



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

STUDIUM PROPAGACE SPINOVÝCH VLN V PROSTŘEDÍ S NETRIVIÁLNÍ DISTRIBUCÍ MAGNETIZACE

SPIN WAVES IN NON-TRIVIAL MAGNETIC LANDSCAPES

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Jan Klíma

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Ondřej Wojewoda

BRNO 2023

Zadání bakalářské práce

Ústav:	Ústav fyzikálního inženýrství
Student:	Jan Klíma
Studijní program:	Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Studijní obor:	bez specializace
Vedoucí práce:	Ing. Ondřej Wojewoda
Akademický rok:	2022/23

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:

Studium propagace spinových vln v prostředí s netriviální distribucí magnetizace

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Nedávné pokroky v technologiích 3D nanofabrikace umožňují vyrábět struktury s vlastnostmi nedosažitelnými klasickými přístupy planární litografie. Feromagnetické vlnovody s periodicky zvlněným povrchem umožňují lokálně indukovat uniaxiální magnetickou anizotropii, a tím řídit efektivní magnetické pole a vytvářet libovolné rozložení magnetizace. Zakřivení povrchu ve vlnovodech s tloušťkou srovnatelnou s amplitudou zvlnění lokálně modifikuje příspěvky dipolární a výměnné energie a vede k efektivnímu členu anizotropie, který lze ladit na základě přesné geometrie. To umožňuje lokálně řídit spinové vlny nebo vybudit kaustické paprsky. Cílem této práce je prozkoumat tento koncept pomocí mikromagnetických simulací a experimentů s neelastickým rozptylem světla.

Cíle bakalářské práce:

Provést rešeršní studii lokálního řízení spinových vln a kaustických svazků.
Navrhnout způsob výpočtu výsledného směru efektivního magnetického pole v prostředí s netriviální magnetickou anizotropií.
Navrhnout a připravit vzorky pro řízení spinových vln s využitím 3D fabrikačních technik a více krokové elektronové litografie.
Provést sérii experimentů s využitím Brillouinova rozptylu světla a jejich vyhodnocení a analýzu s využitím mikromagnetických simulací.

Seznam doporučené literatury:

STANCIL, D.D. and PRABHAKAR, A., 2009. Introduction to Magnetism. In Spin Waves. Springer, Boston, MA.

PETTI, Daniela, Silvia TACCHI a Edoardo ALBISETTI, 2022. Review on magnonics with engineered spin textures. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 55(29), 293003 [vid. 2022-11-22]. ISSN 0022-3727, 1361-6463. Dostupné z: doi:10.1088/1361-6463/ac6465.

MAKAROV, Denys, Oleksii M. VOLKOV, Attila KÁKAY, Oleksandr V. PYLYPOVSKYI, Barbora BUDINSKÁ a Oleksandr V. DOBROVOLSKIY, 2022. New Dimension in Magnetism and Superconductivity: 3D and Curvilinear Nanoarchitectures. *Advanced Materials* [online]. 34(3), 2101758 [vid. 2022-11-22]. ISSN 0935-9648, 1521-4095. Dostupné z: doi:10.1002/adma.202101758.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2022/23

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Magnonika je obor fyziky zabývající se spinovými vlnami a jejich kvazičásticemi – magnony. Spinové vlny jsou jedním z kandidátů pro budoucí výpočetní technologie. Obvody a součástky využívající vlastnosti spinových vln mají potenciál doplnit či nahradit ty současné, založené na CMOS technologiích, které již dosáhly svého fyzikálního limitu. Pro zpracování informací pomocí spinových vln je zapotřebí umět spinové vlny efektivně navádět v magnonických obvodech, zejména v různě zahnutých vlnovodech propojujících jednotlivé prvky obvodů. Kvůli anizotropnímu chování spinových vln není tato problematika zcela triviální a dosud nebyla dostatečně prozkoumána. V této práci jsme využili zvlnění magnetické vrstvy vlnovodu, které indukuje uniaxiální magnetickou anizotropii, s jejíž pomocí můžeme efektivně ovládat směr magnetizace ve vlnovodu s prostorovým rozlišením v řádu desetin mikrometru. Tímto způsobem můžeme šířit spinové vlny v požadovaných módech v různých směrech bez nutnosti vnějšího pole. K návrhu zatačky jsme vytvořili model, který analyzuje energetické příspěvky magnetizace a najde tak velikost a směr výsledného efektivního magnetického pole. Pomocí tohoto modelu a důkladné analýzy disperzní relace jsme navrhli zahnutý vlnovod, který je schopný stočit spinové vlny, což jsme prokázali mikroskopií Brillouinova rozptylu světla.

Abstract

Magnonics is a branch of physics dealing with spin waves, or their quanta – magnons. Spin waves are one of the candidates for beyond CMOS technology. Circuits and components utilizing the properties of spin waves have the potential to complement or replace the current technologies based on CMOS chips, which are nearing their physical limit. Information processing via spin waves requires the ability to effectively steer spin waves in magnonic circuits, especially in variously bent waveguides connecting individual circuit elements. Due to spin waves' anisotropic behaviour, this remains one of the challenges to tackle. In the presented thesis, we used corrugating of the magnetic layer of the waveguides, which induces uniaxial magnetic anisotropy, with which we can control the magnetisation landscape in the waveguide with sub-micrometre precision. Using this approach, we can achieve zero-field-propagation of spin waves in desired modes in arbitrary directions. To aid our designs, we developed a model that analyses energy contributions and calculates the resulting effective magnetic field. Using this model and a thorough analysis of the dispersion relation, we designed a bent magnonic waveguide capable of steering spin waves, which we demonstrated by Brillouin light scattering microscopy.

Klíčová slova

magnonika, spinové vlny, lokální řízení magnetizace, řízení spinových vln, zvlnění, Brillouinův rozptyl světla, kaustiky, magnetismus zakřivených struktur, 3D nanostruktury

Keywords

magnonics, spin waves, local magnetisation control, steering spin waves, corrugation, Brillouin light scattering, caustics, curvilinear magnetism, 3D nanostructures

KLÍMA, Jan. *Studium propagace spinových vln v prostředí s netriviální distribucí magnetizace*. Brno, 2023. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/150439>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Ondřej Wojewoda.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci *Studium propagace spinových vln v prostředí s netriviální distribucí magnetizace* vypracoval samostatně pod vedením Ing. Ondřeje Wojewody, s využitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

.....
Místo a datum

.....
Jan Klíma

Poděkování

Především bych chtěl poděkovat svému vedoucímu Ing. Ondrovi Wojewodovi za příkladné vedení a za jeho poznámky, které výrazně přispěly k zvýšení kvality této práce. Také bych mu rád poděkoval, že mě přivedl do magnonické skupiny a naučil mě mnohé o vědě, spinových vlnách a magnetismu. Jemu a také Ing. Michalovi Urbánkovi, Ph.D. děkuji za neustálou podporu a všechny příležitosti, kterých se mi díky nim dostalo. Děkuji všem svým stávajícím i bývalým kolegům v magnonické skupině za vřelé přijetí a za spoustu poučných debat a zážitků. Zejména pak Ing. Markovi Vaňatkovi, Ph.D. za to, že mě naučil práci v čistých prostorách a základy litografie, a Ing. Igoru Turčanovi, Ph.D., který mi předal know-how výroby zvlněných vlnodů. Děkuji svým spolužákům, hlavně Michalovi Brzicovi a Františkovi Jeřábkovi za podporu a skvělé chvíle strávené během studia. Velký dík patří mé rodině, zvláště mým rodičům, kteří mě vždy podporovali a díky nimž jsem se mohl věnovat studiu naplno. Na závěr děkuji Své Historičce za její obrovskou trpělivost, podporu a obětavost, a že během našeho studia dokázala vnímat okolní svět za nás oba.

Jan Klíma

Část práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2023051, MŠMT, 2023–2026), CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Obsah

Úvod	1
1 Teorie mikromagnetismu	3
1.1 Mikromagnetické veličiny	3
1.2 Mikromagnetické energie	5
1.2.1 Zeemanova energie	5
1.2.2 Výměnná energie	5
1.2.3 Dipolární energie	7
1.2.4 Anizotropní energie	9
1.3 Efektivní pole	11
1.4 Dynamika magnetizace	12
1.5 Spinové vlny	13
1.5.1 Disperzní relace spinových vln	16
1.5.2 Spinové vlny v magnonických vlnovodech	21
1.5.3 Snellův zákon pro spinové vlny	22
2 Současný stav poznání – stáčení spinových vln a kaustické svazky	24
3 Mikromagnetické simulace	29
4 Model efektivního pole	31
5 Výrobní a charakterizační techniky	34
5.1 Litografie elektronovým svazkem	34
5.2 Depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem	35
5.3 Mikroskopie atomárních sil	36
5.4 Magneto-optický Kerrův jev	37
5.5 Brillouinův rozptyl světla	38
6 Experimentální část	41
6.1 Předběžná měření schopností indukované anizotropie	41
6.2 Návrh vlnovodu	44
6.3 Výroba vzorku	47
6.4 Magnetické vlastnosti vlnovodů	50
6.5 Měření spinových vln	51
Závěr	57
Seznam použité literatury	59
Seznam zkratk	68
A Anizotropní energie s variabilní nulovou hladinou	a

Úvod

Nedávný vývoj v oblasti výpočetních technologií ukazuje, že dodržet tzv. Moorův zákon, tj. zdvojnásobit počet tranzistorů na integrovaných obvodech přibližně každé dva roky, již není ekonomicky ani technologicky možné [1]. V důsledku toho se hledají další cesty a technologie, které umožní zrychlení výpočetních operací. Jedním z adeptů, který by mohl doplnit moderní integrované obvody jsou prvky založené na magnonech [2]. Spinové vlny, resp. jejich kvazičástice magnony, jsou kolektivní excitace magnetických momentů, přičemž jejich studiem se zabývá odvětví fyziky zvané magnonika.

Magnony se šíří v magneticky uspořádaných materiálech, přičemž nedochází k přesunu náboje (elektronů) a tudíž nevzniká Jouleovo teplo, které je jedním z hlavních ztrát energie v elektrických obvodech. Navíc díky vlnové povaze magnonů je možné provádět mnohem složitější výpočetní operace s menším počtem součástek než v binární logice dnešních procesorů [3]. Spinové vlny jsou velmi dobře škálovatelné na frekvencích v řádu GHz–THz a vlnových délkách od několika nanometrů po milimetry [4]. Schopnosti spinových vln v oblasti výpočetní techniky dokazuje řada zrealizovaných logických součástek [5–7]. Nelineárních efektů u spinových vln lze dosáhnout i s relativně nízkým budícím výkonem. Tyto nelinearity mohou být použity např. k návrhu neuronových sítí [8] či zjednodušení logických součástek [9].

Zatím nebyl realizován žádný komplexní magnonický obvod, protože stáčení spinových vln, které je nezbytné v komplexních 2D obvodech, je stále problematické [10, 11]. Jedním z důvodů je nutná přítomnost externího pole, které přivede vzorek do požadovaného magnetického stavu. Toto externí pole je nejčastěji realizováno velkým vnějším (elektro)magnetem, kterým lze ovládat magnetické pole jen globálně v celém vzorku. Spinové vlny v tenkých vrstvách zmagnetizovaných v rovině této vrstvy mají anizotropní disperzní relaci, a proto se jejich chování v různých směrech šíření liší. Pokud se pokusíme stočit spinovou vlnu v homogenním magnetickém poli, vlna se před dokončením zatáčky rychle utlumí. Proto je nutné najít způsob, jak efektivně šířit spinové vlny nulovém vnějším poli, případně jak toto pole měnit lokálně.

Motivací této práce je demonstrovat řešení tohoto problému. Navážeme tak na výzkum v [12–14], kde k lokálnímu řízení magnetizace použili uniaxiální magnetickou anizotropii indukovanou zvlněním tenké magnetické vrstvy a prokázali tak možnost propagace spinových vln v nulovém vnějším poli [15]. Cílem této práce je vhodným uspořádáním magnetizace v magnonickém vlnovodu navrhnout a realizovat zatočený vlnovod, který stočí spinovou vlnu se zachováním charakteristik původní vlny.

První kapitola pojednává o základních znalostech mikromagnetické teorie a spinových vln, které jsou nutné k porozumění experimentální části této práce. Od základních pojmů jako jsou mikromagnetické energie, které popisují chování magnetických látek v mezoskopickém měřítku, přejdeme k jednoduchému popisu dynamiky magnetizace, přičemž na závěr diskutujeme o vlastnostech a využití složitějších modelů k popisu spinových vln.

V druhé kapitole provedeme rešerši současného poznání v řízení spinových vln a jejich kaustických svazků. Mnohé z těchto poznatků utvářely postupy užité v této práci. Třetí kapitola slouží jako přehled o simulačním programu MuMax³, který byl použit k modelování navržených vlnovodů.

Kapitola čtvrtá představí model efektivního pole, který byl vyvinut přímo pro účely této práce, přičemž je zde popsána veškerá funkcionalita a omezení tohoto modelu. V páté kapitole jsou stručně popsány veškeré techniky, které jsme použili k výrobě a charakterizaci vzorku a následnému měření rozložení magnetizace a propagace spinových vln. Mezi tyto techniky se řadí i mikromagnetické simulace popsané v třetí kapitole. Poslední kapitola popisuje experimentální postup a dosažené výsledky, kde zároveň zdůvodňujeme návrh vzorku a použité technologie k jeho realizaci.

1 Teorie mikromagnetismu

Tato kapitola pokrývá teoretické znalosti magnetismu nezbytné k pochopení cílů této práce. Pomocí základních magnetických veličin definujeme nejdůležitější energetické složky a posléze ukážeme, jak se z efektivního magnetického pole určují rovnovážné stavy magnetických látek. Postupně přejdeme k dynamice magnetizace, kde se podrobněji zastavíme u spinových vln a jejich vlastností. Teorie v této kapitole odráží dlouho uznávané principy popsané v mnoha známých učebnicích [16–20].

1.1 Mikromagnetické veličiny

K popisu magnetismu se používá poznatků z klasické i kvantové mechaniky. Základní fyzikální veličinou charakterizující magnetismus elementární části pevné látky je magnetický moment $\boldsymbol{\mu}$. Magnetické vlastnosti látek jsou způsobeny převážně elektrony, které mají celkový moment hybnosti \boldsymbol{J} složený ze spinového \boldsymbol{S} a orbitálního \boldsymbol{L} momentu hybnosti

$$\boldsymbol{J} = \boldsymbol{S} + \boldsymbol{L}. \quad (1.1)$$

Magnetický moment elektronu je s \boldsymbol{J} spojen pomocí gyromagnetického poměru γ

$$\boldsymbol{\mu} = -\gamma \boldsymbol{J} = g \frac{e}{2m_e} \boldsymbol{J}, \quad (1.2)$$

kde g je Landého faktor, $-e$ je náboj elektronu a m_e je hmotnost elektronu. V této práci volíme konvenci s kladným γ . Magnetizací $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$ nazveme lokální hustotu těchto magnetických momentů středovanou přes daný objem V v místě popsaném polohovým vektorem \boldsymbol{r} .

Mikromagnetická teorie je postavena na předpokladu mezoskopického vnímání těles, kdy atomární struktura je aproximována modelem kontinua. To znamená, že elementární objem dV je považován za dostatečně velký, abychom mohli zanedbat atomární strukturu, ale zase dostatečně malý vzhledem k celkovým rozměrům vzorku. Pohybujeme se tak na rozhraní kvantové teorie (atomárních rozměrů) s Maxwellovou teorií (makroskopických rozměrů). V rámci mikromagnetismu má magnetizace $\boldsymbol{M}(\boldsymbol{r})$ konstantní amplitudu rovnu saturační magnetizaci M_s materiálu. V homogenních materiálech ji lze považovat za hladce spojitou funkci \boldsymbol{r} . Do souvislosti s veličinami, které vystupují v Maxwellových rovnicích, se \boldsymbol{M} zařadí skrz vztah

$$\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M}), \quad (1.3)$$

kde \boldsymbol{B} je vektor magnetické indukce, \boldsymbol{H} je vektor intenzity magnetického pole a μ_0 je permeabilita vakua¹.

V lineárních² homogenních materiálech lze magnetizaci vyjádřit jako

$$\boldsymbol{M} = \hat{\chi} \boldsymbol{H}, \quad (1.4)$$

kde $\hat{\chi}$ tenzor susceptibility magnetického pole. Dosazením (1.4) do (1.3) získáme obecný tvar tzv. konstituční relace

$$\boldsymbol{B} = \hat{\boldsymbol{\mu}} \boldsymbol{H}, \quad (1.5)$$

kde

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \mu_0(\hat{\boldsymbol{I}} + \hat{\chi}) \quad (1.6)$$

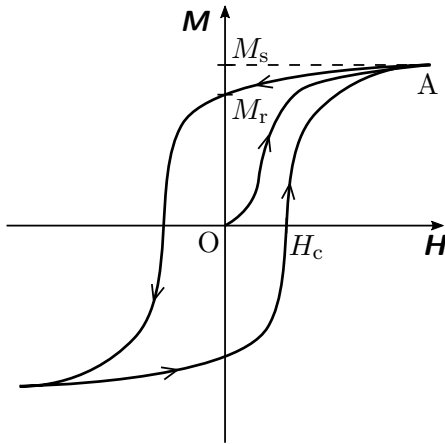
¹Od roku 2019 je $\mu_0 = 1.25663706212(19) \cdot 10^{-6} \text{ N A}^{-2}$.

²Jedná-li se o tzv. lineární materiál, magnetizace látky závisí jen na první mocnině magnetického pole.

je tenzor permeability a $\hat{\mathbf{I}}$ je jednotková matice.

Pro izotropní magneticky měkké nebo slabě magnetické materiály, které nevykazují hysterezi, se $\hat{\chi}$ zredukuje na skalár χ . Pro malé hodnoty magnetické susceptibility χ lze materiály dělit na diamagnetické ($\chi \leq -10^{-5}$) či paramagnetické ($\chi \sim 10^{-5} - 10^{-3}$). Spontánní magnetizace těchto materiálů je nulová, protože bez vnějšího magnetického pole mají nahodilé uspořádání magnetických momentů.

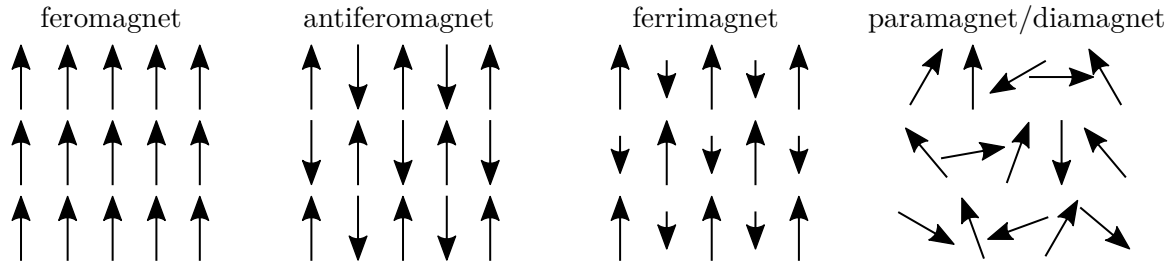
Pokud uspořádání magnetických momentů v materiálu bez vnějšího pole není nahodilé, χ je závislá na teplotě a může nabývat i velmi vysokých hodnot ($\sim 10^4$), podrobněji viz např. [20, s. 29] nebo [18, s. 39]. U takových materiálů ovšem může docházet k paměťovému efektu – hysterezi. Magnetický stav materiálu pak závisí na předchozích stavech a tento materiál lze charakterizovat hysterezní smyčkou, viz obr. 1.1 nebo [18, s. 41]. Základními charakteristikami hysterezní smyčky jsou kromě saturační magnetizace materiálu M_s také remanentní magnetizace M_r a koercivní pole H_c .



Obrázek 1.1: Příklad hysterezní smyčky feromagnetické látky, jejíž charakteristikami jsou saturační magnetizace M_s , remanentní magnetizace M_r a koercivní pole H_c . Křivka OA se nazývá křivka prvotní magnetizace.

Magnetické materiály vykazující samovolné uspořádání magnetických momentů rozlišujeme na látky feromagnetické, antiferomagnetické a ferrimagnetické, viz obr. 1.2. Ve feromagnetických látkách se tvoří oblasti, kde jsou magnetické momenty μ orientovány stejným směrem. Tyto oblasti se označují jako magnetické domény³. U antiferomagnetických látek nalézáme dvě mřížky, v rámci každé z nich jsou μ orientovány paralelně podobně jako u feromagnetických látek, ovšem momenty v jedné mřížce jsou orientovány antiparalelně vzhledem k druhé mřížce. Celkový moment je pak v rámci jedné domény nulový. Ferrimagnetika jsou obdobná jako antiferomagnetika s tím rozdílem, že magnetické momenty jedné mřížky plně nevykompenzují momenty v mřížce druhé. Ferrimagnetika tak mají schopnost samovolně vykazovat nenulovou \mathbf{M} v nulovém vnějším poli. Uspořádání magnetických momentů v těchto látkách je závislé na teplotě. Teplota, nad kterou uspořádání úplně vymizí a látka se posléze chová jako paramagnetikum, se nazývá Néelova teplota T_N u antiferomagnetik a Curieova teplota T_C u feromagnetik a ferrimagnetik.

³Magnetické domény se mohou vyskytovat i v antiferomagnetických a ferrimagnetických látkách, kde tvoří oblasti s pravidelným uspořádáním magnetických momentů.



Obrázek 1.2: Rozdělení magnetických látek dle uspořádání magnetických momentů v látce v rámci jedné domény (vyjma paramagnetik a diamagnetik, kde pojem magnetické domény ztrácí smysl) v nulovém vnějším poli.

1.2 Mikromagnetické energie

Ustálený stav nastává v důsledku minimalizace energie, přičemž tento stav odpovídá lokálnímu nebo globálnímu minimu energie systému. Mezi nejdůležitější složky energie přispívající k celkové energii jsou Zeemanova, výměnná, dipolární a anizotropní energie. S výjimkou Zeemanovy, případně i anizotropní energie se všechny tyto části vždy podílí na výsledném stavu feromagnetických látek.

1.2.1 Zeemanova energie

Zeemanova energie odpovídá energii magnetického momentu v externím poli \mathbf{H}_{ext} . Hustotu Zeemanovy energie ϵ_Z pak vyjádříme vztahem

$$\epsilon_Z = -\frac{\mu_0}{V} \iiint_{\Omega} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV, \quad (1.7)$$

kde Ω vymezuje objem V , přes který se integruje. Znaménko mínus pochází z faktu, že energie je minimální, pokud je magnetizace orientována ve směru vnějšího pole, a naopak je maximalní, když magnetizace míří proti směru vnějšího pole.

1.2.2 Výměnná energie

Z pohledu klasické elektrodynamiky nelze vysvětlit základní makroskopické vlastnosti feromagnetických látek, jako je nenulová magnetizace za pokojových teplot bez přítomnosti vnějšího magnetického pole. Tyto neshody se podařilo vysvětlit až příchodem kvantové teorie a Heisenbergovy výměnné interakce [18, s. 137].

Původ výměnné interakce lze najít v Pauliho vylučovacím principu a Coulombově interakci. Dle Pauliho vylučovacího principu se dva fermiony, v našem případě elektrony sousedních atomů, nemohou nacházet ve stejném kvantově-mechanickém stavu. Pokud mají elektrony různé orientace spinů, jejich orbitály se mohou překrývat, čímž se ovšem zvýší energie Coulombovy interakce. Naopak pokud jsou spiny elektronů stejně orientované, překryv těchto orbitalů bude minimalizován a tím se sníží energie Coulombovy interakce. Systém je pak výhodné popsat hamiltoniánem ve tvaru

$$\mathcal{H}_{\text{ex}} = -\sum_{i,j}^N J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j = -2 \sum_{i<j}^N J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \quad (1.8)$$

kde J_{ij} je výměnný integrál charakterizující interakci mezi vektory spinového momentu hybnosti \mathbf{S}_i a \mathbf{S}_j , viz [16, s. 39–44]. Kladné hodnoty J_{ij} vedou k paralelní (souhlasné) orientaci spinů, k čemuž dochází u feromagnetických materiálů. Záporných hodnot nabývá výměnný integrál v případě, že spiny mají tendenci se orientovat antiparalelně, k čemuž dochází například u antiferomagnetických látek [21].

Druhy výměnné interakce se dají rozdělit na interakce přítomné v izolátorech a na interakce v kovech. V rámci kovů s neúplně zaplněným $3d$ orbitalem (Sc–Ni) je nejvýraznější tzv. přímá výměnná interakce (angl. *direct exchange*). Pomocí této interakce lze vysvětlit anti/feromagnetické chování těchto prvků, více viz [18, s. 140], kde jsou popsány i další druhy výměnných interakcí, které v této práci uvažovat nebudeme.

Jelikož výměnná energie vzniká v důsledku interakce elektronových orbitalů sousedních atomů, kdy ovšem míra překrytí těchto orbitalů, a tedy i síla této interakce, rychle klesá s rostoucí vzdáleností, výměnná interakce působí obvykle na malou vzdálenost, typicky několik nm. Dosah výměnné interakce je charakterizován výměnnou délkou l_{ex} , pro kterou dle [22] platí

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2}}, \quad (1.9)$$

kde A_{ex} je výměnná konstanta (angl. *exchange stiffness constant*).

V rámci mikromagnetické teorie lze hustotu výměnné energie zapsat jako

$$\epsilon_{\text{ex}} = \frac{A_{\text{ex}}}{V} \iiint_{\Omega} \left(\frac{\nabla \mathbf{M}}{M_s} \right)^2 dV, \quad (1.10)$$

kde výraz $(\nabla \mathbf{M})^2$ značí dvojitý skalární součin gradientu vektorového pole⁴. Vztah pro ϵ_{ex} se při numerických výpočtech často vyjadřuje ve formě

$$\epsilon_{\text{ex}} = \frac{A_{\text{ex}}}{VM_s^2} \iiint_{\Omega} |\nabla M_x|^2 + |\nabla M_y|^2 + |\nabla M_z|^2 dV = -\frac{A_{\text{ex}}}{VM_s^2} \iiint_{\Omega} \mathbf{M} \cdot (\nabla^2 \mathbf{M}) dV, \quad (1.11)$$

přičemž pozdější tvar lze odvodit použitím identity $(\nabla f)^2 = \nabla \cdot (f \nabla f) - f(\nabla^2 f)$ a vztahu $\mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial x} = 0$, který plyne z podmínky $|\mathbf{M}|^2 = M_s^2$.

Dle analogie s Zeemanovou energií lze výměnnou energii vyjádřit jako interakci \mathbf{M} v místě \mathbf{r} s efektivním polem, které nazveme výměnným polem [16, s. 82–84]

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{2ZJ}{\mu_0 N g^2 \mu_B^2} \left(\mathbf{M} + \frac{R_n^2}{6} \nabla^2 \mathbf{M} \right), \quad (1.12)$$

kde jsme vzali v potaz jen nejbližší sousední elementy. Zde Z je počet těchto nejbližších sousedů, z nichž každý je od \mathbf{r} vzdálen o R_n a J_{ij} z (1.8) pak má pro každého souseda stejnou hodnotu J . Tato aproximace je tedy závislá na volbě mřížky, ať už je to krystalová mříž či prostorová síť pro numerické výpočty. Dále N je lokální hustota magnetických momentů ze vztahu $\mathbf{M} = N\boldsymbol{\mu}$, g je Landého faktor a μ_B je Bohrov magneton. První člen vyjadřuje příspěvek od homogenního magnetického pole, tedy okolní spiny⁵ jsou s daným spinem rovnoběžné a směr magnetizace je v prostoru neměnný. Druhý člen pak zahrnuje příspěvek od nehomogenního pole, tedy změny \mathbf{M}

⁴Dvojitý skalární součin (angl. *double dot product*) je potřeba, protože $\nabla \mathbf{M}$ je tenzor druhého řádu. Více o dvojitém skalárním součinu např. viz [23]. V této problematice se mu též říká Frobeniův skalární součin, angl. *Frobenius inner product* [24].

⁵Vztah mezi magnetickým momentem a spinem je v tomto případě dán jako $\boldsymbol{\mu} = -g\mu_B \mathbf{S}$ [16, s. 82].

v prostoru. Při popisu dynamiky magnetizace (viz podkapitola 1.4) se magnetické pole vyskytuje jen ve členech úměrných $\mathbf{M} \times \mathbf{H}$. Při dosazení z (1.12) získáme první člen úměrný $\mathbf{M} \times \mathbf{M}$, což můžeme položit rovno nule. Důležitý je tedy hlavně druhý člen rovnice, kterou přepíšeme do tvaru

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \lambda_{\text{ex}} \nabla^2 \mathbf{M}, \quad (1.13)$$

kde λ_{ex} je výměnná konstanta ve formě

$$\lambda_{\text{ex}} = \frac{ZJR_n^2}{3\mu_0 N g^2 \mu_B^2}. \quad (1.14)$$

V literatuře, např. [25, s. 179] nebo [18, s. 239], lze nalézt i jiný tvar výměnného pole, a to $\mathbf{H}_{\text{ex}} = 2A_{\text{ex}}/(\mu_0 M_s^2) \nabla^2 \mathbf{M}$. Porovnáním s (1.13) získáme vztah mezi výměnnými konstantami A_{ex} a λ_{ex} a výměnnou délkou l_{ex} z (1.9) jako

$$\lambda_{\text{ex}} = \frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2} = l_{\text{ex}}^2. \quad (1.15)$$

Tyto konstanty jsou charakteristické pro každý materiál, jak plyne ze souvislosti s l_{ex} . V literatuře se ovšem využívají všechny, proto je převodní vztah (1.15) zvláště užitečný.

1.2.3 Dipolární energie

Vztah pro hustotu dipolární energie v modelu kontinua je dán

$$\epsilon_{\text{dip}} = -\frac{\mu_0}{2V} \iiint_{\Omega} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{dip}} dV. \quad (1.16)$$

Prefaktor $\frac{1}{2}$ zde kompenzuje fakt, že tato energie pochází z interakce magnetizace s magnetickým polem, které sama vytváří, tedy aby nedošlo k dvojnásobnému započtení příspěvku od stejného prvku. Toto pole se nazývá demagnetizační nebo též dipolární pole \mathbf{H}_{dip} . Existence takového pole plyne z Gaussova zákona pro magnetické pole

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (1.17)$$

Uvážíme-li $\mathbf{H}_{\text{ext}} = \mathbf{0}$, pak řekneme, že

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H}_{\text{dip}} + \mathbf{M}), \quad (1.18)$$

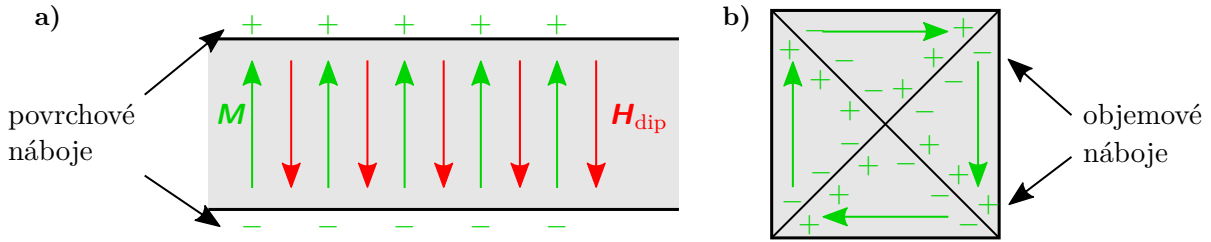
odtud lze získat

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_{\text{dip}} = -\nabla \cdot \mathbf{M}, \quad (1.19)$$

což nám dává částečný návod, jak takové pole najít. Dipolární pole vždy snižuje výsledné magnetické pole uvnitř materiálu.

Původ takového pole lze hledat i v konečných rozměrech tělesa, kdy se na jeho povrchu indukují magnetické póly, viz obr. 1.3 a). Toto pole hraje významnou roli při formování magnetických domén, kdy dochází ke snížení dipolární energie, protože na povrchu tělesa je menší množství nekompensovaných indukovaných nábojů jako v případě na obr. 1.3 b). Pro jisté případy lze odvodit tzv. kritický průměr tělesa $D_{\text{cr}}^{\text{sd}}$, který určuje nejmenší rozměr, při kterém už je energeticky výhodnější vícedoménná struktura oproti jednodoménné, více viz [20, s. 56–58]. Často je udáván za předpokladu kulové částice. $D_{\text{cr}}^{\text{sd}}$ pak může nabývat od jednotek nm (permalloy⁶: 4.66 nm) po stovky nm (MnBi: 480 nm) [20, s. 45]. Pro odvození $D_{\text{cr}}^{\text{sd}}$ je nutné brát v úvahu i výměnnou energii, protože výměnná interakce souvisí s velikostí doménové stěny, podrobněji viz [20, kap. 2.4.1].

⁶Permalloy je slitina železa a niklu, nejčastěji $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Vyniká poměrně vysokou saturační magnetizací a nízkou koercivitou. Často se značí pouze jako NiFe nebo Py.



Obrázek 1.3: Schéma původu dipolárního pole \mathbf{H}_{dip} . Toto pole je generováno magnetizací \mathbf{M} a vždy míří v opačném směru k ní. a) Povrchové náboje se indukují v důsledku gradientu magnetizace na rozhraních. b) Vznik magnetických domén v tenké čtvercové magnetické struktuře v důsledku minimalizace dipolární energie. Objemové náboje indukované v důsledku gradientu \mathbf{M} uvnitř materiálu se nachází na rozhraních domén. Toto uspořádání se nazývá Landauův stav [26].

V obecném případě je výpočet \mathbf{H}_{dip} při netriviálním rozložení magnetizace velmi obtížný a často je třeba se uchýlit k numerickému řešení. V případě jednodušších geometrií je výhodné dipolární pole vzjádřit pomocí tzv. demagnetizačního tenzoru $\hat{\mathbf{N}}$ jako

$$\mathbf{H}_{\text{dip}} = -\hat{\mathbf{N}}\mathbf{M}, \quad (1.20)$$

přičemž $\hat{\mathbf{N}}$ je často reprezentován maticí 3×3 . Pro homogenně zmagnetizovaný elipsoid

$$\hat{\mathbf{N}} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1.21)$$

diagonální složky se nazývají demagnetizační faktory v hlavních osách elipsoidu. Demagnetizační faktory těles odvozených z elipsoidu jsou uvedeny v tabulce 1.1.

Tabulka 1.1: Demagnetizační faktory pro vybraná jednoduchá tělesa.

