

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

MAGNETICKÉ VLASTNOSTI MATERIÁLŮ ZALOŽENÝCH NA
METASTABILNÍCH VRSTVÁCH FE-NI
MAGNETIC PROPERTIES OF MATERIALS BASED ON METASTABLE FE-NI THIN FILMS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

VIOLA KŘIŽÁKOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

Ing. LUKÁŠ FLAJŠMAN

BRNO 2016

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Studentka: **Viola Křížáková**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Lukáš Flajšman**
Akademický rok: 2015/16

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:

Magnetické vlastnosti materiálů založených na metastabilních vrstvách Fe-Ni

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Metastabilní vrstvy Fe-Ni podléhají vlivem ozáření iontovým svazkem krystalografické transformaci železa z fáze gama na alfa. Při této transformaci dochází ke strukturální i magnetické fázové přeměně. Původně paramagnetická fáze je transformována na fázi feromagnetickou vykazující čtyřčetnou magnetickou anizotropii.

Tématem bakalářské práce je studium chování vrstev železa transformovaných fokusovaným iontovým svazkem v závislosti na geometrii ozářené oblasti a dávce iontů.

Cíle bakalářské práce:

Provedte rešeršní studii magnetických vlastností tenkých vrstev s důrazem na tenké vrstvy železa.

Připravte vhodné magnetické struktury užitím fokusovaného iontového svazku.

Určete rozlišovací schopnost metody s ohledem na její využití pro přípravu magnetických metamateriálů.

Provedte experimentální studii vlivu materiálu substrátu a geometrie transformovaných struktur na magnetické vlastnosti s využitím magnetooptického Kerrova jevu.

Porovnejte shodu experimentálně zjištěných výsledků s analytickým modelem a s výsledky mikromagnetických simulací.

Seznam literatury:

KITTEL, Charles. Introduction to Solid State Physics. 7th ed. New York: John Wiley, 1996, 673 s. ISBN 0-471-11181-3.

SKOMSKI, R. Simple models of magnetism. 1st publ. Oxford: Oxford University Press, 2008, xvi, 349 s. ISBN 978-0-19-857075-2.

GLOSS, J. Ion-beam-induced magnetic and structural phase transformation of Ni-stabilized face-centered-cubic Fe films on Cu(100). Applied Physics Letters, 2013, 103(26). DOI: 10.1063/1.4856775. ISSN 0003-6951.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2015/16

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
ředitel ústavu

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

ABSTRAKT

Metastabilní tenké vrstvy $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ na monokrystalickém substrátu $\text{Cu}(100)$ jsou známy svou schopností strukturální a magnetické fázové přeměny indukované ozářením iontovým svazkem. Tato bakalářská práce se zabývá charakterizací magnetických vlastností vrstev $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ s důrazem na jejich anizotropní chování. V teoretické části je popsán analytický model popisující magnetické anizotropie v planárních strukturách a tenkých vrstvách i modifikace tohoto modelu pro systém $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}/\text{Cu}(100)$. V experimentální části je nejprve podrobně prostudována anizotropie FeNi struktur transformovaných iontovým svazkem. Tyto vrstvy i struktury vykazují čtyřčetnou magnetickou anizotropii související s krystalovou bcc strukturou železa. Následně je ukázána možnost indukce uniaxiální anizotropie vhodnou strategií skenování iontovým svazkem během transformace. V poslední části práce je zjištěno nejvyšší laterální rozlišení magnetických struktur transformovaných fokusovaným iontovým svazkem a je připraven prototyp magnonického krystalu.

KLÍČOVÁ SLOVA

metastabilní vrstvy FeNi , magnetická anizotropie, fokusovaný iontový svazek, magnetická hysterese, Stonerův-Wohlfarthův model

ABSTRACT

Metastable $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ thin films grown on $\text{Cu}(100)$ substrates are known for their capability of structural and magnetic phase transition upon ion beam irradiation. This thesis focuses on characterization of magnetic properties of FeNi layers with the emphasis on their anisotropic behaviour. An analytical model describing magnetic anisotropies, in planar structures and thin films, and its modification for $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}/\text{Cu}(100)$ system is described in the theoretical part. In the experimental part, the anisotropy of ion-beam-transformed FeNi structures is thoroughly studied. The transformed films and patterns exhibit four-fold magnetic anisotropy originating from bcc iron crystal structure. Further, the possibility of modification of the magnetic anisotropy type by selecting a proper focused ion beam scanning strategy during the transformation is demonstrated. In the last part of the thesis, the maximum achievable lateral resolution of focused ion beam transformed structures is explored and a prototypical magnonic crystal is prepared.

KEYWORDS

metastable FeNi thin films, magnetic anisotropy, focused ion beam, magnetic hysteresis, Stoner-Wohlfarth model

KŘIŽÁKOVÁ, V. *Magnetické vlastnosti materiálů založených na metastabilních vrstvách Fe-Ni*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2016. 53 s. Vedoucí práce Ing. Lukáš Flajšman.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Magnetické vlastnosti materiálů založených na metastabilních vrstvách Fe-Ni“ jsem vypracovala samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autorka uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že jsem v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce neporušila autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhla nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědoma následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

Brno

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Největší poděkování patří Ing. Lukáši Flajšmanovi za vedení při tvorbě této práce, cenné rady, připomínky a trpělivost při mnohých korekturách a Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D. za odborné vedení projektu, četné konzultace a pomoc s numerickým modelem. Rovněž bych ráda poděkovala Ing. Jonáši Glossovi za přípravu vrstev na měděném substrátu a M.Tech. Meena Dhankhar za přípravu magneticky potažených hrotů pro MFM měření. V neposlední řadě děkuji své rodině a příteli za podporu během celého studia.

Viola Křížáková

Analýzy vzorků byly provedeny ve Sdílené laboratoři přípravy a charakterizace nanostruktur CEITEC VUT a hrazeny z projektu CEITEC - open access LM2011020.

Obsah

Úvod	1
1 Krystalická struktura pevných látek	3
1.1 Krystalové mřížky	3
1.1.1 Systém značení krystalových směrů a rovin	4
1.2 Krystalové struktury	5
1.2.1 Struktura bcc mřížky	6
1.2.2 Struktura fcc mřížky	6
1.2.3 Struktura hcp mřížky	7
2 Magnetické vlastnosti pevných látek	8
2.1 Základní pojmy magnetostatiky	8
2.1.1 Magnetizace	9
2.1.2 Magnetická hysterese	9
2.2 Volná energie v mikromagnetických systémech	11
2.2.1 Výměnná energie	11
2.2.2 Dipolární energie	12
2.2.3 Energie anizotropie	13
2.2.4 Zeemanova energie	13
3 Magnetická anizotropie	15
3.1 Magnetokrystalická anizotropie	15
3.1.1 Uniaxiální anizotropie	15
3.1.2 Kubická anizotropie	16
3.2 Magnetostatická anizotropie	17
3.3 Indukovaná anizotropie	18
3.3.1 Vliv žhání	18
3.3.2 Vliv krystalografické transformace	19
3.4 Magnetostricke a magnetoelastická anizotropie	19
3.5 Stonerův-Wohlfarthův model	20
3.5.1 Odvození hysterese anizotropních látek	21
3.5.2 Omezení Stonerova-Wohlfarthova modelu	23
4 Charakterizace tenkých vrstev FeNi	24
4.1 Fázové přeměny Fe	24
4.2 Tenké epitaxní vrstvy Fe na Cu(100)	24
4.3 Stabilizace vrstev fcc Fe	25
4.4 Metastabilní FeNi	26
4.5 Magnetické anizotropní vlastnosti tenkých vrstev	27
5 Příprava magnetických nanostruktur	29
5.1 Depozice metastabilních vrstev	29
5.2 Transformace iontovým svazkem	29
5.2.1 Optimalizace procesu transformace	30
5.2.2 Vliv iontové dávky	30

5.2.3	Vliv strategie skenování iontovým svazkem	31
5.3	Rozlišovací schopnosti transformace a detekce	32
6	Magnetické vlastnosti FeNi	35
6.1	Saturační magnetizace	35
6.2	Magnetokrystalická anizotropie vrstev FeNi	35
6.3	Polární závislost tvaru hysterezní smyčky	38
6.3.1	Analýza polárních závislostí remanentní magnetizace	39
6.4	Výpočet anizotropních konstant	42
6.5	Transformované struktury pro aplikace	44
	Závěr	48
	Literatura	52
	Seznam použitých zkratk	53

Úvod

Planární magnetické nanostruktury vytvořené v krystalických materiálech mají potenciál širokého využití ve výrobě moderních elektronických zařízení sloužících k zápisu a uchování informací nejen pomocí náboje, ale také spinu elektronu. Materiálem, který ke studiu i přípravě takových zařízení lze využít, mohou být slitiny železa s niklem na monokrystalickém měděném substrátu.

Oba prvky (Fe i Ni) se řadí mezi feromagnetika, a lze proto očekávat feromagnetické vlastnosti také u jejich slitin. Z důvodu rozdílné krystalové struktury obou materiálů dochází při koncentraci Ni $\approx 36\%$ v Fe k potlačení feromagnetických vlastností a slitina se tak stává paramagnetickou. Při nižších koncentracích Ni jsou její magnetické vlastnosti určeny převážně krystalovou strukturou železa, a za nízkých teplot je tedy tato slitina feromagnetická. V případě velmi tenkých vrstev lze vhodnou volbou substrátu slitinu s koncentrací Ni $\approx 22\%$ stabilizovat v paramagnetické fázi [1, 2, 3, 4] a ukazuje se, že právě Cu substrát je pro stabilizaci paramagnetické fáze klíčový. Tenkým vrstvám FeNi/Cu(100) je již po několik let věnována značná pozornost pro jejich unikátní schopnost procházet řízenou fázovou přeměnou z metastabilní paramagnetické fáze do stabilní feromagnetické fáze při ozáření iontovým svazkem [5, 6].

Přímá lokální strukturní a magnetická fázová transformace vrstvy pomocí fokusovaného iontového svazku je výhodná oproti náročnějším vícekrokovým litografickým technikám, které jsou při tvorbě nanostruktur obvykle užívány [7]. Transformace navíc téměř neovlivňuje topografii vrstvy a ozářené struktury se od svého okolí výrazněji liší pouze v magnetických vlastnostech. Volbou parametrů procesu transformace lze výsledné magnetické vlastnosti struktur silně ovlivnit a užitím různé dávky iontů lze navíc provést fázovou přeměnu pouze částečně.

Předcházející práce se zabývaly převážně růstem souvislých metastabilních vrstev FeNi, jejich krystalografickou charakterizací, možností jejich transformace ionty a částečně také přípravou magnetických nanostruktur [8, 9]. Dosud ale vrstvy nebyly podrobeny studiu souvislosti mezi jejich krystalografií a magnetickými vlastnostmi, stejně jako nebyly známy hodnoty různých magnetických veličin charakterizujících tyto vrstvy. U železných vrstev se vzhledem k jejich krystalickému uspořádání předpokládá anizotropní chování, které může být zajímavé pro budoucí využití materiálu, a právě na jeho prokázání a charakterizaci je v této práci kladen důraz.

Text práce je rozdělen do šesti kapitol, které čtenáře postupně seznamují s problematikou potřebnou k porozumění zkoumaného materiálu, komplexity jeho anizotropního chování i modelových přístupů sloužících při výpočtech. První čtyři kapitoly představují teoretické základy, o které se zbývající část textu opírá, a zbývající dvě kapitoly popisují nejprve samotnou experimentální přípravu magnetických struktur fokusovaným iontovým svazkem a následně jejich charakterizaci.

V první teoretické kapitole jsou definovány klíčové pojmy krystalografie a ve druhé kapitole jsou obdobným způsobem objasněny potřebné pojmy magnetostatiky. Třetí kapitola se věnuje přímo magnetické anizotropii. Poskytuje náhled k pochopení vlivů stojících za přítomností magnetické anizotropie v materiálu a také matematického aparátu užitého při modelování chování anizotropní látky v externím magnetickém poli. Ve čtvrté kapitole jsou poznatky z předchozích kapitol aplikovány na příklad tenkých metastabilních vrstev FeNi. Zároveň je zde uvedeno shrnutí dosavadních výsledků v oblasti charakterizace a pří-

pravy vrstev FeNi, které byly provedeny převážně na Technické univerzitě ve Vídni (TU Wien).

V páté kapitole je experimentálně studován vliv různých parametrů procesu transformace na výslednou magnetickou povahu struktur. Je zde zjišťován především vliv iontové dávky a strategie skenování fokusovaným iontovým svazkem skrz vrstvu na její anizotropii a současně jsou určeny rozlišovací schopnosti metody. Šestá kapitola shrnuje experimenty, které za využití magneto-optického Kerrova jevu (MOKE) vedly k prokázání přítomnosti magnetické anizotropie látky dané krystalografií a k prokázání schopnosti řídit anizotropní chování samotným iontovým svazkem. Jsou zde uvedeny experimentálně získané velikosti anizotropních konstant, analytický model užitý k matematickému popisu systému i výsledky mikromagnetických simulací. Na závěr je zde také uveden první příklad struktur, na jejichž základě by mohlo být možné v budoucnu pokročit při přípravě magnonických zařízení.

1. Krystalická struktura pevných látek

Na začátku předkládané práce uvedeme teoretické základy, které budou zapotřebí v následujících kapitolách. Nejprve zavedeme symboliku a terminologii týkající se krystalické struktury pevných látek. Dále objasníme k práci relevantní principy související s růstem tenkých vrstev a jejich magnetickými vlastnostmi.

Atomy jsou v pevné látce pevně vzájemně svázané elektrostatickými interakcemi mezi kladně nabitými atomovými jádry a negativně nabitými elektrony, vzájemné meziatomové vzdálenosti i jejich uspořádání jsou přesně definovány podmínkou minimalizace celkové energie látky. V látce skládající se z mnoha identických atomů je minimalizační podmínka splněna právě tehdy, nachází-li se všechny atomy v dokonale periodickém uspořádání [10]. To je podstata vzniku krystalického stavu, projevující se u některých látek skládajících se z atomů jednoho nebo více různých typů. Ačkoli skutečné látky nevykazují přesnou třídimenzionální periodicitu, lze při jejich studiu využít dokonale periodický model a defekty struktury započít jako jeho narušení.

V kontrastu s krystalickou strukturou stojí struktura amorfní, ve které vystupuje pouze částečná lokální periodicitu uspořádání. Amorfní pevné látky jako jsou skla, keramika, polymery, deponované tenké vrstvy a další je tudíž pro jejich absenci symetrie (a nemožnost zjednodušení s ní spojeného) nesnadné podrobně vyšetřovat. Porovnáním vlastností krystalických a amorfních látek z makroskopického hlediska lze však z výsledných podobností přisuzovat tyto vlastnosti ne celkovému, ale lokálnímu uspořádání atomární struktury. Základem studie všech pevných látek proto spočívá v pochopení jejich lokální mikroskopické struktury.

Hlubší náhled do problematiky krystalových struktur je možné nalézt například v publikacích [10, 11].

1.1. Krystalové mřížky

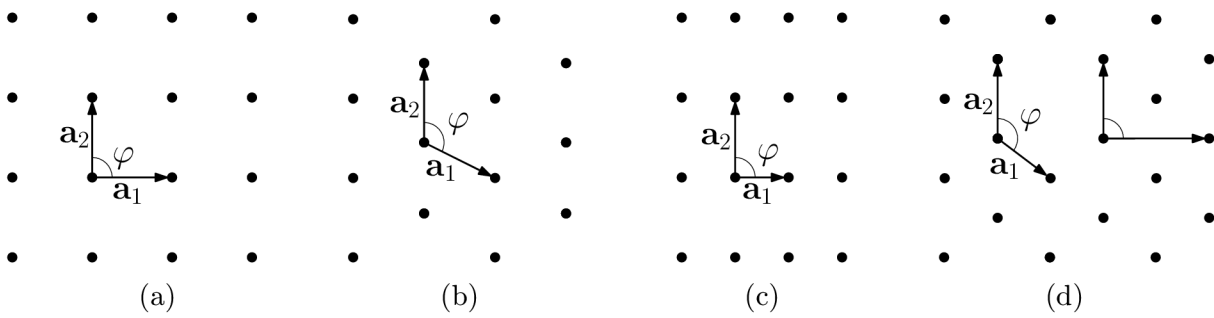
Ideální krystalickou látku lze popsat jedním nebo více periodicky se opakujícími atomy označovanými báze. Uvnitř krystalu je rozmístění bází dáno krystalovou mřížkou. Každému bodu krystalové mřížky přiřazujeme translační vektory, dva v rovině nebo tři v prostoru, určující jeho pozici. Libovolný bod mřížky lze proto zapsat ve tvaru [11]

$$\mathbf{r} = u_1 \mathbf{a}_1 + u_2 \mathbf{a}_2 + u_3 \mathbf{a}_3, \quad (1.1)$$

kde u_1 , u_2 a u_3 jsou celá čísla. Vektory \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 a \mathbf{a}_3 označují základní translační vektory, pokud jejich součin $\mathbf{a}_1 \cdot (\mathbf{a}_2 \times \mathbf{a}_3)$ určuje nejmenší možný objem, jehož opakováním lze vytvořit krystalovou strukturu. Tento nejmenší objem určený hranami \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 a \mathbf{a}_3 se nazývá elementární buňka. Krystalová mřížka vytvořená takovou trojicí čísel u_i , pro níž náleží elementární buňce jediný atom, se označuje primitivní (prostá). Naopak v případě, že elementární buňka obsahuje více atomů, může být mřížka označena za centrovanou.

Základními translačními vektory obvykle definujeme krystalografické osy látky. V závislosti na ortogonalitě a poměru jejich velikostí rozlišujeme ve dvoudimenzionálním prostoru pět typů krystalových mřížek, obecnou (kosoúhlu) a čtyři zvláštní typy uvedené na obr. 1.1. V třídimenzionálním prostoru existuje celkem 14 typů mřížek uvedených

1.1. KRYSTALOVÉ MŘÍŽKY



Obr. 1.1: Elementárními buňky ve dvoudimenzionálních krystalových mřížkách: tetragonální, hexagonální, pravoúhlá a romboedrická s vyznačenou pravoúhlou buňkou.

na obr. 1.2. Podle tvaru elementární buňky členíme mřížky do krystalových soustav popsaných základními translačními vektory a úhly mezi nimi. Tab. 1.1 shrnuje všech sedm typů soustav příslušející sedmi primitivním krystalovým mřížkám seřazených podle zvyšujícího se počtu symetrií.

1.1.1. Systém značení krystalových směrů a rovin

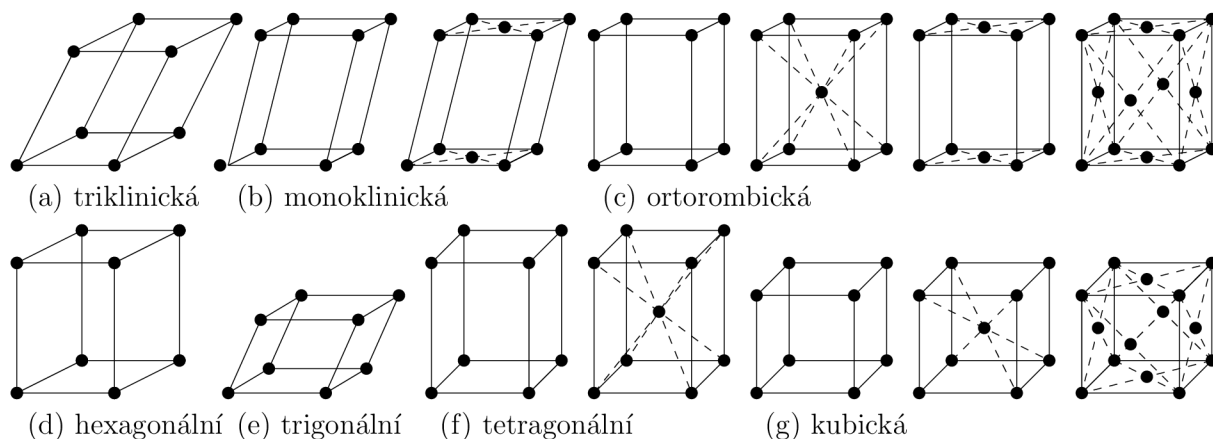
Krystalová rovina může být definována libovolnými třemi body krystalové mřížky neležícími na jedné přímce. Jednoznačnou identifikaci příslušné roviny pak zajišťuje indexový systém v recipročním prostoru, jehož konstrukci podrobně vysvětluje [10].

Protíná-li rovina krystalografické osy v bodech x_0 , y_0 a z_0 , jejich vzdálenosti od zvoleného počátku souřadného systému jsou celočíselnými násobky velikostí příslušných základních translačních vektorů \mathbf{a}_1 , \mathbf{a}_2 a \mathbf{a}_3 . Pomocí reciprokových hodnot $h' = \frac{1}{x_0}$, $k' = \frac{1}{y_0}$ a $l' = \frac{1}{z_0}$ a jejich vhodného celočíselného násobku vytvoříme trojici nejmenších nesoudělných celých čísel h , k , a l . Tuto trojici čísel označujeme jako Millerovy indexy příslušné krystalové roviny a značíme (hkl) . Indexy (hkl) rovnoběžných rovin určují, kolikrát lze úseky jimi vyznačené na krystalografických souřadnicových osách umístit do periody krystalové mřížky. Dle konvence značíme rovinu protínající například souřadnou osu h v záporném směru vůči počátku $(\bar{h}kl)$.

Každým bodem krystalové mřížky můžeme ke zvolené rovině vést rovnoběžnou rovinu, která je s ní krystalograficky ekvivalentní. Množinu všech ekvivalentních rovin zapisujeme $\{hkl\}$ a jejich počet závisí na symetrii konkrétní krystalové mřížky. Několik příkladů ekvivalentních rovin krystalové tetragonální mřížky je graficky uvedeno na obr. 1.3.

Tab. 1.1: Krystalové soustavy v třídimenzionálním prostoru [10, 11].

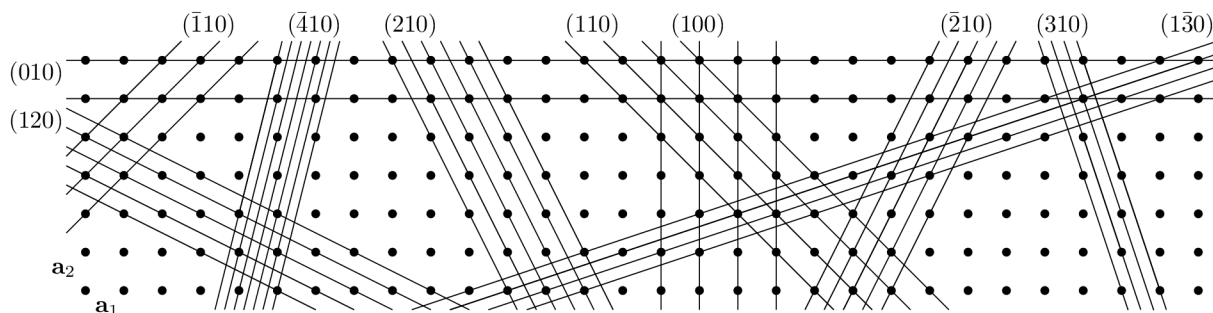
krystalová soustava	počet mřížek	translační vektory	úhly v elementární buňce
triklinická	1	$\mathbf{a}_1 \neq \mathbf{a}_2 \neq \mathbf{a}_3$	$\alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$
monoklinická	2	$\mathbf{a}_1 \neq \mathbf{a}_2 \neq \mathbf{a}_3$	$\alpha = \gamma = 90^\circ, \beta \neq 90^\circ$
ortorombická	4	$\mathbf{a}_1 \neq \mathbf{a}_2 \neq \mathbf{a}_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
hexagonální	1	$\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_2 \neq \mathbf{a}_3$	$\alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$
trigonální	1	$\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_2 = \mathbf{a}_3$	$\alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$
tetragonální	2	$\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_2 \neq \mathbf{a}_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$
kubická	3	$\mathbf{a}_1 = \mathbf{a}_2 = \mathbf{a}_3$	$\alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$



Obr. 1.2: Mřížky třídímných krystalových soustav.

Značení směrů v krystalové mřížce je obdobné značení rovin. Směr vektoru vedoucího z počátku souřadného systému k libovolnému bodu krystalové mřížky definovaného vztahem (1.1) značíme trojicí nejmenších nesoudělných celých čísel u , v a w odpovídajících násobkům jednotlivých základních translačních vektorů. Millerovy indexy směru uvádíme ve tvaru $[uvw]$ a množinu všech krystalograficky ekvivalentních směrů značíme $\langle uvw \rangle$.

