



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Marián Betušiak

Stavba laserového skenovacího magneto-optického mikroskopu

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2018

Týmto by som chcel poďakovať prof. RNDr. Petrovi Němcovi, Ph.D. za pripomienky k práci. Hlavne by som chcel poďakovať RNDr. Tomášovi Jandovi za enormné množstvo času, ktoré so mnou strávil v laboratóriu a pri písaní práce. Tiež za jeho cenné rady bez, ktorých by táto práca nevznikla.

Prehlasujem, že som túto bakalársku prácu vypracoval samostatne a výhradne s použitím citovaných prameňov, literatúry a ďalších odborných zdrojov.

Beriem na vedomie, že sa na moju prácu vzťahujú práva a povinnosti vyplývajúce zo zákona č.121/2000 Sb., autorského zákona v platnom znení, hlavne skutočnosť, že Univerzita Karlova má právo na uzatvorenie licenčnej zmluvy o použití tejto práce ako školského diela podľa § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Prahe dňa.....

podpis

Title: Construction of laser scanning magneto-optical microscope

Author: Marián Betušiak

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: The main goal of this thesis was to build a scanning magneto-optical microscope in the newly established Magneto-optical laboratory at the Department of Chemical Physics and Optics and particularly to compare different techniques for detection of magneto-optical (MO) signals. During the preparation stages, we first simulated the signal detected in different optical arrangements using Jones matrix formalism. Subsequently, we verified the functionality of the constructed microscope using a ferromagnetic sample of YIG:Pr and we compared experimentally different methods of the MO signal detection. Obtained experimental results are in perfect qualitative agreement with the predictions of Jones theory.

Keywords: scanning magneto-optical microscope, Kerr effect, magnetic domains

Názov práce: Stavba laserového skenovacieho magneto-optického mikroskopu

Autor: Marián Betušiak

Katedra: Katedra chemickej fyziky a optiky

Vedúci bakalárskej práce: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Katedra chemickej fyziky a optiky

Abstrakt: Cieľom tejto práce bolo postaviť skenovací magneto-optický mikroskop v novo vybudovanom Magneto-optickom laboratóriu na katedre chemickej fyziky a optiky a hlavne porovnať rôzne techniky detekcie magneto-optického (MO) signálu. V rámci príprav sme najprv simulovali signál detegovaný v jednotlivých optických usporiadaniach pomocou Jonesovho maticového formalizmu. Následne sme overili funkčnosť postaveného mikroskopu na feromagnetickej vzorke YIG:Pr a experimentálne porovnali jednotlivé metódy merania MO signálu. Získané experimentálne výsledky sú vo výbornej kvalitatívnej zhode s predikciami Jonesovej teórie.

Kľúčové slová: skenovací magneto-optický mikroskop, Kerrov jav, magnetické domény

Obsah

Úvod.....	1
1. Teoretická časť	2
1.1. Polarizácia	2
1.2. Jonesov formalizmus	3
1.3. Polarizačné súčiastky.....	5
1.4. Magneto-optické javy.....	7
2. Skenovací magneto-optický mikroskop	10
2.1. Experimentálne usporiadanie v Jonesovom formalizme.....	17
2.2. Príprava skenovacieho zväzku	22
2.3. Charakterizácia polarizačných komponent.....	29
3. Skenovanie magnetických domén	32
3.1. Meranie s optickým mostíkom	32
3.2. Meranie v usporiadaní PEM3	35
3.3. Meranie v usporiadaní PEM1	39
3.4. Meranie v usporiadaní PEM2.....	41
Záver	43
Zoznam použitej literatúry	45

Úvod

Magneto-optika je disciplína, ktorá skúma interakciu svetla s materiálmi umiestnenými vo vonkajšom magnetickom poli alebo materiálmi s vlastným magnetickým usporiadaním. Táto interakcia svetla s materiálom sa používa na určovanie magnetických a magneto-optických vlastností daného materiálu, napríklad na mapovanie magnetických domén vo vzorke. V tejto práci sa budeme hlavne zaoberať stavbou laserového skenovacieho magneto-optického mikroskopu a otestovaním jeho funkčnosti. V praxi sa však používa viacero metód pre detekciu magneto-optického signálu. Preto sa tiež chceme venovať niekoľkým z nich a vyhodnotiť, ktorá je najvýhodnejšia pre naše usporiadanie mikroskopu.

1. Teoretická časť

Šírenie elektromagnetických vln v homogénnom izotropnom nevodivom prostredí bez voľného elektrického náboja popisuje vlnová rovnica

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

kde \mathbf{E} je intenzita elektrického poľa a c je rýchlosť svetla v danom prostredí. Analogická rovnica platí aj pre magnetickú indukciu \mathbf{B} .

Jedným z najjednoduchších riešení tejto vlnovej rovnice je harmonická monochromatická rovinná vlna. Je možné dokázať, že vektory \mathbf{E} a \mathbf{B} sú kolmé navzájom a súčasne kolmé aj na jednotkový vektor \mathbf{s} , ktorý označuje smer šírenia vlny. Preto môžeme monochromatickú rovinnú vlnu zapísať v tvare

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta) \quad (2)$$

alebo v komplexnej symbolike

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \delta)}, \quad (3)$$

kde \mathbf{E}_0 je amplitúda vlny, δ je jej počiatočná fáza, ω je kruhová frekvencia a \mathbf{k} je vlnový vektor definovaný vzťahom

$$\mathbf{k} = k \mathbf{s} = \frac{2\pi}{\lambda} \mathbf{s} = \frac{\omega}{c} \mathbf{s}. \quad (4)$$

V nasledujúcich troch podkapitolách sme čerpali hlavne z [1].

1.1. Polarizácia

Pre jednoduchosť uvažujeme rovinnú monochromatickú vlnu šíriacu sa pozdĺž osi z . Potom môžeme elektrické pole rozpisovať do dvoch navzájom kolmých zložiek

$$E_x(z, t) = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x), \quad (5)$$

$$E_y(z, t) = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y). \quad (6)$$

Úpravou týchto vzťahov dostávame rovnicu

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{0x}} \frac{E_y}{E_{0y}} \cos(\delta) = \sin^2(\delta), \quad (7)$$

kde $\delta = \delta_y - \delta_x$ je fázový rozdiel y -ovej a x -ovej komponenty.

Matematika nám hovorí, že sa jedná o rovnicu elipsy pre x -ovú a y -ovú komponentu intenzity elektrického poľa \mathbf{E} .

V prípade, že $\delta = m\pi$ ($m \in \mathbb{Z}$) hovoríme o lineárnej polarizácii. Ak je fázový rozdiel zasa $\delta = \frac{\pi}{2} + m\pi$ a navyše platí $E_{0x} = E_{0y} = E_0$ prejde vzťah (7) na rovnicu kružnice s polomerom E_0 , teda hovoríme o kruhovej polarizácii. V ostatných prípadoch hovoríme o eliptickej polarizácii. Pri eliptickej a kruhovej polarizácii ešte rozlišujeme pravotočivú a ľavotočivú polarizáciu. Ak by sme sa pozerali proti smeru šírenia sa vlny, tak hovoríme, že vlna je pravotočivo polarizovaná práve vtedy, keď vektor elektrickej intenzity obieha v smere hodinových ručičiek. Z tohto vyplýva podmienka pre fázový rozdiel $\sin(\delta) > 0$. V opačnom prípade je vlna ľavotočivo polarizovaná. Polarizácia je teda vlastnosť priečných vln, ktorá popisuje geometrickú orientáciu oscilácií vektoru elektrickej intenzity \mathbf{E} .

1.2. Jonesov formalizmus

Polarizačný stav svetla v Jonesovom formalizme popisujeme pomocou vektoru a optické prvky pomocou matic. Kvôli väčšej prehľadnosti vo výpočtoch nebudeme uvažovať normovacie faktory, ktoré by sa v celkovom výsledku prejavili len ako multiplikatívny faktor, ktorý intenzitu svetla nemoduluje.

Pre jednoznačný popis polarizačného stavu elektromagnetickej vlny potrebujeme poznať amplitúdy E_{0x} , E_{0y} a počiatočné fázy δ_x , δ_y oboch zložiek elektrickej intenzity. Jonesove vektory sa preto zavádzajú v tvare

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} E_{0x} e^{-i\delta_x} \\ E_{0y} e^{-i\delta_y} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

V prípade, že nás nezaujíma poloha vektoru elektrickej intenzity \mathbf{E} v počiatočnom čase môžeme tento vektor prepísať do tvaru

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} e^{-i\delta} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Napríklad Jonesov vektor prislúchajúci lineárnej polarizácii v smere osi x má tvar

$$J_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (10)$$

a vektor prislúchajúci pravotočivej kruhovej polarizácii má tvar

$$J_- = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Polarizačné optické prvky zase môžeme popisovať Jonesovými maticami

$$T = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}, \quad (12)$$

kde a, b, c, d sú všeobecne komplexné čísla. Polarizačný stav svetla J_{fin} po prechode polarizačným prvkom s maticou T určíme len súčinom tejto matice a vektoru počiatočného stavu svetla J_{in} .

$$J_{fin} = TJ_{in}. \quad (13)$$

V prípade, že svetlo prejde viacerými optickými komponentami, výsledný polarizačný stav je daný súčinom

$$J_{fin} = T_n \dots T_2 T_1 J_{in}. \quad (14)$$

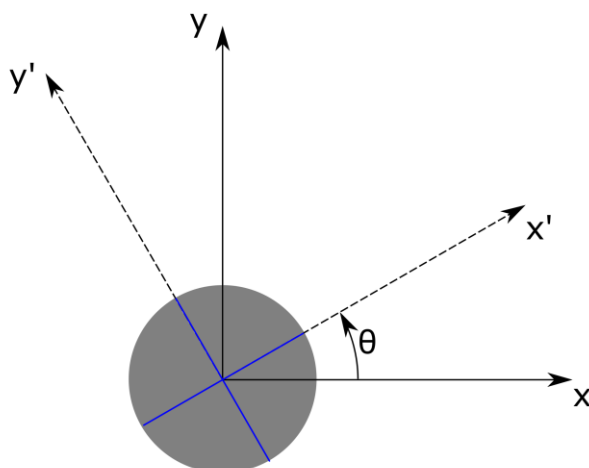
Väčšinou je jednoduchšie odvodiť si maticu polarizačnej súčiastky v súradnicovej sústave normálnych (vlastných) módov t.j. polarizačných stavov, ktoré sa po prechode súčiastkou nemenia, a následne túto maticu pretransformovať do laboratórnej sústavy. Jonesove vektory sa pri prechode medzi sústavami transformujú ako

$$J = U^{-1}J' \quad (15)$$

a Jonesove matice sa transformujú ako

$$T = U^{-1}T'U. \quad (16)$$

kde U je matica prechodu medzi nečiarkovanou (laboratórnou) a čiarkovanou (vlastnou) sústavou. Napríklad v prípade fázovej doštičky odpovedajú čiarkované súradné osi smerom rýchlej a pomalej osi doštičky (viď obr. 1),



Obr. 1: Prechod medzi vlastnou (čiarkovaná) a laboratórnou sústavou pre príklad fázovej doštičky (modro znázornená rýchla a pomalá os).

Transformačná matica odpovedajúca natočeniu súčiastky o uhol θ proti smeru hodinových ručičiek má tvar

$$U = Rot(\theta) = \begin{pmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix}. \quad (17)$$

1.3. Polarizačné súčiastky

V anizotropných prostrediach môže index lomu závisieť na smere šírenia a na polarizácii svetla. Priamku odpovedajúcu smeru šírenia svetla, v ktorom index lomu nezávisí na polarizácii svetla nazývame optická os. Podľa počtu týchto osí rozlišujeme jednoosé, dvojosé a izotropné látky. V anizotropných látkach sa svetlo šíri tak, že v každom smere (okrem optických osí) môžu postupovať dve vlny s rôznymi fázovými rýchlosťami, ktoré sú navzájom kolmo lineárne polarizované. V prípade jednoosých látok hovoríme o riadnej a mimoriadnej vlne resp. riadnom a mimoriadnom indexe lomu. Práve tento jav sa využíva v mnohých polarizačných zariadeniach.

Polarizátory sú zariadenia, ktoré prevádzajú nepolarizované alebo všeobecne polarizované svetlo na svetlo lineárne polarizované. Toto sa dá dosiahnuť buď polarizáciou selektívnou absorpciou (dichroizmus) alebo selektívnym lomom v anizotropnom prostredí (dvojlom). V prvom prípade je jedna polarizácia prepustená a polarizácia k nej kolmá je výrazne utlmená. V druhom prípade dôjde k priestorovému rozlíšeniu kolmých polarizácií.

V Jonesovom formalizme popisuje polarizátor, ktorý prepúšťa svetlo polarizované v smere x , matica

$$T_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Vo fázových doštičkách sa svetlo šíri kolmo k optickej osi. Po dopade svetla do doštičky sa rozštiepi na dve navzájom kolmo lineárne polarizované vlny (riadna a mimoriadna), ktoré sa šíria rovnakým smerom ale s rôznymi fázovými rýchlosťami. Prechodom doštičkou vzniká medzi týmito vlnami fázový rozdiel φ

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} |n_e - n_o| d, \quad (19)$$

kde λ_0 je vlnová dĺžka elektromagnetickej vlny vo vákuu, n_e resp. n_o je mimoriadny resp. riadny index lomu a d je hrúbka fázovej doštičky.

Ak platí, že mimoriadny index lomu n_e je väčší ako riadny index lomu n_o hovoríme, že doštička má rýchlu os v smere polarizácie riadnej vlny a pomalú os v smere polarizácie mimoriadnej vlny.

V praxi sa používajú fázové doštičky, ktoré vnášajú medzi vlny fázový rozdiel $\varphi = \pi$, resp. $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Tieto doštičky potom nazývame polvlnové resp. štvrt'vlnové.

Na podobnom princípe je založený aj fotoelastický modulátor (PEM), ktorého úlohou je modulovať polarizáciu v čase. Jedná sa o izotropný materiál (sklo), ktorý je v čase periodicky stláčaný, následkom čoho vzniká v materiály anizotropia. Po prechode elektromagnetickej vlny PEMom je opäť medzi riadnu a mimoriadnu vlnu vnesený fázový rozdiel $\varphi = \varphi_{PEM} \cos(\omega t)$, ktorý v čase osciluje s frekvenciou ω a amplitúdou φ_{PEM} . Podobne ako fázové doštičky môže PEM fungovať v štvrt'vlnovom $\varphi_{PEM} = \frac{\pi}{2}$ alebo polvlnovom móde $\varphi_{PEM} = \pi$.

Jonesove matice prislúchajúce štvrt'vlnovej ($T_{\frac{\lambda}{4}}$) a polvlnovej ($T_{\frac{\lambda}{2}}$) doštičke a PEMu vo všeobecnom móde (T_{PEM}) majú tvar

$$T_{\frac{\lambda}{4}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$T_{\frac{\lambda}{2}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (21)$$

$$T_{PEM} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_{PEM} \cos(\omega t)} \end{pmatrix}. \quad (22)$$

1.4. Magneto-optické javy

V tejto kapitole čerpáme hlavne z [2].

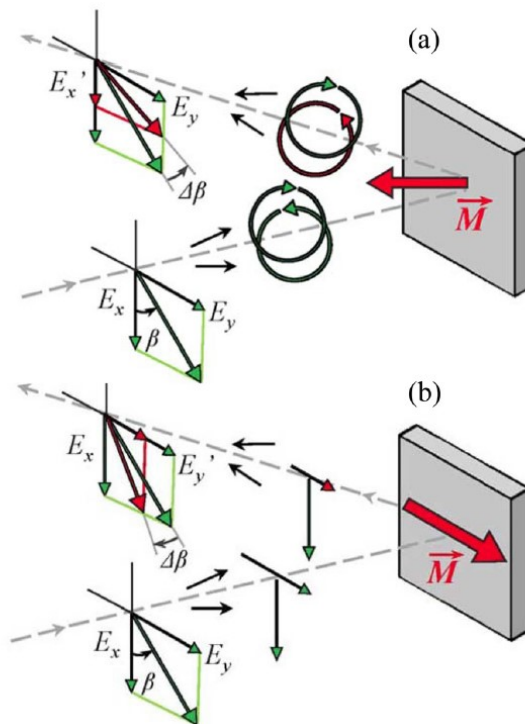
Magneto-optické (MO) javy sú javy, pri ktorých dochádza k vzniku optickej anizotropie v dôsledku prítomnosti vonkajšieho magnetického poľa pôsobiaceho na vzorku alebo v dôsledku vlastného magnetického usporiadania látky. Táto anizotropia súvisí s rozštiepením energetických hladín v magnetickom poli. V tejto práci sa budeme zaoberať len feromagnetickými látkami. Optická anizotropia sa teda vzťahuje k vektoru magnetizácie. Podľa vzájomnej orientácie vlnového vektoru \mathbf{k} a magnetizácie vzorky \mathbf{M} rozlišujeme dve základné geometrie:

- Faradayova geometria, kedy sa svetlo šíri pozdĺž vektoru \mathbf{M}
- Voigtova geometria, kedy sa svetlo šíri kolmo na vektor \mathbf{M}

Podobne ako v ostatných anizotropných prostrediach, aj v tomto prípade dochádza k stáčaniu polarizácie a vzniku elipticity buď v dôsledku rozdielneho indexu lomu pre dve kolmé polarizácie (dvojlom) alebo v dôsledku rozdielnej absorpcie kolmých polarizácií (dichroizmus). Slovom kolmé tu máme na mysli dva lineárne nezávislé polarizačné stavy z hľadiska Jonesovho formalizmu. Magneto-optické javy preto delíme na magnetický kruhový dvojlom (MCB), magnetický kruhový dichroizmus (MCD), magnetický lineárny dvojlom (MLB) a magnetický lineárny dichroizmus (MLD).

