

VYSOKÁ ŠKOLA BÁŇSKÁ –
TECHNICKÁ UNIVERZITA OSTRAVA
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra fyziky

**Senzor vlhkosti využívající fotonickou
mnohovrstevnatú štruktúru**

Autor práce:

Marián Rajniak

Vedúci práce:

prof. RNDr. Petr Hlubina, CSc.

Ostrava 2022

VŠB – Technická univerzita Ostrava
Fakulta elektrotechniky a informatiky
Katedra fyziky

Zadání bakalářské práce

Student:

Marián Rajniak

Studijní program:

B0533A110023 Aplikovaná fyzika

Téma:

**Senzor vlhkosti využívající fotonickou mnohovrstevnatou strukturu
Humidity sensor utilizing a photonic multilayer structure**

Jazyk vypracování:

slovenština

Zásady pro vypracování:

1. Prostudovat zadanou odbornou literaturu k tématu závěrečné práce.
2. Seznámit se s principy měření relativní vlhkosti vzduchu využívající fotonické mnohovrstevnaté struktury.
3. Studovat senzor vlhkosti využívající fotonickou mnohovrstevnatou strukturu v Kretschmannově uspořádání - provést teoretickou analýzu a měření spektrální závislosti poměru odrazivosti pro různé relativní vlhkosti vzduchu.
4. Navrhnout a realizovat experiment demonstrující funkčnost senzoru relativní vlhkosti vzduchu.
5. Zpracovat a vyhodnotit výsledky měření a specifikovat citlivost měření.

Seznam doporučené odborné literatury:

1. BORN, M., WOLF, E.: Principles of Optics, Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
2. KOLPAKOV, S. A., GORDON, N. T., MOU, C., ZHOU, K.: Toward a New Generation of Photonic Humidity Sensors. Sensors, 14 (2014), 3986–4013.
3. WANG, X., WU, X., ZHU, J., PANG, Z., YANG, H., QI, Y.: Theoretical Investigation of a Highly Sensitive Refractive-Index Sensor Based on TM₀ Waveguide Mode Resonance Excited in an Asymmetric Metal-Cladding Dielectric Waveguide Structure. Sensors, 19 (2019), 1187.
4. URBANCOVA, P., CHYLEK, J., HLUBINA, P., PUDIS, D.: Guided-Mode Resonance-Based Relative Humidity Sensing Employing a Planar Waveguide Structure. Sensors, 20 (2020), 6788.
6. Operating Manual and User's Guide, Miniature Fiber Optic Spectrometers and Accessories, Dunedin: Ocean Optics, 2000.
7. Optimization Toolbox for Use with MATLAB, MathWorks, Massachusetts, 2000.

Formální náležitosti a rozsah bakalářské práce stanoví pokyny pro vypracování zveřejněné na webových stránkách fakulty.

Vedoucí bakalářské práce: **prof. RNDr. Petr Hlubina, CSc.**

Datum zadání: 01.09.2021

Datum odevzdání: 30.04.2022

prof. Dr. RNDr. Jiří Luňáček
vedoucí katedry

prof. Ing. Jan Platoš, Ph.D.
děkan fakulty

Prehlásenie

- Celú bakalársku prácu, vrátane príloh, som vypracoval samostatne a uviedol som všetky použité podklady a literatúru.
- Bol som oboznámený s tým, že na moju bakalársku prácu sa plne vzťahuje zákon č.121/2000 Sb. - autorský zákon, hlavne § 35 – využitie diela v rámci občianskych a náboženských obradov, v rámci školských predstavení a využití diela školského a § 60 – školské dielo.
- Beriem na vedomie, že Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava (ďalej len VŠB-TUO) má právo neziskovo, ku svojej vnútornej potrebe, bakalársku prácu užiť (§ 35 odst. 3).
- Súhlasím s tým, že jeden výtlačok bakalárskej práce bude uložený v Ústrednej knihovni VŠB-TUO k prezenčnému nahliadnutiu a jeden výtlačok bude uložený u vedúceho bakalárskej práce. Súhlasím s tým, že údaje o bakalárskej práci, obsiahnuté v Záznamu o záverečnej práci, umiestnenom v prílohe mojej bakalárskej práce, budú zverejnené v informačnom systéme VŠB-TUO.
- Súhlasím s tým, že bakalárska práca je licencovaná pod Creative Commons Attribution - NonCommercial - ShareAlike 3.0 Unported licenciou. Pre zobrazenie kópie tejto licencie, je možno navštíviť stránku <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/3.0/>
- Bolo zjednané, že s VŠB-TUO, v prípade záujmu o komerčné využitie z ich strany, uzavriem licenčnú zmluvu s oprávnením použiť dielo v rozsahu § 12 odst. 4 autorského zákona.
- Bolo zjednané, že použiť svoje dielo – bakalársku prácu alebo poskytnúť licenciu k ich komerčnému využitiu môžu iba so súhlasom VŠB-TUO, ktorá je oprávnená v takom prípade odo mňa požadovať primeraný príspevok na úhradu nákladov, ktoré boli VŠB-TUO na vytvorenie diela vynaložené.

V Ostrave dňa 30. 4. 2022

.....
podpis

Pod'akovanie

Chcem sa pod'akovať svojmu školiteľovi a vedúcemu bakalárskej práce, pánovi prof. RNDr. Petrovi Hlubinovi, CSc., za jeho cenné poznatky, rady a odbornú pomoc, ktoré mi poskytol pri jej písaní.

Abstrakt

Táto bakalárska práca sa zaoberá ako javom povrchovej plazmónovej rezonancie (surface plasmon resonance alebo SPR), tak aj javom rezonancie vedených módov (guided mode resonance alebo GMR). Najskôr je prevedená teoretická analýza pre viacvrstvovú štruktúru substrát-zlato-fotorezist v Kretschmannovom usporiadaní. Následne sú pre rôzne indexy lomu vyjadrené spektrálne závislosti odrazivosti s a p polarizovaných vln. Ďalej je navrhnutý a realizovaný experiment demonštrujúci využitie GMR pri meraní odozvy danej štruktúry na zmeny relatívnej vlhkosti vzduchu.

Abstract

This bachelor thesis deals with both surface plasmon resonance (SPR) and guided mode resonance (GMR) phenomena. First, a theoretical analysis is performed for a multilayer substrate-gold-photoresist structure in the Kretschmann configuration. Then, the spectral dependences of the reflectances s and p polarized waves are expressed for different refractive indices. Furthermore, an experiment demonstrating the use of GMR in measuring the response of a given structure to changes in relative humidity is designed and implemented.

Kľúčové slová

povrchový plazmón, povrchová plazmónová rezonancia, Kretschmannovo usporiadanie, rezonancia vedených módov, odrazivosť, vlhkosť, senzor

Key words

surface plasmon, surface plasmon resonance, Kretschmann configuration, guided mode resonance, reflectance, humidity, sensor

Obsah

1	Úvod	1
2	Povaha svetla	2
2.1	Maxwellove rovnice	2
2.2	Rovnica vlny	3
2.3	Hraničné podmienky	4
2.4	Polarizácia svetla	6
2.4.1	Typy polarizácie	6
2.4.2	Malusov zákon	7
2.5	Optické javy na rozhraní	8
2.5.1	Zákon odrazu	8
2.5.2	Zákon lomu	9
2.5.3	Fresnelove rovnice	10
2.5.4	Odvedenie Fresnelových rovníc pre p a s polarizáciu	10
2.5.5	Odraz na vrstve	12
3	Povrchová plazmónová rezonancia	15
3.1	Disperzná relácia povrchových plazmónov	15
3.2	Evanescentná vlna	16
4	Materiálová charakterizácia	19
4.1	BK7 hranol	19
4.2	Substrát	20
4.3	Zlatá vrstva	21
4.4	Polymérová vrstva	23
5	Multivrstva - teoretický model	24
6	Experimentálne výsledky modelu	29
6.1	Experimentálna zostava	29
6.2	Experimentálne výsledky	30
7	Záver	36

1 Úvod

Obor plazmoniky, zaoberajúci sa interakciou elektromagnetického žiarenia a štruktúr s rozmermi rovnakými alebo menšími ako daná vlnová dĺžka elektromagnetického žiarenia, sa za posledné roky teší čoraz väčšej pozornosti. Plazmonika najviac stavá na 2 javoch, a to na povrchových plazmónových polaritónoch (ďalej iba povrchové plazmóny) a na lokalizovaných povrchových plazmónoch. V tejto práci sa zaoberáme prvým typom, a to povrchovými plazmónmi.

Povrchové plazmóny sú povrchové elektromagnetické vlny, ktoré se po vybudení šíria po rozhraní kovu a dielektrika. Kov to musí byť preto, lebo pre ich vznik sú za potreby voľné elektróny na danom rozhraní. Povrchové plazmóny budíme metódou zoslabeného odrazu (attenuated total reflectance - ATR) za vzniku evanescentnej vlny na rozhraní. Elektromagnetická vlna dopadá na viacvrstvovú štruktúru v Kretschmannovom usporiadaní, v našom prípade je to systém troch vrstiev (substrát/zlato/fotorezist) s optickým hranolom.

Ďalej sme použili metódu rezonancie vedených módov (guided mode resonance - GMR), ktorá je založená na excitácii vedených módov v planárnom vlnovode za podmienok fázového prispôsobenia pomocou špeciálneho spojovacieho prvku, ako je hranol alebo difrakčná mriežka. Vedené svetlo má charakter stojatej vlny vo vnútri vrstvy, a evanescentnej vlny po oboch stranách danej vrstvy. Vybudenie prebieha za určitých podmienok fázového prispôsobenia a interakcia s prostredím mimo vrstvu spôsobuje veľmi úzky rezonančný pokles (dip) v odrazivosti alebo vrchol (pík) v priepustnosti pri určitej vlnovej dĺžke, uhle a polarizácii.

Predmetom skúmania tejto bakalárskej práce je vysoko citlivý senzor na báze GMR, ktorý využíva danú viacvrstvovú štruktúru (substrát/Au/fotorezist), určený na meranie relatívnej vlhkosti vzduchu s vlhkosťou približne od 30 do 85 percent. Teoretická odrazivosť sa vyhodnotila pomocou metódy prenosovej matice. V práci sa taktiež zaoberáme meraním a určením citlivosti vzhľadom na zmenu indexu lomu spôsobenou zmenou relatívnej vlhkosti vzduchu. Merania sa týkali spektrálnej odrazivosti pre s a p polarizované vlny odrazené od viacvrstvovej štruktúry v Kretschmannovom usporiadaní. Na dosiahnutie rezonančnej excitácie riadených módov sme použili optický hranol BK7 a zoslabený celkový odraz. GMR efekt viacvrstvovej štruktúry spôsobený excitáciou vedeného módu, ktorý sa prejavuje vo forme úzkeho, dobre vyjadreného dipu odrazivosti, ukazoval vysokú citlivosť na zmenu relatívnej vlhkosti vzduchu.

2 Povaha svetla

V tejto kapitole ukážeme, že povaha svetla - elektromagnetického žiarenia, sa dá vyjadriť pomocou Maxwellových rovníc, ktoré sú základným kameňom teórie elektromagnetického poľa. Pri rôznych podmienkach pozorujeme viaceré javy, pre nás dôležité sú to polarizácia a optické javy na rozhraní, ako napríklad rôzne typy odrazov.

2.1 Maxwellove rovnice

Maxwellove štyri rovnice opisujú elektrické a magnetické polia vznikajúce z rozloženia elektrických nábojov a prúdov a ich zmeny v čase. Sú spojením desaťročí experimentálnych pozorovaní elektrických a magnetických účinkov nábojov a prúdov a hlbkej intuície Michaela Faradaya. Ukázalo sa, že meniace sa elektrické a magnetické polia sa môžu navzájom ovplyvňovať - tieto polia sa môžu šíriť priestorom ďaleko od meniacich sa nábojov a prúdov, kde vznikli. Predtým sa tieto polia považovali za viazané na náboje a prúdy, ktoré ich vyvolávajú. Maxwell im umožnil pohybovať sa priestorom samovoľne a dokonca predpovedal ich rýchlosť - bola to rýchlosť svetla.

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.2)$$

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

$$\nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{j}, \quad (2.4)$$

pričom \mathbf{D} je vektor elektrickej a \mathbf{B} magnetickej indukcie, \mathbf{E} vektor intenzity elektrického a \mathbf{H} vektor intenzity magnetického poľa. ρ je hustota voľného náboja a \mathbf{j} je vektor hustoty prúdu [1].

Rovnica (2.1) je Gaussov zákon pre elektrické pole, rovnica (2.2) je Gaussov zákon pre magnetické pole, rovnica (2.3) vyjadruje Faradayov zákon a rovnica (2.4) predstavuje Ampérov-Maxwellov zákon, pričom ∇ je diferenciálny operátor nabra:

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k}. \quad (2.5)$$

Pre korektný popis prostredia šírenia vlny zavádzame ešte rovnice

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}, \quad (2.7)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}, \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (2.9)$$

Materiálové vzťahy spájajú vektory elektrického (2.6) a magnetického (2.7) poľa. \mathbf{P} značí polarizáciu, ϵ_0 permitivitu vákua, ϵ_r relatívnu permitivitu prostredia a \mathbf{M} magnetizáciu. Rovnica (2.8) reprezentuje Ohmov zákon (σ značí mernú vodivosť prostredia) a (2.9) je rovnica kontinuity [2].

