



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

**SPEKTROSKOPIE SPINOVÝCH VLN V SYSTÉMECH
FEROMAGNET-SUPRAVODIČ**

SPIN WAVE SPECTROSCOPY IN FERROMAGNET-SUPERCONDUCTOR HYBRID STRUCTURES

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

EKATERINA PRIBYTOVA

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. MICHAL URBÁNEK, PhD..

BRNO 2024

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Studentka: **Ekaterina Pribytova**
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Studijní obor: bez specializace
Vedoucí práce: **Ing. Michal Urbánek, Ph.D.**
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:

Spektroskopie spinových vln v systémech feromagnet–supravodič

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Magnonika je oblast fyziky pevných látek a magnetismu která se zabývá studiem spinových vln. Spinové vlny, které pokrývají široký frekvenční rozsah od jednotek GHz do desítek THz mohou přenášet informaci bez translačního pohybu elektronů a s tím spojeného Jouleova zahřívání a jsou slibnými kandidáty pro realizaci nových, vysoce účinných výpočetních konceptů. Až do současnosti byly magnonické experimenty prováděny při pokojové teplotě. Ovšem stávající zájem o hybridní systémy pro kvantové výpočty vyžaduje provoz magnonických zařízení při nízkých teplotách a v prostředí supravodivých obvodů. Cílem této bakalářské práce bude prozkoumání možností přenosu informací pomocí spinových vln v systémech feromagnet–supravodič.

Cíle bakalářské práce:

- 1) Proved'te rešerši literatury na téma šíření spinových vln v systémech feromagnet–supravodič.
- 2) Vytvořte vzorky vhodné pro měření spektroskopie spinových vln kompatibilní s nízkými teplotami.
- 3) Proved'te měření spektroskopie spinových vln na připravených vzorcích za pokojové teploty a bude-li to technicky možné tak rovněž proved'te měření za nízkých teplot.

Seznam doporučené literatury:

I.A. Golovchanskiy, N.N. Abramov, V.S. Stolyarov, V. V Bolginov, V. V Ryazanov, A.A. Golubov, and A. V. Ustinov, Ferromagnet/Superconductor Hybridization for Magnonic Applications, Adv. Func. Mater. 28 (2018) 1802375. doi:10.1002/adfm.201802375.

O. V Dobrovolskiy, R. Sachser, T. Brächer, T. Böttcher, V. V Kruglyak, R. V Vovk, V.A. Shklovskij, M. Huth, B. Hillebrands, and A. V Chumak, Magnon-Fluxon Interaction in a Ferromagnet/Superconductor Heterostructure, Nat. Phys. 15 (2019) 477. doi:10.1038/s41567-019-0428-5.

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

Spektroskopie spinových vln se stala nádejším směrem ve studiu hybridních struktur feromagnet/supravodič. Tyto struktury vykazují široký rozsah frekvencí spinových vln, které sahají od GHz po THz, což je činí potenciálními kandidáty pro efektivní přenos informací bez translace elektronů a souvisejícího Jouleova ohřevu. Tato vlastnost je staví jako slibné kandidáty pro realizaci nových a vysoce efektivních výpočetních konceptů. Zatímco předchozí magnonické experimenty byly převážně prováděny při pokojové teplotě, rostoucí zájem o hybridní systémy pro kvantové výpočty vyžaduje provoz magnonických zařízení při nízkých teplotách a v rámci supravodivých obvodů. Cílem této bakalářské práce je zkoumání možností přenosu informací pomocí spinových vln v systémech feromagnet/supravodič.

Summary

Spin wave spectroscopy has emerged as a promising path in the study of ferromagnet/superconductor hybrid structures. These structures exhibit a wide range of spin wave frequencies, spanning from the GHz to the THz regime, making them potential candidates for efficient information transfer without the translation motion of electrons and associated Joule heating. This characteristic positions them as promising candidates for the realization of novel and highly efficient computational concepts. While previous magnonic experiments have predominantly been conducted at room temperature, the growing interest in hybrid systems for quantum computing necessitates the operation of magnonic devices at low temperatures and within the framework of superconducting circuits. The aim of this bachelor's thesis is to explore the possibilities of information transfer using spin waves in ferromagnet/superconductor systems.

Klíčová slova

Magnonika, disperzní relace, supravodivost, heterostruktura feromagnet-supravodič, CPW čip, Vektorový obvodový analyzátor, nanoantény.

Keywords

Magnonics, dispersion relation, superconductivity, ferromagnet-superconductor heterostructure, CPW chip, Vector network analyzer, nanoantennas.

PRIBYTOVA, E. *Spektroskopie spinových vln v systémech feromagnet-supravodič*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojího inženýrství, 2024. 57 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Michal Urbánek, PhD.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci *Spektroskopie spinových vln v systémech feromagnet-supravodič* vypracovala samostatně pod vedením Ing. Michala Urbánka, Ph.D., s použitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Ekaterina Pribytova

Ráda bych nejprve vyjádřila svoje poděkování svému vedoucímu bakalářské práce, Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D., za odborné vedení mé práce, cenné rady, nekonečnou trpělivost při mém naučení s VNA a možnost obrátit se s libovolným dotazem týkajícím se zpracování dat, teorie a praktické realizace projektu. Dále bych chtěla poděkovat Ing. Ondřeji Wojewodovi za odborné rady a neocenitelnou pomoc během práce. Děkuji doc. Ing. Radku Kalouskovi a PD. Dr. Oleksandru Dobrovolskemu za odbornou pomoc v otázkách teorie supravodivosti. Za provedení optické litografie moje poděkování zaslouží Dr. Jaganandha Panda. Moje poděkování také zaslouží moji kolegové Bc. Dominik Pavelka, Bc. Honza Klíma a Kuba Krčma, vždy otevření k mým dotazům a prosbám o pomoc. Moje poděkování patří vědecké skupině Andrie Chumaka za letní stáž 2023, během které jsem se naučila mnoho věcí v základech magnoniky. Ráda bych poděkovala rodině Klíčových-Rauš, zejména Tereze Klíčové, za všechny společně strávené chvíle a podporu během mého studia, a také za pomoc s vypracováním této práce. Děkuji Aleně Lavrinovich za její podporu od prvního dne mého studia. Za společný čas, strávený v čistých prostorech, bych ráda poděkovala Francescu di Croce. Zvláštní poděkování patří mým rodičům, jejichž podpora a víra ve mně pomáhala mi během celého mého studia, i v těch chvílích, kdy se učení připadalo dost obtížné.

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2018110, MŠMT, 2023–2026) CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Ekaterina Pribytova

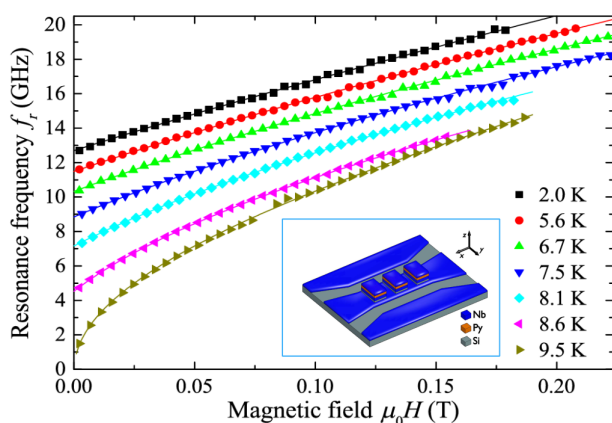
Obsah

Úvod	3
1 Teorie magnetismu	5
1.1 Základní rovnice v magnetismu	5
1.2 Typy energie	7
1.2.1 Zeemanova energie	7
1.2.2 Výměnná energie	7
1.2.3 Dipolární energie	9
1.2.4 Anizotropní energie	10
1.2.5 Celková energie a efektivní pole	10
1.3 Dynamika magnetizace	10
1.3.1 Larmorova precese a Landauova-Lifshitzova rovnice	11
1.3.2 Snadný případ precese vektoru magnetizace v homogenním nekonečném médiu	12
1.3.3 Dynamika magnetizace pro elipsoid	13
1.4 Spinové vlny	14
1.4.1 Úvod	14
1.4.2 Walkerova rovnice	14
1.4.3 Zahrnutí dipolární interakce	15
1.4.4 Zahrnutí výměnné interakce	16
1.4.5 Stojaté spinové vlny	16
1.4.6 Spinové vlny v nekonečně rozlehlé vrstvě magnetizované v rovině vzorku	17
1.4.7 Spinové vlny v nekonečně rozlehlé vrstvě magnetizované kolmo na rovinu vzorku	20
1.4.8 Model Kalinikose-Slavina	20
2 Úvod do teorie supravodivosti	22
2.1 Elektrodynamika a obecné vlastnosti supravodičů	22
2.2 Supravodiče I. a II. druhu	24
2.3 Doplnující informace: původ supravodivosti	25
2.4 Systém feromagnet-supravodič	25
3 Spektroskopie spinových vln	28
3.1 VNA: principy a průběh měření	28
3.1.1 Úvod	28
3.1.2 Spektroskopie spinových vln	30
4 Praktická část	32
4.1 Popis metody získání disperzní relace	32
4.2 Modifikace CPW čipu	32
4.3 Kontrola transmise: volba vhodného substrátu	34
4.4 Výroba nanoanten	35
4.4.1 Úvod do elektronové litografie	35
4.4.2 Výroba čtverců z NiFe	35

4.4.3	Výroba nanoantén	36
4.4.4	Excitační spektra	39
4.5	Měření spektroskopie spinových vln	40
5	Teoretické výpočty pro zadaný model	44
5.1	Výpočet kritické teploty: důsledky proximity efektu	44
5.2	Diskuse: analytický přístup k popisu S/F heterostruktur	47
	Závěr	51
	Literatura	52
	Seznam použitých zkratk	56
	Seznam příloh	57
A	Fotografie nanonténn v různých mikroskopech	57

Úvod

Magnonika je vědní obor, zabývající se zkoumáním chování a způsoby manipulace s magnony, kvazi-částicemi, reprezentujícími precesi pohyb elektronů v magnetických látkách. Nyní je jednou z nejmodernějších a nejrychleji se rozvíjejících oblastí fyziky. Spinové vlny, šířící se v širokém rozmezí frekvencí, zahrnujícím i GHz, volné od energetických ztrát ve formě Jouleova tepla a translačního pohybu elektronů, zdají se být nadějnou oblastí studia z hlediska budoucího využití v elektronice, kde mohou sloužit k předávání informací, které lze zahrnout do jejich fáze a amplitudy. Běžně se zkoumají systémy za pokojových teplot, ale zvláštní perspektivu využití v konstrukci kvantových počítačů mají projekty věnující se výzkumu za nízkých teplot v prostředí supravodivých materiálů. Z různých kombinací materiálů jednou z nejvíce zkoumaných v současnosti je kombinace feromagnet/supravodič, jejichž koexistence je výjimečně zajímavá z hlediska vlastností a účinků, vznikajících jejich vzájemným působením: kompenzační efekt, proximity efekt, Josephsonovo spojení (angl. Josephson coupling), umožňující vznik π - posunu Josephsonovy fáze, atd. Aktuálně se mnoho prací zabývá experimentálním měřením a teoretickým popisem FMR¹ v heterostrukturách a simulacemi [1], a teoretickým popisem dynamiky spinových vln [2], [3]. V [4] je oznámena detekce stojatých spinových vln. Na obrázku 1 jsou uvedeny změřené závislosti feromagnetické rezonance na vnějším magnetickém poli pro různé teploty v S/F/S struktuře².



Obrázek 1: Experimentální závislosti FMR frekvencí na velikosti vnějšího magnetického pole za různých teplot pro ilustrovanou S/F/S strukturu. V článku je popsána série měření pro různé tloušťky supravodivých a feromagnetických vrstev, na obrázku jsou data pro jednu z konfigurací. Převzato a upraveno z [5].

Cílem této práce je nalezení způsobu měření spinových vln za nízkých teplot v dvojvrstvách feromagnet/supravodič metodou spektroskopie propagujících se spinových vln. Konečná konstrukce má být vhodná pro měření parametrů spinových vln na několika vzorcích, jež bude možné postupně vyměňovat. Vyvinutá konstrukce bude pak použita pro experimentální určení disperzní relace spinových vln, kterou se dá získat ze závislosti vyvinutí fáze spinové vlny na frekvenci. Disperzní závislost vyjadřuje závislost frekvence na vlnovém čísle. Pro měření spektroskopie spinových vln budou metodou elektronové litografie vyrobeny antény, představující vodiče schopné průchodem proudu vytvářet kolem sebe magnetické pole.

V první části začneme popisem obecné teorie magnetismu, dále se z ní vydáme k více konkrétnímu popisu dynamiky precese vektoru magnetizace spinů v látce. Poté

¹FMR nebo feromagnetická rezonance představuje frekvenci, při níž dojde k uniformní precesi magnetizace v látce.

²Heterostruktura supravodič/feromagnet/supravodič.

se přesuneme k teorii supravodivosti, kde definujeme důležité vlastnosti supravodivých látek. V poslední podkapitole propojíme znalosti ze všech předchozích kapitol a detailně se zaměříme na popis spinových vln v dvojitých a trojitých heterostrukturách.

V druhé části popíšeme průběh měření za pokojových teplot a uvedeme princip buzení spinových vln v magnetické vrstvě metodou spektroskopie propagujících se spinových vln.

V části praktické práce popíšeme provedenou modifikaci CPW (anténa typu ko-planární vlnovod) čipu a budeme se zabývat nalezením a výrobou vhodné konfigurace nanoantén, zahrnující volbu substrátu, na němž se pozorují nejmenší energetické ztráty signálu, a návrhem vhodného designu přírodních drátů, přivádějících signál na nanoantény. Pro výrobu zvolené konfigurace se využijí techniky optické a elektronové litografie v čistých prostorech CEITEC Nano. V poslední podkapitole provedeme kontrolu funkčnosti nanoantén, která bude zahrnovat vykreslení závislosti fáze na frekvenci signálu a porovnání teoreticky spočítaných a naměřených hodnot fázové rychlosti. Hlavním cílem této práce je příprava vhodné konfigurace pro měření dat za nízkých teplot pro další získání disperzní relace. Během analýzy dat se využívá závislosti fázového rozdílu mezi imaginární a reálnou složkou transmisního poměru na frekvenci signálu. Pro kontrolu magnetického původu signálu bude provedeno porovnání spočítané fázové rychlosti s teoretickými hodnotami. V poslední části se zaměříme na diskusi s faktickými výpočty pro charakteristiky zadaného systému, definujeme pojmy koherenční délky a střední volné dráhy elektronů. S použitím získaných znalostí se podrobněji zaměříme na supravodiče II. druhu a naposledy odvodíme disperzní relaci pro povrchové vlny ve dvojitě heterostruktuře.

1. Teorie magnetismu

Pro pochopení procesů, které budou probíhat během experimentů, je nezbytné začít s teoretickým základem, který vysvětlí fyzikální podstatu jevů, s nimiž se setkáme v této práci. Tuto kapitolu otevřeme popisem obecných relací elektrodynamiky. Pokračujeme popisem energií, přispívajících do procesů v médiu. Dále se podrobně zaměříme na dynamiku magnetizace, uvedeme Landauovu-Lifšicovu rovnici a probereme postup řešení základních úloh pomocí odvozené relace. Po získání základů přejdeme bezprostředně ke kapitole věnované popisu spinových vln, kde se pobavíme o vlivu dipólové a výměnné interakce na tvar disperzní relace pro nekonečné homogenní médium, následně popíšeme obecný postup řešení Walkerovy rovnice pro případ nekonečné tenké vrstvy s užitím okrajových podmínek. Zmíníme také složitější model Kalinikose-Slavina. Poslední část bude věnována definici supravodivých materiálů, uvedení důležitých vlastností těchto látek a fyzikálnímu popisu chování systému ferromagnet/supravodič.

1.1. Základní rovnice v magnetismu

V prvním kroku pro popis chování složitějších magnetických systémů je užitečné uvést základní vztahy a vysvětlit klíčové pojmy, na kterých bude postavena celá teorie magnetismu a magnoniky. Původ všech magnetických jevů spočívá v pohybu nábojů. V případě zkoumání statického prostředí jde o pohyb elektronů v atomech po jejich orbitalech, čímž se vytváří orbitální moment hybnosti, a o spinový moment hybnosti, jehož příspěvek k celkovému magnetickému momentu je stěžejní.

Hypotetické proudové smyčky tvořené elektrony pohybujícími se po orbitalech jsou relativně malé, a proto můžeme v našich dalších úvahách považovat tyto smyčky za magnetické dipóly [6]. Obecně orbitální dipólový moment elektronu, orientovaný podél osy z , je dán jako

$$m_z = -\frac{1}{2}evR, \quad (1.1)$$

kde e je náboj elektronu, v je rychlost pohybu elektronu po smyčce, R je poloměr smyčky. V případě existence vnějšího magnetického pole se látka magnetizuje. Jedná se v podstatě o konfiguraci uvnitř látky, při které dochází k uspořádání jednotlivých magnetických momentů a jejich rozložení podél jediné osy. Celkovou magnetizaci materiálu v daném objemu V v případě makroskopického popisu lze najít jako podíl součtu jednotlivých magnetických momentů uvnitř materiálu $\sum_i \vec{\mu}$ k celkovému objemu V

$$\mathbf{M} = \frac{\sum_i \vec{\mu}}{V}, \quad (1.2)$$

Ve vakuu magnetická indukce $\mathbf{B}$ je přímo úměrná veličině magnetické intenzity $\mathbf{H}$ vynásobené skalárním faktorem permeability μ_0 , ale uvnitř látky vznikající magnetizace působí jako reakce materiálu, a vztah přechází na následující podobu

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

Magnetizace $\mathbf{M}$ a intenzita vnějšího magnetického pole $\mathbf{H}$ jsou propojené vztahem

1.1. ZÁKLADNÍ ROVNICE V MAGNETISMU

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}, \quad (1.4)$$

kde χ_m je magnetická susceptibilita udaná číslem. Ukáže se taky, že veličiny magnetické indukce a magnetické intenzity vzájemně souvisí pomocí vztahu

$$\mathbf{B} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}, \quad (1.5)$$

kde μ je permeabilita. Existují však složitější případy této relace. Pokud je v médiu, které vykazuje časově závislé chování nebo-li jinak okamžitě reagující na změnu pole, dodatečně splněna rovnice

$$\mathbf{M}(\mathbf{t}) = \bar{\chi}_m \mathbf{H}(\mathbf{t}), \quad (1.6)$$

kde $\bar{\chi}_m$ je tenzor magnetické susceptibility, bude také platit další relace

$$\mathbf{B}(\mathbf{t}) = \mu_0(\hat{J} + \bar{\chi}_m)\mathbf{H}(\mathbf{t}) = \bar{\mu}\mathbf{H}(\mathbf{t}), \quad (1.7)$$

kde $\hat{J}$ je jednotková matice a $\bar{\mu}$ je tenzor permeability. Je také nezbytné uvést Maxwellovy rovnice pro vakuum¹

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (1.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \left(\mathbf{j} + \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right), \quad (1.11)$$

kde $\mathbf{E}$ je elektrická intenzita, $\mathbf{j}$ je hustota proudu, ρ je hustota náboje, ε_0 je permittivita vakua.

Rovnice 1.8 - 1.11 popisují chování v homogenní látce, avšak v praxi se často setkáváme s kombinací materiálů s odlišnými magnetickými a elektrickými vlastnostmi. Podle běžného postupu řešení podobných problémů spočítáme pole v jednotlivých vrstvách (pokud hovoříme o přiléhajících tenkých vrstvách) a poté řešení „propojíme“ na rozhraních. Způsob propojení je zahrnut v podobě tzv. hraničních podmínek, které se vztahují na jednotlivé složky pole. $\mathbf{E}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{H}$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = 0, \quad (1.12)$$

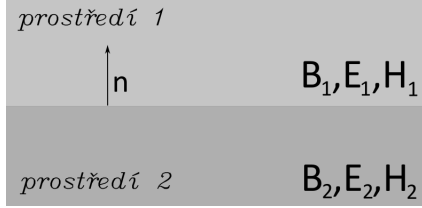
$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2 - \mathbf{E}_1) = 0, \quad (1.13)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2 - \mathbf{H}_1) = \mathbf{K}, \quad (1.14)$$

kde $\mathbf{K}$ je hustota povrchových proudů, $\mathbf{n}$ je normálový vektor, kolmý na rozhraní dvou prostředí. Jinak řečeno, normálové složky magnetické indukce $\mathbf{B}$ jsou rovny tečným

¹Ve vakuu platí: $\mu = 1$, $\varepsilon = 1$, kde ε je permittivita.

složkám elektrického pole $\mathbf{E}$. Tečné složky $\mathbf{H}$ jsou úměrné hustotě povrchových proudů. Podrobné informace o základech magnetizmu lze nalézt v [7], [6]. Schéma rozhraní dvou přiléhajících prostředí je na obrázku 1.1.



Obrázek 1.1: Označení veličin na rozhraní dvou prostředí. Inspirováno [7].

1.2. Typy energie

V této kapitole probereme jednotlivé příspěvky energie v magnetické látce.

1.2.1. Zeemanova energie

Vlivem vnějšího magnetického pole, určeného magnetickou indukcí $\mathbf{B}$ a intenzitou magnetického pole $\mathbf{H}_{\text{ext}}$, dojde k postupnému stočení magnetizace materiálu $\mathbf{M}$ do směru daného vnějším magnetickým polem. Řešením Schrödingerovy rovnice pro jednotlivou částici v statickém elektromagnetickém poli s magnetickým momentem $\vec{\mu}$ zjistíme Zeemanovu energii v následující podobě

$$\varepsilon = -\vec{\mu}\mathbf{B}. \quad (1.15)$$

Superpozicí jednotlivých magnetických momentů v materiálu je pak Zeemanova energie v látce definována jako

$$E_Z = -\mu_0 \iiint \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{ext}} dV. \quad (1.16)$$

Podrobné informace o daném typu energie najdete v [8],[9].

1.2.2. Výměnná energie

Výměnná energie má elektrostatický původ a je důsledkem kvantově-mechanické přírody elektronů. Základním mechanismem vzájemného působení dvou elektronů je Coulombova odpuzovací síla, řídící se Pauliho principem [9]. V důsledku platnosti tohoto principu nemohou dva elektrony přebývat ve stejném kvantovém stavu. Pro vlnové funkce ψ dvou elektronů, jež mají všechna kvantová čísla včetně spinových shodná, platí

$$|\psi(1, 2)|^2 = |\psi(2, 1)|^2. \quad (1.17)$$

Jediné řešení pro elektrony v daném případě bude asymetrické z důvodu jejich příslušnosti k třídě fermionů

$$\psi(1, 2) = -\psi(2, 1). \quad (1.18)$$

Berouc v úvahu výše zmíněné podmínky, řešením a analýzou Schrödingerovy rovnice obdržíme obecný tvar Heisenbergova hamiltoniánu $\mathcal{H}$ pro dva atomy, jejichž interakční energie závisí pouze na spinových číslech atomů (podrobné odvození v [9])

1.2. TYPY ENERGIE

$$\mathcal{H} = -\frac{2J^2}{\hbar^2} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2, \quad (1.19)$$

kde J je výměnný integrál a $\mathbf{S}_1$ a $\mathbf{S}_2$ jsou spiny sousedních atomů. Další formou pro mnohoatomový systém je

$$\mathcal{H} = -\frac{2J^2}{\hbar^2} \sum_{j,i} \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{S}_i. \quad (1.20)$$

Jedná se o krátkodosahovou silnou interakci, jejíž vzdálenost působení je popsána výměnnou vzdáleností, která je dána níže uvedeným vztahem (podrobněji o charakteristických hodnotách pro jednotlivé materiály v [10]). Za dalších úvah, týkajících se dynamiky spinových vln, daný typ interakce bude více vystupovat pro menší vlnové délky, tedy větší vlnová čísla, což bude podrobněji projednáno později. Hranice působení výměnné a dipolární interakce je dána

$$l_{\text{ex}} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_0^2}}, \quad (1.21)$$

kde A je výměnná konstanta, široce využívaná k popisu spinových vln, a M_0 je saturační magnetizace. Obě veličiny jsou závislé na druhu materiálu a teplotě. O dipolární interakci bude podrobněji řečeno v další sekci.

