



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

2D DIGITÁLNÍ HOLOGRAFIE V BLÍZKÉM POLI

2D NEAR-FIELD DIGITAL HOLOGRAPHY

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Pavel Klok

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Petr Dvořák, Ph.D.

BRNO 2021

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Pavel Klok**
Studijní program: Aplikované vědy v inženýrství
Studijní obor: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Vedoucí práce: **Ing. Petr Dvořák, Ph.D.**
Akademický rok: 2020/21

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

2D digitální holografie v blízkém poli

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

2D digitální holografie v blízkém poli představuje velmi zajímavou metodu pro optickou charakterizaci nanostruktur. Tato technika, která využívá interference povrchových plazmonových polaritonů (SPP), byla vyvinuta na Ústavu fyzikálního inženýrství, a proto je vhodné zkoumat její aplikace na složitější interferenční nanostruktury.

Cíle bakalářské práce:

- 1) Provedte rešeršní studii na téma digitální holografie v nanofotonice.
- 2) Experimentálně zkoumejte rozložení fáze pro SPP interferenční nanostruktury pomocí 2D digitální holografie v blízkém poli.

Seznam doporučené literatury:

DVOŘÁK, Petr, Michal KVAPIL, Petr BOUCHAL, et al. Near-field digital holography: a tool for plasmon phase imaging. *Nanoscale*. 2018, 10(45), 21363-21368. ISSN 2040-3364. Dostupné z: doi:10.1039/C8NR07438K

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2020/21

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá experimentálním studiem rozložení fáze interferenčních struktur povrchových plazmonových polaritonů (SPP) pomocí aperturního rastrovacího mikroskopu (a-SNOM) v blízkém poli. Změřené interferenční obrazce způsobené excitací SPP vln pro různě uspořádané drážky byly úspěšně porovnány s FDTD simulacemi. Byla rovněž použita metoda 2D digitální holografie v blízkém poli s posuvem fáze (NPDH, z angl. Near-field Phase-Shifting Digital Holography), díky které bylo možné zobrazit rozložení fáze pro jednotlivé interferenční struktury, a srovnat je tak s provedenými FDTD simulacemi.

Summary

This bachelor's thesis presents an experimental study of the phase distribution of the surface plasmon polaritons (SPPs) interference by using an aperture-type Scanning Near-field Optical Microscope (a-SNOM). Interference patterns caused by the excitation of SPPs waves on variously arranged grooves were detected and compared with FDTD simulations. Using the 2D Near-field Phase-Shifting Digital Holography (NPDH) method, phase distribution in individual interference nanostructures was imaged and later compared to the results obtained from FDTD simulations.

Klíčová slova

SPP, 2D digitální holografie v blízkém poli s posuvem fáze, interference SPP, a-SNOM

Keywords

SPP, 2D Near-field Phase-Shifting Digital Holography, SPP interference, a-SNOM

KLOK, P. *2D digitální holografie v blízkém poli*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2021. 43 s. Vedoucí Ing. Petr Dvořák, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci na téma „2D digitální holografie v blízkém poli“ vypracoval samostatně a s použitím uvedené literatury a pramenů.

Pavel Klok

Děkuji Ing. Petru Dvořákovi, Ph.D., za trpělivé vedení bakalářské práce, cenné rady a diskuse týkající se práce. Zároveň mu děkuji za možnost pracovat pod jeho vedením a za neustále pozitivní náladu. Děkuji rovněž Ing. Kataríně Rovenské a prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., za provedenou korekturu, a zároveň jemu a celé jeho rodině za ochotu a vstřícnost při studiu. Dále děkuji Ing. Michalu Kvapilovi, Ph.D., za rychlé zaučení a pomoc při práci s programem Lumerical Solutions, Bc. Janu Krpenskému a Ing. Tomáši Šamořilovi, Ph.D., za výrobu experimentálních vzorků. V neposlední řadě děkuji mé rodině a blízkým za všechnu podporu a trpělivost v průběhu celého studia.

Pavel Klok

Obsah

Úvod	3
1 Teorie elektromagnetického pole	5
1.1 Maxwellovy rovnice v látkovém prostředí	5
1.2 Energie elektromagnetického pole	7
1.3 Polarizace elektromagnetického pole	8
2 Plazmonika	9
2.1 Povrchový plazmonový polariton (SPP)	9
2.2 Buzení a detekce SPP vln	13
2.3 Aperturní rastrovací optická mikroskopie (a-SNOM)	15
2.4 Aplikace plazmonů a SPP vln	15
2.5 Holografie	16
2.5.1 Digitální holografie s posuvem fáze (PSDH)	17
3 Experimentální část	19
FDTD simulace	19
3.1 Interference SPP vln	20
3.1.1 Vliv polarizace na interferenční obrazce	24
3.2 Popis přípravy interferenčních struktur	26
3.3 Experimentální měřicí soustava	27
3.4 Postup měření	29
3.5 2D Digitální holografie v blízkém poli s posuvem fáze (NPDH)	30
4 Závěr	37
Literatura	39

Úvod

Principem 2D digitální holografie je mikroskopické zobrazování rozložení fáze blízkého elektromagnetického pole pomocí interference objektivové a referenční SPP vlny (povrchový plazmonový polariton, z angl. *Surface Plasmon Polariton*), kdy blízké elektromagnetické pole vzniká kolektivními oscilacemi plynu volných elektronů na rozhraní dielektrika a kovu.

První zmínky o optické mikroskopii se objevují již kolem roku 1670, kdy přírodovědec a průkopník mikroskopie Antoni van Leeuwenhoek začal vyrábět mikroskopy a čočky, díky kterým dosáhl zvětšení až $275\times$ [1]. Tak začala nová vědní disciplína optické mikroskopie, která se dalších několik století vylepšovala. Vypadalo to, že tato vylepšení nebudou mít své hranice a bude možné pozorovat stále menší objekty. To se ovšem změnilo v roce 1873, kdy německý fyzik a astronom Ernst Abbe publikoval práci, ve které pojednává o maximální možné hranici pozorování, ke které se lze pomocí optických mikroskopů přiblížit – tzv. *difrakční limit* [2]. Zmíněné tvrzení říká, že maximální rozlišení pro optické zobrazování systému je rovno přibližně polovině vlnové délky použitého světla. Tento limit nebyl pro studium mikroobjektů nijak omezující, ale pro pozorování objektů o rozměrech desítek nanometrů a méně představoval složitý fyzikální a technologický problém.

Kromě difrakčního limitu v optické mikroskopii existoval i jiný problém, a tím bylo zobrazování intenzitně málo kontrastních objektů, což jsou např. buňky ve fyziologickém roztoku. Avšak ty vykazují silný fázový kontrast, a proto lze použít fázově kontrastní mikroskopie, tedy digitální holografickou mikroskopii (DHM, z angl. *Digital Holographic Microscopy*). Tato nová metoda byla objevena kolem roku 1960 s nástupem laseru, CCD kamer a rychlých výpočetních počítačů [3]. Za objev a rozvoj holografických metod byla udělena v roce 1971 Nobelova cena za fyziku Dennisu Gaborovi.

Výzvou bylo vyřešit oba problémy najednou – tedy zobrazení fáze blízkého elektromagnetického pole. Hlavním problémem bylo, že optický mikroskop operuje pouze v tzv. dalekém poli (*Far-field*) a kvůli tomu se ztrácí informace o blízkém poli (*Near-field*). Problém byl vyřešen teoreticky už v roce 1928 Edwardem Hutchinsonem Syngem [4]. Jeho představa byla taková, že pokud se těsně nad povrch zkoumaného vzorku umístí malá apertura o průměru menším než 100 nm, kterou by bylo následně rastrováno nad tímto vzorkem, bylo by rozlišení obrázku limitováno pouze velikostí apertury. Největší výzvou však bylo rastrování s aperturou v konstantní vzdálenosti od vzorku. Tento problém byl vyřešen po roce 1981, kdy byla objevena rastrovací tunelovací mikroskopie (STM, z angl. *Scanning Tunneling Microscopy*). Ta byla vyvinuta ve společnosti IBM vědci G. Binnigem a H. Rohrerem, za kterou v roce 1986 získali Nobelovu cenu

za fyziku. Rok po vyvinutí STM se výzkumná skupina G. Binniga zasloužila o rozvoj mikroskopie atomárních sil (AFM, z angl. *Atomic Force Microscopy*) [5].

Tyto metody se zasloužily o rozvoj rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli (SNOM, z angl. *Scanning Near-field Optical Microscopy*). SNOM je mikroskopická technika pro zkoumání nanostruktur překonávající hranici rozlišení vzdáleného pole. Při rastrování hrotem s malou aperturou nad vzorkem v malé vzdálenosti je optické rozlišení procházejícího nebo odraženého světla omezeno pouze průměrem apertury. Avšak zmenšením velikosti průměru apertury dojde k omezení intenzity prošlého světla, a to povede ke slabší detekci signálu zkoumaného pole [6]. Nejčastěji se jako SNOM sonda využívá optické vlákno, které je přilepeno na rezonanční ladičku. Pomocí SNOM se pak může například na rozhraní dielektrikum-kov pozorovat interference SPP vln v blízkém elektromagnetickém poli [7].

Tato bakalářská práce se v první části zabývá teoretickými základy interakce světla s hmotou popsanou pomocí Maxwellových rovnic. Dále jsou uvedeny základní modely pro popis blízkého elektromagnetického pole, které z těchto rovnic vyplývají. Poté jsou představeny základy plazmoniky, která se mimo jiné zabývá studiem kolektivních oscilací plynu volných elektronů a popisem SPP vln. Následujícími tématy jsou popis holografické mikroskopie v klasické optice a charakterizace holografických metod pro měření rozložení fáze interferujících SPP vln.

Druhá část předložené bakalářské práce se zabývá interferencí elektromagnetických vln obecně, a poté konkrétně pro SPP vlny. Představen je taktéž rastrovací optický mikroskop v blízkém poli používaný na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT v Brně (ÚFI FSI VUT v Brně), pomocí kterého byla naměřena hlavní experimentální část této práce, tedy měření rozložení 2D fáze blízkého elektromagnetického pole. Tyto výsledky jsou poté na závěr porovnány s FDTD numerickými simulacemi provedenými v programu Lumerical Solutions.

1. Teorie elektromagnetického pole

V této kapitole jsou shrnuty nejdůležitější poznatky teorie elektromagnetického pole potřebné pro teoretický základ nanofotoniky a plazmoniky, která byla zpracována s užitím literatury [8, 9, 10].

1.1 Maxwellovy rovnice v látkovém prostředí

Chování elektromagnetických vln v látce je popsáno čtyřmi diferenciálními rovnicemi, nesoucími souhrnný název Maxwellovy rovnice, které mají tvar:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_v, \quad (1.1)$$

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

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_v. \quad (1.4)$$

Vektory \vec{E} a \vec{D} jsou elektrická intenzita a elektrická indukce a vektory \vec{B} a \vec{H} jsou magnetická indukce a magnetická intenzita. Potom ρ_v je objemová hustota volného elektrického náboje a \vec{j}_v je proudová hustota volných proudů. Rovnice (1.1) a (1.2) popisují Gaussův zákon pro elektrické a magnetické pole. Rovnice (1.3) je Faradayův zákon elektromagnetické indukce, který popisuje vztah mezi elektrickou intenzitou a časově proměnnou magnetickou indukcí. Poslední rovnice (1.4) popisuje Ampérův-Maxwellův zákon, který říká, jak je magnetická intenzita propojena s proudovou hustotou volných proudů a časově proměnnou elektrickou indukcí.

Aby byly Maxwellovy rovnice kompletní v látkovém prostředí, je nutné doplnit i fenomenologické vztahy mezi \vec{E} a \vec{D} , resp. \vec{B} a \vec{H} pro izotropní a homogenní prostředí:

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \varepsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r(\omega) \vec{E}, \quad (1.5)$$

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

kde \vec{P} je vektor polarizace a \vec{M} vektor magnetizace. Veličiny ε_0 a μ_0 jsou permitivita

a permeabilita vakua, které jsou vzájemně propojeny přes rychlost světla ve vakuu $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. Ve vztazích (1.5) a (1.6) byla také zavedena elektrická a magnetická susceptibilita χ_e a χ_m , která popisuje, jak moc se materiál v elektromagnetickém poli zpolarizuje nebo zmagnetizuje. Veličina $\varepsilon_r(\omega)$ je pak relativní permitivita (dielektrická funkce) a $\mu_r(\omega)$ je relativní permeabilita prostředí, které jsou obecně závislé na úhlové frekvenci harmonicky proměnného elektromagnetického pole, a tedy i závislé na frekvenci použitého světla.

Pokud uvažujeme o dvou různých homogenních materiálech, které na sebe těsně doléhají, může nastat situace, že se na rozhraní může skokově změnit dielektrická funkce $\varepsilon_r(\omega)$ a relativní permeabilita $\mu_r(\omega)$. Tím by se skokově změnilo i dané pole v tomto bodě. Způsob propojení těchto dvou materiálů popisují tzv. *hraniční podmínky*, které se odvozují přímo z Maxwellových rovnic v integrálním tvaru [10]. Mějme tedy dvě prostředí, která si označíme 1 a 2. Následně si také označíme veličiny spojené s prvním a druhým prostředím indexy 1 a 2 (viz Obrázek 1.1). Hraniční podmínky jsou potom následující:

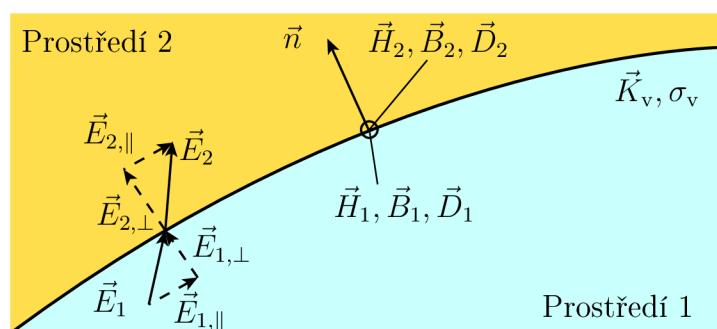
$$\vec{n} \cdot (\vec{D}_1 - \vec{D}_2) = \sigma_v, \quad (1.7)$$

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = 0, \quad (1.8)$$

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = \vec{0}, \quad (1.9)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = \vec{K}_v, \quad (1.10)$$

kde \vec{n} je normálový vektor k rozhraní, σ_v je plošná hustota volných nábojů a \vec{K}_v je plošná hustota volných proudů. Rovnice (1.8) a (1.9) říkají, že složky elektromagnetického pole se na rozhraní u normálové složky vektoru \vec{B} a tečné složky vektoru \vec{E} zachovávají. Rovnice (1.7) a (1.10) poukazují na to, že rozdíl normálových složek vektorů \vec{D} je roven plošné hustotě volných nábojů σ_v a rozdíl tečných složek vektorů \vec{H} je roven plošné hustotě volných proudů \vec{K}_v . Pokud se na rozhraní nenacházejí žádné volné náboje, potom se i normálová složka vektoru \vec{D} a tečná složka vektoru \vec{H} zachovávají.



Obrázek 1.1: Označení veličin na rozhraní. Převzato a upraveno z [11].

Pro výpočty v nadcházející kapitole bude zapotřebí zde ještě uvést vlnovou rovnici, která se získá z Maxwellových rovnic pro vakuum. Vezme-li se vztah (1.3) a na něj se uplatní operace rotace (vynásobí se zleva vektorově operátorem $\vec{\nabla}$), následnou úpravou a užitím Maxwellovy rovnice (1.2) se získá hledaná vlnová rovnice ve tvaru

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0, \quad (1.11)$$

kde $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ je rychlost světla ve vakuu. Analogicky lze z rovnic (1.4) a (1.1) odvodit vlnovou rovnici pro vektor magnetické indukce \vec{B} :

$$\nabla^2 \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (1.12)$$

Pokud se předpokládá řešení výše uvedených rovnic ve tvaru

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (1.13)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r}), \quad (1.14)$$

kde \vec{E}_0 , \vec{B}_0 jsou amplitudy vlny a \vec{k} je vlnový vektor, potom tyto vztahy splňují řešení vlnových rovnic (1.11) a (1.12), a nesou název rovinná elektromagnetická vlna.

Všimněme si, že rovinnou elektromagnetickou vlnu tvoří obě pole dohromady, viz Obrázek 1.2 a) [12]. Rovnice (1.13) popisuje elektrickou složku elektromagnetické vlny a rovnice (1.14) její magnetickou složku. Rychlost vlny c a amplitudy elektrického a magnetického pole spolu souvisí vztahem

$$\frac{E_0}{B_0} = c. \quad (1.15)$$

Vydělením rovnice (1.13) rovnicí (1.14) a následným dosazením vztahu (1.15) zjistíme, že rovněž okamžité hodnoty obou polí spolu souvisí v každém bodě vztahem

$$\frac{E}{B} = c. \quad (1.16)$$

1.2 Energie elektromagnetického pole

Při měření elektromagnetického pole dochází k detekci jeho energie, nikoli pole samotného. Rychlost přenosu energie takové vlny na jednotkovou plochu je popsána vektorem \vec{S} , jež se nazývá *Poyntingův vektor*. Ve vakuu je vektor \vec{S} definován jako

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}. \quad (1.17)$$

Jelikož většina přístrojů na měření elektromagnetického pole pracuje s elektrickou složkou vlny, bude dále zvolena pouze elektrická intenzita \vec{E} . Dosadí-li se vztah (1.16) do rovnice (1.17), získá se okamžitý tok energie (velikost Poyntingova vektoru)

$$S = \frac{1}{c\mu_0} E^2. \quad (1.18)$$

Protože jsou vektory \vec{E} a \vec{B} v elektromagnetické vlně navzájem kolmé, uvažují se pouze okamžité hodnoty elektrické intenzity a magnetického pole E a B . Pro praxi je užitečná střední hodnota přenášené energie, a proto je potřeba časové střední hodnoty veličiny S . Značí se jako $\langle S \rangle$ a nazývá se též intenzita vlny I

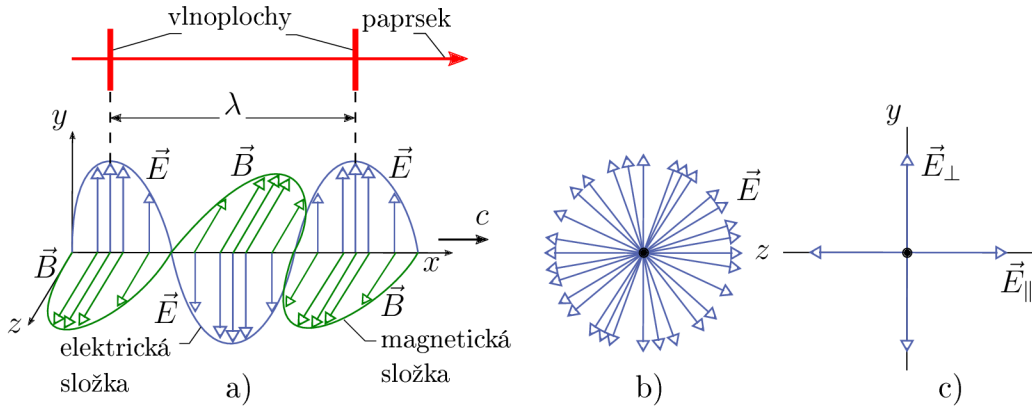
$$I \equiv \langle S \rangle = \frac{1}{2c\mu_0} E_m^2. \quad (1.19)$$

Intenzita I je úměrná kvadrátu modulu amplitudy elektrické intenzity. Tato informace je důležitá pro interpretaci měřené interference SPP vln v části 3.1.