Pri prechode svetla feromagnetom (v transmisnej geometrii) vedú javy MCB (inak označovaný ako Faradayov jav) a MLD k stáčaniu polarizácie. V prípade MCB to je spôsobené rozdielom v reálnom indexe lomu pre pravotočivo a ľavotočivo kruhovo polarizovanú komponentu vlny. Pri MLD je stočenie polarizácie spôsobené rozdielnym absorpčným koeficientom pre komponentu vlny lineárne polarizovanú kolmo a rovnobežne vzhľadom k vektoru magnetizácie \mathbf{M} . Analogicky javy MCD a MLB spôsobujú vznik elipticity v dôsledku rozdielnej absorpcie dvoch kruhovo polarizovaných zložiek resp. rozdielneho indexu lomu dvoch lineárne polarizovaných zložiek vlny. Dodajme, že MCD a MCB nastávajú vo Faradayovej geometrii a sú lineárne závislé na magnetizácii – menia znamienka pri inverzii smeru magnetizácie. Oproti tomu javy MLD a MLB nastávajú vo Voigtovej geometrii a sú kvadratické v magnetizácii – neumožňujú rozlíšiť magnetické domény s opačne orientovanou magnetizáciou.

Pri odraze svetla od feromagnetického materiálu (v reflexnej geometrii) je situácia zložitejšia, ale aj tu dochádza (v dôsledku javov popísaných vyššie) k rotácii polarizácie a vzniku elipticity. Tieto zmeny polarizácie sú buď lineárne v magnetizácii, potom hovoríme o Kerrovom jave, alebo sú kvadratické v magnetizácii, potom sa jedná o Voigtov jav. Podľa vzájomnej orientácie magnetizácie, povrchu vzorky a roviny dopadu rozlišujeme tri typy Kerrových javov: polárny, transverzálny a longitudinálny. V prípade polárneho Kerrovho javu je magnetizácia kolmá na povrch vzorky. Ak magnetizácia leží v rovine vzorky uplatňujú sa ostatné dva javy – longitudinálny pre zložku \mathbf{M} , ktorá je rovnobežná s rovinou dopadu a transverzálny pre zložku \mathbf{M} , ktorá je kolmá na rovinu dopadu. Dôležité je, že zatiaľ čo polárny jav je maximálny pri kolmom dopade svetla na vzorku, longitudinálny a transverzálny jav vyžadujú veľký uhol dopadu a pre kolmý dopad sú nulové. V rámci tejto práce sa obmedzíme na reflexnú geometriu a usporiadanie s kolmým dopadom svetla na vzorku – teda situáciu, v ktorej sa uplatňuje polárny Kerrov jav (PKE) a Voigtov jav (VE).



Obr. 2: Schématické znázornenie (a) PKE a (b) VE pomocou rozkladu do vlastných módov [3].

Keďže aj vzorka je vlastne polarizačný prvok môžeme ju tiež popísať Jonesovou maticou. Ak poznáme vlastné módy J_i MO javu (dva ortogonálne polarizačné stavy,

ktoré sa odrazom od vzorky nemenia), môžeme maticu odvodiť riešením príslušnej sústavy lineárnych rovníc $T\mathbf{J}_i = \delta_i\mathbf{J}_i$ pre neznáme prvky matice T . Vlastné čísla δ_i sú komplexné amplitúdové odrazivosti jednotlivých polarizácií. Vlastnými módmí PKE sú pravotočivá a ľavotočivá kruhová polarizácia (viď obr. 2 a)) a pre VE sú to lineárna polarizácia rovnobežná a kolmá k magnetizácii (viď obr. 2 b)). Vyššie popísaným postupom sme odvodili Jonesovu maticu PKE

$$T_{PKE} = \begin{pmatrix} a_{PKE}e^{-i\varphi_{PKE}} + 1 & i(a_{PKE}e^{-i\varphi_{PKE}} - 1) \\ -i(a_{PKE}e^{-i\varphi_{PKE}} - 1) & a_{PKE}e^{-i\varphi_{PKE}} + 1 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

kde parameter a_{PKE} predstavuje pomer reálnych amplitúdových odrazivostí ľavotočivo a pravotočivo kruhovo polarizovaných vln a φ_{PKE} predstavuje fázový rozdiel, ktorý vznikne medzi vlnami. Pre popis VE pre jednoduchosť uvažujme, že magnetizácia mieri v smere osi x . Jonesova matica tohto javu má potom tvar

$$T'_{VE} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & a_{VE}e^{-i\varphi_{VE}} \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Všeobecnú maticu tohto javu potom získame otočením súradnicovej sústavy

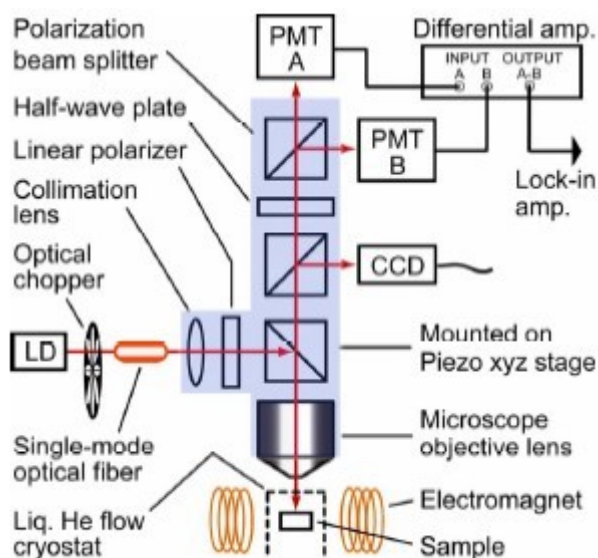
$$T_{VE} = Rot(-\theta_{VE})T'_{VE}Rot(\theta_{VE}), \quad (25)$$

kde a_{VE} predstavuje pomer reálnych amplitúdových odrazivostí vln lineárne polarizovaných pozdĺž a kolmo na magnetizáciu, φ_{VE} je ich fázový rozdiel získaný odrazom od vzorky a θ_{VE} predstavuje uhol, ktorý zvierá vektor magnetizácie s osou x .

2. Skenovací magneto-optický mikroskop

Vo feromagnetických látkach magnetizácia spravidla nemieri v celej vzorke rovnakým smerom, ale vyskytujú sa tu takzvané magnetické domény. Vnútri každej domény sú magnetické momenty navzájom rovnobežné, ale jednotlivé domény majú rôzny smer magnetizácie, čo vedie k minimalizácii celkovej magnetickej energie vzorky. Na zobrazenie magnetických domén vo vzorkách sa najčastejšie používajú magneto-optické mikroskopy. Magneto-optická mikroskopia je založená na detekcii zmeny polarizácie svetla odrazeného od vzorky, ktorá je spôsobená MO javmi.

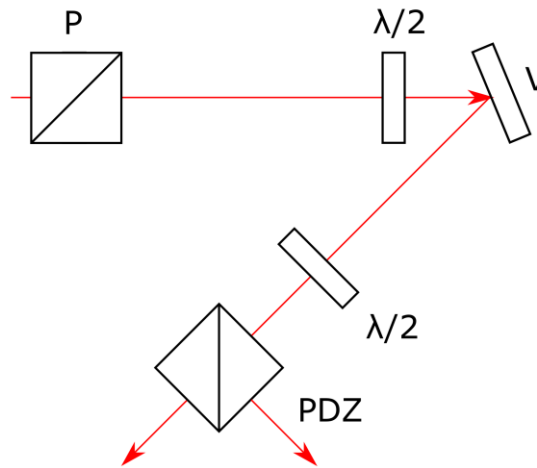
V praxi sa rozlišuje medzi dvoma základnými typmi mikroskopov a to mikroskop so širokým zorným poľom (wide-field) a skenovací mikroskop. Vo wide-field mikroskope sa osvetľuje veľká časť vzorky naraz spravidla pomocou lampy alebo LED diódy, odrazené svetlo prejde polarizátorom a je detegované CCD kamerou. Výhodou takéhoto usporiadania je kratší čas merania, nevýhodou je ale menšia citlivosť. Skenovacie mikroskopy využívajú laserový zväzok zaostrý do malej oblasti vzorky ($\approx 1\mu\text{m}$) a polarizácia odrazeného zväzku je analyzovaná napríklad pomocou optického mostíka. Postupným skenovaním laserového zväzku po povrchu vzniká výsledný obraz. V tomto usporiadaní je možné dosiahnuť o mnoho väčšiu citlivosť, ale meranie je časovo náročnejšie.



Obr. 3: Ilustračná schéma skenovacieho MO mikroskopu [4].

Cieľom tejto práce je postaviť práve skenovací MO mikroskop a hlavne porovnať rôzne metódy detekcie MO signálu. Pri návrhu experimentálneho usporiadania sme

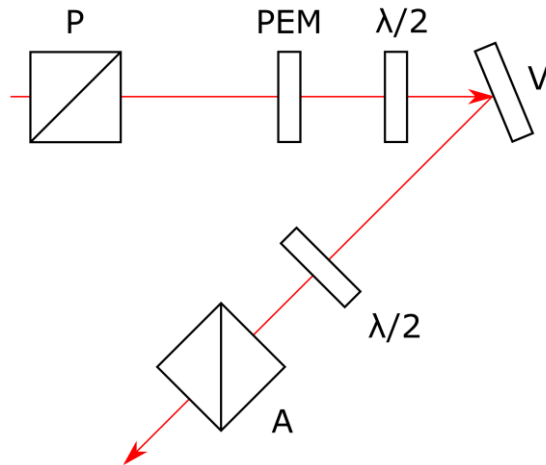
vychádzali zo schém dostupných v odbornej literatúre, ako je napríklad usporiadanie na obr. 3 [4]. Z hľadiska detekčných techník je možné nájsť štyri základné usporiadania – jedno využívajúce optický mostík [5] a tri metódy založené na využití PEMu [5, 6], ktoré budeme v ďalšom texte nazývať PEM1, PEM2 a PEM3.



Obr. 4: Detekcia pomocou optického mostíka [5]

P -polarizátor, $\lambda/2$ - polvlnová doštička, V – vzorka, PDZ – polarizačný delič zväzku.

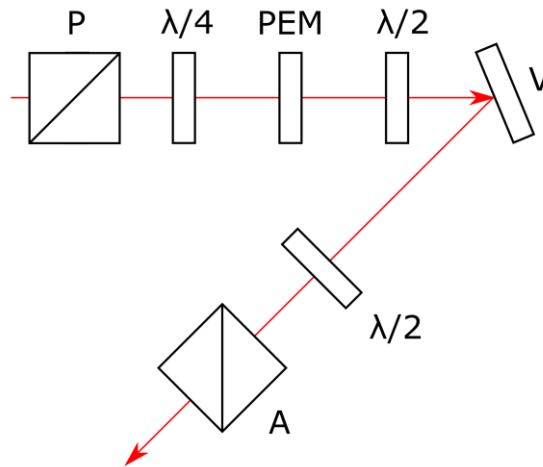
Na obr. 4 je zobrazený štandardný optický mostík pre nekolmý dopad svetla na vzorku. Požadovanú lineárnu polarizáciu svetla nastavíme pomocou polarizátoru a polvlnovej doštičky. Svetlo po odraze od vzorky prechádza ďalšou polvlnovou doštičkou, ktorá stočí rovinu polarizácie svetla na diagonálnu a teda vyváži mostík (intenzita svetla odrazeného a prejdeného polarizačným deličom je rovnaká). Ak vzorka vykazuje MO aktivitu, dochádza pri odraze od vzorky k stočeniu polarizácie svetla, čím dochádza k rozváženiu mostíka (intenzita prejdeného a odrazeného zväzku za polarizačným deličom už nie je rovnaká). Stočenie polarizácie svetla vplyvom MO javov je teda priamo úmerné rozdielu intenzity zväzkov v jednotlivých ramenách mostíka.



Obr. 5: Detekcia pomocou metódy PEM1 [5]

P -polarizátor, $\lambda/2$ - polvlnová doštička, *V* – vzorka, *A* – analyzátor.

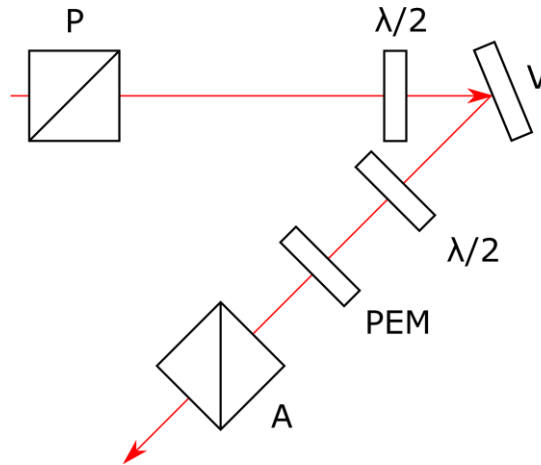
Pri všetkých nasledujúcich detekčných metódach je polarizačný stav svetla modulovaný PEMom. PEM v týchto usporiadaniach vkladáme do zväzku tak, aby jeho indukovaná optická os zvierala s horizontálnou osou uhol 45° . Polvlnová doštička pred vzorkou opäť slúži na nastavenie požadovanej orientácie lineárnej polarizácie svetla. V prípade detekčnej metódy PEM1 sa nastaví PEM do polvlnného módu. Fázové oneskorenie je teda periodicky modulované v intervale $(-\pi, \pi)$. V usporiadaní PEM2 je potrebné pred PEM pracujúci v štvrtvlnnom móde ešte vložiť štvrtvlnovú doštičku tak, aby mala optické osi orientované súhlasne s PEMom. V tomto prípade výsledné fázové oneskorenie osciluje v intervale $(0, \pi)$. Polvlnová doštička pred analyzátorom rovnako ako v prípade optického mostíka slúži na natočenie polarizačnej roviny svetla do diagonálneho smeru (pre nulové fázové oneskorenie). Ak nedochádza k stočeniu polarizácie vo vzorke, je meraná intenzita zväzku prejdeho analyzátorom konštantná. Stočenie polarizácie v dôsledku MO javov generuje v usporiadaní PEM1 signál na druhej harmonickej frekvencii PEMu a v usporiadaní PEM2 na prvej harmonickej frekvencii.



Obr. 6: Detekcia pomocou metódy PEM2 [6]

P - polarizátor, $\lambda/2$ - polvlnová doštička, $\lambda/4$ - štvrtvlnová doštička, V – vzorka, A – analyzátor.

V usporiadaní PEM3 je potrebné umiestniť PEM až za vzorku. Tak ako v predchádzajúcich usporiadaniach aj v tomto prípade slúži polvlnová doštička pred vzorkou na nastavenie požadovanej orientácie lineárnej polarizácie svetla. Maximálnu citlivosť optického usporiadania dosiahneme vtedy, keď sa orientácia lineárnej polarizácie svetla, ktoré prechádza PEMom, zhoduje s jeho indukovanou rýchlou alebo pomalou osou. Na nastavenie polarizácie do tejto orientácie slúži polvlnová doštička pred PEMom. Takáto lineárna polarizácia predstavuje vlastný mód PEMu a teda nedochádza k jej modulácii (a teda ani k modulácii meranej intenzity svetla). Akékoľvek stočenie polarizačnej roviny svetla vzorkou sa potom prejaví signálom na druhej harmonickej frekvencii PEMu. V tomto usporiadaní sa používa PEM v polvlnovom móde.