Při dalších výpočtech a převodu systému do diskrétního modelu bude objeven vztah pro výměnnou energii

$$E_{\text{ex}} = \int A \left(\frac{\nabla \mathbf{M}}{M_0} \right)^2 d^3r. \quad (1.22)$$

Z daného vztahu je vidět, že energie je přímo úměrná konstantě A . Dále odhalíme výraz pro výměnné pole, k čemuž využijeme derivaci funkce výměnné energie (podrobné odvození v [11])

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{\text{ex}}}{\partial \mathbf{M}}. \quad (1.23)$$

Po provedení výpočtu při uvažování homogenního materiálu výsledný tvar výrazu je následující

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{2A}{\mu_0 M_0^2} \nabla^2 \mathbf{M}. \quad (1.24)$$

Taky zmíníme o jiné v literatuře často využívané konstantě λ_{ex} , jejíž vztah s již zmíněnou konstantou A je následující

$$\lambda_{\text{ex}} = \frac{2A}{\mu_0 M_0^2}. \quad (1.25)$$

1.2.3. Dipolární energie

Jedná se o dalekodosahovou interakci mezi dvěma magnetickými dipóly $\mathbf{m}_1$ a $\mathbf{m}_2$, oddělenými vzdáleností $\mathbf{r}$ (podrobněji v [12] a [13]). V kontextu spinových vln tento typ energie má největší vliv pro menší vlnová čísla a větší vlnové délky. Výměnná energie může být definována následovně

$$E_{\text{dip}} = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{m}_2}{r^3} - \frac{3(\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{r})(\mathbf{m}_2 \cdot \mathbf{r})}{r^5} \right). \quad (1.26)$$

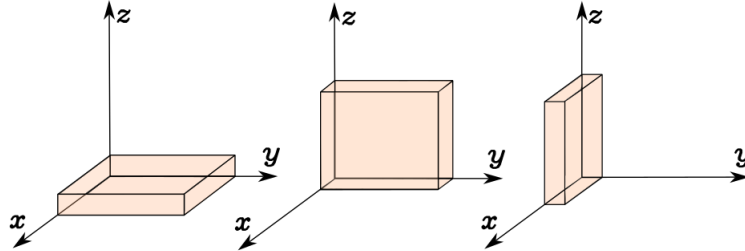
Dipolární energie je způsobena vlivem demagnetizačního pole $\mathbf{H}_{\text{dem}}$ a může být vyjádřena jiným způsobem

$$E_{\text{dip}} = -\frac{1}{2}\mu_0 \iiint_{\Omega} \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{dem}} dV, \quad (1.27)$$

Při působení vnějšího magnetického pole se magnetizace zarovnává do jeho směru a současně materiál vytváří pole, které potlačuje vnější vliv. S využitím Gaussova zákona a definice magnetické intenzity lze odvodit následující vztah pro tzv. demagnetizační pole (podrobněji v [14], [12], [15])

$$\mathbf{H}_{\text{dem}} = -\hat{N}\mathbf{M}, \quad (1.28)$$

kde $\hat{N}$ je demagnetizační tenzor, jehož hodnoty závisí na tvaru magnetu. Výpočet komponent demagnetizačního tenzoru pro obecný tvar magnetu není jednoduchý. Nejčastěji uvažovaným tvarem je elipsoid, jehož demagnetizační tenzor má pouze diagonální složky. Pro další úvahy uvažujeme především tenzor tvarovaný pro nekonečně tenkou vrstvu, do kterého „aproximujeme“ elipsoid. Zde jsou uvedeny příklady pro různé orientace vrstvy v prostoru



Obrázek 1.2: Uložení vzorků v souřadnicovém systému, odpovídající tenzorům v pořadí, daném 1.29.

$$\hat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \hat{N} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{N} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

Na obrázku 1.2 je schéma možných uložení. Výsledné pole uvnitř magnetu za přítomnosti vnějšího magnetického pole a demagnetizačního faktoru může být vyjádřeno následujícím způsobem

$$\mathbf{H}_{\text{int}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} - \hat{N}\mathbf{M}. \quad (1.30)$$

1.3. DYNAMIKA MAGNETIZACE

1.2.4. Anizotropní energie

Anizotropie představuje závislost magnetické energie na orientaci magnetizace. Nejrozšířenějším typem je magnetokrystalická anizotropie, která vzniká v důsledku spin-orbitální interakce. Tato interakce stáčí magnetizaci do osy snadné magnetizace, označované jako „easy axis“. Přestože tato interakce má slabý vliv na magnitudu magnetizace, silně ovlivňuje směr jejího vektoru. Existují různé druhy anizotropie v závislosti na druhu krystalu.

Pro uniaxiální anizotropii, která je rozšířená v hexagonálních krystalech, lze energii vyjádřit následovně (podrobněji v [15] a [14])

$$E_{\text{an}} = \iiint K_u \sin \theta \, dV, \quad (1.31)$$

kde θ je v tomto případě úhel mezi snadnou osou a magnetizací, K_u je konstanta uniaxiální anizotropie. Anizotropní pole, do něhož můžeme zahrnout projev uniaxiální energie, v případě rovnoběžnosti s osou z má tvar

$$\mathbf{H}_{\text{an}} = \frac{2K_u}{\mu_0 M_0} \mathbf{z}. \quad (1.32)$$

Magnetická anizotropie může mít různé projevy, jako například kubická, uniaxiální anizotropie, magnetostrikce.

1.2.5. Celková energie a efektivní pole

Celkovou energií uvnitř magnetu lze rozepsat jako součet jednotlivých příspěvků energie, které byly podrobně diskutovány v předchozích sekcích

$$E_{\text{eff}} = E_z + E_{\text{ex}} + E_{\text{dip}} + E_{\text{an}}. \quad (1.33)$$

Pro vyjádření efektivního magnetického pole platí vztah

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{\text{eff}}}{\partial \mathbf{M}}, \quad (1.34)$$

kde E_{eff} je celková energie. Přičemž efektivní magnetické pole může být vyjádřeno jako

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \mathbf{H}_{\text{dem}} + \mathbf{H}_{\text{an}}, \quad (1.35)$$

kde $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ je aplikované vnější pole, $\mathbf{H}_{\text{ex}}$ je výměnné pole, $\mathbf{H}_{\text{dem}}$ je demagnetizační pole a $\mathbf{H}_{\text{an}}$ je pole způsobené anizotropií. Jednotlivé komponenty se mohou lišit v závislosti na podmínkách daných prostředím, vlastnostmi externího pole a zkoumaného materiálu.

1.3. Dynamika magnetizace

V této sekci se seznámíme s Landauovou-Lifshitzovou rovnicí, probereme obecný postup řešení rovnice pro homogenní médium a odvodíme Kittelovou rovnici, již využíváme pro zkoumání feromagnetické rezonance v látce.

1.3.1. Larmorova precese a Landauova-Lifshitzova rovnice

V statickém případě je směr působení jednotlivých magnetických momentů vyrovnan s vektorem efektivní magnetické intenzity $\mathbf{H}_{\text{eff}}$. Pokud není vyrovnaní úplné, je vyvolán moment síly $\mathbf{T}$

$$\mathbf{T} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.36)$$

Při tom bereme v úvahu, že $\boldsymbol{\mu} = -\gamma \mathbf{L}$, kde γ je gyromagnetický poměr, konstanta proporcionality mezi magnetickým momentem $\boldsymbol{\mu}$ a momentem hybnosti $\mathbf{L}$. Moment síly současně vyvolá časovou změnu úhlového momentu

$$\mathbf{T} = \frac{d\mathbf{L}}{dt}. \quad (1.37)$$

Tedy při sumaci předchozích výroků pro jednotlivý magnetický moment a následně s využitím vzorce 1.37 platí

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\boldsymbol{\mu}}{dt} = -\frac{d\mathbf{L}}{dt} = -\boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.38)$$

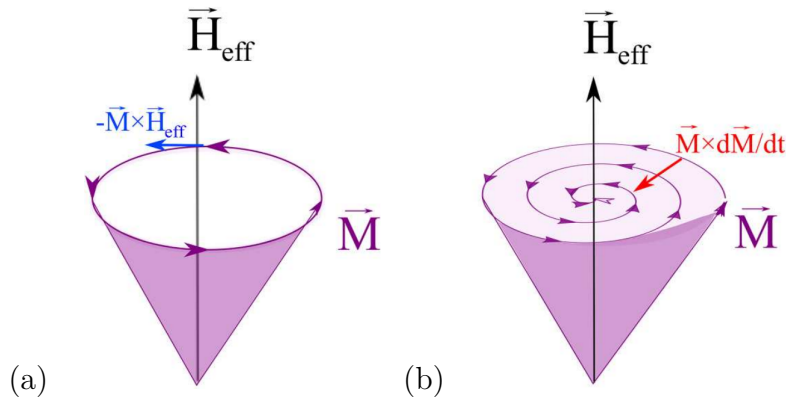
Využitím vzorce 1.2 a dosazením do předchozího vztahu obdržíme Landauovou-Lifshitzovou rovnici, která je však dost idealizovaná pro reálné případy

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}. \quad (1.39)$$

V literatuře se vyskytují variace Landauovy-Lifshitzovy rovnice i bez minusu na pravé straně. Obecně pro zahrnutí případů pohybů magnetizace je přidán tlumicí člen, přímo úměrný tlumicí konstantě α a nepřímo úměrný velikosti saturační magnetizace M_0 . Takto vzniká Landauova-Lifshitzova-Gilbertova rovnice v dalším znění

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_0} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad (1.40)$$

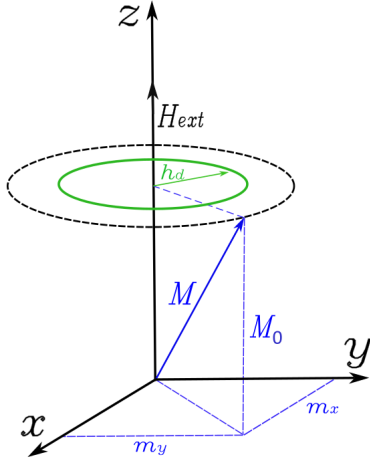
Podrobné odvození se nachází v [8]. Znázornění precese magnetizace pro různé případy je na obrázku 1.3.



Obrázek 1.3: a) Znázornění precese magnetizace $\mathbf{M}$ kolem směru efektivního pole $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ bez tlumení. b) Ilustrace precese magnetizace při zahrnutí vlivu tlumení. Precese se stáčí do směru vnějšího efektivního pole. Převzato z [16].

1.3.2. Snadný případ precese vektoru magnetizace v homogenním nekonečném médiu

Pro pochopení obecného postupu řešení problému látky v magnetickém poli řízeného Landauovou-Lifshitzovou rovnicí dále bude uvedeno detailní odvození disperzní relace pro snadný případ precese magnetizace $\mathbf{M}$ v externím poli $\mathbf{H}_{\text{ext}}$, jejíž schéma je zobrazeno na obrázku 1.4. Odvození níže uvedeného přístupu je popsáno v [8].



Obrázek 1.4: Příklad nekonečného homogenního média. Uvnitř se vyvolává precese magnetizace $\mathbf{M}$ kolem osy z , dané složkami o velikostech m_x , m_y a M_0 . Dynamické pole, pohybující se v rovině xy , je dáno $\mathbf{h}_d$. Vnější magnetické pole $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ míří podél osy z .

V dané soustavě souřadnic efektivní pole je představeno vektorem magnetické intenzity externího pole $\mathbf{H}_{\text{ext}}$ a dynamickým členem magnetického pole $\mathbf{h}_d$. Dá se vyjádřit vektory $\mathbf{M}$, $\mathbf{H}_{\text{eff}}$, $\mathbf{m}$, $\mathbf{h}_d$ následujícími složkami

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} h_x(t) \\ h_y(t) \\ H_{\text{ext}} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{M} = \begin{bmatrix} m_x(t) \\ m_y(t) \\ M_0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{m} = \begin{bmatrix} m_x(t) \\ m_y(t) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{h}_d = \begin{bmatrix} h_x(t) \\ h_y(t) \end{bmatrix}. \quad (1.41)$$

Navíc připouštíme, že velikosti dynamických komponent magnetizace a dynamického pole jsou velmi malé, tedy: $h_x, h_y \ll H_{\text{ext}}$, $m_x, m_y \ll M_0$. Taky si všimneme, že velikost saturační magnetizace M_0 nezávisí na čase. Při dosazení 1.41 do formule 1.39 s využitím předchozích aproximací vyjde rovnice

$$\frac{\partial \mathbf{m}(t)}{\partial t} = \gamma \mu_0 (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_d(t) + \mathbf{m}(t) \times \mathbf{H}_{\text{ext}}). \quad (1.42)$$

Jestli časová závislost složek m_x, m_y dle pravidel řešení diferenciálních rovnic se bere ve tvaru $\exp(-i\omega t)$, tehdy po úpravách

$$-i\omega \mathbf{m} e^{i\omega t} = \gamma \mu_0 (\mathbf{M}_0 \times \mathbf{h}_d + \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{ext}}) e^{i\omega t}. \quad (1.43)$$

Přepíšeme nadcházející rovnici pro uvažovanou geometrii ($\mathbf{H}_{\text{ext}}$ a $\mathbf{M}_0$ směřují podél osy z)

$$-i\omega \mathbf{m} = \mathbf{z} \times (-\gamma \mu_0 M_0 \mathbf{h}_d + \gamma \mu_0 H_{\text{ext}} \mathbf{m}). \quad (1.44)$$

Dále se zavedením substitucí převedeme výraz výše na

$$-i\omega \mathbf{m} = \mathbf{z} \times (-\omega_M \mathbf{h}_d + \omega_0 \mathbf{m}), \quad (1.45)$$

kde

$$\omega_M = \gamma\mu_0 M_0 \quad \text{a} \quad \omega_0 = \gamma\mu_0 H_{\text{ext}}. \quad (1.46)$$

Řešení vede na maticový tvar rovnice a konečně udává

$$\begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix} = \frac{1}{\omega_M} \begin{bmatrix} \omega_0 & -i\omega \\ i\omega & \omega_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m_x \\ m_y \end{bmatrix}. \quad (1.47)$$

Netriviální řešení existuje v případě nulového determinantu matice, udávající vztah mezi $\mathbf{h}_d$ a $\mathbf{m}$, tedy konečné řešení je

$$\omega = \gamma\mu_0 H_{\text{ext}}. \quad (1.48)$$

Během řešení lineární soustavy rovnic zavádíme pojem tenzor susceptibility, který udává úměrnost mezi dynamickými složkami magnetizace a magnetického pole

$$\mathbf{m} = \chi_p \mathbf{h}_d. \quad (1.49)$$

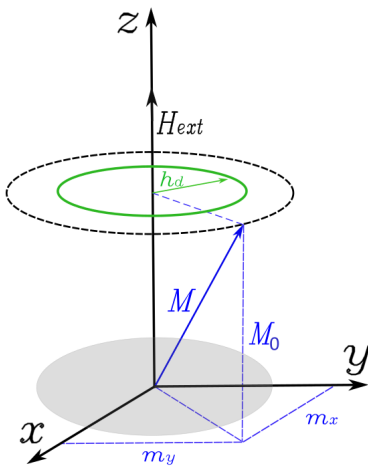
Zde Polderův tenzor susceptibility (jinak v literatuře je pojmenován dynamický tenzor susceptibility) je udán, jako

$$\chi_p = \begin{bmatrix} \chi & -i\zeta \\ i\zeta & \chi \end{bmatrix}, \quad (1.50)$$

kde

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad \text{a} \quad \zeta = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}. \quad (1.51)$$

1.3.3. Dynamika magnetizace pro elipsoid



Obrázek 1.5: Elipsoid, umístěný do magnetického pole. Uvnitř elipsoidu se vyvolává precese magnetizace $\mathbf{M}$, daná složkami m_x , m_y a M_0 . Dynamická složka je dána $\mathbf{h}_d$.

Uvažujeme feromagnet, představený na obrázku 1.5. Je zřejmé, že v daném případě do efektivního pole bude zahrnut vliv tvarové anizotropie popsany v sekci 1.2.3. Demagnetizační tenzor při tom má tvar

$$\hat{N} = \begin{bmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{bmatrix}. \quad (1.52)$$

1.4. SPINOVÉ VLNY

Taky se přidá dynamická složka pole

$$\mathbf{h}_d = \begin{bmatrix} h_x \\ h_y \end{bmatrix}. \quad (1.53)$$

Požitím rovnice 1.30 a při zahrnutí úvah, analogických uvedeným v 1.3.2, vyplývá tvar efektivního pole po zahrnutí všech účinků

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} -N_{xx}m_x + h_x \\ -N_{yy}m_y + h_y \\ H_{\text{ext}} - N_{zz}M_0 \end{bmatrix}. \quad (1.54)$$

Po aplikování postupu řešení z podkapitoly 1.3.2 a okrajových podmínek, určených rovnicemi z podkapitoly 1.1, obdržíme relaci pro úhlovou rychlost, nazývanou Kittelova rovnice

$$\omega = \gamma\mu_0 \sqrt{(H_{\text{ext}} + (N_{xx} - N_{zz})M_0)(H_{\text{ext}} + (N_{yy} - N_{zz})M_0)}. \quad (1.55)$$

Nalezená veličina odpovídá frekvenci, při níž jednotlivé magnetické momenty za zvažované geometrie (a tedy zvolených elementů matice demagnetizačního tenzoru) budou vykonávat precesní pohyb ve stejné fázi. Dané frekvenci se říká feromagnetická rezonance. Lze si všimnout, že za určité geometrie se relace shoduje s výrazem pro ω_0 , zavedeným dříve, a je v podstatě „rozšířením“ tohoto případu. Obecně danou relaci ovlivňuje více faktorů, jako třeba dodatečná uniaxiální anizotropie, ale v praxi jejich vlivy můžou být zanedbány, jestli příspěvek do efektivního pole se počítá za malý. Jinak postup řešení při zařazení podobných příspěvků je podobný uvedenému tady. V praxi z měření parametrů FMR a následujícím fitování Kittelovy rovnice se dá odhálit hodnoty M_0 , γ . Podrobnější informace o Kittelově rovnici se najdou v [17].

1.4. Spinové vlny

V této kapitole se zaměříme na popis dynamiky spinových vln v látkách. Začneme odvozením Walkerovy rovnice, poté přejdeme k popisu dynamiky spinových vln v nekonečném médiu a nakonec se přesuneme k odvození relací pro spinové vlny uvnitř tenkých vrstev.

1.4.1. Úvod

Uniformní pohyb magnetických dipólů v jedné fázi a s jednou amplitudou představil základ pro zkoumání vlastností magnetických materiálů za rozmanitých podmínek. Koncepte spinových vln, v souladu s níž se jednotlivé dipóly pohybují v různých fázích a případně s různými amplitudami, otevírá prostor pro rozsáhlejší studium procesů probíhajících v feromagnetické látce v magnetickém poli.

1.4.2. Walkerova rovnice

Obrátíme se na magneto-kvasi-statickou aproximaci Maxwellových rovnic, popsanou v [18], v následujícím tvaru

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0, \quad (1.56)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0, \quad (1.57)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = i\omega \mathbf{b}, \quad (1.58)$$

kde $\mathbf{h}$ je dynamická složka intenzity magnetického pole, $\mathbf{b}$ magnetické indukce a $\mathbf{e}$ elektrické intenzity. Vlny popsané těmito rovnicemi jsou nazývány magnetostatickými vlnami. Jejich vznik je způsoben precesním pohybem spinů, který je ovlivněn hlavně dipolární interakcí. Je také nezbytné uvést konstitutivní relaci

$$\mathbf{b} = \hat{\mu} \cdot \mathbf{h}, \quad (1.59)$$

kde tenzor $\hat{\mu}$ je vyjádřen v následující formě (konstanty ζ a χ mají stejný význam jako v předchozích sekcích)

$$\hat{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 + \chi & -i\zeta & 0 \\ i\zeta & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (1.60)$$

Dále představíme dynamickou složku $\mathbf{h}$ jako záporný gradient magnetostatického skalárního potenciálu ψ

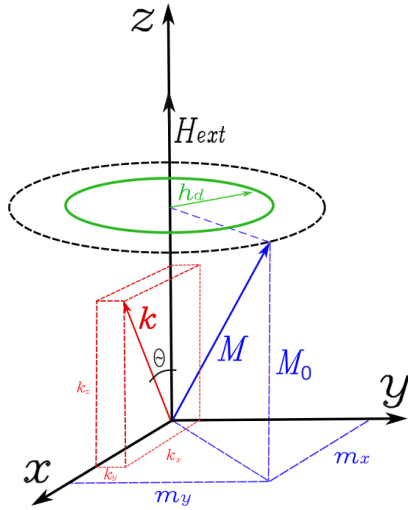
$$\mathbf{h} = -\nabla\psi. \quad (1.61)$$

Po dosazení 1.61 do rovnic 1.59 a 1.57 obdržíme: $\nabla \cdot (\hat{\mu} \cdot \nabla\psi) = 0$. Řešení může být vyjádřeno v kartézských souřadnicích jako [8]

$$(1 + \chi) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (1.62)$$

Tato rovnice se dále bude nazývat Walkerova rovnice.

1.4.3. Zahrnutí dipolární interakce



Obrázek 1.6: Schéma propagace spinové vlny v nekonečném homogenním médiu. Směr šíření je udán vektorem $\mathbf{k}$, který je odklopen od osy z o úhel θ . Velikosti složek vektoru $\mathbf{k}$ jsou označeny, jako k_x , k_y , k_z . Ostatní veličiny mají stejný význam jako v předchozích kapitolách.

Relace z předchozí podkapitoly se široce využívá při řešení širokého spektra problémů v uniformním prostředí. Jedním ze základních příkladů je šíření spinové vlny v homogenním médiu. Uvažujeme případ podobného prostředí v geometrii představenou na obrázku 1.6. Magnetostatický potenciál se řídí podle předpokladů $\psi \propto \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$ a Walkerova rovnice přechází na tvar

$$(1 + \chi)(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0. \quad (1.63)$$

1.4. SPINOVÉ VLNY

Při označení úhlu mezi osou z a vlnovým vektorem jako θ , pak vyjde

$$k_x^2 + k_y^2 = k^2 \sin^2 \theta, \quad (1.64)$$

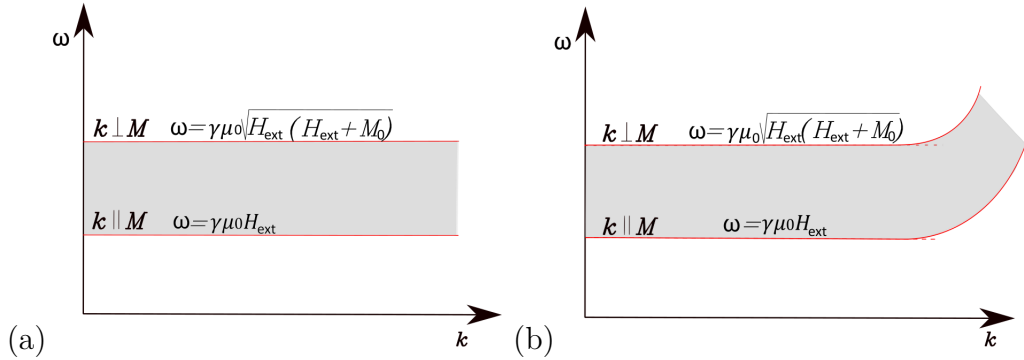
$$k_z^2 = k^2 \cos^2 \theta. \quad (1.65)$$

Užitím definice pro χ a relace $\chi \sin^2 \theta = 1$, získané po dosazení do původní Walkerovy rovnice, vyjde disperzní relace pro zadané podmínky

$$\omega = \sqrt{\omega_0(\omega_0 + \omega_M \sin^2 \theta)}. \quad (1.66)$$

Na obrázku 1.7 a) je vidět průběh relace pro různé hodnoty úhlu natočení vektoru propagace vlny vzhledem k ose z . Zahrnutí výměnné energie bude následně provedeno v další podkapitole.

1.4.4. Zahrnutí výměnné interakce



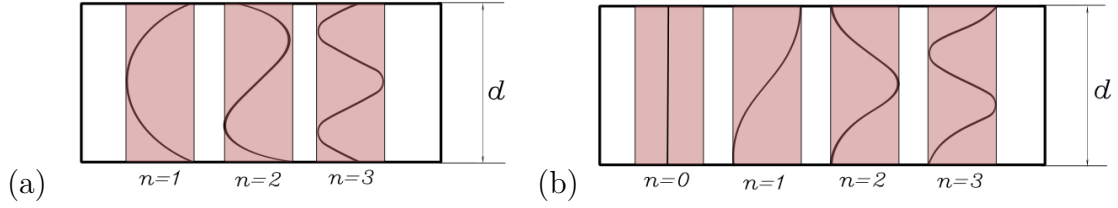
Obrázek 1.7: Disperzní relace pro případ homogenního media a) do úvah je zahrnuta pouze dipolární interakce. Všechny možné disperzní relace pro různé úhly θ jsou představeny šedým polem mezi krajními případy $\theta = 0^\circ$ a $\theta = 90^\circ$, pro něž jsou uvedeny příslušné disperzní relace b) do úvah je zahrnuta dipolární a výměnná interakce.