Je vhodné zmínit, že se indexový systém hexagonální soustavy často uvádí se čtvrtým pomocným indexem $i = -(h + k)$, aby byla možná cyklická záměna souřadnic, jako je tomu u ostatních soustav. Rovina se pak identifikuje čtveřicí $(hkil)$ a směr čtveřicí $[hkil]$. Ve zvláštním případě kubických mřížek zase platí, že směr $[hkl]$ je normálou k rovině (hkl) .



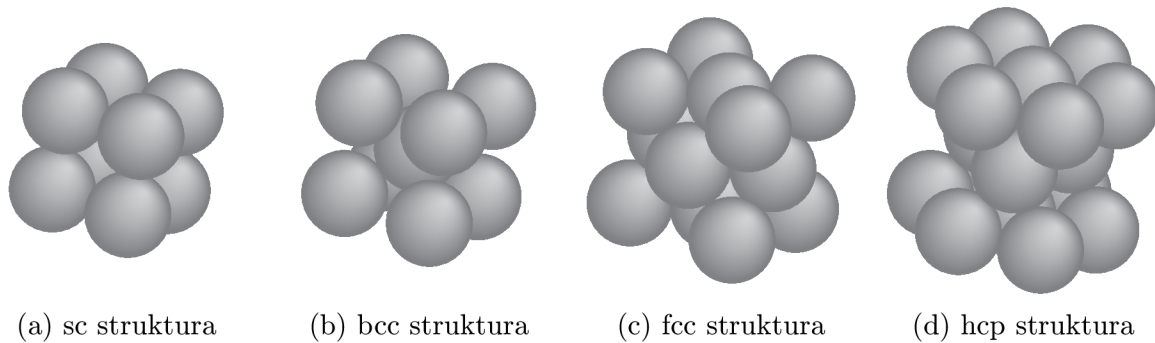
Obr. 1.3: Tetragonální krystalová mřížka s vybranými krystalovými rovinami.

1.2. Krystalové struktury

Báze rozmístěná okolo každého z bodů krystalové mřížky tvoří krystalovou strukturu. Zde uvádíme tři jednoduché struktury, z nichž dvě přímo souvisí s krystalickým Fe, jemuž se tato práce věnuje. V publikacích [10, 11] jsou probrány základní struktury několika dalších látek.

V závislosti na teplotě a dalších faktorech, které jsou popsány v kapitole 4.4, tvoří Fe v krystalické formě strukturu prostorově centrované kubické (dále jen bcc z anglického *body-centered cubic*) mřížky znázorněné na obr. 1.4b nebo plošně centrované kubické (fcc z anglického *face-centered cubic*) mřížky na obr. 1.4c. Model primitivní kubické (sc

1.2. KRYSTALOVÉ STRUKTURY



Obr. 1.4: Modely těsně uspořádaných krystalových struktur.

z anglického *simple cubic*) mřížky, z níž obě centrované vychází je na obr. 1.4a a model hexagonální těsně uspořádané (hcp z anglického *hexagonal close-packed*) mřížky, která bude rovněž popsána dále je na obr. 1.4d.

1.2.1. Struktura bcc mřížky

Elementární buňce bcc mřížky definované hranami o délce a připadají dva atomy Fe umístěné ve vrcholu krychle a v jejím středu. Nejkratší možná vzdálenost sousedních atomů je proto rovna polovině délky tělesové úhlopříčky $\sqrt{3}a/2$ a nejhustěji obsazené jsou roviny $\langle 110 \rangle$. Každý atom je obklopen osmi ekvivalentně vzdálenými nejbližšími a šesti druhými nejbližšími atomy umístěnými v a , vzdálenými proto pouze o kousek dál, než osm nejbližších. Na počtu a vzdálenosti sousedních atomů závisí povaha atomové vlnové funkce [12] způsobující vznik atomární vazby pevné látky, o níž pojednává například [11].

Faktor zaplnění udávající poměr největšího možného objemu zaplněného atomy vůči objemu elementární buňky je roven $\sqrt{3}\pi/8$. Vzdálenost a parametrizující buňku se nazývá mřížková konstanta a pro bcc Fe uvádí [13] hodnotu 2,866 Å.

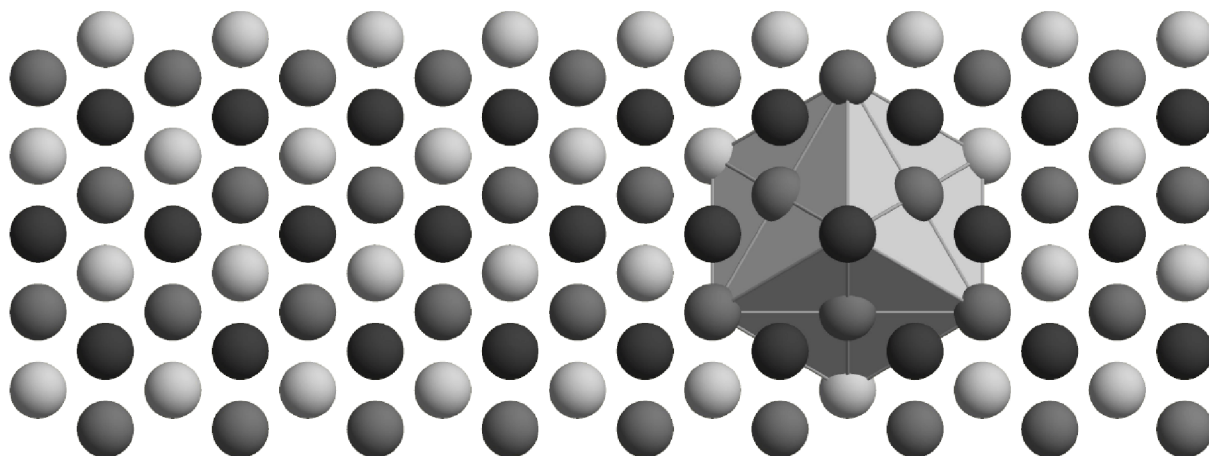
Těsné uspořádání bcc mřížky je vymodelováno na obr. 1.4b.

1.2.2. Struktura fcc mřížky

Při vysokých teplotách zaujímá objemové Fe fcc strukturu tvořenou elementární buňkou, jíž přísluší čtyři atomy. Jeden umístěný ve vrcholu krychle a tři ve středech přilehlých stran. Nejhustěji obsazené atomární roviny struktury jsou $\langle 111 \rangle$. Každý vnitřní atom struktury sousedí s dvanácti dalšími rozmístěnými ve vzdálenostech $\sqrt{2}a/2$ a v následující nejbližší vzdálenosti rovné a se nachází šest atomů.

Číselné hodnoty mřížkové konstanty se mírně liší v různých publikacích, [14] pro fcc Fe uvádí 3,58 Å při teplotě 300 K. Je vhodné si však uvědomovat, že přesná hodnota mřížkové konstanty není zcela konstantní, ale je funkcí teploty a mechanického napětí působícího na látku.

Faktor zaplnění elementární buňky je u fcc mřížky $\sqrt{2}\pi/6$. Fcc mřížka, spolu s hcp mřížkou mající shodný faktor zaplnění, je ze všech existující pravidelných i nepravidelných krystalových mřížek nejhustěji obsazená. V těsně uspořádané atomární rovině $\langle 111 \rangle$ je kolem atomu rozmístěno šest dalších a dvě trojice atomů jsou rozmístěny v obou nejbližších rovnoběžných rovinách. Obr. 1.5 ilustruje rozmístění tří takových rovin, jejichž vrstvením vzniká fcc mřížka. Na strukturu v obrázku je možno pohlížet jako na fcc mřížku při pohledu ze směru $[111]$, nebo se zřetelem pouze ke dvěma ze tří zobrazených rovin jako



Obr. 1.5: Rozmístění atomů v nejtěsněji uspořádaných rovnoběžných atomárních rovinách. Jednotlivé vrstvy jsou odlišeny barevnou sytostí. Světle označená atomární rovina A je ze znázorněných rovin nejnižší položená, následuje rovina B označená tmavším odstínem a nejtmaší odstín odpovídá rovině C nejvýše. Vrstvením rovin podle sekvence A-B-C-A-B-C-A-... vzniká fcc struktura a vrstvením pouze dvou rovin v pořadí A-B-A-B-A-... vzniká hcp struktura. Pro názornost je zde vyznačena také elementární buňka fcc struktury.

na hcp mřížku při pohledu ze směru $[001]$. Modely těsně uspořádaných fcc a hcp mřížek jsou vyneseny na obr. 1.4c a 1.4d.

Každá atomární rovina zvlášť má rotační šestičetnou osu symetrie, ale po navrstvení dalších rovin struktury se symetrie redukuje na trojčetnou. V důsledku má fcc struktura čtyři trojčetné osy symetrie ve směrech $\langle 111 \rangle$ a rovinu zrcadlení kolmou ke třem čtyřčetným osám symetrie ve směrech $\langle 100 \rangle$.

1.2.3. Struktura hcp mřížky

V hcp struktuře krystalizuje například Co a další látky jako jsou Be, Mg, Ti, Zn, Cd a Y. Osa symetrie a_3 elementární buňky hcp mřížky se dle konvence obvykle značí c a zbývající k ní kolmé osy a . Buňka je pak charakterizována poměrem c/a , který je v nejtěsnějším uspořádání roven číslu 1,633. Poměr se číselně mírně liší pro různé látky hcp struktury [11], nejtěsnější uspořádání o uvedeném poměru lze pozorovat například u atomů H. Faktor zaplnění elementární buňky je $\sqrt{2}\pi/6$. Elementární buňce náleží šest atomů, počet a rozmístění sousedních atomů je shodné s fcc mřížkou a jejich vzájemná vzdálenost je rovna a .

Hcp mřížka je rotačně symetrická vůči trojčetné ose $[0001]$, má k ní kolmou rovinu zrcadlení a tři dvojitě osy symetrie ve směrech $\langle 2\bar{1}10 \rangle$.

2. Magnetické vlastnosti pevných látek

V této teoretické kapitole vysvětlíme některé pojmy týkající se magnetostatiky a magnetismu feromagnetických látek a vybudujeme matematický aparát nutný pro pochopení další problematiky.

2.1. Základní pojmy magnetostatiky

Základní fyzikální veličina magnetismu pevných látek je dipólový moment \mathbf{m} a dále jeho mezoskopický objemový a časový průměr nazvaný magnetizace \mathbf{M} , magnetická indukce \mathbf{B} a intenzita magnetického pole \mathbf{H} . Tyto veličiny jsou vzájemně provázané magnetickou permeabilitou μ_0 vztahem

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.1)$$

a tenzorem magnetické susceptibility $\hat{\chi}$ vztahem

$$d\mathbf{M}_i = \hat{\chi}_{ij}d\mathbf{H}_j. \quad (2.2)$$

Magnetická susceptibilita určuje úměru mezi magnetizací a magnetickým polem v látce¹.

Výsledný magnetický moment látky je na atomární úrovni spojen převážně se spinovým magnetickým momentem elektronu a orbitálním magnetickým momentem způsobeným pohybem elektronu kolem atomárního jádra. Pouze atomy obsahující nepárové elektrony mohou vykazovat magnetismus, protože se jejich jednotlivé magnetické momenty vzájemně nekompenzují a jejich výsledné momenty nejsou nulové. V případě mnohaatomových systémů obvykle dochází ke sdílení delokalizovaných elektronů nebo k přesunu přebývajících či chybějících elektronů mezi atomy tak, aby byly jejich vnější slupky zaplněny. Tímto způsobem dochází ke spárování elektronů a výsledný moment látky je nulový, přestože její jednotlivé atomy mohou mít nepárové elektrony. Látka proto musí obsahovat nezaplňenou některou z vnitřních slupek, aby si zachovala nenulový moment i po případném odloučení valenčních elektronů². Nulovost výsledného magnetického momentu platí pro látky diamagnetické i paramagnetické, které v nepřítomnosti externího magnetického pole nevykazují magnetizaci. Výjimku tvoří ferrimagnetické látky, což jsou sloučeniny oxidu železitého, a feromagnetické látky. K těmto se řadí některé kovy vzácných zemin skupiny 4f, přechodné kovy skupiny 3d železo, nikl a kobalt a jejich slitiny.

¹Ve zvoleném souřadnicovém systému je tenzor susceptibility maticí 3×3 umožňující přechod mezi vektorem magnetizace a vektorem intenzity magnetického pole, které nemusí být v obecném případě rovnoběžné. Ve speciálním případě linearity vzájemného vztahu obou vektorů, se rovnice (2.2) zjednodušuje na tvar [15]

$$\mathbf{M}_i = \hat{\chi}_{ij}\mathbf{H}_j. \quad (2.3)$$

²Vlivem vzájemného elektrostatického působení sousedních atomů (krystalového pole) může docházet k tzv. zamrznání (*quenching*) orbitálního magnetického momentu. V neexcitovaném stavu je pak orbitální moment nulový a magnetický moment je dán pouze spinem, který krystalovým polem není ovlivněn. Částečné nebo úplné zamrznání orbitálních momentů se týká například iontů Co^{2+} , Ni^{2+} , Cr^{2+} nebo Fe^{2+} jejichž magnetické vlastnosti závisí pouze na spinovém momentu. O krystalovém poli a zamrznání orbitálního momentu kvalitativně pojednává [15] a kvantově mechanické odvození uvádí [11].

2.1.1. Magnetizace

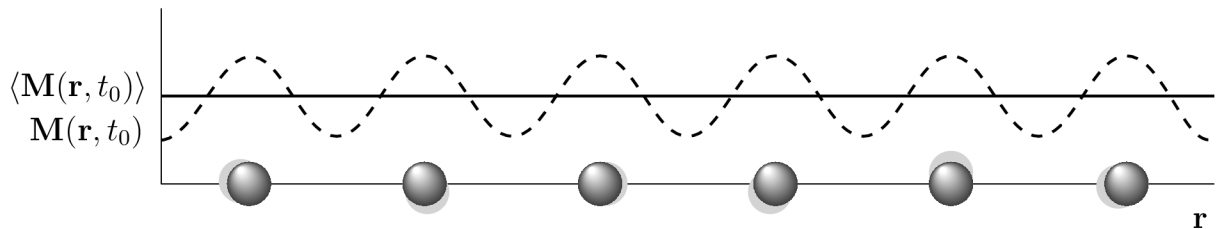
Magnetizaci můžeme zavést jako okamžitou lokální hodnotu objemové hustoty magnetického momentu, vhodnější je však definovat ji aproximativně jako mezoskopický objemový a časový průměr magnetizace $\langle \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \rangle$ přes vhodně zvolenou vzdálenost a časový interval, obvykle v řádu nanometrů a mikrosekund. Okamžitá hodnota magnetizace na atomárních vzdálenostech velmi rychle osciluje v čase i prostoru, ale zavedení magnetizace pomocí mezoskopického průměru vede z hlediska časů v řádu jednotek mikrosekund ke stabilní prostorově pozvolna se měnící veličině $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, schematicky vynesené na obr. 2.1. Pak platí

$$\delta \mathbf{m} = \mathbf{M} \delta V, \quad (2.4)$$

kde $\delta \mathbf{m}$ je magnetický moment v objemu δV . U feromagnetických látek je zaveden také makroskopický objemový průměr magnetizace \mathbf{M} v celém objemu materiálu $\sum V_i$ skrz hodnoty magnetizace v jednotlivých magnetických doménách (v částech materiálu se shodně orientovanými magnetickými momenty) [16]

$$\mathbf{M} = \frac{\sum \mathbf{M}_i V_i}{\sum V_i}. \quad (2.5)$$

Lokálně magnetizace v látce při vnějším působení pouze mění svůj směr, avšak výsledná magnetizace skrz celý objem materiálu nemusí zachovávat ani svou velikost. Ta závisí na výsledném poměru jednotlivých příspěvků magnetických energií v materiálu, které nejsou zachovávány a uloženy celé v podobě magnetostatické energie. U feromagnetických látek dochází navíc k jejich disipaci a časově závislým projevům vedoucím k hystereznímu chování.



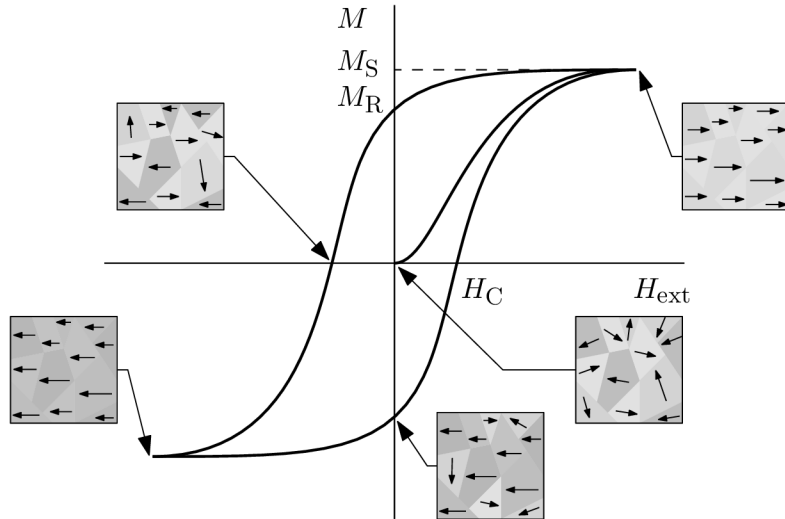
Obr. 2.1: Okamžitá lokální hustota magnetického momentu a její mezoskopický objemový a časový průměr ve schematickém znázornění jednodimenzionální atomární struktury.

2.1.2. Magnetická hystereze

Magnetická hystereze označuje nelineární závislost magnetizace \mathbf{M} na intenzitě magnetického pole \mathbf{H} znázorněnou na obr. 2.2, která je způsobena lokálními rotacemi vektoru magnetizace v přítomnosti externího magnetického pole.

Křivka prvotní magnetizace, vycházející ze stavu nulové magnetizace za současně absence externího magnetického pole, znázorňuje rotaci magnetizace v látce do směru zvětšujícího se magnetického pole a její postupnou saturaci, nastávající při souhlasném zorientování vektoru magnetizace ve všech magnetických doménách. Tato maximální dosažitelná hodnota magnetizace se nazývá saturační magnetizace M_S . Při snížení intenzity externího magnetického pole se snižující se magnetizace nevrací po téže křivce a při odstranění působení pole si zachovává nenulovou velikost zvanou remanentní magnetizace M_R .

2.1. ZÁKLADNÍ POJMY MAGNETOSTATIKY



Obr. 2.2: Hysterezní závislost magnetizace feromagnetické látky na intenzitě externího magnetického pole s vyznačením křivky prvotní magnetizace.

K převrácení vektoru magnetizace do opačného směru je proto třeba aplikovat navíc pole opačné orientace vůči původnímu poli. Koercivní pole H_C označuje magnetické pole nezbytné k přeorientování právě poloviny magnetických momentů a tím k vymizení celkové magnetizace látky.

K pochopení významu tvaru křivky dále předpokládáme práci potřebnou ke zmagnetizování feromagnetického materiálu. Zvýšíme-li působením externího pole \mathbf{H} magnetizaci materiálu tvaru válce délky l a průřezu S s osou ležící ve směru pole z M na $M + \delta M$, dojde k přesunu jednotkového magnetického momentu o velikosti MS válcem na vzdálenost l . Síla k tomu potřebná je $F = H\delta MS$, a protože objem válce je Sl , připadá na změnu magnetizace v jednotkovém objemu práce velikosti $\delta W = H\delta M$. Ke zmagnetizování jednotkového objemu látky ze stavu o M_i na M_f je proto potřeba dodat práci

$$W = \int_{M_i}^{M_f} \mathbf{H} \cdot d\mathbf{M}. \quad (2.6)$$

K dosažení M_S z nulové hodnoty magnetizace je nutné dodat práci $W = \int_0^{M_S} \mathbf{H} d\mathbf{M}$, odpovídající ploše pod křivkou prvotní magnetizace. Získaná energie je částečně uložena ve formě potenciální energie a zahříváním materiálu částečně disipována ve formě tepelné energie. Po celém hysterezním cyklu se uložená potenciální energie musí rovnat své počáteční hodnotě, a proto vykonaná práce odpovídá pouze disipované tepelné energii. Tou jsou hysterezní ztráty W_h definované vztahem

$$W_h = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{M}, \quad (2.7)$$

určujícím plochu uzavřenou hysterezní smyčkou. Pro magnetizaci magneticky měkkých materiálů s nulovým koercivním polem a slabě magnetických materiálů (diamagnetika a paramagnetika) bez hysterezní smyčky platí linearita závislosti (2.2). Ta nabude zjednodušeného tvaru $\mathbf{M} = \chi\mathbf{H}$, kde skalární veličina χ je průměrná magnetická susceptibilita. Uložená magnetická energie v takovém případě odpovídá potenciální energii o velikosti

$$E_m = \frac{1}{2}\chi|\mathbf{H}|^2, \quad (2.8)$$

kteřou lze získat dosazením $M_i = 0$ na $M_f = M$ do rovnice (2.6) a následnou substitucí za \mathbf{H} .

2.2. Volná energie v mikromagnetických systémech

Původ hystereze (definované v sekci 2.1) závisí na změnách velikostí příspěvků jednotlivých energií magnetické látky. Jedná se o Helmholtzovu a Gibbsovu volnou energii F a G , v nichž oproti vnitřní energii U navíc figuruje teplotní závislost³. Zvýšení teploty způsobuje snížení magnetického momentu a s ním i magnetizace, která je mimo jiné také proto funkcí teploty. V mikromagnetismu však pracujeme výlučně s ději za nulové termodynamické teploty, a proto teplotní závislost dále při budování teorie neuvažujeme. Ve volné energii látky je zahrnuto několik energiových členů, kterými se budeme zabývat nyní. Větší pozornost budeme věnovat výměnné energii a energii anizotropie, protože pro pochopení problematiky předkládané bakalářské práce jsou tyto dva příspěvky nejdůležitější.

2.2.1. Výměnná energie

Heisenbergem poprvé popsána výměnná interakce popisuje silná magnetická pole vyskytující se ve feromagnetických látkách. Principiálně jde o kvantově mechanický efekt, interakci však lze částečně popsat užitím Pauliho vylučovacího principu, platného pro všechny fermiony, jimiž jsou i elektrony. Přibližují-li se k sobě dva atomy s nepárovými elektrony (s nenulovým výsledným magnetickým momentem), dojde ke změně elektrostatické Coulombovské energie

$$E_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.9)$$

Jsou-li spiny přibližujících se elektronů vzájemně antiparalelní, propojí se jejich orbitaly za současného zvýšení Coulombovské energie (2.9). V případě elektronů se vzájemně paralelními spiny, nemůže kvůli dodržení Pauliho vylučovacího principu vzniknout jediný orbital a vytvoří se tak dva oddělené orbitaly, což energii E_e naopak sníží. Coulombovská energie závislá na meziatomární vzdálenosti je v pevných látkách řádově 10^5 krát vyšší [12] než magnetická dipolární energie, a proto i její malá změna způsobená výměnnou interakcí hraje významnou roli.

Výměnná energie uložená ve dvojici elektronů se spiny \mathbf{S}_i a \mathbf{S}_j je dána Heisenbergovým Hamiltoniánem

$$\hat{\mathbf{H}} = -2J_{ij}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j = -2J_{ij}S^2 \cos \varphi_{ij}, \quad (2.10)$$

kde J_{ij} je výměnná konstanta (též výměnný integrál) závislá na hodnotě Currieho teploty a na krystalické mřížce dané látky. V případě feromagnetik je J_{ij} kladná. Hustotu výměnné energie můžeme vyjádřit distribucí spinů v krystalické mřížce pomocí jednotkového vektoru $\boldsymbol{\alpha}$ ve směru spinu \mathbf{S}_i v bodě P, a vektoru $\boldsymbol{\alpha}'$ spinu \mathbf{S}_j v bodě Q vzdáleného o $\mathbf{r}_j = (x_j, y_j, z_j)$. $\boldsymbol{\alpha}'$ vyjádříme jako změnu od $\boldsymbol{\alpha}$ rozvinutím do Taylorovy řady

$$\boldsymbol{\alpha}' = \boldsymbol{\alpha} + \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial x} x_j + \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial y} y_j + \frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial z} z_j + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial x^2} x_j^2 + \frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial y^2} y_j^2 + \frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial z^2} z_j^2 \right) + \dots$$

³Diferenciál vnitřní energie látky je definován vztahem $dU = \delta Q - \delta W$, kde $\delta Q = TdS$ je její teplo a W je látkou vykonaná práce. Helmholtzova volná energie se poté získá Legendreovou duální transformací vnitřní energie $F = U - TS$ a Gibbsova volná energie transformací $G = F + W$. Náhled do problematiky uvádí například [16, 17].

