



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ÚSTAV FYZIKÁLNÍHO INŽENÝRSTVÍ

INSTITUTE OF PHYSICAL ENGINEERING

OPTICKÉ METAPOVRCHY Z KARBIDU KŘEMÍKU

SILICON CARBIDE OPTICAL METASURFACES

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Vojtěch Fröhbauer

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Petr Viewegh, Ph.D.

BRNO 2025

Zadání bakalářské práce

Ústav: Ústav fyzikálního inženýrství
Student: **Vojtěch Frühbauer**
Studijní program: Fyzikální inženýrství a nanotechnologie
Studijní obor: bez specializace
Vedoucí práce: **Ing. Petr Viewegh, Ph.D.**
Akademický rok: 2024/25

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

Optické metapovrchy z karbidu křemíku

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Karbid křemíku (SiC) je v poslední době velmi studovaným materiálem pro své optoelektronické vlastnosti, které lze využít pro přípravu optických metapovrchů pro kvantové technologie. Česká republika by se navíc mohla v blízké budoucnosti stát lídrem v SiC technologiích včetně výroby SiC nanostruktur. Hlavním cílem této bakalářské práce je proto systematicky studovat, navrhnout a optimalizovat SiC metapovrch pro kvantové optické technologie.

Cíle bakalářské práce:

- 1) Proveďte řešerskou studii na téma optických metapovrchů z karbidu křemíku a jejich případné využití pro kvantové optické technologie.
- 2) Vytvořte komplexní numerické a semianalytické simulace pro návrh a optimalizaci SiC metapovrchů vhodných pro kvantové optické technologie.
- 3) Pokuste se vyrobit takto navržený a optimalizovaný SiC metapovrch.

Seznam doporučené literatury:

OU, Haiyan. Silicon carbide, the next-generation integrated platform for quantum technology. Online. Light: Science & Applications. 2024, roč. 13, č. 1. ISSN 2047-7538. Dostupné z: <https://doi.org/10.1038/s41377-024-01515-0>. [cit. 2024-10-07].

CASTELLETTO, Stefania; PERUZZO, Alberto; BONATO, Cristian; JOHNSON, Brett C.; RADULASKI, Marina et al. Silicon Carbide Photonics Bridging Quantum Technology. Online. ACS Photonics. 2022, roč. 9, č. 5, s. 1434-1457. ISSN 2330-4022. Dostupné z: <https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.1c01775>. [cit. 2024-10-07].

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2024/25

V Brně, dne

L. S.

prof. RNDr. Tomáš Šíkola, CSc.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jiří Hlinka, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato bakalářská práce se zabývá návrhem a optimalizací optických metapovrchů z karbidu křemíku (SiC) pro kvantové aplikace, především pro kolimaci záření z jednofotonových emitů (SPE). Práce kombinuje řešeršní studii s numerickými a semianalytickými simulacemi k návrhu metapovrchu schopného směrového vyzařování a zvýšení účinnosti SPE na bázi barevných center v SiC. Využita je platforma 4H-SiC, jejíž jedinečné optoelektronické a mechanické vlastnosti ji činí vhodnou pro integrovanou kvantovou fotoniku. Pro návrh metapovrchu byly vytvořeny knihovny nanoantén optimalizovaných pomocí FDTD a RCWA simulací. Výsledný metapovrch byl následně vyroben technologií elektronové litografie a reaktivního iontového leptání a charakterizován pomocí konfokální a digitální holografické mikroskopie. Výsledky potvrzují funkčnost návrhu a naznačují potenciál SiC metapovrchů pro realizaci kvantově-optických zařízení s integrovanými SPE.

Abstract

This bachelor's thesis focuses on the design and optimization of silicon carbide (SiC) optical metasurfaces for quantum applications, particularly for the collimation of emission from single-photon emitters (SPEs). The work combines a literature review with numerical and semi-analytical simulations to propose a metasurface capable of directional emission and enhanced efficiency of SiC-based color center SPEs. The 4H-SiC polytype was used due to its unique optoelectronic and mechanical properties, making it a promising platform for integrated quantum photonics. Libraries of nanoantennas were created and optimized using FDTD and RCWA simulations. The final metasurface was fabricated using electron-beam lithography and reactive ion etching and characterized by confocal and digital holographic microscopy. The results confirm the functionality of the design and demonstrate the potential of SiC metasurfaces for integrated quantum-optical devices with embedded SPEs.

Klíčová slova

optický metapovrch, dielektrický metapovrch, jednofotonový emitör, karbid křemíku, kvantová optika, návrh metapovrchu

Keywords

optical metasurface, dielectric metasurface, single-photon emitter, silicon carbide, quantum optics, metasurface design

FRÜHBAUER, V. *Optické metapovrchy z karbidu křemíku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2025. 52 s. Vedoucí Ing. Petr Viewegh, Ph.D.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci na téma „Optické metapovrchy z karbidu křemíku“ vypracoval sám s použitím uvedené literatury.

Vojtěch Frühbauer

Poděkování

Tímto bych rád vyjádřil vděčnost všem, kteří mi jakýmkoli způsobem pomohli při zpracování této bakalářské práce. Především děkuji svému vedoucímu, Ing. Petru Vieweghovi, Ph.D., za odborné vedení, cenné připomínky a vstřícnost. Velké poděkování patří také Ing. Martinu Hrtoňovi, Ph.D., za jeho čas a ochotu při mnoha konzultacích, které mi velmi pomohly. Dále děkuji Ing. Ondřeji Červinkovi za zajištění výroby metapovrchů a Ing. Matěji Špačkovi za jejich optickou charakterizaci. Vážím si podpory své rodiny a přátel, kteří při mně stáli nejen během tvorby této práce, ale po celou dobu studia. Poděkování patří také společnosti onsemi za poskytnutí vzorku – 6palcového waferu z karbidu křemíku typu 4H-SiC.

Tato práce byla provedena za podpory výzkumné infrastruktury CzechNanoLab (ID LM2023051, MŠMT, 2023–2026), CEITEC Vysoké učení technické v Brně.

Vojtěch Frühbauer

Obsah

Úvod	3
1 Optické metapovrchy	5
1.1 Teoretické principy	5
1.1.1 Mieho (dielektrické) rezonance	5
1.1.2 Plasmonické (kovové) rezonance	6
1.1.3 Huygensovy metapovrchy	6
1.1.4 Pancharatnam-Berryho metapovrchy	7
1.1.5 Gradientní fáze - směřování paprsků	8
1.2 Metapovrchy pro jednofotonové emitory	9
1.2.1 Hybridní plasmon-QE vázané metapovrchy	10
1.2.2 Dielektrické metapovrchy pro SPE	11
1.2.3 Metapovrchy pro SPE z karbidu křemíku	13
2 Numerické a experimentální metody	15
2.1 Výroba	15
2.1.1 Elektronová litografie	15
2.1.2 Reaktivní iontové leptání	16
2.2 Optická charakterizace	17
2.2.1 Konfokální mikroskopie	17
2.2.2 Digitální holografická mikroskopie	18
2.3 Numerické simulace metapovrchů	19
2.3.1 FDTD	20
2.3.2 RCWA	20
3 Výpočetní model	23
3.1 Anizotropie materiálu	23
3.2 Výpočet elektromagnetické odezvy nanoantén	25
3.2.1 RCWA simulace	25
3.2.2 Analýza dat pomocí Greenova formalismu	26
3.2.3 Výsledky, kontrolní porovnání	31
3.3 Sestavení metapovrchu	31
3.3.1 Fázový profil záření SPE	31
3.3.2 Výběr nanoantén pro jednotlivé pozice	34
4 Výsledky	37
4.1 FDTD simulace	37
4.2 Vyrobený metapovrch	41

Závěr	45
Reference	47

Úvod

Rozvoj kvantových technologií v posledních dvou desetiletích přinesl zvýšený zájem o nové platformy umožňující generaci, manipulaci a detekci jednotlivých fotonů. Klíčovou komponentou těchto systémů jsou jednofotonové emitory (SPE – Single-Photon Emitters), které hrají zásadní roli v kvantové komunikaci, kryptografii, kvantovém snímání a kvantových výpočtech [1, 2]. Pro praktické nasazení SPE je nutné zajistit nejen jejich stabilní provoz při pokojové teplotě, ale i vysokou účinnost sběru záření, směrnost emisního vzoru a schopnost integrace do fotonických obvodů.

Jednou z nejslibnějších cest, jak těchto parametrů dosáhnout, je využití tzv. optických metapovrchů, což jsou tenké vrstvy složené z periodicky nebo aperiodicky uspořádaných nanostruktur, které umožňují manipulaci s vlnoplochou světla na subvlnové škále. Metapovrchy dokáží řídit fázi, amplitudu i polarizaci světla, a to s vysokou prostorovou přesností, nízkými ztrátami a bez objemových optických komponent [3, 4]. Zvláště důležitá je jejich schopnost přetvořit dipólové vyzařování SPE do kolimovaného svazku, čímž se významně zvyšuje efektivita sběru fotonů.

Z materiálového hlediska se jako velmi perspektivní ukazuje karbid křemíku (SiC), který díky svému širokému zakázanému pásmu, chemické stabilitě, kompatibilitě s CMOS technologiemi a především schopnosti hostit barevná centra, jež fungují jako SPE, představuje atraktivní platformu pro integrovanou kvantovou fotoniku [5].

Cílem této bakalářské práce je navrhnout a experimentálně ověřit metapovrch z karbidu křemíku, který bude schopen kolimovat záření z jednoho dipólového zdroje umístěného pod povrchem substrátu. Práce se zaměřuje na rešeršní shrnutí současného stavu poznání v oblasti metapovrchů a jejich aplikací pro SPE, dále na návrh optimalizačního postupu založeného na metodách FDTD a RCWA, tvorbu knihovny nanoantén a výběr vhodných struktur podle požadovaného fázového profilu. Finální struktura je poté vyrobena pomocí elektronové litografie a reaktivního iontového leptání a charakterizována optickými metodami.

Téma této práce je vysoce aktuální – metapovrchy na bázi SiC mohou v budoucnu sloužit jako základ pro kompaktní kvantově-optické čipy a přispět k rozvoji výzkumu v oblasti kvantových technologií [6, 7].

1. Optické metapovrchy

Optické metapovrchy jsou planární systémy složené z kovových či dielektrických struktur nazývaných nanoantény (také metaatomy), jejichž rozměry a rozestupy jsou menší než vlnová délka [8, 9]. Uspořádání a tvary těchto antén způsobují rezonance elektrické či magnetické složky elektromagnetické vlny propagující se skrz metapovrch anebo se od něj odrážející. Poskytuje libovolnou prostorovou manipulaci s vlnoplochou - fází, amplitudou i polarizací - a umožňuje integraci s funkčními materiály, jež mohou zásadně zlepšit kontrolu a nelineární odezvu [10]. Díky těmto vlastnostem, spolu s jejich nízkými prostorovými nároky a hmotnostmi, jež konvenční optikou nelze dosáhnout, mají metapovrchy velký potenciál v zobrazovacích [11], snímacích [12] i komunikačních [13] aplikacích, proto se toto odvětví těší velké pozornosti ze strany vědecké komunity.

1.1 Teoretické principy

V této kapitole budou postupně popsány fyzikální principy, které využívají optické metapovrchy, a následně budou vysvětleny jejich funkce v metapovrchu.

1.1.1 Mieho (dielektrické) rezonance

Podle teorie rozptylu lze jakýkoliv rozptylující objekt reprezentovat elektrickou, resp. magnetickou, polarizační hustotou - tedy hustotou elektrických, resp. magnetických, dipólových momentů v objektu. Mieho rozptyl se objevuje u částic velikostí srovnatelných s vlnovou délkou světla a je založen na Mieho řešení difrakce.

Rozptýlené magnetické a elektrické pole izolované nanoantény lze vyjádřit multipólovou řadou, přičemž k velikosti polí nejvíce přispívají členy tvořící elektrické, resp. magnetické, dipóly, které určují velikost elektrické, resp. magnetické, polarizační hustoty. Pro efektivní zesílení elektromagnetické odezvy dielektrické nanoantény je tedy třeba dosáhnout 1. (magnetické dipólové) či 2. (elektrické dipólové) Mieho rezonance (viz obrázek 1.1a). Tohoto lze docílit splněním podmínky

$$d = \frac{\lambda}{n}, \quad (1.1)$$

kde d je laterální rozměr nanoantény, λ vlnová délka světla ve vakuu a n index lomu materiálu [8, 14]. Proto jsou Mieho metapovrchy nejčastěji tvořeny nanoanténami z dielektrik o vysokém indexem lomu, tyto materiály totiž splňují pro spektrum viditelného a infračerveného záření podmínku 1.1 [9]. Další vlastností magnetické

a elektrické dipólové rezonance je, že rovnají-li se jejich amplitudy a fáze, nastává konstruktivní interference dopředného rozptylu a destruktivní zpětného rozptylu, čímž lze teoreticky zvýšit účinnost metapovrchů (tzv. Kerkerovy podmínky) [15].

Dipólové rezonance mohou také tvořit základ optických metamateriálů s novými v přírodě nevídanými vlastnostmi, jelikož jejich kombinací je možné získat téměř libovolné hodnoty efektivní permeability a permitivity, tedy i indexu lomu, což dále umožňuje vyrobit např. bezodrazový či naopak perfektně absorbční materiál [16].

Konkurentem Mieho rezonance, též hojně využívaným při návrhu optických metapovrchů, je plasmonická rezonance, které se věnuje další podkapitola.

1.1.2 Plasmonické (kovové) rezonance

Plasmonické materiály mají základ v kovových metaatomech, jejichž elektromagnetická odezva je dána plasmonickými rezonancemi. Když je kovová částice vystavena elektrickému poli, volné elektrony jsou vychýleny ze své rovnovážné polohy, což způsobí polarizaci částice [17]. Při aplikaci časově proměnného pole na uskupení takovýchto elektronů lze tento jev popsat Lorenzovým oscilátorem s charakteristickým polarizačním píkem v blízkosti rezonanční frekvence zvané plasmonická [18].

Povrchové plasmonové polaritony (SPP) jsou elektromagnetické vlny vázané na rozhraních mezi kovem a dielektrikem, které vznikají spojením elektromagnetického pole v dielektriku a oscilacemi elektronů v kovu (viz obrázek 1.1b). Je-li toto rozhraní blízko nanoanténám metapovrchu, může vzniknout mezi SPP a nanoanténami reakce, která navíc zesiluje rezonanci pole [19]. Z interakce povrchové hustoty náboje a elektromagnetického pole na rozhraní vyplývá, že SPP musí mít vlnový vektor větší než záření ve vakuu o stejné frekvenci. Disperzní relace určuje vlnový vektor SPP na nekonečném rozhraní jako k_{SPP} vztahem

$$k_{\text{SPP}} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d \varepsilon_m}{\varepsilon_d + \varepsilon_m}}, \quad (1.2)$$

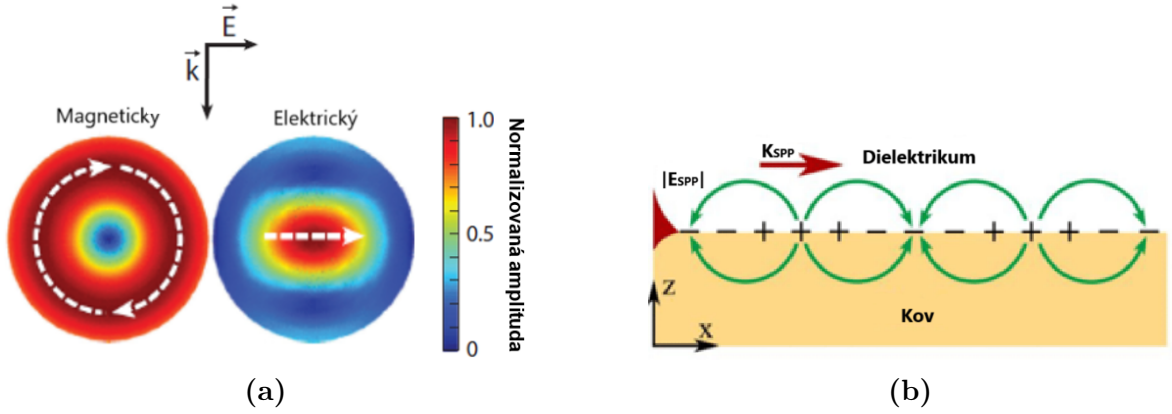
kde k_0 je vlnový vektor ve vakuu a ε_m , resp. ε_d , jsou relativní permitivity kovu, resp. dielektrika. Aby mohl SPP vzniknout, musí mít permitivity opačné znaménko (platí automaticky, jelikož kov má obecně zápornou reálnou složku permitivity) [20].

Jak plasmonické (kovové), tak Mieho (dielektrické) metapovrchy jsou v současné době hojně využívány, při použití kovových struktur se nevyhneme vyšším ztrátám a využití pro užší spektrum vlnových délek oproti dielektrickým strukturám, výroba dielektrických metapovrchů je ovšem kvůli vlastnostem používaných materiálů často obtížnější.

V další podkapitole se přesuneme od rezonancí k modelování fázového profilu, a to pomocí Huygensových metapovrchů.

1.1.3 Huygensovy metapovrchy

Huygensovy metapovrchy jsou založené na impedančním přizpůsobení na rozhraní, které je nezávislé na polarizaci, a současné excitaci elektrických a magnetických



Obrázek 1.1: (a) Numerické simulace dielektrického sférického rezonátoru excitovaného lineárně polarizovaným elektrickým polem $\vec{E}$. Pro elektrický a magnetický dipól bylo vyobrazeno normované rozložení elektrického pole, bílé šipky značí směr pohybu náboje. (b) Schéma SPP propagujícího se na rozhraní kovu a dielektrika. Převzato a upraveno z [21, 22].

dipólových momentů [23]. Pro splnění hraničních podmínek na rozhraní musí platit vztahy

$$\vec{J}_s = \hat{n} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1), \quad (1.3)$$

$$\vec{M}_s = -\hat{n} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1), \quad (1.4)$$

kde $\vec{J}_s$, resp. $\vec{M}_s$ jsou elektrické, resp. magnetické, povrchové proudy, $\hat{n}$ je normála k rozhraní a $\vec{E}_1, \vec{E}_2$, resp. $\vec{H}_1, \vec{H}_2$, jsou po řadě elektrické, resp. magnetické, intenzity prvního a druhého prostředí na rozhraní. Vhodným zvolením rozměrů nanoantén (viz obrázek 1.2b) lze tedy získat potřebnou impedanci a tím i vhodný fázový profil metapovrchu [24]. Huygenovy metapovrchy využívají jak struktury kovové [25], tak dielektrické s vysokým indexem lomu [26], používají se tedy Mieho i plasmonické rezonance (viz kapitoly 1.1a a 1.1.2).

Dalším přístupem modelování fázového profilu je princip Pancharatnam-Berryho fáze, kterým se zabývá následující podkapitola.

1.1.4 Pancharatnam-Berryho metapovrchy

Optické metapovrchy navrhované pomocí Pancharatnam-Berryho (PB) fáze si v posledních letech získaly pozornost díky jejich schopnosti modulace kruhově polarizovaného světla [27]. Umístíme-li na rozhraní dvě anizotropní nanoantény, přičemž jsou vůči sobě natočeny o úhel θ a osvítime-li tyto antény kruhově polarizovaným světlem, liší se záření rozptýlená na těchto anténách fázovým faktorem $\sim e^{i2\theta}$ u opačné kruhové polarizace (viz obrázek 1.2c). Tento jev se nazývá PB fáze [24]. Matematicky lze tento jev popsat pro dopadající svazek kruhově polarizovaného světla pomocí Jonesových vektorů E_{RCP} a E_{LCP} vztahem

$$\begin{aligned}
E_s &= \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_o & 0 \\ 0 & t_e \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} E_i, \\
E_s &= \frac{t_o + t_e}{2} E_{\text{LCP}} + \frac{t_o - t_e}{2} e^{\pm i2\theta} E_{\text{RCP}},
\end{aligned} \tag{1.5}$$

kde RCP, resp. LCP, značí pravotočivou, resp. levotočivou, kruhovou polarizaci, E_i , resp. E_s , značí původní, resp. rozptýlenou, vlnu a t_o a t_e jsou rozptylové koeficienty ortogonálních lineárních polarizací dopadajícího svazku v osách rozptylujících elementů. Znaménko +, resp. −, ve fázovém faktoru odpovídá dopadajícímu svazku LCP, resp. RCP, světla. Vzhledem k tomu, že fázová odezva je lineární vůči úhlu natočení struktury, lze velmi jednoduše docílit fázové změny 2π natáčením anizotropních nanoantén vůči sobě. Oproti jiným principům má PB fáze také velkou výhodu v absenci frekvenční závislosti fázové odezvy, metapovrch lze tedy použít na široké spektrum vlnových délek [28, 29].

Manipulace s fázovou odezvou metapovrchu však neovlivňuje pouze fázi rozptýleného záření, ale i jeho směrovou emisi, jak je vysvětleno v následující podkapitole.

