VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ
INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

NANOFOTONIKA
NANOPHOTONICS

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE Ing. Petr Dvořák
AUTHOR

ŠKOLITEL prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.
SUPERVISOR

BRNO 2018

Abstrakt

Tato disertační práce se zabývá experimentálním výzkumem interference povrchových plazmonových polaritonů (SPP) pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli (SNOM). V první kapitole je vytvořen teoretický základ pro fyzikální popis většiny fyzikálních dějů a závislostí, které jsou studovány. Mezi tyto závislosti patří: závislosti výsledného interferenčního obrazce SPP na homogenitě, polarizaci, vlnové délce a fázi budicího osvětlení, na geometrii interferenčních budicích struktur a na náklonu vzorku vůči budicímu osvětlení. Dále je zde navržena nová experimentální metoda, která umožňuje pomocí numerických simulací nebo pomocí SNOM měření odhalovat citlivost SNOM sondy na detekci jednotlivých komponent elektrické intenzity blízkého pole. Nakonec je zde prezentována nová mikroskopická technika, která umožňuje 3D kvantitativní zobrazení rozložení fáze nad plazmonovými metapovrchy.

Summary

This thesis deals with an experimental research of the surface plasmon polaritons (SPPs) using scanning near-field optical microscopy (SNOM). The first chapter provides theoretical background and a description of most of the physical models and dependencies studied in this work. These dependencies include the dependence of the resulting SPP image on homogeneity, polarization, wavelength and a phase of the illumination, on the geometry of the interference structures and on the tilt of the sample towards the illumination. Further off this work presents a new experimental method which, using the numerical simulations or SNOM measurements, allows to estimate the sensitivity of the SNOM probe to detect the individual electric intensity components of the near-field. At the end of the thesis, the work presents a new microscopic technique, which enables a 3D quantitative imaging of phase distribution on plasmonic metasurfaces.

Klíčová slova

SNOM, interference SPP, interferenční struktury, holografie, optická spektroskopie.

Keywords

SNOM, interference of SPP, interference structures, holography, optical spectroscopy.

DVOŘÁK, P. *Nanofotonika*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 50 s. Vedoucí práce prof. RNDr. Tomáš Šikola, CSc.

Prohlašuji, že jsem tuto dizertační práci vypracoval samostatně pod odborným vedením prof. RNDr. Tomáše Šikoly, CSc., a že veškeré použité zdroje a literatura jsou uvedeny v seznamu zdrojů na konci této práce.

Ing. Petr Dvořák

Děkuji svému školiteli a vedoucímu této disertační práce prof. RNDr. Tomáši Šikolovi, CSc., za cenné odborné rady a shovívavý přístup během celého mého studia. Velmi děkuji za pomoc při řešení vědeckých projektů svým kolegům Mgr. Vlastimilu Křápkovi, Ph.D., Ing. Lukáši Břínkovi, Ph.D., Ing. Michalu Kvapilovi, Ph.D., Ing. Filipu Ligmajerovi, Ing. Martinu Hrtoňovi, Ing. Zoltánu Édesovi a Ing. Martinu Konečnému. Za přípravu a výrobu experimentálních vzorků dále děkuji Mgr. Ing. Tomáši Šamořilovi, Ph.D. a Ing. Jiřímu Babockému. Za skvělé nápady, které člověka vždy motivují k další vědecké práci, děkuji prof. RNDr. Petru Dubovi, CSc., prof. RNDr. Jiřímu Spoustovi, Ph.D., prof. Dr. Peteru Vargovi, dr. h. c. a doc. Ing. Radku Kalouskovi, Ph.D.. Speciální poděkování bych chtěl věnovat Ing. Tomáši Neumanovi, kterého jsem měl tu čest vést v rámci jeho bakalářské práce, a v jehož případě mohu s klidným svědomím prohlásit, že žák přerostl svého učitele a já se od něj mnohému naučil.

Děkuji také celému kolektivu Ústavu fyzikálního inženýrství a celé své rodině za vytvoření podmínek, při kterých jsem se každý den těšil do práce i z práce. Děkuji i Ústavu fyzikálního inženýrství a Středoevropskému technologickému institutu za možnost pracovat ve špičkových laboratořích. Závěrem děkuji své přítelkyni Barborce za láskyplnou pomoc, která mi dodávala životní energii k sepsání této dizertační práce.

Děkuji za finanční podporu Grantové agentuře České republiky (projekt č. 15-21581S), Evropskému fondu pro regionální rozvoj (projekt č. CZ.1.05/1.1.00/02.0068), Ministerstvu školství, mládeže a tělovýchovy České republiky (projekt č. LQ1601 – CEITEC 2020), Technologické agentuře České republiky (projekt č. TE01020233), Středoevropskému technologickému institutu (CEITEC – open access LM2011020) a Fakultě strojního inženýrství Vysokého učení technického v Brně.

Ing. Petr Dvořák

Obsah

Úvod **3**

1 Interference povrchových plazmonových polaritonů – SPP vln **5**

1.1 Fyzikální modely interference SPP vln 5

1.1.1 Interference SPP vybuzených na dvojici drážek 6

1.1.2 Interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek 7

1.1.3 Interference SPP vln vybuzených na kruhové drážce 12

1.2 SNOM detekce interference SPP vln 14

1.2.1 Závislost výsledného interferenčního obrazce na tvaru interferenčních struktur 15

1.2.2 Závislost výsledného interferenčního obrazce na homogenitě osvětlení 18

1.2.3 Závislost výsledného interferenčního obrazce na polarizaci osvětlení 20

1.2.4 Závislost výsledného interferenčního obrazce na vlnové délce osvětlení 23

1.2.5 Interakce SNOM sondy a blízkého pole 25

1.2.6 Závislost výsledného interferenčního obrazce na fázi osvětlení . . 30

1.2.7 Zobrazení fáze blízkého pole jedné SPP vlny 34

1.2.8 Závislost výsledného interferenčního obrazce na náklonu vzorku 36

1.3 3D kvantitativní zobrazení rozložení fáze světla prošlého přes metapovrch 37

Závěr **43**

Literatura **45**

Autorova publikační činnost **49**

Úvod

Vědní disciplína, která studuje optické vlastnosti elektromagnetického pole a chování světla v nanometrovém měřítku, se nazývá *nanofotonika* [1]. Nanofotonika se převážně zabývá zkoumáním tzv. blízkého elektromagnetického pole, což je název pro oblast elektromagnetického pole v okolí zkoumaného objektu, která má rozměry o mnoho menší než vlnová délka použitého světla [2, 3]. Toto blízké pole lze experimentálně studovat pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli (SNOM, z angl. *Scanning Near-field Optical Microscopy*), což je mikroskopická technika, která umožňuje získávat obraz s rozlišením pod difrakčním limitem použitého světla [4]. Speciální vědní disciplínou nanofotoniky je obor *plazmonika*, která zkoumá interakci elektromagnetického vlnění (světla) a kovů [5].

Plazmonika má dnes mnoho moderních aplikací, které hlavně využívají dvou základních vlastností plazmonů: tou první vlastností je schopnost plazmonu kmitat na velmi vysokých frekvencích (v řádu 10^{15} Hz) a přitom schopnost přenášet informaci přes sub-vlnové rozměry (v řádu jednotek nm); tou druhou vlastností je zesílení lokálního elektromagnetického pole [6]. První vlastnost nachází aplikace především v komunikačních a informačních technologiích [7, 8], při manipulaci s nanoobjekty [9], ve 2D optice [10] a v optické holografii [11]. Naopak druhá vlastnost nalézá uplatnění v bio- a chemické senzorice [12, 13], v elektrochemii [14] či fotokatalýze [15], ve fotovoltaice [16], při výrobě nano-laserů [17], při zesilování nejrůznějších optických signálů [18] (např. Ramanův signál [19]), anebo v neposlední řadě při výrobě barevných ochranných známek [20].

Předkládaná disertační práce pojednává o experimentálním studiu interference povrchových plazmonových polaritonů pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli. V první teoretické části jsou popsány základní poznatky z nanofotoniky a plazmoniky i s rešeršním přehledem možných aplikací. Autorově výzkumu v oblasti interference SPP zkoumané pomocí SNOM mikroskopie je věnována druhá kapitola. Ke každému studovanému problému je vyložena teorie a podáno vysvětlení výsledků, které byly publikovány v mezinárodních impaktovaných vědeckých časopisech. V poslední části této práce jsou prezentovány průběžné a ještě nepublikované výsledky s otevřenými otázkami, na které bude v budoucnu potřeba nalézt fyzikálně podložené odpovědi.

1. Interference povrchových plazmonových polaritonů – SPP vln

Hlavním a nosným tématem předložené disertační práce je experimentální studium interference povrchových plazmonových polaritonů (dále jen interference SPP vln), a to především pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli (SNOM). Zabývat se výzkumem interference SPP a její cílené aktivní ovládání má mnohé aplikace například v nano-litografii [21, 22, 23], v kvantové plazmonice [24, 25], biosenzorice [26, 27], holografii [11] nebo v optické manipulaci s nanoobjekty [28].

V této kapitole disertační práce již budou prezentovány výsledky dosažené v rámci práce vědecké skupiny prof. T. Šikoly, která se zabývá nanofotonikou a plazmonikou a jejímž členem je i autor této práce v rámci svého doktorského studia. Předkládané výsledky mají za cíl popsat a vysvětlit experimenty s interferencí SPP vln prováděnými v laboratořích na Ústavu fyzikálního inženýrství a ve sdílených laboratořích Středoevropského technologického institutu CEITEC na Vysokém učení technickém (VUT) v Brně.

1.1 Fyzikální modely interference SPP vln

Každá SPP povrchová vlna, která představuje longitudinální kmity volných elektronů, může existovat pouze v TM polarizaci, a proto blízkému poli, které toto vlna generuje, můžeme vždy připsat složku elektrického pole kolmou k povrchu vzorku, tzv. *out-of-plane* komponenta (dále $\mathbf{E}_\perp$ komponenta), a složku rovnoběžnou s povrchem vzorku, tzv. *in-plane* komponenta (dále $\mathbf{E}_\parallel$ komponenta). Budou-li ale existovat tyto SPP vlny dvě a setkají-li se, budou spolu interferovat obdobně jako klasické 2D vlny na vodní hladině [29]. Pro fyzikální modely interferencí SPP vln je nutné si uvědomit, že vždy spolu interferují pouze příslušné neortogonální komponenty elektromagnetického blízkého pole, tedy vždy zvlášť složky $\mathbf{E}_\perp$ a zvlášť složky $\mathbf{E}_\parallel$ [30].

V plazmonice se nejčastěji používá buď zdroj kruhových 2D SPP vln, které se šíří například z malé osvětlené apertury v kovové vrstvě, anebo zdroj rovinných 2D SPP vln, které vzniknou osvícením rovné drážky v kovové vrstvě [31]. Postupně se zaměříme na interferenci SPP na dvojici drážek, na čtveřici drážek a na kruhové drážce.

1.1.1 Interference SPP vybuzených na dvojici drážek

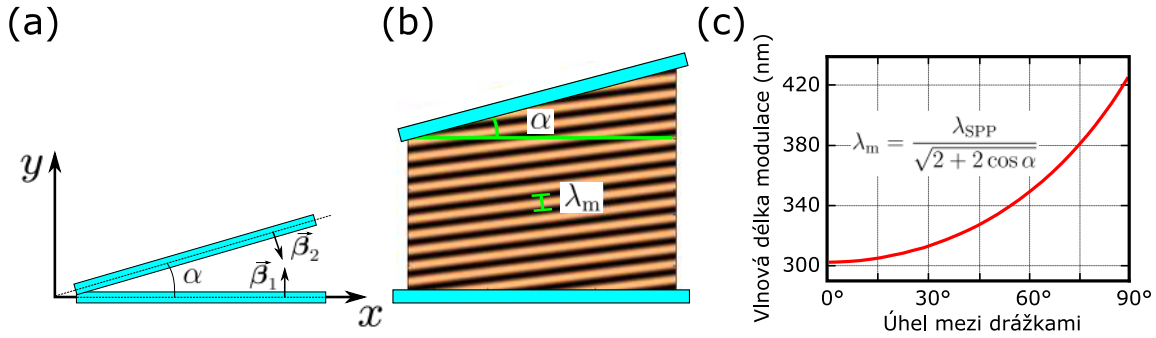
Povrchový plazmonový polariton (SPP) je 2D povrchová elektromagnetická vlna, která se šíří podél kovového rozhraní tvořené rovinou xy a která vykazuje ve směru osy z evanescentní charakter. Komponenty elektrické intenzity každé z těchto vln jsou tedy úměrné

$$\mathbf{E} \propto \mathbf{E}_0 \exp\left[\mathrm{i}\left(\beta_x x + \beta_y y\right)\right] \exp\left[-k_2 z\right] \exp\left[-\mathrm{i}\omega t\right], \tag{1.1}$$

kde $\mathbf{E}_0$ je reálná amplituda, $\boldsymbol{\beta} = (\beta_x,\beta_y,0)$. Ve vztahu (1.1) je zakomponováno i tlumení ve směru propagace, které je způsobené absorpcí v kovové vrstvě, a to díky komplexní části propagačního vektoru $\mathrm{Im}\left\{\boldsymbol{\beta}\right\}$, který je v plazmonice reprezentován pomocí propagační délky kovové vrstvy. Intenzita blízkého pole, kterou lze detekovat například pomocí SNOM, lze vyjádřit jako kvadrát modulu vektoru elektrické intenzity

$$I \propto \left|\mathbf{E}\right|^2 = \mathbf{E}\cdot\mathbf{E}^* = E_x E_x^* + E_y E_y^* + E_z E_z^*, \tag{1.2}$$

kde symbol hvězdičky * značí komplexní sdružení. Vzhledem k tomu, že je modulace interferenčního obrazce dána fázovým rozdílem vln v daném bodě, není pro další úvahy nutné uvažovat počáteční fázi SPP vlny buzené na drážce.



Obrázek 1.1: (a) Definice geometrie dvou sklopených drážek pro analytický model a (b) rozložení blízkého pole mezi těmito dvěma drážkami ($\alpha = 15°$), které je generováno díky interferenci SPP vln. (c) Teoretická závislost vlnové délky modulace intenzity interferenčního obrazce na vzájemném úhlu sklopení obou drážek.

Nyní uvažujme dvě drážky, jedna leží na ose x a druhá je vůči první drážce pootočená o úhel α, jak je zobrazeno na obrázku 1.1(a). Druhá drážka může bez omezení na obecnosti procházet počátkem souřadné soustavy, neboť opět záleží pouze na fázovém rozdílu SPP vln v daném bodě. Interferenci vln tedy můžeme vyjádřit jako

$$I \propto \left|\exp\left[\mathrm{i}\left(\boldsymbol{\beta}_1\cdot\mathbf{r} - \omega t + \varphi_1\right)\right] + \exp\left[\mathrm{i}\left(\boldsymbol{\beta}_2\cdot\mathbf{r} - \omega t + \varphi_2\right)\right]\right|^2, \tag{1.3}$$

kde $\boldsymbol{\beta}_1 = (0,\beta,0)$ a $\boldsymbol{\beta}_2 = (\beta\sin\alpha, -\beta\cos\alpha, 0)$. Na obrázku 1.1(b) je vykresleno rozložení interferenční pole vypočítaného podle vztahu (1.3) pro vzájemný úhel sklopením obou drážek o $\alpha = 15°$. Budeme-li chtít vyjádřit dobře měřitelnou vlnovou délku periody modulace interferenčního obrazce λ_m v závislosti na vzájemném sklonu dvou drážek α,

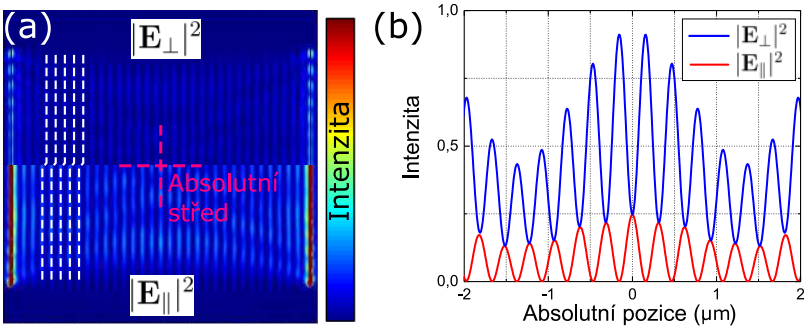
získáme výsledný experimentálně ověřitelný vztah

$$\lambda_{\mathrm{m}} = \frac{\lambda_{\mathrm{SPP}}}{\sqrt{2 + 2\cos\alpha}}, \tag{1.4}$$

kde $\lambda_{\mathrm{SPP}} = 2\pi/|\boldsymbol{\beta}|$.

Na obrázku 1.1(c) je vykreslena závislost vlnové délky periody modulace interferenčního obrazce na vzájemném úhlu sklopení dvou drážek pro případ: SPP vln šířící se na rozhraní zlato-vzduch při použitém osvětlení pomocí He-Ne laseru s $\lambda_0 = 632\,\mathrm{nm}$, kdy vlnová délka SPP vlny vychází $\lambda_{\mathrm{SPP}} = 605\,\mathrm{nm}$ [32]. Pro limitní případ $\alpha = 0°$ dostaneme $\lambda_{\mathrm{m}} = \lambda_{\mathrm{SPP}}/2$ (tedy v našem modelovém případě $\lambda_{\mathrm{m}} = 302{,}5\,\mathrm{nm}$), což je plně ve shodě s odbornou literaturou [30]. Pro druhý limitní případ ($\alpha = 90°$) bude vlnová délka periody modulace interferenčního obrazce rovna $\lambda_{\mathrm{m}} = \lambda_{\mathrm{SPP}}/\sqrt{2}$ (tedy v našem modelovém případě $\lambda_{\mathrm{m}} = 428\,\mathrm{nm}$).

Zajímavým rozdílem mezi $\mathbf{E}_{\parallel}$ a $\mathbf{E}_{\perp}$ interferencemi je vzájemný posun jejich proužků konstruktivní interference, které jsou vůči sobě absolutně posunuty o $\lambda_{\mathrm{m}}/2$ (tj. pro $\alpha = 0°$ je posun o $\lambda_{\mathrm{SPP}}/4$), a maximum jednoho obrazce tedy leží v minimu druhého a obráceně. Tento vzájemný posuv pro dvě paralelní drážky je dobře vidět na obrázku 1.2(a) nebo z grafu 1.2(b) lineárního intenzitního řezu z obou interferenčních obrazců ($|\mathbf{E}_{\perp}|^2$ a $|\mathbf{E}_{\parallel}|^2$). Z tohoto porovnání obou interferenčních obrazců je také patrné, že blízké pole budicí drážky je převážně tvořeno $\mathbf{E}_{\parallel}$. Z klasické elektrodynamiky je známo, že dipól kmitající v rovině vzorku vyzařuje energii v kolmém směru (tj. kolmo k rovině vzorku), avšak s polarizací vektoru elektrické intenzity v rovině vzorku, tedy v našem případě $\mathbf{E}_{\parallel}$ komponentu blízkého pole [2, 33].



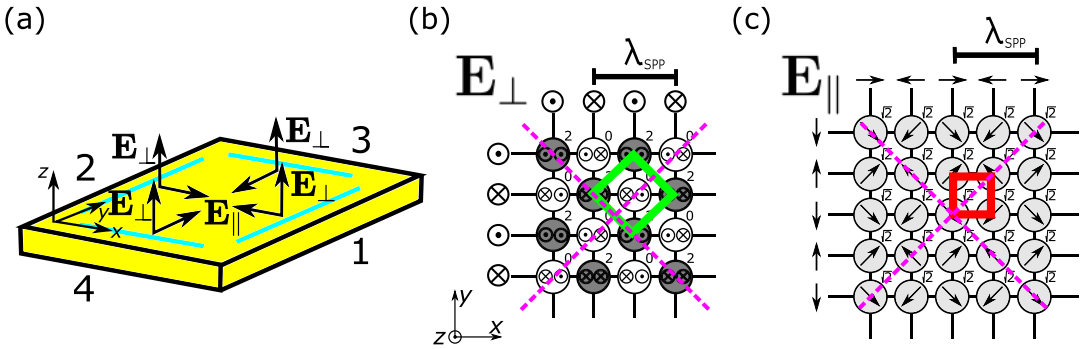
Obrázek 1.2: (a) Porovnání FDTD simulací interferenčních maxim pro $|\mathbf{E}_{\perp}|^2$ (horní polovina) vs. $|\mathbf{E}_{\parallel}|^2$ (dolní polovina) interferenci na dvojici paralelních drážek v závislosti na absolutní pozici, kde je patrný vzájemný posuv obou obrazců o $\lambda_{\mathrm{m}}/2$. (b) Příčný intenzitní řez oběma interferenčními obrazci sesazený podle absolutního středu interferečních struktur.

1.1.2 Interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek

Studujme nyní složitější interferenční strukturu, která vznikne interferencí SPP vln vybuzených na čtveřici drážek rozmístěných do čtverce o délce strany o mnoho delší něž vlnová délka SPP vlny. Přitom využijeme poznatků z interference SPP vln vybuzených na dvou vzájemně sklopených drážkách. Zásadním rozdílem oproti interferenci vzniklé pouze na dvojici drážek je fakt, že $\mathbf{E}_{\perp}$ a $\mathbf{E}_{\parallel}$ tvoří strukturně rozdílný interferenční

obrazec. Při tvorbě složek výsledného vektoru elektrické intenzity kolmého k povrchu se skládají v každém bodě uvnitř čtverce čtyři vektory $\mathbf{E}_\perp$ od každé z drážek (viz obrázek 1.3(a)). Na druhou stranu rozložení blízkého pole vzniklého výhradně ze složek vektoru elektrické intenzity v rovině vzorku $\mathbf{E}_\parallel$ se skládá z překrytí dvou nezávislých interferenčních obrazců, kde spolu vždy interferují dvě a dvě SPP vlny z protilehlých rovnoběžných drážek.

Z jednoduchého kvalitativního modelu skládaní vln, který je zobrazen na obrázcích 1.3(b) (pro interferenci složek $\mathbf{E}_\perp$) a 1.3(c) (pro interferenci složek $\mathbf{E}_\parallel$), je dobře patrné, že $\mathbf{E}_\perp$ komponenty tvoří interferenční obrazec tvořený z kosočtverců[1] s úhlopříčkou rovnající se vlnové délce SPP vlny λ_{SPP} a že $\mathbf{E}_\parallel$ komponenty tvoří interferenční obrazec tvořený z čtverců s délkou strany korespondující s půlvlnovou délkou SPP vlny $\lambda_{\mathrm{SPP}}/2$.



Obrázek 1.3: (a) Fyzikální princip interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek, kde pro $\mathbf{E}_\perp$ interferenci spolu vždy interferují čtyři vlny. Oproti tomu $\mathbf{E}_\parallel$ interference je složena ze superpozice dvou a dvou protiběžných vln. (b) V případě $\mathbf{E}_\perp$ interference tak vznikne intenzivnější kosočtvercový vzor (zelený kosočtverec) s dvoučetnou symetrií vůči středu interferenční struktury (růžovofialový kříž) a (c) v případě $\mathbf{E}_\parallel$ interference vznikne méně intenzivní čtvercový vzor (červený čtverec) a čtyřčetnou symetrií vůči středu interferenční struktury.

