

MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ FAKULTA Univerzita Karlova

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vladislav Wohlrath

Laserová spektroskopie spintronických materiálů

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí diplomové práce: Prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studiijní program: Fyzika

Studiijní obor: Optika a optoelektronika

Praha 2022

Todo list

█	PN: diskuze	9
█	vložit citaci: supplemental cofe	36
█	doplnit výrobce	42
█	doplnit rozsahy	42
█	vysvetlit?	47
█	PN: ok?	70
█	overit chybu	74
	Figure:	76
█	revize	83

Obsah

Předmluva	4
1 Klasická teorie magneto-optických jevů	6
1.1 Maxwellovy rovnice	7
1.2 Polarizace	8
1.2.1 Jonesův počet	9
1.2.2 Stokesův-Muellerův počet	10
1.3 Optika v anizotropních multivrstvách	14
1.4 Magneto-optické tenzory	18
1.5 Magnetická anizotropie	20
2 Vybrané metody experimentální magneto-optiky	25
2.1 Optický můstek	31
2.2 Osmisměrná metoda	32
2.3 Metoda rotujícího pole a ROTMOKE	32
3 Studované materiály	36
3.1 CoFe	36
3.2 FeRh	37
4 Experimentální metoda	40
4.1 Popis a úvodní experimenty	42
4.2 Detekce	46
4.2.1 Kompenzace nedokonalostí a zrcadel	46
4.2.2 Současné měření ellipticity	54
4.3 Určení anizotropie MLD	57
4.4 Určení magnetické anizotropie	63
4.5 Zpracování dat	67
5 Spektroskopie anizotropie MLD	70
5.1 Měření v transmisní geometrii: CoFe	70
5.1.1 Měření při pokojové teplotě	70
5.1.2 Měření při kryogenní teplotě	72
5.2 Měření v reflexní geometrii: FeRh	74
5.2.1 Měření feromagnetické fáze	74
5.3 Diskuze	74
Závěr	77

Seznam použité literatury	78
A Přílohy	83
A.1 Průchod a odraz při poruchách permitivity	83
A.2 Dodatky k magnetické anizotropii	83
A.3 Detailly statistického zpracování	84
A.4 Stokesovy kovektory	84

Předmluva

Výhoda automatizovaných výpočtů je lidstvu zřejmá již po staletí. Nejdříve realizované otrokem s tužkou a papírem, od 19. století to byly ručně nebo parně poháněné stroje plné ozubených koleček zpracovávajících děrné štítky, a později s vývojem vakuových elektronek už šlo o počítače podobné těm dnešním, pouze mnohonásobně větší a poruchovější. Obzvláště během druhé světové války potřeba počítačů extrémně vynikla, protože se náhle staly nezbytnými výpočetně náročné činnosti jako luštění šifer a modelování atomových bomb. Mnoho bylo v sázce a všechny zmíněné přístupy byly využity naplno.

Jejich společná nevýhoda byla škálovatelnost, nebylo dost dobře možné počítače založené na těchto principech zmenšovat a zrychlovat. Když byl v roce 1947 vynalezen pevnolátkový elektrický spínač bez potřeby vakua – tranzistor – rychle bylo rozpoznáno, že to je právě ta součástka, na kterou všichni čekali. Teoretické limity na miniaturizaci a zrychlování transistorových počítačů byly v nedohlednu a rychlosť vývoje byla od šedesátých let dobře vystižena Moorovým zákonem: maximální technicky realizovatelný počet transistorů v integrovaném obvodu se zdvojnásobuje každé dva roky.

Dnes se píše rok 2022, Moorův zákon začíná pozbývat platnosti, technika transistorových počítačů se dotýká teoretických limitů a lidstvo se ocitá v podobné situaci jako před rokem 1947 - stávající počítače jsou na konci své vývojové linie.

Jedním z možných směrů, kudy se vydat dále, je *spintronika*. Běžná elektronika využívá pouze jednu vlastnost elektronů – jsou to elektrické monopóly – a zcela ignoruje jinou – mají spin a jsou to magnetické dipoly. Spintronika se zabývá vlivem spinu na transportní vlastnosti elektronů, s vysněným cílem obejmít některé technologické potíže týkající se elektroniky. Jako velký úspěch spintroniky se považuje objevení *obří magnetorezistence* (GMR)¹ v roce 1988. Mikroskopický základ GMR je právě interakce spinu elektronu s magnetickým polem, jedná se proto o spintronický jev. Objev GMR umožnil výrobu dnešních hard-disků s nevídánou kapacitou a vývoj magnetoresistivních RAM (MRAM).

Protože spin elektronu souvisí s magnetickým momentem, projevuje se především v materiálech s magnetickým uspořádáním (např. feromagnetech, antiferomagnetech), spintronika proto přirozeně zahrnuje jejich vývoj a studium. Takový vývoj ovšem vyžaduje zároveň diagnostické metody, kterými se

¹Magnetorezistence obecně znamená změnu odporu při změně magnetizace, příkladem obří značí jeho sílu (80 % oproti malým jednotkám procent pozorovaných před rokem 1988).

mohou nové materiály zkoumat, vybírat z nich ty nejslibnější a optimalizovat jejich parametry.

Tato práce se věnuje právě jedné takové diagnostické metodě – magneto-optické spektroskopii. Magneto-optika dovoluje zkoumat magnetismus skrze jeho projevy v optických vlastnostech. Projevy magneto-optické aktivity lze obecně rozdělit na liché a sudé, podle toho, jestli při obrácení orientace magnetického pole nebo magnetizace mění či nemění znaménko. Zatímco liché jevy jsou široce používané už desítky let, ty sudé začaly nabývat na popularitě až v nedávné době. Oproti lichým jevům existují ty sudé v širší třídě materiálů (např. v kolineárních antiferomagnetech), což z nich dělá jednu z mála dostupných metod jejich studia. V současné době jsou antiferomagnety předmětem intenzivního spintronického výzkumu.

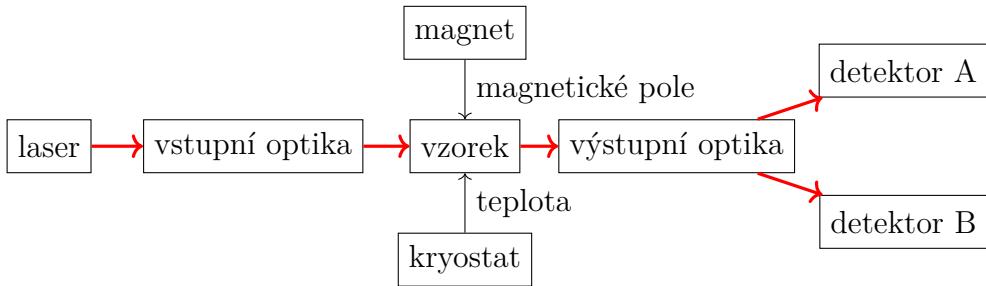
V roce 2017 byl v Laboratoři OptoSpintroniky (LOS) na Katedře CHeckické Fyziky a Optiky (KCHFO) na Univerzitě Karlově (UK) uveden do provozu prototyp vektorového magnetu, jehož účelem bylo získání metody pro magnetooptickou charakterizaci vzorků v širokém rozsahu teplot a vlnových délek, včetně zaměření na studium sudých MO jevů. Metoda využívá rotující pole v rovině vzorku a je proto koncepcně příbuzná tzv. 8-směrné metodě, metodě rotujícího pole a ROTMOKE.

Metodou bylo v minulosti studováno mnoho vzorků rozličných materiálů, avšak jakékoli pokusy o kvantitativní interpretaci sudých jevů buď úplně selhávaly, nebo dávaly protiřečící si výsledky. Hlavním cílem této práce tedy bylo pochopit příčinu pozorovaných problémů a v ideálním případě metodu opravit, uvést do provozu a demonstrovat její použitelnost na vzorcích materiálů slibných pro spintroniku.

A jak ukážeme v tomto textu, tohoto cíle bylo zcela dosaženo. Výsledkem je funkční metoda, která rozšiřuje možnosti uvedených příbuzných metod, a její funkčnost byla demonstrována studiem dvou materiálů: CoFe a FeRh.

1. Klasická teorie magneto-optických jevů

Předkládaná práce se zabývá základním typem magneto-optického experimentu, který je schematicky znázorněn na obr. 1.1. Tato kapitola shrnuje některé fyzikální modely a jevy důležité pro jeho popis.



Obrázek 1.1: Schéma typického magneto-optického experimentu. Laserový svazek je vhodně upraven vstupní optikou, dále dopadá na vzorek, kterým je propuštěn/odražen, nakonec je upraven výstupní optikou (a případně rozdělen do více ramen) a je detekována jeho intenzita. Vzorek je umístěn v kryostatu a mezi rameny elektromagnetu, takže během experimentu je mu vnučena libovolná teplota v daném rozsahu a vnější magnetické pole.

Světlo považujeme za klasické a předpokládáme, že je dobře popsáno Maxwellovými rovnicemi. Je monochromatické na kruhové frekvenci ω . K popisu polarizačního stavu používáme Jonesovy a Stokesovy vektory. Všechny optické prvky jsou lineární a nedepolarizační, takže je popisujeme Jonesovou a Muellerovou maticí[1]. Využíváme geometrické interpretace Muellerových matic metodou zobrazování Poincarého sféry¹ (tzv. *charakteristických elipsoidů*)[1, 2]. O interakci světla s látkou předpokládáme, že probíhá pouze skrze vektory elektrické polarizace \mathbf{P} , magnetizace \mathbf{M} a proudové hustoty \mathbf{j} .

Odezva materiálů je lineární a lokální, a je obecně anizotropní. Uvnitř tenkých² vzorků je nutné řešit Maxwellovy rovnice, výstupem výpočtu je opět Jonesova a Muellerova matice. Výpočet je proveden v rámci Berremanova formalismu[3] 4×4 přenosových matic pro anizotropní vrstevnaté prostředí, který je ekvivalentní Yehově 4×4 maticové algebře[4], ale netrpí některými technickými nedostatkami[5, 6, 7, 8].

¹angl. Poincaré sphere mapping

²Tak tenkých, že je nutné považovat vícenásobné odrazy za navzájem koherentní.

Magnetické látky mají dodatečný magnetický termodynamický stupeň volnosti (parametr uspořádání). Magneto-optickou aktivitu modelujeme jako závislost efektivní permitivity ε na magnetickém stupni volnosti.

U feromagnetů je to celková magnetizace \mathbf{M} . Feromagnety reagují na vnější magnetické pole změnou polohy rovnovážné magnetizace, která je daná magnetickou volnou energií (magnetickou anizotropií). Pro tenké magnetické filmy používáme Stonerův-Wohlfarthův model[9] pro materiál v jednodoménovém stavu; předpokládáme konstantní velikost magnetizace a nulový průměr do normály vzorku (magnetizace je tzv. *in-plane*). Efektivní permittivita je funkcí \mathbf{M} a je rozvedena do mocninné řady, jejíž koeficienty tvoří složky lineárního \mathbb{K} a kvadratického \mathbb{G} magneto-optického tenzoru[10].

U kolineárního antiferomagnetu FeRh (viz kap. 3.2) je magnetickým stupněm volnosti magnetizace podmřížky (Néelův vektor \mathbf{L})[11]. Podobně jako u feromagnetů je ε funkcí \mathbf{L} , až na to, že lineární člen je zakázán symetrií³.

1.1 Maxwellovy rovnice

Pracujeme ve frekvenčním prostoru, uvažujeme elektrické pole harmonické v čase s konvencí $\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \Re \{ \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}) e^{-i\omega t} \}$ a stejně pro ostatní časově závislé veličiny.

Látky popisujeme fenomenologicky lokální⁴ lineární odezvou. Navíc po kládáme nulovou magnetickou susceptibilitu na optických frekvencích: $\mathbf{M}(\omega) = 0$, což kromě speciálních metamateriálů platí bez výjimky[12]. Materiály jsou za těchto podmínek plně popsány komplexními frekvenčně závislými tenzory (3×3 matice) relativní permitivity ε_{el} a vodivosti σ

$$\mathbf{D}(\omega, \mathbf{r}) = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{el}}(\omega, \mathbf{r}) \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}), \quad (1.1)$$

$$\mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}) = \sigma(\omega, \mathbf{r}) \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}), \quad (1.2)$$

$$\mathbf{B}(\omega, \mathbf{r}) = \mu_0 \mathbf{H}(\omega, \mathbf{r}). \quad (1.3)$$

Pro přehlednost budeme dále vynechávat argumenty s tichým předpokladem, že vztahy platí lokálně pro všechna ω a \mathbf{r} . Jedinou výjimkou, kdy vynechání argumentu nebude znamenat složku na frekvenci ω (jako např. $\mathbf{E} \equiv \mathbf{E}(\omega)$), bude statická magnetizace $\mathbf{M} \equiv \mathbf{M}(\omega = 0)$ a statické externí pole, které značíme $\mathbf{H}_{\text{ext}} \equiv \mathbf{H}(\omega = 0)$.

³Podmřížky s opačnou magnetizací jsou ekvivalentní, což obecně neplatí u všech antiferomagnetů.

⁴Tzv. diplová approximace.

Maxwellovy rovnice v uvedené situaci mají v SI tvar

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B}, \quad (1.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\sigma - i\omega \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{el}}) \mathbf{E} \equiv -i\omega \frac{\varepsilon}{c^2} \mathbf{E}. \quad (1.5)$$

V rovnicích nevystupují ε_{el} a σ nezávisle, ale pouze v kombinaci patrné z první rovnosti (1.5), což souvisí s tím, že rozdělení proudů na volné a vázané je pro $\omega \neq 0$ do jisté míry arbitrární. Zavádí se proto efektivní relativní permitivita ε vztahem

$$\varepsilon_0 \varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_{\text{el}} + i\sigma/\omega, \quad (1.6)$$

která v sobě zahrnuje vliv všech uvažovaných proudů. Komplexní 3×3 matici ε dále nazýváme zkráceně permitivitou a jedná se o jediný materiálový parametr charakterizující optické vlastnosti na dané frekvenci. V rovnici (1.5) jsme také užili rychlosť světla ve vakuu $c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$.

Výhodné volby rozměru rovnic dosáhneme, pokud využijeme *impedanci volného prostoru* $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ a vyjádříme Maxwellovy rovnice v poli $Z_0 \mathbf{H} = c \mathbf{B}$

$$\frac{1}{ik_0} \nabla \times \mathbf{E} = Z_0 \mathbf{H}, \quad (1.7)$$

$$\frac{1}{ik_0} \nabla \times Z_0 \mathbf{H} = -\varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.8)$$

kde jsme označili $k_0 = c/\omega = 2\pi/\lambda_0$ vlnový vektor ve vakuu. V případě rovinné vlny s prostorovou závislostí $\propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ platí $\nabla = i\mathbf{k}$, a zavádíme normovaný vlnový vektor $\mathbf{N} = \mathbf{k}/k_0$.

“Okrajové podmínky” na rozhraní dvou materiálů, kde dochází ke skokové změně permitivity, říkají, že tečné složky \mathbf{E} a \mathbf{H} jsou při přechodu přes rozhraní spojité[13].

1.2 Polarizace

Pro popis světla ve volném prostoru ($\varepsilon = 1$) se dále omezíme na reálné \mathbf{N} . Zvolíme osu z proti směru šíření, tedy $\mathbf{N} = (0, 0, -1)^T$. Řešením jsou pole charakterizovaná libovolnými komplexními amplitudami E_x a E_y , které udávají polarizaci vlny. \mathbf{H} je pak dán rovnicí (1.7).

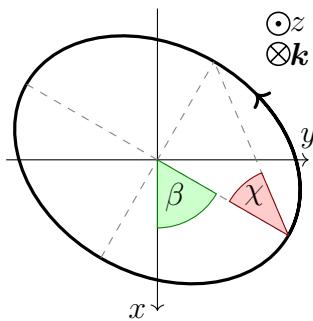
Výkon přenášený rovinou vlnou je dán časově středovaným Poyntingovým vektorem \mathbf{S} , pro vakuuum[13]

$$\langle \mathbf{S}(t) \rangle_t = \langle \mathbf{E}(t) \times \mathbf{H}(t) \rangle_t = \frac{1}{2Z_0} \mathbf{N} (E_x^* E_x + E_y^* E_y) \equiv \frac{1}{2Z_0} \mathbf{N} I, \quad (1.9)$$

kde definujeme normovanou intenzitu $I = E_{0x}^* E_{0x} + E_{0y}^* E_{0y}$.

Vektor \mathbf{E} opisuje v čase obecně elipsu v rovině kolmé na směr šíření, popisné parametry definujeme podle obr. 1.2. Jedná se o β – úhel natočení hlavní poloosy polarizace, a χ – úhel ellipticity, zde dále nazývaný zkráceně ellipticity. Pro popis ekvivalentní E_x a E_y je třeba přidat intenzitu I a časový posun δ_0 , který má význam času, ve kterém $\mathbf{E}(t)$ protíná hlavní poloosu.

Konvenci točivosti světla používáme následující: při podle pohledu *od zdroje* obíhá pravotočivé světlo v dané rovině po směru hodinových ručiček. Točivost se v parametrech projevuje vzájemným znaménkem χ a točivosti systému, ve kterém je χ definováno (viz další oddíl). Viz obr. 1.2.



Obrázek 1.2: Polarizační elipsa s vyznačenou soustavou souřadnou a elipsohmickými úhly β a χ (na obrázku jsou oba kladné). Pro vyznačený směr svazku \mathbf{k} se jedná o levotočivé světlo (čtenář je v pozici pozorovatele od zdroje).

1.2.1 Jonesův počet

Jonesovy vektory[14] jsou tvořeny přímo komplexními amplitudami polí v rovině kolmé na vektor šíření

$$\mathcal{J} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}. \quad (1.10)$$

Prostor Jonesových vektorů je přirozeně normovaný intenzitou (1.9), která je dána skalárním součinem

$$\mathcal{J}_1^\dagger \mathcal{J}_2 = \begin{pmatrix} J_{1x}^* & J_{1y}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_{2x} \\ J_{2y} \end{pmatrix}, \quad I(\mathcal{J}) = \mathcal{J}^\dagger \mathcal{J} \quad (1.11)$$

Dvě polarizace/Jonesovy vektory jsou “ortogonální” ($\mathcal{J}_1^\dagger \mathcal{J}_2 = 0$), pokud je celková intenzita prostý součet intenzit v obou polarizacích.

Akci každého lineární polarizačního prvku, lze popsat jako lineární transformaci Jonesova vektoru – transformaci Jonesovou 2×2 komplexní maticí \mathcal{T} . Jonesovy matice lze použít i pro popis polarizačního děliče: každé rameno pak má vlastní matici.

Sadě parametrů β , χ , I , δ odpovídá Jonesův vektor

$$\mathcal{J} = \sqrt{I} e^{i\delta} \begin{pmatrix} \cos \chi \cos \beta - i \sin \chi \sin \beta \\ \cos \chi \sin \beta + i \sin \chi \cos \beta \end{pmatrix}. \quad (1.12)$$

Zde je na místě poznámka o točivosti. Předkládaná práce se zabývá studiem průchodu a odrazu světla při téměř kolmém dopadu, ve kterém navíc rovina dopadu není vždy stejná. Zároveň v žádném směru neaspiruje na určení absolutního směru točivosti (obě točivosti jsou v provedených experimentech symetrické). Proto je velice výhodné používat pro odražené světlo stejnou souřadnou soustavu Jonesových vektorů, aby reflexní matice byla přibližně jednotková. Přináší to drobnou komplikaci, odražená soustava má potom opačnou točivost vzhledem ke směru šíření světla. Zde se nevyhneme nějakému kompromisu, a proto přestože točivost světla je definovaná vždy vzhledem ke směru šíření, elipsometrické parametry definujeme vždy vzhledem k dané soustavě Jonesových vektorů, která může spolu se směrem šíření tvořit jak levotočivý, tak pravotočivý systém. β definujeme vzhledem k J_1 , s rostoucím úhlem ve směru $+J_2$. δ/ω značí čas, ve kterém \mathbf{E} protne hlavní poloosu. Vztah mezi znaménkem χ a točivostí je dán následující poučkou: pokud $J_1 J_2 \mathbf{k}$ tvoří levotočivý systém jako na obr. 1.2, pak $\chi > 0$ odpovídá levotočivé polarizaci.

Vzhledem k povaze prováděných experimentů se zřejmě jedná o daleko menší komplikaci, než které by přinesl přístup vhodný pro odraz s pevnou rovinou dopadu, kdy se odražená soustava podle ní zrcadlí.

1.2.2 Stokesův-Muellerův počet

Ucelený přehled, ze kterého vychází tento oddíl, lze nalézt v [1, 2]. Stokesovy parametry obecně mohou narození od Jonesových vektorů popsat i nepolarizované světlo, v této práci si však vystačíme s plně polarizovaným světlem a proto je nebudeme definovat obecně, ale pomocí Jonesových vektorů

$$s_0 \equiv J_x^* J_x + J_y^* J_y \equiv \mathcal{J}^\dagger \sigma_0 \mathcal{J} = I, \quad (1.13)$$

$$s_1 \equiv J_x^* J_x - J_y^* J_y \equiv \mathcal{J}^\dagger \sigma_1 \mathcal{J} = I \cos 2\chi \cos 2\beta, \quad (1.14)$$

$$s_2 \equiv J_x^* J_y + J_y^* J_x \equiv \mathcal{J}^\dagger \sigma_2 \mathcal{J} = I \cos 2\chi \sin 2\beta, \quad (1.15)$$

$$s_3 \equiv -i J_x^* J_y + i J_y^* J_x \equiv \mathcal{J}^\dagger \sigma_3 \mathcal{J} = I \sin 2\chi. \quad (1.16)$$

kde jsme je druhými rovnoství vyjádřili jako střední hodnoty vhodných 2×2 hermitovských matic σ_i . Ty jsou

$$\sigma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \sigma_1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

a můžeme je rozepnout jako jednotkovou matici a přerovnané Pauliho matice. Tvoří komplexní bázi obecných komplexních 2×2 matic, s omezením na reálné koeficienty pak bázi hermitovských matic.

Každý optický prvek lineární v Jonesových vektorech je zároveň lineární ve Stokesových parametrech

$$s_i^{\text{out}} = \mathcal{J}_{\text{in}}^\dagger \mathcal{T}^\dagger \sigma_i \mathcal{T} \mathcal{J}_{\text{in}} \equiv \mathcal{J}_{\text{in}}^\dagger \left(\sum_{j=0}^3 M_{ij} \sigma_j \right) \mathcal{J}_{\text{in}} = \sum_{j=0}^3 M_{ij} s_j^{\text{in}}, \quad (1.18)$$

kde reálná 4×4 matice \mathbb{M} je dána právě rozkladem hermitovských matic $\mathcal{T}^\dagger \sigma_i \mathcal{T}$ do báze σ_j . Matice \mathbb{M} charakterizující optický prvek se nazývá Muellerova matice, a sloupový vektor \mathbf{s} složený ze Stokesových parametrů se nazývá Stokesův vektor. Složky Muellerovy matice příslušející Jonesově matici \mathcal{T} je možné počítat přímo z rozkladu (1.18) díky tzv. trace-ortogonalitě σ_j matic: $\text{Tr}\{\sigma_i \sigma_j\} = 2\delta_{ij}$

$$M_{ij} = \frac{1}{2} \text{Tr}\{\mathcal{T}^\dagger \sigma_i \mathcal{T} \sigma_j\}. \quad (1.19)$$

Pro plně polarizované světlo nejsou Stokesovy parametry nezávislé, platí totiž

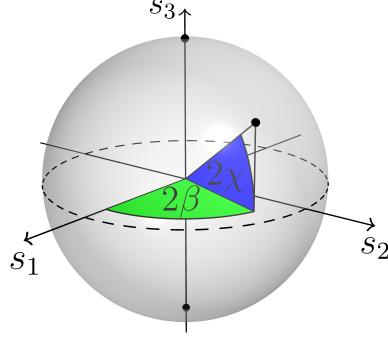
$$s_0 = \sqrt{s_1^2 + s_2^2 + s_3^2} \quad (1.20)$$

a tedy k vyjádření polarizačního stavu stačí *redukovaný* Stokesův vektor $(s_1, s_2, s_3)^T$, který lze graficky zanést do třírozměrného prostoru. Polarizace s jednotkovou intenzitou se zobrazuje na tzv. Poincarého sféře jako na obr. 1.3. Ortogonální polarizace jsou zobrazeny na body středově souměrné podle počátku.

I Muellerovy matice musí splňovat určité podmínky. Přestože libovolná myslitelná 4×4 reálná matice je dána 16 reálnými parametry, nedepolarizační (také nazývaná čistá⁵) Muellerova matice je dána pouze 7 reálnými čísly⁶. [15]

⁵Ve smyslu čistého (nesmíšeného, angl. pure) stavu v kvantové mechanice.

⁶Jonesova matice je dána 4 komplexními čísly — 8 reálných parametrů, ale při přechodu k Muellerově matici ztratíme informaci o celkové fázi.



Obrázek 1.3: Poincarého sféra. Je vyznačen rovník lineárních polarizací (rovnina $s_3 = 0$, $\chi = 0$) a póly kruhových polarizací $\chi = \pm\pi/4$.

Pro pozdější použití uvedeme totální diferenciál Stokesova vektoru (jakým způsobem se mění, při malé změně β , χ , I)

$$dS = 2I \cos 2\chi \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin 2\beta \\ \cos 2\beta \\ 0 \end{pmatrix} d\beta + 2I \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin 2\chi \cos 2\beta \\ -\sin 2\chi \sin 2\beta \\ \cos 2\chi \end{pmatrix} d\chi + \frac{1}{I} S dI. \quad (1.21)$$

Dále se zaměříme na to, jakým způsobem působí čisté Muellerovy matice, a jak jejich akci znázornit *zobrazením Poincarého sféry*[1, 2]. V případě depolarizačních prvků se ke znázornění používá trojice tzv. charakteristických elipsoidů, pro čisté prvky stačí zkoumat, jakým způsobem se změní body ležící na Poincarého sféře.

Nejdříve spomeneme větu z lineární algebry o polárním rozkladu matic[16]: Každou komplexní matici \mathcal{T} lze jednoznačně rozložit na součin unitární \mathcal{U} a pozitivně semidefinitní hermitovské $\mathcal{H}_1, \mathcal{H}_2$ matice v libovolném pořadí, $\mathcal{T} = \mathcal{U}\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_2\mathcal{U}$.

Čistý retardér Prvek reprezentovaný unitární Jonesovou maticí \mathcal{U} zachovává intenzitu a projevuje se pouze fázovým zpožděním mezi dvěma ortogonálními polarizacemi. Zachovává intenzitu, takže Poincarého sféra nebude deformovaná ani posunutá, pouze otočená či převrácená. \mathcal{U} lze diagonalizovat a její vlastní čísla jsou komplexní fázové faktory, píšeme tedy⁷

$$\mathcal{U} = e^{i\delta_1} \mathcal{J}_1 \mathcal{J}_1^\dagger + e^{i\delta_2} \mathcal{J}_2 \mathcal{J}_2^\dagger. \quad (1.22)$$

⁷Ve vzorci vystupuje dyadický součin Jonesových vektorů $\mathcal{J}\mathcal{J}^\dagger$, což je ortogonální projektor na \mathcal{J} , ne skalární součin, který by byl psaný $\mathcal{J}^\dagger\mathcal{J}$.

Tyto dva vlastní módy mají po průchodu prvkem stejný polarizační stav, akce Muellerovy matice na Poincarého sféru má tedy za následek rotaci sféry kolem osy procházející těmito vlastními módy. Úhel rotace je dán fázovým zpožděním $\delta' = \delta_2 - \delta_1$. Ve speciálním případě $\mathcal{J}_1 = (1,0)^T$ a $\mathcal{J}_2 = (0,1)^T$ je Jonesova a Muellerova matice

$$\mathcal{U} = \begin{pmatrix} e^{i\delta_1} & 0 \\ 0 & e^{i\delta_2} \end{pmatrix}, \quad \mathbb{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta' & -\sin \delta' \\ 0 & 0 & \sin \delta' & \cos \delta' \end{pmatrix}. \quad (1.23)$$

Čistý diatenuátor Pro prvek reprezentovaný pozitivně semidefinitní hermitovskou Jonesovou maticí \mathcal{H} existují dva ortogonální vlastní módy s reálnými nezápornými vlastními čísly – různými koeficienty útlumu. Normalizací matice tak, že větší z vlastních čísel se rovná 1, lze psát s reálným nezáporným η

$$\mathcal{H} = \mathcal{J}_1 \mathcal{J}_1^\dagger + \eta \mathcal{J}_2 \mathcal{J}_2^\dagger. \quad (1.24)$$

Jedná se o obecný polarizátor, který \mathcal{J}_1 propustí zcela a \mathcal{J}_2 propustí s amplitudovou propustností η . Ve speciálním případě $\mathcal{J}_1 = (1,0)^T$ a $\mathcal{J}_2 = (0,1)^T$ je Jonesova a Muellerova matice

$$\mathcal{H} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \eta \end{pmatrix}, \quad \mathbb{H} = \begin{pmatrix} \frac{1+\eta^2}{2} & \frac{1-\eta^2}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1-\eta^2}{2} & \frac{1+\eta^2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \eta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}. \quad (1.25)$$

Pro body na Poincarého sféře dosadíme $s_0^{\text{in}} = 1$ a dostaneme

$$\begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}_{\text{out}} = \begin{pmatrix} \frac{1+\eta^2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \eta & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{pmatrix}_{\text{in}} + \begin{pmatrix} \frac{1-\eta^2}{2} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

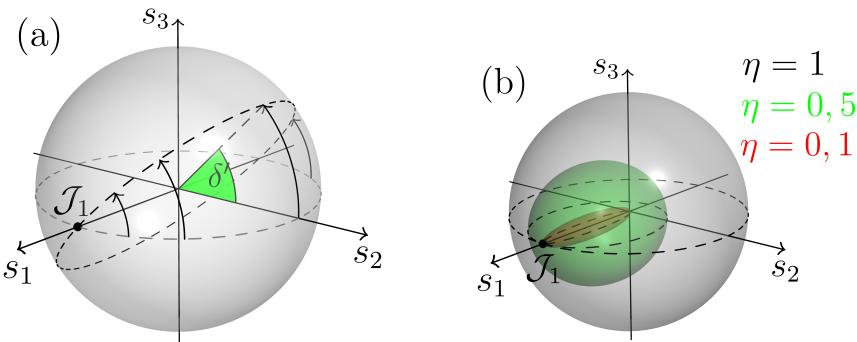
Jedná se tedy o kontrakci v rovině $s_2 s_3$ faktorem η , ve směru s_1 faktorem $(1 + \eta^2)/2$ a zároveň posunutím o $(1 - \eta^2)/2$. Ekvivalentně lze mluvit o kontrakci stejným faktorem se středem⁸ v $s_3 = 1$. Se zmenšujícím η (vyšší kvalitou polarizátoru) výsledný elipsoid svým tvarem nabývá podobnosti doutníku.