2.2. VOLNÁ ENERGIE V MIKROMAGNETICKÝCH SYSTÉMECH

a užitím platnosti $\cos \varphi = \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\alpha}'$ vyjádříme výměnnou energii spinů \mathbf{S}_i a \mathbf{S}_j nejbližších sousedních atomů pomocí vektoru $\boldsymbol{\alpha}$. Ze symetrie problému vymizí členy prvního řádu a můžeme napsat

$$\sum \hat{\mathbf{H}} = -J_{ij}S^2 \sum \left(\boldsymbol{\alpha} \cdot \frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial x^2} x_j^2 + \boldsymbol{\alpha} \cdot \frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial y^2} y_j^2 + \boldsymbol{\alpha} \cdot \frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial z^2} z_j^2 \right).$$

Sečtením příspěvků od všech atomárních dvojic v jednotkovém objemu látky a užitím platnosti

$$\boldsymbol{\alpha} \cdot \frac{\partial^2 \boldsymbol{\alpha}}{\partial x^2} x_j^2 = - \left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial x} \right)^2$$

získáme výsledný vztah pro hustotu výměnné energie

$$E_{ex} = \frac{nJS^2}{a} \left(\left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \boldsymbol{\alpha}}{\partial z} \right)^2 \right), \quad (2.11)$$

kde n je počet atomů v jednotkovém objemu, a je mřížková konstanta a člen před závorkou nazýváme výměnný koeficient tuhosti [12].

Minimalizace výměnné energie pro $J > 0$ způsobuje tendenci k souhlasné orientaci spinů látky. Pokles výměnné energie s velikostí materiálu vede ke zvýšení významnosti magnetostatické energie a ke vzniku magnetických domén.

2.2.2. Dipolární energie

Mezi dvěma magnetickými dipóly umístěnými v bodech r_i a r_j , jimž přísluší magnetické momenty \mathbf{m}_i a \mathbf{m}_j , působí vzájemná dipól-dipólová interakce $E_D = -\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{B}_{ij} = -\mathbf{m}_j \cdot \mathbf{B}_{ji}$. Kde \mathbf{B}_{ij} je magnetická indukce vzniklá působením dipólového momentu \mathbf{m}_j v místě r_i a pro \mathbf{B}_{ji} naopak. V případě uspořádání více dipólů lze výsledné působení získat sečtením interakcí mezi všemi momenty a magnetickými indukcemi danými v každém bodě součtem působení momentů

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

Uvnitř spojitě magnetické látky bez proudů lze nahradit $\mathbf{B}_i = \mu_0 \mathbf{H}_d$, kde \mathbf{H}_d zvané demagnetizační (rozptylové) pole je magnetické pole dané látky způsobené pouze její magnetizací \mathbf{M} . Úměrou mezi demagnetizačním polem a magnetizací, která jej způsobila, je demagnetizační tenzor $\hat{\mathbf{N}}$ závisující na tvaru uvažované látky. Platí proto vztah $\mathbf{H}_d = -\hat{\mathbf{N}}\mathbf{M}$. Interakci magnetických dipólových momentů spojitě látky, lze nakonec přepsat do podoby magnetostatické energie ve tvaru

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 \int_V \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} dV = \frac{1}{2} \mu_0 \hat{\mathbf{N}} |\mathbf{M}|^2 V. \quad (2.13)$$

Z důvodu neexistence magnetických monopolů $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ lze při absenci externího magnetického pole ze vztahu (2.1) odvodit $\nabla \cdot \mathbf{H}_d = -\nabla \cdot \mathbf{M}$. Divergence magnetizace, tedy způsobuje vznik demagnetizačního pole \mathbf{H}_d a s ním růst magnetostatické energie E_d . K zamezení zvýšení energie má proto plošná nábojová hustota $\sigma \equiv \mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_n$ tendenci k co nejmenší uspořádanosti a ke vzniku magnetických domén. Jejich vhodnou vzájemnou

2. MAGNETICKÉ VLASTNOSTI PEVNÝCH LÁTEK

orientací a vhodnými pozicemi doménových stěn je dosaženo snížení energie E_d na úkor zvýšení výměnné energie E_{ex} [16].

Tvarová závislost demagnetizačního tenzoru $\hat{\mathbf{N}}$ způsobuje vznik magnetostatické tvarové anizotropie vlivem působení E_d . Velikost tenzoru $\hat{\mathbf{N}}$ se pro podlouhlý materiál, zmagnetizovaný podél delší osy, blíží nule, zvyšuje se s přibývajícím tloušťkou/zkracováním materiálu a pro jeho diagonální složky navíc platí [12]

$$\text{tr}(\hat{\mathbf{N}}) = N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1. \quad (2.14)$$

Ve zvláštních případech koule, dlouhého válce zmagnetizovaného podél osy symetrie a roviny z zmagnetizované ve směru normály nabývá demagnetizační tenzor jednoduchých tvarů

$$\hat{\mathbf{N}}_{\text{koule}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mathbf{N}}_{\text{válec}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{a} \quad \hat{\mathbf{N}}_{\text{rovina}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.15)$$

2.2.3. Energie anizotropie

Vnitřní volnou energii magnetické látky preferující spontánní magnetizaci v určitých směrech nazýváme energie anizotropie. Pokud takové anizotropní chování není v látce indukováno externě, vnitřním napětím, nebo jejím tvarem, hovoříme o příslušném energetickém členu jako o energii magnetokrystalické anizotropie, protože má prostorovou symetrii shodnou s krystalickou mřížkou dané látky. Projevům energie anizotropie se podrobněji věnuje sekce 3.1.

Za vznikem anizotropního příspěvku energie stojí elektrostatická spin-orbitální interakce a již popsaná dipól-dipólová interakce (2.11). Interakce orbitalů nepárových elektronů s potenciální energií krystalické mřížky může vést ke stabilizaci některých elektronových orbitalů na úkor jiných, a tím k zorientování orbitálního magnetického momentu v některých krystalografických směrech. Také sečtením členů rozvoje dipól-dipólové interakce (2.11) přes celou krystalickou mřížku se mohou objevit preferenční směry nižší energie. (Tento jev však nenastává pro vysoce symetrické mřížky, jako je například kubická.) A nakonec také v Heisenbergově Hamiltoniánu (2.10), který je ve své podstatě izotropní, se při korekci členů vyšších řádů započtením spin-orbitální interakce objeví preferované směry interagujících párů spinů [16].

Energii anizotropie rozepíšeme do formy sinové řady, která v nejjednodušším případě může nabývat tohoto tvaru

$$E_A = \int_V K \sin^2 \theta dV. \quad (2.16)$$

Anizotropní konstanta K určuje velikost hustoty energie a úhel θ určuje preferovaný směr.

2.2.4. Zeemanova energie

Umístěním zmagnetizované látky do externího magnetického pole \mathbf{H}_{ext} je potřeba dodat látce energii

$$E_Z = - \int_V \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV \quad (2.17)$$

2.2. VOLNÁ ENERGIE V MIKROMAGNETICKÝCH SYSTÉMECH

zvanou Zeemanova, k udržení magnetizace látky konstantní. Jak je patrné i ze skalárního součinu v definici (2.17), k minimalizaci tohoto energiového členu dochází právě při zorientování magnetizace ve směru externího pole. Spolu s výměnnou energií proto Zeemanova energie podporuje udržení jednodoménového stavu látky.

3. Magnetická anizotropie

Spontánní magnetizace feromagnetických látek obvykle stáčí svůj směr do jedné nebo více preferovaných os, případně rovin. Tato podstatná vlastnost nazývaná magnetická anizotropie, napomáhá například vzniku hystereze, existenci koercivního pole nebo termální závislosti susceptibility.

Podle svého původu rozlišujeme několik typů anizotropií, kterým se postupně věnujeme v této kapitole.

3.1. Magnetokrystalická anizotropie

Magnetokrystalická anizotropie, kterou mohou vykazovat krystalické pevné látky, se vyznačuje preferencí vektoru magnetizace k zarovnání v některých krystalografických směrech a rovinách na úkor jiných. Příslušné krystalografické směry nazýváme snadné (*easy axis*) a obtížné (*hard axis*) osy. Snadnými osami jsou často ty krystalografické směry, ve kterých se nachází nejmenší počet atomů, obtížné osy naopak v mnoha případech odpovídají nejhustěji zaplněným směrům. Orbitální magnetické momenty atomů preferenčně směřují právě v méně zaplněných krystalografických směrech a vlivem spin-orbitální interakce paralelně s nimi směřují také spinové magnetické momenty ovlivňující směr spontánní magnetizace. Snadné osy magnetizace proto zpravidla odpovídají těm směrům, ve kterých jsou orbitální momenty maximální.

3.1.1. Uniaxiální anizotropie

Nejjednodušším případem anizotropie, kterou vykazují některé látky krystalické hcp struktury (popsané v sekci 1.2.3), je uniaxiální (hexagonální) anizotropie. V závislosti na znaménku K ve výrazu (2.16) leží jediná snadná osa v ose symetrie krystalické mřížky nebo rovině k ní kolmé.

Energii uniaxiální anizotropie můžeme rozvinout do sinové řady

$$E_A = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + \dots, \quad (3.1)$$

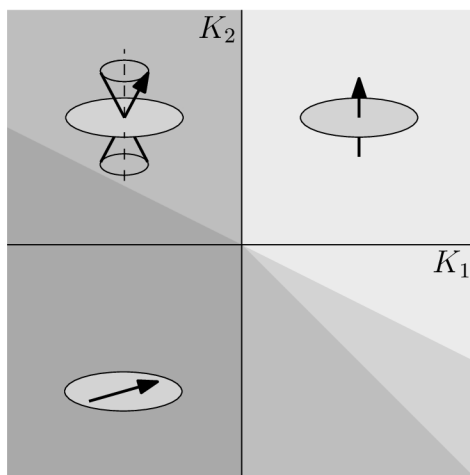
kde θ je úhel odchylky magnetizace od osy symetrie¹. Z invariance energie vůči orientaci osy symetrie vyplývá nezbytnost absence členů lichých řádů rozvoje. Konstanty K navíc se zvyšujícím se řádem rychle klesají, proto nemusíme pracovat s celou nekonečnou řadou, ale pouze s prvním nebo několika prvními členy. Vezmeme-li v potaz pouze K_1 a K_2 , můžeme sestrojít magnetický fázový diagram možných minim energie anizotropie, který je na obr. 3.1. Z něj i z rovnice (3.1) ihned vidíme, že pro $K_1, K_2 > 0$ energiové minimum $E_A = 0$ přísluší $\theta = 0$ a π se snadnou osou rovnoběžnou s osou symetrie, jak je naznačeno obr. 3.2b. Pro $K_1, K_2 < 0$ je v ose symetrie energiové maximum a $\theta = \pi/2$ určuje snadnou rovinu, obr. 3.2c, a v případě nesouhlasných znamének může nastat některá z více možných variant. Pokud současně platí $K_1 < 0$, $K_2 > -K_1/2$ bude energiové minimum ležet

¹V hexagonální krystalické mřížce kromě osy symetrie vystupují i další krystalografické směry, jejichž málo významný vliv na anizotropii se projeví až ve vyšších členech rozvoje (3.1). Často se však setkáme s řadou tvaru

$$E_A = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + K_3 \sin^6 \theta + K_4 \sin^6 \theta \cos 6\varphi + \dots, \quad (3.2)$$

kde φ je azimutální úhel v rovině k kolmé k ose symetrie.

3.1. MAGNETOKRYSTALICKÁ ANIZOTROPIE



Obr. 3.1: Magnetický fázový $K_1 - K_2$ diagram uniaxiálně anizotropní látky, kde barevně rozlišené oblasti odpovídají jednotlivým směrům spontánní magnetizace. Ve čtvrtém kvadrantu rozlišujeme podle směru tři případy; magnetizaci ve snadné ose a metastabilní stavy se snadnou osou ve $\theta = 0$ a $\theta = \pi/2$. Převzato a upraveno z [18].

ve směrech tečných k plášti kužele snadné magnetizace (*easy cone*), obr. 3.2d, daném odchylkou od osy symetrie $\theta = \arcsin\left(\sqrt{|K_1|/2K_2}\right)$. Nebude-li platit první podmínka, opět nastane případ snadné osy magnetizace, nebude-li platit druhá, nastane případ snadné roviny. Poslední možnost $K_1 > 0$, $K_2 < -K_1/2$ označuje metastabilní případ se snadnými osami v $\theta = 0$ nebo $\pi/2$.

3.1.2. Kubická anizotropie

Anizotropii krystalických látek kubické struktury (popsané v sekcích 1.2.1 a 1.2.2) obvykle vyjadřujeme řadou při užití směrových kosinů $(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$ vektoru magnetizace vůči krystalografickým osám. Za využití sférických souřadnic jsou směrové kosiny určeny

$$\alpha_x = \cos \varphi \sin \theta, \quad (3.3a)$$

$$\alpha_y = \sin \varphi \sin \theta, \quad (3.3b)$$

$$\alpha_z = \cos \theta. \quad (3.3c)$$

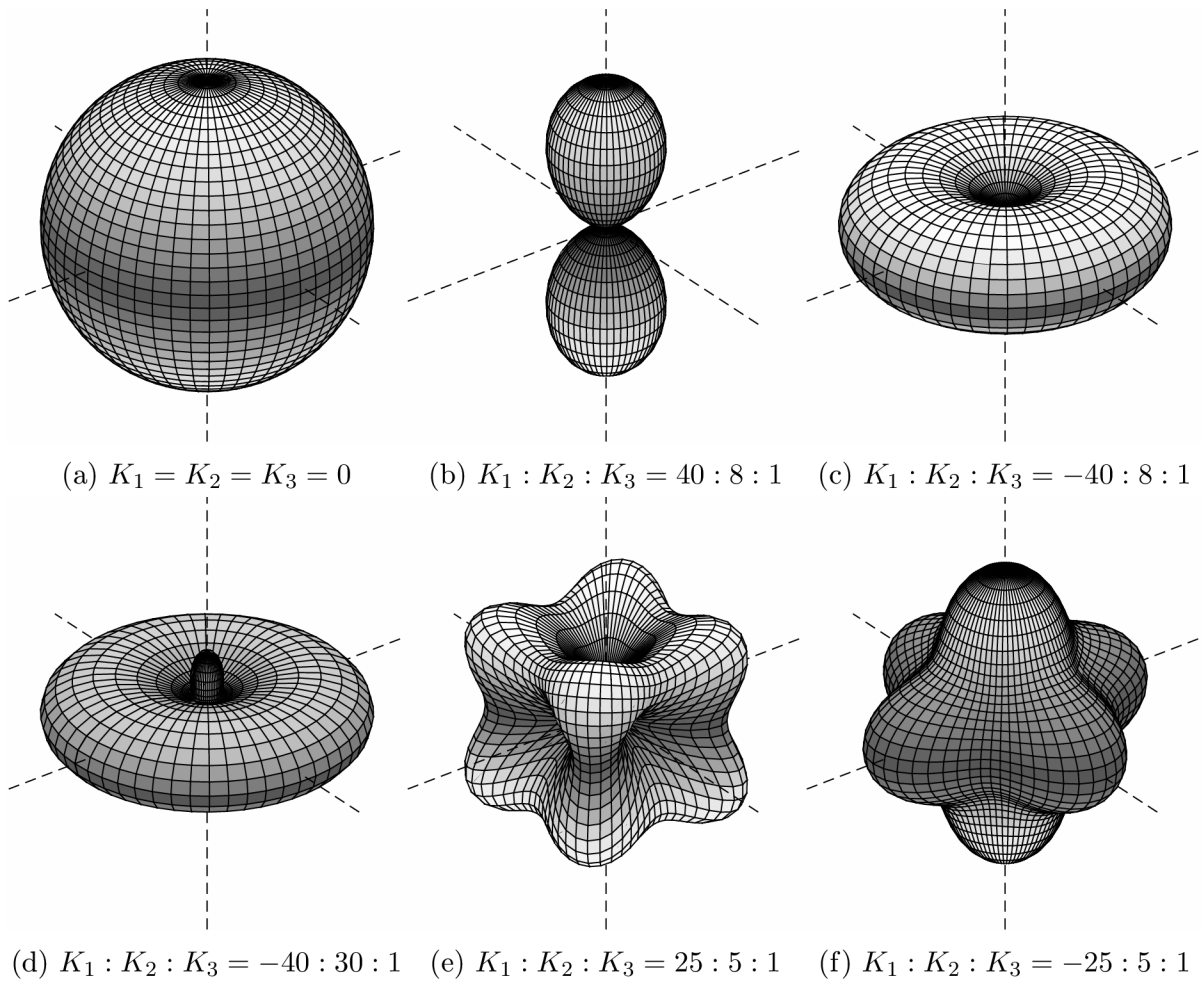
Z požadavku nezávislosti na orientaci os i na záměně kterýchkoli dvou os vyplývá opět absence lichých členů řady, a navíc všech smíšených členů $\alpha_x^{2i} \alpha_y^{2j} \alpha_z^{2k}$ s výjimkou $i = j = k$. Řada pak nabývá následujícího jednoduchého tvaru

$$E_A = K_1'(\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2) + K_2'(\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4) + \dots \quad (3.4)$$

První člen je ovšem z definice směrových kosinů roven jedné a druhý člen můžeme rozepsat jako $\alpha_x^4 + \alpha_y^4 + \alpha_z^4 = 1 - 2(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2)$. Na směru nezávislé konstanty nemohou vyjadřovat anizotropii, a proto je v řadě neuvádíme. Výslednou řadu poté zapisujeme

$$E_A = K_1(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) + K_2 \alpha_x^2 \alpha_y^2 \alpha_z^2 + K_3(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2)^2 + \dots \quad (3.5)$$

a opět zanedbáváme členy vyšších řádů. Pro $K_1 > 0$ leží energiové minimum $E_A = 0$ ve směrech $[100]$, $[010]$ a $[001]$ a pro $K_1 < 0$ ve směrech $\langle 111 \rangle$. Dosazením se můžeme přesvědčit, že je v tomto případě energie rovna součtu řady. Tyto případy anizotropie,



Obr. 3.2: Modely anizotropních energiových profilů vygenerované na základě vztahů (3.1) a (3.5) se započtením prvních tří anizotropních konstant K_1 , K_2 a K_3 v uvedených poměrech. Složitější profily lze získat započtením členů vyšších řádů, různými vzájemnými poměry velikostí anizotropních konstant. Profil (a) odpovídá izotropní energii, profily (b) - (d) uniaxiální anizotropii a profily (e) a (f) kubické anizotropii.

znázorněné na obr. 3.2e a 3.2f, jsou typické po řadě pro železo a nikl, a proto se můžeme setkat s označením kubické anizotropie jako železná a niklová (v anglické literatuře *iron-type anisotropy* a *nickel-type anisotropy*).

3.2. Magnetostatická anizotropie

Vlivem dipolární interakce (2.13) může, na povrchu nebo v nehomogenitách uvnitř magnetické látky, dojít ke zvýšení intenzity magnetického pole za současného zvýšení energie. Tento energiový příspěvek se nazývá magnetostatická nebo tvarová anizotropie. Z makroskopického hlediska platí, že vlivem magnetostatické anizotropie vektor magnetizace preferuje zarovnání ve směru nejdelší osy materiálu, čímž dojde k efektivnímu omezení intenzity rozptylového pole.

3.3. INDUKOVANÁ ANIZOTROPIE

Pro názornost zde uvádíme konkrétní příklad odvození magnetostatické anizotropie v materiálu jednoduchého tvaru. Uvažujme například elipsoid protáhlý ve směru osy z . Pomocí vztahu (2.13) můžeme napsat jeho dipolární energii

$$E_d = \frac{1}{2}\mu_0(N_x\alpha_x^2 + N_y\alpha_y^2 + N_z\alpha_z^2)M_S^2V. \quad (3.6)$$

Vyjádřením směrových kosinů užitím substituce (3.3) můžeme pro $N_x = N_y$ upravit výraz pro výpočet demagnetizačního faktoru

$$N_x\alpha_x^2 + N_y\alpha_y^2 + N_z\alpha_z^2 = \dots = N_x \sin^2 \theta + N_z \cos^2 \theta = \dots = N_x + (N_x - N_z) \sin^2 \theta.$$

První člen nepřispívá anizotropii protože je směrově invariantní a druhý člen dále upravíme užitím (2.14)

$$(N_x - N_z) \sin^2 \theta = \dots = \frac{1}{2}(1 - 3N_z) \sin^2 \theta.$$

Energii magnetostatické anizotropie potom můžeme zapsat ve tvaru

$$E_{sh} = K_{sh}V \sin^2 \theta, \quad (3.7)$$

kde

$$K_{sh} = \frac{1}{4}\mu_0(1 - 3N_z)M_S^2. \quad (3.8)$$

Protáhlé materiály proto svým tvarem obecně přispívají k uniaxiální anizotropii. Z výrazů (3.8) a (2.14) ihned plyne $E_{sh} = 0$ pro materiály kulového tvaru, což může být při výpočtu anizotropní energie užitečné.

3.3. Indukovaná anizotropie

Byla-li anizotropie v materiálu vytvořena procesem se směrovou závislostí, hovoříme o indukované anizotropii. Vhodně zvoleným zásahem navíc lze v magnetokrystalicky anizotropní látce změnit velikost i orientaci původních snadných os. Takovým procesem bývá nejčastěji žíhání, aplikace mechanického napětí, krystalografická transformace nebo fázová přeměna materiálu.

3.3.1. Vliv žíhání

Na příkladech Permalloye ($\text{Ni}_{79}\text{Fe}_{21}$) a později také Fe-Co feritů byl experimentálně zjištěn a analyticky podložen vliv žíhání na anizotropii některých feromagnetických slitin [12]. Po vyžhání látky v přítomnosti externího magnetického pole byly změřeny hysterezní smyčky lišící se svým tvarem v závislosti na natočení měřené složky magnetizace vůči směru externího pole užitého během procesu žíhání. Osa ve které bylo magnetické pole aplikováno, se stává snadnou osou a rovina k ní kolmá obtížnou.

Mikroskopicky stojí za vznikem anizotropie neshodné dipolární interakce mezi elektronovými páry atomů prvního, druhého nebo kombinace obou prvků slitiny a nerovnoměrné rozložení obou prvků v látce. Mají-li oba prvky ve slitině podobnou koncentraci, počet možných kombinací jakými mohou elektronové páry vzniknout je nejvyšší a nejintenzivnější je proto také indukovaná anizotropní energie. Vliv žíhání na anizotropii byl navíc zjištěn pouze u více či méně zoxidovaných látek. Krystalová mřížka těchto látek obsahuje dostatečné množství vakancí, které jsou potřebné k migraci atomů skrz mřížku a jejich přeuspořádávání během procesu zahřívání v magnetickém poli.

3.3.2. Vliv krystalografické transformace

Feromagnetické látky v polykrystalické formě obvykle z makroskopického hlediska nevykazují anizotropii, protože jednotlivá zrna (krystality), z nichž jsou složeny, mají náhodně rozložené orientace snadných os. Pouze v případě určité krystalografické transformace, způsobené například změnou teploty nebo ozařováním látky neutronovým či iontovým svazkem, může dojít k preferenčnímu růstu zrn se snadnými osami do jisté míry zorientovanými ve směru magnetického pole aplikovaného během procesu. Příkladem transformace indukující anizotropii může být precipitace částic slitin přechodných kovů způsobená ochlazováním slitin v přítomnosti magnetického pole. Takové feromagnetické precipitáty vykazují anizotropii shodnou se směrem externího pole.

Podobně lze indukovat anizotropii například v polykrystalických Co-Ni nebo Fe-Co slitinách. Ochlazováním čistého Co dochází při teplotě 422°C k fázové přeměně zrn ze struktury fcc na hcp [19]. Čtyři směry $\langle 111 \rangle$ původní fcc struktury odpovídají čtyřem možným orientacím osy c vznikajících zrn hcp struktury. Při absenci vnějšího magnetického je růst zrn všech směrů stejně pravděpodobný, avšak vliv silného magnetického pole způsobujícího přeorientování magnetizace fcc zrn ze směrů snadných os rovnoběžně s polem, vyvolá nerovnoměrný růst zrn. Osa c zrn v preferenčním směru, pak bude snadnou osou indukované anizotropie [12].