útvár	směr \mathbf{M}	N
tenký drát	rovnoběžný s osou	0
	kolmý k ose	1/2
koule	kterýkoliv	1/3
tenká vrstva	v rovině	0
	kolmý k rovině	1

Pro homogenně zmagnetizovaná tělesa jiného než elipsoidálního tvaru⁷ je rozložení demagnetizačního pole obecně nerovnoměrné a složky $\hat{\mathbf{N}}$ pak jsou závislé na poloze \mathbf{r} . Nicméně stále platí, že $\hat{\mathbf{N}}$ má jednotkovou stopu [27]

$$\text{Tr}\hat{\mathbf{N}} = 1. \quad (1.22)$$

Pro zkoumání látek neelipsoidálního tvaru se zavádí tzv. magnetometrický demagnetizační tenzor, který určuje dipolární pole středované přes celý objem tělesa. Pro zmagnetovaný kvádr,

⁷V tělesech jiného než elipsoidálního tvaru a v dostatečně velkých elipsoidech je rozložení magnetizace obecně nehomogenní. O homogenní magnetizaci se pak uvažuje při aplikaci externího pole srovnatelného či většího než saturační magnetizace materiálu.

který je definován v objemu $-a \leq x \leq a$, $-b \leq y \leq b$, $-c \leq z \leq c$, kde $a, b, c \in \mathbb{R}$, Aharoni odvodil vzorec pro výpočet magnetometrických demagnetizačních faktorů [28]

$$\begin{aligned} \pi N_z = & \frac{b^2 - c^2}{2bc} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + a} \right) + \frac{a^2 - c^2}{2ac} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + b} \right) + \frac{b}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{\sqrt{a^2 + b^2} - a} \right) \\ & + \frac{a}{2c} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + b^2} + b}{\sqrt{a^2 + b^2} - b} \right) + \frac{c}{2a} \ln \left(\frac{\sqrt{b^2 + c^2} - b}{\sqrt{b^2 + c^2} + b} \right) + \frac{c}{2b} \ln \left(\frac{\sqrt{a^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + c^2} + a} \right) \\ & + 2 \arctan \left(\frac{ab}{c\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{a^3 + b^3 - 2c^3}{3abc} + \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \\ & + \frac{c}{ab} \left(\sqrt{a^2 + c^2} + \sqrt{b^2 + c^2} \right) - \frac{(a^2 + b^2)^{3/2} + (b^2 + c^2)^{3/2} + (c^2 + a^2)^{3/2}}{3abc}, \end{aligned} \quad (1.23)$$

přičemž N_x a N_y se získá (dvojnásobnou) cyklickou permutací $c \rightarrow a \rightarrow b \rightarrow c$.

Jedním z důsledků minimalizace dipolární energie je tvarová anizotropie, tedy některé směry \mathbf{M} jsou preferovanější než jiné. Obecně platí, že systém se snaží eliminovat povrchové náboje, což si lze představit tak, že plocha povrchu tělesa, na který magnetizace míří kolmo, je co nejmenší. Tento jev se v anglické literatuře nazývá *charge avoidance principle* [18, s. 238].

1.2.4 Anizotropní energie

Tato energie je dána vlastnostmi materiálu, které vykazují určité preferované směry \mathbf{M} , kterým se říká snadné osy, zkr. EA (z angl. *easy axis*). Nejméně preferované směry \mathbf{M} se pak nazývají těžké osy, zkr. HA (z angl. *hard axis*). Jedním z nejpřirozenějších a u krystalických materiálů nezanedbatelných zdrojů je uspořádání krystalové mřížky. Zde jsou časté dva případy: EA leží ve směrech nejhustěji obsazených atomy, nebo ve směrech nejrůdněji obsazených. Tento typ anizotropie se označuje jako magnetokrystalická anizotropie. Anizotropní projev může mít i dipolární energie, o které se pak může hovořit jako o tvarové či tvarem indukované anizotropii. Podobné chování též může být důsledkem mechanického napětí v materiálu, kdy mluvíme o magnetoelastické anizotropii. Avšak tyto členy jsou obsaženy ve vlastních energiových příspěvcích, a proto dále rozebereme pouze magnetokrystalickou anizotropii.

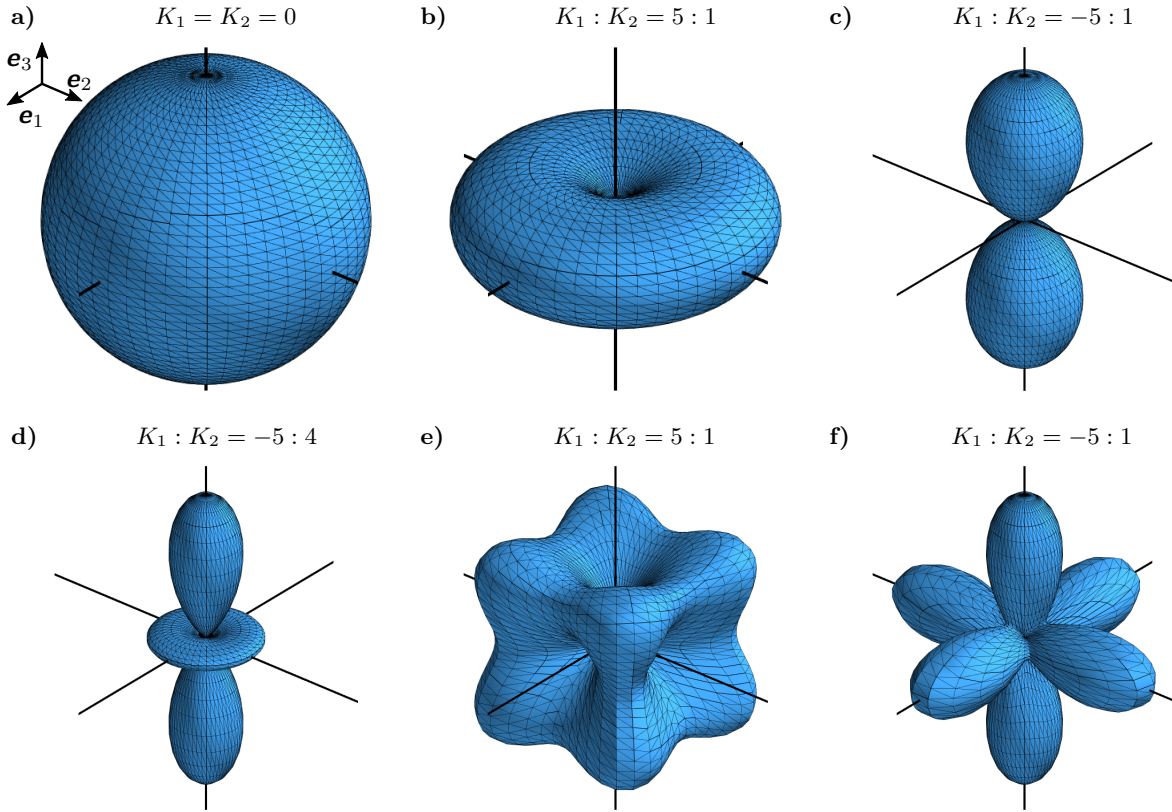
Základním rysem magnetických anizotropií je symetrie. Podle počtu os souměrnosti se anizotropie označuje jako uniaxiální nebo kubická.

V hexagonálních krystalech, jako je např. Co, se nejčastěji projevuje uniaxiální anizotropie. Konvenční vyjádření energie uniaxiální anizotropie má podobu rozvoje sudých mocnin $\sin \theta$

$$\epsilon_{\text{ani}} = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots, \quad (1.24)$$

kde θ značí úhel od snadné osy⁸. Použití sudých mocnin zajišťuje stejnou energii pro magnetizaci mířící v obou směrech snadné osy. Konstanty K_i mohou nabývat jak kladných, tak záporných hodnot. Je-li konstanta $|K_2|$ vůči $|K_1|$ zanedbatelně malá, většinou se člen s K_2 neuvažuje a použije se značení $K_1 \equiv K_u$. Pokud $|K_2|$ není zanedbatelně malá, výsledkem může kromě jedné snadné osy, jako na obr. 1.4b), být například snadná rovina (angl. *easy plane*, obr. 1.4c)) nebo snadný kužel (angl. *easy cone*, obr. 1.4d)), více viz [18, s. 171] a [29, s. 75–76]. V této práci se zaměříme hlavně na případy, kdy $K_2 = 0$.

⁸Toto vyjádření předpokládá konstantní θ v celém objemu tělesa. Při nesplnění této podmínky lze zavést průměrování objemovým integrálem, jako je tomu u předchozích vztahů pro hustotu energie. V této sekci se budeme držet konstantní hodnoty θ .



Obrázek 1.4: Trojrozměrné profily anizotropní energie vygenerované na základě vztahů (1.24) a (1.27) pro konstanty K_1 a K_2 v uvedeném poměru. a) Příklad izotropního materiálu. Profily b)–d) odpovídají uniaxiální anizotropii, e) a f) kubické anizotropii. Složitějších profilů lze dosáhnout započtením členů vyšších řádů a vhodnou volbou konstant.

Někdy je výhodné vyjádřit energii anizotropie pomocí tzv. směrových kosinů, které jsou definovány na obr. 1.5. Jednotlivé složky \mathbf{M} jsou se směrovými kosiny spřaženy skrze

$$\alpha_1 = \frac{M_1}{M_s}, \quad \alpha_2 = \frac{M_2}{M_s}, \quad \alpha_3 = \frac{M_3}{M_s}, \quad (1.25)$$

kde M_i je složka \mathbf{M} v i -tém směru. Vztah pro energii uniaxiální anizotropie pak lze přepsat na

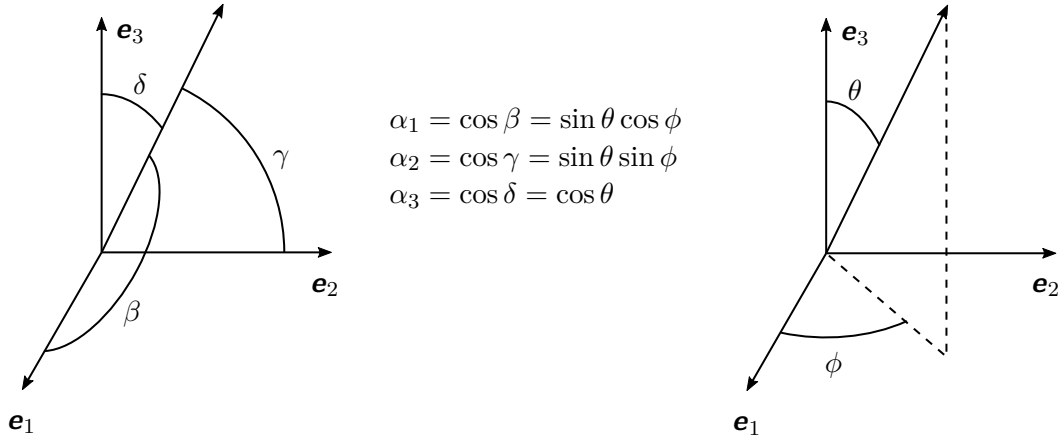
$$\epsilon_{\text{ani}} = K_u \left(1 - \alpha_3^2\right) = K_u \left(1 - \frac{M_3^2}{M_s^2}\right). \quad (1.26)$$

U kubické anizotropie, ke které dochází např. u kubických krystalů, je kromě záměnnosti směru \mathbf{M} bez změny energie i požadavek neměnnosti energie při libovolné záměně lehkých os. Vztah pro energii kubické anizotropie je pak dán

$$\epsilon_{\text{ani,c}} = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots, \quad (1.27)$$

vyjádřením složek magnetizace ze směrových kosinů lze získat

$$\epsilon_{\text{ani,c}} = \frac{K_1}{M_s^4}(M_1^2M_2^2 + M_2^2M_3^2 + M_3^2M_1^2) + \frac{K_2}{M_s^6}M_1^2M_2^2M_3^2 + \dots \quad (1.28)$$



Obrázek 1.5: Schématické znázornění směrových kosinů α_1 , α_2 , α_3 , kde osa symetrie leží ve směru \mathbf{e}_3 . Adaptováno z [16].

Z geometrie vyplývá, že členy druhého řádu jsou nulové. Na významu zde nabývají členy čtvrtého a šestého řádu. Příklad, kdy má materiál tři EA, odpovídá například α -železu⁹ a typově odpovídá obr. 1.4e). Existují i případy, kdy kubická anizotropie vykazuje šest EA. Takovým materiálem je například nikl¹⁰ s ilustračním energiovým profilem na obr. 1.4f).

Tvary energiových profilů se mohou zdát závislé na volbě nulové hladiny energie. Jde ovšem o zkruslení způsobené užitím sférických souřadnic, srovnejte obr. 1.4 s profily na obr. A.1. Další vysvětlení je podáno v kapitole 4. Magnetické anizotropie jsou podrobněji popsány v [29, kap. 3.1].

1.3 Efektivní pole

Celkovou energii systému, resp. hustotu této energie, lze vyjádřit jako součet všech uvažovaných příspěvků energie

$$\epsilon_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{ex}} + \epsilon_{\text{Z}} + \epsilon_{\text{dip}} + \epsilon_{\text{ani}}. \quad (1.29)$$

Minimalizací ϵ_{tot} lze nalézt ustálený stav. S minimalizací energie je spojeno i tzv. efektivní pole \mathbf{H}_{eff} dané vztahem

$$\mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}} = - \frac{\partial \epsilon_{\text{tot}}}{\partial \mathbf{M}} = - \left(\frac{\partial \epsilon_{\text{tot}}}{\partial M_x}, \frac{\partial \epsilon_{\text{tot}}}{\partial M_y}, \frac{\partial \epsilon_{\text{tot}}}{\partial M_z} \right). \quad (1.30)$$

Toto pole se často zavádí jako lokální. Proto lze uvažovat hustotu energie ve tvaru

$$\epsilon_{\text{tot}} = A_{\text{ex}} \left(\frac{\nabla \mathbf{M}}{M_s} \right)^2 - \mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{dip}} + \epsilon_{\text{ani}}. \quad (1.31)$$

Jelikož tato práce pojednává hlavně o uniaxiální anizotropii, uvážíme ϵ_{ani} ve tvaru

$$\epsilon_{\text{ani}} = K_u \left[1 - \left(\frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_{\text{uni}}}{M_s} \right)^2 \right], \quad (1.32)$$

kde \mathbf{e}_{uni} je vektor v libovolném směru EA uniaxiální anizotropie. S jeho pomocí jsme nahradili $M_3^2 = (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_{\text{uni}})^2$ ze vztahu (1.26) pro uniaxiální anizotropii. Pro efektivní pole pak platí

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2} \nabla^2 \mathbf{M} + \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{dip}} + \frac{2K_u}{\mu_0 M_s^2} (\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_{\text{uni}}) \mathbf{e}_{\text{uni}}. \quad (1.33)$$

⁹EA pro α -Fe leží v krystalografických směrech [100], [010] a [001].

¹⁰EA niklu jsou dány směry $\langle 111 \rangle$.

Poslední člen v této rovnici nazveme anizotropní pole \mathbf{H}_{ani} uniaxiální anizotropie.

V energetickém minimu platí, že silový moment od $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ působící na $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ v místě \mathbf{r} musí být nulový, jinými slovy

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} \times \mathbf{M} = 0 \quad (1.34)$$

Dosadíme-li (1.33) do (1.34), získáme tři rovnice¹¹, které se dle svého objevitele nazývají Brownovy mikromagnetické rovnice. Řešení těchto rovnic společně s okrajovou podmínkou $\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial n} = 0$, kde $\partial/\partial n$ značí derivaci ve směru normály k povrchu tělesa, umožňuje nalezení extrémů ϵ_{tot} v magnetostatických problémech [20, s. 43].

1.4 Dynamika magnetizace

Při popisu systémů, kde \mathbf{M} není časově nezávislá veličina, nelze uvažovat platnost rovnice (1.34). Silový moment $\boldsymbol{\tau}$ působící na \mathbf{M} tedy není nulový. V magnetickém poli \mathbf{H} lze $\boldsymbol{\tau}$ zapsat

$$\boldsymbol{\tau} = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (1.35)$$

Dle klasické mechaniky lze z nenulového $\boldsymbol{\tau}$ předpokládat časový vývoj momentu hybnosti.

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \boldsymbol{\tau} = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}. \quad (1.36)$$

Jelikož magnetismus pevných látek je z velké části dán elektrony, které mají celkový moment hybnosti \mathbf{J} spojený s magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu}$ vztahem (1.2), můžeme nahrazením \mathbf{L} ve vztahu (1.36) za \mathbf{J} , následným přechodem k mezoskopickému popisu pomocí \mathbf{M} a použitím již odvozeného efektivního pole \mathbf{H}_{eff} získat Landauovu-Lifšicovu (LL) rovnici

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}, \quad (1.37)$$

kteřá říká, že výchylka \mathbf{M} od \mathbf{H}_{eff} vyústí v precesní pohyb magnetizace kolem \mathbf{H}_{eff} s úhlovou frekvencí $\omega = \mu_0 \gamma |\mathbf{H}_{\text{eff}}|$, která se označuje jako Larmorova frekvence, a nikdy nedosáhne rovnovážného stavu, kdy $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$. Toto je pouze idealizovaný stav, který neodpovídá realitě, a proto je potřeba k (1.37) přidat tlumící člen. Jednou z možností je popsat tlumení výrazem úměrným $-\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})$ (viz obr. 1.6) přes fenomenologickou konstantu λ dle Landaua a Lifšice

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\lambda \gamma \mu_0}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}). \quad (1.38)$$

Alternativní vyjádření tlumení zavedl Gilbert [31]. To tvoří poslední člen známé Landauovy-Lifšicovy-Gilbertovy (LLG) rovnice

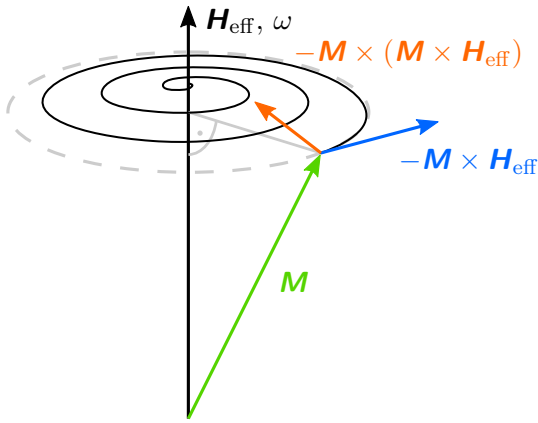
$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (1.39)$$

kde α je (bezrozměrný) Gilbertův tlumící parametr. Tuto rovnici lze přepsat do tvaru, kde časová derivace magnetizace je jen na levé straně rovnice [32]

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\mu_0 \gamma \alpha}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1.40)$$

odkud je dobře vidět shoda řešení Gilberta s Landauem a Lifšicem pro malé α , kdy můžeme druhou mocninu tohoto parametru zanedbat.

¹¹Jde o lineárně závislé rovnice kvůli podmínce $|\mathbf{M}| = M_s$, proto stačí řešit pouze dvě z nich. Pro odvození viz [30, s. 173].



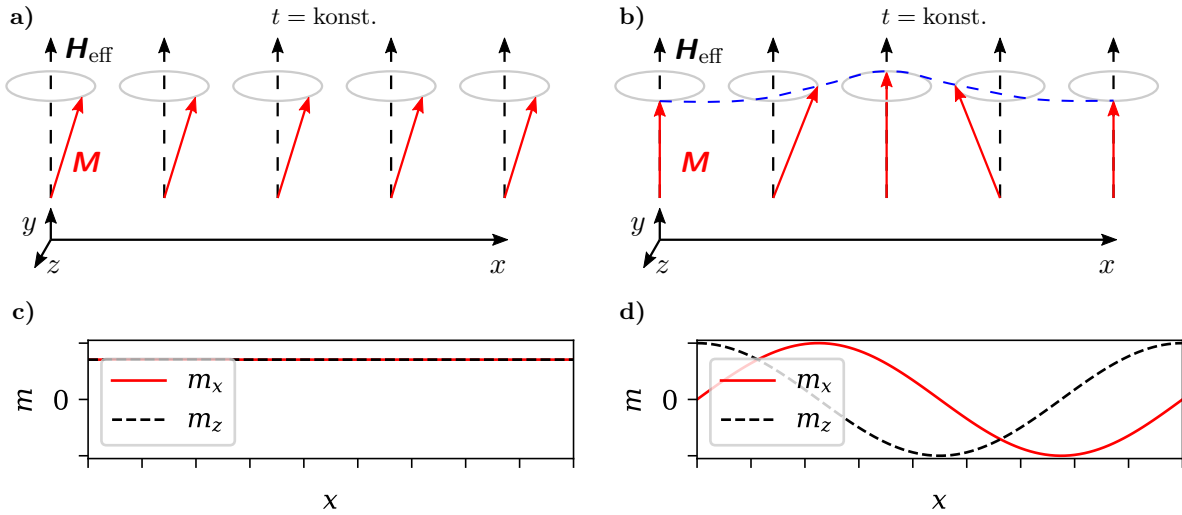
Obrázek 1.6: Schéma precese magnetizace \mathbf{M} v efektivním poli \mathbf{H}_{eff} . Hnací silou precese je člen odpovídající silovému momentu (modrý), přičemž do stavu s nejnižší energií je \mathbf{M} usměrnována tlumícím členem (oranžový).

1.5 Spinové vlny

Spinové vlny (angl. *spin waves*, SW) je označení kolektivních excitací magnetických momentů v magneticky uspořádaném materiálu, které se materiálem šíří v podobě vln [17]. Spinovým vlnám lze přiřadit kvazičástici zvanou magnon, která nese energii $\hbar\omega$. Pokud má magneticky uspořádaný materiál nenulovou teplotu, vyskytují se v něm nekoherentní magnony, které označujeme za termální [17, s. 334] [33]. V této práci se však budeme zabývat především externě buzenými spinovými vlnami.

Spinovou vlnu lze dobře popsat rovinnou vlnou. Pokud mezi sousedními magnetickými momenty nedochází k fázovému zpoždění, jde o uniformní precesi magnetických momentů, kterou označujeme jako feromagnetickou rezonanci (FMR). Tento stav popisuje rovinná vlna, jejíž vlnový vektor \mathbf{k} je nulový, resp. vlnová délka je $\lambda = \infty$, viz obr. 1.7 a), c). Pokud k fázovému zpoždění dochází, spinová vlna má nenulový \mathbf{k} , což ilustruje obr. 1.7 b), d). Není náhoda, že ilustrovaná spinová vlna je pravotočivě polarizovaná. Toto chování je důsledkem precesního členu v LLG rovnici (1.39), který je úměrný $-\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}$. Vznik levotočivé polarizace ve feromagnetických materiálech není z povahy LLG rovnice tedy vůbec možný. Ovšem vnějšími vlivy, jako např. spinově polarizovaným elektrickým proudem, lze levotočivě polarizované magnony vnést i do feromagnetů [35]. V materiálech s více než jednou spinovou podmříží, jako jsou antiferomagnet, lze nalézt levotočivou polarizaci i za normálních podmínek [36]. V této práci se budeme zabývat pouze pravotočivě polarizovanými magnony ve feromagnetických materiálech.

Chování spinových vln lze kompletně popsat disperzní relací $\omega(\mathbf{k})$ (viz dále), kterou je potřeba odvodit z LLG rovnice (1.39). V obecném případě nelze tuto rovnici řešit analyticky, a proto se takové případy často řeší numerickými metodami. Ovšem přibližná analytická řešení lze nalézt za různých zjednodušujících předpokladů. Jednou z možností je tzv. magneto-kvazi-statická aproximace, která vede na linearizovanou LLG rovnici. Zde budeme následovat postup popsáný v [16, s. 91–93 a 139–141]. V souladu s ním uvážíme nulové tlumení $\alpha = 0$. Zásadní je předpoklad, že magnetizaci lze rozdělit do dvou členů – statického členu \mathbf{M}_0 , který udává rovnovážný směr v celém vzorku a $|\mathbf{M}_0| \approx M_s$, a dynamického členu \mathbf{m} , jehož amplituda je mnohem menší než M_s a harmonicky kmitá v rovině kolmé na směr statického členu. Podobnou úvahu provedeme u efektivního pole. Uvážíme-li, že efektivní pole, u něhož prozatím zanedbáme výměnnou interakci a anizotropii, má rovnovážný směr rovnoběžný s kladným směrem osy z (viz schéma na obr. 1.8), lze \mathbf{M} a \mathbf{H}_{eff}



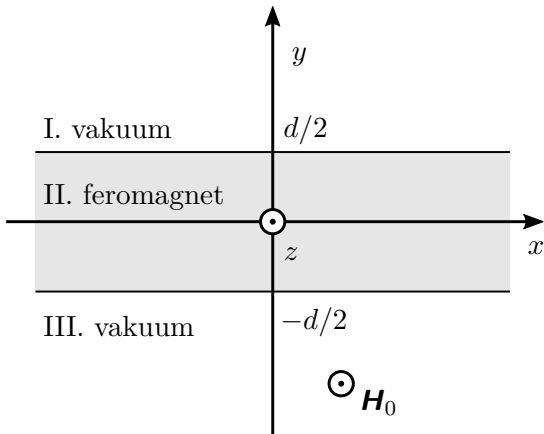
Obrázek 1.7: a) Schéma feromagnetické rezonance, kdy lokální magnetizace \mathbf{M} osciluje s $|\mathbf{k}| = k = 0$. b) Schéma spinové vlny, kdy \mathbf{M} osciluje s $k \neq 0$. c) a d) Prostorové rozložení dynamických složek \mathbf{M} pro případ a), resp. b). Inspirováno [34].

v oblasti II. vyjádřit jako

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_s \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.41)$$

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) \equiv \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.42)$$

kde \mathbf{r} je polohový vektor. Jelikož feromagnetická vrstva (FF, z angl. *ferromagnetic film*) na obr. 1.8 je nekonečně rozlehlá, statické dipolární pole je určené v celém vzorku stejnými demagnetizačními faktory (viz tab. 1.1) a není tedy závislé na poloze \mathbf{r} . Jedinou další složkou efektivního pole je \mathbf{H}_{ext} , které je v celém prostoru homogenní. Můžeme tedy předpokládat $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$ v celé oblasti II.



Obrázek 1.8: Schéma geometrického uspořádání. Feromagnetická vrstva tloušťky d je nekonečně rozlehlá v osách x a z . Statické/rovnovážné efektivní pole \mathbf{H}_0 je rovnoběžné s osou z .

Dosažením vztahů (1.41) a (1.42) do LL rovnice (1.37) získáme

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 + \mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0 + \mathbf{m} \times \mathbf{h}), \quad (1.43)$$

kde, dle předpokladu $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$, je součin těchto vektorů roven nule. Dále zanedbáme člen $\mathbf{m} \times \mathbf{h}$, který je až druhého řádu. Jelikož předpokládáme řešení ve formě spinových vln, uvážíme harmonickou časovou závislost dynamických složek magnetizace $\propto e^{-i\omega t}$. Pak ze vztahu (1.43) dostáváme linearizovanou LL rovnici ve tvaru

$$-i\omega \mathbf{m} = -\mu_0 \gamma (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h} + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0). \quad (1.44)$$

Pro přehlednost můžeme zavést substituce

$$\omega_M = \mu_0 \gamma M_s, \quad \omega_H = \mu_0 \gamma H_0, \quad (1.45)$$

které nám umožní vyjádřit nenulové rovnice z (1.44) jako

$$-i\omega m_x = \omega_M h_y - \omega_H m_y, \quad (1.46)$$

$$-i\omega m_y = -\omega_M h_x + \omega_H m_x. \quad (1.47)$$

Nyní přepsíme tyto rovnice do maticového tvaru a vyjádříme dynamické složky magnetizace v závislosti na dynamických složkách magnetického pole. Tím získáme

$$\begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi & -i\kappa \\ i\kappa & \chi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}, \quad (1.48)$$

respektive

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{h} = \hat{\chi} \mathbf{h}, \quad (1.49)$$

kde jsme využili substitucí

$$\chi = \frac{\omega_M \omega_H}{\omega_H^2 - \omega^2}, \quad \kappa = \frac{\omega_M \omega}{\omega_H^2 - \omega^2}. \quad (1.50)$$

Tensor $\hat{\chi}$ ve vztahu (1.49) se označuje jako Polderův tenzor susceptibility. Tenzor permeability z (1.6) po dosazení za $\hat{\chi}$ má pak podobu

$$\hat{\boldsymbol{\mu}} = \begin{pmatrix} 1 + \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.51)$$

Jelikož se pohybujeme v rámci magnetostatické aproximace¹² platí Ampérův zákon ve tvaru $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{0}$. Díky tomu můžeme zavést magnetostatický skalární potenciál ψ vztahem

$$\mathbf{H} = -\nabla \psi. \quad (1.52)$$

Dosazením do Gaussova zákona pro magnetické pole ve tvaru $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ získáme

$$\nabla \cdot (\hat{\boldsymbol{\mu}} \nabla \psi) = 0, \quad (1.53)$$

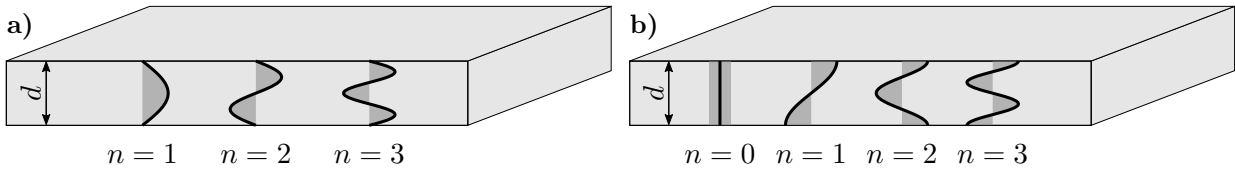
odkud po dosazení z (1.51) a roznásobení dostaneme Walkerovu rovnici

$$(1 + \chi) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad (1.54)$$

¹²Nejde o magnetostatiku v pravém slova smyslu, protože uvažujeme částečně časově proměnná pole. Přesto výsledné modely nacházejí svá uplatnění.

kdy χ a κ byly považovány za prostorově nezávislé¹³. Řešením Walkerovy rovnice jsou tzv. magnetostatické módy rozlišené podle úhlu mezi směrem magnetizace \mathbf{M}_0 a směrem propagace spinové vlny. Za předpokladu rovinné vlny, kdy $\psi \propto e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t)}$, je směr šíření této vlny¹⁴ dán vlnovým vektorem \mathbf{k} . Zpravidla rozlišujeme dvě hlavní geometrie. Pokud je $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{k}$, mluvíme o zpětných objemových vlnách, zkr. MSBVW (z angl. *magnetostatic backward volume waves*), a při $\mathbf{M}_0 \perp \mathbf{k}$ mluvíme o povrchových vlnách (MSSV, *magnetostatic surface waves*), které se často označují jako Damonův-Eshbachův mód [37]. Jelikož jsme během odvozování (1.54) neprovedli žádné bližší předpoklady o orientaci tenké FF, platí stejný vztah i pro konfiguraci, kdy \mathbf{M}_0 a \mathbf{H}_0 jsou kolmé na FF. V tomto případě jde o dopředné objemové vlny (MSFVW, *MagnetoStatic Forward Volume Waves*). V této práci se však budeme zabývat jen MSBVW a MSSW.

Než přejdeme k disperzním relacím pro magnetostatické módy, je třeba představit kvantování spinových vln vzhledem k tloušťce FF. Jelikož uvažujeme geometrii tenké vrstvy, můžeme očekávat kvantování vlnového vektoru ve směru osy y (dle geometrie na obr. 1.8). Je to důsledek jevu, kdy se vlna odráží od rozhraní a vytváří tak ve směru osy y stojatou vlnu. Vznikají tak tloušťkové módy zvané též PSSW módy (*perpendicular standing spin waves*). V závislosti na okrajových podmínkách rozlišujeme dva případy, které se liší tím, jestli mohou spiny na horním a spodním povrchu vrstvy vykonávat precesní pohyb, či nikoliv, viz obr. 1.9. Tato problematika se v anglické literatuře označuje jako *pinning* (přichycení¹⁵) [16, s. 142]. Pokud směřuje \mathbf{k} kolmo na rovinu FF, dochází pouze k stojatým vlnám a jejich rezonancím.



Obrázek 1.9: Ilustrace stojatých spinových vln pro první tři módy ($n = 1, 2, 3$), přičemž nulový mód odpovídá FMR. Spiny na horním a spodním rozhraní feromagnetické vrstvy a) nemohou vykonávat precesní pohyb (*totally pinned*), b) mohou vykonávat precesní pohyb (*totally unpinned*). Kvůli přichycení spinů na okrajích neexistuje nulový mód v případě a). Inspirováno [38, s. 22].

1.5.1 Disperzní relace spinových vln

Disperzní relací obecně rozumíme závislost energie na hybnosti. Jelikož mluvíme o kvazičásticích, lze přejít k disperzní relaci jako k závislosti úhlové frekvence ω na vlnovém vektoru \mathbf{k} . Pro větší přehlednost bude dobré sjednotit značení jednotlivých složek vlnového vektoru \mathbf{k} . Nejprve rozdělíme \mathbf{k} na složku κ_n kolmou na rovinu FF a složku \mathbf{k}_t směřující v rovině FF. Vektor \mathbf{k}_t dále rozdělíme na dvě navzájem kolmé složky. Pro velikost \mathbf{k}_t pak platí

$$k_t^2 = k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2, \quad (1.55)$$

kde k_{\parallel} je složka rovnoběžná s rovnovážným směrem \mathbf{M} a k_{\perp} je složka na něj kolmá. Kvůli kvantování vlnového vektoru ve směru kolmém na rovinu tenké vrstvy je velikost vlnového vektoru v tomto

¹³Předpokládali jsme prostorovou nezávislost χ a κ v rámci oblasti II., tedy feromagnetické vrstvy (FF) dle obr. 1.8. V oblastech I. a III. je $\chi = 0$ a vztah (1.54) pak má tvar Laplaceovy rovnice.

¹⁴Jde o směr šíření vlnoploch dané vlny, který odpovídá tzv. fázové rychlosti, viz rovnice (1.65).

¹⁵Kvůli nezavedené české terminologii tohoto jevu bude v této práci využít právě tento překlad.

směru dána

$$\kappa_n = \frac{n\pi}{d}, \quad (1.56)$$

kde $n = 0, 1, 2, \dots$ značí kvantování přes tloušťku vrstvy, tedy n -tý PSSW mód, a d je tloušťka vrstvy. Pro velikost vlnového vektoru k_n pak platí

$$k_n = \sqrt{k_t^2 + \kappa_n^2} = \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2}, \quad (1.57)$$

kde zavedeme pravidlo, že pokud k_n nezávisí na n , označíme $k_n \equiv k$.

Disperzní relace pro magnetostatické zpětné objemové vlny je odvozena např. v [16, s. 158] nebo v [38]. Pro první tloušťkový mód ($n = 1$) je disperzní relace dána

$$\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + \omega_M \frac{1 - e^{-k_{\parallel}d}}{k_{\parallel}d} \right), \quad (1.58)$$

kde v tomto případě je $\mathbf{k} \parallel \mathbf{e}_z$, tedy $k = k_{\parallel}$. Tyto vlny se mohou šířit v celém objemu FF a při změně směru $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ se disperzní relace nezmění.

Magnetostatické povrchové vlny byly významně zkoumány Damonem a Eshbachem [39], proto se jim také říká Damonův-Eshbachův mód (DE mód). Disperzní relace těchto vln je [16, s. 162]

$$\omega^2 = \omega_H(\omega_H + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4}(1 - e^{-2k_{\perp}d}). \quad (1.59)$$

Jak již plyne z jejich názvu, tyto vlny se šíří pouze po povrchu FF¹⁶. Při změně směru vlnového vektoru $\mathbf{k} \rightarrow -\mathbf{k}$ se disperzní relace nezmění, ale spinová vlna se šíří po druhém povrchu FF, viz [40, obr. 1.4].

Snadno se můžeme přesvědčit, že pro $k \rightarrow 0$ vedou obě disperzní relace na stejný vztah

$$\omega_{\text{FMR}} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)} = \mu_0\gamma\sqrt{H_0(H_0 + M_s)}, \quad (1.60)$$

který odpovídá uniformní precesi magnetických momentů v látce, tedy již zmíněné feromagnetické rezonanci (FMR).

Tyto vztahy byly odvozeny za předpokladu zanedbatelné výměnné interakce a anizotropie. Zanedbání výměnné interakce dává stále dobrou shodu s experimentem pro dlouhé vlnové délky spinových vln. Chování těchto vln je tedy z velké části řízeno dipolární interakcí, a proto se také označují jako dipolární spinové vlny.