1.3 Polarizace elektromagnetického pole

Jak uvidíme v kapitole 3, buzení SPP vln je silně závislé na polarizaci budícího osvětlení, a proto je důležité tento pojem představit. Elektromagnetické vlny vysílané běžným zdrojem světla svou polarizací náhodně a velmi rychle mění. Takové vlny se nazývají nepolarizované vlny, což znamená, že v libovolném místě elektrické pole nahodile mění svůj směr (přitom je vždy kolmé ke směru šíření vlny).

Tento problém se řeší tak, že nepolarizované světlo (vektor elektrické intenzity \vec{E} , Obrázek 1.2 b)) se rozloží na superpozici dvou polarizovaných vln (\vec{E}_\perp a \vec{E}_\parallel), viz Obrázek 1.2 c), a tak se z něj stane světlo, jehož roviny kmitů vektorů \vec{E}_\perp a \vec{E}_\parallel jsou navzájem kolmé, ale jejichž fázový posun se náhodně mění s časem [12].



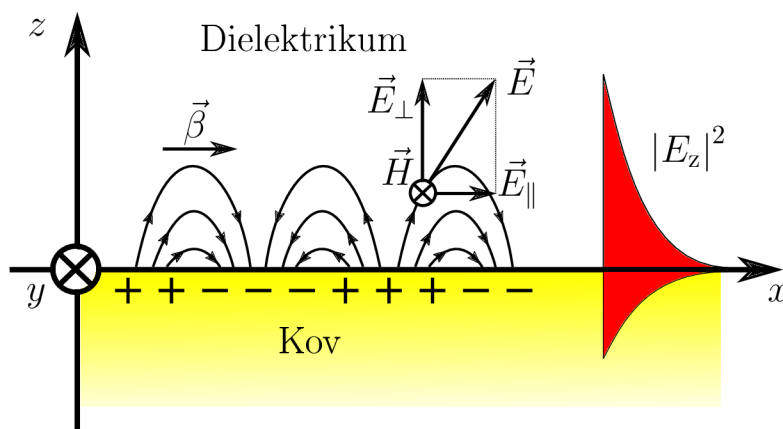
Obrázek 1.2: a) Elektromagnetická vlna reprezentovaná paprskem se dvěma čely vln vzdálenými o vlnovou délku λ . Tatáž vlna je reprezentována elektrickým polem \vec{E} a magnetickým polem \vec{B} v bodech na ose x , podél které se šíří rychlostí c . b) Nepolarizované světlo elektrické intenzity, měnící nahodile svůj směr. c) Jiný způsob reprezentace nepolarizovaného světla: světlo je superpozicí dvou polarizovaných vln, jejichž směry polarizace jsou k sobě kolmé a jejichž vzájemný fázový posun se náhodně mění s časem. Převzato z [12].

2. Plazmonika

Plazmonika je vědní obor zabývající se interakcí světla a kovu [13]. Vznikl spojením nanotechnologií, kvantové mechaniky, optiky pro sub-vlnové délky a fyziky pevných látek [14]. Plazmonika se zabývá hlavně plazmony, což jsou kvanta oscilací plazmatu v kovu (plynu volných elektronů). Ústředním pojmem plazmoniky je povrchový plazmonový polariton (SPP, z angl. *Surface Plasmon Polariton*) [7].

2.1 Povrchový plazmonový polariton (SPP)

Tato kapitola byla zpracována s užitím literatury [15, 16, 17]. Povrchový plazmonový polariton (SPP, z angl. *Surface Plasmon Polariton*) je 2D povrchová elektromagnetická vlna, šířící se podél rozhraní dielektrika a kovu. Vzniká oscilacemi plynu volných elektronů v kovu, vyvolanými dopadem elektromagnetického záření. Při šíření SPP vln na rozhraní se optické vlastnosti popisují pomocí dielektrických funkcí pro dielektrikum $\varepsilon_d(\omega)$ a kov $\varepsilon_k(\omega)$.



Obrázek 2.1: Povrchový plazmonový polariton šířící se podél rozhraní dielektrika a kovu ve směru osy x jako povrchová podélná (longitudinální) vlna kolektivních kmitů volných elektronů. Směr šíření vlny je charakterizován propagačním vektorem SPP vlny $\vec{\beta}$ (viz vztah (2.5)). Taková vlna vzniká pouze při TM polarizaci a vykazuje evanescentní útlum ve směru osy z . Blízké elektromagnetické pole generované SPP vlnou lze popsat jako superpozice složek elektrické intenzity kolmé \vec{E}_\perp a rovnoběžné s povrchem rozhraní \vec{E}_\parallel . Převzato z [18].

SPP vlny vznikají pouze při transverzální magnetické polarizaci (TM, nebo p-polarizace), kde směr magnetické intenzity \vec{H} je pouze ve směru osy y , a směr elektrické intenzity \vec{E} leží v rovině dopadu (viz Obrázek 2.1). SPP vlny generují blízké pole, kde ve směru kolmém na rozhraní exponenciálně klesá intenzita elektrického pole $|E_z|^2$. Blízké pole má v kolmém směru na rozhraní evanescentní charakter, který zabraňuje šíření energie ven do dalekého pole, tj. časově středovaná hodnota Poyntingova vektoru (viz vztah (1.19)) ve směru osy z je rovna nule. SPP vlny obsahují tyto složky vektoru \vec{E} a \vec{H} pro horní dielektrické prostředí a dolní kovové prostředí:

$$\begin{aligned} H_{y,d} &= A_1 \exp(-k_{z,d}z + i\beta x), & H_{y,k} &= A_2 \exp(-k_{y,k}z + i\beta x), \\ E_{x,d} &= \frac{ik_{z,d}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_d(\omega)} A_1 \exp(-k_{z,d}z + i\beta x), & E_{x,k} &= \frac{ik_{z,k}}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_k(\omega)} A_2 \exp(-k_{z,k}z + i\beta x), \\ E_{z,d} &= -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_d(\omega)} A_1 \exp(-k_{z,d}z + i\beta x), & E_{z,k} &= -\frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_k(\omega)} A_2 \exp(-k_{z,k}z + i\beta x), \end{aligned}$$

kde β je propagační vektor, který vyjadřuje vlnový vektor SPP ve směru jeho šíření, A_1 a A_2 jsou obecně komplexní amplitudy, $k_{z,d}$ a $k_{z,k}$ jsou vlnové vektory v ose z , a $\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ F/m je permitivita vakua.

Konstanty $k_{z,d}$ a $k_{z,k}$ jsou svázány s propagačním vektorem β a dielektrickou funkcí pomocí vztahů

$$\begin{aligned} k_{z,d}^2 &= \beta^2 - k_0^2\varepsilon_d(\omega), \\ k_{z,k}^2 &= \beta^2 - k_0^2\varepsilon_k(\omega). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Aplikací hraničních podmínek, konkrétně spojitosti tečné složky vektoru magnetické intenzity (1.10) a spojitosti tečné složky vektoru elektrické intenzity (1.9), získáme podmínku pro existenci SPP vlny

$$\frac{k_{z,d}}{k_{z,k}} = -\frac{\varepsilon_d(\omega)}{\varepsilon_k(\omega)}. \quad (2.2)$$

Jelikož $k_{z,d}$, $k_{z,k}$ a $\varepsilon_d(\omega)$ jsou kladná a reálná, je jediná možnost pro existenci SPP vln v TM polarizaci taková, že reálná část dielektrické funkce v kovu $\text{Re}\{\varepsilon_k(\omega)\} < 0$. Pro kovy se dielektrická funkce určí podle Drudeho modelu [19] jako

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon'_r - \frac{\omega_P^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega}, \quad (2.3)$$

kde Γ je konstanta tlumení a ε'_r vyjadřuje polarizaci iontových zbytků v kovovém prostředí. Skalární veličina

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.4)$$

je tzv. plazmová frekvence charakteristická pro daný kov, kde n_e je koncentrace volných nosičů náboje, $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C je elementární náboj a $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg je

hmotnost elektronu.

Dosazením vztahů (2.1) do podmínky (2.2) se získá propagační vektor SPP vlny ve tvaru

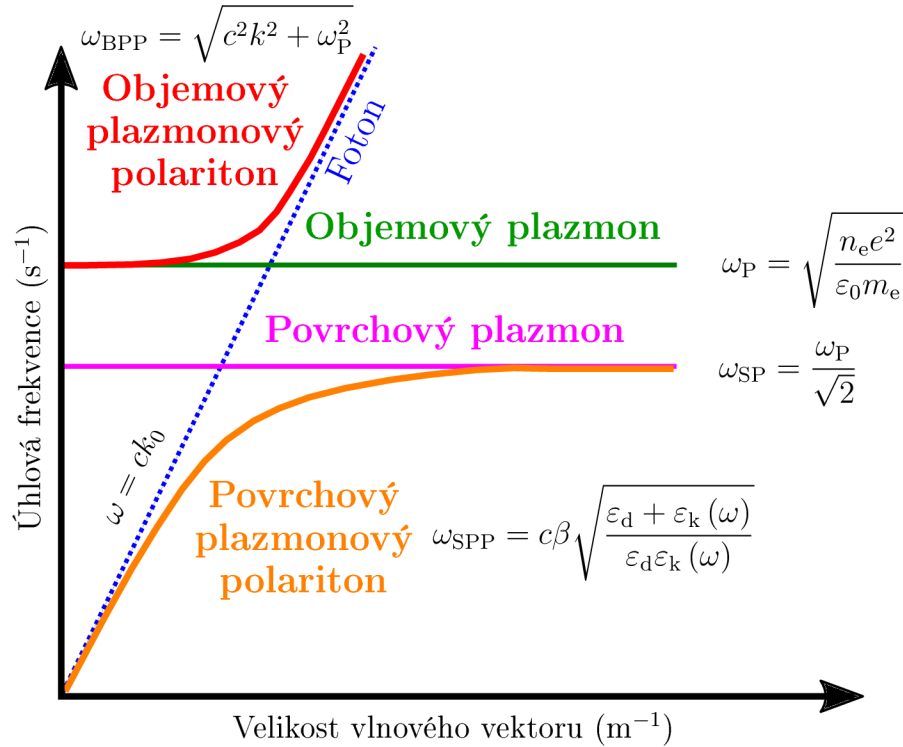
$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_k(\omega)}{\varepsilon_d + \varepsilon_k(\omega)}} = k_0 N_{\text{ef}}(\omega), \quad (2.5)$$

kde λ_0 je vlnové délka použitého záření a k_0 je velikost vlnového vektoru tohoto záření, $N_{\text{ef}}(\omega)$ je efektivní index lomu pro rozhraní materiálů s relativními permitivitami ε_d a $\varepsilon_k(\omega)$ (přestože je ε_d závislá na frekvenci, permitivita dielektrika se často pro rozsah frekvencí v optice předpokládá za konstantní, tzn. dielektrikum je nedisperzní [20]).

Ze vztahu (2.5) se může vyjádřit disperzní relace povrchového plazmonového polaritonu

$$\omega_{\text{SPP}} = c\beta \sqrt{\frac{\varepsilon_d + \varepsilon_k(\omega)}{\varepsilon_d \varepsilon_k(\omega)}}. \quad (2.6)$$

Předtím, než se zavedou další disperzní relace, budou pro lepší přehlednost v Obrázku 2.2 uvedeny všechny zmíněné vztahy.



Obrázek 2.2: Disperzní závislost plazmonových polaritonů. Pro větev objemového polaritonu je na vodorovné ose k , v případě povrchového polaritonu je na vodorovné ose průmět vlnového vektoru do roviny povrchu kovu k_{\parallel} . Funkce $\varepsilon_k(\omega)$ je disperzní funkce kovu získaná ze vztahu (2.3) (po zanedbání konstanty tlumení) a ε_d je relativní permitivita prostředí nad kovem. Hodnota ε_d je stanovena na 1. Převzato a upraveno z [18].

Na obrázku 2.2 vystupuje disperzní relace objemových plazmonových polaritonů (BPP, z angl. *Bulk Plasmon Polariton*), která se získá následovně. Do vlnové rovnice (1.11) se dosadí vztah (1.13) a následnou úpravou dostaneme

$$\mu(\omega)\varepsilon(\omega) = \frac{c^2k^2}{\omega^2}, \quad (2.7)$$

kde $\mu(\omega) = 1$, protože se zabýváme nemagnetickými látkami. Tento vztah označuje disperzní relaci objemových plazmonů. Dosadí-li se za $\varepsilon(\omega)$ ve vztahu (2.3) relace (2.7) a zanedbá-li se konstanta tlumení Γ (to se může udělat, protože se jedná o běžný kov v optických frekvencích), získá se *disperzní relace objemových plazmonových polaritonů* (objemových, protože se vlna šíří v neohrazeném prostředí). Disperzní relace pro objemový plazmonový polariton vypadá pak následovně:

$$\omega_{\text{BPP}}(k) = \sqrt{c^2k^2 + \omega_{\text{P}}^2}, \quad (2.8)$$

kde c je rychlost světla, k je velikost vlnového vektoru objemového plazmonu a ω_{P}^2 je plazmová frekvence pro látkové prostředí.

Na Obrázku 2.2 lze ještě pozorovat, že pro $k \rightarrow 0$ se disperzní závislost objemového plazmonového polaritonu blíží k plazmové frekvenci ($\omega = \omega_{\text{P}}$), a pro rostoucí k se vztah (2.6) asymptoticky blíží k disperzní relaci fotonů ve vakuu ($\omega = ck_0$). Je zde také vykreslena disperzní relace povrchového plazmonového polaritonu (2.6), která říká, že pro malé k_{\parallel} (což je průmět vlnového vektoru k do roviny povrchu kovu) se SPP chová jako foton ($\omega = \omega_{\text{SPP}}$), ale pro $k_{\parallel} \rightarrow \infty$ se disperzní relace asymptoticky blíží k frekvenci povrchového plazmonu ω_{SP} . Povrchový plazmon ω_{SP} se získá použitím Drudeho modelu (2.3), kde se konstanta tlumení Γ opět zanedbá, a následným porovnáním elektrických indukcí na rozhraní se zjistí, že hodnota dielektrické funkce $\varepsilon(\omega) = 1$. Výsledný vztah pro frekvenci povrchového plazmonu bude tedy

$$\omega_{\text{SP}} = \frac{\omega_{\text{P}}}{\sqrt{1 + \varepsilon_{\text{d}}}}. \quad (2.9)$$

Pokud se ve vztahu (2.9) zvolí hodnota pro vakuum nebo vzduch $\varepsilon_{\text{d}} = 1$, bude tato rovnice ve tvaru

$$\omega_{\text{SP}} = \frac{\omega_{\text{P}}}{\sqrt{2}}, \quad (2.10)$$

což už odpovídá Obrázku 2.2. Vztah (2.10) se nazývá *Sternův-Ferrellův vztah* [21].

Vraťme se ke vztahu (2.5), kde vystupuje dielektrická funkce kovu $\varepsilon_{\text{k}}(\omega)$. Pro SPP vlny je tato funkce záporná a jelikož se tento výraz nachází pod odmocninou, bude mít propagační vektor β reálnou i imaginární část. Pokud chceme určit vlnovou délku SPP vlny (což v experimentální části kvůli interpretaci interferenčních obrazců bude potřeba), stačí pouze vyseparovat reálnou složku tohoto propagačního vektoru a vlnová délka tedy bude

$$\lambda_{\text{SPP}} = \frac{2\pi}{\text{Re}\{\beta\}}. \quad (2.11)$$

Imaginární část propagačního vektoru slouží k výpočtu tzv. *propagační délky* L_{SPP} , která je definována jako vzdálenost, za kterou energie SPP vlny klesne na $1/e$ násobek své původní hodnoty

$$L_{\text{SPP}} = \frac{1}{2\text{Im}\{\beta\}}. \quad (2.12)$$

Právě díky tomu je možné určit propagační délku pro různé materiály, se kterými se v plazmonice pracuje (hlavně Au, Ag, Al). Pro většinu těchto materiálů se hodnota propagační délky pohybuje mezi $10\ \mu\text{m}$ až $20\ \mu\text{m}$ [22, 23].

Doposud byly zmíněny pouze SPP vlny, které se šíří podél rozhraní (osy x a y) dielektrikum-kov a nejsou zde nijak omezeny. Zajímavým fyzikálním problémem je, že po omezení rozměrů rozhraní omezí zde vznikají *lokalizované povrchové plazmony* (LSP, z angl. *Localized Surface Plasmon*). Pokud se pomocí elektromagnetického vlnění nechají rozkmitat volné elektrony, které jsou omezeny (lokalizovány) na danou částici (například nanoanténa, nanočástice apod.), potom tento vzruch nemůže být přenášen jako u SPP vln, ale bude oscilovat pouze na dané kovové částici. Oscilace volných elektronů v kovové nanočástici se nazývá právě LSP. Tento typ povrchových plazmonů je zajímavý tím, že stejně jako SPP vlny zesiluje blízké pole. Zároveň ale ještě může interagovat s dalším blízkým polem jiné kovové nanočástice a pomocí interference těchto polí se pole mezi těmito částicemi může zesílit [24].

