

**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA
Univerzita Karlova**

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vladislav Wohlrath

**Magneto-optická charakterizace
spintronických materiálů**

Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2018

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

Děkuji prof. RNDr. Petru Němcovi, Ph. D. za odborné vedení práce, za trpělivý přístup, za cenné rady a za utvrzení v mé volbě fyzikálního zaměření.

Název práce: Magneto-optická charakterizace spintronických materiálů

Autor: Vladislav Wohlrath

Katedra: Katedra chemické fyziky a optiky

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Katedra chemické fyziky a optiky

Abstrakt: Tato práce se zabývá magnetooptickými měřeními za použití nově postaveného prototypu dvoudimenzionálního elektromagnetu. V první fázi řešení práce bylo postaveno experimentální uspořádání pro magneto-optická měření, které umožňuje studovat Voigtův jev a magnetický lineární dichroismus. V druhé fázi bylo toto uspořádání otestováno pomocí měření hysterezních smyček ve vzorku feromagnetického polovodiče GaMnAs. V závěrečné fázi jsme vyzkoušeli nový typ magnetooptického měření, který plně využívá dvoudimenzionální kontroly směru generovaného magnetického pole v elektromagnetu.

Klíčová slova: magneto-optika, magnetický lineární dichroismus, Voigtův jev, GaMnAs, spintronika

Title: Magneto-optical characterization of spintronic materials

Author: Vladislav Wohlrath

Department: Department of Chemical Physics and Optics

Supervisor: prof. RNDr. Petr Němec, Ph.D., Department of Chemical Physics and Optics

Abstract: This work deals with magneto-optical measurements using a recently built prototype of a two-dimensional electromagnet. In the first stage, an experimental setup for magneto-optical measurements was constructed, which enables to study Voigt effect and magnetic linear dichroism. In the second stage, this setup was tested by measuring hysteresis loops in a sample of ferromagnetic semiconductor GaMnAs. In the final stage, we performed a new type of magneto-optical experiments, which fully exploits the two-dimensional control of the magnetic field generated in the electromagnet.

Keywords: magneto-optics, magnetic linear dichroism, Voigt effect, GaMnAs, spintronics

Obsah

Úvod	2
1 Magnetooptika	3
1.1 Voigtův jev a MLD v reflexní geometrii	4
2 GaMnAs	6
2.1 Magnetická anizotropie	6
2.2 Vzorek F002	7
2.3 Studium hysterezních smyček pomocí Voigtova jevu a MLD	7
3 Experimentální uspořádání	10
4 Měření hysterezních smyček	14
4.1 Metoda měření a zpracování dat	14
4.2 Nekolineární geometrie	15
4.3 Kolineární geometrie	20
4.3.1 Polarizační závislost při vnějším poli ve směru 135°	20
4.3.2 Závislost na směru vnějšího pole	22
4.3.3 Teplotní závislost při vnějším poli ve směru 135°	22
5 Změna směru pole při jeho konstantní velikosti	25
5.1 Teoretický popis	25
5.2 Metoda měření a zpracování dat	26
5.3 Výsledky	28
Závěr	32
Seznam použité literatury	33
A Přílohy	34
A.1 Odvození polarizační závislosti MLD	34
A.2 Odvození korekcí v kolineární geometrii	34

Úvod

Spintronika je obor elektroniky, který pro přenos a uchování informace používá kromě náboje také spin elektronů.

V roce 2017 byl v Laboratoři OptoSpintroniky na MFF UK uveden do provozu prototyp dvoudimenzionálního elektromagnetu, který umožňuje při stálé velikosti pole měnit jeho směr. Tato práce přímo navazuje na bakalářskou práci Josefa Kimáka ([1]), který provedl jeho charakterizaci.

Hlavním cílem práce bylo postavit experimentální uspořádání pro magnetooptickou charakterizaci magnetických materiálů pomocí dvoudimenzionálního magnetu při různých teplotách. Dále provést úvodní magnetooptická měření na známém vzorku GaMnAs pro ověření použitelnosti magnetu.

Posledním cílem práce je vyzkoušet nové experimentální metody pro měření Voigtova jevu a magnetického lineárního dichroismu (MLD) v reflexní geometrii. Konkrétně se jedná o geometrii kolmého dopadu světla na vzorek (do současnosti se používal pouze téměř kolmý dopad) a plné využití dvoudimenzionality elektromagnetu.

Tyto experimentální metody budou v budoucnu využity pro studium materiálů vhodných pro spintroniku.

1. Magnetooptika

V experimentální části práce se zabýváme měřením magnetooptických jevů. V této kapitole shrneme základy magnetooptiky a nejdůležitější vztahy pro provedené experimenty. Hlavním zdrojem této kapitoly je diplomová práce [2] a v případě kapitoly 1.1 o Voigtově jevu a MLD je to [3].

Magnetooptickými jevy nazýváme jevy, při kterých dochází k interakci elektromagnetického záření s magnetickou látkou.

Nenulová magnetizace v látce může mít za důsledek její optickou anisotropii. Látka pak může mít v různých směrech rozdílný reálný index lomu nebo absorpcní koeficient, případně se tyto dvě veličiny mohou lišit pro levotočivou a pravotočivou kruhovou polarizaci.

Po průchodu (případně odrazu) laserového světla takovou látkou dojde vlivem anizotropie indexu lomu nebo absorpcních koeficientů ke změně jeho polarizačního stavu. Změní se ellipticita a dojde k rotaci roviny polarizace. Studiem změny polarizačního stavu lze následně dostat informaci o magnetizaci ve vzorku. Sledováním magnetizace při působení vnějšího magnetického pole je potom možné studovat magnetické vlastnosti látky, např. koercitivní pole.

V magnetooptice se rozlišují dvě základní geometrie

- Voigtova geometrie: světlo se šíří kolmo na směr magnetického pole
- Faradayova geometrie: světlo se šíří rovnoběžně na směr magnetického pole

V této práci pracujeme pouze ve Voigtově geometrii.

Magnetooptické jevy se klasifikují následujícím způsobem. Pokud se pro dvě ortogonální polarizace liší reálný index lomu, označujeme jev jako *dvojlam* (birefringence). Pokud se liší absorpcní koeficienty, označujeme jev jako *dichroismus*.

Dále jevy dělíme podle jejich normálních módů, tj. jestli se daný parametr liší pro dvě lineární či dvě kruhové (circular) polarizace. Lineární jevy nastávají ve Voigtově geometrii, zatímco kruhové ve Faradayově.

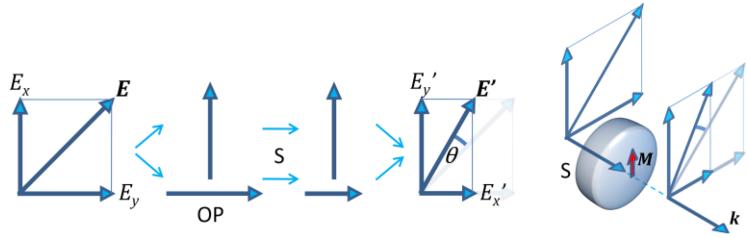
Rozlišujeme tedy následující jevy

- MCD (magnetic circular dichroism)
- MLD (magnetic linear dichroism)
- MCB (magnetic circular birefringence), také Faradayův jev
- MLB (magnetic linear birefringence), také Cotton-Moutonův či Voigtův jev.

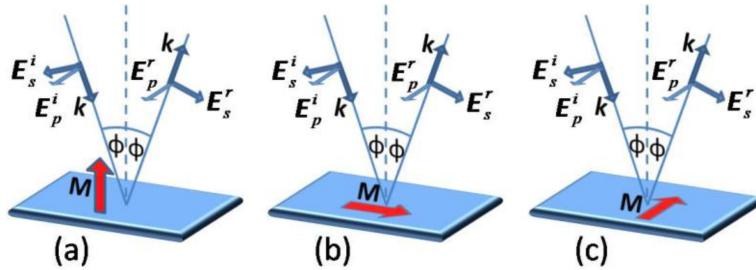
Lineární jevy jsou sudé v magnetizaci, kruhové jevy jsou liché v magnetizaci. Jevy sudé v magnetizaci se obecně měří hůře, protože není možné signál oddělit od experimentálních artefaktů jako u lichých jevů.

Mechanismus rotace roviny polarizace vlivem MLD je ilustrován na obr. 1.1.

V reflexní geometrii se někdy magnetooptické jevy označují jako MOKE (magnetooptical Kerr effect), které se dále rozlišují podle vzájemné orientace vlnového vektoru, roviny vzorku a magnetizace, viz obr. 1.2.



Obrázek 1.1: Rotace roviny polarizace vlivem MLD [2].



Obrázek 1.2: MOKE: (a) polární, (b) longitudinální, (c) transversální [2].

1.1 Voigtův jev a MLD v reflexní geometrii

MLD je kvadratický (v magnetizaci) magnetooptický jev původně pozorovaný v transmisní geometrii jako dichroismus lineárně polarizovaného světla. Rozdílné absorpční koeficienty pro polarizaci kolmou a rovnoběžnou na směr magnetizace způsobují po průchodu stočení roviny polarizace [4], [5].

Posléze se jako MLD začal označovat i jiný magnetooptický jev v reflexní geometrii při kolmém a téměř kolmém dopadu [6]. Rozdílný reálný index lomu pro obě lineární polarizace způsobuje rozdílnou odrazivost, což má podobně jako u transmisního MLD za následek stočení polarizace. Jev je standardně označován jako MLD, přestože je analogický MLB.

Pro konzistenci s terminologií používanou na našem pracovišti se budeme držet následujícího názvosloví: pokud je studovaný jev rozdílná odrazivost pro lineární polarizaci v různých směrech, jedná se o MLD. Pokud je studovaný jev rotace roviny polarizace, jedná se o Voigtův jev, přestože mají oba jevy původ ve stejné fyzikální skutečnosti. V dalších kapitolách budeme měřit stejné fyzikální veličiny zároveň pomocí MLD i Voigtova jevu a získaná data z obou měření budeme označovat právě tímto způsobem.

MLD signál je v tomto kontextu definován jako [3]

$$\text{MLD[rad]} = \frac{1}{2} \frac{I_R^\parallel - I_R^\perp}{I_R^\parallel + I_R^\perp} = \frac{1}{2} \frac{r_\parallel^2 - r_\perp^2}{r_\parallel^2 + r_\perp^2}, \quad (1.1)$$

kde I_R^\parallel resp. I_R^\perp jsou intenzity odraženého světla polarizovaného rovnoběžně resp. kolmo na magnetizaci. Podobně r_\parallel a r_\perp jsou koeficienty reflexe elektrické intenzity (intenzitní odrazivost je rovna r^2).

Pokud v rovině vzorku označíme úhel φ_M jako směr magnetizace a úhel β

jako rovinu polarizace¹, pak pro stočení polarizace ($\Delta\beta = \beta' - \beta$) platí [3]

$$\tan(\Delta\beta) = \frac{(r_{\parallel} - r_{\perp}) \tan(\varphi_M - \beta)}{r_{\parallel} + r_{\perp} \tan^2(\varphi_M - \beta)}, \quad (1.2)$$

což je pro malé úhly ($r_{\parallel}/r_{\perp} \approx 1$)

$$\Delta\beta = P^{\text{MLD}} \sin[2(\varphi_M - \beta)], \quad (1.3)$$

kde $P^{\text{MLD}} = 0,5(r_{\parallel}/r_{\perp} - 1)$ je MLD magnetooptický koeficient.

Přestože má situace $\Delta\beta = 0$ jasný fyzikální význam (dopadající a odražená polarizace jsou totožné), jsme často schopni určit pouze průběh $\Delta\beta$ až na aditivní konstantu. Dále, zejména v kapitole s experimentálními výsledky, označuje $\Delta\beta$ odchýlení od určitého arbitrárně zvoleného směru.

V přiblížení $r_{\parallel}/r_{\perp} \approx 1$ platí

$$P^{\text{MLD}} = \frac{1}{2} \frac{r_{\parallel}^2 - r_{\perp}^2}{r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2}. \quad (1.4)$$

Voigtův jev je tedy polarizačně závislý podle vztahu (1.3) a je největší, když rovina polarizace svírá s magnetizací úhel 45° .

MLD pozorujeme prostřednictvím celkové odražené intenzity I' . V příloze A.1 je odvozeno, že v našem přiblížení platí

$$I' = I_0 R \left[1 + 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\varphi_M - \beta)] \right], \quad (1.5)$$

kde I_0 je dopadající intenzita a R je odrazivost vzorku. Pro studium MLD zavádem veličinu

$$B := \frac{I'}{I_0 R} - 1. \quad (1.6)$$

Potom

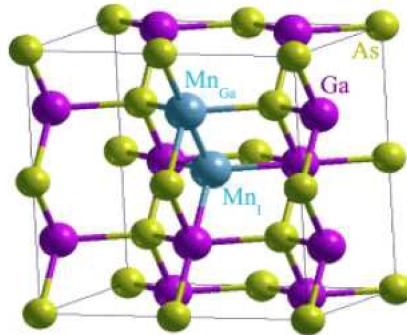
$$B = 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\varphi_M - \beta)]. \quad (1.7)$$

MLD je tedy největší, když porovnáváme odrazivost pro polarizace ve směru rovnoběžném a kolmém na magnetizaci.

¹Soustava souřadná je definovaná v kapitole 3, vztahy v této kapitole jsou na ní však nezávislé

2. GaMnAs

Všechna magnetooptická měření probíhala s materiélem GaMnAs. GaMnAs je III-V zředěný magnetický polovodič odvozený od polovodiče GaAs, tzn. část atomů Ga byla nahrazena magnetickými atomy Mn, aby materiál získal feromagnetické vlastnosti. Krystalografická struktura $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ je znázorněna na obr. 2.1 (x označuje poměr substituovaných Mn atomů).



Obrázek 2.1: Krystalografická struktura GaMnAs. Mn_{Ga} označuje substituci atomu Ga atomem Mn, Mn_I označuje atom Mn v intersticiální poloze [7].