Nyní se opět pokusíme vytvořit analytický model pro popis interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek. Dle obrázku 1.4(a) jsou drážky rozmístěny tak, že platí $\boldsymbol{\beta}_1 = (-\beta,0,0)$, $\boldsymbol{\beta}_2 = (+\beta,0,0)$, $\boldsymbol{\beta}_3 = (0,-\beta,0)$ a $\boldsymbol{\beta}_4 = (0,+\beta,0)$. Obecně lze intenzitu interferenčního obrazce vyjádřit jako

$$I \propto \sum_{k=\{x,y,z\}} \sum_{i,j=1}^{N} E_{ik}E_{jk} \exp\left\{\mathrm{i}\left[\left(\boldsymbol{\beta}_i - \boldsymbol{\beta}_j^*\right)\cdot\mathbf{r} - \left(\boldsymbol{\beta}_i\cdot\boldsymbol{\rho}_i - \boldsymbol{\beta}_j^*\cdot\boldsymbol{\rho}_j\right) + (\varphi_i - \varphi_j)\right]\right\}, \tag{1.5}$$

kde N je počet drážek (v našem případě $N = 4$) a $\boldsymbol{\rho}_i$ je polohový vektor libovolného bodu i-tého zdroje SPP vln. Pro přímou aplikaci vztahu (1.5) na geometrii danou obrázkem 1.4 a při zanedbání imaginární části propagačního vektoru ($\mathrm{Im}\{\boldsymbol{\beta}_i\} \to 0$) obdržíme

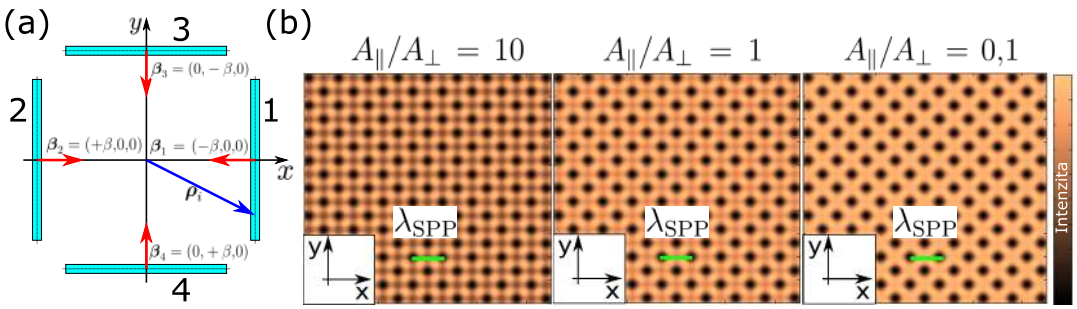
$$\begin{aligned} I \propto{}& (A_\parallel + RA_\perp)\left[2 + \cos(2\beta x) + \cos(2\beta y)\right] + \\ &+ 2RA_\perp\left\{\cos\left[\beta(x+y)\right]) + \cos\left[\beta(x-y)\right])\right\}, \end{aligned} \tag{1.6}$$

[1] Je zřejmé, že se jedná o čtverce s délkou hrany $\lambda_{\mathrm{SPP}}/\sqrt{2}$ a pootočené o 45°, ale z důvodů jednoznačného rozdělení při popisu interferenčního obrazce tvořeného z $\mathbf{E}_\perp$ a $\mathbf{E}_\parallel$ komponent bude v textu nadále používán pojem kosočtverec.

kde jsou zavedeny konstanty $A_\parallel$ a $A_\perp$, které vyjadřují citlivost SNOM na detekci komponent vektoru elektrické intenzity $\mathbf{E}$ rovnoběžných s povrchem a kolmých k povrchu, a kde konstanta R vyjadřuje poměr amplitudy komponenty rovnoběžné s rozhraním ku amplitudě komponenty kolmé k rozhraní SPP vln

$$R = \frac{E_\parallel}{E_\perp} = \frac{1}{\beta}\sqrt{\beta^2 - \tilde{\varepsilon}(\omega)k_0}. \tag{1.7}$$

Na obrázku 1.4(b) jsou zobrazeny tři případy rozložení blízkého pole vzniklého interferencí SPP vln vybuzených na čtveřici drážek vyrobených ve zlaté vrstvě, které jsou spočteny pomocí analytického odvozeného modelu popsaného rovnicí (1.6) pro tři různé případy poměru citlivostí SNOM $A_\parallel/A_\perp$. Z těchto obrázků vyplývá, že parametr citlivosti SNOM na jednotlivé komponenty bude důležitý pro správnou interpretaci výsledného detekovaného interferenčního obrazce. Je-li citlivost na obě komponenty stejná (tj. $A_\parallel/A_\perp = 1$), je zřejmé, že v souladu s předchozími úvahami je obrazec tvořený z interference $\mathbf{E}_\perp$ komponent intenzivnější než obrazec z $\mathbf{E}_\parallel$, neboť dominantní strukturou v interferenčním obrazci jsou kosočtverce.



Obrázek 1.4: (a) Schéma pro analytický model interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážkách. (b) Rozložení blízkého pole interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek pro různé poměry $A_\parallel/A_\perp$, které vyjadřují různé citlivosti detekce SNOM mikroskopu na příslušné komponenty blízkého pole.

Pro určení teoreticky správného poměru intenzit mezi oběma interferenčními obrazci byly navrženy a spočteny FDTD numerické simulace pro tloušťku zlaté vrstvy 200 nm, šířku drážky 100 nm a pro vlnovou délku $\lambda_0 = 650$ nm. Na obrázcích 1.5(a) a 1.5(b) jsou výsledky těchto simulací s odděleným zobrazením interferenčního obrazce složeného z $\mathbf{E}_\perp$ a $\mathbf{E}_\parallel$ komponent, kde oba tyto obrazce korespondují s předchozím analytickým modelem. Z příčné intenzitní škály navíc vyplývá, že $\mathbf{E}_\perp$ obrazec je přibližně 15× intenzivnější než $\mathbf{E}_\parallel$ obrazec.

Pro hlubší pochopení poměru mezi intenzitami interferenčních obrazců tvořených komponentami $\mathbf{E}_\perp$ a $\mathbf{E}_\parallel$ je možné umocnit rovnici (1.7) a dosadit do ní vztah pro propagační vektor pro rozhraní vakuum-kov. Po jednoduché matematické úpravě lze získat vztah mezi poměrem intenzit jednotlivých komponent SPP vlny

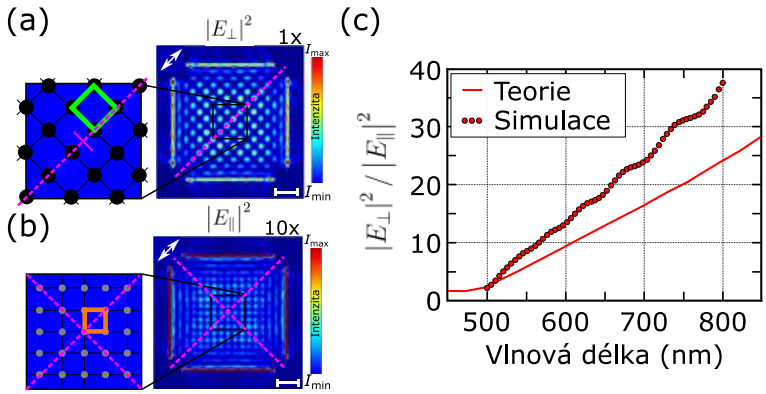
$$|E_\perp|^2 = -\frac{1}{\tilde{\varepsilon}(\omega)}\left|E_\parallel\right|^2. \tag{1.8}$$

Z Drudeho modelu je známo, že dielektrická funkce kovu $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ je v celém rozsahu

existence SPP vln záporná, a tudíž z rovnice (1.8) vyplývá, že v celém rozsahu vlnových délek bude $|E_\perp|^2$ větší než $\left|E_\parallel\right|^2$, ba dokonce s rostoucí vlnovou délkou bude tento poměr narůstat, jak ukazuje graf na obrázku 1.5(b), který byl publikován v Ref. [34].

Tento analytický vztah je možné ověřit i pomocí FDTD simulací, kdy je vykreslován poměr intenzity blízkého pole (odpovídající jednotlivým komponentám) vztažený na jednotku plochy. Stačí tedy v FDTD simulacích vyčíslit poměr intenzit integrovaných přes plochu vyplňující téměř celou interferenční strukturu. Tento poměr je vykreslen pro porovnání opět do grafu na obrázku 1.5(b). Odchylka a „zvlnění“ této závislosti oproti analytického modelu je způsobená konečnou velikostí jednotlivých prvků výpočtení sítě (angl. *mesch*) při metodě FDTD.

Velmi zajímavým jevem, který je dobře patrný z numerických simulací zobrazených na obrázku 1.5(a), je rozdíl v symetrii $\mathbf{E}_\perp$ a $\mathbf{E}_\parallel$ interferenčních obrazců. Pro $\mathbf{E}_\perp$ byla objevena dvojčetná symetrie (symetrie vůči pootočení o 180°), kde osa symetrie je vedena podél hlavní diagonály a je orientována podle směru polarizace, tedy v centrálním středu symetrie interferenční struktury je minimum intenzity $I_\perp$. Na druhou stranu pro $\mathbf{E}_\parallel$ byla objevena čtyřčetná symetrie (symetrie vůči pootočení o 90°), kde osy symetrie jsou vedeny podél obou hlavních diagonál bez ohledu na směr polarizace, tedy v centrálním středu symetrie interferenční struktury je maximum intenzity $I_\parallel$ [34].



Obrázek 1.5: FDTD numerické simulace interferenčního obrazce pro (a) $\mathbf{E}_\perp$ a (b) pro $\mathbf{E}_\parallel$ komponenty. (c) Teoretický model poměr intenzity komponent $|\mathbf{E}_\perp|^2/|\mathbf{E}_\parallel|^2$ pro interferenci SPP vln na čtveřici drážek a porovnání s výsledky z numerických simulací. Zvlnění a odchylka směrnice křivky získané pomocí numerických simulací od teoretického modelu je způsobena konečnou velikosti výpočetních buněk užitých při FDTD metodě.

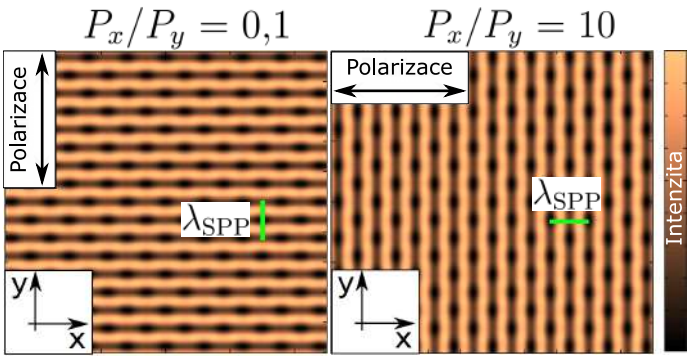
V předchozích kapitolách bylo ukázáno, že k jednoduchému experimentálnímu ověření skutečné interference SPP vln dobře poslouží její citlivost na orientaci polarizace budicího světla. Na tomto místě hledejme pouze závislost na orientaci lineárně polarizovaného světla světla vůči orientaci čtvercové interferenční struktury. V pozdější pokročilejší podkapitole 1.2.3 bude rozebrán i problém SPP interference pro nepolarizované světlo a její citlivost na stupeň polarizace (DoP, z angl. *Degree of Polarization*) osvětlení.

Pro vybudování analytického modelu interference SPP vln vybuzených na čtvercové struktuře a její citlivosti na lineární polarizaci osvětlení zavedeme parametr efektivity excitace SPP vln ve směru osy x jako P_x a parametr efektivity excitace SPP vln ve

směru osy y jako P_y [35]. Tyto parametry vyjadřují vlastnost SPP vln, které jsou maximálně (resp. minimálně) generované, je-li vektor polarizace osvětlení kolmý (resp. rovnoběžný) k orientaci budicí drážky, a tomu odpovídá hodnota parametru efektivity excitace SPP vln $P_{x,y} = 1$ (resp. $P_{x,y} = 0$). Pak výraz pro SPP interferenci (1.6) můžeme vyjádřit ve tvaru

$$\begin{aligned} I \ &\propto (A_{\parallel} + RA_{\perp}) \left[P_x + P_y + P_x \cos(2\beta x) + P_y \cos(2\beta y)\right] + \\ &+ 2P_x P_y R A_{\perp} \left\{\cos\left[\beta(x+y)\right]) + \cos\left[\beta(x-y)\right])\right\}. \end{aligned} \tag{1.9}$$

Na obrázku 1.6 jsou vykresleny dva případy této interference SPP vln pro dva různé poměry polarizací: $P_x/P_y = 0{,}1$ a $P_x/P_y = 10$. Z těchto obrázků je dobře patrné, že pomocí otočení lineární polarizace dopadajícího světla může být „ovládána“ efektivita buzení SPP vln na jednotlivých drážkách. Při vertikální či horizontální orientaci polarizace budicí světelné vlny tak problém interference na čtyřech drážkách přechází na problém interference SPP vln vybuzených na dvojici drážek popsané v části 1.1.



Obrázek 1.6: Interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek pro dvě ortogonální polarizace laserového osvětlení (He-Ne), jejíchž orientace je dána označením v obrázku a která odpovídá příslušným poměrům P_x/P_y.

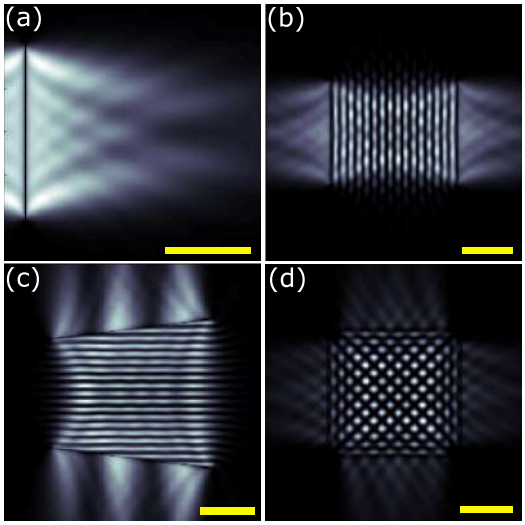
V předchozích dvou odstavcích byl prezentován zjednodušený analytický model pro interferenci SPP vln vybuzených na dvojici paralelních drážek a na čtveřici drážek rozmístěných do čtverce, který však nezahrnoval útlum v materiálu způsobený komplexní částí dielektrické funkce kovu. Dále nebyla diskutována otázka rozložení blízkého pole vně interferenčních struktur, které bude také existovat, neboť každý bod na lineární drážce představuje samostatný kmitající dipól a generuje tedy pole do více směrů podle Lambertova vyzařovacího zákona [36, 37]. Pro interferenci SPP vln vybuzených na dvojici nebo čtveřici lineárních drážkách bylo dokázáno, že intenzivnější obrazec tvoří interference složek $\mathbf{E}_{\perp}$. Shrneme-li tyto poznatky, je možno popsat 2D rozložení blízkého pole (tj. velikost vektoru $\mathbf{E}_{\perp}$) od bodového zdroje jako [32]

$$E_{\perp}(\mathbf{r},t) \propto E_0(\mathbf{P}\cdot\mathbf{n})(\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_{\mathrm{a}})\frac{\cos(\beta r_a - \omega t)}{\sqrt{r_a}} \exp\left(-\frac{r_a}{2L_{\mathrm{SPP}}}\right), \tag{1.10}$$

kde E_0 je velikost amplitudy elektrického pole, $\mathbf{P}$ je vektor polarizace osvětlení, $\mathbf{n}$ je normálový vektor k lineární drážce (tj. ukazuje ve směru maximálního generování SPP vln), $r_a = |\mathbf{r} - \mathbf{r'}|$ je velikost tzv. separačního vektoru (tj. vektor směřující od

zdroje do daného bodu), $\mathbf{e}_\mathrm{a}$ je jednotkový vektor ve směru separačního vektoru, β je velikost propagačního vektoru a L_SPP je propagační délka SPP. Skalární součiny $(\mathbf{P}\cdot\mathbf{n})$ a $(\mathbf{n}\cdot\mathbf{e}_\mathrm{a})$ poté matematicky zahrnují vliv polarizace osvětlení na účinnost excitace SPP a Lambertův vyzařovací zákon.

Ukázky aplikace, které odpovídají rozložení pole časově středovaného kvadrátu modulu rovnice (1.10) na konkrétních strukturách, jsou zobrazeny na obrázku 1.7. Fyzikálně zajímavý případ je rozložení blízkého pole od jedné drážky (viz obrázek 1.7(a)), kde vzniká kvůli konečné délce drážky typický výtrysk (angl. *jet*) s vnitřní modulací pole. Ve směru kolmo od drážky je navíc pozorovatelný evanescentní pokles intenzity blízkého pole, který je způsoben vlivem konečné propagační délky SPP. Tyto výtrysky se pak objevují vždy vně interferenčních struktur a liší se většinou pouze vnitřní modulací pole. Obrázek 1.7(b), resp. 1.7(c) pak zobrazuje rozložení blízkého pole pro dvě paralelní drážky, resp. dvě drážky sklopené o úhel 15°, kde jsou opět pozorovatelné interferenční proužky rovnoběžné s osou symetrie dvojice drážek. Obrázek 1.7(d) zobrazuje pole na čtveřici drážek, kde je viditelný kosočtvercový interferenční vzor korespondující s interferencí složek $\mathbf{E}_\perp$.



Obrázek 1.7: Analyticky vypočítané rozložení blízkého pole generované interferencí SPP vln (a) od jedné lineární drážky, (b) od dvojice paralelních drážek, (c) od dvojice vzájemně sklopených drážek o úhel 15° a (d) od čtveřice drážek vypočítané podle zobecněného analytického modelu (1.10). Měřítko ve všech obrázcích je 2 μm.

Tento zobecněný analytický model tedy velmi precizně popisuje rozložení blízkého pole vzniklého interferencí SPP vln, které je navíc možné experimentálně detekovat pomocí SNOM mikroskopie. Dalším logickým krokem je přechod od lineárních drážek ke kruhově symetrickým interferenčním strukturám, které přinesou nové zajímavé fyzikální jevy.

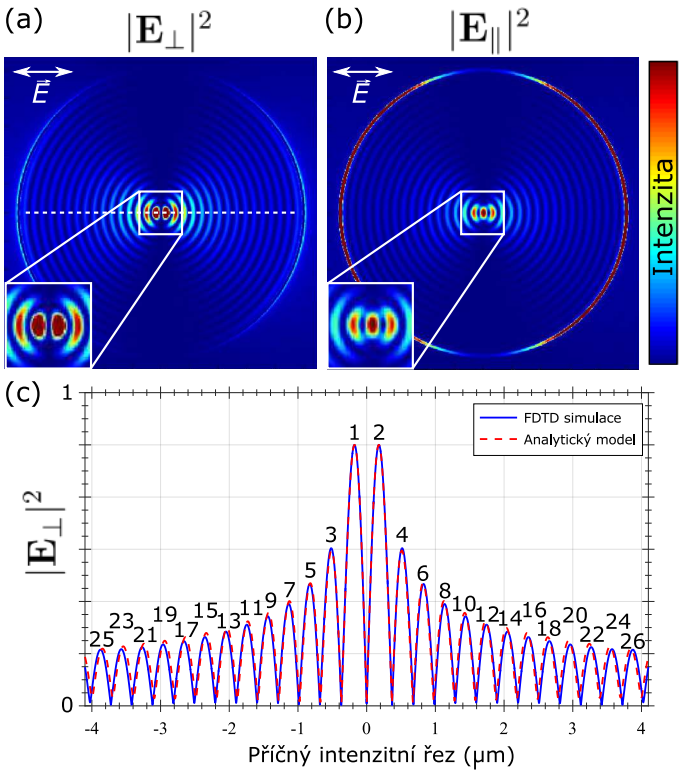
1.1.3 Interference SPP vln vybuzených na kruhové drážce

V předchozí části 1.1.2 byl popsán zobecněný analytický model pro popis rozložení blízkého pole od bodových zdrojů SPP vln. Tento model lze aplikovat i na kruhově symetrické rozmístění bodových SPP zdrojů, jakým je například osvícená kruhová drážka.

Výsledný vztah pro rozložení blízkého pole na kruhové interferenční drážce

$$E_{\perp}(\rho,\varphi) \approx \mathrm{i}E_0\sqrt{\frac{2}{\pi\beta}}\frac{\exp\left(\mathrm{i}\beta R\right)}{\sqrt{R}}\exp\left(-\mathrm{i}\frac{3}{4}\pi\right)J_1(\beta r)\cos\left(\varphi\right), \tag{1.11}$$

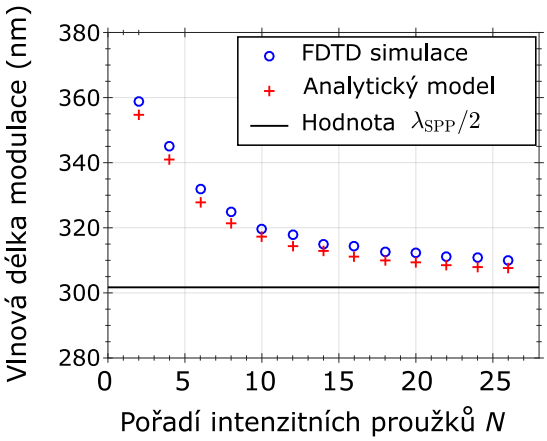
kde $J_1(\beta r)$ je Besselova funkce prvního druhu. Na obrázku 1.8(c) je zobrazení vztahu (1.11) pro kruhovou drážku s poloměrem $R = 5\,\mu$m ve zlaté vrstvě osvícenou $\lambda_0 = 632\,$nm v porovnání s FDTD simulacemi, které opět ukazují rozložení SPP interferenčního obrazce složeného z $\mathbf{E}_{\perp}$ (obrázek 1.8(a)) a $\mathbf{E}_{\parallel}$ (obrázek 1.8(b)) komponent. Z obrázku je patrné, že model velmi dobře koresponduje s numerickým výpočtem až na drobné odchýlení v blízkosti drážek. Dále je velmi dobře patrné zesílení obálky intenzity blízkého pole uprostřed kruhové drážky. Protože tento efekt připomíná fokusaci světelných vln pomocí čočky (avšak ve 2D optice), říká se tomuto středu ohnisko a kruhové drážce pak 2D plazmonická čočka [38].



Obrázek 1.8: FDTD numerické simulace rozložení blízkého pole (a) pro interferenci komponent kolmých k povrchu vzorku $|\mathbf{E}_{\perp}|^2$ a (b) pro komponenty rovnoběžné s povrchem vzorku $|\mathbf{E}_{\parallel}|^2$ se zobrazeným detailem na střed struktur, kde je patrné maximum, resp. minimum intenzity. (c) Porovnání simulací a analytického modelu popsaného rovnicí (1.11) při grafickém zobrazení příčného intenzitního řezu přes střed interferenční struktury (bílá čárkovaná přímka).

Z porovnání $\mathbf{E}_{\perp}$ a $\mathbf{E}_{\parallel}$ interferenčních obrazců dále plyne, že v rámci modulace SPP interference pro $\mathbf{E}_{\perp}$ obrazec je uprostřed struktury minimum intenzity a pro $\mathbf{E}_{\parallel}$ obrazec je uprostřed struktury maximum intenzity. Z tohoto fyzikálního jevu je tedy principiálně možné určit, na jaké komponenty blízkého pole je SNOM hrot citlivý a za jakých okolností [39]. Bohužel při experimentálním studiu tohoto principu lze těžko určit přesný střed interferenčních struktur.

Vraťme se nyní k vlnové délce modulace interference SPP vln vybuzených na kruhové drážce, která je aproximativně popsána analytickou rovnicí (1.11). Zavedeme-li číslování intenzitních maxim podle obrázku 1.8(c), kde pořadí $N = \{1,2\}$ odpovídají první dvě centrální maxima, $N = \{3,4\}$ odpovídají druhé dvě centrální maxima atd., můžeme poté vykreslit hodnoty vlnové délky modulace λ_{m} interferenčního obrazce v závislosti na pořadí intenzitních proužků N (viz graf na obrázku 1.9). Tato závislost odpovídá vzdálenosti mezi dvěma sousedními maximy podle jejich pořadí například mezi proužky 1 a 3, mezi 3 a 5, atd. Z tohoto grafu lze vyčíst, že v ohnisku, tedy pro hodnotu N blížící se k nule, je vlnová délka modulace λ_{m} nelineárně rostoucí až na hodnotu 360 nm. Naopak v blízkosti budicích drážek, tedy přibližně pro hodnoty $N > 20$, se vlnová délka modulace λ_{m} blíží k hodnotě 310 nm a přibližuje se tak k polovině vlnové délky SPP šířícího se podél rozhraní zlato-vzduch ($\lambda_{\mathrm{SPP}}/2 = 303$ nm). Tento jev lze vysvětlit zesílením vlivu příspěvků od ostatních částí kruhové drážky, ke kterému dochází silněji blíže k ohnisku kruhové struktury než v blízkosti budicích drážek.