2.2 Buzení a detekce SPP vln

Buzení SPP vln může být provedeno více způsoby. Nejstarší experimentální metodou, jak vybudit SPP vlnu, je metoda porušeného totálního odrazu, kdy se k detekci využívá změny efektivního indexu lomu na rozhraní dielektrikum-kov [25]. Tato práce se hlavně zaměřuje na buzení rozptylem. Excitace SPP vln se provede tak, že na rozhraní dielektrika a kovu se vnese porucha (zářez, nečistota), čímž v důsledku rozptylu dopadající elektromagnetické vlny dojde k vybudění SPP. Pro vznik takových vln musí být splněna podmínka

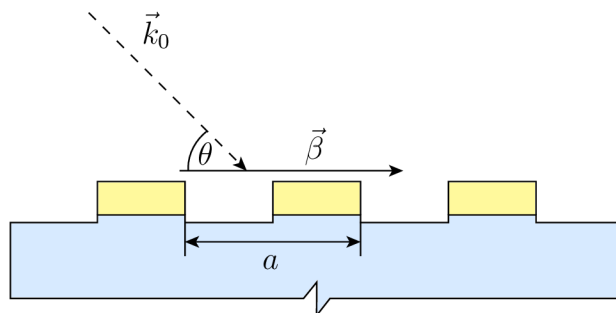
$$\beta = k_0 \cos \theta \pm \Delta k_x, \quad (2.13)$$

kde β je propagační vektor SPP vlny, θ je úhel mezi vlnovým vektorem dopadajícího světla a rozhraním, k_0 je vlnové číslo dopadajícího záření a Δk_x je rozdíl mezi průměty vlnových vektorů dopadajícího a rozptýleného záření do roviny rozhraní.

Pro dosažení vyšší efektivity se používá periodické struktury – mřížky (viz Obrázek 2.3) [26]. Zde musí být splněna podmínka

$$\beta = k_0 \cos \theta \pm mG, \quad (2.14)$$

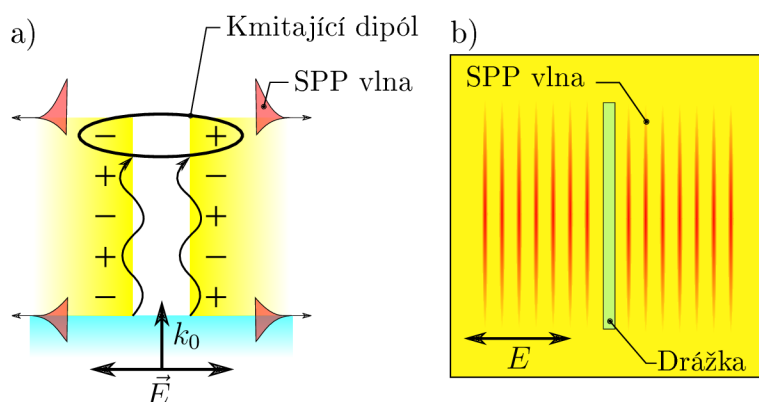
kde m je přirozené číslo a G je velikost vektoru reciproké mřížky, která souvisí s mřížkovým parametrem a vztahem $G = 2\pi/a$. Vztah (2.14) platí jen pro mřížky, jejichž šířka je řádově v jednotkách až desítkách nm. Mřížky o větších rozměrech mohou na povrch vnášet poruchy, které změní disperzní závislost SPP vln [27].



Obrázek 2.3: Excitace SPP na periodických strukturách. K vybuzení SPP dojde, pokud se průmět dopadající elektromagnetické vlny s vlnovým vektorem \vec{k}_0 do osy rovnoběžné s povrchem liší od propagačního vektoru $\vec{\beta}$ o celočíselný násobek členu $2\pi/a$ (viz vztah (2.14)). Převzato a upraveno z [26].

Pro buzení SPP vln je zvolena tato metoda právě díky tomu, že taková mřížka je snadno vyrobitelná na povrchu vzorku použitím metody FIB (fokusovaný iontový svazek, z angl. *Focused Ion Beam*). Bližší popis je uveden v odstavci 3.2.

Dalším zajímavým způsobem buzení SPP vln pomocí rozptylu je rozptyl na malé apertuře nebo drážce v tenké vrstvě kovu s šířkou menší než difrakční limit. Obrázek 2.4 a) představuje příčný řez zmíněnou drážkou v tenké kovové vrstvě, kde taková vrstva je deponovaná na transparentní substrát. Osvícením drážky (obou kovových hran drážky) elektromagnetickou vlnou s polarizací orientovanou v rovině Obrázku 2.4 zdola (přes transparentní substrát) dojde k rozptylu, a díky tomu i ke zkrácení velikosti vlnového vektoru natolik, že dojde ke splnění podmínek existence SPP. Tím dojde k vybuzení a šíření dvou SPP vln (podél rozhraní doprava a doleva), a zároveň ke vzniku a šíření dvou SPP vln směrem vzhůru samotnou drážkou. Tyto dvě SPP vlny spolu (díky velmi malé šířce apertury) interagují a pokud dorazí k horním hranám apertury, začnou představovat elektrický dipól kmitající v rovině povrchu vzorku.



Obrázek 2.4: a) Schéma experimentálního buzení SPP vln pomocí rozptylu na malé drážce (apertuře) s šířkou menší než difrakční limit. b) Pohled shora na buzení SPP vln na drážce. Převzato a upraveno z [18].

Tento kmitající dipól slouží jako zdroj SPP vln šířících se doprava a zároveň doleva podél rozhraní. Složky vzniklého blízkého pole kolmé k rovině vzorku (\vec{E}_\perp) budou mít stejnou fázi pro obě SPP vlny, avšak složky rovnoběžné s rovinou vzorku (\vec{E}_\parallel) budou mít opačnou fázi. Této znalosti se využije v podkapitole 3.1 při popisu interference SPP vln na dvou drážkách [18].

Při studiu samotného blízkého pole, a tedy i interferenčních obrazců SPP vln, je nutné přejít k tzv. přímým metodám, které jsou založeny na metodě SPM (rastrovací sondová mikroskopie, z angl. *Scanning Probe Microscopy*), mezi než patří a-SNOM (aperturní rastrovací optická mikroskopie v blízkém poli, z angl. *aperture-type Scanning Near-field Optical Microscopy*) a s-SNOM (rozptylová rastrovací optická mikroskopie v blízkém poli, z angl. *scattering-type Scanning Near-field Optical Microscopy*) [28].

2.3 Aperturní rastrovací optická mikroskopie (a-SNOM)

Protože se pro experimentální měření používá metoda a-SNOM, bude v této kapitole blíže popsána.

a-SNOM je zobrazovací metoda schopná detekce rozložení blízkého elektromagnetického pole, která je právě díky technologii SPM schopna přiblížit sondu na povrch (na vzdálenost jednotek nm). Blízké pole může být detekováno právě pomocí malé apertury, která je na sondě vyrobena. Tato sonda efektivně detekuje blízké pole tehdy, když je velikost apertury menší než vlnová délka použitého světla. Obecně platí, že menší aperturou se získá lepší rozlišovací schopnost, ale také i slabší intenzita detekovaného signálu, a proto se pro měření používá apertura o průměru 50 – 100 nm. Ukázka měřicí aparatury a-SNOM je zobrazena na Obrázku 3.8 na straně 25.

Princip přiblížování sondy k povrchu je založen na tom, že se střídavým napětím rozkmitá ladička, která je vyrobena z křemene. K této ladičce je upevněno upravené optické vlákno. Ladička s touto sondou funguje jako rezonátor, jehož vlastnosti se mění v závislosti na vzdálenosti od povrchu (např. přiblížením hrotu ke vzorku dojde díky stříhovým silám ke změně rezonanční frekvence ladičky). Následně je toto kmitání převedeno do podoby elektrického signálu, kde lze přesně kontrolovat zpětnou vazbu. Rastrování sondy v těsné blízkosti povrchu je proveditelné díky nepřímému piezoelektrickému jevu, což je schopnost materiálu (krystalu, keramiky) se vlivem přiloženého vnějšího elektrického pole deformovat [29]. Piezoelektrický jev úzce souvisí s elektrickým dipólovým momentem v pevné látce, který je indukován ionty v krystalových mřížkách. Nepřímý piezoelektrický jev funguje na principu změny elektrického pole, čímž dojde ke změnám elektrického dipólů v krystalové mřížce, to vede ke změně polarizace a polohy iontů, čímž dochází k deformaci celého materiálu [30].

2.4 Aplikace plazmonů a SPP vln

Plazmonika má v dnešní době mnoho moderních aplikací, které hlavně využívají dvou základních vlastností plazmonů:

- První vlastností je schopnost plazmonů kmitat na velmi vysokých frekvencích

(v řádech 10^{15} Hz), a přitom přenášet informaci přes subvlnové rozměry (v jednotkách nm).

- Druhou vlastností je pak zesílení lokálního elektromagnetického pole [13].

Zmíněné vlastnosti jsou zajímavé v mnoha oborech. Prvním takovým oborem jsou komunikační a informační technologie [31], kde by plazmony nahradily dosud používané polovodičové tranzistory (u kterých nejsou dosažitelné tak vysoké taktovací frekvence), a informace by se v tom případě nepřenášely ve formě elektrického proudu, ale plazmonů. Nejtěžším úkolem je správně ovládat a miniaturizovat struktury pro buzení a šíření plazmonových polaritonů [32]. Na tomto principu by se mohly vyrábět optické čipy, které by pracovaly na frekvencích v řádech stovek terahertzů (což by bylo přibližně o pět až šest řádů více než jsou současné polovodičové tranzistory schopné) [33].

Aplikace plazmoniky se také objevuje např. v optické nano-litografii [34, 35], subvlnové optice [36], biosenzorice [37, 38], jako zesílení lokálního elektromagnetického pole [39], kvantové optice [40], integrované optice [41], optické holografii [42, 43], spoof SPP při mikrovlnných frekvencích [44] a digitální holografii [45].

Další zajímavou aplikací je dynamická úprava optické skyrmionové mřížky vytvořené v poli povrchových plazmonových polaritonů. Skyrmiony jsou obecně vytvořené elektrickým (*Néel-type* [46]) a magnetickým (*Bloch-type* [47]) polem, kde jsou generovány excitací na hexagonálních strukturách. Tato excitace právě může být realizována pomocí SPP vlny, kde s pozicí a tvarem těchto skyrmionů může být dynamicky manipulováno díky fázové změně. Této informace může být potenciálně využito pro optické zobrazování, manipulace s nanočásticemi, optické zpracovávání informací nebo pro ukládání dat [48].

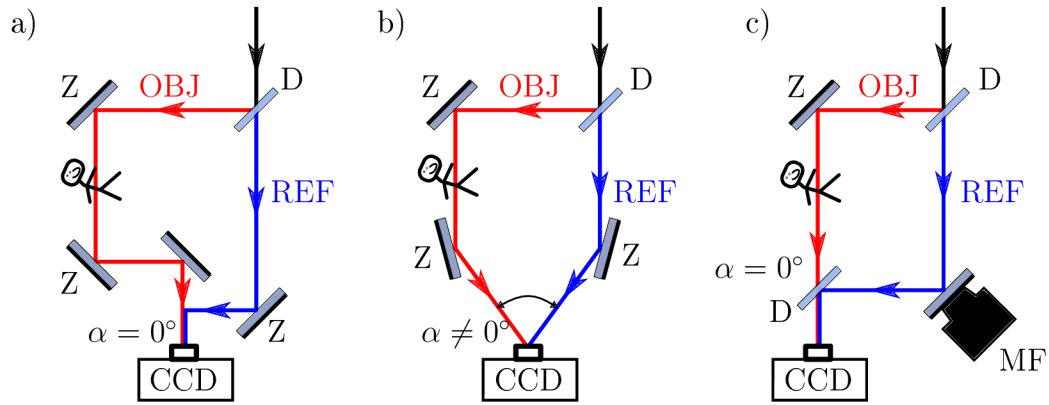
2.5 Holografie

Jelikož se v experimentální části bude využívat ke zpracování naměřených výsledků holografie, bude zde zmíněn její princip. Holografie je speciální způsob zobrazování, který je na rozdíl od klasického dvourozměrného záznamu (např. fotografie) schopen provést záznam trojrozměrného objektu na dvourozměrný nosič. Zpětnou rekonstrukcí takového záznamu jsme schopni získat trojrozměrný objekt právě zaznamenaného předmětu. Samotné slovo hologram bylo použito již v roce 1947 britským fyzikem maďarského původu Dennisem Gaborem, kdy tento název složil ze dvou řeckých slov *holos* a *grama*, v překladu *úplný záznam*. Definoval tím novou techniku v oboru optiky pro získání amplitudy a fáze neznámého pole [49].

Úplný záznam amplitudy a fáze světelné vlny se nazývá hologram. Ten lze vytvořit pomocí interference dvou koherentních vln [50]: (1) referenční (REF), která v sobě nese informaci o původní osvětlovací vlně, a (2) objektivové (OBJ), která je modifikována průchodem nebo odrazem od zkoumaného objektu a do hologramu tak přináší informaci o vzorku. Tento hologram vznikající na záznamovém médiu, kterým jsou v poslední době už jen výhradně CCD nebo CMOS kamery, lze poté digitálně zpracovat, v tomto případě pak hovoříme o tzv. digitální holografii (DH) [51]. V dalším textu

se proto budeme výhradně zaměřovat pouze na digitální holografii. Navíc pokud k záznamu digitálního hologramu využijeme mikroskopické techniky, mluvíme o digitální holografické mikroskopii (DHM) [52].

Samotný fyzický záznam hologramu může být pořízen prakticky pouze pomocí dvou základních konfigurací: jednosvazkové (*in-line*, Obrázek 2.5 a)) [53] nebo mimosvazkové (*off-axis*, Obrázek 2.5 b)) [54] holografie. Každá z technik má své výhody i nevýhody. Například pro digitální rekonstrukci distribuce fáze v případě mimosvazkové holografie stačí pořídit pouze jediný hologram [55], avšak na druhou stranu tuto metodu nelze obecně implementovat pro 2D digitální holografii, a tak ji například miniaturizovat na jediný optický čip, jak bude později ukázáno v kapitole 3.5. Naopak pro tento účel se jeví velmi vhodná první technika, která umožňuje navíc i kvantitativní měření rozložení fáze v případě tzv. digitální holografie s posunem fáze (PSDH, z angl. *Phase-Shifting Digital Holography*) [56]. Takové schéma je zobrazeno na Obrázku 2.5 c) a jeho princip bude popsán v následující podkapitole.



Obrázek 2.5: Schéma rozložení: a) jednosvazkové holografie, b) dvousvazkové holografie, c) digitální jednosvazkové holografie s posunem fáze. Pro jednosvazkovou holografii platí, že úhel během interference REF a OBJ vlny je $\alpha = 0^\circ$, zatímco pro dvousvazkovou holografii platí $\alpha \neq 0^\circ$. Značka (Z) je zrcadlo, (D) dělič svazku, (MF) modulátor fáze a figurka ve všech schématech vyznačuje pozorovaný objekt.

2.5.1 Digitální holografie s posunem fáze (PSDH)

Metodou digitální holografie s posunem fáze (PSDH, z angl. *Phase-shifting Digital Holography*, zobrazeno na Obrázku 2.5 c)) lze zrekonstruovat libovolný průřez trojrozměrného objektu s vyšší kvalitou obrazu a širším pozorovacím úhlem než konvenční digitální holografii [56]. Aby bylo možné použít metodu PSDH pro fázovou rekonstrukci, musíme aktivně řídit fázi referenční REF vlny. Detekovaná vlna na detektoru (CCD kameře) je definována komplexními amplitudami jako

$$U_{R,j}(x, y, \theta_j) = A_R \exp[i(\varphi_R - \theta_j)], \quad U_O(x, y) = A_O \exp(i\varphi_O), \quad (2.15)$$

kde A_R , φ_R a A_O , φ_O jsou amplitudy a fáze REF a OBJ vlny, a $\theta_j = (j - 1)\pi/2$, $j = 1, 2, 3, 4$ jsou pomocí fázového modulátoru vyvolané fázové posuvy REF vlny.

Výsledná intenzita zaznamenaná pomocí CCD kamery je vyjádřena jako

$$I_j(x, y, \theta_j) = |U_{R,j}(x, y, \theta_j) + U_O(x, y)|^2 = A_R^2 + A_O^2 + 2A_RA_O \cos(\Delta\varphi + \theta_j). \quad (2.16)$$

Veličina $\Delta\varphi = \varphi_O - \varphi_R$ vyjadřuje fázový rozdíl mezi REF a OBJ vlnou. Rozepíšeme-li zvlášť intenzity vln vzniklých superpozicí OBJ a REF vln, kde navíc posouváme fázi jednotlivých REF vln θ_j o krok $\pi/2$, získáme čtyři rovnice:

$$I_1(0) = A_R^2 + A_O^2 + 2A_RA_O \cos(\Delta\varphi),$$

$$I_2(\pi/2) = A_R^2 + A_O^2 - 2A_RA_O \sin(\Delta\varphi),$$

$$I_3(\pi) = A_R^2 + A_O^2 - 2A_RA_O \cos(\Delta\varphi),$$

$$I_4(3\pi/2) = A_R^2 + A_O^2 + 2A_RA_O \sin(\Delta\varphi).$$

Díky těmto čtyřem rovnicím jsme schopni zrekonstruovat fázovou informaci zkoumaného objektu

$$\Delta\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3} \right). \quad (2.17)$$

Uvedená metoda PSDH představuje způsob získání fázové rekonstrukce trojrozměrného objektu, který je pro 2D digitální holografii v blízkém poli, uvedenou v kapitole 3.5, stěžejní.

Pro zjednodušení systému a preciznější ovládání fáze REF vlny se jako modulátor fáze (což v digitální holografii bývá posuvné zrcátko) v této práci používá prostorový fázový modulátor (SLM, z angl. *Spatial Light Modulator*), který dokáže řídit a měnit fázi odraženého světla.