Disperzní relaci zahrnující i výměnnou interakci odvodili Kalinikos a Slavin [41], kteří do ní později přidali i vliv magnetokrystalické anizotropie pomocí efektivního demagnetizačního tenzoru [42]. Jejich řešení navíc umožňuje libovolné okrajové podmínky i vzájemnou orientaci \mathbf{k} a \mathbf{H}_0 . Oba zmíněné články jsou velmi vyčerpávající a pojednávají mj. i o hybridizaci disperzních křivek v důsledku interakcí jednotlivých módů. V této práci využijeme aproximace, kdy přichycení \mathbf{M} na obou stranách FF je rovnoměrné a pro obě strany stejné¹⁷, a zároveň neuvažujeme interakce mezi jednotlivými módy. Disperzní relace pro n -tý mód pak má tvar

$$\omega_n^2 = (\omega_H + \lambda_{\text{ex}}\omega_M k_n^2)(\omega_H + \lambda_{\text{ex}}\omega_M k_n^2 + \omega_M F_n), \quad (1.61)$$

¹⁶Vlnový vektor κ je imaginární, přesněji $\kappa = ik_{\perp} = ik$, a tedy spinová vlna je směrem od povrchu do středu vrstvy exponenciálně tlumena. Odtud plyne, že v magnetostatické aproximaci tloušťkové módy povrchových vln neexistují, proto index n u vektoru κ chybí.

¹⁷Tento předpoklad je uveden, protože v [41] je uvedeno mnoho verzí pro různé okrajové podmínky, ale nejčastěji nám postačí zrovna tato aproximace.

kde

$$F_n = P_n + \sin^2 \theta \left[1 - P_n \left(1 + \cos^2 \varphi \right) + \frac{\omega_M P_n (1 - P_n) \sin^2 \varphi}{\omega_H + \lambda_{\text{ex}} \omega_M k_n^2} \right]. \quad (1.62)$$

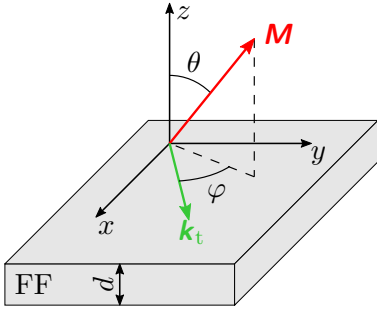
Geometrický význam úhlů θ a φ je znázorněn na obr. 1.10. Konstanta λ_{ex} je výměnná konstanta definovaná (1.15). Tvar parametru P_n je závislý na volbě okrajových podmínek. Pro plně přichycené spiny (*totally pinned*) má tvar

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_n^2} \left\{ 1 + \frac{\kappa_n^2}{k_n^2} \frac{2}{k_t d} \left[1 - (-1)^n e^{-k_t d} \right] \right\}, \quad (1.63)$$

kde $n = 1, 2, 3, \dots$. Pro plně nepřichycené spiny (*totally unpinned*) má tvar

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_n^2} \left\{ 1 - \frac{k_t^2}{k_n^2} \frac{2}{k_t d} \left[1 - (-1)^n e^{-k_t d} \right] \frac{1}{1 + \delta_{0n}} \right\}, \quad (1.64)$$

kde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ a δ_{ij} je Kroneckerovo delta, tj. $\delta_{ij} = 1$ pro $i = j$ a $\delta_{ij} = 0$ pro $i \neq j$.



Obrázek 1.10: Schéma geometrického uspořádání v modelu Kalinikose a Slavina. Vektor \mathbf{k}_t leží v rovině feromagnetické vrstvy (FF), tj. v rovině xy , a průmět magnetizace \mathbf{M} do této roviny s \mathbf{k}_t svírá úhel φ . Úhel θ značí úhel doklonu \mathbf{M} od normály FF, tedy od osy z . Rovina $z = 0$ se nachází uprostřed FF.

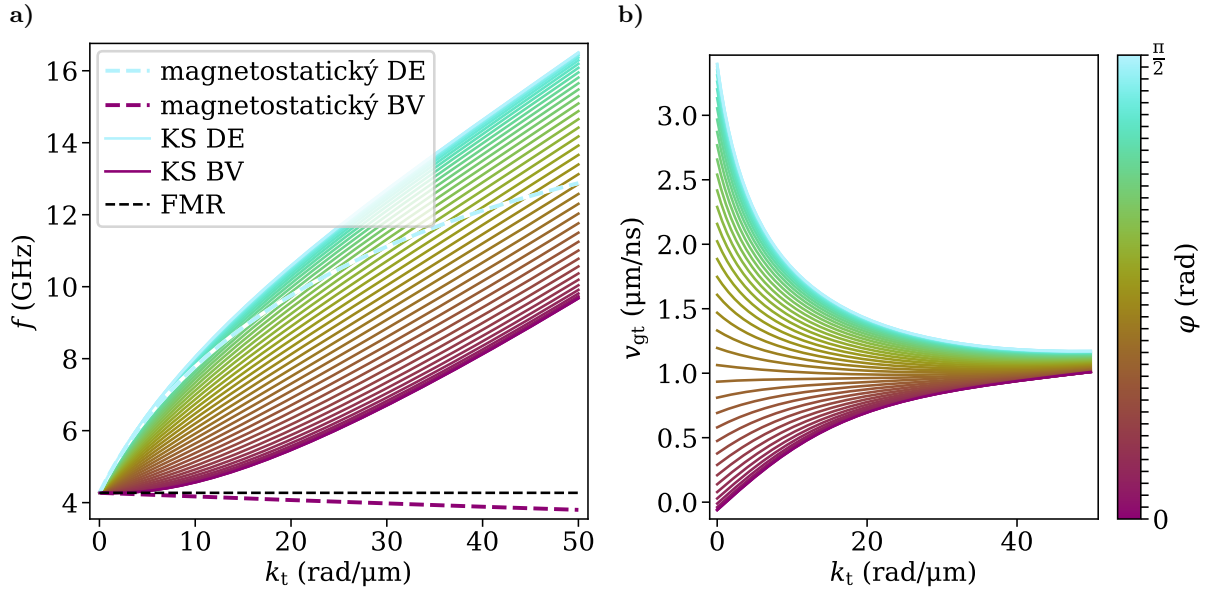
Vliv okrajových podmínek na disperzní relaci byl podrobněji prozkoumán např. v [43, s. 20–23] a [44]. Volba vhodných okrajových podmínek má největší vliv v omezených strukturách, např. úzkých a tenkých vlnovodech, viz dále. Pro jednoduchost se většinou uvažují plně nepřichycené spiny.

Výpočty související s disperzní relací byly provedeny v programovacím jazyce Python 3 s využitím knihovny SpinWaveToolkit (SWT) od O. Wojewody [45], která obsahuje implementaci výše popsaných vztahů založených zejména na [41] a na modelu představeném v [37], který se zaměřuje na numerická řešení hybridizace módů. V této práci byly použity barevné mapy z [46] z důvodů uvedených v [47].

Srovnání jednotlivých disperzních relací dipolárních a dipolárně-výměnných vln je zobrazeno na obr. 1.11 a). Pro takto nastavený systém vidíme dobrou shodu pro malá k_t , vliv výměnné interakce je zřetelný přibližně od $k_t \approx 10 \text{ rad}/\mu\text{m}$. Jelikož tloušťka vrstvy je velmi malá, vykreslili jsme jen nultý mód ($n = 0$) modelu Kalinikose a Slavina (KS). Frekvence potřebná pro dosažení prvního módu by byla $f_1 \approx 90 \text{ GHz}$. Kvůli symetrickým okrajovým podmínkám a $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$ jsme vykreslili disperzní relaci dle KS jen pro $\varphi \in \langle 0, \frac{\pi}{2} \rangle$, protože pro zbylé hodnoty φ je problém osově symetrický podle směrů k_{\parallel} a k_{\perp} , což je více zřetelné z disperzní relace vykreslené ve 2D, viz např. [12] či [13].

Zatím jsme v modelu KS neuvažovali vliv anizotropie. Přehledný vztah pro disperzní relaci dipolárně-výměnných vln ve vrstvách s uniaxiální anizotropií založený na modelu KS předvedl Roučka [12, s. 14–15]. V této práci ovšem využijeme přístupu založeného na modelu efektivního pole, který je blíže popsán v kap. 4.

Mezi veličiny, které nám pomáhají charakterizovat vlnění, patří fázová a grupová rychlost. Směr a rychlost šíření vlnoploch pro vlnu s úhlovou frekvencí ω a vlnovým vektorem \mathbf{k} udává



Obrázek 1.11: Disperzní relace a grupové rychlosti spinových vln v tečně zmagnetizované vrstvě ($\theta = \frac{\pi}{2}$). a) Srovnání disperzních relací pro dipolární spinové vlny z rovnic (1.59) pro magnetostatický DE mód a (1.58) pro magnetostatický BV mód s disperzní relací pro dipolární i výměnné vlny z modelu Kalinikose a Slavina (KS) z rovnice (1.61) pro plně nepřichycené spiny a $n = 0$. Pro model KS byly vykresleny i další disperze pro $\varphi \in (0, \frac{\pi}{2})$, přičemž $\varphi = \frac{\pi}{2}$ odpovídá KS DE a $\varphi = 0$ odpovídá KS BV. Všechny disperzní závislosti se pro $k_t \rightarrow 0$ protínají na frekvenci FMR dané vztahem (1.60). b) Průmět grupové rychlosti \mathbf{v}_g do směru \mathbf{k}_t pro model KS z panelu a). Zbylé parametry výpočtu byly $d = 10$ nm, $M_s = 830$ kA/m, $\mu_0 H_{\text{eff}} = 20$ mT, $\gamma/2\pi = 29.3$ GHz/T, $A_{\text{ex}} = 16$ pJ/m³. Tyto veličiny odpovídají parametrům NiFe použitého v této práci.

fázová rychlost \mathbf{v}_f

$$\mathbf{v}_f = \frac{\omega(\mathbf{k})}{k^2} \mathbf{k}, \quad (1.65)$$

pro jejíž velikost platí $v_f = \omega(\mathbf{k})/k$. Grupová rychlost \mathbf{v}_g udává směr šíření energie vlny a matematicky vyjadřuje směrnici tečny k disperzní závislosti v bodě \mathbf{k}

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}, \quad (1.66)$$

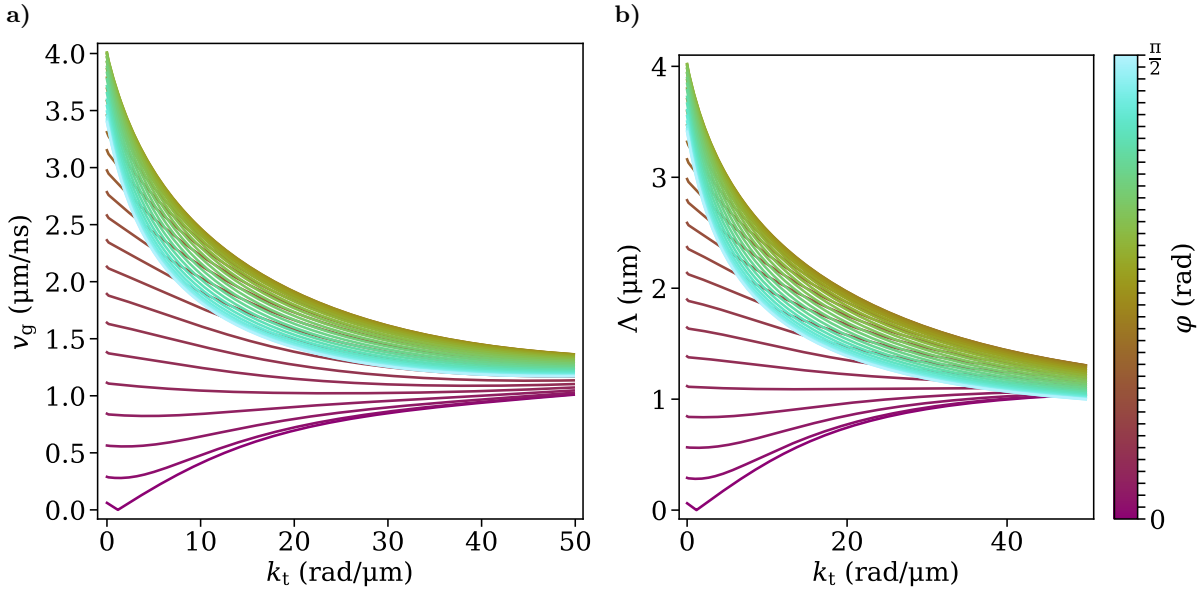
přičemž směr \mathbf{v}_g je stejný se směrem \mathbf{v}_f obecně jen v izotropních prostředích. Spinové vlny v tenkých FF zmagnetizovaných v rovině FF mají anizotropní disperzní relaci, a proto jsou \mathbf{v}_g a \mathbf{v}_f směry většinou různé. Stejný směr mají jen pro vlny v módu DE, v módu BV¹⁸ nebo pro výměnné vlny. Proto graf na obr. 1.11 b) zobrazuje plnou velikost grupové rychlosti jen pro krajní křivky odpovídající $\varphi = 0$ a $\varphi = \frac{\pi}{2}$. Pro zbylé závislosti je to průmět \mathbf{v}_g do směru vlnového vektoru \mathbf{k}_t dle vztahu

$$v_{gt} = \frac{\mathbf{v}_g \cdot \mathbf{k}_t}{k_t}. \quad (1.67)$$

Pro BV mód lze z obr. 1.11 b) vidět zápornou grupovou rychlost pro $k_t < 2$ rad/μm. Celková velikost grupové rychlosti v_g je zobrazena na obr. 1.12 a). Ihned můžeme vidět, že kvůli anizotropnímu charakteru disperzní relace je v_g podobně velká pro většinu módů s $\varphi \in (\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2})$.

Anizotropní charakter magnonů v tečně zmagnetizovaných tenkých FF je ve všech směrech φ potlačen pro vyšší módy PSSW nebo velké hodnoty k , pro ilustraci viz např. [34, s. 7].

¹⁸Dipolární spinové vlny v módu BV mají zápornou grupovou rychlost (odtud jejich název *zpětné*), \mathbf{v}_g a \mathbf{v}_f tedy míří proti sobě.



Obrázek 1.12: Celková grupová rychlost v_g a propagační délka Λ spinových vln v tečně zmagnetizované vrstvě ($\theta = \frac{\pi}{2}$). a) Velikost grupové rychlosti $v_g = |\mathbf{v}_g|$ z modelu KS pro různé úhly φ . Parametry výpočtu jsou shodné jako na obr. 1.11. b) Propagační délka vypočtená dle vztahu (1.69) z grupové rychlosti z panelu a) a s tlumícím parametrem $\alpha = 0.01$.

V reálných systémech dochází k tlumení spinových vln. V rovnici pro dynamiku magnetizace (1.39) jsme tyto ztráty charakterizovali tlumícím parametrem α . Tento parametr přímo souvisí s životností spinových vln τ (angl. *lifetime*), tedy dobou, za kterou se amplituda precese utlumí na $1/e$ -tinu ($\sim 37\%$) původní hodnoty. Vztah pro výpočet τ je dán jako [16, s. 172]

$$\frac{1}{\tau} = \alpha \omega \frac{\partial \omega}{\partial \omega_H}, \quad (1.68)$$

kde ω_H je Larmorova frekvence ze vztahu (1.45). Odtud můžeme definovat propagační délku magnonů Λ

$$\Lambda = \tau v_g, \quad (1.69)$$

kteřá vyjadřuje vzdálenost, za kterou se propagující spinová vlna utlumí na faktor $1/e$. Z těchto charakteristik můžeme vytušit, že pro přenos informací v podobě magnonů je výhodná co největší propagační délka. Proto při navrhování magnonických obvodů vyhledáváme materiály s co nejmenším tlumícím parametrem α a magnony s co největší grupovou rychlostí v_g . Z obr. 1.12 a) můžeme vidět, že největší v_g mají magnony propagující mezi DE a BV módem, ovšem přesnější určení směru s největší grupovou rychlostí vyžaduje důkladnější výpočty¹⁹. Pro jednoduchost se ovšem jako srovnávací kritérium často používá v_g DE módu. Větší v_g magnony obecně dosahují v materiálech s vysokou hodnotou saturační magnetizace M_s a v tlustších vrstvách (jak napovídají závislosti na kd v disperzních relacích). Přehled nejpoužívanějších materiálů v magnonickém výzkumu je uveden v tab. 1.2.

¹⁹Směr s největší v_g není pro všechna k stejný a navíc je silně závislý na parametrech daného systému.

Tabulka 1.2: Seznam vybraných materiálů pro výzkum spinových vln a jejich typické parametry pro nanometrové vrstvy. Výměnná délka l_{ex} byla vypočtena dle (1.9). Parametry v_g , τ a Λ byly vypočteny pomocí SWT pro spinové vlny s $k = 3 \text{ rad}/\mu\text{m}$ ($\lambda \approx 2 \mu\text{m}$) v DE módu, vnější pole $\mu_0 H_{\text{ext}} = 20 \text{ mT}$ a tloušťku $d = 15 \text{ nm}$. Inspirováno [2, 13, 34]

materiál	chemické složení	M_s (MA/m)	α ($\times 10^{-3}$)	A_{ex} (pJ/m)	l_{ex} (nm)	v_g ($\mu\text{m}/\text{ns}$)	τ (ns)	Λ (μm)	reference
YIG	$\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$	0.14	0.2	3.6	17	0.36	260	95	[48–52]
NiFe	$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	0.83	7	16	6.1	3.3	1.5	4.8	[43, 53, 54]
CoFeB	$\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$	1.25	4	15	3.9	5.6	1.6	9.2	[43, 55, 56]

Granát yttrium-železa (YIG, angl. *yttrium iron garnet*) je krystalický materiál, který je známý tím, že má nejnižší naměřenou hodnotu Gilbertova tlumícího parametru $5 \cdot 10^{-5}$ při výrobě technikou epitaxe z tekuté fáze (LPE, *liquid phase epitaxy*). Tento způsob je limitován nejtenčí připravitelnou vrstvou, jejíž tloušťka se pohybuje v řádu stovek nm [2, s. 14–15]. Další způsoby přípravy zahrnují pulzní laserovou depozici nebo naprašování [51]. Příprava tenkých vrstev YIG v tloušťkách pod 100 nm většinou mírně zvýší tlumící parametr na přibližně $2 \cdot 10^{-4}$ [49, 50]. Jeho hlavními nevýhodami jsou kromě nízké hodnoty saturační magnetizace M_s i náročnost přípravy nanostruktur.

Jako druhý je uvedený permalloy (NiFe), polykrystalický materiál vyznačující se poměrně vysokou hodnotou M_s a snadnou metodou přípravy (např. napařováním, viz kap. 5). Polykrystalický charakter vytvořených vrstev téměř úplně redukuje vliv magnetokrystalické anizotropie [43, s. 61]. Posledním uvedeným materiálem je CoFeB. I když CoFeB svými vlastnostmi v mnohém předčí NiFe, jeho hlavní nevýhodou je problematická příprava nanostrukturovaných vlnovodů i vrstev pro experimentální účely²⁰.

1.5.2 Spinové vlny v magnonických vlnovodech

Omezíme-li prostor feromagnetického média v dalším²¹ směru, jako je tomu např. v případě vlnovodu, mohou magnony propagovat jen v jistých módech kvantovaných právě v omezených směrech. Kvantování vzhledem k tloušťce tenké vrstvy jsme již představili pomocí vektoru $\boldsymbol{\kappa}_n$. Uvážíme-li geometrii na obr. 1.13 a), můžeme zavést kvantování i v příčném směru²² vektorem \boldsymbol{k}_w , pro jehož velikost platí

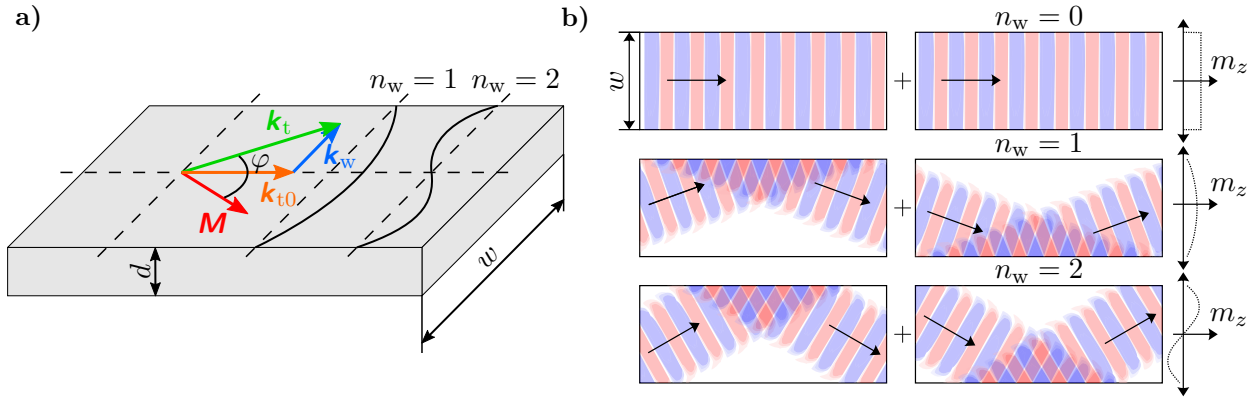
$$k_w = \frac{n_w \pi}{w}, \quad (1.70)$$

kde w je šířka vlnovodu a $n_w = 0, 1, 2, \dots$ pro plně nepřichycené spiny na okrajích. Jediná spojitě proměnná složka pak je vektor \boldsymbol{k}_{t0} , který míří podél vlnovodu.

²⁰Především jde o špatnou přilnavost a korozi.

²¹Doteď jsme uvažovali nekonečně rozlehlou tenkou vrstvou.

²²Příčným směrem rozumíme směr kolmý na nejdelsí i nejkratší stranu vlnovodu, který v nejjednodušším případě má tvar kvádrů.



Obrázek 1.13: Schéma propagace spinových vln ve vlnovodu. a) Nákres geometrie pro $\theta = 0$. Příčné profily m_z složky magnetizace jsou schématicky znázorněny pro $n_w = 1$ a $n_w = 2$. a) Ilustrace příčných módů spinových vln v magnonickém vlnovodu. Červená a modrá barva znázorňuje kladné a záporné hodnoty m_z . Černé šipky reprezentují vektor \mathbf{k}_t , jehož příčná složka \mathbf{k}_w je kvantována číslem n_w z důvodu omezení feromagnetika v tomto směru. Adaptováno z [13] a [57].

Pro BV geometrii představil Guslienکو redefinici okrajových podmínek odvozením tzv. efektivního přichycení, odkud lze přejít k efektivní šířce w_{eff} , která je vždy trochu větší než reálná šířka vlnovodu w [58]. Započtení veškerých prvků, které Guslienkov přístup požaduje, není jednoduché. V některých případech se sice lze realitě přiblížit použitím pouze efektivní šířky a plně přichycených spinů, ale v této práci využijeme nejjednoduššího případu, kdy vlnový vektor v příčném směru se může měnit spojitě²³ a spiny na rozhraních jsou plně nepřichycené.

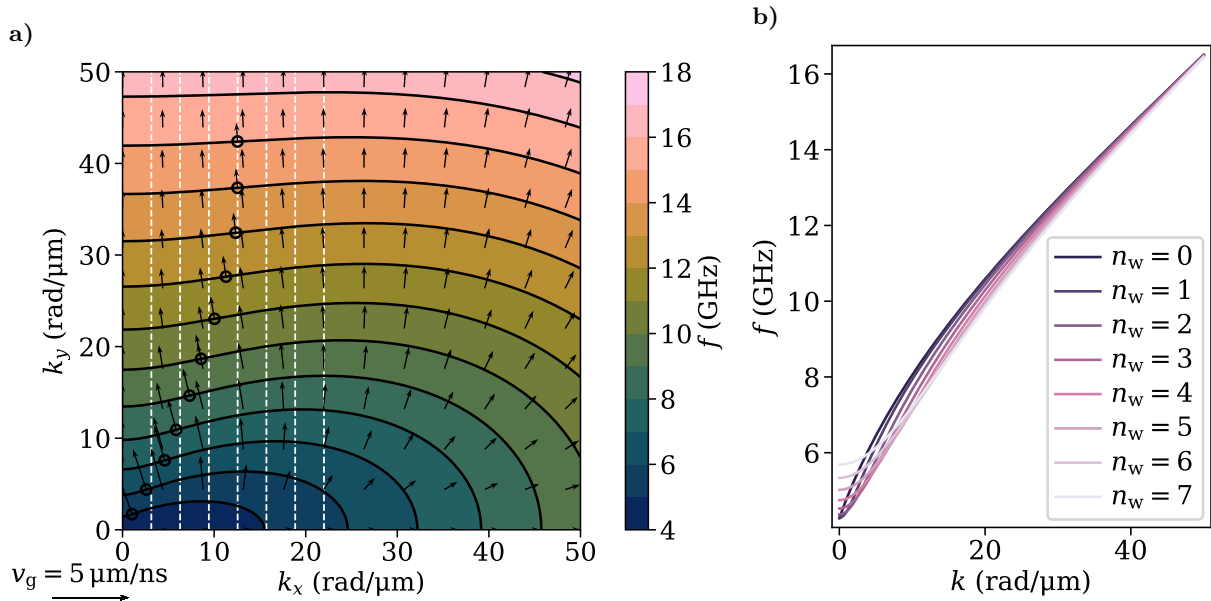
Na obr. 1.14 a) je vykreslena disperzní relace v tenké vrstvě ve 2D. Tento graf nám umožňuje nalézt směry s největší grupovou rychlostí, které jsou pro jednotlivé izofrekvenční čáry, resp. vrstevnice frekvence, vyznačeny černými kroužky²⁴. Uvážíme-li vlnovod ve tvaru tenkého kvádrů orientovaný svou nejdelší stranou podél osy y s šířkou w , můžeme jeho disperzní relaci získat z 2D disperze tenké vrstvy řezy v k_x odpovídající k_w ze vztahu (1.70) [53]. Disperzní relace pro prvních 7 šířkových módů je pak vykreslena na obr. 1.14 b). Nultý mód ($n_w = 0$, $k_w = k_x = 0$) odpovídá DE módu v nekonečně rozlehlé tenké vrstvě z předchozích úvah.

1.5.3 Snellův zákon pro spinové vlny

Na rozhraní mezi dvěma různými prostředími může dojít k odrazu a lomu dopadající vlny, pokud se disperzní relace pro vlny v jednotlivých prostředích liší. Tento jev je velice snadno pozorovatelný např. u světla a řídí se v jednoduchých případech Snellovým zákonem. Podobný zákon můžeme aplikovat na spinové vlny, ovšem kvůli anizotropní disperzní relaci (viz výše) nemá tak jednoduchý tvar. Základní myšlenkou je spojitost složky vlnového vektoru tečné k rozhraní, jak ilustruje obr. 1.15. Zbýlá komponenta vlnového vektoru \mathbf{k} se pak transformuje dle disperzní relace v druhém prostředí.

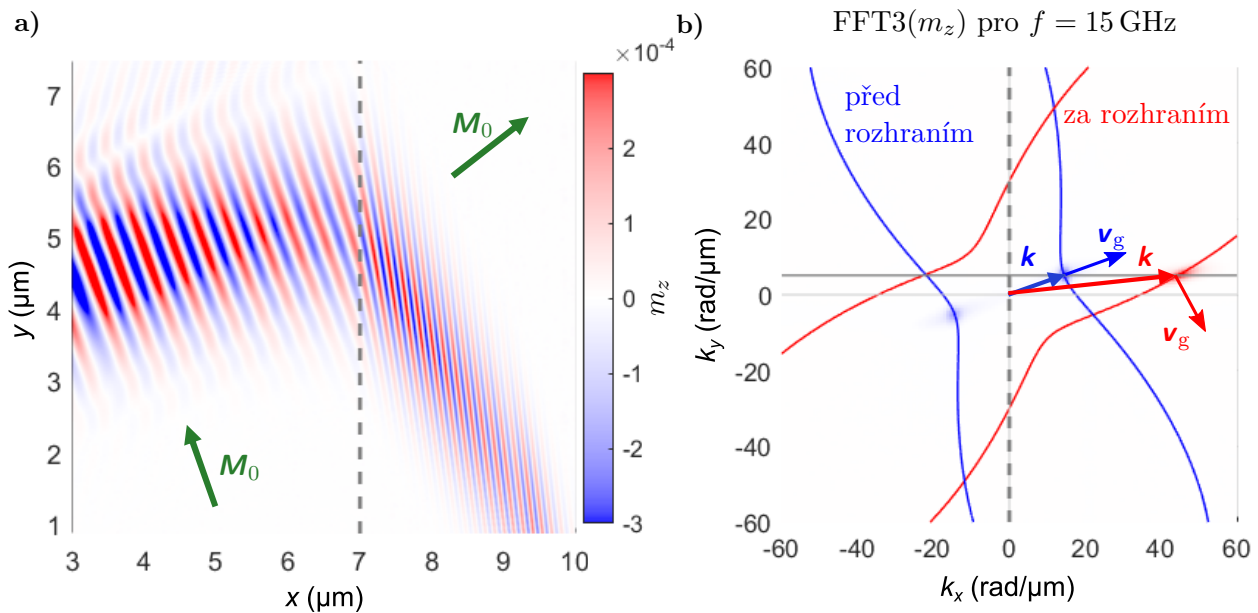
²³V dalších kapitolách budeme většinou uvažovat vlnovody o šířce přibližně $5 \mu\text{m}$, čemuž odpovídá krok $0.63 \text{ rad}/\mu\text{m}$, který pro naše účely můžeme považovat za dostatečně malý.

²⁴Největší grupová rychlost na dané vrstevnici je v inflexním bodě vrstevnice.



Obrázek 1.14: Disperzní relace ve 2D a s ní související šířkové módy pro vlnovod o šířce $1\ \mu\text{m}$. a) Disperzní relace pro spinové vlny v tenké feromagnetické vrstvě, kdy \mathbf{M} je rovnoběžná se směrem osy k_x . Směr a velikost \mathbf{v}_g je znázorněna šipkami. Vlnový vektor \mathbf{k} s největší velikostí grupové rychlosti je znázorněn pro každou vrstevnici frekvence f černým kroužkem. Bílé čárkované čáry značí řezy pro prvních 7 šířkových módů pro případ vlnovodu o šířce $w = 1\ \mu\text{m}$, který je zmagnetizovaný v příčném směru (tj. magnony propagují kolmo k \mathbf{M}). b) Disperzní relace pro prvních 7 módů v magnonickém vlnovodu odpovídající řezům v panelu a). Směr \mathbf{k}_w je rovnoběžný s osou k_x z panelu a) a jeho velikost pro n_w -tý mód je dána vztahem (1.70). Parametry výpočtu jsou shodné jako na obr. 1.11.

Teoreticky byl lom spinových vln pro dipolární spinové vlny popsán Vashkovským [59]. Vliv rozdílné tloušťky feromagnetických vrstev na odraz a lom spinových vln byl studován např. v [60–62], vliv uniaxiální anizotropie a saturační magnetizace zkoumali též v [12, 40]. Pro účely této práce ovšem nepotřebujeme znát přesný teoretický popis, vystačíme si s jednoduchou konstrukcí ilustrovanou na obr. 1.15 b).

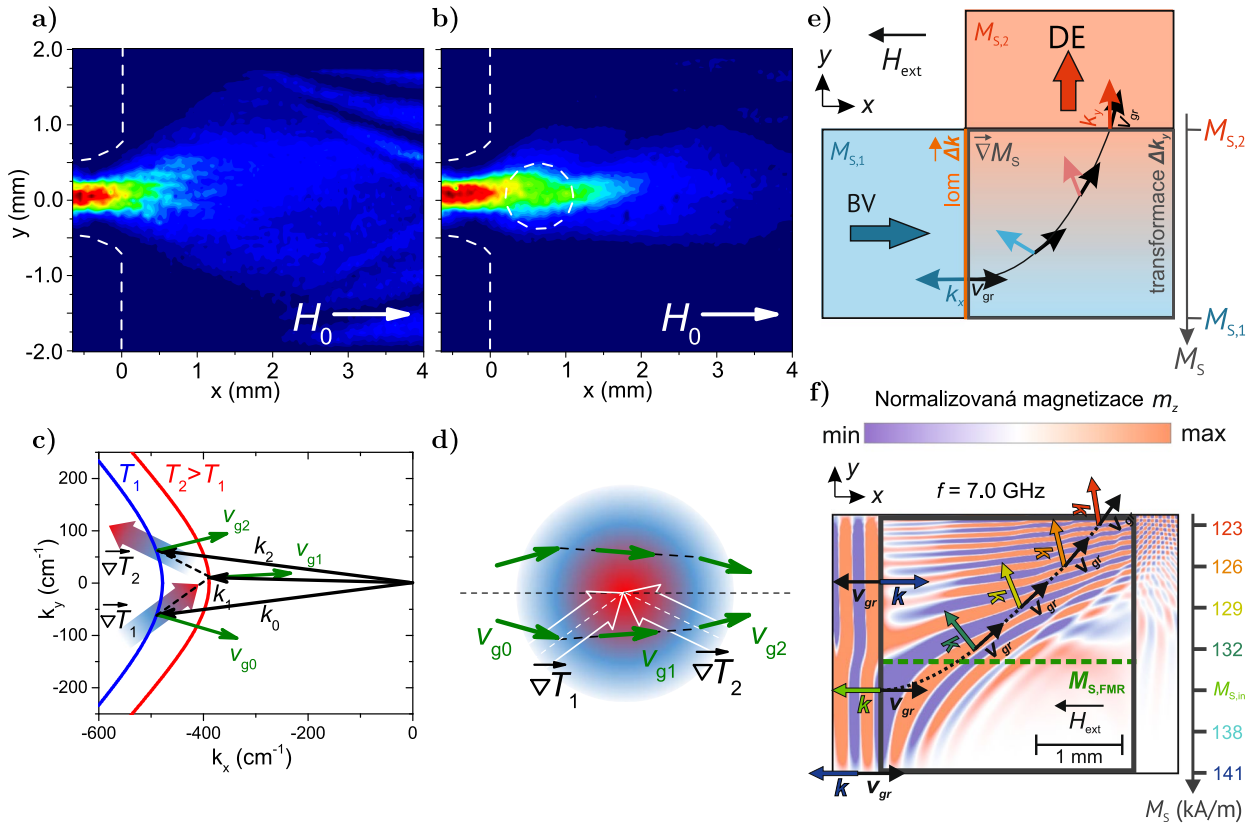


Obrázek 1.15: Mikromagnetická simulace lomu spinové vlny na rozhraní mezi prostředími s různým rovnovážným směrem magnetizace \mathbf{M}_0 . a) Vlna v DE módu propagující směrem k rozhraní (šedá čárkovaná čára), kde se láme. Zobrazeno pomocí m_z složky normalizované magnetizace. b) Numerická Fourierova transformace složky m_z ve třech dimenzích (x, y, t) byla provedena pro obě prostředí zvlášť a barevně odlišena. Při tomto vykreslení byla zaměřena excitační frekvence vlny před rozhraním, tj. $f = 15$ GHz. Přes píky byly vykresleny příslušné dispenzní relace pro danou frekvenci (plné čáry). Můžeme vidět, že vlna před rozhraním (modrá) skutečně propaguje v DE módu. Lomená vlna si zachovává složku k tečnou k rozhraní a normálovou složku můžeme určit dispenzní relace. Tato vlna se pak prostředím šíří s grupovou rychlostí \mathbf{v}_g , která míří kolmo k izofrekvenční čáře (jak plyne ze vztahu (1.66)). Adaptováno z [12].

