér.

### Muellerova matice pro polarizátor



Obr. 1. 8: Interakce polarizovaného světla s polarizátorem

Na Obr. 1. 8 je vyobrazen paprsek dopadající na polarizátor o složkách  $E_x$  a  $E_y$  a po průchodu polarizátorem vznikne paprsek o složkách  $E'_x$  a  $E'_y$ . Polarizátor je charakterizován koeficienty útlumu  $p_x$  a  $p_y$ . Tyto koeficienty lze také vyjádřit, jako kolmé  $x$  a  $y$  osy polarizátoru.

Vstupní a výstupní paprsek jsou svázány vztahy:

$$E'_x = p_x E_x, \quad 0 \leq p_x \leq 1 \quad (1. 72a)$$

$$E'_y = p_y E_y, \quad 0 \leq p_y \leq 1 \quad (1. 72b)$$

Pokud v ose polarizátoru nebude žádný útlum, bude platit  $p_x$  (nebo  $p_y$ )=1, pro úplné utlumení  $x$  nebo  $y$  složky potom bude platit  $p_x$  (nebo  $p_y$ )=0.

Pokud budou Stokesovy vektory zapsány pomocí komplexních amplitud, budou mít pro vstupní záření tvar:

$$S_0 = E_x E_x^* + E_y E_y^* \quad (1.73a)$$

$$S_1 = E_x E_x^* - E_y E_y^* \quad (1.73b)$$

$$S_2 = E_x E_y^* + E_y E_x^* \quad (1.73c)$$

$$S_3 = i(E_x E_y^* - E_y E_x^*) \quad (1.73d)$$

A pro výstupní záření:

$$S_0' = E_x' E_x'^* + E_y' E_y'^* \quad (1.74a)$$

$$S_1' = E_x' E_x'^* - E_y' E_y'^* \quad (1.74b)$$

$$S_2' = E_x' E_y'^* + E_y' E_x'^* \quad (1.74c)$$

$$S_3' = i(E_x' E_y'^* - E_y' E_x'^*) \quad (1.74d)$$

Dosazením (1.72 a, b) do (1.73) a za pomoci (1.74) dostaneme:

$$\begin{pmatrix} S_0' \\ S_1' \\ S_2' \\ S_3' \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2 + p_y^2 & p_x^2 - p_y^2 & 0 & 0 \\ p_x^2 - p_y^2 & p_x^2 + p_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x p_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_x p_y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1.75)$$

Matici 4x4 lze samostatně zapsat jako:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x^2 + p_y^2 & p_x^2 - p_y^2 & 0 & 0 \\ p_x^2 - p_y^2 & p_x^2 + p_y^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2p_x p_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2p_x p_y \end{pmatrix}, 0 \leq p_{x,y} \leq 1 \quad (1.76)$$

Rovnice (1.76) je Muellerova matice pro polarizátor s koeficienty útlumu  $p_x$  a  $p_y$ . Obecně platí, že existence  $m_{33}$  v Muellerově matici ukazuje, že vystupující polarizace bude elipticky polarizovaná.

Pro neutrální filtr s koeficienty  $p_x = p_y = p$  bude platit vztah, který dostaneme z (1.76):



$$M = p^2 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.77)$$

Z tohoto stavu je vidět, že neovlivní stav polarizace, pouze změní intenzita výstupního svazku. Tato intenzita bude snížena o faktor  $p^2$ . Výstupní intenzita  $I'$  je pak charakterizována vztahem:

$$I' = p^2 I, \quad (1.78)$$

kde  $I$  je vstupní intenzita.

Pokud bude koeficient útlumu  $p_y=0$  a koeficient  $p_x=1$ , jedná se o polarizátor, který propouští polarizované světlo pouze v ose  $x$ , jedná se o lineární horizontální polarizátor a jeho Muellerova matice vyjádřená z (9) bude mít tvar:

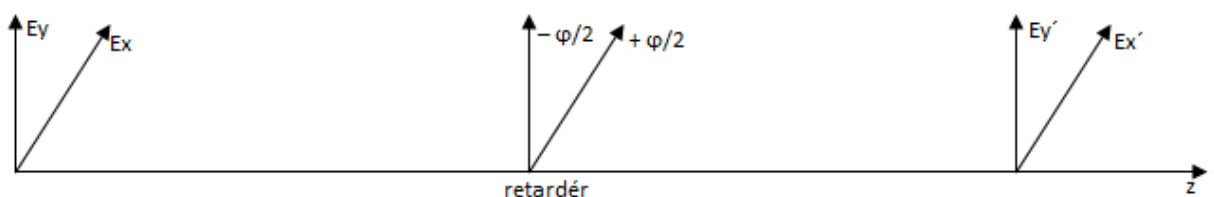
$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.79)$$

Pokud bude koeficient útlumu  $p_y=1$  a koeficient  $p_x=0$ , jedná se o lineární vertikální polarizátor, tedy polarizátor s propustnou osou v ose  $y$ . Muellerova matice pro vertikální polarizátor vyjádřená z (9) bude mít tvar:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.80)$$

### Muellerova matice pro retardér

Retardér (nebo také fázová destička, nebo kompenzátor) působí fázový posuv mezi ortogonálními složkami ( $E_x$  a  $E_y$ ). Lze toto popsat tak, že působí fázový posuv  $-\varphi/2$  podél osy  $x$  a fázový posuv  $+\varphi/2$  podél osy  $y$ , tyto osy retardéru potom nazýváme jako rychlou a pomalou osu.



Obr. 1. 9: Šíření polarizovaného světla přes retardér

Vstupní a výstupní paprsek jsou svázány vztahy:

$$E_x'(z,t) = e^{+i\varphi/2} E_x(z,t), \quad (1. 81a)$$

$$E_y'(z,t) = e^{+i\varphi/2} E_y(z,t), \quad (1. 81b)$$

Opět se odkážeme na vyjádření Stokesových parametrů (1. 73a-d) a (1. 74a-d) a dosadíme do (1. 81a,b) dostaneme vztahy:

$$S_0' = S_0 \quad (1. 82a)$$

$$S_1' = S_1 \quad (1. 82b)$$

$$S_2' = S_2 \cos\varphi + S_3 \sin\varphi \quad (1. 82c)$$

$$S_3' = -S_2 \sin\varphi + S_3 \cos\varphi \quad (1. 82d)$$

Pozn. Pro ideální retardér by nemělo dojít ke ztrátě intenzity, proto  $S_0' = S_0$ .

Rovnice (1. 82a-c) lze zapsat ve tvaru matice jako

$$\begin{pmatrix} S_0' \\ S_1' \\ S_2' \\ S_3' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\varphi & \sin\varphi \\ 0 & 0 & -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1. 83)$$

Muellerova matice pro retardér s fázovým posuvem  $\varphi$  je potom vyjádřením z (1. 83)

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\varphi & \sin\varphi \\ 0 & 0 & -\sin\varphi & \cos\varphi \end{pmatrix} \quad (1. 84)$$

Existují dva zvláštní případy retardérů. První je tzv. čtvrt-vlnový retardér, jehož fázové zpoždění  $\varphi=90^\circ$ , jedné složky světla vzhledem k ortogonální je o jednu čtvrtinu vlnové délky a druhý případ je tzv. půl-vlnový retardér, jehož  $\varphi=180^\circ$ , je o jednu polovinu vlnové délky.

Muellerova matice pro čtvrt-vlnovou fázovou destičku je po dosažení fázového zpoždění  $\varphi=90^\circ$  do (1. 84) :

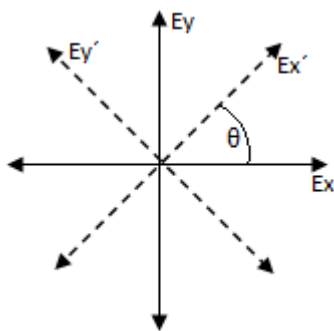
$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.85)$$

Muellerova matice pro půl-vlnovou fázovou destičku je po dosažení fázového zpoždění  $\varphi=180^\circ$  do (1.84) :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.86)$$

### Muellerova matice pro polarizační rotátor

Polarizační rotátor nám slouží k otočení polarizačního prvku o úhel  $\theta$ . Z  $E_x$  se stane po otočení  $E_x'$  a z  $E_y$  se stane  $E_y'$ .



Obr. 1. 10: Polarizační rotátor

Složky  $E_x$  a  $E_y$  se na  $E_x'$  a  $E_y'$  mění podle vztahů

$$E_x' = E_x \cos \theta + E_y \sin \theta \quad (1.87a)$$

$$E_y' = -E_x \sin \theta + E_y \cos \theta \quad (1.87b)$$

Rovnice (1.87a,b) jsou rovnice pro ortogonální složky prošlého záření, pokud tyto rovnice vynásobíme Stokesovými parametry (jako v předchozích případech) dostaneme Muellerovu matici polarizačního rotátoru.

$$M(2\theta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1. 88)$$

Tato rotační matice slouží k otočení polarizačního prvku.

### **Měření Stokesových parametrů pomocí polarizátoru a $\lambda/4$ destičky**

Stokesovy parametry lze snadno změřit pouze pomocí polarizátoru a  $\lambda/4$  destičky. Jediné, co potřebujeme znát, jsou Muellerovy matice pro polarizátor a  $\lambda/4$  destičku (viz. kapitola 1. 2.3).

Vstupní záření je charakterizováno Stokesovým vektorem

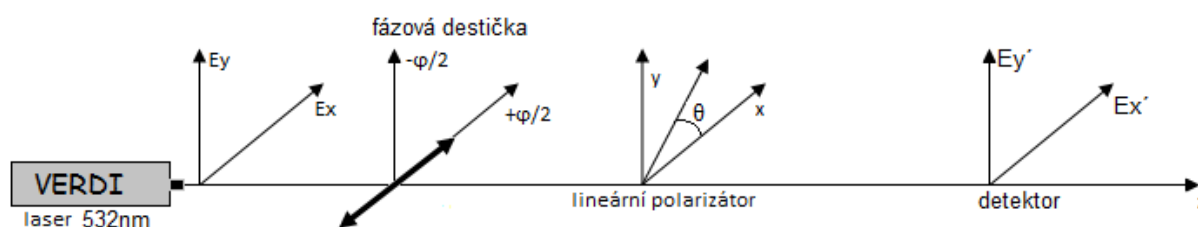
$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1. 50)$$

Muellerova matice pro fázovou destičku s fázovým zpožděním  $\varphi$  má tvar:

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \varphi & \sin \varphi \\ 0 & 0 & -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (1. 51)$$

Stokesův vektor, který vznikne průchodem záření fázovou destičkou, má potom tvar:

$$S' = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \cos \varphi + S_3 \sin \varphi \\ -S_2 \sin \varphi + S_3 \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (1. 52)$$



Obr. 1. 4: Měření Stokesových parametrů

Matice pro lineární polarizátor, jehož propustná osa je otočená o úhel  $\theta$  má tvar:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ \cos 2\theta & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & 0 \\ \sin 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.53)$$

Vynásobením (1. 52) a (1. 53) dostaneme vztah, pro intenzitu světla dopadající na detektor.

$$I(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} [S_0 + S_1 \cos 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos \varphi + S_3 \sin 2\theta \sin \varphi] \quad (1.54)$$

Z tohoto vztahu vyplynou vztahy pro jednotlivé Stokesovy parametry, které zjistíme za použití známých  $\varphi$  a  $\theta$ .

Stokesovy parametry dostaneme ze vztahů:

$$S_0 = I(0^\circ, 0^\circ) + I(90^\circ, 0^\circ) \quad (1.55a)$$

$$S_1 = I(0^\circ, 0^\circ) - I(90^\circ, 0^\circ) \quad (1.55b)$$

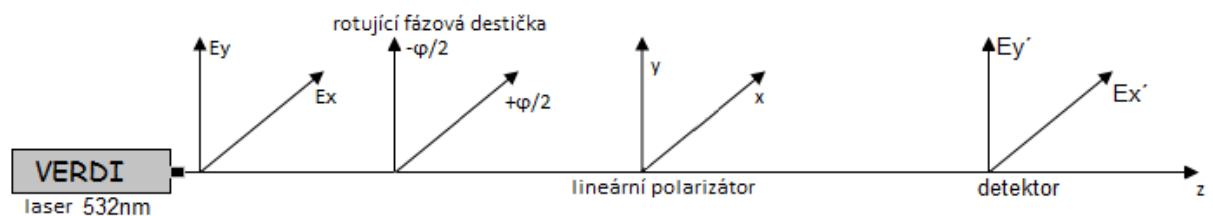
$$S_2 = 2I(45^\circ, 0^\circ) - S_0 \quad (1.55c)$$

$$S_3 = 2I(45^\circ, 90^\circ) - S_0 \quad (1.55d)$$

Kde  $I(0^\circ, 0^\circ)$  je intenzita záření, prošlá lineárním polarizátorem s propustnou osou v ose  $x$ ,  $I(90^\circ, 0^\circ)$  je intenzita záření za polarizátorem s propustnou osou v ose  $y$ ,  $I(45^\circ, 0^\circ)$  je intenzita záření za polarizátorem s propustnou osou na točenou o  $45^\circ$  a  $I(45^\circ, 90^\circ)$  je intenzita za lin. polarizátorem ve  $45^\circ$  a  $\lambda/4$  destičkou s rychlou osou v  $x$ .

### ***Měření Stokesových parametrů pomocí polarizátoru a rotující $\lambda/4$ destičky***

Tato metoda je oproti předchozí metodě mnohem přesnější.



Obr. 1. 5: Měření Stokesových parametrů s rotující  $\lambda/4$  destičkou.

Vstupní polarizace je označena

$$S = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Matice rotující  $\lambda/4$  destičky

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta & \sin 2\theta \cos 2\theta & -\sin 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta \cos 2\theta & \sin^2 2\theta & \cos 2\theta \\ 0 & \sin 2\theta & -\cos 2\theta & 0 \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

Kde  $\theta = \omega t$ ,  $\omega = 2\pi f$

Výstupní Stokesův vektor  $S'$  má potom tvar:

$$S' = \begin{pmatrix} S_0 \\ S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta \\ S_1 \sin 2\theta \cos 2\theta + S_2 \sin^2 2\theta + S_3 \cos 2\theta \\ S_1 \sin 2\theta - S_2 \cos 2\theta \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

Matice pro polarizátor s propustnou osou ve směru osy x:

$$M = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.59)$$

Stokesův vektor po průchodu rotující  $\lambda/4$  destičkou a polarizátorem má tvar:

$$S' = \frac{1}{2} (S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

Celková intenzita  $S_0' = I(\theta)$

$$I(\theta) = \frac{1}{2} (S_0 + S_1 \cos^2 2\theta + S_2 \sin 2\theta \cos 2\theta - S_3 \sin 2\theta) \quad (1.61)$$

Tato rovnice může být přepsána pomocí trigonometrických vzorců polovičních úhlů:

$$I(\theta) = \frac{1}{2} \left[ \left( S_0 + \frac{S_1}{2} \right) + \frac{S_1}{2} \cos 4\theta + \frac{S_2}{2} \sin 4\theta - S_3 \sin 2\theta \right] \quad (1.62)$$

Nahrazením  $\theta = \omega t$

$$I(\omega t) = \frac{1}{2}[A - B\sin(2\omega t) + C\cos(4\omega t) + D\sin(4\omega t)] \quad (1. 63)$$

Kde

$$A = S_0 + \frac{S_1}{2} \quad (1. 64a)$$

$$B = S_3 \quad (1. 64b)$$

$$C = \frac{S_1}{2} \quad (1. 64c)$$

$$D = \frac{S_2}{2} \quad (1. 64d)$$

Rovnice (1. 64) popisují zkrácenou Fourierovu řadu.

$$A = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I(\theta) d\theta \quad (1. 65a)$$

$$B = \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} I(\theta) \sin 2\theta d\theta \quad (1. 65b)$$

$$C = \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} I(\theta) \cos 4\theta d\theta \quad (1. 65c)$$

$$D = \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} I(\theta) \sin 4\theta d\theta \quad (1. 65d)$$

Řešením (1. 64) dostaneme Stokesovy parametry

$$S_0 = A - C \quad (1. 66a)$$

$$S_1 = 2C \quad (1. 66b)$$

$$S_2 = 2D \quad (1. 66c)$$

$$S_3 = B \quad (1. 66d)$$

Rotující  $\lambda/4$  destička je realizována pomocí  $\lambda/4$  destičky, kterou umístíme na krokový motor, který destičkou rotuje v N krocích. A-D potom lze spočítat z rovnice:

$$I_n(\theta_j) = \frac{1}{2}[A - B\sin 2n\theta_j + C\cos 4n\theta_j + D\sin 4n\theta_j] \quad (1. 67)$$

$$A = \frac{2}{N} \sum_{n=1}^N I(n\theta_j) \quad (1. 68a)$$

$$B = \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N I(n \theta_j) \sin 2n\theta_j \quad (1.68b)$$

$$C = \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N I(n \theta_j) \cos 4n\theta_j \quad (1.68c)$$

$$D = \frac{4}{N} \sum_{n=1}^N I(n \theta_j) \sin 4n\theta_j \quad (1.68d)$$



## 1.3 Rovinná vlna na rozhraní dvou prostředí (odraz a lom)

### 1.3.1 Odraz a lom rovinné vlny

Uvažujeme (podle [1]) libovolně polarizovanou monochromatickou rovinnou vlnu, jež dopadá na rovinné rozhraní dvou dielektrických prostředí za předpokladu, že tato prostředí jsou homogenní, lineární, izotropní, nemagnetická a nedisperzní. Budeme studovat odraz a lom této vlny na těchto prostředích.