Po zahrnutí do úvah výměnné energie, která vyvolává příslušnou intenzitu magnetického pole, řešení Walkerovy rovnice vede nás na tvar disperzní relace, která může být obdržena z tvaru rovnice předchozí podkapitoly pomocí nahrazení členu ω_0 za $\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k^2$. Disperzní relace přejde pro případ zahrnutí výměnné a dipolární interakce na tvar

$$\omega = \sqrt{(\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k^2)(\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k^2 + \omega_M \sin^2 \theta)}. \quad (1.67)$$

1.4.5. Stojaté spinové vlny

Stojaté spinové vlny vznikají konstruktivní interferencí odražených vln od rozhraní uvnitř tenké vrstvy. Podobné vlny se šíří kolmo na rovinu vzorku. Jedná se o typ vln s předávající výměnnou interakcí. Rozlišujeme případ útlumu precesního pohybu a případ maximální amplitudy na rozhraní, oba případy jsou určeny okrajovými podmínkami. Disperzní relace pro popis stojatého spinového vlnění může být odvozena z relace 1.67 dosazením $k = n\pi/d$, kde $n = 0, 1, 2, \dots$ určuje mód spinové vlny (nulový mód odpovídá FMR). Vlnové číslo,



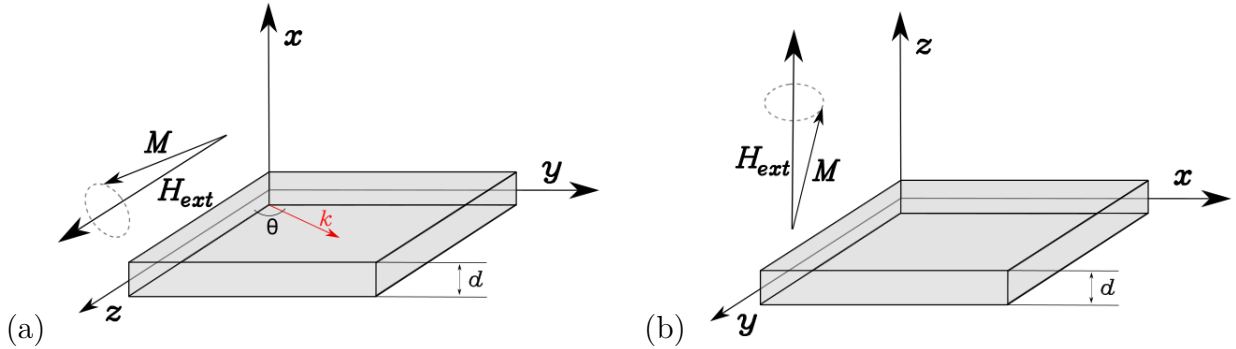
Obrázek 1.8: Stojaté spinové vlny pro tři módy. a) na rozhraních nevykonávají precesní pohyb b) vykonávají precesní pohyb. Inspirováno [19].

splňující tuto podmínku, od této chvíle označujeme jako k_n . Výsledná disperzní relace má tvar

$$\omega = \sqrt{(\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex}(n\pi/d)^2)(\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex}(n\pi/d)^2 + \omega_M \sin^2 \theta)}. \quad (1.68)$$

Prakticky z proložení disperzní relace pro stojaté spinové vlny se dá obdržet parametr λ_{ex} . Více informací o problematice je v [20], [21] a [8].

1.4.6. Spinové vlny v nekonečně rozlehlé vrstvě magnetizované v rovině vzorku



Obrázek 1.9: Uložení magnetické vrstvy (šedá barva) v prostoru vůči vnějšímu poli. a) „In-plane“ uložení. Vnější magnetické pole míří podél osy z. Vlnový vektor je odklopen od osy z na úhel θ . b) „Out-of-plane“ uložení. Externí pole taky míří podél osy z, padá kolmo na rovinu vzorku.

Uvažujeme nekonečně rozlehlou tenkou vrstvu v geometrii, představenou na obrázku 1.9 a). Vnější magnetické pole $\mathbf{H}_{ext}$ v případě a) leží v rovině tenké magnetické vrstvy. Tuto geometrii nazveme „in-plane“. Uvnitř vzorku je rozložení potenciálu řízeno Walkerovou rovnicí, vně bude popsáno Laplaceovou rovnicí ve tvaru

$$\nabla^2 \psi = 0. \quad (1.69)$$

Další postup v úvahách je založen na metodě separace proměnné (více o této metodě v [7]). Předpokládáme řešení parciálních diferenciálních rovnic ve tvaru součinu tří funkcí jediné proměnné x , y a z pro každý ze případů uvnitř/vně tenké vrstvy². Po získání

²Předpokládáme další tvar řešení: $\psi(x, y, z) = X(x)Y(y)Z(z)$.

1.4. SPINOVÉ VLNY

obyčejných diferenciálních rovnic pro každou funkci z relace 1.69 jejich řešením obdržíme charakteristickou rovnici pro případ uvnitř vzorku:

$$(1 + \chi)(k_x^i)^2 + k_y^2 + k_z^2 = 0, \quad (1.70)$$

a vně vzorku

$$(k_x^e)^2 - k_y^2 - k_z^2 = 0, \quad (1.71)$$

kde k_x^i , k_x^e jsou interní a externí složky vlnového vektoru, k_y, k_z jsou komponenty vlnového vektoru v odpovídajících indexům osách. Dalším řešením s užitím okrajových podmínek nalezneme obecnou disperzní relaci pro spinové vlny v „in-plane“ magnetizované vrstvě

$$(k_x^e)^2 + 2k_x^e k_x^i (1 + \chi) \cot(k_x^i d) - (k_x^i)^2 (1 + \chi)^2 - (\zeta k_y)^2 = 0. \quad (1.72)$$

V průběhu řešení taky objevíme relaci pro funkci proměnné x uvnitř vzorku

$$X^i(x) = A \sin(k_x^i x) + B \cos(k_x^i x), \quad (1.73)$$

kde A a B jsou konstanty, určené počátečními podmínkami. Všimneme si, že tvar rozložení potenciálu podél osy x a tím i tvar amplitudy závisí na vlastnostech složky vlnového vektoru k_x^i , jež jsou definovány výrazem $(1 + \chi)$.

Podrobné odvození disperzní relace výše je uvedeno v [22], dodatečné materiály jsou v [23]. Odvozené rovnice spolu popisují spektrum magnetostatických módů v magnetizované vrstvě. Dále se obrátíme na jednotlivé případy řešení výše uvedené rovnice 1.72 a rozlišíme tím dva možné druhy spinových vln v případě uvažované „in-plane“ geometrie.

- **Objemové spinové vlny:** V případě, kdy $(1 + \chi) < 0$, všechny komponenty vlnového vektoru jsou reálné a tedy hovoříme o zpětných objemových spinových vlnách. Amplituda vln je rozložena sinusoidně podél osy x . Pro $k_y, k_z > 0$ objemové spinové vlny vznikají pro rozsah úhlů $\theta \in [0^\circ, 90^\circ]$, ale pro další úvahy zanecháme jen jednotlivý případ, ve kterém vlnový vektor leží rovnoběžně se statickou složkou vnějšího magnetického pole ($\theta = 0^\circ$). Pro případ objemových spinových vln disperzní relace při $k_y = 0$ přijímá tvar

$$\tan \left(\frac{k_z d}{2\sqrt{-(1 + \chi)}} - \frac{(n - 1)\pi}{2} \right) = \sqrt{-(1 + \chi)}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.74)$$

Navržená Kalinikosem aproximace pro první vlnový mód má další podobu

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_M \frac{1 - e^{-k_z d}}{k_z d} \right]. \quad (1.75)$$

Definujeme fázovou rychlost $\mathbf{v}_f$, pod níž rozumíme rychlost šíření fáze spinové vlny. Směr vektoru fázové rychlosti se shoduje se směrem vlnového vektoru. Rychlost šíření spinové vlny je dána grupovou rychlostí $\mathbf{v}_g$, velikost které je definována

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad (1.76)$$

a pro objemové spinové vlny přijímá tvar

$$\frac{1}{v_g} = \frac{\chi k_z}{\omega_M d} \left[\frac{2}{\chi} + \frac{k_z d}{1 + \chi} \right]. \quad (1.77)$$

Pro první mód s užitím podmínky $k_z d \ll 1$ se vzorec redukuje na

$$\frac{1}{v_g} = -\frac{4}{\omega_M d} \sqrt{\frac{\omega_0(\omega_0 + \omega_M)}{\omega_0}}. \quad (1.78)$$

- **Povrchové spinové vlny:** V případě, kdy $(1 + \chi) > 0$, komponenta k_x^i za předpokladu $k_z = 0$ je imaginární a jedná se o povrchové spinové vlny. V daném případě amplituda vln je představena exponenciální funkcí s maximy na površích. Pro k_y , $k_z > 0$ povrchové spinové vlny vznikají při úhlech větších než $\phi_s = \arctan \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_M}}$.

Dále budeme uvažovat jednotlivý případ spinových vln, pro nichž vlnový vektor leží kolmo na statickou složku vnějšího magnetického pole ($\theta = 90^\circ$). Pro případ povrchových spinových vln má disperzní relace tvar

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} (1 - e^{-2kd}). \quad (1.79)$$

Grupová rychlost v daném případě je definována stejně jako v předchozím případě a její obrácená hodnota je dána jako

$$\frac{1}{v_g} = \frac{4\omega}{\omega_M^2 d} e^{2kd}. \quad (1.80)$$

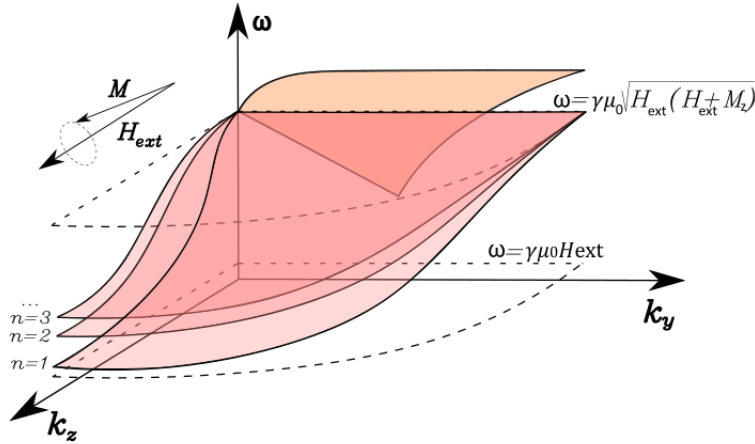
Pro případ $kd \approx 0$ se předchozí rovnice zjednoduší na

$$\frac{1}{v_g} = \frac{4}{\omega_M d} \sqrt{\frac{\omega_0(\omega_0 + \omega_M)}{\omega_M}}. \quad (1.81)$$

Grupová rychlost se šíří stejným směrem, jako fázová. Geometrie měření povrchových spinových vln je jinak nazývána Damonova-Eshbachova geometrie nebo zkráceně DE geometrie.

Nyní shrneme informace o spinových vlnách a podtrhneme důležité záležitosti spektra magnetostatických módů na příkladě jeho prvního kvadrantu. Analýzou disperzních relací dá se odhalit závislost mezi jednotlivými složkami vlnového vektoru v případě různých úhlů θ a úhlovou frekvencí. Schéma na obrázku 1.10 uvádí disperzní relace, které odpovídají určitým úhlům natočení vlnového vektoru vůči směru externího pole. Na osách se nacházejí složky k_z a k_y , které v dané geometrii zůstávají jediné při úhlech $\theta = 0^\circ$ a $\theta = 90^\circ$. Všimneme si, že na rozdíl od objemových vln, povrchové jsou definovány jediným módem. Všechny módy objemových vln se nacházejí v rozmezí úhlových frekvencí, dané dolní hranicí $\omega_{\text{low}} = \gamma\mu_0 H_{\text{ext}}$ a horní $\omega_{\text{high}} = \gamma\mu_0 \sqrt{H_{\text{ext}}(H_{\text{ext}} + M_0)}$. Povrchové spinové vlny podle [22] vznikají při úhlech θ , větších než $\phi_s = \arctan \sqrt{\frac{\omega_0}{\omega_M}}$.

1.4. SPINOVÉ VLNY



Obrázek 1.10: Jeden kvadrant spektra magnetostatických modů (povrch spektra může být rozšířen na jiné kvadranty). Osy k_z a k_y v souladu s geometrií obrázku 1.9 a) označují velikost složek k_z a k_y vlnového vektoru, jejichž velikost se mění v závislosti na natočení vektoru vůči směru vnějšího magnetického pole $\mathbf{H}_{\text{ext}}$. Inspirováno [24] a [22].

1.4.7. Spinové vlny v nekonečně rozlehlé vrstvě magnetizované kolmo na rovinu vzorku

Obrátíme se na geometrii vzorku na obrázku 1.9 b). Vnější magnetické pole v případě b) je na vrstvu kolmé. Tuto geometrii nazveme „out-of-plane“. Pokud vnější magnetické pole je kolmé na rovinu vzorku, dochází ve vzniku dopředných objemových vln šířících se ve všech směrech v uvažované rovině. Pro případ dopředných objemových spinových vln disperzní relace přijímá tvar

$$\tan\left(\frac{k_t d}{2} \sqrt{-(1+\chi)} - \frac{n\pi}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{-(1+\chi)}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.82)$$

Aproximace pro první mod zase navržená Kalinikosem vypadá jako

$$\omega^2 = \omega_0 \left[\omega_0 + \omega_M \frac{(1 - e^{-k_t d})}{k_t d} \right], \quad (1.83)$$

kde k_t značí velikost vlnového vektoru v rovině vzorku. Grupová rychlost získaná derivací přijímá tvar

$$v_g = \frac{(1+\chi)\omega_M d}{\zeta(2 - k_t d \chi)}. \quad (1.84)$$

Směr šíření grupové a fázové rychlosti je stejný.

1.4.8. Model Kalinikose-Slavina

Doposud jsme se zabývali vlnami, do nichž přispívá pouze dipolární interakce, tedy model je použit pro popis spinových vln s krátkou vlnovou délkou. Souborná relace byla navržena Kalinikosem, který do jednání zahrnul i výměnnou interakci, a popisu tohoto zpřesněného modelu bude věnována tato podkapitola. Více informací a odvození je v [25] a [26].

Rozložíme vlnový vektor do tečné složky k_t a kolmé složky k_n , které budou propojeny vztahem $k^2 = k_t^2 + k_n^2$. Disperzní relace potom má tvar

$$\omega = \gamma \sqrt{\left(B + \frac{2A}{M_0} \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\right)\right) \left(B + \frac{2A}{M_0} \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\right) + \mu_0 M_0 F_n\right)}, \quad (1.85)$$

kde člen F_n je dán jako

$$F_n = \sin^2 \theta + P_n \left(\cos(2\theta) + \sin^2 \theta \sin^2 \phi \left(1 + \frac{\mu_0 M_0 (1 - P_n)}{B + \frac{2A}{M_0} \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\right)} \right) \right). \quad (1.86)$$

Úhel mezi směrem vnějšího magnetického pole a normálou na vzorek je označen jako θ , úhel ležící v rovině vzorku mezi směrem magnetického pole a směrem šíření vlny je označen jako ϕ . Pro zpětné objemové vlny platí $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = 0$ (v radiánech), pro povrchové platí $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = \frac{\pi}{2}$, pro dopředné objemové $\theta = 0$.

Člen P_n pro případ, kdy není umožněn precesní pohyb spinů na povrchích (viz obrázek 1.8 a)), je dán jako

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \left(1 + \frac{2 \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2 (1 - (-1)^n e^{-k_t d})}{k_t d \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\right)} \right), \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.87)$$

V případě schopnosti spinu neomezeně vykonávat precesní pohyb (obrázek 1.8 b)) je člen P_n dán jako

$$P_n = \frac{k_t^2}{k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2} \left(1 + \frac{2k_t (1 - (-1)^n e^{-k_t d})}{d \left(k_t^2 + \left(\frac{n\pi}{d}\right)^2\right)} \frac{1}{1 + \delta_{0n}} \right), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.88)$$

2. Úvod do teorie supravodivosti

V této sekci se budeme věnovat zvláštní charakteristice některých materiálů, objevující se za nízkých teplot, která podle současných představ vykazuje zajímavé vlastnosti z hlediska aplikace v různých sférách průmyslu: supravodivost. Nejprve definujeme supravodivé látky a popíšeme Meissnerův efekt. Následně se zaměříme na vlastnosti supravodivých materiálů z hlediska Londonovy teorie supravodivosti a rozlišíme dva druhy supravodičů. Dále se podíváme na supravodivé látky z hlediska BSC teorie supravodivosti¹. V poslední části popíšeme charakteristiky systémů „supravodič/feromagnet/supravodič“ a „supravodič/feromagnet“, kde mimo jiné necháme prostor pro další diskusi v sekci 5.2.

2.1. Elektrodynamika a obecné vlastnosti supravodičů

Látku nazveme supravodivou, pokud vykazuje schopnost snížit hodnotu své resistivity na 0 při určité teplotě². Tuto teplotu nazveme kritickou nebo Curieovou teplotou, a označíme ji jako T_c [27]. Předpokládejme, že látku ochladíme na teplotu $T < T_c$ a přivedeme vnější magnetické pole H_{ext} . Zjistíme, že materiál přechází z normálního stavu do stavu, ve kterém má magnetická susceptibilita $\chi_m = -1$ (pro definici této veličiny se vrátíme k rovnicím 1.4 a 1.5). Látku v tomto stavu, nazývaném Meissnerův stav, kvůli předchozí relaci nazveme ideálním diamagnetikem, což znamená, že magnetická indukce B uvnitř materiálu za těchto podmínek je nulová. Na obrázku 2.2 a) lze vidět, že Meissnerův stav je dosažitelný v oblasti předvedeného grafu, jejíž hranice je dána funkcí závislosti H_{ext} (nebo-li H_c) na teplotě T

$$H_c(T) = H_c(0)\left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right). \quad (2.1)$$

Elektrodynamiku procesů podle Londonovy teorie (první navržené teorie supravodivosti) v supravodiči se dá popsat pomocí dvou rovnic, zvaných Londonovy rovnice [28]. Kvůli nekonečné vodivosti Ohmův zákon může být vyměněn za 1. Londonovou rovnici, popisující pohyb proudu v látce³

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{E}, \quad (2.2)$$

kde $\mathbf{j}$ je proudová hustota, $\mathbf{E}$ je intenzita elektrického pole, λ_L je Londonova hloubka vniku, definující praktický průnik magnetického pole do látky (angl. London penetration depth). Veličina je dána vztahem

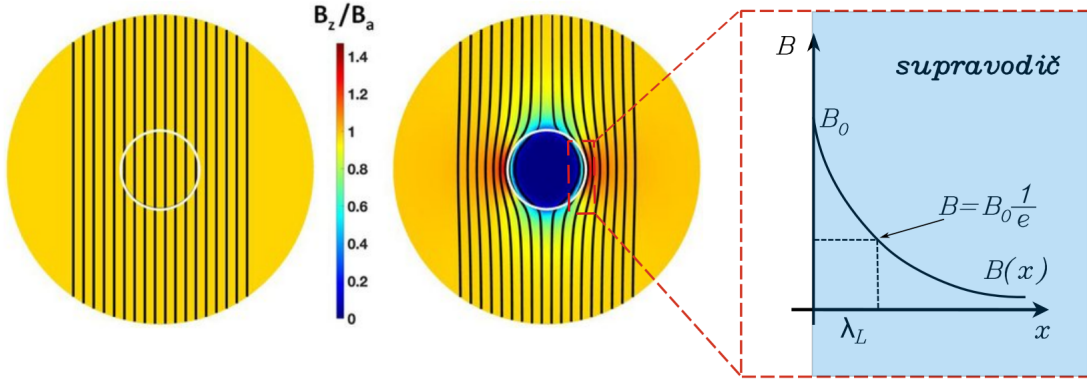
$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}}, \quad (2.3)$$

kde m je hmotnost elektronu, μ_0 je permeabilita vakua, n_s je hustota supravodivých nositelů náboje a e je elementární náboj. Tato veličina se mění v závislosti na teplotě a

¹Informace o teorii BSC viz 2.3.

²V reálných látkách jen na velmi malou hodnotu.

³Více o proudech v supravodiči je v 2.4.



Obrázek 2.1: Ilustrace Meissnerova jevu pro supravodivou sféru (zobrazenou ve řezu jako kruh, omezený bílou kružnicí). Nad teplotou přechodu statické vnější aplikované magnetické pole B_a v vertikálním směru rovnoměrně proniká normálním kovovým kulovým tělesem (vlevo, žlutá barva odpovídá $B_z = B_a$). Pod teplotou přechodu supravodič vylučuje magnetické pole (vpravo, barvy ukazují B_z/B_a - poměr skutečné magnetické indukce v oblasti k aplikovanému vnějšímu poli). Jsou zobrazeny svislé průřezy středem sféry. Černé čáry jsou proudnicemi magnetického pole. V červeném čtverci je schematicky znázorněn průběh poklesu magnetické indukce uvnitř látky v supravodivém stavu. Převzato a upraveno z [27].

tloušťce materiálu, pokud se jedná o tenkou vrstvu. Závislost na teplotě pro čisté supravodiče nekonečné tloušťky podle [29] a [28] v Londonově teorii může být popsána empirickým vztahem

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{(1 - (T/T_c)^4)}}, \quad (2.4)$$

kde $\lambda_L(0)$ je hodnota Londonovy hloubky pro teplotu $T = 0$.⁴ Velikost Londonovy hloubky vniku je charakteristická pro jednotlivé materiály.

Druhá Londonova rovnice se vztahuje k vnějšímu magnetickému poli

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{A}, \quad (2.5)$$

kde $\mathbf{A}$ je vektorový potenciál vnějšího magnetického pole. Kombinací rovnic 2.5 a 1.11 s přijetím, že $\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0$ ⁵ se dostaneme k tvaru rovnice pro exponenciální pokles pole uvnitř materiálů

$$B(x) = B_0 \exp\left(-\frac{x}{\lambda_L}\right), \quad (2.6)$$

⁴V tenkých vrstvách hodnota hloubky vniku se mění v závislosti na tloušťce supravodivé vrstvy. BSC teorie předpokládá další tvar hloubky vniku pro nulovou teplotu v tenkých vrstvách supravodičů s nečistotami[30]: $\lambda(0) = \lambda_L(0)\sqrt{1 + \frac{\xi_0}{l}}$. Kdy $l \gg \xi_0$, vztah redukuje na případ, popsáný rovnicí 2.4. Supravodiče, ve kterých se splňuje předchozí podmínka, nazveme čisté. Pro $\lambda(T)$ platí stejný empirický vztah 2.4 s výměnou $\lambda(0)$ za $\lambda_L(0)$. Význam koherenční délky ξ_0 a střední volné drahy elektronu v látce l , jejíž velikost závisí na tloušťce a úrovni čistoty látky, objasníme v kapitole 5.1.

⁵Kvazistatická aproximace, viz [7]. Přesto, že derivace $\mathbf{E}$ podle času je nulová samotná hodnota elektrické intenzity v supravodiči není nutně nulová, což poznáme v další kapitole, případně dle rovnice 2.10 s dalšími komentáři.

2.2. SUPRAVODIČE I. A II. DRUHU

kde B_0 je magnetická indukce v $x = 0$ v geometrii, uvažované na obrázku 2.1. Pro větší jasnost uvedeme základní charakteristiky Meissnerova stavu (podrobněji v [31])

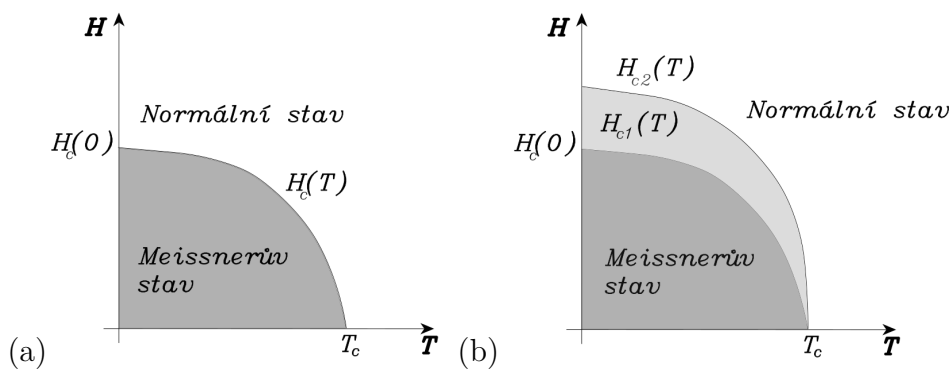
- Indukce magnetického pole B uvnitř vzorku v supravodivém stavu se rovná nule.
- V supravodivém stavu je supravodič ideálním diamagnetikem.
- Magnetické pole je v supravodivém stavu supravodičem vytlačováno a jeho rozložení je popsáno rovnicí 2.6.
- V čistém supravodiči nekonečné tloušťky hloubka vniku je definována Londonovou hloubkou vniku. V supravodičích s nečistotami se hloubka vniku liší v závislosti na úrovni čistoty a tloušťce supravodiče, což je ovlivněno velikostí střední volné dráhy elektronu v látce l .

Podrobné informace o obecných vlastnostech supravodičů se nacházejí v [32] a [33].