3.4. Magnetostrikce a magnetoelastická anizotropie

Zmagnetování látky obecně může způsobit její deformaci. Za současného zachování objemu dochází umístěním vzorku do externího magnetického pole k jeho protažení (zkrácení) ve směru aplikovaného pole na úkor úměrného zkrácení (protažení) v rovině kolmé k příslušnému směru. Krystalová mřížka uvnitř každé magnetické domény vzorku podléhá deformaci podél osy rovnoběžné s aktuálním směrem vektoru magnetizace v doméně, což způsobuje celkovou deformaci vzorku. O tomto jevu označovaném magnetostrikce pojednávají podrobně [12, 15].

U anizotropních látek může magnetostrikce záviset na orientaci externího magnetického pole vůči krystalografickým osám. Je-li například krystal Fe umístěn do magnetického pole působícího ve směru [111], magnetizace v jeho doménách se při tzv. spinové reorientaci nejprve stočí pouze do směrů [100], [010] a [001] na úkor domén o směrech $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$ a $[00\bar{1}]$. Do tohoto okamžiku, kdy je velikost magnetizace ve směru externího pole rovna $\sqrt{3}M_S/3$, nedochází k protažení vzorku. Až při zvýšení intenzity pole se magnetizace ve všech zbývajících doménách zorientuje do směru [111]. Umístěním krystalu Fe do magnetického pole ve směru [100] paralelně s jednou z jeho snadných os, se jako první přeorientují domény $[\bar{1}00]$ do směru [100] a velikosti magnetizace se zvýší k hodnotě $M_S/3$. Po nich se přeorientují domény ve směrech kolmých k [100] za současného protažení vzorku. Z obou uvedených uspořádání je patrné, že deformace vzorku může záviset na zvoleném krystalografickém směru. Jedná se pak o anizotropní magnetostrikci objevenou Joulem právě u železa a oceli [20].

Největší možné relativní prodloužení vzorku v určitém směru je dáno konstantou saturační magnetostrikce λ_S . Magnetostrikce ve směrech určených směrovými kosiny $(\gamma_x, \gamma_y, \gamma_z)$ vůči krystalografickým osám se v kubickém krystalu zapisuje pomocí směrových kosinů magnetizace $(\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$ jeho magnetických domén. Určují-li λ_{100} a λ_{111} relativní pro-

3.5. STONERŮV-WOHLFARTHŮV MODEL

dloužení ve směrech $\langle 100 \rangle$ a $\langle 111 \rangle$ vzorku zmagnetovaného ve odpovídajících směrech, pak platí [21]

$$\lambda_S = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_x^2 \gamma_x^2 + \alpha_y^2 \gamma_y^2 + \alpha_z^2 \gamma_z^2 - \frac{1}{3} \right) + 3 \lambda_{111} (\alpha_x \alpha_y \gamma_x \gamma_y + \alpha_y \alpha_z \gamma_y \gamma_z + \alpha_z \alpha_x \gamma_z \gamma_x). \quad (3.9)$$

Magnetostrikce v určitém směru proto závisí na směru vektoru magnetizace.

Naopak vyvoláním deformace vzorku aplikací mechanického napětí lze ovlivnit směr jeho spontánní magnetizace. Směr spontánní magnetizace v nezatíženém vzorku je určen energií magnetokrystalické anizotropie E_A a magnetoelastickou energií E_{mel} , která je úměrná λ_S a aplikovanému napětí $\hat{\sigma}_{ij} = \sigma \gamma_i \gamma_j$ o velikosti σ . Výsledný směr magnetizace vzorku vyplývá z minimalizace energiových členů

$$E = E_A + E_{\text{mel}} \quad (3.10)$$

a po vyjádření prvního členu z (3.5) lze energii aproximativně zapsat ve tvaru

$$E = K_1 (\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_x^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) - \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma \left(\alpha_x^2 \gamma_x^2 + \alpha_y^2 \gamma_y^2 + \alpha_z^2 \gamma_z^2 - \frac{1}{3} \right) - 3 \lambda_{111} \sigma (\alpha_x \alpha_y \gamma_x \gamma_y + \alpha_y \alpha_z \gamma_y \gamma_z + \alpha_z \alpha_x \gamma_z \gamma_x). \quad (3.11)$$

Směr magnetizace, pro nějž je výraz (3.10) minimální, je funkcí K_1 , λ_{100} , λ_{111} a σ . Pro silně anizotropní látky jsou však dva poslední členy rovnice pouze malou korekcí prvního. V případě isotropní magnetostrikce o $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_S$ se E_{mel} po úpravách rovnice (3.11) redukuje na tvar

$$E_{\text{mel}} = -\frac{3}{2} \lambda_S \sigma \left(\cos^2 \theta - \frac{1}{3} \right), \quad (3.12)$$

kde θ je úhel sevřený vektorem magnetizace a napětí. Užitím substitucí $\sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \theta$ a $K_U = \frac{3}{2} \lambda_S \sigma$ můžeme psát

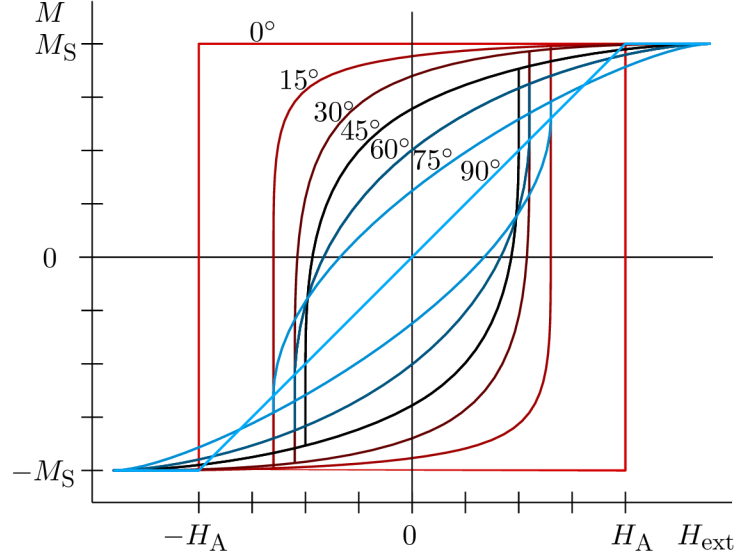
$$E_{\text{mel}} = K_U \sin^2 \theta + \text{konst.} \quad (3.13)$$

Jev inverzní k magnetostrikci je deformací indukovaná magnetoelastická anizotropie, jak je patrné z poslední rovnice.

3.5. Stonerův-Wohlfarthův model

K popisu hysterezního chování magnetických látek malých rozměrů se často využívá mikromagnetický Stonerův-Wohlfarthův model. Tento názorný model, jemuž se věnují například publikace [16, 18], snadno zobrazuje především úhlovou závislost hystereze (obr. 3.3) a spinové přeorientování anizotropních látek v důsledku působení externího magnetického pole.

Za jednoduchostí modelu stojí předpoklad konstantního vektoru magnetizace v celém uvažovaném vzorku, což také znamená nezávislost výměnné energie (2.11) na otáčení vektoru magnetizace. Ke splnění tohoto předpokladu je potřeba uvažovat pouze velmi malé strukturně homogenní částice (o rozměrech v řádu desítek nanometrů), ve kterých neexistují doménové stěny, to znamená pouze částice nacházející se v jednodoménovém stavu. Druhou možností splnění předpokladu je uvažování shluků vzájemně neinteragujících částic s lokálně rovnoběžnými spiny.



Obr. 3.3: Závislost tvaru hysterezní smyčky na odklonu snadné osy od \mathbf{H}_{ext} podle Stonerova-Wohlfarthova modelu.

Volná energie částice je podle modelu dána součtem její dipolární energie (2.13), energie anizotropie (2.16) a Zeemanovy energie způsobené externím polem (2.17), do kterého je umístěna:

$$E = K_1 V \sin^2 \theta + \dots + \frac{1}{4} \mu_0 N M_S^2 V \sin^2 \vartheta - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S V \cos \phi, \quad (3.14)$$

kde θ a ϑ jsou úhly, které svírá vektor \mathbf{M} se snadnými osami anizotropií a ϕ je úhel, který svírají vektory \mathbf{M} a \mathbf{H}_{ext} . Člen dipolární energie může být u částic vhodného tvaru eliminován, nebo ve shodě se značením v [18] může být při platnosti $\theta = \vartheta$ zahrnut do energie anizotropie nahrazením efektivní anizotropií $K = K_1 + \frac{1}{4} \mu_0 N M_S^2$.

3.5.1. Odvození hystereze anizotropních látek

K hlubšímu pochopení mechanismu stojícímu za vznikem různých hysterezních smyček v anizotropních látkách nyní uvádíme jako příklad matematické odvození hysterezní smyčky ve směru snadné a obtížné osy uniaxiálně a kubicky anizotropního materiálu.

Nejprve uvažujme velmi malý zmagnetizovaný vzorek feromagnetické látky nacházející se v jednodoménovém stavu, jehož snadná osa svírá s vektorem magnetizace \mathbf{M} úhel θ . Dále uvažujme, že se vzorek nachází v externím magnetickém poli o intenzitě \mathbf{H}_{ext} odchýleným od jeho snadné osy o úhel ϕ . Zajímáme-li se o chování látky v externím magnetickém poli, musíme nalézt minimum její energie pro orientaci magnetizace vůči působícím poli. Z energiových členů (2.11), (2.13), (2.16) a (2.17) se v tomto případě zajímáme o poslední tři, protože výměnná energie (2.11) vzorku je v modelovém případě stále stejná. Dipolární energie je dána tvarem vzorku, proto i tento člen můžeme eliminovat uvažováním vzorku vhodné geometrie. Celková volná energie v jednotkovém objemu je pak dána pouze součtem

$$E = E_A + E_Z \quad (3.15)$$

a po dosazení z (2.16) a (2.17) je

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \cos(\phi - \theta). \quad (3.16)$$

3.5. STONERŮV-WOHLFARTHŮV MODEL

Z energie magnetokrystalické anizotropie dále uvažujeme pouze první dva členy a zaměříme se na dva zvláštní případy; externí magnetické pole směřující podél snadné osy a podél obtížné osy vzorku. Pro externí pole rovnoběžné se snadnou osou je $\phi = 0$. Pak platí

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \cos \theta$$

a tuto energii minimalizujeme vzhledem k θ :

$$\frac{dE}{d\theta} = (2K_1 \cos \theta + 4K_2 \sin^2 \theta \cos \theta + \mu_0 H_{\text{ext}} M_S) \sin \theta = 0,$$

$$\frac{d^2 E}{d\theta^2} = 2K_1 \cos^2 \theta - 2K_1 \sin^2 \theta + 12K_2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - 4K_2 \sin^4 \theta + \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \cos \theta > 0.$$

První rovnice platí pro všechna $\theta = n\pi$, kde n je celé číslo. Pro tyto hodnoty úhlu θ plyne z druhé rovnice požadavek

$$-\frac{2K_1}{\mu_0 M_S} < H_{\text{ext}} < \frac{2K_1}{\mu_0 M_S}.$$

Pro všechny malé intenzity externího magnetického pole patřící do intervalu o krajní hodnotě $H_C = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S}$ zvané koercivní pole nastává energiové minimum ve směru snadné osy. Takto získaná hysterezní smyčka má ideální obdélníkový tvar (obr. 3.3 úhel 0°). Pro intenzity externího pole větší než H_C , dojde k přeorientování magnetizace do směru externího pole.

Pro externí magnetické pole aplikované podél obtížné osy je $\phi = \pi/2$ a energii vzorku zapíšeme ve tvaru

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \sin \theta.$$

Hledáním minima energie požadavkem splnění následujících podmínek

$$\frac{dE}{d\theta} = (2K_1 \sin \theta + 4K_2 \sin^3 \theta - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S) \cos \theta = 0,$$

$$\frac{d^2 E}{d\theta^2} = 2K_1 \cos^2 \theta - 2K_1 \sin^2 \theta + 12K_2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - 4K_2 \sin^4 \theta + \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \sin \theta > 0,$$

nalezneme řešení $\theta = (\pi/2 + n\pi)$, pro všechna celočíselná n . Energiové minimum nastává pro externí pole vyhovující nerovnosti

$$\frac{2K_1 + 4K_2}{\mu_0 M_S} < H_{\text{ext}} < -\frac{2K_1 + 4K_2}{\mu_0 M_S}.$$

Po dosažení krajní hodnoty $H_A = \frac{2K_1 + 4K_2}{\mu_0 M_S} \approx \frac{2K_1}{\mu_0 M_S}$, označované anizotropní magnetické pole, nastává saturace materiálu. Substitucí $\sin \theta = M/M_S$ můžeme přepsat podmínku $\frac{dE}{d\theta} = 0$ do tvaru implicitního zadání $M(H_{\text{ext}})$

$$2K_1 M/M_S + 4K_2 (M/M_S)^3 + \mu_0 H_{\text{ext}} M_S = 0.$$

V lineární aproximaci rovnice můžeme navíc snadno vyjádřit M explicitně ve formě

$$M = \frac{\mu_0 H_{\text{ext}} M_S^2}{2K_1} = \dots = \frac{M_S}{H_A} H_{\text{ext}}.$$

Hysterezi v intervalu $\pm H_A$ lze aproximovat částí přímky spojující obě saturační hodnoty magnetizace.

Nyní uvažujme stejnou situaci, ovšem se vzorkem o kubické anizotropii. Jeho energie v rovině z je rovna

$$E = K_1 \sin^2 \theta \cos^2 \theta + K_3 (\sin^2 \theta \cos^2 \theta)^2 + \dots - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \cos(\phi - \theta). \quad (3.17)$$

Z řady energie anizotropie nám vystačí pouze první člen, protože druhý člen je nulový a třetí člen osmého řádu je v porovnání s předchozími již velmi malý. V případě, že je externí magnetické pole rovnoběžné s jednou ze snadných os, minimalizací energie

$$E = K_1 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \cos \theta$$

vzhledem k θ získáme opět $H_C \equiv H_A = \frac{2K_1}{\mu_0 M_S}$. Minima energie leží ve směrech $\theta = n\pi$ a metastabilní stavy (lokální minima) ve směrech $\theta = (\pi/2 + n\pi)$, pro všechna celočíselná n . Příklad externího pole aplikovaného podél jedné z obtížných os vede na energii

$$E = K_1 \sin^2 \theta \cos^2 \theta - \frac{\sqrt{2}}{2} \mu_0 H_{\text{ext}} M_S (\cos \theta + \sin \theta),$$

jejíž minima leží ve směrech $\theta = (\pi/4 + n\pi/2)$ a velikost H_A se shoduje s předešlým případem. Získané hysterezní smyčky uvažovaných případů jsou shrnuty na obr. 3.3.

3.5.2. Omezení Stonerova-Wohlfarthova modelu

Stonerův-Wohlfarthův model může být dobrým nástrojem pro mikromagnetickou analýzu, je však potřeba brát zřetel na možná úskalí. Podle modelu jsou si velikost koercivního pole H_C a velikost anizotropního pole H_A v případě aplikace externího magnetického pole podél snadné osy magnetizace rovny, jak jsme se přesvědčili odvozením ideální obdélníkové hysterezní smyčky. U většiny skutečných materiálů smyčky nenabývají přesně obdélníkového tvaru a $H_C \ll H_A$. Reálné velikosti koercivního pole obvykle nedosahují ani třetiny modelem vypočítané hodnoty $H_C = 2K/\mu_0 M_S$. Tato skutečnost se označuje jako Brownův paradox [18]. Odchylka od experimentu je způsobena defekty a nečistotami v reálných magnetických látkách, kolem nichž snadněji inicializuje reorientace magnetizace. Tento nedostatek se silněji projevuje u větších částic a je proto potřeba skutečně dodržovat požadavek malých rozměrů magnetického systému. Vhodné je model použít pouze jako výchozí bod pro další analýzu.

4. Charakterizace tenkých vrstev FeNi

Z důvodu absence části symetrií na rozhraních vykazují tenké vrstvy mnohé zajímavé vlastnosti, které u objemových materiálů nepozorujeme. Se zvyšujícím se poměrem atomů na rozhraní vůči atomům uvnitř materiálu začínají být fyzikální děje ovlivňovány novými mechanismy a energiovými členy. Nejvýznamnějším činitelem mezi nimi je mřížkový nesoulad a deformace na rozhraní. Ve středu našeho zájmu stojí anizotropní chování tenkých vrstev, které je ovlivněno mimo jiné i napětím vzniklým na rozhraní.

Železo jakožto alotropní materiál můžeme pozorovat ve více podobách zvaných fáze. Tyto fáze se vzájemně liší krystalovou strukturou (krystalovou mřížkou, velikostí mřížkových konstant, ...) a implicitně také různými fyzikálními vlastnostmi. V podobě velmi tenkých vrstev a ve spojení s vhodným substrátem můžeme Fe při stálém tlaku a teplotě stabilizovat ve více než jedné fázi, kde v objemovém Fe by při stejných podmínkách mohla existovat fáze jediná. Takové vrstvy pak označujeme metastabilní a pozorujeme u nich vlastnosti netypické pro objemové Fe.

4.1. Fázové přeměny Fe

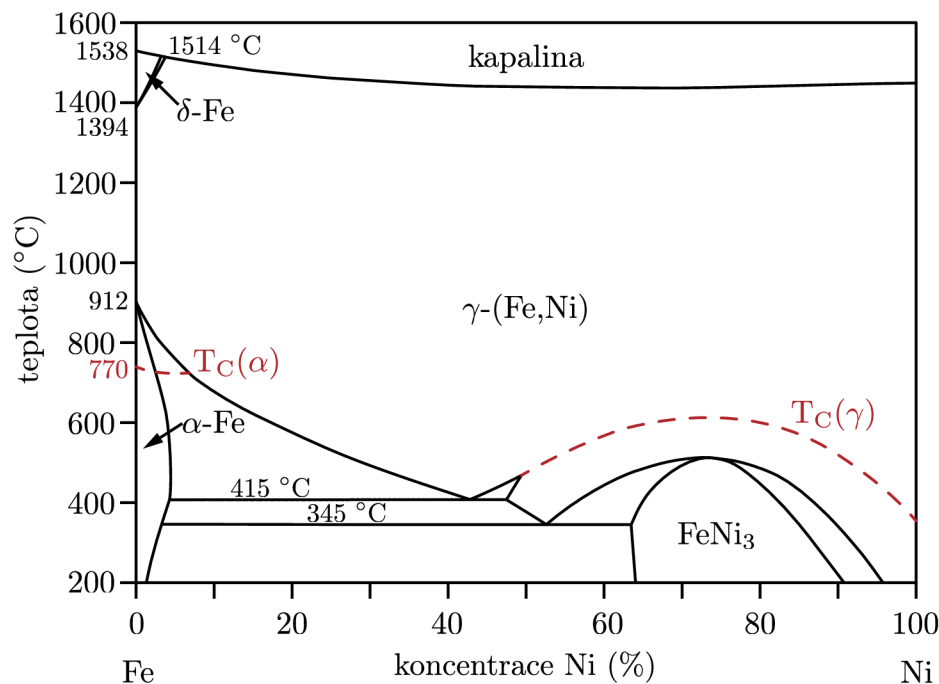
Ve vrstvách Fe dochází při změnách tlaku a teploty k fázovým transformacím, které jsou značně ovlivněny také případnými příměsovými látkami a jejich koncentracemi. Z hlediska magnetických vlastností u Fe rozlišujeme paramagnetické a feromagnetické fáze, úzce spjaté s krystalovou fcc a bcc strukturou.

V následujícím textu se soustředíme pouze na čisté železo nebo jeho slitiny s niklem. Obr. 4.1 zachycuje fázový diagram pro slitinu FeNi za stálého tlaku v závislosti na teplotě a koncentraci Ni. Při ochlazování taveniny čistého železa krystalizuje nejprve v paramagnetické fázi nabývající bcc strukturu (δ -Fe), při dalším ochlazování probíhá jeho strukturální fázová přeměna na fcc strukturu (γ -Fe) a poté opět rekrystalizuje do bcc struktury (β -Fe). Při tzv. Curieho teplotě, která je pro Fe rovna přibližně 770 °C, dochází k jeho magnetické fázové přeměně (α -Fe) a začíná vykazovat feromagnetické vlastnosti, jež jsou u Fe za pokojové teploty obvyklé.

4.2. Tenké epitaxní vrstvy Fe na Cu(100)

Systém tenkých epitaxních vrstev Fe na Cu(100) byl v posledních desetiletích podrobně studován díky potenciálu stabilizovat γ -Fe i při nízkých teplotách [2, 3, 4, 8]. U těchto vrstev byla prokázána přímá závislost mezi magnetickými a strukturálními fázovými přeměnami a také závislost jejich různých magnetických vlastností na tloušťce tenké vrstvy.

Při epitaxním růstu přebírají tenké vrstvy krystalovou strukturu svého substrátu. Jsou-li chemická složení substrátu a vrstvy totožná hovoříme o homoepitaxi, v opačném případě jde o heteroepitaxi. V heteroepitaxním systému vždy dochází na rozhraní vrstev k určitým poruchám, z důvodu neshodné velikosti mřížkových konstant obou materiálů. K dosažení správného epitaxního růstu je proto vhodné zvolit systém tvořený látkami podobných mřížkových konstant. Mřížková konstanta bcc Fe je rovna 2,68 Å [13] a mřížková konstanta Cu je rovna 3,615 Å, rozdíl jejich velikostí je tedy ~ 26 % mřížkové konstanty



Obr. 4.1: Fázový diagram slitiny $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ s Curieho teplotou při různých koncentracích Ni vyznačenou červenou přerušovanou čarou. Převzato a upraveno z [22].

Cu. Konstanta fcc Fe je však rovna $3,588 \text{ \AA}$ [2], což vede k velmi dobrému souhlasu obou mřížek se vzájemnou odchylkou menší než 0,02 %. Monokrystal Cu vykazující fcc strukturu může proto sloužit jako vhodný substrát pro epitaxní růst vrstev fcc Fe.

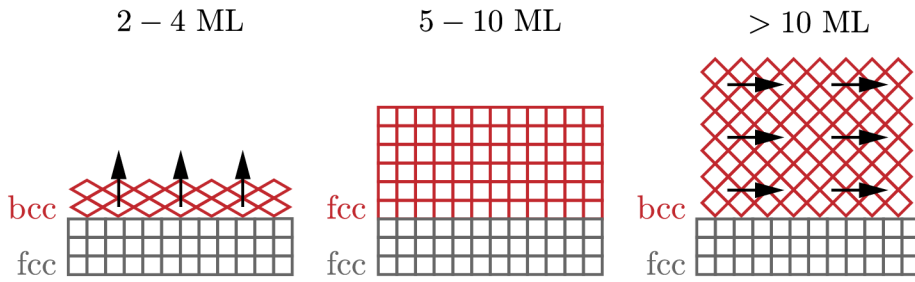
Struktura vrstev fcc Fe se při růstu mění s tloušťkou v závislosti na poměru dvou primárních energiových příspěvků. První z nich je energie deformace stabilizující pseudomorfní strukturu Fe, tedy růst vrstvy jejíž mřížková konstanta se deformuje takovým způsobem, aby korespondovala se substrátem. Druhá je energie daná krystalovou strukturou inicializující transformaci Fe do bcc struktury, která je při nízkých teplotách energeticky výhodnější [8]. Podle ustanovené rovnováhy obou energií rozlišujeme při růstu čistého Fe na Cu(100) tři oblasti tlouštěk vrstev schematicky znázorněných na obr. 4.2.

První čtyři monovrstvy (ML) Fe rostou v bcc(110) struktuře deformované tak, aby byl nesoulad mřížek na rozhraní s fcc(100) strukturou Cu substrátu minimální. Tato struktura zvaná nanomartensitická vykazuje feromagnetismus a anizotropii se snadnou osou ve směru normály k povrchu (*out-of-plane*) [23, 24, 25]. Při pokrytí několika dalšími vrstvami Fe je až do tloušťky ~ 10 ML pozorován pseudomorfní růst paramagnetického Fe v fcc(100) struktuře [14, 23]. Tato paramagnetická oblast růstu končí poté co energie získaná fázovou přeměnou bcc struktury převáží deformační energii indukovanou na rozhraní. Vrstva zrelaxuje do bcc(110) struktury a stává se feromagnetickou s anizotropií směřující podél roviny povrchu (*in-plane*).