1.1.5 Gradientní fáze - směřování paprsků

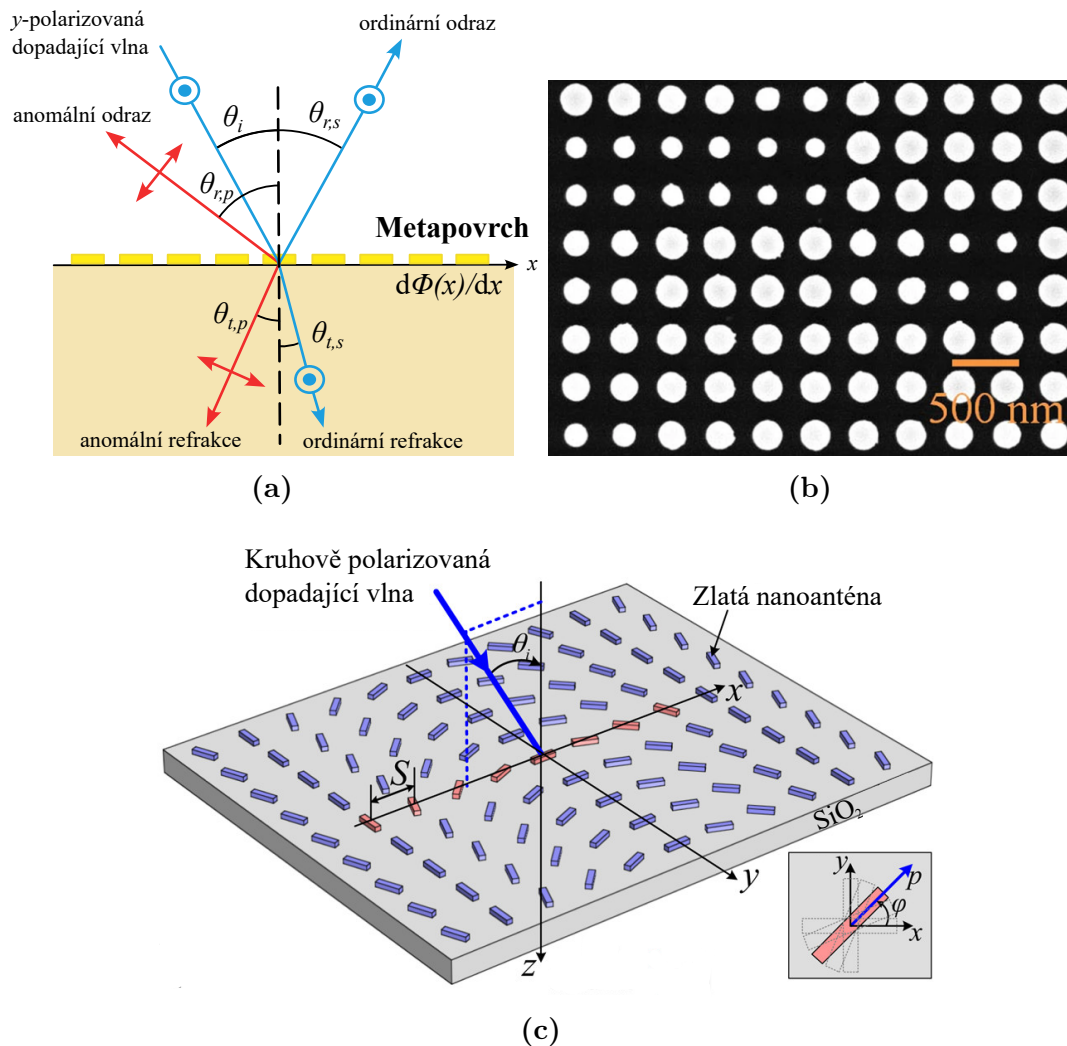
Vzhledem k rozvoji metapovrchů byly pomocí Fermatova principu formulovány zobecněné Snellovy zákony lomu a odrazu [30], ty lze použít i na rozhraní s nanostrukturami, jež mohou způsobovat skokové fázové změny dopadajících vln (viz obrázek 1.2a). Tyto vztahy nabývají tvaru

$$\begin{aligned}
n_t \sin \theta_t - n_i \sin \theta_i &= \frac{\lambda_0}{2\pi} \nabla \phi(\vec{r}), \\
\sin \theta_r - \sin \theta_i &= \frac{\lambda_0}{2\pi n_i} \nabla \phi(\vec{r}),
\end{aligned} \tag{1.6}$$

kde n_i a n_t jsou indexy lomu prostředí, θ_i, θ_r a θ_t jsou postupně úhly dopadu, odrazu a transmise a $\nabla \phi$ je fázový gradient na rozhraní závislý na polohovém vektoru $\vec{r}$, který způsobují nanoantény [31].

Z rovnic 1.6 je zřejmé, že jak úhel transmise, tak úhel refrakce může mít v závislosti na fázovém gradientu libovolnou velikost, tím pádem je možné skokově se měnící fázovou odezvou nanostruktur řídit směr paprsků (tzv. anomální reflexe a transmise [24]). Tento jev byl úspěšně realizován pomocí plazmonického metapovrchu složeného ze zlatých nanoantén proměnného tvaru V [32], podobných výsledků bylo dosaženo použitím dielektrického metapovrchu tvořeného křemíkovými disky proměnného průměru [15].

Tímto byly popsány teoretické principy, které budou využity v další kapitole pro vysvětlení vlastností metapovrchů pro jednofotonové emitory a jejich využití.



Obrázek 1.2: (a) Anomální odraz a refrakce na metapovrchu s gradientní fází. (b) Obraz Huygensova metapovrchu tvořeného válcovými nanoanténami pořízený rastrovacím elektronovým mikroskopem. Vhodný fázový profil je zde realizován různými se průměry válců (c) Schéma metapovrchu na principu Pancharatnam-Berryho fáze realizovaného pomocí vůči sobě natočených zlatých nanoantén na vrstvě SiO_2 . Převzato a upraveno z [28, 24, 33].

1.2 Metapovrchy pro jednofotonové emitory

Jednofotonové emitory (SPE) jsou zásadní pro kvantové aplikace jako kvantová komunikace a kryptografie [34], snímání [35] a výpočty [36]. Jsou to zdroje fotonů, jejichž emisní charakteristika je podobná té dipólové. Jejich výjimečnou vlastností je schopnost emitovat v jeden okamžik (např. jedním pulzem laseru) právě jeden samostatný foton, přičemž každé dva vyprodukované fotony jsou navzájem nerozeznatelné (tj. vykazují kompletní interferenci). K tomuto ideálu se lze v praxi samozřejmě pouze přiblížit, kvalita reálných SPE se kvantifikuje pomocí kritérií BPI (brightness, purity, indistinguishability) [37]. Jejich největší výhodou je kvantová funkčnost i při pokojových teplotách, čehož kvantové přístroje založené na jiných principech schopny nejsou [38].

Mezi možné zdroje SPE patří defekty v krystalech (SiC, hexagonální nitrid boru či nanovakance v diamantech) [39], kvantové tečky (např. perovskity) [40], či monovrstvy materiálů jako dichalkogenidy přechodných kovů [41]. Ačkoliv byla v posledních letech projevna velká snaha o zkvalitnění těchto emitů, existuje pro samostatné SPE několik technologických překážek, které znemožňují jejich plné využití v kvantových systémech. Největšími z těchto problémů jsou nízká spontánní emise, široké emisní spektrum (dekoherence zapříčiněná interakcí s jinými fonony) a vyzařování ve všech směrech (dipólový emisní zdroj). Tyto problémy lze ovšem zásadně potlačit interakcí SPE s rezonančními nanostrukturami, čímž se dá dramaticky zvýšit jejich BPI, dokonce je možné propagovat kolimované SPE paprsky libovolným směrem [42].

Velmi důležité jsou také pokroky v přiřazování spinového (SAM) či orbitálního (OAM) momentu hybnosti emitovaným fotonům, to totiž vede k širokému využití takovýchto emitů pro kvantové informační technologie [43].

Pro kolimaci a co největší kontrolu nad tvarem vlnoplochy emitovaných fotonů je ale nutné využít interakci s poměrně velkou oblastí (kvůli emisi do všech směrů), kterou zprostředkovávají právě metapovrchy. Oproti konvenčním metasystémům, u nichž se většinou počítá s interakcí s rovinnou vlnou, se ovšem tyto metapovrchy vlastnostmi a designem odlišují kvůli dipólové povaze vyzařování SPE [7].

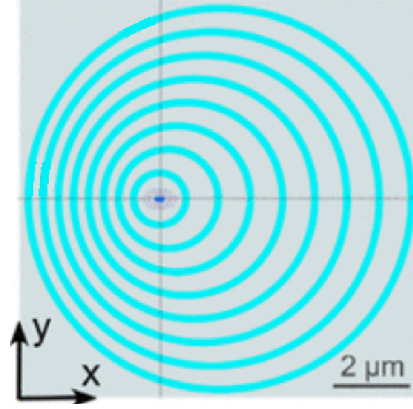
1.2.1 Hybridní plasmon-QE vázané metapovrchy

Jako velmi atraktivní přístup se jeví hybridní plasmonicko-excitonové vázané konfigurace dielektrických nanoantén obklopujících emitů na kovovém substrátu. Zásadní vlastnost tohoto typu metapovrchů je vazba emitů a SPP na rozhraní kovu a dielektrika (viz podkapitola 1.1.2). SPP jsou následně za pomoci rezonančních nanoantén vyzařovány jako volně se propagující fotonová emise. Návrh kombinuje vysokou účinnost způsobenou blízko-polní interakcí SPE a nanostruktur (zvanou Purcellův efekt [44]) s dobrou kontrolou nad tvarem vlnoplochy [42].

Původní návrhy (např. skupiny Yinhui Kan *et al.*) sestávaly z nanohřebenů uspořádaných do terčovitěho tvaru (tzv. bullseye metapovrchy - viz obrázek 1.3), jelikož prostým vzájemným vyosením jednotlivých nanohřebenů bylo dosaženo směrové emise s velmi dobrou účinností, jejich výroba a optimalizace je ovšem složitější než u klasických nanoantén [45].

Skupina Xujing Liu *et al.* navrhla metapovrch složený z dvojic dielektrických nanoantén z SiO₂ uspořádaných do tvaru V na stříbrném substrátu, uprostřed nichž byl umístěn SPE realizovaný pomocí ND-NV (dusíkové vakance v nanodiamantu) (viz obrázek 1.4a) [46]. Tvar nanoantén zajišťuje konverzi záření do kruhové polarizace (chiralita pak udává SAM). Pomocí uspořádání dvojic nanoantén do trajektorie koncentrické a spirálové konvergentní či divergentní (způsobující vortexový fázový profil) bylo dosaženo různých hodnot orbitálního momentu hybnosti (OAM) fotonu. Tímto designem bylo dosaženo vysoké čistoty RCP záření s požadovanými hodnotami OAM.

Velmi podobný design byl prezentován též skupinou o pár měsíců později. Metapovrch se skládal z kvádrových nanoantén z SiO₂ natočených do vhodných úhlů



Obrázek 1.3: SPE metapovrch vytvořený z excentrických nanohřebenů pro směrovou emisi - pohled shora. Převzato a upraveno z [45].

na stříbrném substrátu, uprostřed kterého byl opět umístěn SPE, v tomto případě GeV-ND (germániová vakance v nanodiamantu) [47]. Perioda mezi bloky byla určena jako vlnová délka SPP na rozhraní Ag a SiO₂ pro zajištění co nejlepší interference. Tímto způsobem byly vytvořeny tři metapovrchy - první, na kterém byly antény umístěny v kruzích zajišťující lineární polarizaci (LP), druhý s anténami umístěnými na Archimédově spirále (LP + OAM) a třetí, na kterém byly nanoantény rozděleny do dvou částí, z nichž jedna generovala LP bez OAM a druhá LP s OAM, tedy dva kvantově provázané polarizační stavy (viz obrázek 1.4b). I přes použití dielektrika s poměrně nízkým indexem lomu ($n = 1,45$) vykazoval metapovrch velmi dobré výsledky.

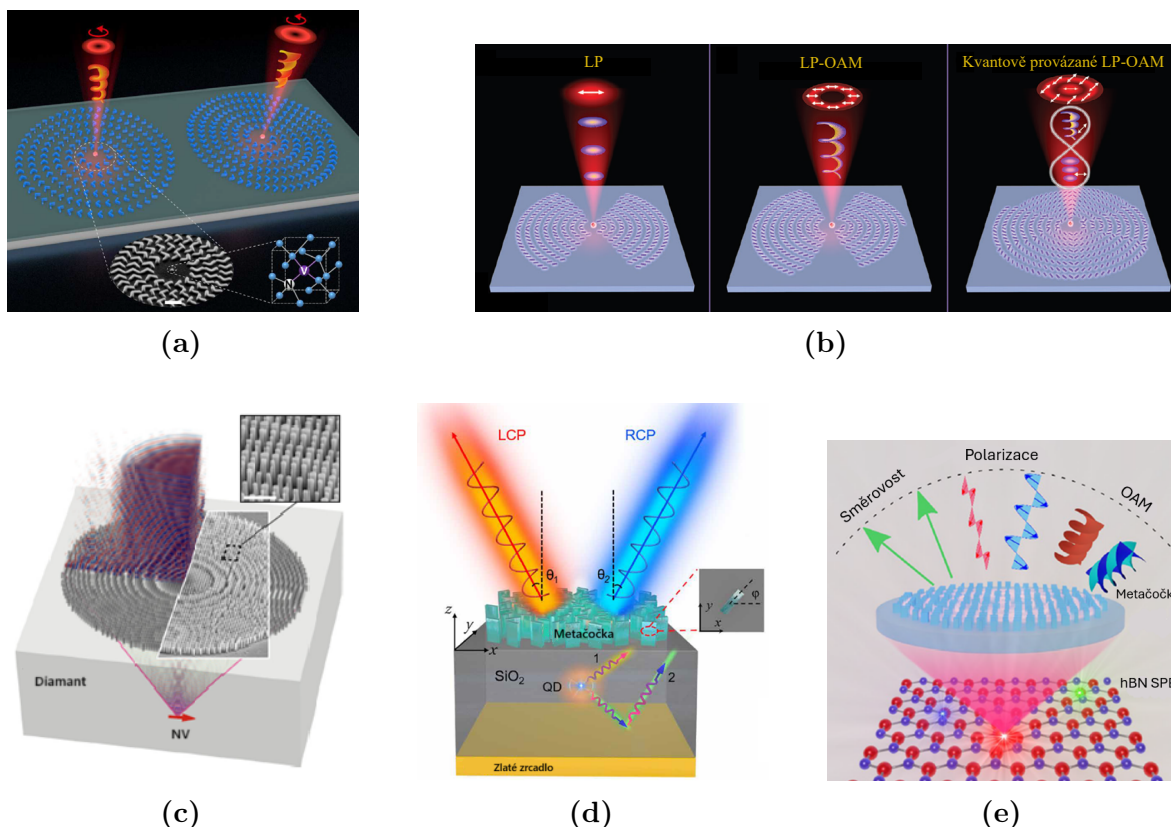
1.2.2 Dielektrické metapovrchy pro SPE

Dobré výsledky mají i celodielektrické metapovrchy, vykazující velmi dobrou kontrolu nad tvarováním vlnoplochy far-field vyzařování spolu se zvýšením účinnosti pomocí Mieho rezonancí (viz podkapitola 1.1.1). U tohoto typu metapovrchu není SPE umístěn přímo uprostřed nanostruktur, ale jeho poloha je hlouběji v substrátu. Metapovrch pak funguje jako kolimační čočka s ohniskem v poloze SPE. Oproti hybridním plasmonicko-excitonovým vázaným konfiguracím mají výhodu jednodušší fabrikace, je totiž možné vytvořit celý metapovrch z jediného materiálu (monoliticky) [42].

Skupina Tzu-Yung Huang *et al.* vytvořila monolitickou kolimační metačočku tvořenou nanoanténami a substrátem z diamantového monokrystalu [48]. SPE byl realizován pomocí ND-NV uprostřed nanoantén 20 μm pod povrchem (viz obrázek 1.4c). Pomocí RCWA byla skupinou vytvořena knihovna nanoantén (viz podkapitola 2.3.2). Fázový profil na rozhraní byl vypočten pomocí vztahu

$$\phi(x,y) = nk_0(f - \sqrt{f^2 + x^2 + y^2}), \quad (1.7)$$

kde n je index lomu diamantu, k_0 je vlnový vektor vlny ve vakuu, f je hloubka, v níž je umístěn SPE pod povrchem (zároveň odpovídá ohniskové vzdálenosti čočky), a x, y jsou laterální souřadnice metapovrchu. Obecně tento vztah odpovídá fázovému profilu čočky s ohniskem ve vzdálenosti f , vlna z SPE je tudíž metapovrchem kolimována. Na



Obrázek 1.4: (a) SPE plazmonický metapovrch pro generaci LP - OAM kvantově provázaných fotonů. (b) Podobný design, dvojice antén uspořádaných do tvaru V pro generování OAM + SAM. (c) Kolimační dielektrická metačočka z diamantového monokrystalu. (d) Bifokální metačočka s odrazivou vrstvou realizující směrovou emisi. (e) Dielektrická metačočka pro směrovou emisi ortogonálních LP s různými OAM. Převzato a upraveno z [47, 46, 48, 49, 50].

jednotlivé pozice metapovrchu byly poté umístěny nanoanténami s fázovou odezvou odpovídající vypočtenému fázovému profilu.

Na tento článek navázala skupina Yanjun Bao *et al.* s komplexním metapovrchem tvořeným dielektrickými křemíkovými nanostrukturami a SiO₂ substrátem, pod nímž je zlatá odrazivá vrstva (viz obrázek 1.4d) [49]. Uprostřed nanostruktur je pod povrchem umístěn SPE. Metapovrch pak funguje jako bifokální čočka, přičemž do jednoho ohniska je umístěn emitör a v druhém je obraz emitöru vytvořený kovovým zrcadlem. Tím je účinnost metapovrchu zásadním způsobem zvýšena. Konfigurace nanoantén je zvolena pomocí PB fáze (viz podkapitola 1.1.4), rychlými fázovými změnami pak lze řídit nezávislé směry paprsku RCP a LCP záření pomocí gradientní fáze (viz podkapitola 1.1.5). Experiment ukázal shodu s teoretickým směrovým vyzařováním obou polarizací.

Chi Li *et al.* poté přišli s podobným návrhem, kde je SPE ve formě defektu hBN umístěn pod povrchem SiO₂ substrátu, na kterém jsou umístěny kvádřové nanoantény z amorfniho křemíku (viz obrázek 1.4e) [50]. Metapovrch zajišťuje směrovou emisi dvou ortogonálních LP, které mohou nabývat různých OAM. Potřebná fázová odezva byla zajištěna pomocí nanoantén o různých rozměrech (byla použita knihovna metaatomů zbudovaná pomocí RCWA).

1.2.3 Metapovrchy pro SPE z karbidu křemíku

Karbid křemíku (SiC), nejvíce známý díky svému využití v oblasti výkonové elektroniky, vysokoteplotních a vysokofrekvenčních zařízení, se v současné době začíná prosazovat také v integrované a kvantové fotonice [51].

Důvodem je neobvyklá kombinace vlastností, již tento polovodič disponuje. Má široký zakázaný pás, který ho dělá transparentním ve viditelné i infračervené oblasti a umožňuje jeho využití ve vysokoenergetických zařízeních, dále disponuje vysokou tvrdostí a chemickou odolností zajišťující dobrou životnost zařízení. Jeho vysoký index lomu jsou spolu s nízkou transmisí ztrátovostí a nelineární optickou odezvou důležité pro použití v optoelektronických aplikacích i nanofotonice [52].

