

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

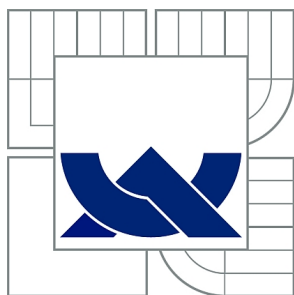
KONSTRUKCE ZAŘÍZENÍ PRO MĚŘENÍ MAGNETICKÝCH
VLASTNOSTÍ MIKRO A NANOSTRUKTUR

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

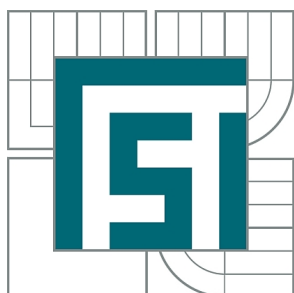
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

LUKÁŠ FLAJŠMAN

BRNO 2013



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

KONSTRUKCE ZAŘÍZENÍ PRO MĚŘENÍ MAGNETICKÝCH VLASTNOSTÍ MIKRO A NANOSTRUKTUR

DESIGN OF THE APPARATUS FOR THE MEASUREMENT OF THE MAGNETIC PROPERTIES OF
THE MICRO AND NANOSTRUCTURES

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

LUKÁŠ FLAJŠMAN

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

prof. RNDr. JIŘÍ SPOUSTA, Ph.D.

BRNO 2013

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav fyzikálního inženýrství

Akademický rok: 2012/2013

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

student(ka): Lukáš Flajšman

který/která studuje v **bakalářském studijním programu**

obor: **Fyzikální inženýrství a nanotechnologie (3901R043)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma bakalářské práce:

Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur

v anglickém jazyce:

Design of the apparatus for the measurement of the magnetic properties of the micro and nanostructures

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Návrh a konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností nanostruktur pomocí magnetooptického Kerrova jevu. Testování funkce zařízení na připravených strukturách.

Cíle bakalářské práce:

Proveďte rešeršní studii zařízení k měření magnetooptických vlastností nanostruktur.

Návrhněte a sestavte optické měřicí zařízení k charakterizaci magnetických vlastností mikro a nanostruktur pomocí Kerrova jevu.

Otestujte funkci zařízení na připravených nanostrukturách.

Seznam odborné literatury:

M. Nývlt: Optical interactions in ultrathin magnetic film structures, dizertační práce, MFF UK, Praha 1996

V. Uhlíř: Studium tenkých vrstev a povrchů pomocí magnetooptických jevů, Diplomová práce, FSI VUT v Brně, 2006,

Vedoucí bakalářské práce: prof. RNDr. Jiří Spousta, Ph.D.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2012/2013.

V Brně, dne 23.11.2012

L.S.

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

ABSTRAKT

Tato bakalářská práce pojednává o magneto-optických jevech s důrazem na Kerrův magneto-optický jev. Je předložen popis, který umožňuje kvantifikovat měřené veličiny na základě měření intenzity odraženého světla od vzorku. Dále je na jednoduchém fyzikálním modelu ukázán vznik anizotropie, kterou do původně izotropního vzorku zaneseme vnější magnetické pole. V technické části práce je rozebrána konstrukce zařízení, které umožňuje měřit magneto-optický Kerrův jev v longitudinální konfiguraci u struktur, jejichž rozměry jsou v řádu mikro/nano metrů. V závěrečné kapitole práce jsou předloženy výsledky měření tenkých vrstev Co a magnetických vortexů na Si substrátu, jejichž laterální rozměr je 1 μm .

KLÍČOVÁ SLOVA

Magnetické vlastnosti tenkých vrstev a mikrostruktur, Kerrův jev, magneto-optika, Jonesův formalismus, magnetické vortexy, longitudinální Kerrův jev.

ABSTRACT

This bachelor's thesis deals with magneto-optic effects with special aim for magneto-optic Kerr effect. Presented description allows us to quantify magneto-optical observables on the basis of measuring the light intensity after the reflection from sample surface. Consequently, we use a simple physical model to unriddle the origin of the optical anisotropy induced by the external magnetic field. In the part, that deals with the design of an apparatus for measuring magneto-optical Kerr effect in longitudinal conformation, we provide necessary information to define a device capable of measuring magneto-optic observables in micro/nano scale. Last chapter is aimed to the achieved results on the thin Co films and on magnetic vortices with lateral dimensions of 1 μm .

KEYWORDS

Magnetic properties of thin films and microstructures, Kerr effect, magneto-optics, Jones formalism, magnetic vortices, longitudinal Kerr effect.

FLAJŠMAN, Lukáš *Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur*. bakalářská práce. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, 2013. 61 s. Vedoucí práce prof. RNDr. Jiří Spousta, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma „Konstrukce zařízení pro měření magnetických vlastností mikro a nanostruktur“ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

Brno

.....

(podpis autora)

Poděkování

Děkuji prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., za trpělivé vedení práce, připomínky, náměty, korekturu a hlavně za nadšení, se kterým přijímal mé nesčetné dotazy týkající se teoretických problémů. Dále děkuji Ing. Michalu Urbánkovi, Ph.D., bez jehož vedení v experimentální části práce, jeho cenných rad a zkušeností by tato práce nemohla vzniknout. Marku Vaňatkovi děkuji za přípravu magnetických struktur na aparatuře Kaufman, Ing. Zdeňku Nováčkovi děkuji za návrh nového zesilovače a Tomáši Neumanovi za plodné diskuze nad fyzikálními problémy. Tato práce by nikdy nevznikla bez podpory rodičů, díky nimž jsem se mohl aktivně věnovat nejen psaní této práce, ale i celému studiu. Uvedeným, stejně jako všem těm, kteří přispěli jakoukoliv formou k vzniku této práce, chci touto cestou poděkovat.

Lukáš Flajšman

OBSAH

Úvod	1
1 Teorie elektromagnetického pole. Magneto-optické jevy.	3
1.1 Maxwellovy rovnice pro lineární, izotropní a homogenní prostředí . .	3
1.2 Šíření elektromagnetické vlny v lineárním, izotropním a homogenním prostředí	4
1.3 Polarizace světla a jeho popis	6
1.3.1 Eliptická polarizace	7
1.3.2 Jonesův formalismus	9
1.4 Magneto-optické jevy - měřené veličiny	12
1.5 Měření magneto-optických veličin	16
1.6 Tenzor permitivity	20
1.7 Šíření elektromagnetické vlny v lineárním, anizotropním a homogenním prostředí	23
2 Konstrukce zařízení pro měření magneto-optických jevů	29
2.1 Vývoj měření Kerrova jevu na ÚFI FSI VUT v Brně	29
2.2 Přístrojové vybavení aparatury pro měření Kerrova jevu na ÚFI . . .	31
2.3 Návrh a konstrukce zařízení pro měření magneto-optických jevů . . .	33
2.3.1 Návrh a konstrukce mikroskopu aparatury	37
3 Testování funkce zařízení pro měření magneto-optických jevů	39
3.1 Testování zařízení na tenkých vrstvách	39
3.2 Měření mikrostruktur - magnetické vortexy	41
4 Závěr	47
Literatura	49
Dodatky	53
Dodatek A - Taylorův rozvoj členů dielektrického tenzoru $\hat{\epsilon}$	53
Dodatek B - Přístrojové vybavení aparatury	54
Dodatek C - Komponenty optické části aparatury	58
Přílohy	61

ÚVOD

Magneto-optické jevy jsou známé již téměř dvě století. Na počátku stál Michael Faraday (1791-1867), který v roce 1845 do svého deníku napsal „...*Still, I have at last succeeded in illuminating a magnetic curve or line of force, and in magnetizing a ray of light....*“ [1]. Zjistil, že při průchodu světla látkou, která je umístěna v magnetickém poli, dochází ke stáčení jeho roviny polarizace. Tento experiment byl prvním důkazem, že existuje propojení mezi světelným zářením a elektromagnetismem. Jev pozorovaný Michaelem Faradayem se nazývá Faradayův magneto-optický jev. Tento jev nastává při průchodu světla látkou, jde tedy o transmisní magneto-optický jev.

Teoretický popis světla jako šíření elektromagnetických vln podal až James Clerk Maxwell (1831-1879), kde v [2] uvádí poprvé sadu celkem 20 rovnic. Dalších úprav došly Maxwellovy rovnice v roce 1873. Do tvaru čtyř vektorových rovnic, jak je známe dnes, je upravil Oliver Heaviside (1850-1925) [3].

Další magneto-optický jev čekal na své objevení do roku 1877, kdy John Kerr (1824-1907) pozoroval, že při reflexi světla na feromagnetickém vzorku umístěném v magnetickém poli dochází k velmi malému stočení roviny polarizace dopadajícího světla [4]. Tento jev nese jméno svého objevitele - magneto-optický Kerrův jev.

Přesto, že se tato práce věnuje výhradně magneto-optickému Kerrovu jevu a jeho aplikaci v analýze tenkých vrstev a nanostruktur, tak si neklade za cíl explicitně popsat magneto-optické jevy jako takové, ale snaží se umožnit čtenáři vhled do problematiky, se kterou je teoretický popis a měření magneto-optických vlastností vrstev, tenkých vrstev a mikrostruktur spojeno.

Práce je rozdělena na celkem tři kapitoly. První kapitola se zabývá teoretickým popisem a fyzikálními jevy, které jsou s magneto-optikou spojeny. Uvedeme popis magneto-optických jevů a odvodíme některé důležité vztahy, které v experimentální části dále využijeme. Na závěr teoreticky zaměřené kapitoly vysvětlíme vznik magneto-optických jevů na jednoduchém modelu a kvalitativně uvedeme souvislosti, kterými jsou jednotlivé části propojeny.

Kapitolu 2 uvedeme představením vývoje měření magneto-optických jevů v laboratoři Ústavu fyzikálního inženýrství při Fakultě strojního inženýrství, Vysokého učení technického v Brně (dále jen ÚFI). Následně rozebereme jednotlivé prvky sestavy a ve značně koncentrované formě uvedeme informace, které se k jednotlivým prvkům měřicí aparatury vztahují.

V závěrečné kapitole 3 prezentujeme několik výsledků, které jsme pomocí této aparatury získali. Ukážeme funkčnost zařízení na tenkých vrstvách kobaltu a NiFe. A navážeme měřením mikrostruktur, speciálně magnetických disků, které pro své zvláštní vlastnosti jistě zaslouží věnovat pozornost.

1 TEORIE ELEKTROMAGNETICKÉHO POLE. MAGNETO-OPTICKÉ JEVY.

V této části rozebereme jednotlivé aspekty nutné ke kvalitativnímu popisu magneto-optických jevů. Přejdeme od izotropního prostředí bez volných nábojů a proudů k prostředí, které se vyznačuje optickou anizotropií indukovanou vnějším magnetickým polem. Bude představen formalismus, pomocí kterého budeme popisovat polarizační stav světla. Nastíníme řešení vlnové rovnice v anizotropním prostředí a pozornost budeme věnovat i samotnému Kerrovu magneto-optickému jevu a veličinám, které na základě něj můžeme měřit.

1.1 Maxwellovy rovnice pro popis lineárního, izotropního a homogenního prostředí

Úplný popis elektromagnetického pole je dán celkem čtyřmi vektory – \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{D} a \mathbf{H} (ve značení budeme následovat [5] – vektor je značen tučným písmenem a komplexní číslo budeme značit vlnovkou)¹. Vektory \mathbf{E} a \mathbf{H} rozumíme vektor elektrické, resp. magnetické intenzity a vektory \mathbf{D} a \mathbf{B} značíme elektrickou, resp. magnetickou indukci. Tato pole jsou spřažena² sadou čtyř parciálních diferenciálních rovnic prvního řádu, které (jak bylo zmíněno v úvodu) jsou pojmenovány po Jamesi Clerku Maxwellovi. První dvě rovnice jsou skalární a druhé dvě vektorové [5–8]

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

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}_F + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.4)$$

kde ρ_F je objemová hustota volného elektrického náboje a \mathbf{j}_F hustotu volných elektrických proudů.

Je-li látkové prostředí lineární, izotropní a homogenní, můžeme využít následující materiálové vztahy:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E}, \quad (1.5)$$

¹Až do nalezení řešení pro vektory \mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{H} a \mathbf{D} budeme uvažovat tyto veličiny jako reálné.

²Ve statickém případě jsou vektory \mathbf{E} a \mathbf{H} na sobě nezávislé a jsou dány pouze rozdělením nábojů a proudů v prostoru.

kde \mathbf{P} je průměrný elektrický dipólový moment³ v jednotce objemu tj. elektrická polarizace, χ_e je elektrická susceptibilita prostředí, ε_0 je permitivita vakua a ε_r značíme relativní permitivitu prostředí. Další vztah, který v tomto speciálním případě dává do vztahu vektory \mathbf{B} a \mathbf{H} , zní

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}) = \mu_0\mathbf{H} + \mu_0\chi_m\mathbf{H} = \mu_0(1 + \chi_m)\mathbf{H} = \mu_0\mu_r\mathbf{H}, \quad (1.6)$$

kde \mathbf{M} je průměrný magnetický dipólový moment v jednotce objemu tj. magnetizace, χ_m je magnetická susceptibilita prostředí, μ_0 je permeabilita vakua a μ_r je relativní permeabilita prostředí. Pokud se jedná o prostředí, které je lineární, izotropní a homogenní⁴, můžeme vektory přepsat do tvaru:

$$\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}, \quad (1.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}, \quad (1.8)$$

ε je absolutní permitivita a μ je absolutní permeabilita prostředí. Z rovnic (1.5) a (1.6) vidíme, že $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$ a $\mu = \mu_0\mu_r$.

1.2 Šíření elektromagnetické vlny v lineárním, izotropním a homogenním prostředí

Jak je zmíněno v [5], je chování elektromagnetické vlny v lineárním, izotropním a homogenním prostředí fyzikálně poměrně zajímavé. Molekuly (dipóly) v látce začnou vlivem příchozí elektromagnetické vlny kmitat tak, že složením pole, které sami tyto dipóly vytvářejí, s vlnou dopadající, získáme v látce jedinou vlnu o stejné frekvenci, ale pohybující se jinou rychlostí. Využitím (1.7), (1.8) a dosazením za $\rho_F = 0$, $\mathbf{j}_F = \mathbf{0}$ do Maxwellových rovnic (1.1)–(1.4) tyto rovnice upravíme do tvaru

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

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.12)$$

Následně aplikujeme na rovnice (1.11) a (1.12) operaci $\nabla \times$ a zaměníme pořadí derivací:

³Zanedbáváme obsah kvadrupólových a vyšších momentů oproti dipólovým.

⁴To znamená, že veličiny ε a μ nejsou v objemu jednoho materiálu funkcemi polohy.

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{B} = -\varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (1.13)$$

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \varepsilon\mu \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \mathbf{E} = -\varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}. \quad (1.14)$$

Pomocí vztahu z vektorového počtu:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{C}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{C}) - \nabla^2 \mathbf{C}, \quad (1.15)$$

upravíme rovnice (1.13) a (1.14) a využijeme rovnic (1.9), (1.10), čímž získáme dvě rovnice ve tvaru:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2}, \quad (1.16)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon\mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (1.17)$$

kde pod rovnicemi (1.16) a (1.17) rozpoznáme vlnovou rovnici s rychlostí v , kde právě rychlost v je dána následujícím vztahem:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r}}. \quad (1.18)$$

Dále zavedeme index lomu n prostředí, ve kterém šíření elektromagnetické vlny popisujeme, ve tvaru

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}, \quad (1.19)$$

kde c značí rychlost světla ve vakuu. Řešení rovnic (1.16) a (1.17) ve tvaru monochromatické rovinné vlny zapíšeme ve tvaru [5, 8, 9]

$$\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{B}}_0 e^{i(\omega t - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r})}, \quad (1.20)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}}_0 e^{i(\omega t - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r})}. \quad (1.21)$$

Pod $\tilde{\mathbf{B}}_0$ a $\tilde{\mathbf{E}}_0$ spatřujeme komplexní amplitudy. Fyzikálním polím odpovídá reálná část vektorů $\tilde{\mathbf{B}}$ a $\tilde{\mathbf{E}}$, ω je úhlová frekvence⁵, $\boldsymbol{\gamma}$ je vlnový vektor⁶ a \mathbf{r} je polohový vektor⁷ bodu, ve kterém fyzikální pole sledujeme. Důležité vztahy mezi vektory $\tilde{\mathbf{B}}$ a $\tilde{\mathbf{E}}$ nalezneme například tak, že rovnice (1.20) a (1.21) dosadíme do Maxwellových rovnic (1.9) - (1.12) s tím, že opět uvažujeme prostor bez volných nábojů a proudů ($\rho_F = 0$ a $\mathbf{j}_F = \mathbf{0}$). Ucelenější odvození vztahů (1.22) nalezneme například v [5, 8, 9]:

$$i\tilde{\boldsymbol{\gamma}} \times \tilde{\mathbf{E}} = i\omega\tilde{\mathbf{B}}, \quad i\tilde{\boldsymbol{\gamma}} \times \tilde{\mathbf{B}} = -i\omega\varepsilon\mu\tilde{\mathbf{E}}, \quad i\tilde{\boldsymbol{\gamma}} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = 0 \text{ a } i\tilde{\boldsymbol{\gamma}} \cdot \tilde{\mathbf{B}} = 0. \quad (1.22)$$

⁵ $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$, T je perioda kmitů, f je frekvence.

⁶Pro velikost vlnového vektoru $\boldsymbol{\gamma}$ platí následující důležitý vztah $\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}$.

⁷ $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$.

Tyto vztahy jsou splněny, platí-li:

$$\boldsymbol{\gamma} \perp \tilde{\mathbf{E}}, \quad (1.23)$$

$$\boldsymbol{\gamma} \times \tilde{\mathbf{E}} = \omega \tilde{\mathbf{B}}. \quad (1.24)$$

Vidíme tedy, že světlo je transversální elektromagnetická vlna. Vztahy (1.20) a (1.21) můžeme dále přepsat, uvážíme-li monochromatickou rovinnou vlnu šířící se ve směru vlnového vektoru $\boldsymbol{\gamma}$. Převědeme komplexní amplitudu na amplitudu reálnou, čímž získáme fázový posun ϕ_j . Takto můžeme řešení (například pro rovnici (1.21)) vyjádřit jako [10]:

$$\tilde{E}_j(\mathbf{r}, t) = E_{j,\max} e^{i(\omega t - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r} + \phi_j)}, \quad j = \{x, y, z\}, \quad (1.25)$$

kde $E_{j,\max}$ rozumíme maximální reálnou (kladnou) hodnotu elektrické intenzity ve směru x, y, z . Chceme-li získat reálnou část rovnice (1.25), provedeme následující úpravu:

$$E_j(\mathbf{r}, t) = \Re \left(E_{j,\max} e^{i(\omega t - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r} + \phi_j)} \right) = E_{j,\max} \cos(\omega t - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r} + \phi_j). \quad (1.26)$$

Chceme-li využít všech výhod komplexního vyjádření, využijeme nikoliv reálné, ale komplexní amplitudy, kdy vzájemný vztah reálné a komplexní amplitudy bude následující:

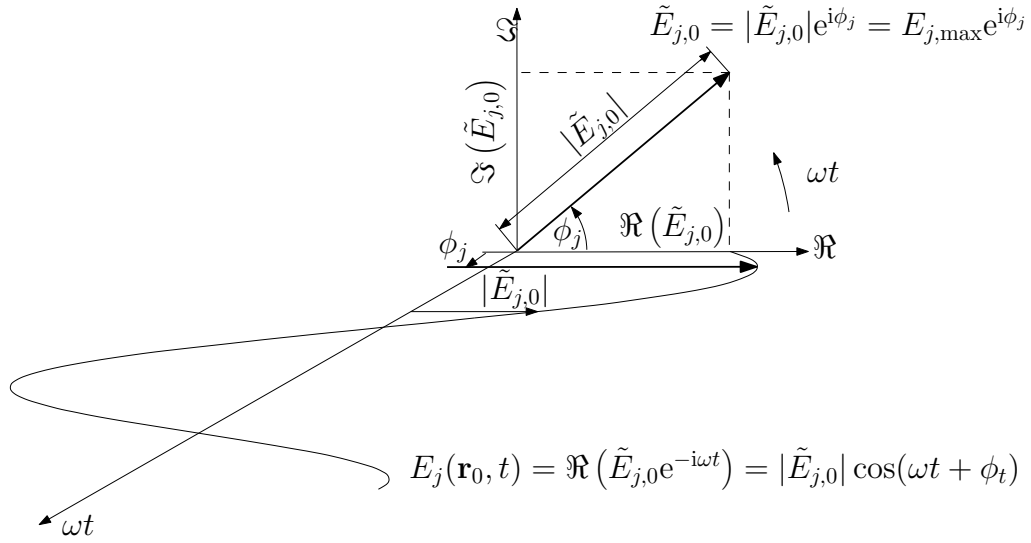
$$\begin{aligned} \tilde{E}_{j,0} &= E_{j,\max} e^{i\phi_j}, \\ E_{j,\max} &= |\tilde{E}_{j,0}|, \\ \phi_j &= \arg \left(\tilde{E}_{j,0} \right). \end{aligned} \quad (1.27)$$

Vztah mezi reálným a komplexním vyjádřením shrnuje následující obrázek 1.1, který též schématicky naznačuje časovou závislost jedné složky elektromagnetické vlny.

1.3 Polarizace světla a jeho popis

Jak jsme již uvedli, světlo je transversální (příčná) elektromagnetická vlna zcela popsána rovnicemi (1.20) a (1.21). Tyto dvě rovnice jsou ve vzájemné relaci přes Maxwellovy rovnice (1.1)-(1.4) (a přes vztahy z nich odvozených (1.22)-(1.24)) a tím pádem se při popisu polarizačního stavu světla můžeme omezit pouze na popis buďto vektoru elektrické intenzity $\tilde{\mathbf{E}}$ nebo magnetické indukce $\tilde{\mathbf{B}}$. Klasicky se omezujeme na popis pomocí vektoru elektrické intenzity. Toto rozhodnutí má v magneto-optice jeden význačný důvod. Poměr sil interakce elektrické síly a magnetické síly s nabitou částicí je v poměru v_p/c (kde v_p je rychlost částice a c je rychlost světla)⁸. Na

⁸Lorentzova síla je dána vztahem $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v}_p \times \mathbf{B})$.



Obr. 1.1: Časová závislost jedné ze složek vektoru elektrické intenzity elektromagnetického pole. Vektor elektrické intenzity se otáčí v Gaussově rovině proti směru chodu hodinových ručiček (dán znaménkem u $i\omega$). Smysl otáčení vektoru elektrické intenzity v Gaussově rovině je názorně vidět z Eulerova vztahu $e^{i\phi} = \cos \phi + i \sin \phi$. Obrázek též znázorňuje vztah mezi měřenou (reálnou) složkou a jejím příslušným komplexním vyjádřením.

optických frekvencích a u námi využívaných materiálů je poměr $v_p/c \ll 1$ a můžeme tedy uvažovat pouze interakci s elektrickou složkou elektromagnetického vlnění [11].

Nyní přistupme k popisu polarizačního stavu světla. Uvážíme elektromagnetickou vlnu šířící se v kladném směru osy z . Vzhledem k transversální povaze vlnění světla víme, že vektor $\tilde{\mathbf{E}}$ tedy obecně kmitá v rovině xy . Pro daný bod na ose z rozložíme toto vlnění na dvě ortogonální složky příslušící právě složkám v ose x a ose y [12]:

$$E_x(t) = E_{x,\max} \cos(\omega t - \phi_x), \quad (1.28)$$

$$E_y(t) = E_{y,\max} \cos(\omega t - \phi_y). \quad (1.29)$$

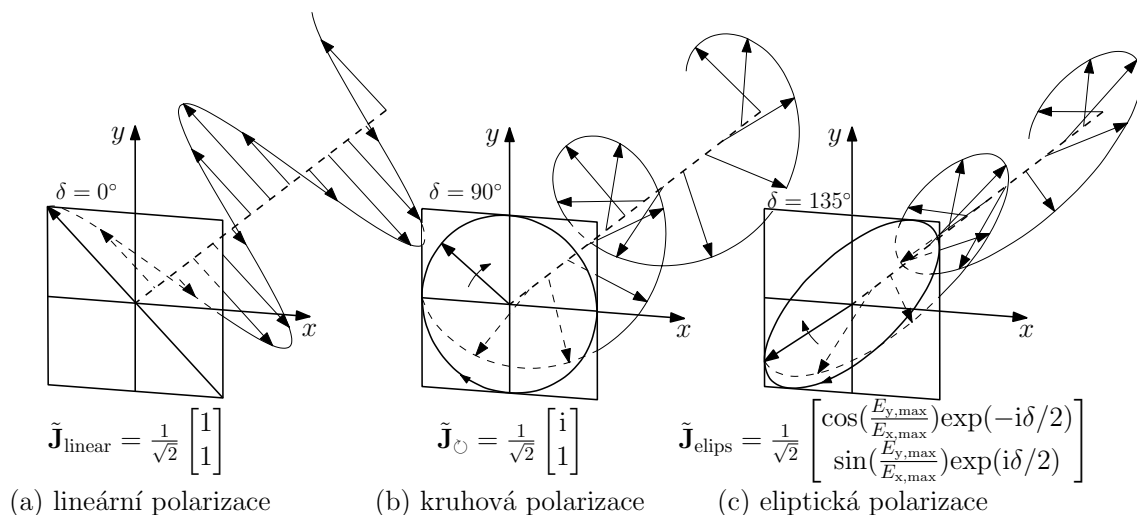
Vyloučíme parametr t v (1.28) a (1.29), definujeme parametr $\delta \equiv \phi_x - \phi_y$ a tak dostaneme po několika úpravách rovnici

$$E_{y,\max}^2 E_x^2 - 2E_{x,\max} E_{y,\max} E_x E_y \cos \delta + E_{x,\max}^2 + E_y^2 = E_{x,\max}^2 E_{y,\max}^2 \sin^2 \delta, \quad (1.30)$$

což je obecný předpis polarizačního stavu světla. Lze nahlédnout, že se jedná o rovnici elipsy. Můžeme ukázat, že například pro $\delta = 0^\circ$ (též pro celočíselné násobky 180°) získáme z rovnice (1.30) výraz

$$E_y = \frac{E_{y,\max}}{E_{x,\max}} E_x, \quad (1.31)$$

což je rovnice úsečky, jako na obrázku 1.2 (a) pro $\delta = 0^\circ$.



