

**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ  
FAKULTA**  
Univerzita Karlova

## **BAKALÁRSKA PRÁCA**

Peter Kubaščík

### **Magneto-optické studium antiferomagnetických materiálu pro spintroniku**

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedúci bakalárskej práce: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Študijný program: Fyzika

Študijný obor: Obecná fyzika

Praha 2019

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle §60 odst. 1 autorského zákona.

V ..... dne .....

Podpis autora



Touto cestou by som chcel poďakovať vedúcemu mojej bakalárskej práce prof. RNDr. Petrovi Němecovi, Ph.D. za konzultácie pri úvode do problematiky, zoznámenie s postupmi vedeckej práce, trpezlivosť a všetok čas venovaný pri vypracovaní tejto bakalárskej práce, ako aj pomoc s interpretáciou získaných výsledkov. Ďalej by som chcel poďakovať Mgr. Jozefovi Kimákovi za zaučenie obsluhy prototypu dvojdimenzinálneho elektromagnetu a pri postupe spracovania dát točenia poľom. Za pomoc pri obsluhu kryostatu musím ďalej poďakovať pani RNDr. Eve Schmoranzerovej, Ph.D. V neposlednom rade by som chcel poďakovať mojej rodine a kamarátom za podporu počas písania tejto bakalárskej práce.

Názov práce: Magneto-optické studium antiferomagnetických materiálu pro spintroniku

Autor: Peter Kubaščík

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedúci bakalárskej práce: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: Hlavným cieľom tejto práce bolo vyvinúť experimentálnu techniku na štúdium feromagnetických a antiferomagnetických materiálov využitím magneto-optických javov kvadratických v magnetizácii. Využitím prototypu 2-dimenzionálneho elektromagnetu, ktorý umožňuje točiť magnetickým poľom konštantnej veľkosti v rovine vzorku, sme boli schopní študovať spektrálnu závislosť a anizotropiu príslušných magneto-optických koeficientov. Vo feromagnetickom polovodiči GaMnAs sme zistili, že anizotropia koeficientu Voigtovho javu je silne závislá na vlnovej dĺžke – tento koeficient môže byť izotropný aj anizotropný. Veľmi silná anizotropia tohto koeficientu bola pozorovaná pre kov FeRh v feromagnetickom stave. Na záver bola demonštrovaná nová metóda, ktorá umožňuje merať Voigtov jav v antiferomagnetickom stave FeRh.

Kľúčové slova: spintronika, MLD, FeRh, GaMnAs, magneto-optika, fázový prechod, magnetická anizotropia

Title: Magneto-optical study of antiferromagnetic materials for spintronics

Author: Peter Kubaščík

Department: Department of chemical physics and optics

Supervisor: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Department of chemical physics and optics

Abstract: The main goal of this thesis was to develop an experimental technique for investigation of ferromagnetic and antiferromagnetic materials using magneto-optical effects that are quadratic in magnetization. Using a prototype of 2-dimensional electromagnet, which enables to rotate magnetic field of constant magnitude in the sample plane, we were able to study spectral dependences and anisotropies of corresponding magneto-optical coefficients. In ferromagnetic semiconductor GaMnAs we revealed that the anisotropy of Voigt effect magneto-optical coefficient is strongly wavelength dependent – this coefficient can be both isotropic and anisotropic. Very strong anisotropy of this coefficient was observed for metallic FeRh in a ferromagnetic state. Finally, a new method that can be used to measure Voigt effect in antiferromagnetic state of FeRh was demonstrated.

Keywords: spintronic, MLD, FeRh, GaMnAs, magneto-optics, phase transition, magnetic anisotropy

# Obsah

Úvod	3
1 Antiferomagnetická spintronika	5
2 Magneticky usporiadané látky	7
3 Metódy štúdia antiferomagnetov	10
4 Magnetooptika	12
4.1 Klasická teória kvadratických magnetooptických javov . . . . .	14
4.2 MLD v reflexívnej geometrii . . . . .	15
4.3 Magneto-optické hysterézne slučky . . . . .	16
5 Študované materiály	17
5.1 GaMnAs . . . . .	17
5.2 FeRh . . . . .	19
6 Študované vzorky	21
6.1 F002 . . . . .	21
6.2 FR06 . . . . .	22
7 Experimentálne usporiadanie	24
7.1 Použité geometrie . . . . .	24
7.1.1 Geometria 1 . . . . .	24
7.1.2 Geometria 2 . . . . .	25
7.2 Detekcia . . . . .	25
7.3 Zavedenie súradnicovej sústavy . . . . .	26
8 Výsledky meraní	27
8.1 GaMnAs . . . . .	27
8.1.1 Hysterézne slučky F002 . . . . .	27
8.1.2 Spektrálna závislosť MLD a Voigtovho javu v gálium man- gán arzenide . . . . .	28
8.1.3 Točenie poľa pri 755 nm . . . . .	31
8.1.4 Točenie poľa pri 720 nm a 620 nm . . . . .	33
8.2 FeRh . . . . .	36
8.2.1 Spektrálna závislosť Voigtovho javu v FeRh . . . . .	36
8.2.2 Hysterézne slučky FeRh . . . . .	37
8.2.3 Točenie poľa pri 770 nm . . . . .	38
8.2.4 Štúdium Voigtovho javu v antiferomagnetickej fáze FeRh. .	40
Záver	44
Zoznam použitej literatúry	45

<b>A Prílohy</b>	<b>47</b>
A.1 Spôsob určenia B z nameraných dát . . . . .	47
A.2 Stredovanie pre rôzne magnetické anizotropie . . . . .	49
A.2.1 Magneto-opticky izotropná látka . . . . .	49
A.2.2 Látka s magneto-opticky biaxiálnou symetriou v rovine vzorky	49

# Úvod

Spôsob, akým dnešné počítače spracovávajú informácie, je založený na prevode informácie do binárnej formy, ktorá je následne spracovávaná pomocou Boolovskej algebry. V praxi je toto realizované pomocou tzv. logických hradiel, ktoré môžu byť napríklad realizované obvody zloženými z tranzistorov, ako je tomu v prípade procesorov. Z praktických dôvodov je technologický pokrok vo vývoji nových procesorov realizovaný miniaturizáciou tranzistorov v tomto integrovanom obvode. Na základe predpovede Georgea Moora z roku 1965, pri zachovaní minimálnej ceny, počet tranzistorov v integrovanom obvode sa zdvojnásobí každých 18 mesiacov. To však z fyzikálneho hľadiska nie je možné uplatňovať neustále, nakoľko pri veľkosti jednotlivých tranzistoroch približne 10 nm sa začne prejavovať kvantová povaha elektrónov, konkrétne tunelový jav, čím sa proces spracovania informácie znemožní.

Je potrebné povedať, že na prenos informácie v aktuálnych integrovaných obvodoch slúži náboj elektrónov. Elektróny však so sebou nesú aj svoj vlastný moment hybnosti, spin, a s ním spojený magnetický moment, ktorý možno taktiež využiť k záznamu informácie. Konkrétnou navrhnutou aplikáciou je napríklad spinový polom riadený tranzistor Spin-FET. Veda, ktorá hľadá spôsoby, ako pomocou spinu zaznamenať, prenášať a spracovávať informáciu, sa volá spintronika.

Hoci aplikácia tejto technológie do procesorov stále nie je realitou, praktickú ukážku výsledkov spintroniky možno vidieť v technológii najnovších počítačových pamätí, ktorá využíva jav tunelovacej magnetorezistencie. Kľúčom k takémuto záznamu informácie je jednoduchá manipulácia s magnetickými momentmi v použitom materiále, preto sa dodnes volili primárne feromagnetické látky.

"They are extremely interesting from the theoretical viewpoint, but do not seem to have any applications," týmito slovami sa vo svojej Nobelovskej prednáške Louis Néel vyjadril ku antiferomagnetom [1]. Antiferomagnetizmus vtedy vysvetlil ako superpozíciu magnetických momentov dvoch podmiežok, ktorých magnetický moment je rovnako veľký, ale opačne orientovaný. Takéto materiály navonok nejavia vonkajší magnetický moment, čo výrazne komplikuje ich štúdium. Zároveň však spolu s ďalšími vlastnosťami otvára dvere ďalšiemu rozvoju technológie elektronických sučiastok, konkrétne počítačových pamätí. Narozdiel od feromagnetických materiálov je manipulácia s magnetickými momentmi antiferomagnetov komplikovanejšia, no napriek tomu boli prezentované mechanizmy, ktorými je možné týmito momentmi manipulovať. Jedným z nich je napríklad využitie fázového prechodu v kombinácii s vonkajším magnetickým polom [2], ktorej možným príkladom je pamäťový element zložený z železo-rhodia, materiálu skúmanému v rámci tejto bakalárskej práce.

Na Oddelení kvantovej optiky a optoelektroniky katedry chemickej fyziky a optiky, konkrétne v laboratóriu Opto-Spintroniky bol v roku 2017 skonštruovaný prototyp dvojdimenzionálneho elektromagnetu, ktorý umožňuje meniť pri zvolenom konštantnom smere plynule veľkosť magnetického poľa, a taktiež pri konštantnej veľkosti plynule meniť smer poľa. Vlastnosti tohto zariadenia boli predmetom štúdia bakalárskej práce Jozefa Kimáka [3]. Použitie usporiadanie disponuje taktiež kryostatom s uzavretým cyklom, čím je možné meniť teplotu vzorky od 12 do 800 K. Práca Vladislava Wohlratha [4] otestovala experimentálne uspo-

riadenie využívajúceho magnetický lineárny dichroizmus v reflexnej geometrii na vzorke GaMnAs. V kombinácii s metódou rotácie poľa s konštantnou veľkosťou tým otvorila dvere veľmi detailnej charakterizácii feromagnetických materiálov. Spolu s superkontinuálnym laserom schopným meniť vlnovú dĺžku použitého žiarenia od 460-2350 nm tým umožňuje veľmi detailnú charakterizáciu materiálov s potenciálnym prínosom v spintronike pomocou najrozličnejších magneto-optických javov.

Z teoretického hľadiska existuje možnosť aplikácie magneto-optických javov kvadratických v magnetizácii na štúdium antiferomagnetov. Hlavným cieľom tejto práce je nájsť spôsob, akým to dosiahnuť prakticky. Nakoľko sa však jedná o využitie javov kvadratických v magnetizácii, oddelenie signálu nemagnetického pôvodu od magneto-optického signálu je náročnejšie. Za týmto účelom bude skúmaný aj GaMnAs v širokej spektrálnej oblasti, ktorého cieľom je overenie funkčnosti aparatury a ďalej preskúmanie vplyvu voľby vlnovej dĺžky žiarenia na výsledky použitej metódy. Ďalším cieľom bude aplikácia vyvinutého postupu na FeRh vo feromagnetickú fázu. V poslednej fázi použijeme túto techniku na štúdium FeRh v antiferomagnetickú fázu.

# 1. Antiferomagnetická spintronika

V dnešných technológiach počítačových pamätí sa zväčša využíva jav gigantickej magnetorezistencie (GMR) a tunelovacej magnetorezistencie (TMR), pričom použité materiály sú feromagnetny, poprípade za účelom dosiahnutia jednoosej anizotropie vrstevnatá štruktúra dvoch feromagnetických vrstiev oddelených nevodivou vrstvou v kombinácii s antiferomagnetickou vrstvou [5].

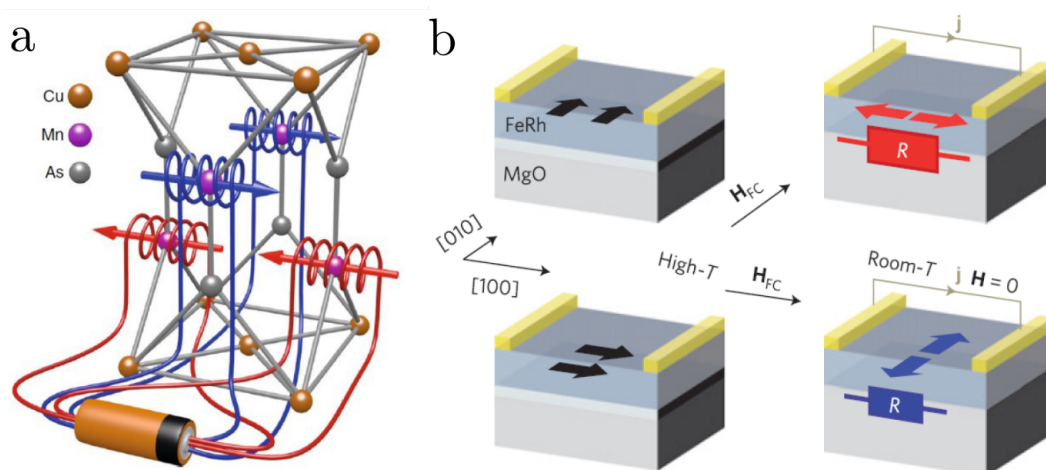
Antiferomagnetny v dobe svojho objavu vykazovali radu zvláštných vlastností, ktoré boli vysvetlené v roku 1970 Louisom Néelom. Hoci spintronika v tomto čase ešte len vznikala, nevedomky Louis Néel položil základy antiferomagnetickkej spintroniky, keď vyslovil myšlienku, že efekty závislé na kvadráte magnetizácie podmriežky by mali byť prítomné v antiferomagnetoch ako vo feromagnetoch. Jeden z atribútov, ktorý takto uvážil, bola magnetokryštalická anizotropia, ktorá práve umožňuje záznam informácie. Antiferomagnetické materiály by preto mali byť použiteľné na prípravu pamäťových rezistorov rovnako ako feromagnetny [2].

Pri zápise do feromagnetického materiálu stačí pôsobiť vonkajším magnetickým poľom pomocou napríklad cievky. V prípade antiferomagnetov by sme museli mať sústavu cievok pre každú podmriežku samostatne, ktoré by budili príslušné pole (viď obrázok 1.1a). V praxi je však tento postup nerealizovateľný, preto je potrebné hľadať iné možnosti [5].

V niektorých materiáloch možno s výhodou využiť zmeny pri fázovom prechode medzi feromagnetickým a antiferomagnetickým stavom. Jeden možný príklad je pamäťový element založený na FeRh, ktorý na zápis informácie využíva vysokú teplotu fázového prechodu medzi feromagnetickou a antiferomagnetickou fázou, ktorá je v prípade FeRh vyššia ako izbová teplota. Na začiatku zápisu je pamäťový rezistor zahrievaný, pokým neprejde do feromagnetického stavu, v ktorom je následne aplikované vonkajšie magnetické pole tak, aby magnetizácia bola orientovaná v smere ľahkej osi. Pri následnom schladení sa magnetizácia podmriežok otočí o  $90^\circ$ . Na čítanie sa následne využíva anizotropná magnetorezistencia (viď obrázok 1.1b). Keďže čítanie by tým pádom mohlo prebiehať čisto pomocou elektrického prúdu, je tu možnosť zahrievania tohto pamäťového rezistoru pomocou Joulovského tepla [2].

Ďalšia možnosť zápisu informácie do antiferomagnetov je pomocou spinového priečného krutu (STT) a spinového orbitálneho krutu (SOT). Oba tieto javy sú založené na interakcii magnetického poľa atómov a magnetického poľa elektrónov. Vplyvom vonkajšieho magnetického poľa sú magnetické momenty elektrónov nútené natočiť sa do smeru magnetického poľa atómov. Keďže však magnetické pole elektrónov je zviazané s ich momentom hybnosti dôjde aj k jeho zmene, platí avšak zákon zachovania momentu hybnosti, a teda musí nutne dôjsť aj k zmene momentu hybnosti atómov v mriežke a teda k pretočeniu magnetizácie. SOT má ďalej výhodu, že na pretočenie magnetizácie nepotrebujeme spinovo polarizovaný prúd a navyše za určitých podmienok je ním možné vytvoriť pole, ktoré pôsobí s opačným znamienkom na jednotlivé podmriežky, čím môžeme hýbať práve s týmito momentmi. Typickým príkladom takéhoto materiálu je CuMnAs, v ktorom je podľa [5] možné týmto spôsobom uchovať aj inú ako binárnu informáciu.

Antiferomagnety majú viacero pozitívnych vlastností, ktoré môžu byť pri výrobe pamäťových elementov užitočné. Vzhľadom na to, že celkový magnetický moment je v antiferomagnetoch vykompenzovaný, prípadné pamäťové elementy budú odolné voči vonkajšiemu poľu, čo umožňuje ďalšiu miniaturizáciu pamäťových rezistorov a ďalšie zvýšenie kapacity prípadných pamätí. Viacero zdrojov naznačuje, že takto vytvorené pamäťové elementy by sa dali vrstviť (napr. v MnTe), čím by sa opäť dokázala uložiť aj iná ako binárna informácia. Na záver možno dodať, že nakoľko spinová precesia je v antiferomagnetoch tisíckrát rýchlejšia než vo feromagnetoch, antiferomagnetické pamäte by boli radovo mnohokrát rýchlejšie [5].



Obr. 1.1: a) Ilustrácia teoretickej možnosti manipulácie s magnetickými momentmi podmriežok v antiferomagnete CuMnAs [2]. b) Ilustrácia princípu pamäťového rezistoru založeného na FeRh [2].



## 2. Magneticky usporiadané látky

Magnetické pole zmagnetovaných látok je možné považovať za pole sústavy rozložených magnetických dipólov. Zavedme magnetizáciu ako funkciu polohového vektoru a vonkajšieho poľa  $\vec{M}(\vec{r}, \vec{H}_0)$ , udávajúceho magnetickú intenzitu, ktorú ku intenzite vonkajšieho magnetického poľa pridávajú indukované magnetické dipóly. Magnetizácia vyjadruje tento magnetický moment na jednotku objemu. Výsledná intenzita magnetického poľa je následne

$$\vec{H}(\vec{r}) = \vec{H}_0(\vec{r}) + \vec{M}(\vec{r}, \vec{H}_0) = \vec{H}_0(1 + \chi_r(\vec{r}, \vec{H}_0)) = \vec{H}_0\mu_r(\vec{r}, \vec{H}_0), \quad (2.1)$$

kde  $\mu_r$  je relatívna permeabilita a  $\chi_r$  magnetická susceptibilita definovaná ako

$$\mu_r(\vec{r}, \vec{H}_0) = 1 + \chi_r(\vec{r}, \vec{H}_0). \quad (2.2)$$

Magnetické látky môžeme rozdeliť do dvoch veľkých skupín – slabo a silne magnetické látky. Pre slabo magnetické látky je typická malá magnetizácia ( $\chi \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ ). Pre silne magnetické látky naopak silná magnetizácia ( $\chi \sim 10^3 - 10^5$ ) a k tomu aj častá závislosť na histórii látky – hysteréza. Magnetickú susceptibilitu možno hlavne v prípadoch slabomagnetických látok považovať na konštantu. V mnohých prípadoch však môže byť funkciou polohy (polohového vektoru) alebo byť dokonca tenzorovou funkciou (hovoríme o anizotropných materiáloch) [6].

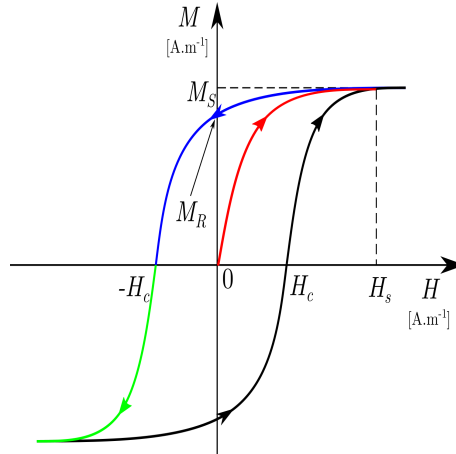
V praxi používame tiež rozdelenie na ďalšie podskupiny. Medzi najhlavnejšie patria diamagnetické, paramagnetické, antiferomagnetické (slabomagnetické látky), feromagnetické látky a ferimagnetické látky (silne magnetické látky). Zo spomenutých skupín majú všetky skupiny až na diamagnetické látky permeabilitu kladnú, tj. vonkajšie magnetické pole je látkou zosilnené [6].

Príčinou zápornej magnetickej susceptibility diamagnetik je diamagnetizmus, mechanizmus, ktorý je prítomný vo všetkých látkach. V jednoduchosti si ho možno predstaviť ako dôsledok zákona elektromagnetickej indukcie, presnejšie aplikáciou magnetického poľa dochádza k zmenám elektrónových stavov v atómoch a podľa Lenzovho zákona sa indukuje dodatočné magnetické pole smerujúce v opačnom smere ako vonkajšie pole. Vonkajšie magnetické pole je teda v látke zoslabené a permeabilita je záporná. Na rozdiel od ďalej spomínaných javov je diamagnetizmus teplotne nezávislý. Látky, u ktorých je magnetické správanie sprostredkované čisto diamagnetizmom alebo sa jedná o dominantný príspevok, nazývame diamagnetiká [6].

Malá magnetická permeabilita paramagnetik je spôsobená paramagnetizmom, ktorého vplyv je väčší ako diamagnetizmu. Príčinou paramagnetizmu sú čiastočne nevykompenzované magnetické momenty elektrónov v atómoch. Vo väčšine prípadov sa paramagnetizmus s rastúcou teplotou stráca, a teda permeabilita je klesajúcou funkciou teploty [6].

Ako už bolo spomenuté vyššie, silne magnetické látky sú typické okrem veľkej hodnoty permeability aj hysteréznym správaním (obrázok 2.1) a podobne ako v prípade paramagnetov teplotnou závislosťou permeability, konkrétne hovoríme o Currie-Weissovom zákone

$$\chi_r(\vec{r}, \vec{H}_0) = \frac{C_w}{T - T_C}, \quad (2.3)$$



Obr. 2.1: Typická hysterézná slučka feromagnetika/ferimagnetika.  $H_c$  značí koercitívne pole,  $H_s$  saturačné magnetické pole,  $M_R$  remanentnú magnetizáciu,  $M_S$  spontánnu magnetizáciu.

kde  $C_w$  a  $T_C$  sú konštanty popisujúce túto empirickú závislosť.

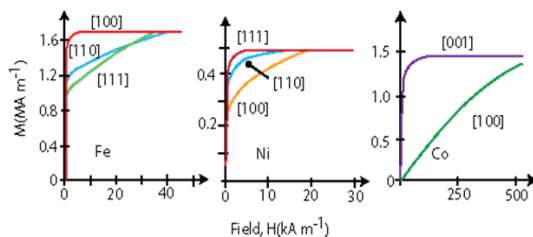
Na obrázku 2.1 možno vidieť typickú hysteréznú slučku feromagnetika. V momente, kedy je látka nezmagnetovaná je pri nulovom vonkajšom poli nulová magnetizácia. Postupným zvyšovaním poľa prebieha magnetovanie podľa krivky prvotného magnetovania (červená vetva). V tejto oblasti nastávajú vratné zmeny, a teda akékoľvek zmeny vonkajšieho poľa vyvolajú magnetizáciu určenú touto krivkou. Pri dosiahnutí magnetizácie  $M_s$  už nedochádza k výraznejšiemu vzrastu veľkosti magnetizácie. Ďalším znižovaním poľa sa už vývoj magnetizácie neriadi krivkou prvotného magnetovania, ale krivkou spájajúcou body  $M_s$ ,  $M_r$  a  $-H_c$ . Bod modrej vetvy, ktorý pretína os M, sa nazýva remanentná magnetizácia a odvedá magnetizáciú po vypnutí vonkajšieho poľa. Na to, aby sme magnet zbavili zvyškovej magnetizácie, musíme aplikovať pole  $-H_c$ , ktoré sa nazýva koercitívne pole [6].

