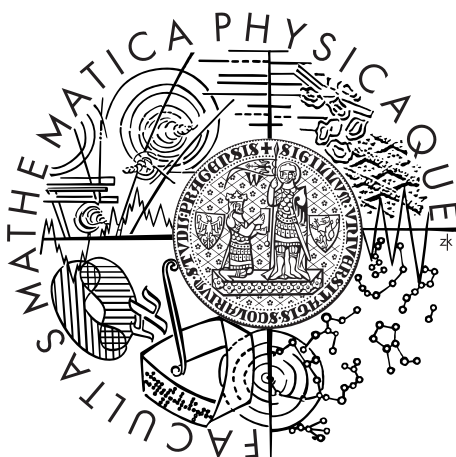


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Lukáš Beran

Studium fyzikálních vlastností nanostruktur pomocí magnetooptických metod.

Fyzikální ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Veis Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: FOF

Praha 2013

Poděkování.

Rád bych poděkoval především svému vedoucímu RNDr. Martinu Veisovi, Ph.D. za všechnu pomoc a podporu, bez které by vznik této práce nebyl možný. Děkuji za spousty hodin, které se mnou, místo v pohodlí domova, trávil v laboratoři a to nejen, když se něco rozbilo. Dále bych rád poděkoval doc. RNDr. Jiřímu Bokovi, CSc. za konzultace v oblasti programování a nejednu výtečnou radu.

Nakonec bych nerad opomenul poděkování rodině, přátelům a všem blízkým, kteří mě podporovali nejen po dobu psaní této práce, ale celého studia.

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

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

V dne

Podpis autora

Název práce: Studium fyzikálních vlastností nanostruktur pomocí magnetooptických metod.

Autor: Lukáš Beran

Katedra: Fyzikální ústav UK

Vedoucí bakalářské práce: RNDr. Martin Veis Ph.D.

Abstrakt: Metody magnetooptické spektroskopie jsou využívány k výzkumu magnetických vlastností materiálů až do nanometrových rozměrů díky své vysoké citlivosti a bezkontaktní povaze. To ovšem vyžaduje sofistikovaných experimentálních uspořádání náročných na technické vybavení a nastavení optických komponent. Tato práce popisuje základní fyzikální principy Kerrovy magnetooptické spektroskopie. Na základě těchto principů je navrženo a vyvinuto nové, mnohem jednodušší experimentální uspořádání se zkříženými polarizátory. Toto uspořádání vykazuje řádově stejnou citlivost a přesnost měření jako běžně používané modulační metody se kterými je v této práci srovnáváno. Nakonec je toto uspořádání použito ke studiu magnetooptických vlastností vybraných magnetických struktur a tyto vlastnosti jsou diskutovány.

Klíčová slova: Kerrův jev, experimentální metody, nanostruktury

Title: Study of the physical properties of nanostructures using magneto-optical methods.

Author: Lukáš Beran

Department: Institute of Physics of Charles University

Supervisor: RNDr. Martin Veis Ph.D.

Abstract: Magneto-optical spectroscopy methods are used to research the magnetic properties of materials to nanometer dimensions due to its high sensitivity and non-contact nature. This requires sophisticated experimental arrangement, intensive technical equipment and set-optical components. This paper describes the basic physical principles of magneto-optical Kerr spectroscopy. On the basis of these principles is designed and developed a new, much simpler experimental arrangement with crossed polarizers. This arrangement has the same order of sensitivity and accuracy of measurement commonly used modulation techniques with which it is compared in this work. Finally, this arrangement is applied to the study of magneto-optical properties of selected magnetic structures and these properties are discussed.

Keywords: Kerr effect, experimental methods, nanostructures

Obsah

Úvod	2
1 Polarizace	4
1.1 Jonesovy vektory a matice	5
1.2 Interakce se vzorkem	7
2 EM vlny v anizotropním prostředí	9
2.1 Vlnová rovnice v anizotropním prostředí	9
2.2 Šíření světla podél vektoru magnetizace	10
2.3 Magnetické multivrstvy	11
2.4 Jednoduchá vrstva	13
3 Experimentální metody	14
3.1 Metoda téměř zkřížených polarizátorů	14
3.1.1 Teorie	14
3.1.2 Použitá zařízení	15
3.1.3 Průběh měření	15
3.2 Modulační metoda	17
3.2.1 Zařízení	20
3.2.2 Ovládací program Kerr2	22
4 Dosažené výsledky	23
4.1 Ultratenké vrstvy $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$	23
4.2 Kobaltové feritové tenké vrstvy	26
4.3 Heuslerovy slitiny	27
Závěr	29
Seznam použité literatury	30

Úvod

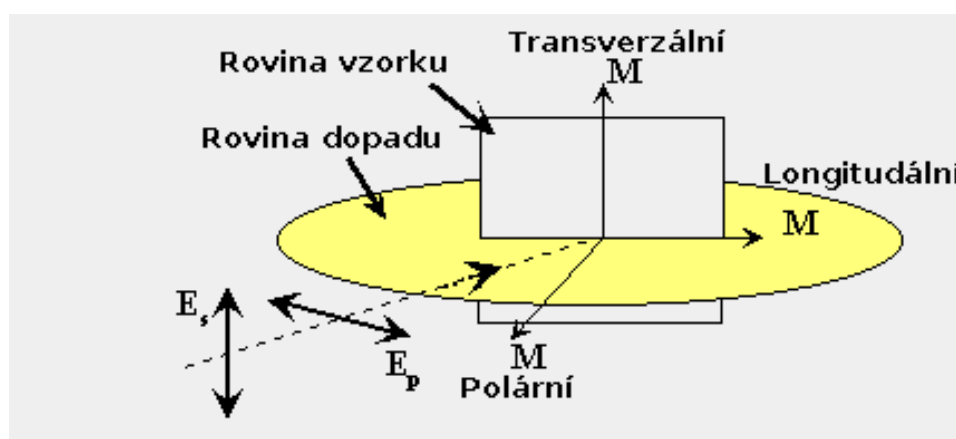
Jako první se jevy, kdy látka ovlivňovala šíření světla v závislosti na magnetickém poli, zabýval Faraday. Roku 1845 objevil, že rovina lineárně polarizovaného světla se stáčí při průchodu skleněným válcem v magnetickém poli. To mimo jiné vedlo k potvrzení spojitosti světla a magnetismu. K podobnému závěru došel i Kerr, který však narozdíl od Faradaye nezkoumal průchod, ale odraz světla.

Magnetooptické jevy se dají pozorovat, jak bylo uvedeno výše, buď při průchodu, nebo odrazu, přičemž naším cílem je zkoumání druhého, častěji zvaného Kerrova, jevu. Co se týče geometrie, máme na výběr ze tří základních konfigurací. Jedná se o polární, longitudiální a transversální. Jejich schéma naleznete na obrázku (1). Jakákoliv jiná poloha vektoru magnetizace se dá složit z těchto tří případů. V rámci této práce se budeme zabývat poze polárním Kerrovým efektem.

Experimentální metody využívající magnetooptických jevů jsou hojně využívány ke studiu magnetických vlastností materiálů. Tyto metody se vyznačují vysokou citlivostí, selektivní povahou, bezkontaktním snímáním, možností využití časově rozlišených experimentů a poměrně rychlou odezvou, která umožňuje měření povrchových hysterezních smyček a pozorování magnetických domén. Jsou mimo jiné schopny zprostředkovat důležité informace o profilech vrstevnatých systémů a charakteru rozhraní. V tenkých vrstvách je pak možné studovat vliv jejich struktury na spinové uspořádání. Kombinace spektroskopické elipsometrie a magnetooptické spektroskopie společně s odpovídajícími teoretickými modely poskytuje unikátní možnost studia fyzikálních vlastností materiálů ve formě tenkých vrstev s tloušťkami až do jednotek nanometrů. Znalost optických a magnetooptických parametrů vyjádřená spektry tenzoru dielektrické permitivity dává informaci o elektronové struktuře materiálu a je podstatná i pro samotný návrh a optimalizaci funkce integrovaných fotonických prvků.

Mezi další zajímavé aplikace patří 3D displye využívající magnetické nanovrstvy, jejíž pixely se pohybují pod $1\text{ }\mu\text{m}$, a magnetooptické izolátory, které propouští světlo pouze jedním směrem. Tyto zařízení jsou nejčastěji používány u výkonných laserů, kde zabraňují návratu svazku zpět do laseru.

Tato práce je zaměřena především na experimentální metody používané k



Obrázek 1: Schéma geometrie Kerrova magnetooptického jevu.

určení magnetooptických veličin. Z tohoto důvodu je úvodní kapitola zaměřena na popis polarizace. Po zavedení základních veličin je podrobně rozebrán Jonesův formalismus, který nám umožňuje nejen popis, ale i výpočet polarizace po průchodu optickou soustavou. Tato kapitola zakončuje zavedením magnetooptických veličin.

V další kapitole je rozebráno šíření světla anizotropním materiálem. Po úvodu do problematiky je stručně popsán formalismus umožňující popis multivrstevnatých prostředí a nazávěr je uveden nejjednodušší případ pro jednoduchou vrstvu.

Ve třetí kapitole naleznete popis dvou experimentálních metod užívaných pro měření Kerrova jevu. Nejprve je vždy uveden krátký teoretický popis s výpočtem, na kterém je založeno samotné měření, a pak následuje rozebrání konkrétní aparatury použité v laboratoři. Závěrem je vždy uvedeno pár poznámek k ovladačím programům těchto aparatur.

Poslední kapitola se zabývá konkrétními výsledky naměřenými na obou aparaturách a jejich porovnáním. Rozebrány jsou tři odlišné skupiny vzorků, na kterých jsou ukázány klady a zápory jednotlivých metod. U každého vzorku je také stručná zmínka o jeho užití a způsobu, kterým byl vyroben.

1. Polarizace

Polarizace je vlastnost všech harmonických vlnění s možností kmitání ve více jak jednom směru, kterým je například i světlo. V této kapitole popíšeme orientaci elektrického pole v nevodivém homogením izotropním prostředí, kde se světlo šíří. V takovém případě je EM vlna příčná a navíc platí mezi elektrickou intenzitou \vec{E} a magnetickou indukcí \vec{B} vztah

$$\vec{B} = \frac{1}{v}(\vec{s} \times \vec{E}), \quad (1.1)$$

kde \vec{s} je jednotkový vektor ve směru šíření. Díky tomuto vztahu nám tedy popis elektrického pole dá úplnou informaci o celém EM poli. Elektrické pole bylo zvoleno, především kvůli jeho výrazně větším silovým účinkům. K popisu vektoru elektrické intenzity budeme používat komplexní symboliku. Nejjednodušší případ je rovinná vlna, jejíž předpis můžeme obecně zapsat ve tvaru

$$\vec{E} = \text{Re}(\vec{E}_0 \exp(-i(\omega(t - \frac{\vec{r} \cdot \vec{s}}{v}) + \varphi))), \quad (1.2)$$

kde \vec{E}_0 značí amplitudu vlny, ω úhlovou frekvenci, \vec{s} jednotkový vektor ve směru šíření a φ fázový posun vlny.