2.2. Supravodiče I. a II. druhu

V této sekci rozlišíme dva druhy supravodičů v závislosti na tom, jestli materiál může nebo nemůže okamžitě přecházet ze supravodivého stavu do normálního:

- **Supravodiče I. typu:** Supravodič okamžitě přechází z Meissnerova stavu do stavu plného průniku magnetického pole. U takových materiálů je dobře definována hodnota H_c . Vyskytuje se nejčastěji u materiálů složených z jednoho prvku.
- **Supravodiče II. typu:** Supravodič přechází z Meissnerova stavu do stavu plného průniku magnetického pole, přičemž vzniká pole polovičního průniku. Nejčastěji se pozoruje u složených látek. Londonova teorie neobsahuje vysvětlení chování supravodičů II druhu, k tomuto je potřeba využívat jiné teorie. Více o supravodičích II druhu viz v sekci 5.1. Schéma přechodu supravodiče II typu do supravodivého stavu je na obrázku 2.2 b).



Obrázek 2.2: Schéma přechodu do supravodivého stavu. Na grafu je zobrazena závislost magnetického pole na teplotě a) pro supravodiče I. typu. b) pro supravodiče II. typu. Světle šedou barvou na grafu přechodu pro supravodiče II. typu je označena zóna, kde v supravodičích II. druhu dochází k vzniku vortexu. Horní hranice přechodu je označena závislostí $H_{c2}(T)$, dolní hranice - $H_{c1}(T)$.

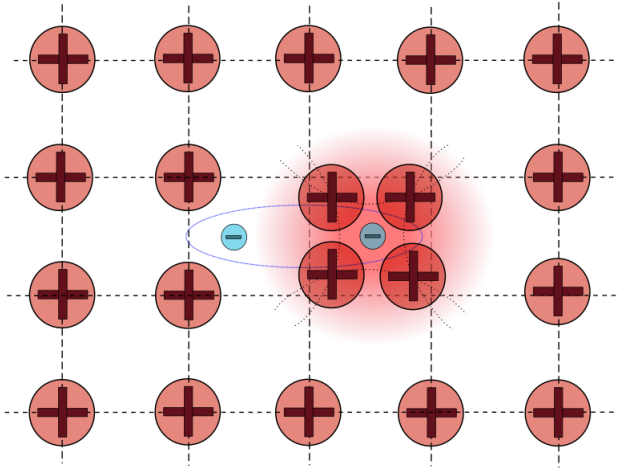
2.3. Doplnující informace: původ supravodivosti

Čím je dána příroda mechanismu supravodivosti? Odpověď na tuto otázku ve formě mikroskopické teorie BCS byla dána v roce 1957 J. Bardeenem, L. Cooperem a J. R. Schriefferem. Představme si krystalickou mřížku, ve které se nachází Fermiho plyn elektronů. Za normálních podmínek se elektrony odpuzují. Při dostatečném zchlazení látky elektron, pohybující se v mřížce, přitáhne k sobě blízké kladné ionty, čímž způsobí deformaci mřížky. V oblasti této deformace vznikne fonon, následně se projeví interakce fononu a blízkého k němu elektronu, kvůli níž se druhý elektron přitáhne k fononu. Vznikne takzvaný Cooperův pár (angl. Cooper pair), představující nejvíce energeticky výhodný stav pro stávající uspořádání systému. Při této interakci oba elektrony přecházejí ze stavu s vlnovým vektorem $\mathbf{k}_1$ do $\mathbf{k}'_1$ a $\mathbf{k}_2$ do $\mathbf{k}'_2$. Dojde k rozptylu elektronu na elektronu, přičemž bude platit: $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}'_1 + \mathbf{k}'_2$. Do interakce zapadnou elektrony, které se nacházejí v pásnu energií

$$|e_k - e_F| < \hbar\omega_D, \quad (2.7)$$

kde e_k je energie elektronu $e_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$, e_F je Fermiho energie $e_F = e_k = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m}$, ω_D je Debyeovská vlnová délka. Kvantitativně lze říci, že vstupují do interakce jen elektrony, ležící v úzké sférické vrstvě $2\Delta k$: $\frac{\Delta k}{k_F} = \frac{\hbar\omega_D}{e_F}$ vedle Fermiho povrchu [34]. Uvnitř krystalické mřížky se Cooperův pár pohybuje bez odporu. Nyní přejdeme k makroskopickému pohledu a vedle supravodiče v supravodivém stavu umístíme magnet. Tento magnet vyvolá v látce vírové proudy, tvořené při nízkých teplotách pohybem Cooperových párů (znázornění je na obrázku 2.3). Vytvářené pole bude téměř úplně vypuzovat vnější pole.

Podrobnější informace o problematice, včetně řešení Schrödingerovy rovnice a nalezení vlnových funkcí elektronů v BCS teorii, lze nalézt v [35].

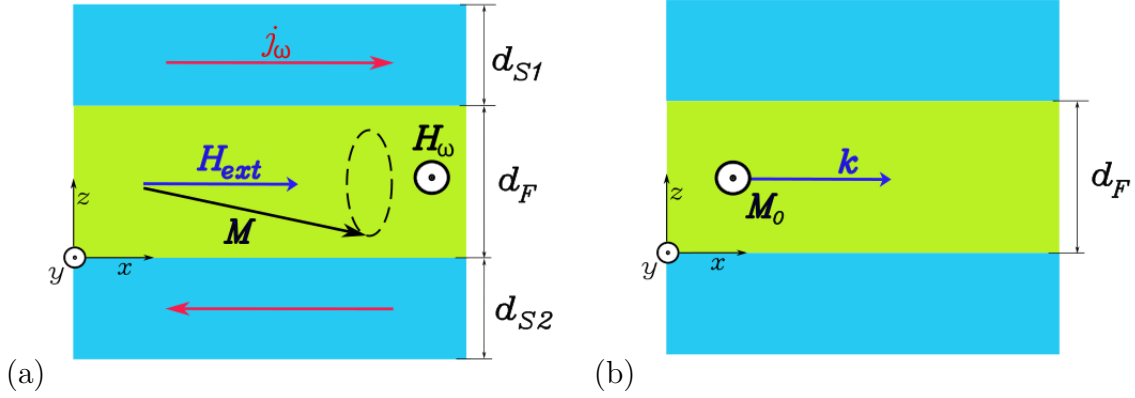


Obrázek 2.3: Schematická reprezentace krystalické mřížky. Ionty a elektrony jsou označeny červenou a modrou barvou. Jeden z elektronů přitahuje ionty v krystalické mřížce, čímž se tvoří fonon. Výsledně dva elektrony vytváří Cooperův pár.

2.4. Systém feromagnet-supravodič

Kombinace feromagnetu a supravodiče výjimečně ovlivňuje vlastnosti spinových vln, šířících se prostředím feromagnetu. V literatuře jsou začasť uvedeny informace o trojitých systémech supravodič/feromagnet/supravodič (S/F/S), proto tady uvedeme několik obvyklých relací, z nichž se pak bude možné odvodit případné relace pro systém feromagnet/supravodič. Uvažujeme geometrii na obrázku 2.4 a).

2.4. SYSTÉM FEROMAGNET-SUPRAVODIČ



Obrázek 2.4: Schémata trojitých systémů supravodič/feromagnet/supravodič. a) Feromagnetická rezonance v S/F/S systému. Precese magnetizace $\mathbf{M}$ způsobuje vznik elektrického pole mimo feromagnetickou vrstvu v souladu s Faradayovým zákonem. Vlivem pole pak vznikají vírové proudy, označené, jako $\mathbf{j}_\omega$. Konečně dle Maxwellových rovnic v feromagnetické vrstvě vznikne dodatečné magnetické pole $\mathbf{H}_\omega$. b) Geometrie vzorku pro šíření povrchových spinových vln s vlnovým vektorem $\mathbf{k}$. Velikost saturační magnetizace mířící podél osy x je tady označena M_0 . Převzato z [2].

Dynamická magnetizace v feromagnetické vrstvě za přítomnosti vnějšího magnetického pole ve tvaru

$$\mathbf{M}(\mathbf{t}) = \mathbf{M}_0 + \mathbf{M}_\omega e^{i\omega t} \quad (2.8)$$

vyvolá podle Faradayova zákona elektrické pole vně vzorku $\mathbf{E}_\omega = \pm(2\pi i\omega/c)d_F \mathbf{z} \times \mathbf{M}_\omega$ pro $z > d_F/2$ a $z < d_F/2$, které ve své řadě indukuje vírové proudy v přilehlých vrstvách supravodiče s proudovou hustotou

$$\mathbf{j}_\omega = \sigma_S \mathbf{E}_\omega, \quad (2.9)$$

kde vodivost v supravodivé vrstvě se definuje podle [36], jako⁶

$$\sigma_S(\omega, T) = \frac{1}{\mu_0 i \lambda(T)^2 \omega}. \quad (2.10)$$

K získání 2.10 použijeme úměrnost mezi elektrickým polem a vektorovým potenciálem ve formě: $\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{t})}{\partial t}$, kde $\mathbf{A}(\mathbf{t}) = \mathbf{A} e^{i\omega t}$. Velikost indukovaného proudu zde vyjádříme pomocí druhé Londonovy rovnice 2.5 a 2.9. Po úpravách se velikost vektorového potenciálu vykrátí. Indukované proudy v supravodiči způsobují vznik magnetického pole $\mathbf{H}_\omega$ uvnitř feromagnetické vrstvy. V [2] a [3] je přivedeno odvození rovnice pro feromagnetickou rezonanci v obecném tvaru pro systém S/F/S s uvažováním různých tlouštěk supravodivých vrstev

$$\frac{\omega_{FMR}^2 - \Omega_B^2}{\omega_{FMR}^2 - \Omega_K^2} = -\frac{d_F}{\lambda(T)} \left(\coth \frac{d_{S1}}{\lambda(T)} + \coth \frac{d_{S2}}{\lambda(T)} \right), \quad (2.11)$$

kde $\Omega_B = \mu_0 \gamma (H_{ext} + M_0)$ a $\Omega_K = \mu_0 \gamma \sqrt{H_{ext}(H_{ext} + M_0)}$. Hodnota M_0 je stanovena pro systém za pokojové teploty. Pro případ, kdy d_{S1} nebo d_{S2} se rovnají 0 rovnice přechází na tvar obyčejné Kittelovy rovnice.

Rozvineme rovnici 2.11 do obecnějšího tvaru pro případ tenké feromagnetické vrstvy

⁶Ve zdroji výsledek je uveden v systému jednotek CGS $\sigma_S(\omega, T) = \frac{c^2}{4\pi i \lambda(T)^2 \omega}$.

$$\omega_{FMR} = \gamma\mu_0 \sqrt{(H_{ext} + M_0)(H_{ext} + M_0 \frac{d_F}{\lambda(T)} (\coth(\frac{d_{S1}}{\lambda(T)}) + \coth(\frac{d_{S2}}{\lambda(T)})))^{-1}}. \quad (2.12)$$

Obrátíme se teď na geometrii vzorku na obrázku 2.4 b), jejímž prostředím se šíří povrchové spinové vlny. Za přijetí aproximace $d_{S1,2} \gg \lambda$ tvar relace pro spinové vlny bude odpovídat

$$\omega(k) = \mu_0 \sqrt{\frac{(\Omega_M + a\Omega_0)^2 - (\Omega_M + b\Omega_0)^2 e^{-2kd_F}}{a^2 - b^2 e^{-2kd_F}}}, \quad (2.13)$$

kde $\Omega_0 = \gamma H_{ext}$, $\Omega_M = \gamma M_0$, $a = 1 + \frac{k\lambda(T)}{\sqrt{1+k^2\lambda(T)^2}}$, $b = 1 - \frac{k\lambda(T)}{\sqrt{1+k^2\lambda(T)^2}}$. Zde pomocí vztahu 2.4 velikost Londonovy hloubky a následně i disperzní relaci navážeme na velikost teploty okolí vzorku. U popisu chování dvojité heterostrukury se podrobněji zastavíme v podkapitole 5.2.

3. Spektroskopie spinových vln

V této kapitole se pobavíme o metodě měření spektroskopie spinových vln a o přístroji, který bude pro tato měření využit.

3.1. VNA: principy a průběh měření

Spektroskopie spinových vln je technologie buzení spinových vln pomocí antény umístěné na magnetickém materiálu za aplikace různých vnějších magnetických polí. Vybuzená vlna bude detekována druhou anténou. K aplikaci této metody se využívá speciálního přístroje, o kterém se bude jednat v dalších podkapitolách.

3.1.1. Úvod

Obecně VNA nebo Vektorový obvodový analyzátor (ang. Vector network analyzer) se široce využívá v electronice, kde slouží k analýze elektronických obvodů, většinou fází a amplitud signálů [37].

V průběhu práce můžeme využívat jednoho, nebo několika portů, sloužících pro příjem nebo vysílání signálu. Tady popíšeme princip práce a ocharakterizujeme parametry pro dvouportová měření. Zavedeme pojmy vyslané a detekované vlny. V případě dvouportového měření na každý port přijde jedna dopadající a jedna odražená vlna. Označme je, jako a_1, a_2, b_1 a b_2 , kde písmenem a je poznamenána amplituda vyslané vlny pro jednotlivý port, jehož číslu odpovídá index. Stejně označíme detekované vlny písmenem b . Názorná schémata procesů jsou na obrázcích 3.1 a), b).

Označíme taky poměr amplitud detekovaných a vysílaných vln, jako absolutní hodnoty S-parametrů, zaznamenaných přístrojem v průběhu měření v komplexním tvaru, pro něž budou platit relace

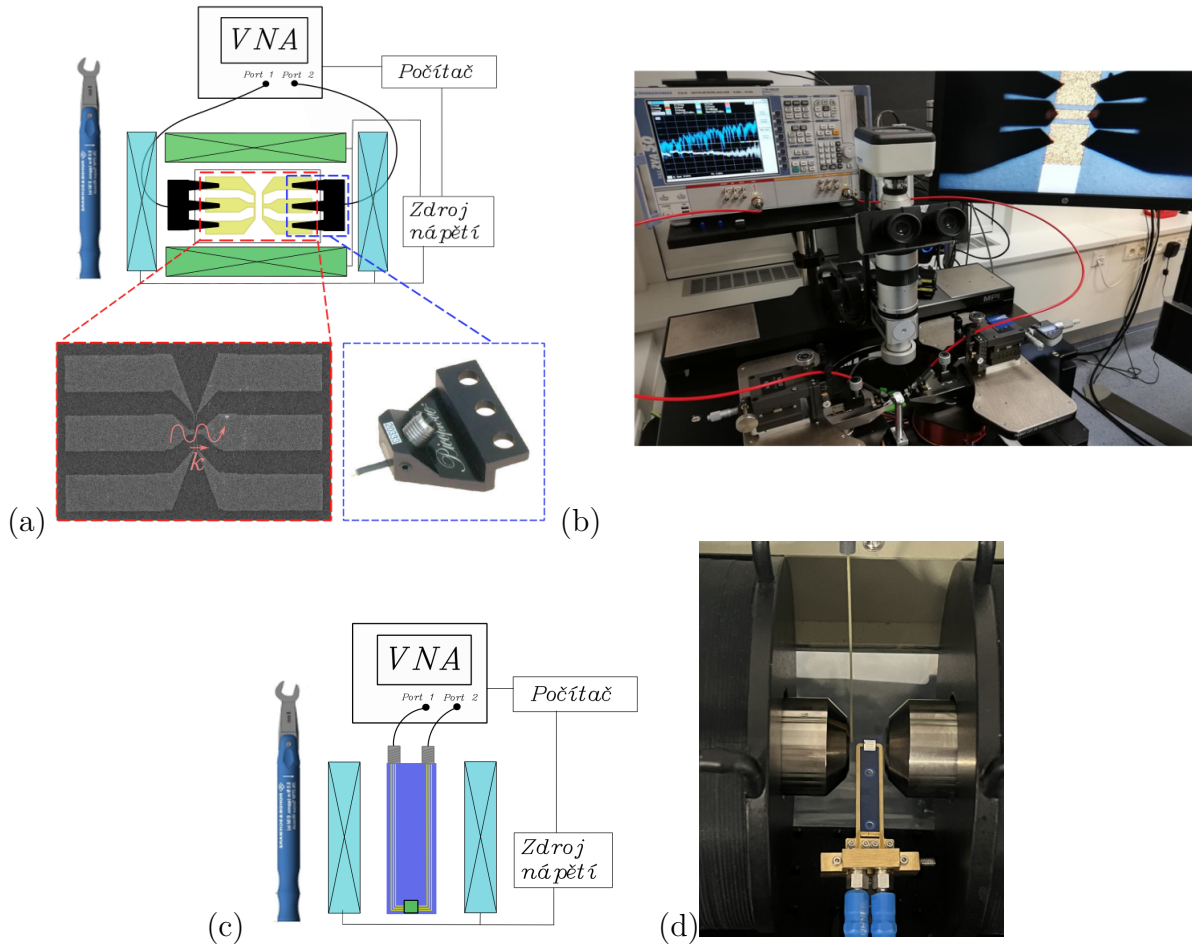
$$|S_{11}| = \frac{b_1}{a_1}, \quad |S_{21}| = \frac{b_2}{a_1}, \quad |S_{12}| = \frac{b_1}{a_2}, \quad |S_{22}| = \frac{b_2}{a_2}. \quad (3.1)$$

Tyto relace můžeme popsat ve tvaru matice

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}. \quad (3.2)$$

Většina procesů může být provedena pomocí jedno a dvouportových systémů. Nicméně občas se vyskytují systémy s třemi a více porty, u kterých je užitečné znát tvar matice 3.2, rozšířený o požadovaný počet portů.

V případě dalších měření přístrojem budou zaznamenány hodnoty S-parametrů v určitém rozsahu frekvencí pro každou jednotlivou hodnotu magnetického pole, vyvolaného pomocí cívek, do nichž je pouštěn proud. Signál je předáván na vzorek prostřednictvím sond, ručně umístěných na vodivé dráhy (přehledná konfigurace je na obrázku 3.1 a)). Sondy zajišťují propojení koaxiálních kabelů, pomocí nichž je přenášen signál z/do VNA, a přírodních drátů na povrchu látky. Získané S-parametry mají tvar komplexního čísla, kde amplituda je reprezentována magnitudou vlny a argument S-parametru ϕ odpovídá fázovému rozdílu mezi vysílanou a detekovanou vlnou. Komplexní S-parametr má tvar



Obrázek 3.1: a) Schéma zapojení prvků soustavy pro měření na VNA Rohde & Schwarz ZVA50 pomocí sond (Picoprobe model 40A s roztečí $50\ \mu\text{m}$ nebo $150\ \mu\text{m}$. Pro ilustrované antény magnety, označené zelenou barvou, odpovídají geometrii pro buzení povrchových spinových vln, modrou barvou odpovídají geometrii objemových spinových vln. Antény jsou připojeny na VNA pomocí sond. b) Fotografie uspořádání VNA pro měření pomocí sond. c) Schéma zapojení prvků soustavy pro měření na VNA pomocí CPW čipu. Definice CPW čipu bude uvedena později. Zelenou barvou je označen vzorek, na němž lze v představeném uložení změřit FMR (pro měření FMR v uvedené konfiguraci pomocí čipu musí být vzorek uložen magnetickou stranou dolů). d) Fotografie uspořádání VNA pro měření pomocí CPW čipu.

$$S_{ij} = |S_{ij}|e^{i\phi}. \quad (3.3)$$

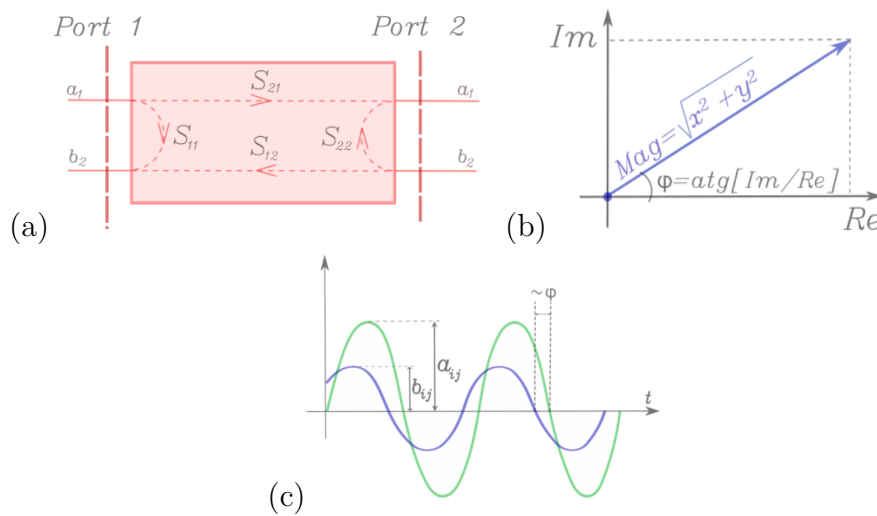
Důležité je také zmínit, že hodnoty amplitud z VNA mohou být zaznamenány ve formě decibelů. Převod z lineárních jednotek na decibely může být proveden pomocí vztahu

$$S_{ij}(\text{dB}) = 20 \cdot \log(|S_{ij}|). \quad (3.4)$$

Obdržený výsledek bude vždy záporný, protože detekovaný signál je menší než vysílaný. Například signál 0 dB znamená, že $S_{ij} = 1$, což představuje stejný poměr vysílané

3.1. VNA: PRINCIPY A PRŮBĚH MĚŘENÍ

a detekované vlny, tedy nedošlo k tlumení. Signál -10 dB ukazuje, že síla detekovaného signálu je o desetkrát menší, než síla vysílaného.



Obrázek 3.2: (a) Pohled na všechny S-parametry v dvouportovém systému. S_{11} a S_{22} představují poměr pro amplitudu odražené vlny a S_{12} a S_{21} pro transmisní. (b) Komplexní S-parametry. ϕ odpovídá fázovému rozdílu mezi vlnami. (c) Schéma, znázorňující vysílanou (zelená barva) a detekovanou (modrá barva) vlnu.

První kroky přípravy přístroje

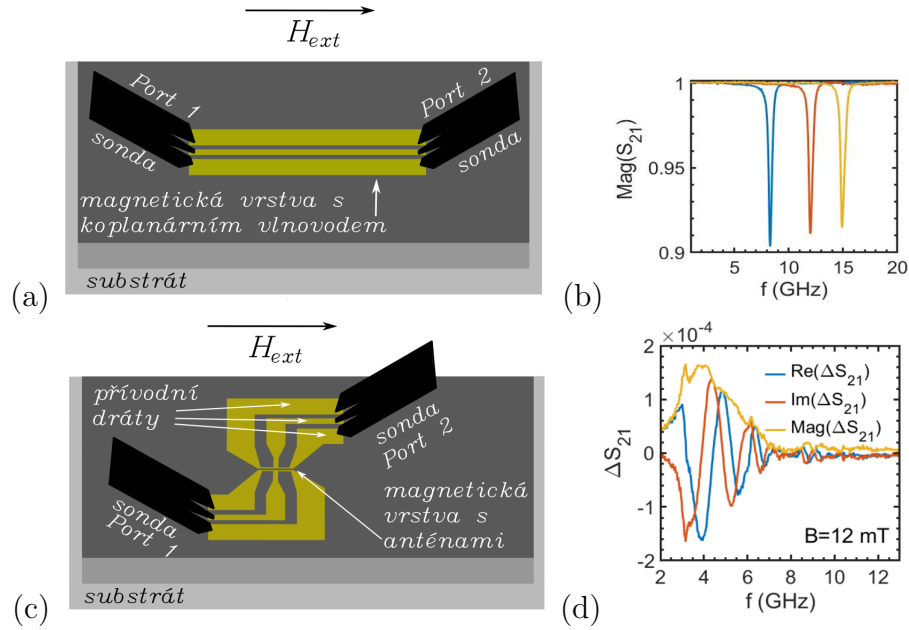
Samotnému měření vždy předchází několik kroků, které jsou zaměřeny na správné nastavení práce přístroje. Nejprve se zkontroluje zapojení sestavy, které by mělo přibližně odpovídat zapojení na obrázku 3.1 a) nebo c). Části zapojení se mohou lišit v závislosti na konkrétním měření. Pro měření pomocí sond v konfiguraci na obrázku a) se nejprve zkontroluje kvalita sond. Sondy nesmí být kontaminované a zuby sond nesmí být ohnuté. Pro obě konfigurace a), c) zapojené koaxiální kabely nesmí být poškozené, kvalita jejich zapojení do VNA se zkontroluje pomocí šroubováku. Na VNA se zkontroluje rozsah frekvencí, frekvenční krok, výkon vysílaného signálu (angl. power), šířka frekvenčního pásma (angl. bandwidth), provede se nastavení rozsahu polí a počtů jednotlivých polí.

3.1.2. Spektroskopie spinových vln

Pro měření feromagnetické rezonance se používá uspořádání, které je znázorněno na obrázku 3.3 a). Za přítomnosti vnějšího magnetického pole koplanárním vlnovodem prochází signál různých frekvencí. Na určité frekvenci, která odpovídá frekvenci feromagnetické rezonance, dochází k efektivní absorpci signálu magnetickým systémem. Při měření FMR se obvykle zaznamenává absorpční křivka, kde je zachycena závislost absorpce energie na frekvenci aplikovaného vysokofrekvenčního signálu. Příklady absorpčních křivek pro různé hodnoty polí je na obrázku 3.3 b).

