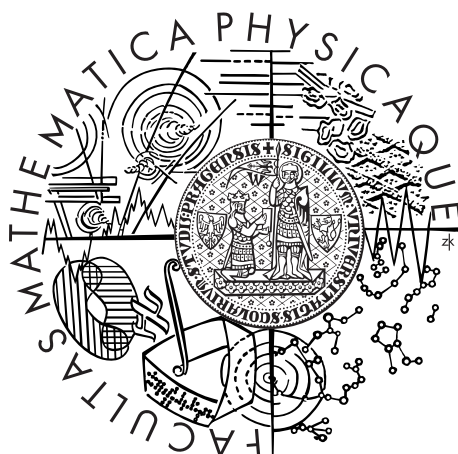


Univerzita Karlova v Praze  
Matematicko-fyzikální fakulta

## BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Vojtěch Kletečka

# Prostorově rozlišená měření Kerrova magnetooptického jevu v nanostrukturách

Fyzikální ústav UK

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Martin Veis, Ph.D.

Studijní program: Fyzika (B1701)

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2016

Děkuji vedoucímu práce za trpělivost  
a  
rodině za podporu.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V ..... dne .....

Podpis autora

Název práce: Prostorově rozlišená měření Kerrova magnetooptického jevu v nanostrukturách

Autor: Vojtěch Kletečka

Katedra: Fyzikální ústav UK

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Martin Veis, Ph.D.

Abstrakt: Se zvyšující se složitostí zařízení využívajících při svém fungování magnetických vlastností látek roste i potřeba tyto vlastnosti charakterizovat a dále zkoumat. Jednou z možností je využití magnetooptického Kerrova jevu v Kerrově mikroskopu. V teoretické části této práce je tedy popsána odezva elektromagnetické vlny na magnetické pole při odrazu od feromagnetických materiálů a vysvětlena možnost využití tohoto jevu při měření této odezvy. V experimentální části je pak navrženo a sestaveno zařízení, které je schopno tuto odezvu měřit a poté je otestováno na poskytnutých vzorcích.

Klíčová slova: Kerrovska mikroskopie, magnetické domény, MOKE

Title: Spatially resolved measurements of magneto-optical Kerr effect in nanostructures

Author: Vojtěch Kletečka

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: RNDr. Martin Veis, Ph.D.

Abstract: With increasing complexity of devices utilizing magnetic properties of materials grows the need to characterize and further examine these properties. One of the possible ways to do this is utilizing of magneto-optical Kerr effect with Kerr microscope. In the theoretical part of this thesis is at first described response of the electromagnetic wave to the magnetic field in reflection on the ferromagnetic material and then explained the possibility of using the effect in measurements of the response. After that in experimental part is designed and constructed measuring system which is capable of measuring the response and this system is then tested on provided samples.

Keywords: Kerr microscopy, magnetic domains, MOKE

# Obsah

Úvod	2
<b>1 Maxwellovy rovnice a materiálové vztahy</b>	<b>3</b>
1.1 Maxwellovy rovnice . . . . .	3
1.2 Materiálové vztahy . . . . .	4
<b>2 Popis elektromagnetické vlny a Jonesův formalismus</b>	<b>6</b>
2.1 Obecná rovinná elektromagnetická vlna . . . . .	6
2.2 Vlnová rovnice . . . . .	6
2.3 Maticový popis polarizace světla . . . . .	7
2.3.1 Jonesovy vektory . . . . .	8
2.3.2 Jonesovy matice . . . . .	8
<b>3 Magnetooptické jevy</b>	<b>10</b>
3.1 Faradayův jev . . . . .	10
3.2 Kerrův jev . . . . .	11
3.3 Voigtův jev . . . . .	12
<b>4 Magnetické domény</b>	<b>13</b>
4.1 Využití magnetických vlastností látek . . . . .	13
4.2 Metody zobrazování . . . . .	15
4.2.1 Bitter patterns . . . . .	15
4.2.2 Mikroskopie magnetických sil . . . . .	15
4.2.3 Lorentzovská mikroskopie . . . . .	17
<b>5 Magnetooptické metody</b>	<b>18</b>
5.1 Metoda Wollastonova hranolu . . . . .	18
5.2 Metoda zkřížených polarizátorů . . . . .	18
5.2.1 Faradayův mikroskop . . . . .	20
<b>6 Kerrovská mikroskopie</b>	<b>21</b>
6.1 Numerická apertura . . . . .	21
6.2 Kerrův mikroskop . . . . .	21
6.3 Experimentální uspořádání . . . . .	22
6.4 Výpočet detekované intenzity . . . . .	23
6.5 Zpracování dat . . . . .	25
<b>7 Kalibrace a nejlepší nastavení</b>	<b>27</b>
<b>8 Dosažené výsledky</b>	<b>29</b>
<b>Závěr</b>	<b>36</b>
<b>Seznam použité literatury</b>	<b>37</b>
<b>Seznam použitých zkratk</b>	<b>40</b>

# Úvod

Studium chování látek v magnetickém poli je velmi důležitou součástí moderního výzkumu, kterému se nyní věnuje mnoho vědců po celém světě. O významu tohoto směru výzkumu svědčí i to, že magnetické vlastnosti látek mají mnoho využití v dnešním světě. Jedná se především o počítačový průmysl, kde jsou magnetické materiály využívány k ukládání dat.

Ovšem i do budoucna se toto odvětví jeví jako perspektivní, především díky slibným výsledkům návrhů prototypů paměti MRAM[1, 2], či tzv. „racetrack memory“[3].

Při konstrukci těchto zařízení je obvykle nezbytné sledovat, jak probíhá proces magnetizace látky v externím magnetickém poli. Existuje mnoho metod, kterými toto lze provést, každá z metod má své výhody a nevýhody. Například Bitterova prášková metoda je velmi jednoduchá, má však omezené rozlišení dané velikostí částic v koloidním roztoku. Oproti tomu MFM mikroskopie představuje velmi dobré rozlišení, ovšem není vhodná pro zobrazování větší části vzorku a navíc může domény ovlivňovat. Kerrův mikroskop tak představuje vhodnou alternativu k těmto metodám, jedná se o neinvazivní metodu, která má velmi velký rozsah pro rozlišení, závisící na použitých optických prvcích.

Tato práce si klade za cíl popsat princip fungování Kerrova mikroskopu, sestavit funkční měřicí systém a ověřit jeho funkčnost na sadě poskytnutých vzorečků.

V kapitolách 1 a 2 jsou nejprve zmíněny základní fakta o chování elektromagnetických vln a poté podrobněji vysvětlen teoretický aparát nutný k pochopení problematiky.

Kapitola 3 pak charakterizuje magnetooptické jevy nastávající při dopadu na rozhraní, především se soustředí na zavedení Kerrova jevu.

V kapitole 4 je uvedena stručná historie vývoje představ o magnetických doménách, dále jejich nejdůležitější využití a stručný přehled alternativních metod, kterými je možné domény pozorovat.

V dalších kapitolách jsou rozebrány metody zobrazování magnetooptických jevů (kapitola 5) a navrženo uspořádání Kerrova mikroskopu využívajícího metodu zkřížených polarizátorů (kapitola 6). Protože je analyzátor umístěn na otočném motoru je pak možné metodu rozšířit a zpřesnit sejmutím více snímků a proložení každého pixelu teoretickou závislostí.

V následujících kapitolách 7 a 8 je pak zjištěno optimální nastavení mikroskopu a poté je otestováno optické rozlišení a minimální kontrast v magnetizaci zaznamenané mikroskopem.

# 1. Maxwellovy rovnice a materiálové vztahy

Maxwellovy rovnice spolu s materiálovými vztahy jsou základními kameny popisu elektromagnetického záření. Vzhledem k tomu, že světlo je elektromagnetické záření, z těchto rovnic vychází veškerá teorie potřebná k popisu magnetooptických jevů.

## 1.1 Maxwellovy rovnice

Čtyři rovnice, které plně popisují chování elektromagnetického pole, zformuloval poprvé James Clerk Maxwell. Spolu s Lorentzovou silou tvoří základ klasické elektrodynamiky. V této kapitole jsou pouze shrnuty nejdůležitější vlastnosti těchto rovnic, které jsou podrobněji rozebrány například v [4].

První z Maxwellových rovnic se nazývá Gaussův zákon elektrostatiky a popisuje skutečnost, že elektrický indukční tok uzavřenou plochou je úměrný nábojové hustotě uvnitř plochy. Elektrické pole je tedy pole zřídlové a zřídla (resp. propady) jsou kladné (resp. záporné) náboje.

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1.1)$$

Druhá rovnice se nazývá zákon spojitosti indukčního toku. Ten postuluje, že tok magnetického pole uzavřenou plochou je vždy nulový a tedy magnetické pole nemá zdroje a je vírové.

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.2)$$

Třetí rovnicí je zákon elektromagnetické indukce (Faradayův zákon), který dává do souvislosti časovou změnu magnetického pole a cirkulaci intenzity elektrického pole a tedy popisuje skutečnost, že změna magnetického pole v čase generuje elektrické pole.

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.3)$$

Poslední rovnicí je zobecněný Ampérův zákon. Ten popisuje jev opačný než Faradayův zákon, tedy, že časová změna elektrického pole generuje pole magnetické.

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.4)$$

## 1.2 Materiálové vztahy

Důležitými vztahy, které se váží s Maxwellovými rovnicemi jsou materiálové vztahy. Tyto vztahy popisují odezvu materiálu na dopadající elektromagnetickou vlnu.

Ve většině materiálech platí, že elektrický proud je lineárně úměrný elektrickému poli, pro potřeby této práce tedy platí Ohmův zákon

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (1.5)$$

Další dvě rovnice popisují vztah mezi indukčními toky a intenzitami pole. Je možné je odvodit (odvozeno v [4, p. 118] a [4, p. 231]) pokud zavedeme vektor elektrické (resp. magnetické) polarizace, který má význam objemové hustoty dipólového momentu v daném bodě. V případě elektrického pole je postup následující: Vázaný náboj je možné vyjádřit pomocí vektoru magnetické polarizace, celkový náboj je pak dán součtem volného a vázaného náboje. Vázané náboje lze vyjádřit integrálem přes nábojovou hustotu, která je úměrná divergenci hustoty elektrického dipólového momentu. Poté lze užít Gaussův zákon a zavést vektor  $\vec{D}$  rovnicí 1.6. Postup u magnetického pole je zcela analogický.

Z mikroskopického hlediska odpovídá představa elektrického dipólového momentu přibližně tomu, že atomy mají vnitřní strukturu. Atomové jádro a elektronový obal. Při vložení do pole se elektronový obal deformuje a vytvoří tak malé dipóly. V případě magnetického pole má dle kvantové mechaniky každý elektron v atomu svůj vlastní magnetický moment (orbitální a spinový) a výsledný magnetický moment atomu je dán součtem momentů všech elektronů.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (1.6)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (1.7)$$

Vektory  $\vec{P}$  a  $\vec{M}$  jsou hustoty elektrického a magnetického dipólového momentu. Jedná se o vlastnosti prostředí, ve kterém Maxwellovy rovnice řešíme. Je výhodné vyjádřit  $\vec{D}$  (resp.  $\vec{B}$ ) pouze jako funkci  $\vec{E}$  (resp.  $\vec{H}$ ) rozvedením do řady. V lineárním prostředí je pak možné zavést susceptibilitu  $\vec{\chi}$ . V anizotropním prostředí však nemusí být zmíněné dvojice vektorů rovnoběžné, tedy  $\vec{\chi}$  je obecně tenzor druhého řádu. O skalární veličinu se jedná pouze v případě izotropního prostředí.

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{\chi}_e \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{\varepsilon}_r \vec{E} \quad (1.8)$$

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{\chi}_m \vec{H}) = \mu_0 \vec{\mu}_r \vec{H} \quad (1.9)$$

Tvar tenzoru permitivity můžeme odvodit na základě Onsangerova principu a symetrie magnetického pole. Podrobnější postup je např. v [5, p. 20]. Po normalizování a drobných úpravách dostaneme tenzor permitivity ve tvaru

$$\vec{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & iQm_z & -iQm_y \\ -iQm_z & 1 & iQm_x \\ iQm_y & -iQm_x & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$



Kde  $\vec{m} = (m_x; m_y; m_z)$  je jednotkový vektor ve směru magnetizace a  $Q$  magnetooptická Voigtova konstanta, která je charakteristická pro každý materiál. Jedná se o první člen Taylorova rozvoje v magnetizaci. Druhý je možné odvodit dle [6], pro krystaly s kubickou symetrií má výsledný tenzor tvar

$$\vec{\varepsilon} = \varepsilon \begin{pmatrix} 1 & iQm_z & -iQm_y \\ -iQm_z & 1 & iQm_x \\ iQm_y & -iQm_x & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_1m_x^2 & B_2m_xm_y & B_2m_xm_z \\ B_2m_xm_y & B_1m_y^2 & B_2m_y m_z \\ B_2m_xm_z & B_2m_y m_z & B_1m_z^2 \end{pmatrix}. \quad (1.11)$$

Pro optické frekvence dále přibližně platí, že tensor permeability je přibližně roven jednotkové matici:  $\vec{\mu} = \vec{1}$ . Dosazením do rovnice 1.8 dostaneme vyjádření elektrického indukčního toku

$$\frac{\vec{D}}{\varepsilon_0} = \varepsilon \left( \vec{E} + iQ\vec{E} \times \vec{m} \right) + B_2 (\vec{m})^T \vec{m} + (B_1 - B_2) \text{diag}(m_x^2; m_y^2; m_z^2). \quad (1.12)$$

Tyto vztahy je nyní možné použít k charakterizaci magnetooptických jevů v kapitole 3.

## 2. Popis elektromagnetické vlny a Jonesův formalismus

Z Maxwellových rovnic není na první pohled zřejmé, jaké vlastnosti musí mít elektromagnetická vlna, aby byla s rovnicemi konzistentní a jak se chová při průchodu různými prostředími. V této kapitole proto odvodíme nejprve vlnovou rovnici a poté zavedeme Jonesův formalismus.

Jonesův formalismus vychází z několika prostých pozorování a slouží k popisu chování světla, které prochází optickými prvky, jež ovlivňují jeho polarizaci. Tento formalismus bude poté použit k popisu Kerrova mikroskopu a odvození funkční závislosti intenzity na natočení polarizátorů.

Přestože je Jonesův formalismus poměrně zjednodušený např. oproti použití koherenční matice (nepočítá například s částečnou polarizací světla), je velmi používaný především pro svou jednoduchost a velmi dobré výsledky.

### 2.1 Obecná rovinná elektromagnetická vlna

Předpokládejme vlnu ve tvaru  $\vec{E}(ct - \vec{r} \cdot \vec{s})$  a  $\vec{B}(ct - \vec{r} \cdot \vec{s})$ . Pak můžeme vyjádřit derivace podle času a souřadnic pomocí derivace podle celého argumentu  $\xi = ct - \vec{r} \cdot \vec{s}$ .

$$\frac{\partial}{\partial t} = c \frac{\partial}{\partial \xi}; \quad \frac{\partial}{\partial x} = -s_x \frac{\partial}{\partial \xi}; \quad \frac{\partial}{\partial y} = -s_y \frac{\partial}{\partial \xi}; \quad \frac{\partial}{\partial z} = -s_z \frac{\partial}{\partial \xi} \quad (2.1)$$

pomocí derivací 2.1 vyjádříme  $\nabla \times \vec{E}$  a dosadíme do Maxwellovy rovnice 1.3

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{1}{c} \left( \vec{s} \times \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (2.2)$$

A tedy:

$$\vec{B} = \frac{1}{c} \left( \vec{s} \times \vec{E} \right). \quad (2.3)$$

Z této rovnice vyplývá, že vektory elektrického pole, magnetické indukce a směru šíření jsou na sebe navzájem kolmé a tvoří ortogonální bázi. To mimo jiné znamená, že pokud je pevně zadán vektor šíření (pro jednoduchost se většinou volí směr osy  $\vec{z}$ ), stačí pouze jeden z vektorů  $\vec{E}$  nebo  $\vec{B}$  k určení stavu elektromagnetické vlny.

