



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

STUDIE PROSTOROVĚ MODULOVANÝCH MAGNETICKÝCH STRUKTUR

STUDY OF 3D MODULATED MAGNETIC STRUCTURES

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

LUCIE DOČKALOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. IGOR TURČAN

BRNO 2020

Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá experimentální přípravou a statickou charakterizací magnetizace prostorově modulovaných magnetických nanostruktur. Cílem práce je využít inovativní metody v oblasti nanofabrikace a vyrobit tak magnetické struktury s vlastnostmi, jichž není možné dosáhnout standardními litografickými postupy. Na začátku je čtenář seznámen s teoretickými základy mikromagnetismu, přičemž je kladem důraz na magnetickou anizotropii. Samotná příprava vzorku je obsahem druhé části práce. Zde jsou popsány použité techniky: elektronová litografie (EBL) a depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem (FEBID). V experimentální části jsou pomocí Kerrovy mikroskopie vyhodnoceny statické magnetické odezvy vyrobených prostorově modulovaných magnetických struktur a jsou porovnány se statickými odezvami struktur planárních. Mimo jiné je změřena výška vyrobených prostorových magnetických modulací pomocí mikroskopu atomárních sil (AFM) a je vyhodnocen její vliv na velikost indukované magnetické anizotropie. V průběhu studie je zjištěno, že vyrobené modulace vytváří uniaxiální anizotropii, pomocí které je možné ovlivnit preference směru vektoru magnetizace.

Summary

This bachelor's thesis deals with an experimental preparation and static characterization of the magnetization of 3D modulated magnetic nanostructures. The aim of the thesis is to use innovative methods in nanofabrication to devise magnetic structures that exhibit properties that cannot be achieved by standard lithography methods. In the beginning, the reader is acquainted with the micromagnetism theory. Emphasis is put on a magnetic anisotropy. The preparation of the sample is described in the second part of the thesis, together with used techniques, such as electron-beam lithography (EBL) and focused electron beam induced deposition (FEBID), are stated. In the experimental part, Kerr microscopy is used for the evaluation of static magnetic responses of prepared 3D modulated magnetic structures. They are compared with static responses of planar magnetic structures. Besides other things, amplitudes of modulations are measured using an atomic force microscope (AFM), and the influence of amplitude on the induced magnetic anisotropy is evaluated. It is found out that prepared 3D modulations induced the uniaxial anisotropy field, which can influence a preferred direction of a vector of magnetization.

Klíčová slova

prostorově modulované magnetické struktury, Kerrův magneto-optický efekt, Kerrova mikroskopie, tvarová anizotropie, Stonerův-Wohlfarthův model, elektronová litografie, depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem

Keywords

3D modulated magnetic structures, magneto-optic Kerr effect, Kerr microscopy, shape anisotropy, Stoner-Wohlfarth model, electron beam lithography, focused electron beam induced deposition

DOČKALOVÁ, L. *Studie prostorově modulovaných magnetických struktur*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2020. 35 s. Vedoucí Ing. Igor Turčan.

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Studentka: **Lucie Dočkalová**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Igor Turčan**
Akademický rok: 2019/20

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Studie prostorově modulovaných magnetických struktur

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Pokroky v oblasti 3D nanofabrikace umožňují připravit struktury s vlastnostmi nedosažitelnými standardními litografickými přístupy. Jednou z nich je možnost prostorové kontroly velikosti a směru magnetické anizotropie v nanorozměrech s minimálním vlivem na útlum spinových vln. Statická charakterizace takových struktur lze provést pomocí Kerrový mikroskopie. Tématem bakalářské práce je připravit magnetické struktury s prostorovou modulací a následně změřit jejich statické odezvy.

Cíle bakalářské práce:

Proveďte rešeršní studii k problematice prostorově modulovaných magnetických struktur.
Navrhněte a připravte prostorově modulované magnetické struktury.
Proveďte studii vlivu výšky prostorové modulace magnetických struktur na jejich statické vlastnosti magnetizace.

Seznam doporučené literatury:

GLADII, O. Spin wave propagation and its modification by an electrical current in Py/Al₂O₃, Py/Pt and Fe/MgO films. 2016. PhD Thesis. Université Strasbourg.

CHEN, K. et al. Uniaxial magnetic anisotropy of cobalt films deposited on sputtered MgO(001) substrates. Physical Review B 86, 064432 (2012).

ARRANZ, M. A. et al. On the limits of uniaxial magnetic anisotropy tuning by a ripple surface pattern. Journal of Applied Physics 115, 183906 (2014).

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2019/20

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci za téma *Studie prostorově modulovaných magnetických struktur* vypracovala samostatně pod odborným vedením Ing. Igora Turčana, a že veškeré podklady, ze kterých jsem čerpala, jsou uvedeny v seznamu použité literatury.

Lucie Dočkalová

Dovolte mi vyjádřit velké poděkování všem, kteří mi pomáhali během bakalářské práce. V první řadě bych chtěla poděkovat mému vedoucímu Ing. Igorovi Turčanovi za jeho lidský přístup a příkladné vedení práce. Velmi si cením jeho ochoty, nebetyčné trpělivosti a celkově všeho, čemu mě naučil. Děkuji Ing. Michalovi Urbánkovi, Ph.D. za rady a návrhy, které mě vždy posunuly o kousek dál. Další velké poděkování je věnováno Kristýně Davidkové za obrovskou psychickou podporu a společně strávené chvíle v laboratoři, které se vždy vyznačovaly vysokou produktivitou. Nemenší poděkování si zaslouží Ing. Marek Vaňatka, jenž mi svými zkušenostmi a radami velmi pomohl. Děkuji Bc. Ondrovi Wojewodovi a Bc. Jakubovi Holobrádkovi, kteří byli vždy připraveni mi pomoci a svou usměvavou povahou vytvářeli příjemnou pracovní atmosféru. Poslední díky bych chtěla věnovat svým rodičům za to, že mi umožnili strávit tento úžasný čas na akademické půdě a byli mi pevnou oporou.

Lucie Dočkalová

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2020–2022) , CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Obsah

1	Úvod	2
2	Teorie	3
2.1	Magnetismus v pevných látkách	3
2.1.1	Magnetizace	3
2.1.2	Feromagnetismus	4
2.2	Mikromagnetické systémy	5
2.2.1	Výměnná energie	5
2.2.2	Magneto-krystalická anizotropie	6
2.2.3	Zeemanova energie	7
2.2.4	Energie demagnetizačního pole	7
2.2.5	Stonerův-Wohlfarthův model	8
2.3	Magneto-optický Kerrův efekt	11
2.3.1	Kerrová mikroskopie	11
3	Příprava vzorku	13
3.1	Design vzorku	13
3.2	Elektronová litografie	14
3.2.1	Základní schéma průběhu EBL	14
3.3	FEBID	16
3.4	Proces přípravy vzorku	17
3.4.1	První litografický krok – výroba značek	17
3.4.2	FEBID – výroba prostorově modulovaných SiO ₂ struktur	18
3.4.3	Druhý litografický krok – magnetická funkční vrstva	18
4	Měření a vyhodnocení výsledků	20
4.1	Amplituda modulace	20
4.2	Anizotropie	21
4.2.1	Tvarová anizotropie	22
4.2.2	Efektivní anizotropie	25
5	Závěr	31

1. Úvod

Již v 11. století lidé pozorovali, že některé materiály, jako je například železo, mohou vykazovat magnetické vlastnosti. Tento objev dal za vznik kompasu, který dostal magnetismus do povědomí lidí po celém světě. Pomyslným vrcholem dalšího vývoje bylo sjednocení teorií elektřiny, magnetismu a světla do čtyřech Maxwellových rovnic. V roce 1925 G. Uhlenbeck a S. Goudsmit přišli s konceptem elektronového spinu [1]. Na ně navázal F. Bloch svým konceptem spinových vln [2]. Blochův objev tak výrazně podpořil vznik nového oboru magnetismu, tzv. *magnoniky*.

Předmětem zájmu magnoniky je generace, detekce a šíření spinových vln, které dokáží stejně jako elektronové náboje přenášet informace [3, 4]. Tuto skutečnost lze využít v mikrovlnných obvodech. Propagace spinových vln skrze planární magnetické struktury je v současnosti poměrně dobře prozkoumána (např. v [4]). Planární vrstvy magnetického materiálu ovšem vykazují jistou magneto-krystalickou anizotropii, která udává preferovaný směr vektoru magnetizace. Magneto-krystalická složka anizotropie je obtížně modifikovatelná a stává se tak limitujícím faktorem.

Přidáním třetího rozměru pomocí uměle vytvořené modulace topografie tenké vrstvy feromagnetického materiálu je indukována uniaxiální anizotropie. Právě pomocí uniaxiální anizotropie lze získat kontrolu nad směrem magnetizace uvnitř struktury [5]. Před použitím prostorově modulovaných magnetických struktur v magnonických obvodech je nutné znát jejich statické magnetické odezvy.

Tato bakalářská práce se zabývá statickými magnetickými odezvami připravených prostorově modulovaných magnetických struktur. Text práce je rozdělen na tři základní části. První část (kapitola 2) obsahuje teoretický základ nutný k pochopení studie. Jsou zde vysvětleny základní pojmy, jako například magnetizace, magnetická anizotropie nebo Kerrův magneto-optický jev. Experimentální část práce (kapitola 3) obsahuje návrh a popis výroby prostorově modulovaných magnetických struktur. Zároveň je obsahem kapitoly popis technik, které byly při výrobě použity. Jedná se zejména o elektronovou litografii a depozici indukovanou fokusovaným elektronovým svazkem. Ve třetí části (kapitola 4) jsou uvedeny procesy měření, při kterých je zjištěna výška prostorových modulací a tvar hysterezních křivek, s jejichž pomocí lze obdržet statické vlastnosti magnetizace. Kapitola obsahuje rovněž výsledky těchto měření a celkové výsledky práce.

2. Teorie

V této kapitole je shrnutý teoretický základ nutný k pochopení práce. Sekce 2.1 se zabývá úvodem do magnetismu. Jsou zde definovány základní pojmy jako například magnetický dipólový moment, magnetizace a magnetická susceptibilita. Sekce 2.2 uvádí teorii mikromagnetismu, kde je podrobně rozebrána celková energie mikromagnetického systému včetně různých druhů anizotropií a Aharoniho model [6] sloužící k výpočtu demagnetizačního pole obdélníkových magnetických struktur. Podsekce 2.2.5 je věnovaná Stonerově-Wohlfarthově modelu umožňující vykreslení teoretického průběhu závislosti magnetizace na externím magnetickém poli. Na závěr kapitoly je uveden magneto-optický Kerrův efekt, na jehož principu staví Kerrova mikroskopie.

2.1. Magnetismus v pevných látkách

V přírodě se běžně vyskytují materiály, které vykazují magnetické vlastnosti. Mezi nejznámější z nich patří nerost zvaný magnetit¹. Jednou ze základních fyzikálních veličin v oboru magnetismu je *magnetický dipólový moment* \vec{m} , s jehož pomocí je zavedena sesterská veličina pro tuto práci – *magnetizace* \vec{M} .

2.1.1. Magnetizace

Pojem magnetizace označuje jak proces zmagnetizování, jakožto fyzikální jev, ke kterému dochází při vložení látky do magnetického pole, tak i fyzikální veličinu, vyjadřující míru zmagnetizování tělesa vloženého do tohoto pole. Magnetizaci \vec{M} definujeme jako mezoskopický objemový průměr magnetického momentu \vec{m} [7]:

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_{i=1}^n \vec{m}_i. \quad (2.1)$$

Magnetické pole lze charakterizovat pomocí *magnetické indukce* \vec{B} a *intenzity* \vec{H} . V prostoru vakua jsou si veličiny úměrné:

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}. \quad (2.2)$$

Úměrou je konstanta μ_0 zvaná *permeabilita vakua*². V látkovém prostředí jsou veličiny navíc svázány vektorem magnetizace média a rovnice 2.2 přechází na následující tvar:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}), \quad (2.3)$$

Vektor magnetizace lze vyjádřit pomocí magnetické intenzity \vec{H} :

$$\vec{M} = \hat{\chi} \cdot \vec{H}, \quad (2.4)$$

kde $\hat{\chi}$ je tenzor *magnetické susceptibility*, jenž popisuje chování anizotropního materiálu v magnetickém poli. V případě izotropní látky, magneticky měkkých materiálů nebo slabě

¹Oxid železnato-železitý; Fe₃O₄

² $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$

2.1. MAGNETISMUS V PEVNÝCH LÁTKÁCH

magnetických materiálů, které nevykazují hysterezi, je χ skalární veličina [7]. Podle hodnoty χ se materiály dělí na diamagnetické ($-1 < \chi < 0$), paramagnetické ($0 < \chi < 1$) a feromagnetické ($\chi > 1$) [8].

Při dosažení z rovnice 2.4 do 2.3 se změní předpis magnetické indukce:

$$\vec{B} = \mu_0 (\hat{1} + \hat{\chi}) \vec{H} = \mu_0 \hat{\mu} \vec{H}. \quad (2.5)$$

Zde je zavedena další fyzikální veličina, *permeabilita materiálu* $\hat{\mu} = \hat{\chi} + \hat{1}$.

2.1.2. Feromagnetismus

Feromagnetické látky, jako jsou například železo, kobalt nebo nikl, vykazují silný permanentní magnetismus³. Feromagnetika obsahují oblasti, ve kterých jsou magnetické dipóly jednotlivých atomů úplně seřazeny. Takovým oblastem se říká *magnetické domény*. Na hranicích domén dochází ke změně orientace dipólů a nachází se zde ostře lokalizované nehomogenní magnetické pole [8]. Bez přítomnosti *externího magnetického pole* \vec{B}_{ext} jsou domény orientovány náhodně a výsledný magnetický moment makroskopické části tělesa je nulový. Ve slabém vnějším poli dochází ke zvětšování domén, jejichž magnetický moment je orientovaný souhlasně s externím magnetickým polem. V silném poli pak dochází ke skokové změně orientace domén paralelně s \vec{B}_{ext} . Při snížení \vec{B}_{ext} na nulu zůstávají feromagnetické látky stále magnetické [7, 8].

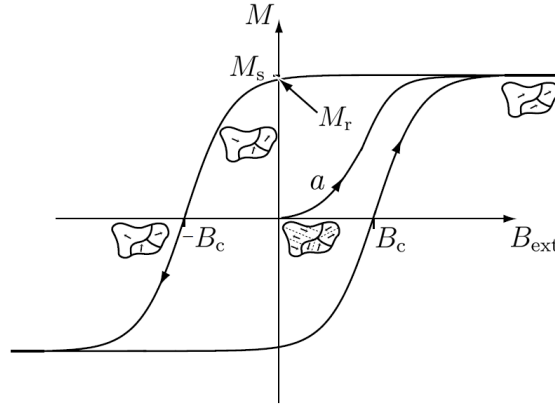
Hystereze

Pohyby hranic domén a změna orientace jejich směru nejsou zcela vratné děje. Jestliže vnější magnetické pole zesílíme a poté zeslabíme na původní hodnotu, materiál si částečně zapamatuje směr, do něhož byly domény natočeny předchozí změnou. Tato schopnost je zásadní pro uchování informace, která se využívá například v pevných discích počítačů [8]. Závislost magnetizace materiálu na magnetickém poli $M(B_{\text{ext}})$ vytváří tzv. *hysterezní smyčku*. Její schematické znázornění je uvedeno na obrázku 2.1.