3. Experimentální část

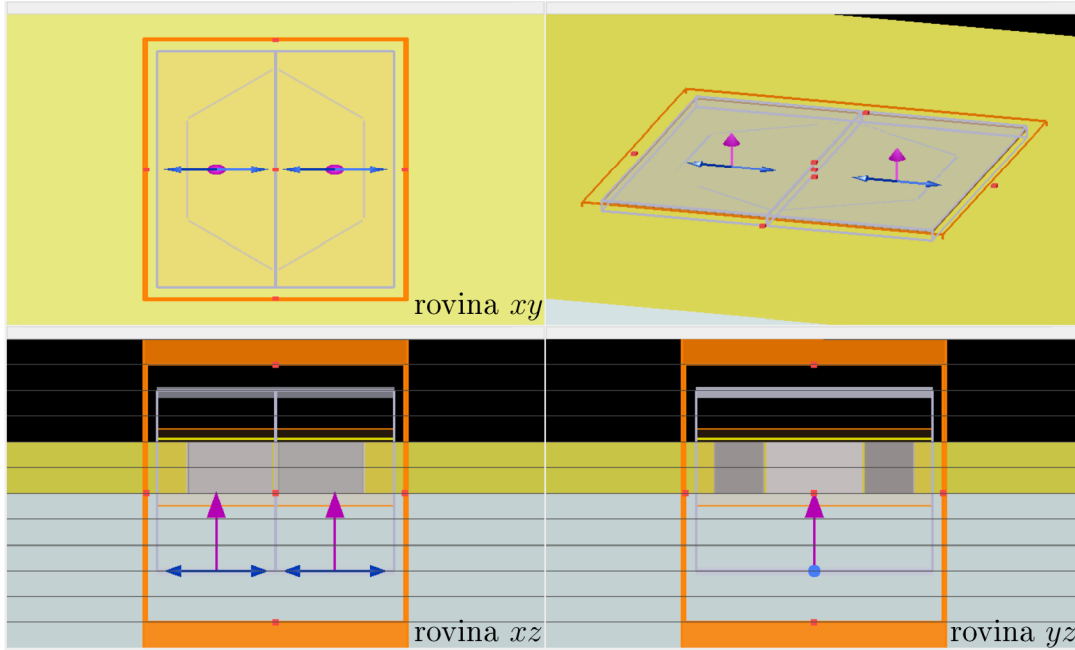
Jedním z hlavních cílů předložené bakalářské práce je experimentálně zkoumat rozložení fáze pro SPP interferenční nanostruktury pomocí 2D digitální holografie v blízkém poli. V předchozí rešeršní části této práce bylo pojednáno o vlastnostech SPP vln (viz odstavec 2.1) a zobrazovacích technikách pro jejich výzkum (viz odstavce 2.3 až 2.5). V této kapitole je vysvětlen vznik zmíněných interferenčních struktur, následně je předložen popis použité experimentální aparatury, postup přípravy a popis vzorků. V další části následuje použití metody 2D digitální holografie. Nakonec se navazuje na diskusi a srovnání obdržených teoretických modelů s experimentálně získanými výsledky.

FDTD simulace

Interferenční obrazce (i informaci o fázi) SPP vln byly spočítány pro všechny interferenční nanostruktury zobrazené na Obrázku 3.7 a) pomocí FDTD (z angl. *Finite-Difference Time-Domain*) simulací v programu Lumerical Solutions. Všechny takto obdržené výsledky jsou počítány ve vzdálenosti 10 nm od povrchu vzorku. Ověření správnosti numerických simulací s reálnými modely bylo provedeno srovnáním velikosti spočítané vlnové délky s analytickým modelem (viz vztah (3.6)), kdy se obě hodnoty shodují.

Metoda konečných diferencí v časové oblasti (FDTD) vychází z numerického řešení Maxwellových rovnic, a díky ní je možné simulovat optickou odezvu studovaných struktur. Samotný program je pro práci velmi intuitivní. Postup pro získání intenzitní informace o sledovaném blízkém poli a následné fázové rekonstrukce tohoto pole pomocí programu Lumerical Solutions je následovný: vymodeluje se zkoumaná interferenční struktura (zvolí se materiál a velikost vzorku, kde se stanoví rozměry drážek), následně se nastaví simulační oblast, zvolí se zdroj světla (rovinná vlna) a rozdělí se na dvě oblasti (REF a OBJ část) viz Obrázek 3.1. Aby se mohlo použít digitální holografie (jeden zdroj se bude fázově posouvat), stanoví se monitor pro sledování frekvence (což reprezentuje polohu sondy, která rastruje nad daným povrchem), pomocí funkce *sweep* se nastaví, aby byly provedeny čtyři různé simulace (lišící se fázovou změnou zdroje světla mezi REF a OBJ částí), spustí se simulace (tzn. spustí se čtyři různé simulace), a po získání čtyř souborů obsahujících optickou informaci o daném blízkém elektromagnetickém poli se pomocí skriptu, který řeší rovnici (2.17), zrekonstruuje fázová informace blízkého pole.

Na Obrázku 3.1 je zobrazeno, jak takový model pro šestiúhelníkové drážky v daném programu vypadá.



Obrázek 3.1: Model šestiúhelníkové drážky ve vrstvě zlata na skleněném substrátu provedeno v programu Lumerical Solutions. Fialová šipka znázorňuje směr vlnového vektoru \vec{k}_0 a modrá šipka směr kmitání vektoru elektrické intenzity \vec{E} dopadající rovinné elektromagnetické vlny. Oranžová oblast vyznačuje stanovenou simulační oblast.

3.1 Interference SPP vln

Podrobný popis SPP vlny byl proveden v odstavci 2.1. SPP vlna se šíří longitudinálně podél rozhraní kov-dielektrikum (tzn. plyn volných elektronů osciluje podél rozhraní) a může existovat pouze při TM polarizaci. TM polarizace se skládá ze superpozice kolmé \vec{E}_\perp (*out-of-plane*) a rovnoběžné \vec{E}_\parallel (*in-plane*) vektorové komponenty elektrické intenzity. Pokud se tedy setkají dvě SPP vlny, dojde k interferenci. Interference SPP vln má analogii s Youngovým (dvojtěrbínovým) experimentem pro světlo [57]. Pro interferenci SPP vln je důležité zdůraznit, že vždy spolu interferují pouze příslušné neortogonální komponenty [58] (tzn. komponenty \vec{E}_\perp spolu s \vec{E}_\parallel).

Pro názornější popis interference SPP vln je využito dvojice drážek (viz Obrázek 3.2), pro které je tento popis nejjednodušší. Jak bylo ukázáno na Obrázku 2.1, SPP je elektromagnetická vlna šířící se v rovině rozhraní (tzn. rovina xy) s exponenciálním útlumem v dielektriku (tzn. $z > 0$). Složky elektrické intenzity takové elektromagnetické vlny jsou úměrné výrazu

$$\vec{E} \approx \vec{E}_0 \exp(i\vec{\beta} \cdot \vec{r} - k_{z,d}z - i\omega t), \quad (3.1)$$

kde \vec{E}_0 je reálná amplituda, $\vec{\beta} = (\beta_x, \beta_y, 0)$ je propagační vektor SPP vln a jeho velikost je dána vztahem (2.5). Parametr $k_{z,d}$ vyjadřuje útlum v kladné ose z , který je definován vztahem (2.1) a ω představuje úhlovou frekvenci povrchové vlny. Pro experimentální uspořádání se využívá aperturní pokovené sondy, která sbírá signál v těsné blízkosti povrchu ($z = \text{konst.}$), z čehož plyne, že po zjednodušení bude vztah (3.1) vypadat

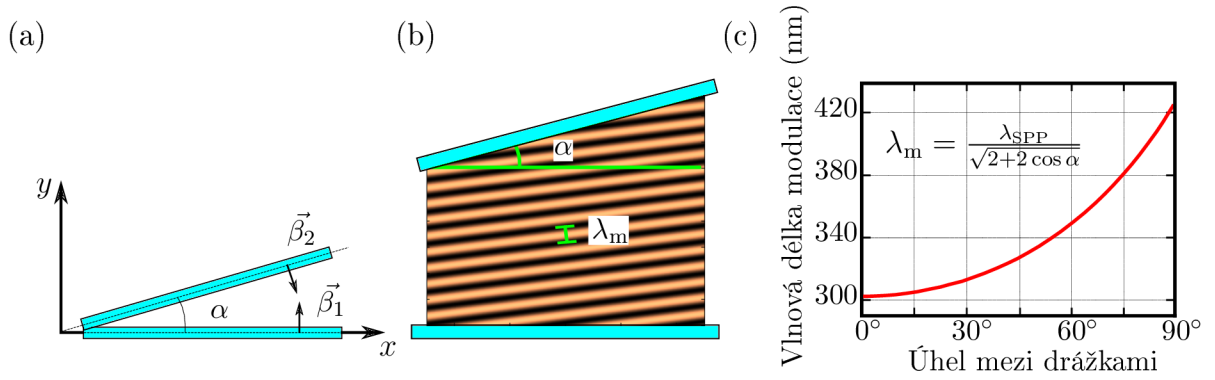
$$\vec{E} \approx \vec{E}_0 \exp[i(\beta_x x + \beta_y y - \omega t)]. \quad (3.2)$$

Tlumení nevzniká pouze ve směru osy z , ale i ve směru propagace vektoru $\vec{\beta}$, kde je způsobeno absorpcí v kovové vrstvě (díky komplexní části propagačního vektoru $\text{Im}\{\vec{\beta}\}$, která je reprezentována propagační délkou L , viz vztah (2.12)).

Detekcí signálu (např. metodou SNOM) lze vyjádřit měřenou intenzitu jako kvadrát modulu vektoru elektrické intenzity

$$I \approx |\vec{E}|^2 = \vec{E} \cdot \vec{E}^* = E_x E_x^* + E_y E_y^* + E_z E_z^*, \quad (3.3)$$

kde $*$ značí komplexně sdruženou složku.



Obrázek 3.2: a) Definice geometrie dvou budících drážek vzájemně nakloněných o úhel $\alpha = 15^\circ$ s b) rozložením blízkého pole mezi těmito dvěma drážkami. c) Závislost periody modulační intenzity interferenčního obrazce na vzájemném úhlu sklopení obou drážek, viz vztah 3.6. Převzato z [18].

Pokud se uvažuje dvojice drážek, kde jedna leží na ose x a druhá je vůči první drážce pootočená o úhel α (viz Obrázek 3.2), potom výsledná interference dvou SPP vln vybuzená od této dvojice drážek bude záležet pouze na fázovém rozdílu v daném bodě. Uvažujme nyní polohový vektor \vec{r} směřující do bodu, kde se zkoumá interference. Potom lze hledanou interferenci vln popsat intenzitou

$$I \approx |\exp[i(\vec{\beta}_1 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_1)] + \exp[i(\vec{\beta}_2 \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi_2)]|^2. \quad (3.4)$$

Z Obrázku 3.2 je zřejmé, že $\vec{\beta}_1 = (0, \beta, 0)$ a $\vec{\beta}_2 = (\beta \sin \alpha, -\beta \cos \alpha, 0)$. Výraz (3.4) lze dále zjednodušit aproximací, kdy se uvažuje pouze malé tlumení (imaginární část propagačního vektoru a počáteční fáze φ se aproximací zanedbá), díky čemuž se vztah (3.4) zjednoduší na

$$I \approx 2 + 2 \cos [(\vec{\beta}_1 - \vec{\beta}_2) \cdot \vec{r}] = 2 + 2 \cos (\Delta \vec{\beta} \cdot \vec{r}), \quad (3.5)$$

kde pro dvojici drážek svírající úhel α vyplývá, že rozdíl propagačního vektoru je roven $\Delta\vec{\beta} = (-\beta \sin \alpha, \beta + \beta \cos \alpha, 0)$.

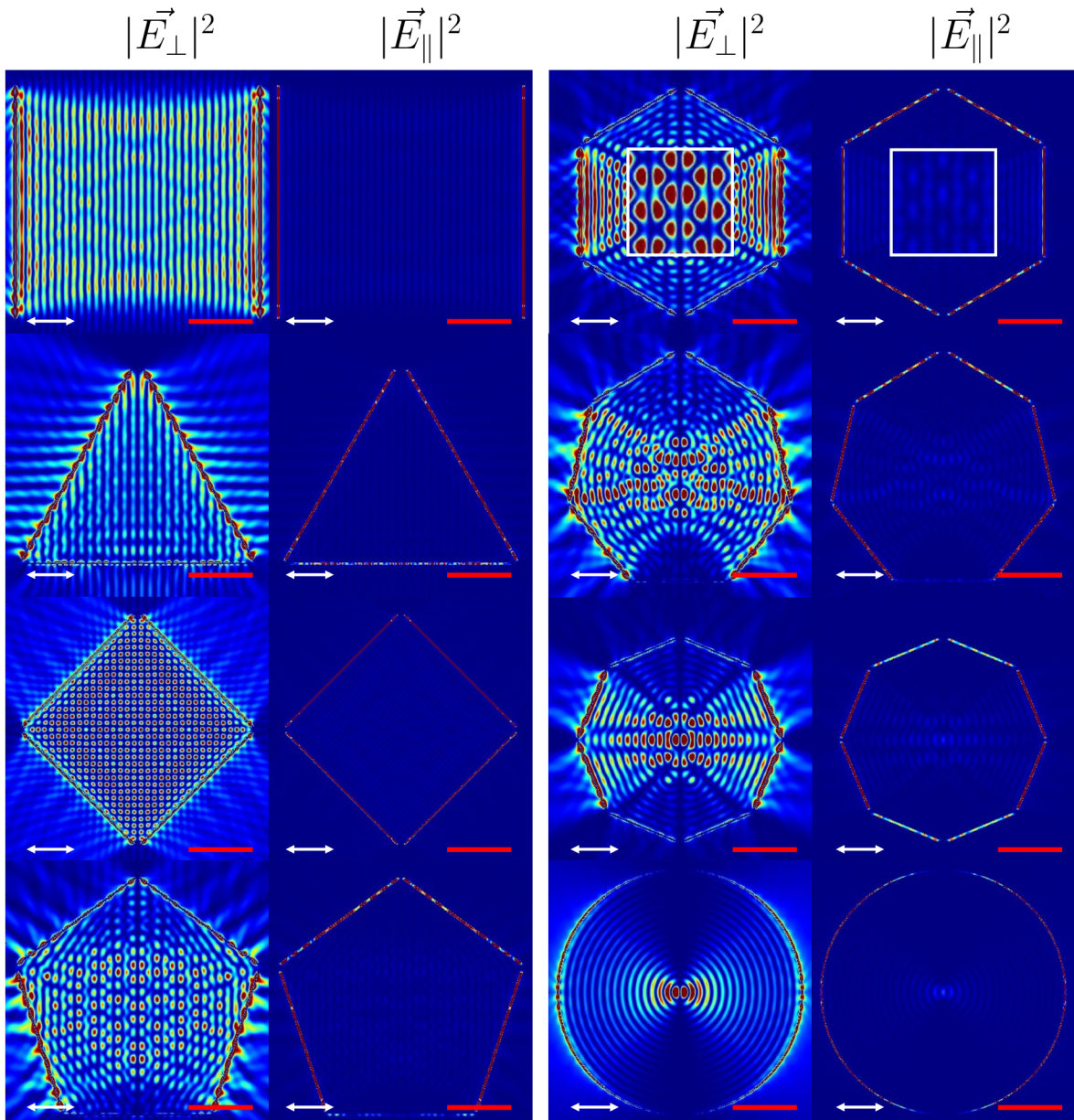
Spojením velikosti rozdílu propagačního vektoru s periodou modulace se získá vztah pro periodu modulace v závislosti na sklonu mezi drážkami

$$\lambda_m = \frac{2\pi}{|\Delta\vec{\beta}|} = \frac{\lambda_{\text{SPP}}}{\sqrt{2 + 2 \cos \alpha}}, \quad (3.6)$$

kde $\lambda_{\text{SPP}} = 2\pi/\beta$ je vlnová délka SPP vlny. Z uvedeného vztahu vychází dva limitní případy. Prvním limitním případem je dvojice rovnoběžných drážek ($\alpha = 0^\circ$), kde platí, že změřená perioda modulace je rovna polovině vlnové délky SPP vlny $\lambda_m = \lambda_{\text{SPP}}/2$. S rostoucím úhlem sklonu dvou drážek poroste i perioda pozorované modulace (viz Obrázek 3.2). Druhý limitní případ nastane tehdy, když budou drážky vůči sobě kolmé ($\alpha = 90^\circ$), kde vlnová délka interferenčního obrazce bude $\lambda_m = \lambda_{\text{SPP}}/\sqrt{2}$. Obrázek 3.2 c) obsahuje závislost vlnové délky interferenčního obrazce na úhlu natočení dvou budících drážek. Tato závislost byla spočítána pro případ SPP vln šířících se na rozhraní zlato-vzduch, kde drážky byly osvětlené He-Ne laserovým světlem o vlnové délce $\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$. Pro takový modelový případ je vlnová délka SPP vln $\lambda_{\text{SPP}} = 605 \text{ nm}$ [59]. Využitím výše uvedené znalosti jsme schopni dopočítat vlnovou délku interferenčních obrazů pro dva zmíněné limitní případy: pro $\alpha = 0^\circ$ bude $\lambda_m = 302,5 \text{ nm}$ a pro $\alpha = 90^\circ$ bude $\lambda_m = 428 \text{ nm}$.

Jak již bylo zmíněno na začátku této kapitoly, interference SPP vln vzniká zvlášť pro kolmé \vec{E}_\perp a rovnoběžné \vec{E}_\parallel komponenty elektrické intenzity. Pro lepší představu byly provedeny FDTD simulace pro všechny interferenční nanostruktury (tzn. n-úhelníky), které jsou zobrazeny na Obrázku 3.3. Pomocí těchto FDTD simulací je možné získat rozložení intenzity blízkého pole pro jednotlivé komponenty (v Obrázku 3.3 je zobrazena intenzita blízkého pole ve výšce 10 nm nad povrchem struktur).

Z Obrázku 3.3 lze pozorovat, že interference složky $|\vec{E}_\parallel|^2$ má mnohem menší intenzitu než složka $|\vec{E}_\perp|^2$ (barevná škála u všech obrázků je stejná). Zajímavým výsledkem těchto simulací je, že u všech n-úhelníků interferenční obrazce pro jednotlivé složky vznikají obráceně. To lze nejlépe pozorovat u šestiúhelníkových drážek, kde pro složku $|\vec{E}_\perp|^2$ je pozorováno vždy vedle sebe dvojice bodů o velké intenzitě, zatímco pro složku $|\vec{E}_\parallel|^2$ je v tom stejném místě pozorována největší intenzita uprostřed této dvojice bodů. U dvojice drážek jsou pro různé složky elektrické intenzity interferenční struktury vůči sobě posunuty (v místě maxima složky $|\vec{E}_\parallel|^2$ je minimum složky $|\vec{E}_\perp|^2$ a opačně) a mění se hlavně jejich celková intenzita. Uvedená tvrzení platí pro všechny zbylé n-úhelníky.