Dále si můžeme zvolit soustavu souřadnou tak, aby \vec{s} mířil ve směru osy z. Díky tomu víme, že z-tová složka elektrické intenzity bude nulová a rovnici (1.2) můžeme přepsat do tvaru

$$\vec{E}(z, t) = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} \quad (1.3)$$

$$E_x = a_x \cos(\tau + \varphi_x) \quad (1.4)$$

$$E_y = a_y \cos(\tau + \varphi_y) \quad (1.5)$$

$$\tau = \omega(t - \frac{z}{v}) \quad (1.6)$$

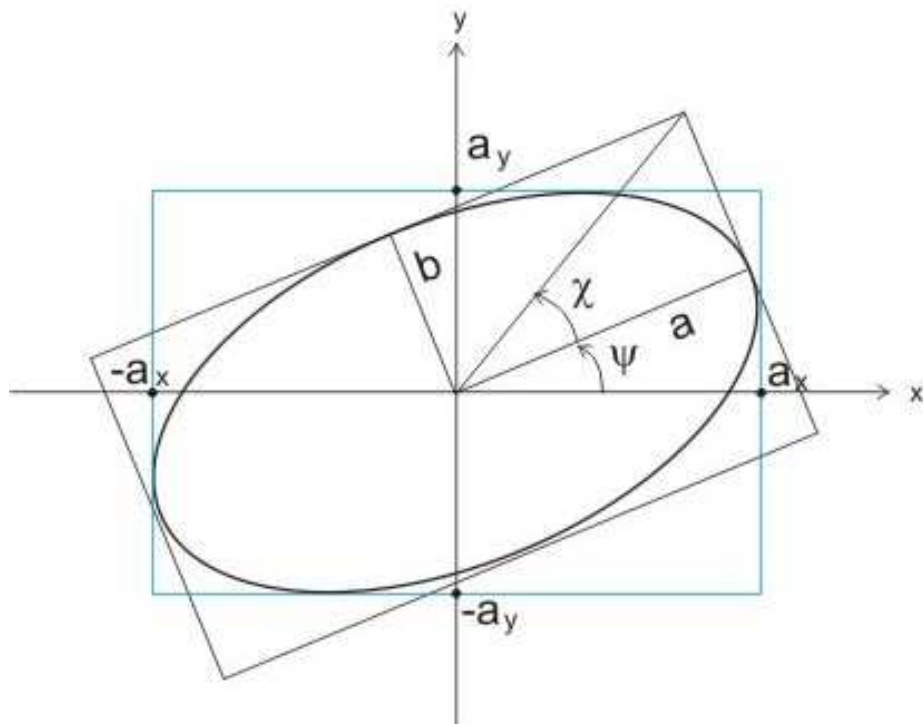
Úpravami rovnic (1.4) a (1.5) a jejich následnými sčítáními můžeme docílit vztahu

$$\left(\frac{E_x}{a_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{a_y}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{a_x a_y} \cos(\varphi_y - \varphi_x) = \sin^2(\varphi_y - \varphi_x), \quad (1.7)$$

jenž je rovnicí elipsy. Z toho vyplývá, že úplně polarizované světlo má obecně eliptickou polarizace. Tato elipsa může být definována různě, proto na obrázku (1.1) naleznete vyznačené nejčastěji užívané parametry. Důležité je, že pro úplný popis potřebujeme parametry čtyři. Pokud nás nezajímá počátek času, vystačíme si jen se třemi. Dále používané parametry po popis polarizace budou

1. a, b... hlavní a vedlejší poloosa
2. $\psi \in [-\pi/2, \pi/2]$... azimut
3. $\chi \in [-\pi/2, \pi/2]$... úhel elipticity

Úhly elipticity může nabývat i záporných hodnot, protože znaménko v sobě nese informaci o směru otáčení vektoru elektrické intenzity. V naší konvenci máme



Obrázek 1.1: Polarizační elipsa

pro pravotočivé světlo kladné hodnoty a pro levotočivé záporné. Nula odpovídá lineárně polarizovanému světu, kdy vektor elektrické intenzity kmitá pouze v rovině. Tato rovina se nazývá rovinou polarizace. Mezi další význačné polarizace patří kruhově polarizované světlo, kdy $a_x = a_y$ a fázový posun $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$ je $\pi/2$ pro pravotočivé a $-\pi/2$ pro levotočivé světlo.

Tento popis polarizace světla je sice úplný, ale pro praktické účely zcela nevhodný. Z toho důvodu vzniklo mnoho formalizmů pro zjednodušení popisu světla a jeho interakci s optickými elementy. Pro náš případ je nejběžněji používaný maticový popis za pomoci takzvaných Jonesových vektorů.

1.1 Jonesovy vektory a matice

Tento formalismus slouží pouze pro popis zcela polarizovaného světla, což by se mohlo zdát velmi omezující, ale pro potřeby této práce s ním bohatě vystačíme. Jak bylo zmíněno výše, rovinnou elektromagnetickou vlnu můžeme v komplexní symbolice zapsat

$$\vec{E}(z, t) = E_x \vec{x} + E_y \vec{y} \quad (1.8)$$

$$E_x = a_x e^{-i(\omega t - kz + \varphi_x)} = A_x e^{-i(\omega t - kz)} \quad (1.9)$$

$$E_y = a_y e^{-i(\omega t - kz + \varphi_y)} = A_y e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (1.10)$$

kde členy A_i nazveme komplexní obálkou. Díky nim můžeme definovat vektor

$$\vec{J} = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}, \quad (1.11)$$

který nazveme Jonesovým vektorem polarizace. Tento vektor nese plnou informaci o polarizačním stavu světla. Jako příklad uvádíme pár významných polarizací popsanych za pomoci tohoto formalizmu.

1. lineárně polarizované v ose x $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
2. pravotočivě kruhově polarizované světlo $\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$

Jakoukoliv polarizaci nyní můžeme popsat ve tvaru

$$\vec{J} = \alpha_1 \vec{J}_1 + \alpha_2 \vec{J}_2 \quad (1.12)$$

kde dvojici vektorů \vec{J}_i volíme ortogonální vzhledem skalárnímu součinu $(\vec{J}_1, \vec{J}_2) = J_{1x}J_{2x}^* + J_{1y}A_{2y}^*$. Nejběžněji používané báze jsou

1. $\vec{J}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$, $\vec{J}_y = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$... báze lineárních polarizací
2. $\vec{J}_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$, $\vec{J}_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ +i \end{bmatrix}$... báze kruhových polarizací

Když máme dobře popsáno světlo, můžeme se přesunout k jeho interakci s optickým prvkem (například čočkou či polarizátorem). Ten můžeme popsat za pomoci matice 2x2. Vektor popisující světlo po interakci s prvkem popsaným maticí \mathbb{T} pak získáme z jednoduché rovnice

$$\vec{J}_2 = \mathbb{T} \vec{J}_1. \quad (1.13)$$

Analogicky bychom mohli postupovat pro soustavu n optických prvků, pro kterou bychom získali

$$\vec{J}_n = \mathbb{T}_n \dots \mathbb{T}_1 \vec{J}_1. \quad (1.14)$$

Nyní si uvedeme několik matic popisujících optické prvky, které budou dále použity. Nejprve v bázi lineárních polarizací.

1. polarizátor natočený o úhel α od osy x $\begin{bmatrix} \cos^2 \alpha & \sin \alpha \cos \alpha \\ \sin \alpha \cos \alpha & \sin^2 \alpha \end{bmatrix}$
2. fázová destička s fázovým posunem o úhel δ a rychlou osou ve směru x $\begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix}$
3. polarizační rotátor stáčející rovinu polarizace o úhle ϑ $\begin{bmatrix} \cos \vartheta & -\sin \vartheta \\ \sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix}$

a následně v bázi kruhových polarizací

1. polarizátor natočený o úhel α od osy x $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & e^{2i\alpha} \\ e^{-2i\alpha} & 1 \end{bmatrix}$

2. fázová destička s fázovým posunem o úhlu δ a rychlou osou ve směru x

$$\begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & i \sin \frac{\delta}{2} \\ i \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{bmatrix}$$

3. polarizační rotátor stáčející rovinu polarizace o úhel ϑ $\frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{i\vartheta} & 0 \\ 0 & e^{-i\vartheta} \end{bmatrix}$

Velmi užitečný je vztah vztah pro transformaci matice elementu, kterou získáme matici odpovídající prvku otočenému o úhel ϑ

$$\mathbb{T}' = \mathbb{R}(\vartheta) \mathbb{T} \mathbb{R}(-\vartheta), \quad (1.15)$$

$$\mathbb{R}(\vartheta) = \begin{bmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix}. \quad (1.16)$$

Jonesovy matice můžeme také transformovat do bází odpovídající zvojené báze dvojici Jonesových vektorů. Zde platí vztah podobný jako vztah uvedený výše (Lze na něj nahlížet jako změnu báze na vektory pootočené o úhel θ)

$$\mathbb{T}' = \mathbb{F}^{-1} \mathbb{T} \mathbb{F}, \quad (1.17)$$

kde F značí matice přechodu z nečárkované báze do báze čárkované. Podrobnosti se dají najít v leckteré učebnici lineární algebry, jako je třeba [3].

1.2 Interakce se vzorkem

V předchozích odstavcích bylo vysvětleno, jak můžeme popsat světlo po průchodu optickou soustavou. Jako poslední nám tedy chybí řešení problému, kdy se v soustavě vyskytuje neznámý prvek. Tento element můžeme opět popsat Jonesovou maticí, která má obecně čtyři komplexní prvky. Ve skutečnosti jsou tyto matice dvě, protože vzorek se chová jinak pro odraz a jinak pro průchod. Tyto matice si nejprve označíme

$$\mathbb{S}_R^{sp} = \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{ss} \end{bmatrix} \quad (1.18)$$

$$\mathbb{S}_T^{sp} = \begin{bmatrix} t_{ss} & t_{sp} \\ t_{ps} & t_{ss} \end{bmatrix} \quad (1.19)$$

kde s respektive p značí, že používáme za bázi s -polarizované respektive p -polarizované světlo, R reflexi a T trasmisi. Směr p a s polarizace je dán rovinou dopadu, přičemž p je na ni kolmá a s rovnoběžná. Pro izotropní materiál bez přítomnosti magnetického pole je tato matice diagonální, tedy nedochází k žádné interakci mezi s a p vlnami. Po zapnutí magnetického pole jsou nediagonální elementy obecně nenulové. V případě, že máme geometrii s radiální symetrií, platí vztah

$$\mathbb{R}(\alpha) \mathbb{S}_R^{sp} \mathbb{R}(\alpha) = \mathbb{S}_R^{sp} \quad (1.20)$$

$$\mathbb{R}(-\alpha) \mathbb{S}_T^{sp} \mathbb{R}(\alpha) = \mathbb{S}_T^{sp} \quad (1.21)$$

kde $R(\alpha)$ značí matici rotace o úhel α . Z maticových rovnic získáme celou řadu vztahů pro maticové elementy

$$r_{ps} = r_{sp} \quad (1.22)$$

$$t_{ps} = -t_{sp} \quad (1.23)$$

$$r_{pp} = -r_{ss} \quad (1.24)$$

$$t_{pp} = t_{ss} \quad (1.25)$$

$$r_{sp}(-\vec{M}) = -r_{sp}(\vec{M}) \quad (1.26)$$

$$t_{sp}(-\vec{M}) = -t_{sp}(\vec{M}) \quad (1.27)$$

$$r_{ss}(-\vec{M}) = r_{ss}(\vec{M}) \quad (1.28)$$

$$t_{ss}(-\vec{M}) = r_{ss}(\vec{M}) \quad (1.29)$$

$$t_{ss}(-\vec{M}) = t_{ss}(\vec{M}) \quad (1.30)$$

kde \vec{M} značí vektor magnetizace. V praxi se nepoužívají k popisu maticové elementy, ale veličiny Kerrovy (Faradayovy) rotace (θ) a elipticity (ϵ), které jsou definovány

$$-\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \Theta_{Ks} \approx \theta_{Ks} - i\epsilon_{Ks} \quad (1.31)$$

$$\frac{t_{ps}}{t_{ss}} = \Theta_{Fs} \approx \theta_{Fs} - i\epsilon_{Fs} \quad (1.32)$$

$$\frac{r_{sp}}{t_{pp}} = \Theta_{Kp} \approx \theta_{Kp} - i\epsilon_{Kp} \quad (1.33)$$

$$-\frac{t_{sp}}{t_{pp}} = \Theta_{Fp} \approx \theta_{Fp} - i\epsilon_{Fp} \quad (1.34)$$

Pro kolmý dopad dále platí, že $\Theta_{Ks} = \Theta_{Kp} = \Theta_K$. To samé platí i pro koeficienty transmise. Po normalizaci pak získáme matice popisující vzorek ve tvaru

$$S_R^{sp} = \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_K \\ -\Theta_K & -1 \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

$$S_T^{sp} = \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_F \\ \Theta_F & 1 \end{bmatrix} \quad (1.36)$$

Pokud tyto matice transformujeme do báze kruhových polarizací, získáme

$$S_R^{LR} = \begin{bmatrix} 0 & r_{ss} \\ r_{ss} - ir_{ps} & 0 \end{bmatrix} \quad (1.37)$$

$$S_T^{LR} = \begin{bmatrix} t_{ss} & 0 \\ 0 & t_{ss} - it_{ps} \end{bmatrix} \quad (1.38)$$