Během průběhu hysterezní smyčky je původně nezmagnetizované feromagnetikum vystaveno externímu magnetickému poli. Při zvyšování tohoto pole se začíná látka magnetizovat až magnetizace dosáhne své maximální hodnoty M_s , též známé jako *saturační magnetizace*. Při zeslabení B_{ext} na nulu pozorujeme, že feromagnetický materiál je stále zmagnetizován na hodnotu tzv. *remanentní magnetizace* M_r . Velikost magnetického pole, které zbaví materiál remanence se označuje jako *koercitivní pole* B_c . Podle velikosti B_c se rozdělují feromagnetické materiály do dvou skupin. Čím vyšší je koercitivita, tím je materiál *magneticky tvrdší*. Tyto materiály mají široké hysterezní smyčky a slouží jako permanentní magnety (např. některé druhy ocelí). Existují také *magneticky měkké materiály*, které se vykazují velmi úzkou hysterezní křivkou. Jedná se o dočasné magnety, jež na rozdíl od permanentních magnetů nevykazují magnetické vlastnosti bez přítomnosti externího magnetického pole. Do této kategorie patří permalloy⁴.

³Permanentní magnetismus vykazují látky, které si zachovávají magnetické vlastnosti i bez přítomnosti externího magnetického pole. Jedná se o důsledek výměnné interakce mezi atomy, která je rozebrána podrobněji v podsekcí 2.2.1.

⁴Magneticky měkká slitina niklu a železa obsahující 75–80 % niklu. Má vysokou hodnotu permeability a využívá se k odstínění nízkofrekvenčních magnetických polí. Chemicky se označuje NiFe.



Obrázek 2.1: Hysterezní smyčka feromagnetika. Křivka *a* se nazývá *křivka prvotní magnetizace*. Převzato a upraveno z [7].

2.2. Mikromagnetické systémy

Teorie mikromagnetismu se zabývá chováním magnetických látek v měřítkách menších, než jsou mikrometry. V takovém případě je možno využít aproximaci kontinua, zanedbat tak atomovou strukturu magnetické látky a považovat ji za mezoskopické souvislé médium. Měřítko je ovšem dostatečně velké natolik, aby mohla být pozorována doménová struktura feromagnetik, která byla již zmíněna v podsekcí 2.1.2. Za samotným vznikem domén stojí tzv. *volná energie* E_{tot} . Právě volná energie je předmětem zájmu této sekce.

Obecně mají fyzikální systémy tendenci zaujímat stav s nejnižší možnou celkovou energií. K její minimalizaci pomáhá vytváření a tvarování hranic domén. Celková energie E_{tot} je složena z několika⁵ členů: výměnná energie E_{ex} , anizotropní energie E_{ani} , demagnetizační energie E_{d} a Zeemanova energie E_{Z} :

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{ex}} + E_{\text{ani}} + E_{\text{d}} + E_{\text{Z}}. \quad (2.6)$$

2.2.1. Výměnná energie

Výměnná energie popisuje výměnnou interakci mezi vazebnými elektrony. Jedná se o čistě kvantově-mechanický jev, kdy se spiny elektronů sousedních atomů vzájemně ovlivňují. Výsledkem je souhlasná orientace magnetických dipólových momentů atomů, která překonává rušivý vliv náhodných vzájemných srážek. Toto uspořádání dává látce permanentní magnetismus. Původ vzájemné interakce se nachází v Coulombově interakci a Pauliho vylučovacím principu.

Výměnnou energii uloženou ve dvojici elektronů i, j se spiny \vec{S}_i, \vec{S}_j lze popsat pomocí Hamiltoniánu:

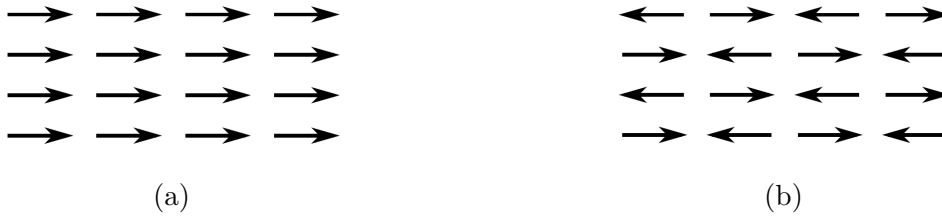
$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = -2 \sum_{i>j}^N J_{i,j} \vec{S}_i \vec{S}_j, \quad (2.7)$$

kde $J_{i,j}$ je *výměnný integrál*, který souvisí s překryvem rozložení náboje na atomech i, j . V případě, že integrál nabývá kladnou hodnotu, se jedná o feromagnetickou interakci.

⁵Při namáhání tělesa se objevují další energetické příspěvky, ovšem v této práci se zaměříme pouze na ty, které jsou uvedené v rovnici 2.6.

2.2. MIKROMAGNETICKÉ SYSTÉMY

Záporná hodnota integrálu vypovídá o antiparalelním uspořádání sousedních momentů a vytváří tak antiferomagnetikum (viz obrázek 2.2) [9].



Obrázek 2.2: Grafické znázornění feromagnetického 2.2a a antiferomagnetického 2.2b uspořádání magnetických momentů. Převzato a upraveno z [9].

Z rovnice 2.7 je zřejmé, že při vychýlení byť jen jednoho momentu z rovnoběžného uspořádání dojde ke zvýšení výměnné energie. Samotný předpis pro výměnnou energii v aproximaci kontinua je dán vztahem:

$$E_{\text{ex}} = \int_V A_{\text{ex}} \left(\nabla \frac{\vec{M}}{M_s} \right) dV. \quad (2.8)$$

Hodnoty *výměnného koeficientu tuhosti* A_{ex} se liší pro různé druhy materiálů. Příklady lze najít v [7].

2.2.2. Magneto-krystalická anizotropie

Anizotropní energie se objevuje u látek, ve kterých vektor magnetizace \vec{M} míří preferovaným směrem (směrem tzv. *snadné osy*). K tomu může docházet například kvůli krystalografické struktuře látky, kde má \vec{M} tendenci směřovat skrze rovinu nejméně obsazenou atomy. Potom se tomuto příspěvku říká *magneto-krystalická anizotropie*.

Uniaxiální anizotropie

Nejjednodušší formou magneto-krystalické anizotropie je *uniaxiální anizotropie*, jež vykazují magnetické látky s hexagonální nebo ortorombickou strukturou⁶. Energie uniaxiální anizotropie je vyjádřena následujícím vztahem:

$$E_{\text{ani}} = - \int_V K_u \cos^2 \theta dV. \quad (2.9)$$

Konstanta uniaxiální anizotropie K_u je podobně jako výměnný koeficient tuhosti A_{ex} závislá na magnetickém materiálu. Úhel θ vyjadřuje odchýlení vektoru magnetizace od snadné osy (viz obrázek 2.4).

⁶Jednotlivé krystalografické struktury jsou popsány v [10].

Kubická anizotropie

Jak již napovídá název, tento druh anizotropie vykazují materiály s kubickou krystalovou strukturou (typicky železo nebo nikl). Anizotropní energii lze vyjádřit pomocí směrových kosinů α_i ⁷ vektoru magnetizace vzhledem k ose anizotropie rovnicí:

$$E_{\text{ani}} = \int_V K_k (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) dV, \quad (2.10)$$

kde K_k je konstanta kubické anizotropie.

2.2.3. Zeemanova energie

Zeemanova energie E_Z popisuje magnetizaci materiálu, který se nachází v externím magnetickém poli \vec{B}_{ext} . Lze ji vyjádřit následující rovnicí:

$$E_Z = - \int_V \vec{M} \cdot \vec{B}_{\text{ext}} dV. \quad (2.11)$$

K minimalizaci této energie dochází při zorientování vektoru magnetizace ve směru pole.

2.2.4. Energie demagnetizačního pole

Energetický příspěvek *demagnetizačního* (též známého jako *rozptylového*) pole \vec{B}_d se objevuje tehdy, když je zdrojem magnetického pole sám zmagnetizovaný materiál. Pro pochopení tohoto příspěvku je nutno se obeznámit s dipól-dipólovou interakcí.

Dipól-dipólová interakce

Interakce probíhá mezi dvěma dipóly, které lze charakterizovat pomocí jejich polohy r_i , r_j a magnetického momentu \vec{m}_i , \vec{m}_j . Výsledkem vzájemného ovlivňování těchto dipólů je vznik magnetické indukce \vec{B}_{ij} od momentu \vec{m}_j v místě r_i . Analogicky vzniká indukce \vec{B}_{ji} [10]. V případě uspořádání více dipólů lze interakci popsat následujícím vztahem:

$$E_d = -\frac{1}{2} \sum_{i,j \neq i} \vec{m}_i \cdot \vec{B}_{ij}. \quad (2.12)$$

Vzhledem ke skutečnosti, že jednotlivé dipóly jsou vnořeny do magnetického pole tvořeného jinými dipóly, slouží faktor 1/2 k zamezení dvojího započítání demagnetizační energie [11].

Demagnetizační tenzor

Uvnitř spojitě magnetické látky bez proudů lze demagnetizační pole \vec{B}_d vyjádřit následujícím vztahem:

$$\vec{B}_d = -\mu_0 \hat{N} \cdot \vec{M}, \quad (2.13)$$

⁷Směrové kosiny jsou určeny pomocí sférických souřadnic: $\alpha_x = \cos \varphi \sin \rho$, $\alpha_y = \sin \varphi \sin \rho$, $\alpha_z = \cos \rho$.

2.2. MIKROMAGNETICKÉ SYSTÉMY

kde \hat{N} je *demagnetizační tenzor*⁸. Složky tenzoru N_{ij} se nazývají demagnetizační faktory a splňují následující rovnost:

$$N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1. \quad (2.14)$$

Samotný demagnetizační tenzor lze určit analyticky pouze pro pár specifických geometrií. Například pro tenkou magnetickou vrstvu v rovinně xy nabývají diagonální složky demagnetizačního tenzoru hodnot $N_{xx} = N_{yy} = 0, N_{zz} = 1$ [7].

Pomocí rovnic 2.12 a 2.13 lze vyjádřit *hustotu demagnetizační energie*⁹ ϵ_d vztahem:

$$\epsilon_d = \frac{\mu_0}{2} \hat{N} M_s^2 = \frac{\mu_0}{2} (N_{xx} M_x^2 + N_{yy} M_y^2 + N_{zz} M_z^2), \quad (2.15)$$

Aharoniho model demagnetizačních faktorů pro obdélníkové struktury

Demagnetizační pole vyvolané tvarem vzorku definuje *tvárovou anizotropie*. Právě tvarovou anizotropií homogenních feromagnetik ve tvaru kvádrů se zabývá Aharoniho model, který byl představen v roce 1998 A. Aharonim [6]. Schematické znázornění geometrie modelu lze vidět na obrázku 2.3.

V případě, že dochází k saturaci takového struktury podél osy z , se demagnetizační faktor N_{zz} vypočítá následující rovnicí:

$$\begin{aligned} \pi N_{zz} = & \frac{b^2 - c^2}{2bc} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + a} \right) + \frac{a^2 - c^2}{2ac} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + b} \right) \\ & + \frac{b}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{\sqrt{a^2 + b^2} - a} \right) + \frac{a}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + b}{\sqrt{a^2 + b^2} - b} \right) + \frac{c}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{b^2 + c^2} - b}{\sqrt{b^2 + c^2} + b} \right) \\ & + \frac{c}{2b} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + c^2} + a} \right) + 2 \arctan \left(\frac{ab}{c\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{a^3 + b^3 - 2c^3}{3abc} \\ & + \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + \frac{c}{ab} \left(\sqrt{a^2 + c^2} + \sqrt{b^2 + c^2} \right) \\ & - \frac{(a^2 + b^2)^{3/2} + (b^2 + c^2)^{3/2} + (c^2 + a^2)^{3/2}}{3abc}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

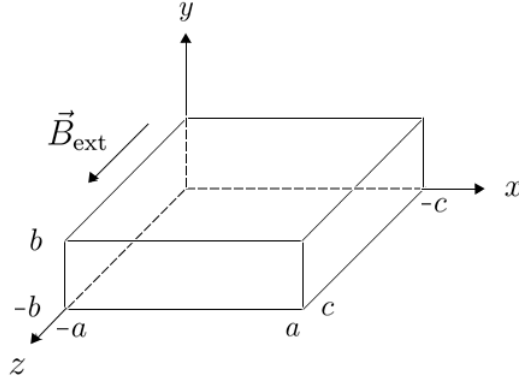
Demagnetizační faktor N_{yy} lze vypočítat použitím vztahu 2.16 za předpokladu, že provedeme cyklickou permutaci $c \rightarrow a \rightarrow b \rightarrow c$. N_{xx} lze obdržet z rovnice 2.14.

2.2.5. Stonerův-Wohlfarthův model

Stonerův-Wohlfarthův model udává teoretický tvar hysterezní smyčky jednodoménového feromagnetického materiálu. Poprvé byl představen v roce 1948 E. C. Stonerem a E. P. Wohlfarthem [12] a je velmi ceněným nástrojem i v současné době, zejména kvůli jeho jednoduchosti. Model vychází z teorie mikromagnetismu a počítá s homogenně zmagnetizovaným materiálem. Vektor magnetizace má tedy konstantní velikost. Pro dosažení těchto podmínek je hlavním kritériem modelu malá velikost magnetických částic [7].

⁸Ve 3D prostoru je \hat{N} maticí 3×3 .

⁹Hustota energie vyjadřuje hodnotu energie na jednotkový objem vzorku. Udává se v jednotkách $\text{J} \cdot \text{m}^{-3}$.



Obrázek 2.3: Schéma feromagnetické struktury ve tvaru kvádru a její geometrie použitá ke kalkulaci demagnetizačního faktoru.

V případě hystereze magnetické vrstvy s uniaxiální magnetickou anizotropií je celková hustota energie systému rovna součtu hustot Zeemanovy a anizotropní energie:

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_Z + \epsilon_{\text{ani}} = -B_{\text{ext}} M_s \cos(\alpha - \theta) + K_{\text{eff}} \sin^2 \theta, \quad (2.17)$$

kde je zaveden úhel α mezi snadnou osou a externím magnetickým polem (viz obr. 2.4). Konstanta K_{eff} je dána součtem magneto-krystalické anizotropní konstanty K_u a konstanty tvarové anizotropie pro elipsoid $K_{\text{tvar}} = \frac{1}{4} \mu_0 M_s^2 (1 - N_{ii})$. N_{ii} značí demagnetizační faktor ve směru snadné osy [7, 13].