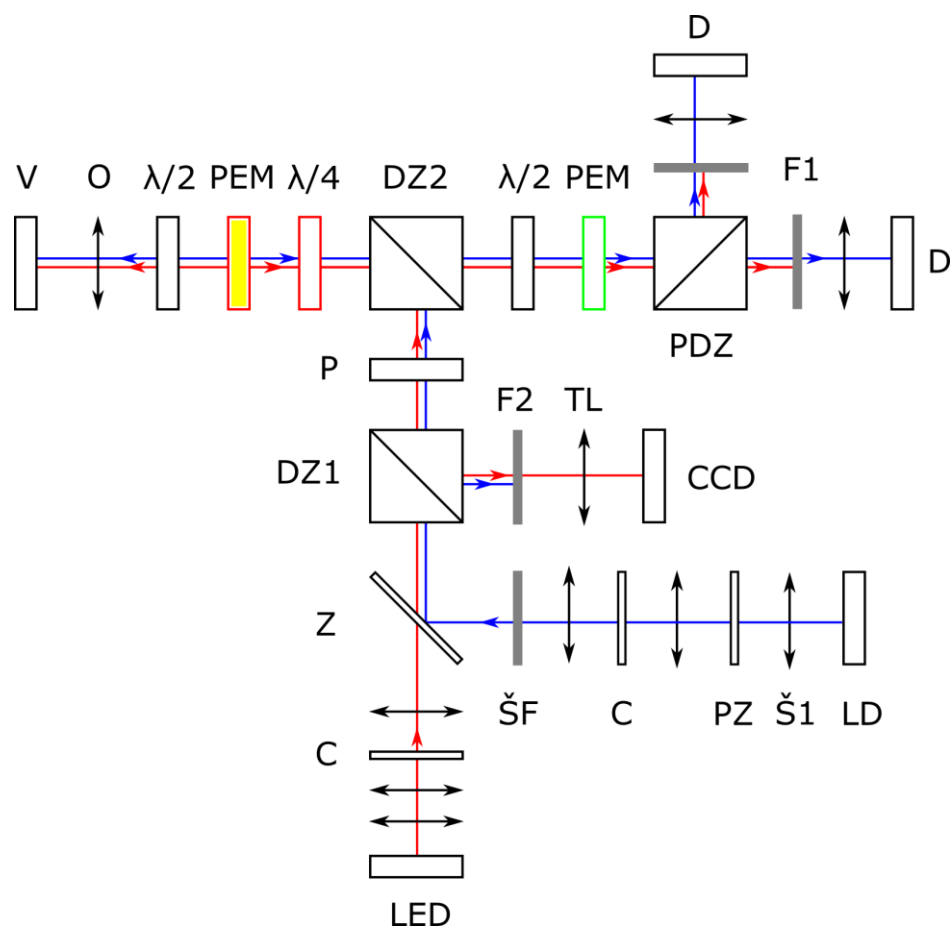


Obr. 7: Detekcia pomocou metódy PEM3 [5]

P -polarizátor, $\lambda/2$ – polvlnová doštička, *V* – vzorka, *A* – analyzátor.

Vo vyššie popísaných detekčných usporiadaniach sa laserový lúč odráža iným smerom, ako z ktorého prišiel dopadajúci zväzok. To je možné pri využití šošoviek s veľkou ohniskovou vzdialenosťou, ale dosiahnuté priestorové rozlíšenie sa pohybuje rádovo v desiatkach mikrometrov. Na dosiahnutie väčšieho rozlíšenia je potrebné použiť mikroskopový objektív. To prináša radu komplikácií, pretože odrazený laserový zväzok sa priestorovo prekrýva s dopadajúcim lúčom. Na jeho oddelenie do detekčnej aparatury je potrebné použiť delič zväzku, ktorý nežiadúcim spôsobom ovplyvňuje polarizáciu prechádzajúceho svetla.

Schéma nášho experimentálneho usporiadania je na obr. 8.



Obr. 8: Schematické zobrazenie nami postaveného skenovacieho MO mikroskopu: LD – laserová dióda; Š1 – kolimačná šošovka; PZ – prerušovač zväzku; C – kruhová clona; ŠF – šedý filter; Z – dichroické zrkadlo; DZ – deliče zväzku; P – polarizátor; F1, F2 – spektrálne filtre; TL – zobrazovacia šošovka („tube lens“); V – vzorka; O – objektív; $\lambda/2$ – polvlnová doštička; $\lambda/4$ – štvrtvlnová doštička; PDZ – polarizačný delič zväzku; D – detektor. Farebne odlišené komponenty sú zaradené pri meraní s PEMom (žltá – PEM1, červená – PEM2, zelená – PEM3).

Ako zdroj svetla pre náš skenovací MO mikroskop používame systém vymeniteľných laserových diód (LD) rôznych vlnových dĺžok od firmy Thorlabs. Pre otestovanie mikroskopu sme zvolili laserovú diódu s vlnovou dĺžkou $\lambda = 405$ nm. Laserový lúč vychádzajúci z diódy je silne rozbiehavý, preto sme na jeho kolimáciu použili šošovku Š1 s ohniskovou vzdialenosťou 4,5 mm. Laserový lúč následne prechádza prerušovačom zväzku (PZ), a pretože nie je presne gausovský, prechádza tiež usporiadaním pre priestorovú filtráciu. Toto usporiadanie pozostáva z dvoch šošoviek, v ktorých spoločnom ohnisku je umiestnená kruhová clona (C) mikroskopických rozmerov (viď ďalej). Ďalej laserový zväzok prechádza šedým filtrom (ŠF), ktorý slúži

na nastavenie intenzity svetla, a je odrazený od dichroického zrkadla (Z). V tomto mieste sa k skenovaciemu zväzku pripája zväzok z LED diódy ($\lambda = 625 \text{ nm}$), ktorý slúži k osvetleniu a zobrazeniu väčšej plochy vzorky (V) a teda k orientácii na vzorke pri príprave merania. K spracovaniu rozbiehavého zväzku z LED diódy slúži sústava šošoviek a clôn a dichroické zrkadlo umožňuje spojiť oba svetelné zväzky bez straty intenzity. Oba lúče potom vstupujú do hlavnej časti nášho mikroskopu, kde prechádzajú najskôr deličom zväzku (DZ1 – Thorlabs, BS019), polarizátorom (P) typu Glan-Laser (Thorlabs, GL10), ktorý prepúšťa horizontálne lineárne polarizovanú vlnu, a potom sa odrážajú v ďalšom deliči zväzku (DZ2 – Thorlabs, BS013).

V prípade, že používame usporiadanie s optickým mostíkom, prechádza lúč rovno polvlnovou doštičkou ($\lambda/2$ – Newport, 10RP52-1), ktorá slúži na nastavenie požadovanej orientácie lineárnej polarizácie na vzorku. Potom je fokusovaný objektívom (O – Mitutovo Plan Apo 20x) a odráža sa naspäť od vzorky (V). Spätným prechodom objektívom sa zväzok opäť skolimuje a polvlnová doštička otočí jeho polarizáciu späť na horizontálnu (až na odchýlku spôsobenú MO javmi vo vzorke). Po prechode deličom zväzku DZ2 zväzok vstupuje do optického mostíka, ktorého princíp sme popísali vyššie. Na vyváženie optického mostíka slúži polvlnová doštička (Newport, 10RP52-1) umiestnená pred polarizačným deličom (PDZ) typu Glan-Laser (Thorlabs, GL15). V oboch ramenách optického mostíka sú zväzky fokusované šošovkami na detektory (D) a príslušné elektrické signály sú sčítané (odčítané) a zosilnené. Rozdielový signál je úmerný stočeniu polarizácie vo vzorke a súčtový signál, ktorý je úmerný odrazivosti vzorky, slúži na kalibráciu MO signálu. Aby svetlo z LED diódy neovplyvnilo meranie umiestnili sme pred detektory spektrálne filtre (F1 – Thorlabs, FESH0550). Osvetľovací zväzok je po odraze od vzorky, DZ2 a DZ1 zobrazený šošovkou („tube lens“, TL) na CCD čip. Intenzívny laserový zväzok je výrazne utlmený farebným filtrom (F2- -Thorlabs, FD1R) tak, aby bol pre účely nastavení experimentu stále viditeľný, ale nesaturoval pritom CCD kameru.

Optické prvky patriace do usporiadania s PEMom sme na obr. 8 farebne odlišili. Ak chceme použiť detekčnú metódu PEM1 (žltá) musíme do usporiadania pred objektív a polvlnovú doštičku pridať PEM, odstrániť prerušovač zväzku a detegujeme len signál z jedného detektoru. Usporiadanie PEM2 (červená) sa líši od PEM1 len pridaním štvrtvlnovej doštičky ($\lambda/4$ – Newport, 10RP54-1) pred PEM. Usporiadanie PEM3 (zelená) dostaneme z PEM1 premiestnením PEMu pred polarizačný delič PDZ. Na spracovanie meraného signálu používame takzvané lock-in zosilňovače, ktoré

z celkového signálu zachyteného detektormi izolujú len zložku, ktorá osciluje na špecifickej frekvencii. Tá je do laserového zväzku vnesená buď moduláciou intenzity pomocou prerušovača zväzku (meranie s optickým mostíkom) alebo moduláciou polarizácie svetla pomocou PEMu. Spracovanie signálu touto metódou umožňuje podstatne zvýšiť pomer signál/šum.

Pri výstavbe mikroskopu sme sa snažili dosiahnuť čo možno najväčšiu variabilitu usporiadania. Ako je možné vidieť z obr. 8 medzi jednotlivými detekčnými metódami môžeme prechádzať len pridaním alebo presunutím niekoľkých optických komponent. Použitá geometria osvetľovacieho zväzku je identická s tou, ktorá sa používa vo wide-field MO mikroskopoch. Jednoduchým presunutím polarizátoru pred delič DZ1 a pridaním druhého polarizátoru pred CCD kameru je možné použiť osvetľovaciu časť experimentálneho usporiadania ako wide-field MO mikroskop. Naše usporiadanie je tiež veľmi jednoduché prestavať do transmisnej geometrie. Za vzorku sme totiž upevnili druhý (zberný) objektív a ďalší delič zväzku, ktoré ale už na obr. 8 nie sú zakreslené. Pri prechode medzi reflexnou a transmisnou geometriou stačí už len premiestniť optický mostík alebo iné detekčné usporiadanie.

2.1. Experimentálne usporiadanie v Jonesovom formalizme

Ako sme už spomenuli vyššie, použitie objektívu, a teda skutočnosť, že zväzok dopadajúci a odrazený od vzorky sa prekrývajú, vyžaduje, aby laserový zväzok prechádzal deličom zväzku. Ak ním prechádza iná ako „s“ alebo „p“ polarizácia, môže byť ovplyvnená rádovo viac, než aký je vplyv MO javov vo vzorke. Preto polarizátorom nastavujeme „p“ (horizontálnu) polarizáciu svetla a až po odraze v deliči polarizáciu otáčame polvlnovou doštičkou. Keďže MO javy sú veľmi slabé, polarizácia svetla sa pri spätnom prechode doštičkou otočí skoro naspäť na horizontálnu. Vplyv deliča zväzku pri prechode zväzku do mostíka by teda mal byť tiež malý, ale stále možno rádovo porovnateľný s MO javmi. Dvojitý prechod PEMom a štvrtvlnovou doštičkou v usporiadaniach PEM1 a PEM2 môže mať tiež ťažko predvídateľný efekt. Vplyv týchto efektov sme sa snažili odhadnúť pomocou výpočtov použitím Jonesovho formalizmu.

Pre samotný výpočet ešte potrebujeme nájsť Jonesovu maticu popisujúcu delič zväzku. V deliči zväzku dochádza k čiastočnému odrazu a prechodu svetla. Jeho vlastnými

polarizačnými módmi sú „s“ a „p“ polarizácie. Delič je v našom experimentálnom usporiadaní umiestnený tak, že rovina dopadu svetla na rozhranie v deliči je rovnobežná s rovinou optického stola. V tomto prípade mieri „p“ polarizácia pozdĺž osi x a „s“ pozdĺž osi y . Odrazivosť (priepustnosť) a fázový posun v deliči pre „s“ a „p“ polarizáciu však nie sú rovnaké, čo vedie k stáčaniu polarizácie a vzniku elipticity. V deliči zväzku teda v podstate nastáva dichroizmus a dvojlom nemagnetického pôvodu a preto nie je prekvapivé, že jeho Jonesova matica má rovnaký tvar ako matica Voigtovho javu

$$T_{DZ} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & a_{DZ}e^{-i\varphi_{DZ}} \end{pmatrix}. \quad (26)$$

Parameter a_{DZ} vyjadruje podiel amplitúdových priepustností „s“ a „p“ polarizovanej vlny a φ_{DZ} je fázový rozdiel, ktorý vznikne medzi „s“ a „p“ komponentami dopadajúcej vlny. Pritom predpokladáme, že $(a_{DZ} - 1)$ a φ_{DZ} sú blízke nule, avšak stále väčšie ako parametre MO javov. Polarizátor v našom usporiadaní je nastavený tak, že prepúšťa len horizontálnu polarizáciu. Polarizačný stav svetla sa teda po prechode deličom nezmení, preto všetky výpočty budeme začínať až prvou komponentou za ním. Vo výpočtoch sa obmedzíme len na polárny Kerrov jav, ktorý sa v nami použitej testovacej vzorke uplatňuje. Výpočty je možné analogicky zopakovať aj pre Voigtov jav.

Ako prvé popíšeme usporiadanie s optickým mostíkom. Vzhľadom na odraz svetla od povrchu vzorky musíme Jonesov vektor svetla v okamihu odrazu transformovať do novej súradnicovej sústavy. Invertuje sa totiž smer osi z (smer šírenia) a aby nová súradnicová sústava bola tiež pravotočivá, musí sa invertovať aj os y a os x musí zostať nezmenená. Táto transformácia je popísaná maticou

$$T_i = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (27)$$

ktorou stačí polarizačný stav svetla v okamihu odrazu vynásobiť. Matice optických prvkov, ktorých vlastná súradnicová sústava sa zhoduje s laboratórnou (nie sú natočené) transformácia nijak neovplyvní. Jedná sa o polarizačné a nepolarizačné deliče zväzku. U natočených prvkov je potrebné pri transformácii súradnic zameniť rotačné matice. Pre priamy a spätný prechod polvlnovou doštičkou, ktorá je umiestnená pred vzorkou, majú matice tvar

$$T_{\frac{\lambda}{2}}^1 = Rot\left(-\theta_{\lambda}\right) T_{\frac{\lambda}{2}} Rot\left(\theta_{\lambda}\right) \quad (28)$$

$$T_{\frac{\lambda}{2}}^2 = Rot\left(\frac{\theta_{\lambda}}{2}\right)T_{\frac{\lambda}{2}}Rot\left(-\frac{\theta_{\lambda}}{2}\right) \quad (29)$$

Polvlnová doštička slúžiaca na vyváženie optického mostíka má maticu

$$T_{\frac{\lambda}{2}}^3 = Rot\left(\frac{\pi}{8}\right)T_{\frac{\lambda}{2}}Rot\left(-\frac{\pi}{8}\right). \quad (30)$$

Matica polarizačného deliča v optickom mostíku T_j pre $j = x$ odpovedá matici (18), pre $j = y$ musíme v (18) zameniť diagonálne členy. Tento delič prepúšťa svetlo polarizované pozdĺž osi x a odráža svetlo polarizované pozdĺž osi y . Ako sme už spomenuli vyššie, vstupná polarizácia má tvar

$$J_{in} \sim \sqrt{I_{in}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (31)$$

Výstupné elektrické pole má potom tvar

$$J_{out}^j = T_j T_{\frac{\lambda}{2}}^3 T_{DZ} T_{\frac{\lambda}{2}}^2 T_i T_{PKE} T_{\frac{\lambda}{2}}^1 J_{in}, \quad (32)$$

kde index j môže byť buď x alebo y . To odpovedá prejdenému alebo odrazenému zväzku za polarizačným deličom. Intenzita svetla meraná detektorom je úmerná kvadrátu absolútnej hodnoty elektrickej intezity

$$I_{out}^j \sim (J_{out}^j)^T (J_{out}^j)^*. \quad (33)$$

V usporianí s optickým mostíkom sa meria rozdiel intenzít z oboch detektorov, ktorý obsahuje MO signál a súčet intenzít, ktorý je potrebný pre výpočet skutočného stočenia polarizácie svetla v radiánoch.

Pre zjednodušenie výsledného tvaru sme súčtový a rozdielový signál rozložili do Taylorovej rady prvého stupňa v parametroch MO javu. Tento krok je matematicky korektný, pretože zmeny polarizačného stavu svetla v dôsledku MO javov sú malé ($a_{PKE} - 1 \rightarrow 0$, $\varphi_{PKE} \rightarrow 0$).

$$I_{out}^x + I_{out}^y \sim I_{in} \quad (34)$$

$$I_{out}^x - I_{out}^y \sim I_{in} [\varphi_{PKE} \cos(\varphi_{DZ}) + (a_{PKE} - 1) \sin(\varphi_{DZ})] \quad (35)$$

Člen úmerný φ_{PKE} v rozdielovom signály nesie informáciu o rotácii polarizácie v dôsledku polárneho Kerrovho javu (PKE). Druhý člen, ktorý nesie informáciu o elipticite indukovanej PKE, je prítomný len vďaka fázovému posunu v deliči zväzku. Tento člen je oproti prvému výrazne menší (predpokladáme, že φ_{DZ} je blízke nule). Meranie v tomto usporiadaní preto nie je vhodné na meranie elipticity spôsobenej týmto MO javom. Pre meranie elipticity je potrebné pred polvlnovú doštičku v optickom mostíku vložiť štvrtvlnovú doštičku s rýchlou a pomalou osou pozdĺž osi

x a y , čím dôjde k zámene goniometrických funkcií v rozdielovom signály (35). Všimnime si tiež, že meraný MO signál nezávisí na orientácii lineárnej polarizácie svetla dopadajúceho na vzorku (teda na natočení polvlnovej doštičky θ_{λ}). To je v úplnom súlade s vlastnosťami PKE.