Obrázek 1.9: Porovnání FDTD simulací a analytického modelu pro závislost vlnové délky modulace interferenčního obrazce SPP vln vybuzených na kruhové drážce získaného v závislosti na pořadí intenzitních proužků indexovaných od středu struktury podle obrázku 1.8.

Kruhová interferenční struktura je díky své symetrii nezávislá na orientaci polarizace osvětlení. Směr polarizace pouze určuje směr natočení interferenčního obrazce. Dlouhá osa symetrie motýlkovitého tvaru tohoto obrazce vždy koresponduje s orientací polarizace světla, což může být v jistých případech výhoda i nevýhoda. Výhodou je, že v případech používání složitých optických sestav není vlivem několikanásobných odrazů a průchodů optickými prvky zcela jednoznačné, jaká je orientace polarizace osvětlení při dopadu na vzorek. Motýlkovitý tvar tak poslouží k jednoznačnému určení orientace polarizace na vzorku.

1.2 SNOM detekce interference SPP vln

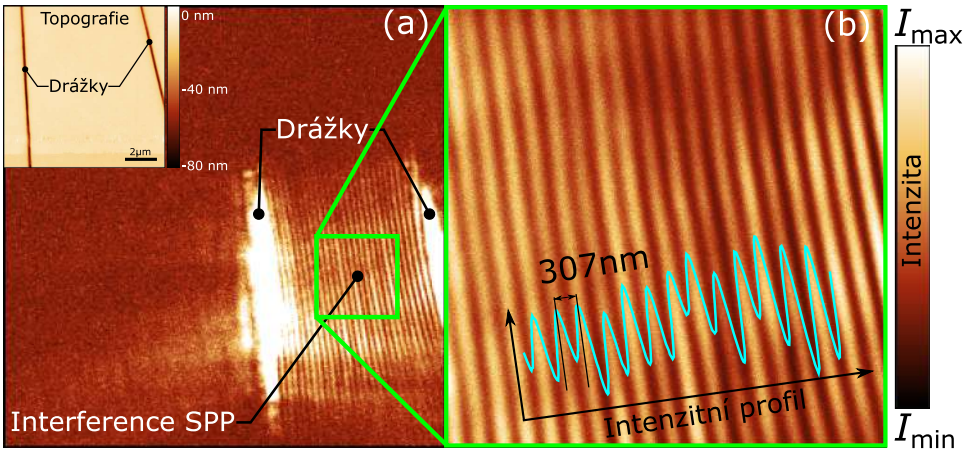
V této části budou prezentovány hlavní experimentální výsledky studia blízkého pole vzniklého interferencí SPP vln, která byla detekována pomocí SNOM mikroskopie. Většina těchto měření byla publikována v mezinárodních impaktovaných vědeckých časopisech nebo jsou v recenzním řízení do těchto časopisů.

Nejdříve budou prezentovány závislosti interferenčních obrazců na tvaru budicích struktur a pak budou postupně diskutovány jednotlivé vlivy parametrů osvětlení: homogenita, vlnová délka, polarizace a fáze. Navíc na základě získaných experimentálních dat zde bude představena a navržena nová metoda (experimentální i výpočetní), která může rozřešit již několik let nezodpovězenou fundamentální otázku nanofotoniky: Jaké komponenty elektrické intenzity blízkého elektromagnetického pole aperturní SNOM mikroskop detekuje a proč?

1.2.1 Závislost výsledného interferenčního obrazce na tvaru interferenčních struktur

Základní způsob, jakým lze měnit interferenční obrazec SPP vln, spočívá ve volbě geometrie samotných excitačních drážek. Teoretické pozadí k této problematice bylo popsáno v částech 1.1.1, 1.1.2 a 1.1.3, kde byla postupně popsána interference SPP vln vybuzených na dvojici a čtveřici lineárních drážek a na kruhové drážce.

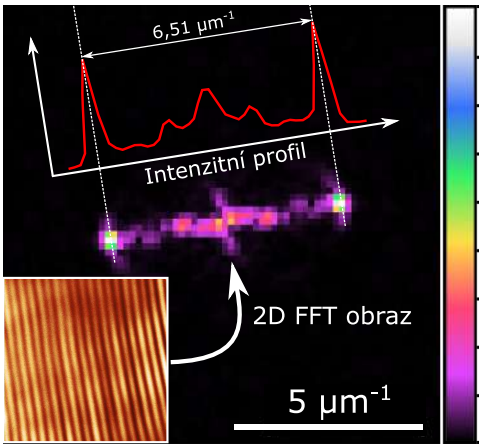
Interference SPP vln vybuzených na dvojici drážek byla vůbec první interferenční struktura, která se kdy na Ústavu fyzikálního inženýrství (ÚFI) experimentálně zkoumala. Výsledky tohoto experimentu jsou zobrazeny na obrázku 1.10. Drážky byly dlouhé 15 μm, vzájemný úhel sklopení obou drážek byl 10° a středy drážek byly od sebe vzdáleny 15 μm, což je vidět z topografie na obrázku 1.10(a).



Obrázek 1.10: (a) SNOM obrázek experimentální detekce blízkého pole. Toto blízké pole bylo generovaného pomocí interference SPP vln vybuzených na dvou vzájemně sklopených drážkách ($\alpha = 10°$) vyrobených do zlaté vrstvy a osvětlených pomocí He-Ne laseru. (b) Detail interferenčního obrazce byl objeven pouze mezi drážkami a jeho vlnová délka modulace byla určena z intezitního profilu na hodnotu $\lambda_m = (307 \pm 9)$ nm.

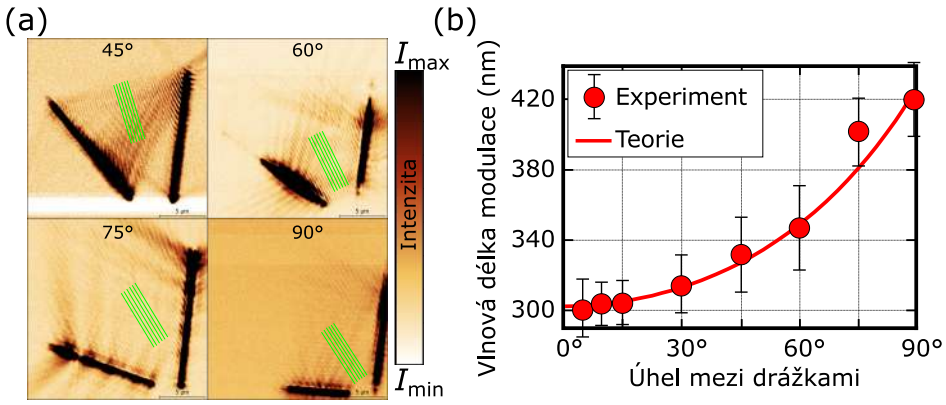
Z těchto SNOM měření vyplývají dva základní důkazy, že se jedná o interferenci SPP vln a nikoliv o detekci dalekého pole: i) Modulovaný interferenčního obrazec je detekován pouze mezi budicími drážkami a nikoliv vně drážek (viz obrázek 1.10(a)). ii) Vlnová délka modulace interferenčního obrazce je kratší, než půl vlnové délky použitého osvětlení (v tomto experimentu byl použit He-Ne laser $\lambda_0 = 632$ nm), viz obrázek 1.10(b). Konkrétně v tomto experimentu byla objevena vlnová délka modulace interferenčního obrazce $\lambda_m = (307 \pm 9)$ nm. Podle vztahu (1.4) by pro ideální zlato ($\lambda_{SPP} = 605$ nm)

měla vycházet teoretická hodnota $\lambda_m = 304\,\mathrm{nm}$ a je tedy patrné, že v rámci intervalu spolehlivosti tato teoretická hodnota odpovídá hodnotě stanovené experimentálně. Pro experimentální určení vlnové délky modulace interferenčního obrazce se používá 2D rychlá Fourierova transformace (FFT, z angl. *Fast Fourier Transform*) naměřeného SNOM obrázku (viz obrázek 1.11).



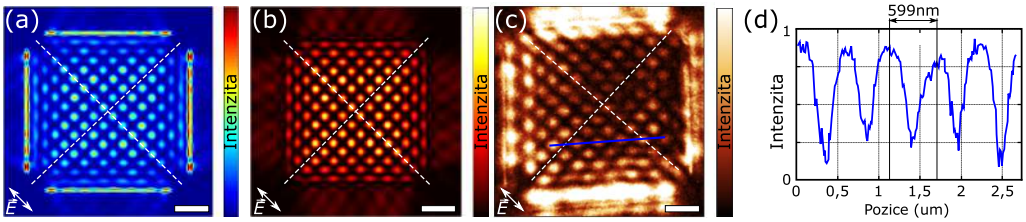
Obrázek 1.11: Metoda určení vlnové délky modulace interferenčního obrazce (zdrojová data použita z obrázku 1.10(b)) pomocí 2D rychlé Fourierovy transformace (2D FFT). Tato transformace objeví nejčetnější modulace ve zdrojovém snímku (dva píky v intenzitním profilu vzdálené od sebe $6{,}51\,\mu\mathrm{m}^{-1}$), ze kterých lze zpětnou transformací určit vlnovou délku modulace $\lambda_m = 307{,}2\,\mathrm{nm}$.

Po prokázání detekce interference SPP mohlo být již přistoupeno k opakovanému experimentálnímu ověření teoretického vztahu (1.4), ze kterého plyne, že pro větší úhly vzájemného sklopení drážek se bude prodlužovat vlnová délka modulace interferenčního obrazce. Naměřené hodnoty extrahované ze SNOM snímků zobrazených na obrázku 1.12(a) jsou vyneseny do grafu na obrázku 1.12(b) a porovnány s teoretickou závislostí (1.4) [32]. Z grafu je patrné, že tento teoretický vztah velmi dobře souhlasí s experimentálními daty.



Obrázek 1.12: (a) SNOM experimenty pro interferenci SPP vln vybuzených na dvojici drážek vzájemně sklopených o daný úhel, kde zelenými úsečkami jsou zvýrazněny interferenční maxima. Pozn.: Snímky jsou pro lepší vizualizaci invertovány. (b) Graf experimentálně zjištěných vlnových délek modulace interferenčního obrazce v závislosti na úhlu sklopení budicích drážek a porovnání těchto dat s teoretickým modelem (1.4). Převzato a upraveno z [32].

Další experimentálně studovanou interferenční strukturou byla čtveřice drážek s čtvercovou geometrií. Pro tento účel byly vytvořeny struktury s délkou hrany 5 μm. Struktura byla osvětlena lineárně polarizovaným laserovým světlem, které bylo polarizováno podél hlavní diagonály interferenční struktury. Pomocí SNOM mikroskopie bylo naměřeno rozložení blízkého pole pro tuto čtvercovou interferenční strukturu, které je zobrazeno na obrázku 1.13(c) [32]. Z obrázku je patrné, že byl detekován interferenční obrazec se strukturou kosočtverců, který koresponduje s obrazcem složeným z $\mathbf{E}_\perp$ komponent (viz odstavec 1.1.2). Dalším zajímavým jevem objeveným pomocí SNOM mikroskopie je dvojčetná symetrie detekovaného interferenčního obrazce. To se projevuje tím, že maxima interferenčního obrazce leží pouze na jedné z hlavních diagonál čtvercové struktury a nikoliv na druhé. Osa symetrie je orientována ve směru vektoru polarizace dopadajícího světla a tato dvojčetná symetrie tak dává možnost pomocí otočení této polarizace „zapínat“ či „vypínat“ blízké pole (angl. *switching*) v daném místě interferenčního maxima (například v bodech na hlavní diagonále čtvercové struktury), což je v nanofotonice velmi často hledaný fyzikální jev, který by mohl být základem hypotetického tzv. optického tranzistoru [40, 41].



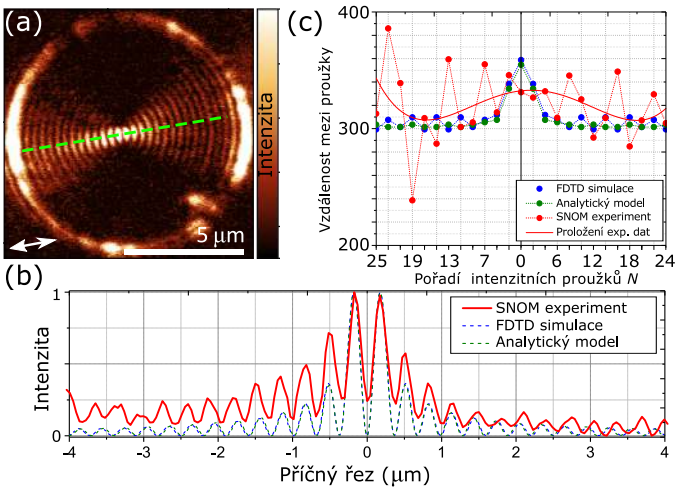
Obrázek 1.13: (a) FDTD simulace, (b) analytický model a (c) SNOM detekce blízkého pole generovaného pomocí interference SPP vln vybuzených na čtvercové interferenční struktuře. Z lineárního intenzitního řezu lze určit vlnovou délku SPP vlny, která byla v tomto případě 599 nm. Měřítko v obrázcích je 1 μm. Převzato a upraveno z [32].

Obdobně jako při interferenci SPP vybuzených na dvojici drážek, i u interference na čtvercových strukturách lze experimentálně zjistit vlnovou délku SPP vlny. Ta odpovídá úhlopříčce interferenčního kosočtverce, jak vyplývá z obrázku 1.3(b). V našem experimentu (obrázek 1.13(d)) byla naměřena hodnota $\lambda_{\mathrm{SPP}} = (599 \pm 13)$ nm, což opět velmi dobře koresponduje s teoretickou hodnotou ($\lambda_{\mathrm{SPP}} = 605$ nm).

Poslední zkoumanou geometrií drážek byla kruhová struktura s průměrem 10 μm a šířkou drážky 90 nm. Tato struktura byla zkoumána na SNOM mikroskopu od firmy Nanonics. Detekované rozložení blízkého pole je zobrazeno na obrázku 1.14(a), kde je hned na první pohled dobře patrný interferenční obrazec motýlkovitého tvaru, jehož orientace se shoduje s orientací polarizace osvětlení. Dále je zde vidět zesílení intenzity ve středu interferenční struktury, které se v odborné literatuře označuje jako plazmonové ohnisko [38].

Pro lepší vizualizaci byl vytvořen intenzitní profil procházející středem kruhové struktury ve směru polarizace dopadajícího světla, který je zobrazen na obrázku 1.14(b). Při porovnání s normovanými intenzitními profily získanými z FDTD simulací a z analytického modelu popsaného rovnicí (1.11) je patrné, že oba teoretické modely velmi dobře odpovídají experimentálně naměřeným hodnotám. Velmi zajímavým a důleži-

tým jevem je experimentální objevení intenzitního minima modulace přímo uprostřed interferenční struktury. To totiž opět poukazuje na detekci obrazce složeného z $\mathbf{E}_{\perp}$ komponent (viz obrázek 1.8(a)). (V případě $\mathbf{E}_{\parallel}$ interference by v centru symetrie bylo maximum intenzity modulace, viz obrázek 1.8(b)).



Obrázek 1.14: (a) SNOM detekce interference SPP vln vybuzených na kruhové struktuře a (b) lineární řez středem této struktury. V tomto grafu jsou experimentální data porovnány s FDTD simulacemi a s analytickým modelem (1.11). (c) Graf závislosti vzdálenosti mezi sousedními intenzitními maximy v závislosti na pořadí intenzitních proužku (ve shodě s číslováním na obrázku 1.8(c)), kde je patrný nárůst vlnové délky modulace interferenčního obrazce ve středu interferenční struktury. Pozn.: Hodnota na vodorovné ose s označením 0 odpovídá vzdálenosti mezi dvěma centrálními proužky (maximy).

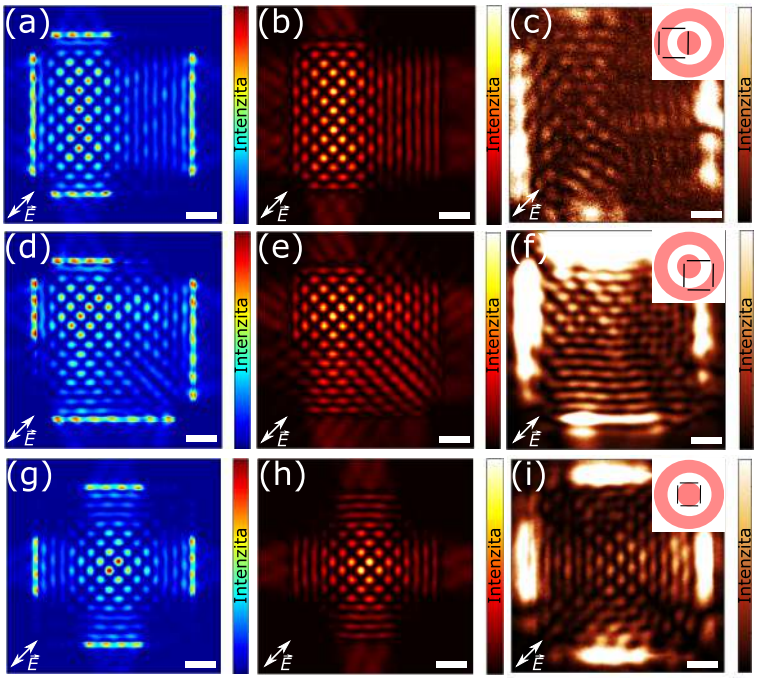
Závěrem této části lze prohlásit, že výše prezentovanými experimentálními výsledky byly potvrzeny všechny základní teoretické předpoklady pro interferenci SPP vln v závislosti na geometrii budicích struktur. Konkrétně byly zkoumány interference SPP vln vybuzených na dvojici drážek, na čtveřici drážek a na kruhové drážce. Velkou výhodou studovaných kruhových drážek byla jejich nezávislost na orientaci polarizace dopadajícího světla a z toho plynoucí jednoduché nastavení homogenního osvětlení celé budicí drážky, což se ukáže jako zcela zásadní podmínkou pro reprodukovatelnost všech SNOM měření.

1.2.2 Závislost výsledného interferenčního obrazce na homogenitě osvětlení

Při buzení SPP vln na budicích drážkách se laserový svazek fokusuje na tyto struktury pomocí objektivu. Jelikož každý objektiv má jistou vstupní pupilu kruhového tvaru, která prostorově omezuje přicházející laserový svazek, bude profil laserové stopy na vzorku vytvářet (kvůli difrakci na kruhovém otvoru) Airyho disk. Kruhově symetrické rozložení intenzity laserového svazku brání dosažení homogenního osvětlení všech lineárních budicích drážek po celé jejich délce. Z obecného hlediska je lepší věnovat pozornost pouze čtvercovým interferenčním strukturám, které dovolují vyšší diverzifikaci možných experimentálních nastavení a navíc při vhodné polarizaci osvětlení v sobě

zahrnují i případ interference SPP vln vybuzených na dvojici drážek. Následující experimentální a teoretické výsledky proto byly přijaty a publikovány v mezinárodním impaktovaném časopise Ref. [32].

Nehomogenita osvětlení na NT-MDT mikroskopu jde experimentálně ovlivnit dvěma způsoby: posunem vzorku vůči laserovému svazku pomocí mikrometrických šroubů a pomocí přeostřování laserové stopy. Takto lze docílit několika možných případů nehomogenního osvětlení, které znamená, že jistá část lineární drážky není dostatečně osvětlena, což způsobí, že v této části drážky dojde k razantnímu poklesu intenzity buzení SPP vln. Tento pokles intenzity buzení SPP vln se projeví pochopitelně ve změně interferenčního obrazce. Tyto změny pro různé případy nehomogenního osvětlení čtvercových drážek jsou zobrazeny na obrázcích 1.15(a) až 1.15(c) pro dvě protilehlé drážky, které jsou osvíceny pouze z poloviny, na obrázcích 1.15(d) až 1.15(f) pro dvě sousední drážky, které jsou osvíceny pouze z poloviny a nakonec na obrázcích 1.15(g) až 1.15(i) pro čtyři drážky, které jsou osvíceny ve své střední části. Na schematických obrázcích je vždy nakreslena vzájemná pozice Airyho disku a interferenčních drážek a v daném řádku obrázků tomu odpovídající interference SPP vln vypočtena z FDTD simulací, z analytického modelu popsaného pomocí rovnice (1.10) a z experimentálního měření pomocí SNOM mikroskopie.

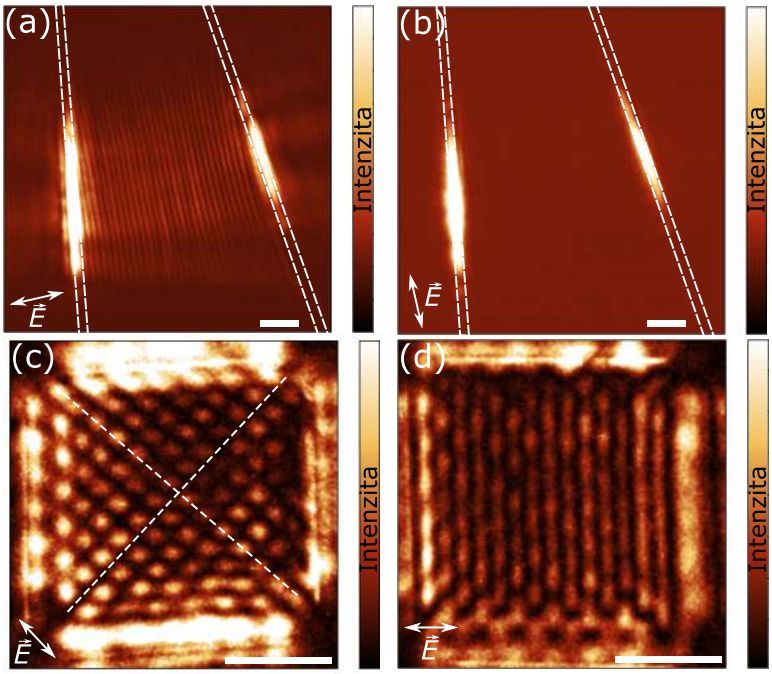


Obrázek 1.15: (a), (d) a (g) FDTD numerické simulace, (b), (e) a (h) analytický výpočet a (c), (f) a (i) SNOM měření rozložení blízkého pole generovaného interferencí SPP vln vybuzených na čtvercových drážkách pro tři různé případy nehomogenního osvětlení (Airyho diskem) budicích drážek, které je schematicky naznačeno pro daný řádek v pravém horním rohu. Směr polarizace He-Ne osvětlení je označeno bílou šipkou a měřítko ve všech snímcích je 1 μm.

1.2.3 Závislost výsledného interferenčního obrazce na polarizaci osvětlení

V předchozích experimentech již byla popsána interference SPP vln pro lineárně polarizované světlo, tj. DoP ≈ 1, ale nyní se podrobněji zaměřme na interferenci SPP vln v závislosti na stavu polarizace osvětlení (DoP, z angl. *Degree of Polarization* [42]). V naší analýze se budeme zabývat pouze interferencí SPP vln vybuzených na lineárních drážkách.