Tento tvar hysteréznej slučky je možno dobre vysvetliť podľa tzv. domén. Podľa tohto modelu sa pri teplotách nižších ako  $T_C$  celý objem látky rozpadá na určitý počet oblastí, ktoré sú spontánne polarizované. Výsledná magnetizácia každej domény má tendenciu natáčať sa do určitých kryštalografických smerov tzv. ľahkých smerov magnetizácie. Výsledný magnetický moment je teda daný vektorovým súčtom momentov jednotlivých domén [7].

Hysteréznú slučku z tohto pohľadu možno vysvetliť ako zmenu magnetizácie jednotlivých domén. V demagnetizovanej vzorke sú domény usporiadané chaoticky, a teda výsledná magnetizácia je nulová. Postupným zvyšovaním poľa sa domény menia, jedná sa však o vratné zmeny domén. Pri prekročení magnetického poľa  $H_s$  nastávajú nevratné zmeny domén, čo pozorujeme ako hysterézu magnetizácie [6].

Z vyššie uvedeného vyplýva, že konkrétny tvar hysteréznej slučky závisí od smeru, v ktorom aplikujeme vonkajšie pole. Na obrázku č. 3 vidíme tieto závislosti pre železo, nikel a kobalt. Z obrázku možno vidieť, že na dosiahnutie  $M_s$  v niektorých kryštalografických smeroch je potrebné menšie vonkajšie pole (Fe - [100], Ni - [111], Co - [001]) – hovoríme o ľahkých smeroch magnetizácie. Naproti tomu v iných smeroch (Fe - [110], Ni - [100], Co - [100]) na dosiahnutie spontán-

nej magnetizácie je potrebné intenzívnejšie pole – hovoríme o ťažkých smeroch magnetizácie [8].



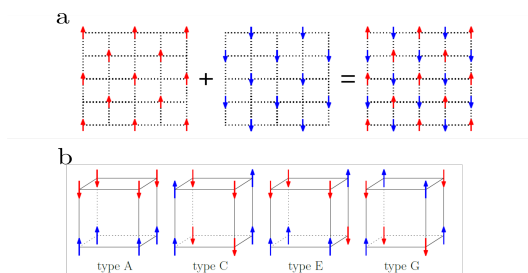
Obr. 2.2: Hysterézne slučky v rôznych kryštalografických smeroch pre železo, nikel a kobalt [8].

Magnetická anizotropia môže mať viacero príčin (napr. magnetokryštalická anizotropia, magnetostrikčná anizotropia, tvarová anizotropia, indukovaná anizotropia). Z vyššie uvedených bez vonkajšieho zásahu sa v materiáli prejavuje iba magnetokryštalická anizotropia, ktorá má aj najväčší vplyv [9].

Feromagnetny, ferimagnetny aj antiferomagnetny zaradujeme medzi magneticky usporiadané látky. Silný magnetizmus vo feromagnetických látkach bol práve vysvetlený pomocou sústavy mikroskopických magnetických momentov smerujúcich do jedného smeru, ktoré spolu vytvárali obrovské magnetické pole. V prípade, že by v kryštálovej mriežke bolo však rovnaké množstvo antiparalelne orientovaných magnetických momentov rovnakej veľkosti, výsledné magnetické pole mimo magnet by na vonkajšie pole nereagovalo, hovoríme o antiferomagnetoch. V prípade, že by takáto situácia nastala, a paralelne magnetické momenty by nemali rovnakú veľkosť ako antiparalelne magnetické momenty, látka by vonkajšie pole buď zmenšovala (antiparalelné momenty sú väčšie ako paralelné), alebo zväčšovala (paralelne magnetické momenty sú väčšie ako antiparalelne – prípad ferimagnetov) [10].

Konkrétne v prípade antiferomagnetov si môžeme fyzikálny pôvod antiferomagnetizmu predstaviť ako sústavu dvoch podmriežok, v ktorých atómy majú magnetické momenty rovnakých veľkostí ale opačnej orientácie (Obr.2.3a). Príklad takýchto usporiadaní možno vidieť na obrázku č. 2.3b [10].

Teplotná závislosť antiferomagnetov je podobná ako v prípade feromagnetov, až na to, že hovoríme o Néelovej teplote, ktorá je voči Curieovej záporná. Pod Néelovou teplotou je látka v antiferomagnetickom stave a pri prekročení tejto teploty prechádza vo všeobecnosti do paramagnetického stavu [10].



Obr. 2.3: a) Fyzikálna predstava vzniku antiferomagnetizmu [11]. b) Reálne príklady antiferomagnetických štruktúr pre primitívnu kubickú mriežku[11]

### 3. Metódy štúdia antiferomagnetov

Pri štúdiu feromagnetov priamo po aplikácii vonkajšieho magnetického poľa vidíme zmeny vo vonkajšom magnetickom poli a teda môžeme využiť rôzne magnetometre, supravodivý kvantový interferometer, či iné javy. Antiferomagnetov však tento prístup znemožňujú, nakoľko nie sú citlivé na vonkajšie pole. Spektrum možných použiteľných metód sa preto výrazne zužuje [5].

Jednou z metód štúdia antiferomagnetov je meranie permeability. Nakoľko pri teplote vyššej ako je Néelova teplota sa vytratí antiferomagnetizmus a látka prejde do paramagnetickej fázy, meranie susceptibility sa redukuje na rutinnú záležitosť. Problematické je správanie pod Néelovou teplotou, kedy sa magnetické momenty podmriežok navzájom kompenzujú, a teda sledujeme nulovú permeabilitu. V prípade, že však aplikujeme vonkajšie pole v smere kolmom na podmriežky, magnetické momenty v nich sa mierne vyklonia do smeru vonkajšieho poľa, čo sa prejavuje malým indukovaným magnetickým momentom. Teplotná závislosť permeability vykazuje stúpajúcu závislosť (viď. obrázok 3.1d). V určitých prípadoch preto môže byť braná ako dôkaz antiferomagnetického usporiadania [5].

Ďalšia možnosť je využiť neutrónovú difrakciu, keďže neutróny podobne ako elektróny a protóny majú svoj vlastný moment hybnosti a jemu príslušný magnetický moment. Výsledkom sú okrem difrakčných maxím, ktoré pochádzajú z kryštalickej štruktúry látky aj ďalšie difrakčné maximá, ktoré odpovedajú vzájomnej interakcii medzi magnetickými momentmi atómov a neutrónov. Okrem pôvodných difrakčných maxím pozoruje aj ďalšie difrakčné maximá spojené s takzvanou magnetickou elementárnou bunkou (viď. obrázok 3.1a). Typickým príkladom aplikácie neutrónovej difrakcie bol napríklad MnO. Záznam difraktogramu z neutrónovej difrakcie je zobrazený na obrázku 3.1a. Najväčším problémom neutrónovej difrakcie je zdroj neutrónov, ktorý je náročné získať (hlavným zdrojom sú jadrové reaktory) [12; 5].

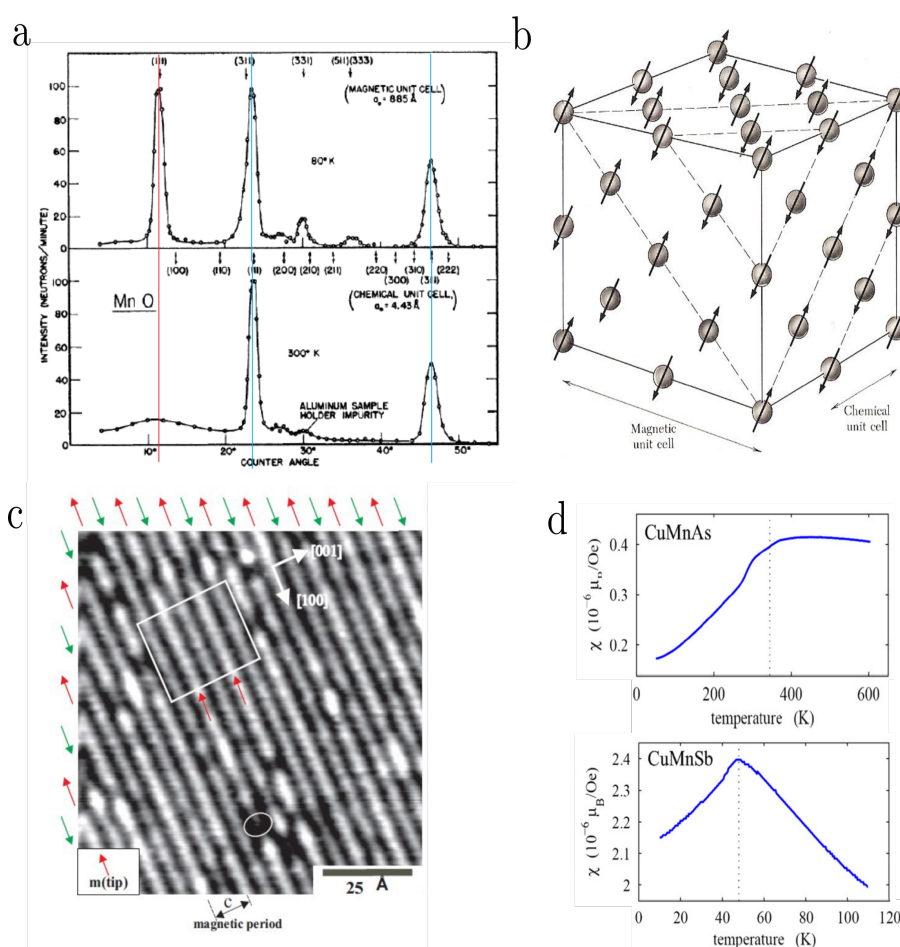
Na štúdium vodivých povrchov sa často využíva skenovací tunelovací mikroskop, ktorý na základe počtu elektrónov, ktoré pretunulujú cez vzorku dokáže určiť topografiu vzorky. Skenovací tunelovací mikroskop je práve možné rozšíriť aj pre štúdium antiferomagnetov vytvorením spinovo-polarizovaného prúdu elektrónov. Časť spinovo-polarizovaného prúdu elektrónov, ktorý prejde vzorkou potom závisí na vzájomnej orientácii elektrónov spinovo polarizovaného prúdu a magnetických momentov atómov [5].

Okrem priamej aplikácie anomálnej magnetorezistencie je možné touto metódou skúmať aj antiferomagnetov, nakoľko je citlivá na vzájomnú orientáciu magnetických momentov jednotlivých atómov a vonkajšieho magnetického poľa. Závislosť odporu prúdu v smere magnetických momentov ( resp. v smere kolmom na magnetické momenty) je úmerná  $\sim \sin(2\phi_H)$  ( resp.  $\sim \cos(2\phi_H)$ ). Sledovaním zmien odporu možno týmto spôsobom určiť napríklad Néelovu teplotu [11].

Na určenie Néelovej teploty možno využiť aj generovanie druhej harmonickej frekvencie. Táto metóda je založená na závislosti permitivity na magnetickom poli. Zmeny v magnetických vlastnostiach vzorky sa prejavujú v zmene permitivity a následne prenesú práve do zmien generácií druhej harmonickej frekvencie [5].

Generácia druhej harmonickej frekvencie nie je jediná optická metóda, ktorá umožňuje štúdium antiferomagnetov. Mnoho zaujímavých dejov sa deje práve na nízkoenergetickej úrovni, k čomu kľúč je v použití žiarenia o dlhších vlnových dĺžkach. Jedna z možných metód je terahertzová spektroskopia. Použitie tejto metódy je dosť komplikované či už z hľadiska tvorby elektromagnetického žiarenia o THz frekvenciách, metódach jeho detekcie, alebo v práve spomenutej skutočnosti, že sa jedná o nízkoenergetické žiarenie využiteľné na štúdium dejov ako rotačné a vibračné spektrá molekúl. V praxi to znamená, že toto elektromagnetické žiarenie je vo vzduchu silne absorbované a je nutné vytvoriť prostredie vhodné na jeho šírenie. Poslednou skupinou je využite magneto-optických a magneto-röntgenových javov, tj. ich analógie v röntgenovej časti elektromagnetického spektra [5].

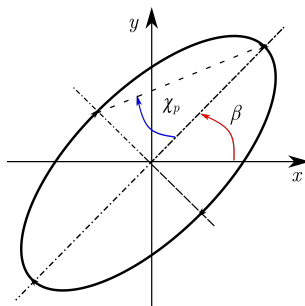
Z vyššie spomenutých skutočností možno konštatovať, že je málo dostupných metód a magneto-optické javy sú z nich často najdostupnejšie.



Obr. 3.1: a) Difraktogram MnO pri použití neutrónovej difrakcie. Maximum označené červenou čiarou odpovedá magnetickej elementárnej bunke [5]. b) Magnetická elementárna a elementárna bunka [13]. c) Záznam merania spinovým skenovacím tunelovacím mikroskopom [5]. d) Meranie susceptability antiferomagnetov CuMnAs a CuMnSb [14]

## 4. Magnetooptika

Majme pravotočivú kartézsku sústavu súradníc, a v nej uvažujme rovinnú monochromatickú vlnu šíriacu sa v smere osi  $\vec{z}$  vo vákuu. Z riešenia vlnovej rovnice vyplýva, že kmity elektrického poľa v smere osi  $\vec{x}$  a  $\vec{y}$  môžu mať vo všeobecnosti rôzne amplitúdy a môžu byť voči sebe fázovo posunuté. Výsledný vektor elektrického poľa potom vo všeobecnosti opisuje elipsu a jeho rotácia môže byť v smere alebo protismere hodinových ručičiek (hovoríme o pravotočivo, v resp. ľavotočivo polarizovanom svetle). Polarizačná elipsa je zobrazená na obrázku č. 3.1. Uhol  $\beta$  zobrazuje rovinu polarizácie a  $\chi_p$  elipticitu svetla.



Obr. 4.1: Polarizačná elipsa.

Látky, ktoré spôsobujú zmenu polarizačného stavu svetla, nazveme opticky aktívne. Optická aktivita môže byť častokrát spôsobená vonkajším elektrickým alebo magnetickým poľom. V prípade zmien spôsobených magnetickým poľom hovoríme o magneto-optických javoch. Dôležité je spomenúť, že magnetické pole nutne nemusí byť budené zvonku, ale môže pochádzať aj zo zmagnetovanej vzorky.

Predtým, ako začneme rozoberať konkrétne magneto-optické javy, zavedme dve hlavné geometrie magneto-optických javov [4]:

1. **Faradayova geometria** - smer šírenia svetla má rovnaký smer ako smer magnetického poľa
2. **Voigtova geometria** - smer šírenia svetla je kolmý na smer magnetického poľa

Na základe toho, či meriame zmeny polarizačného stavu svetla po prechode vzorkou, resp. odraze od vzorky, rozlišujeme **transmisnú**, resp. **reflexnú** geometriu [15].

Magneto-optické javy je jednoduchšie popísať v transmisnej geometrii, preto začneme s popisom v nej. Prvým pozorovaným magneto-optickým javom bol magnetický kruhový dvojlom (magnetic circular birefringence, ďalej len MCB), ktorý sa prejavuje stočením roviny polarizácie svetla. V prípade MCB je fenomenologický model postavený na rozdielnosti indexov lomov pre ľavotočivú a pravotočivú zložku kruhovo polarizovaného svetla. V prípade dopadajúceho lineárne polarizovaného svetla po prechode vzorkou hrúbky  $d$  dôjde k stočeniu roviny polarizácie voči pôvodnej o uhol

$$\Delta\beta_{Far} = \frac{k_{\sigma_+} - k_{\sigma_-}}{2}d = VBd, \quad (4.1)$$

kde predpokladáme, že zmena indexu lomu pre pravotočivo a ľavotočivo polarizovanú zložku je lineárna v magnetizácii a  $V$  je Verdetova konštanta [16; 17]. Na základe Krammers-Kronningových (ďalej len K.K.) relácií je reálna a imaginárna časť indexu lomu spolu previazaná, teda k MCB existuje združený magneto-optický jav prejavujúci sa anizotropiou absorbčných koeficientov pre ľavotočivo a pravotočivo polarizovanú zložku svetla. Tento jav sa nazýva magnetický kruhový dichroizmus a pri dopade lineárne polarizovaného svetla vznikne vo všeobecnosti elipticky polarizované svetlo s rovnakým uhlom roviny polarizácie. Oba tieto javy, MCB aj MCD sú javy nepárne v magnetizácii, teda pri otočení smeru vonkajšieho póla sa zmení znamienko magneto-optického koeficientu a stočenie má rovnakú veľkosť, ale opačný smer (v prípade elipticity sa zmení točivosť). [15].

V transmisnej Voigtovej geometrii ďalej pri niektorých látkach možno pozorovať magnetický lineárny dvojlom (nazývaný aj Cotton-Mountov alebo Voigtov jav, ďalej budeme označovať MLB). Na rozdiel od MCB, MLB budeme popisovať v báze zloženej z dvoch ortogonálnych stavov lineárne polarizovaného svetla. MLB možno z fenomenologického hľadiska vysvetliť ako rozdiel reálnych častí indexu lomu pre zložku kmitajúcu v smere  $x$  a  $y$ . Rozdielnosť indexu časti polarizačného stavu v smere  $x$  a  $y$  spôsobí, že medzi týmito zložkami vznikne fázový posun. V prípade, že dopadajúce svetlo bolo lineárne polarizované, po prechode vzorkou budú zložky lineárne polarizovaného svetla v kmitajúce v smere  $x$  a  $y$  voči sebe fázovo posunuté, čo vedie na vo všeobecnosti elipticky polarizované svetlo [15].

Opäť na základe K.K relácií možno zaviesť združený jav k MLB, a to jav magnetický lineárny dichroizmus (označovaný MLD). MLD si teda môžeme predstaviť ako rozdiel v absorbčných koeficientoch pre lineárne polarizované svetlo kmitajúce v smere  $x$  a  $y$ . Po prechode lineárne polarizovaného svetla vzorkou o hrúbke  $z$  sa polarizačný stav zmení na

$$\vec{E} = E_0(e^{-\alpha_x z}(\cos(kz - \omega t)\vec{x} + e^{-\alpha_y z} \cos(kz - \omega t)\vec{y})), \quad (4.2)$$

čo je lineárne polarizované svetlo, ktorého rovina polarizácie je oproti rovine polarizácie dopadajúcej vlny stočená [15].

Všetky vyššie spomenuté javy je možné pozorovať v rámci reflexnej geometrie. Navyše tu však môžeme pozorovať aj magneto-optický ekvivalent Kerrového javu a to magneto-optické Kerrove javy. V prípade, že magnetizácia mieri kolmo na vzorku, hovoríme o polárnom Kerrovom jave (ozn. PKE), ktorý je lineárny v magnetizácii. V prípade, že magnetizácia leží v rovine vzorky, môže sa jednať buď o tranzverzálny magneto-optický Kerrov jav (magnetizácia je kolmá na rovinu dopadu svetla, ozn. TKE) alebo longitudiálny magneto-optický Kerrov jav (magnetizácia je rovnobežná s rovinou dopadu, ozn. LKE) [15]. Vyššie spomenuté magneto-optické Kerrové javy sú analógiou javov lineárnych v magnetizácii v reflexnej geometrii. Prejav týchto javov je rovnaký ako lineárnych magneto-optických javov, majú však rôzny fyzikálny pôvod. Analogicky možno zaviesť aj MLD a MLB v reflexnej geometrii, kde sú označované ako kvadratické magneto-optické Kerrove javy (QMOKE). Z hľadiska konštrukcie experimentálneho usporiadania je potrebné povedať, že na pozorovanie LKE a TKE sú potrebné veľké uhly dopadu a pre kolmý dopad sú veľmi malé [18].

Javy MLD a MLB sú javy párne v magnetizácii, teda pri zmene smeru magnetického póla nemenia znamienko ani veľkosť, čo nesie so sebou radu komplikácií pri meraní, no oproti javom lineárnym v magnetizácii nie sú nulové v antiferro-

magnetických látkach, čo z nich robí jednu z mála metód použiteľných pre ich ďalší výskum. [19].

## 4.1 Klasická teória kvadratických magnetooptických javov

Nakoľko MLD bude z hľadiska tejto bakalárskej práce kľúčový, fenomenologický model MLD rozvineme viac do hĺbky a ako vedľajší produkt získame aj popis MLB. V tejto kapitole som čerpal hlavne z [20], z ktorej vyplýva, že vlnovú rovnicu možno prepísať v tvare

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \nabla \times \vec{B}}{\partial t} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \mu\epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} + \mu\sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (4.3)$$

kde  $\vec{B}$  je vektor magnetickej indukcie,  $\vec{E}$  je vektor elektrickej intenzity,  $\vec{D}$  je vektor elektrickej indukcie,  $\vec{H}$  je vektor magnetickej intenzity,  $\vec{j}$  je objemová hustota celkového prúdu,  $\epsilon$  je permitivita prostredia a  $\mu$  je permeabilita prostredia, pričom predpokladáme platnosť materiálových vzťahov  $\vec{B} = \mu\vec{H}$ ,  $\vec{D} = \epsilon\vec{E}$  a k tomu platnosť Ohmovho zákona  $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ .

Cieľom ďalšieho postupu bude nájsť vzťah medzi indexom lomu v smere magnetizácie a v smere kolmom na magnetizáciu, čím získame úplnú predstavu o fenomenologickom pôvode MLB a MLD (pričom index lomu uvažujeme vo všeobecnosti v komplexnom tvare a reálna časť indexu lomu sa bude viazať k MLB a imaginárna k MLD). Predpokladajme, že predmetom skúmania je monochromatická rovinná vlna šíriaca sa v smere osi z:  $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(kz - \omega t)}$ . Dosadením tejto rovnice do (4.14) dostaneme

$$\frac{\omega^2}{c^2} n^2(\vec{E}) = \mu\epsilon\omega^2 \vec{E} + i\mu\sigma\omega \vec{E} = \mu\epsilon_{eff}\omega^2 \vec{E}, \quad (4.4)$$

kde  $\epsilon_{eff} = \epsilon + \frac{i\sigma}{\omega}$  je takzvaná efektívna permitivita systému. Vzhľadom na to, že sa pohybuje na optických frekvenciách ( $\omega \sim 10^{15} Hz$ ) možno za permeabilitu systému uvažovať permeabilitu vákuua. Ďalej uvažujme magnetizáciu v smere osi x. Efektívnu permeabilitu systému môžeme potom vyjadriť ako [21]

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ 0 & \epsilon_{yz} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix}. \quad (4.5)$$

Celá úloha sa týmto zredukovala na hľadanie vlastných módov systému

$$\begin{bmatrix} \epsilon_{xx} - n^2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} - n^2 & \epsilon_{yz} \\ 0 & \epsilon_{yz} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \vec{E} = 0. \quad (4.6)$$

Riešením získame reláciu pre index lomu v smere magnetizácie a v smere kolmom na magnetizáciu dané vzťahmi

$$n_{\parallel}^2 = \epsilon_{xx}, \quad (4.7)$$



$$n_{\perp}^2 = \epsilon_{zz} + \frac{\epsilon_{yz}^2}{\epsilon_{zz}}. \quad (4.8)$$

a tým pre rozdiel indexov lomu v smere magnetizácie a v smere kolmom na magnetizáciu platí

$$n_{\parallel} - n_{\perp} \approx \frac{n_0}{2} \left( \epsilon_{yy} - \epsilon_{zz} - \frac{\epsilon_{yz}^2}{\epsilon_{zz}} \right). \quad (4.9)$$

Tenzor efektívnej permitivity systému možno dať do súvisu aj s Magneto-optickým tenzorom, ktorý rozvinieme to Taylorovej rady v magnetizácii

$$(\epsilon_{eff})_{ij} = (\epsilon_0)_{ij} + K_{ijk}M_k + G_{ijkl}M_kM_l + \dots \quad i,j,k,l,m \in \{x,z,y\}, \quad (4.10)$$

kde  $K_{ijk}$  je lineárny a  $G_{ijkl}$  kvadratický magneto-optický tenzor. Dôležité je však poznamenať, že tvar  $K_{ijk}$  a  $G_{ijkl}$  závisí na kryštalickej štruktúre látky. Za predpokladu, že vezme do úvahy iba rozvoj po kvadratický magneto-optický tenzor, pre MLD resp. MLB dostávame (pre jednoduchosť uvažujeme magnetizáciu v smere osi  $\vec{x}$  a, z dôvodu predmetu štúdia tejto bakalárskej práce, kryštálov s bodovou grupou  $O_h$ [20]).

$$n_{\parallel} - n_{\perp} \approx \frac{n_0}{2} \left( G_{11} - G_{12} - \frac{K^2}{\epsilon_0} \right) M_x^2. \quad (4.11)$$

## 4.2 MLD v reflexívnej geometrii

V tejto kapitole odvodíme priamo vzťah medzi stočením roviny polarizácie a magnetickým stavom látky. Predpokladajme, že na vzorku dopadá lineárne polarizované svetlo s rovinou polarizácie pod uhlom  $\beta$ . Elektrické pole dopadajúceho svetla potom môžeme rozložiť do zložky v smere magnetizácie ( $E_{\parallel}$ ) a v smere kolmom na magnetizáciu ( $E_{\perp}$ )

$$E_{\parallel} = E_0 \cos(\phi_M - \beta) \quad E_{\perp} = E_0 \sin(\phi_M - \beta). \quad (4.12)$$

Pre odrazené svetlo platí

$$E_{r\parallel} = r_{\parallel} E_0 \cos(\phi_M - \beta') \quad E_{r\perp} = r_{\perp} E_0 \sin(\phi_M - \beta') \quad (4.13)$$

a podiel amplitúd zložiek v smere kolmom na magnetizáciu a v smere magnetizácie dáva

$$\frac{E_{\perp}}{E_{\parallel}} = \tan(\phi_M - \beta) \quad \frac{r_{\parallel} E_{r\perp}}{r_{\perp} E_{r\parallel}} = \tan(\phi_M - \beta'). \quad (4.14)$$

Odčítaním rovníc (4.23) od seba a využitím goniometrickej identity pre rozdiel tangensov rôznych argumentov

$$\tan(\Delta\beta) = \frac{(r_{\parallel} - r_{\perp}) \tan(\phi_M - \beta)}{r_{\parallel} + r_{\perp} \tan^2(\phi_M - \beta)}, \quad (4.15)$$

čo pre  $\frac{r_{\parallel}}{r_{\perp}} \approx 1$  možno prepísať v tvare

$$\Delta\beta = P_V^{MLD} \sin(2(\phi_M - \beta)), \quad (4.16)$$

kde  $P_V^{MLD} = \frac{1}{2} \left( \frac{r_{\parallel}}{r_{\perp}} - 1 \right)$ . Okrem stočenia roviny polarizácie môžeme merať aj celkovú odrazenú intenzitu, pre ktorú s využitím  $I' \propto E_{r_{\parallel}}^2 + E_{r_{\perp}}^2$  dostaneme [4]

$$I' = I_0 R (1 + 2P_M^{MLD} \cos(2(\phi_M - \beta))), \quad (4.17)$$

čo zavedením veličiny, ktorú budeme nazývať MLD signál  $B = \frac{I'}{I_0 R} - 1$  prejde na tvar

$$B = 2P^{MLD_M} \cos(2(\phi_M - \beta)), \quad (4.18)$$

kde  $I'$  je celková odrazená intenzita,  $I_0$  je celková dopadajúca intenzita a  $R$  je odrazivosť vzorky. Zvoliť správne odrazivosť vzorky je dosť nejasné, a preto bude táto odrazivosť v každom prípade špecifikovaná [4]. V súlade s konvenciou na pracovisku budeme stočeniu roviny polarizácie  $\Delta\beta$  hovoriť Voigtov jav a zmenu intenzity svetla odrazeného od vzorky budeme nazývať  $B$  MLD.

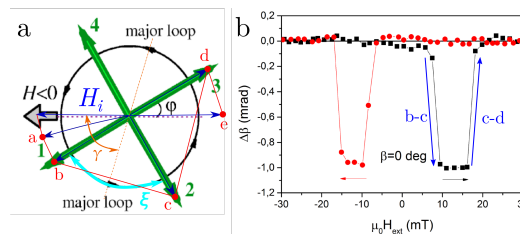
### 4.3 Magneto-optické hysterézne slučky

Predpokladajme vzorku s dvomi ľahkými smermi magnetizácie a magnetizáciu pozdĺž celého deja v rovine vzorky a celý signál tvorený iba MLD. Začneme s magnetickým poľom  $-H_i$  orientovaným v smere osi  $-\vec{x}$ , ktorého smer budeme držať konštantný a veľkosť budeme znižovať, až pokým nenadobudne hodnotu  $H_i$ . Pole  $-H_i$  je uvažované dosť silné na to, aby magnetizáciu udržalo v smere  $-\vec{x}$ , postupným znižovaním poľa sa smer magnetizácie začne odkláňať od smeru vonkajšieho poľa (a) až v určitom momente je pre magnetizáciu energeticky výhodnejšia poloha v smere ľahkej osi (b), ktorú označíme (1) viz. obr. 4.2. Ďalšie znižovanie poľa neovplyvní smer magnetizácie do momentu, kedy bude pre magnetizáciu energeticky výhodnejšia poloha v smere ľahkej osi (2), čo je sprevádzané preskokom medzi ľahkými osami (c) a teda aj veľkou zmenou magneto-optického signálu (viz. obr. 4.2b). Pri ďalšom znižovaní sa opäť smer magnetizácie nebude meniť, pokým nebude pre magnetizáciu energeticky výhodnejšia poloha ľahkej osi (3) a teda dôjde k ďalšiemu preskoku (d). Pri ďalšom zväčšovaní poľa je už pole dosť silné na to, aby magnetizáciu "narovnal" do svojho smeru (e).

Pre amplitúdu hysteréznej slučky  $A = \Delta\beta_1 - \Delta\beta_2$  potom platí

$$\Delta\beta = 2P^{MLD} \cos(2(\gamma - \beta)) \sin(\xi), \quad (4.19)$$

kde  $\gamma$  je uhol medzi  $x$  a bisektrisou a  $\xi$  je uhol medzi ľahkými osami [4]. Analogicky vzťah platí pre  $B$  [4].

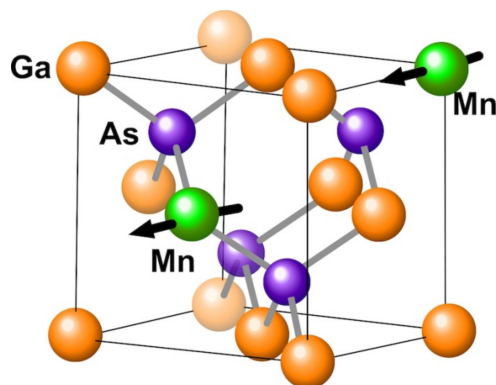


Obr. 4.2: a) Ilustrácia dynamiky magnetizácie pri hysteréznej slučke GaMnAs (typu up) [22]. b) Hysterézne slučky namerané v GaMnAs [4].

## 5. Študované materiály

Hlavným predmetom štúdia tejto práce je železo-rhodium (ďalej FeRh). Za účelom overenia funkčnosti aparatury bol skúmaný aj Gálium Mangán Arzenid (ďalej GaMnAs).

### 5.1 GaMnAs



Obr. 5.1: Kryštalová štruktúra GaMnAs [23].

GaMnAs je feromagnetický polovodič odvodený od dobre známeho binárneho polovodiču gálium arzenidu (ďalej GaAs). Rozdiel oproti GaAs je v nahradení niektorých atómov gália atómami mangánu, ktorý do tejto štruktúry vnáša feromagnetické správanie [22].

GaMnAs má rovnako ako GaAs kubickú kryštalickú štruktúru typu sfaleritu (bodová grupa  $O_h$ ). Dopovaním mangánom sa nahrádzajú niektoré atómy gália mangánom. Pre túto zlúčeninu sú typické bodové poruchy, presnejšie mangán sa v zlúčenine nachádza často v intersticiálnej polohe [22].

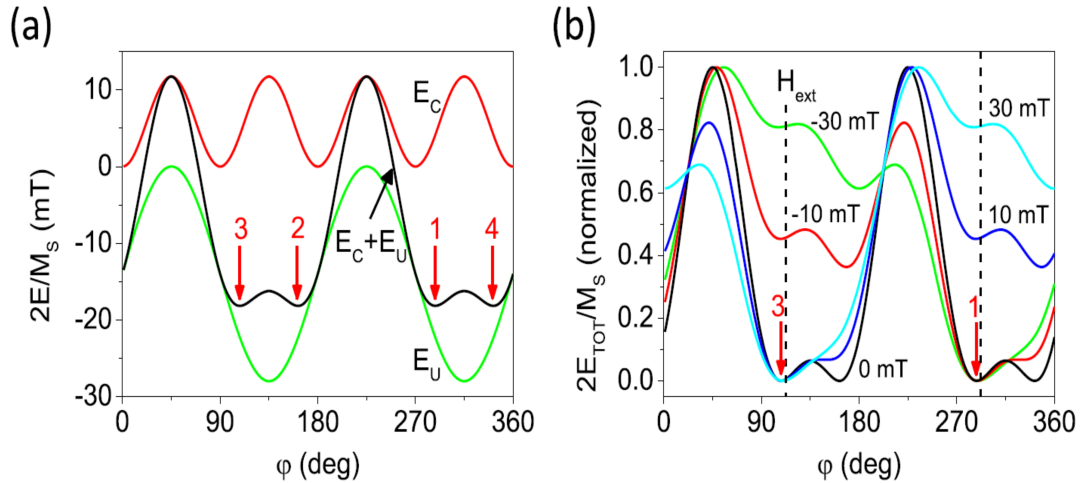
Feromagnetické správanie GaMnAs nie je sprostredkované výmennou interakciou ako v prípade niektorých feromagnetov, ale pomocou takzvanej RKKY interakcie. Mangán so štruktúrou valenčnej vrstvy Mn:  $3d^54s^2$  je v GaAs s valenčnou vrstvou:  $4s^24p^1 - 4s^24p^3$  vo funkcii dvojitého donoru. Tým však mangán dodáva do zlúčeniny aj voľné diery, ktoré sú práve dôvodom feromagnetického usporiadania GaMnAs. Medzi elektrónmi vo vnútri valenčnej vrstvy mangánu a voľnými dierami pôsobí interakcia, ktorá sa snaží spiny dier otočiť tak, aby boli antiparalelne ku spinom mangánu. Ostatné atómy v okolí voľných dier však svoj spin natočia tiež antiparalelne ku diere, nakoľko je to pre nich energeticky výhodnejšie, čím sa toto usporiadanie rozšíri do celej látky - hovoríme o nosičmi zprostredkovanom feromagnetizme. Atómy mangánu v intersticiálnej polohe však v takejto štruktúre hrá úlohu dvojitého donoru, čím feromagnetizmus v látke potláča. Z tohto dôvodu je pre feromagnetizmus GaMnAs pri výrobe potrebné tieto poruchy minimalizovať [22; 4].

Ako už napovedá obrázok hysteréznej slučky (obr. 4.2b) v GaMnAs sa nachádzajú dve ľahké osi. Magnetickú anizotropiu GaMnAs možno vysvetliť z jeho

voľnej energie. Rovnako ako v prípade iných feromagnetov, jeden z členov voľnej energie je príspevok od magnetokryštalickej anizotropie, ktorá reflektuje jeho kryštalickú štruktúru. Väčšinou sú vzorky GaMnAs pestované vo forme tenkých filmov na určitom substráte, čím vzniká potreba ku voľnej energii feromagnetu pripočítať aj člen zohľadňujúci napätie spôsobené rozdielnosťou mriežkových konštant substrátu a GaMnAs. Tvar vo forme tenkých filmov spôsobuje aj vnútorné demagnetizačné pole, ktoré má pôvod v dipól-dipólovej interakcií. Ku tvarovým členom je potrebné ešte započítať člen, ktorý sa označuje ako effective shear strain a zohľadňuje anizotropiu medzi smermi [110] a [1-10]. Mikroskopický pôvod tohto člena dodnes nie je úplne známy. Anizotropiu možno ovplyvniť aj mechanickým napätím. Príspevok od tohto člena nazveme príspevok od mechanického napätia. Posledný člen zohľadňuje pôsobenie vonkajšieho poľa, občas býva označovaný ako Zeemanovský člen [22].

Ak by vyššie spomenuté členy v látke nemali vplyv, jednalo by sa o izotropný materiál a magnetizácia by mala rovnaký smer ako vonkajšie magnetické pole. Magnetokryštalická anizotropia spôsobuje, existenciu 3 preferovaných kryštalografických smerov ([100], [010], [001]). Zvyšné členy spôsobujú ďalšiu anizotropiu. Smer magnetizácie látky je daný minimalizáciou voľnej energie feromagnetu [22].

Jednotlivé členy anizotropie sú silno teplotne závislé a teda manipuláciou s teplotou možno manipulovať smerom magnetizácie [22].



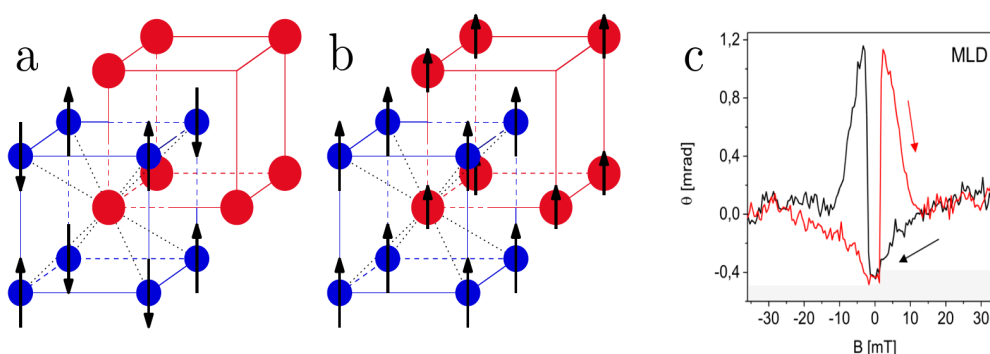
Obr. 5.2: Príspevok kubickej a uniaxiálnej anizotropie GaMnAs a) bez vonkajšieho poľa b) vo vonkajšom poli [24].

Z obrázku vidíme, že bez aplikácie vonkajšieho poľa v GaMnAs existujú 4 ľahké osi.

Aby sa potlačili poruchy v GaMnAs, tento materiál sa vyrába metódou nízko-teplotnej molekulárnej epitaxie a následným žíhaním. Zistilo sa, že žíhaním môžu atómy mangánu v intersticiálnej polohe dodifundovať až k voľnému povrchu, kde zoxidujú. Príspevok voľných dier za teda zvýši. Efekt difúzie atómov mangánu má lepšie účinky v tenkovrstvých filmoch, kde práve difúzia atómov k povrchu prebieha rýchlejšie. Na výsledok difúzie má vplyv aj typ krycej vrstvy [22].

## 5.2 FeRh

FeRh je zlúčenina s veľmi zaujímavými vlastnosťami. Už v roku 1938 bola Falotom opísaná ako antiferomagnetická látka, ktorá pri zahriatí na približne 100 °C prejde do feromagnetického stavu, čo je nezvyčajné, nakoľko väčšinou pri zahriatí antiferomagnet prechádza do paramagnetického stavu [18]. Hoci týmto o fázovom prechode bolo napísaných mnoho publikácií, fázový prechod v FeRh nie je stále úplne vysvetlený. Prvý model pochádza z roku 1960 od Kittla a je založený na termálnej expanzii pri tomto fázovom prechode. Nevysvetľuje však obrovskú zmenu entropie pozorovanú pri prechode z antiferomagnetického do feromagnetického stavu, čo má za následok teplotnú hysterézu [25]. FeRh kryštalizuje v primitívnej



Obr. 5.3: Kryštalová štruktúra FeRh a; v antiferomagnetickom, b; feromagnetickom stave[11]. c; MLD hysterézne slučky FeRh [18].

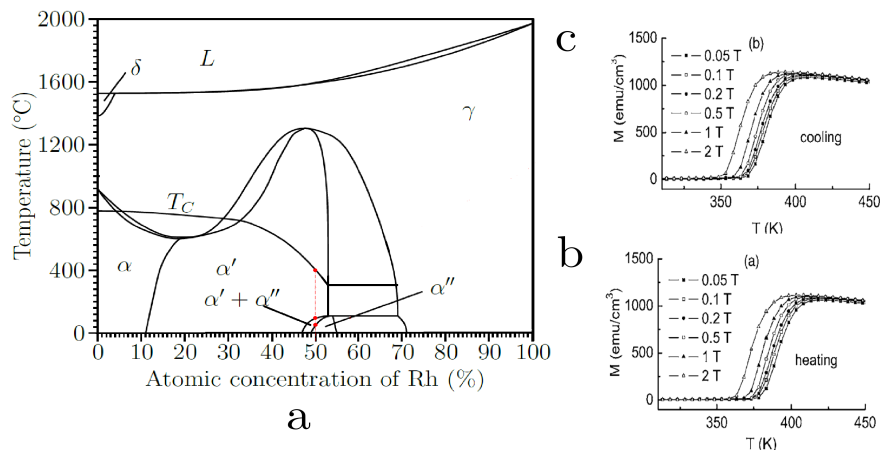
bunke typu chloridu cézneho (od 0 do minimálne 700K, bodová grupa  $O_h$ ). V antiferomagnetickom stave sú jediné magnetické momenty FeRh sprostredkované atómami železa ( $3,3\mu_b$ ). Toto antiferomagnetické usporiadanie typu G z obrázku 2.3b. Vo feromagnetickom stave majú všetky atómy v elementárnej bunke magnetický moment (Fe  $3,3\mu_b$ , Rh  $0,9\mu_b$ ) [18].

Ako už bolo spomenuté vyššie, už v roku 1938 bol známy v FeRh fázový prechod antiferomagnet-feromagnet. Neskôr sa zistilo, že tento fázový prechod môže byť ovplyvnený viacerými faktormi (medzi najhlavnejšie patrí zloženie a vplyv magnetického poľa). Taktiež je zaujímavé hysterézne chovanie tohto fázového prechodu. Dôležité je poukázať na fakt, že pri fázovom prechode sa nukleujú feromagnetické resp. antiferomagnetické domény postupne a ako ukazuje obrázok č. 5.4a, v dosť širokom rozsahu teplôt. Konkrétne obrázky časového vývoja nukleácie feromagnetických domén možno nájsť v [18].

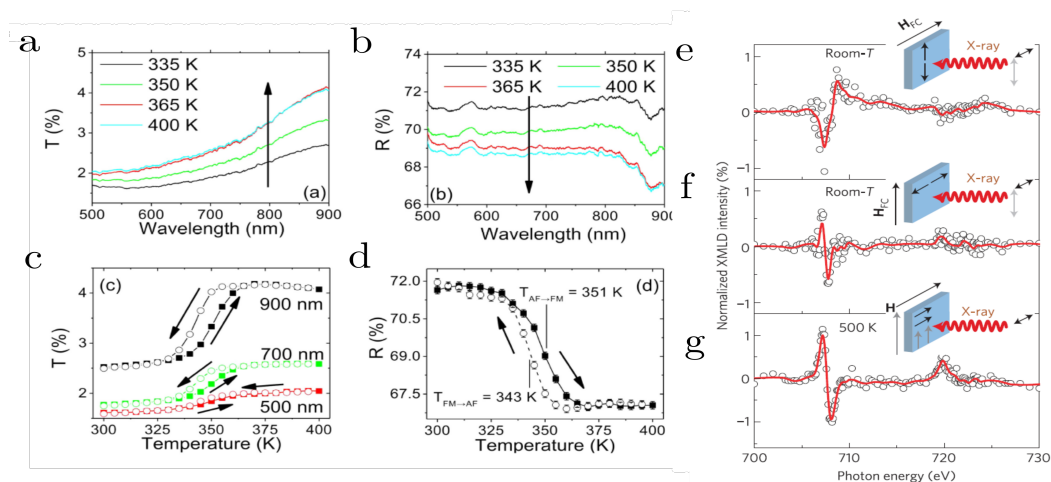
Fázový prechod antiferomagnet-feromagnet je sprevádzaný zväčšením mriežkovej konštanty (v rovine vzorku o  $\approx 0,15$  pm a v smere kolmom na rovinu vzorku o  $\approx 2,5$  pm) [18], čo je sprevádzané poklesom reflektancie a vzrastom transmitancie, ako ukazuje obr.5.5 a, b. Opäť ako v prípade merania závislosti magnetizácie na teplote možno pozorovať hysteréziu pre ohrievaní a ochladzovaní vid. obr. č. 5.5c, d [26]. Šírka hysteréznej smyčky tiež závisí aj od aplikovaného magnetického poľa [18](vid. obr. 5.4b,c).

Vo feromagnetickom stave na základe hysteréznych smyčiek obr.5.3c vidíme, že v FeRh sú dve ľahké osy. túto skutočnosť reflektujú aj spektrá XMLD (MLD v rontgenovej oblasti) (obr.5.5e,f a g). Z týchto spektier možno usúdiť, že pri

prechode do antiferomagnetického stavu sa magnetizácia stočí o 90 stupňov voči pôvodnému smeru magnetizácie. Zároveň možno vidieť, že v antiferomagnetickom stave sú dve možné polohy ľahkých osí, ktoré sú na seba kolmé (poloha ľahkej v antiferomagnetickom stave bola určená z porovnania spektier antiferomagnetického a feromagnetického stavu.



