



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**KONTROLOVANÁ EXCITACE MAGNONŮ
PROSTŘEDNICTVÍM OPTICKY INDUKOVANÝCH MIE
REZONANCÍ V PERIODICKÝCH DIELEKTRICKÝCH
NANOSTRUKTURÁCH**

CONTROLLED EXCITATION OF MAGNONS THROUGH OPTICALLY INDUCED MIE RESONANCES IN
PERIODIC DIELECTRIC NANOSTRUCTURES

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

JAKUB KRČMA

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. JAKUB HOLOBRÁDEK

BRNO 2024

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Jakub Krčma**
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Studijní obor: bez specializace
Vedoucí práce: **Ing. Jakub Holobrádek**
Akademický rok: 2023/24

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:

Kontrolovaná excitace magnonů prostřednictvím opticky indukovaných Mie rezonancí v periodických dielektrických nanostrukturách

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Magnonika umožňuje výpočty s nízkou energetickou náročností a nabízí neobvyklé výpočetní přístupy, jako je analogová výpočetní technika nebo inverzní výpočetní prvky. Významnou výzvou je však miniaturizace magnonických zařízení, což vyžaduje prototypování a zkoumání nových fyzikálních jevů, které vznikají v nanometrových rozměrech. Dosáhnout nanometrového rozlišení často zahrnuje použití synchrotronového záření, což je technika vyžadující čas i zdroje. Dostupnějším přístupem je kombinace Brillouinova rozptylu světla s Mie rezonancí v dielektrických rezonátorech. Tento způsob však doposud nedisponuje rozlišením vlnových čísel spinových vln.

Cílem této práce je prozkoumat možnosti, jak tuto techniku rozšířit pro měření spinových vln se specifickými vlnovými čísly. Toho by mělo být možné dosáhnout zavedením periodičnosti do struktur rezonátorů. Tento přístup bude prozkoumán jak teoreticky, tak experimentálně.

Cíle bakalářské práce:

Provést rešeršní studii Brillouinova rozptylu světla (BLS) zesíleného blízkým polem.

Provést FDTD simulace systému a na jejich základě optimalizovat návrh periodických Mie rezonátorů.

Vyrobít periodické Mie rezonátory metodou elektronové litografie a následně na nich provést měření Brillouinova rozptylu světla a analyzovat získaná data.

Seznam doporučené literatury:

COTTAM, Michael G. a LOCKWOOD, David J. Light Scattering in Magnetic Solids. Wiley-Interscience, 1986. ISBN 0471817015.

FREEMAN, Ryan; LEMASTERS, Robert; KALEJAIYE, Tomi; WANG, Feng; CHEN, Guanxiong et al. Brillouin light scattering of spin waves inaccessible with free-space light. Physical Review Research. 2020, roč. 2, č. 3, 033427. ISSN 2643-1564. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.033427>.

WOJEWODA, Ondřej; HRTOŇ, Martin; DHANKHAR, Meena; KRČMA, Jakub; DAVÍDKOVÁ, Kristýna et al. Phase-resolved optical characterization of nanoscale spin waves. Applied Physics Letters. 2023, roč. 122, č. 20, 202405. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/5.0151338>.

WOJEWODA, Ondřej; LIGMAJER, Filip; HRTOŇ, Martin; KLÍMA, Jan; DHANKHAR, Meena et al. Observing high-k magnons with Mie-resonance-enhanced Brillouin light scattering. Communications Physics. 2023, roč. 6, č. 1, 94. ISSN 2399-3650. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s42005-023-01214-z>.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2023/24

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

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

Abstrakt

Magnonika je vědní disciplína zabývající se manipulací a šířením kolektivních magnetických oscilací nazývaných spinové vlny a jejich kvazičásticemi magnony. Hlavní potenciál zařízení využívajících spinových vln je v oblasti informačních technologií, a to díky nízké energetické náročnosti a vysokým operačním frekvencím. Pro miniaturizaci těchto magnonických zařízení a dosažení vysoké energetické úspornosti je potřeba přejít ke spinovým vlnám s krátkými vlnovými délkami. Jediná experimentální technika umožňující přímé měření a zobrazování takovýchto spinových vln je rentgenová mikroskopie. Ta ovšem vyžaduje synchrotronové záření, což z ní dělá metodu časově i finančně náročnou. Hledají se proto způsoby, jak rozšířit běžně využívanou a jednodušeji dostupnou metodu spektroskopie a mikroskopie Brillouinova rozptylu světla o detekci magnonů s vysokými vlnovými čísly. V posledních letech jsme předvedli, že pomocí Mieho rezonancí vybudovaných v dielektrických strukturách jsme schopni této rozšířené detekce dosáhnout. Tato metoda však stále nedisponuje rozlišením vlnových čísel. V této práci jsme ukázali, že zavedením periodičnosti do těchto dielektrických struktur dokážeme nejen měřit magnony s vlnovými čísly až $157 \text{ rad}/\mu\text{m}$ (odpovídá vlnové délce 40 nm), ale zároveň dosáhnout rozlišení vlnových vektorů. To přesahuje možnosti stávajících charakterizačních technik a otevírá nové možnosti například při studiu nelineárních jevů nebo zařízení na bázi skyrmionů.

Summary

Magnonics is a research field which explores the manipulation and propagation of magnetic excitations called spin waves and their quantum counterparts magnons. It holds promise for improving computing and information processing with the prospect of reduced energy requirements and faster operation. A transition to shorter-wavelength spin waves is necessary for device miniaturization and, consequently, reduced power consumption. Currently, the only technique for direct measurement and imaging of nanoscale spin waves is x-ray microscopy, which relies on synchrotron radiation and is very time- and resource-demanding. Therefore, methods are being investigated to extend the commonly used and more easily accessible technique of Brillouin light scattering microscopy and spectroscopy to detect magnons with high wavenumbers. In recent years, we demonstrated that by optically inducing Mie resonances in dielectric structures, we are able to achieve detection of extended magnon wavenumbers. Even though this method allowed measurement of the nanoscale spin waves, wavevector resolution was not achieved. In this work, we have shown, that by introducing periodicity into these dielectric structures, we can not only measure magnons with wavenumbers up to $157 \text{ rad}/\mu\text{m}$ (corresponding wavelength is 40 nm), but also achieve wavevector resolution. This exceeds the capabilities of existing characterization techniques and opens up new possibilities, for example, in the study of nonlinear phenomena or skyrmion devices.

Klíčová slova

magnonika, spinové vlny, Brillouinův rozptyl světla, Mieho rezonance, fotonický krystal, FDTD

Keywords

magnonics, spin waves, Brillouin light scattering, Mie resonances, photonic crystal, FDTD

KRČMA, J. *Kontrolovaná excitace magnonů prostřednictvím opticky indukovaných Mie rezonancí v periodických dielektrických nanostrukturách*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2024. 68 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Jakub Holobrádek.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci *Kontrolovaná excitace magnonů prostřednictvím opticky indukovaných Mie rezonancí v periodických dielektrických nanostrukturách* vypracoval samostatně pod vedením Ing. Jakuba Holobrádka, s využitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Jakub Krčma

Největší poděkování určitě patří vedoucímu mé práce Ing. Jakubu Holobrádkovi. Za přátelský přístup, mnohé cenné rady, časté diskuze (trpělivost) a vždy rychlou a pečlivou kontrolu práce. Také mu děkuji za uvedení do elektronové litografie a odbornou pomoc nejen v celém procesu zhotovení vzorku. Mé velké díky patří i Ing. Ondřeji Wojewodovi za představení magnoniky a práce s BLSkem, možnost navázat na jeho stávající výzkum a jeho inspirativní přístup k vědě. Chci mu také poděkovat za pomoc při měření a analýze dat, zpětnou vazbu k textu práce a za odpovědi na moje velmi časté dotazy. Rád bych také poděkoval Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D. za cenné rady v průběhu mého psaní, odborné vedení celé magnonické skupiny a především za jeho vřelý přístup. Mé díky patří také Ing. Martinu Hrtoňovi, Ph.D., který mě uvedl do simulací FDTD a poskytl řadu důležitých připomínek k obsahu práce. Chtěl bych také poděkovat Dr. Ing. Michalu Staňovi za věcnou zpětnou vazbu a M.Sc. Jonimu Arregimu, Ph.D. za ochotu a pomoc při charakterizaci vzorku. Tímto chci vyjádřit díky také všem stávajícím i bývalým členům magnonické skupiny za přátelské pracovní podmínky, spoustu krásných zážitků a odborných debat. Především pak Dominikovi a Honzovi za pečlivou kontrolu práce. Díky patří také mým spolužákům, především Martinovi, Lukášovi, Terce a Ekaterině, za kompenzování psychické náročnosti každodenního studia (života). Můj obrovský dík si zaslouží má rodina, především mí rodiče, kteří mi svou neustálou podporou ve všech oblastech života vytvořili opravdu ideální podmínky na to, abych se mohl věnovat tomu, co mě baví a naplňuje. V neposlední řadě chci také ze srdce poděkovat své přítelkyni Karolíně, která mi i na velkou vzdálenost poskytovala neustálou podporu a pravidelný přísun tak moc potřebné pozitivní energie.

Jakub Krčma

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

Obsah

Úvod	3
1 Teorie magnetismu	5
1.1 Elektromagnetické vlny	5
1.2 Magnetické momenty	6
1.2.1 Orbitální magnetický dipólový moment	6
1.2.2 Spinový magnetický dipólový moment	7
1.2.3 Souhrnný magnetický dipólový moment	8
1.3 Mikromagnetické energie	8
1.3.1 Zeemanova energie	8
1.3.2 Dipolární energie	9
1.3.3 Výměnná energie	9
1.3.4 Energie anizotropie	9
1.3.5 Efektivní pole	9
1.4 Spinové vlny	10
1.4.1 Dynamika magnetizace	10
1.4.2 Walkerova rovnice	11
1.4.3 Stojaté spinové vlny	13
1.4.4 Magnetostatické módy spinových vln	14
1.4.5 Model Kalinikose a Slavina	15
2 Brillouinův rozptyl světla	19
2.1 Základní princip BLS	19
2.1.1 Rozptyl na prostorově omezených magnonech	19
2.1.2 Rozlišení vlnových čísel	20
2.2 Fokusevaný BLS	20
2.2.1 Teoretický popis	21
2.3 Měření spinových vln o krátkých vlnových délkách	23
2.3.1 Současný stav poznání	23
2.3.2 Teoretický popis	27
3 Simulační a experimentální metody	29
3.1 Numerické výpočty metodou konečných diferencí v časové doméně	29
3.1.1 Základní poznatky	29
3.1.2 Podmínka stability	29
3.1.3 Ukázka algoritmu pro 1D problém	30
3.2 Spektroskopie fokusovaného Brillouinova rozptylu světla	31
3.2.1 Popis experimentální sestavy	31
3.2.2 Fabry-Perotův interferometr	33
4 Experimentální část	35
4.1 Návrh a optimalizace vzorku	35
4.1.1 Numerický výpočet a vymezení simulačního světa	35
4.1.2 Analýza získaných dat	37
4.1.3 Vliv plochy osvitu na lokalizaci elektrického pole	38

4.1.4	Periodičnost dielektrických struktur	41
4.1.5	Výška dielektrických struktur	43
4.1.6	Návrh vzorku	43
4.2	Příprava a charakterizace vzorku	46
4.2.1	Výroba vzorku	46
4.2.2	Charakterizace elektronovým mikroskopem	48
4.3	Měření a analýza spekter Brillouinova rozptylu světla	48
4.3.1	Disperzní relace	50
4.3.2	Spektra pro různá externí pole	52
4.3.3	Úhlové rozlišení	53
Závěr		55
Seznam zkratek		67

Úvod

Vývoj integrovaných obvodů se v posledních několika desetiletích řídil Moorovým zákonem [1]. Ten udává, že počet tranzistorů v integrovaných obvodech se přibližně každé dva roky zdvojnásobí. Technologie CMOS (z anglického *Complementary Metal–Oxide–Semiconductor*), na které jsou dnes integrované obvody založeny, v tomto ohledu postupně nachází svůj dlouho očekávaný limit [2]. Miniaturizace zařízení již není z dlouhodobého hlediska východiskem a zvyšující se počet tranzistorů vede k vysokým tepelným ztrátám spojených s pohybem nosičů náboje [3]. Hledají se proto nové způsoby, jak stávající technologie doplnit, či úplně nahradit. Jednu z možností přináší magnonika [4]. Ta se zabývá kolektivními oscilacemi magnetických momentů, které označujeme jako spinové vlny, a jejich energetickými kvanty – magnony. Logické obvody a zařízení na bázi spinových vln mají výhodu zejména v nízké energetické spotřebě, vysokých provozních frekvencích (řádově až THz) a řadě aplikačně užitečných nelineárních jevů [5, 6]. Funkčnost konceptu byla prokázána realizací různých magnonických součástek, např. tranzistoru [7] a logických členů [8].

Pro miniaturizaci magnonických zařízení je nutný přechod ke spinovým vlnám s krátkými vlnovými délkami [4]. Pro další vývoj je tedy zásadní schopnost takové spinové vlny přímo měřit a zobrazovat. Jedinou experimentální metodou, která to aktuálně umožňuje, je časově rozlišená rentgenová mikroskopie [9, 10]. Ta ale vyžaduje synchrotronové záření, což z ní dělá techniku časově i finančně náročnou. Hledají se proto nové přístupy, jakými dosáhnout detekce magnonů s vysokými vlnovými čísly i u standardně užívané a jednodušěji dostupné techniky spektroskopie fokusovaného Brillouinova rozptylu světla. Detekce magnonů s vysokými vlnovými čísly je v tomto případě omezena zákonem zachování hybnosti, přesněji hybností dopadajícího fotonu. Navíc, výměnou za vysoké prostorové rozlišení, ztrácíme schopnost rozlišitelnosti jednotlivých vlnových čísel magnonů. Výzkum se doposud, v návaznosti na povrchem zesílenou Ramanovu spektroskopii [11], zabýval využitím kovových plazmonických struktur [12] a nanometrových clon [13]. Tyto přístupy vedou k tvorbě složek elektrického pole s vysokou hybností, čímž umožňují rozšířenou detekci o magnony s vyššími vlnovými čísly. Hlavní nevýhodou kovových struktur jsou jejich vysoké disipační ztráty [14], které snižují výsledný signál. Abychom tomuto jevu zabránili, nahradili jsme je dielektrickými strukturami s vysokým indexem lomu. Ty mají disipační ztráty nízké, umožňují stále detekci vyšších vlnových čísel (tvorbou silných lokalizovaných elektrických polí Mieho rezonancemi) a vedou k vyššímu výslednému signálu [15, 16]. Tato technika však stále neumožňuje rozlišit vlnová čísla měřených magnonů.

Cílem této práce je ověřit, že zavedením periodicity do těchto dielektrických struktur budeme schopni dosáhnout nejen rozšíření detekce spektroskopie fokusovaného Brillouinova rozptylu světla o magnony s vyššími vlnovými čísly, které jsou s využitím volně se šířícího světla nedostupné, ale také rozlišení těchto vlnových čísel.

V první kapitole uvedeme základní poznatky z magnetismu potřebné pro výstavbu teorie spinových vln. Představíme také model disperzní relace založený na perturbacní teorii, který v experimentální části využijeme pro ověření našich výsledků.

Ve druhé kapitole si představíme základní principy a omezení Brillouinova rozptylu světla a fokusovaného Brillouinova rozptylu světla. Součástí bude také rešeršní studie na měření spinových vln o krátkých vlnových délkách.

Ve třetí kapitole si v krátkosti uvedeme simulační a experimentální metody. Začneme numerickými výpočty metodou konečných diferencí v časové doméně a následně přejdeme na spektroskopii fokusovaného Brillouinova rozptylu světla.

Ve čtvrté kapitole představíme realizaci experimentu. Začneme návrhem a optimalizací vzorku, popíšeme jeho přípravu a charakterizaci a na závěr si přiblížíme samotná měření a analýzu získaných spekter.

1. Teorie magnetismu

Tato kapitola slouží jako teoretický podklad potřebný k uvedení do problematiky, které se tato práce věnuje. Nejprve si popíšeme Maxwellovy rovnice v látkovém prostředí. Provázanost polí a reakci materiálu ukážeme konstitučními relacemi (podkapitola 1.1). Poté budeme pokračovat atomárními projevy magnetismu (podkapitola 1.2) a popisem mikromagnetických energií (podkapitola 1.3). Na závěr kapitoly přejdeme k popisu dynamiky magnetizace a přes ní se propracujeme ke vzniku a šíření spinových vln (podkapitola 1.4).

1.1. Elektromagnetické vlny

Zákony elektromagnetismu se dají shrnout do čtyř základních rovnic. Nazýváme je Maxwellovy rovnice a v látkovém prostředí je můžeme vyjádřit ve tvaru [17, str. 2]

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \varrho_f, \quad (1.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.1d)$$

kde $\mathbf{D}$ je vektor elektrické indukce, ϱ_f hustota volného elektrického náboje, $\mathbf{B}$ vektor magnetické indukce, $\mathbf{E}$ vektor elektrické intenzity, $\mathbf{H}$ vektor magnetické intenzity, $\mathbf{J}_f$ hustota volného elektrického proudu a t čas. V případě dielektrických materiálů jsou příspěvky hustoty volného elektrického proudu a náboje v (1.1) nulové [18, str. 167].

Pro popis reakce látkového prostředí na elektromagnetické vlnění a provázanosti polí $\mathbf{D}$ a $\mathbf{H}$ s $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$, bude potřeba zadefinovat ještě dvě další veličiny – magnetizaci $\mathbf{M}$ a polarizaci $\mathbf{P}$. Získáme tedy

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.2)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M}, \quad (1.3)$$

kde ε_0 je permitivita vakua¹ a μ_0 permeabilita vakua². Nyní budeme uvažovat tzv. lineární materiály – $\mathbf{P}$ lineární s $\mathbf{E}$ a $\mathbf{M}$ lineární s $\mathbf{H}$. Za podmínky, že je reakce těchto materiálů na externí pole okamžitá, můžeme přepsat rovnice (1.2) a (1.3) obecně do podoby [19, str. 113]

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0(\bar{\mathbf{I}} + \bar{\chi}_e)\mathbf{E} = \bar{\varepsilon}\mathbf{E}, \quad (1.4)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0(\bar{\mathbf{I}} + \bar{\chi}_m)\mathbf{H} = \bar{\mu}\mathbf{H}, \quad (1.5)$$

kde $\bar{\mathbf{I}}$ je jednotková matice, $\bar{\chi}_e$ tenzor elektrické susceptibility, $\bar{\chi}_m$ tenzor magnetické susceptibility, $\bar{\varepsilon}$ tenzor permitivity a $\bar{\mu}$ tenzor permeability. Rovnice (1.4) a (1.5) jsou

¹ $\varepsilon_0 = 8,854\,187\,8128(13) \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$ [20]

² $\mu_0 = 1,256\,637\,062\,12(19) \cdot 10^{-6} \text{ N} \cdot \text{A}^{-2}$ [20]

1.2. MAGNETICKÉ MOMENTY

obecným tvarem konstitučních relací. V tomto obecném případě, kdy uvažujeme anizotropní materiál, mají $\bar{\chi}_e$, $\bar{\chi}_m$, $\bar{\epsilon}$, $\bar{\mu}$ tvar 3×3 matic. V případě izotropních materiálů mají $\bar{\chi}_e$, $\bar{\chi}_m$, $\bar{\epsilon}$, $\bar{\mu}$ tvar skaláru a jednotkovou matici $\bar{I}$ nahradíme ve vztazích (1.4), (1.5) jedničkou.

Řešením rovnic (1.1) pro případ, kdy se bude elektromagnetická vlna šířit ve vakuu, získáme následující vlnové rovnice pro obě její složky

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \mathbf{E} = 0, \quad (1.6a)$$

$$\Delta \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \mathbf{B} = 0, \quad (1.6b)$$

kde definujeme rychlost světla jako $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$. Vlnovou rovnici splňují například rovinné monochromatické vlny ve tvaru

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (1.7a)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}_0 e^{-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}, \quad (1.7b)$$

kde $\mathbf{r}$ je polohový vektor, $\mathbf{E}_0$ a $\mathbf{B}_0$ amplitudy elektrické intenzity a magnetické indukce, $\mathbf{k}$ vlnový vektor a ω úhlová rychlost. Více o této problematice a její rozšíření o materiálové prostředí je uvedeno například v [19].

1.2. Magnetické momenty

Abychom mohli pokračovat ve výstavbě potřebné teorie, bude nutné vysvětlit základní projevy magnetismu v látkách. Začneme projevy na atomární úrovni a zavedeme si magnetický moment elektronu, který je důležitý pro popis interakce látky s vnějším polem. Následně přejdeme, vztažením projevů magnetických momentů na určitý objem, do mezoskopického měřítka. Tato aproximace nám umožní zanedbat atomární strukturu látky a popsat její chování v tzv. mezoskopickém objemu pomocí spojitých veličin. Jedná se tedy o jisté propojení Maxwellovy kontinuální teorie s teorií kvantovou. V kontrastu s makroskopickým popisem nemůžeme vystihnout chování látky v mezoskopickém měřítku středováním přes celkový objem [21, str. 2].

Elementárním projevem magnetismu v látkách je magnetický dipólový moment. K celkovému magnetickému dipólovému momentu látky přispívají především elektrony. Protony a neutrony v jádře přispívají také, ovšem řádově méně (přibližně o tři řády). To je způsobeno především jejich větší hmotností [22, str. 24]. Magnetický dipólový moment elektronu můžeme rozdělit na orbitální magnetický dipólový moment a spinový magnetický dipólový moment. Oběma se nyní budeme věnovat.

1.2.1. Orbitální magnetický dipólový moment

K popisu a odvození orbitálního magnetického dipólového momentu využijeme zjednodušený model atomu. Získáme správný výsledek, avšak jedná se pouze o klasickou analogii k jevu, který má kvantovou podstatu. Uvažujme elektron obíhající po kruhové trajektorii o poloměru r kolem protonu. Počátek souřadnicové soustavy ztotožníme s polohou

protonu a polohu elektronu o hmotnosti m_e a obvodové rychlosti $\mathbf{v}$ nám bude charakterizovat polohový vektor $\mathbf{r}$. Moment hybnosti elektronu můžeme tedy vyjádřit podle klasické fyziky jako [23, str. 19]

$$\mathbf{L} = m_e \mathbf{r} \times \mathbf{v}. \quad (1.8)$$

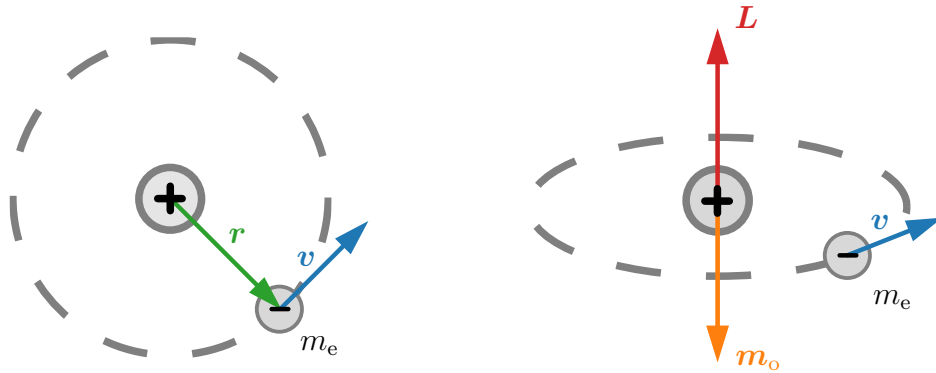
Moment hybnosti je kvantovaný a můžeme jeho velikost popsat také v násobcích $n\hbar$, kde $n = 1, 2, \dots$ a $\hbar$ je redukovaná Planckova konstanta³ [24, str. 151]. Tento fakt vychází z postulátů kvantové mechaniky. Obíhající elektron připodobníme k proudu probíhajícímu smyčkou $I = \frac{e}{T}$, kde $T = \frac{2\pi r}{v}$ je perioda oběhu elektronu a e je elementární náboj⁴. Magnetický dipólový moment smyčky určíme jako [18, str. 253]

$$\mathbf{m}_o = I \mathbf{n} \iint_S dS' = I \mathbf{S}, \quad (1.9)$$

kde S je obsah smyčky a $\mathbf{n}$ jednotkový normálový vektor plochy. Z výše uvedených vztahů můžeme získat výraz pro orbitální magnetický dipólový moment

$$\mathbf{m}_o = -\frac{e}{2m_e} \mathbf{L}. \quad (1.10)$$

Schéma zjednodušeného modelu atomu ekvivalentního s rovinnou proudovou smyčkou, ze kterého jsme při výpočtech vycházeli, je na obr. 1.1.



Obrázek 1.1: Schéma zjednodušeného modelu atomu ve dvou pohledech s vyznačeným momentem hybnosti $\mathbf{L}$ a magnetickým orbitálním dipólovým momentem $\mathbf{m}_o$.

1.2.2. Spinový magnetický dipólový moment

Spinový magnetický dipólový moment už si představit pomocí analogie z klasické fyziky nemůžeme. Jedná se o projev vnitřního momentu hybnosti elektronu, který nijak nesouvisí s orbitálním pohybem, a můžeme ho vyjádřit jako [25, str. 295]

$$\mathbf{m}_s = g_e \frac{e}{2m_e} \mathbf{S} \approx -\frac{e}{m_e} \mathbf{S}, \quad (1.11)$$

kde $g_e \approx -2$ je g-faktor elektronu a $\mathbf{S}$ spinový moment hybnosti. Jeho průmět do libovolné osy může nabývat pouze dvou diskrétních hodnot. Tyto dva možné stavy nazýváme spinem nahoru a spinem dolů.

³ $\hbar = 1,054\,571\,817\dots \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ [20]

⁴ $e = 1,602\,176\,634 \cdot 10^{-19} \text{ C}$ [20]

1.3. MIKROMAGNETICKÉ ENERGIE

1.2.3. Souhrnný magnetický dipólový moment

Jak bylo předesláno dříve, k celkovému magnetickému dipólovému momentu se započítává jak orbitální, tak spinový magnetický dipólový moment. Pro popis této společné interakce (spin-orbitální interakce) se zavádí celkový moment hybnosti [19, str. 10]

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}. \quad (1.12)$$

Stejně jako jsme propojovali moment hybnosti $\mathbf{L}$ (resp. spinový moment hybnosti $\mathbf{S}$) s orbitálním magnetickým dipólovým momentem $\mathbf{m}_o$ (resp. spinovým magnetickým dipólovým momentem $\mathbf{m}_s$), propojíme celkový moment hybnosti $\mathbf{J}$ s celkovým magnetickým dipólovým momentem $\mathbf{m}$. K tomu se využívají záporné konstanty – gyromagnetický poměr γ a Landého faktor g [19, str. 12]

$$\mathbf{m} = \mathbf{m}_o + \mathbf{m}_s = \gamma \mathbf{J} = g \frac{e}{2m_e} \mathbf{J}. \quad (1.13)$$

Projev tohoto souhrnného magnetického dipólového momentu vztažený na určitý mezoskopický objem definujeme jako lokální magnetizaci ve tvaru

$$\mathbf{M} = \frac{\delta \mathbf{m}_V}{\delta V}, \quad (1.14)$$

kde $\delta \mathbf{m}_V$ je součet všech příspěvků magnetického dipólového momentu $\mathbf{m}$ v mezoskopickém objemu δV . Maximální hodnotu magnetizace získáme, pokud dojde k souhlasnému natočení všech magnetických dipólových momentů ve sledovaném objemu. Této maximální hodnotě magnetizace říkáme saturační magnetizace a značíme ji M_S .

1.3. Mikromagnetické energie

Teorie mikromagnetismu se zabývá chováním magnetických látek v mezoskopických rozměrech. Ustálený stav systému se určuje minimalizací mikromagnetických energií. Budeme se zabývat Zeemanovou energií, dipólovou energií, výměnnou energií a energií anizotropie.

1.3.1. Zeemanova energie

Zeemanova energie nám popisuje interakci mezi magnetizací a externím magnetickým polem. Příspěvek této energie je nejnižší, když je vektor magnetizace $\mathbf{M}$ orientován souhlasně s vektorem magnetické intenzity externího pole $\mathbf{H}_{\text{ext}}$. Tento fakt se odráží ve znaménku výrazu popisující tuto energii, který můžeme psát jako [26, str. 217]

$$E_z = -\mu_0 \iiint_{\Omega} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV, \quad (1.15)$$

kde Ω vymezuje oblast, přes kterou integrujeme.

1.3.2. Dipolární energie

Dipolární energie popisuje interakci vektoru magnetizace $\mathbf{M}$ s magnetickým polem, které si magnetizace sama vytváří. Toto pole nazýváme polem demagnetizačním, značíme ho $\mathbf{H}_d$ a dá se určit ze vztahu [27, str. 36]

$$\nabla \cdot \mathbf{H}_d = -\nabla \cdot \mathbf{M}. \quad (1.16)$$

Odtud je také zřejmé, proč se pole nazývá demagnetizační. Působí v látce totiž proti směru vektoru magnetizace $\mathbf{M}$ a tím snižuje magnetické pole uvnitř látky [22, str. 35]. S touto znalostí již můžeme určit hodnotu dipolární energie jako [28]

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \iiint_{\Omega} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \, dV, \quad (1.17)$$

kde nám faktor $\frac{1}{2}$ brání započtení stejných členů vícekrát.

1.3.3. Výměnná energie

Výměnná energie popisuje silnou krátkodosahovou interakci sousedních spinů. Jedná se o projev kvantové teorie, přesněji Pauliho vylučovacího principu [19, str. 39]. Hodnotu této energie můžeme vypočítat ze vztahu [29, str. 119]

$$E_e = A_{\text{ex}} \iiint_{\Omega} \left(\frac{\nabla \mathbf{M}}{M_s} \right)^2 \, dV, \quad (1.18)$$

kde M_s je saturační magnetizace a A_{ex} nazýváme výměnnou konstantou, ve které se projevuje především krátkodosahovost této interakce [27, str. 34].