Obr. 1.2: Tři různé polarizační stavy časového vývoje vektoru $\tilde{\mathbf{E}}$ pro případ $E_{x,\max} = E_{y,\max}$ v závislosti na $\delta = \phi_x - \phi_y$. Pokud se paprsek pohybuje k nám a koncový bod vektoru se pohybuje ve směru (proti směru) hodinových ručiček, jde o *pravotočivou* (*levotočivou*) polarizaci. Pod každým vykresleným polarizačním stavem je příslušný normovaný Jonesův vektor. Tomuto popisu se budeme věnovat v sekci 1.3.2.

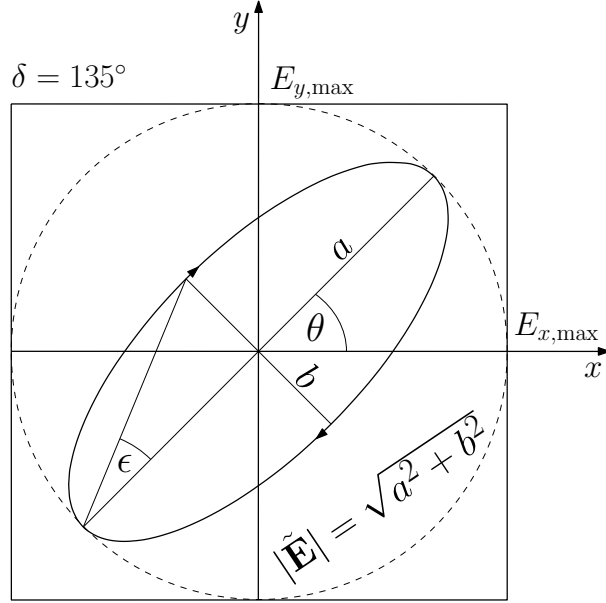
1.3.1 Eliptická polarizace

V této krátké části se zaměříme na nejobecnější polarizační stav světla - eliptickou polarizaci, kde časový průběh elipticky polarizovaného světla nalezneme na obrázku 1.2 (c). Definice měřených parametrů elipticky polarizovaného světla se mírně liší pokud následujeme konvenci elipsometrických měření, jako například v [13], oproti autorům, kteří se převážně věnují magneto-optickým problémům. Mezi těmito konvencemi lze přecházet, neboť jak elipsometrická, tak magneto-optická měření v podstatě vycházejí ze stejných měřených parametrů. V této práci vycházíme především z prací [11, 12, 14] a tím bude určena definice parametrů elipsy u eliptické polarizace (znaménková konvence). První parametr nazveme *azimut*, značíme θ ($-\frac{\pi}{2} \leq \theta < \frac{\pi}{2}$). Jedná se o orientovaný úhel mezi hlavní poloosou elipsy a osou x . Dalším parametrem je *elipticita* - e , která je dána poměrem délek vedlejší (b) a hlavní (a) poloosy elipsy. Pro elipticitu platí

$$e = \pm \frac{b}{a} = \tan \epsilon, \quad (1.32)$$

kde symbolem ϵ ($-\frac{\pi}{4} \leq \epsilon < \frac{\pi}{4}$) značíme *úhel elipticity*. Znaménko v rovnici (1.32) je dáno užívanou konvencí. V této práci bude mít pravotočivá polarizace kladnou elipticitu. Známe-li oba parametry, tj. e (či spíše názornější parametr ϵ) a θ , máme pola-

rizační stav zcela popsán⁹. Všechny výše zmíněné veličiny jsou znázorněny v obrázku 1.3.



Obr. 1.3: Eliptická polarizace z obr. 1.2 (c) a geometrický význam parametrů θ a $e = \tan \epsilon$.

1.3.2 Jonesův formalismus

V předchozích kapitolách byl ukázán matematický model popisující polarizační stavy světla. Přestože získané vztahy (např. (1.28), (1.29)) jsou pro popis polarizačního stavu světla dostačující, další operace s nimi by byly neopodstatněně pracné. V této kapitole představíme Jonesův formalismus pro popis polarizačního stavu světla. Tento formalismus samozřejmě není jediný, který nám umožňuje popsat stav polarizovaného světla. Dalším zajímavým příkladem je vizualizace polarizačního stavu pomocí Poincarého koule. Jak Jonesův formalismus, tak popis s využitím Poincarého koule počítají se zcela polarizovaným světlem. Pro obecný popis polarizačního stavu světla, který zahrnuje i nepolarizované světlo, zmiňme Stokesův formalismus založený na Muellerových maticích, popřípadě popis pomocí koherenční matice. Hlubší náhled do problematiky nalezneme v [15, 16]. Jonesův formalismus nás bude provázet v notné části této práce, proto je zde na jeho správnou aplikaci kladen značný důraz.

⁹Další parametr je *absolutní fáze*, který pro nás ovšem není důležitý. Využití nachází při studiu interference.

Vezměme rovnice (1.28), (1.29) pro reálné složky elektrické intenzity $\tilde{\mathbf{E}}$ a zapišme je v komplexní notaci tak, že amplitudu ponecháme reálnou [17].

Takto získáme Jonesův vektor $\tilde{\mathbf{J}}$:

$$\tilde{\mathbf{J}} = \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \end{bmatrix} = e^{i\omega t} \begin{bmatrix} E_{x,\max} e^{i\phi_x} \\ E_{y,\max} e^{i\phi_y} \end{bmatrix}. \quad (1.33)$$

V dalším kroku normujeme Jonesův vektor dle velikosti vektoru $|\mathbf{J}|^2 = E_{x,\max}^2 + E_{y,\max}^2$. Opět nahlédneme do obrázku 1.3. Je třeba zmínit, že kartézská báze, kterou jsme v rovnici (1.33) bez komentáře zavedli, je ve tvaru lineární horizontální, resp. vertikální, polarizace:

$$\mathbf{e}_X = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{e}_Y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (1.34)$$

Vidíme, že podmínka ortogonalitý bázových vektorů je splněna, že tedy platí

$$\mathbf{e}_X^\dagger \mathbf{e}_Y = \mathbf{e}_Y^\dagger \mathbf{e}_X = 0, \quad (1.35)$$

kde \dagger označuje hermitovsky sdruženou veličinu (prvek transponujeme a komplexně sdružíme).

Existují samozřejmě další báze, například kruhová, kde bázové vektory nalezneme ve tvaru *pravotočivé* a *levotočivé* polarizace světla. Mezi těmito bázemi lze nalézt lineární transformaci a lze tedy poměrně jednoduše přecházet z kartézské báze do kruhové a naopak. Podrobnější aplikaci kruhové báze na popis magneto-optických veličin nalezneme v [11, 14]. Máme-li počáteční polarizační stav světla popsán příslušným Jonesovým vektorem $\tilde{\mathbf{J}}_i$, dojde přechodem přes optický prvek k transformaci polarizačního stavu světla dle příslušného optického elementu. Každému optickému elementu, který mění polarizační stav světla, přiřadíme transformační Jonesovu matici $\hat{\mathbf{J}}$. V tabulce 1.1 nalezneme shrnutí základních optických prvků. Pomocí takto zapsaných optických prvků budeme schopni trasovat polarizační stav světla optickou soustavou. Působení jednotlivých optických prvků na polarizační stav světla lze chápat jako po sobě jdoucí působení operátorů, reprezentovaných maticemi, na původní vektor $\tilde{\mathbf{J}}_i$:

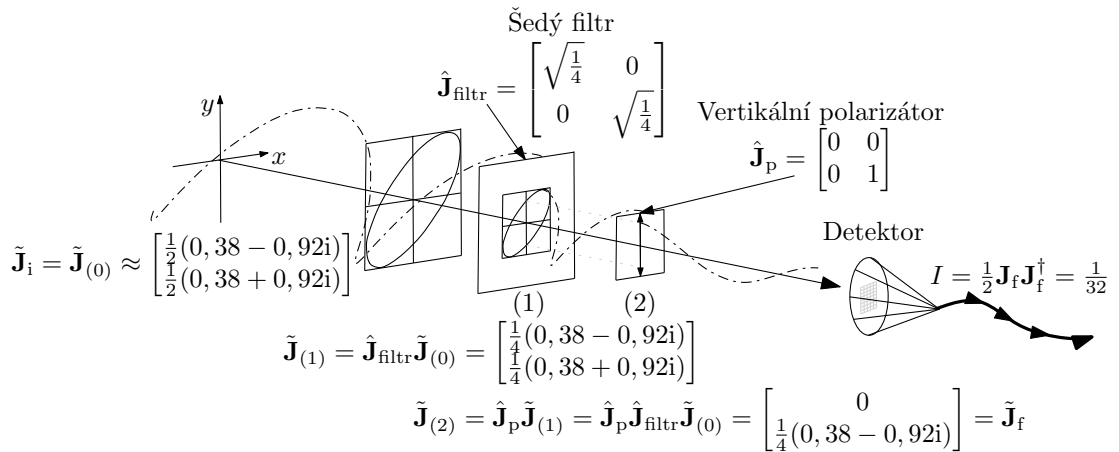
$$\tilde{\mathbf{J}}_f = \hat{\mathbf{J}}_n \dots \hat{\mathbf{J}}_3 \hat{\mathbf{J}}_2 \hat{\mathbf{J}}_1 \tilde{\mathbf{J}}_i. \quad (1.36)$$

Vektor $\tilde{\mathbf{J}}_f$ je výsledný (finální) Jonesův vektor a $\tilde{\mathbf{J}}_i$ je původní (iniciální) vektor před transformací. Transformace Jonesova vektoru jsou pro jednoduchý případ takto aplikovaného formalismu vykresleny v obrázku 1.4.

Na závěr této sekce ještě zmiňme, jaké jsou fyzikální důvody pro využití Wollastonova hranolu (zmíněného v tabulce 1.1). Dle obrázku 1.5 vidíme, že se jedná o

Prvek	Značení	Jonesova matice
Horizontální polarizátor	$\hat{\mathbf{J}}_{\text{HP}}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
Rotace souřadné soustavy	$\hat{\mathbf{J}}_{\text{ROT}}(\alpha)$	$\begin{bmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{bmatrix}$
Šedý filtr ¹⁰	$\hat{\mathbf{J}}_{\text{F}}(t)$	$\begin{bmatrix} \sqrt{t} & 0 \\ 0 & \sqrt{t} \end{bmatrix}$
Dichroický retardér ¹¹	$\hat{\mathbf{J}}_{\lambda}(\delta)$	$\begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}$
Wollastonův hranol	$\hat{\mathbf{J}}_{\text{W}}(t)$	$\begin{bmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{bmatrix}$
Obecný polarizátor	$\hat{\mathbf{J}}_{\text{P}}(\alpha)$	$\hat{\mathbf{J}}_{\text{ROT}}(-\alpha)\hat{\mathbf{J}}_{\text{HP}}\hat{\mathbf{J}}_{\text{ROT}}(\alpha)$

Tab. 1.1: Základní optické prvky zapsané v Jonesově formalismu. Stríškou nad \mathbf{J} značíme operátor (matici).



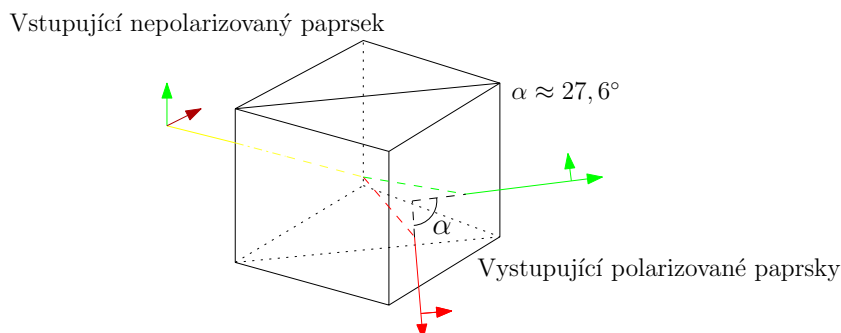
Obr. 1.4: Obrázek sleduje změny v polarizačním stavu v případě elipticky polarizovaného světla z obrázku 1.1 (c) ($\theta = 45^\circ$, $\epsilon = 22,5^\circ$). Nejprve dojde ke snížení amplitudy v místě (1) a následně je vlna vertikálně polarizována na polarizátoru (2). Veličina, kterou pro průchodu světla soustavou detekujeme, je jeho intenzita.

dva pravoúhlé hranoly, které jsou k sobě svými základnami slepeny. K výrobě těchto dvou hranolů je v našem případě použit kalcit. Optické vlastnosti kalcitu společně s konfigurací znázorněnou na obrázku 1.5 způsobí, že vstupující paprsek je rozdělen

¹⁰Veličina t je transmittance. Jedná se o poměr mezi intenzitou příchozího světla a intenzitou světla po průchodu absorpčním prvkem.

¹¹Pro $\delta = \pi$ máme půlvlnovou destičku a pro $\delta = \pi/2$ se jedná o čtvrtvlnnou destičku.

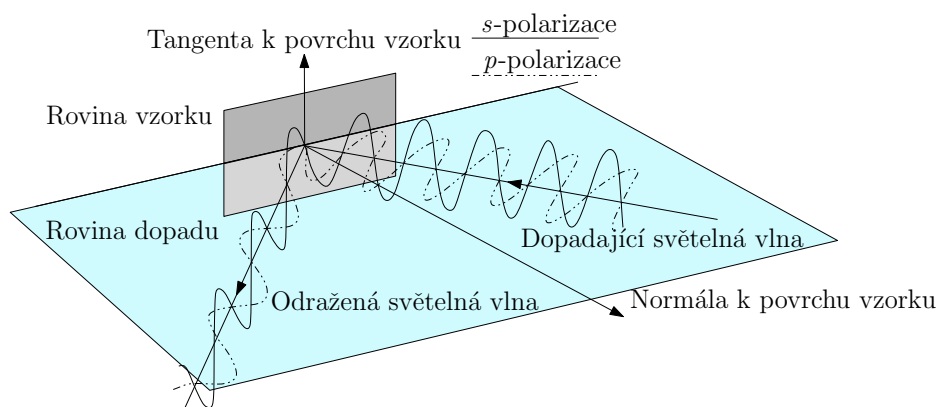
na dvě ortogonální polarizace, kde dva vzniklé paprsky budou po výstupu z hranolu prostorově divergentní [12]. Úhlová odchylka je pro komerční Wollastonovy hranoly od firmy Thorlabs Inc. v rozsahu $15^\circ \leq \alpha \leq 45^\circ$.



Obr. 1.5: Wollastonův hranol vytvářející divergentní světelné paprsky. Pro námi využívaný hranol je změřená úhlová odchylka prošlých paprsků $\alpha = 27,6^\circ$.

1.4 Magneto-optické jevy - měřené veličiny

V této sekci se zaměříme na popis magneto-optických jevů na základě formalismu představeného v sekci 1.3.2. Zaměříme se na dva případy polarizace světla. V prvním případě se jedná o polarizaci rovnoběžnou (paralelní) s rovinou dopadu světla, která se často označuje jako *p*-polarizace. Ve druhém případě jde o *s*-polarizaci, kde vektor elektrické intenzity kmitá v rovině kolmé na rovinu dopadu světla. Situace je znázorněna na obrázku 1.6, ve kterém je *s*-polarizovaná vlna znázorněna plnou čarou a *p*-polarizovaná vlna je znázorněna čarou čerchovanou.



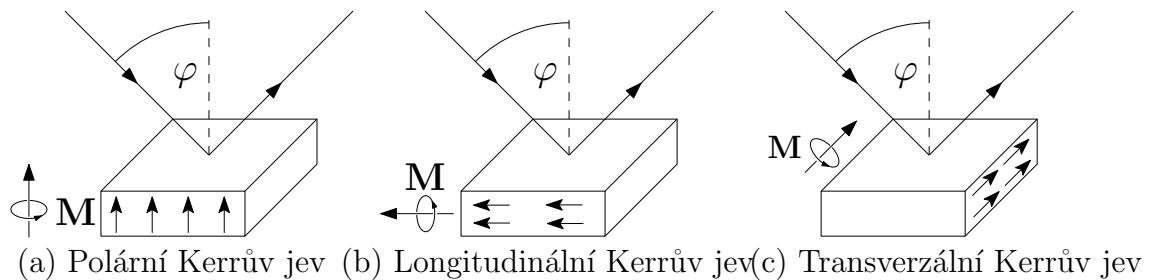
Obr. 1.6: Rovina dopadu světelné vlny a odlišené dvě význačné ortogonální polarizace. Vektor elektrické intenzity kmitá v rovině dopadu pro *p*-polarizaci a kolmo na rovinu dopadu pro *s*-polarizaci.

Při magneto-optických měření zpravidla známe Jonesův vektor dopadajícího světla $\tilde{\mathbf{J}}_i$ a hledáme takový operátor (matici), která převede $\tilde{\mathbf{J}}_i$ na $\tilde{\mathbf{J}}_f$ dle rovnice (1.36). Využijeme-li kartézské báze, můžeme popsat efekt odrazu (R) světla na vzorku na stav polarizace odraženého světla pomocí následující Jonesovy matice [11]

$$\hat{\mathbf{J}}_{\text{sp}}^{(\text{R})} = \begin{bmatrix} \tilde{r}_{\text{ss}} & \tilde{r}_{\text{sp}} \\ \tilde{r}_{\text{ps}} & \tilde{r}_{\text{pp}} \end{bmatrix}, \quad (1.37)$$

kde jednotlivé prvky matice \tilde{r}_{ij} ($i, j = \{s, p\}$) jsou koeficienty amplitudové odrazivosti¹² pro s a p složku.

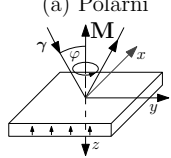
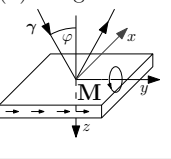
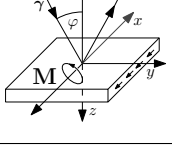
V případě izotropního média jsou nediagonální prvky nulové a můžeme říct, že nedochází k interakci mezi vlnou s s -polarizací a vlnou s p -polarizací. Diagonální členy popisují strukturu zkoumané látky, dále popisují optické vlastnosti jednotlivých vrstev a jsou předmětem zkoumání například elipsometrických metod [13]. Nediagonální členy vyjadřují interakci mezi s a p vlnou. Tyto prvky jsou mimo jiné zodpovědné za stáčení roviny polarizace při odrazu elektromagnetické vlny na anizotropním vzorku. Aplikujeme-li na vzorek magnetické pole, tak dojde k jeho zmagetování, stane se anizotropním. Nediagonální členy již obecně nulové nebudou. Směr magnetizace vzorku je důležitý, neboť nám umožní na základě symetrie problému získat vztahy mezi jednotlivými členy v matici (1.37). Argumenty symetrie jsou názorně probrány v [11, 14]. Chce-li čtenář ještě více proniknout do algebraické podstaty problému, tak řešení symetrie ve fyzikálních problémech nalezne v [18, 19]. Představme tedy tři základní konfigurace, které se při měření magneto-optického Kerrova jevu využívají: polární, longitudinální a transverzální konfigurace. Vzhledem k značné odlišnosti měření v jednotlivých konfiguracích se obecně mluví o polárním, longitudinálním a transverzálním Kerrovu jevu - jednotlivé konfigurace pro úhel dopadu φ jsou vyobrazeny na obrázku 1.7.



Obr. 1.7: Tři nejčastěji využívané konfigurace při měření Kerrova jevu. Šipka na závitě určuje směr proudu v náhradní cívce, která vyvolává magnetizaci \mathbf{M} .

¹²Prvky matice nám určují, jaký je poměr amplitudy vlny odražené vůči amplitudě vlny dopadající pro s a p polarizaci. Například člen \tilde{r}_{sp} značí poměr, mezi dopadající p -polarizací a odraženou s -polarizovanou vlnou. Poměr intenzit určuje reflektivita $R_{ij} = |\tilde{r}_{ij}|^2$.

Využijeme-li tedy argumenty symetrie, získáme pro každou konfiguraci specifický tvar Jonesovy matice 1.37. Argumenty symetrie hledáme na základě toho, že provádíme geometrické transformace prostoru (zrcadlení, rotaci) a sledujeme, jak se nám mění znaménka jednotlivých prvků v 1.37. Zároveň s tím sledujeme, zda s provedenou transformací měníme i směr \mathbf{M} , popřípadě zda se mění směr šíření elektromagnetické vlny (dán vektorem γ). Poté můžeme říct, které prvky jsou vůči změně směru \mathbf{M} sudé (nemění znaménko) a které liché (mění znaménko). Názorným příkladem je například fakt, že pro polární geometrii a $\varphi = 0$ (obrázek 1.7 (a)) nemůže existovat rozdíl mezi s a p vlnou. Aplikujeme-li na operátor libovolnou rotaci souřadné soustavy okolo směru definovaného dopadající vlnou, musíme získat původní operátor. Tato operace nám poskytne všechny informace jak o diagonálních, tak o nediagonálních členech z matice vzorku (1.37). Shrnutí výsledků těchto geometrických operací nalezneme v tabulce 1.2 [10, 11, 14].

	$\varphi = 0$	$\varphi \neq 0$	symetrie argumentu
(a) Polární 	$\begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & \tilde{r}_{ps} \\ \tilde{r}_{ps} & -\tilde{r}_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & \tilde{r}_{ps} \\ \tilde{r}_{ps} & \tilde{r}_{pp} \end{bmatrix}$	$\tilde{r}_{ss}, \tilde{r}_{pp}$: nezávisí na M_z sudé v φ $\tilde{r}_{sp} = \tilde{r}_{ps}$: liché v M_z sudé v φ
(b) Longitudinální 	$\begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & 0 \\ 0 & -\tilde{r}_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & -\tilde{r}_{ps} \\ \tilde{r}_{ps} & \tilde{r}_{pp} \end{bmatrix}$	$\tilde{r}_{ss}, \tilde{r}_{pp}$: nezávisí na M_y sudé v φ $\tilde{r}_{sp} = -\tilde{r}_{ps}$: liché v M_y liché v φ
(c) Transverzální 	$\begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & 0 \\ 0 & -\tilde{r}_{ss} \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & 0 \\ 0 & \tilde{r}_{pp}^c + \tilde{r}_{pp} \end{bmatrix}$	$\tilde{r}_{ss}, \tilde{r}_{pp}^c$: nezávisí na M_x sudé v φ \tilde{r}_{pp} : liché v M_x liché v φ

Tab. 1.2: Tabulka shrnující tvar Jonesových matic na základě argumentů symetrie. V případě transverzální konfigurace je člen \tilde{r}_{pp}^c konstantní v \mathbf{M} .

Z tabulky 1.2 si můžeme například povšimnout, že při transverzální konfiguraci z obrázku 1.7 (c) nedochází k anizotropní interakci - tedy k existenci nediagonálních členů v Jonesově matici 1.37. V konečném důsledku to znamená, že při odrazu polarizovaného světla od takto zmagnetovaného vzorku nedojde k stočení jeho roviny polarizace, dojde pouze ke změnám v amplitudě odražené vlny. Tato zajímavá skutečnost je způsobena tím, že vektor γ je pro každé φ kolmý na vektor magnetizace \mathbf{M} . Tím je způsobeno, že dopadající elektromagnetická vlna neovlivňuje vektor magnetizace \mathbf{M} a nediagonální členy z 1.37 jsou tedy rovny nule.