2.2 Rovnica vlny

Vychádzame podľa Faradayovho zákona

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.10)$$

aplikujeme operátor nabla

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.11)$$

príčom dodržiavame vektorovú identitu

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{A} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}. \quad (2.12)$$

Po aplikovaní tejto identity dostávame

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}. \quad (2.13)$$

Všimnime si, že na pravej strane derivačný operátor komutuje:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{B}). \quad (2.14)$$

Teraz sa pozrime na Ampérov-Maxwellov zákon

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \left(\mathbf{j} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (2.15)$$

Daný zákon aplikujeme a dostávame

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \left(\mathbf{j} + \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \right). \quad (2.16)$$

Predpokladajme, že prúdová hustota \mathbf{j} je rovná nule

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}, \quad (2.17)$$

a taktiež, že

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0, \quad (2.18)$$

čo znamená, že divergencia elektrického poľa musí byť nutne nulová. Po aplikovaní dostávame

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (2.19)$$

čo je klasická vlnová rovnica pre intenzitu elektrického poľa, z ktorej vyplýva rýchlosť šírenia v prostredí

$$v = 1/\sqrt{\epsilon \mu}. \quad (2.20)$$

Obdobne môžeme postupovať pri odvodení vlnovej rovnice pre intenzitu magnetického poľa, teda

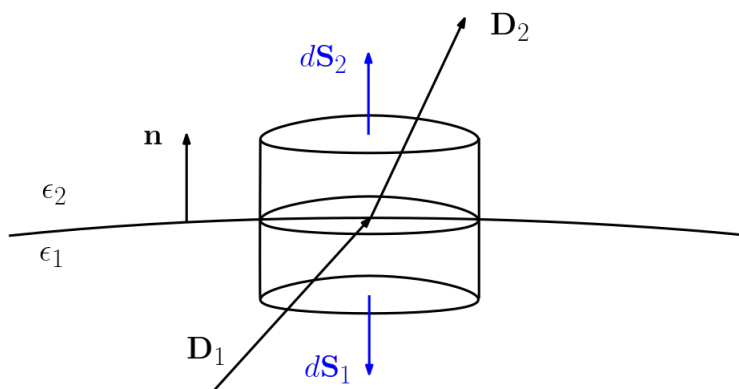
$$\nabla^2 \mathbf{H} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \quad (2.21)$$

2.3 Hraničné podmienky

Na rozhraní dvoch prostredí sú derivácie poľných veličín nespojité a Maxwellove rovnice v diferenciálnom tvare tu prestávajú platiť. Preto sa na popis rozhrania medzi dvomi prostrediami s rôznymi dielektrickými vlastnosťami používajú tzv. hraničné podmienky odvodené z integrálnych tvarov Maxwellových rovníc a rovnice continuity. Začneme Gaussovým zákonom pre elektrické pole v integrálnom tvare pre $Q = 0$:

$$\oiint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{S} = 0. \quad (2.22)$$

Pre lepšiu vizualizáciu odvodenia hraničných podmienok si predstavme valcovú plochu na rozhraní prostredí s rôznymi dielektrickými vlastnosťami, ktorá je uzavretá, pričom jej výšku zanedbáme a kde celkový náboj je nulový:



Obr. 2.1: Vizualizácia uzavretej valcovej plochy

Keďže na plášti sa príspevky zrušia, platí

$$\int \mathbf{D}_1 \cdot d\mathbf{S}_1 + \int \mathbf{D}_2 \cdot d\mathbf{S}_2 = \int (D_{n1} - D_{n2}) dS = 0, \quad (2.23)$$

Dostávame teda podmienku spojitosti pre indukciu elektrického poľa:

$$D_{n1} = D_{n2}. \quad (2.24)$$

Ďalšiu podmienku môžeme odvodiť zo zákona pre indukčný tok v integrálnom tvare:

$$\oiint_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (2.25)$$

pričom platí:

$$\int \mathbf{B}_1 \cdot d\mathbf{S}_1 + \int \mathbf{B}_2 \cdot d\mathbf{S}_2 = \int (B_{n1} - B_{n2}) dS = 0, \quad (2.26)$$

a teda

$$B_{n1} = B_{n2}. \quad (2.27)$$

Obdobne, pre časovo nemenné pole, ak budeme postupovať podľa obrázka 2.2, pre zákon elektromagnetickej indukcie v integrálnom tvare

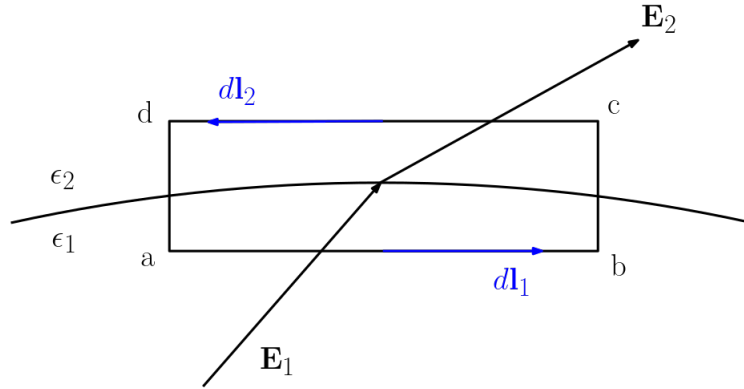
$$\oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0 \quad (2.28)$$

môžeme po zanedbaní výšky integračnej cesty (zanedbáme príspevky $b \rightarrow c$ a $d \rightarrow a$) písať

$$\int_a^b \mathbf{E}_1 \cdot d\mathbf{l}_1 + \int_c^d \mathbf{E}_2 \cdot d\mathbf{l}_2 = \int_a^b (E_{t1} - E_{t2}) dl = 0, \quad (2.29)$$

kde E_{t1} a E_{t2} sú tečné zložky vektorov intenzity elektrického poľa v jednotlivých oblastiach a l je dĺžka integračnej cesty, a teda

$$E_{t1} = E_{t2}. \quad (2.30)$$



Obr. 2.2: Schéma integračnej cesty

Rovnaký postup použijeme aj pri poslednej hraničnej podmienke, kde vychádzame zo vzťahu

$$\oint_c \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} = 0, \quad (2.31)$$

čo predstavuje zákon celkového prúdu v integrálnom tvare za predpokladu, že pole je časovo nemenné a $I = 0$. Keďže na plášti sa príspevky zrušia, môžeme písať

$$\int_a^b \mathbf{H}_1 \cdot d\mathbf{l}_1 + \int_c^d \mathbf{H}_2 \cdot d\mathbf{l}_2 = \int_a^b (H_{t1} - H_{t2}) dl = 0, \quad (2.32)$$

a teda

$$H_{t1} = H_{t2}. \quad (2.33)$$

Výsledná štvorica rovníc teda vyzerá takto:

$$D_{n1} = D_{n2}, \quad (2.34)$$

$$B_{n1} = B_{n2}, \quad (2.35)$$

$$E_{t1} = E_{t2}, \quad (2.36)$$

$$H_{t1} = H_{t2}. \quad (2.37)$$

Odvodili sme rovnice popisujúce chovanie polí na rozhraní dvoch prostredí s rozdielnymi hodnotami permitivity ϵ a permeability μ . Z nich vyplýva, že na určitom rozhraní sa tečné zložky elektrickej a magnetickej intenzity a normálové zložky elektrickej a magnetickej indukcie menia spojitou (zachovávajú sa).

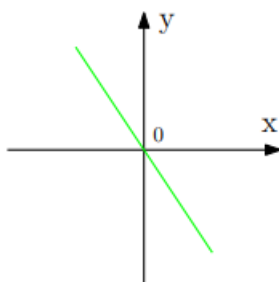
2.4 Polarizácia svetla

Svetlo je z klasického hľadiska priečne elektromagnetické vlnenie. To znamená, že základné kmitanie (v tomto prípade kmitanie elektrického a magnetického poľa) prebieha v smeroch kolmých na smer šírenia. To je v protiklade k pozdĺžnym vlnám, ako sú zvukové vlny, pri ktorých je kmitanie obmedzené na smer šírenia. O svetle sa hovorí, že je lineárne polarizované, ak je jeho kmitanie obmedzené na jeden smer (smer kmitania elektrického poľa sa definuje ako smer polarizácie). Väčšina svetelných zdrojov v prírode vyžaruje nepolarizované svetlo, t. j. svetlo sa skladá z mnohých vln, ktorých smery kmitania sú úplne náhodné. Svetlo možno polarizovať jeho prechodom cez fóliu z komerčného materiálu nazývaného polaroid, ktorý vynášiel E. H. Land v roku 1938. List polaroidu prepúšťa len tú zložku svetla, ktorá je polarizovaná pozdĺž určitého smeru a pohlcuje zložku kolmú na tento smer. Uvažujme svetelnú vlnu v smere z dopadajúcu na polaroid, ktorý má svoju priepustnosť v smere y . V priemere polovica dopadajúceho svetla má svoju os polarizácie v smere y a polovica v smere x . Polovica intenzity je prepustená a svetlo je lineárne polarizované v smere y [3].

2.4.1 Typy polarizácie

Poznáme tri typy polarizácie založené na priečnom a pozdĺžnom vlnovom pohybe, a to:

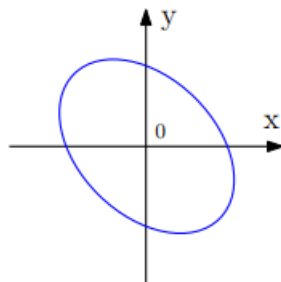
Lineárna polarizácia - pri lineárnej polarizácii je elektrické pole svetla obmedzené na jednu rovinu pozdĺž smeru šírenia.



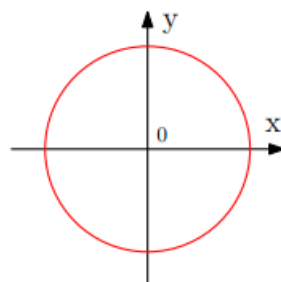
Obr. 2.3: Trajektória koncového bodu vektora E pri lineárnej polarizácii

Eliptická polarizácia - priemet vektoru elektrického poľa svetla opisuje elipsu v rovine kolmej na smer šírenia. Dve lineárne zložky nemajú rovnakú amplitúdu a fázový rozdiel.

Kruhová polarizácia - elektrické pole svetla má dve lineárne zložky, ktoré sú na seba kolmé a majú rovnaké amplitúdy, ale fázový rozdiel je $\pi/2$. Priemet vektoru elektrického poľa svetla opisuje kružnicu v rovine kolmej na smer šírenia.



Obr. 2.4: Trajektória koncového bodu vektora E pri eliptickej polarizácii



Obr. 2.5: Trajektória koncového bodu vektora E pri kruhovej polarizácii

2.4.2 Malusov zákon

Predpokladajme, že máme druhý kus polaroidu, ktorého prenosová os zvierá uhol θ s prvým polaroidom. Vektor \mathbf{E} svetla medzi polaroidmi možno rozdeliť na dve zložky, jednu rovnobežnú a druhú kolmú na prenosovú os druhého polaroidu (obrázok 2.6). Ak nazveme smer prenosu druhého polaroidu y' , tak platí

$$E_{x'} = E \sin \theta, \quad (2.38)$$

$$E_{y'} = E \cos \theta. \quad (2.39)$$

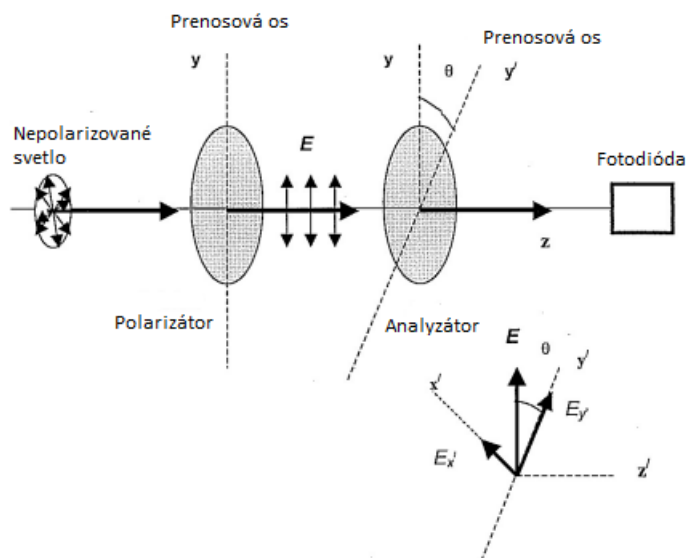
Iba druhý komponent, y' je prenášaný druhým polaroidom. Intenzita svetla je úmerná štvorcu amplitúdy elektrického poľa. Teda intenzitu prenášanú oboma polaroidmi možno vyjadriť ako

$$I(\theta) = E_{y'}^2 = E^2 \cos^2 \theta. \quad (2.40)$$

Ak rovnica (2.40) je intenzita medzi dvoma polaroidmi, intenzita prenášaná oboma polaroidmi by bola

$$I(\theta) = I_0 \cos^2 \theta. \quad (2.41)$$

Táto rovnica je známa ako Malusov zákon podľa svojho objaviteľa E. L. Malusa (1775 - 1812). Platí na ľubovoľné dva polarizačné prvky, ktorých smery prenosu zvierajú navzájom uhol θ . Keď sú dva polarizačné prvky umiestnené za sebou za zdrojom svetla ako na obrázku (2.6), prvý sa nazýva polarizátor a druhý sa nazýva analyzátor. Keď sa polarizátor a analyzátor skrížia ($\theta = 90^\circ$), k fotodióde sa nedostane žiadne svetlo.

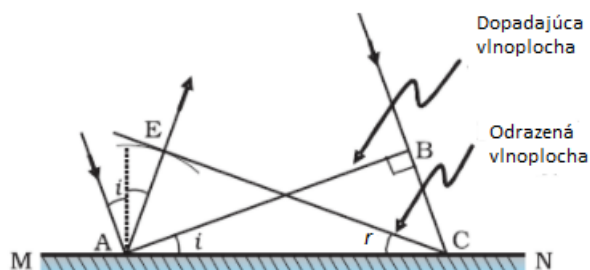


Obr. 2.6: Dva polaroidy, ktorých smery prenosu zvierajú uhol θ

2.5 Optické javy na rozhraní

V tejto časti si bližšie rozoberieme konkrétne javy súvisiace so zmenou prostredia, a to zákon odrazu a lomu, Fresnelove vzťahy a vzťah pre odraz pri viacerých vrstvách.

2.5.1 Zákon odrazu



Obr. 2.7: Zákon odrazu

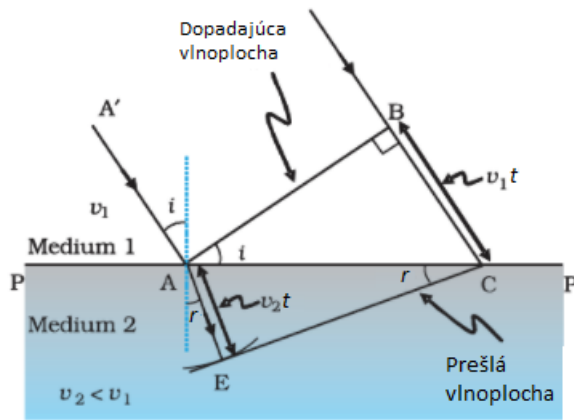
Vidíme, že na povrch dopadá lúč svetla a na tento povrch dopadá aj ďalší lúč, ktorý je s ním rovnobežný. Rovina AB dopadá pod uhlom i na odrazovú rovinu MN. Ak nakreslíme kolmicu z bodu A na tento lúč svetla, bod A a bod B budú mať spojnicu, ktorá sa nazýva vlnoplocha a táto vlnoplocha dopadá na povrch. Tieto dopadajúce vlnoplochy nesú dva body, bod A a bod B, takže môžeme povedať, že z bodu B do bodu C svetlo prejde určitú vzdialenosť. Ak v predstavuje rýchlosť vlnenia v prostredí a ak t predstavuje čas, za ktorý vlnoplocha prejde z bodu B do bodu C, potom platí, že vzdialenosť $BC = vt$.

Aby sme zostrojili odrazenú vlnoplochu, nakreslíme z bodu A guľu s polomerom vt . Nech CE predstavuje dotyčnicu vedenú z bodu C k tejto guľi. Potom platí, že vzdialenosti

$$AE = BC = vt. \quad (2.42)$$

Ak teraz uvažujeme trojuholníky EAC a BAC, zistíme, že sú zhodné, a teda uhly i a r sa rovnajú. To je zákon odrazu.

2.5.2 Zákon lomu



Obr. 2.8: Zákon lomu

Vieme, že keď svetlo prechádza z jedného priehľadného prostredia do druhého priehľadného prostredia, jeho dráha sa mení. Zákony lomu teda hovoria, že uhol dopadu je uhol medzi dopadajúcim lúčom a normálou a uhol lomu je uhol medzi lomeným lúčom a normálou.

Dopadajúci lúč, odrazený lúč a normála na rozhraní dvoch daných prostredí ležia v tej istej rovine. Vieme tiež, že pomer sínusu uhla dopadu a sínusu uhla lomu je konštantný. Vidíme, že na tento povrch dopadá svetelný lúč a na tento povrch dopadá aj iný lúč, ktorý je s ním rovnobežný.

Nech PP' predstavuje rozhranie medzi prostredím 1 a prostredím 2. Rýchlosti svetla v prostrediach predstavujú hodnoty v_1 a v_2 . Ak nakreslíme kolmicu z bodu A na tento svetelný lúč, bod A a bod B budú mať spojnicu, ktorá sa nazýva vlnoplocha a táto vlnoplocha dopadá na povrch.