Obr. 5.4: a) Fázový diagram FeRh,  $\alpha'$  označuje feromagnetickú nízkoteplotnú BCC fázu,  $\alpha''$  označuje nízkoteplotnú antiferomagnetickú BCC fázu,  $\gamma$  označuje FCC fázu a  $\delta$  označuje vysokoteplotnú BCC fázu. Červená čiara označuje prípad ekvimolekulárnej zlúčeniny FeRh v rozsahu teplôt od 0-400 K [11]. b) Hysterézne chovanie magnetizácie pri fázovom prechode počas chladenia c) Hysterézne chovanie magnetizácie pri fázovom prechode počas ohrevu [18].



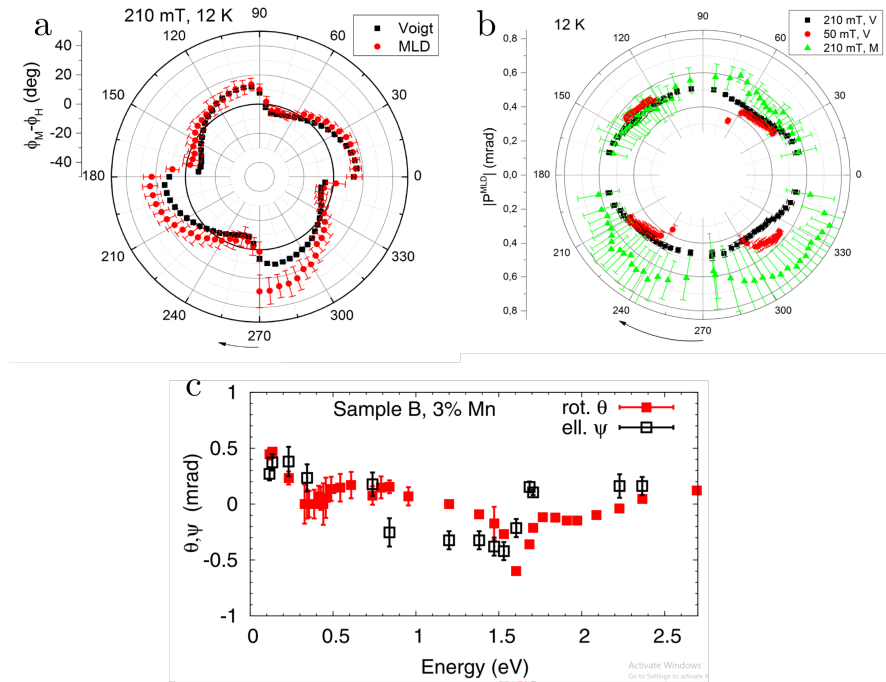
Obr. 5.5: a) Spektrum transmittancie 36 nm hrubého filmu FeRh. b) Spektrum reflektancie 36 nm hrubého filmu FeRh. Fázovým prechodom sprevádzané zmeny c) transmittancie, d) reflektancie. Spektrum magneto-rentgenových javov pri dopade lineárne polarizovaného svetla e) antiferomagnetickú fázu, ktorá vznikla pri ochladení z feromagnetickú fázu pri aplikácii vonkajšieho poľa  $H_{FC}$  kolmému na rovinu polarizácie dopadajúcej vlny f) antiferomagnetickú fázu, ktorá vznikla pri ochladení z feromagnetickú fázu pri aplikácii vonkajšieho poľa  $H_{FC}$  v rovine polarizácie dopadajúcej vlny g) feromagnetickú fázu pri aplikácii poľa  $H$  [18].

# 6. Študované vzorky

Študovanými vzorkami boli F002 z GaMnAs a FR06 z FeRh.

## 6.1 F002

Vzorka F002 je vzorka GaMnAs pripravená vo Fyzikálnom ústave Akadémie vied na Cukrovarnej ulici metódou nízko-teplotnej molekulárnej epitaxie (LT-MBE) a následne žíhaním. Ako prvá bola na substrát GaAs o hrúbke 0,5 mm bola pri vysokej teplote nanosená vrstva 200 nm GaAs metódou molekulárnej epitaxie (MBE). Po skončení rastu tejto vrstvy bola vzorka schladená a začal rast vrstvy GaMnAs s rýchlosťou asi 1 monovrstva za 5 sekúnd. Koncentrácia Mn vo vzorke bola kontrolovaná 3 rôznymi metódami, ktorých výsledky sa líšili asi o  $\Delta x \approx 0.015$ [27].



Obr. 6.1: a) Závislosť rozdielu smeru magnetizácie od smeru poľa z meraní [4]. b) Smerová závislosť magneto-optického koeficientu určená pomocou otočenia poľa z meraní [4]. c) Zmeraná spektrálna závislosť MLB a MLD [20].  $\theta$  označuje stočenie polarizácie (MLD) a  $\psi$  elipticitu (MLB) [20].

Výsledkom tejto procedúry je v prípade vzorky F002 film hrubý 20 nm, koncentráciou Mn  $x = 3\%$  a Curieovou teplotou  $T_c = 77$  K. Zavedme súradnicovú sústavu, v ktorej bude os  $\vec{x}$  zjednotíme s kryštalografickým smerom [100] a  $\vec{y}$  so smerom [010] a meranie uhlov od kryštalografického smeru [100] k [010]. Na základe údajov v [22] by sa ľahké osi magnetizácie v tejto sústave mali nachádzať pod uhlom  $97^\circ$  a  $173^\circ$ . Podľa [28] by sa ľahké osi magnetizácie mali nachádzať pod uhlami  $(104 \pm 5)^\circ$  a  $(166 \pm 5)^\circ$ , z výsledkov [4] zas vyplýva, že tieto ľahké osi sa nachádzajú po uhlami  $(90 \pm 7)^\circ$  a  $(181 \pm 7)^\circ$ . Rozdiely v uvedených hodnotách sú



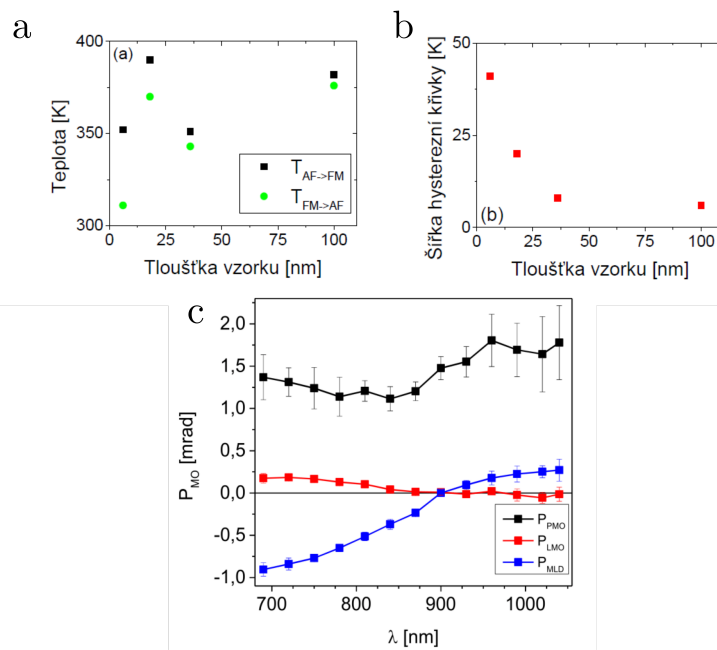
pravdepodobne spôsobené rozdielnosťami v použitých metódach a vonakjších podmienkach (napr. v teplote ako bolo spomenuté v sekcii 5.1). Z magneto-optického hľadiska ďalej vyplynulo z [4], že pri použitej vlnovej dĺžke (785 nm), je koeficient  $P^{MLD}$  približne izotropný a jeho veľkosť sa líši od použitej geometrie ( $\approx 0,5-0,7$  mrad).

## 6.2 FR06

FR06 patrí do sady vzoriek FeRh, pripravených na pracovisku University of California, Berkeley, kde hrúbka vrstvy FeRh je 18 nm. Narozdiel od GaMnAs boli vyhotovené metódou naprašovania. Obojstranne leštený substrát oxidu horečnatého (ďalej MgO) bol zahriaty na teplotu 550 K pri tlaku  $10^{-8}$  torr. Následne bola aplikovaná ochranná atmosféra argónu a (pri výkone 50 W) sa nechala rásť vrstva FeRh rýchlosťou 1 nm za minútu. Nakoniec boli vzorky pokryté krycou vrstvou tantálu [5]. Rovnako ako GaMnAs vzorka bola po skončení rastu žíhaná, a to tak, že po skončení depozície boli vzorky zahriate na 770 K s rýchlosťou  $0,6 \text{ K}\cdot\text{s}^{-1}$  a žíhané jednu hodinu. Po skončení žíhania boli vzorky chladené s rovnakou rýchlosťou ako pri zahrievaní na izbovú teplotu. Výsledné vzorky sú monokrystalické s mriežkou uhlovo otočenou o  $45^\circ$  voči mriežke substrátu MgO.

Z hľadiska predošlých výsledkov v [18] vyplynulo, že smer ľahkej osi je voči smeru [100] v substráte MgO (teda hrane vzorku) pootočený o  $44.6 \pm 1.3^\circ$ . Z [18] by bolo dobré spomenúť aj získanú spektrálnu závislosť koeficientu  $P^{MLD}$ , konkrétne sa jedná o závislosť zobrazenú na obrázku 6.2c. V práci [5] boli ďalej pozorované fázové prechody antiferomagnet feromagnet práve pre vzorku FR06. Z [5] ďalej vyplýva, že s rastúcou hrúbkou vzorky rastie aj šírka hysteréznej slučky fázového prechodu, konkrétne túto závislosť možno vidieť na obrázku č. 6.2a, b.





Obr. 6.2: a) Závislosť teploty fázového prechodu na hrúbke vzorky. Čierne body označujú prechod antiferomagnet-feromagnet a zelené feromagnet-antiferomagnet [5]. b) Závislosť šírky hysteréznej slučky na hrúbke vzorky [5]. c) Spektrálna závislosť  $P^{MLD}$  v 36 nm hrubej vzorke FeRh (vzorka FR04) získaná v [18] (modrá krivka).

# 7. Experimentálne usporiadanie

Ako bolo naznačené v predošlých kapitolách, hlavným cieľom tejto práce je štúdium vzoriek s magnetizáciou v rovine vzorku pomocou magneto-optických javov kvadratických v magnetizácii v dosť širokom rozsahu teplôt, smere, veľkostí polí a oproti [4] aj v širokom rozmedzí vlnových dĺžok. Je nutné podotknúť, že skúmané signály pritom majú veľkosť rádovo miliradiány a narozdiel od javov lineárnych v magnetizácii je odstraňovanie artefaktov výrazne komplikovanejšie [19]. Tieto všetky atribúty treba v návrhu experimentálneho usporiadania zohľadniť.

Najdôležitejšou časťou aparatury je kryostat s uzavretým cyklom, na ktorého chladnom prste kryostatu je nalepená vzorka. Kryostat bol pred každým použitím vyčerpaný na tlak  $10^{-6}$  mbar a schladený na najnižšiu možnú teplotu. Chladný prst kryostatu je konštruovaný tak, že je možné separátne ohrievať vzorku, bez ohrievania celej komory. Komora kryostatu disponuje 4 teplotnými čidlami, pričom každé je relevantné v inom rozsahu teplôt.

Druhou najdôležitejšou časťou aparatury je dvojdimenzionálny elektromagnet. Vlastnosti poľa vytvoreného týmto zariadením boli intenzívne študované v [3], tu uvádzame iba najdôležitejšie závery tejto práce. Tento elektromagnet je zložený z dvoch párov cievok napájaných prúdovými zdrojmi, ktoré sú spojené feromagnetickými ramenami a usmernené pólovými nástavcami do medzery, v ktorej je komora kryostatu. Elektromagnet je schopný vytvárať pole od -300 do 300 mT. Pole elektromagnetu vo vzduchovej medzere je obecné nehomogénne, no možno tu nájsť oblasť (asi  $5 \times 5$  mm), v ktorej sa veľkosť poľa nemení o viac ako 3% a smer viac ako  $3^\circ$ . [3] Elektromagnet má možnosť plynule meniť veľkosť poľa a udržiavať stály smer, alebo pri konštantnej veľkosti poľa meniť smer.

Ako zdroj svetla bol použitý superkontinuálny laser superK EXTREM EXW-12, ktorého hlavnou prednosťou je generované široké spektrum (od 420-2350 nm). K dispozícii bol aj modul superK VARIA tuneable single line filter umožňujúci filtrovať vlnovú dĺžku žiarenia od 400-850 nm s voliteľnou šírkou spektrálnej čiary. Merania pri dlhších vlnových dĺžkach boli dosahované pomocou interferenčných filtrov.

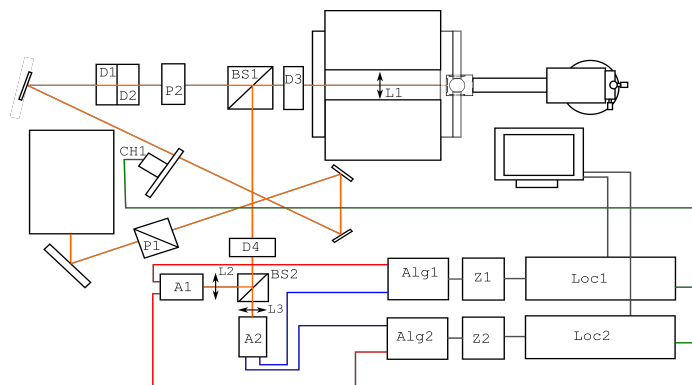
Svetlo vystupujúce z laseru, či už priamo z vlákna alebo z modulu VARIA je nepolarizované, a preto ho je najprv potrebné zpolarizovať. Ako polarizátor sme zvolili Glan-laser (P1). Vzhľadom na to, že toto lineárne polarizované svetlo je odrážané na rade zrkadiel, tento polarizátor v kombinácii s dvojicou štvrtvlnných doštičiek (D1 a D2) slúži na nastavenie vstupnej intenzity svetla. Polarizačný stav svetla je presne definovaný až ďalším polarizátorom (P2).

## 7.1 Použitie geometrie

### 7.1.1 Geometria 1

Geometria 1 (viz. obr. 7.1) je podobná kolineárnej geometrii z [4], v ktorej zväzok dopadá kolmo na vzorku a teda z teoretického hľadiska je v ideálnom prípade magneto-optický signal tvorený iba MLD a Voigtovým javom. Z dôvodu merania polarizačných závislostí svetlo po výstupe z polarizátora (P2) prechádza

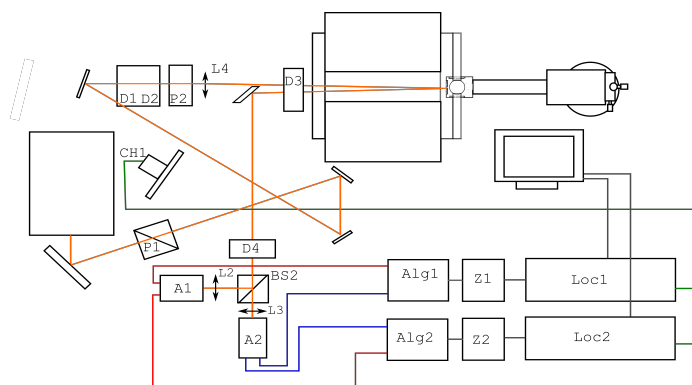
deličom zväzku (BS1), a dopadá na polvlnnú fázovú doštičku(D3), pomocou ktorej je rovina polarizácie svetla natáčaná. Po výstupe svetla z D3 vstupuje do priestoru elektromagnetu, vo vnútri ktorého je fokusované šošovkou (L1) na vzorku. Z nej je toto svetlo odrazené a prechádza identickou trajektóriou po BS1, kde je odklonené do detekčnej sústavy.



Obr. 7.1: Schéma pri meraní v geometrií 1.

## 7.1.2 Geometria 2

V priebehu meraní sa ukázalo, že polarizačný delič zväzku BS1 má bližšie nešpecifikovaný vplyv na merania, a preto bol vyradený zo sústavy a zvyšné merania prebiehali pri takmer kolmom dopade (viz. obr. 7.2). V tomto prípade svetlo po výstupe z fázovej doštičky D3 je mierne odklonené pomocou šošovky (L4), potom ako v prípade kolineárnej geometrie prechádza polvlnnou doštičkou D3, dopadá na vzorku od ktorej je odrážané a pomocou zrkadla je nasmerované do detekcie. Dôležité je, že uhol dopadu na vzorku je veľmi malý (menej ako  $1^\circ$ ), a teda stále študujeme MLD a Voigtov jav.



Obr. 7.2: Schéma pri meraní v geometrií 2.

## 7.2 Detekcia

Ako bolo zdôraznené v úvode tejto kapitoly, merané signály sú veľmi malé a tomu je potrebné prispôbiť použitú meraciu metódu. Bola zvolená detekcia

pomocou optického mostíka. Optický mostík je zložený z vyvažovacej polvlnnej doštičky D4, polarizačného deliča (BS2), ktorý detegované svetlo rozdelí podľa zložky polarizovanej v smere  $\vec{x}$  a  $\vec{y}$ , a dvojice detektorov A1 a A2, ktoré detegujú svetlo rozdelené BS2. Na základe [29], pokiaľ sú zmeny rotácie polarizácie malé (resp. pokiaľ je zmena reflektancie malá v porovnaní s reflektanciou vzorky), a optický mostík vyvážíme (teda správnym natočením D4 zabezpečíme v oboch ramenách rovnakú intenzitu) je možné stočenie polarizácie vyjadriť ako

$$\Delta\beta = \pm \frac{I_{A1-A2}}{2(I_{A1+A2})}, \quad (7.1)$$

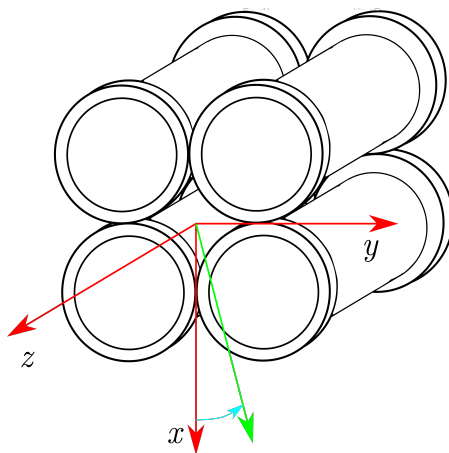
kde  $I_{A1-A2}$  značí rozdielový a  $I_{A1+A2}$  súčtový signál.

Signál z detektorov nie je meraný priamo, ale je privádzaný do sčítacích obvodov (tzv. algebrátorov) Alg1 a Alg2, ktoré sčítavajú a odčítavajú signál a následne ho zosilujú. Tento signál je nasledovne privedený do fázovo citlivých zosilovačov (ďalej Lock-inov) Loc1 a Loc2 a z nich do počítača, kde sú ukladané. Referenčný signál pochádzal z prerušovača (CH), pomocou ktorého bol signál modulovaný. Celé riadenie experimentu, s výnimkou vyvažovania mostíku, je zabezpečené pomocou počítača.

Ako je naznačené vzťahom (7.1), stočenie polarizácie zmerané pomocou optického mostíka je určené až na znamienko a aditívnu konštantu. Normovaný súčtový signál týmto zatažený nie je, a teda na určenie znamienka  $\Delta\beta$  bol práve použitý  $B$ . Signál  $B$  je však vo veľkej miere zatažený šumom. Presnejšie výsledky sú získané z  $\Delta\beta$ , ktorý práve vďaka svojmu charakteru redukuje šum v rozdielovom signále.

### 7.3 Zavedenie súradnicovej sústavy

Súradnicová sústava bola zvolená v súlade s konvenciou na pracovisku. Máme pravotočivú kartézsku sústavu súradníc, kde os elektromagnetu má rovnaký smer ako os  $\vec{z}$ ,  $\vec{x}$  mieri k zemi a  $\vec{y}$  doprava. Svetlo dopadajúce na vzorku sa v tejto sústave šíri v protismere osi  $\vec{z}$ . Uhly sú merané od  $\vec{x}$  k  $\vec{y}$  ako ukazuje svetlomodrá šípka (viz. obr. 7.3). Na obrázku č. 7.3 je táto súradnicová sústava zavedená, kde možno vidieť elektromagnet.



Obr. 7.3: Súradnicová sústava.

# 8. Výsledky meraní

Všetky ďalej spomenuté merania prebehli v priestoroch laboratória Opto-Spintroniky. Vzorky boli nalepené na studený prst kryostatu striebornou teplovodivou pastou.

## 8.1 GaMnAs

Vzorka GaMnAs bola nalepená na chladný prst kryostatu tak, že kryštalografický smer [1-10] mieri v smere osi  $\vec{y}$ . Všetky merania prebiehali pri najnižšej možnej teplote, odhadom 12 K.

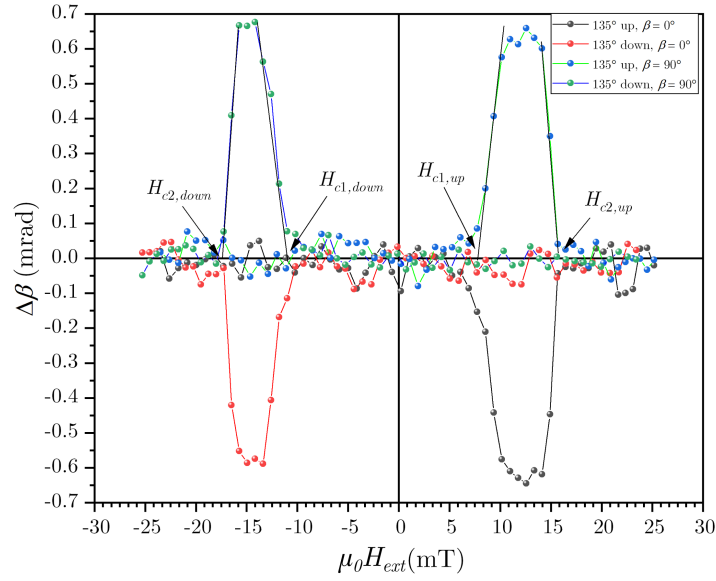
### 8.1.1 Hysterézne slučky F002

Analýzu vzorky F002 začneme štúdiom jeho hysteréznych slučiek získaných pomocou Voigtovho javu. Od zmeraných hysteréznych slučiek F002 očakávame, že získame základné informácie o jeho magnetickej anizotropii a magneto-optickej aktivite.

V celej práci budeme používať znamienkovú konvenciu, v ktorej kladnému poľu zodpovedá pole v smere, ktorý je uvedený a záporné pole, poľu, ktorého smer je otočený o  $180^\circ$ . Ďalej budeme hysteréznu slučku up (down) nazývať hysteréznu slučku, ktorá vznikla pri prechode zo záporných (kladných) do kladných (záporných) polí.