Shrneme-li uvedené poznatky, akce libovolného nedepolarizačního optického prvku je ekvivalentní postupnému působení obecného diatenuátoru (protáhnutí a posunutí ve směru vlastního vektoru \mathcal{H} jako na obr. 1.4 (b))

⁸ $(s_1^{\text{out}} - 1) = (s_1^{\text{in}} - 1)(1 - \eta^2)/2$.

a obecného retardéru (rotace podle směru vlastního vektoru \mathcal{U} jako na obr. 1.4 (a)), případně v opačném pořadí.

Zobrazení Poincarého sféry nachází využití především pro depolarizační Muellerovy matice, ale i v našem případě nabízí jednoduchý intuitivní způsob přemýšlení o polarizaci, který je důležitý např. při rychlých rozhodnutích v laboratoři, kdy není čas násobit komplexní matice.



Obrázek 1.4: Zobrazení Poincarého sféry čistými Muellerovými maticemi. (a) čistý retardér (rotace sféry), (b) čistý diatenuátor (protáhnutí a posunutí sféry).

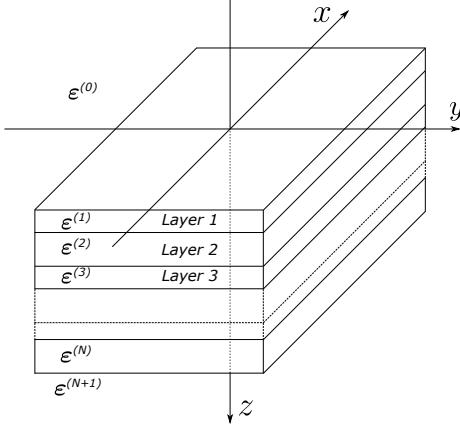
1.3 Optika v anizotropních multivrstvách

Cílem tohoto oddílu je představit teorii výpočtu transmisních a reflexních koeficientů (Jonesových matic průchodu a odrazu) obecných vrstevnatých struktur popsaných stupňovitým profilem tenzoru ε . Vrstevnatou strukturu rozumíme takovou, která je homogenní v rovině kolmé na jednu osu – tu zvolíme jako z – a rovina homogeneity a všech rozhraní bude xy , viz obr. 1.5. Stupňovitým profilem zase rozumíme, že struktura je složená z konečného počtu vrstev, ve kterých je ε konstantní.

Budeme řešit Maxwellovy rovnice (1.7), (1.8). Vzhledem k homogenitě v rovině xy lze psát

$$\mathbf{E}(x,y,z) = \mathbf{E}(z)e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad \mathbf{H}(x,y,z) = \mathbf{H}(z)e^{i(k_x x + k_y y)}, \quad (1.27)$$

kde příčné složky vlnového vektoru k_x a k_y jsou konstantní podél celé struktury i mimo ní. Uvnitř každé vrstvy bude existovat i třetí složka k_z , bude se ale lišit v různých vrstvách. Obecný postup je tedy řešit Maxwellovy rovnice zvlášť v každém prostředí, a řešení následně svázané pomocí okrajových podmínek.



Obrázek 1.5: Vrstevnaté prostředí (multivrstva). Každá vrstva je homogenní v rovině xy a má konstantní tenzor permitivity ε . [17]

Budeme následovat řešení Berremanovou metodou přenosových matic[3]. S uvážením (1.27) mají Maxwellovy rovnice maticový tvar

$$\begin{pmatrix} 0 & +i\partial_z/k_0 & N_y & -1 & 0 & 0 \\ -i\partial_z/k_0 & 0 & -N_x & 0 & -1 & 0 \\ -N_y & N_x & 0 & 0 & 0 & -1 \\ \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} & 0 & +i\partial_z/k_0 & N_y \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} & -i\partial_z/k_0 & 0 & -N_x \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} & -N_y & N_x & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \\ Z_0 H_x \\ Z_0 H_y \\ Z_0 H_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.28)$$

Člen prvního řádu⁹ nemá plnou hodnost; třetí a šestou rovnici lze přímo vyřešit a dosadit do ostatních. Nejdříve ale zavedeme úsporný blokově maticový zápis

$$\rho = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad E^\perp = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \quad H^\perp = \rho \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_y \\ -H_x \end{pmatrix}, \quad (1.29)$$

$$\varepsilon^\perp = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} \end{pmatrix}, \quad \varepsilon^\parallel = \begin{pmatrix} \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{23} \end{pmatrix}, \quad \varepsilon^- = (\varepsilon_{31} \quad \varepsilon_{32}), \quad N = \begin{pmatrix} N_x \\ N_y \end{pmatrix}. \quad (1.30)$$

Třetí a šestá rovnice mají tvar

$$N^T \rho E^\perp + Z_0 H_z = 0, \quad \varepsilon^- E^\perp + N^T H^\perp + \varepsilon_{33} E_z = 0, \quad (1.31)$$

vyřešením, dosazením do (1.28) a úpravou dostáváme

$$\partial_z \mathbf{G} = ik_0 \Delta \mathbf{G} \equiv ik_0 \begin{pmatrix} -\frac{N\varepsilon^-}{\varepsilon_{33}} & 1 - NN^T \\ \varepsilon^\perp - \frac{\varepsilon^\parallel \varepsilon^-}{\varepsilon_{33}} - \rho NN^T \rho & -\frac{\varepsilon^\parallel N^T}{\varepsilon_{33}} \end{pmatrix} \mathbf{G}. \quad (1.32)$$

⁹Prvního řádu ∂_z .

pro vektor příčných polí $\mathbf{G} = (E_x, E_y, H_y, -H_x)^T$ a označili jsme Berremanovu matici Δ . Složky \mathbf{G} jsou právě ty, jejichž spojitost na rozhraní diktují okrajové podmínky, takže není třeba se jimi zabývat zvlášť; stačí řešit rovnici (1.32). Uvnitř každé vrstvy (v oblasti s konstantním ε a tedy maticí Δ) je řešením maticová exponenciála

$$\mathbf{G}(z_2) = e^{ik_0\Delta(z_2-z_1)} \mathbf{G}(z_1), \quad (1.33)$$

která lze spočítat diagonalizací¹⁰ obecně nehermitovské 4×4 matice Δ . Matice má 4 komplexní vlastní čísla odpovídající vlnovým vektorům příslušných vlastních módů, které lze rozdělit do dvou skupin: dva módy šířící se ve směru $+z$ mají¹¹ $\Re\{N_z\} \geq 0$, $\Im\{N_z\} \geq 0$, $S_z \geq 0$; zbylé dva se šíří ve směru $-z$ a platí pro ně opačné nerovnice.

Velmi důležitým rozdílem Berremanova přístupu oproti Yehově maticové algebře je, že zatímco v Yehově metodě je diagonalizace a hledání vlastních módů nedílnou součástí již definice základních pojmu formalismu (tzv. dynamické a propagační matice), v Berremanově metodě se uplatňuje pouze jako pomocný výpočet jinak již dobře definované maticové exponenciály (1.33). Diagonalizace a hledání vlastních módů jsou vysoce nelineární operace, jsou singulární v okolí degenerací (limita izotropního ε , či směr paprsku shodný s optickou osou) a někdy v nich dokonce selhávají[5, 6, 7, 8].

Tento rozdíl je zásadní v magneto-optice, kde nás často zajímají právě drobné odchylky od izotropní ε , a výsledky jsou vyjádřeny do prvního rádu v těchto odchylkách. V Yehově formalismu je obtížné počítat derivace podle složek ε ; v (1.33) je to však jednoduché[8]. Z uvedených důvodů v této práci používáme Berremanův formalismus, přestože magneto-optice z velké části dominuje Yehův.

Poruchová teorie v Berremanově formalismu je rozvedena v dodatku A.1.

Odraz a průchod

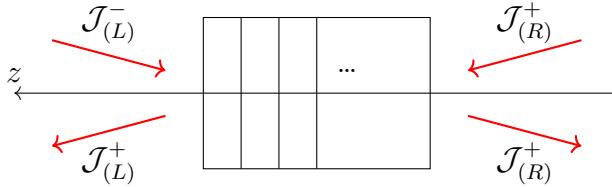
Předpokládejme, že se nám podařilo vyřešit (1.32) a tedy najít matici \mathfrak{M} , která svazuje příčná pole na začátku (L) a na konci (R) multivrstvy, viz obr. 1.6

$$\mathbf{G}_{(L)} = \mathfrak{M} \mathbf{G}_{(R)} \quad (1.34)$$

Úloha průchodu a odrazu je typicky zadána tak, že na strukturu posvítíme svazkem s definovaným vlnovým vektorem a polarizací, takže jsou

¹⁰Obecně vzato nemusí být diagonalizovatelná, dovoluje však maximálně dvounásobnou degeneraci (dva módy postupně $+z$ a dva $-z$), takže v nejpatologičtějším případě má Jordanův tvar dvou 2×2 bloků.

¹¹Podle (1.9) $S_z \propto E_x H_y - E_y H_x$.



Obrázek 1.6: Průchod a odraz od vrstevnatého prostředí. (L), resp. (R), značí veličiny na levé, resp. pravé straně multivrstvy. Polarizační stav dvojice módů šířících se ve směru $+z$, resp. $-z$, jsou popsány Jonesovými vektory \mathcal{J}^+ , resp. \mathcal{J}^- .

zadány amplitudy dvou módů na levé straně s $k_z < 0$ (svítíme zleva). Druhou podmínu volíme, že nikdo jiný na strukturu nesvítí, takže amplitudy všech zbylých módů, které přinášejí energii směrem ke struktuře, jsou nulové; to jsou dva módy na pravé straně s $k_z > 0$. Na každé straně nám tedy zbývají dva módy, jejichž amplitudy zvýbá určit. Vstupní a výstupní prostředí je nutné v tomto kontextu definovat jako to první, u kterého již nelze zpětné odrazy považovat za koherentní s dopadajícím svazkem (např. kvůli prostorovému oddělení). Např. pro odraz od vzorku na tlustém substrátu je nutné uvažovat jako výstupní prostředí substrát.

Na obou stranách si zvolíme pro $-z$ i $+z$ šířící se módy bázi lineárních polarizací, kterými definujeme Jonesovi vektory pro příslušné svazky (pro ilustraci viz obr. 1.6)

$$\mathbf{G}_{(L)} = \mathfrak{D}_{(L)} \begin{pmatrix} \mathcal{J}_{(L)}^- \\ \mathcal{J}_{(L)}^+ \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_{(R)} = \mathfrak{D}_{(R)} \begin{pmatrix} \mathcal{J}_{(R)}^- \\ \mathcal{J}_{(R)}^+ \end{pmatrix}, \quad (1.35)$$

kde \mathfrak{D} diagonalizuje Δ ve smyslu, že $\mathfrak{D}^{-1}\Delta\mathfrak{D}$ je diagonální. V Yehově formalismu se nazývají dynamické matice a obsahují ve sloupcích příčná pole jednotlivých módů. V případě degenerace není \mathfrak{D} jednoznačné – volbou \mathfrak{D} volíme bázi Jonesových vektorů.

Častá volba \mathfrak{D} v izotropním prostředí je báze lineárního příčného (TE, s-polarizace) a podélného (TM, p-polarizace) módu. Zde ji uvedeme tak, abychom si usnadnili práci s téměř kolmým dopadem, nese to však s sebou přechod do báze odraženého světla s opačnou točivostí. Opačný přístup volí opačné znaménko odražené p-polarizace, čímž se zachová točivost (viz např. [17]). Souřadnou soustavu volíme tak, aby rovina dopadu byla rovnoběžná s jednou ze souřadných os, zde zvolíme yz , takže $N_x = 0$, $N_y = \sin \alpha$, kde α je úhel dopadu. Jako bázi módů volíme lineární polarizace příčné J_s a podélné J_p k rovině dopadu, viz. obr. 1.6. Pro prostředí s indexem lomu n

má dynamická matice v této situaci explicitně tvar

$$\mathbf{G} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ Z_0 H_y \\ -Z_0 H_x \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \cos \alpha_t & 0 & \cos \alpha_t \\ -\cos \alpha_t & 0 & \cos \alpha_t & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_s^- \\ J_p^- \\ J_s^+ \\ J_p^+ \end{pmatrix}, \quad (1.36)$$

kde jsme označili $\cos \alpha_t = \sqrt{1 - \sin^2 \alpha/n^2}$ úhel lomu.

Při řešení průchodu a odrazu tedy pokládáme $\mathcal{J}_{(R)}^+ = 0$ a snažíme se vyjádřit zbylé prošlé $\mathcal{J}_{(R)}^- \equiv \mathcal{J}^t$ a odražené $\mathcal{J}_{(L)}^+ \equiv \mathcal{J}^r$ pomocí známého dopadajícího $\mathcal{J}_{(L)}^- \equiv \mathcal{J}^i$, což lze pomocí matic \mathfrak{M} a \mathfrak{D} jednoduše z

$$\begin{pmatrix} \mathcal{J}^i \\ \mathcal{J}^r \end{pmatrix} = \mathfrak{D}_{(L)}^{-1} \mathfrak{M} \mathfrak{D}_{(R)} \begin{pmatrix} \mathcal{J}^t \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1.37)$$

což vede na Jonesovy transmisní a reflexní matice Fresnelových koeficientů v bázi s- a p-polarizací

$$\begin{pmatrix} J_s^r \\ J_p^r \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sr} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_s^i \\ J_p^i \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} J_s^t \\ J_p^t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{pp} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} J_s^i \\ J_p^i \end{pmatrix}. \quad (1.38)$$

Multivrstva složená pouze z izotropních vrstev nemírá s- a p-polarizaci, mimodiagonální členy jsou nulové. Pokud je jedna nebo více vrstev pouze slabě anizotropní, projeví se to malými nenulovými mimodiagonálními členy. Při dopadu např. s-polarizace pak prošlé a odražené světlo nabyde malé amplitudy p-polarizace, v elipsometrických parametrech se to projeví stočením hlavní roviny polarizace $\Delta\beta$ a ellipticitou χ ; podobně pro dopadající p-polarizaci. Oba jevy souhrnně popisuje tzv. komplexní parametr stočení[17], v reflexi s naší konvencí

$$\Psi_s \equiv \Delta\beta_s + i\chi_s \approx \frac{r_{ps}}{r_{ss}}, \quad \Psi_p \equiv \Delta\beta_p + i\chi_p \approx -\frac{r_{sp}}{r_{pp}}. \quad (1.39)$$

V průchodu jsou reflexní koeficienty nahrazeny transmisními. Komplexní parametr stočení se používá při popisu magneto-optických Kerrových jevů.

1.4 Magneto-optické tenzory

Všechny magneto-optické (MO) jevy lze v principu vysvětlit závislostí optických parametrů na magnetickém stavu[17]. V našem modelu je jediným materiálovým parametrem tenzor relativní permitivity ε . Zaměříme se na feromagnety, závislost na magnetickém stavu značíme $\varepsilon(\mathbf{M})$. Obecně je možné rozdělit závislost do tří příspěvků

$$\varepsilon(\mathbf{M}) = \varepsilon^{(0)} + \varepsilon^{(-)}(\mathbf{M}) + \varepsilon^{(+)}(\mathbf{M}), \quad (1.40)$$

kde $\varepsilon^{(0)}$ je nemagnetická/strukturální permitivita¹², $\varepsilon^{(-)}(\mathbf{M}) = -\varepsilon^{(-)}(-\mathbf{M})$ je permitivita lichá v magnetizaci a $\varepsilon^{(+)}(\mathbf{M}) = \varepsilon^{(+)}(-\mathbf{M})$ je permitivita sudá v magnetizaci.

Z termodynamických úvah plynou Onsagerovy relace reciprocity[18, 19] pro $\varepsilon(\mathbf{M})$

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \varepsilon_{ji}(-\mathbf{M}), \quad (1.41)$$

takže $\varepsilon^{(0)}$ a $\varepsilon^{(+)}$ jsou symetrické, zatímco $\varepsilon^{(-)}$ je antisymetrický.

Magnetická závislost permitivity se obvykle rozvíjí do mocninné řady v \mathbf{M} [10]

$$\varepsilon_{ij}(\mathbf{M}) = \varepsilon_{ij}^{(0)} + \sum_{k=1}^3 \left[\frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial M_k} \right]_{\mathbf{M}=0} M_k + \sum_{k,l=1}^3 \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}}{\partial M_k \partial M_l} \right]_{\mathbf{M}=0} M_k M_l + \dots \quad (1.42)$$

$$= \varepsilon_{ij}^{(0)} + \sum_{k=1}^3 K_{ijk} M_k + \sum_{k,l=1}^3 G_{ijkl} M_k M_l + \dots = \varepsilon_{ij}^{(0)} + \varepsilon_{ij}^{(1)} + \varepsilon_{ij}^{(2)} + \dots \quad (1.43)$$

kde jsme explicitně uvedli první dva řády, které definují *lineární MO tenzor* \mathbb{K} a *kvadratický MO tenzor* \mathbb{G} . Vyšší řády se většinou zanedbávají. Je dobré ale mít na paměti, že zakončením rozvoje na určitém řádu nejen snižujeme přesnost, ale také uměle zvyšujeme symetrii $\varepsilon(\mathbf{M})$ [17]. To je nejlépe nahlédnout např. u materiálu se šesterečnou symetrií v rovině xy : \mathbb{G} tenzor je v rovině xy isotropní, ale permitivita 6. řádu už má “správnou” šesterečnou symetrii. MO tenzory \mathbb{K} a \mathbb{G} nedokáží popsat Voigtův jev (viz kap. 2) se šesterečnou symetrií, proto je třeba mít se na pozoru a v případě takového kvalitativního důkazu do rozvoje přidat další členy.

MO tenzory se musí podřizovat stejným symetriím jako materiál, který popisují, což je spolu s Onsagerovými relacemi poměrně silně omezuje. Tvar \mathbb{K} a \mathbb{G} pro všechny krystalografické třídy je uveden v [10]. Dále uvedeme MO tenzory pro izotropní a kubický (krystalové třídy $\bar{4}3m, 432, m3m$) materiál s krystalografickými osami ve směrech souřadných os [20, 10]. Izotropní i kubický materiál mají izotropní nemagnetickou permitivitu (index lomu n)

$$\varepsilon^{(0)} = \begin{pmatrix} n^2 & 0 & 0 \\ 0 & n^2 & 0 \\ 0 & 0 & n^2 \end{pmatrix}, \quad (1.44)$$

¹²“Jako kdyby $\mathbf{M} = 0$.”

oba také mají izotropní \mathbb{K}

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{yz}^{(1)} = -\varepsilon_{zy}^{(1)} \\ \varepsilon_{zx}^{(1)} = -\varepsilon_{xz}^{(1)} \\ \varepsilon_{xy}^{(1)} = -\varepsilon_{yx}^{(1)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K & 0 & 0 \\ 0 & K & 0 \\ 0 & 0 & K \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix}, \quad \varepsilon^{(1)} = K \begin{pmatrix} 0 & M_z & -M_y \\ -M_z & 0 & M_x \\ M_y & -M_x & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.45)$$

ale v druhém řádu už se liší. Pro kubický materiál platí (používáme 2-indexovou notaci jako [20])

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}^{(2)} \\ \varepsilon_{yy}^{(2)} \\ \varepsilon_{zz}^{(2)} \\ \varepsilon_{yz}^{(2)} = \varepsilon_{zy}^{(2)} \\ \varepsilon_{zx}^{(2)} = \varepsilon_{xz}^{(2)} \\ \varepsilon_{xy}^{(2)} = \varepsilon_{yx}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} G_{11} & G_{12} & G_{12} & 0 & 0 & 0 \\ G_{12} & G_{11} & G_{12} & 0 & 0 & 0 \\ G_{12} & G_{12} & G_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2G_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2G_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2G_{44} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_x^2 \\ M_y^2 \\ M_z^2 \\ M_y M_z \\ M_z M_x \\ M_x M_y \end{pmatrix}, \quad (1.46)$$

pro isotropní navíc $\Delta G \equiv G_{11} - G_{12} - 2G_{44} = 0$. Pro pozdější použití uvedeme pro speciální případ $M_z = 0$

$$\varepsilon^{(2)} = G_{12} |\mathbf{M}|^2 \quad (1.47)$$

$$+ \frac{G_s}{2} \begin{pmatrix} M_x^2 & M_x M_y & 0 \\ M_x M_y & M_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \frac{\Delta G}{2} \begin{pmatrix} M_x^2 & -M_x M_y & 0 \\ -M_x M_y & M_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

kde $G_s = G_{11} - G_{12} + 2G_{44}$. Pro úplnost připomeneme, že složky MO tenzorů jsou stejně jako relativní permitivita ε komplexní, bezrozměrné a frekvenčně závislé. Pokud je materiál dobře popsaný MO tenzory, lze pro libovolné \mathbf{M} dosazením do (1.42) získat ε , aplikovat metodu z oddílu 1.3 a tak spočítat všechny myslitelné transmisní a reflexní koeficienty.

Uvedený přístup není možné použít v případě, že osvětlované místo vzorku není tvořené homogenním \mathbf{M} , ale je tvořené více doménami, ve kterých se \mathbf{M} liší. \mathbf{M} je ve více-doménovém stavu dané průměrem přes domény. Pro \mathbb{K} to nečiní problém, protože pro průměrné \mathbf{M} dostaneme průměrné ε , ale pro \mathbb{G} to již neplatí.

1.5 Magnetická anizotropie

Magnetizace \mathbf{M} materiálu není veličina, která by se dala v experimentu přímo ovládat. V experimentu můžeme aplikovat vnější pole \mathbf{H}_{ext} a materiál si sám najde rovnovážnou polohu \mathbf{M} . Na druhou stranu magnetooptické

vlastnosti, jak je patrné z předchozího oddílu, závisí od \mathbf{M} . Tento oddíl se věnuje vztahu mezi \mathbf{M} a \mathbf{H}_{ext} .

Pro ilustraci budeme uvažovat systém s homogenní magnetizací. Z vnitřní energie vyčleníme energii samotného vnějšího magnetického pole, které by bylo přítomno i při absenci systému, a zahrneme pouze magnetickou energii spojenou se systémem tak, jak je popsáno v dodatku učebnice [21]. Vnější pole \mathbf{H}_{ext} tedy uvažujeme jako čistě pole tvořené externími zdroji a nezahrnuje demagnetizační pole. Magnetický příspěvek hustoty vnitřní energie pak má tvar[21]

$$dU_{\text{mag}} = \mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot d\mathbf{M}. \quad (1.49)$$

Pokud je udržovaný na teplotě T , udává jeho termodynamické vlastnosti hustota volné energie $F(T, \mathbf{M})$ [21]. Aby mohl být systém v rovnováze při konkrétním \mathbf{M} , musí externí pole jakožto přidružený intenzivní parametr splňovat

$$\mu_0 H_{\text{ext}}(\mathbf{M}) = \nabla_{\mathbf{M}} F(\mathbf{M}). \quad (1.50)$$

Radši bychom ale znali rovnovážné \mathbf{M} v situaci, kdy je systém obklopen magnetickým polem \mathbf{H}_{ext} tvořeným např. cívkami elektromagnetu. Mezi magnetem a studovaným systémem dochází k výměně energie prostřednictvím magnetického pole, systém je v kontaktu s "magnetickým rezervoárem" a v rovnováze proto dochází k minimalizaci *celkové* volné energie. V souladu s teorií termodynamických potenciálů tedy přejdeme k Legendrově transformaci v \mathbf{H}_{ext} – hustotě "magnetické entalpie"¹³ systému[22]

$$\Omega(T, \mathbf{H}_{\text{ext}}) = -\mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ext}}) + F(\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ext}})). \quad (1.51)$$

Princip minima termodynamických potenciálů nám říká, že pro libovolné pevné \mathbf{H}_{ext} bude \mathbf{M} nabývat takové hodnoty, která minimalizuje Ω . V obecné situaci, kdy magnetizace není homogenní a jednotlivá místa systému spolu interagují, může volná energie být obecným nelokálním funkcionálem prostorového rozložení magnetizace. Hustota $F(\mathbf{M})$ se proto nazývá *funkcionál volné energie*.

Široce používaný model feromagnetů v jedno-doménovém stavu je tzv. Stonerův-Wohlfarthův model[9]. Předpokládá, že funkcionál $F(\mathbf{M})$ má význam pouze lokální hustoty a \mathbf{M} je tedy dána minimalizací (1.51). Ve formě, v jaké SW model budeme používat, zahrnujeme do volné energie 4 příspěvky[23, 24, 25]

$$F = F^{\text{exchange}} + F^{\text{magnetocrystalline}} + F^{\text{shape}} + F^{\text{strain}} \quad (1.52)$$

¹³Někdy označované jako magnetický Gibbsův potenciál.

První člen, způsobený výměnnou interakcí, má na svědomí feromagnetismus; závisí na celkové velikosti magnetizace $|\mathbf{M}|$ a má ostré minimum pro saturovanou magnetizaci $|\mathbf{M}| = M_S$ – všechny mikroskopické magnetické momenty jsou orientované stejným směrem. Magnetokrystalická anizotropie $F^{\text{magnetocrystalline}}$ popisuje interakci s krystalickou mřížkou, tvarová anizotropie F^{shape} popisuje vliv tvaru vzorku a strainová anizotropie F^{strain} popisuje anizotropie způsobené mechanickým napětím (např. když je vzorek nanesen na substrátu s odlišnou mřížkovou konstantou).

Dále se omezíme na situaci relevantní pro tuto práci. Vzorek je feromagnetický a vlivem výměnné interakce je magnetizace vždy saturovaná. Vzorek je kubický tenký film s krystalografickými směry [100], [010] a [001] shodnými s kladnými poloosami x , y , z . Tvarová anizotropie způsobí vymízení out-of-plane magnetizace $M_z = 0$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} M_x \\ M_y \\ M_z \end{pmatrix} = M_S \begin{pmatrix} \cos \varphi_M \\ \sin \varphi_M \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.53)$$

Magnetokrystalická anizotropie se rozvine do mocninné řady v \mathbf{M} a ponechá se pouze nejnižší člen respektující kubickou symetrii, s uvážením (1.53)

$$\frac{F^{\text{magnetocrystalline}}}{M_S} = k_4 \sin^2 \varphi_M \cos^2 \varphi_M, \quad (1.54)$$

čímž jsme definovali kubickou anizotropní konstantu k_4 . Pro $k_4 > 0$ má minima – snadné osy – ve směrech [100] a [010] (tj. $\varphi_M = 0^\circ, 90^\circ$), pro $k_4 < 0$ jsou to [110] a [1-10] (tj. $\varphi_M = 45^\circ, 135^\circ$).

Navíc povolíme uniaxiální strainovou anizotropii. Také jí rozvineme do řady a podpoření tím, že mechanické napětí v rovině má principiálně uniaxiální charakter, ponecháme pouze první člen a opět vydělíme M_S pro definici uniaxiální anizotropní konstanty k_u a směru φ_u .

$$\frac{F^{\text{strain}}}{M_S} = k_u \sin^2 (\varphi_M - \varphi_u). \quad (1.55)$$

φ_u je takto definováno vzhledem ke krystalografickému směru [100]. Je do stačující omezit se na $k_u \geq 0$, snadné směry jsou pak ve $\varphi_M = \varphi_u, \varphi_u + 180^\circ$. Obě hodnoty φ_u a $\varphi_u + 180^\circ$ popisují stejné F^{strain} , takže pokud v konkrétním případě nemáme důvod konat jinak (např. z důvodu spojitosti), omezujeme se na $\varphi_u \in [0^\circ, 180^\circ]$.

Kanonický tvar funkcionálu volné energie tenkého kubického filmu v rovině xy orientovaného [100] = x tedy píšeme

$$\frac{F(\varphi_M)}{M_S} = k_4 \sin^2 \varphi_M \cos^2 \varphi_M + k_u \sin^2 (\varphi_M - \varphi_u). \quad (1.56)$$

Pro \mathbf{H}_{ext} v rovině xy

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} = H_{\text{ext}} \begin{pmatrix} \cos \varphi_H \\ \sin \varphi_H \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.57)$$

je $\varphi_M(\varphi_H)$ dáno minimalizací hustoty magnetické entalpie (vydělené konstantním M_S)

$$\frac{\Omega}{M_S} = -\mu_0 H_{\text{ext}} \cos(\varphi_M - \varphi_H) + k_4 \sin^2 \varphi_M \cos^2 \varphi_M + k_u \sin^2(\varphi_M - \varphi_u) \quad (1.58)$$

Dělení M_S zavádíme, aby anizotropní konstanty k_4 a k_u měly dimenzi magnetického pole a byly přímo porovnatelné s experimentálně ovladatelným $\mu_0 H_{\text{ext}}$, bez nutnosti znalosti M_S .