Feromagnetická interakce mezi lokalizovanými momenty Mn je zprostředkována volnými dírami, a proto feromagnetické vlastnosti GaMnAs silně závisí na jejich počtu. Vazba Mn-As oproti vazbě Ga-As postrádá jeden elektron. Pokud tedy nahradíme atom Ga atomem Mn, vneseme do kryštalu volnou díru. Naopak Mn v intersticiální poloze se stává dvojitým donorem a tím brání vzniku feromagnetismu. Stejně tak atom As substituovaný za Ga se stává dvojitým donorem.

Při přípravě je tedy žádoucí vysoká koncentrace Mn_{Ga} a co nejmenší výskyt defektů. Vzorky se připravují metodou epitaxe molekulárních svazků za nízké teploty (LT-MBE). Bodové poruchy Mn_I lze poté částečně odstranit žíháním. Podrobnější popis přípravy vzorků je možno nalézt v [7].

2.1 Magnetická anizotropie

V GaMnAs existují v rovině vzorku určité preferované směry magnetizace, tzv. snadné osy. Jejich polohy jsou určeny minimem magnetické energie, která je dána vnějším magnetickým polem, anizotropní energií a výměnnou energií [7]

$$E = E_{\text{pole}} + E_{\text{anizotropní}} + E_{\text{výměnná}} . \quad (2.1)$$

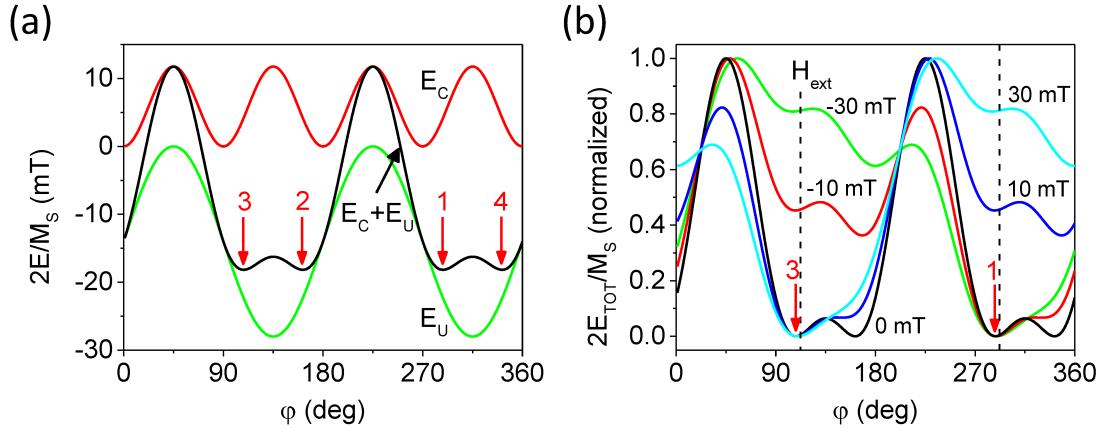
Energie magnetického pole je

$$E_{\text{pole}} = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} \quad (2.2)$$

a má minimum při magnetizaci ve směru vnějšího pole. Anizotropní energie v sobě zahrnuje příspěvky z kubické anizotropie (minima v krystalografických směrech [100] a [010]) a jednoosé anizotropie (minimum v krystalografickém směru [-110]). Výsledkem jsou čtyři snadné osy magnetizace jako na obr. 2.2 (a).

Na obr. 2.2 (b) je graf magnetické energie při zapnutém vnějším poli H_{ext} . Z obrázku je patrná hysteretická povaha magnetizace, při nižších polích existují lokální minima.

Kubická anizotropie se snižuje s x , zatímco jednoosá anizotropie je na x téměř nezávislá [8], což umožňuje připravovat vzorky s různou magnetickou anizotropií.



Obrázek 2.2: (a) Úhlová závislost kubické (E_C), jednoosé (E_U) a celkové (E_C+E_U) anizotropie ve vzorku $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ při $x \approx 0,038$. Šipky označují snadné osy magnetizace. (b) Stejný vzorek po přiložení vnějšího pole H_{ext} ve směru přerušované čáry (112°) pro kladné i záporné pole [8].

2.2 Vzorek F002

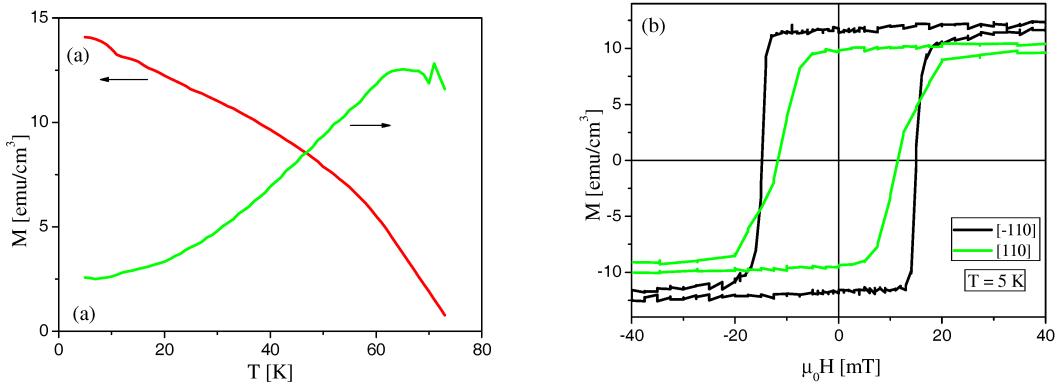
V této práci byl měřen jediný vzorek označený F002. Vzorek byl vybrán proto, že už na něm podobná měření byla v minulosti provedena, viz [7]. Byl připravený metodou LT-MBE ve Fyzikálním ústavu Akademie věd v Cukrovarné ulici. Základní vlastnosti vzorku shrnuje tabulka 2.1. Na obr. 2.3 je charakterizace vzorku pomocí SQUID magnetometru.

koncentrace Mn	3 %
tloušťka	20 nm
Curieova teplota	75 K
snadné osy magnetizace	104°, 166°, 284°, 346° ± 5°

Tabulka 2.1: Charakterizace měřeného vzorku F002 [7], [9]. Úhly jsou měřené od krystalografického směru [100] k [010], viz níže obr. 3.1 (b).

2.3 Studium hysterezních smyček pomocí Voigtova jevu a MLD

Díky přítomnosti snadných os dochází při plynulé změně vnějšího pole k přeskokům magnetizace. Představme si následující experiment. Vzorek je umístěn v elektromagnetu jako na obr. 2.4 (c).



Obrázek 2.3: Charakterizace vzorku pomocí SQUID magnetometru. (a) Závislost magnetizace na teplotě (červená křivka). (b) Závislost magnetizace na velikosti přiloženého magnetického pole pro dva různé směry pole [7].

Při vysokém záporném poli H_{ext} je magnetizace ve směru blízkém M_3 . Pokud budeme záporné pole snižovat a poté zvyšovat do kladných hodnot, při určitém $H_{\text{ext}} = H_{C1}$ dojde k přeskoku do snadné osy M_4 . Po dalším zvyšování pole dojde při $H_{\text{ext}} = H_{C2}$ k přeskoku do M_1 , kde zůstane. Pokud budeme poté pole snižovat zpět do záporných hodnot, situace bude podobná, při $H_{\text{ext}} = -H_{C1}$ dojde k přeskoku do M_2 a při $H_{\text{ext}} = -H_{C2}$ k přeskoku do M_3 .

Pokud při takovém procesu budeme měřit stočení roviny polarizace, dostaneme vzhledem k sudosti Voigtova jevu výsledky jako na obr. 2.4 (a), v osách M_1 a M_3 je signál stejný, v M_2 a M_4 také. Hysterezní smyčka je charakterizována amplitudou A a dvěma hysterezními poli H_{C1} a H_{C2} jako na obr. 2.5.

Amplituda Voigtova jevu A v uvedené hysterezní smyčce je dána $A = \Delta\beta_4 - \Delta\beta_1$, která je při zavedení úhlů jako v obr. 2.4 (d) rovna [3]

$$A = 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\gamma - \beta)] \sin(\xi) \quad (2.3)$$

a tedy její polarizační závislost je jako na obr. 2.4 (b). Vztah je odvozen v [7].

U MLD je situace podobná (odvození v příloze 1). Při přeskoku dojde ke změně signálu B : $\Delta B = B_4 - B_1$

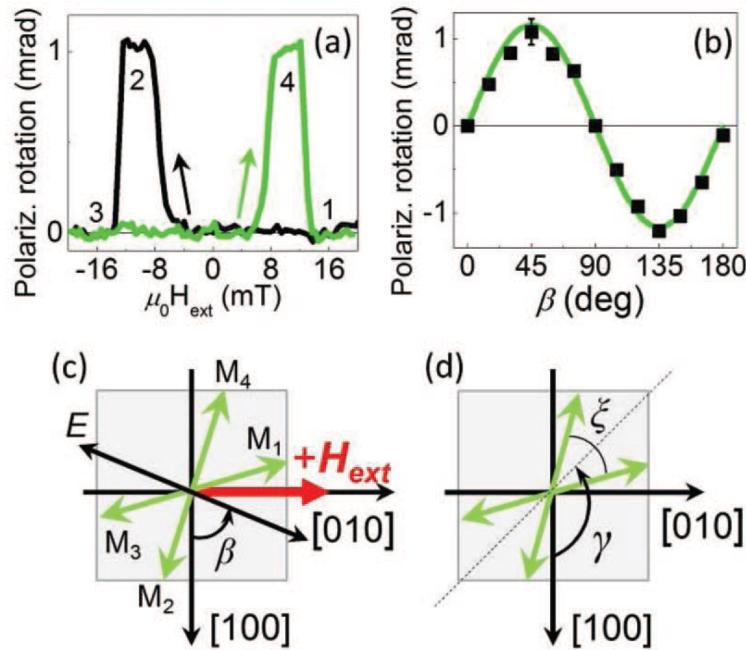
$$\Delta B = -4P^{\text{MLD}} \sin[2(\gamma - \beta)] \sin(\xi). \quad (2.4)$$

V případě, že v hysterezní smyčce je na začátku magnetizace v ose M_2 nebo M_4 a přeskok probíhá přes M_1 nebo M_3 , pak má amplituda přeskoku opačné znaménko, tj. $A = \Delta\beta_1 - \Delta\beta_4$ a $\Delta B = B_1 - B_4$. Vztahy (2.3) a (2.4) pak mají opačné znaménko. Veličiny A a ΔB definujeme vždy tak, aby odpovídaly výše „hrbu“ oproti pozadí.

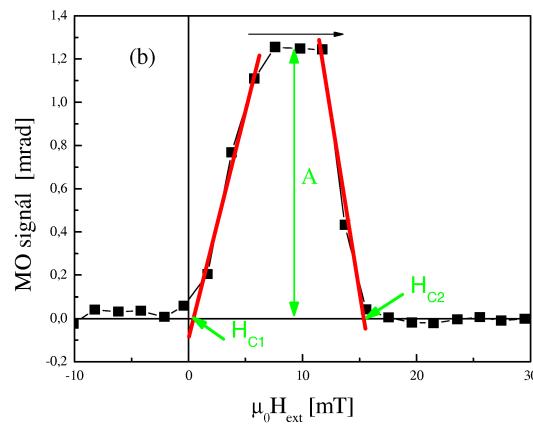
V práci [7] bylo změřené MLD vzorku F002 při teplotě 15 K statickou metodou, přímo měřením polarizační závislosti intenzitní odrazivosti

$$P^{\text{MLD}} = -0,9(1) \text{ mrad}. \quad (2.5)$$

Podle měření provedených v práci [7] jsou magnetické vlastnosti vzorku vysoce závislé na teplotě. S rostoucí teplotou dochází ke snižování koercitivních polí a koeficientu P^{MLD} .



Obrázek 2.4: (a) Voigtův jev při průchodu hysterezní smyčkou. Šipky naznačují směr změny pole a čísla označují, do které snadné osy mířila magnetizace. (b) Polarizační závislost amplitudy hysterezní smyčky. (c) Umístění vzorku v elektromagnetu. M_1 - M_4 jsou snadné osy, vnější pole H_{ext} v tomto případě přikládáme ve směru [010], dopadající světlo je lineárně polarizované pod úhlem β . (d) Definice úhlů. γ je směr bisektrisy snadných os, ξ je úhel, který svírájí dvě přilehlé snadné osy [3]. Soustava souřadná je definovaná v kapitole 3.



Obrázek 2.5: Typická hysterezní smyčka (pouze up) a význam veličin A , H_{C1} a H_{C2} [7].

3. Experimentální uspořádání

Jediný vzorek, který byl v rámci této práce studován, je vzorek GaMnAs s označením F002, který je popsán v kapitole 2.2.

Použili jsme laser Thorlabs LDM785 s vlnovou délkou $\lambda = 785$ nm.

Všechna měření jsme prováděli v jedné ze dvou geometrií. V nekolineární geometrii, ve které laserový svazek nedopadá přímo kolmo na vzorek a odražený svazek je tedy vychýlený a dobře oddělený od vstupujícího svazku, jsme provedli měření hysterezních smyček. Stejná měření na stejném vzorku byla již provedena v práci [7]. Cílem tohoto měření bylo ověření funkčnosti setupu.

Poté jsme přešli do kolineární geometrie (kolmý dopad na vzorek). V ní je vzorek i magnetické pole v rovině kolmé na směr šíření svazku. V této geometrii jsme provedli všechna zbývající měření.

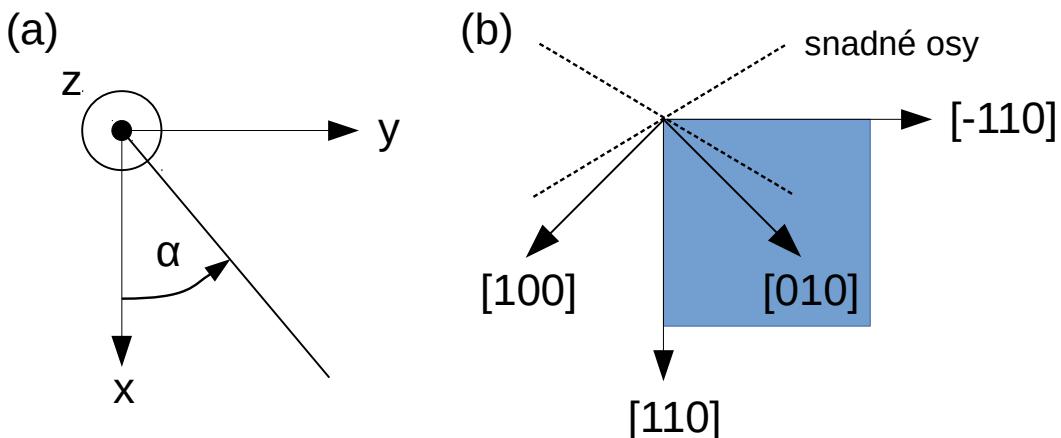
Soustava souřadná

Osu z ztotožňujeme s osou elektromagnetu a chodem paprsku před dopadem na vzorek. Laser tedy svítí ve směru vektoru $-\vec{z}$. Osa x míří dolů a osa y při pohledu ve směru svazku doprava (xyz tvoří pravotočivou soustavu). Viz obr. 3.1.