Systém má tendenci být ve stavu s minimální celkovou hustotou energie ϵ_{tot} . Proto úhel θ určuje směr magnetizace, při němž dochází k minimalizaci hustoty energie, která nastává za následujících podmínek:

$$\left(\frac{\partial \epsilon_{\text{tot}}}{\partial \theta} \right) = \frac{B_{\text{ext}}}{2K_{\text{eff}}/M_s} \sin(\theta - \alpha) + \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (2.18)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \epsilon_{\text{tot}}}{\partial \theta^2} \right) = \frac{B_{\text{ext}}}{2K_{\text{eff}}/M_s} \cos(\theta - \alpha) + \cos(2\theta) \geq 0, \quad (2.19)$$

Pomocí rovnic 2.18 a 2.19 lze numericky vypočítat přesný průběh hysterezní smyčky. Avšak pro určité hodnoty úhlu α ($\alpha = 0$ a $\alpha = \pi/2$) je možné najít i analytické řešení. Při hodnotě $\alpha = 0$, existují dva úhly ($\theta_1 = 0$ a $\theta_2 = \pi$), pro které je energie minimální. V tomto případě je smyčka nejširší, má tvar čtverce (viz obrázek 2.5) a bývá označována jako hysterezní křivka ve směru snadné osy. Šíři smyčky lze popsat koeritivním polem B_c :

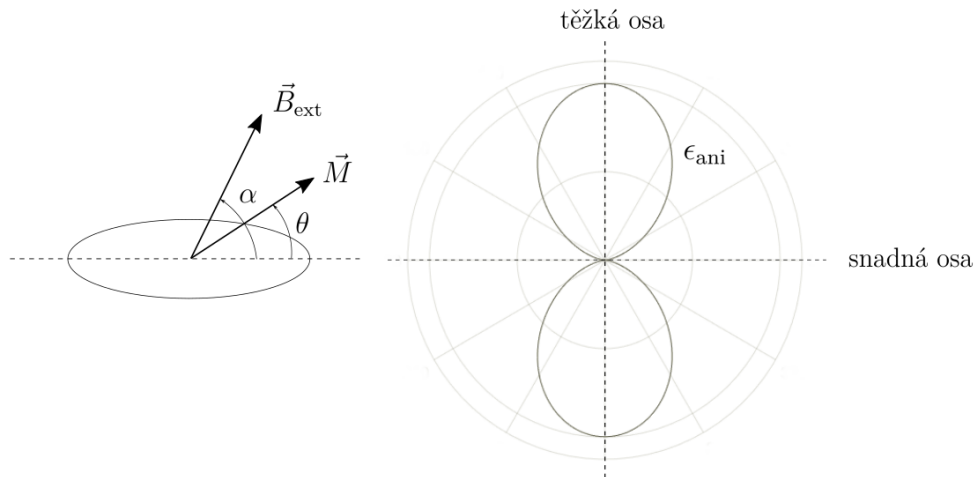
$$B_c = \frac{2K_{\text{eff}}}{M_s}. \quad (2.20)$$

Pro hodnotu $\alpha = \pi/2$ se smyčka zúží natolik, že vytváří lomenou čáru ve směru tzv. těžké osy. Magnetické pole, při kterém se materiál saturuje, nazýváme *anizotropní pole* B_{ani} :

$$B_{\text{ani}} = \frac{2K_{\text{eff}}}{M_s}. \quad (2.21)$$

Pro Stonerův-Wohlfarthův model nabývá anizotropní pole stejné hodnoty, jako pole koeritivní.

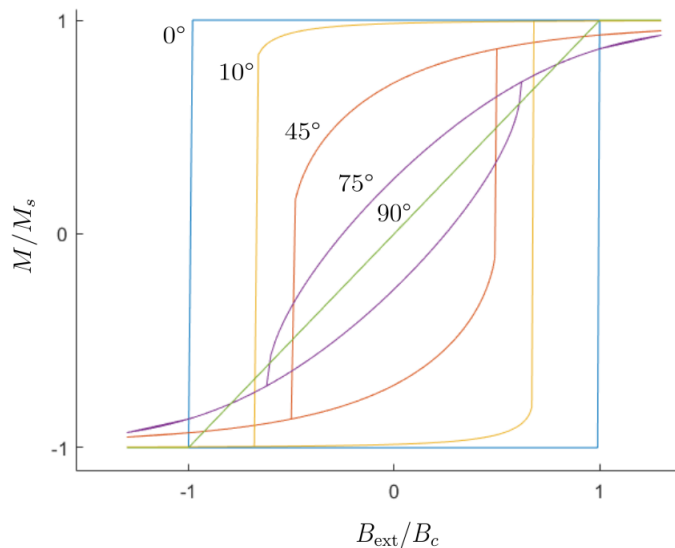
2.2. MIKROMAGNETICKÉ SYSTÉMY



Obrázek 2.4: Stonerova-Wohlfarthova částice (vlevo) a závislost hustoty anizotropní energie na úhlu θ (vpravo).

Během průběhu změny externího magnetického pole pozorujeme určité kritické hodnoty B_{ext} , při kterých vektor magnetizace skokově mění svou orientaci¹⁰ [13]. Toto kritické pole je označováno jako *přepínací pole* a je dáno následujícím vztahem:

$$B(\alpha) = B_c [\sin^{2/3} \alpha + \cos^{2/3} \alpha]^{-3/2}. \quad (2.22)$$



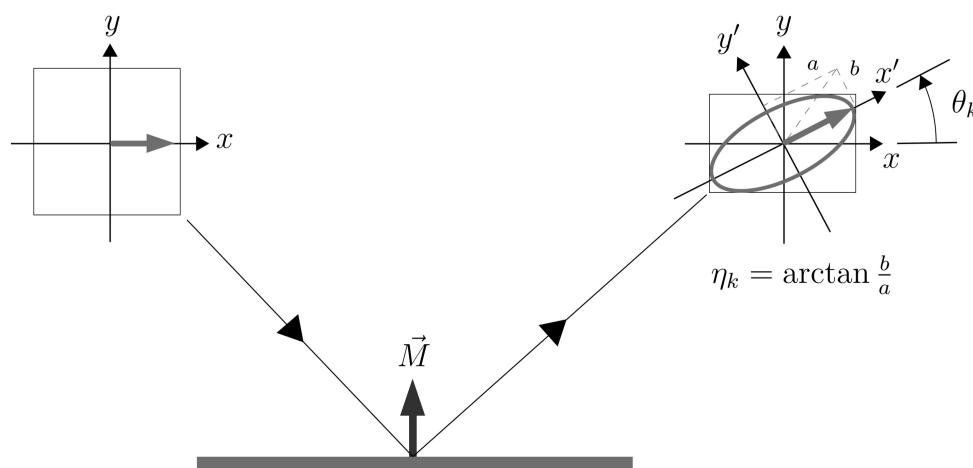
Obrázek 2.5: Hysterezní smyčka pro různé hodnoty úhlu α mezi směrem magnetického pole a snadnou osou podle Stonerova-Wohlfarthova modelu.

¹⁰Skoková změna orientace vektoru magnetizace je způsobena přesunem systému z jednoho energetického minima do druhého.

2.3. Magneto-optický Kerrův efekt

První magneto-optický efekt (Faradayův efekt) pozoroval Michael Faraday v roce 1845, kdy vložil vzorek skla do magnetického pole a zaznamenal mírné pootočení roviny polarizace prošlého paprsku světla skrze vzorek [14]. Později, v roce 1877, John Kerr pozoroval stejný efekt ve světle odraženém od kousku železa (Kerrův efekt, MOKE) [15].

Obecně lze říct, že k magneto-optickému Kerrově efektu dochází při odrazu lineárně polarizovaného světla od povrchu magnetického vzorku. Reflektované světlo může mít změněnou polaritu a nebo svou intenzitu v závislosti na geometrii experimentu [16]. Při změně lineární polarizace na eliptickou polarizaci lze MOKE charakterizovat pomocí Kerrovy elipticity η_k a rotace θ_k , které jsou schematicky znázorněny na obrázku 2.6.



Obrázek 2.6: Schematické znázornění (polárního) magneto-optického efektu. Po odrazu se polarizační rovina vychýlí z původní pozice o úhel θ_k . Elipticita reflektovaného světla je definována jako $\eta_k = \arctan(b/a)$.

Existují tři různé geometrie MO Kerrova efektu: *polární* (PMOKE), *longitudinální* (LMOKE) a *transverzální* (TMOKE), z nichž je každá citlivá na rozdílnou komponentu vektoru magnetizace \vec{M} . Přehledné rozdělení je na obrázku 2.7. Velké využití našel MOKE v Kerrově mikroskopii.

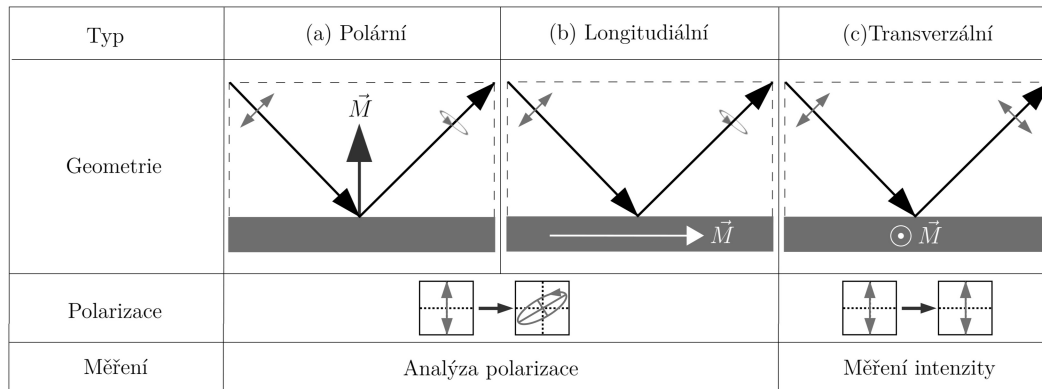
2.3.1. Kerrova mikroskopie

Kerrová mikroskopie (MOKM) umožňuje mimo jiné zobrazení magnetických domén na povrchu zkoumaného média za využití Kerrova magneto-optického efektu. Zároveň lze pomocí MOKM měřit průběh velikosti magnetizace na vybraném místě vzorku v závislosti na měnícím se externím magnetickém poli. Právě pomocí hysterezních smyček je možné získat informace o chování magnetizace ve struktuře.

Základní průběh vizualizace povrchu vzorku pomocí MOKM je uveden na obrázku 2.6, kde výsledné elipticky polarizované světlo dopadá na detektor (kameru), jež je součástí mikroskopu. Výsledný obraz povrchu média je tak vizualizován pomocí odlišné intenzity odraženého světla. Podrobnější popis celého systému lze najít v [11] a [17].

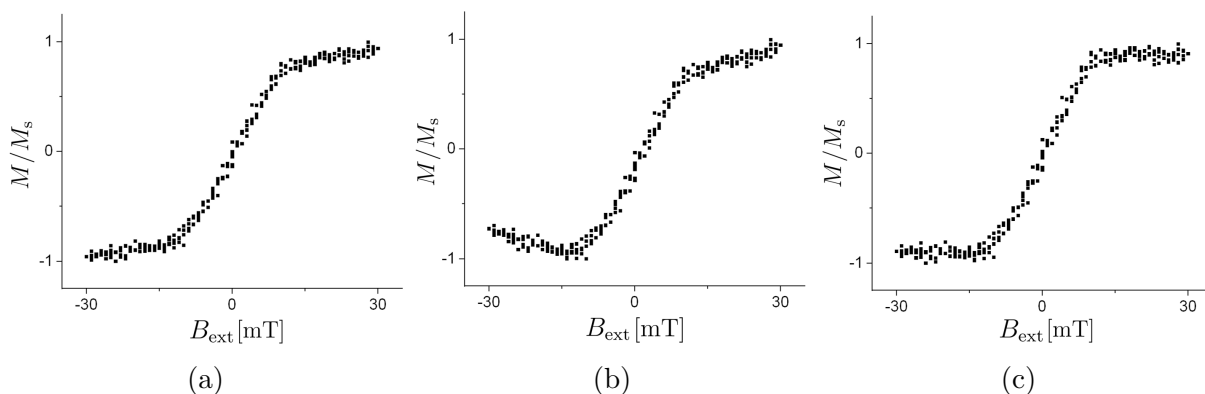
Během měření průběhu hysterezních smyček se vlivem objektivu vyskytují dva důležité efekty. *Faradayův efekt* vyjadřuje lineární závislost polarizace světla odraženého

2.3. MAGNETO-OPTICKÝ KERRŮV EFEKT



Obrázek 2.7: Schematický diagram různých geometrií měření Kerrova efektu. PMOKE (a) je citlivý na komponentu vektoru magnetizace orientovanou kolmo k povrchu vzorku. Pro tento druh je typická změna polarizace, proto se měří pomocí polarizační analýzy. LMOKE (b) zaznamenává složku vektoru magnetizace podél povrchu vzorku a zároveň podél roviny dopadajícího světla. Tento typ je díky změně polarizace zkoumán opět pomocí polarizační analýzy. TMOKE (c) je případ, kdy pozorujeme složku vektoru magnetizace podél povrchu vzorku, ale kolmo k rovině dopadu světla. Transverzální MOKE lze charakterizovat změnou intenzity odraženého světla a nedochází při něm ke změně polarizace [16, 15, 18].

od povrchu vzorku na externím magnetickém poli. Ve většině případů je Faradayův efekt upraven automaticky pomocí softwaru. Kromě něj se často projevuje i tzv. *kvadratický efekt*. Jedná se o závislost intenzity na kvadrátu externího magnetického pole. Vliv působení obou efektů lze vidět na obrázcích 2.8a a 2.8b.



Obrázek 2.8: Vliv Faradayova efektu (a) a kvadratického efektu (b) na tvar hysterezní křivky. Na obrázku (c) je znázorněna hysterezní smyčka po korekci obou efektů.

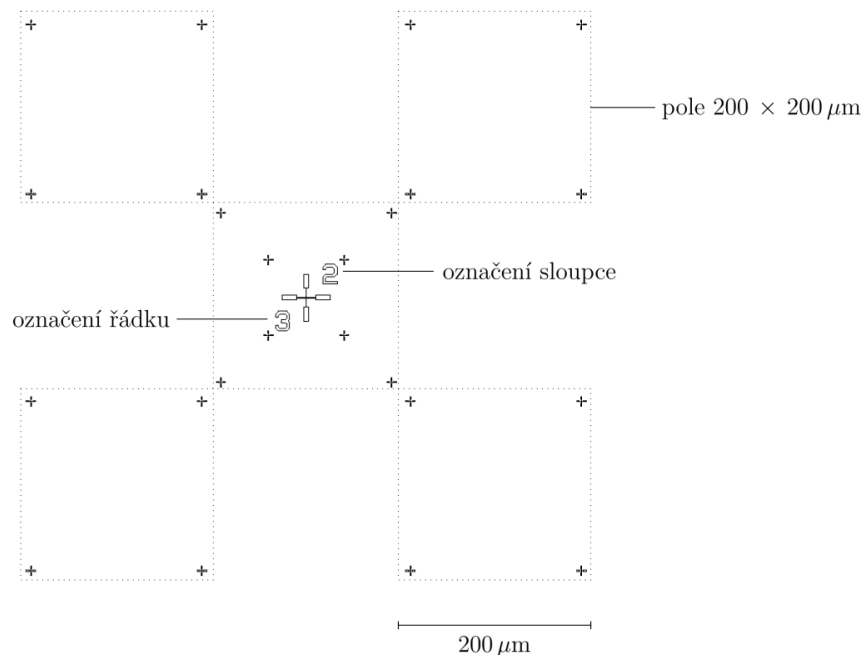
3. Příprava vzorku

Tato kapitola je zaměřena na experimentální část bakalářské práce. Na úvod je v sekci 3.1 navrhnut design vzorku určeného pro měření statických vlastností magnetizace. Dále jsou podrobněji rozebrány principy technik použitých pro výrobu nanostruktur. Jedná se zejména o elektronovou litografii (sekce 3.2) a depozici indukovanou elektronovým svazkem (sekce 3.3). Na závěr je v sekci 3.4 uveden konkrétní popis přípravy vzorku.

3.1. Design vzorku

V polovodičových technologiích se nejčastěji používají dva materiály: křemík (Si) a arsenid galia (GaAs). Křemík je dostupný a levný materiál s malým nízkofrekvenčním šumem. Pro zkoumání systémů fungujících na vysokých frekvencích se však nehodí, a proto je nahrazen dražším a křehčím arsenidem galia [19].

V programu KLayout¹ byl navržen design vzorku. Základem je substrát GaAs o rozměrech (5×5) mm. Tloušťka substrátu je $350 \mu\text{m}$. Kolem středu² roviny substrátu jsou vytvořeny značky, které obsahují označení konkrétního místa na vzorku. V našem případě je vzorek rozdělen na řádky a sloupce. Kolem těchto značek se nachází pole o rozměrech $(200 \times 200) \mu\text{m}$ (viz obrázek 3.1). Uvedené rozdělení substrátu má více významů. Jednak usnadňuje orientaci na vzorku a jednak slouží k zaostření elektronového svazku v konkrétním místě. Účelem křížků v rozích jednotlivých polí je vycentrování zapisovacího pole mikroskopu před průběhem expozice³.



Obrázek 3.1: Schematické znázornění designu vybrané části vzorku.