Pro odvození Fresnelových vzorců je třeba si uvést základní Maxwellovy rovnice a hraniční podmínky pro elektrické a magnetické komponenty pole (podle [2]).

**Maxwellovy rovnice:**

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = 0 \quad \dots \text{ Gaussův zákon elektrostatiky} \quad (1. 89)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \dots \text{ Zákon spojitosti indukčního toku} \quad (1. 90)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{d\vec{B}}{dt} \quad \dots \text{ Zákon elektromagnetické indukce} \quad (1. 91)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{d\vec{D}}{dt} \quad \dots \text{ Zákon celkového proudu} \quad (1. 92)$$

Kde  $E$  je intenzita elektrického pole,  $H$  je intenzita magnetického pole,  $D$  je elektrická indukce a  $B$  je magnetická indukce. Mezi indukci a intenzitou platí vztahy:

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (1. 93)$$

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (1. 94)$$

Kde  $\mu$  je magnetická permeabilita materiálu a  $\varepsilon$  je elektrická permitivita materiálu.

**Hraniční podmínky:**

Integrální forma první Maxwellovy rovnice (1. 89) je:

$$\oint \vec{D} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (1. 95)$$

Z této rovnice vyplývá, že obě složky na obou stranách rozhraní jsou stejné

$$D_{n1} = D_{n2} \quad (1. 96)$$

Integrální forma druhé Maxwellovy rovnice (1. 90) je:

$$\oiint \vec{B} \cdot \vec{dA} = 0 \quad (1. 97)$$

Z čehož opět vyplývá, že obě složky jsou na obou stranách rozhraní stejné

$$B_{n1} = B_{n2} \quad (1. 98)$$

Integrální forma čtvrté Maxwellovy rovnice (1. 92) je:

$$\oint \vec{H} \cdot \vec{dl} = I \quad (1. 99)$$

Z toho plyne, že tečné složky H jsou spojitě přes rozhraní:

$$H_{t1} = H_{t2} \quad (1. 100)$$

A nakonec integrální forma třetí Maxwellovy rovnice (1. 93):

$$\oint \vec{E} \cdot \vec{dl} = \iint \vec{\nabla} \times \vec{E} \cdot \vec{dA} = 0 \quad (1. 101)$$

Z toho plyne, že tečné složky E jsou spojitě přes rozhraní:

$$E_{t1} = E_{t2} \quad (1. 102)$$

**$\vec{E}$  je kolmá k rovině dopadu**

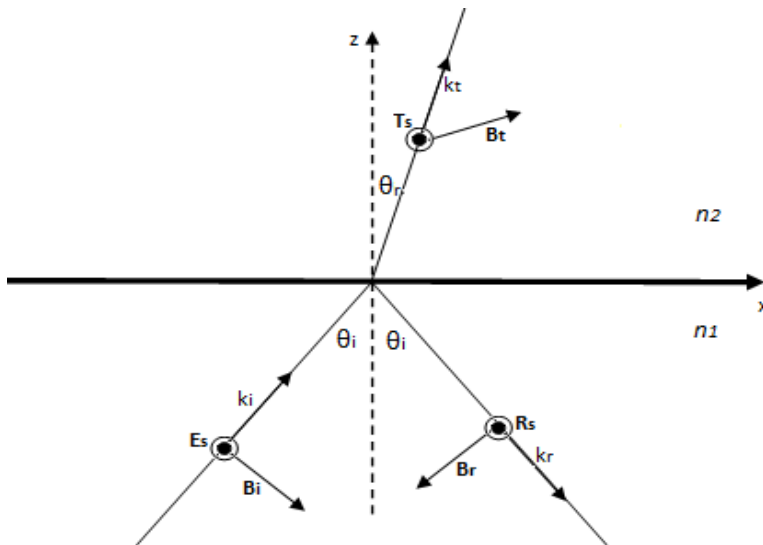
Vlna polarizovaná ve směru x se nazývá ortogonální, neboli transverzální elektrická (TE) polarizace. Elektrické pole je ortogonální k dopadové rovině. Též lze nazývat s polarizace.

Podle Obr. 2 světlo putuje z prostředí o indexu lomu  $n_1$  do lineárního izotropického prostředí o indexu lomu  $n_2$ , úhly dopadu a odrazu jsou označeny indexem  $\theta_i$  a úhel lomu  $\theta_r$ .

Z Maxwellových rovnic je možné odvodit, že úhly dopadu a odrazu  $\theta_i$  jsou totožné a vztah mezi úhlem dopadu  $\theta_i$  a úhlem lomu  $\theta_r$  je Snellův zákon lomu

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_r) \quad (1. 103)$$

kde  $n_1$  a  $n_2$  jsou indexy lomu prostředí.



Obr. 1. 12: Odraz a lom TE polarizované vlny

Vektor elektrické intenzity dopadající na prostředí je v obrázku značen  $E_s$ , odražené  $R_s$  a lomené vlny  $T_s$ .

Pomocí Maxwellových rovnic a hraničních podmínek lze odvodit vzorce pro odraz a lom TE polarizované vlny (odvozeno v [2]). Tyto vzorce se nazývají Fresnelovy vzorce.

### Fresnelovy rovnice pro s (TE) polarizaci

$$R_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_r}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_r} E_s \quad (1. 104a)$$

Tato rovnice lze přepsat pomocí Snellova zákona lomu (1. 103) pro odstranění závislosti na indexu lomu.

$$R_s = -\frac{\sin(\theta_i - \theta_r)}{\sin(\theta_i + \theta_r)} E_s \quad (1. 104b)$$

Podobně lze dostat i výraz pro intenzitu lomené vlny

$$T_s = \frac{2 n_1 \cos \theta_i}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_r} E_s \quad (1. 105a)$$

Nebo po odstranění závislosti na indexu lomu:

$$T_s = \frac{2 \sin \theta_r \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_r)} E_s \quad (1. 105b)$$

Úhel lomu  $\theta_r$  lze vypočítat ze Snellova zákona (1. 103):

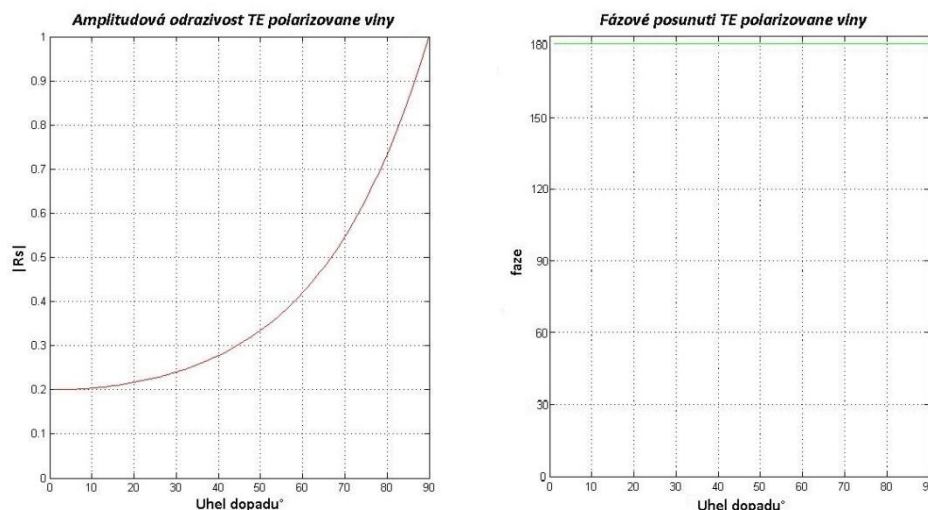
$$\cos(\theta_r) = [1 - (\sin(\theta_i))^2]^{1/2} = \left[1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 (\sin(\theta_i))^2\right]^{1/2} \quad (1. 106)$$

Výraz pod odmocninou může být záporný, proto budou amplitudové odrazivosti a propustnosti komplexní.

a) Pokud  $n_1 < n_2$  dochází k tzv. **vnějšímu odrazu**.

Amplitudová odrazivost  $R_s$  je reálná a záporná, této odrazivosti potom odpovídá fázové posunutí  $\varphi_s = \pi(180^\circ)$ .

$R_s$  má pro kolmý dopad hodnotu 0 a narůstá až k hodnotě 1, což nastane při úhlu dopadu  $\theta_i = 90^\circ$  (tzv. klouzavý dopad).

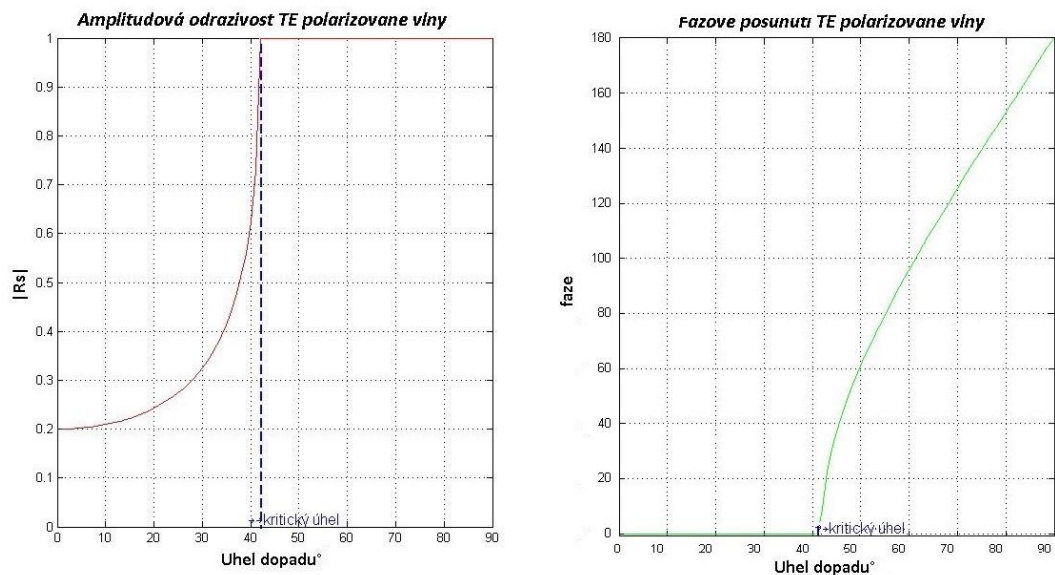


Obr. 1. 13: Amplitudová odrazivost a fázové posunutí TE polarizované vlny pro  $n_1 < n_2$ .

b) Pokud  $n_1 > n_2$  dochází k tzv. **vnitřnímu odrazu**.

Pro malé hodnoty dopadového úhlu je amplitudová odrazivost kladná a reálná. Pro kolmý dopad je  $R_s = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$  a postupně roste v jedné, až do okamžiku, kdy hodnota dopadového úhlu dosáhne **úhlu kritického**  $\theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$ , je hodnota  $R_s=1$ , to platí i pro všechny úhly větší než je kritický úhel. Pro tyto úhly dochází k tzv. úplnému odrazu. Fázové změny  $\varphi_s = \arg\{R_s\}$  mimo kritický úhel (pro úhly větší než je kritický úhel) jsou dány vztahem:

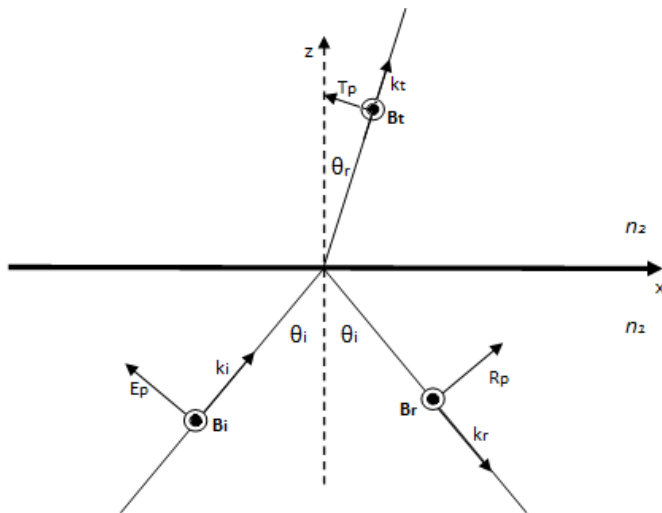
$$\tan \frac{\varphi_s}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_r - \sin^2 \theta_c}}{\cos \theta_r} \quad (1. 107)$$



Obr. 1. 14: Amplitudová odrazivost a fázové posunutí TE polarizované vlny pro  $n_1 > n_2$ .

$\vec{E}$  je paralelní k rovině dopadu

Vlna polarizovaná ve směru osy y se nazývá paralelní, neboli transverzální magnetická (TM) polarizace. Elektrické pole je paralelní k rovině dopadu, protože magnetické pole je ortogonální k rovině dopadu. Též lze nazývat p polarizace.



Obr. 1. 15: Odraz a lom TM polarizované vlny

### Fresnelovy rovnice pro p (TM) polarizaci

$$R_p = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_r}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_r} E_p \quad (1. 108a)$$

Tato rovnice lze přepsat pomocí Snellova zákona lomu (1. 103) pro odstranění závislosti na indexu lomu.

$$R_p = \frac{\tan(\theta_i - \theta_r)}{\tan(\theta_i + \theta_r)} E_p \quad (1. 108b)$$

Podobně lze dostat i výraz pro intenzitu lomené vlny

$$T_p = \frac{2 n_1 \cos \theta_i}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_r} E_p \quad (1. 109a)$$

Nebo po odstranění závislosti na indexu lomu:

$$T_p = \frac{2 \sin \theta_r \cos \theta_i}{\sin(\theta_i + \theta_r) \cos(\theta_i - \theta_r)} E_p \quad (1. 109b)$$

a) Pokud  $n_1 < n_2$  dochází k tzv. **vnějšímu odrazu**.

V tomto případě bude amplitudová odrazivost reálná. Při úhlu dopadu  $\theta_i = 0^\circ$  bude odrazivost  $R_p$  nabývat hodnoty  $R_p = (n_2 - n_1)/(n_1 + n_2)$  z této hodnoty bude klesat,

až po úhel, kdy úplně vymizí, tento úhel se nazývá Brewsterův úhel  $\theta_B$ , který je dán vztahem:

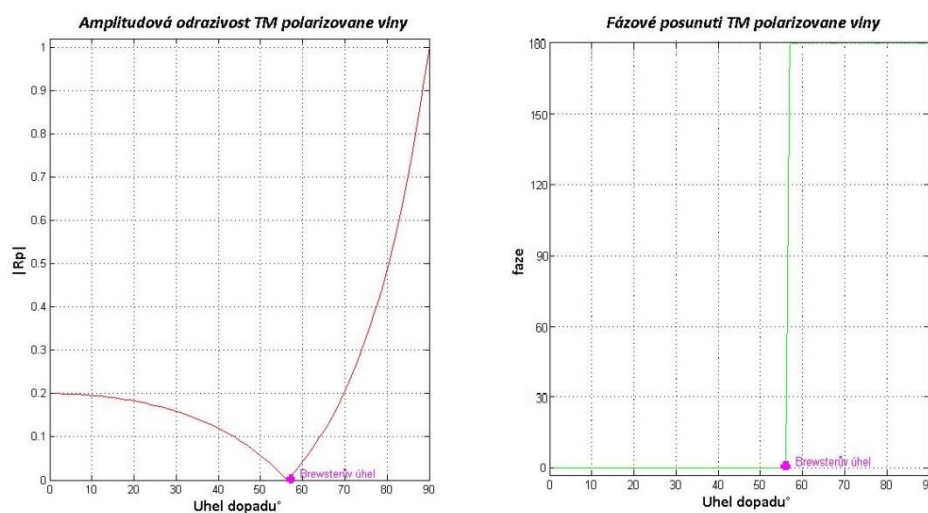
$$\theta_B = \arctg \frac{n_2}{n_1} \quad (1.110)$$

Pro úhly větší než je Brewsterův úhel, potom hodnota  $R_p$  postupně roste. Při dopadovém úhlu  $90^\circ$  bude  $R_p = 1$ .

Pro  $\theta_i > \theta_B$ , tak  $R_p$  obrátí znaménko ( $\varphi_p$  přeskočí z 0 na  $\pi(180^\circ)$ ) a jeho velikost se postupně zvyšuje až po  $\theta_i = 90^\circ$ .