V závěru této části definujeme základní veličiny, které můžeme při magneto-optických měřeních přímo detekovat. Nyní vezměme Jonesovu matici vzorku (1.37) a nechme ji působit na paprsek s s -polarizací (v tomto případě popsán jednotkovým vektorem \mathbf{e}_x). Tak získáme následující Jonesův vektor

$$\tilde{\mathbf{J}}_{s,f} = \begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & \tilde{r}_{sp} \\ \tilde{r}_{ps} & \tilde{r}_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} \\ \tilde{r}_{ps} \end{bmatrix}. \quad (1.38)$$

Obdobný postup užijme pro p -polarizaci

$$\tilde{\mathbf{J}}_{p,f} = \begin{bmatrix} \tilde{r}_{ss} & \tilde{r}_{sp} \\ \tilde{r}_{ps} & \tilde{r}_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{r}_{sp} \\ \tilde{r}_{pp} \end{bmatrix}. \quad (1.39)$$

Dále definujeme na základě předpokladu, že $\tilde{r}_{ps} \ll \tilde{r}_{ss}^{13}$, následující magneto-optické veličiny [11, 14]

$$\tilde{\Phi}_{Ks} \approx \theta_{Ks} - i\epsilon_{Ks} \equiv \frac{\tilde{r}_{ps}}{\tilde{r}_{ss}}, \quad (1.40)$$

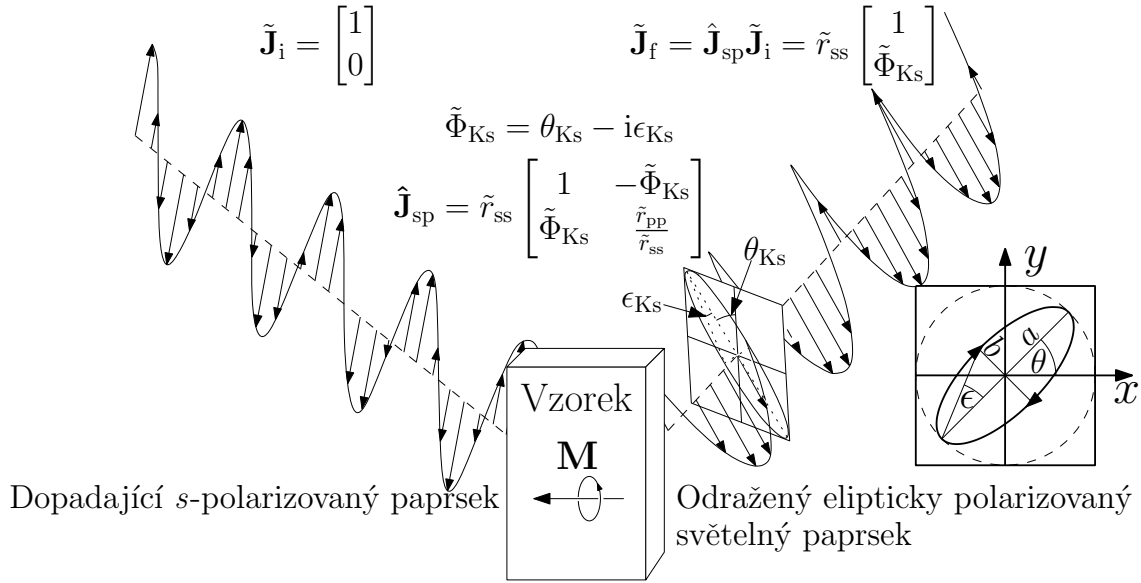
$$\tilde{\Phi}_{Kp} \approx \theta_{Kp} - i\epsilon_{Kp} \equiv -\frac{\tilde{r}_{sp}}{\tilde{r}_{pp}}. \quad (1.41)$$

Veličinu $\tilde{\Phi}_{Ks}$ nazveme komplexním úhlem Kerrovy rotace pro s -polarizaci (analogicky pro složku p) a veličiny θ_{Ks} a ϵ_{Ks} jsou pořadě Kerrova rotace a Kerrova elipticita (úhly, které odpovídají parametrům užitým v obrázku 1.3), kde znaménko volíme tak, aby vyhovovalo definici na základě parametrů uvedených v sekci 1.3.1 a obrázku 1.3. Důkladnější rozbor znaménkové konvence nalezneme v [10]. Na úplný závěr ještě definujeme normovanou Jonesovu matici vzorku, kde normování provádíme na základě toho, že nás často zajímají pouze informace o polarizačních vlastnostech vzorku, kdežto informace o jeho reflexním charakteru pro nás nemusí být důležité. Pro zjednodušení výpočtů budeme hledat řešení pro s -složku polarizace dopadajícího světla, pro p -složku bude postup zcela analogický. V literatuře [11, 14] se vždy uvádí výpočet pro $\varphi = 0$ a jak můžeme vidět z tabulky 1.2, jde o poměrně zjednodušující předpoklad, při kterém nemusí být zobecnění zřejmé. V dalším textu uvádíme odvození pro $\varphi \neq 0$ a longitudinální konfiguraci. Pouhou úpravou příslušné matice z tabulky 1.2 můžeme psát

$$\hat{\mathbf{J}}_{sp} = \tilde{r}_{ss} \begin{bmatrix} 1 & -\tilde{\Phi}_{Ks} \\ \tilde{\Phi}_{Ks} & \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \end{bmatrix}. \quad (1.42)$$

Nyní ukažme, co se stane s dopadajícím s -polarizovaným paprskem po odrazu na vzorku, který je popsán operátorem ve tvaru (1.42). Tato situace je znázorněna na obrázku 1.8.

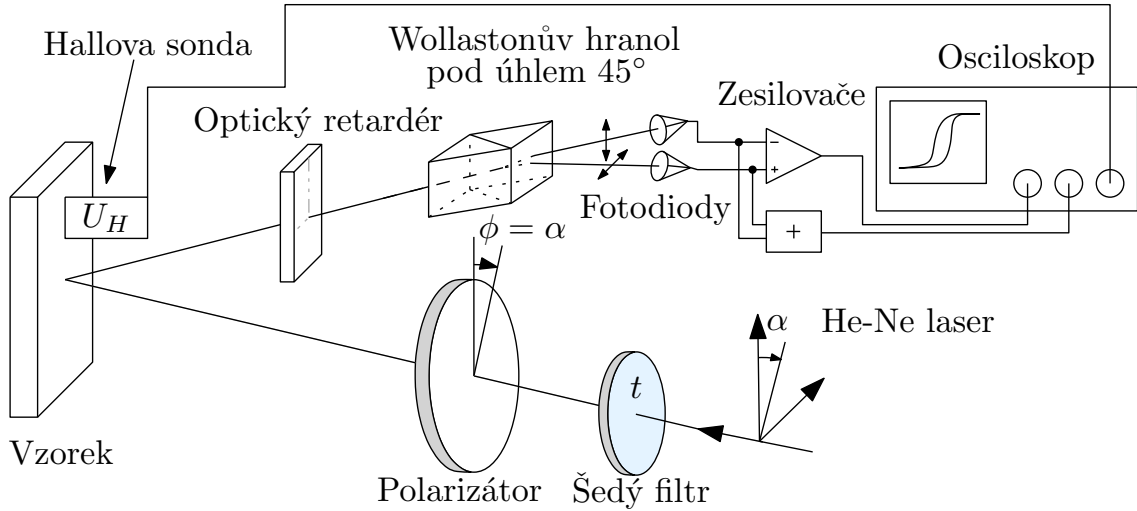
¹³V experimentální části se ukáže, že $\frac{\tilde{r}_{ps}}{\tilde{r}_{ss}} \approx 10^{-3}$.



Obr. 1.8: Na vzorek dopadající světelná vlna popsána Jonesovým vektorem $\tilde{\mathbf{J}}_i$ je maticí vzorku (1.42) změněna na $\tilde{\mathbf{J}}_f$. Po odrazu získáváme elipticky polarizovanou světelnou vlnu, která má parametry dány rovnicí (1.38). Jednotlivé osy nejsou v měřítku, neboť typické hodnoty θ_{Ks} a ϵ_{Ks} jsou v řádu tisíců radiánů. V pravé části je zobrazena eliptická polarizace z obrázku 1.3.

1.5 Měření magneto-optických veličin

V předchozím textu jsme postupně rozvinuli teorii elektromagnetického pole a následně představili formalismus, který nám pomůže efektivně popsat polarizační stav světla. Dále jsme v sekci 1.4 definovali na základě předpokladu, že magneto-optické veličiny jsou malé, veličinu, kterou již reálně měříme - Kerrovu rotaci nebo Kerrovu elipticitu (rovnice (1.41)). V této sekci využijeme formalismus představený v části 1.3.2 a aplikujeme jej na model reálné optické sestavy, která se na ÚFI nachází a které bude věnována konstrukční část této práce. Představíme rovněž model, na jehož základě budeme vyhodnocovat měřená data. Námi využívaná metoda - diferenční metoda dvou ortogonálních polarizací - jistě není jedinou, která umožňuje magneto-optické veličiny měřit. Zmíníme například nejjednodušší metodu zkřížených polarizátorů. Dále existují přesné, avšak instrumentálně velmi náročné, modulační metody. Velmi názorně zpracovaný přehled metod pro magneto-optická měření je v práci [11] a dvě metody nalezneme též v [12]. Druhá jmenovaná práce uvádí výpočet diferenční metody na základě geometrie, kdežto my se pokusíme získat stejný výsledek na základě Jonesova formalismu. Schéma měřicí optické sestavy je na obrázku 1.9.



Obr. 1.9: Schématicky znázorněná optická sestava aparatury na ÚFI. Polarizovaný paprsek z He-Ne laseru prochází přes šedý filtr a následně se polarizuje (stupeň polarizace laseru není pro samotné měření dostatečný). Pro získání co největší intenzity zpravidla využíváme $\phi = \alpha$. Světelný paprsek dopadá na vzorek, který je charakterizován Jonesovou maticí, ve které figurují i nediagonální členy. Vlivem nediagonálních členů v matici vzorku dojde ke stočení roviny polarizace dopadajícího světla. Odražený, již obecně elipticky polarizovaný světelný svazek, prochází retardérem (jeho zařazení je volitelné) a je následně rozdělen na s -složku a p -složku polarizace pomocí Wollastonova hranolu. Jednotlivé intenzity jsou detekovány na fotodiodách. Hallovou sondou měříme velikost vnějšího magnetického pole.

Pro optickou sestavu 1.9 můžeme (stejně jako na obrázku 1.4) vyjádřit závislost $\tilde{\mathbf{J}}_f$ na $\tilde{\mathbf{J}}_i$. Následně pomocí vztahu

$$I = \frac{1}{2} \tilde{\mathbf{J}}_f^\dagger \tilde{\mathbf{J}}_f \quad (1.43)$$

můžeme získat výslednou intenzitu [11]. Konfigurace měření je navržena tak, že Wollastonův hranol je oproti původní rovině polarizace světla natočen o 45° a tak pro izotropní vzorek dopadá na fotodiody světlo o stejné intenzitě [12]. Po zapnutí magnetického pole dojde k zmagetování vzorku a vzorek se stane anizotropním. Po zavedení magnetického pole nediagonální členy v rovnici (1.37) již obecně nulové nebudou. Jako důsledek této změny se z dopadající rovinně polarizované světelné vlny obecně stane vlna elipticky polarizovaná. Tímto dojde ke změně v měřené intenzitě na jednotlivých fotodiodách a my detekujeme nenulový rozdílový signál. K určení Kerrovy rotace je v první řadě třeba získat $\tilde{\mathbf{J}}_i$ a změřit $\tilde{\mathbf{J}}_f$. Představme tedy model v Jonesově formalismu pro sestavu z obrázku¹⁴ 1.9:

¹⁴Zpravidla ztotožňujeme rovinu polarizace laseru α s rovinou polarizátoru ϕ , proto polarizátor ve výpočtu nevyužijeme.

$$\tilde{\mathbf{J}}_{\pm} = \hat{\mathbf{J}}_W \hat{\mathbf{J}}_{sp} \hat{\mathbf{J}}_F \tilde{\mathbf{J}}_i = \frac{\tilde{r}_{ss}}{2} \begin{bmatrix} 1 & \pm 1 \\ \pm 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -\tilde{\Phi}_{Ks} \\ \tilde{\Phi}_{Ks} & \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sqrt{t} & 0 \\ 0 & \sqrt{t} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}, \quad (1.44)$$

kde vynecháváme volitelný dichroický retardér, neboť v současné době jej nemáme k dispozici a při výpočtech soustav Jonesových matic se ukázalo, že v současné konfiguraci není přínosem. Pokud bychom měřili polární Kerrův jev pro $\varphi = 0$, můžeme vkládáním čtvrtvlnové destičky do optické osy přepínat mezi měřením Kerrovy rotace a Kerrovy elipticity. Tento závěr vyplývá z řešení soustavy Jonesových matic pro polární Kerrův jev a $\varphi = 0$, kdy necháme světlo před dopadem na vzorek procházet přes čtvrtvlnovou destičku [11].

Nyní přejdeme k samotnému výpočtu. Je třeba získat výsledné vektory $\tilde{\mathbf{J}}_+$ a $\tilde{\mathbf{J}}_-$, což jsou vektory, které získáme rozdělením dvou paprsků na Wollastonově hranolu. Provedeme-li pronásobení rovnice (1.44), získáme pro první paprsek se znaménkem + vektor

$$\tilde{\mathbf{J}}_+ = \begin{bmatrix} \frac{\tilde{r}_{ss}}{2} \sqrt{t} \left(\cos \alpha - \tilde{\Phi}_{Ks} \sin \alpha + \tilde{\Phi}_{Ks} \cos \alpha + \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \sin \alpha \right) \\ \frac{\tilde{r}_{ss}}{2} \sqrt{t} \left(\cos \alpha - \tilde{\Phi}_{Ks} \sin \alpha + \tilde{\Phi}_{Ks} \cos \alpha + \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \sin \alpha \right) \end{bmatrix} \quad (1.45)$$

a pro druhý paprsek získáme vektor

$$\tilde{\mathbf{J}}_- = \begin{bmatrix} \frac{\tilde{r}_{ss}}{2} \sqrt{t} \left(\cos \alpha - \tilde{\Phi}_{Ks} \sin \alpha - \tilde{\Phi}_{Ks} \cos \alpha - \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \sin \alpha \right) \\ \frac{\tilde{r}_{ss}}{2} \sqrt{t} \left(-\cos \alpha + \tilde{\Phi}_{Ks} \sin \alpha + \tilde{\Phi}_{Ks} \cos \alpha + \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \sin \alpha \right) \end{bmatrix}. \quad (1.46)$$

Nyní je třeba získat měřenou intenzitu, tedy převést vektory (1.45) a (1.46) pomocí rovnice (1.43) na výslednou intenzitu. Následně provést součet dvou intenzit a poté určit jejich rozdíl. Výsledný tvar rozdílové intenzity I_{diff} získaný výpočtem a verifikovaný v matematickém programu Maple a Mathematica (v příloze, složka - Měření\JonesovyMatices-polarizace.mw)

$$I_{\text{diff}} = \Re \left(\frac{1}{2} t \tilde{r}_{ss}^2 \left(-\frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \sin 2\alpha + \tilde{\Phi}_{Ks}^2 \sin 2\alpha - 2\tilde{\Phi}_{Ks} \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \cos^2 \alpha - \right. \right. \\ \left. \left. - 2\tilde{\Phi}_{Ks} \cos^2 \alpha + 2\tilde{\Phi}_{Ks} \frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} \right) \right). \quad (1.47)$$

Člen $\tilde{r}_{ss}^2 = R_{ss}$ je odrazivost s složky polarizace, která je definována jako poměr mezi intenzitou dopadajícího světla a světla odraženého [5, 8, 13]. Z rovnice (1.47) vidíme, že je poměrně komplikovaná. Předpokládejme tedy, že máme polarizátor natočený o malý úhel $\alpha \ll 1^\circ$ a převedme goniometrické funkce na Taylorovy polynomy druhého stupně se středem v bodě nula

$$I_{\text{diff}, \alpha \ll 1^\circ} \approx \Re \left(-\tilde{r}_{ss}^2 t \tilde{\Phi}_{Ks} + \tilde{r}_{ss}^2 t \left(-\frac{\tilde{r}_{pp}}{\tilde{r}_{ss}} + \tilde{\Phi}_{Ks}^2 \right) \alpha \right). \quad (1.48)$$

Vidíme, že navíc ke členu úměrnému $\tilde{\Phi}_{\text{Ks}}$ získáváme pro nenulové α (odklon roviny polarizace dopadajícího světla od s -polarizovaného svazku) další zdroj signálu, který je úměrný α a amplitudové odrazivosti \tilde{r}_{pp} , objevuje se nám v měření nenulový příspěvek p -polarizace. Poslední člen v rovnici (1.48) je kvadratická korekce, kterou můžeme položit rovnou nule na základě definice, že $\tilde{\Phi}_{\text{Ks}} = \theta_{\text{Ks}} - i\epsilon_{\text{Ks}}$ jsou malé úhly, tedy jejich kvadrát je ještě menší. Nyní spočtěme součet intenzit I_{sum} , tedy veličinu, kterou můžeme rovněž detekovat

$$I_{\text{sum}} = \Re \left(\frac{1}{2} t \tilde{r}_{\text{ss}}^2 \left(\tilde{\Phi}_{\text{Ks}} \frac{\tilde{r}_{\text{pp}}}{\tilde{r}_{\text{ss}}} \sin 2\alpha - \tilde{\Phi}_{\text{Ks}} \sin 2\alpha + \frac{\tilde{r}_{\text{pp}}^2}{\tilde{r}_{\text{ss}}^2} - \frac{\tilde{r}_{\text{pp}}^2}{\tilde{r}_{\text{ss}}^2} \cos^2 \alpha + \cos^2 \alpha + \tilde{\Phi}_{\text{Ks}}^2 \right) \right). \quad (1.49)$$

Opět provedme rozvoj s předpokladem $\alpha \ll 1^\circ$

$$I_{\text{sum}, \alpha \ll 1^\circ} \approx \Re \left(\frac{1}{2} \tilde{r}_{\text{ss}}^2 t (1 + \tilde{\Phi}_{\text{Ks}}^2) + \tilde{r}_{\text{ss}}^2 t (\tilde{\Phi}_{\text{Ks}} \frac{\tilde{r}_{\text{pp}}}{\tilde{r}_{\text{ss}}} - \tilde{\Phi}_{\text{Ks}}) \alpha \right), \quad (1.50)$$

kde v součtovém signálu dostáváme první člen, který odpovídá konstantě, a poté malé korekci úměrné $\tilde{\Phi}_{\text{Ks}}^2$. V prvním členu úměrném α je opět zakomponován příspěvek p -polarizace měřeného světla. Nyní položíme $\alpha = 0^\circ$ (získáme pouze s -polarizaci) a na základě výše zmíněného argumentu $\tilde{\Phi}_{\text{Ks}}^2 = 0$, čímž získáme dvě rovnice

$$I_{\text{dif}, \alpha=0^\circ} = \Re \left(-\tilde{r}_{\text{ss}}^2 t \tilde{\Phi}_{\text{Ks}} \right) \quad (1.51)$$

a

$$I_{\text{sum}, \alpha=0^\circ} = \frac{1}{2} \tilde{r}_{\text{ss}}^2 t. \quad (1.52)$$

Parametr \tilde{r}_{ss} lze získat z Fresnelových vztahů pro odraz na absorbujícím prostředí. Velmi názorné odvození nalezneme na straně 164 v [8]. Nás ovšem zajímá pouze polarizační charakter vzorku, můžeme tedy vyjádřit \tilde{r}_{ss}^2 z rovnice (1.52) a dosadit do (1.51). Získáme tvar

$$I_{\text{dif}, \alpha=0^\circ} = -2I_{\text{sum}, \alpha=0^\circ} \Re \left(\tilde{\Phi}_{\text{Ks}} \right), \quad (1.53)$$

kde dále dosadíme za $\tilde{\Phi}_{\text{Ks}}$ z rovnice (1.41). Touto úpravou získáme výraz

$$I_{\text{dif}, \alpha=0^\circ} = -2I_{\text{sum}, \alpha=0^\circ} \Re(\theta_{\text{Ks}} - i\epsilon_{\text{Ks}}). \quad (1.54)$$

Nyní si uvědomme, že měříme pouze reálnou část výše zmíněné rovnice, tedy

$$I_{\text{dif}, \alpha=0^\circ} = -2I_{\text{sum}, \alpha=0^\circ} \theta_{\text{Ks}}, \quad (1.55)$$

ze které hned vidíme, že

$$\theta_{\text{Ks}} = -\frac{I_{\text{dif}, \alpha=0^\circ}}{2I_{\text{sum}, \alpha=0^\circ}}. \quad (1.56)$$

Tento výraz je zcela ve shodě s prací [12], kde autor k problému přistupoval na základě geometrie problému. Tato shoda naznačuje, že zvoleným přístupem jsme schopni získat na základě měření součtové intenzity a rozdílové intenzity přímo Kerrovu rotaci, čímž můžeme zpětně získat informaci o reálné části matice 1.37.

1.6 Tenzor permitivity

V předchozím textu jsme se věnovali popisu magneto-optických veličin bez bližšího specifikování, jaký je jejich fyzikální původ. Tento nedostatek se pokusíme odstranit v této sekci. Je nutné si uvědomit, že korektní popis elektromagnetické vlny šířící se v anizotropním prostředí je nad rámec této práce. My se tedy pokusíme pouze nastínit, jaký fyzikální aparát se k popisu používá. V první řadě řekneme, že při magneto-optických měřeních (ve viditelném spektru) je interakce elektromagnetické vlny a spinu elektronu zanedbatelná [20], což vede k představě, že elektromagnetická vlna především interaguje s orbitálním momentem vázaného elektronu. Dále, jak již jsme zmínili, elektron interaguje pouze se složkou elektrické intenzity elektromagnetické vlny, a proto optické vlastnosti pevných látek popisujeme pomocí komplexní permitivity která je tenzorem druhého řádu. Opět existuje několik způsobů, jak jeho tvar získat. Při odvození budeme předpokládat, že zkoumané médium je izotropní a anizotropie se projeví až po vložení do magnetického pole. Pro odvození jednotlivých prvků tenzoru $\hat{\epsilon}$ nalezneme v literatuře nejčastěji tři přístupy [11, 14, 21, 22]. První se nazývá makroskopický, kde uvažujeme odezovou funkci prostředí v bodě \mathbf{r} a čase t na podnět $\tilde{\mathbf{E}}$ v bodě \mathbf{r}' a čase t' [12, 14, 22]. Odezvu (například pro proudovou hustotu) na podnět $\tilde{\mathbf{E}}$, nalezneme ve tvaru

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, \omega) = \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} f_{\sigma}(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}', t') d\mathbf{r}', \quad (1.57)$$

kde f_{σ} je odezвовá funkce.

Druhý přístup je přístup semiklasický, kdy k problému přistupujeme kvantově-mechanicky. Řešení hledáme pro kvantový Hamiltonián elektronu v elektrostatickém potenciálu, vnějším magnetickém poli a v poli, které tvoří procházející elektromagnetická vlna. Tento přístup je ze tří přístupů, které zde prezentujeme, nejobecnější, neboť je v něm zahrnut jak spin-orbitální moment elektronu, tak jeho spin. Matematické řešení tohoto problému je nad rámec této práce, a proto se mu v této práci nebudeme dále věnovat. Odvození semiklasického přístupu nalezneme v knize od autora Višňovského [14].

Poslední přístup, který se k nalezení tenzoru permitivity často používá, je klasický Lorentzův model elektronu, do kterého přidáme vliv stacionárního magnetického pole. Tento jednoduchý model nám má podat náhled na chování jednotlivých členů tenzoru permitivity, nedokáže však zahrnout kvantové jevy, se kterými počítá semiklasický model již v základu. Samotný model, stejně tak jeho řešení, jsou názorná a pro vhled do problematiky dostačující.

Uvažujme nabitou částici v parabolickém potenciálu, na kterou působí střídavá složka elektrické intenzity ve tvaru $\mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$. V této chvíli zbývá rozhodnout, zda budeme počítat s Lagrangeovou funkcí (popř. Hamiltonovou funkcí) takové částice,

což nalezneme v [6, 7, 14, 23], nebo napíšeme pohybovou rovnici takovéto částice přímo [11, 12]. V našem přístupu zvolíme druhý přístup. Pohybová rovnice nabitě částice v elektrostatickém potenciálu, vnějším magnetickém poli a poli vyvolaného procházející elektromagnetickou vlnou bude vypadat následovně

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} + m\Gamma \frac{d\mathbf{r}}{dt} + m\omega_0^2 \mathbf{r} - e \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B}_E = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}. \quad (1.58)$$

Jako ω_0 značíme frekvenci netlumeného oscilátoru - vlastní frekvence oscilátoru. Konstanta Γ je konstanta tlumení. V dalším kroku předpokládáme, že vektor magnetické indukce externího magnetického pole má tvar $\mathbf{B}_E = (0, 0, -B_z)$. Tímto způsobem budeme popisovat polární Kerrův jev, který není zcela předmětem našeho zájmu, ovšem díky takto získanému tenzoru permitivity dokážeme následně pomocí transformace souřadnic získat tvar pro longitudinální Kerrův jev [14].