Ak t predstavuje čas, ktorý vlnoplocha prekoná z bodu B do bodu C, potom vzdialenosť

$$BC = v_1 t. \quad (2.43)$$

Aby sme teda určili tvar prešlej vlnoplochy, nakreslíme z bodu A v druhom prostredí guľu s polomerom $v_2 t$. Nech CE predstavuje dotyčnicovú rovinu vedenú z bodu C na guľu. Potom $AE = v_2 t$ a CE bude predstavovať prešlú vlnoplochu. Ak teraz uvažujeme trojuholníky ABC a AEC, ľahko dostaneme

$$\sin i = \frac{BC}{AC} = \frac{v_1 t}{AC}, \quad (2.44)$$

$$\sin r = \frac{AE}{AC} = \frac{v_2 t}{AC}. \quad (2.45)$$

kde i a r sú uhly dopadu a lomu. Substituovaním hodnôt v_1 a v_2 v daných rovniciach dostaneme Snellov zákon

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r, \quad (2.46)$$

kde n_1 a n_2 sú indexy lomov [4],[5].

2.5.3 Fresnelove rovnice

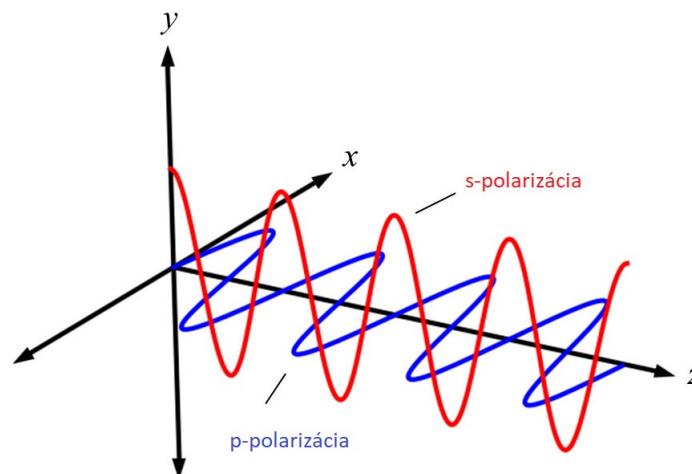
Fresnelove rovnice (známe aj ako Fresnelove koeficienty) sú definované ako pomer amplitúd elektrického poľa odrazenej a prenesenej vlny k elektrickému poľu dopadajúcej vlny. Tento pomer je komplexný, a preto opisuje relatívnu amplitúdu, ako aj fázové posuny medzi vlnami. Fresnelove rovnice opisujú odraz a prenos svetla pri dopade na rozhranie medzi dvoma rôznymi prostrediami.

Rovina, v ktorej leží normála povrchu a vektor šírenia dopadajúceho žiarenia, sa nazýva rovina dopadu. Rovina dopadu zohráva dôležitú úlohu pri odraze a vyjadrení polarizácie dopadajúceho svetla. Polarizácia je definovaná ako vlastnosť priečnej vlny, ktorá určuje geometrickú orientáciu kmitania [6].

Fresnelove rovnice sa menia v závislosti na typu polarizácie, a preto ich rozdeľujeme na vzťahy pre s -polarizáciu a p -polarizáciu.

Ak je polarizácia svetla kolmá na rovinu dopadu, označuje sa ako s -polarizácia.

Keď je polarizácia svetla rovnobežná s rovinou dopadu alebo leží v rovine dopadu, označuje sa ako p -polarizácia.

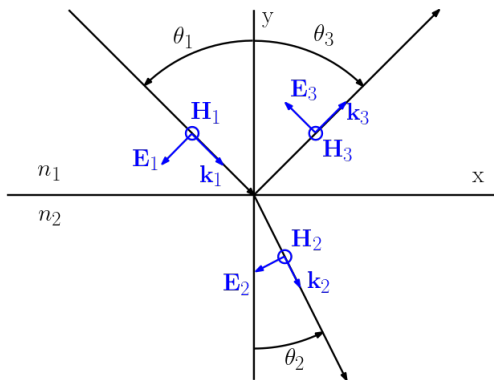


Obr. 2.9: Obrázok vektorov

2.5.4 Odvodenie Fresnelových rovníc pre p a s polarizáciu

Fresnelove rovnice používame na popis odrazivosti a priepustnosti elektromagnetickej vlny na rozhraní prostredí s rôznymi indexami lomu n . Na ich odvodenie budeme vychádzať z hraničných podmienok odvodených z Maxwellových rovníc.

p-polarizácia



Obr. 2.10: Schéma dopadu *p*-polarizovanej vlny

Na odvodenie Fresnelových amplitúdových koeficientov vychádzame v prípade *p*-polarizovanej vlny zo vzťahov:

$$H_1 - H_3 = H_2, \quad (2.47)$$

$$E_1 \cos \theta_1 + E_3 \cos \theta_3 = E_2 \cos \theta_2. \quad (2.48)$$

Medzi vektorom intenzity magnetického poľa \mathbf{H} a elektrického poľa \mathbf{E} platí vzťah

$$H = \sqrt{\frac{\epsilon}{\mu}} E, \quad (2.49)$$

kde ϵ je permitivita a μ permeabilita prostredia, v ktorom sa šíri elektromagnetická vlna. Index lomu n daného prostredia vyjadríme vzťahom

$$n = c\sqrt{\epsilon\mu}. \quad (2.50)$$

Pomocou týchto rovníc môžeme rovnicu (2.47) prepísať do tvaru

$$n_1 \frac{(E_1 - E_3)}{\mu_1} = n_2 \frac{E_2}{\mu_2}. \quad (2.51)$$

Ak teraz vyjadríme koeficient odrazivosti r a koeficient priepustnosti t pomocou pomeru amplitúd vln:

$$r = \frac{E_3}{E_1}, \quad (2.52)$$

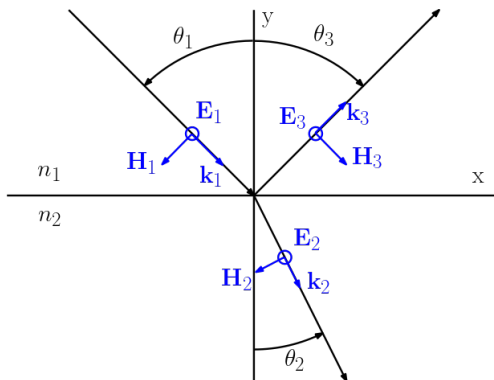
$$t = \frac{E_2}{E_1}, \quad (2.53)$$

môžeme po splnení podmienok $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$ predchádzajúce rovnice upraviť a dostávame finálne vyjadrenie pre dané koeficienty v prípade *p*-polarizovanej vlny:

$$r_p = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}, \quad (2.54)$$

$$t_p = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2}. \quad (2.55)$$

s-polarizácia



Obr. 2.11: Schéma dopadu *s*-polarizovanej vlny

Pri odvodení Fresnelových amplitúdových koeficientov v prípade *s*-polarizovanej vlny budeme postupovať obdobne, ale tentoraz vychádzame zo vzťahov:

$$E_1 + E_3 = E_2, \quad (2.56)$$

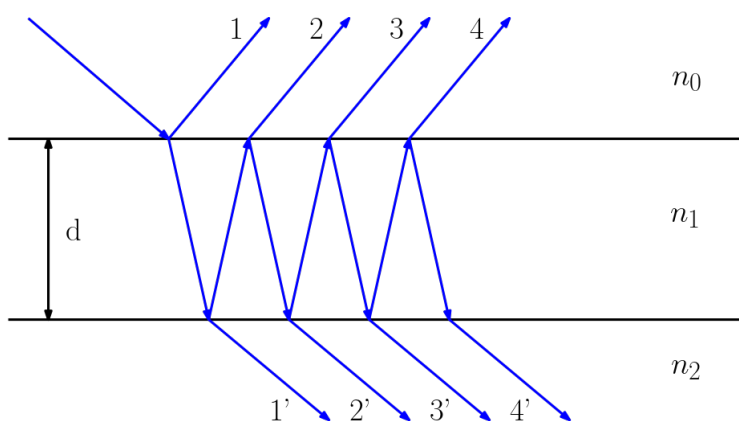
$$H_1 \cos \theta_1 - H_3 \cos \theta_3 = H_2 \cos \theta_2. \quad (2.57)$$

Po úpravách opäť dostávame konečné vyjadrenie pre koeficienty odrazivosti *r* a priepustnosti *t*, tentoraz pre *s*-polarizovanú vlnu:

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}, \quad (2.58)$$

$$t_s = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}. \quad (2.59)$$

2.5.5 Odraz na vrstve



Obr. 2.12: Schéma odrazivosti

Majme dané prostredie s indexom lomu n_2 na ktorom je nanosená tenká vrstva s indexom lomu n_1 a s hrúbkou d . Nad touto vrstvou uvažujme ďalšie, iné prostredie s indexom lomu n_0 (vzduch).

Koeficient odrazivosti - Fresnelove rovnice

Uvažujme dopad elektromagnetickej vlny z prostredia s n_1 pod istým uhlom θ na danú vrstvu. Časť vlny sa odrazí (pomer odrazenej a prešlej časti vieme vypočítať podľa Fresnelovho koeficientu pre polarizáciu danej vlny a rozhrania $r_{s,p}^{01}$) a zvyšok vlny prejde do prostredia s n_1 (tenká vrstva), kde opäť interaguje na rozhraní (podľa koeficientu $r_{s,p}^{12}$) a delí sa na 2 časti - jedna časť vlny prejde do prostredia s n_2 a zvyšok sa odrazí naspäť na rozhranie medzi n_0 a n_1 , kde daná vlna opúšťa náš preparát. To, koľko vlny prejde do okolitého prostredia je dané spätným koeficientom priepustnosti $\tilde{t}_{s,p}^{10}$, pričom $e^{-ik_z d}$ je zmena fázového člena danej vlny.

Spätné koeficienty odrazivosti súvisia s doprednými koeficientami priepustnosti a odrazivosti následovne:

$$\tilde{t}_s = 1 - r_s, \quad (2.60)$$

$$\tilde{t}_p = \frac{n_i}{n_j} (1 - r_s), \quad (2.61)$$

$$\tilde{r}_{s,p} = -r_{s,p}. \quad (2.62)$$

Po úpravách je odrazivosť pre vlnu číslo 2

$$t_{s,p}^{01} e^{-ik_z d} r_{s,p}^{12} e^{-ik_z d} \tilde{t}_{s,p}^{10}, \quad (2.63)$$

a pre vlnu číslo 3

$$t_{s,p}^{01} e^{-ik_z d} r_{s,p}^{12} e^{-ik_z d} \tilde{r}_{s,p}^{10} e^{-ik_z d} r_{s,p}^{12} e^{-ik_z d} \tilde{t}_{s,p}^{10}, \quad (2.64)$$

Obdobne, teda pridaním člena $\tilde{r}_{s,p}^{10} e^{-ik_z d} r_{s,p}^{12} e^{-ik_z d}$ dostaneme vlnu číslo 4.

Aby sme vypočítali koeficient pre odrazivosť, musíme spočítať súčet všetkých odrazených vln:

$$r_{s,p}^{012} = r_{s,p}^{01} + \underbrace{[1 + \tilde{r}_{s,p}^{10} r_{s,p}^{12} e^{-i2k_z d} + (\tilde{r}_{s,p}^{10} r_{s,p}^{12} e^{-i2k_z d})^2 + \underbrace{(\tilde{r}_{s,p}^{10} r_{s,p}^{12} e^{-i2k_z d})^3}_{Q} + \dots]}_{\text{geometrická rada}} \cdot t_{s,p}^{01} r_{s,p}^{12} \tilde{t}_{s,p}^{10} e^{-i2k_z d}. \quad (2.65)$$

Na výpočet súčtu všetkých členov môžeme použiť vzorec

$$S = \frac{1}{1 - Q}, \quad (2.66)$$

keďže kvocient Q danej geometrickej rady je menší ako 1 a teda je to rada konvergentná. Po aplikovaní vzorca dostávame výsledný výraz udávajúci koeficient odrazivosti našej vrstvy:

$$r_{s,p}^{012} = r_{s,p}^{01} + \frac{t_{s,p}^{01} r_{s,p}^{12} \tilde{t}_{s,p}^{10} e^{-i2k_z d}}{1 - \tilde{r}_{s,p}^{10} r_{s,p}^{12} e^{-i2k_z d}} = \frac{r_{s,p}^{01} + r_{s,p}^{12} e^{-i2k_z d}}{1 + r_{s,p}^{01} r_{s,p}^{12} e^{-i2k_z d}}. \quad (2.67)$$

Koeficient odrazivosti - rozptylová matica

V obecnom prípade, keďže pracujeme s viacvrstvom systémom, je možné použiť hneď niekoľko metód. V súčasnosti sa za jednu z najspoľahlivejších považuje metóda prenosovej matice (transfer matrix method - TMM), ktorá pracuje s konceptom viacvrstvovej štruktúry o m vrstvách, na ktorú dopadá elektromagnetická vlna. Vlastnosti jednotlivých vrstiev j s hrúbkami d sú popísané komplexným indexom lomu ($n_k = n + ik$) a komplexnou permitivitou ($\epsilon_k = \epsilon' + i\epsilon''$).

Prenosovú maticu viacvrstvového systému nazývame tzv. rozptylová matica \mathbf{S} a je daná súčinom matíc rozhraní \mathbf{I} a matíc vrstiev \mathbf{L} . Napríklad pre systém troch vrstiev má rozptylová matica tvar

$$\mathbf{S} = \mathbf{I}_{01}\mathbf{I}_{12}\mathbf{I}_{23}\mathbf{I}_{34}, \quad (2.68)$$

kde \mathbf{I}_{ij} je matica lomu na rozhraní ij a \mathbf{L}_j je fázová matica znázorňujúca šírenie cez j -tú vrstvu, pričom dané matice definujeme ako:

$$\mathbf{I}_{ij} = \frac{1}{t_{ij}} \begin{bmatrix} 1 & r_{ij} \\ r_{ij} & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.69)$$

$$\mathbf{L}_j = \begin{bmatrix} e^{i\beta_j} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_j} \end{bmatrix}, \quad (2.70)$$

kde koeficienty r_{ij} a t_{ij} predstavujú Fresnelov transmisný a reflexný koeficient na danom rozhraní ij a β_j fázovú hrúbku vrstvy j danú podľa vzorca

$$\beta_j(\alpha) = \frac{2\pi}{\lambda} n_j(\lambda) t_j \cos\theta_j = \frac{2\pi}{\lambda} t_j \sqrt{n_j^2(\lambda) - n_0^2(\lambda) \sin^2\theta}, \quad (2.71)$$

kde θ_j predstavuje uhol lomu vo vrstve j .