Pro praktické účely je výhodné vyjádřit (1.56) ekvivalentním způsobem pro vzorek obecně natočený v rovině xy o úhel γ , tzn. [100] je ve směru vektoru $(\cos \gamma, \sin \gamma, 0)$. Pak až na bezvýznamnou aditivní konstantu

$$\frac{F(\varphi_M)}{M_S} = -\frac{k_4}{8} \cos 4(\varphi_M - \gamma) - \frac{k_u}{2} \cos 2(\varphi_M - \gamma - \varphi_u) \quad (1.59)$$

$$= \tilde{k}_4 \frac{-e^{-i4\varphi_M}}{16} + \tilde{k}_u \frac{-e^{-i2\varphi_M}}{4} + \text{c. c.}, \quad (1.60)$$

kde c. c. značí komplexně sdružený předešlý výraz zvláštní normalizace je volena tak, aby

$$\tilde{k}_4 = k_4 e^{i4\gamma}, \quad \tilde{k}_u = k_u e^{i2(\gamma+\varphi_u)}. \quad (1.61)$$

Pro in-plane magnetickou anizotropii se zavádí tzv. *torque*¹⁴ $L = -dF/d\varphi_M$. Podmínka minima Ω má pak tvar

$$L(\varphi_M) = \mu_0 H_{\text{ext}} M_s \sin(\varphi_M - \varphi_H). \quad (1.62)$$

Existence volné energie má netriviální důsledek na tvar závislosti $\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ – podmínu integrability. Pro relevantní situaci saturované in-plane magnetizace a rotujícího vnějšího pole konstantní velikosti má tvar

$$\mu_0 H_{\text{ext}} M_s \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_M}{d\varphi_H} \sin(\varphi_M - \varphi_H) d\varphi_H = 0, \quad (1.63)$$

za podmínky, že φ_M je spojitou funkcí φ_H – nedochází k přeskokům magnetizace.

¹⁴Česky točivý moment.

Důsledkem je např. intuitivní fakt, že z myslitelných průběhů $\varphi_M(\varphi_H) = \varphi_H + c$ je jediný možný ten, pro který $c = 0$; není možné, aby magnetizace konzistentně “předbíhala” nebo se “opoždovala” za přiloženým polem. Pokud z experimentu dokážeme určit pouze $d\varphi_M/d\varphi_H$, podmínka (1.63) nám dovoluje určit integrační konstantu. Podrobnosti jsou uvedeny v dodatku A.2.

2. Vybrané metody experimentální magneto-optiky

V této kapitole se zaměříme na magnetooptické (MO) jevy – jakým způsobem se tenzor permitivity závislý na magnetickém stavu projevuje v experimentu. Změna permitivity se přirozeně projeví změnou transmisních a reflexních koeficientů, a tím pádem i v polarizačním stavu prošlého a odraženého světla. Typický magnetooptický experiment tedy zkoumá polarizační stav světla po průchodu či odrazu od magnetooptického materiálu, měřenou veličinou je obvykle buď úhel natočení hlavní roviny polarizace β , ellipticitu χ nebo méně často intenzitu I , v závislosti na magnetickém stavu. Magnetooptické experimenty mají společné to, že u měřené veličiny většinou nelze prakticky určit absolutní hodnotu a je nutné měřit pouze rozdíly[17]. Navíc se tato absolutní hodnota mění při změně většiny parametrů experimentu (např. posunutí/otočení čehokoliv), a jako nejčastější z mála možností je měřit rozdíl signálu při různých magnetických stavech. To se realizuje např. změnou přiloženého vnějšího pole, současným pozorováním regionů v různých magnetických stavech (MO mikroskopie), nebo časově rozlišeným pozorováním po aplikaci silného krátkého laserového pulzu (pump-probe metody).

Jediná podmínka na zkoumaný materiál je, aby existoval v různých magnetických stavech. Ty jsou nejčastěji charakterizované magnetizací \mathbf{M} – MO jevy byly pozorovány v diamagnetikách, paramagnetikách, feromagnetikách – není to ale podmínkou, existují i v kompenzovaných antiferomagnetech (AFM)[26], ve kterých celková magnetizace vymizí.

MO jevy lze pozorovat v transmisi i v reflexi. Reflexní jevy se souhrně nazývají MO Kerrovy jevy (MOKE). Pro Kerrovy jevy existuje ustálená notace výsledků měření[17]. Kvůli praktickým účelům bývá nenulový úhel dopadu a jako vstupní polarizace se zpravidla volí buď s- nebo p-polarizace. Změna polarizačního stavu po odrazu je popsána tzv. Kerrovou rotací a Kerrovou ellipticitou vyjádřených společně komplexní Kerrovou rotací $\Psi_{s/p}$ jako v (1.39).

Dalším přirozeným dělením MO jevů je třídění na liché a sudé v magnetizaci, což vzhledem k běžnému zanedbání jevů třetího a vyššího řádu splývá s dělením na lineární a kvadratické. Tradičně však toto dělení nerozlišuje magnetickou závislost permitivity (vyjádřenou MO tenzory \mathbb{K} a \mathbb{G}), ale pozorovaných veličin (např. β , χ , příp. transmisní/reflexní koeficienty). Závislost měřitelných veličin na ϵ je nelineární, a proto mohou být kvadratické jevy způsobeny i lineárním \mathcal{K} : např. v kvadratickém Voigtově jevu (viz níže) vystupuje i člen $(\epsilon^{(1)})^2 \propto \mathbb{K}^2 \mathbf{M}^2$, který je někdy označovaný jako *beam walk-off*[27]. Lineární jevy mohou naopak být způsobeny jedině lineárním \mathbb{K} .

Zmíníme ještě jedno dělení MO jevů: na základě toho, jaký druh optické anizotropie do vzorku zavádí magnetická permitivita[28]. Anizotropie může mít charakter dvojlomu (anizotropie $\Re\{n\}$ – rozdílná fázová rychlosť) nebo dichroismu (anizotropie $\Im\{n\}$ – rozdílný absorpční koeficient). Druhou charakteristikou optické anizotropie jsou vlastní módy, pro které se daná vlastnost liší – v nejjednodušším případě jsou to lineární¹ nebo kruhové polarizace. Kombinací těchto charakteristik dělíme jevy na magnetický lineární/kruhový dvojlom/dichroismus: MLB, MLD, MCB, MCD². Toto dělení se ale v reflexi používá z “pedantského” pohledu chybným způsobem: jako MLD se někdy označuje anizotropie reálné části *reflexního koeficientu*, která je však spjatá s anizotropií reálné i imaginární části indexu lomu – tj. MLB i MLD[29].

Poznamenáme, že pro intuitivní a dokonce i kvantitativní pochopení vlivu průchodu světla vzorkem vykazujícím jednu z uvedených anizotropií je dosačující grafické znázornění Muellerových matic zavedené v oddílu 1.2.2. Dvojlomný vzorek (obecný retardér) provádí otáčení a dichroický (obecný diatenuátor) protahování a posouvání ve směru osy procházející příslušnými lineárními/kruhovými módy.

Lineární jevy Jsou obecně silnější a navíc mají tu výhodu, že díky opačným znaménkám signálu pro opačné směry magnetizace lze často jednoduše oddělit signál od nemagneto-optického pozadí. V reflexi se lineární Kerrový jevy rozlišují podle toho, na jaké složky magnetizace jsou citlivé, viz obr. 2.1[17].

- Polární (PMOKE) - \mathbf{M} kolmé na rozhraní.
- Longitudinální (LMOKE) - \mathbf{M} v rovině rozhraní a rovině dopadu.
- Transverzální (TMOKE) - \mathbf{M} v rovině rozhraní a kolmo na rovinu dopadu.

LMOKE a TMOKE jsou nulové při kolmém dopadu, a při téměř kolmém dopadu jejich amplituda roste lineárně s úhlem dopadu. PMOKE je nenulový i při kolmém dopadu.

V transmisi se vyskytují podobné jevy, z nichž samostatný název má jako jediný polární - Faradayův jev (MCB) objevený jako první už v roce 1845, ještě před formulací Maxwellových rovnic[28].

¹Slovo lineární má zde význam lineární polarizace; nesouvisí s dělením na lineární a kvadratické jevy výše. MLD je kvadratický jev.

²angl. Magnetic Linear/Circular Birefringence/Dichroism.

PMOKE	LMOKE	TMOKE
$\begin{bmatrix} \varepsilon_d & -\varepsilon_1(M_z) & 0 \\ \varepsilon_1(M_z) & \varepsilon_d & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_d \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \varepsilon_d & 0 & \varepsilon_1(M_y) \\ 0 & \varepsilon_d & 0 \\ -\varepsilon_1(M_y) & 0 & \varepsilon_d \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \varepsilon_d & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_d & -\varepsilon_1(M_x) \\ 0 & \varepsilon_1(M_x) & \varepsilon_d \end{bmatrix}$
$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp}(M_z) \\ r_{ps}(M_z) & r_{pp} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp}(M_y) \\ r_{ps}(M_y) & r_{pp} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} r_{ss} & 0 \\ 0 & r_{pp} + \Delta r_{pp}(M_x) \end{bmatrix}$

Obrázek 2.1: Lineární Kerrovy jevy. Předposlední řádek uvádí tvar permitivity ε izotropního materiálu s danou magnetizací. Poslední řádek výslednou reflexní Jonesovu matici. [17]

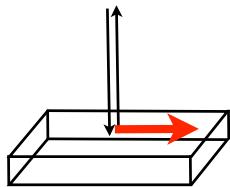
Kvadratické jevy Zatímco lineární magnetooptika se stala užitečným nástrojem v mnoha oborech, kvadratická dlouho unikala pozornosti. Prakticky jediná situace, ve které je díky vymizení lineárních jevů možné pozorovat čistě kvadratické jevy, je kolmý dopad s transverzální magnetizací³, jak znázorňuje obr. 2.2. Poprvé byl kvadratický jev pozorován v transmisi – Voigt v roce 1902 pozoroval v plynech stočení kvadraticky závislé na transverzálním magnetickém poli a v roce 1907 to samé v kapalinách nezávisle pozorovali Cotton a Mouton[28]. Z pohledu třídění magneto-optických anizotropií se jedná o MLD, jev se často nazývá Voigtův či Cottonův-Moutonův. V reflexi se kvadratické jevy nazývají souhrnně jako kvadratické MOKE (QMOKE), případně reflexní Voigtův, Cotton-Moutonův jev nebo reflexní analogie MLD.

Transmisi i reflexní verze tohoto jevu jsou ústředním tématem této práce a pro jednoduchost je dále budeme nazývat souhrnně MLD.

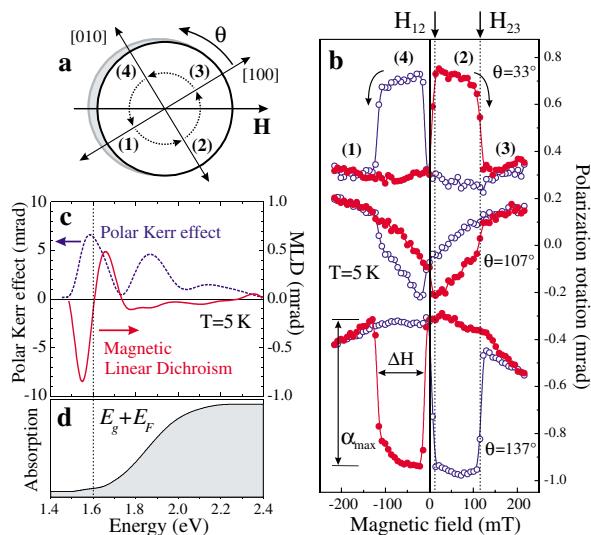
Kvadratické jevy se postupem času ukázaly jako obecně téměř všudypřítomné a nezanedbatelné. V roce 2005 byl v magnetickém polovodiči GaMnAs pozorován v reflexi při téměř kolmém dopadu *obří* MLD - kvadratické stočení polarizace, které bylo svou velikostí srovnatelné s lineárními jevy[30]. K pozorování bylo využito chování hysterezních smyček v materiálech se čtyřmi snadnými osami, viz. obr. 2.3.

Silné MLB a MLD bylo také pozorováno při nízkých teplotách v paramagnetickém terbium-galiovém granátu (TGG)[27] a obecně jsou často silné

³Nebo nulový \mathbb{K} tenzor jako v případě kolineárních AFM.



Obrázek 2.2: Voigtova geometrie. Světlo dopadá kolmo na rozhraní a magnetizace je transverzální (v rovině rozhraní). [29]

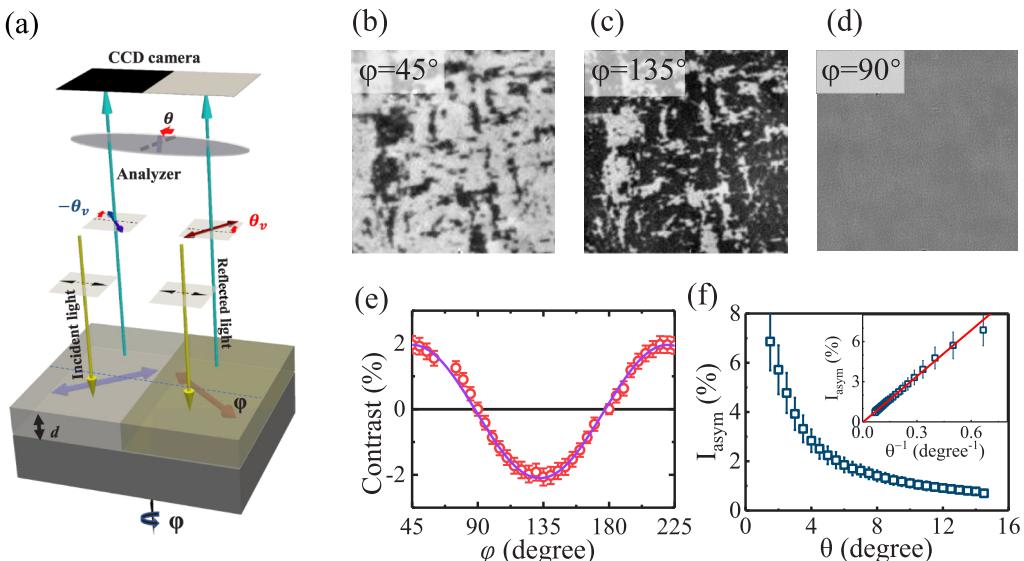


Obrázek 2.3: Obří MLD v GaMnAs. (a) Snadné osy magnetizace označené čísly (1)–(4). (b) Stočení polarizace v při aplikaci vnějšího pole ve směru θ . Spektrální závislost (c) síly MO jevů a (d) absorpcie. [30]

v Heuslerových sloučeninách[31]. V roce 2020 byl pozorován obří QMOKE v tenkém filmu (Eu,Gd)O dosahující stočení až 1° [32].

Jedním z důvodů, proč se v současné době kvadratické jevy těší vysoké popularitě, je, že kvadratický tenzor \mathbb{G} dovoluje výrazně širší třídu symetrií materiálů než lineární \mathbb{K} ; mezi ně se řadí např. zmíněné kolineární AFM. AFM byly již dříve předmětem intenzivního spintronického výzkumu [33, 34], s objevem nové třídy magnetických materiálů – *altermagnetů*[35] – se opět dostávají na výsluní.

Co se týče praktického použití kvadratických jevů pro studium AFM, byly využity např. pro určení Néelova vektoru v CuMnAs[26], pro mikroskopii AFM domén[36] tenkých filmů NiO (viz obr. 2.4) a pro pozorování reakcí Fe₂As na ultrarychlé změny teploty[37].



Obrázek 2.4: Pozorování antiferomagnetických domén v tenkém filmu NiO. (a) Schéma experimentu: je zkoumán rozdíl stočení polarizace při odrazu od domén s vzájemně kolmou orientací Néelova vektoru. (b–e) Závislost pozorovaného odrazu na natočení vstupní lineární polarizace. [36]

V nejjednoduším případě Voigtovy geometrie, kdy má navíc magnetická závislost permitivity plnou symetrie prázdného prostoru (\mathbb{K} , \mathbb{G} i všechny vyšší řady jsou izotropní), má stočení polarizace vlivem Voigtova jevu jednoduchý tvar s fenomenologickým parametrem P popisujícím amplitudu jevu[38]

$$\Delta\beta = P \sin(2(\varphi_M - \beta)) . \quad (2.1)$$

Ani kubické krystaly však obecně nemají izotropní \mathbb{G} [20], a navíc pro měření odrazu se často používá malý, ale nenulový úhel dopadu, který vnese do

signálu i lineární MOKE, takže je třeba využít plného formalismu představeného v kap. 1. To je sice v principu možné pro každou konkrétní situaci, ale pro interpretaci experimentu je nutné mít nějaký fenomenologický vzorec typu (2.1), který je platný pro širší třídu situací.

Šikmý odraz na polonekonečném (bulku) [001] orientovaném kubickém vzorku s omezením na in-plane magnetizaci byl spočítán pomocí Yehovy metody v [39]. Jiná situace byla spočítána Berremanovou metodou v [40]: odraz na struktuře tvořené izotropním polonekonečným substrátem, ultra-tenkým⁴ filmem se zcela obecně anizotropním tenzorem permitivity, a izotropní nadvrstvou. Dosazením magnetické permitivity pro [001] orientovaný kubický vzorek in-plane otočený o úhel γ , jako v (1.59), je pak reprodukován stejný tvar vzorce jako pro polonekonečný vzorek

$$\Psi_{s/p} = A_{s/p} \left[2G_{44} - \frac{K^2}{\varepsilon^0} + \frac{\Delta G}{2} (1 - \cos 4\gamma) \right] M_x M_y \quad (2.2)$$

$$+ A_{s/p} \left[\frac{\Delta G}{4} \sin 4\gamma \right] (M_x^2 - M_y^2) \pm B_{s/p} K M_y, \quad (2.3)$$

kde $A_{s/p}$ a $B_{s/p}$ jsou vážící konstanty závisející na úhlu dopadu a na parametrech substrátu a nadvrstvy. $A_{s/p}$ je sudou a $B_{s/p}$ lichou funkcí úhlu dopadu, jejich konkrétní tvar je uveden v příslušných původních článcích [39, 40]. Detaily ohledně konvencí lze také nalézt v [17]. Vliv izotropního substrátu a nadvrstvy je diskutován metodou efektivních rozhraní v [41].

V uvedeném vzorci (2.2) jsou patrné dva druhy příspěvků: lineární v \mathbf{M} , který vymizí při kolmém dopadu a kvadratický v \mathbf{M} , který je nenulový i při kolmém dopadu. Jak bylo avizováno, kvadratický člen v sobě zahrnuje i lineární permitivitu K^2 . Lze také vidět, že při kolmém dopadu $B_{s/p} = 0$ a izotropním \mathbb{G} ($\Delta G = 0$) nezáleží signál na natočení vzorku a dostaneme

$$\Psi_{s/p} = A_{s/p} \left[2G_{44} - \frac{K^2}{\varepsilon^0} \right] M_x M_y, \quad (2.4)$$

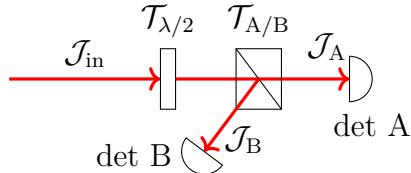
což je ekvivalentní (2.1).

Při nekolmém dopadu se lineární i kvadratický člen sčítají a pro kvantitativní analýzu je třeba je nějakým způsobem oddělit. Metodám, které se tím zabývají, se věnujeme v dále uvedených částech této kapitoly.

⁴ $nd/k_0 \ll 1$, kde n je index lomu a d tloušťka vrstvy.

2.1 Optický můstek

V MO experimentech, ve kterých se měří stočení hlavní roviny polarizace či elipticitu, se často využívá schéma optického můstku⁵[17]. V jednoduché formě je znázorněn na obr. 2.5.



Obrázek 2.5: Optický můstek. Naznačeny jsou Jonesovy vektory v určitých místech a matice jednotlivých prvků.

Ústředním prvkem je polarizační dělič (často typu Glan Laser či Wollastonův hranol), který rozdělí svazek do dvou lineárně polarizovaných ramen. Při měření je nejprve nastaven úhel rotace půlvlnné destičky $\theta_{\lambda/2}$ (tzv. “vyvážení můstku”) tak, aby oba detektory naměřily stejnou intenzitu. Pro ideální prvky platí v Jonesově formalismu

$$\mathcal{J}_A = \mathcal{T}_A \mathcal{T}_{\lambda/2} \mathcal{J}_{in}, \quad \mathcal{T}_A = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.5)$$

$$\mathcal{J}_B = \mathcal{T}_B \mathcal{T}_{\lambda/2} \mathcal{J}_{in}, \quad \mathcal{T}_B = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

$$\mathcal{T}_{\lambda/2} = \mathcal{R}(\theta_{\lambda/2}) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \mathcal{R}(-\theta_{\lambda/2}), \quad \mathcal{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Dosazením Jonesova vektoru (1.12) odpovídajícímu natočení hlavní roviny polarizace β a elipticitě χ dostaneme rozdíl intenzit

$$I_A - I_B \equiv \mathcal{J}_A^\dagger \mathcal{J}_A - \mathcal{J}_B^\dagger \mathcal{J}_B = -I \cos 2\chi \cos(2\beta - 4\theta_{\lambda/2}), \quad I_A + I_B = I \quad (2.8)$$

Vyvážením můstku nastavíme $\cos(2\beta - 4\theta_{\lambda/2}) = 0$. V řeči diferenciálních forem pak pro malé změny \mathcal{J}_{in} (vyjádřené pomocí $d\beta, d\chi, dI$) platí

$$d(I_A - I_B) = \pm 2I \cos(2\chi) d\beta, \quad (2.9)$$

kde znaménko je určeno tím, jaký konkrétní uzel $\cos(2\beta - 4\theta_{\lambda/2})$ byl vyvážením můstku nastaven. V měřeném signálu se tedy neprojeví změny elipticity

⁵angl. *optical bridge*, také *differential intensity measurement*.

ani intenzity. Pro vstupní lineární polarizaci ($\chi = 0$) můžeme měřený rozdílový signál normovat součtovým a dostat

$$\frac{1}{2} \frac{I_A - I_B}{I_A + I_B} = \Delta\beta, \quad (2.10)$$

kde jsme označili $\Delta\beta$ stočení polarizace. Vhodným vložením čtvrtvlnné destičky lze měřit i ellipticitu[17].

Optický můstek vždy měří pouze relativní změny $\Delta\beta$ (příp. $\Delta\chi$) vůči vyváženému stavu, který se nemusí shodovat s “referenčním”⁶ stavem, vůči kterému je $\Delta\beta$ modelováno. Tuto skutečnost vyjadřujeme neznámou aditivní konstantou ξ ($\Delta\beta_{\text{měření}} = \Delta\beta_{\text{model}} + \xi$).

Optický můstek zlepšuje úroveň šumu dvěma způsoby. Zaprvé se neprojevují fluktuace intenzity (jsou stejné v obou ramenech); zadruhé pak dochází k odečítání blízkých signálů již na úrovni předzesilovače. Detailnějšímu popisu optického můstku se věnuje oddíl 4.2.

2.2 Osmisměrná metoda

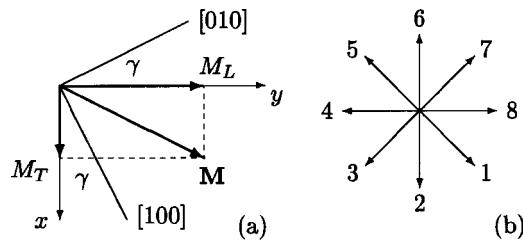
Základem osmisměrné metody[39] je vzorec (2.2). Všechny tři členy mají různou závislost na směru magnetizace, takže měřením signálu pro různé směry in-plane magnetizace je možné je od sebe oddělit. V praxi se měří stočení polarizace, případně ellipticita pro 8 směrů vnějšího pole \mathbf{H}_{ext} jako na obr. 2.6 (b). Koeficienty jednotlivých členů (2.2) se pak získají vhodnými součty a odečty signálu v různých směrech. Podmínkou je však striktní magnetická saturace, tj. pole musí být dostatečně silné, aby magnetizace byla pro všechny směry saturovaná ve směru pole (aby vždy platilo $\varphi_M = \varphi_H$ a $|\mathbf{M}| = M_S$).

Měření je opakováno pro různé natočení vzorku γ , změřené koeficienty pak sledují závislost podle vzorce (2.2), viz obr. 2.7. Vzorec (2.2) v tomto tvaru platí pouze pro [001] orientované vzorky, nicméně metoda byla rozšířena pro [011] a [111] orientované kubické vzorky, ve kterých má podobný tvar[17, 20].

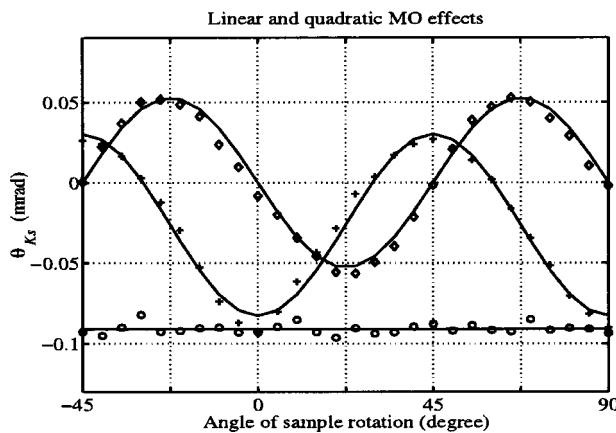
2.3 Metoda rotujícího pole a ROTMOKE

Metoda rotujícího pole[42, 43] rozšiřuje osmisměrnou metodu na Stoner-Wohlfarthův model: Předpokládá se, že \mathbf{H}_{ext} je dostatečně silné na to, aby vzorek byl v jednodoménovém stavu a magnetizace byla saturovaná $|\mathbb{M}| =$

⁶Většinou nedosažitelný stav $\mathbf{M} = 0$.



Obrázek 2.6: Osmisměrná metoda. (a) Vzorek je otáčen v rovině xy o úhel γ . (b) Osm pevných směrů, ve kterých je přikládáno magnetické pole. [39]



Obrázek 2.7: Naměřená závislost koeficientů MO jevů na natočení vzorku (epitaxní vrstva Fe na MgO). (○) koeficient lineárního jevu, (+) koeficient $M_x M_y$, (◊) koeficient $M_x^2 - M_y^2$. Harmonická závislost potvrzuje platnost vzorce (2.2) a striktní magnetickou saturaci v daném případě. [39]

M_S , ale nedostatečně na to, aby se neprojevila magnetická anizotropie, tj. $\varphi_M \neq \varphi_H$.

Přiložené pole se při konstantí velikosti otáčí v rovině vzorku a je měřeno stočení polarizace (příp. elipticita), viz obr. 2.8. Předpokladem pro oddělení lineárního a kvadratického příspěvku, který supluje striktní magnetickou saturaci osmisměrné metody, je zde symetrie in-plane inverze magnetické anizotropie, tj. $\mathbf{M}(-\mathbf{H}_{\text{ext}}) = -\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ext}}) \Leftrightarrow \varphi_M(\varphi_H + 180^\circ) = \varphi_M(\varphi_H) + 180^\circ$. Pokud není narušená, lineární Ψ^L , resp. kvadratický Ψ^Q příspěvek signálu je lichý, resp. sudý nejen v \mathbf{M} , ale i v \mathbf{H}_{ext} ; proto je možné je jednoduše oddělit⁷

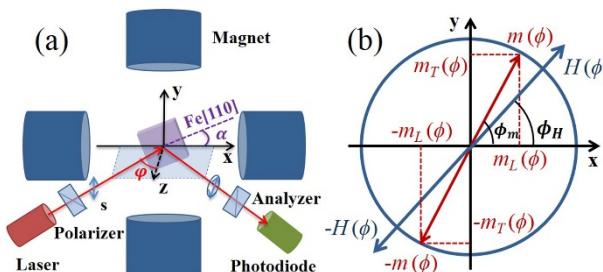
$$\Psi^L(\varphi_H) = \frac{1}{2} [\Psi(\varphi_H + 180^\circ) - \Psi(\varphi_H)] , \quad (2.11)$$

$$\Psi^Q(\varphi_H) = \frac{1}{2} [\Psi(\varphi_H + 180^\circ) + \Psi(\varphi_H)] . \quad (2.12)$$

Lineární signál má podle (2.2) jednoduchou závislost na směru magnetizace, takže z něj lze odečíst magnetickou anizotropii, tj. $\varphi_M(\varphi_H)$

$$\Psi^L(\varphi_H) \propto \cos(\varphi_M(\varphi_H)) , \quad \cos \varphi_M = \Psi^L(\varphi_H)/\Psi_{\text{max}}^L , \quad (2.13)$$

kde Ψ_{max}^L je maximální naměřený lineární signál pro $\varphi_M = 0^\circ$.