¹<https://www.klayout.de/>

²Krajům substrátu se vyhýbáme záměrně, zejména kvůli nehomogenitě tloušťky látky nanesené na substrát během spin-coatingu v okolí krajů vzorku (viz podsekce 3.2.1). Dalším důvodem je možné mechanické poškození způsobené manipulací se vzorkem nebo jeho uchycením v mikroskopu.

³Expozice je popsána v podsekci 3.2.1.

3.2. Elektronová litografie

Elektronová litografie (EBL, z angl. *electron beam lithography*) je stěžejní technikou v této bakalářské práci. Metoda umožňuje výrobu předem definovaných (nano)struktur. Velké uplatnění našla v průmyslu, kde se pomocí EBL vyrábí mikroskopické polovodičové součástky nebo integrované obvody [20].

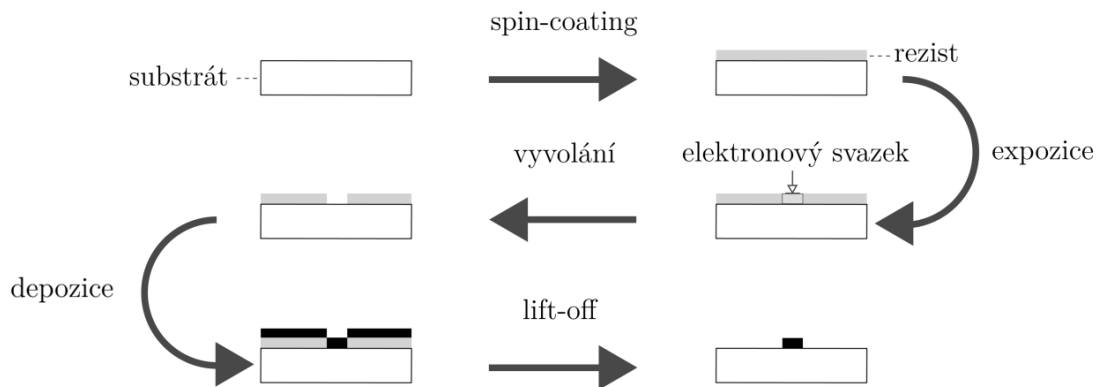
Hlavní princip této techniky tkví v ozáření tenkého filmu naneseného na substrátu. Působením svazku se lokálně pozmění vlastnosti filmu a dalšími chemickými procesy je vytvořena výsledná struktura. Podle druhu použitého záření rozlišujeme více typů litografie (např. fotolitografie, rentgenová litografie, elektronová litografie...). Výhodou EBL oproti ostatním typům je, že nutně nepotřebuje ke své realizaci předem připravenou masku, ale může vykreslovat struktury do filmu úzkým svazkem elektronů.

3.2.1. Základní schéma průběhu EBL

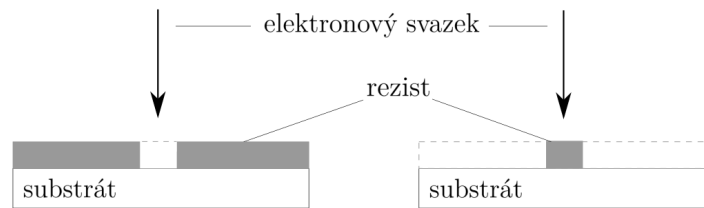
Elektronová litografie se skládá z několika kroků. Na obrázku 3.2 je možné vidět schéma jedné z mnoha jejích obměn, které se od sebe liší například použitím různých druhů látek (*rezistů*) pro vytvoření filmu.

Rezist

Rezist je polymerní látka citlivá na dopadající záření. V místě, kam dopadá úzký svazek elektronů, se mění struktura polymerů. Podle těchto změn se rozlišují dva základní druhy rezistů: *pozitivní* a *negativní* (viz obrázek 3.3). V případě pozitivního rezistu jsou polymery, které byly v interakci s elektronovým svazkem, snáze rozpustné v látce k tomu určené – vývojce. Polymerní látka absorbuje dopadající energii, která způsobuje štěpení dlouhých molekulárních řetězců na kratší. Negativní rezist se při ozáření naopak ještě více polymerizuje a při následném vyvolání se rozpustí místa, která nebyla v kontaktu s elektronovým svazkem [21]. Dále se práce zabývá pouze pozitivním rezistem.



Obrázek 3.2: Schematické znázornění průběhu elektronové litografie.



Obrázek 3.3: Pozitivní rezist (vlevo) a negativní rezist (vpravo).

Spin-coating

Spin-coating je proces, v jehož průběhu se nanáší kapalný rezist na čistý substrát. Probíhá v tzv. *odstředivce*, kde je vzorek roztočen a vlivem odstředivé síly je rezist homogenně⁴ rozlit po celé ploše substrátu [22]. Následným vypékáním vzorku je z rezistu odpařeno rozpouštědlo a vzniká tak pevný polymerní povlak.

Expozice

Expozice probíhá v přístroji, který umožňuje zapisování struktur na povrch vzorku prostřednictvím fokusovaného elektronového svazku. Expozici samotnou ovlivňuje řada parametrů: dávka ozáření⁵, velikost kroku paprsku, proud svazku a čas, po který paprsek setrvává v jednom bodě [22].

Parametry se navzájem ovlivňují. Velikost proudu ovlivňuje velikost stopy svazku a tím i dobu expozice. Při vysokých proudech může dojít k lokálnímu přehřátí rezistu, což je nežádoucí [20]. Cílem je nalezení optimálních parametrů expozice v závislosti na druhu a tloušťce rezistu, aby bylo dosaženo přesně zapsaných struktur za co nejkratší dobu.

Materiál rezistu je ve většině případů velmi špatně vodivá látka, což může být při déle trvajících expozicích problém. V exponovaných místech se tak může koncentrovat náboj, který lokálně ovlivňuje elektronový svazek.

Vyvolání

Vyvolání je možné provést dvěma metodami. Při tzv. *mokrém vyvolání* je vzorek ponořen do vývojky, kde je exponovaná část pozitivního rezistu rozpuštěna. V případě *suché* varianty je místo kapaliny použit reaktivní plyn.

Depozice funkční vrstvy

Depozicí se míní proces, při kterém je na vzorek nanášen vybraný materiál. V našem případě (při použití pozitivního rezistu) probíhá depozice funkční vrstvy po vyvolání. Výška deponované vrstvy musí být nižší, než je výška filmu. V opačném případě by se vytvořila souvislá vrstva materiálu. Nanesení funkční vrstvy je nejčastěji provedeno pomocí technik *naprašování* nebo *napařování*.

⁴V praxi je kolem okrajů vzorku vrstva rezistu nehomogenní. Vliv na tento jev má zejména viskozita rezistu a rychlost otáčení.

⁵Těž míra expozice. Jedná se o množství elektrického náboje dopadeného na jednotku plochy. Uvádí se v $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

3.3. FEBID

Princip vakuového napařování spočívá v přenosu materiálu ve formě par na povrch vzorku, kde pára kondenzuje⁶ [20]. Pára vzniká během zahřívání pevné fáze materiálu pomocí elektronového proudu nebo elektronovým bombardováním. Úskalím této metody je znemožnění napařování slitin kovů, které mají velmi rozdílné tlaky nasycených par. Celý proces probíhá za nízkých tlaků (řádově 10^{-3} Pa).

V případě magnetronového napařování jsou částice zvoleného materiálu přenášeny ze zdroje (terče) na povrch substrátu. Jak již vypovídá z názvu, během napařování je nad terčem přítomno magnetické pole. Ionty pracovního plynu (typicky argonu) odprašují částice deponovaného materiálu [20]. Díky přítomnosti plazmatu probíhá proces napařování za vyšších tlaků (řádově 10^{-1} Pa).

Kromě výše zmíněných způsobů nanášení funkčních vrstev existuje druh přímé selektivní depozice, kdy pro vytvoření struktur nepotřebujeme celý proces elektronové litografie. Technika, která to umožňuje, se nazývá *depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem* (FEBID) a je detailněji rozebrána v podsekcí 3.3.

Lift-off

Během procesu lift-off (též *stripování*) je odstraněn rezist a vše, co se na něm nachází, z povrchu vzorku. Stejně jako tomu bylo u vyvolání, existuje i zde tzv. mokřý a suchý lift-off [20]. Použité rozpouštědlo rozpustí polymer bez ohledu na délku jeho řetězce.

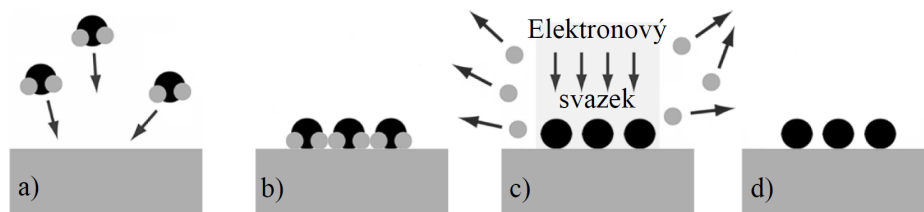
Pozitivní vliv na celý proces má umístění rozpouštědla se vzorkem do ultrazvukové lázně. Ultrazvuková čistička vytváří akusticko-mechanické kmity šířící se v kapalném médiu. Vlivem rozkmitání molekul média jsou narušeny vazby mezi povrchem vzorku a materiálem, který se na něm nachází. Po rozpuštění rezistu je část naneseného materiálu oddělena od substrátu. V případě špatné adheze materiálu v místech, kde je v přímém kontaktu s povrchem substrátu, hrozí nebezpečí narušení vytvořených struktur. Z toho důvodu je nutné vhodně zvolit výši výkonu čističky, frekvenci kmitů a dobu, po kterou se ultrazvukové čištění provádí.

3.3. FEBID

V průběhu přímé selektivní depozice jsou vytvářeny struktury definovaných tvarů a rozměrů [22]. K samotné depozici se využívá *systém vstřikování plynů* (GIS), který přivede k povrchu vzorku zvolený plyn, tzv. *prekurzor*. Na povrchu substrátu se adsorbují molekuly plynu a pomocí svazku elektronů jsou rozkládány na těkavé a netěkavé komponenty. Těkavá část se desorbuje z povrchu substrátu a odčerpává se pryč ze systému. Netěkavá část na povrchu setrvává jako deponovaná struktura [23]. Schematické znázornění je možné vidět na obrázku 3.4.

Expoziční parametry, které ovlivňují podmínky depozice materiálu, jsou prakticky shodné jako během expozice při procesu EBL (viz podsekcí 3.2.1). Kromě těchto parametrů se určuje i tzv. *počet skenů*. V případě provedení expozice přes pixelové pole, počet skenů vyjadřuje počet přeběhů elektronového svazku přes jeden pixel [22]. Podrobnější informace o FEBID jsou uvedeny v [23].

⁶Schopnost přichytit se na povrch vzorku vyjadřuje *adheze* deponovaného materiálu.



Obrázek 3.4: Schéma průběhu procesu FEBID: a) přivedení a b) adsorpce molekul prekursoru na povrch substrátu, c) disociace adsorbovaných molekul vlivem interakcí s elektrony a únik těkavých komponent do prostoru vakua, d) depozit. Převzato z [22].

3.4. Proces přípravy vzorku

V této sekci je popsán postup výroby vzorku. Proces je rozdělen do tří základních částí: výroba značek (podsekcce 3.4.1), depozice křemíkových struktur (podsekcce 3.4.2) a pokrytí modulace vrstvou magnetického materiálu (podsekcce 3.4.3).

3.4.1. První litografický krok – výroba značek

V této části je popsána výroba značek uvedených v sekci 3.1. Před samotným procesem EBL je nutné připravit substrát požadované velikosti (v našem případě 5×5 mm). Pro zamezení mechanického poškození při řezání materiálu laserovou rezačkou je GaAs pokryt ochranným lakem.

1. Čištění vzorku

Smytí ochranného laku a případných dalších nečistot se provádí pomocí acetonu, ve kterém je vzorek ponechán a vložen na 10 minut do ultrazvukové lázně. Pro preciznost je volena nižší frekvence (32 kHz). Dalším krokem je vložení vzorku do isopropylalkoholu a opakování procesu ultrazvukového čištění při stejných parametrech. Kontrola čistoty může být ověřena optickým mikroskopem.

2. Spin-coating

Spin-coating je proveden v odstředivce SÜSS LabSpin. Čistý substrát je nahřát na 150°C . Vysoká teplota zajistí odpaření kapaliny, ve které byl substrát ponořen v předcházející části čištění. Následně je na něj nanesen pozitivní rezist polymethylmetakrylát (PMMA) s komerčním označením AR-P 679.04 od společnosti ALLRESIST. Pro dosažení požadované tloušťky rezistu (200–300 nm) je vzorek roztočen na 4000 ot/min po dobu jedné minuty. Pro odpaření rozpouštědla a dosažení souvislé pevné vrstvy je vzorek opět položen na horkou desku o teplotě 150°C . Doba trvání vypékání jsou 3 minuty.

3. Expozice

Expozice probíhá v elektronovém mikroskopu. V našem případě se jedná o mikroskop RAITH150 Two nebo TESCAN MIRA3/RAITH LIS. Samotná expozice značek je realizována za následujícího nastavení: urychlovací napětí elektronů 20 kV, dávka $150 \mu\text{m}/\text{cm}^2$, velikost zapisovacího pole $200 \mu\text{m}$ a stopa svazku 10 nm.

3.4. PROCES PŘÍPRAVY VZORKU

4. Vyvolání

Exponované oblasti jsou vyvolány ve vývojce. Chemické složení vývojky se liší podle druhu rezistu. V našem případě je zvolena směs methyloisobutylketonu a isopropylalkoholu (MIBK/IPA) s komerčním označením AR-600-56. Vzorek je v látce ponořen po dobu 3 minut. Proces vyvolání je zastaven následným vložením vzorku do isopropylalkoholové lázně na 1 minutu. Vyvolání probíhá za pokojové teploty.

5. Depozice

Pro depozici funkčních vrstev je použit systém vakuového napařování od firmy BES-TEC. Na vzorek je nejdříve nanášeno 5 nm titanu⁷. Vrstva titanu je pokryta 120 nm mědi a 10 nm zlata. Oba prvky mají velmi dobrou elektrickou vodivost a lépe se zobrazí pomocí elektronového mikroskopu. Měď je oproti zlatu značně levnější materiál, proto tvoří většinu celkové výšky deponované struktury.

6. Lift-off

Vzorek je na 2 hodiny ponořen do acetonu, který slouží jako rozpouštědlo PMMA. Následně je vložen do ultrazvukové čističky. Aby nebyly poškozeny vzniklé struktury, je volena vyšší frekvence (80 kHz) a nižší výkon. Lift-off probíhá za pokojové teploty.

Vyrobené značky lze vizuálně zkontrolovat pomocí optického mikroskopu.

3.4.2. FEBID – výroba prostorově modulovaných SiO₂ struktur

Po rozdělení vzorku na jednotlivé pozice a pole následuje přímá selektivní depozice. Během procesu FEBID jsou na substrátu vytvořeny křemíkové prostorové modulace v podobě vertikálních linek. Výsledkem je tak zvlněný povrch substrátu, na který je následně v druhém litografickém kroku nanášena vrstva magnetického materiálu (viz podsekcce 3.4.3). Celý proces vytváření SiO₂ modulací probíhá v elektronovém mikroskopu TESCAN LYRA3.