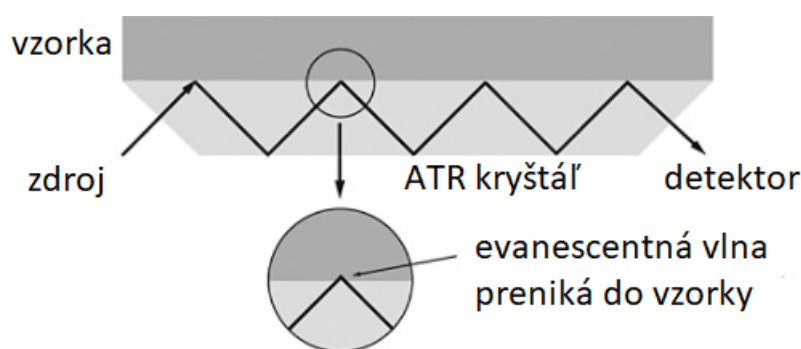
Odrazivosť $R_{s,p}(\lambda)$ pre s - a p -polarizované vlny viacvrstvového systému môžeme popísať prvkami rozptylovej matice \mathbf{I} :

$$R_{s,p}(\lambda) = \left| \frac{S_{21}(\lambda)}{S_{11}(\lambda)} \right|_{s,p}^2. \quad (2.72)$$

3 Povrchová plazmónová rezonancia

Povrchová plazmonová rezonancia sa používa na detekciu a kvantifikáciu interakcií medzi molekulami na povrchu. Táto technika využíva tenkú vrstvu zlata nanosenú na sklenený povrch. Keď polarizované svetlo určitej vlnovej dĺžky prechádza cez sklo, väčšina svetla sa odráža od vrstvy zlata, ale pod určitým, presne definovaným uhlom interakcie s voľnými elektrónmi v kove absorbujú energiu a spôsobujú tieň v odraze. Presný uhol tohto tieňa je ovplyvnený indexom lomu prostredia v blízkosti (< 300 nm) zlatej vrstvy. Interakcie, ktoré spôsobujú zmenu indexu lomu v tejto vrstve (evanescentná vlna), sa potom dajú detekovať a merať [7].

Pre náš prípad budenia povrchových plazmónov využívame tzv. metódu zoslabeného úplného odrazu - ATR (Attenuated Total Reflectance) podľa obrázku 3.1, čo je metóda odberu vzoriek, pri ktorej sa do vzorky vnáša svetlo s cieľom získať informácie o štruktúre a zložení vzorky [8].



Obr. 3.1: Metóda zoslabeného úplného odrazu - ATR

3.1 Disperzná relácia povrchových plazmónov

Keďže pri s -polarizovaných vlnách sa nič zásadné nedeje, budeme popisovať interakciu s rozhraním len pri p -polarizovanom svetle. Pre akékoľvek rozhranie medzi dvoma prostrediami je komplexný koeficient odrazu r_p pre p -polarizované dopadajúce elektrické pole svetla opísaný Fresnelovými rovnicami

$$r_p = \frac{E_{r0}}{E_{i0}} = |r_p|e^{i\phi} = \left| \frac{\operatorname{tg}(\alpha_i - \alpha_t)}{\operatorname{tg}(\alpha_i + \alpha_t)} \right| e^{i\phi}, \quad (3.1)$$

kde E_i je dopadajúce a E_r odrazené elektrické pole a ϕ je zmena fázy. Zmena fázy odrazeného poľa vzhľadom na dopadajúce pole nastáva v závislosti od indexov lomu daných materiálov. Môžeme sa stretnúť s dvomi rôznymi prípadmi: ak $\alpha_i + \alpha_t = \pi/2$, tak menovateľ rovnice (3.1) sa stáva príliš veľkým, a teda odrazivosť $R_p = |r_p|^2$ sa blíži k nule. Táto situácia nastáva pri Brewsterovom uhle, pri ktorom pre p -polarizované svetlo odrazivosť klesá k nule. Druhý špeciálny prípad, teda keď $\alpha_i - \alpha_t = \pi/2$ nastáva, keď sa R_p blíži k nekonečnu. Rezonancia nastáva pri existencii konečnej intenzity E_{r0} pre veľmi malé E_{i0} .

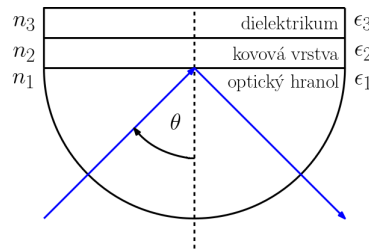
Z daných rovníc odvodíme disperzný vzťah. Ak $\alpha_i - \alpha_t = \pi/2$, potom $\cos(\alpha_i - \alpha_t) = \pi/2$ a zároveň $\operatorname{tg} \alpha_i = k_{1x}/k_{1y} = -n_2/n_1$. Potom vlnový vektor $k = (k_x, k_y)$ vyzerá nasledovne:

$$k_x^2 = k_1^2 - k_{y1}^2 = k_1^2 - k_x^2 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_1}, \quad (3.2)$$

$$k_x = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}, \quad (3.3)$$

$$k_{yi} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_i^2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}}, \quad (3.4)$$

Kde ϵ_1 je permitivita dielektrika (hranol) a ϵ_2 je permitivita kovu (zlato). Za najlepšiu konfiguráciu sa považuje tzv. Kretschmannovo usporiadanie podľa obrázku 3.2, pri ktorom docielime pokles odrazivosti pre určitú (rezonančnú) vlnovú dĺžku.



Obr. 3.2: Schéma Kretschmannovho usporiadania

Kretschmannovo usporiadanie je špecifické tým, že namiesto klasickej sklenenej vrstvy máme hranol (polosféru). Ak necháme dopadnúť s -polarizovanú vlnu, nič pre nás zaujímavé sa nestane, zatiaľ čo pri dopade p -polarizovanej vlny klesá pri vhodných podmienkach odrazivosť danej sústavy k nule.

Keďže využívame metódu zoslabeného úplného odrazu (ATR), musíme nechať p -polarizované svetlo dopadnúť na danú vrstvu pod uhlom θ , ktorý musí byť väčší ako medzný uhol. Povrchový plazmón je vybudенý len vtedy, keď tangenciálna zložka vlnového vektora, ktorý dopadá na povrch sa rovná reálnej zložke vektora povrchovej vlny (plazmónu). Táto podmienka sa nazýva **podmienka budenia** a môžeme ju vyjadriť pomocou rovnice

$$n_1(\lambda) \sin \theta_{SPR} = \text{Re} \left[\sqrt{\frac{\epsilon_{Au}(\lambda) n_2^2(\lambda)}{\epsilon_{Au}(\lambda) + n_2^2(\lambda)}} \right], \quad (3.5)$$

kde θ je uhol dopadu pri rezonancii, n_1 index lomu daného hranola (dielektrikum), n_2 index lomu látky, ktorú analyzujeme a ϵ_{Au} permitivita tenkej vrstvy (v našom prípade zo zlata). Je nutné dodať, že daná rovnica platí len pre polonekonečné médium.

3.2 Evanescenčná vlna

Pri metóde zoslabeného úplného odrazu (ATR) vzniká na rozhraní evanescentná vlna, ktorej vzdialenosť, na ktorej jej intenzita klesne na $1/e$ (37 %) svojej hodnoty na rozhraní, sa nazýva "hĺbka prieniku", a je daná vzťahom

$$\delta(\theta) = \frac{\lambda}{4\pi \sqrt{n_1^2 \sin^2(\theta) - n_2^2}}. \quad (3.6)$$

Táto hĺbka prieniku vlny nezávisí od smeru polarizácie dopadajúceho svetla a klesá s rastúcim uhlom odrazu. Táto hodnota závisí aj od indexov lomu médií prítomných na rozhraní a od vlnovej dĺžky dopadajúcej vlny. Vo všeobecnosti je hodnota $\delta(\theta)$ rádovo rovná vlnovej dĺžke dopadajúceho svetla, prípadne o niečo menšia. Keď sa uhol dopadu rovná kritickej hodnote, $\delta(\theta)$ sa blíži k nekonečnu a vlnoplochy odrazenej vlny sú normálové k povrchu [9].

Podme sa pozrieť na matematický popis evanescentnej vlny. Majme dané prostredie s indexom lomu n , v ktorom sa šíri elektromagnetická vlna. Túto vlnu môžeme popísať pomocou elektrického poľa \mathbf{E} nasledovne:

$$E = E_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} = E_0 e^{i\omega t - [k_x x + k_y y + k_z z]}, \quad (3.7)$$

kde E_0 je amplitúda elektrického poľa, ω je uhlová frekvencia, \mathbf{k} je vlnový vektor a \mathbf{r} je polohový vektor.

Veľkosť vlnového vektoru je

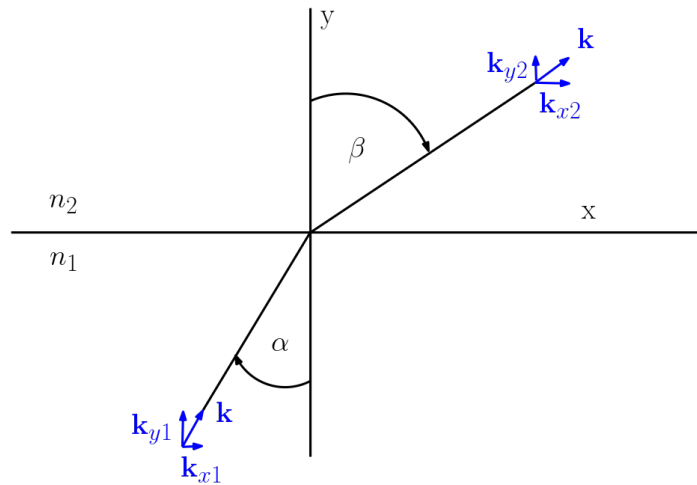
$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} = n \frac{2\pi}{\lambda} = n \frac{\omega}{c} \quad (3.8)$$

Rovnica pracuje s trojdimenziálnym zobrazením, ale ak za k_z dosadíme 0 a teda prejdeme do 2D podľa obrázku 3.3, môžeme uplatniť Snellov zákon

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \quad (3.9)$$

alebo ekvivalentný zápis

$$k_{x1} = k_{x2} \equiv k_x. \quad (3.10)$$



Obr. 3.3: Lom svetla pri uhle dopadu α na rozhraní materiálov s rozdielnym indexom lomu

Za pomoci rovníc (3.8) a (3.9) dostaneme rovnicu pre zložku kolmú k rozhraní, a to zložku vlnového vektoru k_y :

$$k_{y2}^2 = n_1^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left[\frac{n_2^2}{n_1^2} - \sin^2(\alpha) \right] \quad (3.11)$$

Za predpokladu $n_1 > n_2$ môžeme z rovnice (3.11) usúdiť, že pre $\sin(\alpha) > n_2/n_1$ je časť napravo záporná a k_{y2} je teda čisto imaginárna. Následne dosadením do rovnice evanescentnej vlny (3.4) dostávame

$$E_2 = E_0 e^{-k_{y2}y} e^{(i\omega t - ik_x x)}, \quad (3.12)$$

čo je rovnica tlmenej vlny pozdĺž osi y pre prostredie s n_2 šíriaca sa vzhľadom k rozhraniu rovnobežne.

Keďže je táto vlna tlmená, amplitúda sa znižuje, dané pole rýchlo mizne a označuje sa ako evanescentné. Hĺbku tohoto poľa, teda penetračnú hĺbku danej vlny, vypočítame pomocou rovnice (3.78) a jej hodnota je okolo hodnoty polovice vlnovej dĺžky.

Popísali sme teda citlivosť elektromagnetického poľa v blízkom okolí rozhrania. Dané elektromagnetické pole je teda ľahko ovplyvniteľné napr. zmenou indexu lomu a ďalšími dielektrickými vlastnosťami [10].

4 Materiálová charakterizácia

Šírenie elektromagnetickej vlny prostredím je ovplyvnené optickými vlastnosťami daného prostredia. Preto optické prostredia popisujeme veličinami komplexný index lomu [11]:

$$n_k = n + ik, \quad (4.1)$$

kde k je tzv. extinkčný koeficient, a komplexná permitivita:

$$\epsilon_k = \epsilon' + i\epsilon'', \quad (4.2)$$

príčom tieto veličiny spolu súvisia podľa vzťahov

$$\epsilon_k = n_k^2, \quad (4.3)$$

$$\epsilon' = n^2 - k^2, \quad (4.4)$$

$$\epsilon'' = 2nk, \quad (4.5)$$

$$n = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} + \epsilon'}{2}}, \quad (4.6)$$

$$k = \sqrt{\frac{\sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2} - \epsilon'}{2}}. \quad (4.7)$$

4.1 BK7 hranol

BK7 je vysokokvalitné optické sklo, ktoré sa používa, keď nie sú potrebné ďalšie výhody taveného oxidu kremičitého. Je to relatívne tvrdý materiál s extrémne nízkym obsahom bublín a inklúzií, pričom poskytuje vynikajúcu priepustnosť vo viditeľnom a blízkom infračervenom spektre a v ultrafialovej oblasti až do 350 nm [12].

Na popis disperzie optického prostredia, teda zmeny indexu lomu materiálu vzhľadom na vlnovej dĺžke, používame Sellmeierovu rovnicu. Pre optické sklo BK7 je vyjadrená vzťahom:

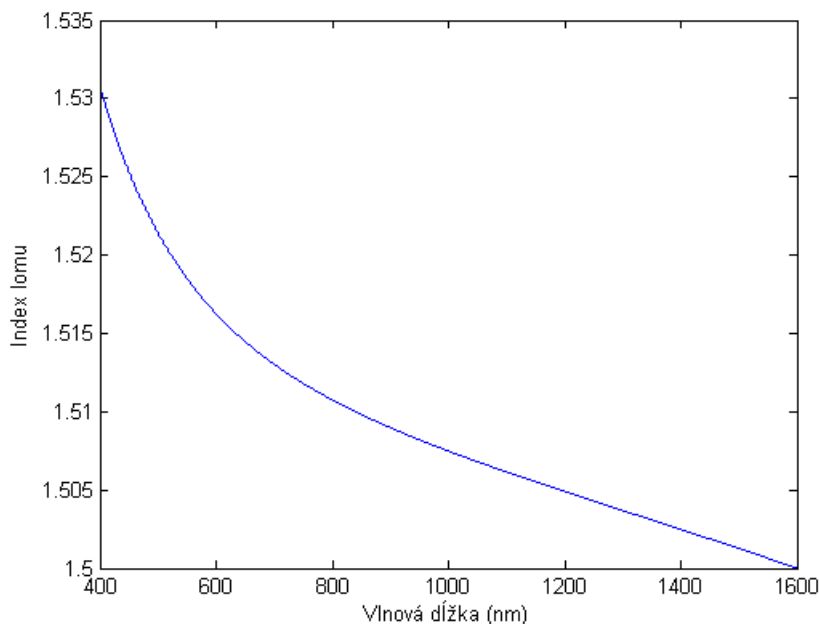
$$n_{BK7}(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{a\lambda^2}{\lambda^2 - d} + \frac{b\lambda^2}{\lambda^2 - e} + \frac{c\lambda^2}{\lambda^2 - f}}, \quad (4.8)$$

kde λ je vlnová dĺžka v μm a $a - f$ sú Sellmeierove koeficienty s hodnotami:

a	1,03961212
b	0,231792344
c	1,01046945
d	$6,00069867 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^2$
e	$2,00179144 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}^2$
f	$1,03560653 \cdot 10^2 \mu\text{m}^2$

Tabuľka 1: Sellmeierove koeficienty pre sklo BK7

Nami zistená disperzia v spektrálnej oblasti 400-1600 nm je podľa obrázku 4.1.