2 Současný stav poznání – stáčení spinových vln a kaustické svazky

Základní jednotkou magnonických obvodů jsou magnonické vlnovody, které přivádí magnony z/do jednotlivých magnonických součástí. Jedním z nejzávažnějších problémů většiny magnonických obvodů je nutná přítomnost (homogenního) vnějšího pole, kterým se systému vnucuje směr magnetizace \mathbf{M} a lze jím ovládat dispenzní relaci magnonů. Toto vnější pole je nejčastěji realizováno pomocí velkého externího magnetu, kterým lze magnetické pole ovládat jen globálně v celém vzorku. Tento problém je nejvýraznější tehdy, pokud chceme magnony propagovat různými směry, například do zatáčky. V takovém případě se při změně směru propagace (např. odrazem od stěny vlnovodu) změní i mód propagující spinové vlny podobně, jak bylo popsáno v kapitole výše. Tyto rozptylové události mohou následně způsobit větší ztráty v signálu a snižovat tak propagační délku magnonů, což pro efektivní fungování magnonických obvodů není žádoucí.

Úhel lomu spinových vln lze ovládat např. lokální změnou saturační magnetizace M_s . Bylo ukázáno, že laserem lze lokálně zahřát feromagnetickou vrstvu a efektivně tak snížit hodnotu M_s [63]. Lze tak vytvořit gradient M_s , který má fokusační účinky na spinové vlny propagující v BV módu, viz 2.1 a)–d). Stejného efektu využili v [64], kde tak pomocí gradientu M_s v části vzorku transformovali původní BV vlnu do DE módu, viz obr. 2.1 e), f). Podobný princip byl využit v simulacích k tvorbě fokusační optiky pro spinové vlny [65–67].

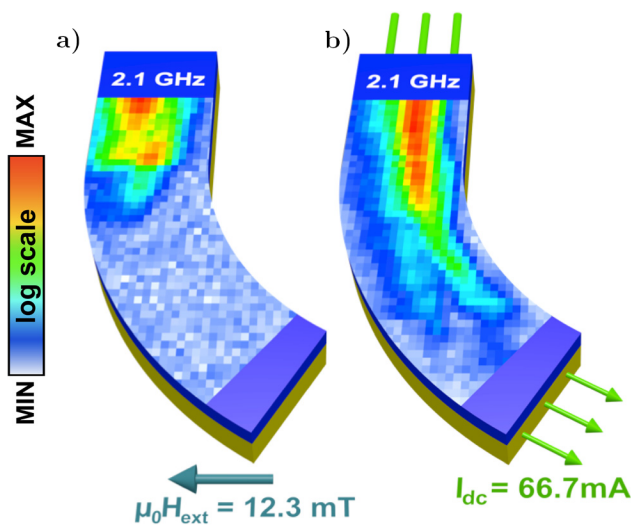


Obrázek 2.1: Ovládání spinových vln změnou saturační magnetizace M_s se změnou teploty T . a) Svazek spinových vln v BV módu v polonekonečné vrstvě s konstantní hodnotou M_s . b) Tentýž experiment s fokusujícím laserem (čárkovaná kružnice), který ve vrstvě tvoří gradient M_s s minimem ve svém středu. c) Disperzní relace s analýzou vysvětlující chování spinových vln z panelů a) a b). Spinová vlna se sladí s lokální disperzní relací, přičemž mění se komponenta vlnového vektoru \mathbf{k} je rovnoběžná s lokálním gradientem teploty ∇T . d) Schématické znázornění mechanismu z panelu c). Panely a)–d) převzaty z [63]. e) Design experimentu pro transformaci vlny z BV módu do DE módu. f) Simulace experimentu z panelu e), která byla i porovnána s měřením z vektorového obvodového analyzátoru (VNA), viz [64]. Panely e) a f) převzaty z [64].

Stáčení spinových vln v magnonických vlnovodech nedávno teoreticky demonstrovali v [68] pomocí podobného mechanismu pro dopředné objemové vlny, které mají izotropní disperzní relaci²⁵. Obrátíme-li se k módům s magnetizací v rovině FF/vlnovodu, zjistíme, že situace je složitější kvůli zmíněné anizotropní disperzní relaci. Několik prací pojednává o stáčení spinových vln v homogenním externím poli, ovšem stočení dosahují hlavně odražením od okrajů vlnovodů [10, 11], čímž může docházet k větším ztrátám a rychlejšímu utlumení vln.

²⁵Magnetostatické dopředné objemové vlny (MSFVW, angl. *magnetostatic forward volume waves*, zkráceně FV mód) mají izotropní disperzní relaci, protože magnetizace a efektivní pole jsou přítom orientovány kolmo k rovině tenké vrstvy/vlnovodu. Disperzní relaci pro tento mód lze získat z modelu KS pro $\theta = 0$. V této práci se jím nezabýváme, a proto zde nebyl podrobněji představen.

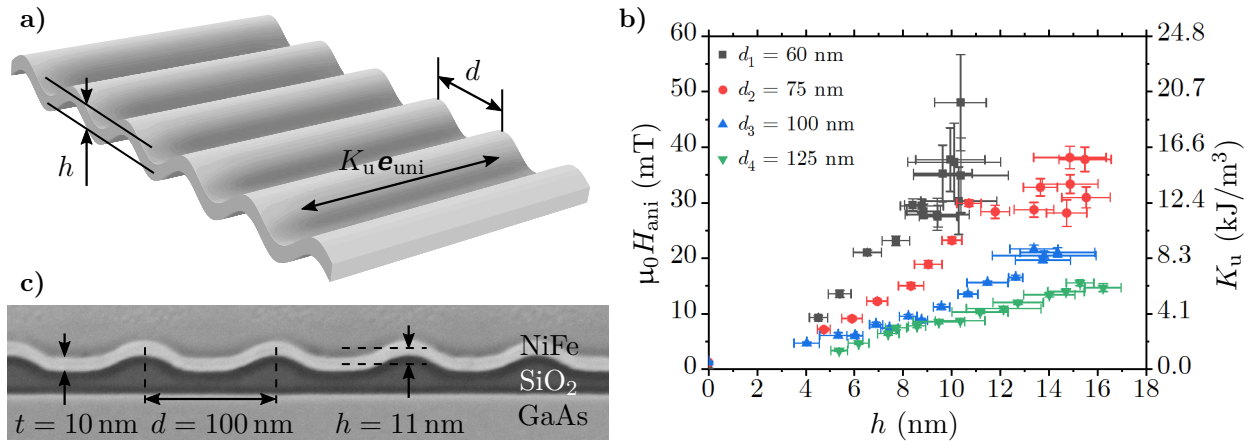
Inovativní způsob stáčení spinových vln prezentovali v [69], kde ve vlnovodu vytvořili efektivní pole příčné na směr vlnovodu tím, že pod vlnovodem nechali protékat proud, viz obr. 2.2. Proud protékající drátem vytvoří pole dostatečně silné na to, aby se magnetizace stočila do příčného směru v celém vlnovodu. Spinová vlna se pak dostane dál než v případě homogenního externího pole. Tato vlna se nejprve šíří v DE módu, ale posléze se transformuje do módu, kde fázová a grupová rychlost mají různý směr, a proto zde dochází k přetáčení, viz obr. 2.2b). Toto chování bylo pomocí mechaniky lomu spinových vln a simulací názorně vysvětleno v [12, kap. 6]. Mimo zmíněného přetáčení je nevýhodou takového uspořádání použití proudu k vytvoření magnetického pole, což způsobí tvorbu Jouleova tepla a znemožňuje tak výraznější využití v zařízeních s nízkou spotřebou energie.



Obrázek 2.2: Snímek intenzity spinových vln měřené pomocí Brillouinova rozptylu světla v zakřiveném vlnovodu. a) Vlna propagující v homogenním externím poli H_{ext} neprochází zatáčkou a odráží se zpět. b) Zlatým drátem pod vlnovodem prochází proud a tvoří příčné magnetické pole, vnější pole je nulové. Toto uspořádání umožňuje spinové vlně propagovat až do zatáčky. Převzato z [69].

V této práci navážeme na výzkum provedený v [12–14], kde pro ovládání směru magnetizace využily zvlnění magnetické vrstvy. Zakřivený povrch zapříčiní vznik magnetické anizotropie²⁶. Matematický popis anizotropií periodicky modifikovaných tenkých vrstev publikoval Tretiakov [72]. Jsou-li změny zkoumaného povrchu struktur mnohem menší než samotné struktury, lze na efekt anizotropie nahlížet i z makroskopického hlediska. Turčan prokázal, že periodickým zvlněním tenkého feromagnetického vlnovodu lze indukovat efektivní uniaxiální anizotropii s EA ve směru kolmém k zvlnění, která je schopná překonat dipolární energii vlnovodu, a docílit tak propagace spinových vln v DE módu bez přítomnosti vnějšího pole [13, 15], viz obr. 2.3.

²⁶Zakřivením povrchu magnetických tenkých vrstev nebo tenkých drátů mohou vznikat modifikované energetické příspěvky, hlavně ve formě dipolárních a výměnných interakcí, které se mohou projevovat např. jako antisymetrická výměnná interakce jinak známá jako Dzyaloshinského-Moriyova interakce (angl. *Dzyaloshinski-Moriya interaction*, DMI), která se vyskytuje v systémech s nízkou symetrií. Popisu struktur jako jsou zakřivené nanodráty nebo 2D útvary se věnoval Makarov [70] nebo Streubel [71].

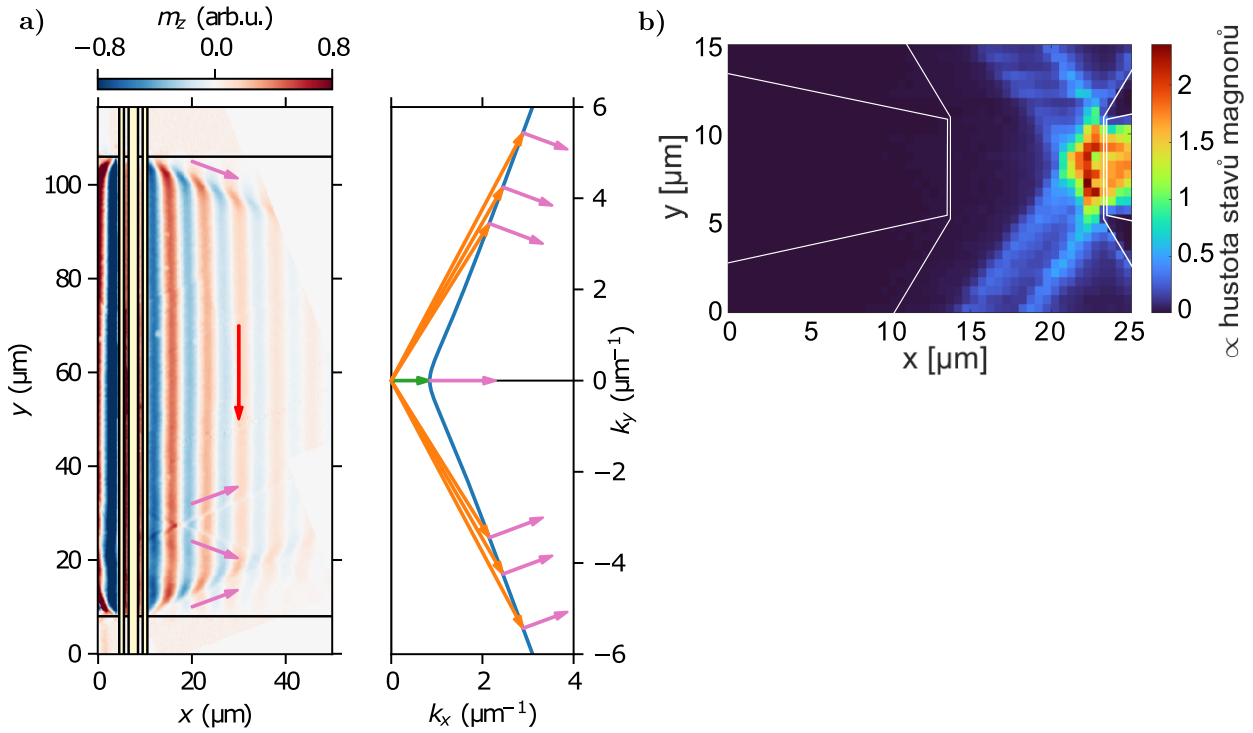


Obrázek 2.3: a) Schéma zvlnění feromagnetické vrstvy indukující uniaxiální anizotropii o velikosti K_u s EA ve směru vektoru \mathbf{e}_{uni} . Parametry zvlnění jsou perioda d a amplituda zvlnění h . b) Závislost anizotropního pole H_{ani} , resp. konstanty uniaxiální anizotropie K_u , na amplitudě zvlnění h pro čtyři různé periody zvlnění d , kde jako magnetická vrstva byla použita vrstva NiFe s tloušťkou $t = 10$ nm. Přechod mezi $\mu_0 H_{\text{ani}}$ a K_u je dán v rovnici (1.33) pro případ $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_{\text{uni}}$. c) Snímek ze skenovacího transmisního elektronového mikroskopu zobrazující řez zvlněnou vrstvou. Panely b) a c) převzaty z [13].

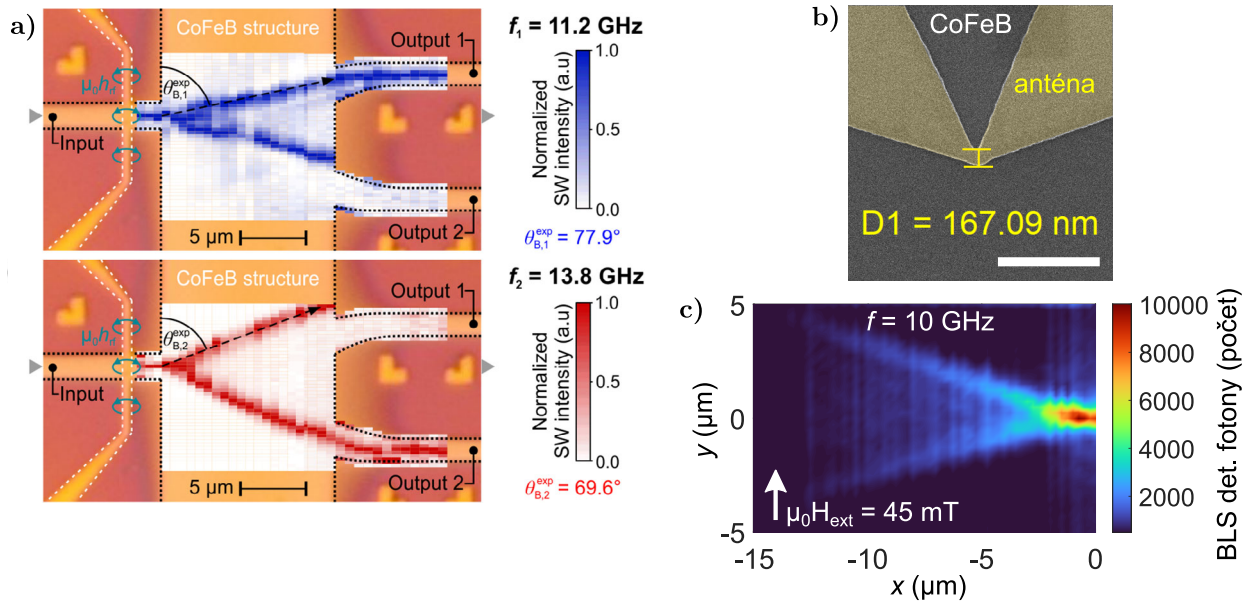
Spinové vlny lze navádět též pomocí tzv. kaustických svazků (zkr. kaustik) spinových vln [2, 73]. Kaustiky jsou známé především z optiky jako obálky světelných paprsků lomených na oblých površích, ale může jít o jakýkoliv soubor vln v anizotropním médiu, které mají stejný směr grupové rychlosti [74]. Vyznačují se tím, že jsou stabilní a nedifraktují, tj. zachovávají si příčnou aperturu během propagace, a dosahují tak velkých propagačních délek [75]. K vybuzení těchto svazků je nutná excitace vln ze širokého spektra vlnových vektorů (často centrovaných kolem nějakého nosného vlnového vektoru \mathbf{k}_c , angl. *carrier wavevector*). Často se kaustiky tvoří v místech s rozměry mnohem menšími než vlnová délka odpovídající \mathbf{k}_c , např. na (bodových) defektech v propagačním médiu, ostrých rozích excitačních antén či na hranách vlnovodů [38, 62, 74], viz obr. 2.4. Je to z důvodu lokální změny excitačního pole, které je schopné budit spinové vlny všemi směry ve velkém rozmezí vlnových čísel.

Efektivním způsobem buzení kaustik u spinových vln se ukázal být přechod vlnovod–tenká vrstva, který byl použit např. jako dělič svazku [76] či (de)multiplexor [77, 78], viz obr. 2.5 a). Možnosti přímé excitace kaustických svazků v tenkých vrstvách pomocí nanoantén zkoumala Davidková²⁷, viz obr. 2.5 b), c). Dočkalová využila tyto antény k excitaci kaustik ve vlnovodech [14].

²⁷Nepublikováno.



Obrázek 2.4: Kaustické svazky jako vedlejší projev geometrie experimentu. a) Anténa budící vlnu v DE módu ve vnějším poli (červená šipka) kolmém na vlnovod z NiFe a příslušná disperzní relace. Data na panelu vlevo pochází z měření časově rozlišeného magneto-optického Kerrova jevu). Kaustiky (jejich \mathbf{v}_g naznačena růžovými šipkami, \mathbf{k} oranžovými) vznikají na hranách vlnovodu v blízkosti budící antény a na bodovém defektu ve vlnovodu. Převzato z [62]. b) Intenzita magnonů měřená pomocí Brillouinova rozptylu světla. Kaustické svazky ve vrstvě YIG vznikají na rozích excitační antény v důsledku lokální nehomogenity v magnetickém poli od budící antény. Převzato z [38].



Obrázek 2.5: a) Demonstrace využití kaustických svazků buzených přechodem vlnovod–tenká vrstva blízko antény v tzv. demultiplexoru. Převzato z [78]. b) Detail antény určené k excitaci kaustických svazků spinových vln. Snímek ze skenovacího elektronového mikroskopu, měřítko 1 μm . c) Kaustiky buzené v tenké vrstvě CoFeB pomocí antény z panelu b). Hrot antény se nachází v poloze $x = 1 \mu\text{m}$. Panely b) a c) publikovány s laskavým svolením Bc. Kristýny Davídkové.

3 Mikromagnetické simulace

Jelikož dynamiku magnetizace lze analyticky řešit jen v určitých jednoduchých případech, využívají se k tomuto účelu numerické metody. Ústřední rovnicí pro tyto výpočty je LLG rovnice (1.39). V této práci použijeme program MuMax³ [79], což je simulační program pro výpočet mikromagnetických problémů pomocí metody konečných diferencí. Principem této metody je rovnoměrná 3D/2D síť bodů, kde každá buňka v prostoru má stejný tvar (kvádr/obdélník). Výhoda této metody tkví například v tom, že zpracování dat diskretní Fourierovou transformací je možné ihned, není tedy nutné předtím data nijak interpolovat. Pro zrychlení některých výpočtů používá MuMax³ grafickou kartu.

Zadání problému se provádí v programovacím jazyce Go [80] s využitím API pro MuMax³ [81]. Takto se nadefinují veškeré potřebné informace o simulačním prostoru, jako jsou jednotlivé regiony (dělení prostoru), okrajové podmínky, materiálové konstanty, přítomná pole, která mohou být časově závislá, časový průběh simulace a ukládání hodnot. Výstupním formátem pro ukládání vektorových polí je binární formát OVF [82].

Řešení LLG rovnice se získává různými metodami Runge-Kutta, podrobněji viz [79, sek. IV.A], které jsou optimálně zvolené automaticky, ať už pro řešení časového průběhu magnetizace či minimalizace energie. V LLG rovnici vystupuje efektivní pole \mathbf{H}_{eff} dané jako součet polí od jednotlivých energetických příspěvků podobně jako v (1.33). Výměnné pole \mathbf{H}_{ex} je ale počítáno v aproximaci 6 nejbližších sousedů dle

$$\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ex}} = 2 \frac{A_{\text{ex}}}{M_s} \sum_i \frac{\mathbf{m}_i - \mathbf{m}}{\Delta_i^2}, \quad (3.1)$$

kde i indexuje postupně každého ze 6 nejbližších sousedů dané buňky s normalizovanou magnetizací

\mathbf{m} . Δ_i pak je vzdálenost mezi dvěma buňkami ve směru i -tého souseda. Lokální hustota výměnné energie se spočítá, podobně jako hustota Zeemanovy energie, podle

$$\epsilon_{\text{ex}} = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ex}}. \quad (3.2)$$

Tato aproximace je platná pro malé úhly mezi \mathbf{m} sousedních buněk ($\leq 20^\circ$). To by mělo platit, pokud velikost buňky bude dostatečně malá oproti výměnné délce l_{ex} [79], viz rovnice (1.9).

Existuje mnoho metod pro výpočet dipolárního pole \mathbf{H}_{dip} [24]. MuMax³ používá konvoluci magnetizace \mathbf{M} s demagnetizačním tenzorem²⁸ $\hat{\mathbf{N}}$

$$\mu_0 \mathbf{H}_{\text{dip}}^i = \hat{\mathbf{N}}^{i,j} * \mathbf{M}^j, \quad (3.3)$$

přičemž $\hat{\mathbf{N}}$ je počítán metodou konstantní magnetizace [83]. Samotný výpočet \mathbf{H}_{dip} je pak urychlen pomocí konvolučního teorému a rychlé Fourierovy transformace. Vztah pro hustotu dipolární energie má tvar obdobný vztahu (3.2).

Implementace pole uniaxiální anizotropie zahrnuje první i druhý řád aproximace (1.24), a proto má tvar

$$\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ani}} = \frac{2K_{\text{u1}}}{M_{\text{s}}} (\mathbf{e}_{\text{uni}} \cdot \mathbf{m}) \mathbf{e}_{\text{uni}} + \frac{4K_{\text{u2}}}{M_{\text{s}}} (\mathbf{e}_{\text{uni}} \cdot \mathbf{m})^3 \mathbf{e}_{\text{uni}}, \quad (3.4)$$

kde K_{u1} , K_{u2} jsou konstanty uniaxiální anizotropie a \mathbf{e}_{uni} je jednotkový vektor určující její snadnou osu. Odpovídající hustota energie se pak spočítá jako [79]

$$\epsilon_{\text{ani}} = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{H}_{\text{ani}}(K_{\text{u2}} = 0) \cdot \mathbf{M} - \frac{\mu_0}{4} \mathbf{H}_{\text{ani}}(K_{\text{u1}} = 0) \cdot \mathbf{M}, \quad (3.5)$$

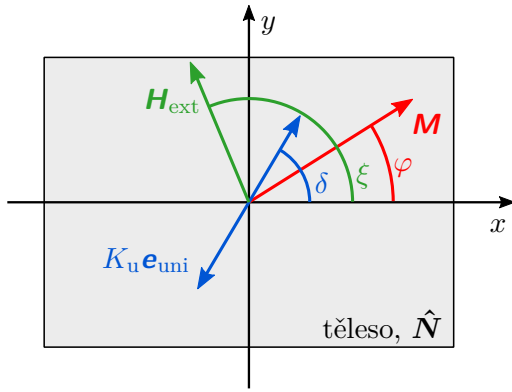
kde $\mathbf{H}_{\text{ani}}(K_{\text{ui}} = 0)$ značí anizotropní pole při i -té konstantě rovné nule. V této práci nás zajíma hlavně případ $K_{\text{u2}} = 0$, takže výraz pro anizotropní pole pak přejde na tvar uvažovaný v (1.33).

²⁸V následujícím vztahu byla využita Einsteinova sumační konvence. Indexy i a j označují jednotlivé buňky simulačního prostoru.

4 Model efektivního pole

Abychom mohli kvalitativně zhodnotit chování magnetizace \mathbf{M} ve vlnovodu s obecným směrem uniaxiální anizotropie \mathbf{e}_{uni} indukované zvlněním, vytvořili jsme na základě Brownových magneto-statických rovnic (1.33) a (1.34) model pro výpočet směru a velikosti efektivního pole, který je v mnohém podobný např. modelu Stonera a Wohlfartha [29].

Uvažujme homogenní feromagnetický útvar, který ve směru osy z bude mnohem tenčí než kterýkoliv jiný jeho rozměr. Tím chceme zajistit nezávislost řešení na této souřadnici a přesunout se tak k dvoudimenzionální analýze problému. Podobně jako v Stonerově-Wohlfarthově modelu uvažíme homogenní zmagetizování tělesa v určitém směru v rovině xy daném úhlem φ od kladného směru osy x (viz obr. 4.1), tudíž nemusíme brát v úvahu výměnnou interakci. Tento předpoklad s sebou nese jistá úskalí, která jsou přítomná i u zmíněného Stonerova-Wohlfarthova modelu. V obecném případě nelze platnost tohoto předpokladu spolehlivě rozšířit na objekty o moc větší než je příslušný kritický poloměr D_{cr} (typicky několik nm), viz analýza v [20, kap. 3.5]. Proto předpokládáme, že v našem systému bude nějaká dostatečně vlivná složka (například vnější či anizotropní pole), která zachová aspoň částečně homogenní rozložení \mathbf{M} a zabrání např. vzniku domén či vortexů.



Obrázek 4.1: Schéma geometrického uspořádání v modelu pro výpočet efektivního pole. Všechny úhly jsou orientovány ve směru od kladné poloosy x ke kladné poloose y . Vektory v tomto modelu jsou pak určeny svou magnitudou a příslušným úhlem.

V našem systému nyní vystupují všechny energetické složky uvažované v (1.31) až na výměnnou energii. Jelikož v této práci se zabýváme zvlněními vlnovody [15], uvažíme uniaxiální anizotropii ve tvaru (1.32). Celková hustota energie pak je dána jako

$$\epsilon_{\text{tot}} = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} - \frac{\mu_0}{2} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{dip}} + K_u \left[1 - \left(\frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_{\text{uni}}}{M_s} \right)^2 \right]. \quad (4.1)$$

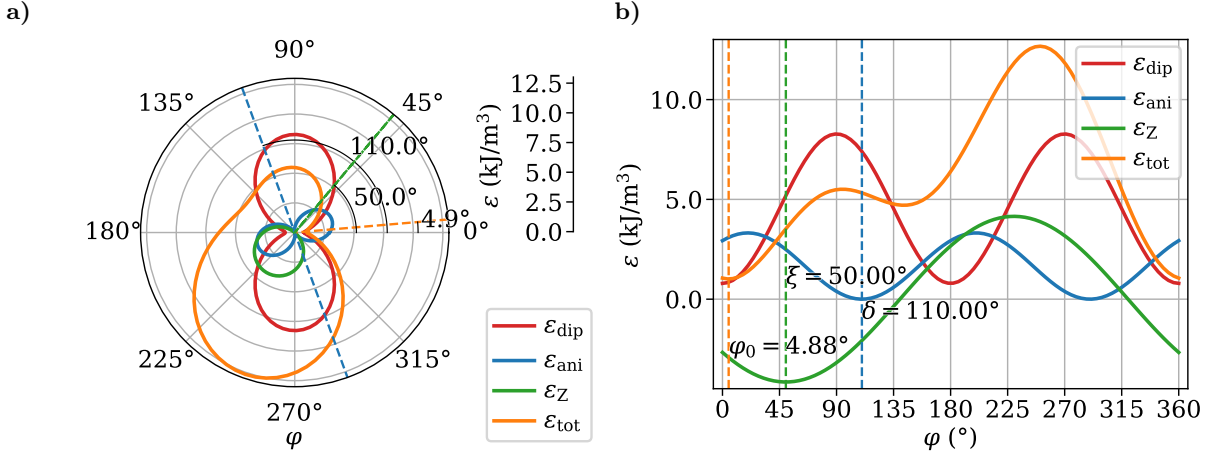
Jelikož uvažovaný útvar je homogenní, což předpokládáme i o vnějším poli \mathbf{H}_{ext} a uniaxiální anizotropii danou K_u a \mathbf{e}_{uni} , můžeme říct, že v kterémkoliv bodě tělesa budou veškeré veličiny z (4.1) stejné, ale závislé na směru magnetizace daným úhlem φ . Díky tomuto zjednodušení se pro neelipsoidální tělesa jeví vhodné použít magnetometrický demagnetizační tenzor \hat{N} pro dané těleso [84]. Dipolární pole \mathbf{H}_{dip} pak spočítáme z rovnice (1.20)

$$\mathbf{H}_{\text{dip}} = -\hat{N} \mathbf{M}.$$

Ve smyslu volných parametrů modelu můžeme nyní rovnici (4.1) přepsat do tvaru

$$\epsilon_{\text{tot}} = -\mu_0 M_s H_{\text{ext}} \cos(\varphi - \xi) - \frac{\mu_0 M_s^2}{2} \left(N_{xx} \cos^2 \varphi + \frac{N_{xy} + N_{yx}}{2} \sin 2\varphi + N_{yy} \sin^2 \varphi \right) + K_u \sin^2(\varphi - \delta) \quad (4.2)$$

Výsledkem této rovnice jsou energetické profily, které nám umožní zhodnotit polohu minim a jejich stabilitu v systému, viz obr. 4.2, který podává přehledné zobrazení jednotlivých složek hustoty energie.



Obrázek 4.2: Profily hustoty energie ϵ pro různé směry magnetizace \mathbf{M} (určené úhlem φ) v a) polárním a v b) přímočarém grafu. Úhel magnetizace pro (globální) minimum energie je označen jako φ_0 . Kromě zřejmých parametrů (např. z panelu b)) jako δ a ξ byly použity tyto hodnoty: $M_s = 830$ kA/m, $\mu_0 H_{\text{ext}} = 5$ mT, $K_u = M_s \mu_0 H_{\text{ani}}/2$ s anizotropním polem $\mu_0 H_{\text{ani}} = 8$ mT a demagnetizační tenzor byl vypočítán pomocí Aharoniho modelu (1.23) pro kvádr o rozměrech $10 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m} \times 10$ nm s nejdelší hranou podél osy x .

V obrázku 4.2 byl použito těleso ve tvaru kváдру, jehož hlavní osy leží rovnoběžně s osami x , y , čímž byl zajištěn diagonální tvar tenzoru $\hat{\mathbf{N}}$. Ovšem model (4.2) umožňuje rotaci takového tělesa pomocí matice rotace $\hat{\mathbf{R}}(\theta)$

$$\hat{\mathbf{R}}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (4.3)$$

kde θ je úhel rotace v rovině xy . Výsledný tenzor by pak byl $\hat{\mathbf{N}}(\theta) = \hat{\mathbf{R}}(\theta)\hat{\mathbf{N}}$.

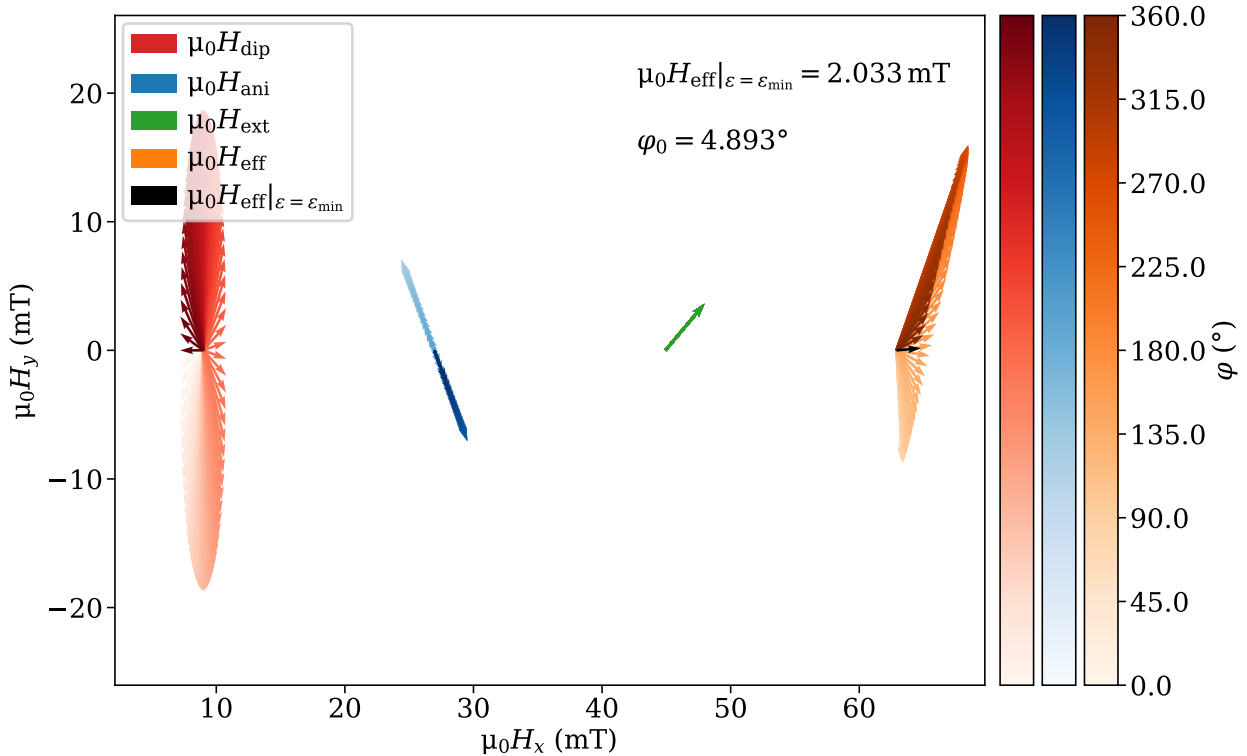
Při zobrazování energetického profilu dipolární či anizotropní hustoty energie je často použit polární graf jako na obr. 4.2 a) [12, 14, 15]. Toto zobrazení může být někdy zavádějící, protože středový bod ne vždy odpovídá nulové hustotě energie a případný sinusoidální tvar profilů nemusí být zřejmý. Navíc pokud bychom chtěli stanovit nulovou hladinu energie ve středu grafu, zobrazením záporných hodnot mohou vznikat anomální tvary nerozlišitelné od kladných hodnot, nebo se nezobrazí vůbec, jako je tomu např. u hustoty Zeemanovy energie na obr. 4.2 a). Přímočaré zobrazení, obr. 4.2 b), naopak dává vyniknout sinusoidálnímu charakteru všech uvažovaných složek a není nutné řešit problém s polohou nejnižší hladiny energie²⁹.

Zatímco energetický profil $\epsilon(\varphi)$ nám odhalí možná minima, velikost a směr efektivního pole \mathbf{H}_{eff} nám stále zbývá určit. Analogickým postupem jako s ϵ můžeme rovnici (1.33) přepsat s využitím proměnných našeho modelu

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\varphi) = H_{\text{ext}} \begin{pmatrix} \cos \xi \\ \sin \xi \end{pmatrix} - M_s \begin{pmatrix} N_{xx} \cos \varphi + N_{xy} \sin \varphi \\ N_{yx} \cos \varphi + N_{yy} \sin \varphi \end{pmatrix} + \frac{2K_u}{\mu_0 M_s} \begin{pmatrix} \cos \delta \\ \sin \delta \end{pmatrix} \cos(\varphi - \delta). \quad (4.4)$$

²⁹Obdobný problém jako v kap. 1.2.4.