Pre výpočet usporiadaní s PEMom potrebujeme ešte definovať transformované matice PEMu a štvrtvlnovej doštičky.

$$T_{PEM}^1 = Rot\left(-\frac{\pi}{4}\right) T_{PEM} Rot\left(\frac{\pi}{4}\right) \quad (36)$$

$$T_{PEM}^2 = Rot\left(\frac{\pi}{4}\right) T_{PEM} Rot\left(-\frac{\pi}{4}\right) \quad (37)$$

$$T_{\lambda}^1 = Rot\left(-\frac{\pi}{4}\right) T_{\lambda} Rot\left(\frac{\pi}{4}\right) \quad (38)$$

$$T_{\lambda}^2 = Rot\left(\frac{\pi}{4}\right) T_{\lambda} Rot\left(-\frac{\pi}{4}\right) \quad (39)$$

Pre väčšiu prehľadnosť zavádzame značenie

$$C_{\varphi_{PEM}} = \cos(\varphi_{PEM} \cos(\omega t)) \quad (40)$$

$$C_{2\varphi_{PEM}} = \cos(2\varphi_{PEM} \cos(\omega t)) \quad (41)$$

$$S_{\varphi_{PEM}} = \sin(\varphi_{PEM} \cos(\omega t)) \quad (42)$$

$$S_{2\varphi_{PEM}} = \sin(2\varphi_{PEM} \cos(\omega t)) \quad (43)$$

Tieto funkcie majú po rozvinutí do Fourierovej rady tvar

$$\cos(\varphi_{PEM} \cos(\omega t)) = J_0(\varphi_{PEM}) - 2J_2(\varphi_{PEM}) \cos(2\omega t) + \dots \quad (44)$$

$$\sin(\varphi_{PEM} \cos(\omega t)) = 2J_1(\varphi_{PEM}) \cos(\omega t) + \dots \quad (45)$$

kde J_0, J_1, J_2 predstavujú sférické Besselove funkcie nultého až druhého rádu.

Z rozvojov môžeme usúdiť, že funkcie $C_{\varphi_{PEM}}, C_{2\varphi_{PEM}}$ nesú signál na druhej harmonickej frekvencii a funkcie $S_{\varphi_{PEM}}, S_{2\varphi_{PEM}}$ zasa na prvej.

Ako vidieť z obr. 8, výsledný polarizačný stav v usporiadaní PEM1 dostaneme súčinom

$$\mathbf{J}_{out}^j = T_j T_{\lambda}^3 T_{DZ} T_{PEM}^2 T_{\lambda}^2 T_i T_{PKE} T_{\lambda}^1 T_{PEM}^1 \mathbf{J}_{in}, \quad (46)$$

čím pre intenzitu svetla dostávame tvar

$$\begin{aligned} I_{out}^j &\sim I_{in} \{ 1 + a_{DZ}^2 + (1 - a_{DZ}^2) C_{2\varphi_{PEM}} \\ &\pm 2a_{DZ} [\varphi_{PKE} \cos(\varphi_{DZ}) + (a_{PKE} - 1) \sin(\varphi_{DZ})] C_{\varphi_{PEM}} \\ &+ 2a_{DZ}^2 (a_{PKE} - 1) S_{\varphi_{PEM}} \pm 2a_{DZ} \sin(\varphi_{DZ}) S_{2\varphi_{PEM}} \}. \end{aligned} \quad (47)$$

Horné znamienko tu (aj v analogických vzťahoch pre usporiadanie PEM2 a PEM3) pripadá intenzite vlny, ktorá prešla polarizačným deličom a dolné znamienko intenzite odrazenej vlny.

Ako vidíme, signál na prvej harmonickej frekvencii obsahuje informácie o elipticite vyvolanej PKE, zatiaľ čo druhá harmonická nesie informáciu hlavne o rotácii polarizácie vplyvom PKE vo vzorke. Pritom na oboch frekvenciách sa okrem členov úmerných MO javu vyskytujú aj členy nemagnetické, ktoré môžu byť rádovo väčšie a môžu tak meranie výrazne ovplyvniť. Tiež si všimnime, že tieto nemagnetické členy sú spôsobené vplyvom deliča zväzku na polarizáciu svetla (pre $a_{DZ} = 1$ a $\varphi_{DZ} = 0$ tieto členy vypadnú).

Ak do súčinu (46) pre PEM1 pridáme transformované matice štvrt'vlnovej doštičky dostávame tvar pre usporiadanie PEM2

$$\mathbf{J}_{out}^j = T_j \frac{T_\lambda^3}{2} T_{DZ} T_\lambda^2 T_{PEM}^2 T_\lambda^2 T_i T_{PKE} T_\lambda^1 T_{PEM}^1 T_\lambda^1 \mathbf{J}_{in}. \quad (48)$$

Intenzita má v tomto usporiadaní tvar

$$I_{out}^j \sim I_{in} \{ 1 + a_{DZ}^2 - 2a_{DZ}^2(a_{PKE} - 1)C_{\varphi_{PEM}} - (1 - a_{DZ}^2)C_{2\varphi_{PEM}} \pm 2a_{DZ}[\varphi_{PKE}\cos(\varphi_{DZ}) + (a_{PKE} - 1)\sin(\varphi_{DZ})]S_{\varphi_{PEM}} \mp 2a_{DZ}\sin(\varphi_{DZ})S_{2\varphi_{PEM}} \}. \quad (49)$$

Ako vidíme tento vzťah je veľmi podobný vzťahu (47) pre PEM1. Došlo len k zámene frekvencií, na ktorých je detegovaná rotácia a elipticita vplyvom PKE. Naopak nemagnetické členy sa zachovali bez zmeny.

Pre usporiadanie PEM3 dostávame

$$\mathbf{J}_{out}^j = T_j T_{PEM}^2 T_\lambda^3 T_{DZ} T_\lambda^2 T_i T_{PKE} T_\lambda^1 \mathbf{J}_{in}, \quad (50)$$

$$I_{out}^j \sim I_{in} \{ 1 \pm a_{DZ}[\varphi_{PKE}\cos(\varphi_{DZ}) + (a_{PKE} - 1)\sin(\varphi_{DZ})]C_{\varphi_{PEM}} \mp a_{DZ}[\varphi_{PKE}\sin(\varphi_{DZ}) - (a_{PKE} - 1)\cos(\varphi_{DZ})]S_{\varphi_{PEM}} \}. \quad (51)$$

Ako je možné vidieť, vo vzťahu (51) je len jeden člen nemagnetického pôvodu, ktorý však ale nie je modulovaný v čase. Meranie s lock-inom ho preto odfiltruje. Teoreticky by teda toto usporiadanie malo dávať najlepšie výsledky zo všetkých troch možností meraní s PEMom. Stočenie polarizácie svetla vplyvom PKE vo vzorke môžeme určiť meraním na druhej harmonickej frekvencii PEMu. Na prvej harmonickej môžeme zasa merať vznik elipticity v dôsledku PKE.

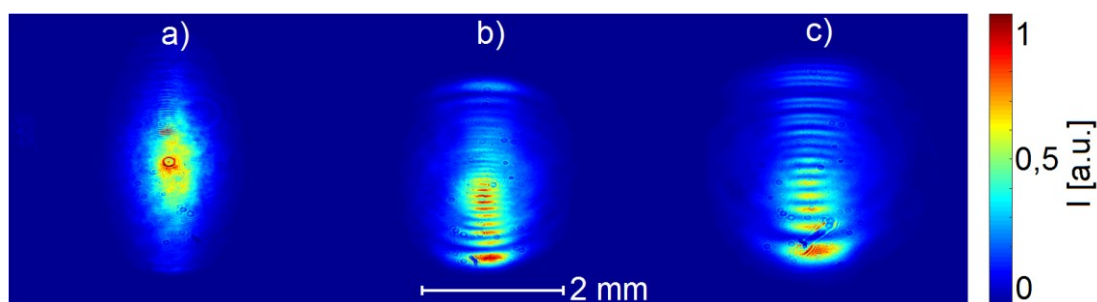
Dodajme, že analogické vzťahy môžeme odvodiť aj pre Voigtov jav, kde sa navyiac

objaví závislosť meraných signálov na relatívnej orientácii magnetizácie voči smeru lineárnej polarizácie svetla dopadajúceho na vzorku, teda závislosť na parametroch $\theta_{\frac{\lambda}{2}}$ a θ_{VE} .

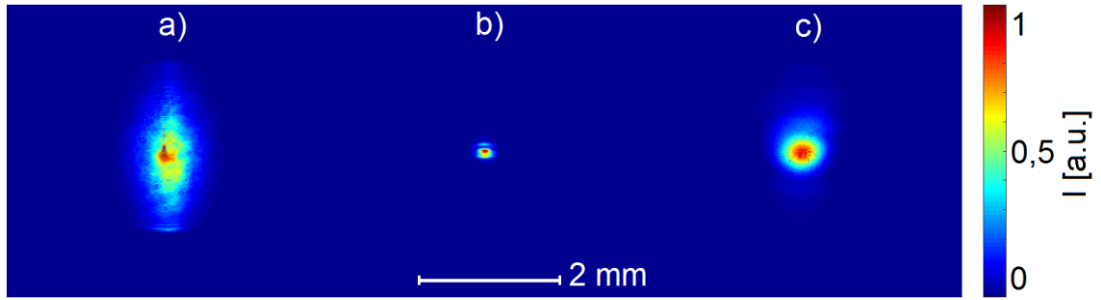
2.2. Príprava skenovacieho zväzku

Magnetické domény vo vzorkách môžu byť široké len niekoľko mikrometrov. Pre ich rozlíšenie preto potrebujeme laserový lúč s čo najmenšou stopou na vzorke. Taktiež je veľmi dôležité, aby intenzita svetla dopadajúceho na vzorku bola stabilná v čase, keďže vzorkovanie povrchu trvá niekoľko (desiatok) minút. Snažíme sa pritom, aby zväzok mal pokiaľ je to možné kruhový prierez a gausovský profil.

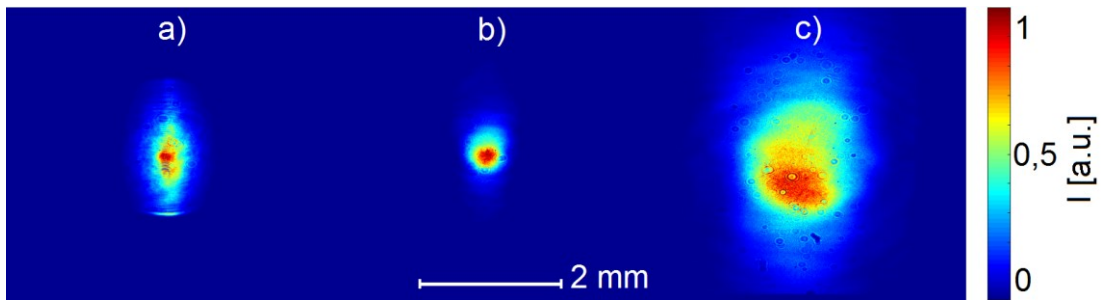
Ako sme už uviedli vyššie ako zdroj svetla používame laserovú diódu, ktorá vyžaruje svetlo s vlnovou dĺžkou $\lambda = 405 \text{ nm}$. Svetlo z diódy sa však pomerne výrazne rozbieha a je potrebné ho najskôr skolimovať. Za diódu sme preto umiestnili šošovku s ohniskovou vzdialenosťou $f = 4,5 \text{ mm}$. Všimli sme si, že pokiaľ je zväzok za šošovkou presne rovnobežný (vzdialenosť šošovky $z = f$), obsahuje interferenčné pružky. Ak sa ale mierne zbieha (vzdialenosť šošovky $z > f$), potom za svojim ohniskom (v rozbiehavej časti zväzku) má takmer ideálny gausovský prierez. Profily zväzku zmerané pomocou CCD detektoru pre tri rôzne polohy zbernej šošovky ($z = f$, $z = f + 30 \mu\text{m}$, $z = f + 50 \mu\text{m}$) v troch vzdialenostiach za šošovkou sú znázornené na obr. 9, 10 a 11. (Drobné krúžky v zmeraných profiloch nie sú skutočné zmeny v intenzite zväzku, ale sú spôsobené prachovými zrnami v optike CCD detektoru.)



Obr. 9: Normované profily zväzku pre polohu šošovky $z = f$ vo vzdialenosti a) 13cm, b) 63cm, c) 113 cm od kolimačnej šošovky.



Obr. 10: Normované profily zväzku pre polohu šošovky $z = f + 30\mu\text{m}$ vo vzdialenosti a) 13cm, b) 63cm, c) 113 cm od kolimačnej šošovky.



Obr. 11: Normované profily zväzku pre polohu šošovky $z = f + 50\mu\text{m}$ vo vzdialenosti a) 13cm, b) 63cm, c) 113 cm od kolimačnej šošovky.

Po fokusácii objektívom má zväzok priemer v ráde niekoľko mikrometrov a na jeho charakterizáciu je potrebná presnejšia metóda – meranie pomocou skenovacej hrany. Počas merania postupne zakrývame zväzok ostrou hranou (žiletka) a súčasne meriame intenzitu prejdeného svetla. Ak predpokladáme, že máme eliptický gausovský zväzok bude mať závislosť detegovanej intenzity na polohe hrany pozdĺž osi x tvar

$$I(x) = \frac{1}{2} I_{max} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{\sqrt{2}(x_0 - x)}{\sqrt{a^2 \cos^2(\varphi) + b^2 \sin^2(\varphi)}} \right) \right), \quad (52)$$

kde I_{max} predstavuje intenzitu nezakrytého zväzku, a a b predstavujú dĺžky poloosí elipsy, φ je uhol natočenia elipsy voči osi x a x_0 predstavuje polohu stredu elipsy na osi x . V našom prípade sme zistili, že poloosi elipsy mieria pozdĺž osí laboratórnej sústavy (v ktorej meriame). Vzťah (52) sa preto redukuje na

$$I(x) = \frac{1}{2} I_{max} \left(1 + \text{Erf} \left(\frac{2\sqrt{\ln(2)}(x_0 - x)}{FWHM^x} \right) \right), \quad (53)$$

kde $FWHM^x$ je pološírka zväzku v smere osi x . Analogický vzťah platí aj pre pološírku v smere osi y . Obe pološírky je potrebné určiť nezávislým meraním so

skenovacou hranou, ktorá je orientovaná pozdĺž osi y resp. x . Toto meranie sme zopakovali v rôznych vzdialenostiach za objektívom. Fitovaním nameraných závislostí vzťahom (53) sme získali závislosť pološírky zväzku na pozdĺžnej súradnici. Tieto závislosti sú pre tri spomenuté polohy šošovky vykreslené na obr. 12. Tieto hodnoty sme preložili funkciou (54), ktorá popisuje závislosť pološírky zväzku na vzdialenosti od ohniska

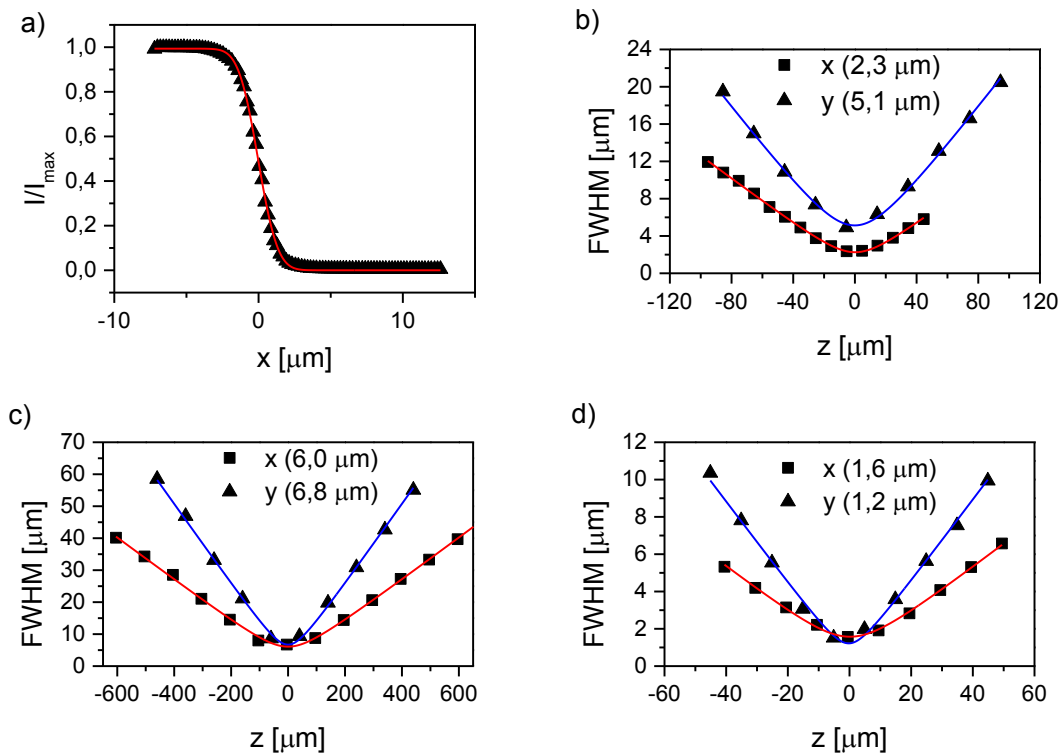
$$FWHM = FWHM_0 \sqrt{1 + \frac{4(z - z_0)^2}{h^2}}, \quad (54)$$

kde $FWHM_0$ predstavuje pološírku zväzku v ohnisku, z_0 popisuje polohu ohniska a h je hĺbka ohniska (dĺžka časti zväzku v okolí ohniska kde platí $FWHM \leq \sqrt{2}FWHM_0$). Z fitu sme získali pološírku zväzku v jeho páse (ohnisku) a ohniskovú hĺbku.