1.3.4. Energie anizotropie

Rozlišujeme několik druhů magnetické anizotropie. V rámci této práce budeme uvažovat pouze magnetokrystalickou anizotropii. Energie magnetokrystalické anizotropie je důsledkem různých krystalických struktur látek. V látkách existují krystalografické směry, tzv. snadné osy, které jsou preferované pro natočení magnetických momentů. Názorným příkladem je jednoosý krystal, který má jednu snadnou osu (uniaxiální anizotropie). Anizotropní energii pro jednoosý krystal můžeme zapsat jako [19, str. 84]

$$E_a = (K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots) V, \quad (1.19)$$

kde θ je úhel, který svírá magnetický moment se snadnou osou a $K_1, K_2, \dots$ konstanty uniaxiální anizotropie.

1.3.5. Efektivní pole

Celkovou energii systému vyjádříme jako součet jejich jednotlivých příspěvků

$$E = E_z + E_d + E_e + E_a. \quad (1.20)$$

1.4. SPINOVÉ VLNY

Minimalizací E získáme ustálený stav systému. Vliv této celkové energie na magnetizaci lze popsat efektivním polem

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \mathbf{M}}, \quad (1.21)$$

kde ε je hustota celkové energie. Při ustáleném stavu bude magnetizace rovnoběžná s efektivním polem, jinými slovy, jejich vektorový součin bude nulový.

1.4. Spinové vlny

Nejpodstatnějším bodem této kapitoly pro vysvětlení experimentální části bude zavedení spinových vln, anglicky *spin waves*. Jedná se o kolektivní oscilace magnetických momentů v látce. Pro jejich ekvivalentní popis jsou užívány také kvazičástice magnony.

Do této doby jsme se zabývali pouze statickými případy, u kterých jsme hledali ustálené stavy. V této podkapitole přejdeme na případy dynamické. Zavedeme si časový vývoj magnetizace za pomoci Landauovy-Lifšicovy rovnice. Následně do této rovnice zakomponujeme tlumicí člen ve dvou různých variantách. Odvodíme Walkerovu rovnici a jejím následným řešením získáme tři základní magnetostatické módy spinových vln. Celou kapitolu zakončíme modelem Kalinikose a Slavina, který zahrnuje dipolární a výměnnou interakci a poskytuje nám obecnější popis disperzní relace.

1.4.1. Dynamika magnetizace

Magnetický moment v externím magnetickém poli pociťuje vliv efektivního pole formou silového momentu

$$\boldsymbol{\tau} = \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.22)$$

Znalost tohoto silového momentu nám umožňuje popsat časový vývoj systému. Pomocí klasické mechaniky totiž můžeme za využití momentu hybnosti $\mathbf{L}$ vyjádřit $\boldsymbol{\tau}$ ve formě

$$\boldsymbol{\tau} = \frac{d\mathbf{L}}{dt}. \quad (1.23)$$

V našem případě, tedy v systému zahrnujícím i příspěvky od spinů, budeme uvažovat místo $\mathbf{L}$ celkový moment hybnosti $\mathbf{J}$. Časový vývoj magnetizace můžeme pak vyjádřit za pomoci Landauovy-Lifšicovy rovnice ve tvaru [30, str. 141]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.24)$$

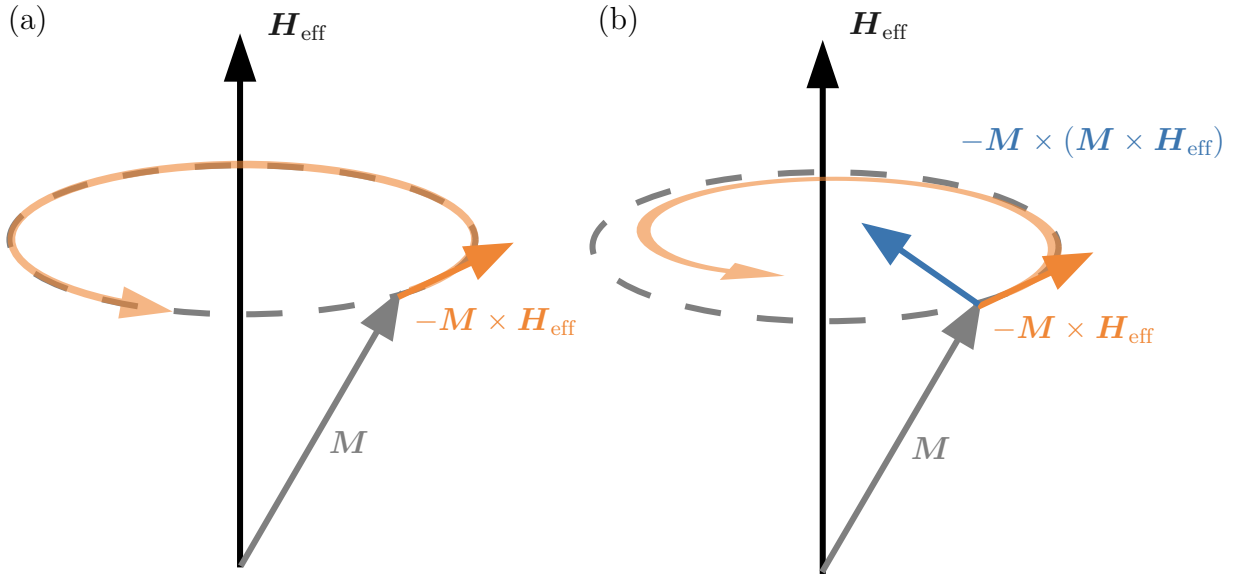
Tato rovnice nám vyjadřuje precesní pohyb magnetizace $\mathbf{M}$ okolo efektivního pole $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ s Larmorovou úhlovou frekvencí $\omega = \gamma \mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}$. Tento pohyb není ničím tlumený a představuje tedy značné zjednodušení jevu reálného. Tlumení je obecně způsobeno přenosem energie z precesního pohybu do kmitů krystalové mřížky (fononů). Pro jeho zohlednění bude nutné do rovnice (1.24) přidat další člen, který bude magnetizaci stáčet do rovnovážného stavu. Jeden možný přístup, který představili Landau a Lifšic [31], je

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\lambda \gamma \mu_0}{M_s} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}), \quad (1.25)$$

kde λ je Landauova-Lifšicova konstanta tlumení. Názorná interpretace takového tlumení je na obr. 1.2. Druhý přístup, který navrhl Gilbert, spočívá v jiném vyjádření tlumícího členu. Získáme tím rovnici ve tvaru [32]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (1.26)$$

kde α je Gilbertova konstanta tlumení. Rovnice (1.25), (1.26) jsou si ekvivalentní pouze pro nízká tlumení, tj. velmi malé hodnoty konstant λ a α . Pro výraznější tlumení se využívá spíše (1.26), hlavně z důvodu fyzikálně neintuitivního procesu utlumení u (1.25). Detailní popis rozdílů obou rovnic a vhodnosti jejich užití nalezneme v [33].



Obrázek 1.2: Vizuální reprezentace členů Landauovy-Lifšicovy rovnice (1.24) popisující dynamiku magnetizace bez tlumení (a) a s tlumením (rovnice 1.25) (b). Záporné znaménko je v rovnicích (1.24), (1.25) obsažené v gyromagnetickém poměru γ . Inspirováno [34].

1.4.2. Walkerova rovnice

Uvažujme nyní netlumený precesní pohyb magnetizace (1.24) a zanedbejme výměnnou a anizotropní energii. Naším hlavním předpokladem bude, že můžeme vyjádřit magnetizaci a efektivní pole ve formě součtu dvou členů – prvního, časově neměnného, popisujícího ustálený stav $(\mathbf{H}_0, \mathbf{M}_0)$, směřujícího v kladném směru osy z , a druhého, časově závislého $(\mathbf{H}_D, \mathbf{M}_D)$, s velikostí mnohem menší než má statický člen [19, str. 91]. Získáme tedy

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_D(t), \quad (1.27a)$$

$$\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_D(t). \quad (1.27b)$$

Díky předpokladu malých výchylek od rovnovážné polohy můžeme položit $M_0 \approx M_s$, a tak propojit časově závislé členy z (1.27) rovnicí

$$\mathbf{M}_D = \bar{\chi}_m \mathbf{H}_D. \quad (1.28)$$

1.4. SPINOVÉ VLNY

Tenzor magnetické susceptibility, často označován jako Polderův tenzor susceptibility, vyjádříme v maticovém tvaru [35]

$$\bar{\chi}_m = \begin{pmatrix} \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & \chi & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\omega_H\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} & -i\frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} & 0 \\ i\frac{\omega\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} & \frac{\omega_H\omega_M}{\omega_H^2 - \omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

kde byly zavedeny nové proměnné

$$\omega_M = -\gamma\mu_0 M_S, \quad (1.30a)$$

$$\omega_H = -\gamma\mu_0 H_0. \quad (1.30b)$$

Odtud také vyplývá podoba tenzoru permeability, který ze znalosti dříve vyjádřené závislosti (1.5) určíme jako

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi & -i\kappa & 0 \\ i\kappa & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.31)$$

S využitím magnetostatické aproximace zavedeme magnetostatický skalární potenciál [19, str. 140]

$$\mathbf{H}_D = -\nabla\psi, \quad (1.32)$$

který nám umožní, po dosazení do Gaussova zákona s využitím konstituční relace (1.5) a maticovým zápisem $\bar{\mu}$ z (1.31), vyjádřit Walkerovu rovnici [36]

$$(1 + \chi) \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0, \quad (1.33)$$

která popisuje magnetostatické módy v homogenních prostředích. Uvážíme-li nyní rovinovou vlnu šířící se nekonečným homogenním prostředím, tj. $\psi \propto e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})}$, přejde rovnice (1.33) do tvaru

$$(1 + \chi)(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0. \quad (1.34)$$

Směr šíření, tj. směr vlnového vektoru $\mathbf{k}$, zvolíme obecně s odklonem θ od osy z a rovnici (1.34) přepíšeme do explicitního tvaru s úhlovou frekvencí

$$\omega = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M \sin^2 \theta)}. \quad (1.35)$$

Pokud zahrneme výměnnou interakci, přejde (1.35) na [19, str. 141]

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} k^2)[\omega_H + \omega_M(\lambda_{\text{ex}} k^2 + \sin^2 \theta)]}, \quad (1.36)$$

kde využíváme odlišné vyjádření výměnné konstanty

$$\lambda_{\text{ex}} = \frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2}. \quad (1.37)$$

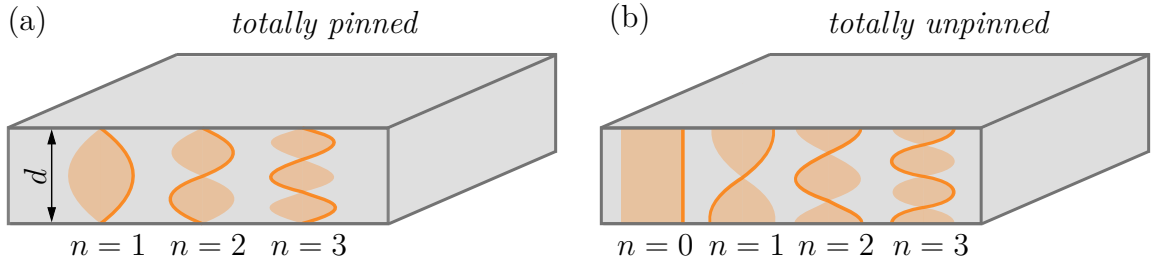
Když je $\lambda_{\text{ex}} k^2 \ll 1$ mluvíme o dipolárních spinových vlnách (převládá dipolární interakce a výměnná interakce je zanedbatelná), pokud je naopak výraznější výměnná interakce, nazýváme je výměnnými spinovými vlnami. Všimněme si také, že v případě dipolárních spinových vln nezávisí ω na k , tedy vlna o dané frekvenci může mít libovolnou vlnovou délku. Doteď jsme se zabývali spinovými vlnami v nekonečném homogenním materiálu, nyní se budeme věnovat řešení Walkerovy rovnice pro tenké vrstvy, tedy v prostoru omezeném v jednom směru na konečnou délku.

1.4.3. Stojaté spinové vlny

Stojaté spinové vlny, anglicky *perpendicular standing spin waves* (PSSW) jsou příkladem výměnných spinových vln vznikajících v tenkých magnetických vrstvách. Vlny se šíří ve směru kolmém na rovinu vzorku, odráží se zpět od druhého rozhraní a vytváří stojaté vlnění. Budeme rozlišovat dva krajní případy okrajových podmínek. V jednom případě mohou spiny vykonávat precesní pohyb na rozhraní (nepřichycené spinové vlny, anglicky *totally unpinned*) a ve druhém případě nemohou (přichycené spinové vlny, anglicky *totally pinned*). Pro vznik těchto vln musí být splněna kvantovací podmínka pro vlnové číslo [37, str. 16]

$$k_n = n \frac{\pi}{d}, \quad (1.38)$$

kde d je tloušťka tenké vrstvy a $n = 1, 2, 3, \dots$ jsou módy stojatých spinových vln. Speciální případ nastává, když $n = 0$ pro hraniční podmínku s možností precese na rozhraní, kdy se jedná o feromagnetickou rezonanci (FMR). Grafické znázornění PSSW a FMR ve feromagnetické vrstvě můžeme vidět na obr. 1.3.



Obrázek 1.3: Ilustrativní vykreslení prvních tří módů stojatých spinových vln ve feromagnetické vrstvě o tloušťce d pro obě hraniční podmínky a feromagnetické rezonance ($n = 0$). Oranžové podbarvení znázorňuje možný rozsah, který může amplituda stojatých vln při časovém vývoji nabývat. V případě (a) vlny nemohou vykonávat precesní pohyb na rozhraní a pro (b) precesní pohyb vykonávají. Inspirováno [38, str. 22].

Dosadíme-li do (1.36) kvantovací podmínku (1.38), získáme rezonanční frekvenci pro stojaté spinové vlny

$$\omega_n = \sqrt{\left[\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{ex}} \left(n \frac{\pi}{d} \right)^2 \right] \left\{ \omega_H + \omega_M \left[\lambda_{\text{ex}} \left(n \frac{\pi}{d} \right)^2 + \sin^2 \theta \right] \right\}}. \quad (1.39)$$

K feromagnetické rezonanci dojde pro $n = 0$ ($k = 0$), budeme-li navíc uvažovat $\mathbf{M}_0$ ve směru tečném k rovině vzorku ($\theta = 90^\circ$), získáme frekvenci feromagnetické rezonance

$$\omega_{\text{FMR}} = \sqrt{\omega_H(\omega_H + \omega_M)}. \quad (1.40)$$

1.4. SPINOVÉ VLNY

1.4.4. Magnetostatické módy spinových vln

Spinová vlna může být kvantovaná ve směru kolmém na magnetickou vrstvu a zároveň se šířit ve směru na tuto vrstvu tečném. Velikost vlnového vektoru můžeme tedy pomocí složky tečné na rovinu vzorku k_t a kvantované složky kolmé na rovinu vzorku k_n vyjádřit jako

$$k = \sqrt{k_t^2 + k_n^2} = \sqrt{k_t^2 + \left(n\frac{\pi}{d}\right)^2}, \quad (1.41)$$

kde $n = 0, 1, 2, \dots$ budeme nyní nazývat tloušťkovými módy, abychom odlišili PSSW a vlny o nenulovém k_t .

Pro úplný popis vlnového vektoru v tenké vrstvě (zavedení ortogonálního systému), bude potřeba rozložit tečnou složku na dvě na sebe vzájemně kolmé. Jako výhodné se jeví využít orientace vůči rovnovážnému směru magnetizace $\mathbf{M}_0$. Vyjádříme-li tedy $\mathbf{k}_t$ jako

$$\mathbf{k}_t = (k_{\parallel}, k_{\perp}), \quad (1.42)$$

kde $k_{\parallel}$ je složka rovnoběžná s $\mathbf{M}_0$ a $k_{\perp}$ je na ní kolmá, můžeme vlnový vektor zapsat ve tvaru

$$\mathbf{k} = (k_{\parallel}, k_{\perp}, k_n). \quad (1.43)$$

Uvažujme nyní případ, kdy se spinová vlna šíří pouze ve směru tečném na rovinu vzorku, tj. $k_t \neq 0$ a $k_n = 0$. Z této podmínky zároveň plyne, že $n = 0$. Na základě směru šíření spinové vlny vzhledem k rovnovážnému směru magnetizace $\mathbf{M}_0$ a její orientace vůči vzorku (uvažujeme tenkou feromagnetickou vrstvu), rozlišujeme tři základní magnetostatické módy dipolárních spinových vln [obr. 1.4(a)].

Zpětné objemové spinové vlny

Nejprve se zaměříme na situaci, kdy je vlnový vektor rovnoběžný s $\mathbf{M}_0$ ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_0$) a oba tyto vektory jsou tečné k rovině vzorku. Tento případ označujeme jako zpětné objemové spinové vlny, anglicky *backward volume spin waves* (BVSW). Disperzní relace tohoto uspořádání nabývá tvaru [39]

$$\omega_{\text{BV}}^2 = \omega_{\text{H}} \left[\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} \left(\frac{1 - e^{-k_{\parallel}d}}{k_{\parallel}d} \right) \right]. \quad (1.44)$$

Grupovou rychlost, která udává rychlost a směr šíření energie vlny, můžeme zapsat ve zjednodušené formě pro $k_{\parallel}d \ll 1$ jako

$$v_{\text{g,BV}} = \frac{\partial \omega_{\text{BV}}}{\partial k_{\parallel}} = -\frac{\omega_{\text{M}} \omega_{\text{H}} d}{4\sqrt{\omega_{\text{H}}(\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}})}}. \quad (1.45)$$

Grupová rychlost je oproti fázové rychlosti $\mathbf{v}_p$, která udává rychlost a směr šíření vlnoploch, záporná. Vlny se tedy šíří v prostoru na opačnou stranu než jejich energie, proto je nazýváme zpětnými.

Povrchové spinové vlny

Nyní uvažujeme situaci, kdy je vlnový vektor kolmý na $\mathbf{M}_0$ ($\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_0$) a oba vektory jsou tečné k rovině vzorku. Tento případ označujeme jako povrchové spinové vlny, anglicky *surface spin waves*. Často se setkáváme i s názvem Damonův-Eshbachův mód (DE), podle autorů, kteří jej poprvé popsali [40]. Disperzní relaci můžeme psát ve tvaru

$$\omega_{\text{DE}}^2 = \omega_{\text{H}}(\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}}) + \frac{\omega_{\text{M}}^2}{4}(1 - e^{-2k_{\perp}d}). \quad (1.46)$$

Grupovou rychlost pro $k_{\perp}d \ll 1$ dopočítáme jako

$$v_{\text{g,DE}} = \frac{\partial \omega_{\text{DE}}}{\partial k_{\perp}} = \frac{\omega_{\text{M}}^2 d}{4\sqrt{\omega_{\text{H}}(\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}})}}. \quad (1.47)$$

Grupová rychlost míří stejným směrem jako fázová rychlost a amplituda vln exponenciálně klesá směrem od povrchu do objemu vzorku. Vlny se tedy šíří pouze po povrchu feromagnetické vrstvy. Povrchové spinové vlny se vyznačují svým nereciprokým chováním, tj. při otočení směru vlnového vektoru se bude vlna šířit na opačném povrchu feromagnetické vrstvy [41].

Dopředné objemové spinové vlny

Mějme případ, kdy je vlnový vektor spinových vln tečný k rovině vzorku a rovnovážný směr magnetizace je na tuto rovinu kolmý. Tyto spinové vlny nazýváme dopředné objemové spinové vlny, anglicky *forward volume spin waves* (FVSW). Disperzní relaci můžeme psát ve tvaru [39]

$$\omega_{\text{FV}}^2 = \omega_{\text{H}} \left[\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} \left(1 - \frac{1 - e^{-k_{\text{t}}d}}{k_{\text{t}}d} \right) \right]. \quad (1.48)$$

Vlny se v rovině vzorku šíří všemi směry. Grupovou rychlost z této relace získáme pro $k_{\text{t}}d \ll 1$ obdobně jako v předešlých případech

$$v_{\text{g,FV}} = \frac{\partial \omega_{\text{FV}}}{\partial k} = \frac{\omega_{\text{M}}d}{4}. \quad (1.49)$$

Grupová a fázová rychlost mají stejný směr.

1.4.5. Model Kalinikose a Slavina

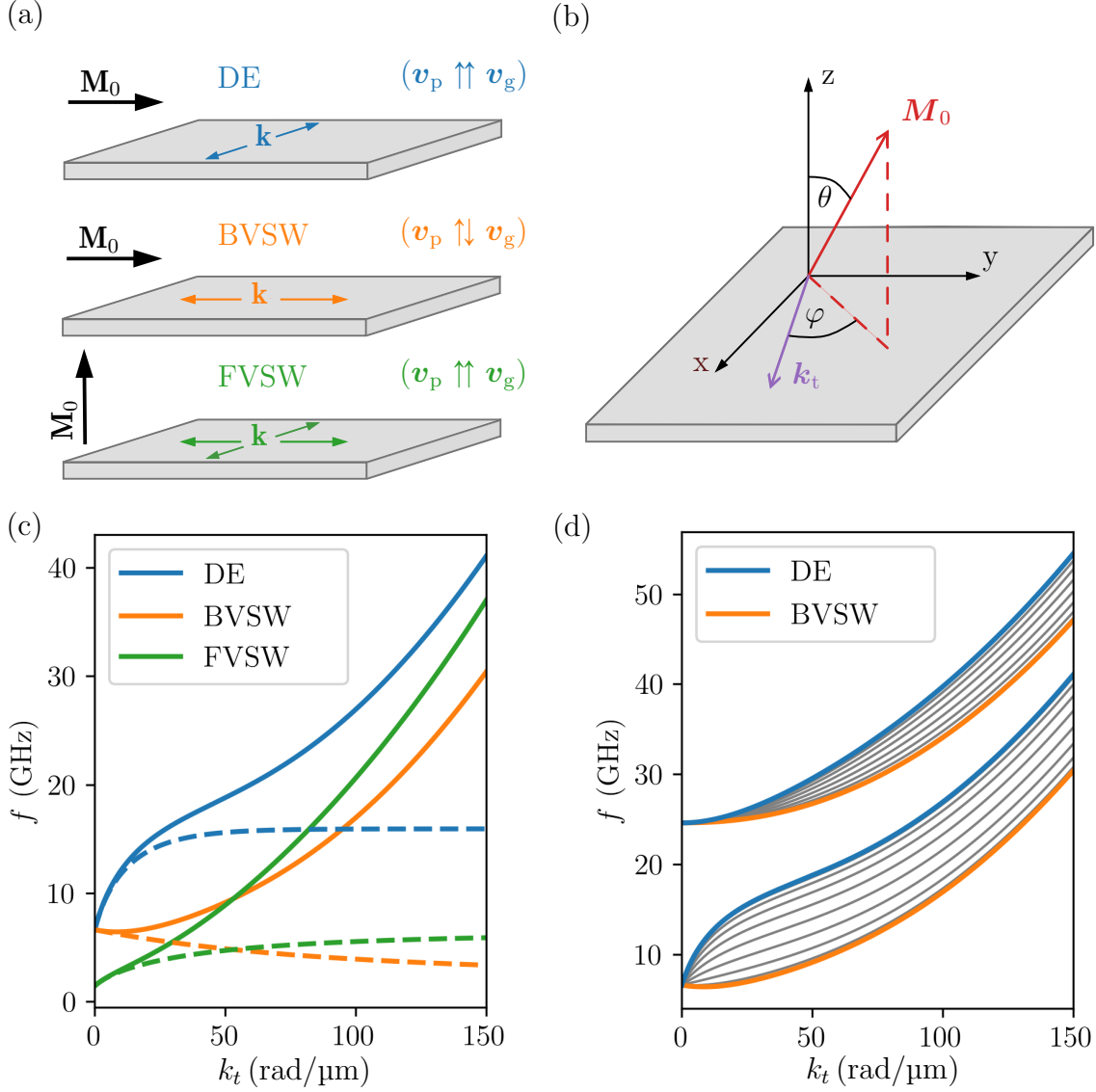
Kalinikos a Slavin vzali v potaz navíc k dipolární interakci i výměnnou interakci, umožnili volbu libovolné vzájemné orientace $\mathbf{k}$ a $\mathbf{M}_0$ a do modelu zakomponovali i vyšší tloušťkové módy. V rámci této práce se omezíme na symetrické okrajové podmínky a nebudeme uvažovat interakce mezi jednotlivými módy. Obecnější model disperzní relace můžeme psát ve tvaru [42]

$$\omega_n^2 = (\omega_{\text{H}} + \lambda_{\text{ex}}\omega_{\text{M}}k_n^2)(\omega_{\text{H}} + \lambda_{\text{ex}}\omega_{\text{M}}k_n^2 + \omega_{\text{M}}F_n), \quad (1.50)$$

kde

$$F_n = P_n + \sin^2\theta \left[1 - P_n(1 + \cos^2\varphi) + \frac{\omega_{\text{M}}P_n(1 - P_n)\sin^2\varphi}{\omega_{\text{H}} + \lambda_{\text{ex}}\omega_{\text{M}}k_n^2} \right], \quad (1.51)$$

1.4. SPINOVÉ VLNY



Obrázek 1.4: (a) Schématické znázornění geometrie jednotlivých magnetostatických módů. U každé geometrie je navíc zdůrazněna vzájemná orientace vektoru fázové rychlosti $\mathbf{v}_p$ a vektoru grupové rychlosti $\mathbf{v}_g$. Inspirováno [37]. (b) Geometrické uspořádání modelu Kalinikose a Slavina. (c) Porovnání disperzních relací magnetostatických módů pomocí modelu Kalinkose a Slavina zahrnujícího dipolární i výměnnou interakci (nepřerušovaná čára) a modelu zahrnujícího pouze dipolární interakci (přerušovaná čára). Disperzní relace odpovídají $n = 0$. (d) Vykreslené disperzní relace podle modelu Kalinikose a Slavina pro první dva tloušťkové módy a $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\varphi \in \langle 0, \frac{\pi}{2} \rangle$ (s krokem 10 stupňů). Je zde zvýrazněna DE a BVS geometrie, disperzní relace odpovídající ostatním úhlům jsou vykresleny šedě. Pro (c) i (d) byly uvažovány parametry odpovídající magnetické vrstvě NiFe o tloušťce 30 nm v externím poli $B_{\text{ext}} = 50$ mT.

θ je úhel mezi $\mathbf{M}_0$ a normálou povrchu vzorku, φ je úhel v rovině vzorku mezi vektorem $\mathbf{k}$ a průmětem $\mathbf{M}_0$ na rovinu vzorku [obr. 1.4(b)]. Tvar P_n vyjádříme v závislosti na okrajových podmínkách. Pro přichycené spinové vlny (*totally pinned*) platí

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_t^2 + k_n^2} \left\{ 1 + \frac{k_n^2}{k_t^2 + k_n^2} \frac{2}{k_t d} \left[1 - (-1)^n e^{-k_t d} \right] \right\}, \quad (1.52)$$

kde $n = 1, 2, \dots$. Pro nepřichycené spinové vlny (*totally unpinned*) píšeme

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_t^2 + k_n^2} \left\{ 1 - \frac{k_t^2}{k_t^2 + k_n^2} \frac{2}{k_t d} \left[1 - (-1)^n e^{-k_t d} \right] \frac{1}{1 + \delta_0} \right\}, \quad (1.53)$$

kde $n = 0, 1, 2, \dots$ a δ je Kroneckerovo delta. Podstatnější pro nás v této práci budou, díky lepší shodě s experimentem, nepřichycené spinové vlny. Pokud tedy nebude blíže specifikováno, budeme pro tloušťkové módy uvažovat tuto okrajovou podmínku.

Pro výpočet disperzí z modelu Kalinikose a Slavina a získání materiálových parametrů pro NiFe⁵ byl použit balíček SpinWaveToolkit pro programovací jazyk Python od Ondřeje Wojewody [43]. Při všech výpočtech jsme předpokládali $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}$. Na obr. 1.4(c) jsou vykresleny disperzní relace jednotlivých magnetostatických módů podle modelu Kalinikose a Slavina (zahrnující dipolární i výměnnou interakci) a modelu magnetostatické aproximace zahrnujícího pouze dipolární interakci. Můžeme si všimnout, že oba modely si odpovídají pro nízké hodnoty vlnového vektoru (přibližně do 10 rad/ μm), to je způsobeno tím, že výměnná interakce se začne výrazně projevovat až pro vyšší $\mathbf{k}$.

Na obr. 1.4(d) jsou znázorněny disperzní relace spinových vln pro $\theta = \frac{\pi}{2}$ a $\varphi \in \langle 0, \frac{\pi}{2} \rangle$ pro dva nejnižší tloušťkové módy, $\varphi = 0$ odpovídá BVSW a $\varphi = \frac{\pi}{2}$ DE.

⁵Slitina niklu a železa v poměru přibližně Ni₈₀Fe₂₀. Můžeme se také setkat s označením permalloy (Py).

2. Brillouinův rozptyl světla

Ve druhé kapitole se zaměříme na teoretický popis Brillouinova rozptylu světla (anglicky *Brillouin light scattering*, BLS). Nejprve popíšeme samotný princip procesu BLS a konvenční způsob měření s rozlišením vlnových čísel (podkapitola 2.1). Odtud přejdeme na fokusovaný Brillouinův rozptyl světla (μ BLS), jeho omezení v detekci magnonů s vyššími vlnovými čísly a teoretický popis (podkapitola 2.2). Na závěr si přiblížíme techniku měření krátkovlnných spinových vln μ BLS (podkapitola 2.3).

Důležité pro nás bude využití spektroskopie BLS pro detekci a studium spinových vln. Jednou z její hlavních předností je, že umožňuje detekci nejen koherentních spinových vln¹, ale i termálních (nekoherentních). Termální spinové vlny vznikají v magnetických materiálech v důsledku přirozeně probíhajících termálních fluktuací [44].

Technika spektroskopie BLS zaznamenala v poslední době, zejména díky její využitelnosti v oblasti magnoniky, značný vývoj. Ten umožnil například měření s fázovým rozlišením [45] nebo studium magnetických nanostruktur pomocí μ BLS (podkapitola 2.2) [46]. V současné době je možné měřit s frekvenčním, časovým [47], prostorovým [48] i fázovým rozlišením [49].