Elektromagnet dokáže při tomto označení generovat magnetické pole \vec{H}_{ext} v rovině xy .

Všechny úhly v rovině xy (vnější pole φ_H , magnetizace φ_M , rovina polarizace β , bisektrisa snadných os γ , úhel mezi snadnými osami ξ) měříme od osy x směrem k ose y . \vec{x} je tedy ve směru 0° a \vec{y} ve směru 90° .

Podle [9] mají být snadné osy vzorku v našem uspořádání ve směrech 59° , 121° , 239° , 301° ($\pm 5^\circ$). Bisektrisa dvou přilehlých snadných os je ve směru $\gamma = 90^\circ$.



Obrázek 3.1: (a) Zavedení soustavy souřadná. Pohled ve směru chodu paprsku dopadajícího na vzorek. (b) Umístění vzorku na studeném prstu kryostatu.

Nekolineární geometrie

Schéma experimentálního uspořádání v nekolineární geometrii je na obr. 3.2.

Po výstupu z laseru svazek nejprve prochází modulátorem intenzity (přerušovač svazku). Svazek dále prochází dvěma polarizátory s osou ve směru 0° , mezi kterými je umístěna $\lambda/2$ fázová destička kvůli nastavení intenzity vystupujícího světla. Vystupující polarizace je lineární $\beta = 0^\circ$.

Následuje $\lambda/2$ fázová destička, pomocí které nastavujeme rovinu polarizace β světla dopadajícího na svazek. Svazek je dále fokusován 5 D spojnou čočkou na vzorek, který je umístěn mezi půlovými nástavci magnetu.

Vzorek mírně vykloněn z roviny xy , takže se odražený svazek odchyluje od dopadajícího. Úhel mezi dopadajícím a odraženým svazkem je $6,6^\circ \pm 0,5^\circ$, úhel dopadu na vzorek je tedy $3,3^\circ \pm 0,3^\circ$. Odražený svazek koliminujeme další 5 D spojnou čočkou.

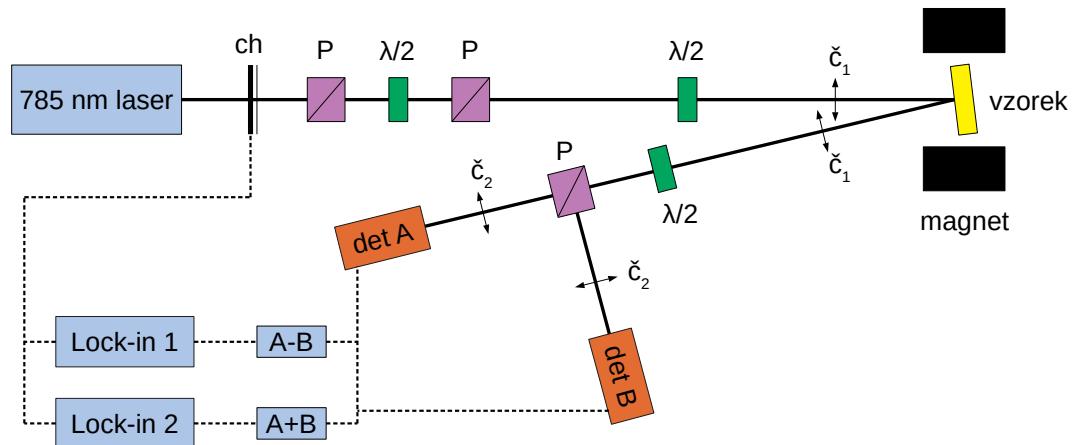
Zbývající část uspořádání se označuje jako *optický můstek*. Podrobný popis lze nalézt např. v [10]. Hlavní komponentou můstku je polarizátor, který svazek rozdělí na svislou a vodorovnou polarizaci. Před můstkem je umístěna vyvažovací $\lambda/2$ fázová destička s piezo ovládáním, pomocí které otáčíme rovinu polarizace tak, aby intenzita v obou ramenech byla stejná. Oba svazky dále fokusujeme do detektorů. Detektory jsou připojené na dva elektronické směšovače, které signály z obou detektorů sečtou ($A+B$) a odečtou ($A-B$). Oba směšovače jsou připojené do fázově citlivých zesilovačů (*lock-in*). Hlavní výhodou optického můstku je, že měříme přímo rozdílový signál a vyhneme se tím odčítání blízkých čísel. Navíc fluktuace v intenzitě laseru se rovnoměrně rozdělí do obou ramen a odečtou se.

Z lock-inů dostáváme dva signály I_{A+B} a I_{A-B} . Pokud při určitém polarizačním stavu světla vyvážíme můstek a následně dojde ke stočení roviny polarizace, dojde také k rozvážení můstku. Pro malé úhly ho můžeme určit jako [10]

$$\beta = \pm \frac{I_{A-B}}{2I_{A+B}}, \quad (3.1)$$

kde znaménko +, nebo - závisí na tom, v jaké ze dvou vyvažujících poloh je vyvažovací $\lambda/2$ destička, a který z detektorů detekuje jakou polarizaci. My jsme znaménko určili z měření v kapitole 5. Stejný jev měříme pomocí Voigtova jevu (z rozdílového signálu) a MLD (ze součtového signálu). MLD nám dovoluje jednoduše určit znaménko jevu, a protože Voigtův jev by měl dát tu samou informaci, tak určíme správné znaménko.

Použité směšovače nejsou totožné a při stejném zesílení se jejich výstupní napětí liší až o 5 %, ale korekci na tuto skutečnost neprovádíme.



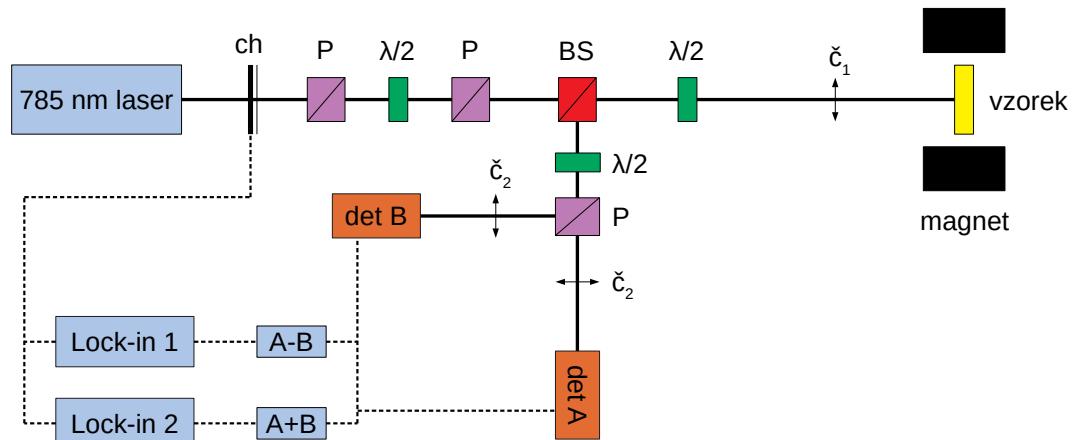
Obrázek 3.2: Experimentální uspořádání v nekolineární geometrii. ch — přerušovač svazku, P — polarizátor, $\lambda/2$ — půlvlnná destička, či — spojná čočka.

Kolineární geometrie

Schéma experimentálního uspořádání v kolineární geometrii je na obr. 3.3.

První část uspořádání je stejná. Vzorek je však nyní kolmo na dopadající svazek a ten se tedy vrací stejnou drahou zpět (odtud označení *kolineární*). Odražený svazek je opět koliminován spojní čočkou a projde zpět $\lambda/2$ destičkou. Za ní je umístěn dělič svazku, který nám umožní od sebe oddělit oba svazky šířící se proti sobě. Děličem odražený svazek detekujeme opět pomocí optického můstku.

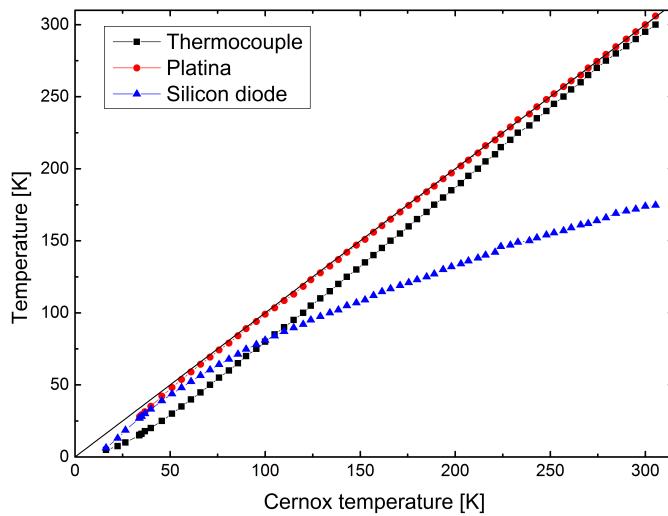
V kolineární geometrii se nám na rozdíl od nekolineární geometrie nepodařilo oddělit od sebe svazek odražený od vzorku a svazek odražený od okénka kryostatu. Následkem toho v můstku detekujeme navíc světlo, které nenese žádnou informaci o vzorku a je nezávislé na vnějším magnetickém poli. Vztahy použité pro korekci jsou uvedeny a odvozeny v příloze A.2.



Obrázek 3.3: Experimentální uspořádání v kolineární geometrii. ch — přerušovač svazku, P — polarizátor, $\lambda/2$ — půlvlnná destička, či — spojná čočka, BS — dělič svazku.

Kryostat

Protože GaMnAs má feromagnetické vlastnosti pouze za nízkých teplot, je do středu elektromagnetu zavedeno rameno kryostatu, který umožňuje nastavení teplot v rozmezí cca 5 až 800 K. Vzorek je umístěn na tzv. studeném prstu (*cold finger*) kryostatu. Kryostat je dále opatřen skleněnými okénky pro průchod světla. V kryostatu jsou umístěny celkem tři teplotní čidla, křemíková dioda, platinové čidlo a termočlánek. Křemíková dioda je umístěná přibližně v půlce ramene kryostatu, zatímco platinové čidlo a termočlánek jsou blízko vzorku. Při všech měřeních jsme zaznamenali teplotu všech čidel a určili skutečnou teplotu z dříve provedené kalibrace, viz obr. 3.4.



Obrázek 3.4: Kalibrace teplotních čidel. Na horizontální ose je skutečná teplota (měřená teplotním čidlem Cernox).

Chladící výkon je vždy stejný a teplota se reguluje pouze topením. Při vypnutém topení dosáhne kryostat nejnižší možné teploty, kterou odhadujeme shora $T < 15$ K. V grafech tato měření označujeme jako $T = 12(3)$ K. Přestože procedura chlazení je vždy stejná, skutečná teplota se může při dvou zchlazeních lišit. Měření, u kterých uvádíme $T < 15$ K, tedy neproběhla nutně při stejné teplotě. Každý typ měření (rozdělení do podkapitol) však proběhl ve stejný den při stejném zchlazení vzorku (bez změny nastavení termostatu).

Kryostat byl napojený na rotační a turbomolekulární vývěru kvůli dosažení dostatečně nízkého tlaku (před zapnutím chlazení byl tlak $2,5 \cdot 10^{-6}$ hPa).

4. Měření hysterezních smyček

V této kapitole se věnujeme studiu hysterezních smyček. Studujeme pouze tzv. majoritní hysterezní smyčky, které začínají a končí v dostatečně vysokých polích (na koncích smyčky je magnetizace ve směru vnějšího pole). V majoritních hysterezních smyčkách typicky dochází ke dvěma přeskokům magnetizace, při koercitivních polích H_{C1} a H_{C2} [7].

Měřením Voigtova jevu a MLD u hysterezních smyček určujeme koercitivní pole H_{C1} a H_{C2} a amplitudy přeskoku A a ΔB , ze kterých lze případně určit P^{MLD} , součin $P^{\text{MLD}} \sin(\xi)$ a směry snadných os.

Měření v nekolineární geometrii na stejném vzorku proběhlo už v práci [7], a proto stejný experiment použijeme jako první magnetooptické měření s dvoudimenzionálním elektromagnetem k ověření jeho funkčnosti a použitelnosti.

4.1 Metoda měření a zpracování dat

Hysterezní smyčky měříme vždy při fixované rovině polarizace β a směru vnějšího pole φ_H . Znaménko H_{ext} volíme tak, aby kladné hodnoty byly ve směru, který uvádíme. První část smyčky (ze záporných H_{ext} do kladných) označujeme jako *up* a druhou část (z kladných do záporných) *down*. Up a down zpracováváme zcela odděleně a díky symetrie očekáváme stejné výsledky.