2. EM vlny v anizotropním prostředí

2.1 Vlnová rovnice v anizotropním prostředí

Vlnová rovnice pro světlo v anizotropním, tedy homogením nevodivém bez nábojů a proudů, prostředí se dá snadno odvodit z Maxwellových rovnic

$$\nabla \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0, \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0, \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

Na optických frekvencích můžeme počítat, že $\mu_r \approx 1$ a tedy platí $\mu = \mu_0$. Prostředí je tedy charakterizováno tenzorem permitivity ε . Tento tenzor má obecně tvar

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.5)$$

Dále vhodné zavést tzv. redukovaný vlnový vektor, který zanáčíme \vec{N} a je definován

$$\vec{N} = \frac{c}{\omega} \vec{k} = (N_x \vec{i}_x + N_y \vec{i}_y + N_z \vec{i}_z) \quad (2.6)$$

Standartní řešení ve tvaru rovinné vlny

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{[-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]}, \quad (2.7)$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{[-i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})]} \quad (2.8)$$

dává po dosazení do rovnic (2.1) a (2.2)

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \vec{E} = 0 \quad (2.9)$$

Tuto vektorovou rovnici můžeme rozepsat pro složky vektorů za pomoci Levi-Civitova symbolu ϵ do tvaru

$$\epsilon_{ijk} k_j \epsilon_{klm} k_l E_m + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ij} E_j = 0 \quad (2.10)$$

Postupnou úpravou, která je podrobněji popsána v [1] a volbou soustavy souřadné, kde BÚNO $N_x = 0$ získáme maticovou rovnici

$$\begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_z^2 & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - N_z^2 & \varepsilon_{yz} + N_y N_z \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} + N_y N_z & \varepsilon_{zz} - N_y^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.11)$$

Pro získání jednoznačných řešení musíme fixovat další parametr. Z toho důvodu budeme dále předpokládat znalost komponenty N_y , kterou určuje úhel dopadu.

Řešení rovnice (2.11) nebude triviální za předpokladu, že determinant matice soustavy bude nulový. Tak získáme charakteristickou rovnici soustavy pro vlastní hodnoty N_z

$$\begin{aligned}
& N_z^4 \varepsilon_{zz} + N_z^3 [N_y (\varepsilon_{yz} + \varepsilon_{zy})] \\
& - N_z^2 [\varepsilon_{zz} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) + \varepsilon_{zz} (\varepsilon_{xx} - N_y^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy}] \\
& - N_z [(\varepsilon_{xx} - N_y^2) (\varepsilon_{yz} + \varepsilon_{zy}) - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{zx} - \varepsilon_{yx} \varepsilon_{xz}] N_y \\
& + \varepsilon_{yy} [(\varepsilon_{xx} - N_y^2) (\varepsilon_{zz} - N_y^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx}] \\
& - \varepsilon_{xy} \varepsilon_{yx} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) - \varepsilon_{yz} \varepsilon_{zy} (\varepsilon_{xx} - N_y^2) 1 \varepsilon_{xy} \varepsilon_{zx} \varepsilon_{yz} + \varepsilon_{yx} \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zy} = 0
\end{aligned} \tag{2.12}$$

Řešení jsou tedy čtyři hodnoty N_z , které popisují šíření čtyř vlastních polarizací \vec{e}_j , kde

$$\vec{e}_j = \begin{bmatrix} -\varepsilon_{xy} (\varepsilon_{zz} - N_y^2) + \varepsilon_{xz} (\varepsilon_{zy} + N_y N_{zj}) \\ (\varepsilon_{zz} - N_y^2) (\varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_{zj}^2) - \varepsilon_{xz} \varepsilon_{zx} \\ -(\varepsilon_{xx} - N_y^2 - N_{zj}^2) (\varepsilon_{zy} + N_y N_{zj}) + \varepsilon_{zx} \varepsilon_{xy} \end{bmatrix} \tag{2.13}$$

Tato řešení se při průchodu prostředím nemění. Proto jsou vhodnou volbou pro bázi. Libovolné pole pak můžeme zapsat ve tvaru

$$\vec{E} = \sum_{j=1}^2 E_{0j} \vec{e}_j e^{-(i\omega t - i\frac{\omega}{c} \vec{N}_j \cdot \vec{r})} \tag{2.14}$$

2.2 Šíření světla podél vektoru magnetizace

V případě, kdy se světlo šíří ve směru vektoru magnetizace víme díky symetrii problému, že tenzor permitivity má výrazně jednodušší tvar

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & -i\varepsilon_{xy} & 0 \\ i\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \tag{2.15}$$

Díky tomu se rovnice (2.11) výrazně zjednoduší. Ve zkratce, pokud zvolíme $N_y = 0$, což odpovídá kolmému dopadu, pak se charakteristická rovnice redukuje na

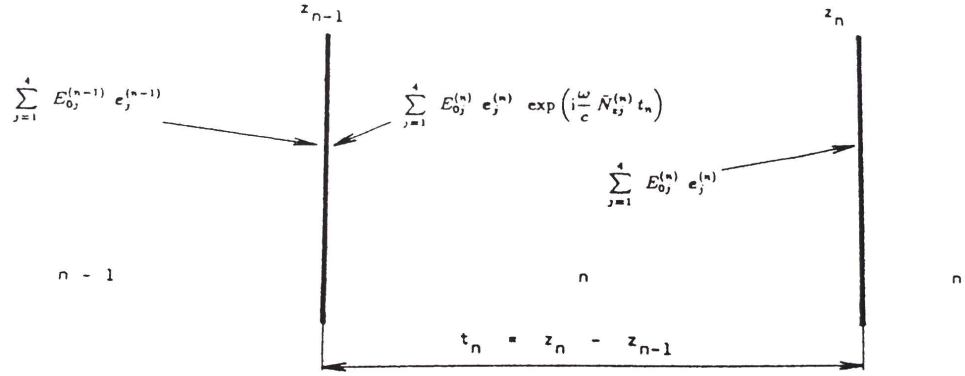
$$N_z^4 - 2\varepsilon_1 N_z^2 + \varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2 = 0, \tag{2.16}$$

což vede na řešení

$$N_z^2 = \varepsilon_1 \pm \varepsilon_2, \tag{2.17}$$

z čehož získáme řádné módy šíření

$$N_{\pm} = \sqrt{\varepsilon_1 \pm \varepsilon_2}. \tag{2.18}$$



Obrázek 2.1: Okrajové podmínky mezi vrstvami

2.3 Magnetické multivrstvy

Nyní se budeme zabývat situací, kdy máme několik tenkých anizotropních planparalelních vrstev na sobě. Formalismus popisující tuto problematiku, kterou zavedl Yeh, je podrobně popsán například v [1].

Předpokládejme materiál tvořený m vrstvami, rozhraní mezi vrstvami jsou kolmá na osu z , n -tá vrstva je charakterizovaná tenzorem permitivity $\varepsilon^{(n)}$ a tloušťkou t_n . Vlnový vektor \vec{k}_0 popisující dopadající vlnu svírá s osou z úhel φ . Elektrické pole v n -té vrstvě pak můžeme, jak bylo popsáno výše, rozložit do řádných módů. Tak získáme pro výsledné pole v každé vrstvě výraz

$$\vec{E}^{(n)} = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{e}_j^{(n)} \exp \left\{ - \left(i\omega t - i\frac{\omega}{c} [N_y y + N_{zj}^{(n)} (z - z_n)] \right) \right\}, \quad (2.19)$$

kde z_n značí z -ovou souřadnici rozhraní n -té a $(n+1)$ -ní vrstvy a N_{zj} komponenty redukovaného vlnového vektoru.

Dále bez odvození uvádíme okrajové podmínky na rozhraní n -té a $(n-1)$ -ní vrstvy. Jedná se o soustavu čtyř rovnic pro E_x , E_y , B_y a B_x

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{e}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_x = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right), \quad (2.20)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{b}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_y = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right), \quad (2.21)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{e}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_y = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right), \quad (2.22)$$

$$\sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n-1)}(z_{n-1}) \vec{b}_j^{(n-1)} \cdot \vec{i}_x = \sum_{j=1}^4 E_{0j}^{(n)}(z_n) \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x \exp \left(i\frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right). \quad (2.23)$$

Tato soustava popisuje lineární transformaci amplitud příslušných módů. Velmi výhodné je její přepsání do maticové rovnice

$$\mathbb{D}^{(n-1)} \vec{E}_0^{(n-1)}(z_{n-1}) = \mathbb{D}^{(n)} \mathbb{P}^{(n)} \vec{E}_0^{(n)}(z_n), \quad (2.24)$$

kde čtvrtá komponenta vektoru $E_0^{(n)}$ je koeficient $E_{0j}^{(n)}(z_n)$. Prvky propagační matice \mathbb{P} jsou dány

$$\mathbb{P}_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} \exp \left(i \frac{\omega}{c} N_{zj}^{(n)} t_n \right). \quad (2.25)$$

Řádky dynamické matice \mathbb{D} jsou pak dány komponentami příslušných polarizací

$$\mathbb{D}_{1j}^{(n)} = \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x, \quad (2.26)$$

$$\mathbb{D}_{2j}^{(n)} = \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y, \quad (2.27)$$

$$\mathbb{D}_{3j}^{(n)} = \vec{e}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_y, \quad (2.28)$$

$$\mathbb{D}_{4j}^{(n)} = \vec{b}_j^{(n)} \cdot \vec{i}_x. \quad (2.29)$$

Abychom se nemuseli zabývat obecným řešením těchto rovnic, využijeme toho, že při polární magnetizaci má tenzor permitivity tvar (2.15). To vede na zjednodušené rovnice

$$\mathbb{D}_{1j}^{(n)} = -\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{xx} - N_y^2) + \varepsilon_{xx} N_y N_z, \quad (2.30)$$

$$\mathbb{D}_{2j}^{(n)} = N_{zj} [-\varepsilon_{xy}(\varepsilon_{zz} - N_y^2)], \quad (2.31)$$

$$\mathbb{D}_{3j}^{(n)} = (\varepsilon_{zz}^{(n)} - N_y^2(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - (N_{zj}^{(n)})^2)), \quad (2.32)$$

$$\mathbb{D}_{4j}^{(n)} = -(\varepsilon_{xx}^{(n)} - N_y^2 - N_{zj}^{(n)2}) N_{zj}^{(n)} \varepsilon_{zz}^{(n)} \quad (2.33)$$

díky kterým jsme schopni určit celou dynamickou matici. Pro m vrstev pak získáme výsledný vztah pouhým násobením matic

$$\begin{aligned} \vec{E}_0^{(0)}(z_0) &= [\mathbb{D}^{(0)}]^{-1} \mathbb{D}^{(1)} \mathbb{P}^{(1)} [\mathbb{D}^{(1)}]^{-1} \dots \mathbb{D}^{(m)} \mathbb{P}^{(m)} [\mathbb{D}^{(m)}]^{-1} \mathbb{D}^{(m+1)} \vec{E}_0^{(m+1)}(z_m) \\ &= \mathbb{M} \vec{E}_0^{(m+1)}(z_m) \end{aligned} \quad (2.34)$$

Z matice \mathbb{M} můžeme následně vypočítat reflexní a trasmisní koeficienty, jako poměr amplitudy dopadajícího a odraženého, či prošlého pole, s uvažováním, že z $E^{(n)}$ nic nedopadá. Ve zkratce získáme vztahy

$$r_{12} = \frac{\mathbb{M}_{21}\mathbb{M}_{33} - \mathbb{M}_{23}\mathbb{M}_{31}}{\mathbb{M}_{11}\mathbb{M}_{33} - \mathbb{M}_{13}\mathbb{M}_{31}}, \quad (2.35)$$

$$r_{14} = \frac{\mathbb{M}_{41}\mathbb{M}_{33} - \mathbb{M}_{43}\mathbb{M}_{31}}{\mathbb{M}_{11}\mathbb{M}_{33} - \mathbb{M}_{13}\mathbb{M}_{31}}, \quad (2.36)$$

$$r_{31} = \frac{\mathbb{M}_{11}\mathbb{M}_{43} - \mathbb{M}_{41}\mathbb{M}_{13}}{\mathbb{M}_{11}\mathbb{M}_{33} - \mathbb{M}_{13}\mathbb{M}_{31}}, \quad (2.37)$$

$$r_{32} = \frac{\mathbb{M}_{11}\mathbb{M}_{23} - \mathbb{M}_{21}\mathbb{M}_{13}}{\mathbb{M}_{11}\mathbb{M}_{33} - \mathbb{M}_{13}\mathbb{M}_{31}}. \quad (2.38)$$

Přičemž platí vztah vázající tyto koeficienty s Jonesovou reflexní maticí

$$\begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{12} & r_{32} \\ -r_{14} & -r_{34} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

Analogické vztahy platí i pro trasmisní koeficienty. Z obou pak můžeme dopočítat příslušné Kerrovy či Faradayovy koeficienty.