Obdobný vztah platí i pro trojici vektorů magnetického pole, elektrické indukce a směru šíření v prostředí bez volných proudů. Díky těmto vztahům je možné omezit se při popisu šíření světla pouze na elektrické, resp. magnetické pole. Dále se proto omezíme na elektrické pole.

### 2.2 Vlnová rovnice

Aplikací operátoru rotace na rovnici 1.3 a dosazením rovnice 1.4 je možné odvodit obecnou vlnovou rovnici pro elektrické pole  $\vec{E}$ :

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + (\nabla \ln \mu) \times (\nabla \times \vec{E}) - \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) = 0 \quad (2.4)$$

Rovnici 2.4 je možné zjednodušiť za nasledujúcich predpokladů:

- Prostředí je bez volných nábojů,  $\rho = 0$ , rovnice 2.4 přejde na 2.5.
- Prostředí je homogenní,  $\varepsilon(x, y, z), \mu(x, y, z) = \text{konst}$ , rovnice 2.5 přejde na 2.6.
- Prostředí je nevodivé,  $\sigma = 0$ , rovnice 2.6 přejde na 2.7.

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + (\nabla \ln \mu) \times (\nabla \times \vec{E}) - \nabla (\vec{E} \cdot \nabla \ln \varepsilon) = 0 \quad (2.5)$$

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = 0 \quad (2.6)$$

$$\Delta \vec{E} - \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7)$$

Z teoretického hlediska jsou řešení rovnic 2.6 a 2.7 exponenciály typu  $e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)}$ , u obecnější rovnice ale 2.6 mohou být parametry  $k$  a tedy i  $n$  a  $\varepsilon$  komplexní. V tomto modelu to znamená především to, že vlny mohou být tlumené.

## 2.3 Maticový popis polarizace světla

Vzhledem k rovnici 2.3 je možné definovat polarizaci jako orientaci časového průběhu vektoru  $\vec{E}$ . Polarizaci je možné chápat jako další stupeň volnosti. Pro jednoduchost jsou zavedeny následující předpoklady:

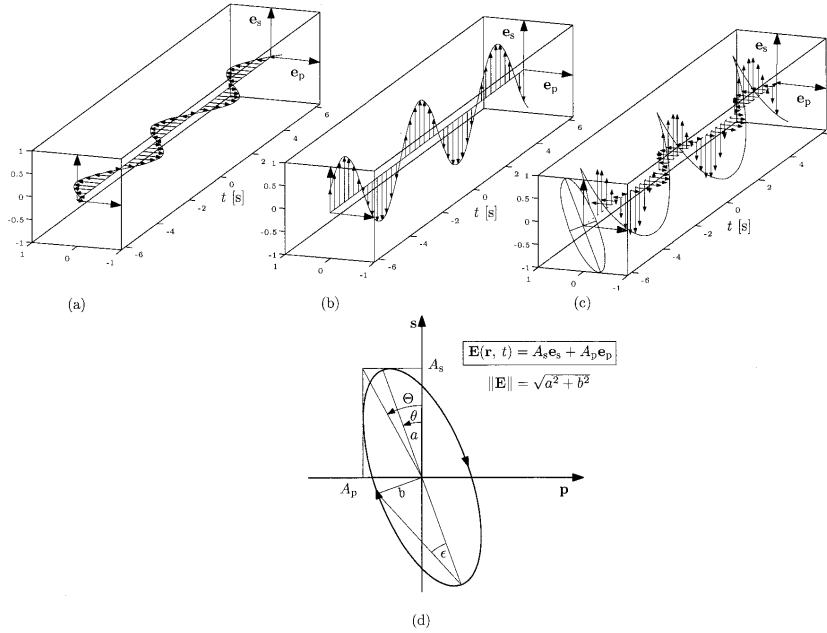
- Elektromagnetické pole je úplně polarizované,
- $\vec{E}$  je rovinná harmonická vlna ve tvaru  $\vec{E} = \Re \left\{ \vec{E}_0 e^{i(\vec{k}\vec{r}-\omega t)} \right\}$ ,
- Prostředí je nevodivé a bez volných nábojů,
- Směr šíření  $\vec{s}$  je osa  $\vec{z}$ .

Nejjednodušším řešením vlnové rovnice je monochromatická rovinná vlnu šířící se ve směru  $\vec{z}$  s kruhovou frekvencí  $\omega$ . Při vhodné transformaci souřadnic je možné zapsat ji vektorem  $\vec{E}$  jehož  $z$ -ová souřadnice je nulová. Proto je obvykle tato složka vynechávána. Elektromagnetickou vlnu tak zapíšeme dvourozměrným vektorem

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_x e^{-\varphi_x} e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{z})} \\ a_y e^{-\varphi_y} e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{z})} \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{z})}. \quad (2.8)$$

Rozdíl  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  v rovnici 2.8 označuje fázi elektromagnetické vlny.

Důležitou vlastností takto transformované vlny je to, že elektrické pole této vlny v rovině  $xy$  se v čase pohybuje po polarizační elipse, jak je znázorněno na obrázku 2.1.



Obrázek 2.1: Znázornění elektrického pole monochromatické vlny - (a) p-polarizovaná složka, (b) s-polarizovaná složka, (c) celkové pole pohybující se po elipse, (d) samotná polarizační elipsa [5].

### 2.3.1 Jonesovy vektory

Z předchozích odstavců je zřejmé, že pokud přenásobíme vektor intenzity elektrického pole komplexní jednotkou, světelná vlna pouze změní svou fázi, ale v čase bude tento vektor opisovat stejnou křivku. To znamená, že bude mít stejný polarizační stav. Proto je výhodné zavést Jonesovy vektory následujícím způsobem tak, aby jednoznačně popisovaly polarizační stav vlny:

$$J = \begin{pmatrix} A_x \\ A_y \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Na prostoru Jonesových vektorů je poté možné zavést skalární součin a pomocí něj získat ortonormální bázi. Jakékoliv světlo je následně možno popsat jako lineární kombinaci vektorů z této báze. Mezi nejdůležitější a nejpoužívanější báze patří lineárně polarizované světlo, které je popsáno bázevými vektory vln polarizovaných v osách  $x$  a  $y$ :

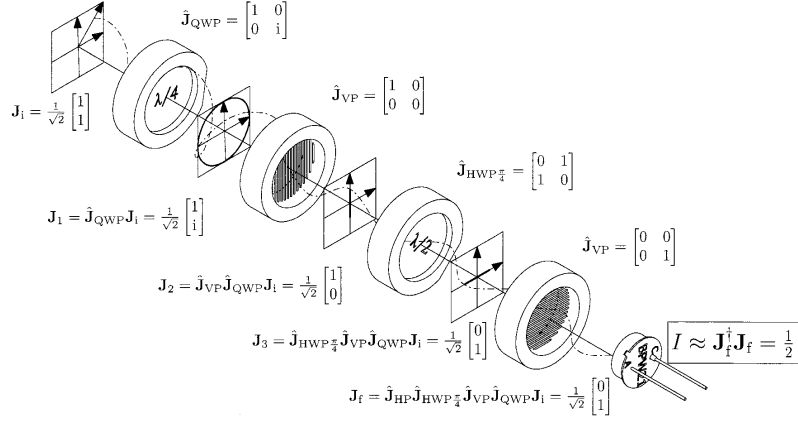
$$J_x = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad J_y = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

a báze pravotočivě a levotočivě kruhově polarizovaného světla

$$J_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad J_l = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

### 2.3.2 Jonesovy matice

Jestliže je světlo plně popsáno vektorem 2.9, jakýkoliv prvek, kterým světlo prochází resp. od kterého se odrazí je možné popsat maticí  $2 \times 2$ , která popisuje, jak prvek ovlivňuje polarizaci dopadajícího světla.



Obrázek 2.2: Ukázka použití Jonesova formalismu[5].

Nejpoužívanějšími optickými prvky jsou polarizátor (s osou průchodu  $x$ ), fázová destička (s rychlou osou  $x$  a fázovým zpožděním  $\delta$ ) a rotátor, který stočí polarizaci o úhel  $\varphi$ . Tyto prvky mají následující Jonesovy matice

$$M_p = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad M_d = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad M_r = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

Tyto prvky lze libovolně otáčet podle osy  $z$ . Matice pak budou dány předpisem

$$M(\varphi) = R(-\varphi) M R(\varphi), \quad R(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Použití Jonesova formalismu je znázorněno na obrázku 2.2. Do aparatury vstupuje lineárně polarizované světlo (pod úhlem  $45^\circ$ ), poté je  $y$ -nová složka zpožděna ve čtvrtvlnové fázové destičce a vznikne levotočivě kruhově polarizované světlo. To je poté polarizováno polarizátorem s osou průchodu  $x$  a prochází půlvlnnou fázovou destičkou natočenou pod úhlem  $45^\circ$ . Z ní vychází světlo polarizované v ose  $y$  a průchod posledním polarizátorem tedy s ním nic neudělá.

Průchod světla vzorkem, resp. odraz od vzorku plně popisují Jonesovy transmisní, resp. reflexní matice

$$M_{S,T} = \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix}, \quad M_{S,R} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

kde koeficienty  $r_{ij}$  a  $t_{ij}$   $i, j \in \{s, p\}$  jsou fresnelovy koeficienty. V případě  $r_{ij}$  se jedná o poměr intenzit elektrického pole  $i$ -polarizované vlny dopadající na vzorek a  $j$ -polarizované vlny od vzorku odražené a v případě  $t_{ij}$  o poměr intenzit elektrického pole  $i$ -polarizované vlny dopadající na vzorek a  $j$ -polarizované vlny, která vzorkem prochází.

V opticky izotropním prostředí jsou tyto matice diagonální, ovšem pokud je vzorek magnetován v magnetickém poli, vzniká optická anizotropie určená symetrií magnetického pole a vzorku. Tím pádem složky mimo diagonálu již nejsou nulové, vzniká interakce mezi  $s$ - a  $p$ -polarizovanými vlnami a dochází ke stáčení polarizace nebo ke změně elipticity.

Intenzitu světla pak zjistíme vynásobením

$$I = J^+ J. \quad (2.15)$$

### 3. Magnetooptické jevy

Magnetooptickými jevy nazýváme jevy, při kterých je porušena izotropie prostředí v důsledku přítomnosti magnetického pole. Díky těmto jevům dochází ke změně polarizačního stavu světla při odrazu nebo průchodu světla daným materiálem. Příčinou těchto jevů je především Zeemanův jev, při kterém dochází k rozštěpení energetických hladin v důsledku přítomnosti magnetického pole. V závislosti na pozorovaném efektu můžeme magnetooptické jevy rozdělit na dvojlomy a dichroismy. V prvním případě se liší index lomu dvou navzájem ortogonálních básových vektorů (ortogonální podle Jonesova formalismu), ve druhém případě se liší jejich absorpční koeficienty. Pokud se omezíme na dvě nejpoužívanější báze, lineárně polarizované světlo v ose  $x$  a  $y$ , popř. pravotočivě a levotočivě polarizované světlo, rozlišujeme celkem čtyři jevy, magnetický lineární dvojlom (MLB), magnetický kruhový dvojlom (MCB), magnetický lineární dichroismus (MLD) a magnetický kruhový dichroismus (MCD).

Všechny tyto jevy lze pozorovat jak při průchodu vzorkem, tak i při odrazu. Důležité také je, jak se tyto efekty projevují. MCB a MLD vedou pouze ke stočení polarizace, oproti tomu MCD a MLB změni lineárně polarizované světlo na elipticky polarizované. Běžněji používané rozdělení jevů je následující: Kerrův jev, Faradayův jev a Voigtův/Cotton-Moutonův jev. Kerrův, resp. Faradayův jev označují souborně MCB a MCD v reflexní, resp. transmisní geometrii. Jedná se o jevy lineárně závislé na magnetizaci a tedy pouze o podmnožinu MCB a MCD.

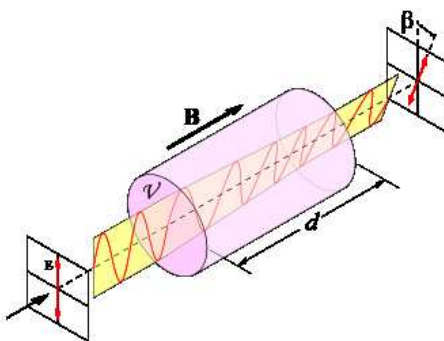
Obdobně Voigtův/Cotton-Moutonův jev označuje MLD a MLB v prvním přiblížení. Protože se ale jedná o jevy závislé na sudé mocnině magnetizace, první člen Taylorova rozvoje je kvadratický.

Mikroskopii jsou nejčastěji využívány jevy, které pouze stáčí rovinu polarizace, proto se v následujícím textu omezíme na ně.

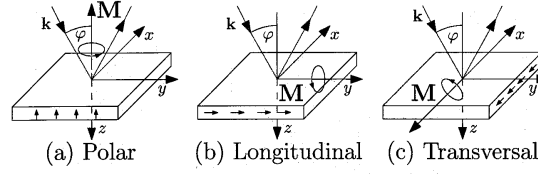
#### 3.1 Faradayův jev

Faradayův jev nastává v látce, pokud existuje magnetické pole ve směru šíření světla. V tomto případě nastává stáčení roviny polarizace, které je úměrné dráze, kterou světlo ve vzorku urazí. viz. obr. 3.1

Úhel  $\alpha$ , o který se polarizace průchozího světla stočí, závisí lineárně na šířce vzorku  $d$ , složce magnetického pole ve směru šíření světla  $B$  a na parametrech



Obrázek 3.1: Stáčení roviny polarizace ve vzorku Faradayovým jevem[7].



Obrázek 3.2: Stáčení roviny polarizace ve vzorku Kerrovým jevem[5].

vzorku, které souhrnně charakterizuje tzv. Verdetova konstanta  $\mu$ :

$$\alpha = \mu B d \quad (3.1)$$

Pro průhledné materiály je obvykle nejlepší použít Faradayova jevu, protože Kerrův jev je obvykle mnohem slabší.

### 3.2 Kerrův jev

Při tomto jevu může docházet ke stočení polarizace při odrazu od vzorku, ve kterém jsou magnetické domény. Podle rovnice 1.10 je permitivitu možné vyjádřit pomocí Voigtova vektoru. Pomocí tohoto vektoru lze vyjádřit index lomu pro pravotočivě a levotočivě polarizovanou vlnu (Podrobnější odvození je např. v [5, p. 28–29]).

$$n^+ = n \left( 1 + \frac{1}{2} \vec{Q} \vec{k} \right) \quad n^- = n \left( 1 - \frac{1}{2} \vec{Q} \vec{k} \right) \quad (3.2)$$

Komplexní Kerrova rotace je pak úměrná rozdílu  $n^- - n^+ = -n \vec{Q} \vec{k}$ . Zároveň si tuto veličinu můžeme rozdělit na reálnou a komplexní část:

$$\Theta_k = \theta_k + i \epsilon_k \quad (3.3)$$

kde  $\theta_k$  je Kerrova rotace, která udává o jaký úhel se stočí celá elipsa polarizačního stavu a  $\epsilon_k$  Kerrova elipticita udává, jak se změní poměr obou poloos elipsy.

Podle toho, jak je orientováno magnetické pole rozlišujeme polární, longitudinální a transversální Kerrův jev.