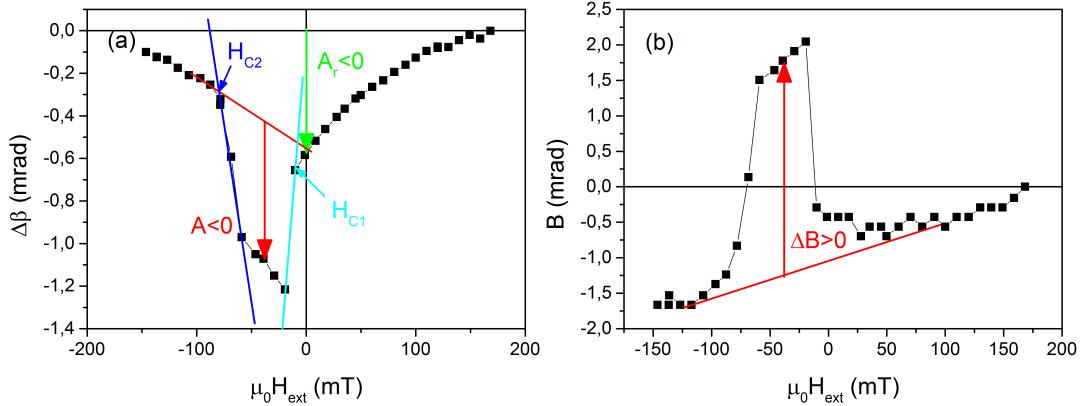
Nejprve vyvážíme můstek na jednom okraji hysterezní smyčky a poté při postupné změně H_{ext} měříme rozdílový a součtový signál, ze kterého vypočítáme $\Delta\beta$ podle (3.1).

Signál B vypočítáme tak, že součtový signál dělíme jeho střední hodnotou během příslušné části hysterezní smyčky a poté odečteme 1 jako v definici (1.6).

Způsob, jakým odečítáme hodnoty A , ΔB , H_{C1} a H_{C2} je znázorněn na obr. 4.1. Význam veličiny A_r je vysvětlen na str. 18.

V textu dále uváděná chyba veličin A , ΔB , H_{C1} a H_{C2} je odhadnutá maximální chyba, tj. hranice, za kterou už hodnota na první pohled neodpovídá naměřeným datům.

Průběhy veličin $\Delta\beta$ a B v hysterezních smyčkách, které vykreslujeme, jsme pro lepší přehlednost v některých případech posunuli po vertikální ose do jiných hodnot.



Obrázek 4.1: Ilustrace metody určování veličin A , A_r , ΔB , H_{C1} a H_{C2} u hysterezních smyček. Nekolineární geometrie, $\varphi_H = 0^\circ$ pro polarizaci $\beta = 60^\circ$ (a) a $\beta = 30^\circ$ (b).

4.2 Nekolineární geometrie

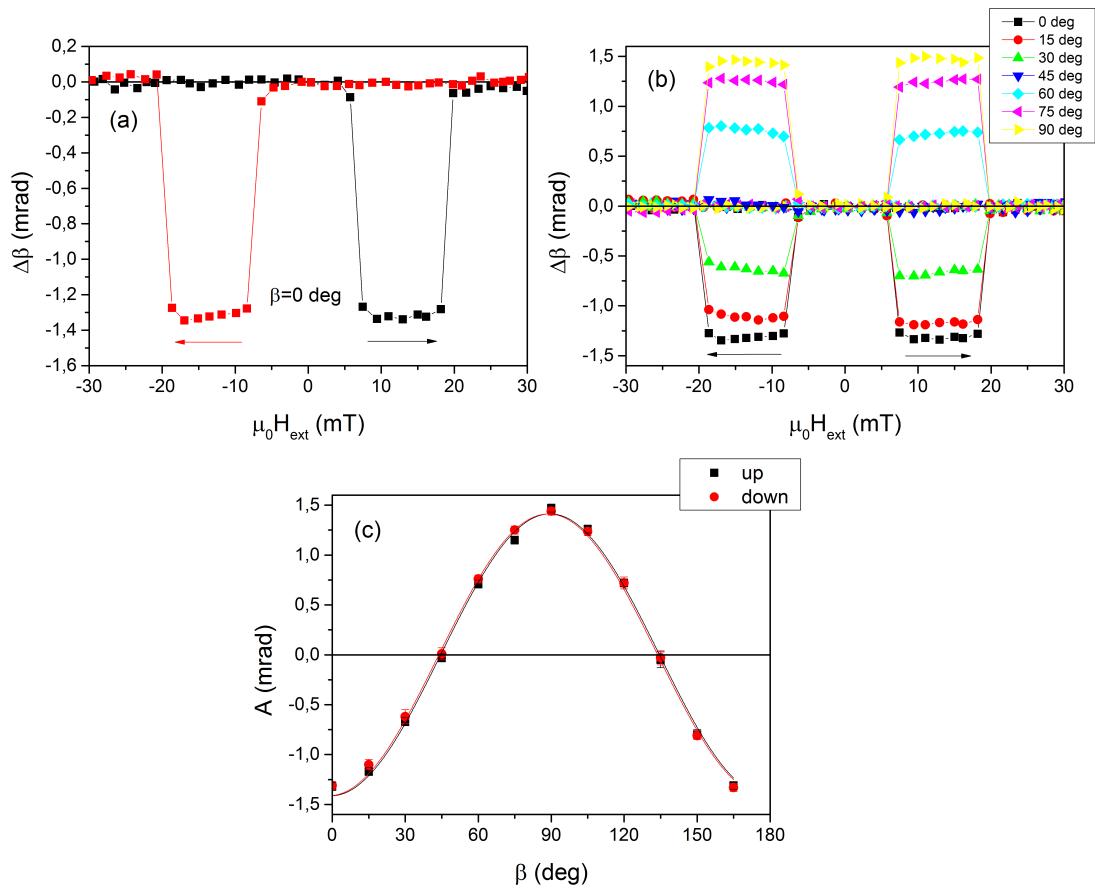
Měřili jsme polarizační závislost hysterezních smyček pro dva směry vnějšího pole $\varphi_H = 0^\circ$ a $\varphi_H = 135^\circ$ při teplotě $T < 15$ K. Intenzita laseru dopadající na vzorek byla 1 mW.

Vnější pole ve směru 135°

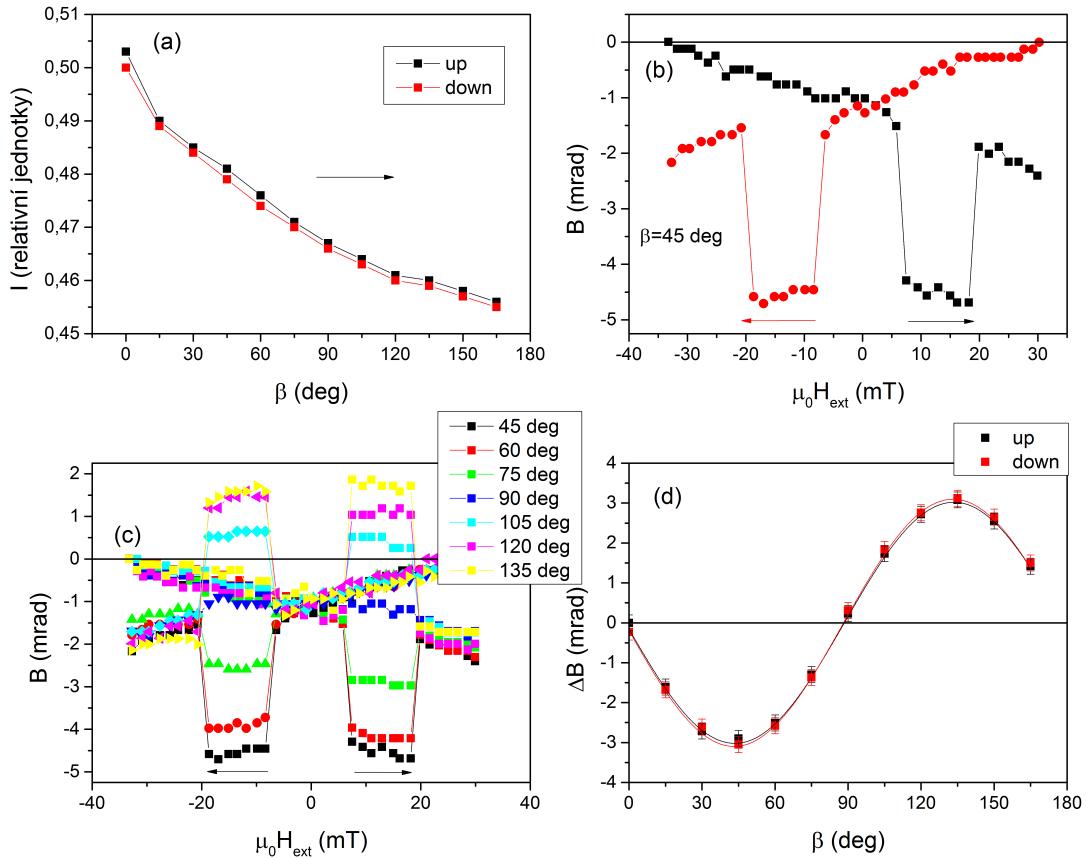
Na obr. 4.2 je typický průběh rozdílového signálu vlivem Voigtova jevu. Polarizační závislost je na obr. 4.2 (b), (c)).

V součtovém napětí jsme také pozorovali obdobný signál. Měření probíhalo přibližně hodinu a během ní poměrně rovnoměrně a konzistentně klesala intenzita laseru. Nejdříve byla změřena polarizace $\beta = 0^\circ$ a poté jsme ji po 15° zvyšovali až do $\beta = 165^\circ$. Na obr. 4.3 (a) je graf, jak v průběhu měření klesala intenzita. To se projevilo i v samotných hysterezních smyčkách, viz obr. 4.3 (b). Intenzita klesá s časem, který má v up a down měřeních opačný směr.

Intenzita si během celého měření držela stejný trend poklesu, což nám umožnilo jednoduše porovnat hysterezní smyčky pro různé polarizace, viz obr. 4.3 (c). Naměřené smyčky jsou vždy vydelené počáteční hodnotou a je odečtena 1 (takže při vyváženém můstku je $B = 0$). Odečetli jsme amplitudy přeskoků ΔB , její polarizační závislost je na obr. 4.3 (d).



Obrázek 4.2: Měření Voigtova jevu v hysterezních smyčkách pro $\varphi_H = 135^\circ$ v ne-kolineární geometrii. (a) Typická hysterezní smyčka ($\beta = 0^\circ$). (b) Polarizační závislost hysterezních smyček. (c) Polarizační závislost amplitudy A (body), na-fitovaná závislost vztahem (2.3) (čára).



Obrázek 4.3: Měření MLD v hysterezních smyčkách pro $\varphi_H = 135^\circ$ v nekolineární geometrii. (a) Průměrná intenzita laseru při měření jednotlivých polarizací. (b) Typická hysterezní smyčka ($\beta = 45^\circ$). (c) Polarizační závislost hysterezních smyček. (d) Polarizační závislost amplitudy ΔB (body), nafitovaná závislost vztahem (2.4) (čára).

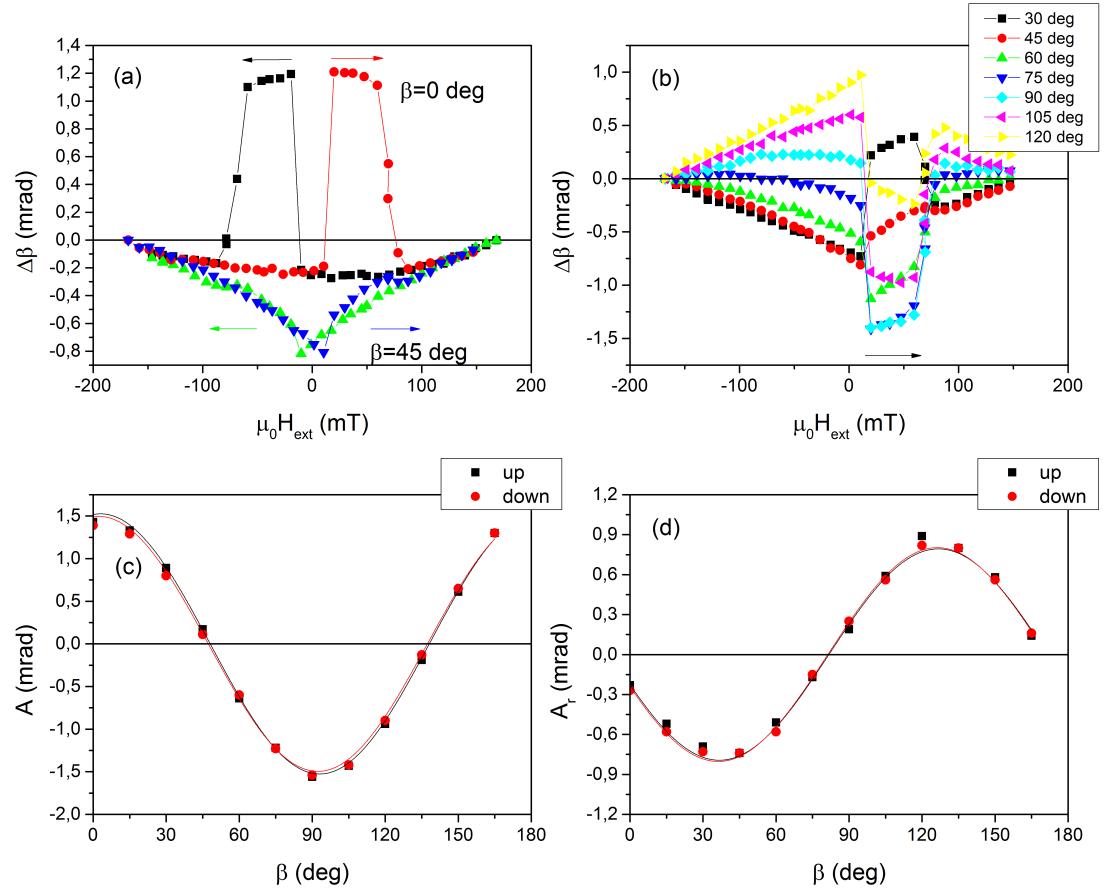
Vnější pole ve směru 0°

V tomto směru se oproti $\varphi_H = 135^\circ$ uplatňuje nový jev. Z obr. 3.1 (b) je vidět, že směr 0° se ani přibližně neshoduje s žádnou snadnou osou magnetizace. Aplikací vnějšího pole H_{ext} dochází k vychýlení preferovaného směru magnetizace ze snadné osy. Vychýlení magnetizace závisí spojitě na intenzitě pole, což má za následek dodatečný magnetooptický signál. Hysterezní smyčku pak pozorujeme na trojúhelníkovém pozadí jako na obr. 4.4 (a). Tento jev charakterizujeme hodnotou A_r , kterou definujeme jako (viz obr. 4.1)

$$A_r := \Delta\beta_{\text{vyvážený můstek}} - \Delta\beta_{H_{\text{ext}}=0}. \quad (4.1)$$

Polarizační závislost A_r je na obr. 4.4 (c). $A_r(\beta)$ jsme také proložili funkci $a \sin(\beta - b)$ s parametry a, b .