Na obr. 12 je vidieť, že najväčšiu pološírku v ohnisku má zväzok pre polohu kolimačnej šošovky $z = f + 30 \mu\text{m}$, kedy bol rozmer zväzku na vstupnej aperture objektívu najmenší (vid' obr. 10 c)). Najmenšiu pološírku ohniska má naopak zväzok pre polohu šošovky $z = f + 50 \mu\text{m}$, kedy zväzok pokrýva takmer celú vstupnú aperturu objektívu. To je v súlade s teóriou transformácie gausovských zväzkov šošovkou. Použitie výrazne zbiehavého laserového zväzku však nie je vhodné, preto ako východiskovú variantu použijeme presne skolimovaný zväzok a pokúsime sa odstrániť interferenčné pružky vo zväzku pomocou priestorovej filtrácie.

Zväzok vo vybranom usporiadaní mal pološírky $FWHM_0^x = (2,3 \pm 0,4) \mu\text{m}$ a $FWHM_0^y = (5,1 \pm 0,9) \mu\text{m}$. Odpovedajúce hĺbky ohniska sú $h_x = 36,5 \mu\text{m}$ a $h_y = 47,9 \mu\text{m}$.

Vzhľadom k interferenčným pružkom v skolimovanom zväzku môžeme očakávať, že aj v ohnisku bude profil výrazne negausovský. Zistené parametre preto popisujú zväzok len približne.

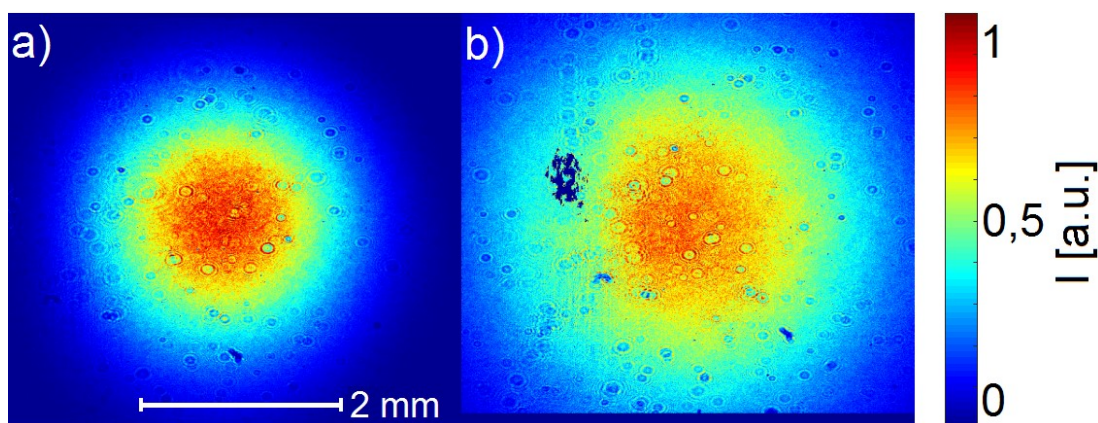


Obr. 12: Určovanie pološírky zväzku v ohnisku:

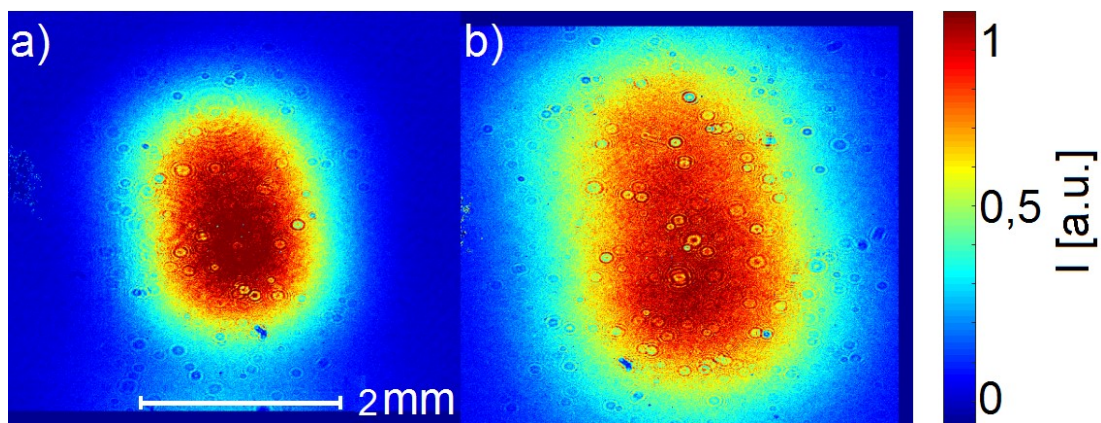
a) príklad závislosti detegovanej intenzity svetla na polohe skenovacej hrany (body – merané dáta, krivka – fit funkciou (53)), b) – d) Závislosť pološírky zväzku na vzdialenosti od ohniska pre polohu šošovky $z = f$ (b), $z = f + 30 \mu\text{m}$ (c), $z = f + 50 \mu\text{m}$ (d) (body – merané dáta, krivky – fity funkciou (54)). V zátvorkách uvádzame pološírky v páse zväzku určené fitom.

Priestorová filtrácia sa používa na odstránenie odchýlok od ideálneho gausovského profilu laserového zväzku. Využíva sa pri tom fakt, že šošovka vytvára vo svojom obrazovom ohnisku priestorovú Fourierovu transformáciu dopadajúceho laserového zväzku. Do skolimovaného zväzku sme preto umiestnili dve šošovky tak, aby obrazové ohnisko prvej a predmetové ohnisko druhej ležalo v tom istom bode. Prvá šošovka ($f = 5 \text{ cm}$) lúč rozloží na jeho jednotlivé fourierovské komponenty a druhá šošovka ($f = 10 \text{ cm}$) ich zase zloží. Z fourierovskej optiky vieme, že vyššie priestorové frekvencie (odpovedajúce napr. interferenčným prúžkom v profile zväzku) sa šíria pod väčšími uhlami vzhľadom k optickej osi. Do ohniska preto stačí pridať mikroskopickú kruhovú clonu so stredom na optickej osi, ktorá ich zablokuje. Druhá šošovka potom zrekonštruje zväzok už bez odstránených porúch.

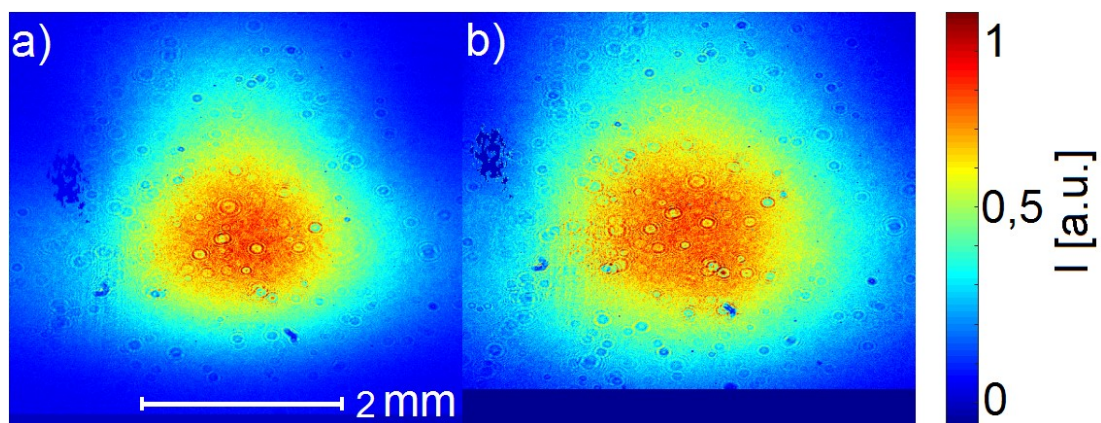
Druhým problémom je eliptický prierez zväzku, ktorý je dôsledkom mechanizmu vzniku svetelného zväzku v laserovej dióde. Na kompenzáciu elipticity sme použili dvojicu hranolov (umiestených pred vstupom do priestorovej filtrácie), ktoré menia pološíрку zväzku v jednom priečnom smere faktorom dva a v smere kolmom ponechávajú pološíрку bez zmeny. Zmerali sme teda parametre ohniska pre štyri varianty – pre filtračnú clonku s priemerom 30 a 20 mikrometrov a to s hranolmi a bez nich. Zmerané profily zväzku bezprostredne za priestorovou filtráciou (5 cm) a na vstupnej aperture objektívu (80 cm) pre jednotlivé usporiadania sú vynesené na obrázkoch 13 až 16. Ako je možné vidieť, už nedochádza k zmene tvaru zväzku pri šírení (na rozdiel od stavu bez priestorovej filtrácie). Nežiaduce poruchy v profile zväzku sme teda výrazne potlačili, čo je predpoklad pre dosiahnutie minimálnej stopy na povrchu vzorky. Pre clonku s priemerom 20 μm je zväzok takmer kruhový s ideálnym (gausovským) profilom. Pre clonku s priemerom 30 μm obsahuje zväzok pozostatky modulácie vo vertikálnom smere. Použitie hranolov na potlačenie elipticity zväzku v oboch prípadoch viedlo k horším výsledkom.



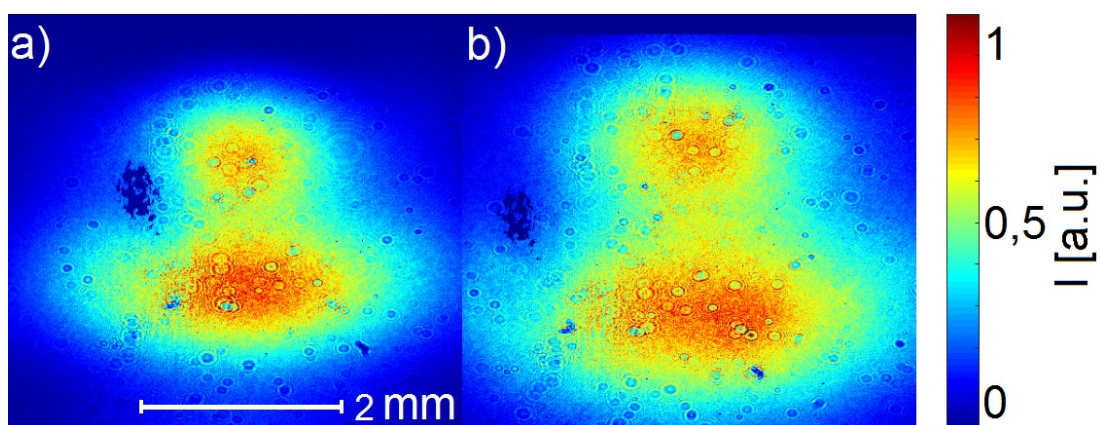
Obr. 13: Normované profily zväzku pre clonku s priemerom 20 μm vo vzdialenosti a) 5 cm a b) 80 cm za priestorovou filtráciou.



Obr. 14: Normované profily zväzku pre clonku s priemerom $30 \mu\text{m}$ vo vzdialenosti a) 5 cm a b) 80 cm za priestorovou filtráciou.

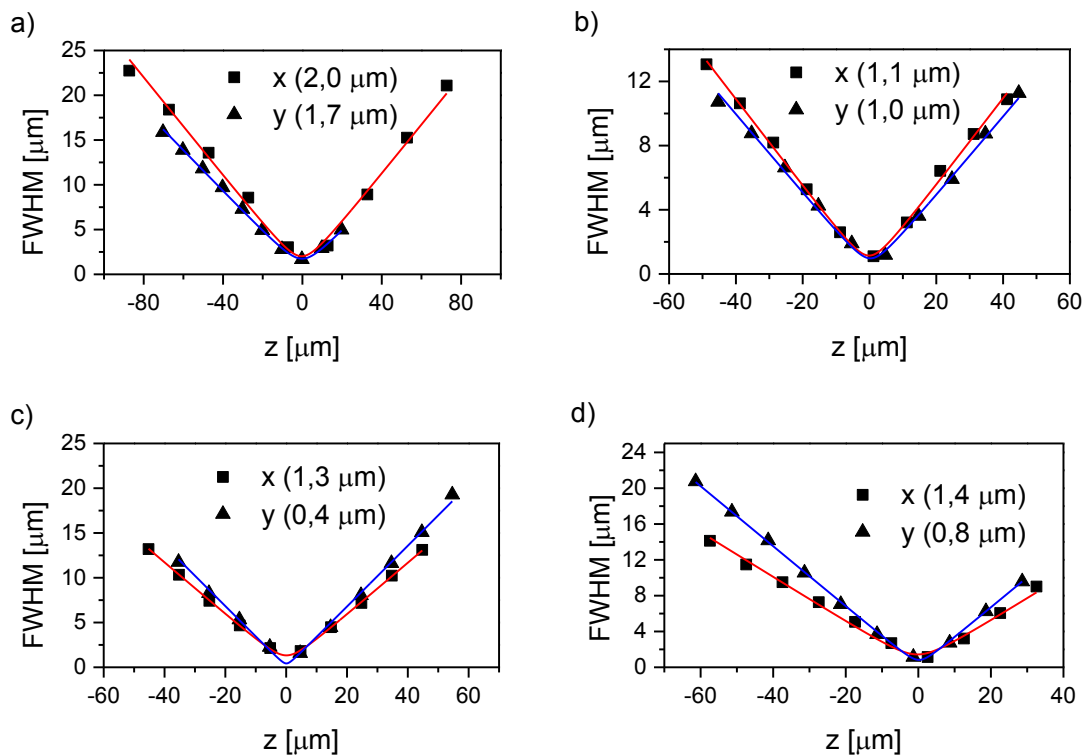


Obr. 15: Normované profily zväzku pre clonku s priemerom $20 \mu\text{m}$ a hranolmi vo vzdialenosti a) 5 cm a b) 80 cm za priestorovou filtráciou.



Obr. 16: Normované profily zväzku pre clonku s priemerom $30 \mu\text{m}$ a hranolmi vo vzdialenosti a) 5 cm a b) 80 cm za priestorovou filtráciou.

Závislosti pološířky zväzku na pozdĺžnej súradnici z získané meraním so skenovacou hranou sú pre jednotlivé usporiadania znázornené na obr. 17. Z merania vyplynulo, že menší priemer v ohnisku má zväzok pri použití clonky s priemerom $30\ \mu\text{m}$. Paradoxne použitie hranolov spôsobilo, že zväzok bol v ohnisku výrazne eliptický. Pre ďalšie merania sme sa teda rozhodli používať usporiadanie bez hranolov a s clonkou s priemerom $30\ \mu\text{m}$. Okrem menšieho ohniska je v tomto usporiadaní tiež výhodou vyššia stabilita intenzity svetla v čase. (Pre clonku s priemerom $20\ \mu\text{m}$ dochádzalo k nežiadúcemu kolísaniu intenzity zväzku v dôsledku drobných otrasov optického stola). Meraním sme určili pološířky zväzku v ohnisku $FWHM_0^x = (1,1 \pm 0,4)\ \mu\text{m}$ a $FWHM_0^y = (1,0 \pm 0,3)\ \mu\text{m}$ a príslušné ohniskové hĺbky $h_x = 8,5\ \mu\text{m}$ a $h_y = 7,9\ \mu\text{m}$.



Obr. 17: Závislosť pološířky zväzku na vzdialenosti od ohniska pre usporiadanie s: a) clonkou s priemerom $20\ \mu\text{m}$, b) clonkou s priemerom $30\ \mu\text{m}$, c) clonkou s priemerom $20\ \mu\text{m}$ a hranolmi, d) clonkou s priemerom $30\ \mu\text{m}$ a hranolmi (body – mernané dáta, krivky – fity funkciou (54)). V zátvorkách uvádzame pološířky v páse zväzku určené fitom.