Hysterézne slučky typu up aj down boli pozorované v smere  $135^\circ$  v rozsahu polí  $-25$  do  $25$  mT pre polarizáciu  $\beta = 0^\circ$  a  $90^\circ$  v geometrii 1 pri intenzite dopadajúceho zväzku  $0,5$  mW a vlnovej dĺžke  $755$  nm. Rozsah polí je dosť veľký na to, aby sme pozorovali majoritné hysterézne slučky. Meranie bolo prevedené v geometrii 1. Meraný bol súčtový a rozdielový signál, ktorý bol následne pomocou vzťahu (7.1) prepočítaný na stočenie roviny polarizácie  $\Delta\beta$ . Výsledky tohto merania možno vidieť na obrázku 8.1.

Získané hysterézne slučky z Voigtovho javu majú podobný tvar ako na obrázku 4.2b, kde sú zobrazené typické hysterézne slučky GaMnAs. Z toho možno usúdiť, že vo vzorke F002 sa nachádzajú dve ľahké osi magnetizácie. Pri  $\beta = 0^\circ$  je stočenie roviny polarizácie  $\Delta\beta$  záporné, ale pri voľbe polarizácie  $\beta = 90^\circ$  kladné, teda signál pri otočení roviny polarizácie dopadajúcej vlny o  $90^\circ$  zmení znamienko, čo je dôkazom toho, že získané hysterézne slučky pochádzajú z Voigtovho javu. Tento záznam vznikol z jedného merania, čiže môžeme vidieť, že získané hysterézne slučky sú čiastočne skreslené šumom. Obrázok 8.1 je veľmi podobný 4.2b, až na to, že nie je symetrický podľa osi  $\mu_0 H_{ext} = 0$ . Koercitívne polia, polia, pri ktorých dôjde k preskoku medzi ľahkými osami, sú podľa obrázku 8.1 približne  $H_{c1,down} = -11,1$  mT a  $H_{c2,down} = -17,3$  mT a pre slučku down  $H_{c1,up} = 7,7$  mT a  $H_{c2,up} = 15,6$  mT pre slučku up. Nakoľko nemáme zmeraných viac bodov polarizačnej závislosti, môžeme z obrázku 8.1 jedine usúdiť, že bisektrisa ľahkých osí sa nachádza približne v  $(0 + k90)^\circ$  pre  $k \in \{0,1,2,3\}$ , teda v smere osi  $\vec{x}$ . Ani jedno koercitívne pole nie je v zhode s výsledkami meraní hysteréznych slučiek v kolineárnej geometrii v [4]. Koercitívne pole  $H_{c1,up}$  sa odlišuje od výsledkov v [4] o 13 %,  $H_{c1,down}$  o 56 %,  $H_{c2,up}$  o 5 % a  $H_{c2,down}$  o 7 %. Nakoľko, ako už bolo



Obr. 8.1: Majoritné hysterézne slučky F002 pre smer poľa  $135^\circ$  z Voigtovho javu zmerané pre polarizácie  $\beta = 0^\circ$  a  $90^\circ$ .

spomenuté, amplitúda hysteréznej slučky pri zmene roviny polarizácie je rovnako veľká, ale má opačné znamienko, teda výsledok určite pochádza z MLD a rozdiely môžu byť spôsobené iným miestom na vzorku alebo trochu odlišnou teplotou pri meraní.

Pretože nemáme zmeraných viac bodov polarizačnej závislosti, môžeme z obrázku 8.1 jedine usúdiť, že bisektrisa ľahkých osí sa nachádza približne v  $(0+k90)^\circ$  pre  $k \in \{0,1,2,3\}$ , teda v smere osi  $\vec{x}$  a  $\vec{y}$ .

### 8.1.2 Spektrálna závislosť MLD a Voigtovho javu v gálium mangán arzenide

Ako ukazuje vzťah (4.9), veľkosť koeficientu  $P^{MLD}$  závisí na jednotlivých zložkách tenzoru efektívnej permitivity. Tie však môžu byť obecné závislé na vlnovej dĺžke použitého žiarenia.

Spektrálnu závislosť magneto-optického koeficientu sme určovali z meraní točenia polom o konštantnej veľkosti 207 mT. V priebehu každého merania bol zaznámenávaný súčtový a rozdielový signál, ktorý bol následne prepočítaný na  $\Delta\beta$  a  $B$ , pripomínáme že  $B$  je definované ako,

$$B = \frac{I'}{I_0 R} - 1, \quad (8.1)$$

kde ako už bolo spomenuté v sekcii 4.2,  $I'$  je celková odrazená intenzita,  $I_0$  je intenzita dopadajúceho svetla a  $R$  je polarizačne nezávislá odrazivosť vzorky (hodnota  $I_0 R$  potrebná na výpočet  $B$  bola určená ako  $\langle I' \rangle_{\phi_H}$  v súlade s postupom v popísaným v prílohe A.1). Pre každú vlnovú dĺžku boli tieto merania prevedené pre dve polarizácie svetla,  $0^\circ$  a  $45^\circ$ . Merania spektrálnej závislosti Voigtovho javu a MLD boli skúmané v geometrii 1 aj 2.

Začnime s analýzou Voigtovho javu, ktorého magneto-optický koeficient budeme značiť  $P_V^{MLD}$  (pre MLD analogicky  $P_M^{MLD}$ ). Príklad získaných kriviek pre obe polarizácie a vybrané vlnové dĺžky Voigtovho javu je zobrazený na obrázku 8.2a a 8.2b.

V prípade magneticky izotropného materiálu by magnetizácia mala vždy rovnaký smer ako vonkajšie pole. V dôsledku magnetickej anizotropie sa však smer magnetizácie  $\phi_M$  a vonkajšieho poľa  $\phi_H$  obecnne nezhoduje, čo spôsobuje "podivný" tvar kriviek na obrázku 8.2a a b. Extrémy získaných kriviek Voigtovho javu sú v iných smeroch  $\phi_H$  pre  $\beta = 0^\circ$  a  $45^\circ$  (pre  $\beta = 0^\circ$  je extrém podľa (4.16) pre smer  $\phi_M$   $(45 + k90)^\circ$  a pre  $\beta = 45^\circ$  pre smer  $(0 + k90)^\circ$  kde  $k \in \{0,1,2,3\}$ , inými slovami v mieste extrému kriviek Voigtovho javu pre uvažované polarizácie  $0^\circ$  a  $45^\circ$  vieme približne určiť smer magnetizácie). Pre  $\beta = 0^\circ$  je okolie extrému široké, z čoho možno vyvodit, že pre širší rozsah  $\phi_H$  tu má magnetizácia rovnaký smer. Pravdepodobne teda v blízkosti smeru  $\phi_H = (45 + k90)^\circ$  sa budú nachádzať ľahké osi magnetizácie. Pre  $\beta = 45^\circ$  je maximum ostré, z toho vyplýva, že smer magnetizácie sa tu prudko mení, dochádza k preskokom magnetizácie, čo súhlasí s faktom, že v tomto smere by sa mala nachádzať bisektrisa ľahkých osí. Vidíme, že so zmenou vlnovej dĺžky sa mení amplitúda meraných kriviek, teda dochádza k zmene magneto-optického koeficientu Voigtovho javu a MLD. Hodnotu magneto-optického koeficientu Voigtovho javu určíme ako

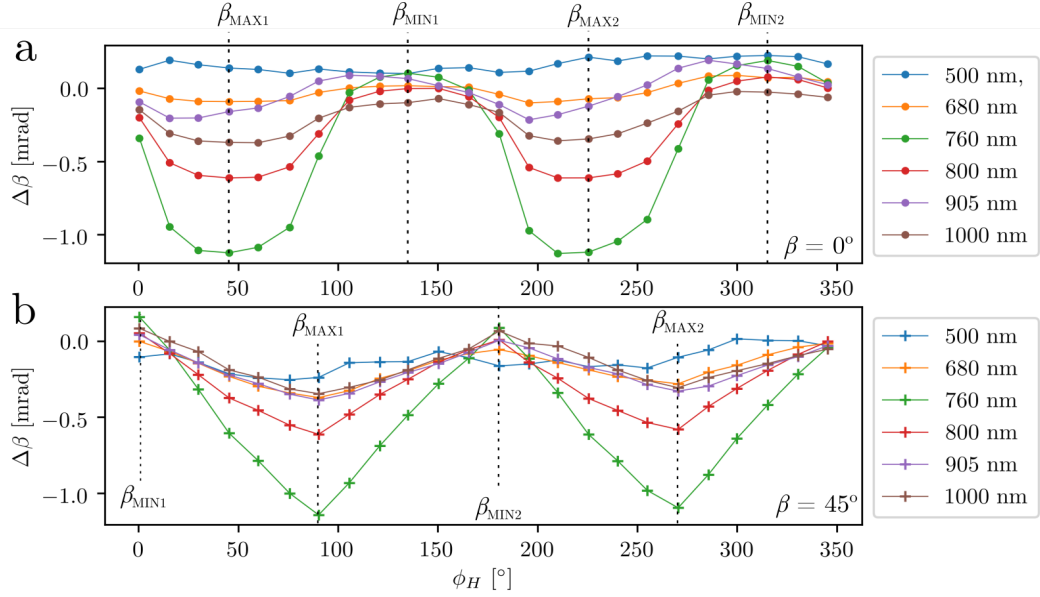
$$P_V^{MLD'} = \frac{1}{4}(\Delta\beta_{MAX1} + \Delta\beta_{MAX2} - \Delta\beta_{MIN1} - \Delta\beta_{MIN2}), \quad (8.2)$$

kde  $\Delta\beta$  s príslušným dolným indexom bolo volené ako na grafoch 8.2a a b. Analogický postup bol aplikovaný na MLD signál (získanú hodnotu magneto-optického koeficientu značíme  $P_M^{MLD'}$ . Hodnoty  $P_V^{MLD'}$  ani  $P_M^{MLD'}$  nie sú hodnotou magneto-optického koeficientu Voigtovho javu a MLD v pravom slova zmysle. Prvým dôvodom je, že v prípade Voigtovho javu je určený až na znamienko. Nakoľko sa však v priebehu meraní nemenilo o veľa pootočením vyvažovacej polvlnnej doštičky D4, môžeme predpokladať, že zmeny znamienka získané meraniami sú spôsobené skutočnou zmenou znamienka  $P_V^{MLD}$ . Po druhé, ako ukazuje vzťah (4.16),  $\Delta\beta$  sa zhoduje s hodnotou magneto-optického koeficientu iba pre uhol medzi magnetizáciou a vstupnou polarizáciou  $45^\circ$ , obecnne však táto situácia nemusí nastať, pretože hoci bolo použité dosť silné pole, magnetokryštalická anizotropia môže spôsobiť, že smer magnetizácie a smer poľa sa budú odchyľovať, teda skutočné maximum nebolo kvôli vzorkovaniu zaznamenané. Pozorovaný koeficient by sa mal potom javiť menší. Posledným dôvodom je, že koeficient  $P_V^{MLD}$  nemusí byť vo všeobecnosti izotropný, a teda  $P_V^{MLD'}$  ukazuje len určitú priemernú hodnotu. Analogická diskusia platí aj pre MLD.

Chyba, s ktorou bol koeficient  $P^{MLD'}$  určený, bola uvažovaná ako dôsledok šumu, preto sme ju určili ako rozdiel pre body, v ktorých by hodnoty koeficientu mali byť rovnaké teda,

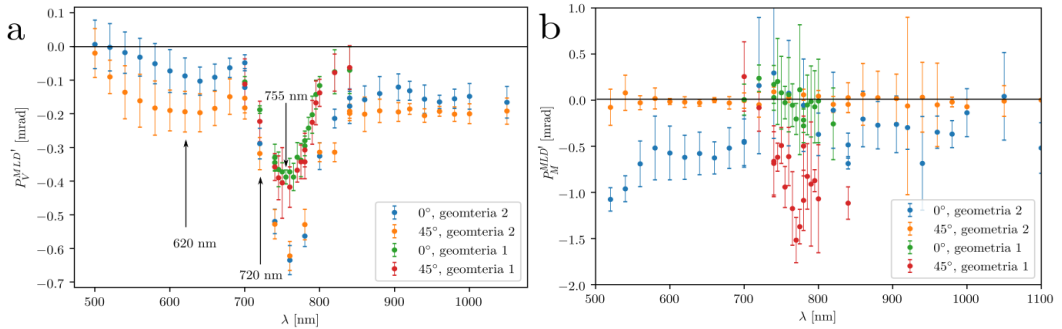
$$\sigma_{P_V^{MLD'}} = \frac{1}{4}\sqrt{(\Delta\beta_{MAX1} - \Delta\beta_{MAX2})^2 + (\Delta\beta_{MIN1} - \Delta\beta_{MIN2})^2} \quad (8.3)$$

Výsledky Voigtovho javu sú uvedené na grafe 8.3a a pre MLD signál 8.3b. Výsledky z Voigtovho javu v geometrii 2 sú v súlade s výsledkami uvedenými v [19] pre vzorku s 3 % zastúpením mangánu (obr. 6.1c, červené body). Pre merania



Obr. 8.2: Závislosť  $\Delta\beta$  od smeru poľa vzorky FR06 pri polarizácii 0 (a) a  $45^\circ$  (b) pre vybrané vlnové dĺžky. Uvedené krivky boli získané v geometrii 2.

v geometrii 1 je hodnota  $P_V^{MLD'}$  menšia, ale stále zachováva trend geometrie 2. Pravdepodobne sa jedná o vplyv deliča zväzku na polarizačný stav svetla.



Obr. 8.3: Spektrálna závislosť Voigtovho javu a MLD pre GaMnAs.  $P_V^{MLD'}$  značí body získané z Voigtovho javu (a) a  $P_M^{MLD'}$  z MLD (b). Šípkami sú naznačené body, v ktorých bola ďalej zmeraná polarizačná závislosť točenia poľom.

Vidíme, že pre GaMnAs v oblasti 500-700 nm je hodnota koeficientu  $P_V^{MLD'}$  relatívne malá. Zároveň vidíme, že jeho hodnoty pre polarizáciu  $0^\circ$  a  $45^\circ$  sa v niektorých bodoch výrazne odlišujú, teda v tejto oblasti môžu byť hodnoty  $P^{MLD}$  silne anizotropné. Naproti tomu, v oblasti od 700-800 nm sú hodnoty  $P^{MLD'}$  veľmi veľké, ale pre dve rôzne polarizácie sa takmer zhodujú (relatívny rozdiel medzi nimi je do 6%), teda pravdepodobne (a ako aj ukážeme v sekcii 8.1.3 a 8.1.4) koeficient  $P_M^{MLD}$  aj  $P_V^{MLD}$  tu môžu byť izotropné. V oblasti od 800 do 1050 nm je  $P^{MLD'}$  malý, jeho hodnoty sa nezhodujú pre merané polarizácie. V oblastiach vyznačených šípkami boli ďalej zmerané polarizačné závislosti točenia poľom.

Výsledky MLD sú natolko zašumené, že v niektorých prípadoch nestačia ani na určenie znamienka. Krivky MLD boli oproti krivkám Voigtovho javu výrazne menej reprodukovateľné. Získané spektrálne závislosti MLD a Voigtovho javu sú

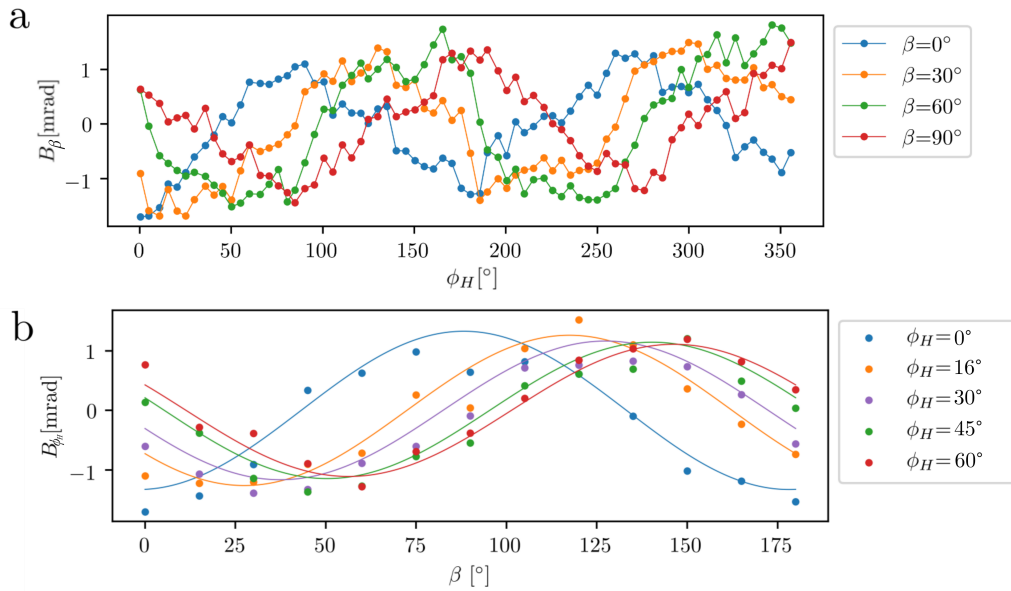


výrazne odlišné, teda sme dospeli k záveru, že sa v prípade merania MLD môže prejavovať tiež nejaký iný artefakt. Nakoľko krivky Voigtovho javu sú reprodukovateľnejšie, v ďalšom texte sa budeme viac venovať Voigtovmu javu.

### 8.1.3 Točenie poľa pri 755 nm

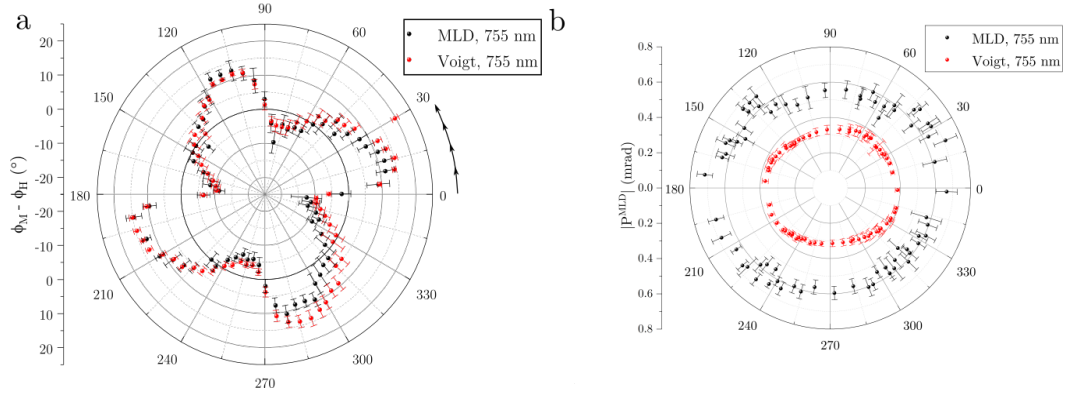
Sadu meraní polarizačných závislostí pri točení poľom sme začali v geometrii 1 pri vlnovej dĺžke 755 nm a intenzite dopadajúceho zväzku 0,5 mW, pretože sa jednalo o miesto, v ktorom spektrálna závislosť pre geometriu 1 vykazuje maximum a predpokladáme, že  $P_V^{MLD}$  by tu mohol byť izotropný, čím by sa celá analýza zjednodušila.

Začnime s analýzou MLD. Krivky  $B$  boli získané pomocou vzťahu (A.8) uvedeného v prílohe A.1 zo súčtového signálu. Nakoľko sa jedná o GaMnAs s koncentráciou Mn rovnou 3%, vzorku s biaxiálnou symetriou, použitie tohto vzťahu je oprávnené. Krivky  $B_\beta$  prepočítané týmto spôsobom zo súčtového signálu sú uvedené na obrázku 8.4a. Tieto krivky sú funkciou  $\phi_H$ , ale boli získané pre sadu rôznych polarizácií, ktoré v tomto prípade slúžia ako ich parameter. Vo vzťahu (A.2) je naznačené, že  $P_M^{MLD}$  je funkciou  $\phi_M$ , ktorá je pre nás teraz neznámou funkciou  $\phi_H$ . Preskladaním získaných kriviek podľa parametru  $\beta$  získame krivku  $B_{\phi_H}(\beta)$  s parametrom smeru priloženého poľa  $\phi_H$ . Na takto získanú závislosť môžeme aplikovať vzťah (4.18), čím získame smer magnetizácie  $\phi_M$  pri konkrétnom smere poľa  $\phi_H$  a hodnotu  $P_M^{MLD}$  v konkrétnom smere  $\phi_H$  (a teda už aj  $\phi_M$ ). Preskladané krivky  $B_{\phi_H}(\beta)$  preložené vzťahom (4.18) sú uvedené na obrázku 8.4b. Výsledky tejto procedúry možno vidieť na obrázkoch 8.5a a b.



Obr. 8.4: a) Namerané krivky  $B_\beta(\phi_H)$ . b) Preskladané krivky  $B_\beta(\phi_H)$  ako krivky  $B_{\phi_H}(\beta)$  (body) a preložené vzťahom (4.18) (čiary).

Zmerané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$  je možné vidieť na obrázku 8.6a. Už na prvý pohľad je zrejmé, že uvedené krivky sú zatažené omnoho menším šumom, čo možno vysvetliť tak, že náhodné fluktácie intenzity v oboch ramenách sa pri rozdielovom signále odčítajú [4].



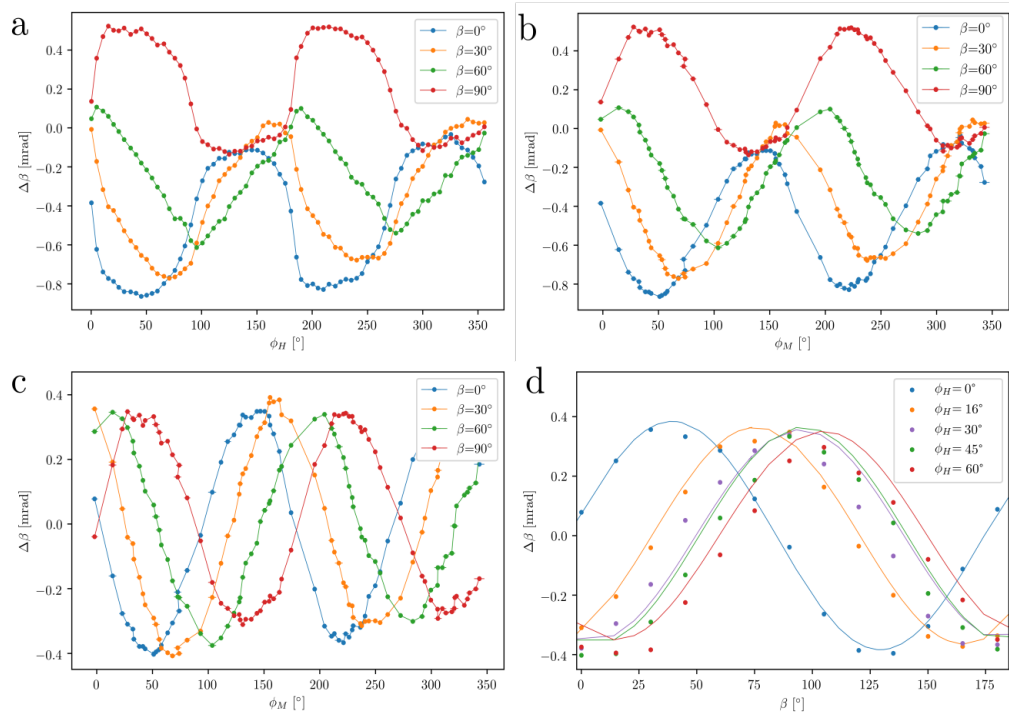
Obr. 8.5: Výsledky točenia poľa pre 755nm. a)  $\phi_M - \phi_H$  pre MLD (čierne body) a Voigtov jav (červené body). Čierna šípka značí smer točenia magnetickým polom. b) Závislosť  $P^{MLD}$  na smere magnetizácie pre MLD (čierne body) a Voigtov jav (červené body).