Při analýze tohoto výsledku můžeme narazit na problém s vykreslením, protože úhel efektivního pole v rovině xy není obecně stejný s úhlem magnetizace φ . To platí pouze v minimu energie, kdy na magnetizaci nesmí působit žádná síla od efektivního pole, viz rovnice (1.34). Proto jsme zvolili vykreslení vektorů polí pomocí šipek a jim odpovídající úhel φ naznačený tmavnoucí odstínem, viz obr. 4.3. Počet vykreslených vektorů je dán počtem výpočetních bodů φ . Příliš velký počet těchto bodů může způsobit nečitelnost tohoto grafu, proto jsou hodnoty minim hledány v kubicky interpolovaných datech ϵ_{tot} , $H_{\text{eff},x}$ a $H_{\text{eff},y}$. Jelikož všechny energetické profily jsou hladké³⁰ vzhledem k φ , neměla by se kubická interpolace příliš lišit od pravých hodnot.



Obrázek 4.3: Graf zobrazující velikost a směr efektivního pole \mathbf{H}_{eff} a všech jeho složek pro různé úhly magnetizace φ . Hodnota efektivního pole v minimu energie (charakterizovaném úhlem φ_0 z grafu 4.2b)) byla určena na $\mu_0 H_{\text{eff}}|_{\epsilon=\epsilon_{\text{min}}} \doteq 2.033 \text{ mT}$. Úhel φ_0 v tomto grafu byl vypočten z $\mathbf{H}_{\text{eff}}|_{\epsilon=\epsilon_{\text{min}}}$ a slouží tak jako kontrola výpočtu.

Celý model byl naprogramován v programovacím jazyce Python 3 v objektově orientovaném stylu a je k dispozici v modulu EpsminHeff [85]. Tento modul též umožňuje vykreslování hysteretických smyček na stejném principu jako Stonerův-Wohlfarthův model.

Limitujícím faktorem tohoto modelu je předpoklad koherentního kolektivního chování magnetických momentů v tělese. Slouží proto jen jako odhad chování magnetické látky pod vlivem uniaxiální anizotropie, tvarové anizotropie a vnějšího pole.

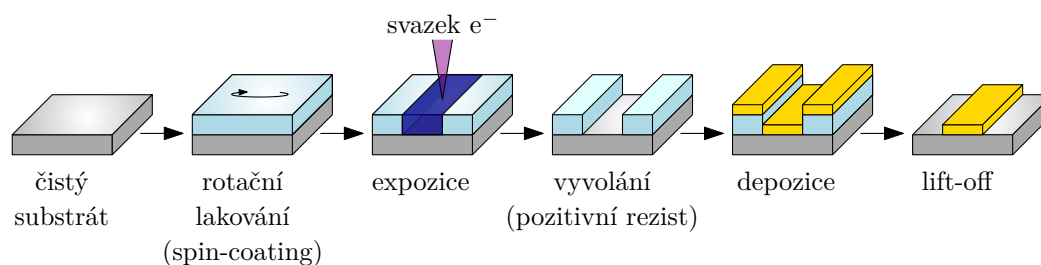
³⁰Tj. spojitě i se svou první derivací.

5 Výrobní a charakterizační techniky

V této kapitole shrneme veškeré metody a techniky použité při výrobě a následné analýze vzorku. Většina výrobních procedur replikuje postup podrobněji popsany v [13, kap. 2] a [14, kap. 3].

5.1 Litografie elektronovým svazkem

K výrobě nanostruktur metodou top-down se dnes běžně používá optická nebo elektronová litografie. O optické litografii a veškerých přidružených procesech pojednává např. [86]. Zde popíšeme jen zkráceně princip elektronové litografie, zkr. EBL (angl. *electron beam lithography*). Proces výroby vzorku pomocí EBL je ilustrován na obr. 5.1.



Obrázek 5.1: Zjednodušené schéma litografického procesu použitého v této práci. Po vyčištění se na čistý substrát (wafer) nanese v rotační lakovce (spin-coateru) tenká vrstva laku, aneb rezistu. V elektronovém litografu nebo skenovacím elektronovém mikroskopu se vybrané oblasti osvítlí fokusovaným svazkem elektronů (e^-). Následuje vyvolání rezistu, přičemž v závislosti na polaritě rezistu (pozitivní/negativní) se odplaví ozářená/neozařená část rezistu. V dalším kroku je na vzorek nadeponována vrstva materiálu technikou fyzikální depozice z plynné fáze (např. napařováním či napařováním), po které následuje odstranění zbylého rezistu technikou lift-off. Převzato z [13].

Spin-coating

Rotační lakování, angl. *spin-coating*, je proces nanášení tenkých vrstev laku (často na polymerní bázi), aneb rezistu, na čistý, rovný substrát, nejčastěji polovodičový wafer. K tomuto účelu se používá tzv. rotační lakovka, angl. *spin-coater*. Na substrát přichycený v lakovce se nanese část laku rozpuštěného v ředidle (často anisol či ethylester kyseliny mléčné), přičemž rotací substrátu se směs rozprostře po jeho povrchu a vytvoří tak tenkou vrstvu daného rezistu (desítky nm až jednotky μm). Poté většinou následuje tepelná úprava k odpaření zbytků ředidla.

Expozice

Expozice elektrony probíhá v skenovacím elektronovém mikroskopu (SEM). Elektrony dopadající na rezist mění jeho molekulární strukturu podle jeho typu. U pozitivních rezistů dochází k dělení molekul polymeru na kratší řetězce, což zvyšuje rozpustnost ve vyvolávacím médiu. U negativních rezistů naopak po interakci s elektrony dochází k síťování, tedy spojování polymerních molekul. Po vyvolání takového rezistu se tedy ozářené oblasti neodplaví³¹. K zhodnocení míry expozice rezistu se používá tzv. dávka D (angl. *dose*), která může být různá pro různé kombinace rezistů a substrátů, přičemž pro dostatečné ozáření tlustší vrstvy rezistu je nutná větší dávka³². V nastavení mikroskopu

³¹Resp. odplavují se mnohem pomaleji oproti nezesíťovanému rezistu.

³²Je vhodné pro danou kombinaci napřed vytvořit na testovací vzorek tzv. *dose test*, kdy se vypálí do rezistu opakující se struktura vždy s trochu jinou dávkou a vhodná dávka se pak určí na základě kvality vyvolaných struktur.

může kvalitu struktur též ovlivnit urychlovací napětí elektronů, proud elektronů ve svazku I , stopa svazku s (vyjádřená jako vzdálenost dvou sousedních pixelů) a v neposlední řadě doba, po kterou svazek setrvává na jednom místě, t_d (ang. *dwell time*). Některé z nich se s dávkou D pojí vztahem

$$D = \frac{It_d}{s^2}, \quad (5.1)$$

přičemž jednotka D je často udávána jako $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Vývolání struktur

Proces vyvolávání je velmi přímočarý – exponovaný vzorek se ponoří do vývojky na určitou dobu (řádově jednotky minut) a posléze se vzorek přesune do tzv. stopperu, tedy lázně která ukončí vyvolávací proces v rezistu. Ta se často skládá např. z izopropylalkoholu (IPA) či demineralizované vody³³.

Depozice a lift-off

Depozicí rozumíme proces nanesení požadované materiálové vrstvy na vzorek. V této práci využijeme napařování elektronovým svazkem, kdy svazek elektronů dopadající na kalíšek s vybraným materiálem tento materiál zahřívá a sublimující atomy pak dopadají na vzorek, kde desublimují (proces probíhá při tlacích $< 10^{-3}$ Pa).

Při výrobě vzorku jsme použili techniku lift-off, kdy depozice přichází na řadu po vyvolání exponovaných struktur v nanoseném rezistu a následné smytí zbytků rezistu odstraní i materiál deponovaný na rezist.

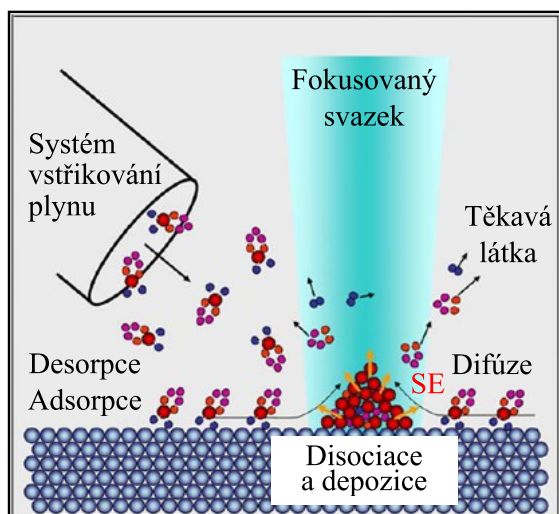
Druhou technikou, která se často používá, je leptání skrz masku, tzv. *etch-back*, kdy se depozice materiálu provádí ještě před nanesením laku. Po nanesení, expozici a vyvolání pak lak slouží jako maska pro následné leptání.

5.2 Depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem

Pro tvorbu zvlněných vlnovodů v této práci používáme techniku depozice indukované fokusovaným elektronovým svazkem, zkr. FEBID (z angl. *focused-electron-beam-induced deposition*), která se provádí uvnitř SEM. Jejím principem je rozklad molekul vhodného plynu – prekursoru adsorbovaných na povrchu substrátu na těkavé a netěkavé komponenty. Těkavé komponenty z povrchu desorbují a jsou odčerpávány z komory mikroskopu. Ilustrace tohoto procesu je na obr. 5.2. Rozklad probíhá interakcemi sekundárních elektronů s adsorbovanými molekulami. Pro vypouštění prekursorů se do mikroskopů integruje systém vstřikování plynů (GIS, angl. *gas injection system*). Tato technika umožňuje výrobu 3D nanostruktur s různým chemickým složením materiálů v jednom přístroji [87]. Nevýhodami techniky FEBID jsou např. pomalý růst a komplikovaná kontrola procesu³⁴.

³³Též demivoda či DI voda (z angl. *deionized water*).

³⁴Depozici mohou různě ovlivňovat např. vlastnosti elektronového svazku, chemické vlastnosti prekursoru a těkavých produktů, objem prekursoru v zásobníku, tvar vstřikujících trysek, teplota vzorku nebo tlak v komoře [13, 88].

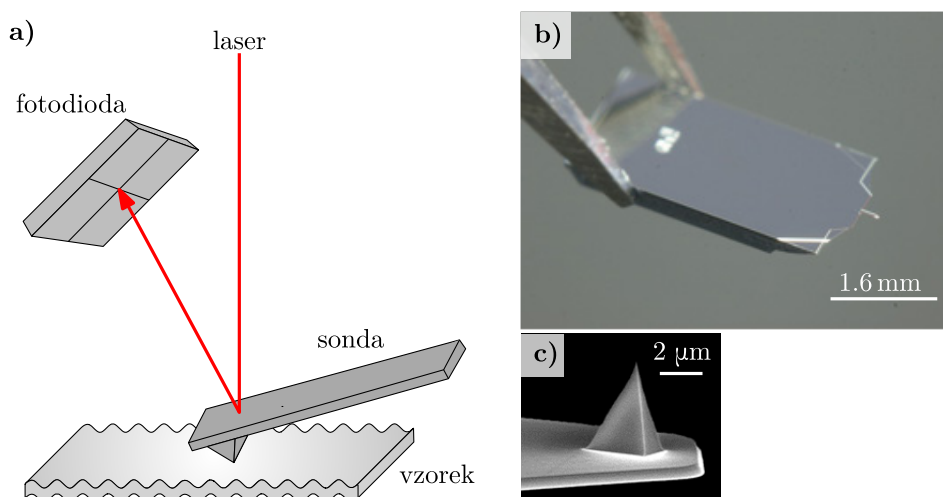


Obrázek 5.2: Zobrazení principu depozice indukované fokusovaným elektronovým svazkem. Na disociaci molekul prekursoru se podílí hlavně sekundární elektrony (SE). Převzato z [87].

5.3 Mikroskopie atomárních sil

Pro charakterizaci struktur vytvořených výše zmíněnými metodami jsme použili techniku mikroskopie atomárních sil, zkr. AFM (z angl. *atomic force microscopy*). Je to jedna z technik využívající ostrý hrot³⁵ skenující povrch planárního vzorku, které se obecně označují jako skenovací sondová mikroskopie³⁶, zkr. SPM (z angl. *scanning probe microscopy*).

Princip AFM schematicky zachycuje obr. 5.3 a). Informace o vychýlení hrotu se získává optickým měřením, kdy laserový paprsek namířený na zadní lesklou stranu sondy se odráží na čtyřkvadrantovou fotodiodu. V našich měřeních byl použit mód ScanAsyst [89], který je založený na *PeakForce Tapping* módu. O tomto módu pojednává např. [90]. Tento mód umožňuje měřit s nižší přítláčnou silou oproti běžnému tapping módu, čímž se chrání jemné vzorky a ostrost hrotu.



Obrázek 5.3: a) Schéma metody AFM. Světlo z laseru se odráží od zadní strany sondy na čtyřkvadrantovou fotodiodu, kterou se měří vychýlení hrotu. b) Fotografie čipu se sondou ScanAsyst-Air (hrot míří vzhůru) [91]. c) Snímek detailu hrotu na téže sondě ze skenovacího elektronového mikroskopu. Převzato z [13].

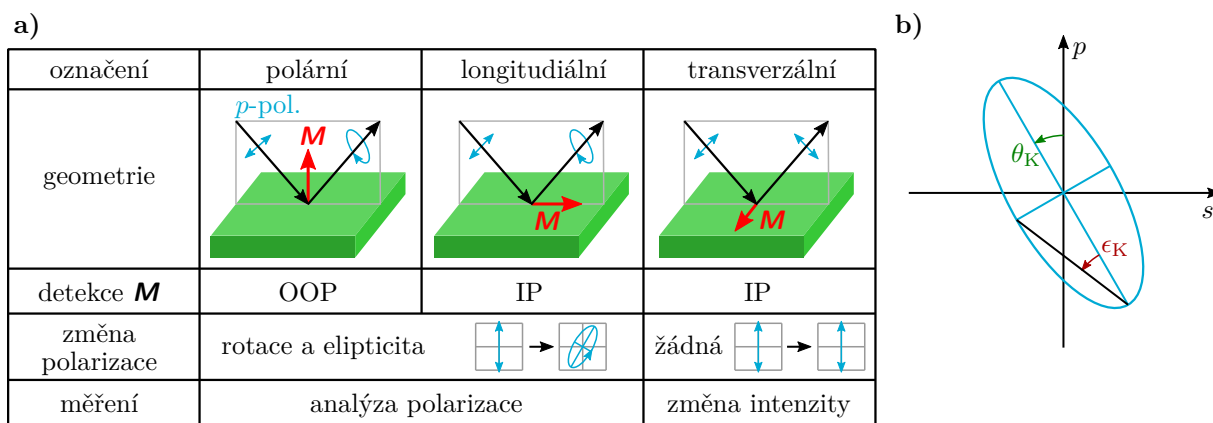
³⁵ AFM hroty mívají průměr špičky hrotu v řádu nm.

³⁶ Ve starší české terminologii řádkovací sondová mikroskopie.

Měření probíhala na zařízení Dimension Icon od společnosti Bruker³⁷. Pro ScanAsyst mód jsou použity speciální sondy typu ScanAsyst-Air, viz obr. 5.3 b). Špička hrotu je umístěna přibližně 2 μm od konce sondy (v horizontálním směru), jak ukazuje obr. 5.3 c).

5.4 Magneto-optický Kerrův jev

Mikroskopie založená na magneto-optickém Kerrově jevu, zkr. MOKE (z angl. *magneto-optical Kerr effect*), je technika měřící změnu polarizace světla při odrazu³⁸ od magnetického vzorku. Původně lineárně polarizované světlo se po odrazu od magnetického materiálu změní na elipticky polarizované v závislosti na orientaci magnetizace \mathbf{M} v místě dopadu světelného paprsku, viz obr. 5.4 a). Pro popis polarizace odraženého paprsku pak používáme dva úhlové parametry, Kerrovu rotaci θ_K a elipticitu ϵ_K , schématicky definované na obr. 5.4 b). Pro malé hodnoty parametrů³⁹ θ_K a ϵ_K platí, že jsou přímo úměrné průmětu magnetizace do daného směru. Podrobnější popis MOKE a jeho aplikací je dobře vylíčen např. v [57, 92, 93].



Obrázek 5.4: a) Schématické znázornění geometrií Kerrova jevu. Při polárním a longitudiálním Kerrově jevu se z lineárně polarizovaného světla stává elipticky polarizované. U transverzálního Kerrova jevu se mění pouze intenzita odraženého světla. Zakresleno pro dopadající paprsek v p -polarizaci, tj. polarizovaný v rovině dopadu. Magnetizaci \mathbf{M} je možné detekovat v rovině vzorku (IP, *in-plane*) i kolmou na vzorek (OOP, *out-of-plane*). Souvislost s měřeným signálem je popsána např. v [92]. b) Popis polarizačního stavu odraženého světla se provádí pomocí Kerrovu rotace θ_K a elipticity ϵ_K , které jsou typicky v řádu miliradiánů. Převzato a upraveno z [12].

Kerrův mikroskop použitý v této práci⁴⁰ měří změny v polarizaci metodou téměř zkřížených polarizátorů, čímž vzniká na detektoru kontrast úměrný průmětu magnetizace do longitudiálního směru. Mikroskop je navíc vybaven otočným elektromagnetem, kterým lze dosáhnout magnetického pole až 330 mT. Díky tomu je možné kromě pozorování magnetických domén i přímé měření hysterezních smyček pozorovaných materiálů.

³⁷Karta přístroje na stránkách výzkumné infrastruktury CEITEC Nano: <https://nano.ceitec.cz/scanning-probe-microscope-bruker-dimension-icon-icon-spm/>.

³⁸Podobný jev lze pozorovat i na průchod, ovšem ten se nazývá Faradayův [92]. Jelikož většina magnetických materiálů je neprůhledná, nebudeme se průchodem zabývat.

³⁹Platné pro všechny situace v této práci.

⁴⁰Karta přístroje na stránkách CEITEC Nano: <https://nano.ceitec.cz/magneto-optical-kerr-microscope-kerr-microscope/>.

5.5 Brillouinův rozptyl světla

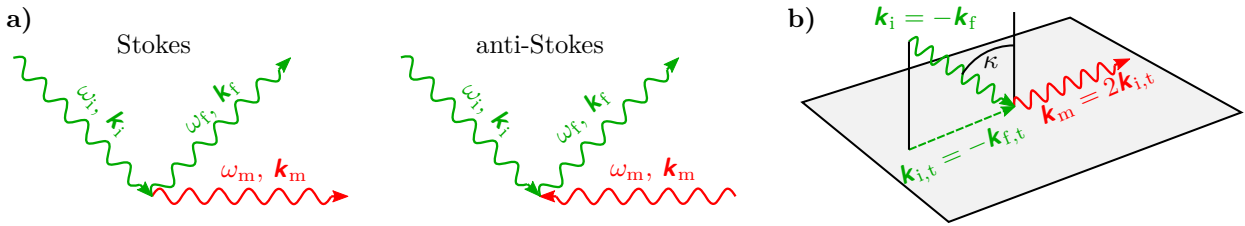
Pro detekci spinových vln v této práci používáme spektroskopii Brillouinova rozptylu světla (BLS, angl. *Brillouin light scattering*), specificky μ -fokuse BLS (též pouze μ -BLS). Tato technika umožňuje měření dynamiky magnetizace s frekvenčním, prostorovým, fázovým i časovým rozlišením, a proto se stala jednou z nejpoužívanějších metod v tomto oboru [94].

Brillouinův rozptyl je jev, kdy se světlo neelasticky rozptyluje na kvazičásticích, např. magnonech či fononech. Zákon zachování energie a hybnosti pak pro rozptyl na magnonech můžeme zapsat jako

$$\hbar\omega_f = \hbar\omega_i \mp \hbar\omega_m, \quad (5.2a)$$

$$\hbar\mathbf{k}_f = \hbar\mathbf{k}_i \mp \hbar\mathbf{k}_m, \quad (5.2b)$$

kde \hbar je redukovaná Planckova konstanta⁴¹. Frekvence dopadajícího, resp. rozptýleného fotonu je ω_i , resp. ω_f . Příklad, kdy se při rozptylovém procesu magnon zrodí [– ve vztazích (5.2)] se označuje jako Stokesův proces, a naopak pro magnon anihilovaný při rozptylu (+) se nazývá anti-Stokesův proces, viz ilustrace na obr. 5.5 a).



Obrázek 5.5: a) Kvantově mechanické schéma Stokesova a anti-Stokesova procesu. U Stokesova procesu magnon (ω_m , \mathbf{k}_m) vzniká, zatímco u anti-Stokesova zaniká. b) Schéma BLS při zpětném odrazu.

Zákon zachování hybnosti (5.2b) je v tomto tvaru platný jen pro nekonečně rozlehlé prostředí. V případě tenké vrstvy se při měření klasickým BLS s rozlišením vlnových délek⁴² (angl. též *k-resolved* BLS) zachová pouze složka tečná k rovině vrstvy kvůli porušené translační symetrii roviny vrstvy [57, s. 43]. Pokud dopadající foton bude svírat s normálou roviny vrstvy úhel κ , pro průmět vlnového vektoru do roviny platí

$$k_{i,t} = |\mathbf{k}_i| \sin \kappa. \quad (5.3)$$

Při měření technikou BLS se tento způsob využívá k sledování daného vlnového vektoru spinových vln. Největší vlnový vektor magnonu se projeví při zpětném odrazu, viz obr. 5.5 b). Jde o běžně užívanou experimentální geometrii měření. Limitně pro $\kappa \rightarrow \frac{\pi}{2}$ pak můžeme pro zpětný odraz dostat

$$k_{m,\max} = 2|\mathbf{k}_i| \sin \kappa = 2\frac{2\pi}{\lambda} \doteq 23.6 \text{ rad}/\mu\text{m}, \quad (5.4)$$

kde λ je vlnová délka použitého světla, v našich experimentech je $\lambda = 532 \text{ nm}$. Nejmenší detekovatelná vlnová délka magnonu pak je $\lambda_{m,\min} \doteq 266 \text{ nm}$, tedy polovina vlnové délky rozptylovaného světla λ .

⁴¹Redukovaná Planckova konstanta \hbar se z Planckovy konstanty h vypočte dle $\hbar = h/2\pi$. V SI jednotkách má Planckova konstanta přesnou hodnotu $h = 6.62607015 \cdot 10^{-34} \text{ J s}$.

⁴²K fokusování svazku používá pouze jednu čočku, viz [34, s. 23].

Při měření metodou μ -BLS, tedy při měření BLS s fokusovaným laserovým svazkem např. pomocí objektivu, je výhodné použít popis pomocí modelu kontinua [95]. Z něj pak můžeme dostat kvantitativní charakteristiky měřeného signálu. Modelem kontinua můžeme popsat neelastický rozptyl pocházející z mnoha různých excitací, ovšem v této práci se zaměříme jen na neelastický rozptyl na magnonech.

V tomto modelu lze proces BLS popsat jako interakci světla se spinovou vlnou skrze magneto-optický vazebný mechanismus pomocí tenzoru susceptibility $\hat{\chi}$ [96]

$$\hat{\chi}(t, \mathbf{r}) = \hat{\chi}_{\text{stat}} + Q \begin{pmatrix} 0 & iM_z(t, \mathbf{r}) & -iM_y(t, \mathbf{r}) \\ -iM_z(t, \mathbf{r}) & 0 & iM_x(t, \mathbf{r}) \\ iM_y(t, \mathbf{r}) & -iM_x(t, \mathbf{r}) & 0 \end{pmatrix}, \quad (5.5)$$

který se skládá ze statické $\hat{\chi}_{\text{stat}}$ a dynamické části charakterizované Voigtovou magneto-optickou konstantou Q . Neelastický rozptyl je důsledkem dynamické části tenzoru $\hat{\chi}$, která je lineárně závislá na magnetizaci $\mathbf{M} = (M_x, M_y, M_z)$.

V důsledku interakce elektrické intenzity dopadajícího světla $\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = h(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})$, modulované ve tvaru gaussovského svzaku pomocí $h(x, y) = e^{-(x^2+y^2)/w_c^2}$, s materiálem dochází ke vzniku polarizace v materiálu $\mathbf{P}(t, \mathbf{r})$

$$\mathbf{P}(t, \mathbf{r}) = \hat{\chi}(t, \mathbf{r})\mathbf{E}(t, \mathbf{r}). \quad (5.6)$$

Převedením do frekvenční domény lze studovat odezvu materiálu v závislosti na frekvenci rozptylujícího magnonu ω_m dle [97]

$$\mathbf{P}(\omega_f, \mathbf{k}_{f,t}, z) = \hat{\chi}(\omega_m, \mathbf{k}_m, z)\mathbf{E}(\omega_f - \omega_m, \mathbf{k}_{f,t} - \mathbf{k}_m, z), \quad (5.7)$$

kde $\mathbf{k}_{f,t}$ je tečná složka vlnového vektoru indukovaného světla a ω_f je jeho frekvence. Vektor polarizace se chová jako zdroj záření, které pak tvoří detekovaný signál v závislosti na schopnosti šíření vyzářeného světla kontinuem při cestě k detektoru. Přechod z tzv. *near-field* oblasti (místo rozptylu fotonu) do *far-field* oblasti (FF, např. detektor) lze vyjádřit pomocí tenzorové Greenovy funkce $\hat{\mathbf{G}}$. Elektrickou intenzitu v místě detektoru pak lze v závislosti na detekovaném fotonu a rozptylujícím magnonu vyjádřit jako

$$\mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{k}_{f,t}) = \int d^2k'_{f,t} \hat{\mathbf{G}}(\omega_f, \mathbf{k}_{f,t}, \mathbf{k}'_{f,t}) \hat{\chi}(\omega_m, \mathbf{k}_m) \mathbf{E}(\omega_f - \omega_m, \mathbf{k}'_{f,t} - \mathbf{k}_m). \quad (5.8)$$

Rozsah detekovatelných frekvencí je závislý z velké části na numerické apertuře NA použitého objektivu, jelikož NA souvisí přímo s maximálním úhlem κ_{max} , pod kterým může být odražený⁴³ foton pojmuto objektivem a doveden k detektoru. Ovšem oproti konvenčnímu BLS se získává informace o fotonech odražených ve všech úhlech až do κ_{max} , čímž ztrácíme informaci o vlnovém čísle detekovaných magnonů. Můžeme říct, že při μ -BLS je výhodné použít objektiv s co nejvyšší NA, čímž zajistíme i menší stopu svazku [34, 57].

Předpokládáme, že dopadající svazek a svazek vyzářených fotonů mají přibližně gaussovský profil v reálném prostoru dle $h(x, y)$. Elektrickou intenzitu na detektoru můžeme pak přepsat pomocí inverzní Fourierovy transformace na [97]

$$\mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{r}_t) = h(\mathbf{r}_t) \int_{k_{f,t} \leq k_{i,t\text{NA}}} d^2k_{f,t} e^{i\mathbf{k}_{f,t} \cdot \mathbf{r}_t} \mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{k}_{f,t}), \quad (5.9)$$

⁴³BLS lze měřit i na průchod vzorkem.

kde daný integrál jde přes všechny dostupné vlnové vektory.

Měřený BLS signál pro danou frekvenci magnonu ω_m , který se účastní rozptylu, pak charakterizuje účinný průřez $\sigma(\omega_m)$ [97]

$$\sigma(\omega_m) = \int d^2r_t \int d^2k_m |\mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{r}_t)|^2. \quad (5.10)$$

Pro získání detekčního limitu je potřeba znát danou Greenovu funkci, kterou lze analyticky spočítat jen pro jednoduché geometrie.

V této práci jsme použili mikroskop vybavený objektivem s $\text{NA} = 0.75$. Při verifikaci přístroje byla získána limitní hodnota detekovatelného vlnového čísla $k \approx 10 \text{ rad}/\mu\text{m}$ [97]. Nedávno bylo zároveň ukázáno, že pomocí dielektrických nanorezonátorů umístěných na zkoumaném vzorku lze tento limit rozšířit až na $(47 \pm 3) \text{ rad}/\mu\text{m}$ [97, 98].

Pro spektrální analýzu v BLS měřeních využíváme tandemového Fabryho-Perotova interferometru. Fabryho-Perotův interferometr (FPi) se skládá ze dvou rovnoběžných zrcátek s vysokou odrazivostí separovaných vzdáleností L . Za interferometrem pak detekujeme světlo, které mezi zrcadly splňuje konstruktivní difrakční podmínku, resp. světlo dvakrát odražené musí konstruktivně interferovat s přichozím světlem. Tomu odpovídá optická vzdálenost rovna celočíselnému násobku n vlnové délky světla λ_n , tedy

$$2L = n\lambda_n = n\frac{c}{f_n}, \quad (5.11)$$

kde c je rychlost světla. Maxima intenzity za intereferometrem tedy budou vznikat pro frekvence světla f_n . Dvě sousední maxima intenzity jsou proto vzdálené o Δf , což se označuje jako FSR z angl. *free spectral range*

$$\Delta f = \text{FSR} = \frac{c}{2L}. \quad (5.12)$$

Měření frekvencí magnonů pak probíhá jako měření transmisních maxim se změnou vzdálenosti L mezi zrcadly FPi. Pro zvýšení FSR se používá dvou sériově zapojených FPi (odtud název tandemový FPi, zkr. TFPi), kde každý má trochu jinou vzdálenost zrcadel. Navíc pro zúžení transmisních píků lze svazek navádět skrz tyto interferometry vícenásobně. Celý popis použitého přístroje na měření BLS (tedy nejen TFPi) je zpracovaný v [34] a [57].

6 Experimentální část

Hlavním cílem této práce je navrhnout a vyrobit magnonický vlnovod, který bude schopný efektivně stáčet spinové vlny. Část metodiky byla převzata z prací [12–14]. Nejprve vysvětlíme, co předcházelo návrhu vlnovodu, dále samotný postup návrhu takového vlnovodu, jeho výrobní proces a poté měřeními ověříme jeho vlastnosti.

6.1 Předběžná měření schopností indukované anizotropie

Nejprve jsme chtěli ověřit schopnost výroby zvlněných vlnovodů. Tvorba zvlnění probíhá technikou FEBID, kdy se elektronovým svazkem opakovaně skenují úsečky s definovanou periodou v prostoru. Díky přibližně Gaussovskému profilu svazku se nevytvoří ostrá hradba, ale zaoblený val v místě každé úsečky. Při poskládání jednotlivých úseček pak příčný profil tvoří přibližně sinusoidální tvar, viz obr. 2.3 c). Výšku deponovaných struktur pak ovládáme pomocí počtu skenů N elektronového svazku. Kvůli nízkému výtěžku techniky FEBID se N pohybuje v řádu tisíců. Existují dva přístupy k depozici pomocí počtu skenů – sériový, kdy se každá struktura proskenuje daným počtem skenů, než se přejde k další struktuře, a paralelní, kdy se všechny struktury oskenují jednou, než začne další sken. U delších depozic může docházet k driftu vzorku, čímž u sériové depozice mohou vznikat posuny vůči jednotlivým strukturám a u paralelní depozice může dojít k rozmazání struktur [13]. V tomto experimentu jsme použili přístup sériový, kvůli vyšší kvalitě výsledného zvlnění.

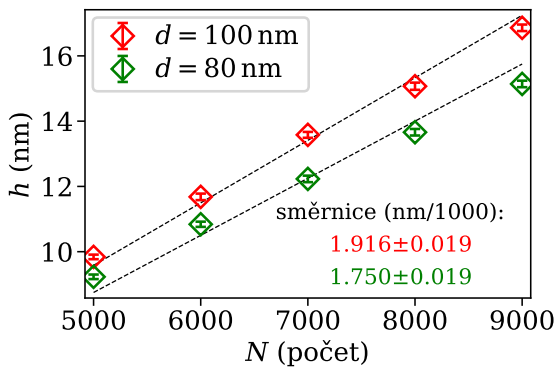
Jako substrát jsme použili $5 \times 5 \text{ mm}^2$ wafer GaAs, na kterém byly vytvořeny litografické značky pro víceřadovou litografii, viz [13, s. 71]. Prekurzorem pro FEBID byl *Insulator*⁴⁴, který se běžně používá k depozici elektrické izolace ve formě SiO_2 . Bod varu tohoto prekurzoru je 54°C a za pokojových teplot je kapalný. Není tedy nutné zahřívat zásobník s prekurzorem pro vytvoření plynu, který je vstřikován do komory mikroskopu. Důležité je ovšem zahřát kapiláru a trysku přivádějící plyn do komory. Teplota kapiláry, resp. trysky, byla nastavena na 70°C , resp. 75°C . Před samotnou depozicí byl proveden proces *outgas*, který pročistí trysku tak, aby během depozice byl přísun plynu rovnoměrný. Tlak během depozice byl přibližně $2.0 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$.

Podobně jako v [13, s. 68] bylo vytvořeno několik polí zvlněného povrchu, každé o velikosti $8 \times 8 \mu\text{m}^2$. Při depozici bylo použito extrakční napětí 30 kV, proud svazku $I = 542 \text{ pA}$ (odpovídající intenzita svazku, tj. BI z angl. *beam intensity*, byla 12), stopa svazku $s = 7.16 \text{ nm}$, čas prodlení $t_d = 1 \mu\text{s}$ a relativní rozteč mezi pixely 1.709. Kvůli omezenému rozlišení DA převodníku (*digital-to-analog*, použitý mikroskop⁴⁵ je vybaven 16-bitovým DA převodníkem) bylo použito zapisovací pole $100 \mu\text{m}$, čemuž pak odpovídá rozlišení přibližně 1.5 nm. Doporučená stopa svazku je minimálně 4-násobek rozlišení DA převodníku, což v tomto případě splňujeme.

V připravených polích jsme postupně měnili počet skenů od 5000 do 9000 s krokem 1000, což jsme provedli pro dvě periody zvlnění $d = 80 \text{ nm}$ a $d = 100 \text{ nm}$. Skenované čáry byly orientovány ve směru toku prekurzoru. Amplitudu získaných struktur jsme poté změřili pomocí AFM v módu ScanAsyst a zpracovali stejným postupem popsáním v [13, s. 68–69]. Výslednou závislost amplitudy h na počtu skenů N zachycuje graf na obr. 6.1, odkud je zřejmá lineární závislost těchto dvou veličin.

⁴⁴Též PMCPS nebo 2,4,6,8,10-pentamethylcyklopentasiloxan.

⁴⁵Karta přístroje na stránkách CEITEC Nano: <https://nano.ceitec.cz/focused-ion-beam-scanning-electron-microscope-tescan-lyra3-lyra/>.



Obrázek 6.1: Závislost amplitudy zvlnění h na počtu skenů N pro dvě periody zvlnění d . Fitem (čárkované čáry) je lineární funkce s průsečíkem v $h = 0$. Nejistoty byly vyhodnoceny jako směrodatná odchylka průměru.

Pro získání informací o síle a směru anizotropie v magnetických vrstvách jsme následně druhým litografickým krokem a technikami představenými v kap. 5.1 na všech polích vytvořili 10 nm tlusté disky z NiFe. Postup byl následující:

- Spin-coating:
 - Čištění vzorku v acetonu a posléze v isopropylalkoholu (IPA) za pokojové teploty po dobu 2×3 min. Pokud na vzorku nejsou žádné citlivé struktury, může tento krok probíhat i v ultrazvukové lázni. Po vytažení z IPA lázně byl vzorek osušen plynným dusíkem.
 - Sušení na plotně o teplotě 150°C po dobu 3 min pro odstranění povrchové vlhkosti.
 - Naneseň laku v spin-coateru od firmy SÜSS⁴⁶ s parametry 4000 rpm, 2000 rpm/s, 60 s. Byl použit pozitivní rezist AR-P 679.04 na bázi PMMA⁴⁷. Následně byl rezist vypečen na 150°C po dobu 3 min. Výsledná tloušťka rezistu by měla být přibližně 270 nm.
- Expozice v elektronovém mikroskopu MIRA⁴⁸:

napětí 20 kV, intenzita svazku $BI = 11$, tomu odpovídající proud $I \approx 287$ pA, velikost zapisovacího pole (*write-field size*) $WF = 200 \times 200 \mu\text{m}^2$, stopa svazku $s = 10$ nm, dávka $D = 220 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.
- Vyvolání struktur:

vývojka AR 600-56, 3 min, stopper IPA, 30 s.
- Depozice napařováním a lift-off:

Elektronovou napařovačkou⁴⁹ byla nadeponována 10 nm tlustá vrstva NiFe.