2.3. Charakterizácia polarizačných komponent

Pri teoretickom popise experimentálneho usporiadania pomocou Jonesovho formalizmu sme predpokladali, že je vstupná polarizácia presne lineárna a všetky polarizačné komponenty sú ideálne. V prípade polvlnových doštičiek sme teda neuvažovali vznik elipticity (ale len stočenie polarizačnej roviny) a u štvrtvlnovej doštičky sme predpokladali vznik dokonalej kruhovej polarizácie. V tejto kapitole overíme, do akej miery bol tento predpoklad oprávnený.

Kvalita polarizácie za daným optickým prvkom sa určí tak, že sa zaň umiestni otočný polarizátor a detektorom sa meria intenzita svetla, ktoré prešlo polarizátorom v závislosti na jeho natočení. Pre všeobecnú eliptickú polarizáciu je výsledná závislosť

$$I = (I_{max} - I_{min})\cos^2(\eta - \eta_0) + I_{min}, \quad (55)$$

kde η je natočenie polarizátoru a η_0 je uhol natočenia, pre ktorý nameriame maximálnu intenzitu I_{max} prechádzajúceho zväzku (pre $\eta_0 + \frac{\pi}{2}$ nameriame minimálnu intenzitu I_{min}).

Komponenty, ktorých výstupom má byť lineárna polarizácia (polarizátory a polvlnové doštičky) popisujeme extinkčným koeficientom k , ktorý je definovaný ako

$$k = \frac{I_{min}}{I_{max}}. \quad (56)$$

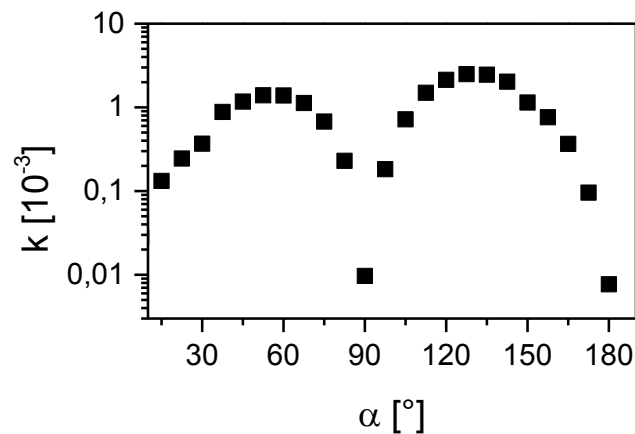
Štvrtvlnové doštičky môžeme zasa popísať pomocou stupňa kruhovej polarizácie p definovaného ako [7]

$$p = \frac{1 + \sqrt{\frac{I_{min}}{I_{max}}}}{2}. \quad (57)$$

Najprv sme overili kvalitu Glan-Laser polarizátorov použitých na konštrukciu nášho mikroskopu. Polarizátor (P) bol nastavený tak, aby prepúšťal horizontálnu polarizáciu a polarizačný delič (PDZ) bol umiestnený za ním do motorizovaného otočného stojanu. Zo zmeranej uhlovej závislosti (55) sme odčítali maximálnu a minimálnu intenzitu svetla a podľa vzťahu (56) určili extinkčný koeficient $k_{pol} = 5 \cdot 10^{-6}$. Neskôr, pri stavbe mikroskopu, sme za polarizátor umiestnili delič zväzku (DZ2) a nastavili jeho orientáciu tak, aby bol extinkčný koeficient lineárnej polarizácie za DZ2 čo najmenší. Dosiadnutá hodnota $k_{DZ} = 2,3 \cdot 10^{-4}$ je dostatočne malá, takže zanedbanie tohto deliča vo výpočtoch v kapitole 2.1 bolo oprávnené. Pri charakterizácii fázových doštičiek sme najprv našli polohy ich rýchlych a pomalých osí a to tak, že sme doštičku otáčali medzi dvoma navzájom skríženými polarizátormi

(pozdĺž osi x a y). Dve namerané minimá odpovedajú situáciám, kedy rýchla os smeruje pozdĺž x a pomalá pozdĺž y a naopak.

Pre jednu z polvlnových doštičiek sme zmerali závislosť extinkčného koeficientu výstupnej polarizácie na natočení doštičky (voči vstupnej horizontálnej polarizácii). Ako vidieť na obr. 18 kvalita polarizácie je najhoršia vtedy, keď rýchla alebo pomalá os zvierá s horizontálne polarizovanou vlnou uhol $\alpha = 45^\circ$ alebo 135° ($k_{\frac{\lambda}{2}} \approx 3 \cdot 10^{-3}$). Naopak najlepšia je kvalita polarizácie vtedy, keď je rýchla alebo pomalá os rovnobežná so vstupnou polarizáciou ($\alpha = 0^\circ$ alebo 90° , $k_{\frac{\lambda}{2}} \approx 7 \cdot 10^{-6}$). Preto sme extinkčný koeficient ostatných polvlnových doštičiek zmerali už len pre tieto extrémne prípady s veľmi podobnými výsledkami ako vyššie.



Obr. 18: Závislosť extinkčného koeficientu na natočení polvlnovej doštičky. Uhol $\alpha = 0^\circ$ odpovedá horizontálnej orientácii rýchlej alebo pomalej osi doštičky (vstupná polarizácia je tiež horizontálna).

Polohu rýchlej a pomalej osi štvrtvlnovej doštičky sme určili rovnako ako vyššie. Následne sme štvrtvlnovú doštičku natočili tak, že rýchla (pomalá) os zvierala so vstupnou horizontálnou polarizáciou uhol 45° . V ideálnom prípade ($p = 1$) by intenzita prejdeného svetla vôbec nemala závisieť na natočení motorizovaného polarizátora. Pre nami použitú štvrtvlnovú doštičku sme namerali stupeň kruhovej polarizácie $p = 0,98$.

Nakoniec sme sa pokúsili určiť neznáme parametre a_{DZ} a φ_{DZ} v Jonesovej matici deliča zväzku (27). Experimentálne usporiadanie pozostávalo opäť z dvoch polarizátorov, medzi ktoré sme umiestnili delič zväzku. Prvým polarizátorom sme postupne nastavili horizontálnu, diagonálnu a vertikálnu polarizáciu a pre tieto prípady

zmerali závislosť intenzity svetla prechádzajúceho druhým polarizátorom na jeho natočení η . Pre tieto tri prípady sme tiež zmerali výkon zväzku P_0 bezprostredne za prvým polarizátorom. Analytickým výpočtom v Jonesovom formalizme môžeme určiť teoretický tvar meraných závislostí. Pre horizontálnu vstupnú polarizáciu bude mať závislosť tvar

$$I_H = FP_{0H}\cos^2(\eta - \eta_0), \quad (58)$$

kde F je neznámy koeficient úmernosti medzi výkonom P_{0H} meraným vo watoch a intenzitou I_H meranou lock-in metódou vo voltoch. Koeficient F tiež obsahuje intenzitnú priepustnosť deliča pre horizontálnu polarizáciu. Z fitu sme určili hodnotu F a dosadili ju do vzťahu pre prípad vertikálnej vstupnej polarizácie

$$I_V = FP_{0V}a_{DZ}^2\sin^2(\eta - \eta_0). \quad (59)$$

Fitovaním tejto závislosti sme určili koeficient $a_{DZ} = (1,001 \pm 0,002)$. V rámci chyby merania je teda priepustnosť deliča pre „s“ a „p“ polarizáciu rovnaká. Nakoniec sme fitovaním vzťahu

$$I_D = \frac{1}{2}FP_{0D}[\cos^2(\eta - \eta_0) + a_{DZ}^2\sin^2(\eta - \eta_0) + a_{DZ}\cos(\varphi_{DZ})\sin 2(\eta - \eta_0)] \quad (60)$$

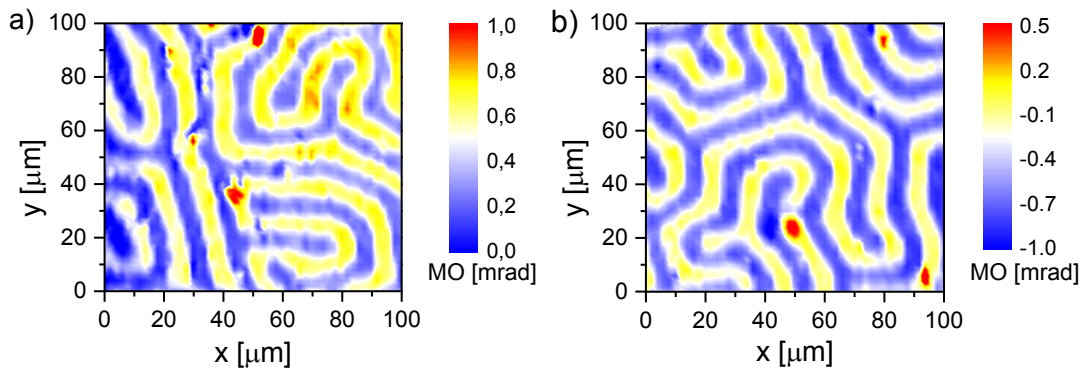
pre prípad diagonálnej vstupnej polarizácie určili $|\varphi_{DZ}| = (0,07 \pm 0,02)$, čo odpovedá fázovému posunu asi 4° medzi „s“ a „p“ zložkou vlny. Predpoklady ($a_{DZ} \rightarrow 1$, $\varphi_{DZ} \rightarrow 0$) v kapitole 2.1 boli teda oprávnené.

3. Skenovanie magnetických domén

Po teoretických prípravách a charakterizácii kľúčových optických komponent sme zostavili skenovací MO mikroskop podľa schémy na obrázku 8. Na otestovanie funkčnosti mikroskopu sme použili vzorku YIG:Pr (granát $Y_3Fe_5O_{12}$ dopovaný prazeodýmom). Jedná sa o feromagnetickú látku s ľahkou osou magnetizácie kolmo k povrchu vzorky. Pred meraním sme pomocou permanentného magnetu vzorku krátkodobo vystavili saturujúcemu magnetickému poľu mieriacemu kolmo na povrch vzorky (došlo k zorientovaniu magnetizácie v celej vzorke rovnaký smerom). Po vybratí z magnetického poľa sa (v dôsledku minimalizácie celkovej magnetickej energie) vo vzorke ustáli typická doménová štruktúra v podobe prúžkových domén so šírkou rádovo jednotiek mikrometrov. Keďže je vzorka na nami zvolenej vlnovej dĺžke 405 nm nepriepustná, merali sme v reflexnej geometrii. Ak nebude povedané inak, výkon skenovacieho laserového zväzku bol pri všetkých meraniach 0,25 mW (merané pred objektívom). Vzhľadom na to, že sa v tomto materiály prejavuje len polárny Kerrov jav, ktorý nezávisí na orientácii lineárnej polarizácie svetla, nastavili sme polvlnovú doštičku pred objektívom tak, aby jej osi smerovali pozdĺž osí x a y (na vzorku dopadá horizontálna polarizácia).

3.1. Meranie s optickým mostíkom

Najprv sme na povrchu vzorky našli pomocou LED osvetlenia a CCD kamery dostatočne veľkú oblasť bez nečistôt. V tomto experimentálnom usporiadaní sme laserový zväzok modulovali prerušovačom zväzku umiestneným pred priestorovou filtráciou a signál na modulačnej frekvencii sme izolovali lock-in zosilňovačom. Najprv sme žiadnu doménovú štruktúru vo vzorke nepozorovali, čo bolo spôsobené príliš veľkou intenzitou zväzku, ktorý zohrial materiál nad Curieho teplotu. Po znížení výkonu na 1 mW sme pozorovali doménovú štruktúru zobrazenú na obr. 19 a).

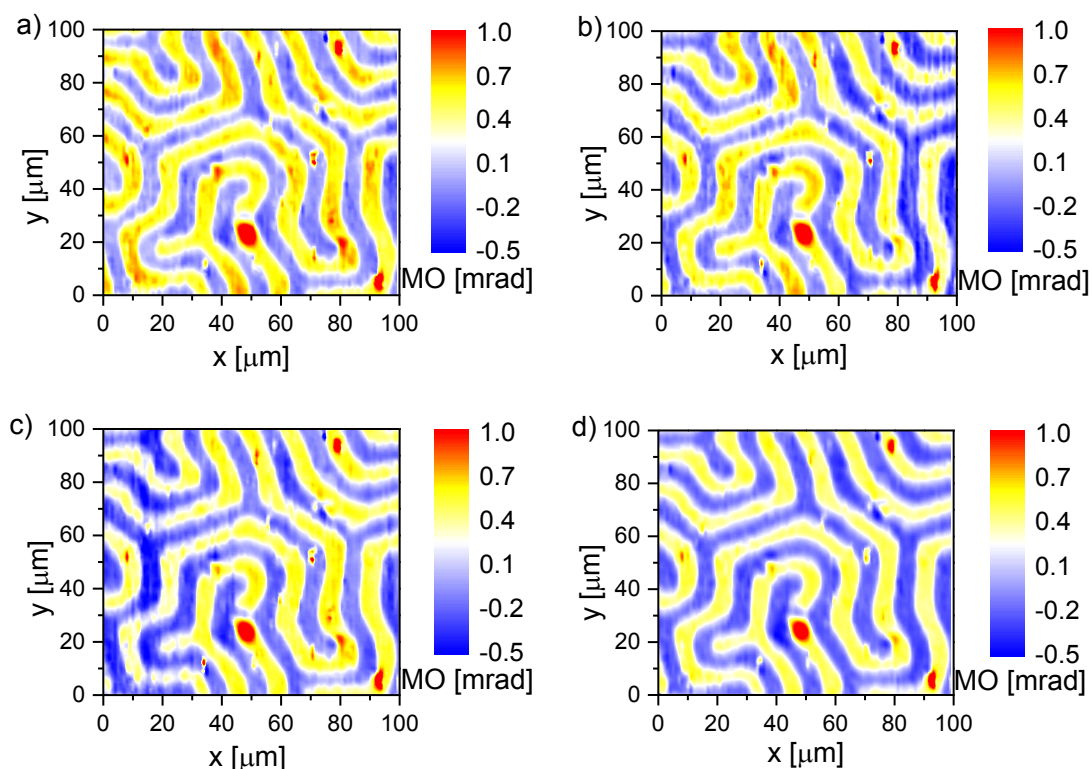


Obr. 19: MO skeny vzorky a) pred a b) po optimalizácii experimentálneho usporiadania.

Prúžkové domény sú tu zreteľne vidieť, ale tiež je viditeľný drift, teda náhodné rozvažovanie mostíku v čase. To sa prejaví posunom farebného spektra v obrázku počas merania viac k modrej alebo naopak k žltej farbe, teda viditeľnými vertikálnymi pásmi (skenovanie prebiehalo po stĺpcoch). Ďalším problémom je šum, teda krátkodobé kolísanie signálu viditeľné ako nehomogenita v rámci jednej domény, ktorá by mala dávať konštantný signál. Vidíme tiež niekoľko jasných škvŕn, ktoré sú spôsobené defektami na povrchu vzorky.

V snahe potlačiť drift a šum sme v experimentálnom usporiadaní vykonali niekoľko úprav. Optimalizovali sme uchytenie polarizačného deliča zväzku v optickom mostíku. Uchytenie deliča v ňom totiž vyvoláva mechanické napätie, ktoré sa prejavuje nestabilitou polarizačných vlastností deliča (kolísanie rozdielového signálu v mostíku) na dlhých časových škálach. Ďalším problémom boli parazitné odrazy laserového zväzku na deličoch zväzku (antireflexné pokrytie na vlnovej dĺžke 405 nm už nefunguje ideálne). Nezanedbateľná časť detegovanej intenzity teda pochádzala od zväzku, ktorý sa na deliči DZ2 odrážal priamo do mostíka bez interakcie so vzorkou. Využili sme to, že oba zväzky (odrazený od vzorky a parazitný) nie sú šošovkou fokusované na rovnaké miesto detektoru a umiestnením žiletiek tesne pred oba detektory sme parazitné zväzky zablokovali. Nakoniec sme ešte znížili výkon laserového zväzku na konečných 0,25 mW a zmenili skenovanú oblasť pre prípad, že by predchádzajúci vyšší výkon negatívne ovplyvnil merané domény. Na obr. 19 b) je pre porovnanie znázornený sken po všetkých týchto úpravách. Na prvý pohľad došlo k viditeľnému zlepšeniu kvality merania.