Polární Kerrův jev nastává pokud magnetické pole míří kolmo k povrchu vzorku resp. od něj (tzv. out-of-plane orientace). V případě polarizované vlny očekáváme, že se bez přítomnosti magnetického pole a při kolmém dopadu odrazí zpět shodně polarizovaná vlna, kterou charakterizuje Jonesův vektor  $\vec{A}_n$ . Ovšem dle rovnice 1.12 je vektorový součin  $\vec{E}$  a  $\vec{m}$  kolmý jak k magnetickému poli, tak k dopadajícímu elektrickému poli, takže se ve výsledné vlně objeví i vlna polarizovaná kolmo k  $\vec{A}_n$  charakteritovaná vektorem  $\vec{A}_k$ . Situace je znázorněna na obrázku 3.2. Jak je také z obrázku zřejmé, při kolmém dopadu je tento jev nejsilnější.

Pod longitudinální Kerrovým jevem rozumíme uspořádání, ve kterém míří magnetické pole podél povrchu vzorku a zároveň leží v rovině dopadu. Výsledný efekt je možné odvodit stejnými úvahami jako v předchozím případě a je znázorněn na obrázku 3.2 (b). Narozdíl od předchozího případu jsou ale paprsky s navzájem kolmou polarizací stáčeny na opačnou stranu a longitudinální Kerrův jev nenastává pro kolmý dopad, neboť není definována rovina dopadu.

Poslední, transverzální Kerrův jev je na obrázku 3.2 (c). Magnetické pole je orientována kolmo k rovině dopadu a rovnoběžně s povrchem vzorku. Vzhledem k tomuto faktu je zřejmé, že při odrazu nedochází ke změně s-polarizované vlny (elektrické a magnetické pole jsou rovnoběžné). Dochází pouze ke změně p-polarizované vlny, ke zvětšení či zmenšení jejího reflexního koeficientu. Tento jev také nenastává pro kolmý dopad, opět není definována rovina dopadu.

### 3.3 Voigtův jev

Voigtův jev je možné nejlépe pozorovat, pokud je polarizace a magnetické pole navzájem kolmá. Nejvhodnější orientace domén je v rovině, kdy  $z$  složka vektoru magnetického pole je nulová. Druhý člen Taylorova rozvoje 1.11 pak přejde do tvaru:

$$\vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} B_1 m_x^2 & B_2 m_x m_y & 0 \\ B_2 m_x m_y & B_1 m_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Narozdíl od lineárních jevů, kde se zajímáme zejména o koeficienty  $r_{sp}$  a  $r_{ps}$  u Voigtova jevu jsou důležité především změny  $r_{ss}$  a  $r_{pp}$  se změnou magnetického pole. Přestože je Voigtův efekt málo využíván, ovlivňuje magnetooptické měření a je možné jej využít při měření domén v rovině vzorku i při kolmém dopadu, což u lineárních jevů není možné. Rozšíření Kerrova mikroskopu tak, aby využíval i kvadratické jevy je možné využít také pro sledování domén v antiferomagnetických materiálech[8].



## 4. Magnetické domény

Nyní, po letech výzkumu, chápeme magnetickou doménu jako část materiálu, ve které mají všechny atomy či molekuly shodně orientované magnetické momenty.

Historicky se představa magnetických domén vyvíjela z Ampérovy myšlenky elementárních molekulárních proudů. Ampére vyvrátil představu "dvou kapalin" původně zavedenou Charlesem Françoisem de Cisternay du Fayem[9], jako hlavní argument použil svá pozorování dlouhých vodičů s proudem. Poté zavedl představu novou, magnety jsou tvořeny proudovými smyčkami. Toto tvrzení demonstroval a ukázal, že s tímto modelem je možné vysvětlit jevy v permanentních magnetech. Jeho myšlenky tak umožnily další vývoj k pochopení magnetických domén.

Pierre Weiss[10] ukázal, že je možné zavést průměrný efekt magnetické interakce v molekule a popsal teplotní závislost magnetické saturace. Z jeho modelu mj. vyplývá, že vektor popisující molekulární pole míří do směru daného průměrnou magnetizací, ale vektor magnetizace může mít libovolnou orientaci. Právě tato vlastnost umožňuje tvorbu oblastí se stejnou orientací vektoru magnetizace neboli magnetických domén.

Dalším důležitým krokem byly teorie a následně pokusy, které ukázaly, že ke změně magnetizace dochází postupným posunem hranic mezi doménami[11] a zjištění, že tyto hranice jsou široké několik mřížkových konstant.[12]

Mezi nejdůležitější poznatky patří také práce Blocha, Landaua a Lifshitze[13, 12], která ukázala, že uspořádání s mnoha magnetickými doménami má nižší konfigurační energii, než uspořádání s jednou obrovskou doménou.

Z tohoto předpokladu vychází celá teorie mikromagnetismu. Variační princip, tedy minimalizace energie vede na soustavu diferenciálních rovnic. Ve třech dimenzích ji odvodil např. W. F. Brown[14, 15]

V dnešní době je pozornost zaměřena na numerické řešení této soustavy i přesto, že díky složitosti problému je nemožné tuto soustavu řešit pro makroskopické vzorky. Ve velkých vzorcích se tedy musíme spolehnout na původní teorii zavedenou P. Weisssem.

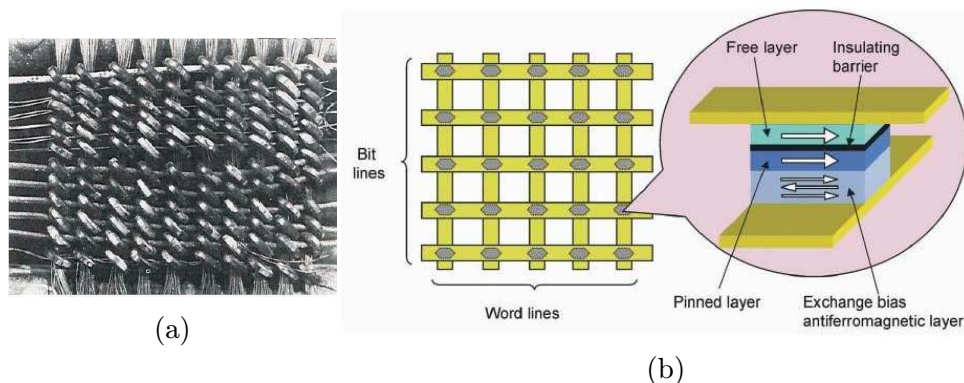
Z původní práce Blocha, Landaua a Lifshitze vycházel i Neél[16, 17]. Ve své práci zobecnil úvahy, vysvětlil větvení domén a předpověděl spoustu doménových uspořádání včetně tzv. „spike domains“, domén ve tvaru ostrého hrotu.

V současnosti se jedná o stále velmi aktivní odvětví, ve kterém dosud probíhá intenzivní výzkum a kde nejsou zdaleka všechny problémy vyřešeny.

### 4.1 Využití magnetických vlastností látek

Výzkum magnetických domén je důležitý pro rozvoj průmyslu. Současná média jsou založena především na uchovávání informací pomocí ferromagnetických materiálů.

V minulosti byly magnetické vlastnosti látek využívány především v pamětech s magnetickým jádrem. Jedná se o feritové kroužky, kterými prochází několik drátů. Při průchodu proudu horizontálním i vertikálním drátem dochází k depolarizování magnetického pole a tedy k zápisu. Čtení naopak probíhá pomocí drátů diagonálních. Tato zařízení byly postupem času nahrazeny dnes běžně pou-



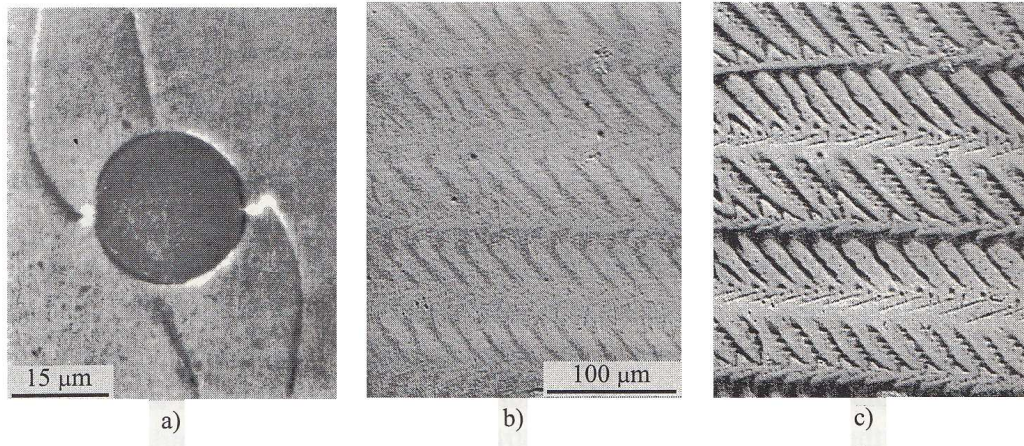
Obrázek 4.1: Paměť s magnetickým jádrem (a) a paměť MRAM (b)[18].

žívanou paměti RAM, ovšem u té není možné zachovat informaci dlouhodobě po vypnutí napájení. Dnes se pro dlouhodobé uložení dat využívají především harddisky a magnetické pásky. Tato zařízení uchovávají data pomocí feromagnetické desky. Čtecí a zapisovací hlavou je pak vytvořeno magnetické pole, které změní magnetizaci v desce a vytvoří magnetickou doménu. Doménové stěny je poté možné detekovat, při pohybu čtecí hlavičky na ní dochází k ostré změně v napětí (dochází k velké změně magnetického pole a tedy se podle zákona elektromagnetické indukce indukuje napětí). Novější zařízení pak využívají efekty GMR (Obří magnetorezistence)<sup>1</sup>[19] a TMR (tunelovací magnetorezistence)[20]. Výsledný signál je poté elektronikou převeden do binární podoby a odeslán do procesoru ke zpracování.

Velmi perspektivním zařízením ve výzkumu je MRAM neboli magnetorezistentní paměť RAM. Princip je velmi podobný jako u paměti s magnetickým jádrem, informace je uchována v malé oblasti feromagnetického materiálu a po odpojení od zdroje je informace uchována. Narozdíl od starších pamětí má ale MRAM mnohem větší hustotu informace. U těchto zařízení existuje několik různých směrů vývoje a s tím spojených návrhů, první (pseudospin-valve design, na obrázku 4.1(b) ukládá informaci do prostřední vrstvy a čte pomocí GMR efektu. Druhý (MTJ – magnetic tunnel junction) design má uloženou referenční hodnotu ve spodní vrstvě a informaci ve vrchní. Obě tyto verze MRAM mají horizontálně orientované domény, takže rozestupy mezi jednotlivými bity musí být dostatečně velké, aby se navzájem neovlivňovaly. Tento problém se snaží řešit VMRAM, který má vertikálně orientované domény a využívá uzavřené smyčky.

Dalším důležitým zařízením, které je stále ve vývoji je tzv. „racetrack memory“. Jedná se o paměť která má čtecí a zapisovací zařízení pouze na jednom určitém místě na „kolejnici“ tvořené slitinou, ve které mohou vznikat domény. Pomocí spinově orientovaného proudu je možné doménové stěny posunout a do-

<sup>1</sup>Jedná se o efekt, který zapříčiní pokles odporu při změně orientace domén v zařízeních, kde se střídají vrstvy magnetických a nemagnetických materiálů. Velmi zjednodušeně je možné jev vysvětlit tím, že v materiálu existují dva vodivé kanály, které se chovají jako paralelní větve v obvodu a odpovídají elektronům se spinem nahoru a dolů. Atomy v každé magnetické vrstvě pak mají svoji orientaci magnetického momentu a elektrony se na nich mohou rozptylovat. Pravděpodobnost rozptylu je ovšem mnohonásobně menší, pokud jsou magnetické momenty a spin orientovány souhlasně. Pokud tedy zapneme magnetické pole, magnetické momenty atomů v jednotlivých vrstvách budou preferovat jednu orientaci, odpor v tomto kanálu poklesne a díky tomu poklesne i celkový odpor zařízení.



Obrázek 4.2: Ukázka výsledků metody bitter patterns[21].

stat je tak ke čtecímu zařízení, tyto paměti tak slibují mnohem vyšší datovou hustotu a oproti současným harddiskům mnohonásobně větší rychlost zápisu.

## 4.2 Metody zobrazování

Magnetická indukce souvisí s intenzitou magnetického pole podle rovnice 1.6.  $\vec{M}(r)$  je vektor magnetizace, který určuje strukturu magnetických domén. Divergencí 1.6 a dosazením Maxwellovy rovnice 1.2 plyne:

$$\mu_0 \nabla \cdot \vec{H} = -\mu_0 \nabla \cdot \vec{M} \quad (4.1)$$

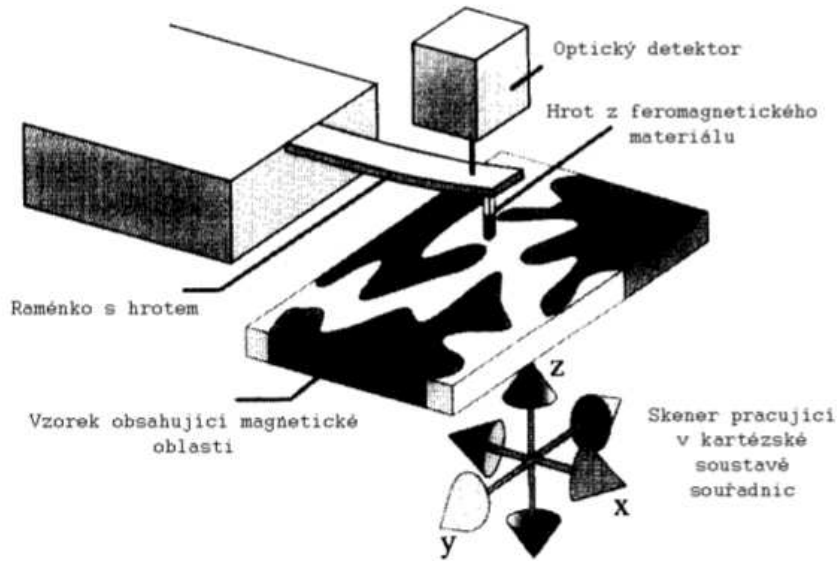
Z této rovnice je zřejmé, že magnetické domény generují rozptylové pole, čehož využívá mnoho zobrazovacích metod. Žádná ze známých metod ovšem zatím není schopná určit přesné rozložení domén uvnitř vzorku, namísto toho poskytují informace pouze o malé povrchové vrstvě.

### 4.2.1 Bitter patterns

Do těsné blízkosti vzorku je možné umístit magneticky aktivní částice, které se uspořádají podle generovaného pole  $\vec{H}$ . Toto uspořádání přímo souvisí podle rovnice 4.1 s rozložením domén na povrchu vzorku. Nejčastěji jsou využívány koloidní rotoky s částicemi o rozměrech v řádu jednotek až desítek nanometrů. Výsledky této metody jsou na obrázku 4.2. V prvním případě jde o doménu na granátu (a) a v druhém o strukturu na slitině železa a mědi ( $\text{Ni}_{55}\text{Fe}_{45}$ ), nejprve zachycenou samotným roztokem (b) a poté s kontrastem zvětšeným pomocí externího magnetického pole (c).

### 4.2.2 Mikroskopie magnetických sil

Další možností jak zjistit rozložení magnetického momentu na vzorku je pomocí mikroskopie magnetických sil (MFM). Principem této metody je interakce mezi rozptylovým polem vzorku a zmagnetovanou sondou. Vlivem působení magne-



Obrázek 4.3: Princip fungování MFM[22].

tických sil je vychýleno raménko, na kterém se odráží laserový svazek (viz. obr. 4.3).

MFM využívá pro detekci dvou režimů. Ve statickém režimu detektor měří výchylku raménka z původní polohy, která je dána silou, která na sondu působí.

V dynamickém režimu kmitá sonda blízko své rezonanční frekvence a lze ji chápat jako kmitající oscilátor.