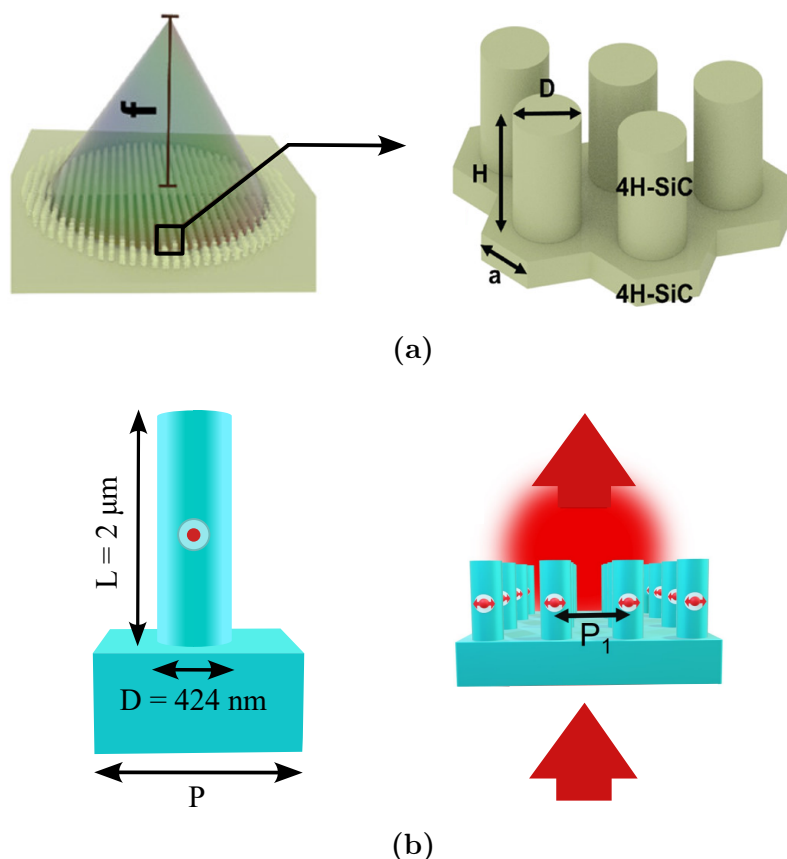
Barevná centra nacházející se v tomto materiálu lze využít jako SPE, které navíc emitují i v blízkém infračerveném spektru, což umožňuje budoucí využití v telekomunikačních technologiích využívajících těchto frekvencí. Nedávné studie navíc prokázaly, že tato barevná centra mohou sloužit jako qubity - jejich elektronový spin lze inicializovat, číst v jednorázovém měření a koherentně řídit [53]. Na základě spinově selektivních optických přechodů v SiC lze vytvořit kvantově koherentní rozhraní mezi spinem a fotonem, což umožňuje kvantové provázání spinu a fotonu a propojení kvantové paměti ve formě pevného qubitu s navázanými jadernými spiny a tzv. „létaujícím“ qubitem zakódovaným do fotonu [54].

Kombinace zmíněných vlastností dělá z SiC vysoce atraktivní materiál pro výzkum a vývoj kvantově fotonických obvodů s využitím SPE a ustanovily ho jako platformu pro aplikace jako jsou kvantové snímání a výpočty [55].

Skupina Otto Schaeper *et al.* jako první úspěšně vytvořila dvě monolitické metačočky z SiC tvořené válcovými nanoanténami různých průměrů a výšek (viz obrázek 1.5a) [56]. První metačočka byla použita pro fokusaci záření z SPE umístěného 10 μm pod povrchem do ohniska 3,5 μm nad metapovrch. Pro design druhé metačočky byl použit kubický fázový profil metapovrchu, který zajistil prodloužení ohniska nad metapovrchem. Tento design byl navržen pro jeho schopnost shromažďování záření z SPE v různých hloubkách.

Zajímavé jsou také výsledky skupiny Mohammed Ashahar Ahamad *et al.*, která provedla simulace metapovrchu tvořeného nanopilíři z SiC, přičemž uprostřed každého nanopilíře byl umístěn SPE tvořený barevným centrem (viz obrázek 1.5b) [57]. Tyto simulace ukázaly, že se při správném nastavení rozměrů a periodicity pilířů zvyšuje rychlost spontánní emise SPE až desetinásobně společně se zvyšující se transmisí, a to i při nepřesném umístění barevného centra v nanopilíři. Příčinou tohoto jevu jsou kolektivní Mieho rezonance (zejména elektrické dipólové a magnetické kvadrupólové, viz podkapitola 1.1a) mřížky, které podporují Purcellův efekt a směrovost emise (Kerkerův efekt).

SiC je v současné době znám ve formě více než 200 polytypů, nejpoužívanějším je jeho hexagonální polytyp 4H-SiC pro jeho široký zakázaný pás ($\approx 3,2$ eV), kvalitní růst monokrystalu a kontrolu n- a p-typového dopování. Monokrystal tohoto typu je jednoosý anizotropní s řádným, resp. mimořádným, indexem lomu $n_o \approx 2,4$, resp. $n_e \approx 2,6$, ve viditelném spektru [58].



Obrázek 1.5: (a) Monolitická metačočka z SiC tvořená válcovými nanopilíři, která fokusuje emisi z SPE do ohniska ve vzdálenosti f od povrchu. (b) Metapovrch tvořený nanopilíři s SPE umístěnými v jejich středu pro zvýšení směrového vyzařování a rychlosti spontánní emise. Převzato a upraveno z [56, 57].

Velkou výhodou SiC jsou pokročilé technologické výrobní procesy, které má z velké části společné s čistým křemíkem. Monokrystalické SiC wafery, v této době komerčně dostupné až ve velikosti 8 palců, jsou totiž jednou z nejpoužívanějších platforem pro výrobu čipů díky jeho kompatibilitě s CMOS¹ technologiemi [57]. Výrobou nanostruktur se společně s numerickými simulacemi a charakterizací zevrubněji zabývá další kapitola.

¹*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* - technologický proces výroby čipů

2. Numerické a experimentální metody

Pro účely této bakalářské práce bylo využito několik experimentálních metod, a to jak pro samotnou výrobu, tak i pro optickou charakterizaci metapovrchu. Dále byly uplatněny numerické metody ve formě simulačních výpočetních metod, které sloužily k návrhu metapovrchu. Nejprve se zaměříme na experimentální metody používané při výrobě.

2.1 Výroba

2.1.1 Elektronová litografie

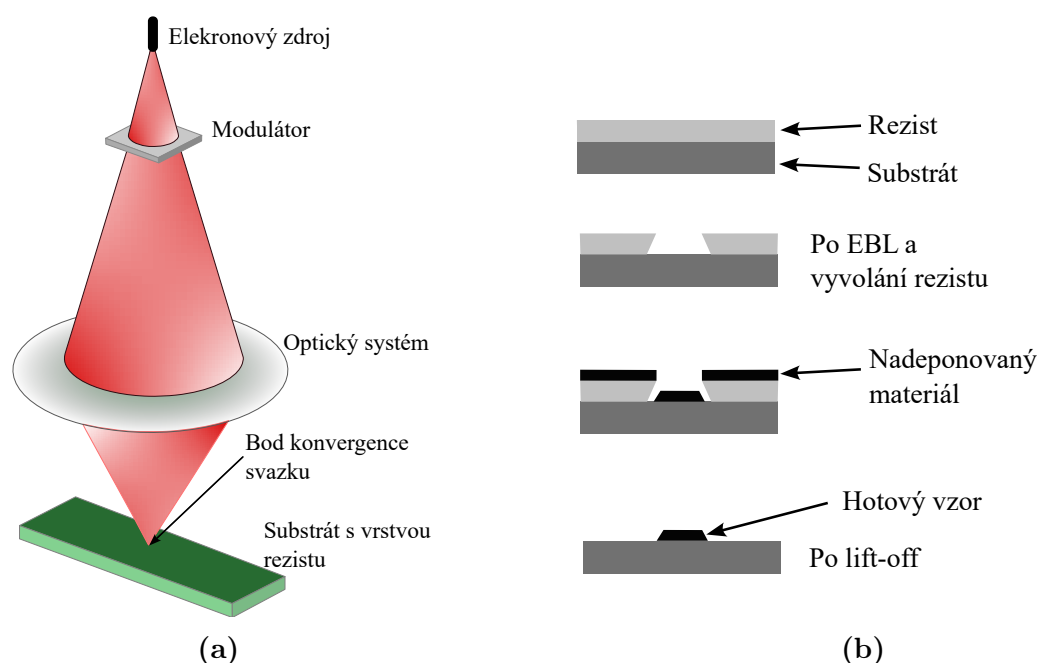
Litografie je technologický proces přenesení vzoru z jednoho média na druhé [59]. Miniaturizace a zlepšování vlastností optických a elektronických systémů způsobuje nutnost zmenšovat rozměry součástek. Například konvenční optická či ultrafialová fotolitografie se ale při zmenšujících se vzorech stává nedostatečnou kvůli jejich difrakčnímu limitu. Tento problém se ale u elektronové litografie (EBL) nevyskytuje díky extrémně nízkému difrakčnímu limitu elektronového svazku. EBL tedy dosahuje kvalitních výsledků s velmi vysokým rozlišením i při výrobě nanostruktur [60]. Obecně je EBL používáno dvěma metodami, a to projekčním tiskem a přímým zapisováním. Pro účely této bakalářské práce byla použita metoda přímého zapisování, proto se budeme dále věnovat pouze této variantě.

Přímé zapisování bylo odvozeno z principu skenovacího elektronového mikroskopu (SEM). Využívá soustředěný Gaussovský svazek, který vzorek ozařuje pixel po pixelu (viz obrázek 2.1a) [61]. Systém přímého zapisování se skládá ze zdroje elektronů, zaostřující optiky, blankeru (zapnutí a vypnutí expozice vzorku), vychylovacího systému pro pohybování se svazkem a stojanu na umístění vzorku. Přímým zapisováním lze tvořit extrémně jemné vzory s rozměry i 10 nm, kvůli expozici vzorku bod po bodu je ale limitován expoziční rychlostí, proto je využíván spíš pro kusovou výrobu či vývoj pokročilých aplikací, hodí se tedy také pro výrobu nanostruktur.

Pro účely této bakalářské práce byl použit proces lift-off (viz obrázek 2.1b). Je to aditivní proces, který nanáší materiál na povrch substrátu. Nejprve se na substrát nanese rezist, což je polymer s vysokou hmotností molekul rozpustitelný v kapalných rozpouštědlech, jehož struktura se při vystavení záření (elektronovému paprsku) změní. Rezisty mohou být buď pozitivní, jejichž struktura se při vystavení záření zeslabuje, tudíž je snáze rozpustitelný, nebo negativní, u nichž je struktura zářením naopak zesilována a rozpustnost materiálu se zhoršuje. Po nanesení rezistu proběhne expozice,

pak následuje vyvolání, při kterém je odplavena část rezistu, která je po expozici lépe rozpustitelná. Poté se nadeponuje požadovaný materiál (v našem případě elektronovým paprskovým napařováním) a nakonec je odstraněn zbytek rezistu (např. acetonem). Tím je na povrchu substrátu vytvořen z daného materiálu požadovaný vzor [62].

Elektronové paprskové napařování (EB-PVD) je metoda vakuového nanášení tenkých vrstev, při které je materiál taven elektronovým paprskem s vysokou energií. Odpařený materiál následně kondenzuje na povrchu substrátu a vytváří povlak. Pro zlepšení spojení materiálu se substrátem se často současně zahřívá i samotný substrát. Proces je převážně přímkový, a proto je při nanášení nutné kontinuální rotace substrátu v oblaku par pro zvýšení homogenity vrstvy [63].



Obrázek 2.1: (a) Schéma EBL realizované pomocí přímého zapisování. (b) Postup vzniku vzoru procesem lift-off. Převzato a upraveno z [62, 64].

2.1.2 Reaktivní iontové leptání

Při výrobě čím dál menších mikroelektronických systémů či nanostruktur je třeba techniky, která dokáže po vytvoření vzoru v rezistu pomocí litografie přenést tento vzor přímo do materiálu, ze kterého se zařízení vyrábí. Reaktivní iontové leptání (RIE) je jednou z nejlepších technologií tohoto typu.

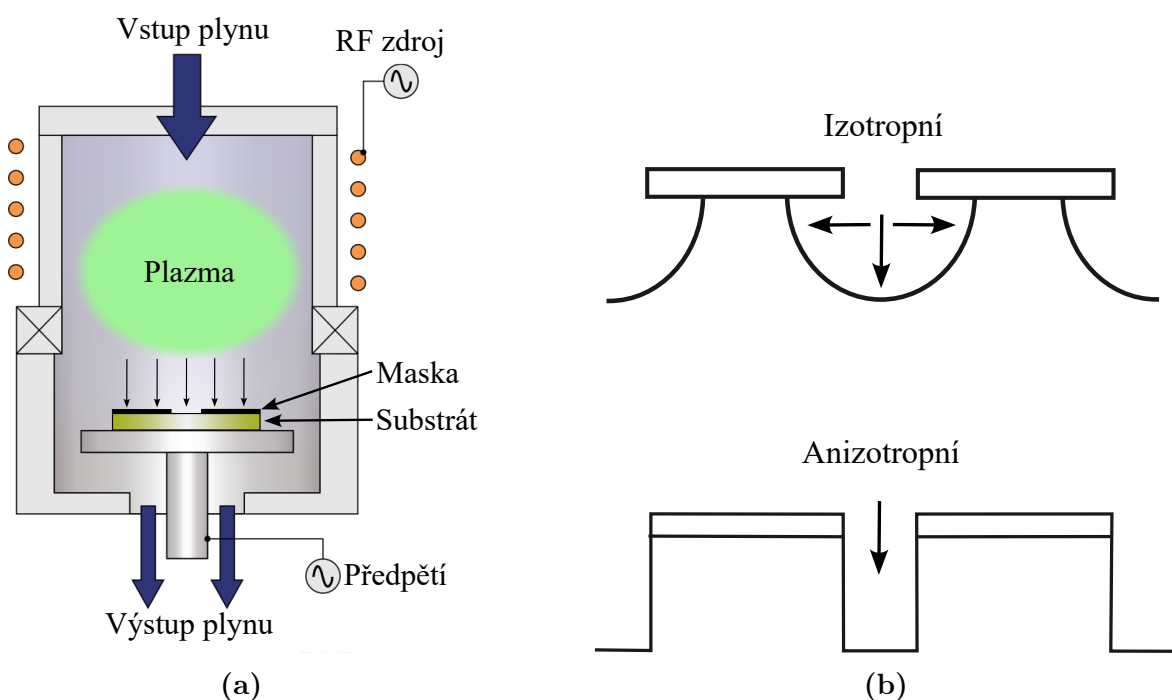
Reaktivní iontové leptání s vytvořením plazmy indukcí (ICP-RIE) je metoda suchého leptání, kde se pro dosažení vhodného plynného leptacího prostředí využívá plazmový výboj (viz obrázek 2.2a) vytvořený radiofrekvenčním (RF) magnetickým polem. Z vhodného leptacího plynu tak vzniknou ionty, volné elektrony, radikály a neutrální částice. Leptaný materiál je umístěn na stejnosměrné elektrodě. Po výboji plazmy se díky pohyblivosti elektronů, která je mnohem vyšší než iontová, v plynu elektroda záporně nabije, tím pádem je leptaný materiál připojený k elektrodě ostřelován kladnými ionty (tzv. sputtering), které jsou urychlovány skrz plazma. Na

povrchu materiálu navíc probíhají chemické reakce radikálů, neutrálních částic a materiálu. Kombinace těchto jevů poté způsobuje rychlou erozi materiálu ve vertikálním směru [65].

Při leptání nanoantén je třeba vytvořit masku (například pomocí EBL metodou lift-off), která chrání před leptáním části vzorku, na kterém mají stát nanostruktury. Selektivita pak vyjadřuje poměr mezi rychlostí leptání substrátu a masky. Čím je selektivita vyšší, tím tenčí maska stačí pro leptání, to pak způsobuje lepší rozměrovou kontrolu [66].

Jeden z důležitých aspektů RIE je anizotropie leptání. Je-li leptání kompletně anizotropní (ideální stav), vytvoří kolmé stěny nanostruktur, je-li kompletně izotropní, leptá naopak všemi směry, stěny jsou tudíž kulového tvaru (viz obrázek 2.2b).

Další důležitá vlastnost je tzv. lag effect, který udává, že čím větší je leptaný otvor, tím hlouběji lze leptat. Tento jev má příčinu v difuzi reaktantů a produktů do a z leptaného otvoru - čím menší otvor, tím déle trvá reaktantům dostat se na dno a produktům ven. Stejnou příčinu má také snižující se rychlost leptání s větší hloubkou [67].



Obrázek 2.2: (a) Schéma ICP-RIE. (b) Porovnání anizotropního a izotropního leptání. Převzato a upraveno z [68, 67].

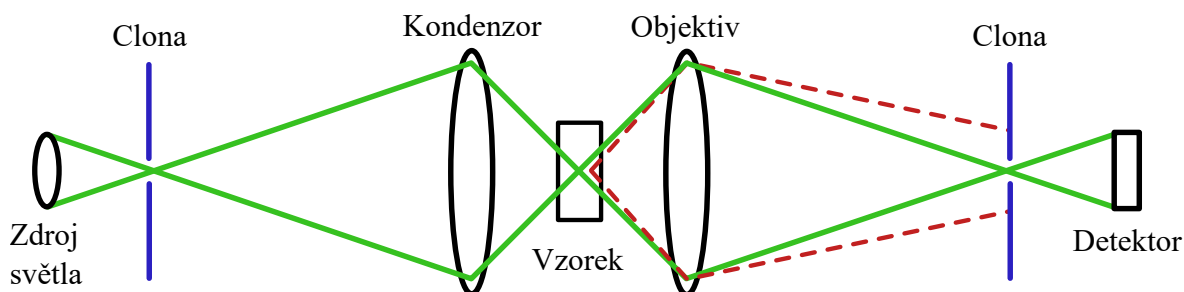
2.2 Optická charakterizace

2.2.1 Konfokální mikroskopie

Konfokální mikroskopie je zobrazovací metoda, která umožňuje pořizovat ostré snímky z konkrétní hloubky uvnitř vzorku [69].

Funguje tak, že zaostřený paprsek světla osvítlí jen velmi malou oblast, a díky speciální cloně se k detektoru dostane pouze světlo pocházející právě z této laterální roviny (viz obrázek 2.3). Světlo z jiných vrstev je odstíněno, což výrazně zlepšuje kontrast a ostrost obrazu. Posuvem v laterálních souřadnicích pak lze získat řez vzorkem. Snímáním více vrstev pod sebou je dále vytvořen trojrozměrný model vnitřní struktury vzorku [70]. Konfokální mikroskopii je možné realizovat v reflexivním módu (snímá se světlo nazpět odražené vzorkem) nebo transmisním módu (snímá se světlo prošlé vzorkem), ve kterém bude použit pro účely této bakalářské práce.

Při charakterizaci optických struktur, jako jsou metapovrchy, lze tuto techniku využít ke snímání intenzity světla v různých hloubkách vzorku. Při kontrole SPE kolimačního metapovrchu je možné inverzně osvítit metapovrch shora kolimovanou vlnou, uvnitř vzorku je pak lokalizováno ohnisko v místě odpovídajícím poloze SPE. Takto lze zkontrolovat kolimační vlastnosti metapovrchu i bez toho, aby byl pod povrchem skutečně SPE vytvořen [71].



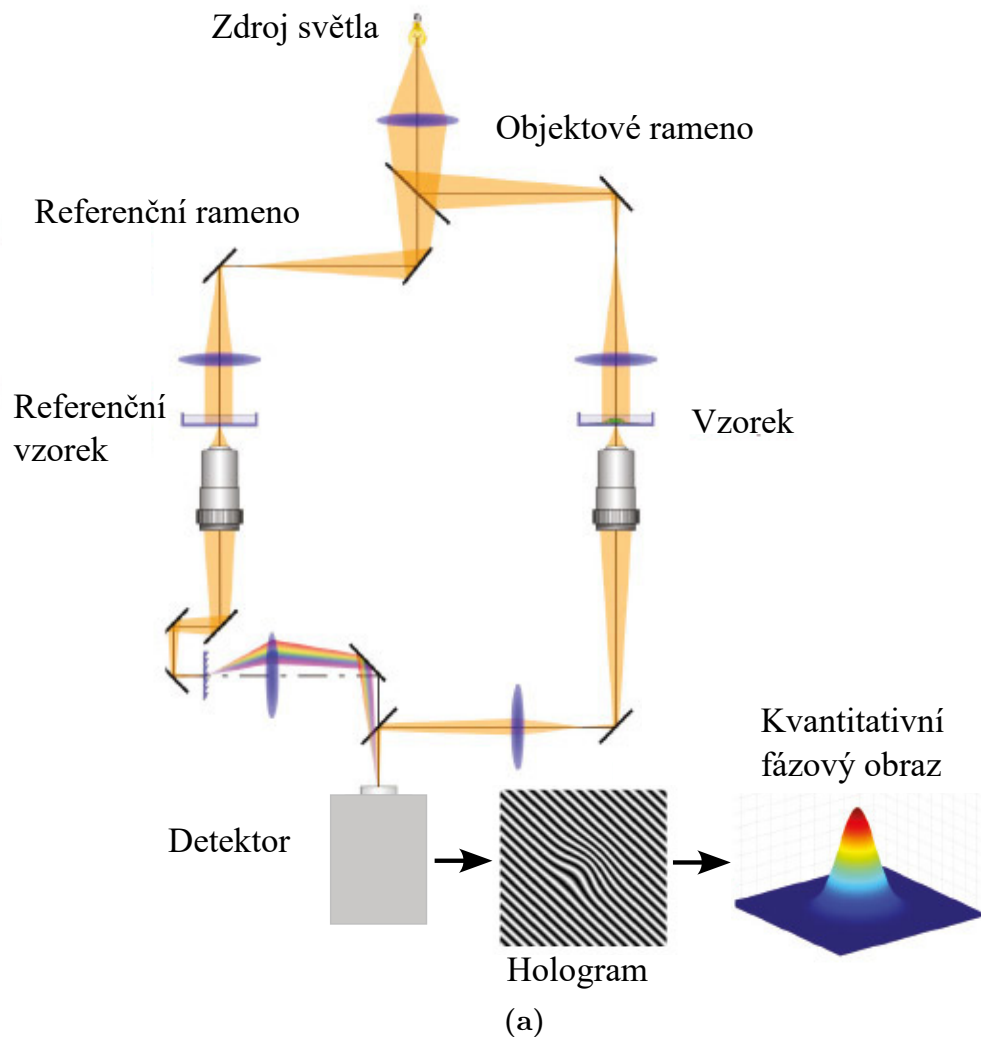
Obrázek 2.3: Schéma konfokálního mikroskopu. Převzato a upraveno z [72].