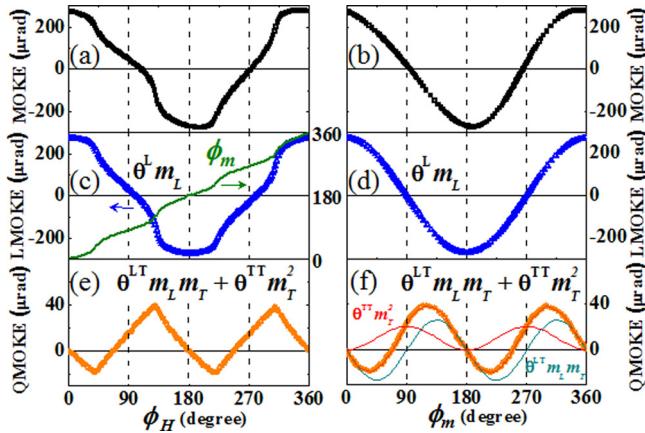
Obrázek 2.8: Metoda rotujícího pole. Při šikmém dopadu je měřeno stočení polarizace během otáčení magnetického pole v rovině vzorku xy . [43]

Celá metoda tedy spočívá ve třech krocích, pro ilustraci výsledků viz obr. 2.9

1. Změřený signál je rozdělen na Ψ^L a Ψ^Q pomocí (2.11).
2. Z Ψ^L je pomocí (2.13) určena magnetická anizotropie, tj. hodnota φ_M pro každé φ_H .

⁷V původních článcích je Kerrova rotace Ψ značena Φ .

3. Stejný krok jako u osmisměrné metody, tj. opakování postupu pro každé natočení vzorku γ a určení koeficientů jednotlivých členů v (2.2), tentokrát však už podle známého φ_M .



Obrázek 2.9: Ilustrace výsledků metody rotujícího pole na vzorku Fe(12nm)/GaAs(001). (a) Měřené stočení polarizace v závislosti na experimentálně ovladatelném φ_H , rozdělené na (c) lineární a (e) kvadratický příspěvek. (b, d, f) Stejná stočení vynesena v závislosti na φ_M určeném z (c). To, že se (a, c, e) a (b, d, f) navzájem liší dokazuje, že magnetická anizotropie není zanedbatelná, a materiál nebylo možné měřit osmisměrnou metodou. [42]

Metoda rotujícího pole je velmi podobná metodě ROTMOKE[44] z roku 1999, která také v rotujícím in-plane vnějším poli separuje lineární a kvadratické jevy stejným způsobem. Narozdíl od metody rotujícího pole je však cílem pouze magnetometrie pomocí lineárního jevu (tj. je vynechán krok č. 3), kvadratické jevy jsou zde považovány za artefakty a jsou tedy odstraněny ze zpracování.

3. Studované materiály

3.1 CoFe

Vzorek byl poskytnut prof. Y. Z. Wu z *Department of Physics, State Key Laboratory of Surface Physics, Fudan University, Shanghai* v Číně a jedná se o jeden ze skupiny vzorků studovaných v [45]. Tento oddíl je souhrnem relevantních informací z původního článku [45], poskytnutých doprovodných dokumentů k tomuto článku a naší korespondence s pracovníky tohoto pracoviště.

Ve slitině $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$ byl z prvních principů předpovězen intrinsický mechanismus anizotropní magnetoresistence (AMR): dochází ke křížení energetických pásů, které je závislé na orientaci magnetizace. Změnou poměru Co a Fe je navíc možné posouvat tyto body křížení vzhledem k Fermiho hladině a tak ladit velikost AMR. Po vypěstování monokrystalu metodou MBE bylo provedeno magneto-transportní měření a předpověď silného AMR byla potvrzena[45]. AMR je projevem magnetické závislosti tenzoru vodivosti, a do jisté míry je možné ho považovat za $\omega \rightarrow 0$ limitu Voigtova jevu[29].

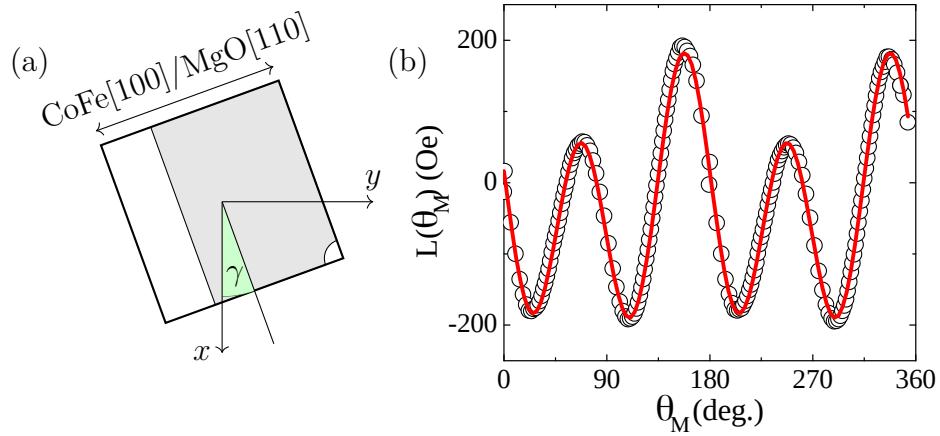
CoFe je z hlediska reálných spintronických aplikací perspektivní zejména z toho důvodu, že Co i Fe jsou velice snadno dostupné materiály a samotné CoFe je již jinými způsoby široce používané v současných technologiích.

Vzorek studovaný v této práci je v původním článku označen $x = 0.5$, je to 10 nm vrstva monokrystalu $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ na substrátu $\text{MgO}(001)$, s 3 nm nadvrstvou $\text{MgO}(001)$. Vzorek má kubickou mřížku. Fotografie vzorku s vyznačenými krystalografickými osami a definicí úhlů je na obr. 3.1 (a).

Metodou *torque-metry* byla změřena in-plane magnetická anizotropie vzorku, změřený torque je na obr. 3.1 (b). Torque byl fitovaný SW modelem (1.56) s výsledkem $H_4 = 605 \text{ Oe}$, $H_u = 126 \text{ Oe}$, $\varphi_u = 114^\circ$. Natočení snadného směru uniaxiální anizotropie φ_u je odečítáno od jednoho z hlavních krystalografických směrů [100] nebo [010], z naší korespondence s autory článku [45] však není zřejmé od kterého a jakým směrem. V našem značení (1.56) a jednotkách SI to odpovídá (záporné znaménko k_4 značí snadnou osu pootočenou oproti [100] o 45°)

$$k_4 = -30,25 \text{ mT}, \quad k_u = 6,3 \text{ mT}. \quad (3.1)$$

vložit citaci:
supplemental
cofe



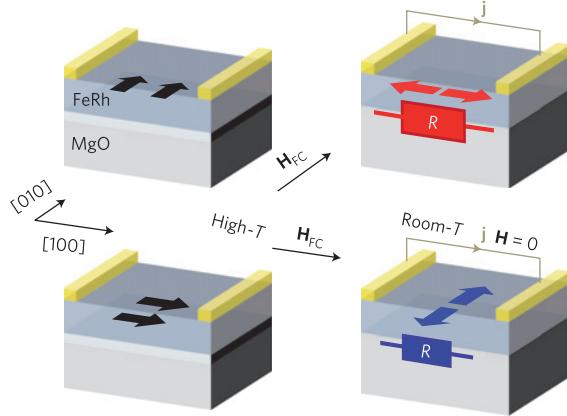
Obrázek 3.1: (a) Měřený vzorek CoFe, zavedení úhlu in-plane rotace γ . Neexponovaná hrana a roh dovolují snadnou orientaci. Při pohledu čtenáře je vzorek nahoře, substrát dole. (b) Výsledek torque-metrie, fitem byly určeny anizotropní konstanty (3.1)[45].

3.2 FeRh

Vzorek FR06 patří do sady vzorků slitiny FeRh připravených naprašováním na *University of California, Berkley* v USA, jejichž studiu se na KChFO MFF UK již věnovaly práce [46, 11, 47, 48]. Konkrétně vzorek FR06 byl podrobně studován v [11, 47]. Tento oddíl je čistou komplikací uvedených referencí.

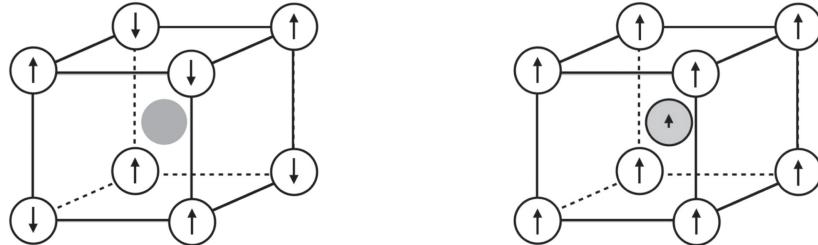
FeRh se vyznačuje magnetickým fázovým přechodem AFM–FM při změně teploty. Takový fázový přechod sám o sobě není jedinečný, u FeRh k němu však dochází přibližně při 370 K, takže při pokojové teplotě je v AFM fázi, a pro přechod do FM stačí mírný ohřev. To je velice žádanou vlastností pro spintronické aplikace: v navrhovaných AFM pamětech by informace byla uchovávána při pokojové teplotě v AFM stavu robustním vůči vnějším magnetickým polím, což by mimojiné umožnilo rozsáhlejší miniaturizaci. Tepelní “blízkost” FM fáze pak dovoluje tzv. *heat-assisted magneto-recording* (HAMR): materiál je nejprve ohřát, pak je přiloženo zapisovací magnetické pole a následně je materiál opět zchlazen. Tímto způsobem je možné ovlivnit magnetický stav v AFM fázi, a tím do něj zapsat informaci. Tento jev se označuje jako *field cooling*. Princip FeRh AFM paměti a field cooling ilustruje obr. 3.2. Z ekonomických důvodů však FeRh není perspektivní pro komerční aplikace, protože Rh je příliš málo dostupné.

FeRh má kubickou prostorově centrovanou mřížku. Struktura a uspořádání mikroskopických momentů jsou znázorněny na obr. 3.3. Fázový přechod



Obrázek 3.2: Ilustrace principu antiferomagnetické FeRh paměti. Ve FM stavu při vysoké teplotě (vlevo) magnetizace (černé šipky) následuje připojené pole \mathbf{H}_{FC} . Při schlazení dojde k přechodu do různých AFM magnetických uspořádání (barevné šipky). To se projeví změnou odporu. [49]

do FM je doprovázen několika projevy: izotropně se zvýší objem krystalu o cca 1% a změní se reflektivita[48]. Při přechodu dochází také ke skokové změně entropie, což vede k teplotní hysterezi, viz obr. 3.4 (b).

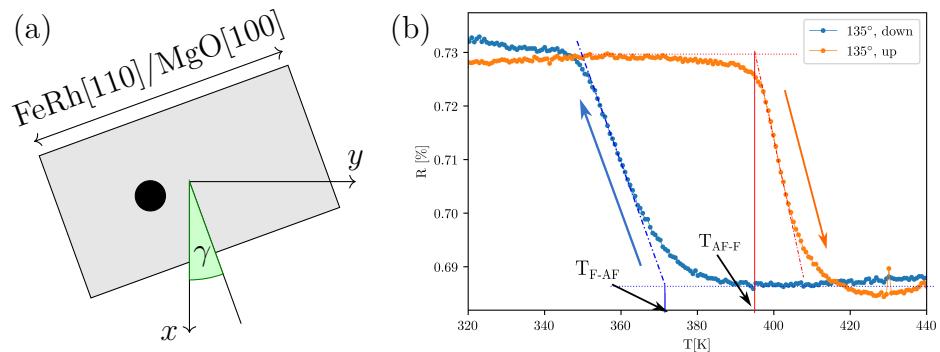


Obrázek 3.3: Struktura FeRh ve AFM (vlevo) a FM (vpravo) fázi. Šipky naznačují orientaci magnetických momentů jednotlivých atomů Fe (bílá) a Rh (šedá). [48]

Námi experimentálně studovaný vzorek FeRh, který má označení FR06, je tvořen 18 nm vrstvou $\text{Fe}_{0,5}\text{Rh}_{0,5}$ na substrátu MgO(001) a s krycí vrstvou tantalu o tloušťce 1,5 nm. Hrana vzorku je shodná s FeRh[110]/MgO[100], viz obr. 3.4 (a).

V práci [46] byla (pro jiný vzorek ze sady – 36 nm tlustý vzorek FR04) údajně měřením MO hysterezních smyček určena poloha snadných os, které jsou 45° a 135° pootočené od směru MgO[100], tj. jsou ve směru FeRh[100].

V práci [47] bylo ve vzorku FR06 měřeno spektrum MLD v rotujícím poli. Tam uvedené výsledky, které nebyly vnitřně konzistentní, byly jednou



Obrázek 3.4: (a) Vzorek FR06, zavedení úhlu in-plane rotace γ a vyznačené krystalografické osy. Na vzorku je patrný defekt (černý kruh), který umožňuje snadnou orientaci. (b) Měření odrazivosti při AFM-FM přechodu, měřeno s FR06 v [47].

z motivací vzniku této práce (viz kap. 4).

4. Experimentální metoda

Předkládaná práce se zabývá jedním z magneto-optických experimentů probíhajících v Laboratoři OptoSpintroniky (LOS), společném pracovišti MFF UK a FZU AV ČR.

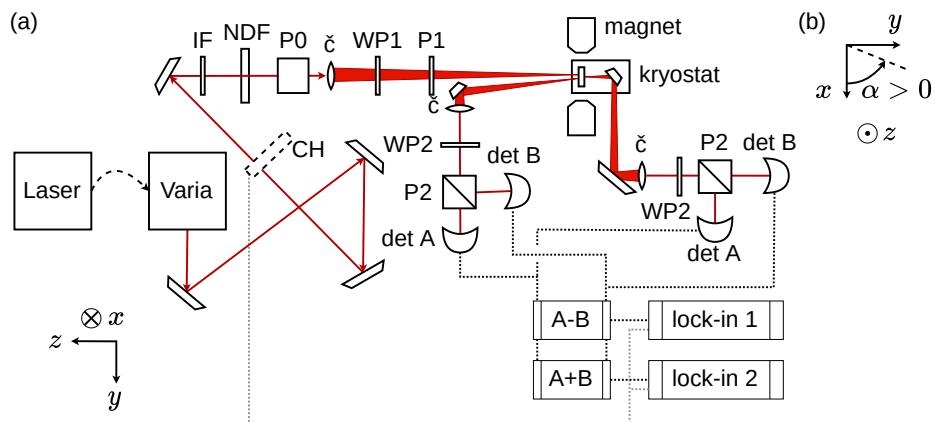
Nejvýstižněji lze vyvýjenou metodu popsat jako *spektroskopii anizotropních kvadratických MO jevů* (MLD/Voigtova/Cotton-Moutonova jevu) a přidruženou *in-plane magneto-metrie* tenkých feromagnetických filmů v téměř kolmém dopadu a rotujícím poli. Schéma aparatury je na obr. 4.1 (a). Používáme několik vektorových veličin v rovině xy (β – vstupní lineární polarizace, φ_H – vnější magnetické pole, φ_M – magnetizace vzorku, γ – in-plane rotace vzorku, aj.), úhel odečítáme vždy od poloosy $+x$ v kladném směru k poloosě $+y$, viz obr. 4.1 (b).

Následuje popis jednotlivých komponent tohoto experimentálního uspořádání.

Vektorový magnet V laboratoři sestavený elektro-magnet tvořený dvěma páry nezávislých cívek dokáže vytvořit libovolně orientované vnější magnetické pole \mathbf{H}_{ext} v rovině xy o maximální velikosti 210 mT. V praxi jsou kvůli hysterezi magnetu použity pouze definované charakterizované procedury (posloupnosti proudů). Vývojem příslušných proudových tabulek se zabývají práce [50, 51]. V této práci používáme pouze dvě možnosti: rotaci pole o velikosti $H_{\text{ext}} = 207$ mT a 50 mT s krokem v úhlu pole φ_H minimálně 1° .

Kryostat Kryostat (výrobce AR) s uzavřeným cyklem a topením dovoluje udržovat vzorek v rozmezí teplot cca 15–800 K. Vzorek je nalepen na tzv. *cold-finger* a v kryogenické komoře, která je vyčerpána turbomolekulární vývěvou, je umístěn mezi pólové nástavce magnetu. Komora je opatřena zpředu a ze stran skleněnými okénky. Magneto-optická aktivita okének (Faradayův jev) byla zkoumána v práci [52].

Super-kontinuální laser Používaný laser *SuperK EXTREME* (NKT Photonics) generuje široko-spektrální pulzy, které jsou dále filtrovány pro získání pulzů s šírkou pásma 10 nm. V rozmezí 460–845 nm k filtraci používáme laditelný filtr *SuperK VARIA*, v rozmezí 845–1600 nm pak sadu pásmových interferenčních filtrů. V úvodních měřeních jsme jednou využili také externí laser MatchBox (Integrated Optics) s vlnovou délkou 405 nm.



Obrázek 4.1: (a) Schéma základní formy experimentu a definice experimentální souřadné soustavy. Laserové světlo vychází z filtračního modulu Varia a prochází přes řadu sklopnych zrcadel, jejichž účelem je umožnit měření i v jiných geometriích. Následuje přerušovač svazku (chopper, CH), interferenční filtr (IF) (pouze v části spektrálního rozsahu), nastavitelný šedý filtr (NDF) a hlavní fixní polarizátor P0 definující lineární polarizaci $\beta = 0^\circ$. Do tohoto místa je aparatura vždy identická a předchozí část tedy nekreslíme ve schématech jednotlivých experimentů (čočky také dále nebudeme kreslit). Následuje rotační půlvlnná destička WP1 a polarizátor P1 nastavující požadované β . Svazek je fokusován na vzorek v komoře kryostatu (se skleněnými okénky) mezi půlovými nástavci vektorového elektromagnetu. Odražený/procházející (znázorněny oba) svazek je odkloněn zrcadly, kolimován a detekován schématem optického můstku. Signál z obou detektorů je zpracován rozdílovým a součtovým předzesilovačem a zpracován lock-in zesilovači na frekvenci chopperu. (b) Definice úhlů v rovině xy . α zde zastupuje libovolný z β , φ_H , φ_M , γ , aj.

Polarizační optika Pevně umístěné polarizátory P0 a P2 jsou širokospektrální polarizátory typu Glan Laser (Thorlabs). Polarizátor v motorizovaném rotačním držáku P1 je absorpcní (, daný rozsah vlnových délek je pokryt polarizátory s označením P-VIS (400–700 nm) a P-IR (600–2000 nm)). Širokospektrální půlvlnné destičky WP1, WP2 (Newport) jsou také umístěny v motorizovaných otočných držácích (Thorlabs a Newport) a vyskytují se ve třech sadách: VIS1, VIS2 (400–700 nm); NIR1, NIR2 (700–1000 nm); IR1, IR2 (1000–1600 nm). Posloupnost prvků P0, WP1, P1 má za úkol vytvořit vysoko kvalitní lineární polarizaci s definovaným natočením β , která dále dopadá na vzorek. Destička WP2 slouží k vyvažování můstku.

doplnit výrobce

doplnit rozsahy

PEM Foto-elastický modulátor (není na schématu) je zařízení, ve kterém vlivem zvukové vlny dochází k modulaci síly lineárního dvojdomu, takže se chová jako retardér (fázová destička) s periodicky modulovaným fázovým zpožděním (viz (1.23)) $\delta_{\text{PEM}}(t) \propto \cos(\omega_{\text{PEM}}t)$. Charakterizaci a detailnímu popisu se věnuje práce [53].

Berekův kompenzátor Berekův kompenzátor (není na schématu) je laditelný retardér tvořený dvojlomným krystalem, jehož naklápněním lze dosáhnout libovolného (v daném rozsahu) fázového zpoždění δ mezi kolmými lineárními polarizacemi. Charakterizaci se věnuje práce [54].

Detektory V rozsahu 460–1100 nm používáme křemíkové diody. V infračervené oblasti 1000–1600 nm používáme detektory na bázi InGaAs, které byly studovány v práci [55].

Optický můstek K měření je využito schéma optického můstku popsané v oddílu 2.1.

Přerušovač svazku Ve dráze svazku je vždy umístěn intenzitní modulátor (*chopper*), který dovoluje přesnější měření pomocí fázově citlivých zesilovačů (*lock-inů*).

4.1 Popis a úvodní experimenty

Stejnou metodou (se stejnou aparaturou) se zabývaly i dřívější práce vzniklé na pracovišti. První MO experimenty byly provedeny v [56]. Aparatura byla vylepšena a využita ke studiu AFM materiálů v [47, 51].

Dosavadní získané výsledky však nebyly uspokojující. V rámci této práce byly pro ověření zopakována měření vzorku FR06 ve FM fázi v reflexní geometrii, provedena dříve v [47]. Měření byla úspěšně replikovaná, ale problémy (ilustrované níže v této kapitole) přetrvaly. Jako druhá sada úvodních měření byl měřen vzorek CoFe v transmisní geometrii.

Průběh námi prováděného experimentu je následující. Komora kryostatu je vyčerpána a udržována na požadované konstantní teplotě (kromě měření teplotních přechodů). Některým spektrálním filtračním prvkem je vlnová délka laserového záření nastavena na požadovanou hodnotu a správným natočením polarizátoru P1 a půlvlnné destičky WP1 je nastavena lineární polarizace v požadovaném směru β . Natočením WP2 je pak vyvážen optický můstek.

Následuje měřící procedura. Dvěma nezávislým párem cívek elektromagnetu jsou postupně zadávány dvojice kalibrovaných proudů, které vytváří magnetické pole \mathbf{H}_{ext} o konstantní velikosti H_{ext} (zde vždy 50 nebo 207 mT), a otáčí ho (diskrétními kroky) o 360° v rovině xy . V každém kroku (daném směrem pole φ_H) je zaznamenána hodnota rozdílového U_{A-B} a součtového U_{A+B} napětí na detektorech. Signál je zpracován a s předpokladem idealizovaného můstku (viz oddíl 2.1) dosazen do vzorce (2.9). Výsledkem je tedy průběh stočení polarizace $\Delta\beta(\varphi_H)$. V praxi měříme více cyklů, způsob jakým z měřených dat získat $\Delta\beta(\varphi_H)$ je detailně popsán v dodatku A.3.

Měřící procedura je pak opakována pro více β , λ a případně T . Při změně β či λ je však třeba znova vyvážovat můstek, čímž se mění aditivní konstanta vyjadřující neznámé vyvážení můstku ξ . Změřené $\Delta\beta$ pro různé β a λ tedy není možné přímo porovnat. Zatímco měření různých β spolu úzce souvisí, různé λ považujeme za nezávislé, a píšeme tedy výsledek měření pro každou vlnovou délku zvlášt $\Delta\beta(\varphi_H, \beta)$ s neznámými aditivními $\xi(\beta)$.

Při změně teploty není nutné můstek znova vyvážovat, což využíváme k měření teplotních přechodů v oddílu ???. Pak máme $\Delta\beta(\varphi_H, \beta, T)$ a $\xi(\beta)$.

Základem původní metody zpracování, která byla použita v [56, 47, 51], byl vzorec (2.1) platný pro kolmý odraz od izotropního vzorku se saturovanou¹ in-plane magnetizací popsanou úhlem φ_M závisejícím na φ_H . V tuto chvíli nepředpokládáme, že by magnetická anizotropie $\varphi_M(\varphi_H)$ byla diktovaná magnetickou volnou energií Stonerova-Wohlfarthova modelu popsaného v oddílu 1.5, naopak předpokládáme libovolnou závislost. Vzorec (2.1) byl dále rozšířen pro anizotropní MLD v [56] pomocí φ_M -závislého koeficientu P

$$\Delta\beta(\varphi_H, \beta) = P(\varphi_M(\varphi_H)) \sin[2(\varphi_M(\varphi_H) - \beta)] + \xi(\beta). \quad (4.1)$$

Zpracování pak spočívalo ve fitování metodou nejmenších čtverců změře-

¹Nepožadujeme striktní saturaci, takže $|\mathbf{M}| = M_S$, ale $\varphi_M \neq \varphi_H$.

něho $\Delta\beta$ neznámými funkcemi² $P(\varphi_M)$, $\varphi_M(\varphi_H)$, $\xi(\beta)$. Metodou nejmenších čtverců rozumíme hledání parametrů minimalizujících cílovou funkci

$$\mathcal{L} = \sum_{\varphi_H, \beta} (\Delta\beta_{\text{měření}} - \Delta\beta_{\text{model}})^2 , \quad (4.2)$$

kde v tomto případě $\Delta\beta_{\text{měření}}$, $\Delta\beta_{\text{model}}$, značí levou, resp. pravou stranu (4.1).

Problém lze jednoduchou transformací pomocí součtových vzorců převést na lineární

$$\Delta\beta = \xi(\beta) + P(\varphi_M(\varphi_H)) \sin(2\varphi_M(\varphi_H)) \cos(2\beta) \quad (4.3)$$

$$- P(\varphi_M(\varphi_H)) \cos(2\varphi_M(\varphi_H)) \sin(2\beta) , \quad (4.4)$$

který lze vyřešit rozvedením $\Delta\beta$ a ξ do Fourierových řad³ v β

$$\Delta\beta(\varphi_H, \beta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \Delta\beta_k(\varphi_H) e^{ik\beta} , \quad (4.5)$$

$$\xi(\beta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \xi_k e^{ik\beta} . \quad (4.6)$$

Řešením je pak

$$\xi_k = \overline{\Delta\beta_k} \quad \text{pro } k \neq \pm 2 , \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{2} P(\varphi_M(\varphi_H)) e^{\mp i 2\varphi_M(\varphi_H)} + \xi_{\pm 2} = \Delta\beta_{\pm 2}(\varphi_H) , \quad (4.8)$$

kde $\overline{\Delta\beta_k}$ značí průměr přes φ_H . Z (4.8) je vidět, že úloha je degenerovaná: existují různé sady parametrů, které produkují stejná naměřená data. Dimenze degenerace je 2 a odpovídá reálné a imaginární části $\xi_2 = \xi_{-2}^*$.

Nicméně pro každou sadu naměřených dat existuje maximálně jedno řešení s čtyřčetnou rotační symetrií v rovině xy , tj. $P(\varphi_M) = P(\varphi_M + 90^\circ)$ a $\varphi_M(\varphi_H + 90^\circ) = \varphi_M(\varphi_H) + 90^\circ$. Jinými slovy, pro kubické vzorky fit degenerovaný není, platí pro ně totiž vždy $\overline{Pe^{i 2\varphi_M}} = 0$, takže $Pe^{\pm i 2\varphi_M} = \Delta\beta_{\pm 2}(\varphi_H) - \overline{\Delta\beta_{\pm 2}}$. Tak lze z měřených dat určit káždé závislosti $P(\varphi_M)$ a $\varphi_M(\varphi_H)$.

Na úvodních datech naměřených ve vzorku CoFe ilustrujeme nedostatky původní verze experimentu. Měření proběhlo při pokojové teplotě v transmisní

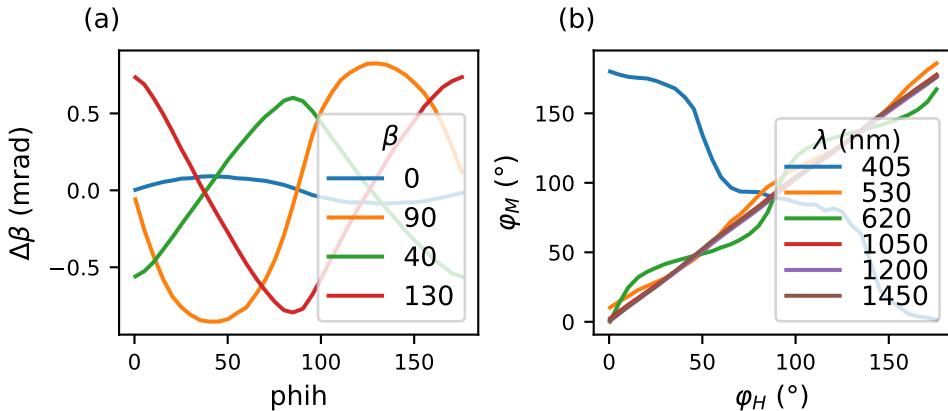
²Vzorkování φ_H a β je konečné, takže např. pro 72 změřených φ_H^i rozumíme jako fitování $\varphi_M(\varphi_H)$ určení 72 parametrů $\varphi_M^i \equiv \varphi_M(\varphi_H^i)$.

³S konečným vzorkováním se jedná o diskrétní Fourierovu trasformaci, obor k je omezený.

geometrii podle schématu na obr. 4.1 (a) s tím rozdílem, že chyběl “čistící” polarizátor P1 a vnější komora kryostatu, takže svazek neprocházel přes skleněná okénka. Ilustrace změřených dat je na obr. 4.2 (a).

Z obrázku je na první pohled patrný první problém. Změřené křivky pro β a $\beta + 90^\circ$ by měly podle (4.1) být shodné s opačným znaménkem, což v některých případech zjevně neplatí. Metoda v takových případech zjevně selhává.

Druhý problém je méně zjevný. U některých vlnových délek (především v infračervené oblasti) jsou změřená data dobře popsaná modelem (4.1) a je možné provést fit (4.8). Zatímco $P(\varphi_M)$ je v principu spektrálně závislé, od $\varphi_M(\varphi_H)$ očekáváme, že na všech vlnových délkách popisuje tu samou skutečnost. Výsledky pro některé vlnové délky, na kterých byl fit jinak zdánlivě úspěšný, jsou ale zcela odlišné, viz obr. 4.2 (b). V některých případech (např. 405 nm) fit dokonce selhává úplně, protože domnělé φ_M se točí na opačnou stranu než φ_H .



Obrázek 4.2: Úvodní měření CoFe, $H_{\text{ext}} = 207$ mT. (a) Měřené stočení na vlnové délce 1050 nm při vybraných polarizacích. Data neodpovídají modelu (4.1): $\beta = 0^\circ$ a $\beta = 90^\circ$ jsou zcela odlišná, přestože by měla pouze změnit znaménko. (b) Magnetická anizotropie určená různými vlnovými délkami se neshodují.