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k_{ef}}{m}} \quad (4.2)$$

kde  $m$  je efektivní hmotnost sondy a  $k_{ef}$  je efektivní konstanta pružnosti. Ta je ovšem závislá na změně působící síly a tedy platí následující ( $k$  je konstanta pružnosti raménka)

$$f = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k - \frac{\partial F}{\partial z}}{m}} \quad (4.3)$$

Takto je možné měřit dvěma způsoby, buď měříme amplitudu nebo přímo rezonanční frekvenci.

Sílu je pak možné vyjádřit (přiblížení zmagnetizovaného hrotu) jako gradient magnetického potenciálu

$$F = -\nabla E = -\mu_0 \int_V \nabla \cdot (\vec{M}_h \vec{H}_{vz}) dV_h \quad (4.4)$$

Derivací tohoto vztahu je možné vyjádřit efektivní konstantu pružnosti a rezonanční frekvenci. Na hrot ovšem působí kromě magnetických sil i síly jiné, ty je nutné vzít v potaz a udělat příslušné opravy. Podrobnější rozbor je např. v [22]

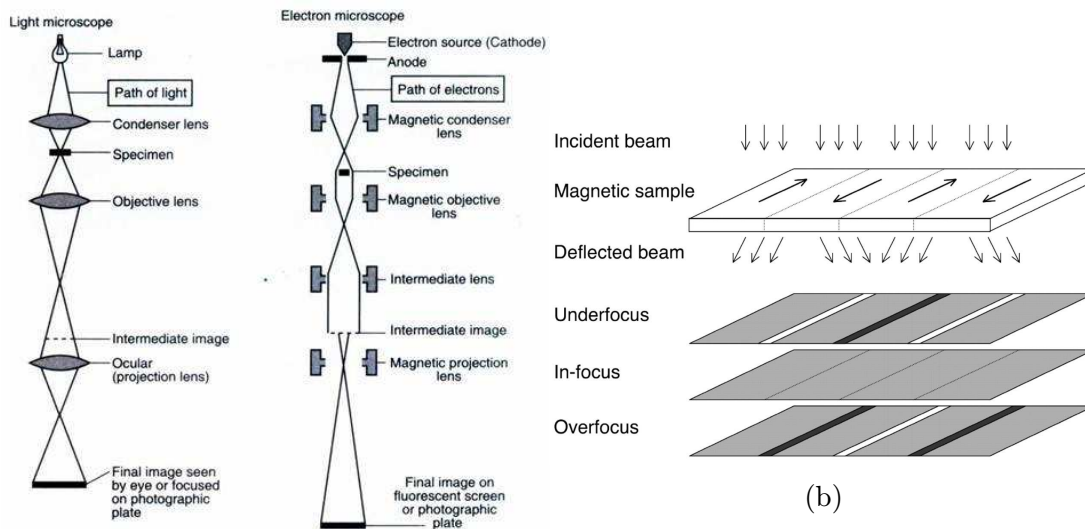


Fig. 1.8: Schematic diagrams of Light Microscope and Electron Microscope

(a)

Obrázek 4.4: Princip fungování LTEM (a)[23] a dráha elektronů ovlivněná magnetickými doménami ve vzorku (b)[24].

### 4.2.3 Lorentzovská mikroskopie

Lorentzovská mikroskopie (LTEM) vychází z transmisní elektronové spektroskopie. V mikroskopu jsou urychlovány elektrony na vysoké energie, a poté jsou tyto elektrony fokusovány soustavou magnetických čoček do tenkého vzorku. V důsledku interakce elektronu s magnetickým polem ve vzorku se trajektorie elektronu změní (viz. obr. 4.4) a z intenzity částic dopadajících na detektor je možné zjistit rozložení domén na vzorku.

# 5. Magnetooptické metody

Existuje mnoho metod měření stáčení roviny polarizace po odrazu na zmagnetovaném vzorku. V následujícím textu jsou popsány nejběžnější z nich.

## 5.1 Metoda Wollastonova hranolu

První uspořádání (viz. obr.5.1) využívá Wollastonův hranol. V aparatuře je použit pouze jeden polarizátor, který na vstupu světelnou vlnu polarizuje. Vlivem MO jevů se na vzorku polarizace vlny stočí a Wollastonovým hranolem je pak vlna rozdělena na dva ortogonálně polarizované paprsky. Jejich intenzity jsou poté zaznamenávány detektory (obvykle fotodiodami) a normalizovaný rozdíl signálů  $\Delta I$  (rovnice 5.1) je již přímo úměrný Kerrově rotaci.

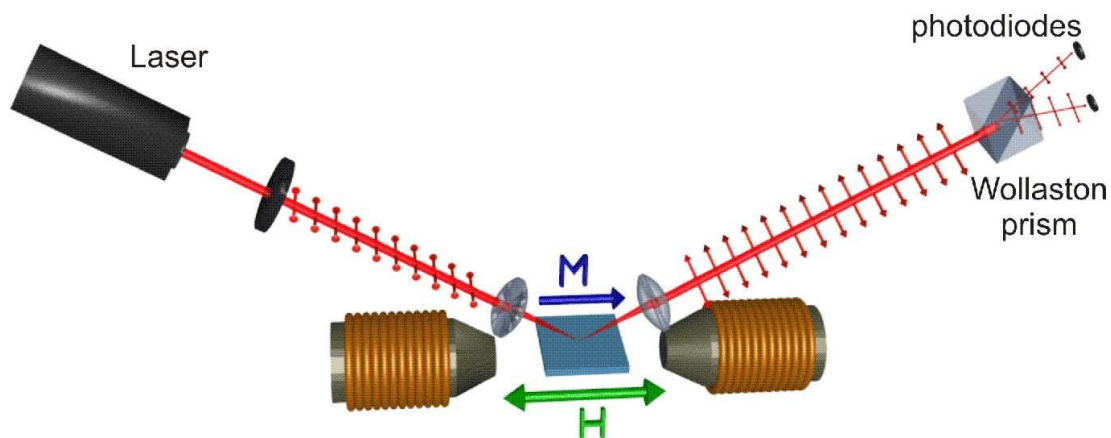
$$\Delta I = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \quad (5.1)$$

Výhodou této metody je především rychlost měření, signál je možné zpracovávat v reálném čase a metoda je také velmi přesná. Nevýhodou je složitější nastavení a kalibrace a metoda také není příliš vhodná pro mikroskopii v širokém zorném poli.

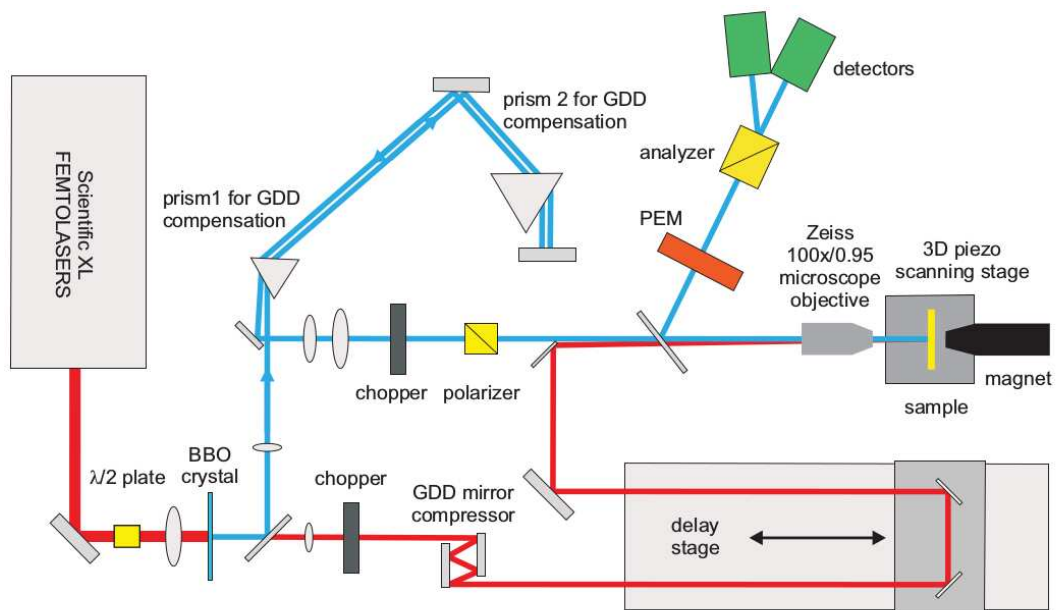
Ke zlepšení signálu a potlačení šumu je při časově rozlišených měřeních často využívána modulace signálu. Paprsek je rozdělen na dvě části, jedna je zpožděná ve zpožďovací větvi a druhá se odráží a následně prochází vzorkem (viz. obr.5.2). Paprsek je ještě před vstupem do aparatury modulován např. sinusoidou a po průchodu aparaturou jsou zaznamenávána pouze data se stejnou modulací jako kontrolní paprsek procházející zpožďovací větví. Takto je možné odfiltrovat velké množství defektů způsobených vlivem okolí (např. světlo z okolních lamp).

## 5.2 Metoda zkřížených polarizátorů

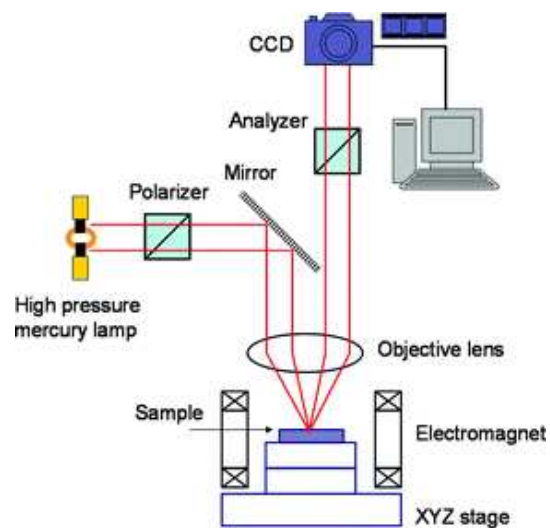
Dalším možným uspořádáním je aparatura na obrázku 5.3 využívající zkřížené polarizátory.



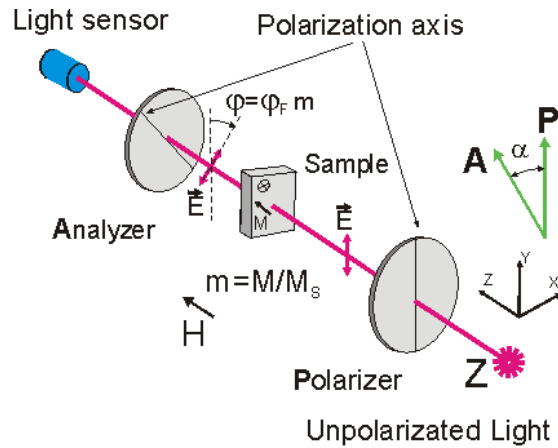
Obrázek 5.1: Kerrův mikroskop využívající Wollastonův hranol[25].



Obrázek 5.2: Metoda modulace signálu[18].



Obrázek 5.3: Kerrův mikroskop využívající zkřížené polarizátory.



Obrázek 5.4: Faradayův mikroskop využívající zkřížené polarizátory[26].

Světlo je na vstupu do aparatury soustavou čoček a clon kolimováno, poté polarizováno, rozděleno děličem svazku a objektivem fokusováno na vzorek. Zde se světlo odráží, v důsledku čehož se nepatrně stočí jeho rovina polarizace. Odražené světlo prochází objektivem, děličem svazku a analyzátozem a je detekováno CCD kamerou. Každý pixel CCD kamery tedy zaznamenává různou intenzitu podle toho, jak jsou na vzorku orientovány magnetické domény a jak je natočen analyzátor. Domény je takto možné sledovat při vhodném natočení polarizátoru a analyzátoru přímo okem nebo pomocí kamery na počítači.

V pokročilejší verzi tohoto mikroskopu je možné měření zpřesnit zaznamenáním několika snímků při různých polohách analyzátoru a intenzitu každého pixelu proložit teoretickou závislostí. Tím je možno získat přesnou hodnotu úhlu stočení polarizace světla a tedy Kerrovy rotace. Toto uspořádání bylo použito v této práci a podrobnější popis je v kapitole 6.

### 5.2.1 Faradayův mikroskop

Narozdíl od Kerrova mikroskopu, který využívá Kerrova efektu při odrazu světelné vlny od vzorku, Faradayův mikroskop využívá Faradayův jev, který nastává při průchodu světla vzorkem. Analyzátor a CCD chip je tedy umístěn za vzorkem. Výhodou je, že Faradayův efekt je silnější a dochází k většímu stočení polarizace. Na druhou stranu vzorek musí být dostatečně průhledný a nedají se takto analyzovat domény na kovech, na kterých se světlo jen odráží. Schéma mikroskopu je na obrázku 5.4.



## 6. Kerrovská mikroskopie

Kerrovská mikroskopie využívá interakce mezi magnetickým polem vzorku a polarizovaným světlem dopadajícím na vzorek, které je popsáno v kapitole 3. Stočení polarizace je možné sledovat několika různými způsoby a pomocí různých uspořádání mikroskopů.

### 6.1 Numerická apertura

Numerická apertura  $NA$  charakterizuje největší možný prostorový úhel, pod kterým může z daného bodu vycházet světlo tak, aby prošlo celou soustavou. Jedná se o bezrozměrnou veličinu, která je ve většině oblastí optiky definována jako:

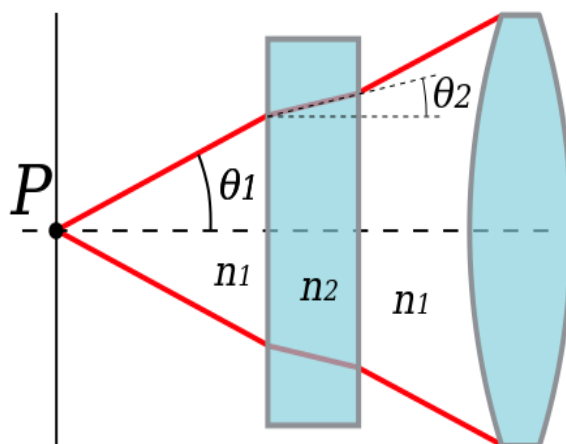
$$NA = n \sin \theta_m, \quad (6.1)$$

kde  $n$  je index lomu prostředí a  $\theta$  polovina vrcholového úhlu kužele paprsků vstupujících do příslušného prvku optické soustavy. Ze snellova zákona je patrné, že numerická apertura je v celé soustavě stejná a v soustavě 6.1 platí  $NA = n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$ .

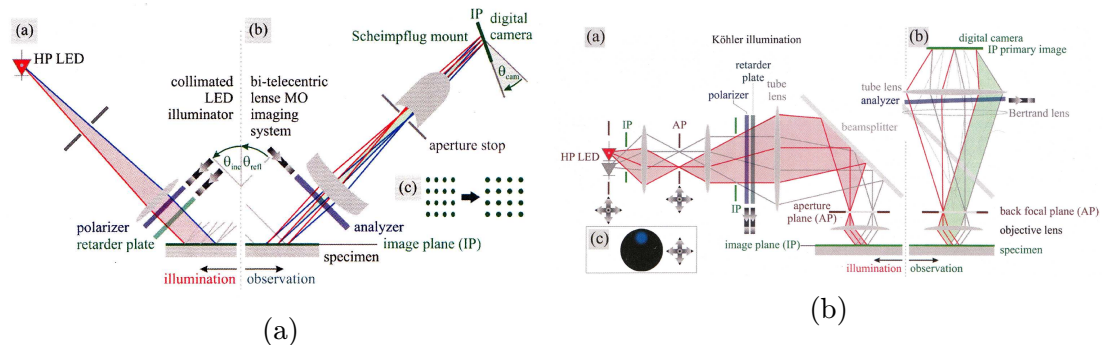
Velká numerická apertura je obzvláště důležitá při pozorování domén orientovaných v rovině vzorku. K tomu je potřeba posunout zdroj světla mimo optickou osu tak, aby světlo na vzorek dopadalo pod úhlem (viz. obr. 6.2). Pro objektivy s malou numerickou aperturou je tento úhel velmi malý a to ztěžuje měření domén orientovaných v rovině vzorku.