Obr. 4.1: Závislosť indexu lomu BK7 hranolu na vlnovej dĺžke

4.2 Substrát

Na meranie disperzie substrátu sme použili metódu spektrálnej elipsometrie za pomoci elipsometra RC2. Spektrálna elipsometria je bezkontaktná, nedeštruktívna optická charakterizačná technika, v ktorej sa optická vlna s nastavenou vlnovou dĺžkou a známym počiatočným stavom polarizácie odráža od meranej vzorky (alebo ňou prechádza). Detektor meria zmeny vektorov polarizačného stavu optickej vlny vyvolané interakciou so vzorkou. Vzniká tak súbor nespracovaných údajov zachytávajúcich polarizáciu pri každej meranej vlnovej dĺžke, ktoré potom ďalej upravujeme podľa potreby pokročilým modelovaním [13].

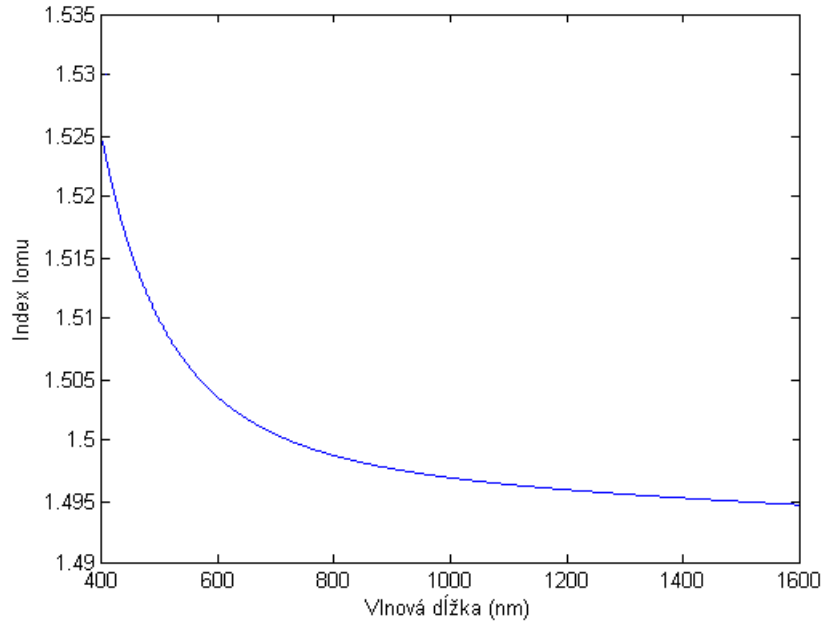
Nameraná dáta sme následne použili na výpočet disperzie (viz obrázok 4.2) pomocou Cauchyho disperznej rovnice:

$$n_s(\lambda) = \frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda} + c + d\lambda + e\lambda^2, \quad (4.9)$$

kde λ je vlnová dĺžka v μm a $a - e$ sú Cauchyho koeficienty s hodnotami:

a	0,01411 μm^2
b	-0,04034 μm
c	1,549
d	-0,03365 μm^{-1}
e	0,007592 μm^{-2}

Tabuľka 2: Cauchyho koeficienty pre substrát



Obr. 4.2: Závislosť indexu lomu substrátu na vlnovej dĺžke

4.3 Zlatá vrstva

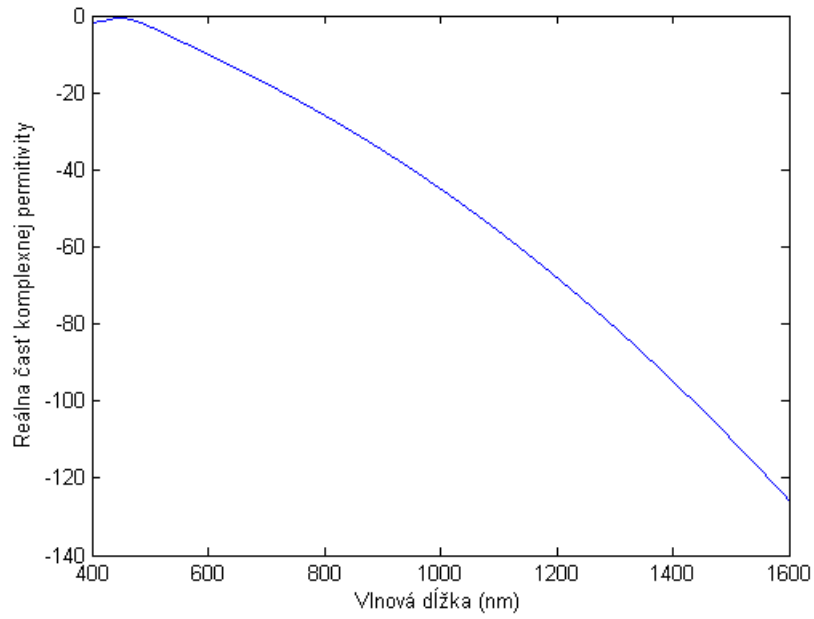
Disperziu zlata popisujeme komplexnou dielektrickou funkciou danou Drude-Lorentzovým modelom s dvomi dodatočnými Lorentzovskými členmi:

$$\varepsilon_{\text{Au}}(\lambda) = 1 - \frac{1}{\lambda_p^2(1/\lambda^2 + i/\gamma_p\lambda)} - \sum_{j=1}^2 \frac{A_j}{\lambda_j^2(1/\lambda^2 - 1/\lambda_j^2) + i\lambda_j^2/\gamma_j\lambda}, \quad (4.10)$$

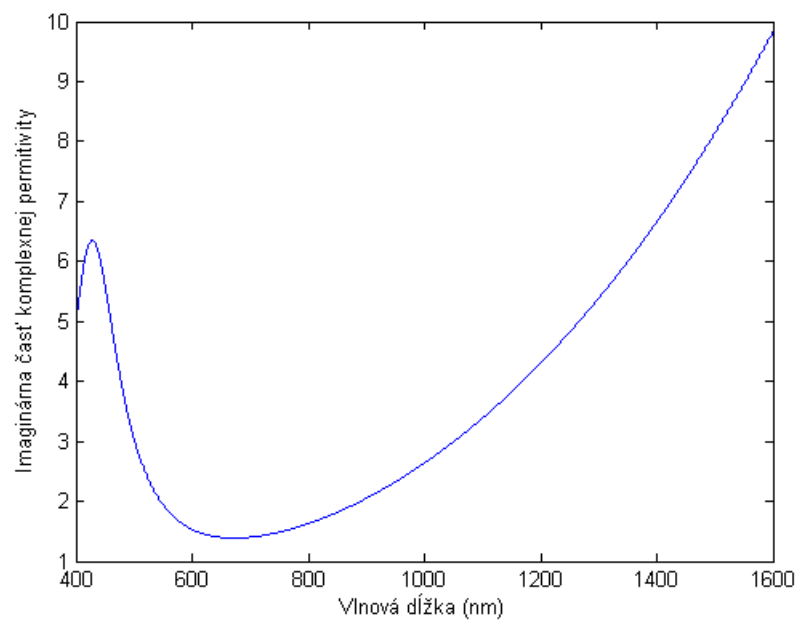
kde λ je vlnová dĺžka v μm a parametre sú špecifikované v tabuľke 3. Vyriešením rovnice dostávame reálnu a imaginárnu časť (viď obrázky 4.3 a 4.4) dielektrickej funkcie zlata:

Tabuľka 3: Parametre dielektrickej funkcie zlata

Drudeho termy		Oscilátor 1		Oscilátor 2	
Parameter	hodnota	Parameter	hodnota	Parameter	hodnota
ε_∞	1	A_1	8,88	A_2	1,70
$\lambda_p(\text{nm})$	130,77	$\lambda_1(\text{nm})$	255,5	$\lambda_2(\text{nm})$	660,67
$\gamma_p(\text{nm})$	6608,3	$\gamma_1(\text{nm})$	-29,73	$\gamma_2(\text{nm})$	-819,68



Obr. 4.3: Závislosť reálnej časti komplexnej permitivity ϵ_{Au} na vlnovej dĺžke



Obr. 4.4: Závislosť imaginárnej časti komplexnej permitivity ϵ_{Au} na vlnovej dĺžke

4.4 Polymérová vrstva

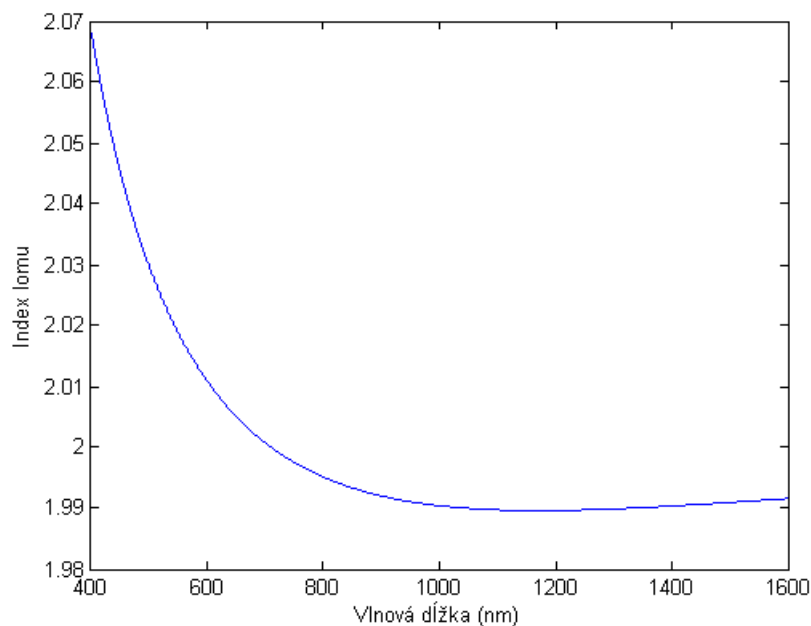
Ako polymérovú vrstvu sme použili AZ1505 fotorezist. Na určenie disperzie fotorezistu sme rovnako ako pri substráte použili metódu spektrálnej elipsometrie za pomoci elipsometra RC2. Následne sme vypočítali disperziu fotorezistu (viz obrázok 4.5) pomocou nameraných dát a Cauchyho disperznej rovnice:

$$n_f(\lambda) = \frac{a}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda} + c + d\lambda + e\lambda^2, \quad (4.11)$$

kde λ je vlnová dĺžka v μm a $a - e$ sú Cauchyho koeficienty s hodnotami:

a	$0,03849 \mu\text{m}^2$
b	$-0,1192 \mu\text{m}$
c	2.184
d	$-0,1672 \mu\text{m}^{-1}$
e	$0,05318 \mu\text{m}^{-2}$

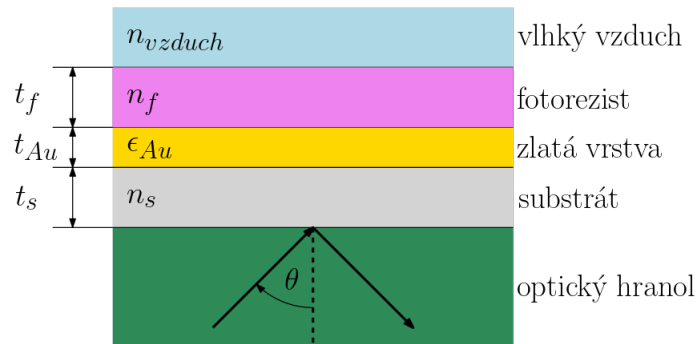
Tabuľka 4: Cauchyho koeficienty pre fotorezist



Obr. 4.5: Závislosť indexu lomu fotorezistu na vlnovej dĺžke

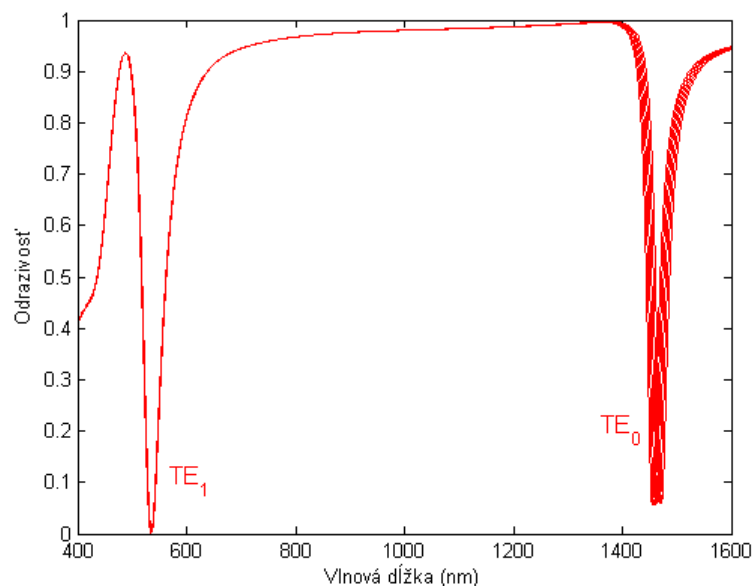
5 Multivrstva - teoretický model

Metóda rezonancie vedených módov (guided mode resonance - GMR) ktorú používame, je založená na excitácii vedených módov v planárnom vlnovode za podmienok fázového prispôsobenia pomocou špeciálneho spojovacieho prvku, ako je hranol alebo difrakčná mriežka. Vedené svetlo má charakter stojatej vlny vo vnútri vrstvy, a evanescentnej vlny po oboch stranách danej vrstvy. Vybudenie prebieha za určitých podmienok fázového prispôsobenia a interakcia s prostredím mimo vrstvu spôsobuje veľmi úzky rezonančný pokles (dip) v odrazivosti alebo vrchol (pík) v priepustnosti pri určitej vlnovej dĺžke, uhle a polarizácii [14], [15].

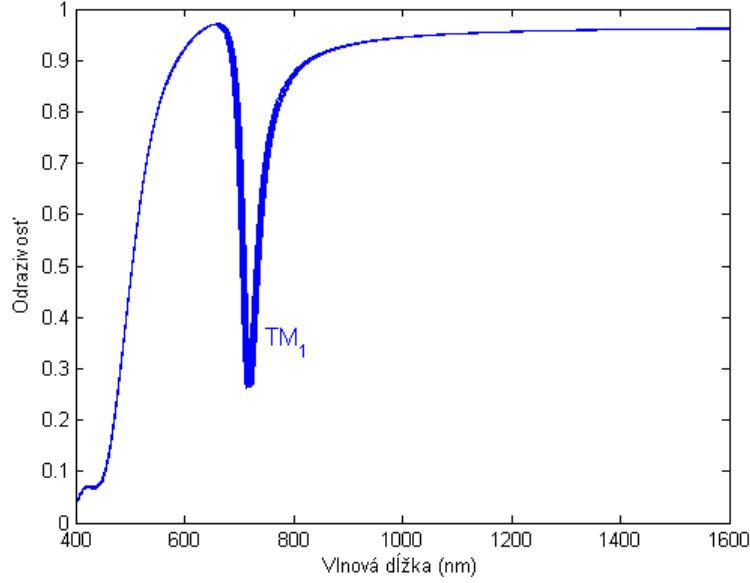


Obr. 5.1: Schéma viacvrstvého systému

V našom prípade, teda v systéme troch vrstiev (substrát/zlato/fotorezist) znázorneného na obrázku 5.1, má rozptylová matica tvar podľa rovnice (2.68) a teoretické odrazivosti $R_s(\lambda)$ a $R_p(\lambda)$ ako funkciu vlnovej dĺžky λ pre uhol dopadu $\theta = 42,2^\circ$ s parametrami $t_{Au} = 30$ nm $t_p = 200$ nm zobrazujú obrázky 5.2 a 5.3.