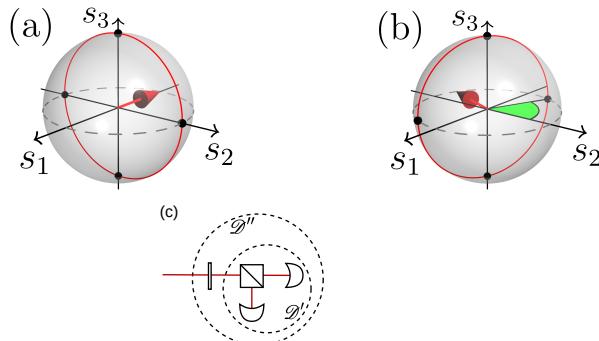
Podstata problémů byla odhalena dvojí: v prvních experimentech byl zcela ignorován vliv zrcadel mezi vzorkem a optickým můstkom a anizotropie MLD byla nedostatečně pochopena. Jejich řešení a popisem konečné verze metody se věnuje zbytek této kapitoly.

4.2 Detekce

V tomto oddílu se zaměříme na první z problémů, který je způsobený tím, že v uspořádání na obr. 4.1 neměříme přímo stočení polarizace vzorkem, tj. neplatí vzorec (2.10): $U_{A-B}/2U_{A+B} \neq \Delta\beta$. Příčiny jsou dvě: zrcadla mezi vzorkem a můstkom měnící polarizaci, a nedokonalost vlnové destičky a děliče v můstku.

V tomto oddílu naplno využijeme formalismus *Stokesových kovektorů* – lineárních forem na prostoru Stokesových vektorů, které popisují detektory a složitější detekční systémy složené z detektorů a optických prvků – rozvinutý v dodatku A.4. Pomocí něj vysvětlíme podstatu problémů a popíšeme několik způsobů, jakými vliv zrcadel a nedokonalostí prvků kompenzovat. Nakonec v oddílu 4.2.2 popíšeme způsob využití Berekova kompenzátoru v můstku, který umožňuje současné měření stočení i ellipticity.

Pro další použití v následujících oddílech na obr. 4.3 vykreslujeme kovektory můstku s idealizovanými prvky (jako v oddílu 2.1). \mathcal{D}' značíme kovektory vzhledem ke světlu před děličem, \mathcal{D}'' vzhledem ke světlu před destičkou.



Obrázek 4.3: Stokesovy kovektory ideálního můstku. (a) Vzhledem ke světlu před děličem. (b) Vzhledem ke světlu před destičkou. Zeleně je vyznačen úhel $4\theta_{\lambda/2}$. (c) Ilustrace významu \mathcal{D}' a \mathcal{D}'' .

4.2.1 Kompenzace nedokonalostí a zrcadel

Jedna z výhod formalismu Stokesových kovektorů je snadné uvažování o tom, jak se detekční aparatura chová při malých změnách (nedokonalostech) optických prvků. Zaměříme se na tři druhy druhý nedokonalostí, z nichž se nakonec jediná vyplatí kompenzovat – nepřesné fázové zpoždění půlvlnné destičky.

Pro vyvažovací půlvlnnou destičku uvažujeme dva druhy nedokonalosti: rozdílnou propustnost obou módů a fázové zpoždění lišící se od přesné hodnoty $\pi/2$. Kvůli symetrii však stále požadujeme, aby destička měla dvě navzájem kolmé optické osy – dva vlastní módy navzájem ortogonálních lineárních polarizací.

Experimentálně bylo ověřeno, že polarizační dělič v optickém můstku (P2) vysoce kvalitně dělí svazek na dvě ortogonální lineární polarizace. V odraženém svazku jsou sice zastoupeny obě polarizace, ale kvůli mírně odlišnému úhlu lomu se prostorově oddělí. Vložením polarizátoru před děličem a jeho vhodným otáčením bylo možné ho zkřížit vzhledem k oběma ramenům (zvlášt) s extinkčním poměrem $I_{\min}/I_{\max} \approx 1 \cdot 10^{-4}$. Díky tomu se nijak neprojeví ani případná polarizační závislost detektorů. Jediná nedokonalost zbytku můstku (nezahrnující půlvlnnou destičku) je tedy rozdílná citlivost obou ramen na příslušné lineární polarizace. Ta je souhrnně způsobena jak rozdílnou propustností/odrazivostí děliče, tak nevyváženou citlivostí a zesílení obou detektorů.

vysvetlit?

Všechny tři zmíněné nedokonalosti uvažujeme zvlášť a zanedbáváme jejich vzájemné působení. Nakonec se zaměříme na to, co se stane, když před můstek umístíme zrcadlo, které je nezbytné pro oddelení dopadajícího a odraženého svazku v reflexní geometrii, a pro vyvedení svazku ven z komory kryostatu v transmisní geometrii.

Nevyváženost ramen optického můstku

Rozdíl citlivostí ramen je vyjádřen η , takže vzhledem ke světlu před děličem

$$\mathcal{D}'^A = \frac{1-\eta}{2}(1, -1, 0, 0), \quad (4.9)$$

$$\mathcal{D}'^B = \frac{1+\eta}{2}(1, 1, 0, 0), \quad (4.10)$$

$$\mathcal{D}'^{A-B} = -(\eta, 1, 0, 0), \quad (4.11)$$

$$\mathcal{D}'^{A+B} = (1, \eta, 0, 0) \quad (4.12)$$

a vzhledem ke světlu před destičkou

$$\mathcal{D}''^{A-B} = -(\eta, \cos 4\theta_{\lambda/2}, \sin 4\theta_{\lambda/2}, 0), \quad (4.13)$$

$$\mathcal{D}''^{A+B} = (1, \eta \cos(\theta_{\lambda/2}), \eta \cos(\theta_{\lambda/2}), 0) \quad (4.14)$$

Prvním z projevů je polarizační závislost součtového signálu ($d_1'^{A+B} = \eta \neq 0$). To není velký problém, protože se ve vzorci $\Delta\beta = U_{A-B}/2U_{A+B}$

používá pouze pro normalizaci signálu, která lze určit i jiným způsobem (viz např. oddíl 4.2.2). Pro malé η není od věci tento vliv ignorovat.

Druhou známkou nevyvážených ramen je nenulové $d_0'^{A-B}$, které se projeví posunutím nulové kružnice jako na obr. A.1. Po průchodu ideální destičkou se pouze otočí v rovině $s_1 s_2$. Důležitým rysem je, že nulová kružnice je vždy kolmá na rovník lineárních polarizací, což znamená, že $\partial U_{A-B}/\partial \chi = 0$, a tedy v měřeném signálu se neprojeví změny ellipticity⁴. I druhý projev neideálnosti optického můstku tedy v důsledku pouze mění konstantu úměrnosti, pro $\chi = 0$ platí

$$dU_{A-B} = 2I\sqrt{1-\eta^2}d\beta, \quad (4.15)$$

což pro malé η ignorujeme.

Anizotropie amplitudové propustnosti destičky

Jonesova a Muellerova matice destičky s přesným fázovým zpožděním $\pi/2$, ale rozdílnou propustností obou lineárních polarizací je (pro úhel natočení destičky $\theta_{\lambda/2} = 0$)

$$\mathcal{T}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -\eta \end{pmatrix}, \quad \mathbb{M}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} \frac{1+\eta^2}{2} & \frac{1-\eta^2}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1-\eta^2}{2} & \frac{1+\eta^2}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

kde nedokonalost destičky je vyjádřena η (ideální destička má $\eta = 1$). Akce takové Muellerovy matice je kombinace otočení o 180° a protáhnutí/posunutí kolem té stejné osy (viz oddíl 1.2.2)⁵ – procházející lineárními polarizacemi ve směru optické osy $\theta_{\lambda/2}$.

Výsledkem je stejně jako v případě nevyvážených ramen posunutí nulové kružnice ($d_0''^{A-B} \neq 0$), které v souladu s diskuzí v předešlém oddílu pro malé η ignorujeme.

Nepřesné fázové zpoždění destičky

Jonesova a Muellerova matice je (pro $\theta_{\lambda/2} = 0$)

$$\mathcal{T}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -e^{i\delta} \end{pmatrix}, \quad \mathbb{M}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos \delta & \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sin \delta & -\cos \delta \end{pmatrix}, \quad (4.17)$$

⁴Pokud do můstku vstupuje lineárně polarizované světlo.

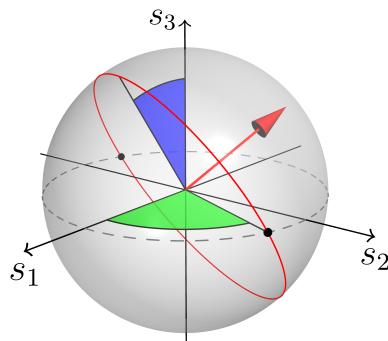
⁵To lze nahlédnout z toho, že lze Jonesovu matici psát jako součin unitární a pozitivně semi-definitní hermitovské matice, které spolu komutují: $\mathcal{T}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \eta \end{pmatrix}$.

kde nedokonalost je vyjádřena dodatečným fázovým zpožděním δ (ideální destička má $\delta = 0$). Muellerova matice působí jako rotace o $180^\circ + \delta$ kolem osy vlastních módů. Kvůli $\delta \neq 0$ již nejsou obě osy destičky ekvivalentní. Pozice destičky $\theta_{\lambda/2}$ a $\theta_{\lambda/2} + 90^\circ$ tedy také nejsou ekvivalentní, odpovídají rotacím kolem té stejně osy o $180^\circ + \delta$, ale opačným směrem⁶. Pozice $\theta_{\lambda/2}$ a $\theta_{\lambda/2} + 180^\circ$ zůstávají nadále ekvivalentní.

Transformací kovektoru ideálního můstku $\mathcal{D}'^{A-B} = (0, 1, 0, 0)$ neideální Muellerovou maticí $M_{\lambda/2}$ je zachováno $d_0''^{A-B} = 0$. Oproti předchozím případům však již není zachovaná kolmost nulové kružnice a rovníku lineárních polarizací, tj. $d_3''^{A-B} \neq 0$. Ve sférických souřadnicích ($d_1''^{A-B^2} + d_2''^{A-B^2} + d_3''^{A-B^2} = 1$)

$$\mathcal{D}''^{A-B} \equiv (0, -\sin 2\zeta_1 \cos 2\zeta_1, \cos 2\zeta_1 \cos 2\zeta_2, \cos 2\zeta_2), \quad (4.18)$$

kde jsme označili úhel průsečíku kružnice s rovníkem $2\zeta_1(\theta_{\lambda/2})$ a úhel vzájemného natočení $2\zeta_2(\theta_{\lambda/2})$, viz obr. 4.4.



Obrázek 4.4: Kovektor můstku s destičkou s nepřesným fázovým zpožděním (vzhledem ke světlu před destičkou). Zeleně úhel $2\zeta_1$, modře $2\zeta_2$.

Při vyvažování můstku (hledání $\theta_{\lambda/2}$ takového, aby $U_{A-B} = 0$) pro dané β je nalezena pozice, pro kterou platí $\beta = \zeta_1(\theta_{\lambda/2})$. Dosazením vyvažujícího ζ_1 pak (viz (1.21) pro tvar $d\mathcal{S}$)

$$dU_{A-B} = \mathcal{D}''^{A-B} \cdot d\mathcal{S}^{\text{in}} = 2I (\cos 2\zeta_2 d\beta + \sin 2\zeta_2 d\chi). \quad (4.19)$$

Zde však už narázíme na závažný problém: v měřeném signálu, který by měl odpovídat pouze otočení polarizace, se nám projevují i změny ellipticity neznámým faktorem $\sin 2\zeta_2$, který navíc závisí (i jeho znaménko) na β . Řešení nám poskytuje skutečnost⁷, že ζ_2 je pro každé β lichou funkcí nedokonalosti

⁶Ekvivalentně s opačným znaménkem δ .

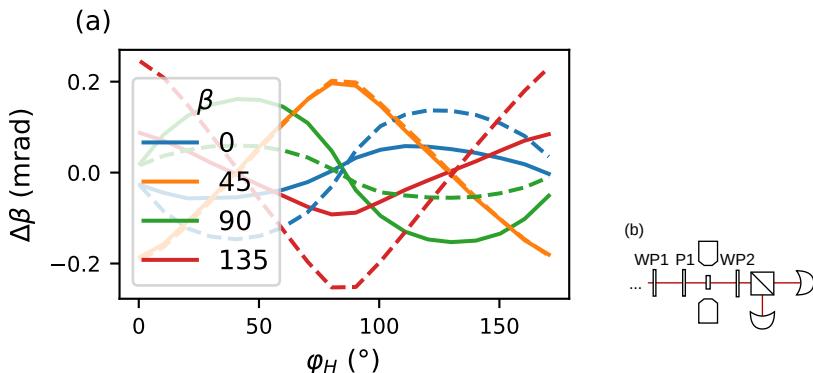
⁷Lze nahlédnout ze symetrie vůči obrácení točivosti světla či přímým výpočtem.

destičky δ – mění znaménko při vyvážení polohami $\theta_{\lambda/2}$, resp. $\theta_{\lambda/2} + 90^\circ$. V praxi tedy měříme každé β s oběma polohami destičky a bereme jejich aritmetický průměr

$$\frac{1}{2} \left(U_{A-B}^{\theta_{\lambda/2}} + U_{A-B}^{\theta_{\lambda/2}+90^\circ} \right) = 2I \cos 2\zeta_2 d\beta. \quad (4.20)$$

Změny ellipticity se odečetly a jediný zbývající vliv nedokonalosti je v do- datečném faktoru $\cos 2\zeta_2$, který pro malé δ (a tedy malé ζ_2) zanedbáváme. Pokud není explicitně uvedeno jinak (v oddile 4.2.2), provádíme tento krok vždy. Ilustrace dat, která ukazují na nutnost provádět popsanou kompenzací nedokonalého fázového zpoždění půlvlnné destičky, je na obr. 4.5. Potvrzením správnosti provedených kroků jsou ovšem až výsledky dosažené v kap. 5.

Poznamenejme, že uvedená procedura funguje pouze za předpokladu, že do destičky dopadá přibližně lineárně polarizované světlo, protože jenom pak jsou obě vyvažující polohy destičky posunuté přesně o 90° . Při dopadu eliptického světla je situace výrazně složitější a dále se jí nezabýváme.



Obrázek 4.5: Ilustrace potřeby provádět kompenzací nepřesného fázového zpoždění vyvažovací půlvlnné fázové destičky. (a) Změřená data na $\lambda = 810$ nm, která se liší pro dvě o 90° otočené polohy destičky (plnou a přerušovanou čarou). (b) Schéma experimentu: CoFe, pokojová teplota, transmisní geometrie, žádná zrcadla mezi vzorkem a můstkem.

Zrcadla

Ve schématu experimentu na obr. 4.1 se v transmisní i reflexní geometrii vyskytují v dráze svazku mezi vzorkem a můstkem zrcadla. Důvody jsou čistě geometrické, v reflexi je nutné odražený svazek prostorově oddělit od dopadajícího, v transmisi je nutné svazek po průchodu vzorkem vyvést v

kolmém směru z kryogenní komory. V obou případech svazek dopadá na zrcadlo přibližně pod úhlem 45° .

Experimentálně bylo zjištěno, že odraz od použitých zrcadel (stříbrné pokrytí s označením P01 od firmy Thorlabs) není izotropní. Ve studovaném spektrálním rozsahu dosahuje světlo po jednom odrazu od zrcadla elipticity až 10° . Zrcadlo modelujeme jako retardér s Jonesovou maticí

$$\mathcal{T}_m = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\delta_m} \end{pmatrix}. \quad (4.21)$$

Vzhledem k nutnosti kompenzace nedokonalosti destičky, které vyžaduje, aby do ní vstupovala přibližně lineární polarizace, se úsilí k řešení tohoto problému soustředilo na fyzickou kompenzaci vlivu zrcadla na polarizaci detekovaného svazku pomocí vložení dalšího optického prvku, který působí inverzně. Nejprve však uvedeme, jaký by mělo zrcadlo vliv na ideální můstek. Mohli bychom zavádět kovektor \mathcal{D}'' vzhledem ke světlu před zrcadlem, který by měl stejný tvar jako (4.19), ale s rozdílnou závislostí ζ_1 a ζ_2 na $\theta_{\lambda/2}$. Pro kvalitativní pochopení je v tomto případě ale názornější zůstat u \mathcal{D}'' a namísto kovektoru zrcadlem zobrazit vstupní Stokesovy vektory.

Pro ideální můstek je nulová kružnice \mathcal{D}'' tvořena poledníkem, který je během vyvažování otáčen kolem osy s_3 tak, aby procházel bodem odpovídajícím vstupní polarizaci. Zrcadlo je retardér s osou podél s_1 , takže podél ní otočí rovník lineárních polarizací o úhel δ_m . Zároveň se Stokesovým vektorem však musíme zobrazit i jeho diferenciál (změna β před zrcadlem se projeví i změnou χ za zrcadlem). Viz obr. 4.6 (a).

Ze vzájemné orientace nulové kružnice a diferenciálu Stokesova vektoru lze graficky určit, jakými faktory se do měřeného signálu promítne $d\beta$ a $d\chi$. Pro význačné β lze odečíst přímo z obrázku 4.6 (a)

$$dU_{A-B}(\beta = 0^\circ) = 2I(\cos(\delta_m)d\beta + \sin(\delta_m)d\chi), \quad (4.22)$$

$$dU_{A-B}(\beta = 90^\circ) = 2I(\cos(\delta_m)d\beta - \sin(\delta_m)d\chi), \quad (4.23)$$

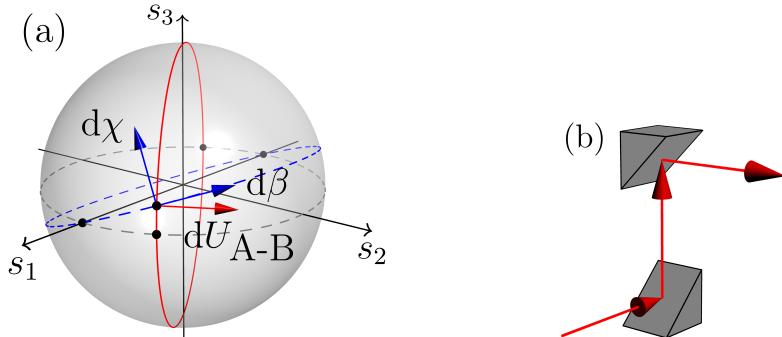
$$dU_{A-B}(\beta = 45^\circ) = 2Id\beta, \quad (4.24)$$

$$dU_{A-B}(\beta = 135^\circ) = 2Id\beta. \quad (4.25)$$

Zde je jasné vidět původ prvního popsáного problému, kterým trpí např. data na obr. 4.2 (a), totiž že změřená data pro β a $\beta + 90^\circ$ jsou zcela odlišná. Problém se zrcadly dlouho unikal pozornosti, především z toho důvodu, že jsou to právě polarizace $\beta = 0^\circ, 90^\circ$, které jsou nejvíce ovlivněny, zatímco $\beta = 45^\circ, 135^\circ$ jsou ovlivněny jen minimálně. Na první pohled by se mohlo zdát, že s- a p-polarizace jsou přece na zrcadlech odraženy beze změny...

Náhodou je tento neduh zdánlivě "vyřešen", pokud světlo po odrazu od vzorku projde ještě jednou půlvlnnou destičkou WP1, jako v [56, 47, 51].

Pak je pro všechna β následně měřen stejný mix stočení a elipticity, takže vypadají věrohodně.



Obrázek 4.6: (a) Vliv zrcadla mezi vzorkem a optickým můstkom. Je znázorněn Stokesův kovektor \mathcal{D}''^{A-B} vzhledem ke světlu před můstkem (červeně) a rovník lineárních polarizací po odrazu zrcadlem (modře). Zároveň je naznačen vzájemný směr diferenciálů, který určuje kofaktory stočení a elipticity v měřeném signálu. (b) Zkrížená zrcadla, která společně působí přibližně jako neutrální prvek.

Nejjednodušší způsob, jakým zanesenou elipticitu vlivem zrcadla kompenzovat, je přidat ještě jedno identické zrcadlo, ve kterém je role s- a p-polarizace prohozena (odraz nahoru a do strany jako na obr. 4.6 (b)). Obě polarizace pak po dvou odrazech nabydou stejného fázového faktoru. Dvojici zrcadel v následujícím textu nazýváme *zkrížená zrcadla* a chovají se z hlediska polarizace jako neutrální prvek. Tato jejich optická neutralita byla experimentálně ověřena v celém používaném spektrálním rozsahu (460–1600 nm): elipticita lineárně polarizovaného světla po průchodu zkríženými zrcadly nepřesahuje 3° , a to poněkud překvapivě i v případě, kdy je jedno ze zrcadel uvnitř kryostatu zchlazené na teplotu 15 K a druhé je na pokojové teplotě. Trik zkrížených zrcadel je použit ve všech experimentech uvedených v kap. 5.

Nicméně experimentálně byla v rámci řešení této práce otestována ještě jedna metoda kompenzace vlivu odrazu na zrcadle, kterou zde popíšeme – pomocí Berekova kompenzátoru. Berekův kompenzátor je laditelný retardér a je proto možné jeho správným nastavením zrcadlo kompenzovat. Jedinou komplikací je právě nutnost nalézt jeho správné nastavení. To jsme provedli dvěma způsoby.

První způsob, který označujeme jako *statický*, se snaží nastavit fixní polohu, která zrcadlo zcela kompenzuje pro všechna β . Procedura je zdlouhavá a probíhá iteračně: nejdříve je správně zorientovaná optická osa Berekova kompenzátoru, a poté nastavené správné fázové zpoždění, zatímco je pomocí

rotačního analyzátoru za kompenzátorem měřena ellipticita pro vybrané hodnoty vstupního β (především 45° a 135°). Správného nastavení je dosaženo, když je ellipticita za kompenzátorem nulová pro všechna β – každá lineární polarizace před zrcadlem je lineární i za kompenzátorem.

Druhý způsob označujeme jako *dynamický*, protože neaspiruje na kompenzaci vlivu zrcadla, ale je nastavován pro každé β zvlášt. Princip je založen na tom, že není striktně vzato nutné zrcadlo kompenzovat. Vždyť (4.24), (4.25) jsou v pořadku i se zrcadlem – můstek dokáže měřit čisté stočení $d\beta$, i když do něj vstupuje elliptické světlo. Toto rozvolnění ubírá jeden stupeň volnosti Berekova kompenzátoru, který je nutno přesně nastavit, a tím proceduru výrazně usnadňuje. Ve dvoudimenzionálním stavovém prostoru Berekova kompenzátoru (poloha osy a fázové zpoždění) existuje pouze jeden bod, který ho správně nastaví staticky, ale celá křivka, která ho nastaví dynamicky.

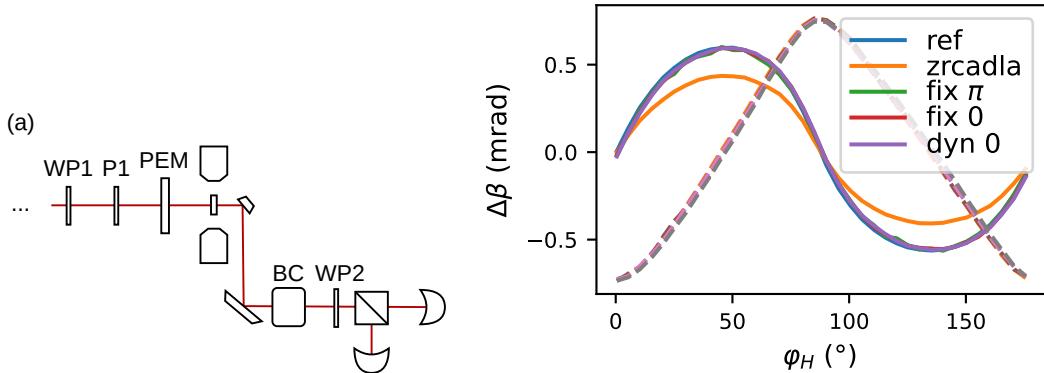
Cílem je nastavit pro každé β Berekův kompenzátor tak, aby se vynuloval koeficient $d\chi$ v U_{A-B} a platilo prosté $dU_{A-B} = 2Id\beta$. Za účelem zpětné vazby byl využit PEM umístěný před vzorek, viz obr. 4.7 (a). Amplituda fázového zpoždění δ_{PEM} byla nastavována v rozsahu hodnot přibližně 0 – 10° . Osa PEMu by měla být ideálně otočená o 45° oproti β , ale není to nutností. Pro malé zpoždění dochází totiž pouze k periodickému kmitání χ s frekvencí ω_{PEM} , zatímco β kmitá s amplitudou až v druhém řádu $\propto \delta_{PEM}^2$ a s frekvencí $2\omega_{PEM}$ (viz obr. 1.4 (a)), a toto platí pro všechny lineární polarizace neprocházející přímo osou PEMu. Rozdílové napětí na frekvenci ω_{PEM} by tedy mělo být úměrné koeficientu $d\chi$.

Dynamické nastavení tedy spočívá v současném/střídavém točení vyvažovací destičky, osy a zpoždění kompenzátoru, zatímco na dvou lock-inech jsou sledovány hodnoty $U_{A-B}(\omega = 0)$ a $U_{A-B}(\omega = \omega_{PEM})$ s cílem obě současně vynulovat. Tímto způsobem jsme se mimoděk vyhnuli problému s nedokonalými destičkami, protože nulovaný koeficient $d\chi$ není specifický pro zrcadla, ale zahrnuje v sobě celou detekční aparaturu. S dynamickým Berekovým kompenzátorem není třeba měřit MO signál pro obě polohy vyvažovací destičky.

Oběma způsoby je Berekův kompenzátor vždy nastaven do polohy jedné ze dvou tříd lišících se v tom, jestli se dvojice zrcadlo-kompenzátor dohromady chová jako neutrální prvek (“nedotáčivý mód”, $\delta_m + \delta_B = 0$) či půlvlnná destička (“přetáčivý mód”, $\delta_m + \delta_B = \pi$).

Obě metody nastavení byly vyzkoušeny na vzorku CoFe v transmisní geometrii při pokojové teplotě (bez vakuové komory kryostatu), viz obr. 4.7 (b). Z obrázku je patrné, že obě metody kompenzace fungují spolehlivě. Při měření byly mezi vzorkem a můstkem umístěny dvě zrcadla jako na obr. 4.1. Zrcadla byla umístěna paralelně, takže se dá očekávat, že se chovají jako retardér s dvojnásobným fázovým zpožděním. Dále jsme se kompenzací

zrcadel Berekovým kompenzátorem nevěnovali.



Obrázek 4.7: (a) Schéma pro testování Berekova kompenzátoru (BC). V případě dynamického nastavení je před vzorek umístěn PEM. (b) Změřená data CoFe při pokojové teplotě, $\lambda = 1050$ nm, po symetrizaci v poli a filtraci frekvencí 2β (viz oddíl 4.3). Polarizace $\beta = 0^\circ$ (plná čára), $\beta = 45^\circ$ (přerušovaná čára). Pro porovnání jsou zobrazena i data měřená bez zrcadel (ref) a s nimi. fix/dyn značí fixní/dynamické nastavení, $0/\pi$ značí nedotáčivý/přetáčivý mód. Vykreslená data nejsou přímo měřená, ale je z nich vybraná frekvence 2β (viz oddíl 4.3).

4.2.2 Současné měření ellipticity

Měření MO dat pro dvě polohy vyvažovací destičky je časově náročné a v jistém smyslu slova zahazuje polovinu dat. Metoda kompenzace pomocí (4.20) se zajímá pouze o průměr signálů v obou polohách a nebere v potaz jejich rozdíl, který v sobě nese informaci o ellipticitě – druhý člen (4.19) $\sin 2\zeta_2 d\chi$. Změnu ellipticity od vzorku $\Delta\chi$ však nelze takto jednoduše ze signálu extrahovat, protože je vážena neznámým faktorem $\sin 2\zeta_2$, který je navíc malý.

Vyvinuli jsme proto metodu charakterizace Stokesova kovektoru můstku, která nám dodá neznámé faktory stočení i ellipticity v měřeném signálu. Základem metody je studium měřeného signálu pro všechny vstupní lineární polarizace. Pokud vyvážíme můstek pro vstupní β_0 a celkový kovektor ozna-

číme \mathcal{D}^{β_0} , pak

$$U_{A-B} = \mathcal{D}^{\beta_0} \cdot \mathcal{S} \quad (4.26)$$

$$= I \left[d_0^{\beta_0} + \cos 2\chi \left(d_1^{\beta_0} \cos 2\beta + d_2^{\beta_0} \sin 2\beta \right) + d_3^{\beta_0} \sin 2\chi \right], \quad (4.27)$$

$$\equiv I \left[d_0^{\beta_0} + \cos 2\chi \left(d_{\perp}^{\beta_0} \sin (2\psi^{\beta_0} - 2\beta) \right) + d_3^{\beta_0} \sin 2\chi \right], \quad (4.28)$$

kde jsme zavedli cylindrické souřadnice kovektoru pomocí $d_{\perp}^{\beta_0}$ a ψ^{β_0} . Ve vyváženém můstku platí (pro $\chi = 0$)

$$d_0^{\beta_0} + d_{\perp}^{\beta_0} \sin (2\psi^{\beta_0} - 2\beta_0) = 0 \quad (4.29)$$

Výpočtem gradientu v tomto vyváženém bodě pak dostaneme pro malé změny (způsobené vzorkem) polarizačního stavu (a intenzity)

$$dU_{A-B}(\beta_0) = 2I \left(\sqrt{1 - \left(\frac{d_0^{\beta_0}}{d_{\perp}^{\beta_0}} \right)^2} d\beta + d_3^{\beta_0} d\chi \right). \quad (4.30)$$

Pokud dokážeme charakterizovat všechny složky kovektoru, dokážeme určit oba kofaktory $d\beta$ i $d\chi$. Po provedení dvou měření, ve kterých se kofaktory liší, je pak možné jejich určit stočení i ellipticitu od vzorku.