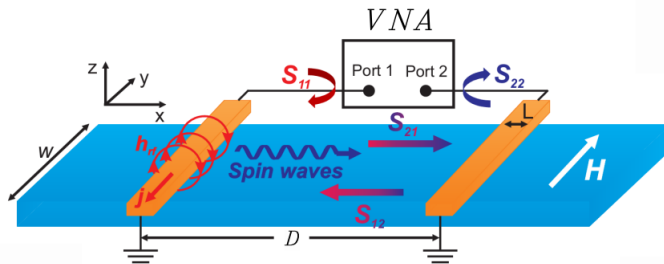
Pro měření spektroskopie spinových vln (angl. propagating spin wave spectroscopy nebo zkráceně PSWS) se používá uspořádání, které je znázorněno na obrázku 3.3 c). Při měření spinových vln se zaznamenávají transmisní parametry, které charakterizují poměr

amplitud pro dopadající a vysílaný signál a rozdíl fází. Příklad výsledného transmisního signálu je zobrazen na obrázku 3.3 d).



Obrázek 3.3: a) Schéma VNA-FMR experimentu. Koplanární vlnovod je nakontaktován na VNA pomocí sond. Vnější magnetické pole míří podél vlnovodu. Vlnovod je umístěn na magnetické vrstvě. Inspirováno [38]. b) Magnituda výsledného signálu s odečteným mediánem pro velikosti pole 50 mT (modrá křivka), 100 mT (červená křivka), 150 mT (žlutá křivka). Absorpce je patrná v místech piků. Převzato a upraveno z [38]. c) Schéma VNA-PSWS experimentu v DE geometrii. Antény jsou nakontaktovány na VNA pomocí sond. Vnější magnetické pole je usměrňováno kolmo na směr šíření vlnového vektoru. Antény jsou umístěny na magnetické vrstvě. d) Magnituda výsledného transmisního signálu s odečteným referenčním signálem (žlutá křivka), reálná část (modrá křivka), imaginární část (červená křivka) pro velikost pole 12 mT. Převzato a upraveno z [38].

Teď se podíváme blíže na skutečný mechanismus buzení spinových vln v uspořádání na obrázku 3.3 c). Při experimentech buzení a detekce spinových vln jsou realizovány pomocí dvou identických koplanárních antén, umístěných proti sobě v malé vzdálenosti. Signál ke každé anténě je veden pomocí přívodních drátů, nakontaktovaných pomocí sond na porty VNA podle schématu na obrázku 3.1 a). Na každou anténu je přiveden RF (vysokofrekvenční) signál, čímž v magnetickém materiálu je vytvářeno slabé pole h_z a silné proměnlivé pole h_x , lokalizované podél osy x v souladu s geometrií na obrázku 3.4. Výsledný vliv má převážně pole h_x [39].



Obrázek 3.4: Experimentální uspořádání ve velkém přiblížení: mechanismus buzení spinových vln. Budící antény jsou označeny oranžovou barvou, magnetická vrstva je modrá, spinové vlny jsou reprezentovány šipkami. Převzato z [39].

4. Praktická část

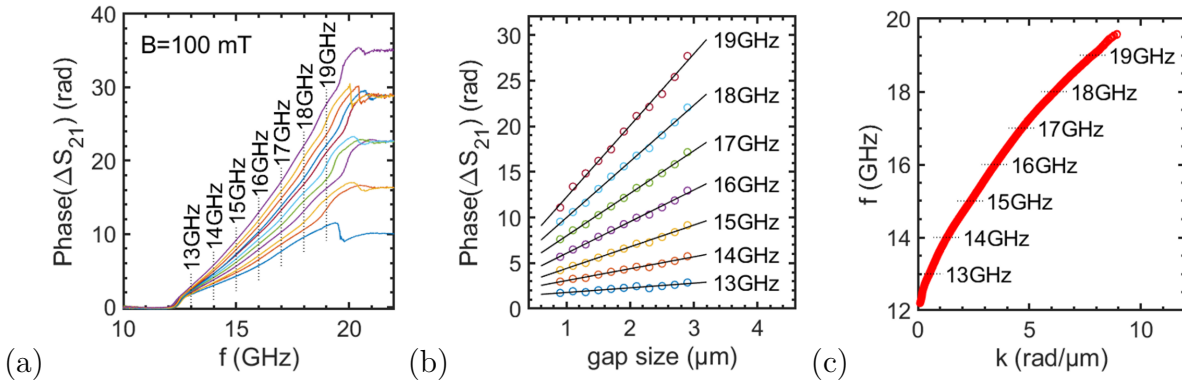
V této části přistoupíme k praktickým přípravným krokům předcházejícím budoucím měřením za nízkých teplot. Nejprve popíšeme modifikace CPW čipu, který bude využit pro další experimenty. Poté provedeme test transmise na různých substrátech a s různými designy transmisních vlnovodů za účelem odhadu nejlepší kombinace materiálů substrátu a parametrů vlnovodu. Následně přistoupíme k popisu procesu výroby nanoantén na ostrůvcích z NiFe v navržené konfiguraci, vhodné k měření v modifikovaném čipu. Dále provedeme kontrolu detekce spinových vln na zhotovených anténách.

4.1. Popis metody získání disperzní relace

Konečným cílem dále provedených kroků je příprava všech sestavujících částí pro budoucí měření za nízkých teplot. Idea experimentů spočívá v budování disperzní relace z údajů o závislosti fázového rozdílu mezi imaginární a reálnou složkou na frekvenci vysílaného signálu pro jednotlivou hodnotu vnějšího pole. Měření se provádí sériově na anténách různé vzdálenosti [38]. Dle postupu velikost fáze závisí na k -vektoru následovně

$$\text{Phase}(\Delta S_{12}[g, f]) = k(f)g + \phi_0(f), \quad (4.1)$$

kde g je vzdálenost mezi anténami a ϕ_0 je velikost původního rozdílu fáze na začátku měření (offset). Pro kvalitní analýzu dat S_{12} parametr, převzatý v průběhu experimentu na VNA, zbavuje se pozadí a převádí se na ΔS_{12} prostřednictvím extrakce mediánu [38].



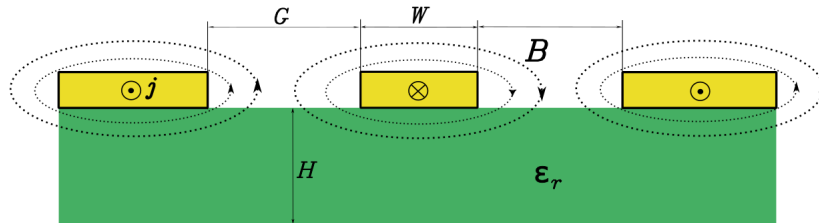
Obrázek 4.1: Obdržení disperzní relace z PSWS experimentů na CoFeB vrstvě tlusté 30 nm. a) Rozbalené rozdíly fází pro jednotlivé vzdálenosti mezi anténami. b) Názorné proložení závislosti fází na vzdálenosti mezi anténami pro jednotlivé frekvence. Směrnice každé křivky udává velikost k -vektoru pro jednotlivou frekvenci. c) Disperzní relace. Převzato z [38].

4.2. Modifikace CPW čipu

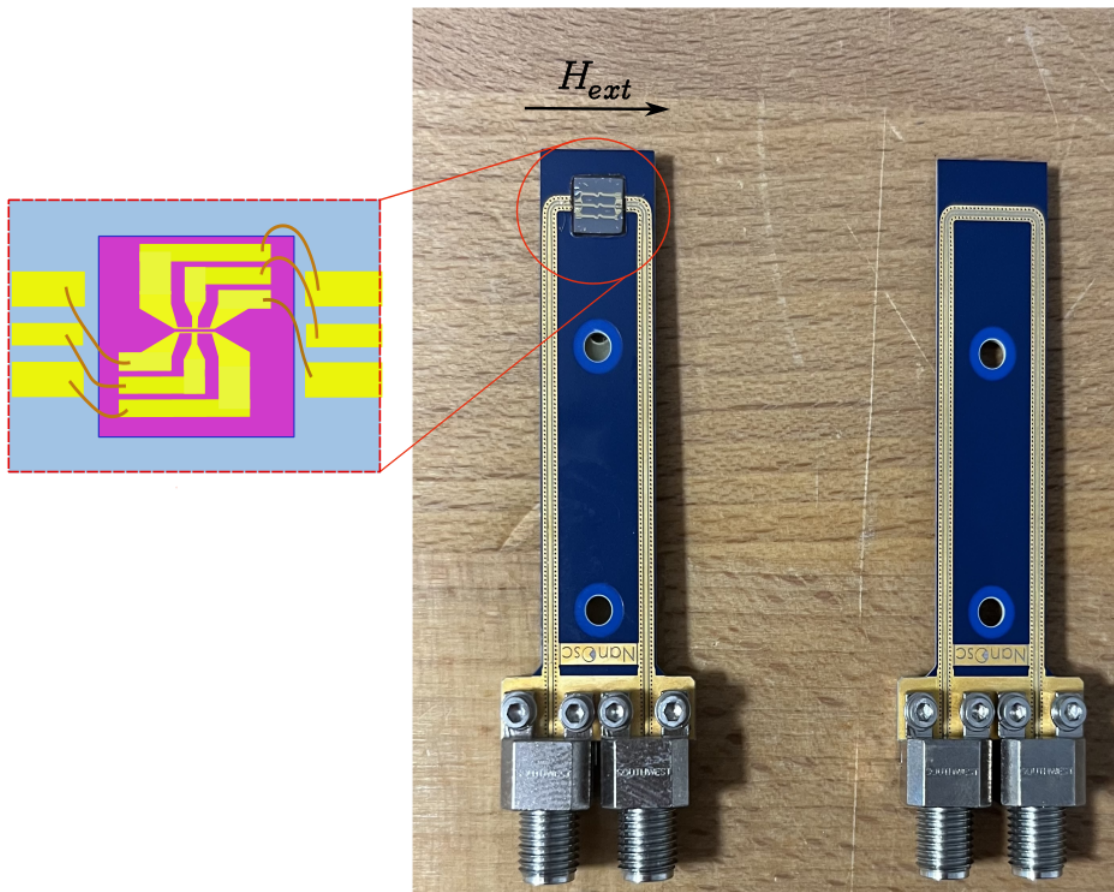
Pro měření FMR za nízkých teplot se využívá speciálních antén typu koplanární vlnovod, umístěných na substrátu. Avšak nejsou vhodné pro excitaci spinových vln. Proto byla provedena příslušná modifikace již existujícího CPW čipu¹. Na obrázku 4.2 je představeno

¹anténa typu koplanární vlnovod, angl. coplanar waveguide.

schéma CPW čipu v řezu. Na obrázku 4.3 jsou zobrazeny upravený a neupravený čip. V horní části, symetricky vůči okrajům, byla vyrobena díra o rozměrech 5 mm x 5 mm, do které lze vložit vzorek. Antény se vyrábějí tak, aby konce přívodních drátů byly co nejblíže ke krajům vzorků. Vlnovody na CPW čipu a přívodní dráty na anténách se následně napájejí metodou drátkového spojování (angl. wire bonding). Ze spodní strany CPW čipu je pro podporu vzorku připevněna deska.



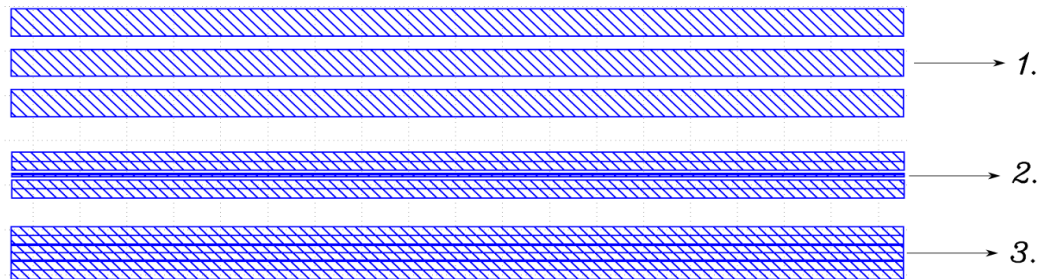
Obrázek 4.2: Pohled na řez koplanárním vlnovodem. Zde W představuje šířku signálního pásma, G je vzdálenost mezi signálním pásmem a zemí, H označuje výšku substrátu, na kterém je umístěn vlnovod, $\mathbf{j}$ je proudová hustota, $\mathbf{B}$ je magnetická indukce, vytvořená $\mathbf{j}$, a ϵ_r je relativní permitivita substrátu.



Obrázek 4.3: Fotografie upraveného (zleva) a neupraveného (zprava) čipu. Vedle čipu zleva je schématické uspořádání pro měření. Růžovou barvou je označen substrát, samotné antény jsou natočeny vůči vnějšímu poli tak, aby úhel mezi vlnovým vektorem a vnějším polem činil 90 stupňů, čímž je zajištěna propagace povrchových vln.

4.3. Kontrola transmise: volba vhodného substrátu

Prvním krokem při přípravě pro budoucí měření byla kontrola transmise na vlnovodech vyrobených na různých substrátech. Cílem tohoto kroku bylo nalézt vhodný substrát pro výrobu nanoantén pro měření spinových vln, na němž by se zajišťovaly minimální ztráty signálu. Během experimentu byly zkoušeny následující materiály: GaAs (galium arsenid), Si (křemík), Si pokrytý tlustou $3\text{ }\mu\text{m}$ vrstvou SiO_2 (oxid křemíku), quartz nebo-li křemenné sklo (SiO_2) a Al_2O_3 (safír). Pro experimenty metodou optické litografie byly připraveny vlnovody, jejichž šířka pruhů a vzdálenost mezi nimi průměrně odpovídala impedanci $50\text{ }\Omega$. Na všech substrátech byl vyroben stejný design. Na quartzu byly vyrobeny tři různé designy, přičemž jeden z nich přímo odpovídal jeho impedanci². Výpočet impedance byl proveden v aplikaci txline.exe³. Spočítané hodnoty impedance pro vlnovody 1. a 2. na každém substrátu jsou v tabuli 4.1. Během experimentu na každém substrátu byly vyzkoušeny dvě varianty vlnovodů s průměrně stejnou teoretickou impedancí, ale výrazně odlišnými šířkami pruhů. Pro vykreslení designu vlnovodu bylo využito programu KLayout.⁴ Samotná měření probíhala za použití VNA. Pomocí sond byl zajištěn přenos signálu z VNA na koplanární vlnovody. Ztráty byly pak pozorovány v transmisním poměru S_{12} .



Obrázek 4.4: Design použitých vlnovodů. Parametry vlnovodů: $W=120\text{ }\mu\text{m}$, $G=60\text{ }\mu\text{m}$ pro 1.; $W=16\text{ }\mu\text{m}$, $G=8\text{ }\mu\text{m}$ pro 2.; $W=65\text{ }\mu\text{m}$, $G=5\text{ }\mu\text{m}$ pro 3. Design 3. se vyráběl pouze na quartzu.

Tabulka 4.1: Výpočtená impedance pro vlnovody

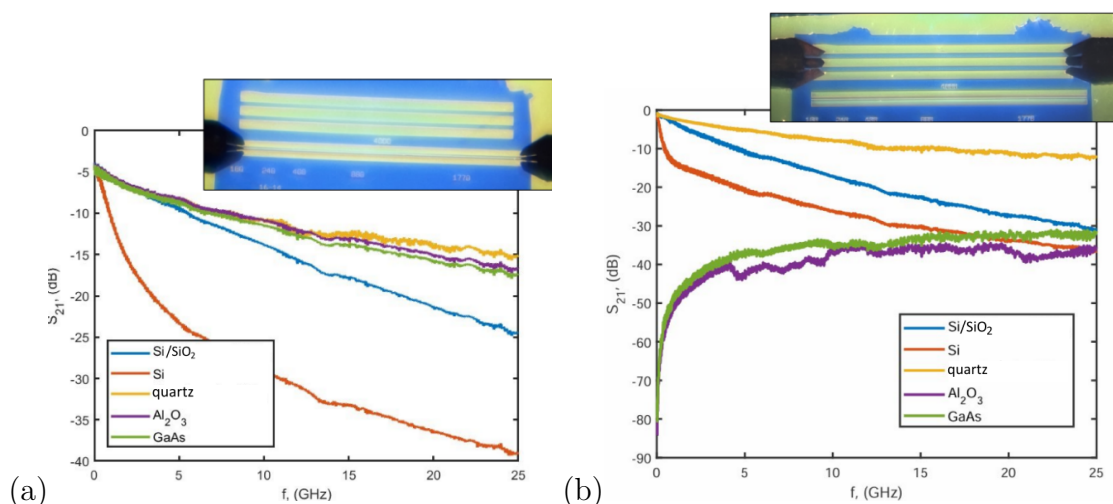
Substrát	ε_r	impedance vlnovodu 1., Ω	impedance vlnovodu 2., Ω
Si	11.9	52.47	50.36
quartz	3.76	83.63	82.5
GaAs	12.9	50.62	45.06
Si/ SiO_2	11.9	52.47	50.36
Al_2O_3	9.8	57.12	55.78

Výsledky kontroly transmise jsou zobrazeny na obrázku 4.5. Jak je patrné, nejlepší transmise pro obě varianty vlnovodů byla dosažena na quartzu (i přes to, že vlnovody 1 a 2. na quartzu neodpovídají impedanci $50\text{ }\Omega$ na zadaném substrátu). Pro designy typu 2. a 3. na quartzu se ukázaly stejné výsledky transmise. Pro výrobu nanoantén jako substrát byl však zvolen GaAs z důvodu snadnějšího litografického procesu, design přívodních drátů nanoantén byl založen na 2. typu vlnovodu, zobrazeného na obrázku 4.4).

²Impedance vlnovodu 3, výhradně vyrobeném na quartzu, je $50,3\text{ }\Omega$

³https://www.cadence.com/en_US/home/tools/system-analysis/rf-microwave-design/awr-tx-line.html

⁴<https://www.klayout.de/>.



Obrázek 4.5: Porovnání transmisních spekter pro různé substráty. a) Substráty s designem typu 2. Pro designy typu 2. a 3. na quartzu se ukázaly stejné výsledky transmise. b) Substráty s designem typu 1. V rohu každého grafu je foto měřeného vlnovodu na GaAs. V rohu každého grafu jsou názvy jednotlivých substrátů.

4.4. Výroba nanoantén

Pro uskutečnění měření spektroskopie spinových vln v systému ferromagnet/supravodič za pokojových teplot a dále i za nízkých teplot nezbytnou částí je výroba nanoantén, umožňujících propagaci a detekci spinových vln v modifikovaném čipu. Výroba nanoantén předpokládá využití složité techniky jmenované elektronová litografie nebo litografický proces. V této kapitole popíšeme etapy procesu výroby součástek, které budou pak využity v dalších měřeních. Stručně popíšeme výrobu ostrůvků z NiFe metodou optické litografie, podrobněji se však zastavíme u elektronové litografie.

4.4.1. Úvod do elektronové litografie

Elektronová litografie je technika tvorby vzorů na vzorku, využívající paprsek zrychlených elektronů. Používané vzorky jsou pokryty lakem, citlivým na dopad zrychlených elektronů (resist). Dopad elektronů mění rozpustnost resitu v místech dopadu, což umožňuje jeho výběrové odstranění ponořením vzorku do speciální kapaliny (vývojka).

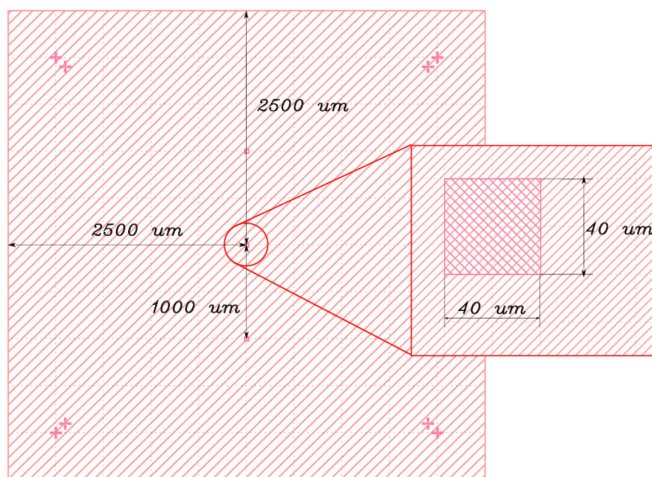
4.4.2. Výroba čtverců z NiFe

Podle designu na obrázku 4.6 byly metodou optické litografie připraveny čtverce o velikosti $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$. V průběhu optické litografie byl využit fotoresist AZ MIR 701⁵, jeho parametry budou uvedeny v tabuli níže. Pro vyvolání byla použita vývojka po dobu 60 sekund. Do zhotovených v optickém litografu⁶ čtverců následně byla napařena vrstva NiFe o tloušťce 30 nm. Lift-off byl proveden v rozpouštědlo (angl. remover) AZ-300T po dobu 10 minut za využití ultrazvuku po dobu 1 minuty. Důvod výroby nanoantén ve formě čtverců bude následně popsán v podkapitole 4.5.

⁵https://www.microchemicals.com/micro/tds_az_mir701_photoresist.pdf

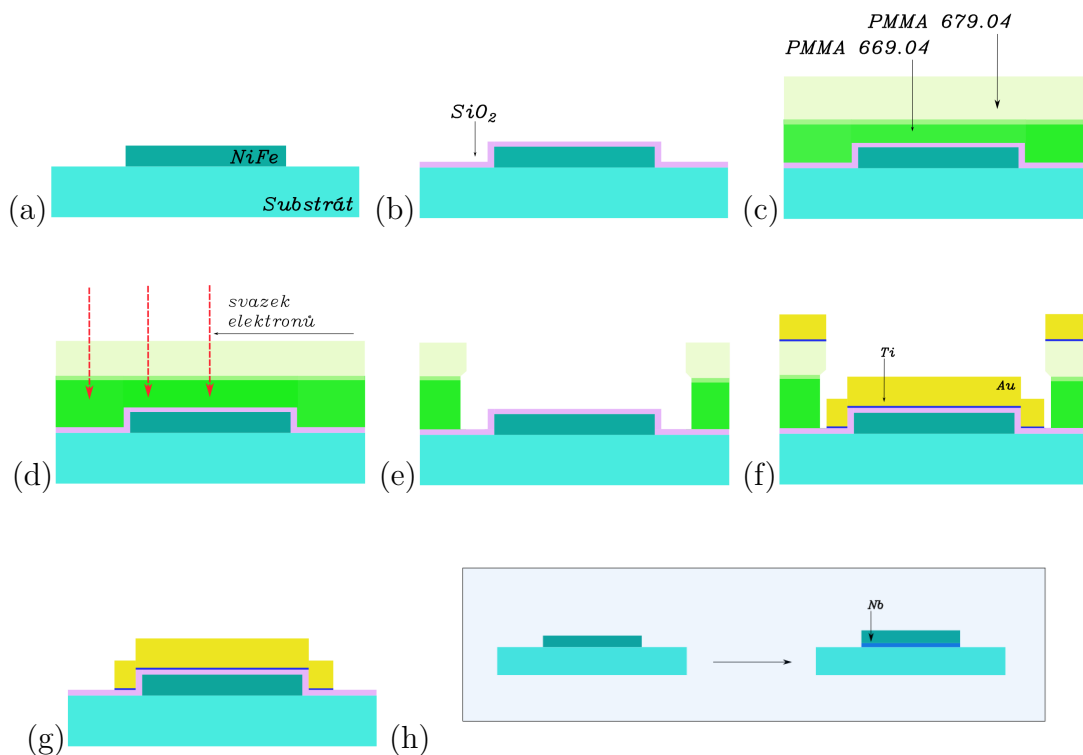
⁶ML3 Baby MicroWriter (ML3 Baby MicroWriter (ML3-BABY) <https://nano.ceitec.cz/ml3-baby-microwriter-ml3-baby/>

4.4. VÝROBA NANOANTEN



Obrázek 4.6: Design čtverců, vytvořený v programu KLayout. V centru jsou umístěny tři ostrůvky, v rozích se nacházejí speciální značky, jejichž se užívá v implementaci druhého litografického kroku, v průběhu kterého podle těchto značek se rozhoduje, v jakém místě se bude nacházet další design (v našem případě design antén). Výrobu ostrůvků metodou optické litografie uskutečnil Dr. Jaganandha Panda.

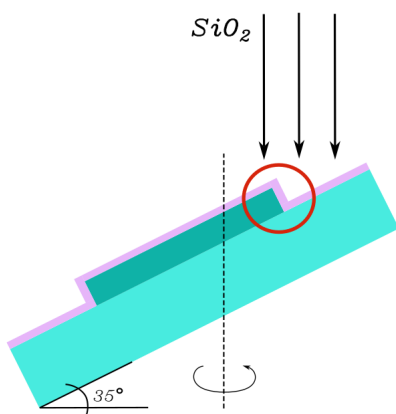
4.4.3. Výroba nanoantén



Obrázek 4.7: Ilustrace procesu výroby nanoantén. a) Začíná se se substrátem s napařenými ostrůvky z NiFe o tloušťce 30 nm. b) Poté se vzorek pokrývá vrstvou SiO_2 o tloušťce 8 nm metodou vakuového napařování. c) Následuje nanosení dvojité vrstvy resistu metodou odstředivého nanášení (angl. spin-coatingu). d) Vzorek se exponuje v litografickém zařízení pomocí elektronového paprsku. e) Podle navrženého designu se resist odstraní v exponovaných oblastech. f) Následuje napaření adhezní vrstvy Ti a vodivé vrstvy Au. g) Hotový vzorek po provedení lift-offu. e) Pokud se vyrábějí antény pro reálná měření, napařují se vrstvy Nb a NiFe namísto NiFe.