2.2.2 Digitální holografická mikroskopie

Digitální holografická mikroskopie (DHM) představuje moderní metodu mimoosové interferenční mikroskopie, která umožňuje zachytit kompletní kvantitativní obraz zkoumané vlny [73].

Zaznamenaný interferenční obraz vzniká superpozicí referenční a objektové vlny, které interferometrem putují odlišnými optickými cestami, přičemž zachycená data obsahují nejen informaci o intenzitě, ale i o fázi optického pole [74]. Tato vlastnost umožňuje rekonstruovat celou světelnou vlnoplochu a otevírá široké možnosti pro pokročilou analýzu objektů, osvědčila se jako velmi efektivní nástroj pro bezkontaktní a nedestruktivní měření ve vědeckém i technickém prostředí, díky schopnosti získávat kvantitativní fázové informace je ideálním nástrojem i pro studium optických metapovrchů a nanostruktur [75].

U mimoosového uspořádání použitého v této bakalářské práci (schéma použitého mikroskopu Q-Phase je na obrázku 2.4), dochází k interferenci objektového a referenčního svazku pod určitým sklonem. Tato vyosenost způsobí vznik interferogramu s dostatečně vysokou prostorovou frekvencí na to, aby bylo možné zrekonstruovat objektovou vlnu již z jediného zaznamenaného snímku, což umožňuje dosažení vysoké snímkové frekvence. Pro rekonstrukci se využívá algoritmů založených na Fourierově transformaci [76].



Obrázek 2.4: Schéma digitálního holografického mikroskopu Q-Phase. Převzato a upraveno z [77].

2.3 Numerické simulace metapovrchů

Numerické simulace jsou nedílnou částí procesu návrhu metapovrchu. Většinou jsou použity rigorózní elektromagnetické výpočetní metody (tzv. solvery), jejichž pomocí se studují odezvy různých tvarů nanoantén. Vytvořením tzv. sweepů parametrů nanoantény je vytvořena knihovna nanoantén o různých rozměrech (tzn. odezvy samostatných nanoantén na dané elektromagnetické vlnění), ze které lze dále vybírat vhodné antény na jednotlivé pozice metapovrchu podle požadované fázové a amplitudové odezvy [78]. Po takovémto "složení" metapovrchu lze provést simulaci zkompleťovaného metapovrchu jako ověření správného plnění funkce před fabrikací. Numerických výpočetních metod používaných při simulacích je více, zde jsou popsány dvě nejpoužívanější.

2.3.1 FDTD

Finite-Difference Time-Domain (FDTD) je numerická metoda řešení Maxwellových rovnic komplexních struktur. Vzhledem k tomu, že poskytuje přímé řešení v čase a prostoru, je tato metoda univerzálním nástrojem řešení většiny elektromagnetických a fotonických problémů. Je ovšem možné využít fourierovsky transformovaných polí, kterou FDTD nabízí.

Jako vstupní data slouží dielektrické funkce použitých materiálů, samotný model (nanostruktura v simulační oblasti) a zdroj elektromagnetické vlny (rovinná či kulová vlna, dipól atd.). FDTD nejprve rozdělí simulační oblast trojrozměrnou mříží do ortogonálních buněk, uvnitř každé z nich poté vyřeší Maxwellovy rovnice v časové doméně (tzv. Yeeho buňka - viz obrázek 2.5a). Hustota mříže je automaticky vygenerována solverem, přičemž v opticky hustších materiálech je hustší i mříž, aby se zachoval poměr počtu buněk na vlnovou délku vlny. Mříž lze ale upravit i manuálně, např. na rozhraních. Čím je mříž hustší, tím je simulace přesnější, opět ale roste simulační čas. Narozdíl od RCWA (viz následující podkapitola), kde jsou laterální hraniční podmínky automaticky periodické, nabízí FDTD i jiné možnosti, například Blochovy či PML (na hranici simulační oblasti se vlna kompletně absorbuje, nic se neodráží zpět). Potřebné informace o elektromagnetickém poli jsou poté získány pomocí 3D (informace o poli v celém objemu monitoru) či 2D (informace o poli v laterální rovině o libovolné výškové souřadnici, většinou nad metapovrchem) monitorů [79].

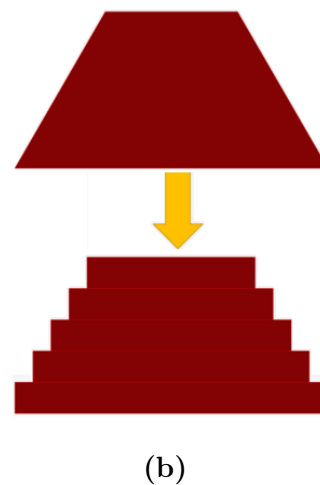
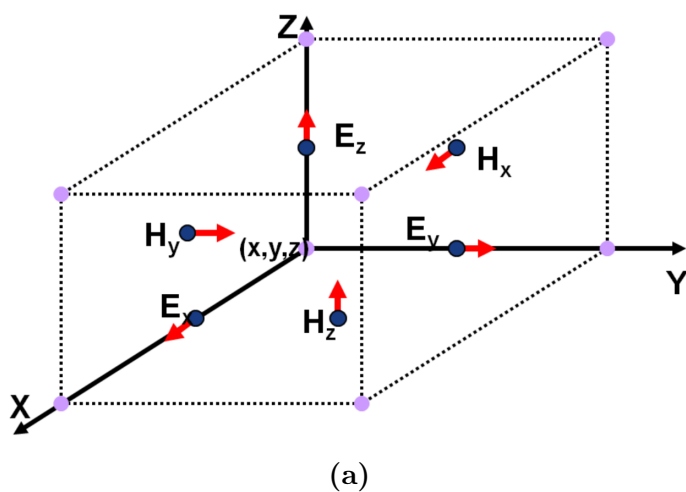
Při simulacích tvarově složitých nanostruktur či kompletních metapovrchů, kde nejsou vhodné periodické podmínky, tedy upřednostníme FDTD.

2.3.2 RCWA

Rigorous Coupled-Wave Analysis (RCWA) je semi-analytická metoda řešení Maxwellových rovnic určená pro vícevrstvé struktury, které jsou periodické v laterálních směrech. Vstupní data jsou stejná jako pro FDTD, zdroj záření je ovšem omezen na rovinnou vlnu. Simulační oblast je v ose propagace rozdělena na vrstvy, pokud v této ose struktura postupně mění svůj průřez, je aproximována vrstvami konstantního průřezu (viz obrázek 2.5b). Vyšší počet vrstev v tomto případě zvyšuje přesnost za cenu delšího průběhu simulace. Simulační oblasti jsou také automaticky nastaveny periodické hraniční podmínky, simulujeme tedy nekonečné pole identických nanoantén. Po rozdělení struktury jsou v jednotlivých vrstvách vyřešeny Maxwellovy rovnice ve frekvenční oblasti. Jednotlivé řešené vlnové vektory jsou nazývány k -vektory, které mohou díky periodicitě povrchu nabývat pouze diskrétních hodnot. Větší počet k -vektorů opět zpřesňuje a prodlužuje simulaci. Řešení elektromagnetického pole je poté obousměrně propagováno, čímž je vypočtena rozptylová matice celé struktury. Poté lze propagovat dopadající rovinnou vlnu skrz strukturu, kde je difraktována do konečného počtu difrakčních řádů (opět kvůli periodicitě). Z těch dostaneme informaci o poli uvnitř struktury a intenzitě difrakčních řádů [80].

Z uvedených poznatků tedy vyplývá, že při vytváření knihovny, tedy při simulacích jednotlivých nanoantén, je výhodné použít RCWA solver pro jeho simulační rychlost a

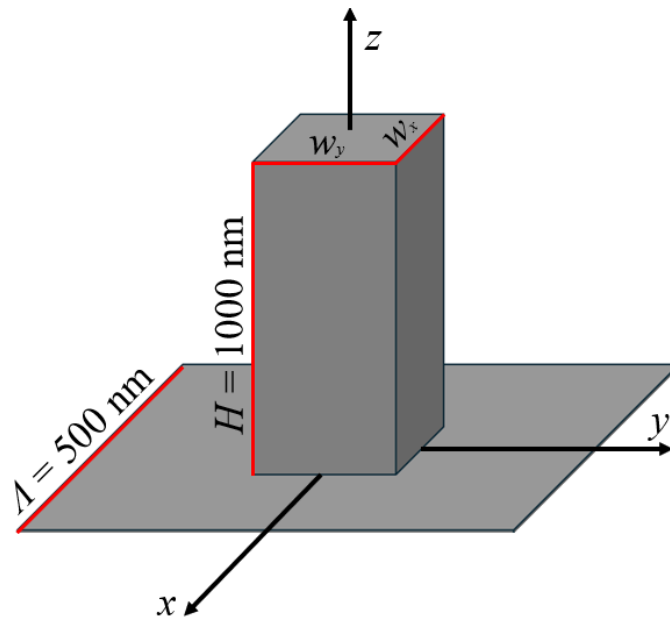
spolehlivost pro jednodušší periodické struktury.



Obrázek 2.5: (a) Yeeho buňka - každá složka elektrické, resp. magnetické, intenzity je počítána v jiném místě buňky, až poté je interpolována do středu buňky. (a) Princip, kterým RCWA rozděluje v ose propagace nanostrukturu na jednotlivé vrstvy. Převzato a upraveno z [80, 79]

3. Výpočetní model

Návrh metapovrchu zahrnoval několik kroků. Nejprve bylo třeba zvolit základní parametry elementární buňky (prostor náležící jedné nanoanténě). Plocha náležící jedné nanostruktuře byla zvolena konstantně jako čtverec o délce hrany $\Lambda = 500$ nm, stejně tak výška nanoantén $H = 1000$ nm. Laterální rozměry nanoantén w_x a w_y se pak měnily od 40 nm do 400 nm, aby bylo dosaženo požadovaného rozpětí fázové odezvy $0 - 2\pi$. Základní buňka metapovrchu je vyobrazena na obrázku 3.1. Celý metapovrch je dále konstruován pro vlnovou délku $\lambda = 700$ nm, na které obvykle vyzařují barevná centra v SiC. Funkce metapovrchu pak bude kolimace záření SPE, případně přiřazení OAM tomuto kolimovanému svazku pomocí vortexové fáze.



Obrázek 3.1: Elementární buňka metapovrchu.

Jako substrát metapovrchu byl použit materiál 4H-SiC ve formě waferu poskytnutého firmou onsemi. Bylo tedy třeba vzít v potaz anizotropní vlastnosti tohoto materiálu, zvláště důležitá informace je, že optická osa materiálu je vyosená o 4° vůči z (ose kolmé na metapovrch). Proto se tématu anizotropie věnuje další podkapitola.

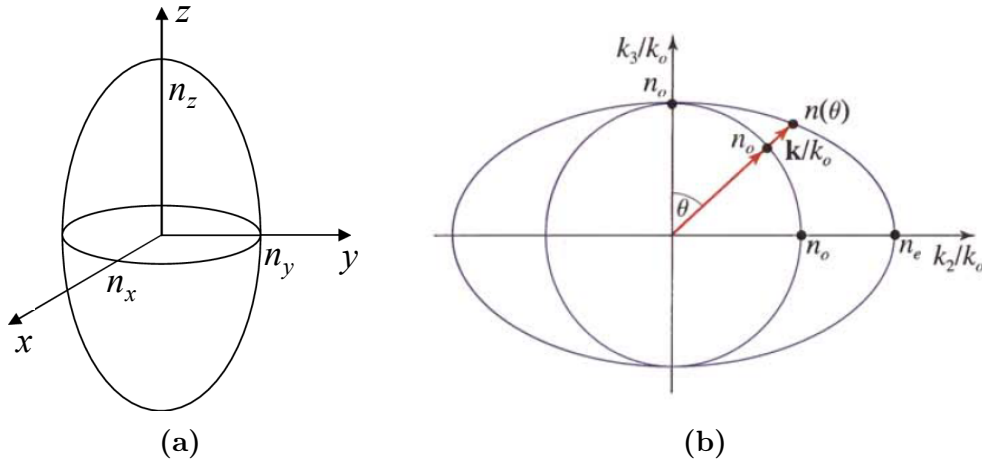
3.1 Anizotropie materiálu

Při sepisování této podkapitoly bylo čerpáno z knihy [81].

Relativní permitivita $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$, relativní permeabilita $\overset{\leftrightarrow}{\mu}$ a z nich vycházející index lomu $\overset{\leftrightarrow}{n}$ jsou tenzorové veličiny určující optické vlastnosti látky. Pro většinu optických materiálů včetně SiC ale platí, že hodnota relativní permeability je blízká hodnotě ve vakuu, tedy $\mu \approx 1$. Při splnění této podmínky lze vyjádřit tenzor indexu lomu z tenzoru relativní permitivity v diagonálním tvaru (tenzory jsou vždy symetrické) vztahem

$$\begin{bmatrix} n_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & n_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & n_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{\epsilon_{xx}} & 0 & 0 \\ 0 & \sqrt{\epsilon_{yy}} & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\epsilon_{zz}} \end{bmatrix}.$$

Rovnají-li se všechny tři diagonální složky tenzorů, nazýváme látku opticky izotropní, optické vlastnosti materiálu tedy nezávisí na směru a index lomu i relativní permitivitu lze popsat skalárem. V opačném případě, tedy jsou-li jednotlivé složky rozdílné, je látka anizotropní a její optické vlastnosti se podle směru různí. Tento makroskopický jev je způsoben mikroskopickou strukturou látky - orientací a tvarem krystalů. Krystal nazýváme jednoosý, rovnají-li se dvě diagonální složky tenzoru, tedy např. pro tenzor indexu lomu platí $n_{xx} = n_{yy}$. Tento index lomu nazýváme řádný a značíme ho n_o , zbylou složku $n_{zz} \neq n_o$ nazýváme indexem mimořádným a značíme ji n_e . Osu z pak nazýváme optickou osou krystalu. Jsou-li různé všechny tři diagonální složky tenzoru, krystal se nazývá dvouosý. Jelikož je SiC jednoosým krystalem, dále se zaměříme na tento případ.



Obrázek 3.2: (a) Index elipsoid. (b) Indexy lomu módů propagujících se jednoosým anizotropním prostředím. Převzato a upraveno z [81, 82].

Pro prostorové znázornění indexu lomu v různých směrech se používá index elipsoid (obr. 3.2a). Pro jednoosý krystal platí, že $n_x = n_y \neq n_z$, z je tedy optická osa. V takovém případě se elektromagnetická vlna může při průchodu krystalem propagovat ve dvou módech. V prvním elektrická intenzita kmitá kolmo na optickou osu, tento mód má index lomu n_o a nazývá se řádná vlna, ve druhém pak intenzita svírá s optickou osou úhel jiný, tato vlna se nazývá mimořádná (obr. 3.2b). Index lomu $n(\theta)$ tohoto módu lze odvodit z index elipsoidu a nabývá hodnoty

$$\frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}, \quad (3.1)$$

kde θ je úhel mezi optickou osou krystalu a směrem šíření elektromagnetické vlny.

Díky těmto dvěma možným módům vzniká na hranici izotropního a anizotropního prostředí jev nazývaný dvojlom. Při průchodu touto hranicí se totiž vlna řídí Snellovým zákonem

$$n_i \sin \theta_i = n_a \sin \theta_a, \quad (3.2)$$

kde θ_i a θ_a jsou po řadě úhel dopadu a úhel lomu, n_i , resp. n_a , jsou indexy lomu izotropního, resp. anizotropního, prostředí. Vzhledem k rozdílným hodnotám n_a se tudíž řádná a mimořádná vlna po průchodu hranicí propagují odlišnými směry.

Je-li dále anizotropní prostředí opticky hustší, vychází zároveň na rozhraní pro oba módy jiné hodnoty úhlu totálního odrazu daného vztahem

$$\theta_a = \arcsin \frac{n_i}{n_a}, \quad (3.3)$$

S poznatky z této kapitoly se můžeme přesunout k sestavení knihovny odezvy nanoantén o různých rozměrech.

3.2 Výpočet elektromagnetické odezvy nanoantén

Tato kapitola byla napsána ze zdrojů [83, 84].

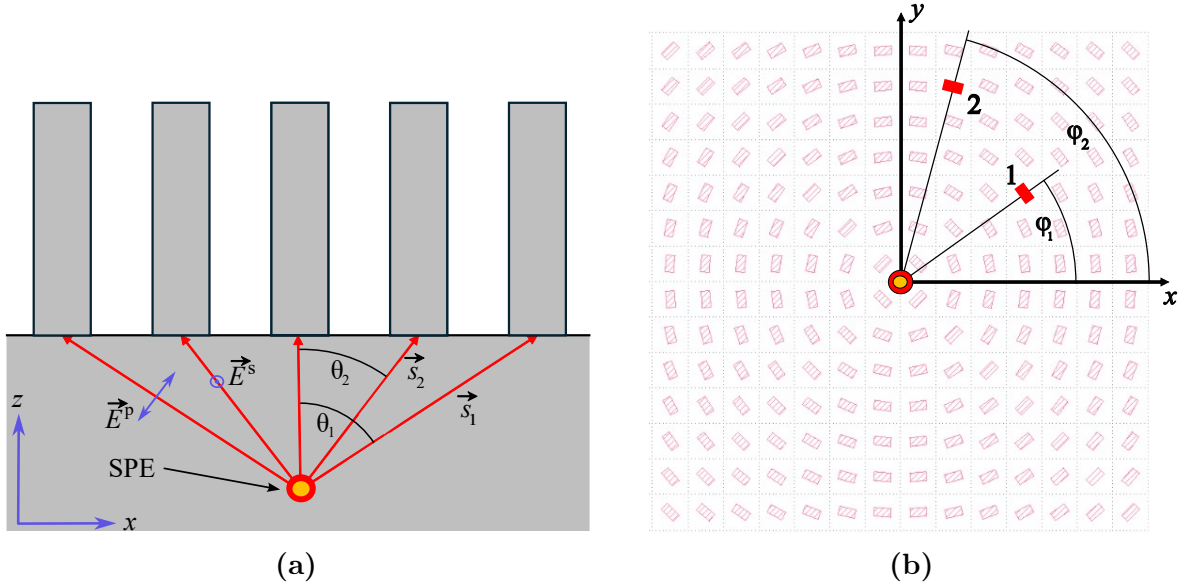
Při návrhu metapovrchu pro SPE je třeba zjistit elektromagnetickou odezvu nanoantén v různých směrech (pro jednoduchou kolimaci stačí směr kolmý k metapovrchu). Námi použité numerické solvery ale nenabízí možnost simulacemi přesně určit emisi do libovolného směru, výsledky jsou omezeny na směr, ve kterém je propagována dopadající vlna. Samotné simulace tedy byly v našem případě nedostačující. Proto bylo třeba najít vhodnou kombinaci možných monitorovaných simulačních dat a jejich následné analýzy, kterými směrovou emisi určit lze. Tato kombinace byla nalezena v užití Greenovy funkce vyzařování dipólu na data ze 3D RCWA monitoru, který snímá rozložení elektrické intenzity v objemu nanoantény při průchodu záření.

3.2.1 RCWA simulace

Pro numerické simulace samostatných nanoantén byl použit RCWA solver (viz podkapitola 2.3.2), přičemž simulační oblast se skládala z elementární buňky. Výstupními daty bylo rozložení elektrické intenzity $\vec{E}_i$ uvnitř nanostruktury. Simulace byly provedeny pro laterální rozměry nanoantén od 40 nm do 400 nm s krokem 10 nm.

Vzhledem k dipólové povaze vyzařování SPE však nestačí zjistit odezvu na záření propagované z jednoho směru (většinou kolmo k rozhraní), které je dostačující pro konstrukci metapovrchu pro rovinnou vlnu. V různých částech metapovrchu totiž vlna na rozhraní SiC-vzduch dopadá pod různými úhly θ (viz obrázek 3.3a). Proto byly

simulace provedeny pro úhly dopadu od 0° do 70° s rozestupem 2° . Tato skutečnost zároveň udává další vlastnost metapovrchu, s azimutálním úhlem φ (vůči středu metapovrchu, kde je pod jeho povrchem umístěn SPE) jednotlivých pozic elementárních buněk se mění i natočení nanoantén (viz obrázek 3.3b). Důvodem je, že by se v případě, kdy by se struktury nenatáčely, měnila s úhlem φ i orientace propagujících se módů vůči nanoanténě, což by znamenalo zvětšení knihovny nanoantén o další proměnnou, nárůst množství dat a času potřebného pro jejich zpracování.