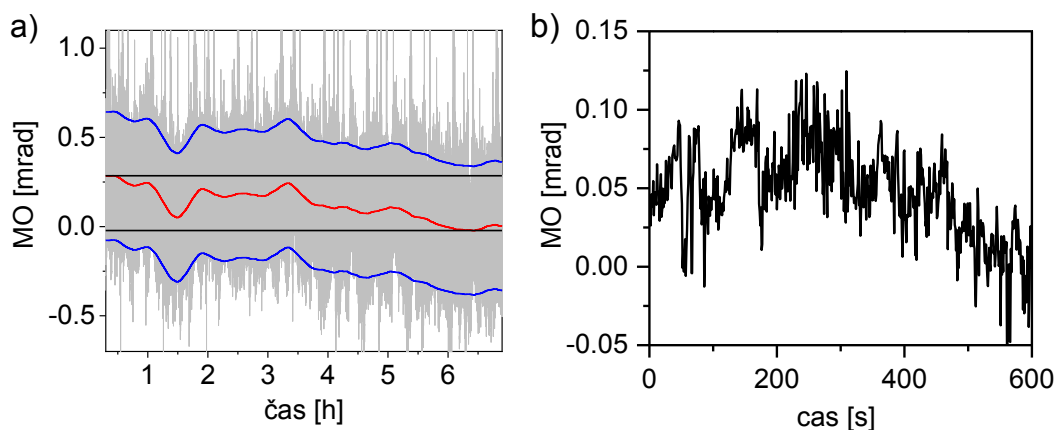
V takto optimalizovanom usporiadaní sme zmerali sériu desiatich po sebe idúcich skenov s krokom 1 μm (všetky predchádzajúce skeny sme merali s krokom 2 μm). Na obr. 20 a) – c) sú zobrazené prvé tri po sebe idúce skeny v sérii. Zatiaľ čo behom prvého skenu bol mostík stabilný, behom druhého a tretieho skenu sa objavil drift. Na obr. 20 d) je znázornený aritmetický priemer všetkých desiatich skenov.



Obr. 20: Meranie s optimalizovaným usporiadaním: a) až c) tri po sebe idúce skeny, d) priemer všetkých desiatich skenov.

Aby sme kvantifikovali mieru driftu signálu z optického mostíka, vyniesli sme všetky zaznamenané body všetkých desiatich po sebe idúcich skenov ako funkciu času. Vyhladením získanej krivky sme odstránili skoky spôsobené prechádzaním zväzku cez jednotlivé domény vo vzorke a získali tak priebeh nemagnetického pozadia (rozvažovania mostíka). Tento drift je znázornený na obr. 21 a). Šedou farbou je znázornená pôvodná časová závislosť, červenou vyhladené dáta (drift) a vzdialenosť dvoch modrých kriviek znázorňuje rozdiel stočenia polarizácie v dvoch opačne zmagnetizovaných doménach (veľkosť MO signálu). Ako je vidieť, rozvažovanie mostíku na škále niekoľko hodín dosahuje asi polovicu MO signálu. To je pozorovateľné aj na samotných skenoch (viď obr. 20 b) a c)), ktoré boli zmerané

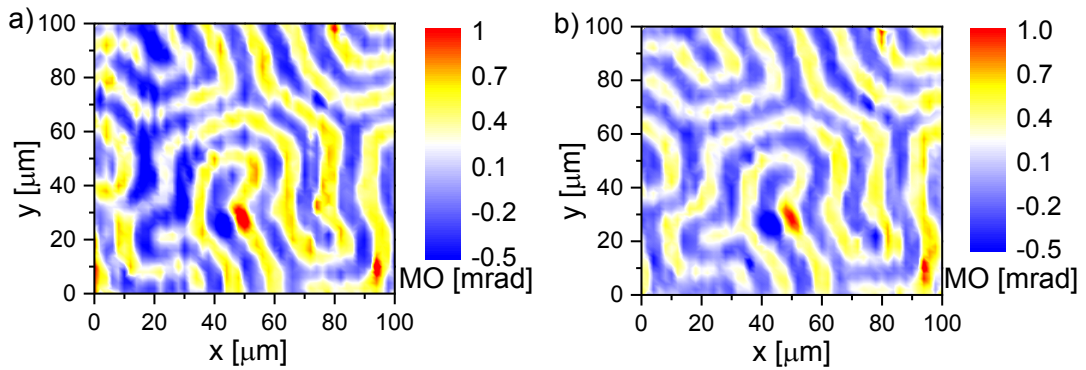
v dobe odpovedajúcej 1-2 hodinám v obr. 21 a). Šum znázornený na obr. 21 b) sme získali meraním rozdielového signálu z mostíka po dobu desiatich minút pri konštantnej polohe laserového zväzku na vzorke. Ako je vidieť, krátkodobé fluktuácie signálu sa pohybujú v rozmedzí asi 0,08 mrad, čo odpovedá približne 12 % MO signálu (ktorý predstavuje 0,7 mrad).



Obr. 21: a) Drift a b) šum rozdielového signálu z optického mostíka.

3.2. Meranie v usporiadaní PEM3

Pri všetkých meraniach v tomto usporiadaní bol PEM nastavený do polvlnového módu. Najprv sme vyskúšali štandardnú metódu zapojenia, kedy je signál detegovaný fotodiódou zosilnený v detektore a privedený priamo do lock-in zosilňovača, ktorý izoluje signál na druhej harmonickej frekvencii ($2f$) PEMu. Sken rovnakej časti vzorky, ktorú sme už predtým merali pomocou mostíka je znázornený na obr. 22 a). Kalibrácia signálu meraného v usporiadaní s PEMom je pomerne náročná. My sme preto použili porovnanie s prechádzajúcimi meraniami pomocou optického mostíka, ktorý umožňuje stočenie v miliradiánoch priamo spočítať.



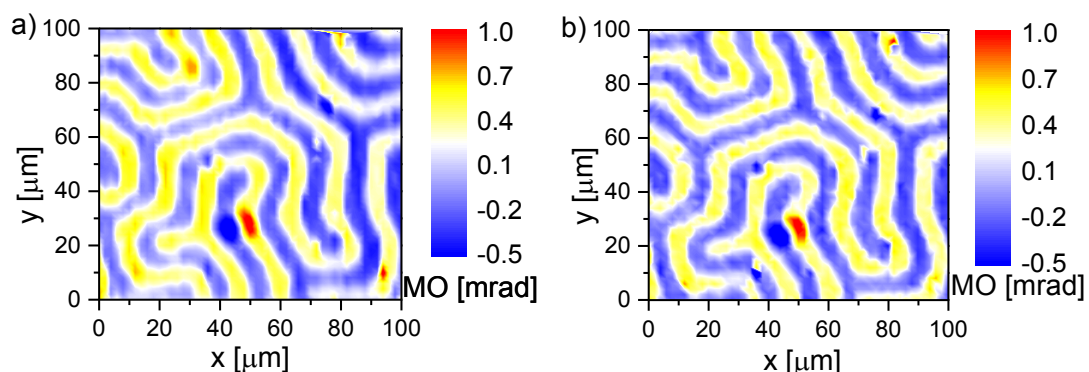
Obr. 22: Sken vzorky metódou PEM3: a) s priamym zapojením detektoru do lock-in zosilňovača, b) po predzosilnení externým zosilňovačom.

Ako je vidieť, sken je pomerne zašumený, pretože i po maximálnom zosilnení v detektore sa veľkosť signálu pohybuje rádovo v mikrovoltoch. Dôvodom je to, že laserový zväzok, ktorý je fokusovaný do mikrometrovej stopy na vzorke, musí mať dostatočne nízky výkon, aby nedošlo k zahriatiu materiálu nad Curieovu teplotu, a teda k zrušeniu doménovej štruktúry. Aby nedochádzalo k rušeniu slabého signálu pri šírení káblom do lock-in zosilňovača, zaradili sme bezprostredne za detektor ďalší externý predzosilňovač, ktorý zosilňuje meraný signál 100-krát. Výsledný sken znázornený na obr. 22 b) ukazuje mierne zlepšenie.

Kvalitu meraných dát sme sa ďalej pokúsili zlepšiť použitím dvojitej modulácie prerušovačom a PEMom súčasne. Signál z detektoru je po predzosilnení privedený do prvého lock-in zosilňovača, ktorý izoluje signál na frekvencii $2f$ PEMu (100 kHz). Takto spracovaný signál stále obsahuje moduláciu na výrazne nižšej frekvencii (1270 Hz) vnesenú prerušovačom zväzku. Na túto frekvenciu je nastavený druhý lock-in zosilňovač v kaskáde, ktorý extrahuje výsledný signál. Na obr. 23 a) je zobrazený sken získaný v tomto kaskádnom usporiadaní. Môžeme pozorovať, že opäť došlo k zníženiu šumu.

Jedným zo základných parametrov nastavenia lock-in zosilňovača, ktoré majú vplyv na spracovanie signálu, je časová konštanta. Jej efekt môžeme prirovnať k elektronickému „low-pass“ filtru, ktorý blokuje vysoké a prepúšťa nízke frekvencie. To vedie k potlačeniu šumu a to tým viac, čím je časová konštanta dlhšia. Ak však pri meraní dochádza k rýchlym zmenám samotného signálu (napríklad pri prechode laserového zväzku medzi dvoma opačnými doménami) dlhá časová konštanta spôsobí jeho vyhladenie. To sa v skenoch prejaví istou „zotrvačnosťou“ či „tieňom“ v smere skenovania, ako je možné vidieť v obr. 23 a) zmeranom s časovou konštantou 100 ms.

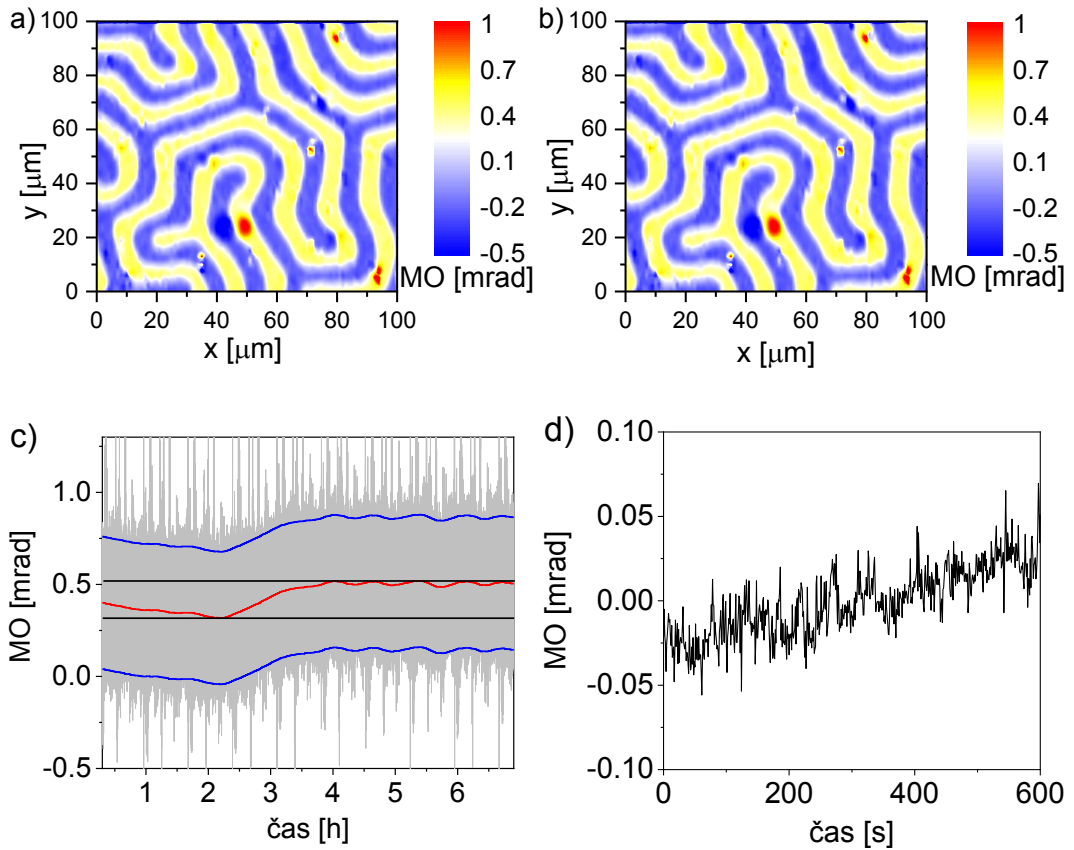
Na obr. 23 b) je pre porovnanie sken zmeraný s časovou konštantou 30 ms za inak rovnakých podmienok. Je jasne vidieť, že kratšia časová konštanta eliminovala rozmazanie vo vertikálnom smere bez toho, aby došlo k viditeľnému nárastu šumu.



Obr. 23: Meranie s dvojitou moduláciou a časovou konštantou a) 100 ms a b) 30 ms.

Doposiaľ sme používali štandardné usporiadanie vychádzajúce z obr. 7, kedy je detegovaný iba laserový zväzok prechádzajúci PEMom a polarizátorom do detektoru. Pri prechode od optického mostíka k usporiadaniu PEM3 sme ponechali všetky optické komponenty na mieste (vložíli sme len PEM). Polarizačný delič teda stále odráža časť intenzity smerom k druhému nepoužívanému detektoru. Z výpočtov v kapitole 2.1 vyplynulo, že intenzita zväzku prejdeného a odrazeného na deliči je rovnaká až na znamienko u niektorých členov (viď vzťahy (47), (49) a (51)). To je možné využiť a odčítaním oboch intenzít odstrániť nežiadúce nemagnetické príspevky. Aj v prípade usporiadania PEM3, kde sa na frekvencii PEMu žiadne nemagnetické príspevky k signálu nevyskytujú, by toto usporiadanie mohlo pomôcť, pretože by sa mohli odčítať niektoré príspevky k šumu. (Upozorňujeme, že Jonesova teória nepopisuje šum ale, iba signál). Najväčší efekt by však táto technika mala mať v usporiadaní PEM1 a PEM2, kde sa vyskytujú nemagnetické členy na prvej aj druhej harmonickej frekvencii PEMu (viď nasledujúce kapitoly). Výsledky merania rozdielového signálu z oboch detektorov pri jednoduchej modulácii (PEMom) a meraní na frekvencii $2f$ sú zobrazené na obr. 24 a). Na prvý pohľad je viditeľné zlepšenie pomeru signál/šum. Opäť sme vyskúšali i meranie s dvojitou moduláciou skenovacieho zväzku. Použitie tejto metódy však už ďalšiemu zlepšeniu neviedlo, preto sme sa vrátili k jednoduchej modulácii. Na vyhodnotenie dlhodobej stability experimentálneho usporiadania sme opäť zmerali sériu desiatich po sebe idúcich

skenov. Priemer všetkých desiatich skenov je znázornený na obr. 24 b). Ako je možné vidieť, kvalita jednotlivých meraní je natoľko vysoká, že priemerovaním sme už nedosiahli ďalšie viditeľné zlepšenie (na rozdiel od merania s optickým mostíkom, viď obr. 20).



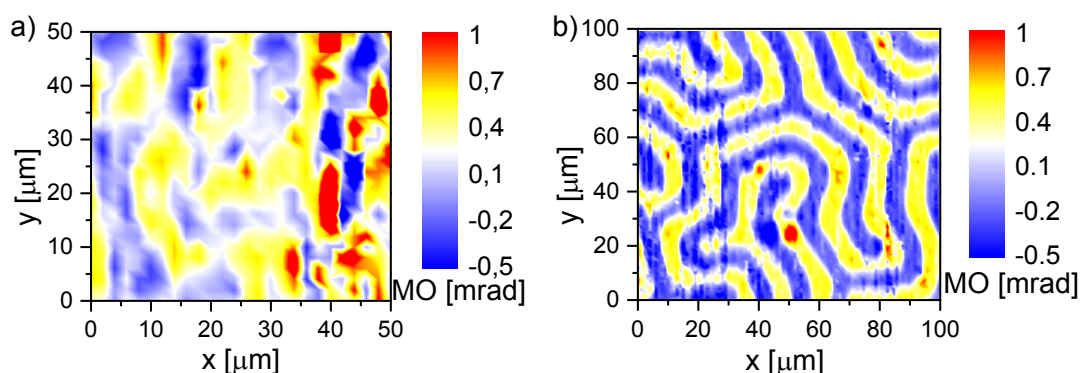
Obr. 24: a) Sken získaný meraním rozdielového signálu z oboch detektorov v konfigurácii PEM3, b) Priemer zo série desiatich po sebe idúcich skenov, c) Drift a d) Šum rozdielového signálu.

Zo série desiatich zmeraných skenov sme opäť určili mieru driftu a šumu pri meraní. Na obr. 24 c) je znázornený drift meraného signálu v priebehu niekoľkých hodín, získaný zo skenov spôsobom uvedeným vyššie. Na prvý pohľad je pozorovateľná vyššia stabilita usporiadania PEM3 v porovnaní s optickým mostíkom. Behom posledných troch hodín merania bol drift dokonca prakticky nulový. (Vlnky v signály odpovedajú jednotlivým skenom a sú spôsobené nedokonalým vyhladením zmien, ktoré odpovedajú rozloženiu domén v skenovanej oblasti.) Pre charakterizáciu krátkodobého šumu sme opäť merali rozdielový signál z detektorov po dobu desiatich minút na jednom mieste vzorky. Výsledky uvedené na obr. 24 d) ukazujú, že aj miera

šumu je v usporiadaní PEM3 nižšia ako v prípade optického mostíka. Signál fluktuuje v rozmedzí asi 0,05 mrad, čo odpovedá približne 7 % MO signálu.