V této podkapitole podrobně popíšeme litografický proces výroby antén na NiFe nebo na dvojité vrstvě Nb/NiFe. Základní kroky procesu výroby jsou zobrazeny na obrázku 4.7.

- **Čištění vzorku:** Vzorek s vyrobenými čtverci byl umístěn do kádinky s acetonem a izopropylalkoholem (IPA), kde byl očištěn od kontaminací, které zůstaly po procesu optické litografie, po dobu jedné minuty v každé kapalině. Poté byl osušen proudem dusíku a následně byl upečen po dobu 1 minuty při 150 stupních, čímž byla zajištěna úplná čistota povrchu.
- **Napařování vrstvy SiO_2 :** Po předběžném čištění vzorků byla na povrch napařována vrstva SiO_2 s cílem izolovat vodivou vrstvu NiFe od povrchu antén. Vzorek byl uchycen na štítu pomocí lepící pásky a umístěn uvnitř komory evaporátoru. Před napařováním byl štít vyčištěn od zbytků předchozích materiálů vystavením proudu dusíku. Napařování probíhalo v evaporátoru metodou vakuového napařování⁷ pod úhlem 35 stupňů při točení štítu rychlostí 5 rpm ($1 \text{ rpm} = 0.1047 \text{ rad/s}$), aby bylo zajištěno, že SiO_2 pokryje i boční strany magnetických ostrůvků. Výsledná tloušťka vrstvy činila 8 nm.



Obrázek 4.8: Schéma umístění vzorku uvnitř komory evaporátoru pro napařování vrstvy SiO_2 . Vzorek je názorně odkloněn na úhel 35 stupňů. Jedna z bočních stran je vyznačena červeným kroužkem.

- **Čištění vzorku:** Vzorek byl opětovně očištěn. Pro čištění byl použit aceton, do kterého byl vzorek ponořen na dobu 3 minuty, a IPA, do kterého byl vzorek ponořen na dobu 2 minuty. Pro lepší čištění byl vzorek v acetonu umístěn do ultrazvukové koupele po dobu 15 sekund. Následně byl očištěný vzorek vystaven proudění dusíku k vysušení a byl vypékán po dobu 2 minut k odstranění případných zbytků kontaminací a čisticích prostředků.
- **Nanesení dvojvrstevného resistu:** Po čištění byly na vzorek postupně naneseny dva resisty metodou odstředivého nanášení (spin-coating)⁸. Parametry jsou uvedeny v tabulce 4.2. Vzorek byl umístěn na rotující se hlavici, přičemž tloušťka naneseného resistu byla ovlivněna rychlostí otáček za sekundu, zrychlením a dobou otáčení podle instrukcí výrobce⁹.

⁷Electron beam evaporator BESTEC (EVAPORATOR) <https://nano.ceitec.cz/electron-beam-evaporator-bestec-evaporator/>

⁸Lithographic wetbench for coating (SUSS-WETBENCH): LabSpin 6 <https://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>

⁹https://www.allresist.com/wp-content/uploads/sites/2/2020/03/AR-P630-670_english_Allresist_product-information.pdf

4.4. VÝROBA NANOANTEN

Tabulka 4.2: Parametry aplikovaných resistů pro odstředivé nanášení

Resist	Doba otáčení, s	Otáčky za sekundu, rpm	Zrychlení, $\frac{1}{s^2}$	Tloušťka, nm
PMMA AR-P 669.04	60	4000	2000	220
PMMA AR-P 679.04	60	4000	2000	270
AZ MIR 701	60	5000	2000	1080

- **Vypékání:** Po nanesení resistu byly vzorky upečeny¹⁰, čímž se zaručilo, že nanesený kapalný resist se zatvrdí. Parametry vypekání jsou v tabuli 4.3.

Tabulka 4.3: Parametry vypekání

Resist	Doba vypekání, s	Teplota, stupně
PMMA AR-P 669.04	180	150
PMMA AR-P 679.04	180	150
AZ MIR 701	90	110

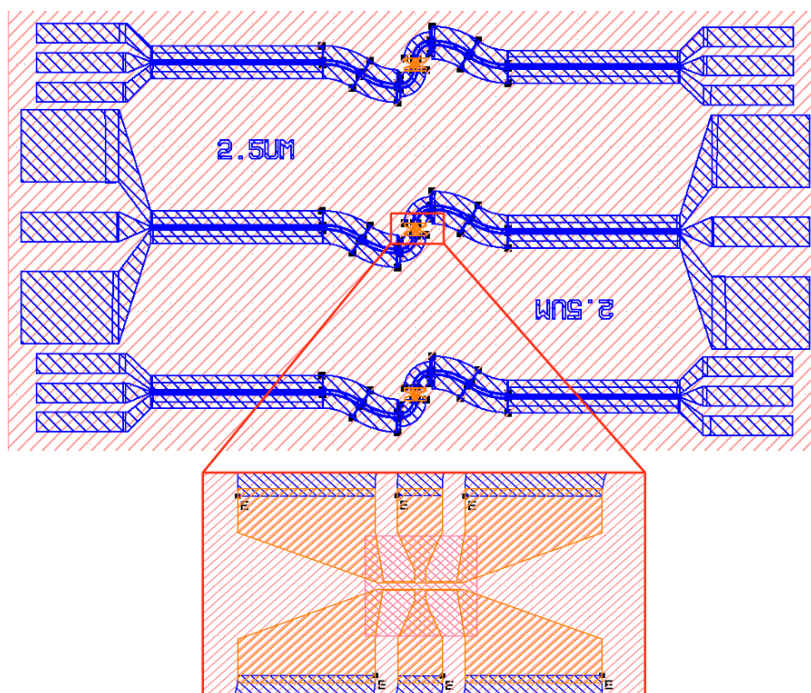
- **Elektronová litografie:** Hotový vzorek s nanesenou vrstvou resistu se umístil do komory litografu¹¹, kde pomocí svazku elektronů v místech určených designem docházelo k expozici. Parametry použité během litografie jsou níže:
 - Proud: 210 nA/710 nA (z důvodu šetření času je design součástky rozdělen do částí. Menší z nich se exponují s menším proudem, což umožňuje dosáhnout vyšší přesnosti. Větší části jsou exponovány s vyšším proudem, což zprovožňuje rychlejší expozici.)
 - Napětí: 30 kV
 - Dóza: $270 \frac{\mu C}{cm^2}$
 - Velikost posuvu: 10 nm (programem je vzorek rozdělen do čtverců o velikosti 10×10 nm a expozice probíhá postupně po oblastech. Jejich vzájemná návaznost je zajištěna kalibrací přístroje).
- **Vyvolání:** Při ponoření vzorků do vývojky dojde k porušení vazeb polymethylmethakrylátových (PMMA) řetězců v resistu v místech ozáření, čímž se navýší jeho rozpustnost. Při použití dvou resistu horní vrstva obsahuje delší řetězce s horší rozpustností. Výsledné rozložení resistu v místech ozáření je schématicky znázorněno na obrázku 4.7 e). Pro vyvolání se využilo vývojky AR 600-56, do níž vzorek se ponořil na 3 minuty, a následně IPA, ve kterém se vzorek nacházel 30 vteřin.
- **Odstranění zbytku resistu:** Po vyvolání v místech určených designem zůstávají zbytky resistu, občas neviditelné pouhým okem. Pro jejich odstranění vzorek byl očišťován metodou reaktivního iontového leptání¹² kyslíkem po dobu 15 vteřin.

¹⁰Lithographic wetbench for coating (SUSS-WETBENCH): HP8 <https://nano.ceitec.cz/lithographic-wetbench-for-coating-suss-wetbench/>

¹¹Scanning Electron Microscope/E-beam writer TESCAN MIRA3Raith LIS (MIRA-EBL) <https://nano.ceitec.cz/scanning-electron-microscope-e-beam-writer-tescan-mira3raith-lis-mira-eb/>

¹²RIE by F Chemistry and PECVD of hard C-based films Oxford Instruments Plasma Technology PlasmaPro 80 (RIE-FLUORINE) <https://nano.ceitec.cz/rie-by-f-chemistry-and-pecvd-of-hard-c-based-films-oxford-instruments-plasma-technology-plasmapro-80-rie-fluorine/>

- **Napařování vodivé vrstvy:** Samotné antény se napařují metodou vakuového napařování. Pro lepší adhezi nejdříve bylo nanášeno 5 nm titanu, dále následně bylo napařeno 100 nm zlata.
- **Lift-off:** Pro odstranění resistu vzorek po ukončení předchozího kroku je umístěn do acetonu na dobu 12 hodin. V místech, kde zbyl resist dojde k odplavení PMMA. Pro odstranění zbytků resistu se využilo ultrazvuku po dobu 2 vteřin. Naposledy vzorek za uchopení pinzetou byl vystaven proudu acetonu ze stříčky.
- **Kontrola nanoantén** Hotové antény byly zkontrolovány na poškození na optickém mikroskopu¹³ a SEM¹⁴. Převzaté snímky jsou uvedeny v dodatku A.



Obrázek 4.9: Design nanoantén na NiFe. Vzdálenost mezi anténami zde je $2.5 \mu\text{m}$. Velikost vzorku je $5 \times 5 \text{ mm}$. Rozšířené části nanoantén jsou určeny pro pohodlné napájení metodou drátkového spojování. Prímárně se používá centrální antény, dvě antény vedle byly vyrobeny dodatečně, jako náhradní, v případě poškození centrální. Vytvořeno v KLayout.

4.4.4. Excitační spektra

Existuje mnoho typů nanoantén pro propagaci spinových vln, které jsou porovnávány mezi sebou pomocí excitačních spekter, udávaných excitační účinností J_{ext} , poskytující informace o poměru excitace každého k-vektoru ([38] a [40]). Toto spektrum se počítá pomocí Fourierovy transformace z prostorového rozložení magnetického pole, tvořeného anténou. Pro jednoduchou anténu s přímým vodičem může být excitační spektrum vypočteno jako

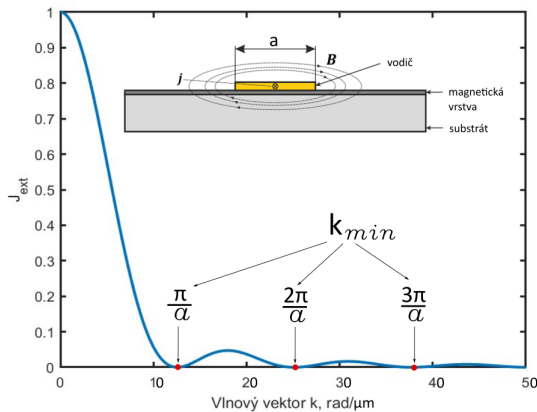
¹³Optical microscope Zeiss Axio Imager A2 (ZEISS-NANO) <https://nano.ceitec.cz/optical-microscope-zeiss-axio-imager-a2-zeiss-nano/>

¹⁴Scanning electron microscope (SEM) MIRA3 XMU (MIRA-STAN) <https://nano.ceitec.cz/scanning-electron-microscope-sem-mira3-xmu-mira-stan/>

4.5. MĚŘENÍ SPEKTROSKOPIE SPINOVÝCH VLN

$$J_{\text{ext}}(k) = \left(\frac{\sin\left(\frac{ka}{2}\right)}{\frac{ka}{2}} \right)^2, \quad (4.2)$$

kde a je šířka vodiče. Rozložení excitačního spektra pro jednoduchou anténu typu STR je na obrázku 4.10.



Obrázek 4.10: Excitační spektrum jednovodičové nanoantény s vyznačenými minimy, odpovídající vlnovému číslu $k_{\min}$. Zde šířka antény je $a = 500$ nm. $k = 0$ odpovídá FMR. Vpravo nahoře je schematická ilustrace vlnovodu, tvořícího magnetické pole $\mathbf{B}$. Vlnovodem teče proud o proudové hustotě $\mathbf{j}$.

4.5. Měření spektroskopie spinových vln

V 4.3 bylo zjištěno, že při výrobě nanoantén s co nejmenšími ztrátami při transmissi v dlouhých přívodních drátech, které tvoří větší části antén, záleží hodně na materiálu, na jehož povrchu jsou umístěny vlnovody. Jelikož umístění přívodních drátů, které přenášejí a odnášejí signál do antén, na magnetickém materiálu vede k větším energetickým ztrátám, bylo rozhodnuto zmenšit plochu magnetického povrchu tak, aby na substrátu zůstala co největší plocha vlnovodů, které vykazují minimální ztráty. Výsledná plocha magnetického povrchu na vzorku je tedy čtvercová s rozměry $40 \mu\text{m} \times 40 \mu\text{m}$, a proces výroby antén s touto konfigurací je popsán v podkapitole 4.4.

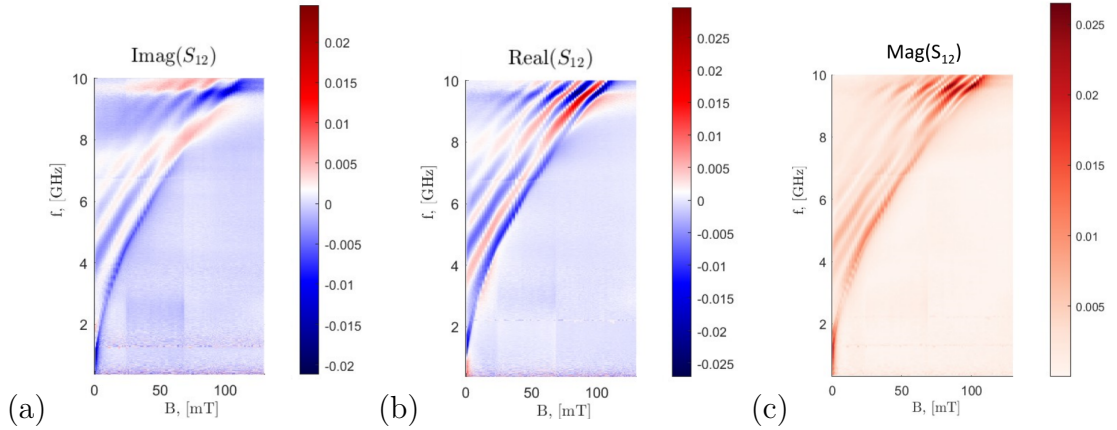
Nyní se zaměříme na konfiguraci čipu, který je přizpůsoben pro tato měření. Vzorek je umístěn do dutiny a pomocí techniky drátkového spojování jsou antény napojeny na CPW čip (viz obrázek 4.3). Hlavním cílem použití této konfigurace antény/CPW čipu je měření spekter spinových vln na různých vzdálenostech mezi anténami, ze kterých lze vybudovat disperzní relaci podle instrukcí v části 4.1. Klíčovou informací pro provádění této operace je velikost fázového rozdílu mezi reálnou a imaginární složkou naměřeného signálu. Kvalitu dat získaných v konfiguraci s CPW čipem lze tedy posoudit nejen z 2D map získaných měřením antén v nové konfiguraci, ale i z vybudování závislosti fáze na frekvenci pro jednotlivé vzdálenosti mezi anténami, neboť kvalita a čitelnost výsledných dat jsou klíčové.

Měření charakteristik antén se provádělo v prostorech CEITEC Nano.¹⁵ Pro měření antén na upraveném čipu byl zvolen rozsah frekvencí $[0, 10]$ GHz s frekvenčním krokem 3 MHz a rozsah polí $[0, 120]$ mT s krokem 0,5 mT. Během experimentů jsme se ujistili o magnetickém původu signálu z důvodu jeho posunu při aplikování různě velkých vnějších polí. Měření probíhala v geometrii povrchových vln. Pro analýzu dat byly vybrány vnější

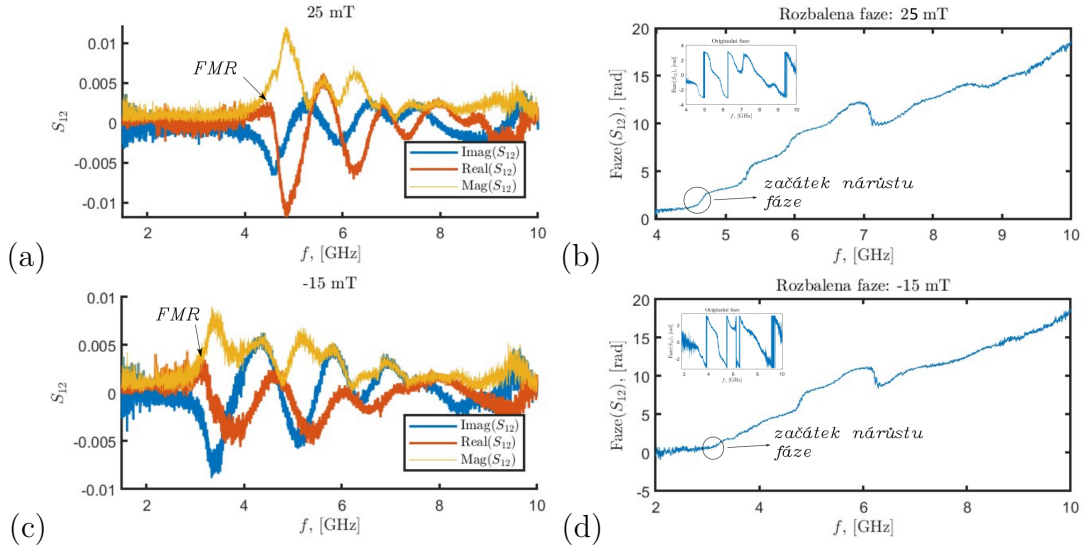
¹⁵High frequency MPI probe station for vector network analysis (VNA-MPI) <https://nano.ceitec.cz/high-frequency-mpi-probe-station-for-vector-network-analysis-vna-mpi/>

pole o velikosti magnetické indukce $B = 25 \text{ mT}$, -15 mT . Při analýze dat byl prozkoumán nárůst fáze. Na obrázcích 4.11 a) až c) jsou zobrazeny 2D mapy detekovaných signálů. Signály na obrázcích a) a b) odpovídají reálným a imaginárním složkám detekovaného signálu a jsou provázány pomocí fáze podle schématu na obrázku 3.2 b). Pro jednotlivá pole lze pozorovat závislost nárůstu fáze na frekvenci

$$\phi(S_{12}) = \text{atan}\left(\frac{\text{Im}(S_{12})}{\text{Re}(S_{12})}\right). \quad (4.3)$$



Obrázek 4.11: 2D mapy změřených signálů: a) Spektrum imaginární části parametru S_{12} . b) Spektrum reálné části parametru S_{12} . c) Magnituda parametru S_{12} .



Obrázek 4.12: a), c) Imaginární a reálné části a magnitudy parametru S_{12} pro vnější pole $B = 25 \text{ mT}$, -15 mT v závislosti na frekvenci. Na obrázcích je vyznačen pik feromagnetické rezonance (FMR) b), d) Rozbalené fáze pro $B = 25 \text{ mT}$, -15 mT . V levém rohu obrázků jsou pro názornost zobrazené nerozbalené fáze. V kroužku je vyznačen začátek nárůstu fáze.

Pozorované piky v grafech imaginární a reálné části pro transmisní signály a) a c) na obrázcích 4.12 vykazují posun v magnetickém poli a vznikají na určitých frekvencích,

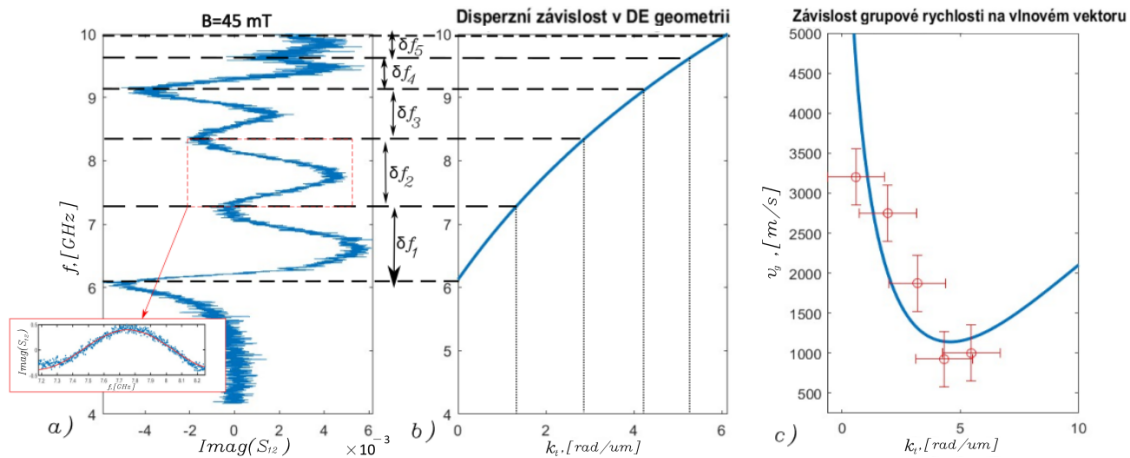
4.5. MĚŘENÍ SPEKTROSKOPIE SPINOVÝCH VLN

které odpovídají feromagnetické rezonanci. Pro feromagnetickou rezonanci tangenciální a normálová složky vlnového vektoru jsou $k_t = 0$ a $k_n = 0$. Na obrázcích 4.12 b) a d) je zobrazen nárůst fáze s vyznačenými místy začátku nárůstu. Z řady obrázků 4.12 lze usoudit, že kvalita získané fázové závislosti pro budování disperzní relace je postačující, nárůst fáze je postupný a rovnoměrný.

Jiný způsob analýzy transmisních spekter, změřených jedním párem antén je uveden v [41] a [19]. V našem případě pro ujištění magnetického původu signálu tuto analýzu taky můžeme provést. Způsob spočívá v odečtení grupových rychlostí na základě měnící se periodicity imaginární složky transmisního parametru S_{12} . Grupovou rychlost lze získat ze vztahu

$$v_g = \delta f \cdot D, \quad (4.4)$$

kde δf odpovídá frekvenční vzdálenosti dvou sousedních maxim ve spektru imaginární složky transmisního parametru a D je vzdálenost mezi dvěma anténami, tj. propagační vzdálenost. Napovíme, že grupová rychlost se definuje jako derivace úhlové rychlosti podle vlnového vektoru ($v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$), tedy pro teoretický popis našeho systému ji můžeme spočítat jako derivaci disperzní relace pro povrchový mód spinových vln podle modelu Kalinikose-Slavina 1.85. Pro faktickou analýzu byla využita numerická derivace disperzní relace, k čemuž se využilo programu v programovacím jazyku Matlab. V průběhu analýzy se zjistilo, že v naměřených datech se vyskytuje jen jeden mód, odpovídající nulové hodnotě normálové složky vlnového vektoru ($n = 0, k_n = 0$). Závislost grupové rychlosti na vlnovém vektoru se zkoumala pro velikost magnetického pole $B = 45$ mT. Celkový postup analýzy je zobrazen na sérii obrázků 4.13.



Obrázek 4.13: a) Závislost velikosti imaginární složky parametru S_{12} . V levém dolním rohu je nazorné proložení jednotlivé oscilace sinusovou funkcí. Vlevo jsou názorné vzdálenosti, odpovídající vzdálenostem mezi maximy v jednotlivých oscilacích b) Disperzní relace pro nulý mód. Použité parametry: $M_0 = 830\,000$ A/m, $A = 16 \cdot 10^{-12}$ J/m, tloušťka feromagnetické vrstvy $d_F = 30$ nm, $\frac{\gamma}{2\pi} = 28$ GHz/T c) Porovnání grupových rychlostí, získaných experimentálně a naměřených pomocí nanoantén (červené body). Teoretický výpočet grupových rychlostí byl uskutečněn pomocí derivace disperzní relace, dané modelem Kalinikose-Slavina pro $n=0$ (plná čára).

Spektrum pro zvolené magnetické pole bylo rozděleno do jednotlivých oscilací a proloženo sinusovou funkcí tak, jak je zobrazeno na obrázku 4.13 a). Byla nalezena frekvenční

šířka mezi maximy jednotlivých oscilací (také schématicky zobrazena na a)). Pak podle vztahu 4.4 se zjistily jednotlivé hodnoty pro grupovou rychlost, které se porovnávaly s teorií. Pomocí disperzní relace na obrázku 4.13 b) se zjistil rozsah hodnot vlnového vektoru pro jednotlivé oscilace, a tedy i hodnoty grupové rychlosti. Jak je vidět na obrázku 4.13 c), experimentálně získané hodnoty rychlosti odpovídají výsledkům teoretického předpokladu řádově, ale vykazují dosti silné fluktuace.