Ještě před tím, než rovnici (1.58) začneme řešit, napíšeme materiálové vztahy, které nám umožní přejít od průměrné výchylky elektronu z rovnovážné polohy $\tilde{\mathbf{r}}$ k susceptibilitě¹⁵ $\hat{\chi}_e$, popřípadě k relativní permitivitě $\hat{\epsilon}_r$. Vezmeme materiálové vztahy z (1.5) a postupujeme analogicky s tím, že nyní již uvažujeme tenzorový charakter elektrické susceptibility a relativní permitivity [5, 6, 11, 12, 14]. Vztah mezi elektrickou polarizací $\tilde{\mathbf{P}}$ a elektrickou intenzitou $\tilde{\mathbf{E}}$ bude následující

$$\tilde{\mathbf{P}} = ne\tilde{\mathbf{r}} = \varepsilon_0 \hat{\chi}_e \tilde{\mathbf{E}}. \quad (1.59)$$

Veličina n je koncentrace nábojů, e je náboj částice. Pro relativní permitivitu platí následující vztah

$$\hat{\epsilon}_r = \hat{\chi}_e + \hat{\mathbf{1}}, \quad (1.60)$$

kde tenzor $\hat{\mathbf{1}}$ je v kartézské souřadné soustavě reprezentován jednotkovou maticí o velikosti 3×3 (matice, která má na diagonále samé jedničky a nediagonální prvky jsou nulové). Nyní vezmeme rovnici (1.60) a dosadíme do (1.59). Takto získáme vztah, který nám umožní získat přímo $\hat{\epsilon}_r$. Napíšeme-li jej po složkách, získáme tvar

$$\frac{ner_i}{\varepsilon_0} + E_i = \varepsilon_{ij} E_j. \quad (1.61)$$

Výše uvedený vztah (1.61) parciálně derivujeme podle E_j , čímž získáme následující vztah pro složky tenzoru $\hat{\epsilon}$

$$\varepsilon_{ij} = \chi_{ij} + \delta_{ij} = \frac{ne}{\varepsilon_0} \frac{\partial r_i}{\partial E_j} + \delta_{ij}, \quad (1.62)$$

kde jsme využili vlastnost Kroneckerovo delta δ_{ij} , pro které platí, že $\delta_{ij} \neq 0 = 1$ právě tehdy, když $i = j$, a $\delta_{ij} = 0$ platí právě tehdy, když $i \neq j$. Napíšeme tedy

¹⁵Přesto, že obecně tenzory $\hat{\chi}_e$ a $\hat{\epsilon}_r$ obsahují komplexní členy, nebudeme v případě tenzorů používat speciální značení pro komplexní tenzor, který komplexní složky obsahuje.

celkem tři nyní již skalární rovnice získané z rovnice (1.58)

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \Gamma \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x + \frac{eB_Z}{m} \frac{dy}{dt} = eE_{x,0} \frac{e}{m} e^{i\omega t}, \quad (1.63)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} + \Gamma \frac{dy}{dt} + \omega_0^2 y - \frac{eB_Z}{m} \frac{dx}{dt} = eE_{y,0} \frac{e}{m} e^{i\omega t}, \quad (1.64)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} + \Gamma \frac{dz}{dt} + \omega_0^2 z = eE_{z,0} \frac{e}{m} e^{i\omega t}, \quad (1.65)$$

kde pro zjednodušení soustavy zavedme $\omega_c = -\frac{eB_Z}{m}$. Řešení této soustavy rovnic komplikuje právě svázání rovnice (1.63) a (1.64) přes magnetické pole. V kontrastu k tomuto problému vidíme, že řešení rovnice (1.65) je poměrně jednoduché. Dosadíme předpokládané řešení ve tvaru $\tilde{z} = \tilde{z}_0 e^{i\omega t}$ do (1.65) a získané \tilde{z}_0 dosadíme do (1.62). Po několika úpravách se dostaneme k výsledku ve tvaru

$$\tilde{z}_0 = \frac{eE_{z,0}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega)}. \quad (1.66)$$

Nyní předpokládejme řešení $\tilde{x} = \tilde{x}_0 e^{i\omega t}$ a $\tilde{y} = \tilde{y}_0 e^{i\omega t}$ a dosadme do rovnic (1.63) a (1.64). Z první rovnice vyjádříme \tilde{x}_0 a dosadme jej do druhé rovnice (následně můžeme získané řešení pro \tilde{y}_0 dosadit do první rovnice, ovšem jednodušší řešení je vyjádření \tilde{y}_0 z druhé rovnice s následným dosazením do rovnice první). Získáme tak řešení ve tvaru (řešení v programu Maple je v příloze, složka Měření\Lorentz.mw)

$$\tilde{x}_0 = \frac{e}{m} \frac{i\omega_c \omega E_{y,0} - E_{x,0} \omega^2 + iE_{x,0} \omega \Gamma + E_{x,0} \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \Gamma)^2 - \omega^2 \omega_c^2}, \quad (1.67)$$

$$\tilde{y}_0 = \frac{e}{m} \frac{-i\omega_c \omega E_{x,0} - E_{y,0} \omega^2 + iE_{y,0} \omega \Gamma + E_{y,0} \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \Gamma)^2 - \omega^2 \omega_c^2}. \quad (1.68)$$

Nyní již zbývá pouze převést rovnice (1.66) - (1.68) pomocí vztahu (1.62) na výsledný tenzor permitivity, kde shledáme, že výsledné složky jsou ve tvaru

$$\tilde{\epsilon}_{xx} = \tilde{\epsilon}_{yy} = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \Gamma)^2 - \omega^2 \omega_c^2}, \quad (1.69)$$

$$\tilde{\epsilon}_{zz} = 1 + \omega_p^2 \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega}, \quad (1.70)$$

$$\tilde{\epsilon}_{xy} = -\tilde{\epsilon}_{yx} = \omega_p^2 \frac{i\omega \omega_c}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega \Gamma)^2 - \omega^2 \omega_c^2}, \quad (1.71)$$

kde jako $\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\epsilon_0 m}}$ označujeme plazmovou frekvenci [23]. Nyní si následovně přeznačíme jednotlivé prvky tenzoru. Diagonální člen $\tilde{\epsilon}_{xx} = \tilde{\epsilon}_{yy} = \tilde{\epsilon}_1$, pro nediagonální prvek budeme psát $\tilde{\epsilon}_{xy} = -i\tilde{\epsilon}_2$, prvek $\tilde{\epsilon}_{zz}$ bude dále psán jako $\tilde{\epsilon}_3$. Výsledný tenzor popisující polární Kerrův jev má tvar

$$\hat{\epsilon}_P = \begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_1 & -i\tilde{\epsilon}_2 & 0 \\ i\tilde{\epsilon}_2 & \tilde{\epsilon}_1 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\epsilon}_3 \end{bmatrix}. \quad (1.72)$$

Je příhodné zmínit, že stejný výsledek lze získat s využitím symetrie problému, popřípadě Onsangerových relací [11, 14]. Nyní zbývá pouze provést adekvátní rotaci souřadného systému a získat z (1.72) tenzor $\hat{\epsilon}_L$ popisující longitudinální Kerrův jev [14]. Vezměme tenzor $\hat{\epsilon}_P$ a provedme rotaci souřadného systému okolo osy x o $\frac{\pi}{2}$. Na výsledný tenzor opět aplikujeme rotaci kolem osy x , tentokrát o $-\frac{\pi}{2}$. Touto operací získáme tvar

$$\hat{\epsilon}_L = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_1 & -i\tilde{\epsilon}_2 & 0 \\ i\tilde{\epsilon}_2 & \tilde{\epsilon}_1 & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\epsilon}_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_1 & 0 & i\tilde{\epsilon}_2 \\ 0 & \tilde{\epsilon}_3 & 0 \\ -i\tilde{\epsilon}_2 & 0 & \tilde{\epsilon}_1 \end{bmatrix}. \quad (1.73)$$

Tvar tenzoru $\hat{\epsilon}_r$ pro obecný směr magnetického pole a dopadající světelné vlny, nalezneme v [11] na straně 39.

1.7 Šíření elektromagnetické vlny v lineárním, anizotropním a homogenním prostředí

V části 1.1 jsme se věnovali izotropnímu prostředí, ovšem jak jsme naznačili v sekci 1.3.2 a následně odvodili v 1.6, tak vložení vzorku do magnetického pole dojde k zavedení anizotropie. Řešení šíření elektromagnetické vlny v anizotropním prostředí je poměrně zajímavým problémem, se kterým se při teoretickém popisu magneto-optických jevů setkáme. Jak jsme již zmínili, nebudeme provádět rigorózní odvození, ale pouze problém definujeme na základě Maxwellových rovnic, představených v sekci 1.1. Dále využijeme tenzorové představy o permitivitě, jejíž tvar jsme získali v 1.6. V závěru uvedeme (s odkazem na relevantní literaturu) způsob, jak lze z popisu elektromagnetické vlny v anizotropním prostředí získat prvky Jonesovy matice (1.37). Nyní přistupme k samotnému řešení. Vezměme předpokládané řešení pro elektromagnetickou vlnu, jež má tvar (1.20) a (1.21). Pro lepší orientaci jej napíšeme znovu

$$\tilde{\mathbf{B}}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{B}}_0 e^{i(\omega t - \tilde{\gamma} \cdot \mathbf{r})}, \quad (1.74)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}}_0 e^{i(\omega t - \tilde{\gamma} \cdot \mathbf{r})}. \quad (1.75)$$

Všimněme si, že pro obecnost předpokládáme vlnový vektor $\tilde{\gamma}$ jako komplexní, kde motivací je právě jeho užití pro popis absorbujícího prostředí, pro které je jak vlnový vektor, tak index lomu komplexní [13, 15, 23, 24]. Dále si připomeňme Maxwellovy

rovnice v prostředí bez volných nábojů a proudů

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0, \quad (1.76)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.77)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.78)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.79)$$

Vezměme rovnici (1.78) a stejně, jako v sekci (1.2) provedeme operaci $\nabla \times$ a následně zaměníme pořadí derivací v členu s \mathbf{B} . Uvědomme si, že $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$. Nyní přistoupíme k důležité aproximaci spočívající v tom, že pro optické frekvence vektor \mathbf{M} nestíhá sledovat změny elektromagnetického pole, což vede k tomu, že relativní permeabilita $\mu_r = 1$ [10, 11, 14, 21]. Tento předpoklad nám umožní jednoduše dosadit ze vztahu (1.79) do vztahu (1.78). Získali jsme rovnici, do které nyní dosadíme předpokládané řešení (1.75):

$$\tilde{\gamma} \times (\tilde{\gamma} \times \tilde{\mathbf{E}}) + \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\epsilon} \tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{0}. \quad (1.80)$$

Nyní zavedme obecnější vztah mezi indexem lomu prostředí $\tilde{\mathbf{n}}$ ve směru vektoru $\tilde{\gamma}$ (z rovnice (1.19) na straně 5) a vlnovým vektorem $\tilde{\gamma}$:

$$\tilde{\gamma} = \frac{\omega}{c} \tilde{\mathbf{n}} \quad (1.81)$$

a tento výraz dosadíme do (1.80). Dále můžeme využít vztahu (1.15), popřípadě provedeme dvakrát operaci rotace¹⁶ v rovnici (1.80). Získáme výraz

$$(\tilde{\epsilon} + \tilde{\mathbf{n}} \cdot \tilde{\mathbf{n}} - \tilde{n}_x^2 - \tilde{n}_y^2 - \tilde{n}_z^2) \tilde{\mathbf{E}} = \mathbf{0}. \quad (1.82)$$

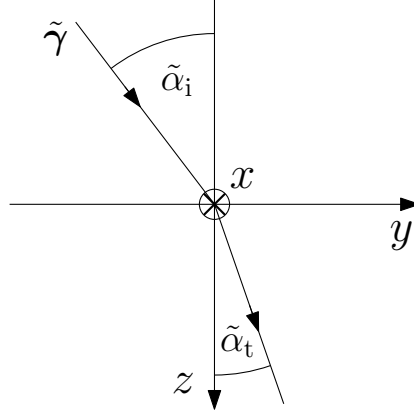
Rovnici si lze přepsat do přehlednějšího tenzorového tvaru

$$\begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_{xx} - \tilde{n}_y^2 - \tilde{n}_z^2 & \tilde{\epsilon}_{xy} + \tilde{n}_x \tilde{n}_y & \tilde{\epsilon}_{xz} + \tilde{n}_x \tilde{n}_z \\ \tilde{\epsilon}_{yx} + \tilde{n}_y \tilde{n}_x & \tilde{\epsilon}_{yy} - \tilde{n}_x^2 - \tilde{n}_z^2 & \tilde{\epsilon}_{yz} + \tilde{n}_y \tilde{n}_z \\ \tilde{\epsilon}_{zx} + \tilde{n}_z \tilde{n}_x & \tilde{\epsilon}_{zy} + \tilde{n}_z \tilde{n}_y & \tilde{\epsilon}_{zz} - \tilde{n}_x^2 - \tilde{n}_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \mathbf{0}. \quad (1.83)$$

Na základě geometrické představy o problému (obr. 1.10) si vyjádříme komplexní index lomu $\tilde{\mathbf{n}}$ pomocí komplexního úhlu prošlé vlny ([24] strana 404) -

$$\tilde{\mathbf{n}} = \tilde{n}(0, \sin \tilde{\alpha}_t, \cos \tilde{\alpha}_t). \quad (1.84)$$

¹⁶Vezměme rovnici (1.81) a dosadíme ji do rovnice (1.80) s tím, že si komplexní index lomu napíšeme po složkách jako $\tilde{\mathbf{n}} = (\tilde{n}_x, \tilde{n}_y, \tilde{n}_z)$. Poté vypočítáme dvakrát vektorový součin v (1.80), čímž získáme (1.82).



Obr. 1.10: Šíření vlny přes rozhraní a znázornění komplexních úhlů $\tilde{\alpha}_i$ a $\tilde{\alpha}_t$, pomocí kterých vyjádříme index lomu \tilde{n} ve směru $\tilde{\gamma}$.

Zavedením tohoto tvaru se nám výpočet zjednoduší a po dosazení tenzoru $\hat{\epsilon}_L$ z rovnice (1.73) získáme vyjádření, které budeme po následné další aproximaci schopni analyticky řešit. Tato aproximace pojednává o rovnosti diagonálních členů v (1.72) a (1.73). Stanovuje, že $\tilde{\epsilon}_1 \approx \tilde{\epsilon}_3$. Toto zjednodušení výpočtu můžeme provést na základě rozvoje členu (1.69) v Taylorovu řadu podle proměnné ω_c . Příslušné Taylorovy polynomy (1.69) a (1.71) předkládáme v Dodatku A - vztahy (A.6) a (A.7) na straně 53. Nyní v rozvoji (A.6) zanedbejme kvadratické a vyšší členy, neboť jak uvádíme v Dodatku A, tak $\omega_c \ll \omega$. Touto úpravou získáme výraz (1.70). Tato aproximace je často uváděna bez dalšího komentáře [11, 14]. Zavedeme-li rovnost $\tilde{\epsilon}_1 = \tilde{\epsilon}_3$, nic nám nebrání dosadit upravený tenzor permitivity do (1.83)

$$\begin{bmatrix} \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{n}^2 & 0 & -i\tilde{\epsilon}_2 \\ 0 & \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{n}^2 \cos^2 \tilde{\alpha}_t & \tilde{n}^2 \sin \tilde{\alpha}_t \cos \tilde{\alpha}_t \\ i\tilde{\epsilon}_2 & \tilde{n}^2 \sin \tilde{\alpha}_t \cos \tilde{\alpha}_t & \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{n}^2 \sin^2 \tilde{\alpha}_t \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_y \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \mathbf{0}. \quad (1.85)$$

Soustava rovnic (1.85) má netriviální řešení právě tehdy, když determinant matice koeficientů bude rovný nule. Tento požadavek vede na

$$\begin{vmatrix} \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{n}^2 & 0 & -i\tilde{\epsilon}_2 \\ 0 & \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{n}^2 \cos^2 \tilde{\alpha}_t & \tilde{n}^2 \sin \tilde{\alpha}_t \cos \tilde{\alpha}_t \\ i\tilde{\epsilon}_2 & \tilde{n}^2 \sin \tilde{\alpha}_t \cos \tilde{\alpha}_t & \tilde{\epsilon}_1 - \tilde{n}^2 \sin^2 \tilde{\alpha}_t \end{vmatrix} = 0, \quad (1.86)$$

kde po vyjádření determinantu získáme rovnici (výpočet v programu Maple nalezneme v příloze, složka Měření\Determinant.mw)

$$\tilde{\epsilon}_1 \tilde{n}^4 + (-2\tilde{\epsilon}_1^2 - \tilde{\epsilon}_2^2 \cos^2 \tilde{\alpha}_t) \tilde{n}^2 + \tilde{\epsilon}_1 (\tilde{\epsilon}_1^2 + \tilde{\epsilon}_2^2) = 0. \quad (1.87)$$

Determinant výše uvedené rovnice (1.86) nám umožní získat výraz pro \tilde{n} . V rovnici (1.87) rozpoznáme kvadratickou rovnici pro \tilde{n}^2 , kde si můžeme napsat řešení jako

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = \frac{2\tilde{\epsilon}_1^2 + \tilde{\epsilon}_2^2 \cos^2 \tilde{\alpha}_t \pm \sqrt{4\tilde{\epsilon}_1^4 + 4\tilde{\epsilon}_1^2 \tilde{\epsilon}_2^2 \cos^2 \tilde{\alpha}_t + \tilde{\epsilon}_2^4 \cos^4 \tilde{\alpha}_t - 4\tilde{\epsilon}_1^4 - 4\tilde{\epsilon}_1^2 \tilde{\epsilon}_2^2}}{2\tilde{\epsilon}_1}. \quad (1.88)$$

V jednom z posledních kroků si přepíšeme $\cos^2 \tilde{\alpha}_t$ na výraz $1 - \sin^2 \tilde{\alpha}_t$. Na základě argumentů, které jsme využili při položení $\tilde{\varepsilon}_1 = \tilde{\varepsilon}_3$, vyřadíme kvadratické členy v $\tilde{\varepsilon}_2$ (pod odmocninou členy s $\tilde{\varepsilon}_2^4$). Dostáváme tak již poměrně jednoduchou rovnici

$$\tilde{n}_{\pm}^2 = \frac{2\tilde{\varepsilon}_1^2 \pm \sqrt{-4\tilde{\varepsilon}_1^2\tilde{\varepsilon}_2^2\sin^2\tilde{\alpha}_t}}{2\tilde{\varepsilon}_1} = \tilde{\varepsilon}_1 \pm i\tilde{\varepsilon}_2 \sin \tilde{\alpha}_t. \quad (1.89)$$

Zde je důležité si povšimnout, že pro $\tilde{\alpha}_t = 0$ vymizí anizotropie, což je v souladu s tím, že pro tento případ je longitudinální i transversální Kerrův jev nerozlišitelný (a jak lze zjistit z tabulky 1.2 na straně 14, jsou si Jonesovy matice vzorku rovny). Výsledný tvar komplexního indexu lomu dosadíme do předpokládaného řešení, například

$$\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, t) = \tilde{\mathbf{E}}_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c} \tilde{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r})} \quad (1.90)$$

a zjistíme, že vlastní módy šíření elektromagnetické vlny jsou pravotočivé (v rovnici (1.89) označeny +), respektive levotočivé (označeny −) stavy polarizace světla. Z rovnice (1.89) vyplývá, že pro oba módy je rozdílný index lomu a lze říct, že měřené magneto-optické veličiny určené v sekci 1.4 jsou výsledkem optického dichroismu, který nám do původně izotropního materiálu zanele zavedené magnetického pole. Je třeba zmínit, že polynom čtvrtého řádu z rovnice (1.87) má obecně čtyři možná řešení. Další dvě řešení nalezneme odmocněním výrazu (1.89), kde výsledný výraz se bude lišit pouze znaménkem. Tyto další dva módy nazveme dopřednými, respektive zpětnými módy [11, 14]. Odmocnění komplexního čísla není matematicky triviální a pro lepší pochopení přispěje jistě velmi názorné vysvětlení v práci [25].

Na závěr kapitoly věnující se elektromagnetickému poli uvedeme (alespoň kvalitativně) propojení mezi jednotlivými sekcemi teoretické části této práce. Na úplném začátku jsme odvodili vlnovou rovnici elektromagnetické vlny v jednoduchém případě jejího šíření v izotropním prostředí. Následně jsme určili, že elektromagnetické pole lze popsat pomocí dvou ortogonálních polarizací. Na tomto základě jsme v sekci 1.3.2 uvedli formalismus, který nám poměrně efektivně umožní popsat změny polarizačního stavu při průchodu přes optické elementy. V sekci 1.4 jsme pomocí Jonesova formalismu odvodili důležité vztahy pro měřenou intenzitu, které dále využijeme v praktické části této práce. Všechny výsledky sekce 1.4 jsme odvodili na základě toho, že jsme zavedli Jonesovu matici vzorku (strana 12, vztah (1.37)), kde jsme ovšem explicitně neuvedli teoretický způsob výpočtu jednotlivých členů této matice. Původ vzniku magneto-optických veličin jsme ukázali na základě Lorentzova modelu, který je uveden v rámci části 1.6. Následně jsme nastínili řešení šíření elektromagnetické vlny v anizotropním prostředí. Aby teorie, kterou uvádíme v rámci této práce, byla konzistentní, zbývá zmínit způsob, jak získat jednotlivé členy z výše zmíněné matice vzorku (1.37). K tomu nám pomůže právě index lomu, který jsme

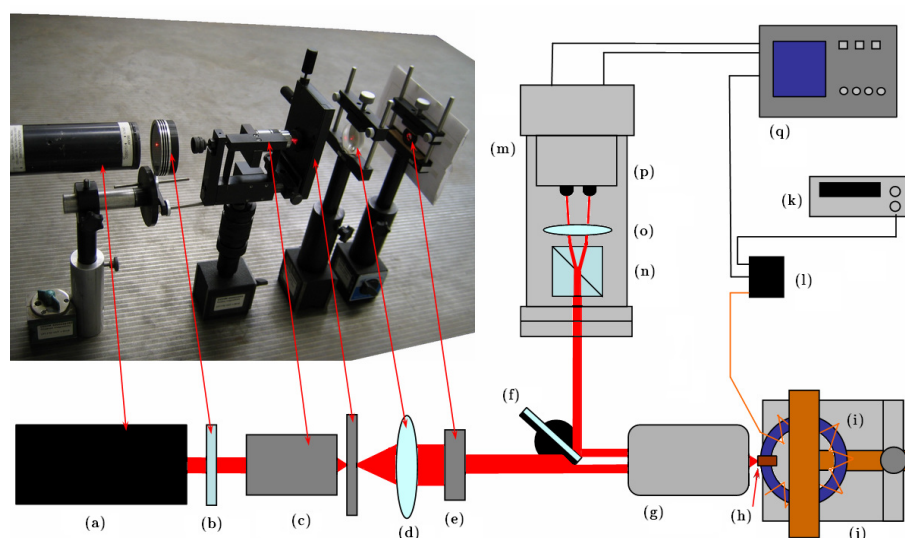
odvodili na závěr teoretické části této práce. Dokážeme-li vyřešit šíření elektromagnetické vlny na rozhraní mezi dielektrikem a anizotropním prostředím, které je popsáno komplexním indexem lomu (vztah (1.89)), získáme koeficienty amplitudové odrazivosti [14], které v (1.37) vystupují (pro členy amplitudové odrazivosti s a p -polarizace můžeme využít Fresnelovy koeficienty pro absorbující prostředí [8], pro kombinovaný člen \tilde{r}_{sp} je situace složitější, viz [14]). Tento postup je poměrně pracný, a proto jej v této práci neuvádíme. Je zřejmé, že řešit pomocí výše zmíněného formalismu šíření elektromagnetické vlny multivrstvou, nemusí obecně vést k jednoduchému analytickému řešení. Popis elektromagnetické vlny v takovém prostředí podává kniha [14]. Původní článek tohoto autora, který se věnuje polárním a longitudinálnímu Kerrovu jevu, je v práci [26]. Dále bylo v rámci prací, které se zabývají magneto-optikou, ukázáno několik velmi užitečných formalismů, které výše zmíněný problém hledání řešení elektromagnetické vlny na rozhraní pomáhají řešit. Jedním z nich je formalismus dle Yeha, který popisuje velmi názorně autor v [11]. V roce 1990 byl představen formalismus, který je záhodné v práci, která má předat vzhled do problematiky magneto-optických měření, jistě zmínit. Autor definuje dva druhy matic [27–29]. První je matice rozhraní, která nám převede dopadající s -polarizovaný, popřípadě p -polarizovaný paprsek na vektor, ve kterém vystupují pouze tangenciální složky vektoru elektrické a magnetické intenzity (tyto složky se po přechodu přes rozhraní zachovávají). Poté je zavedena matice přechodu, která nám přenesení získaný vektor na další rozhraní. Takto můžeme pouhým násobením matic nalézt řešení pro téměř neomezený počet vrstev. Vzhledem k maticovému charakteru je tento formalismus přímo předurčen k numerickému řešení s využitím počítače. V předložené práci výpočty takto získané neuvádíme, ale pro zajímavost jsme některé z výpočtů zařadili do přílohy (složka - Výpočty\Zak, Postava). Poukazují že je výhodné volit úhel dopadu na přibližně 70° (příloha, složka - Výpočty\Zak, Postava\Co 50nm - angular.png), nebo jasně poukazují na selektivitu magneto-optických veličin na energii dopadajícího záření (příloha, složka - Výpočty\Zak, Postava\Co 50nm - energy.png). Závislost magneto-optických veličin na směru vektoru (kolmý na rovinu vzorku až rovnoběžný s rovinou vzorku) je v příloze (příloha, složka - Výpočty\Zak, Postava\Co 50nm - outofplane.png), kde je zachycen kvantitativní poměr mezi polárním a longitudinálním Kerrovým jevem.