Obrázek 3.3: (a) Schéma měnícího se úhlu θ s měnící se polohou $\vec{s}$ nanoantény od SPE, vyznačeny jsou polarizace elektrické intenzity $\vec{E}^s$ a $\vec{E}^p$. (b) Natáčení nanoantén s měnícím se úhlem φ .

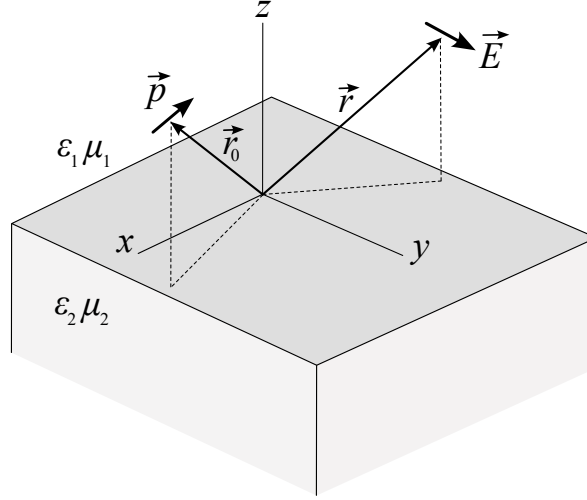
Původně bylo zamýšleno v simulacích nahradit optickou osu 4H-SiC, která není kolmá na metapovrch, osou na rozhraní kolmou (vzhledem k malým rozměrům simulačního modelu vůči vlnové délce je vyosenost 4° optické osy zanedbatelná). Při kontrole dat z použitého monitoru však bylo zjištěno, že RCWA solver není schopen správně definovat módy propagující se anizotropním prostředím, proto musel být simulační model nanostruktury z anizotropního 4H-SiC nahrazen jeho izotropní variantou s indexem lomu odpovídajícím ordinárnímu indexu lomu n_o 4H-SiC. Vzhledem k rozměrům simulačního modelu přibližně se rovnajícím vlnové délce a faktu, že anizotropie SiC není příliš silná ($\text{Re}(n_o)/\text{Re}(n_e) \approx 0,92$), lze považovat tuto aproximaci za přijatelnou.

Výsledkem simulací potom budou 2 polarizace $\vec{E}_i^s(\vec{r}, \theta)$ a $\vec{E}_i^p(\vec{r}, \theta)$, kde $\vec{r}$ značí souřadnice pole v nanoanténě. S-polarizace je kolmá na rovinu xz šíření vlny, p-polarizace je s rovinou xz rovnoběžná (viz obrázek 3.3a).

3.2.2 Analýza dat pomocí Greenova formalismu

Při analýze elektromagnetické odezvy nanoantény lze určit pole rozptýlené nanostrukturou tak, že na nanoanténu nahlížíme jako na kmitající elektrický dipól

blízko rozhraní (viz obrázek 3.4 - v našem případě je vrchní část prostoru tvořena vzduchem a spodní SiC). V tom případě lze pro výpočet užít Greenova formalismu.



Obrázek 3.4: Dipól poblíž rozhraní. Převzato a upraveno z [83].

Greenovy funkce jsou zásadním konceptem teorie pole, jenž udává odezvu na bodový zdroj. V elektromagnetismu dyadická Greenova funkce $\overset{\leftrightarrow}{G}$ udává vztah dipólového momentu $\vec{p}$ vyzařujícího (kmitajícího) dipólu umístěného v bodě $\vec{r}' = (x', y', z')$ a jím generovaným elektrickým polem $\vec{E}$ v místě $\vec{r} = (x, y, z)$. Matematicky zapsán vztah nabývá tvaru

$$\vec{E}(\vec{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu_1 \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{p}, \quad (3.4)$$

kde ω značí úhlovou frekvenci, μ_0 permeabilitu vakua a μ_1 relativní permeabilitu prostředí šíření vlny. Index 1 značí proměnné náležící horní polovině prostoru, index 2 proměnné spodní poloviny. Dyadické Greenovy funkce lze odvodit za pomoci harmonického vektorového potenciálu $\vec{A}$, skalárního potenciálu ϕ a Maxwellových rovnic.

Nahrazení celé nanoantény pouhým elektrickým dipólem je pro ovšem pro přesnější analýzu jen velmi hrubá aproximace. Proto rozdělíme objem nanoantény na infinitezimální elementy dV' mající dipólový moment $d\vec{p}$, který je vypočten vztahem

$$d\vec{p} = \vec{P}(\vec{r}') dV', \quad (3.5)$$

kde je $\vec{P}$ polarizační hustota elementu v bodě $\vec{r}'$. Převedeme-li dále rovnici 3.4 do diferenciálního tvaru, dostaneme závislost

$$d\vec{E}(\vec{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu_1 \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}, \vec{r}') d\vec{p} = \omega^2 \mu_0 \mu_1 \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{P}(\vec{r}') dV', \quad (3.6)$$

jejíž integraci přes celý objem nanostruktury V_a pak obdržíme vztah pro výpočet celkového rozptýleného pole $\vec{E}_{sc}$ od nanoantény

$$\vec{E}_{sc}(\vec{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu_1 \int_{V_a} \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{P}(\vec{r}') dV', \quad (3.7)$$

kde V_a značí objem nanoantény.

Polarizační hustota $\vec{P}$ byla vypočtena přímo z výsledků provedených numerických simulací. Z rozložení elektrické intenzity $\vec{E}_i$ uvnitř nanostruktury po dopadu elektromagnetické vlny lze totiž polarizační hustotu vypočíst vztahem

$$\vec{P}(\vec{r}') = (\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_r - 1)\varepsilon_0\vec{E}_i(\vec{r}'), \quad (3.8)$$

kde $\overset{\leftrightarrow}{\varepsilon}_r$ je relativní permitivita materiálu nanoantény a ε_0 permitivita vakua. Důležité je připomenout, že všechny operace platí pro s- i p- polarizaci (tedy pro $\vec{E}_i^p$ i $\vec{E}_i^s$).

Pro výpočet byla v našem případě zvolena reprezentace úhlovým spektrem, jelikož je pro konstrukci daleko-polní emise metapovrchu výhodná. Výstupem analýzy tedy bude $\vec{E}_{sc}(\vec{q}, z)$, kde $\vec{q} = (k_x, k_y)$ značí laterální část vlnového vektoru $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$. Pro ten platí vztah

$$nk_0 = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}, \quad (3.9)$$

kde k_0 značí velikost vlnového vektoru odpovídajícího vlnové délce původní vlny ve vakuu, n značí index lomu daného prostředí (pro připomenutí, v SiC počítáme s izotropní variantou n_o), k_z je tedy vektorem $\vec{q}$ jednoznačně určeno.

Proto polarizační hustotu vyjádříme pomocí zpětné Fourierovy transformace v laterálních souřadnicích vztahem

$$\vec{P}(\vec{r}') = \int_{-\infty}^{\infty} \int \vec{P}(\vec{q}, z') e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}'_{\parallel}} d\vec{q}, \quad (3.10)$$

kde $\vec{r}'_{\parallel} = (x', y')$ značí laterální část polohového vektoru $\vec{r}'$. Tento vztah dále využijeme pro úpravu vztahu (3.7) do tvaru

$$\vec{E}_{sc}(\vec{r}) = \omega^2 \mu_0 \mu_1 \int_{V_a} \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{r}, \vec{r}') \int_{-\infty}^{\infty} \int \vec{P}(\vec{q}, z') e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}'_{\parallel}} d\vec{q} d\vec{r}', \quad (3.11)$$

přičemž z něj lze za podmínky, že Greenova funkce závisí na laterálních souřadnicích pouze jejich relativním rozdílem $\vec{r}_{\parallel} - \vec{r}'_{\parallel}$ (tedy ne absolutně), odvodit závislost

$$\vec{E}_{sc}(\vec{r}) = 4\pi^2 \omega^2 \mu_0 \mu_1 \int_{-\infty}^{\infty} \int \int_0^H \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{q}, z, z') \vec{P}(\vec{q}, z') e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_{\parallel}} dz' d\vec{q}, \quad (3.12)$$

kde je integrováno přes interval $(0; H)$, který odpovídá rozměru nanoantény v souřadnici z' . Tento vztah je ekvivalentní zpětné Fourierově transformaci výsledné elektrické intenzity v laterálních souřadnicích

$$\vec{E}_{sc}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \vec{E}_{sc}(\vec{q}, z) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_{\parallel}} d\vec{q}. \quad (3.13)$$

Po porovnání dvou předchozích vztahů (3.12) a (3.13) pak dostáváme vztah

$$\vec{E}_{\text{sc}}(\vec{q}, z) = 4\pi^2 \omega^2 \mu_0 \mu_1 \int_0^H \overset{\leftrightarrow}{G}(\vec{q}, z, z') \vec{P}(\vec{q}, z') dz'. \quad (3.14)$$

V našem případě je třeba použít Greenovu funkci pro dipólovou emisi poblíž rozhraní. Skládá se z funkce záření přímo propagovaného horním prostředím $\overset{\leftrightarrow}{G}_0(\vec{q}, z, z')$ a funkce záření odraženého od rozhraní $\overset{\leftrightarrow}{G}_{\text{ref}}(\vec{q}, z, z')$. Funkce přímé propagace nabývá tvaru

$$\overset{\leftrightarrow}{G}_0(\vec{q}, z, z') = \frac{ie^{ik_{z1}|z-z'|}}{8\pi^2} \overset{\leftrightarrow}{M}_0(\vec{q}), \quad (3.15)$$

kde $\overset{\leftrightarrow}{M}_0$ je tenzor daný vztahem

$$\overset{\leftrightarrow}{M}_0(\vec{q}) = \frac{1}{k_1^2 k_{z1}} \begin{bmatrix} k_1^2 - k_x^2 & -k_x k_y & \mp k_x k_{z1} \\ -k_x k_y & k_1^2 - k_y^2 & \mp k_y k_{z1} \\ \mp k_x k_{z1} & \mp k_y k_{z1} & k_1^2 - k_{z1}^2 \end{bmatrix}.$$

Některé z členů tenzoru mají dvě možná znaménka. Tato dualita pramení z absolutního výrazu $|z - z'|$, pro $z > z'$ platí horní znaménko a naopak.

Kromě přímo propagovaného záření je ale třeba vzít v potaz i pole odražené od rozhraní. Kvůli aplikaci Fresnelových koeficientů je nutné rozdělit tenzor $\mathbf{M}$ do s- a p-polarizované části, Greenova funkce odraženého záření je poté vyjádřena vztahem

$$\overset{\leftrightarrow}{G}_{\text{ref}}(\vec{q}, z, z') = \frac{ie^{ik_{z1}(z+z')}}{8\pi^2} [\overset{\leftrightarrow}{M}_{\text{ref}}^s(\vec{q}) + \overset{\leftrightarrow}{M}_{\text{ref}}^p(\vec{q})], \quad (3.16)$$

kde

$$\overset{\leftrightarrow}{M}_{\text{ref}}^s(\vec{q}) = \frac{r^s(\vec{q})}{k_{z1} (k_x^2 + k_y^2)} \begin{bmatrix} k_y^2 & -k_x k_y & 0 \\ -k_x k_y & k_x^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\overset{\leftrightarrow}{M}_{\text{ref}}^p(\vec{q}) = -\frac{r^p(\vec{q})}{k_1^2 (k_x^2 + k_y^2)} \begin{bmatrix} k_x^2 k_{z1} & k_x k_y k_{z1} & k_x (k_x^2 + k_y^2) \\ k_x k_y k_{z1} & k_y^2 k_{z1} & k_y (k_x^2 + k_y^2) \\ -k_x (k_x^2 + k_y^2) & -k_y (k_x^2 + k_y^2) & -(k_x^2 + k_y^2)^2 / k_{z1} \end{bmatrix}.$$

Zde jsou r^p a r^s Fresnelovy koeficienty odpovídajících polarizací

$$r^p(\vec{q}) = \frac{\varepsilon_2 k_{z1} - \varepsilon_1 k_{z2}}{\varepsilon_2 k_{z1} + \varepsilon_1 k_{z2}},$$

$$r^s(\vec{q}) = \frac{\mu_2 k_{z1} - \mu_1 k_{z2}}{\mu_2 k_{z1} + \mu_1 k_{z2}},$$

přičemž ε_1 , ε_2 , resp. μ_1 , μ_2 jsou skalární relativní permitivity, resp. permeability vrchní (vzduch) a spodní (SiC) části prostoru. Opět zde připomínám, že SiC je zde považováno za izotropní se skalární relativní permitivitou ε_o .

Celkové rozptýlené záření od nanoantény se potom vypočte vztahem

$$\vec{E}_{\text{sc}}(\vec{q}, z) = 4\pi^2 \omega^2 \mu_0 \mu_1 \int_0^H [\vec{G}_0(\vec{q}, z, z') + \vec{G}_{\text{ref}}(\vec{q}, z, z')] \vec{P}(\vec{q}, z') dz'. \quad (3.17)$$

Kromě rozptýleného záření je se ovšem také prostředím dále propaguje původní vlna. Daleko-polnímu vyzařování ze čtvercového elementu metapovrchu o straně Λ náležící jedné nanoanténě odpovídá vztah

$$\vec{E}_{\text{tr}}(\vec{q}, z) = \vec{E}_0 \frac{\Lambda^2 e^{ik_{z1}H}}{4\pi^2} \text{sinc} \frac{(k_x - k_{xo})\Lambda}{2} \text{sinc} \frac{(k_y - k_{yo})\Lambda}{2} t^{s/p}, \quad (3.18)$$

kde $\vec{E}_0$ značí jednotkový polarizační vektor pole, k_{xo} a k_{yo} složky vlnového vektoru $\vec{k}_o = (k_{xo}, k_{yo}, k_{zo})$ původní vlny prošlé rozhraním, $t^{s/p}$ odpovídá transmisnímu Fresnelovu koeficientu pro s- a p-polarizaci.

Celkovou odezvu nanoantény vhodnou k použití pro návrh metapovrchu pak lze získat prostým sečtením rozptýleného a původního záření, tedy

$$\vec{E}(\vec{q}, z) = \vec{E}_{\text{tr}}(\vec{q}, z) + \vec{E}_{\text{sc}}(\vec{q}, z). \quad (3.19)$$

Dostáváme tedy vztah určující elektrické pole propagující se od nanoantény do různých směrů z námi zvolené výšky z . Laterální vlnový vektor $\vec{q}$ daného směru lze jednoduše vypočíst ze vztahu

$$k_0 \vec{s} = \vec{k}, \quad (3.20)$$

kde $\vec{s}$ značí jednotkový vektor směru vyzařování.

Pro naše účely jsme za z dosadili výšku nanoantén H . Výsledné pole je také závislé na úhlu dopadu θ (viz předešlá podkapitola 3.2.1). Výstupem analýzy je tedy knihovna nanoantén obsahující jejich odezvy $\vec{E}^s(\vec{q}, \theta)$ a $\vec{E}^p(\vec{q}, \theta)$.

S ohledem na to, že cílem této bakalářské práce je navrhnout kolimační čočku, můžeme pro sestavení metapovrchu použít zmenšenou knihovnu $\vec{E}^s(\vec{q}_c, \theta)$ a $\vec{E}^p(\vec{q}_c, \theta)$, kde $\vec{q}_c = (0, 0)$ značí vyzařování kolmé na rozhraní. To nám pak umožňuje převést vektorové výsledky na skalární, jelikož z definice p- a s-polarizace platí

$$\vec{E}^p(\vec{q}_c, \theta) = (E^p(\theta), 0, 0), \quad (3.21)$$

$$\vec{E}^s(\vec{q}_c, \theta) = (0, E^s(\theta), 0). \quad (3.22)$$

Kolimační knihovna tedy bude sestávat pouze z $E^s(\theta)$ a $E^p(\theta)$.

3.2.3 Výsledky, kontrolní porovnání

Jako kontrola výsledků odezvy nanoantén v knihovně sloužilo porovnání 0. difrakčního řádu přímo z RCWA simulací (tedy pole šířící se přímo směrem, kterým by se v simulaci šířila původní vlna z rozhraní bez metapovrchu) s odpovídajícími výsledky (tedy polem $\vec{E}(\vec{q}_0, \theta_0)$, kde vektor $\vec{q}_0$ odpovídá směru 0. difrakčního řádu a θ_0 je úhel dopadu původní vlny). Porovnání je vyobrazeno na obrázku 3.5, pro obě polarizace je zde porovnávána fázová odezva a relativní amplituda záření po průchodu nanoanténou v závislosti na jejích laterálních rozměrech. Z grafů je zřejmá shoda výsledků těchto výpočetních metod, knihovnu tedy můžeme považovat za vhodný nástroj pro sestavení metapovrchu.

Další důležitou informací je, zda je při kolimaci odezva nanoantény závislá na úhlu dopadu θ (pokud by tomu tak nebylo, stačila by knihovna tvořená simulacemi pro $\theta = 0^\circ$). Proto bylo pro různé hodnoty θ porovnáváno pole $\vec{E}(\vec{q}_c, \theta)$, přesněji řečeno jeho fázová odezva, laterální vlnový vektor $\vec{q}_c = (0, 0)$ přitom odpovídá vyzařování kolmo z rozhraní. Na obrázku 3.6 jsou pro obě polarizace vyobrazeny fázové odezvy nanoantén v závislosti na jejích laterálních rozměrech pro 4 různé úhly dopadu. Z grafů vyplývá, že se fázová odezva s úhlem θ mění, a to poměrně razantně. Zároveň je dobré poznamenat, že pro $\theta = 60^\circ$ již knihovna neposkytuje potřebné rozpětí fázové odezvy $0 - 2\pi$, numerická apertura NA (tedy úhlové funkční rozpětí) metapovrchu je tedy omezena.

3.3 Sestavení metapovrchu

Po úspěšném vytvoření knihovny nanoantén je dalším krokem návrhu samotné sestavení, tedy určení nejlepší nanoantény pro danou pozici na metapovrchu. K tomu je nutné znát fázový profil pod metapovrchem, jehož výpočtu se věnuje následující podkapitola.