Charakterizace kovektoru

Předkládaná metoda charakterizace visí na předpokladu, že jsme schopni do můstku svítit světlem s libovolně natočenou lineární polarizací β . V praxi to provádíme tak, že s danou polarizací svítíme na vzorek a předpokládáme, že se po průchodu/odrazu příliš nezmění. V prvním ze zkušebních experimentů – tenký film CoFe v transmisní geometrii při pokojové teplotě – byl tento předpoklad experimentálně ověřen. V druhém – FeRh v transmisní geometrii při 420 K – nebyl ověřen, ale vzhledem k úhlu dopadu $< 0,5^\circ$ mu stejně věříme. S tímto předpokladem lze složky $d_0^{\beta_0}, d_1^{\beta_0}, d_2^{\beta_0}$ snadno určit z β -závislosti (4.26).

Poslední složku $d_3^{\beta_0}$ nelze určit přímo, aniž bychom dokázali definovaně měnit vstupní ellipticitu. K jejímu určení je potřeba splnit dvojici předpokladů. Zaprvé již zmíněný experimentálně ověřený fakt, že oba z detektorů lze vynulovat vhodnou lineární polarizací před děličem. To znamená, že vzhledem ke světlu před můstkem předpokládáme⁸

⁸Vyjádřenou v souřadné soustavě děliče, takže $d'_2 = 0$ nezahrnuje předpoklad přesné shodnosti se souřadnou soustavou světla před můstkem.

$$\mathcal{D}'^A = d'_0(1, -1, 0, 0), \quad (4.31)$$

$$\mathcal{D}'^B = d'_0(1, 1, 0, 0). \quad (4.32)$$

Druhým předpokladem, který zřejmě není splněn zcela, je alespoň přibližná unitarita celé soustavy optických prvků před děličem (zachování intenzity při průchodu přes zrcadlo, destičku, ...). Pak totiž 3-kovektor (d_1, d_2, d_3) zachovává svoji normu a vzhledem ke světlu od vzorku lze třetí složku (až na znaménko) určit pomocí

$$d_1^{A/B^2} + d_1^{A/B^2} + d_3^{A/B^2} = d_0^{A/B^2}, \quad (4.33)$$

pokud změříme průběh napětí na každém detektoru zvlášt

$$U^{A/B}(\beta) = I \left(d_0^{A/B} + d_1^{A/B} \cos 2\beta + d_2^{A/B} \sin 2\beta \right). \quad (4.34)$$

Z β -závislosti napětí na obou detektorech lze klasicky určit jejich d_0, d_1, d_2 , ale díky unitaritě lze navíc určit absolutní hodnotu d_3 : Znaménko d_3 touto metodou určit nedokážeme. Nicméně vzhledem k tomu, že 3-kovektory obou detektorů před můstkem (4.31) mají opačnou orientaci, musí i před celou soustavou mít opačné znaménko: $d_3^A \times d_3^B < 0$.

Když máme určeny kovektory jednotlivých detektorů, vrátíme se k rozdílovému napětí U_{A-B} . Předpokládáme, že je dáno jednoduše rozdílem napětí na obou detektorech, avšak každé může být zesíleno mírně odlišným faktorem. V každém případě by pořád mělo platit

$$\frac{d_3^{A-B}}{d_\perp^{A-B}} = \frac{d_3^A}{d_\perp^A} = \frac{d_3^B}{d_\perp^B}, \quad (4.35)$$

takže jsme již schopní určit d_3^{A-B} . Hodnoty pro A a B by měly při splnění všech předpokladů být stejné, ale v praxi se samozřejmě mírně liší. Pak bereme nějakou jejich vhodnou kombinaci, my jsme zvolili bez dalšího zdůvodnění geometrický průměr.

Pokud nelpíme na určení absolutního znaménka ellipticity, stačí znát pouze relativní znaménko d_3 mezi různými vyváženými můstku, tj. mezi různými β_0 . Absolutní hodnota znaménka pak už jen udává, jestli měříme $+\Delta\chi$ či $-\Delta\chi$. Relativní znaménko lze spolehlivě určit z přibližného teoretického výpočtu, viz např. oddíl o kompenzaci zrcadel výše ($\beta_0 = 0^\circ$ a $\beta_0 = 90^\circ$ mají opačná znaménka).

Přesto jsme však při zkušebním experimentu s CoFe provedli pokus o jeho experimentální určení. Postup je následující. Nejdříve je vyvážen můstek pro

dané β_0 . Dále je před celou měřící soustavou (nejlépe za vzorek, v našem případě před vzorek) umístěna čtvrtvlnná destička s definovanou osou zořentovanou přibližně ve směru β_0 . Je nalezena přibližná poloha čtvrtvlnné destičky, která vyvažuje můstek (teoreticky by to měla být přesně poloha, kdy její osa splývá s β_0). Destička je drobně vychýlena do definovaného *kladného* směru a je zaznamenáno znaménko U_{A-B} . Protože toto kladné vychýlení zanáší pro všechna β_0 malou elipticitu stejného znaménka, jsou tím relativní znaménka určena. Pro určení absolutního znaménka by pak stačilo zjistit, zda je definovaná osa destičky pomalá či rychlá. Čtvrtvlnná destička je samozřejmě opět vyjmuta pro samotné měření.

Ve všech vzorcích pro U_{A-B} jsme explicitně psali faktor I , protože pochází ze Stokesova vektoru a ne kovektoru. Při měření β -závislosti napětí je ale již zahrnut, což nám usnadňuje práci. S fitovanými parametry a v β -závislostech

$$U^A(\beta) = a_0^A + a_1^A \cos 2\beta + a_2^A \sin 2\beta, \quad (4.36)$$

$$U^B(\beta) = a_0^B + a_1^B \cos 2\beta + a_2^B \sin 2\beta, \quad (4.37)$$

$$U^{A-B}(\beta) = a_0^{A-B} + a_1^{A-B} \cos 2\beta + a_2^{A-B} \sin 2\beta \quad (4.38)$$

jsou pak kofaktory stočení a elipticity (s geometrickým průměrem faktorů od A a B)

$$dU_{A-B} = \sqrt{1 - \frac{a_0^{A-B 2}}{a_1^{A-B 2} + a_2^{A-B 2}}} d\beta + \sqrt[4]{\left(\frac{a_0^A 2}{a_1^A 2 + a_2^A 2} - 1 \right) \left(\frac{a_0^B 2}{a_1^B 2 + a_2^B 2} - 1 \right)} d\chi \quad (4.39)$$

Změření celé závislosti $U^{A-B}(\beta)$ vyžaduje změnu zesílení, aby nedošlo k překročení měřícího rozsahu lock-inů. Proto používáme (4.39) pouze k určení poměru obou kofaktorů

$$dU_{A-B} = g \left(d\beta + \frac{\sqrt[4]{\left(\frac{a_0^A 2}{a_1^A 2 + a_2^A 2} - 1 \right) \left(\frac{a_0^B 2}{a_1^B 2 + a_2^B 2} - 1 \right)}}}{\sqrt{1 - \frac{a_0^{A-B 2}}{a_1^{A-B 2} + a_2^{A-B 2}}}} d\chi \right), \quad (4.40)$$

Kofaktor stočení g určíme přímo: změříme několik β v malém okolí β_0 (např. $\pm 1^\circ$ a body proložíme přímkou; g je pak její směrnicí).

Ověření funkčnosti

4.3 Určení anizotropie MLD

Snaha o vystižení anizotropie MLD pomocí vzorce (4.1) založeném na (2.1) nebyla úspěšná. Výskyt φ_M v argumentu sinu se zakládá na argumen-

tech symetrie; pro plně rotačně symetrické prostředí v rovině rozhraní zanáší magnetizace jediný význačný směr a osa zanesené magneto-optické anizotropie s ní pak musí splývat. Tento argument však selhává i pro čtyřčetnou rotační symetrii, pak totiž není důvod aby např. $\varphi_M = 10^\circ$ zanášelo magneto-optickou anizotropii ve stejném směru.

Správné rozšíření vzorečku by mělo tvar

$$\Delta\beta = P(\varphi_M) \sin(2\varphi_O(\varphi_M) - 2\beta) \quad (4.41)$$

se směrem optické osy φ_O , které se už pro neúplnou rotační symetrii nemusí rovnat φ_M . V takovém tvaru postihuje MO jevy všech řádů (stejně jako původní izotropní vzorec) a trpí stejnou degenerací jako (4.1), takže lze P a φ_O určit pouze s nějakým přepokladem (např. kubické symetrie), který degeneraci dejme.

Se vzorečkem (4.41) je ještě jeden problém: φ_M v něm vystupuje pouze skrze libovolné funkce P a φ_O , a bez přidaných požadavků na jejich tvar nelze určit magnetickou anizotropii $\varphi_M(\varphi_H)$. Shodná magnetická anizotropie určená z měření na různých vlnových délkách je ale ve výsledku jediným spolehlivým kritériem, které nás dokáže přesvědčit o správnosti změřených dat. Přídavný požadavek na P a φ_O , který zde přijmeme, je takový, že měřené stočení je MO jevem maximálně kvadratickým v magnetizaci vzorku \mathbf{M} . Uvidíme, že tento požadavek je k určení magnetické anizotropie dostatečující (viz oddíl 4.4), tj. zajišťuje vzájemnou jednoznačnost $\Delta\beta$ a φ_M . Pro kvalitativní analýzu je vyjádření (4.41) užitečné, protože dovoluje posoudit, zda se v měřeném signálu neobjevují MO jevy vyšších řádů⁹.

Vzhledem k libovolnosti funkcí P a φ_O je jediná informace obsažená v ansatzu (4.41) vzájemná závislost signálu pro různá β . Ta je založena na dvou předpokladech. Zaprvé musí být průchod/odraz přibližně izotropní, tj. nultý člen rozvoje transmisní/reflexní Jonesovy matice (zde obě značíme \mathcal{R}) musí být přibližně úměrný jednotkové matici. V praxi to znamená téměř kolmý dopad a přibližně izotropní tenzor permitivity vzorku. Označíme odchylku od jednotkové matice \mathcal{R}' a rozdělíme jí na “nemagnetickou” a “magnetickou” část (po vytknutí celkového faktoru R_0).

$$\mathcal{R}(\mathbf{M}) = R_0 \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{R}'(\mathbf{M}) \right] \quad (4.42)$$

$$= R_0 \left[\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{R}'_0 + \mathcal{R}'_M(\mathbf{M}) \right] \quad (4.43)$$

⁹Např. v případě [111]-normálově orientovaných kubických vzorků, jako bylo pozorováno v [17].

Pro jednoduchost zápisu dále vypustíme celkový faktor R_0 (pokládáme $R_0 = 1$), který se ve výpočtu nijak neprojeví. Pokud je \mathcal{R}' malé, je rozumné uvažovat, že můstek je vyvážen pro stejnou lineární polarizaci, jako je ta dopadající. Díky tomu je pak možné spočítat, na které prvky reflexní matice je měřený signál citlivý. Pokud toto splněno není, pak je můstek pro každé β citlivý na jiný mix prvků \mathcal{R}'_M , a tento mix je složitou funkcí nemagnetické \mathcal{R}'_0 ; vzorec pak nemá jednoduchou β -závislost (4.41). Po případném eliptickém změření \mathcal{R}'_0 je možné správnou β -závislost dopočítat a dosadit do nového ansatzu, my se tím však v této práci nezabýváme, protože uvedený předpoklad malosti \mathcal{R}' splňujeme.

Pomocí Stokesových kovektorů lze jednoduše vyjádřit stočení a elipticitu do prvního řádu v \mathcal{R}' . Pro dané vstupní β (Stokesův vektor $\mathcal{S}(\beta)$) zavedeme kovektory¹⁰ $\mathcal{D}^\beta(\beta) = \frac{1}{2}(0, -\sin 2\beta, \cos 2\beta, 0)$, resp. $\mathcal{D}^\chi(\beta) = \frac{1}{2}(0, 0, 0, 1)$, které měří stočení, resp. elipticitu vyjádřenou změnou Stokesova vektoru $d\mathcal{S}$:

$$\mathcal{D}^\beta(\beta) \cdot \mathcal{S}(\beta) = 0, \quad d\beta = \mathcal{D}^\beta \cdot d\mathcal{S} \quad (4.44)$$

$$\mathcal{D}^\chi(\beta) \cdot \mathcal{S}(\beta) = 0, \quad d\chi = \mathcal{D}^\chi \cdot d\mathcal{S}. \quad (4.45)$$

Rozvedeme Muellerovu matici (1.19) vzorku do prvního řádu¹¹ v \mathcal{R}' (vyjádřeného diferenciálem $d\mathcal{R}$ v okolí jednotkové matice¹²)

$$dM_{00} = \Re \operatorname{Tr}\{d\mathcal{R}\} \quad (4.46)$$

$$dM_{i0} = dM_{0i} = \Re \operatorname{Tr}\{\sigma_i d\mathcal{R}\} \quad (4.47)$$

$$dM_{ij} = \delta_{ij} \Re \operatorname{Tr}\{d\mathcal{R}\} + \epsilon_{ijk} \Im \operatorname{Tr}\{\sigma_k d\mathcal{R}\} \quad (4.48)$$

pro $i, j = 1, 2, 3$.

Stočení

$$d\beta = \frac{1}{2} (-\sin 2\beta \quad \cos 2\beta) \begin{pmatrix} dM_{10} & dM_{11} & dM_{12} \\ dM_{20} & dM_{21} & dM_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\beta \\ \sin 2\beta \end{pmatrix} \quad (4.49)$$

a elipticita

$$d\chi = \frac{1}{2} (dM_{30} \quad dM_{31} \quad dM_{32}) \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\beta \\ \sin 2\beta \end{pmatrix}, \quad (4.50)$$

¹⁰Argument β zde značí, pro jaké β je daný kovektor platný. Horní index β či χ značí, jestli kovektor měří stočení či elipticitu.

¹¹Striktně vzato po tomto kroku již nejde o mocninný rozvoj měřeného signálu v \mathbf{M} , protože zahazujeme některé kvadratické členy a ponecháváme jiné. Pro malá stočení jsou však zahozené členy silně potlačeny.

¹²Píšeme $\mathcal{R} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + d\mathcal{R}$.

jsou po dosazení (4.46) kompaktně

$$d\beta + i d\chi = \frac{1}{2} \text{Tr}\{(-\sigma_1 \sin 2\beta + \sigma_2 \cos 2\beta + i\sigma_3) d\mathcal{R}\} \quad (4.51)$$

Vidíme, že v okolí izotropního odrazu/průchodu jsou jediné povolené β -závislosti stočení a ellipticity dané třemi členy: $\cos 2\beta$, $\sin 2\beta$ a konstantou¹³. Konstantní členy $\propto \text{Tr}\{\sigma_3 d\mathcal{R}\}$ jsou navíc často vyloučeny symetrií, konkrétně ve všech případech studovaných v této práci: při kolmém dopadu na [001]-normálově orientovaný kubický vzorek s in-plane magnetizací. Pak jsou povolené jen členy harmonické s frekvencí 2β , které se složí do vzorečku (4.41).

Poznamenejme, že nemagnetická část reflexní matice \mathcal{R}'_0 zanáší do měřeného signálu pouze konstantu, kterou můstek měřit nedokáže.

Dále se budeme věnovat situaci relevantní pro tuto práci, tzn. měřeno je pouze stočení a na základě předpokládané kubické symetrie, kolmého dopadu a in-plane magnetizace neuvažujeme konstantní člen v (4.51).

Předpokládáme, že vzorek je v jedno-doménovém stavu se saturovanou in-plane magnetizací (Stonerův-Wohlfarthův model z oddílu 1.5). Díky tomu se každý člen řádu k mocninného rozvoje v \mathbf{M} redukuje na harmonickou funkci $k\varphi_M$. Do druhého řádu se tedy vyskytují členy $\cos \varphi_M$, $\sin \varphi_M$, $\cos 2\varphi_M$, $\sin 2\varphi_M$ a konstanta, kterou nedokážeme změřit kvůli vyvažování můstku ($\xi(\beta)$). První dva členy jsou lineární MO jevy a většinou jsou kvůli téměř kolmému dopadu ($< 1^\circ$) poměrně malé.

Zajímáme se pouze o kvadratické jevy, proto je od lineárních odseparujeme stejným způsobem jako metoda rotujícího pole (rovnice (2.11)). Předpokládáme in-plane magnetickou anizotropii s dvoučetnou rotační symetrií, pak platí $\varphi_M(\varphi_H + 180^\circ) = \varphi_M(\varphi_H) + 180^\circ$ a symetrizaci podle \mathbf{M} můžeme provést pomocí symetrizace podle \mathbf{H}_{ext} :

$$\Delta\beta^Q(\varphi_H) = \frac{1}{2} (\Delta\beta(\varphi_H) + \Delta\beta(\varphi_H + 180^\circ)) \quad (4.52)$$

V dalším předpokládáme, že symetrizace byla provedena a $\Delta\beta^Q$ značíme bez indexu jako $\Delta\beta$. Poznamenáme však, že tato symetrizace teoreticky není nezbytná. V konečném důsledku jsou fitovány koeficienty mocninného rozvoje a principiálně není problém fitovat o několik parametrů navíc. V této práci jsme se o to ale nepokoušeli.

Pro každé změřené β máme tedy dva neznámé koeficienty funkcí $\cos 2\varphi_M$ a $\sin 2\varphi_M$. Za splnění předpokladů vedoucích na (4.51) je pak β -závislost této dvojice koeficientů také popsána dvojicí koeficientů $\cos 2\beta$ a $\sin 2\beta$, celkem

¹³ Stočení konstantní pro všechna β . Např. Faradayův jev je způsoben tímto členem.

máme pro celou sadu měření 4 koeficienty. Používaný model je tedy

$$\Delta\beta = (P_{11} \cos 2\varphi_M + P_{12} \sin 2\varphi_M) \cos 2\beta \quad (4.53)$$

$$+ (P_{21} \cos 2\varphi_M + P_{22} \sin 2\varphi_M) \sin 2\beta \quad (4.54)$$

$$\equiv P_+ \sin 2 [+(\varphi_M - \pi_+) - \beta] \quad (4.55)$$

$$+ P_- \sin 2 [-(\varphi_M - \pi_-) - \beta] \quad (4.56)$$

s vyjádřením parametrů dvěma ekvivalentními způsoby. Pro účely fitu používáme vyjádření první rovností, protože je v parametrech lineární. Pro prezentování výsledků používáme druhý způsob¹⁴.

Odpovídající Jonesova matice je

$$d\mathcal{R}_M = P_+ [\sigma_1 \cos 2(\varphi_M - \pi_+) + \sigma_2 \sin 2(\varphi_M - \pi_+)] \quad (4.57)$$

$$+ P_- [\sigma_1 \cos 2(\varphi_M - \pi_-) - \sigma_2 \sin 2(\varphi_M - \pi_-)], \quad (4.58)$$

vidíme tedy, že člen úměrný P_+ otáčí svou optickou osu spolu s magnetizací, člen P_- opačným směrem.

Při otáčení vzorku v rovině xy jsou P_+ , P_- , π_+ nezávislé na úhlu natočení γ . Jediný π_- se transformuje způsobem $\pi_-(\gamma') = \pi_-(\gamma) + 2(\gamma' - \gamma)$. Čtyři parametry P_+ , P_- , π_+ , $(\pi_- - 2\gamma)$ lze tedy považovat za parametry vzorku, nezávislé na souřadné soustavě. Člen úměrný P_+ je nezávislý na natočení vzorku a v izotropních materiálech se přímo jedná o P ze vzorce 2.1. Naopak P_- je v izotropních vzorcích zakázán symetrií.

Při kolmém dopadu jsou Jonesovy matice úměrné $\varepsilon^\perp - \varepsilon^| \varepsilon^- / n^2$ (viz oddíl 1.3, dodatek A.1). Pro [100]-normálově orientovaný kubický vzorek můžeme dosadit tvar magnetické permitivity a dostat (pro γ značící směr jedné z hlavních krystalografických os)

$$P_+ = P_0 \left(\frac{G_s}{2} - \frac{K^2}{n^2} \right) \frac{M_S^2}{2}, \quad \pi_+ = 0, \quad (4.59)$$

$$P_- = P_0 \left(\frac{\Delta G}{2} \right) \frac{M_S^2}{2}, \quad \pi_- = 2\gamma \quad (4.60)$$

s “extrakčním faktorem” P_0 , který vyjadřuje, jakou měrou se v Jonesově matici projevují změny permitivity, a závisí na nemagnetických parametrech vzorku, tj. tloušťce vrstev, jejich indexech lomu, atd. Po dosazení do (4.53) je vzorec ekvivalentní (2.2) v kolmém dopadu (P_0 je obdobou konstant $A_{s/p}$).

Přestože pro kubický [100]-normálově orientovaný vzorek platí $\pi_+ = 0$ a $\pi_- - 2\gamma = 0$, ve zpracování je připouštíme. Souřadné soustavy polarizace

¹⁴Vztah obou vyjádření je v principu stejný jako vyjádření polarizace světla v bázi kolmých lineárních polarizací (P_{ij}) nebo kruhových polarizací (P_{+-})

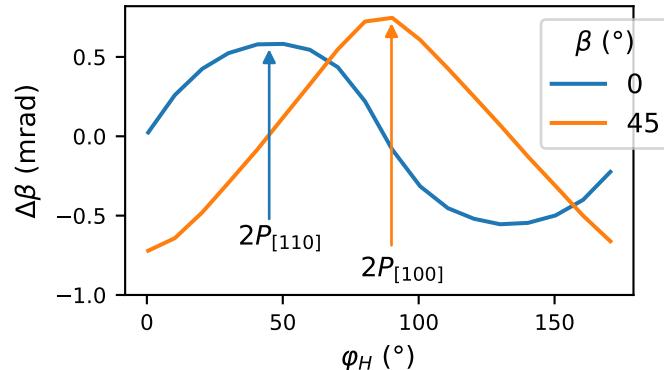
(β) a magnetu (φ_H, φ_M) byly totiž stanoveny zcela nezávislými způsoby a pravděpodobně jsou proto spojeny vzájemnou rotací o malý úhel ($< 5^\circ$). Oběma úhlům $\pi_+ \equiv \pi_- - 2\gamma$ tedy přikládáme nový význam zmíněného offsetu. Úhel rotace vzorku γ se pak určí jako $2\gamma = \pi_- - \pi_+$.

V soustavě spojené se vzorkem používáme ještě jednu parametrizaci, která vyjadřuje sílu kvadratického jevu při magnetizaci ve význačných směrech [100] a [110] a lze je vizuálně přibližně odečítat z měřených dat. Pokud γ označuje úhel natočení krystalografického směru [100] studovaného vzorku¹⁵, pak

$$\Delta\beta = -P_{[100]} \cos 2(\varphi_M - \gamma) \sin 2(\beta - \gamma) + P_{[110]} \sin 2(\varphi_M - \gamma) \cos 2(\beta - \gamma). \quad (4.61)$$

Při orientaci polarizace ve směru [100] ($\beta = \gamma$, na obrázku 0°) je amplituda změřené křivky $\Delta\beta(\varphi_H)$ přímo $P_{[110]}$, při polarizaci ve směru [110] ($\beta = \gamma + 45^\circ$, na obrázku 45°) je amplituda $P_{[100]}$, viz obr. 4.8. Platí

$$P_{[100]} = P_+ + P_-, \quad P_{[110]} = P_+ - P_-. \quad (4.62)$$



Obrázek 4.8: Určení MLD koeficientů P . Měřená data s CoFe, pokojová teplota, 1050 nm. Hodnoty P lze odečítat přímo z grafu. Krystalografický směr CoFe [100] je rovnoběžný s $\varphi_H = 0^\circ$.

Pro určení síly kvadratického MO jevu (popsanou fenomenologickými parametry P) je nutné znát měřený signál v závislosti na φ_M . V praxi vždy během analýzy určujeme i magnetickou anizotropii, která nám převod $\varphi_H \mapsto \varphi_M$ poskytne. Pokud není magnetická anizotropie srovnatelná s vnějším polem, pak je možné poměrně přesně určit P i z dat s předpokladem $\varphi_M = \varphi_H$.

¹⁵V našem případě tak nečiníme u vzorku FeRh.

4.4 Určení magnetické anizotropie

Určení magnetické anizotropie z měřených dat je do jisté míry oddělené od určení síly MO jevů. Předpokládáme, že φ_H -závislost měřeného rozdílového napětí U_{A-B} je pouze skrze $\varphi_M(\varphi_H)$ udávajícího směr saturované in-plane magnetizace \mathbf{M} . Znamená to, že ve vzorku je jediná MO aktivní vrstva, případně ve všech vrstvách je $\varphi_M(\varphi_H)$ totožné. Zároveň je také nutné odstranit všechny příspěvky do signálu, které nepochází přímo od vzorku (např. MO jevy v okénkách kryostatu, či pohyb čehokoliv v experimentálním uspořádání vlivem změny směru magnetického pole). Tento požadavek je naprosto zásadní.

Dále předpokládáme, že signál je dobře popsaný konečným počtem členů mocninného rozvoje v \mathbf{M} . V této práci se omezujeme na kvadratické členy (po odstranění lineárních jevů popsaném v předešlém oddílu – viz vztah (4.53)), které mají vzhledem k magnetické saturaci tvar

$$U_{A-B}(\varphi_H) = b_0 + b_c \cos 2\varphi_M(\varphi_H) + b_s \sin 2\varphi_M(\varphi_H). \quad (4.63)$$

Omezení na kvadratické členy však není nezbytné. Pokud z předpokládané symetrie problému vycházejí i jiné členy (např. pro [111] normálově orientované kubické vzorky členy harmonické v $3\varphi_M$, $6\varphi_M$), není problém je do (4.63) zahrnout. Stejně tak není nutné provádět symetrizaci v \mathbf{H}_{ext} pro odstranění lineárních jevů, a místo toho zahrnout členy harmonické v $1\varphi_M$. Níže popsaná metoda teoreticky (ověřeno na simulacích bez šumu) funguje s libovolným počtem členů, který nepřesáhne určitou mez, za kterou je fit degenerovaný. Jediný problém, který s sebou přidávání parametrů přináší, je zřejmé zvyšování jejich počtu. V této práci se však dále věnujeme pouze kvadratickým členům s rozvojem (4.63).

Pokud naměříme U_{A-B} pro sadu φ_H , a signál je skutečně dán vzorcem (4.63), je možné z něj extrahat závislost $\varphi_M(\varphi_H)$. Nejprve uvedeme pář poznámek o degeneraci. Pokud změříme n různých (s lineárně nezávislými koeficienty b) závislostí $U_{A-B}(\varphi_M)$ (například pro různé polarizace β) pro m hodnot φ_H , pak je naším cílem zjistit celkem $m + 3n$ parametrů – m hodnot $\varphi_M(\varphi_H)$ a $3 \times n$ parametrů (4.63) – z $n \times m$ změřených bodů. Pro $n = 1$ je vždy parametrů více než dat, pro $n \geq 2$ je situace v pořádku (typicky $m >$ počet členů v rozvoji). Rozdíl mezi $n = 1, 2$ lze intuitivně pochopit na jiné formálně ekvivalentní úloze. Po vykreslení bodů $(U_{A-B}^{(1)}(\varphi_H), U_{A-B}^{(2)}(\varphi_H))$ do roviny¹⁶, leží podle (4.63) body na nějaké elipse. V této analogii je naším úkolem elipsu identifikovat, a zároveň pro každý bod určit, v které části elipsy leží (, což odpovídá $\varphi_M(\varphi_H)$). Pro obyčejnou elipsu to je jednoznačné, pokud

¹⁶Pokud měříme jen $U_{A-B}^{(1)}$, pak pokládáme $U_{A-B}^{(2)} = 0$

však $n = 1$, nebo jsou trojice parametrů b pro obě měření lineárně závislé, je elipsa redukovaná na přímku. U té řešení jednoznačné není – délka úsečky může být libovolná delší než nejvzdálenější naměřené body. To s sebou nese i nejednoznačnost v $\varphi_M(\varphi_H)$.

Problém trpí ještě jedním typem nezávažné degenerace – celkové pootočení φ_M oproti φ_H . Pokud bychom měli dva průběhy magnetizace, které se liší pouze celkovým pootočením, tj. $\varphi_M^2(\varphi_H) = \varphi_M^1 + \text{konst.}$, pak je možné vhodnou lineární transformací (“ootočením”) parametrů b_1, b_2 dosáhnout toho, aby model (4.63) dával totožné hodnoty. To znamená, že fitem naměřených dat nelze rozlišit mezi φ_M^1 a φ_M^2 – je možné pouze určit třídu ekvivalence průběhů $\varphi_M(\varphi_H)$, jejíž prvky se navzájem liší aditivní konstantou (celkovým pootočením). Naštěstí nám však v tuto chvíli spěchá na pomoc termodynamika s podmínkou integrability (1.63), která z každé takové třídy vybírá právě jedno $\varphi_M(\varphi_H)$, pro které existuje volná energie.