Lift-off v kádince s acetonem po dobu aspoň 3 h. V případě, že na vzorku nejsou žádné citlivé struktury, je možné v tomto kroku použít i ultrazvuk, ale my ho v této fázi nepoužíváme. Následuje oplach v kádince s IPA a vysušení dusíkem.

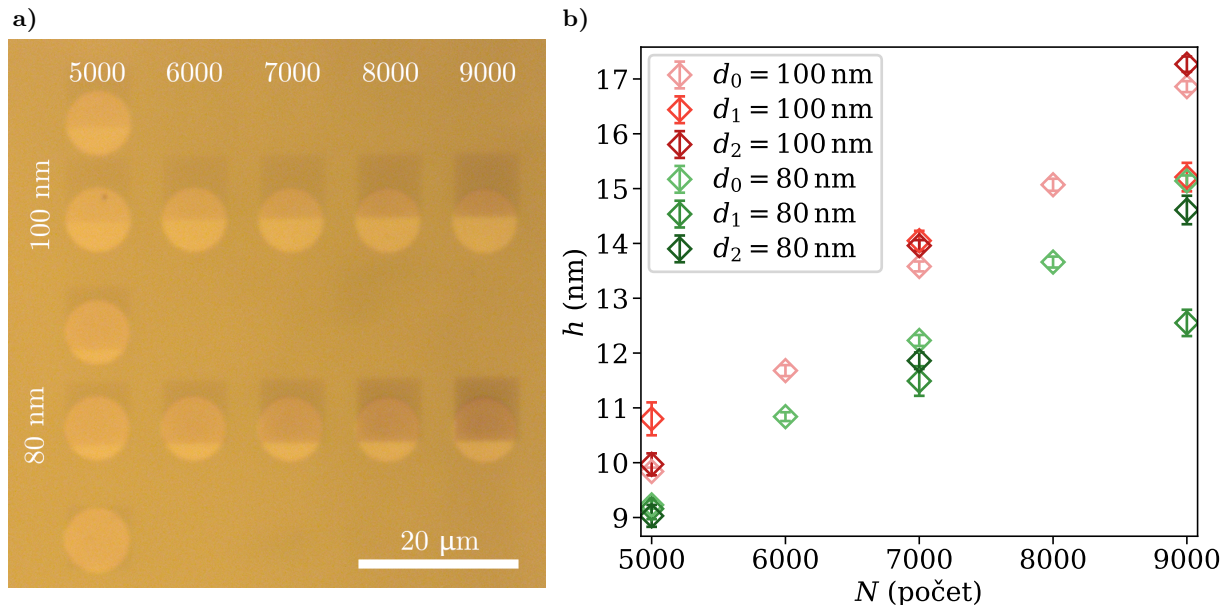
⁴⁶Karta přístroje na stránkách CEITEC Nano: <https://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>.

⁴⁷Polymethylmethakrylát. Pro více informací o rezistu viz https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2015/12/allresist_produkinfos_ar-p630-670_english.pdf.

⁴⁸Karta přístroje na stránkách CEITEC Nano: <https://nano.ceitec.cz/scanning-electron-microscope-e-beam-writer-tescan-mira3raith-lis-mira/>.

⁴⁹Karta přístroje na stránkách CEITEC Nano: <https://nano.ceitec.cz/electron-beam-evaporator-bestec-evaporator/>.

Výsledné struktury jsou zobrazené na obr. 6.2 a). Pro kontrolu kvality deponované vrstvy jsme znovu proměřili i amplitudy zvlnění jednotlivých polí, viz obr. 6.2 b), odkud můžeme vidět, že rozdíly jsou zanedbatelné (pro měření s nejsvětlejším a nejtmašším odstínem dané barvy). Dále můžeme vidět, že u struktur v nízkou periodou a vysokou amplitudou se začíná projevovat velikost hrotu. Pro hrot již dříve použitý dávají měření nelineární závislost, která je způsobena tím, že hrot se mezi dvěma vrcholy zvlnění nedostane až k povrchu v údolí⁵⁰.



Obrázek 6.2: a) Fotografie z optického mikroskopu zachycující vytvořené struktury. Čísla v horním řádku označují počet skenů N a hodnoty vlevo periodu zvlnění d . Struktury mezi řádky jsou určeny jen pro referenci. b) Porovnání amplitud zvlnění h před EBL (index 0 v legendě), po EBL s již použitým hrotem (1) a po EBL s novým hrotem (2).

Jelikož disky nadeponované na zvlněné struktury s periodou 100 nm se s těmito strukturami překrývají méně, prošetřili jsme dále jen struktury s periodou 80 nm. Pomocí Kerrova mikroskopu jsme změřili hysterezní smyčky v těžké ose, tj. kdy $\mathbf{H}_{\text{ext}} \perp \mathbf{e}_{\text{uni}}$, kde \mathbf{e}_{uni} udává směr uniaxiální anizotropie (a tedy i směr lehké osy). Příklad takové hysterezní smyčky je na obr. 6.3 a). Data byla získána automatizovaně z jednoho měření pomocí programu⁵¹ od Lukáše Flajšmana. Funkce, která byla použita k fitu smyčky v těžké ose, byla

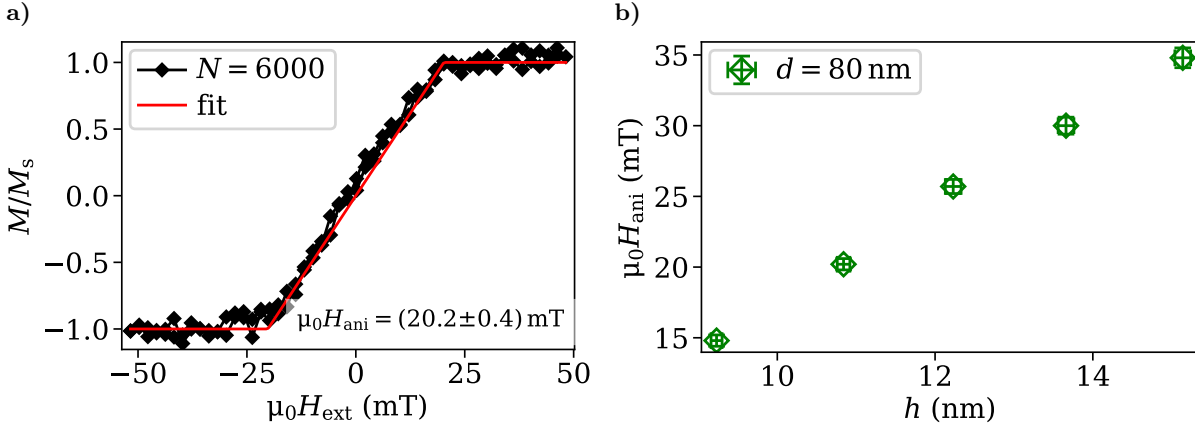
$$M(H_{\text{ext}}) = \begin{cases} -M_s & \text{pro } H_{\text{ext}} \leq -H_{\text{ani}}, \\ M_s & \text{pro } H_{\text{ext}} \geq H_{\text{ani}}, \\ M_s \frac{H_{\text{ext}}}{H_{\text{ani}}} & \text{jinak,} \end{cases} \quad (6.1)$$

kde parametry M_s a H_{ani} jsou získané fitováním. Jelikož výstupem Kerrova mikroskopu je série obrázků ve stupních šedi, byla pro normalizaci smyčky použita právě nafitovaná hodnota M_s .

Po získání anizotropního pole ze všech disků pro $d = 80$ nm, byly tyto hodnoty vyneseny v závislosti na amplitudě zvlnění do grafu na obr. 6.3 b). Získáváme lineární závislost, která je v souladu s hodnotami z obr. 2.3 b). V dalších experimentech budeme používat též periodu 80 nm, přičemž hodnotu anizotropního pole můžeme hledat pomocí získané závislosti.

⁵⁰Podobný efekt je mírně viditelný i na obr. 6.1, kde je ovšem zanedbatelný.

⁵¹Tento program též automaticky ze smyček odstraňuje lineární a kvadratické parazitní efekty, viz [13, s. 73].

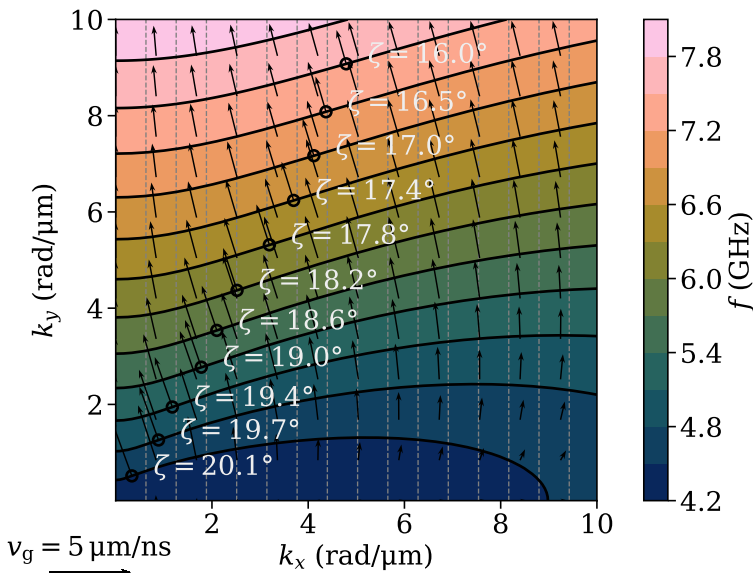


Obrázek 6.3: a) Hysterezní smyčka v těžké ose disku pro $d = 80$ nm a $N = 6000$. Anizotropní pole H_{ani} bylo získáno z fitu funkcí (6.1). b) Závislost indukovaného anizotropního pole H_{ani} na amplitudě zvlnění h .

6.2 Návrh vlnovodu

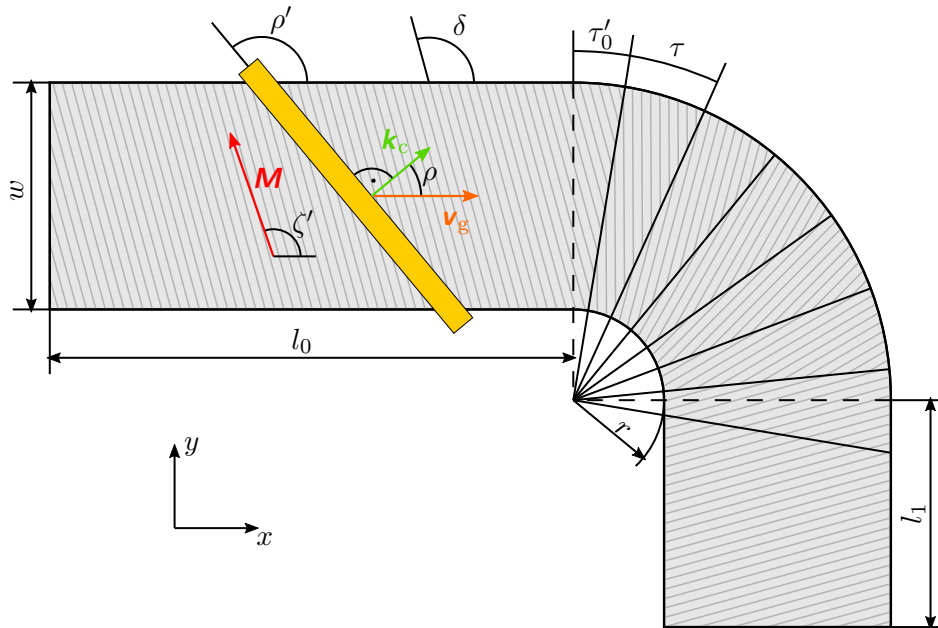
Základní myšlenkou návrhu je navádět vlnovodem spinové vlny v kaustických směrech, tj. v směrech největší grupové rychlosti \mathbf{v}_g , jejíž směr je společný spoustě vlnových vektorů centrovaných kolem nosného vektoru \mathbf{k}_c . Propagace v daném módu chceme dosáhnout stočením vektoru magnetizace do správného směru, což provedeme indukovaným anizotropním polem pomocí zvlnění vlnovodu podobně jako v předchozím experimentu.

Na začátku musíme znát disperzní relaci našeho systému. Dle charakteristik zvlněných vlnovodů prozkoumaných v předchozí sekci jsme zvolili dosažitelnou hodnotu efektivního pole $\mu_0 H_{\text{eff}} = 20$ mT. Zbylé parametry ponecháme stejné, jako na obr. 1.11. Disperzní relace dle modelu KS je vykreslena na obr. 6.4. Kvůli detekčním limitům našeho BLS mikroskopu byla vykreslena jen část disperze do $k_{x,y} = 10$ rad/ μm .



Obrázek 6.4: Disperzní relace magnonů podle modelu KS, kdy \mathbf{M} míří v ose k_x . Úhel ζ značí úhel odklonu grupové rychlosti \mathbf{v}_g od osy k_y v bodech s největší grupovou rychlostí pro danou vrstevnici frekvence f (černé kroužky). Šedé čárkované čáry značí šířkové módy pro příčně zmagnetizovaný vlnovod o šířce $w = 5$ μm .

Podíváme-li se na místa s největší grupovou rychlostí pro různé frekvence, zjistíme, že až do $k \approx 6 \text{ rad}/\mu\text{m}$ se vyskytují v místech se stejným směrem vlnového vektoru \mathbf{k} . Úhel tohoto směru od směru magnetizace \mathbf{M} označíme jako $\eta \doteq 59^\circ$. Odklon grupové rychlosti \mathbf{v}_g od osy k_y se v této části disperze pohybuje kolem $\zeta \doteq 19^\circ$. Vzhledem k \mathbf{M} můžeme tento úhel zapsat jako $\zeta' = \zeta + 90^\circ$. Pro úspěšné šíření magnonů v zatáčce vlnovodu chceme, aby grupová rychlost mířila podél vlnovodu. S ohledem na tento požadavek jsme načrtli schéma takového vlnovodu, kde jsou zakreslené potřebné úhly, viz obr. 6.5. Zatáčka je vedena do pravého úhlu, který jsme rozdělili do 6 segmentů s úhlovou velikostí τ , přičemž v každém segmentu se stočí i směr zvlnění o úhel τ .



Obrázek 6.5: Schématický návrh zahnutého zvlněného vlnovodu s anténou pro buzení spinových vln. Šrafování značí zvlnění daného segmentu vlnovodu. Platí, že čárkované úhly se od nečárkovaných liší o $\pm 90^\circ$ (záleží na daném úhlu).

Spinové vlny chceme budít přímou jednovodičovou mikrovlnnou⁵² anténou, která je na obr. 6.5 naznačena žlutým obdélníkem. Tato anténa má největší budící schopnost ve směru kolmém na směr proudu, který jí protéká. Označíme-li úhel mezi \mathbf{v}_g a \mathbf{k}_c jako ρ , pak úhel antény od osy x (levotočivě) bude $\rho' = \rho + 90^\circ$. Úhel η není ve schématu zakreslen kvůli přehlednosti. Jeho vztah k vyznačeným úhlům je

$$\eta = \zeta' - \rho. \quad (6.2)$$

Parametry navržených vlnovodů jsou shrnuty v tabulce 6.1. V následujících několika odstavcích popíšeme, jak jsme jednotlivé parametry získali.

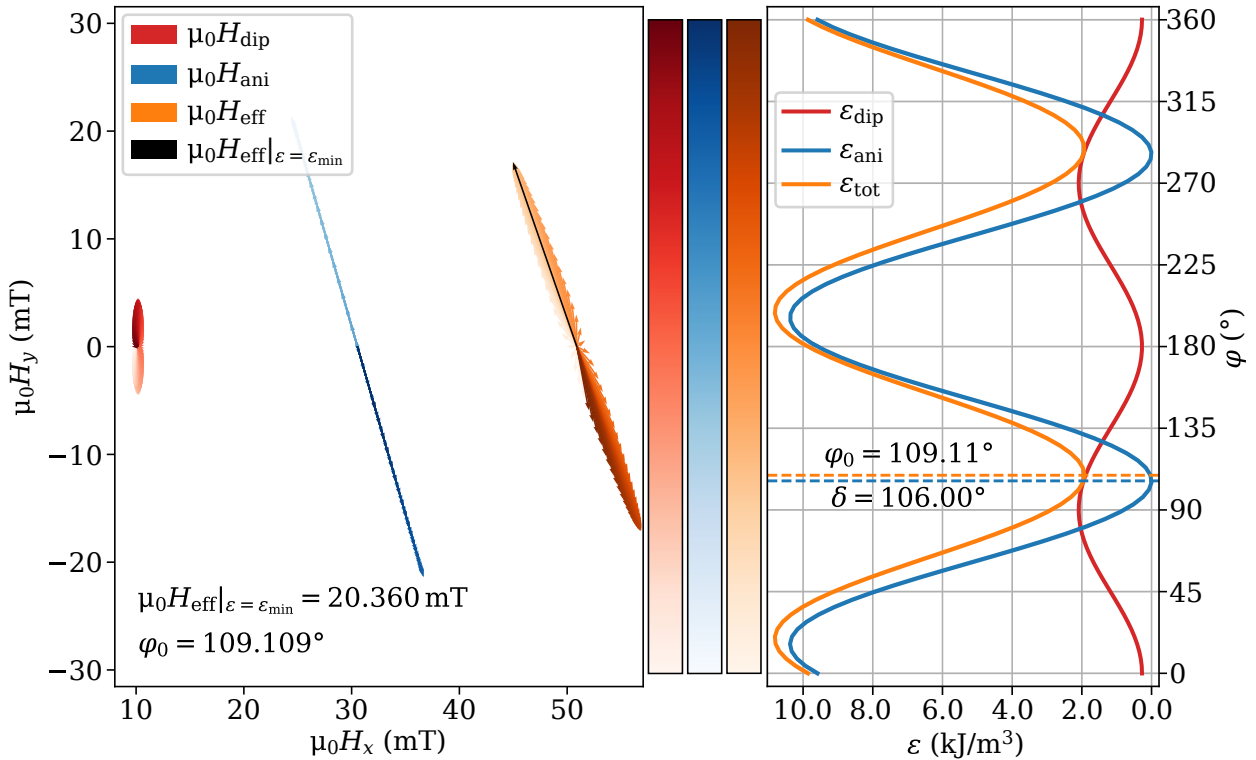
Základní délkové parametry vlnovodu (šířka w , délky l_0 , l_1 a vnitřní poloměr zatáčky r) jsme zvolili na základě zkušeností z [12, 13].

⁵²Anténa je protékána vysokofrekvenčním proudem s frekvencí v řádu gigahertzů, což odpovídá mikrovlnné části elektromagnetického spektra.

Tabulka 6.1: Délkové a úhlové parametry navržených vlnovodů ze schématu na obr. 6.5. Vlnovod STR je charakteristický úhlem $\tau'_0 = 0^\circ$, tedy první rozhraní je kolmé ke směru šíření, kdežto u vlnovodu TILT je úhel prvního rozhraní τ'_0 nenulový. Parametry související se zvlněním vlnovodů jsou amplituda zvlnění h , perioda zvlnění d a tloušťka magnetické vrstvy t .

vlnovod	délky (μm)				úhly ($^\circ$)					zvlnění (nm)		
	w	l_0	l_1	r	ρ	δ	ζ	τ	τ'_0	h	d	t
STR	5	25	5	2	50	16	19	15	0	12	80	10
TILT	5	25	5	2	50	16	19	15	43.5	12	80	10

Abychom magnetizaci \mathbf{M} vnutili směr daný úhlem ζ' , musíme správně zvolit úhel zvlnění δ a amplitudu zvlnění h , která určuje velikost anizotropního pole H_{ani} . K tomu použijeme vytvořený model (viz kap. 4). Víme, že výsledné efektivní pole by mělo mít hodnotu $H_{\text{eff}} = 20$ mT. Dále pro zjednodušení předpokládáme, že zvlněný vlnovod je tvaru zvlněného kvádru s rozměry $w \times (l_0 + r + l_1)$ a má tloušťku a amplitudu zvlnění mnohem menší než zbylé rozměry, proto jeho demagnetizační tenzor aproximujeme magnetometrickým tenzorem dle Aharoniho modelu [28] daným rovnicí (1.23). Výsledky analýzy jsou vyneseny na obr. 6.6.

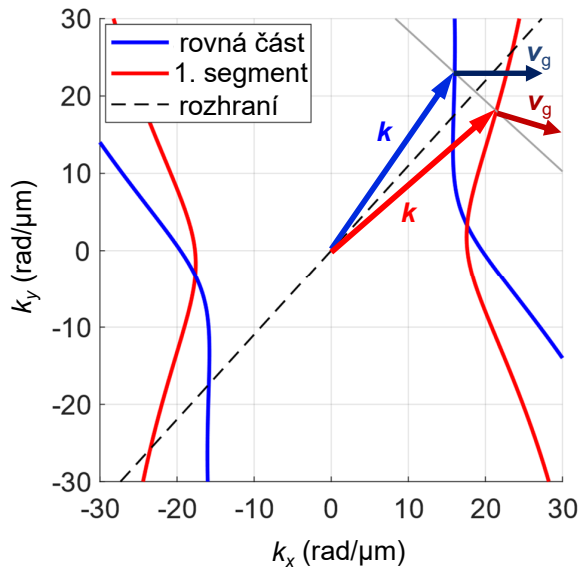


Obrázek 6.6: Závislost efektivního pole \mathbf{H}_{eff} (vlevo) a hustoty energie ϵ (vpravo) a jejich složek na úhlu magnetizace φ v kvádru o rozměrech $37 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m} \times 10 \text{nm}$ s uniaxiální anizotropií odpovídající anizotropnímu poli $\mu_0 H_{\text{ani}} = 25$ mT. Osa φ je společná pro panel vpravo i pro barevné škály panelu vlevo.

Díky našemu modelu jsme odhadli potřebné anizotropní pole na $H_{\text{ani}} \doteq 25$ mT, čemuž přibližně⁵³ odpovídá amplituda zvlnění $h \doteq 12$ nm, resp. počet skenů $N = 7000$, při periodě $d = 80$ nm.

⁵³Při návrhu vlnovodu uvažujeme jen přibližné hodnoty, protože disperzní relace umožňuje mírné nepřesnosti.

Připravili jsme návrh dvou vlnovodů – STR a TILT. Rozdíl mezi nimi je v natočení prvního rozhraní. Zatímco vlnovod STR má všechna rozhraní kolmá na předpokládaný směr šíření, vlnovod TILT má rozhraní natočená podle úvahy v [12, kap. 6.1]. Hlavní myšlenka tohoto stočení je založená na lámání spinových vln s různým směrem grupové \mathbf{v}_g a fázové \mathbf{v}_f rychlosti na rozhraní se změnou směru uniaxiální anizotropie. Na rozhraní by se vlnový vektor měl transformovat se zachováním jeho tečné složky, přičemž v tomto případě se velikost vlnového vektoru zachová a vlna se koherentně stočí o dvojnásobek úhlu mezi původním vlnovým vektorem a rozhraním. Toto ilustruje obr. 6.7.



Obrázek 6.7: Ilustrace lomu spinové vlny na prvním rozhraní, které je pravotočivě stočené o úhel τ'_0 . Je-li původní vlnový vektor \mathbf{k} od rozhraní nakloněn o $\tau/2$ a rozdíl ve směru uniaxiální anizotropie je τ , vlna se stočí o úhel τ , přičemž velikost \mathbf{k} se zachová. Převzato z [12].

Své opodstatnění má i první návrh, tj. vlnovod STR. Dle posledních poznatků z [12] a simulací⁵⁴ provedených v programu MuMax³ je možné spinové vlny stáčet i bez náklonu prvního rozhraní.

Následně jsme tyto vlnovody vypracovali v programu DrawBeam [99], který slouží k ovládání depozice v použitém mikroskopu. Aby první rozhraní vlnovodu TILT nebylo až v půlce zatáčky, byl v návrhu tohoto vlnovodu posunut středový bod rozhraní⁵⁵ o $\Delta x = -1 \mu\text{m}$ a $\Delta y = 1 \mu\text{m}$ vůči středovému bodu zatáčky samotné. Kvůli omezené přesnosti polohování vzorku při FEBID procesu a litografických krocích, byly všechny zvlněné oblasti vytvořeny o $1 \mu\text{m}$ větší do všech stran.

Při návrhu antén jsme pro dosažení efektivní excitace dostatečně velkých vlnových vektorů určili šířku excitační části antén na 500 nm [38]. Návrhy obrysů vlnovodů a antén určené pro EBL byly vypracovány v programu KLayout [100].

6.3 Výroba vzorku

Na vzorku s litografickými značkami bylo stejným způsobem jako v prvním experimentu vytvořeno zvlnění technikou FEBID. Byly připraveny tři kopie každého vlnovodu, které se lišily počtem skenů. Jelikož před touto depozicí proběhlo doplňování rezervoáru s prekurzorem, byly počty skenů nastaveny na 4000, 5000 a 6000, protože jsme předpokládali vyšší výtěžek depozice v souladu s [13, s. 37].

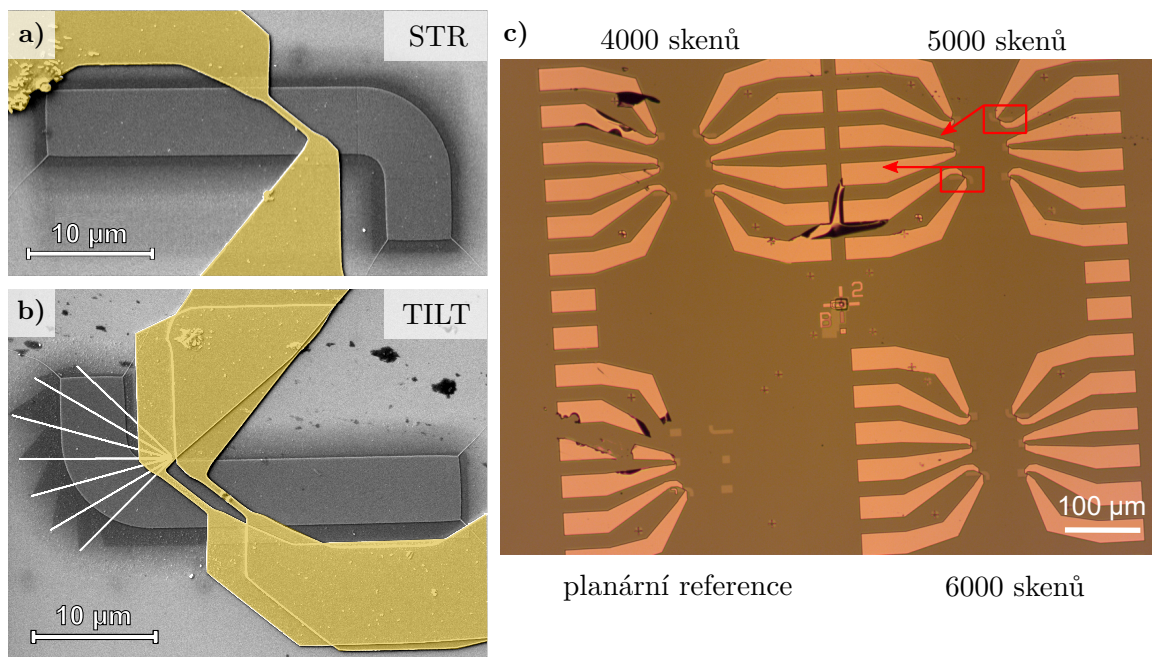
⁵⁴Nepublikováno.

⁵⁵Tj. bod, ze kterého vycházejí všechna rozhraní a vůči kterému se vždy otáčí o úhel τ .

Následně byly druhým litografickým krokem techniky EBL (s užitím litografických značek) připraveny magnetické vrstvy jednotlivých vlnodů. Proces probíhal shodně s kap. 6.1. Následoval třetí litografický krok, jehož cílem byla příprava antén. Kvůli malým rozměrům samotných antén, byly z časových důvodů tyto struktury rozděleny na velké, které byly exponovány větším proudem a větší stopou svazku, tudíž i rychleji, a na malé, které se ihned poté exponovaly proudem menším, abychom dosáhli požadované kvality struktur. Kromě expozičních parametrů uvedených v tab. 6.2 proběhl proces přípravy rezistu stejně jako v předchozím litografickém kroku. Při depozici materiálu antén jsme použili stejné složení materiálů jako v [13], tj. postupně Ti(5 nm)/SiO₂(25 nm)/Ti(5 nm)/Cu(85 nm)/Au(10 nm). Celková výška antén tedy byla 130 nm. Lift-off proběhl dříve popsaným postupem a bez ultrazvuku. Výsledné struktury jsou vyobrazeny na obr. 6.8.

Tabulka 6.2: Parametry expozice struktur pro mikrovlnné antény, které se liší od parametrů expozice uvedených v kap. 6.1. BI je intenzita svazku, I je proud ve svazku, s je stopa svazku a WF je velikost zapisovacího pole.

struktury	BI/ I	s	WF
velké	11/338 pA	50 nm	200 × 200 μm ²
malé	6/54.2 pA	4 nm	100 × 100 μm ²



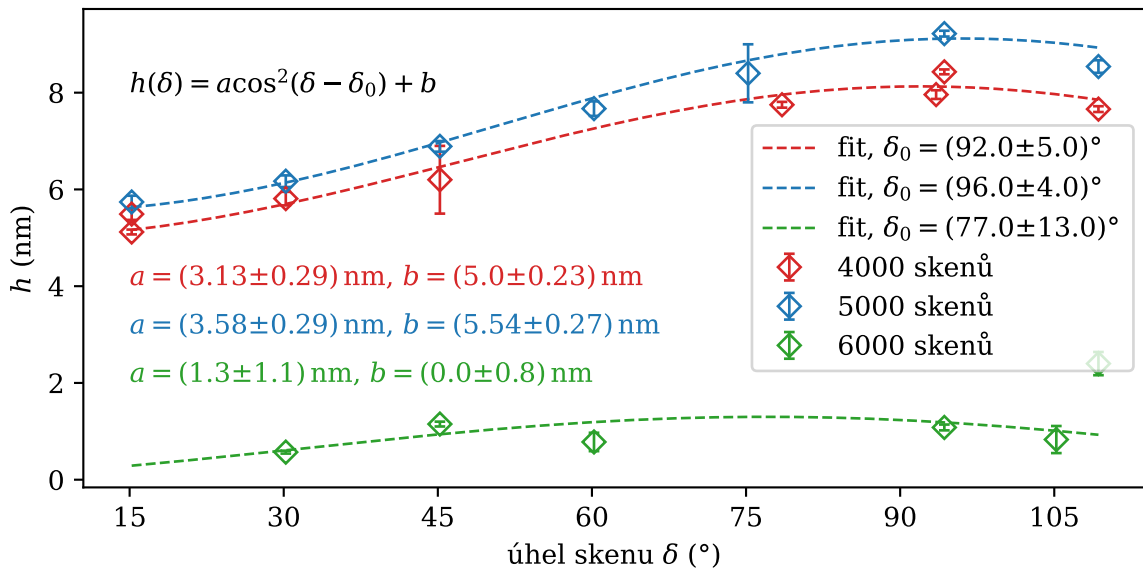
Obrázek 6.8: Výsledné vyrobené vlnovody a mikrovlnné antény. a) SEM snímek vlnovodu STR. b) SEM snímek vlnovodu TILT, kde byla po prvních experimentech, které vyústily v poškození antény, připravena záplata. Bílé čáry byly dokresleny, aby bylo zřetelné posunutí středu stočení rozhraní. c) Fotografie z optického mikroskopu všech struktur, kde je viditelné poškození některých struktur z lift-off procesu ve třetím litografickém kroku. Červené obdélníky značí detaily v a) a b). Stejně vlnovody byly připraveny pro různý počet skenů. Zbylé struktury sloužili hlavně pro referenci a případnou kontrolu.

Následovala charakterizace vyrobených struktur pomocí AFM. Při bližším zkoumání zvlnění v segmentech zatáček, kde exponované čáry při FEBID procesu nebyly namířeny k trysce, jsme

pozorovali snížení amplitudy až o $(38.9 \pm 2.2)\%$. Výsledky analýzy tohoto měření shrnuje graf na obr. 6.9. Odhadli jsme, že by se tento efekt mohl řídit analogií Malusova zákona z optiky, který popisuje průchod světla ideálním polarizátorem [101]. Pro fitování těchto závislostí byl použit tedy vztah

$$h(\delta) = a \cos^2(\delta - \delta_0) + b, \quad (6.3)$$

kde a značí rozdíl mezi nejnižší a nejvyšší modulací a b značí nejnižší hodnotu modulace pro daný počet skenů. Pro struktury s $N = 4000$ a $N = 5000$ tato závislost vypadá věrohodně. Tento efekt může být způsoben rozdílným difúzním koeficientem⁵⁶ při procesu FEBID pro difúzi molekul prekurzoru přes hřbety a v údolích zvlnění. To podporuje fakt, že úhel pro nejvyšší amplitudu zvlnění δ_0 odpovídá přibližně směru toku prekurzoru. Další možnou příčinou je nedokonale vykompenzovaný astigmatismus svazku [13]. Důsledkem tak velkého snížení amplitudy zvlnění může být rozptýl magnonů kvůli změně efektivního pole.



Obrázek 6.9: Amplituda výsledných struktur v závislosti na úhlu depozice δ , který je měřený od směru osy x , viz obr. 6.5.

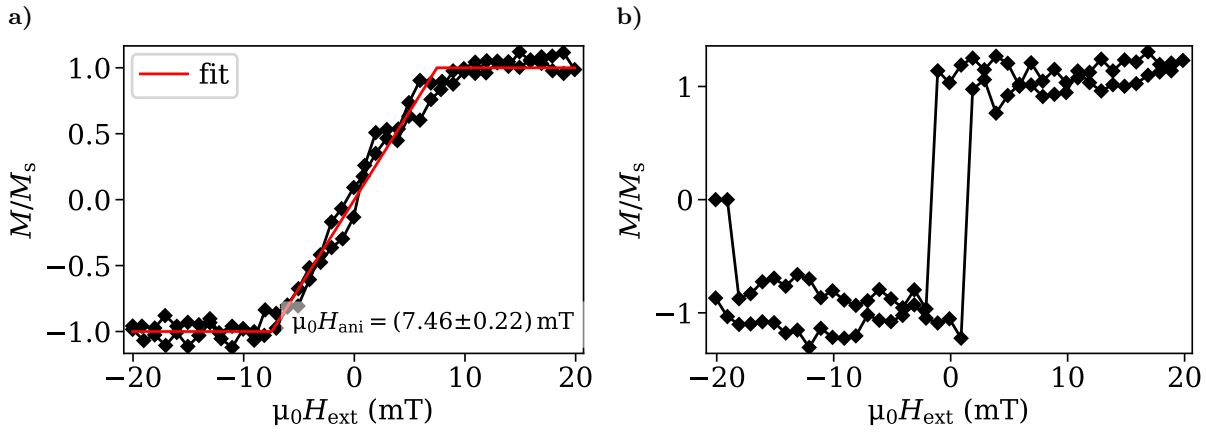
Dále z obr. 6.9 můžeme vidět nečekaně nízkou amplitudu modulace pro struktury s počtem skenů $N = 6000$. Důvodem může být driftování vzorku po substrátu během depozice, protože každá kopie struktur připravená metodou FEBID byla deponována odděleně. Celý proces byl prováděn přes noc kvůli úspoře rezervačního času ostatních uživatelů laboratoří. Struktury s $N = 6000$ byly deponovány jako poslední a je možné, že jsme omylem místo 6000 skenů nastavili pouze 600 skenů. Jelikož tato chyba byla zjištěna až po vyhotovení celého vzorku, nebyla zjednána náprava.