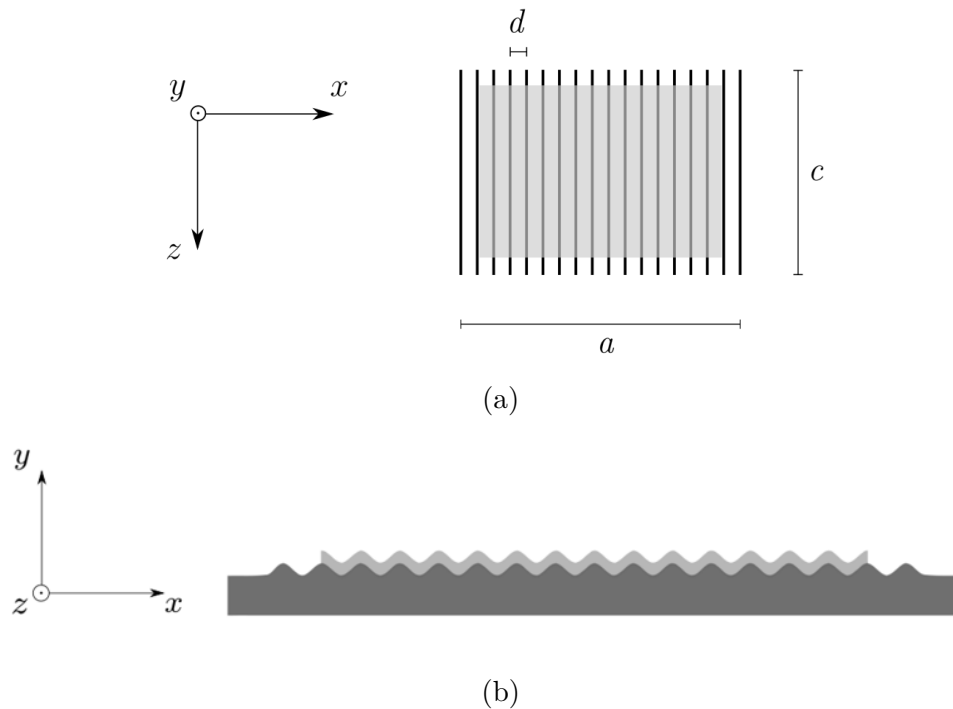
V prvním kroku při výrobě struktur je navržen jejich design. K tomu slouží nástroj *Draw Beam* jakožto součást programu LyraTC, který ovládá celý mikroskop. Znázornění designu lze vidět na obrázku 3.5a.

Pro výrobu SiO₂ depozitu je použit prekurzor pentametylcyklopentasiloxan (PMCPs). Dále jsou zvoleny následující parametry: urychlovací napětí elektronů 30 kV, velikost zapisovacího pole 100 μm a počet skenů je volen v rozmezí 3000–9000.

3.4.3. Druhý litografický krok – magnetická funkční vrstva

V druhém litografickém kroku je nanášena vrstva magnetického materiálu přes křemíkovou modulaci. Proces kopíruje první litografický krok. Změna nastává pouze při procesu depozice materiálu, kdy je nanášeno na povrch modulace 10–20 nm slitiny NiFe. Výsledná struktura je znázorněna na obrázku 3.5b.

⁷Titan (Ti) je materiál, který se ve vakuových systémech využívá jako tzv. *vypařovací getr*. Jeho sublimací a následnou kondenzací na stěnách komory je vytvořen aktivní povrch, který na sebe chemicky váže zbytkové plyny (zejména H₂, N₂ a O₂) a zlepšuje tak kvalitu vakua v systému. Zároveň má velmi dobré adhezni schopnosti. Struktura tvořená depozitem je tak pevněji vázána k substrátu.



Obrázek 3.5: Design modulace (a) je navržen pomocí nástroje DrawBeam. Velikost délky a a šířky c prostoru vyplněného modulací se odvíjí od velikosti magnetické vrstvy, která má být na modulaci nanесena. Obecně se hodnoty a a b pohybují v řádu jednotek až desítek mikrometrů a jsou mírně větší (optimálně o $2\ \mu\text{m}$), než je vrstva NiFe (znázorněna světle šedě). Vzdálenost jednotlivých vlnek od sebe d nabývá fixní hodnotu 100 nm. Výsledná struktura je v řezu znázorněna na obrázku (b). Na SiO_2 modulace, tvarem připomínající funkci sinus (znázorněno tmavě šedě), je nanесena vrstva NiFe.

4. Měření a vyhodnocení výsledků

Obsahem kapitoly je měření amplitudy SiO₂ modulací (sekce 4.1) a statických vlastností magnetizace pomocí magneto-optické Kerrovy mikroskopie, která již byla zmíněna v podsekcí 2.3.1. Dále je zde uveden proces zpracování a vyhodnocení dat za použití programů Gwyddion¹, OriginLab² a LabView³.

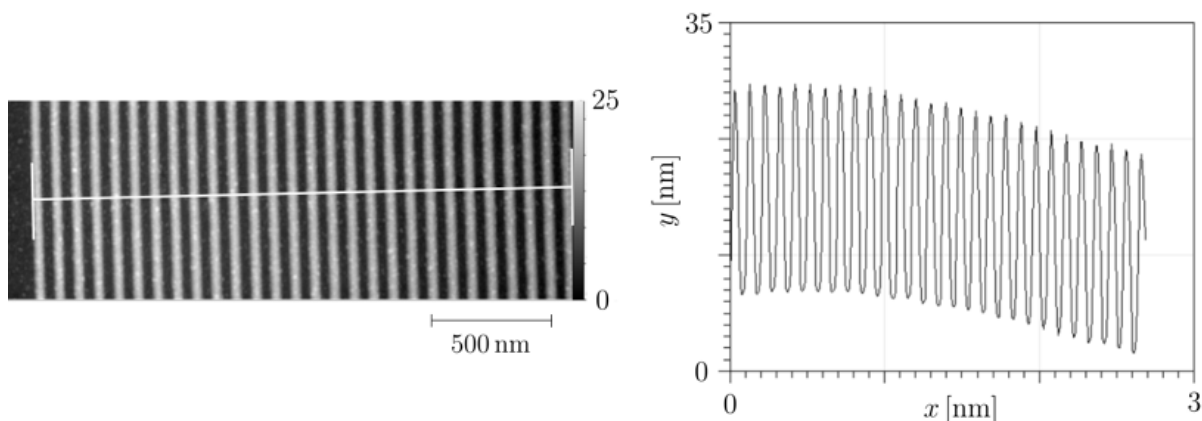
4.1. Amplituda modulace

Jednotlivé SiO₂ modulace se z výroby vzájemně liší hodnotou počtu skenů, což je jeden z parametrů, který ovlivňuje výšku struktury. Právě počet skenů bude dále v této práci charakterizovat jednotlivé amplitudy modulací.

Výška struktur je změřena pomocí mikroskopu atomárních sil (AFM⁴). Výstupem je zmapovaná vybraná oblast povrchu vzorku ve formátu .spm. Data jsou následně zpracována pomocí programu Gwyddion. Po jednoduchém vyrovnání prvotních dat lze z programu získat textový soubor obsahující souřadnice bodů podél libovolně zvolené přímky (viz obrázek 4.1).

V programu OriginLab je z profilu struktury odečtena hodnota pozadí. Následně je pomocí nástroje *Peak Analyzer* nalezena výška jednotlivých píků a je spočítána průměrná amplituda modulace.

Výška modulace je měřena u obdélníkových struktur s poměrem velikosti šířky a délky 5 : 6. Vzhledem k získaným výsledkům, které reprezentují obrázky 4.2a a 4.2b lze konstatovat, že závislost výšky modulace na počtu skenů v rozmezí 3000–8000 je lineární.



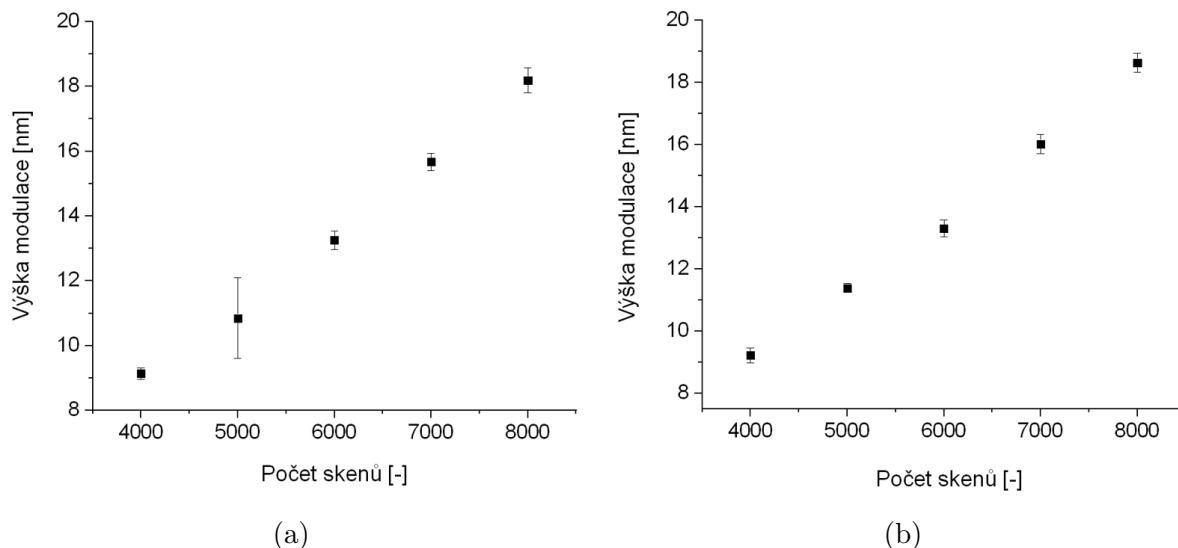
Obrázek 4.1: Úprava dat obdržných z AFM v programu Gwyddion: volba místa, kde je měřena výška modulací (vlevo) a obdržný profil určený k dalšímu zpracování (vpravo).

¹<http://gwyddion.net/>

²<https://www.originlab.com/>

³www.ni.com/labview

⁴AFM slouží k mapování topografie vzorku pomocí ostrého hrotu. Princip měření je založen na přitažlivých a odpuzivých silách mezi atomy na povrchu vzorku a ostrým hrotem sondy. Více v [24].



Obrázek 4.2: Naměřená závislost výšky modulace na počtu skenů. Stejné struktury byly vyrobeny vícekrát na různých místech GaAs substrátu. Při porovnání výsledků naměřených na horní části substrátu (a) a dolní části substrátu (b) je rozdíl minimální. Nejistota amplitudy je ovlivněna zejména povrchovými nečistotami.

4.2. Anizotropie

Obsahem této sekce je vyhodnocení magnetické anizotropie, kterou vykazují vyrobené struktury. Anizotropie je získána analýzou výstupních dat z Kerrova mikroskopu (v našem případě je použit Kerrův mikroskop od Evico magnetic⁵). Zařízení zobrazuje povrch vzorku ve stupních šedi v závislosti na intenzitě odraženého světla. Součástí mikroskopu je elektromagnet, pomocí kterého je vytvořeno externí magnetické pole o zvolené hodnotě. Výstupní data jsou ve formátu .png, přičemž se každý obrázek vztahuje k určité hodnotě B_{ext} .

Jelikož mikroskop zaznamenává pouze obraz povrchu, je pro vykreslení hysterezních smyček jednotlivých struktur použit program⁶ vytvořený v LabView. Pomocí tohoto programu je intenzita normována od -1 do 1 vůči své maximální hodnotě a je změřena její závislost na externím magnetickém poli. Vyhodnocení dat obdržných z Kerrovy mikroskopie lze vidět na obrázcích 4.3a a 4.3b.

Data jsou dále zpracována v programu OriginLab. Nejprve jsou provedeny korekce Faradayova a kvadratického efektu, jež byly zmíněny v podsekcí 2.3.1. Původní normovaná intenzita $I_{0,\text{norm}}$ je přepočítána následující formulí:

$$I_{\text{norm}} = c \cdot B_{\text{ext}}^2 + f \cdot B_{\text{ext}} + I_{0,\text{norm}}, \quad (4.1)$$

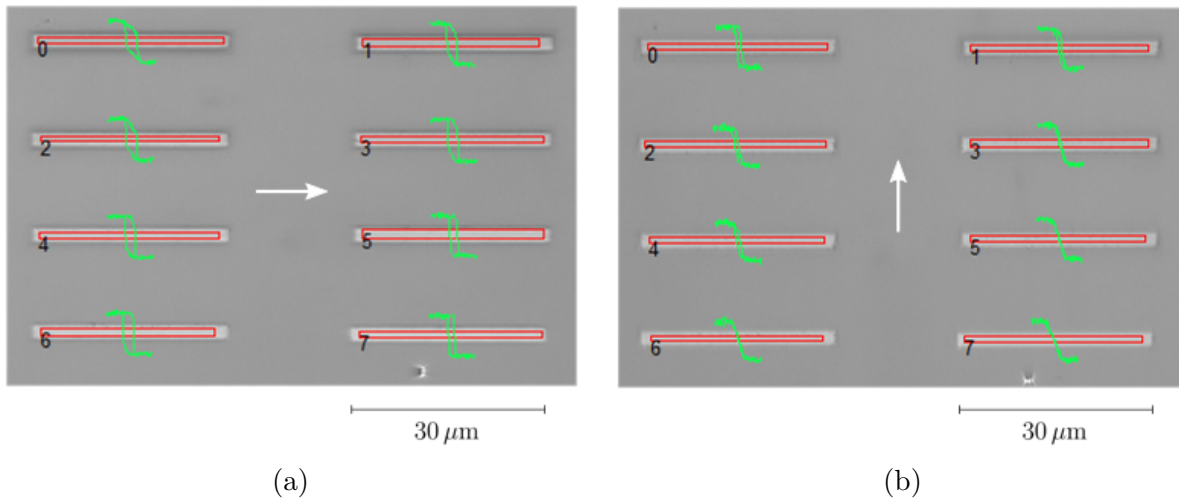
kde I_{norm} je intenzita zbavená kvadratického efektu vyjádřeného koeficientem c a Faradayova efektu vyjádřeného koeficientem f . Dále je nutno intenzitu opět normovat od -1 do 1. Potom platí úměra $I_{\text{výsl}} \propto M/M_s$, kde M_s je saturační magnetizace. Uvedená korekce 4.1 upravuje pouze ty části hysterezní smyčky, které vyjadřují saturaci, proto neovlivňuje velikost naměřeného anizotropního pole, ale má vliv na přesnost fitu a tím i na přesnost

⁵<http://www.evico-magnetics.de/>

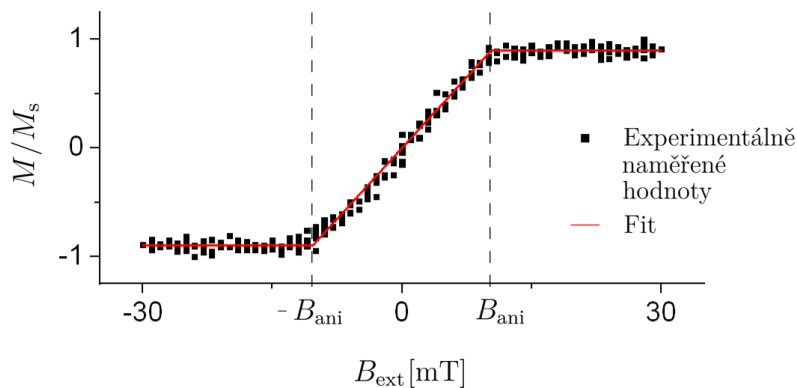
⁶Program byl vytvořen Ing. Lukášem Flajšmanem.

4.2. ANIZOTROPIE

určení B_{ani} . Velikost anizotropního pole je získána proložením hysterezní smyčky ve směru těžké osy lomenou úsečkou, jak je uvedeno na obrázku 4.4.



Obrázek 4.3: Měření závislosti intenzity na externím magnetickém poli probíhá v místech označených červenými obdélníky. Směr pole je určen bílou šipkou. Světle šedé obdélníky znázorňují magnetickou vrstvu permalloye, která je nanesena na SiO_2 modulacích (struktury 0–6) nebo přímo na povrchu substrátu (struktura 7). Zeleně jsou vykresleny hysterezní smyčky ve směru indukované těžké (a) a snadné (b) osy. Rozměry magnetických prostorově modulovaných struktur na obrázcích jsou $(2 \times 30) \mu\text{m}$. Hodnota externího magnetického pole se pohybuje v intervalu $(-30 ; 30) \text{mT}$.