V případě interference SPP vln vybuzených na dvojici vzájemně sklopených drážek je problém poměrně jednoduchý: k efektivnímu buzení SPP vln dochází pouze tehdy, když je vektor polarizace osvětlení kolmý k budicí drážce, což matematicky popisuje vztah (1.10). Při otočení vektoru lineární polarizace paralelně s orientací osy symetrie drážek dojde k rapidnímu poklesu efektivity buzení SPP vln a tedy i ke ztrátě interferenčního obrazce, což je dobře patrné z obrázků 1.16(a) a 1.16(b) [32]. V případě dvojice kolmých drážek je proto maximální intenzita interference SPP vln dosažena pro vektor polarizace osvětlení stočený o úhel 45° vůči oběma drážkám. To je také důvod, proč v případě čtvercových struktur je vektor polarizace orientovaný podél hlavní diagonály, jak bylo již ukázáno na obrázku 1.13(c).



Obrázek 1.16: SNOM experiment interference SPP vln vybuzených na dvojici sklopených drážek $\alpha = 15°$, které jsou osvětleny lineárně polarizovaným světlem s orientací polarizace (a) kolmou k osou symetrie drážek a (b) rovnoběžnou s osou symetrie drážek. SNOM experiment interference SPP vln vybuzených na čtveřici drážek, které jsou osvětleny lineárně polarizovaným světlem s orientací polarizace (c) podél hlavní diagonály čtvercové struktury a (d) stočenou o 45° vůči hlavní diagonále (v našem případě horizontálně, jak naznačuje bílá šipka). Měřítko ve všech snímcích odpovídá 2 μm.

Pro čtvercové struktury nelze při lineární polarizaci osvětlení „vynulovat“ interferenční obrazec. Při otáčení vektoru polarizace osvětlení dochází přímo ke změně inter-

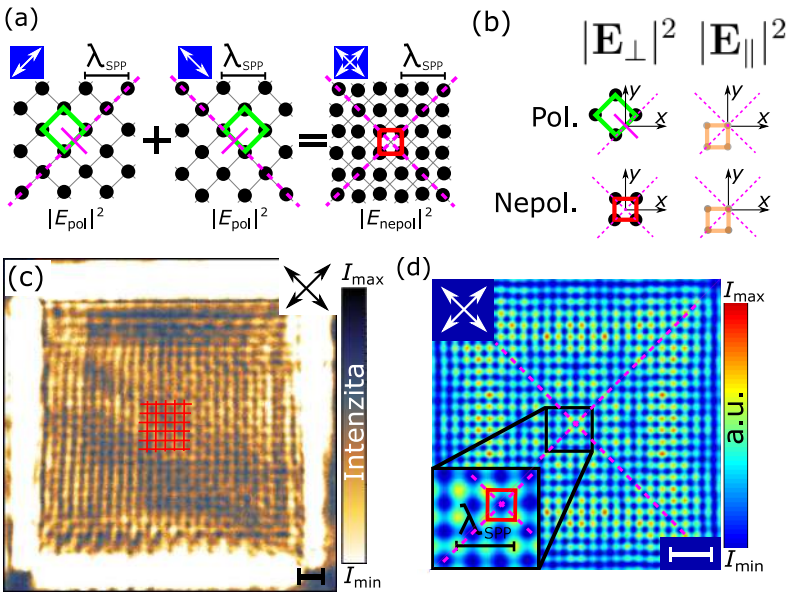
ferenčního vzoru z kosočtverců na proužky, jak je vidět na obrázcích 1.16(c) a 1.16(d). Je-li orientace vektoru polarizace (v našem případě obrázku 1.16(d)) horizontální, dochází k efektivnímu buzení SPP vln pouze na vertikálních drážkách a interferenční kosočtverce se tak plně změní na vertikální proužky. Analogicky lze budit SPP vlny pouze na horizontálních drážkách otočením polarizace[2] o 90° a získat tak pouze horizontální proužky. Z těchto výsledků je patrné, že čtvercová struktura je výhodnější pro studium vlivu polarizace na interferenci SPP vln než pouze dvojice drážek, neboť při vhodné orientaci vektoru polarizace lze jednoduše získat obě varianty interferencí. Všechny tyto experimentální výsledky jsou ve shodě s analytickým modelem popsaným rovnicí (1.9) a zobrazeným na obrázku 1.6.

Nyní se již zaměřme na nepolarizované světlo, které je charakterizováno pomocí DoP ≈ 0, a kdy vektor polarizace směřuje do všech směrů. Tato vlastnost světla se dá vektorově analogicky představit jako dvě ortogonální lineární polarizace orientované ve směru obou hlavních diagonál čtvercové struktury a se stejnou velikostí obou vektorů polarizace. Tato analogie znamená, že výsledný interferenční obrazec bude složen jako superpozice dvou obrazců s těmito lineárními polarizacemi.

Jak bylo ukázáno na SNOM obrázku 1.16(c) při porovnání s FDTD obrázkem 1.5(a), interferenční obrazec pro lineárně polarizované osvětlení s orientací polarizace podél hlavní diagonály čtvercové struktury vykazuje dvojčetnou symetrii v podobě kosočtvercového vzoru (zelený kosočtverec na obrázku 1.17(a)) s maximy na této hlavní diagonále, které odpovídají interferenci komponent blízkého pole kolmých k rovině povrchu vzorku $\mathbf{E}_\perp$. Analogicky v případě polarizace osvětlení podél druhé hlavní diagonály čtvercové struktury, která odpovídá druhé ortogonální polarizaci, vznikne interferenční obrazec se stejnou dvojčetnou symetrií, ale pootočený o 90°. Přeloží-li se dva tyto obrazce přes sebe, vznikne interferenční obrazec, který bude vykazovat již čtyřčetnou symetrii, jak je schematicky zobrazeno na obrázku 1.17(a). Je patrné, že vzniká interferenční obrazec s čtvercovým interferenčním vzorem (červený čtverec), obdobně jako tomu bylo v případě interference SPP složené z komponent rovnoběžných s povrchem vzorku $\mathbf{E}_\parallel$ pro lineárně polarizované osvětlení (viz obrázek 1.5(b)). Avšak v tomto případě superpozice dvou interferenčních obrazců s ortogonální polarizací, který ve výsledku představuje interferenci SPP vln pro osvit nepolarizovaným světlem, je výsledný čtvercový obrazec složen z $\mathbf{E}_\perp$ komponent. Dále ze schématu 1.17(a) vyplývá, že délka hrany tohoto nově vzniklého čtverce odpovídá půlvlnové délce SPP vlny $\lambda_{\mathrm{SPP}}/2$. Tuto vlastnost mají tedy oba zmiňované případy shodnou.

U interference SPP vln pro nepolarizované světlo je však jeden podstatný rozdíl oproti interferenci SPP vln složené z komponent $\mathbf{E}_\parallel$, a to rozdílnou pozicí maxim čtvercového interferenčního vzoru. Porovnáme-li oba případy interferenčního obrazce pro nepolarizované (viz obrázek 1.17(a)) světlo a interferenčního obrazce složeného z komponent $\mathbf{E}_\parallel$ (viz obrázek 1.5(b)) vůči jejich absolutní pozici k absolutnímu středu interferenční struktury, jako je tomu na obrázku 1.17(b), zjistíme, že interference SPP pro nepolarizované světlo má v tomto centru minimum intenzity a naopak, že interference SPP vln složená z komponent $\mathbf{E}_\parallel$ má v centru maximum intenzity. V obrázku 1.17(b)

[2] Polarizace je tak ve vertikálním směru.



Obrázek 1.17: (a) Fyzikální model interference SPP vln pro nepolarizované osvětlení, kde výsledný obrazec je superpozicí dvou ortogonálních interferenčních obrazců s lineárním osvětlením složených výhradně z $\mathbf{E}_\perp$ komponent. (b) Porovnání absolutních pozic interferenčních vzorů pro polarizované i nepolarizované osvětlení a pro obě složky blízkého pole $|\mathbf{E}_\perp|^2$ a $|\mathbf{E}_\parallel|^2$. (c) SNOM měření a (d) FDTD simulace interference SPP vln vybuzených na čtvercové struktuře pro nepolarizované světlo. Měřítko v obou snímcích je 1 μm.

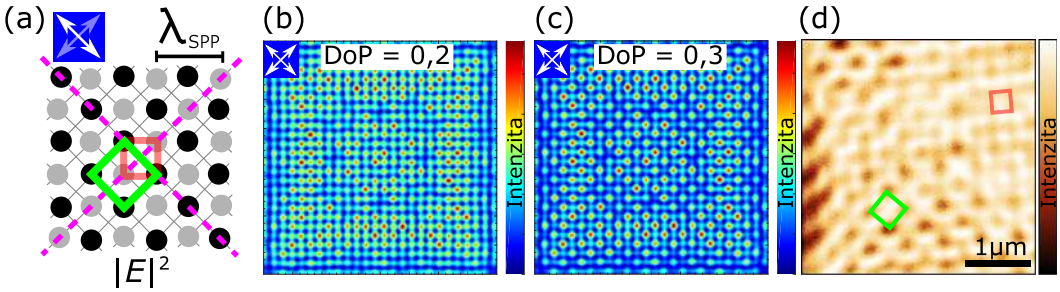
je i porovnání absolutní pozice interference SPP vln pro nepolarizované světlo, avšak pouze pro složky rovnoběžné s povrchem vzorku $\mathbf{E}_\parallel$. Tato interference vykazuje identický čtvercový vzor i absolutní pozici intenzitních maxim jako v případě interference SPP složené z komponent elektrického pole rovnoběžných s povrchem vzorku $\mathbf{E}_\parallel$ pro lineárně polarizované osvětlení.

Verifikace tohoto modelu (tedy interference SPP vln pro nepolarizované světlo) je zobrazena na obrázku 1.17(c) pomocí SNOM měření a na obrázku 1.17(d) pomocí FDTD simulace. Je patrné, že oba snímky se shodují a vyhovují i našemu fyzikálnímu modelu [34].

Nejobecnějším případem osvětlení je kombinace obou limitních případů lineárně polarizovaného světla a zcela nepolarizovaného světla, tj. se stupněm polarizace v intervalu DoP $\in$ (0,1). Tato situace lze opět poměrně dobře modelovat, neboť z definice DoP odpovídá dvěma různým intenzitám pro dvě ortogonálním orientace polarizace. Pro jednoduchost předpokládejme, že orientace těchto polarizací jsou ve směru hlavních diagonál interferenční struktury. Schematicky je to znázorněno na obrázku 1.18(a), kde je patrné, že dochází k mixování dvou interferenčních vzorů: čtverců a kosočtverců, a jejich intenzitní kontrast bude dán hodnotou DoP. Při hodnotách blízkých k nule dostaneme kontrastnější čtvercový vzor a pro hodnoty DoP blízkých k jedničce naopak kosočtvercový vzor. Na obrázku 1.18(b), resp. na obrázku 1.18(c) je demonstrována FDTD simulace pro hodnotu DoP = 0,2, resp. DoP = 0,3.

V experimentu je však obtížné definovaně nastavovat hodnoty DoP a orientaci jeho ortogonálních os, a proto při SNOM měření s částečně polarizovaným osvětlením objevujeme složitější a nepravidelné mixování obou interferenčních vzorů, jak je zobrazeno

na obrázku 1.18(d).



Obrázek 1.18: (a) Fyzikální model interference SPP vln pro osvětlení s DoP $\in$ (0,1), kde výsledný obrazec je superpozicí dvou různě intenzivních ortogonálních interferenčních obrazců s lineárním osvětlením složených výhradně z $\mathbf{E}_\perp$ komponent. FDTD simulace interference SPP vln vybuzených na čtvercové struktuře pro osvětlení s hodnotou (b) DoP = 0,2 a (c) DoP = 0,3. (d) SNOM měření, kde se mixují dva interferenční vzory: čtverce a kosočtverce.

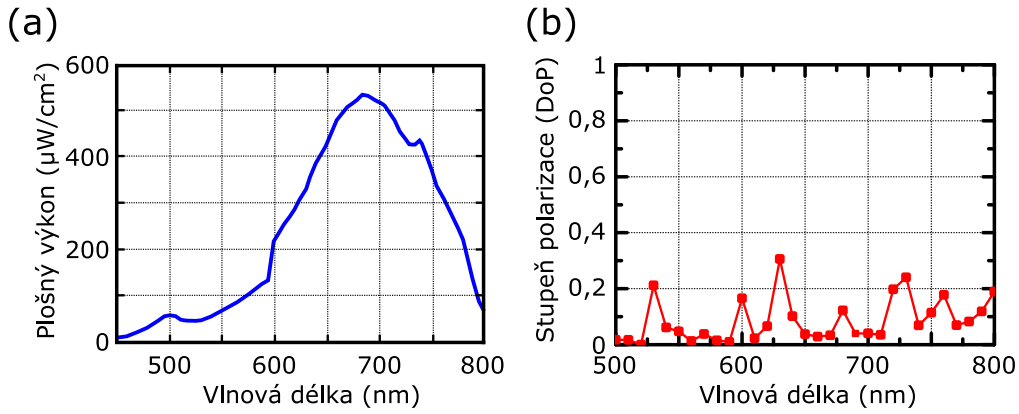
I přes to, že nejde jednoduše experimentálně nastavovat DoP, je nutné tento jev umět dobře interpretovat, protože obecně se stav polarizace může měnit spolu s dalšími parametry osvětlení, jak ukážeme v následující podkapitole.

1.2.4 Závislost výsledného interferenčního obrazce na vlnové délce osvětlení

Závislost výsledného tvaru interferenčního obrazce SPP vln na vlnové délce použitého osvětlení je další fyzikální oblast, kterou se tato práce bude zabývat. Teoretický předpoklad této závislosti je poměrně jednoduchý a dobře známý, avšak jeho experimentální realizace kladla náročné požadavky na zdroj osvětlení, jehož světlo musí mít dostatečnou prostorovou koherenci a zároveň odpovídající světelný výkon v celém spektru požadovaných vlnových délek. Tento problém se vyřešil až s příchodem super-kontinuálních laserů.

V našich experimentech byl použit laser Fianium WhiteLaser s výstupním optickým plošným výkonem, který je experimentálně stanoven na grafu 1.19(a). V grafu je vidět, že nejvyššího výkonu dosahuje pro vlnové délky 650 nm až 675 nm a naopak pod 575 nm již výkon laseru výrazně klesá k nule. Z hlediska optické propustnosti SNOM aparatury je použitelný rozsah vlnových délek 550 nm až 750 nm. Z předchozí kapitoly již víme, že pro správnou interpretaci interference SPP vln je potřeba znát i DoP dopadajícího laserového svazku, který je dán charakteristikou světelného zdroje a optické soustavy (v našem případě laser Fianium a SNOM mikroskopu od firmy NT-MDT, na kterém probíhaly následující prezentované experimenty).

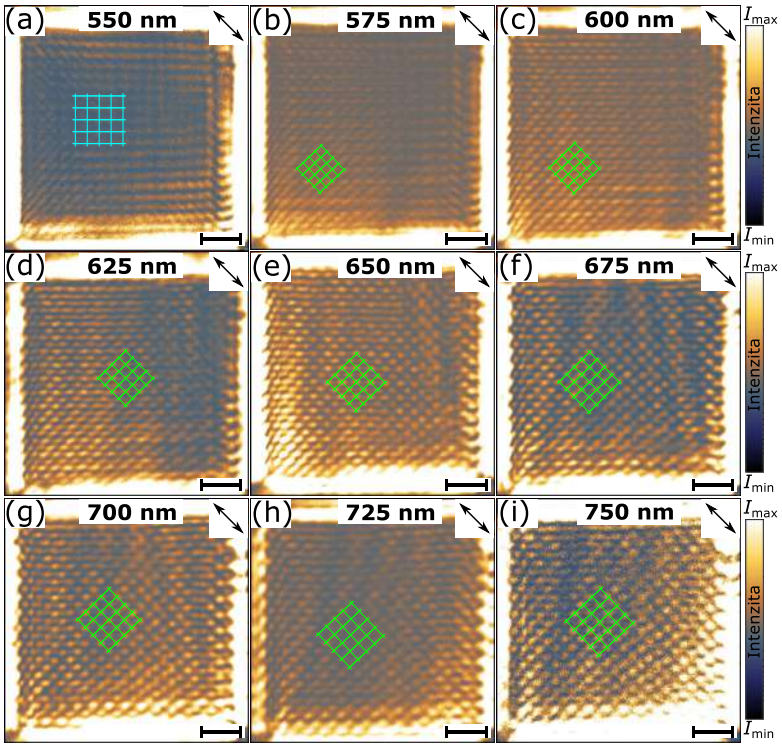
Experimentálně bylo určeno DoP pro celou optickou soustavu a pro celé spektrum dosažitelných vlnových délek. Výsledky jsou zobrazeny na grafu 1.19(b). Na tomto grafu je vidět, že hodnota DoP se skokově mění s vlnovou délkou, což je způsobeno hlavně charakteristikou optického zdroje (Fianium). Maximální hodnoty, kterých DoP dosahuje, jsou 0,2 až 0,3, ale z FDTD simulací je zřejmé, že tyto hodnoty již budou způsobovat mixování dvou interferenčních vzorů (viz obrázek 1.18).



Obrázek 1.19: (a) Výstupní optický plošný výkon v závislosti na vlnové délce pro super-kontinuální laser. (b) Stupeň polarizace (DoP) pro super-kontinuální laser po průchodu osvětlovací optickou cestou v závislosti na vlnové délce.

Nejdříve však studujme závislost interference SPP vln na vlnové délce použitého budicího světla, přidáme-li do optické soustavy před fokusační objektiv lineární polarizátor. Dosažené experimentální výsledky jsou zobrazeny na sérii obrázků 1.20(a) až 1.20(i), kde pro lepší přehlednost je zvýrazněn interferenční vzor pomocí zelených čar pro každé SNOM měření s krokem 25 nm vlnové délky budicího kontinuálního laseru [34]. Pro všechna měření (až na jedno s vlnovou délkou 550 nm) byl naměřen kosočtvercový vzor, kde se postupně s rostoucí vlnovou délkou zvětšovala i velikost kosočtverce. Pro lepší vizualizaci byly extrahovány odpovídající vlnové délky interferujících SPP vln a vykresleny do grafu na obrázku 1.21. Do tohoto grafu byla vykreslena i teoretická disperzní závislost pro SPP vlny a navíc byla do tohoto grafu vykreslena křivka, která odpovídá vlnové délce samotného excitačního osvětlení (modrá čárkovaná přímka). Z tohoto grafu je patrné, že v celém rozsahu vlnových délek jsou všechny naměřené hodnoty vlnové délky SPP (červené experimentální body) pod touto křivkou excitačního osvětlení, a vyplývá z toho tedy, že vlnová délka SPP vln je v této spektrální oblasti kratší než vlnová délka použitého budicího osvětlení. Experimentální závislost v grafu 1.21 tedy potvrzuje často používaný argument nanofotoniky, který o plazmonice hovoří jako o poddifrakční teorii. Zároveň experimentálně naměřená data v rámci nejistoty měření velmi dobře korespondují s disperzní závislostí SPP vln.

Jedinou výjimku v těchto měřeních tvoří experiment s vlnovou délkou 550 nm, kde byl překvapivě naměřen čtvercový vzor (zvýrazněn pomocí tyrkysových čar), avšak s velkou délkou hrany v porovnání s vlnovou délkou SPP vln odpovídajících tomuto osvětlení. Proto bylo přistoupeno k hlubšímu teoretickému studiu tohoto problému. Z provedených FDTD simulací vyplynulo, že tento naměřený vzor koresponduje s rozložení dalekého elektromagnetického pole ve vzdálenostech větších než 500 nm od povrchu vzorku, jak je zobrazeno na obrázku 1.22(a). Nicméně i pro vlnovou délky 550 nm nedošlo k tomu, že by SNOM hrot ztratil kontakt s povrchem vzorku a stále byla měřena topografie vzorku. Muselo tedy dojít k jevu, kdy toto daleké elektromagnetické pole začalo „prosakovat“ přes zlaté pokovení SNOM hrotu v jeho vyšší části. K tomuto zajímavému jevu se vrátíme později v podkapitole o citlivosti SNOM hrotu na elektromagnetické pole 1.2.5. Z obrázku 1.22(b) je ale také patrné, že pro vlnovou délku



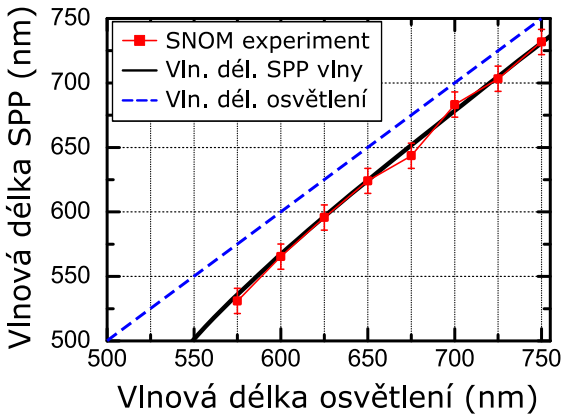
Obrázek 1.20: (a) až (i) SNOM snímky interference SPP vln pro čtvercové budicí struktury a pro lineárně polarizované osvětlení o různé vlnové délce, kde je patrné postupné zvětšování velikosti interferenčního vzoru. Interferenční vzor je zvýrazněn pomocí zelených úseček. Měřítko ve všech snímcích je 2 μm.

650 nm již tento jev nenastává.

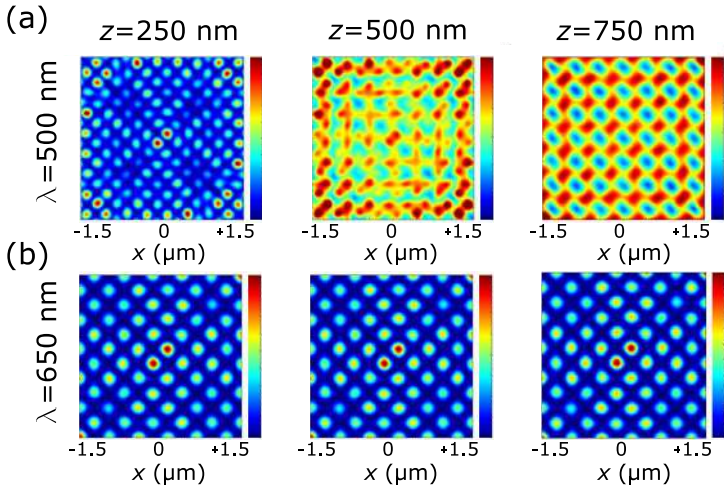
Dalším provedeným experimentem bylo měření závislosti tvaru interferenčního obrazce na vlnové délce použitého budicího světla, avšak bez přidaného lineárního polarizátoru. Vzorek tak byl osvícen světlem, které vykazovalo pro některé vlnové délky nenulovou DoP (viz graf 1.19(b)). Výsledné interferenční obrazce pro jednotlivé vlnové délky s krokem 50 nm jsou zobrazeny na obrázku 1.23 [34]. Z jednotlivých měření je vidět, že obrazec obsahuje převážně čtvercový interferenční vzor, který odpovídá nepolarizovanému osvětlení. Nicméně se v těchto měřeních začíná projevovat i kosočtvercový vzor, který odpovídá lineární polarizaci. Ze získaných interferenčních obrazců proto lze odhadnout DoP s hodnotou okolo 0,1 až 0,3, což odpovídá i hodnotám v grafu 1.19(b).

1.2.5 Interakce SNOM sondy a blízkého pole

Do interference SPP vln se promítá hned několik fyzikálních parametrů, které je nutné zohlednit při správné interpretaci naměřených dat. V případě interference SPP vln vybuzených na čtvercových budicích strukturách bylo objeveno hned několik zajímavých skutečností, které je vhodné i nadále zkoumat. Hlavní výhoda užití čtvercových drážek pro interferenci SPP je vznik dvou tvarově odlišných interferenčních vzorů, které v případě lineárně polarizovaného osvětlení odpovídají interferenci dvou vzájemně ortogonálních komponent $\mathbf{E}_{\parallel}$ a $\mathbf{E}_{\perp}$. Tato podkapitola bude využívat předchozích výsledků



Obrázek 1.21: Graf hodnot vlnové délky SPP vln extrahovaných z jejich interference (vstupní data na obrázku 1.20) v závislosti na vlnové délce osvětlení. V grafu je vynesena i teoretická disperzní závislost pro SPP vlny (černá křivka) a křivka odpovídající vlnové délce osvětlení (modrá čárkovaná přímka).