Pro fázi  $\varphi_p$  platí, že pokud bude:  $\theta_i > \theta_r$ , tak  $R_p > 0$ , nebo  $\theta_i + \theta_r < 90^\circ \Rightarrow$  fáze  $\varphi_p = 0^\circ$

nebo  $\theta_i + \theta_r > 90^\circ \Rightarrow$  fáze  $\varphi_p = 180^\circ$



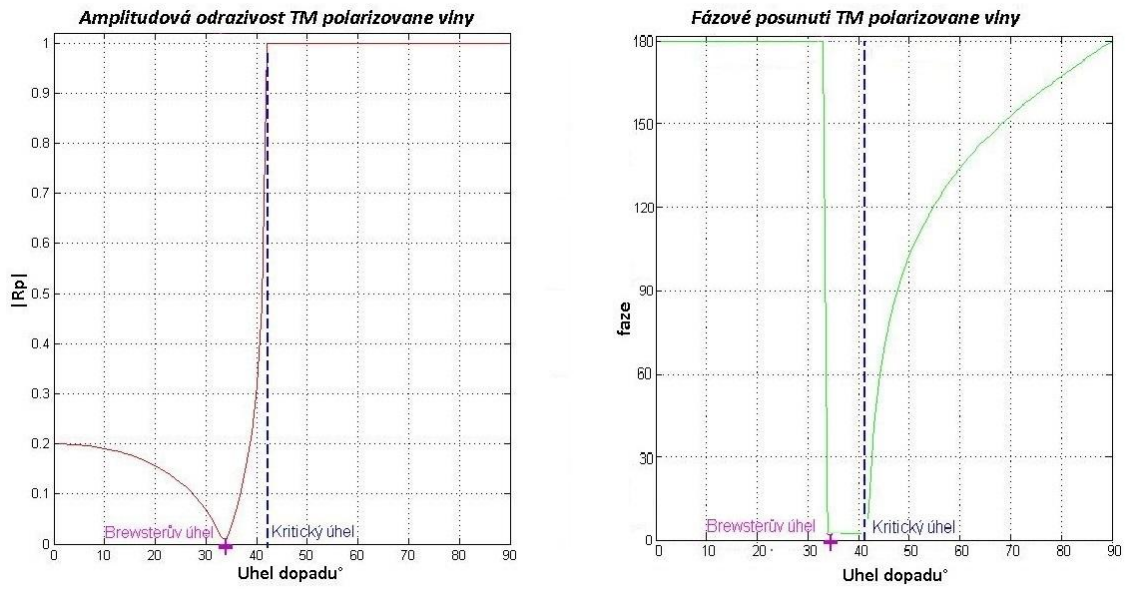
Obr. 1. 16: Amplitudová odrazivost a fázové posunutí TM polarizované vlny pro  $n_1 < n_2$ .

b) Pokud  $n_1 > n_2$  dochází k tzv. **vnitřnímu odrazu**.

Pro kolmý dopad je odrazivost záporná a má velikost  $R_p = (n_1 - n_2)/(n_1 + n_2)$ . S rostoucím úhlem dopadu velikost  $R_p$  klesá až při Brewsterově úhlu je  $R_p = 0$ . Pokud se úhel dopadu stále zvětšuje, roste i velikost  $R_p$  až do kritického úhlu, kde je  $R_p = 1$ . Pro všechny úhly, které budou větší než je kritický úhel bude docházet k úplnému

vnitřnímu odrazu. Fázové změny  $\varphi_p = \arg\{R_p\}$  mimo kritický úhel (pro úhly větší než je kritický úhel) jsou dány vztahem:

$$\tan \frac{\varphi_p}{2} = \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_r - \sin^2 \theta_c}}{\cos \theta_r \sin^2 \theta_c} \quad (1.111)$$



Obr. 1. 17: Amplitudová odrazivost a fázové posunutí TM polarizované vlny pro  $n_1 > n_2$

### Výkonová odrazivost a propustnost

Výkonová odrazivost  $\mathcal{R}$  a výkonová propustnost  $\mathcal{T}$  jsou definovány jako poměry toků výkonu vlny, která se odrazí a vlny které projde k toku výkonu vlny, která na rozhraní dopadá. Vlna dopadající svírá z prostředím stejný úhel jako vlna, která se odráží. Protože se tyto dvě vlny šíří ve stejném prostředí, platí vztah:

$$\mathcal{R} = |R_p|^2 \quad (1.112)$$

Aby byl splněn zákon zachování energie, musí platit vztah:

$$\mathcal{T} = 1 - \mathcal{R} \quad (1.113)$$

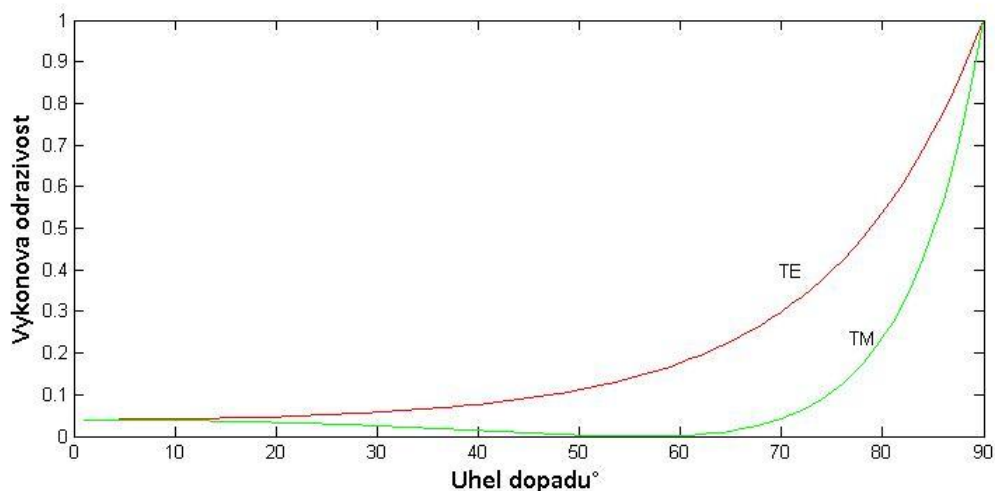
U výkonové propustnosti  $\mathcal{T}$  musíme brát v úvahu, že se propuštěná vlna šíří jiných prostředím než vlna dopadající. Takže  $\mathcal{T}$  nemůže být obecně rovno  $|T_p|^2$ . Pro výkonovou odrazivost proto platí vztah:



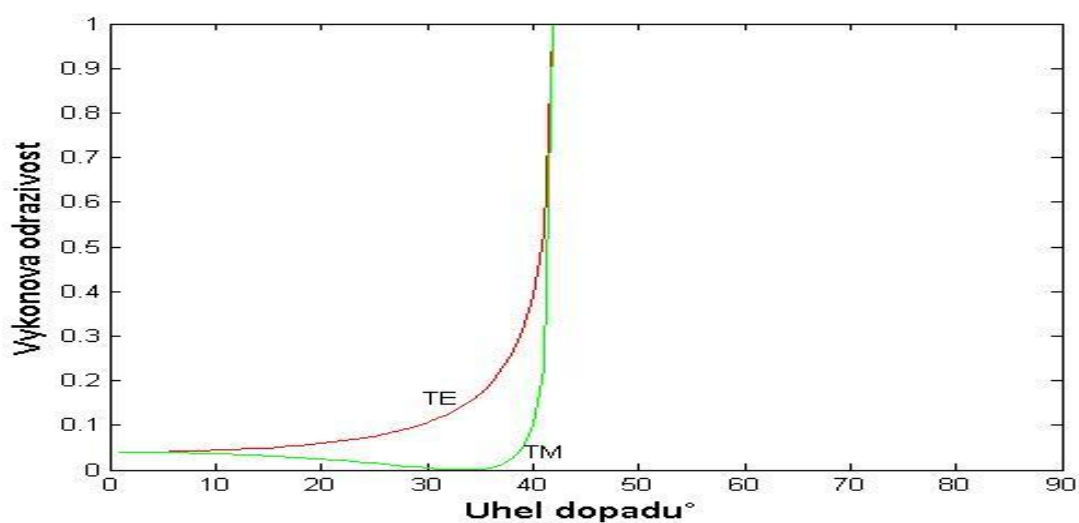
$$\mathcal{T} = \left[ \frac{n_2 \cos \theta_r}{n_1 \cos \theta_i} \right] |T|^2 \quad (1.114)$$

Výkonová odrazivost pro kolmý dopad je pro TE polarizaci i pro TM polarizaci dána vztahem:

$$\mathcal{R} = \left( \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (1.115)$$



Obr. 1. 18: Výkonová odrazivost TE a TM polarizace na rozhraní mezi vzduchem ( $n=1$ ) a prostředím ( $n=1,5$ )



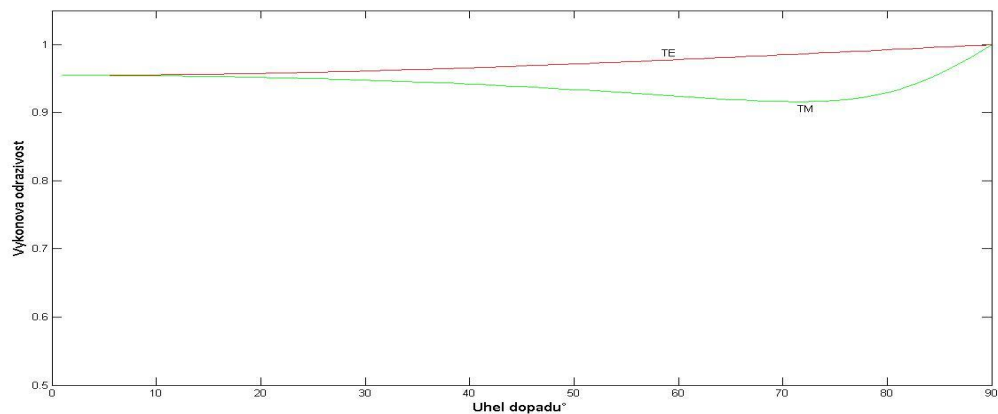
Obr. 1. 19: Výkonová odrazivost TE a TM polarizace na rozhraní mezi prostředím ( $n=1,5$ ) a vzduchem ( $n=1$ ).

Při vyšetřování interakce záření s kovovým rozhraním je nutné použít oproti dielektrickému rozhraní mírně modifikované Maxwellovy rovnice (podle [2]), ve kterých vystupuje vodivost  $\sigma$  daného materiálu. Řešení rovnic je však možné dostat velmi podobné Fresnelovy vztahy jako v případě dielektrika (podle [2]), jen se zde počítá s komplexním indexem lomu.

$$n_{\text{komplex.}} = n(1 - ik) \quad (1.116)$$

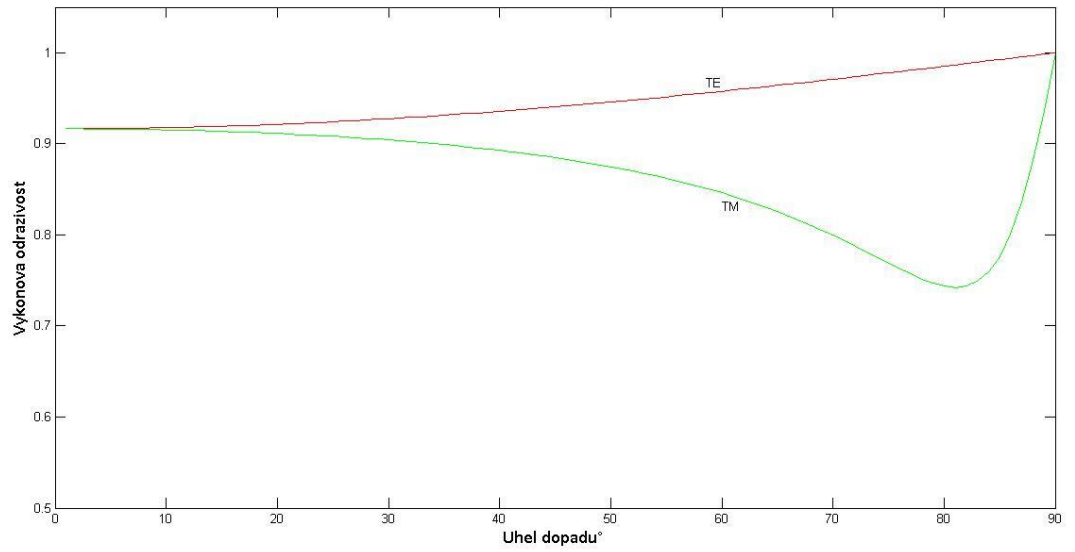
Kde  $n$  je reálná část indexu lomu a  $k$  absorpční index.

Např.: Pro stříbrné zrcadlo je  $n = 0,12932$  a  $k = 3,1932$ . Podle [9]



Obr. 1. 20: Výkonová odrazivost TE a TM polarizace od stříbrného zrcadla na rozhraní mezi prostředím ( $n_{\text{komplex.}} = 0,12932 + i*3,1932$ ) a vzduchem ( $n=1$ )

Pro hliníkové zrcadlo je  $n = 0,938777$  a  $k = 6,4195$ . Podle [10]



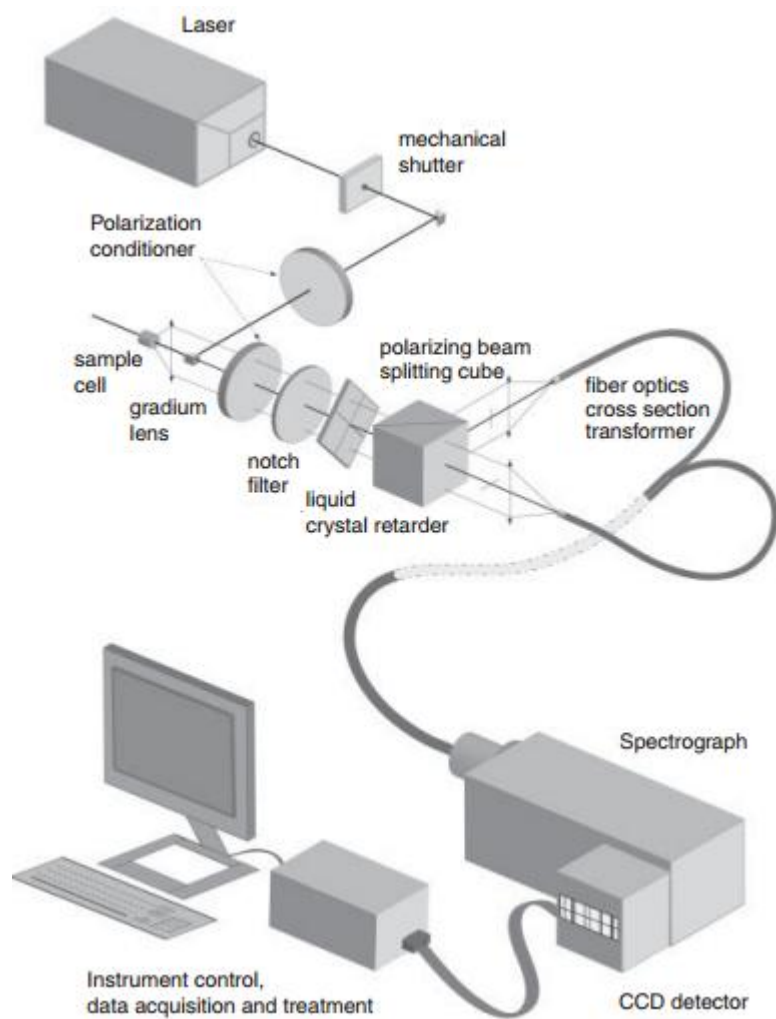
Obr. 1. 21: Výkonová odrazivost TE a TM polarizace od hliníkového zrcadla na rozhraní mezi vzduchem ( $n=1$ ) a prostředím ( $n_{\text{komplex.}} = 0,938777 + i*6,4195$ ).

## 1.4 Úvod do Ramanovy optické aktivity

V roce 1969 bylo Atkinsem a Baronem teoreticky předpovězeno a v roce 1972 poprvé pozorováno, že existuje malý rozdíl v Rayleighově a Ramanově rozptylu světla při interakci chirálních molekul s levo- a pravotočivě kruhově polarizovaným zářením [7,8]. Jsou-li např. chirální molekuly ozářeny nepolarizovaným zářením, lze ukázat, že Ramanovsky rozptýlené záření obsahuje pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovanou složku, jejichž intenzita je mírně rozdílná. Díky tomuto objevu se začala rozvíjet nová chiroptická metoda s názvem Ramanova optická aktivita. Tato metoda je významnou stereoskopickou technikou, kterou lze aplikovat na širokou škálu chirálních vzorků.[7,8]

Ramanova optická aktivita (ROA) je tedy jedna z technik vibrační diferenční spektroskopie, ve které je pomocí Ramanova rozptylu měřen rozdíl v odezvě chirální molekuly na pravotočivé a levotočivé kruhově polarizované záření. Výsledkem tohoto měření jsou vždy dvě spektra: vlastní ROA (diferenční) spektrum a zdrojové (sumární) Ramanovo spektrum.

Ramanův rozptyl je dvoufotonový proces a kromě excitační vlnové délky a tzv. modulačního schématu (volby polarizace excitačního a rozptýleného záření) a možné volit i geometrii rozptylu, tj. úhel mezi dopadajícím a rozptýleným zářením. Nejjednodušší a historicky první realizovaná byla geometrie pravoúhlého rozptylu. Z hlediska intenzity signálu je však nejvýhodnější geometrie zpětného rozptylu [7,8]. Sestava pro měření Ramanovy optické aktivity ve zpětném rozptylu je uvedena na Obr. 1. 22 [8]. V této geometrii je ovšem pomocí zrcadel nutné odklonit svazek excitačního záření nebo záření rozptýleného. Jak bylo uvedeno dříve, odraz záření od rozhraní obecně mění stav polarizace záření a s tímto faktem je nutné při návrhu spektrometru počítat. V některých případech je možné pro odklonění svazku použít kombinace dvou zrcadel, tak aby se změna polarizace po odrazech minimalizovala [6]. Zodpovězení otázek, jakým způsobem se polarizační stav po odrazu od reálných komerčně dostupných zrcadel změní, a zda je najít ideální dvojici zrcadel, pro niž se polarizační stav po odrazech příliš nezmění, bylo jedním z hlavních úkolů této diplomové práce.