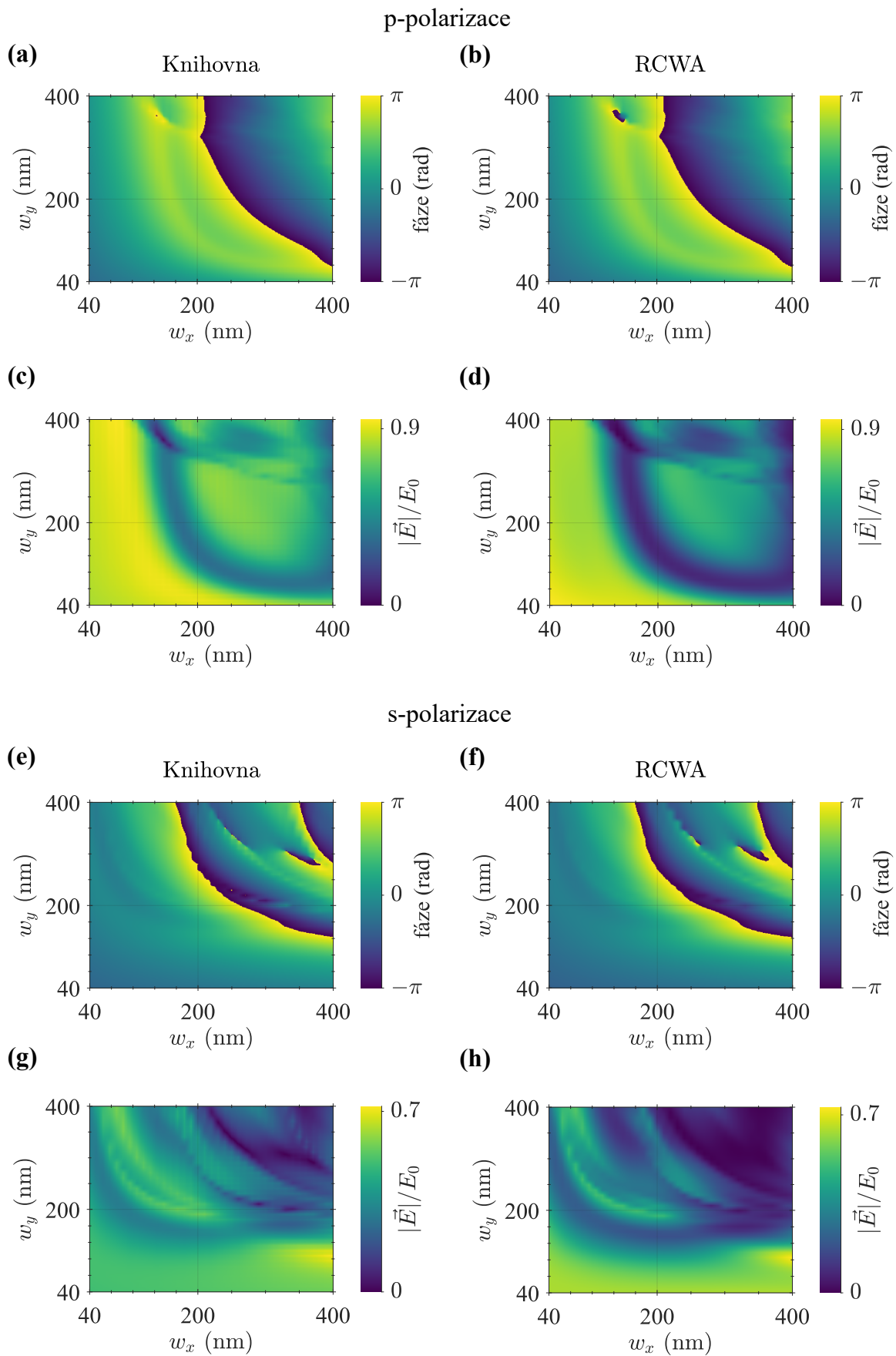
3.3.1 Fázový profil záření SPE

K výběru nanoantén pro jednotlivé pozice na metapovrchu je třeba vypočítat fázový profil vlny pod metapovrchem, tzn. fázi, se kterou se pod metapovrch dostane dipólové záření od SPE. Vzhledem k tomu, že hloubka SPE pod metapovrchem je navržena v desítkách μm , což je mnohem více než emisní vlnová délka, lze použít daleko-polní aproximaci vyzařování dipólu $\vec{p}$. Pro izotropní médium lze využít Greenova formalismu, daleké pole je určeno vztahem

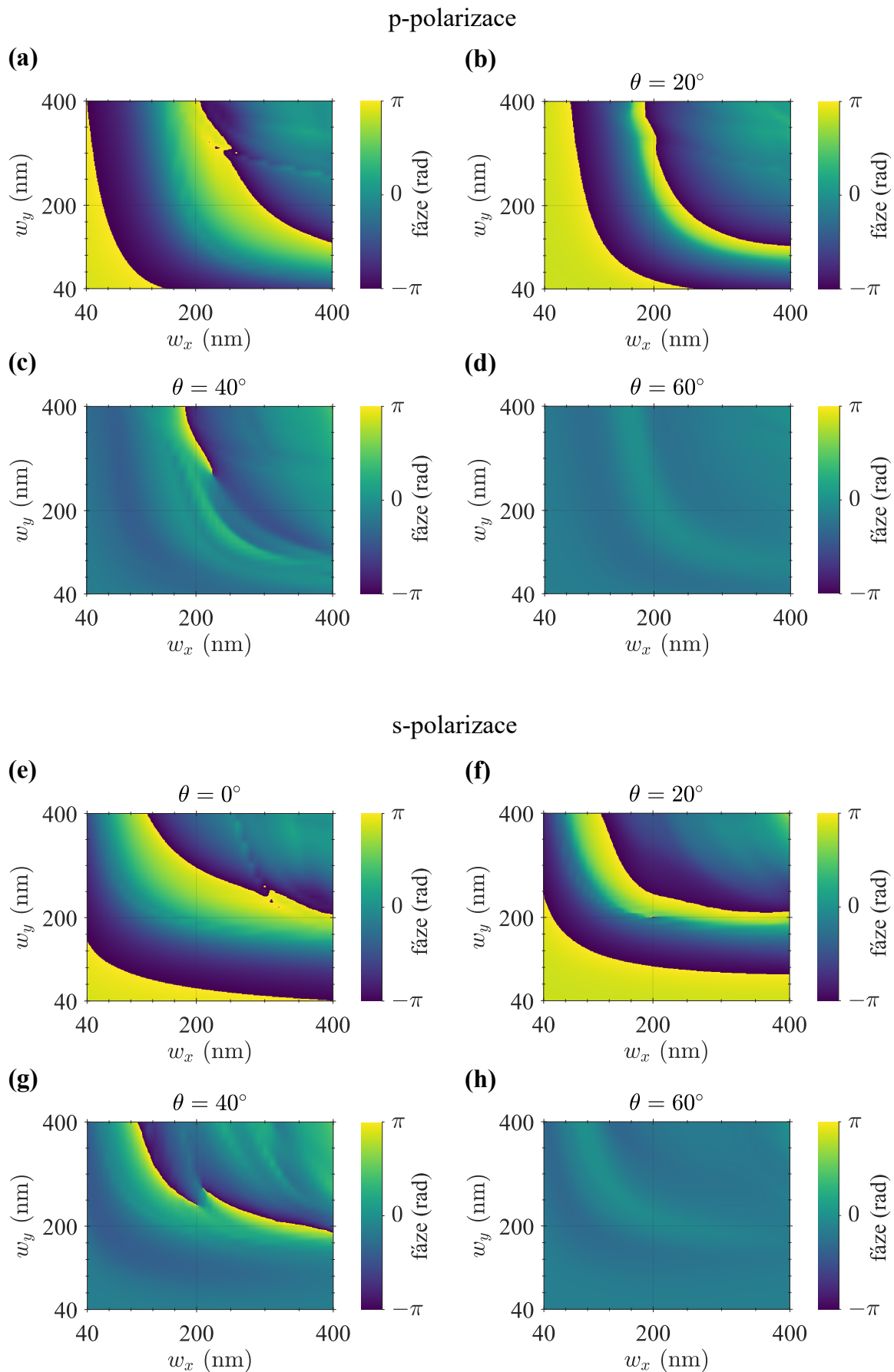
$$\vec{E}_\infty(\vec{q}) = -2\pi i k_z \vec{E}_0(\vec{q}, 0) \frac{e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}}{|\vec{r}|}, \quad (3.23)$$

kde $\vec{E}_0(\vec{q}, 0)$ lze vyjádřit jako

$$\vec{E}_0(\vec{q}, 0) = \frac{i\omega^2 \mu_0 \mu_2}{8\pi^2} \overset{\leftrightarrow}{M}_0 \vec{p}. \quad (3.24)$$



Obrázek 3.5: Porovnání výsledků knihovny (vlevo) s RCWA (vpravo) pro p-polarizaci (vrchní čtveřice) a s-polarizaci (spodní čtveřice). 1. řádek porovnává fázovou odezvu v závislosti na laterálních rozměrech nanoantény, 2. řádek porovnává relativní amplitudu. Výsledky odpovídají úhlu dopadu $\theta = 20^\circ$.



Obrázek 3.6: Porovnání výsledků kolimační fázové odezvy nanoantén při různých úhlech dopadu θ pro p-polarizaci (vrchní čtveřice) a s-polarizaci (spodní čtveřice). Výsledky ukazují snižování rozptylu fázové odezvy při zvyšujícím se úhlu θ .

Opět je důležité si uvědomit, že se dipól v našem případě nachází v médiu anizotropním, tento přístup nám tedy poskytuje pouhou aproximaci skutečného vyzařování v SiC. Pro fázový profil v dalekém poli je nicméně nejdůležitější člen $\propto e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$, který by se nutně objevil i v daleko-polní aproximaci vyzařování anizotropního, díky čemuž lze považovat tento přístup za přijatelný. Důležitost členu $\propto e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ ale zároveň udává, že nelze ve výpočtu nahradit optickou osu sklopenou o 4° osou kolmou na rozhraní, jako bylo zamýšleno při analýze odezvy nanoantén. Pro vlnový vektor p-polarizace $\vec{k}_p$ totiž platí

$$\vec{k}_p = n_e(\vec{q})k_0\vec{s}, \quad (3.25)$$

i malá změna sklonu optické osy by tedy byla patrná na fázovém profilu.

Kvůli anizotropii je třeba $\overset{\leftrightarrow}{M}_0$ (a tedy i $\vec{E}_\infty(\vec{q})$) rozdělit na s-část (mající konstantní index lomu n_o) a p-část (mající $n_e(\vec{q})$). Tyto tenzory pak nabývají tvaru

$$\overset{\leftrightarrow}{M}_0(\vec{q}_s) = \frac{1}{k_{z2}(k_x^2 + k_y^2)} \begin{bmatrix} k_y^2 & -k_x k_y & 0 \\ -k_x k_y & k_x^2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\overset{\leftrightarrow}{M}_0(\vec{q}_p) = \frac{1}{k_1^2(k_x^2 + k_y^2)} \begin{bmatrix} k_x^2 k_{z2} & k_x k_y k_{z2} & -k_x(k_x^2 + k_y^2) \\ k_x k_y k_{z2} & k_y^2 k_{z2} & -k_y(k_x^2 + k_y^2) \\ -k_x(k_x^2 + k_y^2) & -k_y(k_x^2 + k_y^2) & (k_x^2 + k_y^2)^2/k_{z2} \end{bmatrix}.$$

Výsledná daleko-polní emise se tedy bude skládat ze složek $\vec{E}_\infty^s(\vec{q})$ a $\vec{E}_\infty^p(\vec{q})$. Důležitým faktem je, že tyto dva módy se shodují s polarizacemi dříve vybudované knihovny odezvy nanoantén. To znamená, že tímto přístupem návrhu metapovrchu lze efektivně odstranit fázový rozdíl módů způsobený anizotropií média. Vzhledem k tomu, že $\vec{E}_\infty(\vec{q})$ je vektor, jehož složky mohou mít obecně rozdílné fáze, je třeba vybrat složku, jejíž fáze bude tvořit fázový profil. Ta je určena orientací dipólu (největší amplitudu má složka elektrické intenzity shodná s orientací dipólu), např. pro x -orientovaný dipól tedy bude podstaná složka $E_{x\infty}(\vec{q})$. Fázové profily pod metapovrchem pro obě polarizace jsou pak určeny jako

$$\phi_i^p(x, y) = \arg[E_{x\infty}^p(\vec{q})], \quad (3.26)$$

$$\phi_i^s(x, y) = \arg[E_{x\infty}^s(\vec{q})]. \quad (3.27)$$

Máme tedy vše potřebné k výběru nanoantén pro jednotlivé pozice.

3.3.2 Výběr nanoantén pro jednotlivé pozice

Známe-li fázový profil $\phi_i^s(x, y)$ a $\phi_i^p(x, y)$ (odpovídající daným polarizacím) pod metapovrchem a požadovaný fázový profil $\phi(x, y)$ vytvořený metapovrchem nad rozhraním, lze zhodnotit vhodnost dané nanoantény pro pozici na souřadnicích (x_0, y_0)

faktorem

$$a = \left| e^{\phi(x_0, y_0) - \phi_1^p(x_0, y_0)} - E^p(\theta_0) \right|^2 + \left| e^{\phi(x_0, y_0) - \phi_1^s(x_0, y_0)} - E^s(\theta_0) \right|^2, \quad (3.28)$$

kde $E^p(\theta_0)$ a $E^s(\theta_0)$ značí odezvu nanoantény (z kolimační knihovny) při úhlu dopadu vypočítaném vztahem

$$\theta_0 = \arctan\left(\frac{\sqrt{x_0^2 + y_0^2}}{z_{\text{SPE}}}\right), \quad (3.29)$$

kde z_{SPE} značí hloubku SPE pod metapovrchem. Čím menší hodnoty faktor a nabývá, tím je daná nanoanténa pro pozici vhodnější, nejlepší možnou nanoanténu pro danou pozici lze tedy určit jednoduchým porovnáním faktorů a všech rozměrových variant.

4. Výsledky

Výpočetní model byl otestován dvěma způsoby. Prvním byly FDTD simulace, kde byla získána informace o funkčnosti kolimace a manipulace s fázovou odezvou. Druhým bylo samotné vyrobení a následná charakterizace metapovrchu, při kterém byla posuzována kromě již zmíněných kritérií i technologická proveditelnost.

4.1 FDTD simulace

Po sestavení metapovrchu byly vytvořeny kontrolní FDTD simulace (viz podkapitola 2.3.1) pro validaci funkčnosti výpočetního modelu. Hloubka SPE pod metapovrchem byla zvolena $7\text{ }\mu\text{m}$, samotný metapovrch měl tvar čtverce o straně $7,5\text{ }\mu\text{m}$. V laterálních směrech byly nastaveny PML podmínky zabráňující zpětnému odrazu rozptýleného záření. Pro rychlejší průběh simulací byla nastavena optická osa SiC kolmo na rozhraní (při vyosení se simulační čas značně zvyšuje). Požadované fázové profily nad metapovrchem byly konstantní profil, vortexový profil pro generaci OAM a vortexový profil s kruhovou polarizací pro generaci OAM+SAM (viz podkapitola 1.2).

Nejprve bylo třeba kvalitativně analyzovat funkčnost metapovrchu. Z vypočteného emisního profilu v SiC použitého pro sestavení metapovrchu byl vypočten výkon P_2 pod rozhraním vztahem

$$P_2 = \iint_A S_{2z}(\vec{r}) dS. \quad (4.1)$$

kde A je plocha metapovrchu a $S_{2z}(\vec{r})$ je na rozhraní kolmá složka Poyntingova vektoru definovaného jako

$$\vec{S}_2(\vec{r}) = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \vec{E}_2(\vec{r}) \times \vec{H}_2^*(\vec{r}) \right\}. \quad (4.2)$$

Zde jsou $\vec{E}_2(\vec{r})$, resp. $\vec{H}_2(\vec{r})$, elektrická, resp. magnetická, intenzita pod rozhraním v SiC. Poté byl vypočten celkový výkon P_1 nad metapovrchem, zde byl ale použit vztah 4.2 ve frekvenční doméně ve tvaru

$$P_1 = 2\pi^2 \iint_{|q| \leq k_1} \frac{k_{z1}}{k_1} \text{Re} \left\{ \vec{E}_1(\vec{q}) \times \vec{H}_1^*(\vec{q}) \right\} d\vec{q}. \quad (4.3)$$

Jako poslední byl vypočten výkon P_{col} kolimovaného svazku (s podmínkou, že odchylka transmisní úhlu od normály nesmí překročit mezní úhel $\theta_m = 10^\circ$)

propagujícího se nad metapovrchem se správnou fází. Byl použit vztah

$$P_c = 2\pi^2 \iint_{|q|/k_1 \leq \sin \theta_2} \frac{k_{z1}}{k_1} \operatorname{Re} \left\{ \vec{E}_{\text{ph}}(\vec{q}) \times \vec{H}_{\text{ph}}^*(\vec{q}) \right\} d\vec{q}, \quad (4.4)$$

kde pro elektrickou a magnetickou intenzitu platí podmínky

$$\vec{E}_{\text{ph}}(\vec{q}) = \begin{cases} \vec{E}_1(\vec{q}) & \text{pro } |\phi(\vec{q}) - \Phi(0,0)| \leq \frac{\pi}{5} \\ 0 & \text{jinak.} \end{cases} \quad (4.5)$$

$$\vec{H}_{\text{ph}}(\vec{q}) = \begin{cases} \vec{H}_1(\vec{q}) & \text{pro } |\phi(\vec{q}) - \Phi(0,0)| \leq \frac{\pi}{5} \\ 0 & \text{jinak,} \end{cases} \quad (4.6)$$

přičemž $\phi(\vec{q}) = \arg(\vec{E}_1(\vec{q}))$ udává fázi elektrické intenzity v úhlovém spektru. Z uvedených proměnných pak byly vytvořeny tři koeficienty

$$\mu_{\text{out}} = \frac{P_1}{P_2}, \quad (4.7)$$

$$\mu_{\text{col}} = \frac{P_c}{P_1}, \quad (4.8)$$

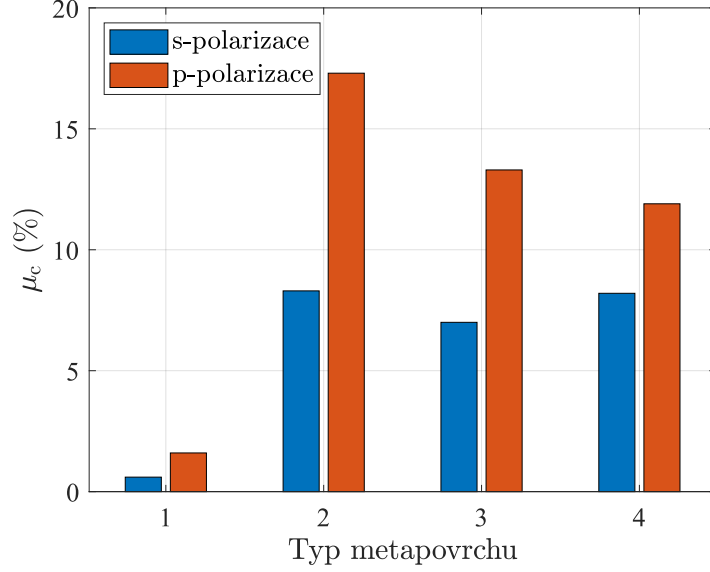
$$\mu_c = \frac{P_c}{P_2}, \quad (4.9)$$

přičemž μ_{out} označuje účinnost průchodu záření skrz metapovrch, μ_{col} udává podíl intenzity kolimovaného svazku s požadovaným fázovým profilem na celkové emisi nad metapovrchem a nejdůležitější koeficient μ_c vyjadřuje celkovou účinnost kolimace s daným fázovým profilem vůči výkonu dopadajícímu na rozhraní. Vypočtené hodnoty koeficientů jsou uvedeny v následující tabulce 4.1 společně s referenčními hodnotami odpovídajícími situaci s rozhraním bez metapovrchu, v grafu 4.1 je dále pro přehlednost vyobrazeno pouze porovnání celkové účinnosti μ_c metapovrchů.

Tabulka 4.1: Koeficienty účinnosti metapovrchu

Typ metapovrchu	μ_{out} (%)		μ_{col} (%)		μ_c (%)	
	s	p	s	p	s	p
Rozhraní bez metapovrchu	20,3	53,4	3	3,1	0,6	1,6
Rovinná vlnoplocha	17,6	37,2	47,2	46,5	8,3	17,3
Vortexová vlnoplocha	17,1	36,4	40,5	36,6	7,0	13,3
Vortexová vlnoplocha s kruhovou polarizací	19,2	35,2	42,5	33,7	8,2	11,9

Z výsledků vyplývá, že se emise v kolimační oblasti (μ_c) použitím metapovrchu pro generování rovinné vlnoplochy zlepšila více než desetinásobně oproti propagaci skrz rozhraní bez metapovrchu. Výsledky jsou ilustrovány na obrázku 4.2, v úhlovém spektru jsou zde vyobrazeny fáze a výkon propagující se nad metapovrchem pro obě polarizace. Z grafů je zřetelně vidět kolimační účinek metapovrchu (nejvíce energie je



Obrázek 4.1: Porovnání koeficientů celkové účinnosti kolimace μ_c metapovrchů (1. rozhraní bez metapovrchu, 2. rovinná vlnoplocha, 3. vortexová vlnoplocha, 4. vortexová vlnoplocha s pravotočivou kruhovou polarizací).

disipováno kolmo na rozhraní). V oblasti ohraničené mezním úhlem (v grafech označen bílou kružnicí) zároveň metapovrch účinně manipuluje s fázovou odezvou, která je zde téměř konstantní.

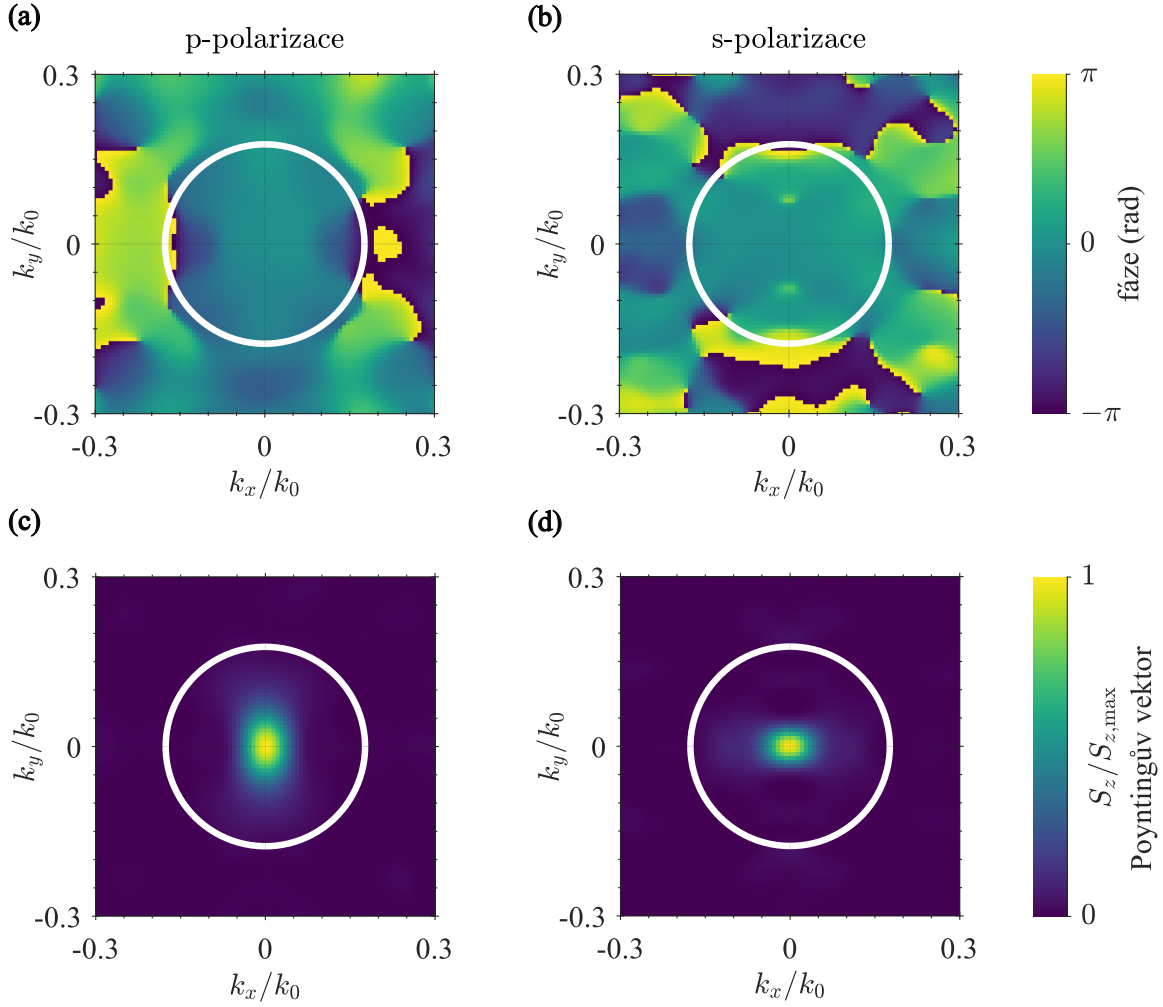
Podobných výsledků bylo dosaženo při použití metapovrchu s vortexovou fází pro generaci OAM (tomuto fázovému profilu odpovídá orbitální kvantové číslo $l = 1$). Nižší účinnost kolimace pramení mimo jiné z povahy daleko-polní emise charakteristické pro vortex (největší intenzita nevyzařuje kolmo nad metapovrch, ale v blízkém okolí normály). Za tuto vlastnost zodpovídá fázový profil způsobující destruktivní interferenci vyzařovaného pole s různou fází ve směru normály. Výsledky jsou vyobrazeny na obrázku 4.3 analogicky jako na obrázku 4.2.