2.1. Základní princip BLS

BLS je proces, který můžeme, za pomoci kvantové mechaniky, popsat jako rozptyl fotonu na kvazičástici. V našem případě budeme mluvit o kvazičástici spinových vln – magnonu (podkapitola 1.4). Při rozptylu může dojít ke dvěma odlišným událostem, ty označujeme jako Stokesův a anti-Stokesův proces. Při Stokesově procesu dochází ke kreaci magnonu a snížení frekvence rozptýleného fotonu. Při anti-Stokesově procesu naopak dochází k anihilaci magnonu a zvýšení frekvence rozptýleného fotonu. Obě tyto situace jsou schématicky znázorněny na obr. 2.1 a matematicky je můžeme vyjádřit ze zákonů zachování energie ($E = \hbar\omega$) a hybnosti ($\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$) jako

$$\hbar\omega_f = \hbar(\omega_i \mp \omega_m), \quad (2.1a)$$

$$\hbar\mathbf{k}_f = \hbar(\mathbf{k}_i \mp \mathbf{k}_m), \quad (2.1b)$$

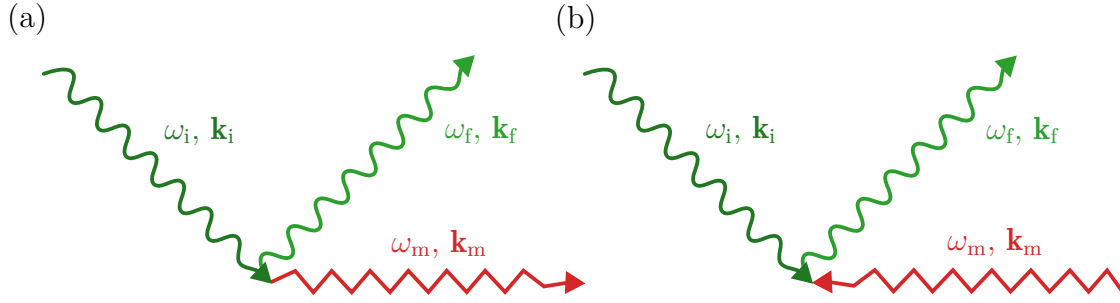
kde ω_f , ω_i a ω_m jsou popořadě úhlové frekvence rozptýleného fotonu, dopadajícího fotonu a magnonu, na kterém se světlo rozptyluje. Obdobně pro vlnové vektory $\mathbf{k}$. Znaménko (-) značí Stokesův jev, (+) anti-Stokesův jev. Z rovnic je zřejmé, že ze znalosti ω a $\mathbf{k}$ dopadajícího a rozptýleného fotonu jsme schopni získat odpovídající charakteristiky magnonu, na kterém rozptyl proběhl.

2.1.1. Rozptyl na prostorově omezených magnonech

U tenkých magnetických vrstev nebude formulace zákona zachování hybnosti ve formě (2.1b) platit [50]. To se dá vysvětlit prostorovým omezením ve směru kolmém na rovinu tenké vrstvy. V tomto případě se zachová pouze tečná složka $\mathbf{k}$. Pokud bychom narušili translační symetrii také v libovolném směru rovnoběžném s rovinou vzorku, nebude se zachovávat $\mathbf{k}$ ani v tomto směru. Uvážíme-li například vzorek ve tvaru drátu, bude se

¹Excitovány externě, např. anténou s vysokofrekvenčním elektrickým signálem.

2.2. FOKUSOVANÝ BLS



Obrázek 2.1: Schématické znázornění (a) Stokesova a (b) anti-Stokesova procesu.

zachovávat pouze $\mathbf{k}$ rovnoběžné s osou drátu. Tento fakt vychází z klasické mechaniky a byl formulován v teorému Neotherové [51].

Při měření tenkých vrstev tedy musíme uvažovat pouze složku $\mathbf{k}$ tečnou k tenké vrstvě, kterou jsme schopni z geometrie určit jako

$$k_{i,t} = |\mathbf{k}_i| \sin \vartheta, \quad (2.2)$$

kde ϑ je úhel dopadu fotonu měřený od normály.

2.1.2. Rozlišení vlnových čísel

Pro studium spinových vln je důležité měření jejich disperze. Rovnice (2.1b, 2.2) nám dávají návod, jak selektivně měřit magnony o různých vlnových číslech. Pro získání frekvenčních spekter s využitím (2.1a) je ale zásadní koherentní zdroj světla. Běžně se využívá laserové světlo o vlnové délce $\lambda_{\text{laser}} = 532 \text{ nm}$ [52]. To nám omezuje vstupní parametr $|\mathbf{k}_i|$. Abychom dosáhli rozlišení vlnových čísel (anglicky *k-resolved*), bude potřeba měnit zbývající vlnový parametr. Tím je úhel, pod kterým foton dopadá na vzorek (2.2).

Existují různé přístupy, jak toho docílit. Častým řešením je otáčení vzorku kolem osy kolmé k rovině dopadu s fixní pozicí optické osy dopadajícího laseru [obr. 2.2(a)] [53].

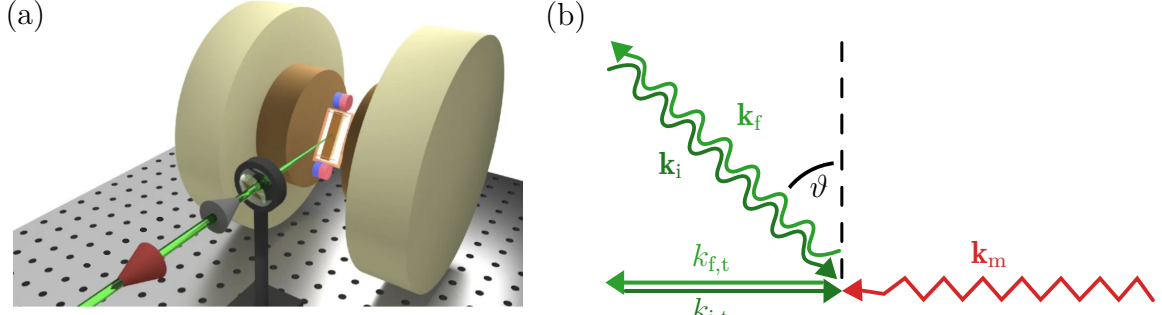
Rozpětí dosažitelných vlnových vektorů tedy závisí na geometrii rozptylu. Nejvyšší měřitelná hodnota vlnového vektoru magnonu odpovídá zpětně odraženému fotonu, přesněji pro úhel dopadu $\vartheta \rightarrow \frac{\pi}{2}$. Běžně užívané experimentální uspořádání, umožňující měření zpětného rozptylu [obr. 2.2(b)] využívá stejný objektiv/čočku pro fokusaci svazku i kolekci odraženého světla [obr. 2.2(a)]. Tuto maximální hodnotu měřeného vlnového vektoru jsme schopni určit z rovnice (2.1b) jako [52]

$$k_{m,\text{max}} = 2|\mathbf{k}_i| \sin \vartheta = 2 \frac{2\pi}{\lambda_{\text{laser}}} = 23,6 \text{ rad}/\mu\text{m}. \quad (2.3)$$

To odpovídá nejmenší měřitelné vlnové délce $\lambda_{\text{min}} = 266 \text{ nm}$, tedy polovině vlnové délky dopadajícího světla.

2.2. Fokusovaný BLS

Značným problémem konvenčních technik BLS při studiu mikro- a nanostruktur je jejich prostorové rozlišení. Dopadající laserový svazek má na vzorku stopu velikosti desítek mikrometrů [44]. Tento fakt způsobí, že nejsme schopni měřit lokální dynamiku magnetizace jednotlivých struktur, ale pouze získat průměrné hodnoty ze všech struktur osvícených laserovým světlem [54]. Snaha překonat toto omezení vedla k rozvoji techniky



Obrázek 2.2: (a) Zjednodušené experimentální uspořádání pro měření BLS s rozlišením vlnových čísel. Převzato a upraveno z [53]. (b) Schématické znázornění anti-Stokesova procesu v experimentálním uspořádání pro měření zpětného rozptylu.

μ BLS [44, 46, 52, 55]. Princip metody spočívá v užití objektivu s vysokou numerickou aperturou (NA) pro fokusaci laserového svazku a dosažení vyššího prostorového rozlišení (řádově stovky nanometrů). Světlo zaostřené objektivem nedopadá na vzorek pod jedním úhlem. S vyšším prostorovým rozlišením tedy zároveň ztrácíme rozlišení vlnových čísel magnonů.

Maximální hodnotu měřeného vlnového vektoru můžeme určit úpravou vztahu (2.3) na

$$k_{m,\max}^{\text{I}} = k_{m,\max} \text{NA} = 17,7 \text{ rad}/\mu\text{m}. \quad (2.4)$$

Důležité je mít na paměti, že se jedná pouze o geometrický odhad postavený na omezení úhlu dopadajícího světla numerickou aperturou objektivu. Maximální velikost detekovatelného vlnového vektoru byla určena pro experimentální uspořádání užitá v této práci (více v podkapitole 3.2) podle naměřené stopy svazku na $10 \text{ rad}/\mu\text{m}$ [15]. Tato hodnota se značně liší od vypočtené (2.4), i přes totožnou vlnovou délku laserového světla a NA objektivu.

2.2.1. Teoretický popis

Pro teoretický popis μ BLS bude výhodné využít modelu kontinua² pro neelastický rozptyl [56]. V této podkapitole budeme vycházet výhradně z [15, 16].

Model kontinua využívá k popisu interakce světla s magnony tzv. magneto-optický vazebný mechanismus. K popisu polarizace v magnetické vrstvě budeme potřebovat vyjádřit susceptibilitu jako součet její statické a dynamické části

$$\bar{\chi}(\mathbf{r}, t) = \bar{\chi}_{\text{stat}} + Q \begin{pmatrix} 0 & iM_z(\mathbf{r}, t) & -iM_y(\mathbf{r}, t) \\ -iM_z(\mathbf{r}, t) & 0 & iM_x(\mathbf{r}, t) \\ iM_y(\mathbf{r}, t) & -iM_x(\mathbf{r}, t) & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

kde $\bar{\chi}_{\text{stat}}$ je statická část, Q Voigtova konstanta a $\mathbf{M}_d = (M_x, M_y, M_z)$ dynamický vektor magnetizace. Neelastický rozptyl je způsobený právě dynamickou složkou susceptibility, která vyjadřuje příspěvek spinových vln. Polarizaci uvnitř magnetického materiálu můžeme zapsat pomocí intenzity dopadajícího světla v materiálu $\mathbf{E}_i$ jako

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \bar{\chi}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}_i. \quad (2.6)$$

²Spojité veličiny, řídí se Maxwellovými rovnicemi a konstitučními relacemi.

2.2. FOKUSOVANÝ BLS

Tuto odezvu materiálu můžeme vyjádřit i ve frekvenční doméně ve tvaru

$$\mathbf{P}(\omega_f, \mathbf{k}_{f,t}, z) = \bar{\chi}(\omega_m, \mathbf{k}_m, z) \mathbf{E}_i(\omega_f - \omega_m, \mathbf{k}_{f,t} - \mathbf{k}_m, z), \quad (2.7)$$

kde $\mathbf{k}_{f,t}$ je tečná složka vlnového vektoru indukované polarizace. Informace o interakci magnonu s dopadajícím zářením je tedy uchována ve frekvenci indukované polarizace ω_f .

Polarizace se stává zdrojem záření o stejné frekvenci ω_f . Měřený signál BLS je pak omezený schopností přechodu tohoto záření z magnetické vrstvy do detektoru. Fyzikálně bychom tento proces mohli popsat ve dvou krocích. Nejprve musí dojít k vyvážení světla z tzv. blízkého pole (anglicky *near-field*, NF) do dalekého pole (anglicky *far-field*, FF) a následně pak k průchodu světla optickou soustavou měřicího přístroje. Přechod z NF do FF je realizován Greenovou tenzorovou funkcí $\bar{\mathbf{G}}$. Matematicky můžeme tento proces vyvážení světla z NF zapsat ve tvaru

$$\mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_f, \mathbf{k}_{f,t}) = \bar{\mathbf{G}}(\omega_f, \mathbf{k}_{f,t}, \mathbf{k}'_{f,t}) \mathbf{P}(\omega_f, \mathbf{k}'_{f,t}). \quad (2.8)$$

Intenzitu indukovaného záření detekovaného v dalekém poli můžeme vyjádřit dosazením (2.7) do (2.8) a integrováním vzniklého výrazu přes všechny prostorové frekvence charakterizované $\mathbf{k}'_{f,t}$ jako

$$\mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{k}_{f,t}) = \int d^2 k'_{f,t} \bar{\mathbf{G}}(\omega_f, \mathbf{k}_{f,t}, \mathbf{k}'_{f,t}) \bar{\chi}(\omega_m, \mathbf{k}_m) \mathbf{E}_i(\omega_f - \omega_m, \mathbf{k}_{f,t} - \mathbf{k}_m). \quad (2.9)$$

Nyní uvažíme, že detekce signálu je možná pouze z oblasti charakterizované gaussovskou funkcí $h(x, y) = e^{-(x^2+y^2)/w_0^2}$, kde w_0 je poloměr stopy, ze které získáváme signál. Tento předpoklad vychází z reciprokého teoremu a přímo souvisí s tím, že k detektoru se dostanou pouze paprsky rovnoběžné s optickou osou objektivu. Přejdeme zpět do přímého prostoru a píšeme

$$\mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{r}_t) = h(\mathbf{r}_t) \int_{k_{f,t} \leq k_{i,t, \text{NA}}} d^2 k_{f,t} e^{i\mathbf{k}_{f,t} \cdot \mathbf{r}_t} \mathbf{E}_{\text{FF}}(\omega_m, \mathbf{k}_m, \omega_f, \mathbf{k}_{f,t}), \quad (2.10)$$

limity integrace volíme dle omezení kladeného numerickou aperturou objektivu.

Nyní již známe vše pro to, abychom byli schopni kvantitativně popsat sílu signálu BLS (na určité frekvenci magnonů ω_m) ve formě

$$\sigma(\omega_m) = \int d^2 r_t \int d^2 k_m \left| h(\mathbf{r}_t) \int_{k_{f,t} \leq k_{i,t, \text{NA}}} d^2 k_{f,t} e^{i\mathbf{k}_{f,t} \cdot \mathbf{r}_t} \int d^2 k'_{f,t} \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{k}_{f,t}, \mathbf{k}'_{f,t}) \bar{\chi}(\omega_m, \mathbf{k}_m) \mathbf{E}_i(\mathbf{k}_{f,t} - \mathbf{k}_m) \right|^2. \quad (2.11)$$

Tvar získaného frekvenčního spektra naměřeného spektrometrem μBLS je tedy důsledkem mnoha různých faktorů. Parametry podstatné pro tuto práci, které omezují maximální detekci vlnových čísel spektrometru jsou rozložení elektrické intenzity v magnetické vrstvě $\mathbf{E}_i$ a Greenova tenzorová funkce $\bar{\mathbf{G}}$. Pro zvýšenou detekci vlnových čísel musí $\mathbf{E}_i$ obsahovat komponenty s vysokou hybností, a tak umožnit interakce s magnony o vysokých vlnových číslech. $\bar{\mathbf{G}}$ následně musí světlo po interakci přenést z NF do FF.

2.3. Měření spinových vln o krátkých vlnových délkách

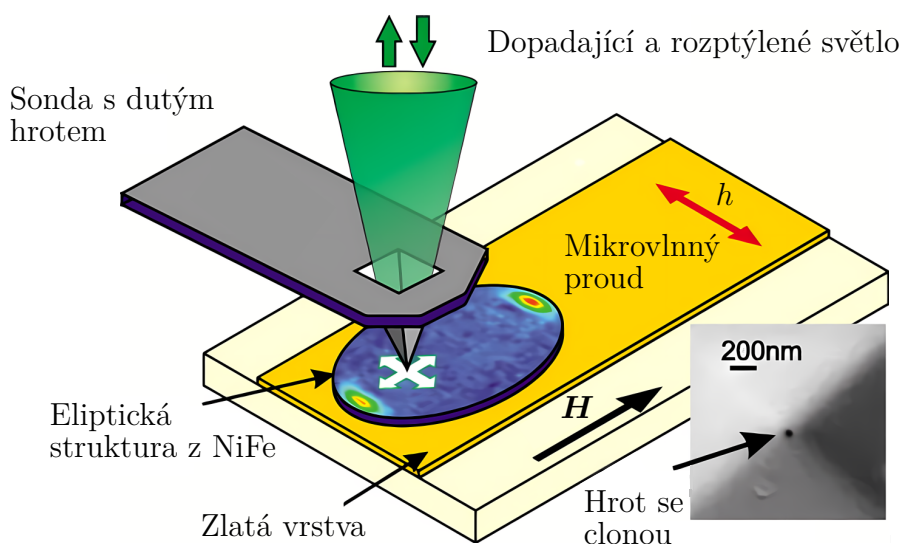
Vysoký potenciál magnoniky v moderních výpočetních technologiích je spojen také s požadavkem na zkoumání krátkovlnných spinových vln s vysokým prostorovým rozlišením [4]. Jediná metoda, která je schopna přímého měření spinových vln o nízkých vlnových délkách, je časově rozlišená rentgenová mikroskopie [10]. Její praktičnost je ale značně omezena požadavkem synchrotronové záření.

Omezení detekčního rozsahu vlnových čísel magnonů v případě užití μ BLS techniky je popsáno v podkapitole 2.2. V posledních letech se objevilo několik možných přístupů, jak tento fundamentální limit překročit. Příkladem může být kombinace sondy užívané v mikroskopii atomárních sil (AFM) s BLS [13]. Další možností je pak využití kovových [12,57] nebo dielektrických [15,16] nanostruktur. V této podkapitole si tyto postupy přiblížíme a zaměříme se na využití dielektrických nanostruktur, které bude pro experimentální část této práce zásadní.

2.3.1. Současný stav poznání

Na obr. 2.3 je zobrazené experimentální uspořádání z [13]. Autoři ukázali, že kombinací sondy AFM a BLS, tedy užitím clony o průměru 50 nm s možností jemných posuvů, situované v blízkém poli měřeného vzorku, byli schopni navýšit prostorové rozlišení na 55 nm a rozšířit detekci μ BLS o magnony s vyššími vlnovými čísly. To jim umožnilo zmapovat prostorové charakteristiky lokalizovaných spinových vln o vysokých frekvencích.

Autoři ve článku [12] zvolili odlišný přístup. Zhotovili hliníkovou nanostrukturu ve tvaru antény vysoké 30 nm na 30 nm magnetické vrstvě z granátu yttrium-železa (YIG).

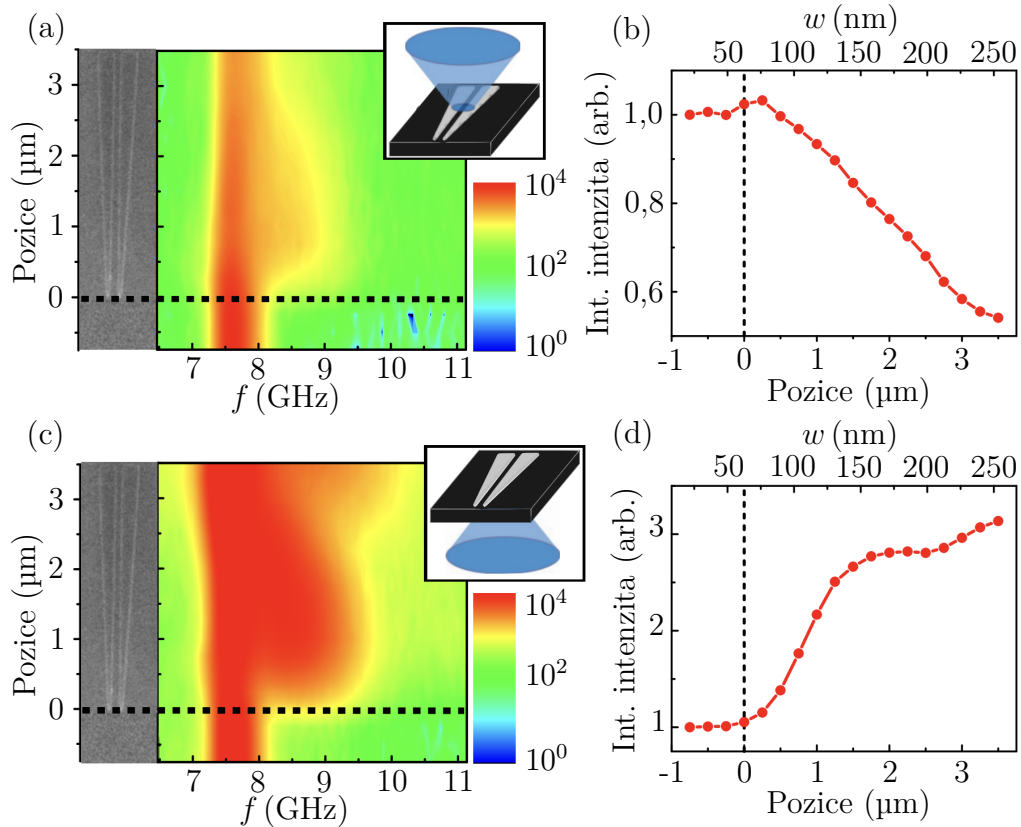


Obrázek 2.3: Experimentální uspořádání pro měření lokalizovaných excitací spinových vln na hranách eliptické struktury z NiFe. Spinové vlny byly buzeny vysokofrekvenčním mikrovlnným proudem probíhající zlatou vrstvou. Externí magnetické pole mířilo ve směru proudu. Metoda využívá dutého AFM hrotu, který slouží jako clona v blízkém poli pro dopadající laserové světlo a umožňuje vysoké prostorové rozlišení. Převzato a upraveno z [13].

2.3. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN O KRÁTKÝCH VLNOVÝCH DÉLKÁCH

Jako substrát jim posloužil granát galium-gadolinia (GGG). Geometrie antény sestává ze dvou částí a je zobrazena na obr. 2.4(a,c). Mezera mezi oběma částmi byla zvolena po celé délce konstantní o hodnotě 120 nm. Šířka obou struktur w se postupně měnila z 90 nm do 285 nm podél osy antény.

Obr. 2.4(a) zobrazuje intenzitu získaného BLS signálu pro různé frekvence v závislosti na pohybu dopadajícího světla v ose antény. Osvit byl proveden ze strany vzorku, na niž byla fabrikována anténa. Polarizace dopadajícího světla i směr vnějšího pole o velikosti $H = 2 \text{ kOe}^3$ (odpovídá magnetické indukci 200 mT) byli zvoleny rovnoběžně s osou antény. V pozici nad anténou si můžeme všimnout rozšíření detekovaného signálu do vyšších frekvencí (začátek antény značí čárkovaná čára). Obr. 2.4(b) dává do souvislosti celkovou intenzitu měřeného signálu s pozicí dopadajícího svazku na vzorku a odpovídající tloušťky antény. Zde si můžeme všimnout poklesu signálu, který autoři vysvětlují vzrůstajícím podílem zakrytého dopadajícího světla anténou. Z obr. 2.4(c) je zřejmé, že při osvitu ze strany substrátu je rozšíření detekovaného signálu do vyšších frekvencí více výrazné. Oproti případu osvitu ze strany antény navíc pozorujeme navýšení celkové intenzity signálu [obr. 2.4(d)], a to dokonce násobně. Anténa v tomto případě umožňuje



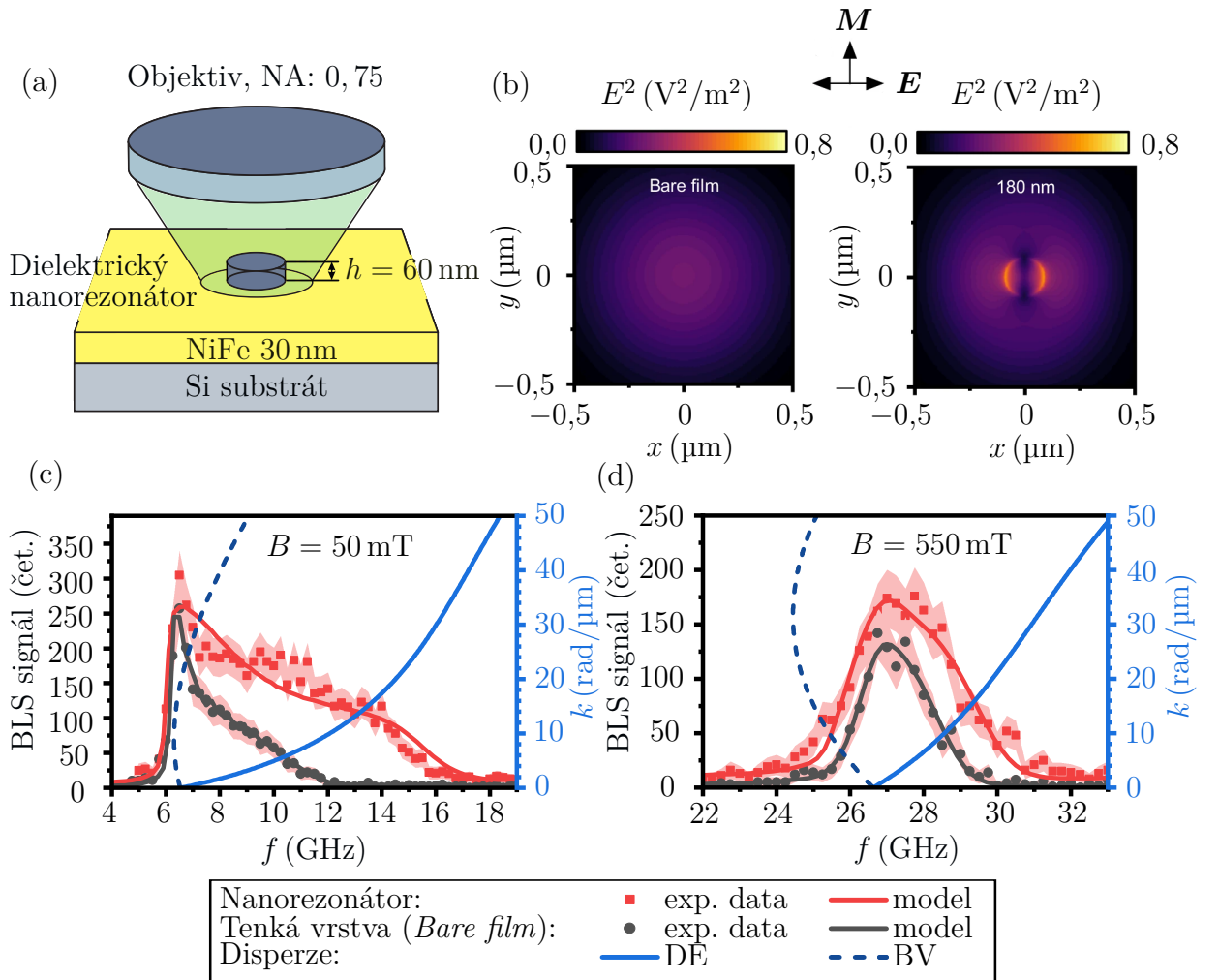
Obrázek 2.4: Na (a,c) je zobrazena 2D mapa μBLS spekter termálních magnonů o teplotě 295 K v závislosti na pozici laserového svazku v ose antény. V případě (a) probíhá osvit ze strany antény a v případě (c) ze strany substrátu. Geometrie experimentu je naznačena u (a,c). Na (b,d) jsou odpovídající integrální součty intenzity BLS spekter v závislosti na pozici laserového svazku (spodní osa) a odpovídající tloušťky antény w (horní osa). Převzato a upraveno z [12].

³Jednotka pro magnetickou intenzitu v soustavě CGS, $1 \text{ Oe} = \frac{1000}{4\pi} \text{ A/m}$.

detekci spinových vln s vysokými vlnovými čísly bez ztráty intenzity způsobené průcho-
dem strukturou.

Naše skupina vyvinula odlišnou metodu, publikovanou v [15, 16], která využívá dielektrické struktury namísto struktur kovových. Tento přístup vede ke snížení disipačních ztrát, a tedy celkového zahřívání. Dielektrické struktury v obou publikacích byly ve tvaru křemíkových disků [obr. 2.5(a)]. Geometrie a konkrétní materiál byli zvoleny tak, aby struktury umožňovaly při dopadu laserového světla vznik Mieho rezonancí [58]. Ty zapří-
činí tvorbu silných, lokalizovaných elektrických polí, tzv. hot spotů [obr. 2.5(b)]. Tento jev umožňuje rozšíření detekce spektrometru μ BLS (o této experimentální technice a konkrétním uspořádání v podkapitole 3.2) o magnony s vyššími vlnovými čísly než je tomu v případě bez rezonátorů. Teoretický popis tohoto jevu je uveden v podkapitole 2.3.2.

V [15] jsme zkoumali změny BLS spekter termálních i koherentních magnonů při po-
užití křemíkových disků o výšce 60 nm a různých průměrech v rozsahu od 100 nm do



Obrázek 2.5: (a) Zobrazení geometrie rezonátoru na tenké feromagnetické vrstvě z NiFe využité v experimentu. (b) Porovnání rozložení elektrické intenzity dopadajícího laserového svazku v přímém prostoru pro osvit pouze tenké vrstvy (anglicky *bare film*) a disku s průměrem 180 nm. (c,d) BLS spektra v poli 50 mT a 550 mT pro osvit tenké vrstvy bez rezonátoru a s rezonátorem. Jsou zde také zakresleny disperzní relace pro dvě hlavní geometrie (více v podkapitole 1.4). Převzato a upraveno z [15].

2.3. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN O KRÁTKÝCH VLNOVÝCH DÉLKÁCH

1 500 nm. Ty byly vyrobeny pomocí elektronové litografie na magnetickou vrstvu z NiFe o tloušťce 30 nm. Geometrii rezonátoru na tenké vrstvě můžeme vidět na obr. 2.5(a). Externí pole mířilo ve směru tečném k vzorku a kolmo na směr polarizace laserového světla. V případě osvětlení jednoho disku o průměru 175 nm jsme pozorovali v nízkém poli 50 mT rozšíření BLS spektra do vyšších frekvencí [obr. 2.5(c)], ve vysokém externím poli 550 mT bylo toto zlepšení pozorovatelné v nízkých i vysokých frekvencích [obr. 2.5(d)]. V obou případech zároveň došlo ke zvýšení intenzity měřeného signálu. Maximální vlnové číslo detekovaných termálních magnonů dosahuje 50 rad/ μm .