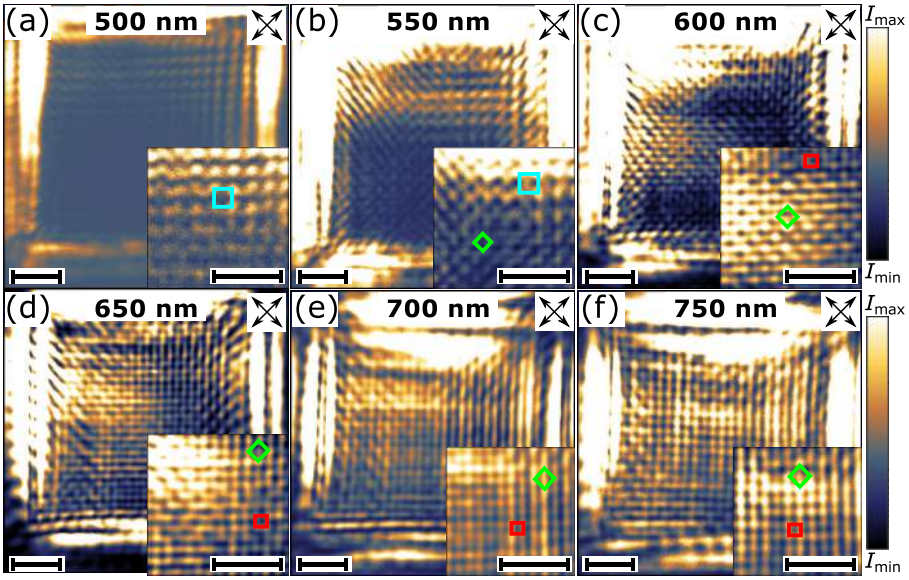


Obrázek 1.22: FDTD simulace rozložení elektromagnetického pole v různých výškách nad povrchem čtvercové interferenční struktury $z = \{250, 500, 750\}$ nm pro lineárně polarizované osvětlení s vlnovou délkou (a) 500 nm a (b) 650 nm.

k navržení experimentální a numerické metody ke studiu citlivosti aperturního SNOM hrotu na výše zmíněné složky blízkého pole.

Nejdříve popišme interakci blízkého pole a a-SNOM hrotu, který si prozatím zjednodušíme na pokovený válec, jak je zobrazeno na obrázku 1.24(a). Je-li pozice středu hrotu $x = \xi$, pak můžeme definovat interval $\langle \xi - D/2, \xi + D/2 \rangle$, který reprezentuje oblast pod válcovým SNOM hrotem s průměrem D a kde předpokládáme jiný efektivní index lomu než mimo tento interval. Uvažujme nyní interferenci dvou SPP vln, které se šíří proti sobě (ve směru a proti směru osy x). Zdroj jedné SPP vlny se nachází v bodě $x = 0$ a druhý zdroj SPP vlny v bodě $x = L$. V intervalu $\langle \xi - D/2, \xi + D/2 \rangle$ předpokládejme, že SPP vlny jsou charakterizovány vlnovým číslem β_1, a mimo tento interval vlnovým číslem β_2. Superpozici těchto vln pod hrotem lze vyjádřit jako

$$\begin{aligned} u(x,t) \propto \exp\{\mathrm{i}\,[\beta_1(\xi - D/2) + \beta_2(x - \xi + D/2) - \omega t]\} + \\ + \exp\{-\mathrm{i}\,[\beta_1(\xi + D/2 - L) + \beta_2(x - \xi - D/2) + \omega t]\}. \end{aligned} \tag{1.12}$$



Obrázek 1.23: (a) až (f) SNOM snímky interference SPP vln pro čtvercové struktury a pro nepolarizované osvětlení o různé vlnové délce, kde je patrné postupné promíchávání interferenčních vzorů. Interferenční vzory jsou zvýrazněny pomocí červených a tyrkysových čtverců a zelených kosočtverců. Měřítko ve všech snímcích je $2\,\mu$m.

Měřitelná hodnota získaná pomocí SNOM mikroskopu je úměrná kvadrátu modulu superponované vlny

$$|u|^2 = uu^* \propto 2 + 2\cos\left[2\beta_1\xi - \beta_1 L + 2\beta_2(x-\xi)\right]. \tag{1.13}$$

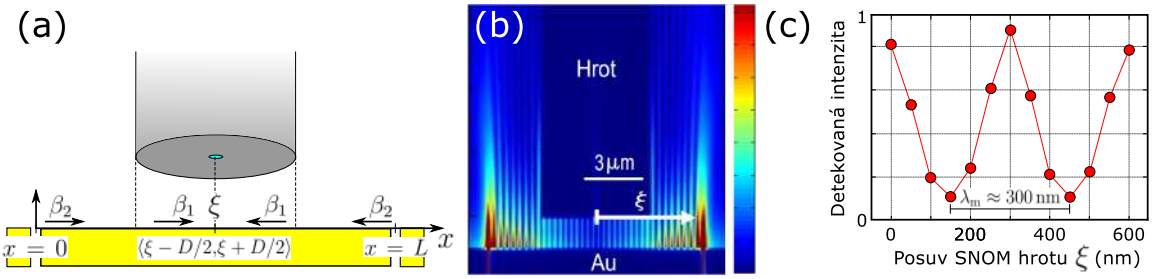
Předpokládejme, že ve středu hrotu $x = \xi$ je například maximum intenzity. Posune-li se hrot o vzdálenost $\Delta\xi$, bude detekovaná intenzita v bodě $\xi' = \xi + \Delta\xi$ určena zcela podle fázového rozdílu $\Delta\varphi = \varphi' - \varphi$, který lze vyjádřit porovnáním rovnic (1.12) a (1.13) s jejich čárkovanou verzí rovnic jako

$$\Delta\varphi = 2\beta_2\Delta\xi. \tag{1.14}$$

Z tohoto vztahu vidíme, že fázový rozdíl detekované vlny je dán pouze hodnotou vlnového čísla β_2, které odpovídá velikosti propagačního vektoru SPP vlny vně intervalu $\langle\xi - D/2, \xi + D/2\rangle$. Z toho vyplývá, že i když SNOM hrot lokálně změní periodu modulace stojaté vlny blízkého pole v blízkosti tohoto hrotu, detekuje se vlnová délka modulace pole mimo tento hrot. Na toto řešení lze také nahlížet tak, že SNOM hrot má během rastrování pevný a neměnný tvar, který sice ovlivní blízké pole pod hrotem, ale vždy stejně, a proto se detekuje změna intenzity pole, která je dána pouze okrajovými podmínkami (počáteční fází) na obou koncích hrotu. Tato fáze je určena fází vnější vlny.

Popsaný analytický model je omezený na případy, kdy hrot nezakrývá budicí drážky. V tom případě by byla do modelu vnesena asymetrie, která změní okrajové podmínky. SNOM hrot tedy ovlivňuje rozložení blízkého pole v blízkosti excitačních drážek a je proto nesprávné z experimentálních dat v blízkosti těchto drážek vyvozovat nějaké

fyzikální závěry. S tímto parazitním jevem jsme se již setkali například při určování vlnové délky modulace interference SPP na kruhové drážce (viz obrázek 1.14(c)).

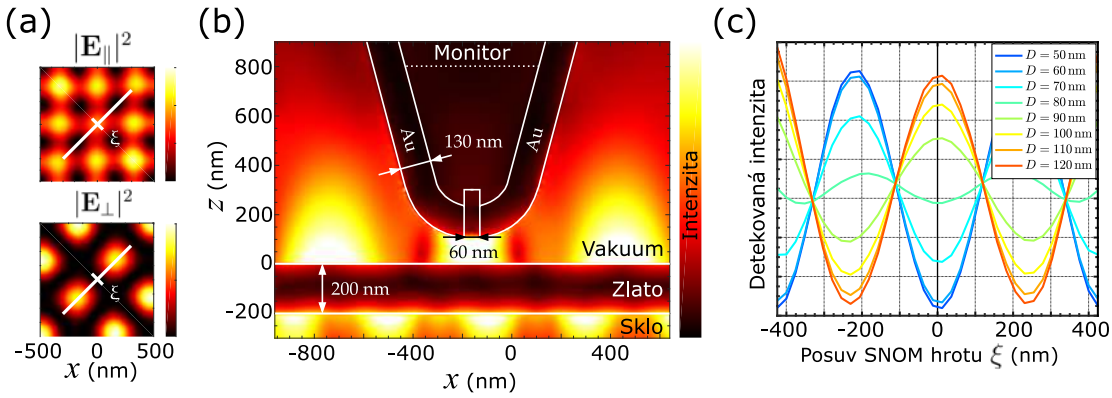


Obrázek 1.24: (a) Schéma geometrie interakce SNOM hrotu a blízkého pole a definice veličin. (b) FTDT simulace blízkého pole generovaného interferencí SPP vln vybuzených na dvojici paralelních drážek, v jehož blízkosti je válcový SNOM hrot. Pod hrotem je vlivem jeho přítomnosti patrná změna vlnové délky modulace interferenčního pole. (c) Graf závislosti časově středované hodnoty Poyntingova vektoru (tj. detekované intenzity) na posuvu SNOM hrotu s krokem 50 nm. V grafu je vidět modulace detekovaného signálu, který má shodnou vlnovou délku jako interferenční proužky.

Správnost předchozího analytického modelu lze ověřit pomocí FDTD numerických simulací, které nejsou limitované okrajovou asymetrií způsobenou přítomností hrotu a hlavně dokáží modelovat i složitější tvary SNOM hrotů. Pouze pro ověření výše zmíněného analytického modelu byl k první simulaci použit válcový hrot mezi dvojicí paralelních budicích drážek (2D simulace). Z obrázku 1.24(b) je vidět, že přítomnost a-SNOM hrotu v blízkosti povrchu vzorku opravdu způsobí zkrácení vlnové délky modulace SPP interference pod tímto a-SNOM hrotem, tj. zvýšení efektivního indexu lomu rozhraní. Poté bylo hrotem vždy posunuto o $\Delta\xi = 50$ nm směrem doprava a vyčíslena hodnota toku energie horní plochou válce, která představuje detekovaný optický signál navázaný již do samotného optického vlákna. Tyto hodnoty byly vykresleny do grafu na obrázku 1.24(c), ze kterého je patrné, že SNOM hrotem je detekována opravdu vlnová délka vnější modulace blízkého pole. Konkrétně pro SPP interferenci na zlaté vrstvě buzenou světlem He-Ne laseru je objevená vlnová délka modulace $\lambda_m \approx 300$ nm, což vzhledem k velikosti kroku $\Delta\xi$ velmi dobře odpovídá teoretické hodnotě $\lambda_m = 303$ nm.

Nyní již zkombinujeme výše popsaný způsob tvorby FDTD simulací s poznatky z interference SPP vln vybuzených na čtvercových strukturách a zaměříme se na zcela nový způsob zjišťování citlivosti SNOM hrotu na jednotlivé komponenty blízkého pole. K tomuto účelu je totiž blízké interferenční pole vzniklé od čtvercových drážek osvícených lineárně polarizovaným světlem ideálním nástrojem, protože absolutní poloha interferenční obrazců od $\mathbf{E}_\perp$ a $\mathbf{E}_\parallel$ je vzájemně posunuta: maxima jednoho obrazce leží v minimech druhého (viz obrázek 1.25(a)). Z předchozích výsledků je již známo, že blízké pole složené z $\mathbf{E}_\perp$ komponent má v centru ($\xi = 0$) minimum intenzity a pole složené z $\mathbf{E}_\parallel$ komponent má v centru maximum intenzity. Při posuvu SNOM hrotu podél hlavní diagonály v okolí centra bude v centru ($\xi = 0$) detekováno buď: (1) maximum intenzity (elektromagnetického toku) vláknem, a pak je hrot citlivý více na $\mathbf{E}_\parallel$ komponentu, anebo (2) minimum intenzity, a pak je hrot citlivý více na $\mathbf{E}_\perp$ komponentu.

Nejdříve byl vytvořen model SNOM hrotu dle reálných parametrů (viz obrázek 1.25(b)), ve kterém se měnil průměr kruhové apertury od 50 nm do 120 nm s krokem



Obrázek 1.25: (a) FTDT simulace rozložení jednotlivých komponent $|\mathbf{E}_{\parallel}|^2$ a $|\mathbf{E}_{\perp}|^2$ blízkého pole generovaného interferencí SPP vln vybuzených na čtvercové struktuře pro lineárně polarizované osvětlení. (b) Geometrie studovaného problému interakce SNOM hrotu a blízkého pole. Pod SNOM hrotem je patrná změna rozložení blízkého pole, která je způsobena jeho přítomností. (c) Graf citlivosti SNOM hrotu na jednotlivé komponenty blízkého pole interference SPP vln v závislosti na průměru apertury, který ukazuje, že pro průměry apertury menší (resp. větší) než $D_{\mathrm{kr}} \approx 80\,\mathrm{nm}$ je detekováno ve středu ($\xi = 0$) interferenční struktury minimum (resp. maximum), které odpovídá vyšší citlivosti na $\mathbf{E}_{\perp}$ komponentu (resp. na $\mathbf{E}_{\parallel}$ komponentu).

10 nm. Dále bylo vytvořeno blízké pole pomocí interference SPP vln na 200 nm tlusté vrstvě zlata osvětlené He-Ne laserem ($\lambda_0 = 632\,\mathrm{nm}$). Na obrázku 1.25(b) si lze povšimnout, že generované blízké pole je opět deformováno přítomností SNOM hrotu obdobně, jako tomu bylo v předchozím případě pro válcový hrot. Tato studie ale cílí na otázku určení citlivosti SNOM hrotu na jednotlivé komponenty blízkého pole, a proto byl zvolen dostatečně jemný krok posuvu hrotu podél hlavní diagonály ($\Delta\xi = 10\,\mathrm{nm}$), aby bylo možno přesně určit poměr citlivosti měření jednotlivých komponent.

Výsledky hodnot z FDTD simulací jsou vyneseny do grafu na obrázku 1.25(c), kde je zobrazen elektromagnetický tok $\langle\mathbf{S}\rangle$ optickým vláknem v závislosti na posuvu SNOM hrotu pro jednotlivé průměry SNOM apertury. Výsledek je velmi překvapivý o zodpovídá základní otázku, na kterou komponentu blízkého pole je a-SNOM mikroskopie citlivější [43]. V odpovědi na tuto otázku není odborná literatura zajedno: některé odborné články ukazují, že detekují spíše $\mathbf{E}_{\perp}$ [32, 44, 45, 46] a jiné, že spíše $\mathbf{E}_{\parallel}$ komponentu [47, 43, 48]. Z grafu 1.25(c) je patrné, proč existuje tato nejednoznačnost. Citlivost a-SNOM hrotu totiž závisí na velikosti použité apertury. Pro „malé“ průměry apertury se objevuje v absolutním středu interferenční struktury ($\xi = 0$) minimum hodnoty toku $\langle\mathbf{S}\rangle$, a proto jsou tyto SNOM sondy citlivější na komponenty blízkého pole kolmé k povrchu vzorku, tj. $\mathbf{E}_{\perp}$ komponenty. Naopak pro „velké“ apertury se ve středu interferenční struktury objevuje maximum toku $\langle\mathbf{S}\rangle$, a tím pádem jsou tyto SNOM sondy citlivější na komponenty rovnoběžné s povrchem vzorku, tj. $\mathbf{E}_{\parallel}$ komponenty. Kritickým průměrem, který rozděluje apertury na „malé“ a „velké“, je pro 130 nm tlusté zlaté pokovení SNOM hrotu průměr apertury $D_{\mathrm{kr}} \approx 80\,\mathrm{nm}$. Tato změna citlivosti SNOM hrotu na druhou komponentu blízkého pole může být závislá i na dalších parametrech: i) materiálu a tloušťce pokovení, ii) geometrii hrotu a případně jeho různé asymetrie a iii) optickém vlákně a jeho schopnosti vést daný optický mód.

Fyzikální vysvětlení citlivosti a-SNOM sondy je zřejmě takové, že blízké pole se do vlákna „dostává“ dvěma způsoby: aperturou a penetrací přes pokovení hrotu. Je-li apertura „malá“ (v našem případě pod 80 nm), je zřejmě silnější efekt penetrace pole přes pokovení a tento jev je podle všeho citlivější na $\mathbf{E}_\perp$ komponentu. Tato hypotéza koresponduje i s Ref. [49], kde pozorovali penetraci elektromagnetického pole přes pokovení SNOM hrotu, který byl dokonce zcela bez apertury. Na druhou stranu, je-li apertura již dostatečně „velká“, prochází přes ni již dostatečné množství optického signálu, který je více citlivý na $\mathbf{E}_\parallel$ komponentu. To je shodě s obecně přijímanou tezí, že kruhová apertura je citlivá právě na $\mathbf{E}_\parallel$ pole [43].

1.2.6 Závislost výsledného interferenčního obrazce na fázi osvětlení

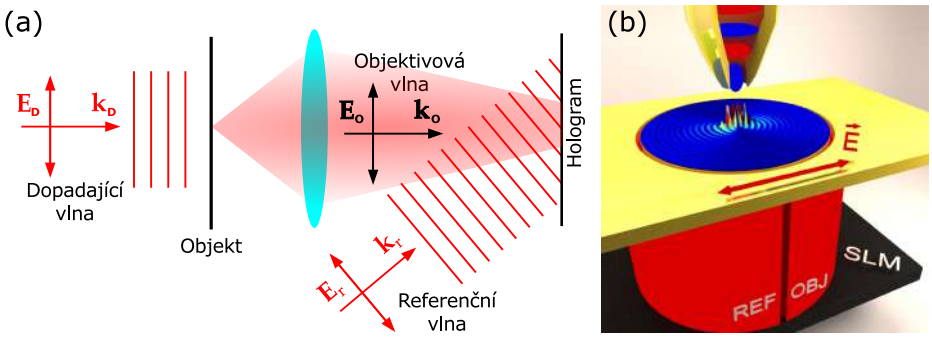
Poslední úspěšný projekt, který přinesl originální výsledky využívající interferenci SPP vln a jejich detekci pomocí SNOM mikroskopie, je řízené ovládání tvaru interferenčního obrazce pomocí změny fáze osvětlení budicích drážek. K tomuto projektu byl využíván již SNOM mikroskop od firmy Nanonics v kombinaci s prostorovým modulátorem světla (SLM, z angl. *Spatial Light Modulator*). Tyto nové experimentální výsledky umožňují zobrazovat rozložení 2D fáze SPP vln, která je využívána především v plazmonové holografii [50], nelineární plazmonice [51] a ve fázově citlivé mikroskopii blízkého pole [52, 53, 54].

Jako vzorek byla použita kruhová drážka, na které vzniká interference SPP vln popisovaná v části 1.1.3. V případě 2D holografie tak může jedna SPP vlna představovat referenční vlnu (REF) a druhá objektivovou vlnu (OBJ). Při snaze využít SNOM mikroskopii je proto nutné použít komplikovanější metodu na zpracovaní a zobrazení rozložení fáze SPP vln. Tato metoda byla vyvinuta na základě metody známé z klasické optiky, a to tzv. digitální holografie s posuvem fáze (PSDH, z angl. *Phase-Shifting Digital Holography*) [55].

Princip této metody je technicky poměrně jednoduchý a je schematicky naznačen na obrázku 1.26. Je založen na interferenci dvou SPP vln, kde jedna SPP vlna představuje OBJ větev a druhá REF větev, což lze zajistit například osvícením dvou protilehlých budicích drážek (i kruhově symetrických). Pro vyhodnocení je však nutné pořídit čtyři SNOM obrázky, kde spolu vždy interferuje OBJ a REF větev, ale tyto snímky se musí lišit tím, že REF vlna je fázově posunuta vždy o krok $\pi/2$ vůči OBJ vlně. Tento posuv vzájemné fáze může být zprostředkován pomocí SLM modulátoru. Výsledný fázový rozdíl mezi OBJ a REF vlnou pro každý bod snímku (x,y) lze získat pomocí vztahu

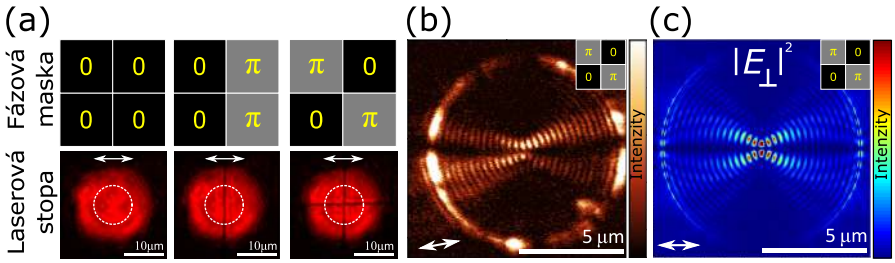
$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \arctan\left[\frac{I(3\pi/2) - I(\pi/2)}{I(0) - I(\pi)}\right]. \tag{1.15}$$

V experimentu je ale nejdříve nutné zajistit homogenní osvětlení kruhové drážky a ověřit funkčnost řízené kontroly fáze v jednotlivých částech kruhové drážky. Pak lze definovaně nastavovat vzájemnou fázi mezi REF a OBJ vlnami, neboť na jedné a na druhé polovině kruhové drážky právě tyto vlny vznikají. Výhoda použití námi zvolené konfigurace spočívá v tom, že je-li na SLM nastavena fázová maska šachovnicového



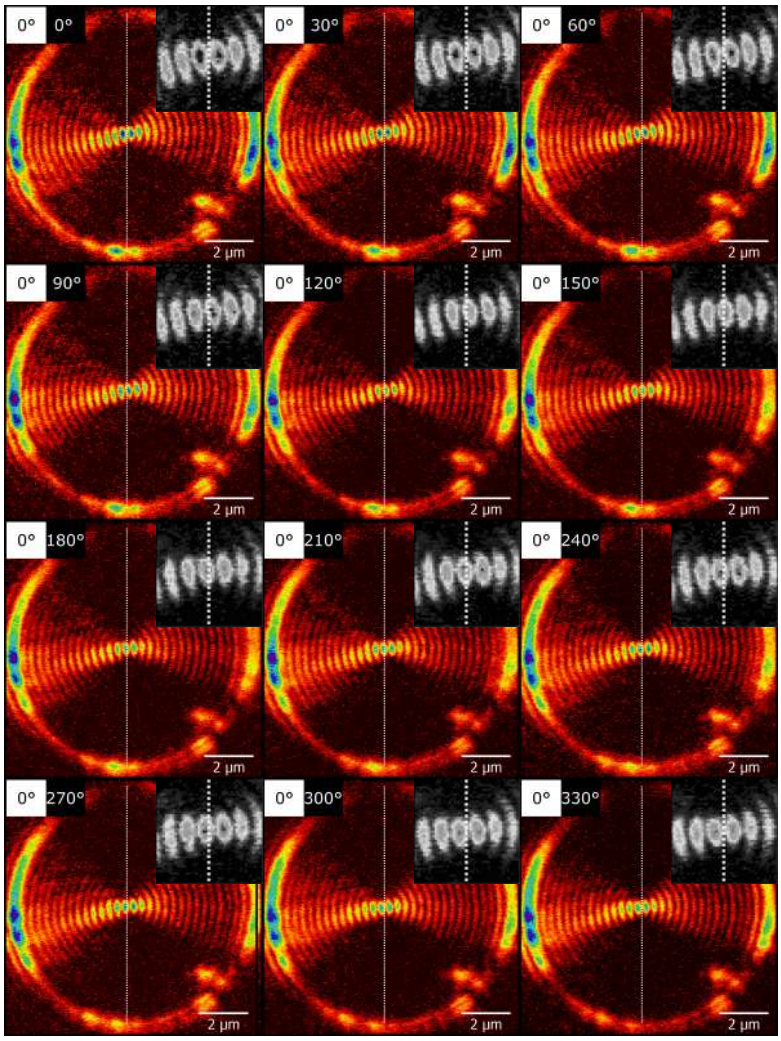
Obrázek 1.26: (a) Schéma fyzikálního principu 3D holografie pro zobrazování rozložení fáze pomocí interference objektivové a referenční vlny. Tomuto interferenčnímu snímku se říká hologram. (b) Princip 2D holografie pro zobrazování rozložení fáze blízkého pole pomocí interference objektivové (OBJ) a referenční (REF) SPP vlny na kruhové drážce.

tvaru s přechody 0 a π (viz obrázek 1.27(a)), dojde vlivem destruktivní interference v osvětlovací laserové stopě k vytvoření (intenzitně slabšího) „záměrného“ kříže. Ten přesně definuje hranice fázové masky lemující oblasti v laserové stopě s nastavenou hodnotou fáze na SLM. V tomto případě je pak již jednoduché sesadit tento „záměrný“ kříž na střed kruhové interferenční struktury pomocí xyz-piezo stolku.