Prepočítané krivky Voigtovho javu  $\Delta\beta$  sú, ako už bolo spomenuté v sekcii 7.2, určené až na znamienko a aditívnu konštantu. Nakoľko sa v priebehu merania takmer nemenilo natočenie vyvažovacej fázovej doštičky, môžeme predpokladať, že celá sada nameraných kriviek má znamienko rovnaké. Teoretickú funkčnú závislosť  $\Delta\beta(\phi_H)$  síce nepoznáme, ale  $\Delta\beta(\phi_M)$  je daná vzťahom (4.16), teda môžeme  $\phi_M(\phi_H)$  určené z MLD použiť na správny posun  $\Delta\beta$  (pretože pri funkcií  $\Delta\beta(\phi_M)$  vieme, že má nulové body v  $\phi_M = k\frac{\pi}{2} + \beta$ , kde  $k \in \{0,1,2,3\}$ ).  $\Delta\beta$  vykreslené v závislosti na  $\phi_M$  možno vidieť na obrázku 8.6b. Závislosť  $\Delta\beta(\phi_M)$  posunutú do 0 možno vidieť na obrázku 8.6c. Analogicky ako v prípade  $B_\beta$  sú získané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$  funkciou  $\phi_H$  s parametrom  $\beta$  a môžu byť preskladné na krivky  $\Delta\beta(\beta)$ . Závislosť  $\Delta\beta(\beta)$  je dobre známa (viď. 4.16). Príklad takto preskladovaných a preložených kriviek je pre vybrané smery polí uvedený na obrázku 8.6d. Výsledky tejto procedúry pre Voigtov jav sú uvedené na obrázku 8.5a a b (červené body).

Už na prvý pohľad vidíme, že výsledky pomocou Voigtovho javu sú zaťažené menšou chybou, čo je spôsobené tým, že vstupné data sú menej zašumené. Výsledky  $\phi_M - \phi_H$  určené pomocou Voigtovho javu a MLD sa vo väčšine prípadov zhodujú v rámci chyby (viď obr. 8.5a), z čoho možno vydedukovať, že uvedená metóda funguje.

Z obrázku 8.5a možno tiež vidieť polohu ľahkých osí, ktoré odpovedajú bodom  $\phi_M = \phi_H$ . Ľahké osi magnetizácie sa vo vzorke F002 nachádzajú v smere  $57 \pm 6^\circ$  a  $144 \pm 9^\circ$ . Získané hodnoty sa v rámci chyby zhodujú s už publikovanými výsledkami v [4]. Uhol medzi ľahkými osami je  $\xi = 88^\circ$  a drobná odchylka je pravdepodobne spôsobená nepresnosťami v nalepení vzorky. Zároveň môžeme vidieť, že v miestach  $80^\circ$ ,  $175^\circ$ ,  $260^\circ$  a  $355^\circ$  je zmena smeru magnetizácie pri malej zmene smeru magnetického poľa obrovská. To je možné vysvetliť na základe toho, že v týchto bodoch dochádza k preskokom magnetizácie medzi ľahkými osami magnetizácie GaMnAs.

Hodnota magneto-optického koeficientu MLD a Voigtovho javu sa výrazne odlišuje. V oboch prípadoch však môžeme pozorovať iba veľmi slabú anizotropiu magneto-optického koeficientu. Vidíme, že výsledky  $P^{MLD}$  z MLD a Voigtovho javu sa ani v rámci chyby nezahodujú, teda Voigtov jav aj MLD pri 755nm vedú k rovnakým výsledkom magnetickej anizotropie, ale s inými magneto-optickými



Obr. 8.6: Polarizačná závislosť točenia polom 755nm. a) Namerané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$ . b) Krivky  $\Delta\beta$  ako funkcie  $\phi_M$ . c) Krivky  $\Delta\beta$  zobrazené ako funkcie  $\phi_M$  posunuté do 0. d) Preskladané a prefitované krivky  $\Delta\beta$  pre vybrané smery polí.

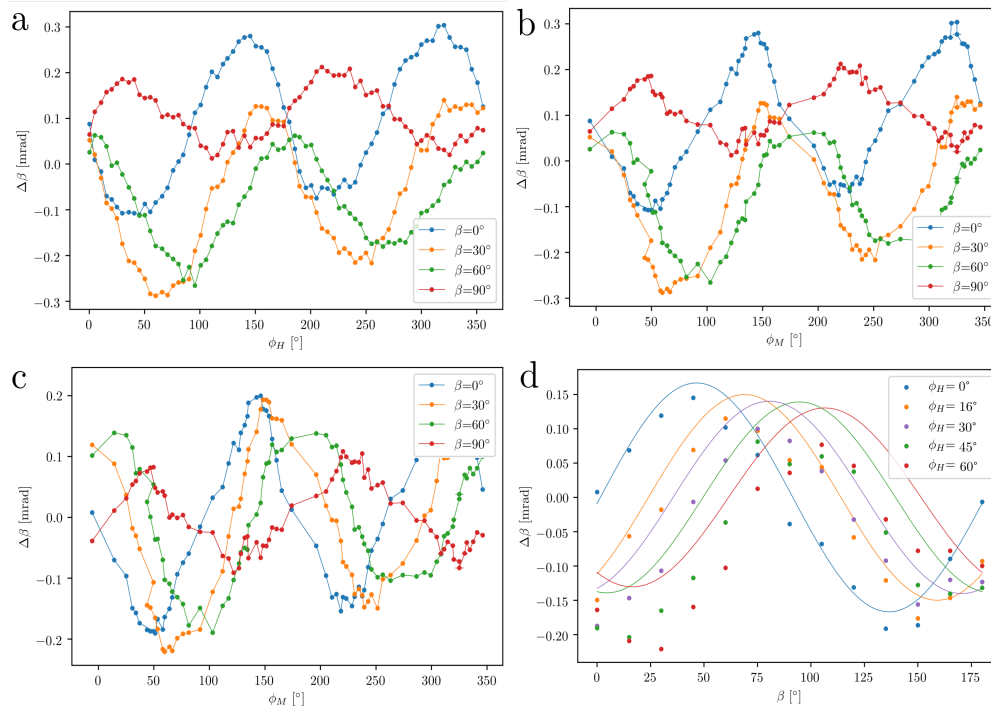
koeficientmi.

### 8.1.4 Točenie poľa pri 720 nm a 620 nm

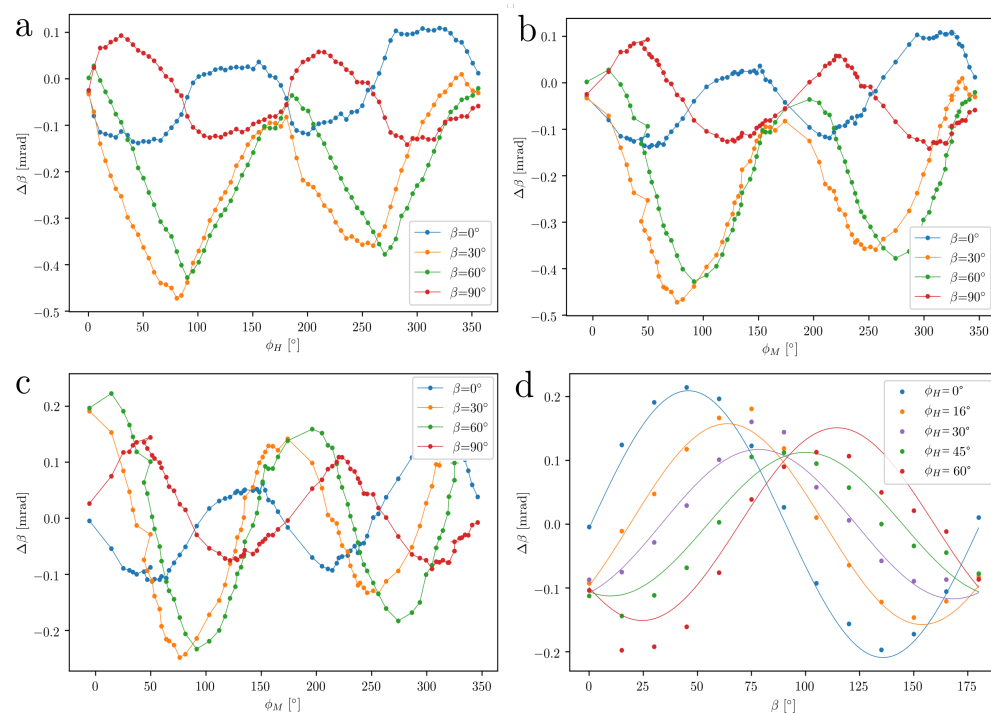
Následne sme sa rozhodli premerať polarizačnú závislosť točenia poľa za identických podmienok až na vlnovú dĺžku použitého žiarenia a použitú geometriu (720 nm v geometrií 1 a 620 nm v geometrií 2).

Nakoľko závislosť  $\phi_M(\phi_H)$  potrebnú na posun  $\Delta\beta$  už máme z predošlej sekcie, signál MLD už nie je potrebné spracovávať a prejdeme priamo k spracovaniu Voigtovho javu. Prepočítané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$  pri 720 nm (620 nm) sú pre vybrané polarizácie uvedené na obrázku 8.7a (8.8a). Získané krivky vykreslené ako funkcie  $\phi_M$  možno vidieť na obrázku 8.7b (8.8b). Analogicky ako pri 755 nm je možné  $\Delta\beta$  ako funkciu  $\phi_M$  možné posunúť do 0 pomocou vzťahu (4.16). Takto posunuté krivky sú zobrazené na obrázku 8.7c (8.8c). Po preskladaní cez polarizácie krivky vyzerajú ako ukazuje obrázok 8.7d (8.8d).

Výsledky spracovania polarizačnej závislosti Voigtovho javu pre rôzne vlnové dĺžky sú uvedené na obrázku 8.9. Z obrázku 8.9a vidíme, že hoci nameraná závislosť  $\phi_M - \phi_H$  sa pri zmene vlnovej dĺžky trochu zmenila, stále má rovnaký charakter, teda možno konštatovať, že použitá metóda funguje aj pre iné vlnové dĺžky. Na obrázku 8.8b,c a d sú uvedené grafy  $P_V^{MLD}$  pre 755 nm, 720 nm a 620 nm. Vidíme, že zatiaľ, čo  $P_V^{MLD}$  je pri vlnových dĺžkach 755 nm a 720 nm približne izotropný, pri 620 nm je jeho hodnota silne závislá na smere magnetizácie. To je možné vysvetliť práve na základe vzťahu (4.9) ako zmenu jednotlivých

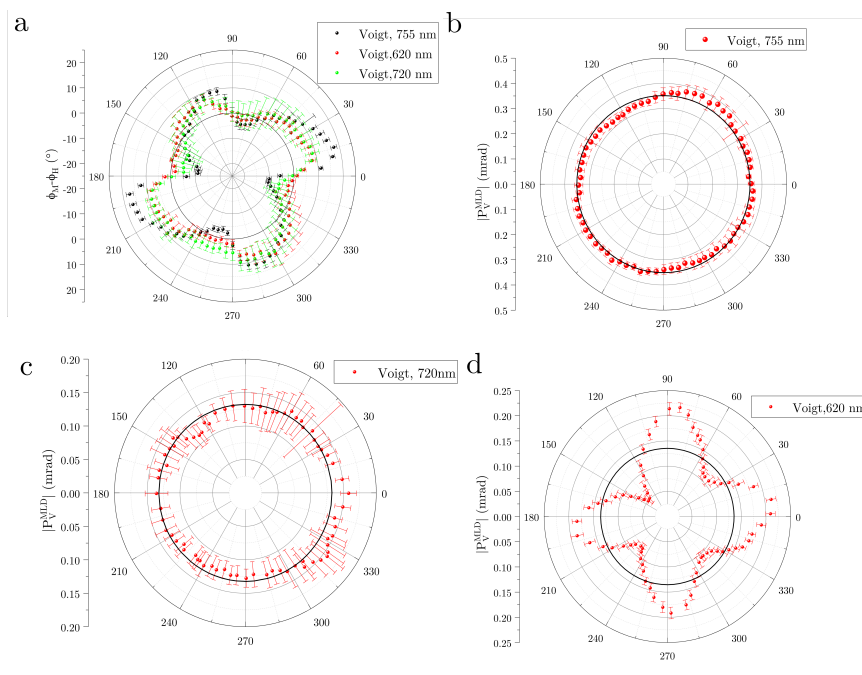


Obr. 8.7: Polarizačná závislosť točenia poľom 720 nm. a) Namerané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$ . b) Krivky  $\Delta\beta$  vynesené ako funkcia  $\phi_M$ . c) Krivky  $\Delta\beta(\phi_M)$  posunuté do 0. d) Preskladané a prefitované krivky  $\Delta\beta(\beta)$  pre vybrané smery poľí.



Obr. 8.8: Polarizačná závislosť točenia poľom 620 nm. a) Namerané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$ . b) Krivky  $\Delta\beta$  vynesené ako funkcie  $\phi_M$ . c) Krivky  $\Delta\beta(\phi_M)$  posunuté do 0. d) Preskladané a prefitované krivky  $\Delta\beta(\beta)$  pre vybrané smery poľí.

členov tenzoru permitivity pri zmene vlnovej dĺžky.



Obr. 8.9: Výsledky pre 620nm. a) Rozdiel  $\phi_M - \phi_H$  pre použité vlnové dĺžky 755 nm, 720 nm a 620 nm. Závislosť  $P_V^{MLD}$  na smere magnetizácie pre b) 755 nm c) 720 nm d) 620 nm (body), čierna krivka značí primerenú hodnotu koeficientu  $P_V^{MLD}$ .

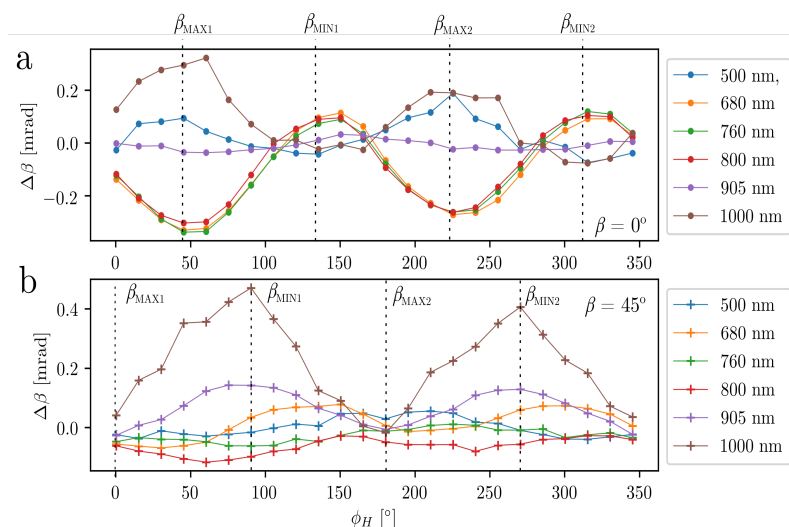
## 8.2 FeRh

Skúmanou vzorkou v prípade FeRh bol 18 nm hrubý film, vzorka FR06. Až na merania fázových prechodov všetky merania prebiehali pri teplote 420 K. Vzorka bola nalepená na chladný prst kryostatu tak, že kryštalografický smer v FeRh [110] je rovnobežný s osou  $\vec{y}$ .

### 8.2.1 Spektrálna závislosť Voigtovho javu v FeRh

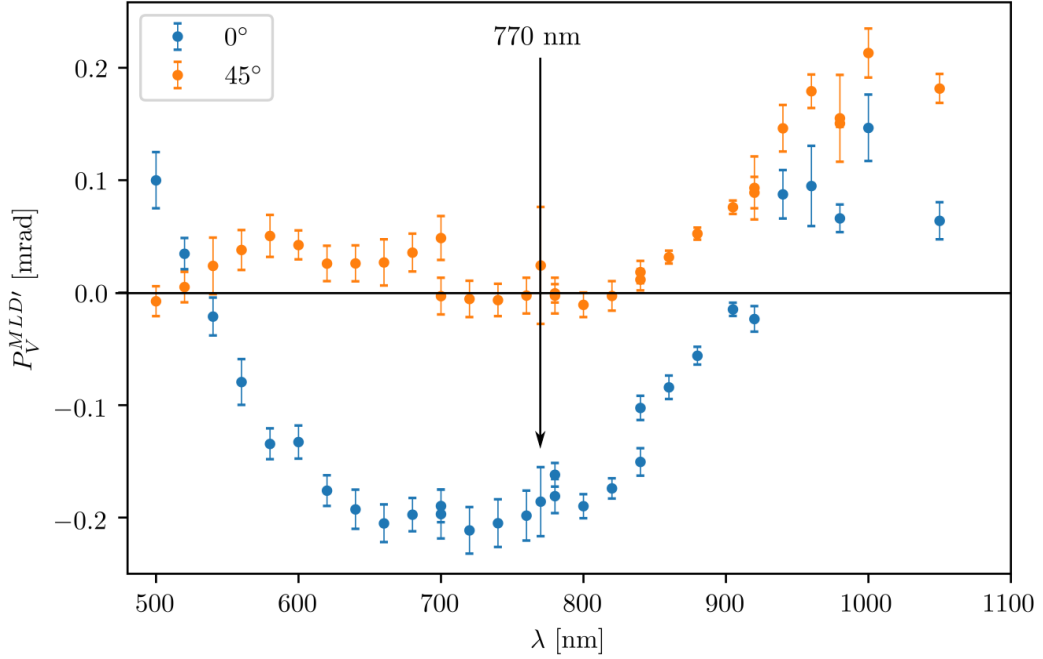
Analogicky s postupom v sekcii (8.1.2) bola zmeraná spektrálna závislosť stočenia polarizácie  $\Delta\beta$  pri dvoch polarizáciach  $\beta = 0^\circ$  a  $45^\circ$  pre vzorku FR06. Počas celého merania bola intenzita dopadajúceho svetla držaná konštantne 0,5 mW.

Analogicky ako v prípade vzorky F002 bol pre dve polarizácie  $\beta = 0^\circ$  a  $45^\circ$  pri fixne nastavenej vlnovej dĺžke svetla zmeraný záznam rozdielového a súčtového signálu počas točenia pola o veľkosti  $\mu_0 H_{ext} = 207$  mT, ktorý bol nasledovne pre každú krivku prevedený na  $\Delta\beta$ . Postup spracovania dát bol podobný ako v sekcii 8.1.2. Na výpočet  $P_V^{MLD}$  bol použitý vzťah (8.2) a na výpočet neistoty (8.3). Zmerané krivky pre  $\Delta\beta$  pri točení pola pre vybrané vlnové dĺžky sú uvedené na obrázku 8.10. Rovnako je na tomto obrázku znázornená voľba  $\beta_{MAX}$  a  $\beta_{MIN}$  pre výpočet  $P_V^{MLD}$ .



Obr. 8.10: Závislosť  $\Delta\beta$  od smeru pola vzorky FR06 pre polarizácie a)  $0^\circ$  a b)  $45^\circ$  a vybrané vlnové dĺžky.

Získaná spektrálna závislosť z Voigtovho javu vo veľkosti síce nespĺva so závislosťou získanou [18] (obr. 6.2c), no kvalitatívne má v rozsahu spoločnom pre obe merania rovnaký tvar. Rozdielnosť vo veľkosti je spôsobená pravdepodobne rozdielnosťou použitej metódy (v [18] bola spektrálna závislosť získaná z meraní hysteréznych slučiek a tu pri točení polom) alebo rozdielnej v teplote (MLD je jav úmerný kvadrátu magnetizácie, ktorá podľa (2.3) s teplotou rýchlo klesá). Výsledky MLD sú podobne ako v GaMnAs omnoho väčšie, ale výrazne zaťažené šumom, preto sa im nebudeme venovať.



Obr. 8.11: Spektrálna závislosť  $P_V^{MLD'}$  pre FeRh z Voigtovho javu. Krivky boli zmerané pre  $\beta = 0^\circ$  a  $45^\circ$ .

## 8.2.2 Hysterézne slučky FeRh

Zá účelom získať dodatočné informácie o magnetickej anizotropii vzorky FR06 sme sa rozhodli zmerať majoritné hysterézne slučky FR06.

Hysterézne slučky boli merané v smere poľa  $105^\circ$  v rozsahu polí  $-25$  mT po  $25$  mT geometrií 2 pri vlnovej dĺžke  $770$  nm a intenzite dopadajúceho svetla  $0,5$  mW. Za účelom určenia smeru bisektrisy ľahkých osí boli tieto hysterézne slučky zmerané pre polarizácie  $\beta = 0^\circ, 45^\circ$  a  $90^\circ$ . Výsledky Voigtovho javu sú zobrazené na obrázku 8.12.

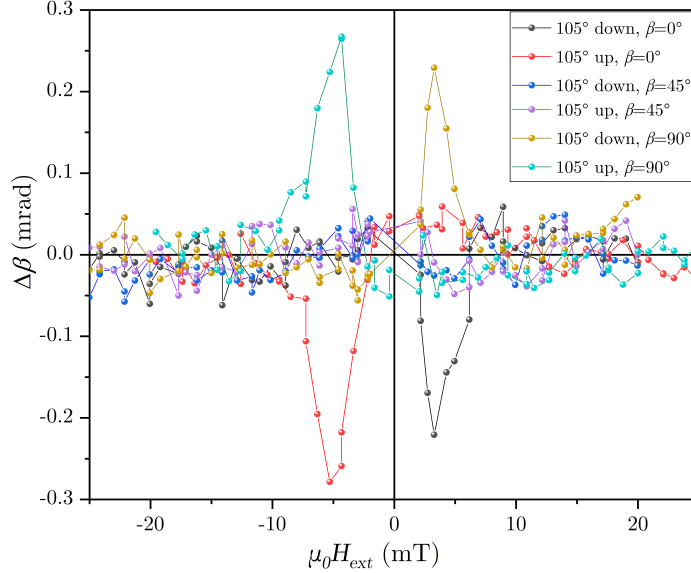
Ako vidíme, získané hysterézne slučky sú polarizačne závislé. Zatiaľ čo pri  $\beta = 0^\circ$  a  $90^\circ$  má hysterézna slučka FR06 výraznú amplitúdu, pre  $\beta = 45^\circ$  žiadne preskoky nevidíme. Vidíme však, že pri polarizácii  $\beta = 0^\circ$  je amplitúda záporná a pri  $\beta = 90^\circ$  kladná, teda ako ukazuje vzťah (4.19), zmeraný signál pochádza z Voigtovho javu.