Výhoda odděleného zpracování magnetické anizotropie a určení anizotropie MO koeficientů je taková, že je možné ho provést i v případě, kdy nejsou splněny požadavky pro určení síly MO jevů. Konkrétně např. není nutné kompenzovat zrcadla ani nepřesnosti vlnových destiček: tj. můžeme měřit libovolný mix stočení a ellipticity. Také je možné měřit v situacích, kdy měřený signál nemá správnou β -závislost (4.53), tj. nekolmý dopad či vzorek s nezanedbatelnou strukturální anizotropií (tj. když konstantní člen transmisní/reflexní matice se výrazně liší od jednotkové matice). Není ani nutné mít při vstupu do vzorku lineárně polarizované světlo – dokonce není ani nutné polarizační stav znát. Jediným předpokladem je, že reflexní matice vzorku je dobře popsaná mocninným rozvojem v \boldsymbol{M} .

Nyní již přistoupíme k samotnému procesu extrakce $\varphi_M(\varphi_H)$. Základem je opět aplikace metody nejmenších čtverců – hledání parametrů, které minimalizují cílovou funkci \mathcal{L} tvaru (4.2) s modelem (4.63). Narození od všech předchozích popsaných aplikací však tentokrát fit nelze zcela linearizovat, proto používáme některou z dostupných vícedimenziorních minimalizačních metod, např. *gradientní sestup*. Část fitu odpovídající parametrům b linearizovat lze. Postupujeme tedy tak, že cílovou funkci \mathcal{L} považujeme pouze za funkci $\varphi_M(\varphi_H)$, s předpokladem, že jsou dosazeny optimální parametry b pro dané $\varphi_M(\varphi_H)$, určené lineární regresí¹⁷. Gradientní sestup je pak aplikován pouze na parametry $\varphi_M(\varphi_H)$. Jako startovní bod iterací zpravidla volíme nulovou magnetickou anizotropii $\varphi_M(\varphi_H) = \varphi_H$.

V této podobě není výhodné aplikovat podmínky integrability již během fitu, protože gradient cílové funkce je kolmý na směr, který způsobuje celkové pootočení magnetizace – gradientní sestup jí přirozeně dodržuje. Přesto je

¹⁷Do (4.63) je dosazeno konkrétní φ_M a jsou fitovány parametry b .

však jistější jí po provedení fitu aplikovat a vybrat tu správnou aditivní konstantu.

V praxi je měřeno mnoho hodnot φ_H , a přestože je uvedená metoda zcela spolehlivá v simulacích, v přítomnosti šumu zpravidla nelze spoléhat na výsledky fitů s více než 20 parametry. Proto závislost $\varphi_M(\varphi_H)$ parametrizujeme menším počtem parametrů než φ_M pro každé měřené φ_H . V případě námi měřených vzorků používáme parametrizaci Stonerova-Wohlfarthova modelu (1.56) s kubickou k_4 a uniaxální k_u anizotropní konstantou, jimi svíraným úhlem φ_u a in-plane rotací vzorku γ . Pro potřeby fitu je výrazně výhodnější místo nich používat ekvivalentní parametrizaci pomocí \tilde{k}_4 a \tilde{k}_u ¹⁸ (viz (1.59)), která ale navíc zachovává přirozenou topologii parametrického prostoru¹⁹ a místo φ_u používá $\gamma + \varphi_u$, tedy směr uniaxální anizotropie v experimentální souřadné soustavě. To umožňuje její směr spolehlivě určit např. v případě, kdy je kubická anizotropie z nějakého důvodu zatížena velkou chybou (např. je mnohem slabší než uniaxální).

V této podobě výpočet cílové funkce $\mathcal{L}(\Re \tilde{k}_4, \Im \tilde{k}_4, \Re \tilde{k}_u, \Im \tilde{k}_u)$ probíhá ve třech krocích

1. Pro pevně danou sadu φ_H je minimalizací magnetické entalpie (1.58) spočítaná sada φ_M .
2. Tato φ_M jsou dosazena do (4.63) a metodou lineární regrese jsou spočítány parametry b .
3. Je spočítaná celková kvadratická odchylka měřených dat od (4.63) s dosazenými b .

Libovolnou metodou je pak numericky nalezeno globální minimum \mathcal{L} .

Popsaná optimalizační úloha je poměrně výpočetně náročná, a proto zmíníme pár vypozorovaných rysů, které mohou pomoci s její optimalizací. Hlavním problémem je zřejmě výpočet φ_M s danými anizotropními konstantami. V ideálním případě je provedena úloha hledání minima či nuly pro každou hodnotu φ_H . Pro předběžné hledání minima \mathcal{L} lze ale využít přibližných výpočtů popsaných v dodatku A.2. Numerickému počítání gradientu \mathcal{L} se lze vyhnout pomocí analytických derivací φ_M podle anizotropních konstant, také popsaných v dodatku A.2. Dále pro nulovou anizotropii je vždy Hessova matice cílové funkce diagonální²⁰. To znamená, že pro slabou anizotropii jsou linearizované parametry $(\Re \tilde{k}_4, \dots)$ bez vzájemných korelací.

¹⁸Jejich reálné a imaginární části.

¹⁹V tomto vyjádření např. splývají φ_u a $\varphi_u + 180^\circ$, nebo $k_u = 0$ pro všechna φ_u

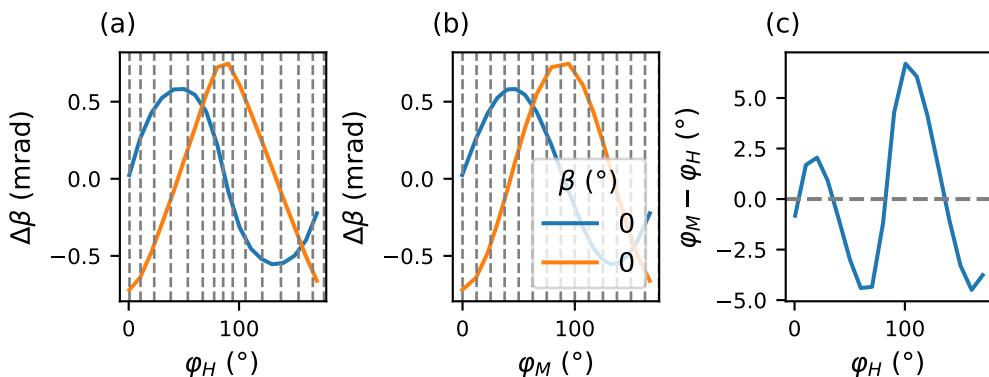
²⁰Derivace regresorů podle anizotropních konstant (sloupce Jacobiho matice) jsou ortogonální.

Pokud rozvoj signálu v \mathbf{M} sestává pouze z jediné frekvence φ_M (v našem zaměření na kvadratické jevy to je $2\varphi_M$), pak má metoda poměrně přímočarou geometrickou interpretaci, a z dat lze vizuálně přímo odečítat přibližné polohy snadných a těžkých os. Toto ilustrujeme na sadě dat naměřených se vzorkem CoFe při pokojové teplotě v transmisní geometrii bez zrcadel mezi vzorkem a detekcí. S daty byla provedena procedura kompenzace nedokonalostí destiček (viz oddíl 4.2.1) a symetrizace v \mathbf{H}_{ext} pro odstranění lineárních jevů (viz vztah (4.52)).

Měřený signál je harmonickou funkcí v $2\varphi_M$, viz obr. 4.9 (b)²¹. Experimentální data přirozeně vykreslujeme v závislosti na φ_H , jakékoli odchylky tvaru od harmonické funkce jsou způsobeny magnetickou anizotropií $\varphi_M \neq \varphi_H$, viz obr. 4.9 (a) a (c). Provedená transformace mezi oběma grafy ($\varphi_H \mapsto \varphi_M$) má význam lokálního škálování vodorovné osy, na obrázcích znázorněno svislými čarami s konstantními rozestupy ve φ_M . Míra škálování je přibližně dána (viz dodatek A.2)

$$\frac{d\varphi_M}{d\varphi_H} = \frac{1}{1 + \frac{d^2F}{d\varphi_M^2} \frac{1}{\cos(\varphi_M - \varphi_H)}}. \quad (4.64)$$

Snadná osa se vždy nachází v regionu $d^2F/d\varphi_M^2 > 0$ a dochází k natahování ($d\varphi_M/d\varphi_H < 1$, na obrázku v oblasti $\varphi_H \approx 45^\circ$), těžká osa v regionu s opačnou nerovnicí a dochází ke smršťování ($\varphi_H \approx 90^\circ$).



Obrázek 4.9: Ilustrace určení magnetické anizotropie. Měřená data s CoFe v závislost na (a) přikládaném poli, (b) průběhu magnetizace získaném z analýzy. Zvýrazněné čáry jsou ekvidistantní ve φ_M . Jejich snížená hustota značí lehkou osu, zvýšená těžkou osu magnetizace. (c) Závislost $\varphi_M(\varphi_H)$ (vykreslen rozdíl).

²¹Tento obrázek je však až výsledkem analýzy. φ_M apriori neznáme.

Nepřesnosti magnetického pole

Z experimentálních výsledků uvedených dále v kapitole 5 vychází, že určení magnetické anizotropie uvedenou metodou je velice spolehlivé. Konkrétně, s danou měřící procedurou (tj. nastavovanou posloupností proudů v cívkách elektro-magnetů) a neměnnou pozicí vzorku jsou téměř v dokonalé shodě anizotropní konstanty určené různými vlnovými délками, jak by se dalo očekávat. Vzhledem k rozmanité spektrální závislosti MO koeficientů (viz výsledky v kap. 5) to dokazuje, že měřený signál skutečně pochází od vzorku a je dobře popsán modelem (4.63). Problém však někdy nastává při porovnání různých měřících procedur či pozic vzorku. Tato nepříjemnost byla pozorována se vzorkem FeRh (viz oddíl 5.2.1), kde je magnetická anizotropie velice slabá.

Tento vzorek byl měřen se dvěma velikostmi $H_{\text{ext}} = 50, 207 \text{ mT}$. V obou případech byla naměřena uniaxialní anizotropie ve stejném směru, avšak s jinou velikostí. Zachoval se však poměr k_u/H_{ext} , což napovídá, že problém pochází od magnetu. Měření bylo následně zopakováno se vzorkem in-plane otočeným o 90° – výsledkem byla uniaxialní anizotropie ve stejném *experimentálním* směru, tzn. o -90° otočená v soustavě spojené se vzorkem, což samozřejmě nedává fyzikální smysl.

Pravděpodobnou příčinou tohoto problému je, že vlastní metoda je sice velice citlivá a spolehlivá, ale skutečná magnetická pole \mathbf{H}_{ext} realizovaná v experimentu jsou (vlivem neideálně kompenzované hystereze jednotlivých půlových nástavců cívek v elektromagnetu) mírně odlišná od nominálních hodnot použitých při analýze. V době odevzdání této práce jsou v přípravě dodatečná zpřesňující měření magnetického pole, které umožní z již naměřených dat určit správnou magnetickou anizotropii.

Důsledky odlišnosti reálného a domnělého magnetického pole pro analýzu magnetické anizotropie se mimojiné věnuje dodatek A.2.

4.5 Zpracování dat

Zde shrneme přesný postup zpracování dat v takové podobě, v jaké byl použit pro získání výsledků uvedených v kap. 5. V této formě lze metodu aplikovat pro téměř kolmý průchod/odraz od kubického [001]-normálově orientovaného vzorku s téměř izotropní nemagnetickou permitivitou, se saturovanou in-plane magnetizací, jejíž chování je dobře modelováno Stonerovým-Wohlfarthovým modelem s uniaxialní a kubickou in-plane anizotropií. Případné zrcadlo mezi vzorkem a můstkem je již kompenzováno druhým identickým zrcadlem.

Při zpracování dat provádíme určení síly MO jevů i magnetické anizotropie současně. Pro vybrané polarizace β změříme průběh U_{A-B} a U_{A+B} při otáčení vnějšího pole v plném rozsahu $\varphi_H \in 0\text{--}360^\circ$. Vždy měříme několik navazujících cyklů, které předzpracujeme způsobem popsaným v dodatku A.3, abychom dále měli pouze jednu křivku $U_{A-B/A+B}(\varphi_H)$ pro každé β .

Dalším krokem je převedení průběhu napětí na průběh stocení polarizace pomocí vzorce $\Delta\beta = U_{A-B}/2U_{A+B}$. Poté provedeme kompenzaci půlvlnné destičky můstku podle oddílu 2.1: každé β je měřeno s oběma polohami vyvažovací destičky před optickým můstkem, výsledné $\Delta\beta$ je aritmetickým průměrem obou křivek.

Doposud tedy máme matici hodnot $\Delta\beta(\varphi_H, \beta)$. V tento moment je nutné odstranit všechny případné φ_H -závislé signály, které nepochází přímo od vzorku. Na tento problém jsme narazili při měření CoFe za nízké teploty, kdy světlo prochází okénkem komory kryostatu s polárním směrem magnetického pole, takže v něm dochází k Faradayově jevu (s konkrétními okénky byl tento jev studován v [52]). Neexistuje sice univerzální řešení, ale v uvedeném případě jsme signál od okénka a vzorku oddělili na základě předpokladu odlišné φ_H a β -závislosti (Faradayův jev je lichý v \mathbf{H}_{ext} a konstantní v β), viz příslušný oddíl 5.1.2.

Ze signálu jsou následně odděleny lineární MO jevy pomocí symetrizace v \mathbf{H}_{ext} , viz (4.52).

V následujícím kroku máme na výběr: můžeme a nemusíme uplatnit předpokládanou β -závislost (vzorec (4.41)) a sadu křivek redukovat na dvě – φ_H -závislé koeficienty $\cos 2\beta$ a $\sin 2\beta$. Jinými slovy, provést na křivkách Fourierovu transformaci v β a ponechat pouze frekvence 2β . Výsledek metody je na tomto kroku teoreticky nezávislý. Odstraněná data jsou nepopsatelná fitovaným modelem a v jistém smyslu jsou “ortogonální”, takže pouze mění tvar cílové funkce \mathcal{L} , ale ne polohu jejích minim. Na druhou stranu je ale tato úprava \mathcal{L} nežádoucí: data si “přizpůsobujeme” modelu a uměle tím snížujeme nejistotu. V některých případech (jako odstranění Faradayova jevu v okénkách) je ale krok nezbytný, a proto ho v zájmu konzistence provádíme vždy. V budoucnu bude použití tohoto kroku v námi vyvýjené metodě pravděpodobně ještě předmětem diskuze.

Následuje srdce celé metody – současný nelineární fit parametrů P charakterizujících sílu kvadratického MO jevu a magnetických anizotropních konstant. Jak bylo vyloženo v předchozím oddílu, cílovou funkci považujeme za funkci pouze vhodně parametrizovaných anizotropních konstant $\mathcal{L}(\tilde{k}_4, \tilde{k}_u)$ s tichým předpokladem, že za parametry b v (4.63) jsou dosazeny ty optimální určené lineární regresí. Oproti (4.63) však nyní anonymní parametry b mají význam MO koeficientů P z (4.53). Jednou z metod nelineární optimalizace je nalezeno globální minimum. Celkové optimální parametry P jsou

pak rovny těm optimálním v minimu \mathcal{L} .

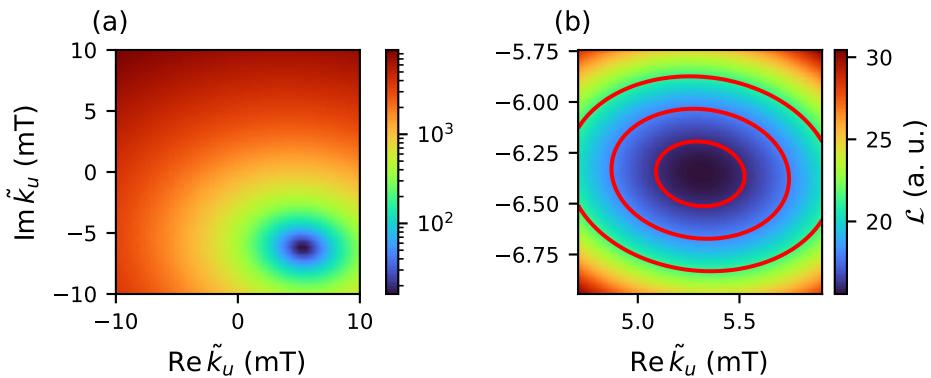
Na závěr jsou parametry \tilde{k}_4 , \tilde{k}_u převedeny do parametrizace pomocí k_4 , k_u , φ_u a natočení vzorku γ_{SW} ; a parametry P jsou vyjádřeny pomocí P_+ , P_- , π_+ , $\gamma_{\text{MO}} = (\pi_- - \pi+)/2$.

Úhel in-plane rotace γ máme určen dvěma způsoby: jako osu magnetické anizotropie a jako osu anizotropie MLD. Jejich porovnání nám poskytuje kontrolu, že metoda zcela neselhalala. Oba úhly ve fitu držíme oddělené především kvůli pohodlí.

Další kontrolu nám poskytuje π_+ , které má význam vzájemné rotace souřadné soustavy polarizace a magnetického pole, a proto zřejmě nemůže přesáhnout přesnost s jakou byly stanoveny, cca 5° .

Takto jsou určeny všechny parametry modelu, zbývá ještě určit jejich nejistoty. Volíme ten nejjednodušší přístup: bez ověření předpokládáme nezávislé normálně rozdělené chyby a cílovou funkci \mathcal{L} v okolí minima přiblížujeme kvadratickým rozvojem ve fitovaných parametrech. Spočítáme matici druhých derivací (Hessova matice), její inverzí vznikne kovarianční matice, a na její diagonále jsou variance jednotlivých parametrů. Vzhledem k tomu, že fit magnetických anizotropních konstant a konstant P provádíme odděleně, i kovarianční matice z pohodlnosti počítáme odděleně (zanedbáváme např. vzájemné korelace P_+ a k_u). V obrázcích označujeme koeficient $\cos 2\beta$ jako $\beta = 0^\circ$ a $\sin 2\beta$ jako $\beta = 45^\circ$.

Výsledky fitu anizotropních konstant zobrazujeme pomocí oblastí spolehlivosti s hladinou spolehlivosti 95 % (2σ), viz obr. 4.10.



Obrázek 4.10: Ilustrace výsledků fitu anizotropních konstant. (a) Cílová funkce \mathcal{L} v závislosti na uniaxální anizotropní konstantě \tilde{k}_u . (b) Detail minima. Jsou naznačeny 1σ , 2σ a 3σ oblasti. Při vyhodnocení zobrazujeme 2σ (prostřední).

5. Spektroskopie anizotropie MLD

Funkčnost metody jsme ověřili jak v transmisní, tak reflexní geometrii. Za zásadní nesporný důkaz funkčnosti považujeme určení magnetické anizotropie. Výsledky získané různými vlnovými délками jsou ve velmi dobré shodě, což je vzhledem k spektrální rozmanitosti MO koeficientů velice přesvědčivé: pokud bychom nepozorovali přímo signál od vzorku způsobený kvadratickým MO jevem, musel byl dodatečný nežádoucí signál mít stejnou spektrální závislost. To je nepravděpodobné.

Na druhou stranu se ale vyskytuje problém zmíněný v oddílu 4.4, že anizotropie změřené různou velikostí pole H_{ext} či různém natočení vzorku jsou odlišné. Viz diskuze v příslušném oddílu. Pokud jde skutečně o problém magnetu, jsou jistě ovlivněna i měření CoFe, ve kterých jsme problémy přímo nepozorovali. Proto je třeba brát uvedené výsledky magnetické anizotropie s rezervou, uvádíme je především pro ilustraci spolehlivosti metody.

Uvádíme pouze finální sady měření. Pokud byla použita zrcadla mezi vzorkem a detekcí, byla vždy kompenzována druhým zkříženým zrcadlem (viz oddíl 4.2.1).

Na závěr je konečně metoda použita ke studiu antiferomagnetické fáze FeRh. V širší míře jsme zopakovali (tentokrát už s lepším porozuměním) měření fázového přechodu feromagnet–antiferomagnet, provedené dříve v [47].

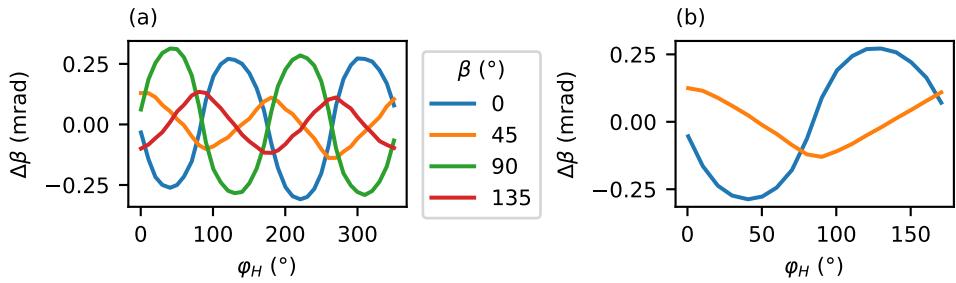
PN: ok?

5.1 Měření v transmisní geometrii: CoFe

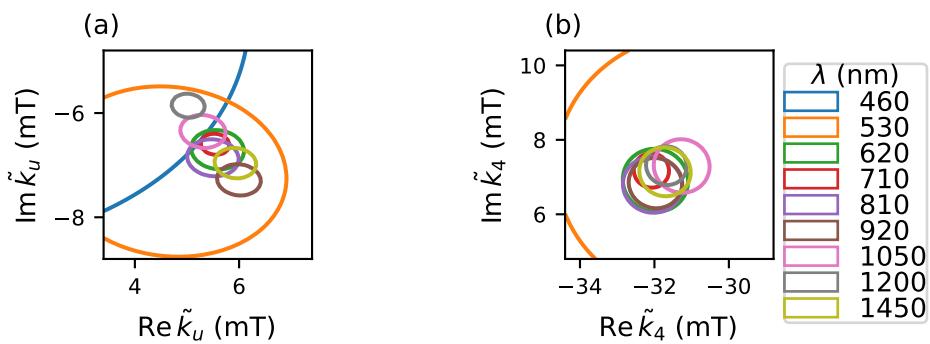
5.1.1 Měření při pokojové teplotě

Měření v transmisní geometrii při pokojové teplotě je nejjednodušší, protože nevyžaduje žádných zrcadel mezi vzorkem a můstkom. Aparatura byla použita ve stejném stavu jako je znázorněna schématem na obr. 4.5 (b). Ilustrace změřených dat je na obr. 5.1. Výsledky fitu MO koeficientů P jsou na obr. 5.5.

Znázornění výsledků fitu magnetické anizotropie je na obr. 5.2. Výsledky určení magnetických anizotropních konstant pomocí různých vlnových délek se velice dobře shodují. Z obrázků je také zřejmé, že nejistota konstant je pouze mírně podhodnocena.



Obrázek 5.1: CoFe v transmisní geometrii při pokojové teplotě. (a) Ilustrace měřených dat ($\lambda = 620$ nm). (b) Stejná data po symetrizaci v poli a filtraci frekvencí 2β .



Obrázek 5.2: Výsledky magnetických anizotropních konstant CoFe při pokojové teplotě. (a) Uniaxiální. (b) Kubická. Zobrazeny jsou 2σ oblasti měřené jednotlivými vlnovými délkami.

Tabulka 5.1: Magnetická anizotropie CoFe.

T (K)	k_4 (mT)	k_u (mT)	φ_u ($^\circ$)
295	0	0	0
15	0	0	0

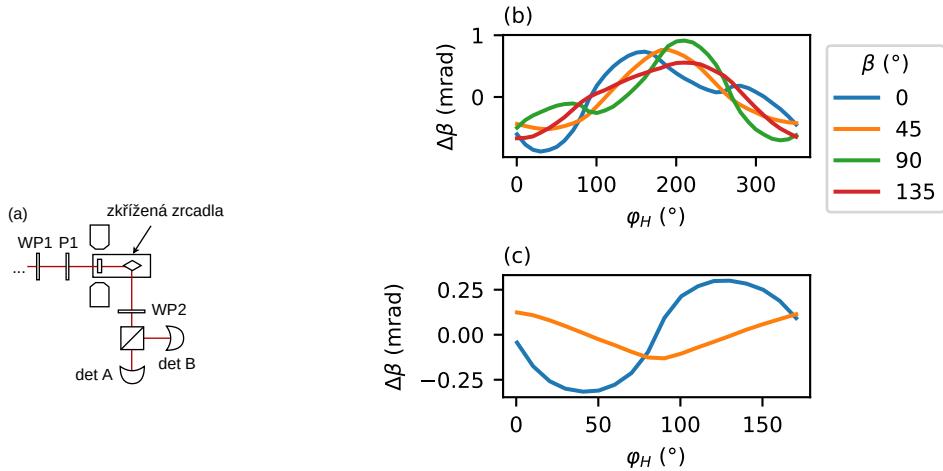
5.1.2 Měření při kryogenní teplotě

Měření proběhlo při nejnižší teplotě dosažitelné kryostatem, tj. přibližně 15 K. Měření v transmisní geometrii je při zchlazeném kryostatu výrazně složitější, viz obr. 5.3 (a). První ze zkřížených zrcadel je umístěno uvnitř komory kryostatu, druhé – kompenzační – je venku. Není proto apriori zřejmé, zda se zrcadla skutečně kompenzují, když jsou udržovány na tak rozdílných teplotách. Překvapivě tomu tak ale je: i při zběžném nastavení zrcadel byla po obou odrazech naměřena v celém spektru ellipticita $< 1^\circ$ pro vstupní polarizaci $\beta = 45, 135^\circ$ (rovnoměrný mix s- a p-).

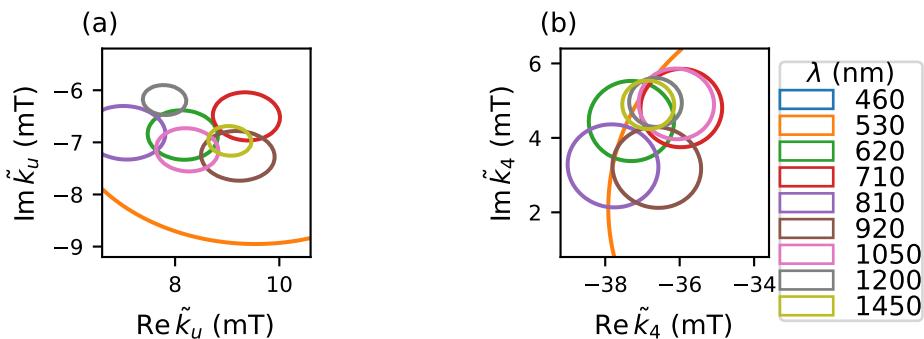
Druhý problém činí okénka komory kryostatu, na rozdíl od reflexní geometrie totiž světlo prochází postranním okénkem, ve kterém se indukuje Faradayův jev. Důsledkem je pak měřené stočení téměř nezávislé na β , viz obr. 5.3 (b). Provedli jsme pokus o oddělení Faradayova jevu od MLD na základě jejich symetrie. Faradayův jev je lichý v magnetizaci (okénka) a je nezávislý na natočení vstupní lineární polarizace¹. Stočení po symetrizaci ve vnějším poli a vybrání β -závislosti s frekvencí 2β je na obr. 5.3 (c). Signál je posléze fitovaný modelem popsaným v kap. 4 a poměrně překvapivě dává přibližně stejnou magnetickou anizotropii pro většinu vlnových délek, viz obr. 5.3 (d). Právě kvůli Faradayově jevu v okénkách považujeme transmisní geometrii při nízké teplotě za nejméně spolehlivou. Obecně je amplituda vysoká ve viditelné oblasti, zatímco v infračervené jsou data téměř neovlivněna.

Spektrální závislost výsledných MO koeficientů je vynesena na obr. 5.5, společně s těmi měřenými při pokojové teplotě. Výsledná magnetická anizotropie je na obr. 5.4. Shrnutí magnetických anizotropních konstant pro obě měřené teploty je v tabulce 5.1.

¹V aparatuře se okénko vyskytuje až za prvním zrcadlem, takže není striktně pravda, že by stočení okénkem bylo nezávislé na β . Je nezávislé na natočení lineární polarizace vstupující do okénka.



Obrázek 5.3: Měření CoFe v transmisní geometrii při snížené teplotě. (a) Schéma. (b) Ilustrace změřených dat s $\lambda = 620$ nm a $H_{ext} = 207$ mT. (c) Stejná data po symetrizaci v poli a filtraci frekvencí 2β .



Obrázek 5.4: Výsledky magnetických anizotropních konstant CoFe při 15 K. (a) Uniaxiální. (b) Kubická. Zobrazeny jsou 2σ oblasti měřené jednotlivými vlnovými délkami.

Obrázek 5.5: PMLD cofe roomt, lowt

5.2 Měření v reflexní geometrii: FeRh

5.2.1 Měření feromagnetické fáze

Měření proběhlo při teplotě 420 K v reflexní geometrii, schéma je na obr. 5.6 (a). Úhel dopadu byl $0,5^\circ$. Orientace vzorku byla vždy přibližně $\gamma \approx 0^\circ$ (viz obr. 3.4 (a)), kromě jednoho kontrolního měření při $\lambda = 1600$ nm, ve kterém bylo $\gamma \approx -90^\circ$. Příklad změřených dat je na obr. 5.6 (b). Všechny vlnové délky byly změřeny s velikostí pole $H_{\text{ext}} = 50$ mT, některé navíc s $H_{\text{ext}} = 207$ mT.

Výsledná magnetická anizotropie je znázorněna na obr. 5.7. Z výsledků je patrný již dvakrát zmíněný problém: uniaxální magnetická anizotropie není konzistentní napříč velikostmi H_{ext} a natočeními vzorku γ . \tilde{k}_u by mělo při rotaci vzorku o 90° podle (1.61) změnit znaménko, což se neděje. Naopak je na rotaci vzorku nezávislé a je úměrné velikosti pole H_{ext} . To naznačuje, že změřené \tilde{k}_u pochází od magnetu, a uniaxální anizotropie samotného vzorku je proti ní velice malé.