2 KONSTRUKCE ZAŘÍZENÍ PRO MĚŘENÍ MAGNETO-OPTICKÝCH JEVŮ

2.1 Vývoj měření Kerrova jevu na ÚFI FSI VUT v Brně

Měření magneto-optických jevů na ÚFI má již určitou historii a tak v rámci této práce můžeme na práce spojené s magneto-optickými jevy, které vznikly na ÚFI, navázat.

V roce 2006 bylo v rámci diplomové práce zkonstruováno zařízení, které umožnilo měřit magneto-optické vlastnosti jak povrchů, tak tenkých vrstev [12]. Předložená práce (jak teoretická část, tak konstrukční část) na tuto práci v mnohém navazuje a dále využívá poznatků i některých optických prvků, které autor práce [12] zkompletoval a předal dále. Jedna z prvních verzí sestavy pro měření magneto-optického Kerrova jevu (MOKE - *Magneto-optical Kerr effect*) je na obr. 2.1. Již

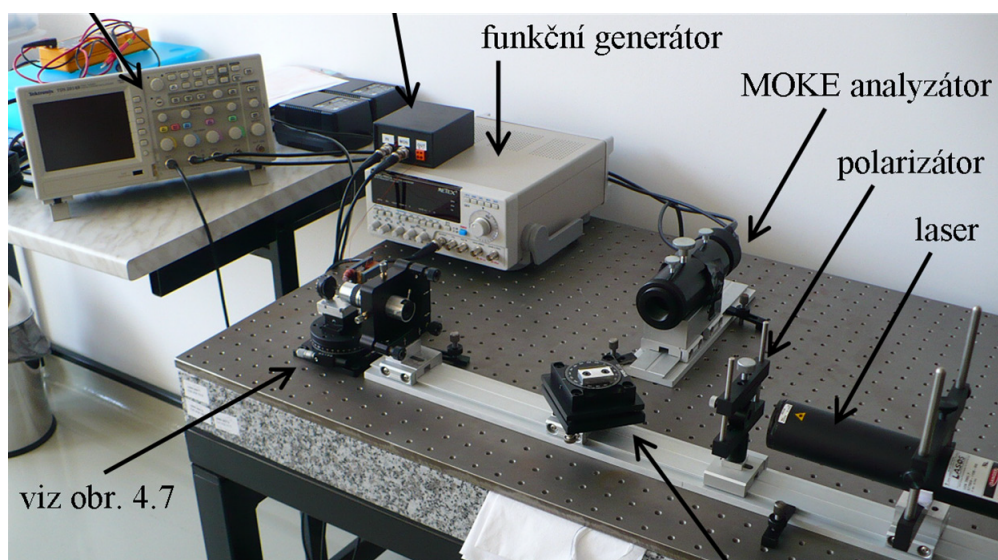


Obr. 2.1: První verze sestavy pro měření MOKE na ÚFI FSI. Laser (a) a detektor (označený prvky (m)-(p)) využíváme i v rámci této práce. Převzato z [12].

z obrázku je patrné, že přesné navádění světelného svazku bylo obtížné, neboť sestava obsahovala příliš mnoho stupňů volnosti. Dalším neduhem, kterým měření s touto sestavou trpělo, spočívalo v nepřesném uchycení vzorku. Až do inovace zavedené v předložené práci bylo přichytávání vzorku realizováno oboustrannou lepicí páskou. Tato páska po čase degradovala a díky nedostatečné adhezní síle se často

stávalo, že již v průběhu měření docházelo k pohybu vzorku. Tento pohyb se projevil při měření driftem součtového signálu při měření součtové intenzity ze vztahu (1.50). Další problém spojeným s využitím lepicí pásky jako na obr. 2.1 je ten, že vzorek je pokaždé přilepen v mírně jiném náklonu, což při odrazu laserového svazku vyvolávalo změny, které snižovaly reprodukovatelnost získaných výsledků.

Určitý pokrok, vedoucí k lepšímu navádění laserového svazku, přinesla práce [30]. Autor celou sestavu umístil na kolejnice - takzvaný rail systém od firmy Thorlabs, Inc. Výhodou tohoto systému je vytvoření osy, díky které je omezen pohyb komponent v nežádoucích směrech. Převzatý obr. 2.2 z práce [30] ukazuje aplikovaný rail systém pro MOKE aparaturu.



Obr. 2.2: Sestava umístěná na rail systému. Převzato z [30].

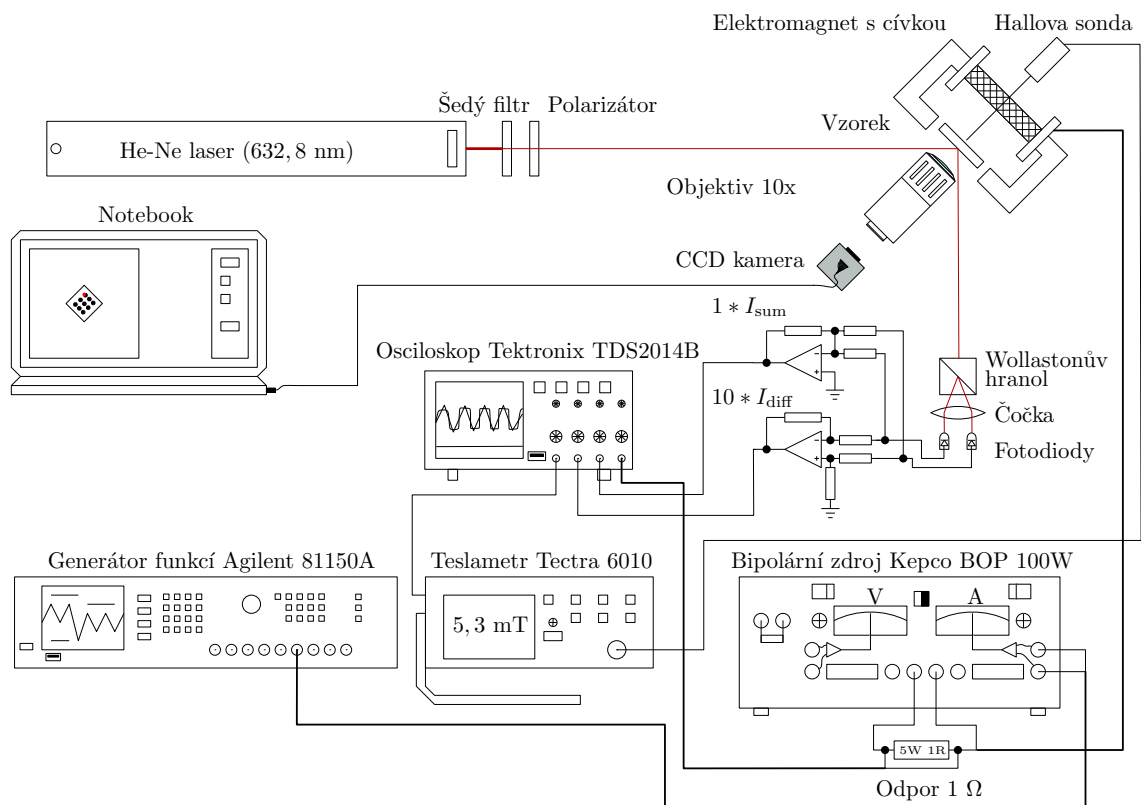
Celá optická sestava je umístěna přímo na optické lavici, čímž ovšem dochází k přenosu mechanických vibrací, což následně vedlo ke ztrátě malých signálů v šumu. Vzhledem k tomu, že naším cílem bylo navrhnout a sestavit aparaturu, která umožní měřit magnetické vlastnosti struktur, jejichž laterální rozměr je v řádu mikrometrů, je třeba akustický šum omezit na minimum. V měření se nám projevuje celá řada dalších zdrojů šumu, které při návrhu aparatury musely být uvažovány. Přehledový článek o původcích šumu v měření MOKE nalezneme v [31]. Vzhledem k tomu, že optická lavice, kterou máme při měření k dispozici, není umístěna na aktivních tlumičích a stávající pasivní tlumiče jsou značně poddimenzovány, představovaly vibrace značný problém, který při využití rail systému neumožňoval provádět jakákoliv citlivější měření. Vzhledem k cílům předložené práce musela být celá sestava zcela inovována. Inovaci bude věnována tato kapitola, jež se zabývá konstrukčním řešením takového zařízení.

2.2 Přístrojové vybavení aparatury pro měření Kerrova jevu na ÚFI

Při návrhu, konstrukci a následném testování optické sestavy bylo získáno mnoho poznatků o jednotlivých částech aparatury pro měření magneto-optických jevů. Informace a poznatky pochází především z manuálů přiložených k jednotlivým přístrojům, ale nemalou část tvoří i vlastní zkušenosti, které byly v průběhu testování aparatury získávány. Obrázek 2.3 zachycuje instrumentální zázemí experimentu a poskytuje základní představu o propojení jednotlivých přístrojů, které k měření magneto-optických jevů využíváme. Předložená bakalářská práce má rovněž poskytnout vhled do problematiky měření magnetických vlastností mikrostruktur. Text, který svým charakterem ne zcela zapadá do definovaného rámce práce, je umístěn v Dodatku B. V dodatku je uveden popis jednotlivé prvků sestavy a u jednotlivých prvků jsou uvedeny poznámky, které mohou do budoucna přispět k rychlejší orientaci uživatele v měření a přispět tak k rychlejšímu řešení problémů, které se mohou znovu objevit. Text v dodatcích (strana 54) proto obsahuje mnoho technických detailů a specifikací, které nemusí být vždy jednoduše dostupné, a proto je na místě je uvést v koncentrované formě.

Při měření magneto-optických vlastností studujeme odezvu vzorku na střídavé magnetické pole trojúhelníkového průběhu o frekvenci v řádu stovek Hz (jedná se o kvazi-statické magnetické pole). Magnetické pole je v místě vzorku vytvářeno elektro magnetem, jenž má cívku buzenou bipolárním zdrojem Kepco BOP. Tento zdroj je v našem případě zapojen jako proudový zesilovač signálu z generátoru Agilent. Výhodou využití střídavého signálu je možnost průměrování získaných dat a tím zlepšení poměru signál-šum. V předchozích přístupech k měření magneto-optických jevů na ÚFI bylo magnetické pole v místě vzorku určováno na základě znalosti velikosti proudu tekoucího cívkou. V dalším kroku byl použit kalibrační vztah (lineární závislost) mezi hodnotou proudu a velikostí magnetické indukce, čímž se získal časový průběh magnetické indukce. Jak lze vidět z obrázku B.1 v Dodatku B (strana 55), docházelo tak k systematickému zanášení chyb¹ do měření, kdy samotný výsledek měření byl závislý na frekvenci měření. Tento problém je odstraněn přímým měřením magnetické indukce v místě vzorku Hallovo sondou a teslametrem Tectra 6010.

¹Vlivem hystereze magnetu.



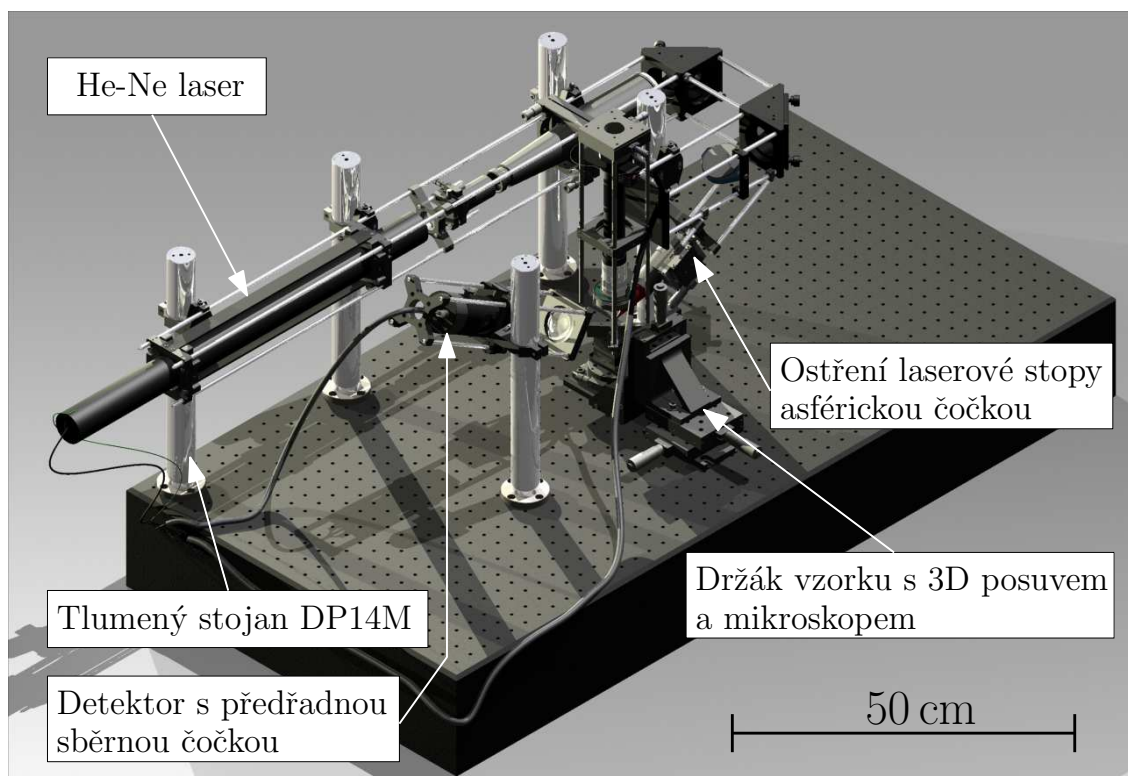
Obr. 2.3: Schéma instrumentální části aparatury pro měření Kerrova jevu. Světlo z He-Ne laseru prochází přes šedý filtr a polarizátor, následně dopadá na vzorek a po odrazu je rozděleno na dva svazky pomocí Wollastonova hranolu. Signál z fotodiod je z proudového signálu převeden na napěťový signál a následně je pomocí dvojice operačních zesilovačů proveden součet a rozdíl napětí. Oba signály dále zpracovává osciloskop (Tektronix TDS2014B). Na osciloskopu detekujeme magnetické pole v místě vzorku (pomocí teslametru Tectra). Zdrojem magnetického pole je elektromagnet buzený bipolárním zdrojem (Kepco BOP), u kterého je proudový výstup řízen generátorem signálu (Agilent). Z elektronické části je na obrázku CCD kamera, díky které je možno správně navádět laserovou stopu na měřené struktury.

2.3 Návrh a konstrukce zařízení pro měření magneto-optických jevů

V této sekci se zaměříme na návrh zařízení a současně na jeho realizaci. V první řadě uvedeme požadavky, které jsme na funkci zařízení kladli. Vzhledem k dlouhé optické dráze bylo nutné najít způsob, jak alespoň pasivně tlumit vibrace, které by vyvolaly nežádoucí výchylky laserového svazku, tedy zanesly do měření nežádoucí šum. Vzhledem k tomu, že jsme chtěli pozorovat magneto-optické vlastnosti na strukturách s laterálním rozměrem v řádu mikrometrů, bylo třeba realizovat optickou sestavu, která umožní ostření laserové stopy do velikosti srovnatelné s měřenými strukturami. Dále měl být navrhnout a realizován jednoduchý mikroskop, aby bylo možné struktury nalézt a následně na ně navést laserovou stopu.

Návrh celé aparatury byl realizován v programu Autodesk Inventor 2011. Kvůli přehlednosti jsme zvolili obrázky získané pomocí tohoto programu a reálné fotografie sestavy přímo v práci neuvádíme (fotografie nalezneme na přiloženém CD ve složce - Fotky/). Vzhledem k tomu, že předchozí verze aparatury byly založeny na součástech ze společnosti Thorlabs Inc., tak jsme s přihlédnutím ke kompatibilitě součástí volili součástky ze stejné firmy. Vzhledem ke specifickým požadavkům bylo třeba navrhnout a vyrobit několik specializovaných součástí. Výroba byla realizována v rámci ÚFI. Na obr. 2.4 je vyrenderovaný obrázek celé sestavy navrhnuté v Autodesk Inventor 2011. Kompletní model sestavy nalezneme na přiloženém CD (složka - Sestava/3Dmodel) společně s vyrenderovanými obrázky ve vysokém rozlišení (složka - Inventor - vyrenderované). Výkresovou dokumentaci nalezneme v příloze (složka - Sestava/vykresy). Celá sestava je realizována pomocí takzvaného cage systému, tzn., že všechny prvky optické části sestavy jsou uchyceny na ocelových tyčích, které takto vytváří poměrně přesně definovanou optickou osu. Odpadá mnoho problémů s naváděním laserového svazku. Tyče jsou uchyceny na stojany Thorlabs DP14/M, které svým speciálním více-plášťovým designem pasivně brání přenosu vibrací do optické sestavy.

Další inovací, kterou tato práce přispěla ke zlepšení dosahovaných výsledků, je nový systém uchycení vzorku. Dříve se užívalo oboustranné lepicí pásky (v sekci 2.1 jsme uvedli některé nedostatky a problémy, které jsou s tímto přístupem spojeny). Byl proto hledán způsob, jak uchycení vzorku páskou nahradit. Jedním z návrhů bylo využít vakuového přísávání vzorku. Tento návrh byl později úspěšně do sestavy implementován. Detail technického řešení je vidět na obr. 2.5. Jako vývěva byl použit upravený akvarijní motorek s regulací výkonu. Motorek funguje jako jednoduchá membránové pumpa a tlak přidržující vzorek tedy nebyl v čase konstantní. Proto byla před vzorek umístěna expanzní komůrka s přepážkami, která svým způsobem

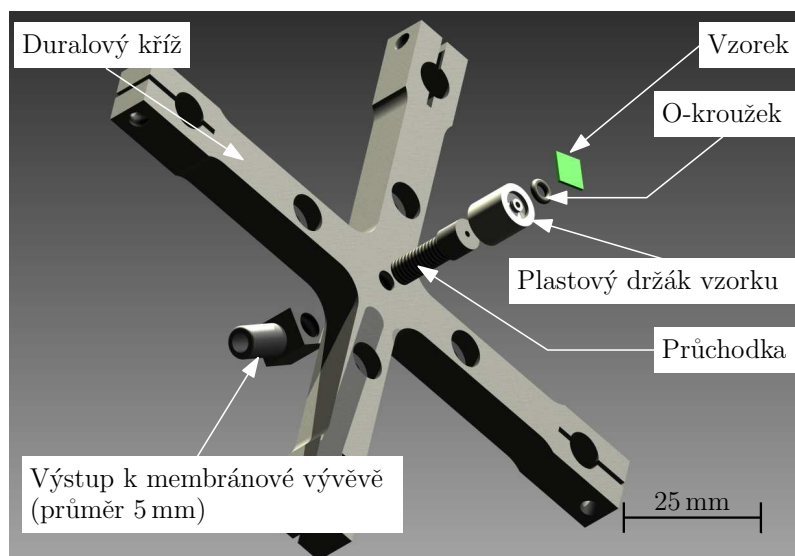


Obr. 2.4: Obrázek celé aparatury v programu Autodesk Inventor 2011.

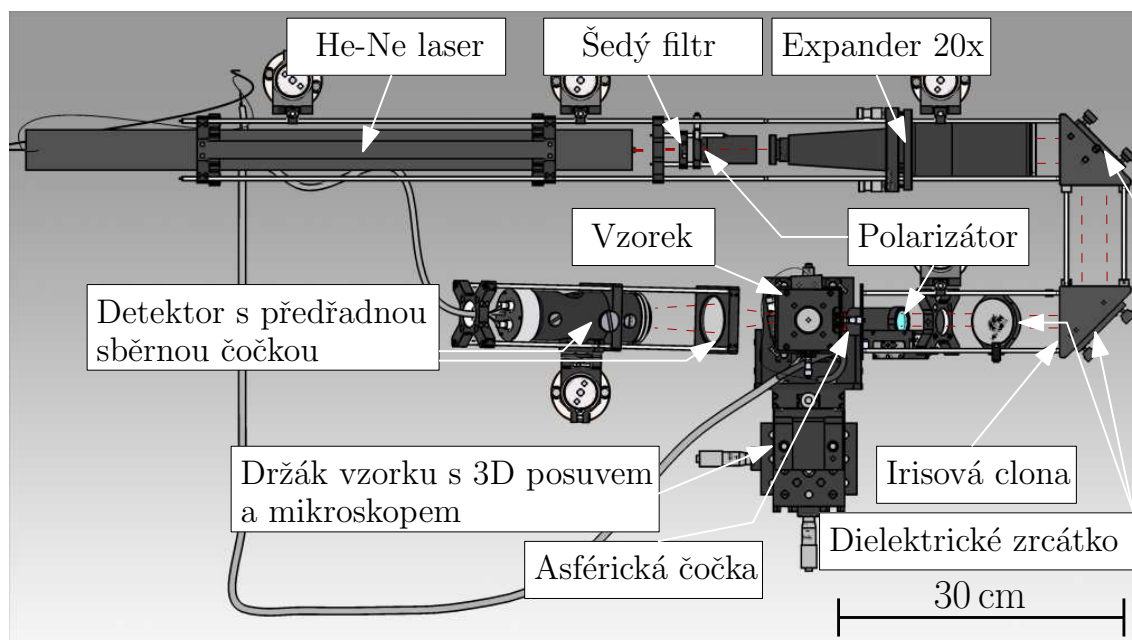
funguje jako dolní propust².

Nyní představíme optické schéma naší aparatury, zachycené na obr. 2.6. Specifické detaily jednotlivých prvků uvedeme v Dodatku C na straně 58. Světlo He-Ne laseru prochází přes šedý filtr, díky čemuž můžeme kontrolovat intenzitu svazku. Dále prochází svazek přes Glanův-Taylorův polarizátor, kde osu tohoto polarizátoru ztotožňujeme se směrem polarizace laseru. Tento prvek slouží k zvýšení stupně polarizace světelného paprsku. V budoucnu bude za polarizátor přidána čtvrtvlnová destička (tabulka 1.1 na straně 11), díky které vytvoříme kruhovou polarizaci a pomocí polarizátoru umístěného před vzorek budeme schopni vybrat libovolný směr polarizace jednoduchým natočením polarizátoru (nyní je třeba otočit celým laserem). Průměr svazku je následně zvětšen expandérem, který nám umožní využití celé plochy ostřicí čočky před vzorkem. Po zvětšení svazku dojde k odrazu na dvou dielektrických zrcátkách, které svazek částečně depolarizují. Pomocí irisové clony můžeme vybrat průměr svazku. Posledním zrcátkem svazek svedeme z horizontální roviny na poslední dva členy osvitové větve - polarizátor a asférickou čočku. Polarizátor opět zvýší stupeň polarizace svazku, který je po odrazu na celkem třech zrcátkách nedostatečný. Rovnoběžný svazek, rozšířený a s vysokým stupněm polarizace, dopadá na

²V elektrotechnice je dolní propustí označováno takové zapojení, které efektivně tlumí vyšší frekvence, než je určitá mezní frekvence.

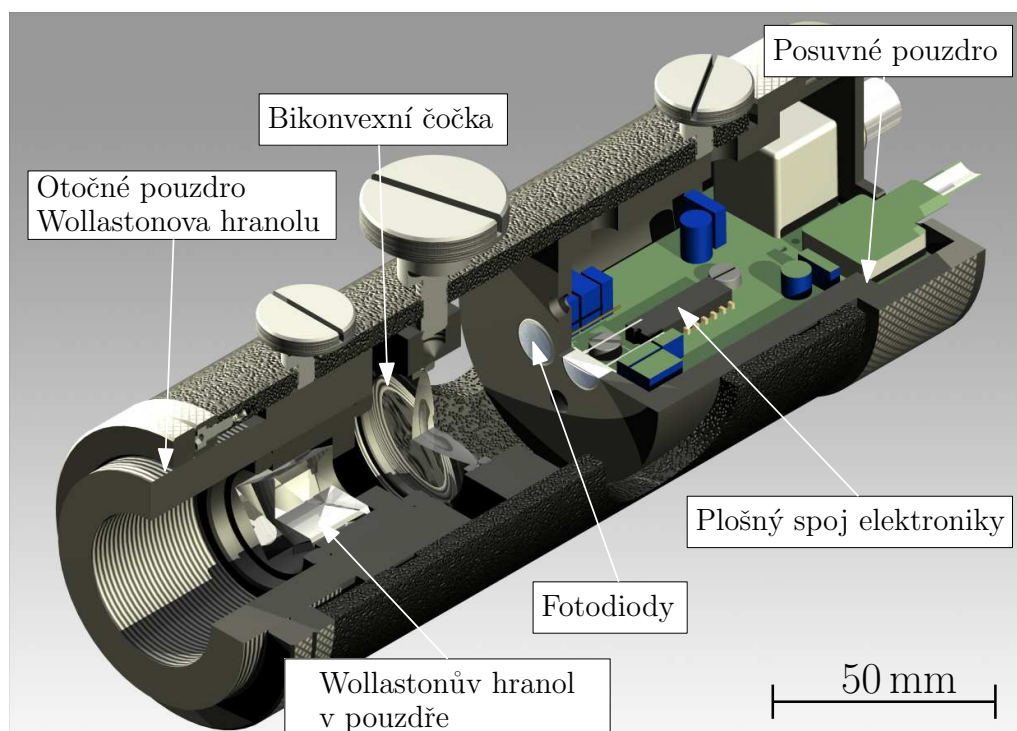


Obr. 2.5: Obrázek jednoduchého mechanismu sloužícího k vakuovému přichycení vzorku a k uchycení sestavy mikroskopu. Velikosti jednotlivých prvků byly voleny tak, aby vzniklo uložení s přesahem.