2.4 Jednoduchá vrstva

Pokud máme pouze jednu vrstvu na substrátu, můžeme se vyhnout řešení maticové rovnice a použít výraz

$$\Theta_K = \theta_K - i\epsilon_K = \frac{i\varepsilon_2(1 - r_{01}^2) \left[(1 + r_{12}^2 e^{-2i\beta_1})(1 - e^{-2i\beta_1}) + 4i\beta_1 e^{-2i\beta_1} \right]}{4\varepsilon_1(1 + r_{01} + r_{12} e^{-2i\beta_1})}, \quad (2.40)$$

kde $\beta_1 = n_1 \frac{\omega}{c} t_1 = \sqrt{\varepsilon_1} \frac{E}{\hbar c} t_1$ a r_{01} resp. r_{12} jsou Fresnelovy reflexní koeficienty na prvním resp. druhém rozhraní. Pro kolmý dopad pro ně platí

$$r_{ij} = \frac{\sqrt{\varepsilon_j} - \sqrt{\varepsilon_i}}{\sqrt{\varepsilon_j} + \sqrt{\varepsilon_i}}. \quad (2.41)$$

3. Experimentální metody

3.1 Metoda téměř zkřížených polarizátorů

3.1.1 Teorie

Tato metoda umožňuje určení Kerrových koeficientů na základě znalosti úměry intenzity na úhlu mezi polarizátory. Navíc obsahuje málo optických prvků díky čemuž je její celková konstrukce a seřízení jednoduché.

Schéma jádra celého experimentu je zobrazeno na obrázku (3.1). Ze zdroje je světlo vedeno optickým vláknem do aparatury. Svazek je nejprve kolimován spojnou čočkou. Následně prochází polarizátorem, který je otočen o úhel α od svislé osy, a fázovou destičkou s fázovým posuvem δ . Po odrazu od vzorku prochází světlo analyzátozem, který je natočený o úhel $\pi/2$ od svislé osy. Výstupní světlo je zachyceno sběrnou čočkou do optického vlákna, které vede do spektrometru. Za pomoci Jonesova formalizmu můžeme spočítat Jonesův vektor světla dopadajícího na detektor.

$$J = r \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & -\Theta_K \\ -\Theta_K & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

$$= r \begin{bmatrix} 0 \\ -\Theta_K e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \alpha + e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \alpha \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

kde r značí reflexní koeficient vzorku. Pro intenzitu světla u sběrné čočky pak máme

$$I \approx \frac{1}{2} J J^* = \frac{R}{2} (\sin^2 \alpha + |\Theta_K|^2 \cos^2 \alpha + \sin(2\alpha) \operatorname{Re}(\Theta_K e^{i\delta})) \quad (3.3)$$

Nyní můžeme použít přiblížení pro malé elipsometrické úhly, pro které platí

$$\Theta_K \approx \theta_K - i\epsilon_K \quad (3.4)$$

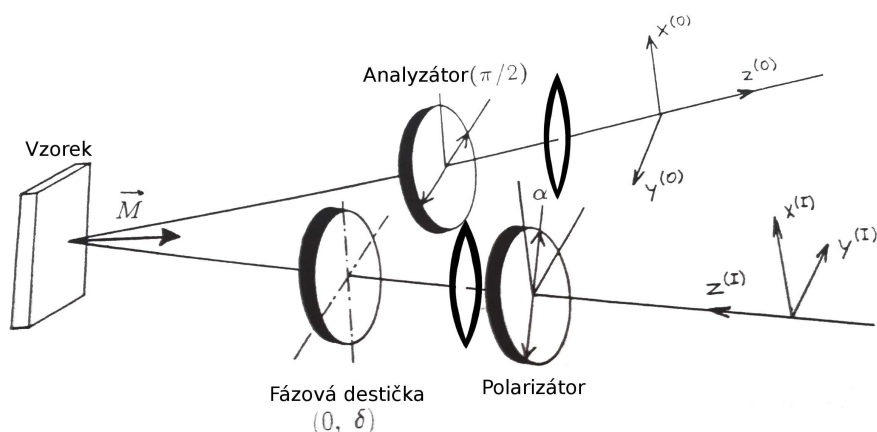
Výraz (3.3) se pak redukuje na

$$I \approx \frac{R}{2} (\sin^2 \alpha + (\theta_K \cos \delta + \epsilon_K \sin \delta) \sin(2\alpha)) \quad (3.5)$$

V případě, že $\delta = 0$, tedy odebereme fázovou destičku, nám zcela vymizí elipticita. Fitováním naměřených dat v závislosti na úhlu natočení polarizátoru α pak můžeme získat přímo rotaci. Pro určení elipticity následně naměříme i hodnoty s fázovou destičkou. V ideálním případě bychom použili půlvlnnou destičku, ale vzhledem k tomu, že její fáze je funkcí vlnové délky, musíme počítat s tím, že fitovaný parametr při druhém měření odpovídá celému výrazu $K = (\theta_K \cos \delta + \epsilon_K \sin \delta)$. Rotaci známe z prvního měření a δ určíme z kalibrační funkce destičky. Elipticita se nakonec rovná

$$\epsilon_K = (K - \theta_K \cos \delta) / \sin \delta \quad (3.6)$$

Tato závislost předpokládá přesné určení vzájemné polohy polarizátorů. Tu však v praxi neznáme a proto využíváme toho, že platí $\theta_K(M) = -\theta_K(-M)$, kde M značí magnetizaci. Měříme tedy závislosti pro dva opačné proudy procházející magnetem a výsledné nafitované konstanty od sebe odečteme a vydělíme dvěma, čímž se nepřesnost vyruší.



Obrázek 3.1: Schéma metody téměř zkřížených polarizátorů.

3.1.2 Použitá zařízení

Fotografii celé aparatury je vyobrazena na obrázku (3.2).

Jako zdroj světla používáme lampu typ DH-2000-BAL od Ocean Optics. Tato lampa obsahuje deuteriovou a halogenovou trubici. Obě najednou pokrývají spektrální rozsah od 215 nm do 2500 nm, což dalece přesahuje rozsah detektoru. Intenzita světla je téměř stejná v celém spektru, avšak část oblasti malých vlnových délek je ztracena především v optických vláknech. Z toho důvodu vzniká v této oblasti výrazně větší spektrální šum, avšak dostatečná doba integrace signálu tuto vadu téměř zcela vyruší.

Polarizátory z CaF a křemene typu Rochon jsou umístěny do držáků s krokovými motorky. Ty umožňují nastavení úhlu s přesností až 10^{-3} stupně. Jejich ovládání je zprostředkováno kontrolní jednotkou DC 500 od společnosti Owis. Ta umožňuje jejich manuální ovládání i kontrolu přes rozhraní GPIB.

V našem uspořádání vytváří magnet polární magnetické pole. Aby nedocházelo ke zahřívání vzorku, je celý magnet chlazený studenou vodou. Při proudu 2 A vytváří magnet pole okolo 0.4 T, které bylo dostatečné k nasycení měřených vzorků.

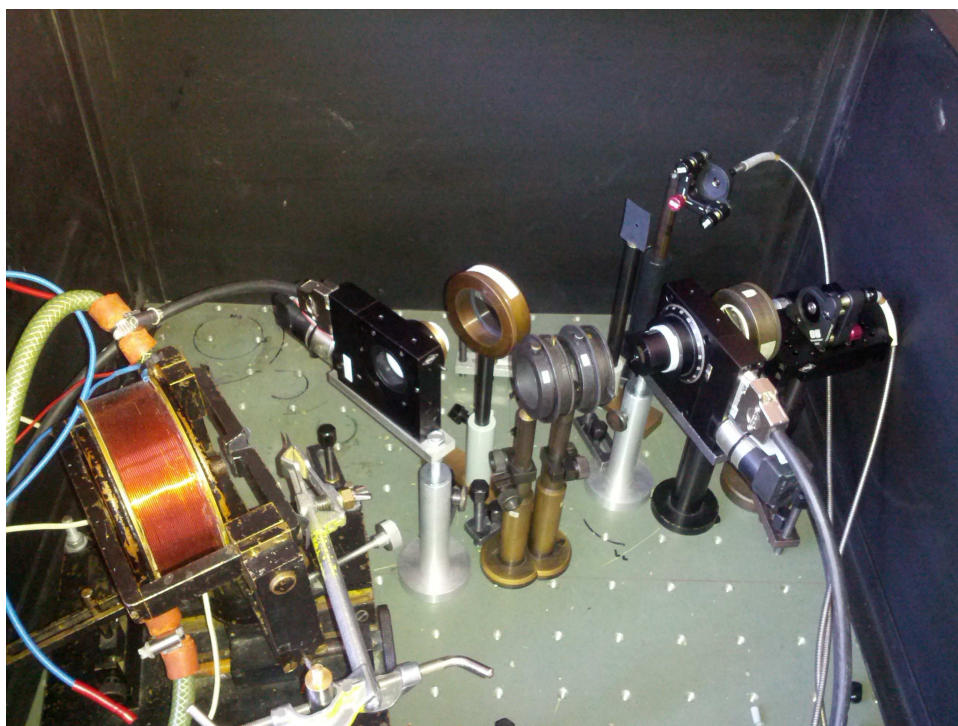
K analýze světla používáme CCD spektrometr USB2000+ od Ocean Optics. Jeho schéma naleznete na obrázku (3.3), přičemž popis jednotlivých komponent naleznete v [5]. Rozsah spektrometru je přibližně od 200 do 900 nm s rozlišovací schopností 0.3 nm (FWHM). Komunikace se spektrometrem je zprostředkována přes rozhraní USB protokolem VISA.

3.1.3 Průběh měření

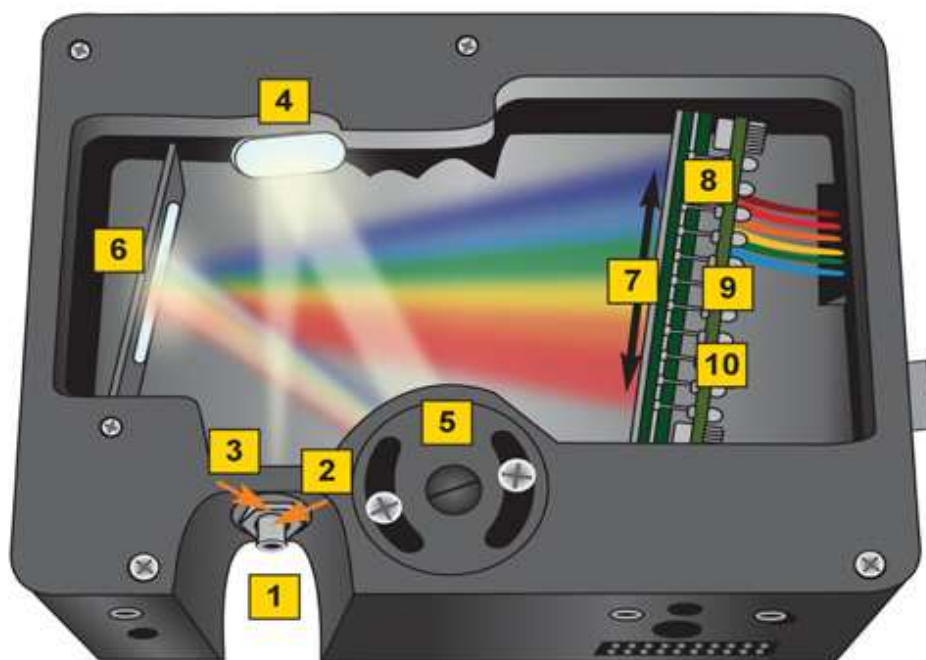
Samotné měření se dá rozdělit do dvou částí. První je nastavení aparatury a druhá samotné měření. Toto rozdělení respektuje i ovládací program.