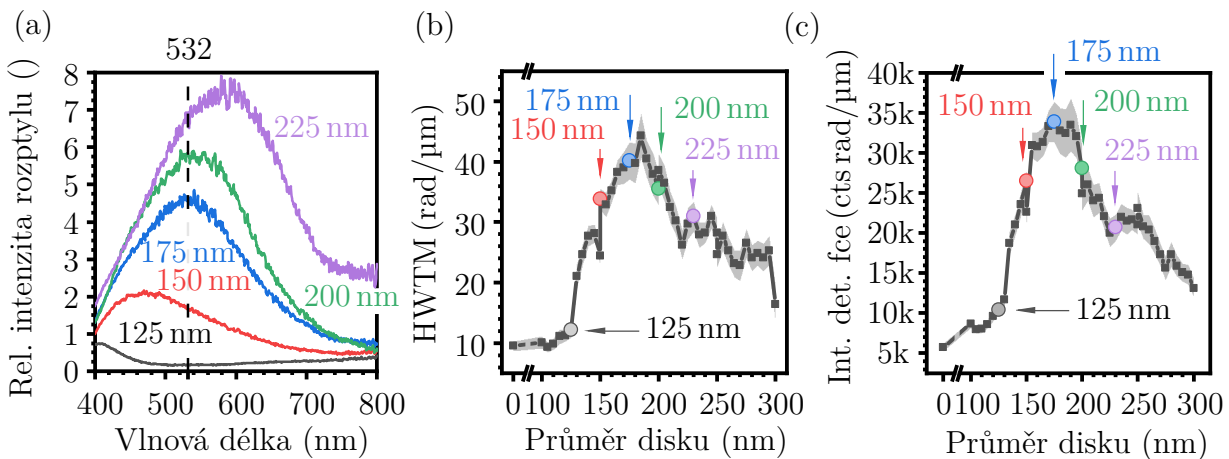
Průměr užitých disků značně ovlivňuje Mieho rezonance, a tedy výsledný signál. Pro kvantitativní popis signálu BLS (σ_{BLS}) využíváme fenomenologický model

$$\sigma_{\text{BLS}}(f) = \iint_{k_x, k_y} \mathcal{D}(f, k_x, k_y) \Gamma(k_x, k_y) dk_x dk_y + bg, \quad (2.12)$$

kde $\mathcal{D}(f, k_x, k_y)$ je hustota stavů spinových vln, bg pozadí fotonového detektoru a $\Gamma(k_x, k_y)$ detekční funkce, kterou předpokládáme ve tvaru

$$\Gamma = A \exp \left(\frac{-k_x^2}{2 \left(\text{HWTM}_x / \sqrt{2 \ln 10} \right)^2} \right) \exp \left(\frac{-k_y^2}{2 \left(\text{HWTM}_y / \sqrt{2 \ln 10} \right)^2} \right), \quad (2.13)$$

kde A popisuje velikost signálu (škálovací faktor), HWTM_x (resp. HWTM_y) polovinu šířky v desetině maxima (anglicky *half-width-at-tenth-maximum*) detekce spinových vln ve směru k_x (resp. k_y). Obr. 2.6(a) zobrazuje relativní intenzitu rozptylu na discích s různými průměry v závislosti na vlnové délce. Obr. 2.6(b) pak ukazuje kvantitativní popis zlepšení BLS signálu ve formě HWTM amplitudy modelu Gaussovské detekční funkce (předpokládali jsme totožný průběh ve směrech k_x, k_y), získané proložení naměřených dat a obr. 2.6(c) integrální součet této detekční funkce. Vhodnými průměry disků se tedy jeví takové, které mají maximum relativní intenzity rozptylu v okolí vlnové délky použitého laseru.



Obrázek 2.6: (a) Relativní intenzita rozptylu na rezonátorech ve tvaru disku o různých průměrech. (b) Závislost HWTM Gaussovské detekční funkce na průměru disku. (c) Integrální součet této detekční funkce. Převzato a upraveno z [15].

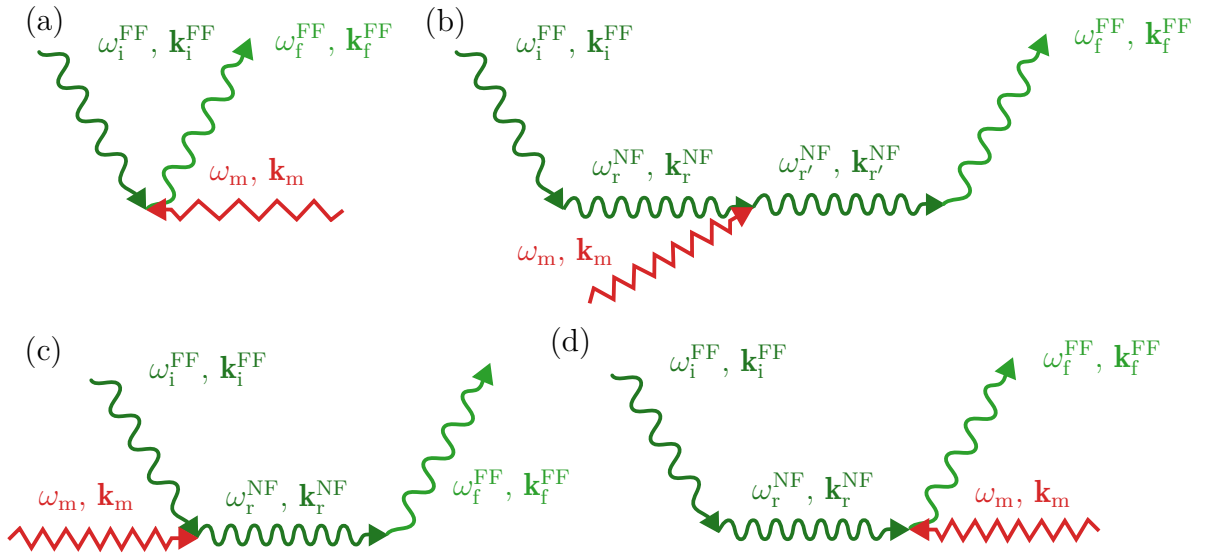
V [16] jsme ukázali, že využitím křemíkových disků rozestavených do mřížky tak, aby mezi nimi docházelo ke slabé interakci, lze detekovat fázově rozlišeným μ BLS koherentní spinové vlny o nízkých vlnových délkách a jejich fáze může být určena s nanometrovým prostorovým rozlišením.

2.3.2. Teoretický popis

Nyní si v krátkosti představíme změny v teoretickém popisu BLS procesu způsobené využitím dielektrických rezonátorů pro vznik Mieho rezonancí.

Nejdříve využijeme zjednodušený kvantový přístup k problému. Vlnový vektor dopadajícího fotonu $\mathbf{k}_i$ je při dopadu na strukturu omezen v subdifrakčních oblastech (hot spotech) a jeho hybnost se stává ve směru dopadu z čistě imaginární. To způsobí, že tečné složky k_x, k_y vlnového vektoru $\mathbf{k}_r = (k_x, k_y, k_z)$ mohou nabývat hodnot vyšších, než je tomu pro volně se šířící světlo. Tento jev nám umožní překonat detekční limit μ BLS a měřit magnony s vyššími vlnovými čísly. Obr. 2.7 schématicky ukazuje možné případy anti-Stokesova procesu při použití rezonátoru. Jednotlivé procesy nejsme schopni při měření μ BLS rozlišit, a tedy ani určit pravděpodobnosti jejich odehrání.

Nyní využijeme kontinuální přístup pro popis procesu μ BLS popsany v podkapitole 2.2. Rozdíl vidíme u rozložení elektrické intenzity dopadajícího světla $\mathbf{E}_i$ a Greenovy tenzorové funkce $\mathbf{G}$ popisující přechod z NF do FF. Elektrická intenzita dopadajícího světla se mění v důsledku narušení osvitu laseru dielektrickými strukturami [obr. 2.5(b)]. Rozložení $\mathbf{E}_i$ v magnetické vrstvě jsme schopni numericky vypočítat (více v kapitole 3) a v současné době nám dává základ pro odhad chování systémů s rezonátory. Greenova



Obrázek 2.7: Porovnání schématického znázornění anti-Stokesova procesu v různých konfiguracích. Horní indexy FF, NF upozorňují na to, kde se daný foton šíří. Bez interakce světla s rezonátorem je možné pouze (a), v případě s rezonátorem může dojít ke všem těmto případům (a,b,c,d). (b) Foton, šířící se v FF, se rozptýlí na foton v NF, který interaguje s magnonem za vzniku dalšího fotonu v NF a ten se následně rozptýlí na foton v FF. (c) Foton, šířící se v FF, interaguje s magnonem za vzniku fotonu v NF, který se následně rozptýlí na foton v FF. (d) Foton, šířící se v FF, se rozptýlí na foton v NF, který interaguje s magnonem za rozptylu na foton v FF.

2.3. MĚŘENÍ SPINOVÝCH VLN O KRÁTKÝCH VLNOVÝCH DÉLKÁCH

tenzorová funkce hraje roli ve druhé části celého procesu – detekci záření indukované polarizace. V této druhé části dochází opět k osvitu struktur, tentokrát ale z tenké magnetické vrstvy, ve které indukovaná polarizace figuruje jako zdroj záření. Tato interakce vyvážejí světlo nesoucí informace o magnonech s vysokými k z NF do FF a způsobí rozšíření detekce k nad fundamentální limit μ BLS.

3. Simulační a experimentální metody

V následující kapitole si představíme vybrané experimentální a simulační metody využívané v této práci. Ukážeme si základní princip metody konečných diferencí v časové doméně (podkapitola 3.1) a popíšeme si jednotlivé části spektrometru fokusovaného Brillouinova rozptylu světla (podkapitola 3.2).

3.1. Numerické výpočty metodou konečných diferencí v časové doméně

V této podkapitole se budeme zabývat principem numerických výpočtů metodou konečných diferencí v časové doméně, anglicky *Finite-Difference Time-Domain* (FDTD). Nejdříve si projdeme základní poznatky metody, následně podmínku stability a nakonec si ukážeme řešení algoritmu pro 1D problém.

3.1.1. Základní poznatky

Princip metody FDTD spočívá v řešení časově závislých Maxwellových rovnic (1.1c, 1.1d) v prostoru. Teorie elektromagnetického pole, ze které tato metoda vychází, je popsána v podkapitole 1.1. Pro numerický výpočet jsou rovnice časově i prostorově diskretizovány. Prostor je rozdělený do tzv. Yeeho buněk (obr. 3.1), pojmenovaných po představiteli FDTD algoritmu [59]. Ty mají obecně tvar kvádry a jejich velikost se liší podle požadované přesnosti prostorového popisu pole. Rozložení vektorů $\mathbf{E}$ a $\mathbf{H}$ v prostoru je voleno tak, aby implicitně splňovalo nulovou divergenci polí¹, hraniční podmínky Maxwellových rovnic a aby každá složka $\mathbf{E}$ byla „obklopena“ složkami $\mathbf{H}$ a naopak. Umožňuje nám tedy praktický přístup k provázanosti elektrického a magnetického pole, určitou obdobu Faradayova a Ampérova zákona (1.1c, 1.1d) v diskretním prostoru [60]. Yee zavedl pro tento diskretizovaný prostor také notaci [59]. Bodem v prostoru rozumíme

$$(i, j, k) = (i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z), \quad (3.1)$$

kde $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ jsou nejmenší kroky v odpovídajících směrech určující velikosti stěn Yeeho buňky. Libovolnou funkci s prostorovou a časovou závislostí můžeme vyjádřit jako

$$F(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = F^n(i, j, k), \quad (3.2)$$

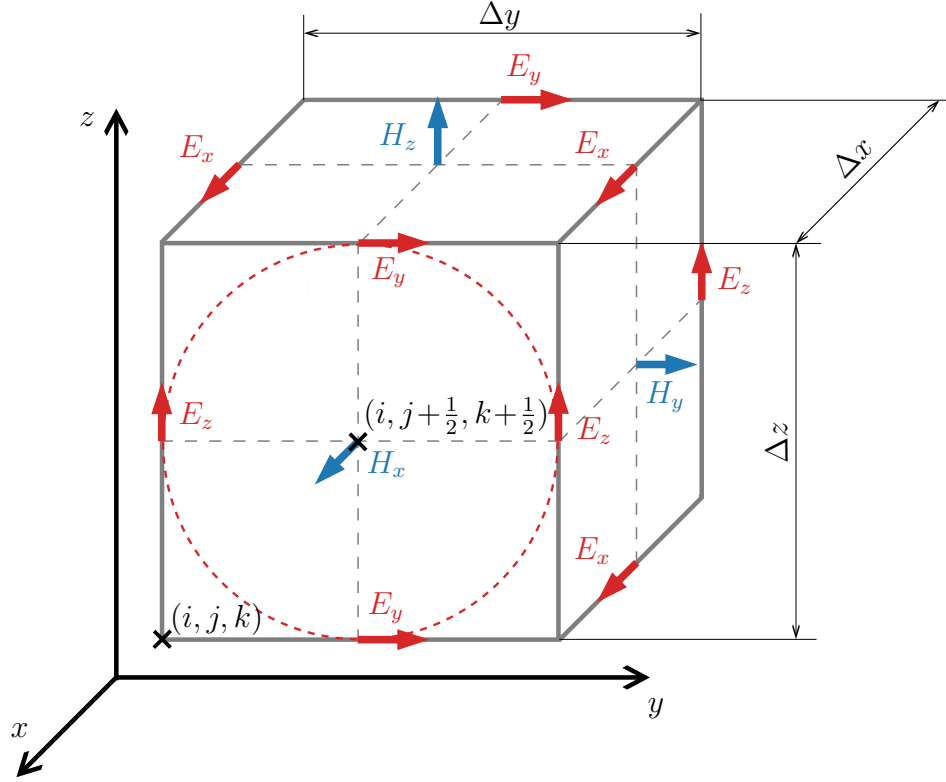
kde n značí index nejmenšího časového kroku Δt .

3.1.2. Podmínka stability

Maximální doporučený rozměr Yeeho buňky (prostorový krok) pro dostatečně přesnou reprezentaci pole², se běžně udává jako desetina nejmenší použité vlnové délky světla [61].

¹Bez přítomností volných elektrických nábojů.

²Liší se případ od případu, velmi důležité je brát v potaz geometrii řešeného problému. Toto doporučení tedy udává spíše horní hranici, nad kterou obecně nemá smysl chodit.



Obrázek 3.1: Trojrozměrná prostorová reprezentace Yeeho buňky s vyznačenými pozicemi složek elektrického a magnetického pole. Na obrázku jsou také popsány dva prostorové body (v notaci z rovnice 3.1) a přerušovanou červenou čarou je zdůrazněno umístění elektrických cirkulujících složek E_x, E_y kolem magnetické složky H_x . Inspirováno [62].

Důsledkem omezení prostorového kroku je omezení i v kroku časovém. To je způsobeno tzv. Courantovou podmínkou [63]. Ta udává, že časový krok musí být alespoň tak velký, aby dovolil světlu prostorový krok urazit. Podmínku můžeme v našem případě zapsat ve tvaru

$$\Delta t \leq \frac{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}}{c} \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2} + \frac{1}{(\Delta z)^2}}}. \quad (3.3)$$

3.1.3. Ukázka algoritmu pro 1D problém

Uvažme nyní pro názornost lineárně polarizovanou rovinnou vlnu šířící se ve směru osy z s $\mathbf{E}$ kmitajícím v x . Maxwellovy rovnice (1.1c, 1.1d) přejdou do tvaru

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (3.4a)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z}. \quad (3.4b)$$

Diskretizaci provedeme nahrazením časových i prostorových derivací za centrální difference [64]

$$\frac{E_x^{n+1/2}(k) - E_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} \frac{H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)}{\Delta z}, \quad (3.5a)$$

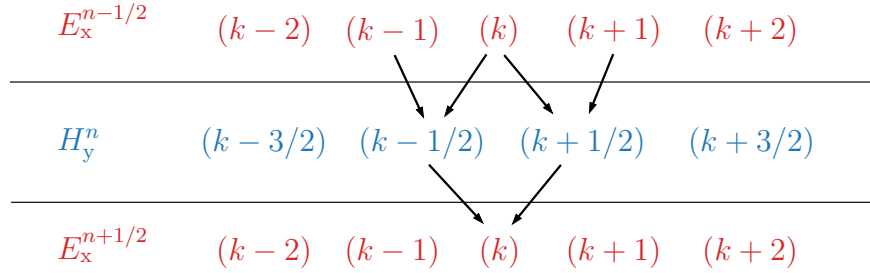
$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\Delta z}. \quad (3.5b)$$

Z formulace rovnic je zřejmé, že časový vývoj jednoho pole je provázaný s prostorovým vývojem druhého. Pokud bychom tedy určovali následující hodnotu E_x , budeme potřebovat předchozí E_x spolu s poslední získanou hodnotou H_y . Schématické zobrazení tohoto procesu je zobrazeno na obr. 3.2. Tomuto iterativnímu procesu se říká Eulerova metoda [65] a jeho matematický zápis bude ve tvaru

$$E_x^{n+1/2}(k) = E_x^{n-1/2}(k) - \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta z} [H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)], \quad (3.6a)$$

$$H_y^{n+1}(k+1/2) = H_y^n(k+1/2) - \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta z} [E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)]. \quad (3.6b)$$

Díky těmto rovnicím jsme schopni dopočítat z počátečních podmínek časový a prostorový vývoj systému.



Obrázek 3.2: Schéma iterativního výpočtu pomocí rovnic 3.6. Ukázka časové a prostorové provázanosti polí v 1D. Inspirováno [64].

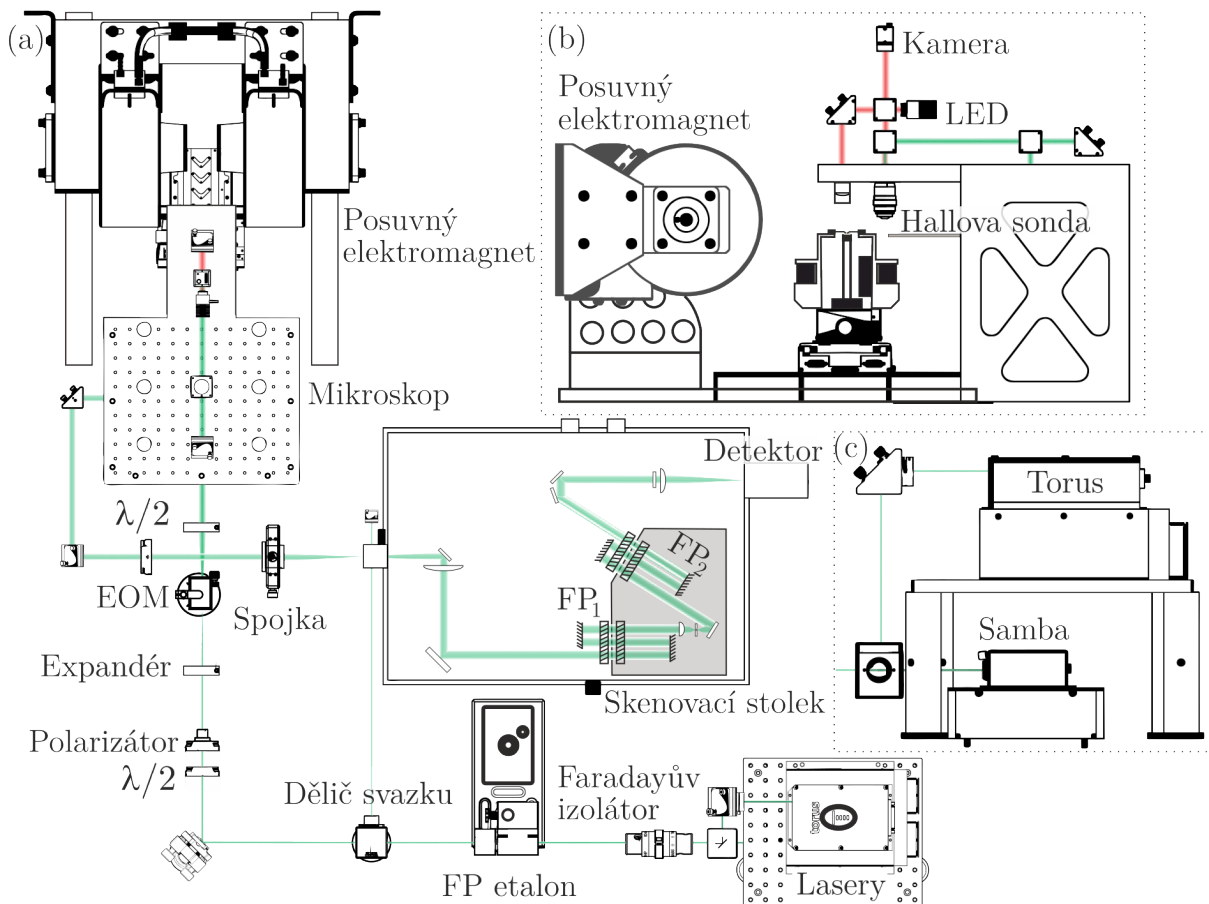
3.2. Spektroskopie fokusovaného Brillouinova rozptylu světla

V této podkapitole se zaměříme na popis konkrétní experimentální sestavy pro měření fokusovaného Brillouinova rozptylu světla [66–68], která je použita v této práci. Schéma sestavy můžeme vidět na obr. 3.3.

3.2.1. Popis experimentální sestavy

Popišme nyní stručně jednotlivé optické prvky využívané ve spektrometru. Důležitá je volba vhodného laseru, ten by měl být jednomódový, tj. nežádoucí laserové módy by měly mít vůči hlavnímu co možná nejmenší intenzitu. Pokud by tomu tak nebylo, mohlo by dojít k jejich propuštění do citlivého fotonového detektoru a k jeho následnému poškození.

3.2. SPEKTROSKOPIE FOKUSOVANÉHO BRILLOUINOVA ROZPTYLU SVĚTLA



Obrázek 3.3: (a) Schématické znázornění spektroskopu fokusovaného Brillouinova rozptylu světla. (b) Boční pohled na modul mikroskopu. (c) Boční pohled na začlenění laserů do optické soustavy. Převzato a upraveno z [67].

K dispozici máme dva různé lasery (Laser Quantum Torus a Cobolt Samba) se stejnou vlnovou délkou 532 nm a různým výkonem [obr. 3.3(c)]. Laser od značky Torus má udávaný výkon 250 mW a Cobolt Samba 300 mW. Jejich zapojení je voleno tak, aby v případě potřeby údržby jednoho z laserů bylo možné využít laser druhý. Nyní je údržba prováděna na laseru značky Cobolt, a tudíž budeme v experimentální části využívat pouze laser Quantum Torus.

Prvním optickým prvkem, kterým světlo prochází, je Faradayův izolátor, jehož hlavním účelem je ochrana laseru před zpětnými odrazy. Následuje Fabryho-Perotův etalon, ten slouží k dalšímu snížení intenzity nežádoucích laserových módů. Na děliči svazků je propuštěno 90 % intenzity a zbylých 10 % je vedeno periskopem do interferometru a využito pro stabilizaci. Hlavní svazek je pak naveden do půlvlnné destičky ($\lambda/2$) a polarizátoru. Rotací půlvlnné destičky v kombinaci s fixním polarizátorem jsme schopni měnit intenzitu prošlého laserového světla. Svazek je následně pomocí dvojice čoček rozšířen. V ohnisku první čočky je umístěn elektrooptický modulátor (EOM). EOM se využívá pro měření BLS s fázovým rozlišením, kterým se v rámci této práce nebudeme věnovat.

Následuje modul mikroskopu zakoupený od společnosti THATec Innovation gmbh [66, 67] s pohyblivým elektromagnetem, který nám umožňuje měnit externí magnetické pole v experimentech. Laserový svazek je sveden k objektivu s vysokou numerickou apertu-

rou (LD EC Epiplan-Neofluar 100x/0.75 BD), ten slouží k fokusaci svazku i následnému sběru zpětně odraženého světla. Stopa svazku na vzorku byla experimentálně změřena jako 440 nm [15].

Polarizaci odraženého světla je možné po odvedení z modulu mikroskopu změnit na půlvlnné destičce a světlo je následně pomocí spojky zaostřeno do vstupní apertury interferometru. Po průchodu interferometrem a výstupní aperturou následuje fotonový detektor.

3.2.2. Fabry-Perotův interferometr

Využíváme Fabryho-Perotův interferometr v tandemovém zapojení (TFPi, anglicky *tandem Fabry-Perot interferometer*). Ten se skládá ze dvou sériově spojených dvojic paralelních zrcadel s vysokou odrazivostí (FP₁ a FP₂). Zrcadla jsou od sebe ve vzdálenostech L_1 a L_2 . Frekvenční propustnost interferometru závisí právě na volbě vzdálenosti zrcadel a projevuje se periodicky opakujícími se maximy. Ostatní frekvence jsou potlačeny.

Vezmeme-li například první dvojici zrcadel ze série (FP₁), můžeme jejich propustnost pro světlo o vlnové délce λ vyjádřit ve tvaru [69]

$$T = \frac{\tau_0}{1 + (4F^2/\pi^2)\sin^2(2\pi L_1/\lambda)}, \quad (3.7)$$

kde $\tau_0 < 1$ popisuje maximální možnou transmisi s přihlédnutím ke ztrátám v systému, F značí faktor odpovídající kvalitě zrcadel (hlavně jejich rovinnosti a odrazivosti). Maximum propustnosti nastane v případě, kdy dojde ke konstruktivní interferenci odraženého a dopadajícího světla, tj. [70]

$$L_1 = \frac{n\lambda}{2} = \frac{nc}{2f}, \quad (3.8)$$

kde n je přirozené číslo. Vzdálenost těchto sousedních frekvenčních maxim Δf , kterou označíme FSR (z anglického *free spectral range*), je pak rovna

$$\text{FSR} = \Delta f = \frac{c}{2L_1}. \quad (3.9)$$

Dalším důležitým parametrem je šířka frekvenčního maxima δf , která nám určuje plnou šířku v polovině maxima (FWHM, z anglického *full width at half maximum*) transmisního píku a popisuje rozlišovací schopnost interferometru. Můžeme ji vyjádřit v závislosti na FSR jako [69]

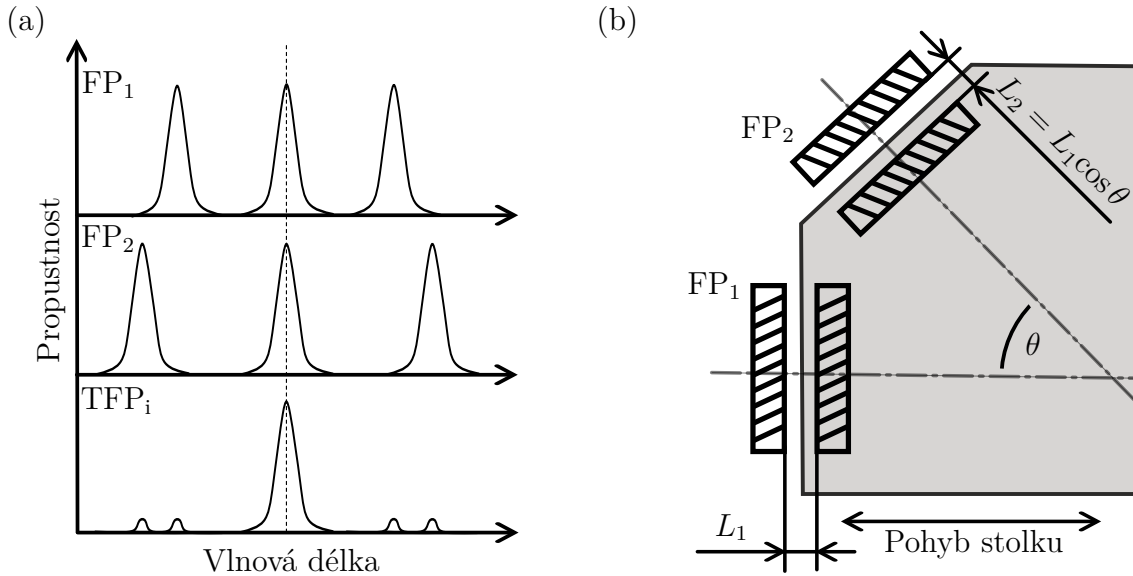
$$\delta f = \frac{\text{FSR}}{F}. \quad (3.10)$$

Se zvyšujícím se FSR tedy stoupá δf a ztrácíme rozlišení.

Pro využití interferometru jako spektrometru je potřeba měnit vzájemnou vzdálenost zrcadel. Tím získáme možnost volit frekvenci světla, které takovou soustavou projde a to nám umožní měřit intenzitu různých frekvencí. Tandemové zapojení umožňuje zvýšit FSR bez negativní změny rozlišení. L_1, L_2 volíme tak, aby dvojice zrcadel (FP₁, FP₂) nezávisle na sobě propouštěla světlo o určité frekvenci, ale jejich sousední maxima se nepřekrývala. Světlo, které takovýmto interferometrem projde, bude mít frekvenci splňující podmínku transmise FP₁ i FP₂ [obr. 3.4(a)]. Malé „zbytky“³ nepřekrývajících se transmisních maxim budou ve výsledných spektrech pozorovatelné. To je způsobené tím, že zrcadla propouští

³Můžeme se setkat i s anglickým označením *ghosts*.

3.2. SPEKTROSKOPIE FOKUSOVANÉHO BRILLOUINOVA ROZPTYLU SVĚTLA



Obrázek 3.4: (a) Ilustrativní zobrazení propustnosti jednotlivých dvojic zrcadel (FP_1 , FP_2) a jejich tandemového (sériového) zapojení. (b) Schématická ukázka Fabryho-Perota interferometru v tandemovém zapojení. Inspirováno [72].

nenulovou část intenzity i v okolí maxim. Jejich intenzita je ovšem řádově menší a objevují se na daných frekvencích, tudíž nepředstavují výrazný problém při interpretaci spekter [71].