Obr. 2.6: Obrázek ve „falešných“ barvách zachycující optickou část sestavy. Čerchovanou červenou čarou je naznačen chod laserového paprsku.

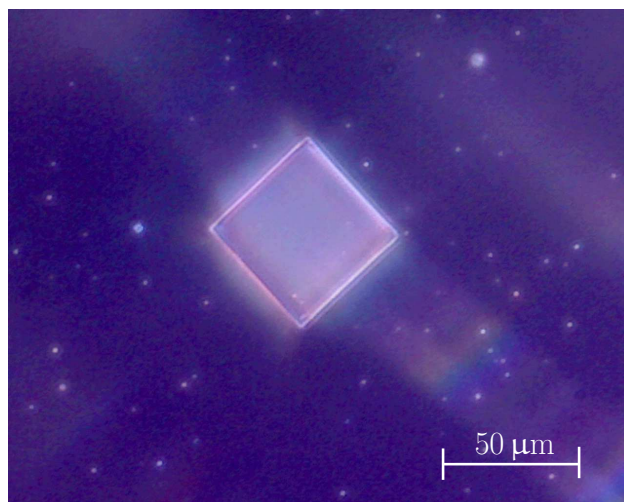
asferickou čočku a je fokusován do jejího obrazového ohniska ($f = 5 \text{ cm}$). Fokusovaný svazek dopadá na vzorek. Na vzorku dojde ke změně polarizačního stavu světla a po odrazu již divergentní svazek je fokusován sběrnou čočkou detektoru tak, aby celý svazek prošel aperturou otočného pouzdra, ve kterém je umístěn Wollastonův hranol. Posledním členem je detektor, který se skládá z Wollastonova hranolu, čočky a pouzdra s fotodiodami. Wollastonův hranol je umístěn v otočném pouzdře, které slouží k natáčení Wollastonova hranolu tak, abychom na fotodiodách získali přibližně stejnou hodnotu intenzity světla. Bikonvexní čočka převádí rozbíhavé svazky na svazky rovnoběžné, které následně dopadají na dvojici fotodiod. Řez detektorem je na obr. 2.7.



Obr. 2.7: Řez detektorem s pouzdrém elektroniky a diodami BPW21. V současné době byla elektronika přímo v detektoru nahrazena dvojicí externích zesilovačů a fotodiody BPW21 byly nahrazeny kvalitnějšími fotodiodami z Edmund Optics, Inc.

2.3.1 Návrh a konstrukce mikroskopu aparatury

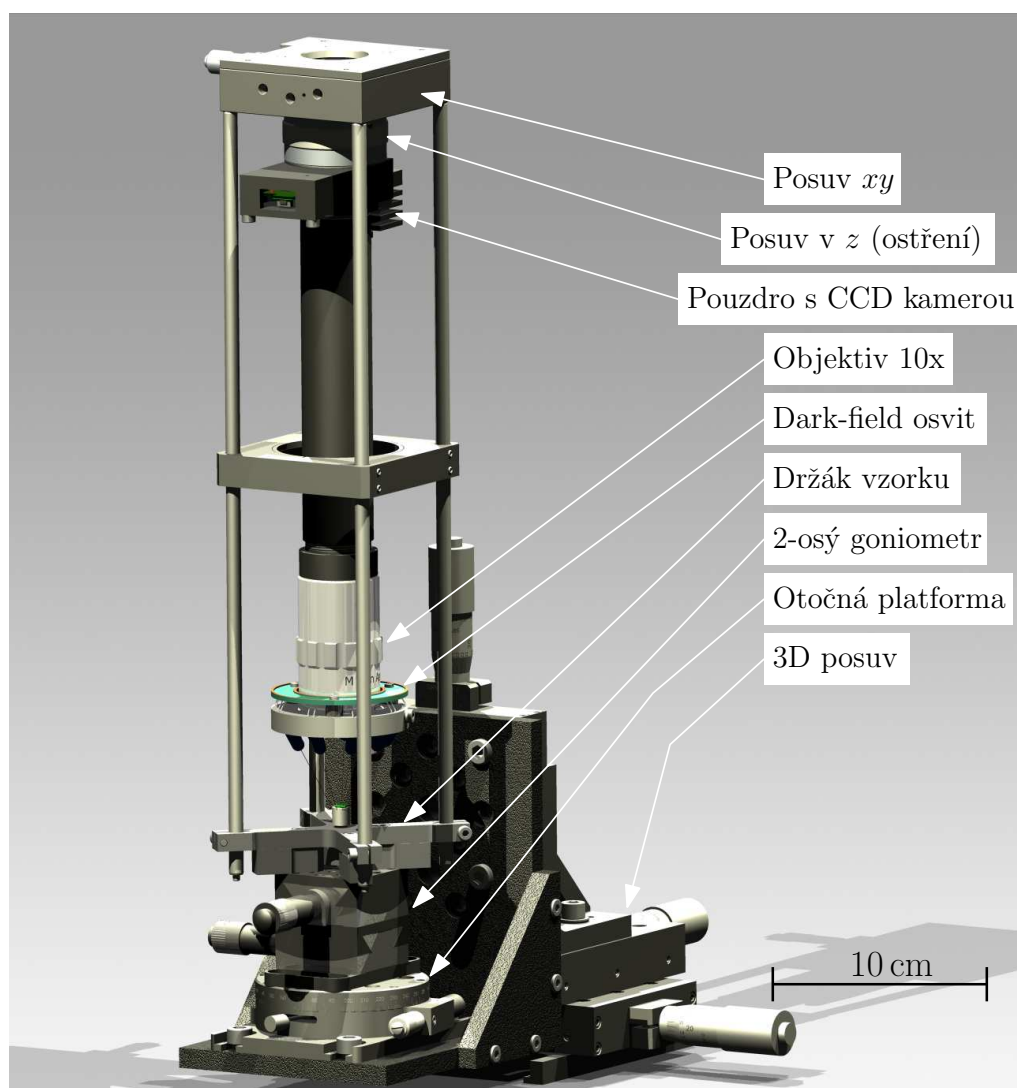
V této sekci se zmíníme o sestrojení jednoduchého mikroskopu, který nám při měření umožňuje navádět a fokusovat laserovou stopu na magnetické mikrostruktury. Jedná se o sestavu z CCD kamery, objektivu mikroskopu a osvitu vzorku. Celá tato sestava je umístěna na posuvu, který umožňuje pohyb ve všech třech směrech. Pohyb vzorku je pevně spřažen s pohybem sestavy mikroskopu. Tímto zamezíme problémům, které vznikaly, když pohyby těchto dvou systémů byly nezávislé³. V našem řešení nedojde při pohybu vzorku (pomocí 3D mikrometrového posuvu) vůči laserové stopě a následnému rozostření obrazu v mikroskopu. Mikroskopem lze vůči vzorku pohybovat v rozmezí 5 mm v obou osách x , y a ostření v ose z je možné v rozsahu 12,5 mm. Přímo na objektivu je nasazen osvit, který je vyroben z plastové objímky, ve které je zasazeno 9 LED diod. Tyto diody jsou zasazeny do plošného spoje, který je na distančních sloupcích umístěn na plastové objímce. Celý osvit je na objektivu uchycen pomocí šroubu. K osvitu byla navrhnutá dvoustupňová regulace výkonu pomocí dvou odporů. Můžeme tedy volit osvit se 100 % maximální intenzity, popřípadě 50 % maximální intenzity. V budoucnu bude regulace intenzity osvitu regulována spojitě pomocí integrovaného obvodu 555. Samotný objektiv má zvětšení 10 \times , což (jak je vidět na obr. 2.8) je pro základní rozlišitelnost objektů dostačující.



Obr. 2.8: Obrázek jednoho pole 50 μm \times 50 μm získaný CCD kamerou připojenou k sestrojenému mikroskopu. V poli jsou disky o průměru 1 μm (ve vzdálenosti 1 μm od sebe). V experimentální části ukážeme, že i přesto, že optickou částí mikroskopu nedokážeme rozlišit jednotlivé disky, lze pomocí precizně fokusované laserové stopy rozptýl světla z jednotlivých disků detekovat.

³Při navádění laserové stopy na vzorek bylo třeba neustále zasahovat do části s mikroskopem.

Konstrukční řešení výše zmíněného zařízení nalezneme v obrázku 2.9. Celé zařízení může být nakláněno ve 2 osách v rozsahu celkem 30° . Může se s ním pomocí otočné platformy otáčet s přesností na desetiny stupně a dále můžeme pomocí 3D posuvu s celou sestavou ve všech osách pohybovat v rozsahu 25,4 mm. Z obrázku 2.9 je patrné, že na goniometr při využití náklonu působí poměrně velký moment. Takto mohou vzniknout další negativní vlivy, které si do měření sami vnášíme. Vzhledem k tomu, že naklánění goniometrem již není příliš využíváno (sloužilo ke korekci špatného nalepení vzorku), bude v budoucnu sestava s mikroskopem uchycena pouze na otočnou základnu, čímž zamezíme vzniku momentů, které mohou do sestavy zanášet další nežádoucí vibrace.



Obr. 2.9: Model mikroskopu zařízení pro měření magneto-optických jevů.

3 TESTOVÁNÍ FUNKCE ZAŘÍZENÍ PRO MĚŘENÍ MAGNETO-OPTICKÝCH JEVŮ

V této kapitole prezentujeme výsledky získané v rámci testování zařízení, jehož konstrukci jsme uvedli v kapitole 2. Na začátku této kapitoly budeme prezentovat výsledky získané pro souvislé magnetické tenké vrstvy a v závěru uvedeme výsledky pro měření magnetických vortexů o rozměrech v řádu mikrometrů. Všechny měření jsme prováděli pro longitudinální konfiguraci s $\varphi = 60^\circ$ (obr. 1.7, strana 13).

V rámci této práce byl napsán jednoduchý program v matematickém prostředí Matlab, který automaticky zpracovává výstup¹ z osciloskopu Tektronix (Dodatek B, strana 56). První kanál (CH1) je spojen s teslametrem Tectra (obr. 2.3) a zaznamenává velikost magnetické indukce v místě vzorku. Druhý kanál (CH2) je připojen na rozdílový signál měřených intenzit na fotodiodách. Třetím kanálem (CH3) měříme součtový signál intenzit na fotodiodách a posledním čtvrtým kanálem (CH4) měříme proud, který protéká elektromagnetem. Program tyto data uložená v formátu .CSV načte a dále je zpracovává. Z více měřených period signálu udělá algoritmus průměr - jednu periodu. Poté, co program provedl průměr, srovná jej tak, aby byl symetrický okolo nuly. Takto získanou hysterezní křivku uloží ve formě obrázku formátu .png. Všechna data z měření uloží do složky, čímž umožní jejich případné další zpracování. Program je v příloze (složka - Měření/kernnumeratorm).

3.1 Testování zařízení na tenkých vrstvách

Na obrázku 3.1 jsou uvedeny výsledky dvou měření závislosti Kerrovy rotace magnetického vzorku na vnějším magnetickém poli. Tyto hysterezní křivky pro 50 nm vrstvu kobaltu² na Si substrátu odpovídají natočení vnějšího pole do osy snadné magnetizace (červená křivka) a následně natočení o 90° , což odpovídá ose obtížné magnetizace. Tento tvar křivek koresponduje s modelem uniaxiální anizotropie prvního řádu. Názorný popis anizotropií spojených s magnetismem nalezneme v [33] a jednoduchý přehled nalezneme také v práci [12]. Energie takového systému je dána vztahem

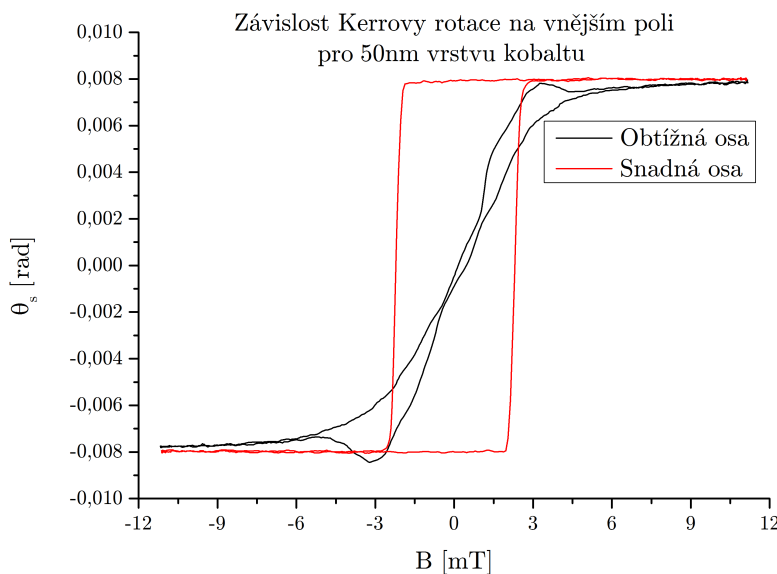
$$E_a = K_1 V \sin^2(\theta - \theta_E), \quad (3.1)$$

kde K_1 je konstanta anizotropie prvního řádu, V je objem vzorku, θ je úhel vnějšího magnetického pole v souřadné soustavě spojené se vzorkem a θ_E udává směr takzvané

¹Výstupem osciloskopu jsou čtyři soubory s příponou .CSV, které obsahují data z měření pro jednotlivé kanály.

²Vzorky byly připraveny Markem Vaňatkou na ÚFI metodou iontového naprašování v aparatuře Kaufman.

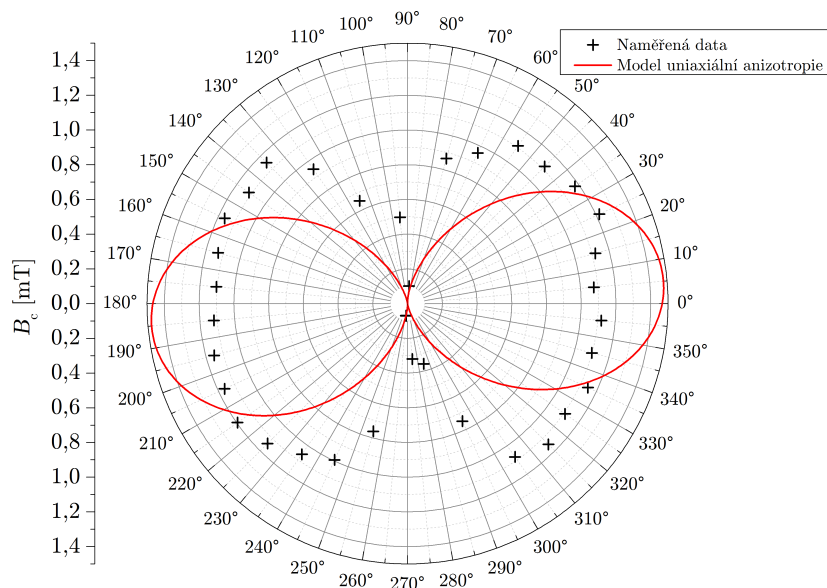
snadné osy (*easy axis*) (pokud $\theta = \theta_E$, tak je energie systému minimální). Měření ve snadné ose magnetizace je na obrázku 3.1 znázorněno červenou čarou. Pokud je $\theta = \theta_E + \pi/2$ mluvíme o obtížné ose, kde odpovídající měření je na obrázku 3.1 vyneseno černou barvou. Energie systému koresponduje s koercitivním polem B_c , které je dáno hodnotou magnetické indukce vnějšího pole, když je magnetizace uvnitř vzorku nulová [33]. Vyneseme-li závislost koercitivního pole na úhlu natočení vzorku vůči směru vnějšího magnetického pole danou vztahem (3.1), získáme teoretickou závislost, která je v obrázku 3.2 dána červenou křivkou ($\theta_E = \pi/2$).



Obr. 3.1: Hysterezní křivky pro dvě natočení vzorku vůči směru vnějšího magnetického pole pro vrstvu kobaltu o tloušťce 50 nm. Černá křivka odpovídá natočení do úhlu $\theta = \theta_E + \pi/2$ a červená křivka je pro úhel $\theta = \theta_E$.

Hysterezní křivky pro jednotlivá měření z obrázku 3.2, ze kterých byly následně získány údaje o koercitivním poli, nalezneme v příloze (Měření/Co50nm-0-360).

Další zajímavé měření přikládáme též v příloze (Měření/NiFe20nm-0-360). Jedná se o celkem 36 hysterezních křivek změřených na vrstvě 20 nm NiFe. V měření bylo otáčeno vzorkem vůči vnějšímu magnetickému poli v rozsahu $0 - 360^\circ$ s krokem 10° . Tvar hysterezních křivek přesto, že se na první pohled jeví nedeterministicky, je symetrický vůči natočení o π . Na základě diskuze s Ing. Michalem Urbánkem, Ph.D., byl tento tvar přisouzen existenci více snadných os, kde ne všechny musí být rovnoběžné s povrchem vzorku. Chování tohoto vzorku koresponduje s měřením AMR (anizotropní magnetorezistence) v bakalářské práci Marka Vaňatky, ve které jsou vlastnosti tohoto vzorku podrobněji rozebrány [34].



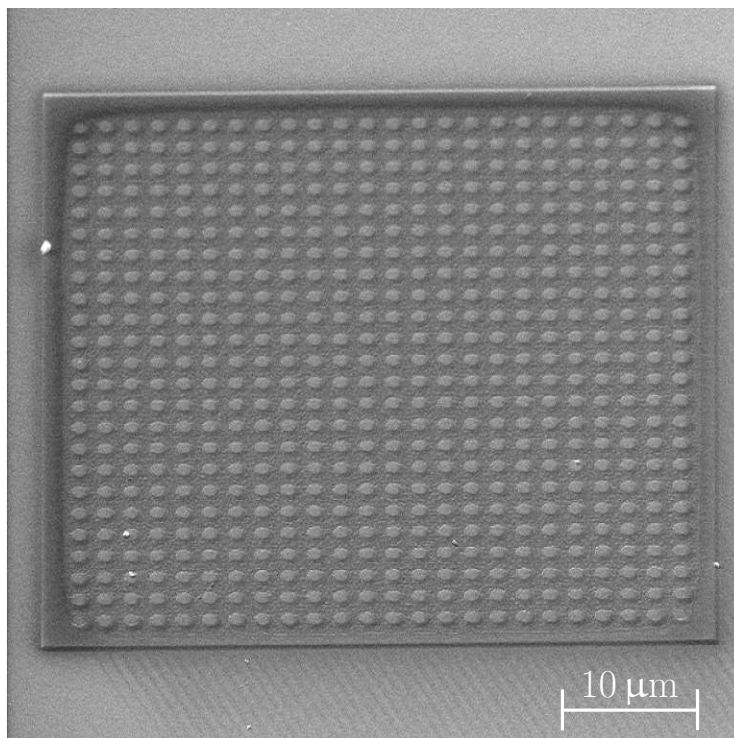
Obr. 3.2: Polární graf závislosti koercitivního pole B_c na úhlu natočení vzorku v magnetickém poli 50 nm vrstvy kobaltu. Černé kříže jsou změřené hodnoty a červená křivka je jejich fit, daný vztahem (3.1) pro $\theta_E = 90^\circ$.

3.2 Měření mikrostruktur - magnetické vortexy

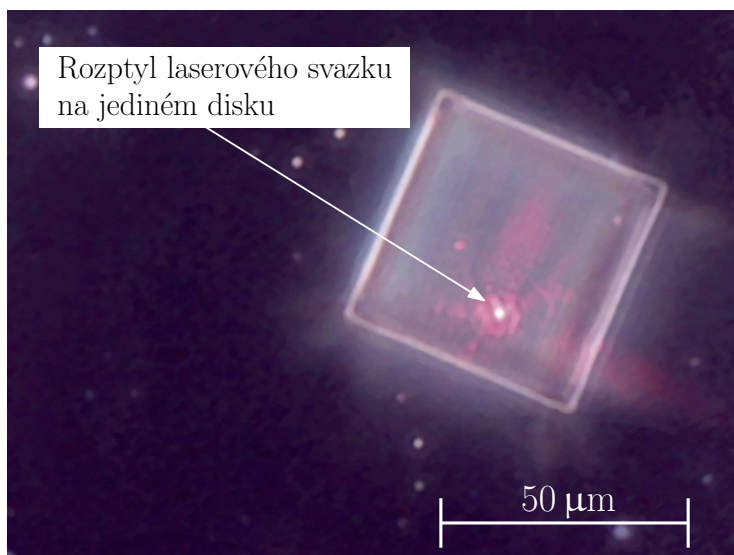
Jednou z motivací pro konstrukci optického měřicího zařízení byl fakt, že na ÚFI není v současné době zařízení, které by umožnilo měřit magnetické vlastnosti mikrostruktur dynamicky. Jedním z cílů práce bylo měření magneto-optické odezvy disků s laterálním rozměrem okolo jednoho mikrometru. Mikrostruktury ve tvaru disků (tzv. vortexy) s rozměry v řádu mikrometrů vykazují neobvyklé magnetické vlastnosti [32]. Směr magnetizace se v nulovém vnějším poli uzavírá dokola v rovině paralelní na povrch disku a magnetizace ve středu disku tvoří singularitu. Tato singularita bývá označována jako jádro vortexu a mířit dvěma směry [32]. Přehledový článek týkající se přímo magnetických vortexů nalezneme v [35]. Měřené vortexy byly vyrobeny v rámci diplomové práce Bc. Jana Balajky, který zkoumal vliv asymetrie disků na jejich magnetické chování. V jeho práci nalezneme potřebné informaci a simulace, na základě kterých můžeme vysvětlit chování takových disků [36].

První měření, které jsme na takovýchto strukturách provedli, bylo na struktuře připravené metodou FIB (fokuseovaný iontový svazek). Mikrostruktura byla získána z vrstvy 50 nm NiFe iontovým odprašováním³. Obrázek z elektronového mikroskopu tohoto vzorku je na obrázku 3.3. Stejně pole disků, ale zobrazené na optickém mikroskopu navrhnutém pro MOKE aparaturu, je na obrázku 3.4. Na tomto obrázku již je vidět i stopa laserového svazku, pomocí které jsme byli schopni detekovat rozptyl na

³Strukturu metodou FIB vyrobil Ing. Michal Urbánek, Ph.D.

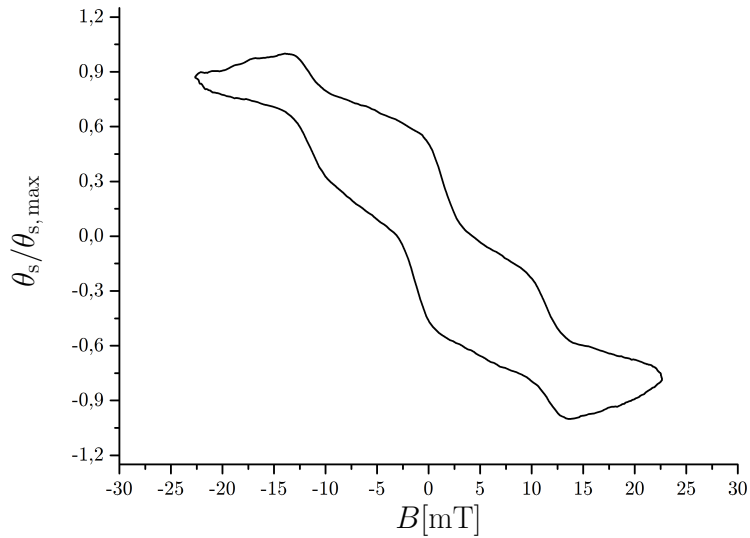


Obr. 3.3: Pole NiFe disků $50 \times 50 \mu\text{m}$ na Si substrátu zobrazené pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu (Tescan Lyra3 XMH). Jednotlivé disky mají průměr $1 \mu\text{m}$ a jejich vzájemná vzdálenost je $1 \mu\text{m}$. Výška těchto disků by měla odpovídat původní výšce NiFe vrstvy, tj. 50 nm .