### 6.2 Kerrův mikroskop

Existuje mnoho uspořádání Kerrova mikroskopu. Nejpoužívanější z nich jsou zobrazeny na obrázku 6.2. První uspořádání má výhodu v tom, že mezi polarizátorem a analyzátozem již nejsou žádné další optické prvky. Po průchodu polarizátorem



Obrázek 6.1: Numerická apertura[27].



Obrázek 6.2: Kerrův mikroskop, ukázka vysokokontrastního uspořádání (a) a ukázka uspořádání s vysokým rozlišením (b)[28].

je světlo úplně polarizované a ke stočení polarizace může docházet pouze na vzorku, soustava má tedy optimální kontrast. Rozlišení tohoto uspořádání je ovšem omezeno numerickou aperturou a aberací použitých čoček.

Pro pozorování menších útvarů je vhodnější druhé uspořádání, se kterým je možné dosáhnout mnohem vyššího rozlišení. Obvykle to není nutné, ale rozlišení lze ještě vylepšit za použití modrého světla, prvků s velkou numerickou aperturou a případně použitím objektivu vyplněného kapalinou (zvětší se jeho numerická apertura). Teoretické maximální rozlišení mikroskopu je

$$d = \frac{\lambda}{2NA}, \quad (6.2)$$

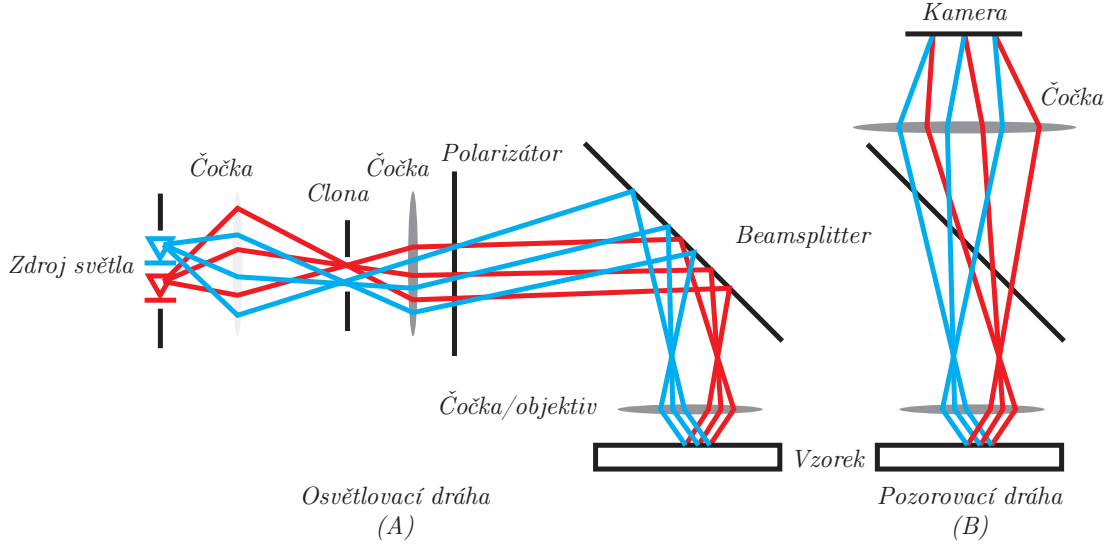
kde  $\lambda$  je vlnová délka světla a  $NA$  numerická apertura soustavy.

Jako zdroje světla jsou nejvhodnější lasery, které umožňují dosáhnout libovolné intenzity a stabilizovat výstupní výkon. Díky koherenci svazku ovšem vznikají interferenční obrazce. Zeslabit tyto efekty lze použitím laseru s více mody a snížením koherence svazku. Postačující je ovšem například i vysokotlaká rtuťová výbojka, která vyzařuje v široké spektrální oblasti. Její nevýhodou je, že nelze kontrolovat výstupní výkon. Na rozdíl od laserů je ale výbojka zdroj nekoherentního světla. Mezi další zdroje patří také vysokointenzitní LED, které poskytují dostatečnou spektrální šířku (tedy eliminují koherenci) a zároveň umožňují kontrolovat výstupní výkon.

## 6.3 Experimentální uspořádání

Po zvážení všech parametrů bylo navrženo uspořádání měřicího systému tak, jak je zobrazeno na obrázku 6.3. Paprsek vycházející ze zdroje (pro námi navržené uspořádání byla pro své vhodné vlastnosti zvolena vysokointenzitní LED) je nejprve fokusován čočkou a poté prochází clonou, která tvaruje osvětlovací svazek. Další čočka kolimuje rozbíhavý paprsek do polarizátoru, kde se paprsek polarizuje. Děličem svazku je paprsek rozdělen a jedna část dopadá přes objektiv na vzorek, kde se světlo odráží. V objektivu se paprsek opět rozšíří a ta část, která projde děličem svazku je poslední čočkou zobrazena do kamery.

Vhodnou volbou objektivu a pozice poslední čočky před kamerou je možné měnit zvětšení s jakým mikroskop snímá. Sestavený mikroskop je pro ilustraci vyfocen na obrázku 6.4.



Obrázek 6.3: Experimentální uspořádání.

## 6.4 Výpočet detekované intenzity

K získání teoretické závislosti intenzity na natočení analyzátoru je možné použít Jonesův formalismus. Důležitými prvky ovlivňujícími experiment jsou polarizátor, vzorek a analyzátor. Na ostatních prvcích dochází pouze k zanedbatelné změně polarizačního stavu (čočky) a nebo k úbytku intenzity (dělič svazku). Pokud uvažujeme pouze první tři zmíněné prvky, dostaneme:

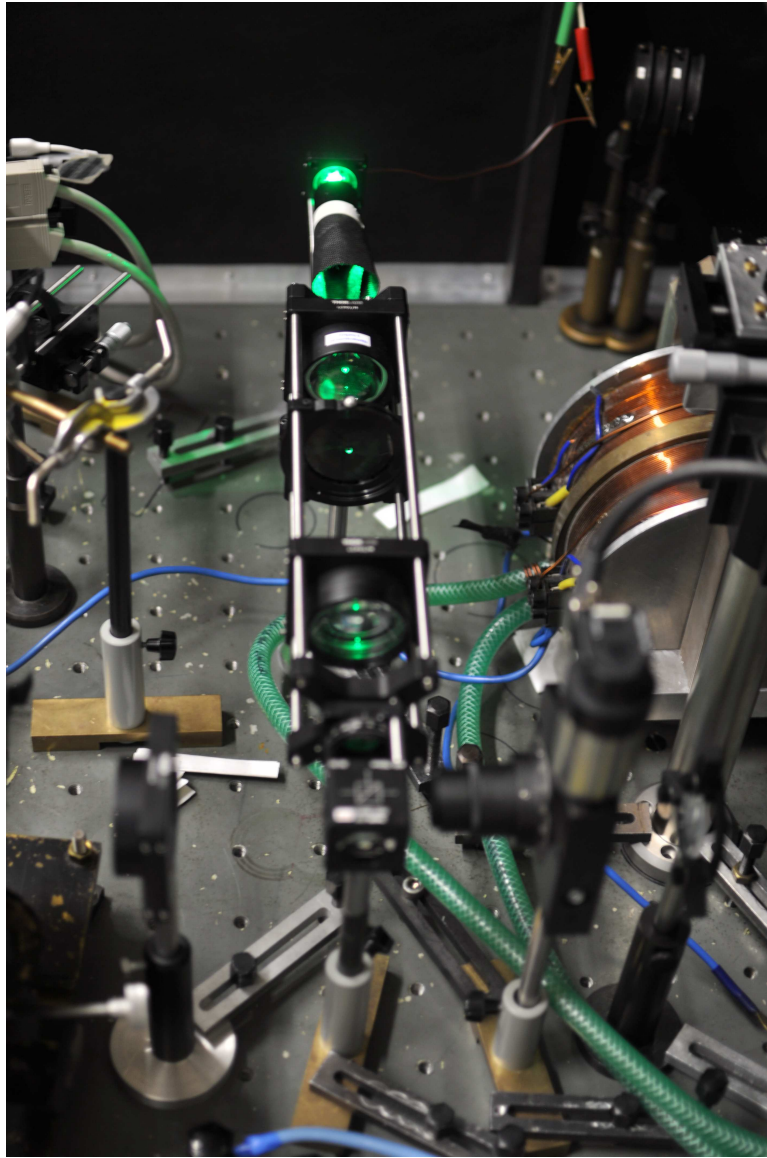
$$\begin{pmatrix} E_x^{cam} \\ E_y^{cam} \end{pmatrix} = M_{an} M_{sam} M_{pol} \begin{pmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

kde  $M_{pol}$  je Jonesova matice polarizátoru, který propouští pouze v ose  $x$ ,  $M_{sam}$  je matice popisující odraz od vzorku (rovnice 2.14) a  $M_{an}$  matice polarizátoru v ose  $y$  natočeného o úhel  $\theta$ .

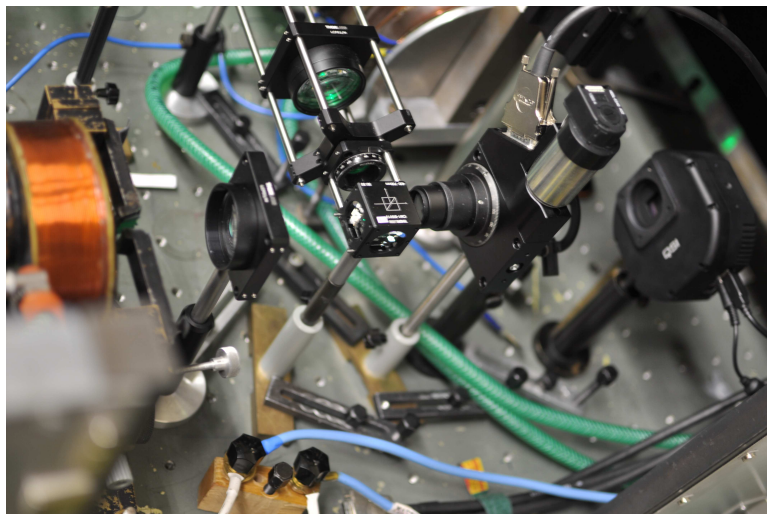
Po dosazení a výpočtu dostaneme pro průchozí vlnu

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x^{cam} \\ E_y^{cam} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{inc} \\ E_y^{inc} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^{inc} \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} \sin^2 \theta & -\sin \theta \cos \theta \\ -\sin \theta \cos \theta & \cos^2 \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_{ss} E_x^{inc} \\ r_{ps} E_x^{inc} \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} r_{ss} E_x^{inc} \sin^2 \theta - r_{ps} E_x^{inc} \sin \theta \cos \theta \\ r_{ps} E_x^{inc} \cos^2 \theta - r_{ss} E_x^{inc} \sin \theta \cos \theta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (6.4)$$

Intenzita, kterou snímá kamera je pak podle rovnice 2.15 dána druhou mocninou vektoru elektrického pole.



(a)



(b)

Obrázek 6.4: Experimentální uspořádání – foto osvětlovací dráha (a) a pozorovací dráha (b).

$$\begin{aligned}
I &= (r_{ss}E_x^{inc} \sin^2 \theta - r_{ps}E_x^{inc} \sin \theta \cos \theta)^2 \\
&+ (r_{ps}E_x^{inc} \cos^2 \theta - r_{ss}E_x^{inc} \sin \theta \cos \theta)^2 \\
&= r_{ss}^2 (E_x^{inc})^2 \sin^4 \theta + r_{ps}^2 (E_x^{inc})^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \\
&+ r_{ps}^2 (E_x^{inc})^2 \cos^4 \theta + r_{ss}^2 (E_x^{inc})^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta \\
&- 2r_{ps}r_{ss} (E_x^{inc})^2 \sin^2 \theta \sin \theta \cos \theta - 2r_{ss}r_{ps} (E_x^{inc})^2 \cos^2 \theta \sin \theta \cos \theta \\
&= 2r_{ss}^2 (E_x^{inc})^2 \sin^2 \theta + 2r_{ps}^2 (E_x^{inc})^2 \cos^2 \theta - r_{ps}r_{ss} (E_x^{inc})^2 \sin 2\theta
\end{aligned} \tag{6.5}$$

V posledním kroku je možné zanedbat člen s  $r_{ps}^2$ , neboť už jen samotné  $r_{ps}$  je velmi malé. Dostaneme tedy

$$I \approx 2r_{ss}^2 (E_x^{inc})^2 \sin^2 \theta - r_{ps}r_{ss} (E_x^{inc})^2 \sin 2\theta. \tag{6.6}$$

Dále je vhodné zavést do rovnice 6.6 ještě konstantní člen který popisuje parazitní osvětlení kamery z jiných zdrojů (např. světlo z monitoru několikrát odražené od stěny, které dopadá na čip CCD kamery). Celkem tedy bude mít očekávaná závislost intenzity na natočení polarizátoru tvar:

$$I = (A \sin^2 \theta + B \sin 2\theta + C) \tag{6.7}$$

Nakonec vydělením  $B/A$  dostaneme poměr  $-r_{ps}/r_{ss}$ , což odpovídá Kerrově rotaci.

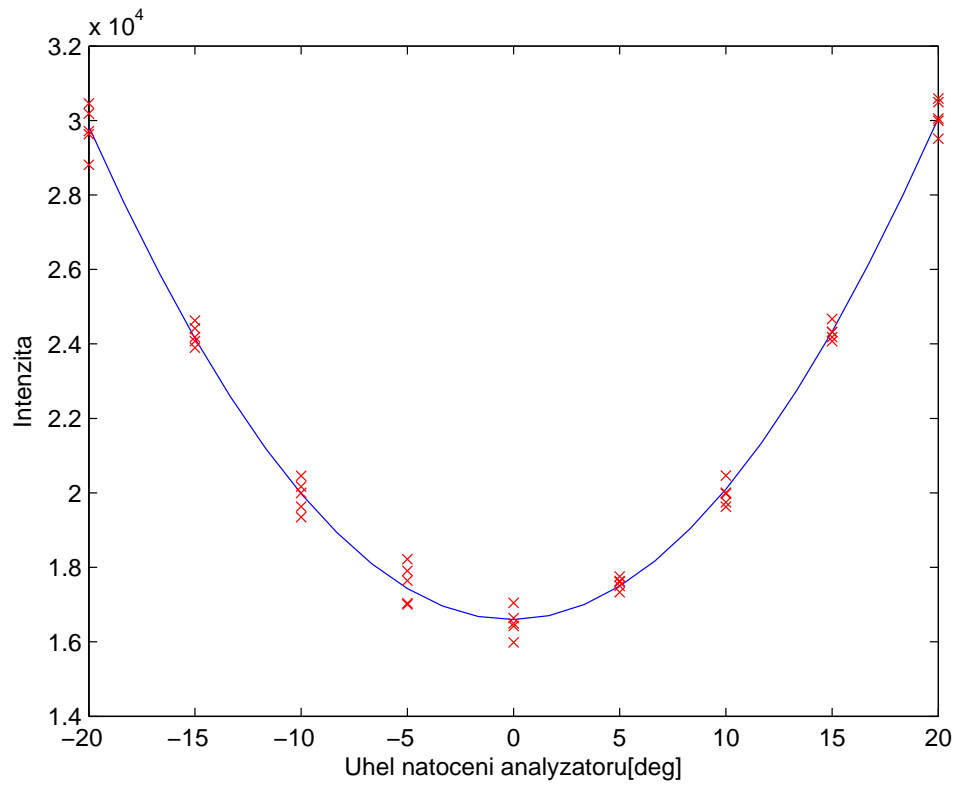
## 6.5 Zpracování dat

Při zpracování dat z mikroskopu byl uplatněn ještě jeden způsob, kterým je možné odfiltrovat nežádoucí osvětlení. Při měření je možné sejmut referenční obrázek v případě, že je zakryt vzorek a poté jej odečíst od ostatních dat. Pro zohlednění náhodných vlivů byl ke každému sejmutému snímku pořízen snímek referenční, který byl poté od původního snímku odečten.