Obrázek 1.27: (a) Ukázky různých fázových masek nastavených na SLM a jim odpovídající intenzita laserové stopy, kterou je osvětlována budicí interferenční drážka (bílá čárkovaná čára). Je patrné, že v místech fázového přechodu ($0 \leftrightarrow \pi$) je v laserové stopě pozorovatelná destruktivní interference. (b) SNOM měření a (c) odpovídající FDTD simulace interferenčního obrazce SPP vln ($|\mathbf{E}_\perp|^2$ komponenta) vybuzených na kruhové drážce při osvětlení „šachovnicovou“ fázovou maskou (naznačená v pravém horním rohu).

Využitím destruktivní interference v osvětlovací stopě laseru způsobené přechody v ($0 \leftrightarrow \pi$) fázové masce lze měnit i interferenční obrazec, což bylo experimentálně změřeno a zobrazeno na obrázku 1.27(b). Lze si všimnout, že v experimentu došlo k rozdělení motýlkovitého interferenčního obrazce na dvě poloviny (horní a dolní) s přechodovou úzkou oblastí, kde není detekován žádný optický signál. Obrazec odpovídá interferenci SPP vln, při které je potlačeno buzení SPP z malé oblasti drážky, což je patrné z experimentu i z FDTD simulací (viz obrázek 1.27(c)). Tento jev umožňuje možné další aplikace, protože oblast, ve které dojde k poklesu intenzity a „vypnutí“ interference SPP vln, je velmi malá a pomocí digitální fázové masky i velmi dobře lokalizovatelná. V našem případě je velikost neosvícené oblasti budicí drážky menší než jeden mikrometr. Je patrné, že užitím SLM fázové masky k zastiňování malých oblastí budicích drážek je možné velmi precizně ovládat výsledný tvar interferenčního obrazce SPP vln.

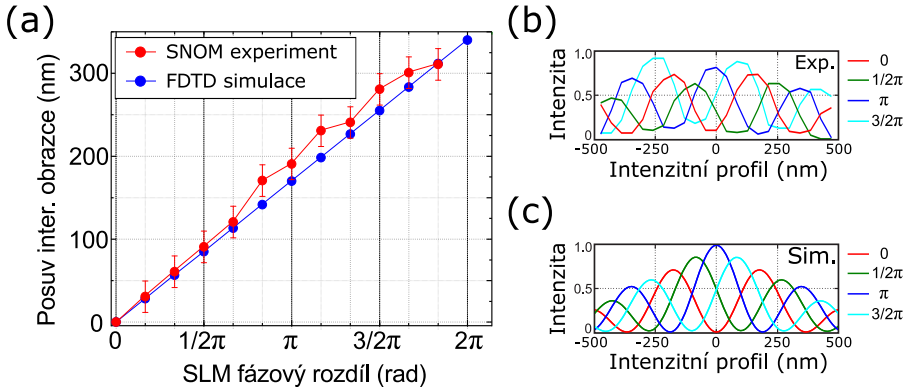


Obrázek 1.28: SNOM měření interference SPP vln vybuzených na kruhové drážce pro různé fázové rozdíly mezi pravou a levou stranou označené v levém horním rohu. V pravém horním rohu každého z obrázků je pak zobrazen detail centrální oblasti kruhové struktury, kde je dobře patrný posun interferenčního obrazce směrem doleva při zvyšujícím se fázovém rozdílu $\Delta\delta$.

Nyní se vraťme k experimentálnímu 2D zobrazení rozložení fáze pomocí metody digitální holografie s posuvem fáze (PSDH). V tomto případě stačí měnit fázi pouze v oblastech pravé a levé poloviny kruhové drážky, tedy vzhledem k orientaci vektoru polarizace v oblastech, kde vznikají REF a OBJ vlny. I když pro získání výsledného fázového rozdílu mezi oběma vlnami stačí pořídit čtyři snímky s fázovým krokem $\Delta\delta = \pi/2$, bylo pro statistické ověření funkčnosti této metody zvolen jemnější krok, a to $\Delta\delta = \pi/6$. Výsledky SNOM měření pro jednotlivé fázové rozdíly mezi pravou a levou stranou kruhové drážky jsou zobrazeny na obrázku 1.28, kde konstantní fáze 0 zůstává pro všechna měření v levé polovině a v pravé se postupně zvyšuje fázový rozdíl od $(0 \rightarrow 2\pi)$ s výše zmiňovaným krokem $\Delta\delta = \pi/6$. Z výsledných měření je patrné, že se zvyšujícím se fázovým rozdílem se posouvá interferenční obrazec směrem doleva, a vidíme, že například pro fázový rozdíl $\delta = \pi$ se uprostřed interferenční struktury objeví

maximum intenzity modulace[3]. Pro fázový rozdíl $\delta \to 2\pi$ se stále obrazec posouvá směrem doleva, až se opět uprostřed interferenční struktury objeví minimum intenzity modulace.

Pro lepší vizualizaci tohoto posuvu byly jednotlivé posuvy kvantifikovány a vykresleny do grafu (viz obrázek 1.29(a)). Z tohoto grafu je dobře vidět, že posuv vykazuje lineární závislost se směrnicí 53,8 nm/rad, z čehož vyplývá, že pro fázový rozdíl $\delta \to 2\pi$ dostaneme experimentálně posuv 338 nm. Tato hodnota velmi dobře koresponduje s hodnotou vlnové délky mezi dvěma centrálními maximy interferenčního obrazce na kruhové drážce, které jsou od sebe dle rovnice (1.11) vzdáleny o $\lambda_m \approx 340$ nm.



Obrázek 1.29: (a) Graf závislosti posuvu interferenčního obrazce na fázovém rozdílu nastaveném pomocí SLM. Experimentální data jsou získána ze SNOM měření zobrazených na obrázku 1.28. (b) Experimentální a (c) FDTD numerický intenzitní profil blízkého pole generovaného interferencí SPP vedený přes střed kruhové drážky pro čtyři SLM fázové posuvy s krokem $\Delta\delta = \pi/2$.

Pro porovnání výsledků FDTD simulací s experimentálně naměřenými daty byly opět extrahovány hodnoty posuvu interferenčního obrazce v závislosti na fázovém rozdílu mezi OBJ a REF vlnou, které pak byly vykresleny do grafu 1.29. Z tohoto grafu je patrné, že naměřená data velmi dobře korespondují s těmito výpočty. Opět je patrný lineární trend se směrnicí 54,1 nm/rad, ze kterého lze opět získat hodnotu $\lambda_m = 340$ nm pro fázový rozdíl $\delta \to 2\pi$.

Z experimentálních dat i numerických výpočtů byla ověřena správná funkce SLM modulátoru, díky kterému je možné kontrolovaně posouvat maximy intenzity modulace interference SPP vln se subvlnovou přesností v laterálním směru. Tento princip tak může najít uplatnění například nanolitografii [56].

Poslední krok pro zobrazení fázového rozložení spočívá v digitálním zpracování čtyř intenzitních obrázků s fázovým rozdílem mezi REF a OBJ vlnou $\delta \in \{0,\pi/2,\pi,3\pi/2\}$ a dosazení do rovnice (1.15). Při tomto procesu jsou nutné experimentálně získané SNOM obrázky sesadit k jednomu bodu a eliminovat tak případný drift vzorku. Výsledné experimentálně naměřené rozložení 2D plazmonové fáze $\Delta\varphi$, které v tomto případě reprezentuje vzájemný rozdíl fáze mezi oběma SPP vlnami, je zobrazen na obrázku 1.30(a). Vidíme, že tato SPP fáze se zrekonstruovala pouze v místech, kde dochází k interferenci obou vln, a proto pozorujeme opět motýlkovitý tvar. V ostatních místech

[3]Pro fázový rozdíl $\delta = 0$ je uprostřed interferenční struktury minimum intenzity modulace.

struktury je naměřen pouze šum.

Z lineárního řezu centrální oblastí kruhové drážky je dobře patrné, že fáze vytváří klasický pilovitý signál s hodnotami přibližně od $-\pi$ do $+\pi$. Dále je patrné, že tato fáze vykazuje lineární růst zleva doprava a vždy při dosažení hodnoty přibližně $+\pi$ skočí znova na hodnotu $-\pi$, což je pro spojitě se měnící fázi typické. Dále lze díky pilovitému signálu velmi dobře odečíst vlnovou délku fázové modulace. Pro centrální oblast tak byla určena hodnota $\lambda_\mathrm{m} \approx 340\,\mathrm{nm}$ a v blízkosti drážek $\lambda_\mathrm{m} \approx 305\,\mathrm{nm}$. Je tedy zřejmé, že tato perioda modulace koresponduje s periodou modulace interferenčního obrazce. Dále si lze povšimnout, že přesně ve středu kruhové drážky je nulová fáze, kde v intenzitním SNOM snímku detekujeme minimum intenzity modulace (pro $\delta = 0$). Na druhou stranu skoková změna fáze koresponduje s maximem intenzity modulace. Je tedy patrné, že díky této skokové změně je fázová odezva k určování vlnové délky SPP vln rozhodně vhodnější.

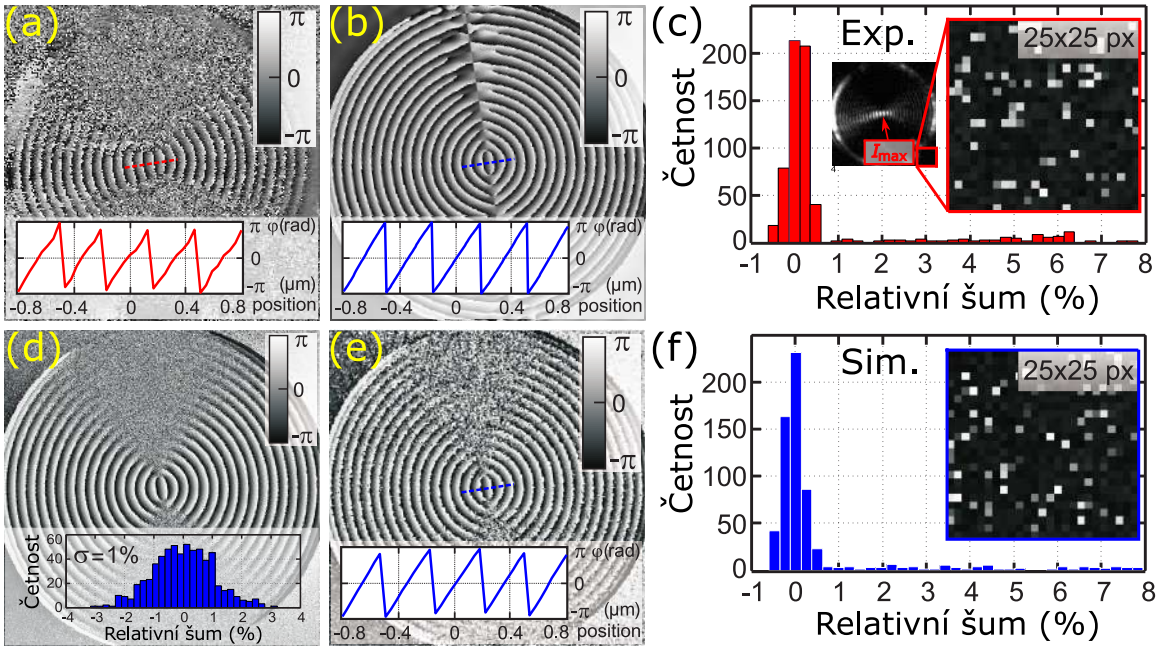
Nesrovnalosti mezi experimentálními a numerickými daty lze vysvětlit zahrnutím šumu, který je obsažen v experimentálních datech. K určení statistického rozložení šumu je vhodné vzít v potaz oblast mimo kruhovou drážku, ve které získáváme čistě šumový signál. Takto byla vybrána oblast $(25 \times 25)\,\mathrm{px}^2$ v pravém dolním rohu SNOM obrázku, která je vyznačena na obrázku 1.30(c). Podělením hodnot intenzity každého pixelu této oblasti maximální hodnotou intenzity I_max ze středu interferenční struktury získáme statistické rozložení míry šumu v tomto obrázku. Ze získaného grafu je patrné, že většina šumu vykazuje Gaussovo normální rozdělení, ale objevují se zde i částečně přesvícené pixely typické pro intenzitní PMT detektory. Dle statistického rozložení šumu kvantifikovaném na obrázku 1.30(f) získáme výsledný numericky určený obrázek, který nejlépe koresponduje s experimentálními naměřenými daty (viz obrázek 1.30(e)).

V této části byl představen koncept 2D holografie za použití interference SPP vln. Poté byl demonstrován zcela nový způsob zobrazení fázového rozdílu dvou SPP vln aplikací metody digitální holografie s posuvem fáze (PSDH).

1.2.7 Zobrazení fáze blízkého pole jedné SPP vlny

V předchozí podkapitole 1.2.6 byla prezentována nová metoda na zobrazení rozložení vzájemné fáze dvou interferujících SPP vln. Otázkou je, zda neexistuje způsob, jak zobrazit fázi pouze jedné 2D vlny. Pokud by tato metoda existovala, bylo by možné zobrazit fázi libovolné 2D vlny. Touto 2D vlnou může být i fyzikálně zajímavější vlna než „klasická“ SPP vlna. V poslední době se pozornost vědecké komunity obrací k využití nerozptylujících se 2D vln s dlouhou propagací, ke kterým patří například Kosinovy-Gaussovy vlny (zkráceně K-G vlny) [57].

Cílem provedeného experimentu bylo pokusit se zobrazit fázi takto vzniklé K-G vlny. Výsledné budicí struktury vyrobené pomocí FIB jsou zobrazeny na obrázku 1.31(a). Na tomto obrázku je zobrazen i příčný řez budicí drážkou a Braggovo zrcadlo. Rozměry struktur byly optimalizovány pro osvětlení He-Ne laserem a použitou zlatou vrstvu, která v tomto případě měla tloušťku pouze 140 nm. Takto tenká vrstva zlata je již pro laserový svazek částečně transparentní, což však není v našem experimentu na škodu, ale naopak představuje nutnou podmínku k jeho realizaci. V našem experimentu



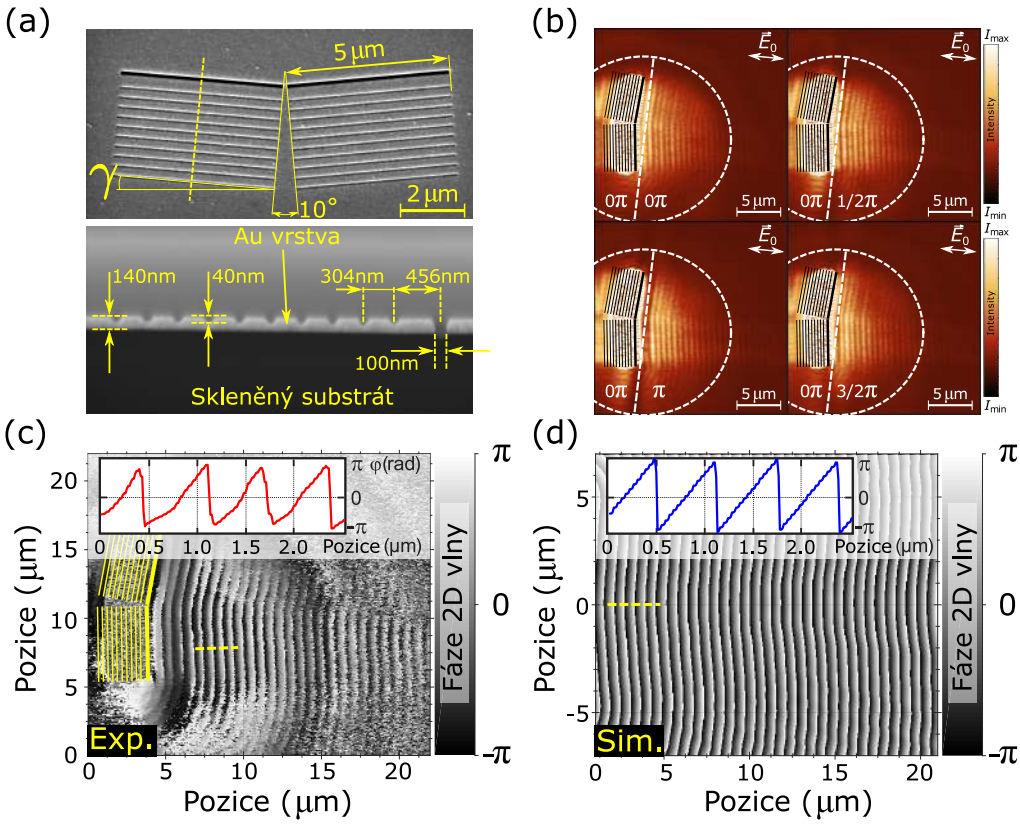
Obrázek 1.30: (a) Experimentální rozložení fáze interference dvou SPP vln vybuzených na kruhové drážce se zobrazeným fázovým profilem. (b) FTDT simulace rozložení fáze pro ideální interferenci dvou SPP vln vybuzených na kruhové drážce a zrekonstruované pomocí PSDH procedury. (c) Rozložení četnosti relativního šumu v experimentálních datech. (d) FDTD simulace rozložení této fáze pro modelovou hodnotu Gaussova rozložení šumu $\sigma = 1{,}0\,\%$. (e) FDTD simulace rozložení této fáze s modelovou hodnotou šumu podle grafu (f), které nejlépe odpovídá experimentálním datům.

odpovídá K-G vlna OBJ větvi a jako REF větev je použita právě osvětlující vlna, která částečně prochází přes 140 nm tenkou vrstvou zlata [58].

Vzájemná pozice osvětlovací stopy a struktur byla nastavena tak, jak je naznačeno na obrázku 1.31(b). Na budicích strukturách určených k excitaci K-G vln byla trvale nastavena pomocí SLM konstantní fáze na hodnotu nula ($\delta = 0$) a v druhé polovině laserové stopy osvětlující vlny byl pomocí SLM nastavován fázový rozdíl s krokem $\Delta\delta = \pi/2$. Tak bylo opět možné zrekonstruovat fázi 2D vlny pomocí metody digitální holografie s posuvem fáze (PSDH). Čtyři SNOM snímky s SLM fázovým rozdílem $\delta = \{0,\pi/2,\pi,3\pi/2\}$ jsou zobrazeny na obrázku 1.31(b). Je možné si povšimnout, že pro hodnotu fázového rozdílu $\Delta\delta = \pi$ je dobře patrná intenzitně oslabená oblast rozdělení osvětlující vlny na dvě poloviny, která je způsobená destruktivní interferencí dvou vln v oblasti s opačnou fází. Výsledné zrekonstruované rozložení fáze $\Delta\varphi$ pro samostatnou 2D K-G vlnu je zobrazeno na obrázku 1.31(c).

Vidíme, že rozložení zrekonstruované fáze jedné K-G vlny vykazuje podobné vlastnosti, jako rozložení fáze pro interferenci dvou SPP vln popisované v předchozí podkapitole 1.2.6. V případě fáze K-G vlny existuje ale několik rozdílů: (1) Experimentálně objevená vlnoplocha, což jsou v podstatě místa stejné hodnoty fáze, je ohnutá do tvaru písmene „V“, což odpovídá teoretickému tvaru vlnoplochy K-G vlny. (2) Vlnová délka modulace pilovitého signálu pro K-G vlnu je prakticky dvojnásobná, než při interferenci dvou SPP vln, konkrétně v našem experimentu $\Lambda_{\mathrm{exp}} \approx 640\,\mathrm{nm}$. (3) V pozadí fázového obrázku se projevují artefakty Airyho disku. Nicméně při porovnání experimentálních

a FDTD numerických dat (viz obrázek 1.31(d)) je patrné, že tyto výsledky spolu velmi dobře korelují a lze v nich opět vidět lineárně rostoucí trend fáze s pilovitým tvarem signálu (přibližně) od $-\pi$ do π.



Obrázek 1.31: (a) SEM obrázek budicích struktur generující 2D K-G vlny a jejích příčný řez, na kterém je vidět vpravo excitační drážka SPP vln a vlevo Braggovo zrcadlo. (b) Čtyři SNOM snímky, které sloužily jako zdrojová data pro rekonstrukci rozložení fáze jedné 2D K-G vlny. Bílá čárkovaná čára označuje velikost stopy osvětlující vlny i s hodnotou nastavené fáze na SLM. (c) Výsledné experimentálně a (d) numericky získané rozložení fáze jedné 2D K-G vlny se zobrazeným fázovým profilem, na kterém je patrný pilovitý signál s periodou modulace $\Lambda_{\mathrm{exp}} \approx 640\,\mathrm{nm}$, resp. $\Lambda_{\mathrm{sim}} = 606\,\mathrm{nm}$.

1.2.8 Závislost výsledného interferenčního obrazce na náklonu vzorku

V předchozí podkapitole 1.2.7 byly při SNOM měření K-G vlny experimentálně objeveny dva zajímavé jevy, které se neshodovaly s FDTD numerickou simulací. Prvním jevem byla vysoká hodnota vlnové délky modulace pro K-G vlnu, která byla experimentálně určena na $\Lambda_{\mathrm{exp}} \approx 640\,\mathrm{nm}$ a dle simulací by měla v ideálním případě být $\Lambda_{\mathrm{sim}} = 606\,\mathrm{nm}$. Druhým jevem bylo vychýlení intenzitního výtrysku K-G vlny směrem dolů vůči ose symetrie excitačních drážek (viz obrázek 1.32(a)). Naše hypotéza, jak vysvětlit tuto asymetrii a prodloužení vlnové délky modulace K-G vlny, je taková, že tyto dva efekty jsou způsobené náklonem vzorku okolo dvou ortogonálních os [57]. Tuto situaci lze modelovat pomocí FDTD simulací.

Nejdříve studujme vliv náklonu vzorku okolo osy, která je rovnoběžná s osou symetrie budicích drážek, jak je naznačeno na schematickém obrázku 1.32(b) (modrá čerchovaná čára). Maximální náklon, kterého je možné dosáhnout v rámci umístění vzorku na piezostolek v samotném experimentu, je $\xi_{\max} = \pm 5°$. Při větších úhlech již by byl náklon vzorku pozorovatelný pouhým okem, což se nestalo. Tento rozsah úhlů náklonu byl studován pouze kvalitativně, a proto byly numerické simulace vytvořeny jen pro hodnoty $\xi = \{-5°, 0°, +5°\}$. Výsledky těchto FDTD simulací jsou zobrazeny sadou obrázků 1.32(b). Z těchto obrázků je patrné, že při náklonu vzorku v jednom směru se K-G vlna stane asymetrická jedním směrem a při náklonu vzorku v druhém směru se K-G vlna „vyhne“ druhým směrem. Asymetrie v experimentálním snímku je tedy způsobena náklonem vzorku kolem osy symetrie budicích drážek.