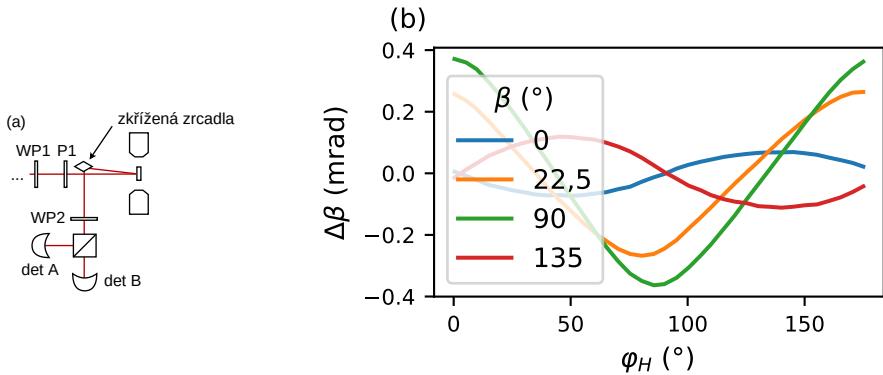
Kubická \tilde{k}_4 by měla podle (1.61) zůstat nezměněna při rotaci o 90° . Při malé nepřesnosti natočení se ale otočí v komplexní rovině o čtyřnásobek dodatečného úhlu. Podle obr. 5.7 (b) by to odpovídalo dodatečné rotaci o $\approx 5^\circ$, což je přesvědčivé. Kubickou anizotropní konstantu tedy považujeme za věrohodně určenou, s hodnotou

overit chybu

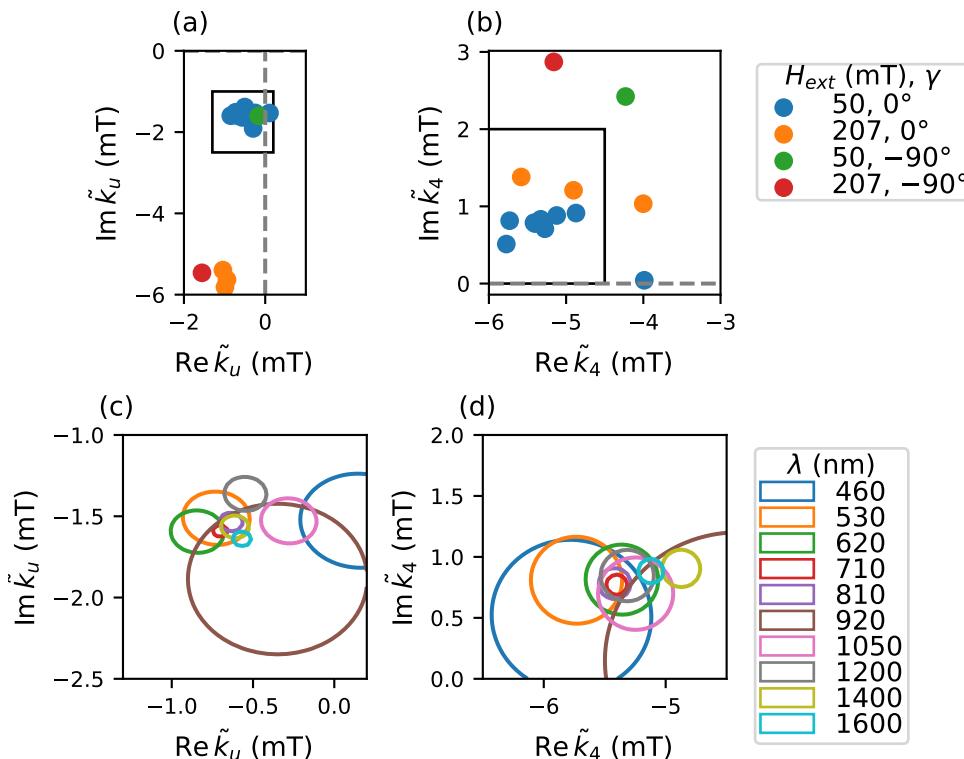
$$k_4(\text{FR06}) = 5,2(2) \text{ mT}. \quad (5.1)$$

Určení MLD koeficientů P je necitlivé na nepřesnosti v H_{ext} , spektrální závislost je vynesena na obr. 5.8.

5.3 Diskuze



Obrázek 5.6: Měření FeRh v reflexní geometrii. (a) Schéma. (b) Ilustrace změrených dat s $\lambda = 1600$ nm a $H_{\text{ext}} = 50$ mT, po symetrizaci v poli a polohách WP2.



Obrázek 5.7: Výsledky magnetických anizotropních konstant FeRh. (a, c) Uniaxiální. (b, d) Kubická. Na (a, b) jsou zobrazeny pouze střední hodnoty odhadů pro čtyři kombinace různých velikostí pole a rotace vzorku, čtverci jsou naznačeny oblasti zobrazené v (c, d). (c, d) Zaměření na $H_{\text{ext}} = 50$ mT, $\gamma = 0^\circ$, zobrazeny 2σ oblasti měřené jednotlivými vlnovými délkami.



Obrázek 5.8: Spektrální závislost reflexních MO koeficientů P vzorku FeRh při teplotě 420 K.

Závěr

Seznam použité literatury

- [1] José J. Gil. „Review on Mueller Matrix Algebra for the Analysis of Polarimetric Measurements“. In: *Journal of Applied Remote Sensing* 8.1 (břez. 2014), s. 081599. ISSN: 1931-3195. DOI: 10.1117/1.JRS.8.081599.
- [2] Razvigor Ossikovski, José J. Gil a Ignacio San José. „Poincaré Sphere Mapping by Mueller Matrices“. In: *Journal of the Optical Society of America A* 30.11 (lis. 2013), s. 2291. ISSN: 1084-7529, 1520-8532. DOI: 10.1364/JOSAA.30.002291.
- [3] Dwight W. Berreman. „Optics in Stratified and Anisotropic Media: 4×4 -Matrix Formulation“. In: *JOSA* 62.4 (dub. 1972), s. 502–510. DOI: 10.1364/JOSA.62.000502.
- [4] Pochi Yeh. „Electromagnetic Propagation in Birefringent Layered Media“. In: *Journal of the Optical Society of America* 69.5 (květ. 1979), s. 742. ISSN: 0030-3941. DOI: 10.1364/JOSA.69.000742.
- [5] W. Xu, L. T. Wood a T. D. Golding. „Optical Degeneracies in Anisotropic Layered Media: Treatment of Singularities in a 4×4 Matrix Formalism“. In: *Physical Review B* 61.3 (led. 2000), s. 1740–1743. ISSN: 0163-1829, 1095-3795. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.1740.
- [6] Xiaohu Wu. „The Singularities in the 4×4 Matrix Formalisms“. In: *Optik* 168 (zář. 2018), s. 10–12. ISSN: 00304026. DOI: 10.1016/j.ijleo.2018.04.081.
- [7] B. Garibello et al. „On the Singularity of the Yeh 4×4 Transfer Matrix Formalism“. In: *Journal of Modern Optics* 67.9 (květ. 2020), s. 832–836. ISSN: 0950-0340, 1362-3044. DOI: 10.1080/09500340.2020.1775905.
- [8] P. Bertrand et al. „General Analytical Treatment of Optics in Layered Structures: Application to Magneto-Optics“. In: *Physical Review B* 64.23 (lis. 2001), s. 235421. ISSN: 0163-1829, 1095-3795. DOI: 10.1103/PhysRevB.64.235421.
- [9] E.C. Stoner a E.P. Wohlfarth. „A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 27.4 (čvc. 1991), s. 3475–3518. ISSN: 1941-0069. DOI: 10.1109/TMAG.1991.1183750.
- [10] Štefan Višňovský. *Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures*. Boca Raton: CRC Press, říj. 2018. ISBN: 978-1-315-22124-3. DOI: 10.1201/9781420019193.

- [11] Vít Saidl. „Ultracechla laserová spektroskopie antiferomagnetů“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, čvn. 2018.
- [12] Stefan Linden et al. „Photonic Metamaterials: Magnetism at Optical Frequencies“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 12.6 (lis. 2006), s. 1097–1105. ISSN: 1077-260X. DOI: 10.1109/JSTQE.2006.880600.
- [13] Max Born a Emil Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 7th expanded ed. Cambridge ; New York: Cambridge University Press, 1999. ISBN: 978-0-521-64222-4 978-0-521-63921-7.
- [14] R. M. A. Azzam a N. M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. 1977. ISBN: 978-0-7204-0694-8.
- [15] Razvigor Ossikovski. „Differential Matrix Formalism for Depolarizing Anisotropic Media“. In: *Optics Letters* 36.12 (čvn. 2011), s. 2330. ISSN: 0146-9592, 1539-4794. DOI: 10.1364/OL.36.002330.
- [16] Luboš Motl a Miloš Zahradník. *Pěstujeme lineární algebru*. Praha: Karolinum, 2002. ISBN: 978-80-246-0421-3.
- [17] Robin Silber. „Quadratic Magneto-optic Kerr Effect Spectroscopy of Magnetic Thin Films with Cubic Crystal Structure“. Dis. pr. Universität Bielefeld, 2019.
- [18] Lars Onsager. „Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I.“ In: *Physical Review* 37.4 (ún. 1931), s. 405–426. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.37.405.
- [19] Lars Onsager. „Reciprocal Relations in Irreversible Processes. II.“ In: *Physical Review* 38.12 (pros. 1931), s. 2265–2279. ISSN: 0031-899X. DOI: 10.1103/PhysRev.38.2265.
- [20] Jana Hamrlová et al. „Quadratic-in-Magnetization Permittivity and Conductivity Tensor in Cubic Crystals: Quadratic-in-magnetization Permittivity and Conductivity Tensor“. In: *physica status solidi (b)* 250.10 (říj. 2013), s. 2194–2205. ISSN: 03701972. DOI: 10.1002/pssb.201349031.
- [21] Herbert B. Callen. *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics*. 2nd ed. New York: Wiley, 1985. ISBN: 978-0-471-86256-7.
- [22] Gustavo Castellano. „Thermodynamic Potentials for Simple Magnetic Systems“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 260.1-2 (břez. 2003), s. 146–150. ISSN: 03048853. DOI: 10.1016/S0304-8853(02)01286-6.

- [23] Helena Reichlová. „Ultrarychlá laserová spektroskopie polovodičů“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, zář. 2010.
- [24] Tomáš Janda. „Dynamika spinové polarizace v polovodičích“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, zář. 2012.
- [25] Jiří Kuchařík. „Studium spinové polarizace pomocí laserové spektroskopie“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, čvn. 2015.
- [26] V. Saidl et al. „Optical Determination of the Néel Vector in a CuMnAs Thin-Film Antiferromagnet“. In: *Nature Photonics* 11.2 (ún. 2017), s. 91–96. ISSN: 1749-4885, 1749-4893. DOI: 10.1038/nphoton.2016.255.
- [27] Ali Akbar, Muhammad Waleed Khalid a Muhammad Sabieh Anwar. „Low Temperature Voigt Effect in the Terbium Gallium Garnet Crystal“. In: *Optics Express* 25.24 (lis. 2017), s. 30550. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.25.030550.
- [28] A. K. Zvezdin a V. A. Kotov. *Modern Magneto optics and Magneto-optical Materials*. 1st edition. Bristol : Philadelphia, Pa: CRC Press, led. 1997. ISBN: 978-0-7503-0362-0.
- [29] N. Tesařová et al. „Systematic Study of Magnetic Linear Dichroism and Birefringence in (Ga,Mn)As“. In: *Physical Review B* 89.8 (ún. 2014), s. 085203. ISSN: 1098-0121, 1550-235X. DOI: 10.1103/PhysRevB.89.085203.
- [30] A. V. Kimel et al. „Observation of Giant Magnetic Linear Dichroism in (Ga , Mn) As“. In: *Physical Review Letters* 94.22 (čvn. 2005), s. 227203. ISSN: 0031-9007, 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.227203.
- [31] J Hamrle et al. „Huge Quadratic Magneto-Optical Kerr Effect and Magnetization Reversal in the Co₂FeSi Heusler Compound“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 40.6 (břez. 2007), s. 1563–1569. ISSN: 0022-3727, 1361-6463. DOI: 10.1088/0022-3727/40/6/S09.
- [32] Vladimir N. Kats et al. „Giant Quadratic Magneto-Optical Kerr Effect in (Eu,Gd)O Films for Magnetic Field Sensing“. In: *Applied Materials Today* 19 (čvn. 2020), s. 100640. ISSN: 23529407. DOI: 10.1016/j.apmt.2020.100640.
- [33] P. Němec et al. „Antiferromagnetic Opto-Spintronics“. In: *Nature Physics* 14.3 (břez. 2018), s. 229–241. ISSN: 1745-2473, 1745-2481. DOI: 10.1038/s41567-018-0051-x.

- [34] T. Jungwirth et al. „Antiferromagnetic Spintronics“. In: *Nature Nanotechnology* 11.3 (břez. 2016), s. 231–241. ISSN: 1748-3387, 1748-3395. DOI: 10.1038/nnano.2016.18.
- [35] Libor Šmejkal, Jairo Sinova a Tomas Jungwirth. *Altermagnetism: Spin-Momentum Locked Phase Protected by Non-Relativistic Symmetries*. Květ. 2021.
- [36] Jia Xu et al. „Imaging Antiferromagnetic Domains in Nickel Oxide Thin Films by Optical Birefringence Effect“. In: *Physical Review B* 100.13 (říj. 2019), s. 134413. ISSN: 2469-9950, 2469-9969. DOI: 10.1103/PhysRevB.100.134413.
- [37] Kexin Yang et al. „Magneto-Optic Response of the Metallic Antiferromagnet Fe₂As to Ultrafast Temperature Excursions“. In: *Physical Review Materials* 3.12 (pros. 2019), s. 124408. ISSN: 2475-9953. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.3.124408.
- [38] N. Tesařová et al. „High Precision Magnetic Linear Dichroism Measurements in (Ga,Mn)As“. In: *Review of Scientific Instruments* 83.12 (pros. 2012), s. 123108. ISSN: 0034-6748, 1089-7623. DOI: 10.1063/1.4771922.
- [39] K. Postava et al. „Anisotropy of Quadratic Magneto-Optic Effects in Reflection“. In: *Journal of Applied Physics* 91.10 (2002), s. 7293. ISSN: 00218979. DOI: 10.1063/1.1449436.
- [40] J. Hamrle et al. „Vicinal Interface Sensitive Magneto-Optical Kerr Effect: Application to Co/Au(322)“. In: *Physical Review B* 67.15 (dub. 2003), s. 155411. ISSN: 0163-1829, 1095-3795. DOI: 10.1103/PhysRevB.67.155411.
- [41] Š. Višňovský et al. „Polar Magneto-Optics in Simple Ultrathin-Magnetic-Film Structures“. In: *Physical Review B* 52.2 (čvc. 1995), s. 1090–1106. ISSN: 0163-1829, 1095-3795. DOI: 10.1103/PhysRevB.52.1090.
- [42] J. H. Liang et al. „Separation of Linear and Quadratic Magneto-Optic Kerr Effects in Ultra-Thin Fe Films Using a Rotating Field Method“. In: *Journal of Applied Physics* 117.17 (květ. 2015), 17E129. ISSN: 0021-8979, 1089-7550. DOI: 10.1063/1.4918776.
- [43] J. H. Liang et al. „Quantitative Study of the Quadratic Magneto-Optical Kerr Effects in Fe Films“. In: *Optics Express* 23.9 (květ. 2015), s. 11357. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.23.011357.

- [44] R. Mattheis a G. Quednau. „Determination of the Anisotropy Field Strength in Ultra-Thin Magnetic Films Using Longitudinal MOKE and a Rotating Field: The ROTMOKE Method“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 205.2 (lis. 1999), s. 143–150. ISSN: 0304-8853. DOI: 10.1016/S0304-8853(99)00526-0.
- [45] F. L. Zeng et al. „Intrinsic Mechanism for Anisotropic Magnetoresistance and Experimental Confirmation in $\text{Co}_x\text{Fe}_{1-x}$ Single-Crystal Films“. In: *Physical Review Letters* 125.9 (srp. 2020), s. 097201. ISSN: 0031-9007, 1079-7114. DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.097201.
- [46] Martin Brajer. „Laserová spektroskopie materiálů pro spintroniku“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, čvn. 2015.
- [47] Peter Kubaščík. „Magneto-optické štúdium antiferomagnetických materiálov pre spintroniku“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, zář. 2019.
- [48] V Saidl et al. „Investigation of Magneto-Structural Phase Transition in FeRh by Reflectivity and Transmittance Measurements in Visible and near-Infrared Spectral Region“. In: *New Journal of Physics* 18.8 (srp. 2016), s. 083017. ISSN: 1367-2630. DOI: 10.1088/1367-2630/18/8/083017.
- [49] X. Marti et al. „Room-Temperature Antiferromagnetic Memory Resistor“. In: *Nature Materials* 13.4 (dub. 2014), s. 367–374. ISSN: 1476-1122. DOI: 10.1038/nmat3861.
- [50] Jozef Kimák. „Charakterizácia dvojdimenzionálneho elektromagnetu“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, čvn. 2017.
- [51] Jozef Kimák. „Optická spektroskopie antiferomagnetů“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, čvn. 2019.
- [52] Antonín Baďura. *Magneto-Optická Měření pro Spintronické Aplikace*. Tech. zpr. Praha: Univerzita Karlova, 2019.
- [53] Jiří Minář. *Modulace Polarizace Světelné Vlny Pomocí Fotoelastického Modulátoru*. Tech. zpr. Praha: Univerzita Karlova, 2004.
- [54] Jakub Schusser. *Skryté kouzlo polarizace*. Tech. zpr. Praha: Univerzita Karlova, 2014, s. 28.
- [55] Kristýna Hovořáková. *Charakterizace infračerveného detektoru pro magneto-optická měření*. Tech. zpr. Praha: Univerzita Karlova, s. 17.
- [56] Vladislav Wohlhrath. „Magneto-optická charakterizace spintronických materiálů“. Dis. pr. Praha: Univerzita Karlova, čvn. 2018.

A. Přílohy

A.1 Průchod a odraz při poruchách permitivity

Řešení pro izotropní vrstvu

Poruchový počet v Berremanově formalismu

Výpočet pro kubický vzorek v normálním dopadu

A.2 Dodatky k magnetické anizotropii

revize

Podmínky integrability

Zvolíme-li uzavřenou křivku v \mathbb{M} prostoru, a budeme podél ní integrovat (??), dostaneme

$$\oint \mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{M}) \cdot d\mathbf{M} = \oint \nabla_{\mathbf{M}} F \cdot d\mathbf{M} = F(\mathbf{M}_{\text{start}}) - F(\mathbf{M}_{\text{end}}) = 0. \quad (\text{A.1})$$

Přechodem k experimentálně ovladatelným souřadnicím \mathbf{H}_{ext}

$$d\mathbb{M} = \begin{pmatrix} dM_x \\ dM_y \\ dM_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial M_x}{\partial H_x} & \frac{\partial M_x}{\partial H_y} & \frac{\partial M_x}{\partial H_z} \\ \frac{\partial M_y}{\partial H_x} & \frac{\partial M_y}{\partial H_y} & \frac{\partial M_y}{\partial H_z} \\ \frac{\partial M_z}{\partial H_x} & \frac{\partial M_z}{\partial H_y} & \frac{\partial M_z}{\partial H_z} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dH_x \\ dH_y \\ dH_z \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} d\mathbf{M} \\ d\mathbf{H}_{\text{ext}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

dostáváme z (A.1) podmínu na průběh $\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ po uzavřené křivce \mathbf{H}_{ext}

$$\oint \mu_0 \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \left(\frac{d\mathbf{M}}{d\mathbf{H}_{\text{ext}}} \right) d\mathbf{H}_{\text{ext}} = 0, \quad (\text{A.3})$$

která platí, pokud jsme mohli provést substituci (A.2), tj. pokud je na ní $\mathbf{M}(\mathbf{H}_{\text{ext}})$ spojité, nedochází k přeskokům. Striktně vzato bychom ji mohli použít i v případě, kdy dochází k vratným¹ přeskokům, tj. výchozí i koncové \mathbf{M} mají stejnou volnou energii; nedochází k hysterezi.

¹Ve smyslu vratného termodynamického procesu.

Přímým dosazením pro případ, kdy se \mathbf{H}_{ext} otočí v rovině xy o 360° s konstantní amplitudou a saturovanou in-plane \mathbf{M} (jako v (??))

$$\left(\frac{d\mathbf{M}}{d\mathbf{H}_{\text{ext}}} \right) d\mathbf{H}_{\text{ext}} = \begin{pmatrix} -\sin \varphi_M \\ \cos \varphi_M \\ 0 \end{pmatrix} \frac{d\varphi_M}{d\varphi_H} d\varphi_H, \quad (\text{A.4})$$

dostáváme

$$\mu_0 H_{\text{ext}} M_S \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi_M}{d\varphi_H} \sin(\varphi_H - \varphi_M) d\varphi_H = 0. \quad (\text{A.5})$$

Přibližný výpočet φ_M

Určení volné energie z nepřesného pole

A.3 Detaily statistického zpracování

A.4 Stokesovy kovektory

Popis pomocí Stokesových vektorů je zvláště užitečný pro popis detekčních systémů, protože Stokesovy parametry jsou *zobecněné intenzity*. Použití ilustrujeme na optickém můstku z oddílu 2.1.

Intenzita měřená detektorem A je daná nultou složkou dopadajícího Stokesova vektoru

$$I_A = s_0^A \equiv \mathcal{D}^A \cdot \mathcal{S}^A. \quad (\text{A.6})$$

kde jsme označili $\mathcal{D}^A = (1, 0, 0, 0)$ "Stokesův kovektor" detektoru A. Tečka (\cdot) značí kontrakci².

Stejně jako můžeme světelný svazek popisovat Stokesovými vektory v různých místech jeho dráhy, můžeme i signál měřený detektory popisovat vzhledem ke Stokesovým vektorům v různých místech. Označíme jedním apostrofem kovektory vzhledem ke světlu vstupujícímu do děliče \mathcal{D}' a vzhledem ke světlu před destičkou \mathcal{D}'' . Vyhádřením \mathcal{S}^A pomocí Stokesova vektoru vstupujícího do můstku \mathcal{S}^{in} a Muellerových matic půlvlnné destičky a polarizačního děliče

$$I_A = \mathcal{D}^A \cdot (\mathbb{M}_A \mathbb{M}_{\lambda/2} \mathcal{S}^{\text{in}}) = (\mathcal{D}^A \mathbb{M}_A \mathbb{M}_{\lambda/2}) \cdot \mathcal{S}^{\text{in}} \equiv \mathcal{D}''^A \cdot \mathcal{S}^{\text{in}}, \quad (\text{A.7})$$

kde jsme druhou rovností naznačili asociativitu maticového násobení, která nás motivovala k definici Stokesova kovektoru detektoru A vzhledem ke světlu vstupujícímu do můstku \mathcal{D}''^A .

²"Skalární součin".

Stejně lze zřejmě činit i pro detektor B. Rozdílové a součtové napětí je pak

$$U_{A-B} = \left(\mathcal{D}'^A - \mathcal{D}'^B \right) \cdot \mathbb{M}_{\lambda/2} \mathcal{S}^{in} \equiv \mathcal{D}''^{A-B} \cdot \mathcal{S}^{in}, \quad (A.8)$$

$$U_{A+B} = \left(\mathcal{D}'^A + \mathcal{D}'^B \right) \cdot \mathbb{M}_{\lambda/2} \mathcal{S}^{in} \equiv \mathcal{D}''^{A+B} \cdot \mathcal{S}^{in}. \quad (A.9)$$

Měřené signály jsou lineární ve vstupních Stokesových vektorech a jsou tedy reprezentovány lineárními formami, zde \mathcal{D}''^{A-B} a \mathcal{D}''^{A+B} . Pro ideální půlvlnnou destičku a polarizační dělič jako v oddílu 2.1 jsou Muellerovy matice (A měří E_y , B měří E_x)

$$\mathbb{M}_A = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbb{M}_B = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (A.10)$$

$$\mathbb{M}_{\lambda/2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 4\theta_{\lambda/2} & \sin 4\theta_{\lambda/2} & 0 \\ 0 & \sin 4\theta_{\lambda/2} & -\cos 4\theta_{\lambda/2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (A.11)$$

a Stokesovy kovektory jsou po dosazení

$$\mathcal{D}'^{A-B} = (0, -1, 0, 0), \quad (A.12)$$

$$\mathcal{D}''^{A-B} = -(0, \cos 4\theta_{\lambda/2}, \sin 4\theta_{\lambda/2}, 0), \quad (A.13)$$

$$\mathcal{D}''^{A+B} = (1, 0, 0, 0). \quad (A.14)$$

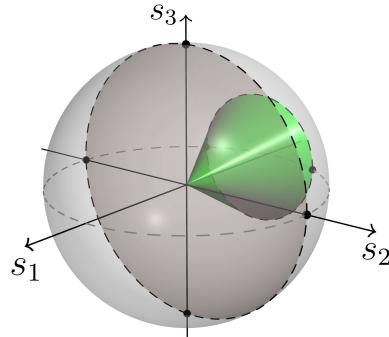
Místo sledování, co se při průchodu optickými prvky děje se všemi myslitelnými vstupními Stokesovými vektory, je výhodnější sledovat, jak se mění konstantní detektorové kovektory. Navíc Stokesovy kovektory lze pro plně polarizované světlo přímočaře graficky znázorňovat v 3-D prostoru redukovaných Stokesových vektorů. Pokud je jediná nenulová složka kovektoru d_0 ta nultá (jako v \mathcal{D}''^{A+B}), pak je měřený signál jednoduše úměrný vstupní intenzitě (vzdálenosti redukovaného Stokesova vektoru od počátku) a netřeba ho zvlášť znázorňovat. Pokud je naopak $d_0 = 0$ (jako v \mathcal{D}''^{A-B}), pak je signál lineární v redukovaném Stokesovém vektoru a tedy úměrný vzdálenosti od určité roviny.

V obecném případě, kdy d_0 není ani nulové, ani jediné nenulové, je znázornění mírně složitější. Nejdřív se o pouhé posunutí roviny, od které je vzdálenost odečítána. Na obr. A.1 (a) jsou vyznačené nulové plochy (množina Stokesových vektorů, pro které $U_{A-B} = 0$) \mathcal{D}''^{A-B} tak, jak je v (A.13) a v situaci, kdy d_0 je nenulové. Pro nenulové d_0 je nulová plocha kužel.

Pro body neležící na nulovém kuželu však U_{A-B} není určeno vzdáleností od kuželet. Pro body na Poincarého sféře je signál úměrný vzdálenosti od roviny, která vznikne průnikem nulového kuželu s Poincarého sférou (vždy kružnice); stejnou konstrukci lze provést i pro body mimo Poincarého sféru ($I \neq 1$), posunutí roviny však závisí na I .

Uvedený postup selhává, pokud $d_0 > |\mathbf{d}| \equiv |(d_1, d_2, d_3)|$, protože pak neexistují nenulové vektory, pro které je signál nulový; neexistuje nulová plocha. Nicméně pro každé konstantní I je stále signál úměrný vzdálenosti od určité roviny, tentokrát však ležící mimo sféru vektorů s intenzitou I .

Z provedené diskuze vyplývá jako nejvhodnější znázorňovat Stokesovy kovektory jednotně pomocí *nulové kružnice*, která je průsečíkem nulového kužele s Poincarého sférou, a případně jejím normálovým 3-vektorem \mathbf{d} , kterým je znázorněna konstanta úměrnosti mezi signálem a geometrickou vzdáleností. Případ $d_0 > |\mathbf{d}|$ v této práci nepoužíváme (soustředíme se na popis optického můstku, ve kterém se takové kovektory nevyskytují), ale znázorňovali bychom ho také 3-vektorem \mathbf{d} a „nulovou“³ rovinou příslušnou Poincarého sféře.



Obrázek A.1: Nulové plochy Stokesových kovektorů s nulovou (růžově) a nenulovou (zeleně) nultou složkou d_0 . Průnikem s Poincarého sférou vznikne *nulová kružnice*.

Při znázornění kovektorů tímto způsobem lze beze změny převzít znázornění akce Muellerových matic pomocí mapování Poincarého sféry. Protože nulové kružnice jsou množiny Stokesových vektorů, je možné je přímo zobrazit metodou vyloženou v oddílu 1.2.2 a výsledkem bude opět podmnožina nulové plochy. V případě čistých retardérů se nulová kružnice zobrazí jako jiná kružnice na Poincarého sféře, a je to tedy přímo nulová kružnice transformovaného kovektoru; vektor \mathbf{d} se otáčí společně s kružnicí. Pokud však Mu-

³Která vzhledem k tomu, že leží mimo Poincarého sféru, odpovídá nedosažitelným Stokesovým vektorům $|\mathbf{s}| > s_0$.

ellerovou maticí dochází také k deformaci a posunutí Poincarého sféry (jako např. v případě čistého diatenuátoru), je obrazem zobrazení obecně elipsa ležící uvnitř Poincarého sféry, a je proto nutné provést následující konstrukci pro získání nulové kružnice. Transformovaná elipsa vždy leží na nulovém kuželu, takže ho můžeme určit proložením elipsy kuželem s vrcholem v počátku. Nulová kružnice je pak určena průnikem kuželu a Poincarého sféry.