Zvolené uspořádání Kerrova mikroskopu je možné použít dvěma způsoby. V prvním případě je možné simulovat uspořádání s wollastonovým hranolem tím, že jsou sejmuty snímky (a referenční snímky) v úhlech  $-45^\circ$  a  $45^\circ$  vzhledem k poloze s nejmenší detekovanou intenzitou. Od snímků je poté odečteno pozadí a poté je spočtena střední hodnota každého pixelu ze všech obrázků pro daný úhel. Výsledná Kerrova rotace každého pixelu je poté dána rovnicí 5.1.

V případě druhém je možné sejmut několik obrázků vzorku a stejný počet referenčních snímků v každé poloze analyzátoru. V rámci zpracování dat je pak od každého obrázku odečten referenční snímek a poté pixel po pixelu a proložena závislost intenzity na úhlu natočení analyzátoru podle rovnice 6.7. Ukázka výsledku prokládání je v grafu 6.5. Nakonec je spočten podíl  $B/A$ , který je vyneseno do samostatného obrázku.

V obou dvou případech je pak ještě z výsledného snímku spočtena střední hodnota a střední kvadratická odchylka. Pixely lišící se o více než daný násobek střední kvadratické odchylky od střední hodnoty nahrazeny a intenzita nanormována na celočíselné hodnoty od 0 do 65535. Tyto hodnoty jsou následně zapsány



Obrázek 6.5: Ukázka proložené závislosti intenzity na úhlu natočení analyzátoru.

do pgm souboru. Jedná se o efektivní odstranění šumu a jednoduché zvýšení kontrastu.

## 7. Kalibrace a nejlepší nastavení

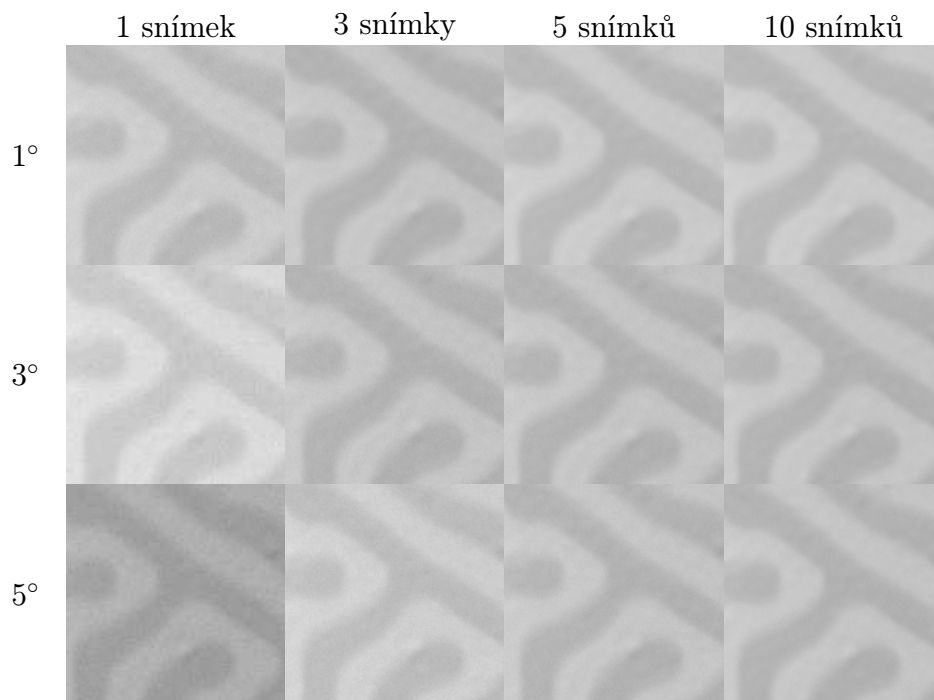
Veškeré snímky byly při převodu práce do formátu pdf algoritmem modifikovány a jejich kvalita snížena, původní snímky z této a následující kapitoly je proto možné najít na přiloženém DVD.

Na fitování závislosti intenzity na natočení analyzátoru odvozené v předchozí kapitole mají zásadní vliv parametry nastavené v programu (např. počet snímků, krok motoru apt.) ovládajícím mikroskop. Na prvním zkušebním vzorku (Jedná se o magnetický granát s chemickým složením  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ ) bylo proto provedeno několik měření s různými hodnotami parametrů a na stejném místě vzorku. Nejprve byl určen nejvhodnější rozsah úhlů analyzátoru. Pro příliš velký rozsah ( $\pm 40^\circ$ ) vznikaly při prokladu nežádoucí relikty způsobené otáčením analyzátoru. Polohu analyzátoru bylo velmi obtížné nastavit tak, aby svělo dopadalo kolmo, takže při měření docházelo k posunu obrazu. Při velkých úhlech také docházelo k nasycení senzorů snímajících intenzitu světla. Příliš malé úhly naopak znemožnily přesné fitování závislosti. Optimální rozsah je tedy  $\pm 20^\circ$  okolo polohy ve které je na kameře snímána nejmenší intenzita. Poté byl postupně měněn krok motoru a počet sejmutých snímků.

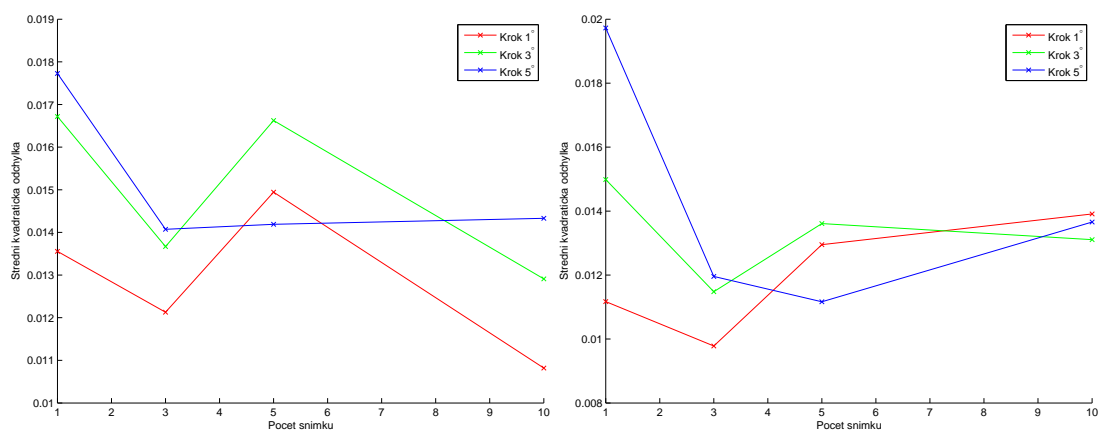
Pro přehlednost je na obrázku 7.1 pouze výřez výsledných obrázků. Z těchto obrázků je zřejmé, že nejhorších výsledků bylo dosaženo s nejméně sejmutými snímky, tedy s krokem  $5^\circ$  a pouze s jedním obrázkem na úhel.

Vizuální kontrolou dat je také možné dojít k závěru, že je nutné sejmut více obrázků na polohu a vady jsou okem rozpoznatelné ještě pro velké kroky a málo sejmutých snímků na polohu. V ostatních případech je vizuální kvalita obrázků na velmi podobné úrovni.

Při podrobnějším rozboru byly vybrány z každého obrázku dvě oblasti, ve kterých je stejná orientace domén a v nich byla spočtena střední hodnota intenzity a její střední kvadratická odchylka. Závislost střední kvadratické odchylky na počtu snímků je vynesena v grafech 7.2 (a) a (b). Z nich je vidět, že nejlepších výsledků bylo dosaženo s pěti snímky a krokem pět stupňů. I vzhledem k velikosti dat (1.8GB při nejnáročnějším měření) byla ostatní měření prováděna s tímto nastavením.



Obrázek 7.1: Různé parametry mikroskopu, úhly měřeny od  $-20^\circ$  do  $20^\circ$ , doba expozice 1s, v řadách jsou kroky mezi dvěma pozicemi analyzátoru postupně  $1^\circ$ ,  $3^\circ$  a  $5^\circ$  a ve sloupcích se mění počet sejmutých obrázků při každém úhlu, postupně 1, 3, 5 a 10 snímků.



Obrázek 7.2: Závislost střední kvadratické odchylky na počtu snímků pro světlejší domény (a) a tmavší domény (b).

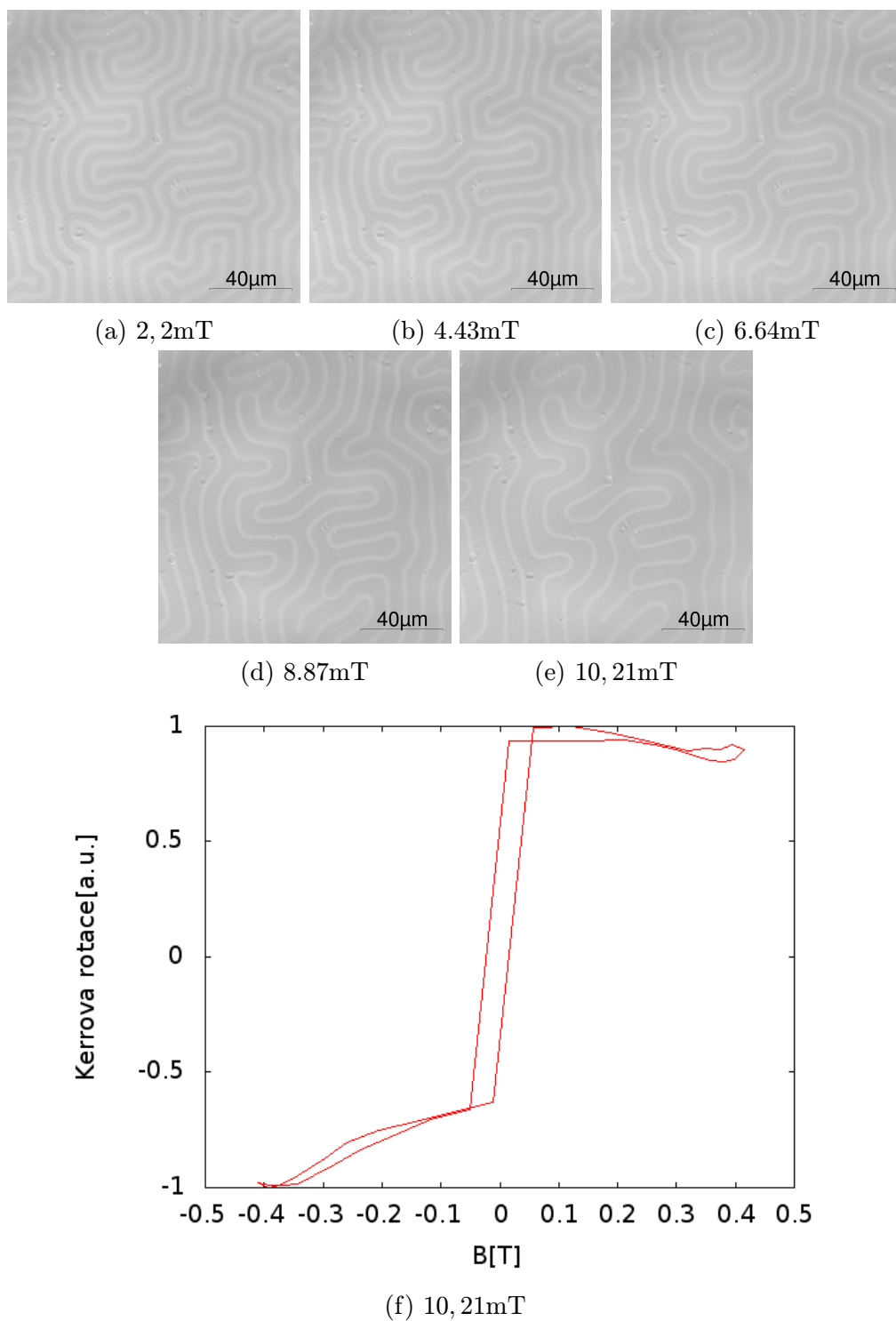


## 8. Dosažené výsledky

Podle kapitoly 4 zaujímají domény nejnižší možný energetický stav. V přítomnosti magnetického pole se tedy domény budou měnit tak, aby tuto podmínku splnily. V případě granátu  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  bylo provedeno několik měření s různou velikostí proudu procházejícího cívkou umístěnou těsně za vzorkem generující magnetické pole kolmo ke vzorku. Pro každou hodnotu velikosti procházejícího proudu bylo také změřeno magnetické pole, které cívka generovala.

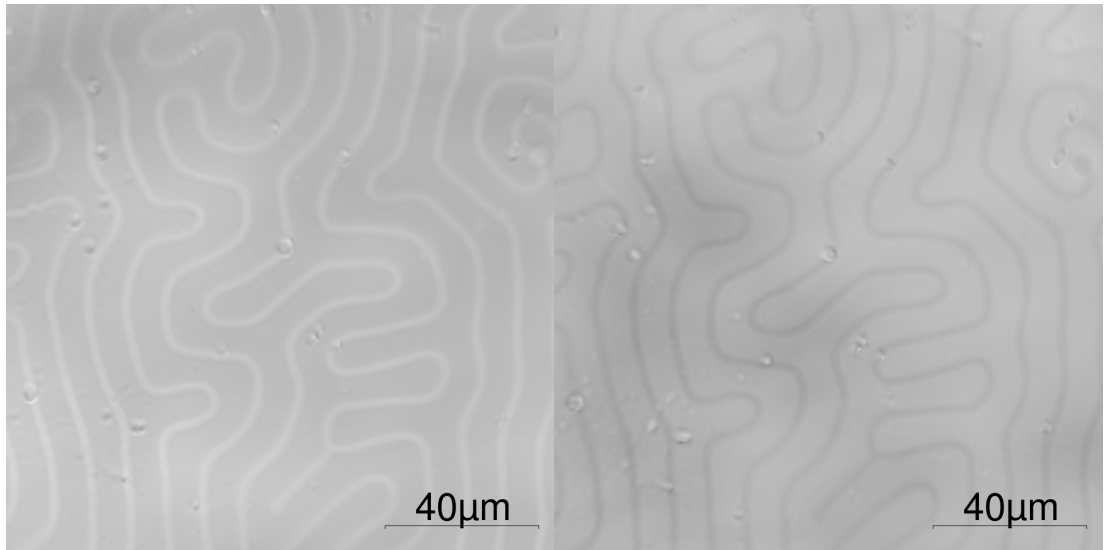
Z obrázků 8.2 (a)-(e) je zřejmé, že se magnetické domény s jednou orientací zvětšují se změnou magnetického pole na úkor druhých. Z každého z těchto obrázků bylo poté náhodně vybráno pět míst, kde byla změřena šířka světlé domény v pixelech. Tloušťka byla poté nanormována na hodnotu při vypnutém poli a vynesena do grafu 8.5. Z grafu je zřejmé, že šířka domén je lineárně závislá na magnetickém poli, ve kterém byly snímky pořízeny. Z hysterezní smyčky na obrázku 8.2 (e) je pak zřejmé, že k saturaci docházelo přibližně v poli 80mT. V daném uspořádání tak nebylo možné saturace dosáhnout.

Při nejvyšším možném poli, které bylo možné vzhledem k uspořádání vytvořit, byl pořízen také snímek obdobou metody Wollastonova hranolu, jak je popsáno v sekci 6.5. Snímky domén pořízené oběma metodami jsou shodné, pouze v druhém případě byly díky opačné znaménkové konvenci (rovnice 5.1) invertovány barvy.