3.3. Meranie v usporiadaní PEM1

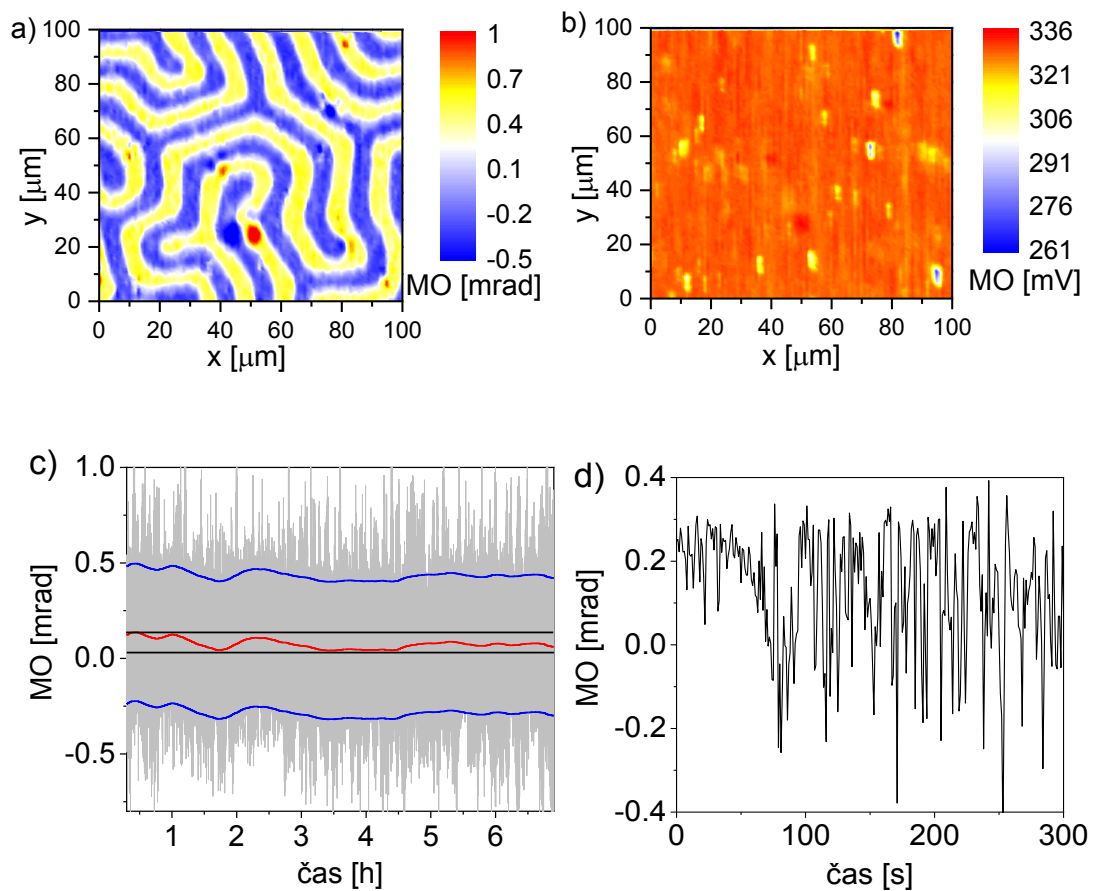
Po premiestnení PEMu pred vzorku sme opäť začali meraním v štandardnom usporiadaní, ktoré vychádza zo schémy na obr. 5. Detegovali sme teda iba laserový zväzok, ktorý prešiel polarizačným deličom a po maximálnom zosilnení v detektore sme signál priviedli priamo do lock-in zosilňovača, ktorý izoloval signál na frekvencii $2f$. PEM sme nastavili do polvlnového módu. Kvôli veľkému šumu sme, ale v zmeraných skenoch nepozorovali žiadne náznaky magnetický domén. V ďalšom kroku sme teda signál z detektoru zosilnili externým zosilňovačom, čo situáciu zlepšilo do tej miery, že sme už v skenoch rozpoznali magnetické domény, ale šum bol stále podstatne väčší ako v usporiadaní s optickým mostíkom alebo PEM3. Sken menšej oblasti s rozmermi $50 \times 50 \mu\text{m}$ odpovedajúci ľavej dolnej štvrtine predtým skenovanej oblasti je zobrazený na obr. 25 a). Zdrojom veľkého šumu je pravdepodobne nemagnetický príspevok k signálu spojený s vplyvom deliča DZ2 na polarizáciu prechádzajúceho PEMom modulovaného svetla. Preto sme opäť pristúpili k meraniu rozdielu signálov z oboch detektorov, kde by sa mali nemagnetické príspevky odčítať. Takto získaný sken je na obr. 25 b). Ako je vidieť, tento prístup priniesol obrovské zlepšenie, presne v súlade s Jonesovou teóriou.



Obr.25: a) Sken vzorky na frekvencii $2f$ pri zosilnení signálu externým zosilňovačom, b) Sken získaný meraním rozdielu signálov z oboch detektorov.

V tomto usporiadaní sme tiež zmerali sériu desiatich meraní. Na obr. 26 sú zobrazené priemery týchto desiatich skenov na frekvencii a) $2f$ a b) $1f$. Po spriemerovaní už obrázkov domén na frekvencii $2f$ dosahuje kvalitu porovnateľnú s meraniami

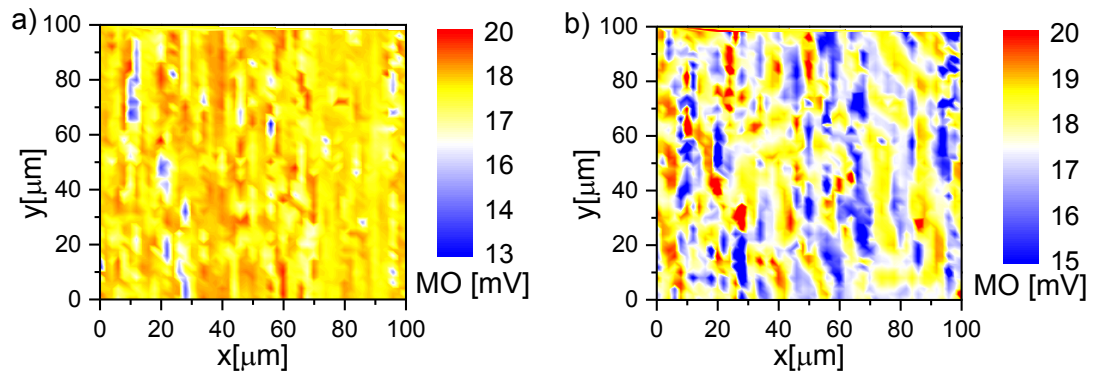
v predchádzajúcich usporiadaniach. Na frekvencii $1f$ sa ani po spriemerovaní desiatich meraní žiadna magnetická štruktúra neobjavila, čo je opäť v súlade so vzťahom (47), ktorý hovorí, že odčítaním signálov z oboch detektorov sa na $1f$ odčítajú magnetické príspevky a tie nemagnetické sa zachovávajú. Zo zmeraných dát sme opäť určili mieru driftu a šumu a znázornili je na obr. 26 c) a d). Zaujímavé je, že zatiaľ čo drift je na dlhých časových škálach najmenší zo zatiaľ vyskúšaných metód, krátkodobý šum je naopak najhorší. Fluktuácie signálu dosahujú asi 0,5 mrad, čo je o rád viac ako v usporiadaní PEM3.



Obr. 26: Priemer zo série desiatich meraní rozdielového signálu a) na druhej harmonickej frekvencii, b) na prvej harmonickej frekvencii, c) drift signálu a d) krátkodobý šum.

Zo vzťahu (47) vidíme, že ak signály z oboch detektorov miesto rozdielu sčítame, situácia sa obráti. Vyrušia sa nemagnetické členy na frekvencii $1f$ a na frekvencii $2f$ sa naopak vyruší MO signál. Pri tom signál meraný na frekvencii $1f$ odpovedá elipticite indukovanej PKE. Na obr. 27 sú zobrazené skeny získané meraním súčtu signálov

z oboch detektorov na frekvencii a) $2f$ a b) f . PEM sme pre toto meranie nastavili do štvrt'vlnného módu, kvôli maximalizácii signálu na frekvencii f . Ten je totiž úmerný Besselovej funkcii J_1 a platí $J_1(\pi/2) > J_1(\pi)$ (vid' vzťahy (42), (45) a (47)). V oboch obrázkoch je amplitúda signálu uvedená v milivoltoch, pretože ich nie je možné skalibrovať porovnaním s meraním pomocou optického mostíka (elipticitu sme pomocou mostíka nemerali).



Obr. 27: Meranie súčtu intenzít z oboch detektorov

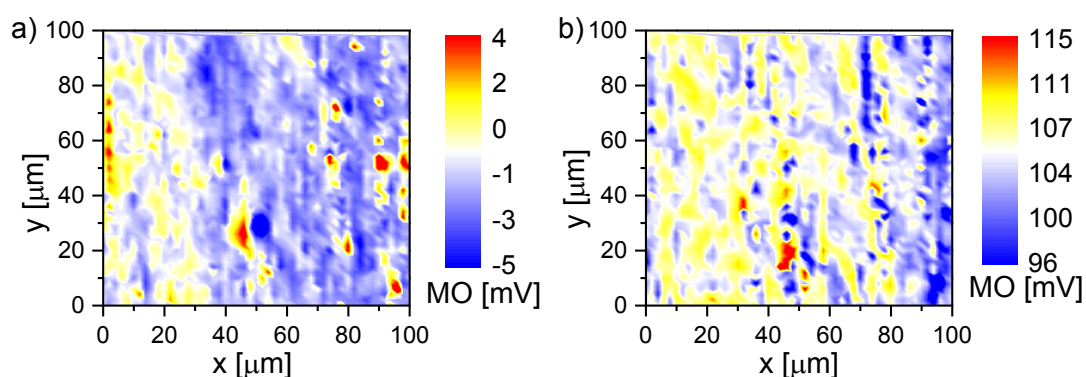
a) na druhej harmonickej frekvencii, b) na prvej harmonickej frekvencii.

Opäť sa potvrdzuje zhoda s výpočtami z kapitoly 2.1. Rotácia polarizácie vplyvom PKE nie je na frekvencii $2f$ merateľná, zatiaľ čo elipticita na frekvencii f je. Pomer signál/šum je ale veľmi zlý.

3.4. Meranie v usporiadaní PEM2

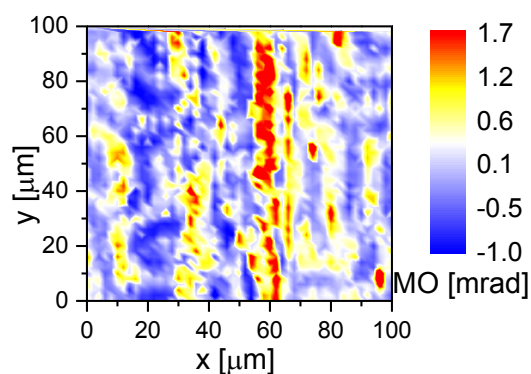
Nevýhoda tohto experimentálneho usporiadania je okamžite viditeľná zo vzťahu (49). Oba detektory merajú identický signál na frekvencii $2f$ a rovnaký signál s opačným znamienkom na frekvencii f . Meranie rozdielu alebo súčtu signálov z oboch detektorov teda nevedie nikdy k potlačeniu nemagnetického signálu pri súčasnom zachovaní MO signálu. Najprv sme vyskúšali meranie s jedným detektorom, ktorého signál sme zosilnili a spracovali lock-in zosilňovačom, ale žiadne domény sme v šume nepozorovali. Neúspešné bolo aj meranie súčtu signálov z oboch detektorov. Ďalej sme teda skúsili merať rozdiel signálov z oboch detektorov na prvej a druhej harmonickej frekvencii PEMu. Výsledné skeny sú zobrazené na obr. 28. Ako vidíme, signál na frekvencii $2f$ sa blíži nule a na frekvencii f vidíme slabé náznaky domén na

veľkom pozadí. Oboje je v súlade s predpoveďami, ktoré dáva vzťah (49) pre meranie rozdielu intenzít.



Obr. 28: Skeny získané meraním rozdielu signálov z detektorov
a) na druhej harmonickej frekvencii, b) na prvej harmonickej frekvencii.

Nakoniec sme sa pokúsili potlačiť šum v dátach meraných na prvej harmonickej frekvencii PEMu pridaním modulácie pomocou prerušovača zväzku. Ako je vidieť na obr. 29, došlo k zlepšeniu, avšak šum a drift sú porovnateľné s veľkosťou signálu.



Obr. 29: Sken vzorky pri dvojitej modulácii skenovacieho zväzku.

Záver

Hlavnou úlohou tejto bakalárskej práce bolo postaviť laserový skenovací magneto-optický (MO) mikroskop a porovnať rôzne metódy merania MO signálu. Stavbu mikroskopu sme začali prípravou skenovacieho zväzku. Rôznymi úpravami zväzku sme minimalizovali veľkosť stopy v ohnisku (na povrchu vzorky). Podarilo sa nám dosiahnuť priestorové rozlíšenie mikroskopu $\approx 1 \text{ um}$. Ďalším krokom v stavbe bola charakterizácia polarizačných vlastností niektorých kľúčových optických komponent. V rámci príprav sme pomocou Jonesovho maticového formalizmu spočítali predpokladané zloženie meraného signálu pre jednotlivé meracie techniky – konkrétne pre meranie pomocou optického mostíka a pre tri rôzne usporiadania využívajúce foto-elastický modulátor (PEM). Výpočty ukázali, že delič zväzku slúžiaci na oddelenie skenovacieho laserového zväzku do detekčnej aparatúry vnáša do meraného signálu dodatočné príspevky a hlavne s nimi spojený šum. Ako potencionálne riešenie tohto problému sa (aspoň pre niektoré detekčné metódy) ukázalo meranie rozdielu dvoch navzájom kolmo lineárne polarizovaných zložiek signálu, teda akési hybridné usporiadanie mostík-PEM. Po dostavaní mikroskopu sme overili jeho funkčnosť na feromagnetickú vzorku YIG:Pr v reflexnej geometrii pričom sme experimentálne porovnali rôzne detekčné metódy.

Hlavné parametre, ktoré sme pri tomto porovnaní sledovali, boli veľkosť driftu (teda dlhodobého kolísania signálu) a krátkodobého šumu. Ak porovnáme meranie s optickým mostíkom a štandardné usporiadania s PEMom (kde sa deteguje signál len z jedného detektoru), potom mostík jednoznačne víťazí. Z rôznych usporiadaní s PEMom je potom najlepší PEM3, čo je vo výbornom súlade s predikciami Jonesovej teórie. Situácia sa ale zmení, ak využijeme v usporiadaniach s PEMom aj druhý detektor a meriame rozdiel dvoch navzájom kolmo lineárne polarizovaných komponent signálu. Takto modifikované usporiadanie PEM3 v oboch sledovaných parametroch prekonáva meranie s optickým mostíkom. Pomer signál/šum bol pre toto usporiadanie vôbec najlepší zo všetkých testovaných možností. V usporiadaní PEM1 vedie prechod k meraniu rozdielového signálu k najväčšiemu zlepšeniu, ale celkovo toto usporiadanie nedosahuje kvalít PEM3. Ako najhoršie sa ukazuje usporiadanie PEM2, v ktorom meranie rozdielového signálu neprináša výrazné zlepšenie.

Na záver zdôrazňujeme, že všetky vyššie popísané experimentálne pozorovania- teda hlavne relatívna kvalita jednotlivých usporiadaní s PEMom a miera ich zlepšenia pri

prechode k rozdielovému signálu – je vo vynikajúcej kvalitatívnej zhode s výpočtami vykonanými v rámci Jonesovho formalizmu.

Zoznam použitej literatúry

- [1] P. Malý: *Optika*, Karolinum, Praha, 2008, kapitoly 2 a 13.
- [2] J. Šubrt: *Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevů*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2009.
- [3] N. Tesařová, P. Němec, E. Rozkotová, J. Šubrt, H. Reichlová, D. Butkovičová, F. Trojánek, P. Malý, V. Novák and T. Jungwirth: *Direct Measurement of the three-dimensional magnetization vector trajectory in GaMnAs by a magneto-optical pump-and-probe method*, Appl. Phys. Lett. **100**, 102403 (2012).
- [4] J. Aoyama, Y. Hashimoto, S. Kobayashi and H. Munekata: *Mapping a magnetization switching field in Ga_{0.98}Mn_{0.02}As microbars with a scanning laser magneto-optical microscope*, J. Appl. Phys. **105**, 07C518 (2009).
- [5] N. Tesařová, J. Šubrt, P. Malý, P. Němec, C. T. Ellis, A. Mukherjee, and J. Cerne: *High precision magnetic linear dichroism measurements in (Ga,Mn)As*, Rev. Sci. Instrum. **83**, 123108 (2012).
- [6] M. Djordjević Kaufmann: *Magnetization dynamics in all-optical pump-probe experiments: spin-wave modes and spin-current damping*, dizertační práce, Georg-August-Universität, Göttingen, 2007.
- [7] P. Nahálková: *Ultrarychlá dynamika nosičů náboje v nanokrystalech CdS, CdSe*, diplomová práce, MFF UK, Praha, 2003.