Toto zapojení můžeme využít i pro potřeby spektrometru, avšak pro správnou funkci je nutné, aby změny vzdáleností obou dvojic zrcadel $\delta L_1, \delta L_2$ splňovali podmínku [72]

$$\frac{\delta L_1}{\delta L_2} = \frac{L_1}{L_2}. \quad (3.11)$$

Využívaný způsob, kterým lze tuto podmínku při libovolném pohybu splnit, je umístění FP_1 , FP_2 na společný skenovací stolek [72]. FP_1 takovým způsobem, aby pohyb stolku zapříčinil změnu L_1 (δL_1) přímo a FP_2 pod úhlem θ tak, aby

$$L_2 = L_1 \cos \theta. \quad (3.12)$$

Toto uspořádání je zobrazeno na obr. 3.4(b).

4. Experimentální část

Cílem mé bakalářské práce bylo implementací periodických dielektrických rezonátorů umožnit měření s rozlišením vlnových čísel magnonů na spektrometru μ BLS. K tomu bylo nejdříve potřeba na základě FDTD simulací navrhnout a optimalizovat geometrii periodických Mieho rezonátorů (podkapitola 4.1). Následně vyrobit elektronovou litografií vzorek obsahující takovéto struktury (podkapitola 4.2) a pomocí spektroskopie μ BLS ověřit jeho funkčnost (podkapitola 4.3). V této kapitole si všechny části postupně projdeme.

4.1. Návrh a optimalizace vzorku

Ze všeho nejdříve bylo potřeba navrhnout geometrii dielektrických rezonátorů a vymyslet vhodný způsob, jak do ní zakomponovat periodičnost. Slabě interagující mřížku dielektrických disků jsme prezentovali v [16]. Na základě výsledků tohoto článku lze předpokládat, že pro dosažení detekce specifických vlnových délek spinových vln, a tedy rozlišení vlnových čísel, bude potřeba silné interakce mezi jednotlivými strukturami. Té můžeme dosáhnout osvětlením více struktur zároveň. Chtěli jsme navíc, aby rezonátory způsobovaly vysokou směrovou senzitivitu detekce spinových vln. Tou jsme se zabývali také v [15], ovšem pouze na hranách disků větších než stopa svazku. Z těchto důvodů jsme implementovali struktury ve tvaru kvádrů o šířce a a délce b , periodicky rozmístěné vedle sebe s periodou $2a$. Pole tvořené těmito strukturami je na obr. 4.1(a) a geometrie jedné struktury na obr. 4.1(b). Rozměr a jsme volili výrazně menší než b , abychom docílili osvětlení více struktur zároveň a navíc získali směrovou senzitivitu detekce spinových vln.

V následujících oddílech se pomocí FDTD simulací (stručný popis metody v podkapitole 3.1) postupně zaměříme na několik parametrů ovlivňujících rozložení elektrické intenzity dopadajícího světla v magnetické vrstvě. Začneme popisem numerického výpočtu, vymezením simulačního světa (oddíl 4.1.1) a analýzou získaných dat (oddíl 4.1.2). Poté přejdeme na popis změny lokalizace elektrického pole v závislosti na ploše osvětlení (oddíl 4.1.3), periodičnosti struktur (oddíl 4.1.4) a výšce struktur (oddíl 4.1.5). Na základě těchto výsledků navrhne design vzorku (oddíl 4.1.6). Teoretický popis procesu μ BLS zesíleného Mieho rezonátoru, zahrnující roli elektrické intenzity dopadajícího světla a její dopad na výsledný signál, je diskutován v podkapitole 2.3.2.

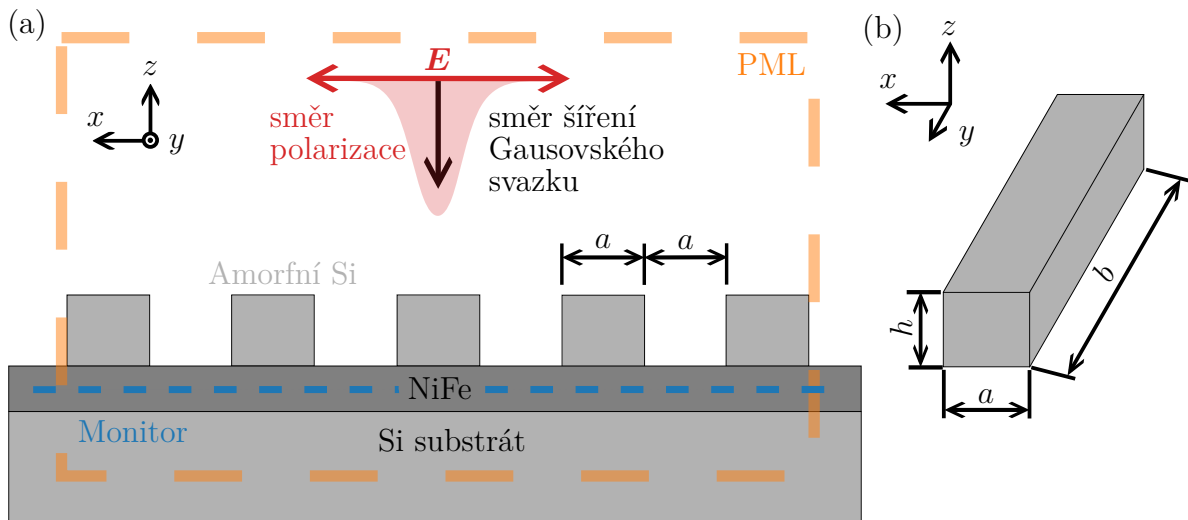
4.1.1. Numerický výpočet a vymezení simulačního světa

K výpočtu rozložení intenzity dopadajícího světla jsme využili software Ansys Lumerical FDTD. Tento program využívá algoritmu FDTD pro řešení Maxwellových rovnic v časové doméně.

Velikost simulačního světa jsme volili na základě dvou hlavních parametrů. Jedním z nich byl vyžadovaný minimální krok v recipročním prostoru a druhým míra úbytku intenzity od středu gaussovského svazku, který byl do simulace implementován aproximací tenké čočky. Tenká čočka byla vstupujícím svazkem vyplněna¹, což je v dobrém souladu s experimentální aparaturou užitou v této práci. U vloženého zdroje světla je důležité, aby jeho intenzita na hranách simulační oblasti byla dostatečně malá a nedocházelo tak k nežádoucím difrakčním jevům. Numerická apertura byla zvolena $NA = 0,75$ (pokud

¹Průměr vstupujícího svazku je mnohem větší než průměr čočky.

4.1. NÁVRH A OPTIMALIZACE VZORKU



Obrázek 4.1: (a) Schématické zobrazení simulačního světa. Červeně je vyznačen směr polarizace dopadajícího svazku, který se šíří záporným směrem osy z . Oranžovou čárkovanou čarou je vymezena hranice simulační oblasti, která je ve formě PML. Modrou čárkovanou čarou je znázorněný řez 2D oblastí, ze které získáváme data (monitor). (b) Geometrie jedné struktury.

nebude řečeno jinak), tato hodnota odpovídá objektivu ve spektrometru μ BLS, na kterém bude probíhat měření experimentálních dat. V důsledku aproximace tenkou čočkou budou vlastnosti tohoto ideálního svazku rozdílné oproti experimentu. Důležitá je pro nás zejména rozdílná stopa svazku, která bude při měření na spektrometru větší. I přes tyto nedostatky je však pro náš kvalitativní popis tato aproximace dostatečná. Vlnovou délku světla jsme zvolili 532 nm, aby také odpovídala experimentálnímu uspořádání. Svazek byl vždy zaostřen na povrch struktur.

Velikost buněk byla volena podle požadovaného minimálního kroku v přímém prostoru a celkové velikosti recipročního prostoru. Jemnost mřížky tvořené z Yeeho buněk (anglicky *mesh accuracy*) jsme zvolili na hodnotu 4. Pro přesnější popis jemných geometrických detailů byl v okolí struktur téměř u všech simulací zmenšen prostorový krok (přesnější popis u každého případu zvlášť), což způsobuje výslednou nejednotnost mřížky. Využili jsme také symetrie úlohy pro urychlení výpočtu.

Geometrii simulace lze vidět na obr. 4.1(a), byla tvořena krystalickým křemíkovým substrátem, na kterém byla 30nm magnetická vrstva z NiFe. Oba tyto objekty přesahovaly hranice simulačního světa tvořeného okrajovou podmínkou PML² (z anglického *perfectly matched layers*). Rovina, ze které jsme získávali data (monitor) byla v polovině tloušťky magnetické vrstvy. Zejména významným parametrem pro nás tedy byla velikost simulačního světa v osách x , y (dále nazýváno plochou simulačního světa), ze které jsme získávali veškerá data. Rozměr světa v ose z jsme volili tak, aby simulační oblast začínala nad zdrojem světla a končila v objemu použitého substrátu, kde již nedocházelo k reflexi. Rezonátory ve tvaru kvádrů umístěné na magnetické vrstvě byly z amorfního křemíku a jejich přesná geometrie závisela na konkrétním řešeném problému. Jejich počet byl vždy lichý, a to proto, aby byla přímo pod vstupujícím svazkem přítomna struktura a bylo zachováno symetrické rozložení. Amorfní křemík byl využit proto, abychom docílili

²Svazek, který dopadne na tuto hranici, není odražen a po opuštění simulačního světa je utlumen.

lepší shody s experimentem, tedy vzali v potaz rozdílné vlastnosti naprašovaného materiálu a substrátu (krystalický křemík). Dielektrickou funkci pro NiFe jsme získali z [73], krystalický křemík z [74] a amorfni křemík z [75].

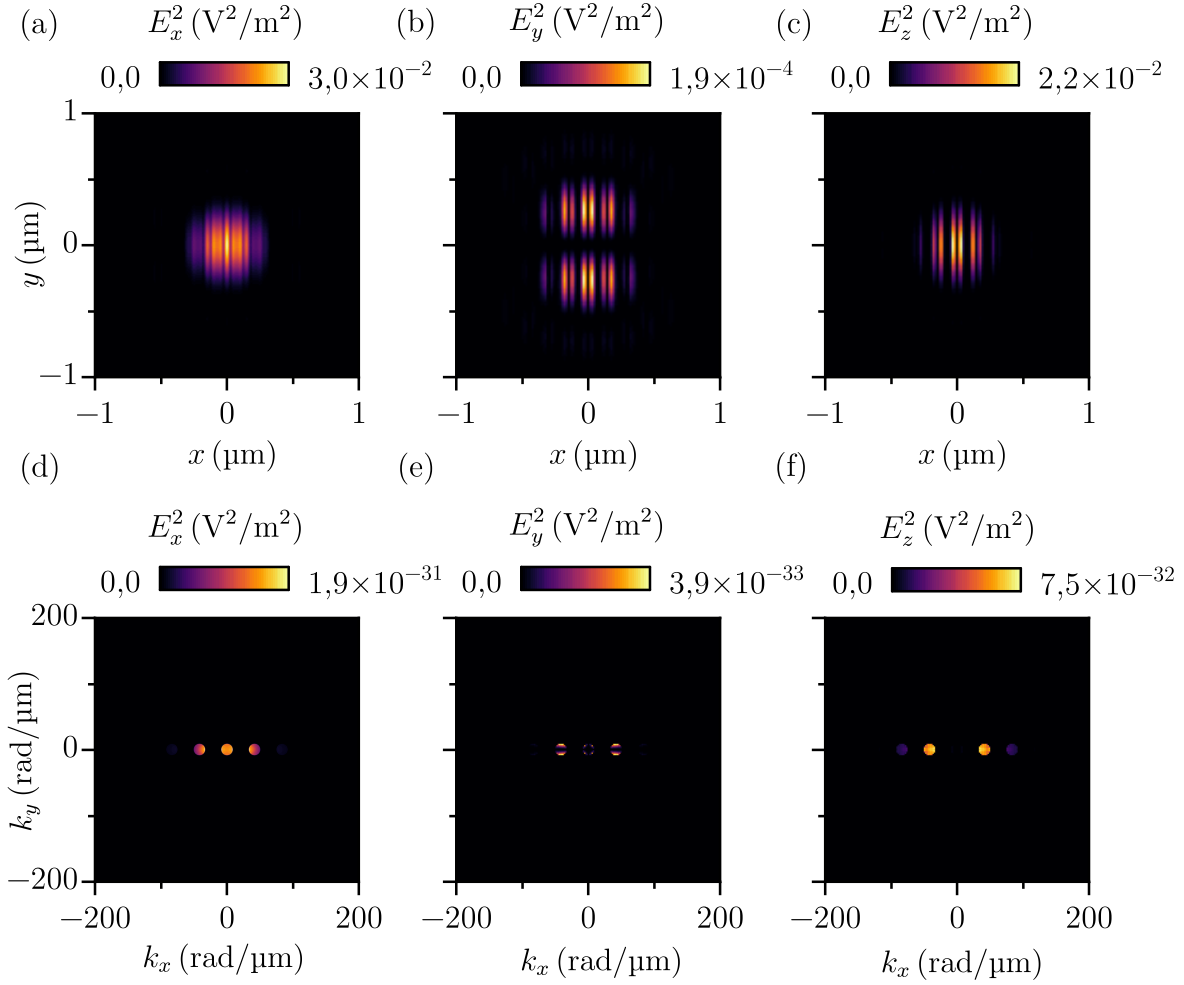
4.1.2. Analýza získaných dat

Výstupem simulace bylo rozložení elektrické intenzity dopadajícího světla v rovině monitoru umístěného uprostřed magnetické vrstvy. Další analýza probíhala v programu Matlab 2022b. Při výpočtu jsme vycházeli ze skriptu Ing. Martina Hrtone, Ph.D., který jsme dále upravovali.

Z důvodu nejjednodušší mřížky Yeeho buněk byla data v neekvidistantních souřadnicích $[x, y]$. Rozložení elektrické intenzity bylo nejdříve nutné převést pomocí lineární interpolace do ekvidistantních souřadnic. V tomto kroku byly zvoleny rozměry výsledné matice. Ty jsme měnili v závislosti na velikosti simulačního světa a požadavcích na následnou vizualizaci. Poté jsme provedli převod elektrické intenzity do reciprokého prostoru pomocí rychlé Fourierovy transformace. Při výpočtu výsledného signálu vycházejícím z teoretického popisu μ BLS (oddíl 2.2.1) by bylo nyní třeba určit odezvu materiálu v podobě polarizace $\mathbf{P}$ a následně také Greenovu tenzorovou funkci $\bar{\mathbf{G}}$, pomocí níž je realizován přechod z NF do detektoru. Největší výzvou v tomto procesu, díky narušené symetrii systému rezonátorů, je výpočet $\bar{\mathbf{G}}$. V rámci naší práce se spokojíme pouze s analýzou rozložení elektrického pole v magnetické vrstvě, což by nám mělo umožnit alespoň základní odhad chování systému. Jelikož neznáme váhu jednotlivých komponent na výsledný signál, budeme zobrazovat jejich kvadrát. V další analýze byly složky elektrické intenzity v přímém i recipročném prostoru umocněny a sečteny. Nejdříve se podíváme na příspěvky od jednotlivých složek do výsledného součtu $E^2 = E_x^2 + E_y^2 + E_z^2$. Ukázka takto zpracovaných dat je na obr. 4.2 a můžeme si zde všimnout, že dominantními složkami ve výsledném součtu jsou E_x^2 a E_z^2 .

Na obr. 4.3 jsou vykresleny kvadráty elektrické intenzity v přímém a recipročném prostoru pro pole struktur a osvit pouze tenké vrstvy. Při osvitu dielektrických struktur dochází k tvorbě silných periodicky lokalizovaných elektrických polí [obr. 4.3(a)]. Ty způsobí v recipročném prostoru [obr. 4.3(b)] rozšíření pole do periodicky opakujících se oblastí se specifickými k_x , která jsou pro volně se šířící světlo nedostupná. Rozšíření pole je tedy doplněné určitou lokalizací. Tato lokalizace je nejvíce viditelná na obr. 4.3(c), který zobrazuje rozložení pole v recipročném prostoru pro $k_y = 0$. Vykreslení pole takovýmto způsobem je pro nás obzvláště výhodné díky vysoké směrové senzitivitě detekce spinových vln. Ta se projevuje rozložením pole v recipročném prostoru pouze ve směru k_x . Takového vykreslení nám tedy umožní charakterizovat pole v recipročném prostoru bez použití 2D mapy. Směrová senzitivita je způsobená geometrií rezonátorů. Pokud tedy budeme měřit spinové vlny nad detekčním limitem vlnových čísel konvenčního μ BLS, budeme schopni určit i směr jejich šíření. V tomto případě můžeme dokonce mluvit o detekci spinových vln s rozlišením vlnových vektorů. Při porovnání s osvitom tenké vrstvy [obr. 4.3(d,e,f)] je role periodických struktur na generování složek pole s vysokou hybností (vyššími vlnovými čísly) dobře viditelná.

4.1. NÁVRH A OPTIMALIZACE VZORKU



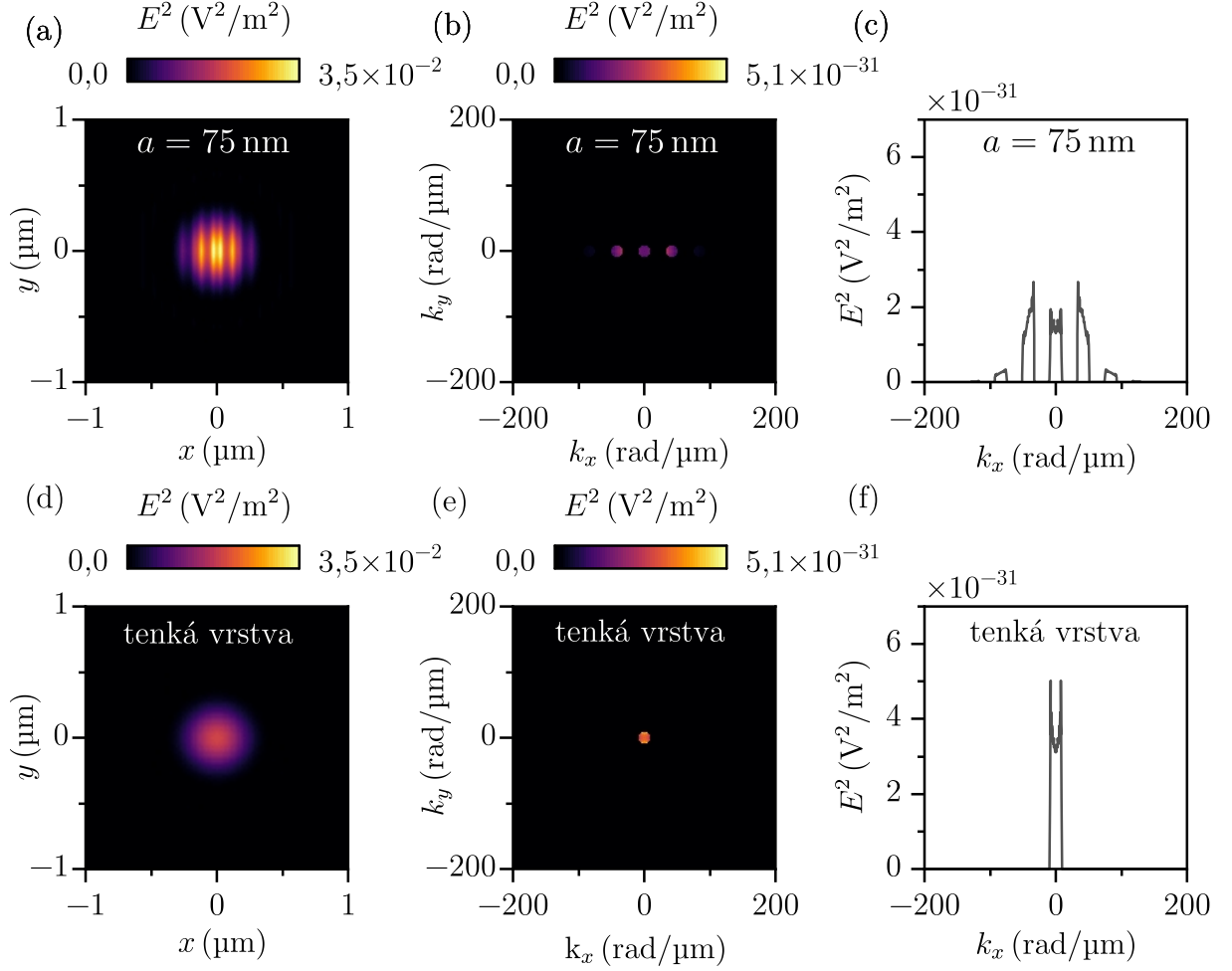
Obrázek 4.2: Vykreslená data získaná z FDTD simulace. 43 rezonátorů o rozměrech $a = 75 \text{ nm}$, $b = 6\,500 \text{ nm}$ a $h = 60 \text{ nm}$ bylo umístěno doprostřed simulačního světa o ploše $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Prostorový krok byl v okolí dopadu svazku zmenšen na 3 nm ve všech směrech. Na (a,b,c) můžeme vidět rozložení jednotlivých složek čtverce elektrické intenzity E_x^2, E_y^2, E_z^2 uprostřed tenké magnetické vrstvy v přímém prostoru a na (d,e,f) v prostoru reciprokém.

4.1.3. Vliv plochy osvitu na lokalizaci elektrického pole

Pro nalezení vhodných šířek dielektrických struktur a bylo třeba nejdříve prozkoumat závislost množství osvětlených period dopadajícím svazkem na rozložení (lokalizaci) pole v reciprokém prostoru. Bylo možné zvolit hned několik způsobů realizace výpočtu takové závislosti (např. měnit velikost parametru a , defokuse svazku, změna NA). My jsme zvolili přístup změn NA, a to zejména díky jednoduché implementaci v simulačním programu. Stopu laserového svazku o vlnové délce λ , která bude v našem případě rovna dvojnásobku nejmenšího poloměru svazku $2w_0$, jsme schopni hrubě odhadnout ze vztahu [76, str. 86]

$$2w_0 \approx \frac{2\lambda}{\pi \text{NA}}. \quad (4.1)$$

Na obr. 4.4(a) můžeme vidět navyšující se lokalizaci pole v reciprokém prostoru v závislosti na snižující se NA. Spolu s lokalizací je navíc pozorovatelné i výrazné navýšení intenzity

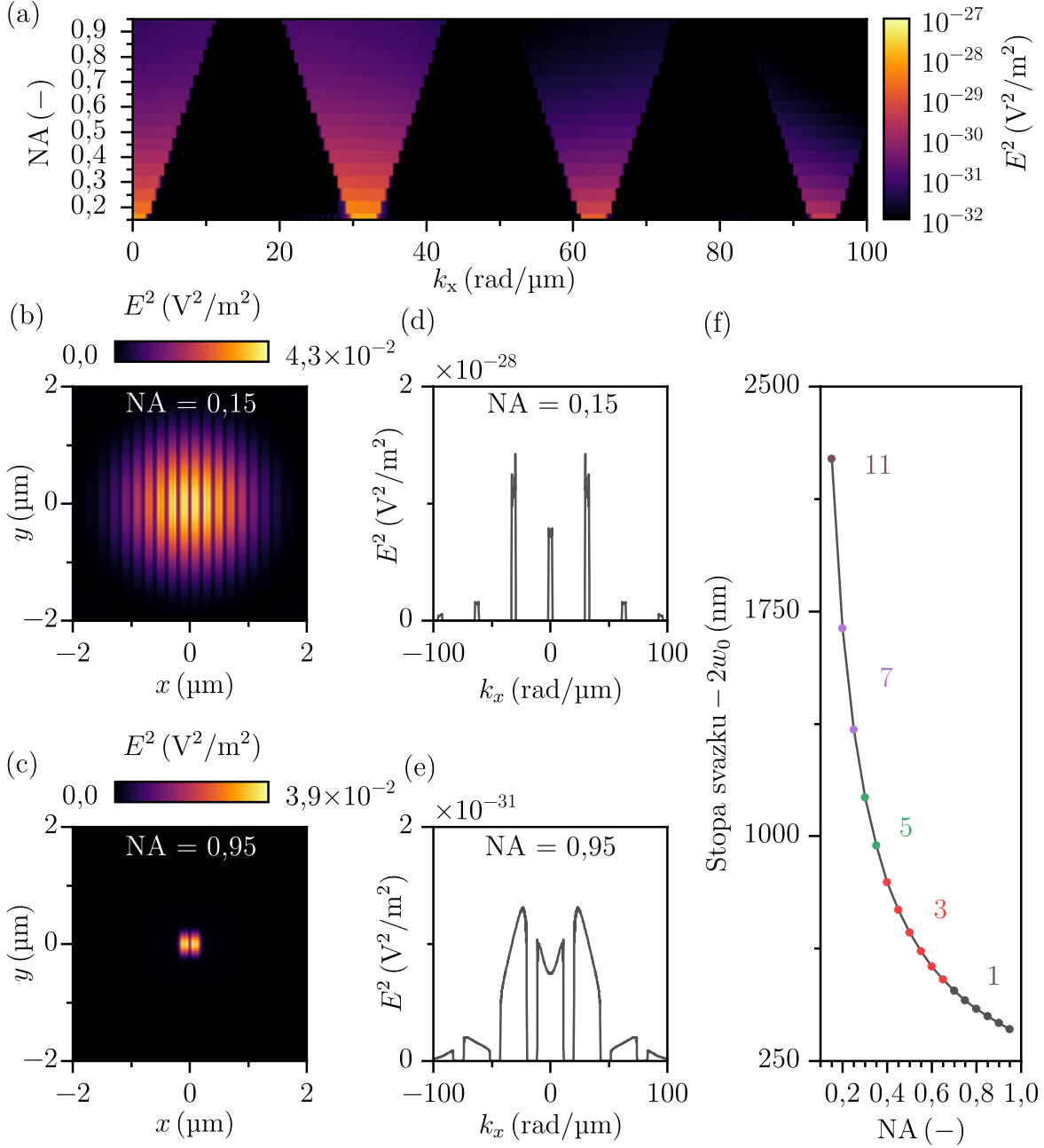


Obrázek 4.3: Porovnání rozložení čtverce elektrické intenzity v přímém i recipročním prostoru pro případ osvitu periodických dielektrických struktur (a,b,c) a pouze tenké vrstvy (d,e,f). Data jsou získaná shodným způsobem jako na obr. 4.2, u osvitu tenké vrstvy byly pouze odebrány struktury. Panely (c,f) zobrazují čtverec elektrické intenzity v závislosti na k_x pro $k_y = 0$. Jedná se tedy o výřez z dat v (b,e).

(přibližně o tři řády). Na obr. 4.4(b,c) vidíme porovnání rozložení pole v přímém prostoru pro nejvyšší a nejnižší hodnotu numerické apertury. Je zde vidět velmi výrazný rozdíl ve velikosti plochy osvitu. Na obr. 4.4(d,e) je pak toto porovnání rozšířené o reciproký prostor v jedné dimenzi [nejvyšší a nejnižší hodnoty NA z 2D mapy na obr. 4.4(a)]. Obr. 4.4(f) nám pak dává do souvislosti numerickou aperturu se stopou svazku. Je na něm vynesena teoretická závislost vypočtená z (4.1) doplněná o barevné body, jejichž hodnoty NA byly součástí simulace. Každá barva reprezentuje jiný počet struktur s oběma hranami ležícími ve stopě svazku $2w_0$. Nabývají pouze lichých hodnot, což je dáno symetrií rozložení struktur v simulačním světě [obr. 4.1(a)]. Můžeme si také všimnout, že číslo 9 je zde úplně vynecháno. To je způsobeno nelineárním nárůstem stopy svazku na snižující se NA a relativně velkým výpočetním krokem.

Z vypočtených dat je tedy zřejmé, že vyšší lokalizace pole je možné dosáhnout osvětlením více period dielektrických struktur. Tato lokalizace pro nás bude velmi důležitá, jelikož by nám měla v experimentu zajistit detekci magnonů v užším rozsahu vlnových

4.1. NÁVRH A OPTIMALIZACE VZORKU



Obrázek 4.4: Vykreslená data získaná metodou FDTD pro systém dielektrických rezonátorů s rozměry $a = 100 \text{ nm}$, $h = 60 \text{ nm}$ vyplňující simulační svět o ploše $30,1 \times 30,1 \mu\text{m}^2$. Numerická apertura je měněna v rozsahu od 0,15 do 0,95 s krokem 0,05. (a) 2D mapa zobrazující čtverec elektrické intenzity v závislosti na numerické apertuře a vlnovém čísle k_x . Barevné schéma odpovídá logaritmickému měřítku. (b,c) Rozložení pole v přímém prostoru pro $\text{NA} = 0,15$ a $\text{NA} = 0,95$. (d,e) Rozložení pole v recipročním prostoru pro fixní $k_y = 0$ s $\text{NA} = 0,15$ a $\text{NA} = 0,95$. (f) Závislost stopy svazku na numerické apertuře dopočtená z (4.1). V grafu jsou vyznačeny barevné body s číselným popisem, kde každé číslo (a tedy i barva) reprezentuje počet struktur s oběma hranami ležícími ve stopě svazku $2w_0$.