Porovnáním hodnot nejvyšší amplitudy h nadeponovaných struktur s grafem 6.1 můžeme konstatovat, že doplnění rezervoáru příliš neovlivnilo výsledný výtěžek depozice. To je v rozporu s naším předpokladem, tudíž můžeme očekávat nižší efektivní pole uvnitř zatačky vlnodů, konkrétně u vlnodů s $N = 5000$ řádově asi o 5 mT. Abychom se co nejvíce přiblížili teoretickému návrhu, měřili jsme dále jen na strukturách vyrobených 5000 skeny.

⁵⁶Difúzní koeficient či délka charakterizuje vzdálenost, kterou je molekula prekurzoru schopná urazit pomocí difúze za jednotku času [87].

6.4 Magnetické vlastnosti vlnovodů

Na referenčních strukturách jsme provedli měření hystereze, abychom ověřili hodnotu anizotropního pole indukovaného zvlněním. Výsledek, zpracovaný podobně jako v prvním experimentu, je na obr. 6.10. Hodnota anizotropního pole získaná z fitu hystereze v těžké ose struktury je přibližně poloviční oproti předpokládané hodnotě.



Obrázek 6.10: Hysterezní smyčka referenční struktury s amplitudou zvlnění $h = (9.22 \pm 0.06)$ nm a periodou $d = 80$ nm a) v těžké ose, b) ve snadné ose.

V Kerrově mikroskopu jsme také sledovali, jak vypadá remanentní magnetizace ve vlnovodech po zmagnetizování v různých směrech. Tyto stavy byly vizualizovány pomocí programu Tomáše Molnára [92] z měření Kerrový rotace ve dvou navzájem kolmých směrech. Cílem bylo vytvořit proces, který by umožnil opakovatelnou přípravu daného stavu magnetizace ve vlnovodu jen pomocí externího magnetu. Nejprve jsme zjistili nejmenší pole $H_{\text{ext},s}$ potřebné k plné saturaci vlnovodu pro kterýkoliv směr externího pole v rovině vlnovodu. Pro oba dva typy vlnovodů jsme toto pole stanovili na $\mu_0 H_{\text{ext},s} = (17.0 \pm 1.2)$ mT, což lze pro následující procesy nahradit polem $\mu_0 H_{\text{ext},s} \doteq 18$ mT.

Běžný proces pro měření a uvádění vlnovodu do požadovaného magnetizačního stavu, tj. kdy magnetizace míří směrem daným úhlem ζ' (nebo opačným) a v zatáčce se rovnoměrně stočí o 90° , byl následující:

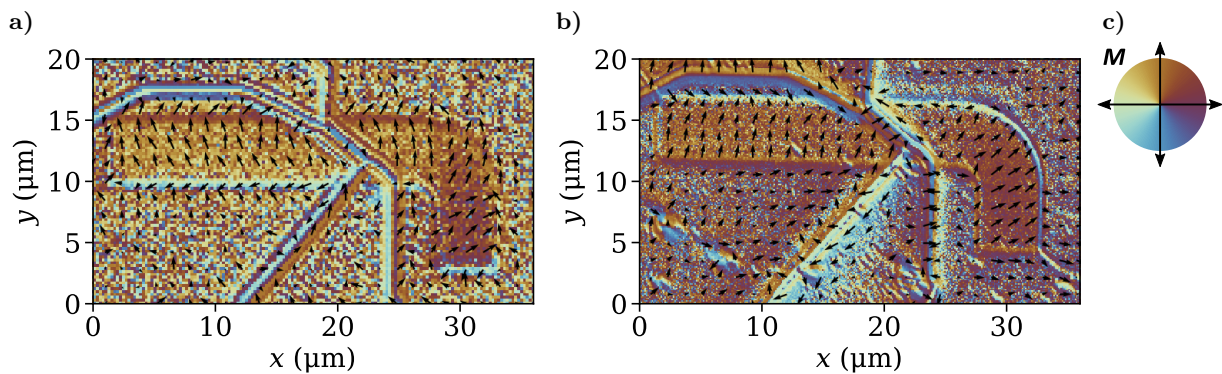
1. V Kerrově mikroskopu nastavíme snímání složek magnetizace v navzájem kolmých směrech v rovině vzorku zároveň (v longitudiální konfiguraci).
2. Natočíme póly magnetu vůči ose x vlnovodu (viz návrh na obr. 6.5) o požadovaný úhel σ (případně vzorek vůči magnetu, není-li magnet otočný).
3. Aplikujeme střídavé pole⁵⁷ o velikosti $\mu_0 H_{\text{ext},s}$ s frekvencí⁵⁸ $f = 10$ Hz.
4. V tomto střídavém poli nasbíráme pozadí s průměrováním přes 64 snímků a odečteme ho od měřeného signálu.
5. Střídavé pole buď necháme utlumit přes cca 10 s nebo ho vypneme hned.

⁵⁷Střídavým polem je míněno magnetické pole vytvořené střídavým proudem tekoucím elektromagnetem. Obdobně zde využíváme i výraz stejnosměrné pole.

⁵⁸Hodnota frekvence je zvolena empiricky a nemusí být přesně dodržena. Nicméně v této práci jsme vždy použili stejnou hodnotu.

6. Zapneme stejnosměrné magnetické pole o velikosti $\pm\mu_0 H_{\text{ext},s}$ (na znaménku nezáleží kvůli invarianci uniaxiální anizotropie vůči otočení magnetizace o 180°) a postupně během pár vteřin ho snížíme na nulu (rychlé vypnutí pole může podnítit tvorbu domén).
7. V Kerrově mikroskopu uložíme longitudální i transverzální snímky s průměrováním přes daný počet snímků (často čím vyšší, tím lepší kvalita). V této práci bylo průměrováno přes 128 snímků.
8. Proces opakujeme od kroku 2.

Tímto způsobem byly proměřeny výsledné stavy magnetizace \mathbf{M} ve vlnovodech pro úhly $\sigma \in \langle -30, 140 \rangle^\circ$, přičemž jsme prověřili i opakovatelnost výše popsaného procesu. Můžeme konstatovat, že homogenního stočení magnetizace v připravených vlnovodech lze dosáhnout pro úhly $\sigma = (50 \pm 10)^\circ$ s opakovatelností větší než 75 %. Příklad rozložení magnetizace ve vlnovodu STR, resp. TILT, pro úhel $\sigma = 50^\circ$ je na obr. 6.11 a), b). Záplata na vlnovodu TILT v tomto obrázku chybí, protože byla vyrobena až po prvních experimentech s BLS.



Obrázek 6.11: Remanentní stav magnetizace \mathbf{M} po zmagnetizování s úhlem $\sigma = 50^\circ$ pro vlnovod a) STR, b) TILT. U každého měření byl použit jiný objektiv, proto je rozlišení panelů a) a b) různé. c) Směrová mapa propojující směr magnetizace s barvou na panelech a) a b).

Pomocí kroků 2 a 6 z výše popsaného procesu bychom měli být schopni přivést vzorek do stejného stavu i bez kontroly pomocí Kerrova mikroskopu, např. během měření v μ -BLS mikroskopu.

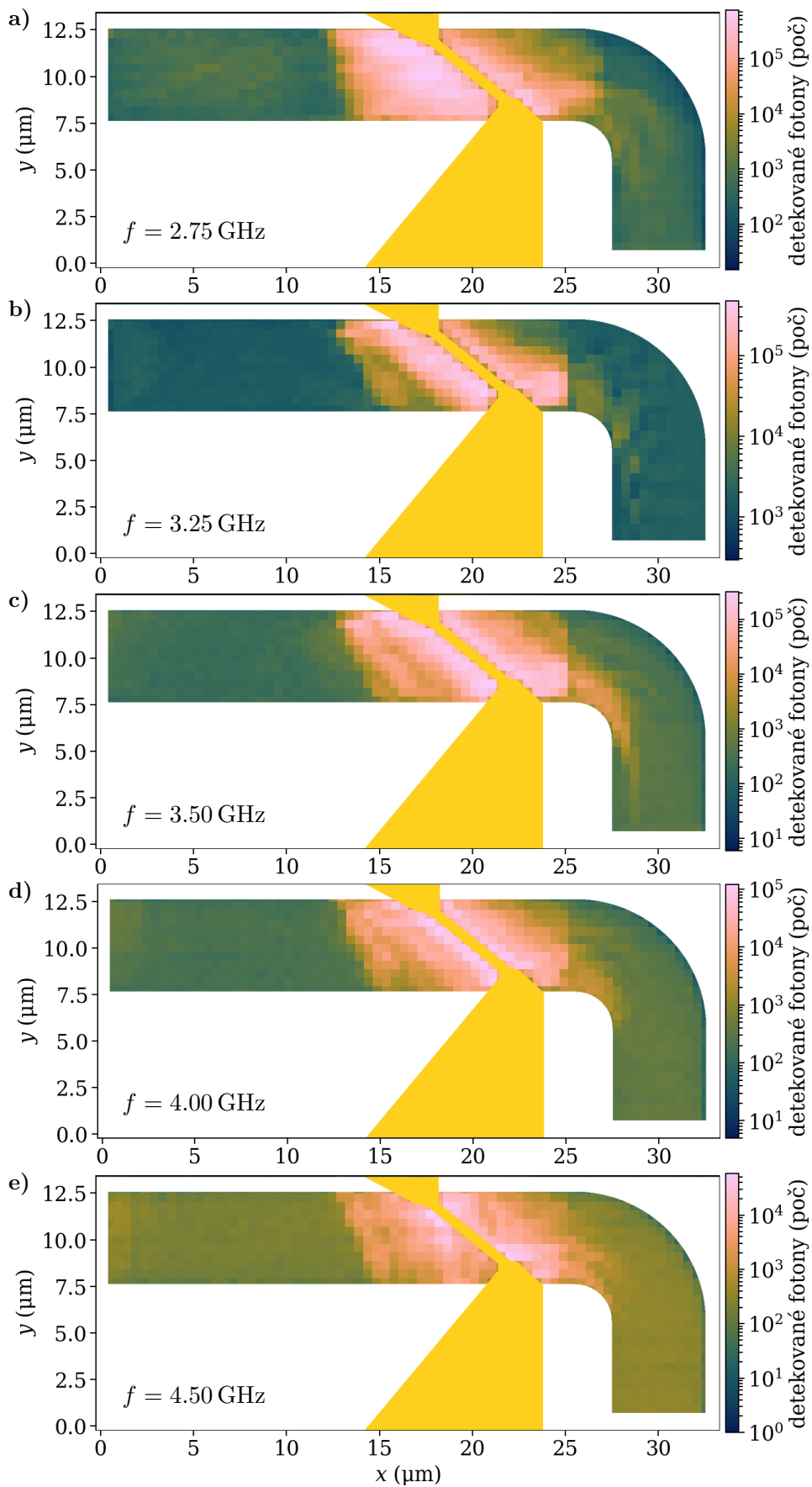
6.5 Měření spinových vln

Ověření funkčnosti vyrobených vlnovodů jsme prováděli především měřením intenzity spinových vln ve 2D. Vlnovod, který byl zmagnetizovaný podle známého receptu, byl vložen do držáku BLS mikroskopu a nakontaktován GSG (*ground-signal-ground*) sondou⁵⁹, přičemž jeden ze zemnicích kontaktů byl připojen k vedlejší anténě.

Při prvním testování funkčnosti antén byl vybrán vlnovod TILT, ovšem kvůli špatnému odhadu nedestruktivního výkonu vysokofrekvenčního proudu protékajícího anténou byla anténa u tohoto vlnovodu poškozena. Po provedení všech měření na vlnovodu STR byla poškozená anténa opravena, jak ukazuje obr. 6.8 b). Při depozici záplaty byla vynechána jedna vrstva Ti a izolační vrstva SiO_2 , aby se záplata vodivě spojila se zbytkem antény.

Při měřeních na vlnovodu STR se jako vhodné excitační frekvencejevilo rozmezí 2–5 GHz. Naměřená data pro frekvence v tomto rozmezí jsou na obr. 6.12.

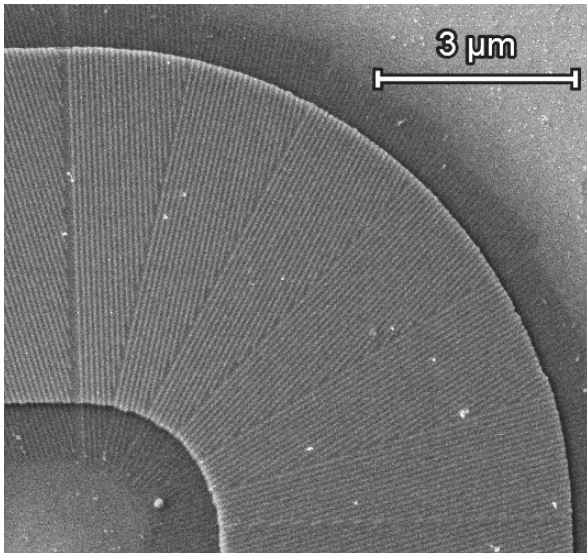
⁵⁹Sonda Picoprobe Model 40A od GGB Industries, Inc., viz <https://ggb.com/home/model-40a/>.



Obrázek 6.12: 2D rozložení intenzity spinových vln pro různé frekvence ve vlnovodu STR.

Při zpracování výsledků jsme chtěli nalevo od antény zjistit propagační délku lineární regresí z přirozeného logaritmu⁶⁰ získaných dat, podobně jako v [13, s. 81]. Ovšem ve vzdálenosti přibližně 5 μm nalevo od antény jsme ve všech případech pozorovali velký útlum signálu téměř o 2 řády. Původní hypotéza byla, že na vlnovodu je nějaký defekt. Toto jsme vyvrátili zobrazením v SEM. Při dalších pokusech o měření na tomto vlnovodu byla anténa již nefunkční. Nejpravděpodobnějším důvodem je, že se v tom místě vytvořila doménová stěna, od které se spinové vlny odrážejí a tvoří tak stojatou vlnu v blízkosti této stěny. Všimněme si, že tato stěna leží přibližně ve směru snadné osy indukované anizotropie. Interference spinových vln je patrná pro frekvence 3.25–4.50 GHz, tedy obr. 6.12 b)–e). Předpokládáme, že pro $f = 2.75$ GHz jsou buzené spinové vlny příliš dlouhé na to, abychom v blízkosti doménové stěny pozorovali stojatou vlnu. Při pečlivém zkoumání lze zpozorovat přibližující se interferenční minimum k doménové stěně s vyšší budící frekvencí. Pro $f = 4$ GHz je viditelný náznak druhého interferenčního minima mezi anténou a prvním minimem. Bohužel se nám ani z této interference nepodařilo získat propagační délku či vlnová čísla buzených vln.

Dalším zajímavým artefaktem, kterého si lze všimnout zejména na panelech 6.12 b)–d) je útlum signálu na prvním rozhraní zatáčky. Důvodem tentokrát skutečně mohl být defekt vlnovodu, jak ukazuje detail na obr. 6.13. Tato mezera ve zvlnění byla nejspíš způsobena driftem vzorku během FEBID procesu. Tvorbu takových defektů lze částečně potlačit vhodnou volbou depozičních parametrů (především metody skenování a času prodlení t_d), obvykle za cenu snížení ostrosti hran struktur, což by v našem případě znamenalo snížení anizotropního pole v důsledku snížení amplitudy zvlnění.



Obrázek 6.13: SEM snímek zatáčky vlnovodu STR. Mezera ve zvlnění na prvním rozhraní byla nejspíš způsobena driftem vzorku během depozice zvlnění. Podobně mohlo být vytvořeno překrytí na posledním rozhraní.

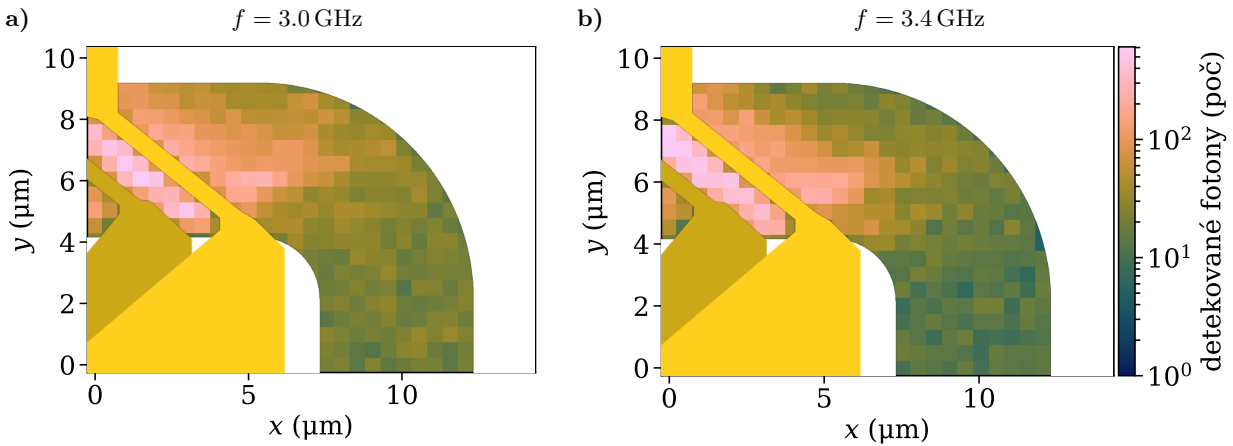
Na prvním rozhraní se neodrazí všechny magnony, některé projdou. Může to být tím, že spodní část antény je blíže k rozhraní, a tedy magnony mají ještě dostatečnou energii překonat výše popsaný defekt. Roli též může hrát velikost dipolárního pole na okrajích vlnovodu, kde je nejvýraznější. Mohou tak vznikat jakési hranové stavy, jejichž vznik popisuje tzv. kanálový jev (angl. *channeling effect*) [53].

⁶⁰Předpokládáme exponenciální útlum vlny. Propagační délka Λ (viz rovnice (1.69)) je vzdálenost, za kterou se amplituda vlny utlumí na $1/e$ -tinu původní hodnoty.

Především na obr. 6.12 c) můžeme vidět dobré stočení magnonů v zatáčce. Nemůžeme ovšem říct, že tyto magnony jsou koherentně stočené, protože disperzní relace stočených magnonů je jiná oproti té před zatáčkou kvůli snížení efektivního pole H_{eff} , jak bylo diskutováno v souvislosti s obr. 6.9. Pro nižší H_{eff} se snižuje hodnota f_{FMR} a disperze (hlavně v dipolární části spektra) se tak posouvá k nižším frekvencím, což znamená, že vlnová délka stočených magnonů bude kratší.

Ve výše popsáných měřeních jsme pouštěli anténami proud s výkonem -15 dBm, protože při -10 dBm jsme při prvním pokusu poškodili anténu vlnovodu TILT. Po opravě poškozené antény jsme byli schopni ji opět nakontaktovat k sondě, ovšem oproti předchozím měřením byla anténa mnohem hůře vodivá. Kvůli tomu se anténě nic nestalo ani při výkonu 4 dBm. To ovšem znamená, že máme omezenou kontrolu nad budícím výkonem antény.

Na vlnovodu TILT jsme naměřili 2D distribuci spinových vln při výkonu -12 dBm a budící frekvenci $f = 3.0$ GHz, resp. $f = 3.4$ GHz, viz obr. 6.14 a), resp. obr. 6.14 b). První rozdíl oproti měření ve vlnovodu TILT je přibližně o dva řády nižší signál, což může být způsobeno aktuálním seřízením interferometru a optiky mikroskopu nebo nízkým budícím výkonem antény. Magnetizace ve vzorku mířila přibližně rovnoběžně s osou y (viz obr. 6.11 b)), i když podle zvlnění bychom spíš předpokládali odklon o minimálně 15° . Z toho důvodu nemůžeme předpokládat propagaci v kaustických směrech. Při porovnání s obr. 6.8 b) můžeme říct, že na prvním rozhraní zatáčky dochází k rozptylu magnonů, přičemž prošlé magnony nemají dostatečnou energii dostat se k dalším částem zatáčky.



Obrázek 6.14: 2D rozložení intenzity spinových vln v zatáčce vlnovodu TILT při frekvenci a) $f = 3.0$ GHz, b) $f = 3.4$ GHz. Barevná škála je stejná pro oba grafy. Poškozená část antény je vyznačena tmavší barvou.

Na stejném místě jsme poté provedli měření fáze pomocí elektro-optického modulátoru (EOM) a fázového měniče, kde jsme využili metodu plné rekonstrukce popsané např. v [98]. Tato technika spočívá v naměření 4 datasetů – signálu pocházejícího pouze z budící antény $R(\mathbf{r})$, signálu pouze z EOM $E(\mathbf{r})$, interferenčního signálu budící antény a EOM $r_0(\mathbf{r})$ a interferenčního signálu $r_{\pi/2}(\mathbf{r})$ posunutého fázovým měničem o $\frac{\pi}{2}$. Při měření zkresleném termálním signálem $T(\mathbf{r})$ lze do modelu započíst i tento pátý příspěvek. Komplexní vlnová funkce magnonů $\Psi_m(\mathbf{r})$ se pak spočítá jako

$$\Re\{\Psi_m(\mathbf{r})\} = \frac{r_0(\mathbf{r}) - R(\mathbf{r}) - E(\mathbf{r}) + T(\mathbf{r})}{2\sqrt{E(\mathbf{r}) - T(\mathbf{r})}}, \quad (6.4a)$$

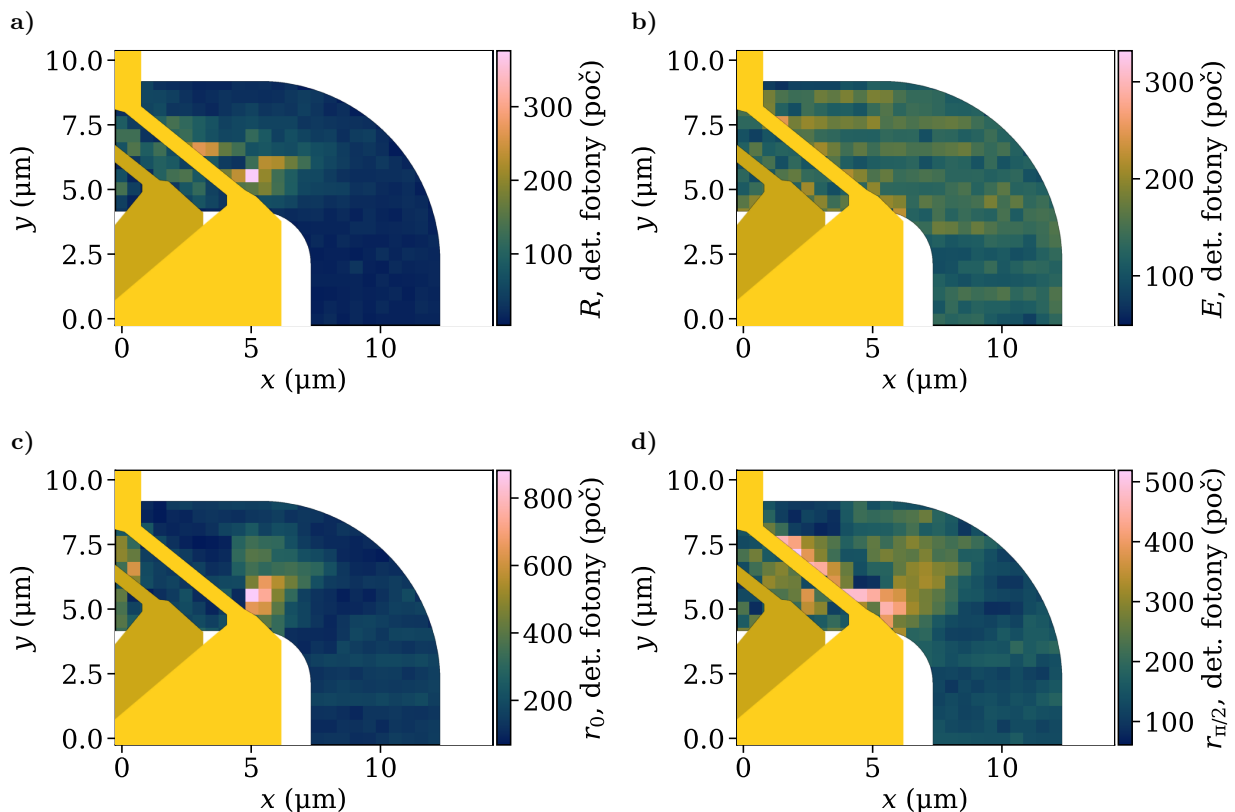
$$\Im\{\Psi_m(\mathbf{r})\} = \frac{r_{\pi/2}(\mathbf{r}) - R(\mathbf{r}) - E(\mathbf{r}) + T(\mathbf{r})}{2\sqrt{E(\mathbf{r}) - T(\mathbf{r})}}. \quad (6.4b)$$

Fáze magnonů $\Phi(\mathbf{r})$ se pak z $\Psi_m(\mathbf{r})$ vypočte dle

$$\Phi(\mathbf{r}) = \arctg\left(\frac{\Im\{\Psi_m(\mathbf{r})\}}{\Re\{\Psi_m(\mathbf{r})\}}\right) + \pi q, \quad (6.5)$$

kde $q = 0, \pm 1$ v závislosti na kvadrantu fáze.

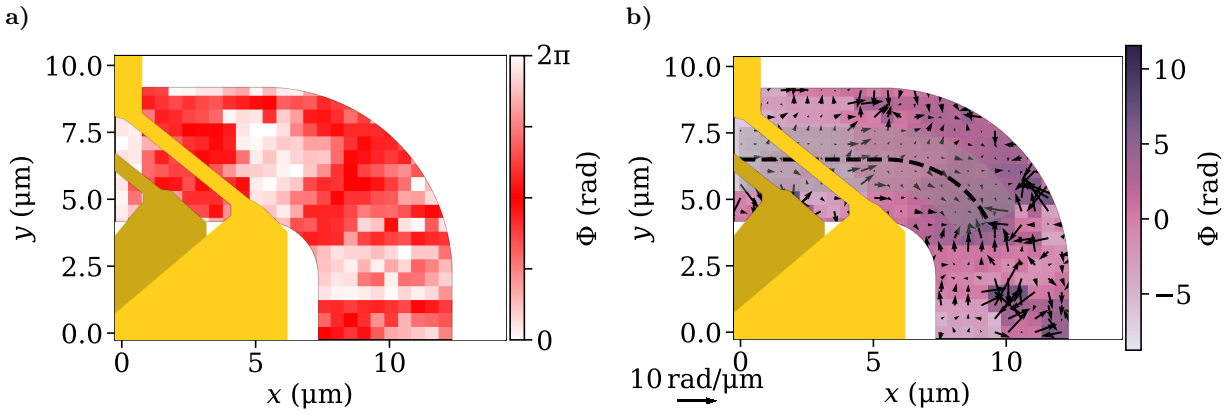
Jednotlivé naměřené složky pro rekonstrukci fáze jsou vykresleny na obr. 6.15 (tentokrát v lineárním měřítku oproti předchozím μ -BLS měřením). Z nich byla pomocí rovnic (6.4) a (6.5) vypočtena fáze Φ , která je zobrazena na obr. 6.16 a).



Obrázek 6.15: 2D rozložení intenzity magnonů s frekvencí $f = 3.0$ GHz pro jednotlivé složky fázového měření: a) signál koherentně buzených magnonů R , b) signál EOM E , c) interferenční signál r_0 a d) Interferenční signál $r_{\pi/2}$.

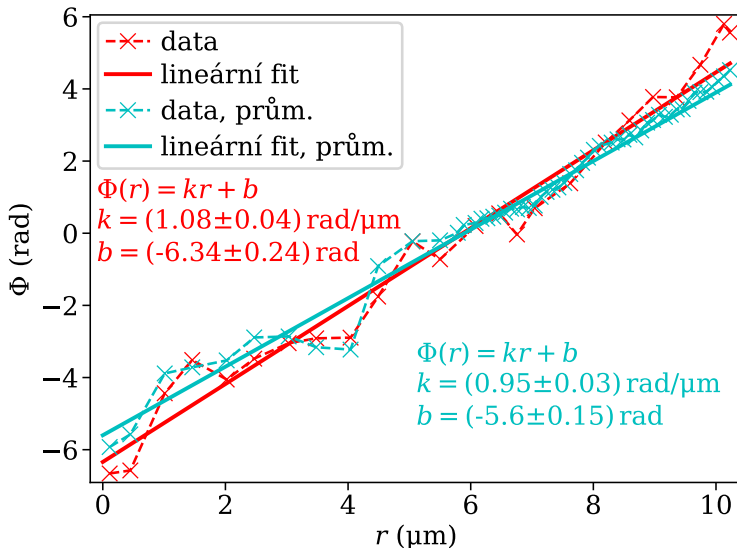
Aby bylo možné z fáze získat vlnová čísla, bylo třeba zabalenou fázi, tj. fázi v rozmezí $\Phi \in \langle 0, 2\pi \rangle$, rozbalit. Rozbalování fáze je běžně používaná metoda u zpracování obrazu zejména z holografických či interferometrických měření. Do dnešní doby bylo vynalezeno velké množství algoritmů, jak se s rozbalováním fáze (např. zatížené šumem) vypořádat [102,103]. Jelikož v této práci používáme k zpracovávání dat programovací jazyk Python 3, využijeme k rozbalení dvourozměrné⁶¹ fáze implementaci Herráezova algoritmu z knihovny scikit-image [104,105].

⁶¹Rozbalování fáze ve 2D je mnohem robustnější, tedy více odolné vůči přítomnosti šumu v signálu, než rozbalování jednodimenzionálního řezu 2D daty.



Obrázek 6.16: Fáze magnonů Φ buzených na frekvenci $f = 3.0$ GHz ve vlnovodu TILT. a) Zabalená fáze spočtená ze složek na obr. 6.15. b) Rozbalená fáze s numericky spočteným gradientem (šipky). Šedá oblast a černá čárkovaná čára značí oblast fitu (řez fází).

Takto rozbalená fáze je zobrazena na obr. 6.16 b), kde jsme zároveň numericky vypočítali i gradient této fáze. Výsledkem gradientu by měl být lokální vlnový vektor $\mathbf{k}(\mathbf{r})$. Dle tohoto gradientu jsme odhadli směr šíření fáze podél vlnovodu a tuto trasu jsme zvýraznili v témže grafu čárkovanou čarou. Kvůli značnému šumu v rozbalené fázi jsme podél této trasy fázi i zprůměrovali (šedá oblast na obr. 6.16 b)) a její průběh jsme vykreslili na obr. 6.17. V blízkosti antény, kde je přibližně homogenní pole narůstá fáze s vlnovým číslem přibližně $k \approx 1$ rad/ μm . Z nezprůměrovaných dat můžeme také vyčíst, že pro $r \in \langle 7, 10 \rangle \mu\text{m}$ fáze narůstá skoro dvakrát rychleji ($k \approx 2$ rad/ μm), což odpovídá hypotéze z předchozích měření na vlnovodu STR, že se snížením efektivního pole v zatáčce dochází k transformaci magnonů k větším vlnovým číslům a tedy ke kratším vlnovým délkám.



Obrázek 6.17: Průběh fáze Φ podél řezu z obr. 6.16 b), kdy souřadnice r jde řezem zleva doprava. Data byla vykreslena jak pro samotný řez rozbalenou fází (červená), tak pro zprůměrovanou fází přes $\pm 1.1 \mu\text{m}$ v příčném směru kolem řezu (tyrkysová). Výsledné závislosti jsme proložili přímkou.

Kvůli rušení či nízkému poměru signál–šum ve spodní části zatáčky vlnovodu (zřetelného z grafu 6.16 a) v $y \in \langle 1, 4 \rangle \mu\text{m}$) jsme nebyli schopni z této oblasti získat žádnou fázovou informaci.

Závěr

V této práci jsme se zabývali možnostmi šíření spinových vln v nehomogenně zmagnetizovaných prostředích. Cílem této práce bylo navrhnout, vyrobit a prověřit vlastnosti zvlněného vlnovodu, který by byl schopný efektivně stáčet spinové vlny. Přínos této práce spočívá například v uceleném pohledu na navrhování lokálně řízených magnetických struktur, poukázání na často přehlížené prvky teorie mikromagnetismu a spinových vln či v prokázání ovladatelnosti rozložení magnetizace v tenkých magnetických vrstvách pomocí lokálního zvlnění těchto vrstev.

V první kapitole jsme se věnovali teorii mikromagnetismu, která umožňuje popis mezoskopických struktur propojením makroskopických projevů s kvantově-mechanickou teorií. Byly zde nastíněny nejdůležitější mechanismy, které utvářejí magnetické stavy ve feromagnetických látkách, a základní teorie dipolárně-výměnných spinových vln. Bylo důkladně poukázáno na rozdíly ve fázové a grupové rychlosti spinových vln, které vyplývají z anizotropního charakteru disperzní relace v tečně zmagnetizovaných feromagnetických vrstvách. Toto anizotropní chování bylo posléze využito při plnění cílů této práce.

V druhé kapitole byla provedena rešeršní studie řízení spinových vln a jejich kaustických svazků. Popsali jsme zde nejnovější poznatky související se stáčením spinových vln, které by v budoucnu mohly sloužit k navádění spinových vln v komplexních magnonických vlnovodech.

V krátké třetí kapitole jsme představili mikromagnetický simulátor, který pomohl získat mnohé výsledky používané v této práci. V návaznosti na tuto kapitolu jsme následně představili model pro výpočet efektivního pole, který jsme vytvořili, aby nám pomohl navrhnout rozložení uniaxiální anizotropie ve vzorku indukované zvlněním jednotlivých segmentů zahnutého vlnovodu. Diskutovali jsme jeho možná použití i úskalí skýtající jeho předpoklady.

Vědecké techniky použité ke splnění cílů této práce byly představeny v kapitole páté. Šlo především o výrobní techniky, které pokrývá litografie elektronovým svazkem a depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem, a techniky pro charakterizaci fyzických rozměrů (mikroskopie atomárních sil) a magnetických vlastností (mikroskopie Kerrova jevu). Nejzásadnější metoda pro výsledky této práce, která je popsána v této kapitole, je mikroskopie fokusovaného Brillouinova rozptylu světla, která nám umožnila studium frekvenční, prostorové a fázové závislosti šíření magnonů ve vyrobených vlnovodech.

Poslední kapitola poskytuje podrobný postup při návrhu a realizaci zmíněných zahnutých vlnovodů, jejich charakterizaci a veškeré poznatky získané z měření. Nejprve jsme známým postupem výroby zvlněných magnetických struktur prověřili možnosti výroby zvlněných vlnovodů. Ověřili jsme závislost indukovaného anizotropního pole na amplitudě zvlnění, kterou jsme později použili jako referenci při výrobním procesu zvlnění vlnovodů. Dvoudimenzionální analýzou disperzní relace jsme získali důležité charakteristiky spinových vln, které jsme chtěli ovládat. S využitím námi vytvořeného modelu efektivního pole jsme vytvořili dva ucelené návrhy zahnutého vlnovodu, který by měl být schopen koherentně stáčet spinové vlny o 90° . Následně byl popsán podrobný postup výroby těchto vlnovodů, kdy jsme k tvorbě zvlnění využili depozici nemagnetického materiálu indukovanou fokusovaným elektronovým svazkem podobně jako v prvním experimentu. K výrobě magnetických vrstev a mikrovlnných antén jsme použili vícekrokovou elektronovou litografii doplněnou o napařování elektronovým svazkem a lift-off proceduru.