Obr. 3.4: Pole disků v optickém mikroskopu MOKE aparatury. Přesto, že jednotlivé disky (stejně jako na obr. 2.8) vidět nejsou, tak pomocí rozptylu stopy laserového svazku na discích můžeme jednotlivé disky odlišit.

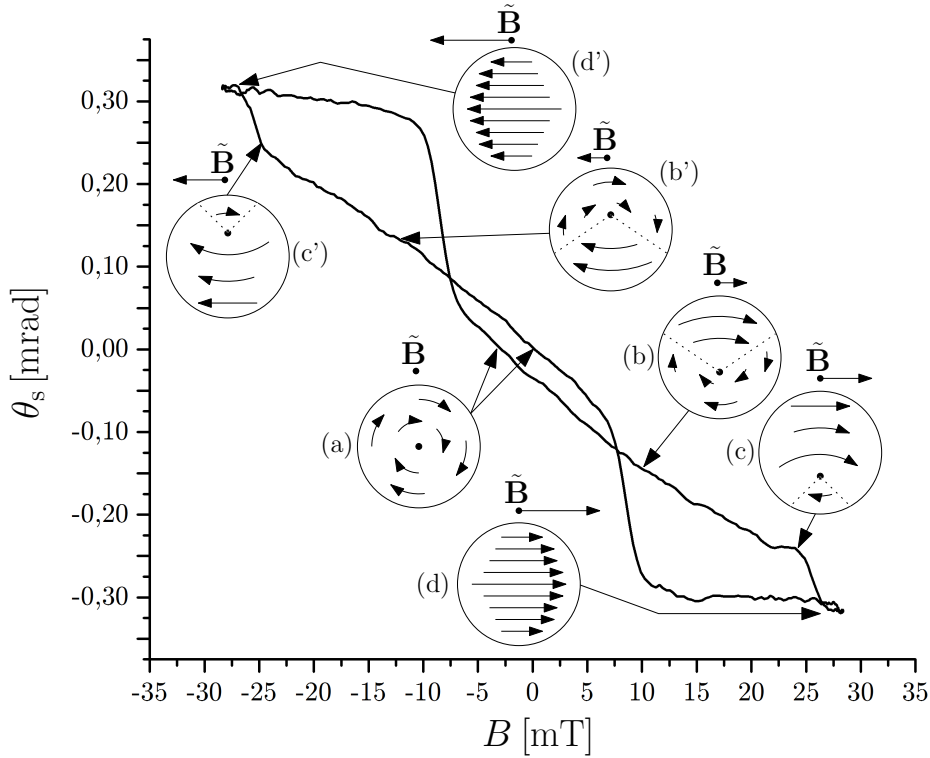
jediném disku a následně získat magneto-optickou odezvu. Vzhledem k parametrům vzorku můžeme usoudit, že průměr stopy laseru je maximálně $3\text{ }\mu\text{m}$, neboť vidíme jedinou strukturu. Samotná definice velikosti stopy je poměrně složitá záležitost, kde je třeba znát profil svazku a poté si definovat, jakou část svazku považujeme za stopu. Bylo by možné využít sady filtrů (sekce 2.2) a pomocí jejich kombinací, společně s optickým měřením, získat bližší představu o profilu svazku. V předložené práci se omezujeme na měření odezvy polí disků. Pokud mezi sebou disky neinteragují a pokud jsou všechny disky identické, tak pole disků slouží k zesílení signálu (viz (3.3)). Zajistit, aby vliv interakce disků byl zanedbatelný, je možné volbou dostatečné vzdálenosti mezi jednotlivými disky [36]. Vzhledem k tomu, že získ signálu z okolních disků neznehodnocuje měření, můžeme velikost laserové stopy odhadnout⁴ na základě rozptylu na jednotlivých strukturách vzorku, využitím filtru s $OD = 2$. Pro toto zjednodušení mluví i fakt, že metoda, kterou k měření využíváme, je metodou relativní. Na základě tohoto argumentu soudíme, že pokud nalezneme extrém intenzity svazku světla, bude i intenzita svazku s pozměněnou polarizací největší právě z místa o největší intenzitě dopadajícího světla. Z disku, který je vidět na obrázku 3.4, jsme po výměně filtru za filtr s $OD = 1,3$ úspěšně změřili hysterezní křivku, která je na obrázku 3.5.



Obr. 3.5: Normovaná hysterezní smyčka získána z měření magneto-optické odezvy jediného vortexu, který je vidět na obrázku 3.4. Měřený disk byl vyroben z materiálu NiFe o tloušťce 50 nm . Průměr disku byl $1\text{ }\mu\text{m}$.

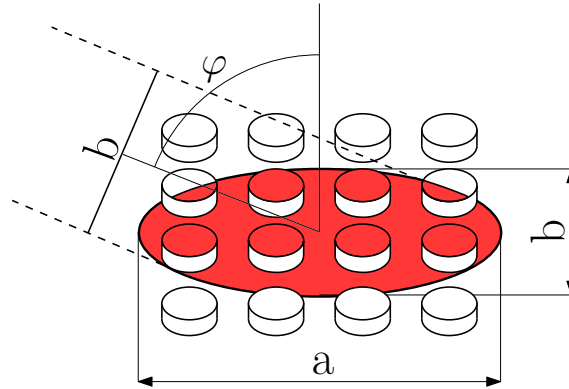
⁴Pokud by měření vyžadovalo měření jednotlivých struktur, odhad velikosti laserové stopy by již mohl do měření vnášet systematickou chybu.

Je zřejmé, že tvar hysterezní křivky se příliš neshoduje s těmi, které jsou v práci [35]. Disky se nacházely v efektivním poli okolní souvislé vrstvy NiFe a tím bylo měření nepochybně silně ovlivněno. Problém, který negativně ovlivnil měření, byl ten, že jsme disk nebyli schopni ani při maximálním proudu elektromagnetem zcela saturovat. Odhadovaná velikost vnějšího pole potřebná k úplné saturaci těchto disků je přibližně 70 mT [37]. Tento odhad byl proveden na základě simulací Bc. Jana Balajky v programu OOMMF [36]. Z obrázku 3.5 vidíme, že jsme nebyli schopni této hodnoty dosáhnout. Lze si všimnout, že v obr. 3.5 uvádíme pouze normovanou Kerrovu rotaci, neboť osciloskop kvůli špatnému nastavení neukládal data ze všech kanálů. Nebyli jsme tak schopni získat hodnotu součtové intenzity (vztah (1.56), strana 19). Abychom odstranili vliv okolní souvislé vrstvy NiFe, byl další vzorek s diskem vyroben elektronovou litografií.



Obr. 3.6: Hysterezní křivka získaná měřením pole magnetických vortexů vyrobených metodou elektronové litografie. Průměr disků 1 μm , výška disků 20 nm, materiál NiFe, substrát Si. Při zvětšování velikosti vnějšího pole postupně převládá ta složka magnetizace, která má s vnějším polem stejný směr (b), (b') až při určitém poli dojde vytlačení jádra disku na jeho okraj, kde jádro takzvaně anihiluje (c), (c') a disk je zcela saturován (d), (d'). Při snižování velikosti vnějšího pole dojde k vytvoření jádra (nukleaci). Při nulovém vnějším poli je obnoven původní stav disku, ve kterém má tato struktura minimální energii (a).

Takto nám na kremíkovém substrátu zůstanou pouze samotné magnetické disky, zatímco okolní souvislá vrstva je odstraněna. Další problém, se kterým jsme se potýkali, bylo vysoké externí pole nutné k saturaci disků. Řešením byla výroba disků s menší výškou. Z původních 50 nm vysokých disků jsme přešli na 20 nm vysoké disky. Hysterezní křivka získaná měřením takto připraveného vzorku je na obrázku 3.6. Tvar hysterezní křivky v obr. 3.6 je již ve shodě s prací [35]. Vzhledem k tomu, že jsme při tomto měření stopu rozostřili na více disků, byl třeba pro výpočet Kerrovy rotace vzít v úvahu fakt, že k přímé kvantifikaci Kerrovy rotace v případě, že celá stopa laseru nedopadá na jedinou strukturu, nelze přímo použít vztah (1.56) (strana 19). Součtový signál v (1.56) zahrnuje člen $I_{\text{sum}, \alpha=0^\circ}$, který je ovšem při samotném měření zakomponován do měřené součtové intenzity I_c . Ta je dána součtem intenzity měřených struktur a intenzity světla odraženého od substrátu. Na obr. 3.7 je schématicky znázorněna laserová stopa získaná z kruhového laserového svazku (průměr b). Vidíme, že na povrchu je průmět původně



Obr. 3.7: Obrázek schématicky zachycuje dopad laserové stopy kruhového průřezu na povrch vzorku s vytvořenými strukturami s úhlem dopadu $\varphi = 60^\circ$.

kruhové stopy eliptický s hlavní poloosou elipsy $a/2$ a vedlejší poloosou $b/2$. Parametry a a b jsou spojeny vztahem $a = b/\cos\varphi$. Jako S_v označme ozářenou plochu magneto-opticky aktivních struktur. Poté plocha substrátu, která přispívá k měřenému součtovému signálu, bude dána rozdílem průmětu stopy laseru na povrch a členu S_v . Uvážíme-li výše uvedenou elipsu, tak její obsah je dán $S_e = \pi ab/4$ a poté rozdíl, mezi plochou elipsy a plochou, kterou vyplňují magneto-opticky aktivní struktury je dán $S_s = S_e - S_v = \pi ab/4 - S_v$. Definujme veličinu „koeficient zaplnění“

$$\vartheta = \frac{S_v}{S_s}. \quad (3.2)$$

Poté detekovaná intenzita v případě, že svazek světla má v celém svém průměru stejnou intenzitu, je dána vztahem (úpravou vztahu (1.52), strana 19)

$$I_c = \vartheta \frac{1}{2} \tilde{r}_{\text{ss}, \text{vz}}^2 + (1 - \vartheta) \frac{1}{2} \tilde{r}_{\text{ss}, \text{sub}}^2, \quad (3.3)$$

kde I_c je celková intenzita detekovaná na fotodiodách, $\tilde{r}_{ss,vz}$ je amplitudová odrazivost magneto-opticky aktivních struktur a $\tilde{r}_{ss,sub}$ je amplitudová odrazivost substrátu. Kerrova rotace, která vystupuje v (1.56), je dána pouze prvním členem v rovnici (3.3).

Kerrova rotace v obr. 3.6 byla takto přepočtena s tím, že reflektivity (\tilde{r}_{ss}^2) byly získány měřením výkonu dopadajícího a odraženého světla pomocí měřiče výkonu laseru Thorlabs PM100D.

Všechna dosavadní měření magnetických vortexů byla provedena s původním detektorem vyrobeným v rámci práce [12]. Vzhledem k poměrně malému zesílení rozdílového signálu ($10\times$) se při měření pohybujeme na hraně rozlišení osciloskopu. Dalším problémem je poměrně velký šum, se kterým se v měření setkáváme. Poměr signál-šum lze naštěstí zlepšit průměrováním signálu přímo na osciloskopu⁵. Celý signál je dále namodulován na frekvenci 50 Hz, což odpovídá vazbě s napětím v rozvodové síti, popřípadě může jít o problém s „špatnou zemí“ (idealizovaná úroveň země, tedy elektrody na nulovém potenciálu, nemusí být splněn a při použití zdroje s plovoucím potenciálem dochází k zanášení dalších chyb do měření). Tento problém se v současné době řeší zpracováním dat v počítači. Jakmile se podaří implementovat nové zesilovače pro fotodiody (Dodatek B, strana 54), tak pomocí vestavěné baterie bude problém s „neideální“ zemí odstraněn. Domníváme se, že využití nových zesilovačů a hlavně fotodiod s větší aktivní plochou čipu přinese zlepšení citlivosti celého zařízení. Je ovšem nutné vyrobit zesilovač na rozdílový a součtový signál. V budoucnu bychom rádi provedli měření i kvadratického členu komplexního úhlu Kerrovy rotace z rovnice (1.50) na straně 19, z čehož je zřejmé, že vyrobený zesilovač se pravděpodobně neobejde bez jistého druhu pásmové propusti⁶. Byla proto navržena pásmová propust topologie Butterworth-Bessel pro frekvence v rozsahu 100 – 500 Hz, jejíž schéma nalezneme v příloze (složka - Elektro/pasmova.png).

⁵Vzhledem k tomu, že pomocí průměrování dokážeme získat i data, která jsou pod úrovní šumu, tak se jedná o tzv. bílý šum (náhodný signál s rovnoměrnou spektrální hustotou) [38].

⁶Která bude aktivně potlačovat ty části signálu, které nepřísluší odezvě magneto-optických jevů.

4 ZÁVĚR

Cílem předložené bakalářské práce bylo nastudovat problematiku magneto-optických měření a získané poznatky následně využít pro návrh optické aparatury, která by umožnila měřit magneto-optické jevy struktur s laterálním rozměrem v řádu mikrometrů. Na základě konstrukčního návrhu bylo plánováno zkonstruovat a otestovat funkci zařízení při měření magneto-optické odezvy magnetických mikrostruktur.

Základní teoretický popis magneto-optických jevů je uveden v kapitole 1. V sekci 1.3.2 byl představen formalismus, který magneto-optickou odezvu vzorku popisuje. Tento formalismus byl v sekci 1.5 aplikován na optické schéma navržené aparatury, čímž byl získán důležitý výsledek, který nám umožňoval získat Kerrovu rotaci (která v sobě obsahuje informaci o magnetických vlastnostech vzorku) přímým měřením. Odvozený výsledek je aplikován do experimentální části práce. V rámci části 1.6 byl na základě Lorentzova modelu získán tenzor relativní permitivity. Získaný tenzor byl poté využit v řešení vlnové rovnice i se zavedeným komplexním indexem lomu. To vedlo ke zjištění, že magneto-optické jevy v případě longitudinální konfigurace lze popsat na základě rozdílného indexu lomu pro *pravo/levo*-točivou polarizaci světla. Na závěr teoretické kapitoly 1 uvádíme propojení jednotlivých částí předložené práce. Teoretická část (především části 1.1–1.5) slouží jako návod pro seznámení se s magneto-optickými jevy. V práci je rovněž uveden dostatek odkazů na odbornou literaturu, která se náročnou problematikou měření magneto-optických jevů zabývá hlouběji.

V druhé kapitole, věnovaná konstrukční části, jsou popisovány přístroje a optické prvky sestavy, kterých k měření využíváme. Spíše než konstrukci samotné se předložená práce věnuje popisu jednotlivých prvků sestavy a jejich vzájemnému funkčnímu propojení, které je z našeho pohledu důležitější, než rozbor samotné konstrukce. Konstrukční návrh je ale samozřejmě součástí práce a proto je ve formě 3D modelu obsažen na příloženém CD. Přístrojové vybavení se vzájemným propojením jednotlivých přístrojů jsme uvedli v části 2.2 a jednotlivé prvky optické sestavy jsou popsány v sekci 2.3. Dále jsme zpracovali dodatky, ve kterých nalezneme ke všem prvkům přístrojového i optického vybavení aparatury informace, které jsme získali v průběhu konstrukce a testování zkonstruovaného optického měřicího zařízení.

V poslední kapitole byly uvedeny výsledky měření, které byly získány na základě poznatků a výsledků získaných v teoretické a konstrukční části. Byly prezentovány jednak výsledky pro měření souvislých tenkých vrstev a poté je funkčnost zařízení ověřena na měření magnetických vortexů, jejichž laterální rozměr byl 1 μm . Získané výsledky korespondují se simulovanými daty v práci [36].

V průběhu testování optického zařízení, které vzniklo v rámci předložené práce, byly dosaženy výsledky, které jsou srovnatelné s měřeními jiných skupin [39]. Na dru-

hou stranu je třeba zlepšit akustické odstínění umístěním celé optické lavice na pasivní vzduchové tlumiče. Dalším přínosem by byla automatizace celého zařízení, čímž by celé měření mohlo probíhat pouze prostřednictvím počítače. V případě, že se podaří na ÚFI získat fotoelastický modulátor, mohla by být do sestavy zahrnována jedna z modulačních metod [11, 12]. Na základě výpočtů soustav Jonesových matic vyplynulo, že volbou správné modulační frekvence by bylo možné měřit zároveň Kerrovu rotaci i Kerrovu elipticitu (vztahy (1.41), strana 15). V první řadě bude ovšem sestaven nový zesilovač, který by měl využít potenciál nových zesilovačů z Edmund Optics, Inc. (viz Dodatek B).

LITERATURA

- [1] FARADAY, M.: *Faraday's diary - Volume 4*. HR Direct, **2008**. ISBN-10: 0981908349.
- [2] MAXWELL, J. C.: *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London **155**, **1865**. 459–512.
- [3] MAXWELL, J. C.: *Treatise on Electricity and Magnetism*. Clarendon Press, Oxford, **1873**. ISBN 0-486-60636-8.
- [4] KERR, J.: *Philos. Mag.* 3, 321 **1877**.
- [5] GRIFFITHS, D. J.: *Introduction to Electrodynamics*. Prentice-Hall, New Jersey, **1999**. ISBN 0-13-805326-X.
- [6] ŠTOLL, I., TOLAR, J.: *Teoretická fyzika*. Vysoké učení technické v Praze **2008**. ISBN 978-80-01-04005-8.
- [7] SEDLÁK, B., ŠTOLL, I.: *Elektrina a magnetismus*. Academia **2002**. ISBN 80-200-1004-1.
- [8] FOWLES, G. R.: *Introduction to modern optics*. Dower publications, INC., New York **1989**. ISBN 0-486-65957-7
- [9] DUB, P., PETRÁČEK, J.: *Vybrané problémy z teorie elektromagnetického pole*. [Učební text], Brno: VUT, FSI, **2006**.
- [10] HAMRLE, J.: *Magneto-optical determination of the in-depth magnetization profile in magnetic multilayers*. [Doctoral Thesis], Prague: Institute of Physics, Faculty of mathematics and Physics, Charles University **2003**.
- [11] NÝVLT, M.: *Optical interactions in ultrathin magnetic film structures*. [Doctoral Thesis], Prague: Institute of Physics, Faculty of mathematics and Physics, Charles University **1996**.
- [12] UHLÍŘ, V.: *Studium tenkých vrstev a povrchů pomocí magnetooptických jevů*. [Diplomová práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, **2006**.
- [13] HARLAND G. T., EUGENE A. I.: *Handbook of Ellipsometry*. William Andrew Pub. **2005**. ISBN 3540222936
- [14] VIŠŇOVSKÝ, Š.: *Optics in Magnetic Multilayers and Nanostructures (Optical Science and Engineering)*. CRC Press **2006**. ISBN 0849336864

- [15] BORN, M. WOLF, M.: *Principles of Optics*. Cambridge: Cambridge University Press, **2003**. ISBN 0-521-642221
- [16] GOLDSTEIN, D.: *Polarized light: Second Edition, Revised and Expanded*. Basel: Marcel Dekker AG, **2003**. ISBN 0-8247-4053-X
- [17] JONES, C. R.: A new calculus for the treatment of optical systems. *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 1941, No. 7, 488-493.
- [18] BOARDMAN, A. D., O'CONOR, D. E., YOUNG, P. A.: *Symmetry and its Applications in Science*. McGRAW-HILL Book Company, **1973**.
- [19] LITZMAN, O., SEKANINA, M.: *Užití grup ve fyzice*. Academia, **1982**.
- [20] BENNET, H. S., STERN, E. A.: *Faraday Effect in Solids*. Phys. Rev. **137**, A448–A461, **1965**.
- [21] LANDAU, L. D., LIFSHITZ, E. M., PITAEVSKII, L. P.: *Electrodynamics of continuous media*. Butterworth-Heinemann, **1984**. ISBN 978-0750626347.
- [22] RAMMER, J.: *Quantum Field Theory of Non-equilibrium States*. Cambridge University Press, **2007**. ISBN 0-521-87499-8.
- [23] KULHÁNEK, P.: *Úvod do teorie plasmatu*. Aldebaran Group for Astrophysics, **2011**. ISBN 978-80-904582-2-2.
- [24] HAŇKA, L.: *Teorie elektromagnetického pole*. Nakladatelství technické literatury, **1975**.
- [25] LÁSKA, M.: *Fyzika metamateriálů*. [Bakalářská práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, **2009**.
- [26] VIŠŇOVSKÝ, Š., *et al.*: Polar and longitudinal magneto-optical Kerr effects in magnetic film/spacer/magnetic substrate system. *Czechoslovak Journal of Physics*, **2001**, vol. 51, no. 11.
- [27] ZAK, J., *et al.*: Fundamental magneto-optics. *J. Appl. Phys.*, **1990**, vol. 68.
- [28] ZAK, J., *et al.*: Universal approach to magneto-optics. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **1990**, vol. 89, s. 107-123.
- [29] ZAK, J., *et al.*: Universal approach to magneto-optics. *Physical Review B*, **1991**, vol. 43, no. 8.

- [30] PLŠEK, R.: *Měření vlastností tenkých vrstev metodami zobrazovací reflektometrie a Kerrova jevu*. [Diplomová práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, **2008**.
- [31] ALLWOOD, D. A., *et al.*: Magneto-optical Kerr effect analysis of magnetic nanostructures. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **2003**, vol. 36, no. 18.
- [32] UHLIR, V., *et al.*: Dynamic switching of the spin circulation in tapered magnetic nanodisks. *Nature Nanotechnology*, [online] **2013-4-21**, s. - [cit. 2013-05-04]. DOI: 10.1038/nnano.2013.66.
Dostupné z: <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nnano.2013.66>.
- [33] SKOMSKI, R. D.: *Simple Models of Magnetism*. Oxford university press, **2008**. ISBN 978-0-19-857075-2.
- [34] VAŇATKA, M.: *Magnetické multivrstvy pro aplikace ve spintronice*. [Bakalářská práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, **2013**.
- [35] CHIEN, C. L., ZHU, FF Q., ZHU, J.: Patterned Nanomagnets. *Phys. Today* 60, 40 (2007), DOI:10.1063/1.2754602.
- [36] BALAJKA, J.: *Přepínání chirality vortexů v magnetostaticky svázaných permalloyových discích*. [Diplomová práce], Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, Ústav fyzikálního inženýrství, **2013**.
- [37] BALAJKA, J.: [ústní sdělení] ÚFI FSI Vysoké učení technické v Brně, Technická 2, Brno, 11. 4. 2013.
- [38] MOTCHENBACHER, C. D., CONNELLY, J. A.: *Low-Noise Electronic System Design*. Wiley-Interscience, **1993**. ISBN-13: 978-0471577423.
- [39] HUANG, C. *et al.*: Vortex annihilation in magnetic disks with different degrees of asymmetry. *J. Appl. Phys.* **113**, **2013**, DOI:10.1063/1.4795115.
- [40] NEDOMA, J.: *Matematika I*. [Učební text], Akademické nakladatelství CERM, **2008**.
- [41] THORLABS INC.: Mounted Absorptive Neutral Density Filters [online], [cit. 2013-5-4].
Dostupné z: http://www.thorlabs.de/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=266
- [42] THORLABS INC.: Broadband dielectric mirrors [online], [cit. 2013-5-4].
Dostupné z: http://www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=139

DODATKY

Dodatek A - Taylorův rozvoj členů dielektrického tenzoru $\hat{\epsilon}$

Taylorův polynom nebudeme definovat, využijeme odkazu na literaturu, která je dostupná v rámci základního kurzu matematiky na Fakultě strojního inženýrství VUT v Brně. Důležité je zajistit, aby funkce, kterou chceme vyjádřit ve tvaru polynomu řádu n , byla v bodě, v jehož okolí rozvoj provádíme, spojitá i se svými derivacemi až do řádu n [40]. Poté polynom

$$T_n(x) = f(a) + \frac{f'(a)}{1!}(x-a) + \frac{f''(a)}{2!}(x-a)^2 + \dots + \frac{f^{(n)}(a)}{n!}(x-a)^n \quad (\text{A.1})$$

nazveme Taylorovým polynomem n -tého řádu. Pro speciální případ $a = 0$ se jedná o Maclaurinův polynom stupně n .