Posledním porovnávaným návrhem byl metapovrch s vortexovou fází pro generaci OAM a s převedením do (pravotočivé) kruhové polarizace generující SAM (orbitální kvantové číslo $l = 1$, spinové kvantové číslo $s = -1$). Narozdíl od s-polarizace v tomto případě účinnost p-polarizace značně klesla. Výsledná fáze v úhlovém spektru je ilustrována na obrázku 4.4. Uvnitř kruhu ohraničeném mezním úhlem je patrné pootočení fázového profilu p-polarizace oproti s-polarizaci o 90° , které značí fázové zpoždění o konstantu $\pi/2$ charakteristickou pro pravotočivou kruhovou polarizaci, matematicky lze tuto závislost popsat pomocí Jonesova vektoru J jako

$$J = \begin{bmatrix} j_s \\ j_p \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} j_s \\ j_s e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix}, \quad (4.10)$$

kde j_s , resp. j_p , značí složku Jonesova vektoru náležící s-polarizaci, resp. p-polarizaci.

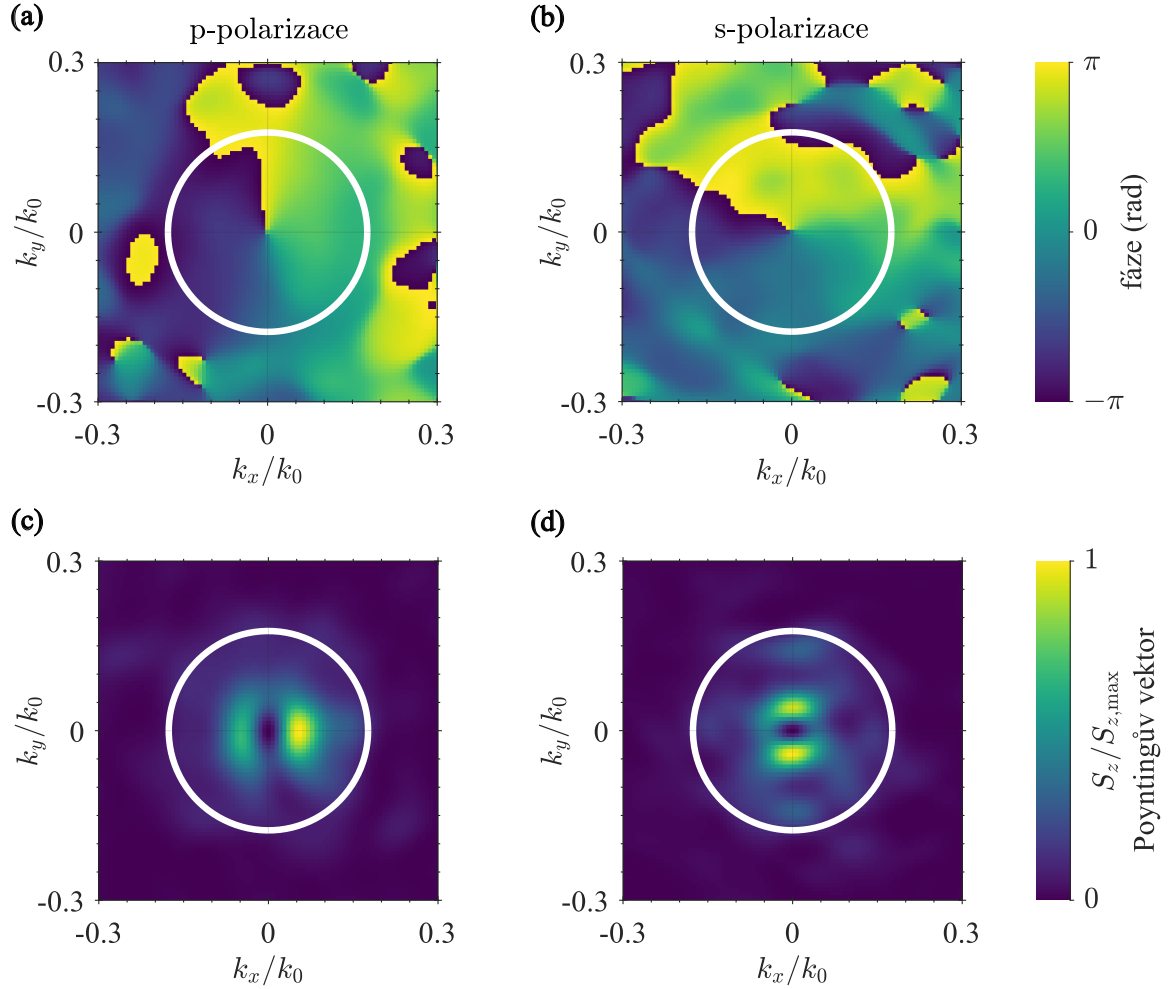
Z tabulky 4.1 lze vyčíst, že efektivita průchodu s-polarizace skrz rozhraní je oproti p-polarizaci obecně nižší. To je způsobeno jejím vyzařováním do větších úhlů. Tato vlastnost pramení z velkého rozdílu hodnoty imaginární části řádného (s) a mimořádného (p) indexu lomu $\text{Im}\{n\}$ (obdržena elipsometrickým měřením). Jelikož



Obrázek 4.2: Výsledné hodnoty emise kolimační metačočky s rovinnou vlnoplochou získané z FDTD simulací pro p-polarizaci (vlevo) a s-polarizaci (vpravo). V úhlovém spektru je zobrazena fáze a složka Poyntingova vektoru $S_z(\vec{q})$. Bílá kružnice vyznačuje oblast pod mezním úhlem.

je $\text{Im}\{n_e\}$ mnohem vyšší než $\text{Im}\{n_o\}$, při vyšších úhlech dopadu dochází v p-polarizaci k vysoké absorpci v důsledku vychýlení vlnového vektoru od optické osy. Proto většina záření p-polarizace dopadá na metapovrch pod úhlem menším než úhel totálního odrazu (viz podkapitola 3.1), což ale pro s-polarizaci neplatí, proto u ní na rozhraní dochází k mnohem větším ztrátám vlivem vysoké odrazivosti. Celá problematika je ilustrována na obrázku 4.5, na kterém je vyobrazena distribuce výkonu vyzařovaného z SPE těsně pod metapovrchem. Zároveň to ale znamená, že pro obdržená data imaginárního indexu lomu je výkon s-polarizace, který se k metapovrchu od SPE dostane, mnohem vyšší než výkon p-polarizace (poměr výkonů těsně pod metapovrchem je $P_2^s/P_2^p \approx 5,2$ pro parametry zvolené v simulacích, se zvyšující se hloubkou se zvyšuje i tento poměr). Vzhledem k závažnosti této problematiky by tedy bylo na místě provést kontrolní měření indexu lomu, při potvrzení stávajících hodnot by pak při návrhu metapovrchu byla upřednostněna s-polarizace pro zvýšení celkové účinnosti.

Zajímavou vlastností, kterou vykazují všechny navržené metapovrchy, je snížení celkové energie disipované skrz rozhraní na úkor vyšší intenzity kolimovaného svazku.

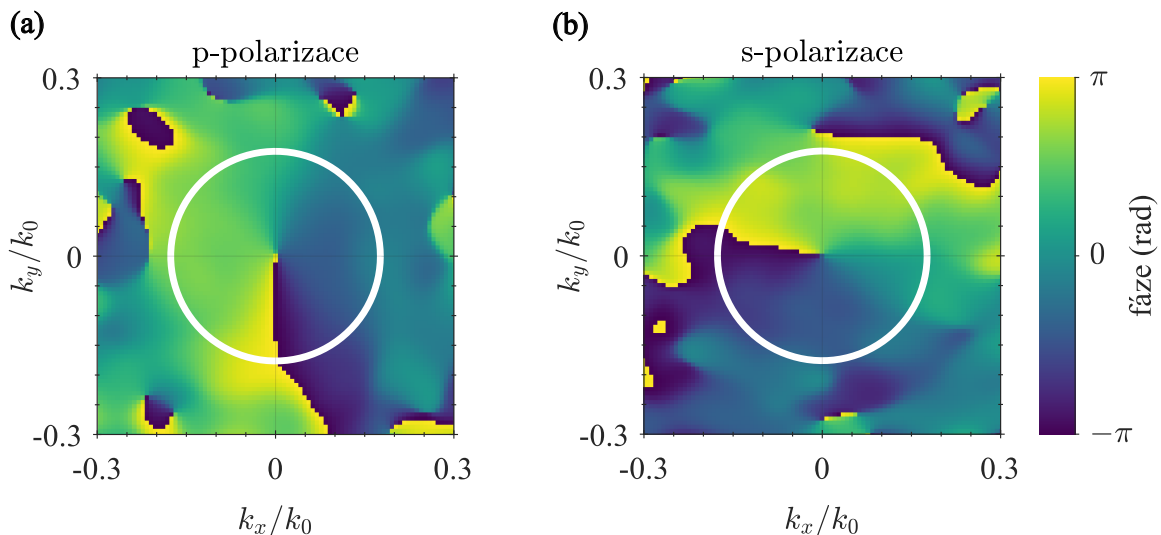


Obrázek 4.3: Výsledné hodnoty emise kolimační metačocky s vortexovou vlnoplochou získané z FDTD simulací pro p-polarizaci (vlevo) a s-polarizaci (vpravo). V úhlovém spektru je zobrazena fáze a složka Poyntingova vektoru $S_z(\vec{q})$. Bílá kružnice vyznačuje oblast pod mezním úhlem.

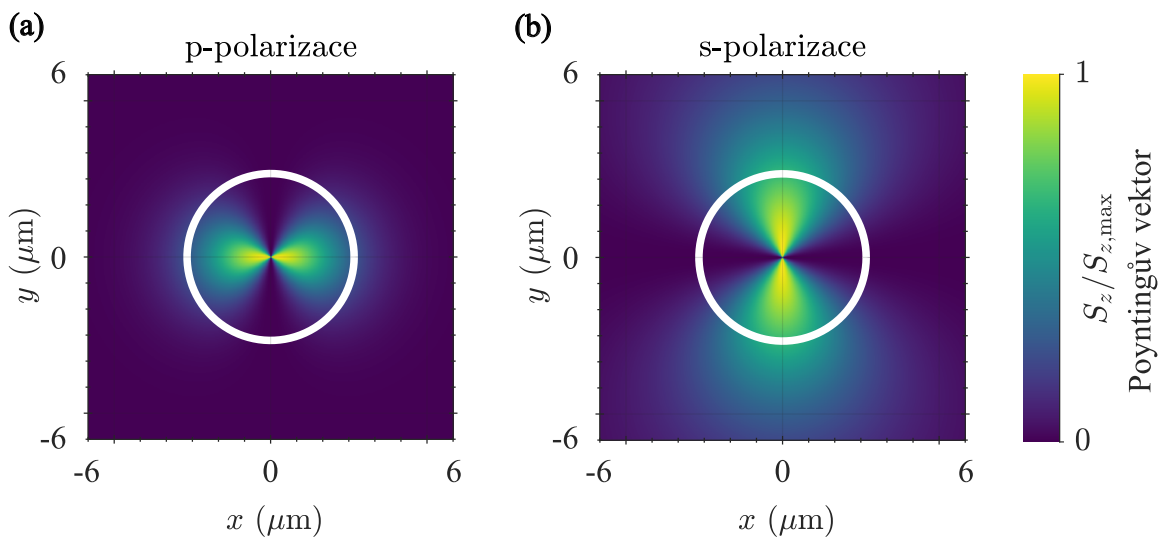
4.2 Vyrobený metapovrch

Druhým testem funkčnosti metapovrchu byla jeho samotná výroba a následná charakterizace. Pro výrobu byl zvolen metapovrch tvaru čtverce o straně $60\,\mu\text{m}$ pro kolimaci záření SPE umístěného $20\,\mu\text{m}$ pod metapovrchem. Požadované fázové profily nad metapovrchem byly opět konstantní profil a vortexový profil.

Rozvržení navrženého metapovrchu bylo nejprve převedeno do GDS formátu, který sloužil jako vstup pro následnou výrobu. Pomocí vstupních dat byla poté na substrátu z SiC vytvořena chromová maska o tloušťce $50\,\text{nm}$ pomocí elektronové litografie a napařování elektronovým paprskem, přičemž maska byla definována metodou lift-off z PMMA rezistu (viz podkapitola 2.1.1). Následovalo reaktivní iontové leptání substrátu a odstranění zbytků chromové masky (viz podkapitola 2.1.2). Na obrázku 4.6a je snímek vyrobeného metapovrchu pro kolimaci s vortexovým profilem pořízený pomocí SEM (rastrovacího elektronového mikroskopu). Z obrázku 4.6b zachycujícího detail nanostruktur lze vyčíst, že nanoantény nemají tvar kvádru, ale spíše kužele. Tím je



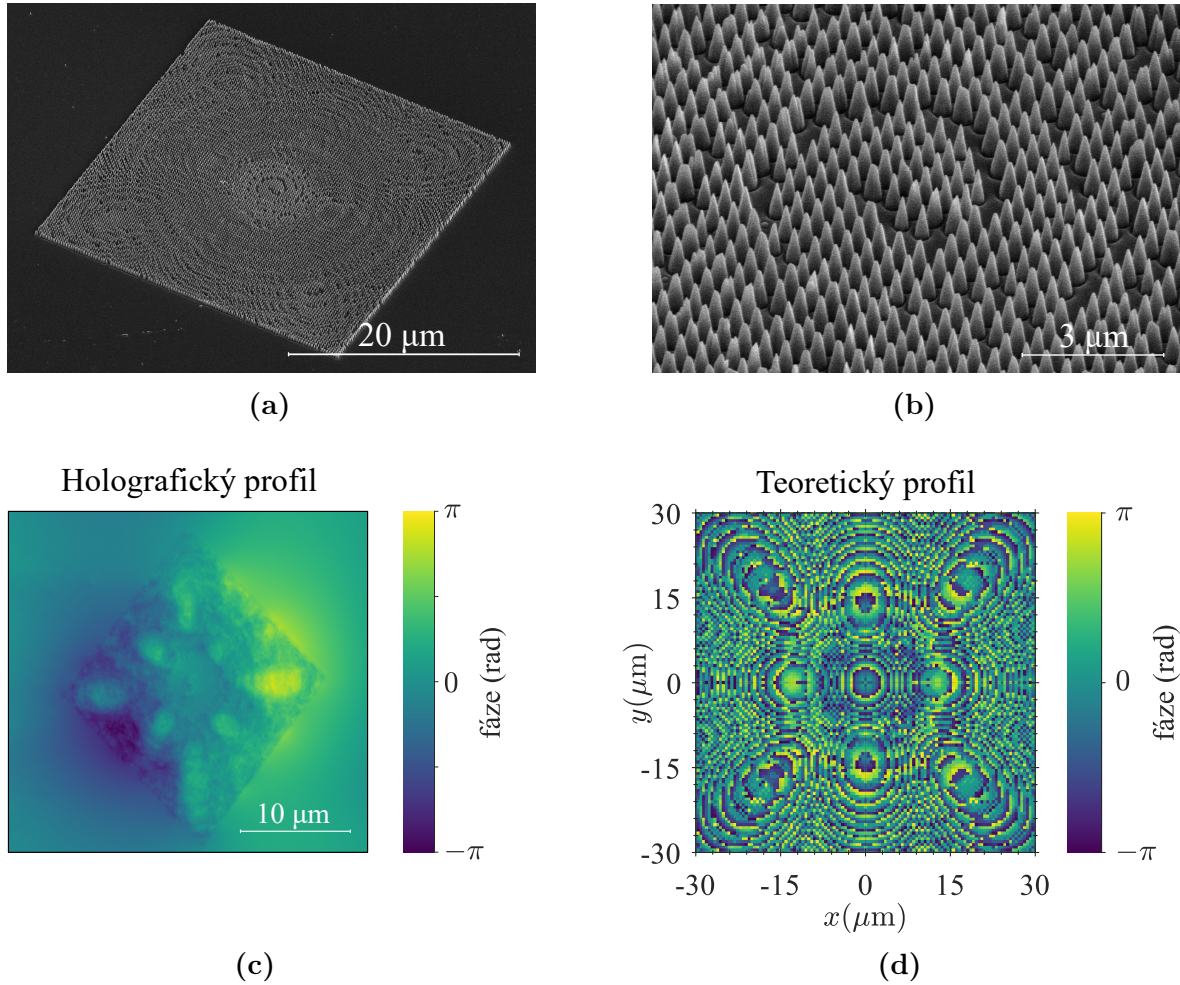
Obrázek 4.4: Výsledné hodnoty fázové odezvy v úhlovém spektru kolimační metačocky s vortexovou vlnoplochou a kruhovou polarizací získané z FDTD simulací pro (a) p-polarizaci a (b) s-polarizaci. Bílá kružnice vyznačuje oblast pod mezním úhlem. Uvnitř kruhu je zřetelné pootočení fázového profilu p-polarizace oproti s-polarizaci o 90° , které značí zpoždění s fázovou konstantou $\pi/2$ charakteristickou pro (v tomto případě pravotočivou) kruhovou polarizaci.



Obrázek 4.5: Distribuce výkonu vyzařovaného z SPE do roviny těsně pod metapovrch. V prostoru mimo kruh ohraničený bílou kružnicí nastává totální odraz.

ovlivněna funkce metapovrchu, proto bude třeba v budoucnou optimalizovat jak výrobu, tak knihovnu odezev nanoantén (v simulacích budou kvádrovým strukturám zkoseny stěny). Výrobu a pořízení snímků zprostředkoval Ing. Ondřej Červinka.

Posledním krokem byla optická charakterizace vyrobeného metapovrchu. Vzhledem k tomu, že v současné době ještě nedokážeme vytvořit dost kvalitní SPE v SiC v přesně určené poloze, bylo nutné se uchýlit ke kontrole pomocí principu reciprocity (přenos záření ze zdroje A do bodu B je stejný jako z B do A). Metapovrch by se tedy osvětloval z horní strany a byla by snímána amplituda a fáze záření prošlého do objemu substrátu.



Obrázek 4.6: (a) SEM snímek vyrobeného metapovrchu s vortexovým fázovým profilem. (b) Detailní SEM snímek vyrobených nanostruktur. (c) Holografický snímek fázové distribuce těsně pod metapovrchem, porovnaný s (d) teoretickou fázovou distribucí.

Pro určení hloubky ohniska pod metapovrchem se v této konfiguraci nabízí kontrola pomocí měření transmisním optickým mikroskopem s možností velmi přesného pohybu vzorkem pomocí piezo stolku při využití konfokálního principu (viz podkapitola 2.2.1). Při osvitu seshora by pomocí metody řezů bylo možné vytvořit 3D model distribuce intenzity uvnitř metapovrchu, kde by bylo ohnisko jednoznačně určeno píkem intenzity. Správná fázová manipulace metapovrchu by se potom určila holografickým mikroskopem (viz podkapitola 2.2.2), který by změřil fázi po průchodu metapovrchem. Tato fáze by potom měla odpovídat záporně vzatému fázovému profilu, který vytvoří záření z SPE ve stejném místě.