4.3. Stabilizace vrstev fcc Fe

Čisté Fe lze stabilizovat v γ fázi pouze ve formě vrstev tenčích než uvedených 10 ML, kdy dojde ke spontánní fázové transformaci. Pro aplikace je však žádoucí možnost růstu také tlustších vrstev, které jsou vůči oxidaci či mechanickému poškození odolnější a které

4.4. METASTABILNÍ FENI



Obr. 4.2: Schéma krystalové struktury systému Fe/Cu(100), kde šedá spodní mřížka znázorňuje část Cu substrátu a vrchní červená mřížka Fe. První schéma zachycuje oblast růstu ve feromagnetické nanomartensitické struktuře, druhé zachycuje pseudomorfní růst paramagnetické fcc struktury a třetí zachycuje oblast růstu feromagnetické bcc struktury po zrelaxování Fe vrstev. V obou feromagnetických oblastech růstu je černými šipkami naznačena preferovaná orientace vektoru magnetizace. Převzato a upraveno z [24].

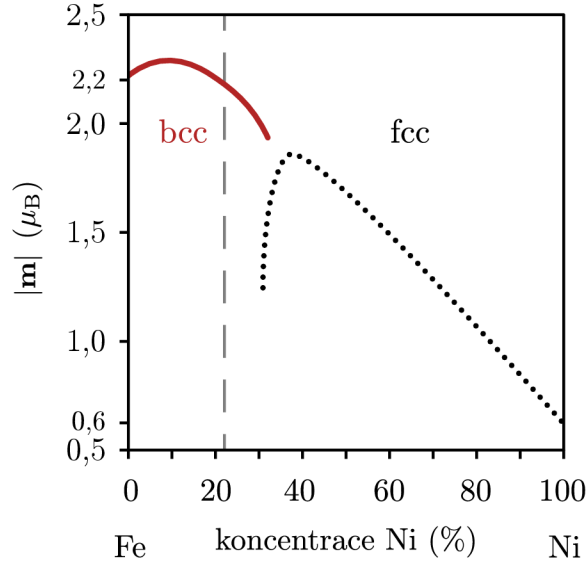
po transformaci mohou získat větší magnetický moment. Byly proto studovány techniky jak tyto vrstvy stabilizovat. Jednou z možností, jak představil Kirilyuk [26] a detailně prostudovala Zaman [24, 27], je disociace molekul CO na povrchu Fe vrstev. V tomto případě atomy C pronikají do Fe vrstvy a včleňují se do intersticiálních poloh její krystalické mřížky, kde následně plní stabilizační funkci růstu fcc struktury. Atomy O naopak zůstávají pouze na povrchu vrstvy Fe, který postupně saturují. Právě tato skutečnost je nedostatkem metody, protože vznikající vrstva atomů O na povrchu neumožňuje pronikání dalších stabilizujících atomů C dovnitř materiálu. Tloušťka takto stabilizovaných Fe vrstev je omezena na ~ 22 ML. Tuto limitaci odstraňuje novější metoda využívající ke stabilizaci γ fáze nikl [6].

4.4. Metastabilní FeNi

Krystalický Ni při nízkých teplotách zaujímá fcc strukturu s mřížkovou konstantou rovnou $3,52 \text{ \AA}$ a jeho atomový poloměr se od poloměru atomu Fe liší o pouhé $\sim 0,02 \%$. Ni proto může být snadno navázán na Fe a při nízkých koncentracích vůči Fe může přebrat i bcc strukturu krystalu α -Fe. Kromě krystalografického hlediska je Ni vhodný kandidát především proto, že je za nízkých teplot feromagnetický. Jeho magnetický moment připadající na jeden atom je však roven $0,6\mu_B$ ¹ a je tedy nižší než moment samotného bcc Fe $2,2\mu_B$ [28]. Závislost magnetického momentu a výsledné struktury slitiny na koncentraci Ni je shrnuta v diagramu na obr. 4.3.

Byla prostudována závislost stability každé ze dvou možných fází na koncentraci Ni ve slitině $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ a experimentálně bylo stanoveno rozmezí oblasti metastabilní fcc struktury [6, 29]. Tato metastabilní oblast závisí mimo koncentrace Ni také na okolním tlaku UHV (*ultra high vacuum*) atmosféry v níž růst vrstev probíhá. Ukazuje se také, že při stabilizaci vrstev stále hraje jistou roli i přítomnost CO a jeho koncentrace ve zbytkové atmosféře. Experiment ukázal optimum metastabilního růstu při tlaku 3×10^{-9} mbar CO atmosféry pro koncentraci Ni 22 % [29]. Jak lze vidět na obr. 4.3, velikost magnetického

¹Konstanta $\mu_B = \frac{\mu_0 e \hbar}{2m_e}$ zvaná Bohrov magneton označuje základní jednotku magnetického momentu atomu.



Obr. 4.3: Závislost velikosti magnetického momentu \mathbf{m} v násobcích Bohrova magnetonu $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$ na koncentraci Ni. Červenou čarou je vyznačena bcc fáze, černou tečkovanou čarou fcc fáze. Oblast $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ je naznačena šedou přerušovanou čarou. Převzato a upraveno z [1].

momentu slitiny je při této koncentraci Ni prakticky shodná s velikostí momentu čistého Fe. Podobné vlastnosti $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ a Fe ukazují na oprávněnost jejich vzájemného porovnání.

4.5. Magnetické anizotropní vlastnosti tenkých vrstev

V tenkých vrstvách magnetických anizotropních materiálů je často pozorována superpozice více různých anizotropií působících současně. Přítomnost volného povrchu obvykle vyvolává uniaxiální anizotropii ve směru jeho normály, deformace krystalové mřížky na rozhraní naproti tomu v rovině vrstvy vyvolává magnetoelastickou deformaci a velikost obou těchto příspěvků klesá se zvětšujícím se poměrem objemu vůči povrchu tenké vrstvy. Pro analýzu proto může být vhodné rozdělit pozorované anizotropie na více členů nejen podle jejich původu, ale také na část příslušící objemu K^{obj} a povrchu K^{povrch} materiálu. Anizotropní konstanty vrstvy lze rozepsat například do formy [30]

$$K = K^{\text{obj}} + \frac{2K^{\text{povrch}}}{Nt}, \quad (4.1)$$

kde N je počet monovrstev a t jejich vzájemná vzdálenost. Faktor dvou ve druhém členu připisujeme pro vyjádření příspěvků od obou povrchů/rozhraní jsou-li totožné. V opačném případě rozdělíme ještě tento člen na dva. V případě nesouhlasných znamének konstant K^{obj} a K^{povrch} může při tloušťce vrstvy

$$N = -\frac{2K^{\text{povrch}}}{tK^{\text{obj}}}, \quad (4.2)$$

nastat spinová reorientace a tedy změna původního směru snadné osy anizotropie [30]. Vhodnou volbou N lze takto v některých systémech vzájemně zaměnit směry snadných a obtížných os. Také například při depozici vrstev lze různými úhly naprašování indukovat uniaxiální anizotropii v odpovídajících směrech [31, 32].

4.5. MAGNETICKÉ ANIZOTROPNÍ VLASTNOSTI TENKÝCH VRSTEV

Magnetická anizotropie tenkých epitaxních vrstev Fe byla v minulosti analyticky i experimentálně studována u mnoha systémů jako jsou Fe/AlInAs(001) [13], Fe/GaAs(001) [33, 34], Fe/Si(111) a Fe/Si(001) [31, 32, 35]. Obvykle za účelem určení velikosti anizotropních konstant a možností jejich ovlivnění. Kromě magnetokrystalické kubické anizotropie typické pro Fe je u těchto vrstev pozorována také rovinná a kolmá povrchová anizotropie lišící se od kubické příčinou vzniku. Také v systému Fe/Cu(100) byla již dříve studována kolmá povrchová anizotropie [36] a její přeměna v rovinnou anizotropii [37] v závislosti na rostoucí tloušťce vrstev a teploty. Tato kolmá anizotropie se objevuje během růstu prvních vrstev námi studovaného FeNi/Cu(100) a rovinnou anizotropii pozorujeme u tlustších již transformovaných vrstev. Podrobnější studie anizotropního chování vrstev však až doposud nebyla provedena a vliv Ni na anizotropii také zatím experimentální studii nebyl podroben.

5. Příprava magnetických nanostruktur

V následující kapitole popisujeme přípravu metastabilních vrstev FeNi a jejich lokální transformaci užitím fokusovaného iontového svazku (FIB z anglického *focused ion beam*). Podrobné vysvětlení metody včetně jejich aplikací poskytuje například [38]. Při studii se zaměřujeme na optimalizaci transformace volbou hodnot ovladatelných parametrů procesu a výběrem těchto parametrů ovlivňujeme výsledné magnetické vlastnosti ozářených oblastí.

5.1. Depozice metastabilních vrstev

Příprava analyzovaných metastabilních vrstev na Cu(100) substrátu probíhala v rámci spolupráce s Technickou univerzitou ve Vídni. Převážná většina experimentů byla provedena na vzorcích skládajících se z vrstev Fe₇₈Ni₂₂ o tloušťkách 8 nm nebo 23 nm na monokrystalech Cu průměru i výšce 2 mm. Část experimentů byla provedena také na vrstvách Fe₇₈Ni₂₂ na hydrogenovaném Si substrátu s mezivrstvou Cu(100).

Monokrystal Cu byl nejprve v několika cyklech odprašován ionty Ar⁺ a žíhán při teplotě 800 K pro zajištění co nejrovnějšího povrchu (100). Metodou epitaxe z molekulárních svazků (*molecular beam epitaxy*) na něj byla následně nadeponována vrstva Fe₇₈Ni₂₂. Do UHV aparatury o základním tlaku 1×10^{-10} mbar, ve které depozice probíhala, byl záměrně přiveden CO tlaku 5×10^{-10} mbar. Pro snazší kontrolu požadované koncentrace Ni ve slitině jako odpařovací zdroj sloužila předem připravená slitina Fe₇₈Ni₂₂ namísto dvou zdrojů čistých Fe a Ni, které se vzájemně liší rychlostí odprašování [29]. Tenké vrstvy nadeponované tímto způsobem jsou paramagnetické a lze je iontovým svazkem transformovat na feromagnetické [6].

5.2. Transformace iontovým svazkem

Příprava magnetických nanostruktur metodou ozařování iontovým svazkem má značné výhody oproti depozici nebo růstu magnetických materiálů na litograficky připravených strukturách a lokálnímu leptání spojitých magnetických vrstev skrz masku. Hlavními výhodami jsou jednoduchost této jednokrokové metody, možnost pouze částečné transformace a možnost výroby planárních struktur bez výrazné změny topografie a optických vlastností povrchu materiálu [39].

Dřívější přístupy přípravy magnetických struktur pomocí ozařování ionty spočívaly v lokálnímu potlačení magnetických vlastností vrstvy destrukcí jejího strukturního uspořádání nebo vzniku slitiny jiných magnetických vlastností indukovanému v místě ozáření. Takto byly uvnitř magnetické vrstvy vytvořeny například nemagnetické struktury, magnetické struktury s lišící se velikostí saturační magnetizace nebo anizotropií či magneticky měkké struktury v magneticky tvrdém materiálu [39, 40, 41]. Možnost přípravy (pro aplikace užitečnějších) magnetických struktur v nemagnetických vrstvách iontovým ozařováním byla studována až v posledních letech [5, 42, 43].

Proces transformace metastabilních vrstev FeNi pomocí iontového svazku je popsána tzv. *thermal spike* modelem, který je pro železné vrstvy vysvětlen například v publikaci

5.2. TRANSFORMACE IONTOVÝM SVAZKEM

[24]. Ve shodě s tímto modelem předá dopadající iont svou kinetickou energii na tepelnou energii atomu s nímž se střetl. Při dopadu většího množství iontů dochází k lokálnímu zahřátí ozařovaného materiálu a ke vzniku defektů v jeho mřížce. V případě, že iontem předaná energie převyšuje energii potřebnou k překonání energiové bariéry inicializace fázové přeměny (fcc–bcc), může v okamžiku roztavení materiálu na vzniklých defektech dojít k nukleaci zárodku bcc struktury. Tento proces se odehrává v časovém měřítku řádu pikosekund a poté materiál opět chladne. Rekrystalizovat ale s jistou pravděpodobností může už v nové energiově výhodnější bcc struktuře. S dalšími do okolí dopadajícími ionty se k nukleačnímu centru postupně přidávají další atomy a krystalit bcc struktury se zvětšuje.

5.2.1. Optimalizace procesu transformace

Příprava veškerých magnetických struktur použitých v našich experimentech byla provedena na komerčním FIB/SEM systému (Tescan LYRA3 XMH). Kombinace obou zařízení poskytuje *in-situ* možnost zpětné vazby při přípravě struktur, protože umožňuje současnou transformaci fokusovaným iontovým svazkem a pozorování vzniklých struktur elektronovou mikroskopií. Za zmínku stojí uvést, že připravené struktury bcc(110) jsou pro svou odlišnou odrazivost a emisivitu elektronů vůči fcc(100) struktuře pozorovatelné v SEM, avšak například optickou mikroskopií ani větší struktury snadno viditelné nejsou, protože se jejich topografie ani optické vlastnosti transformací výrazně nemění.

Zařízení LYRA využívající ionty Ga^+ umožňuje nastavit mnoho parametrů procesu ozařování. Těmi jsou především

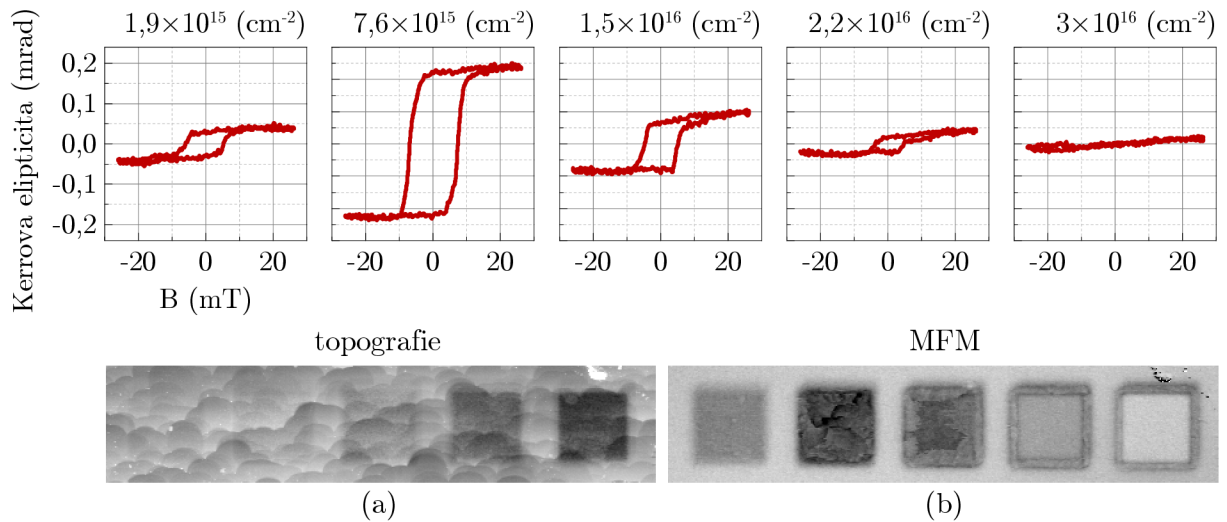
- energie a proud dopadajících iontů
- úhel dopadu iontového svazku na povrch vzorku
- trajektorie skenování iontovým svazkem vůči krystalografickým směrům vzorku
- doba setrvání svazku na určitém místě
- laterální vzdálenost ozářených míst.

Vliv jmenovaných parametrů použitého systému LYRA již byl prostudován na jiných magnetických vrstvách [7] a stejně tak byl prostudován vliv energie a celkové použité iontové dávky na transformaci metastabilních vrstev FeNi a Fe [9, 29]. Z poznatků předchozích studií jsme proto při našich experimentech zafixovali energii Ga^+ iontů na 30 keV vhodné pro nejlepší laterální rozlišení a kolmý úhel dopadu iontů na povrch a zabývali jsme se především vlivem iontové dávky, strategie skenování iontovým svazkem a velikostí stopy.

5.2.2. Vliv iontové dávky

Na samotném začátku experimentů jsme našli optimální iontovou dávku pro transformaci vrstev 8 nm a 23 nm $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$. K tomuto účelu jsme vytvořili sérii struktur lišících se dobou setrvání stopy iontového svazku na vzorku. Srovnání několika struktur získaných ozařováním různými dávkami na 8 nm vrstvě je spolu s příslušnými hysterezními smyčkami na obr. 5.1. Největší magneto-optický signál (úměrný saturační magnetizaci) jsme u 8 nm vrstvy našli při dávce $\sim 8 \times 10^{15}$ iontů/ cm^2 a u 23 nm vrstvy při dávce $\sim 6 \times 10^{15}$ iontů/ cm^2 . Získané hodnoty se řádově shodují s výsledky předchozích studií na jiných vrstvách.

Z obr. 5.1 je patrné, že na pečlivé volbě iontové dávky při transformaci záleží. Magnetizace roste s dávkou až do optimální hodnoty, při které dochází k transformaci celého



Obr. 5.1: Struktury o hraně 3 μm transformované zvyšující se (zleva) iontovou dávkou. Hysterzní smyčky Kerrovy elipticity úměrné rovinné složce vektoru magnetizace byly měřeny pomocí MOKE v longitudinální konfiguraci. V dolní části obrázku je (a) topografie struktur a (b) fáze měřená MFM, ve které lze u struktur transformovaných dávkami 7,6 a $1,5 \times 10^{15}$ iontů/ cm^2 vidět mikromagnetické uspořádání poukazující na propojení bcc krystalitů a transformaci celé ozářené oblasti.

objemu materiálu ozářené oblasti a při vyšších dávkách opět magnetizace klesá. Tento pokles je způsoben postupným odprašováním vrstvy FeNi vedoucím k úbytku magnetického materiálu a končícím jeho kompletním vymizením. Při ozařování nejprve vznikají transformovaná zrna bcc struktury, postupně se zvětšují, propojují a zaplňují ozářenou oblast. Současně však dochází k odprašování vrstvy až na úroveň Cu substrátu, který je viditelný v místě poslední struktury.

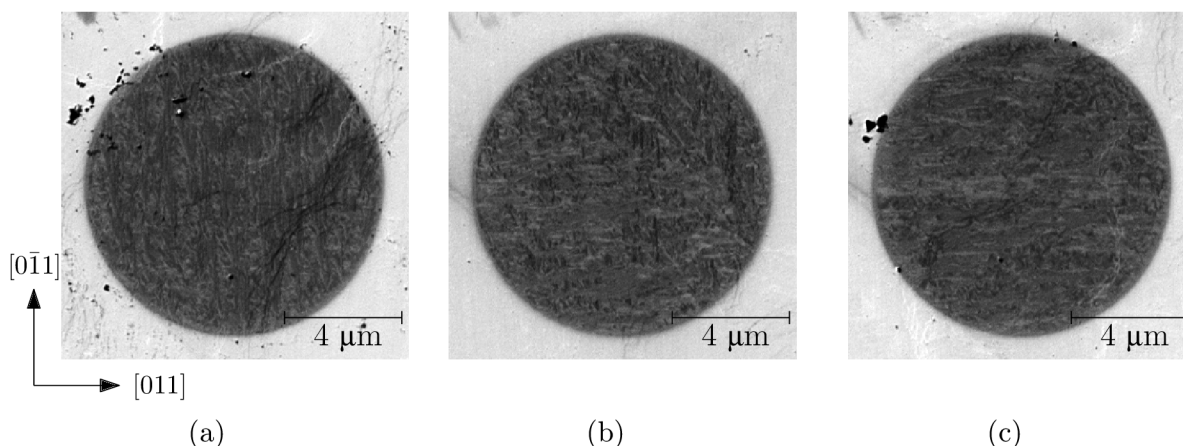
5.2.3. Vliv strategie skenování iontovým svazkem

Transformované bcc oblasti v fcc struktuře nenukleují zcela náhodně, ale v podobě úzkých krystalitů (*needles*) specificky orientovaných vůči krystalografickým směrům [8, 9]. U vrstev čistého Fe jsou preferenční orientace těchto zrn v začátcích transformace vzájemně natočeny přibližně o 75° a jsou mírně odkloněny od směrů [011] a $[0\bar{1}1]$ fcc struktury. Tato zrna slouží jako nukleační centra dalšího růstu bcc struktury, se zvyšujícím se poměrem transformovaného materiálu však dochází k jejich propojování a při úplné transformaci již povrch pokrývá také množství zrn jiných orientací.

Tato specifická struktura transformovaných oblastí je dána krystalografií materiálu. Opět za ní ale stojí princip minimalizace energií deformace a napětí na rozhraních krystalových mřížek. Změna poměru různých energetických příspěvků by proto mohla ovlivnit preferenční směr růstu zrn bcc struktury. Testovali jsme tuto teorii sérií experimentů, při kterých jsme během transformace struktur volili různé trajektorie iontového svazku a celkový počet přeskenování struktury svazkem.

Za testovací struktury jsme zvolili disky o průměru 10 μm . Kruhový tvar je vhodný, protože nepřispívá celkové energii magnetostatickou anizotropií v rovině povrchu vzorku. Zvolená velikost struktur zase poskytuje dostatečnou plochu pro snadné pozorování velkého množství bcc zrn a redukuje účinek nedokonalého zaostření iontového svazku. Použitý FIB/SEM systém umožňuje svazkem skrz kruhovou strukturu skenovat po soustřed-

5.3. ROZLIŠOVACÍ SCHOPNOSTI TRANSFORMACE A DETEKCE



Obr. 5.2: SEM snímky disků o průměru $10\ \mu\text{m}$ transformovaných shodnou dávkou iontů při rozdílných orientacích rastrování iontového svazku vůči krystalografickým terasám. Směr teras $[0\bar{1}1]$ je na obr. orientován vertikálně a odchylky směr skenování jsou (a) 15° , (b) 45° a (c) 75° .

ných kružnicích od vnějšího kraje ke středu, nebo lineárně rastrovat. V následujících experimentech jsme studovali vliv volby jedné z těchto strategií na růst zrn i na výslednou magnetickou anizotropii struktur.

Volili jsme různé orientace lineárního rastrování vůči krystalografii vrstev a pomocí SEM pozorovali rozdílnou povrchovou mikrostrukturu disků. Obr. 5.2 zachycuje tři disky ve vrstvě $23\ \text{nm}$ FeNi transformované shodnou dávkou 1×10^{16} iontů/ cm^2 během pěti scanů vzájemně se lišící pouze úhlem mezi orientací rastrování a směrem $[0\bar{1}1]$ fcc struktury. Směr $[0\bar{1}1]$ je krystalograficky význačný, protože podél něj vedou hrany krystalových rovin (teras) Cu substrátu, které jsou kopírovány také strukturou nadeponovaných vrstev FeNi.

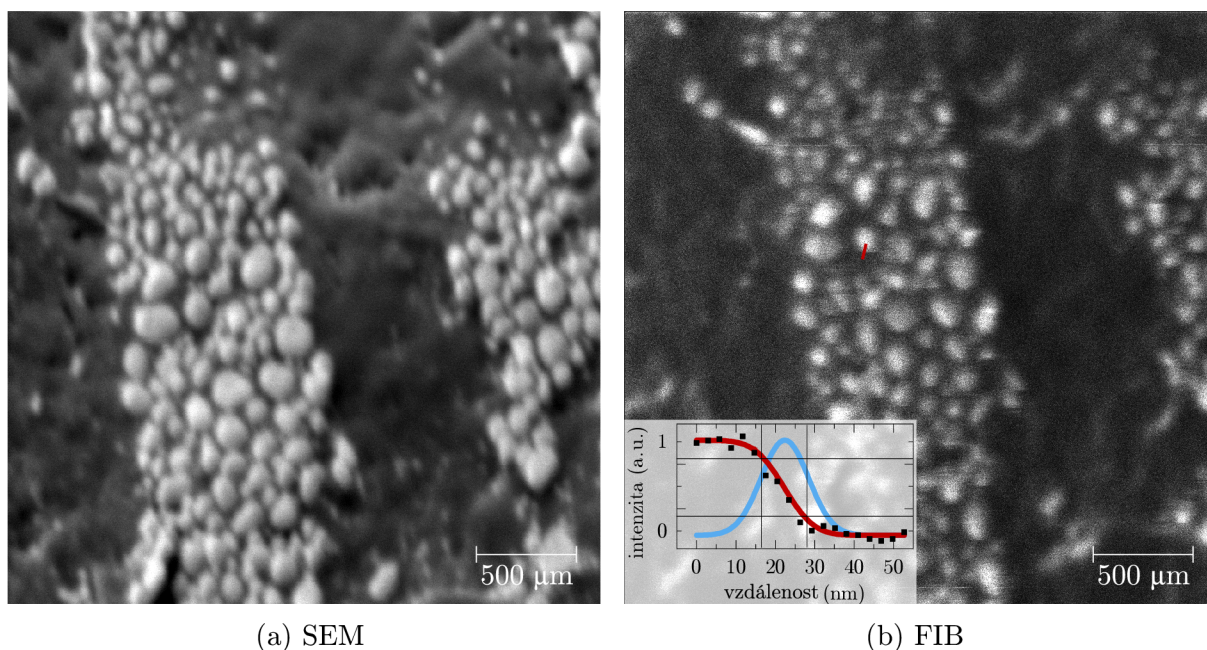
První z disků na obr. 5.2a transformovaný rastrováním odchýleným o 15° od směru krystalografických teras má zrna orientována preferenčně právě ve směru $[0\bar{1}1]$. Ve druhém disku na obr. 5.2b transformovaném při rastrování pod úhlem 45° vůči terasám jsou zřetelné dva preferenční směry růstu zrn, a to ve směrech $[0\bar{1}1]$ a $[011]$. Zbývající obr. 5.2c zachycuje disk transformovaný pod úhlem 75° , u jehož orientace zrn převládá směr $[011]$. Ze zobrazených i dalších výsledků můžeme vyslovit závěr, že dominantní orientace krystalových zrn leží podél teras a v jejich normále, a že zastoupení jedné či druhé orientace můžeme navýšit směrem rastrování. Největší účinek na zorientování zrn má rastrování v příslušném směru a při rastrování jinými směry se orientace zrn poměrově rozloží mezi oba preferenční směry.