Nyní si znovu připomeňme tvar jednotlivých členů, které vystupují v tenzoru permitivity (1.72) na straně 22. Přepišme rovnice (1.69)-(1.71) -

$$\tilde{\epsilon}_1 = \tilde{\epsilon}_{xx} = \tilde{\epsilon}_{yy} = 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma)^2 - \omega^2\omega_c^2}, \quad (\text{A.2})$$

$$\tilde{\epsilon}_3 = 1 + \omega_p^2 \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega}, \quad (\text{A.3})$$

$$\tilde{\epsilon}_2 = i\tilde{\epsilon}_{xy} = -i\tilde{\epsilon}_{yx} = \omega_p^2 \frac{i\omega\omega_c}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma)^2 - \omega^2\omega_c^2}. \quad (\text{A.4})$$

Dále znovu napíšeme definici cyklotronové frekvence

$$\omega_c = -\frac{eB_Z}{m}, \quad (\text{A.5})$$

ve které vystupuje právě velikost vnějšího magnetického pole. Dosadíme-li do vztahu (A.5) hmotnost elektronu, náboj elektronu a velikost magnetické indukce $B = 1 \text{ T}$, dostaneme $\omega_c \approx 1,8 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}$. Nyní uvažme frekvenci budícího pole, která pro He-Ne laser s vlnovou délkou $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ je $\omega = 3 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ a vidíme, že $\omega_c \ll \omega$. Nyní provedme rozvoj (A.2) a (A.4) na základě definice Taylorova polynomu z rovnice (A.1) $a = 0$. Člen, podle kterého budeme rozvoj provádět, je ω_c (lineárně závislý člen na B_Z). Rozvojem pro $n = 6$ získáme následující vztahy:

$$\tilde{\epsilon}_1(\omega_c) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega} + \frac{\omega_p^2\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega)^3}\omega_c^2 + \frac{\omega_p^2\omega^4}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega)^5}\omega_c^4, \quad (\text{A.6})$$

$$\tilde{\epsilon}_2(\omega_c) = \frac{i\omega_p^2\omega\omega_c}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma)^2} + \frac{i\omega_p^2\omega^2\omega_c^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma)^4} + \frac{i\omega_p^2\omega^5\omega_c^5}{(\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\Gamma)^6}. \quad (\text{A.7})$$

Dodatek B - Přístrojové vybavení aparatury

He-Ne laser

Výrobce udává výkon 5 mW při vlnové délce 632,8 nm. Pomocí měřiče výkonu laseru Thorlabs PM100D jsme naměřili 2 mW. Výkon laseru se ustálí až asi půl hodiny po zapnutí zdroje. Rozdíl mezi změřeným a výrobcem udávaným výkonem vzniká pravděpodobně díky značnému zahřívání laseru (díky zahřívání se objevují i fluktuace světelného výkonu, které lze v součtovém signálu měřených intenzit nalézt). Zahřívání laseru bude v budoucnu korigováno aktivním chlazením pomocí Peltierových článků.

Elektromagnet

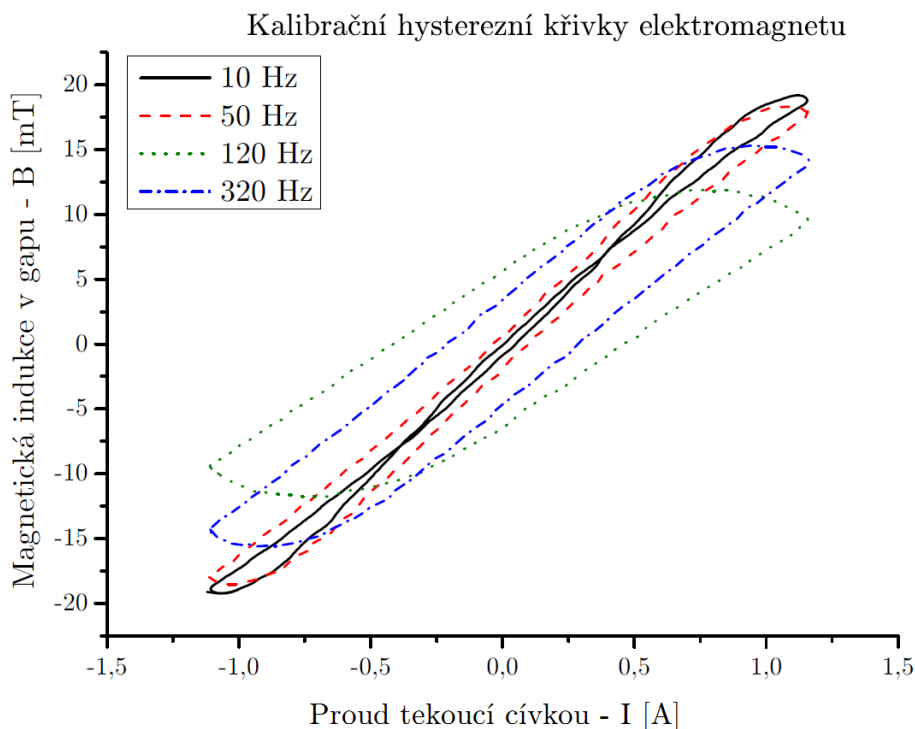
Tento elektromagnet má vzduchovou mezeru (často označovanou termínem gap) o velikosti 1 cm a vzhledem k neuspokojivé maximální velikosti magnetického pole, kterého jsme s ním byli schopni původně dosáhnout, byl převinut. Nyní při proudu 5 A dosahuje magnetická indukce uprostřed vzduchové mezery cca 50 mT. Jádru magnetu vyrobené z magneticky měkkého materiálu není strukturováno (existují jádra složená z více kusů - jádra laminovaná, apod.) a je celé z jednoho kusu materiálu. Tento typ jader nezasahuje efektivně tvorbě vířivých proudů, kterými je pak magnet silně ohříván, a vykazuje tak poměrně značnou hysterezi. Pro některá přesnější měření je vhodné mít i informaci o hysterezi zdroje magnetického pole, proto je u zdroje Kepco BOP zařazen sériově k vinutí elektromagnetu 1Ω odpor. Měřením úbytku napětí na odporu tak nepřímou zaznamenáváme i hysterezní křivku použitého elektromagnetu (v kombinaci s měřením magnetického pole v gapu). Měření závislosti velikosti magnetické indukce uprostřed gapu na hodnotu proudu tekoucím cívkou je pro několik rozdílných frekvencí v grafu B.1.

Wollastonův hranol

Jak jsme uvedli v sekci 1.4, dojde po odrazu světelného svazku na magnetickém vzorku, který je v magnetickém poli, ke změně polarizačního stavu světla. Takto pozměněný paprsek dopadá na Wollastonův hranol, který je vůči původnímu směru polarizace natočen o 45° . Průchodem získáme dva paprsky o stejné intenzitě, které po zapnutí magnetického pole pro absorbující vzorek již obecně stejnou intenzitu mít nebudou. Divergence vystupujících svazků je $\alpha \approx 27,6^\circ$. Čočka umístěná za Wollastonovým hranolem převede divergentní dvojici svazků na svazky rovnoběžné (ohnisková vzdálenost čočky je $f = 2\text{ cm}$).

Fotodiody

Svazky detekujeme na dvojici rychlých fotodiod SFH213, které dle datasheetu mají



Obr. B.1: Hysterezní závislost zdroje magnetického pole pro různé frekvence budícího proudu. Ze závislosti $B(t)$ je patrné rozšiřování hysterezní křivky s rostoucí frekvencí. Rovněž s rostoucí frekvencí je vidět snižování maximální hodnoty měřené magnetické indukce.

aktivní plochu čipu 1 mm^2 . Pro tyto fotodiody je povolené záporné předpětí $U_r = 11\text{ V}$. Takto vysoké záporné předpětí, v kombinaci s malou plochou čipu, dává velmi nízký takzvaný rise time ($t_r = 5\text{ ns}$), což je vlastnost, která nám udává rychlost reakce na změnu v osvitu diody. Takto rychlý rise time zajišťuje, že detaily a náhlé změny v signálu nezůstanou pod prahem detekce (při měření na frekvencích v řádu stovek Hz). Hlavním nedostatkem těchto diod je právě zmíněná velikost aktivní plochy čipu. Vzhledem k mechanickým vibracím je těžké udržet svazek na aktivní ploše čipu, což se v měření projevuje silným šumem. V rámci práce jsme nechali vyrobit novou desku s elektronikou. Původní fotodiody SFH213 byly nahrazeny poměrně známým typem BPW21 (aktivní plocha čipu $7,34\text{ mm}^2$). Tento zesilovač však vykazoval velmi pomalou odezvu a vysoký šum. Z výše zmíněných důvodů jsme nahradili původní fotodiody za fotodiody (katalogové číslo # 53-371) od firmy Edmund Optics, Inc. Tyto fotodiody disponují aktivní plochou čipu $5,1\text{ mm}^2$. Povolené záporné předpětí pro tento typ diod je $U_r = 10\text{ V}$. Rise time je pro tyto diody $t_r = 12\text{ ns}$, což stále řádově přesahuje naše požadavky.

Zesilovače

Po detekci na fotodiodách jsou proudové signály převedeny na napěťové (realizováno párem operačních zesilovačů - v obrázku 2.3 nejsou zakresleny). Poté je signál sečten na operačním zesilovači v součtovém zapojení a na dalším operačním zesilovači (diferenční zapojení se zesílením) je proveden rozdíl získaných signálů. Tento rozdíl je desetkrát zesílen. Při měření detekujeme součtový signál v řádu voltů a rozdílový signál bývá téměř výhradně v řádu milivoltů. V případě měření signálu od mikrostruktur se jedná o rozdílový signál, jehož maximální velikost nepřesahuje 10^{-4} V. Je tedy jasné, že při detekci signálů takto hluboko zanořených v samotném signálu je kladen značný důraz na kvalitu zesilovačů. Vzhledem k tomuto faktu byly společně s fotodiodami zakoupeny dva zesilovače (Edmund Optics, Inc. # 57-601), které jsou speciálně navrženy pro práci s fotodiodami a disponují zabudovaným akumulátorem, který umožňuje až 8 hodin měření bez galvanického propojení se sítí (čímž se omezí elektrické rušení na frekvenci 50Hz). Výrazným nedostatkem nových zesilovačů je fakt, že i přes výborný poměr signál-šum neumožňují tyto zesilovače přímo měřit rozdílový a součtový signál. Tento problém byl řešen pomocí matematického režimu osciloskopu. V případě detekce velmi slabých signálů došlo ke komplikacím, neboť osciloskop má pouze 8-bitové rozlišení, z čehož plyne, že právě hodnoty, které potřebujeme detekovat, zaznamenává velmi hrubě. Tento problém je v současné době řešen ve spolupráci s Ing. Zdeňkem Nováčkem. Na základě jeho zkušeností bylo navrženo elektronické zapojení, které by mělo tyto problémy vyřešit (schéma v příloze - Elektro/schemaAmp.pdf).

Osciloskop Tektronix TDS2014B

Základem celého měření je čtyřkanálový osciloskop s 8-bitovým AD převodníkem. Tento osciloskop je pro naše měření dostatečně rychlý a díky funkci průměrování signálu dokáže omezit šum, který je v měření neustále přítomný. Umožňuje provádět základní aritmetické operace mezi dvojicemi kanálů CH1-CH2 a CH3-CH4 a dokonce dokáže zobrazit i rychlou Fourierovu transformaci signálu pro všechny čtyři kanály. Opomeneme-li fakt, že pro naše měření je 8-bitový převodník nedostatečný, tak jeho nevýhodou je, že jej nebylo možné propojit s počítačem. Tento neduh neodstranil ani update firmwaru na aktuální verzi. Osciloskop se při připojení nijak počítači nehlásí (port je otevřený, ale osciloskop neposílá žádná data) a nedojde tedy k jeho vyhledání systémem. Je tedy možné, že je poškozená karta osciloskopu zajišťující komunikaci s počítačem. V současné době získáváme data z osciloskopu pomocí paměti flash a funkce osciloskopu Print data. Data ukládá do souboru s příponou .CSV a jedná se o dva sloupce dat s hlavičkou. V hlavičce jsou detaily o nastavení osciloskopu. V prvním sloupci je zaznamenán čas a ve druhém jsou měřené hodnoty.

Bipolární zdroj Kepco BOP100W

Zdroj funguje jako zesilovač a zdroj proudu pro buzení elektromagnetu. Tento zdroj umožňuje řízení počítačem pomocí GPIB, popřípadě můžeme využít dva analogové řídicí vstupy. Přepínačem můžeme volit, zda chceme zdroj ovládat v režimu napětí, nebo proudovém. Tento druh řízení funguje tak, že na základě přiloženého napětí na svorky (označené malými operačními zesilovači) zdroj nastavuje úroveň napětí (popřípadě takovou úroveň napětí, aby zdroj poskytl odpovídající proud). Impedance řídicích vstupů je $10\text{ k}\Omega$. Tento zdroj není vyloženě určen k operaci s induktivním typem zátěže (výrobce nabízí i specializované bipolární zdroje pro induktivní zátěž), což se projevuje tím, že při práci s elektromagnetem a frekvencích nad 1 kHz dochází k značné deformaci výstupního signálu.

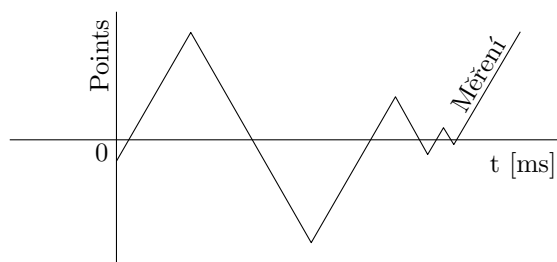
Teslametr Tectra 6010

Dle manuálu dosáhne přístroj maximální citlivosti 15 minut po zapnutí s tím, že je třeba provést kalibraci nuly přístroje pomocí nulovací cely, která je součástí příslušenství. Maximální rozlišení je udáváno jako $1\text{ }\mu\text{T}$ (do frekvence 4 kHz). Měřicí rozsah přístroje je rozdělen do tří rozsahů, kdy nejvyšší přesnost je s naší sondou dosažena přepnutím přístroje na rozsah do 30 mT (odpovídající rozlišení $10\text{ }\mu\text{T}$), další rozsah umožňuje měřit do 300 mT (odpovídající rozlišení $100\text{ }\mu\text{T}$) a maximální rozsah je do 3 T (odpovídající rozlišení 1 mT), popřípadě přístroj má režim automatického rozsahu. Hodnotu měřené magnetické indukce lze získat z analogového výstupu pomocí znalosti kalibrační konstanty převodu magnetické indukce na napětí. Výstup dává napětí v rozsahu $-4,25\text{ až }+4,25\text{ V}$ s tím, že hodnota $4,25\text{ V} = 3\sqrt{2}\text{ V}$. Jedná se tedy o maximální hodnotu v případě střídavého signálu, zatímco na displeji přístroj ukazuje efektivní hodnotu magnetické indukce (odpovídající rozsahu napětíového výstupu do 3 V). Měření signálů $\sqrt{2}$ krát větších bude ještě stále umožněno na analogovém výstupu, ovšem na displeji se již zobrazí chybová hláška o špatném rozsahu měření. Pokud uživatel používá automatický rozsah, může nastat situace, že přístroj bude pracovat v módu do 30 mT a například 12 mT bude odpovídat napětí $1,2\text{ V}$, poté dojde k překročení maximální hodnoty, tedy cca 42 mT a přístroj se přepne do vyššího rozsahu, což vyústí v to, že napětí $1,2\text{ V}$ nyní bude odpovídat hodnotě magnetické indukce $1,2\text{ T}$. Proto je nutné, pokud víme, že budeme měřit magnetické pole, jehož velikost přesahuje přes dva rozsahy, mít přístroj manuálně nastaven na určitý rozsah.

Generátor signálu Agilent 81150A

Generátor má celkem čtyři aktivní výstupy (CH1 , $\overline{\text{CH1}}$, CH2 , $\overline{\text{CH2}}$), čára nad označením kanálu značí invertovaný výstup. Je možné zavést fázový posun mezi oběma páry kanálů, popřípadě na základě jednoho trigrovat ten druhý. Hlavní

důvod, proč jsme takovýto pokročilý generátor do sestavy zařadili, je ten, že umožňuje definovat si vlastní signál. Tato možnost najde využití tehdy, pokud budeme do magnetu přivádět střídavý signál se snižující se amplitudou. Tímto způsobem můžeme jeho jádro demagnetovat a poté provést jedno měření na křivce prvotní magnetizace. Takový signál by mohl vypadat jako na obrázku B.2, kde do generátoru zadáváme na ose t čas v milisekundách a na ose Points zadáváme hodnotu 0 – 8000. Po uložení měření se signál normuje na základě maximální hodnoty tak, že maximální hodnotě přiřadí hodnotu 8000 a další hodnoty přepočítá přímo úměrně.



Obr. B.2: Tvar budicího signálu, díky kterému můžeme měřit vzorek od nulového vnějšího magnetického pole (tj. na křivce prvotní magnetizace).

Dodatek C - Komponenty optické části aparatury

He-Ne laser

He-Ne laser jsme již zmínili v části 2.2 a technické informace uvádíme v Dodatku B.

Šedé filtry

Vlastníme sadu NEK02 celkem dvanácti šedých filtrů od firmy Thorlabs Inc. Absorbance je v rozsahu $OD = 0,1 - 5$. Zkratka OD značí optickou hustotu (*Optical Density*), která je definována jako $OD = \log_{10}(1/T)$, veličina T je *transmittance* [41]. Z vzorce můžeme vypočítat, že pro filtr s $OD = 2$ je *transmittance* 1%. Filtry měníme v závislosti na tom, zda pouze fokusujeme stopu, nebo chceme měřit magneto-optické vlastnosti. Pro fokusaci volíme filtry hodnoty $OD = 3$ (kvůli zabránění saturace CCD kamery) a pro samotné měření volíme většinou hodnotu $OD = 1,3$.

Glanův-Taylorův polarizátor

Polarizátor je umístěn v otočném pouzdře (Thorlabs - CRM1P/M), které poskytuje přesnost nastavení úhlu na jednotlivé stupně. Polarizátor v sestavě slouží k tomu, aby

zlepšil stupeň polarizace laserového paprsku. Stupeň polarizace svazku získaného polarizátorem udává vlastnost polarizátoru zvaná extinkční poměr. Extinkční poměr udává poměr mezi žádoucí a nežádoucí polarizací po průchodu nepolarizovaného světla polarizátorem. Pro Glanův-Taylorův je udávaná hodnota $10^6 : 1$.

Expander

Tento člen optické části sestavy převede rovnoběžný světelný svazek na rovnoběžný světelný svazek o větším průměru. Poměr mezi vstupním a výstupním poloměrem svazku je $1 : 20$. Pokud máme vstupující svazek ne zcela rovnoběžný, můžeme využít precizního posuvu, ve kterém je jedna ze dvojice čoček expanderu uložena. Expander zařazujeme do sestavy proto, že rozšířením svazku můžeme dále vybrat (pomocí irisové clony) tu část svazku, která je v intenzitě homogenní, a navíc můžeme využít celé apertury fokusující čočky.

Dielektrická zrcátka

Tento speciální typ zrcátek jsme volili proto, aby při odrazu na zrcátku nedocházelo k depolarizaci svazku. Dielektrická zrcátka by měla mít přibližně stejnou odrazivost jak pro p -polarizaci, tak pro s -polarizaci [42]. Ukázalo se, že po odrazu na sérii tří zrcátek nebyl stupeň polarizace stejný, jako po průchodu expanderem. Takto se nám do měření s -polarizací neustále přispívala i složka p -polarizace, tento příspěvek je vidět například ve vztahu (1.48) a (1.50) na straně 18.

Lineární polarizátor

Vzhledem k tomu, že po odrazu na sérii tří zrcátek dostáváme částečně depolarizovaný svazek, byl před asférickou čočkou umístěn lineární polarizátor, který nám opět zvýší stupeň polarizace svazku. Tento polarizátor nemá takový extinkční poměr jako Glanův-Taylorův polarizátor, ale ukázalo se, že ke snížení vlivu depolarizace zrcátky dostačuje. Pro tento lineární polarizátor je udávaný extinkční poměr $20000 : 1$.

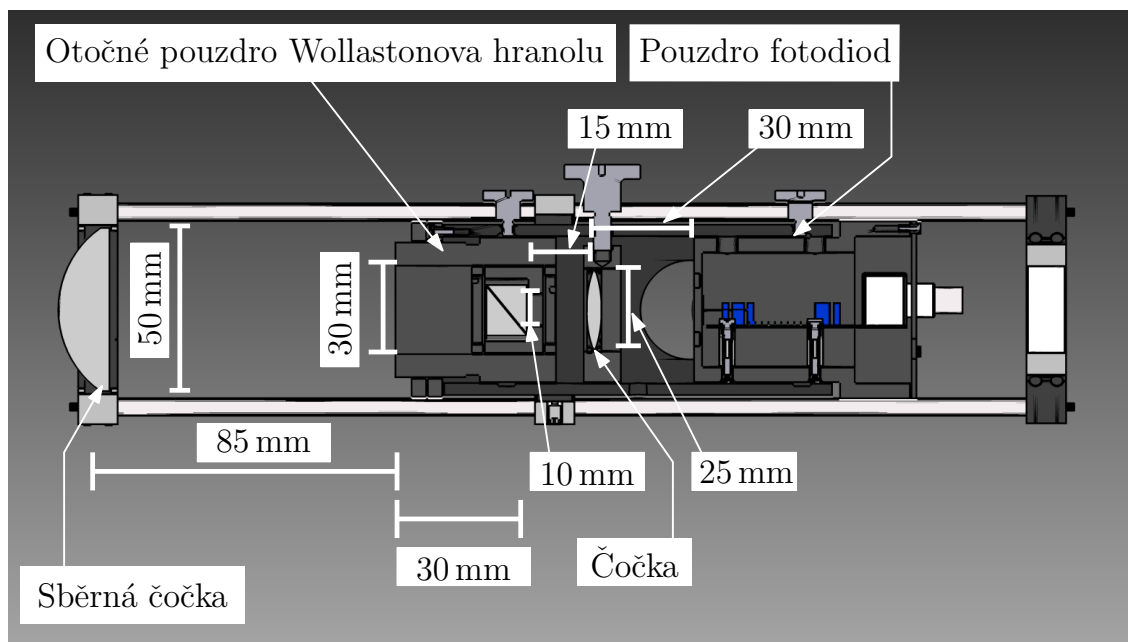
Asférická čočka

Ohnisková vzdálenost námi využívané asférické čočky je $f = 5$ cm (průměr apertury $d = 25$ mm). Asférická čočka se používá proto, že svým speciálním asférickým povrchem potlačuje vliv sférické aberace. Takto se nemusíme omezit pouze na paprsky, které jdou blízko optické osy čočky, čímž zvýšíme intenzitu světla dopadajícího na vzorek.

Detektor

Posledním prvkem měřicí sestavy je detektor s předřadnou sběrnou čočkou ($f = 60$ mm, průměr apertury $d = 50$ mm). Řez detektorem je na obrázku B.3.

Uvádíme všechny potřebné vzdálenosti a velikosti apertur. Detektor pořadě obsahuje: otočné pouzdro, pouzdro s Wollastonovým hranolem, fokusační čočku a posuvné pouzdro s fotodiodami. Při výpočtech parametrů sběrné a fokusační čočky jsme museli uvážit apertury jednotlivých prvků. V případě otočného pouzdra Wollastonova hranolu je vstupní apertura $d = 30\text{ mm}$, pro pouzdro Wollastonova hranolu je apertura $d = 10\text{ mm}$. Po průchodu touto soustavou nám svazek dopadá na fotodiody, ze kterých je následně získána informace o intenzitě dopadajícího světla.



Obr. B.3: Řez detektorem sestavy pro měření magneto-optických jevů. Obrázek je ve „falešných“ barvách.

PŘÍLOHY

Přílohy

Složka - Elektro\

- schemaAmp.pdf – Schéma zapojení sumačního a diferenčního zesilovače.
- PCB\– Dokumentace desky plošných spojů diferenčního a sumačního zesilovače.
- pasmova.png – Schéma zapojení aktivní pásmové propusti topologie Butterworth-Bessel.

Složka - Měření\

- Co50nm-0-360\– Obrázky 36 hysterezních smyček 50 nm vrstvy Co.
- NiFe20nm-0-360\– Obrázky 40 hysterezních smyček 20 nm vrstvy NiFe.
- kerrnumeratorr.m – Soubor s funkcí do programu Matlab pro automatické zpracování dat z osciloskopu aparatury pro měření magneto-optických jevů.

Složka - Výkresy\

- Vojtech Uhler - analyzer\– Kompletní výkresová dokumentace detektoru s původním zapojením elektroniky.
- vyrobene\– Kompletní výkresová dokumentace vyrobených a upravených dílů.
- objektiv.jpg – Informace o objektivu mikroskopu aparatury.

Složka - Výpočty\

- Zak, Postava\– Výpočty magneto-optických veličin na základě formalismu uvedeného v pracích [27–29].
- Determinant.mw – Ověření výpočtu v programu Maple - výpočet determinantu z rovnice (1.85) (strana 25).
- JonesovyMatices-polarizace.mw – Ověření výpočtu v programu Maple - sestavy Jonesových matic z rovnice (1.44) (strana 18).
- Lorentz – Ověření výpočtu v programu Maple - řešení pohybové rovnice (1.58) (strana 21).

CD

Složka - 3Dsestava\

- Kompletní 3D model sestavy v programu Autodesk Inventor 2011 (ke spuštění je nutné mít nainstalované Obsahové centrum verze Autodesk Inventor 2011 Professional).

Složka - Fotky\

- Reálné fotografie sestavy.

Složka - Inventor - vyrenderované\

- Vyrenderované obrázky sestavy z programu Autodesk Inventor 2011.

Složka - PráceBK\

- FlajsmanBK.pdf – Předkládaná práce ve formátu pdf.
- Tex\ – Zdrojový soubor práce v prostředí \LaTeX .

Složka - Příloha\

- Přílohy\ – Přílohy k bakalářské práci.