Obr. 1. 22: Sestava pro měření Ramanovy optické aktivity (Převzato z [8])

## 2) Použité komponenty pro měření

### Detektor z fotodiody a integrační koule



Obr. 2. 1: detektor S142c Thorlabs (převzato z [4])

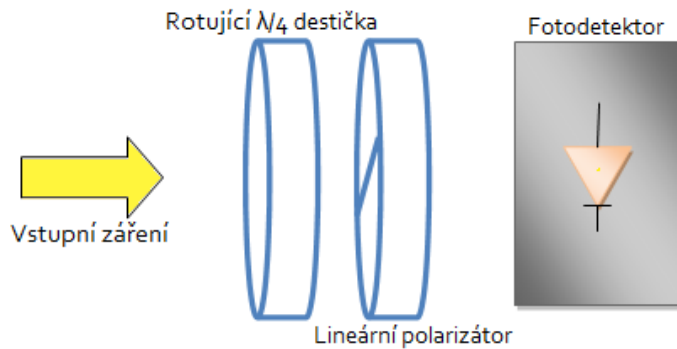
- Složený z integrační koule a křemíkové fotodiody
- Pracuje na rozsahu vlnových délek 350- 1000nm
- Rozsah měřitelného výkonu je 5 $\mu$ W- 5W
- Nepřesnost měření pro vlnové délky 451- 950nm je  $\pm 3\%$
- Průměr vstupní apertury 12mm
- Při měření výkonu záření pomocí fotodiody a integrační koule bylo provedeno vždy 120 měření s krokem 0, 1 s. Výsledná hodnota byla poté vypočtena jako aritmetický průměr z takto naměřených hodnot.

### Polarimetr PAN5710 VIS



Obr. 2. 2: Polarimetr PAN5710 VIS s napájecí jednotkou (převzato z [4])

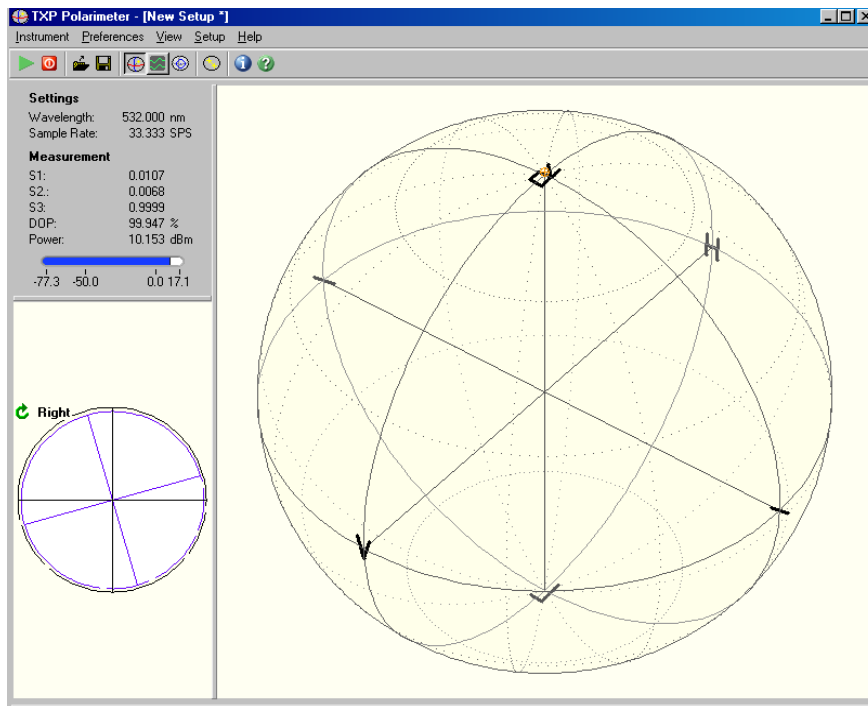
- Složený z rotující  $\lambda/4$  destičky, lineárního polarizátoru a fotodiody (viz. Obr. 2. 3)



Obr. 2. 3: Schematické znázornění polarimetru

Polarimetr je kromě napájecí jednotky napojen i na PC, který je vybavený příslušným softwarem (TXP Polarimeter). Fotodioda zaznamenává změny výkonu optického záření, které jsou dané otáčením  $\lambda/4$  destičky. Software potom dopočítává hodnoty Stokesových parametrů z Fourierovy řady (viz. kapitola 2. 2. 2).

Software využívá buď vyobrazení Stokesova vektoru na Poincarého sféře, nebo lze jednotlivé Stokesovy parametry přímo odečítat a zaznamenávat do souboru. Kromě tohoto lze přímo odečíst i údaje o elipticitě, azimutu, stupni polarizace a vstupním výkonu.



Obr. 2. 4: Vyobrazení kruhové pravotočivé polarizace TXP Polarimeter softwarem

Výrobce udává tyto parametry:

- Rozsah vlnových délek 400- 700nm
- Maximální rychlost měření 333snímků/s
- Přesnost při měření stavu polarizace na Poincarého sféře  $\pm 0, 25^\circ$
- Přesnost při měření stupně polarizace  $\pm 0, 5\%$
- Průměr clony 3mm
- Dynamický rozsah  $-10^6$ - 10 mW

Při měření polarimetrem bylo do souboru zaznamenáno vždy 250 hodnot Stokesových parametrů s krokem 0, 1 s. Výsledné hodnoty byly poté spočteny jako aritmetický průměr těchto hodnot.



## 3) Praktická polarimetrická měření

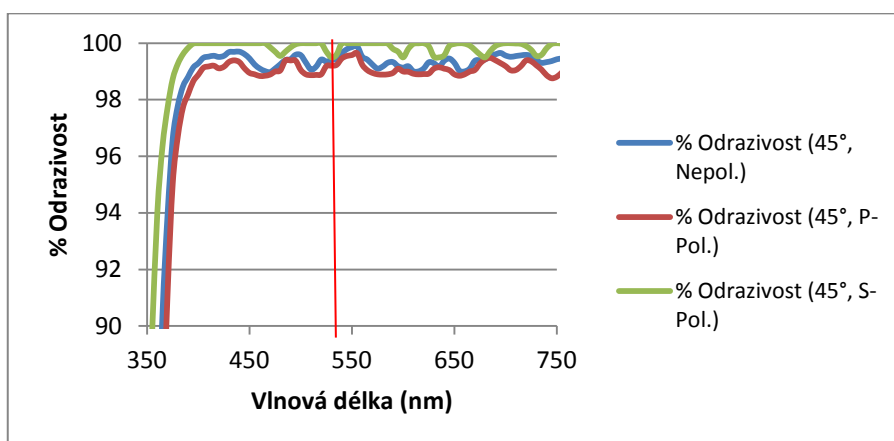
### 3.1 Popis měřených zrcadel

Pro měření byla použita zrcadla uvedená v tab. 3. 1.

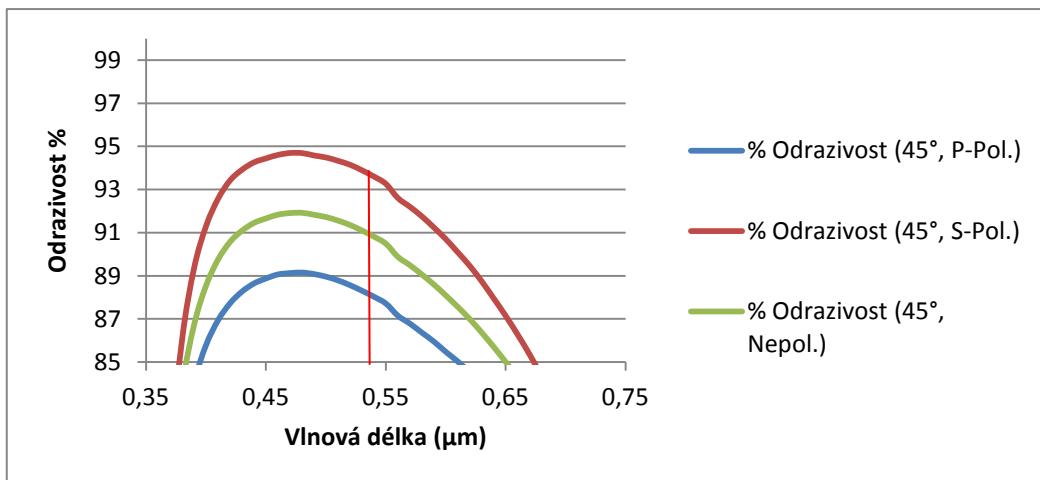
Zrcadlo	Označení	Výrobce
Širokopásmové dielektrické zrcadlo č. 1 a č. 2	BB05- E02	Thorlabs
Širokopásmové dielektrické jednopalcové zrcadlo	BB1- E02	Thorlabs
Chráněné hliníkové zrcadlo č. 1 a č. 2	PF05- 03- G01	Thorlabs
Chráněné stříbrné zrcadlo č. 1 a č. 2	PF05- 03- P01	Thorlabs
Dichroické zrcadlo	LPD01- 532RU- 25x36- 1,1	Semrock
Hliníkové zrcadlo	ME05- G01	Thorlabs
Stříbrné zrcadlo	ME05- P01	Thorlabs
Max Mirror Semrock č. 1, 2, 3	MM1- 311- 24,5	Semrock

Tab. 3. 1: Souhrn všech měřených zrcadel

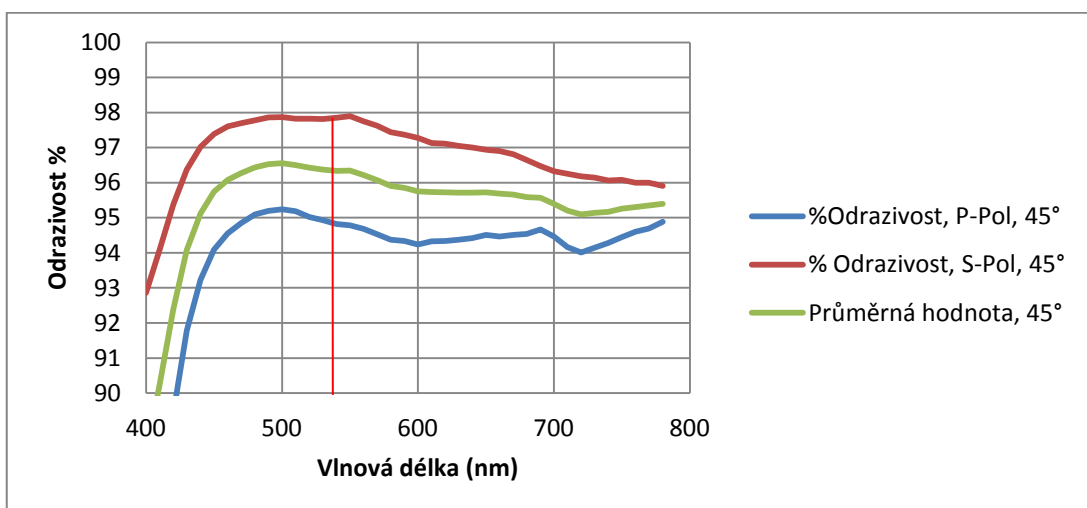
Výrobce dává u některých zrcadel k dispozici grafy odrazivosti pro úhel dopadu 45° pro velký rozsah vlnových délek. Pro naše účely byla vybrána pouze odrazivost pro rozsah vlnových délek ve viditelném spektru. Na obrázcích je vždy červeně vyznačena vlnová délka 532nm, která byla použita při našem měření.



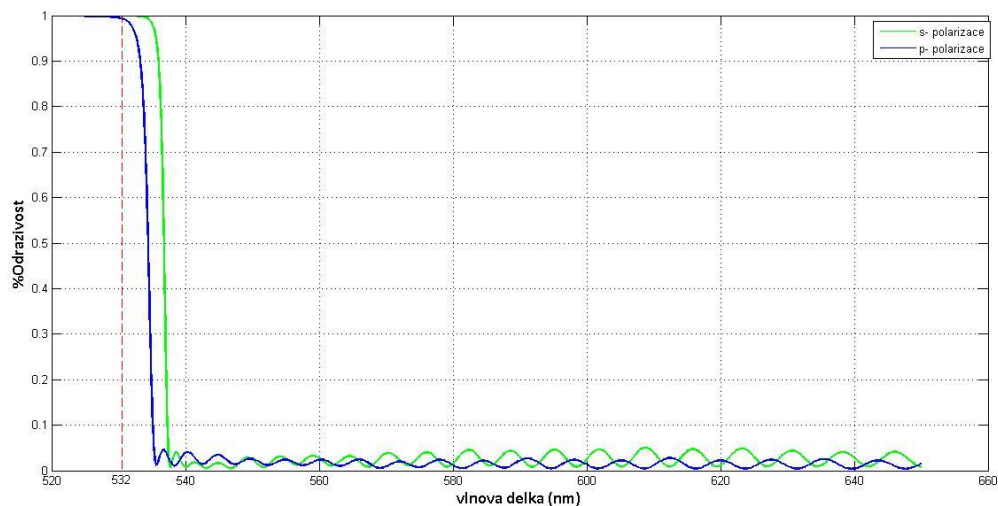
Obr. 3. 1: Graf odrazivostí pro širokopásmové dielektrické zrcadlo BB05- E02 pro rozsah vlnových délek ve VIS oblasti. Převzato z [4].



Obr. 3. 2: Graf odrazivostí pro chráněné hliníkové zrcadlo PF05- 03- G01 pro rozsah vlnových délek ve VIS oblasti. Převzato z [4].



Obr. 3. 3: Graf odrazivostí pro chráněné stříbrné zrcadlo PF05- 03- P01 pro rozsah vlnových délek ve VIS oblasti. Převzato z [4].



Obr. 3. 4: Graf odrazivostí pro dichroické zrcadlo pro rozsah vlnových délek ve VIS oblasti. (Převzato z [5])

Při umísťování dichroického zrcadla do držáku se může vyskytnout problém s rozpoznáním, která strana zrcadla je pokryta reflexní vrstvou a která ne. Dle výrobce lze tuto stranu rozpoznat dvěma způsoby. Buď pomocí natištěného loga, které je na straně pokryté reflexní vrstvou, nebo podle pozorování reflexe (viz. Obr. 3. 5) jasného zdroje.



Obr. 3. 5: Pozorování reflexe od dichroického zrcadla. Převzato z [5].

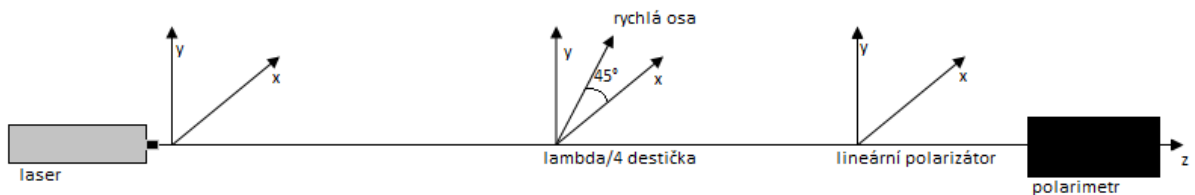
Pokud budeme pozorovat odraz zdroje od zrcadla otočeného odraznou vrstvou směrem dolů, budeme pozorovat dvojitou reflexi.

Pokud bude odrazná vrstva směrem nahoru, tak budeme pozorovat pouze jednu reflexi a touto stranou umístíme zrcadlo směrem ke zdroji.

Cílem je, aby bylo záření odrazeno pouze od dichroické vrstvy a neprocházelo přes materiál substrátu.

### 3.2 Měření polarizačních stavů po odrazu od zrcadla při úhlu dopadu $45^\circ$

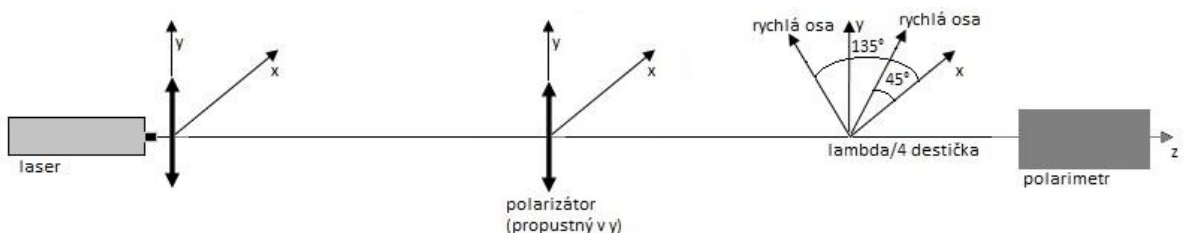
Byl měřen polarizační stav vlny před odrazem a po odrazu od jednotlivých zrcadel. Naměřené hodnoty byly následně porovnány v tabulkách.



Obr. 3. 6: Sestava pro přípravu lineárně polarizovaného záření

Na Obr. 3. 6 je ukázána sestava pro přípravu lineárních polarizačních stavů. Záření z laseru (Nd YAG- 532nm) dopadá na  $\lambda/4$  destičku, jejíž rychlá osa svírá s x-ovou osou  $45^\circ$ , tím se vytvoří kruhově polarizované záření. Takto polarizované záření dopadá na lineární polarizátor, jehož natáčením si vytváříme různé lineární polarizační stavy.  $\lambda/4$  destička je před polarizátorem umístěna pouze z důvodu, aby při otáčení polarizátorem příliš neměnila intenzita a my mohli bez problémů detekovat všechny polarizační stavy.

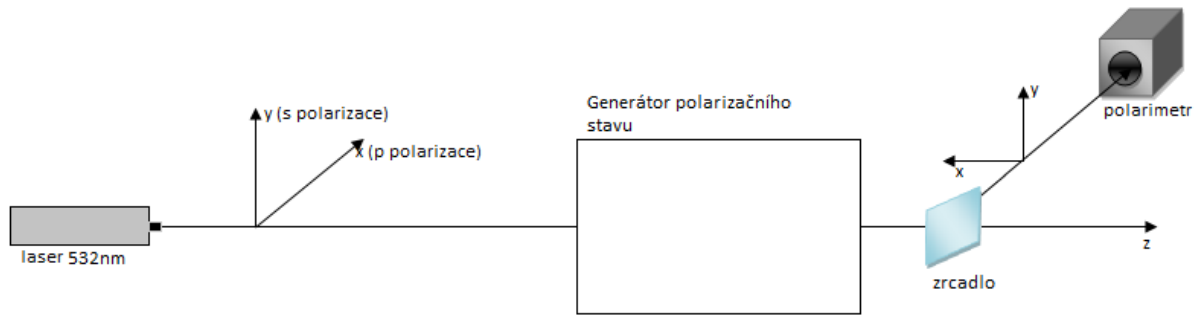
Na Obr. 3. 7 je zobrazena sestava pro přípravu kruhově polarizovaného záření.