Skenování svazkem po kružnicích indukuje růst zrn v mnoha různých směrech, přesto jsou mezi ostatními stále rozeznatelné orientace $[0\bar{1}1]$ a $[011]$.

5.3. Rozlišovací schopnosti transformace a detekce

Pro přípravu a charakterizaci struktur je třeba znát limity použitých metod. V následujících experimentech jsme se proto zabývali rozlišením fokusovaného iontového svazku a přípravou nejmenších rozlišitelných struktur.

Pro různé velikosti apertury objektivu (definující proud iontů a velikost stopy svazku) jsme FIB zaostřili na testovací vzorek s Au ostrůvkou a zachytili obraz. Obr. 5.3a jsme získali detekci sekundárních elektronů a obr. 5.3b detekci sekundárních iontů při proudu



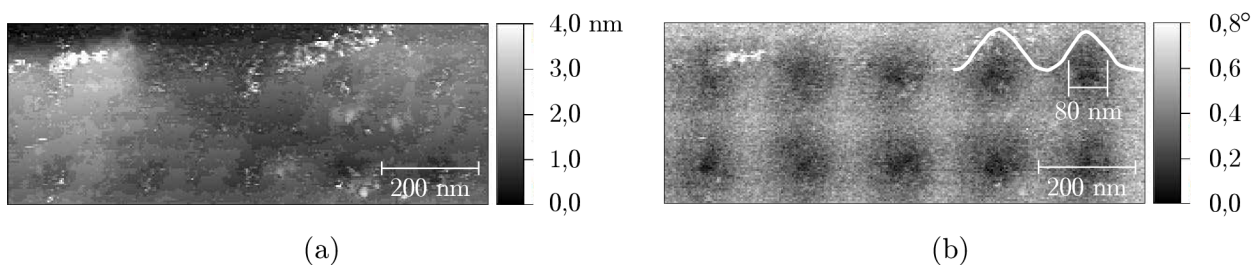
Obr. 5.3: Ostrůvky Au k testování rozlišení. V pravém obrázku je červeně vyznačen čárový profil hrany jednoho ze zobrazených ostrůvků. Ve vloženém grafu jsou data profilu proložena Gaussovou chybovou funkcí (červeně) a její derivací (modře). Z ní určené laterální rozlišení FIB při proudu dopadajících iontů ≈ 2 pA je $\approx 11,9$ nm.

iontového svazku ≈ 2 pA. V získaném snímku jsme přes zobrazené hrany struktur získali čárové profily, ty jsme proložili chybovou funkcí (uvedenou v publikaci [44] na straně 616) a určili laterální vzdálenost potřebnou pro pokles profilu z 84 na 16 % celkové výšky hrany. Tímto způsobem jsme určili rozlišení dvou vybraných velikostí apertur FIB, které primárně používáme v dalších experimentech. Pro aperturu odpovídající proudu iontů ≈ 2 pA jsme rozlišení stanovili na hodnotu $dx \approx 11,9$ nm a pro proud ≈ 700 pA na $dx \approx 100$ nm. Skutečná velikost ozářené oblasti ve vrstvě však roste s dávkou dopadajících iontů a při iontových dávkách v řádu 10^{15} potřebných pro plnou transformaci vrstvy tak může být ozářená oblast až několika násobně větší, než je zjištěné rozlišení.

Ve druhé části experimentu jsme se proto pokusili reprodukovatelně připravit co nejmenší avšak stále rozlišitelné magnetické nanostruktury. Několika iontovými dávkami jsme transformovali různé série disků uspořádaných do mřížových struktur kombinujících nominální průměry disků 50 nm až 1 μ m a vzdálenosti jejich středů 50 nm až 2 μ m. S ohledem na nezbytnost minimalizace velikosti stopy iontového svazku jsme pracovali výhradně s nízkými hodnotami proudu ≈ 2 pA. K detekci topografických změn i magnetické odezvy jsme následně využili mikroskopii magnetických sil (MFM z anglického *magnetic force microscopy*) při současném působení externího magnetického pole ve směru roviny vzorku [45]. Umístěním magnetické nanostruktury do magnetického pole zajistíme její snazší zviditelnění v důsledku saturace její magnetizace v požadovaném směru spjaté se zvýšením intenzity rozptylového pole studované magnetické struktury, které metodou MFM detekujeme.

Nejmenší připravené struktury jejichž jednotlivé magnetické signály byly zřetelně rozlišitelné dosahovaly rozměrů pod 100 nm. Tyto rozměry jsme opět určovali z čárových profilů vedených středem struktur, u nichž jsme zaznamenali vzdálenost míst, ve kterých

5.3. ROZLIŠOVACÍ SCHOPNOSTI TRANSFORMACE A DETEKCE



Obr. 5.4: Magnetické nanodisky transformované dávkou $4,2 \times 10^{15}$ iontů/cm². Při tomto množství dopadlých iontů je (a) původní topografie téměř nepozměněná, ale z (b) MFM fáze lze jednoznačně rozeznat transformované oblasti.

intenzita poklesne na polovinu své hodnoty. Největší změnu fáze bez současného výrazného poškození povrchu vrstvy jsme pozorovali u struktur transformovaných dávkou $4,2 \times 10^{15}$ iontů/cm². Obr. 5.4a ukazuje topografii FeNi vrstvy získanou pomocí AFM s transformovanými disky o průměru 80 nm vzájemně vzdálenými o 220 nm. Struktury jsou jen málo viditelné, pouze z porušení celistvosti povrchu vrstvy dopadem iontů lze ozářené oblasti částečně rozeznat. Na obr. 5.4b je současně změřená magnetická odezva disků z MFM zachycující jejich rozptylová pole. Při umístění vzorku do externího magnetického pole dochází k saturaci magnetizace disků ve směru pole a struktury lze rozeznat světlým a tmavým kontrastem po krajích struktur.

6. Magnetické vlastnosti FeNi

V následující kapitole popisujeme sérii experimentů z nichž vyvozujeme několik závěrů o magnetickém uspořádání a přítomnosti magnetické anizotropie v transformovaných strukturách. Určujeme velikosti anizotropních konstant, orientace snadných os a možnost jejich ovlivnitelnosti. Zjištěné informace dále aplikujeme při přípravě struktur s potenciálem následného využití v souvisejících oblastech studia.

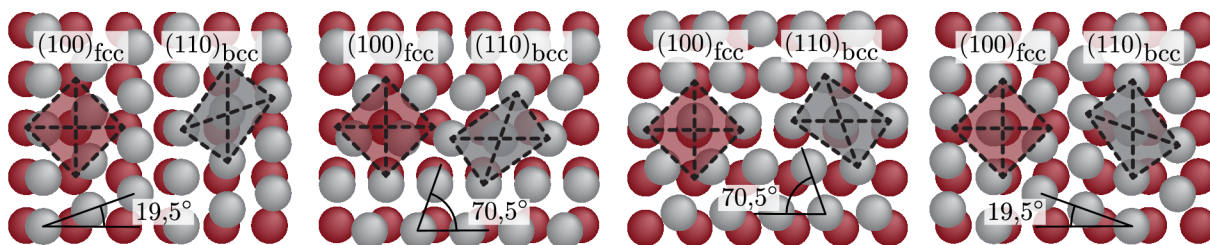
Většinu experimentálních dat získáváme pomocí magneto-optického Kerrova jevu (MOKE) [46] měřením magnetizace látky a její hysterezní závislosti v externím magnetickém poli. K tomu využíváme vektorového Kerrova magnetometru vyvinutého na ÚFI [47, 48] a k analýze povrchu a měření MFM využíváme komerční zařízení SPM (Bruker Dimension Icon).

6.1. Saturační magnetizace

Pro analýzu magnetických vlastností struktur určité látky je vždy potřeba znát velikost její saturační magnetizace M_S . K jejímu určení lze obvykle využít experimentálních metod, jako například vibrační magnetometrii (VSM), která je vhodná pro měření makroskopických vzorků či vrstev dostatečného objemu zkoumaného materiálu. Transformovali jsme proto souvislou plochu o velikosti $3,6 \text{ mm}^2$ ve vrstvě $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ tloušťky 8 nm. Nebyli jsme však ani při tomto rozměru schopni M_S reprodukovatelně změřit a její velikost jsme určili numericky interpolací hodnot pro Fe a Ni. Tabelované velikosti saturačního magnetického momentu jsou pro Fe a Ni po řadě $2,216 \mu_B$ a $0,616 \mu_B$ [19]. S přihlédnutím k závislosti velikosti \mathbf{m} na obr. 4.3 jsme po převodu na magnetizaci získali pro $\text{Fe}_{78}\text{Ni}_{22}$ hodnotu $M_S = 1,47 \times 10^6 \text{ Am}^{-1}$, se kterou počítáme v následujících experimentech.

6.2. Magnetokrystalická anizotropie vrstev FeNi

Vlivem rozdílných mřížkových parametrů i orientace krystalové struktury před a po transformaci, nezbytně musí při růstu bcc krystalitů dojít k formaci rozhraní obou krystalovým struktur, a to pod transformovanou oblastí i v laterálně vůči ní. Metodou elektronové difrakce (LEED) již bylo ověřeno, že existují právě čtyři vzájemná ekvivalentní geometrická uspořádání mřížek, které jsou energiově nejvýhodnější [23, 27]. Tyto případy jsou znázorněny na dvou následujících vrstvách fcc a bcc mřížky na obr. 6.1. Vždy jeden ze



Obr. 6.1: Rozhraní krystalových mřížek fcc a bcc pro jejich čtyři možná vzájemná uspořádání. Níže umístěná atomární rovina (100) přísluší fcc FeNi struktuře (červeně) a rovina (110) výše náleží transformované bcc struktuře (šedě).

6.2. MAGNETOKRYSTALICKÁ ANIZOTROPIE VRSTEV FENI

směru $\langle 111 \rangle$ bcc struktury splývá se směrem $\langle 011 \rangle$ fcc struktury a druhý je odchýlen o $\pm 19,5^\circ$ od příslušného směru.

Při měření MOKE detekujeme magnetizaci pouze z vrstvy tloušťky několika nanometrů pod povrchem vzorku, což odpovídá i tloušťce charakterizovaných vrstev. Celou problematiku proto dále uvažujeme jako rovinnou a z anizotropního energiového profilu příslušejícího Fe (obr. 3.2e) pozorujeme pouze průmět do roviny (110). Většina publikací zabývajících se vrstvami Fe pracuje s orientací (100), pro kterou je obvyklá magneto-kryсталická anizotropie čtyřčetné symetrie. V případě orientace (110) však lze očekávat symetrii pouze dvoučetnou, jak je graficky podloženo obr. 6.2a.

Při pozorování pouze jedné z orientací bcc vrstvy FeNi předpokládáme existenci jedné snadné osy [001], dvou obtížných os [111] a $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ a jedné přechodné osy [110] bcc struktury. Charakterizovaná vrstva se však může skládat až ze čtyř mřížek různě natočených v rovině. V případě ekvivalentního zastoupení všech z nich se jednotlivé energiové profily sčítají a očekáváme složenou anizotropii znázorněnou na obr. 6.2b charakterizovanou čtyřčetnou symetrií.

Při matematickém popisu anizotropie vycházíme ze vztahu pro energii kubické anizotropie (3.5), avšak pro snazší analýzu předdefinujeme souřadnou soustavu tak, aby její osy ležely ve směrech [001], [110] a $[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$. Směrové kosiny definované vztahy (3.3) proto přepisujeme do nového tvaru

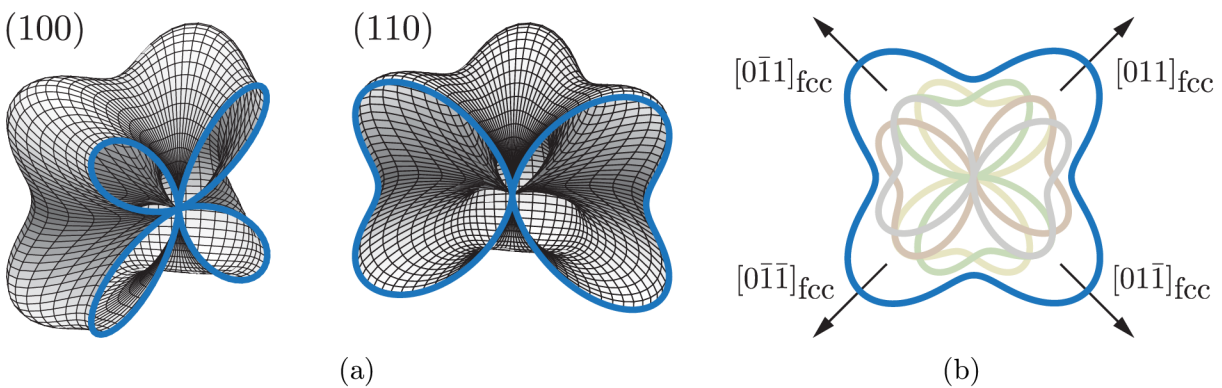
$$\beta_x = \frac{\sqrt{2}}{2}(\sin \varphi \sin \theta - \cos \theta), \quad (6.1a)$$

$$\beta_y = \frac{\sqrt{2}}{2}(\cos \varphi \sin \theta + \cos \theta), \quad (6.1b)$$

$$\beta_z = \cos \varphi \sin \theta. \quad (6.1c)$$

Protože vektor magnetizace se může nacházet pouze v rovině (110), je polární úhel $\theta = \pi/2$ a dosazením do rovnice (3.5) získáme vztah pro energii kubické anizotropie ve tvaru

$$E_A = \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\varphi + \sin^4 \varphi) + \frac{K_2}{4} \sin^2 \varphi \cos^4 \varphi + \dots \quad (6.2)$$



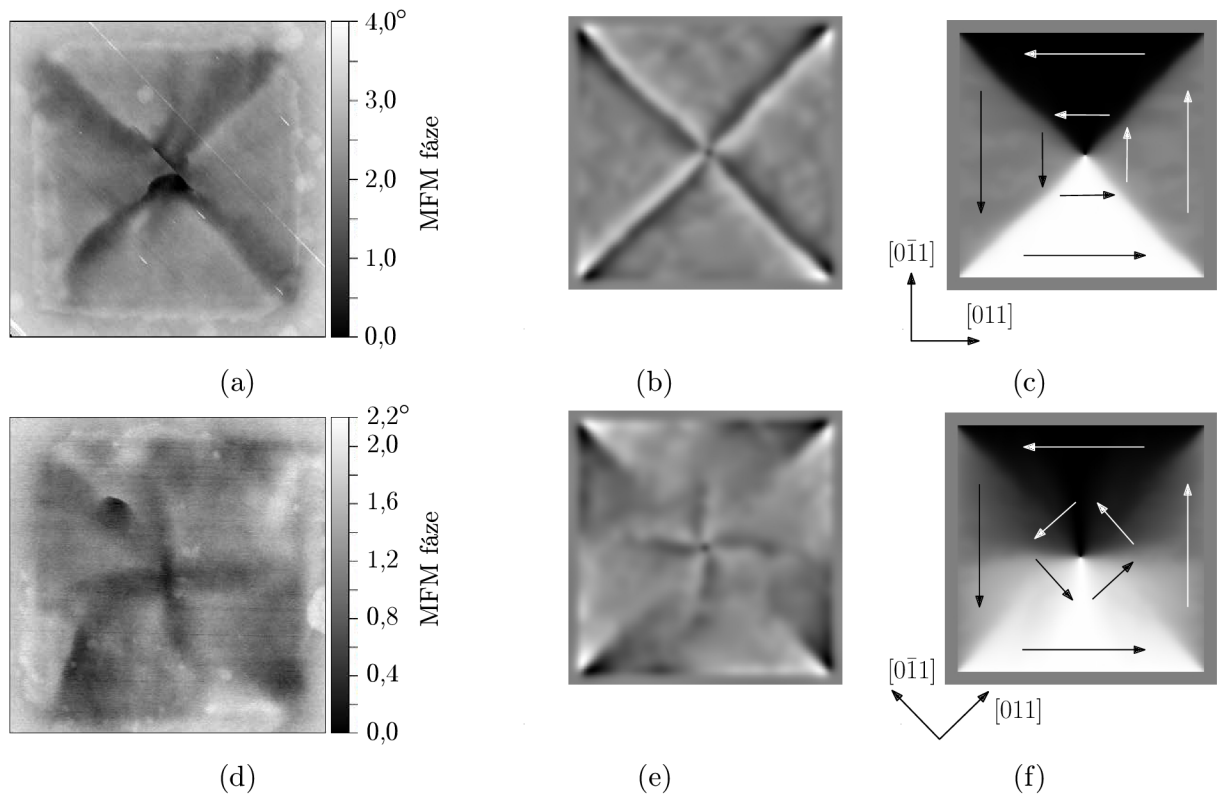
Obr. 6.2: (a) Průměty energiového profilu (obr. 3.2e) bcc struktury FeNi do rovin (100) a (110). Pokud je na povrchu struktury rovina (100), má průmět profilu čtyřčetnou symetrii, při orientaci povrchu v rovině (110) je pozorovaná symetrie dvoučetná. (b) Složením energiových příspěvků od čtyř vhodných orientací (obr. 6.1) struktury v rovině (110) je výsledný průmět energiového profilu čtyřčetně symetrický.

Při numerickém řešení dosazujeme analytický výraz upravený tímto způsobem do vztahu pro celkovou energii dle Stonerova-Wohlfarthova modelu.

K prokázání přítomnosti čtyřčetné anizotropie ve vrstvách FeNi jsme provedli experiment, ve kterém jsme vytvořili různě krystalograficky orientované magnetické struktury, uvnitř nichž se vektor magnetizace stáčí v rovině a tvoří magnetický vír tzv. vortex. Již jsme ověřili anizotropní růst krystalových zrn v preferenčních směrech $[0\bar{1}1]$ a $[011]$ a jeho závislost na směru skenování iontovým svazkem. Očekávali jsme proto také existenci magnetokrystalické anizotropie se souvisejícími směry snadných os.

Strukturami vhodnými k demonstraci anizotropie se ukázaly být čtverce o hraně délky $1\ \mu\text{m}$, které jsme orientovali hranami podél směrů krystalových teras $[0\bar{1}1]$ a diagonálně vůči nim. Čtverce jsme transformovali různými iontovými dávkami a k odstranění vlivu směru skenování svazkem jsme je neskenovali lineárně v jediném směru, ale podél každé ze čtyř hran. Na obr. 6.3 jsou zachyceny rozdílné tvary magnetických vortexů pro čtverce orientované podél (obr. 6.3a) a diagonálně (obr. 6.3d) vůči směru teras.

Pro lepší nahlédnutí do problému jsme získaná data numericky nasimulovali pomocí programu mumax³. Definovali jsme čtverce tvořené zrna o velikostech $\sim 50\ \text{nm}$ představující krystality čtyř různých orientací krystalových struktur. Jednotlivým zrnům jsme definováním směrů snadných os a velikostí anizotropních konstant K_1 přidělili čtyřčetnou



Obr. 6.3: Čtverce o hraně délky $1\ \mu\text{m}$ transformované dávkou $8 \times 10^{15}\ \text{iontů/cm}^2$ a příslušné simulace magnetického stavu. Hrany struktur byly orientovány podél směru krystalových teras (a) – (c) a diagonálně vůči nim (d) – (f). Data (a) a (d) byla získána měřením fáze MFM, zatímco (b) a (e) simulací MFM v programu mumax³. Při simulaci jsme vycházeli z modelu složené čtyřčetné a uniaxiální anizotropie v zrnech čtyř krystalograficky významných orientací. Spolu se simulovanou x složkou vektoru magnetizace M_x jsou v (c) a (f) vyznačeny směry vektoru magnetizace \mathbf{M} v příslušných částech struktury.

6.3. POLÁRNÍ ZÁVISLOST TVARU HYSTEREZNÍ SMYČKY

i uniaxiální anizotropii tak, aby výsledná energie anizotropie každého zrna odpovídala energiovému profilu bcc struktury v rovině (110). Zrna jsme rovnoměrně rozdělili na čtyři typy orientováním jejich výsledné snadné osy ve směrech $\pm 19,5^\circ$ a $\pm 70,5^\circ$ vůči směru teras. Takto jsme vytvořili složenou polykrystalickou strukturu o výsledné čtyřčetné anizotropii shodné se schématem na obr. 6.2b.

Grafické znázornění numericky vypočteného rozptylového pole je pro možnost porovnání s experimentem znázorněno na obr. 6.3b a 6.3e, zatímco normovaná složka M_x vektoru magnetizace struktury získaná při téže simulaci je na obr. 6.3c a 6.3f. Zobrazená data jsme získali simulacemi s hodnotami parametrů $M_S = 1,47 \times 10^6 \text{ Am}^{-1}$, $K_1 = 2,4 \times 10^4 \text{ Jm}^{-3}$ a $K_U = 6 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$.

Na obr. 6.3d-6.3f čtverce orientovaného diagonálně lze vidět, že se vektor magnetizace při jeho okrajích přizpůsobuje celkovému tvaru struktury, zatímco blíže středu čtverce preferuje vektor magnetizace orientace ve směrech snadných os magnetokrystalické anizotropie. Skrz doménovou strukturu (6.3d) i vektorové pole magnetizace (6.3f) tak můžeme nepřímo pozorovat pokles energie magnetostatické anizotropie od kraje struktury ke středu a její postupné převýšení energií magnetokrystalické anizotropie v místech, kde již je vliv celkového tvaru struktury vůči vlivu krystalografie minoritní.

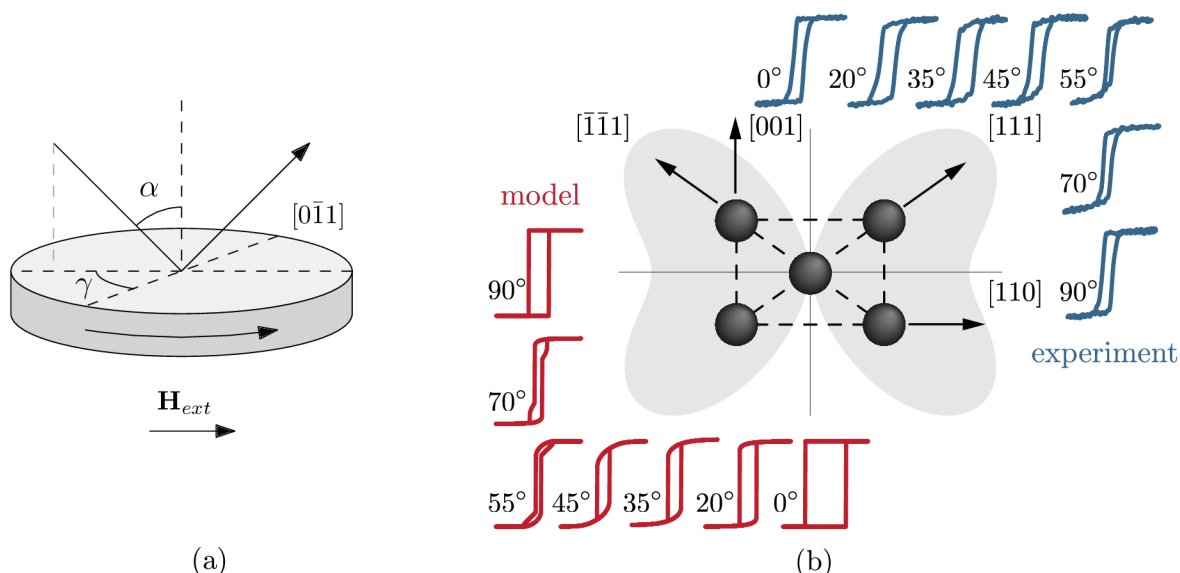
6.3. Polární závislost tvaru hysterezní smyčky

Nejvíce se lze o anizotropním energiovém profilu dozvědět z tvaru hysterezních smyček měřených v různých směrech krystalografických os vůči vnějšímu magnetickému poli. Analytický model popsáný v sekci 3.5 předpovídá, jak přibližně by jednotlivé smyčky v různých orientacích vůči snadné ose měly vypadat, obr. 3.3, v němž jsou vyznačeny, je však třeba považovat za pouze orientační.