čísel. V experimentu nebude možné snížit numerickou aperturu objektivu (nemáme k dispozici vhodný objektiv), a tudíž bude potřeba zajistit osvit více period fabrikací struktur

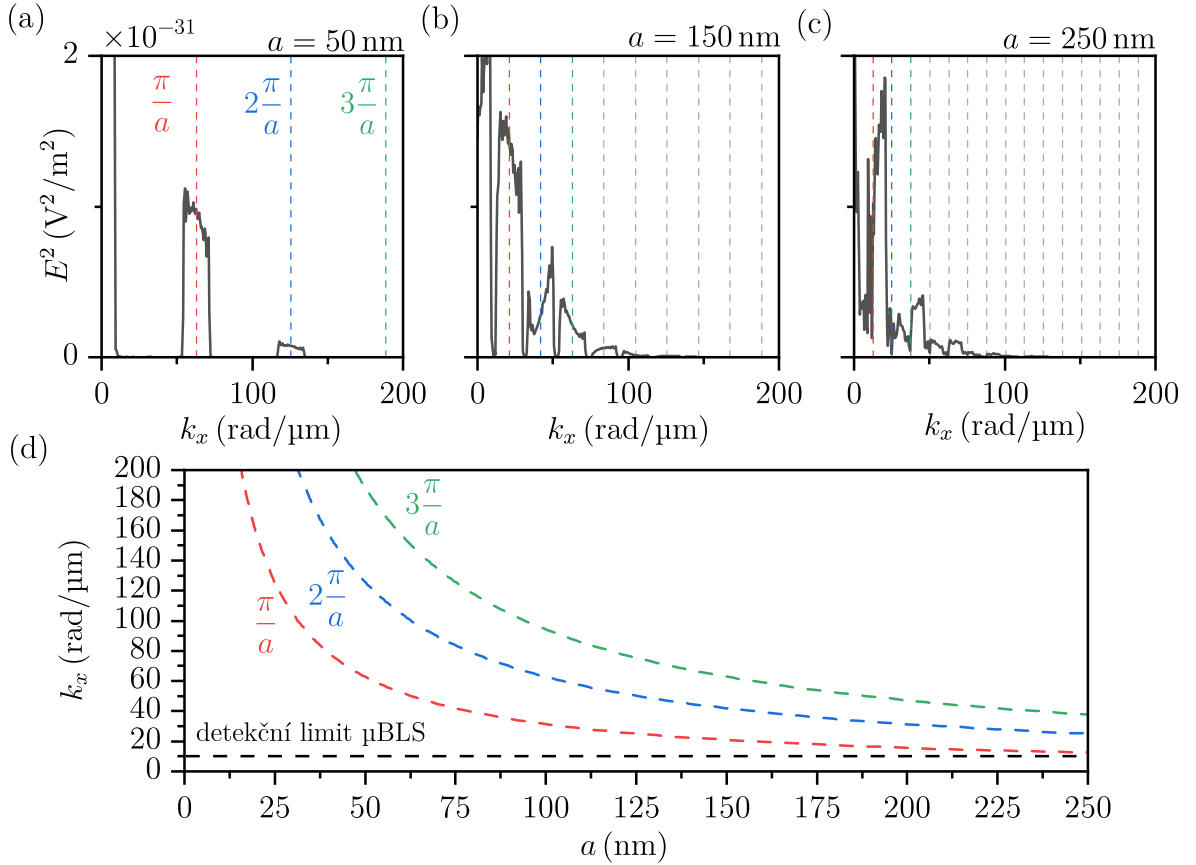
s co nejmenším parametrem a . Další simulace budou odrážet experimentální podmínky a probíhat pouze pro $NA = 0,75$.

4.1.4. Periodičnost dielektrických struktur

V předchozích oddílech jsme si ukázali, že při implementaci periodických dielektrických struktur dochází k rozšíření pole do oblastí se specifickými vlnovými čísly. Příspěvky vyvolané periodicitou nejsou rozmístěny náhodně, ale způsobují vznik oblastí s nenulovou intenzitou v okolí

$$k_{x,n} = n \frac{\pi}{a}, \quad n \in \mathbb{Z} - \{0\}. \quad (4.2)$$

Pro větší pochopení, jak tato provázanost funguje, jsme pro tři různé parametry a vykreslili na obr. 4.5(a,b,c) rozložení pole v recipročním prostoru pro $k_y = 0$ a zvýraznili v něm vlnová čísla odpovídající násobkům π/a . S narůstajícím parametrem a se zvyšuje



Obrázek 4.5: (a,b,c) Porovnání rozložení čtverce elektrické intenzity v recipročním prostoru s fixním $k_y = 0$ pro $a = 50 \text{ nm}$, $a = 150 \text{ nm}$, $a = 250 \text{ nm}$. V každém z těchto panelů jsou navíc vykresleny vlnová čísla v násobcích π/a se zvýrazněnými prvními třemi členy. Simulační svět byl o ploše $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. V okolí místa dopadu svazku byl snížen prostorový krok na 3 nm ve všech směrech. Rozměry struktur byly ponechány na $h = 60 \text{ nm}$, $b = 6500 \text{ nm}$ a jejich počet byl 65 (a), 21 (b), 13 (c). (d) Teoretická závislost polohy vedlejších maxim intenzity na parametru a . Vykresleny jsou pouze první tři řady. Čárkovaná čára značí detekční limit vlnových čísel konvenčního μBLS .

4.1. NÁVRH A OPTIMALIZACE VZORKU

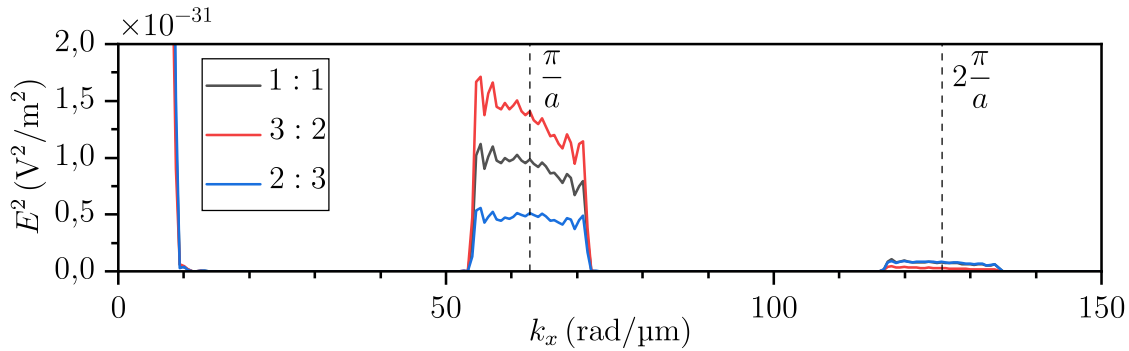
počet oblastí s nenulovou intenzitou v zobrazeném intervalu k_x . Můžeme si také všimnout, že pozice těchto oblastí, které přísluší strukturám s $a = 50$ nm (obr. 4.5), splňují zadanou podmínku (4.1.4) velmi přesně. U $a = 150$ nm se již blížíme k hranici, při které dojde k propojení jednotlivých oblastí a u $a = 250$ nm již dochází k jejich slití a nesplnění periodické podmínky. Tento jev přisuzujeme z velké části počtu osvětlených period dopadajícím svazkem, který se s navyšujícím a razantně snižuje. Stejný trend jsme viděli i na obr. 4.4(a). Viditelné je také snižování intenzity pole s narůstající vzdáleností od $k = 0$.

Vliv průběhu intenzity pole v periodických oblastech na výsledný signál neznáme. Podle fenomenologického modelu, který užíváme na modelování signálu BLS (podkapitola 2.3.1), očekáváme gaussovskou detekční funkci magnonů. Na základě této úvahy předpokládáme, že i přes různé rozložení intenzity v periodických oblastech, bude maximum detekce odpovídat magnonům s vlnovými čísly v násobcích π/a .

Poměr šířky struktury ku šířce mezery

Dodržet při výrobě periodu struktur ($2a$) není tak obtížné. Oproti tomu je velmi náročné zachovat přesný poměr šířek struktur ku mezer 1 : 1 (parametr a). Více se o této problematice zmíníme v podkapitole 4.2.2. Je tedy vhodné prozkoumat vliv tohoto poměru. Vykreslili jsme proto rozložení pole v reciprokém prostoru pro tři různé poměry se stejnou periodou $2a = 100$ nm do obr. 4.6. Například poměr 1 : 1 odpovídá parametru $a = 50$ nm a 3 : 2 šířkám struktur 60 nm a mezer 40 nm. Můžeme si všimnout, že umístění periodických oblastí zůstalo stejné, ale intenzita pole uvnitř se mění.

Hlavním výstupem, který jsme si z těchto simulací odnesli je, že parametr ovlivňující polohu oblastí s nenulovou intenzitou je periodičnost $2a$ a nikoliv a . Pro zajištění měření správných vlnových čísel tedy nebude potřeba dosáhnout velmi přesné litografie a určité výchylky od poměru 1 : 1 nám výsledná spektra zásadně neovlivní. Zároveň, volbou vhodného poměru, který vyústí v pozorovaných změnách intenzity, bychom mohli selektivně zvýšit intenzitu v oblastech některých násobků π/a , což by mohlo vést ke zvýšené detekci magnonů o tomto vlnovém čísle.



Obrázek 4.6: Závislost rozložení čtverce elektrické intenzity v reciprokém prostoru pro fixní $k_y = 0$ pro struktury s periodou $2a = 100$ nm a různými poměry šířky struktur ku mezeře (struktura:mezeře). Simulační svět měl plochu $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ a bylo v něm umístěných 65 struktur. V okolí místa dopadu svazku byl snížen prostorový krok na 3 nm ve všech směrech. Zbýlé rozměry struktur byly $h = 60$ nm, $b = 6500$ nm.

4.1.5. Výška dielektrických struktur

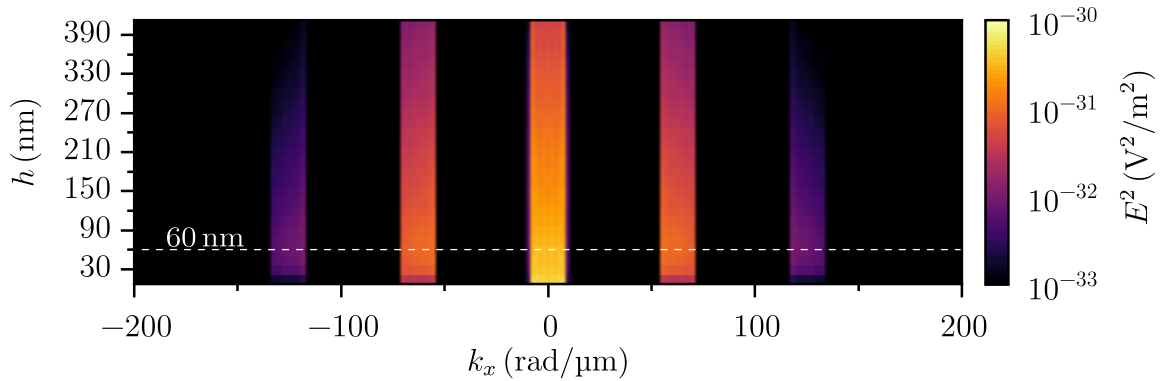
Do této chvíle jsme u všech simulací počítali s výškou struktur $h = 60$ nm. Pro volbu této hodnoty jsme vycházeli z dříve provedených měření na dielektrických discích prezentovaných v [15, 16]. V rámci celkové optimalizace systému ale vyvstává otázka, jakým způsobem ovlivní výška struktur h rozložení elektrického pole. Pro její zodpovězení bylo potřeba provést simulace FDTD pro různé výšky struktur a zobrazit rozložení pole v recipročním prostoru pro $k_y = 0$. Získaná data můžeme vidět na obr. 4.7. Z nich je patrné, že pro velmi vysoká h ztrácíme intenzitu. Mezi 60 nm a 405 nm je napříč násobky π/a negativní posun intenzity přibližně o jeden řád. Pro nízká h dochází také k poklesu intenzity, ten se stává výrazným u 15 nm, kde pozorujeme přibližně trojnásobný pokles oproti 60 nm. Vliv této snížené intenzity na výsledný signál BLS zatím neznáme, ale podle této metriky se jeví, že se s hodnotou $h = 60$ nm nacházíme v optimálním intervalu. Zároveň z výsledků vyplývá, že v optimálním intervalu se nachází i nižší hodnoty výšek, což by nám v budoucnu mohlo usnadnit litografický proces.

4.1.6. Návrh vzorku

Se znalostmi zmíněnými v minulých oddílech jsme již byli schopni navrhnout design vzorku pro elektronovou litografii. Tvorba designu proběhla v programu KLayout.

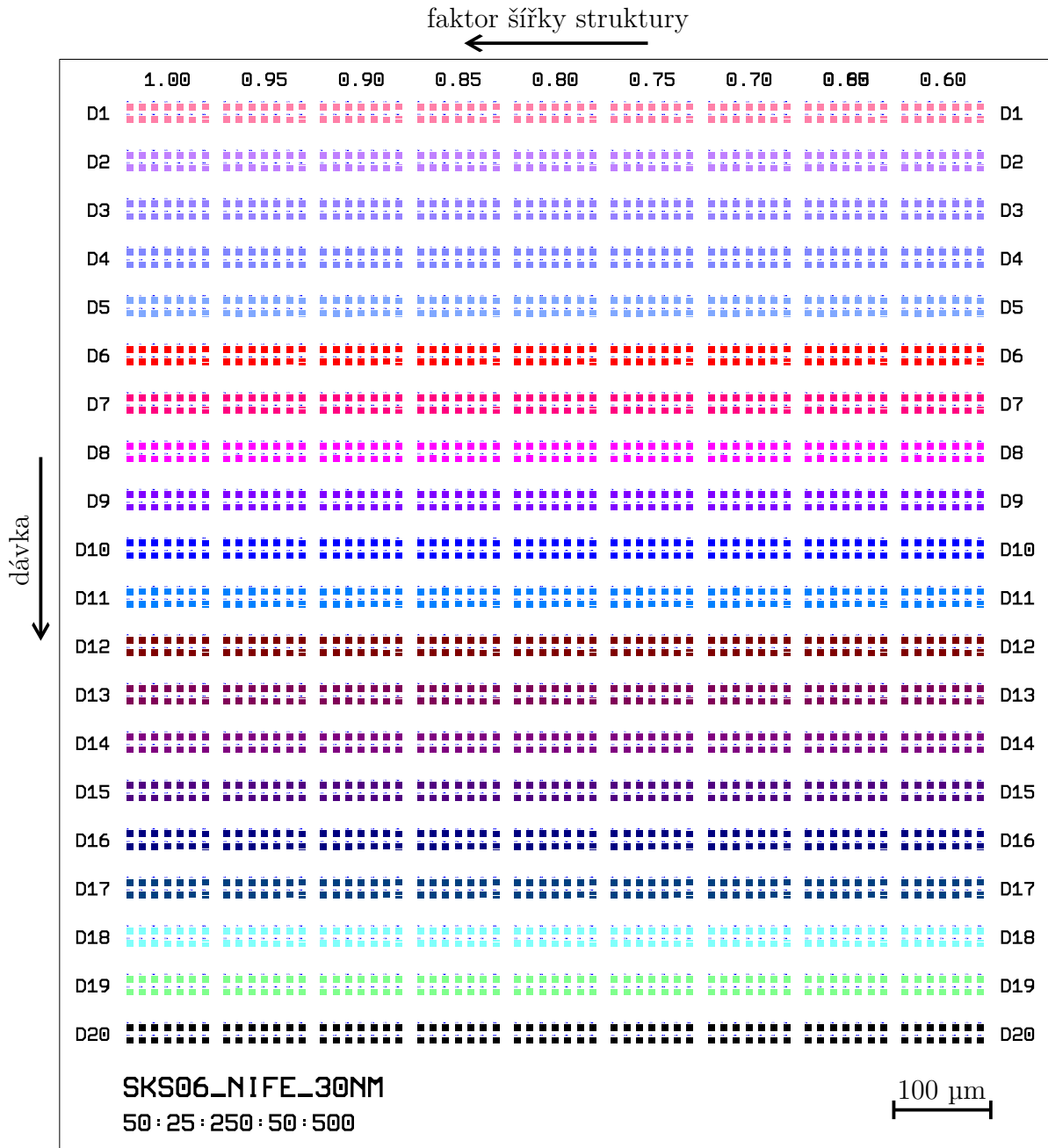
Design vzorku obsahoval 180 buněk rozmístěných do mřížky [obr. 4.8]. Každá z buněk sestávala ze 14 polí periodických struktur s různými parametry a [obr. 4.9(a)] a odpovídala jedné dávce (D, řádky) a jednomu faktoru šířky struktury (SF, sloupce). K oběma těmto parametrům si nyní povíme více.

Předpokládali jsme, že různé šířky struktur (rozsah od 50 nm do 500 nm) budou vyžadovat různé dávky v elektronovém litografu. Dávka nám udává míru expozice rezistu a její optimální hodnota se mění s různými typy rezistů a rozměry struktur. Vzorek jsme tedy



Obrázek 4.7: Výsledky získané simulacemi FDTD pro systém dielektrických struktur s rozměry $a = 50$ nm, $b = 6\,500$ nm. Simulační svět měl plochu $10 \times 10\,\mu\text{m}^2$. V okolí místa dopadu svazku byl snížen prostorový krok na 3 nm, výška této oblasti se měnila v závislosti na výšce struktur h . Výšku jsme volili od 15 nm po 405 nm s krokem 15 nm. 2D mapa zobrazuje rozložení pole v recipročním prostoru s fixním $k_y = 0$ pro různé hodnoty výšky struktur h . Je zde zvýrazněna hodnota $h = 60$ nm bílou vodorovnou čárkovanou čarou. Škála je volena logaritmická.

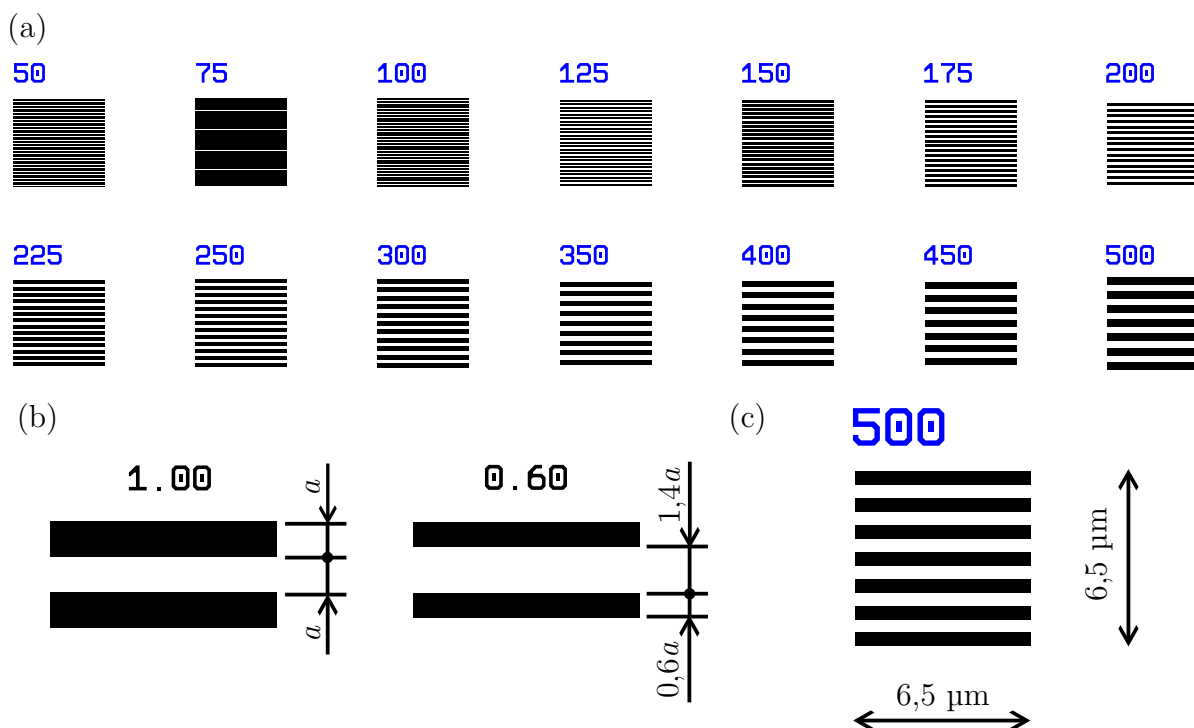
4.1. NÁVRH A OPTIMALIZACE VZORKU



Obrázek 4.8: Přehled celého designu sestávajícího ze 180 buněk. Řádky (D1-D20) odpovídají různým dávkám a sloupce (1.0–0.6) faktorům šířek struktur. Jednotlivé dávky jsou barevně rozlišeny.

připravili způsobem, jakým bychom chystali tzv. test dávek. Ten spočívá v implementaci stejných struktur, kdy ale každou exponujeme jinou dávkou. Tento test by nám měl tedy dát přehled o vhodných dávkách pro přípravu jednotlivých typů struktur. Větší počet dávek byl zvolen proto, abychom se pravděpodobněji ocitli v okolí optimální hodnoty pro všechny typy struktur a nemuseli tak dále optimalizovat tento krok přípravy vzorku.

Při výrobě je pro nás také velmi důležité, abychom alespoň přibližně zachovali stejnou velikost struktur a mezer. Vliv periodičnosti na rozložení intenzity pole v magnetické vrstvě jsme diskutovali v oddílu 4.1.4. U rozměrů v řádu desítek/stovek nanometrů nelze



Obrázek 4.9: (a) Detail buňky z obr. 4.6 odpovídající dávce D20 a faktoru šířky struktury 1.0. Obsahuje 14 polí s různými parametry a v rozsahu od 50 nm do 500 nm (b) Názorná ukázka významu faktoru šířky struktury. (c) Maximální rozměry pole periodicky opakujících se struktur.

očekávat, že nominální hodnoty udané v designu budou odpovídat hodnotám reálným. U takto malých rozměrů je výrazný efekt, při kterém sekundární elektrony interagují s rezistorem i mimo místa původního osvětlení, čímž zapříčiní větší šířku výsledných struktur. Možným řešením, jak dosáhnout žádaných rozměrů, je udání v designu obecně nižších hodnot než požadujeme. Tato ideální hodnota se bude ale v závislosti na různých parametrech a (šířek struktur) měnit. Do našeho designu jsme tedy zakomponovali faktor šířky struktury. Tím budeme nazývat číslo menší než 1, kterým když vynásobíme a , získáme novou menší hodnotu šířky. Následně bude také třeba zvýšit šířku mezery mezi strukturami, abychom zajistili, že periodičnost bude stále $2a$. Názorný příklad s vyznačenými rozměry můžeme vidět na obr. 4.9(b).

U volby parametru a jsme opět vycházeli z výsledků z předchozích oddílů, konkrétně oddílů 4.1.3 a 4.1.4. Výsledky naznačovaly, že šířka struktur musí být pro správnou funkci co nejmenší. Rozsah parametru a jsme tedy zvolili od 50 nm do 500 nm. Spodní hranice byla určena především z očekávaných omezení způsobených procesem elektronové litografie. Na takto vysoké struktury je obecně potřeba pro úspěšný lift-off (více v podkapitole 4.2.1) vyšší vrstva rezistu, která ale negativně ovlivňuje fabrikaci malých rozměrů. Horní hranice ve formě $a = 500$ nm nám umožní snadnější kontrolu struktur v optickém mikroskopu a také díky tomuto většímu rozsahu budeme pravděpodobněji schopni najít maximální funkční parametr a .

Velikost jednotlivých polí jsme volili podle nejvyššího parametru a . Na základě oddílu 4.1.3 jsme stanovili nejmenší počet period na 7. Chtěli jsme mít k dispozici i větší struktury, na kterých by mohlo případně proběhnout měření, kdybychom měli možnost po-

4.2. PŘÍPRAVA A CHARAKTERIZACE VZORKU

užít objektiv s nižší NA. Výsledné rozměry pole $a = 500$ nm byly $6,5 \times 6,5 \mu\text{m}^2$ [obr. 4.9(c)]. Tato velikost nám sloužila jako maximální i pro pole s odlišnými parametry a . Na jejím základě jsme volili počty period. Přibližně stejné rozměry jednotlivých polí nám značně usnadní a pomohou s automatizací měření spektrometrem μBLS .

V našem designu jsme zkombinovali test dávek s testem různých faktorů šířek struktur. To nám umožnilo efektivněji hledat vhodné parametry pro dosažení požadovaných rozměrů.

4.2. Příprava a charakterizace vzorku

Vzorek byl připraven standardním postupem jednokrokové elektronové litografie. V této podkapitole si v krátkosti projdeme jednotlivé kroky pro ucelenější přehled o celém procesu a následně také charakterizaci vyrobených struktur za pomoci skenovacího elektronového mikroskopu. Celý proces probíhal v laboratořích CEITEC Nano.

4.2.1. Výroba vzorku

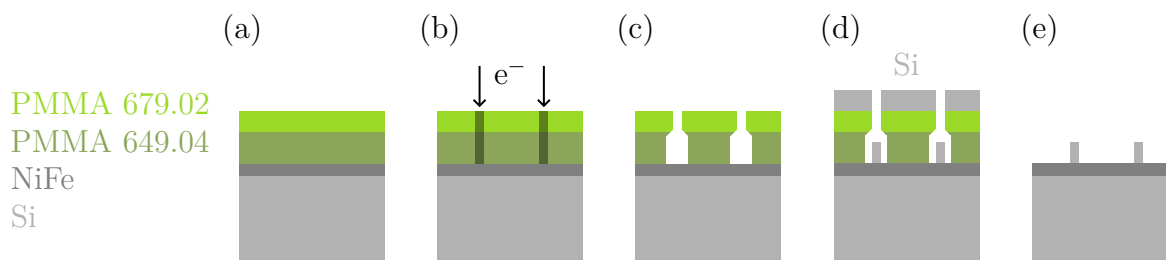
Schématicky je proces znázorněn na obr. 4.10. Jako vhodný substrát se v našem případě, z důvodu jeho dostupnosti, jevil křemík. Magnetická vrstva NiFe o tloušťce 30 nm byla připravena Ekaterinou Pribytovou pomocí elektronového napařování [77]. Vzorek měl plochu $1 \times 1 \text{ cm}^2$.

Čištění vzorku

Nejdříve bylo nutné vzorek důkladně očistit. Byl vložen do kádinky s acetonem a vystaven po dobu 2 minut ultrazvuku. Stejný proces byl zopakován i s isopropylalkoholem (IPA). Pro zbavení přebytké vlhkosti byl vzorek vypečen na 150°C po dobu 180 sekund na horké plotýnce [78] (anglicky *hot plate*).

Odstředivé lakování

Následně byla na magnetickou vrstvu nanесena dvojvrstva pozitivního rezistu (laku) z polymethylmethakrylátu (PMMA) technikou odstředivého lakování (anglicky *spin-coating*) [78]. Dvojvrstva byla využita pro dosažení vyššího rozlišení [79]. Recept pro přípravu rezistu je následovný:



Obrázek 4.10: Schématické znázornění výroby vzorku. (a) Dvojvrstva rezistu připravena odstředivým lakováním. (b) Expozice vzorku elektronovým svazkem v litografu. (c) Vyvolání rezistu. (d) Depozice křemíku. (e) Lift-off proces.

- AR-P 649.04: 5 s – rychlost otáčení 500 ot./min, zrychlení 200 ot./s²
55 s – rychlost otáčení 2 000 ot./min, zrychlení 2 000 ot./s²
- vypékání: 180 s, 150 °C
- AR-P 679.02: 5 s – rychlost otáčení 2 000 ot./min, zrychlení 500 ot./s²
55 s – rychlost otáčení 6 000 ot./min, zrychlení 2 000 ot./s²
- vypékání: 180 s, 150 °C

Výsledná tloušťka dvojvrstvy rezistu by měla být přibližně 260 nm, z čehož je 200 nm první vrstva a 60 nm druhá.

Elektronová litografie

Následně bylo potřeba rezist exponovat, k tomu slouží elektronový litograf [80]. Ten pomocí elektronového svazku změní molekulární strukturu rezistu na osvícených místech vzorku. Urychlovací napětí bylo zvoleno 20 kV, apertura 15 mm. Tomu odpovídá proud měřený Faradayovým pohárem přibližně 80 pA. Pracovní vzdálenost byla 10 mm, krok svazku (anglicky *step-size*) 4 nm, zapisovací pole mělo tvar čtverce o straně 100 μm a dávky byly pro jednotlivé vrstvy v rozsahu od 50 μC/cm² do 335 μC/cm².

Vyvolání rezistu

Dalším krokem bylo odplavení ozářených míst pozitivního rezistu. Vzorek byl nejdříve umístěn do kádinky s vývojkou (anglicky *developer*) AR 600-56 po dobu 3 minut a následně do kádinky s IPA na 60 sekund. IPA slouží k ukončení procesu vyvolávání (anglicky *stopper*), tedy smytí vývojky.

Reaktivní iontové leptání

Pro zvýšení adheze byl vzorek vystaven reaktivnímu iontovému leptání (RIE, z anglického *reactive ion etching*) [81] kyslíkem s výkonem 50 W po dobu 10 s.

Naprašování materiálu

Následně bylo na vzorek technikou iontového naprašování nadeponováno [82] Ing. Jakubem Holobrádkem 60 nm křemíku. Výšku struktur jsme zvolili 60 nm především díky již ověřené funkčnosti takto vysokých dielektrických struktur v člancích [15, 16]. Tato výška také podle výsledků z oddílu 4.1.5 ležela v optimálním rozsahu.

Lift-off

Vzorek byl poté vložen do kádinky s acetonem po dobu přibližně jednoho dne. To mělo za následek odplavení většiny nevyvolaného rezistu ze vzorku. Po uplynutí této doby byl zkontrolován v optickém mikroskopu. Na vzorku byly přítomny zbytky rezistu v okolí struktur, proto byl nejdříve vystaven proudu acetonu ze stříčky. To k odplavení zbytků nestačilo, a tak byl vzápětí umístěn na 3 sekundy do ultrazvuku.

4.2.2. Charakterizace elektronovým mikroskopem

Charakterizace vzorku jsme provedli pomocí skenovacího elektronového mikroskopu [83]. Z pořízeného snímku celého designu [obr. 4.11(a)] lze vidět, že rozsah dávek byl zvolen vhodně.

Buňky odpovídající dávkám D1-D6 ($50 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ až $125 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) nebyly osvětleny dostatečně a ve valné většině jsou pozorovatelné pouze popisky jednotlivých polí, které byly v celém designu osvětleny stejnou dávkou.

Procesní okno, tedy ideální rozsah dávek pro dosažení zamýšlených rozměrů, odpovídalo dávkám D7-D10 ($140 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ až $185 \mu\text{C}/\text{cm}^2$). V tomto rozsahu jsme našli struktury, které se rozměrově pohybovaly v okolí našich požadavků. Pole s nejmenším dosaženým parametrem a můžeme vidět na obr. 4.11(b).