Nastavení aparatury

Nejprve je potřeba nastavit první polarizátor tak abychom získali p-polarizované světlo. Proto za něj umístíme sklíčko tak, aby úhel odrazu do detektoru odpovídal Brewsterově úhlu. Díky tomu pro nastavení polarizátoru na p-polarizaci



Obrázek 3.2: Fotografie aparatury pro metodu skřížených polarizátorů



Obrázek 3.3: Schéma spektrometru USB2000+ [5]

detekujeme minimální intenzitu světla. To platí nezávisle na vlnové délce, proto je nejvhodnější vyhodnocovat pouze neintenzivnější část spektra. Před začátkem detekce světla je třeba navést světelný svazek do vlákna spektrometru. Ač je na jeho začátku sběrná čočka, je třeba velmi jemného nastavení za pomoci aretačních šroubů, protože natočení této čočky má velký vliv na měřenou intenzitu. Minimum nalezneme tak, že proskenujeme různé úhly natočení polarizátoru a následně zhustšíme měření v oblasti minima, dokud nedosáhneme požadované přesnosti.

Po nastavení polarizátoru umístíme sběrnou čočku do měřicí pozice, upevníme zvorek a znovu navedeme světlo do vlákna spektrometru. Druhý polarizátor je nutné pouze zkrřížit, aby měřené závislosti byly co nejsymetričtější, což usnadňuje fitování. Toho docílíme podobně jako u prvního, protože se opět jedná o hledání minima signálu při nulovém magnetickém poli.

Aby nebylo nutné nastavovat aparaturu před každým měřením, jsou natočení polarizátoru uchovávány v externím souboru a při spuštění programu se použijí, pokud nastavování neproběhne. Díky tomu je kalibrace nutná pouze v případě zásahu do aparatury.

Měření

Na začátku měření zadáme rozsah úhlu, které budeme měřit, krok, četnost měření spekter pro jednotlivé úhly a proud v magnet. Tyto údaje mají velký vliv na úroveň šumu spektra a na dobu měření. Spektra při různých hodnotách jsou znázorněna na obrázcích (3.5) až (3.7) spektra při změnách těchto parametrů. Při našem nastavení stačí pro hrubý odhad spektra okolo 40 měření při četnosti 100. Takové měření trvá několik málo minut. Pokud však chceme minimální šum, měříme v rozahu od -40 do 40 stupňů s krokem 0.5 stupně a četnosti 500. Toto měření již trvá okolo 40 minut, ale jak je vidět na spektrech, výsledky jsou výrazně hladší.

Pro fitování předepsané závislosti (3.5) používáme Krameriovu metodu. Vzhledem k posunu nulové intenzity na detektoru je konečná fitovaná závislost

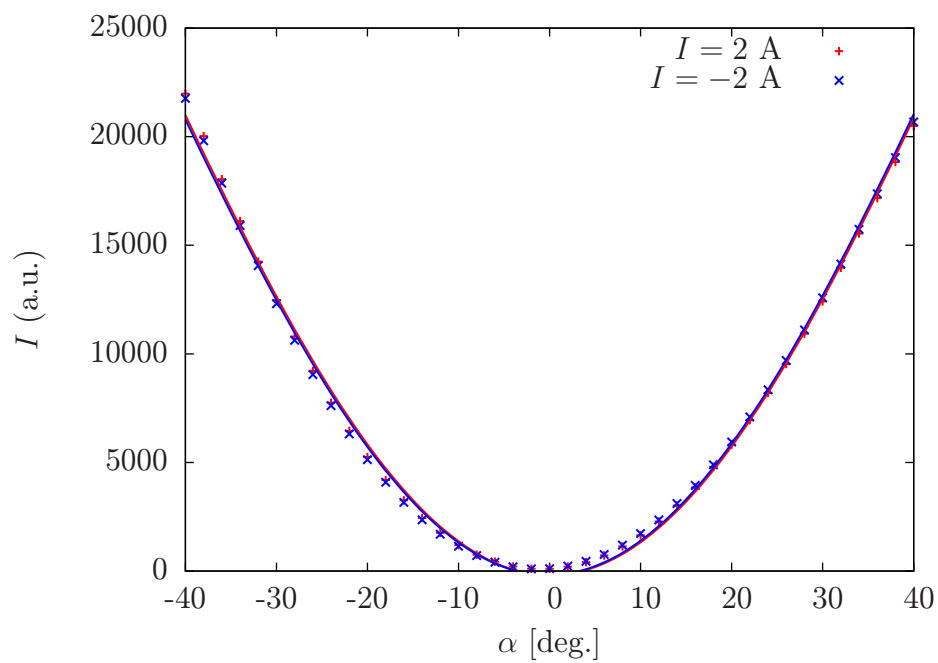
$$I(\alpha) = a_1 + a_2 \sin^2(\alpha) + a_3 \sin(2\alpha) \quad (3.7)$$

kde a_1 odpovídá zmíněnému posunu, a_2 je úměrné reflektivitě vzorku, ale vzhledem ke ztrátám na optických prvcích nemá přílišný význam a z a_3 dopočteme za pomoci vztahu $\frac{a_3}{a_2} = (\theta_K \cos \delta + \epsilon_K \sin \delta)$ příslušný elipsometrický koeficient, jak už bylo zmíněno výše. Ukázkou naměřené závislosti pro $\lambda = 520$ nm s nafitovanými křivkami naleznete na obrázku (3.4).

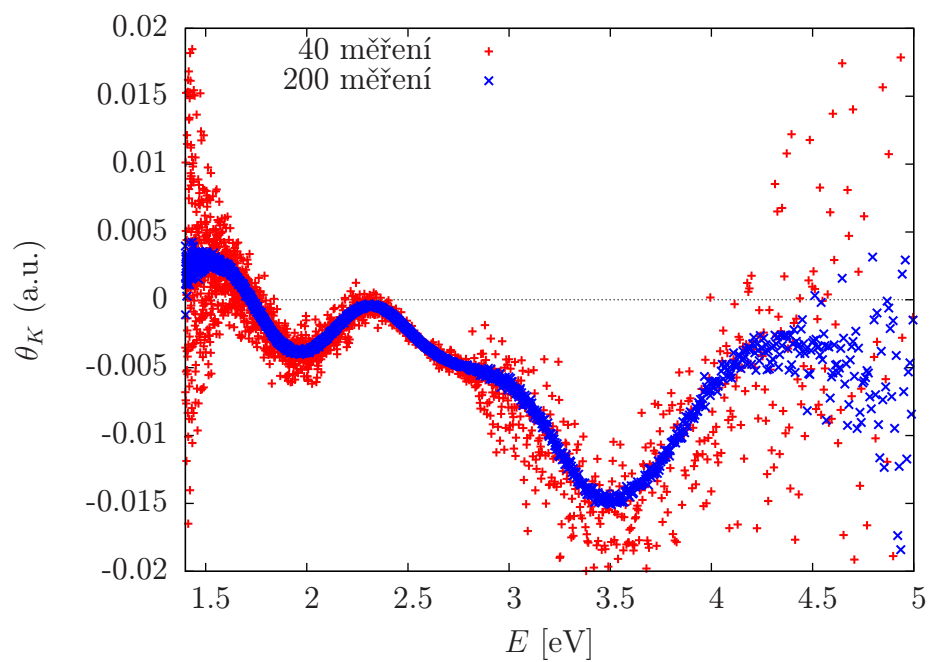
3.2 Modulační metoda

Tato metoda je velmi často používaná kvůli její vysoké citlivosti. Značnou nevýhodou však je výrazně větší složitost celé aparatury, z čehož plyne těžší seřízení, a potřeba časté kalibrace. Za zmínku také stojí výrazně delší doba měření jednoho spektra.

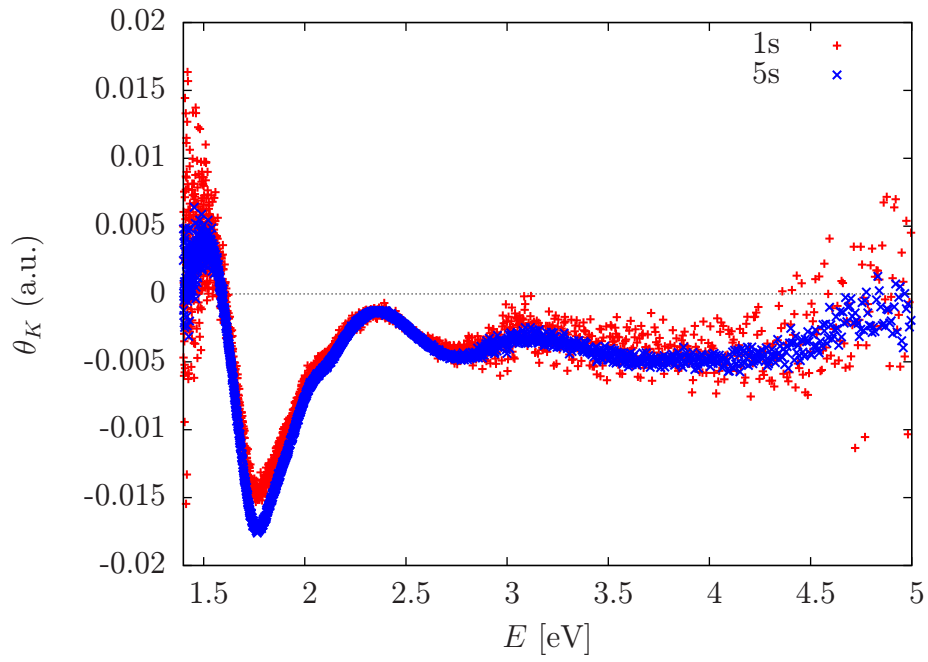
Schéma aparatury je nakresleno na obrázku (3.8). Sestává z monochromátoru, polarizátoru, Faradayovy nulovací cely, Faradayovy modulační cely, fázové destičky, vzorku v magnetickém poli, analyzátoru zkrříženým s polarizátorem a



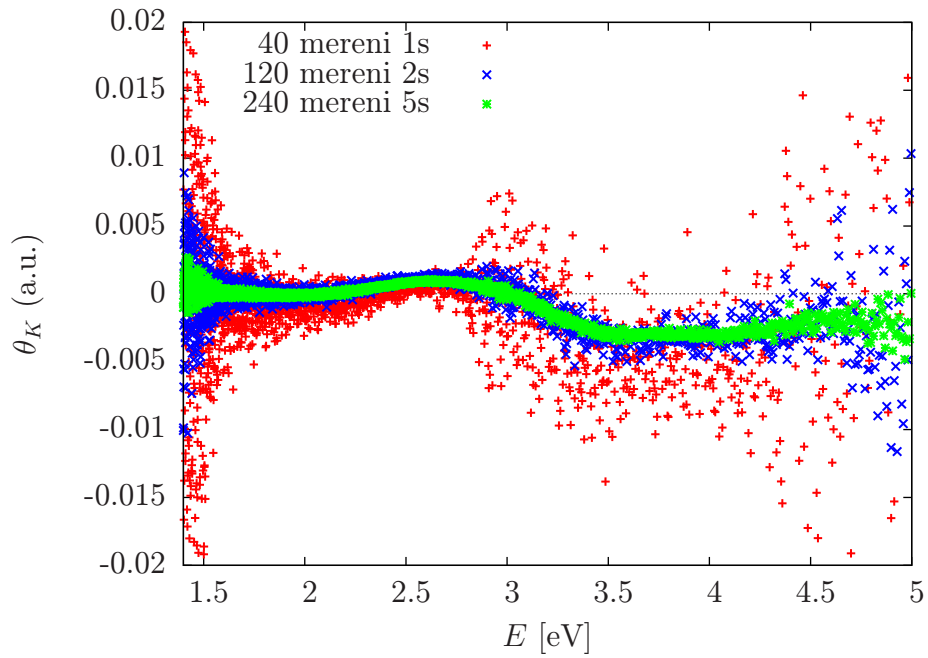
Obrázek 3.4: Naměřená závislost intenzity na úhlu natočení polarizátoru pro $\lambda = 520$ nm



Obrázek 3.5: Naměřené spektrum pro různé množství měřených úhlů.