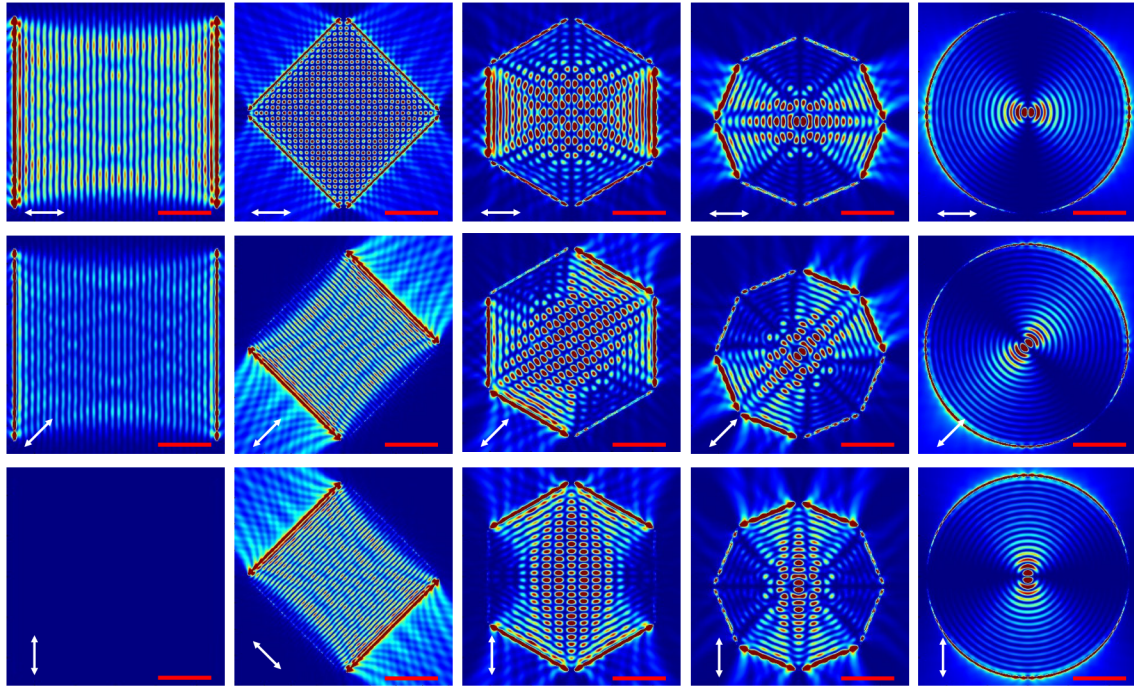


Obrázek 3.3: Vliv jednotlivých složek elektrické intenzity na výslednou interferenci SPP vln, pro všechny simulace provedené v n -úhelnících. Bílá šipka vyznačuje směr polarizace. Délka červené čáry je $4\ \mu\text{m}$. Maximální hodnota intenzity odpovídá červené barvě, minimální modré barvě.

Pro nadcházející simulace bude vždy uvedena pouze intenzita $|\vec{E}|^2$. Z Obrázku 3.3 je zřejmé, že ve výsledné intenzitě $|\vec{E}|^2$ se bude nejvíce projevat komponenta \vec{E}_\perp , protože intenzita vzniklých interferenčních struktur je mnohonásobně větší než u interference \vec{E}_\parallel komponenty.

Na Obrázku 3.3 je také zobrazena orientace vektoru polarizace osvětlení (bílá šipka). Nastavení polarizace může pro experimentální měření hrát velkou roli, a proto bude pro názornější představu v dalším Obrázku 3.4 uvedena závislost efektivity excitace SPP vln na orientaci polarizace budícího světla vůči drážkám. Zobrazeny jsou zde pouze sudé n -úhelníky (pro liché n -úhelníky není jednoduché experimentálně tyto struktury naměřit, a proto zde nejsou uvedeny), kde jsou vždy tři snímky od každé struktury,

které se liší zvolenou polarizací. Uvedené snímky interference elektrické intenzity budou pro $|\vec{E}|^2$.



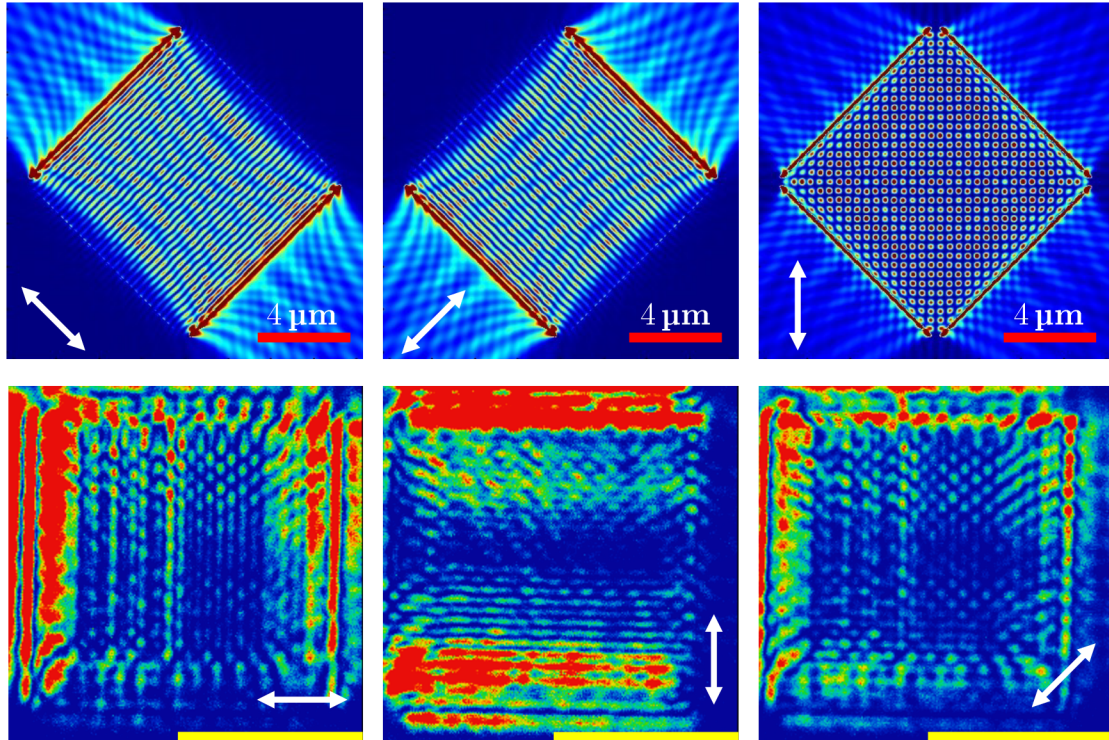
Obrázek 3.4: FDTD simulace závislosti interference SPP vln na polarizaci světla dopadajícího na drážky. Délka červené čáry je $4\mu\text{m}$. Maximální hodnota intenzity odpovídá červené barvě, minimální modré barvě.

3.1.1 Vliv polarizace na interferenční obrazce

Obecně platí, že je-li vektor polarizace kolmý k orientaci směru drážky, potom je i intenzita detekovaného interferenčního obrazce maximální [59]. Obrázek 3.4 to potvrzuje pro všechny zobrazené struktury. Naopak, je-li polarizace osvětlení rovnoběžná s orientací drážky, potom by nemělo k excitaci SPP vln docházet (tzn. intenzita interferenčního obrazce bude minimální). To lze pozorovat na Obrázku 3.4 u dvojice drážek, kde pro polarizaci ve směru rovnoběžném s drážkami k interferenci SPP vln nedochází. Zmíněné tvrzení hraje důležitou roli v experimentálním měření, kdy se takto dá ověřit, jestli je skutečně detekována interference SPP vln, nebo jen dochází k měření intenzity difrakce na štěrbině v dalekém poli. Zjistí se to změřením vlnové délky periody modulace, kdy u difrakce bude větší než polovina vlnové délky použitého světla.

Zajímavý případ vlivu polarizace na vzniklé interferenční struktury představují drážky umístěné do čtverce. Z Obrázku 3.4 lze vypožorovat, že při otáčení vektoru polarizace osvětlení dochází ke změnám interferenčního obrazce. Dopadá-li na čtvercovou drážku světlo o vektoru polarizace ve směru dvojice protilehlých drážek (podle Obrázku 3.4 je to pod úhlem 45° a -45° od horizontálního směru), potom je směr polarizace kolmý na tyto drážky, což má za následek, že k efektivnímu buzení SPP vln dojde pouze na drážkách kolmých na polarizaci (tzn. interferenční obrazec bude vypadat jako

pro dvojici drážek). Zajímavé kosočtvercové struktury vznikají u polarizace diagonální na obě drážky. Simulované výsledky byly úspěšně naměřeny i experimentálně a jsou uvedeny v Obrázku 3.5.



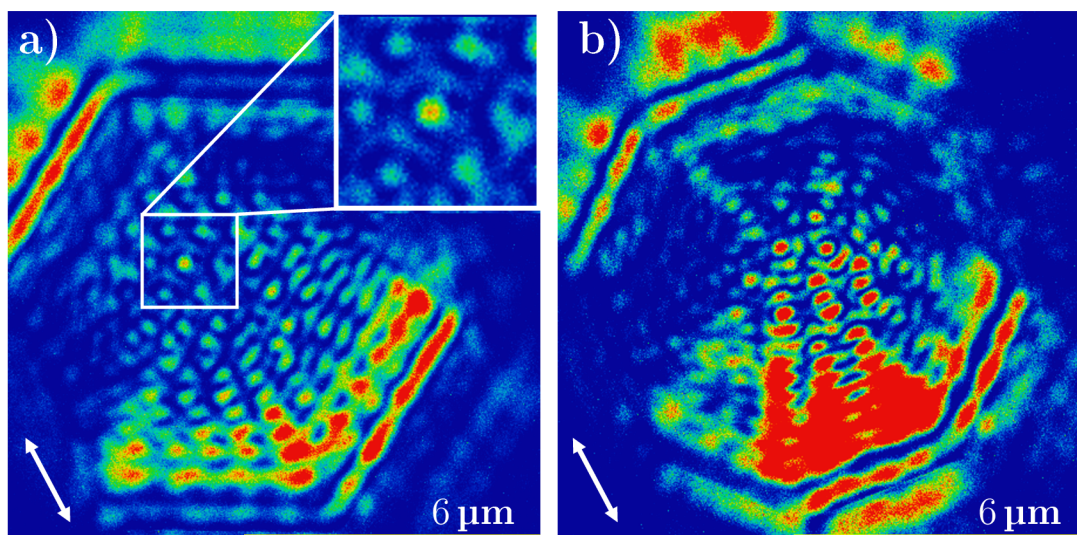
Obrázek 3.5: Srovnání naměřené interference SPP vln na čtvercových drážkách s FDTD modelem pro různé polarizace. Délka žluté čáry je $6 \mu\text{m}$. Maximální hodnota intenzity odpovídá červené barvě, minimální modré barvě.

Dalším zajímavým případem jsou šestiúhelníky a osmiúhelníky, u kterých je již daleko těžší budící struktury správně osvětlit. V Obrázku 3.6 lze pozorovat naměřené interference na těchto strukturách. Lze vidět, že na Obrázku 3.6 a) se u šestiúhelníku podařilo relativně správně nastavit úhel polarizace, ale zároveň u spodní dvojice drážek došlo k drobnému přesvícení. Podobná situace nastává na Obrázku 3.6 b), kde u osmiúhelníku navíc směr polarizace není jednoduché poznat a spodní drážky jsou znovu mnohem více osvětlené než horní.

Porovnáním těchto obrázků s Obrázkem 3.4 lze vypozorovat určitou podobu interferenčních struktur. Pro šestiúhelník jak z experimentálního měření, tak i ze simulací, můžeme pozorovat, že pokrytí interferenčními obrazci v celé ploše struktury je větší než u osmiúhelníků. Zajímavá také je oblast zvětšená v bílém čtverci, ve které vznikly interferenční tečky ve tvaru šestiúhelníku s interferenčním maximem ve středu. U interferenčního maxima lze také pozorovat méně intenzitní šestiúhelníkovou strukturu, což odpovídá intenzitě $|\vec{E}_{\parallel}|$ komponenty. Vzniklá struktura se opakovala i u dalších měření těchto struktur. Pro osmiúhelník nebyla nalezena žádná pravidelnost vzniklých interferenčních struktur. Jednotlivé body interferenčního maxima jsou výraznější díky větší asymetrii osvětlených drážek.

V této podkapitole byla experimentálně naměřena a porovnána s numerickým mo-

delem interference SPP vln, které byly vybudeny pomocí osvětlení různě seskupených drážek. Na Obrázku 3.5 je zdůrazněn vliv polarizace na interferenční struktury, kde lze pozorovat velkou shodu s numerickým modelem. Obrázek 3.6 poukazuje na to, že nestačí správně zvolit jen polarizaci, ale stejně důležitou roli hraje symetrie osvětlení drážek.



Obrázek 3.6: Naměřená intenzita interference SPP vln pro: a) šestiúhelníkové drážky, b) osmiúhelníkové drážky. Maximální hodnota intenzity odpovídá červené barvě, minimální modré barvě.

3.2 Popis přípravy interferenčních struktur

Všechny struktury byly připraveny na Ústavu fyzikálního inženýrství FSI VUT a ve Středoevropském technologickém institutu CEITEC VUT v Brně.

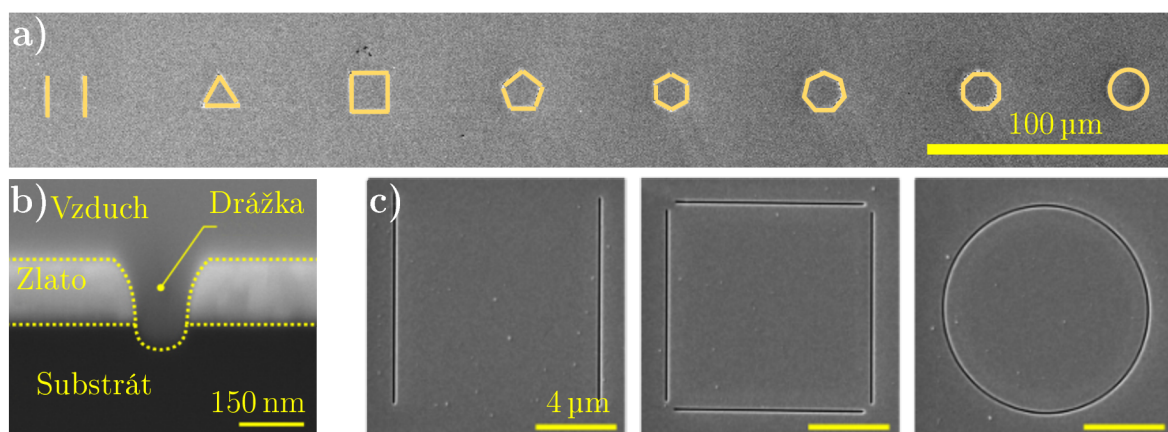
Vzorek použitý pro měření se skládá ze substrátu oxidu křemičitého (SiO_2), který byl oboustranně leštěn na výslednou drsnost povrchu nižší než $R_a < 5 \text{ nm}$. Následně se na takto připravený substrát deponuje tenká vrstva zlata pomocí metody iontového naprašování (IBS, z angl. *Ion Beam Sputtering*) v HV (*High-Vacuum*), kde mezní tlak v komoře je $p < 10^{-6} \text{ mbar}$. Tloušťka deponované vrstvy je přibližně 200 nm. Mezi samotným substrátem a zlatou vrstvou se deponovala adhezní 3 nm vrstva titanu, která má na optické vlastnosti vzorku minimální dopad [18].

Dalším krokem pro výrobu SPP interferenčních struktur je samotná výroba drážek pomocí fokusovaného iontového svazku (FIB, z angl. *Focused Ion Beam*), která funguje na principu odprašování materiálu vzorku, díky čemuž vytváří díry (s přesností desítek nanometrů). Vyžaduje vakuové prostředí, a proto se často vkládá do elektronového mikroskopu, kde v tzv. dvousvazkovém systému je možné pomocí FIB vytvářet potřebné nanostruktury, a zároveň sledovat a kontrolovat celý proces pomocí rastrovacího elektronového mikroskopu (SEM, z angl. *Scanning Electron Microscope*) [60].

Pro měření bylo využito dvou vzorků, první vzorek vyrobil Bc. Jan Krpenský a druhý byl vyroben Ing. Mgr. Tomášem Šamořilem, Ph.D., na elektronovém mik-

roskopu TESCAN Lyra vybaveném zdrojem galiových iontů. Drážky byly vyrobeny tak, aby jejich hloubka sahala pod zlatou vrstvu (tzn. více než 200 nm) a jejich šířka byla v rozmezí 90 – 100 nm. Uvedené parametry splňují podmínku pro buzení SPP vln, viz vztah (2.14).

Drážky měly délky v rozmezí 3 μm pro osmiúhelníky až 10 μm pro dvojici drážek. Na Obrázku 3.7 jsou ukázány SEM snímky interferenčních nanostruktur, podle kterých byly provedeny i FDTD simulace v programu Lumerical Solutions.



Obrázek 3.7: SEM snímek studovaných interferenčních struktur vyrobených pomocí FIB do zlaté vrstvy na skleněném substrátu: a) všech struktur, b) příčného řezu, c) detailu drážek s měřítkem 4 μm pro všechny tři snímky.