Buňky odpovídající dávkám D11-D20 ($200 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ až $335 \mu\text{C}/\text{cm}^2$) byly osvětleny příliš velkými dávkami. V levém spodním rohu obr. 4.11(a) si můžeme všimnout černých polí, odpovídajících vysokým dávkám a nízkým SF. Zde již nejsme schopni rozlišit jednotlivé struktury a takovéto pole označujeme jako slitá. Je také zřejmé, že s navyšujícím SF rozlišitelnost struktur roste. Na obr. 4.11(c) je srovnání dvou různých dávek pro struktury se stejným parametrem a a SF. V tomto konkrétním případě jsme za vhodnou zvolili strukturu v poli D10 a totožná struktura v poli D17 je již na hranici rozlišitelnosti.

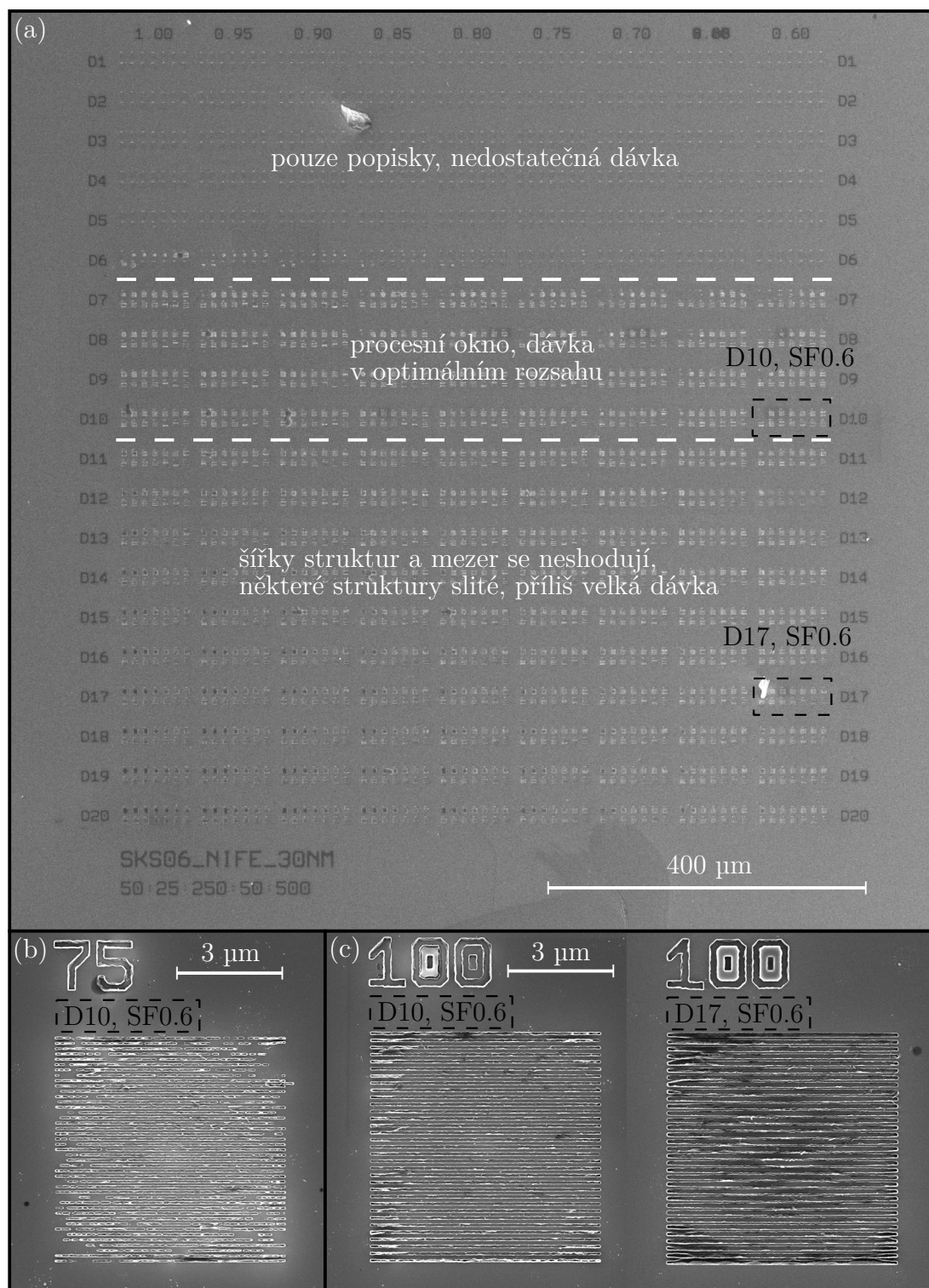
Dalším krokem pro identifikaci vhodných polí struktur v procesním okně bylo měření jejich šířek a mezer. Vybrali jsme 6 polí s různými parametry a v rozsahu od 75 nm do 200 nm, která se v elektronovém mikroskopu jevila jako vhodná. Nepovedlo se nám najít žádné vhodné pole struktur s $a = 50$ nm. Pro to, abychom dosáhli takto nízkých rozměrů by byl nejspíše potřeba vyšší rozsah SF. Jsme také značně omezení tloušťkou rezistu, kterou jsme volili na základě požadované výšky struktur. Získaná data můžeme vidět v tab. 4.1. Měření proběhlo přes 10 period a data se průměrovala přes pás šířky přibližně 90 nm (300 pixelů). Značnou odchylku od požadovaných rozměrů pozorujeme pouze pro pole s parametry $a = 125$ nm, $a = 150$ nm. S odkazem na oddíl 4.1.4 rozměry struktur považujeme jako dostatečně dobré a vhodné pro další měření.

Tabulka 4.1: Naměřené rozměry šířek struktur a mezer pro vybrané parametry a s uvedenou dávkou a SF buňky. Na těchto strukturách budou provedena měření v podkapitole 4.3.

buňka parametr a (nm)	D10, F0.6		D8, F0.7		D8, F0.8	
	75	100	125	150	175	200
šířka struktur (nm)	82 ± 4	105 ± 4	109 ± 4	136 ± 4	177 ± 4	197 ± 4
šířka mezer (nm)	69 ± 4	97 ± 4	145 ± 4	169 ± 3	178 ± 4	209 ± 4

4.3. Měření a analýza spekter Brillouinova rozptylu světla

Pro ověření funkčnosti vybraných periodických struktur (tab. 4.1) jsme provedli měření na spektrometru μBLS (více o této experimentální technice v podkapitole 3.2). Nejdříve jsme proměřili spektra struktur s různými parametry a ve vysokém (550 mT) a nízkém (50 mT) poli. Z těchto výsledků jsme poté zkonstruovali disperzní relaci magnonů (oddíl 4.3.1). Následně jsme získali spektra pro fixní parametr a s proměnným externím



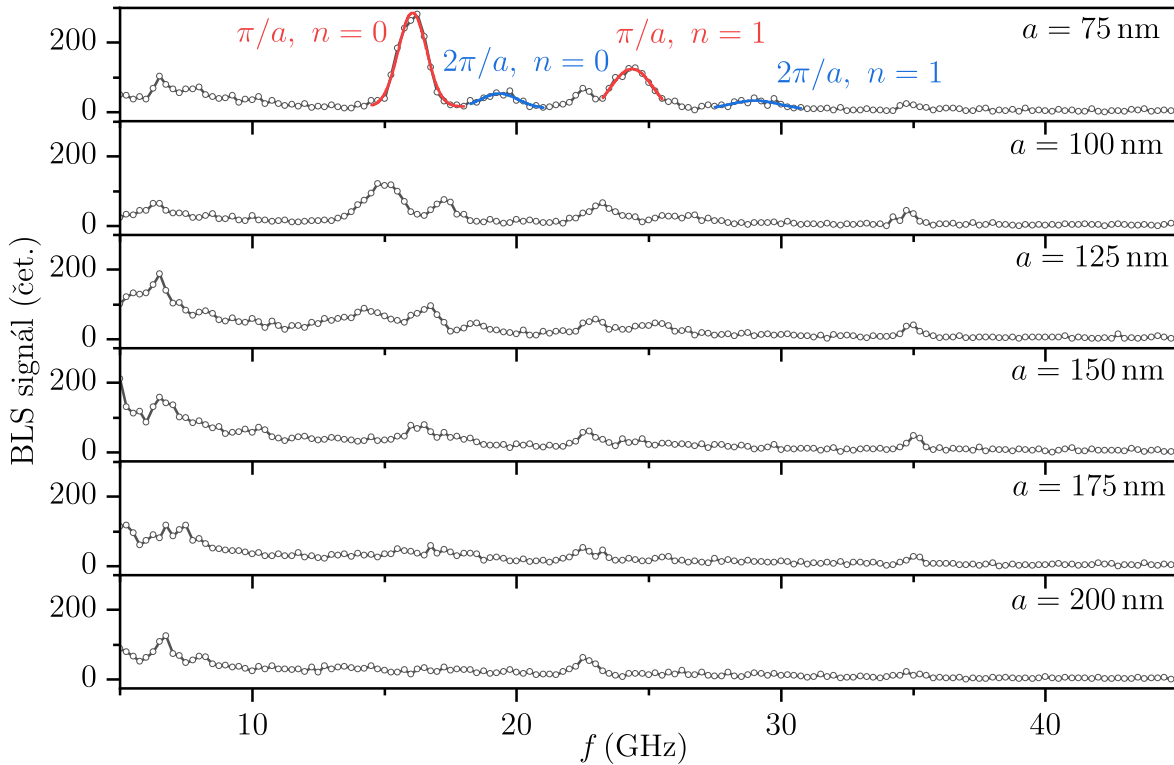
Obrázek 4.11: Snímek pořízený skenovacím elektronovým mikroskopem. (a) Přehled celého vzorku rozdělený bílými čárkovanými čarami do oblastí dle použitých dávek. Černou čárkovanou čarou jsou zvýrazněny buňky obsahující pole z (b,c). (b) Pole s nejmenším dosaženým parametrem $a = 75$ nm z buňky D10, SF0.6. (c) Porovnání dvou polí o shodných rozměrech pro dvě různé dávky. Pole v intervalu optimální dávky (nalevo) a pole s příliš vysokou dávkou (napravo).

4.3. MĚŘENÍ A ANALÝZA SPEKTER BRILLOUINOVA ROZPTYLU SVĚTLA

polem (oddíl 4.3.2), tedy vývoj magnonů s vlnovým číslem v násobcích π/a v poli. Na závěr jsme otáčením vzorku měnili směr externího pole vůči směru šíření magnonů a získali frekvenční závislost magnonů se specifickým vlnovým číslem na tomto úhlu (oddíl 4.3.3). Všechny získané teoretické závislosti v této kapitole odpovídají modelu Kalinikose a Slavina (oddíl 1.4.5) a byly vypočítány s využitím balíčku SpinWaveToolKit [43].

4.3.1. Disperzní relace

Schopnost měřit magnony o specifických vlnových číslech nám umožňuje sestavit jejich disperzní relaci. Nejdříve jsme museli získat spektra Brillouinova rozptylu světla pro předem charakterizované struktury v oddílu 4.2.2. K tomu jsme využili spektrometr fokusovaného BLS popsany v podkapitole 3.2. Vzdálenost zrcadel jsme v průběhu všech měření měli nastavenou na 3 mm, abychom docílili vysoké FSR, a tedy měřili vyšší frekvenční rozsah. Externí pole $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ mělo velikost 50 mT a bylo orientováno rovnoběžně se strukturami. Díky vysoké směrové senzitivitě detekce spinových vln (více v oddílu 4.1.2) jsme schopni říci, že se vlny šíří ve směru kolmém na externí pole. Zvolená geometrie měření odpovídá $\varphi = 90^\circ$, tedy povrchovým spinovým vlnám (DE). Naměřená spektra můžeme vidět na obr. 4.12. Lokální maxima BLS signálu (píky), která se nemění s parametrem a odpovídají magnonům s $k = 0$, tedy FMR ($f \approx 6,5$ GHz) a PSSW ($f \approx 22,5$ GHz), nebo nemagnetickým jevům ($f \approx 35$ GHz). Píky, jejichž frekvenční poloha se mění v závislosti na parametru a jsou způsobeny periodičností dielektrických struktur a odpovídají speci-

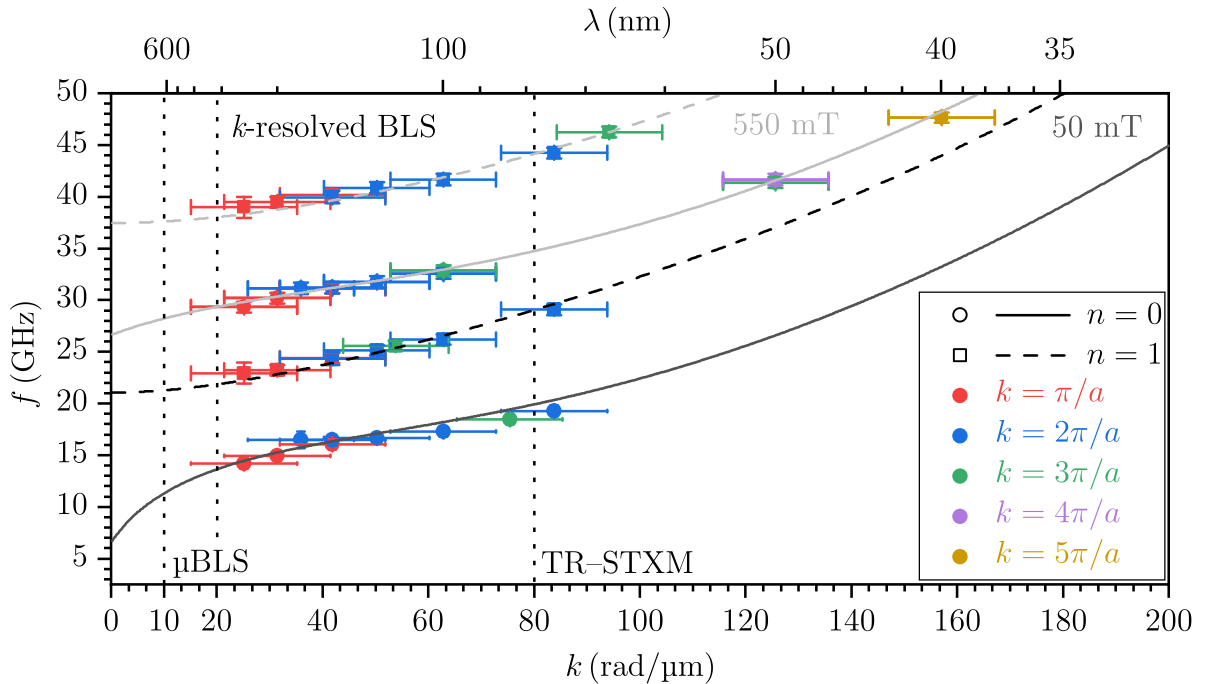


Obrázek 4.12: Naměřená spektra Brillouinova rozptylu světla pro pole struktur s různými parametry v nízkém poli $B_{\text{ext}} = 50$ mT. Orientace struktur odpovídala DE geometrii. V panelu pro $a = 75$ nm jsou píky proloženy Gaussovou křivkou a přiřazeny k odpovídajícím vlnovým číslům.

fickým vlnovým číslem. Můžeme si všimnout, že signál odpovídající těmto píkům s přibývajícím parametrem a klesá. To je způsobeno nejspíše zmenšujícím se počtem osvětlených period. Vliv tohoto faktoru jsme diskutovali v oddílu 4.1.3. U parametru $a = 200$ nm již signál způsobený periodičností nepozorujeme, vyšší hodnoty a tudíž nemá smysl měřit.

Pro sestavení disperzní relace bylo potřeba vhodně přidělit měřeným píkům odpovídající vlnová čísla. Polohu píků jsme určili proložením naměřených bodů v jejich okolí normálním rozdělením (Gaussovy křivky). Překrývající píky jsme modelovali jako součet gaussovských křivek. Na obr. 4.12 v panelu s $a = 75$ nm můžeme ukázkou takového proložení vidět. Následně jsme vykreslili předpokládané disperzní relace pro první dva tloušťkové módy spinových vln. Materiálové konstanty jsme získali z [15], kde jsme charakterizovali magnetickou vrstvu vyrobenou obdobným způsobem. Tloušťku tenké vrstvy určil na $(27,55 \pm 0,05)$ nm pomocí rentgenové reflektometrie M.Sc. Jon Ander Arregi, Ph.D., k vyhodnocení využil software GenX 3 [84]. Porovnáním poloh píků s disperzními relacemi jsme byli schopni přiřadit všechny píky jejich odpovídajícím vlnovým číslům. U nižších vlnových čísel pro první tloušťkový mód došlo nejspíše u několika struktur k úplnému překrytí frekvenčního píku PSSW s píkem odpovídajícím π/a . Pokud nebylo možné tyto dva píky rozlišit, nebyly vyhodnoceny. Obdobné měření jsme provedli i pro vysoké pole $B_{\text{ext}} = 550$ mT. Data z obou sad měření jsme následně společně proložili disperzními křivkami s vlnovým parametrem výměnné konstanty A_{ex} , čímž jsme zajistili vyšší shodu experimentálních dat s teoretickou závislostí.

Data získaná touto analýzou a jejich odpovídající disperzní křivky můžeme vidět na obr. 4.13 a parametry proložení v tab. 4.2.



Obrázek 4.13: Naměřené hodnoty ve vysokém a nízkém poli proložené odpovídající disperzní relací. Stejnou barvou jsou znázorněny jednotlivé násobky π/a pro různé parametry a . Pokud jedno frekvenční maximum může odpovídat dvěma vlnovým číslům, je zde znázorněno dvakrát. n značí tloušťkový mód spinových vln. Vertikální tečkované čáry znázorňují přibližný limit detekce vlnových čísel techniky μ BLS, konvenčního k -resolved BLS a časově rozlišené rentgenové mikroskopie (TR-STXM) [9, 85].

4.3. MĚŘENÍ A ANALÝZA SPEKTER BRILLOUINOVA ROZPTYLU SVĚTLA

Tabulka 4.2: Materiálové parametry z proložení naměřených dat.

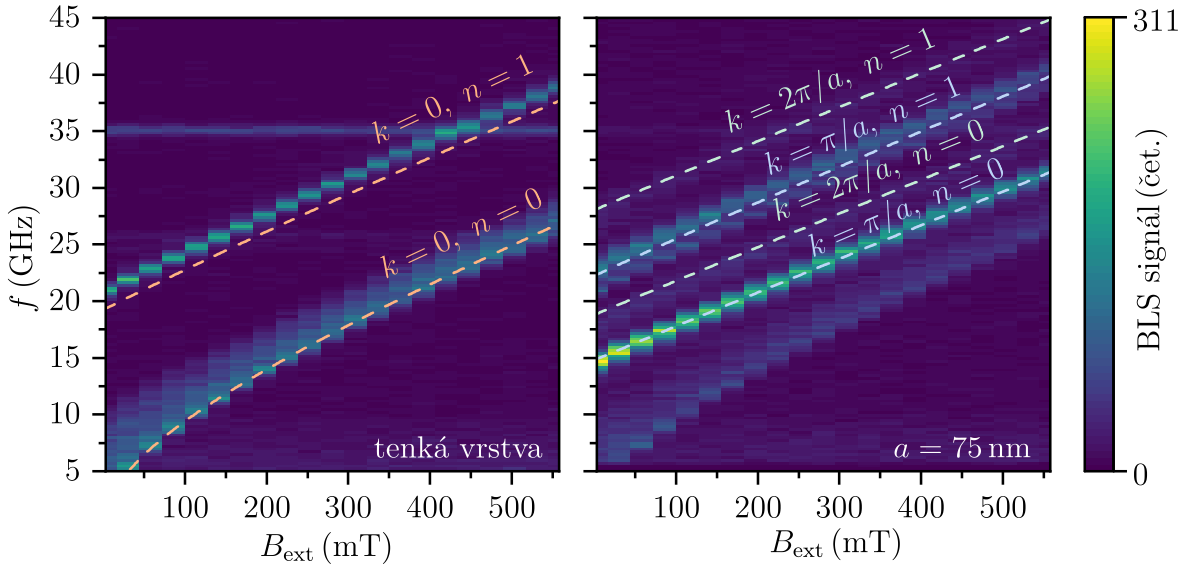
M_s (kA/m)	γ (GHz/T)	d (nm)	A_{ex} (pJ/m)
740 (fixní)	29,5 (fixní)	27,55 (fixní)	$9,59 \pm 0,08$

Hodnota výměnné konstanty vyšla značně nižší než v případě charakterizace provedené v [15]. Jedním z možných vysvětlení je kontaminace NiFe v průběhu výroby [86]. Teoretický model je v dobrém souladu s naměřenými daty. Frekvenční nejistotu jsme určili z nejistoty proložení píků rozšířené o nejistotu velikosti 0,5 GHz určenou z frekvenčního rozlišení spektrometru. Nejistotu ve vlnových číslech jsme odhadli na 10 rad/ μm především na základě možných nepřesností ve fabrikaci struktur a velikosti a směru přiloženého pole.

4.3.2. Spektra pro různá externí pole

Pro ověření správnosti získaného teoretického popisu jsme se dále zaměřili na pohyb píků s měnícím se magnetickým polem. Měření jsme provedli na tenké vrstvě a poli rezonátorů charakterizovaném v oddílu 4.2.2 s parametrem $a = 75$ nm. Měnili jsme proud probíhající elektromagnetem v rozsahu od 0 do 14 A s krokem 0,7 A.

Výsledná data spolu s vykreslenými teoretickými závislostmi dopočtenými pomocí materiálových konstant z tab. 4.2 můžeme vidět na obr. 4.14. U osvitů pouze tenké vrstvy si můžeme všimnout u prvního PSSW módu ($k = 0$, $n = 1$) jistých nesrovnalostí naměřených dat s teoretickým modelem, který je posunut o přibližně 2 GHz do nižších frekvencí. To mohlo být zapříčiněno například odlišnými okrajovými podmínkami stojatých spinových vln na obou rozhraních. Pík FMR ($k = 0$, $n = 0$) je naopak v dobrém souladu s teoretickým modelem. Při osvitu pole s $a = 75$ nm pozorujeme kromě píků FMR a PSSW viditelných i u tenké vrstvy také magnony s vlnovými čísly odpovídajícími periodické pod-



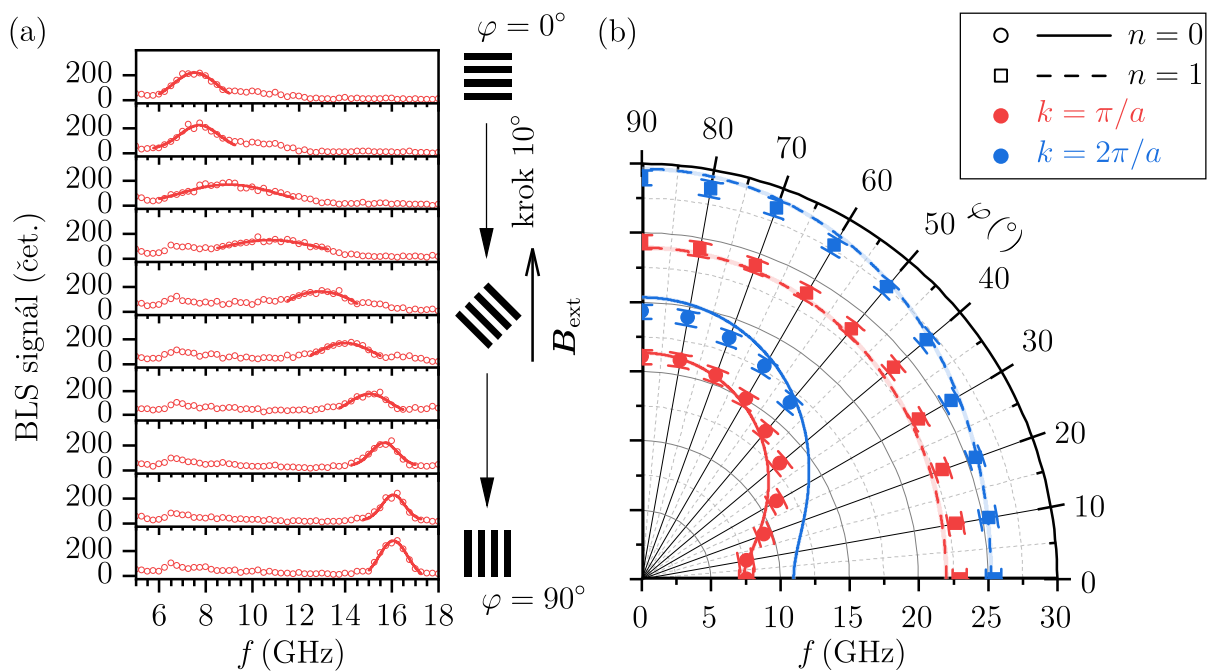
Obrázek 4.14: Porovnání spekter pro různá externí pole při osvitu pouze tenké vrstvy a pole struktur s parametrem $a = 75$ nm. Čárkovanými čarami jsou vyznačeny píky odpovídající magnonům se specifickými vlnovými čísly. Polohy těchto píků byly vykresleny pro materiálové parametry z tab. 4.2.

mínce. Poloha těchto píků v poli je ve velmi dobrém souladu s teoretickým modelem. Na 35 GHz je u obou 2D map viditelný signál nehybný v poli, je tedy nemagnetické povahy.

4.3.3. Úhlové rozlišení

Jako poslední jsme provedli měření s úhlovým rozlišením. Díky vysoké směrové senzitivitě detekce spinových vln (více v oddílu 4.1.2) jsme schopni měnit úhel φ , který svírá externí magnetické pole $\mathbf{B}_{\text{ext}}$ s vlnovým vektorem popisujícím směr šíření vln. Změnu tohoto úhlu jsme provedli otáčením vzorku kolem optické osy spektrometru μBLS .

Měření opět proběhlo na poli struktur s parametrem $a = 75 \text{ nm}$ v nízkém externím poli 50 mT. Začali jsme detekcí zpětných objemových spinových vln (BVSW, $\varphi = 0^\circ$) a s krokem 10° jsme se přesunuli do geometrie odpovídající povrchovým spinovým vlnám (DE, $\varphi = 90^\circ$). Spektra pro jednotlivé geometrie s vyznačenou polohou píku odpovídajícímu nultému tloušťkovému módu magnonů s vlnovým číslem $k = \pi/a$ a naznačeným způsobem otáčení můžeme vidět na obr. 4.15(a). Rozšíření píku v první polovině otočky je způsobeno překrytím několika odlišných signálů. Po provedení podrobnější analýzy pro různá vlnová čísla jsme vytvořili graf závislosti frekvenční polohy odpovídajících píků na úhlu φ [obr. 4.15(b)]. Naměřenými hodnotami jsme opět proložili teoretický model s materiálovými konstantami z tab. 4.2. Chybějící data z měření byla způsobena spojením píků a následnou nemožností je rozlišit. Nejistota ve frekvenční pozici píků byla určena obdobně jako v oddílu 4.3.1, pro úhel se jednalo o odhad z experimentálního uspořádání



Obrázek 4.15: Měření proběhlo v externím poli 50 mT na poli struktur s parametrem $a = 75 \text{ nm}$. (a) Naměřená spektra pro různé úhly φ , které popisují vzájemnou orientaci externího pole a vlnového vektoru magnonů. Rozsah úhlu je od 0° do 90° s krokem 10° . Ve spektrech je vyznačená přibližná poloha píku příslušející nultému tloušťkovému módu magnonů s vlnovým číslem π/a . Na pravé straně se nachází ilustrativní popis geometrie experimentu. (b) Naměřená data spolu s odhadnutými nejistotami proložená teoretickou závislostí.

4.3. MĚŘENÍ A ANALÝZA SPEKTER BRILLOUINOVA ROZPTYLU SVĚTLA

a procesu fabrikace struktur. Dalším faktorem, který jsme vzali v úvahu byla velikost externího pole, kde jsme chybu odhadli na 10 %. Experimentální data jsou v rámci nejistot v dostatečně dobrém souladu s teoretickým modelem.

Závěr

V této práci jsme představili metodu založenou na Mieho rezonancích umožňující měření magnonů se specifickými vlnovými čísly spektroskopií fokusovaného Brillouinova rozptylu světla. Princip byl demonstrován numerickými výpočty metodou konečných diferencí v časové doméně a následně byl také ověřen experimentálně. Dosáhli jsme rozlišení vlnových čísel a přibližně šestnáctinásobného rozšíření detekčního limitu konvenčního μ BLS. Tato metoda umožňuje měření vlnových čísel magnonů přesahujících limit současných charakterizačních technik, což otevírá nové možnosti při studiu řady nelineárních jevů (např. parametrické pumpování [87] nebo čtyřmagnonový rozptyl [88]). Navíc, díky širokému rozsahu dostupných vlnových čísel, lze proložením bodů na disperzní křivce získat materiálové charakteristiky, které jsou v běžném rozsahu silně provázané. Příkladem může být výměnná konstanta a tloušťka magnetické vrstvy. Tohoto lze využít při studiu materiálů vhodných pro zařízení založených na skyrmionech [89], jelikož je pro tuto aplikaci důležité znát všechny materiálové parametry, včetně konstanty DMI (z anglického *Dzyaloshinskii–Moriya interaction*).

V první kapitole jsme se věnovali teorii magnetismu. Přes magnetické momenty v látkách a mikromagnetické energie jsme se propracovali ke spinovým vlnám. Důraz byl kladen především na šíření spinových vln v tenkých feromagnetických vrstvách a jejich popis pomocí modelu disperzní relace od Kalinikose a Slavina, který je dále v práci často využíván.

Ve druhé kapitole jsme se zaměřili na samotný Brillouinův rozptyl světla. Nejdříve jsme popsali jeho základní principy, poté jsme si představili experimentální metodu μ BLS, její teoretický popis a dosavadní omezení v detekci a rozlišení vlnových čísel magnonů. Následně jsme provedli rešerši na měření spinových vln o krátkých vlnových délkách μ BLS.

Ve třetí kapitole jsme uvedli vybrané simulační a experimentální metody užití v této práci. Ve stručnosti jsme zde představili metodu konečných diferencí v časové doméně a popsali experimentální sestavu spektroskopie fokusovaného Brillouinova rozptylu světla.