5. Teoretické výpočty pro zadaný model

V této kapitole se budeme věnovat teoretickým výpočtům, pomocí kterých definujeme důležité parametry pro zkoumanou heterostrukturu. Začneme výpočtem kritické teploty, během kterého definujeme a určíme koherenční délku v supravodiči. V malém dodatku s získanými znalostmi se vrátíme zpět do sekce 2.2, kde přesněji definujeme podmínky pro přechod do Meissnerova stavu pro supravodiče II. druhu, ke kterým patří i niobium. V další části přejdeme k teoretickému odvození tvaru disperzní relace pro dvojitou heterostrukturu s oporou v již zveřejněných článcích.

5.1. Výpočet kritické teploty: důsledky proximity efektu

V kontaktu za nízkých teplot feromagnet a supravodič si navzájem ovlivňují vlastnosti [42]. V případě jejich kontaktu mají Cooperovy páry schopnost pronikat do nesupravodivé látky na určitou vzdálenost, označovanou obvykle jako ξ_F . Tedy v blízkosti hranice s supravodičem feromagnet projevuje supravodivé vlastnosti. Daný jev se nazývá proximity efektem. Současně s tím únik Cooperových párů způsobuje oslabení supravodivosti supravodiče v blízkosti rozhraní s nesupravodičem ve vzdálenosti ξ_S . Tento účinek se nazývá inverzní proximity efekt a má za důsledek snížení teploty přechodu do supravodivého stavu pro tenké vrstvy supravodivých látek¹. Závislost teploty přechodu do supravodivého stavu byla studována v mnoha experimentech, zaměřených na zjištění závislosti teploty přechodu na tloušťkách feromagnetických a supravodivých vrstev. V rámci této kapitoly však se podíváme na obecný postup řešení teoretického budování závislosti a projedeme některými pojmy, jejíž pochopení je v rámci teorie supravodivosti důležité. Zkušebně výpočty budou provedeny pro hypotetický systém Nb/Ni₈₀Fe₂₀ (Permalloy), zvoleného jako médium pro indukci spinových vln za nízkých teplot v dalších experimentech. Vybraná případná tloušťka supravodivé vrstvy $d_S = 100$ nm.

V [43],[47] jsou představeny výpočty pro systém Nb/Pd₈₁Ni₁₉, na jejichž základě jsou postaveny úvahy v této podkapitole. Prvním krokem je zjištění koherenční délky pro supravodič ξ_S , ξ_F a nalezení konstanty γ , sloužící jako míra síly efektu proximity (z angl. proximity efekt je efekt blízkosti) S a F vrstvami. Ve zdroji $\xi_{S,F}$ jsou definovány jako²

$$\xi_{S,F} = \sqrt{\frac{\hbar D_{S,F}}{2\pi k_B T_{cs}}}, \quad (5.1)$$

$$D_{S,F} = \frac{v_{S,F} l_{S,F}}{3}, \quad (5.2)$$

$$l_{S,F} = \frac{1}{v_{S,F} \gamma_{S,F} \rho_{S,F}} \left(\frac{\pi k_B}{e} \right)^2, \quad (5.3)$$

¹Tento efekt je podrobně vysvětlen pomocí Ginzburgovy-Landauovy teorie.

²Dané vztahy platí v hrubé aproximaci pro „supravodiče s nečistotami“. Pro čistý supravodič zavedeme koherenční délku ξ a $\xi_0 = \xi(T = 0)$. Obecně je velikost koherenční délky silně ovlivněna tloušťkou supravodivé vrstvy, úrovní jeho čistoty a teplotou v experimentu. Způsob výpočtu a použitá teorie jsou také citlivé na rozdíl mezi kritickou teplotou systému a teplotou v experimentu.

kde $\hbar$ je redukovaná Planckova konstanta, $D_{S,F}$ je difuzní koeficient, k_B je Boltzmannova konstanta, $v_{S,F}$ je Fermiho rychlost, $l_{S,F}$ je střední volná draha pro elektron v látce, $\gamma_{S,F}$ je specifická tepelná kapacita, $\rho_{S,F}$ je rezistence a e je elementární náboj. Zmíníme, že rovnice 5.1, 5.2, 5.3 lze aplikovat pro odhalení parametrů jak pro feromagnet, tak i pro supravodič. Podle [30] hodnota rezistance závisí na tloušťce supravodivé vrstvy jako

$$\rho_S(d_s) = \rho_0 + \frac{150 \cdot 10^{-9}}{d_S}, \quad (5.4)$$

kde ρ_0 je hodnota rezistance pro neskonale tlustou vrstvu supravodiče v normálním stavu a d_S se dosazuje v metrech. Hodnota ρ_S se mění v závislosti na tloušťce supravodivé vrstvy a je ovlivněna úrovní jeho čistoty. S využitím 5.1 až 5.4 výsledná rovnice závislosti koherenční délky v supravodivé vrstvě má formu

$$\xi_S(d_s) = \sqrt{\frac{\hbar k_B}{6\pi\gamma(\rho_0 + \frac{150 \cdot 10^{-9}}{d_S})T_{cs}} \left(\frac{\pi}{e}\right)^2}, \quad (5.5)$$

Tabulka 5.1: Vybrané vlastnosti niobia

Materiál	Nb
$\gamma, \frac{\text{J}}{\text{K}^2 \text{cm}^3}$	$7.8 \cdot 10^{-4}$
$v, \frac{\text{m}}{\text{s}}$	$2.73 \cdot 10^5$
$\rho_0, \mu\Omega \cdot \text{cm}$	3.7
T_{cs}, K	9.25
ξ_0, nm	38
$\lambda_L(T=0), \text{nm}$	39
$\mu_0 H_c, \text{T}$	0.198

Pro $d_S = 100 \text{ nm}$ hodnota ξ_S s využitím parametrů pro niobium z tabule 5.1 vyjde 8,9 nm. Podrobné výpočty pro niobium jsou uvedeny v [43]³, podle nichž $\xi_S = 5.8 \text{ nm}$. Výpočty a parametry $v_F = 2.2 \cdot 10^5 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, $\rho_F = 20 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, $l_F = 1.6 \text{ nm}$ pro permalloy lze najít v [44]. Na jejich základě posoudíme $\xi_F = 3.9 \text{ nm}$. Parametr γ se určuje podle rovnice

$$\gamma = \frac{\rho_S(d_S = 100 \text{ nm})}{\rho_F} \frac{\xi_S}{\xi_F}, \quad (5.6)$$

Výsledná hodnota γ je rovna 0.6. Dalším významným parametrem je γ_b , popisující účinek povrchové průhlednosti (angl. interface transparency) γ_b . Tato hodnota se obvykle určuje experimentálně, a proto zde budeme uvažovat pouze rozsah hodnot: (0, 1), do něhož spadají všechny předpokládané hodnoty v [43], [45] s podobnými systémy a taky na základě informací z článku [46], ve kterém se uvádí tabule hodnot pro koeficient průhlednosti v systémech s feromagnetem, obsahujícím Fe v různých poměrech. Podrobné odvození rovnic 5.1 - 5.3 je uvedeno v [43] a [47]. V [47] je také uvedena relace pro výpočet T_{cs} , určená s využitím aproximace, která platí pro náš případ: $\frac{\gamma}{\gamma_b} \frac{d_s}{\xi_S} \gg 1$. Relace přijímá tvar

³Ve zdroji jsou uvedeny výpočty pro konstantní hodnotu rezistance, tedy bez uvažování závislosti hodnoty koherenční délky na měnící se rezistance. Výpočty byly provedeny pro tloušťku supravodivé vrstvy $d_S = 14 \text{ nm}$.

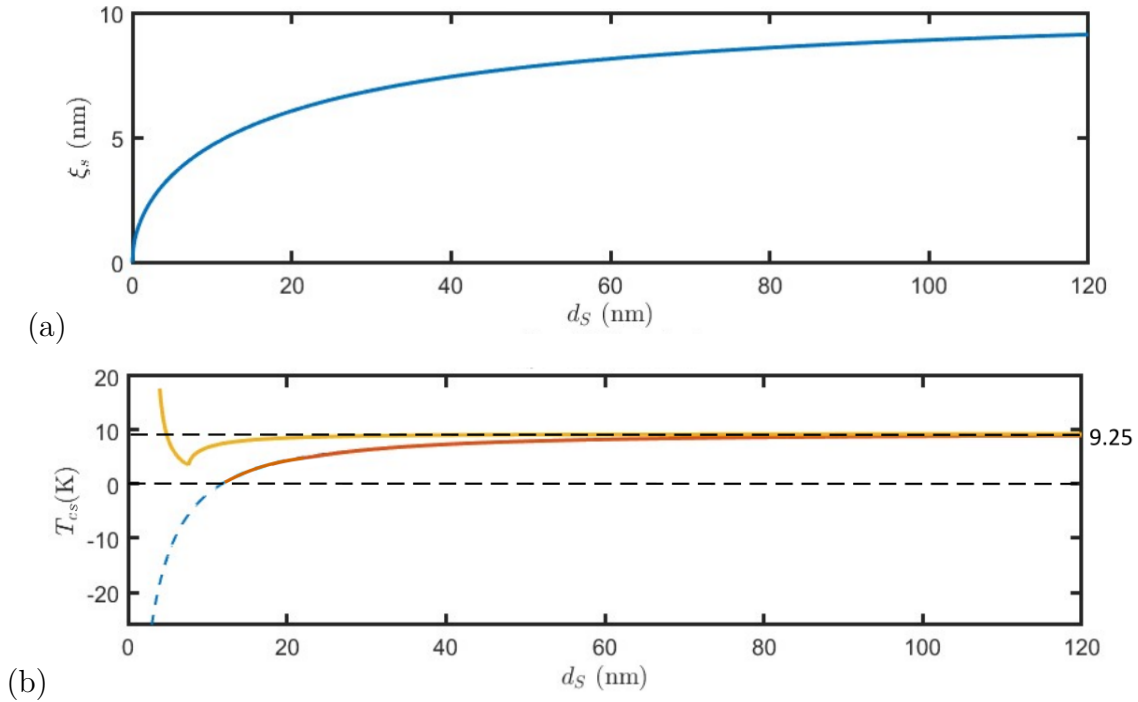
5.1. VÝPOČET KRITICKÉ TEPLoty: DŮSLEDKY PROXIMITY EFEKTU

$$\ln \left(\frac{T_{cs}}{T_c} \right) = \psi \left(\frac{1}{2} + \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\xi_s(d_s)}{d_s} \right)^2 \frac{T_{cs}}{T_c} \right) - \psi \left(\frac{1}{2} \right), \quad (5.7)$$

kde ψ je digamma funkce. Upozorňujeme, že v případě této aproximace hodnota kritické teploty nezáleží na tloušťce feromagnetické vrstvy. Dosadíme koherenční délku do funkce 5.7. Následně podle výpočtů má kritická teplota pro tloušťku Nb vrstvy $d_s = 100$ nm hodnotu $T_c = 9.2$ K. Porovnáme tento model s další aproximací, uvedenou v [47]: je-li $\frac{d_s}{\xi_s} \gg \max[1; \frac{\gamma_b}{\gamma}]$, pak rovnice 5.11 se zjednoduší na

$$T_c = T_{cs} \left(1 - \left(\frac{\pi^2 \xi_s(d_s)}{4d_s} \right)^2 \right). \quad (5.8)$$

Po dosazení známých hodnot do rovnice 5.8 kritická teplota vyjde $T_c = 8.8$ K. Všimneme si, že další aproximace udává větší rozdíl mezi Curiovou teplotou čistého supravodiče a supravodiče ovlivněného feromagnetem při zmenšující se tloušťce supravodiče. Zdůrazníme, že použité modely mají fyzikální smysl jen pro hodnoty kritické teploty, blízké T_{cs} pro dostatečně tlusté vrstvy supravodičů.



Obrázek 5.1: a) Závislost koherenční délky v supravodivé vrstvě na tloušťce supravodivé vrstvy. b) Ilustrace závislosti kritické teploty na tloušťce supravodivé vrstvy. Žlutou barvou je vyznačen model odpovídající relaci 5.7. Červenou a modrou barvou model - příslušející relaci 5.8. Přerušovanými čarami jsou podtrženy významné hodnoty: osy $T=0$ K a $T_{cs}=9.25$ K.

Typicky v experimentech se provádí odhad parametru γ_b na základě změřeného průběhu závislosti měnící se kritické teploty na tloušťkách supravodivé a feromagnetické vrstev.

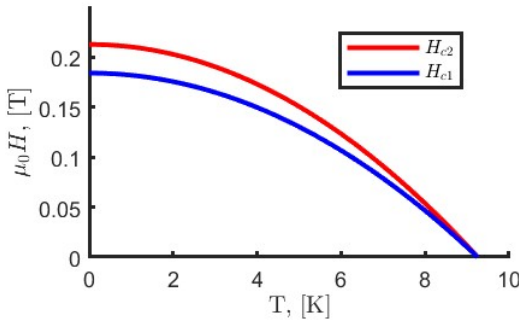
Niobium, jako supravodič II druhu

Jednou ze zajímavých vlastností niobia je jeho příslušnost k skupině supravodičů II. druhu, jak jsou definováni v sekci 2.2. Chování supravodičů II. druhu může být popsáno pomocí Ginzburgovy-Landauovy teorie supravodivosti. Nyní, se znalostí definice koherenční délky, jsme schopni se vrátit zpět do sekce 2.2 a lépe diskutovat pole přechodu do stavu polovičního průniku $H_{c2}(T)$ a pole přechodu do Meissnerova stavu $H_{c1}(T)$. Pro čistý supravodič zavedeme Ginzburgův-Landauův parametr $\kappa = \frac{\lambda_L(0)}{\xi_0}$ ⁴. Podle [48] v hrubé aproximaci můžeme říci

$$H_{c1}(T) = \frac{1}{\kappa} H_c(T), \quad (5.9)$$

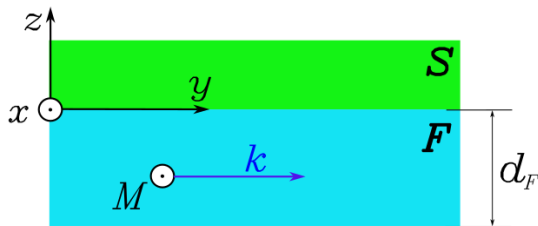
$$H_{c2}(T) = \kappa H_c(T). \quad (5.10)$$

Podle [48] hodnota $\mu_0 H_c$ pro niobium se rovná 0.198 T. Graf přechodu do Meissnerova stavu pro čisté niobium nekonečně tloušťky je zobrazen na obrázku 5.2. Pro tenké vrstvy má poměr komplexnější tvar, který zde však není uveden. V případě reálných tenkých vrstev hodnoty hloubky vniku a koherenční délky budou ovlivněny střední vlnou dráhou elektronů a tedy hodnotou rezistivity materiálu.



Obrázek 5.2: Graf přechodu čistého niobia do supravodivého stavu. Použité hodnoty: $\mu_0 H_c = 0.198$ T, $\lambda_L(0) = 39$ nm, $\xi_0 = 38$ nm, $T = 9.25$ K.

5.2. Diskuse: analytický přístup k popisu S/F heterostruktur



Obrázek 5.3: Magnetostatický mod in S/F struktuře v Damonově-Eshbachově geometrii. Převzáto a upraveno z [2].

Tato část bude věnovaná rozpravě o teoretickém popisu odhalení tvaru disperzní relace v S/F systému na základě článků [2] a [3]. Zpočátku se vrátíme k úloze, popsané v kapitole 2.4 a podrobněji projdeme kroky, vedoucí na tvar relace 2.10 a tím odhalíme postup řešení tohoto problému, pak navrhne model, který dovolí nám přizpůsobit tvar disperzní relace našemu případu.

⁴Materiály s $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ odneseme k supravodičům II. druhu, s $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ - k supravodičům I. druhu.

5.2. DISKUSE: ANALYTICKÝ PŘÍSTUP K POPISU S/F HETEROSTRUKTUR

Vrátíme se k obrázku 2.4 b) a zanecháme definici všech konstant v kapitole 2.4 stejné. Výchozí rovnice pro řešení problému jsou⁵

$$i\omega\mathbf{M}_\omega = \mu_0\gamma(\mathbf{B}_{ext} \times \mathbf{M}_\omega + \mathbf{B}_\omega \times \mathbf{M}_0), \quad (5.11)$$

$$\nabla \times (\sigma^{-1}\nabla \times \mathbf{H}_\omega) + i\omega\mathbf{B}_\omega = 0, \quad (5.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}_\omega = 0. \quad (5.13)$$

Daný systém obsahuje Landauovou-Lifshitzovou rovnici 5.11, kde magnetická indukce a pole uvnitř látky $\mathbf{B}(t) = \mathbf{B}_{ext} + \mathbf{B}_\omega e^{i\omega t}$, $\mathbf{H}(t) = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_\omega e^{i\omega t}$ se skládají ze statické složky $\frac{\mathbf{B}_{ext}}{\mu_0} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{M}_0$, $\mathbf{H}_{ext}$ a dynamické $\mathbf{B}_\omega = (0, B_y, B_z)$, $\mathbf{H}_\omega = (0, H_y, H_z)$; kvazistatickou aproximaci 5.12 v S, F vrstvách a Ampérův zákon s vodivostí $\sigma = 0$ vně S, F vrstev (v izolátoru vně vrstev) 5.13. Relace 5.12 vychází z Ampérova zákona pro látku ve znění $\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{t}) = \mathbf{j}$, kde za $\mathbf{j}$ můžeme dosadit $\mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$. Za využitím rovnice 1.10, kam dosadíme $\mathbf{B}(\mathbf{t})$, vyjde tvar relace 5.12 [49]. Přijmeme úměrnost všech složek magnetického pole komponentě e^{iky} (tedy přijmeme, že $H_y(y, z) = H_y(z)e^{iky}$ a $H_z(y, z) = H_z(z)e^{iky}$; $B_y(y, z) = B_y(z)e^{iky}$ a $B_z(y, z) = B_z(z)e^{iky}$). Tehdy při jejich dosazení do 5.12 obdržíme tvar relací pro komponenty magnetických polí uvnitř obou S a F vrstev⁶

$$\nabla_z(ikH_z - \nabla_z H_y) = -\sigma i\omega B_y, \quad (5.14)$$

$$ik(ikH_z - \nabla_z H_y) = \sigma i\omega B_z. \quad (5.15)$$

Rozložení složky B_z v rovnici 5.15 v geometrii problému v S a F vrstvách na rozhraní se řídí okrajovou podmínkou 1.12, tedy: $B_z|_F = B_z|_S$. Teď jsme schopni určit formu okrajových podmínek na S/F rozhraní

$$(ikH_z - \nabla_z H_y)|_F = \frac{\sigma_F}{\sigma_S}(ikH_z - \nabla_z H_y)|_S. \quad (5.16)$$

Taky při aplikaci uvažované geometrie

$$H_y|_F = H_y|_S. \quad (5.17)$$

Relace 5.13 poskytuje informace o hranici s izolátorem a udává

$$H_y|_I = 0. \quad (5.18)$$

Po úpravách z 5.14, 5.15 a za využití rovnice 5.11 pro získání relací ve feromagnetu (podrobné kroky jsou v [3]) máme rovnici určující tvar složky H_y ve feromagnetu

$$\nabla_z^2 H_y - (k^2 + l_F^{-2})H_y = 0, \quad (5.19)$$

kde $l_F = l_{sk}\sqrt{\frac{\Omega_k^2 - \omega^2}{\Omega_B^2 - \omega^2}} = \sqrt{\frac{1}{i\omega\sigma_F}}\sqrt{\frac{\Omega_k^2 - \omega^2}{\Omega_B^2 - \omega^2}}$ ⁷. Zde $\text{Im}(l_{sk})$ vystupuje, jako skinová hloubka vniku pro danou látku.

⁵V CGS: $i\omega\mathbf{M}_\omega = \gamma(\mathbf{B}_{ext} \times \mathbf{M}_\omega + \mathbf{B}_\omega \times \mathbf{M}_0)$; $\nabla \times (\sigma^{-1}\nabla \times \mathbf{H}_\omega) + \frac{4\pi i\omega}{c^2}\mathbf{B}_\omega = 0$.

⁶V CGS: $\nabla_z(ikH_z - \nabla_z H_y) = -\frac{4\pi\sigma}{c^2}i\omega B_y$; $ik(ikH_z - \nabla_z H_y) = \frac{4\pi\sigma}{c^2}i\omega B_z$.

⁷V CGS: $l_F = l_{sk}\sqrt{\frac{\Omega_k^2 - \omega^2}{\Omega_B^2 - \omega^2}} = c\sqrt{\frac{1}{4\pi i\omega\sigma_F}}\sqrt{\frac{\Omega_k^2 - \omega^2}{\Omega_B^2 - \omega^2}}$.

V případě uvažování aproximace rovnice 5.19, podle které $kl_{sk} \gg 1$, my hledáme řešení uvnitř feromagnetické vrstvy ve tvaru

$$H_y = Ae^{kz} + Be^{-kz}, \quad (5.20)$$

kde A, B jsou konstanty. Budeme uvažovat geometrii systému na obrázku 5.3. Okrajovou podmínku pro horní rozhraní F/S, k níž dojdeme řešením systému rovnic 5.16, 5.19, převezmeme z [3]

$$(a + \chi + \kappa)e^{kz}A = (b + \chi - \kappa)e^{-kz}B|_{z=0}, \quad (5.21)$$

kde $a = 1 + \frac{k\lambda(T)}{\sqrt{1+k^2\lambda(T)^2}}$, $b = 1 - \frac{k\lambda(T)}{\sqrt{1+k^2\lambda(T)^2}}$, $\chi = \frac{\Omega_0\Omega_M}{\Omega_0^2 - \omega^2}$, $\kappa = \frac{\omega\Omega_M}{\Omega_0^2 - \omega^2}$. Vynahradíme druhou podmínku pro dolní rozhraní podmínkou pro rozhraní F/I (feromagnet/izolátor) 5.18, pomocí které určíme vzájemný vztah konstant A a B

$$H_y|_{z=-d_F} = Ae^{-kd_F} + Be^{kd_F} = 0 \Rightarrow B = -Ae^{-2kd_F}. \quad (5.22)$$

Při dosazení do 5.21

$$(a + \chi + \kappa)e^{kz}A = (b + \chi - \kappa)e^{-kz}(-A^{-2kd_F})|_{z=0} \Rightarrow (a + \chi + \kappa) + e^{-2kd_F}(b + \chi - \kappa) = 0. \quad (5.23)$$

Rozepíšeme rovnici, nahradíme konstanty a po úpravách obdržíme kvadratickou rovnici

$$\omega^2(a + be^{-2kd_F}) + \omega(e^{-2kd_F}\Omega_M - \Omega_M) - (\Omega_0^2(a + be^{-2kd_F}) + \Omega_0\Omega_M(1 + e^{-2kd_F})) = 0. \quad (5.24)$$

Zavedeme substituce

$$\alpha = (a + be^{-2kd_F}), \quad (5.25)$$

$$\beta = (e^{-2kd_F}\Omega_M - \Omega_M), \quad (5.26)$$

$$\varsigma = -(\Omega_0^2(a + be^{-2kd_F}) + \Omega_0\Omega_M(1 + e^{-2kd_F})). \quad (5.27)$$

Jenom jeden kořen dává fyzikální smysl

$$\omega = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\varsigma}}{2\alpha}. \quad (5.28)$$

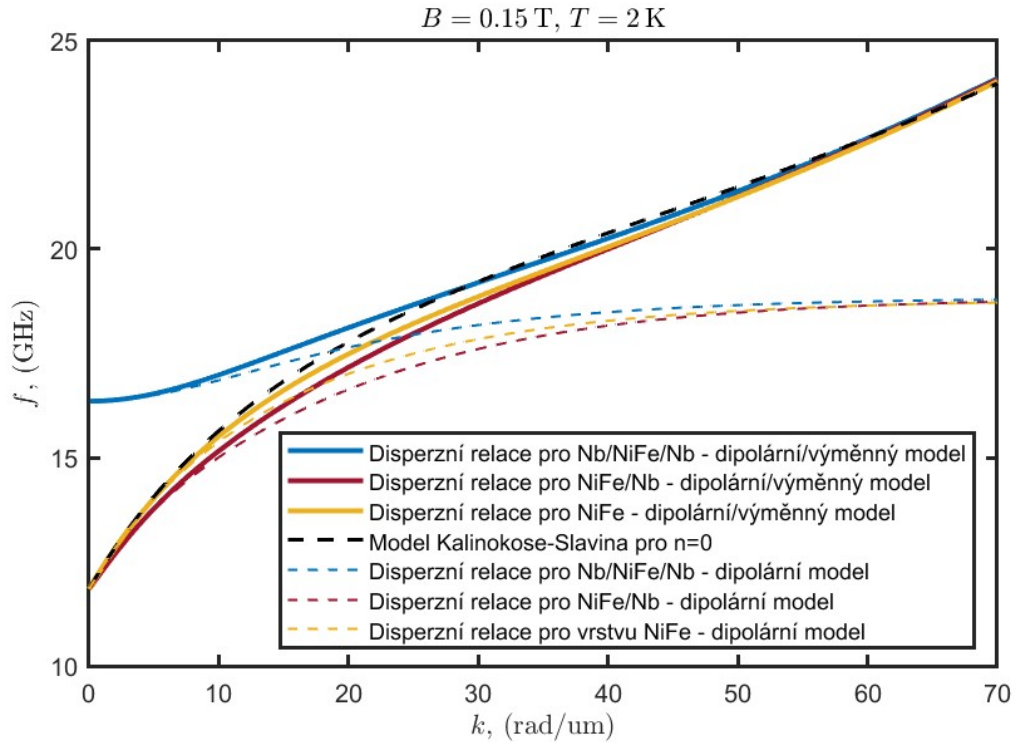
Tady $\omega = 2\pi f$. Při $k = 0$ rovnice se redukuje na případ obecné FMR, což se nachází v souladu s informacemi z výchozího článku, zmíněnými v sekci 2.4. V případě větších vlnových délek tvar disperzní relace odpovídá tvaru běžné relace, zahrnující dipolární interakci, popsáné rovnicí 1.79. Za teplot, blízkých k kritické supravodivý efekt mizí a rovnice se taky redukuje na tvar relace 1.79. Důležité, že model platí pro tlusté vrstvy supravodičů: $d_S \gg \lambda$.