Obrázek 3.6: Naměřené spektrum pro různé integrační doby spektra.



Obrázek 3.7: Naměřené spektrum pro různé množství měření a integrační doby spektra.

grating[g/mm]	Disperze[nm/mm]	Spektrální rozsah[nm]
600	2.83	0 – 3000
900	1.84	0 – 2000
1200	1.34	0 – 1500

Tabulka 3.1: Parametry mřížek monochromátoru

fotonásobiče s detektorem. Faradayova cela, jak již bylo zmíněno v úvodu, stáčí rovinu polarizovaného světla v závislosti na velikosti magnetického pole. To je řízeno proudem v cívce, která je navinutá kolem skleněného válce, kterým prochází světlo.

Jonesův vektor světla na konci aparatury získáme anoalogicky jako v předšlém případě.

$$\begin{aligned}
J &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\frac{\delta}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-i\frac{\delta}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\beta_0 \sin \omega_m t) & -\sin(\beta_0 \sin \omega_m t) \\ \sin(\beta_0 \sin \omega_m t) & \cos(\beta_0 \sin \omega_m t) \end{bmatrix} \\
&\quad \begin{bmatrix} \cos \eta & -\sin \eta \\ \sin \eta & \cos \eta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sin \alpha \\ \cos \alpha \end{bmatrix} \quad (3.8) \\
&= \begin{bmatrix} 0 \\ \cos \eta (r_{ps} e^{i\frac{\delta}{2}} \cos \tau + r_{pp} e^{-i\frac{\delta}{2}} \sin \tau) & -\sin \eta (r_{ps} e^{i\frac{\delta}{2}} \sin \tau - r_{pp} e^{-i\frac{\delta}{2}} \cos \tau) \end{bmatrix} \\
&\quad \tau = \beta_0 \sin \omega_m t
\end{aligned}$$

Po další úpravách, které jsou podrobněji rozebrány například v [1] získáme vztah pro intenzitu

$$I \approx \frac{1}{2} [|r_{ps}|^2 + |r_{pp}|^2 (\eta + \tau) + (r_{ps} r_{pp}^* e^{i\delta})^2 + r_{ps}^* r_{pp} e^{-i\delta}) (\eta + \tau)] \quad (3.9)$$

a oscilující komponenta při ω_m je

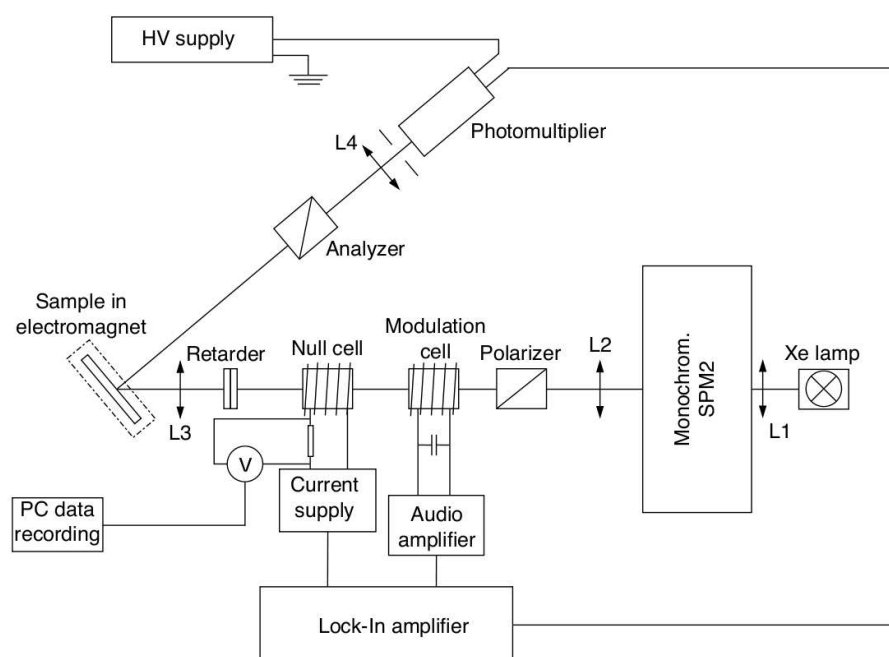
$$I_{\omega_m} \approx |r_{pp}|^2 \left[\eta + \operatorname{Re} \left(\frac{r_{ps}}{r_{pp}} e^{i\delta} \right) \right] \tau \quad (3.10)$$

V našem případě používáme synchronní detekci. Velikost Kerrova jevu určujeme z oscilující složky úměrné ω_m .

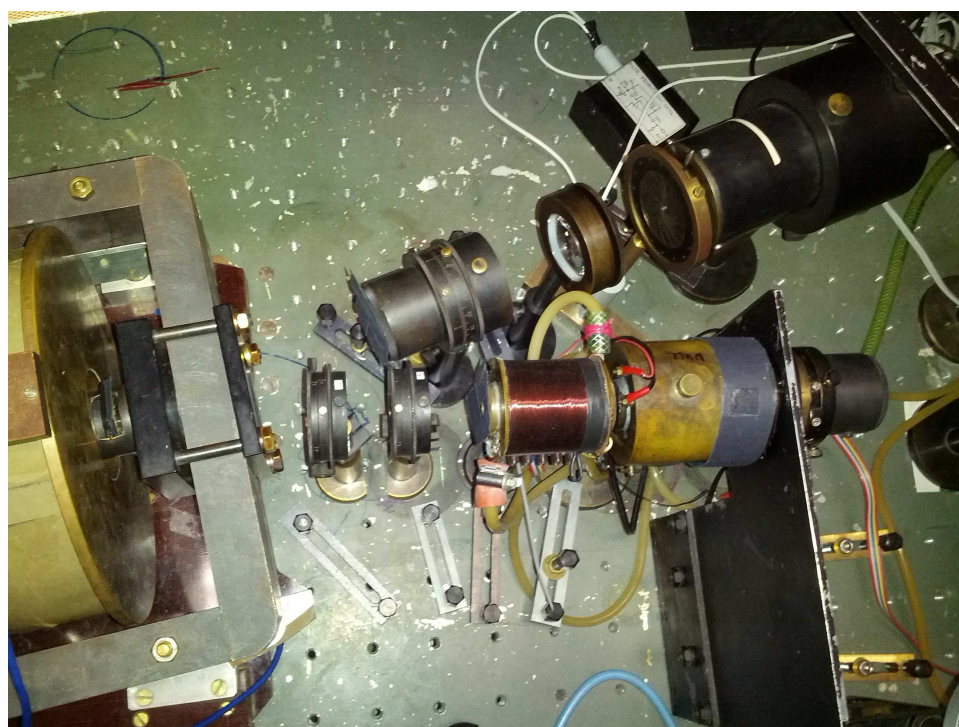
3.2.1 Zařízení

Fotografie aparatury je vidět na obrázku (3.9). Nová aparatura obsahuje monochromátor TRIAX 550. Jedná se o mřížkový monochromátor s možností volby z různých mřížek. V našem případě máme na výběr 600, 900 a 1200 vrypů na mm. Parametry těchto mřížek jsou uvedeny v tabulce (3.1). Tento monochromátor lze ovládat za pomoci rozhraní GPIB.

K určení velikosti signálu na fotonásobiči používáme mulimetr Keithley 2001. V našem případě měříme napětí na rozsahu 1 V při kterém má přesnost $\pm(0.0045\% + 0.0008)V$. Možnost automatického rozsahu nepoužíváme, protože při přepnutí rozsahu dochází ke skokům napětí. Komunikace je opět zprostředkována rozhraním GPIB.



Obrázek 3.8: Schéma modulační metody



Obrázek 3.9: Fotografie aparatury modulační metody

Jako zdroj elektrického proudu pro magnet používáme zdroj stejnosměrného proudu Kepco BOP. Standardně do magnetu pouštíme $\pm 6.5\text{A}$. Při této hodnotě je chyba proudu 0.1 mA . Při přepólování magnetu je nutné měnit proud postupně, jinak by mohlo dojít ke zkratu na zdroji. V našem případě používáme krok 0.05 A za 0.1 sekundy .

3.2.2 Ovládací program Kerr2

V rámci náplně této práce byl zcela přeprogramován ovládací program kvůli, což také umožnilo obměny přístrojů za novější.

Tento program má několik funkcí, které usnadňují nastavení experimentu. Konkrétně umožňuje manuální kontrolu magnetu a monochromátoru s tím, že má uložených několik užitečných nastavení pro nastavování experimentu.

Jeho hlavní funkcí je proměření spektra ve zvoleném rozsahu s libovolným krokem. Dále umožňuje nastavení tolerance chyby měření, čekací doby po přepólování magnetu, počet měření jednotlivé vlnové délky a kalibračních koeficientů pro výpočet energie signálu. Po zahájení měření program nejprve nastaví na monochromátoru měřenou vlnovou délku a zapne proud do magnetu. Proud je přidáván postupně kvůli možnému zkratu na zdroji při rychlém přepólování. Každé spektrum se měří opakovaně dle zadání uživatele, přičemž v celém průběhu měření je kontrolováno, zda nebyl překročen rozsah. V takovém případě se měření pozastaví, aby umožnilo manuální otočení polarizátoru a měření pokračuje znovu od poslední vlnové délky. Měření stejně probíhá i pro opačnou magnetizaci, přičemž program umožňuje zadání počtu otáček potřebných pro navrácení do rozsahu po změně polarizace. Nakonec je pro danou vlnovou délku provedeno třetí měření s původní magnetizací a je zkontrolována odchylka od prvního měření. V případě příliš velké odchylky se měření opakuje. Po skončení měření jsou data uložena do externího souboru spolu se všemi parametry měření.

Program dále umožňuje měření hysterzních smyček a to dvěma způsoby. První postupně proměří při zadané vlnové délce ekvidistantě různé hodnoty proudu od I po $-I$ a zpět. Druhá metoda, tzv. four loop, spočívá v postupném proměření hodnot vzdálených o ΔI od hodnoty proudu I resp $-I$, přičemž tato vzdálenost roste se zadaným krokem. V průběhu měření je postupně vykreslován graf.

4. Dosažené výsledky

V této kapitole se budeme zabývat měřením konkrétních vzorků, interpretací spekter a porovnání výsledů obou užitých metod. U obou použitých metod měříme v polární geometrii, přičemž dopad na vzorek je téměř kolmý. Magnetické pole generované magnetem je u modulační metody 1.2 T. Magnet použitý při metodě zkřížených polarizátorů generuje pouze 0.4 T.

4.1 Ultratenké vrstvy $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$

První sada zkoumaných vzorků jsou tenké vrstvy $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ (LSMO). Tento materiál je zkoumán především kvůli jeho potenciálnímu použití v oblasti spintroniky. Ta vyžaduje, aby materiál měl různou vodivost pro různé spiny elektronů. Další důležitý požadavek je jejich Curiova teplota alespoň nad pokojovou teplotou, z důvodu použitelnosti v zařízeních pracujících právě při pokojové teplotě.