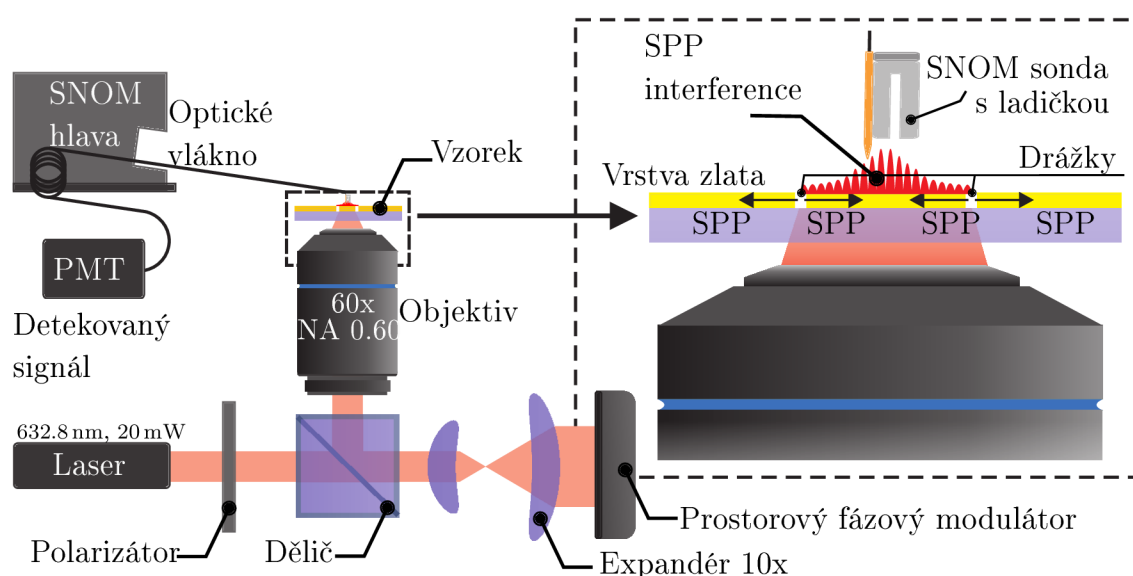
3.3 Experimentální měřicí soustava

Experimentální studie SPP byla provedena na rastrovacím optickém mikroskopu v blízkém poli (SNOM) od firmy NT-MDT (typ NTEGRA Solaris). Zařízení je umístěno na invertovaném optickém mikroskopu Olympus IX71, který slouží pro zavedení a fokusaci laserového svazku na vzorek. Použitá konfigurace aparatury je označována za transmisní, protože se vzorek osvětluje zdola a detekovaný signál blízkého pole se sbírá shora. Pro osvětlení vzorku se používá červený He-Ne laser s vlnovou délkou 632,8 nm a výkonem 20 mW, který je na vzorek fokusován objektivem s 60 \times zvětšením (numerická apertura NA= 0,6). Velikost laserové stopy na vzorku po fokusaci byla přibližně 20 μm . Bližší popis použité metody SNOM je popsán v části 2.3, kde je konkrétně popsán a-SNOM.

Hlavní částí a-SNOM je sonda, která je nalepená (sekundovým lepidlem) na rezonanční ladičku umístěnou v hlavě SNOM (viz Obrázek 3.8), kterou lze použitím krokového motoru přiblížit k povrchu vzorku. Vzorek je rastrován pomocí piezokeramických manipulátorů umístěných v hlavě SNOM. Existuje i druhý způsob rastrování, kdy se za konstantní pozice sondy manipuluje se základnou, na které je umístěn vzorek. Jelikož je ale nutné při rastrování zachovat konstantní polohu vzorku vůči osvětlení, byla použita metoda rastrování, kde se pohybuje pouze sonda po vzorku. SNOM sonda je vůči povrchu vzorku kolmá a apertura kmitá podél povrchu. Malá apertura sbírá optický sig-

nál blízkého pole, který je následně veden optickým vláknem Nufern 460HP (propustné pro celou spektrální oblast viditelného světla) do fotodetektoru (PMT, z angl. *Photo-Multiplier Tube*). Tam je signál převeden a zesílen pomocí scintilátoru a kaskádovitého napětí o hodnotě 1500 V. Tento analogový signál odpovídající intenzitě detekovaného optického pole je dále převeden na digitální signál, který je možné následně zpracovat pomocí PC. Velikost průměru SNOM apertury byla ve všech prezentovaných výsledcích v intervalu (100 ± 30) nm. Zpětná vazba ladičky je řízena a zajišťována pomocí změny amplitudy a fáze rezonančního kmitání.

Použité (komerční) SNOM sondy se vyrábějí tak, že CO₂ laser taví optické vlákno a mírným tahem se vytváří špička. Vyrobený hrot se následně pokovuje pomocí IBS depozice (z angl. *Ion Beam Sputtering*). Posledním krokem je výroba apertury do pokovené špičky optického vlákna pomocí FIB.



Obrázek 3.8: Schéma experimentální soustavy. Převzato a upraveno z [61].

V levé části Obrázku 3.8 lze pozorovat optickou část aparatury skládající se z různých optických prvků upevněných na optickém stole (firmy Thorlabs). Záření vycházející z laseru prochází nejprve polarizátorem, kde se laserový svazek lineárně polarizuje (polarizuje se proto, aby se mohlo využít SLM modulu), a následně se v děliči svazků rozdělí. Dále laserový svazek prochází expandérem (dojde k rozšíření stopy 10×) a dopadá na SLM (prostorový fázový modulátor), tam se odráží znovu zpět do expandéru (zde se velikost stopy vrátí na původní) a dále do děliče, kde je svazek fokusován objektivem na vzorek.

SLM obsahuje kapalné krystaly (LCD, z angl. *Liquid Crystal Display*), které v každém svém pixelu dokáží změnit fázi prošlého světla. Kapalné krystaly mají schopnost lineárně polarizované světlo fázově zpozdít, čímž je možné generovat fázovou změnu. Použitý model SLM je od firmy Hamamatsu, který má velikost displeje $(15,8 \times 12,0)$ mm² a rozlišení (800×600) px².

3.4 Postup měření

Všechna měření byla provedena na Ústavu fyzikálního inženýrství na FSI VUT v Brně. Měřeny byly struktury zobrazené na Obrázku 3.7. Jako zdroj světla byl využit He-Ne laser o vlnové délce 632,8 nm, který osvětloval interferenční nanostruktury zdola (ze strany transparentního substrátu), a výsledné interferenční obrazce sbírala SNOM sonda ve vzdálenosti jednotek nanometrů. Celá experimentální soustava pro měření je zobrazena na Obrázku 3.8.

Před měřením bylo potřeba nalepit sondu s aperturou na ladičku. Vzdálenost hrotu od ladičky a aplikace sekundového lepidla pro spojení sondy s ladičkou, byla odladěna Ing. Petrem Dvořákem, Ph.D., (hrot vyčníval od konce ladičky v jednotkách milimetrů). Po přilepení hrotu na ladičku je potřeba minimálně 8 hodin nechat lepidlo působit, aby se správně spojilo s oběma materiály. Ladička s hrotem je následně upevněna do hlavy SNOM (viz Obrázek 3.8). Pro další měření bylo nejprve nutné celou soustavu správně nastavit.

Prvním krokem byla kontrola zda optická sestava obsahuje všechny požadované prvky. Následně byl zapnut samotný laser, u kterého bylo potřeba hlídat výšku svazku, aby byla ve stejné rovině po průchodu celou sestavou. Tento krok ulehčí následné zaostření svazku na vzorek. Dále je celá SNOM hlava s hrotem umístěna shora do sestavy, kde je snaha laserovým svazkem vycházejícím zdola osvětlit přesně střed hrotu (tento krok se dá pozorovat pouhým okem, kdy se při nalezení správné polohy svazku s hrotem rozsvítí pouze konec hrotu). Po správném provedení výše uvedených kroků se do držáku vloží vzorek, u kterého se poloha struktur nastaví pomocí mikroskopu (do kterého se v okuláru upevní CCD kamera). K tomuto kroku se využívá PC, který zpracovává informaci o poloze struktury i laserové stopy v reálném čase. Pomocí PC se nejprve označí laserová stopa, následně se laser zastíní a ručně se osvítlí (halogenovou lampou) celý vzorek, díky čemuž lze přímo pomocí kamery pozorovat budící struktury. Poloha struktur se nastaví přesně do laserové stopy (označené na monitoru v PC) a laserový svazek se opět odstíní. Aby byla celá budící struktura osvětlena stejnou intenzitou, byl laser rozostřen (čímž se dosáhne větší stopy).

Dalším krokem bylo přiblížení (approach) sondy k povrchu vzorku, to lze provést dvěma způsoby: nejprve se manuálně pomocí šroubového posuvu přiblížíme k povrchu a následně se provede počítačem řízené přiblížení. Manuální přiblížení se provádí z důvodu urychlení celého procesu, zde je ale nutné si dát velký pozor, aby nedošlo k naboření hrotu do vzorku. Automatické přiblížení využívá zpětné vazby ve formě amplitudy a fáze kmitání ladičky (funkce $mag * sin$, součin amplitudy a fáze). Tento proces většinou trvá několik desítek minut. Pro hladký průběh přibližování bylo nutné aspoň 10 minut nechat ladičku s hrotem volně kmitat, aby došlo ke srovnání teplot mezi vzorkem a okolím (rozdíly jsou způsobeny halogenovou lampou), a odpadnutí případných nežádoucích nečistot od hrotu (např. prachové částice).

Po úspěšném přiblížení hrotu k povrchu bylo nutné struktury vyhledat ve SNOM. Zde se nastavila velikost a rychlost, se kterou bylo rastrováno sondou ve zvolené oblasti. Maximální oblast, kterou SNOM dokáže rastrovat, je $(125 \times 125) \mu\text{m}^2$. Při každém SNOM měření byly pořízeny dva snímky: první snímek obsahoval informaci o topogra-

fii vzorku, zatímco druhý snímek zachycoval světelný signál (transmisi) nad vzorkem. Doba potřebná k získání jednoho snímku byla přibližně 12 minut (v závislosti na nastavené frekvenci a velikosti rastrované oblasti). Rozlišení pořízených snímků bylo nastaveno na 512×512 pixelů a rastrovací frekvence byla většinou nastavena na 0,65 Hz.

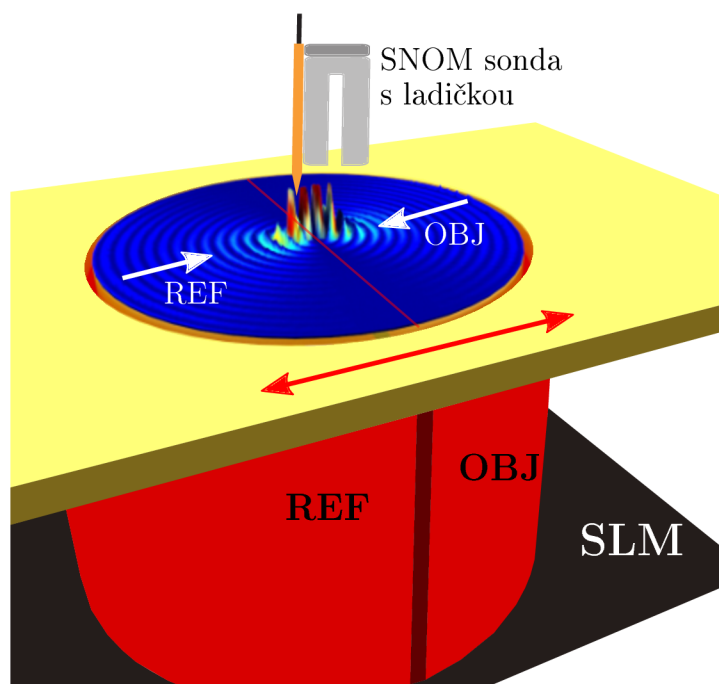
Nejtěžším krokem bylo správně nastavit osvětlení struktur. To, jestli je vzorek rovnoměrně osvětlen, bylo zjištěno až po získání prvního SNOM měření (kdy už byl hrot přiblížen k povrchu). Nehomogenní osvětlení lze poznat tak, že např. u dvojice drážek bude na jedné drážce sbíraný signál mnohonásobně větší než na druhé drážce (jedna drážka svítí více než druhá). Pokud tedy struktury nebyly osvětleny rovnoměrně, muselo se s hrotem: minimálně 50 kroků odjet od povrchu, změnit polohu struktur vůči laserové stopě, přibližně 10 minut počkat, aby se srovnaly teploty mezi vzorkem a okolím, přiblížit se s hrotem k povrchu struktur, a potom teprve začít znovu měřit.

3.5 2D Digitální holografie v blízkém poli s posuvem fáze (NPDH)

Metoda digitální holografie v blízkém poli s posuvem fáze (z angl. *2D Near-field Phase-Shifting Digital Holography*), která byla vyvinuta a publikována v roce 2018 na ÚFI FSI VUT v Brně [61], využívá metodu PSDH popsanou v odstavci 2.5.1. Pro případ 2D holografie se namísto klasické rovinné elektromagnetické vlny využívá interference SPP vln, které analogicky představují REF a OBJ vlny. Jako detektor hologramu se využije SNOM sonda, která ovšem nedokáže získat přímou informaci o rozložení fáze blízkého pole. Pro získání fázové informace využitím SNOM mikroskopie se proto musí využít výše popsaná metoda PSDH. Obrázek 3.9 ukazuje schématicky REF a OBJ vlny, kde vzájemný fázový rozdíl mezi těmito vlnami je kontrolován pomocí SLM (z angl. *Spatial Light Modulator*). Řízení fáze v polovině odražené budící vlny umožňuje přesně nastavit fázovou změnu mezi REF a OBJ částí v rozmezí $0 - 2\pi$. Pro vyhodnocení a rekonstrukci 2D fáze blízkého pole je potřeba pořídit minimálně čtyři SNOM obrázky (kvůli dopočítání výsledné fáze je pořízen ještě pátý SNOM obrázek, aby se lépe sesadil vůči prvnímu a tak se mohl potlačit nežádoucí posuv vzorku během rastrování). Tyto čtyři SNOM snímky se budou lišit tím, že REF vlna je pomocí SLM fázově posunuta vždy s krokem $\pi/2$ vůči předchozí REF vlně. Poté je pomocí vztahu (2.17) digitálně zrekonstruováno rozložení 2D fáze blízkého pole. Je však nutné si uvědomit, že zkonstruovaná fáze vyjadřuje fázový rozdíl mezi jednou a druhou SPP vlnou, a ne mezi OBJ vlnou a konstantní hodnotou fáze. Naměřené rozložení fáze je tak proto prostorově modulováno REF SPP vlnou [61]. Na druhou stranu zmíněná technika navíc dodává korelativní informaci o topografii studovaného objektu, což může být zásadní výhoda při budoucích aplikacích ve smyslu použití 2D počítačové tomografie (2D-CT) při zobrazování fázových objektů, jako jsou buňky apod.

Nejlépe lze použití metody NPDH vysvětlit pomocí Obrázku 3.9, kde se vybuduje SPP vlna na kruhové drážce. Celá drážka je (pomocí SLM) rozdělena na dva půlkruhy (REF a OBJ část), kde fázi stačí měnit pouze na jedné z nich. Pro měření je důležité nastavit REF a OBJ část tak, aby úsečka jejich doteku (kde se tyto dvě části potkají)

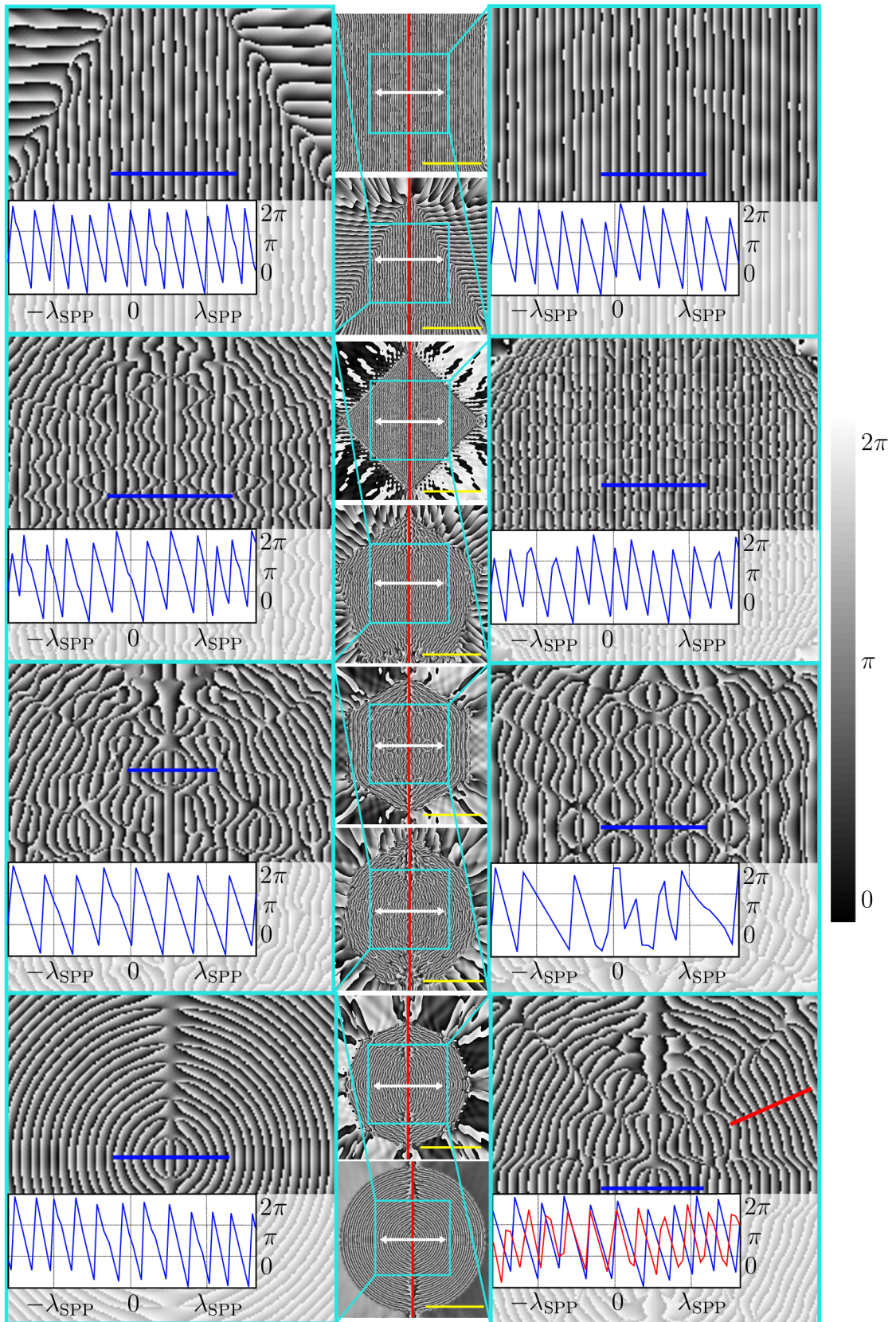
nebyla rovnoběžná s polarizací laserového svazku. Na Obrázku 3.9 tomu tak není, protože polarizace je zde kolmá na střed OBJ a REF části. SPP vlny vybudeny z kruhové drážky v obou částech vytváří interferenční obrazec ve tvaru motýlích křídel. Důvod vzniku takové interferenční struktury po přečtení části 3.1 není zarážející, protože největší vliv na výsledný tvar interference má směr polarizace. Ten ovlivňuje buzení SPP vln tak, že největší intenzita interference vzniká na místě drážek kolmých k polarizaci, a proto se interferenční struktura ve středu zužuje.