Obrázek 4.4: Proložení hysterezní smyčky lomenou úsečkou. Hodnoty anizotropního pole jsou znázorněny na vodorovné ose.

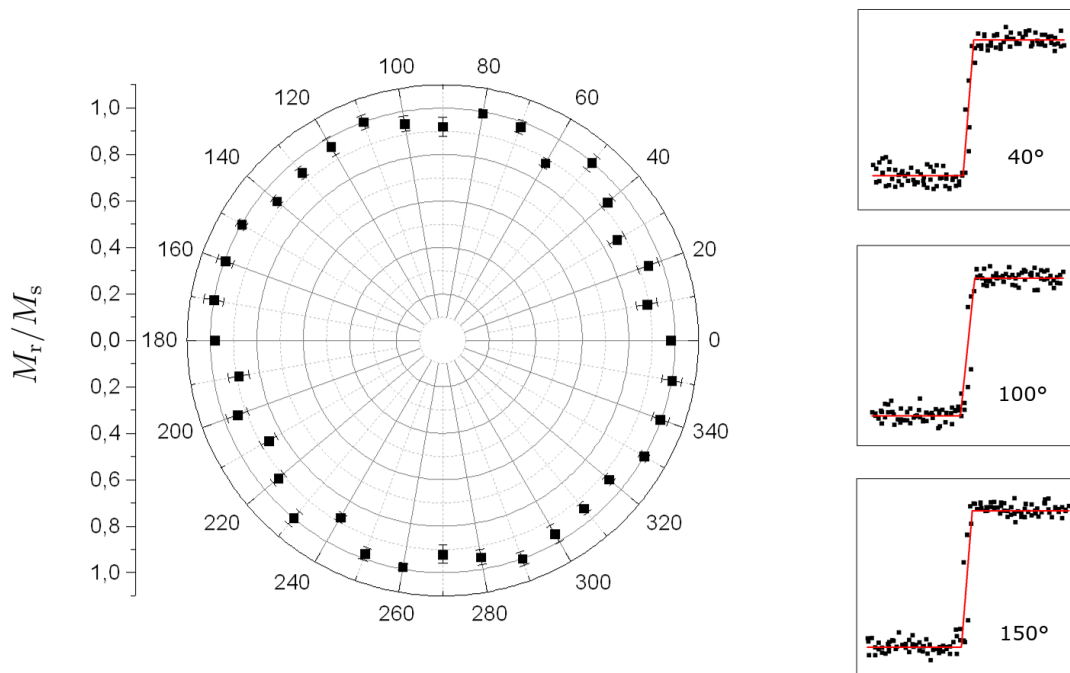
4.2.1. Tvarová anizotropie

V průběhu měření byly zkoumány vzorky s různou tvarovou anizotropií, která ovlivňuje demagnetizační pole B_d . Z výstupních dat Kerrovy mikroskopie je možné zjistit velikost tohoto pole a porovnat ji s teoretickou hodnotou. Jelikož je předmětem zájmu výhradně složka tvarové anizotropie, jsou v této podsekcí vyhodnocena pouze měření planárních struktur.

Disky

Pro zjištění teoretické velikosti demagnetizačního pole tenké vrstvy magnetického materiálu ve tvaru disku je určena teoretická hodnota demagnetizačních faktorů. Za předpokladu, že se poměr výšky a průměru disku (dále je poměr značen τ_d) blíží nule, nabývají demagnetizační faktory v rovině disku hodnoty $N_{xx} = N_{zz} \approx 0$. Pro splnění rovnice 2.14 je demagnetizační faktor $N_{yy} \approx 1$ [7, 25]. Je tedy možné předpokládat, že vektor magnetizace preferuje libovolný směr v rovině xz a chová se tak jako v nekonečně velké, tenké magnetické vrstvě.

Předpoklad se potvrzuje pro vyrobené disky s $\tau_d \approx 10^{-3}$. Obrázek 4.5 znázorňuje výsledky analýzy hystereze pro disky tvořené 20 nm vrstvou NiFe. Ukazuje se, že pro jakékoliv natočení B_{ext} vyjádřené úhlem α v rovině xz , má hysterezní závislost tvar smyčky ve směru snadné osy. V takovém případě je možné podle šíře smyčky určit hodnotu koerzivního pole $B_{c,20} = (2,0 \pm 0,7)$ mT, což je velmi malá hodnota. Výsledek potvrzuje skutečnost, která byla zmíněna již v podsekcí 2.1.2, že permalloy je magneticky měkký materiál s úzkou hysterezní smyčkou.



Obrázek 4.5: Polární graf znázorňující experimentálně zjištěnou závislost podílu remanentní a saturační magnetizace M_r/M_s na směru externího magnetického pole α pro tenkou magnetickou vrstvu tvaru disku. Součástí obrázku jsou naměřené hysterezní smyčky (černě) pro úhly 40° , 100° a 150° . Hysterezní křivky jsou natolik úzké, že je lze proložit modelem těžké osy (červeně). Nejistota bodů v polárním grafu je určena nejistotou fitu při určování hodnoty M_r/M_s .

4.2. ANIZOTROPIE

Vyhodnocením koercitivního pole disků tvořených 10 nm vrstvou slitiny NiFe se zjišťuje, že $B_{c,10} = (1,8 \pm 0,6) \text{ mT}$, přičemž nejistota je určena směrodatnou odchylkou. Porovnáním s intervalem hodnot koercitivního pole 20 nm vysokých planárních disků lze pozorovat, že se oba intervaly naměřených hodnot se navzájem překrývají a jsou si velmi podobné.

Za předpokladu, že anizotropie v planárních magnetických strukturách je tvořena výhradně demagnetizačním polem, je možné s využitím znalosti Stonerova-Wohlfarthova modelu považovat rovnost koercitivního pole B_c a demagnetizačního pole B_d .

Obdélníky

Během výroby vzorku byly připraveny obdélníkové struktury s různým poměrem šířky a délky. Pro výpočet tvarové anizotropie těchto struktur je použit Aharoniho model, jenž byl zmíněn v podsekcí 2.2.4. Výsledky výpočtů jsou uvedeny v tabulce 4.1.

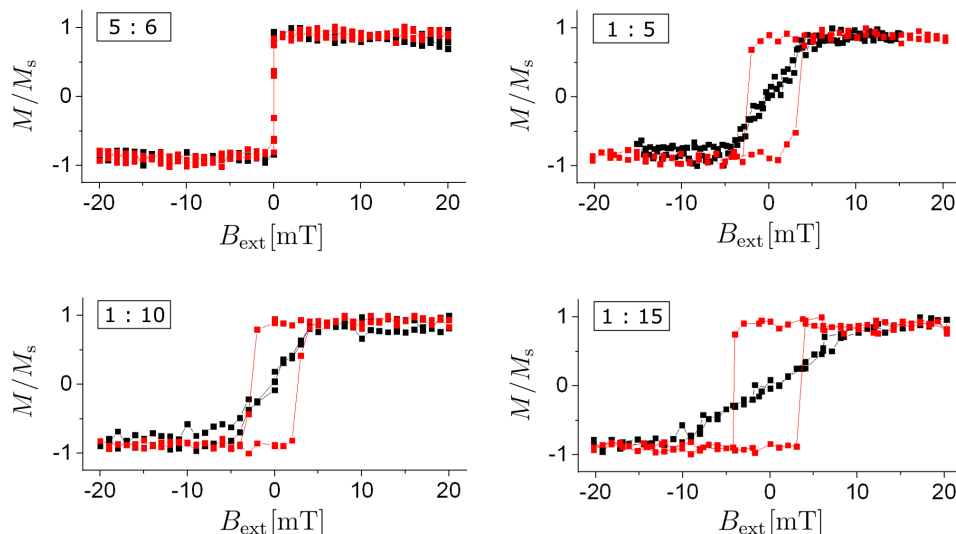
Naměřená data hysterezní závislosti jednotlivých obdélníkových struktur jsou pro přehlednost proložena křivkou a zobrazena na obrázku 4.6. Následnou analýzou dat jsou získány hodnoty demagnetizačního pole, jež jsou shrnuty v tabulce 4.2.

Obdélníky s poměrem stran 5:6 tvořené 10 nm vrstvou permalloye vykazují podle experimentálního měření stejnou tvarovou anizotropii, jako tenká magnetická vrstva v rovině xz . Vektor magnetizace tak bude upřednostňovat směr této roviny. Hysterezní smyčky jsou natolik úzké, že je možné považovat koercitivní pole $B_c \approx 0 \text{ mT}$ a rovnost tohoto pole s hodnotou demagnetizačního pole. U obdélníků s většími rozdíly šířky a délky se začíná projevovat odlišnost tvaru hystereze v závislosti na směru \vec{B}_{ext} .

Tabulka 4.1: Teoretické hodnoty demagnetizačních faktorů, anizotropních polí a energií tvarové anizotropie pro jednotlivé obdélníkové planární struktury. Jedná se o obdélníky s poměrem stran 5:6, 1:5, 1:10 a 1:15. Struktury se navzájem liší výškou magnetické vrstvy. Obdélníky 5:6 a 1:10 jsou tvořeny 10 nm vrstvou NiFe, zatímco obdélníky 1:5 a 1:15 obsahují 20 nm NiFe. Pro vyhodnocení demagnetizačních polí a hustot demagnetizačních energií byla použita hodnota saturační magnetizace pro permalloy $\mu_0 M_s = 1,04 \text{ T}$ získaná z [7].

Obdélník 5:6	$N_{ii} [10^{-3}]$	$B_d [\text{mT}]$	$\epsilon_d [\text{kJ.m}^{-3}]$
x	2,0	2,1	0,9
y	995,5	1035,3	428,4
z	2,5	2,6	1,1
Obdélník 1:5	$N_{ii} [10^{-3}]$	$B_d [\text{mT}]$	$\epsilon_d [\text{kJ.m}^{-3}]$
x	2,6	2,7	1,1
y	984,0	1023,4	423,5
z	13,4	14,0	5,8
Obdélník 1:10	$N_{ii} [10^{-3}]$	$B_d [\text{mT}]$	$\epsilon_d [\text{kJ.m}^{-3}]$
x	1,0	1,1	0,4
y	988,3	1027,8	425,3
z	10,7	11,1	4,6
Obdélník 1:15	$N_{ii} [10^{-3}]$	$B_d [\text{mT}]$	$\epsilon_d [\text{kJ.m}^{-3}]$
x	1,2	1,3	0,5
y	979,6	1018,7	421,6
z	19,2	20,0	8,3

Ve všech případech pozorujeme, že Aharoniho model nadhodnocuje výsledky (v našem případě zhruba dvojnásobně).



Obrázek 4.6: Experimentálně naměřené hysterezní závislosti obdélníkových planárních magnetických struktur obdržené analýzou dat z Kerrovy mikroskopie. Červeně jsou vykresleny hodnoty pro externí magnetické pole mířící paralelně s delší osou struktury (osa x , $\alpha = 0^\circ$), černě potom ve směru kolmém (osa z , $\alpha = 90^\circ$).

Tabulka 4.2: Velikost anizotropního pole pro planární obdélníkové magnetické struktury. Hodnoty byly získány z hysterezních křivek ve směru těžké osy.

Tvar	$B_{d,z}$ [mT]	odchylka [mT]
Obdélník 5 : 6	0,0	0,0
Obdélník 1 : 5	4,7	0,2
Obdélník 1 : 10	5,1	0,2
Obdélník 1 : 15	10,7	0,3

4.2.2. Efektivní anizotropie

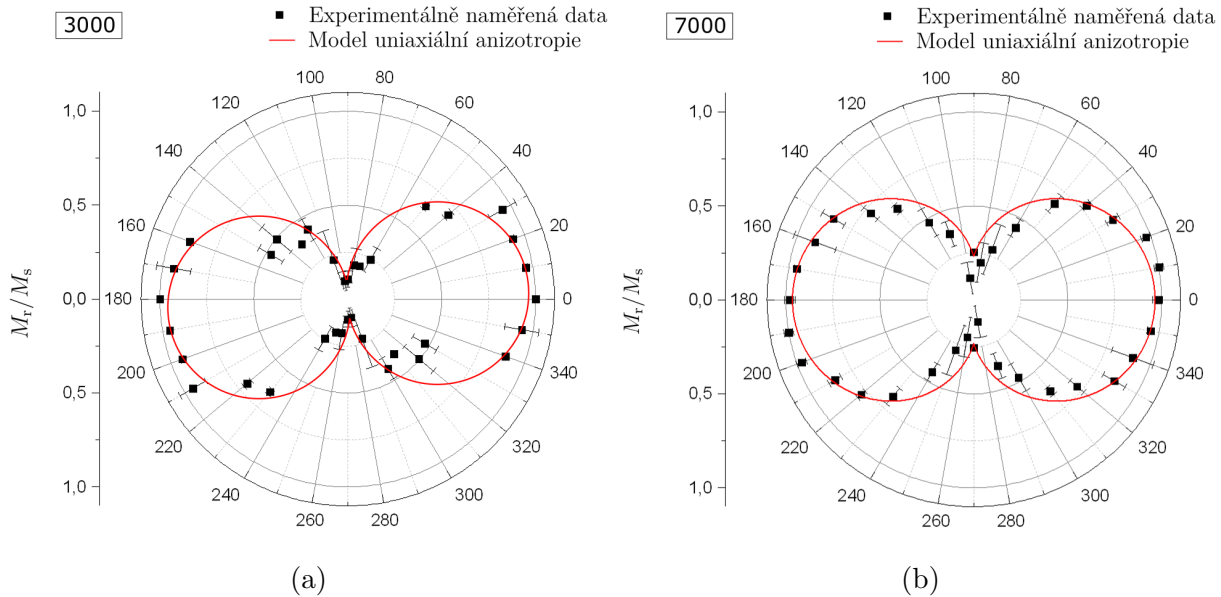
Tato podsekcce je zaměřena na výsledky měření prostorově modulovaných magnetických struktur, ve kterých se projevuje jak tvarová, tak indukovaná anizotropie. Kombinace obou složek vytváří tzv. *efektivní pole* B_{ef} , jež je získáno analýzou hysterezních křivek ve směru indukované těžké osy (osa x).

Disky

Výsledky měření závislosti podílu remanentní a saturační magnetizace zvlněných disků jsou graficky znázorněny na obrázcích 4.7a a 4.7b. V předcházející podsekcce bylo zjištěno, že planární disky vykazují tvarovou anizotropii podobnou anizotropii tenké magnetické vrstvy. Nyní se ukazuje, že se pomocí modulace daří určit jinou preferenci směru vektoru

4.2. ANIZOTROPIE

magnetizace a to paralelně s vlnkami. Zároveň lze pozorovat, že směr vektoru magnetizace je značně ovlivněn již nejnižšími⁷ vyrobenými modulacemi.



Obrázek 4.7: Polární grafy znázorňující závislost M_r/M_s na úhlu α , který svírá vektor magnetické indukce se snadnou indukovanou osou (osa z). Naměřená data pro struktury charakterizované 3000 skeny (a) a 7000 skeny (b) jsou proložena modelem uniaxiální anizotropie uvedeném v [26].

Analýzou hysterezní závislosti ve směru indukované těžké osy je zjištěna hodnota efektivního pole B_{ef} . Pomocí hodnoty efektivního pole je dále vypočítána konstanta hustoty anizotropní energie vztahem 2.21. Velikost saturační magnetizace je stejná jako v případech výpočtů v tabulce 4.1. Graf závislosti B_{ef} a K_{ef} na počtu skenů je znázorněn na obrázku 4.8b.