Druhým efektem je prodloužení vlnové délky modulace K-G vlny. Tento jev už je lépe kvantifikovatelný, protože lze velmi dobře odečíst experimentálně zjištěnou vlnovou délku modulace ($\Lambda_{\text{exp}} \approx 640\,\text{nm}$). Proto závislost vlnové délky modulace na náklonu vzorku vůči ose, která je kolmá na osu symetrie budicích drážek (červená čerchovaná čára v schématickém obrázku 1.32(c)), byla simulována s jemnějším krokem $\Delta\zeta = 1°$. Výsledky limitních případů FDTD simulací jsou zobrazeny sadou obrázků 1.32(c). Při detailním pohledu je vidět, že dochází k prodlužování vlnové délky modulace se zvyšujícím se úhlem ζ. Pro lepší vizualizaci tohoto jevu byly vytvořeny intenzitní profily podél (modré) osy symetrie excitačních drážek. Z rozdílu dvou sousedních maxim intenzity signálu na tomto grafu lze vykreslit hodnoty numerické závislosti $\Lambda_{\text{sim}}(\zeta)$ na úhlu náklonu vzorku ζ, které jsou vykresleny v grafu 1.32(d).

Z tohoto grafu je patrné, že závislost $\Lambda_{\text{sim}}(\zeta)$ je pro malé úhly přibližně lineární. Námi zjištěná experimentální hodnota $\Lambda_{\text{exp}} \approx 640\,\text{nm}$ pak koresponduje s úhlem náklonu vzorku $\zeta \approx +3°$, což je z technického hlediska možné. Lze vytvořit analytický model[4], který vyjadřuje teoretickou vlnovou délku modulace $\Lambda_{\text{teo}}(\zeta)$ generované K-G vlny v závislosti na úhlu náklonu ζ jako

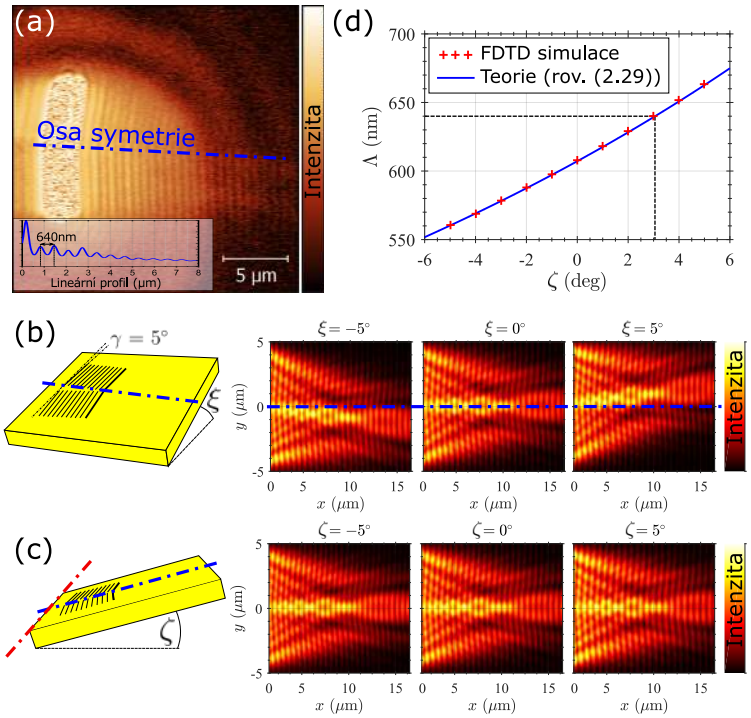
$$\Lambda_{\text{teo}}(\zeta) = \frac{\lambda_0}{\frac{\lambda_0}{\lambda_{\text{SPP}}}\cos\gamma - \sin\zeta}, \tag{1.16}$$

kde λ_0 je vlnová délka použitého budicího osvětlení, λ_{SPP} je vlnová délka SPP vlny a $\gamma = 5°$ je úhel odklonu budicích V-drážek. Tato teoretická závislost je pro porovnání s FDTD numerickými simulacemi vykreslena do grafu 1.32(d) a je vidět, že se obě závislosti velmi dobře shodují.

1.3 3D kvantitativní zobrazení rozložení fáze světla prošlého přes metapovrch

Pro experimentální studium metapovrchů je zcela zásadní znalost lokální fáze v okolí kovových nanoantén. Antény totiž mění fázi vlnoplochy procházející elektromagnetické vlny a tím mění její vlastnosti. K zobrazování rozložení fáze v optické mikroskopii v da-

[4]Tento analytický model vytvořil Ing. M. Hrtoň za použití teoretického popisu K-G vln [57].

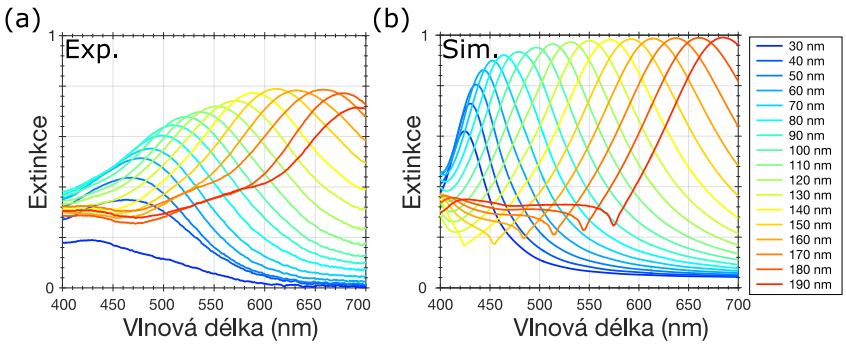


Obrázek 1.32: (a) SNOM měření interference K-G vlny a osvětlující vlny, kde je patrná asymetrie výtrysku, který směřuje lehce směrem dolů. Z lineárního profilu byla stanovena hodnota hodnota $\Lambda_{\mathrm{exp}} \approx 640\,\mathrm{nm}$. (b) Schéma náklonu vzorku okolo osy symetrie budicích drážek a FDTD rozložení blízkého pole generovaného interferencí K-G vlny a osvětlující vlny pro různé úhly ξ náklonu okolo této osy. (c) Schéma náklonu vzorku okolo osy kolmé k ose symetrie budicích drážek a FDTD rozložení blízkého pole generovaného interferencí K-G vlny a osvětlující vlny pro různé úhly ζ náklonu okolo této osy. (d) Graf vlnové délky modulace interference K-G vlny a osvětlující vlny v závislosti na úhlu náklonu okolo osy kolmé k ose symetrie budicích drážek, kde pro experimentálně určenou hodnotu vyplývá úhel $\zeta \approx +3°$.

lekém poli se často používá dvousvazková digitální holografická mikroskopie [59]. Jedna z těchto zobrazovacích technik nazývaná mimoosová koherencí řízená holografická mikroskopie (angl. *off-axis Coherence-Controlled Holographic Microscopy*) byla vyvinuta i v rámci sdílených laboratoří CEITEC ve vědecké skupině prof. R. Chmelíka [60]. Ve spolupráci s firmou Tescan byl pak vyvinut mikroskop nazvaný Q-Phase. Touto zcela unikátní zobrazovací technikou pak byly zkoumány plazmonické metapovrchy a získané výsledky byly prezentovány v odborném časopise Ref. [61].

Hlavním úkolem tohoto projektu bylo ověřit, zda je tato technika vhodná ke studiu metapovrchů, zjistit její výhody a podat fyzikální vysvětlení získaných experimentálních výsledků. Z toho důvodu byly nejdříve studovány dobře známé Ag nanodisky na skleněném substrátu s velikostí od 50 do 200 nm a výškou 40 nm [62]. Jejich spektrální závislost extinkce v závislosti na průměru disků jsou zobrazeny na obrázku 1.33(a). Tato spektra byla opět získána pomocí konfokální optické spektroskopie na zařízení Nanonics a byla porovnána se spektry získanými pomocí FDTD simulací.

Jelikož bylo možné osvětlovat struktury na Q-Phase mikroskopu pomocí superkontinuálního laseru (Fianium), bylo možné z naměřených hologramů získat závislost rozložení fáze pro celé pole různě velkých Ag nanodisků s charakteristickou LSP rezonancí v závislosti na vlnové délce λ_0 použitého osvětlení. Výsledky pozorování jsou



Obrázek 1.33: Extinkční spektra pro pole Ag nanodisků o různých průměrech vyrobených na skle získaných (a) experimentálně pomocí BF optické spektroskopie a (b) numericky pomocí FDTD simulací.

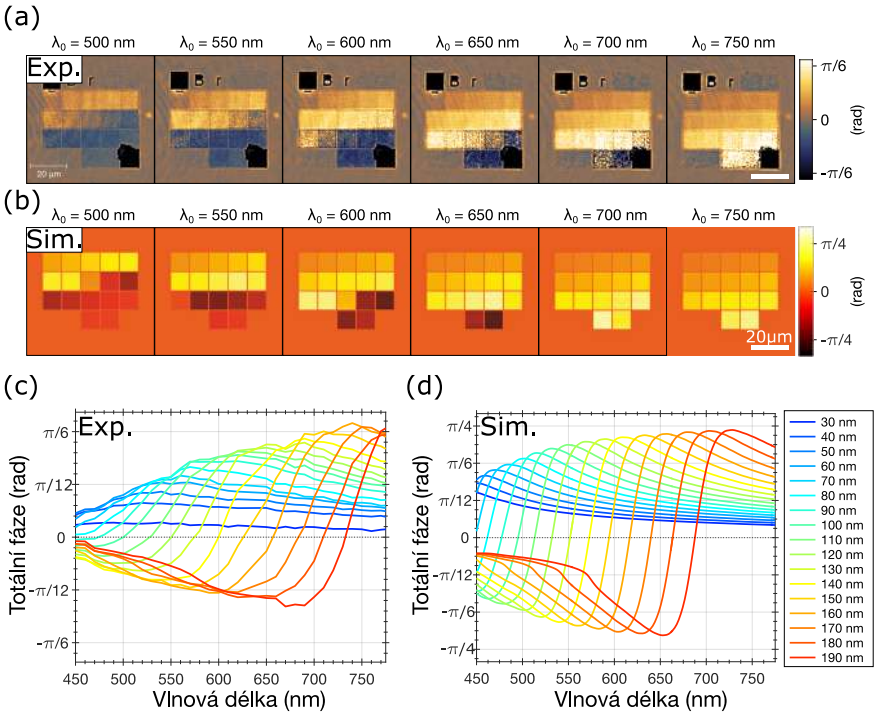
zobrazeny na obrázku 1.34(a). Pro lepší vizualizaci a kvantifikaci získaných experimentálních dat byly hodnoty fáze průměrovány přes celou oblast (čtverec o straně 10 μm) Ag antén se stejným průměrem a vykresleny v závislosti na vlnové délce osvětlení (s krokem $\Delta\lambda_0 = 10$ nm) do grafu na obrázku 1.34(c). Ze získaných křivek je opět patrný „přeskok“ fáze ze záporných hodnot do kladných. Dále je vidět posuv tohoto „přeskoku“ se vzrůstajícím průměrem Ag nanodisků k vyšším vlnovým délkám. Je patrné, že maximální hodnoty amplitudy naměřených křivek v grafu 1.34(c) rostou také se vzrůstajícím průměrem nanodisků a dosahují maximálních hodnot $\pm\pi/6$, kdežto z teoretických křivek, které jsou zobrazeny na obrázku 1.34(d), je možné vyčíst maximální hodnoty až $\pm\pi/4$. Tento rozdíl lze opět přisoudit nedokonalému tvaru Ag nanodisků a přítomností tenké vrstvy oxidu stříbra na povrchu antén.

Je důležité si uvědomit, že výsledný hologram detekovaný na CCD čipu obsahuje totální (celkovou) fázi, která je složená interferencí prošlé vlny a rozptýleného pole od jednotlivých Ag nanodisků. Tento analytický model lze proto poměrně jednoduše popsat pomocí metody sčítání fázorů, které jsou zobrazeny na obrázku 1.35(a).

Z výše prezentovaných výsledků je zřejmé, že tato unikátní zobrazovací metoda je velmi vhodná pro zobrazování laterálního rozložení fáze vlny prošlé přes plazmonickým metapovrchem. Nicméně je zde ještě jedna velmi důležitá výhoda oproti ostatním dostupným zobrazovacím metodám, a to možnost vytvoření 3D rozložení fáze nad metapovrchem. Jak již bylo řečeno výše, Q-Phase mikroskop zobrazuje hologram na CCD čip pomocí konfokální mikroskopie a je tedy možné při plynulé změně fokusační délky objektivu získat rozložení fáze v jednotlivých řezech. Po digitálním složení jednotlivých snímků tak lze získat 3D kvantitativní rozložení fáze.

Pro ověření této techniky byla vyrobena 2D čočka založena na principu zonální (Soretovy) mřížky, kde jednotlivé zóny (tzv. Fresnelovy zóny) jsou soustředná mezikruží, ve kterých se pravidelně střídá opačná fáze s hodnotami (ideálně) $\pm\pi$. Výsledné vyrobené struktury jsou zobrazeny na SEM obrázku 1.36(a).

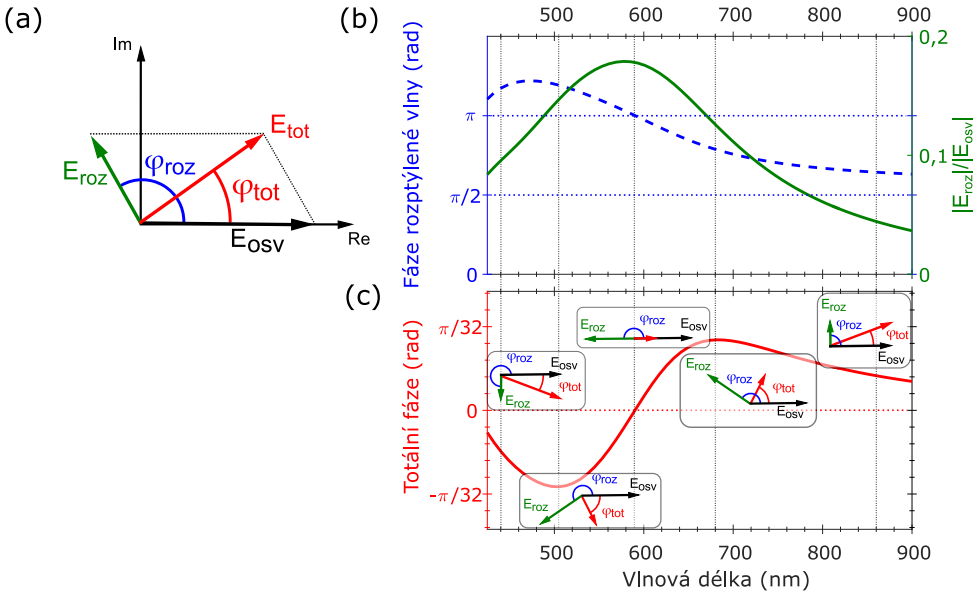
Pro 3D kvantitativní zobrazení fáze prošlé vlny nad zonální mřížkou bylo využito pohybu objektivu směrem od povrchu vzorku ($z = 0$) s krokem $\Delta z = 1\,\mu$m do výšky $z = 200\,\mu$m nad povrchem. Výsledný 3D obrázek rozložení fáze prošlé vlny nad plazmonickým metapovrchem je zobrazen na obrázku 1.36(b), kde je na první pohled dobře



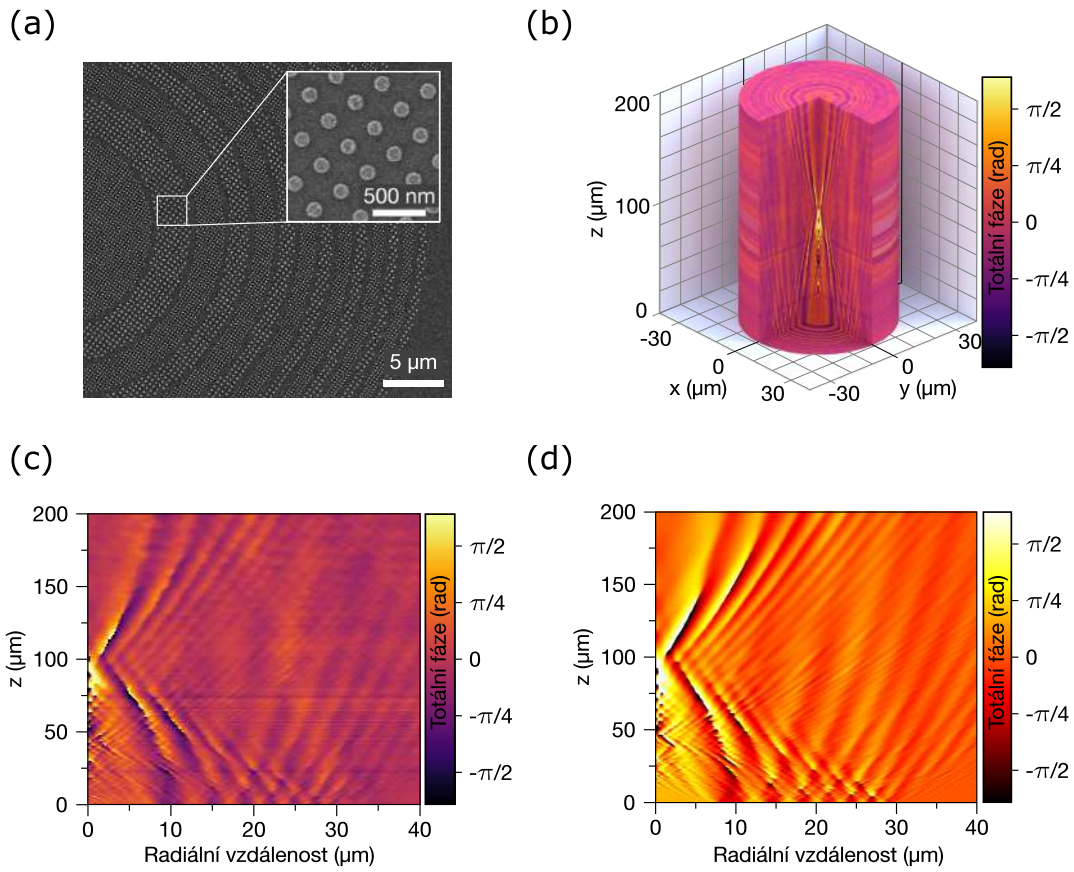
Obrázek 1.34: Rozložení fáze prošlé vlny (a) měřené pomocí koherencí řízeného holografického mikroskopu a (b) získané pomocí teoretického modelu pro různě velké nanodisky a pro různé hodnoty vlnové délky λ_0 osvětlení. (c) Experimentálně a (d) numericky zjištěné závislosti totální (celkové) fáze prošlé vlny na vlnové délce osvětlení pro různě hodnoty průměru nanodisků.

patrné hlavní ohnisko 2D čočky ve výšce $z \approx 100\,\mu$m, což plně souhlasí s navrženým designem zonální mřížky. Pro lepší vizualizaci je na obrázku 1.36(c) zobrazen řez rovinou yz těmito experimentálně získanými daty. Na obrázku 1.36(d) je pro porovnání těchto dat zobrazen řez stejnou rovinou yz numericky získaných dat pomocí FDTD simulací. V těchto řezech jsou velmi dobře vidět jednotlivé kuželovité plochy odpovídající (Fresnelovým) zónám opačné fáze, které začínají nad povrchem vzorku a poté se sbíhají směrem do hlavního ohniska ($f_1 \approx 100\,\mu$m). Mimo toto hlavní ohnisko jsou zde ale patrná i dvě ohniska vedlejší: $f_2 \approx 50\,\mu$m, $f_3 \approx 25\,\mu$m.

Z prezentovaných výsledků vyplývá, že technika mimoosové koherencí řízené holografické mikroskopie je vhodnou technikou pro 3D kvantitativní zobrazení rozložení fáze prošlého světla interagujícího s plazmonickými metapovrchy.



Obrázek 1.35: (a) Model fázoru pro vysvětlení fyzikálního principu vzniku totální fáze prošlé vlny v závislosti na vlnové délce osvětlení. (b) Rozptylové spektrum (zelená křivka) a zobrazení fáze (modrá čárkovaná křivka) pro vlnu procházející přes Ag nanodisk v závislosti na vlnové délce osvětlení, ve kterém je pozorovatelná LSP rezonance. (c) Graf totální fáze (červená křivka) detekované pomocí koherencí řízené holografické mikroskopie, která je dána jako superpozice rozptýlené a prošlé vlny.



Obrázek 1.36: (a) SEM obrázek připravené zonální (Soretovy) mřížky skládající se ze soustředných mezikruží vyplněných Ag nanodisky o průměrech 130 nm a 190 nm vyrobených na skleněném substrátu. (b) Výsledné 3D kvantitativní rozložení fáze prošlého světla nad plazmonovým metapovrchem detekované pomocí mimoosové koherencí řízené holografické mikroskopie. (c) Experimentální a (d) numerický řez rovinou yz, ve kterém jsou patrné hlavní ($f_1 \approx 100\,\mu$m) i vedlejší ($f_2 \approx 50\,\mu$m a $f_3 \approx 25\,\mu$m) ohniska zonální mřížky.

Závěr

Tato disertační práce se zabývala experimentálním studiem nanofotoniky a především její speciální částí plazmonikou, která zkoumá interakci elektromagnetického pole a hmoty. Hlavním nosným tématem byl výzkum interference povrchových plazmonových polaritonů (SPP vln) a její aplikace. K tomuto účelu byla nejčastěji používaná zobrazovací technika rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli (SNOM).

První teoretická kapitola se nejdříve zabývala historickým a matematickým popisem souvislostí blízkého elektromagnetického pole a plazmoniky. Dále byly popsány optické vlastnosti pevných látek, které hrají zásadní roli při šíření a vzniku SPP vln. V této části se nachází i rešeršní přehled využití plazmoniky a je zde věnována velká pozornost mikroskopickým zobrazovacím technikám, které dovolují zobrazovat SPP vlny a jejich interferenci. Je zde rovněž pojednáno o lokalizovaných povrchových plazmonech (LSP) a jejich využití především ve 2D optice. Poté jsou popsány nejpoužívanější spektroskopické metody, které je možné aplikovat v dalekém i v blízkém poli díky sběru optického signálu pomocí SNOM mikroskopu. Závěr teoretické části této práce se věnoval nanotechnologickým metodám, které jsou používány při výrobě experimentálních vzorků.

Druhá kapitola disertační práce byla zaměřena na výzkum interference SPP vln. Nejdříve byly vytvořeny fyzikální modely, které popisovaly základní fyzikální vlastnosti výsledných interferenčních obrazců SPP vln vybuzených na lineárních budicích drážkách (dvojice a čtveřice drážek) a poté na kruhově symetrických budicích drážkách. V další části byly popsány charakteristické parametry vyrobených interferenčních struktur a technické specifikace experimentálních sestav, na kterých byly tyto vzorky měřeny.

V hlavní části práce byly prezentovány experimentální výsledky SNOM detekce blízkého pole generovaného interferencí SPP vln. Nejdříve byly experimentálně ověřeny a potvrzeny vlastnosti výsledných interferenčních obrazců SPP (tvar a velikost interferenčních vzorů) pro jednotlivé geometrie budicích drážek. Poté byl studován vliv homogenity osvětlení budicích drážek na výsledný tvar interferenčního obrazce SPP vln a bylo ukázáno, že právě homogenita osvětlení je jedním z nejdůležitějších experimentálních parametrů ovlivňující výsledný interferenční obrazec.

Byl rovněž studován vliv polarizačního stavu osvětlení na kvalitu a charakter interferenčního obrazce. V práci byl fyzikálně vysvětlen princip vzniku interferenčních obrazců pro jednotlivé komponenty vektoru elektrické intenzity blízkého elektromagnetického pole. Byl zde i experimentálně objeven interferenční obrazec pro nepolarizované světlo a navržen nový způsob pro určení citlivosti aperturní SNOM sondy na jednotlivé

složky blízkého pole, což je zcela zásadní pro správnou interpretaci experimentálních dat získaných pomocí SNOM mikroskopie. Této metody bylo využito i pro návrh a vytvoření numerického modelu, který umožnil zjištění závislosti citlivosti měření SNOM sondy na jejích různých parametrech (například na velikosti její apertury).