V experimentu jsme (ze stejných důvodů jako dříve v sekci 5.2.3) pracovali výhradně se strukturami tvaru disku. Několik disků jsme změřili pomocí MOKE v longitudinální konfiguraci a pro různá natočení vzorku kolem osy vedoucí jeho normálou jsme postupně zaznamenávali hysterezní smyčky. Uspořádání tohoto experimentu je schematicky znázorněno na obr. 6.4a. Úhel dopadu světla α jsme zvolili 50° a počáteční orientací jsme označili krystalografický směr $[0\bar{1}1]$. Při otáčení vzorku jsme postupovali s krokem 5° až k otočení o plný úhel.

Protože jsme již prokázali přítomnost magnetokrystalické anizotropie čtyřčetné symetrie, zabývali jsme se hlouběji právě jí. V první části experimentu jsme při transformaci disků skenovali iontovým svazkem po kružnicích, abychom zamezili případnému ovlivnění směrem skenování a mohli stanovit závěry pouze o magnetokrystalické anizotropii. V druhé části jsme naopak transformovali disky lineárně, abychom prozkoumali, zda zorientování krystalitů transformované bcc struktury způsobené skenováním ovlivní také jejich magnetickou anizotropii. Ve vrstvě 8 nm FeNi jsme transformovali sérii disků dávkami z rozmezí $1 - 10 \times 10^{15}$ iontů/cm², protože míra transformace také mohla hrát roli.

V závislosti na natočení vzorku byla stabilizace magneto-optického signálu při měření více či méně snadná, a stejně tak se pozorované hysterezní smyčky lišily tvarem. U disků transformovaných skenováním po kružnicích jsme pozorovali dvě různě zřetelné obtížné a snadné osy symetricky rozmístěné v plném úhlu, jako je tomu u kubické anizotropie. Protože orientace nalezených os vůči vzorku byly vždy stejné, skutečně se jednalo o magnetokrystalickou anizotropii a hlavním činitelem stojícím za rozdílnou velikostí anizotropie



Obr. 6.4: (a) Uspořádání experimentu pro měření longitudinálního Kerrova jevu. Směr externího magnetického pole a orientace úhlu dopadu světla jsou shodné a fixní, vzorkem lze v rovině otáčet. (b) Energový profil roviny (110) bcc struktury a příslušné hysterezní smyčky získané experimentálně (modře) a ze Stonerova-Wohlfarthova modelu (červeně).

se ukázala být iontová dávka. Složitější situace nastala u disků transformovaných lineárně. Předpoklad možnosti indukování anizotropie skenováním se potvrdil, avšak získaná anizotropie neměla směr skenování, ale opět souvisela s krystalografií vzorku. Výraznou uniaxiální anizotropii pevně daného směru osy jsme pozorovali při skenování v některých směrech a téměř žádnou v jiných směrech.

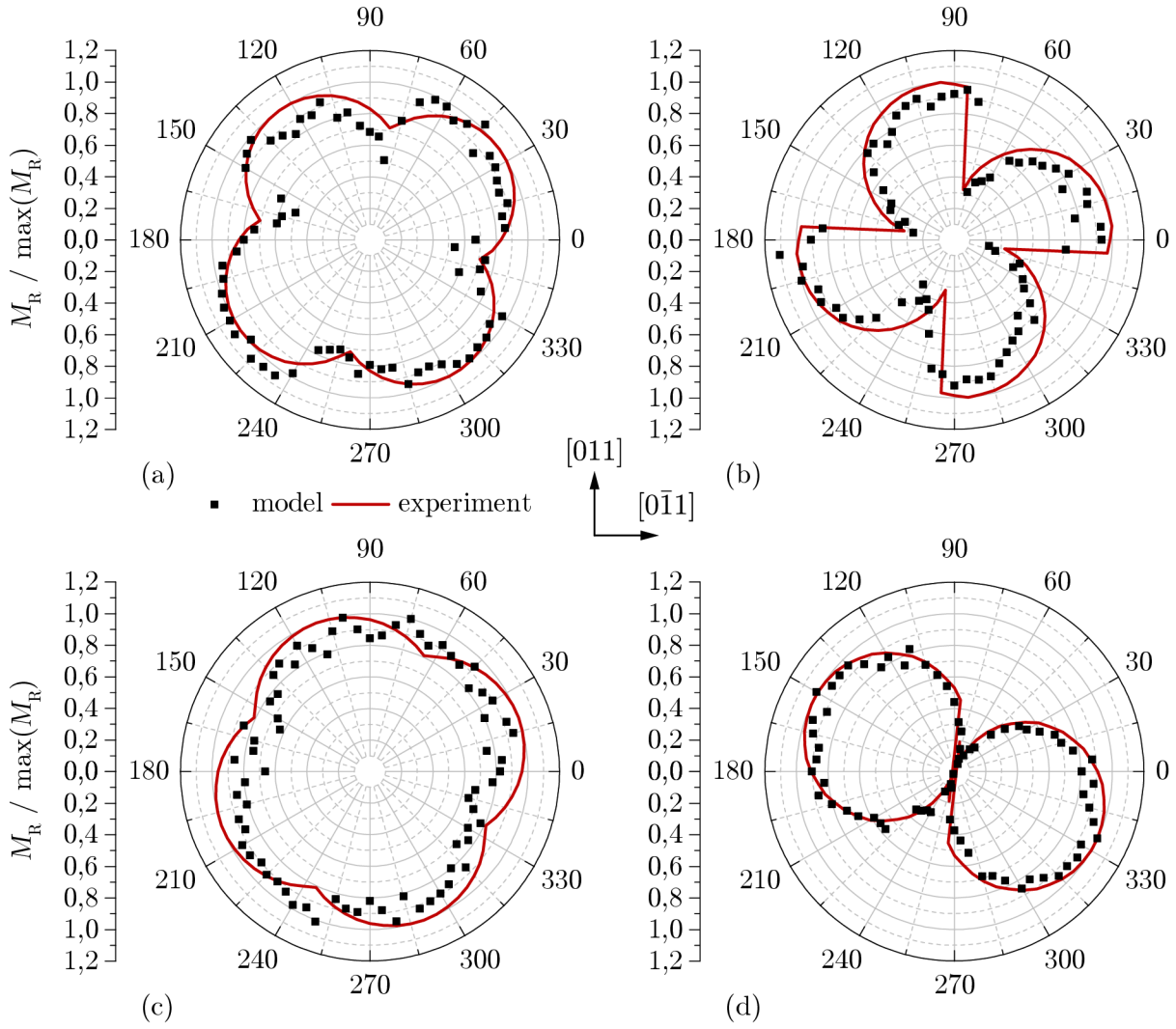
Dle Stonerova-Wohlfarthova modelu s anizotropním členem upraveným do tvaru (6.2) i s kubickou anizotropií (jako s důsledkem superpozice čtyř těchto dvoučetně symetrických) jsme vykreslili křivky pro různá natočení vzorku. Modelové křivky se zejména co do velikosti koercivního pole vzájemně lišily více, než křivky námi pozorované, ale základní tvar a zakřivení v okolí remanentní magnetizace byly podobné. Ukázkou několika experimentálních křivek z disku slabé anizotropie dvoučetné symetrie i teoretických křivek pro vybrané úhly energiového profilu (110) bcc struktury shrnuje obr. 6.4b.

6.3.1. Analýza polárních závislostí remanentní magnetizace

Při analýze hysterezních smyček není nezbytné je vždy studovat celé, ale mnohé lze říct jen z vybraných bodů křivek. Separujeme-li z každé křivky pouze určitou hodnotu, například velikost saturační nebo remanentní magnetizace nebo koercivního pole, můžeme přehledně v jediném grafu znázornit úhlovou závislost těchto parametrů. Velikost M_S se při otáčení vzorkem nijak nemění, zbývající dvě veličiny ale ano. H_C může být výrazně ovlivněno nečistotami na struktuře a lokálními nehomogenitami magnetické vrstvy, M_R příliš ovlivněna není, a je proto průkaznější.

Obr. 6.5 zachycuje úhlové závislosti normované remanentní magnetizace čtyř vybraných disků orientované vůči počátečnímu směru $[0\bar{1}1]$ fcc struktury. Dva horní grafy náležejí diskům transformovaným dávkami $4,6$ a $6,9 \times 10^{15}$ iontů/cm² skenováním po kružnici, dolní dva transformované dávkami $6,7$ a $7,6 \times 10^{15}$ iontů/cm² lineárním skenováním odchýleném od směru $[0\bar{1}1]$ o úhel 20° . Z malých rozdílů dávek je očividné, že pro pozorování

6.3. POLÁRNÍ ZÁVISLOST TVARU HYSTEREZNÍ SMYČKY



Obr. 6.5: Experimentální velikosti normované M_R v závislosti na natočení externího magnetického pole od směru $[0\bar{1}1]$ a velikosti M_R z křivek získaných z analytického modelu. Grafy (a) a (b) náležejí diskům transformovaným skenováním po kružnici, grafy (c) a (d) diskům transformovaným lineárně.

anizotropie je zcela zásadní vhodně zvolit dávku iontů. U disků skenovaných po kružnici jsme pro žádné vyšší dávky nepozorovali anizotropii tak výraznou, jako je zobrazená v grafu na obr. 6.5b, zatímco u disků transformovaných lineárně jsme zaznamenali stejnou uniaxiální anizotropii i při dávce až $1,2 \times 10^{16}$ iontů/cm². Zajímavá je skoková změna M_R těsně před směry $[011]$ a $[0\bar{1}1]$ v grafu na obr. 6.5b se zřetelně viditelnou čtyřčetnou anizotropií, opakující se také před směrem $[011]$ v grafu na obr. 6.5d s uniaxiální anizotropií. Náznak menšího skoku je i před směrem $[0\bar{1}1]$, ačkoli tento skok je téměř překrytý s dvoučetnou symetrií silné uniaxiální anizotropie.

Modelové křivky v grafech na obr. 6.5 jsme získali pomocí programu MATLAB numerickou minimalizací energie Stonerova-Wohlfartova modelu transformovaného vztahu (6.1) do roviny (110) upraveného přidáním dodatečné uniaxiální osy:

$$E = \frac{K_1}{4} (\sin^2 2\varphi + \sin^4 \varphi) + K_U \sin^2(\varphi + \delta) - \mu_0 H_{\text{ext}} M_S \cos(\varphi - \gamma). \quad (6.3)$$

Úhel γ ve výrazu značí odchýlení snadné osy čtyřčetné anizotropie od směru externího magnetického pole a úhel δ vyjadřuje odchylku snadných os uniaxiální a čtyřčetné anizotropie, aby bylo možno směr obou anizotropií volit nezávisle. Při všech výpočtech jsme se přesto snažili omezit pouze na orientace, které nějak souvisí s krystalovou strukturou.

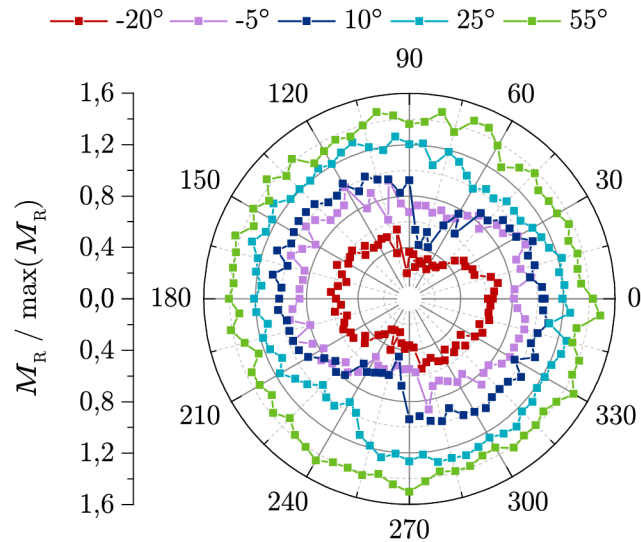
Při výpočtech jsme velikost saturace volili pevně $1,47 \times 10^6 \text{ Am}^{-1}$ popřípadě se směrem skenování iontovým svazkem. Křivku prvního slabě anizotropního grafu jsme spočítali při $K_1 = 1 \times 10^4 \text{ Jm}^{-3}$ a $K_U = 2,5 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$ ve směru $\delta = 90^\circ$ jako kompenzaci implicitní uniaxiální anizotropie roviny (110) bcc struktury. Stejného výsledku je bez dodatečné uniaxiální anizotropie možné docílit také sečtením energií ze čtyř shodných modelů vzájemně natočených o 0° , $19,5^\circ$, 90° a $109,5^\circ$ příslušejících jednotlivým bcc strukturám nebo podobně součtem pouze dvou modelů natočených vzájemně o 90° . Tento přístup skládání energií z více modelů jsme využili k při výpočtu křivky druhého grafu. Pomocí dvou modelů vzájemně natočených o 90° a definovaných konstantou $K_1 = 1,2 \times 10^4 \text{ Jm}^{-3}$ a $K_U = 4 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$ rotovanou o $\delta = 35^\circ$, jsme byli schopni docílit skokových změn M_R podobných experimentálním. Téměř izotropní data třetího grafu jsme proložili křivkou o $K_1 = 1 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$ a $K_U = 3 \times 10^2 \text{ Jm}^{-3}$ při odchylce $\delta = 70^\circ$, při takto nízké anizotropii ale nemusí být interpretace dat zcela jednoznačná. Křivku posledního grafu výrazné uniaxiální anizotropie jsme spočítali s konstantou $K_1 = 1 \times 10^4 \text{ Jm}^{-3}$ a $K_U = 8 \times 10^3 \text{ Jm}^{-3}$ odchýlenou o $\delta = 35^\circ$.

Vzhledem k omezené oblasti použití Stonerova-Wohlfarthova modelu jsme provedli mikromagnetické simulace v programu mumax³. V magnetických strukturách jsme definovali oblasti příslušné krystalitům různě orientovaných bcc mřížek, (tak jako při experimentu v sekci 6.2) ve shodně s modelem pro anizotropii v rovině (110). Mezi parametry, kterými jsme definovali struktury při numerických simulacích patřily konstanty K_1 a K_U , saturační magnetizace, výměnný koeficient tuhosti, Gilbertův faktor tlumení, výměnná interakce na hranicích zrn a velikost těchto zrn. Nasimulovali jsme hysterezní závislosti pro různé orientace vzorku s krokem otáčení $\gamma = 5^\circ$ v proměnném magnetickém poli a z vypočítaných křivek vybrali hodnoty M_R . Křivky simulovaných úhlových závislostí čtyřčetně symetrické i uniaxiální anizotropie se shodovaly s křivkami získanými ze Stonerova-Wohlfarthova modelu, avšak pro žádnou kombinaci parametrů simulace se nám doposud nepodařilo docílit skokové změny v polárním grafu M_R .

Pro hlubší pochopení detekované uniaxiální anizotropie jsme opět lineárním skenováním transformovali disky, tentokrát ale v celé řadě různých orientací skenování vzhledem ke krystalografickému směru $[0\bar{1}1]$. Tímto jsme chtěli zjistit, zda bude směr uniaxiální anizotropie postupně rotovat se směrem skenování, nebo bude konstantní.

Na obr. 6.6 jsou zachyceny úhlové závislosti M_R několika disků transformovaných shodnou dávkou $9,5 \times 10^{15}$ iontů/cm² v různých orientacích skenování iontového svazku. Každá zobrazená série dat byla normována ke své maximální hodnotě M_R a následně jí bylo přiřazeno posunutí v radiálním směru k zamezení překryvu s daty z ostatních disků. Posunutí mezi nejbližšími datovými řadami je 0,2. V závislosti M_R disku skenovaného pod úhlem 10° je viditelná uniaxiální anizotropie s obtížnou osou shodně orientovanou s předchozími experimenty i se skokovou změnou v tomto směru. S rostoucí odchylkou od tohoto úhlu skenování se anizotropie postupně snižuje, až při natočení o 55° je závislost zcela izotropní. Anizotropní závislosti M_R se nám nepodařilo prokázat u žádných orientací skenování ještě vzdálenějších od směru $[0\bar{1}1]$ a proto předpokládáme, že uniaxiální anizotropii lze v discích indukovat pouze skenováním ve vhodných směrech blízkých orientaci krystalových teras, ale v ostatních směrech to nelze.

6.4. VÝPOČET ANIZOTROPNÍCH KONSTANT



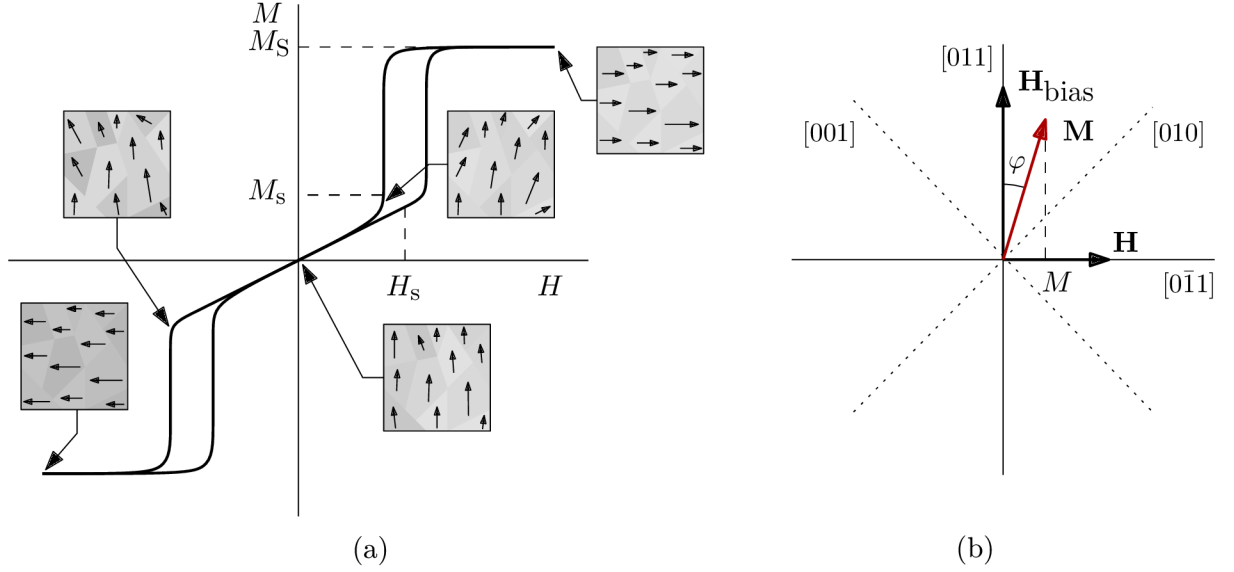
Obr. 6.6: Normovaná M_R disků transformovaných lineárním skenování iontového svazku při odchýlení od směru $[0\bar{1}1]$ o různé úhly. Aby se závislosti jednotlivých disků nepřekrývaly, bylo jim přiřazeno radiální posunutí po řadě -0,3, -0,1, 0, 0,1 a 0,3.

Data grafu na obr. 6.6 na první pohled liší od uniaxiálně anizotropní závislosti na obr. 6.5d, mezi oběma částmi experimentu je totiž časový rozdíl několika měsíců, během kterých vrstva FeNi postupně degradovala především procesem oxidace a usazováním nečistot. Přítomnost nečistot na vzorku lze při měření hysterezní smyčky poznat například ze zvětšení velikosti koercivního pole. Velikost H_C u smyčky měřené ve snadné ose téhož disku čerstvě po depozici vrstvy a po půl roce se zvýšila z hodnoty ≈ 4 mT pouze o ≈ 1 mT, ale u smyčky měřené v obtížné ose se H_C původně padající až k nulové hodnotě po čase zvýšila na hodnotu ≈ 4 mT. Magnetizace u staršího vzorku tedy klesala ze saturace pomaleji, což vedlo k zastření původního anizotropního profilu M_R .

6.4. Výpočet anizotropních konstant

Prvopočátečním cílem studia magnetokrystalické anizotropie FeNi bylo experimentální zjištění velikosti anizotropních konstant. K jejich určení lze využít více způsobů, jako například výpočet energie potřebné k saturaci integrací tzv. anihysterezních smyček měřených v obtížné ose [30], odhadem z úhlové závislosti remanentní magnetizace [32] nebo výpočetem z tvaru hysterezních smyček získaných při aplikování konstantního magnetického pole [49]. Zde se zaměřujeme především na poslední metodu z jmenovaných.

Experimentální provedení metody spočívá v zaznamenání hysterezní smyčky při současném působení nejen proměnného magnetického pole H , ale také dodatečného konstantního magnetického pole H_{bias} . V případě vzorku s kubickou i uniaxiální anizotropií orientujeme proměnné pole ve směru přechodné osy a H_{bias} ve směru snadné osy. Pokud má vzorek pouze kubickou anizotropii, aplikujeme H_{bias} ve směru jedné ze snadných os a H ve směru druhé. Při vhodné velikosti intenzity pole H_{bias} se změřená hystereze podobá křivce na obr. 6.7a. Vektor magnetizace nejprve setrvává ve směru H a poté při poklesu intenzity pole na hodnotu H_s dojde ke skokovému přeorientování vektoru do směru snadné osy. V tomto směru vektor magnetizace zůstává až do okamžiku, kdy je opět $H > H_{\text{bias}}$ a magnetizace se reorientuje do směru H .



Obr. 6.7: (a) hysterezní smyčka získaná detekcí složky vektoru magnetizace M rovnoběžné se směrem proměnného externího magnetického pole H . Magnetické pole příslušející skokové změně vektoru magnetizace ze saturace M_S na hodnotu M_S je označeno H_S . (b) schéma vzájemné polohy vektorů magnetizace \mathbf{M} a intenzit proměnného \mathbf{H} i konstantního \mathbf{H}_{bias} externího magnetického pole v okamžiku kdy $H < H_S$.