Ďalej idíme, že získané hysterézne slučky sa tvarom zhodujú s hysteréznymi slučkami pozorovanými v [18], ale ako možno vidieť na obrázku 5.3b, ich amplitúda je menšia. Dôvodom môže byť iná teplota pri meraní, nakoľko veľkosť  $P_V^{MLD}$  je priamo úmerná kvadrátu magnetizácie a teda aj silne teplotne závislá.

Ďalej si môžeme všimnúť, že pre hysterézne slučky získaných pri  $\beta = 0^\circ$  a  $90^\circ$  vidíme dva preskoky magnetizácie, teda vo vzorke sa nachádzajú 2 ľahké osi magnetizácie. Polohu bisektrisy ľahkých osí možno získať preložením amplitúdy hysteréznej slučky (vzdialenosť najvyššieho bodu slučky od 0) vzťahom (4.19). Z výsledkov polarizačnej závislosti hysteréznej slučky dostaneme pre polohu bisektrisy  $\gamma = (0 \pm 2)^\circ$ , teda bisektrisa ľahkých osí smeruje v smere hrany vzorku a osi  $\vec{x}$ . Ďalej z tejto polarizačnej závislosti získavame  $P_V^{MLD} \sin(\xi) = -(0.123 \pm 0.005)$  mrad, teda keby bol uhol medzi ľahkými osami magnetizácie  $\xi = 90^\circ$ , hodnota



$P_V^{MLD}$  by musela byť rovná  $-0,123$  mrad. Musíme však pripomenúť, že vzťah (4.19) prepokladá, že  $P_V^{MLD}$  je izotropný, čo, ako ukážeme v sekcii 8.2.3, v prípade FeRh neplatí.



Obr. 8.12: Majoritné hysterézne slučky vzorku FR06

### 8.2.3 Točenie poľa pri 770 nm

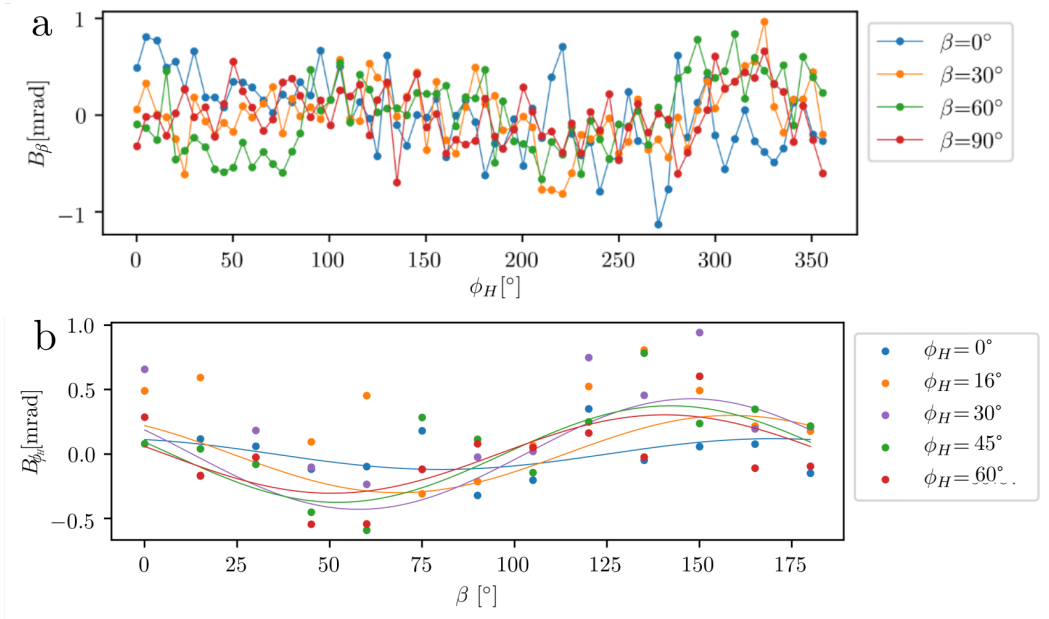
Ako je naznačené v spektrálnej závislosti FR06 (viď obr. 8.11), na vzorke FR06 bola zmeraná iba jedna polarizačná závislosť točenia poľa o konštantnej veľkosti 207 mT a to pri 770 nm. Počas celého merania bola udržiavaná konštantná intenzita dopadajúceho svetla 0,47 mW.

Analogicky s postupom v sekcii 8.1.3 začneme s analýzou MLD signálu. Krivky  $B_\beta$  boli prepočítané zo súčtového signálu podľa vzťahu (A.8). Príklady získaných kriviek sú uvedené na obrázku 8.13a. Vidíme, že oproti krivkám  $B_\beta$  z GaMnAs sú výrazne viac zatažené šumom, čo možno vidieť aj v presladaných krivkách  $B_{\phi_H}(\beta)$  uvedených na obrázku 8.13b. Už na prvý pohľad je zrejmé, že sa nám nepodarilo perfektne preložiť namerané hodnoty závislosťou (4.18), čo je spôsobené šumom. Preložené krivky nie sú voči sebe takmer vôbec fázovo posunuté. To ukazuje, že v prípade FeRh bude magnetická anizotropia veľmi veľká aj pri poli o veľkosti  $\mu_0 H_{ext} = 207$  mT. Výsledky spracovania  $\phi_M - \phi_H$  pre MLD môžete vidieť na obrázku 8.14a.

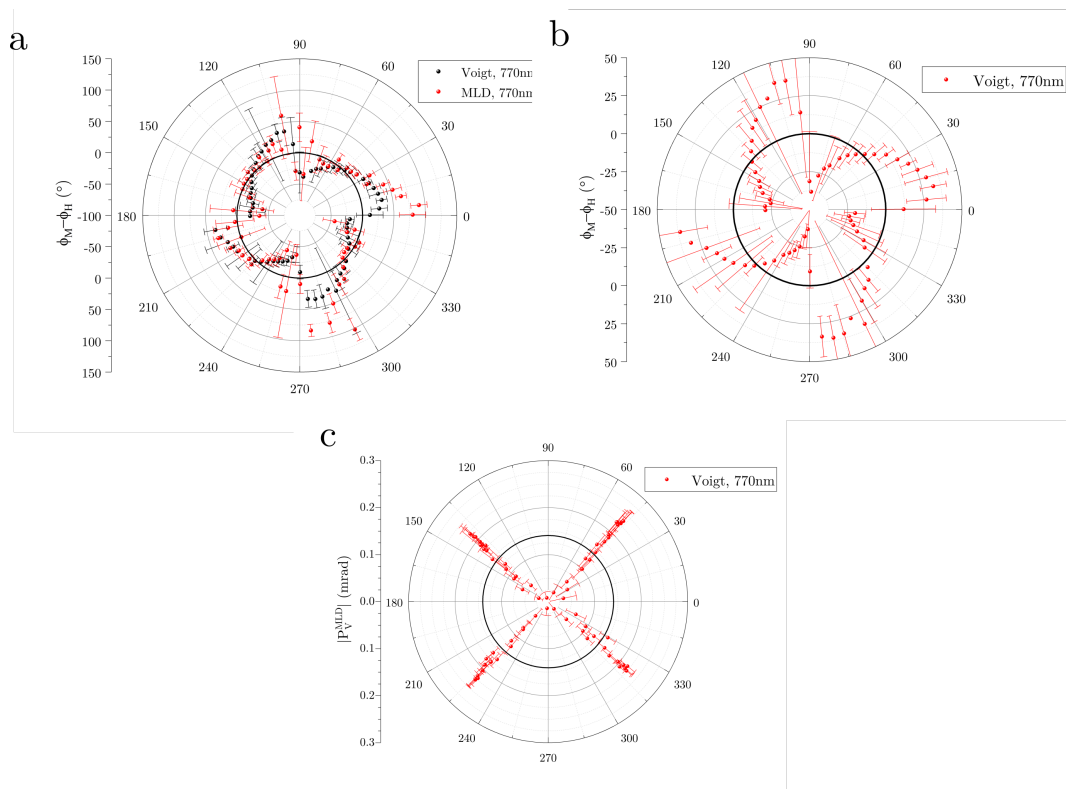
Výsledky MLD, ako ukazuje obrázok 8.14a, nedávajú úplne nevierohodné výsledky, ale určite nie sú veľmi hodnoverné. Ako však uvidíme, takto získaná závislosť  $\phi_M(\phi_H)$  stačí na správny posun  $\Delta\beta$  (tj. určenie príslušného offsetu).

Ďalej bolo prepočítané  $\Delta\beta$  z rozdielového a súčtového signálu. Na obrázku 8.15a môžeme vidieť krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$ . Opäť vidíme, že prepočítané krivky  $\Delta\beta$  sú síce periodické, ale nemajú tvar sínusu, čo je spôsobené práve magnetickou anizotropiou prítomnou v FR06. Krivky  $\Delta\beta$  chceme opäť posunúť do nuly, na





Obr. 8.13: a) Namerané krivky  $B_\beta(\phi_H)$ . b) Preskladané krivky  $B_\beta(\phi_H)$  ako krivky  $B_{\phi_H}(\beta)$ .

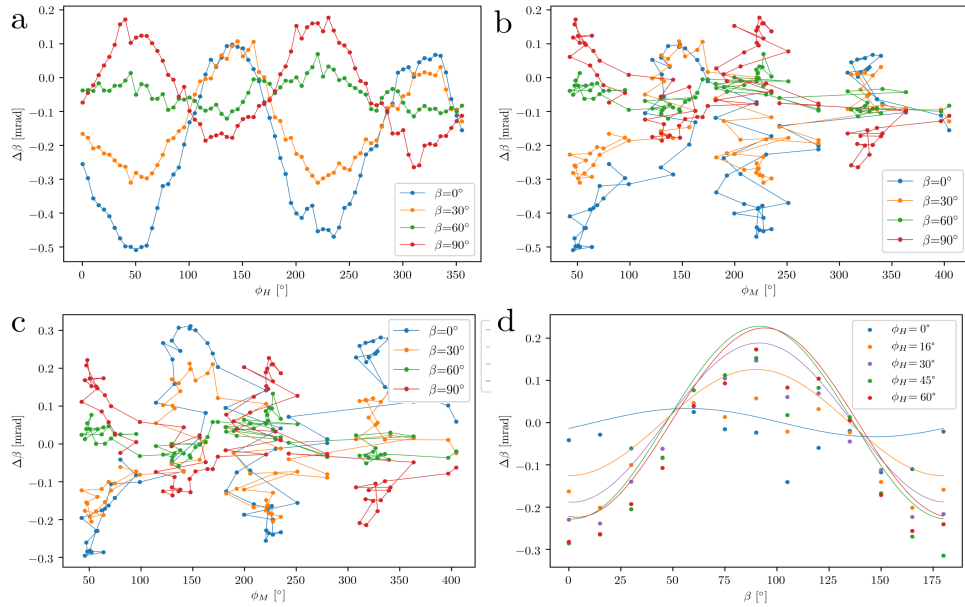


Obr. 8.14: Výsledky pre FR06 pri 770 nm: Rozdiel uhlu magnetizácie od uhlu priloženého poľa (body). Čierna kružnica predstavuje hodnoty  $\phi_M - \phi_H = 0$ . c)  $\phi_M - \phi_H$  určené pomocou Voigtovho javu. d) Závislosť  $P_V^{MLD}$  na smere magnetizácie.

čo analogicky s postupom pri F002 využijeme závislosť  $\phi_M(\phi_H)$  získanú z MLD. Krivky  $\Delta\beta$  ako funkcie  $\phi_M$  sú uvedené na obrázku 8.15b a po posunutí do 0 na

obrázku 8.15c. Preskladané krivky  $\Delta\beta(\phi_M(\phi_H))$  parametru  $\beta$  ako funkcie  $\Delta\beta(\beta)$  parametru  $\phi_M(\phi_H)$  sú uvedené na obrázku 8.15d (body) a preložené vzťahom (4.16) (čiary). Z tohto obrázku vidno, že podobne ako na obrázku 8.13b, aj tu preskladané a preložené krivky voči sebe nie su takmer vôbec fázovo posunuté, ale výrazne sa mení ich veľkosť. Výsledky  $\phi_M - \phi_H$  Voigtovho javu sú uvedené na obrázku 8.14a,b a závislosť  $P_V^{MLD}$  ako funkcia  $\phi_M$  na obrázku 8.14c.

Ako ukazuje obrázok 8.14b, v FeRh je naozaj veľká magnetická anizotropia (pre niektoré smery sa  $\phi_M$  od  $\phi_H$  odlišuje o viac ako  $25^\circ$ ). Z obrázku 8.14b možno vidieť, že ľahké osi magnetizácie sa nachádzajú v smere  $(47 \pm 10)^\circ$  a  $(143 \pm 12)^\circ$ , teda približne pozdĺž diagonál vzorky. Polohy ľahkých osí podľa MLD s týmto záverom nie sú v rozpore, ale sú zatažené omnoho väčšou chybou. Taktiež si môžeme na obrázku 8.14c môžeme všimnúť obrovskú anizotropiu  $P_V^{MLD}$ , ktorý má v smere ľahkých osí hodnotu  $-(0,22-0,24)$  mrad no už pri vychýlení magnetizácie o asi  $12^\circ$  klesne takmer na nulu.



Obr. 8.15: a) Namerané krivky  $\Delta\beta(\phi_H)$  pre vybrané polarizácie. b) Krivky  $\Delta\beta(\phi_M)$  pre vybrané polarizácie. c) Ukážka preskladaných a prefitovaných kriviek  $\Delta\beta(\beta)$  pre vybrané smery priloženého poľa  $\phi_H$ . d) Krivky  $\Delta\beta(\phi_M)$  posunuté do 0 pre vybrané polarizácie.

## 8.2.4 Štúdium Voigtovho javu v antiferomagnetickkej fáze FeRh.

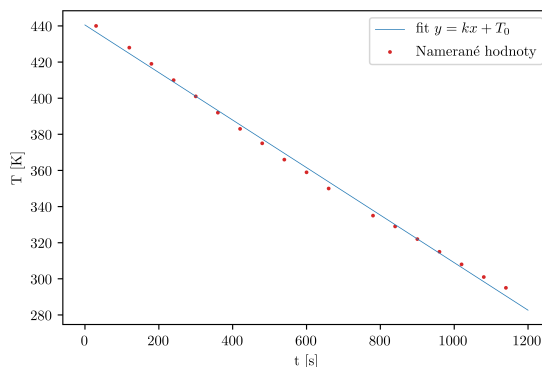
Ako už bolo spomenuté v úvode kapitoly o FeRh, tento materiál je špecifický tým, že pri teplote asi 380 K dochádza k fázovému prechodu z antiferomagnetického do feromagnetického stavu. Tento fázový prechod je ďalej sprevádzaný stočením magnetizácie oboch podmriežok o  $90^\circ$  voči smeru, v ktorom magnetizácia mierila vo feromagnetickom stave.

FeRh je kompenzovaný antiferomagnet, teda nereaguje na magnetické polia o nami dostupných veľkostiach, čo výrazne komplikuje určenie magneto-optického koeficientu Voigtovho javu antiferomagnetickkej fázy FeRh. Ako však ukážeme v

tejto kapitole, na jeho určenie možno s výhodou využiť fakt, že v rovine vzorku sa nachádzajú dve ľahké osi magnetizácie pozdĺž diagonál vzorku (v kryštalografickom smere  $[110]$  a  $[1-10]$  v substráte, ktoré odpovedajú smerom  $[100]$  a  $[010]$  v FeRh). Po znížení teploty pod teplotu fázového prechodu dôjde v antiferomagnetickom stave k otočeniu magnetických momentov podmriežok o  $90^\circ$ . Pokiaľ však vo feromagnetickom stave aplikujeme magnetické pole v smere ľahkej osi, bude magnetizácia smerovať príslušným smerom.

Ak teda necháme na vzorku dopadať lineárne polarizovanú vlnu s rovinou polarizácie  $\beta=90^\circ$ , po odraze od vzorky dôjde k stočeniu roviny polarizácie o  $\Delta\beta \approx 0,2$  mrad. Po schladení na dostatočne nízku teplotu prejde skúmaný materiál z feromagnetického do antiferomagnetického stavu, čo je sprevádzané otočením magnetických momentov podmriežky o  $90^\circ$ . Tento dej vyvolá zmenu stočenia roviny polarizácie o hodnotu  $\Delta\beta'$ . Pri aplikácii vonkajšieho poľa v smere druhej ľahkej osi magnetizácie  $\phi_H = 135^\circ$ , bude situácia podobná. V tomto prípade je však výsledný magnetický moment otočený o  $90^\circ$  voči predošlému prípadu, a teda podľa vzťahu (4.16) bude stočenie roviny polarizácie rovné  $-\Delta\beta'$ .

K meraniu fázového prechodu je potrebné zaistiť čo najplynulejšiu zmenu teploty v čase. Túto možnosť umožňuje teplotný kontrolér pomocou takzvanej teplotnej rampy. Pri všetkých meraniach boli nastavené rovnaké hodnoty teplotnej rampy, ale pre istotu pri prvom meraní bola zaznamenávaná zmena teploty s časom. Hoci teplotná rampa bola nastavená na  $7 \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$ , ako ukazuje obrázku 8.16 vývoj teploty s časom bol nelineárny a aj v prvom priblížení (preložení lineárnou funkciou) vychádza zmena teploty s časom na  $(7,90 \pm 0,06) \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$ , čo je o takmer  $1 \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$  viac.

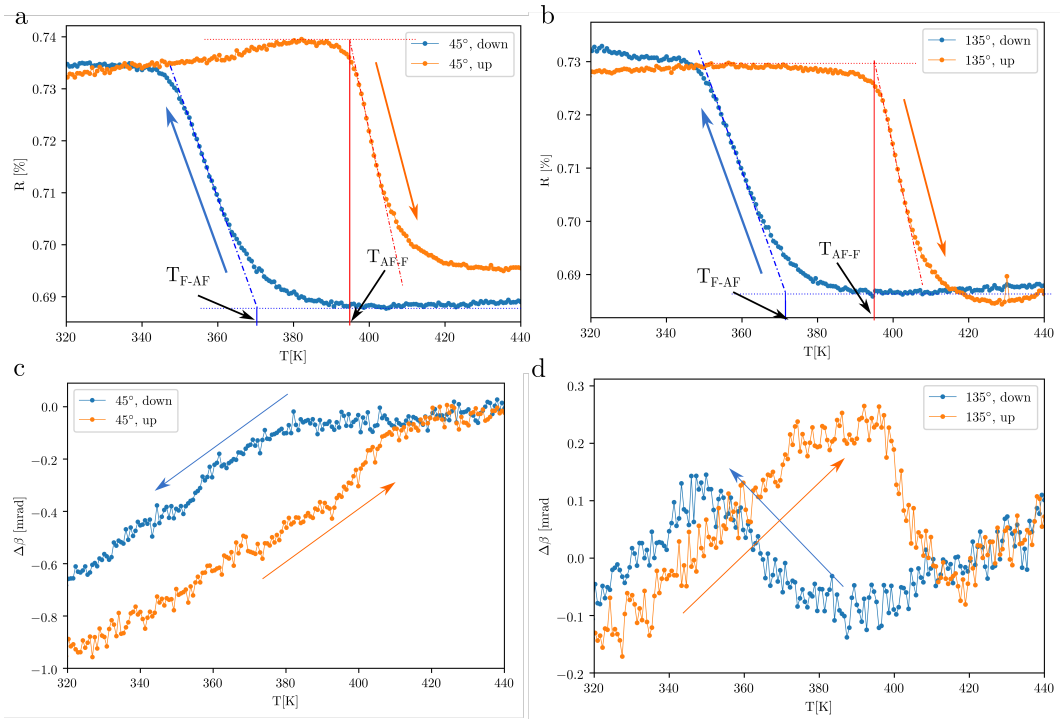


Obr. 8.16: Závislosť poklesu teploty na čase pri nastavení teplotnej rampy na  $7 \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$  a preloženie lineárnou závislosťou so smernicou  $(7,9 \pm 0,06) \text{ K}\cdot\text{min}^{-1}$ .

Vlastný experiment prebiehal tak, že sme najskôr pri teplote 460 K aplikovali pole o veľkosti  $\mu_0 H_{ext} = 210 \text{ mT}$  v smere  $45^\circ$ . Následne sme znižovali teplotu po 290 K a sledovali stočenie roviny polarizácie  $\Delta\beta$  a celkovú odrazenú intenzitu, ktorá nám umožnila určite charakteristické teploty fázového prechodu. Po dosiahnutí 290 K sme teplotu zvyšovali, pokiaľ nenadobudne pôvodnú hodnotu. Namerané data pre dopadajúce lineárne polarizované svetlo s rovinou polarizácie  $\beta = 90^\circ$  sú uvedené na obrázku 8.17.

Teploty fázového prechodu boli určené zo zmien reflektancie [26] extrapoláciou oblasti, v ktorej dochádza k prudkému poklesu reflektancie do bodu, kde nie sú zreteľné výraznejšie zmeny (ako je naznačené na obrázku 8.19a a b). Získané

charakteristické teploty sú uvedené v tabuľke 8.1.



Obr. 8.17: Závislosť reflektancie FR06 pri fázovom prechode v poli o veľkosti  $\approx 210$  mT v smere a)  $45^\circ$  a b)  $135^\circ$ .  $T_{F-AF}$  je teplota fázového prechodu z feromagnetického do antiferomagnetického stavu a  $T_{AF-F}$  teplota fázového prechodu z antiferomagnetického do feromagnetického stavu. Teplotná závislosť stočenia polarizácie v poli s veľkosťou  $\approx 210$  mT v smere a)  $45^\circ$  a b)  $135^\circ$ . Rovina polarizácie dopadajúcej vlny je  $\beta=90^\circ$ .