Obrázek 3.9: Princip digitální holografie v blízkém poli pro zobrazování fáze SPP vln. Bílé šipky vyznačují směr šíření REF a OBJ SPP vlny buzené na kruhové drážce. Laserové světlo použité pro buzení interferenčních nanostruktur je pomocí SLM rozděleno do dvou větví, což umožňuje tak vzájemně posouvat fázi osvětlení. Červená šipka naznačuje směr polarizace (vliv polarizace na buzení interferenčních struktur je podrobně popsán v experimentální části 3.1.1). Převzato a upraveno z [61].

Nevýhodou metody NPDH je malá rychlost pořízení celého záznamu. Problém nastává i při snaze rastrovat stejný (v čase neměnný objekt), protože díky fluktuacím teplot a pohybu vzorku je daleko těžší zrekonstruovat záznam více stejných posunujících se snímků.

Jak již bylo řečeno pro zobrazení fázového rozložení je potřeba digitálně zpracovat čtyři intenzitní obrázky, které se liší fázovým rozdílem mezi REF a OBJ SPP vlnou $\Delta\varphi \in \{0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi\}$. Toho lze využít i v případě FDTD numerických simulací, jak je ukázáno na Obrázku 3.10.



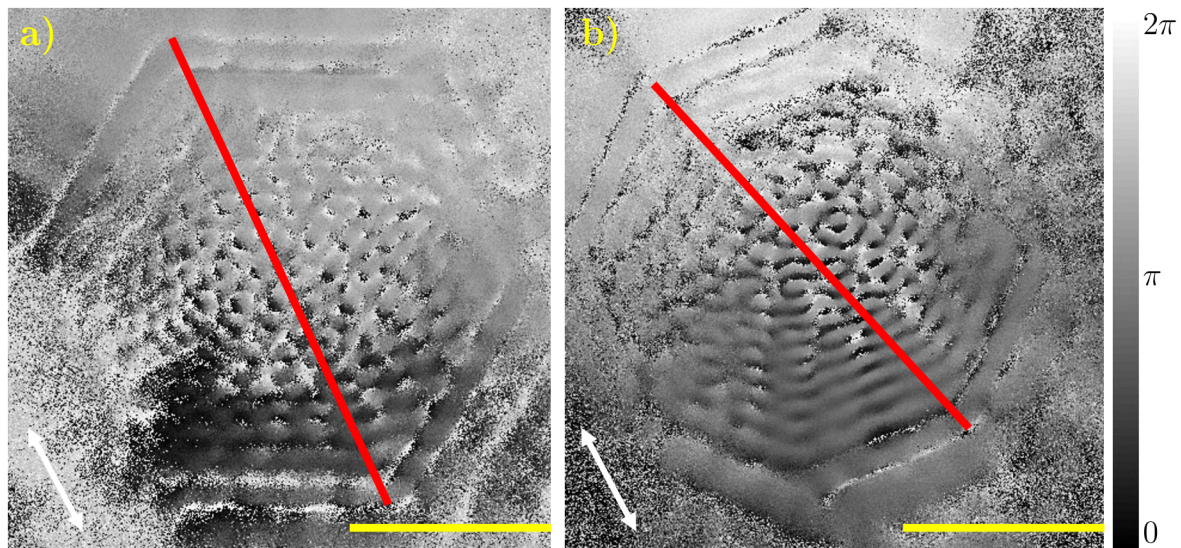
Obrázek 3.10: Spočtené rozložení fáze pro různé struktury n -úhelníků se zobrazením fázového profilu pro každou z nich. Bílá šipka vyznačuje směr polarizace osvětlení. Červená čára reprezentuje rozdělení oblastí na REF a OBJ část, kde se fáze mění od 0 do 2π (u všech struktur pouze na pravé straně). Veličina $\lambda_{\text{SPP}} = 605 \text{ nm}$ je vlnová délka plazmonu. Žlutá čára označuje měřítko, které je ve všech snímcích $4 \mu\text{m}$.

Na Obrázku 3.10 lze pozorovat teoreticky ideální rozložení fáze interference dvou SPP vln pro různé n -úhelníky. Je důležité zdůraznit, že např. u kruhové drážky nelze těchto teoretických výsledků dosáhnout, protože experimentální měření optického signálu vždy obsahuje šum. Tento problém byl řešen již ve zmiňovaném článku [61], kde se mimo měřené interferenční struktury vybrala oblast, kde teoreticky má být intenzita blízkého pole rovna nule, a určilo se její statistické rozložení šumu. Podělením hodnot intenzity každého pixelu ve zvolené oblasti maximální hodnotou intenzity I_{\max} získané ze středu interferenční struktury se získá rozložení míry šumu v daném obrázku. Šum vykazuje Gaussovo normální rozdělení způsobené tepelným šumem, a navíc se zde náhodně objevovaly méně četné saturované pixely (tzv. *hot pixels*). Experimentální a teoretický výzkum byl ale v této publikaci proveden pouze na kruhové interferenční drážce.

Obrázek 3.10 obsahuje i fázové profily. Modrá čára v detailu každého obrázku znázorňuje oblast, u které se zobrazuje fázový profil dané struktury. U všech struktur můžeme pozorovat pilovitý signál. Zarážející je, že sledovaná fáze vždy nedosahuje maximálních hodnot 0 až 2π . To je pravděpodobně způsobeno citlivostí posuvu obrazu vůči definované simulované síti. Problémem je, že obraz se může posouvat vždy jen o diskrétní posun (jednoho pixelu), a proto fáze interferenčních struktur nemusí dosahovat hodnot 0 až 2π . Stejný problém se objevuje i při experimentálním měření. Zároveň lze pozorovat (nejlépe na dvojici drážek a kruhové drážce), že daný fázový profil je namodulován signálem o menší frekvenci.

Než bude přistoupeno k popisu získaných experimentálních výsledků rozložení 2D fáze blízkého pole, je nutné zdůraznit složitost a komplexnost problému při sesazování experimentálních dat. Během předchozího výzkumu byl vyvinut program pro sesazování čtvercových interferenčních drážek, který fungoval na principu stanovení fáze interferujících SPP vln metodou NPDH, který dokáže sesadit naměřené SNOM obrázky k jednomu bodu, ideálně s přesností na jeden pixel. Pomocí SNOM mikroskopu se zaznamená pět snímků, každý snímek je mezi REF a OBJ částí fázově posunut o krok $\pi/2$ (posuv je od 0 do 2π). Z každého SNOM snímku se obdrží dva obrázky, jeden obrázek nese informaci o topografii struktur, druhý o signálu. Zmíněný nově vyvinutý program funguje na takovém principu, že pět topografických snímků sesadí, a odpovídajícím způsobem sesadí i mapy naměřených signálů. Přesnost tohoto programu je velmi důležitá pro správnou rekonstrukci fáze.

Dále na Obrázku 3.11 je uvedeno experimentální rozložení fáze interferujících SPP vln na šestiúhelníkové a osmiúhelníkové drážce. Zde se bohužel nepodařila správně nastavit oblast REF a OBJ části. Pokud by se nastavila červená čára (dělicí REF a OBJ část) kolmo na polarizaci laserového světla (bílá šipka), tak by šlo pravděpodobně pozorovat podobné rozložení fáze pro stejné struktury n -úhelníků jak bylo uvedeno na Obrázku 3.10. Nastavit správně polarizaci laserového světla u složitějších struktur (jako je šestiúhelník a osmiúhelník) je daleko složitější problém než u dvojice drážek nebo kruhové drážky.



Obrázek 3.11: a) Experimentální rozložení fáze interference dvou SPP vln vybuzených na šestiúhelníkových b) osmiúhelníkových drážkách. Fáze se mění pouze v pravé části obou obrázků. Červená čára vyznačuje místo, ve kterém se dělí šestiúhelníková drážka na OBJ a REF část. Žlutá čára označuje měřítko, které je ve všech snímcích 4 μm .

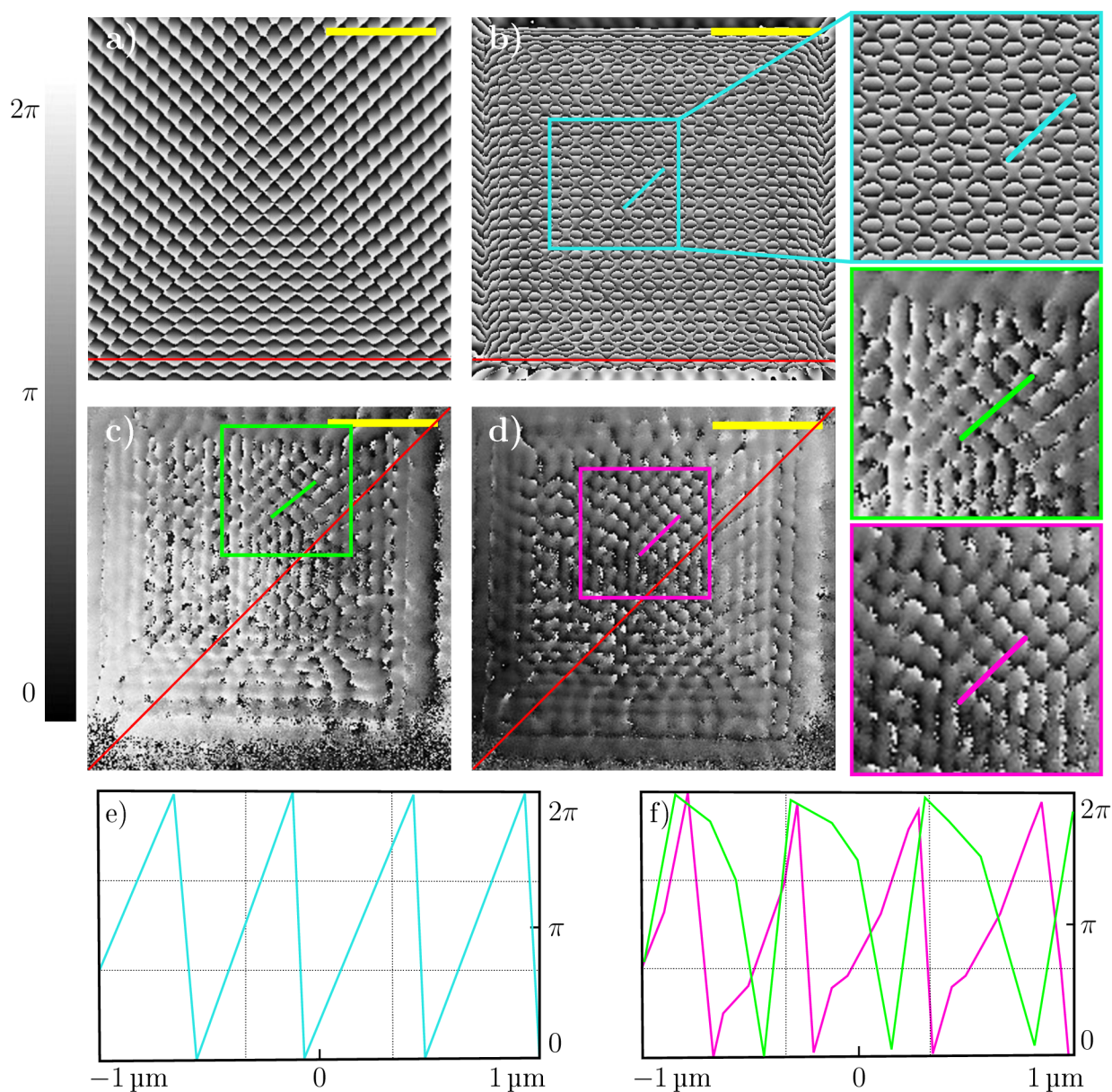
Největší snaha byla o získání fázové informace interferujících SPP vln pro čtvercové drážky. Tato struktura je nejzajímavější tím, že správným nastavením polarizace a rozdělením REF a OBJ části jsme schopni obdržet různé rozložení fáze. Na Obrázku 3.12 d) je zobrazeno experimentálně naměřené rozložení 2D fáze blízkého pole (reprezentována rozdílem fáze mezi oběma SPP vlnami). Rozdíl obrázku c) a d) je pouze ve změně oblasti s konstantní fází osvětlení (konkrétně na obrázku d) je oblast s konstantní fází v levém horním rohu, zatímco na obrázku c) je to opačně). Z těchto dvou obrázků lze vypočítat určitou shodu, kde jediná změna spočívá pouze v záměně oblastí s konstantní fází, což má za následek invertování černé a bílé barvy.

Na Obrázku 3.12 e) a f) jsou zobrazeny fázové profily. Shoda profilu získaného z FDTD simulací s profilem získaným z experimentálního měření (konkrétně Obrázku d)) je významná. Důležité jsou pilovité signály dosahující hodnot $\pm 2\pi$ pozorovatelné ve všech třech profilech. U experimentálně naměřených dat lze ze získaného pilovitého signálu pozorovat fluktuaci lineárního trendu. Zde se vracíme opět ke způsobu sesazení naměřených SNOM snímků, kdy požadovaná přesnost musí být na jeden pixel, což nebylo splněno.

U fázového profilu na obrázku d) fáze $\Delta\varphi$ roste zleva doprava, což souvisí s tím, kde je nastavena oblast s konstantní fází a kde oblast s měnící se fází. Tento předpoklad je potvrzen i obrázkem c), kde oblast s pevně zvolenou fází byla nastavena opačně, a tedy i fázový profil roste opačně (zprava doleva).

Poslední otázka, která může vyvstat, je ta, že podmínky analytického a simulovaného modelu se neshodují s experimentálním modelem (nastavení oblasti a tedy i drážek, u kterých se mění fáze, není stejné). Zároveň FDTD simulace z Obrázku 3.10 pro čtvercové drážky by měly odpovídat právě experimentálním datům zobrazeným na Obrázku 3.12 c) a d). Všechny tyto nesrovnalosti jsou pravděpodobně způsobeny nehomogenním osvětlením, kde stačí jenom trochu nepřesně osvětlit drážky, nebo úhel po-

larizace laserového svazku mít o pár stupňů zvolen jinak, a celkový fázový obraz bude vypadat úplně jinak než dokonalý numerický model.



Obrázek 3.12: a) Analytický model rozložení fáze pro čtvercové drážky. Spočítáno Ing. Martinem Hrtóněm. Fáze se mění jen na spodní drážce. b) FDTD simulace rozložení fáze pro interferenci dvou SPP vln na totožné čtvercové drážce. Fáze se opět mění jen na spodní drážce. c) Experimentální rozložení fáze interference dvou SPP vln vybudných na stejné čtvercové drážce, kde se fáze mění pouze v pravé části. d) Experimentální rozložení fáze interference dvou SPP vln vybudných na stejné čtvercové drážce, kde se fáze mění pouze v levé části (opačně k situaci na obrázku c)). e) Fázový profil získaný z FDTD modelu, který je na obrázku b) vyznačen tyrkysovou čárou u středu čtverce. f) Fázový profil získaný z experimentálního měření, který je na obrázku c) a d) vyznačen zelenou a růžovou čárou (podobně jako na obrázku c)). Polarizace dopadajícího světla byla pro všechny snímky nastavena diagonálně. Červená čára vyznačuje místo, ve kterém se dělí čtvercová drážka na OBJ a REF část. Žlutá čára označuje měřítko, které je ve všech snímcích $4\ \mu\text{m}$.

Analytický model rozložení fáze pro čtvercové drážky zobrazený na Obrázku 3.12 a) byl spočítán Ing. Martinem Hrtou následovně: uvažujme komplexní propagační vektor β , viz vztah (2.5), plazmonovou vlnovou délku $\lambda_{\text{SPP}} = 2\pi/\text{Re}\{\beta\} = 605 \text{ nm}$ a propagační délku $L = 1/2\text{Im}\{\beta\} = 10 \text{ }\mu\text{m}$. Intenzita elektrického pole je dána jako

$$\begin{aligned} I(x, y, \theta_j) &= |\vec{E}_O(x, y)e^{i\varphi_O(x, y)} + \vec{E}_R(x, y)e^{i\varphi_R(x, y)}e^{i\theta_j}|^2 \\ &= |\vec{E}_O(x, y)|^2 + |\vec{E}_R(x, y)|^2 + 2\vec{E}_O(x, y) \cdot \vec{E}_R(x, y) \cos(\Delta\varphi + \theta_j), \end{aligned}$$

kde $\theta_j = (j - 1)\pi/2$, $j = 1, 2, 3, 4$ a $\Delta\varphi = \varphi_R(x, y) - \varphi_O(x, y)$. Dále určíme elektrickou intenzitu OBJ a REF vlny jako:

$$\begin{aligned} E_{O,z}(x, y) &= Ae^{i\text{Re}\{\beta\}x}e^{-\text{Im}\{\beta\}x} - Ae^{-i\text{Re}\{\beta\}x}e^{+\text{Im}\{\beta\}x} + Ae^{i\text{Re}\{\beta\}y}e^{-\text{Im}\{\beta\}y}, \\ E_{R,z}(x, y) &= -Ae^{-i\text{Re}\{\beta\}y}e^{+\text{Im}\{\beta\}y}, \end{aligned}$$

a fázi OBJ a REF vlny:

$$\varphi_R(x, y) = \pi - \text{Re}\{\beta\}y,$$

$$\begin{aligned} \varphi_O(x, y) &= \arctan \left[\frac{\text{Im}\{E_{O,z}(x, y)\}}{\text{Re}\{E_{O,z}(x, y)\}} \right] = \\ &= \arctan \left[\frac{e^{-\text{Im}\{\beta\}x} \sin(\text{Re}\{\beta\}x) + e^{+\text{Im}\{\beta\}x} \sin(\text{Re}\{\beta\}x) + e^{-\text{Im}\{\beta\}y} \sin(\text{Re}\{\beta\}y)}{e^{-\text{Im}\{\beta\}x} \cos(\text{Re}\{\beta\}x) - e^{+\text{Im}\{\beta\}x} \cos(\text{Re}\{\beta\}x) + e^{-\text{Im}\{\beta\}y} \cos(\text{Re}\{\beta\}y)} \right] = \\ &= \arctan \left[\frac{2 \cosh(\text{Im}\{\beta\}x) \sin(\text{Re}\{\beta\}x) + e^{-\text{Im}\{\beta\}y} \sin(\text{Re}\{\beta\}y)}{-2 \sinh(\text{Im}\{\beta\}x) \cos(\text{Re}\{\beta\}x) + e^{-\text{Im}\{\beta\}y} \sin(\text{Re}\{\beta\}y)} \right]. \end{aligned}$$

Dosazením uvedené intenzity do rovnice (2.17) se získá analytický model pro rozložení fáze blízkého pole pomocí buzení SPP vln na čtvercových drážkách, s posuvem fáze pouze na dolní drážce, viz Obrázek 3.12 a).