Obr. 3. 7: Sestava pro přípravu kruhově polarizovaného záření.

Za laserem je umístěn polarizátor s propustnou osou ve směru osy y. Tento polarizátor byl umístěn za laser z důvodu vylepšení polarizovaného záření, které vychází z laseru. Za polarizátor je umístěna  $\lambda/4$  destička, a s její pomocí je nastaveno pravotočivě (rychlá osa nakloněná o  $45^\circ$  vůči ose x) a levotočivě kruhově polarizované

záření (naklonění o 135° vůči ose x).



Obr. 3. 8: Sestava pro proměření polarizovaného záření po odrazu od zrcadla

Polarizační stav takto připravených polarizačních stavů byl zkontrolován polarimetrem a poté bylo do optické dráhy vloženo zrcadlo (viz. Obr. 3. 8), na které necháme záření dopadat nejprve pod úhlem 45°. Po odrazu od zrcadla byl zaznamenán polarizační stav záření pomocí polarimetru.

	Lineární x	Lineární 45°	Lineární y	Lineární 135°	Kruhové pravotočivé	Kruhové levotočivé
<b>Polarizační stav vstupního záření</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$
<b>Měřená polarizace před odrazem</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -0,002 \\ 0,002 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,009 \\ 1 \\ -0,003 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,998 \\ 0,016 \\ -0,007 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,012 \\ -0,999 \\ -0,003 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,011 \\ -0,006 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,001 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$
<b>Širokopásmové dielektrické č. 1</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -0,005 \\ 0,006 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,010 \\ 0,999 \\ 0,026 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,999 \\ 0,012 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,010 \\ -0,999 \\ -0,031 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,006 \\ -0,066 \\ 0,998 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,006 \\ -0,053 \\ -0,998 \end{bmatrix}$
<b>Chráněné hliníkové č. 1</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,996 \\ 0,086 \\ -0,007 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,058 \\ -0,978 \\ 0,198 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,996 \\ -0,083 \\ 0,005 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,113 \\ 0,974 \\ -0,199 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,018 \\ 0,022 \\ -0,975 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,033 \\ 0,168 \\ 0,985 \end{bmatrix}$
<b>Chráněné stříbrné č. 1</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,995 \\ 0,090 \\ -0,011 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,083 \\ -0,971 \\ 0,223 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,996 \\ -0,087 \\ 0,005 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,094 \\ 0,968 \\ -0,229 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,002 \\ -0,248 \\ -0,968 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,006 \\ 0,196 \\ 0,980 \end{bmatrix}$
<b>Dichroické zrcadlo</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,994 \\ 0,098 \\ -0,038 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,101 \\ -0,809 \\ 0,578 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,994 \\ -0,098 \\ 0,037 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,115 \\ 0,807 \\ -0,579 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,007 \\ -0,596 \\ -0,802 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,027 \\ 0,548 \\ 0,835 \end{bmatrix}$
<b>Dia round stříbrné č. 1</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,998 \\ 0,055 \\ 0,014 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,047 \\ -0,855 \\ -0,514 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,998 \\ -0,054 \\ -0,017 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,061 \\ 0,855 \\ 0,513 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,036 \\ 0,488 \\ -0,871 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,015 \\ -0,657 \\ 0,753 \end{bmatrix}$
<b>Dia round hliníkové č. 1</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,998 \\ 0,057 \\ 0,015 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,026 \\ -0,82 \\ -0,571 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,998 \\ -0,055 \\ -0,020 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,078 \\ 0,819 \\ 0,567 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,064 \\ 0,541 \\ -0,838 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,012 \\ -0,583 \\ 0,812 \end{bmatrix}$

Tab. 3. 2: Tabulka Stokesových parametrů před a po odrazu od jednotlivých zrcadel

V Tab. 3. 2 je vidět, jak se mění Stokesovy parametry po odrazu od jednotlivých zrcadel. Žlutě vyznačené hodnoty jsou hodnoty, u kterých jsme předpokládali změnu znaménka (z lineární polarizace natočené o 45° by se měla stát lineární polarizace natočená o 135° a naopak, stejně tak z kruhové polarizace pravotočivé by se měla stát levotočivá a naopak). Červeně vyznačené hodnoty, které se nejvíce lišily od ideálního případu odpovídajícímu nezměněnému polarizačnímu stavu.

Nastavení polarizátoru	Lineární x	Lineární 45°	Lineární y	Lineární 135°
Širokopásmové dielektrické zrcadlo	98,30%	99,10%	99,40%	98,70%
Chráněné hliníkové zrcadlo	87,20%	89,30%	91,70%	89,60%
Chráněné stříbrné zrcadlo	97,10%	97,80%	98,30%	97,70%
Dichroický filtr	98,90%	99,10%	99,30%	99,00%
Stříbrné zrcadlo	94,90%	96,50%	97,20%	96,20%
Hliníkové zrcadlo	83,40%	85,00%	87,70%	88,30%

Tab. 3. 3: Tabulka odrazivostí jednotlivých zrcadel

Podle tabulek odrazivostí lze usuzovat, že nejlépe odrážející zrcadlo je širokopásmové dielektrické zrcadlo a dichroický filtr, naopak nejhůře odráží hliníkové zrcadlo ME05-G01 a chráněné hliníkové zrcadlo PF05-03-G01.

	Lineární x		Lineární 45°		Lineární y		Lineární 135°		Kruhová levotočivá		Kruhová pravotočivá	
	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$
Polarizace před zrcátkem	0,17	0,23	44,4	0,06	-0,4	0	44,75	0	-39,99	-44,75	-39,35	44,63
Širokopásmové dielektrické zrcadlo	-0,17	0,17	44,69	0,74	-0,34	0	44,69	-0,86	-41,65	-43,43	-42,4	43,03
Chráněné hliníkové zrcadlo	2,46	-0,23	-43,26	5,73	2,41	0,11	-41,65	-5,73	-39,3	40,05	42,57	-38,56
Chráněné stříbrné zrcadlo	2,58	-0,34	-42,51	6,47	2,46	0,11	-42,23	-6,65	-44,06	39,3	-44,75	-37,76
Dichroický filtr	2,81	-1,09	-41,42	17,65	2,81	1,03	-40,91	-17,65	-43,54	28,3	-44,63	-26,7
Stříbrné zrcadlo	1,6	0,4	-43,4	-15,5	1,6	-0,5	-42,9	15,5	44,3	24,4	-42,9	-30,3
Hliníkové zrcadlo	1,7	0,4	-44,1	-17,4	1,6	-0,6	-42,3	17,3	44,4	27,2	-41,6	-28,5

Tab. 3. 4: Tabulka elipticity  $\chi$  a azimutu  $\psi$  před a po odrazu od jednotlivých zrcadel

V tabulkách jsou opět červeně vyznačeny nejvíce se lišící hodnoty od původního stavu.

	<b>Lineární x</b>	<b>Lineární 45°</b>	<b>Lineární y</b>	<b>Lineární 135°</b>
<b>Extinkční poměr před zrcátkem</b>	2,0. 10 <sup>5</sup>	1,5. 10 <sup>5</sup>	2,4. 10 <sup>5</sup>	2,6. 10 <sup>5</sup>
<b>Širokopásmové dielektrické zrcadlo BB05- E02</b>	2,2. 10 <sup>5</sup>	3,1. 10 <sup>3</sup>	3,6. 10 <sup>4</sup>	4,5. 10 <sup>3</sup>
<b>Chráněné hliníkové zrcadlo PF05- 03- G01</b>	3,9. 10 <sup>4</sup>	100	3,5. 10 <sup>4</sup>	99
<b>Chráněné stříbrné zrcadlo PF05- 03- P01</b>	2,5. 10 <sup>4</sup>	74	2,3. 10 <sup>4</sup>	78
<b>Dichroické zrcadlo LPD01- 532RU- 25x36- 1,1</b>	2,2. 10 <sup>3</sup>	9,5	2,1. 10 <sup>3</sup>	10,2
<b>Stříbrné zrcadlo ME05- G01</b>	2,3.10 <sup>4</sup>	12,8	1,6.10 <sup>4</sup>	13,3
<b>Hliníkové zrcadlo ME05- P01</b>	1,8.10 <sup>4</sup>	10,1	1,6.10 <sup>4</sup>	10,5

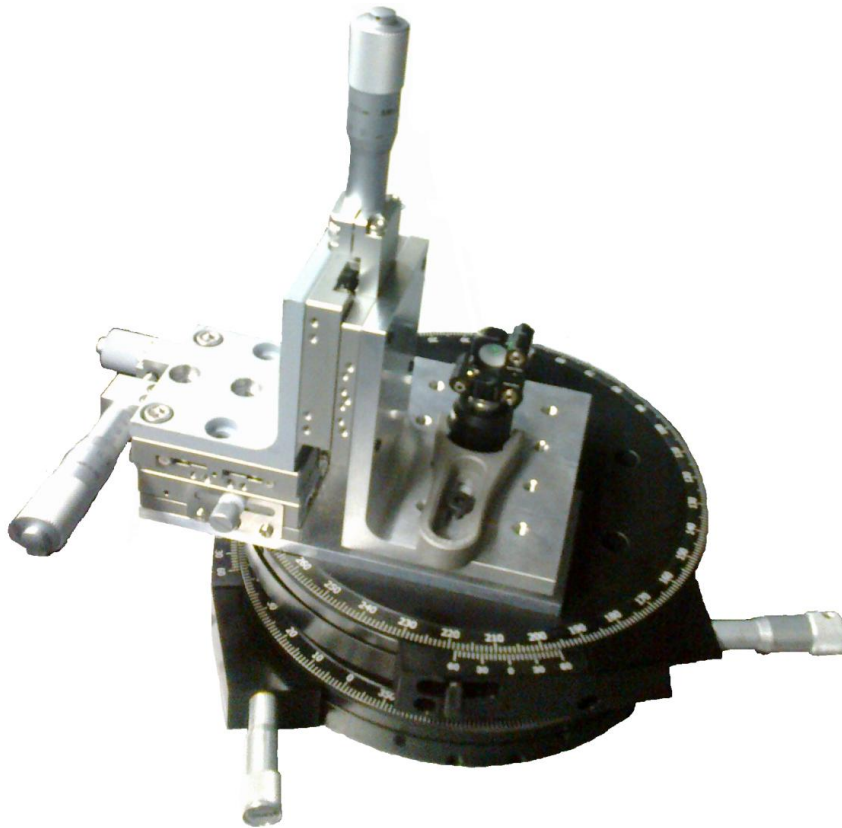
Tab. 3. 5: Tabulka extinkčních poměrů před a po odrazu od jednotlivých zrcadel

V tabulkách jsou zobrazeny naměřené hodnoty Stokesových parametrů, odrazivosti, elipticity, azimutů a extinkčních poměrů.

Všechna zrcadla, kromě dichroického filtru, jsou od společnosti Thorlabs. Dichroický filtr je od společnosti Semrock.

### 3.3 Měření závislosti polarizačního stavu na úhlu dopadu (od 20° do 70°)

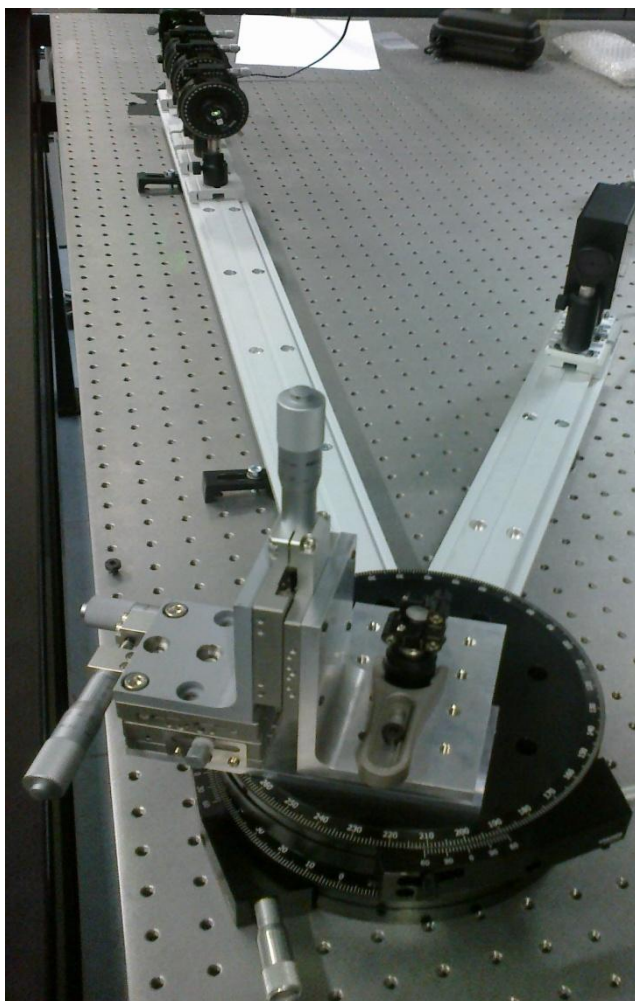
Byla použita stejná sestava pro přípravu polarizačního stavu jako u předchozího měření. Nd- YAG laser(Coherent VERDI) byl nahrazen laserovým ukazovátkem o stejné vlnové délce (532nm). Zrcátko bylo umístěno na speciální otočný stolek (viz Obr. 1), který umožňoval přesné nastavení zrcadel i úhlů dopadu i odrazu.



Obr. 3. 9: Otočný stojánek na umístění zrcátka

Tento stojánek je složen ze dvou otočných stolků, u kterých je ztotožněn střed otáčení. Na každém rotátoru je dokola vyznačena stupnice pro odečítání úhlu. Ke spodnímu otočnému stolku je pevně uchycena kolejnice, na kterou umísťujeme polarimetr (viz. Obr. 3. 10), kterým odečítáme polarizační stav odraženého záření od zrcátka. Zrcátko je dále umístěno v držáku vybaveném mikrometrickými šrouby, kterými můžeme pohybovat zrcátkem ve 3 různých směrech. Tato konstrukce je připevněna k horní otočné ploše. Další, jemné nastavení zrcátka umožňuje držák, kterým je možno nastavovat naklonění zrcátka v horizontální a vertikální rovině a ztotožnění přední odrazné plochy zrcadla s osou rotačních stolků.



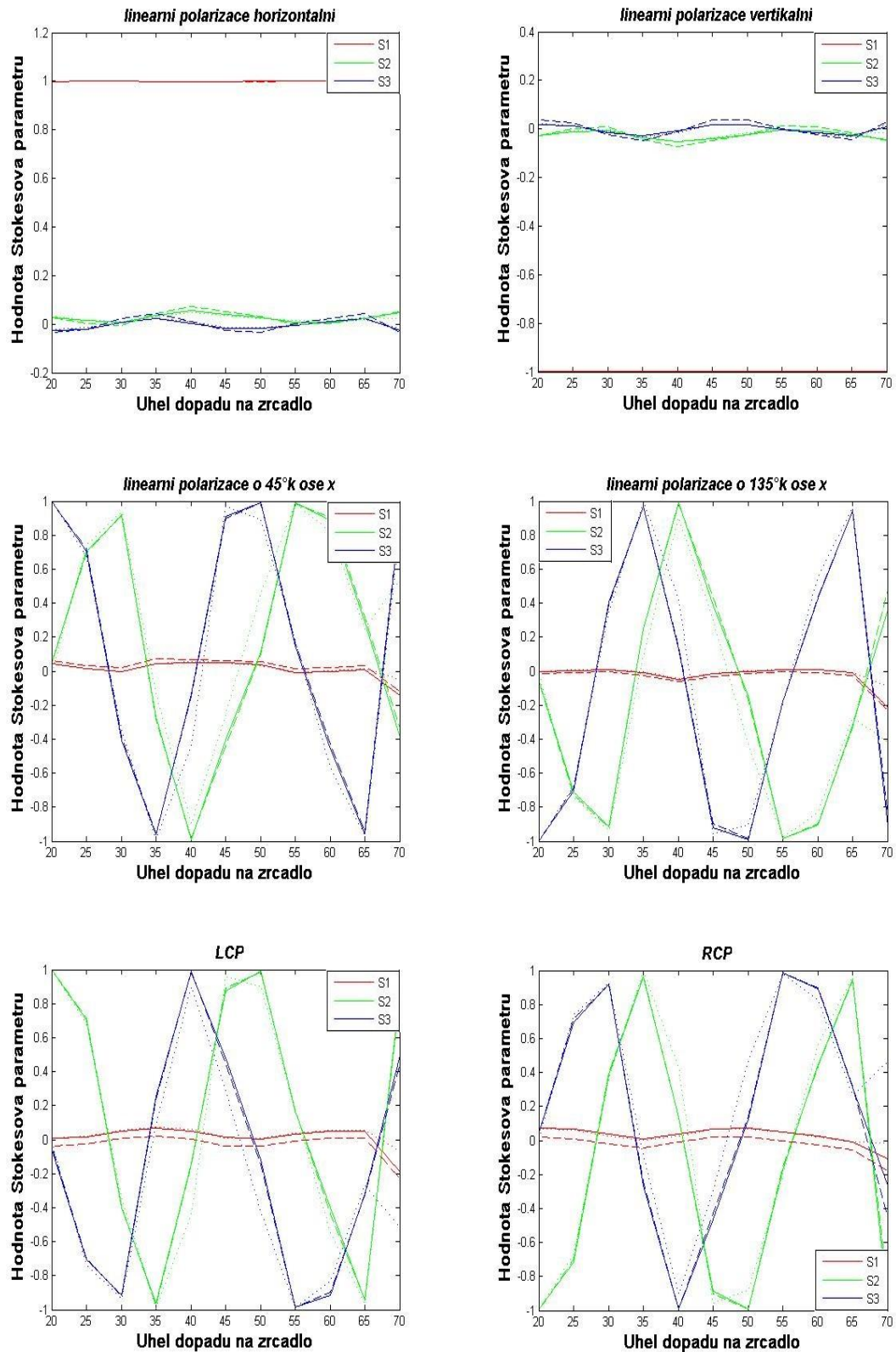


Obr. 3. 10: Sestava na kontrolu zrcadel, pro různé úhly dopadu

Při měření bylo nejprve připraveno polarizované záření, které bylo nejprve proměřeno pomocí polarimetru před zrcátkem a poté po odrazu od zrcátka. Zrcátka byla proměřována pro úhly dopadu v intervalu od  $20^\circ$  do  $70^\circ$  tento interval byl dán konstrukcí naší sestavy. Menší úhly než  $20^\circ$  již nebylo možné nastavit kvůli šířce kolejnic a větší úhly než  $70^\circ$  nebylo možné realizovat kvůli velikosti zrcátek.