Pro tvarově izotropní strukturu transformovanou v tenké vrstvě FeNi/Cu předpokládáme rovnoměrné zastoupení všech čtyř orientací krystalové mřížky v rovině (110) a proto uvažujeme magnetokrystalickou anizotropii obvyklou čtyřčetné symetrie. Při současném uvažování platnosti Stonerova-Wohlfarthova modelu pak lze energii jednotkového objemu vzorku matematicky přibližně zapsat ve tvaru

$$E = \frac{K_1}{4} \sin^2 2\varphi - \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{H}_{\text{bias}}) \cdot \mathbf{M}, \quad (6.4)$$

kde úhel φ definuje odchylku vektoru \mathbf{M} od směru H_{bias} . Dle schématu na obr. 6.7b můžeme skalární součin rozepsat pomocí M_S a sevřeného úhlu a hledat minimum energie jako funkci φ :

$$\frac{dE}{d\varphi} = 2K_1 \sin \varphi \cos \varphi \cos 2\varphi - \mu_0(H \cos \varphi - H_{\text{bias}} \sin \varphi)M_S = 0. \quad (6.5)$$

Soustředíme-li se na část část hystereze pro $H < H_S$, můžeme předpokládat orientaci vektoru magnetizace blízkou směru H_{bias} a tím také $\varphi \rightarrow 0$ ($\sin \varphi \approx \varphi$, $\cos \varphi \approx 1$). Proto můžeme aproximovat

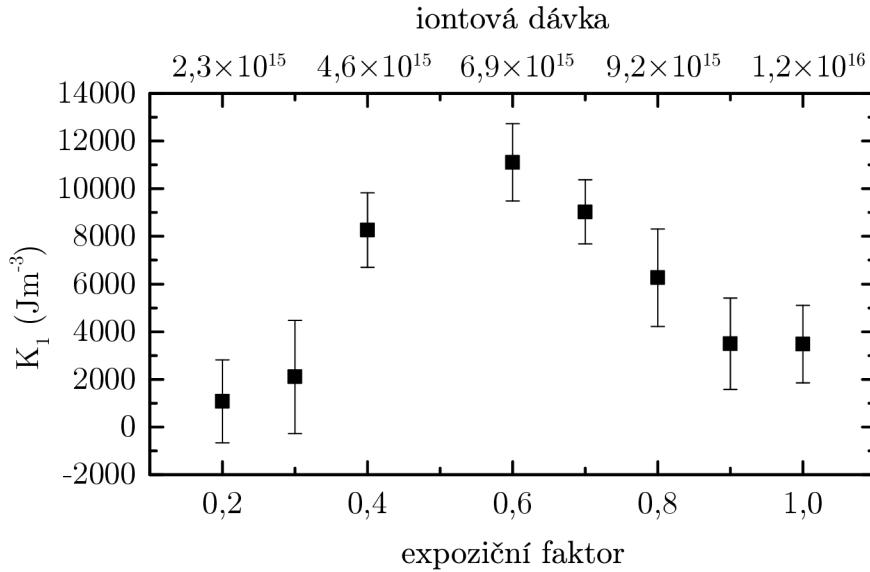
$$2K_1\varphi = \mu_0(H - H_{\text{bias}}\varphi)M_S. \quad (6.6)$$

Dále v oblasti $H < H_S$ označíme $M = M_S \sin \varphi$ a $s = \frac{M}{H}$ a z poslední rovnice vyjádříme

$$K_1 = \frac{\mu_0 M_S^2}{2s} - \frac{\mu_0 H_{\text{bias}} M_S}{2}. \quad (6.7)$$

První člen určuje celkovou hustotu energie anizotropie a druhý člen je její korekcí odečítající vliv uniaxiální anizotropie indukované statickým polem H_{bias} . Pro kubicky anizotropní

6.5. TRANSFORMOVANÉ STRUKTURY PRO APLIKACE



Obr. 6.8: Odhad velikosti anizotropní konstanty K_1 v závislosti na množství iontů použitém při ozařování. Zvolený interval spolehlivosti je 2σ .

látku vychází tento člen řádově nižší než první, a proto jej můžeme v našem případě zanedbat.

Velikost konstanty K_1 čtyřčetné magnetokrystalické anizotropie jsme získali přiložením permanentního NdFeB magnetu ke vzorku ve shodě s nákresem na obr. 6.7b a obvyklým měření hysterezních smyček několika disků transformovaných skenováním po kružnici disku. Ve smyčkách jsme mezi saturacemi pozorovali středovou lineární oblast obklopenou dvěma oblastmi o větší směrnicí a každou z těchto částí hysterezní závislosti jsme proložili přímkou. Ze směrnice středové části s jsme pro každý takto měřený disk spočítali K_1 a získané velikosti uvedli na obr. 6.8. Nejvyšší zaznamenaná hodnota náleží právě disku, jehož čtyřčetné symetrická úhlová závislost M_R je vynesena na obr. 6.5b.

6.5. Transformované struktury pro aplikace

Významnou motivací pro studium různých vlastností magnetických materiálů je v současnosti probíhající snaha o přípravu zařízení sloužících k energiově nenáročnému přenosu a uchování informací v podobě tzv. spinových vln (*spin waves*) a jejich kvant, magnonů. Definované šíření spinových vln lze zajistit magnetickými materiály s periodickým prostorovým rozložením různých magnetických a geometrických parametrů (jako jsou M_S , H_C , magnetokrystalická anizotropie, H_{ext} aplikované napětí a další). Tyto uměle připravené materiály označované magnonické krystaly umožňují kontrolu významných vlastností šíření spinových vln jako je jejich rychlost, frekvence, fáze nebo amplituda a jsou základem pro přípravu magnonických zařízení [50].

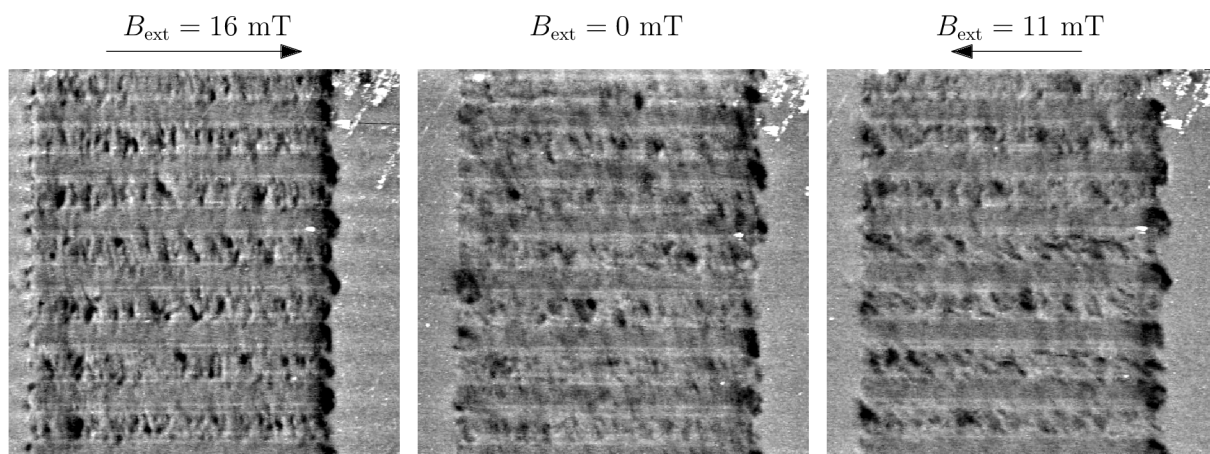
Pro své anizotropní vlastnosti může být také vrstva FeNi na Cu substrátu využita k přípravě planárního magnonického krystalu. Transformací iontovým svazkem můžeme v nemagnetické vrstvě vytvořit komplexní vzor složený ze struktur s různými magnetickými vlastnostmi, který bude možné jako umělý krystal využít v budoucích experimentech.

Ve vrstvě 23 nm FeNi/Cu(100) jsme dvěma střídajícími se iontovými dávkami transformovali sérii proužků o délce 20 μm , několika různých šířek $\approx 1 \mu\text{m}$ a velkého množství

různých vzájemných vzdáleností z rozmezí od 100 nm do 2 μm . Proužky jsme orientovali podél krystalografického $[0\bar{1}1]$ fcc struktury, abychom magnetostatickou anizotropii podélného tvaru proužků ještě podpořili magnetokrystalickou. Dvojici iontových dávek jsme zvolili tak, aby se sousední transformované proužky lišily velikostí H_C . Ta je větší u částečně transformovaných struktur s malou M_S a s rostoucí aplikovanou iontovou dávkou klesá. Při působení H_{ext} proto u plně transformovaných struktur nastane reorientace vektoru magnetizace do směru externího pole dříve než u struktur ozářených nižší iontovou dávkou. Z hysterezních smyček získaných pomocí MOKE jsme našli vhodné kombinace iontových dávek, tak aby méně ozářené struktury měly co nejvyšší H_C a přitom stále dostatečně silný magneto-optický signál a následně jsme proužky analyzovali měřením MFM. Vzorek jsme při měření MFM umístili do proměnného H_{ext} působícího ve směru osy proužků o intenzitě dostatečné ke zmagnetizování všech proužků podél něj. Intenzitu pole jsme postupně snižovali až k nulové hodnotě a pak ji zvyšovali v opačném směru a průběžně zaznamenávali data.

Na obr. 6.9 je táž oblast vzorku zachycena při třech různých velikostech externího pole. Jedná se o proužky šířky 1,6 μm , vzájemné vzdálenosti postupně se zvyšující od 200 nm k 500 nm, které byly transformovány dvěma iontovými dávkami v poměru 1:5. Velikosti jejich H_C jsou po řadě 15 mT a 10 mT a poměr jejich M_S je 1:2. V prvním obrázku jsou při působení magnetického pole o velikosti 16 mT oba typy proužků saturované, jak lze vidět ze světlých levých a tmavých pravých konců všech z nich. Druhý obrázek zachycuje remanenci, kdy je magnetizace v obou typech proužků rozložena do více magnetických domén a barevný kontrast rozptylového pole na jejich koncích zůstal v některých případech shodný, jinde zanikl či se změnil v opačný. Při působení externího pole o velikosti 11 mT ve směru opačném k původnímu lze tmavé konce pozorovat střídavě na levé a pravé straně proužků. Vektor magnetizace méně transformovaných proužků totiž stále setrvává v původní orientaci, ale u plně transformovaných proužků je již při 10 mT reorientován do opačného směru. Při dalším zvyšování intenzity pole se také méně transformované proužky přepínají do nového směru a opakuje se stav z prvního obrázku.

Z obr. 6.9 si lze všimnout, že v silném magnetickém poli mají doménové stěny vyšší kontrast než bez působení pole, a že plně transformované proužky nabývají v poli formu



Obr. 6.9: Magnetické proužky o rozměrech 1,6 μm a 20 μm transformované střídavě dávkami 1,7 a $8,5 \times 10^{15}$ iontů/ cm^2 se zvyšující se vzájemnou vzdáleností od 200 nm do 500 nm. Proužky jsou umístěny podél směru přítomného externího magnetického pole proměnné velikosti.

6.5. TRANSFORMOVANÉ STRUKTURY PRO APLIKACE

monodomény zatímco méně transformované proužky jsou stále rozpadlé na více magnetických domén. Tím, že se v posledním obrázku změnil tmavý kontrast u proužků o více doménách se může zdát, že právě u nich došlo k reorientaci nejdříve, ve skutečnosti se ale ještě před nimi reorientovala magnetizace v Co hrotu MFM sondy do směru pole, čímž se veškerý měřený barevný kontrast nového obrázku invertoval. Na kontrast každého dalšího obrázku rozptylového pole od okamžiku přepnutí magnetizace v hrotu je tedy nutno nahlížet naopak.

Celistvější doménové struktury, na úkor snížení rozdílu velikostí H_C , se nám podařilo docílit při zvýšení nižší z obou iontových dávek například na poměr 4:5. Experiment jsme provedli také ve vrstvě FeNi tloušťky 8 nm, kde se nám podařilo vytvořit proužky udržující si po většinu času téměř monodoménovou strukturu. Saturační magnetizace proužků v této tenčí vrstvě však byla tak nízká, že při absenci externího pole místo skokového přepnutí směru docházelo nejprve k demagnetizaci struktur a až následnému zmagnetizování v opačné orientaci.

Závěr

Předmětem bakalářské práce byla charakterizace magnetických vlastností nanostruktur připravených lokální transformací tenkých vrstev FeNi fokusovaným iontovým svazkem. Mezi hlavní cíle patřila optimalizace procesu transformace ze účelem ovlivnění výsledných vlastností struktur, prokázání přítomnosti magnetické anizotropie transformovaných oblastí a její interpretace s využitím MFM a Kerrovy magnetometrie.

V teoretické části práce byly shrnuty základní poznatky a termíny z oblasti krystalografie (kapitola 1) a magnetostatiky (kapitola 2), na které navazují části podrobněji se zabývající krystalickým FeNi a magnetickými anizotropiemi. V kapitole 3 byly teoreticky popsány různé typy anizotropie lišící se prostorovou symetrií a původem – magnetokrystalická anizotropie pocházející od krystalové struktury pevné látky, magnetostatiká anizotropie daná makroskopickým tvarem vzorku a také anizotropie indukovaná různými procesy. V sekci 3.5 byl představen analytický model popisující úhlovou závislost tvaru hysterezní smyčky anizotropních látek, z něhož byly později vypočítány tvary modelových křivek polárních grafů remanence a velikosti anizotropních konstant. V rámci teoretické části byla také provedena rešerše shrnující aktuální poznatky o přípravě metastabilních vrstev FeNi.

Experimentální část práce začala optimalizací procesu transformace při přípravě magnetických struktur (v sekci 5.2). Nejprve jsme našli iontové dávky vhodné k plné transformaci vrstev fcc struktury. Optimální zjištěné množství patřilo do rozmezí 6×10^{15} až 8×10^{15} iontů/cm². Následně jsme pečlivou fokusací svazku připravili co možná nejmenší rozlišitelné magnetické struktury, jejichž výsledný laterální rozměr byl ≈ 80 nm.

Podstatná část provedených experimentů se týkala pochopení anizotropního energetického profilu FeNi. V případě 8nm vrstev na substrátu Si-H jsme nezaznamenali výraznou anizotropii, zatímco u totožných vrstev na monokrystalickém Cu jsme pozorovali dva různé typy anizotropního chování. Všechny uvedené experimenty se proto týkaly systému FeNi/Cu(100). Na příkladu čtverců o straně délky 1 μm a na discích o průměru 10 μm jsme ukázali anizotropii čtyřčetné symetrie se snadnými osami orientovanými podélně nebo kolmo vůči směrům krystalových teras Cu substrátu ($[0\bar{1}1]$ a $[011]$). Metodou měření hysterezních smyček disků umístěných v dodatečném statickém externím magnetickém poli (sekce 6.4) jsme pak určili velikosti prvních anizotropních konstant této magnetokrystalické anizotropie v závislosti na míře transformace vrstvy. Také jsme studovali vliv různých směrů skenování iontovým svazkem na orientaci krystalitů bcc struktury a pozorovali jsme, že lineárním skenováním ve směru $[0\bar{1}1]$ a $[011]$ lze indukovat preferenční růst krystalitů. Výraznou uniaxiální anizotropii se snadnou osou ve směru $[0\bar{1}1]$ jsme pozorovali pouze při skenování přibližně souhlasného směru a při skenování v jiných směrech jsme indukovanou anizotropii nezaznamenali.

U obou typů anizotropií jsme ve směrech přibližně o 5° odchýlených od směrů $[0\bar{1}1]$ a $[011]$ pozorovali skokovou změnu tvaru hysterezních smyček. Tuto skokovou změnu se nám podařilo matematicky modelovat sečtením energetických příspěvků od dvou nebo čtyř vzájemně rotovaných nezávislých výpočetních modelů. Tento výsledek je ve shodě s teorií, že se transformované oblasti skládají až ze čtyř různě orientovaných bcc struktur. Při mikromagnetických simulacích provedených v programu mumax³ jsme však tuto skokovou změnu dosud nepozorovali, otázka jejího původu proto zatím zůstává nejistá.

Závěrem experimentální části jsme poznatky o anizotropii a vlivu iontových dávek využili pro přípravu struktur periodicky se měnících magnetických vlastností. V sekci 6.5

jsme ukázali, že lze vytvořit struktury, u nichž se periodicky střídá velikost externího magnetického pole potřebného k reorientaci vektoru magnetizace v jednom či druhém směru. Podrobnějším studiem těchto struktur bude naše práce pokračovat.

Literatura

- [1] CRANGLE, J. a HALLAM, G. C.: The Magnetization of Face-Centred Cubic and Body-Centred Cubic Iron + Nickel Alloys . *Proc. R. Soc. A*, 1963.
- [2] MACEDO, W. A. A. a KEUNE, W.: Magnetism of Epitaxial fcc-Fe(100) Films on Cu(100) Investigated in Situ by Conversion-Electron Mössbauer Spectroscopy in Ultrahigh Vacuum. *Phys. Rev. Lett*, 61(4), 1988.
- [3] KALKI, K. et al.: Evidence for martensitic fcc-bcc transition of thin fe films on Cu(100). *Phys. Rev. B*, 48(24), 1993.
- [4] HEINZ, K., MÜLLER, S. a BAYER, P.: Iron multilayers on Cu(100) - a case of complex reconstruction investigated by quantitative LEED. *Surf. Sci.*, 352-354(942-950), 1996.
- [5] ZAMAN, S. S. et al.: In-situ magnetic nano-patterning of Fe films grown on Cu(100). *J. Appl. Phys.*, 110, 2011.
- [6] GLOSS, J. et al.: Ion-beam-induced magnetic and structural phase transformation of Ni-stabilized face-centered-cubic Fe films on Cu(100). *Appl. Phys. Lett.*, 103:262405, 2013.
- [7] URBÁNEK, M. et al.: Focused ion beam fabrication of spintronic nanostructures: an optimization of the milling process. *Nanotechnology*, 21, 2010.
- [8] BIEDERMANN, A., SCHMIDT, M. a VARGA, P.: Nucleation of bcc Iron in Ultrathin fcc Films. *Phys. Rev. Lett.*, 86(3), 2001.
- [9] RUPP, W. et al.: Ion-beam induced fcc-bcc transition in ultrathin Fe films for ferromagnetic patterning. *Appl. Phys. Lett.*, 93, 2008.
- [10] IBACH, H. H. a LÜTH, H.: *Solid-State Physics: An Introduction to Principles of Materials Science*. Berlin: Springer, 2003, 501 s.. ISBN 3-540-43870-X.
- [11] KITTEL, C.: *Introduction to Solid State Physics*. New York: John Wiley, 1996, 680 s. ISBN 0-471-11181-3.
- [12] CHIKAZUMI, S. a GRAHAM, C. D.: *Physics of ferromagnetism*. Oxford: Oxford University Press, 1997, 655 s. ISBN 0-19-851776-9.
- [13] TOURNERIE, N. et al.: In-plane magnetic anisotropies in epitaxial Fe(001) thin films. *Phys. Rev. B*, 78:134401, 2008.
- [14] BIEDERMANN, A. et al.: Reconstruction of the clean and H covered "magnetic live surface layer" of Fe films grown on Cu(100). *Surf. Sci.*, 563:110–126, 2004.
- [15] DE LACHEISSERIE, E. D. T., GIGNOUX, D. a SCHLENKER, M.: *Magnetism: fundamentals*. New York: Springer Science Business Media, 2005, 507 s. ISBN 0-387-22967-1.

LITERATURA

- [16] COEY, J. M. D.: *Magnetism and magnetic materials*. New York: Cambridge University Press, 2010, 614 s. ISBN 978-0-521-81614-4.
- [17] KALOUSEK, R.: *Jemný úvod do statistické fyziky a termodynamiky*. [Učební text] Brno: VUT FSI, 2014, 115 s.
- [18] SKOMSKI, R.: *Simple models of magnetism*. Oxford: Oxford University Press, 2008, 349 s. ISBN 978-0-19-857075-2.
- [19] ASM Handbook Volume 3.: *Alloy Phase Diagrams*, volume 3. ASM International, 1992. ISBN 978-0-87170-381-1.
- [20] JOULE, J. P.: On the Effects of Magnetism upon the Dimensions of Iron and Steel Bars. *London, Edinburgh and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 30:225–241, 1847.
- [21] CULLITY, B. D. a GRAHAM, C. D.: *Introduction to magnetic materials*. Hoboken: IEEE Press, 2009. ISBN 978-0-471-47741-9.
- [22] CACCIAMANI, G. et al.: The Fe-Ni system: Thermodynamic modelling assisted by atomistic calculations. *Intermetallics*, 18:1148–1162, 2010.
- [23] BIEDERMANN, A. et al.: Crystallographic Structure of Ultrathin Fe Films on Cu(100). *Phys. Rev. Lett.*, 87(8), 2001.
- [24] ZAMAN, S. S.: *Ion-beam induced magnetic nano-structures of Fe grown on Cu(100)*. Disertační práce, Vídeň: TU Wien, 2011, 121 s.
- [25] BIEDERMANN, A. et al.: Local atomic structure of ultra-thin Fe films grown on Cu(100). *Appl. Phys. A.*, 78:807–816, 2004.
- [26] KIRILYUK, A. et al.: Growth of stabilized g-Fe films and their magnetic properties. *Phys. Rev. B*, 54(2), 1996.
- [27] ZAMAN, S. S. et al.: Ion-beam-induced magnetic transformation of CO-stabilized fcc Fe films on Cu(100). *Phys. Rev. B*, 82:235401, 2010.
- [28] ENTEL, P. et al.: First-principles calculations of the instability leading to the Invar effect. *Phys. Rev. B*, 47(14), 1993.
- [29] GLOSS, J.: Magnetic transformation of metastable fcc Fe/Cu(100) films by focused ion beam. Diplomová práce, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2014, 54 s.
- [30] BROCKMANN, M. et al.: In-plane spin reorientation transition in ultrathin epitaxial Fe(001) films. *J. Appl. Phys.*, 81(5), 1997.
- [31] BERLING, D. et al.: Accurate measurement of the in-plane magnetic anisotropy energy function $E_a(\theta)$ in ultrathin films by magneto-optics. *J. Magn. Magn. Mat.*, 297:118–140, 2006.
- [32] KOMOGORTSEV, S. V. et al.: Magnetic anisotropy in Fe films deposited on SiO₂/Si(001) and Si(001) substrates. *J. Magn. Magn. Mat.*, 351:104–108, 2014.

- [33] HATHAWAY, K. B. a PRINZ, G. A.: First-Order Magnetic Phase Transition in Fe. *Phys. Rev. Lett.*, 47(24), 1981.
- [34] DABOO, C. et al.: Anisotropy and orientational dependence of magnetization reversal processes in epitaxial ferromagnetic thin films. *Phys. Rev. B*, 1995.
- [35] BERLING, D. et al.: Magnetization reversal mechanisms in epitaxial Fe/Si(001) layers with twofold and fourfold magnetic anisotropies. *J. Magn. Magn. Mat.*, 237:181–190, 2001.
- [36] LIU, C., MOOG, E. R. a BADER, S. D.: Polar Kerr-Effect Observation of Perpendicular Surface Anisotropy for Ultrathin fcc Fe Grown on Cu(100). *Phys. Rev. Lett.*, 1988.
- [37] ALLENSPACH, R. a BISCHOF, A.: Magnetization Direction Switching in Fe/Cu(100) Epitaxial Films: Temperature and Thickness Dependence. *Phys. Rev. Lett.*, 69(23), 1992.
- [38] ŠAMOŘIL, T.: *Aplikace fokusovaného iontového a elektronového svazku v nanotechnologiích*. Disertační práce, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2015, 126 s.
- [39] CHAPPERT, C. et al.: Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation. *Science*, 280, 1998.
- [40] KAMINSKY, W. M. et al.: Patterning ferromagnetism in Ni₈₀Fe₂₀ films via Ga⁺ ion irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 78(11), 2001.
- [41] MCGROUTHER, D. a CHAPMAN, J. N.: Nanopatterning of a thin ferromagnetic CoFe film by focused-ion-beam irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 87, 2005.
- [42] MENÉNDEZ, E. et al.: Direct Magnetic Patterning due to the Generation of Ferromagnetism by Selective Ion Irradiation of Paramagnetic FeAl Alloys. *Small*, 5(2):229–234, 2009.
- [43] SANGHOON, K. et al.: Nanoscale patterning of complex magnetic nanostructures by reduction with low-energy protons. *Nature Nanotechnology*, 7, 2012.
- [44] PRASANKUMAR, R. P. a TAYLOR, A. J.: *Optical Techniques for Solid-State Materials Characterization*. CRC Press, 2012, 748 s. ISBN 1-4398-1537-2.
- [45] TURČAN, I.: Mikroskopie magnetických sil v proměnném magnetickém poli. Bakalářská práce, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2015, 38 s.
- [46] FLAJŠMAN, L.: *Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur*. Bakalářská práce, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2013, 61 s.
- [47] FLAJŠMAN, L.: *Vectorial Kerr magnetometry*. Diplomová práce, Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2015, 103 s.
- [48] FLAJŠMAN, L. et al.: High-resolution fully vectorial scanning Kerr magnetometer. *Rev. Sci. Instrum.*, 2016.

LITERATURA

- [49] WEBER, W., ALLENSPACH, R. and BISCHOF, A.: Determining magnetic anisotropies from hysteresis loops. *Appl. Phys. Lett.*, 70(4), 1997.
- [50] KRAWCZYK, M. a GRUNDLER, D.: Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure. *J. Phys.: Condens. Matter*, 26, 2014.

Seznam použitých zkratek

AFM	mikroskopie atomárních sil – Atomic Force Microscopy
bcc	prostorově centrovaná kubická – body centered cubic
fcc	plošně centrovaná kubická – face centered cubic
FIB	fokusovaný iontový svazek – Focused Ion Beam
hcp	hexagonální těsně uspořádaná – hexagonal close-packed
LEED	difrakce pomalých elektronů – Low Energy Electron Diffraction
MFM	mikroskopie magnetických sil – Magnetic Force Microscopy
MOKE	magneto-optický Kerrův jev – Magneto-Optical Kerr Effect
SEM	rastrovací elektronová mikroskopie – Scanning Electron Microscopy
sc	primitivní kubická – simple cubic
SPM	mikroskopie skenovací sondou – Scanning Probe Microscopy
UHV	velmi vysoké vakuum – Ultra High Vacuum
ÚFI	Ústav fyzikálního inženýrství
VSM	vibrační magnetometr – Vibrating Sample Magnetometer