Důležitou roli při detekci rozložení fáze hraje samotný prostorový fázový modulátor (SLM). Při nastavování fázové masky pro SLM v oblasti, kde část má fázi nastavenou na 0 a další na π , dochází na rozhraní těchto dvou částí k destruktivní interferenci. Bylo pozorováno, že při vzniku takové destruktivní interference dochází k lehkému posunu stopy laserového světla, což může ovlivnit homogenitu osvětlení, a tedy i výslednou zrekonstruovanou fázi pozorovaného blízkého pole.

Z obrázku 3.12 lze pozorovat, že se úspěšně podařilo experimentálně detekovat 2D rozložení fáze na složitých polarizačně závislých strukturách, kde navíc interferenční obrazec intenzity komponent $|\vec{E}_{\parallel}|$ a $|\vec{E}_{\perp}|$ je různý.

4. Závěr

Cílem této bakalářské práce bylo provést rešeršní studii na téma digitální holografie v nanofotonice a následně zkoumat pomocí této metody rozložení fáze pro SPP interferenční nanostruktury v blízkém poli.

Problematika digitální holografie v nanofotonice byla popsána v kapitole 2, kde největší důraz byl kladen na plazmoniku, konkrétně SPP vlny. Byl proveden teoretický rozbor SPP vln pro rozhraní dielektrikum a kov a vysvětlen princip jejich šíření. Následně se tato kapitola zabývala zobrazovací technikou, sloužící pro pozorování SPP vln v blízkém poli, kde je možné pozorovat jejich interferenci. Popsán byl princip sběru optických dat v blízkém poli pomocí a-SNOM mikroskopu. Dále byly uvedeny možné budoucí aplikace těchto plazmonů. Poslední část této kapitoly byla věnována popisu kvantitativní digitální holografické mikroskopie.

Stěžejní experimentální kapitola 3 byla zaměřena na zkoumání vzniklých interferenčních struktur SPP vln, kde jsou zobrazena nasimulovaná i naměřená data pro dané nanostruktury. Uvedeny byly fyzikální modely popisující vznik interference a vliv zastoupení jednotlivých složek elektrické intenzity na interferenci. Dále byl zkoumán vliv polarizace osvětlení na vzniklé SPP interferenční obrazce. V další části byl popsán způsob výroby interferenčních nanostruktur a jejich finální geometrie. Byla zde představena experimentální SNOM aparatura, která byla použita pro detekci blízkého pole. Nakonec je podrobně vysvětlen postup měření.

Dalším cílem předložené bakalářské práce bylo experimentálně zkoumat rozložení 2D fáze blízkého pole pro geometricky různé SPP interferenční nanostruktury. To je uvedeno v části 3.5. Nejprve byl vysvětlen princip digitální holografie, potom byla zavedena rovnice (2.17), jež umožňuje zpětně digitálně zrekonstruovat fázové rozložení interferujících SPP vln. Dále byly použity FDTD simulace pro porovnání výsledků a zobrazení složitějších závislostí, které není jednoduché experimentálně naměřit. Poslední, nejdůležitější část zobrazuje experimentálně naměřené rozložení fáze SPP vln vybudovaných na čtvercové drážce.

Úspěšné získání rozložení fáze SPP interference metodou NPDH je limitováno mnoha faktory, nejdůležitější je homogenita osvětlení budících drážek, přesně nastavená orientace úhlu polarizace laserového svazku a nakonec i správné digitální zpracování (sesazení dat) naměřených SNOM snímků. Tyto podmínky často výrazně prodlouží pobyt v laboratořích, protože správná optimalizace aparatury pro získání rozložení fáze může trvat i několik hodin. Jak bylo ale ukázáno, použitá metoda se jeví velmi slibně do budoucna pro zobrazení rozložení 2D blízkého pole.

Literatura

1. LANE, N. The unseen world: reflections on Leeuwenhoek (1677) ‘Concerning little animals’. *Philosophical Transactions of the Royal Society B: Biological Sciences*. 2015-04-19, **370**(1666), 1–10. ISSN 0962-8436. Dostupné z DOI: [10.1098/rstb.2014.0344](https://doi.org/10.1098/rstb.2014.0344).
2. ABBE, E. Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung. *Archiv für Mikroskopische Anatomie*. 1873, **9**(1), 413–468. ISSN 0176-7364. Dostupné z DOI: [10.1007/BF02956173](https://doi.org/10.1007/BF02956173).
3. VANLIGTEN, R. F.; OSTERBERG, H. Holographic Microscopy. *Nature*. 1966, **211**(5046), 282–283. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: [10.1038/211282a0](https://doi.org/10.1038/211282a0).
4. SYNGE, E. XXXVIII. A suggested method for extending microscopic resolution into the ultra-microscopic region. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 2009, **6**(35), 356–362. ISSN 1941-5982. Dostupné z DOI: [10.1080/14786440808564615](https://doi.org/10.1080/14786440808564615).
5. BINNIG, G.; QUATE, C. F.; GERBER, C. Atomic Force Microscope. *Physical Review Letters*. 1986, **56**(9), 930–933. ISSN 0031-9007. Dostupné z DOI: [10.1103/PhysRevLett.56.930](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.56.930).
6. DÜRIG, U.; POHL, D. W.; ROHNER, F. Near-field optical-scanning microscopy. *Journal of Applied Physics*. 1986-05-15, **59**(10), 3318–3327. ISSN 0021-8979. Dostupné z DOI: [10.1063/1.336848](https://doi.org/10.1063/1.336848).
7. BARNES, W. L.; DEREUX, A.; EBBESEN, T. W. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*. 2003, **424**(6950), 824–830. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: [10.1038/nature01937](https://doi.org/10.1038/nature01937).
8. JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. Třetí vydání. Wiley, 1998. ISBN 978-0-471-30932-1.
9. STRATTON, J. A. *Electromagnetic Theory*. Druhé vydání. Wiley, 2007. ISBN 978-0-470-13153-4.
10. GRIFFITHS, D. J. *Introduction to Electrodynamics*. Třetí vydání. Prentice Hall, 1999. ISBN 978-0-138-05326-0.
11. BORN, M.; WOLF, E. CHAPTER 1 - BASIC PROPERTIES OF THE ELECTROMAGNETIC FIELD. In: BORN, M.; WOLF, E. (ed.). *Principles of Optics (Sixth Edition)*. Sixth Edition. Pergamon, 1980, s. 1–70. ISBN 978-0-08-026482-0. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-026482-0.50008-6>.

12. ČERNÝ, M.; DUB, P.; KOMRSKA, J.; LENC, M. et al. *Fundamentals of Physics extended (D. Halliday, R. Resnick, J. Walker): Druhé přepracované vydání*. ČR: Vysoké učení technické v Brně. Brno, ČR: Vysoké učení technické v Brně: Nakladatelství VUTIUM, 2013. ISBN 978-80-214-4123-1.
13. BRONGERSMA, M. L.; SHALAEV, V. M. The Case for Plasmonics. *Science*. 2010-04-22, **328**(5977), 440–441. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1186905.
14. GRAMOTNEV, D. K.; BOZHEVOLNYI, S. I. Plasmonics beyond the diffraction limit. *Nature Photonics*. 2010, **4**(2), 83–91. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2009.282.
15. KITTEL, C.; MCEUEN, P. *Introduction to solid state physics*. 8th ed. Hoboken: Wiley, c2005. ISBN 978-0-471-41526-8.
16. FOX, M. *Optical Properties of Solids*. První vydání. London: Oxford University Press, 2010. ISBN 978-0-199-57336-3.
17. ASHCROFT N. W.; Mermin, N. D. *Solid State Physics*. Třetí vydání. Rinehart a Winston: Hlot, 2011. ISBN 78-0-030-83993-1.
18. DVOŘÁK, P. *Nanofotonika*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2018.
19. DRUDE, P. Zur Elektronentheorie der Metalle. *Annalen der Physik*. 1900, **306**(3), 566–613. ISSN 00033804. Dostupné z DOI: 10.1002/andp.19003060312.
20. *Nano-Optics 1st Edition*. První vydání. Elsevier, 2020. ISBN 9780128183922.
21. STERN, E. A.; FERRELL, R. A. Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas. *Phys. Rev.* 1960-10, **120**, 130–136. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRev.120.130.
22. GAZZOLA, E.; RUFFATO, G.; ROMANATO, F. Propagation of grating-coupled surface plasmon polaritons and cosine–Gauss beam generation. *Journal of the Optical Society of America B*. 2015, **32**(8), 1564–1569. ISSN 0740-3224. Dostupné z DOI: 10.1364/JOSAB.32.001564.
23. LAMPRECHT, B.; KRENN, J. R.; SCHIDER, G.; DITLBACHER, H. et al. Surface plasmon propagation in microscale metal stripes. *Applied Physics Letters*. 2001-07-02, **79**(1), 51–53. ISSN 0003-6951. Dostupné z DOI: 10.1063/1.1380236.
24. KANIBER, M.; SCHRAML, K.; REGLER, A.; BARTL, J. et al. Surface plasmon resonance spectroscopy of single bowtie nano-antennas using a differential reflectivity method. *Scientific Reports*. 2016, **6**(1), 1–10. ISSN 2045-2322. Dostupné z DOI: 10.1038/srep23203.
25. OTTO, A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei*. 1968, **216**(4), 398–410. ISSN 0939-7922. Dostupné z DOI: 10.1007/BF01391532.
26. NEUMAN, T. *Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů pomocí-rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2012.

27. M., S. A. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. První vydání. New York: Springer, 2007. ISBN 978-0-387-37825-1. Dostupné z DOI: 10.1007/0-387-37825-1.
28. Plasmonics for near-field nano-imaging and superlensing. *Nature Photonics*. 2009, **3**(7), 388–394. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2009.111.
29. PETRŽILKA, V.; SLAVÍK, J. B. *Piezelektrína a její použití v praxi technické*. 1. vyd. Praha: JČMAF, 1940.
30. TROLIER-MCKINSTRY, S. Crystal Chemistry of Piezoelectric Materials. In: *Piezoelectric and Acoustic Materials for Transducer Applications*. Ed. SAFARI, A.; AKDOĞAN, E. K. Boston, MA: Springer US, 2008, s. 39–56. ISBN 978-0-387-76540-2. Dostupné z DOI: 10.1007/978-0-387-76540-2_3.
31. HEBER, J. Plasmonics: Surfing the wave. *Nature*. 2009, **461**(7265), 720–722. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: 10.1038/461720a.
32. VERHAGEN, E.; SPASENOVIĆ, M.; POLMAN, A.; KUIPERS, L. (Nanowire Plasmon Excitation by Adiabatic Mode Transformation. *Physical Review Letters*. 2009, **102**(20), 1–4. ISSN 0031-9007. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.203904.
33. KVAPIL, M. *Plazmonické rezonanční antény*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, 2008.
34. LIU, Z.-W.; WEI, Q.-H.; ZHANG, X. Surface Plasmon Interference Nanolithography. *Nano Letters*. 2005, **5**(5), 957–961. ISSN 1530-6984. Dostupné z DOI: 10.1021/nl10506094.
35. SHEN, B.; LINKO, V.; TAPIO, K.; PIKKER, S. et al. Plasmonic nanostructures through DNA-assisted lithography. *Science Advances*. 2018-02-02, **4**(2), 1–8. ISSN 2375-2548. Dostupné z DOI: 10.1126/sciadv.aap8978.
36. OZBAY, E. Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions. *Science*. 2006-01-13, **311**(5758), 189–193. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1114849.
37. ANKER, J. N.; HALL, W. P.; LYANDRES, O.; SHAH, N. C. et al. Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature Materials*. 2008, **7**(6), 442–453. ISSN 1476-1122. Dostupné z DOI: 10.1038/nmat2162.
38. TAYLOR, A. B.; ZIJLSTRA, P. Single-Molecule Plasmon Sensing: Current Status and Future Prospects. *ACS Sensors*. 2017-08-02, **2**(8), 1103–1122. ISSN 2379-3694. Dostupné z DOI: 10.1021/acssensors.7b00382.
39. SCHULLER, J. A.; BARNARD, E. S.; CAI, W.; JUN, Y. C. et al. Erratum: Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature Materials*. 2010, **9**(4), 368–368. ISSN 1476-1122. Dostupné z DOI: 10.1038/nmat2736.
40. FAKONAS, J. S.; LEE, H.; KELAITA, Y. A.; ATWATER, H. A. Two-plasmon quantum interference. *Nature Photonics*. 2014, **8**(4), 317–320. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2014.40.

41. BIRR, T.; ZYWIETZ, U.; CHHANTYAL, P.; CHICHKOV, B. N. et al. Ultra-fast surface plasmon-polariton logic gates and half-adder. *Opt. Express*. 2015-12, **23**(25), 31755–31765. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.23.031755.
42. OZAKI, M.; KATO, J.-i.; KAWATA, S. Surface-Plasmon Holography with White-Light Illumination. *Science*. 2011-04-07, **332**(6026), 218–220. ISSN 0036-8075. Dostupné z DOI: 10.1126/science.1201045.
43. GENEVET, P.; CAPASSO, F. Holographic optical metasurfaces: a review of current progress. *Reports on Progress in Physics*. 2015-01, **78**(2), 024401. Dostupné z DOI: 10.1088/0034-4885/78/2/024401.
44. TANG, W. X.; ZHANG, H. C.; MA, H. F.; JIANG, W. X. et al. Concept, Theory, Design, and Applications of Spoof Surface Plasmon Polaritons at Microwave Frequencies. *Advanced Optical Materials*. 2019, **7**(1), 1–22. ISSN 21951071. Dostupné z DOI: 10.1002/adom.201800421.
45. NELSON, J. W.; KNEFELKAMP, G. R.; BROLO, A. G.; LINDQUIST, N. C. Digital plasmonic holography. *Light: Science & Applications*. 2018, **7**(1), 1–11. ISSN 2047-7538. Dostupné z DOI: 10.1038/s41377-018-0049-2.
46. ZHANG, S.; ZHANG, J.; WEN, Y.; CHUDNOVSKY, E. M. et al. Determination of chirality and density control of Néel-type skyrmions with in-plane magnetic field. *Communications Physics*. 2018, **1**(1), 1–7. ISSN 2399-3650. Dostupné z DOI: 10.1038/s42005-018-0040-5.
47. BOSTANJOGLO, O.; ROSIN, T. Resonance oscillations of magnetic domain walls and bloch lines observed by stroboscopic electron microscopy. *Physica Status Solidi (a)*. 1980-02-16, **57**(2), 561–568. ISSN 00318965. Dostupné z DOI: 10.1002/pssa.2210570212.
48. BAI, C.; CHEN, J.; ZHANG, Y.; ZHANG, D. et al. Dynamic tailoring of an optical skyrmion lattice in surface plasmon polaritons. *Opt. Express*. 2020, **28**(7), 10320–10328. Dostupné z DOI: 10.1364/OE.384718.
49. BRAGG, W. L. Microscopy by Reconstructed Wave-fronts. *Nature*. 1950, **166**(4218), 399–400. ISSN 0028-0836. Dostupné z DOI: 10.1038/166399b0.
50. LEITH, E. N.; UPATNIEKS, J. Reconstructed Wavefronts and Communication Theory*. *Journal of the Optical Society of America*. 1962, **52**(10), 1123–1130. ISSN 0030-3941. Dostupné z DOI: 10.1364/JOSA.52.001123.
51. HUANG, L.; CHEN, X.; MÜHLENBERND, H.; ZHANG, H. et al. Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface. *Nature Communications*. 2013, **4**(1), 1–8. ISSN 2041-1723. Dostupné z DOI: 10.1038/ncomms3808.
52. BARSİ, C.; WAN, W.; FLEISCHER, J. W. Imaging through nonlinear media using digital holography. *Nature Photonics*. 2009, **3**(4), 211–215. ISSN 1749-4885. Dostupné z DOI: 10.1038/nphoton.2009.29.
53. YAMAGUCHI, I.; KATO, J.-i.; OHTA, S.; MIZUNO, J. Image formation in phase-shifting digital holography and applications to microscopy. *Applied Optics*. 2001, **40**(34), 6177–6186. ISSN 0003-6935. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.40.006177.

54. CUCHE, E.; MARQUET, P.; DEPEURSINGE, C. Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography. *Applied Optics*. 2000, **39**(23), 4070–4075. ISSN 0003-6935. Dostupné z DOI: 10.1364/AO.39.004070.
55. XU, W.; JERICHO, M. H.; MEINERTZHAGEN, I. A.; KREUZER, H. J. Digital in-line holography for biological applications. *Proceedings of the National Academy of Sciences*. 2001-09-25, **98**(20), 11301–11305. ISSN 0027-8424. Dostupné z DOI: 10.1073/pnas.191361398.
56. YAMAGUCHI, I.; ZHANG, T. Phase-shifting digital holography. *Optics Letters*. 1997, **22**(16), 1–3. ISSN 0146-9592. Dostupné z DOI: 10.1364/OL.22.001268.
57. ZIA, R.; BRONGERSMA, M. L. Surface plasmon polariton analogue to Young's double-slit experiment. *Nature Nanotechnology*. 2007, **2**(7), 426–429. ISSN 1748-3387. Dostupné z DOI: 10.1038/nnano.2007.185.
58. AIGOUY, L.; LALANNE, P.; HUGONIN, J. P.; JULIÉ, G. et al. Near-Field Analysis of Surface Waves Launched at Nanoslit Apertures. *Physical Review Letters*. 2007, **98**(15), 1–4. ISSN 0031-9007. Dostupné z DOI: 10.1103/PhysRevLett.98.153902.
59. DVOŘÁK, P.; NEUMAN, T.; BŘÍNEK, L.; ŠAMOŘIL, T. et al. Control and Near-Field Detection of Surface Plasmon Interference Patterns. *Nano Letters*. 2013-05-23, **13**(6), 2558–2563. ISSN 1530-6984. Dostupné z DOI: 10.1021/nl400644r.
60. E.L., P. *Application of FIB in Combination with Auger Electron Spectroscopy*. První vydání. Boston: Springer, 2005. ISBN 978-0-387-23313-0. Dostupné z DOI: 10.1007/0-387-23313-X_15.
61. DVOŘÁK, P.; KVAPIL, M.; BOUCHAL, P.; ÉDES, Z. et al. Near-field digital holography: a tool for plasmon phase imaging. *Nanoscale*. 2018-11-22, **10**(45), 21363–21368. ISSN 2040-3364. Dostupné z DOI: 10.1039/C8NR07438K.