Ve čtvrté kapitole jsme se zabývali experimentálními cíli této práce. Začali jsme návrhem a optimalizací vzorku pomocí simulací FDTD. Na základě rozložení elektrické intenzity dopadajícího svazku v magnetické vrstvě jsme představili faktory ovlivňující měření s rozlišením vlnových čísel. S využitím těchto znalostí jsme poté optimalizovali geometrii periodických rezonátorů ve tvaru kvádrů a navrhli vzorek. Technikou elektronové litografie jsme následně vzorek připravili a poté ho také charakterizovali. V poslední části jsme provedli měření a analýzu spekter Brillouinova rozptylu světla. Podařilo se nám experimentálně naměřit disperzní relaci termálních magnonů s vlnovými čísly dosahujícími $157 \text{ rad}/\mu\text{m}$. Jedná se o přibližně šestnáctinásobné zlepšení detekčního rozsahu konvenčního μ BLS ($k = 10 \text{ rad}/\mu\text{m}$). Získali jsme také spektra v různých externích polích a ověřili vysokou směrovou senzitivitu detekce magnonů prostřednictvím měření s úhlovým rozlišením (pro různé úhly mezi vlnovými vektory magnonů a externím polem). Vysoká směrová senzitivita v kombinaci s rozlišením vlnových čísel nám dávají informace nejen o velikosti vlnového čísla měřeného magnonu, ale i o směru jeho šíření. Těmito měřeními jsme ověřili základní principy spektroskopie μ BLS zesíleného Mieho rezonancemi s rozlišením vlnových vektorů.

Možným faktorem, který nás omezuje v maximálních naměřených vlnových číslech, je šířka dielektrických struktur, tedy parametr a . Nižších rozměrů jsme nebyli schopni dosáhnout pravděpodobně kvůli značné výšce struktur (60 nm), která komplikuje litogra-

fický proces. Z provedených numerických výpočtů ale vyplývá, že bychom měli dosáhnout obdobných výsledků i se strukturami vysokými 30 nm. V současnosti je projekt směřován k optimalizaci výrobního procesu pro struktury vysoké 30 nm a dosažení šířek struktur pod 75 nm. Na realizaci tohoto plánu bude využito litografu s urychlovacím napětím 100 keV.

Dalším zajímavým jevem, na který bychom se v budoucnu rádi zaměřili, je schopnost zvýšení/snížení velikosti intenzity elektrického pole dopadajícího svazku u určitých periodických oblastí při vhodné volbě poměru šířky struktur ku šířce mezer. Tento jev jsme zkoumali na základě simulací a mohl by nám v budoucnu pomoci dosáhnout zvýšené selektivity u detekce vlnových vektorů magnonů.

Literatura

- [1] MOORE, Gordon E. Cramming more components onto integrated circuits, Reprinted from *Electronics*, volume 38, number 8, April 19, 1965, pp.114 ff. Online. *IEEE Solid-State Circuits Society Newsletter*. 2006, vol. 11, no. 3, s. 33-35. ISSN 1098-4232. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/N-SSC.2006.4785860>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [2] WALDROP, M. Mitchell. The chips are down for Moore's law. Online. *Nature*. 2016, vol. 530, no. 7589, s. 144-147. ISSN 0028-0836. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/530144a>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [3] IEEE. IRDS™ 2022: Executive Summary. Online. 2022. Dostupné z: <https://irds.ieee.org/editions/2022/executive-summary>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [4] CHUMAK, A. V.; KABOS, P.; WU, M.; ABERT, C.; ADELMANN, C. et al. Advances in Magnetics Roadmap on Spin-Wave Computing. Online. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2022, vol. 58, no. 6, s. 1-72. ISSN 0018-9464. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2022.3149664>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3 a 23).
- [5] CHUMAK, A. V.; VASYUCHKA, V. I.; SERGA, A. A. a HILLEBRANDS, B. Magnon spintronics. Online. *Nature Physics*. 2015, vol. 11, no. 6, s. 453-461. ISSN 1745-2473. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/nphys3347>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [6] PAPP, Ádám; POROD, Wolfgang a CSABA, Gyorgy. Nanoscale neural network using non-linear spin-wave interference. Online. *Nature Communications*. 2021, vol. 12, no. 1. ISSN 2041-1723. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s41467-021-26711-z>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [7] CHUMAK, Andrii V.; SERGA, Alexander A. a HILLEBRANDS, Burkard. Magnon transistor for all-magnon data processing. Online. *Nature Communications*. 2014, vol. 5, no. 1. ISSN 2041-1723. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/ncomms5700>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [8] SCHNEIDER, T.; SERGA, A. A.; LEVEN, B.; HILLEBRANDS, B.; STAMPS, R. L. et al. Realization of spin-wave logic gates. Online. *Applied Physics Letters*. 2008, vol. 92, no. 2. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/1.2834714>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [9] DIETERLE, G.; FÖRSTER, J.; STOLL, H.; SEMISALOVA, A. S.; FINIZIO, S. et al. Coherent Excitation of Heterosymmetric Spin Waves with Ultrashort Wavelengths. Online. *Physical Review Letters*. 2019, vol. 122, no. 11. ISSN 0031-9007. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.117202>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3 a 51).
- [10] SLUKA, Volker; SCHNEIDER, Tobias; GALLARDO, Rodolfo A.; KÁKAY, Attila; WEIGAND, Markus et al. Emission and propagation of 1D and 2D spin waves with nanoscale wavelengths in anisotropic spin textures. Online. *Nature Nanotechnology*. 2019, vol. 14, no. 4, s. 328-333. ISSN 1748-3387. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s41565-019-0383-4>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3 a 23).

- [11] LANGER, Judith; JIMENEZ DE ABERASTURI, Dorleta; AIZPURUA, Javier; ALVAREZ-PUEBLA, Ramon A.; AUGUIÉ, Baptiste et al. Present and Future of Surface-Enhanced Raman Scattering. Online. *ACS Nano*. 2020, vol. 14, no. 1, s. 28-117. ISSN 1936-0851. Dostupné z: <https://doi.org/10.1021/acsnano.9b04224>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [12] FREEMAN, Ryan; LEMASTERS, Robert; KALEJAIYE, Tomi; WANG, Feng; CHEN, Guanxiong et al. Brillouin light scattering of spin waves inaccessible with free-space light. Online. *Physical Review Research*. 2020, vol. 2, no. 3. ISSN 2643-1564. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevResearch.2.033427>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3, 23 a 24).
- [13] JERSCH, J.; DEMIDOV, V. E.; FUCHS, H.; ROTT, K.; KRZYSTECZKO, P. et al. Mapping of localized spin-wave excitations by near-field Brillouin light scattering. Online. *Applied Physics Letters*. 2010, vol. 97, no. 15. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/1.3502599>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3 a 23).
- [14] CALDAROLA, Martín; ALBELLA, Pablo; CORTÉS, Emiliano; RAHMANI, Mohsen; ROSCHUK, Tyler et al. Non-plasmonic nanoantennas for surface enhanced spectroscopies with ultra-low heat conversion. Online. *Nature Communications*. 2015, vol. 6, no. 1. ISSN 2041-1723. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/ncomms8915>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3).
- [15] WOJEWODA, Ondřej; LIGMAJER, Filip; HRTOŇ, Martin; KLÍMA, Jan; DHANKHAR, Meena et al. Observing high-k magnons with Mie-resonance-enhanced Brillouin light scattering. Online. *Communications Physics*. 2023, vol. 6, no. 1. ISSN 2399-3650. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s42005-023-01214-z>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3, 21, 23, 25, 26, 33, 35, 43, 47, 51 a 52).
- [16] WOJEWODA, Ondřej; HRTOŇ, Martin; DHANKHAR, Meena; KRČMA, Jakub; DAVIDKOVÁ, Kristýna et al. Phase-resolved optical characterization of nanoscale spin waves. Online. *Applied Physics Letters*. 2023, vol. 122, no. 20. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/5.0151338>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 3, 21, 23, 25, 27, 35, 43 a 47).
- [17] JACKSON, John David. *Classical electrodynamics*. 3rd ed. New York: John Wiley, [1999]. ISBN 9780471309321. (cit. na s. 5).
- [18] GRIFFITHS, David J. *Introduction to electrodynamics*. 4th ed. Boston: Pearson, [2013]. ISBN 978-0-321-85656-2. (cit. na s. 5 a 7).
- [19] STANCIL, Daniel D. a PRABHAKAR, Anil. *Spin waves: theory and applications*. New York: Springer, [2009]. ISBN 978-0-387-77864-8. (cit. na s. 5, 6, 8, 9, 11 a 12).
- [20] NIST. *Fundamental Physical Constants from NIST*. Online. 1994, květen 2024. Dostupné z: <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 5 a 7).
- [21] IMRY, Yoseph. *Introduction to Mesoscopic Physics*. 2nd ed. Oxford University Press, 2001. ISBN 9780198507383. (cit. na s. 6).

- [22] COEY, J. M. D. *Magnetism and magnetic materials*. New York: Cambridge University Press, 2010. ISBN 9780521816144. (cit. na s. 6 a 9).
- [23] LANDAU, L. D. et al. *Mechanics: Volume 1*. 3rd ed. Jordan Hill: Elsevier Science & Technology, 1982. ISBN 9780750628969 (cit. na s. 7).
- [24] BEISER, Arthur. *Úvod do moderní fyziky*. 2. vyd. Praha: Academia, 1978. (cit. na s. 7).
- [25] TIPLER, Paul Allen a LLEWELLYN, Ralph A. *Modern physics*. 6th ed. New York: W. H. Freeman and Company, 2012. ISBN 978-1-4292-5078-8. (cit. na s. 7).
- [26] BLUNDELL, Stephen. *Magnetism in condensed matter*. Oxford master series in condensed matter physics. Oxford: Oxford University Press, 2001. ISBN 978-0198505914. (cit. na s. 8).
- [27] GUIMARAES, Alberto P. *Principles of Nanomagnetism*. 2nd ed. 2017. NanoScience and Technology. Imprint: Springer, 2017. ISBN 978-3-319-59408-8. (cit. na s. 9).
- [28] KRONMÜLLER, Helmut a PARKIN, Stuart. *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. John Wiley, 2007. ISBN 978-0-470- 02217-7. (cit. na s. 9).
- [29] SKOMSKI, Ralph. *Simple Models of Magnetism*. Online. Oxford: Oxford University Press, 2008. ISBN 9780198570752. Dostupné z: <https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780198570752.001.0001>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 9).
- [30] GETZLAFF, Mathias. *Fundamentals of Magnetism*. Online. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN 978-3-540-31150-8. Dostupné z: <https://doi.org/10.1007/978-3-540-31152-2>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 10).
- [31] LANDAU, L. a LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. Online. In: *Perspectives in Theoretical Physics*. Elsevier, 1992, s. 51-65. ISBN 9780080363646. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-036364-6.50008-9>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 10).
- [32] GILBERT, T.L. Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials. Online. *IEEE Transactions on Magnetism*. 2004, vol. 40, no. 6, s. 3443-3449. ISSN 0018-9464. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 11).
- [33] MALLINSON, J. On damped gyromagnetic precession. Online. *IEEE Transactions on Magnetism*. 1987, vol. 23, no. 4, s. 2003-2004. ISSN 0018-9464. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/TMAG.1987.1065181>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 11).
- [34] MAKAROV, Alexander. *Modeling of emerging resistive switching based memory cells*. Online. Vienna: TU Wien, Institute for Microelectronics, 2014. Dostupné z: <https://doi.org/10.13140/RG.2.2.11456.74242>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 11).
- [35] POLDER, D. On the theory of ferromagnetic resonance. Online. *Physica*. 1949, vol. 15, no. 1-2, s. 253-255. ISSN 00318914. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(49\)90051-8](https://doi.org/10.1016/0031-8914(49)90051-8). [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 12).

- [36] WALKER, L. R. Magnetostatic Modes in Ferromagnetic Resonance. Online. *Physical Review*. 1957, vol. 105, no. 2, s. 390-399. ISSN 0031-899X. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.105.390>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 12).
- [37] BARMAN, Anjan a HALDAR, Arabinda. Time-Domain Study of Magnetization Dynamics in Magnetic Thin Films and Micro- and Nanostructures. Online. In: *Solid State Physics*. Elsevier, 2014, s. 1-108. ISBN 9780128001752. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-800175-2.00001-7>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 13 a 16).
- [38] DAVIDKOVÁ, 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. 13).
- [39] KALINIKOS, B.A. Excitation of propagating spin waves in ferromagnetic films. Online. *IEE Proceedings H Microwaves, Optics and Antennas*. 1980, vol. 127, no. 1. ISSN 01437097. Dostupné z: <https://doi.org/10.1049/ip-h-1.1980.0002>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 14 a 15).
- [40] DAMON, R.W. a ESHBACH, J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. Online. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1961, vol. 19, no. 3-4, s. 308-320. ISSN 00223697. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5). [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 15).
- [41] SCHNEIDER, T.; SERGA, A. A.; NEUMANN, T.; HILLEBRANDS, B. a KOSTYLEV, M. P. Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna. Online. *Physical Review B*. 2008, vol. 77, no. 21. ISSN 1098-0121. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.77.214411>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 15).
- [42] KALINIKOS, B. A. a SLAVIN, A. N. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. Online. *Journal of Physics C: Solid State Physics*. 1986, vol. 19, no. 35, s. 7013-7033. ISSN 0022-3719. Dostupné z: <https://doi.org/10.1088/0022-3719/19/35/014>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 15).
- [43] WOJEWODA, Ondřej. SpinWaveToolkit: Set of tools useful in spin wave research. *GitHub*. Online. GitHub, Inc., 2023. Poslední změna 2024-01-03 [cit. 2024-05-24]. Dostupné z: <https://github.com/OndrejW/SpinWaveToolkit> (cit. na s. 17 a 50).
- [44] MADAMI, Marco; GUBBIOTTI, Gianluca; TACCHI, Silvia a CARLOTTI, Giovanni. Application of Microfocused Brillouin Light Scattering to the Study of Spin Waves in Low-Dimensional Magnetic Systems. Online. In: *Solid State Physics*. Elsevier, 2012, s. 79-150. ISBN 9780123970282. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-397028-2.00002-3>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19, 20 a 21).
- [45] SERGA, A. A.; SCHNEIDER, T.; HILLEBRANDS, B.; DEMOKRITOV, S. O. a KOSTYLEV, M. P. Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets. Online. *Applied Physics Letters*. 2006, vol. 89, no. 6. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/1.2335627>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19).

- [46] DEMOKRITOV, S.O. a DEMIDOV, V.E. Micro-Brillouin Light Scattering Spectroscopy of Magnetic Nanostructures. Online. *IEEE Transactions on Magnetics*. 2008, vol. 44, no. 1, s. 6-12. ISSN 0018-9464. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2007.910227>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19 a 21).
- [47] BÜTTNER, O.; BAUER, M.; RUEFF, A.; DEMOKRITOV, S.O.; HILLEBRANDS, B. et al. Space- and time-resolved Brillouin light scattering from nonlinear spin-wave packets. Online. *Ultrasonics*. 2000, vol. 38, no. 1-8, s. 443-449. ISSN 0041624X. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0041-624X\(99\)00208-5](https://doi.org/10.1016/S0041-624X(99)00208-5). [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19).
- [48] PIRRO, Philipp; BRÄCHER, Thomas; VOGT, Katrin; OBRY, Björn; SCHULTHEISS, Helmut et al. Interference of coherent spin waves in micron-sized ferromagnetic waveguides. Online. *Physica status solidi (b)*. 2011, vol. 248, no. 10, s. 2404-2408. ISSN 0370-1972. Dostupné z: <https://doi.org/10.1002/pssb.201147093>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19).
- [49] FLAJŠMAN, Lukáš; WAGNER, Kai; VAŇATKA, Marek; GLOSS, Jonáš; KŘIŽÁKOVÁ, Viola et al. Zero-field propagation of spin waves in waveguides prepared by focused ion beam direct writing. Online. *Physical Review B*. 2020, vol. 101, no. 1. ISSN 2469-9950. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.014436>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19).
- [50] DEMOKRITOV, S. Brillouin light scattering studies of confined spin waves: linear and nonlinear confinement. Online. *Physics Reports*. vol. 348, no. 6, s. 441-489. ISSN 03701573. Dostupné z: [https://doi.org/10.1016/S0370-1573\(00\)00116-2](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(00)00116-2). [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 19).
- [51] NOETHER, E. Invariante Variationsprobleme. Online. *Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse*, 1918, s. 235-257. Dostupné z <http://eudml.org/doc/59024>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 20).
- [52] SEBASTIAN, Thomas; SCHULTHEISS, Katrin; OBRY, Björn; HILLEBRANDS, Burkard a SCHULTHEISS, Helmut. Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale. Online. *Frontiers in Physics*. 2015, vol. 3. ISSN 2296-424X. Dostupné z: <https://doi.org/10.3389/fphy.2015.00035>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 20 a 21).
- [53] HOLANDA, J.; MAIOR, D. S.; AZEVEDO, A. a REZENDE, S. M. Detecting the phonon spin in magnon-phonon conversion experiments. Online. *Nature Physics*. 2018, vol. 14, no. 5, s. 500-506. ISSN 1745-2473. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0079-y>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 20 a 21).
- [54] GIOVANNINI, L.; MONTONCELLO, F.; NIZZOLI, F.; GUBBIOTTI, G.; CARLOTTI, G. et al. Spin excitations of nanometric cylindrical dots in vortex and saturated magnetic states. Online. *Physical Review B*. 2004, vol. 70, no. 17. ISSN 1098-0121. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.70.172404>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 20).

- [55] DEMIDOV, Vladislav E.; DEMOKRITOV, Sergej O.; HILLEBRANDS, Burkard; LAUFENBERG, Markus a FREITAS, Paulo P. Radiation of spin waves by a single micrometer-sized magnetic element. Online. *Applied Physics Letters*. 2004, vol. 85, no. 14, s. 2866-2868. ISSN 0003-6951. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/1.1803621>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 21).
- [56] 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. 21).
- [57] UTEGULOV, Z. N.; STOCKMAN, Mark I.; SHAW, J. M.; DRAINE, B. T.; KIM, S. A. et al. Surface-plasmon enhancement of Brillouin light scattering from gold-nanodisk arrays on glass. Online. In: *Plasmonics: Metallic Nanostructures and Their Optical Properties V*. SPIE, 2007. p. 178-187. Dostupné z: <https://doi.org/10.1117/12.735253>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 23).
- [58] KUZNETSOV, Arseniy I.; MIROSHNICHENKO, Andrey E.; BRONGERSMA, Mark L.; KIVSHAR, Yuri S. a LUK'YANCHUK, Boris. Optically resonant dielectric nanostructures. Online. *Science*. 2016, vol. 354, no. 6314. ISSN 0036-8075. Dostupné z: <https://doi.org/10.1126/science.aag2472>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 25).
- [59] KANE YEE. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media. Online. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 1966, vol. 14, no. 3, s. 302-307. ISSN 0018-926X. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/TAP.1966.1138693>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 29).
- [60] TAFLOVE, Allen; HAGNESS, Susan C. a PIKET-MAY, Melinda. Computational Electromagnetics: The Finite-Difference Time-Domain Method. Online. In: *The Electrical Engineering Handbook*. 3. vyd. Elsevier, 2005, s. 629-670. ISBN 9780121709600. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/B978-012170960-0/50046-3>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 29).
- [61] YANG, ZhiLin; LI, QianHong; RUAN, FangXiong; LI, ZhiPeng; REN, Bin et al. FDTD for plasmonics: Applications in enhanced Raman spectroscopy. Online. *Chinese Science Bulletin*. 2010, vol. 55, no. 24, s. 2635-2642. ISSN 1001-6538. Dostupné z: <https://doi.org/10.1007/s11434-010-4044-0>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 29).
- [62] CHEN, Wang; KOSMAS, Panos; LEESER, Miriam a RAPPAPORT, Carey. An FPGA implementation of the two-dimensional finite-difference time-domain (FDTD) algorithm. Online. In: *Proceedings of the 2004 ACM/SIGDA 12th international symposium on Field programmable gate arrays*. New York, NY, USA: ACM, 2004, s. 213-222. ISBN 1581138296. Dostupné z: <https://doi.org/10.1145/968280.968311>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 30).
- [63] SULLIVAN, D. M. Exceeding the Courant condition with the FDTD method. Online. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*. 1996, vol. 6, no. 8. ISSN 1051-8207. Dostupné z: <https://doi.org/10.1109/75.508556>. [cit. 2024-01-29]. (cit. na s. 30).
- [64] SULLIVAN, Dennis M. *Electromagnetic simulation using the FDTD method*. New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2000. ISBN 0-7803-4747-1. (cit. na s. 31).

- [65] WARD, David W. a NELSON, Keith A. Finite-difference time-domain (FDTD) simulations of electromagnetic wave propagation using a spreadsheet. Online. *Computer Applications in Engineering Education*. 2005, vol. 13, no. 3, s. 213-221. ISSN 1061-3773. Dostupné z: <https://doi.org/10.1002/cae.20055>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 31).
- [66] FLAJŠMAN, Lukáš. *Magneto-optical study of the dynamic properties of magnetic nanostructures and nanostructured metamaterials*. Brno, 2019. 152 s. Doctoral thesis. Brno University of Technology. Central European Institute of Technology BUT. Supervisor Jiří SPOUSTA. (cit. na s. 31 a 32).
- [67] WOJEWODA, Ondřej. *Phase-resolved Brillouin light scattering: development and applications*. Brno, 2020. 66 p. Master's thesis. Brno University of Technology. Faculty of Mechanical Engineering. Supervised by Michal URBÁNEK. (cit. na s. 31 a 32).
- [68] CEITEC NANO. *Brillouin light scattering microscopy and spectroscopy (BRILLOUIN)*. Online. Aktual. 7.12.2023. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/brillouin-light-scattering-microscopy-and-spectroscopy-brillouin/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 31).
- [69] THE TABLE STABLE LTD. *Operator Manual: TANDEM FABRY-PEROT SPECTROMETERS TFP-1 AND TFP-2 HC*. Online. Dostupné z: <http://tablestable.com/uploads/ckeditor/TFP-2/Manual%20TFP%20unified.pdf>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 33).
- [70] COTTAM, Michael G. a LOCKWOOD, David J. *Light Scattering in Magnetic Solids*. Wiley- Interscience, 1986. ISBN 0471817015. (cit. na s. 33).
- [71] LINDSAY, S. M.; ANDERSON, M. W. a SANDERCOCK, J. R. Construction and alignment of a high performance multipass vernier tandem Fabry–Perot interferometer. Online. *Review of Scientific Instruments*. 1981, vol. 52, no. 10, s. 1478-1486. ISSN 0034-6748. Dostupné z: <https://doi.org/10.1063/1.1136479>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 34).
- [72] MOCK, R; HILLEBRANDS, B a SANDERCOCK, R. Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem Fabry-Perot interferometer. Online. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*. 1987, vol. 20, no. 6, s. 656-659. ISSN 0022-3735. Dostupné z: <https://doi.org/10.1088/0022-3735/20/6/017>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 34).
- [73] TIKUIŠIS, Kristupas Kazimieras; BERAN, Lukáš; CEJPEK, Petr; UHLÍŘOVÁ, Klára; HAMRLE, Jaroslav et al. Optical and magneto-optical properties of permalloy thin films in 0.7–6.4 eV photon energy range. Online. *Materials & Design*. 2017, vol. 114, s. 31-39. ISSN 02641275. Dostupné z: <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.10.036>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 37).
- [74] PALIK, Edward D. *Handbook of Optical Constants of Solids*, vol. 3. Academic Press, 1998. ISBN 9780125444231. (cit. na s. 37).

- [75] PIERCE, D. T. a SPICER, W. E. Electronic Structure of Amorphous Si from Photoemission and Optical Studies. Online. *Physical Review B*. 1972, vol. 5, no. 8, s. 3017-3029. ISSN 0556-2805. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.5.3017>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 37).
- [76] SALEH, Bahaa E. A. a TEICH, Malvin Carl. *Fundamentals of photonics*. Series in pure applied optics (Wiley). New York: John Wiley, c1991. ISBN 0471839655. (cit. na s. 38).
- [77] CEITEC NANO. *Electron beam evaporator BESTEC (EVAPORATOR)*. Online. Aktual. 15.2.2024. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/electron-beam-evaporator-bestec-evaporator/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 46).
- [78] CEITEC NANO. *Litographic wetbench for coating (SUSS-WETBENCH)*. Online. Aktual. 22.1.2024. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 46).
- [79] Allresist. *Two-layer PMMA e-beam resist system for high-resolution lift-off*. Online. Dostupné z: <https://www.allresist.com/resist-wiki-two-layer-pmma-e-beam-resist-system-for-high-resolution-lift-off/>. [cit. 2023-03-26]. (cit. na s. 46).
- [80] CEITEC NANO. *E-beam writer RAITH150 Two (RAITH)*. Online. Aktual. 18.3.2024. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/e-beam-writer-raith150-two-raith/>. [cit. 2023-03-23]. (cit. na s. 47).
- [81] CEITEC NANO. *RIE by F Chemistry and PECVD of hard C-based films Oxford Instruments Plasma Technology PlasmaPro 80 (RIE-FLUORINE)*. Online. Aktual. 3.8.2024. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/rie-by-f-chemistry-and-pecvd-of-hard-c-based-films-oxford-instruments-plasma-technology-plasmapro-80-rie-fluorine/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 47).
- [82] CEITEC NANO. *Ion-Beam Sputter Deposition System BESTEC (KAUFMAN)*. Online. Aktual. 21.2.2024. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/ion-beam-sputter-deposition-system-bestec-kaufman/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 47).
- [83] CEITEC NANO. *High resolution Scanning Electron Microscope FEI Verios 460L (VERIOS)*. Online. Aktual. 27.2.2024. Brno. Dostupné z: <https://nano.ceitec.cz/high-resolution-scanning-electron-microscope-fei-verios-460l-verios/>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 48).
- [84] GLAVIC, Artur a BJÖRCK, Matts. GenX 3: the latest generation of an established tool. Online. *Journal of Applied Crystallography*. 2022, vol. 55, no. 4, s. 1063-1071. ISSN 1600-5767. Dostupné z: <https://doi.org/10.1107/S1600576722006653>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 51).
- [85] MAYR, S. *X-Ray Imaging of Spin-Wave Dynamics: From Ferromagnetic to Antiferromagnetic Systems*. Online. Zurich: ETH Zurich, 2021. Dostupné z: https://www.research-collection.ethz.ch/bitstream/handle/20.500.11850/530576/4/Abstract_28096.pdf. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 51).

- [86] STRELKOV, Nikita; TIMOPHEEV, Andrey; CUCHET, Lea; DOUNIA, Salim; DUCRUET, Clarisse et al. Exchange stiffness reduction in Ta substituted NiFe alloys. Online. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2023, vol. 56, no. 39. ISSN 0022-3727. Dostupné z: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/acdf6b>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 52).
- [87] HEINZ, Björn; MOHSENI, Morteza; LENTFERT, Akira; VERBA, Roman; SCHNEIDER, Michael et al. Parametric generation of spin waves in nanoscaled magnonic conduits. Online. *Physical Review B*. 2022, vol. 105, no. 14. ISSN 2469-9950. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.144424>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 55).
- [88] HACHE, T.; KÖRBER, L.; HULA, T.; LENZ, K.; KÁKAY, A. et al. Control of Four-Magnon Scattering by Pure Spin Current in a Magnonic Waveguide. Online. *Physical Review Applied*. 2023, vol. 20, no. 1. ISSN 2331-7019. Dostupné z: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.20.014062>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 55).
- [89] FERT, Albert; CROS, Vincent a SAMPAIO, João. Skyrmions on the track. Online. *Nature Nanotechnology*. 2013, roč. 8, č. 3, s. 152-156. ISSN 1748-3387. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/nnano.2013.29>. [cit. 2024-05-24]. (cit. na s. 55).

Seznam použitých zkratek

μBLS	fokusovaný Brillouinův rozptyl světla (<i>micro-focused Brillouin light scattering</i>)
AFM	mikroskopie atomárních sil (<i>atomic force microscopy</i>)
BLS	Brillouinův rozptyl světla (<i>Brillouin light scattering</i>)
BVSW	zpětné objemové spinové vlny (<i>backward volume spin waves</i>)
CMOS	doplňující se kov-oxid-polovodič (<i>complementary metal-oxide-semiconductor</i>)
DE	Damonův-Eshbachův mód (<i>Damon-Eshbach mode</i>)
DMI	Dzyaloshinského-Moriyova interakce (<i>Dzyaloshinskii–Moriya interaction</i>)
EOM	elektrooptický modulátor (<i>electro-optic modulator</i>)
FDTD	metoda konečných diferencí v časové doméně (<i>Finite-Difference Time-Domain</i>)
FF	daleké pole (<i>far-field</i>)
FMR	feromagnetická rezonance (<i>ferromagnetic resonance</i>)
FSR	vzdálenost sousedních frekvenčních maxim (<i>free spectral range</i>)
FVSW	dopředné objemové spinové vlny (<i>forward volume spin waves</i>)
FWHM	plná šířka v polovině maxima (<i>full width at half maximum</i>)
GGG	granát galium-gadolinia (<i>gadolinium gallium garnet</i>)
HWTM	polovina šířky v desetině maxima (<i>half width at tenth maximum</i>)
IPA	isopropylalkohol, isopropanol
NA	numerická apertura
NF	blízké pole (<i>near-field</i>)
NiFe	slitina niklu a železa
PML	dokonale přizpůsobené vrstvy (<i>perfectly matched layers</i>)
PMMA	polymethylmethakrylát
PSSW	stojaté spinové vlny (<i>perpendicular standing spin waves</i>)
SF	faktor šířky struktury (<i>stripe width factor</i>)
TFPi	Fabryho-Perotův interferometr v tandemovém zapojení (<i>tandem Fabry-Perot interferometer</i>)

TR-STXM	časově rozlišená rentgenová mikroskopie (<i>time-resolved scanning transmission x-ray microscopy</i>)
YIG	granát yttrium-železa (<i>yttrium iron garnet</i>)