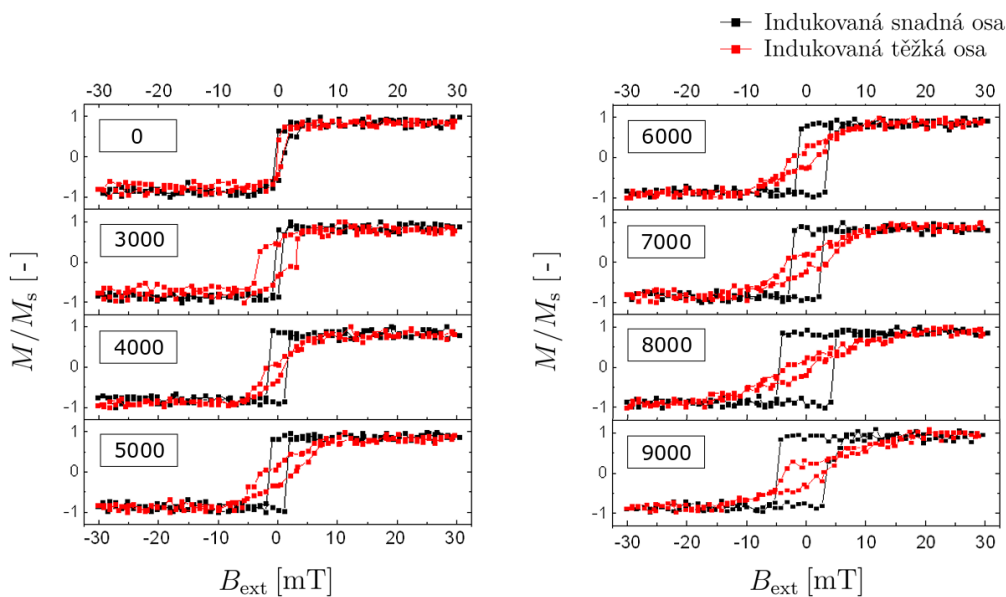
Jak již bylo zmíněno v sekci 2.2, vektor magnetizace zaujímá směr, ve kterém je minimalizována celková energie systému. Z toho důvodu bude vektor magnetizace preferovat natočení, při kterém je hodnota anizotropního pole nejnižší. Porovnáním demagnetizačního pole ve směru osy z : $B_{d,20} = (2,0 \pm 0,7)$ mT a efektivního pole ve směru osy x : $B_{ef,20} = (5,5 \pm 0,5)$ mT pro modulační struktury vyrobené 3000 skeny je zřejmé, že vektor magnetizace bude preferovat směr snadné osy indukované modulační. Vizuálně lze tento efekt pozorovat na tvaru hysterezních smyček na obrázku 4.8a, kde indukovaná anizotropie vytváří z původně snadné osy osu těžkou.

Obdélníky s poměrem stran 5 : 6

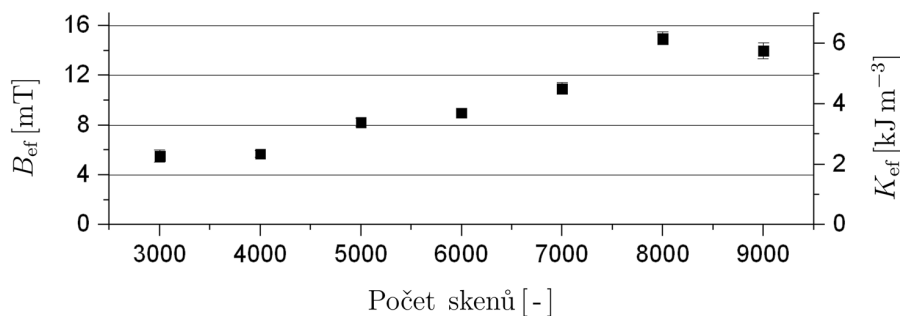
Obdobná situace vzniká u obdélníků s poměrem stran 5 : 6 a výškou magnetické vrstvy 10 nm. Vzhledem k nulové tvarové anizotropii v ose z je směr vektoru magnetizace určen výhradně prostorovou modulační a již velmi nízké prostorově modulované magnetické struktury budou mít velký vliv na směr magnetizace. Zároveň lze konkrétně v tomto případě považovat rovnost efektivní a indukované anizotropie. Jelikož tvary hysterezních

⁷Výška prostorové modulační připravené za použití parametru 3000 skenů se pohybuje řádově v jednotkách nm.

4. MĚŘENÍ A VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ

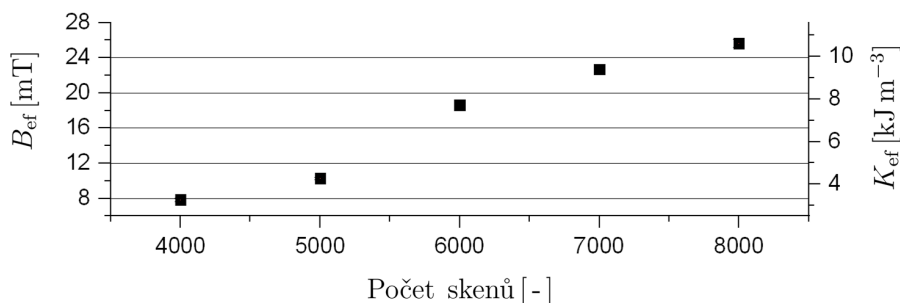


(a)



(b)

Obrázek 4.8: Hysterezní závislost disků (a) ve směru indukované snadné (černě) a indukované těžké osy (červeně) pro různě vysoké prostorové modulace. Legenda grafu obsahuje počet skenů, pomocí kterých byla modulace vyrobena. Nula symbolizuje planární struktury. Závislost hodnoty efektivního pole B_{ef} a hodnoty konstanty hustoty anizotropní energie K_{ef} na počtu skenů je zobrazena na obrázku (b).



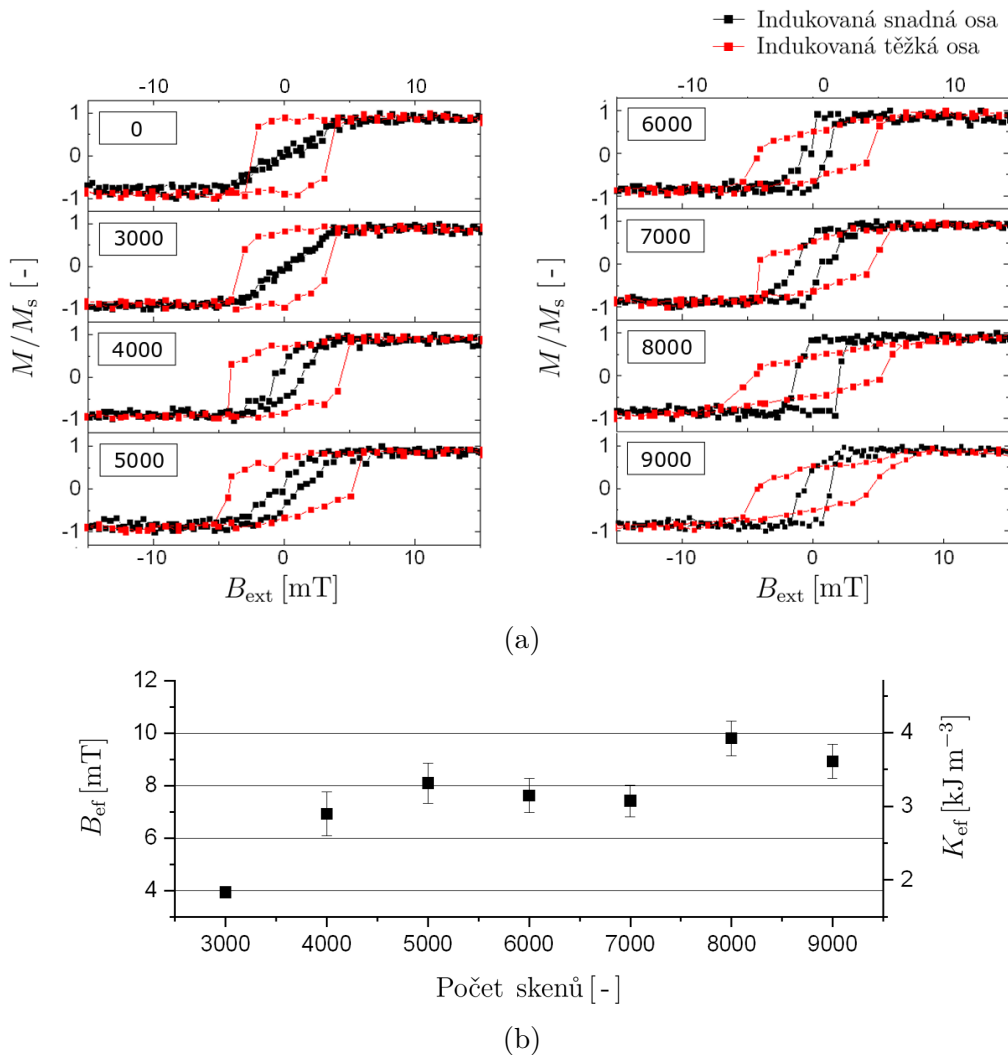
Obrázek 4.9: Závislost hodnoty efektivního anizotropního pole a konstanty hustoty anizotropní energie na počtu skenů pro obdélníky s poměrem stran 5 : 6.

4.2. ANIZOTROPIE

smyček jsou téměř totožné se situací na obrázku 4.8a, je pro případ obdélníků s poměrem stran 5:6 uvedena pouze závislost efektivního pole B_{ef} a konstanty anizotropního pole K_{ef} na počtu skenů na obrázku 4.9.

Obdélníky s poměrem stran 1:5

U obdélníků s poměrem stran 1:5 se již projevuje výraznější tvarová anizotropie v ose z : $B_d = (4,7 \pm 0,2) \text{ mT}$. Analýzou naměřených hysterezních závislostí, které jsou obsahem obrázku 4.10a, jsou zjištěny hodnoty efektivních polí jednotlivých struktur ve směru indukované těžké osy (viz obrázek 4.10b). Porovnáním hodnot je možné pozorovat, že pro překonání demagnetizačního pole v ose z musí být indukována anizotropie v ose x prostorovou modulací vytvořenou 4000 skeny a vyšší.



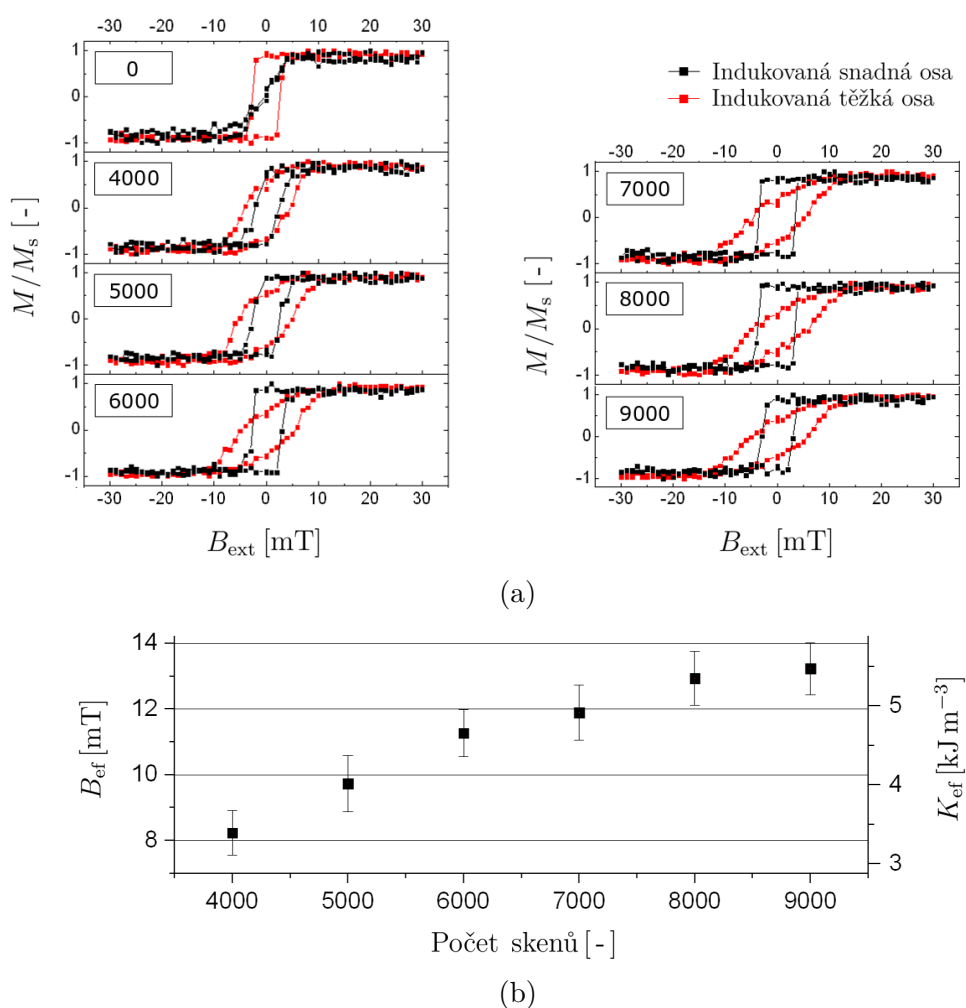
Obrázek 4.10: Hysterezní závislost obdélníků s poměrem stran 1:5 (a) ve směru indukované snadné (černě) a indukované těžké osy (červeně) pro různě vysoké prostorové modulace. Legenda grafu obsahuje počet skenů, pomocí kterých byla modulace vyrobena. Nula symbolizuje planární struktury. Závislost hodnoty efektivního pole B_{ef} a hodnoty konstanty hustoty anizotropní energie K_{ef} na počtu skenů je zobrazena na obrázku (b).

4. MĚŘENÍ A VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ

Experimentálně naměřené hysterezní závislosti potvrzují výše uvedený závěr. Právě pro modulační vzniklé 4000 skeny se začíná měnit tvar původní těžké osy na osu snadnou. Tvar snadné osy, jak je znám například ze Stonerova-Wohlfarthova modelu, je ovšem pozorovatelný až při modulacích charakterizovaných 6000 skeny, což odpovídá prostorově modulovaným magnetickým strukturám s přibližnou hodnotou amplitudy 13 nm.

Obdélníky s poměrem stran 1 : 10

Tvarová anizotropie ve směru osy z : $B_d = (5, 1 \pm 0,2)$ mT je překonána modulací vzniklou 4000 skeny, která indukuje anizotropní pole o velikosti $B_{ef} = (8, 2 \pm 0,7)$ mT. Obdobně tomu tak bylo v předchozím případě, kde byl poměr stran méně rozdílný. Důvodem je odlišná výška magnetické vrstvy, která byla u obdélníků s poměrem stran 1 : 5 20 nm. V případě obdélníků 1 : 10 je magnetická vrstva vysoká pouze 10 nm. Z tohoto zjištění lze



Obrázek 4.11: Hysterezní závislost obdélníků s poměrem stran 1 : 10 (a) ve směru indukované snadné (černě) a indukované těžké osy (červeně) pro různě vysoké prostorové modulační. Legenda grafu obsahuje počet skenů, pomocí kterých byla modulační vyrobena. Nula symbolizuje planární struktury. Závislost hodnoty efektivního pole B_{ef} a hodnoty konstanty hustoty anizotropní energie K_{ef} na počtu skenů je zobrazena na obrázku (b).