Amplitudu přeskoku A určíme z grafu vzhledem k interpolovanému pozadí zmiňovaného jevu.

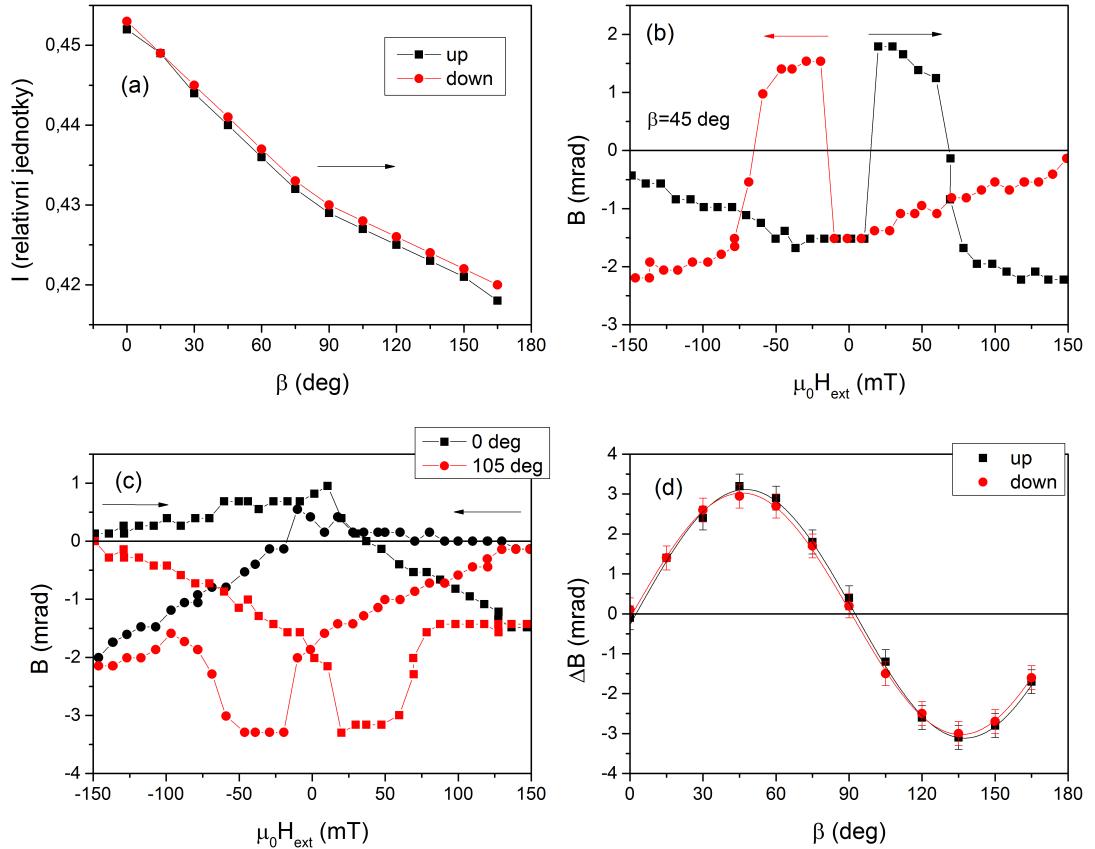


Obrázek 4.4: Měření Voigtova jevu v hysterezních smyčkách pro $\varphi_H = 0^\circ$ v nekolineární geometrii. (a) Typická hysterezní smyčka ($\beta = 0^\circ$ a 45°). (b) Hysterezní smyčky pro vybrané polarizace. (c) Polarizační závislost amplitudy přeskoku A (body), nafigovaná závislost vztahem (2.3) (čára). (d) Polarizační závislost A_r (body), nafigovaná závislost funkci $a \sin(\beta - b)$ (čára).

V součtovém signálu jsou opět zřetelné hysterezní smyčky na pozadí stále klesající intenzity. Data jsme zpracovali stejným způsobem jako pro $\varphi_H = 135^\circ$. Naměřená data jsou na obr. 4.5 (a-d). Jev s trojúhelníkovým profilem je opět

přítomný (viz obr. 4.5 (c)), ale na pozadí klesající intenzity je obtížné ho dobře změřit.

Na tomto místě je vhodné poznamenat, že data naměřená pro $\varphi_H = 135^\circ$ a 0° mají stejnou symetrii (tj. polohu extrémů a uzlových bodů), ale liší se jejich znaménko (viz např. obr. 4.2 (c) a 4.4 (c)).



Obrázek 4.5: Měření MLD v hysterezních smyčkách pro $\varphi_H = 0^\circ$ v nekolineární geometrii. (a) Průměrná intenzita laseru při měření jednotlivých polarizací. (b) Typická hysterezní smyčka ($\beta = 0^\circ$). (c) Vybrané hysterezní smyčky $\beta = 0^\circ$, 105° . (d) Polarizační závislost amplitudy ΔB (body), nafitovaná závislost vztahem (2.4) (čára).

V tabulce 4.1 uvádíme souhrn fitováním určených hodnot jednotlivých parametrů ve vztazích (2.3) a (2.4).

Z této tabulky je patrné, že veškeré získané hodnoty jsou v rámci chyby stejné. Dále je z tohoto měření možné určit, s jakou přesností byl vzorek skutečně nalepen v požadované orientaci — situaci znázorněnou na obr. 3.1 totiž odpovídá $\gamma = 90^\circ$ a průměrná experimentálně určená hodnota $\gamma = 90,5(17)^\circ$.

φ_H (deg)	$\mu_0 H_{C1}$ (mT)	$\mu_0 H_{C2}$ (mT)	fit Voigtův jev		fit MLD	
			$P^{\text{MLD}} \sin \xi$ (mrad)	γ (deg)	$P^{\text{MLD}} \sin \xi$ (mrad)	γ (deg)
135 up	5,5(4)	19,0(5)	-0,70(5)	89,5(10)	-0,75(4)	88,5(10)
135 down	5,8(4)	19,8(8)	-0,70(5)	88,8(15)	-0,77(4)	88,2(10)
0 up	15,0(40)	83(4)	-0,76(4)	93,1(10)	-0,78(5)	92,5(15)
0 down	14,5(40)	81(3)	-0,75(5)	92,3(15)	-0,76(4)	90,9(10)

Tabulka 4.1: Měření hysterezních smyček v nekolineární geometrii. U $\varphi_H = 135^\circ$ jsme změnili znaménko $P^{\text{MLD}} \sin \xi$, protože dochází k přeskoku v opačném směru než předpokládají vztahy (2.3) a (2.4). V tomto případě platí stejný vztah s opačným znaménkem.

4.3 Kolineární geometrie

V kolineární geometrii jsme provedli tři druhy měření hysterezních smyček.

- Polarizační závislost pro $\varphi_H = 135^\circ$ a $T < 15\text{ K}$ pro ověření funkčnosti a porovnání s nekolineární geometrií.
- Závislost na směru vnějšího pole $\varphi_H \in (0^\circ, 360^\circ)$ při $T < 15\text{ K}$ a fixovaném $\gamma - \beta = 90^\circ$ (maximální Voigtův jev a nulové MLD).
- Teplotní závislost pro $\varphi_H = 135^\circ$ a fixované polarizaci $\beta = 0^\circ$ (maximální Voigtův jev a nulové MLD).

4.3.1 Polarizační závislost při vnějším poli ve směru 135°

Měření proběhlo při teplotě $T < 15\text{ K}$ a intenzita laseru dopadajícího na vzorek byla 2 mW .

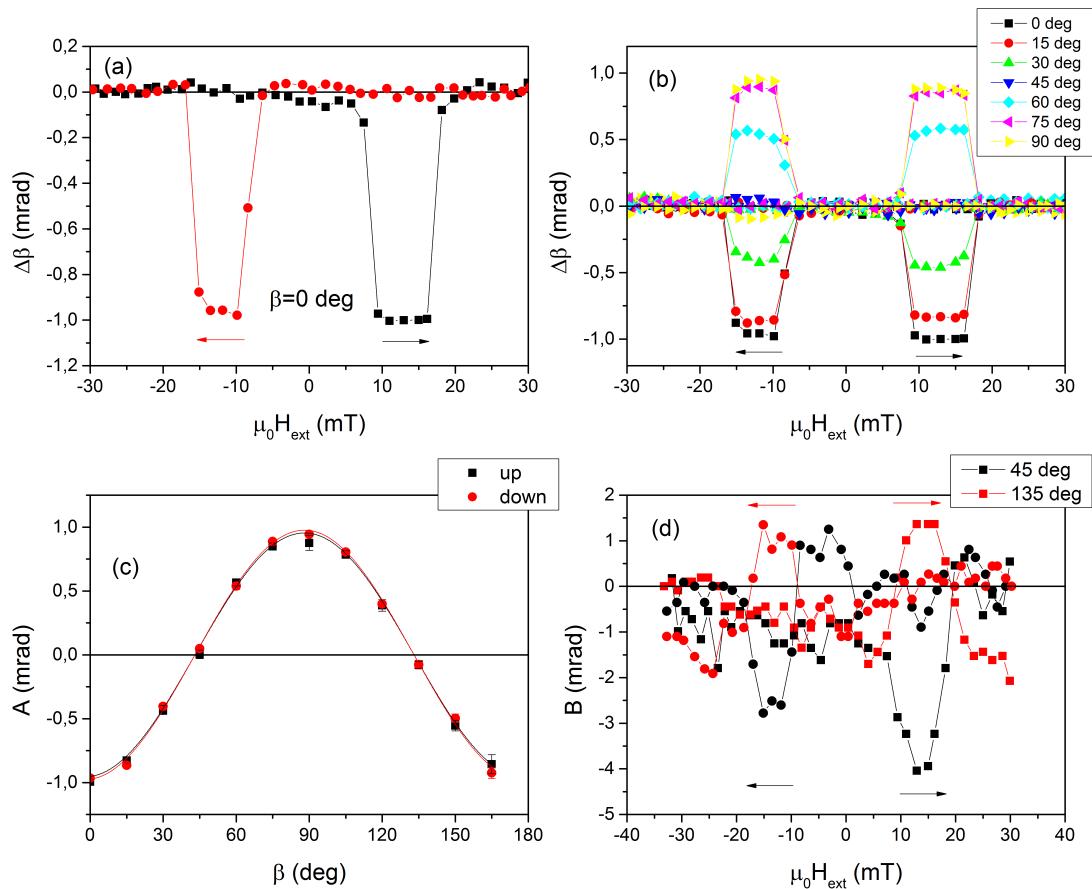
Na obr. 4.6 (a) je typický průběh Voigtova jevu. Na obr. 4.6 (b) jsou hysterezní smyčky pro několik vybraných polarizací. Polarizační závislost amplitudy přeskoku A je vykreslena na obr. 4.6 (c). V tabulce 4.2 jsou shrnuté získané výsledky.

	$\mu_0 H_{C1}$ (mT)	$\mu_0 H_{C2}$ (mT)	fit Voigtův jev	
			$P^{\text{MLD}} \sin \xi$ (mrad)	γ (deg)
up	6,8(4)	17,6(6)	-0,48(4)	88,1(15)
down	7,1(6)	16,5(7)	-0,49(3)	88,1(10)

Tabulka 4.2: Měření hysterezních smyček v kolineární geometrii pro $\varphi_H = 135^\circ$. Změnili jsme znaménko $P^{\text{MLD}} \sin \xi$, protože dochází k přeskoku v opačném směru než předpokládá vztah (2.3)

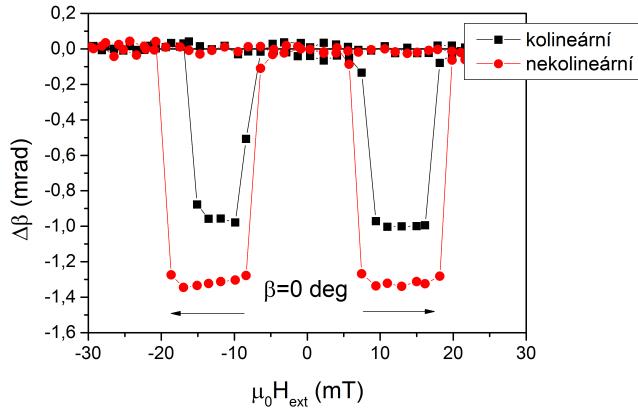
V součtovém signálu je sice patrný MLD signál, ale je téměř na úrovni šumu a tak ho nezpracováváme, viz obr. 4.6 (d). Vybrané polarizace jsou ty, u kterých by MLD mělo být nejsilnější.

Ve srovnání s měřením v nekolineární geometrii (viz obr. 4.7) je patrné, že toto měření proběhlo při vyšší teplotě (viz níže). Koercitivní pole jsou nižší a $|P^{\text{MLD}}|$



Obrázek 4.6: Měření Voigtova jevu v hysterezních smyčkách pro $\varphi_H = 135^\circ$ v kolineární geometrii. (a) Typická hysterezní smyčka ($\beta = 0^\circ$). (b) Polarizační závislost hysterezních smyček. (c) Polarizační závislost amplitudy A (body), nafitovaná závislost vztahem (2.3) (čára). (d) Součtový signál pro vybrané polarizace.

také. To mohlo být způsobeno, kromě odlišného zchlazení vzorku kryostatem, také vyšším výkonem použitého laseru.



Obrázek 4.7: Porovnání Voigtova jevu v kolineární a nekolineární geometrii. Měření v kolineární geometrii pravděpodobně proběhla při vyšší teplotě.

4.3.2 Závislost na směru vnějšího pole

Měřili jsme hysterezní smyčky ve všech směrech pole s krokem 15° . Ovládání elektromagnetu má v současné době implementované a zkalibrované pouze čtyři směry: $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$. Zbývajících směrů jsme dosáhli otočením ramena kryostatu se vzorkem o $+15^\circ$ a -15° . Zároveň se vzorkem jsme točili i rovinu polarizace, aby byla splněna podmínka $\gamma - \beta = 90^\circ$ a Voigtův jev byl maximální. Směry $\varphi_H > 165^\circ$ jsme měřili jako *down* opačného směru.