Při studiu interference SPP vln v závislosti na vlnové délce použitého osvětlení byla experimentálně objevena disperzní závislost SPP vln pro lineárně polarizované i nepolarizované světlo. Navíc bylo objeveno mixování dvou rozdílných interferenčních obrazců, což bylo zřejmě způsobeno změnou stupně polarizace (DoP) použitého osvětlení.

Dále bylo využito prostorového fázového modulátoru (SLM) k řízené změně fáze osvětlovací vlny. Díky tomu byla experimentálně objevena možnost laterálního posuvu interferenčního obrazce se subvlnovou přesností. Rovněž bylo těchto výsledků využito k vývoji nové techniky, která dokáže zobrazovat rozložení fáze 2D vln. Tento objev tak představuje první krok v aplikaci pro 2D holografickou mikroskopii. Poté se práce zabývala vlivem náklonu vzorku v jednotlivých osách na tvar výsledného interferenčního obrazce SPP vln.

V poslední části práce byla prezentována optická spektra plazmonických nanoantén, ze kterých bylo možno určit vlastnosti LSP rezonancí. Tyto výsledky byly použity k návrhu 2D čočky, jejíž optické vlastnosti byly stanoveny pomocí koherencí řízené holografické mikroskopie. Bylo ukázáno, že tato unikátní mikroskopická technika dokáže kvantitativně zobrazovat 3D rozložení fáze prošlého světla nad plazmonickými metapovrchy po jejich interakci s budicím světlem.

Předložená disertační práce tak slouží jako ucelený odborný přehled fyzikálních vlastností interference SPP vln, která byla studována především pomocí SNOM mikroskopie v kombinaci s dalšími spektroskopickými metodami. Práce se tak zabývala základním výzkumem. Díky získaným výsledkům se otevírají možnosti nových aplikací v oblasti plazmoniky a nanofotoniky, na které je možné dále navázat nebo je přímo využít při dalším rozvoji této moderní a slibné oblasti bádání.

Tento výzkum vznikl díky podpoře Grantové agentury České republiky (projekt č. 15-21581S), Evropskému fondu pro regionální rozvoj (projekt č. CZ.1.05/1.1.00/02.0068), Ministerstvu školství, mládeže a tělovýchovy České republiky (projekt č. LQ1601 – CEITEC 2020), Technologické agentuře České republiky (projekt č. TE01020233), Fakultě strojního inženýrství Vysokého učení technického v Brně, Ústavu fyzikálního inženýrství a Středoevropskému technologickému institutu (CEITEC – open access LM2011020).

Literatura

[1] Novotny, L.; Hecht, B.: *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press, druhé vydání, 2012, ISBN 978-1-107-00546-4, 564 s.

[2] Jackson, J. D.: *Classical Electrodynamics*. Wiley, třetí vydání, 1998, ISBN 978-0-471-30932-1, 832 s.

[3] Pohl, W. D.: *Near-Field Optics and Surface Plasmon Polaritons*, ročník 81. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, první vydání, 2001, ISBN 978-3-540-41502-2.

[4] Ohtsu, M.: *Principles of Nanophotonics*. Boca Raton: Taylor & Francis Group, první vydání, 2008, ISBN 978-1-58488-972-4, 228 s.

[5] Maier, S. A.: *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Boston, MA: Springer US, první vydání, 2007, ISBN 978-0-387-33150-8, 224 s.

[6] Brongersma, M. L.; Shalaev, V. M.: The Case for Plasmonics. *Science*, ročník 328, č. 5977, 2010: s. 440–441, ISSN 0036-8075, doi:10.1126/science.1186905.

[7] Heber, J.: Plasmonics: Surfing the wave. *Nature*, ročník 461, č. 7265, 2009: s. 720–722, ISSN 0028-0836, doi:10.1038/461720a.

[8] Verhagen, E.; Spasenović, M.; Polman, A.; aj.: Nanowire Plasmon Excitation by Adiabatic Mode Transformation. *Physical Review Letters*, ročník 102, č. 20, 2009: str. 203904, ISSN 0031-9007, doi:10.1103/PhysRevLett.102.203904.

[9] Schuller, J. a.; Barnard, E. S.; Cai, W.; aj.: Plasmonics for extreme light concentration and manipulation. *Nature materials*, ročník 9, č. 3, 2010: s. 193–204, ISSN 1476-1122, doi:10.1038/nmat2736.

[10] Ozbay, E.: Plasmonics: Merging Photonics and Electronics at Nanoscale Dimensions. *Science*, ročník 311, č. 5758, 2006: s. 189–193, ISSN 0036-8075, doi:10.1126/science.1114849.

[11] Genevet, P.; Capasso, F.: Holographic optical metasurfaces: a review of current progress. *Reports on Progress in Physics*, ročník 78, č. 2, 2015: str. 024401, ISSN 0034-4885, doi:10.1088/0034-4885/78/2/024401.

[12] Anker, J. N.; Hall, W. P.; Lyandres, O.; aj.: Biosensing with plasmonic nanosensors. *Nature Materials*, ročník 7, č. 6, 2008: s. 442–453, ISSN 1476-1122, doi:10.1038/nmat2162.

[13] Odom, T. W.; Schatz, G. C.: Introduction to Plasmonics. *Chemical Reviews*, ročník 111, č. 6, 2011: s. 3667–3668, ISSN 0009-2665, doi:10.1021/cr2001349.

[14] Dahlin, A. B.; Dielacher, B.; Rajendran, P.; aj.: Electrochemical plasmonic sensors. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, ročník 402, č. 5, 2012: s. 1773–1784, ISSN 1618-2642, doi:10.1007/s00216-011-5404-6.

[15] Hou, W.; Cronin, S. B.: A Review of Surface Plasmon Resonance-Enhanced Photocatalysis. *Advanced Functional Materials*, ročník 23, č. 13, 2013: s. 1612–1619, ISSN 1616301X, doi:10.1002/adfm.201202148.

[16] Atwater, H. A.; Polman, A.: Plasmonics for improved photovoltaic devices. *Nature Materials*, ročník 9, č. 3, 2010: s. 205–213, ISSN 1476-1122, doi:10.1038/nmat2629.

[17] Oulton, R. F.; Sorger, V. J.; Zentgraf, T.; aj.: Plasmon lasers at deep subwavelength scale. *Nature*, ročník 461, č. 7264, 2009: s. 629–632, ISSN 0028-0836, doi:10.1038/nature08364.

[18] Willets, K. A.: Probing local electromagnetic field enhancements on the surface of plasmonic nanoparticles. *Progress in Surface Science*, ročník 87, č. 9-12, 2012: s. 209–220, ISSN 00796816, doi:10.1016/j.progsurf.2012.08.001.

[19] Nie, S.: Probing Single Molecules and Single Nanoparticles by Surface-Enhanced Raman Scattering. *Science*, ročník 275, č. 5303, 1997: s. 1102–1106, ISSN 00368075, doi:10.1126/science.275.5303.1102.

[20] Kristensen, A.; Yang, J. K. W.; Bozhevolnyi, S. I.; aj.: Plasmonic colour generation. *Nature Reviews Materials*, ročník 2, č. 1, 2016: str. 16088, ISSN 2058-8437, doi:10.1038/natrevmats.2016.88.

[21] Luo, X.; Ishihara, T.: Surface plasmon resonant interference nanolithography technique. *Applied Physics Letters*, ročník 84, č. 23, 2004: str. 4780, ISSN 00036951, doi:10.1063/1.1760221.

[22] Liu, Z. W.; Wei, Q. H.; Zhang, X.: Surface plasmon interference nanolithography. *Nano Letters*, ročník 5, 2005: s. 957–961, ISSN 15306984, doi:10.1021/nl0506094.

[23] Sreekanth, K. V.; Murukeshan, V. M.: Large-area maskless surface plasmon interference for one- and two-dimensional periodic nanoscale feature patterning. *Journal of the Optical Society of America A*, ročník 27, č. 1, 2010: str. 95, ISSN 1084-7529, doi:10.1364/JOSAA.27.000095.

[24] Fakonas, J. S.; Lee, H.; Kelaita, Y. A.; aj.: Two-plasmon quantum interference. *Nature Photonics*, ročník 8, č. 4, 2014: s. 317–320, doi:10.1038/nphoton.2014.40.

[25] Steel, M.: Quantum plasmonics: Two-plasmon interference. *Nature Photonics*, ročník 8, č. 4, 2014: s. 273–275, ISSN 1749-4885, doi:10.1038/nphoton.2014.61.

[26] Gao, Y.; Gan, Q.; Xin, Z.; aj.: Plasmonic Mach–Zehnder Interferometer for Ultrasensitive On-Chip Biosensing. *ACS Nano*, ročník 5, č. 12, 2011: s. 9836–9844, ISSN 1936-0851, doi:10.1021/nn2034204.

[27] Kozma, P.; Kehl, F.; Ehrentreich-Förster, E.; aj.: Integrated planar optical waveguide interferometer biosensors: A comparative review. *Biosensors and Bioelectronics*, ročník 58, 2014: s. 287–307, ISSN 09565663, doi:10.1016/j.bios.2014.02.049.

[28] Patra, P. P.; Chikkaraddy, R.; Thampi, S.; aj.: Large-scale dynamic assembly of metal nanostructures in plasmofluidic field. *Faraday Discussions*, ročník 186, 2016: s. 95–106, ISSN 1359-6640, doi:10.1039/C5FD00127G.

[29] Zia, R.; Brongersma, M. L.: Surface plasmon polariton analogue to Young's double-slit experiment. *Nature Nanotechnology*, ročník 2, č. 7, 2007: s. 426–429, ISSN 1748-3387, doi:10.1038/nnano.2007.185.

[30] Aigouy, L.; Lalanne, P.; Hugonin, J. P.; aj.: Near-Field Analysis of Surface Waves Launched at Nanoslit Apertures. *Physical Review Letters*, ročník 98, č. 15, 2007: str. 153902, ISSN 0031-9007, doi:10.1103/PhysRevLett.98.153902.

[31] Weiner, J.: The physics of light transmission through subwavelength apertures and aperture arrays. *Reports on Progress in Physics*, ročník 72, č. 6, 2009: str. 064401, ISSN 0034-4885, doi:10.1088/0034-4885/72/6/064401.

[32] Dvořák, P.; Neuman, T.; Břínek, L.; aj.: Control and Near-Field Detection of Surface Plasmon Interference Patterns. *Nano Letters*, ročník 13, č. 6, 2013: s. 2558–2563, ISSN 1530-6984, doi:10.1021/nl400644r.

[33] Stratton, J. A.: *Electromagnetic Theory*. Wiley, druhé vydání, 2007, ISBN 978-0-470-13153-4, 615 s.

[34] Dvořák, P.; Édes, Z.; Kvapil, M.; aj.: Imaging of near-field interference patterns by aperture-type SNOM – influence of illumination wavelength and polarization state. *Optics Express*, ročník 25, č. 14, 2017: str. 16560, ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OE.25.016560.

[35] Neuman, T.: *Studium vlastností povrchových plazmonových polaritonů pomocí rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli*. Bakalářská práce, Vysoké učení technické v Brně, 2012.

[36] Lambert, Johann, H.: *Photometrie*. Leipzig: Leipzig: W. Engelmann, 1760, 433 s. URL `<https://archive.org/details/lambertsphotome00lambgoog>`

[37] Pedrotti, F. L.; Pedrotti, L. M.; Pedrotti, L. S.: *Introduction to Optics*. Cambridge University Press, první vydání, 2017, ISBN 978-1-108-42826-2, 658 s.

[38] Liu, Z.; Steele, J. M.; Srituravanich, W.; aj.: Focusing Surface Plasmons with a Plasmonic Lens. *Nano Letters*, ročník 5, č. 9, 2005: s. 1726–1729, ISSN 1530-6984, doi:10.1021/nl051013j.

[39] Yin, L.; Vlasko-Vlasov, V. K.; Rydh, A.; aj.: Surface plasmons at single nanoholes in Au films. *Applied Physics Letters*, ročník 85, č. 3, 2004: s. 467–469, ISSN 0003-6951, doi:10.1063/1.1773362.

[40] Ni, G. X.; Wang, L.; Goldflam, M. D.; aj.: Ultrafast optical switching of infrared plasmon polaritons in high-mobility graphene. *Nature Photonics*, ročník 10, č. 4, 2016: s. 244–247, ISSN 1749-4885, doi:10.1038/nphoton.2016.45.

[41] Wang, Y.; Li, T.; Wang, L.; aj.: Plasmonic switch based on composite interference in metallic strip waveguides. *Laser & Photonics Reviews*, ročník 8, č. 4, 2014: s. L47–L51, ISSN 18638880, doi:10.1002/lpor.201300200.

[42] Al-Qasimi, A.; Korotkova, O.; James, D.; aj.: Definitions of the degree of polarization of a light beam. *Optics Letters*, ročník 32, č. 9, 2007: str. 1015, ISSN 0146-9592, doi:10.1364/OL.32.001015.

[43] Rotenberg, N.; Kuipers, L.: Mapping nanoscale light fields. *Nature Photonics*, ročník 8, č. 12, 2014: s. 919–926, ISSN 1749-4885, doi:10.1038/nphoton.2014.285.

[44] Li, X.; Gao, Y.; Jiang, S.; aj.: Experimental solution for scattered imaging of the interference of plasmonic and photonic mode waves launched by metal nano-slits. *Optics Express*, ročník 23, č. 3, 2015: str. 3507, ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OE.23.003507.

[45] Bezus, E. A.; Morozov, A. A.; Volodkin, B. O.; aj.: Formation of high-frequency two-dimensional interference patterns of surface plasmon polaritons. *JETP Letters*, ročník 98, č. 6, 2013: s. 317–320, ISSN 0021-3640, doi:10.1134/S0021364013190028.

[46] Chen, W.; Abeysinghe, D. C.; Nelson, R. L.; aj.: Plasmonic Lens Made of Multiple Concentric Metallic Rings under Radially Polarized Illumination. *Nano Letters*, ročník 9, č. 12, 2009: s. 4320–4325, ISSN 1530-6984, doi:10.1021/nl903145p.

[47] le Feber, B.; Rotenberg, N.; Beggs, D. M.; aj.: Simultaneous measurement of nanoscale electric and magnetic optical fields. *Nature Photonics*, ročník 8, č. 1, 2013: s. 43–46, ISSN 1749-4885, doi:10.1038/nphoton.2013.323.

[48] Kihm, H. W.; Kim, J.; Koo, S.; aj.: Optical magnetic field mapping using a subwavelength aperture. *Optics Express*, ročník 21, č. 5, 2013: str. 5625, ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OE.21.005625.

[49] Tugchin, B. N.; Janunts, N.; Klein, A. E.; aj.: Plasmonic Tip Based on Excitation of Radially Polarized Conical Surface Plasmon Polariton for Detecting Longitudinal and Transversal Fields. *ACS Photonics*, ročník 2, č. 10, 2015: s. 1468–1475, ISSN 2330-4022, doi:10.1021/acsphotonics.5b00339.

[50] Ni, X.; Kildishev, A. V.; Shalaev, V. M.: Metasurface holograms for visible light. *Nature communications*, ročník 4, 2013: str. 2807, ISSN 2041-1723, doi:10.1038/ncomms3807.

[51] Almeida, E.; Bitton, O.; Prior, Y.: Nonlinear metamaterials for holography. *Nature Communications*, ročník 7, 2016: str. 12533, ISSN 2041-1723, doi:10.1038/ncomms12533.

[52] Burresi, M.; van Oosten, D.; Kampfrath, T.; aj.: Probing the magnetic field of light at optical frequencies. *Science (New York, N.Y.)*, ročník 326, č. 5952, 2009: s. 550–553, ISSN 1095-9203, doi:10.1126/science.1177096.

[53] Burresi, M.; Engelen, R. J. P.; Opheij, A.; aj.: Observation of Polarization Singularities at the Nanoscale. *Physical Review Letters*, ročník 102, č. 3, 2009: str. 033902, ISSN 0031-9007, doi:10.1103/PhysRevLett.102.033902.

[54] Gersen, H.; Karle, T. J.; Engelen, R. J. P.; aj.: Real-Space Observation of Ultraslow Light in Photonic Crystal Waveguides. *Physical Review Letters*, ročník 94, č. 7, 2005: str. 073903, ISSN 0031-9007, doi:10.1103/PhysRevLett.94.073903.

[55] Yamaguchi, I.; Zhang, T.: Phase-shifting digital holography. *Optics Letters*, ročník 22, č. 16, 1997: str. 1268, ISSN 0146-9592, doi:10.1364/OL.22.001268.

[56] Xie, Z.; Yu, W.; Wang, T.; aj.: Plasmonic Nanolithography: A Review. *Plasmonics*, ročník 6, č. 3, 2011: s. 565–580, ISSN 1557-1955, doi:10.1007/s11468-011-9237-0.

[57] Lin, J.; Dellinger, J.; Genevet, P.; aj.: Cosine-Gauss Plasmon Beam: A Localized Long-Range Nondiffracting Surface Wave. *Physical Review Letters*, ročník 109, č. 9, aug 2012: str. 093904, ISSN 0031-9007, doi:10.1103/PhysRevLett.109.093904.

[58] Bouhelier, a.; Ignatovich, F.; Bruyant, a.; aj.: Surface plasmon interference excited by tightly focused laser beams. *Optics letters*, ročník 32, č. 17, 2007: s. 2535–2537, ISSN 0146-9592, doi:10.1364/OL.32.002535.

[59] Kim, M. K.: Principles and techniques of digital holographic microscopy. *Journal of Photonics for Energy*, apr 2010: str. 018005, ISSN 1947-7988, doi:10.1117/6.0000006.

[60] Kolman, P.; Chmelík, R.: Coherence-controlled holographic microscope. *Optics express*, ročník 18, č. 21, 2010: s. 21990–22003, ISSN 1094-4087, doi:10.1364/OE.18.021990.

[61] Babocký, J.; Křížová, A.; Štrbková, L.; aj.: Quantitative 3D Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces. *ACS Photonics*, ročník 4, č. 6, 2017: s. 1389–1397, ISSN 2330-4022, doi:10.1021/acsphotonics.7b00022.

[62] Babocký, J.; Dvořák, P.; Ligmajer, F.; aj.: Patterning large area plasmonic nanostructures on nonconductive substrates using variable pressure electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, ročník 34, č. 6, 2016: str. 06K801, ISSN 2166-2746, doi:10.1116/1.4966959.

Autorova publikační činnost

Impaktované publikace:

[1] Zaman, S. S.; **Dvořák, P.**; Ritter, R.; Buchsbaum, A.; Stickler, D.; Oepen, H.; Schmid, M.; Varga, P.: In-situ magnetic nano-patterning of Fe films grown on Cu(100). *Journal of Aplied Physics*, ročník 110, č. 2, 2011, str. 024309-1 (024309-6), doi: 10.1063/1.3609078. (IF = 2,185), počet citací (WoS): **6**.

- V této práci jsem připravoval všechny vzorky a prováděl jsem všechna STM měření.

---

[2] **Dvořák, P.**; Neuman, T.; Břínek, L.; Šamořil, T.; Kalousek, R.; Dub, P.; Varga, P.; Šikola, T.: Control and Near-Field Detection of Surface Plasmon Interference Patterns. *Nano Letters*, ročník. 13, č. 6, 2013, str. 2558-2563, doi: 10.1021/nl400644r. (IF = 13,779), počet citací (WoS): **19**.

- V této práci jsem připravoval všechny vzorky a prováděl všechna SNOM měření. Dále jsem byl hlavním autorem práce, který zároveň řídil a koordinoval práci ostatních spoluautorů. Podílel jsem se na návrhu a vývoji fyzikálního modelu a přípravě finální verze manuskriptu.

---

[3] Procházka, P.; Mach, J.; Bischoff, D.; Lišková, Z.; **Dvořák, P.**; Vaňatka, M.; Simonet, P.; Varlet, A.; Hemzal, D.; Petrenec, M.; Kalina, L.; Bartošík, M.; Ensslin, K.; Varga, P.; Čechal, J.; Šikola, T.: Ultrasmooth metallic foils for growth of high quality graphene by chemical vapor deposition. *Nanotechnology*, ročník. 25, č. 18, 2014, str. 185601-1 (185601-8), doi: 10.1088/0957-4484/25/18/185601. (IF = 3,672), počet citací (WoS): **21**.

- V této práci jsem připravoval vzorky a podílel se na přípravě finální podoby manuskriptu.

---

[4] Babocký, J.; **Dvořák, P.**; Ligmajer, F.; Hrtoň, M.; Šikola, T.; Bok, J.; Fiala, J.: Patterning large area plasmonic nanostructures on nonconductive substrates using variable pressure electron beam lithography. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, ročník 34, č. 6, 2016, str. 06K801, doi: 10.1116/1.4966959. (IF = 1,398), počet citací (WoS): **0**

- V této práci jsem se podílel na přípravě vzorků a poté jsem měřil jejich optickou odezvu. Podílel jsem se rovněž na přípravě finální verze manuskriptu.

---

[5] Babocký, J.; Křížová, A.; Štrbková, L.; Kejík, L.; Ligmajer, F.; Hrtoň, M.; **Dvořák, P.**; Tyč, M.; Čolláková, J.; Křápek, V.; Kalousek, R.; Chmelík, R.; Šikola, T.: Quantitative 3D Phase Imaging of Plasmonic Metasurfaces. *ACS Photonics*, ročník. 4, č. 6, 2017, str. 1389-1397, doi: 10.1021/acsphotonics.7b00022. (IF = 6,756), počet citací (WoS): **0**

- V této práci jsem upravoval experimentální sestavu a asistoval jsem při optických měřeních. Dále jsem měřil spektrální odezvu vzorků a podílel jsem se při přípravě manuskriptu.

---

[6] **Dvořák, P.**; Édes, Z.; Kvapil, M.; Šamořil, T.; Ligmajer, F.; Hrtoň, M.; Kalousek, R.; Křápek, V.; Dub, P.; Spousta, J.; Varga, P.; Šikola, T.: Imaging of near-field interference patterns by a-SNOM – influence of illumination wavelength and polarization state. *Optics Express*, ročník 25, č. 14, 2017, str. 16560-16573, doi: 10.1364/OE.25.016560. (IF = 3,148), počet citací (WoS): **0**

- V této práci jsem připravoval všechny vzorky a prováděl všechna SNOM měření. Dále jsem byl hlavním autorem práce, který zároveň řídil a koordinoval práci ostatních spoluautorů. Podílel jsem se na návrhu a vývoji fyzikálního modelu a přípravě manuskriptu.

Ostatní publikace:

[1] Břínek, L.; **Dvořák, P.**; Neuman, T.; Dub, P.; Kalousek, R.; Šikola, T.: Aplikace rastrovací optické mikroskopie v blízkém poli pro plazmoniku. *Jemná mechanika a optika*, ročník 58, č. 6, 2013, str. 169-171. ISSN: 0447-6441.

[2] Břínek, L.; Édes, Z.; **Dvořák, P.**; Šamořil, T.; Dub, P.; Kalousek, R.; Šikola, T.: Interference povrchových plazmonů v blízkém poli. *Československý časopis pro fyziku*, ročník 63, č. 4, 2013, str. 234-236. ISSN: 0009-0700.

[3] **Dvořák, P.**; Ligmajer, F.; Šamořil, T.; Hrtoň, M.; Klement, R.; Babocký, J.; Tuček, M.; Spousta, J.; Šikola, T.: Využití reflexní optické spektroskopie v plazmonice. *Jemná mechanika a optika*, ročník 59, č. 6-7, 2014, str. 162-164. ISSN: 0447-6441.

Byl jsem rovněž účastník 7 mezinárodních konferencí, kde jsem prezentoval odborné postery: **ECOSS-28** (Wroclaw, 2011), **NFO12** (San Sebastian, 2012), **ICV19/ICN+T2013** (Paris, 2013), **ECOSS-30** (Antalya, 2014), **SPP7** (Jerusalem, 2015), **Metamaterials'2017** (Marseille, 2017) a **SPP8** (Taipei, 2017).