Obr. 5.2: Teoretická odrazivosť $R_s(\lambda)$ pri zmene indexu lomu analytu



Obr. 5.3: Teoretická odrazivosť $R_p(\lambda)$ pri zmene indexu lomu analytu

Pri vyhodnocovaní odrazivosti sme menili hodnoty indexu lomu vonkajšieho prostredia (analyt - plyn) v rozmedzí 1–1,005 s inkrementom 0,001. Ako môžeme vidieť na obrázku 5.3, pre odrazivosť p -polarizovanej vlny sa dosiahol široký dip, spojený s excitáciou módu danej štruktúry PWS (planar waveguide structure). Mechanizmus posunu dipu je založený na zmene indexu lomu vonkajšieho prostredia. Vypočítané spektrá odrazivosti vykazujú dobre viditeľné dipy s konštantnou šírkou, ktoré zodpovedajú módom TE_0 , TE_1 a TM_1 .

Rezonančná vlnová dĺžka dipov módom TE_1 , TE_0 a TM_1 v závislosti od indexu lomu analytu je znázornená na obrázkoch 5.4, 5.5 a 5.6. Rezonančná vlnová dĺžka sa posúva smerom k väčším vlnovým dĺžkam s rastúcimi hodnotami indexu lomu analytu. Na obrázku 5.4 vidíme, že pre mód TE_1 je lineárny a najmenší posun rezonančnej vlnovej dĺžky a naopak, na obrázku 5.5 je nelineárny a najväčší posun rezonančnej vlnovej dĺžky vzhľadom na index lomu je pre mód TE_0 . Podobne na obrázku 5.6 je nelineárny posun rezonančnej vlnovej dĺžky vzhľadom na index lomu pre mód TM_1 . Na popisovanie posuvu týchto dipov je potrebné určiť citlivosť S_n na index lomu analytu n , ktorá je definovaná ako zmena rezonančnej vlnovej dĺžky $\delta\lambda_r$ vzhľadom na zmenu indexu lomu δn :

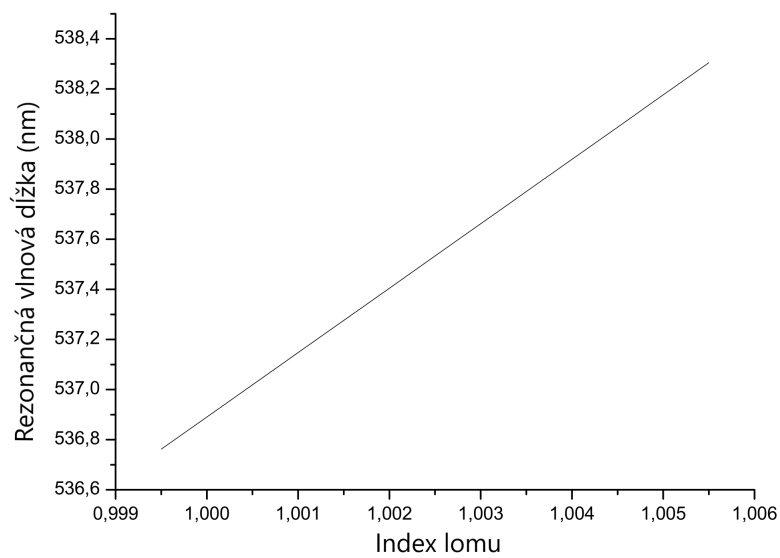
$$S_n = \frac{\delta\lambda_r}{\delta n}. \quad (5.1)$$

Táto citlivosť S_n znázornená na obrázkoch 5.7 a 5.8 je lineárne závislá a mení sa približne v rozsahu 3800 - 6700 nm/index lomu pre dip TE_0 a 2300 - 3000 nm/index lomu pre dip TM_1 .

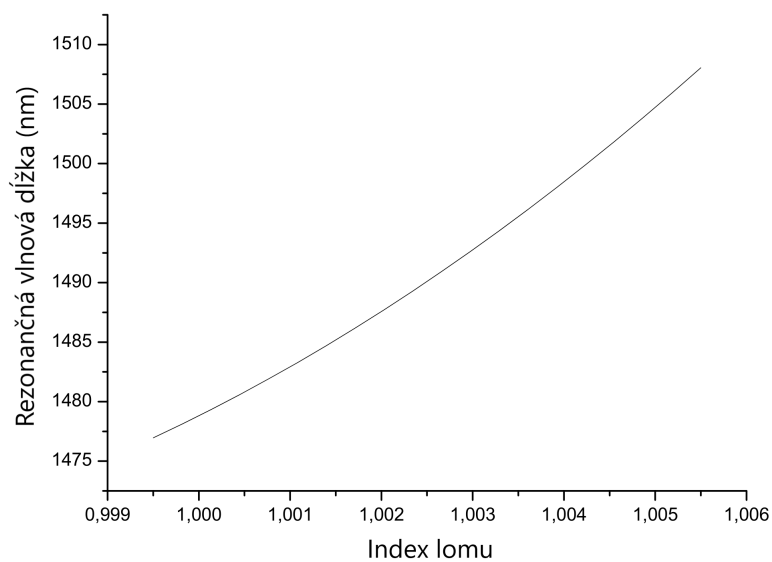
V niektorých prípadoch je výhodné zohľadniť interferenciu medzi jednotlivými módmami, čo je dosiahnuté, keď sú polarizátor aj analyzátor orientované pod uhlom 45° vzhľadom na rovinu dopadu, a zodpovedajúca odrazivosť $R_{45}(\lambda)$ je vyjadrená ako:

$$R_{45}(\lambda) = \frac{1}{4} \left\{ R_s(\lambda) + R_p(\lambda) + 2\sqrt{R_s(\lambda)R_p(\lambda)} \cos[\delta_{sp}(\lambda)] \right\}, \quad (5.2)$$

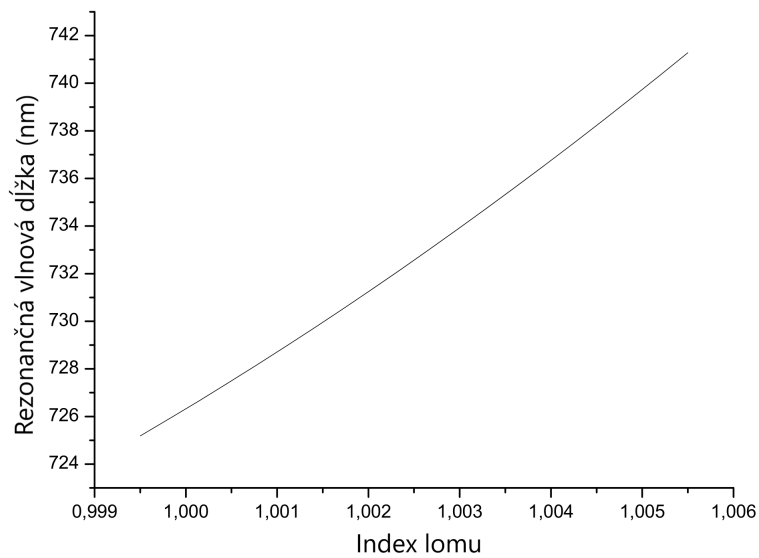
kde $\delta_{sp}(\lambda)$ je fázový rozdiel medzi s a p -polarizovanou vlnou.



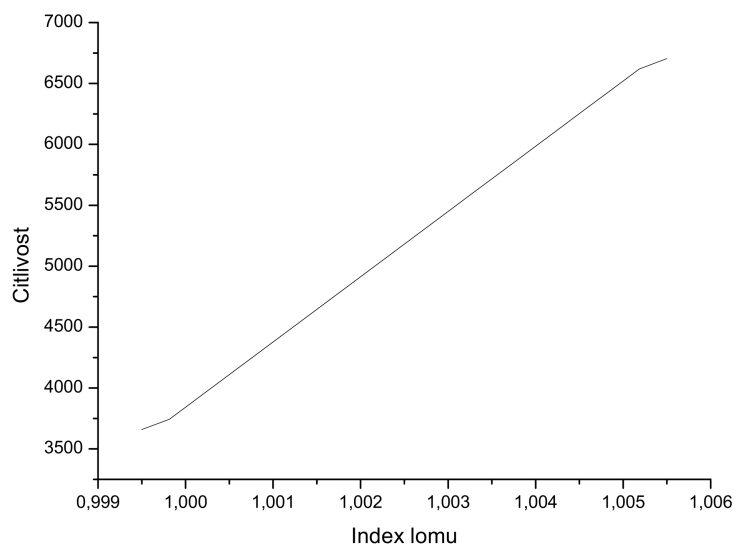
Obr. 5.4: Resonančná vlnová dĺžka módu TE₁ vzhľadom na index lomu analytu



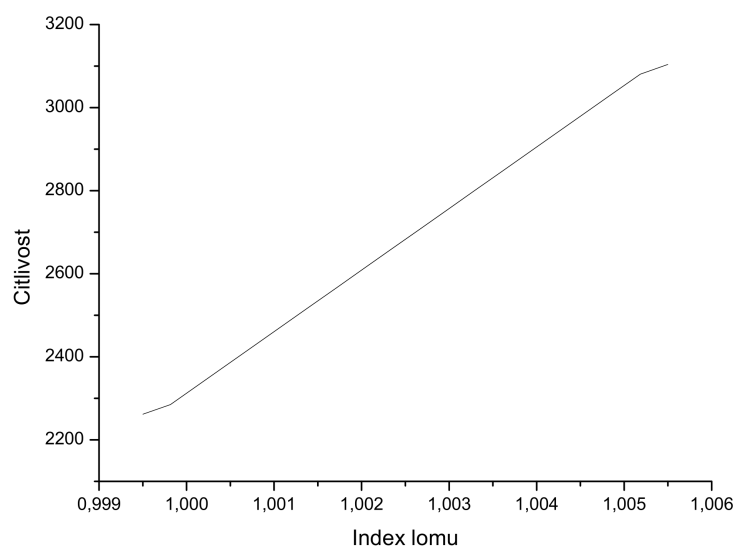
Obr. 5.5: Resonančná vlnová dĺžka módu TE₀ vzhľadom na index lomu analytu



Obr. 5.6: Resonančná vlnová dĺžka módu TM_1 vzhľadom na index lomu analytu



Obr. 5.7: Citlivosť módu TE_0 vzhľadom na index lomu analytu



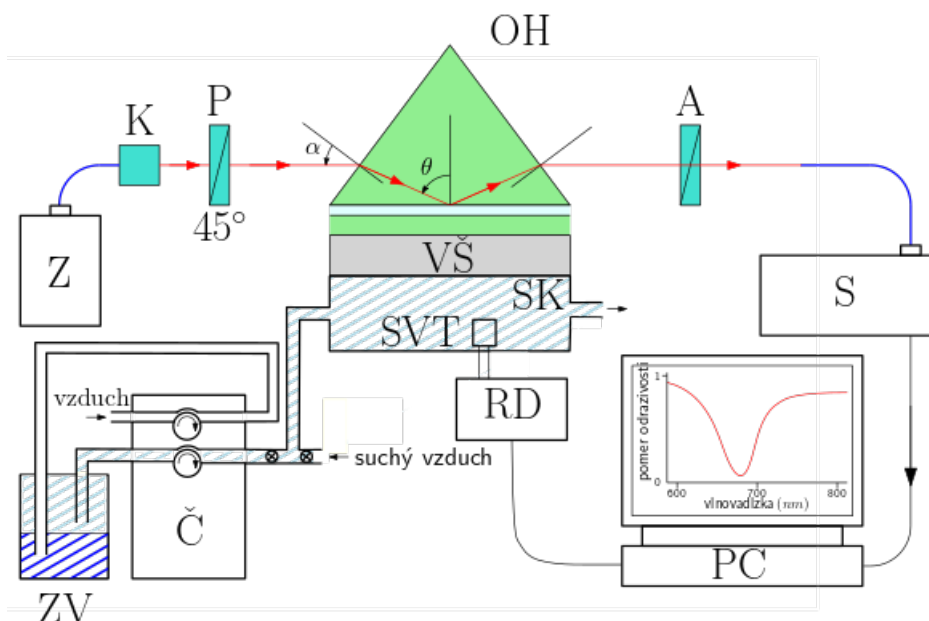
Obr. 5.8: Citlivosť módu TM_1 vzhľadom na index lomu analytu

6 Experimentálne výsledky modelu

Táto časť popisuje samotnú zostavu použitú pri experimentálnej časti bakalárskej práce. Ďalej v nej prezentujeme náš experiment, ktorého cieľom bolo dosiahnuť vysoko citlivé meranie relatívnej vlhkosti vzduchu bez hysterézie, ktoré je založené na metóde GMR pre s a p polarizované vlny, ktoré sú odrazené od viacvrstvového systému substrát-zlato-fotorezist [16].

6.1 Experimentálna zostava

Experimentálna zostava je zložená z viacerých častí, z ktorých najdôležitejšie sú polarizátor, analyzátor a samotná viacvrstvová štruktúra založená na Kretschmannovom usporiadaní, vid' obrázok 6.1:



Obr. 6.1: Model experimentálnej zostavy: zdroj (Z), kolimátor (K), polarizátor (P), viacvrstvová štruktúra (VŠ), analyzátor (A), snímacia komora (SK), optický hranol (OH), mikroskopový objektív (MO), spektrometer (S), snímač vlhkosti a teploty (SVT), čerpadlo (Č), zvlhčovač vzduchu (ZV), riadiaca doska (RD)

Zloženie experimentálnej zostavy Skúmaná viacvrstvová štruktúra pozostáva z vrstiev substrát-zlato-fotorezist. Ako substrát slúži tavené kremičité sklo. Zlatý film bol nanosený na chemicky vyčistený substrát, pomocou tepelného odparovania pomocou vákuovej odparky (K975X, Quorum Technologies Ltd., Laughton, East Sussex, Spojené kráľovstvo). Hrúbka Au vrstvy sa merala pomocou monitora hrúbky vrstvy (10983, Quorum Technologies Ltd.) integrovaného do odparky počas procesu odparovania s výsledkom o hrúbke 0,1 nm. Tenká vrstva fotorezistu bola nanosená pomocou neaditovaného pozitívneho fotorezistu AZ1505 procesom "spin-coating" (SPIN150, Semiconductor Production Systems Ltd., Coventry, Spojené kráľovstvo). Na odstránenie rozpúšťadla z vrstvy fotorezistu sa vzorky dodatočne zapiekli pri teplote 80°C na 2 minúty. Elipsometrické merania potvrdili homogénnu vrstvu fotorezistu s hrúbkou 200 ± 10 nm na ploche 1×1 cm².