Měření proběhlo při teplotě $T < 15$ K a intenzita laseru dopadajícího na vzorek byla 1,2 mW.

U hysterezních smyček sledujeme veličiny H_{C1} , H_{C2} a A (viz obr. 4.8). Ve směrech $45^\circ, 60^\circ, 225^\circ, 240^\circ$ jsme nepozorovali žádný magnetooptický signál, protože magnetizace v průběhu hysterezní smyčky zjevně přeskakuje pouze mezi dvěma protilehlými snadnými osami. To je v souladu s očekávanou polohou první snadné osy v tomto vzorku (viz tabulka 2.1), která při zvoleném nalepení (viz obr. 3.1) odpovídá směru $59(5)^\circ$. Překvapivý je ale fakt, že při položení pole ve směru druhé snadné osy, který by se měla nacházet na poloze $121(5)^\circ$, smyčky pozorujeme.

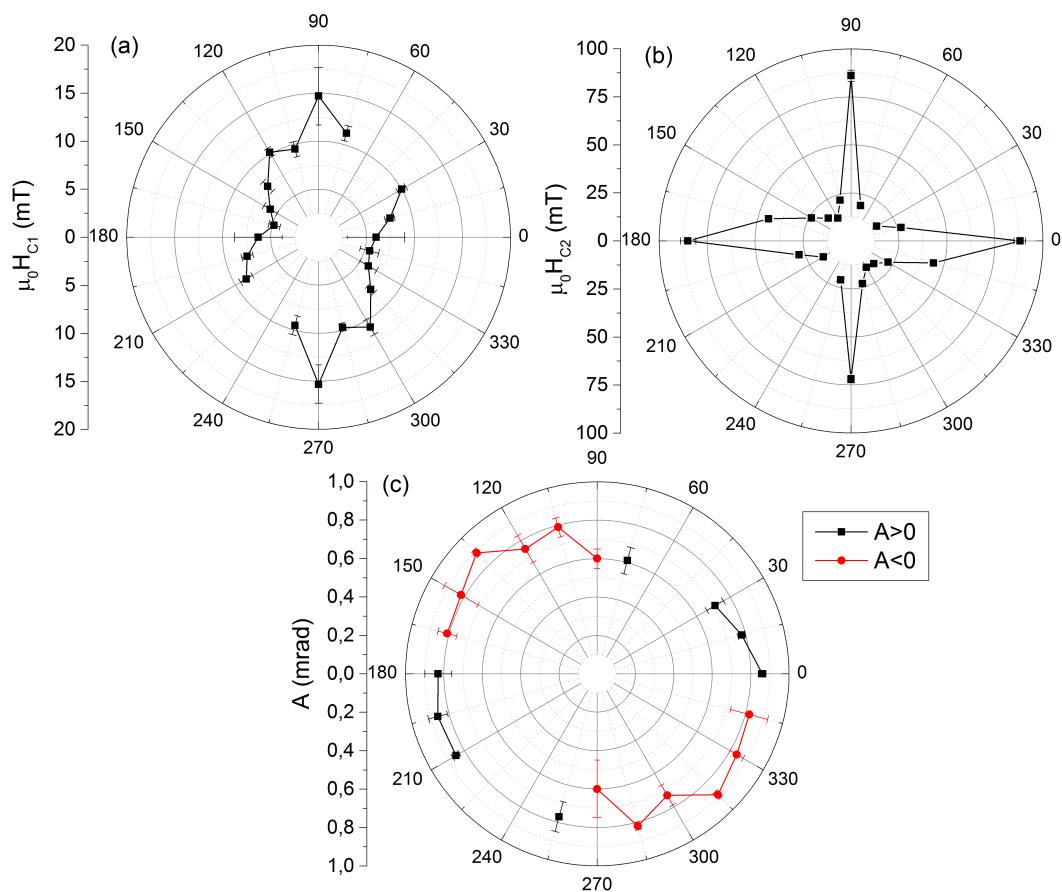
Nejzajímavější je graf koercitivních polí H_{C2} , ve kterém jsou jasně patrné významné krystalografické směry [110] a [-110] (porovnejte s 3.1 (b)).

4.3.3 Teplotní závislost při vnějším poli ve směru 135°

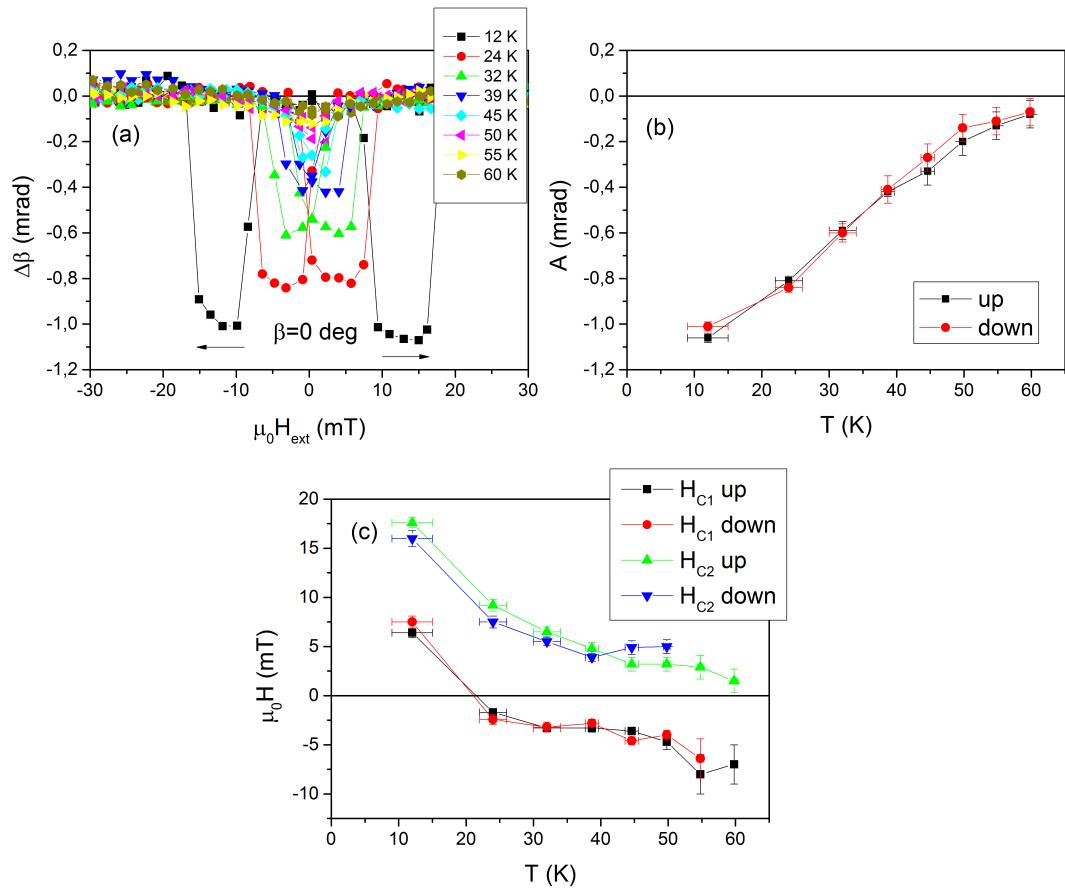
Vzorek jsme nejprve zchladiли při vypnutém topení ($T = 12(3)$ K). Nastavením teploty na termočlánku jsme vzorek zahřívali s krokem 5 K až do takové teploty, kdy hysterezní smyčky přestaly být patrné. Skutečný rozsah měřených teplot byl 12-60 K. Intenzita laseru dopadajícího na vzorek byla 2 mW.

Měříme pouze polarizaci $\beta = 0^\circ$, tedy $\gamma - \beta = 90^\circ$.

Teplotní závislost hysterezních smyček je na obr. 4.9 (a). U hysterezních smyček sledujeme opět veličiny H_{C1} , H_{C2} a A (viz obr. 4.9 (b), (c)).



Obrázek 4.8: Měření Voigtova jevu v hysterezních smyčkách pro různá φ_H . (a) Úhlová závislost H_{C1} . (b) Úhlová závislost H_{C2} . (c) Úhlová závislost amplitudy přeskoku A . Kladné hodnoty černě, záporné červeně.



Obrázek 4.9: Měření teplotní závislosti Voigtova jevu v hysterezních smyčkách pro $\varphi_H = 135^\circ$ v kolíneární geometrii. (a) Hysterezní smyčky při všech měřených teplotách. (b) Teplotní závislost amplitudy přeskoku A . (c) Teplotní závislost koercitivních polí.

5. Změna směru pole při jeho konstantní velikosti

V této kapitole vyzkoušíme nový typ magnetooptického měření, který plně využívá výhody dvoudimenzionality elektromagnetu. Elektromagnet umožňuje při konstantní velikosti pole $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT}$, nebo 210 mT plynule měnit směr pole od $\varphi_H = 270^\circ$ po směru hodinových ručiček do -90° , tedy plný rozsah úhlů. V případě prokázání užitečnosti této metody je možné principiálně zkalibrovat a implementovat i jiné velikosti H_{ext} , rozsahy úhlů a smysl otáčení pole (proti směru hodinových ručiček).

Provedli jsme tři měření tohoto druhu

- $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210 \text{ mT}, T < 15 \text{ K}$
- $\mu_0 H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT}, T < 15 \text{ K}$
- $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210 \text{ mT}, T = 38,7(10) \text{ K}$

První dvě uvedená měření proběhla ve stejný den při stejném zchlazení vzorku.

Měření proběhlo v kolineární geometrii a intenzita laseru dopadajícího na vzorek byla $1,2 \text{ mW}$.

5.1 Teoretický popis

Pomocí optického můstku změříme při daném průběhu pole klasicky rozdílový a součtový signál. Toto provedeme pro více polarizací $\beta \in (0^\circ, 180^\circ)$ s krokem 15° .

Tedě bychom rozdílový a součtový signál rádi převedli na veličiny $\Delta\beta$ a B podobně jako v hysterezních smyčkách, ale narázíme na problém. V našem experimentu potřebujeme správně určit hladinu $\Delta\beta = 0$, tzn. vyvážit můstek tak, aby nulové rozdílové napětí odpovídalo situaci, kdy dopadající a odražené světlo je lineárně polarizované ve stejné rovině. S veličinou B narázíme na stejný nedostatek.

Nabízí se možnost jako nulovou hladinu zvolit střední hodnotu každé křivky. Střední hodnotu ale počítáme vzhledem k φ_H a ne φ_M , a proto nemusí být nutně nulová. V každém bodě změřené křivky má magnetizace určitý definovaný směr a tedy existuje zatím neznámá funkční závislost $\varphi_M(\varphi_H)$. Podle (1.3) platí

$$\Delta\beta(\varphi_H, \beta) = P^{\text{MLD}} \sin [2(\varphi_M(\varphi_H) - \beta)] . \quad (5.1)$$

Střední hodnota naměřené křivky vzhledem k φ_H je tedy

$$\begin{aligned} \langle \Delta\beta \rangle_{\varphi_H} &= \langle P^{\text{MLD}} \sin [2(\varphi_M - \beta)] \rangle_{\varphi_H} \\ &= \langle P^{\text{MLD}} \sin(2\varphi_M) \cos(2\beta) - \cos(2\varphi_M) \sin(2\beta) \rangle_{\varphi_H} \\ &= \langle P^{\text{MLD}} \sin(2\varphi_M) \rangle_{\varphi_H} \cos(2\beta) - \langle P^{\text{MLD}} \cos(2\varphi_M) \rangle_{\varphi_H} \sin(2\beta) \\ &= K \sin [2(\alpha - \beta)] , \end{aligned} \quad (5.2)$$

kde uvažujeme, že P^{MLD} může záviset na směru magnetizace a tím pádem i směru vnějšího pole. Označili jsme

$$\begin{aligned} K &= \sqrt{\langle P^{\text{MLD}} \sin(2\varphi_M) \rangle_{\varphi_H}^2 + \langle P^{\text{MLD}} \cos(2\varphi_M) \rangle_{\varphi_H}^2} \\ \tan(2\alpha) &= \frac{\langle P^{\text{MLD}} \sin(2\varphi_M) \rangle_{\varphi_H}}{\langle P^{\text{MLD}} \cos(2\varphi_M) \rangle_{\varphi_H}} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Pokud zvolíme jako nulovou hladinu $\Delta\beta$ její střední hodnotu, dostaneme veličinu, pro kterou platí

$$[\Delta\beta - \langle \Delta\beta \rangle_{\varphi_H}] (\varphi_H, \beta) = P^{\text{MLD}} \sin[2(\varphi_M - \beta)] - K \sin[2(\alpha - \beta)]. \quad (5.4)$$

$\varphi_M(\varphi_H)$ a $P^{\text{MLD}}(\varphi_M)$ jsou zatím neurčené hledané závislosti. K a α jsou vzhledem k φ_H a β konstanty, ale závisí na hledaných $\varphi_M(\varphi_H)$ a $P^{\text{MLD}}(\varphi_M)$ v celém rozsahu φ_H .

Pokud změříme m různých φ_H a n různých β , budeme mít mn hodnot a $2m$ neznámých parametrů φ_M a P^{MLD} , které by principiálně bylo možné nafitovat. Jednalo by se ovšem o obrovský nelineární fit a výsledky navíc nemusí být jednoznačné. Výpočetně snazší možností by byla selfkonzistentní metoda. V této práci zatím používáme zjednodušený model.

Vzorek, se kterým pracujeme, má přibližně kubickou symetrii (viz kapitola 2.2), tj. je přibližně symetrický při otočení o 90° v rovině xy . Je-li tomu tak, pak vymizí konstanta K a platí

$$[\Delta\beta - \langle \Delta\beta \rangle_{\varphi_H}] (\varphi_H, \beta) = P^{\text{MLD}} \sin[2(\varphi_M - \beta)], \quad (5.5)$$

což nám umožňuje fitovat pouze φ_M a P^{MLD} v řezech $\varphi_H = \text{konst}$.