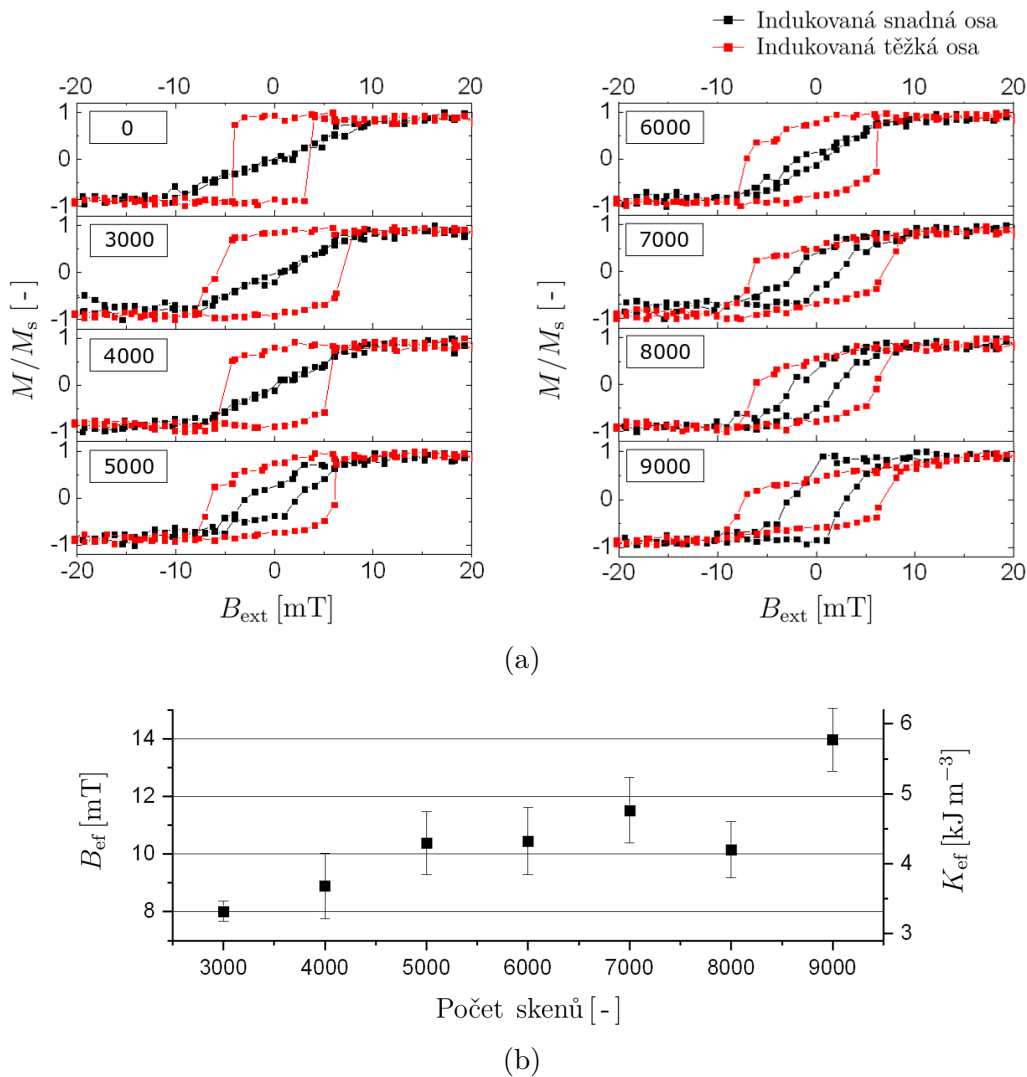
4.2. ANIZOTROPIE

usoudit, že čím nižší je magnetická vrstva materiálu, tím menší anizotropii je nutno indukovat pro převzetí kontroly nad směrem vektoru magnetizace ve vyrobených strukturách. Tento závěr lze vyvodit i z výsledků Aharoniho modelu.

Na obrázcích 4.11a lze vidět přeformování původně těžké osy v osu snadnou již při nejnižší vyrobené magnetické prostorové modulaci. Závislost efektivního pole obdélníků s poměrem stran 1 : 10 na počtu skenů je uvedena na obrázku 4.11a.

Obdélníky s poměrem stran 1 : 15

Obdélníky s poměrem stran 1 : 15 vykazují nejvýraznější tvarovou anizotropii ze všech vyrobených magnetických struktur. Proto je pro překonání tvarové anizotropie nutné indukovat poměrně velké anizotropní pole v ose x . Srovnáním hodnot demagnetizačního



Obrázek 4.12: Hysterezní závislost obdélníků s poměrem stran 1 : 15 (a) ve směru indukované snadné (černě) a indukované těžké osy (červeně) pro různě vysoké prostorové modulace. Legenda grafu obsahuje počet skenů, pomocí kterých byla modulace vyrobena. Nula symbolizuje planární struktury. Závislost hodnoty efektivního pole B_{ef} a hodnoty konstanty hustoty anizotropní energie K_{ef} na počtu skenů je zobrazena na obrázku (b).

4. MĚŘENÍ A VYHODNOCENÍ VÝSLEDKŮ

pole $B_d = (10,7 \pm 0,3) \text{ mT}$ a indukované efektivní anizotropie B_{ef} (viz obrázek 4.12b) je zjištěno, že tvarová anizotropie je překonána až při 9000 skenech, což odpovídá 20 nm vysokým magnetickým modulacím.

5. Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo provést rešeršní studii k problematice prostorově modulovaných magnetických struktur. Následně a s využitím získaných poznatků připravit tyto struktury a vyhodnotit jejich statické magnetické odezvy pomocí Kerrovy mikroskopie.

V kapitole 2 byl vybudován nezbytný teoretický základ. Podsekcí 2.1 čtenáře seznámila se stěžejními veličinami pro tuto práci: magnetizací a magnetickou indukcí. Následně byly rozebrány druhy magnetických látek s důrazem kladeným na feromagnetika, jež byla důležitou součástí studie. V souvislosti s feromagnetickými látkami byla vysvětlena jejich doménová struktura a hysterezní závislost magnetizace na externím magnetickém poli. Podsekcí 2.2 se zabývala teorií mikromagnetismu a objasňovala vliv volné energie na vytváření magnetických domén. Téma energie mikromagnetického systému bylo podrobněji rozebráno. V návaznosti na anizotropní složku energie byly uvedeny dva modely: Aharoniho model demagnetizačních faktorů pro planární obdélníkové struktury a Stonerův-Wohlfarthův model sloužící k teoretickému vykreslení hysterezní závislosti magnetizace na externím magnetickém poli. Poslední část kapitoly (sekce 2.3) byla věnována magneto-optickému Kerrovu efektu a Kerrově mikroskopii, jejíž znalost byla využita při měření statických magnetických odezvy prostorově modulovaných magnetických struktur.

Kapitola 3 obsahovala popis procesu elektronové litografie a depozice indukované fokusovaným elektronovým svazkem. Uvedené techniky byly použity při přípravě prostorově modulovaných magnetických struktur. Konkrétní popis přípravy byl součástí sekce 3.4.

V kapitole 4 v sekci 4.1 bylo uvedeno měření amplitudy modulace připravených magnetických struktur pomocí mikroskopu atomárních sil. Zde byla zjištěna lineární závislost výšky modulace na počtu skenů použitých při výrobě struktur, které byly dále charakterizované právě pomocí tohoto parametru. Sekce 4.2 byla věnována vyhodnocení anizotropie. Nejprve byla zaměřena pozornost na vyrobené planární struktury, které se vzájemně lišily tvarem, případně výškou magnetické vrstvy. Pomocí Kerrovy mikroskopie byly experimentálně zjištěny hodnoty demagnetizačního pole ve směru těžké osy a následně byly porovnány s teoretickými hodnotami. V případě obdélníkových struktur bylo zjištěno, že Aharoniho model poměrně výrazně nadhodnocuje velikost demagnetizačního pole. Zároveň bylo vyhodnoceno, že vektor magnetizace preferoval směr v rovině obdélníku paralelně s jeho delší stranou. Znalost Stonerova-Wohlfarthova modelu byla využita při vyhodnocení tvarové anizotropie planárních disků, jež se ukázala obdobná tvarové anizotropii tenké magnetické vrstvy.

Poslední část práce byla zaměřena na efektivní anizotropii prostorově modulovaných magnetických struktur. V případě struktur tvaru disku bylo prokázáno, že anizotropie indukovaná modulací je uniaxiální. Pomocí experimentálního měření byla zjištěna velikost efektivního pole ve směru indukované těžké osy. U nanostruktur tvaru disku a obdélníku s poměrem stran 5:6, bylo zjištěno, že je možné ovlivnit preferenci směru vektoru magnetizace již nejnižšími (řádově v jednotkách nm) vyrobenými prostorovými modulacemi. Se zvyšujícím se rozdílem délky stran obdélníkových nanostruktur rostla i velikost efektivní anizotropie, kterou bylo nutné indukovat ve směru původní snadné osy pro dosažení kontroly nad směrem vektoru magnetizace. Závěrem je možné konstatovat, že v magnetických strukturách je možné uvedenými postupy získat tuto kontrolu.

Literatura

- [1] UHLENBECK, G., GOUDSMIT, S.: Spinning Electrons and the Structure of Spectra. *Nature* vol. 117, 1926, p. 264–265. doi:10.1038/117264a0.
- [2] BLOCH, F. Zur Theorie des Ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik* vol. 61, 1930, p: 206–219. doi: 10.1007/BF01339661.
- [3] CSABA, G., PAPP, Á., POROD, W.: Perspectives of using spin waves for computing and signal processing. *Physics Letters A* vol. 381, 2017, p.1471–1476. doi: 10.1016/j.physleta.2017.02.042.
- [4] GLADII, O.: *Spin wave propagation and its modification by an electrical current in Py/Al₂O₃, Py/Pt and Fe/MgO films*. Doctoral thesis. Université de Strasbourg, 2016.
- [5] ARRANZ, M. A., COLINO J. M., PALOMARES, F. J.: On the limits of uniaxial magnetic anisotropy tuning by a ripple surface pattern. *Journal of Applied Physics*. 2014 vol. 115, no. 18. ISSN 10897550. doi:10.1063/1.4876232.
- [6] AHARONI, A.: Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics*, vol. 83, 1998, p. 3432. doi: 10.1063/1.367113.
- [7] COEY, J. M. D.: *Magnetism and magnetic materials*. New York: Cambridge University Press, 2010. ISBN 978-0-521-81614-4. doi:10.1017/CBO9780511845000.
- [8] HALLIDAY, D., RESNICK, R., WALKER, J.: *Fyzika: vysokoškolská učebnice obecné fyziky*. Brno: VUTIUM, 2008. Překlady vysokoškolských učebnic. ISBN 978-80-214-4123-1.
- [9] BALAJKA, J.: *Přepínání chiralit vortextů v magnetostaticky svázaných permalloyových nanodiscích*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2013. 53 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Michal Urbánek, Ph.D.
- [10] KŘIŽÁKOVÁ, V.: *Magnetické vlastnosti materiálů založených na metastabilních vrstvách Fe-Ni*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 53 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Lukáš Flajšman.
- [11] FLAJŠMAN, L.: *Magneto-optical study of the dynamic properties of magnetic nanostructures and nanostructured metamaterials*. Brno, 2019. Doctoral thesis. Brno University of Technology. Central European Institute of Technology BUT. Supervisor prof. RNDr. Jiří Spousta, Ph.D.
- [12] STONER, E. C.; WOHLFARTH, E. P.: A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 1948, 240 (826): 599–642. doi:10.1098/rsta.1948.0007.
- [13] TANNOUS, C., GIERALTOWSKI, J.: The Stoner-Wohlfarth model of Ferromagnetism. *European Journal of Physics* vol. 29, p. 475–487. 2008. doi:10.1088/0143-0807/29/3/008.

LITERATURA

- [14] QUI, Z.Q., BADER, S.D.: Surface magneto-optic Kerr effect (SMOKE). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 200, 1999, p. 664-678. doi:10.1016/S0304-8853(99)00311-X.
- [15] OPPENEER, P. M.: *Theory of the Magneto-Optical Kerr Effect in Ferromagnetic Compounds*. Dresden: Technische Universität Dresden, Institut für Theoretische Physik, 1999. 153 p.
- [16] KÖRNER, H.S.: *Time-Resolved Kerr Microscopy of Spin Waves Propagating in Magnetic Nanostructures*. Heilbronn, 2017. 164 p. Dissertation, Universität Regensburg, Fakultät für Physik.
- [17] FLAJŠMAN, L., et al.: High-resolution fully vectorial scanning Kerr magnetometer. *Rev. Sci. Instrum*, May 2016, vol. 87. doi: 10.1063/1.4948595.
- [18] YAMAMOTO, S., MATSUDA, I.: Measurement of the Resonant Magneto-Optical Kerr Effect Using a Free Electron Laser. *Applied Sciences* 2017, vol. 7, p. 662. doi:10.3390/app7070662.
- [19] BHATTACHARYA, P., FORNARI, R. and KAMIMURA, H.: High-Density Excitons in Semiconductors. In *Comprehensive Semiconductor Science and Technology*. Vol.2, 2011, p. 213-255. ISBN 978-0-444-53153-7. Dostupné na: doi: 10.1016/B978-0-44-453153-7.00080-8.
- [20] HAVIAR, S.: *Elektronová litografie v řádkovacím elektronovém mikroskopu*. Diplomová práce. Praha: Univerzita Karlova, Matematicko-fyzikální fakulta, 2010. Vedoucí diplomové práce: prof. RNDr. Vladimír Matolín, DrSc.
- [21] QUERO, J.M., PERDIGONES, F., ARACIL, C.: Microfabrication technologies used for creating smart devices for industrial applications. In *Smart Sensors and Mems*. Woodhead Publishing, 2014, p. 281-304. ISBN 978-0-85709-502-2. doi:10.1533/9780857099297.2.281.
- [22] ŠAMOŘIL, T.: *Aplikace fokusovaného iontového a elektronového svazku v nanotechnologiích*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2015. 126 s. Vedoucí dizertační práce prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
- [23] VYROUBAL, O.: *Tvorba magnetických nanostruktur pomocí EBID a optimalizace jejich chemického složení a morfologie*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 54 s. Vedoucí práce Ing. Miroslav Kolíbal, Ph.D.
- [24] RAY, S. S.: Techniques for characterizing the structure and properties of polymer nanocomposites. *Environmentally Friendly Polymer Nanocomposites* 2013, p. 74–88. ISBN: 978-0-85709-777-4. doi:10.1533/9780857097828.1.74.
- [25] BELEGGIA, M., GRAEF, M., MILLEV, Y.: The equivalent ellipsoid of a magnetized body. *Journal of Physics D: Applied Physics* 2006, vol. 39, p. 891. doi: 10.1088/0022-3727/39/5/001
- [26] KUSCHEL, T., et al.: Uniaxial magnetic anisotropy for thin Co films on glass studied by magneto-optic Kerr effect. *Journal of Applied Physics*, March 2011, vol. 109. doi: 10.1063/1.3576135.

Seznam použitých zkratek

AFM	Mikroskop atomárních sil, z angl. <i>Atomic Force Microscopy</i>
EBL	Elektronová litografie, z angl. <i>Electron Beam Litography</i>
FEBID	Depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem, z angl. <i>Focused Electron Beam Induced Deposition</i>
GaAs	Arsenid galia
GIS	Systém vstřikování plynů, z angl. <i>Gas Injection System</i>
H ₂	Vodík
IPA	Isopropylalkohol
LMOKE	Longitudinální magneto-optický Kerrův efekt
MIBK	Methylisobutylketon
MOKE	Magneto-optický Kerrův efekt
MOKM	Magneto-optická Kerrova mikroskopie, z angl. <i>Magneto-optical Kerr Microscopy</i>
NiFe	Slitina niklu a železa často označována jako permalloy
N ₂	Dusík
O ₂	Kyslík
PMCPS	Pentamethylcyklopentasiloxan
PMMA	Polymetyl-metakrylát
PMOKE	Polární magneto-optický Kerrův efekt
SiO ₂	Oxid křemičitý
Ti	Titan
TMOKE	Transverzální magneto-optický Kerrův efekt