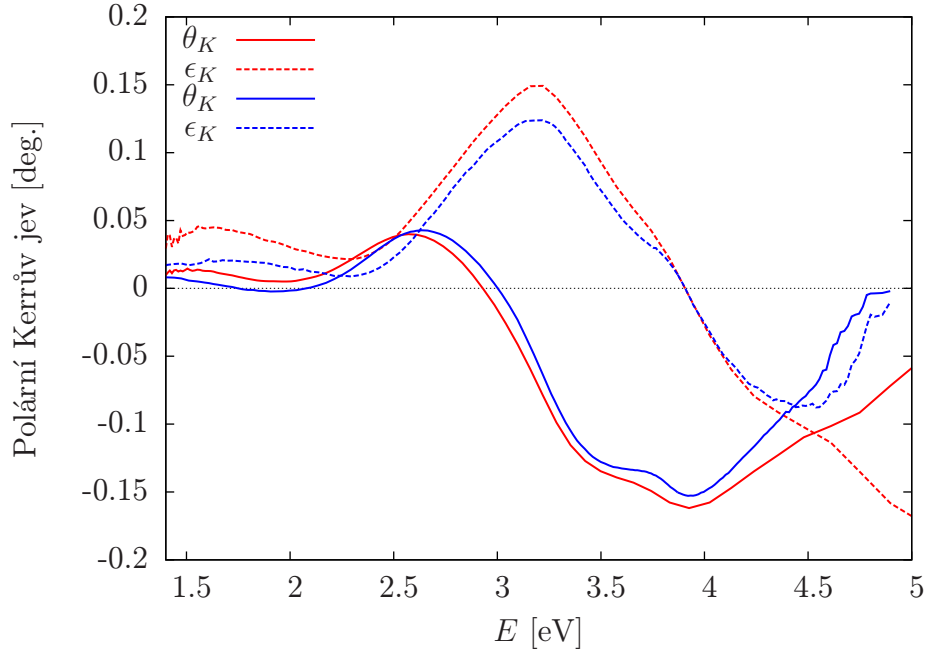
Tyto vzorky byly vyrobeny metodou pulsní laserové depozice (PLD). Tato metoda umožňuje vytváření tenkých filmů o tloušťkách menších než 50 nm. Ve zkratce metoda funguje na principu kondenzace plasmy odpařované za pomoci krátkých laserových pulsů. Tyto vzorky byly připraveny na substrátu SrTiO_3 (STO) s krystalografickou orientací (1 0 0) a mřížkovou konstantou $a_{\text{STO}} = 3.905$ Å. Mřížková konstanta LSMO je $a_{\text{LSMO}} = 3.889$ Å, důsledkem čehož dochází k pnutí v tenké vrstvě, což má za následek slabší feromagnetické vlastnosti. Tloušťky zkoumaných vzorků byly 23,1 nm (PLD 186) a 80,8 nm (PLD202).

Výsledky měření těchto vzorků jsou na obrázcích (4.1) a (4.2). Na spektrech je vidět, že modulační metoda dává pro energie nad 4.3 eV nepřesné výsledky. V této oblasti je vidět pokles obou ekeftů k nule, který je způsoben postupnou ztrátou signálu na detektoru. Tu má na vině snížení účinnosti fotonásobiče, která by mohla být odstraněna například použitím fotonásobiče s obálkou z křemenného skla, které má výrazně lepší propustnost v UV.

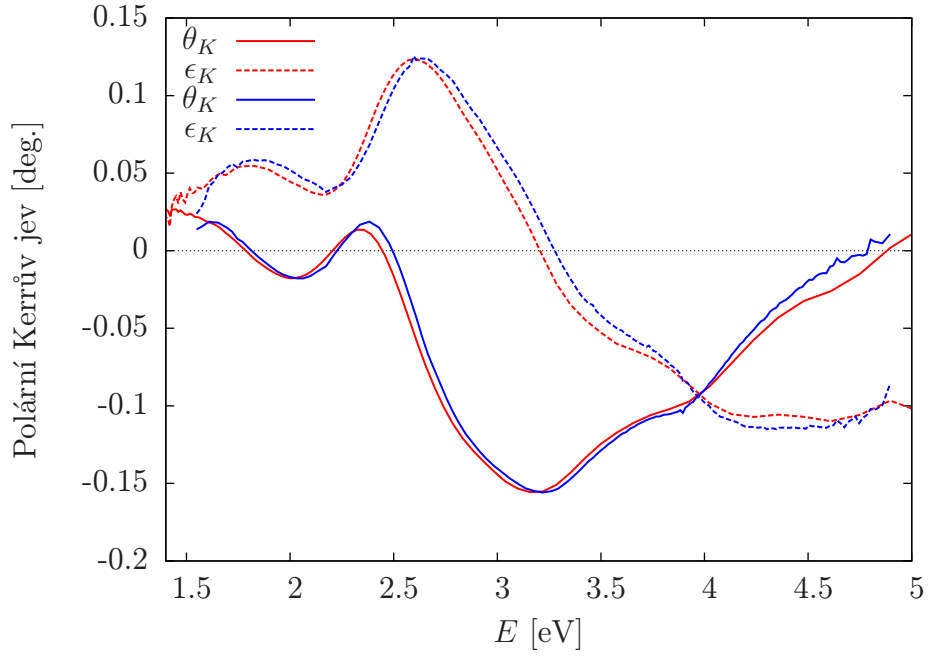
Dále je znatelný posun celého spektra. To je následek horšího spektrálního rozlišení monochromátoru. K tomu se ještě projevuje chybovost krokového motoru, který způsobuje další nepřesnost v určení vlnové délky světla.

Až na výše uvedené vady je vidět velmi dobrá shoda spekter obou metod. Díky tomu můžeme říct, že metoda zkřížených polarizátorů má stejně, jako modulační metoda, velmi vysokou citlivost.

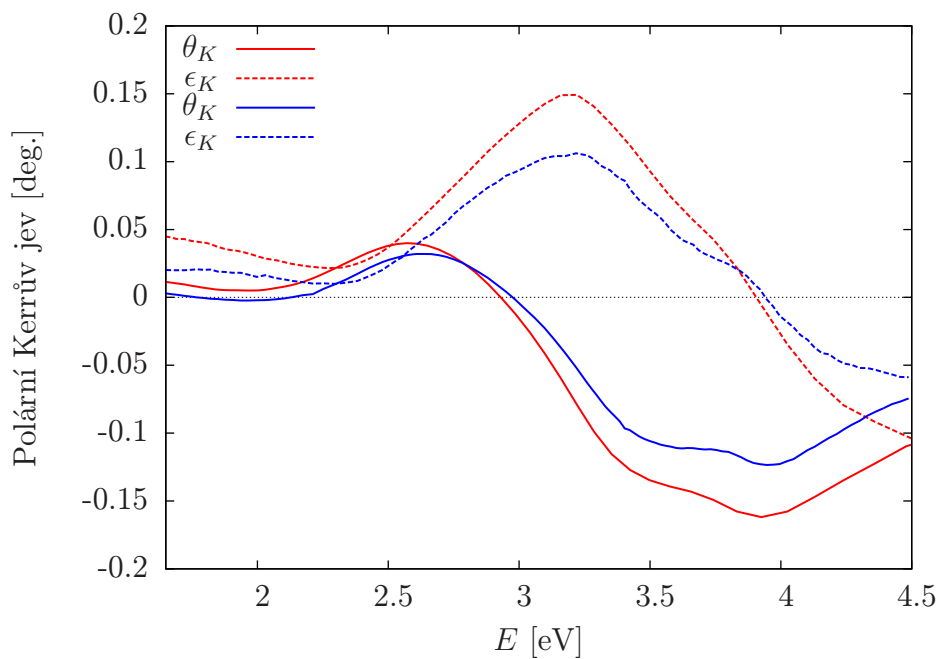
Ze vztahu (2.40) můžeme určit teoretické spektrum těchto vzorků. Hodnoty pro LSMO byli určeny na 35 nm tenké vrstvě, která se již dá považovat za téměř objemový materiál. Parametry STO pak byly získány za pomoci elipsometrie. Výsledné porovnání teoretických hodnot s výsledky metody zkřížených polarizátorů obou vzorků je zobrazeno na obrázcích (4.3) a (4.4). Vidíme, že pro PLD186 jsme, až na velikost amplitudy, získaly totožné hodnoty. Tento rozdíl je dán tím, že materiálové konstanty byly určeny za nižší teploty. Díky shodě s teorií můžeme říct, že vzorek PLD186 má objemové vlastnosti LSMO. U vzorku PLD202 již vidíme, že ke shodě nedošlo. Z toho vyplývá, že muselo dojít ke změně krystalografické struktury, která vedla ke změně magnetooptických vlastností.



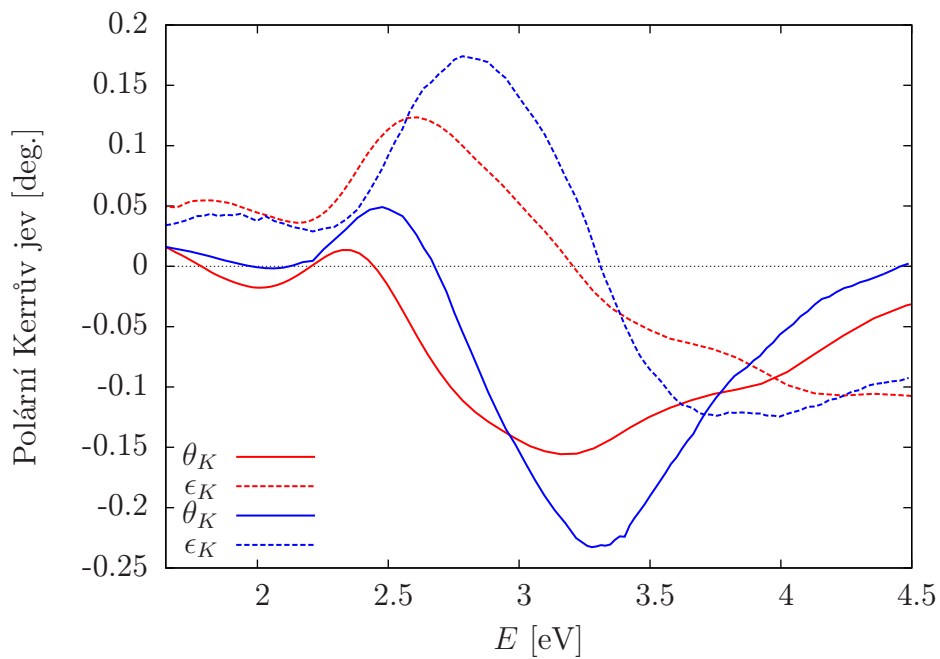
Obrázek 4.1: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku PLD186. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak modulační metodě.



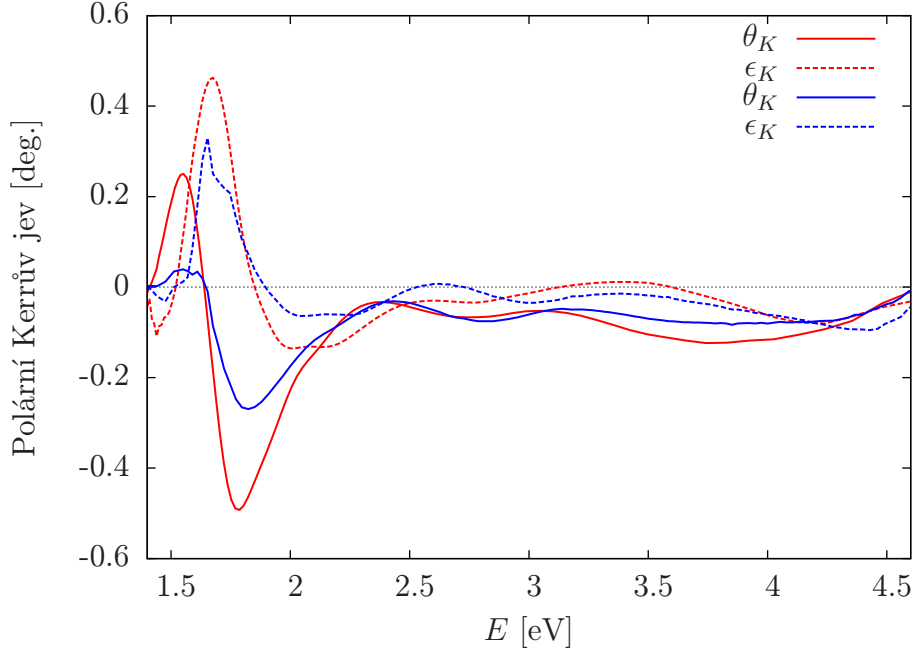
Obrázek 4.2: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku PLD202. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak modulační metodě.



Obrázek 4.3: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku PLD186. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak teoretickým hodnotám.



Obrázek 4.4: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku PLD202. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak teoretickým hodnotám.



Obrázek 4.5: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku CoF-RT-A750. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak modulační metodě.