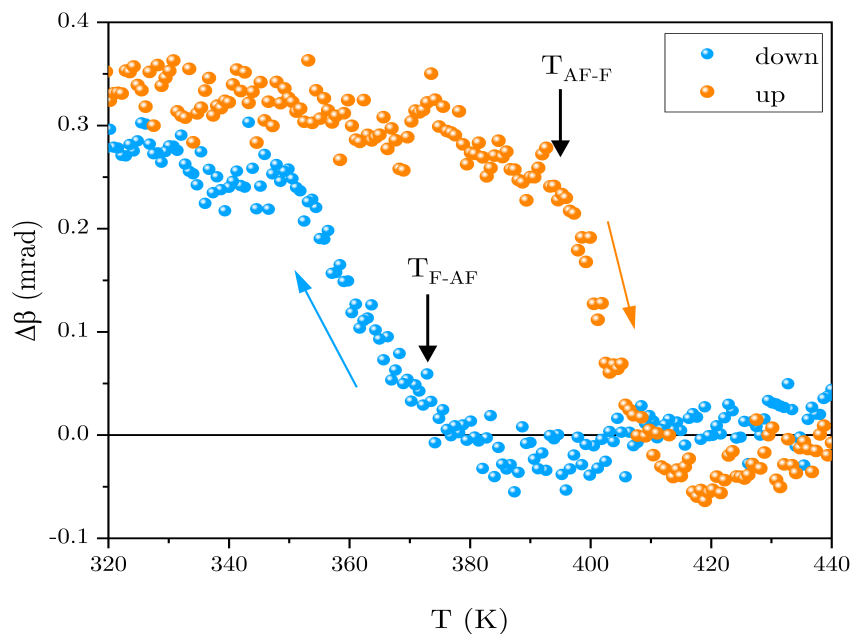
$\phi_H [^\circ]$	$T_{AF-F} [K]$	$T_{F-AF} [K]$
45	$395 \pm 8$	$371 \pm 7$
135	$395 \pm 8$	$374 \pm 7$

Tabuľka 8.1: Výsledky určenia teploty fázového prechodu

V ďalšom bude potrebné poznať aj konce fázových prechodov. Tie sú pre krivku  $45^\circ$  up pri teplote  $(408 \pm 8)$  K, pre krivku  $45^\circ$  down v bode  $(346 \pm 7)$  K. Pre krivku  $135^\circ$  up je tento koniec v bode  $(411 \pm 8)$  K a pre krivku  $135^\circ$  down v bode  $(346 \pm 7)$  K.

Na obrázku 8.17c a d je uvedená teplotná závislosť stočenia polarizácie. Už na prvý pohľad vidíme, že detekované signály závisia na smere priloženého poľa. Signál závislý na smere magnetického poľa, ktorý je možné získať odčítaním kriviek získaných pre smer poľa  $\phi_H = 45^\circ$  a  $135^\circ$ , je uvedený na obrázku 8.18. Tieto data jasne ukazujú, že pri zmene magnetickej fázy dôjde k stočeniu polarizácie, pričom zmena tohto stočenia je väčšia ako veľkosť príslušného stočenia polarizácie v samotnej feromagneticknej fáze, ktoré je približne  $\Delta\beta = 0,2$  mrad. Nameraná zmena magneto-optickej aktivity teda nemôže byť spôsobená iba odstránením

magneto-optickej aktivity feromagnetickkej fázy, a preto ju prisudzujeme antiferomagnetickkej fáze. Tento spôsob merania teda principiálne umožňuje študovať spektrálnu závislosť magneto-optického koeficientu Voigtovho javu antiferomagnetickkej fázy, čomu sa plánujeme venovať v budúcnosti.



Obr. 8.18: Teplotná závislosť stočenia roviny polarizácie  $\Delta\beta$ , ktorá závisí na smere priloženého vonkajšieho magnetického poľa.

# Záver

V tejto bakalárskej práci boli skúmané dva materiály, feromagnetický polovodič GaMnAs a kov FeRh, ktorý je za pokojovej teploty antiferomagnetický a při vyšších teplotách feromagnetický. V reflexnej geometrii jsme študovali Voigtov jav, ktorý sa meria pomocou stočenia roviny lineárne polarizovaného svetla, a magnetický lineárny dichroizmus (MLD), ktorý sa meria pomocou detekcie intenzity odrazeného svetla. Zistili sme, že hoci by tieto javy mali odpovedať rôznym prejavom rovnakého fyzikálneho javu, v skutočnosti sa pomerne často ich vlastnosti podstatne líšia. To je s najväčšou pravdepodobnosťou spôsobené tým, že v signále odpovedajúcemu MLD sa pravdepodobne prejavujú (na určitých vlnových dĺžkach) tiež nejaké iné javy – napríklad anizotropia vzorku, ktorá je nemagnetického pôvodu. Z tohoto dôvodu sme sa v našom výskume zamerali na štúdium Voigtovho javu.

V rámci tejto práce sme modifikovali experimentálnu metódu pre určovanie príslušného magneto-optického koeficientu z dat nameraných pomocou 2-dimenzionálneho elektromagnetu, ktorá bola vyvinutá v roku 2018 v rámci bakalárskej práce V. Wohlratha [4]. Konkrétne sme ukázali, že ak je možné z vyhodnotenia dát pre MLD určiť (aspoň približne), ako sa vo vzorku mení poloha magnetizácie pri zmene vonkajšieho magnetického poľa, je možné veľmi jednoducho odstrániť v datach odpovedajúcich Voigtovmu javu ich neurčitost v y-ovom posune, ktorá je nevyhnutným dôsledkom spôsobu ich merania. Ďalej sme ukázali, že existuje veľmi jednoduchý test vnútornej konzistencie tejto metódy – data odpovedajúce MLD sú použiteľné pre tento účel, ak závislost polohy magnetizácie na smere vonkajšieho poľa určená z dát odpovedajúcich Voigtovmu javu súhlasí s touto závislosťou určenou z dat pre MLD ktorá bola vstupom pre ich spracovanie.

Aplikáciou vyvinutého postupu na vzorku GaMnAs sa nám podarilo zmerať spektrálnu závislost Voigtovho javu v širokom rozsahu vlnových dĺžok (500-1100 nm). A ďalej ukázať, že při určitých vlnových dĺžkach je magneto-optický koeficient Voigtovho javu izotropný a při iných sa objaví jeho výrazná anizotropia.

Aplikáciou analogického postupu na vzorku FeRh vo feromagnetickom stave sme zistili, že študovaná epitaxná vrstva má dve ľahké osi magnetizácie v rovine vzorku a že táto rovina je obecně silne magneticky anizotropná. Zjavne najzaujímavejším výsledkom je zistenie, že v tomto materiáli je obrovská anizotropia magneto-optického koeficientu popisujúceho Voigtov jav – při vychýlení magnetizácie o viac ako  $12^\circ$  z ľahkého smeru magnetizácie klesne veľkost príslušného koeficientu takmer na nulu. V závere tejto práce sme demonštrovali novú metódu, ktorá umožňuje merať veľkost tohto magneto-optického koeficientu v antiferomagnetickéj faze FeRh.

# Zoznam použitej literatúry

- [1] NEEL, Louis. Magnetism and the local molecular field. *Nobel Prize Lecture*. 1970.
- [2] JUNGWIRTH, T., X.MARTI, P.WADLEY a J.WUNDERLICH. Antiferromagnetic spintronics. *Nature nanotechnology*. 2016. 11(3), 231–241.
- [3] KIMÁK, Jozef. *Charakterizace dvoudimenzionálního elektromagnetu*. Bakalárska práca, MFF UK, Praha. 2017.
- [4] WOHLRATH, Vladislav. *Magneto-optická charakterizace spintronických materiálu*. Bakalárska práca, MFF UK, Praha. 2018.
- [5] SAIDL, Vít. *Ultrarychlá laserová spektroskopie antiferomagnetů*. Dizertačná práca, MFF UK, Praha. 2018.
- [6] SEDLÁK, Bedřich a ŠTOLL, Ivan. *Elektrina a magnetismus*. Praha: Academia. 2002. ISBN 80-200-1004-1.
- [7] ČIČMANEC, Pavol. *Všeobecná fyzika 2. Elektrina a magnetismus*. Bratislava: Alfa. 1978.
- [8] ALAGARSAMY, P. a S. Ananthakrishnan. Lecture 3: Magnetic anisotropy I. URL <https://nptel.ac.in/courses/115103038/module1/lec3/2.html>.
- [9] CULLITY, Bernard Dennis a GRAHAM, Chad D. *Introduction to magnetic materials*. New Jersey: John Wiley & Sons, druhé vydanie v. 2011. ISBN 987-0-471-47741-9.
- [10] KITTEL, Charles a MCEUEN, Paul. *Úvod do fyziky pevných látok*. Praha: Academia. 1985.
- [11] FABIANOVÁ, Kateřina. *Magnetotransport measurements of FeRh nanowires*. Diplomová práca, Fakulta strojního inženýrství VUT, Brno. 2018.
- [12] DANIŠ, Stanislav. *Atomová fyzika a elektronová struktura pevných látok*. Praha: Matfyzpress. 2019. ISBN 987-80-7378-376-1.
- [13] Examples of molecular magnets. URL [http://ffden-2.phys.uaf.edu/631fall2008\\_web.dir/peter\\_peterson/slide2.html](http://ffden-2.phys.uaf.edu/631fall2008_web.dir/peter_peterson/slide2.html).
- [14] MÁČA, F., J.MAŠEK, O.STELMAKHOVYCH AJ. Room-temperature antiferromagnetism in cumnas. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2012. 324(8), 1606–1612.
- [15] ŠUBRT, Jiří. *Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevu*. Diplomová práca, MFF UK, Praha. 2009.
- [16] ZVEZDIN, A.K. a V.A.KOTOV. *Modern magneto-optics and magneto-optical materials*. Philadelphia: Institute of physics publishing. 1997. ISBN 0-7503-0362-X.

- [17] HECHT, Eugene. *Optics 4th edition*. Optics, roč. 1. Addison Wesley Longman, Inc. 2002. ISBN 0-8053-8566-5.
- [18] BRAJER, Martin. *Laserová spektroskopie materiálu pro spintroniku*. Diplomová práce, MFF UK, Praha. 2015.
- [19] TESAŘOVÁ, N., J.ŠUBRT, P.MALÝ AJ. High precision magnetic linear dichroism measurements in (ga,mn)as. *Review of Scientific Instruments*. 2012. 83(12), 123108.
- [20] TESAŘOVÁ, N., T.OSTATNICKY, V.NOVAK AJ. Systematic study of magnetic linear dichroism and birefringence in (ga, mn) as. *Physical Review B*. 2014. 89(8), 085203.
- [21] OSGOOD III, R.M, S.D.BADER, B.M.CLEMENS AJ. Second-order magneto-optic effects in anisotropic thin films. *Journal of magnetism and magnetic materials*. 1998. 182(3), 297–323.
- [22] JANDA, Tomáš. *Dynamika spinové polarizace v polovodičích*. Diplomová práce, MFF UK, Praha. 2014.
- [23] Spintronics development gets boost with new findings into ferromagnetism in mn-doped gaas. URL <https://phys.org/news/2016-06-spintronics-boost-ferromagnetism-mn-doped-gaas.html>.
- [24] JANDA, T., NÁDVORNÍK, L., KUCHARÍK, J. AJ. Voigt effect-based wide-field magneto-optical microscope integrated in a pump-probe experimental setup. *Review of Scientific Instruments*. 2018. 89(7), 073703.
- [25] JASKOWIES, Jiří. *Mikroskopie magnetických síl a transportní vlastnosti metamagnetických nanostruktur*. Bakalářská práce, Fakulta strojního inženýrství VUT. 2017.
- [26] SAIDL, V., M.BRAJER, L.HORÁK AJ. Investigation of magneto-structural phase transition in ferh by reflectivity and transmittance measurements in visible and near-infrared spectral region. *New Journal of Physics*. 2016. 18(8), 083017.
- [27] JUNGWIRTH, T., P.HORODYSKA, TESAŘOVÁ, N. AJ. Systematic study of mn-doping trends in optical properties of (ga,mn)as. *Physical review letters*. 2010. 105(22), 227201.
- [28] KIMÁK, Jozef. *Optická spektroskopie antiferomagnetů*. Diplomová práce, MFF UK. 2019.
- [29] ROZKOTOVÁ, Eva. *Dynamika spinové polarizovaných nosičů náboje v polovodičích*. Diplomová práce, MFF UK, Praha. 2009.



# A. Prílohy

## A.1 Spôsob určenia $B$ z nameraných dát

Výjdeme z rovnice A.2 uvedenej v [4]. Nech na vzorku dopadá lineárne polarizované svetlo s rovinou polarizácie  $\beta$ , a od vzorky sa odráža intenzita  $I'$  daná vzťahom.

$$\begin{aligned}
 I' \propto E_{\perp}'^2 + E_{\parallel}'^2 &= E^2(r_{\parallel}^2 \cos^2(\phi_M - \beta) + r_{\perp}^2 \sin^2(\phi_M - \beta)) \\
 &= \frac{E^2}{2}((r_{\perp}^2 + r_{\parallel}^2) + (r_{\parallel}^2 - r_{\perp}^2) \cos(2(\phi_M - \beta))) \\
 &= \frac{E^2(r_{\perp}^2 + r_{\parallel}^2)}{2}(1 + 2P^{MLD} \cos(2(\phi_M - \beta))) \\
 &= \frac{I_0 R}{2}(1 + 2P^{MLD} \cos(2(\phi_M - \beta))),
 \end{aligned} \tag{A.1}$$

kde  $E_{\perp}'^2$  ( $E_{\parallel}'^2$ ) je zložka amplitúdy elektrického poľa odrazenej vlny v smere magnetizácie,  $r_{\perp}$  ( $r_{\parallel}$ ) je koeficient amplitudovej odrazivosti v smere kolmom na magnetizáciu (v smere magnetizácie),  $\phi_M$  je smer magnetizácie a  $R = \frac{r_{\perp}^2 + r_{\parallel}^2}{2}$  je polarizačne nezávislá odrazivosť vzorky. Zo vzťahu (A.1) vidíme, že  $I'$  je funkciou  $\beta$  a  $\phi_M$  (ktoré je funkciou smeru priloženého poľa  $\phi_H$ ). Ďalej je nutné podotknúť, že v prípade anizotropného koeficientu  $P^{MLD}$  je aj ten funkciou  $\phi_M$ , teda aj  $r_{\perp}$ ,  $r_{\parallel}$  a  $R$  sú funkciou  $\phi_M$ .

V súlade s definíciou  $B$  v sekcii 4.2 (vzťah 4.18) zavedieme  $B_{\beta}$  získané pri dopadajúcej vlny s rovinou polarizácie  $\beta$

$$B_{\beta} = \frac{I'(\phi_M(\phi_H), \beta)}{I_0 R(\phi_M(\phi_H))} - 1 = 2P^{MLD}(\phi_M(\phi_H)) \cos(2(\phi_M(\phi_H) - \beta)). \tag{A.2}$$

Ako bolo zdôraznené v sekcii 4.2, určenie  $I_0 R$  je nejasné a my ukážeme, že jedna z možných alternatív jej vyjadrenia je práve pomocou stredných hodnôt celkovej odrazenej intenzity. Strednú hodnotu veličiny  $F$  stredovanú cez  $x$  budeme značiť  $\langle F \rangle_x$ , a myslíme tým

$$\langle F \rangle_x = \frac{(\int_{x_1}^{x_2} F dx)}{x_1 - x_2}, \tag{A.3}$$

teda napríklad stredovanie  $I'$  podľa  $\beta$  budeme značiť  $\langle I' \rangle_{\beta}$ .

Namerané experimentálne dáta nie sú spojité, ale diskkrétne a je ich teda nutné integrovať numericky. Numerická integrácia sa vo všeobecnosti nemusí zhodovať presne s integráciou teoretickej závislosti, ale predpokladáme, že bolo zvolené dosť jemné delenie na to, aby odchylka numerickej integrácie a integrácie v klasickom ponímaní bola zanedbateľná. Všetky namerané hodnoty boli za účelom stredovania integrované obdĺžnikovým pravidlom, teda pre veličinu  $F$  stredovanú cez interval  $\langle x_1, x_2 \rangle$  je možné  $\langle F \rangle_x$  vyjadriť ako

$$\langle F \rangle_x = \frac{\sum_1^n F_n}{n} \tag{A.4}$$

kde  $F_n$  sú namerané hodnoty a  $n$  je počet bodov.

Začneme s najjednoduchším stredovaním  $I'$ , stredovaním cez  $\beta$  na intervale  $\beta \in \langle 0, 180 \rangle$ . Jediná funkcia  $\beta$  v (A.1) je kosínus, ktorý stredovaním cez  $\beta$  je rovný nule, teda dostávame

$$\langle I' \rangle_\beta = \frac{I_0}{2} (r_\perp^2(\phi_M(\phi_H)) + r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H))) = I_0 R(\phi_M(\phi_H)), \quad (\text{A.5})$$

čo je práve hľadaný výraz nutný k výpočtu  $B_\beta$ . Na tomto mieste musíme zdôrazniť, že sa jedná o funkciu  $\phi_M(\phi_H)$ . Okrem toho, že takto určené  $I_0 R$  má správny teoretický význam, vydelením experimentálnych dát týmto výrazom vylúčime prípadnú moduláciu zmeraného signálu spôsobeného pôsobením magnetického poľa na optické komponenty, pretože táto modulácia je nezávislá na voľbe polarizácie.

Stredovanie cez polarizácie má jednu zásadnú nevýhodu a to, že medzi jednotlivými meraniami je odstup asi 15 minút (celé meranie polarizačnej závislosti točenia poľa trvá asi 3 hodiny), čo je však veľmi dlhý čas a udržať konštantnú dopadajúcu intenzitu s potrebnou presnosťou je nemožné (jednak z dôvodu napr. nestability intenzity laseru, ale hlavne nasadania vrstvy nečistôt na vzorku a okienka kryostatu). Stredovaním cez  $\beta$  tým nedostaneme  $I_0$  ale určitú priemernú intenzitu dopadajúceho svetla  $I_{0p}$  počas celého merania polarizačnej závislosti. Po dosadení do (A.2) nebudú krivky oscilovať okolo osi  $B = 0$ , ale sú voči nej posunuté o nejakú konštantu. Takéto krivky sú však nepoužiteľné pre ďalšie spracovanie a je nutné ich nanormovať, tak, aby intenzita dopadajúceho svetla nemala na získané krivky vplyv.

Stredovaním  $I'$  cez  $\phi_H \in \langle 0, 360 \rangle$  získame priemernú hodnotu dopadajúcej intenzity počas jedného merania. Opäť aby hodnota numerickej integrácie splynula s klasickou integráciou, je nutné jemné vzorkovanie (v našom prípade každých  $5^\circ$ ). Hoci ale nepoznáme presnú funkciu  $r_\perp(\phi_M(\phi_H))$ ,  $r_\parallel(\phi_M(\phi_H))$  musíme sa uspokojiť so všeobecným zápisom

$$\begin{aligned} \langle I' \rangle_{\phi_H} &= \frac{I_0}{2} (\langle r_\perp^2(\phi_M(\phi_H)) + r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H)) \rangle_{\phi_H} + \langle (r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H)) - r_\perp^2(\phi_M(\phi_H))) \\ &\quad \cos(2(\phi_M(\phi_H) - \beta)) \rangle_{\phi_H}) = \frac{I_0}{2} (\langle r_\perp^2(\phi_M(\phi_H)) + r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H)) \rangle_{\phi_H} + \\ &\quad \langle (r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H)) - r_\perp^2(\phi_M(\phi_H))) \cos(2(\phi_M(\phi_H))) \rangle_{\phi_H} \cos(2\beta) + \\ &\quad \langle (r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H)) - r_\perp^2(\phi_M(\phi_H))) \sin(2(\phi_M(\phi_H))) \rangle_{\phi_H} \sin(2\beta)). \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Je nutné na tomto mieste zdôrazniť, že  $\langle I' \rangle_{\phi_H}$  je funkciou iba  $\beta$ . Na dokončenie normovania  $B$  potrebujeme vystredovať  $I'$  cez  $\beta$  aj  $\phi_H$  a dostaneme

$$\langle I' \rangle_{\beta, \phi_H} = \frac{I_{0p}}{2} \langle r_\perp^2(\phi_M(\phi_H)) + r_\parallel^2(\phi_M(\phi_H)) \rangle_{\phi_H}, \quad (\text{A.7})$$

čím však narážame na ďalší problém a to je ten, že vo vzťahu (A.5) sú oproti práve získanému vzťahu (A.6) posledné dva členy navyše. Za predpokladu, že obidva posledné členy budú rovné 0, získame pre výpočet  $B_\beta$  vzťah

$$\begin{aligned} B_\beta &= \frac{I'(\phi_M(\phi_H), \beta) \langle I' \rangle_{\beta, \phi_H}}{\langle I' \rangle_\beta(\phi_M(\phi_H)) \langle I' \rangle_{\phi_H}} - 1 = \frac{I'(\phi_M(\phi_H), \beta) I_{0p} \langle r_\perp^2 + r_\parallel^2 \rangle_{\phi_H}}{I_{0p} R(\phi_M(\phi_H)) I_0 \langle r_\perp^2 + r_\parallel^2 \rangle_{\phi_H}} - 1 \\ &= \frac{I'(\phi_M(\phi_H), \beta)}{I_0 R(\phi_M(\phi_H))} - 1, \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

čo je vzťah zhodný s definíciou  $B$  (viď vzťah (4.18)).

V prílohe A.2 ukážeme, že posledné dva členy v (A.6) budú rovné 0 v prípade magneto-opticky izotropnej látky a látky s magneto-optickou biaxiálnou symetriou v rovine vzorky, čo zodpovedá nami študovanému vzorku.

## A.2 Stredovanie pre rôzne magnetické anizotropie

V tejto sekcii bude uvažovaná magneto-opticky izotropná látka a látka s biaxiálnou symetriou. Pre jednoduchosť predpokladajme, že  $\phi_M(\phi_H) \approx \phi_H$ .

### A.2.1 Magneto-opticky izotropná látka

Pod pojmom magneto-opticky izotropnej látky máme na mysli látku ktorej koeficient  $P^{MLD}$  je vo všetkých smeroch rovnaký. V takom prípade sú amplitúdové koeficienty  $r_{\perp}$  a  $r_{\parallel}$  nezávislé na smere magnetizácie a posledné dva členy sú automaticky nulové a vzťah (A.8) možno použiť.

### A.2.2 Látka s magneto-opticky biaxiálnou symetriou v rovine vzorky

Pod pojmom látky s biaxiálnou magneto-optickou symetriou v rovine vzorky máme na mysli látku, ktorej odrazivosť v smere magnetizácie aj v smere kolmom na magnetizáciu má periodicitu  $90^\circ$ .

Vďaka periodicite odrazivostí s požadovanou symetriou a periodicite funkcií  $\sin(2\phi_M)$  a  $\cos(2\phi_M)$  sa stačí obmedziť na interval od  $0^\circ$  do  $180^\circ$ . Odrazivosti sú ale periodické s periódou  $90^\circ$  a  $\sin(2\phi_M)$  má v absolútnej hodnote na prvej polovici intervalu rovnaký priebeh ako na druhej, no mení tu znamienko a teda je tento integrál nulový. V prípade kosínusu možno analogickou úvahou dôjsť, k tomu, že tento integrál je tiež nulový a teda pre vzorku s biaxiálnou symetriou odrazivostí v rovine vzorky vzťah (A.8) tiež možno použiť na výpočet  $B$ .