Podobně pro B

$$[B - \langle B \rangle_{\varphi_H}] (\varphi_H, \beta) = 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\varphi_M - \beta)]. \quad (5.6)$$

5.2 Metoda měření a zpracování dat

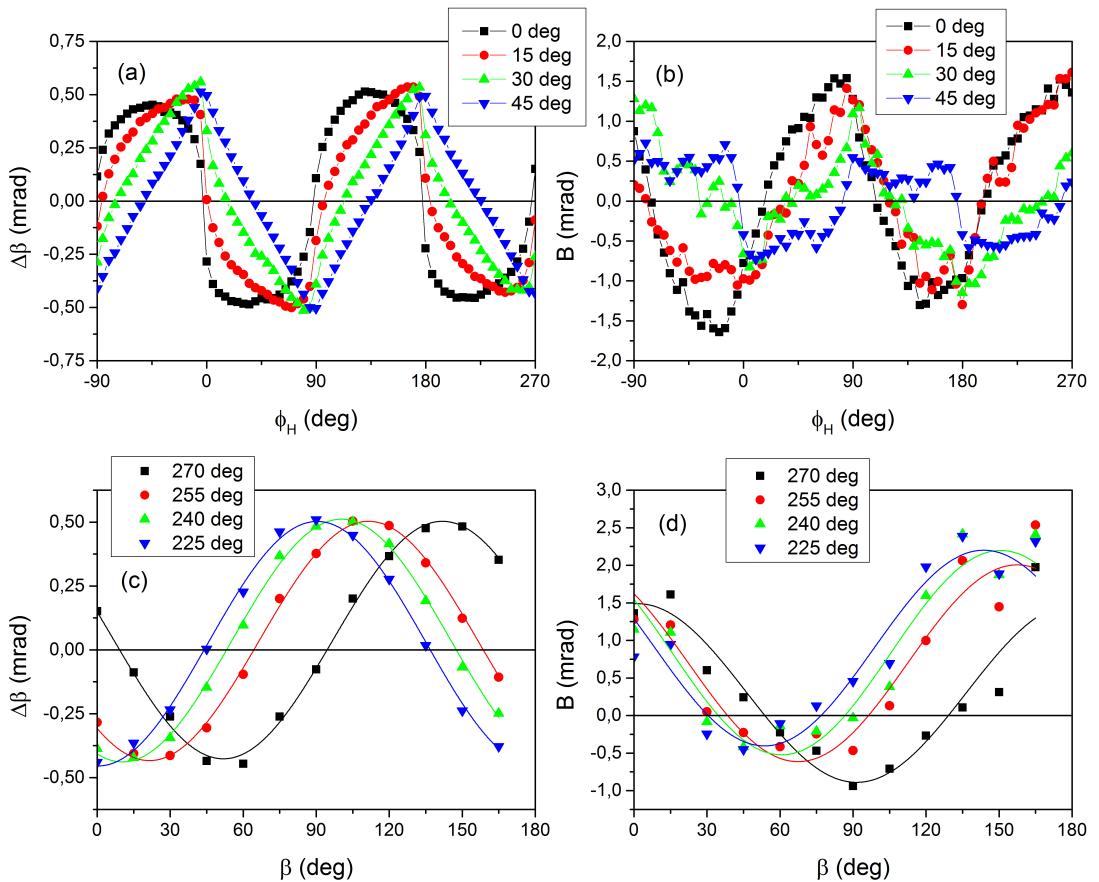
Metoda měření i zpracování dat je ve všech třech měřených případech totožná. Čtenáře důkladně provedeme první sadou měření a u zbylých dvou uvedeme pouze výsledky.

Náš vzorek má téměř kubickou symetrii (viz tabulka 2.1) a proto použijeme výše uvedený postup. Měříme vždy rozsah φ_H od 270° do -90° s krokem 5° .

Způsob zpracování dat z tohoto experimentu je oproti měření hysterezních smyček mnohem citlivější na šum (jednotlivé hodnoty změřených bodů i dlouhodobý drift). Proto každé jednotlivé měření provádíme pětkrát za sebou. Změřené křivky zprůměrujeme, tj. pro každé φ_H obdržíme hodnotu (rozdílové a součtové napětí) jako průměr z pěti hodnot, z každé změřené křivky jedna pro dané φ_H .

Součtový a rozdílový signál přepočteme na $\Delta\beta$ a B a od každé z křivek odečteme její střední hodnotu, jak je popsáno výše. Príklad takových křivek je na obr. 5.1 (a), (b).

Naměřená data mají nezávislou proměnnou φ_H a parametr β . Přeskládáme je tak, aby nezávislá proměnná byla β a parametr φ_H jako na obr. 5.1 (c), (d). Získané závislosti dále fitujeme funkciemi (5.5) a (5.6). Poměrně často, především

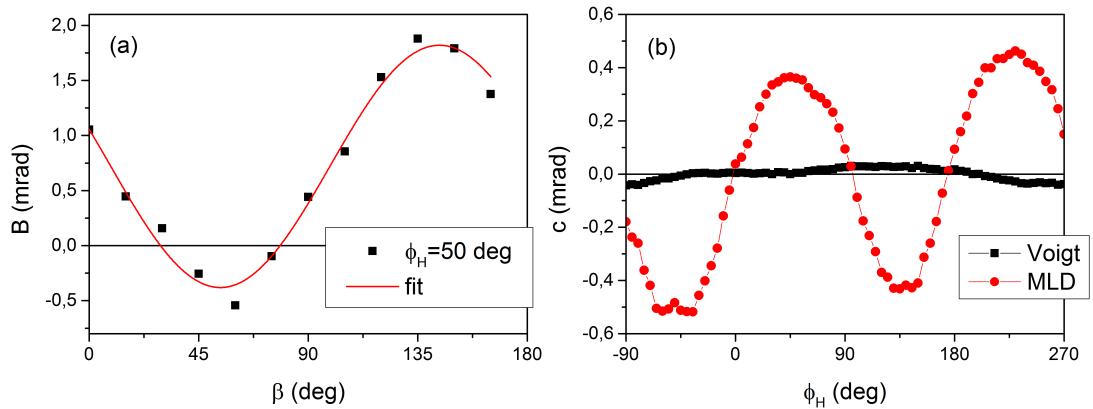


Obrázek 5.1: Změna směru pole při jeho konstantní velikosti $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210 \text{ mT}$ při $T < 15 \text{ K}$. (a) Voigtův jev pro vybrané polarizace. (b) MLD pro vybrané polarizace. (c) Přeskládaná data pro vybrané směry pole φ_H — Voigtův jev, (d) MLD

v B , však dochází k tomu, že závislost má zřetelně harmonický průběh, ale je posunutá (viz obr. 5.2 (a)). Proto závislosti fitujeme také funkcemi s přidaným absolutním členem

$$\begin{aligned}\Delta\beta(\varphi_H, \beta) &= P^{\text{MLD}} \sin [2(\varphi_M(\varphi_H) - \beta)] + c, \\ B(\varphi_H, \beta) &= 2 \left(P^{\text{MLD}} \cos [2(\varphi_M(\varphi_H) - \beta)] + c \right).\end{aligned}\quad (5.7)$$

Výsledné φ_M a P^{MLD} z fitu s absolutním členem a bez jsou ve všech případech od sebe nerozeznatelné, pouze nejistota fitu je s absolutním členem mnohem menší.



Obrázek 5.2: Změna směru pole při jeho konstantní velikosti $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210$ mT při $T < 15$ K. (a) Příklad přeskládaných dat s nenulovým absolutním členem. (b) Fitované absolutní členy c .

5.3 Výsledky

Hlavními výsledky těchto experimentů jsou závislosti $\varphi_M(\varphi_H)$ a $P^{\text{MLD}}(\varphi_M)$. Na obr. 5.3 jsou grafy závislostí $\varphi_M(\varphi_H)$, pro každý směr pole je vynesena hodnota $\varphi_M - \varphi_H$, tj. úhel, který spolu svírá magnetizace a pole.

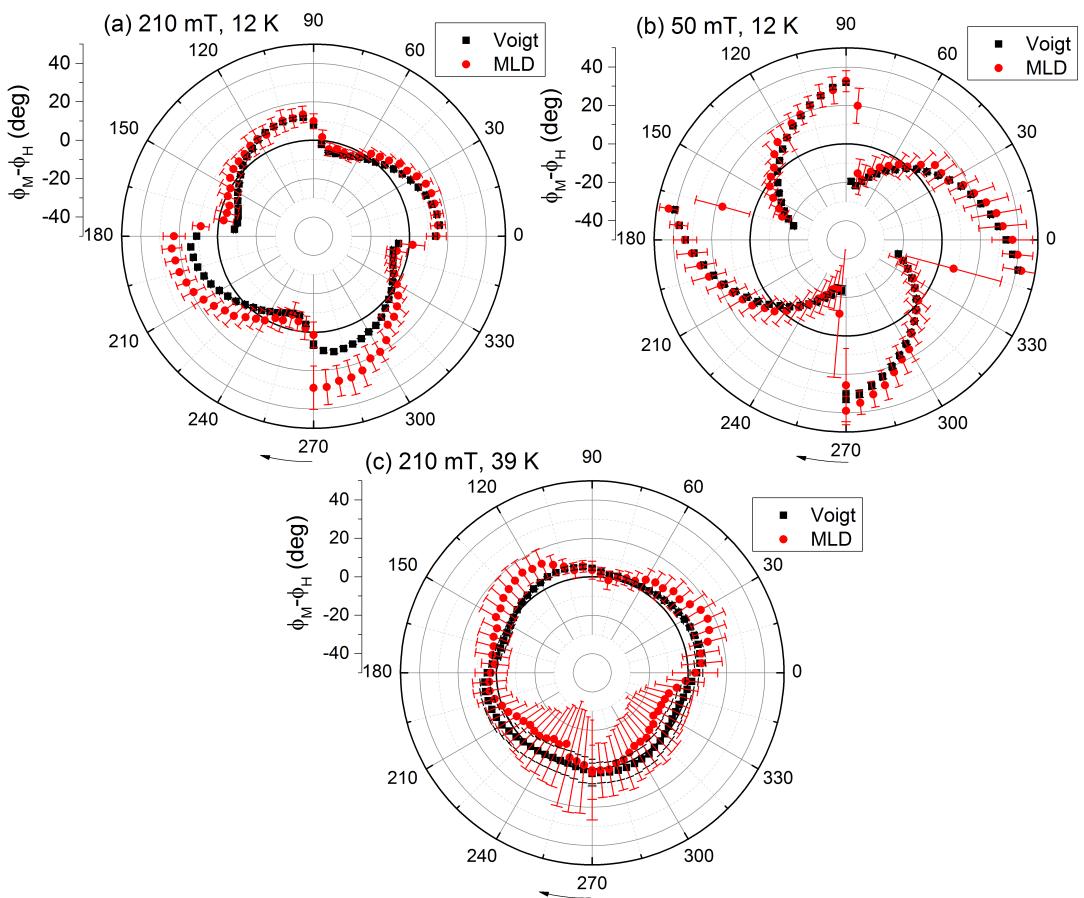
Pokud by pole bylo podstatně silnější než magnetická anizotropie ve vzorku, magnetizace by vždy mířila do směru pole a na grafu bychom pozorovali kružnice $\varphi_M - \varphi_H = 0^\circ$. Z grafu 5.3 (a) je patrné, že při $T < 15$ K není tato podmínka splněna ani pro $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210$ mT. Při $H_{\text{ext}} = 50$ mT (obr. 5.3 (b)) je efekt ještě výraznější, v nespojitostech dochází k přeskoku mezi snadnými osami. Z těchto změrených závislostí je možné jednoznačně určit polohu snadných os magnetizace ve vzorku (body $\varphi_M = \varphi_H$). Z obr. 5.3 (b) můžeme tedy určit, že ve studovaném vzorku F002 se tyto osy nacházejí ve směrech $45(5)^\circ$ a $136(5)^\circ$, což vzhledem ke krystalografickému směru [100] (stejně jako v tabulce 2.1) odpovídá úhlům $90(7)^\circ$ a $181(7)^\circ$. Dříve provedená měření magnetické anizotropie v tomto vzorku, která byla uskutečněna pomocí laserovými pulzy vyvolané precese magnetizace [9] vedla k závěru, že tyto snadné směry se nacházejí pro úhly $104(5)^\circ$ a $166(5)^\circ$ (viz tabulka 2.1). Tyto hodnoty se sice ani v rámci chyby měření neshodují, ale nejsou příliš odlišné. Je velice pravděpodobné, že jejich polohu umožnuje přesněji určit metoda popsaná v této práci. Při vyšší teplotě (obr. 5.3 (c)) se křivka mnohem více

podobá kružnici. Dochází k měknutí anizotropie a magnetizace přesněji kopíruje směr pole.