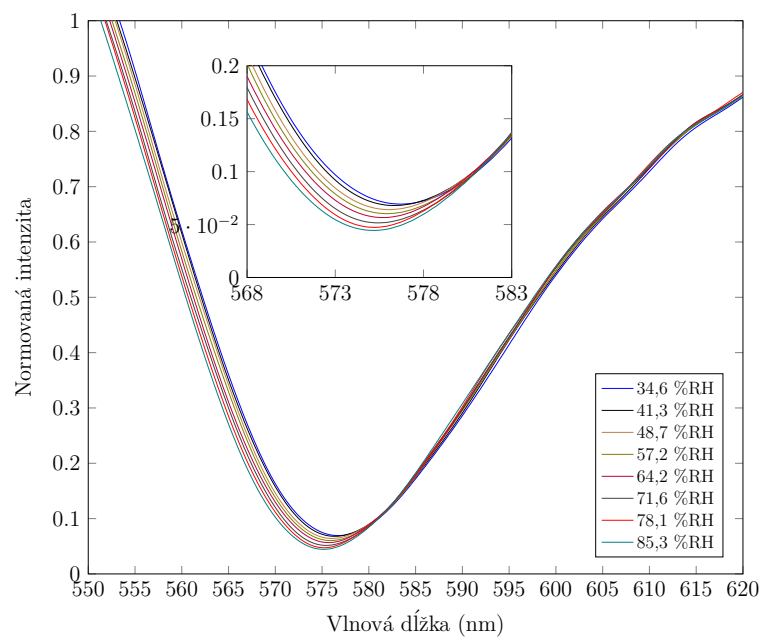
Experimentálne usporiadanie znázornené na obrázku 6.1 sa použilo na meranie odrazovej charakteristiky viacvrstvovej štruktúry a určenie citlivosti vzhľadom na zmenu

relatívnej vlhkosti vo viditeľnej (VIS) a blízkej infračervenej (NIR) spektrálnej oblasti. Použili sme halogénovú lampu (HL-2000, Ocean Optics, Dunedin, FL, USA) ako zdroj bieleho svetla so spúšťacou optikou pripojenou k optickému vláknu s kolimujúcou šošovkou. Kolimovaný svetelný lúč s priemerom 1 mm bol potom polarizovaný pomocou lineárneho polarizátora (LPVIS050, Thorlabs, Newton, MA, USA) s orientáciou 45 stupňov vzhľadom na rovinu dopadu, aby sa vytvorili p aj s -polarizované zložky. Polarizované svetlo bolo nasmerované do viacvrstvovej štruktúry pomocou rovnostranného hranola zo skla BK7 (Ealing, Inc., South Natick, MA, USA) s tekutinou so zhodným indexom lomu (Cargille, Cedar Grove, NJ, USA, $n_D = 1,516$). Odrazené svetlo z viacvrstvovej štruktúry smeruje do lineárneho analyzátoru (LPVIS050, Thorlabs) s orientáciou 0/90/45 stupňov vzhľadom na rovinu dopadu na generovanie odrazivostí $R_p(\lambda)$, $R_s(\lambda)$ a $R_{45}(\lambda)$. Pri VIS odrazené svetlo prechádza do spektrometra (USB4000, Ocean Optics) cez čítacie optické vlákno (M15L02, Thorlabs). Pri meraniach v NIR oblasti bolo odrazené svetlo naviazané do spektrometra FT-NIR (FT-NIR Rocket, ARCOptix S.A., Neuchatel, Švajčiarsko) cez mikroskopický objektív a čítacie optické vlákno (P400-2-VIS-NIR). Viacvrstvová štruktúra bola súčasťou snímacej komory s objemom približne 22 ml. Na kontrolu hodnôt relatívnej vlhkosti v snímacej komore sme použili elektrický snímač vlhkosti a teploty (HTU21D, Arduino, Ivrea, Taliansko) pripojený k riadiacej doske (Arduino UNO). Systém regulácie relatívnej vlhkosti v komore pozostáva zo zvlhčovača vzduchu a dvojriadkového peristaltického čerpadla (BT100M, Baoding Chuang Rui Precision Pump, Co., Ltd., Baoding, Čína).

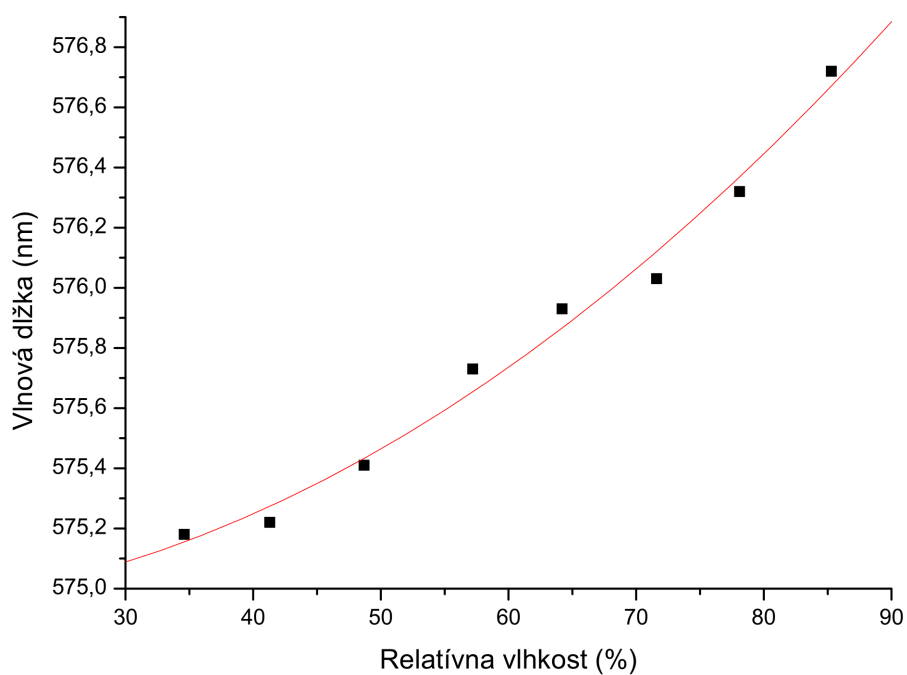
6.2 Experimentálne výsledky

Merania relatívnej vlhkosti na základe GMR sa uskutočnili pri teplote 22,8°C (ktorá sa udržiavala konštantná, aby sa zabránilo vplyvu teploty na výsledky meraní), zatiaľ čo relatívna vlhkosť v snímacej komore sa pohybovala približne v rozmedzí 30 až 85 percent. Toto bolo založené na meraní spektrálnej odrazivosti s a p -polarizovaných vln odrazených od viacvrstvovej štruktúry v Kretschmannovej konfigurácii. Pomery odrazivostí, ktoré vyvolávajú GMR efekt ako funkciu vlnovej dĺžky λ , sa merali pre vonkajšie uhly dopadu α , a to -8,9° a -13,9°. Výsledné spektrá odrazivosti sú uvedené nižšie a ukazujú excitáciu usmernených módov sprevádzanú dobre viditeľnými rezonančnými dipmi v spektre. Keď zvyšujeme relatívnu vlhkosť vzduchu, pozícia módov, ktorá určuje rezonančnú vlnovú dĺžku, je posunutá smerom k infračervenej časti spektra.

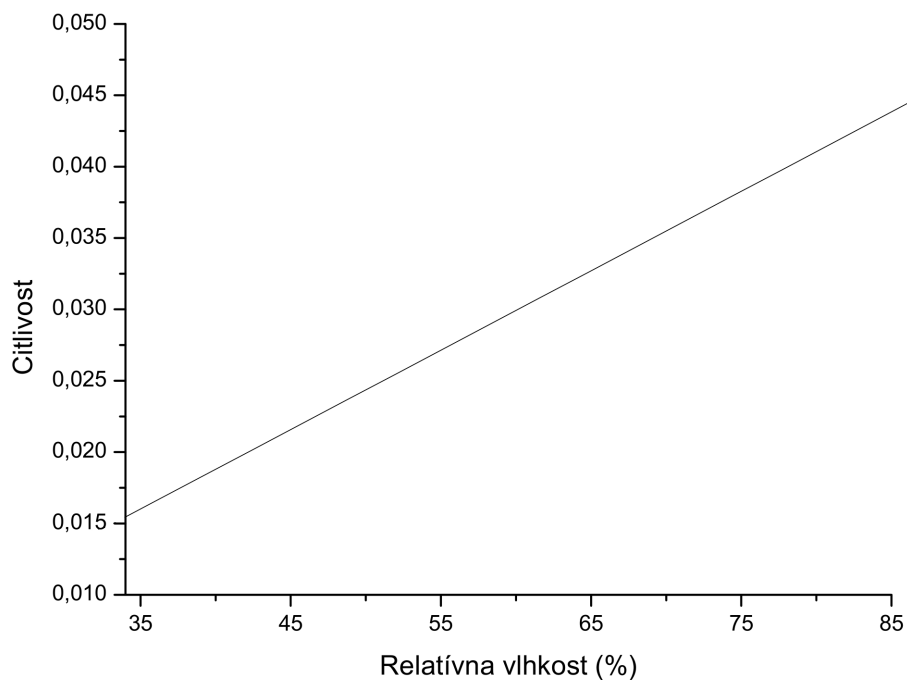
Na obrázku 6.2 je znázornená normovaná intenzita, čo je pomer odrazivostí $R_s(\lambda)/R_p(\lambda)$, ako funkcia vlnovej dĺžky pre vonkajší uhol dopadu $\alpha = -13,9^\circ$ a relatívnu vlhkosť vzduchu v rozsahu od 34,6% do 85,3% pre VIS. To predstavuje GMR pre mód TE_1 sprevádzaný s dobre viditeľným dipom. Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti vzduchu je znázornený na obrázku 6.3 polynómom druhého rádu. Na obrázku 6.4 je znázornená citlivosť vzhľadom na relatívnu vlhkosť, ktorá sa mení v rozsahu 0,015-0,045 nm/% RH.



Obr. 6.2: Normovaná intenzita ako funkcia vlnovej dĺžky pre rôzne relatívne vlhkosti vzduchu pre VIS

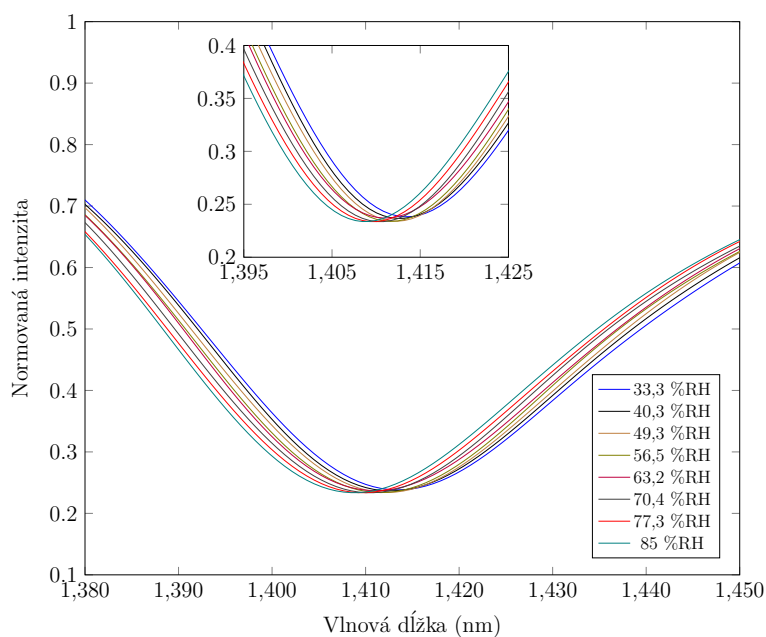


Obr. 6.3: Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti pre VIS

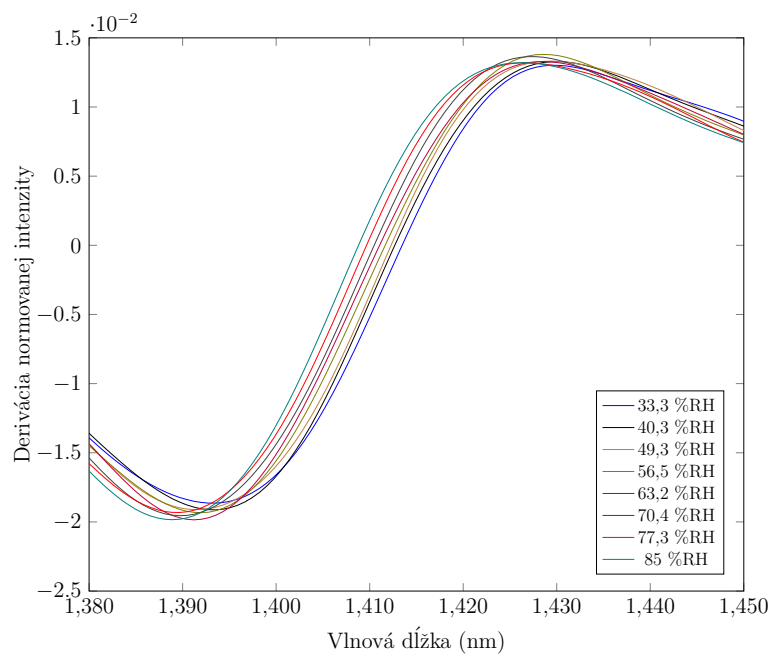


Obr. 6.4: Citlivosť vzhľadom na relatívnu vlhkosť pre VIS

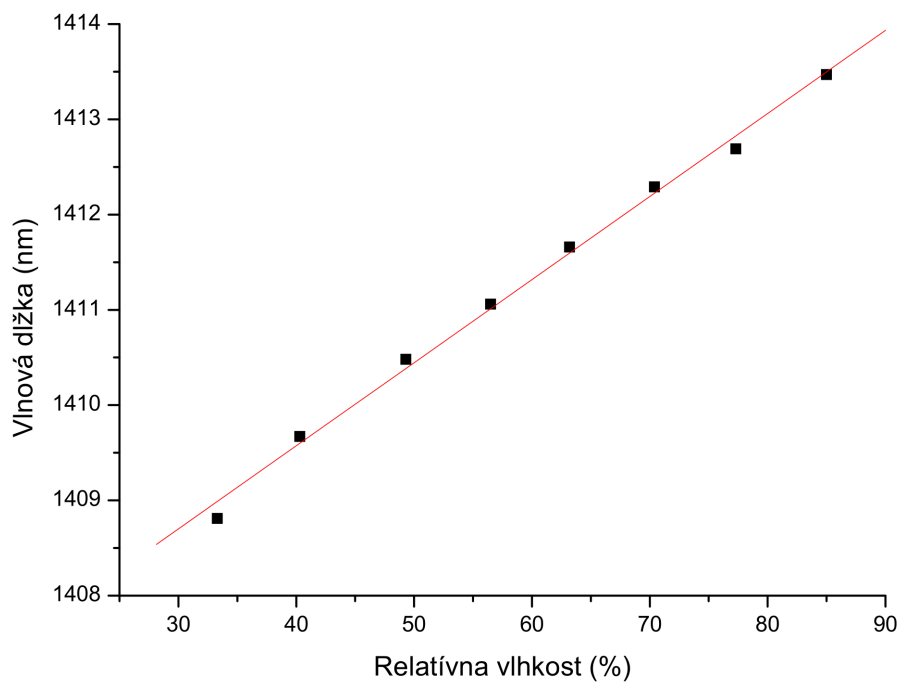
Analogicky, na obrázku 6.5 je znázornený pomer odrazivosti $R_s(\lambda)/R_p(\lambda)$ ako funkcia vlnovej dĺžky pre vonkajší uhol dopadu $\alpha = -13,9^\circ$ pre NIR, pričom relatívna vlhkosť vzduchu dosahovala hodnôt od 33,3% do 85%. Vidíme teda GMR pre mód TE_1 sprevádzaný s dobre viditeľným dipom. Derivácia je znázornená na obrázku 6.6, a umožňuje presné určenie rezonančnej vlnovej dĺžky. Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti vzduchu je na obrázku 6.7 preložený lineárnou funkciou. Tej odpovedá citlivosť 0,087 nm/% RH.