### 3.3.1 Zrcadla širokopásmové Semrock

Kromě již dříve zmíněných zrcadel bylo proměřeno i zrcadlo od společnosti Semrock MM1- 311- 24,5. Dle výrobce zrcadlo odráží 99% záření při úhlu dopadu v rozsahu od  $0^\circ$  do  $50^\circ$  pro vlnové délky 350 – 1100nm. Naměřené změny polarizace při různých úhlech dopadu znázorněny níže.



Obr. 3. 11: Srovnání 3 zrcadel Semrock MM1- 311- 24,5 pro různé úhly dopadu.

Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.

Byla proměřena 3 různá zrcadla Semrock MM1- 311- 24,5: První dvě byla ze stejné várky výroby (znázorněno plnou a čárkovanou čarou) a třetí z várky jiné (znázorněno tečkovanou čarou).

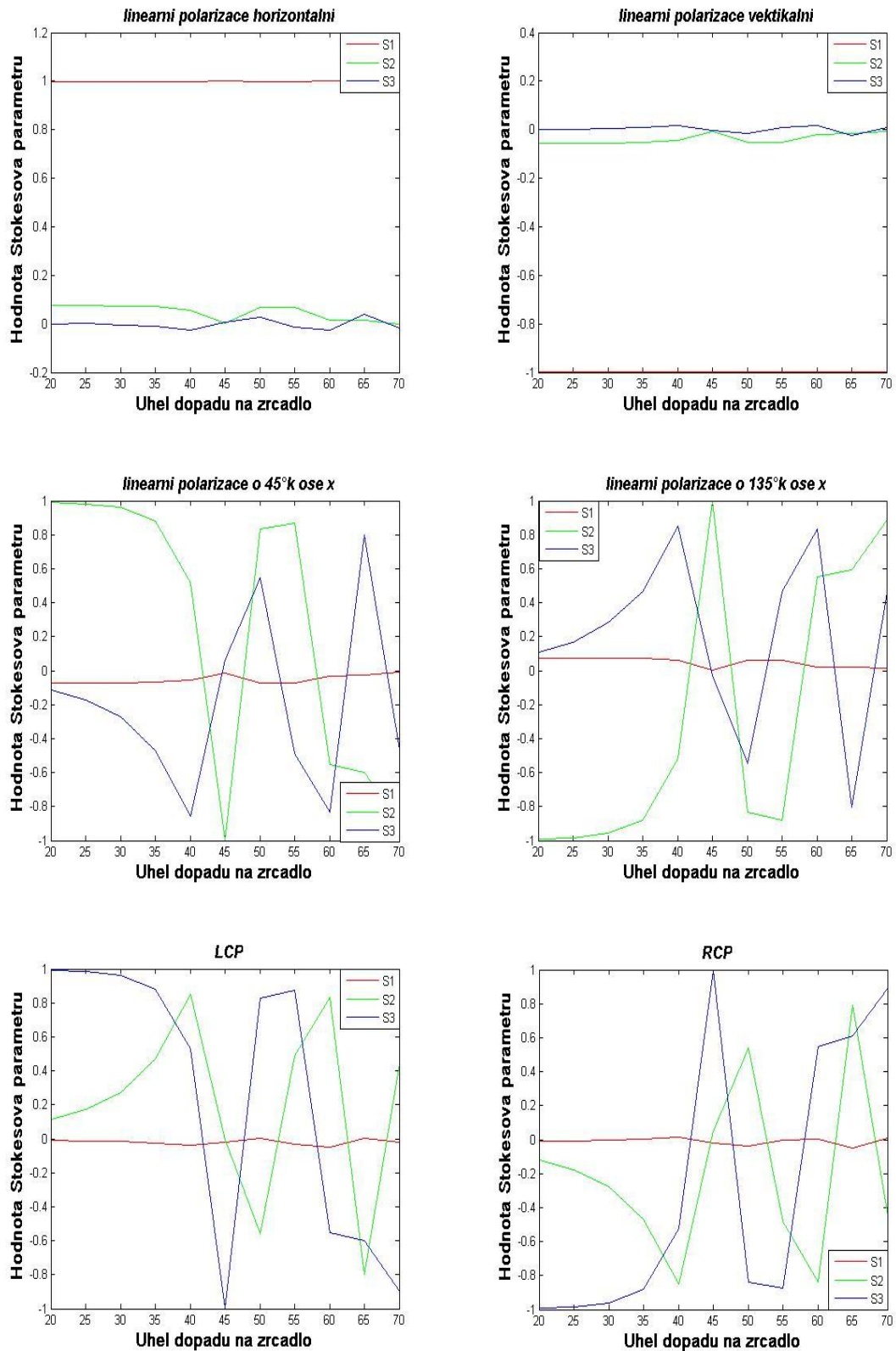
Z obrázků je vidět, že třetí zrcadlo se mírně odchyluje od dvou předchozích, to může být způsobeno odlišným napařením vrstev v různých várkách.

Z obrázků je patrné, že hodnoty Stokesových parametrů jsou hodně citlivé na nastavení úhlu dopadu. V tomto případě jsme úhel dopadu na zrcadlo měnili po 5 stupních a je vidět, že změna Stokesových parametrů není postupná, ale skokovitá. V okolí 45°(kdy by zrcadlo mělo odrážet nejlépe) změna o 5 stupňů způsobovala v některých případech změnu Stokesova parametru až o hodnotu 0,5.

Z tohoto měření vyplývá, že ačkoli mají Semrock zrcadla téměř shodný průběh Stokesových parametrů, nebudou pro kombinaci dvou zrcadel (viz. kapitola 3. 4) vhodná kvůli vysoké citlivosti parametrů na úhlové nastavení zrcadla.

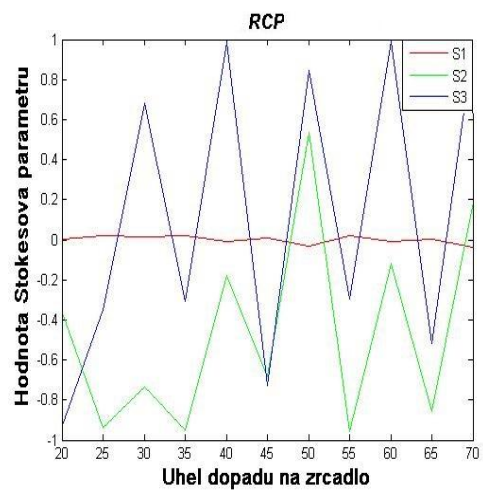
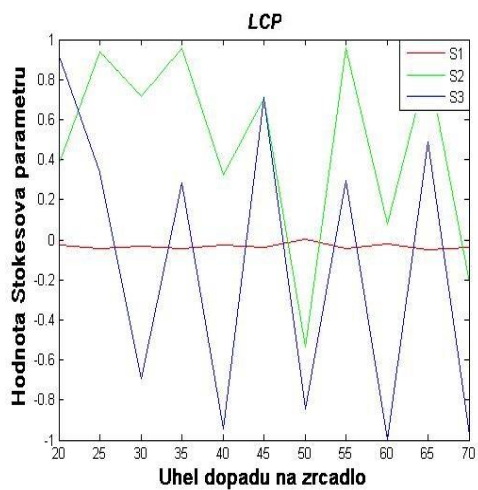
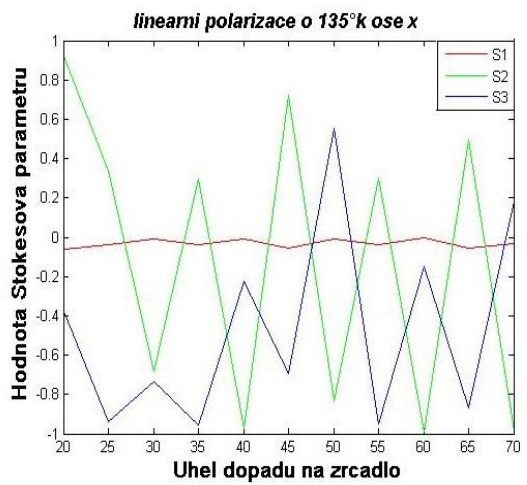
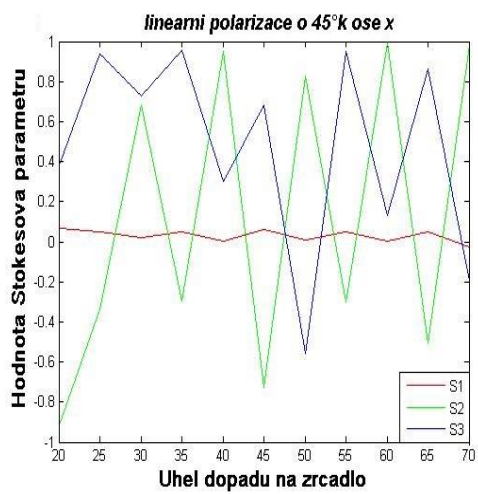
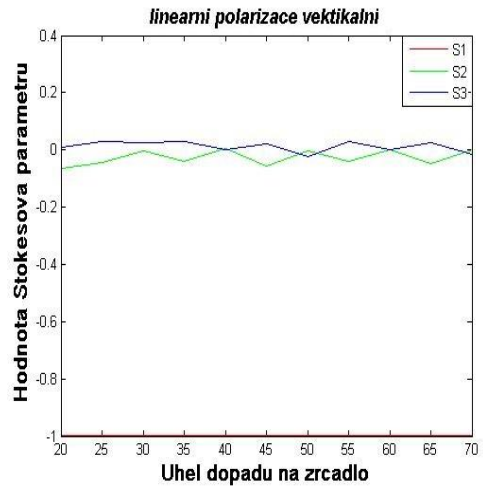
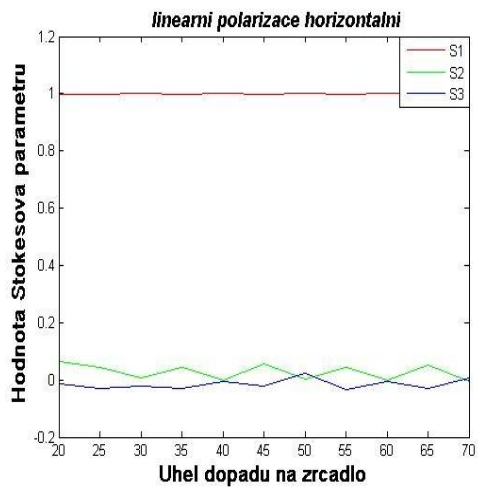
### **3.3.2 Dielektrická širokopásmová zrcadla od Thorlabs**

Další kontrolovaná zrcadla byla 3 dielektrická širokopásmová zrcadla od firmy Thorlabs. První zrcadlo o průměru 12,7mm bylo kontrolováno již v předchozím měření. Druhé zrcadlo bylo stejného typu jako zrcadlo první, ale bylo z jiné várky výroby. Třetí zrcadlo je také stejného typu jako první dvě zrcadla, ale má průměr 25,4mm.



Obr. 3. 12: Dielektrické širokopásmové zrcadlo č. 1 BB05- E02 od Thorlabs

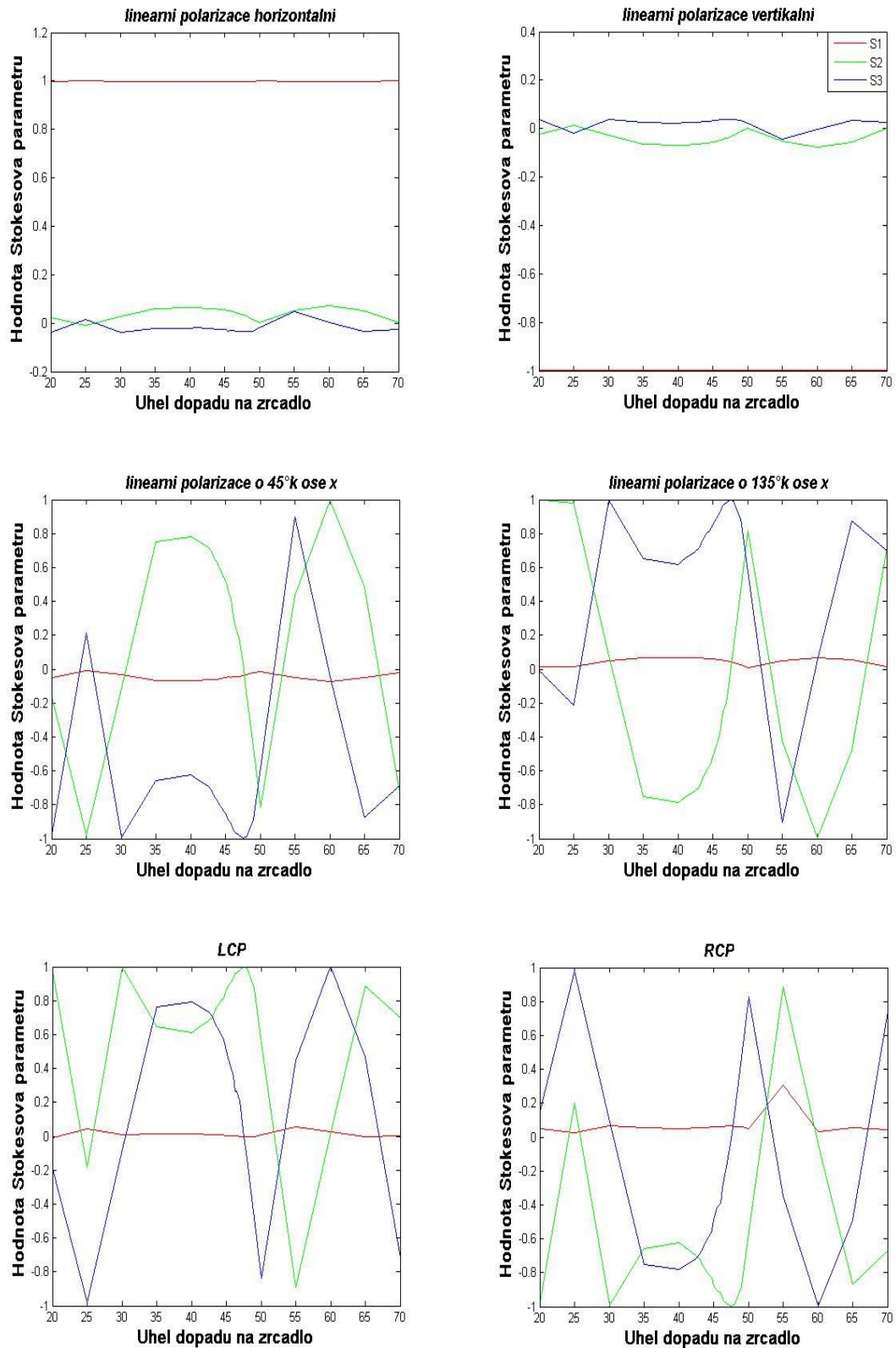
Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.



Obr. 3. 13: Dielektrické širokopásmové zrcadlo č. 2 BB05- E02 od Thorlabs

Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.





Obr. 3. 14: Dielektrické širokopásmové zrcadlo č. 3 BB1- E02 od Thorlabs

Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.

Na první pohled je viditelné, že ačkoli jsou zrcadla č. 1 (Obr. 1. 12) a č. 2 (Obr. 3. 13) od stejného výrobce a stejného označení, tak se chovají zcela odlišně. Dokonce ani pro úhel dopadu  $45^\circ$ , kdy se zrcadlo č. 1 chová (dle předchozího měření) velice dobře (jen minimálně změnilo polarizaci), tak je z grafu viditelné, že zrcadlo č. 2 se i pro tento úhel chová zcela odlišně. Dle měření vyplývá, že tyto zrcadla nebude možné kombinovat do polarizačně neutrálního uspořádání, jednak z důvodu odlišností v chování zrcadel a jednak z důvodu, že Stokesovy parametry se velice rychle mění v závislosti na úhlu. Třetí dielektrické širokopásmové zrcadlo (Obr. 3. 14) bylo v okolí úhlu dopadu  $45^\circ$  měřeno s menším krokem (po  $\frac{1}{4}$  stupně). To lze rozpoznat i z průběhu grafů, v okolí  $45^\circ$  se proto jeví průběh křivek jako plynulejší.