4.2 Kobaltové feritové tenké vrstvy

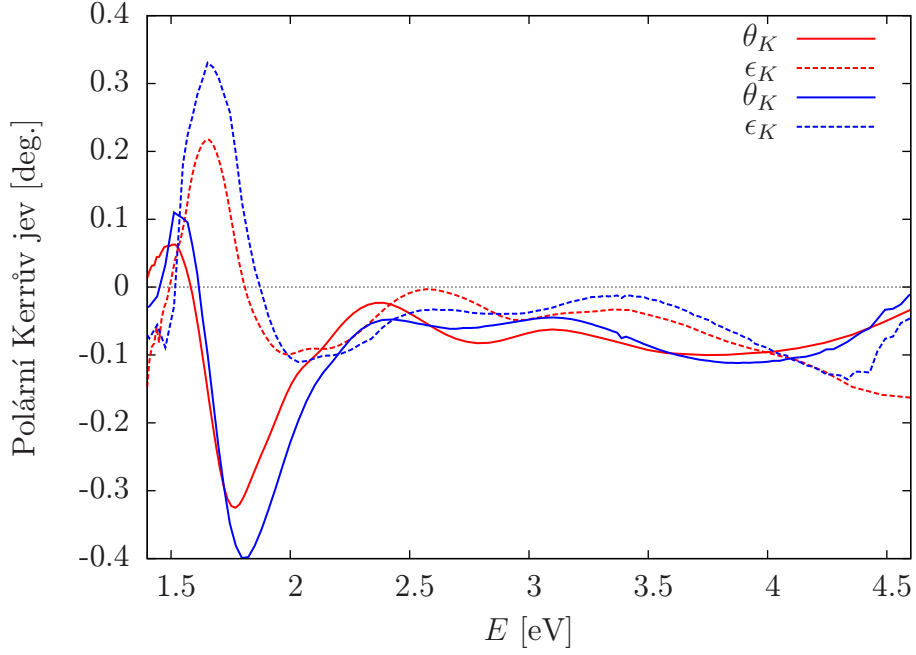
Další velmi intenzivně studovanou skupinou materiálů jsou oxidy železa. Tyto materiály mají dobrý potenciál pro použití v mikrovlnných zařízeních a pro magnetooptický zápis. Jejich hlavní předností je vysoká Curiova teplota, vysoká koercitiva a velká magnetická anizotropie.

Tenké vrstvy kobaltového feritu (CoFe_2O_4) jsou obzvláště zajímavé díky vysoké hustotě magnetického zápisu. Naše vzorky byly připravené metodou PLD na substrát z amorfního taveného křemene. K odpaření terčiku byly použity 5 ns dlouhé pulsy Nd:YAG laseru. Deponování námi zkoumaných vzorků probíhalo za pokojové teploty, následně byly vzorky zahřáty na 750 (CoF-RT-A750) resp. 1100 (CoF-RT-A1100) stupňů Celsia. Tato teplota byla udržována po dobu dvou hodin, po kterých se vzorky nechaly schladit opět na pokojovou teplotu. Tloušťka vrstev je 110 nm.

Změřená spektra kobaltových feritů jsou zobrazeny na obrázcích (4.5) a (4.6). Z nich je dobře vidět, že vzorek je až do přibližně 2.7 eV značně transparentní, protože na spektru vznikl interferenční obrazec pro tenkou vrstvu. Výsledky metod se v této oblasti liší, protože úhel dopadu se u metod odlišuje, což má za následek zdanlivý rozdíl v tloušťce vzorku.

Nad 2.5 eV je spektrum už typické pro ferity. Konkrétně má velmi podobné spektrum jako lithný nebo mědnatý ferit.

Dále je vidět vliv teploty, při které byly vzorky deponovány, na spektrum vzorku. Při vysokých teplotách totiž zřejmě dochází k materiálovým změnám, které mají za následek pokles magnetizace ve vzorku, a tím pádem i magnetooptické odezvy.



Obrázek 4.6: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku CoF-RT-A1100. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak modulační metodě.

4.3 Heuslerovy slitiny

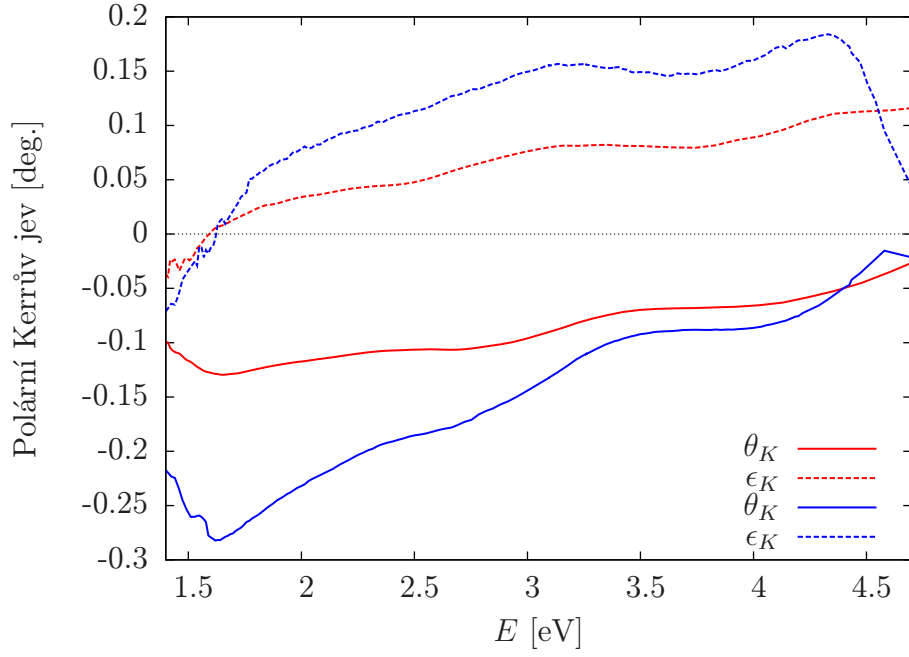
Jako poslední typ vzorků jsme použily zástupce z Heuslerových slitin. Tyto vzorky mají opět skvělé vlastnosti pro použití v oblasti spintroniky. Námi zkoumané slitiny byly různou směsí kobaltu, železa a křemíku. Ze všech zástupců zkoumaných Heuslerových slitin mají tyto výrazně nejvyšší Curiovu teplotu ($\sim 1100\text{K}$). Pro srovnání se Curiova teplota Fe_2MnSi se pohybuje pod pokojovou teplotou.

Tyto materiály se vyrábí za pomoci nízkoteplotní molekulární svazkové epitaxie. Ve zkratce se při této metodě v oddělených komorách zahřívají jednotlivé komponenty. Jejich výpary vstupují do hlavní komory, ve které je velmi vysoké vakuum, kde následně kondenzují na substrátu. Rychlost růstu se pohybuje pod 3000 nm za hodinu, což umožňuje výrobu velmi tenkých filmů.

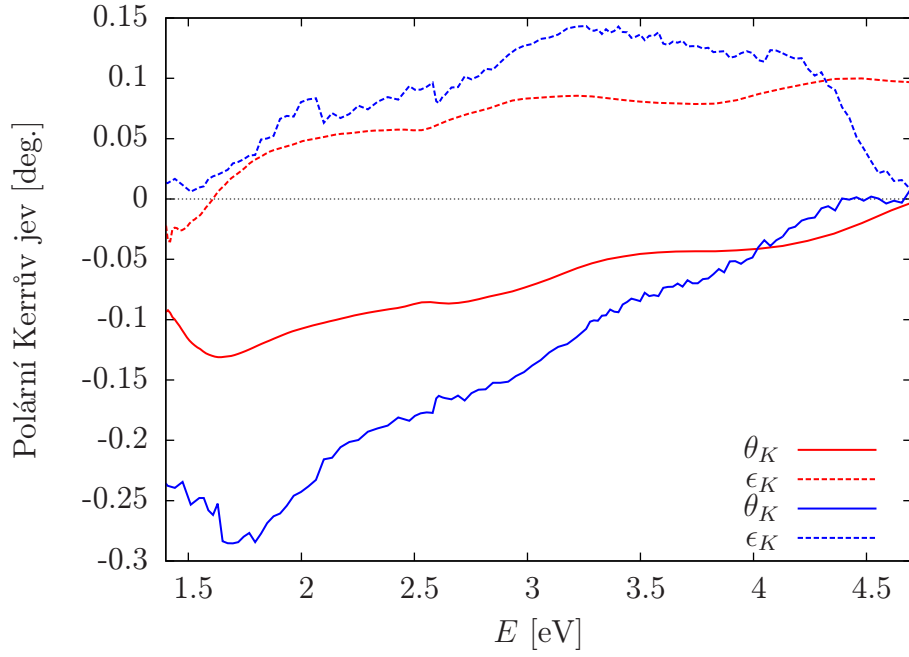
Deponování našich vzorků probíhalo na substrát MgO . Na něm byla deponována nejprve 5 nm tenká vrstva chrómu, následně 20 nm slitiny a navrchu 2 nm MgO . Poměry kovů ve slitinách byly 7:5 (CoFeSi1) a 2:1 (CoFeSi2) v prospěch kobaltu.

Spektra vzorků Heuslerových slitin jsou na obrázcích (4.7) a (4.8). Rozdílná velikost amplitud efektů je dána použitím různých magnetů. Magnet první z metod totiž nevytváří dostatečně velké pole pro nasycení vzorku. Porovnáním tvarů spekter však vidíme, že si výsledky obou metod odpovídají.

Ze spekter je také dobře vidět, že větší přítomnost železa na úkor kobaltu má za následek větší efekt.



Obrázek 4.7: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku CoFeSi1. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak modulační metodě.



Obrázek 4.8: Spektrum polárního Kerrova jevu vzorku CoFeSi2. Červené křivky odpovídají metodě zkřížených polarizátorů, modré pak modulační metodě.

Závěr

Náplní této práce bylo zkoumání metod měření magnetooptických jevů. Kvůli tomu, byl nejprve rozebrán popis polarizace světla a její vývoj v prostoru za pomoci Jonesova formalismu, v rámci čehož byly zavedeny i magnetooptické veličiny. Tento formalismus byl posléze využit pro popis teoretického podkladu experimentálních metod, kterými jsme se zabývaly.

Následně byla vyložena teorie týkající se anizotropních látek, jejíž závěrem bylo teoretické určení magnetooptických veličin pro jednoduchou vrstvu. Toho bylo využito pro výpočet spekter tenkých vrstev $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$, která byla srovnána s naměřenými hodnotami. Pro zbytek vzorků jsme neměli potřebné materiálové konstanty nutné pro výpočet.

Dále jsme se zabývali samotnými experimentálními metodami měření Kerrova jevu. K tomuto tématu byly uvedeny dvě různé metody. U každé z nich jsme rozebrali teoretický model a u metody zkřížených polarizátorů jsme na jeho základě jsme postavili celou aparaturu. Znalosti modulační metody byly využity k modernizaci ovládacího programu této metody.

Na závěr byly změřeny konkrétní vzorky ze zástupců tří odlišných skupin materiálů a na nich porovnány účinnosti obou metod. Jako lepší metoda se prokázala metoda se zkříženými polarizátory. Mezi její hlavní přednosti patří výrazně kratší čas měření, lepší rozlišovací schopnost, konstrukční jednoduchost, variabilita a spolehlivost. Za zmínku také stojí výrazně nižší pořizovací náklady, a to především kvůli menšímu počtu zařízení, optických prvků a slabšímu zdroji světla.

Seznam použité literatury

- [1] NÝVLT, Miroslav: *Optical interactions in ultrathin magnetic film structures*. Dizertační práce, Univerzita Karlova, Praha, srpen 1996
- [2] ZVEZDIN, KOTOV: *Modern magnetooptics and magneto-optical materials*. Taylor & Francis Group, Oxon, 1997. ISBN 0-7503-0362-X.
- [3] ŠMÍD, Dalibor: *Lineární algebra pro fyziky*.
<http://www.karlin.mff.cuni.cz/~smid/>
- [4] POSTAVA, KAMIL: *Light propagation in magnetooptical multilayers*. Dizertační práce, Palackého univerzita, Olomouc, 1997.
- [5] USB2000+ Data sheet, www.oceanoptics.com