Obr. 6.5: Normovaná intenzita ako funkcia vlnovej dĺžky pre rôzne relatívne vlhkosti vzduchu pre NIR

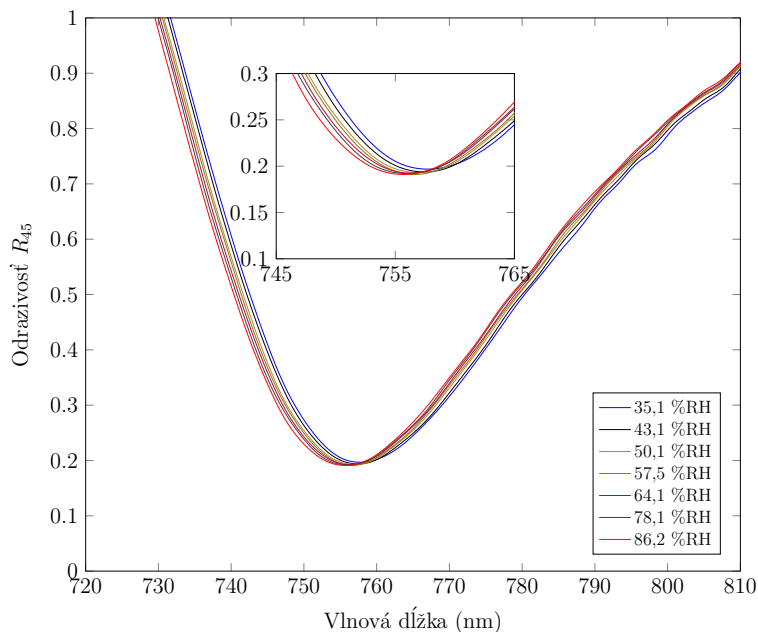


Obr. 6.6: Derivácia normovanej intenzity ako funkcia vlnovej dĺžky pre rôzne relatívne vlhkosti vzduchu pre NIR

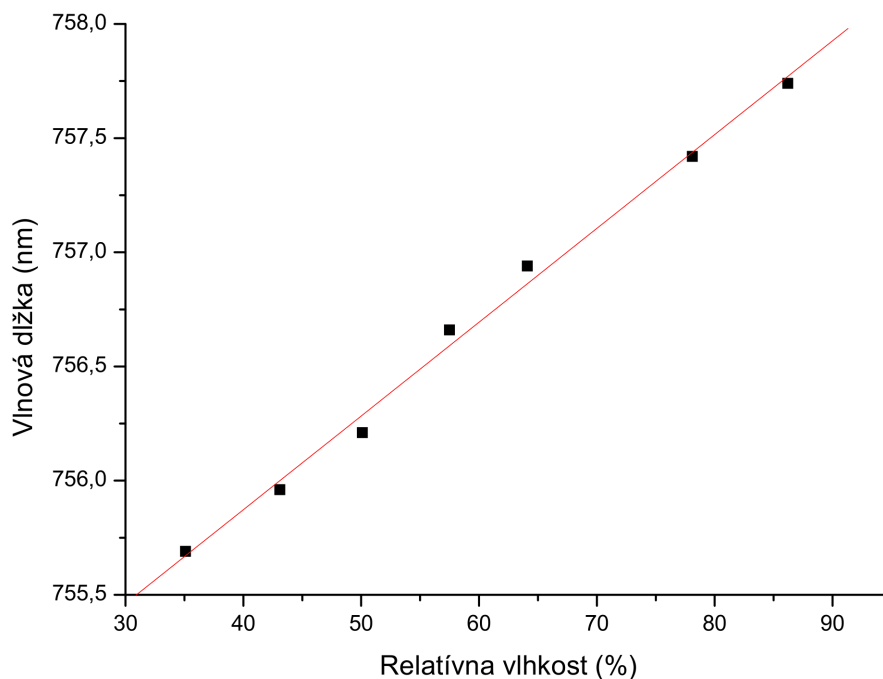


Obr. 6.7: Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti

Na obrázku 6.8 je znázornená odrazivosť $R_{45}(\lambda)$ ako funkcia vlnovej dĺžky pre vonkajší uhol dopadu $\alpha = -8,9^\circ$ pre VIS. Pre tento prípad sa relatívna vlhkosť vzduchu menila v rozsahu od 35,1% do 86,2%. Vidíme teda GMR pre mód TM_1 sprevádzaný s dobre viditeľným dipom. Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti vlhkého vzduchu je na obrázku 6.9 preložený lineárnou funkciou. Tej odpovedá citlivosť 0,041 nm/% RH.

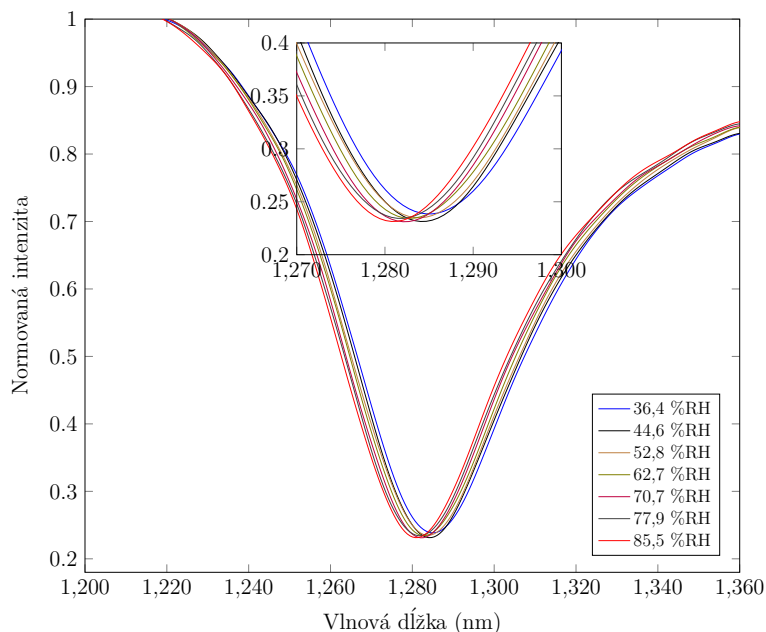


Obr. 6.8: Odrazivosť R_{45} ako funkcia vlnovej dĺžky pre rôzne relatívne vlhkosti vzduchu pre VIS

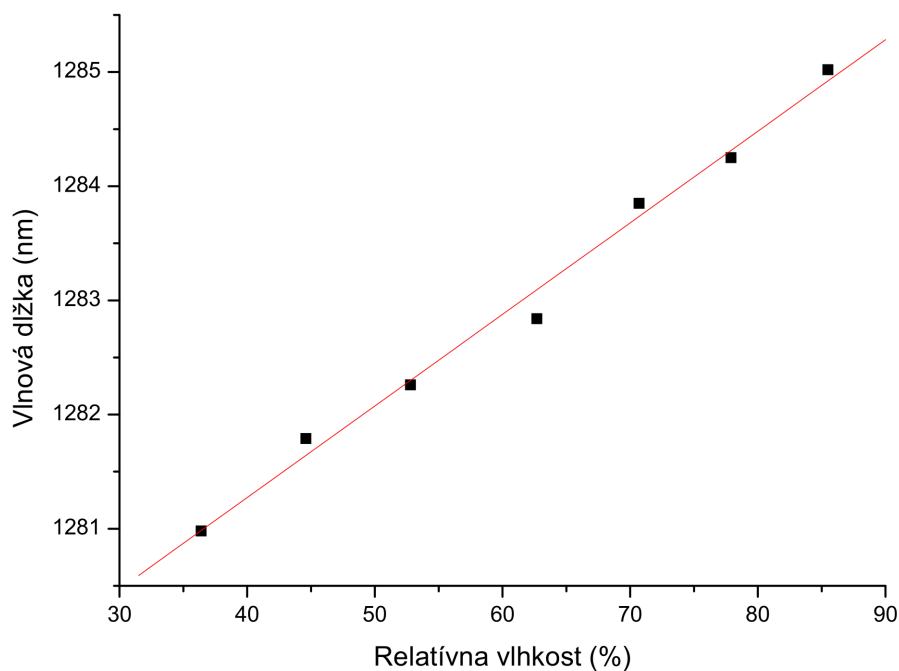


Obr. 6.9: Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti pre VIS

Podobne, na obrázku 6.10 je znázornený pomer odrazivosti $R_s(\lambda)/R_p(\lambda)$ ako funkcia vlnovej dĺžky pre vonkajší uhol dopadu $\alpha = -8,9^\circ$ pre NIR. Pre tento prípad sa relatívna vlhkosť vzduchu menila v rozsahu od 36,4% do 85,5%. Vidíme teda GMR pre mód TE_1 sprevádzaný s dobre viditeľným dipom. Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti vlhkého vzduchu je na obrázku 6.11 preložený lineárnou funkciou. Tej odpovedá citlivosť 0,080 nm/% RH.



Obr. 6.10: Normovaná intenzita ako funkcia vlnovej dĺžky pre rôzne relatívne vlhkosti vzduchu pre NIR



Obr. 6.11: Posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti pre NIR

7 Záver

Táto bakalárska práca sa zaoberá javom povrchovej plazmónovej rezonancie a metódou rezonancie vedených módov (GMR), na ktorej stojí vysoko citlivý senzor relatívnej vlhkosti vzduchu. Prvá kapitola slúži ako rýchle zoznámenie sa s predmetom bakalárskej práce. V druhej kapitole sme rozobrali vlastnosti a pre prácu podstatné koncepty elektromagnetickej vlny, a to podmienky na rozhraní, rôzne typy polarizácie a optické javy na rozhraní. Ďalej popisujeme odrazivosť a priepustnosť, kde na vyjadrenie koeficientu odrazivosti využívame prenosovú maticu pre daný viacvrstvový systém. Tretia kapitola popisuje samotnú povrchovú plazmónovú rezonanciu, pričom v našom prípade sme pre budenie povrchových plazmónov využívali metódu zoslabeného odrazu (ATR), pri ktorej na rozhraní vzniká evanescentná vlna. Vo štvrtjej kapitole sa sústreďíme na optické vlastnosti jednotlivých prostredí, ktorými sa šíri elektromagnetická vlna, konkrétne disperzie daných prostredí. Piata kapitola popisuje samotnú GMR metódu použitú pri experimente, kde rozoberáme teoretickú spektrálnu odrazivosť s a p polarizovaného svetla, $R_s(\lambda)$ a $R_p(\lambda)$, ako funkciu vlnovej dĺžky λ pre uhol dopadu $\theta = 42,2$ pri zmene indexu lomu vonkajšieho prostredia (analyt - plyn) v rozmedzí 1-1,005 s inkrementom 0,001, kde sme pozorovali dobre viditeľné minimá (dipy), ktoré zodpovedali módom TE_1 , TE_0 a TM_1 . Pre dané módy sme vyjadrili rezonančnú vlnovú dĺžku, ktorá sa posúva smerom k väčším vlnovým dĺžkam s rastúcimi hodnotami indexu lomu analytu. Pre každý mód sme vyjadrili citlivosť vzhľadom na index lomu analytu. V poslednej, šiestej kapitole popisujeme samotnú zostavu, ktorú sme použili pri experimentálnej časti na meranie odrazovej charakteristiky viacvrstvovej štruktúry substrát-zlato-fotorezist v Kretschmannovom usporiadaní a určenie citlivosti vzhľadom na zmenu relatívnej vlhkosti vo VIS a NIR spektrálnej oblasti. Výsledky merania zahrňujú pomery odrazivosti, ktoré sú vyvolané GMR efektom ako funkcie vlnovej dĺžky λ pre 2 rozdielne vonkajšie uhly dopadu a pri rôznych hodnotách relatívnej vlhkosti (približne v rozpätí 30 až 85%), kde spektrá odrazivosti ukazujú excitáciu vedených módov spolu s rezonančnými dipmi v spektre. Ďalej sme namerali posun rezonančnej vlnovej dĺžky v závislosti od zmeny relatívnej vlhkosti vzduchu a určili citlivosť vzhľadom na relatívnu vlhkosť.

Literatúra

- [1] KOOYMAN, R., *Physics of Surface Plasmon Resonance*. The Royal Society of Chemistry, Cambridge, 2008.
- [2] BORN, M., WOLF, E., *Principles of Optics*. Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
- [3] SERBANESCU, R., *Polarization of light*. University of Toronto, 2009.
- [4] COOK A., PAPPAFOTIS R., *The Laws of Reflection and Refraction*. Department of Physics and Astronomy, University of Georgia, 2015.
- [5] GARRETT S. L., *Reflection, Transmission, and Refraction*. Understanding Acoustics. Graduate Texts in Physics. Springer, Cham, 2020. ISBN 978-3-030-44786-1.
- [6] DULIAKOVÁ, M., *Senzorika kapalných analytů s využitím jevu povrchové plazmonové rezonance*. Ostrava, 2015. Diplomová práce na Hornicko-geologické fakultě Vysoké školy báňské – Technické univerzity Ostrava. Vedúci práce prof. RNDr. Petr Hlubina, CSc.
- [7] KOOYMAN R., KOLKMAN H., VAN GENT J., GREVE J., *Surface plasmon resonance immunosensors: sensitivity considerations*. Analytica Chimica Acta, 213 35-45, 1988.
- [8] BLUM M., JOHN A., *Historical perspective and modern applications of Attenuated Total Reflectance – Fourier Transform Infrared Spectroscopy (ATR-FTIR)*. Drug Testing and Analysis Volume 4, Issue 3-4, 2011.
- [9] MILOSEVIC M., *On the Nature of the Evanescent Wave*. MeV Technologies, Westport, CT 06880 USA, Volume 67, Number 2, 2013.
- [10] OHEIM M., SALMON A., WEISSMAN A., BRUNSTEIN M., BECHERER U., *Calibrating Evanescent-Wave Penetration Depths for Biological TIRF Microscopy*. Biophysical Journal 117, 795–809, September 3, 2019.
- [11] WANG, W., ROOD, M. J., *Real refractive index: Dependence on relative humidity and solute composition with relevancy to atmospheric aerosol particles*. J. Geophys. Res., 113, D23305, doi:10.1029/2008JD010165, 2008.
- [12] COTTERELL M., WILLOUGHBY R., BZDEK B., ORR-ERWING A., REID J., *A complete parameterisation of the relative humidity and wavelength dependence of the refractive index of hygroscopic inorganic aerosol particles*. Atmos. Chem. Phys., 17, 9837–9851, 2017.
- [13] CHLEBUS R., CHYLEK J., CIPRIAN D., HLUBINA P., *Surface Plasmon Resonance Based Measurement of the Dielectric Function of a Thin Metal Film*. Sensors 18, 3693, doi:10.3390/s18113693, 2018.
- [14] KOLPAKOV, S. A., GORDON, N. T., MOU, C., ZHOU, K., *Toward a New Generation of Photonic Humidity Sensors*. Sensors, 14, 3986–4013, 2014.

- [15] WANG, X., WU, X., ZHU, J., PANG, Z., YANG, H., QI, Y., *Theoretical Investigation of a Highly Sensitive Refractive-Index Sensor Based on TM₀ Waveguide Mode Resonance Excited in an Asymmetric Metal-Cladding Dielectric Waveguide Structure*. *Sensors*, 19, 1187, 2019.
- [16] URBANCOVA P., CHYLEK J., HLUBINA P., PUDIS D., *Guided-Mode Resonance-Based Relative Humidity Sensing Employing a Planar Waveguide Structure*. *Sensors* 20, 6788; doi:10.3390/s20236788, 2020.