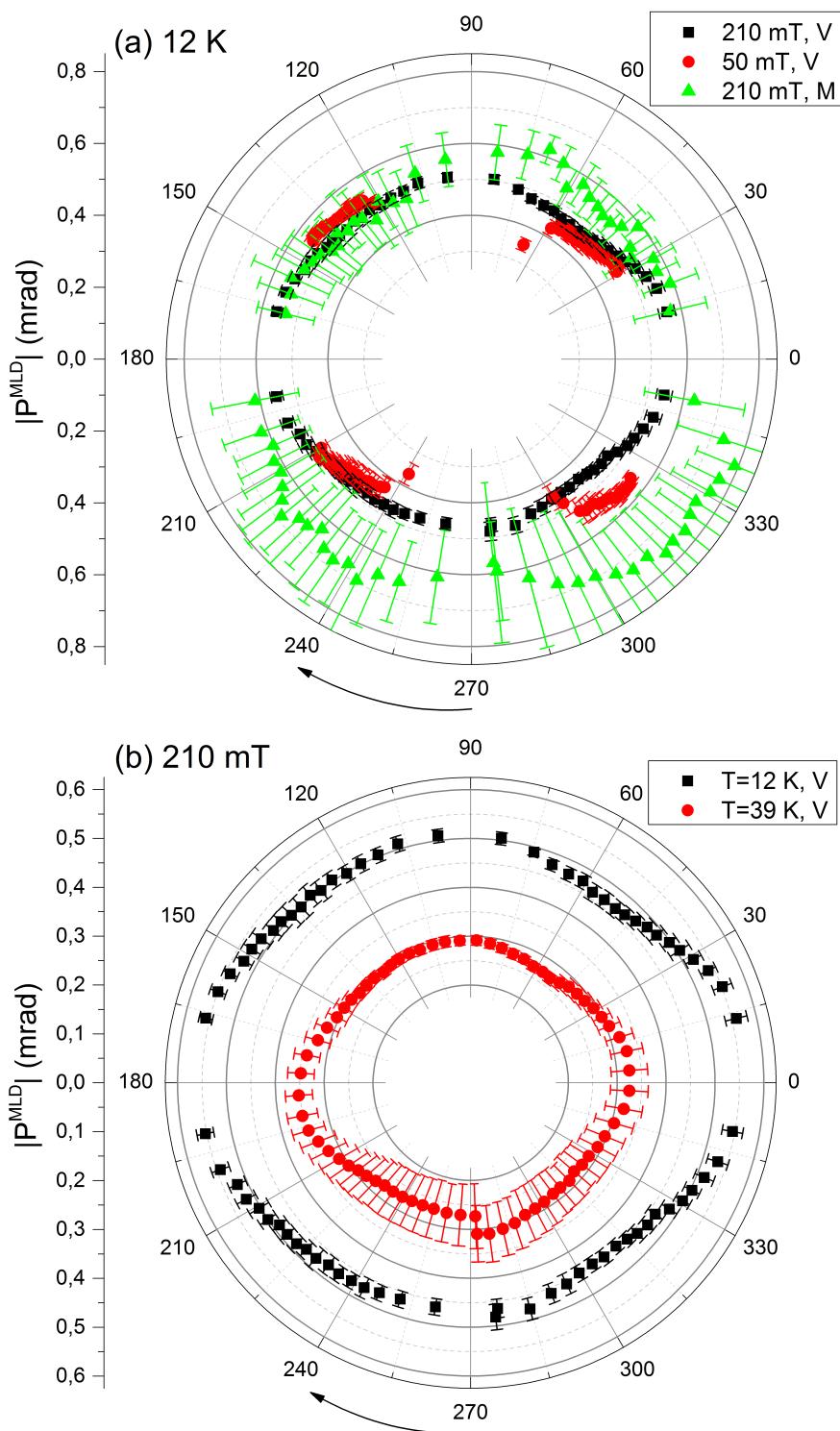
Z grafů je též zřejmé, že měření pomocí Voigtova jevu je výrazně přesnější než MLD, což není překvapivé vzhledem k vyšší zašuměnosti součtového signálu (porovnejte 5.1 (a) a (b)). Dále proto pro úhlovou závislost $P^{\text{MLD}}(\varphi_M)$ používáme pouze nafitované $\varphi_M(\varphi_H)$ z Voigtova jevu. Hlavní výhoda měření i součtového signálu (MLD) je to, že nám umožňuje snadno určit znaménko P^{MLD} .

Na obr. 5.4 (a) je úhlová závislost $P^{\text{MLD}}(\varphi_M)$ při $T < 15\text{ K}$ při velikostech pole $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210\text{ mT}$ a 50 mT . Obě velikosti pole dávají podle očekávání stejně P^{MLD} . Při nižším poli procházel směr magnetizace menším rozsahem úhlů, a tak máme hodnoty jen pro směry v těsné blízkosti snadných os. V grafu je pro ilustraci též vyneseno nafitované P^{MLD} z MLD při $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210\text{ mT}$. I v případě určení P^{MLD} vede měření Voigtova jevu k podstatně menší chybě než měření MLD.

Na obr. 5.4 (b) je opět graf úhlové závislosti P^{MLD} , tentokrát pro $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210\text{ mT}$ a dvě různé teploty: $12(3)\text{ K}$ a $38,7(10)\text{ K}$. Při vyšší teplotě dochází vlivem nižší magnetizace ke snížení $|P^{\text{MLD}}|$. V obou případech je zde ale jasně patrná směrová závislost P^{MLD} : Největší hodnotu P^{MLD} dosahuje pro $\varphi_M \approx 0^\circ$ (resp. 180°), což odpovídá krystalografickému směru [110]. Nejmenší hodnoty jsou naopak pro $\varphi_M \approx 45^\circ + n \cdot 90^\circ$, kde n je celé číslo, což odpovídá krystalografickým směrům [100] a [010]. Tato měření tedy umožňují od sebe oddělit na krystalografickém směru závislé a nezávislé složky magnetooptického koeficientu P^{MLD} .



Obrázek 5.3: Změna směru pole při jeho konstantní velikosti. Závislost φ_M na směru vnějšího pole φ_H . (a) $H_{\text{ext}} = 210 \text{ mT}$, $T < 15 \text{ K}$. (b) $H_{\text{ext}} = 50 \text{ mT}$, $T < 15 \text{ K}$. (c) $H_{\text{ext}} = 210 \text{ mT}$, $T = 38,7(10) \text{ K}$.



Obrázek 5.4: Změna směru pole při jeho konstantní velikosti. Závislost nafitované P^{MLD} na směru magnetizace φ_M (viz. obr 5.3). P^{MLD} je záporné, v grafu je vynesena absolutní hodnota. (a) Dvě různé velikosti pole H_{ext} při $T < 15$ K. (b) $\mu_0 H_{\text{ext}} = 210$ mT při dvou různých teplotách $T = 12(3)$ K a $38,7(10)$ K. V – Voigtův jev, M – MLD.

Závěr

V práci jsme se věnovali studiu magnetooptických jevů v dobře prostudovaném vzorku feromagnetického polovodiče GaMnAs pomocí nově postaveného prototypu 2D elektromagnetu.

Nejprve jsme ověřili použitelnost elektromagnetu přesným zopakováním experimentů provedených v práci [7] s jiným elektromagnetem. Jednalo se o měření Voigtova jevu a MLD v hysterezních smyčkách. Poté jsme vyzkoušeli novou variantu experimentálního uspořádání, které nám umožňuje kolmý dopad světla na vzorek. Nakonec jsme vyzkoušeli novou metodu, ve které při konstantní velikosti vnějšího pole měníme jeho směr. Naše měření jasně ukázala, že pomocí Voigtova jevu a MLD je možné velice efektivně určit magnetickou anizotropii vzorku (konkrétně určit polohu snadných os magnetizace). Měření využívající změnu směru konstantního magnetického pole dále umožňuje od sebe oddělit na krystalografickém směru závislé a nezávislé složky příslušného magnetooptického koeficientu.

Seznam použité literatury

- [1] J. Kimák. Charakterizace dvoudimenzionálního elektromagnetu. Bakalářská práce, MFF UK, Praha, 2017.
- [2] J. Šubrt. Studium feromagnetických polovodičů pomocí magnetooptických jevů. Diplomová práce, MFF UK, Praha, 2009.
- [3] N. Tesařová, J. Šubrt, P. Malý, P. Němec, C. T. Ellis, A. Mukherjee, and J. Cerne. High precision magnetic linear dichroism measurements in (Ga,Mn)As. *Rev. Sci. Instr.*, 83(123108), 2012.
- [4] J. Ferre and G. A. Gehring. Linear optical birefringence of magnetic crystals. *Rep. Prog. Phys.*, 47(513-611), 1984.
- [5] A. Akbar, M. W. Khalid, and M. S. Anwar. Low temperature voigt effect in the terbium gallium garnet crystal. *Optics Express*, 25(30550), 2017.
- [6] V. Kimel, G. V. Astakhov, A. Kirilyuk, G. M. Schott, G. Karczewski, W. Ossau, G. Schmidt, L. W. Molenkamp, and Th. Rasing. Observation of giant magnetic linear dichroism in (Ga,Mn)As. *Phys. Rev. Lett.*, 94(227203), 2005.
- [7] H. Reichlová. Ultrarychlá laserová spektroskopie feromagnetického polovodiče GaMnAs. Diplomová práce, MFF UK, Praha, 2010.
- [8] T. Janda, L. Nádvorník, J. Kuchařík, D. Butkovičová, E. Schmoranzová, F. Trojánek, and P. Němec. Voigt effect-based wide-field magneto-optical microscope integrated in a pump-probe experimental setup. 2018.
- [9] N. Tesařová. Investigation of magnetization dynamics in GaMnAs by ultra-fast laser spectroscopy. Doktorská práce, MFF UK, Praha, 2012.
- [10] E. Rozkotová. Dynamika spinově polarizovaných nosičů náboje v polovodičích. Diplomová práce, MFF UK, Praha, 2007.

A. Přílohy

A.1 Odvození polarizační závislosti MLD

Na vzorek kolmo dopadá světlo s intenzitou I_0 lineárně polarizované ve směru β . Magnetizace je v rovině vzorku pod úhlem φ_M a koeficienty reflexe pro polarizaci rovnoběžnou, resp. kolmou na magnetizaci jsou r_{\parallel} , r_{\perp} .

Intenzita je úměrná čtverci \vec{E}

$$I_0 \propto E^2, \quad (\text{A.1})$$

stejně odražená intenzita I' je úměrná čtverci odražené \vec{E}'

$$\begin{aligned} I' &\propto {E'}_{\parallel}^2 + {E'}_{\perp}^2 = (r_{\parallel} E \cos(\varphi_M - \beta))^2 + (r_{\perp} E \sin(\varphi_M - \beta))^2 \\ &= E^2 \left[r_{\parallel}^2 \cos^2(\varphi_M - \beta) + r_{\perp}^2 \sin^2(\varphi_M - \beta) \right] \\ &= E^2 \left[\frac{r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2}{2} + \left(\frac{r_{\parallel}^2}{2} - \frac{r_{\perp}^2}{2} \right) \cos[2(\varphi_M - \beta)] \right] \\ &= E^2 \frac{r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2}{2} \left[1 + 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\varphi_M - \beta)] \right] \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

a tedy

$$I' = I_0 R \left[1 + 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\varphi_M - \beta)] \right], \quad (\text{A.3})$$

kde jsme označili $R = (r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)/2$ a použili přiblížení $r_{\parallel}/r_{\perp} \approx 1$, ve kterém platí $P^{\text{MLD}} = 0,5(r_{\parallel}^2 - r_{\perp}^2)/(r_{\parallel}^2 + r_{\perp}^2)$.

Zavedeme veličinu $B := I'/(I_0 R) - 1$. Potom

$$B = 2P^{\text{MLD}} \cos[2(\varphi_M - \beta)]. \quad (\text{A.4})$$

Při měření hysterezních smyček bude mít intenzita podobný průběh jako v případě Voigtova jevu. Při přeskoku mezi snadnými osami dojde ke skoku v intenzitě, který bude mít amplitudu $\Delta B = B_4 - B_1$.

$$\Delta B = 2P^{\text{MLD}} (\cos[2(\varphi_{M4} - \beta)] - \cos[2(\varphi_{M1} - \beta)]), \quad (\text{A.5})$$

kde φ_{M1} a φ_{M2} jsou směry snadných os, mezi kterými došlo k přeskoku magnetizace. Při stejném označení úhlů jako v 2.4 (d) platí

$$\begin{aligned} \Delta B &= 2P^{\text{MLD}} \left(\cos \left[2 \left(\gamma + \frac{\xi}{2} - \beta \right) \right] - \cos \left[2 \left(\gamma - \frac{\xi}{2} - \beta \right) \right] \right) \\ &= -4P^{\text{MLD}} \sin[2(\gamma - \beta)] \sin(\xi). \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

A.2 Odvození korekcí v kolineární geometrii

V kolineární geometrii jsme od sebe nedokázali oddělit svazek odražený od vzorku a svazek odražený od okénka kryostatu, což nám do měřených napětí zanáší parazitní signál. Získání magnetooptických signálů $\Delta\beta$ a B pak vyžaduje korekci.

Předpokládáme, že polarizační stav světla odraženého od sklíčka je nezávislý na vnějším magnetickém poli. Na sklíčko dopadá intenzita I_0 . Označíme $R_S = 4\%$ intenzitní odrazivost sklíčka a $R_V = 33\%$ intenzitní odrazivost vzorku. Světlo odražené od sklíčka má intenzitu (odraz od přední a zadní strany sklíčka, další odrazy jsou zanedbatelné)

$$I^S = (R_S + R_S(1 - R_S)^2)I_0 := \rho_S I_0 \quad (\text{A.7})$$

a světlo odražené od vzorku má intenzitu (odraz od vzorku a čtyřnásobný průchod rozhraní sklíčka)

$$I^V = (1 - R_S)^4 R_V I_0 := \rho_V I_0. \quad (\text{A.8})$$

Celková intenzita je dána jejich součtem. Spočteme, čemu se rovná výraz, kterým jsme v nekolineární geometrii počítali $\Delta\beta$

$$\begin{aligned} \frac{I_A - I_B}{2(I_A + I_B)} &= \frac{I_A^S - I_B^S}{2I} + \frac{I_A^V - I_B^V}{2(I_A^V + I_B^V)} \frac{I^V}{I^S + I^V} \\ &= \text{konst} + \Delta\beta \frac{\rho_V}{\rho_S + \rho_V}. \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

První člen je konstanta vzhledem k vnějšímu magnetickému poli (I se sice vlivem MLD mění, tento vliv je však zanedbatelný při $r_{\parallel}/r_{\perp} \approx 1$), které se zbavíme využavením můstku. $\Delta\beta$ tedy získáme stejně jako v nekolineární geometrii, pouze navíc vynásobíme konstantou

$$\frac{\rho_S + \rho_V}{\rho_V} \approx 1,27. \quad (\text{A.10})$$

Pro celkovou intenzitu platí

$$I = I_S + I_V = I_0\rho_S + I_0\rho_V(1 + B) = I_0(\rho_S + \rho_V) \left(1 + B \frac{\rho_V}{\rho_S + \rho_V}\right). \quad (\text{A.11})$$

Pokud součtový signál zpracujeme stejným způsobem jako v nekolineární geometrii, pak opět vynásobením $(\rho_S + \rho_V)/\rho_V$ obdržíme už správnou hodnotu B .

Zpracování hrubých dat je v kolineární geometrii totožné jako nekolineární, pouze konečné veličiny $\Delta\beta$ a B vynásobíme číslem 1,27.