### **3.3.3 Chráněná hliníková zrcadla PF05- 03- G01 od Thorlabs**

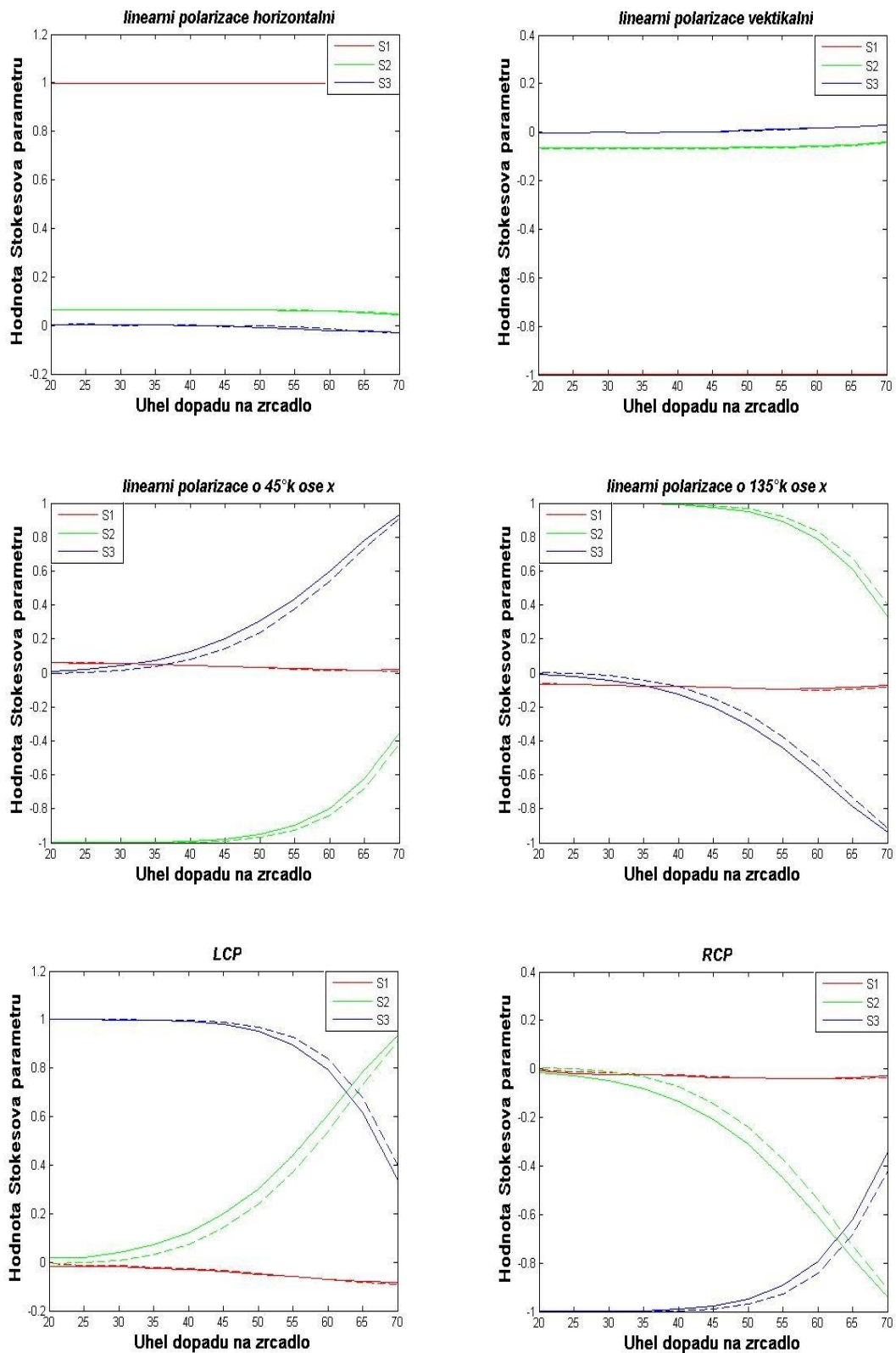
Dalšími zrcadly, která byla kontrolována, jsou chráněná hliníková zrcadla (Obr. 3. 15) od firmy Thorlabs. Kontrolována byla dvě zrcadla stejného označení a vyrobená ve stejné várce. První zrcadlo je vyznačeno plnou čarou, druhé čarou čárkovanou.

První z těchto zrcadel už bylo proměřeno pro úhel dopadu  $45^\circ$  v předchozím měření. Z tohoto měření vyplynulo, že toto zrcadlo má oproti ostatním relativně nízkou odrazivost.

Pokud bychom brali ohled pouze na průběh Stokesových parametrů při změně úhlu dopadu tak ke změně dochází pomalu a postupně, nikoli skokovitě jako u předchozích dielektrických zrcadel. I při porovnání dvou zrcadel je vidět, že průběh křivek se odlišuje jen mírně. Z čehož vyplývá, že tato zrcadla jsou vhodná pro zkombinování.

### **3.3.4 Chráněná stříbrná zrcadla PF05- 03- P01 od Thorlabs**

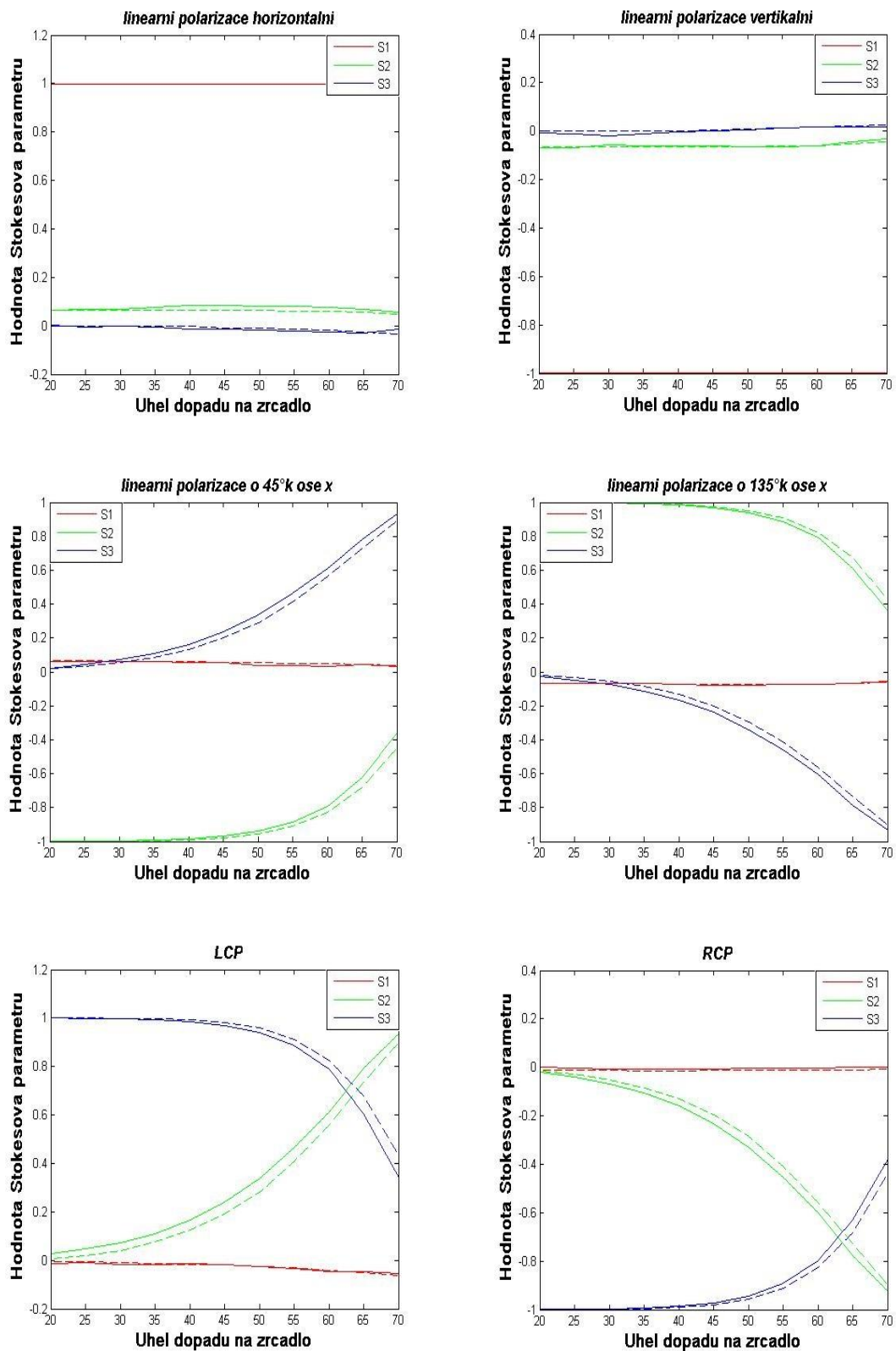
Dalšími kontrolovanými zrcadly jsou chráněná stříbrná zrcadla (Obr. 3. 16)



Obr. 3. 15: Srovnání dvou chráněných hliníkových zrcadel PF05- 03- G01 od Thorlabs

Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.





Obr. 3. 16: Srovnání dvou chráněných stříbrných zrcadel PF05- 03- P01 od Thorlabs

Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.

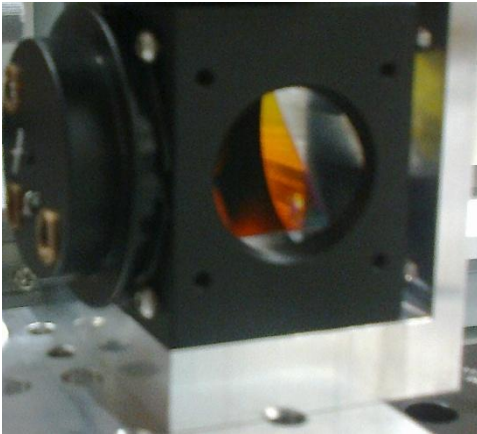
V těchto grafech (Obr. 3. 16) opět vidíme srovnání dvou zrcadel (chráněných stříbrných). První je znázorněno čarou plnou a druhé čarou čárkovanou. Vidíme, že tato zrcadla mají podobný průběh jako chráněná hliníková zrcadla (Obr. 1. 15). Je patrné, že změny Stokesových parametrů jsou se změnou dopadového úhlu mírné. Ačkoli jsou každé vyrobeno v jiné várce, jejich průběh se odlišuje jen mírně.

První z těchto zrcadel bylo kontrolováno již v předchozím měření a z výsledků vyplynulo, že co se týče odrazivosti, je lepší než zrcadlo hliníkové. Změna v naměřených hodnotách u obou kusů zrcadel může být způsobena opět tím, že byla zrcadla vyrobena v jiných várkách výroby. Díky relativně malé závislosti Stokesových parametrů na úhlu dopadu ale tato zrcadla bude možné použít pro kombinaci dvou zrcadel v polarizačně neutrálním uspořádání. (viz. kapitola 3. 4).

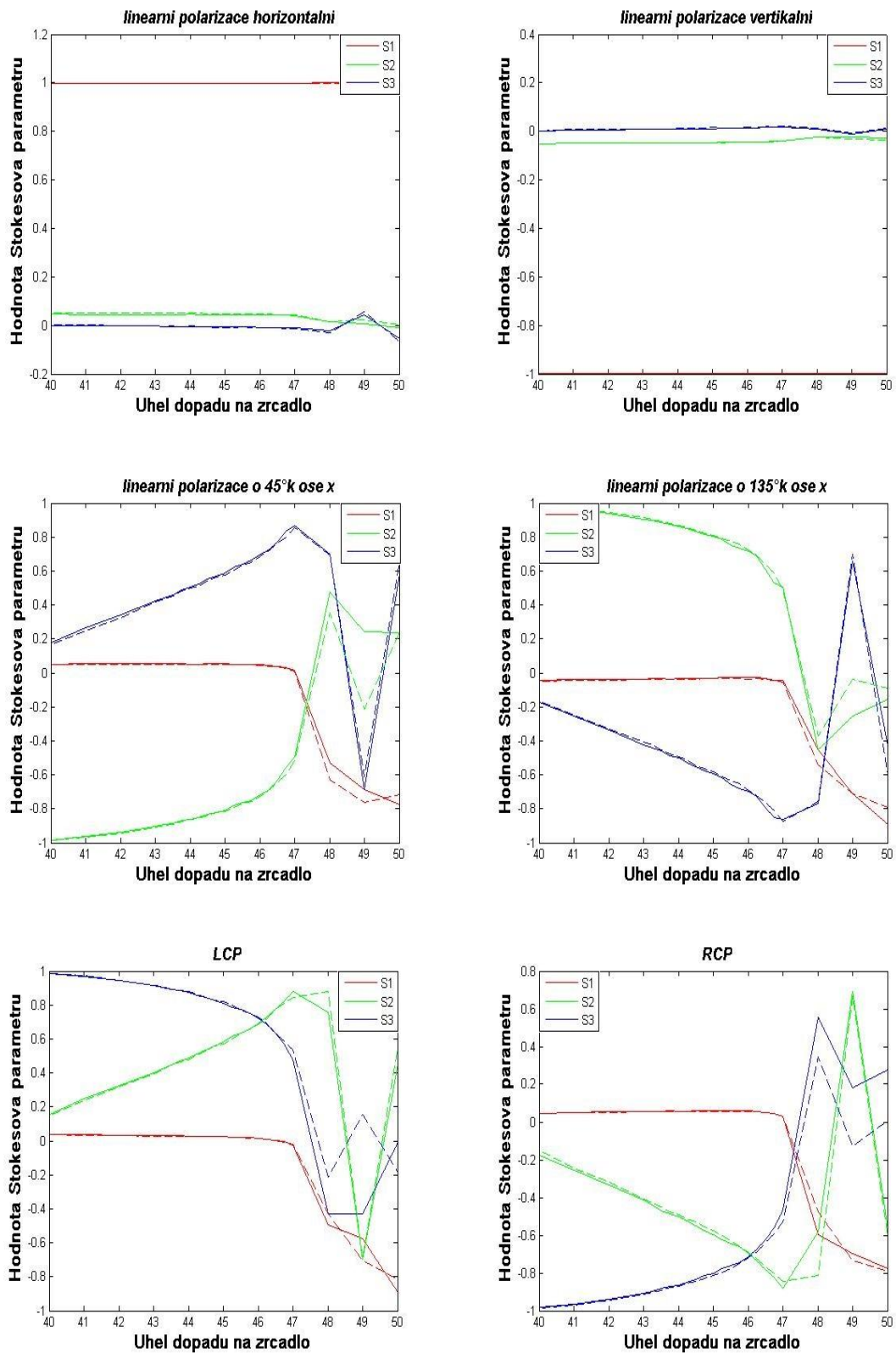
### 3.3.5 Dichroická zrcadla

Další kontrolovaná byla dichroická zrcadla LPD01- 532RU- 25x36- 1,1 od firmy Semrock. Tato zrcadla byla proměřena pouze pro dopadové úhly mezi 40° a 50°, pro větší a menší úhly není dichroické zrcadlo určeno.

#### Obrázek držáku



Obr. 3. 17: Držák na uchycení dichroického zrcadla



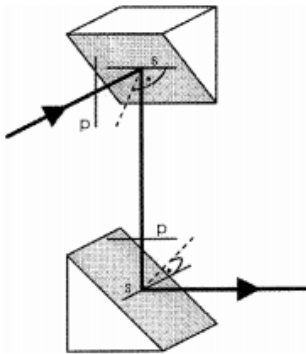
Obr. 3. 18: Dichroická zrcadla LPD01- 532RU- 25x36- 1,1 od výrobce Semrock

Vstupní polarizační stav je uveden nad jednotlivými grafy, y-ová osa potom udává jednotlivé normalizované Stokesovy parametry.

V grafech na Obr. 3. 18 opět vidíme srovnání dvou zrcadel při úhlech dopadu od  $40^\circ$  do  $50^\circ$ . První zrcadlo je vyznačeno plnou čarou, druhé zrcadlo čarou čárkovanou. Z grafů je patrné, že od  $40^\circ$  do  $47^\circ$  mají Stokesovy parametry obou zrcadel stejný průběh. V těchto úhlech je změna Stokesových parametrů pomalá a postupná. Ovšem při úhlech dopadu větších než je  $47^\circ$  se zrcadla začnou chovat jinak, změny Stokesových parametrů začnou být skokovité a křivky jednotlivých zrcadel se od sebe začnou odlišovat. Z tohoto měření vyplývá, že zrcadla by mohla být použitelná pouze do dopadového úhlu  $47^\circ$ .

### 3.4 Kombinace dvou zrcadel v polarizačně neutrálním uspořádání

Kombinace dvou zrcadel se používá k odklonění svazku kvůli tomu, že s-polarizační stav na prvním zrcadle je p-polarizační stav na zrcadle druhém a obráceně a je možné předpokládat, že obě složky polarizace i fázový rozdíl budou ovlivněny stejně a výsledkem bude jen málo ovlivněný polarizační stav záření [6]. To ovšem platí pouze za určitých zjednodušujících předpokladů (speciální tvar Muellerovy matice odpovídající zrcadlu) a v případě, že jsou obě zrcadla totožná. Druhý předpoklad je v praxi často možné zajistit pouze tehdy, pokud jsou zrcadla vyrobená ve stejné várcce při napařování odrazivých vrstev.