Teď půjdeme dále a zahrneme do výpočtů výměnnou interakci na podobu cesty k relaci 1.67: H_{ext} se nahradí za $H'_{\text{ext}} = H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_0} k^2$ a zavedeme: $\Omega'_0 = \gamma(H_{\text{ext}} + \frac{2A}{\mu_0 M_0} k^2)$. Podobné úvahy se najdou v [8] a [39]. Tady A má význam výměnné konstanty. Zavedeme další substituci $\varsigma' = -(\Omega_0'^2(a + be^{-2kd_F}) + \Omega'_0\Omega_M(1 + e^{-2kd_F}))$ a s využitím předchozích relací přepíšeme 5.28 na

5.2. DISKUSE: ANALYTICKÝ PŘÍSTUP K POPISU S/F HETEROOSTRUKTUR

$$\omega = \frac{-\beta + \sqrt{\beta^2 - 4\alpha\zeta'}}{2\alpha}. \quad (5.29)$$

Obdobným způsobem se snadnou záměnou H_{ext} za H'_{ext} jsme schopni upravit tvar rovnic 2.13 a 1.79. Na obrázku níže je souhrnný graf veškerých probraných modelů. S tím, že v systému uvažujeme tenkou vrstvu supravodiče, hloubku vniku přijímáme za hodnotu, která se liší od λ_L . V našem případě je hloubka vniku pro niobium při nulové teplotě $\lambda(0) = 100$ nm, což odpovídá tloušťce supravodivé vrstvy $d_S = 100$ nm [30]. Pro budoucí využití navržené teorie v praxi se však doporučuje držet se aproximace $d_S \gg \lambda$, při níž model mnohem více odpovídá výsledkům experimentů.



Obrázek 5.4: Porovnání tvaru disperzních křivek pro různé kombinace heterosystémů: modrá přerušovaná čára - NiFe/Nb/NiFe: 2.13, modrá plná čára - NiFe/Nb/NiFe: 2.13 s záměnou H_{ext} za H'_{ext} ; červená přerušovaná - NiFe/Nb: 5.28, červená plná - NiFe/Nb: 5.29; žlutá přerušovaná - NiFe: 1.79, žlutá plná - NiFe: 1.79 s záměnou H_{ext} za H'_{ext} . Plnými čarami jsou označeny relace, zahrnující dipolární a výměnnou energii, přerušovanými čarami - zahrnující jen dipolární energii. Černou přerušovanou čarou je vyznačen model Kalinokose-Slavina pro $n=0$ 1.85 pro případ umožněného pohybu spinů na površích. Pro sestavení modelu byla uvažována saturační magnetizace NiFe $M_0=830000$ A/m [50], hloubka vniku pro niobium za nulové teploty $\lambda(0) = 100$ nm [30] (odpovídá tloušťce supravodivé vrstvy $d_S = 100$ nm), tloušťka feromagnetické vrstvy $d_F = 30$ nm a kritická teplota $T_c = 9.2$ K, výměnná konsanta $A = 16$ pJ/m. Tady $k = k_t$. Nad grafem je označena magnetická indukce a teplota systému: $B=0.15$ T, $T=2$ K.

Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo připravit vzorky kompatibilní pro měření za nízkých teplot a provést měření spektroskopie spinových vln za pokojových teplot na připravených vzorcích. Pro splnění cílů byla provedena rešerše literatury pro získání základů potřebných pro rozvinutí problému, navržena úprava CPW čipu, nalezeny substráty s nejmenšími ztrátami signálu na nich a následně metodami optické a elektronové litografie připraveny antény, na nichž byl detekován signál.

V první části jsme se zabývali teorií dynamiky spinových vln a odhalením vlastností supravodivosti, které jsme pak spojili v popisu dynamiky precese magnetizace v F/S heterostrukturách. Druhá část je věnována popisu VNA, definování měřených parametrů a popisu metody spektroskopie spinových vln.

V třetí části jsme se zabývali návrhem konfigurace pro měření za nízkých teplot. Nejprve byla provedena kontrola transmise pomocí sond v klasickém uspořádání na VNA, díky čemuž jsme dokázali najít a) substrát s nejmenšími ztrátami signálu na něm b) parametry přírodních drátů pro přenos signálu na antény. Poté jsme navrhli design antén a vyrobili je, k čemuž jsme využili metodu elektronové litografie. Nakonec jsme zkontrolovali funkčnost nanoantén a odhalili tvar závislosti vývoje fáze na frekvenci, jejíž kvalita a přesnost ovlivňuje tvar experimentálně určované disperzní relace. Funkčnost antén byla úspěšně ověřena a kvalitu vybudovaného rozvoje fáze lze považovat za dosti vysokou, takže údaje z budoucích měření na anténách různých vzdáleností budou čitelné pro odečet nárůstu fáze a další jejich vyhodnocování pro budování disperzní relace podle návodu v sekci 4.1. Pro ujištění v magnetickém původu naměřeného signálu byly porovnány experimentálně změřené hodnoty grupové rychlosti s teoreticky vypočtenými. Ve výsledku se ukázalo, že se opravdu jedná o spinové vlny vybudované magnetickým polem.

Čtvrtá část je věnována rozvahám o charakteristikách dvojité heterostrukture, kde jsme předvedli vliv proximity efektu na supravodivost na příkladě změny kritické teploty v F/S heterostrukturách. Pro názornost jsme uvedli výpočty pro přechod čistého niobia nekonečné tloušťky do supravodivého stavu, ke kterému jsme přistoupili se zavedením pojmu koherenční délky. Nakonec jsme na základě známých článků teoreticky odvodili tvar disperzní relace pro systém NiFe/Nb a zkontrolovali její tvar v případech, kdy $k = 0$, pro velká k a pro $T \rightarrow T_{cs}$, kdy správný tvar disperzní křivky byl známý.

Všech cílů práce bylo úspěšně dosaženo. Výsledky budou využity dále pro měření za nízkých teplot s připravenou konfigurací na anténách různých vzdáleností, další analýzu dat a budování disperzní relace metodou popsanou v kapitole 4.1. Dosažené výsledky budou porovnány s tvarem disperzní relace daným rovnicí 5.29.

Literatura

- [1] GOLOVCHANSKIY, I. A. et al.: Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor. *Journal of Applied Physics*, **125**, 034902 (2019). DOI: [10.1063/1.5077086](https://doi.org/10.1063/1.5077086). (cit. na s. 3).
- [2] SILAEV, M.: Anderson-Higgs Mass of Magnons in Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Systems. *Physical Review Applied*, **18**, L061004 (2022). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.L061004> (cit. na s. 3, 26 a 47).
- [3] SILAEV, M.: Supplementary material for "Anderson-Higgs mass of magnons in superconductor-ferromagnet-superconductor systems". DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.18.L061004> (cit. na s. 3, 26, 47, 48 a 49).
- [4] GOLOVCHANSKIY, I. A. et al. Ferromagnet/Superconductor Hybridization for Magnonic Applications. *Adv. Funct. Mater.*, 2018, **28**, 1802375. DOI: [10.1002/adfm.201802375](https://doi.org/10.1002/adfm.201802375). (cit. na s. 3).
- [5] GOLOVCHANSKIY, I. A. et al. Magnetization Dynamics in Proximity-Coupled Superconductor-Ferromagnet-Superconductor Multilayers. II. Thickness Dependence of the Superconducting Torque. *Physical Review Applied*, **19**, 034025 (2023). DOI: [10.1103/PhysRevApplied.19.034025](https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.19.034025) (cit. na s. 3).
- [6] GRIFFITHS, D. J.: *Introduction to Electrodynamics*. Fourth Edition. Reed College. Pearson Education, Inc., 2013. ISBN 978-0-321-85656-2. (cit. na s. 5 a 7).
- [7] DUB, P., KALOUSEK, R., PETRÁŠEK, J.: Vybrané problémy z teorie elektromagnetického pole a ze speciální teorie relativity. Ústav fyzikálního inženýrství, 2022. (cit. na s. 7, 17 a 23).
- [8] STANCIL, D.D., PRABHAKAR, A.: *Spin Waves: Theory and Applications*. New York: Springer, 2009. ISBN 9780387778648. (cit. na s. 7, 11, 12, 15, 17 a 49).
- [9] COEY, J.: *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, 2009. ISBN-13: 978-0-511-67743-4 (eBook), ISBN-13: 978-0-521-81614-4 (Hardback). (cit. na s. 7).
- [10] SKOMSKI, R.: *Simple Models of Magnetism*. Department of Physics and Astronomy and Nebraska Center for Materials and Nanoscience, University of Nebraska. Oxford: Oxford University Press, 2008. ISBN 978-0-19-857075-2. (cit. na s. 8).
- [11] KRAWCZYK, M., et al., S. *Advances in Condensed Matter Physics*, vol. 2012, Article ID 764783, 14 pages, doi:10.1155/2012/764783. Hindawi Publishing Corporation, 2012. (cit. na s. 8).
- [12] BLUNDELL, S.: *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford Master Series in Condensed Matter Physics. Oxford: Oxford University Press, 2001. Copyright information: Oxford University Press, 2001. ISBN 0-19-850592-2 (Hardcover), ISBN 0-19-850591-4 (Paperback). (cit. na s. 9).

- [13] WANG, J., DONG, H., and LI, S.-W.: The magnetic dipole-dipole interaction induced by electromagnetic field. arXiv:1710.08088v2, 18 Jan 2018. (cit. na s. 9).
- [14] AHARONI, A.: *Introduction to the Theory of Ferromagnetism* (Second Edition). Oxford: Oxford University Press, 1996. ISBN 978-0-194508-00-0. (cit. na s. 9 a 10).
- [15] BUSCHOW, K.H.J., and DE BOER, F.R.: *Physics of Magnetism and Magnetic Materials*. Van der Waals-Zeeman Instituut, Universiteit van Amsterdam, Amsterdam, The Netherlands. (cit. na s. 9 a 10).
- [16] SWINDELLS C. and ATKINSON. D. (2022). Interface enhanced precessional damping in spintronic multilayers: A perspective. *Journal of Applied Physics*, 131, 170902. DOI:<https://doi.org/10.1063/5.0080267> (cit. na s. 11).
- [17] KITTRELL, C.: On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption. *Physical Review*, Volume 73, Number 2, January 15, 1948. Bell Telephone Laboratories, Inc., Murray Hill, New Jersey. (Received October 8, 1947). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRev.73.155> (cit. na s. 14).
- [18] LAZCANO, Z. et al.: Inconsistencies of the magnetostatic approximation in the description of a bi-component magnonic slab, 27–34 (2017) 2017 Elsevier B.V. ISSN 0304-8853. DOI:<http://dx.doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.04.051> (cit. na s. 14).
- [19] DAVIDKOVÁ, K. (2021) : *Generování a detekce výměnných spinových vln pomocí mikrovlnných nanoantén*. [Bakalářská práce, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojíního inženýrství]. 76 s. (cit. na s. 17 a 42).
- [20] LIU C. et al.: Long-distance propagation of short-wavelength spin waves. *Nature Communications*, 9, 738 (2018). DOI:[10.1038/s41467-018-03199-8](https://doi.org/10.1038/s41467-018-03199-8). (cit. na s. 17).
- [21] DA BROWSKI, M. et al.: Canted standing spin-wave modes of permalloy thin films observed by ferromagnetic resonance. *New Journal of Physics*, vol. 23, 023017 (2021). DOI: [10.1088/1367-2630/abdd6b](https://doi.org/10.1088/1367-2630/abdd6b). (cit. na s. 17).
- [22] DAMON, R. W. and ESHBACH: Magnetostatic modes of a ferromagnet slab. *Physical Chemistry Solids*, vol. 19, no. 314, pp. 308-320 (1961). DOI:[https://doi.org/10.1016/0022-3697\(61\)90041-5](https://doi.org/10.1016/0022-3697(61)90041-5) (cit. na s. 18, 19 a 20).
- [23] CHERKASSKII, M. et al.: Dispersion relation of nutation surface spin waves in ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, vol. 129, no. 17, 174902 (2021). DOI: [10.1063/5.0043279](https://doi.org/10.1063/5.0043279). (cit. na s. 18).
- [24] DEMOKRITOV, S.O. (Ed.): *Spin Wave Confinement: Propagating Waves* (Second Edition). Published by Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2017. ISBN 978-981-4774-35-2 (Hardcover), ISBN 978-1-315-11082-0 (eBook). (cit. na s. 20).
- [25] KALINIKOS, Bo A.: Spectrum and linear excitation of spin waves in ferromagnetic films. *Plenum Publishing Corporation*, (1982). DOI: [10.1007/BF00941342](https://doi.org/10.1007/BF00941342) (cit. na s. 20).

- [26] KALINIKOS, B. A., and SLAVIN, A. N.: Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **19**, 7013 (1986). DOI:[10.1088/0022-3719/19/35/014](https://doi.org/10.1088/0022-3719/19/35/014) (cit. na s. 20).
- [27] ANLAGE, Steven M.: Microwave Superconductivity. *IEEE Journal of Microwave Theory and Techniques*, vol. 68, no. 1, pp. 1-3, Jan. 2021. DOI: [10.1109/JMW.2020.3033156](https://doi.org/10.1109/JMW.2020.3033156). (cit. na s. 22 a 23).
- [28] KASAP S., CAPPER P. (Eds.). (2017). *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials*. DOI: https://doi.org/10.1007/978-3-319-48933-9_50 (cit. na s. 22 a 23).
- [29] DOBROVOLSKIY, O. V. et al.: Magnon-Fluxon interaction in a ferromagnet/superconductor heterostructure. arXiv: 1901.06156v1 (2019). <https://doi.org/10.1038/s41567-019-0428-5> (cit. na s. 23).
- [30] GUBIN, A. I. et al.: Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films. *Physical Review B*, **72**, 064503 (2005). DOI: [10.1103/PhysRevB.72.064503](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.064503). (cit. na s. 23, 45 a 50).
- [31] ŠAFRATA, R. S.: Fyzika nízkých teplot. Praha, 1998. ISBN 80-85863-19-7. (cit. na s. 24).
- [32] COMBESCOT, Roland. *Superconductivity: An Introduction*. New edition. Cambridge University Press, 2022. ISBN: 9781108428415. (cit. na s. 24).
- [33] FOSSHEIM, Kristian, and SUDBOE, Asle. *Superconductivity: Physics and Applications*. 1st Edition. John Wiley & Sons, 2004. ISBN-10: 0470844523, ISBN-13: 978-0470844526. (cit. na s. 24).
- [34] SCHMIDT V. V. (1997) *The Physics of Superconductors Introduction to Fundamentals and Applications* DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-662-03501-6> (cit. na s. 25).
- [35] BARDEEN, J. A. et al.: Theory of superconductivity. *Physical review*, **108**, 034902 (1957). (cit. na s. 25).
- [36] TINKHAM M., Introduction to Superconductivity (Courier Corporation, New York, 1996). ISBN:0486134725. Dostupné z: https://djena.engineering.cornell.edu/hws/7_tinkham_bcs.pdf (cit. na s. 26).
- [37] Rohde-Schwarz ZVA50 for Sale | Vector Network Analyzers - Above 40 GHz | RF Network Analyzers | Test Equipment Center. Dostupné z: <https://testequipment.center/Products/Rohde-Schwarz-ZVA50>. (cit. na s. 28).
- [38] VANATKA M.. (2022). Statické a dynamické vlastnosti nanostrukturovaných magnetických materiálů [Dizertační práce, Vysoké učení technické v Brně]. (cit. na s. 31, 32 a 39).

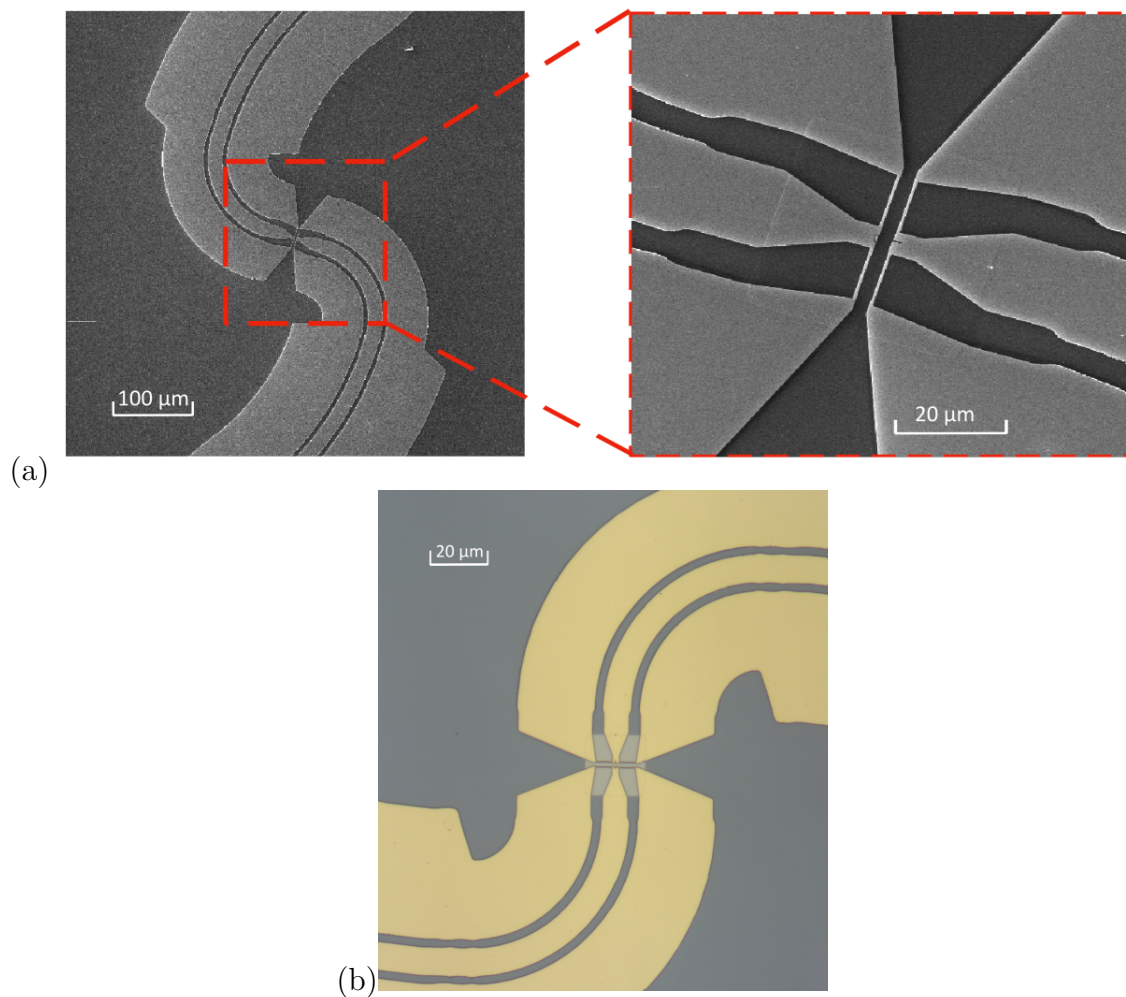
- [39] CIUBOTARU F., DEVOLDER T., MANFRINI M., ADELMANN C., and RADU I. (2016). All electrical propagating spin wave spectroscopy with broadband wave-vector capability. arXiv:1602.08091v2. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/1602.08091v2>. (cit. na s. 31 a 49).
- [40] VLAMINCK V., & BAILLEUL M. (2010). Spin-wave transduction at the sub-micrometer scale: Experiment and modeling. *Physical Review B*, 81, 014425. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.014425>. (cit. na s. 39).
- [41] KNAUER, S., et al.: Propagating spin-wave spectroscopy in nanometer-thick YIG films at millikelvin temperatures. arXiv:2212.02257v3, 22 Jan 2023.. (cit. na s. 42).
- [42] BUZDIN A. I. . (2005). Proximity effects in superconductor-ferromagnet heterostructures. *Physical Review B*, 773, 93542. DOI: [http://dx.doi.org/0034-6861/2005/773/93542/\\$50.00](http://dx.doi.org/0034-6861/2005/773/93542/$50.00). (cit. na s. 44).
- [43] CIRILLO, C., et al.: Depairing current behavior in superconducting Nb/Pd₈₁Ni₁₉ bilayers. *Physical Review B*, 75(17), 174510. DOI: [10.1103/PhysRevB.75.174510](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.75.174510). (cit. na s. 44 a 45).
- [44] CIRILLO C., et al: Long-range proximity effect in Nb-based heterostructures induced by a magnetically inhomogeneous permalloy layer. *New Journal of Physics*, 19, 023012 (2017). DOI: <https://doi.org/10.1088/1367-2630/aa5de8>. (cit. na s. 45).
- [45] MANCUSI D. , ILYINA E. A. , KUSHNIR V. N. , PRISCHEPA S. L. , CIRILLO C., and ATTANASIO C. (2011). Evaluation of the specific boundary resistance of superconducting/weakly ferromagnetic hybrids by critical temperature measurements. *American Institute of Physics*. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3664748>. (cit. na s. 45).
- [46] AARTS J., GEERS J. M. E. , BRUÈCK E., GOLUBOV A. A., and COEHOORN R. . (1997). Interface transparency of superconductor/ferromagnetic multilayers. *Physical Review B*, 56(5), 2779-2799. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.56.2779>. (cit. na s. 45).
- [47] FOMINOV YA. V. , CHTCHELKATCHEV N. M., & GOLUBOV A. A.. (2002). Nonmonotonic critical temperature in superconductor-ferromagnet bilayers. *Physical Review B*, 66, 014507. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.014507> (cit. na s. 44, 45 a 46).
- [48] KITTEL C., MCEUEN P.. (2004). *Introduction To Solid State Physics*, 8th Edition. John Wiley & Sons Inc. ISBN-13: 978-0471415268 (cit. na s. 47).
- [49] LANDAU L. D. et al., *Electrodynamics of Continuous Media*, Vol. 8 (Pergamon Press, Oxford, 1984). ISBN:0-08-030276-9. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/studium/books/1984_Landau-Electrodynamics.pdf (cit. na s. 48).
- [50] VENKATA G., FRANCHIN M., FANGOHR H., and PRABHAKAR A.. (2015). Mesh size and damped edge effects in FEM simulations of spin waves. Dostupné z: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1405.4615> (cit. na s. 50).

Seznam použitých zkratek

CGS	systém CGS, z centimetr-gram-sekunda
CPW	anténa typu kolanární vlnovod, angl. coplanar waveguide
DE	Damonův-Eshbachův mód/povrhové spinové vlny
F	označení feromagnetické vrstvy v heterostruktuře
F/I	označení feromagnetické vrstvy na hranici s izolátorem
F/S	označení dvojité heterostrukтуры feromagnet/supravodič
FMR	feromagnetická rezonance
IPA	izopropylalkohol
PMMA	polymethylmethakrylát
PSWS	spektroskopie spinových vln, angl. propagating spin wave spectroscopy
RF	vysokofrekvenční, angl. radio frequency
SEM	skenovací elektronový mikroskop
S	označení supravodivé vrstvy v heterostruktuře
S/F	označení dvojité heterostrukтуры supravodič/feromagnet
S/F/S	označení trojitě heterostrukтуры supravodič/feromagnet/supravodič
STR	přímá jednovodičová anténa, angl. stripline
VNA	Vektorový obvodový analyzátor, angl. Vector network analyzer

Seznam příloh

A. Fotografie nanonténn v různých mikroskopech



Obrázek 5.5: a) Litograficky vyrobené jednoduché antény typu STR. Vzdálenost nanoantén $D=2.5 \mu\text{m}$, šířka vodiče $a = 500 \text{ nm}$. Snímky byly pořízeny na SEM. b) Fotografie antén v optickém mikroskopu.