Při charakterizaci vyrobených struktur jsme narazili na několik zajímavých poznatků. Jedním z nich bylo snížení efektivního pole v zatáčkách vyrobených vlnovodů v důsledku snížení amplitudy zvlnění. Snížení efektivního pole pak vedlo k rozptylu a utlumení magnonů propagujících zatáčkami. Tento problém by se dal v budoucnu vyřešit vhodným odladěním výrobních parametrů zvlnění. Při charakterizaci magnetických vlastností jsme dokázali, že magnetizaci lze v zatáčkách ovládat s přesností v řádu stovek nanometrů. Vytvořené vlnovody bylo možné jednoduchým procesem zmagnetizovat tak, aby se magnetizace v zatáčce rovnoměrně stočila, ale zároveň zůstala lokálně homogenní. Při měření samotného šíření spinových vln jsme prokázali, že spinové vlny lze stáčet pomocí správně orientované magnetizace ve vlnovodu s dostatečně silným anizotropním polem indukovaným zmíněným vlněním vlnovodu. Bohužel kvůli výše zmíněným problémům jsme nepozorovali rovnoměrné stáčení spinových vln.

Seznam použité literatury

- [1] IEEE. *International Roadmap for Devices and Systems* [online]. 2022 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://irds.ieee.org/> (cit. na s. 1).
- [2] CHUMAK, Andrii V. Magnon Spintronics: Fundamentals of magnon-based computing. In: TSYMBAL, Evgeny Y. a ŽUTIĆ, Igor (eds). *Spintronics Handbook: Spin Transport and Magnetism*. 2nd ed. Boca Raton: CRC Press, 2019. s. 242–297. ISBN 9780429423079. DOI: [10.1201/9780429423079](https://doi.org/10.1201/9780429423079) (*arXiv*1901.08934v1 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.48550/arXiv.1901.08934](https://doi.org/10.48550/arXiv.1901.08934)) (cit. na s. 1, 21 a 27).
- [3] CHUMAK, Andrii V. et al. Roadmap on Spin-Wave Computing. *IEEE Transactions on Magnetics* [online]. 2022, **58**(6), s. 1–72 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/TMAG.2022.3149664](https://doi.org/10.1109/TMAG.2022.3149664) (cit. na s. 1).
- [4] PETTI, Daniela, TACCHI, Silvia a ALBISETTI Edoardo. Review on magnonics with engineered spin textures. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 2022, **55**(29), 293003 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/1361-6463/ac6465](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac6465) (cit. na s. 1).
- [5] CHUMAK, Andrii V., SERGA, Alexander A. a HILLEBRANDS, Burkard. Magnon transistor for all-magnon data processing. *Nature Communications* [online]. 2014, **5**, 4700 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/ncomms5700](https://doi.org/10.1038/ncomms5700) (cit. na s. 1).
- [6] SCHNEIDER, Thomas et al. Realization of spin-wave logic gates. *Applied Physics Letters* [online]. 2008, **92**(2), 022505 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.2834714](https://doi.org/10.1063/1.2834714) (cit. na s. 1).
- [7] GARLANDO, Umberto et al. Numerical Model for 32-bit Magnonic Ripple Carry Adder. *IEEE Transactions on Emerging Topics in Computing* [online]. 2023, Early Access [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/TETC.2023.3238581](https://doi.org/10.1109/TETC.2023.3238581) (cit. na s. 1).
- [8] PAPP, Ádám, POROD, Wolfgang a CSABA, Gyorgy. Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference. *Nature Communications* [online]. 2021, **12**, 6422 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/s41467-021-26711-z](https://doi.org/10.1038/s41467-021-26711-z) (cit. na s. 1).
- [9] WANG, Qi, CHUMAK, Andrii V. a PIRRO, Philipp. Inverse-design magnonic devices. *Nature Communications* [online]. 2021, **12**, 2636 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/s41467-021-22897-4](https://doi.org/10.1038/s41467-021-22897-4) (cit. na s. 1).
- [10] SADOVNIKOV, Alexandr V. et al. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide. *Physical Review B* [online]. 2017, **96**(6), 060401 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevB.96.060401](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.060401) (cit. na s. 1 a 25).
- [11] GUBANOV, Vladislav A. et al. Controlling the Properties of Spin-Wave Transport in a Semiring Magnon Microwaveguide. *Technical Physics* [online]. 2019, **64**, s. 1636–1641 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1134/S1063784219110136](https://doi.org/10.1134/S1063784219110136) (cit. na s. 1 a 25).
- [12] ROUČKA, Václav. *Spin wave propagation in structures with locally modified magnetic anisotropy*. Brno, 2021. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 1, 18, 23, 24, 26, 32, 37, 41, 45 a 47).

- [13] TURČAN, Igor. *Magnetism in curved geometries*. Brno, 2021. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Středoevropský technologický institut VUT. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 1, 18, 21, 22, 26, 27, 34, 35, 36, 41, 43, 45, 47, 48, 49 a 53).
- [14] DOČKALOVÁ, Lucie. *Spin wave turns*. Brno, 2022. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojíního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 1, 26, 27, 32, 34 a 41).
- [15] TURČAN, Igor et al. Spin wave propagation in corrugated waveguides. *Applied Physics Letters* [online]. 2021, **118**, 092405 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/5.0041138](https://doi.org/10.1063/5.0041138) (cit. na s. 1, 26, 31 a 32).
- [16] STANCIL, Daniel D. a PRABHAKAR, Anil. *Spin Waves. Theory and Applications*. New York: Springer, 2009. 348 s. ISBN 978-0-387-77864-8 (cit. na s. 3, 6, 11, 13, 16, 17 a 20).
- [17] KITTEL, Charles. *Introduction to solid state physics*. 8th ed. New Jersey: Wiley, 2005. 680 s. ISBN 0-471-41526-X (cit. na s. 3 a 13).
- [18] COEY, John M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010. 625 s. ISBN 978-0-511-67743-4 (cit. na s. 3, 4, 5, 6, 7 a 9).
- [19] BLUNDELL, Stephen. *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford master series in condensed matter physics. Oxford: Oxford University Press, 2001. 245 s. ISBN 0-19-850592-4 (cit. na s. 3).
- [20] GUIMARÃES, Alberto P. *Principles of Nanomagnetism*. 2nd ed. Cham: Springer, 2017. 330 s. ISBN 978-3-319-59409-5 (cit. na s. 3, 4, 7, 12 a 31).
- [21] LIDIARD, Alan B. Antiferromagnetism. *Reports on Progress in Physics* [online]. 1954, **17**(1), s. 201–244 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/0034-4885/17/1/307](https://doi.org/10.1088/0034-4885/17/1/307) (cit. na s. 6).
- [22] ABO, Gavin S. Definition of Magnetic Exchange Length. *IEEE Transactions on Magnetics* [online]. 2013, **49**(8), s. 4937–4939 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/TMAG.2013.2258028](https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2258028) (cit. na s. 6).
- [23] DU, Qizhen et al. Stress tensor double dot product imaging condition for elastic reverse time migration. *Geophysical Prospecting* [online]. 2023, **00**, s. 1–13 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1111/1365-2478.13317](https://doi.org/10.1111/1365-2478.13317) (cit. na s. 6).
- [24] CLAAS, Albert. Micromagnetics and spintronics: models and numerical methods. *The European Physical Journal B* [online]. 2019, **92**, 120 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1140/epjb/e2019-90599-6](https://doi.org/10.1140/epjb/e2019-90599-6) (cit. na s. 6 a 30).
- [25] BERTOTTI, Giorgio. *Hysteresis in Magnetism*. For Physicists, Material Scientists, and Engineers. San Diego: Academic Press, 1998. 558 s. ISBN 0-12-093270-9 (cit. na s. 7).
- [26] RAVE, Wolfgang a HUBERT, Alex. Magnetic Ground State of a Thin-Film Element. *IEEE Transactions on Magnetics* [online]. 2000, **36**(6), s. 3886–3899 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/20.914337](https://doi.org/10.1109/20.914337) (cit. na s. 8).
- [27] SCHLÖMAN, Ernst. A Sum Rule Concerning the Inhomogeneous Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Samples. *Journal of Applied Physics* [online]. 1962, **33**(9), s. 2825–2826 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.1702557](https://doi.org/10.1063/1.1702557) (cit. na s. 8).

- [28] AHARONI, Amikam. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics* [online]. 1998, **83**, 3432 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.367113](https://doi.org/10.1063/1.367113) (cit. na s. 9 a 46).
- [29] SKOMSKI, Ralph. *Simple Models of Magnetism*. New York: Oxford University Press, 2008. ISBN 978-0-19-857075-2 (cit. na s. 9, 11 a 31).
- [30] AHARONI, Amikam. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. 2nd ed. International Series of Monographs on Physics, 109. New York: Oxford University Press, 2001, 332 s. ISBN 978-0-19-850809-0 (cit. na s. 12).
- [31] GILBERT, Thomas L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics* [online]. 2004, **40**(6), s. 3443–3449 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/TMAG.2004.836740](https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740) (cit. na s. 12).
- [32] TURČAN, Igor. *Study of magnonic crystals in a frequency domain*. Brno, 2017. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 12).
- [33] PARSONNET, Eric et al. Nonvolatile Electric Field Control of Thermal Magnons in the Absence of an Applied Magnetic Field. *Physical Review Letters* [online]. 2022, **129**(8), 087601 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevLett.129.087601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.087601) (cit. na s. 13).
- [34] WOJEWODA, Ondřej. *Phase-resolved Brillouin light scattering: development and applications*. Brno, 2020. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 14, 19, 21, 38, 39 a 40).
- [35] ZHOU, Zhen-wei et al. Left-handed polarized spin waves in ferromagnets induced by spin-transfer torque. *Physical Review B* [online]. 2019, **99**(1), 014420 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevB.99.014420](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.014420) (cit. na s. 13).
- [36] LAN, Jin, YU, Weichao a XIAO, Jiang. Antiferromagnetic domain wall as spin wave polarizer and retarder. *Nature Communications* [online]. 2017, **8**, 178 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/s41467-017-00265-5](https://doi.org/10.1038/s41467-017-00265-5) (cit. na s. 13).
- [37] TACCHI, Silvia et al. Strongly hybridized dipole-exchange spin waves in thin Fe-N ferromagnetic films. *Physical Review B* [online]. 2019, **100**(10), 104406 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevB.100.104406](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.104406) (cit. na s. 16 a 18).
- [38] DAVÍDKOVÁ, Kristýna. *Generování a detekce výměnných spinových vln pomocí mikrovlnných nanoantén*. Brno, 2021. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 16, 17, 27, 28 a 47).
- [39] DAMON, Richard W. a ESHBACH, John R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* [online]. 1961, **19**(3–4), s. 308–320 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5) (cit. na s. 17).

- [40] WOJEWODA, Ondřej. *Disperzní relace magnonických krystalů s netriviální prostorovou distribucí magnetické anizotropie*. Brno, 2018. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Lukáš Flajšman. (cit. na s. 17 a 23).
- [41] KALINIKOS, Boris A. a SLAVIN, Andrei N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *Journal of Physics C: Solid State Physics* [online]. 1986, **19**(35), 7013 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/0022-3719/19/35/014](https://doi.org/10.1088/0022-3719/19/35/014) (cit. na s. 17 a 18).
- [42] KALINIKOS, Boris A. a SLAVIN, Andrei N. The dipole-exchange spin wave spectrum for anisotropic ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *Journal of Physics: Condensed Matter* [online]. 1990, **2**(49), 9861 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/0953-8984/2/49/012](https://doi.org/10.1088/0953-8984/2/49/012) (cit. na s. 17).
- [43] VAŇATKA, Marek. *Static and dynamic properties of nanostructured magnetic materials*. Brno, 2020. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Středoevropský technologický institut VUT. Vedoucí práce Michal Urbánek. (cit. na s. 18 a 21).
- [44] VAŇATKA, Marek et al. Spin-Wave Dispersion Measurement by Variable-Gap Propagating Spin-Wave Spectroscopy. *Physical Review Applied* [online]. 2021, **16**(5), 054033 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevApplied.16.054033](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.16.054033) (cit. na s. 18).
- [45] WOJEWODA, Ondřej. SpinWaveToolkit: Set of tools useful in spin wave research. *GitHub* [online]. GitHub, Inc., 2023. Poslední změna 2022-10-13 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://github.com/OndrejW/SpinWaveToolkit> (cit. na s. 18 a 69).
- [46] CRAMERI, Fabio. Scientific colour maps (7.0.1). *Zenodo* [online]. 2021 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.5281/zenodo.5501399](https://doi.org/10.5281/zenodo.5501399) (cit. na s. 18).
- [47] CRAMERI, Fabio, SHEPHARD, Grace E. a HERON, Philip J. The misuse of colour in science communication. *Nature Communications* [online]. 2020, **11**, 5444 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/s41467-020-19160-7](https://doi.org/10.1038/s41467-020-19160-7) (cit. na s. 18).
- [48] PIRRO, Philipp et al. Spin-wave excitation and propagation in microstructured waveguides of yttrium iron garnet/Pt bilayers. *Applied Physics Letters* [online]. 2014, **104**(1), 012402 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4861343](https://doi.org/10.1063/1.4861343) (cit. na s. 21).
- [49] HAHN, Christian et al. Measurement of the intrinsic damping constant in individual nanodisks of Y₃Fe₅O₁₂ and Y₃Fe₅O₁₂/Pt. *Applied Physics Letters* [online]. 2014, **104**(15), 152410 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4871516](https://doi.org/10.1063/1.4871516) (cit. na s. 21).
- [50] DUBS, Carsten et al. Sub-micrometer yttrium iron garnet LPE films with low ferromagnetic resonance losses. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 2017, **50**(20), 204005 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/1361-6463/aa6b1c](https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa6b1c) (cit. na s. 21).
- [51] SCHMIDT, Georg et al. Ultra Thin Films of Yttrium Iron Garnet with Very Low Damping: A Review. *Physica Status Solidi B* [online]. 2020, **257**(7), 1900644 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1002/pssb.201900644](https://doi.org/10.1002/pssb.201900644) (cit. na s. 21).

- [52] KLINGLER, Stefan et al. Measurements of the exchange stiffness of YIG films using broadband ferromagnetic resonance techniques. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 2015, **40**(1), 015001 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/0022-3727/48/1/015001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/1/015001) (cit. na s. 21).
- [53] DEMIDOV, Vladislav E. a DEMOKRITOV, Sergej O. Magnonic Waveguides Studied by Microfocus Brillouin Light Scattering. *IEEE Transactions on Magnetics* [online]. 2015, **51**(4), 0800215 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/TMAG.2014.2388196](https://doi.org/10.1109/TMAG.2014.2388196) (cit. na s. 21, 22 a 53).
- [54] KALARICKAL, Sangita S. et al. Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods. *Journal of Applied Physics* [online]. 2006, **99**(9), 093909 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.2197087](https://doi.org/10.1063/1.2197087) (cit. na s. 21).
- [55] CONCA, Andrés et al. Low spin-wave damping in amorphous $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ thin films. *Journal of Applied Physics* [online]. 2013, **113**(21), 213909 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4808462](https://doi.org/10.1063/1.4808462) (cit. na s. 21).
- [56] LIU, Xiaoyong et al. Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions. *Journal of Applied Physics* [online]. 2011, **100**(3), 033910 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.3615961](https://doi.org/10.1063/1.3615961) (cit. na s. 21).
- [57] FLAJSŠMAN, Lukáš. *Magneto-optical study of the dynamic properties of magnetic nanostructures and nanostructured metamaterials*. Brno, 2019. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Středoevropský technologický institut VUT. Vedoucí práce Jiří Spousta. (cit. na s. 22, 37, 38, 39 a 40).
- [58] GUSLIENKO, Konstantin Y., CHANTRELL, Roy W. a SLAVIN, Andrei N. Dipolar localization of quantized spin-wave modes in thin rectangular magnetic elements. *Physical Review B* [online]. 2003, **68**(2), 024422 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevB.68.024422](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.68.024422) (cit. na s. 22).
- [59] VASHKOVSKII, Anatolii V., STAL'MARKHOV, Andrei V. a SHAKHNAZARYAN, D. G. Formation, reflection, and refraction of magnetostatic wave beams. *Soviet Physics Journal* [online]. 1988, **31**, s. 908–915 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1007/BF00893543](https://doi.org/10.1007/BF00893543) (cit. na s. 23).
- [60] TANABE, Kenji et al. Real-time observation of Snell's law for spin waves in thin ferromagnetic films. *Applied Physics Express* [online]. 2014, **7**(5), 053001 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.7567/APEX.7.053001](https://doi.org/10.7567/APEX.7.053001) (cit. na s. 23).
- [61] STIGLOHER, Johannes et al. Snell's Law for Spin Waves. *Physical Review Letters* [online]. 2016, **117**(3), 037204 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevLett.117.037204](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.037204) (cit. na s. 23).
- [62] STIGLOHER, Johannes. *Reflection and Refraction of Spin Waves*. Regensburg, 2018. Disertační práce. Universität Regensburg, Fakultät für Physik. Vedoucí práce Christian Back. (cit. na s. 23, 27 a 28).
- [63] DZYAPKO, Oleksandr et al. Reconfigurable heat-induced spin wave lenses. *Applied Physics Letters* [online]. 2016, **109**(23), 232407 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4971829](https://doi.org/10.1063/1.4971829) (cit. na s. 24 a 25).

- [64] VOGEL, Mark et al. Control of Spin-Wave Propagation using Magnetisation Gradients. *Scientific Reports* [online]. 2018, **8**, 11099 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/s41598-018-29191-2](https://doi.org/10.1038/s41598-018-29191-2) (cit. na s. 24 a 25).
- [65] VOGEL, Mark et al. Optical elements for anisotropic spin-wave propagation. *Applied Physics Letters* [online]. 2020, **116**(26), 262404 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/5.0018519](https://doi.org/10.1063/5.0018519) (cit. na s. 24).
- [66] WHITEHEAD, Natalie J. et al. Graded index lenses for spin wave steering. *Physical Review B* [online]. 2019, **100**(1), 094404 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevB.100.094404](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.094404) (cit. na s. 24).
- [67] KIECHLE, Martina et al. Experimental Demonstration of a Spin-Wave Lens Designed With Machine Learning. *IEEE Magnetics Letters* [online]. 2022, **13**, 6105305 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1109/LMAG.2022.3209647](https://doi.org/10.1109/LMAG.2022.3209647) (cit. na s. 24).
- [68] MIESZCZAK, Szymon et al. Anomalous Refraction of Spin Waves as a Way to Guide Signals in Curved Magnonic Multimode Waveguides. *Physical Review Applied* [online]. 2020, **13**(5), 054038 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevApplied.13.054038](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.054038) (cit. na s. 25).
- [69] VOGT, Katrin et al. Spin waves turning a corner. *Applied Physics Letters* [online]. 2012, **101**(4), 042410 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4738887](https://doi.org/10.1063/1.4738887) (cit. na s. 26).
- [70] MAKAROV, Denys et al. New Dimension in Magnetism and Superconductivity: 3D and Curvilinear Nanoarchitectures. *Advanced Materials* [online]. 2021, **34**(3), 2101758 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1002/adma.202101758](https://doi.org/10.1002/adma.202101758) (cit. na s. 26).
- [71] STREUBEL, Robert et al. Magnetism in curved geometries. *Journal of Physics D: Applied Physics* [online]. 2016, **49**, 363001 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1088/0022-3727/49/36/363001](https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/36/363001) (cit. na s. 26).
- [72] TRETIAKOV, Oleg A. et al. Engineering Curvature-Induced Anisotropy in Thin Ferromagnetic Films. *Physical Review Letters* [online]. 2017, **119**, 077203 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevLett.119.077203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.077203) (cit. na s. 26).
- [73] VEERAKUMAR, Venugopal a CAMLEY, Robert E. Magnon focusing in thin ferromagnetic films. *Physical Review B* [online]. 2006, **74**(21), 214401 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevB.74.214401](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.74.214401) (cit. na s. 27).
- [74] MURALIDHAR, Shreyas et al. Femtosecond Laser Pulse Driven Caustic Spin Wave Beams. *Physical Review Letters* [online]. 2021, **126**(3), 037204 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevLett.126.037204](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.037204) (cit. na s. 27).
- [75] SCHNEIDER, Thomas et al. Nondiffractive Subwavelength Wave Beams in a Medium with Externally Controlled Anisotropy. *Physical Review Letters* [online]. 2010, **104**(19), 197203 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1103/PhysRevLett.104.197203](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.197203) (cit. na s. 27).
- [76] HEUSSNER, Frank et al. A switchable spin-wave signal splitter for magnonic networks. *Applied Physics Letters* [online]. 2017, **111**(12), 122401 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4987007](https://doi.org/10.1063/1.4987007) (cit. na s. 27).

- [77] HEUSSNER, Frank et al. Frequency-Division Multiplexing in Magnonic Logic Networks Based on Caustic-Like Spin-Wave Beams. *Physica Status Solidi Rapid Research Letters* [online]. 2018, **12**(12), 1800409 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1002/pssr.201800409](https://doi.org/10.1002/pssr.201800409) (cit. na s. 27).
- [78] HEUSSNER, Frank et al. Experimental Realization of a Passive Gigahertz Frequency-Division Demultiplexer for Magnonic Logic Networks. *Physica Status Solidi Rapid Research Letters* [online]. 2020, **14**(4), 1900695 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1002/pssr.201900695](https://doi.org/10.1002/pssr.201900695) (cit. na s. 27 a 29).
- [79] VANSTEENKISTE, Arne et al. The design and verification of MuMax3. *AIP Advances* [online]. 2014, **4**(10), 107133 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.4899186](https://doi.org/10.1063/1.4899186) (cit. na s. 29 a 30).
- [80] *The Go Programming Language* [online]. Google, Inc., 2023 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://go.dev/> (cit. na s. 29).
- [81] *mumax 3.10 API* [online]. Arne Vansteenkiste. [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <http://mumax.github.io/api.html> (cit. na s. 29).
- [82] OOMMF Documentation Team. Vector Field File Format (OVF). *OOMMF project at NIST* [online]. NIST, 2006. Poslední změna 2022-09-30 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: math.nist.gov/oommf/doc/userguide20b0/userguide/Vector_Field_File_Format_OV.html (cit. na s. 29).
- [83] MCMICHAEL, Robert D. et al. Comparison of magnetostatic field calculation methods on two-dimensional square grids as applied to a micromagnetic standard problem. *Journal of Applied Physics* [online]. 1999, **85**(8), s. 5816–5818 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/1.369929](https://doi.org/10.1063/1.369929) (cit. na s. 30).
- [84] CHEN, Du-Xing, PARDo, Enric a SANCHEZ, Alvaro. Fluxmetric and magnetometric demagnetizing factors for cylinders. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* [online]. 2006, **306**(1), s. 135–146 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1016/j.jmmm.2006.02.235](https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2006.02.235) (cit. na s. 31).
- [85] KLÍMA, Jan. EpsminHeff: Computation of energy density minima, effective field values, and hysteresis loops. *GitHub* [online]. CEITECmagnonics. GitHub, Inc., 2023. Poslední změna 2023-05-21 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://github.com/CEITECmagnonics/EpsminHeff> (cit. na s. 33).
- [86] KOCH, Christian a RINKE, Titus J. *Photolithography*. Basics of Microstructuring. 2nd ed. Ulm: MicroChemicals GmbH, 2020. 224 s. (cit. na s. 34).
- [87] ŠAMOŘIL, Tomáš. *Aplikace fokusovaného iontového a elektronového svazku v nanotechnologiích*. Brno, 2015. Dizertační práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Tomáš Šíkola. (cit. na s. 35, 36 a 49).
- [88] VYROUBAL, Ondřej. *Tvorba magnetických nanostruktur pomocí EBID a optimalizace jejich chemického složení a morfologie*. Brno, 2016. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Miroslav Kolíbal. (cit. na s. 35).

- [89] BRUKER. *PeakForce Tapping* [online]. Bruker AFM Probes, 2023 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://www.bruker.com/en/products-and-solutions/microscopes/materials-afm/afm-modes/peakforce-tapping.html> (cit. na s. 36).
- [90] XU, Ke et al. Recent development of PeakForce Tapping mode atomic force microscopy and its applications on nanoscience. *Nanotechnology Reviews* [online]. 2018, **7**(6), s. 605–621 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1515/ntrev-2018-0086](https://doi.org/10.1515/ntrev-2018-0086) (cit. na s. 36).
- [91] BRUKER. *ScanAsyst-Air* [online]. Bruker AFM Probes, 2023 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://www.brukerafmprobes.com/p-3726-scanasyst-air.aspx> (cit. na s. 36).
- [92] MOLNÁR, Tomáš. *Magnetooptické zobrazování a analýza mikrostruktur magnetické domény*. Brno, 2021. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Jon Ander Arregi Uribeetxebarria. (cit. na s. 37 a 50).
- [93] NEKULA, Zdeněk. *Development of the scanning time-resolved Kerr microscope*. Brno, 2021. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství. Vedoucí práce Ondřej Wojewoda. (cit. na s. 37).
- [94] SEBASTIAN, Thomas et al. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale. *Frontiers in Physics* [online]. 2015, **3**, 35 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.3389/fphy.2015.00035](https://doi.org/10.3389/fphy.2015.00035) (cit. na s. 38).
- [95] LANDAU, Lev D. a LIFSHITS, Evgenii M. *Electrodynamics of Continuous Media*. 2nd ed. Course of theoretical physics, 8. Oxford: Pergamon Press, 1984. ISBN 0-08-030275-0. (cit. na s. 39).
- [96] QIU, Ziqiang Q. a BADER, Samuel D. Surface magneto-optic Kerr effect. *Review of Scientific Instruments* [online]. 2000, **71**(3), s. 1243–1255 [cit. 2023-05-26]. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1150496> (cit. na s. 39).
- [97] WOJEWODA, Ondřej et al. Observing high-k magnons with Mie-resonance-enhanced Brillouin light scattering. *Communications Physics volume* [online]. 2023, **6**, 94 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1038/s42005-023-01214-z](https://doi.org/10.1038/s42005-023-01214-z) (cit. na s. 39 a 40).
- [98] WOJEWODA, Ondřej et al. Phase-resolved optical characterization of nanoscale spin waves. *Applied Physics Letters* [online]. 2023, **110**(20), 202405 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1063/5.0151338](https://doi.org/10.1063/5.0151338) (cit. na s. 40 a 54).
- [99] TESCAN. TESCAN Essence DrawBeam. *TESCAN: Performance in Nanospace* [online]. TESCAN ORSAY HOLDING, a.s., 2023 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://www.tescan.com/product/tescan-essence-drawbeam/> (cit. na s. 47).
- [100] KÖFFERLEIN, Matthias. *KLayout – Your Mask Layout Friend* [online]. Matthias Köfferlein, 2019. Poslední aktualizace 2023-05-25 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: <https://www.klayout.de/> (cit. na s. 47).
- [101] HALLIDAY, David, RESNICK, Robert a WALKER, Jearl. *Fyzika*. Brno: VUTIUM, 2013. 1248 s. ISBN 978-80-214-4123-1. (cit. na s. 49).

- [102] LEI, Hai et al. A novel algorithm based on histogram processing of reliability for two-dimensional phase unwrapping. *Optik* [online]. 2015, **126**(18), s. 1640–1644 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1016/j.ijleo.2015.04.070](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2015.04.070) (cit. na s. 55).
- [103] WANG, Kaiqiang et al. Deep learning spatial phase unwrapping: a comparative review. *Advanced Photonics Nexus* [online]. **1**(1), 014001 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1117/1.APN.1.1.014001](https://doi.org/10.1117/1.APN.1.1.014001) (cit. na s. 55).
- [104] Scikit-image development team. Phase Unwrapping. *scikit-image: Image processing in Python* [online]. 2023 [cit. 2023-05-26]. Dostupné z: https://scikit-image.org/docs/stable/auto_examples/filters/plot_phase_unwrap.html (cit. na s. 55).
- [105] HERRÁEZ, Miguel Arevallilo et al. Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path. *Applied Optics* [online]. 2002, **41**(35), s. 7437–7444 [cit. 2023-05-26]. DOI: [10.1364/AO.41.007437](https://doi.org/10.1364/AO.41.007437) (cit. na s. 55).

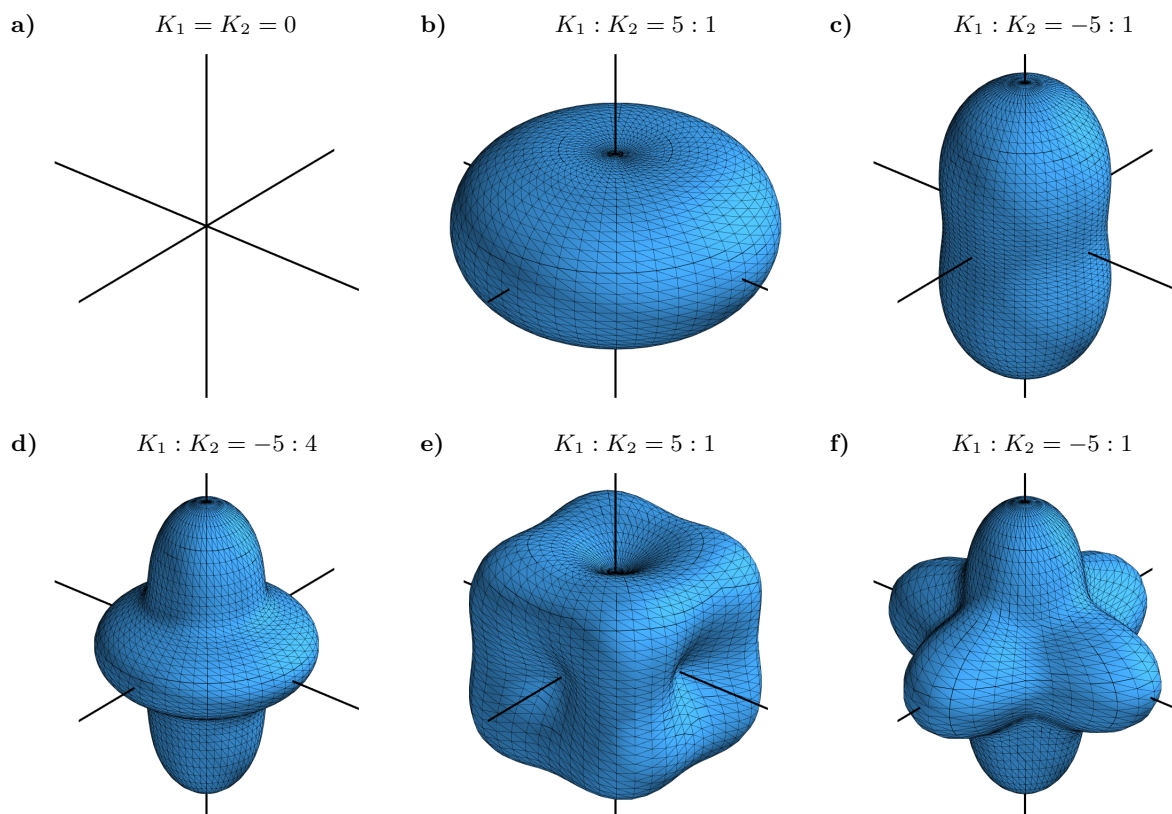
Seznam zkratek

μ-BLS	<i>μ-focused Brillouin light scattering</i> , viz BLS
AFM	mikroskop atomárních sil (<i>atomic force microscopy</i>)
BI	intenzita svazku (např. iontů nebo elektronů) (<i>beam intensity</i>)
BLS	Brillouinův rozptyl světla (<i>Brillouin light scattering</i>)
BV	mód zpětných objemových vln, viz MSBVW
CoFeB	slitina kobaltu, železa a bóru, v této práci jako $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$
DA	digitálně-analogový převodník
DE	Damonův-Eshbachův (mód), viz MSSW
DI	demineralizovaná (voda) (<i>deionized water</i>)
DMI	Dzyaloshinského-Moriyova interakce (<i>Dzyaloshinski-Moriya interaction</i>)
EA	snadná osa (<i>easy axis</i>)
EBL	litografie elektronovým svazkem (<i>electron beam lithography</i>)
EOM	elektro-optický modulátor
FEBID	depozice indukovaná fokusovaným elektronovým svazkem (<i>focused-electron-beam-induced deposition</i>)
FF	feromagnetická vrstva (<i>ferromagnetic film</i>), nebo <i>far-field</i> (oblast) (pouze v kap. 5.5)
FMR	feromagnetická rezonance
FPI	Fabryho-Perotův interferometr
FSR	<i>free spectral range</i>
FV	mód dopředných objemových vln, viz MSFVW
GIS	system vstřikování plynů (<i>gas injection system</i>)
GSG	<i>ground-signal-ground</i> (rozhraní sondy)
HA	těžká osa (<i>hard axis</i>)
IP	v rovině (vzorku) (<i>in-plane</i>)
IPA	isopropylalkohol
KS	(model) Kalinikose a Slavina
LL	Landauova-Lifšicova (rovnice)
LLG	Landauova-Lifšicova-Gilbertova (rovnice)
MOKE	magneto-optický Kerrův jev (<i>magneto-optical Kerr effect</i>)
MSBVW	magnetostatické zpětné objemové vlny (<i>magnetostatic backward volume waves</i>)
MSFVW	magnetostatické dopředné objemové vlny (<i>magnetostatic forward volume waves</i>)
MSSW	magnetostatické povrchové vlny (<i>magnetostatic surface waves</i>)
NA	numerická apertura
NiFe	permalloy – slitina niklu a železa, nejčastěji $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$
OOP	kolmo na rovinu (vzorku) (<i>out-of-plane</i>)
PMCPs	<i>Insulator</i> , aneb 2,4,6,8,10-pentamethylcyklopentasiloxan
PMMA	polymethylmethakrylát

Py	permalloy, viz NiFe
SEM	skenovací/řádkovací elektronový mikroskop
SPM	skenovací/řádkovací sondová mikroskopie (<i>scanning probe microscopy</i>)
STR	vlnovod bez natočeného prvního rozhraní
SWT	SpinWaveToolkit (knihovna do programovacího jazyka Python, viz [45])
TFPi	tandemový Fabryho-Perotův interferometr
TILT	vlnovod se stočeným prvním rozhraním
VNA	vektorový obvodový analyzátor (<i>vector-network analyzer</i>)
WF	(velikost) zapisovacího pole (<i>write-field</i>)
YIG	granát yttrium-železa $Y_3Fe_5O_{12}$ (<i>yttrium iron garnet</i>)

Přílohy

A Anizotropní energie s variabilní nulovou hladinou



Obrázek A.1: Trojrozměrné profily anizotropní energie vygenerované na základě vztahů (1.24) a (1.27) pro konstanty K_1 a K_2 v uvedeném poměru. Jednotlivé panely odpovídají panelům na obr. 1.4, přičemž zde je posunutá nulová hladina⁶² ϵ_{ani} a) k nule, b)–f) k maximu původního zobrazení. Tento obrázek ilustruje možná vyjádření těchto energiových profilů. Například profil f) bývá udáván častěji v této formě oproti 1.4 f).

⁶²Zde by bylo přesnější použít nejnížší hodnota energie místo nulová hladina energie, protože vztahy pro energii nevylučují záporné hodnoty, které mohou vést k matoucím artefaktům v zobrazení.