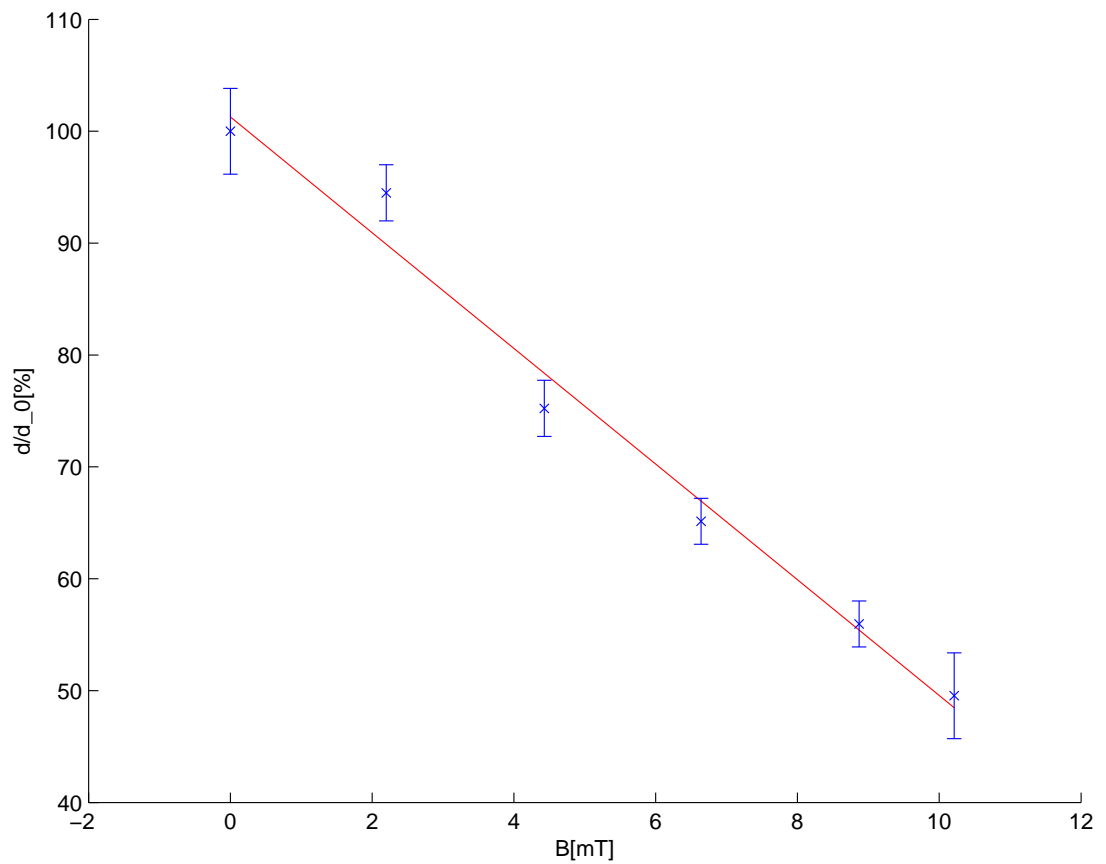
Obrázek 8.1: Domény při různém magnetickém poli (a)-(e) a hysterezní smyčka granátu  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  (f).

Pro ověření výsledků byl vzorek změřen také pomocí MFM mikroskopu. Z pořizovaných snímků je zřejmé, že v MFM mikroskopu bylo přítomno magnetické pole, které experiment ovlivnilo. Díky tomu nebylo možné měření opakovat se stejným rozložením domén. Pro zjištění magnetické indukce byly změřeny šířky domén s oběma orientacemi z předchozího měření. Poté byly šířky zprůměrovány a vypočten jejich podíl pro každou hodnotu magnetické indukce, ve které byly snímky

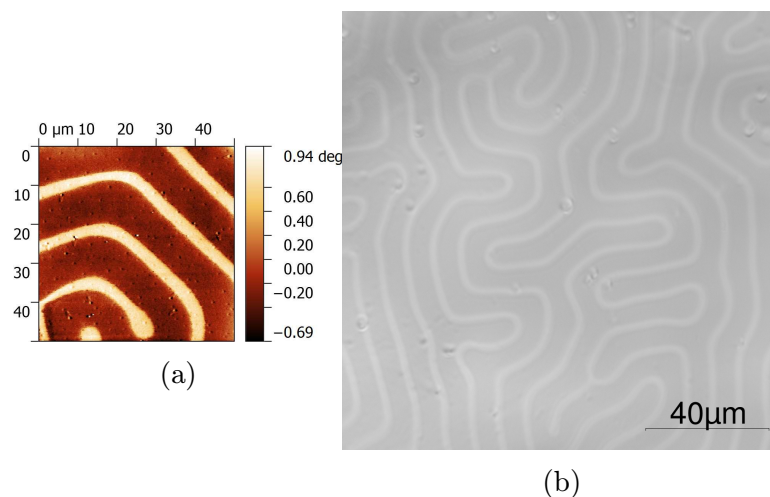


(a) Snímek získaný prokládáním závislosti. (b) Snímek pořízený rozdílem intenzit.

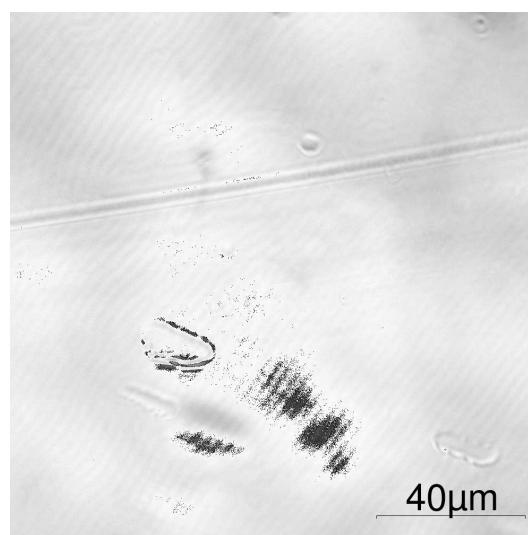
Obrázek 8.2: Domény změřené oběma metodami.



Obrázek 8.3: Závislost relativní tloušťky domény na proudu procházejícím cívkou.



Obrázek 8.4: Snímek pořízený MFM mikroskopem (a) a snímek pořízený Kerrovým mikroskopem (b).

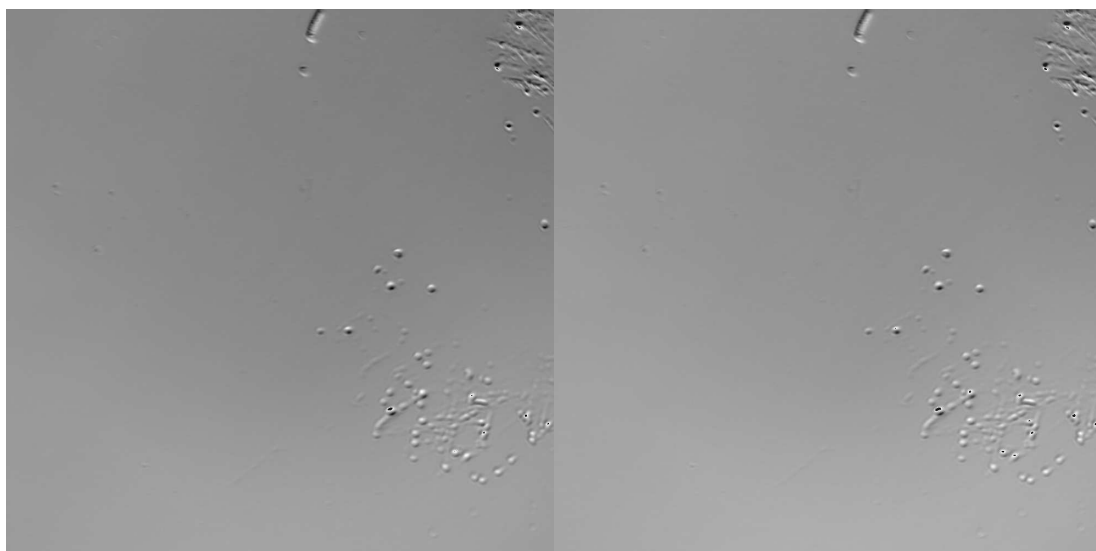


Obrázek 8.5: Vzorek  $(\text{YCaSmLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$  s velmi malými doménami.

pořízeny. Pro snímek z MFM mikroskopu byl také zjištěn podíl a interpolací bylo poté zjištěno, že magnetické pole v MFM mikroskopu dosahovalo přibližně hodnoty 8mT. Původ tohoto pole není zcela jasný a je stále vyšetřován.

K otestování rozlišení mikroskopu byl použit granát  $(\text{YCaSmLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , který má šířku domén v řádu desetin mikrometrů, což je na hranici maximálního optického rozlišení. Domény na obrázku 8.5 jsou rozeznatelné i bez dalších úprav snímků.

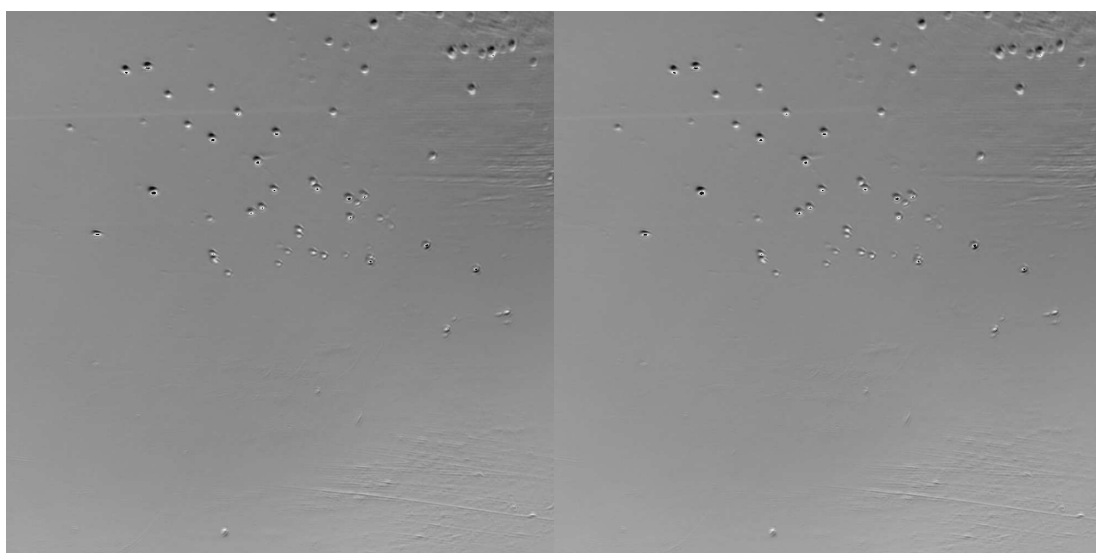
Funkčnost a rozlišení mikroskopu byly ověřeny také na trojvrstvách  $\text{Pt}(20\text{nm})\text{Co}(3\text{nm})\text{Pt}(5\text{nm})$  a  $\text{Pt}(20\text{nm})\text{Co}(3\text{nm})\text{Au}(5\text{nm})$ . Tyto vzorky byly při přípravě ozářeny ionty  $\text{Ga}^+$  a díky tomu na nich vznikly pásy s různou magnetickou anizotropií. Tyto pásy je tak možné zobrazit pomocí sestaveného Kerrova mikroskopu. Při sledování těchto vzorků byl objektiv v aparatuře nahrazen čočkou s menším zvětšením, aby bylo možné obsáhnout větší část vzorku a pásy tak byly lépe vidět.



(a)

(b)

Obrázek 8.6: Trojvrstva PtCoPt v poli 500mT (a) a v poli  $-500\text{mT}$  (b).



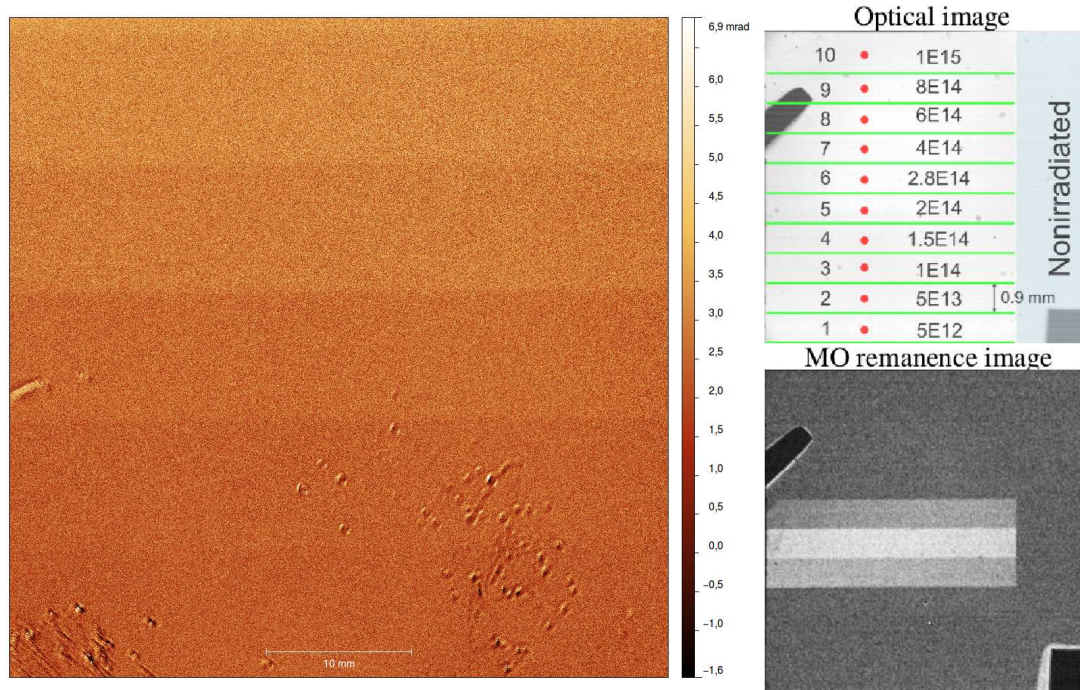
(a)

(b)

Obrázek 8.7: Trojvrstva PtCoAu v poli 500mT (a) a v poli  $-500\text{mT}$  (b).

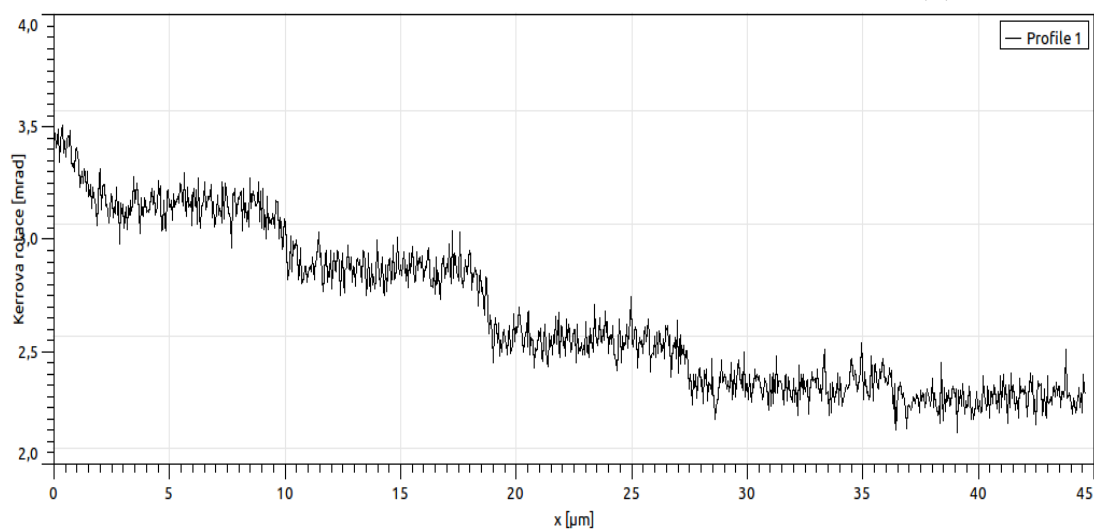
Oba vzorky byly proměřeny nejprve v poli 500mT a poté v  $-500\text{mT}$ . Výsledné snímky jsou na obrázcích 8.6 a 8.7. Na těchto snímcích není rozdíl znatelný, proto byla využita lichost Kerrova jevu. Data z obou měření od sebe byla odečtena a vynesena do samostatného obrázku. Poté proběhla stejná úprava jako v případě granátu (z obrázku byl odstraněn šum jak je popsáno v kapitole 6). Výsledný snímek byl poté zpracován v programu Gwyddion. V něm byla data ještě přeškálována a také byla zvolena vhodná barevná mapa. Poté byly ze snímků získány profily. Všechny tyto výsledky je možné najít na obrázcích 8.8 a 8.9.