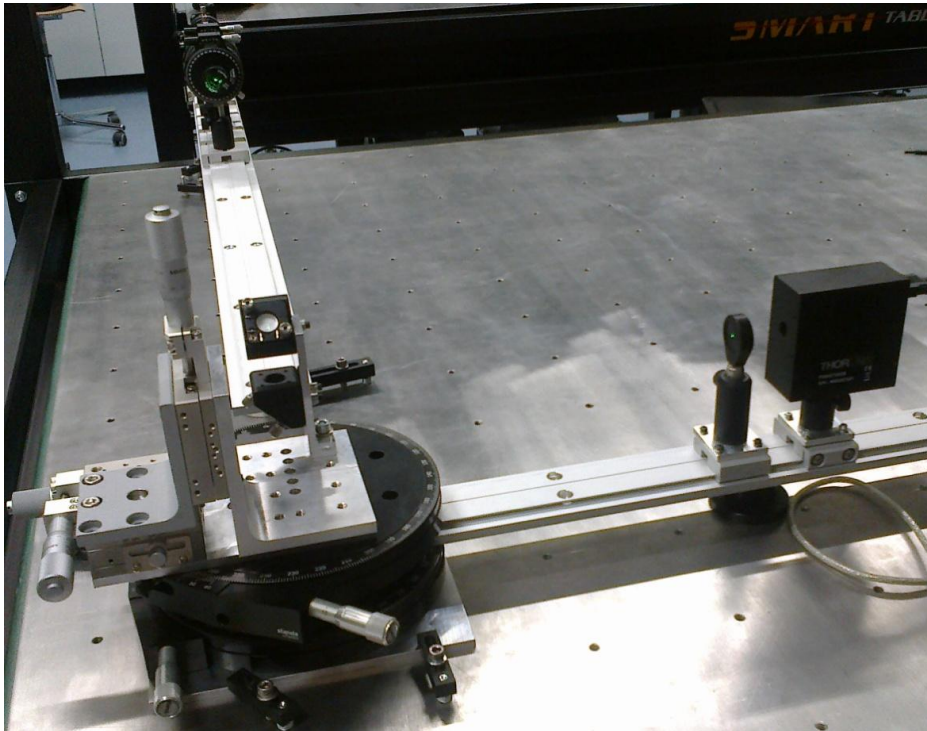


Obr. 3. 19: Kombinace dvou zrcadel v polarizačně neutrálním uspořádání. Převzato z [6].

Na obr 3. 19 je vidět odraz s a p složky polarizované vlny.

Uspořádání sestavy pro měření dvojice zrcadel je znázorněno na Obr. 3. 20. Sestava je komplikovanější v tom, že po odrazu od dvojice zrcadel dochází ke změně výšky svazku.

Měření také mohlo být provedeno pouze pro úhel dopadu a odrazu  $45^\circ$ .



Obr. 3. 20: Sestava pro měření změny stavu polarizace po odrazu od dvojice zrcadel

Na Obr. 3. 20 je vyobrazena sestava pro změření stavu polarizace po odrazu od dvojice zrcadel. Polarizované záření bylo generováno stejným způsobem, jako v předchozích měřeních. Dvojice zrcadel byla umístěna na otočném stolku (Obr 3. 9). Obě zrcadla byla umístěna v držácích (Obr. 3. 21), umožňujících snadné nastavování naklápěním zrcadel pomocí mikrometrických šroubů. Tyto dva držáky jsou umístěny na kovové konstrukci, umožňující posuv ve 3 různých směrech (v osách  $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) která je připevněna na otočný stolek.



Obr. 3. 21: Držáky dielektrických a kovových zrcadel připevněné ke konstrukci

Tyto držáky mohly být použity pouze pro měření menších zrcadel (širokopásmová dielektrická, chráněná hliníková a chráněná stříbrná). Pro měření dichroického zrcadla byly použity držáky větší (Obr. 3. 22), které taky umožňovaly nastavování naklápěním zrcadel pomocí mikrometrických šroubů. Držáky byly upevněny ke stejné konstrukci jako v předchozím případě.



Obr. 3. 22: Držáky dichroických zrcadel připevněné ke konstrukci

Polarizace byla změřena před zrcadly a potom po odrazu od zrcadel. Stejně tak byla změřena intenzita dopadajícího a odraženého záření a z ní potom dopočítána odrazivost zrcadel. Změna polarizace a odrazivost pro jednotlivé dvojice zrcadel jsou znázorněny v následujících tabulkách.

	Lineární x	Lineární 45°	Lineární y	Lineární 135°	Kruhové pravotočivé	Kruhové levotočivé
<b>Polarizační stav vstupního záření</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$
<b>Měření před zrcátkem</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ -0,009 \\ -0,002 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,005 \\ 1 \\ -0,001 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ -0,004 \\ -0,003 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,005 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,040 \\ 0 \\ 0,999 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,031 \\ 0,002 \\ -0,999 \end{bmatrix}$
<b>Širokopásmová dielektrická č. 1 a č. 2</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,999 \\ -0,039 \\ -0,012 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,047 \\ 0,949 \\ 0,310 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,999 \\ 0,039 \\ 0,016 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,031 \\ -0,949 \\ -0,313 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,029 \\ 0,310 \\ -0,950 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,448 \\ -0,395 \\ 0,801 \end{bmatrix}$
<b>Chráněná hliníková č. 1 a č. 2</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,997 \\ 0,068 \\ -0,007 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,060 \\ -0,995 \\ 0,078 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,998 \\ -0,054 \\ 0,008 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,059 \\ 0,995 \\ -0,076 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,032 \\ 0,079 \\ 0,996 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,015 \\ -0,070 \\ -0,997 \end{bmatrix}$
<b>Chráněná stříbrná č. 1 a č. 2</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,996 \\ 0,085 \\ -0,012 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,078 \\ -0,995 \\ 0,059 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,997 \\ -0,073 \\ 0,012 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,081 \\ 0,995 \\ -0,052 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,030 \\ 0,051 \\ 0,998 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,018 \\ -0,051 \\ -0,998 \end{bmatrix}$
<b>Dichroická zrcadla č. 1 a č. 2</b>	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,997 \\ -0,073 \\ 0,014 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,078 \\ -0,962 \\ 0,260 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,996 \\ 0,077 \\ -0,025 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0,044 \\ 0,999 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,022 \\ 0,258 \\ 0,965 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -0,003 \\ 0,311 \\ -0,975 \end{bmatrix}$

Tab. 3. 6: Tabulka Stokesových parametrů před a po odrazu od jednotlivých dvojic zrcadel

V Tab. 3. 6 jsou červeně vyznačeny hodnoty Stokesových parametrů, u nichž došlo k velké (nežádoucí) změně. Z tabulky je vidět, že nejlepší vlastnosti mají v této kombinaci chráněná hliníková a chráněná stříbrná zrcadla. Obě kombinace zrcadel mění lineární polarizaci horizontální na vertikální a lin. polarizaci o 45° vůči ose x na lin. polarizaci o 135°. Kruhovou polarizaci ponechává nezměněnou. Kromě těchto změn zanáší jen minimální odchylku ostatních Stokesových parametrů.

Kombinace dichroických zrcadel způsobuje stejné změny polarizace jako chráněná stříbrná a hliníková zrcadla, ale chyby jsou u ostatních Stokesových parametrů větší, než u předchozích zrcadel, ale nižší než způsobí odraz jen od jednoho zrcadla.

Kombinace širokopásmových dielektrických zrcadel způsobuje větší změny polarizace.



	Lineární x	Lineární 45°	Lineární y	Lineární 135°	Kruhové pravotočivé	Kruhové levotočivé
<b>Širokopásmová dielektrická č. 1 a č. 2</b>	98,7%	98,3%	97,4%	98,6%	98,4%	98,2%
<b>Chráněná hliníková č. 1 a č. 2</b>	80,6%	80,4%	80,4%	80%	80,7%	80,8%
<b>Chráněná stříbrná č. 1 a č. 2</b>	95,3%	95,0%	95,0%	94,8%	94,8%	94,9%
<b>Dichroická zrcadla č. 1 a č. 2</b>	98,9%	98,2%	97,2%	97,8%	98,2%	98,1%

Tab. 3. 7: Tabulka odrazivostí pro jednotlivé dvojice zrcadel

	Lineární x		Lineární 45°		Lineární y		Lineární 135°		Kruhové pravotočivé		Kruhové levotočivé	
	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$	$\psi$	$\chi$
<b>Polarizace před zrcadlem</b>	-0,2	0	44,8	0	0,1	-0,1	-44,8	0	-0,2	43,9	2,1	-44,1
<b>Širokopásmová dielektrická č. 1 a č. 2</b>	-2,5	-0,3	42,8	1,7	-2,1	0,3	42,6	-1,5	-29,7	43,3	35,1	-43,5
<b>Chráněná hliníková č. 1 a č. 2</b>	-1,9	-0,2	43,3	2,2	-1,5	0,2	43,3	-2,2	-34,0	42,5	38,6	-42,9
<b>Chráněná stříbrná č. 1 a č. 2</b>	1,1	-0,3	-43,6	9,0	1,1	0,5	-44,0	-9,1	-42,3	-35,9	-20,7	26,6
<b>Dichroická zrcadla č. 1 a č. 2</b>	2,1	0,4	-42,6	7,5	2,2	-0,7	43,7	0	-42,5	37,5	43,1	-37,7

Tab. 3. 8: Tabulka elipticity  $\chi$  a azimutu  $\psi$  před a po odrazu od jednotlivých dvojic zrcadel ve stupních

Z tabulky 3. 7 vyplývá, že nejlepší odrazivost má kombinace dvou širokopásmových dielektrických zrcadel a kombinace dvou dichroických zrcadel.

Nejnižší odrazivost má chráněné hliníkové zrcadlo. Jak už ale bylo uvedeno, minimální změna polarizace je v našem případě důležitější než celková hodnota odrazivosti.

V tab. 3. 8 lze pro úplnost uvedena změna elipticity a azimutu po odrazu od zrcadel. Tyto hodnoty byly vypočteny ze Stokesových parametrů uvedených v tabulce 3.6.

### 3.5 Diskuze

Při prvním měření (měření polarizačních stavů při úhlu dopadu  $45^\circ$ ) byla kontrolována zrcadla různých typů. Nejméně změněna byla polarizace u širokopásmového dielektrického zrcadla. U tohoto zrcadla pro  $45^\circ$  nedošlo k překlopení fáze (viz. kapitola 1. 3, Obr. 1. 16 týkající se odrazu záření od dielektrika) a proto zůstal stav polarizace stejný. Toto zrcadlo mělo vysokou odrazivost. Z důvodu, že je na zrcadle navrstveno velké množství tenkých vrstev, o jejichž složení a počtu výrobce neuvádí, není možné provést detailní srovnání s teoretickými hodnotami. Vysoký počet dielektrických vrstev má ale za následek velkou úhlovou závislost Stokesových parametrů u tohoto typu zrcadla.

U hliníkových a stříbrných zrcadel došlo k nepříliš velké změně Stokesových vektorů, takže změna fáze je relativně blízká  $180^\circ$  (u lineární ve směru  $45^\circ$  vůči ose x došlo po odrazu ke změně na lineární skloněnou o  $135^\circ$  vzhledem k ose x a naopak, stejně tak se změnila pravotočivá polarizace na levotočivou kruhovou a opačně). Hliníkové zrcadlo mělo nejnižší odrazivost, stříbrné se odrazivostí blížilo k dielektrickému.

Při druhém měření byla zkoumána závislost polarizačního stavu na úhlu dopadu. Bylo zkoumáno několik typů zrcadel a zároveň bylo porovnáváno chování zrcadel stejného označení ze stejné nebo odlišné várky výroby.

Prvními kontrolovanými byla 3 dielektrická zrcadla Semrock. Změna polarizačního stavu se u těchto zrcadel ukázala jako velmi závislá na úhlu dopadu. Už při změně úhlu dopadu o  $5^\circ$  se Stokesovy parametry změnily až o hodnotu 0,5. Při porovnání 3 zrcadel je zřetelné, že první dvě zrcadla, která byla vyrobena ve stejné várce, mají shodný průběh, zatímco třetí zrcadlo, které je sice stejného označení, ale vyrobena v jiné várce se od prvních dvou mírně odlišuje.

Chování širokopásmových dielektrických zrcadel BB05- E02 od Thorlabs se ukázalo jako velice závislé na úhlu dopadu. Už při malé změně dopadového úhlu se Stokesovy parametry změnily velmi výrazně a už při malé změně úhlu polarizace úplně změnila svůj stav. Byla porovnána tři dielektrická zrcadla stejného označení, ale každé z jiné várky. Každé zrcadlo se chovalo velmi rozdílně.

Dalšími kontrolovaná byla 2 chráněná stříbrná zrcadla. Tato dvě zrcadla byla vyrobena v jiné várce. I přesto mají podobný průběh a Stokesovy parametry jednotlivých zrcadel se pro jednotlivé úhly dopadu liší maximálně o hodnotu 0,05. Průběh změny Stokesových parametrů je pozvolný. Tato zrcadla nebudou mít tak vysoké nároky na přesnost nastavení v polarizačně neutrálním uspořádání jako předchozí dielektrická zrcadla.

Dále byla porovnávána 2 chráněná hliníková zrcadla. Tato zrcadla byla vyrobena ve stejné várce a průběh změny Stokesových parametrů se liší, stejně jako u stříbrných, maximálně o hodnotu 0,05. Tato zrcadla mají podobný průběh jako chráněná stříbrná zrcadla. Stokesovy parametry se mění pomalu a postupně a proto lze usuzovat, že tato zrcadla nejsou moc náročná na nastavení dopadového úhlu.

Posledními kontrolovanými byla 2 dichroická zrcadla. Tato zrcadla byla kontrolována pouze pro dopadové úhly v rozmezí mezi  $40^\circ$  a  $50^\circ$ . Tato zrcadla měla pozvolný průběh až po hodnotu dopadového úhlu  $47^\circ$ , od této hodnoty začal být průběh Stokesových parametrů skokovitý. Obě zrcadla byla vyrobena ve stejné várce a tomu i odpovídá jejich průběh, který se do hodnoty dopadového úhlu  $47^\circ$  téměř neliší. Od této hodnoty se však začala zrcadla chovat odlišně.

V tomto druhém měření (úhlové závislosti) bohužel nemohla být přesně změřena hodnota odrazivosti z důvodu, že pro toto měření bylo použito laserového ukazovátka, které nemá v čase příliš stabilní výkon.

V posledním měření byla zkombinována dvojice zrcadel a zkoumal se vliv na změnu polarizace po tomto dvojitém odrazu. V tomto měření se jako nejlepší ukázaly kombinace dvou chráněných stříbrných zrcadel a dvou chráněných hliníkových zrcadel. Po odrazu se polarizace vertikální změnila na polarizaci horizontální a opačně. Stejně se změnila i lineární polarizace nakloněná o  $45^\circ$  vůči ose x na lin. pol. nakloněnou o  $135^\circ$ . Kruhová polarizace zůstala nezměněna. Ostatní Stokesovy parametry zůstaly téměř nezměněny.

## Závěr:

V této práci byla navržena experimentální sestava pro proměření stavu polarizace záření odraženého od jednotlivých zrcadel. V této sestavě bylo nejprve generováno polarizované záření lineární nebo kruhové a nechalo se dopadat na jednotlivá zrcadla. Toto záření bylo zaznamenáno pomocí polarimetru před a po odrazu od jednotlivých zrcadel.

Zrcadla byla nejprve proměřena pro úhel dopadu na zrcadlo  $45^\circ$ . V tomto nastavení byla kromě změny polarizačního stavu kontrolována též odrazivost zrcadel.

Dále byla zrcadla proměřena pro různé úhly dopadu od  $20^\circ$  až po  $70^\circ$ . Při měření byl otestován nově vyrobený držák obsahující dvojici otočných stolků, umožňující snadné otáčení zrcadla a jeho přesné nastavení. V tomto měření byly identifikovány nejvhodnější typy zrcadel vhodné pro kombinaci v polarizačně neutrálním uspořádání.

V poslední části byla proměřena změna polarizačního stavu po odrazu od dvojice zrcadel.

Provedená měření jsou velmi důležitá pro další využití zrcadel ve spektrometru pro měření Ramanovy optické aktivity.

## Seznam použité literatury a jiných 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] Born, M., Wolf, M.: *Principles of Optic: Seventh Edition*. Cambridge, Cambridge University Press, 2003.
- [4] Thorlabs,[online]. [cit. 2013-10-03]. Dostupný z WWW: [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com)
- [5] Semrock,[online]. [cit. 2013-1-03]. Dostupný z WWW: [www.semrock.com](http://www.semrock.com)
- [6] Hug, W., Hangartner G.: A Novel High-throughput Raman Spectrometer for Polarization Difference Measurements, *J. Raman Spectrosc.*, 1999, 30, 845.
- [7] Kopecký, V., Baumbruk, V.: Kam kráčí Ramanova optická aktivita aneb ohlédnutí za uplynulými 40 lety, *Chemické Listy*, 2011, 105, 162.
- [8] Hug, W.: Measurement of Raman optical activity. In *Comprehensive Chiroptical Spectroscopy, Vol. 1*, 2012, 147.
- [9] Refractiveindex.info,[online]. [cit. 2013-1-03]. Dostupný z WWW: <http://refractiveindex.info/?group=METALS&material=Silver>
- [10] Refractiveindex.info,[online]. [cit. 2013-1-03]. Dostupný z WWW: <http://refractiveindex.info/?group=METALS&material=Aluminium>