Vzhledem k tomu, že nebyly dostupné objektivy, které by dokázaly zaostřit skrz metapovrch (pracovní vzdálenost objektivů byla 250 μm, tloušťka vzorku byla 350 μm), nebylo možné toto měření zrealizovat, jedinou možností byl osvit vzorku mikroskopem ze spodní strany.

Měření kofokálním transmisním mikroskopem by nemělo význam, jelikož v této konfiguraci detekce ohniska není možná. Měření holografickým mikroskopem však

určitou vypovídající hodnotu má. Výsledný změřený fázový profil po průchodu metapovrchem (viz obrázek 4.6c) byl porovnán s teoretickým profilem (viz obrázek 4.6d) vytvořeným pomocí knihovny fázové odezvy nanoantén při osvitu kolmo dopadající rovinnou vlnou ze spodní strany (tj. SiC substrátu). Tato metoda výpočtu sice neodpovídá zcela přesně charakteru holografického měření a v budoucnu bude třeba rigoróznějšího kvantitativního porovnání, přesto lze mezi fázovými profily pozorovat podobnost. Absence jemnějších fázových přechodů v holografickém profilu pak může být částečně způsobena i nedostatečným rozlišením.

Závěr

V této bakalářské práci byl navržen, numericky analyzován, vyroben a experimentálně testován optický metapovrch z karbidu křemíku (SiC), navržený pro směrovou kolimaci záření z jednofotonového emitru (SPE). Návrh metapovrchu byl založen na knihovně dielektrických nanoantén optimalizovaných pro danou vlnovou délku a pro anizotropní vlastnosti materiálu 4H-SiC.

Numerické simulace potvrdily, že pečlivou volbou geometrie lze dosáhnout transformace dipólového záření na kvazirovinnou vlnu. Pro modelování byly využity dvě simulační metody: FDTD pro testování finální struktury a RCWA pro výpočet individuálních odezev nanoantén. Výsledné fázové profily byly sestaveny s cílem dosáhnout kolimovaného svazku s minimální fázovou chybou.

Experimentální charakterizace byla provedena pomocí holografické mikroskopie. Přestože bylo měření ovlivněno nevhodnou pracovní vzdáleností objektivů a nutností inverzního osvětlení, podařilo se získat fázovou distribuci za metapovrchem, u níž lze pozorovat podobnost s teoreticky očekávaným fázovým profilem. Při použití vhodnější měřicí sestavy lze v budoucnu očekávat přesnější kvantitativní shodu s návrhem.

Tato práce ukazuje, že metapovrchy z karbidu křemíku mohou být efektivně využity ke tvarování emisního spektra SPE. Do budoucna lze očekávat vyšší přesnost díky pokročilejší optimalizaci výrobních procesů a simulací. Získané výsledky tvoří solidní základ pro další vývoj integrovaných kvantově-optických zařízení, která by mohla využívat nejen směrové řízení emisí, ale i kvantové vlastnosti generovaných fotonů.

Reference

1. OU, H. Silicon carbide, the next-generation integrated platform for quantum technology. *Light: Science & Applications*. 2024, **13**(1), 219.
2. CASTELLETTO, S.; PERUZZO, A.; BONATO, C.; JOHNSON, B. C.; RADULASKI, M. et al. Silicon carbide photonics bridging quantum technology. *ACS Photonics*. 2022, **9**(5), 1434–1457.
3. KHORASANINEJAD, M.; CAPASSO, F. Metalenses: Versatile multifunctional photonic components. *Science*. 2017, **358**(6367), eaam8100.
4. YU, N.; CAPASSO, F. Flat optics with designer metasurfaces. *Nature materials*. 2014, **13**(2), 139–150.
5. RADULASKI, M.; WIDMANN, M.; NIETHAMMER, M.; ZHANG, J. L.; LEE, S.-Y. et al. Scalable quantum photonics with single color centers in silicon carbide. *Nano letters*. 2017, **17**(3), 1782–1786.
6. YI, A.; WANG, C.; ZHOU, L.; ZHU, Y.; ZHANG, S. et al. Silicon carbide for integrated photonics. *Applied Physics Reviews*. 2022, **9**(3).
7. LI, Y.; LIU, W.; LI, Z.; CHENG, H.; CHEN, S. Metasurface-Empowered Quantum Photonics. *Advanced Photonics Research*. 2024, **5**(9), 2300352.
8. ZHAO, Q.; ZHOU, J.; ZHANG, F.; LIPPENS, D. Mie resonance-based dielectric metamaterials. *Materials today*. 2009, **12**(12), 60–69.
9. PROUST, J.; BEDU, F.; GALLAS, B.; OZEROV, I.; BONOD, N. All-dielectric colored metasurfaces with silicon Mie resonators. *ACS nano*. 2016, **10**(8), 7761–7767.
10. CHEN, H.-T.; TAYLOR, A. J.; YU, N. A review of metasurfaces: physics and applications. *Reports on progress in physics*. 2016, **79**(7), 076401.
11. WAN, W.; GAO, J.; YANG, X. Metasurface holograms for holographic imaging. *Advanced Optical Materials*. 2017, **5**(21), 1700541.
12. HE, Z.; LI, L.; MA, H.; PU, L.; XU, H. et al. Graphene-based metasurface sensing applications in terahertz band. *Results in Physics*. 2021, **21**, 103795.
13. TANG, W.; CHEN, M. Z.; DAI, J. Y.; ZENG, Y.; ZHAO, X. et al. Wireless communications with programmable metasurface: New paradigms, opportunities, and challenges on transceiver design. *IEEE Wireless Communications*. 2020, **27**(2), 180–187.

14. KUZNETSOV, A. I.; MIROSHNICHENKO, A. E.; FU, Y. H.; ZHANG, J.; LUK'YANCHUK, B. Magnetic light. *Scientific reports*. 2012, **2**(1), 492.
15. YU, Y. F.; ZHU, A. Y.; PANIAGUA-DOMÍNGUEZ, R.; FU, Y. H.; LUK'YANCHUK, B. et al. High-transmission dielectric metasurface with 2π phase control at visible wavelengths. *Laser & Photonics Reviews*. 2015, **9**(4), 412–418.
16. ZHANG, K.; WU, Q.; FU, J.-H.; MENG, F.-Y.; LI, L.-W. Metamaterials with tunable negative permeability based on mie resonance. *IEEE Transactions on Magnetism*. 2012, **48**(11), 4289–4292.
17. WANG, B.; YU, P.; WANG, W.; ZHANG, X.; KUO, H.-C. et al. High-Q plasmonic resonances: fundamentals and applications. *Advanced Optical Materials*. 2021, **9**(7), 2001520.
18. MEINZER, N.; BARNES, W. L.; HOOPER, I. R. Plasmonic meta-atoms and metasurfaces. *Nature photonics*. 2014, **8**(12), 889–898.
19. DING, F.; YANG, Y.; DESHPANDE, R. A.; BOZHEVOLNYI, S. I. A review of gap-surface plasmon metasurfaces: fundamentals and applications. *Nanophotonics*. 2018, **7**(6), 1129–1156.
20. BARNES, W. L.; DEREUX, A.; EBBESEN, T. W. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*. 2003, **424**(6950), 824–830. Dostupné z DOI: 10.1038/nature01937.
21. DHARMAVARAPU, R. *Improved Techniques for Complex Light Generation using Diffractive and Meta-surfaces*. 2020-02. Dostupné z DOI: 10.13140/RG.2.2.15655.98728. Dis. pr.
22. LIU, Y.; MA, Y. One-dimensional plasmonic sensors. *Frontiers in Physics*. 2020, **8**, 312.
23. CHEN, M.; KIM, M.; WONG, A. M.; ELEFThERIADES, G. V. Huygens' metasurfaces from microwaves to optics: a review. *Nanophotonics*. 2018, **7**(6), 1207–1231.
24. HU, J.; BANDYOPADHYAY, S.; LIU, Y.-h.; SHAO, L.-y. A review on metasurface: from principle to smart metadevices. *Frontiers in Physics*. 2021, **8**, 586087.
25. KIM, M.; WONG, A. M.; ELEFThERIADES, G. V. Optical Huygens' metasurfaces with independent control of the magnitude and phase of the local reflection coefficients. *Physical Review X*. 2014, **4**(4), 041042.
26. DECKER, M.; STAUDE, I.; FALKNER, M.; DOMINGUEZ, J.; NESHEV, D. N. et al. High-efficiency dielectric Huygens' surfaces. *Advanced Optical Materials*. 2015, **3**(6), 813–820.
27. DING, G.; CHEN, S.; LUO, X.-Y.; WANG, S.-Y.; CHEN, K. Ultrathin single-substrate Pancharatnam–Berry phase metasurface with high transmission efficiency. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. 2023, **71**(12), 9571–9580.

28. HUANG, L.; CHEN, X.; MUHLENBERND, H.; LI, G.; BAI, B. et al. Dispersionless phase discontinuities for controlling light propagation. *Nano letters*. 2012, **12**(11), 5750–5755.
29. LUO, W.; SUN, S.; XU, H.-X.; HE, Q.; ZHOU, L. Transmissive ultrathin Pancharatnam-Berry metasurfaces with nearly 100% efficiency. *Physical Review Applied*. 2017, **7**(4), 044033.
30. HAWKINS, M. L. *A generalization of Snell's law*. 1990. Dis. pr. Monterey, California. Naval Postgraduate School.
31. YU, N.; GENEVET, P.; KATS, M. A.; AIETA, F.; TETIENNE, J.-P. et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction. *science*. 2011, **334**(6054), 333–337.
32. NI, X.; EMANI, N. K.; KILDISHEV, A. V.; BOLTASSEVA, A.; SHALAEV, V. M. Broadband light bending with plasmonic nanoantennas. *Science*. 2012, **335**(6067), 427–427.
33. ZHAO, W.; JIANG, H.; LIU, B.; SONG, J.; JIANG, Y. et al. Dielectric Huygens' metasurface for high-efficiency hologram operating in transmission mode. *Scientific Reports*. 2016, **6**(1), 30613.
34. YANG, J.; JIANG, Z.; BENTHIN, F.; HANEL, J.; FANDRICH, T. et al. High-rate intercity quantum key distribution with a semiconductor single-photon source. *Light: Science & Applications*. 2024, **13**(1), 150.
35. CRAWFORD, S. E.; SHUGAYEV, R. A.; PAUDEL, H. P.; LU, P.; SYAMLAL, M. et al. Quantum sensing for energy applications: Review and perspective. *Advanced Quantum Technologies*. 2021, **4**(8), 2100049.
36. MARING, N.; FYRILLAS, A.; PONT, M.; IVANOV, E.; STEPANOV, P. et al. A versatile single-photon-based quantum computing platform. *Nature Photonics*. 2024, **18**(6), 603–609.
37. ESMANN, M.; WEIN, S. C.; ANTÓN-SOLANAS, C. Solid-State Single-Photon Sources: Recent Advances for Novel Quantum Materials. *Advanced Functional Materials*. 2024, 2315936.
38. AHARONOVICH, I.; ENGLUND, D.; TOTH, M. Solid-state single-photon emitters. *Nature photonics*. 2016, **10**(10), 631–641.
39. PELLICIARI, J.; MEJIA, E.; WOODS, J. M.; GU, Y.; LI, J. et al. Elementary excitations of single-photon emitters in hexagonal boron nitride. *Nature Materials*. 2024, 1–7.
40. D'AMATO, M.; TAN, Q. Y.; GLORIEUX, Q.; BRAMATI, A.; SOCI, C. Color-tunable mixed-cation perovskite single photon emitters. *ACS photonics*. 2023, **10**(1), 197–205.
41. ABRAMOV, A. N.; CHESTNOV, I. Y.; ALIMOVA, E. S.; IVANOVA, T.; MUKHIN, I. S. et al. Photoluminescence imaging of single photon emitters within nanoscale strain profiles in monolayer WSe₂. *Nature Communications*. 2023, **14**(1), 5737.

42. KAN, Y.; BOZHEVOLNYI, S. I. Advances in metaphotonics empowered single photon emission. *Advanced Optical Materials*. 2023, **11**(10), 2202759.
43. JIA, S.; LI, Y.; XUE, Z.; CHEN, K.; LI, Z. et al. Multichannel Single-Photon Emissions with On-Demand Momentums by Using Anisotropic Quantum Metasurfaces. *Advanced Materials*. 2023, **35**(26), 2212244.
44. KRASNOK, A. E.; SLOBOZHANYUK, A. P.; SIMOVSKI, C. R.; TRETYAKOV, S. A.; PODDUBNY, A. N. et al. An antenna model for the Purcell effect. *Scientific reports*. 2015, **5**(1), 12956.
45. KAN, Y.; DING, F.; ZHAO, C.; BOZHEVOLNYI, S. I. Directional off-normal photon streaming from hybrid plasmon-emitter coupled metasurfaces. *ACS Photonics*. 2020, **7**(5), 1111–1116.
46. LIU, X.; KAN, Y.; KUMAR, S.; KOMISAR, D.; ZHAO, C. et al. On-chip generation of single-photon circularly polarized single-mode vortex beams. *Science Advances*. 2023, **9**(32), eadh0725.
47. LIU, X.; KAN, Y.; KUMAR, S.; KULIKOVA, L. F.; DAVYDOV, V. A. et al. Ultracompact Single-Photon Sources of Linearly Polarized Vortex Beams. *Advanced Materials*. 2024, **36**(4), 2304495.
48. HUANG, T.-Y.; GROTE, R. R.; MANN, S. A.; HOPPER, D. A.; EXARHOS, A. L. et al. A monolithic immersion metalens for imaging solid-state quantum emitters. *Nature communications*. 2019, **10**(1), 2392.
49. BAO, Y.; LIN, Q.; SU, R.; ZHOU, Z.-K.; SONG, J. et al. On-demand spin-state manipulation of single-photon emission from quantum dot integrated with metasurface. *Science advances*. 2020, **6**(31), eaba8761.
50. LI, C.; JANG, J.; BADLOE, T.; YANG, T.; KIM, J. et al. Arbitrarily structured quantum emission with a multifunctional metalens. *eLight* 2023, **3**, 19. DOI, [b.r.].
51. CASTELLETTO, S.; LEW, C. T.; LIN, W.-X.; XU, J.-S. Quantum systems in silicon carbide for sensing applications. *Reports on Progress in Physics*. 2023, **87**(1), 014501.
52. BORETTI, A.; LI, Q.; CASTELLETTO, S. Pioneering the future with silicon carbide integrated photonics. *Optics & Laser Technology*. 2025, **181**, 111910.
53. ANDERSON, C. P.; GLEN, E. O.; ZELEDON, C.; BOURASSA, A.; JIN, Y. et al. Five-second coherence of a single spin with single-shot readout in silicon carbide. *Science advances*. 2022, **8**(5), eabm5912.
54. HAO, Z.-H.; HE, Z.-X.; MAKSIMOVIC, J.; KATKUS, T.; XU, J.-S. et al. Laser Writing and Spin Control of Near-Infrared Emitters in Silicon Carbide. *ACS Photonics*. 2025, **12**(3), 1552–1560.
55. ZHU, Y.; WEI, W.; YI, A.; JIN, T.; SHEN, C. et al. Hybrid Integration of Deterministic Quantum Dot-Based Single-Photon Sources with CMOS-Compatible Silicon Carbide Photonics. *Laser & Photonics Reviews*. 2022, **16**(9), 2200172.

56. SCHAEFER, O.; YANG, Z.; KIANINIA, M.; FROCH, J. E.; KOMAR, A. et al. Monolithic silicon carbide metalenses. *ACS Photonics*. 2022, **9**(4), 1409–1414.
57. AHAMAD, M. A.; AHMED, N.; CASTELLETTO, S.; INAM, F. A. Silicon Carbide Pillar Lattice for Controlling the Spontaneous Emission of Embedded Color Centers. *Journal of Lightwave Technology*. 2024, **42**(2), 689–695. Dostupné z DOI: 10.1109/JLT.2023.3319398.
58. KIMOTO, T. 2 - SiC material properties. In: BALIGA, B. J. (ed.). *Wide Bandgap Semiconductor Power Devices*. Woodhead Publishing, 2019, s. 21–42. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials. ISBN 978-0-08-102306-8. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-102306-8.00002-2>.
59. THOMPSON, L. F. An introduction to lithography. In: ACS Publications, 1983.
60. OKAZAKI, S. High resolution optical lithography or high throughput electron beam lithography: The technical struggle from the micro to the nano-fabrication evolution. *Microelectronic Engineering*. 2015, **133**, 23–35.
61. PFEIFFER, H. C. Direct write electron beam lithography: a historical overview. In: *Photomask Technology 2010*. SPIE, 2010, sv. 7823, s. 367–372.
62. TSENG, A. A.; CHEN, K.; CHEN, C. D.; MA, K. J. Electron beam lithography in nanoscale fabrication: recent development. *IEEE Transactions on electronics packaging manufacturing*. 2003, **26**(2), 141–149.
63. SINGH, J.; WOLFE, D. E. Review Nano and macro-structured component fabrication by electron beam-physical vapor deposition (EB-PVD). *Journal of materials Science*. 2005, **40**, 1–26.
64. DUJAVOVÁ, A.; SOJKOVÁ-VALERIANOVÁ, M.; CHROMIK, Š.; ŠTRBÍK, V.; KOSTIČ, I. TI-based patterned superconducting structures: fabrication and study. *Superconductor Science and Technology*. 2010, **23**(4), 045007.
65. OEHRLEIN, G. S. Reactive-Ion Etching. *Physics Today*. 1986, **39**(10), 26–33.
66. HUFF, M. Recent advances in reactive ion etching and applications of high-aspect-ratio microfabrication. *Micromachines*. 2021, **12**(8), 991.
67. KAROUTA, F. A practical approach to reactive ion etching. *Journal of Physics D: Applied Physics*. 2014, **47**(23), 233501.
68. OXFORD INSTRUMENTS. *ICP Etching* [<<https://plasma.oxinst.com/technology/icp-etching>>]. 2025. Přístup dne 12. května 2025.
69. UDUPA, G.; SINGAPERUMAL, M.; SIROHI, R.; KOTHIYAL, M. Characterization of surface topography by confocal microscopy: I. Principles and the measurement system. *Measurement Science and Technology*. 2000, **11**(3), 305.
70. NWANESHIUDU, A.; KUSCHAL, C.; SAKAMOTO, F. H.; ANDERSON, R. R.; SCHWARZENBERGER, K. et al. Introduction to confocal microscopy. *Journal of Investigative Dermatology*. 2012, **132**(12), 1–5.

71. ELLIOTT, A. D. Confocal microscopy: principles and modern practices. *Current protocols in cytometry*. 2020, **92**(1), e68.
72. AUKSORIUS, E. Multidimensional fluorescence imaging and super-resolution exploiting ultrafast laser and supercontinuum technology. *arXiv preprint arXiv:1708.03568*. 2017.
73. KIM, M. K. Principles and techniques of digital holographic microscopy. *SPIE reviews*. 2010, **1**(1), 018005.
74. SLABÝ, T.; KOLMAN, P.; DOSTÁL, Z.; ANTOŠ, M.; LOŠTÁK, M. et al. Off-axis setup taking full advantage of incoherent illumination in coherence-controlled holographic microscope. *Optics Express*. 2013, **21**(12), 14747–14762.
75. SANG, X.; YU, C.; YU, M.; HSU, D. Applications of digital holography to measurements and optical characterization. *Optical Engineering*. 2011, **50**(9), 091311–091311.
76. KOLMAN, P.; CHMELÍK, R. Coherence-controlled holographic microscope. *Optics Express*. 2010, **18**(21), 21990–22004.
77. TELIGHT. *Telight Q-Phase – Quantitative Phase Imaging*. 2025. Accessed: 2025-05-12.
78. ELSAWY, M. M.; LANTERI, S.; DUVIGNEAU, R.; FAN, J. A.; GENEVET, P. Numerical optimization methods for metasurfaces. *Laser & Photonics Reviews*. 2020, **14**(10), 1900445.
79. ANSYS. *FDTD Product Reference Manual*. 2024. Accessed: February 1, 2025.
80. ANSYS. *RCWA Product Reference Manual* [online]. 2024. [cit. 2025-02-01]. Dostupné z: <<https://optics.ansys.com/hc/en-us/articles/4414567728787-RCWA-Product-Reference-Manual>>.
81. SALEH, B. E. A.; TEICH, M. C. Polarization and Crystal Optics. In: *Fundamentals of Photonics*. John Wiley Sons, Ltd, 1991, kap. 6, s. 193–237. ISBN 9780471213741. Dostupné z DOI: <https://doi.org/10.1002/0471213748.ch6>.
82. SIHAM, B. Interfaces optoélectroniques ultra-rapides pour l'électronique supraconductrice à quantum de flux magnétique. 2008-01.
83. NOVOTNY, L.; HECHT, B. *Principles of nano-optics*. Cambridge university press, 2012.
84. HRTOŇ, M. *Semianalytický přístup k simulacím v nanofotonice*. Online. 2021 [cit. 2025-04-26]. Dizertační práce. Vysoké učení technické, Brno.