Na tomto místě je důležité poznamenat, že během celého tohoto postupu byla zachována informace o absolutní Kerrově rotaci. Její škála je uvedena jak u obrázků domén, tak v grafu profilu.



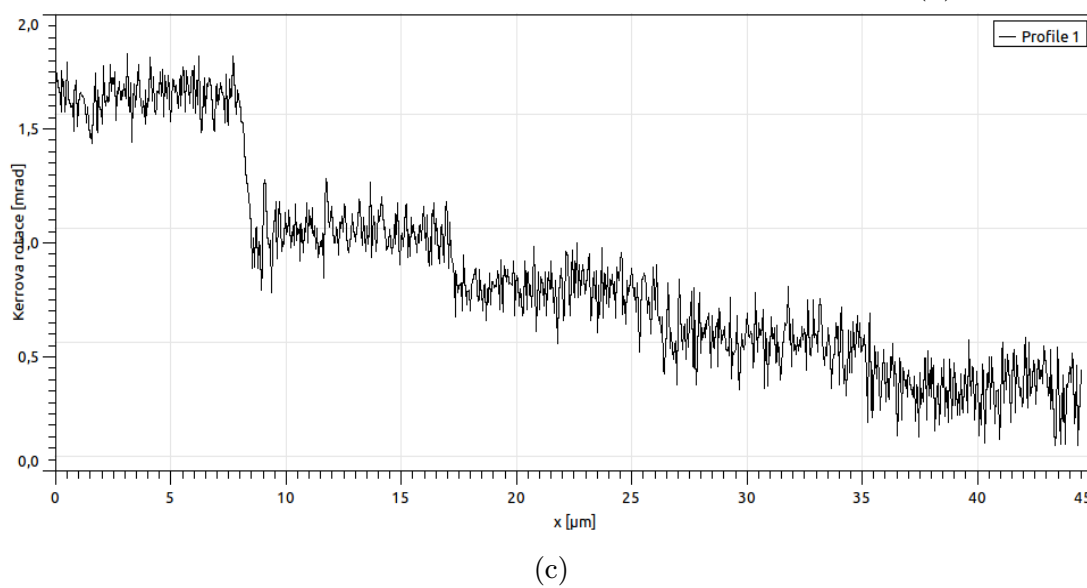
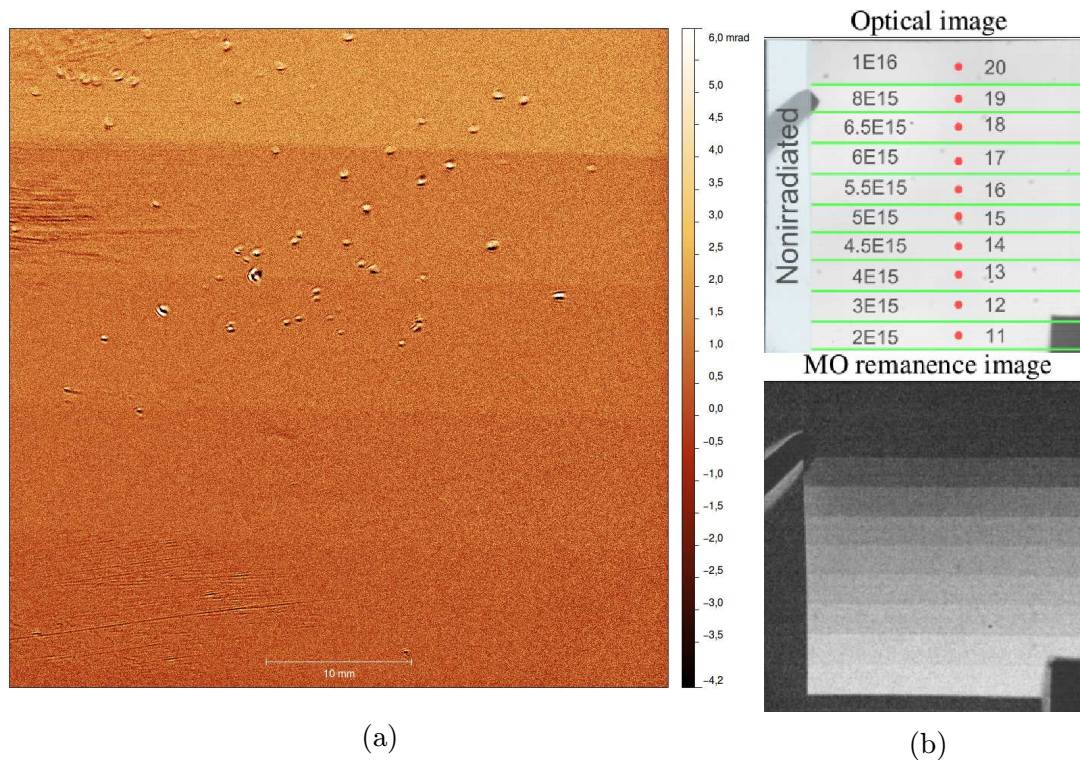
(a)

(b)



(c)

Obrázek 8.8: Trojvrstva PtCoPt, ozářená ionty  $\text{Ga}^+$ , rozdíl magnetizace při 500mT a  $-500\text{mT}$  (a), kontrolní snímek pořízený magnetooptickým mikroskopem v [29] (b) a profil obrázku (c).



Obrázek 8.9: Trojvrstva PtCoAu, ozářená ionty  $\text{Ga}^+$ , rozdíl magnetizace při 500mT a  $-500\text{mT}$  (a), kontrolní snímek pořízený magnetooptickým mikroskopem v [29] (b) a profil obrázku (c).

# Závěr

V této práci byly popsány teoretické principy na kterých jsou založené Kerrovské mikroskopy. Čtenář byl nejprve seznámen se základními poznatky z oblasti elektromagnetismu a s popisem chování světla v optických prvcích. Poté byla probrána stručná historie vývoje představ o doménách spolu s jejich praktickým využitím. V teoretické části byly také podrobněji rozčleněny magnetooptické jevy a popsány způsoby, jak je možné je využít při měření odezvy elektromagnetické vlny na magnetické pole při odrazu od feromagnetických materiálů. V praktické části pak byly využity teoretické základy, byl navržen a zrealizován měřící systém na detekci domén využívající Kerrova jevu a zjištěna teoretická závislost intenzity světla na natočení analyzátoru, která pak byla využita pro zpřesnění výsledků. Mikroskop byl poté otestován v různém uspořádání na různých vzorcích.

Nejprve byly změřeny domény na vzorku magnetického granátu se složením  $(\text{YSm})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ , který byl vystaven magnetickému poli. Bylo zjištěno, že šířka domén je lineárně úměrná magnetickému poli. Poté bylo rozlišení mikroskopu úspěšně otestováno na vzorku  $(\text{YCaSmLu})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$ .

Na trojvrstvách PtCoPt a PtCoAu byla ukázána přední výhoda tohoto mikroskopu. Na těchto vzorcích byla změřena absolutní Kerrova rotace.

Mikroskop je nyní možné využít k získání alespoň základní představy o uspořádání domén a k doplnění informací, které je oddělení magnetooptiky schopné o vzorcích poskytnout.

Přestože má mikroskop velmi dobré vlastnosti co se týče rozlišení a ke sledování domén je více než vhodný, do budoucna by bylo možné jej dále upravit tak, aby bylo možné měřit i domény v rovině vzorku (což vzhledem k malé numerické apertuře použitých prvků zatím možné nebylo), rozšířit o záznam orientace domén dle [5] nebo mikroskop upravit tak, aby využíval i magnetooptické jevy vyšších řádů, jak je rozebráno v [8].



# Seznam použité literatury

- [1] DAUGHTON, J. M. *Magnetoresistive memory technology*. Sci. dir. 1992. 216(1), 162–168. DOI 10.1016/0040-6090(92)90888-I
- [2] ZHU, Jian-Gang, Youfeng ZHENG a Gary A. PRINZ *Ultrahigh density vertical magnetoresistive random access memory*. J. Appl. Phys. 2000. 87. DOI 10.1063/1.372805
- [3] PARKIN, Stuart S. P., Masamitsu HAYASHI a Luc THOMAS. *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*. Science. 2008. 320, 190–194. DOI 10.1126/science.1145799
- [4] SEDLÁK, Bedřich a Ivan ŠTOLL. *Elektřina a magnetismus*. 2. oprav. a rozš. vyd. Praha: Academia, 2002, 632 s. ISBN 80-200-1004-1.
- [5] FLAJŠMAN, Lukáš. *Vectorial Kerr Magnetometry*. Brno, 2015. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství.
- [6] HUBERT Alex, G. TRAEGER. *Magneto-optical sensitivity functions of thin film systems*. J. Magn. Magn. Mater. 1993. 124, 185–202.
- [7] In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. File: Faraday-effect.svg: Wikipedia Foundation, 14. 4. 2007, last modified on 14. 4. 2007 [cit. 2016-05-15]. Dostupné z: <https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Faraday-effect.svg>
- [8] KUCHARÍK, Jiří. *Studium spinové polarizace pomocí laserové spektroskopie*. Praha, 2015. Diplomová práce. Univerzita Karlova v Praze, Matematicko-fyzikální fakulta, Katedra chemické fyziky a optiky.
- [9] WILLIAMS, L. Pierce. *Ampère's electrodynamic molecular model*. Contemp. Phys. 1962, 4(2), 113–123. DOI 10.1080/00107516208201724.
- [10] WEISS, Pierre. *L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*. J. Phys. Theor. Appl. 1907, 6(1), 661–690. DOI 10.1051/jphys-tap:019070060066100.
- [11] SIXTUS, K. J., L. TONKS. *Propagation of large Barkhausen discontinuities*. Phys. Rev. Lett. 1932. 42, 419–435. DOI: 10.1103/PhysRev.37.930
- [12] BLOCH, Felix. *Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika*. Z. Phys. 1932. 74, 295–335. DOI 10.1007/BF01337791
- [13] LANDAU, Lev Davidovich, Evgeny LIFSHITZ. *On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*. Phys. Zeitsch. 1935. 8, 153–169.
- [14] BROWN, William Fuller. *Micromagnetics, domains, and resonance*. J. Appl. Phys. (Suppl) 1959. 30, 62S–69S. DOI 10.1063/1.2185970.

- [15] BROWN, William Fuller. *Micromagnetics, domains, and beyond, reminiscences and assessments*. J. Appl. Phys. 1959. 49. DOI 10.1063/1.324811
- [16] NEEL, Pierre. *Les lois de l'aimantation et de la subdivision en domaines élémentaires d'un monocristal de fer (II)*. J. de Phys. 1944, 5(12), 265–276. DOI 10.1051/jphys-rad:01944005012026500.
- [17] NEEL, Pierre. *Effet des cavités et des inclusions sur le champ coercitif*. Cahiers de Phys. 1944, 25, 21–44.
- [18] LI, Jie. *A scanning Kerr microscope with high spatial and temporal resolutions*. Disertační práce. Ruhr-Universität Bochum, Fakultät für Physik und Astronomie, 2010, dostupné také z <http://www-brs.ub.ruhr-uni-bochum.de/netahtml/HSS/Diss/LiJie/diss.pdf>
- [19] FERT Albert. *Vznik, vývoj a budoucnost spintroniky*. Čs. čas. fyz. (2009). 59(1), 7–16. doi:10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [20] JULIERE M. *Tunneling between ferromagnetic films*. Phys. Lett. (1975). 54A, 225–226. doi:10.1016/0375-9601(75)90174-7.
- [21] HUBERT Alex, Rudolf SCHÄFER. *Magnetic Domains The Analysis of Magnetic Microstructures*. Corrected printing, 2000. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1998. ISBN 3-540-64108-4.
- [22] HENDRYCH, Aleš, R. KUBÍNEK, M. VŮJTEK. *Mikroskopie magnetických sil*[online]. Univerzita Palackého v Olomouci, Katedra experimentální fyziky.[cit. 2016-05-12] dostupné z <http://atmilab.upol.cz/texty/SPM-teorie.pdf>
- [23] Biology discussion. *Microscopy: Principles and Specimen Preparations (With Diagram)*. [www.biologydiscussion.com](http://www.biologydiscussion.com) [online]. [cit. 2016-05-16] Dostupné z <http://www.biologydiscussion.com/microscope/microscopy-principles-and-specimen-preparations-with-diagram/12325>
- [24] KASAMA, Takeshi, Rafal E. DUNIN-BORKOWSKI, Toru ASAKA, Richard J. HARRISON, Ryan K.K. CHONG, Suzanne A. MCENROE, Edward T. SIMPSON, Yoshio MATSUI, Andrew PUTNIS *The application of Lorentz transmission electron microscopy to the study of lamellar magnetism in hematite-ilmenite*. American Mineralogist. (2009). 94, 262–269. DOI 10.2138/am.2009.2989
- [25] TECHNISCHE UNIVERSITÄT KAISERLAUTERN. *Magneto-optic Kerr effect magnetometry and microscopy (MOKE)*. [www.physik.uni-kl.de](http://www.physik.uni-kl.de) [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: <https://www.physik.uni-kl.de/hillebrands/research/methods/magneto-optic-kerr-effect-magnetometry-and-microscopy/>
- [26] LABORATORY OF MAGNETISM, FACULTY OF PHYSICS, UNIVERSITY OF BIALYSTOK. *Internet microscope*. [labfiz.uwb.edu.pl](http://labfiz.uwb.edu.pl) [online]. [cit. 2015-05-15]. Dostupné z: [http://labfiz.uwb.edu.pl/lab/magmicroscope/?page\\_id=93&lang=en](http://labfiz.uwb.edu.pl/lab/magmicroscope/?page_id=93&lang=en)

- [27] In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. File: Numerical aperture.svg: Wikipedia Foundation, 20. 6. 2007, last modified on 5. 5. 2015 [cit. 2016-05-16]. Dostupné z: [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Numerical\\_aperture.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Numerical_aperture.svg)
- [28] MCCORD Jeffrey. *Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy*. J. Appl. Phys. 2015. 48(33). DOI 10.1088/0022-3727/48/33/333001.
- [29] MAZALSKI, P., I. SVEKLO, Z. KURANT, K. OLLEFS, A. ROGALEV, F. WILHELM, J. FASSBENDER, L. T. BACZEWSKI, A. WAWRO a A. MAZIEWSKI. *XAS and XMCD studies of magnetic properties modifications of Pt/Co/Au and Pt/Co/Pt trilayers induced by Ga<sup>+</sup> ions irradiation*. J. Synchrotron Rad. (2015). 22, 753–759. DOI 10.1107/S1600577515002933.

# Seznam použitých zkratek

MRAM — Magnetorezistentní paměť s náhodným přístupem  
MLB — Magnetický lineární dvojlom  
MCB — Magnetický kruhový dvojlom  
MLD — Magnetický lineární dichroismus  
MCD — Magnetický kruhový dichroismus  
GMR — Giant magnetoresistance  
MFM — Mikroskopie magnetických sil  
LTEM — Lorentzovská transmisní elektronová mikroskopie  
MO — Magnetooptický  
CCD — Charge-coupled device  
GB — Gigabyte  
LED — Dioda emitující světlo